

博士学位論文

実機スケールにおける自己誘起磁場型 MPD スラスタの  
性能特性と陰極現象

総合研究大学院大学

物理科学研究科 宇宙科学専攻

田内 思担

指導教員： 船木 一幸 教授

2021年3月

# 概要

宇宙開発の発展に伴い、宇宙探査の範囲は、地球軌道以遠への深宇宙へと拡大しつつある。このような深宇宙探査の実現には、高い速度増分を持ち、コストの増大につながるミッション期間の短縮が可能、かつ高いペイロード比の確保が可能な推進システムが必要である。すなわち、十分な速度増分に達するまでの時間を短縮可能な高い推力と、高い比推力を併せ持つ宇宙用推進機が要求される。その一つの候補として自己誘起磁場型 Magnetoplasmadynamic (MPD) スラスタが挙げられる。MPD スラスタは電磁加速型の電気推進機であり、高い比推力を持つと同時に、イオンエンジンやホールスラスタ等の電気推進機と比較して高い推力密度を達成可能であることから、将来の深宇宙探査におけるメインエンジンとして期待されている。

MPD スラスタは上記した利点を有するが、推進効率の低さや熱設計の難しさから、高い推進性能と熱設計とを両立可能な設計則の確立には至っていない。高い推進性能と熱設計とが両立可能な設計の一つの解決策として、電極形状の大型化（実機スケール化）が挙げられる。そこで著者が所属している研究グループでは 2 MW 級の電力を投入した際に、高い推進性能と熱設計とが両立可能なスラスタ (MK-2 スラスタ) の数値設計を行った。しかし、MK-2 スラスタの性能特性や、プラズマの生成・加速機構、また陰極現象は、いまだ明らかにされていない。

そこで本研究では、これまでに検討例がない、高い推進性能かつ熱構造的に妥当である 2 MW 級定常作動輻射冷却式 MPD スラスタの設計確立を最終目標に、本研究では MK-2 スラスタを研究対象として、下記の 3 点を研究目的とした。

- (1) MK-2 スラスタの推進性能特性と、推進性能に対する放電室形状の影響を明らかにする。
- (2) MK-2 スラスタにおいて陽極の高温化要因となる陽極端における放電集中抑制に向けた指針を得る。
- (3) MK-2 スラスタの作動中において、陰極温度が耐熱温度を下回っているか明らかにする。

本論文は 8 章から構成されており、各章の要旨を以下に記述する。

第1章は序論であり、本研究の背景として、宇宙開発の現状やMPDスラスタの動作原理や物理を紹介し、課題整理を行った上で、本研究の位置づけと目的を記述している。

第2章では、本研究で使用した数値シミュレーションのモデルと手法を記述している。特に本数値シミュレーションではイオンスリップ等の実在気体効果を考慮しているため、それぞれの物理的背景も説明している。

第3章では、実験装置と計測システムについて記述している。実験装置については、設計の背景についても記述し、計測システムについては、計測理論についても示している。

第4章では、MK-2スラスタの推進性能特性と、MK-2スラスタにおいて放電室形状が推進性能とプラズマ構造に与える影響を、数値シミュレーションにより議論している。特に本章では、高い推進性能を発揮可能な水素を推進剤として検討した。その結果、MK-2スラスタにおいては、電極壁面における摩擦力が気体力学的推力を打ち消すほど顕著に生じ、その結果として全推力の増加が抑制しうる可能性を示した。また、放電室形状が推進性能へ与える影響については、本数値計算の条件においては、フレア陽極の方がストレート陽極よりも推進効率が上回る傾向が見られた。放電室形状がプラズマ構造へ与える影響については、フレア陽極の場合、放電電流の増加に従い、特に陽極壁面付近を中心として放電室の大部分の領域で、イオンスリップパラメータが1以上となった。すなわち、この領域では、イオンのみが選択的に加速されたと考えられる。また投入電力の観点からは、特にフレア陽極の場合、全投入電力の50%以上がイオンスリップ加熱として消費される。また、ストレート陽極の場合についても、放電電流の増加に従い、イオンスリップ加熱が増加する傾向が見られた。このように数値シミュレーションの結果、MK-2スラスタにおいてはイオンスリップの影響が顕著に生じる可能性を示し、この抑制が重要であることを明らかにした。

第5章では、数値計算の妥当性検証、MK-2スラスタにおける推進性能特性の実験的評価、また放電室内におけるプラズマ構造と放電構造を実験的に明らかにして、陽極高温化の要因となる陽極端における放電集中抑制に向けた指針を得ることを目的とした。推進性能はスラストスタンドにより推力測定を行うことで取得して、内部プラズマ・放電構造はダブルプローブと磁気プローブを使用して、スラスタ内部の $r$ - $z$ 平面においてプラズマパラメータと磁束密度を取得した。推進剤としては水素とアルゴンを使用した。結果として、フレア陽極の方がストレート陽極よりもすべての条件で推進効率が上回った。その一方で、数値計算で示唆されたようなフレア形状陽極の場合において、放電電流の増加に従い推進効率が低下傾向に転じるような傾向は見られなかった。放電集中の観点からは、MK-2スラスタでは、臨界電流以上の放電電流においても、放電室形状によらず、陽極の高温化要因となるような陽極端における顕著な放電集中が生じないことを実験的に明らかにした。また放電室

形状間における放電の差として、フレア陽極では、陽極端付近に放電電流が付着する傾向がある一方で、ストレート陽極では陽極壁面に一様に分布することを実験的に明らかにした。またこのような放電構造を、電子ホールパラメータと、電子のラーマー半径と電極間距離との比から説明した。

第6章では、MK-2 スラスタの作動中において、陰極表面温度が耐熱温度以下となっているか実験的に明らかにすることを主な目的として、陰極表面温度分布とプラズマとの関係を議論している。陰極表面温度分布は、新たに開発した二色温度計を使用して計測した。これにより、初めてプラズマ発光下における陰極表面温度の2次元分布を示した。その結果、MK-2 スラスタにおいて、本研究におけるスラスタの作動範囲では、臨界電流以上の放電電流においても、推進剤種や放電室形状によらず、陰極温度が耐熱温度を下回ることを実験的に明らかにした。また、陰極の加熱構造とプラズマ電流密度分布との間には相関が見られた。この結果は、陰極表面温度分布と電流付着部位には相関が有り、陰極表面温度分布から、陰極表面における放電構造を説明できる可能性を示している。

第7章では、第4章から第6章までの結果を総合的に考察した。具体的には、具体的には、数値計算と実験との比較、MK-2 スラスタの特性の説明、推進性能に対する陰極表面における電流付着構造の影響、最後にMK-2 スラスタにおいては、どのような設計とすべきかその設計を考察し、設計則を提案した。

第8章は結論として、本研究で得られた結果をまとめると同時に、MK-2 スラスタの高性能化に向けた設計指針を示している。特に水素を推進剤とした場合のMK-2 スラスタの放電室設計としては、軸方向ローレンツ力を増加できるような程度電流経路を張り出すことが可能であり、電極近傍における推力に寄与しない電力消費を抑制可能かつ、放電集中を抑制可能である、ノズル開き角をわずかに設けた陽極形状とするべきである。また陽極壁面におけるプラズマの枯渇抑制のため、バックプレートに加えて陽極壁面からも推進剤を供給すべきである。

# Abstract

The area of space exploration has been expanding to the deep space beyond the Earth orbit with the progress the space development. The high-power electric propulsion is one of the candidates to achieve those missions because of their high  $\Delta V$  and high specific impulse. Magnetoplasmadynamic (MPD) thruster is a promising candidate for high-power electric propulsion, which enables deep-space missions such as a manned Mars exploration because the thruster can simultaneously attain high specific impulse and thrust density compared with other electric propulsion devices such as ion engine and Hall thrusters. In particular, the self-field type MPD thrusters have major benefits of the simple structure and high thrust-to-mass ratio.

Although many experimental, numerical, and theoretical studies have been conducted for the MPD thruster since the 1960s, the thruster has not been utilized for the actual mission yet because of the lack of the design guideline for actual devices, which has both high enough thruster performance and thermal durability. Our research group proposed that the large-scaled (actual device scaled) electrode thruster, which is called MK-2 thruster, compared with many previous studies can be possible to satisfy both high enough thruster performance and thermal durability by numerical simulation.

The ultimate goal of this research is to establish the design guideline of an MPD thruster for the actual mission. With this goal in mind, we will attempt to reach the following three research objectives:

- (1) To characterized and clarify the thruster performance of the MK-2 thruster.
- (2) To obtain guidelines for reducing the concentration of discharge to the anode edge which causes the high temperature in MK-2 thruster.
- (3) To clarify the cathode surface temperature in MK-2 thruster operation.

This thesis consists of eight chapters. In chapter 1, we review the fundamental physical background of MPD thrusters and previous studies and indicate the statement of the problem and the objectives of

this study.

Chapter 2 introduces the numerical simulation code. The numerical modeling and method are described. This numerical simulation is considered the physical model incorporating the real gas effect. Therefore, the physical model is also detailed explained in this chapter.

Chapter 3 describes the experimental setup and facilities. The theoretical and designing background is indicated in this chapter.

In chapter 4 describes the characterization of the MK-2 thruster performance and the effect of electrode geometry on the hydrogen MPD thruster performance using numerical simulation. From the numerical results, it is clarified that the anode nozzle diverging angle is strongly affected by the thruster performance. The Hall parameter and ion-slip parameter at the vicinity of the anode wall is strongly increasing with an increase in the discharge current and anode nozzle diverging angle. The larger ion-slip led to the deceleration of the neutral particles, and which resulted in the limited amount of the gas dynamically thrust. Regarding the input power, about 50% of the electric power is consumed owing to the ion-slip heating in a larger discharge current. The plasma heating at the supersonic region is not converted to the thrust.

Chapter 5 discuss the relationship between thruster performance and plasma structure and clarify the structure which is the concentration of the discharge to anode edge in MK-2 thruster. The thrust performance is measured using the pendulum type thrust stand, and the plasma parameters and magnetic field are measured with the double Langmuir probes and magnetic probes. Regarding the plasma parameters and magnetic field, we obtain the  $r$ - $z$  surface area in the discharge chamber. As a result, in the case of a flared anode, we can obtain the thrust efficiency and specific impulse characteristics, which similar to the conventional small-scaled thrusters. Regarding the discharge concentration at the anode edge, it was experimentally clarified that MK-2 thruster can be relaxed the discharge current concentration on the anode edge. The discharge current was attached downstream of the flared anode due to the high electron Hall parameter, which is exceeding 1, in the case of the flared anode case. On the other hand, it was uniformly distributed on the anode wall in the case of a straight anode.

Chapter 6 describes the cathode surface temperature distribution in MK-2 thruster and the

relationship between cathode phenomena and plasmas in MK-2 thruster. Regarding the cathode phenomena, we discuss the current density distribution on the cathode surface calculated from measured cathode surface temperature distribution. The two-dimensional image of cathode surface temperature distribution is first measured by using newly developed two-color thermography under the condition of arc discharge. As a result, it is clarified that the cathode surface temperature dip from cathode material melting temperature under thruster operation in all operating conditions. Besides, it is clarified that the current density distribution on the cathode surface reveals a correlation with plasmas current density distribution, and we clarify the thermionic electron emission area on the cathode surface depends on the thruster geometry and propellant species. Regarding the propellant species, the thermionic electrons are emitted from a narrow area of the cathode tip in the case of hydrogen as a propellant, on the other hand, the thermionic electrons are emitted from the entire cathode surface in the case of argon as a propellant. These results suggest that the effective anode-to-cathode radius ratio varies greatly depending on the operation condition, and the cathode temperature can be decreased when using the straight anode in the MK-2 thruster.

Chapter 7 indicates the integrated discussion about the results in Chapter 4-6 was conducted. Besides, we proposed the design guideline of the MK-2 thruster

Finally, Chapter 8 summarizes the conclusions, significant findings, and proposes the design guideline for the MK-2 thruster for the actual mission. The recommended design of the discharge chamber geometry for MK-2 thruster using hydrogen as a propellant should be made the anode electrode having sufficiently small nozzle diverging angle to reduce the electric power consumption, which does not contribute to the thrust, and to increase the axial Lorentz force. Besides, the propellant should be supplied from the anode wall simultaneously with the propellant supplying from the backplate to reduce the plasma depletion at the vicinity of the anode surface.

# 目次

概要	I
ABSTRACT	IV
図一覧	XI
表一覧	XIX
記号表	XX
<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1. はじめに	1
1.2. 電気推進機の概要	2
1.3. MPD スラスタ	5
1.4. MPD スラスタの作動原理および加速機構	6
1.5. MPD スラスタの問題点	7
1.6. MPD スラスタ研究の現状（先行研究のレビュー）	8
1.6.1. 推進性能改善に関する研究	8
1.6.2. 陰極熱的耐久性に関する研究	9
1.7. 問題提起・研究の位置づけ・目的	11
1.7.1. 大型（実機）スケールスラスタの必要性	11
1.7.2. 研究の目的	13
1.8. 論文の構成	14
<b>第2章 数値シミュレーション手法</b>	<b>15</b>
2.1. プラズマ流れ場のモデリングにおける仮定	15
2.2. 支配方程式	16
2.3. 解離・電離過程	19
2.4. 輸送係数	20
2.4.1. 粘性係数	20
2.4.2. 電気伝導度	20



2.5.	境界条件	21
2.6.	数値計算手法	21
<b>第3章 実験装置・計測手法</b>		<b>22</b>
3.1.	真空装置	22
3.2.	MPD スラスタ	23
3.3.	電力供給系統	25
3.4.	推進剤供給系統	27
3.4.1.	高速電磁弁	27
3.4.2.	ガスパルス計測	28
3.4.3.	推進剤流量の算出	29
3.5.	作動制御系統	31
3.6.	放電電流・放電電圧計測	32
3.7.	推力計測	33
3.8.	プラズマパラメータ計測	36
3.8.1.	電子温度・電子数密度	36
3.8.2.	浮動電位・空間電位	39
3.9.	磁場計測	40
3.9.1.	理論・原理	40
3.9.2.	磁気プローブの設計	41
3.9.3.	磁気プローブの校正	42
3.9.4.	データ解析手法	44
3.10.	陰極表面温度分布計測	48
3.10.1.	理論・原理	49
3.10.2.	二色温度計の設計と構成	50
3.10.3.	データ解析	51
3.10.4.	二色温度計の校正	52
3.10.5.	プラズマ放射の影響	54
<b>第4章 数値シミュレーションによる推進性能特性に対する放電室電極形状の依存性</b>		<b>57</b>
4.1.	数値計算条件	57
4.2.	数値シミュレーションにおける推進性能の評価式	60
4.3.	推進性能特性に対する陽極ノズル開き角の影響	62

4.3.1.	推進性能に対する陽極ノズル開き角の影響	62
4.3.2.	プラズマパラメータに対する陽極ノズル開き角の影響	66
4.3.3.1.	放電電流経路と磁束密度強度分布	66
4.3.3.2.	圧力分布	68
4.3.3.3.	解離・電離過程	69
4.3.3.4.	ホールパラメータ分布およびイオンスリップパラメータ分布	71
4.3.3.5.	消費電力密度分布	73
4.4.	第4章のまとめ	76
<b>第5章 推進性能特性と放電室内部プラズマ構造との関係</b>		<b>77</b>
5.1.	実験セットアップ	77
5.1.1.	実験装置	77
5.1.2.	実験条件	79
5.2.	推進性能特性	81
5.3.1.	放電電流－電圧特性	81
5.3.2.	推力特性・推力スケージング	83
5.3.3.	推進効率－比推力特性	87
5.3.	プラズマパラメータの放電室内部空間分布・放電構造	89
5.4.1.	電流経路分布	89
5.4.2.	電磁力分布	93
5.4.3.	電子数密度・電子温度分布	96
5.4.	考察	101
5.4.1.	電流経路分布に関する考察	101
5.4.2.	電極形状間の推力特性に関する考察	107
5.4.3.	電極形状間の放電電圧特性（投入電力）に関する考察	114
5.5.	第5章のまとめ	121
<b>第6章 陰極現象とプラズマ構造との関係</b>		<b>123</b>
6.1.	実験セットアップ	123
6.2.1.	実験装置	123
6.2.2.	実験条件	124
6.2.	陰極表面温度分布と陰極電流密度分布	125
6.2.1.	陰極表面温度の時間変化	125

6.2.2.	陰極表面温度分布と陰極表面における電流密度分布 .....	132
6.3.	陰極表面電流密度分布とプラズマ電流密度分布の関係 .....	144
6.3.1.	放電室内部におけるプラズマ電流密度分布 .....	144
6.3.2.	陰極表面温度・電流密度とプラズマ電流密度分布の関係 .....	152
6.4.	第6章のまとめ .....	157
<b>第7章 考察</b> .....		<b>159</b>
7.1.	数値シミュレーション結果と実験結果との比較 .....	159
7.1.1.	推進性能の比較 .....	159
7.1.2.	放電室内部における流れ場の比較 .....	163
7.2.	MK-2 (実機スケール) スラスタの特性 .....	164
7.3.	推進性能に対する陰極表面における電流付着構造の影響 .....	166
7.3.1.	陰極表面の電流付着部位と推進性能との関係 .....	166
7.3.2.	準定常作動と定常作動との作動条件の違いによる陰極表面温度分布と推進性能との関係 .....	168
7.4.	MK-2 (実機スケール) スラスタの高性能化・長寿命化にむけた設計指針・課題・今後の展望 .....	170
7.5.	第7章のまとめ .....	172
<b>第8章 結論と今後の課題</b> .....		<b>173</b>
8.1.	本論文のまとめ .....	173
8.2.	今後の課題 .....	177
<b>付録 A プラズマ計測と磁場計測のエラー</b> .....		<b>179</b>
<b>付録 B ST40 スラスタにおける陰極表面温度の半径方向分布</b> .....		<b>196</b>
<b>付録 C 準定常作動における定常性に関する考察</b> .....		<b>198</b>
<b>付録 D 使用前後の陰極の様子</b> .....		<b>201</b>
<b>謝辞</b> .....		<b>203</b>
<b>参考文献</b> .....		<b>205</b>

# 図一覧

図 1.1	推進機の比推力と推力密度との関係[5].....	2
図 1.2	MPD スラスタの典型的な構造.....	5
図 1.3	MPD スラスタの作動原理および加速機構[5].....	6
図 1.4	数値シミュレーションによる MK-1 スラスタからの陽極設計改善[43].....	12
図 3.1	実験装置の概要.....	23
図 3.2	MK-2 スラスタ：(a) はストレート形状陽極を有する ST40 スラスタ，(b) はフレア形状陽極を有する FL40 スラスタ.....	24
図 3.3	PFN の回路図.....	26
図 3.4	分割抵抗による PFN からの供給電流分割.....	26
図 3.5	半導体トランスデューサによるガスパルス計測の様子.....	28
図 3.6	ガスパルス（水素）.....	28
図 3.7	推進剤流量と貯気槽の初期圧力との関係：(a) は水素推進剤，(b) はアルゴン推進剤.....	29
図 3.8	MPD スラスタの作動シーケンス（水素を推進剤とした場合）.....	31
図 3.9	典型的な MPD スラスタの放電電流電圧波形（H <sub>2</sub> , 0.3 g/s, 9 kA）.....	32
図 3.10	レーザー変位計で取得したスラストスタンドの振幅（黒点が生データ，赤線が生データにフィッティングさせた減衰関数）.....	33
図 3.11	スラストスタンドの校正曲線：(a) FL40 スラスタ，(b) ST40 スラスタ.....	34
図 3.12	スラストスタンドで計測される推力（力積）の内訳.....	35
図 3.13	典型的なダブルプローブの電流電圧特性（Ar, 0.8 g/s, 9 kA）.....	37
図 3.14	ダブルプローブの概要.....	38
図 3.15	プローブ電圧印加の様子（赤線：プローブ電圧，黒線：放電電流波形）.....	39
図 3.16	磁気プローブの概略図.....	41
図 3.17	磁気プローブの等価回路.....	41
図 3.18	校正用ヘルムホルツコイルの概略図（上半分：概略図，下半分：FEMM による磁力線と磁束密度分布（500 A））.....	42

図 3.19	校正時の典型的な磁気プローブ出力電圧波形と校正曲線（プローブ 1 の z 軸）	43
図 3.20	磁気プローブにおけるデータ解析のフローチャート	45
図 3.21	磁気プローブの出力微分信号から 0 ms～1.8 ms の範囲を抽出（FL40, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s, 13 kA, z = 125 mm, r = 32 mm）	45
図 3.22	抽出した微分信号を上下反転し，図 3.21(b)のデータと t=0 ms で接続（FL40, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s, 13 kA, z = 125 mm, r = 32 mm）	46
図 3.23	バンドパスフィルタを適用した微分信号（FL40, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s, 13 kA, z = 125 mm, r = 32 mm）	46
図 3.24	ノイズ処理を行った微分信号を元の時間軸に戻す（FL40, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s, 13 kA, z = 125 mm, r = 32 mm）	47
図 3.25	デジタル積分後の磁気プローブ波形（FL40, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s, 13 kA, z = 125 mm, r = 32 mm）	47
図 3.26	二色温度計の概略	50
図 3.27	二色温度計測データ解析のフローチャート	52
図 3.28	陰極位置に対して正面に二色温度計を設置した場合のハロゲン標準電球の温度分布（左図：温度分布，右図：中心軸上の温度分布）	53
図 3.29	1 ピクセル当たりの陰極表面における撮影領域（センサと計測面との距離は 2.2 m）	54
図 3.30	1 ピクセル当たりの陰極表面における撮影領域からの発光強度[W]	55
図 3.31	二色温度計の位置関係	56
図 3.32	プラズマからの発光強度[W]	56
図 4.1	MK-2 スラスタの形状パラメータ[mm]	59
図 4.2	放電電流と推進効率との関係（赤：ST anode，青：FL anode）	62
図 4.3	放電電流と推力（全推力 $F_{total}$ ，電磁推力 $F_{EM}$ ，気体力学的推力 $F_{GD}$ ，電極壁面における摩擦力 $F_{vis}$ ）との関係	63
図 4.4	放電電流とバルクプラズマに対する投入電力の内訳との関係	63
図 4.5	電極壁面における摩擦力（粘性）の内訳	65
図 4.6	放電電流経路（黒線）と磁束密度強度分布[T]（コンター）	67
図 4.7	陰極表面における電流密度分布	67
図 4.8	陰極表面における磁束密度強度分布	67
図 4.9	圧力分布[Pa]（コンター）と放電電流経路分布（黒線）	68
図 4.10	陰極表面と中心軸上における圧力分布	69

図 4.11	解離度分布	70
図 4.12	電離度分布	70
図 4.13	電子数密度分布[m <sup>-3</sup> ]	70
図 4.14	ホールパラメータ分布	72
図 4.15	イオンスリップパラメータ分布（白線に囲まれた領域は $S_{ion}=1$ の領域）	72
図 4.16	磁場に垂直な面に誘起される電流ベクトル[5]	73
図 4.17	消費電力密度分布[W/m <sup>3</sup> ]（コンター）と音速線（白線）	74
図 4.18	イオンスリップ加熱に対する消費電力密度分布（コンター）と音速線（白線）	74
図 4.19	放電電流 5 kA と 11 kA の場合のイオンスリップ加熱に対する消費電力密度分布（コンター）と音速線（白線）	75
図 5.1	ダブルプローブ計測のセットアップ（紙面奥行き方向に 5 本のプローブを設置）	78
図 5.2	磁気プローブ計測のセットアップ	78
図 5.3	ダブルプローブと磁気プローブの計測位置	80
図 5.4	放電電流－電圧特性：（水素（a），アルゴン（b），赤が ST40 スラスタ，青が FL40 スラスタ）	82
図 5.5	水素を推進剤とした場合（a）とアルゴンを推進剤とした場合（b）の推力特性（赤が ST40 スラスタ，青が FL40 スラスタ，黒実線と鎖線は（5.4）式から算出される理論電磁推力）	86
図 5.6	水素を推進剤とした場合（a）とアルゴンを推進剤とした場合（b）の推力スケールリング（赤が ST40 スラスタ，青が FL40 スラスタ，黒実線と鎖線は（5.4）式から算出される理論電磁推力）	86
図 5.7	水素を推進剤とした場合（a）とアルゴンを推進剤とした場合（b）の推進効率－比推力特性（赤が ST40 スラスタ，青が FL40 スラスタ，黒実線は推力電力比）	88
図 5.8	水素を推進剤とした場合の電流経路分布（上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ）	91
図 5.9	アルゴンを推進剤とした場合の電流経路分布（上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ）	92
図 5.10	水素を推進剤とした場合の電磁力分布 [N/m <sup>3</sup> ]（上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ）	94
図 5.11	アルゴンを推進剤とした場合の電磁力分布 [N/m <sup>3</sup> ]（上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ）	95

図 5.12 水素を推進剤とした場合の電子数密度分布[ $\text{m}^3$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	97
図 5.13 アルゴンを推進剤とした場合の電子数密度分布[ $\text{m}^3$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	98
図 5.14 水素を推進剤とした場合の電子温度分布[eV] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	99
図 5.15 アルゴンを推進剤とした場合の電子温度分布[eV] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	100
図 5.16 水素を推進剤とした場合のホールパラメータ分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 黒実線よりも上流側が $\beta_e > 1$ の領域) .....	104
図 5.17 アルゴンを推進剤とした場合のホールパラメータ分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 黒実線よりも上流側が $\beta_e > 1$ の領域) .....	105
図 5.18 陽極壁面付近における電子ホールパラメータ ( $\beta_e$ ) と電子ラーマー半径と電極間距離との比 ( $r_e/\delta$ ) ( $\text{H}_2$ , 13 kA) .....	106
図 5.19 陰極先端における圧力推力 $F_{\text{cathode}}$ .....	107
図 5.20 バックプレートを押す圧力推力 $F_{\text{BN}}$ .....	108
図 5.21 陽極フレア部を押す圧力推力 $F_{\text{anode}}$ .....	108
図 5.22 推力の内訳 (ただし ST40 スラスタ, 水素 13kA の場合, ポンピング力 $F_{\text{cathode}}$ は, 見積もりに必要な計測点におけるプラズマパラメータを取得できなかったため記載していない, $\times$ と記載) .....	109
図 5.23 軸方向ローレンツ力の各断面における推力プロファイル.....	112
図 5.24 水素を推進剤とした場合のポンピング力の見積もり (黒実線はポンピング力の理論値) .....	113
図 5.25 磁気プローブ計測結果から見積もられた軸方向ローレンツ力と理論軸方向ローレンツ力 ((5.21) 式) の関係 .....	113
図 5.26 水素を推進剤とした場合の浮遊電位分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の実線は浮遊電位を放電電圧で除した値 $V_f/V$ ) .....	116
図 5.27 アルゴンを推進剤とした場合の浮遊電位分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の実線は浮遊電位を放電電圧で除した値 $V_f/V$ ) .....	117
図 5.28 水素を推進剤とした場合の空間電位分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の実線は空間電位を放電電圧で除した値 $V_s/V$ ) .....	118
図 5.29 アルゴンを推進剤とした場合の空間電位分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分:	

ST40 スラスタ, 図中の実線は空間電位を放電電圧で除した値 $V_s/V$ )	119
図 5.30 40%放電電流経路線上における水素を推進剤とした場合の空間電位分布 (プロット点が図 5.28 から抽出した値, 実線はパラメトリックスプラインにより補間, 図中の赤字および青字で示した数値は放電電圧)	120
図 6.1 二色温度計測のセットアップ	124
図 6.2 陰極表面温度の時間変化測定点	125
図 6.3 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s)	128
図 6.4 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s)	128
図 6.5 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.4 g/s)	129
図 6.6 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.4 g/s)	129
図 6.7 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)	130
図 6.8 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)	130
図 6.9 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)	131
図 6.10 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)	131
図 6.11 陰極表面温度の放電電流と放電室形状依存性における二色温度計測範囲	132
図 6.12 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s)	134
図 6.13 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s)	134
図 6.14 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.4 g/s)	135
図 6.15 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.4 g/s)	135
図 6.16 陰極表面における電流密度分布 (ST40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s)	136
図 6.17 陰極表面における電流密度分布 (FL40, H <sub>2</sub> , 0.3 g/s)	136
図 6.18 陰極表面における電流密度分布 (ST40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.4 g/s)	137
図 6.19 陰極表面における電流密度分布 (FL40 スラスタ, H <sub>2</sub> , 0.4 g/s)	137
図 6.20 陰極先端半径 5 mm の領域における (a, c) 放電電流と平均・最大陰極温度の関係と (b, d) 放電電流と平均・最大電流密度の関係 (H <sub>2</sub> , 0.4 g/s)	138
図 6.21 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)	140
図 6.22 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)	140
図 6.23 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)	141
図 6.24 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)	141
図 6.25 陰極表面における電流密度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)	142
図 6.26 陰極表面における電流密度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)	142
図 6.27 陰極表面における電流密度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)	143



図 6.28	陰極表面における電流密度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s) .....	143
図 6.29	水素を推進剤とした場合の半径方向電流密度分布 $j_r$ [A/m <sup>2</sup> ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	146
図 6.30	アルゴンを推進剤とした場合の半径方向電流密度分布 $j_r$ [A/m <sup>2</sup> ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	147
図 6.31	水素を推進剤とした場合の軸方向電流密度 $j_z$ [A/m <sup>2</sup> ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	148
図 6.32	アルゴンを推進剤とした場合の軸方向電流密度分布 $j_z$ [A/m <sup>2</sup> ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	149
図 6.33	水素を推進剤とした場合の全電流密度 $j$ [A/m <sup>2</sup> ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の黒実線は全電流密度を放電室内の最大全電流密度で割った値) .....	150
図 6.34	アルゴンを推進剤とした場合の全電流密度 $j$ [A/m <sup>2</sup> ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の黒実線は全電流密度を放電室内の最大全電流密度で割った値) .....	151
図 6.35	陰極表面温度と陰極表面における電流密度の半径方向分布抜粋範囲 (赤線部) .....	152
図 6.36	陰極表面温度の半径方向分布の関係 (図 6.35 の赤線部) .....	154
図 6.37	プラズマ電流密度の半径方向分布 ( $z=25$ mm, 図中の実線は $z=25$ mm における磁束密度強度の半径方向分布を 3 次のラグランジュ補間で内挿した値から算出した値) .....	155
図 6.38	陰極表面における陰極表面における最大電流密度で規格化した陰極表面電流密度の半径方向分布 .....	156
図 7.1	ST40 スラスタの推進性能に対する数値計算と実験との比較 ( $H_2$ , 0.4 g/s) .....	162
図 7.2	FL40 スラスタの推進性能に対する数値計算と実験との比較 ( $H_2$ , 0.4 g/s) .....	162
図 7.3	放電電流経路分布に関する実験結果と数値計算結果との比較 ( $H_2$ , 0.4 g/s, 9 kA) .....	163
図 7.4	MK-2 スラスタ (a) と MK-1 スラスタ (b) の推進効率特性の比較 .....	165
図 7.5	MK-2 (実機スケール) スラスタの全推力特性 (赤が ST40 スラスタ, 青が FL40 スラスタ, 黒実線および鎖線は (5.5) 式から算出される理論電磁推力) .....	167
図 7.6	陰極表面温度分布と放電分布との関係 (概略図) .....	168
図 7.7	定常作動における放電電流の増加に対する陰極温度の軸方向分布[64] .....	169

図 7.8 動作時間に対する陰極最大温度[34] .....	169
図 A.1 水素を推進剤とした場合の電子数密度分布のエラー[ $m^3$ ] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	180
図 A.2 アルゴンを推進剤とした場合の電子数密度分布のエラー[ $m^3$ ] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	181
図 A.3 水素を推進剤とした場合の電子温度分布のエラー[eV] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	182
図 A.4 アルゴンを推進剤とした場合の電子温度分布のエラー[eV] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	183
図 A.5 水素を推進剤とした場合の電子ホールパラメータ分布のエラー[-] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	184
図 A.6 アルゴンを推進剤とした場合の電子ホールパラメータ分布のエラー[-] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	185
図 A.7 水素を推進剤とした場合の浮遊電位分布のエラー[V] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	186
図 A.8 アルゴンを推進剤とした場合の浮遊電位分布のエラー[V] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	187
図 A.9 水素を推進剤とした場合の空間電位分布のエラー[V] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	188
図 A.10 アルゴンを推進剤とした場合の空間電位分布のエラー[V] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	189
図 A.11 水素を推進剤とした場合の半径方向電流密度分布のエラー[ $A/m^2$ ] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	190
図 A.12 アルゴンを推進剤とした場合の半径方向電流密度分布のエラー[ $A/m^2$ ] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	191
図 A.13 水素を推進剤とした場合の軸方向電流密度分布のエラー[ $A/m^2$ ] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	192
図 A.14 アルゴンを推進剤とした場合の軸方向電流密度分布のエラー[ $A/m^2$ ] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	193
図 A.15 水素を推進剤とした場合の全電流密度分布のエラー[ $A/m^2$ ] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ) .....	194
図 A.16 アルゴンを推進剤とした場合の全電流密度分布のエラー[ $A/m^2$ ] (上半分：FL40	

スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ) .....	195
図 B.1 陰極表面温度分布の極座標変換 (H <sub>2</sub> , 0.3g/s, 13 kA, ST40 スラスタ) .....	196
図 B.2 陰極表面温度の半径方向分布 (H <sub>2</sub> , 0.3g/s, ST40 スラスタ) .....	197
図 B.3 陰極表面温度の半径方向分布 (H <sub>2</sub> , 0.4g/s, ST40 スラスタ) .....	197
図 D.1 使用前 (a) と使用后 (b) の陰極の様子.....	201

# 表一覧

表 1.1	MPD スラスタの利点と問題点	7
表 2.1	スラスタ内部の解離・電離過程	19
表 3.1	推進剤流量 ( $\pm$ 以下は不確かさ)	30
表 3.2	磁気プローブの校正係数 $A_{\text{coil}}$	44
表 3.3	二色温度計の校正係数 $A_{\text{temp}}$	53
表 4.1	数値計算条件・形状パラメータ	58
表 5.1	推力・ダブルプローブ・磁気プローブの実験条件	79
表 5.2	MPD スラスタの作動条件と臨界電流との関係	80
表 5.3	FL40 スラスタと ST40 スラスタの推進性能特性	88
表 6.1	二色温度計測の実験条件 (推進剤流量の詳細は表 3.1 を参照)	124
表 C.1	水素を推進剤とした場合の放電室内部における衝突頻度	200
表 D.1	1114 回の放電の内訳	202

# 記号表

$A$	=	磁気プローブの断面積
$A_{\text{cal}}$	=	スラストスタンドの振幅
$A_{\text{temp}}$	=	二色温度計の校正係数
$a$	=	電磁推力係数
$B, \mathbf{B}$	=	磁束密度強度, 磁束密度ベクトル
$C_0$	=	真空中の光速
$E$	=	エネルギー密度
$\mathbf{E}$	=	電場ベクトル
$e$	=	電気素量
$\mathbf{e}$	=	単位ベクトル
$F_{\text{EM}}$	=	電磁推力
$F_{\text{GD}}$	=	気体力学的推力
$F_{\text{th}}$	=	理論電磁推力
$F_{\text{total}}$	=	全推力
$F_{\text{vis}}$	=	電極壁面における摩擦
$I$	=	力積
$I_p$	=	プローブ電流
$\bar{\mathbf{I}}$	=	単位テンソル
$J$	=	放電電流
$J_{\text{th}}$	=	臨界電流
$j$	=	プラズマ電流密度
$j_c$	=	陰極表面における電流密度
$\mathbf{j}$	=	電流密度ベクトル
$k$	=	ボルツマン定数
$\dot{m}$	=	推進剤質量流量
$N$	=	巻き数

$n$	=	数密度
$P$	=	バルクプラズマに対する投入電力
$P_{\text{ionslip}}$	=	投入電力におけるイオンスリップ加熱の寄与
$P_{\text{Joule}}$	=	投入電力におけるジュール加熱の寄与
$P_{\text{Lorentz}}$	=	投入電力におけるローレンツ仕事の寄与
$p$	=	圧力
$Q_{i-j}$	=	i-j間のエネルギー緩和
$Q_{\text{diss}}$	=	解離に費やすエネルギー
$Q_{\text{in}}$	=	イオンと中性粒子の衝突断面積
$Q_{\text{ion}}$	=	電離に費やす電子のエネルギー
$r$	=	半径方向座標, 半径
$S_{\text{ion}}$	=	イオンスリップパラメータ
$T$	=	温度
$t$	=	時間
$u$	=	速度
$\mathbf{u}$	=	速度ベクトル
$u_{\text{th}}$	=	臨界排気速度
$V$	=	電圧, 電位
$z$	=	軸方向座標
$\alpha$	=	電極形状係数
$\beta$	=	ホールパラメータ
$\eta$	=	推進効率
$\theta$	=	ノズル開き角
$\lambda$	=	波長
$\mu_0$	=	真空の透磁率
$\rho$	=	質量密度
$\dot{\rho}$	=	生成速度
$\sigma$	=	電気伝導度
$\bar{\tau}$	=	粘性テンソル
$\psi$	=	電流の流れ関数, 放電電流経路

添え字：

a	=	陽極
c	=	陰極
e	=	電子
h	=	重粒子
i	=	イオン
n	=	中性粒子
r	=	半径方向
rot	=	回転
s	=	プラズマ空間電位
sh	=	シース
tr	=	並進
vib	=	振動
z	=	軸方向
$\theta$	=	周方向

# 第1章

## 序論

### 1.1. はじめに

近年、宇宙開発は多様化してきており、それに伴い宇宙機推進技術も進歩しつつある。しかし既存の推進機を使用した探査機による、地球よりも太陽から遠い軌道をめぐる火星など外惑星への航行のような太陽系内の自由な航行の実現には程遠いのが現状である。国際宇宙探査協働グループ (ISECG; International Space Exploration Coordination Group) にて作成された国際宇宙探査ロードマップでは、最終目的として火星ミッションが検討されている。その中で、将来の探査アーキテクチャの主要システムとして、大電力電気推進や原子力推進など次世代軌道間輸送機が挙げられており、1MWe以上の超大電力電気推進宇宙機についても言及されている[1]。1MWe以上の電気推進機を想定したミッションはこれまで多数検討されており、特に月や火星への物資輸送ミッションが考えられている[2-4]。

NASA Glenn Research Center の COMPASS チームは、約100トンの物資を火星楕円軌道へ投入すると仮定した上で地球-火星間のミッション提案を行っており、地球低軌道打ち上げ重量167トンの宇宙機にて1MWeクラスの電気推進機を使用した場合、約14 km/sの速度増分にて物資輸送が可能との解析結果が得られている[3]。この提案では、ホールスラスタとVASIMRエンジンを想定しており、それらを使用した場合のミッション期間は前者で2.7年、後者では5年という解析結果が得られた。

上記したように、宇宙開発には宇宙機推進技術の発展が欠かすことができず、宇宙機推進技術の発展により、宇宙開発は一層多様化可能になる。



## 1.2. 電気推進機の概要

前節にて述べたように、宇宙開発には宇宙機推進技術が欠かせない。現在、開発が進められている推進機の推進方法は、化学推進と非化学推進の2つに大別される。本研究で対象とする電気推進は非化学推進の一つである。

化学推進とは、一般的に燃料と酸化剤（この2つを合わせて推進剤と称す）の化学反応により発生する熱エネルギーをノズルにより運動エネルギーに変換し、推力を発生させる推進方法である。化学推進は電気推進と比べ、推力密度が非常に大きく、大きな推力を発生させやすい。すなわち瞬間的に大推力を発生させることが可能であり、地球表面からの打ち上げなど瞬間的に莫大な推力が必要とされるミッションで使用される。しかし比推力が小さいため、ミッション達成のためには大量の推進剤が必要となりがちである。図1.1に各宇宙推進機の比推力と推力密度の関係を示す。

一方、電気推進とは、電気エネルギーを推進剤に与え、それを加速・噴射してその反力で推力を得る推進方法である。電力を推力に変換するため、得られる推力は電力に見合ったものである。化学推進の場合は推進剤自身の化学反応によって得られたエネルギーを運動エネルギーに変換し、電気推進の場合は与えられた電気エネルギーを推進剤に与えることで推力を得ている点で異なる。

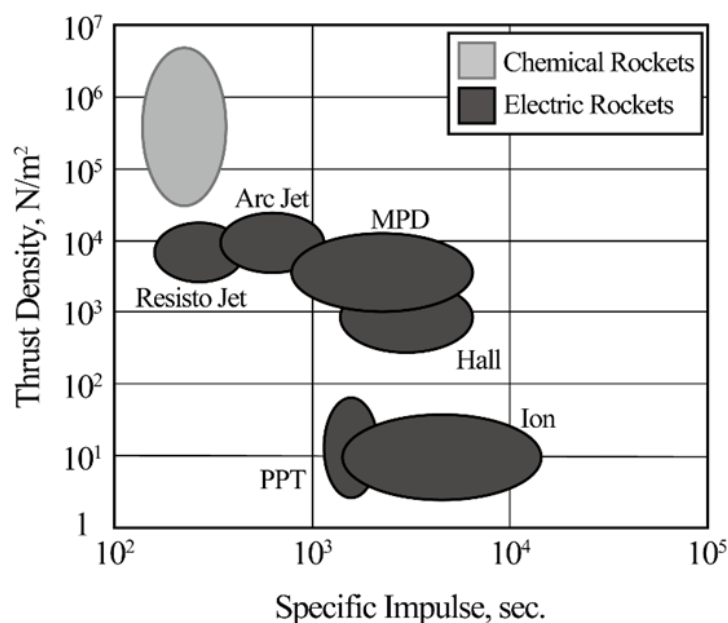


図 1.1 推進機の比推力と推力密度との関係[5]

図 1.1 の通り，電気推進は化学推進と比べ比推力が大きい．従って，非常に大きな速度増分が求められる深宇宙探査などに用いられる．また (1.1) 式のツイオルコフスキーの公式（ロケット方程式）が示すように，一定の割合のペイロード確保した場合，比推力が大きいほど少ない推進剤で目標とする速度増分を達成できる．つまり電気推進は，少量の推進剤で多くのペイロードを搭載することができる．

$$\Delta V = u_e \ln \frac{M_0}{M_f} = g I_{sp} \ln \frac{M_0}{M_f} \quad (1.1)$$

ここで，速度増分  $\Delta V$ ，排気速度  $u_e$ ，宇宙機の初期質量  $M_0$ ，ミッション終了後の宇宙機の質量  $M_f$ ，重力加速度  $g$ ，比推力  $I_{sp}$  とする．

なお電気推進機の効率，比推力に加え，電力をどの程度運動エネルギーに変換できたかを示す推進効率も重要である．すなわち推進剤の消費量に加え，電力の有効利用も重要な指標となる．電力は，地球近傍であれば太陽電池を用いることでほぼ無尽蔵に得ることが可能である．しかし，電気推進機に求められるような深宇宙ミッションなどにおいては，発電することにも燃料を使用し，エネルギーを必要とする．このため，長期のミッションを達成するためには，高い推進効率が必要である．

電気推進機の性能を評価する指標は，上記した推進効率以外に代表的なものとして，推力  $F$ ，比推力  $I_{sp}$ ，推進効率  $\eta$ ，推力電力比  $F/P$ ，推力重量比  $F/M$  が挙げられる．

- ・ 推力  $F$ ：

$$F = \dot{m} u_e \quad (1.2)$$

- ・ 比推力  $I_{sp}$ ：

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m} g} = \frac{u_e}{g} \quad (1.3)$$

- ・ 推進効率  $\eta$ ：

$$\eta = \frac{\frac{1}{2} \dot{m} u_e^2}{P} = \frac{F^2}{2 \dot{m} P} = \frac{F^2}{2 \dot{m} J V} \quad (1.4)$$

- ・ 推力電力比  $F/P$ ：

$$\frac{F}{P} = \frac{2\eta}{g I_{sp}} \quad (1.5)$$

- ・ 推力重量比  $F/M$ ：

$$\frac{F}{M} = \frac{F}{M_{EP}} \quad (1.6)$$

ここまで電気推進機の特徴を述べてきたが、電気推進機は、推進剤の加速方法により静電加速型、電磁加速型、電熱加速型の3つに分類される[5].

- ・ 静電加速型 (Electrostatic acceleration)

静電場によるクーロン力をイオンに与えて加速する方式。イオンのみを加速するため、イオン同士が反発するのを防ぐために、中和器でイオンビームに電子を与え中和しなければならない。代表的な推進機としてイオンスラスタが挙げられる。

- ・ 電磁加速型 (Electromagnetic acceleration)

磁場によるローレンツ力で、イオンと電子を加速する方式。イオンと電子を共に加速させるため、お互い反発しない。代表的な推進機としてMPDスラスタ・パルス型プラズマスラスタ (PPT) が挙げられる。またホールスラスタは電磁加速型とも分類できるが、静電加速型として分類しても良い側面がある。

- ・ 電熱加速型 (Electrothermal acceleration)

電気エネルギーによるジュール加熱 (アーク加熱) で推進剤を加熱し、生成された高エンタルピー気体をノズルで加速する方式。代表的な推進機としてDCアークジェットが挙げられる。

それぞれの推進方法は、適用される宇宙探査ミッションにより最適な方法が選択される。1.1節にて述べたような、火星探査等の地球低軌道以遠への深宇宙ミッションや物資輸送などのミッションにおいては、高い速度増分を持ち、コストの増大につながるミッション期間の短縮が可能、かつ高いペイロード比の確保が可能な推進システムが必要である。すなわち、十分な速度増分に達するまでの時間を短縮可能な高い推力と、高い比推力を併せ持つ宇宙用推進機が要求される。電気推進機はその原理上、電力の投入に従い出力も高まるため、このようなミッションには大電力電気推進機が必要である。しかし、すべての電気推進機がこのようなミッションにできるわけではない。静電加速型であるイオンスラスタは、上記したようにイオンのみを加速するが、空間電荷制限のために、推力密度の上限が存在する。従って、高い推力を実現するためには必然的にスラスタ口径を大きくしなければならず、推力重量比の観点から、好ましくない。またホールスラスタは、空間電荷制限の律速されない一方で、加速電極の他に、磁場印加用のコイルや電磁石が必要なため、やはり推力重量比の観点から好ましくない。

そこで、このようなミッションへの最適な推進機として、Magnetoplasmadynamic (MPD) スラスタが挙げられる。MPD スラスタは電磁加速型の電気推進機であり、高い比推力を持つと同時に、イオンスラスタやホールスラスタ等の電気推進機と比較して高い推力密度を達成可能である。特に、自己誘起磁場型であれば、システムとして必要な要素としては、加速電極としての陽極と陰極、排熱装置、また電力供給装置に留まることから、推力重量比の観点から、大電力電気推進機として最適である。従って、本研究ではMPD スラスタを研究対象とした。

### 1.3. MPD スラスタ

MPD (Magnetoplasmadynamic) スラスタは、典型的には図 1.2 のような同軸電極構造を持ち、電磁力 (ローレンツ力) を主加速力とする電気推進機である。この構造はアークジェットスラスタと類似しており、アークジェットスラスタに対して、アーク放電の電流値を数 kA へまで高くすることで、0.1 T 程度の強い自己誘起磁場を発生させ、気体力学的な加速よりも、放電電流と自己誘起磁場との干渉による電磁力  $j \times B$  で電磁力学的な加速を行うという着想から、1960 年代から研究が開始された[6]。前述したように MPD スラスタは、高い比推力と推力密度を併せ持つ。また、単体に MW クラスの大電力を投入可能で構造が比較的簡単であることから、大型化やクラスタ化などにも適している。

MPD スラスタは、磁場の印加方法により自己誘起磁場型 (self-field) と外部磁場印加型 (applied-field) に大別することができ、また電極形状によっても同軸型と矩形型に大別できる。本研究では、数百 kW から数 MW の電力領域において、他の推進機よりも推力重量比の観点から優れると考えられる、同軸自己誘起磁場型 MPD スラスタを研究対象とする。以降、同軸自己誘起磁場型 MPD スラスタを単に MPD スラスタと記述する。

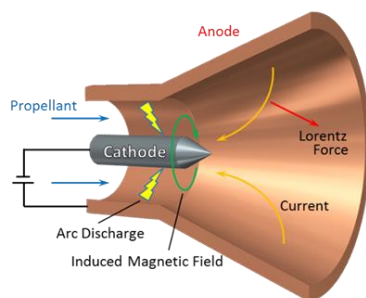


図 1.2 MPD スラスタの典型的な構造

## 1.4. MPD スラスタの作動原理および加速機構

MPD スラスタは典型的には図 1.2 のように、スラスタの中心軸に配置された陰極とそれを囲むようなノズルをかねた陽極で構成されており、電極間をボロンナイトライド等の絶縁材で絶縁されている。作動原理を以下に示す。

- ① スラスタの上流（図 1.2 における左側）から流入した推進剤を、数 kV の高電圧を電極間にかけることによって陰極から電子を放出させ、生成された荷電粒子と推進剤との衝突により、連鎖的に荷電粒子数密度が増加し、アーク放電の状態になる。このことで、放電室内に電流が流れるようになる。
- ② 放電と同時に、放電室内を通る電流が陰極に集中し、陰極回りに磁場が誘起する（自己誘起磁場）。
- ③ 自己誘起磁場と放電室内を通る電流により発生するローレンツ力によって、プラズマ状態となった推進剤が出口方向（右方）に加速され噴出する。その反力で推力（電磁力学的推力）を得る。

ここで、電磁力（ローレンツ力）のうち軸方向成分をブローイング力、半径方向成分の電磁力をポンピング力という。また、ノズル状の陽極を持つため、適切な形状を選択すれば気体力学的推力も得ることができる。

MPD スラスタの理論電磁推力については、文献[5,7]で詳細に述べられているように

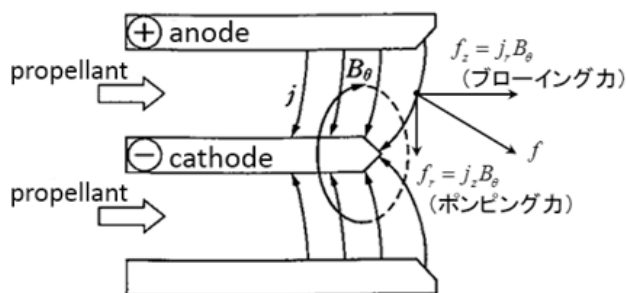


図 1.3 MPD スラスタの作動原理および加速機構[5]

$$F_{th} = \frac{\mu J^2}{4\pi} \left( \ln \frac{r_a}{r_c} + \alpha \right) = aJ^2 \quad (1.7)$$

と記述できる。(1.7)式において、 $\alpha$ は電極形状係数であり、陰極円筒部にすべての放電電流が流れ込む場合は、 $\alpha=0$ となり、陰極先端の円筒部に一様に電流が流入する場合は $\alpha=3/4$ となる。また $a$ は電磁推力係数である。

前述したように、MPDスラスタの主たる加速力は、放電電流と自己誘起磁場との相互作用である電磁力 $j \times B$ であるが、実際の作動において、パラメータとなるのは、放電電流と推進剤流量である。これらを決定する指針として理論臨界電流 $J_c$ が挙げられる[5]。

$$\frac{J^2}{\dot{m}} = \frac{u_c}{a} = \frac{1}{a} \left\{ \frac{2(V_{diss} + V_{ion})}{M} \right\}^{1/2} \quad (1.8)$$

ここで、 $a$ は電磁推力係数、 $V_{diss}$ と $V_{ion}$ はそれぞれ解離・電離エネルギーである。

## 1.5. MPD スラスタの問題点

MPDスラスタは上記した利点を有するが、推進効率の低さや熱設計の難しさから、高い推進性能と熱設計とを両立可能な設計則の確立には至っていない。これはMPDスラスタの動作原理上、投入電力(電流)の増加に従い推進性能は向上する一方で、実用ミッションの要求性能に達する電力領域( $\cong MWe$ )に達すると、スラスタ内部のプラズマが中心軸上にピンチされ陽極壁面付近における電荷担体が枯渇することによる放電不安定性、放電が陽極端に集中することによる陽極損耗、また高温高密度プラズマが放電室電極壁面に直接接するなど大熱量の集中による溶融やスパッタ等に起因する電極損耗が生じるためである。これらの現象は相互作用しているため、高い推進性能と熱的耐久性とを両立可能な設計則はいまだ確立されていない。表1.1にMPDスラスタの主な利点と問題点をまとめる。

表 1.1 MPD スラスタの利点と問題点

利点	問題点
高い推力密度を持つ	熱的に成立する電力レンジにおいて低い推進効率
構造が単純	電極損耗による耐久性の低さ
推進剤種により比推力を選択可能	大熱量の集中による溶融やスパッタ等に
大電力投入下で推力向上が見込まれる	起因する陰極損耗

## 1.6. MPD スラスタ研究の現状（先行研究のレビュー）

1960年代から現在にかけて、MPD スラスタの主な問題点として挙げられる、低い推進効率の改善や陰極損耗の改善のため、多数の研究が行われてきた。

1950年代後半から行われてきたアークジェットスラスタの性能を改善する研究を発展する形で、MPD スラスタの研究は、前述したように1960年代から活発に行われるようになった[6,8]。研究開始当初は、非状に高温なアークプラズマと電極壁面とで熱的に平衡しないために、電極熱損失が非常に大きく、結果として推進効率や耐久性が改善されないという状況だった[8]。

このような推進効率の低さをはじめとする推進性能を解決しようと、1950年代から1960年代にかけて Giannini らにより、高温プラズマの熱エネルギーの回収を図ったラバールノズル形状から、このような気体力学的な加速等の回収を諦め、電磁推力を強調するという、ノズルの無い放電室形状まで、電極形状の改良がおこなわれ、最終的には、比推力 10000 秒、推進効率 68%もの性能が得られた[6,9]。これらの研究はその後、真空排気設備の不備により、推進性能が過大評価されていたことが明らかになったものの、MPD スラスタにおいては、放電室形状が推進性能に対して大きく影響することを明らかにした。

その後、アメリカ、イタリア、ドイツ、日本を中心として、MPD スラスタの性能改善や耐久性改善に関する研究が行われてきた。

### 1.6.1. 推進性能改善に関する研究

推進性能という観点からは、Uematsu らにより推進性能に対する推進剤種の影響が調査されており、水素のような分子性ガスを使用することにより、推進性能の向上が可能であることを明らかにされている[10]。推進剤種の影響はこれ以外にも報告されており、いずれの場合でも水素のような軽い分子性ガスが有効であることが示されている[11,12]。また高い性能を得られる推進剤としてリチウムも報告されているが、毒性や腐食性等の観点から比較的取扱いが難しく、実用的ではないと考えられる[13]。

またこのような推進剤の影響と同時に、様々な電極形状も提案され、プリンストン大学では電磁推力の強調を狙った Benchmark thruster が開発され、推進性能特性や陽極近傍における不安定性の研究等が進められてきた[14,15]。また、シュツットガルト大学では定常作動に

よる MPD スラスタの実験的な研究が進められてきており、拡がり（フレア）ノズルを有する陽極とノズルを有さない陽極の比較などが行われてきた[16–18]. また上松は、水素を推進剤とし、いくつかの放電室形状で性能の比較を行い、水素を推進剤とした場合は、イオン中性粒子間衝突に基づく中性粒子の効果的な加速を行うことが可能なフレア陽極が有効（推進効率 60%）であると報告している[19]. 船木らも 2次元矩形型 MPD スラスタを使用して、推進性能に対する放電室形状の影響を調査しており、水素を推進剤とした場合、フレア陽極かつ短陰極形状が推進性能の観点から有効であるとしている[20]. また中田もアルゴンを推進剤とした場合で実験的に放電室形状の最適化を図っており、フレア陽極とすることで推進効率の向上が可能であると報告している[21].

これらの研究の結果、MPD スラスタにおける加速機構や損失機構が次第に判明してきた。その主たる加速機構と損失機構を下記に列記する。

- A) 電磁力学的加速：放電電流と自己誘起磁場との相互作用であるローレンツ力起因[7]
- B) 気体力学的加速：高エンタルピー源の熱エネルギー，熱電子加速起因[8,22]
- C) イオンと中性粒子間の衝突効果：イオンの選択的加速，中性粒子の加速[19,23]
- D) プラズマの粘性[24]

これらの機構は、放電室形状により、効果的にも働き、また損失にも働く。このように放電室形状と加速機構とは依存関係にある。従って、MPD スラスタの設計においては、作動レンジやスラスタのサイズスケール等に合わせてどのような加速機構が支配的であるのか、どのような損失機構が支配的であるかを定量評価した上で、損失を減らし、加速要因を最大限生かさなければならぬ。しかし、上記した C), D)については、考察に留まるなど、いまだ MPD スラスタの加速機構や損失機構は定量的に評価されきれていない。

### 1.6.2. 陰極熱的耐久性に関する研究

MPD スラスタの耐久性は主に陰極の寿命に強く律速される。そのため、推進性能改善に関する研究と並行して、陰極に関する研究も進められてきた。MPD スラスタの陰極は以下のように加熱・損耗される[25].

- ① 高電圧の印加により陰極から熱電子が放出され（ショットキー）、推進剤を電離する。
- ② 陰極表面に形成されたシースにより高エネルギー粒子（イオン）が加速され、陰極表面へ衝突するスパッタリング（Sputtering）を繰り返すことで、冷陰極（cold cathode）



モードから熱電子が放出される熱陰極 (hot cathode) モードへ遷移する。またスパッタリングにより陰極は損耗される。

①②を経て、③～⑤のような現象・損耗が生じる。

- ③ 陰極が熱陰極になり、陰極材料が蒸発 (Evaporation) する。
- ④ 陰極スポットからの溶融物質の放出 (Ejection) される。
- ⑤ 陰極材の酸化や水分の蒸発、不純物の混入等の化学反応 (Chemical reactions) が生じる。

陰極熱的耐久性に関する研究はアメリカ (プリンストン大学) やドイツ (シュツットガルト大学) を中心に行われてきた。1987年, Schrade らによりスラスタ作動前後における陰極の損耗計測が行われた[26]。その結果, 準定常作動および定常作動の着火時の損耗率が  $17 \mu\text{g}/\text{C}$  (通過電気量に対する損耗量) だったことに対して, カソード先端付近が明るくなり始める定常作動状態においては  $0.03 \mu\text{g}/\text{C}$  まで損耗率が減少することを明らかにした。これは準定常や放電初期では一つのカソードスポットから大電流が供給される状態となり損耗が激しくなる一方で, 定常状態では陰極表面全体が均一に加熱されることで熱電子放出モードに遷移するためである。同年, Polk らにより薄層放射化法の一つである Surface Layer Activation (SLA) を使用した, スラスタ作動中のリアルタイム陰極損耗計測が行われ, 陰極損耗は電荷移動と密接に関係することを示した[27]。また 1991 年には, 電極モデル, プラズマ流とシースモデルをカップリングさせた数値計算により, 陰極温度の予測と損耗について解析が行われた[28]。この解析ではオンセットの原因の一つとして考えられている Back-EMF 理論が組み込まれており, オンセットに起因するプラズマ不安定性と陰極損耗が関連する可能性があるとの報告がされている。その後も陰極損耗に関する研究は多数行われてきたが, それらの研究も陰極損耗の対策として適切な陰極材料を選択することにより陰極温度の低下を図ると結論付けている[25,29–35]。

上記のように陰極の低温化・低損耗化に向けた試みは続けられているが, 陰極熱設計に関する研究は途上であり, 陰極設計則は提示されていない。

## 1.7. 問題提起・研究の位置づけ・目的

### 1.7.1. 大型（実機）スケールスラスタの必要性

1.6 節で述べたように、MPD スラスタの推進性能改善や陰極損耗の改善などそれぞれの現象に関しては、一定の指針が得られている。一方で宇宙実用の際は、定常動作にて、かつ大電流駆動に伴う大熱量を水冷ではなく輻射冷却にて排熱する輻射冷却式 MPD スラスタの使用が予想されるため、高い推進性能と熱設計とを両立させる必要がある。しかし、これまで行われてきた研究は、ドイツでの研究例（この先行研究においても陰極については水冷式である）を除き、準定常作動における研究が多数を占めている。従って、これまでは、必ずしも熱設計をも考慮して研究が進められてきたとはいえず、高い推進性能と熱設計が両立した設計指針はいまだ確立されていない。

そこで、本論文の著者が所属している研究グループでは、高い推進性能かつ熱構造的に妥当である大電力定常作動輻射冷却式 MPD スラスタの設計確立に向けて、モデルベース設計の手法を採用して研究を行っている[36–40]。これは、MPD スラスタの放電室内部流れ場（電磁流体）と熱構造の各要素のモデルを構築し、実験的に検証しながら設計を進めていく方法である[36]。このような研究方式を採用した理由は、MW クラスの大電力を定常で投入可能な大規模な試験設備を備えることは困難であり、実験的に試行錯誤して MPD スラスタの開発を進めることは困難であるためである。数値設計を進める中で、MPD スラスタの推進性能は、スラスタ構成要素の耐熱温度で制限されることが明らかになってきた[40]。従って、高い性能を実現するためには、適切な熱設計が必要であることが明らかとなった。そこで初めに取り組んだのが、陰極形状の大型化である[39]。プラズマ流れ場の計算と熱解析とをシースモデルで連成したコードにより、1 MW 級の大電力を投入した際にも耐熱温度を超えず、高い性能を出せるよう、適切なサイズの陰極が設計された。その結果、直径 40 mm の寸法とすることで、陰極の耐熱温度限界を超えることがなくなるとの結論が得られた。この結果を基に、我々は実験室モデルスラスタ（MK-1 スラスタ）を製作し、準定常作動にて実験を行い、実証を行ったところ、水素を推進剤とした場合、1 MW の投入電力で 4000 秒以上の比推力、38%の推進効率を得た。さらに大電力である 2 MW の投入電力の場合には、60%の推進効率を得られたが、数値計算での電極温度評価の結果、その電力レンジでは、陽極出口端への放電集中が原因となり、電極の耐熱温度を超えるような非常に大きな熱負荷

が陽極にかかることが明らかになり、その制約により、最大性能は約 40%の推進効率に留まった[39].

このような陽極端への放電集中現象は、著者が所属している研究グループ以外にも Tahara ら[11,41]や Funaki ら[20]も実験的に観測している。これらの研究[11,20,41]によれば、特に水素のような分子性ガスを推進剤とした場合、放電電流経路は放電室の外側へ大きく広がり、陽極端へ放電が集中すると報告している。また Nakata の報告においても、アルゴンを推進剤とした場合で陽極端への放電集中が確認できる[21]. このような放電集中は高温化につながる[40]. 従って熱設計の観点からは、陽極壁面において一様に電流が付着することが望ましいと考えられる。

実際に MPD スラスタを実用化する際には、60%程度もしくはそれ以上の推進効率かつ 4000 s 以上の比推力の推進性能が要求される。前述したように、このような推進性能に達するためには、2 MW 級もの電力を投入する必要がある。そこで 2 MW 以上の大電力を投入した際にも、熱構造的に妥当であり、かつ高い性能（60%程度もしくはそれ以上の推進効率かつ 4000 s 以上の比推力の推進性能）が確保できるように、数値シミュレーションにより陽極の設計改善が行われた[42,43].

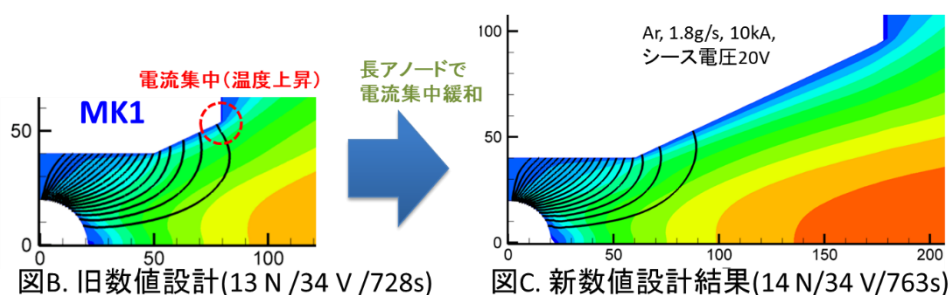


図 1.4 数値シミュレーションによる MK-1 スラスタからの陽極設計改善[43]

上記した数値シミュレーションの結果から、2 MW 級の電力を投入しても、放電集中に起因する耐熱温度を超えるような高い熱負荷がかからないサイズスケールのスラスタ（図 1.4 右図）が提案された。すなわち、図 1.4 のように MK-1 スラスタの陽極長に対して約 4 倍のサイズスケールに大型化することで、陽極出口端への放電集中が緩和され、耐熱温度を超えることなく大電力の投入が可能と示唆される結果が得られた[42,43]. 著者の所属している研究グループでは、このサイズスケールのスラスタを MK-2 スラスタと呼称している。

この MK-2 スラスタについては、数値的な予測・検証に留まっており、MK-2 スラスタにおいても（大型化しても）これまで取得されてきた MK-1 スラスタ（小型スケールスラスタ

タ)と同等な投入電力で同等な性能が得られるのか、またフレア形状陽極の方がストレート形状陽極よりも良好な推進性能が得られるといった推進性能に対する放電室形状の影響といった、従来の設計指針が MK-2 スラスタにおいても（大型化しても）適用可能であるのか、MK-2 スラスタでは放電集中の緩和が可能なのか、さらに大型化したことで陰極の熱特性（耐熱温度以下での作動が可能かどうか）はどのようになっているのか、など実験的な検証は未だされていない。

### 1.7.2. 研究の目的

1.7.1 節で述べたように、宇宙実用の際に適用可能な高い推進性能かつ熱構造的に妥当である大電力定常作動輻射冷却式 MPD スラスタの実現には、2 MW 級の電力投入が可能な MK-2 スラスタのような大型化（実機スケール化）が必要である。そこで、これまでに検討例がない、高い推進性能かつ熱構造的に妥当である 2 MW 級定常作動輻射冷却式 MPD スラスタの設計確立を最終目標に、本研究では MK-2 スラスタを研究対象として、下記の3点を研究目的とした。

**(1) MK-2 スラスタの推進性能特性と、推進性能に対する放電室形状の影響を明らかにする。**

MK-2 スラスタにおいて、MK-1 スラスタ同等の投入電力で同等の性能性能が得られるのか、フレア形状陽極の方がストレート形状陽極よりも良好な推進性能が得られるという設計指針が MK-2 スラスタでも適用可能であるのか、という点を数値計算と実験の両面から、電流電圧特性、推力特性、推進効率特性、およびプラズマ構造の観点から明らかにする。放電室形状は気体力学的推力も寄与するフレア形状陽極と電磁推力が強調されるストレート形状陽極の2種類を使用する。

**(2) MK-2 スラスタにおいて陽極の高温化要因となる陽極端における放電集中抑制に向けた指針を得る。**

MK-2 スラスタにおいて、MPD スラスタ内部のプラズマパラメータの空間分布と放電構造との関係を実験的に明らかにすることで、放電構造の説明を試みる。そして、MK-2 スラスタへ設計改善を行なったことで、2 MW 以上の投入電力（臨界電流以上）の条件で、陽極端への放電集中が抑制できたか実験的に明らかにする。

さらに、放電室形状間での放電構造の違いを明らかにして、放電集中の抑制手法を提案する。

- (3) **MK-2 スラスタの作動中において、陰極温度が耐熱温度を下回っているか明らかにする。**

MPD スラスタの作動中において、最も熱的に厳しくなる構成要素である陰極に焦点を当て、MK-2 スラスタにおいて、2 MW（臨界電流）以上の電力を投入した際にも、陰極表面温度が耐熱温度を下回っているか実験的に明らかにする。さらに、その時の陰極表面温度分布とプラズマ電流密度との関係を明らかにする。

### 1.8. 論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。第2章では、本研究で使用した数値シミュレーションコードについて述べる。第3章では、本研究で用いた実験装置と計測装置について記述する。第4章では、数値シミュレーションによりMK-2（実機スケール）スラスタの推進性能と推進性能特性に対する放電室形状の影響を述べる。第5章では、MK-2（実機スケール）スラスタの推進性能特性とプラズマ構造、また加速機構を実験的に評価・明らかにした結果を述べる。第6章では、MK-2（実機スケール）スラスタの陰極現象を、二色温度計により明らかにした陰極表面温度分布とプラズマ電流密度の関係から述べる。第7章では、第4章から第6章までの結果を考察する。第8章は結論であり、本論文のまとめを行う。

# 第2章

## 数値シミュレーション手法

本章では、第4章における数値シミュレーションで使用した数値計算コードについて述べる。本研究における数値的検討では、特に水素を推進剤としたMPDスラスタに焦点を置いているため、水素プラズマを計算可能な数値シミュレーション (MAPS) コードの概要を示す。詳細は文献[23,37,44]を参照されたい。

### 2.1. プラズマ流れ場のモデリングにおける仮定

MPDスラスタの数値計算に当たり、下記の仮定の下にモデリングを行った。

- MPDスラスタ内のプラズマ流を電磁流体として扱う。
- 流れ場と電磁場は2次元軸対称 ( $\partial/\partial\theta=0$ ) とする。また計算領域はr-z平面とする。
- 化学種は水素分子 ( $H_2$ )、水素原子 (H)、水素イオン ( $H^+$ )、電子 ( $e^-$ ) の4種を考慮する。
- スラスタ内部のレイノルズ数  $Re$  は  $10^2 - 10^3$  程度であるため、流れ場は層流とする。
- 熱伝導性と粘性を考慮する。
- 周方向の流れは生じないとする。
- 温度評価には3温度 (並進温度・振動温度・電子温度) 非平衡を考慮する。
- ホール効果・イオンスリップ効果を考慮する。
- 本計算ではバルクプラズマのみを取り扱い、電極近傍のシース領域における降下電圧には、一定のシース電圧を仮定する。
- 磁場  $B$  は、外部磁場を印加せず、自己誘起磁場の周方向成分  $B_\theta$  のみ考慮する。

## 2.2. 支配方程式

本節では、数値シミュレーションコードにおける支配方程式を述べる。支配方程式は、2次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式と Maxwell 方程式を組み合わせた電磁流体方程式と、磁場の誘導方程式から構成されている。これらの方程式は、3 温度非平衡（並進・振動・電子温度）と、解離・電離、熱伝導性、粘性、ホール効果、イオンスリップ効果といった実在気体効果を考慮して定式化を行った。

- ・ **質量保存式**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.1)$$

(2.1) 式において、 $\rho$  は全質量密度、また  $\mathbf{u}$  は流れ場の速度ベクトルを表している。また全質量密度  $\rho$  は解離と電離過程に影響されないパラメータである。

- ・ **各化学種の質量保存式**

$$\frac{\partial \rho_s y_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s y_s \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \Gamma_s + \dot{\rho}_s \quad (s = \text{H}_2, \text{H}, \text{H}^+) \quad (2.2)$$

(2.2) 式において、添え字  $s$  はカッコ内に記述した化学種、 $\dot{\rho}$  は各化学種の生成率を表しており、2.3.節にて記述する式より算出される。また  $y_s$  は各化学種の質量流束、 $\Gamma_s$  は各化学種の質量拡散流束を表している[42].

- ・ **運動量方程式：Navier-Stokes 方程式にローレンツ力を加味**

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \mathbf{I}) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (2.3)$$

(2.3) 式において、 $p$  は全圧（静圧）、 $\mathbf{I}$  は単位テンソル、 $\boldsymbol{\tau}$  は粘性応力テンソル、 $\mathbf{j}$  は電流密度ベクトル、そして  $\mathbf{B}$  は磁束密度ベクトルを表している。右辺第 2 項の粘性応力テンソルは、プラズマの粘性効果を考慮した項であり、下記のように定義される。

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.4)$$

(2.4) 式において、 $\mu$  は粘性係数を表しており、その定義式は 2.4 節で述べる。

## ・ 重粒子エネルギー保存式

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial E_h}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_h + p)\mathbf{u}] \\
 &= p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \frac{S_{ion}}{\sigma |\mathbf{B}|^2} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})^2 + \nabla \cdot (\lambda_{vib} \nabla T_{vib}) + \nabla \cdot \{(\lambda_{tr} + \lambda_{rot}) \nabla T_{tr}\} \\
 &+ \nabla \cdot (\tau \mathbf{u}) - Q_{tr-e} + Q_{e-vib} - Q_{diss}^h
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

(2.5) 式において,  $E_h$  は重粒子エネルギー密度,  $S_{ion}$  はイオンスリップパラメータ,  $\lambda$  は熱伝導係数,  $Q_{i-j}$  はエネルギー緩和項,  $Q_{diss}^h$  は解離反応によるエネルギーの増減を示している. ここで, 重粒子エネルギー密度  $E_h$  とイオンスリップパラメータ  $S_{ion}$  は, 下記のように定義される.

$$\begin{aligned}
 E_h &= E_{tr} + E_{rot} + E_{vib} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 \\
 &= \frac{3}{2} \sum_{s \neq e} \rho_s R_s T_{tr} + \rho_{H_2} R_{H_2} T_{tr} + \frac{\rho_{H_2} R_{H_2} \theta_{vib}}{\exp(\theta_{vib}/T_{vib}) - 1} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

(2.6) 式において,  $R$  はガス定数,  $\theta$  は特性温度を表している.

$$S_{ion} = (1 - \alpha)^2 \beta_e \beta_{in} = (1 - \alpha)^2 \frac{\sigma |B_\theta|}{en_e} \frac{e |B_\theta|}{m_i (n_{H_2} + n_H) Q_{in} \sqrt{8kT_{tr}/\pi m_i}} \tag{2.7}$$

(2.7) 式において,  $\alpha$  は電離度,  $\beta$  はホールパラメータ,  $\sigma$  は電気伝導度を示している. また  $Q_{in}$  はイオンと中性粒子の衝突断面積を表しており, 本計算においては  $Q_{in} = 1.8 \times 10^{19} \text{ m}^2$  とした. 解離反応によるエネルギー増減  $Q_{diss}^h$  は 2.3 節に, 熱伝導係数  $\lambda$  とエネルギー緩和項  $Q_{i-j}$  は 2.4 節で述べる.

## ・ 電子エネルギー保存式

$$\frac{\partial E_e}{\partial t} + \nabla \cdot (E_e \mathbf{u}) = -p_e \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\lambda_e \nabla T_e) + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} + Q_{tr-e} - Q_{e-vib} - Q_{diss}^e - Q_{ion}^e \tag{2.8}$$

ここで,  $E_e$  は電子エネルギー密度であり, 下記のように定義される.

$$E_e = \frac{3}{2} n_e k T_e = \frac{3}{2} p_e \tag{2.9}$$

## ・ 分子振動エネルギー保存式

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial E_{vib}}{\partial t} + \nabla \cdot (E_{vib} \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\lambda_{vib} \nabla T_{vib}) \\
 &+ Q_{tr-vib} + Q_{e-vib} - Q_{diss}^e - Q_{ion}^h
 \end{aligned} \tag{2.10}$$



(2.10) 式において,  $E_{vib}$  は分子振動エネルギー密度であり, 下記のように定義される.

$$E_{vib} = \frac{\rho_{H_2} R_{H_2} \theta_{vib}}{\exp(\theta_{vib}/T_{vib}) - 1} \quad (2.11)$$

・ **磁場の誘導方程式**

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \\ &= -\nabla \times \left\{ \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \mathbf{B} + \frac{1}{\mu_0 e n_e} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right\} + \nabla \times \left[ \frac{S_{ion}}{\mu_0 \sigma |\mathbf{B}|^2} \{ (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \} \times \mathbf{B} \right] \end{aligned} \quad (2.12)$$

(2.12) 式において,  $\mu_0$  は真空の透磁率を表している. また右辺第1項は磁場の拡散項, 右辺第2項はホール項, 右辺第3項はイオンスリップ項である.

・ **一般化されたオームの法則**

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \frac{\beta_e}{|\mathbf{B}|} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{S_{ion}}{|\mathbf{B}|^2} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2.13)$$

上記した8つの方程式系は, 下記の示す状態方程式とアンペールの法則により閉じられる.

・ **状態方程式**

$$p = p_h + p_e = n_h k T_h + n_e k T_e \quad (2.14)$$

・ **アンペールの法則**

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.15)$$

### 2.3. 解離・電離過程

本数値シミュレーションにおいては、表 2.1 に示すような化学反応をすることでモデリングした。

表 2.1 スラスタ内部の解離・電離過程

No.	反応式
〈解離過程〉	
1	$H_2 + e^- \rightleftharpoons H + H + e^-$
2	$H_2 + H_2 \rightleftharpoons H + H + H_2$
3, 4	$H_2 + M \rightleftharpoons H + H + M \quad (M = H, H^+)$
〈電離過程〉	
5	$H + e^- \rightleftharpoons H + e^- + e^-$

上記の反応過程において、水素原子と水素イオンの生成率は、以下の式から算出される。

- ・ 水素原子の生成率

$$\dot{\rho}_H = \sum_{s=1}^4 2(k_{f,s}n_{H_2} - k_{b,s}n_H^2)n_s m_{atom} - (k_{f,5}n_H n_e - k_{b,5}n_{H^+} n_e^2)m_{atom} \quad (2.16)$$

- ・ 水素イオンの生成率

$$\dot{\rho}_{H^+} = (k_{f,5}n_H n_e - k_{b,5}n_{H^+} n_e^2)m_{atom} \quad (2.17)$$

(2.16) (2.17) 式において、 $k_f$ は前進反応係数、 $k_b$ は再結合係数を表しており、それぞれ文献[45]、文献[46]を参考に算出した。

- ・ 前進反応係数

$$k_{f1} = 7 \times 10^{-16} T_e^{0.33} \exp(-103900/T_e)$$

$$k_{f2} = k_{f3} = k_{f4} = 9.1 \times 10^{-12} \sqrt{T_{tr} T_{vib}}^{-1} \exp(-51900/\sqrt{T_{tr} T_{vib}}) \quad (2.18)$$

$$k_{f5} = 2.5 \times 10^{-17} T_e^{0.57} \exp(-158000/T_e)$$

・ 再結合係数

$$k_{b1} = 2.8 \times 10^{-39} T_e^{-1}$$

$$k_{b2} = k_{b3} = k_{b4} = 5.0 \times 10^{-42} \sqrt{T_{tr} T_{vib}}^{-1} \quad (2.19)$$

$$k_{b5} = 1.09 \times 10^{-20} n_e^2 n_i T_e^{-9/2}$$

ただし、ここでは  $T_{vib} = T_{tr}$  とした。

## 2.4. 輸送係数

本節では、数値モデルにおける輸送係数の評価式を述べる。

### 2.4.1. 粘性係数

粘性係数は下記のように算出する。

$$\mu = \frac{\lambda_{tr} + \lambda_{rot}}{c_p} = \frac{(\lambda_{tr} + \lambda_{rot}) P_r}{5 R_H / 2} \quad (2.20)$$

(2.20) 式において、 $P_r$  はプラントル数であり、ここでは  $P_r = 2/3$  とした。

### 2.4.2. 電気伝導度

電気伝導度は下記のように算出する。

$$\sigma = \frac{e^2}{k T_e} \sum_{i \neq e} \frac{\gamma_e}{\gamma_i \Delta_{ei}^{(1)}(T_e)} \quad (2.21)$$

## 2.5. 境界条件

計算領域の左端  $z=0$  mm に入口条件，放電室内の電極に壁面条件，下側  $r=0$  mm には対称条件，近傍プルーム領域の上側と右側が自由流出条件を課した．入口条件では推進剤質量流量と，温度，解離度，電離度を固定値とし，入口静圧を入口直後の計算点から内挿した．出口の自由流出条件（超音速流出）は全物理量を内挿する．

電磁場に対しては，壁面（電極上）における磁場の値は，等電位条件（壁面に沿った電磁場はゼロ）から算出する．この条件を課した場合，電極上での磁場は以下の式から算出する．

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r B_\theta}{\partial \xi} \left[ -\beta_{ec} r B_\theta (\xi_z^2 + \xi_r^2) \right] \\ & + \frac{\partial r B_\theta}{\partial \eta} \left[ r (\xi_z \eta_r - \xi_r \eta_z) - \beta_{ec} r B_\theta (\xi_z \eta_r + \xi_r \eta_z) + S' (r B_\theta)^2 (\xi_z \eta_r - \xi_r \eta_z) \right] \\ & + r^2 B_\theta R_m (\xi_r u_z - \xi_z u_r) = 0 \end{aligned} \quad (2.22)$$

(2.22) 式の差分式は  $B_{\theta ij}$  の 3 次式となり，毎ステップごとに Newton-Raphson 法で解く．入口における半径方向の磁束密度  $B_{\theta, in}$  は，全放電電流値  $J_{dis}$  をもとに，アンペールの法則から以下のように評価する．

$$B_{\theta, in} = -\frac{\mu_0 J_{dis}}{2\pi r} \quad (2.23)$$

## 2.6. 数値計算手法

本節では，本研究における数値計算手法，及び計算スキームを述べる．支配方程式は一般座標変換した上で有限体積的に離散化し，時間発展法により収束解を得た．対流項の評価には HLL スキームを用い，MUSCL 内挿により 2 次精度化した上で，minmod 関数により TVD 条件を維持した．拡散項は，2 次精度中心差分により評価した．時間積分には，1 次精度のオイラー陽解法を用いた．なお，磁場の拡散現象によって時間刻みが強く律速されることがあるため，磁場の拡散項に対しては点陰解法を用いた．また，計算の実行に当たっては宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータ「JSS2」を用いた．ここで本モデルによる数値計算結果は，実験結果と整合していることが確認されており [23,47]，文献 [23] では，臨界電流の半分程度の電流値で，推力が 10% の誤差で一致する結果が得られている．その他，数値計算モデルおよび数値計算手法の詳細は文献 [23,37,42] を参照されたい．

# 第3章

## 実験装置・計測手法

本章では、本研究で使用した真空装置やスラスタ、また計測装置等の実験装置について述べる。また、実験装置の設計背景や理論的背景についても詳述する。

### 3.1. 真空装置

本研究は、JAXA 宇宙科学研究所所有の先端プラズマ推進チャンバーにて実験を実施した。真空チャンバーと実験装置の概要を図 3.1 に示す。この真空チャンバーは直径 2 m×長さ 3 m のステンレス鋼製の横置き円筒型チャンバーである。排気速度 4,000 l/min のロータリーポンプ (RP) 一台と排気速度 16,700 l/min のメカニカルブースターポンプ (MBP) 一台により粗引きされ、排気速度 3,200 l/sec (窒素ガス) のターボ分子ポンプ (TMP) とクライオポンプ一台により、高真空まで真空引きされる。実験時の真空度は約  $3 \times 10^{-5}$  Pa に保たれる。また、真空度はクリスタルイオンゲージを使用してモニターしている。これらの真空装置は自動で制御可能である。

MPD スラスタの実験においては、 $10^{-2}$  Pa 台以下の真空環境にて実施しなければ、背景圧力の影響により正確な性能評価ができないことが明らかになっている[48,49]。本研究では、定常動作ではなくパルス状に大電力を供給する準定常動作において MPD スラスタを作動させるが、その作動時の圧力は  $10^{-2}$  Pa になっていることは事前に確認してある。

真空チャンバー内には、手動の 1 軸ステージと、ステッピングモータによる制御が可能な自動の 2 軸 (X-Y) ステージが設置されており、後述するようにダブルプローブと磁気プローブは、このステージに設置される。

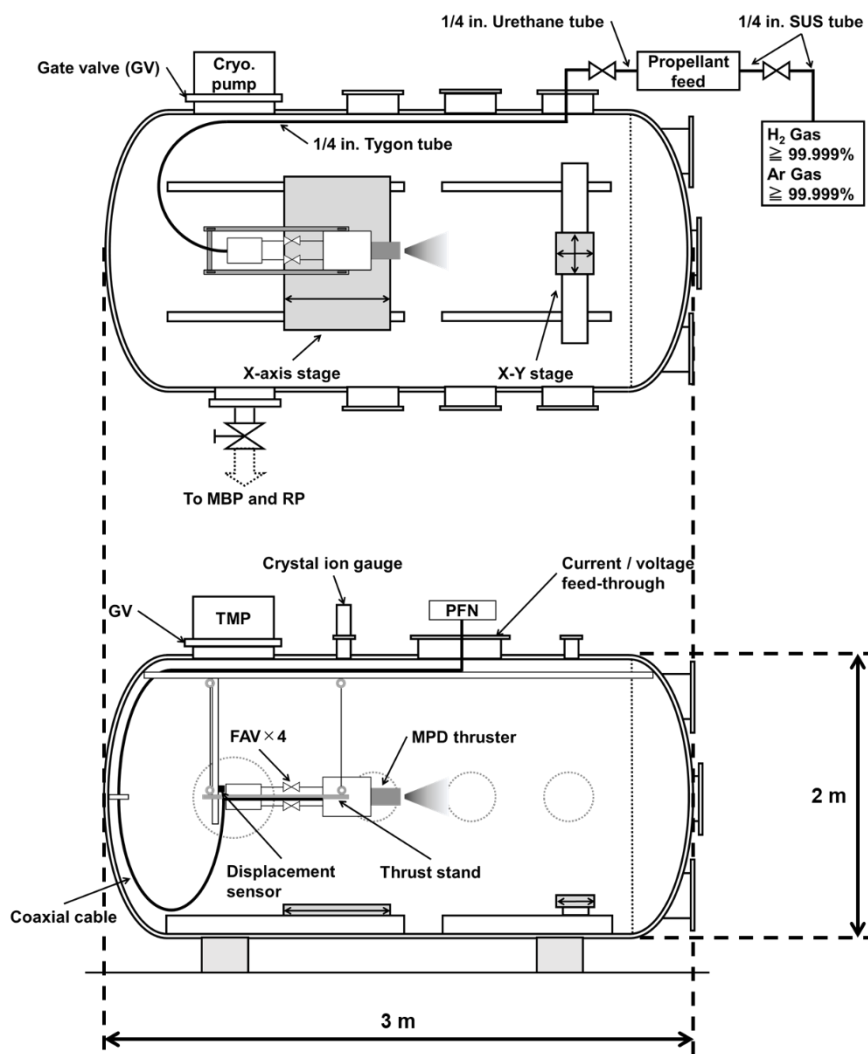


図 3.1 実験装置の概要

### 3.2. MPD スラスタ

第1章で示したように、本研究では、2 MW 級の電力を投入した際にも熱的に妥当であるように、MK-1 スラスタの設計改善を行い、図 3.2 に示す MK-2 スラスタを新たに設計した。MK-2 スラスタは図 3.2 に示すサイズスケールのスラスタを指しており、本研究では、気体力学的な効果の寄与が期待されるフレア陽極形状（以降、FL40 スラスタと記述）と、電磁推力成分を強調するストレート陽極形状（以降、ST40 スラスタと記述）の2つの実験室モデルスラスタを製作して実験を行った。これは、MPD スラスタにおいては、放電室形状と加速機構とが密接に関連しているためである。例えば、フレア形状陽極であれば、気体力学

的な加速の面から有効であるとされており、ストレート形状陽極であれば、電磁推力が強調されるとされている。このようにノズルの有無を比較することにより、MK-2 スラスタにおいては、どのような加速機構が支配的であるか、またどのような形状が適切であるか、評価することができるため、ストレート形状とフレア形状陽極を対象とした。

製作した MPD スラスタは、W-1%La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 製の陰極と、その同軸上に設置されたリン青銅製の陽極から構成されており、陽極と陰極との間は、ボロンナイトライド (BN) 製のインシュレータにより絶縁されている。さらにこれら陽極と陰極、またインシュレータはジュラコン製のホルダーに収められている。陰極は直径 39 mm のドーム状となっているが、これは定常動作時の大熱量にも耐えうるサイズスケールとして採用した。また陰極長さを短くした理由は、先行研究[20]において陰極長さが短い方が、推進性能が優れることが明らかにされているためである。陽極長さは 210 mm としており、これは MK-1 スラスタの約 4 倍の長さに相当する[39]。

推進剤は、チャンバー外に設置したガス供給システムから貯気槽に送られ、貯気槽とスラスタヘッドとの間に設置された高速電磁弁によりパルス状に供給される。なお、貯気槽とスラスタヘッドまでは 4 系統のガス供給システムが設けられており、BN 製インシュレータに設けられた 4 つのポートから放電室内にガスが供給される。

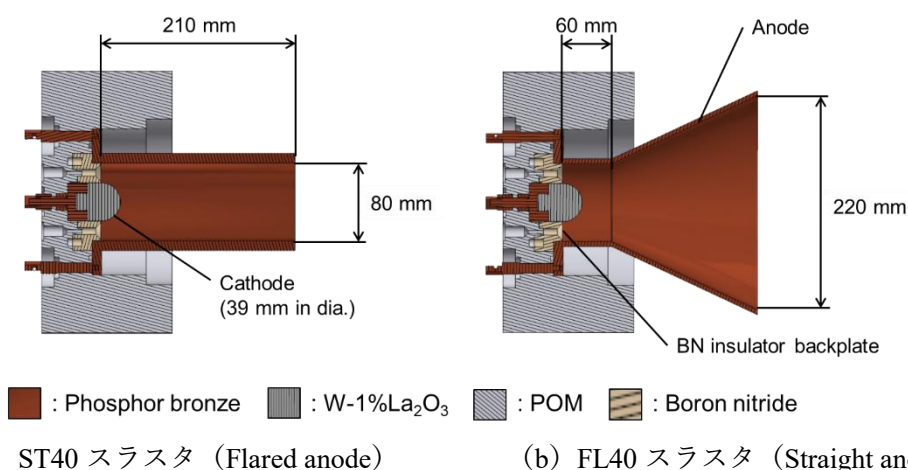


図3.2 MK-2 スラスタ：(a) はストレート形状陽極を有する ST40 スラスタ，(b) はフレア形状陽極を有する FL40 スラスタ

### 3.3. 電力供給系統

MPD スラスタの作動には、数 kA レベルの大電流（電力レベルでは数 100 kW~MW）が供給される。本研究では、MPD スラスタを準定常にて作動させるため、図 3.3 に示すパルス形成回路（PFN; Pulse Forming Network）を使用して、矩形上のパルス電流を形成し、スラスタヘッドに供給した。

PFN はコンデンサとコイルが梯子状に多段で構成された回路である。PFN の特性インピーダンス  $Z_{PFN}$  は、

$$Z_{PFN} = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.1)$$

で定義される。

本研究で使用した PFN には、静電容量  $C=400 \mu\text{F}$ （耐圧 5 kV）のオイルコンデンサと、インダクタンス  $L=5 \mu\text{H}$  のインダクタを使用したため、PFN の特性インピーダンスは、 $Z_{PFN} = 112 \text{ m}\Omega$  となる。

$n$  段の梯子回路から得られる放電電流のパルス幅  $\tau_{PFN}$  は、

$$\tau_{PFN} = 2n\sqrt{LC} \quad (3.2)$$

である。従って、本回路によりパルス幅  $\tau_{PFN} = 1.1 \text{ ms}$  の矩形上の電流を形成可能であることがわかる。

回路には、通電後に電流が発振しないように整合抵抗  $R_{match}$  を入れる必要がある。ここで、本 PFN における放電電流  $I_{PFN}$  と PFN の充電電圧の関係  $V_{PFN}$  の関係は、下記の通り示される。

$$I_{PFN} = \frac{V_{PFN}}{Z_{PFN} + R_{match}} \quad (3.3)$$

この時、回路に入れる整合抵抗と PFN の特性インピーダンスと同等にする必要があるので、(3.3) 式は、

$$I_{PFN} = \frac{V_{PFN}}{2Z_{PFN}} \quad (3.4)$$

と書き換えることができる。

PFN で形成した電流は、図 3.4 のように 4 つの  $0.3 \Omega$  の円盤型固定抵抗により 4 系統に分割して MPD スラスタヘッドへ供給している。そのためこの回路には、 $0.3 \div 4 = 0.075 \Omega$  の抵抗が存在する。従って、回路上の抵抗を PFN の特性インピーダンス  $0.112 \Omega$  とそろえる



ために、 $R_{\text{match}} = 0.04 \Omega$ の整合抵抗を使用した ( $Z_{\text{PFN}} \doteq R_{\text{match}} + 0.075 \Omega = 0.115 \Omega$ ).

PFN のスイッチングには、サイリスタ等の半導体スイッチと比較して耐電圧が高い水銀整流器 (イグナイトロン) を使用した. イグナイトロンは、イグナイトロンゲートにトリガパルスが印加されると、イグナイトロン内部の水銀が気化して、電極間が短絡するという仕組みである. 従って、イグナイトロンゲートにトリガパルスを印加することで、PFN から MPD スラスタヘッドへ高電圧を印加して、MPD スラスタの放電を開始することができる.

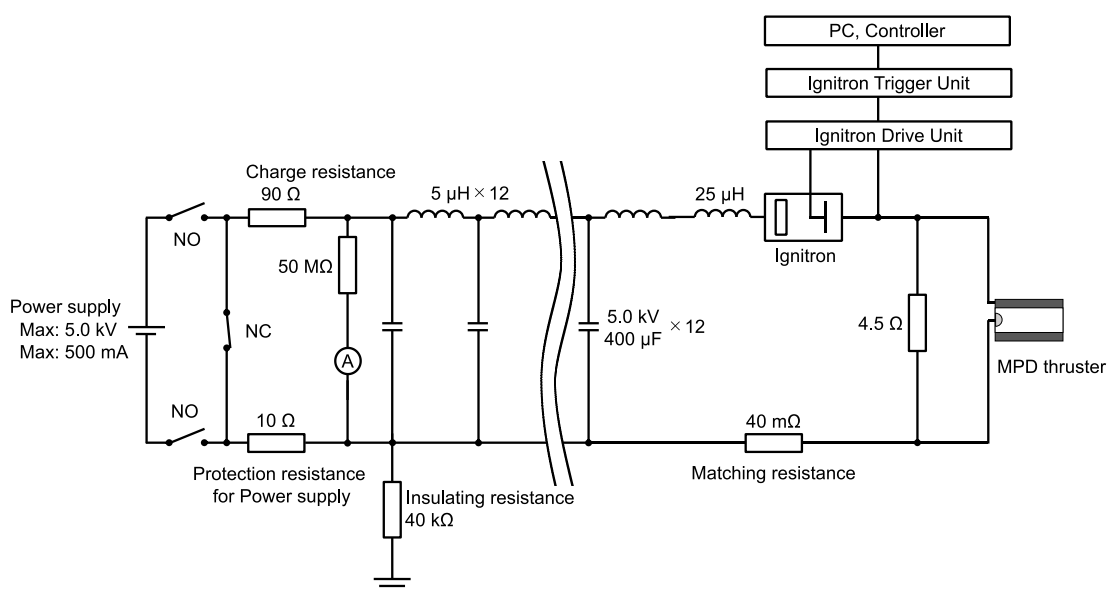


図 3.3 PFN の回路図

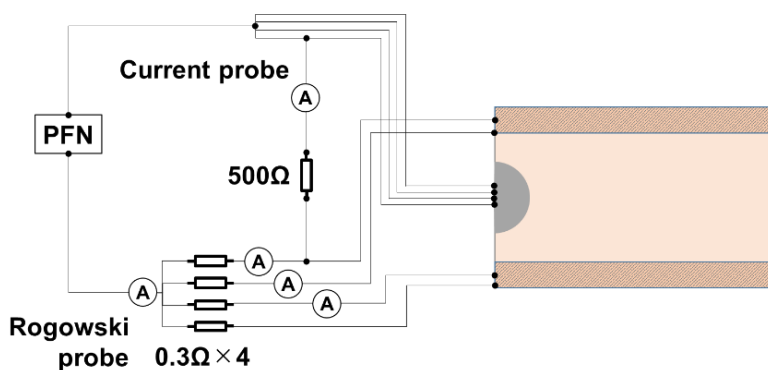


図 3.4 分割抵抗による PFN からの供給電流分割

### 3.4. 推進剤供給系統

本節では、本研究における MPD スラスタへの推進剤供給方法や、高速電磁弁、ガスパルス計測、また推進剤流量の算出方法について述べる。

#### 3.4.1. 高速電磁弁

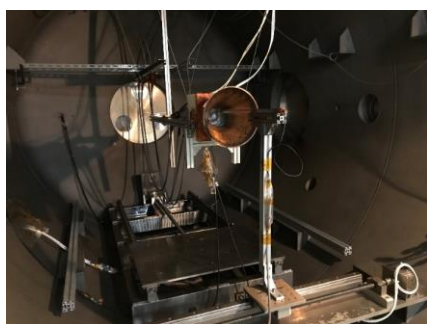
本研究において、推進剤には水素とアルゴンを使用した。純度は両方ともに 99.999%以上のガスを使用した。ガスボンベはチャンバー外に設置されており、メータリングバルブにより貯気槽圧力の調整を行い（図 3.1 中には Propellant feed と記載）、チャンバー内のタイゴンチューブを通して、スラストスタンドに設置されたステンレス製の貯気槽に供給される。本研究は、準定常で MPD スラスタを作動させるため、放電室内に供給する推進剤も矩形のガスパルスとして供給する必要がある。そこで、貯気槽とスラストヘッドの間に、並列に設置した 4 つの高速電磁弁（FAV; Fast Acting Valve, Parker, VAC-100 PSIG）によって、放電室内に推進剤ガスパルスを供給した。この FAV はソレノイド型の電磁弁であり、電磁弁内のソレノイドコイルに電流が流れると、誘起した磁場により弁が開き、電流が停止すると、電磁弁内に設置されたばねにより弁が閉じるという仕組みである。すなわち、矩形の電流パルスを供給することで、任意のガスパルスを流すことができる。矩形の電流は、フォトモスリレーの回路を介し FAV へ供給している。矩形パルスは、ファンクションジェネレータにより生成する。ファンクションジェネレータで生成した矩形波が発生している間、フォトモスリレーが短絡し、その間、FAV へ電流を供給することができる。従って、ガスパルスの時間幅は、ファンクションジェネレータで生成する矩形波の周波数を調整することにより任意に変更することができる。

### 3.4.2. ガスパルス計測

FAV から放電室内に供給されるガスパルスは、準定常状態になるまでに時間遅れが生じる。またガスパルスの時間幅は、ガスパルスの準定常状態の間に MPD の放電が生じ、かつ放電終了後に速やかに、ガスパルスが立ち下がるよう適切に調整しなければならない。上記したように、ガスパルスの時間遅れの把握やガスパルスの時間幅の調整をするためには、放電室内においてガスパルスを計測する必要がある。

本研究では、半導体トランスデューサ (JTEKT, PMS-5M-2) によってガスパルス (放電室内部の静圧の時間プロファイル) を計測した。半導体トランスデューサは、半導体のピエゾ抵抗効果を利用して、外力 (この場合はガス圧力) を電気信号に変換するセンサである。

半導体トランスデューサは、図 3.5 に示すように、MPD スラスタの推進剤ポート出口から 10 mm の場所に設置した。この位置において計測されたガスパルス波形を図 3.6 に示す。



(a) ガスパルス計測の様子



(b) 半導体トランスデューサの設置位置

図 3.5 半導体トランスデューサによるガスパルス計測の様子

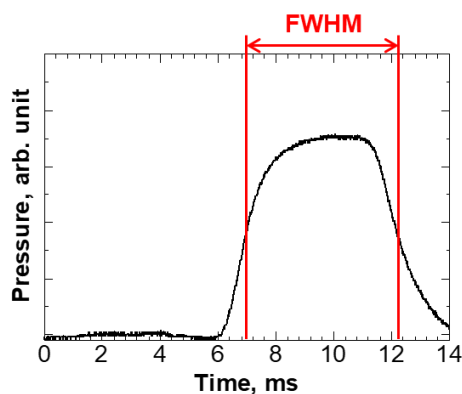


図 3.6 ガスパルス (水素)

## 3.4.3. 推進剤流量の算出

ガスパルス 1 ショット当たりの質量変化は、貯気槽圧力の減分から下記のように求められる。

$$\Delta m = \frac{V_{\text{reservoir}}}{RT} \Delta p_{\text{reservoir}} \quad (3.5)$$

(3.5) 式において、 $V_{\text{reservoir}}$  は貯気槽とそこに至るまでの配管の体積、 $R$  はガス定数、 $T$  は室温、 $\Delta p_{\text{reservoir}}$  は貯気槽圧力の減分である。ここで貯気槽の圧力は、デジタル圧力センサ (Panasonic device SUNX, DP-100) により計測した。

推進剤流量は、(3.5) 式をガスパルスの半値幅  $t_{\text{gas}}$  で除することで算出できる。

$$\dot{m} = \frac{\Delta m}{t_{\text{gas}}} \quad (3.6)$$

図 3.7 に、推進剤流量と貯気槽の初期圧力の関係を示す。

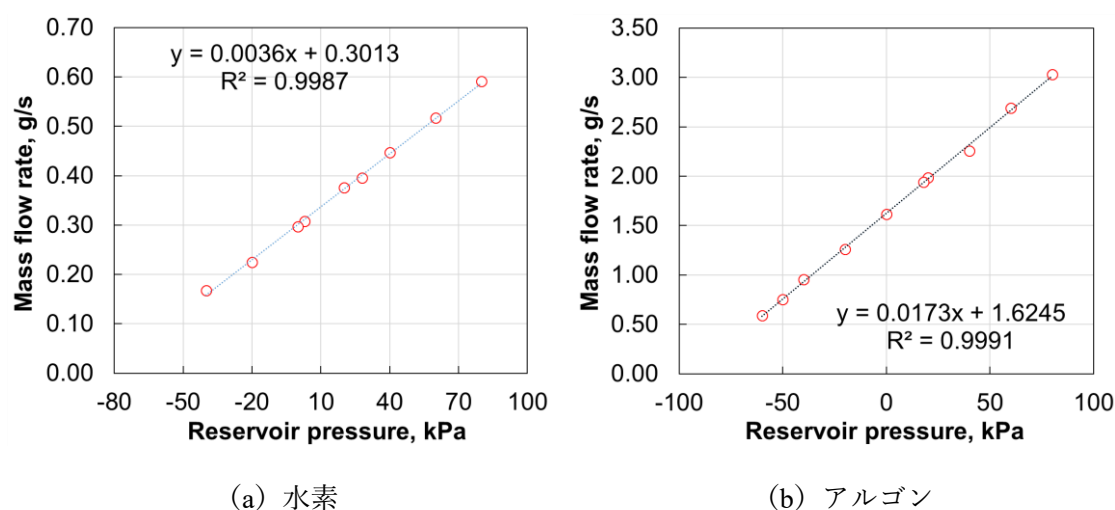


図 3.7 推進剤流量と貯気槽の初期圧力との関係：(a) は水素推進剤，(b) はアルゴン推進剤

推進剤流量の算出は図 3.7 に示すように、必要な推進剤流量に該当する貯気槽の圧力を近似曲線から求め、その貯気槽圧力において実際に圧力の差分を計測することで、推進剤流量を算出した。図 3.7 の計測では、各条件で 3 回ずつ計測を行なっている。本実験では、水素を推進剤とした場合、貯気槽圧力 3 kPa と 28 kPa を選択したが、この時の推進剤流量の実

測値はそれぞれ、0.308 g/s (但し、論文中では 0.3 g/s と表記)、0.396 g/s (但し、論文中では 0.4 g/s と表記) である。またアルゴンを推進剤とした場合は、貯気槽圧力-50 kPa と 18 kPa を選択したが、この時の推進剤流量の実測値はそれぞれ、0.755 g/s (但し、論文中では 0.8 g/s と表記)、1.94 g/s (但し、論文中では 1.9 g/s と表記) である。この推進剤流量には、ショットごとのばらつきと、圧力計表示機の分解能による不確かさがエラーとして計上される。本研究において推進剤流量の不確かさは、3回のショットごとのばらつき(標準偏差)と圧力センサの分解能(表示器の分解能:0.1 kPa)による誤差を2乗平均することで求めた。

表 3.1 に本研究における実験条件の推進剤流量を示す。

**表 3.1 推進剤流量 (±以下は不確かさ)**

推進剤種	推進剤流量	本論文中での標記
水素	0.308 ± 0.00842 g/s	0.3 g/s
	0.396 ± 0.00879 g/s	0.4 g/s
アルゴン	0.755 ± 0.0910 g/s	0.8 g/s
	1.94 ± 0.0877 g/s	1.9 g/s

### 3.5. 作動制御系統

本研究では、準定常作動で実験を行う。従って、ガスパルスの立ち上がりから準定常状態までの時間遅れや、PFN からの電力供給開始時間を同期させる必要がある。本実験において、MPD スラスタの作動シーケンスは、遅延パルスジェネレータ (Nissin Pulse Electronics, DP-5) を使用することで制御した。

図 3.8 に作動シーケンスを示す。水素の場合は、ガスパルスのトリガの後、9 ms 後に放電トリガ (イグナイトロンゲートトリガ) がかかるように、遅延パルスジェネレータを設定した。またアルゴンの場合は、ガスパルスのトリガをかけた後、14 ms 後に放電トリガがかかるように設定した。

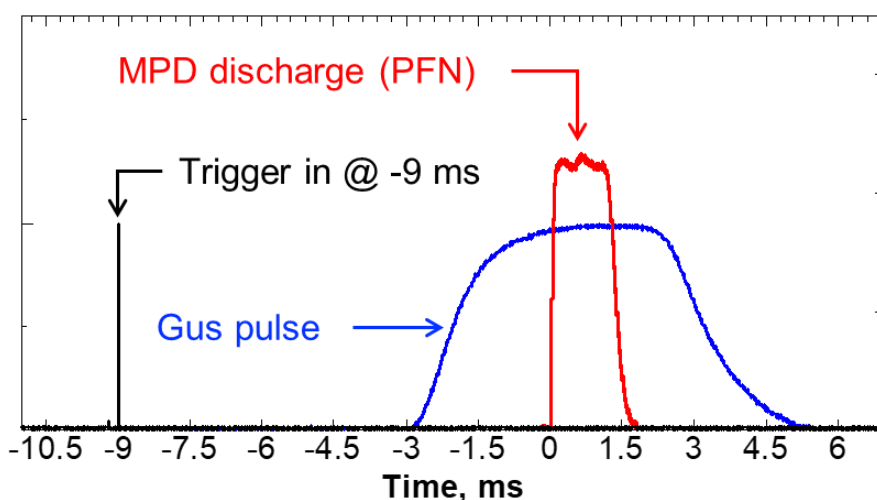


図 3.8 MPD スラスタの作動シーケンス (水素を推進剤とした場合)

### 3.6. 放電電流・放電電圧計測

放電電流の計測には、ログスキーコイル (U\_RD CTL-30-S220-4L) を使用して、全放電電流と 4 系統に分割した内の 3 系統の放電電流を測定する。ログスキーコイルの設置場所は図 3.4 に示した通りである。

放電電圧の計測には、電流プローブ (YOKOGAWA 701930) を使用する。図 3.4 に示すように陽極と陰極との間に 500  $\Omega$  のシャント抵抗を挟むことで分流回路を作り、その分流回路を流れる電流値を電流プローブで計測し、計測した電流値にシャント抵抗値 (500  $\Omega$ ) を乗算することで、放電電圧を算出する。このように、放電電圧は非接触な手法で計測を行っているが、接触型の差動プローブによる放電電圧計測も行っており、電流プローブによる計測結果が差動プローブ (YOKOGAWA 701926) の結果と整合していることを確認している。

図 3.9 に典型的な MPD スラスタの電流電圧波形を示す。本論文で示す放電電流と放電電流の実験値は、0.5 ms から 1 ms 間の平均値としている。

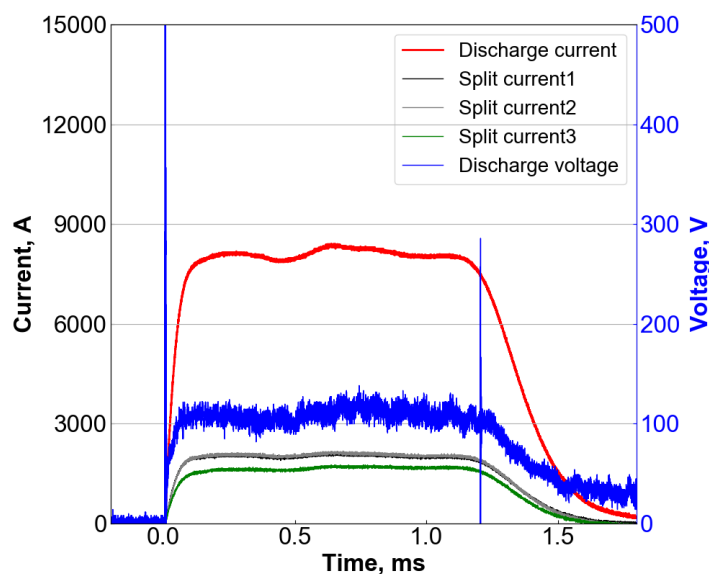


図 3.9 典型的な MPD スラスタの放電電流電圧波形 ( $H_2$ , 0.3 g/s, 9 kA)

### 3.7. 推力計測

MPD スラスタの推力は、図 3.1 に示すように、振り子式スラストスタンドにより計測した。スラストスタンドには、スラストヘッドと高速電磁弁、及び貯気槽を搭載し、スラストスタンド自体を真空チャンバーに4本のワイヤーで吊り下げた。スラストスタンドの振幅は、レーザー変位計 (Omron, Z4D-F04A) を使用して計測した。図 3.10 にレーザー変位計で取得したスラストスタンドの、振幅の時間プロファイルを示す。

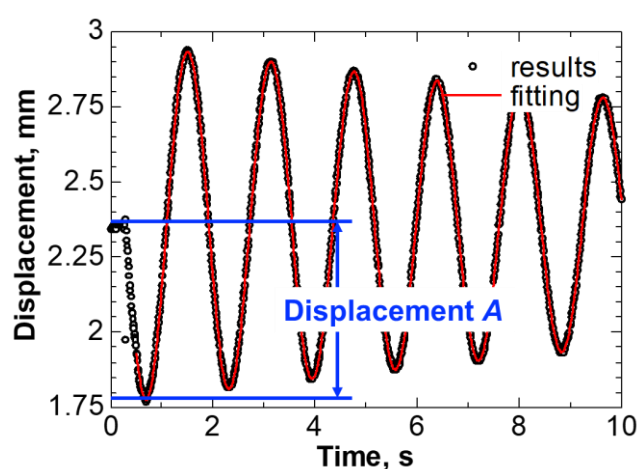


図 3.10 レーザー変位計で取得したスラストスタンドの振幅 (黒点が生データ, 赤線が生データにフィッティングさせた減衰関数)

レーザー変位計で取得したスラストスタンドの生データには、下記に示す減衰関数を最小二乗法によりフィッティングさせて、そのフィッティングの結果からスラストスタンドの変位  $A$  を求める。

$$A \exp(-C \cdot (t - t_0)) \sin(\omega(t - t_0)) + y = 0 \quad (3.7)$$

(3.7) 式において、 $A$  と  $C$ ,  $t$ ,  $\omega$ , および  $y$  はフィッティングのパラメータである。

スラストスタンドによる推力計測に当たっては、スラストスタンドの振幅と力積との対応関係を把握しておく必要がある。そこで本研究では、大気中において既知の質量  $M_{cal}$  (= 28.1 g) をもつ鉄球をスラストスタンドに非弾性衝突させることで、力積  $I_{cal}$  とスラストスタンドの振幅  $A_{cal}$  との比 (校正係数  $I_{cal}/A_{cal}$ ) を算出した。図 3.11 に FL40 スラスタと ST40 スラスタそれぞれの場合の校正曲線を示す。



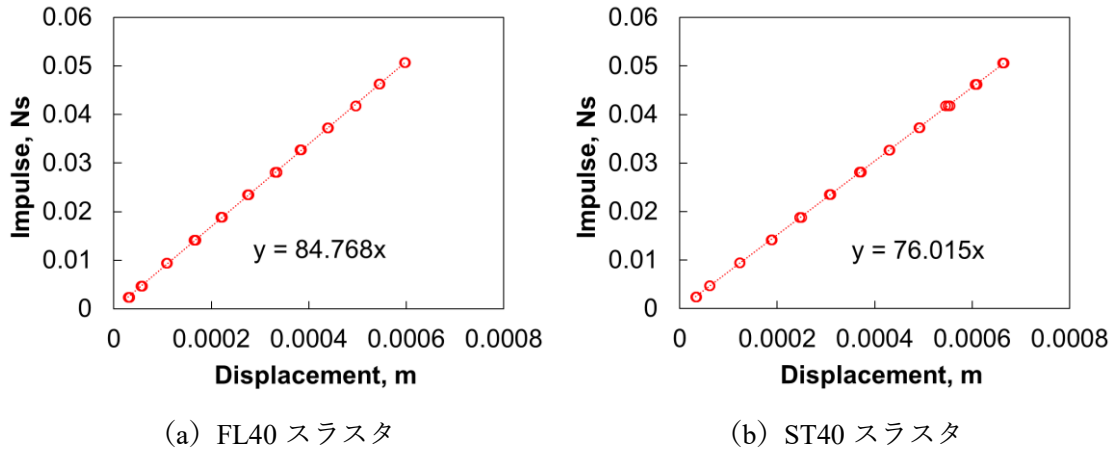


図 3.11 スラストスタンドの校正曲線：(a) FL40 スラスト，(b) ST40 スラスト

上記の結果から，本実験で計測されるスラストスタンドの力積  $I$  は，下記の式のように校正係数を乗算することで求めることができる。

$$I = \frac{I_{cal}}{A_{cal}} A \quad (3.8)$$

さて，MPD スラスト放電時に計測されるスラストスタンドの力積には，図 3.12 に示されるように，MPD スラスト放電時の推力に加えてコールドガスによる推力も上乘せされている。従って，MPD スラストの推力を求めるには，コールドガス成分の推力（図 3.12 中の青斜線部）を取り除かなければならない。

そこで本研究では，文献[22]を参考に，下記の式を適用することで，コールドガス成分の推力を取り除き，MPD スラストの推力を算出した。

$$F_{dis} = \frac{I_{total} - F_{gas}(t_{gas} - t_{dis})}{t_{dis}} \quad (3.9)$$

(3.9) 式において， $F_{dis}$  は MPD スラストの推力， $I_{total}$  は MPD スラストの推力にコールドガス成分が上乘せされた力積， $t_{dis}$  は MPD スラストの放電電流の半値幅（1.3 ms）である。また  $t_{gas}$  は 3.4.2 節に記載したガスパルスの半値幅を適用する。

また  $F_{gas}$  は，下記の式から算出した。

$$F_{gas} = \frac{I_{gas}}{t_{gas}} \quad (3.10)$$

本推力計測における不確かさとしては，校正時のエラーが考えられる。図 3.11 の近似曲線の標準偏差は，FL40 スラストと ST40 スラストにおいてそれぞれ， $\pm 2.14 \times 10^{-4}$  Ns/m， $\pm 1.66 \times 10^{-4}$  Ns/m である。本計測で使用したレーザー変位計の分解能は  $5 \mu\text{m}$  以下であること

から、スラストスタンドの持つ不確かさは力積で換算すると、FL40 スラスタと ST40 スラスタにおいてそれぞれ、 $\pm 1.07 \times 10^{-9}$  Ns,  $\pm 8.28 \times 10^{-10}$  Ns となる。これらを PFN の放電時間 1.3 ms で除すると、本スラストスタンドの不確かさは、FL40 スラスタと ST40 スラスタにおいてそれぞれ、 $\pm 8.23 \times 10^{-7}$  N,  $\pm 6.37 \times 10^{-7}$  N となる。

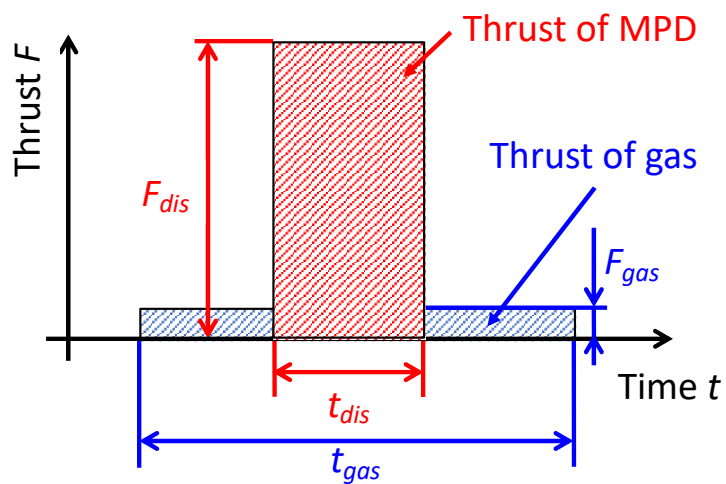


図 3.12 スラストスタンドで計測される推力（力積）の内訳

### 3.8. プラズマパラメータ計測

大型 MPD スラスタ内部のプラズマ構造を明らかにするために、電子温度、電子数密度、浮遊電位、および空間電位の計測を行った。本節では、各プラズマパラメータの計測方法を述べる。

#### 3.8.1. 電子温度・電子数密度

電子温度と電子数密度は、ダブルプローブを使用して計測した[50–52]。ダブルプローブ法は、プラズマ中に2本の電極を入れて、プローブ間に可変電圧を印加して得られる電流電圧特性から、電子温度と電子数密度を算出するプラズマ計測手法の一つである。プローブ法にはいくつか種類があるが、本プローブは、その測定系全体が電氣的に浮いているために、基準電極の無いプラズマや、アーク放電のように基準電極からアークノイズがのるような環境において、しばしば使用される。

ダブルプローブの電流電圧特性から電子温度を求めるには、計算処理の上再メモリを必要があるため、手間が煩雑である。かつイオン電流は印加電圧に対してある程度の傾斜を持つので、この傾斜による誤差も考慮する必要がある[53]。このような理由から、ダブルプローブより得られた電流電圧特性からプラズマパラメータを算出する方法がいくつかされてきたが、その中でも文献[54]に示される方法が、誤差が小さく、解析も簡便であるため、本研究ではこの解析手法を採用する。

MPD スラスタのプラズマから取得した典型的なダブルプローブの電流電圧特性を図 3.13 に示す。

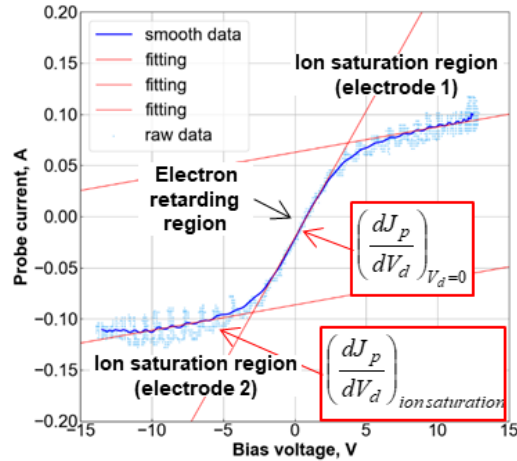


図 3.13 典型的なダブルプローブの電流電圧特性 (Ar, 0.8 g/s, 9 kA)

この解析方法によれば、電子温度と電子数密度は、ダブルプローブから得られた電流電圧特性に接線を引き、その傾きを下記に示す算出式に代入することで求められる。なお、電流電圧特性にひく接線は、まず取得した生データを移動平均して平滑化した後、平滑化したデータに対して接線を引く。

・ 電子温度  $T_e$

$$\frac{kT_e}{e} = - \frac{\sum I_{isat}}{A_1 \left( \frac{dI_p}{dV_p} \right)_{V_p=0} - A_2 \left( \frac{dI_p}{dV_p} \right)_{isat}} \quad (3.11)$$

(3.11) 式において、 $(dI_p/dV_p)_{V_d=0}$  は変曲点における接線の傾き、 $(dI_p/dV_p)_{isat}$  は飽和電流の接線の傾きである。また、 $\sum_{isat}$  は、2つの飽和電流の接線が、可変電圧  $V=0$  の電流軸と交わる2点から決まる値を用いる。

また式中の定数  $A$  は、無衝突プラズマに関して  $A_1=4$ 、 $A_2=3.28$  となる[55]。

・ 電子数密度  $n_e$

$$I_{isat} = \kappa n_e e S \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (3.12)$$

(3.12) 式において、 $S$  はプローブの表面積、 $m_i$  はイオンの質量である。また  $\kappa$  はイオン温度と電子温度の比  $T_i/T_e$  から定まる係数であり、本研究では、 $\kappa = e^{-1/2} = 0.61$  とした。 $\kappa = e^{-1/2} = 0.61$  を使用した場合、イオン温度が電子温度の10倍まで加熱されても、プラズマ密度の誤差は高々2倍であるため、 $\kappa = e^{-1/2} = 0.61$  とした[55]。

前述したとおりダブルプローブは2本の電極をプラズマに挿入するが、本研究では、図3.14のようなダブルプローブを製作した。プローブの電極には、 $\phi 0.1\text{ mm}$ のタングステン線を使用しており、長さ $0.5\text{ mm}$ の範囲がプラズマに曝されるように作られている。タングステン線同士は、ムライト製の絶縁管によって絶縁されている。また本研究では、放電室内部のプラズマを計測するため、ある程度の長さが必要である。そのため、SUS管をムライト製の絶縁管に取り付けることで、指示できるようにした。またこのSUS管は、静電的なノイズからのシールドにもなっている。また計測抵抗として $5\Omega$ のセメント抵抗を使用した。

本研究においてダブルプローブ電圧は、ファンクションジェネレータとバイポーラ電源を使用することで印加した。具体的には、ファンクションジェネレータ(NF WF1948)によって生成したサイン波( $1\text{ kHz}$ )の信号を、アンプ機能を備えたバイポーラ電源に入力し、電圧信号を増幅してダブルプローブに印加する。またダブルプローブ計測では、5本のダブルプローブを使用することで、5点同時に計測した。そのため、ファンクションジェネレータの信号は5分岐した後バイポーラ電源へ入力したが、その際に5本のプローブシステムの絶縁とグランドからの絶縁のために、絶縁トランス(TOYOZUMI HTW-2001)を回路に挿入した。またダブルプローブに印加する電圧は、図3.15に示すように半波長分がMPDスラスターの放電時間の内、 $0.5\text{ ms}\sim 1\text{ ms}$ の間に掃引されるよう設定した。

ダブルプローブに印加した電圧は、バイポーラ電源のアナログ出力端子から10:1プローブを通して、またプローブ電流は計測抵抗を通して、オシロスコープ(YOKOGAWA DL750)で計測する。この時のサンプリングレートは $10\text{ MS/S}$ と設定した。

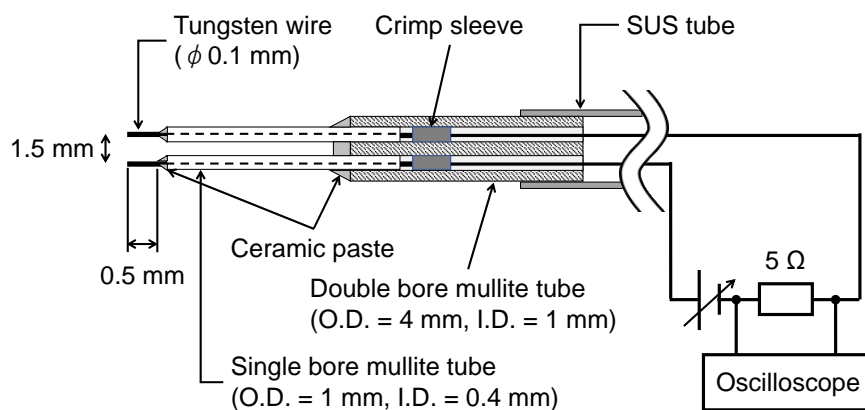


図 3.14 ダブルプローブの概要

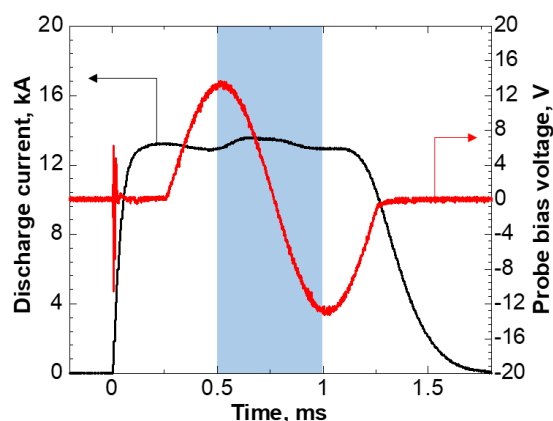


図 3.15 プローブ電圧印加の様子 (赤線：プローブ電圧，黒線：放電電流波形)

### 3.8.2. 浮動電位・空間電位

浮動電位計測と空間電位の算出は，文献[11]を参考にして実施した．浮動電位の計測には，ダブルプローブの片方の電極を使用する．すなわち，プラズマ中に挿入されたダブルプローブにおける片方の電極と陰極との間に電圧プローブ（IWATSU SS-0130R, SS-101R）を接続することで，陰極電位を基準にした浮動電位分布を求めることができる．

プラズマ空間電位  $V_s$  は，上記の通り計測した浮動電位  $V_f$  とダブルプローブで計測した電子温度  $T_e$  から，静止・等方プラズマの仮定下で，下記の式から算出することができる[11]．

$$V_s = V_f - \frac{kT_e}{e} \ln \left( \frac{\pi n_e}{2m_i} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

### 3.9. 磁場計測

第1章にて述べた通り，MPD スラスタは，生成されたプラズマがローレンツ力 ( $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_\theta$ ) により加速されることで推力を得る．従って，放電構造や加速機構を把握するためには，磁場の計測が必要である[11,24].

本研究では，磁束密度を計測するために磁気プローブを使用した．磁気プローブは，Magnetic probe, B-dot probe 等の呼び方で知られているが，磁束密度の時間変動成分を検出するプローブである[56].

#### 3.9.1. 理論・原理

磁気プローブの基本原理は，下記のファラデーの法則である．

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.14)$$

(3.14) 式を面積分して，ストークスの定理を適用すると，

$$\int (\nabla \times \mathbf{E}) d\mathbf{S} = \oint \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S} \quad (3.15)$$

が得られる．

ここで，磁束が断面  $S$  を貫くときに誘起される起電力  $V_{coil}$  は，

$$V_{coil} = \oint \mathbf{E} d\mathbf{l} \quad (3.16)$$

である．

従って，磁束が巻き数  $N$ ，断面積  $A$  のコイルを貫くときに生じる起電力は，

$$V_{coil} = NA \left| \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right| \quad (3.17)$$

で表される．

(3.17) 式のように，磁気プローブからは磁場の時間信号を得ることができる．この信号を積分することで，磁場の時間プロファイルを求めることができる．具体的な積分方法や，測定方法，校正方法，またデータ解析手法は，3.9.2 節から 3.9.4 節で述べる．

### 3.9.2. 磁気プローブの設計

本研究で製作した磁気プローブと、その等価回路を図 3.16 と図 3.17 に示す。

図 3.16 に示すように、磁場の 3 軸成分が計測可能な磁気プローブを製作した。これは、自己誘起磁場型 MPD スラスタにおいて、磁場は  $\theta$  方向（周方向）にのみ誘起されるが、 $r$ 、 $z$  方向についても計測できるようにすることで、軸対称性が成り立つかどうか確認できるようにするためである。磁気プローブは、 $\phi 0.091\text{ mm}$  のエナメル線を、 $4\text{ mm}$  四方の樹脂に深さ  $0.5\text{ mm}$  の溝に、巻き数  $n=40$  巻で巻き付けて作成した。

プローブは軸上に 8 つ並べて設置しており放電室内において、 $z$  軸方向の 8 点において同時に磁束密度が計測できるようになっている。これらのコアに巻き付けたエナメル線は、ツイストされ、同軸ケーブルに接続されている。

磁気プローブから得られる出力は、図 3.17 の等価回路のように、整合抵抗  $R$  と通して電圧として得られる。この電圧信号は、オシロスコープ（YOKOGAWA DL750）で計測した。また本磁気プローブでは、整合抵抗  $R=3\text{ k}\Omega$  とした。

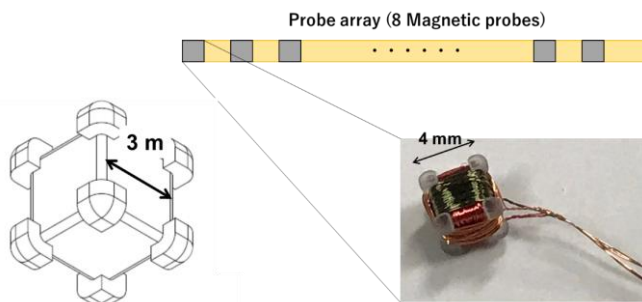


図 3.16 磁気プローブの概略図

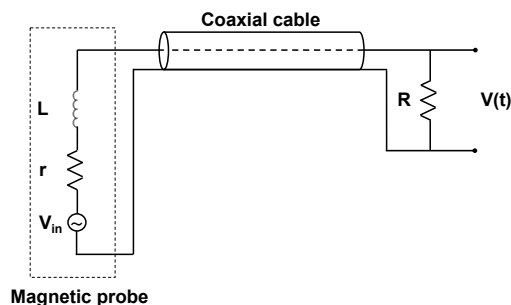


図 3.17 磁気プローブの等価回路



### 3.9.3. 磁気プローブの校正

3.9.2 節で述べたように、磁気プローブで得られる出力電圧はオシロスコープによる計測される。この計測された出力電圧から磁束密度強度を求めるためには、既知の磁束密度強度を使用して、磁気プローブを校正する必要がある。本研究では、ヘルムホルツコイルを使用して校正を行った。ヘルムホルツコイルは、図 3.18 に示すようにコイル間距離 51 mm、コイル半径 51 mm で、巻き数は 2 とした。

このヘルムホルツコイルは、コイル中心から 20 mm 四方において一様な磁場が発生可能であることを、磁場解析ソフト FEMM[57]によるシミュレーションと、テスラメータによる実測で確認してある。

ヘルムホルツコイルに流れる電流とそれに対して誘起する磁場の関係は、

$$B = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{\mu_0 n I}{r_H} \quad (3.18)$$

と表される[56]。ここで  $B$  は磁束密度強度[T]、 $\mu_0$  は真空の透磁率、 $n$  はヘルムホルツコイルの巻き数、 $I$  はヘルムホルツコイルに流す電流値、 $r_H$  はヘルムホルツコイルの半径である。

磁気プローブの校正に当たっては、計測対象と同等な周波数特性を持つ波形を対象に行う必要がある。従って、本研究においては MPD スラスタの PFN と同等な周波数特性を持つ PFN を使用して、矩形の電流を供給した。前述したように、本研究で使用した磁気プローブは軸上に 8 つのプローブを並べて、同時に計測を行ったため、校正は 8 つのプローブ

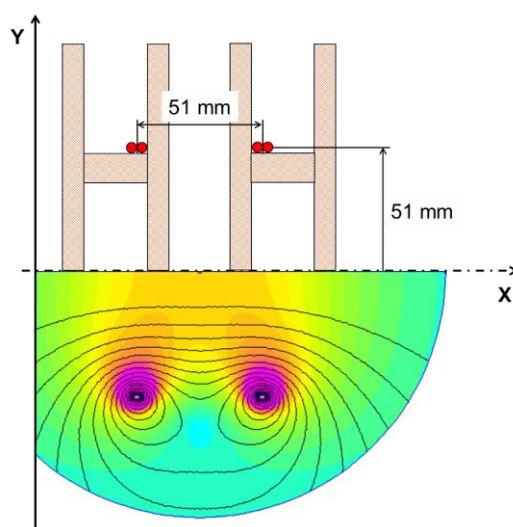
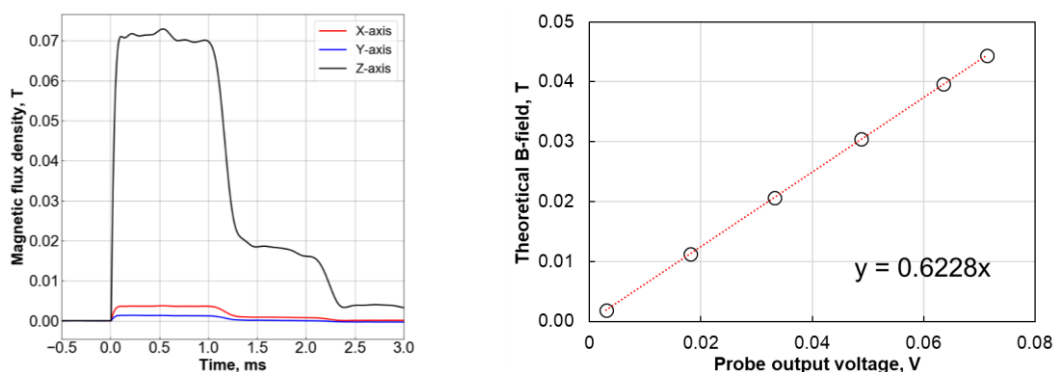


図 3.18 校正用ヘルムホルツコイルの概略図（上半分：概略図，下半分：FEMM による磁力線と磁束密度分布（500 A））

全てに行った。

磁気プローブの校正係数  $A_{coil}$  は、(3.19) 式に示す磁気プローブの出力電圧と (3.18) 式に示したヘルムホルツコイルの理論磁束密度強度との関係式から算出した。図 3.19 に、校正の際に得られる典型的な磁気プローブ出力波形と校正曲線を示す。



(a) 校正時の典型的な磁気プローブ波形

(b) 校正曲線

図 3.19 校正時の典型的な磁気プローブ出力電圧波形と校正曲線 (プローブ 1 の z 軸)

図 3.19 (a) の縦軸は磁気プローブの出力電圧は、出力された微分信号を数値積分したものであり、下記の式で表される。

$$V_{coil\_integ} = -\frac{1}{NA} \int_0^t V_{coil} dt \quad (3.19)$$

ここで、 $V_{coil\_integ}$  は磁気プローブの出力 (微分信号) を積分した電圧値、 $N$  は磁気プローブの巻数、 $A$  は磁気プローブの表面積、 $V_{coil}$  は磁気プローブの出力電圧 (微分信号) である。

図 3.19 では、プローブ 1 の z 軸を例として挙げているが、この場合、磁気プローブ計測で得られる磁束密度強度は、下記のように出力電圧に校正係数  $A_{coil}$  を乗算することで求めることができる。

$$B_{coil} = A_{coil} \times V_{coil\_integ} = 0.6228 \times V_{coil\_integ} \quad (3.20)$$

表 3.2 にすべての磁気プローブの校正係数を示す。

表 3.2 磁気プローブの校正係数  $A_{coil}$ 

プローブ	軸		
	X	Y	Z
Probe1	0.720980987	0.662225949	0.622837828
Probe2	0.67892636	0.62872550	0.59321934
Probe3	0.713013281	0.643459191	0.586707938
Probe4	0.712038268	0.631174026	0.602056811
Probe5	0.682657288	0.63221732	0.59386913
Probe6	0.696420261	0.604651182	0.570414782
Probe7	0.700941271	0.663283365	0.720387638
Probe8	0.702456154	0.640135536	0.612644107

#### 3.9.4. データ解析手法

本節では、本研究で採用した磁気プローブのデータ解析手法を述べる。またデータ解析は文献[58]を参考にした。3.9.3 節で述べた通り、磁束密度強度は、出力された微分信号を積分波形へ変更し、その信号電圧に対して校正係数を乗算することで求めることができる。微分信号の積分手法としてはアナログ積分[24,59]とデジタル積分[60,61]が挙げられるが、本研究ではデジタル積分を採用した。デジタル積分は回路に積分回路を入れなため、容易に測定することが可能であるが、積分処理の際にサンプリングレートの不足や計測機の A/D 分解能の低さ等により、積分後の波形がドリフトしやすいという欠点を持つ[60]。

本研究においても、10MS/S のサンプリングレート、16 bit の A/D 分解能を持つオシロスコープ (YOKOGAWA DL750) を使用したが、図 3.25 (a) のようにデジタル積分処理後の波形がドリフトしてしまうデータがあったため、積分処理前の微分波形に対して、周波数解析によるノイズ処理を行うことで、ドリフト成分の除去を試みた。後述するように、このドリフト成分は周波数解析の結果、280 Hz 以下の低周波成分ドリフトの原因であることがわかったため、このドリフト成分を除去するようなバンドパスフィルタの設計を行なった。

ノイズ処理は、放電後の 0 ms から 1.8 ms までのデータに対して行った。図 3.20 にデータ解析のフローチャートを示す。

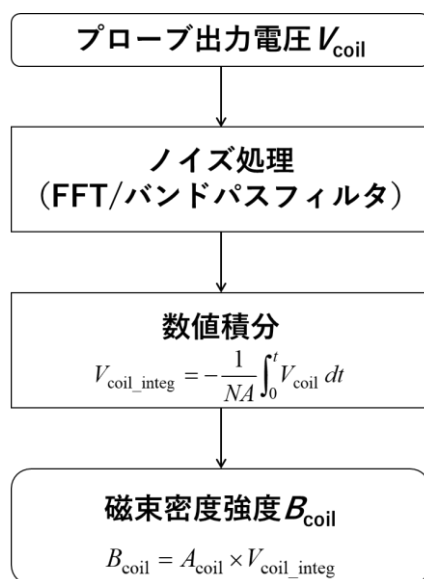
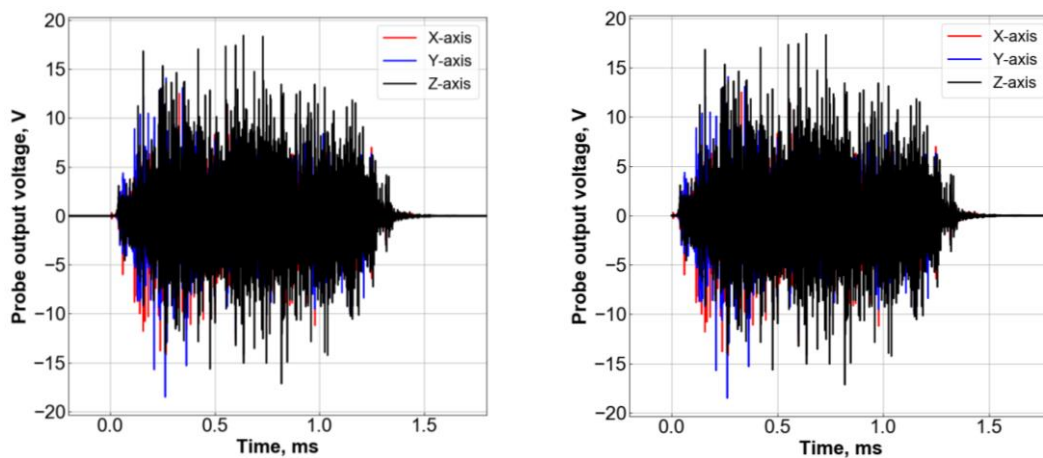


図 3.20 磁気プローブにおけるデータ解析のフローチャート

① まず，図 3.21 のように計測したデータから 0 ms から 1.8 ms までのデータを抽出する。



(a) 磁気プローブの出力微分信号

(b) 左図から 0 ms～1.8 ms の範囲を抽出

図 3.21 磁気プローブの出力微分信号から 0 ms～1.8 ms の範囲を抽出 (FL40, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s, 13 kA, z = 125 mm, r = 32 mm)

② 抽出した微分信号を上下反転し，図 3.21(b)のデータと t=0 ms で接続する (図 3.22)。

これは，後述する処理において窓関数を掛ける必要があるためである．窓関数を掛けると，かけたデータの両端のデータがその後の処理の誤差原因となる可能性がある．本研究におけるデータ解析では放電開始直後のデータが重要であるため，抽出した微分信号を上下反

転し、図 3.21(b)のデータと  $t=0$  ms で接続することで、重要なデータが解析に反映されるようにした。

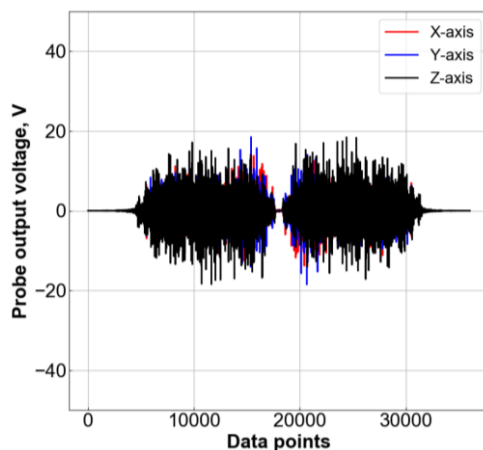


図 3.22 抽出した微分信号を上下反転し、図 3.21(b)のデータと  $t=0$  ms で接続 (FL40, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s, 13 kA,  $z = 125$  mm,  $r = 32$  mm)

③ 図 3.22 の微分信号に対して高速フーリエ変換 (FFT) を適用して周波数解析を行い、280 Hz～2.5 MHz の周波数成分のみを抽出するバンドパスフィルタを適用する (図 3.23)。これは、本磁気プローブ計測において、280 Hz 以下の低周波ノイズがドリフト成分となっているためである。

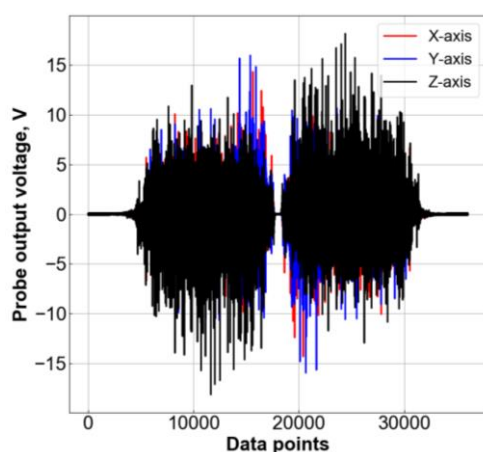


図 3.23 バンドパスフィルタを適用した微分信号 (FL40, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s, 13 kA,  $z = 125$  mm,  $r = 32$  mm)

- ④ ノイズ処理を行った微分信号を、図 3.24 のように元の時間軸に戻す。

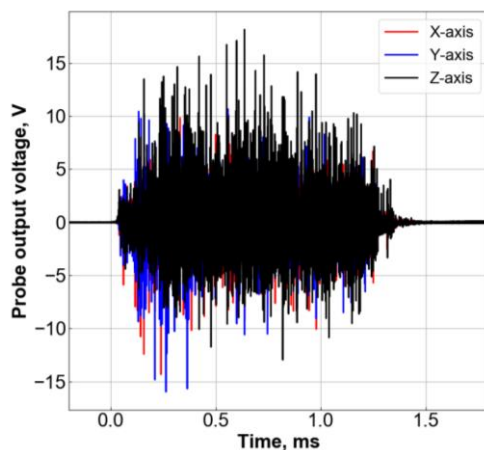
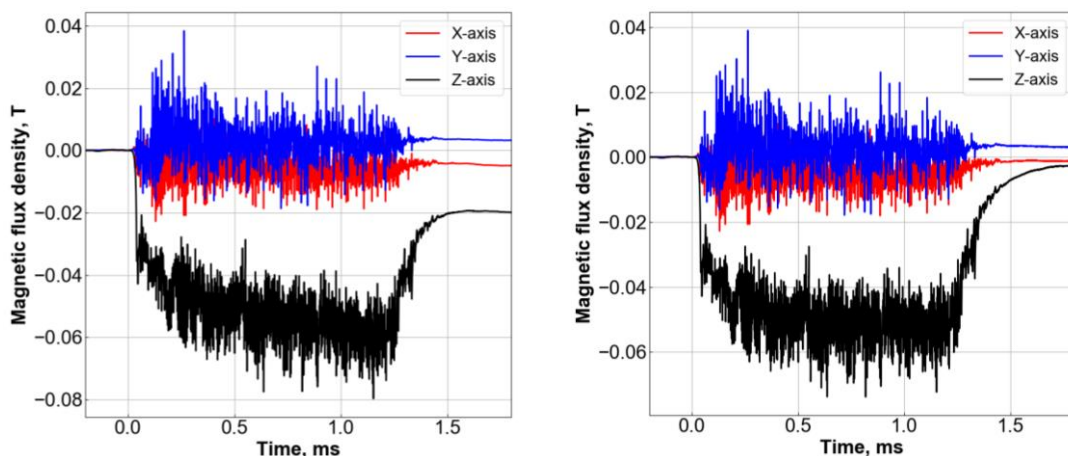


図 3.24 ノイズ処理を行った微分信号を元の時間軸に戻す (FL40, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s, 13 kA, z = 125 mm, r = 32 mm)

- ⑤ ノイズ処理を行った微分信号を、台形法により数値積分する (図 3.25)。



(a) ノイズ処理なし

(b) ノイズ処理有り

図 3.25 デジタル積分後の磁気プローブ波形 (FL40, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s, 13 kA, z = 125 mm, r = 32 mm)

- ⑥ 0.5 ms から 1 ms 間の積分後の出力電圧を平均したのちに、校正係数を乗算して、磁束密度強度を求める。

### 3.10. 陰極表面温度分布計測

MPD スラスタに限らず電極を有する電気推進機の寿命は、電極の寿命に比例する。そして、多くの場合でその寿命は、電極の溶融やイオンによるスパッタに起因する。従って、電極の加熱や損耗メカニズムを明らかにするために、電極の温度計測や損耗計測が多く行われてきた[26,27,30,32,62–64]。

MPD スラスタにおいては、特に陰極が寿命を律速する要因である。なぜならば、MPD スラスタが本質的に kA オーダーの大電流駆動であるために、ジュール加熱による溶融やスパッタにより損耗するためである。従って、MPD スラスタの陰極現象を理解するためには、正確に温度を計測する必要がある。これまでに、MPD スラスタの陰極温度計測は、いくつか行われてきた[30,32,64]。しかし、これらの研究では陰極のある一点を計測するというような一次元的な計測に留まっている。MPD スラスタの陰極現象は、それ担体での現象ではなく、プラズマとの相互作用の結果でもある。従って、MPD スラスタにおける陰極現象を理解するためには、2次元的な陰極加熱現象の把握が必要である。2次元的な陰極表面温度分布を計測する試みについてもいくつかおこなわれてきたが、放射率による誤差の影響もあり、陰極の2次元的な表面温度分布の計測結果はいまだ報告されていない[25,34,65]。

そこで本研究では、2つの波長における放射輝度の比から温度を求める二色法を採用して、陰極表面温度分布を2次元イメージとして計測可能なシステムである二色温度計を新たに開発し、プラズマ発光下における陰極表面温度分布の取得を実現した[66–68]。温度計測手法として二色法を適用した研究は、アーク溶接の分野で多く見られており[69,70]、また電気推進機の分野においても、ホローカソードの電子放出材（インサート、エミッター）の表面温度を計測するシステムとして採用されている[71,72]。本研究におけるシステムは、アークプラズマの放射の影響を受けないよう近赤外領域での感度を高め、イメージ画像として温度分布を計測できるよう、先行研究の知見を応用・拡張したものである。なお、本節に記述する二色温度計システムは、近赤外領域においてさらに高い感度を実現できるよう、先行研究[66–68]から一部の装置を改良したものである。

## 3.10.1. 理論・原理

前述した先行研究[25,30,32,34,64]では、放射温度計を使用した陰極温度計測が行われていた。物体からは、その物体が持つ温度に依存した電磁波(連続スペクトル)が放射されるが、放射温度計は、その熱放射を計測することで、下記のプランクの法則から温度を求める計測機である。

$$I = \frac{2\pi hc_0^2 \varepsilon}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (3.21)$$

(3.21) 式において、 $I$ は放射輝度、 $h$ はプランク定数、 $C_0$ は真空の光速、 $k$ はボルツマン定数、 $\lambda$ は波長、そして $\varepsilon$ は分光放射率である。

分光放射率は波長に依存するパラメータであり、長波長領域で放射率が低くなるという特性を持つ。従って、単一の波長を計測する放射温度計では、この分光放射率に起因する誤差が大きくなる。

本研究で採用した二色法は、2つの波長域の放射輝度比を求めることで、温度を求める手法である。二つ波長を $\lambda_1$ 、 $\lambda_2$ として、プランク則で放射輝度の比は、

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\varepsilon_2 \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \frac{1 - \exp\left(\frac{C_b}{\lambda_2 T}\right)}{1 - \exp\left(\frac{C_b}{\lambda_1 T}\right)}}{\varepsilon_1} \quad (3.22)$$

と表される。この時、物体から放射される連続スペクトルの2つの近接した波長において、分光放射率を等しいと仮定する灰色体として考えると、(3.22)式は分光放射率によらない式として記述することができる。

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \frac{1 - \exp\left(\frac{C_b}{\lambda_2 T}\right)}{1 - \exp\left(\frac{C_b}{\lambda_1 T}\right)} \quad (3.23)$$



## 3.10.2. 二色温度計の設計と構成

3.10.1 節で述べたように、本研究で開発した二色温度計は、物体から放射される連続スペクトルにおいて近接した2波長の放射輝度比から、温度分布を算出するというものである。本システムは、2波長の輝度値を画像として取得することで、陰極表面温度分布の計測を可能にした。図 3.26 に二色温度計システムの概略を示す。

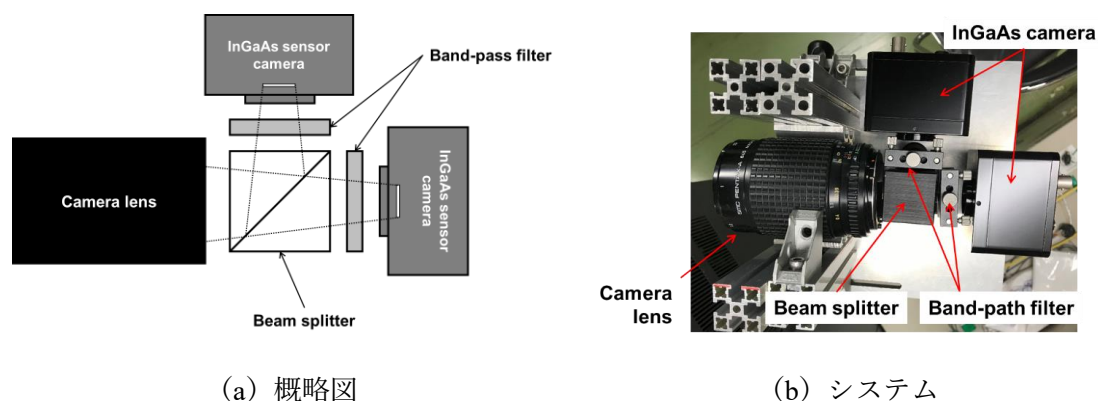


図 3.26 二色温度計の概略

二色温度計は、カメラレンズ (smc Pentax FA-645, 120 mm, F4) とビームスプリッター、2つのバンドパスフィルタ、2台の InGaAs 素子の近赤外カメラ (Artray. co. ltd, ARTCAM-0080TNIR-TRG) から構成されている。近赤外カメラは、ビームスプリッター方向に位置調整が可能な手動ステージ上に搭載されており、焦点を合わせることが可能なセットアップとなっている。近赤外カメラは、900 nm~1700 nm の範囲で撮影可能であり、アークプラズマの発光スペクトルを阻止する一方で、陰極加熱由来の連続スペクトルを透過することができる。従って、陰極表面温度分布計測に当たっては良好な S/N 比を確保可能である。また、本近赤外カメラは、外部トリガによる撮影が可能であるため、計測に当たっては、3.5 節で述べた遅延パルスジェネレータによりシャッターの制御を行った。

近赤外カメラの前面にバンドパスフィルタを設置することで、2波長の輝度画像の撮影を可能にした。バンドパスフィルタは、プラズマ発光の影響がないように、プラズマ由来の線スペクトルを避けた波長を選択した。本システムでは、アルゴン推進剤の場合、940nm/950 nm の組み合わせ、水素推進剤の場合、950 nm/980 nm の組み合わせとした。なお、バンドパスフィルタの選定にあたっては、可視領域対応の分光器を使用して、陰極からの発光とプラズマ由来の輝線を計測した。

## 3.10.3. データ解析

データ解析には、主に Matlab のイメージプロセッシングツールボックスを利用した解析コードを作成し、計測した2波長の画像位置合わせと、陰極表面温度分布の算出を自動で行えるようにした。

3.10.2節で述べたように、カメラレンズで集光した陰極からの発光は、ビームスプリッターにより2系統に分岐される。分岐された発光は、バンドパスフィルタにより特定の波長のみ透過し、単一波長の輝度画像として近赤外カメラにて撮影される。この過程で、光学系のずれから、2台の近赤外カメラで撮影される輝度画像にはずれが生じる。そこで、図3.27に示すような順序で位置合わせと解析を行った。

- ① 2波長の輝度画像を、強度ベースイメーレジストレーションにより位置合わせを行う。
- ② 位置合わせを行った輝度画像の各セルを3×3に9分割する。分割したセルは、双3次補間により輝度値を補間する。
- ③ 高解像度化した輝度画像を、さらに強度ベースイメーレジストレーションにより位置合わせを行う。
- ④ 位置合わせをした2波長の輝度画像の各セルにおいて、(3.24)式を温度  $T$  に関して、ニュートン法により数値的に解く。

$$A_{temp} \frac{I_1}{I_2} = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \frac{1 - \exp\left(\frac{C_b}{\lambda_2 T}\right)}{1 - \exp\left(\frac{C_b}{\lambda_1 T}\right)} \quad (3.24)$$

ここで、 $A_{temp}$  は後述する校正方法により求める校正係数である。

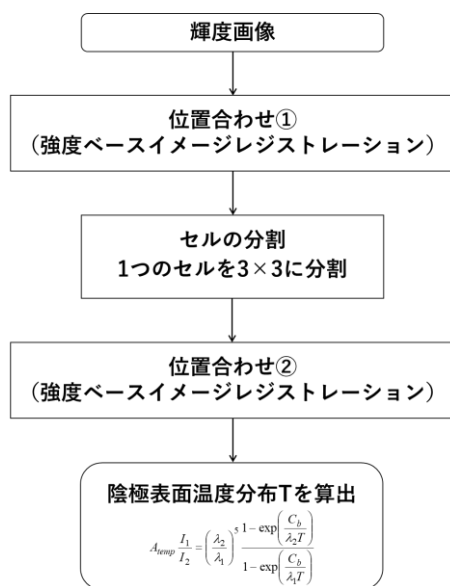


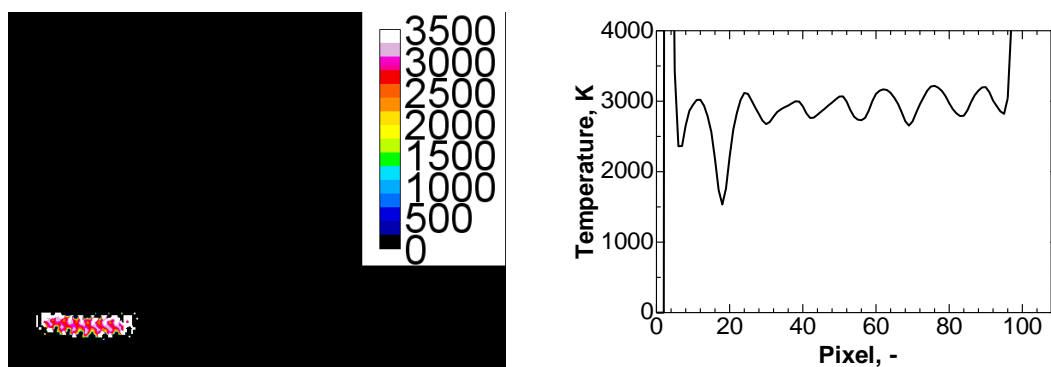
図 3.27 二色温度計測データ解析のフローチャート

#### 3.10.4. 二色温度計の校正

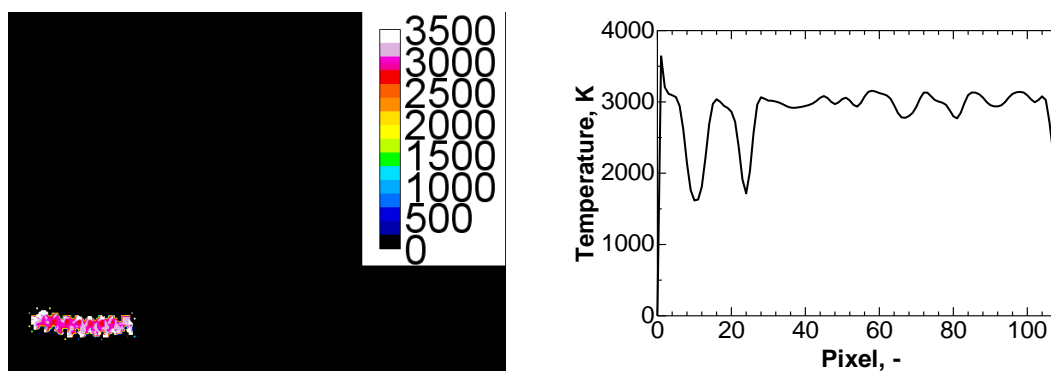
二色温度計で得られる計測対象（本研究の場合は MPD スラスタの陰極）からの発光は、真空チャンバーのビューポートやレンズ等の光学系により近赤外カメラのセンサ部に到達するまでに減衰される。また、近赤外カメラにおいても個体差があることから、既知の連続スペクトルをもつ光源による校正を行う必要がある。

本研究では、JCSS（Japan Calibration Service System）校正事業者である浜松フォトニクスにより 3000 K で構成されたハロゲン標準電球（USHIO INC. JPD100V500WCS）を用いて、二色温度計の校正を行った。

ハロゲン標準電球は、MPD スラスタの陰極位置に設置して、二色温度計で標準電球を撮影し、その輝度画像から陰極表面温度分布が 3000 K になるように、校正係数を設定した。具体的な設置位置については、第 6 章で後述する。図 3.28 に、本研究で採用した、二色温度計を陰極位置正面に設置した場合における、ハロゲン標準電球の温度分布を示す。また表 3.3 に、二色温度計の校正係数を示す。



(a) 940 nm / 950 nm の組み合わせの場合



(b) 950 nm / 980 nm の組み合わせの場合

図 3.28 陰極位置に対して正面に二色温度計を設置した場合のハロゲン標準電球の温度分布 (左図：温度分布, 右図：中心軸上の温度分布)

表 3.3 二色温度計の校正係数  $A_{temp}$

フィルタ組合せ	計測位置	
	正面	斜め
940 nm / 950 nm	0.35	0.34
950 nm / 980 nm	0.2	0.242

### 3.10.5. プラズマ放射の影響

第6章で後述するように、二色温度計による陰極表面温度分布計測は、ST40 スラスタの場合はスラスタの正面から計測し、FL40 スラスタの場合はスラスタに対して斜め方向から計測した。そこで本節では、二色温度計におけるプラズマ放射の影響と計測方向の影響を検討した結果を示す。二色温度計は、陰極先端から 2.2 m の位置に設置した。また、図 3.29 に示すように、近赤外カメラの InGaAs 素子の 1 ピクセル当たり、約 0.488 mm の陰極表面の領域を収めることができる。

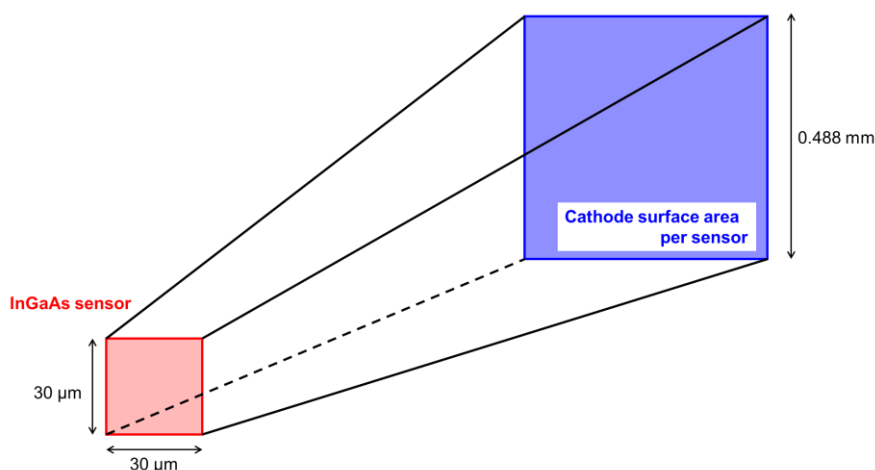


図 3.29 1 ピクセル当たりの陰極表面における撮影領域（センサと計測面との距離は 2.2 m）

ここで発光強度（単色射出能）はプランクの法則から、

$$E_{\lambda,b} = \frac{C_1}{\lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]} \quad [\text{W/m}^2 \cdot \mu\text{m}] \quad (3.25)$$

と求めることができる。(3.25) 式中の各係数は、文献[73]を参照されたい。

また、二色温度計測で使用したバンドパスフィルタの半値幅は 10 nm である。従って、例えば 950 nm のバンドパスフィルタを使用した場合、使用した波長域における、1 ピクセル当たりの陰極表面における撮影領域からの発光強度（単色射出能）は、(3.25) 式に、想定される陰極温度とタングステンの放射率 (0.43)、1 ピクセル当たりの陰極表面における撮影領域の面積を乗算し、それらを 945 nm から 955 nm 間で積分すれば見積もることができる。

$$\text{Emissivity from cathode} = \int_{\lambda-5nm}^{\lambda+5nm} E_{\lambda,b} \cdot C_W \cdot S_{cathode} d\lambda \quad (3.26)$$

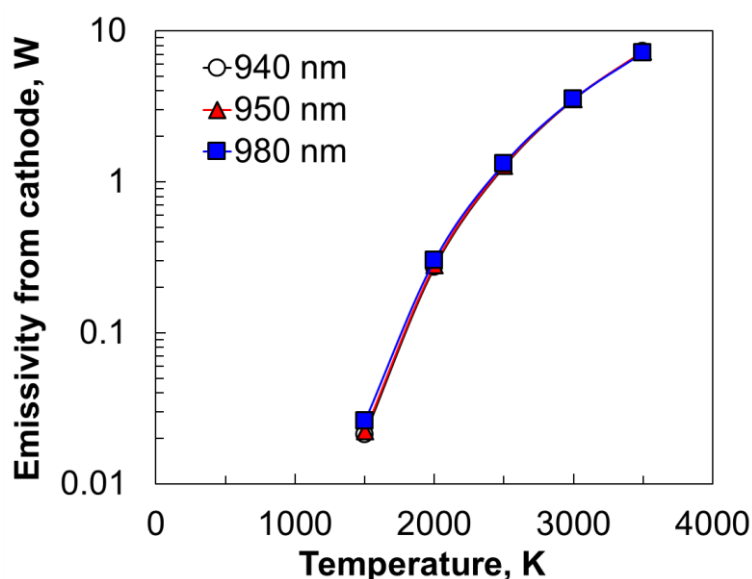


図 3.30 1 ピクセル当たりの陰極表面における撮影領域からの発光強度[W]

図 3.30 に (3.26) 式から見積もられた、温度に対する 1 ピクセル当たりの陰極表面における撮影領域からの発光強度を示す。この結果から、1500 K の場合、0.02 W 程度の発光強度となる。

つぎに、プラズマからの輻射（発光強度・輻射エネルギー）を見積もる。プラズマからの輻射は、図 3.29 に示した四角錐台の領域において、単位体積当たりのプラズマの発光強度を求めて積分すれば見積もることができる。ここでは熱制動放射から考える。熱制動放射は、

$$\epsilon_v^{ff} \equiv 6.8 \times 10^{-38} T^{\frac{1}{2}} Z^2 n_e n_i e^{-\frac{h\nu}{kT}} \bar{g}_{ff}(T, \nu) \left[ \frac{\text{erg}}{\text{s} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{Hz}}, \text{CGS unit} \right] \quad (3.27)$$

で表すことができる。

赤外線カメラのセンサと陰極間におけるプラズマの輻射は (3.27) 式に、対称波長（バンドパスフィルタの波長 ±5 nm）と微小体積を掛けることにより見積もることができる。なお、 $n_e = n_i$  と仮定した。ここでの見積もりにおける電子温度と電子数密度は、第 5 章のプラズマ計測の結果（水素、0.3 g/s, 13 kA）を使用して、放電室端から二色温度計間についてのパラメータは、距離に対して 2 乗で減衰すると仮定した。また、放電室内のプラズマパラメータについては、図 3.31 の一点鎖線における値を使用して、一点鎖線上において、距離に対して 2 乗で減衰すると仮定した。

プラズマからの輻射の見積もりを図 3.32 に示す。図 3.32 に示すように、対称波長（バンドパスフィルタの波長 ±5 nm）において、プラズマからの発光強度は、ST40 スラスタ（正

面から計測した場合), FL40 スラスタ (斜めから計測した場合) とともに,  $O(10^{-9}-10^{-10})$  であり, スラスタ形状間におけるプラズマからの発光エネルギーの差は約  $4 \times 10^{-9} \text{ W}$  であること, またこれらのプラズマ発光は陰極からの発光に対して, 0.00005%以内であることから, プラズマ放射の影響, および正面と斜めからという計測位置の影響は無視できると考えられる.

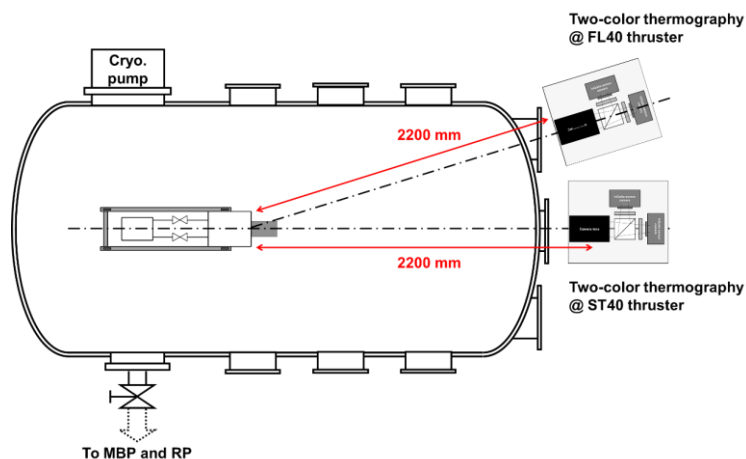


図 3.31 二色温度計の位置関係

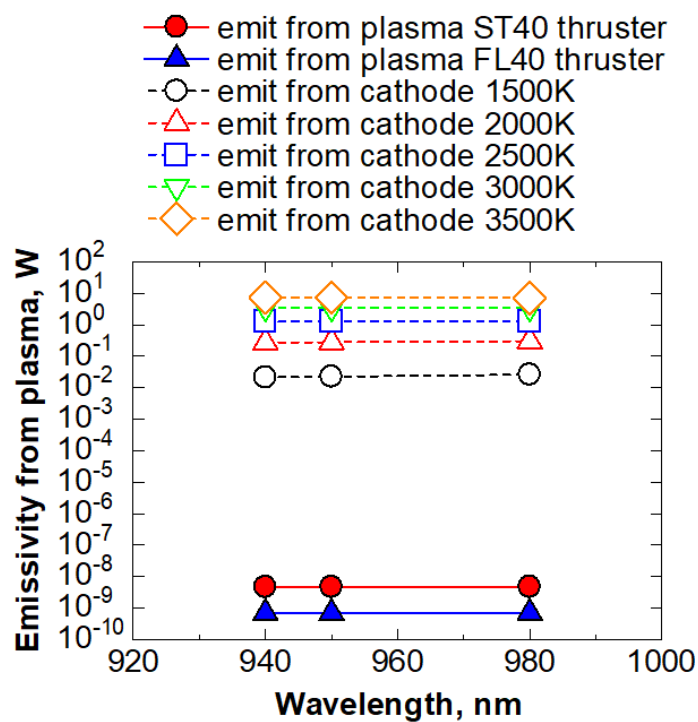


図 3.32 プラズマからの発光強度[W]

# 第4章

## 数値シミュレーションによる推進 性能特性に対する放電室電極形状 の依存性

本章では、数値シミュレーションにより、MK-2 スラスタにおける、推進性能特性に対する放電室形状の影響を検討した結果を述べる。特に本研究においては、過去の研究から高性能が得られることが既知である水素を推進剤として数値シミュレーションを行い、各放電室形状（FL40 スラスタと ST40 スラスタ）における推力発生機構と損失機構を定量的に評価し、主たる推力損失要因および推力に寄与しない電力消費を明らかにすることを目的とする。また本章では臨界電流以下での条件で数値計算を行った。つまり、電磁推力に加え気体力学的効果も推進性能へ一定の影響を与えうる範囲で計算を行っている。

### 4.1. 数値計算条件

本章における数値シミュレーションは、全ての計算ケースにおいて表 4.1 に示すような入口条件および境界条件を課す。入口温度については、実際には常温 300 K 程度と予想されるが、本研究が対象とするような短い陰極形状の場合は、入口直後で解離・電離が生じることから急激に温度が上昇することが予想される。また、これに加え、数値計算における安定性と収束性の観点から、実際的な温度よりも高い 600 K と設定した。また表 4.1 に記載した制限等温条件とは、並進温度と振動温度を設定温度以下では断熱条件として、設定温度以上で



は等温条件とする条件である。また電子温度については断熱条件より算出している[23,37]。

また第2章にて述べたように、本数値シミュレーションではシース計算は行わず、一定のシース電圧を与えた。放電電流は、理論臨界電流が 12 kA に対して、フレア形状陽極 (FL40 スラスタ) に対しては放電電流 9 kA まで、ストレート形状陽極 (ST40 スラスタ) に対しては放電電流 11 kA の条件まで計算を行った。つまり臨界電流以下の条件で推進性能と流れ場の現象を数値的に検討した。

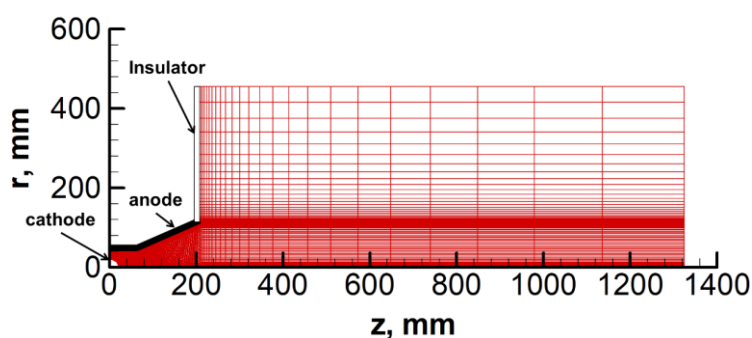
表 4.1 数値計算条件・形状パラメータ

条件	パラメータ
推進剤	水素
推進剤流量	0.4 g/s
放電電流 $J$	5 – 11 kA (FL 形状のみ 10 kA まで)
理論臨界電流	12 kA
入口電子温度・入口重粒子温度	600 K
入口解離度	$1.0 \times 10^{-3}$
入口電離度	$1.0 \times 10^{-5}$
流れ場の壁面条件	制限等温条件
	$T_{\text{vib}}, T_{\text{tr}} < 1500 \text{ K}$ : 断熱条件
陽極壁面温度	$T_{\text{vib}}, T_{\text{tr}} \geq 1500 \text{ K}$ : 等温条件 $T_e$ は断熱条件から算出
	$T_{\text{vib}}, T_{\text{tr}} < 2500 \text{ K}$ : 断熱条件
陰極壁面温度	$T_{\text{vib}}, T_{\text{tr}} \geq 2500 \text{ K}$ : 等温条件 $T_e$ は断熱条件から算出
シース電圧	20 V

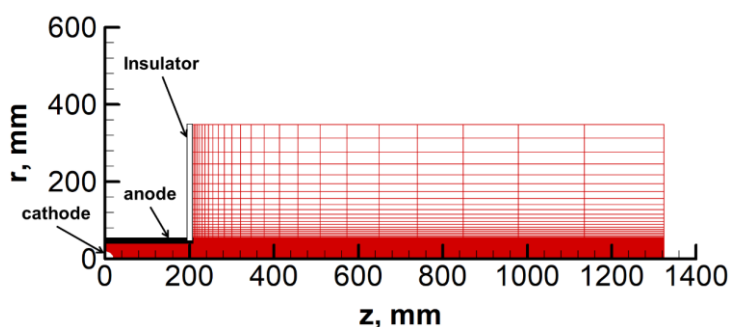
また計算対象は、図 3.2 に示した MK-2 スラスタとして、ノズル開き角の無いストレート形状陽極を有する ST40 スラスタと、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタとした。これは 1.6.1 に示したように、MPD スラスタにおいては、放電室形状と加速機構とが密接に関連しているためである。例えば、フレア形状陽極であれば、気体力学的な加速の面から有効であるとされており、ストレート形状陽極であれば、電磁推力が強調されるとされている。また、陰極寸法は実験形状では半径 19.5 mm であるが、数値計算では半径 20 mm としたことを付記しておく。

このようにノズルの有無を比較することにより、大型スケール（実機スケール）スラスタにおいては、どのような加速機構が支配的であるか、その内訳を定量的に評価することができるため、ストレート形状とフレア形状陽極を比較計算対象とした。

図 4.1 に形状パラメータと計算格子を示す。



(a) フレア陽極 (FL40 スラスタ)



(b) ストレート陽極 (ST40 スラスタ)

図 4.1 MK-2 スラスタの形状パラメータ [mm]

## 4.2. 数値シミュレーションにおける推進性能の評価式

本節では、本数値計算における推進性能の評価式を述べる。推力は、電磁推力  $F_{EM}$ 、気体力学的推力  $F_{GD}$ 、また電極壁面における摩擦力（粘性力） $F_{vis}$  に3要素で評価した。また全推力  $F_{total}$  は、電磁推力と気体力学的推力の和から摩擦力を差し引くことで評価した[74]。

- ・ 電磁推力  $F_{EM}$  :

$$F_{EM} = \iiint [(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{e}_z] dV + \iint_{\text{Cathode-side wall}} p \cdot \mathbf{e}_z \cdot d\mathbf{S} \quad (4.1)$$

- ・ 気体力学的推力  $F_{GD}$  :

$$F_{GD} = \iint_{\text{Inlet}} [p + \rho(\mathbf{u} \cdot \mathbf{e}_z)^2] \mathbf{e}_z \cdot d\mathbf{S} + \iint_{\text{Anode-side wall}} p \cdot \mathbf{e}_z \cdot d\mathbf{S} \quad (4.2)$$

- ・ 電極壁面における摩擦力（粘性力） $F_{vis}$  :

$$F_{vis} = \iint_{\text{Anode-side wall}} (\mathbf{e}_r \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z \cdot d\mathbf{S} + \iint_{\text{Cathode-side wall}} (\mathbf{e}_r \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z \cdot d\mathbf{S} \quad (4.3)$$

なお、壁面摩擦に起因するプラズマ加熱は気体力学的推力の増加に寄与していると考えられることを付記しておく。すなわち、摩擦による推力の損失分の一部は気体力学的推力として回収されているものと考えられる[74]。

バルクプラズマに対する投入電力は、(4.4) 式のように評価する。

- ・ バルクプラズマに対する投入電力  $P$  :

$$\begin{aligned} P &= P_{\text{Joule}} + P_{\text{Lorentz}} + P_{\text{ionslip}} \\ &= \int \left[ \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} + \mathbf{u} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) + \frac{S_{\text{ion}}}{\sigma |\mathbf{B}|^2} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})^2 \right] dV \end{aligned} \quad (4.4)$$

(4.4) 式において、右辺第1項のジュール加熱項と右辺第3項のイオンスリップ加熱項は、それぞれ推進剤（プラズマ）の加熱に寄与する。特に、イオンスリップが推進剤の加熱に寄与することは、文献[23]で示されている。この文献[23]ではイオンスリップを考慮した場合と未考慮の場合で比較を行っており、イオンスリップを考慮した場合において、重粒子並進温度が増加することを示している。イオンスリップが顕著に生じた場合、数値計算上では(2.5)式の重粒子エネルギー保存式の右辺第3項の計算の結果、重粒子の加熱が評価される。このイオンスリップが生じることによる加熱を、本稿ではイオンスリップ加熱と呼ぶ。イオンスリップ加熱は、(4.5)式のように評価される。

$$\text{ionslip heating} = \frac{S_{\text{ion}}}{\sigma|\mathbf{B}|^2} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})^2 = \frac{j^2}{\sigma} S_{\text{ion}} \quad (4.5)$$

この式からわかるように、イオンスリップ加熱はジュール加熱のように重粒子を加熱する成分であるといえる。そして、(4.5) 式中のイオンスリップパラメータ  $S_{\text{ion}}$  が 1 の場合、イオンスリップ加熱はジュール加熱と同等になる。すなわち、イオンスリップパラメータが 1 以上の場合、イオンスリップの影響が生じるといえる。

放電電圧は、(4.4) 式から求めた投入電力を、放電電流で除し、別途仮定したシース電圧を加えることで算出する。

- ・ 放電電圧  $V$  :

$$V = \frac{P}{J} + V_{\text{sh}} \quad (4.6)$$

また推進効率も、(4.7) 式から評価する。

- ・ 推進効率  $\eta$  :

$$\eta = \frac{F_{\text{total}}^2}{2mJV} \quad (4.7)$$

### 4.3. 推進性能特性に対する陽極ノズル開き角の影響

本章では、MK-2 スラスタにおける推進性能に対する放電室形状の影響を、数値計算の観点から評価する。

#### 4.3.1. 推進性能に対する陽極ノズル開き角の影響

まず図 4.2 に放電電流と推進効率との関係を示す。図 4.2 から推進効率に対する陽極ノズル開き角の影響がわかる。まず、本数値計算の計算条件においては、全ての放電電流でフレア陽極の方がストレート陽極よりも推進効率が上回った。また放電電流に対する推進効率の傾向に着目すると、フレア陽極の場合では、放電電流の増加に従い、推進効率は増加するが、放電電流 8 kA を境に減少に転じる。その一方で、ストレート陽極の場合では、放電電流の増加に従い、推進効率は上昇するという傾向が見られた。

このような傾向は、これまでに明らかにされてきた MPD スラスタの傾向とは以下 2 つの点で異なる。

- (1) まず先行研究によれば水素を推進剤とした場合、放電室形状によらず放電電流の増加に従い推進効率は単調増加する [10,11,22] が、フレア陽極の場合では、放電電流の増加に従い、推進効率は増加するが、放電電流 8 kA を境に減少に転じる。なおこの傾向は第 7 章で示すようにシース電圧の値により変化するが、シース電圧を 45V とした場合においても、電流の増加に従い推進効率が上限を持つという結果となった。
- (2) 図 4.2 からストレート陽極においては放電電流の増加に従い推進効率は増加しているが、その増加率は先行研究 [10,11,22] と比較して小さい。

上記したような先行研究との傾向の違いは、MK-2 スラスタの特性であると考えられる。

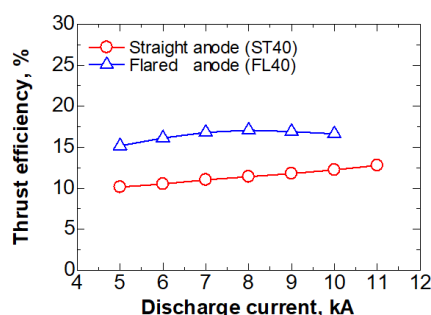


図 4.2 放電電流と推進効率との関係 (赤：ST anode, 青：FL anode)

以上のような推進効率の傾向を示した理由を考察するため、図 4.3 に放電電流と推力の関係、図 4.4 に放電電流と消費電力内訳の変動を示す。

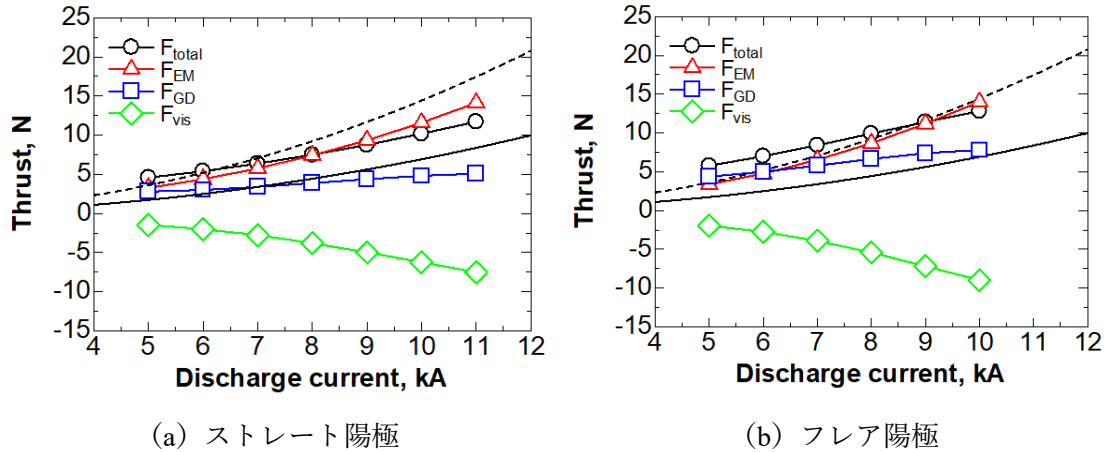


図 4.3 放電電流と推力（全推力  $F_{total}$ 、電磁推力  $F_{EM}$ 、気体力学的推力  $F_{GD}$ 、電極壁面における摩擦力  $F_{vis}$ ）との関係

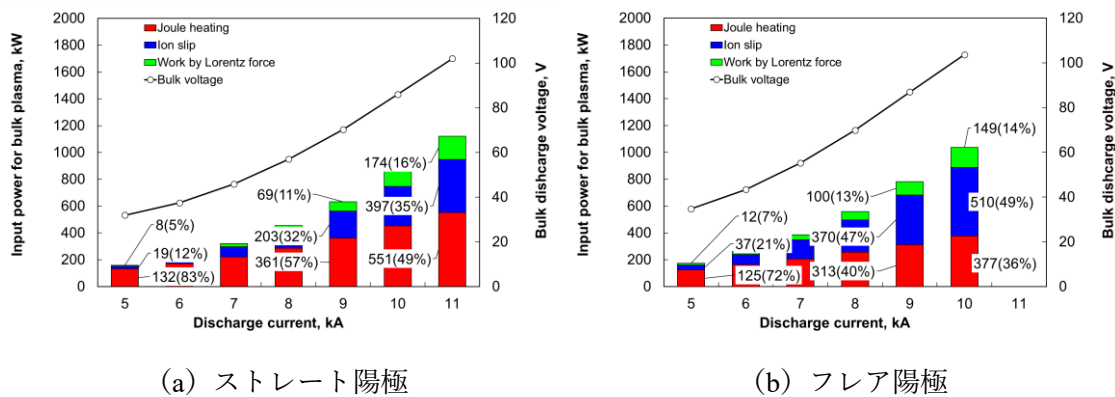


図 4.4 放電電流とバルクプラズマに対する投入電力の内訳との関係

全推力は図 4.3 から、放電電流 9 kA の場合、フレア陽極の方がストレート陽極の場合に対して約 30%上回っていることがわかる。しかし全推力の放電電流値の増加（5 kA–9 kA）に従う増加幅は、ストレート陽極の場合が 4.6 N から 8.8 N へ約 1.9 倍増加しており、フレア陽極の場合は 5.8 N から 11.4 N へ約 2 倍の増加となっており、ストレート陽極とフレア陽極では、推力の増加率はほぼ同じである。

MPD スラスタのバルクプラズマに対して投入された電力の内訳は図 4.4 に示した通りだが、フレア陽極の方がストレート陽極の場合に対して約 24%上回っていることがわかる。

また放電電流の増加（5 kA – 9 kA）に伴う電力の増加幅は、ストレートアノードの場合は 160 kW から 633 kW へ約 3.9 倍の増加を示し、フレアアノードの場合では 174 kW から 783 kW へ約 4.5 倍の増加を示している。

推進効率は前述した通り (4.7) 式より評価されるが、全推力  $F_{\text{total}}$  に対して電力  $IV$  が卓越したとき推進効率は低下し、電力  $IV$  に対して全推力  $F_{\text{total}}$  が卓越した場合、推進効率が增加することを示している。

以上から図 4.2 のような推進効率の傾向になった理由は、推力特性と投入電力特性のバランスで決まったと考えられる。すなわち、ストレート陽極における全推力が、フレア陽極の全推力に対して約 30% 下回った一方で、放電電流の増加に対する全推力の増加率はフレア陽極よりもストレート陽極の場合で同等であったこと、また同時に、ストレート陽極にける放電電流の増加に伴うバルクプラズマに対する投入電力の増加率が、フレア陽極よりも抑制されたため、ストレート陽極の場合、放電電流の増加に従い推進効率が上昇した。その一方でフレア陽極の場合は、ストレート陽極の場合とは対照的に、全推力はストレート陽極の全推力を 30% 程度上回っているものの、その増加率はストレート陽極の場合とほぼ同等である一方で、バルクプラズマに対する投入電力がストレート陽極の場合よりも増加したため、フレア陽極の場合、放電電流の増加に従い推進効率は減少傾向へ転じたと考えられる。

上記したように、推進効率の特性は、推力とバルクプラズマに対する投入電力のバランスで決まる。従って、上記した推力特性とバルクプラズマに対する投入電力の特性を、それぞれの内訳から説明する。

まず推力特性に関して述べる。上記したように、ストレート陽極における全推力は、フレア陽極の全推力に対して約 30% 下回った一方で、放電電流の増加に対する全推力の増加率はフレア陽極とストレート陽極の場合でほぼ同等であった、という推力特性が数値計算の結果得られた。ストレート陽極における全推力は、フレア陽極の全推力に対して約 30% 下回った点に関しては、ストレート陽極の場合、陽極壁面における圧力推力を回収できなかったことが原因である。

推力特性について注目すべき点は、放電電流の増加に対する全推力の増加率はフレア陽極とストレート陽極の場合でほぼ同等であった、という点である。図 4.3 からは、ストレート陽極とフレア陽極の場合ともに、電磁推力は放電電流の増加に従い単調増加していることがわかる。また気体力学的推力は、ストレート陽極の場合は放電電流の増加に従いほぼ一定であり、フレア陽極の場合は、放電電流の増加に従い微増である。すなわち、フレア陽極の場合、大電流領域においてはノズル開き角を有する利点がなかったといえる。一方で、電極壁面における摩擦力（粘性）は、ストレート陽極とフレア陽極の場合で大きく異なる。放

電室形状によらず、電極壁面における摩擦力は放電電流の増加に従い増加しているが、放電電流 9 kA では、フレア陽極の場合、最大 7 N に達しており、摩擦力の増加率はストレート陽極のそれよりも大きくなっている。ここで図 4.5 に電極壁面における摩擦力の内訳を示す。図 4.5 から陽極壁面における摩擦力（粘性）が推力性能に大きく影響していることがわかる。従って、フレア陽極の場合は、放電電流の増加に従い陽極壁面における摩擦力が顕著に生じたため、気体力学的推力の増加分を打ち消したことで、放電電流の増加に対する全推力の増加率はフレア陽極とストレート陽極でほぼ同等になった。

次にバルクプラズマに対する投入電力について述べる。図 4.4 に示したバルクプラズマに対する投入電力の内訳から、放電電流 9 kA のとき、ストレート陽極の場合は、全バルクプラズマに対する投入電力の約 50% をジュール加熱項が占めている一方で、フレア陽極の場合では、全バルクプラズマに対する投入電力の 50% 以上をイオンスリップ加熱項が占めている。特にフレア陽極の場合は、推進効率が減少に転じた放電電流 8 kA を境に、バルクプラズマに対するイオンスリップ加熱項の割合がジュール加熱項よりも上回った。バルクプラズマに対する投入電力の内、ジュール加熱項とイオンスリップ加熱項を推進剤の加熱として寄与していることは前述したとおりであるが、以上の結果からフレアアノードの場合では、全電力の大半を占めるイオンスリップ加熱項が推力へ寄与しないことにより、全推力の増加が抑制された結果、放電電流の増加に従い推進効率は低下傾向へ転じたと考えられる。

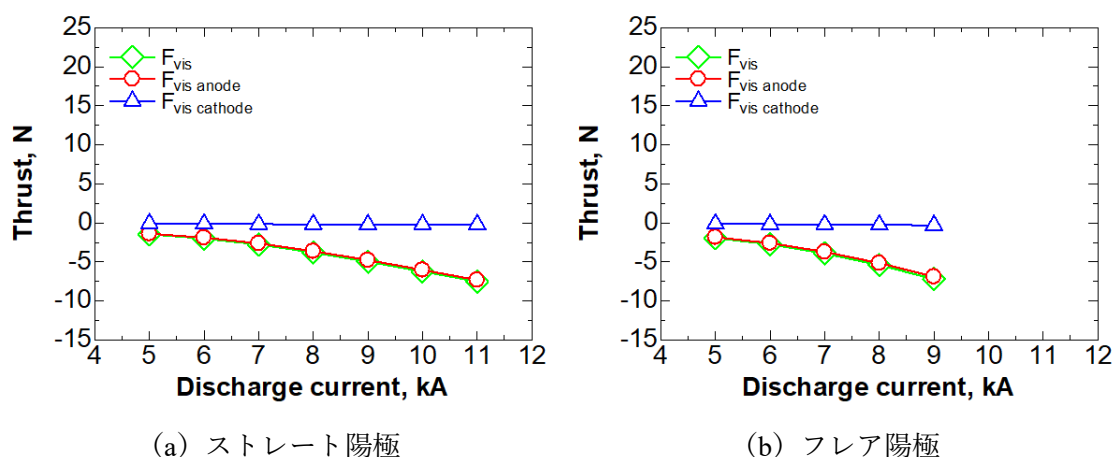


図 4.5 電極壁面における摩擦力（粘性）の内訳



### 4.3.2. プラズマパラメータに対する陽極ノズル開き角の影響

4.3.1 節までに述べた推進性能特性に対する放電室形状の影響をさらに考察するためには、放電室内におけるプラズマパラメータ分布を考察しなければならない。本節では、放電電流経路と電流密度分布及び磁場分布を示したのち、圧力、軸方向流速、解離度、電離度、及びホールパラメータ分布とイオンスリップパラメータ分布をみていく。

#### 4.3.3.1. 放電電流経路と磁束密度強度分布

図 4.6 に放電電流経路と磁束密度強度分布、図 4.7 に陰極表面における電流密度分布、図 4.8 に陰極表面における磁場分布を示す。

図 4.6 からフレア陽極の場合、ストレート陽極に対して電流経路が放電室下流へ大幅に張り出していることがわかる。さらに、フレア陽極大電流 (9 kA) の場合では、低電流 (5 kA) の場合と比較してさらに放電室下流へ電流経路が広がっていることがわかる。

次に放電室内の電流密度の状況を見るために、陰極表面における電流密度分布を図 4.7 から考える。図 4.7 からストレート陽極とフレア陽極のどちらの場合でも、放電電流の増加に従う電流密度の分布は同様になることがわかる。陰極表面における電流密度はフレア陽極の方がストレート陽極に対して約  $0.1 \times 10^7 \text{ A/m}^2$  増加していることがわかる。これは電流経路が放電室下流へ張り出したことが原因であると考えられる。

電流経路が放電室下流へ張り出すことは、磁場分布からも考えることができる。図 4.6 からストレート陽極とフレア陽極の両方の場合で放電電流の増加に従い磁場が放電室下流へ張り出していることがわかる。

図 4.8 の陰極表面における磁場分布からは、ストレート陽極とフレア陽極の両方の場合で放電電流の増加に従い磁場も上昇していることがわかる。またストレート陽極とフレア陽極の場合ではその磁場のほとんどない。陰極先端へ至るまでに磁場が減少する理由は、中心軸上では磁場が 0 になるためである。

フレア陽極の場合、電流密度に関してはストレート陽極を上回った一方で、磁場に関してはフレア陽極とストレート陽極でほぼ同等であったため、フレア陽極の場合においてブローイング力は増加したと考えられるが、その増加は非常に小さく、全体の推進性能へ与えた影響はそれほど大きいものでないと考えられる。

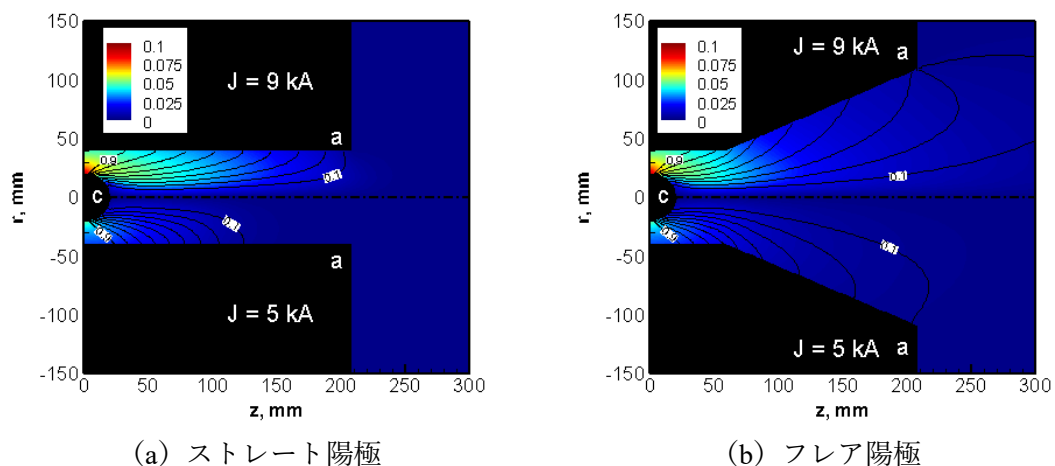


図 4.6 放電電流経路（黒線）と磁束密度強度分布[T]（コンター）

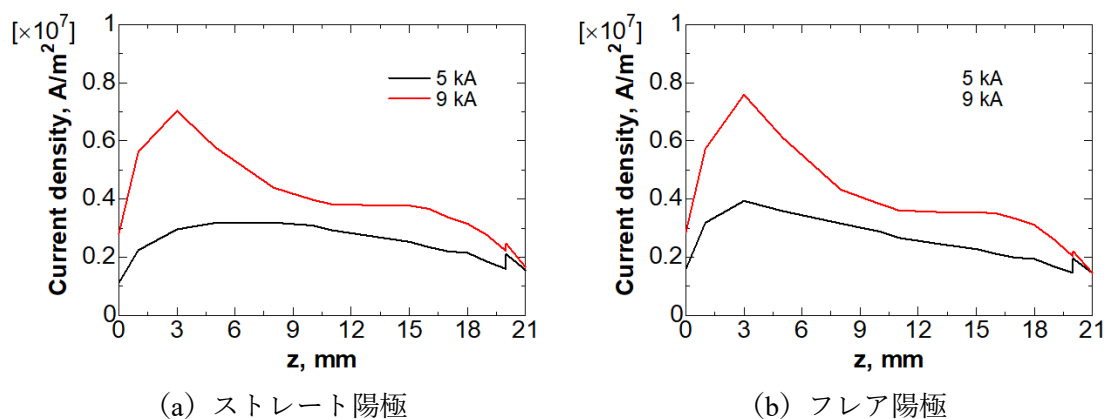


図 4.7 陰極表面における電流密度分布

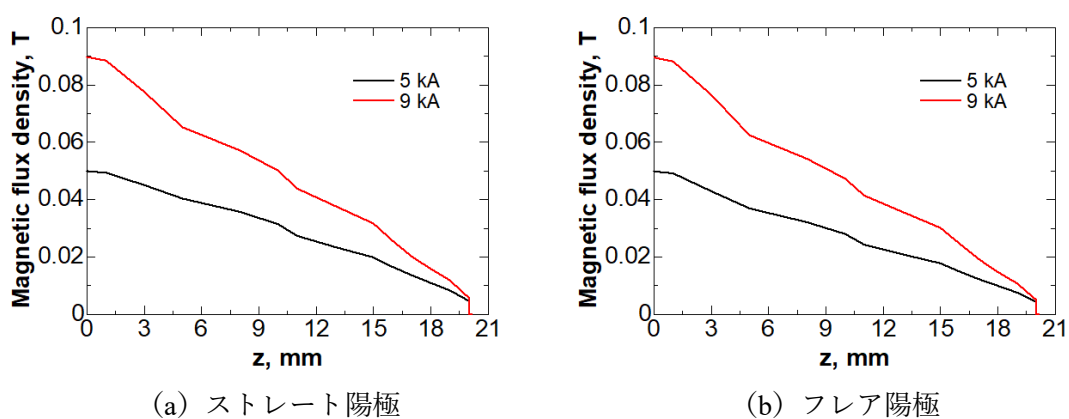


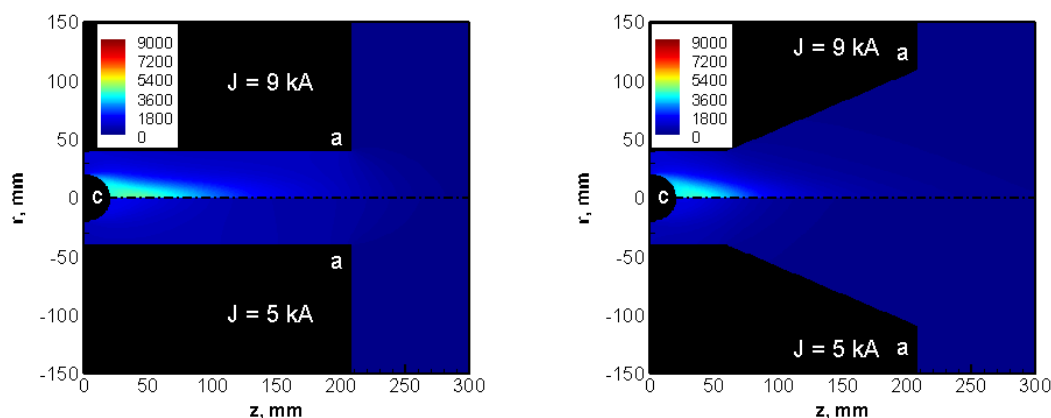
図 4.8 陰極表面における磁束密度強度分布

### 4.3.3.2. 圧力分布

図 4.9 に圧力分布, 図 4.10 に陰極表面と中心軸上における圧力分布を示す. 図 4.9 からストレート陽極とフレア陽極の両方の場合で, 放電電流の増加に従い陰極先端と中心軸上における圧力が急上昇していることがわかる. これは図 4.10 に示した陰極先端付近と中心軸上における圧力分布からも同様のことがいえ, 陰極先端付近で大電流 (9 kA) の場合で最大 4 kPa に達し, 低電流 (1.5 kPa) に対して 2 倍以上上昇している. 陰極先端と中心軸上で圧力が上昇する理由は, 電流経路が放電室下流へ引き出され, 陰極先端に電流が集中するためである.

また図 4.9 からストレート陽極とフレア陽極の場合では, 圧力にほぼ差がないことがわかる. すなわち, ストレート陽極及びフレア陽極の形状の違いは陰極先端付近と中心軸上の圧力分布へは影響せず, その結果, ポンピング力もストレート陽極とフレア陽極の場合で同程度となったと考えられる.

一方で, 顕著な差が生じる箇所は陽極壁面付近の圧力分布である. フレア陽極で大電流 (8 kA) の場合, 電流経路は極端に放電室下流へ張り出す. それにより中心軸上へプラズマをピンチさせる力が強く働くことにより, 陰極先端と中心軸上に高圧領域が生じる. これにより, 放電室内のプラズマは陽極壁面付近から引き離されることで, 陽極壁面付近は非常に低圧の領域となる. これにより, フレア部で圧力推力を得ることができないため, 気体力学的推力が抑制されたと考えられる.



(a) ストレート陽極

(b) フレア陽極

図 4.9 圧力分布[Pa] (コンター) と放電電流経路分布 (黒線)

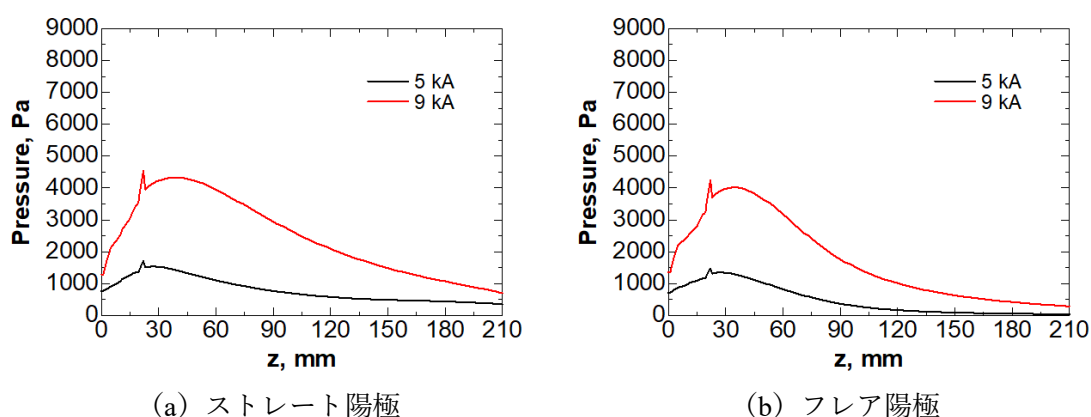


図 4.10 陰極表面と中心軸上における圧力分布

#### 4.3.3.3. 解離・電離過程

本節では、ストレート陽極とフレア陽極の場合の違いによる水素 MPD スラスタの放電室内の解離・電離過程を解離度分布・電離度分布・電子数密度分布から見ていく。

図 4.11 に解離度分布，図 4.12 に電離度分布，図 4.13 に電子数密度分布を示す。

図 4.13 の電子数密度分布から、ストレート陽極とフレア陽極の両方の場合で放電電流の増加に従い、陰極先端と中心軸上においてジュール加熱により電子数密度は  $1 \times 10^{22}$  個/m<sup>3</sup> 程度まで増加していることがわかる。前述してきたように、プラズマは陰極先端と中心軸上へ圧縮される性質がありかつ、陰極先端と中心軸上における加熱も生じるため、この領域において電子数密度は増加したと考えられる。

図 4.11 の解離度分布をみるとストレート陽極の場合は放電室内部ほぼ全域で解離度は 0.9 以上となっており、放電室内の広い領域で解離が生じていることがわかる。一方でフレア陽極の場合では解離は陰極先端と中心軸上に集中しており、その領域における解離度は 0.9 以上であるが、陽極フレア部周辺では解離度は 0.5-0.9 の間となっている。これはフレア陽極の場合においては電流経路が放電室下流へ極端に張り出したことにより中心軸上へプラズマがピンチされ、中心軸方向のローレンツ力が増加したためであると考えられる。その結果、陰極先端と中心軸上で高い解離度を示したと考えられる。

電離度は図 4.12 から、大電流 (9 kA) と低電流 (5 kA) の場合では大電流の場合で電離が早く生じていることがわかる。またストレート陽極とフレア陽極を比較するとフレア陽極の場合において、電離度が高い領域がより中心軸上の狭い領域に集中している。これは図 4.13 に示した電子数密度分布の傾向からも同様のことがいえる。以上から、フレア陽極の場合、陽極壁面付近においてプラズマは、弱電離状態であると考えられる。

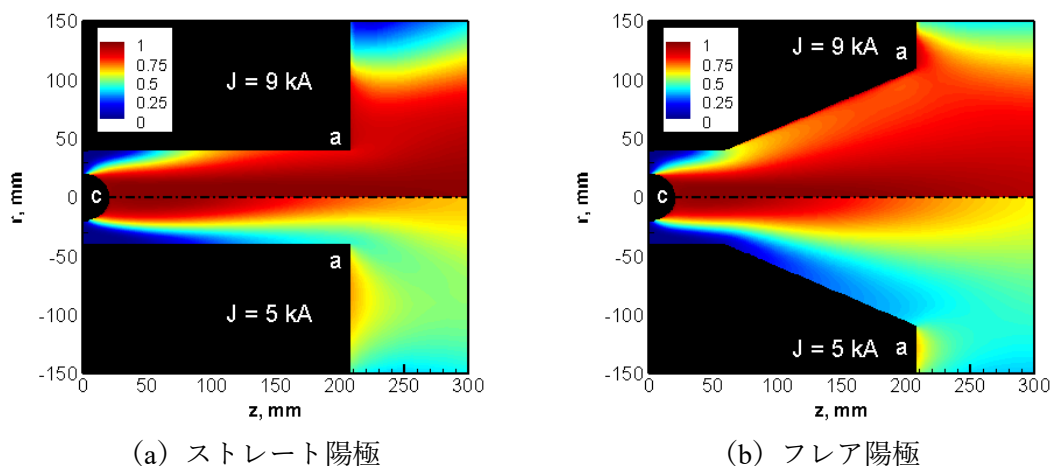


図 4.11 解離度分布

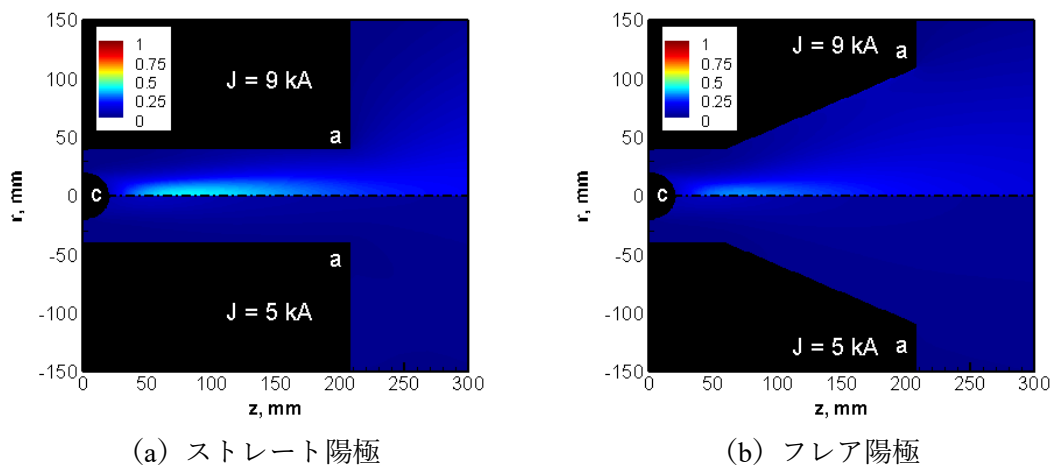


図 4.12 電離度分布

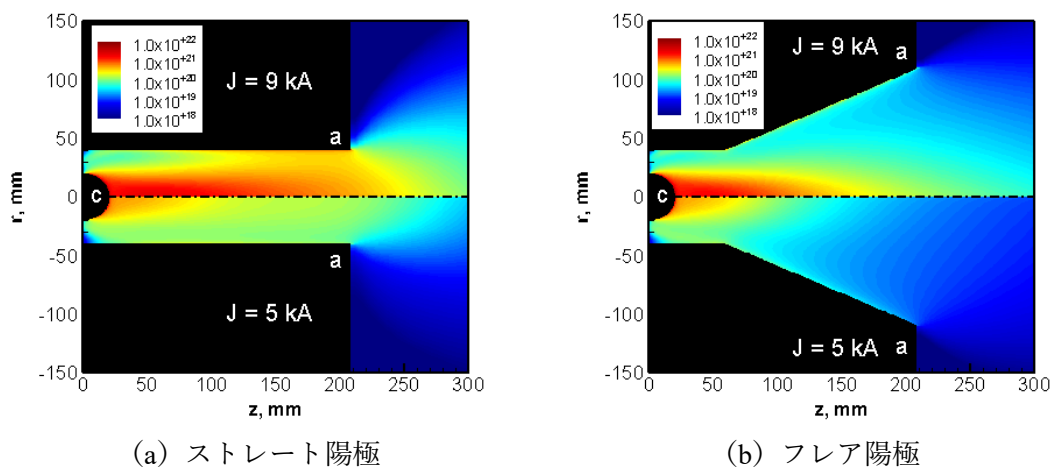


図 4.13 電子数密度分布 $[m^{-3}]$

#### 4.3.3.4. ホールパラメータ分布およびイオンスリップパラメータ分布

本節では、ホールパラメータ分布とイオンスリップパラメータ分布を示す。図 4.14 にホールパラメータ分布と電流経路、図 4.15 にイオンスリップパラメータ分布を示す。

ホール効果は、電流の面に対して垂直に磁場を加えると電場が生じるという現象である。ホールパラメータはホール効果の強さの指標であり、その評価式は (2.7) 式で示した通り磁場が増加する一方で粒子数密度が低下した場合、ホールパラメータは上昇する。

図 4.14 からフレア陽極の場合、電流値の増加に従い陽極フレア部で顕著にホールパラメータが増加していることがわかり、 $(z, r) = (87 \text{ mm}, 39 \text{ mm})$  で最大 11.4 に達する。一方でストレート陽極の場合でも放電電流の増加に従いホールパラメータは増加したが、 $(z, r) = (43 \text{ mm}, 27 \text{ mm})$  で最大 6.7 程度であり、抑制されていることがわかる。

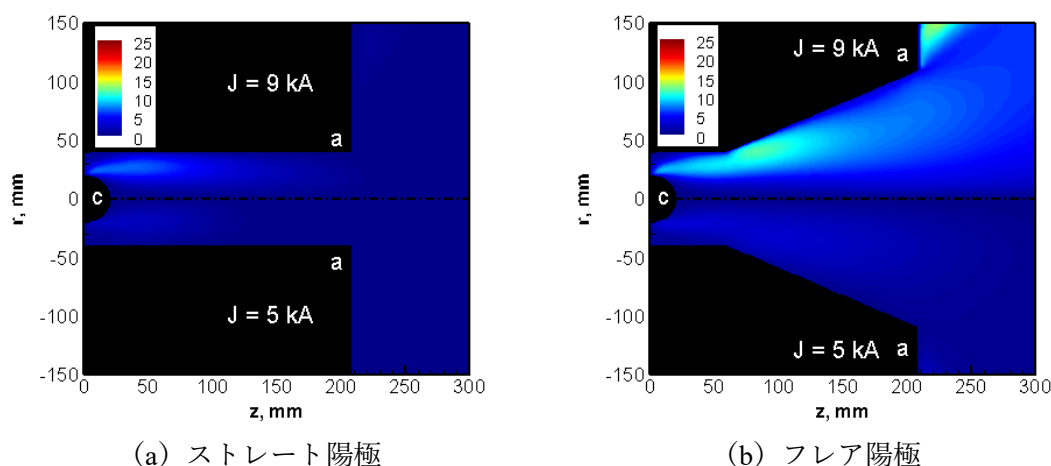
これは、プラズマが陰極先端と中心軸上へピンチされたことで陽極フレア部における粒子数密度が低下したためであると考えられる。またこの領域にホール効果が顕著に生じたことで磁場の放電室下流への拡散による電流経路の張り出しに加え、ホール効果による電流の張り出しも加わったことで、フレア陽極の場合の大電流条件では電流経路が放電室下流へ極端に張り出したと考えられる。

次にイオンスリップについて図 4.15 から考察する。イオンスリップパラメータは前述したように (2.7) 式で評価しているが、電離度が低くかつ、ホールパラメータが顕著に生じる箇所でイオンスリップパラメータは顕在する。図 4.15 からストレート陽極とフレア陽極の場合どちらでも放電電流の増加に従いイオンスリップが増加することがわかる。またイオンスリップの顕在はフレア陽極の場合における陽極フレア部で顕著であり、 $(z, r) = (95 \text{ mm}, 45 \text{ mm})$  で最大 7 程度に達する。一方、ストレート陽極で大電流 (9 kA) の場合ではイオンスリップパラメータは  $(z, r) = (44 \text{ mm}, 26 \text{ mm})$  で最大 1.7 程度であり、ストレート陽極にすることでイオンスリップが抑制されたことがわかる。またフレア陽極の場合、放電室内全域でイオンスリップパラメータが 1 を超えていることから、イオンスリップが推進性能へ与える影響は大きいと考えられる。

イオンスリップが陽極フレア部で顕著に生じた理由は、ホール効果がこの領域で顕著に生じたことに加え、水素 MPD スラスタのような弱電離プラズマにおいては、前述したようにイオンは中性粒子と衝突し電子のドリフト運動が卓越する。すなわち、図 4.16 において、電子電流は電流ベクトル  $j$  方向で支配的となるが、イオン電流はその垂直方向で支配的となる。そのため電流が放電室下流へ張り出し、陽極壁面付近でイオンスリップパラメータが顕著に生じたと考えられる。

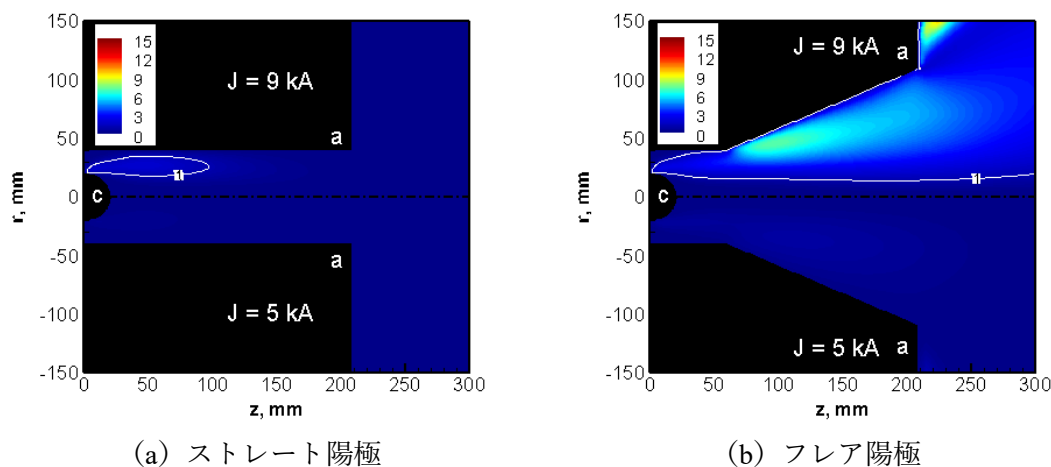
フレア陽極の場合、陽極フレア部で顕著にイオンスリップが発生したということは、その領域でイオンと中性粒子間の速度スリップが生じていることを意味している。このイオンスリップは必ずしも推進エネルギーに変換されるわけではなく、推力が小さくなる要因になると杵淵ら[75]は指摘している。従って、フレア陽極の場合、イオンスリップが顕著に生じたことが、気体力学的推力が伸び悩んだ一因であると考えられる。

また杵淵らは、イオンスリップの起因する必要電力の上昇も併せて指摘している[75]。イオンのみが加速されると、オームの法則の逆起電力項が増加する。MPD スラスタは一般的には定電流電源にて制御されるため、逆起電力項の増加に従い、電流密度を一定に保つために必要な電場が増加される。従って、イオンスリップが生じると投入電力が増加すると考えられる。次節において、投入電力の観点から議論する。



(a) ストレート陽極 (b) フレア陽極

図 4.14 ホールパラメータ分布



(a) ストレート陽極 (b) フレア陽極

図 4.15 イオンスリップパラメータ分布 (白線に囲まれた領域は  $S_{ion}=1$  の領域)

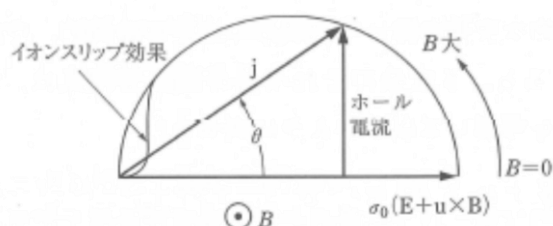


図 4.16 磁場に垂直な面に誘起される電流ベクトル[5]

#### 4.3.3.5. 消費電力密度分布

図 4.17 に消費電力密度分布，図 4.18 に消費電力密度分布のイオンスリップ加熱項のみプロットした分布を示す．図 4.17 からストレート陽極とフレア陽極どちらの場合も放電電流の増加に従い放電室内の推進剤の加熱は上昇していることがわかる．またストレート陽極の場合，推進剤の加熱は特に亜音速領域で顕著に生じていることがわかる．一方でフレア陽極の場合では，亜音速領域における推進剤の加熱に加えて，超音速領域においても推進剤加熱が生じていることがわかる．

4.3.1 節で述べたように，特にフレア陽極の場合，バルクプラズマに対する投入電力において，イオンスリップ加熱が大部分を占める．従って，イオンスリップ加熱分の消費電力密度分布に着目し，図 4.18 にイオンスリップ項についての消費電力密度分布を示す．

図 4.17 に加え，図 4.18 のイオンスリップ項についての消費電力密度分布から，ストレート陽極の場合は，イオンスリップ加熱は特に亜音速領域で生じていることがわかる．一方でフレア陽極ではイオンスリップ加熱が超音速領域，その中でも特に陽極壁面付近と陽極端付近で顕著に生じていることがわかる．

前述したように，イオンスリップに起因する電力投入（イオンスリップ加熱）はジュール加熱のように重粒子を加熱する．レイリー流れの理論より，一般的に流体中では亜音速領域で加熱されると加速されるが，超音速領域での加熱に対して流体は減速する．放電室内における加熱が推力へ及ぼす影響はレイリー流れの理論に従っており，亜音速領域における加熱は推力増加に寄与し，超音速領域における加熱は推力の抑制にも繋がり得る．

前節で述べたようにイオンスリップが生じると推力が小さくなることに加えて，イオンスリップ起因するプラズマ加熱が超音速領域で生じた結果，フレア陽極の場合，推力の増加が限定されたと考えられる．また超音速領域におけるイオンスリップ加熱は推力へ寄与しないと考えられるため，結果として推力に寄与しない電力が増加し，フレア陽極の場合においては，放電電流の増加に従い推進効率低下傾向に転じたと考えられる．



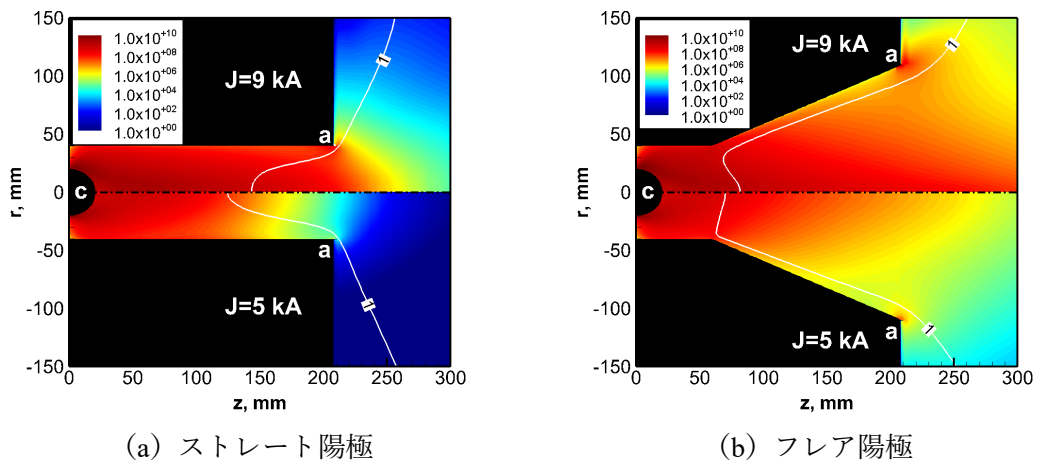


図 4.17 消費電力密度分布 $[\text{W/m}^3]$  (コンター) と音速線 (白線)

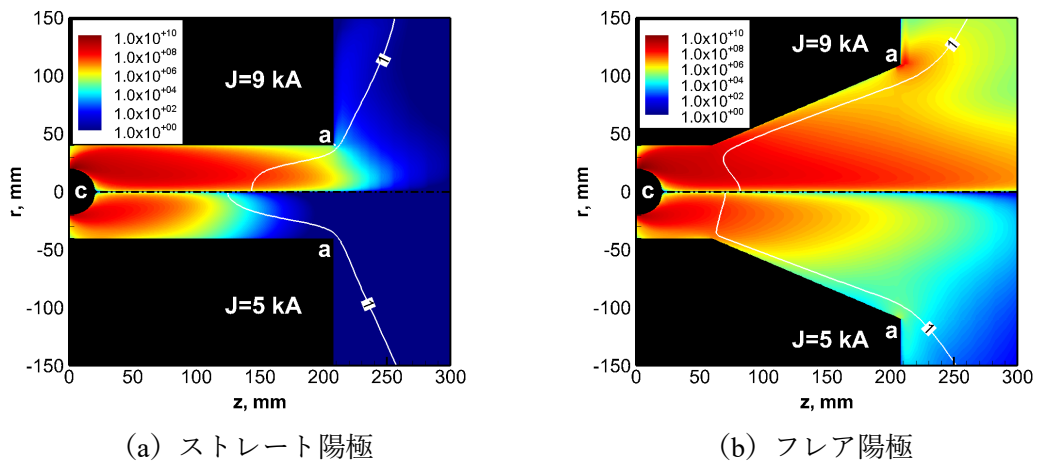


図 4.18 イオンスリップ加熱に対する消費電力密度分布 (コンター) と音速線 (白線)

さらに大電流の場合について、ストレート形状の場合の消費電力密度分布のイオンスリップ加熱項のみプロットした分布から述べる。図 4.19 に放電電流 5 kA の場合と 11 kA の場合のストレート形状における消費電力密度分布のイオンスリップ加熱項のみプロットした分布を示す。

図 4.19 の電力密度分布のうちイオンスリップ項のみを取り出したものと音速線から、イオンスリップが推進性能へ与える影響について考察する。イオンスリップに起因する電力投入（イオンスリップ加熱）はジュール加熱のように重粒子を加熱する。レイリー流れの理論より、一般的に流体中では亜音速領域で加熱されると加速されるが、超音速領域での加熱に対して流体は減速する。

図 4.19 からは放電電流 5 kA の場合、イオンスリップ加熱は亜音速領域で生じている。その一方、放電電流 11 kA の場合には亜音速領域に加え、超音速領域でもイオンスリップ加熱が生じていることがわかる。放電室内における加熱が推力へ及ぼす影響はレイリー流れの理論に従っており、亜音速領域における加熱は推力増加に寄与し、超音速領域における加熱は推力の抑制にも繋がり得る。このため、放電電流 11 kA の場合には、バルクへの投入電力に占める推進剤の加熱分の割合が増加するものの、超音速領域における加熱も増加したため、結果的に全推力の増加を抑制する働きをしたと考えられる。

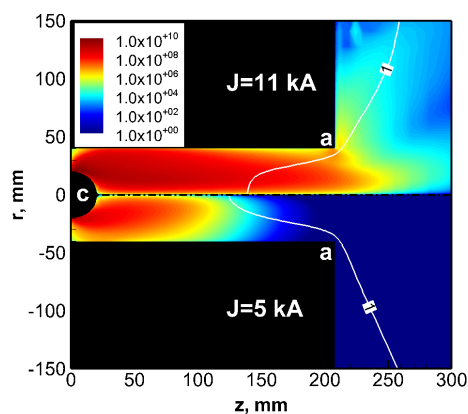


図 4.19 放電電流 5 kA と 11 kA の場合のイオンスリップ加熱に対する消費電力密度分布（コンター）と音速線（白線）

#### 4.4. 第4章のまとめ

本章では、MK-2 スラスタにおける推進性能に対する放電室形状の影響を評価することを目的として、ノズル開き角を有するフレア形状陽極 (FL40) スラスタとノズル開き角の無いストレート形状陽極 (ST40) スラスタを対象として数値シミュレーションを行った。そして各放電室形状における推力発生機構と損失機構を定量的に評価し、推進性能特性に対する放電室形状の影響を検討した結果を述べた。その結果を下記に述べる。

- (1) MK-2 スラスタにおいては、放電室形状によらず、電極壁面における摩擦力が気体力学的推力を打ち消すほど顕著に生じ、結果として全推力の増加を抑制しうる可能性を示した。この傾向は臨界電流に近づくとつれて顕著に生じる傾向がある。
- (2) 本数値計算条件の範囲において、MK-2 スラスタは、全ての放電電流においてフレア陽極の方がストレート陽極よりも推進効率を上回った。一方で、放電電流に対する推進効率の傾向に関して、フレア陽極の場合では、放電電流の増加に従い、推進効率はある値で頭打ちになる一方で、ストレート陽極の場合では、放電電流の増加に従い、推進効率は単調に増加する傾向が見られた。
- (3) フレア陽極の場合、放電電流の増加に従い、陽極壁面付近を中心として放電室の大部分でイオンスリップパラメータが 1 以上となった。イオンのみが選択的に加速された場合は必ずしも推進エネルギーに変換されるわけでないため、フレア陽極における気体力学的推力の増加は限定的であったと考えられる。
- (4) ストレート陽極の場合は、全バルクプラズマに対する投入電力の約 50%をジュール加熱項が占めている一方で、フレア陽極の場合では、全バルクプラズマに対する投入電力の約50%をイオンスリップ加熱項が占めている。特にフレア陽極の場合、イオンスリップ加熱は、超音速領域で顕著に生じたため、気体力学的推力の増加が抑制されたと考えられる。すなわち MK-2 スラスタにおいてフレア形状陽極とした場合は、イオンスリップの影響が顕著に生じると考えられる。

# 第5章

## 推進性能特性と放電室内部プラズマ構造との関係

第4章における数値シミュレーションの結果、MK-2 スラスタにおいては、電極壁面における摩擦やイオンスリップが顕著に生じ、結果として推力や性能や投入電力といった推進性能へ影響を与える可能性が示された。

本章では、数値計算で示唆された MK-2 スラスタの推進性能の妥当性を評価して、実験的に推進性能を取得すること、推進性能特性に対する放電室形状の影響を明らかにすること、また放電室内部におけるプラズマ構造と放電構造を実験的に明らかにして、高温化の要因となる陽極端における放電集中抑制に向けた指針を得ることを目的として、フレア陽極（FL40 スラスタ）とストレート陽極（ST40 スラスタ）それぞれのスラスタに対して、推力計測とプラズマ・磁場計測を実施した結果を述べる。

### 5.1. 実験セットアップ

#### 5.1.1. 実験装置

図 3.1 で示した真空チャンバーにおいて、図 3.2 で示した ST40 スラスタと FL40 スラスタに対して、実験を行った。推力測定は、図 3.1 に示したとおり振り子式スラストスタンドを用いて計測した。また放電室内部のプラズマパラメータと磁場分布は、図 5.1 と図 5.2 の

ように、真空チャンバー内のステージ上にダブルプローブと磁気プローブを設置することで、計測した。なお、図 5.1 と図 5.2 に示すように、ダブルプローブ計測の際は、プローブを1軸ステージに紙面奥行き方向に5本搭載し、磁気プローブ計測の際は、プローブを自動2軸ステージに搭載する。また、プローブ計測の際は、レーザー変位計を取り外し、アルミフレームとスラストスタンドを固定することで、スラストヘッドの揺れを防ぐ。

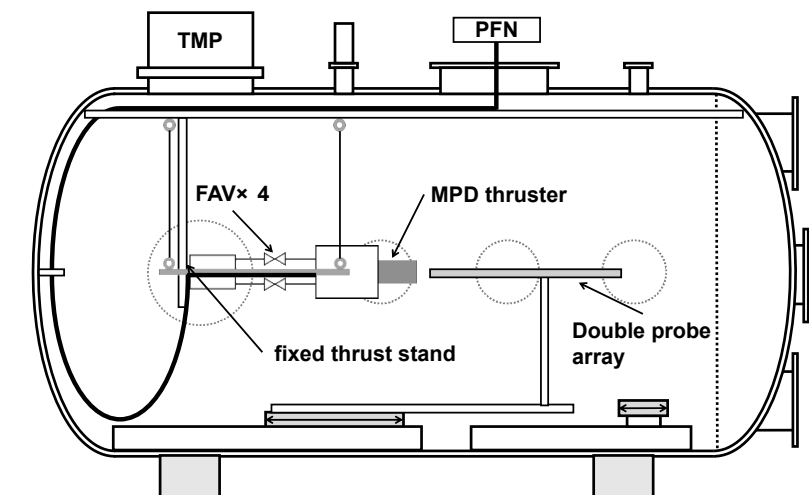


図 5.1 ダブルプローブ計測のセットアップ（紙面奥行き方向に5本のプローブを設置）

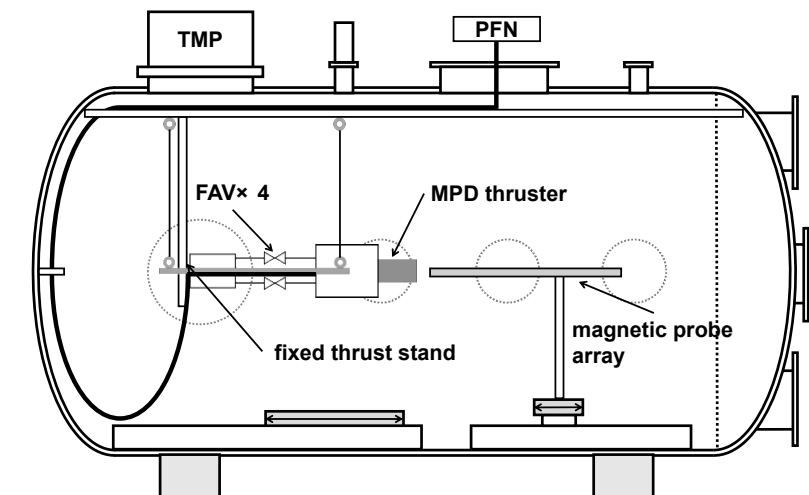


図 5.2 磁気プローブ計測のセットアップ

### 5.1.2. 実験条件

推進剤は、99.999%以上の純度を保証された水素とアルゴンを使用した。推進剤流量は、水素において 0.3 g/s と 0.4 g/s, アルゴンにおいては 0.8 g/s と 1.9 g/s とした（推進剤流量の詳細は表 3.1 に示す）。放電電流は、推力計測の際は 4 kA から 13 kA の範囲で実施し、プローブ計測では 9 kA と 13 kA で実施した。実験条件の詳細を表 5.1 に示す。

ダブルプローブと磁気プローブは、図 5.3 に示す計測点にて計測を行った。計測は各点で 3 回ずつ行い、その平均値を結果として、エラーバーは 3 点の標準偏差とした。

また表 5.2 に、表 5.1 に示した MPD スラスタの作動条件と理論臨界電流  $J_c$  との関係を示す。ここで、理論臨界電流  $J_c$  は下記の式で定義される値である。

$$\frac{J_c^2}{\dot{m}} = \frac{u_c}{b} \Rightarrow J_c = \sqrt{\frac{u_c \dot{m}}{b}} \quad (5.1)$$

(5.1) 式において、 $u_c$  は臨界速度であり、水素の臨界速度  $u_c = 52.9$  km/s, アルゴンの臨界速度  $u_c = 8.7$  km/s である[5]。また  $b$  は電磁推力係数であり、

$$b = \frac{\mu}{4\pi} \left( \ln \frac{r_a}{r_c} + \alpha \right), \quad \left( \alpha = 0, \frac{3}{4} \right) \quad (5.2)$$

で表される。

表 5.2 に示す臨界電流  $J_c$  の算出に当たって、電極形状係数は  $\alpha = 3/4$  とした。これは、本研究で使用した MPD スラスタの陰極形状が、図 3.2 で示したようにドーム形状であるためである。

表 5.1 推力・ダブルプローブ・磁気プローブの実験条件

条件	計測	
	電流電圧/推力計測	ダブルプローブ/磁気プローブ計測
計測回数	各条件で 3 回放電	
推進剤種	水素 (99.999%以上), アルゴン (99.999%)	
推進剤流量	水素 : 0.3 g/s, 0.4 g/s (詳細は表 3.1 を参照) アルゴン : 0.8 g/s, 1.9 g/s (詳細は表 3.1 を参照)	
放電電流	4 kA~13 kA	9 kA, 13 kA

表 5.2 MPD スラスタの作動条件と臨界電流との関係

スラスタ作動条件	臨界速度 $u_c$	臨界電流 $J_c$ ( $\alpha = 3/4$ )
水素, 0.3 g/s	52.9 km/s	10.5 kA
水素, 0.4 g/s		11.9 kA
アルゴン, 0.8 g/s	8.7 km/s	6.69 kA
アルゴン, 1.9 g/s		10.7 kA

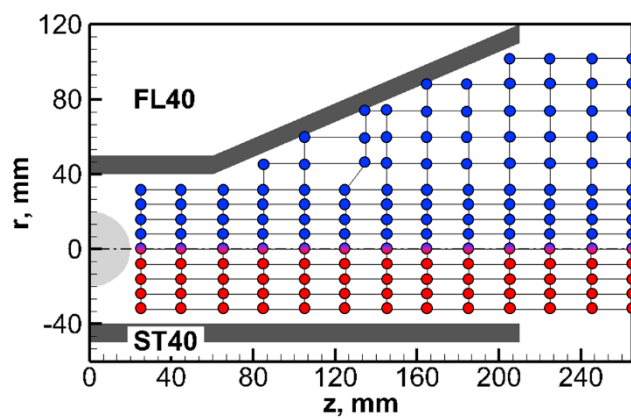


図 5.3 ダブルプローブと磁気プローブの計測位置

## 5.2. 推進性能特性

第5章において、実験的に取得した MK-2 スラスタの推進性能特性は、主に下記の項目より評価した。

- ・ 放電電流  $I$  – 電圧  $V$  特性
- ・ 推力特性 (放電電流  $I$  – 推力  $F$  特性) ・ スケーリング
- ・ 推進効率  $\eta$  – 比推力  $I_{sp}$  特性

上記の項目から、MK-2 スラスタの推進性能特性を評価した。

### 5.3.1. 放電電流 – 電圧特性

放電電流と放電電圧の関係を図 5.4 に示す。図 5.4 (a) は水素を推進剤、図 5.4 (b) はアルゴンを推進剤とした場合の結果を示している。またそれぞれの図においては、図 3.2 に示す ST40 スラスタと FL40 スラスタを比較している。また図中のエラーバーは、3 回の計測における標準偏差と、0.5 ms から 1 ms の間の時間平均に対する電流および電圧の標準偏差を考慮した値を示している。

本結果から、水素を推進剤とした場合の放電電圧は、アルゴンを推進剤とした場合よりも大幅に上回ることが明らかになった。この原因は、5.3 節にて詳細に議論するが、水素を推進剤とした場合、電極付近において電圧降下が増加することや、電離までの過程に解離反応を挟むことに起因して電流経路が長くなることから、アルゴンを推進剤とした場合よりも放電電圧が高くなったと考えられる。

推進剤流量の放電電圧への影響は、水素を推進剤とした場合とアルゴンを推進剤とした場合で同様な特性となっており、推進剤流量が少ないほど放電電圧は増加している。また、推進剤流量の放電電圧の影響は、放電電流の増加に従って顕著に表れている。このような放電電圧に対する推進剤流量の依存性は、(5.1) 式で表される放電電圧のモデルから説明することができる[76,77]。本モデルは、ホール効果やイオンスリップを無視した一般化されたオームの法則から求められる。



$$V_{model} = \int \frac{j}{\sigma} dl + \int (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) dl + V_{sh} \quad (5.3)$$

ここで、 $dl$  は放電電流経路である。また、 $u$  はプラズマの平均噴出速度であり、

$$u = \frac{bJ^2}{\dot{m}} \quad (5.4)$$

と記述される。なお (5.3) 式の右辺第1項はジュール加熱項である、第2項は電磁推力に関連付けされるローレンツ力項、第3項はシース降下電圧に起因する項である。(5.3) 式右辺第2項には推進剤流量がパラメータとして含まれており、さらにこの項は、放電電流の増加に従い2乗で増加することから、推進剤流量が少ないほど、放電電圧は増加したと考えられる。

次に、電極形状の放電電圧への影響について述べる。電極形状の放電電圧への影響に関しては、水素を推進剤とした場合とアルゴンを推進剤とした場合では、異なる特性を示した。水素を推進剤とした場合、比較的低い放電電流の領域では、FL40 スラスタと ST40 スラスタの放電電圧は同等であるが、放電電流の増加に従い、FL40 スラスタの放電電圧は ST40 スラスタよりも高くなった。特に、水素を推進剤として推進剤流量が 0.3 g/s、放電電流は 13 kA の場合は、FL40 スラスタの放電電圧が 189 V、ST40 スラスタの放電電圧が 165 V となり、約 24 V の差が生じた。一方でアルゴンを推進剤とした場合は、ST40 スラスタと FL40 スラスタでは放電電流によらずほぼ同等な放電電圧となった。これは放電室内部におけるプラズマパラメータ分布が原因であると考えられる。前述したように、MPD スラスタの放電電圧は (5.3) 式に記述したように、電流経路や電極付近における電圧降下をはじめとした、プラズマパラメータに依存する。従って、水素を推進剤とした場合は、放電室内部のプラズ

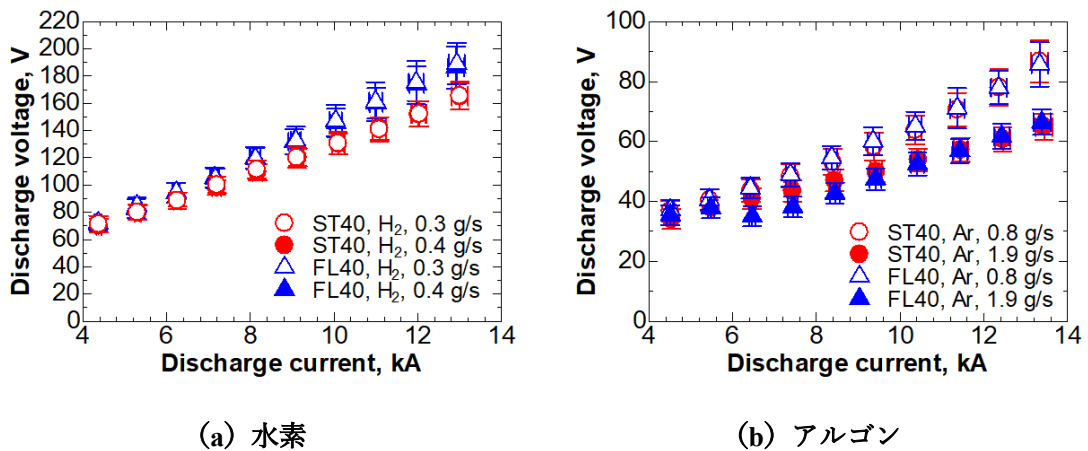


図 5.4 放電電流－電圧特性：(水素 (a), アルゴン (b), 赤が ST40 スラスタ, 青が FL40 スラスタ)

マ構造が電極形状に大きく支配される一方で、アルゴンを推進剤とした場合は、電極形状が放電室内部のプラズマ構造へ与える影響は小さいと考えることができる。

以上に示した MK-2 スラスタの放電電流－電圧特性については、従来の小型スケールスラスタの特性[11,20–22,77]および MK-1 スラスタ[39]と同様な特性が示されており、特筆すべき差異が見当たらなかった。しかしながら、先に挙げた文献[11,20–22,39,77]やその他の先行研究においても、水素を推進剤として放電室形状間比較を行った研究が文献[20,22]に留まることや、また放電電圧はプラズマ内部構造に大きく影響されるパラメータであることため、5.3節で述べるプラズマパラメータの空間分布と放電構造を通して、放電電圧ないしは投入電力に関して、さらに詳細に議論することで、MK-2 スラスタの電流電圧特性を明らかにする。

### 5.3.2. 推力特性・推力スケーリング

ST40 スラスタと FL40 スラスタの推力特性を図 5.5 に示す。図 5.5 (a) が水素を推進剤とした場合、図 5.5 (b) にはアルゴンを推進剤とした場合の結果を記載している。なお、図中のエラーバーは3回の計測における標準偏差である。また図中における実線と鎖線は、理論電磁推力であり、第1章で記述した式を再掲する。

・理論電磁推力

$$F_{th} = \frac{\mu J^2}{4\pi} \left( \ln \frac{r_a}{r_c} + \alpha \right), \quad \left( \alpha = 0, \frac{3}{4} \right) \quad (5.5)$$

第1章でも述べたように、 $\alpha$  は電極形状係数であり、全放電電流が陰極側面の円筒部に流入する場合は  $\alpha = 0$  となり、全放電電流は陰極円錐部に等密度に流入する場合は  $\alpha = 3/4$  となる[5,7]。図 5.5 においては、黒実線が  $\alpha = 0$  の場合、黒鎖線は  $\alpha = 3/4$  の場合の理論電磁推力を表している。

また図 5.6 には、推力値を (5.6) 式に示すようにスケーリングしてプロットしたデータを記載する。

$$\frac{F}{J^2} = \frac{\mu}{4\pi} \left( \ln \frac{r_a}{r_c} + \alpha \right), \quad \left( \alpha = 0, \frac{3}{4} \right) \quad (5.6)$$

(5.6) 式は、(5.5) 式を変形したものであり、式を見る限りは推進剤種や推進剤流量に依存せず、単に放電室形状（陽極－陰極半径比  $r_a/r_c$ ）のみに依存する関数となる。図 5.6 中の黒実線と黒鎖線は (5.6) 式を表しており、黒実線は  $\alpha = 0$ 、黒鎖線は  $\alpha = 3/4$  である。

まず、理論電磁推力に対する ST40 スラスタと FL40 スラスタの推力特性を述べる。図 5.5 から、水素を推進剤とした場合は、理論電磁推力よりも推力が大きくなる傾向となっている。一方でアルゴンを推進剤とした場合は、理論電磁推力 ( $\alpha=3/4$ ) よりも推力が低くなる傾向となっている。この推進剤種による推力特性の差は、分子性ガスであるか、もしくは単原子分子ガスであるかの違いであると考えられる。MPD スラスタにおいて推進剤種が推進性能へ与える影響については、文献[10]にて議論された。すなわち、水素のような分子性ガスを推進剤とした場合は、解離反応を経て電離するため、放電室内部においては弱電離状態であり、電磁推力に加えて、気体力学的推力(熱電子拡散)が全推力の中で比較的大きな割合を占める。一方でアルゴンのような単原子分子ガスでは、放電室内部において完全電離に近い状態のプラズマが生成・加速される。従って、アルゴンを推進剤として、かつ推進剤流量を少なくした場合は、全推力に占める電磁推力の割合が大きくなると考えられる。振り子式スラストスタンドによる推力計測では、電磁推力成分と気体力学的推力成分を合算した全推力が得られる。推力の内訳に関する議論は、5.3 節で述べる。

次に、推力特性に対する放電室形状の影響を述べる。水素を推進剤とした場合、推力値自体が理論電磁推力よりも増加する理由は、前述した気体力学的な効果によるものと推察できる。一方で、放電電流に対する推力特性の変化は、放電室形状により異なる。水素を推進剤とした場合とアルゴンを推進剤とした場合ともに、放電電流比較的低い領域では、FL40 スラスタと ST40 スラスタの推力値はほぼ同等であるが、放電電流の増加に従い、フレア陽極を有する FL40 スラスタの推力はストレート陽極を有する ST40 スラスタよりも大きくなった。

具体的には、水素を推進剤とした場合、推進剤流量が 0.3 g/s で放電電流が 13 kA において、FL40 スラスタの推力が 26.2 N、ST40 スラスタの推力が 19.3 N であり、約 7 N の差が生じた。これは FL40 スラスタの場合、大電流領域においても、推力値が理論電磁推力を上回っていることから、電磁推力に加えて陽極部における気体力学的な推力が加わった結果であると考えられる。その一方で ST40 スラスタの場合は、広がりノズルを有さないことにより、気体力学的推力の寄与がなかったと考えられる。ここで、図 5.6 のスケーリングを見つめる。(5.6) 式の記述したように、電磁推力が支配的な  $J^2/\dot{m}$  領域では、 $F/J^2$  プロットが一定となるはずである。図 5.6 (a) から、FL40 スラスタでは、スケーリングよりも  $F/J^2$  が上回っている。一方で ST40 スラスタでは、 $J^2/\dot{m}$  の増加に従い、 $F/J^2$  がスケーリングに従うという特性が見られる。前述のように FL40 スラスタはスケーリングよりも上回っているものの、両スラスタ共に、 $J^2/\dot{m}$  が大きい領域では、 $F/J^2$  が一定値に近づいており、全推力において電磁推力が支配的であると考えられる。アルゴンを推進剤とした場合も水素の場合と同

様で、上記したように放電電流比較的低い領域では、FL40 スラスタと ST40 スラスタの推力値はほぼ同等であるが、放電電流の増加に従い、フレア陽極を有する FL40 スラスタの推力はストレート陽極を有する ST40 スラスタよりも大きくなった。また、図 5.6 (b) から両スラスタ共に、 $J/m$  が大きい領域では、 $F/J$  が一定値に近づいており、全推力において電磁推力が支配的であると考えられる。上記と同様に推力の内訳に関する議論は、5.3 節で詳細に述べる。

次に、理論電磁推力に対する推力の放電室形状依存性に関して述べる。推進剤によらずフレア形状陽極を有する FL40 スラスタの推力特性は  $\alpha = 3/4$  の理論電磁推力に従っている一方で、ストレート形状陽極を有する ST40 スラスタは  $\alpha = 0$  の電磁推力に従っている。この特性の違いを説明するために、改めて電極形状係数  $\alpha$  に言及する。電極形状係数  $\alpha = 0$  の場合は全放電電流が陰極側面の円筒部に流入するとされており、電極形状係数  $\alpha = 3/4$  の場合は全放電電流が等密度に陰極円錐部に流入する[5,7]。従って、上記した放電室形状間の特性の違いは、放電構造の違いにあるといえる。すなわち、FL40 スラスタでは、放電が放電室の中心軸付近で生じた一方で、ST40 スラスタでは、放電が ST40 スラスタと比較して、より放電室径方向に一様に生じたと推察できる。上記した放電構造については、5.3 節および第 6 章にて実験的な証拠を示すとともに、詳細な議論を述べる。

以上のように、特に水素を推進剤とした場合において、推力特性がスケーリングからずれる傾向が見られたほか、理論電磁推力に対する推力の放電室形状依存性が見られた。このような MK-2 スラスタの特性をさらに理解するためには、放電室内部における加速機構を明らかにする必要がある。従って、5.3 節にて放電室内部における加速機構を詳細に議論して、MK-2 スラスタの推力特性を明確化する。

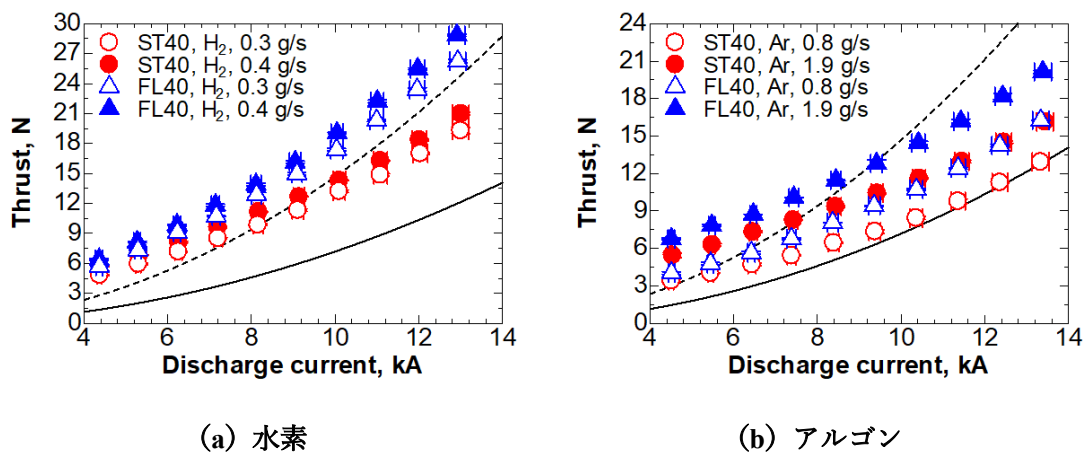


図 5.5 水素を推進剤とした場合 (a) とアルゴンを推進剤とした場合 (b) の推力特性 (赤が ST40 スラスタ, 青が FL40 スラスタ, 黒実線と鎖線は (5.4) 式から算出される理論電磁推力)

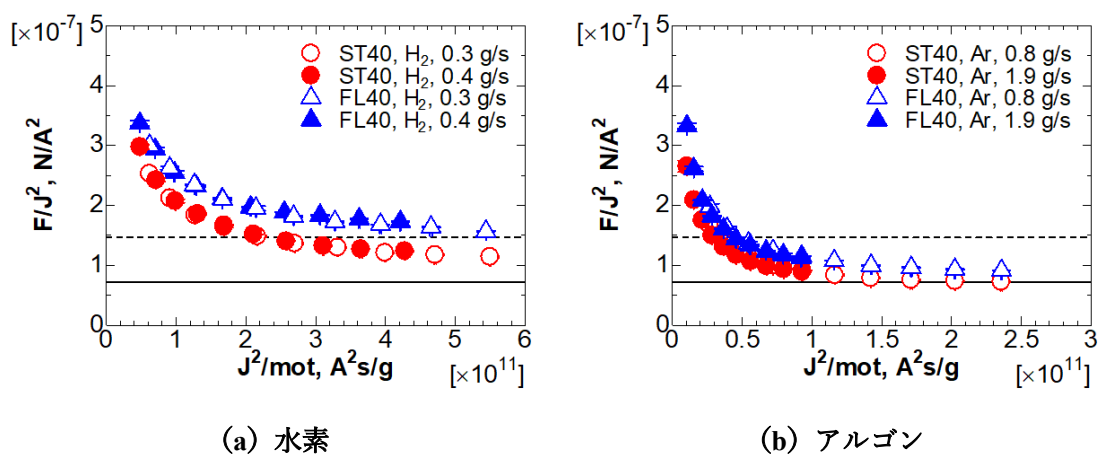


図 5.6 水素を推進剤とした場合 (a) とアルゴンを推進剤とした場合 (b) の推力スケールリング (赤が ST40 スラスタ, 青が FL40 スラスタ, 黒実線と鎖線は (5.4) 式から算出される理論電磁推力)

### 5.3.3. 推進効率－比推力特性

FL40 スラスタと ST40 スラスタの推進効率と比推力特性を図 5.7 に示す。ここで、推進効率と比推力、推力電力比は下記のように評価した。

- ・ 推進効率  $\eta$  :

$$\eta = \frac{F^2}{2\dot{m}JV} \quad (5.7)$$

- ・ 比推力  $I_{sp}$  :

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (5.8)$$

- ・ 推力電力比  $F/P$  :

$$\frac{F}{P} = \frac{2\eta}{gI_{sp}} \quad (5.9)$$

図 5.7 から、本研究におけるスラスタの作動範囲においては、推進効率と比推力ともに、水素を推進剤とした場合の方がアルゴンを推進剤とした場合と比較して高くなっていることがわかる。

また放電室形状の観点からは、本研究におけるスラスタの作動範囲においては、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタの方が ST40 スラスタよりも推進効率が上回ることがわかる。具体的には、推進剤を水素、推進剤流量が 0.3 g/s の場合、放電電流 13 kA の条件で、FL40 スラスタでは推進効率 45.8%、比推力 8700s に達し、ST40 スラスタでは、推進効率 28.1%、比推力 6400s、という性能が得られた。

推力電力比の観点からは、特に水素を推進剤とした場合、FL40 スラスタと ST40 スラスタについて詳細に見ていくと、放電室形状間において、若干ではあるが異なる特性を見取することができる。具体的には、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタでは、比推力の増加（放電電流の増加）に従い推力電力比は単調減少した。また、ストレート形状陽極を有する ST40 スラスタでは、臨界電流付近以下では推力電力比は減少した一方で、臨界電流以上では、推力電力比は減少せずにほぼ一定となった。

このような推進効率と推力電力比の特性は、従来の小型スケールスラスタの特性[11,20–22,77]と同様であり、本研究におけるスラスタの作動範囲では、MK-2 スラスタにおいても、フレア陽極の方がストレート形状よりも良好な推進性能を得られることが明らかになった。

なお、放電室形状間の比推力の増加（放電電流の増加）に対する推力電力比の特性は、放

電室形状の設計最適化の際に重要な要因となると考えられるため、この点については、投入電力の観点から5.3節のプラズマパラメータ分布を基にして詳細に考察する。また表5.3に推進性能特性をまとめる。

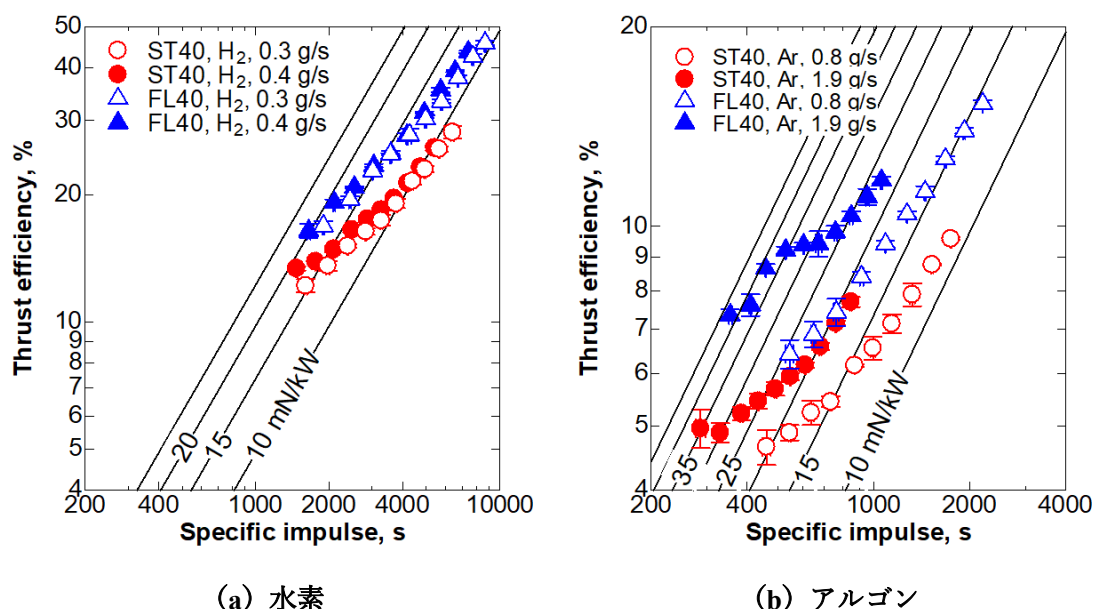


図5.7 水素を推進剤とした場合 (a) とアルゴンを推進剤とした場合 (b) の推進効率-比推力特性 (赤が ST40 スラスタ, 青が FL40 スラスタ, 黒実線は推力電力比)

表 5.3 FL40 スラスタと ST40 スラスタの推進性能特性

性能					
スラスタ	推進剤・流量	推力	推進効率	比推力	投入電力
ST40	H <sub>2</sub> , 0.3 g/s	19.3 N	28.1%	6400 s	2.15 MW
	H <sub>2</sub> , 0.4 g/s	21.0 N	25.9%	5400 s	2.15 MW
	Ar, 0.8 g/s	12.9 N	9.58%	1750 s	1.16 MW
	Ar, 1.9 g/s	16.1 N	7.69%	847 s	0.872 MW
FL40	H <sub>2</sub> , 0.3 g/s	26.2 N	45.8%	8700 s	2.45 MW
	H <sub>2</sub> , 0.4 g/s	28.8 N	43.6%	7420 s	2.41 MW
	Ar, 0.8 g/s	16.3 N	15.3%	2200 s	1.14 MW
	Ar, 1.9 g/s	20.1 N	11.7%	1060 s	0.889 MW

### 5.3. プラズマパラメータの放電室内部空間分布・放電構造

5.2 節から、水素を推進剤とした場合では、放電室形状の違いにより放電電圧に差が見られ、また推力特性に関しては、特に水素を推進剤とした際にスケーリングからずれるという傾向が見られた。気体力学的な効果やプラズマ加速機構に起因すると考えられるが、投入電力や推力特性は、放電室内部のプラズマ構造や放電構造に依存することから、推進性能特性からのみでは、MK-2 スラスタの特性を判断するのは困難である。従って、MK-2 スラスタの特性を明確に説明するためには、プラズマ構造と放電構造から加速機構を定量的に評価することが必要である。

本節では、ダブルプローブと磁気プローブにより計測した、ST40 スラスタと FL40 スラスタの放電室内部における放電構造とプラズマ構造を述べる。特に、本節では放電室形状間の差異に焦点を当てる。

なお本節で記載するコンター図は、3 回の計測結果の平均値をプロットしたものである。それぞれのエラーバーについては、本稿末尾に記載する付録 A にエラーマップとして記載する。電子温度と電子数密度、浮遊電位については 3 回の計測における標準偏差（ばらつき）をエラーとして評価し、磁束密度強度については、3 回の計測における標準偏差と各ショットにおける時間平均値に対する標準偏差との 2 乗平均をとりエラーとして評価した。その他のパラメータは、誤差伝搬の法則に従い、エラーを算出した。

#### 5.4.1. 電流経路分布

本節では、ストレート形状陽極をフレア形状陽極といった放電室形状間における放電室内部における電流経路分布の差異に着目する。

ここまで述べてきたように、MPD スラスタは主に放電電流と自己誘起磁場との相互作用によるローレンツ力により推力を発生する。従って、MPD スラスタの加速メカニズムの解明には、放電室内部における磁束密度分布と電流経路分布、及び電磁力分布を明らかにする必要がある。まず、図 5.8 と図 5.9 に電流経路分布を示す。

電流経路分布は、磁気プローブで計測された磁束密度強度分布から求める。すなわち、アンペールの法則で軸対称を仮定すると、電流  $J_{enc}$  は、



$$J_{enc} = \frac{2\pi B_{\theta}}{\mu_0} \quad (5.10)$$

と記述できる[61]. 図 5.8 と図 5.9 に示す電流経路分布は (5.10) 式で求めた電流の流れ関数  $\psi$  をプロットしたものである. すなわち, (5.10) 式で求めた値をその最大値で規格化して, 0 から 1 までの等高線としてプロットする.

$$\psi = |J_{enc}| \quad (5.11)$$

図 5.8 と図 5.9 から, 推進剤種によらず, 放電電流の増加に従って, 電流の流れる範囲が放電室下流へ拡がるのが明らかとなった. また推進剤種の観点からは, 水素を推進剤とした場合, 電流は放電室下流に拡がり, 陰極先端に流入した. 一方でアルゴンを推進剤とした場合は, 電流は概ね放電室内部を中心に流れ, 陰極表面全体に流入する傾向となった. これらの結果は, 先行研究[11,12,20,22]とも概ね一致しており, MK-2 スラスタにおいても, これらの基本的な放電電流特性は変化しないと考えられる.

一方で, 放電電流の陽極壁面への付着状況については, 特に水素を推進剤とした場合において, 先行研究とは異なる MK-2 スラスタならではの考えられる, 特徴的な特性が見られた. 表 5.1 と表 5.2 で記載したように, アルゴン 0.8 g/s の場合を除き, その他すべての条件では  $9\text{ kA} < \text{臨界電流 } J_c, 13\text{ kA} > \text{臨界電流 } J_c$  となっている. 文献[11]では, ストレート形状陽極のスラスタで臨界電流以上の場合, 電流は放電室下流および放電室外側へ大きく張り出し, 陽極端に電流が集中する傾向が示されている. 一方で, 直線-広がりノズルを装着することで陽極端での放電集中が緩和されることも併せて報告されているが, 臨界電流以上の場合においては, やはり電流は放電室下流および外側へ大きく張り出すという傾向となっている[12].

このような先行研究とは異なり MK-2 スラスタでは図 5.8 と図 5.9 に示すように, ストレート形状陽極を有する ST40 スラスタの場合, 臨界電流以上の放電電流においても, 電流の張り出しを抑制できており, かつ, その電流は放電室外部に張り出すことなく放電室内部において一様に分布している. そして臨界電流以上の放電電流においても, 陽極端に放電集中することなく, 陽極壁面において一様に分布することが明らかになった. またフレア形状陽極を有する FL40 スラスタの場合, 陽極下流付近で放電電流が付着する傾向となっているが, やはり高温化の要因となるような過度な放電集中は生じておらず, 放電集中が緩和できている放電構造が得られた. 従って, MK-2 スラスタにおいては, 臨界電流を超えるような大電流 (2 MW 以上の大電力) を投入した場合でも, 陽極端へ放電は集中せず, 陽極壁面に一様に近い形で放電電流を付着させることができることが明らかになった. このような放電構造となった理由については, ホールパラメータの観点からの考察を後述する.

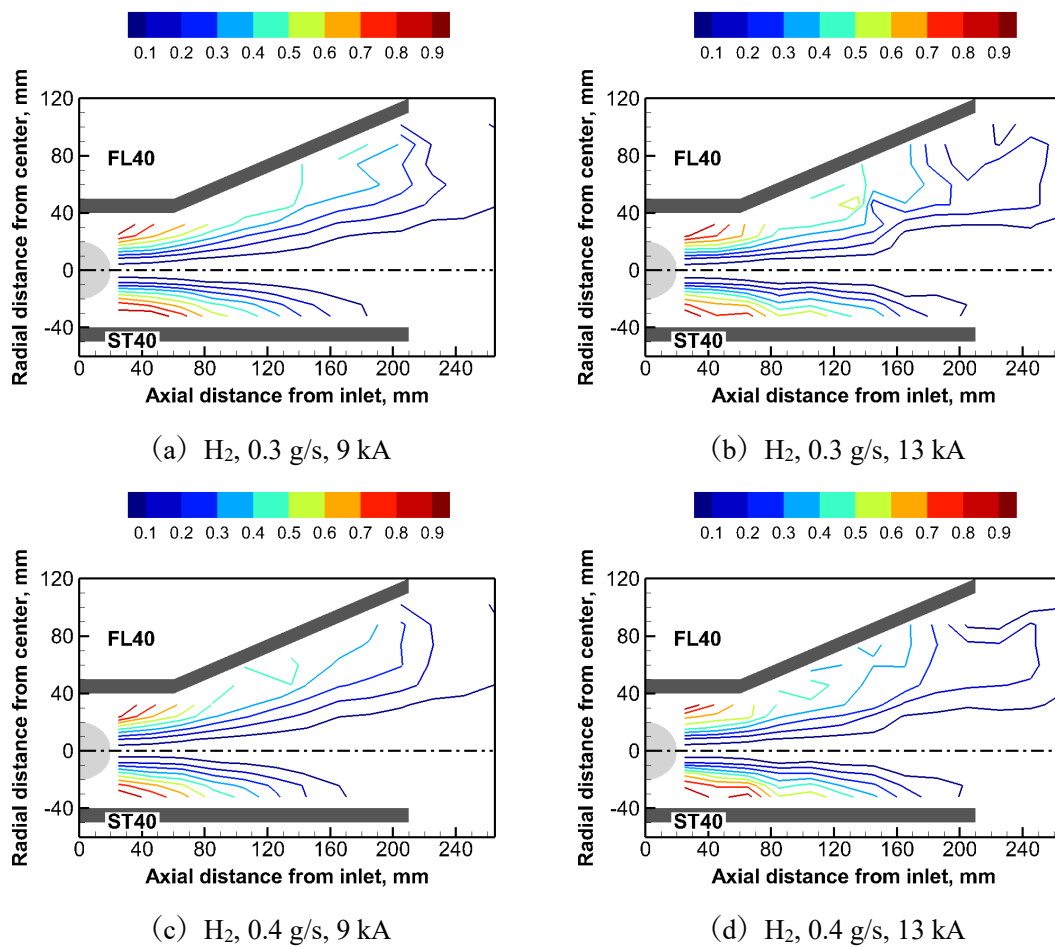


図 5.8 水素を推進剤とした場合の電流経路分布 (上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ)

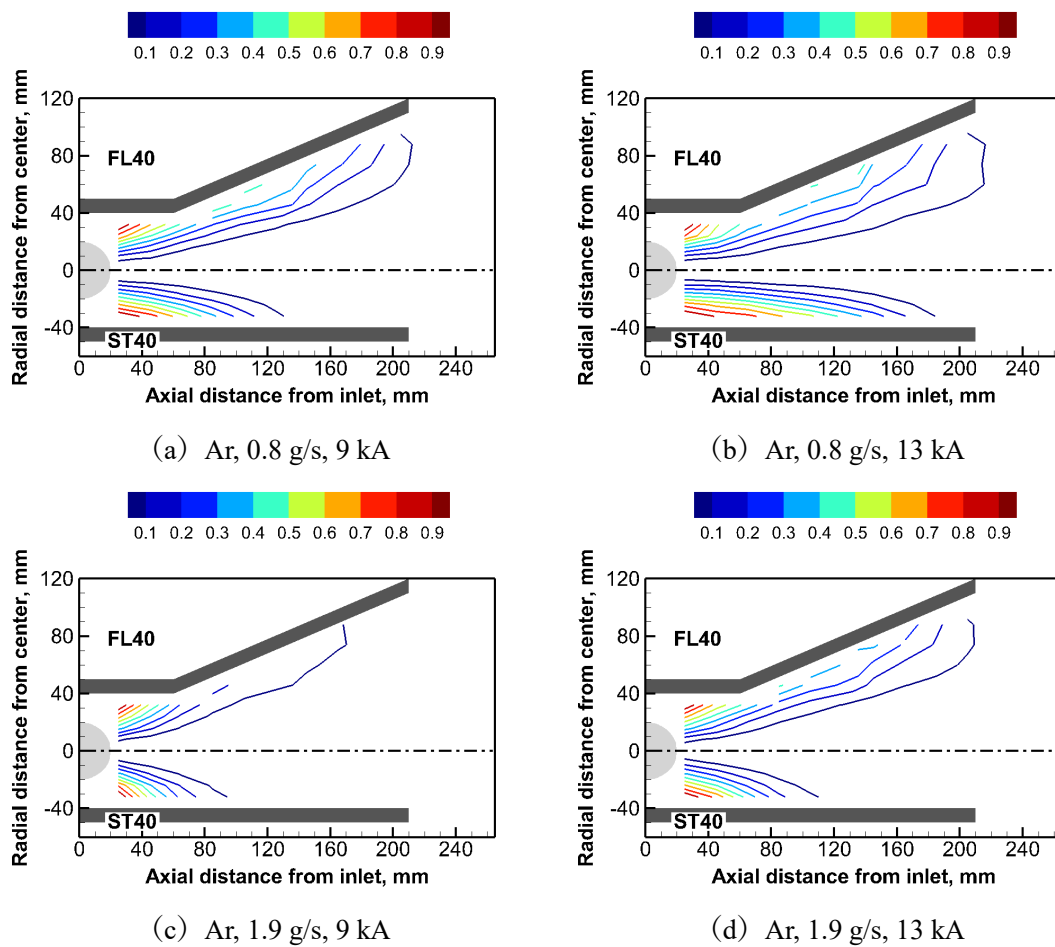


図 5.9 アルゴンを推進剤とした場合の電流経路分布（上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ）

## 5.4.2. 電磁力分布

上記した放電構造（電流経路分布）から電磁力分布を示すことができる。図 5.10 と図 5.11 に電磁力分布を示す。図 5.10 と図 5.11 では電磁力の向きを示しており、矢印に色付けされている色は電磁力の強さ（(5.14) 式）を表している。電磁力のベクトル方向と電磁力の強さは下記のように評価した。

- ・ 軸方向ローレンツ力（ブローイング力） $f_z$ ：

$$f_z = j_r B_\theta \quad (5.12)$$

- ・ 半径方向ローレンツ力（ポンピング力） $f_r$ ：

$$f_r = j_z B_\theta \quad (5.13)$$

- ・ ローレンツ力  $f$ ：

$$f = \sqrt{f_z^2 + f_r^2} \quad (5.14)$$

(5.12) (5.13) 式において、 $j_z$  と  $j_r$  はそれぞれ電流密度の軸方向成分と半径方向成分である。電流密度は、アンペールの法則を軸対象近似および円筒座標系を仮定して算出した。算出式の詳細と放電室内部における電流密度分布は、第6章において詳細に述べる。

図 5.10 と図 5.11 から、推進剤種や放電室形状によらず、放電室内部においてはスラスト中心軸上へ向かう半径方向のローレンツ力が支配的となっていることがわかる。

電磁力分布の放電室形状間の違いとしては、陽極の広がりノズル部の出口付近  $z \cong 205$  mm においては、FL40 スラストの場合、軸方向ローレンツ力が卓越している。すなわち、スラスト出口においては軸方向電磁力成分が支配的であると考えられる。一方で、ST40 スラストの場合、 $z \cong 205$  mm の領域かつ陽極壁面付近においては、ローレンツ力の向きは陽極壁面に対して平行に近い向きとなっているものの、中心軸付近では半径方向ローレンツ力が卓越している。すなわち、ST40 スラストの場合、スラスト出口においては半径方向電磁力成分が支配的となっていると考えられる。

電磁力分布の推進剤種間の違いとしては、水素を推進剤とした場合は、放電室内部全域で電磁力が大きくなっている一方で、アルゴンを推進剤とした場合は、放電室の上流付近の領域で顕著に電磁力が生じている。これは、図 5.9 の放電電流経路分布から、アルゴンを推進剤とした場合は陰極根元付近に放電が集中していることがわかるが、スラストの上流において放電が集中した結果、放電室上流部において電磁力が顕著に生じたと考えられる。

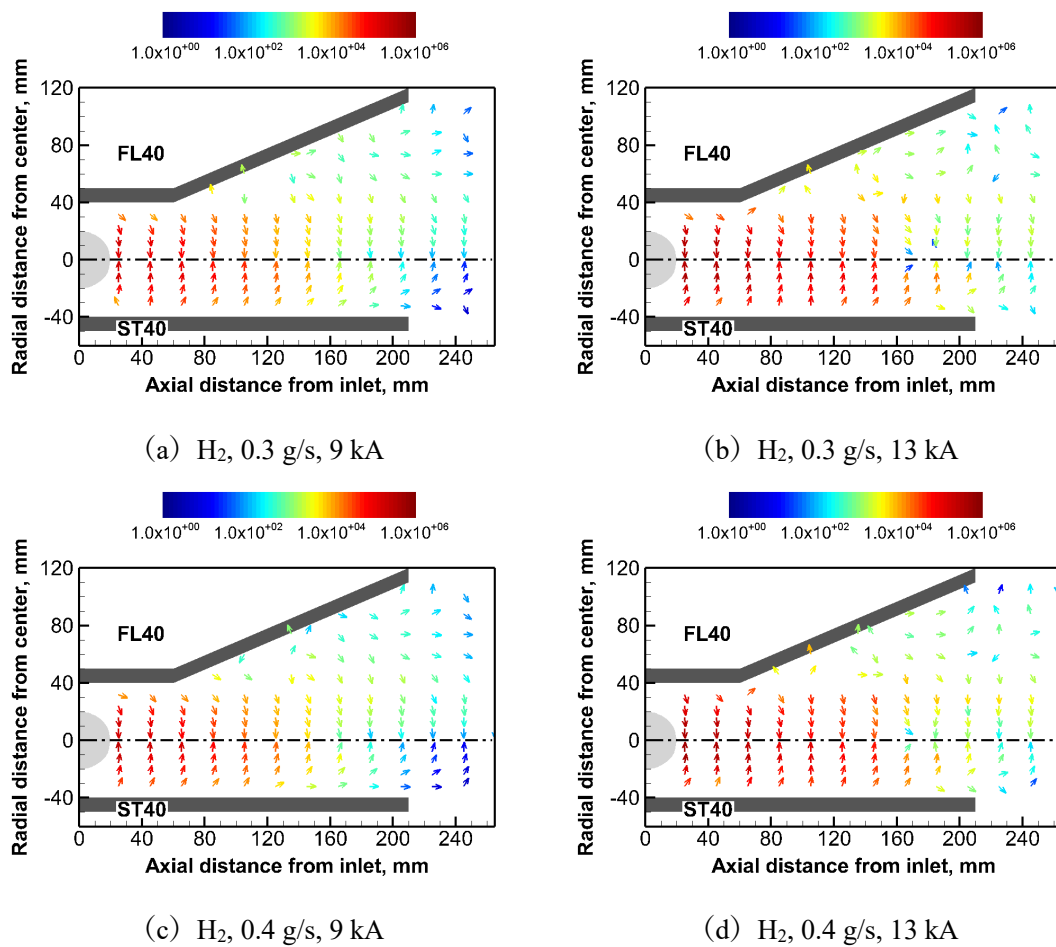


図 5.10 水素を推進剤とした場合の電磁力分布  $[N/m^3]$  (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

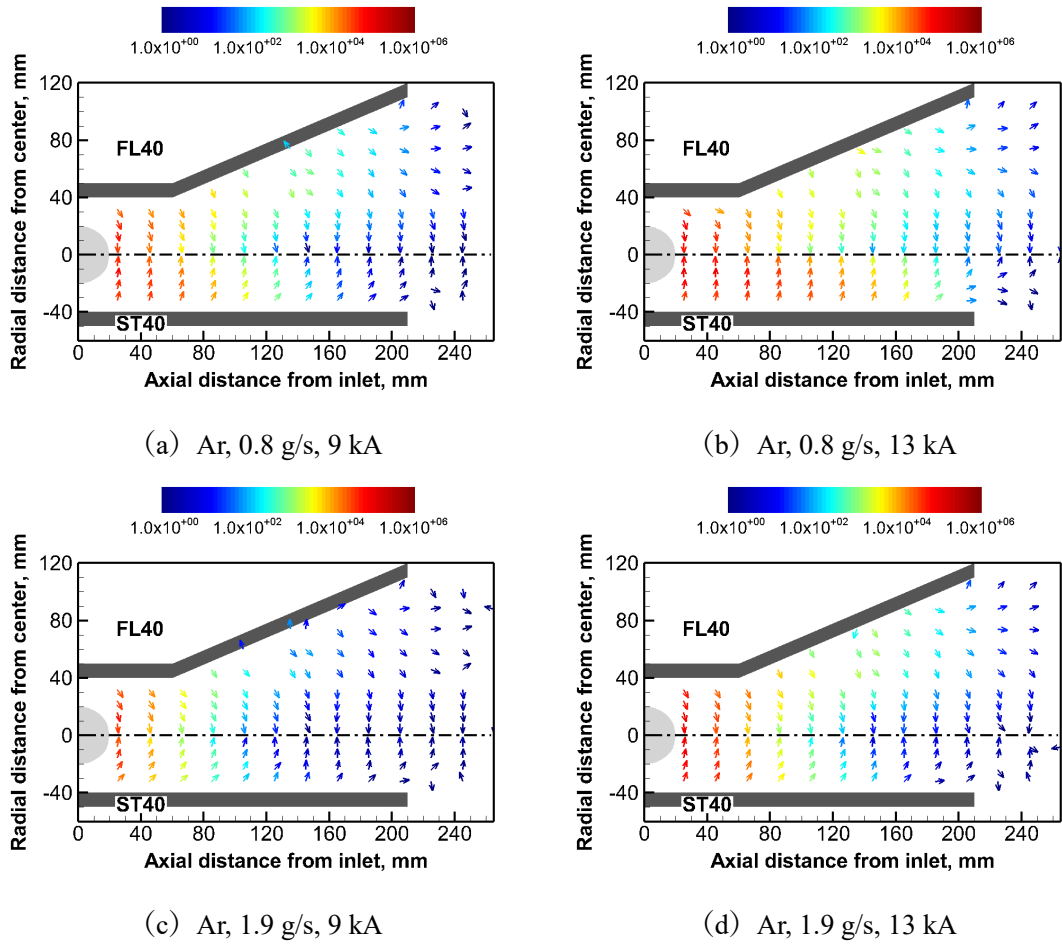


図 5.11 アルゴンを推進剤とした場合の電磁力分布  $[N/m^3]$  (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

### 5.4.3. 電子数密度・電子温度分布

ここで、放電室内部におけるプラズマパラメータを見てみる。図 5.12 と図 5.13 に水素とアルゴンそれぞれを推進剤とした場合の電子数密度分布、図 5.14 と図 5.15 に水素とアルゴンそれぞれを推進剤とした場合の電子温度分布を示す。

図 5.12 と図 5.13 から、スラスタの中心軸上において高温・高密度なプラズマが分布していることがわかる。これは 5.4.2 節で示した電磁力分布から、半径方向のローレンツ力成分が支配的となった結果、プラズマが中心軸上へ向けてピンチされたからである。これらの傾向は先行研究と定性的に一致しており、MPD スラスタの典型的なプラズマ構造が MK-2 スラスタにおいても確認された。

本節において注目すべき点は、陽極壁面付近のプラズマ密度である。5.4.2 節と同様に陽極の広がりノズル部に該当する  $z \cong 85 \text{ mm}$  の領域かつ陽極壁面付近に着目する。

図 5.12 から水素を推進剤とした場合は、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタでは、陽極の広がりノズル部に該当する  $z \cong 85 \text{ mm}$  の領域かつ陽極壁面付近においては、電子数密度は  $O(10^{-18}) / \text{m}^3 \sim O(10^{-19}) / \text{m}^3$  となり低くなっている。一方でストレート形状陽極を有する ST40 スラスタでは、スラスタ中心軸と陽極壁面付近での電子数密度の勾配は小さくなった。これについても 5.4.2 節で述べた電磁力分布から説明することができる。すなわち、陽極の広がりノズル部に該当する  $z \cong 85 \text{ mm}$  の領域かつ陽極壁面付近においては、FL40 スラスタの場合、陽極壁面に対して電磁力は垂直方向に生じている。一方で、ST40 スラスタの場合、 $z \cong 85 \text{ mm}$  の領域かつ陽極壁面付近においては、軸方向電磁力成分が支配的となっている。従って、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタでは、陽極の広がりノズル部に該当する  $z \cong 85 \text{ mm}$  の領域かつ陽極壁面付近においては、電子数密度が低くなった一方で、ストレート陽極では、スラスタ中心軸と陽極壁面付近での電子数密度の勾配は小さくなった。

この一方でアルゴンを推進剤とした場合は、図 5.13 から FL40 スラスタの場合、陽極の広がりノズル部に該当する  $z \cong 85 \text{ mm}$  の領域かつ陽極壁面付近においては、電子数密度は  $O(10^{-20}) / \text{m}^3$  となり中心軸と陽極壁面付近の電子数密度の勾配は低くなった。これは、アルゴンを推進剤とした場合、放電室内のプラズマを制御する強い電磁力が放電室上流の根元付近で生じたため、スラスタの中間から下流にかけてはピンチ力が弱まったためであると考えられる。具体的には、 $z \cong 85 \text{ mm}$  の領域においてアルゴンを推進剤とした場合は水素を推進剤とした場合と比較して、電磁力の強さが  $10^1 \text{ N/m}^3$  オーダー（1桁）程度小さくなっ

ているため、アルゴンを推進剤とした場合は水素を推進剤とした場合よりも、半径方向のプラズマ密度の勾配が低下した。

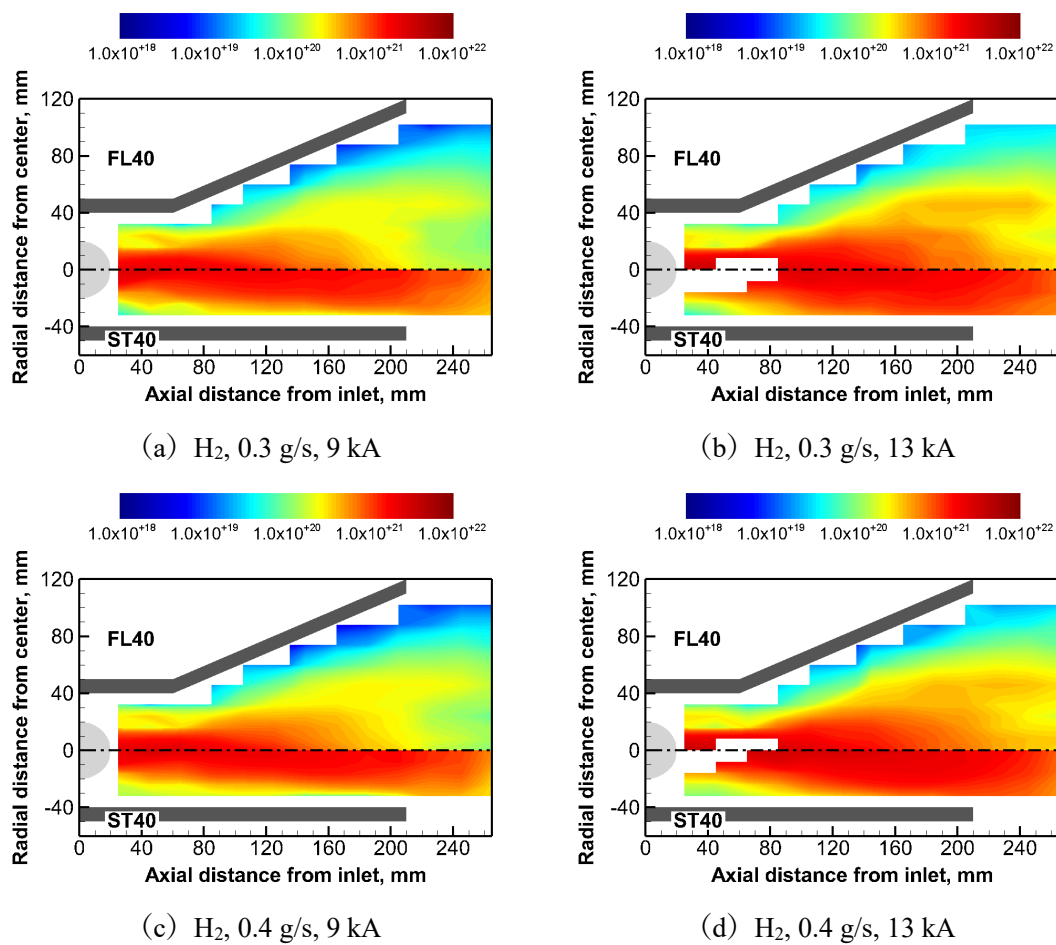


図 5.12 水素を推進剤とした場合の電子数密度分布 $[\text{m}^{-3}]$  (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)



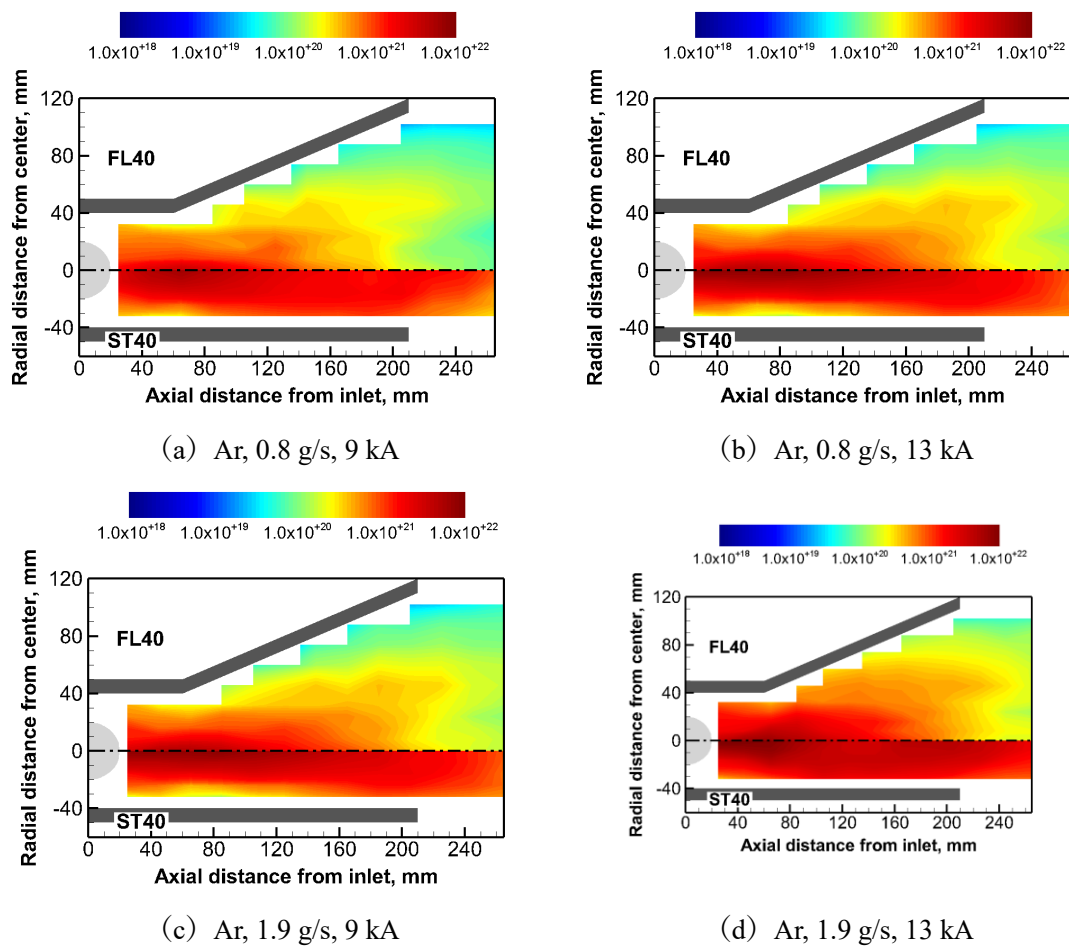


図 5.13 アルゴンを推進剤とした場合の電子数密度分布 $[m^{-3}]$  (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

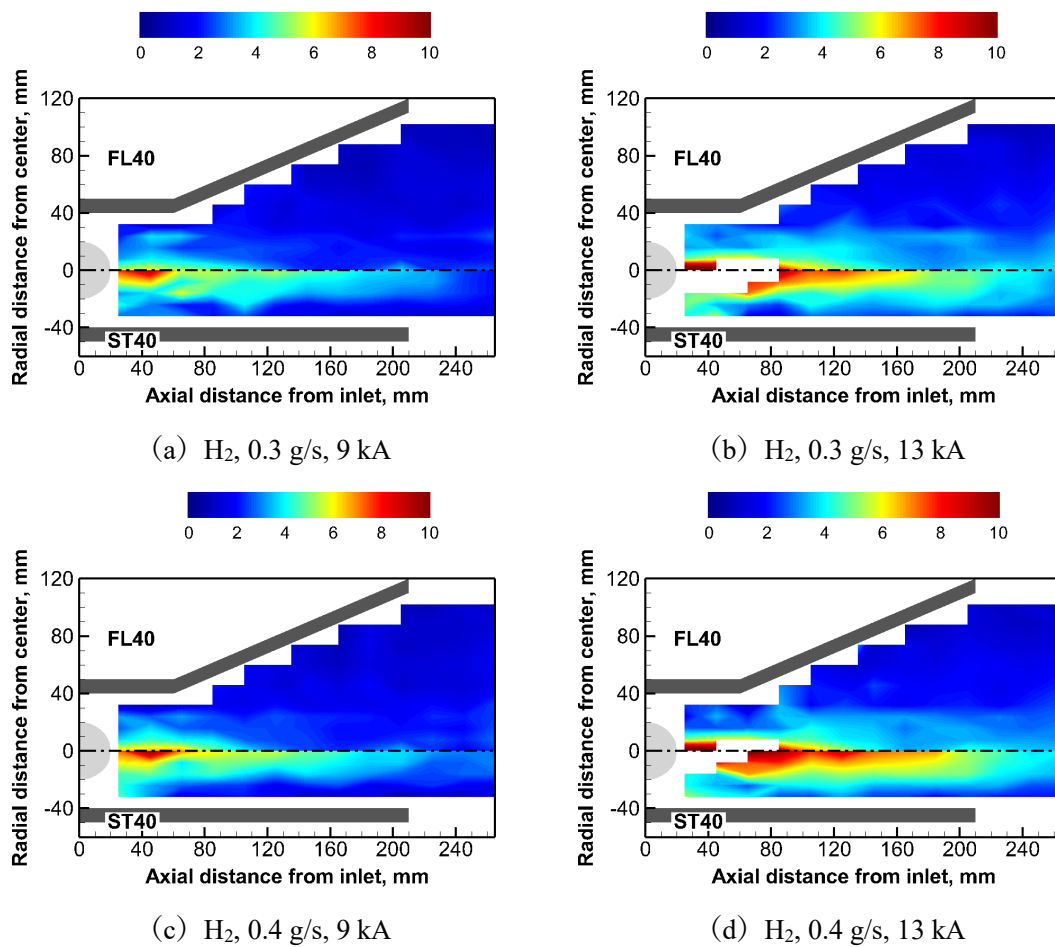


図 5.14 水素を推進剤とした場合の電子温度分布[eV] (上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ)

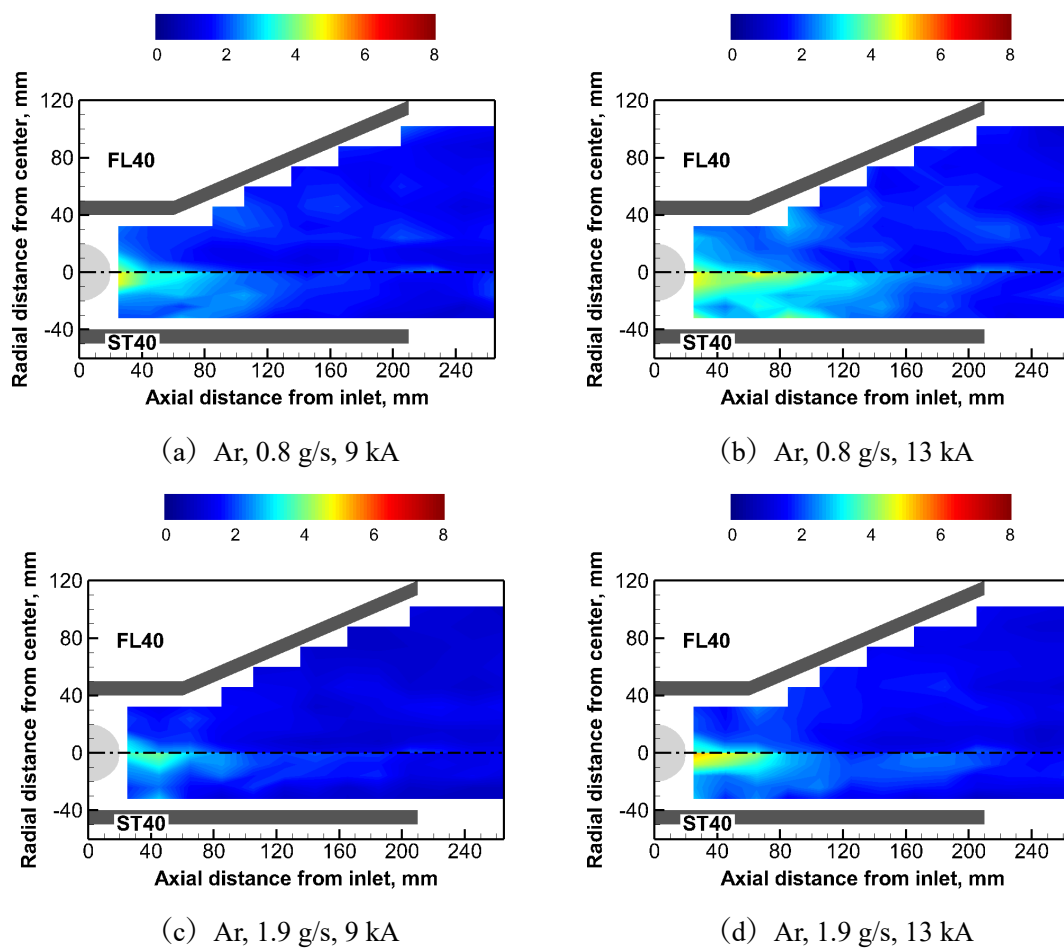


図 5.15 アルゴンを推進剤とした場合の電子温度分布[eV] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

## 5.4. 考察

### 5.4.1. 電流経路分布に関する考察

前節までに、放電電流経路の構造により電磁力分布が求まり、その結果としてプラズマ構造が決定されることが明らかになった。本節では、MK-2 スラスタにおいて、なぜストレート形状陽極を有する ST40 スラスタの場合、臨界電流以上の放電電流においても、電流の張り出しを抑制できており、臨界電流以上の放電電流においても、陽極端に放電集中することなく、陽極壁面において一様に分布したのか。またフレア形状陽極を有する FL40 スラスタの場合においても、陽極下流付近で放電電流が付着する傾向となっているが、やはり高温化の要因となるような過度な放電集中は生じておらず、放電集中が緩和できている放電構造が得られた、といった点を考察する。

電流経路は、電流を担うキャリアである電子の動きに律速される。従って、電子の動きを理解することで、電流経路を考察することができる[7]。本節では、電子の動きを電子ホールパラメータ  $\beta_e$  と電子のラーマー半径  $r_L$  の観点から考察する。

本節において、電子ホールパラメータとラーマー半径の算出にあたっては下記のような仮定の下、(5.15) 式と (5.16) 式から算出する。推進剤が完全に解離・電離しているとするとクーロン衝突のみを仮定すれば良い。そのような環境においては、電子ホールパラメータは、

$$\beta_e \approx 6 \times 10^{15} \frac{BT_e^{3/2}}{n_e} \quad (5.15)$$

電子のラーマー半径は、

$$r_L = 3.5 \times 10^{-8} \frac{T_e^{1/2}}{B} \quad (5.16)$$

とそれぞれ記述することができる[7]。

図 5.16 と図 5.17 に、水素を推進剤とした場合とアルゴンを推進剤とした場合の電子ホールパラメータ分布を示す。

まず推進剤種間の違いを見ていくと、水素を推進剤とした場合、放電室内部広い領域で電子ホールパラメータが 1 よりも大きくなった。一方でアルゴンを推進剤とした場合は、臨界電流以上の場合でも、FL40 スラスタでは陽極壁面近傍のみ、ST40 スラスタではスラスタ上

流領域の一部のみで、電子ホールパラメータが1よりも大きくなった。

次に放電室形状間の違いに着目する。水素を推進剤とした場合とアルゴンを推進剤とした場合では、同様な放電室形状間のホールパラメータ分布の特性が見られる。すなわち、フレア形状陽極を有するFL40スラスタでは、陽極壁面全体およびその近傍領域の広い範囲において、電子ホールパラメータは1より大きくなっており、臨界電流以上ではその範囲が拡大する。ただし、 $z=205\text{mm}$ 付近における陽極端における電子ホールパラメータに着目すると、本稿末尾の付録Aに記載したエラーも考慮すると、概ね $\beta_e < 1$ 程度に抑制されている傾向が見られる。また図5.18に後述するように、臨界電流以上の場合においても、陽極端付近における電子ホールパラメータは1程度もしくは1以下となった。一方でストレート形状陽極を有するST40スラスタの場合は、ホールパラメータが大きくなる水素を推進剤とした場合、臨界電流以上の条件においても、 $\beta_e > 1$ の領域は $z < 160\text{mm}$ の範囲内に抑制されており、陽極壁面全体で電子ホールパラメータが1を超えることはない。これは5.4.2節と5.4.3節で述べたように、FL40スラスタの場合、放電電流の増加に従いプラズマが中心軸場へピンチされることで、陽極壁面付近におけるプラズマが枯渇する一方で、ST40スラスタの場合は、半径方向電磁力は大きくなるもの、陽極壁面付近におけるプラズマ密度が極端に低下することはない、半径方向にほぼ一様であったためであると考えられる。

ここで、改めて電子の動きを考えてみると、ホールパラメータが1以上の領域( $\beta_e > 1$ )において、電子のラーマー半径が電極間距離 $L$ よりも小さかった場合( $L > r_L$ )、陰極から放出された熱電子や放電室内で生成された電子は、放電室半径方向へ動くことができず、 $E \times B$ ドリフトによって下流へ流されて、電子ホールパラメータが1よりも小さくなる領域で半径方向に動くことが可能になる[7,78]。

以下では電子ホールパラメータが1より大きくなる領域に焦点を当てて、電子のラーマー半径と電極間距離との関係を見ていく。また特に電極形状間でホールパラメータ分布に大きな差異が現れた水素を推進剤とした場合を取り上げる。図5.18に $z > 85\text{mm}$ の領域の陽極壁面付近における電子ホールパラメータと、電子のラーマー半径と電極間距離との比を示す。また図中に抽出した点は、FL40スラスタの場合、図5.16中の $(z, r) = (85\text{mm}, 32\text{mm})$ ,  $(105\text{mm}, 46\text{mm})$ ,  $(135\text{mm}, 60\text{mm})$ ,  $(165\text{mm}, 74\text{mm})$ ,  $(205\text{mm}, 88\text{mm})$ として、ST40スラスタの場合は、図5.16中の $r = 24\text{mm}$ の $z = 85\text{mm} \sim 205\text{mm}$ の点とした。図5.18において、電子のラーマー半径 $r_L$ と電極間距離 $L$ との比 $r_L/L$ が1以下であれば、電子のラーマー半径は電極間距離よりも短いことを意味する。

前述したように、FL40スラスタは陽極壁面付近ほぼ全体( $z < 205\text{mm}$ )で $\beta_e > 1$ となり、 $z \geq 205\text{mm}$ ではエラーも考慮すると $\beta_e < 1$ となり、その一方で、ST40スラスタにおいて

$z > 165$  mm の範囲では  $\beta_e < 1$  となった。なお図 5.14 に示すように陽極壁面付近における電子温度は、FL40 スラスタと ST40 スラスタ両方ともに 2 eV 程度である。従って、MK-2 スラスタにおける電子ホールパラメータの、電極形状間の差異は、主に電子数密度と磁束密度強度に依存する。陽極壁面付近における電子数密度は、FL40 スラスタでは  $10^{19}$  m<sup>3</sup> オーダーであり、放電室上流  $z = 85$  mm から放電室下流にかけて陽極壁面付近の電子数密度はほぼ一定である。一方で、ST40 スラスタの場合、陽極壁面付近における電子数密度は  $10^{20}$  から  $10^{21}$  m<sup>3</sup> オーダーであり、放電室下流へ進むにつれて電子数密度は増加している。また、放電室下流における磁束密度強度は、ST40 スラスタの方が小さくなっている。上記のように、ST40 スラスタでは、特に放電室下流において電子数密度が FL40 スラスタよりも一桁高く、かつ磁束密度強度が低くなったため、電子ホールパラメータを 1 よりも小さく抑えられた。

また図 5.18 から、陽極壁面付近における電子のラーマー半径  $r_L$  と電極間距離  $L$  との比  $r_L/L$  は、FL40 スラスタと ST40 スラスタ共に 1 よりも小さくなることがわかった。

従って、FL40 スラスタの場合は、陽極壁面付近ほぼ全体 ( $z < 205$  mm) で  $\beta_e > 1$ 、 $z \geq 205$  mm ではエラーも考慮すると  $\beta_e < 1$  となり、かつ  $r_L/L < 1$  となっていることから、電子は放電室下流領域でなければ半径方向へ移動することができず、 $E \times B$  ドリフトにより放電室下流へ流され、電子ホールパラメータが  $\beta_e < 1$  となる陽極端 ( $z > 205$  mm) 付近で半径方向へ移動可能となった結果、電流経路は放電室下流および外側へ拡がり、陽極端付近に放電電流が付着する傾向となった。これに加え、放電室下流領域の陽極壁面付近の電子ホールパラメータは小さい傾向となり、結果として、高温化要因となるような放電集中は抑制できたと考えられる。一方で ST40 スラスタの場合は、放電室真ん中付近  $z = 120$  mm、また臨界電流以上の場合であっても  $z < 160$  mm の領域で  $\beta_e > 1$  かつ  $r_L/L < 1$  となっており、電子の半径方向の移動は抑制されているものの、 $z > 120 - 160$  mm の領域においては  $\beta_e < 1$  かつ  $r_L/L < 1$  となっていることから、放電室の外側へ電流経路が拡大せず、かつ陽極端へ放電集中することなく、陽極表面に一様に分布した。

以上のように、FL40 スラスタでは、陽極端付近に放電電流が付着する傾向が見られたものの、陽極端付近における電子ホールパラメータおよび電子のラーマー半径  $r_L$  と電極間距離  $L$  との比  $r_L/L$  が 1 以下となったため、MK-2 スラスタにおいては、陽極端への放電集中が緩和できたと考えられる。

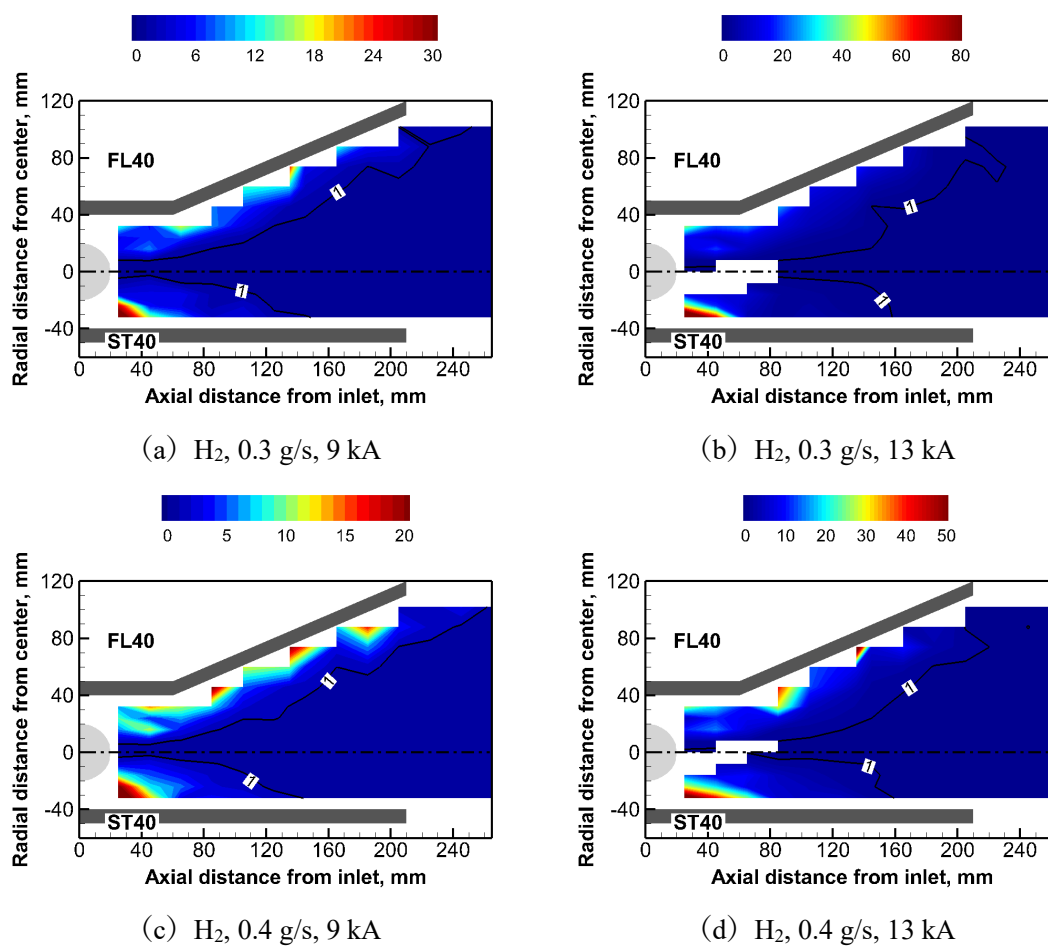


図 5.16 水素を推進剤とした場合のホールパラメータ分布（上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ，黒実線よりも上流側が  $\beta_e > 1$  の領域）

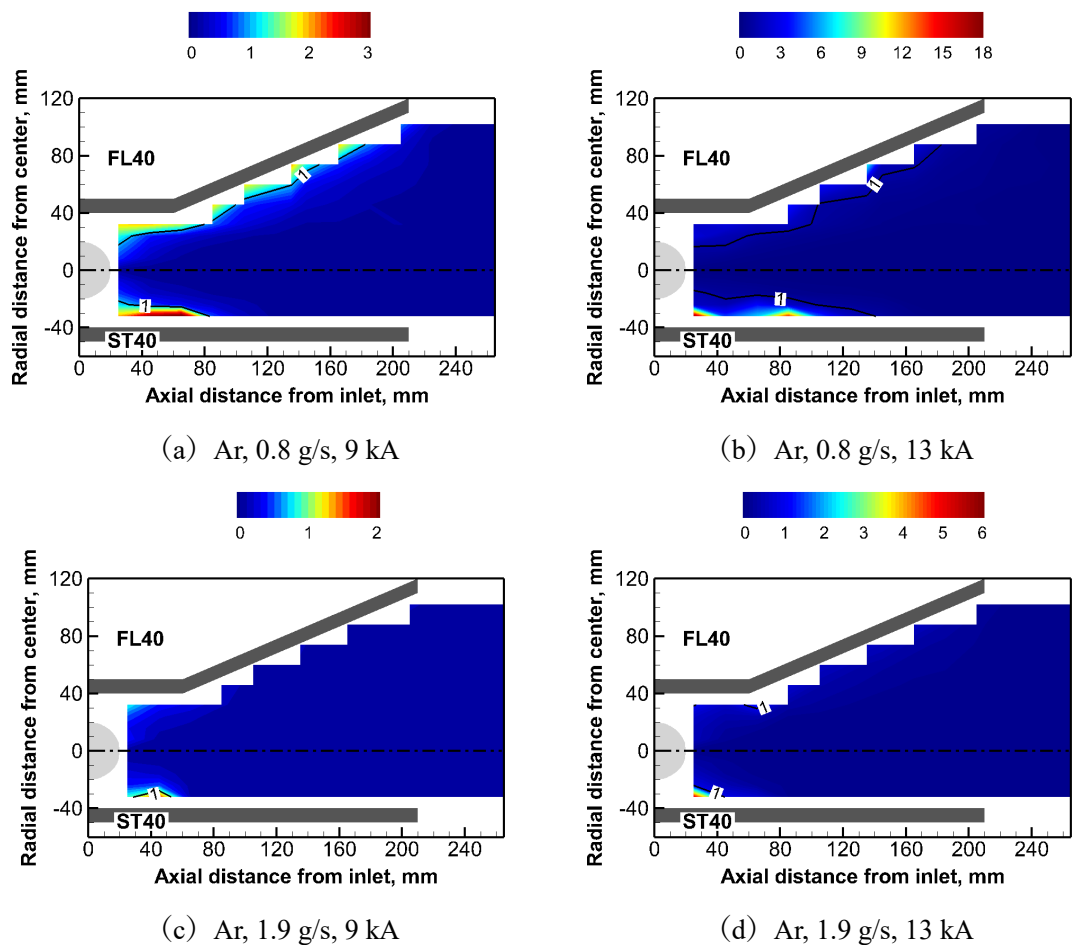


図 5.17 アルゴンを推進剤とした場合のホールパラメータ分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 黒実線よりも上流側が  $\beta_e > 1$  の領域)



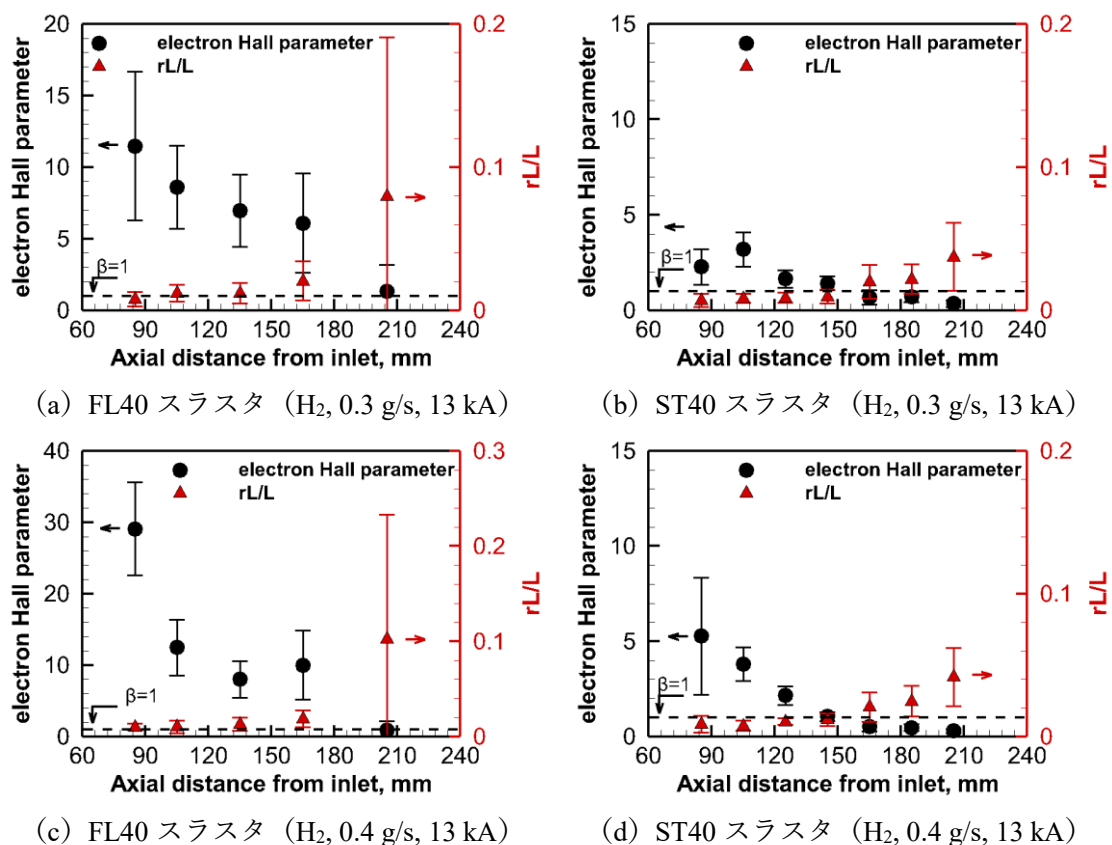


図 5.18 陽極壁面付近における電子ホールパラメータ (●) と電子ラーマー半徑と電極間距離との比 (▲) (H<sub>2</sub>, 13 kA)

### 5.4.2. 電極形状間の推力特性に関する考察

本節では、ダブルプローブと磁気プローブから得られた放電室内外におけるプラズマパラメータと電磁力分布から、推力の内訳を見積もり、電極形状間の推力特性に関して考察する。ただし、放電室内における計測の空間分解能が低いため、エラーバーが大きく、また全ての推力成分を見積もることはできていないため、本節での議論は定性的な考察に留める。

本研究で実施したダブルプローブと磁気プローブ計測の結果からは、軸方向ローレンツ力（ブローイング力） $F_z$ 、陰極先端における圧力推力（ポンピング力） $F_{\text{cathode}}$ 、バックプレートを押す圧力推力  $F_{\text{BN}}$ 、また FL40 スラスタの場合には、陽極壁面における圧力推力  $F_{\text{anode}}$  を見積もることができる。ただし、陰極先端における圧力推力（ポンピング力） $F_{\text{cathode}}$  については、陰極先端から 5 mm 離れた地点における計測結果、バックプレートを押す圧力推力  $F_{\text{BN}}$  については、バックプレートから 25 mm 離れた地点における計測結果、また陽極壁面における圧力推力  $F_{\text{anode}}$  については、陽極フレア部直近の 5 点の計測結果を使用して見積もりを出しているため、空間分解能が非常に低く、誤差が大きいと考えられることを付記しておく。

ここで軸方向のローレンツ力  $F_z$  は、スラスタの各断面における電磁力を体積積分することで算出する。すなわち、

$$F_z = 2\pi \int_0^z \int_0^r r f_z(r, z) dr dz \quad (5.17)$$

ここで積分範囲は、軸方向に関しては  $z = 25 \text{ mm} - 265 \text{ mm}$  として、半径方向は  $r = 0 -$  計測範囲とした。

陰極先端における圧力推力（ポンピング力） $F_{\text{cathode}}$  は、

$$F_{\text{cathode}} = 2\pi \int_0^{r=16} r P_e(r, z_{25\text{mm}}) dr, \quad P_e = n_e k_b T_e \quad (5.18)$$

から求めた。また模式図を図 5.19 に示す。

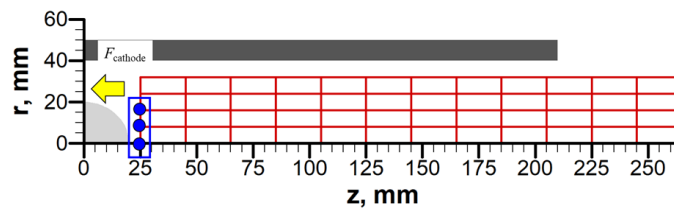


図 5.19 陰極先端における圧力推力  $F_{\text{cathode}}$

バックプレートを押す圧力推力は、

$$F_{BN} = 2\pi \int_{r=24}^{r=32} r P_e(r, z_{25mm}) dr, \quad P_e = n_e k_b T_e \quad (5.19)$$

から見積もった。また模式図を図 5.20 に示す。

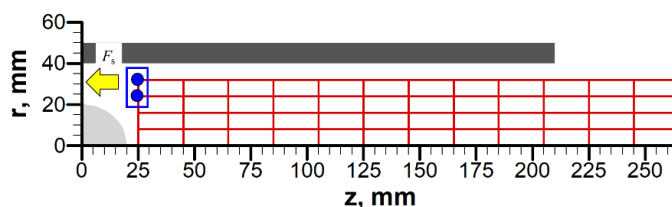


図 5.20 バックプレートを押す圧力推力  $F_{BN}$

また、陽極フレア部における圧力推力は、

$$F_{anode} = 2\pi \int_{anode\ surface} r P_e(r, z) dslope \quad (5.20)$$

から見積もった。模式図は通りである。

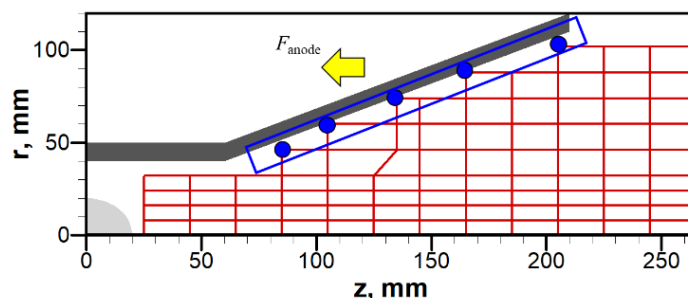


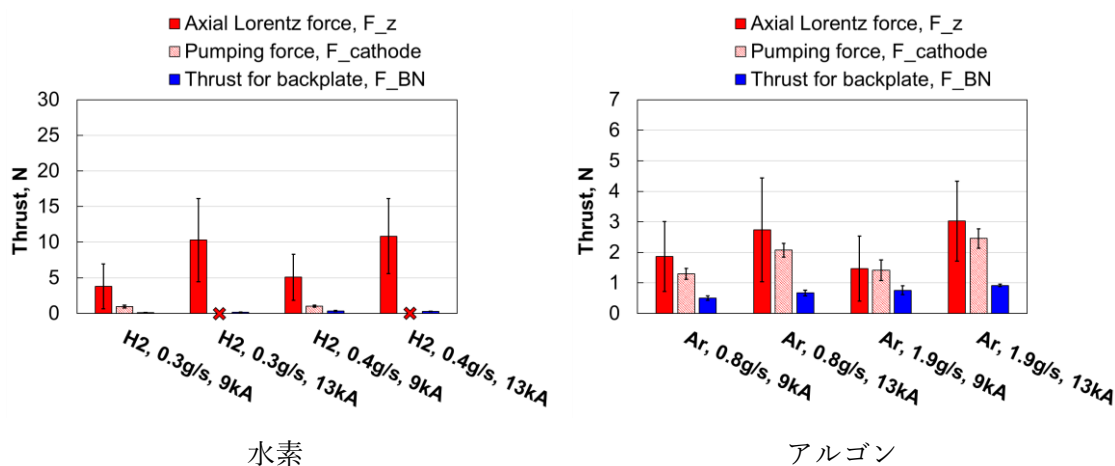
図 5.21 陽極フレア部を押す圧力推力  $F_{anode}$

図 5.22 に推力の内訳を示す。

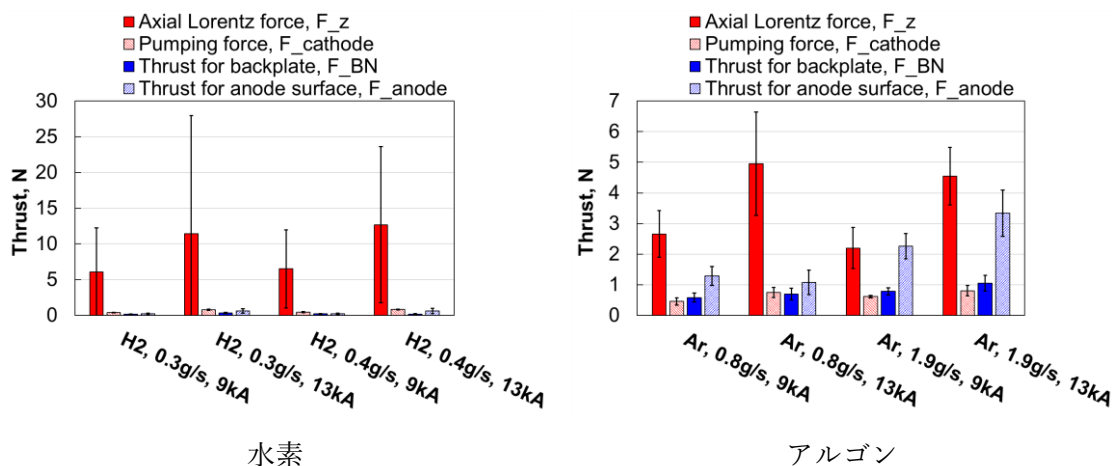
まず水素を推進剤とした場合に注目する。図 5.22 (a) (b) から、水素を推進剤とした場合、ST40 スラスタと FL40 スラスタ共に、軸方向ローレンツ力が約 70%を占めていることがわかる。一方でアルゴンを推進剤とした場合は、水素を推進剤とした場合と比較して、軸方向電磁力が低くなっている。ここで電磁推力の見積もりの正しさの評価を、図 5.23 に示す各段面における軸方向ローレンツ力分布から考える。水素を推進剤とした場合、軸方向ローレンツ力の最大値は、ばらつきはあるものの ST40 スラスタと FL40 スラスタ共に  $z=25-65$  mm の範囲にある。従って (5.17) 式による軸方向ローレンツ力  $F_z$  の算出にあたっての

軸方向の積分を  $z = 25 \text{ mm}$  からとしたが、 $z < 25 \text{ mm}$  における各段面の軸方向ローレンツ力は低くなっていると考えられることから、軸方向の積分開始点として正しく評価できていると考えられる。次にアルゴンを推進剤とした場合における軸方向ローレンツ力について考える。図 5.23 から、各断面における軸方向ローレンツ力は放電室下流から上流にかけて指数関数的に増加する傾向が見られる。すなわち、アルゴンを推進剤とした場合は、陰極根元付近に放電が集中した結果、放電室のより上流である陰極根元付近において、軸方向ローレンツ力が高くなったと考えられる。従って、本節におけるアルゴンを推進剤とした場合の軸方向ローレンツ力は過小評価している可能性がある。

ここで軸方向ローレンツ力について、理論値との比較を行う。図 5.25 に軸方向ローレン



(a) ST40 スラスタ



(b) FL40 スラスタ

図 5.22 推力の内訳 (ただし ST40 スラスタ, 水素 13kA の場合, ポンピング力  $F_{\text{cathode}}$  は, 見積りに必要な計測点におけるプラズマパラメータを取得できなかったため記載していない, ×と記載)

ツ力と理論軸方向ローレンツ力の関係を示す。理論軸方向ローレンツ力は図中に黒実線で示しており、

$$F_{th} = \frac{\mu J^2}{4\pi} \left( \ln \frac{r_a}{r_c} + 0 \right) \quad (5.21)$$

で表される。

アルゴンを推進剤とした場合は、前述したように軸方向ローレンツ力を過小評価している可能性があり、理論値を下回っている。一方で、水素を推進剤とした場合、磁気プローブ計測から見積もった軸方向ローレンツ力は、エラーバーは大きいものの、定量的・定性的に理論値と一致した。また軸方向ローレンツ力について放電室形状間の違いに着目すると、フレア陽極の方がストレート陽極よりも約 1~2 N 大きくなっていることがわかる。これは、図 5.10 に示したように、陽極フレア部において軸方向電磁力の成分が卓越したためであると考えられる。

ここであらためて、図 5.22 に示した推力の内訳をみてみる。本計測で見積もることができた推力要素をすべて足し合わせても、スラストスタンドによる計測で得られた推力に届かないため、見積もりが不足していると考えられる。特に水素を推進剤とした場合に注目すると、ポンピング力と電子による陽極フレア部における圧力推力以外の要素が大きく影響している可能性が考えられる。この要素として中性粒子による圧力推力の存在が考えられる。図 5.22 の推力の内訳見積もりから、推進剤間で大きな差が表れている推力成分として、陽極フレア部における圧力推力  $F_{\text{anode}}$  が挙げられる。図 5.22 (b) から、水素を推進剤とした場合、陽極フレア部における圧力推力は 9 kA から 13 kA への増加に従い、約 0.2 N から約 0.6 N へと約 0.4 N の増加に留まる。一方でアルゴンを推進剤とした場合は、0.8 g/s の場合は増加していないが、1.9 g/s の場合では、約 1 N 増加している。この結果から、アルゴンを推進剤とした場合は、希ガスであるため電離度が高い一方で、水素を推進剤とした場合は、電離度が低いことが推察できる。従って、水素を推進剤とした場合は、プラズマは完全電離してはおらず、中性粒子も多く存在していることが予想される。そのため、中性粒子による圧力推力の寄与が大きい可能性がある。ここで図 5.24 に水素を推進剤とした場合のポンピング力の見積もりを示す。また図中の黒実線は、

$$F_{th\_pumping\ force} = \frac{\mu J^2}{8\pi} \quad (5.22)$$

で表される理論値を示している。図 5.24 における、理論値と見積もり値との差分が、中性粒子の寄与であると考えられる。つまり、本実験におけるスラストの作動範囲においては、イオンと中性粒子間の速度スリップ(イオンスリップ)はそれほど大きくは生じていないと

考えられる。

従って、本研究におけるスラスタの作動範囲においては中性粒子による圧力推力が効果的に働いたことが一因となり、フレア陽極の場合、理論電磁推力よりも推力値が大きくなったと考えられる。

また推進剤によらずフレア形状陽極を有する FL40 スラスタの推力特性は  $\alpha = 3/4$  の理論電磁推力に従っている一方で、ストレート形状陽極を有する ST40 スラスタは  $\alpha = 0$  の電磁推力に従っている、という理論電磁推力に対する放電室形状間の推力特性の違いは、気体力学的推力の寄与というよりも、放電構造に起因すると考えられる。特に推力に影響すると考えられる放電構造は陰極付近における現象やプラズマ電流密度分布の寄与が大きいと考えられるため、第6章において、改めて推力特性について考察する。

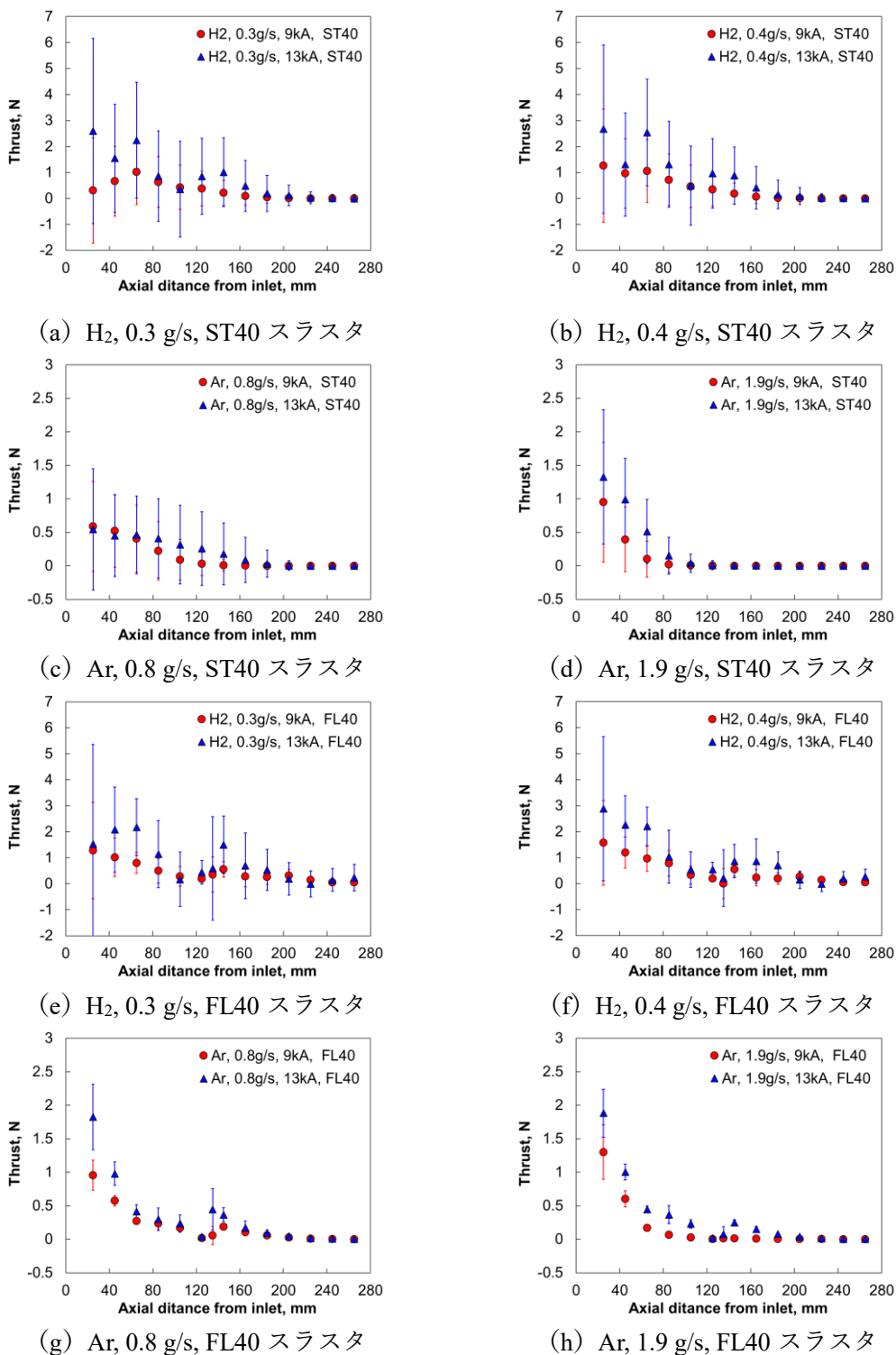


図 5.23 軸方向ローレンツ力の各断面における推力プロファイル

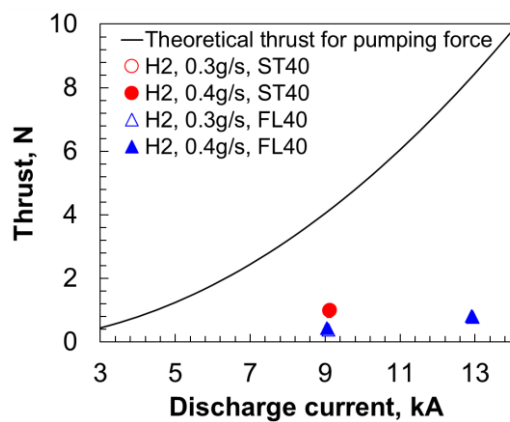


図 5.24 水素を推進剤とした場合のポンピング力の見積もり（黒実線はポンピング力の理論値）

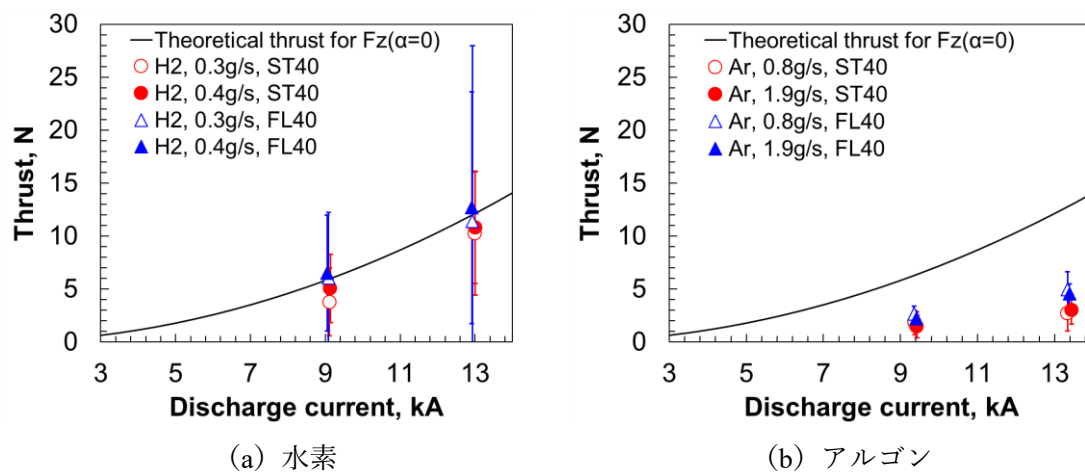


図 5.25 磁気プローブ計測結果から見積もられた軸方向ローレンツ力と理論軸方向ローレンツ力 ((5.21) 式) の関係



## 5.4.3. 電極形状間の放電電圧特性（投入電力）に関する考察

5.3.1 節で述べた放電電流－放電電圧特性および、5.3.3 節で述べた比推力－推進効率特性に関して考察する。5.3.1 節では水素を推進剤とした場合は、放電室形状間で放電電圧が大きく異なった一方で、アルゴンを推進剤とした場合は、放電室形状間で放電電圧に大きな差は生じない、という結果が得られた。また5.3.3 節では、推力電力比の観点から、特に水素を推進剤とした場合、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタでは、比推力の増加（放電電流の増加）に従い推力電力比は単調減少した、また、ストレート形状陽極を有する ST40 スラスタでは、臨界電流付近以下では推力電力比は減少した一方で、臨界電流以上では、推力電力比は減少せずにほぼ一定となる、という推力電力比の特性が得られた。

本節では、上記について、放電室内外における浮遊電位分布と空間電位分布から考察する。図 5.26 と図 5.27 に浮遊電位分布、図 5.28 と図 5.29 に空間電位分布を示す。なお、各図中における黒実線は、浮遊電位と空間電位をそれぞれ放電電圧で割った値である。

まず、陰極付近における電力消費を見ていくが、放電室形状間の差はみられず、放電室形状によらず約 40%の電力が消費されていると考えられる。この結果は、先行研究[11,12]では陰極近傍で約 50%の電力が消費されていると指摘していた結果と整合していると考えられる。陰極近傍における電力消費はマクロ的には放電室形状によらないと考えられるため、本節においては、陽極近傍に着目して考察を進める。

図 5.26 と図 5.28 から、水素を推進剤とした場合、FL40 スラスタでは 30%程度の電力が陽極壁面付近で消費されており、臨界電流以上の場合では、その 30%程度の電力が消費される領域が、陽極壁面付近に沿って拡大していることがわかる。一方で ST40 スラスタでは、陽極近傍付近で顕著に電力が消費される傾向はみられないが、放電室下流領域で 10%程度の電力が消費されており、臨界電流以上では、さらに高い割合で電力が消費されている。陽極壁面付近での電力消費の割合の差が、放電電圧の差異の原因であると考えられる。この傾向については、図 5.28 から図 5.8 における 40%の電流経路上の空間電位分布を抽出した図 5.30 からより明確に理解することができる。

水素を推進剤とした場合、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタにおいて陽極壁面付近における電位勾配が大きくなった理由は、陽極壁面付近における電荷担体が減少したためであると考えられる。このような陽極壁面における電力消費の推力への寄与は限定的であると考えられるため、このような電力消費は性能向上の上で望ましくない現象であるといえる。FL40 スラスタでは陽極壁面付近における電力消費が 30%程度であった一方で、ST40

スラスタでは10%程度であったため、フレア形状陽極を有するFL40スラスタでは、比推力の増加（放電電流の増加）に従い推力電力比は単調減少し、ストレート形状陽極を有するST40スラスタでは、臨界電流付近以下では推力電力比は減少した一方で、臨界電流以上では、推力電力比は減少せずにほぼ一定となる、という推力電力比の特性が得られたと考えられる。

アルゴンを推進剤とした場合は、図5.27と図5.29から水素を推進剤とした場合とは異なり、陽極近傍での電力消費はみられなかった。これはスラスタ中心軸上から陽極壁面近傍にかけてプラズマが比較的一様に分布したためであると考えられる。

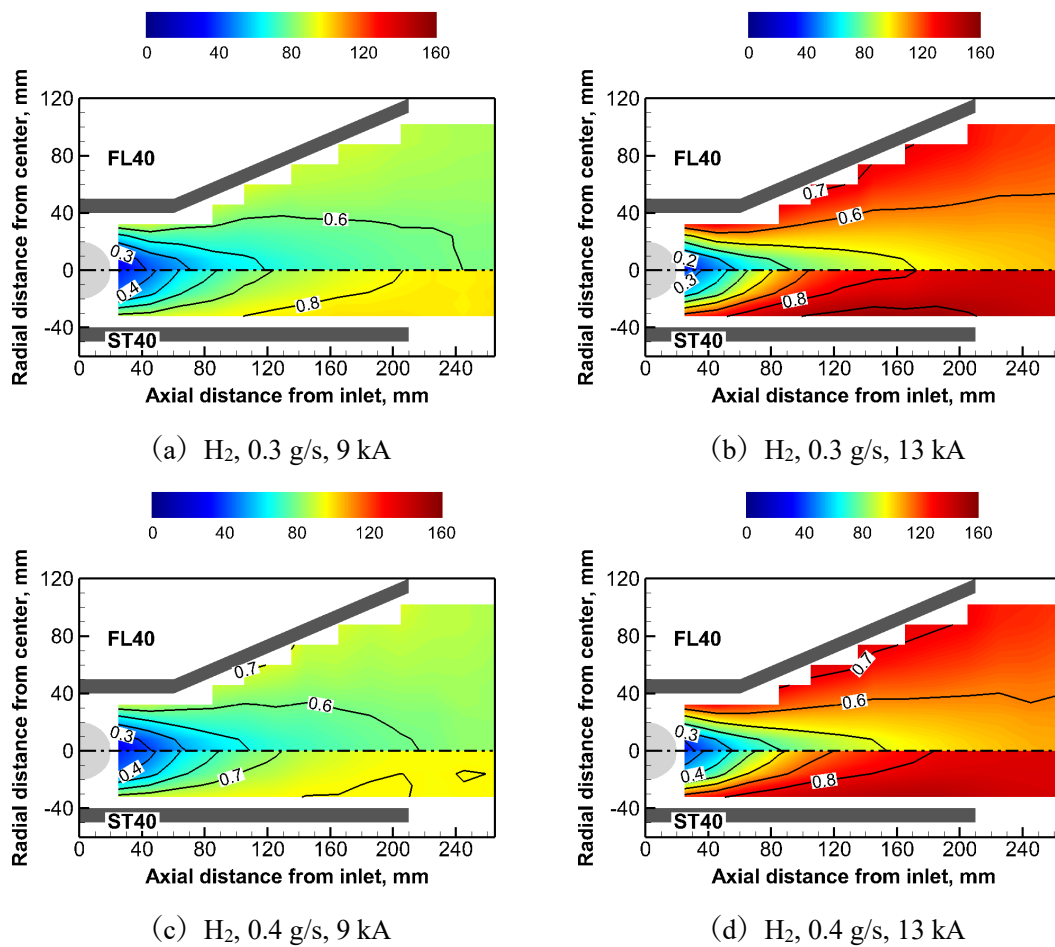


図 5.26 水素を推進剤とした場合の浮遊電位分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の実線は浮遊電位を放電電圧で除した値  $V_f/V$ )

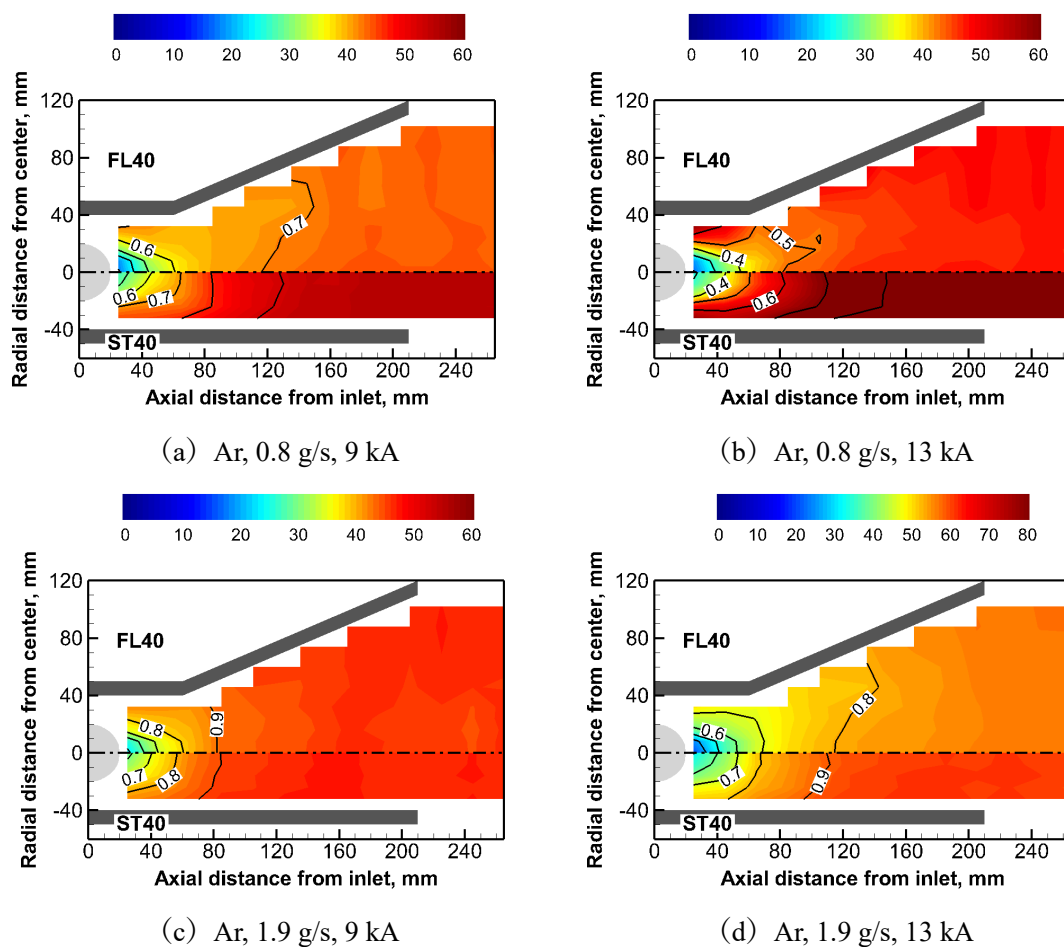


図 5.27 アルゴンを推進剤とした場合の浮遊電位分布（上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ，図中の実線は浮遊電位を放電電圧で除した値  $V_f/V$ ）

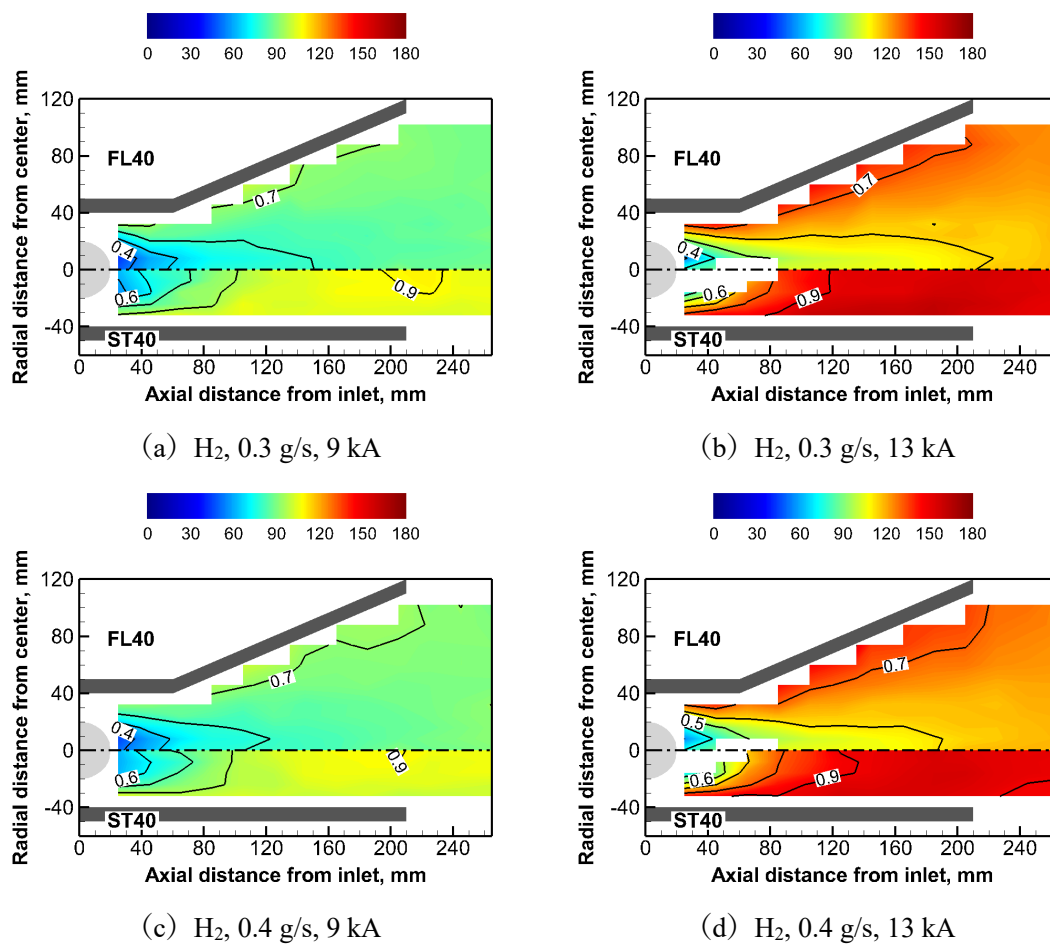


図 5.28 水素を推進剤とした場合の空間電位分布 (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の実線は空間電位を放電電圧で除した値  $V_s/V$ )

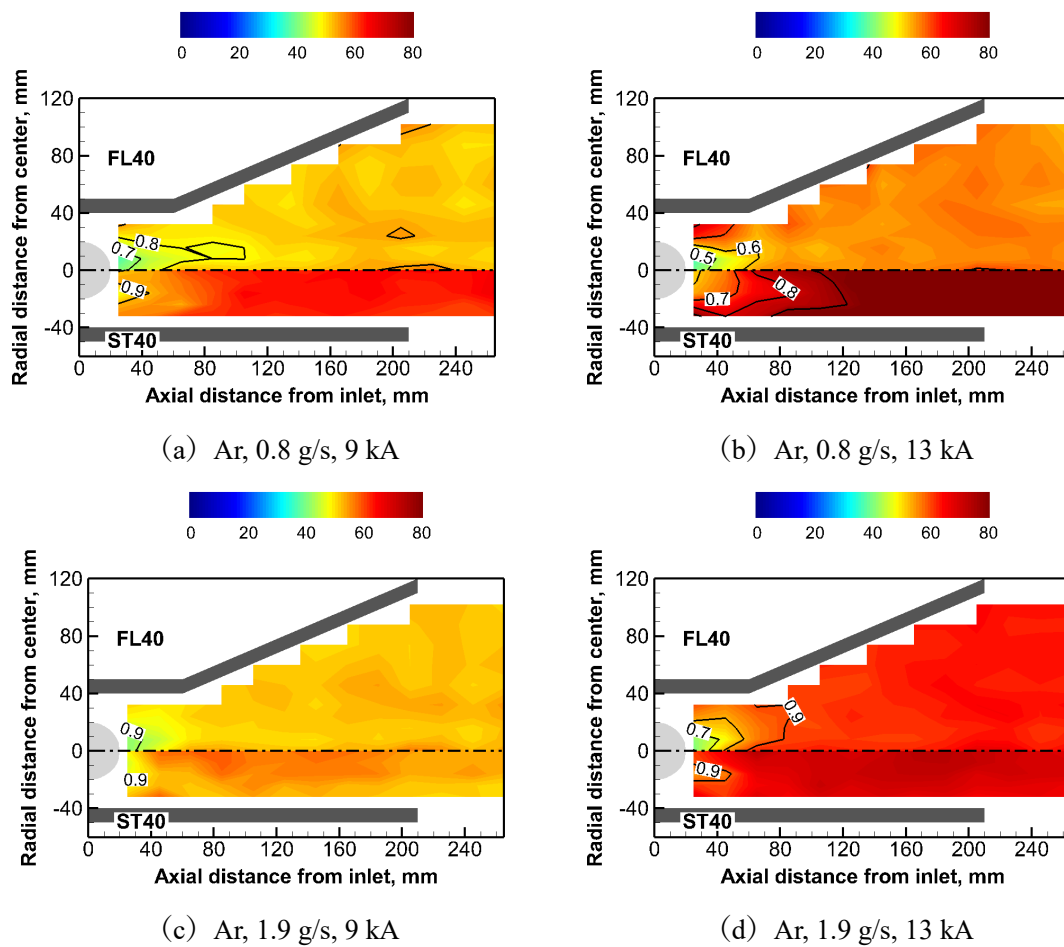


図 5.29 アルゴンを推進剤とした場合の空間電位分布（上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ，図中の実線は空間電位を放電電圧で除した値  $V_s/V$ ）

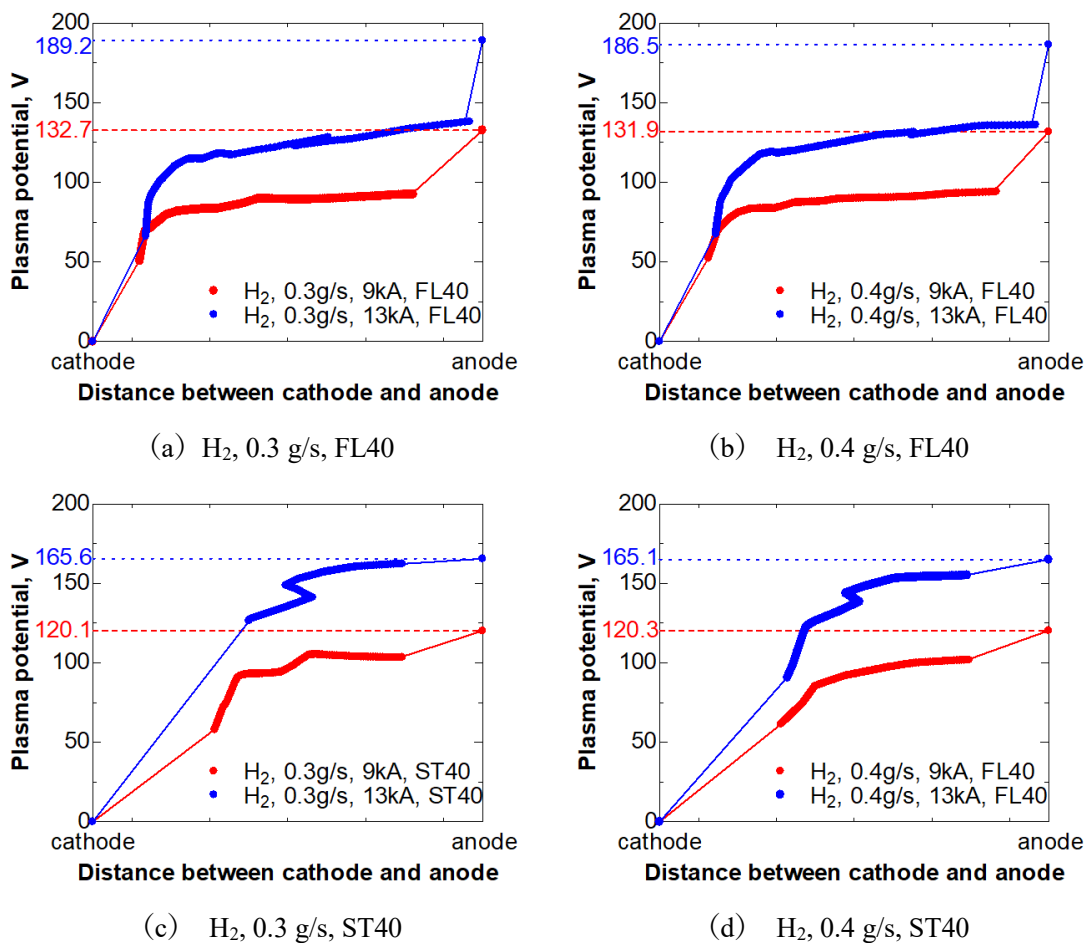


図 5.30 40%放電電流経路線上における水素を推進剤とした場合の空間電位分布 (プロット点が図 5.28 から抽出した値, 実線はパラメトリックスプラインにより補間, 図中の赤字および青字で示した数値は放電電圧)

## 5.5. 第5章のまとめ

本章では、数値計算で得られた MK-2 スラスタの推進性能の妥当性を評価して、実験的に放電室形状の影響を明らかにすること、また放電室内部におけるプラズマ構造と放電構造を実験的に明らかにして、陽極高温化の要因となる陽極端への放電集中抑制に向けた指針を得ることを目的として、フレア陽極 (FL40 スラスタ) とストレート陽極 (ST40 スラスタ) それぞれのスラスタに対して、推力計測とプラズマ・磁場計測を実施した。

その結果、MK-2 スラスタの推進性能特性と放電特性として下記の結論を得た。

1. 本研究におけるスラスタの作動範囲において MK-2 スラスタは、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタの方が ST40 スラスタよりも推進効率が上回った。水素推進剤、推進剤流量が 0.3 g/s の場合、放電電流 13 kA の条件で、FL40 スラスタでは推進効率 45.8%、比推力 8700 s に達し、ST40 スラスタでは、推進効率 28.1%、比推力 6400 s、という性能が得られた。
2. MK-2 スラスタにおいては、臨界電流以上の放電電流においても、陽極端への放電集中は緩和することができた。これは、放電室全域で  $r_1/L < 1$  かつ、陽極端付近において電子ホールパラメータを 1 以下に抑制できたためである。
3. MK-2 スラスタにおいては、放電室形状間で放電電流分布に違いが見られた。ストレート形状 (拡がりノズルを有さない) 陽極では、電流経路を放電室内部に抑制し、陽極壁面全体に一樣に放電電流を付着させることができることを実験的に明らかにした。これは、放電室真ん中付近  $z = 120$  mm、また臨界電流以上の場合であっても  $z < 160$  mm の領域で  $\beta_e > 1$  かつ  $r_1/L < 1$  となっており、電子の半径方向の移動は抑制されているものの、 $z > 120 - 160$  mm の領域においては  $\beta_e < 1$  かつ  $r_1/L < 1$  となったためである。フレア形状陽極を有するスラスタの場合は、陽極端付近に放電電流が付着する傾向が見られたものの、高温化の要因となるほどの顕著な放電集中は見られなかった。これは、陽極端付近 ( $z < 205$  mm) まで  $\beta_e > 1$  かつ  $r_1/L < 1$  となったため、電子は半径方向へ移動することができず  $E \times B$  ドリフトにより放電室下流へ流されたが、 $z > 205$  mm の領域では、電子ホールパラメータが  $\beta_e < 1$  となり半径方向へ移動可能となったためである。



4. 実験の結果、数値計算で示唆されたようなフレア形状陽極の場合において、放電電流の増加に従い推進効率が低下傾向に転じる（頭打ちになる）ような傾向は見られなかった。これは、本研究におけるスラスタの作動範囲においては、水素を推進剤とした場合、フレア陽極形状壁面における電子による圧力推力は小さかったものの、中性粒子による圧力推力の寄与が大きく影響したためであると考えられる。すなわち、本研究におけるスラスタの作動範囲においては、イオンスリップは数値計算で示唆されたほどには生じなかったと考えられる。またアルゴンを推進剤とした場合は、陽極壁面付近におけるプラズマ密度が  $O(10^{20}) / m^3$  であるため、フレア陽極による電子圧力の推力への寄与は大きいと考えられる。
5. 電磁力の直接計測の結果から、ストレート陽極よりもフレア陽極の場合において、軸方向ローレンツ力が大きくなることがわかった。これはフレア陽極の場合、放電電流経路が放電室下流へ広がったため、フレア陽極の出口付近においては軸方向ローレンツ力が卓越したためであると考えられる。
6. MK-2 スラスタにおいて、特に水素を推進剤とした場合、放電室形状間で放電室内部における電力消費分布が異なることを明らかにした。すなわち、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタでは、30%程度の電力が陽極壁面付近で消費されており、臨界電流以上の場合は、その30%程度の電力が消費される領域が、陽極壁面付近に沿って拡大していることがわかる。FL40 スラスタでは陽極壁面付近における電力消費が30%程度であった一方で、ST40 スラスタでは10%程度であったため、フレア形状陽極を有する FL40 スラスタでは、比推力の増加（放電電流の増加）に従い推力電力比は単調減少し、ストレート形状陽極を有する ST40 スラスタでは、臨界電流付近以下では推力電力比は減少した一方で、臨界電流以上では、推力電力比は減少せずにほぼ一定となる、という推力電力比の特性が得られたと考えられる。

# 第6章

## 陰極現象とプラズマ構造との関係

本章では、MPD スラスタにおいて寿命を律速する陰極に焦点を当てて、MK-2 スラスタの作動中において、陰極表面温度が耐熱温度以下となっているか実験的に明らかにすることを目的として、陰極表面温度計測を行った結果を述べる。さらに、MK-2 スラスタにおける陰極表面温度分布を、陰極表面温度分布と放電電流の付着状態との相関から説明するために、プラズマ電流密度計測との比較を行った結果を記述する。

### 6.1. 実験セットアップ

#### 6.2.1. 実験装置

図 3.1 で示した真空チャンバーにて、図 3.2 に記載した MK-2 スラスタを対象に、計測を行った。第 6 章では、二色温度計による陰極表面温度分布の計測結果と、磁気プローブで計測した磁束密度強度から算出した電流密度分布を述べるが、二色温度計測は、図 6.1 に示すセットアップにて実験を行った。また磁気プローブ計測に関しては、図 5.2 で示したセットアップおよび表 5.1 で示した条件で実験を行った。

二色温度計は、図 6.1 に示したように、ST40 スラスタの場合は陰極に対して正面、また FL40 スラスタの場合は陰極に対して斜めの真空チャンバー外に設置した。

また二色温度計測と磁気プローブ計測両方の際は、スラストスタンドは真空チャンバー天井にから垂直に伸びているアルミフレームに固定して、スラストスタンドを固定する。

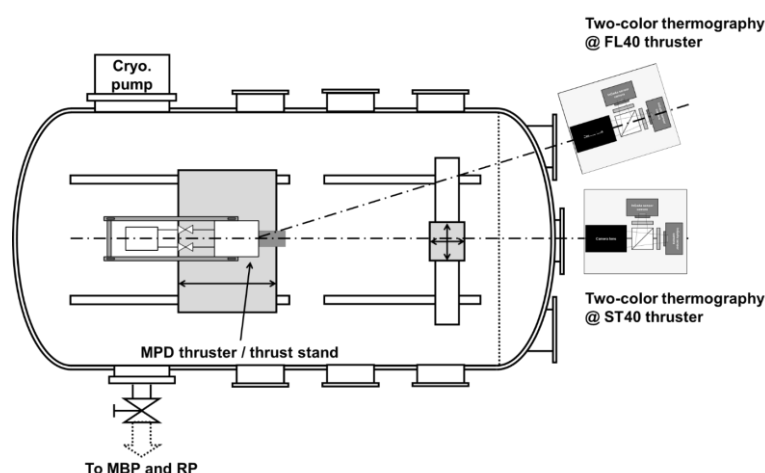


図 6.1 二色温度計測のセットアップ

### 6.2.2. 実験条件

推進剤は、第5章での計測と同様に、99.999%以上の純度を保証された水素とアルゴンを使用した。推進剤流量は、水素において0.3 g/s と0.4 g/s、アルゴンにおいては0.8 g/s と1.9 g/s とした（詳細は表 3.1 を参照）。放電電流は、4 kA から13 kA の範囲として、放電時間内における陰極表面温度の時間履歴計測のみ、放電電流9 kA と13 kA で実施した。実験条件の詳細を表 6.1 に示す。

また二色温度計測についても、各条件で3回ずつ計測を行い、陰極表面温度分布は、3枚の輝度画像を平均化した上で、算出した。また時間依存性については、単一の放電内での複数の計測ではなく、別々の放電時に、二色温度計に撮影タイミングをずらすように、遅延トリガをかけて計測したものである。

表 6.1 二色温度計測の実験条件（推進剤流量の詳細は表 3.1 を参照）

条件	二色温度計測	
	放電電流依存性	時間依存性
シャッター時間	0.5-1ms 間の約 0.5 ms	0-0.2/0.2-0.4/0.4-0.6/0.6-0.8/0.8-1ms
推進剤種	水素（99.999%以上）、アルゴン（99.999%）	
推進剤流量	H <sub>2</sub> : 0.3 g/s, 0.4 g/s（詳細は表 3.1 を参照） Ar : 0.8 g/s, 1.9 g/s（詳細は表 3.1 を参照）	
放電電流	4 kA~13 kA	9 kA, 13 kA

## 6.2. 陰極表面温度分布と陰極電流密度分布

本節では、二色温度計で計測した陰極表面温度分布と、陰極表面温度分布から算出した陰極表面における電流密度分布を示す。

なお本章において陰極表面における電流密度分布は、リチャードソン-ダッシュマンの式から算出した。

$$j_c = AT^2 \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) \quad (6.1)$$

(6.1) 式において、 $A$  はリチャードソン定数であり、 $A = 120 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$  とした。また  $T$  は二色温度計測により算出された陰極表面温度である。 $\phi$  は仕事関数であり、本研究では  $1\% \text{La}_2\text{O}_3\text{-W}$  の仕事関数である  $\phi = 3.1 \text{ eV}$  とした。

6.2 節では、最初に、放電時間内における陰極表面温度分布の時間変化を述べる。これにより、放電時間内における陰極の放電モードや定常性といった、時間に対する陰極の熱的特性を議論する (6.2.1 節)。その後、陰極表面温度分布と陰極表面における電流密度分布に対する、放電電流と放電室形状の影響を議論する (6.2.2 節)。

### 6.2.1. 陰極表面温度の時間変化

まず本節では、放電時間内における陰極表面温度の時間変化を述べる。図 6.2 に時間変化の測定点を示す。本節では表 6.1 に示したように、水素  $0.3 \text{ g/s}$  の場合と、アルゴン  $1.9 \text{ g/s}$  の場合を取り上げる。

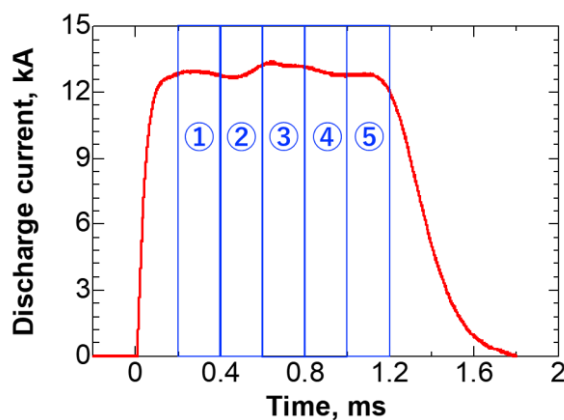


図 6.2 陰極表面温度の時間変化測定点

図 6.3 から図 6.10 に、ST40 スラスタと FL40 スラスタそれぞれ、水素 0.3 g/s とアルゴン 1.9 g/s の場合における陰極表面温度分布を示す。特に本節では、放電時間内における陰極表面温度分布の定常性という観点から結果を述べ、議論する。

図 6.3 から図 6.10 まで全ての条件において、0.6 ms～0.8 ms の範囲で陰極表面温度分布は一定（変化なし）となり、1 ms の場合で若干、陰極表面温度が低下するというプロファイルとなっている。また放電初期の、0.2 ms から 0.4 ms の場合では、陰極温度が高くなっていたり（図 6.3）、低くなっていたり（図 6.4）と、ばらつく傾向がある。

上記の結果から、0.2 ms から 0.4 ms 間は、陰極表面においてスポット状に高温部が生じて、そこ部位から電子が放出される冷陰極（cold cathode）モード、0.6 ms から 0.8 ms の間は、一定の陰極表面温度分布となっていることから、熱電子放出（hot cathode）モードとなっており、1 ms 以降の場合では、1.1 ms 以降から放電が立ち下がったために、陰極表面温度が低くなったと考えられる。従って、6.2.2 節以降の議論では、熱電子放出モードである 0.5 ms から 1 ms 間の露光時間での計測結果を基に議論を進める。

まず、0.2 ms から 0.4 ms 間の陰極表面温度分布についてみていく。水素を推進剤とした場合、基本的には陰極先端部に高温部が生じる傾向がみられるが、0.2 ms から 0.4 ms 間といった放電初期においては、陰極根元においてスポット状の加熱が生じたり、また加熱部位が 0.2 ms の場合と 0.4 ms の場合では、ばらついたりしている。また、特にフレア陽極の場合の結果において顕著にみられるが、0.2 ms から 0.4 ms の放電時間においては、放電時間に従い、陰極先端温度は増加する傾向が見られた。

次に 0.6 ms から 0.8 ms 間の陰極表面温度分布について述べる。この間の放電時間において陰極表面温度とその分布は、ばらつくことなくほぼ一定な状態となっていることから、スポット状の加熱から、面での加熱状態へ移行したと考えられる。

1 ms から 1.2 ms 間については、水素を推進剤とした場合とアルゴンを推進剤とした場合ともに、陰極表面温度の低下が見られる。これは、1.1 ms 以降で放電電流が、立ち下がり始めるためである。

上記のようなスポット状の加熱から、陰極表面における加熱への移行については、陰極損耗の観点から過去に研究された例がある。Schrade ら（IRS/Stuttgart 大学）は MPD スラスタの作動前後における損耗計測を行い、準定常作動及び定常作動の着火時における損耗率が  $17 \mu\text{g/C}$ （通過電気量に対する損耗量）だったことに対して、陰極先端が明るく（赤熱）し始める定常作動状態においては  $0.03 \mu\text{g/C}$  まで損耗率が減少することを明らかにした[26]。彼らはこの結果について、準定常や定常作動の放電初期では、陰極表面に形成される一つの陰極スポットから大電流（熱電子）が供給される状態（スポットモード；spot mode /cold-

cathode attachment) となる一方で、定常状態では陰極表面全体が均一に加熱されることで、陰極表面全体から大電流(熱電子)が供給される状態(拡散モード; diffuse mode / hot-cathode attachment)へ陰極のモードが遷移するためであると指摘している。

図 6.3 から図 6.10 の結果から、本研究においては、0.2 ms から 0.4 ms までは、陰極表面に形成される一つの陰極スポットから大電流(熱電子)が供給されるスポットモード、そして 0.6 ms 以降では、準定常作動のために熱平衡状態とはなっていないものの、陰極表面全体が均一に加熱されることで、陰極表面全体から大電流(熱電子)が供給される拡散モードになっていると考えられる。

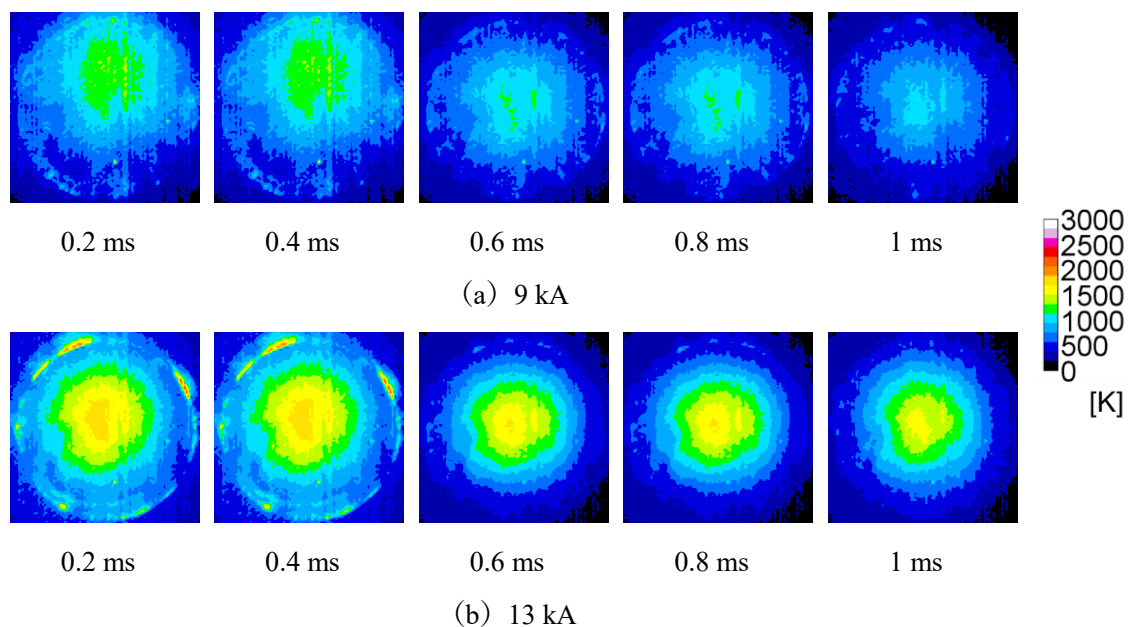


図 6.3 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s)

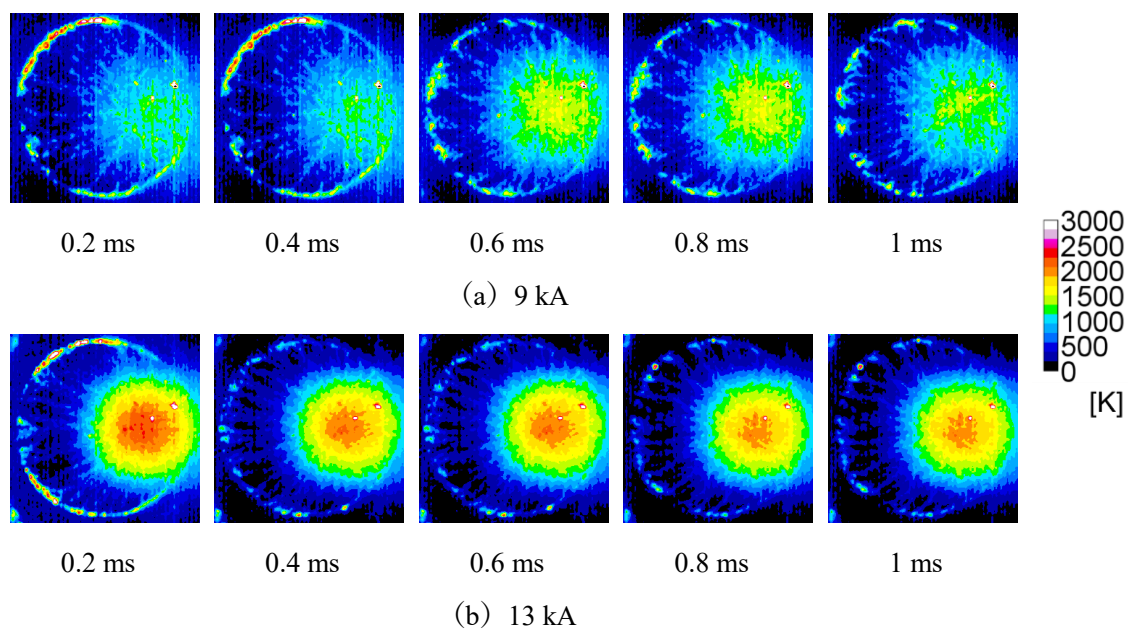


図 6.4 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s)

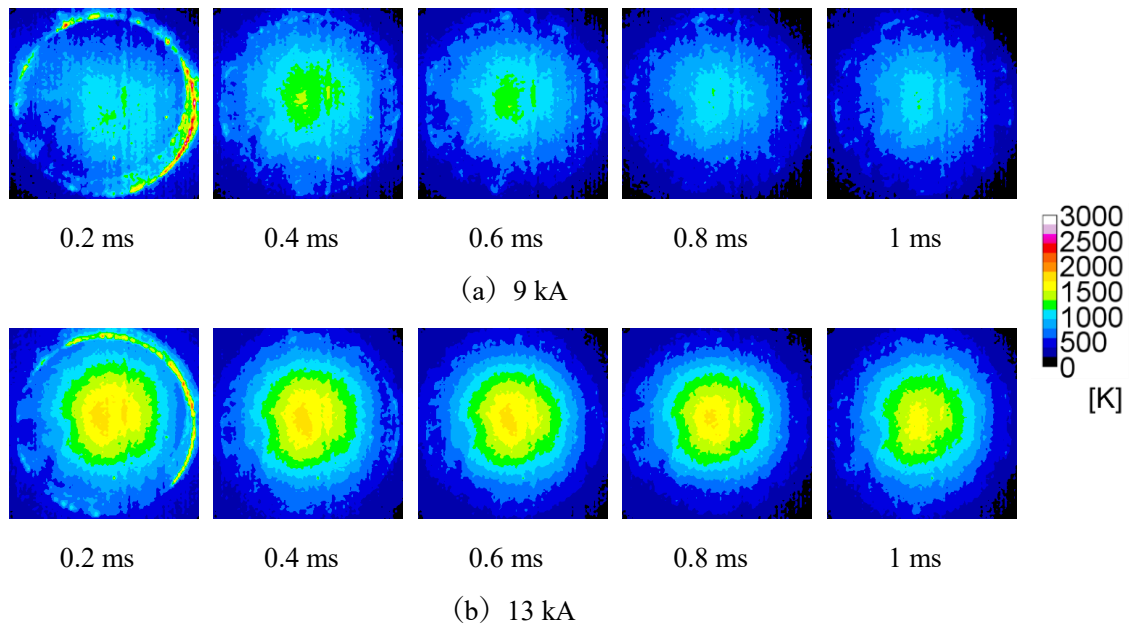


図 6.5 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.4 g/s)

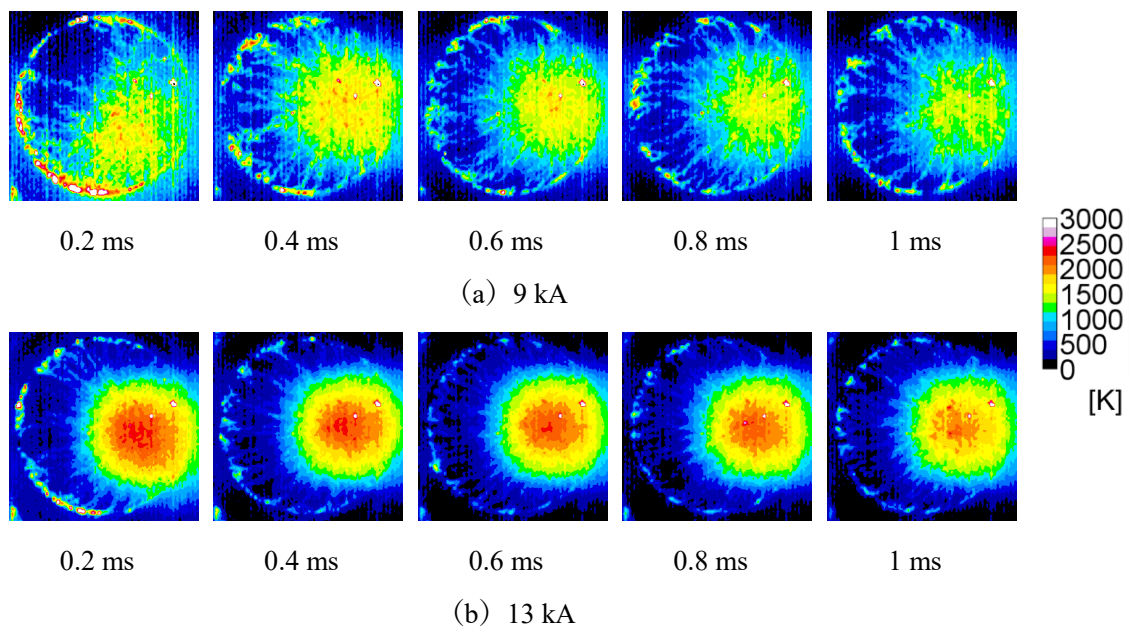


図 6.6 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.4 g/s)



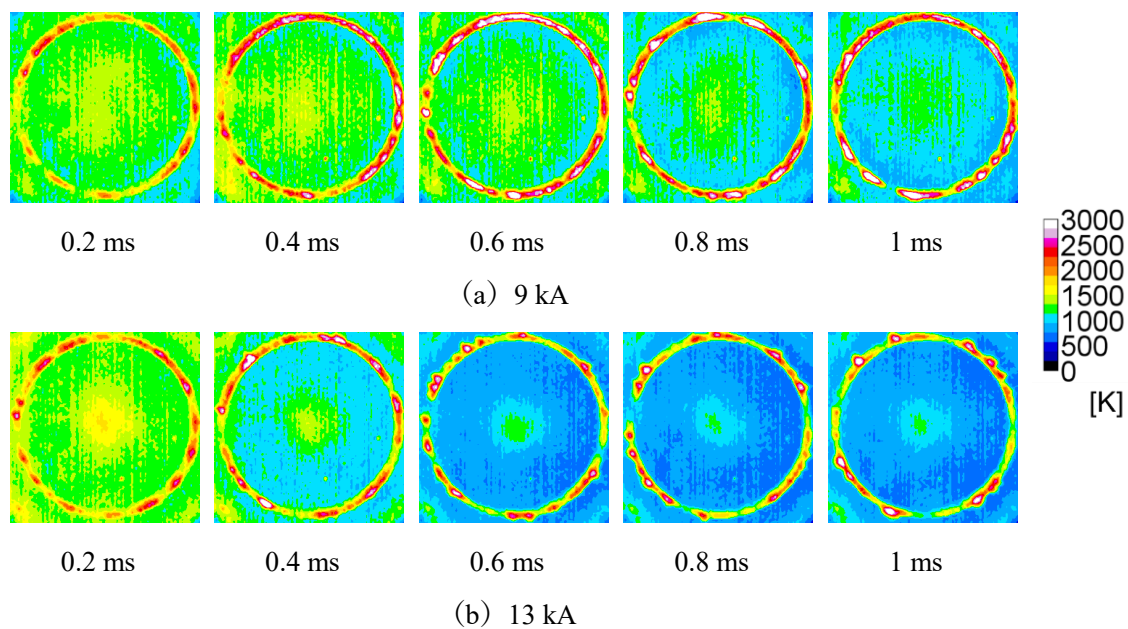


図 6.7 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)

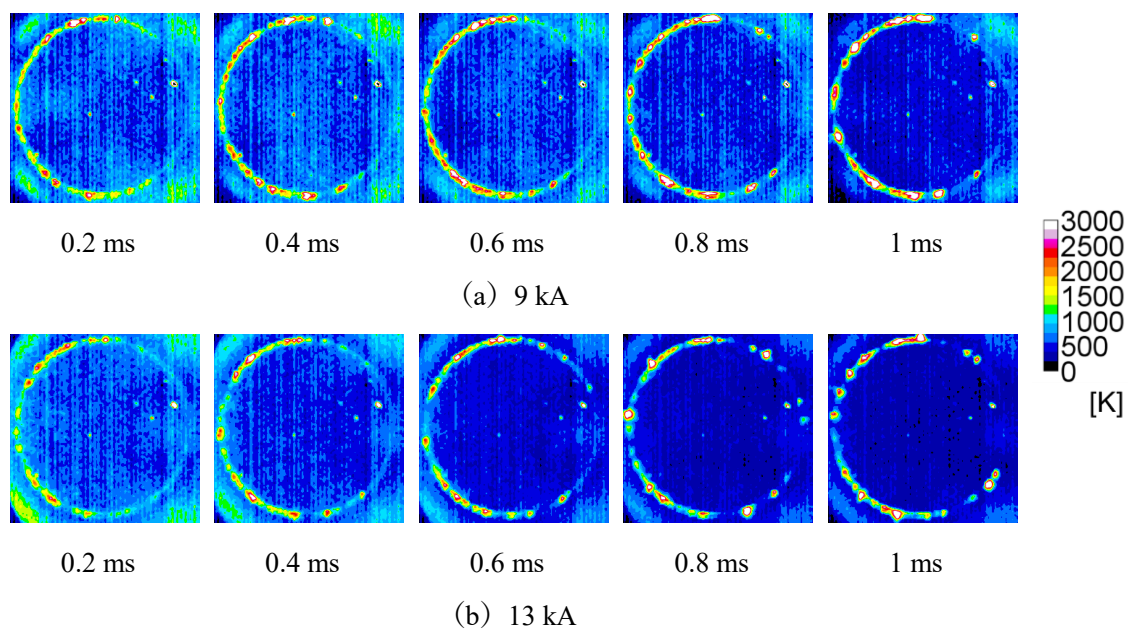


図 6.8 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)

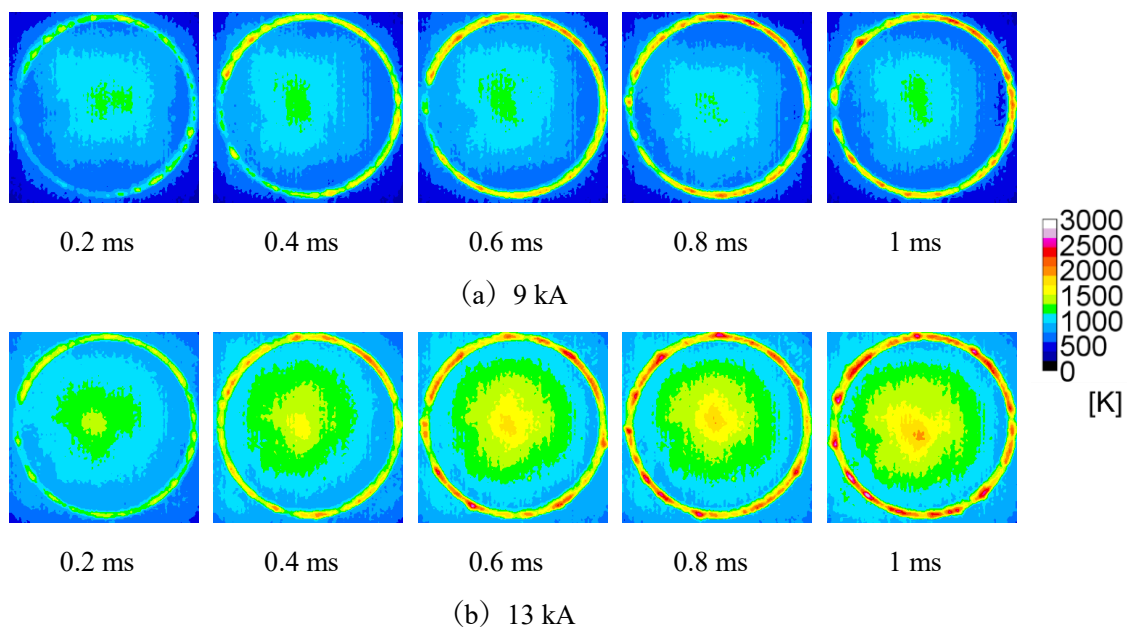


図 6.9 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)

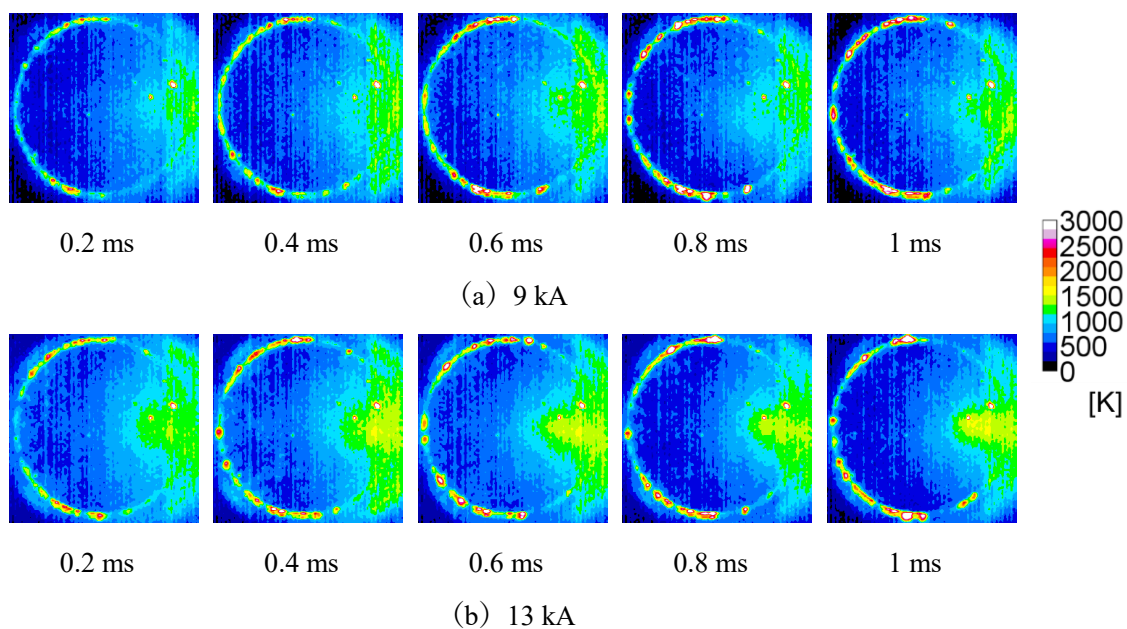


図 6.10 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)

## 6.2.2. 陰極表面温度分布と陰極表面における電流密度分布

本節では、陰極表面温度と陰極表面における電流密度分布に対する推進剤種と放電電流、および放電室形状の影響を述べる。6.2.1 節で述べたように、放電初期 (0.2 ms から 0.4 ms) においては、陰極加熱がスポット状であると考えられるため、本節では、図 6.11 に示すように、拡散モードへ移行した状態であると考えられる 0.5 ms~1 ms 間 (図 6.11, 青枠部)、二色温度計のシャッターを開けて計測した結果を述べる。

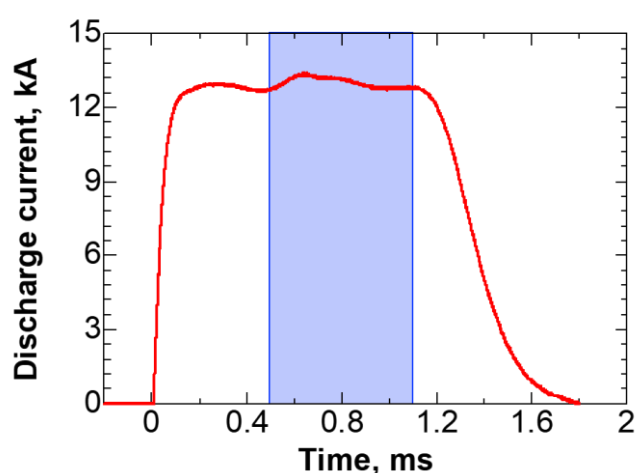


図 6.11 陰極表面温度の放電電流と放電室形状依存性における二色温度計測範囲

図 6.12 から図 6.24 に陰極表面温度分布と放電電流の関係、図 6.16 から図 6.28 に陰極表面における電流密度分布と放電電流の関係を示す。

まず、陰極表面温度について述べる。後述するように陰極表面においては局所的に高温となる陰極スポットが生じているものの、平均してみると推進剤によらず陰極先端付近の温度は 3000 K を下回っていることがわかる。従って、MK-2 スラスタにおいてはタングステンの耐熱温度以下 (融点: 3695 K) での作動を実現したことを実験的に示すことができたといえる。

まず、水素を推進剤とした場合の陰極表面温度分布と陰極表面における電流密度分布について述べる。水素を推進剤とした場合は、図 6.12 から図 6.15 に示したように、推進剤の流量と放電室形状によらず、比較的低い放電電流においては、陰極表面においてスポット状に高温領域が生じており、放電電流の増加に従い、スポット状の加熱から陰極先端付近に加熱が集中するというように、加熱構造が変化している。また、放電室形状により陰極表面温

度分布にも差異が生じている。ST40 スラスタの場合は、陰極先端を中心に高温領域が生じているもの、陰極先端から陰極根元にかけて比較的一様に加熱される傾向となっている。一方でFL40 スラスタの場合は、陰極先端において極端に加熱されており、陰極根元付近の領域においては、500 K 以下と低温になっている。上記した傾向の結果、FL40 スラスタではST40 スラスタよりも陰極先端における温度が高くなり、ST40 スラスタでは、FL40 スラスタに対して陰極根元にかけて加熱範囲が拡大したため、陰極先端における加熱が緩和された。

ここで、図 6.20 に水素 0.4 g/s の場合における陰極先端付近（陰極先端における半径 5 mm の範囲内）の平均温度と最大温度、および平均電流密度と最大電流密度を示す。この条件の場合、ST40 スラスタでは放電電流 7 kA 以下、また FL40 スラスタでは放電電流 10 kA 以下では、平均陰極温度と最大陰極温度の間には大きな差が生じており、それ以上の放電電流では、平均陰極温度と最大陰極温度ではほぼ同等となっている。これは、平均陰極温度と最大陰極温度の間には大きな差が生じている作動条件においては、陰極先端に加熱が集中しつつもその先端領域を中心に、陰極スポットが多数生じており、平均陰極温度と最大陰極温度がほぼ同等となった作動条件においては、陰極表面で一様に加熱されたためである。次に平均電流密度と最大電流密度の関係を見ていく。図 6.20 に示したように、放電電流の増加に従い、陰極先端における最大電流密度と平均電流密度は同じような傾向となっている。また特に FL40 スラスタの場合が顕著であるが、放電電流に対する陰極先端における平均・最大電流密度の変化は、平均陰極温度ではなく最大陰極温度と同じような傾向となっている。すなわち、MK-2 スラスタにおいて、準定常作動かつ水素を推進剤とした場合、スラスタに供給される熱電子は、陰極先端を中心に形成された陰極スポットを中心に供給された可能性がある。

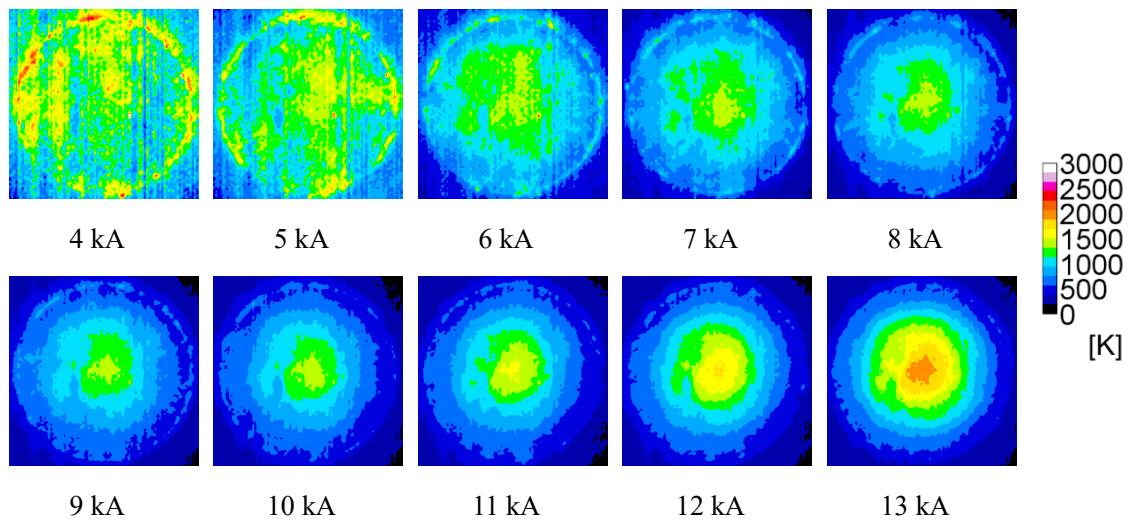


図 6.12 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s)

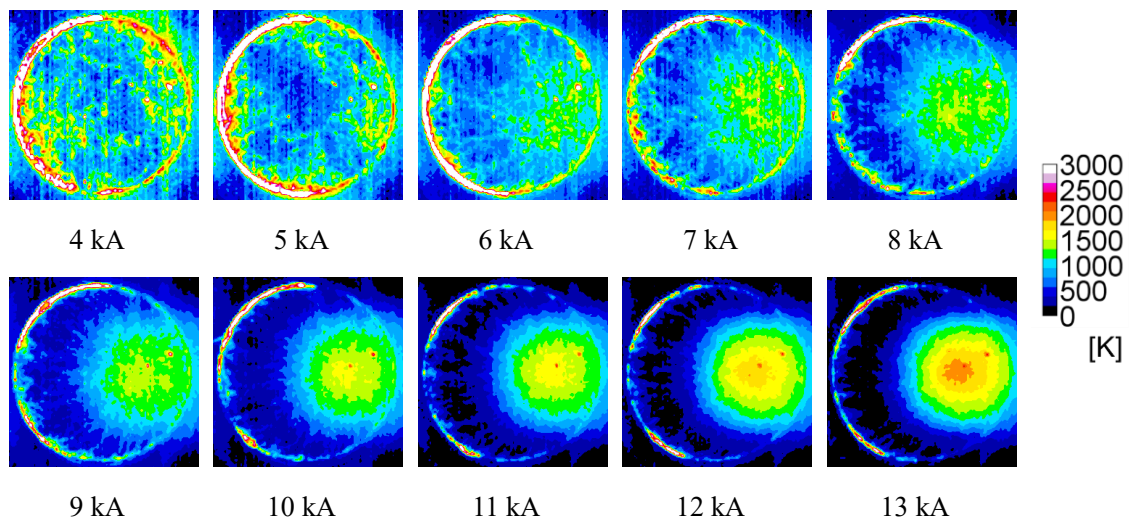


図 6.13 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.3 g/s)

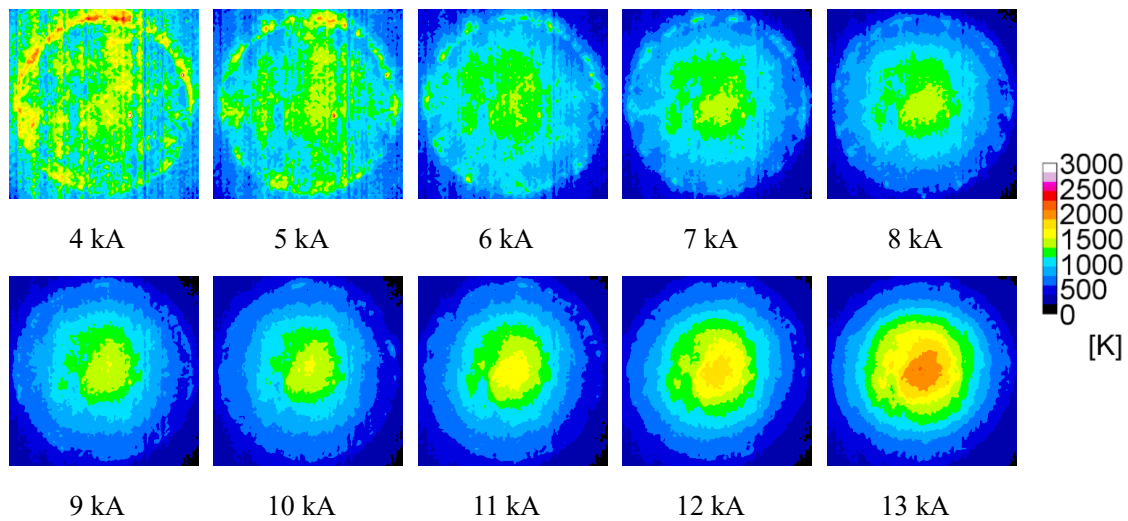


図 6.14 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.4 g/s)

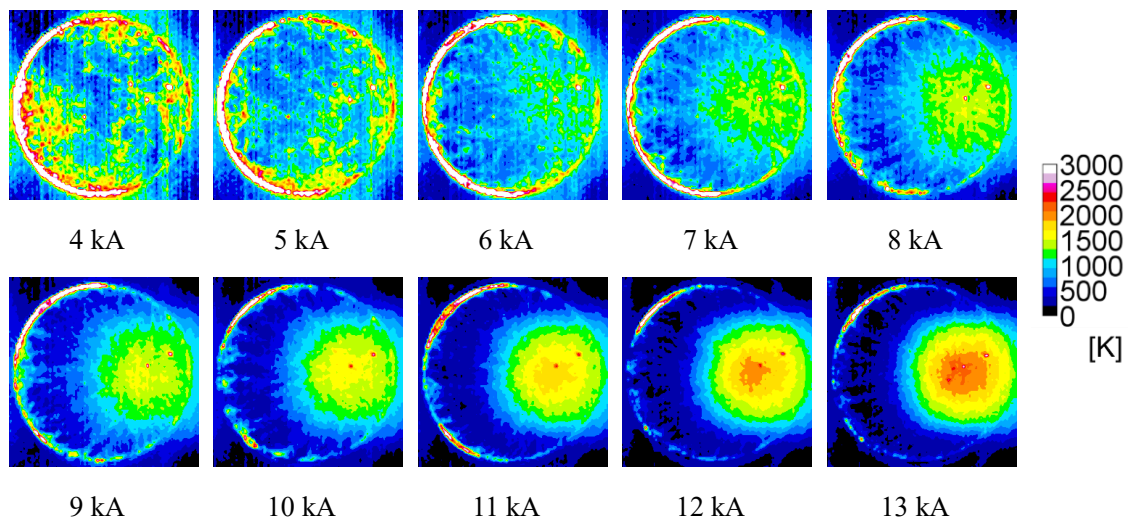


図 6.15 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.4 g/s)

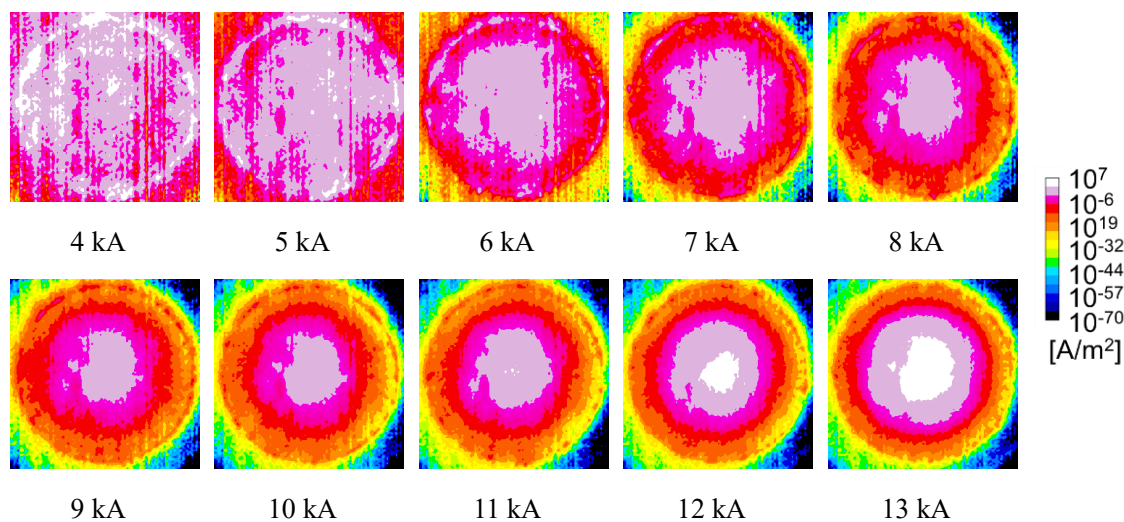


図 6.16 陰極表面における電流密度分布 (ST40 スラスタ,  $\text{H}_2$ , 0.3 g/s)

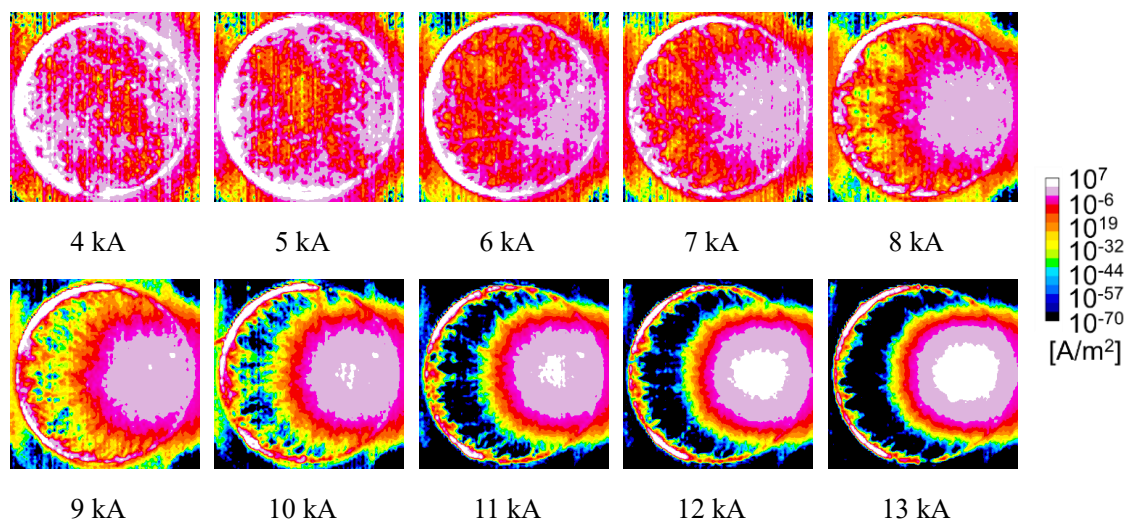


図 6.17 陰極表面における電流密度分布 (FL40,  $\text{H}_2$ , 0.3 g/s)

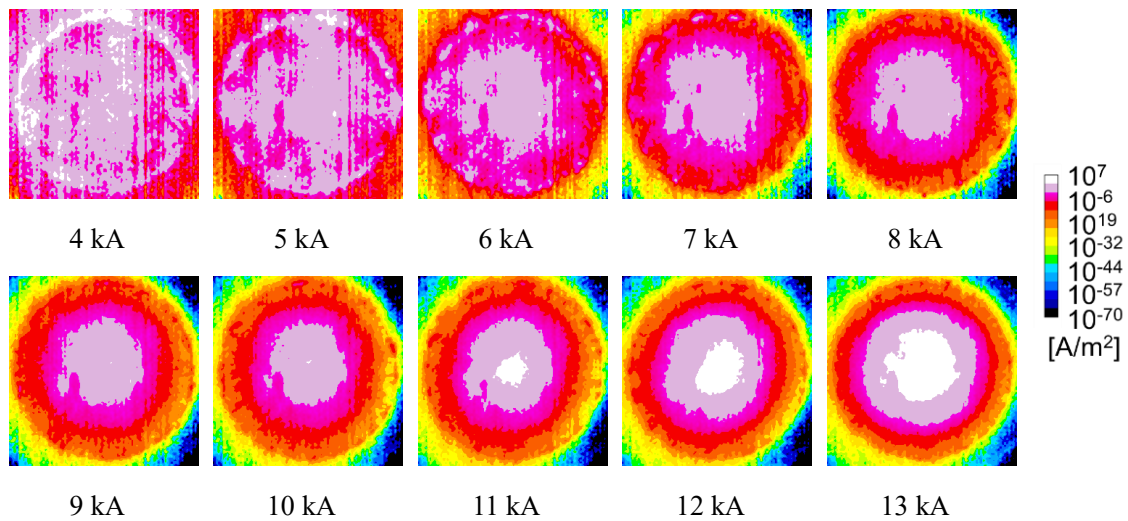


図 6.18 陰極表面における電流密度分布 (ST40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.4 g/s)

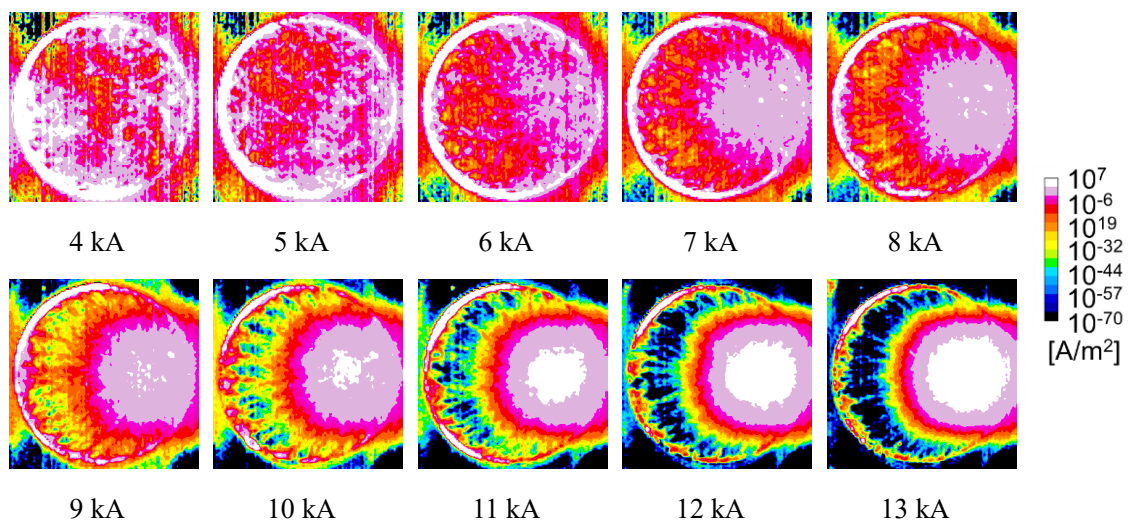
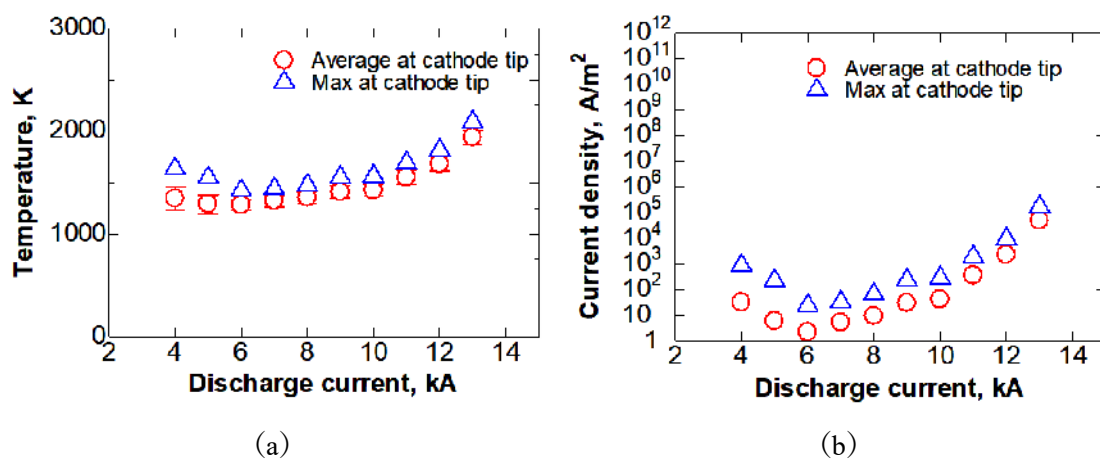
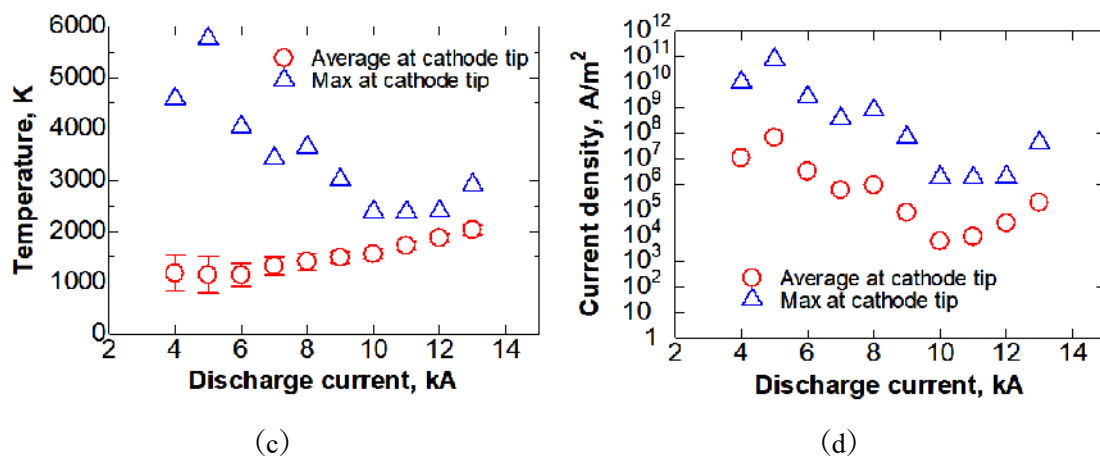


図 6.19 陰極表面における電流密度分布 (FL40 スラスタ, H<sub>2</sub>, 0.4 g/s)





ST40 スラスタ



FL40 スラスタ

図 6.20 陰極先端半径 5 mm の領域における (a, c) 放電電流と平均・最大陰極温度の関係と (b, d) 放電電流と平均・最大電流密度の関係 (H<sub>2</sub>, 0.4 g/s)

次に、アルゴンを推進剤とした場合の陰極表面温度分布と陰極表面における電流密度分布について述べる。図 6.21 から図 6.28 に陰極表面温度分布と電流密度分布を示す。前述した水素を推進剤とした場合では、陰極先端付近を中心とした加熱構造となっていたことに対して、アルゴンを推進剤とした場合は、陰極全体で一様に加熱されていると同時に陰極根元で加熱されている。陰極根元における加熱は、特に FL40 スラスタの場合で顕著に生じている。このことから、アルゴンを推進剤とした場合、陰極根元において放電集中が生じたと考えられる。これは電流密度分布からも同様なことが説明でき、陰極根元における電流密度は、それ以外の領域における電流密度と比較してオーダーで大きくなっている、また、ST40 スラスタよりも FL40 スラスタの場合で陰極根元における加熱が顕著に生じたのは、陽極壁面付近における電子ホールパラメータが、ST40 スラスタよりも小さくなったためであると考えられる。

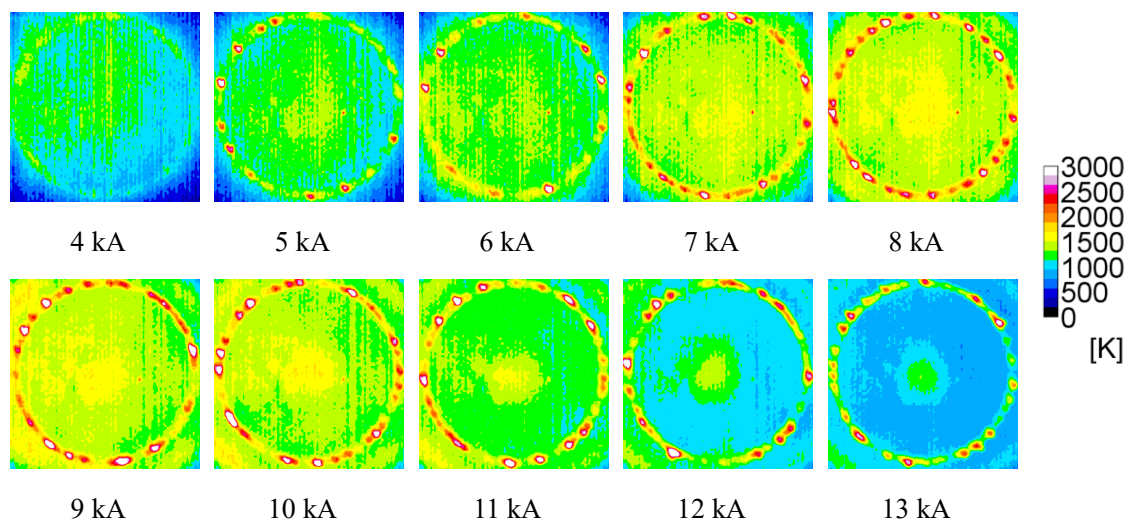


図 6.21 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)

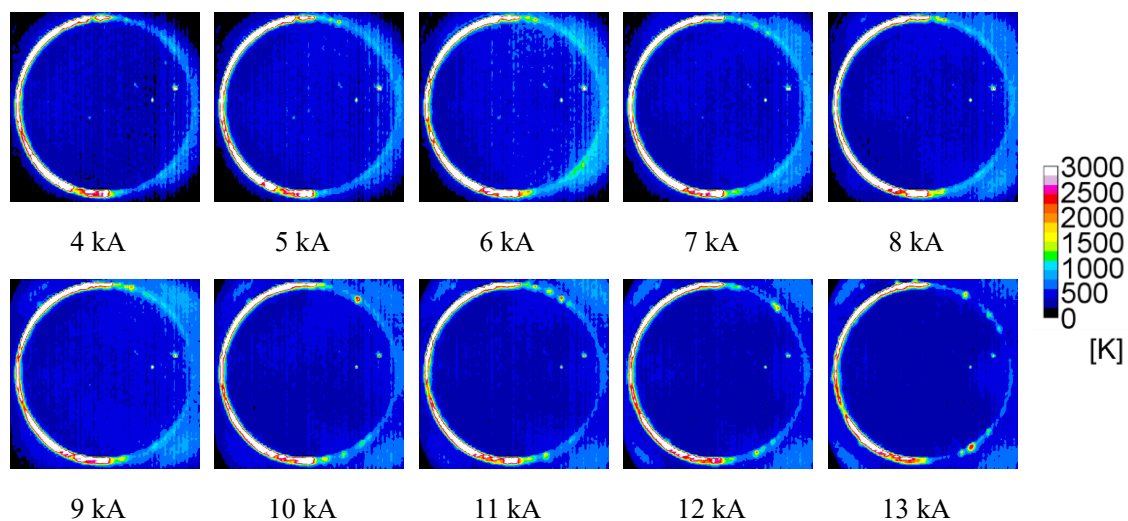


図 6.22 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)

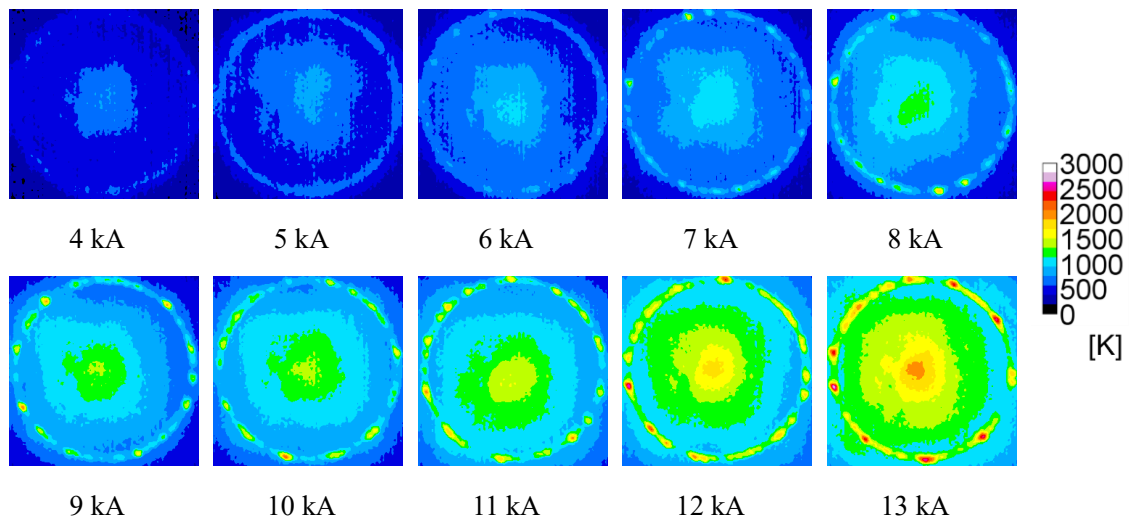


図 6.23 陰極表面温度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)

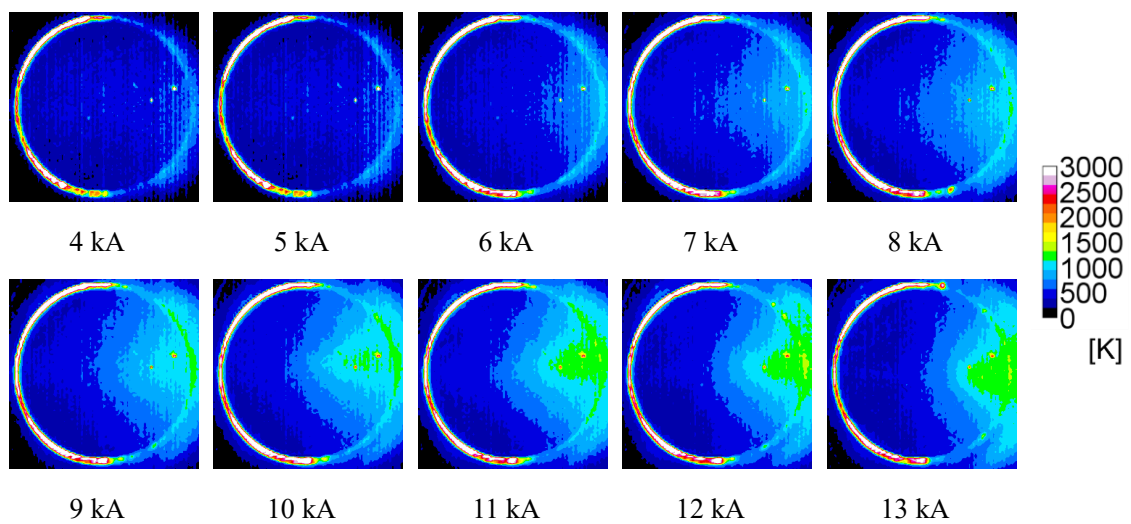


図 6.24 陰極表面温度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)

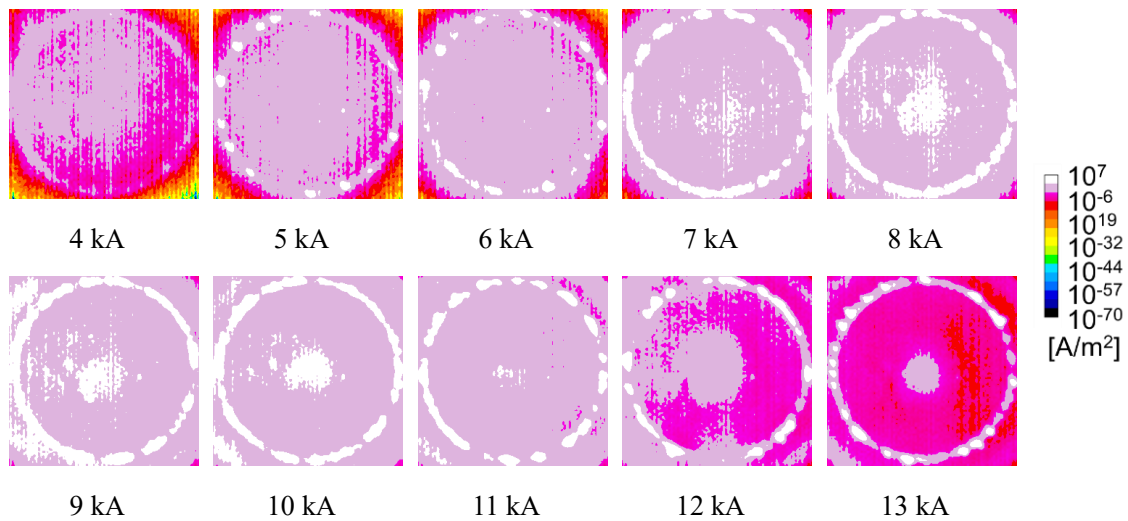


図 6.25 陰極表面における電流密度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)

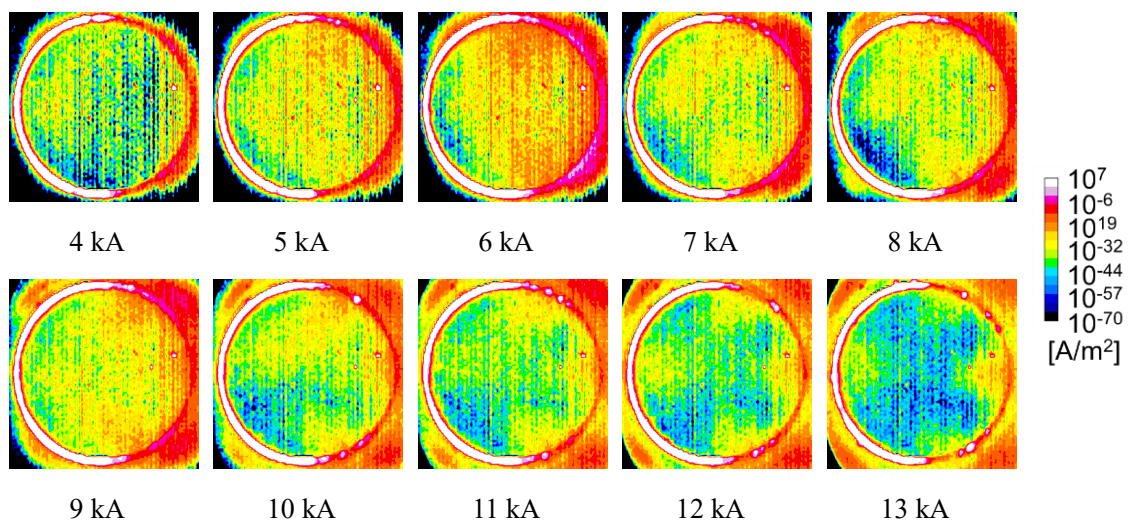


図 6.26 陰極表面における電流密度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 0.8 g/s)

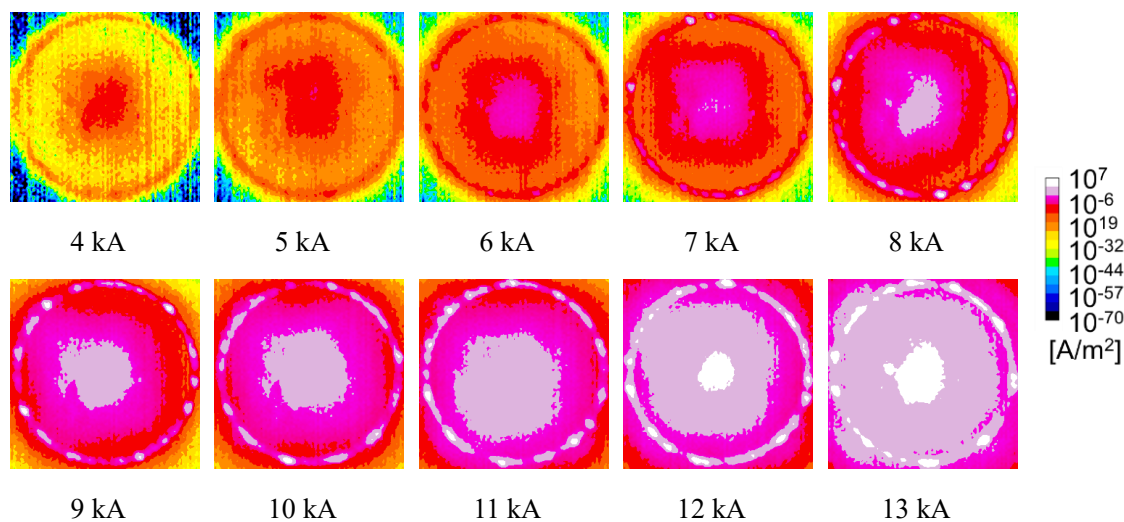


図 6.27 陰極表面における電流密度分布 (ST40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)

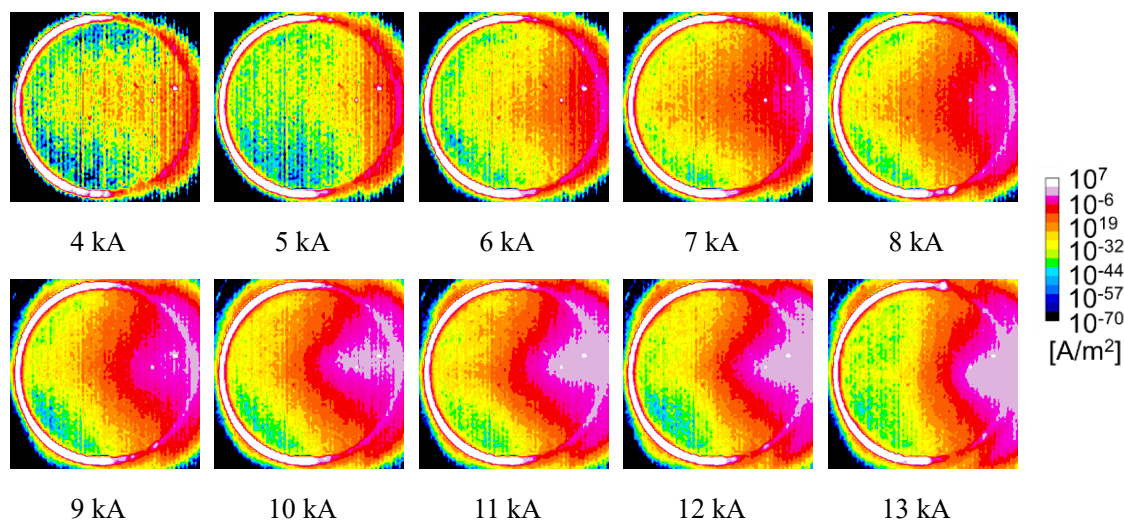


図 6.28 陰極表面における電流密度分布 (FL40 スラスタ, Ar, 1.9 g/s)

### 6.3. 陰極表面電流密度分布とプラズマ電流密度分布の関係

本節では、前節までに述べた陰極表面温度分布・陰極表面における電流密度分布とプラズマ電流密度分布の関係を述べ、その相関を説明する。

#### 6.3.1. 放電室内部におけるプラズマ電流密度分布

まず本節では、磁気プローブにより計測された磁束密度強度から算出したプラズマ電流密度を示す。電流密度は、アンペールの法則を円筒座標系  $(r, \theta, z)$  に適用することで算出できる。すなわち、

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} \Rightarrow \mu_0 \begin{pmatrix} j_r \\ j_\theta \\ j_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \theta} - \frac{\partial B_\theta}{\partial z} \\ \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) - \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right\} \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

ここで軸対称 ( $\partial/\partial\theta=0$ ) を仮定し、かつ自己誘起磁場型 MPD スラスタにおいては周方向成分の磁場  $B_\theta$  のみ誘起されるため、電流密度は、

$$\begin{pmatrix} j_r \\ j_\theta \\ j_z \end{pmatrix} = \frac{1}{\mu_0} \begin{pmatrix} -\frac{\partial B_\theta}{\partial z} \\ 0 \\ \frac{1}{r} \left( B_\theta + r \frac{\partial B_\theta}{\partial r} \right) \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

のように表すことができる。

(6.3) 式で表されるように、中心軸上 ( $r=0$  mm) における軸方向電流密度  $j_z$  は、0 となるため、コンター図上では空白としている。

また全電流密度  $j$  は、

$$j = \sqrt{j_r^2 + j_z^2} \quad (6.4)$$

として求めた。

図 6.29 と図 6.30 に半径方向電流密度分布、図 6.31 と図 6.32 に軸方向電流密度分布、図 6.33 と図 6.34 に全電流密度分布を示す。

下記に示す結果から、水素を推進剤とした場合とアルゴンを推進剤とした場合では、両方とも陰極先端付近における電流密度が高くなることがわかる。以下、各推進剤種における電流密度分布の傾向を見ていく。

まず、水素を推進剤とした場合の全電流密度分布について述べる。FL40 スラスタと ST40 スラスタ共に陰極先端付近において集中的に電流密度が高くなっていることがわかる。また、電流の増加に従い、高い電流密度の領域が陰極先端付近を中心にして、拡大していることがわかる。

次に、アルゴンを推進剤とした場合の全電流密度分布について述べる。この場合は、水素を推進剤とした場合と比較して、陰極先端を中心に半径方向に広い範囲で電流密度が高くなる領域が形成されている。また放電電流の増加に従い、高い電流密度の領域は陰極先端付近に収束する傾向が見られた。

次に、放電室形状がプラズマ電流密度に与える影響について述べる。推進剤種によらず、FL40 スラスタよりも ST40 スラスタの方が、中心軸から陽極壁面に向けた全電流密度の半径方向分布の勾配が小さくなる傾向が見られた。



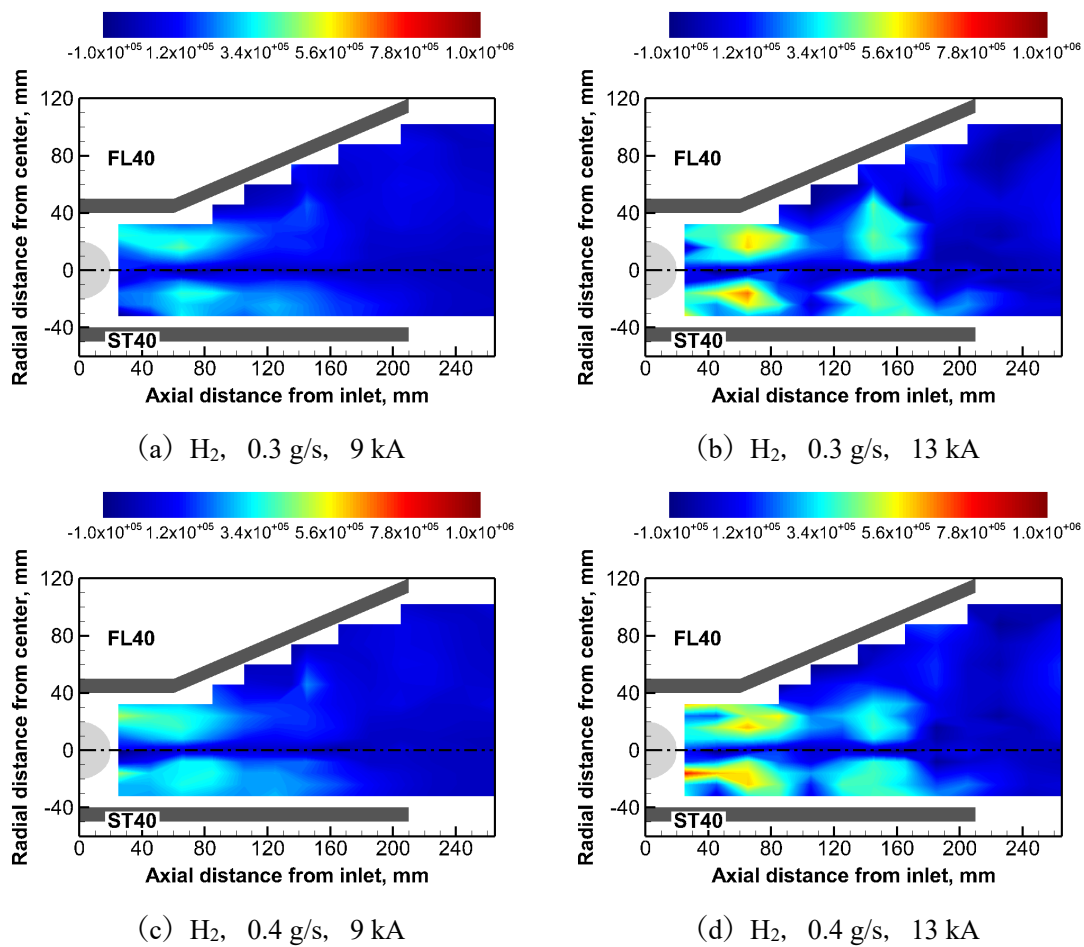


図 6.29 水素を推進剤とした場合の半径方向電流密度分布  $j_r$  [ $A/m^2$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

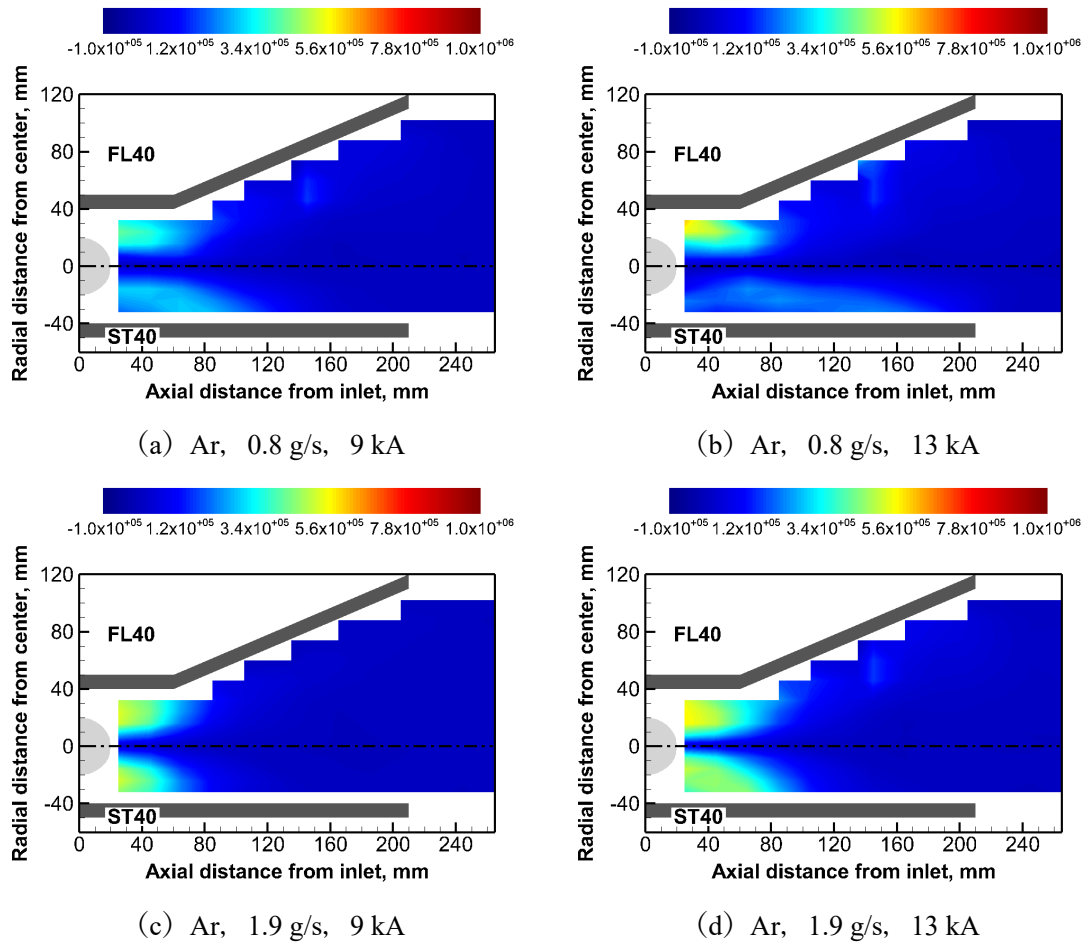


図 6.30 アルゴンを推進剤とした場合の半径方向電流密度分布  $j_r$  [A/m<sup>2</sup>] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

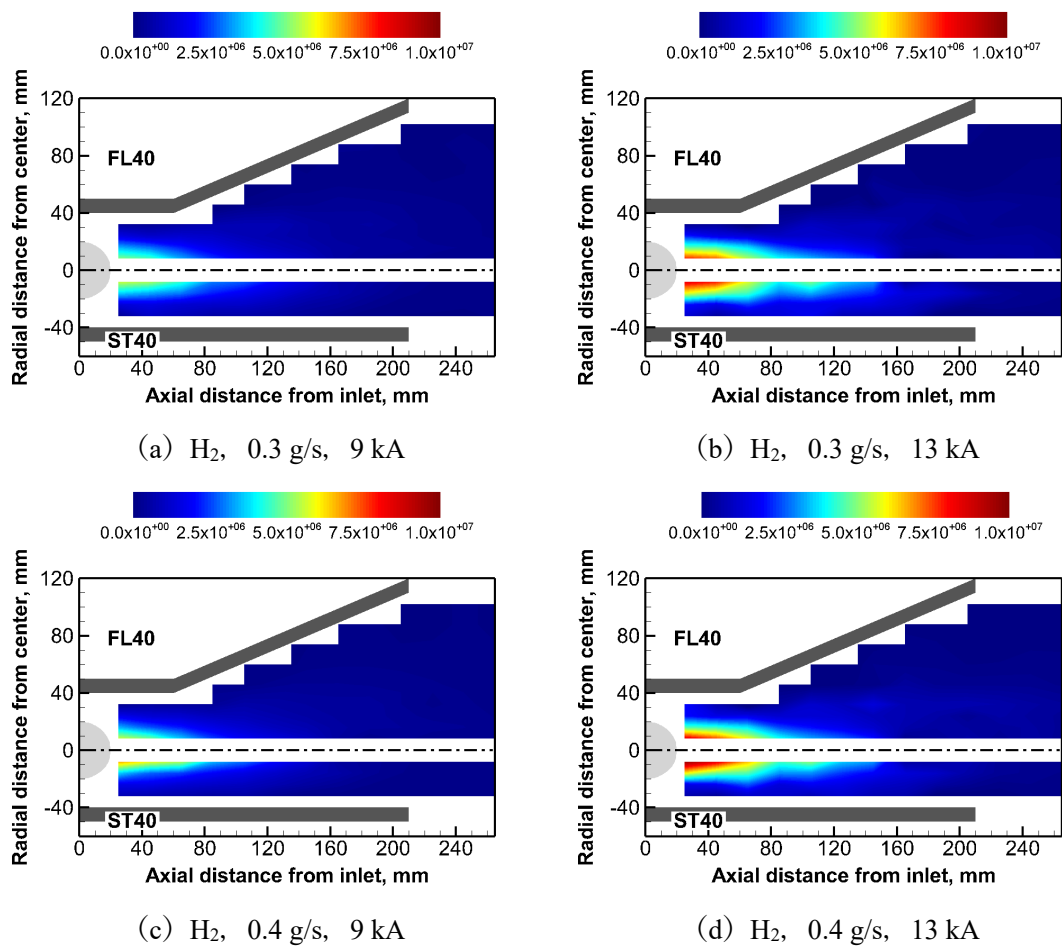


図 6.31 水素を推進剤とした場合の軸方向電流密度  $j_z$  [A/m<sup>2</sup>] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

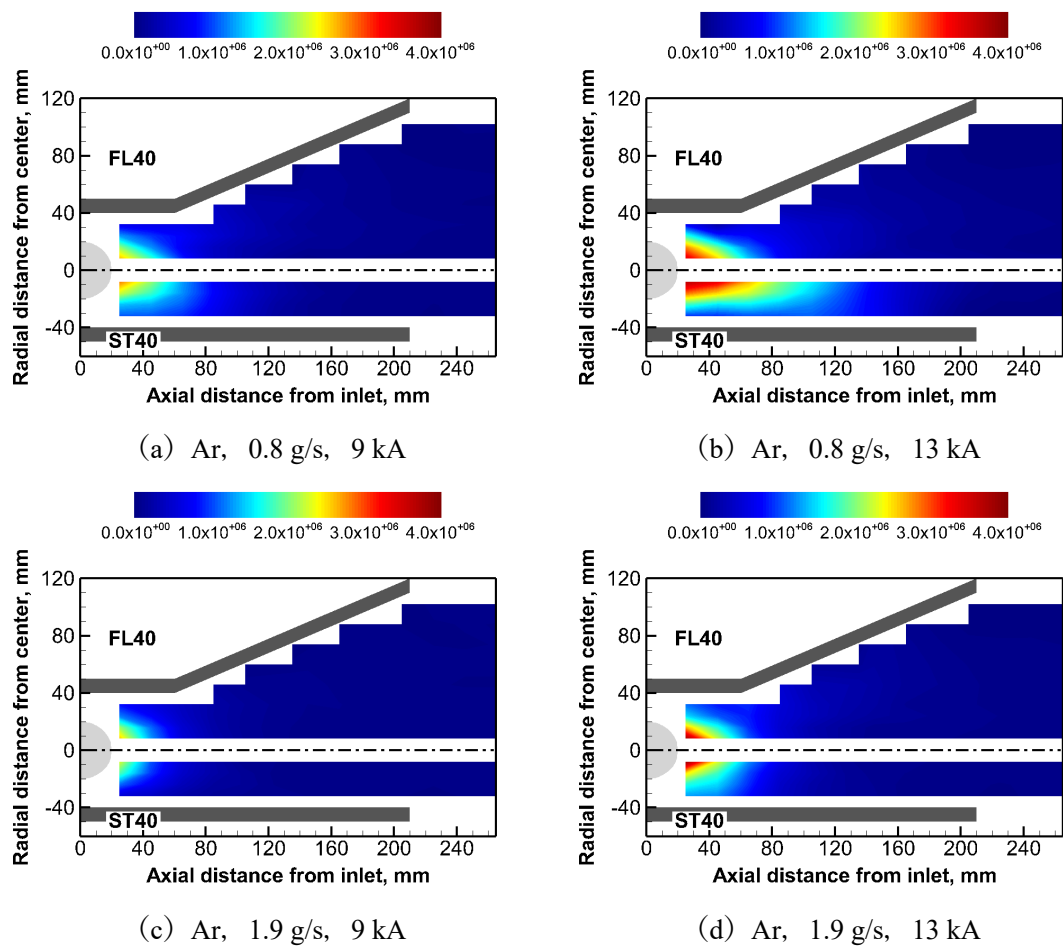


図 6.32 アルゴンを推進剤とした場合の軸方向電流密度分布  $j_z$  [A/m<sup>2</sup>] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

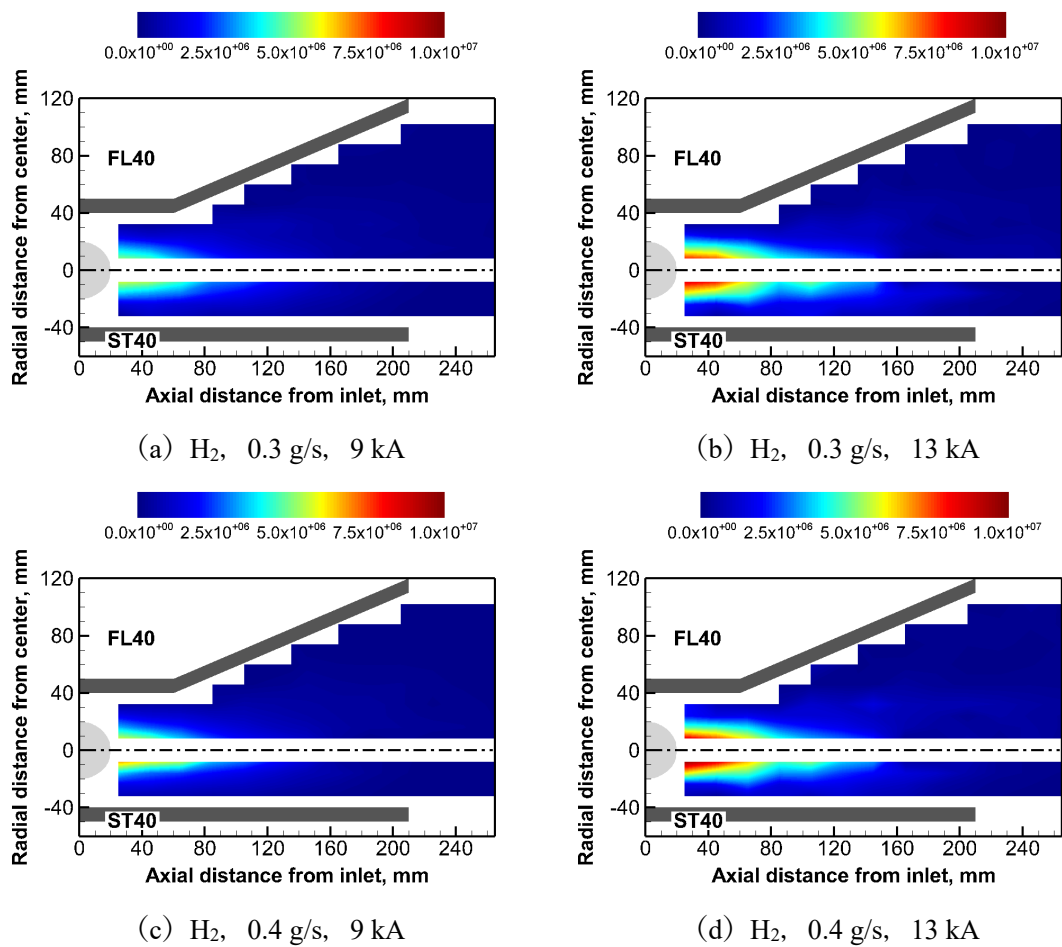


図 6.33 水素を推進剤とした場合の全電流密度  $j$  [ $A/m^2$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の黒実線は全電流密度を放電室内の最大全電流密度で割った値)

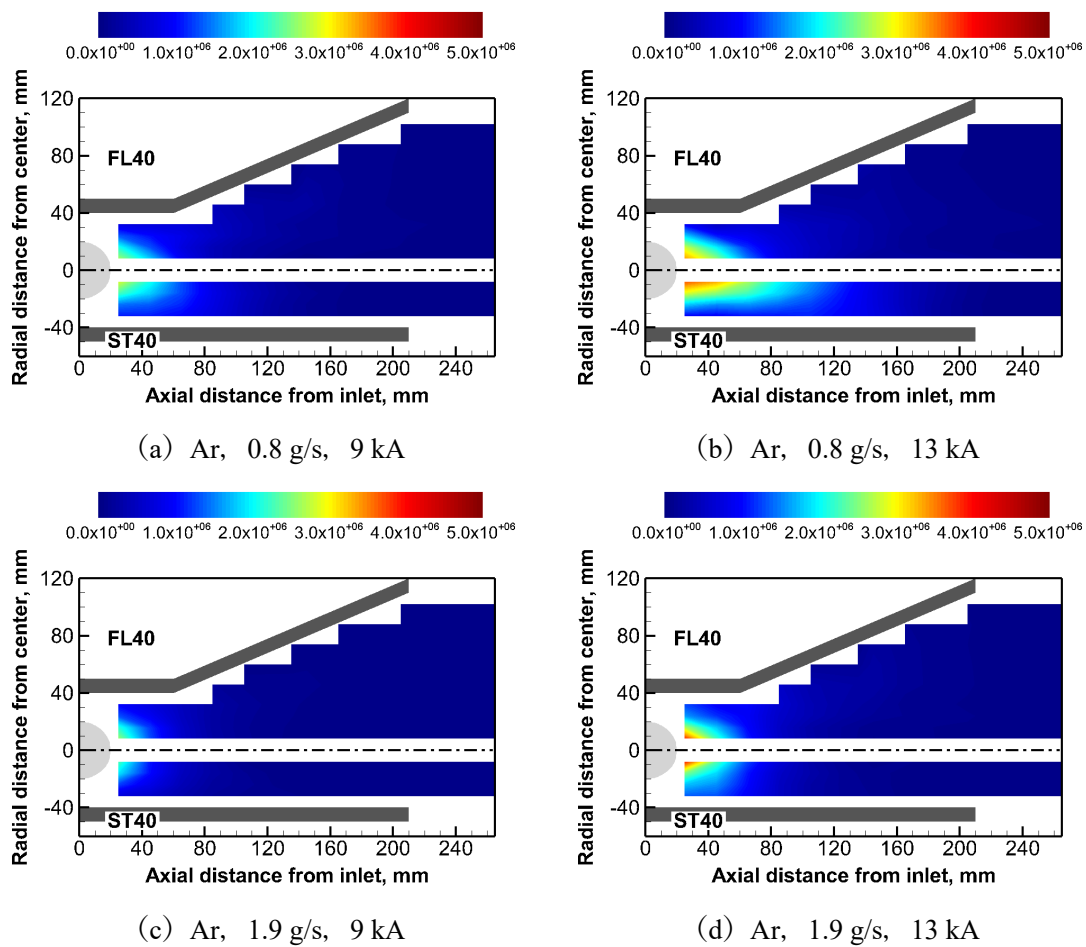


図 6.34 アルゴンを推進剤とした場合の全電流密度  $j$  [ $A/m^2$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ, 図中の黒実線は全電流密度を放電室内の最大全電流密度で割った値)

## 6.3.2. 陰極表面温度・電流密度とプラズマ電流密度分布の関係

本節では、陰極表面温度分布・陰極表面における電流密度分布とプラズマ電流密度との相関を述べる。上記した相関は、陰極表面温度分布とプラズマ電流密度、および陰極表面における電流密度とプラズマ電流密度との関係から明らかにする。

図 6.36 に陰極表面温度の半径方向分布、図 6.37 にプラズマ電流密度の半径方向分布、図 6.38 に陰極表面における陰極電流密度の最大値で規格化した陰極電流密度の半径方向分布を示すが、図中の比は下記のように評価した。

また、図 6.37 の実線は、 $z=25\text{ mm}$  における磁束密度強度の半径方向分布を 3 次のラグランジュ補間で内挿し、その内挿した値から算出したプラズマ電流密度を表している。また

また図中に示した半径方向分布は、図 6.35 の赤線部の範囲である。なお図 6.37 でプロットした点 (○, ▲) は、内挿した値ではなく、計測値から算出した値である。

図 6.36 と図 6.37 から、陰極表面温度分布とプラズマ電流密度分布には相関が見られることがわかる。具体的には、FL40 スラスタで水素を推進剤とした場合、放電電流 9 kA の場合よりも放電電流 13 kA の方が、陰極先端から陰極根元にかけての温度勾配が大きい。プラズマ電流密度も同様に、放電電流 9 kA の場合よりも放電電流 13 kA の方が、中心軸上から陽極壁面にかけてのプラズマ電流密度の勾配が大きくなっている。一方でアルゴンを推進剤とした場合は、プラズマ電流密度の勾配は、水素を推進剤とした場合と比較して小さく、陰極表面において一様に加熱されている。ST40 スラスタの場合も FL40 スラスタの場合と同様に、陰極表面温度分布とプラズマ電流密度分布との間に相関が見られる。これらの結果は、陰極付近における放電構造は、陰極表面温度分布からある程度見積ることができることを意味している。

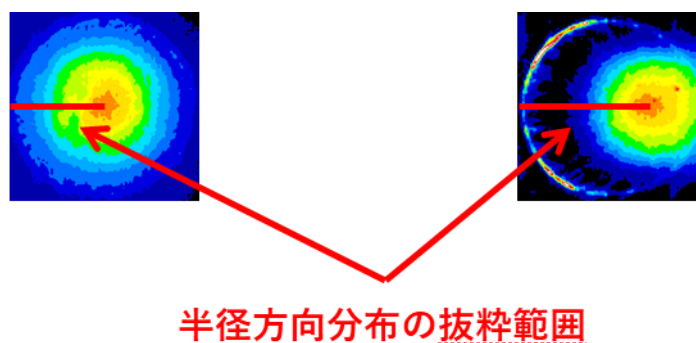
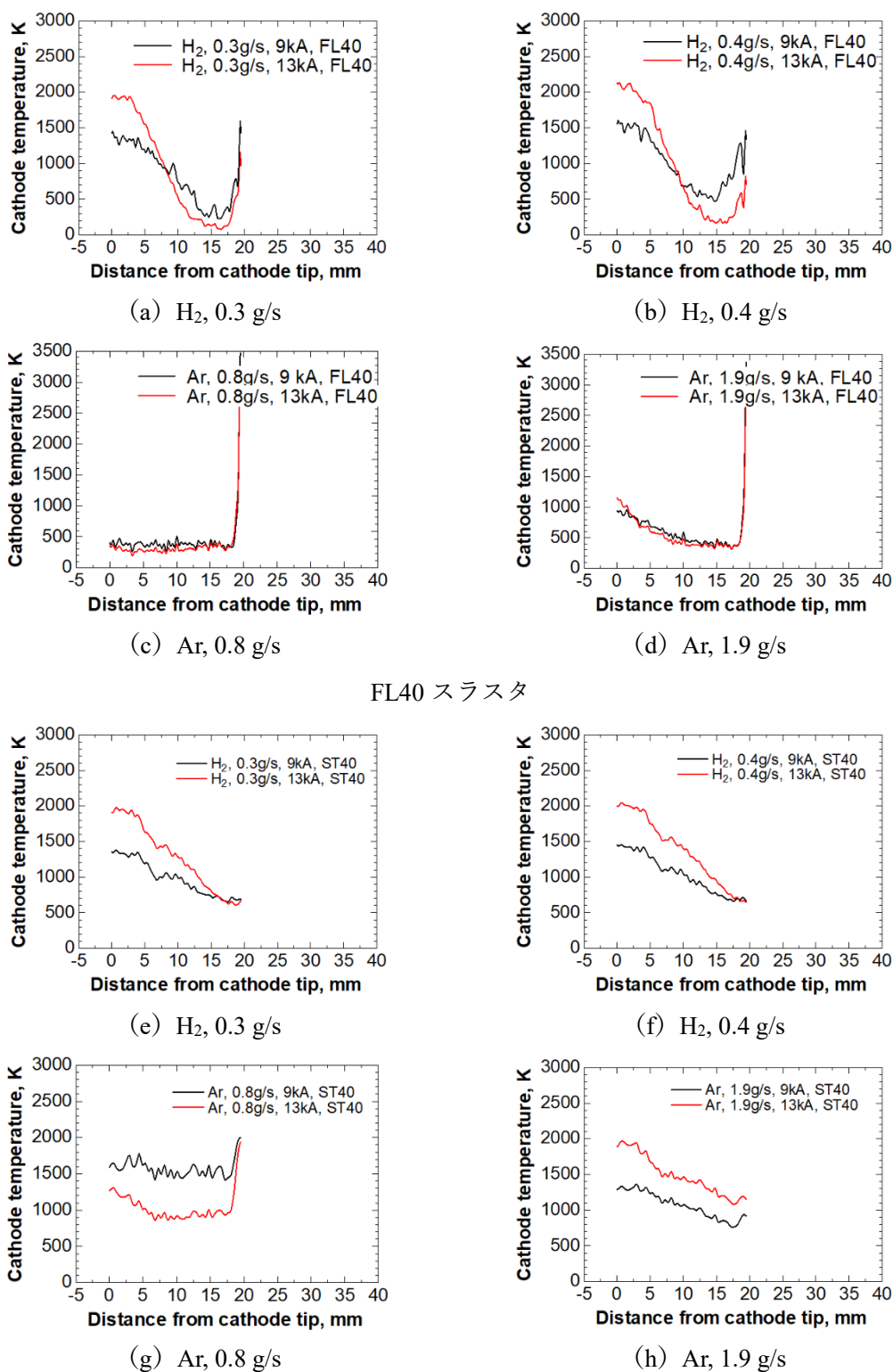


図 6.35 陰極表面温度と陰極表面における電流密度の半径方向分布抜粋範囲 (赤線部)

次に図 6.37 と図 6.38 から、陰極表面における電流密度とプラズマ電流密度の相関を述べる。水素を推進剤とした場合、陰極先端半径 5 mm の範囲内から約 80%の熱電子が供給されていることがわかる。プラズマ電流密度についても、中心軸上にて顕著に大きくなっていることから、水素を推進剤とした場合、陰極先端を中心に放電していると考えることができる。一方でアルゴンを推進剤とした場合は、陰極根本付近を中心に電流密度が高くなっている。またプラズマ電流密度も、水素を推進剤とした場合と異なり、陰極付近において勾配が小さい。従って、アルゴンを推進剤とした場合、陰極根本付近を中心として、陰極表面全体に電流が付着したと考えられる。

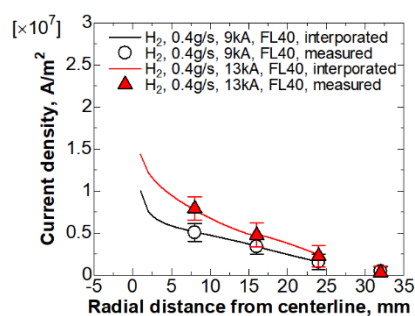




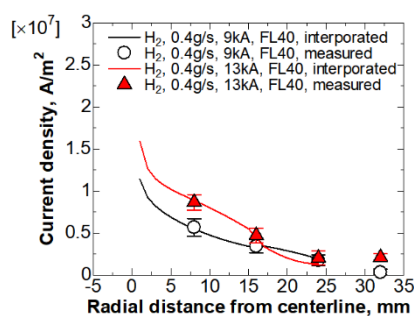
FL40 スラスタ

ST40 スラスタ

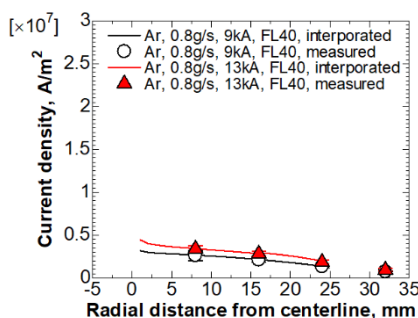
図 6.36 陰極表面温度の半径方向分布の関係 (図 6.35 の赤線部)



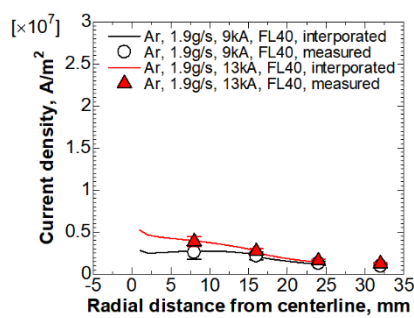
(a) H<sub>2</sub>, 0.3 g/s



(b) H<sub>2</sub>, 0.4 g/s

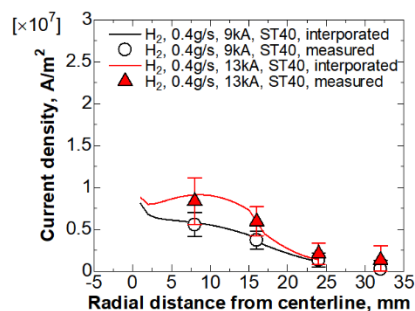


(c) Ar, 0.8 g/s

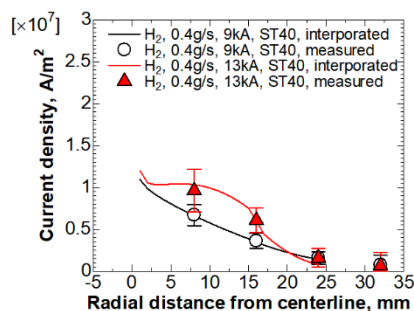


(d) Ar, 1.9 g/s

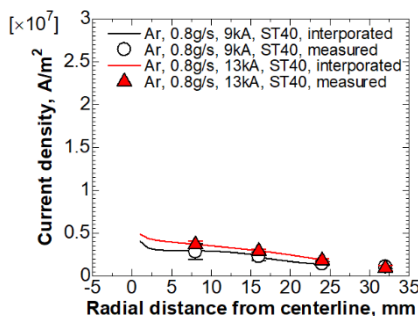
FL40 スラスタ



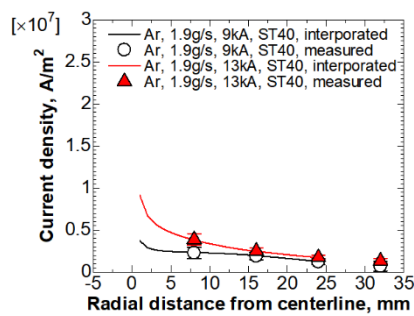
(e) H<sub>2</sub>, 0.3 g/s



(f) H<sub>2</sub>, 0.4 g/s



(g) Ar, 0.8 g/s



(h) Ar, 1.9 g/s

ST40 スラスタ

図 6.37 プラズマ電流密度の半径方向分布 ( $z = 25$  mm, 図中の実線は  $z = 25$  mm における磁束密度強度の半径方向分布を 3 次のラグランジュ補間で内挿した値から算出した値)

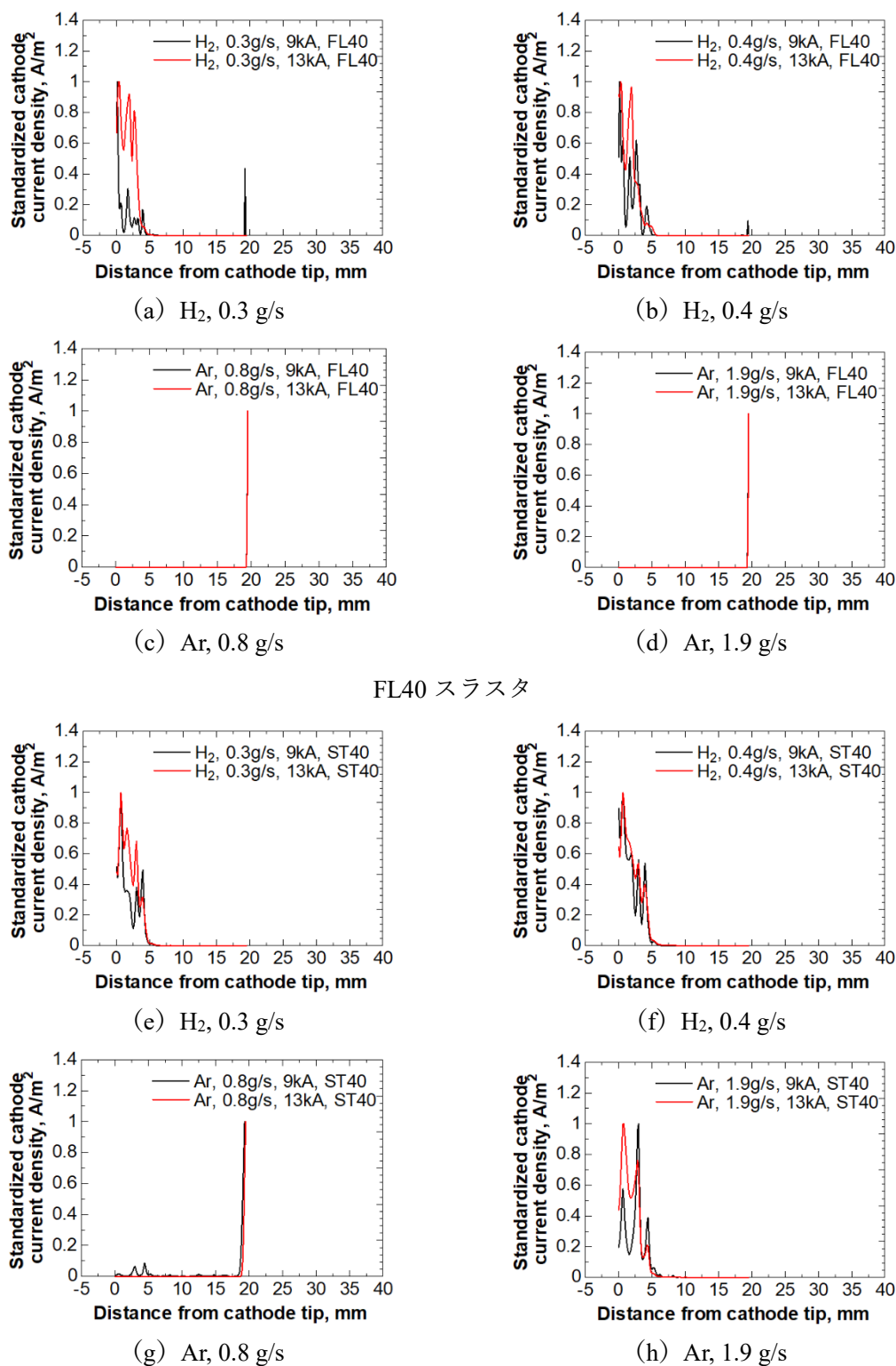


図 6.38 陰極表面における陰極表面における最大電流密度で規格化した陰極表面電流密度の半径方向分布

## 6.4. 第6章のまとめ

本章では、MPD スラスタにおいて寿命を律速する陰極に焦点を当てて、MK-2 スラスタの作動中において、陰極表面温度が耐熱温度以下となっているか実験的に明らかにすることを目的として、二色温度計による陰極表面温度分布の計測と、磁気プローブによるプラズマ電流密度の計測を行った。その結果、下記の結論を得た。

1. 新しく開発した二色温度計により、MPD スラスタのプラズマ発光下における陰極表面温度の2次元分布を、はじめて実験的に明らかにした。
2. 推進剤種と放電室形状によらず、陰極先端における平均温度がタングステンの融点 (3695 K) を下回ることが明らかになった。陰極表面において局所的に高温となる陰極スポットが確認されたが、全体として、本研究のスラスタ作動範囲において、MK-2 スラスタでは、耐熱温度以下での作動が可能であることを実験的に明らかにした。
3. 放電時間内における陰極表面温度分布の時間変化計測から、本スラスタの作動 (準定常作動) 時間において、0.2 ms から 0.4 ms までは、陰極表面に形成される一つの陰極スポットから大電流 (熱電子) が供給されるスポットモード、そして 0.6 ms 以降では、準定常作動のために熱平衡状態とはなっていないもの、陰極表面全体が均一に加熱されることで、陰極表面全体から大電流 (熱電子) が供給される拡散モードへ遷移している、もしくはその遷移過程であると考えられる。
4. 本研究におけるスラスタの作動範囲と作動時間においては、陰極表面に形成される陰極スポットからの熱電子供給が主要な放電維持構造となっていると考えられる。
5. 推進剤種により陰極表面における加熱構造が異なることがわかった。水素を推進剤とした場合は、比較的低い放電電流においては、陰極表面においてスポット状に高温領域が生じており、放電電流の増加に従い、スポット状の加熱から陰極先端付近に加熱が集中するというように、加熱構造が変化している。一方で、アルゴンを推進剤とした場合は、陰極全体で一様に加熱されていると同時に陰極根元で加熱されている。

6. 放電室形状により、陰極における加熱構造が変化することが明らかになった。特に水素を推進剤とした場合に顕著に見られたが、フレア形状陽極スラスタでは、陰極先端付近で顕著に高温領域が生じたが、ストレート形状陽極スラスタでは、陰極先端付近の加熱が緩和され、陰極根元付近にまで加熱範囲が拡大した。この傾向は、プラズマ電流密度分布の傾向と一致していることから、フレア陽極の場合、中心軸上へのピンチ効果が高まった結果、FL40 スラスタでは、陰極先端付近で顕著に高温領域が生じる構造になったと考えられる。
7. 陰極表面温度分布とプラズマ電流密度分布との間には相関が見られた。すなわち、陰極表面温度分布と電流付着部位には相関が有る。また陰極表面における放電構造を陰極表面温度分布から説明することが可能であることを実験的に示すことができた。
8. 陰極表面における電流密度分布とプラズマ電流密度分布から、水素を推進剤とした場合は、陰極先端半径 5 mm の範囲内から約 80%の熱電子が供給されていること、すなわち陰極先端を中心に放電していることが実験的に明らかになった。一方でアルゴンを推進剤とした場合は、陰極根本付近を中心として、陰極表面全体に電流が付着したと考えられる。

# 第7章

## 考察

本章では、第4章から第6章で得られた結果の総合的な考察を述べる。具体的には、まず数値計算と実験との比較を行った後に、MK-2 スラスタの特性を説明、さらに陰極への電流付着状況が推進性能へ与える影響を考察し、最後に MK-2 スラスタにおいては、どのような設計とすべきかその設計を考察し、設計則を提案する。

### 7.1. 数値シミュレーション結果と実験結果との比較

第4章と第5章で示したように、本論文においては数値シミュレーションと実験とは同じ放電室形状を対象として解析を行った。そこで本節では、数値シミュレーションの結果と実験結果との比較を行い、どの点で整合しているのか、またはどの点では整合していないのかを評価する。

#### 7.1.1. 推進性能の比較

本節では、放電電流－放電電圧特性、推力特性、推進効率特性について、数値シミュレーション結果と実験結果との比較を行う。なお本節における数値シミュレーションの境界条件は表4.1に示した通りである。また比較は、水素推進剤、流量 0.4 g/s の場合で行う。

図7.1に ST40 スラスタの推進性能（放電電流－放電電圧特性、推力特性、推進効率特性）の比較、図7.2に FL40 スラスタの推進性能（放電電流－放電電圧特性、推力特性、推進効率特性）の比較を示す。また図7.1と図7.2における推力値は、数値シミュレーション結果

は (4.1) 式と (4.2) 式の和から (4.3) 式を引いた全推力と (4.1) 式から算出した電磁推力を、実験結果は図 5.5 に示した振り子式スラストスタンドによる推力計測から得られた全推力をとした。

まず放電電流－放電電圧特性から述べる。図 7.1 (a) と図 7.2 (a) から、数値計算結果と実験結果とでは定性的な特性は一致していることが明らかになった。その一方で、定量的には整合しておらず、数値計算で得られたバルク電圧は実験で得られた放電電圧に対して、約 45 V 程度下回っていることがわかる。これは、本研究で使用した数値シミュレーションコードではバルクプラズマのみを計算しており、電極表面におけるシース領域の計算を行っていないためである。そこで、図 7.1 (a) と図 7.2 (a) に示したように、シース電圧として一定の値 ( $V_{sh}=20\text{ V}$ ,  $45\text{ V}$ ) を与えたところ、数値計算結果と実験結果とである程度の一致が見られた。しかし、放電電流の増加に従い、数値計算結果と実験結果との間で、ずれが小さくなる傾向が見られた。これは、実験が準定常作動にて行われたことに起因すると思われる。第 6 章で示したように、低い電流領域においては、陰極表面において多数の陰極スポットが形成され、そのスポットから熱電子が供給されている状態だった。つまり、低い電流の場合は冷陰極 (cold cathode) 状態であったといえる。陰極表面に形成されるシースにおける電圧降下 (シース電圧) は、温度が低いほど、大きくなる。従って、放電電流の増加に従って数値計算と実験で得られた電圧値の差が小さくなる傾向が見られたのは、放電電流の増加に従い陰極が十分に温まった状態になったため、シース電圧が低くなったためであると考えられる。このように、MPD スラスタにおいては、電極現象が非常に大きな影響を及ぼす。

次に推力特性について述べる。図 7.1 (b) と図 7.2 (b) から、数値計算による推力値は、実験値よりの下回っていることがわかる。また放電電流の増加に従い、数値計算結果と実験結果とでは推力値の差が開いていく。電磁推力に関しては、理論値に従う傾向が見られていることから、実験と数値計算の推力特性の差は、気体力学的推力と壁面における摩擦に起因していると考えられる。

まず気体力学的推力の観点からは、数値計算においても実験においても、フレア陽極の場合、フレア陽極付近におけるプラズマ密度は低くなっている一方で、数値計算結果の方が、フレア陽極の広い範囲でプラズマ密度が低下している。この結果として、陽極フレア部における圧力推力を数値計算では過小評価した結果、放電電流の増加に従い、数値計算結果の方が実験結果よりも全推力が低下したと考えられる。特に、実験的には第 5 章で述べたように、電磁推力に加えて中性粒子の寄与が大きくなると考えられる。従って、イオンと中性粒子間の速度差であるイオンスリップは、実際には数値計算程には生じておらず、数値計算に

においては、イオンスリップを過大評価している可能性がある。その結果、気体力学的推力が過小評価されたと考えられる。

次に電極壁面における摩擦の観点から、数値計算結果と実験結果との推力の差異を考察する。数値計算において摩擦力は、(4.3)式で評価している。(4.3)式を下記に再掲する。

$$F_{\text{vis}} = \iint_{\text{Anode-side wall}} (\mathbf{e}_r \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z \cdot d\mathbf{S} + \iint_{\text{Cathode-side wall}} (\mathbf{e}_r \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z \cdot d\mathbf{S} \quad (7.1)$$

(7.1)式において、 $\boldsymbol{\tau}$ は粘性応力テンソルで、

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (7.2)$$

と表されることは第2章で述べたとおりであり、プラズマの粘性効果を表している。

数値計算結果と実験結果との比較から、壁面における摩擦力についても、過大評価している可能性がある。この摩擦力の評価法については、今後の課題である。

次に推進効率特性について述べる。図7.1(c)と図7.2(c)に示した通り、数値計算による推進効率の予測値は、シース電圧および推力に大きく影響される。従って、イオンスリップの影響が大きく顕在する特にフレア陽極の場合、数値計算と実験で異なる特性となったと考えられる。



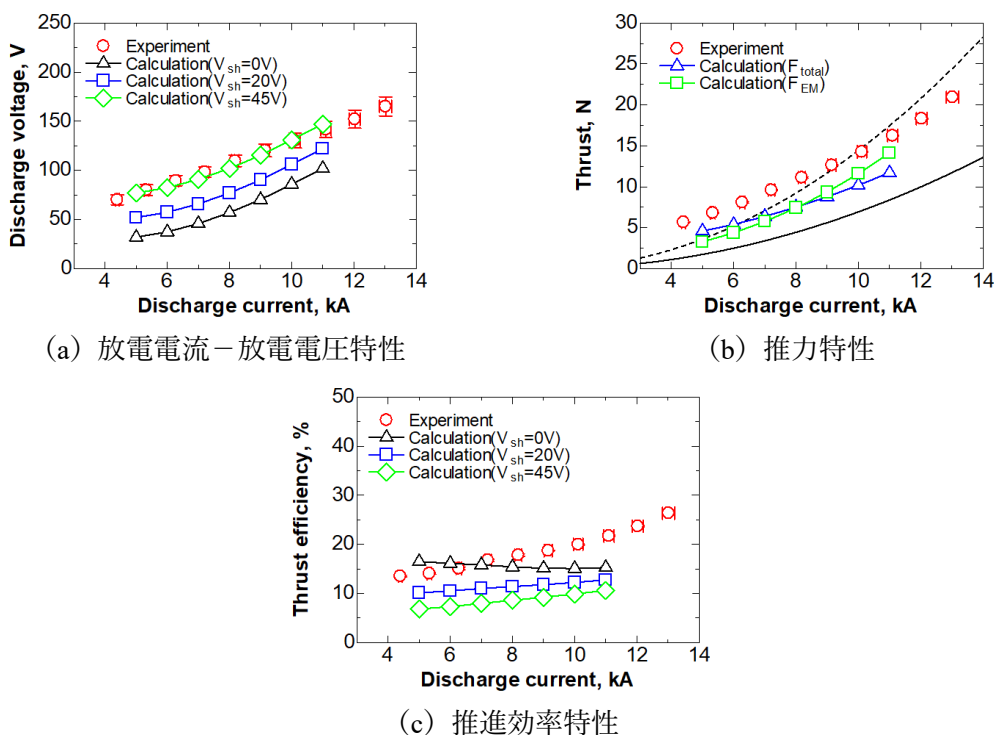


図 7.1 ST40 スラスタの推進性能に対する数値計算と実験との比較 ( $H_2$ , 0.4 g/s)

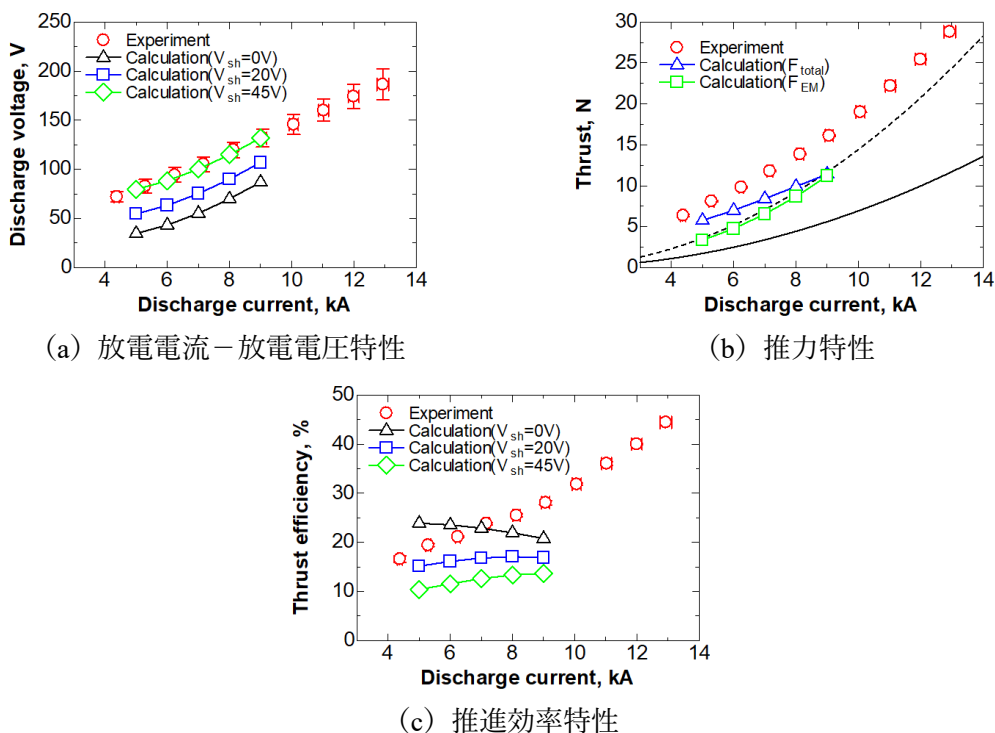


図 7.2 FL40 スラスタの推進性能に対する数値計算と実験との比較 ( $H_2$ , 0.4 g/s)

### 7.1.2. 放電室内部における流れ場の比較

本節では、放電室内部における放電構造とプラズマ流れ場について、数値シミュレーションと実験との比較を行う。比較を行う条件は、水素を推進剤として、推進剤流量 0.4 g/s、放電電流 9 kA の場合とする。また比較対象は、放電電流経路分布とする。

図 7.3 に放電電流経路分布についての数値計算結果と実験結果との比較を示す。図 7.3 から、放電電流経路は実験と数値計算結果で定性的には一致していることがわかる。すなわち、フレア陽極の場合、放電電流経路は放電室下流へ大きく張り出し、陽極出口端に放電電流が付着する構造となった。これは陽極壁面において電子ホールパラメータが大きくなった影響で、実験と数値計算で同様な傾向が見られた。また、実験と数値計算とで大きく異なるのは、陰極への電流付着構造である。実験では、陰極先端に放電電流が流入している一方で、数値計算結果では、陰極根元へ放電電流が集中する傾向が見られた。これは、本数値計算ではバルクプラズマのみを取り扱っており、シースモデルを考慮していないため、陰極温度分布を考慮していないためである。従って、正確な放電予測のためにも、陰極現象を数値計算に反映する必要がある。

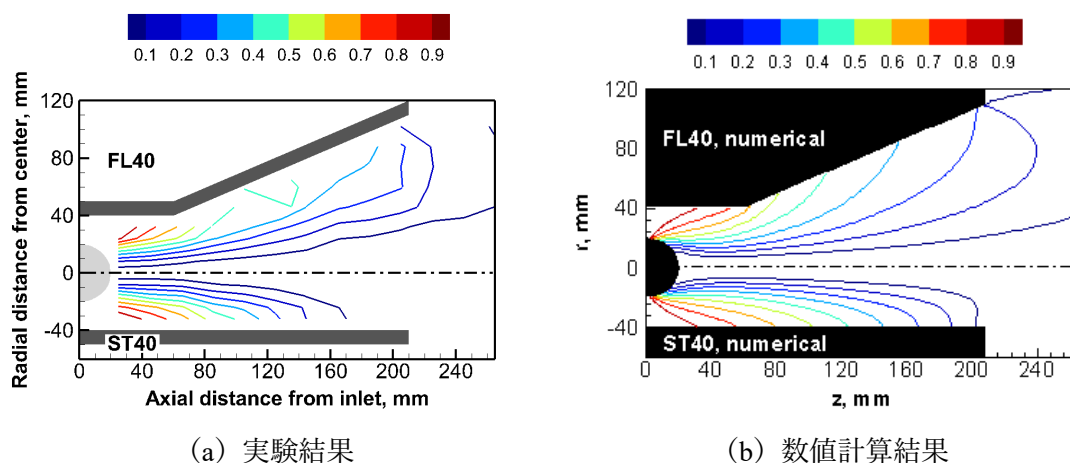


図 7.3 放電電流経路分布に関する実験結果と数値計算結果との比較 (H<sub>2</sub>, 0.4 g/s, 9 kA)

## 7.2. MK-2 (実機スケール) スラスタの特性

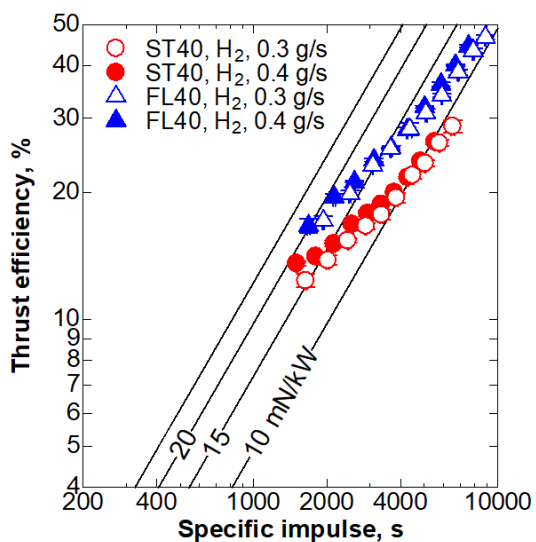
第4章と第5章において、数値シミュレーションと実験の観点からそれぞれ、MK-2 (実機スケール) スラスタの推進性能および放電に関する特性を考察してきた。

本節では、改めて第4章と第5章の数値シミュレーションと実験から得られたMK-2 (実機スケール) スラスタの推進性能特性および放電特性に関する知見を、著者が所属している研究グループにおいてこれまでに取得したMK-1 スラスタの推進性能特性、特に推進効率特性について比較・考察することで、MK-2 スラスタの特性を説明する。総合的に考察する。

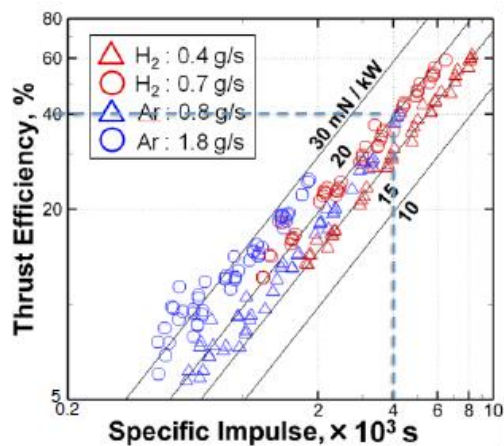
ここで改めて、MK-2 スラスタ (FL40) スラスタの推進効率特性を再掲する。またMK-1 スラスタの推進効率特性[39]も併せて示す。

第1章でも述べた通り、耐熱温度限界以下の条件においてMK-1 スラスタの推進性能は、図7.4 (b) 中に青鎖線で示した範囲、つまり1 MW以上の電力投入でおよそ40%の推進効率、4000 sの比推力の範囲に留まる。本研究の対象であるMK-2 スラスタとMK-1 スラスタの推進性能の比較のために、水素0.4 g/sの作動条件における結果に着目する。またMK-1 スラスタの陽極はフレア形状のため、とくにFL40 スラスタの結果に着目する。本条件において、FL40 スラスタの場合、比推力4000 sの時、推進効率は約30%である。またMK-1 スラスタの場合、比推力4000 sの時、推進効率は約30%である。また推力電力比に関しても、比推力4000 sの際に約15 mN/kWであることから、大型化しても推進性能はほぼ同様となったといえる。また大型化したことで、第5章と第6章で述べたように、陽極端への放電集中が緩和され、また臨界電流以上においても陰極温度が熊胆を下回ったことから、耐熱温度の観点からはさらに大電力でも実用に耐えうると考えられ、比推力4000 s以上の領域においても実用に耐えうると考えられる。一方で、比推力の増加に対する推力電力比の傾向には若干の違いが見られる。MK-1 スラスタの場合、水素0.4 g/sの時、比推力の増加に対して推力電力比は約15 mN/kWで一定となっているが、FL40 スラスタの場合、比推力の増加に対して推力電力比が約20 mN/kWから約10 mN/kWへと変化し、臨界電流以上で推力電力比が一定となる特性が見られる。これは、第4章から第6章までの結果から、FL40 スラスタにおいて、低電力領域においては、放電室内のプラズマが放電室内部に均一に生成・加速される一方で、大電力領域においては、放電室内部で生成されたプラズマが中心軸上へピンチされることから陽極壁面付近で枯渇し、結果として放電電圧が上昇したためであると考えられる。MK-1 スラスタにおいても同様に、大電力領域では放電室内で生成されたプラズマは中心軸上へピンチされると予想されるが、陽極長が短いために、陽極壁面付近にお

るプラズマはFL40 スラスタほどには枯渇しなかったと考えられ、結果として推力電力比が減少しなかったと考えられる。



(a) MK-2 (FL40) スラスタ



(b) MK-1 スラスタ [39]

図 7.4 MK-2 スラスタ (a) と MK-1 スラスタ (b) の推進効率特性の比較

### 7.3. 推進性能に対する陰極表面における電流付着構造の影響

本節では、第5章と第6章の結果から、MK-2 スラスタにおける陰極表面の電流付着部位と推進性能との関係を考察したのちに、準定常作動と定常作動との作動状態の違いによる陰極表面温度分布と推進性能との関係を考察する。

#### 7.3.1. 陰極表面の電流付着部位と推進性能との関係

図7.5に第5章で述べたMK-2 スラスタの推力特性と電磁推力特性を再掲する。

MK-2 スラスタの場合、第5章に示した放電電流経路分布と第6章に示した陰極表面温度分布と陰極表面における電流密度分布から、水素を推進剤とした場合は、陰極先端に大多数の電流は流入する一方で、アルゴンを推進剤とした場合は、陰極根元付近に放電が集中することが明らかとなった。また推進剤種によらず、FL40 スラスタの方がST40 スラスタよりも放電電流は陰極先端付近に集中する傾向が見られ、陰極表面温度分布からも放電電流経路分布と同様に、陰極先端付近に電流が付着する傾向が見られた。これらの原因は放電室内における電子ホールパラメータにより説明でき、水素を推進剤とした場合、またFL40 スラスタの場合は、陽極壁面付近における電子ホールパラメータが大きくなり、放電電流が放電室下流へ広がった結果、陰極先端に流入したと考えられる。

図7.5に示したように、推進剤種間では、水素を推進剤とした場合、推力特性は比較的電極形状係数 $\alpha=3/4$ の理論電磁推力に従うような傾向となっている一方で、アルゴンを推進剤とした場合は、比較的電極形状係数 $\alpha=0$ の理論電磁推力に従う傾向となっている。また放電室形状間では、FL40 スラスタとST40 スラスタの推力特性を比較すると、低電流領域では同様な推力値となっている一方で、放電電流の増加に従い推力値の差が大きくなる傾向となっている。

これは放電室内部のプラズマ流れ場と放電構造に起因していると考えられる。まず推進剤種間の違いに着目すると、水素を推進剤とした場合、アルゴンを推進剤とした場合と比較して放電室内において生成されたプラズマは中心軸上へピンチされる傾向にある。その結果として放電電流もアルゴンを推進剤とした場合と比較して中心軸付近を流れ、陰極先端付近に付着した。陰極先端付近に電流が付着したことは、陰極表面温度分布から推察可能である。上記の結果として、実効的な陽極-陰極半径比( $r_a/r_c$ )が大きくなりかつ、陰極先端

付近に放電電流が流入したため電磁推力係数が大きくなり、水素を推進剤とした場合、推力特性は比較的電極形状係数  $\alpha=3/4$  の理論電磁推力に従うような傾向となった。その一方でアルゴンを推進剤とした場合は、比較的電極形状係数  $\alpha=0$  の理論電磁推力に従う傾向となったと考えられる。

放電室形状間の推力特性の違いについても同様な考察により説明できると考えられる。すなわち ST40 スラスタの場合は、電子ホールパラメータの増加を FL40 スラスタの場合と比較して抑制できた結果、生成されたプラズマが中心軸上へピンチされる傾向が抑制され、放電電流は ST40 スラスタの場合と比較して、陰極表面のより広い範囲に流入した。従って、ST40 スラスタの場合は実効的な陽極-陰極半径比 ( $r_a/r_c$ ) が小さくなりかつ、電磁推力係数が小さくなったため、FL40 スラスタと ST40 スラスタの推力特性を比較すると、低電流領域では同様な推力値となっている一方で、放電電流の増加に従い推力値の差が大きくなる傾向となった。

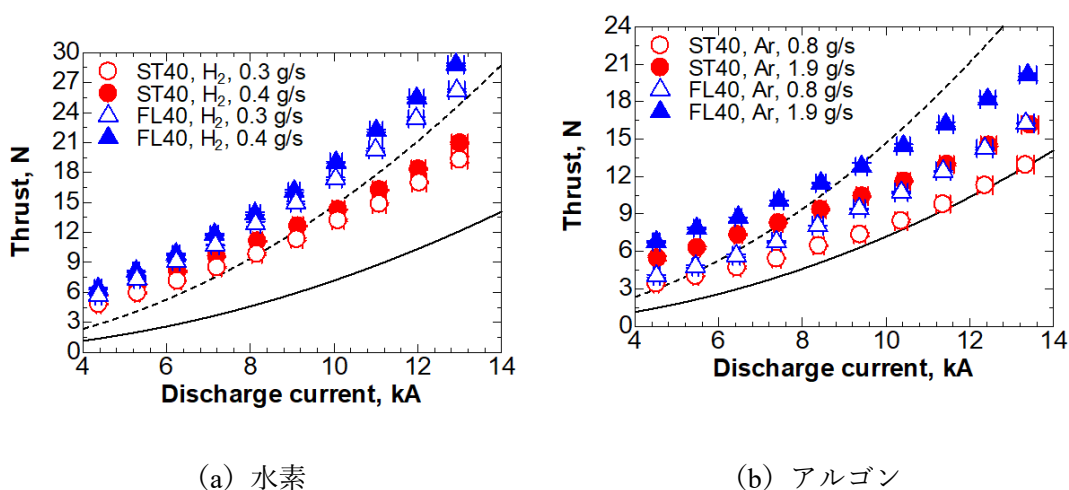


図 7.5 MK-2 (実機スケール) スラスタの全推力特性 (赤が ST40 スラスタ, 青が FL40 スラスタ, 黒実線および鎖線は (5.5) 式から算出される理論電磁推力)

## 7.3.2. 準定常作動と定常作動との作動条件の違いによる陰極表面

## 温度分布と推進性能との関係

本節では，準定常作動と定常作動との作動状態の違いによる陰極表面温度分布と推進性能との関係を考察する．前述してきたように，陰極表面温度分布と陰極表面における放電分布との間には相関が有るため，陰極表面温度分布が変化すれば，推進性能へも影響があると予想される．陰極表面温度分布と陰極表面における放電分布との間には相関の概略図を図 7.6 に示す．

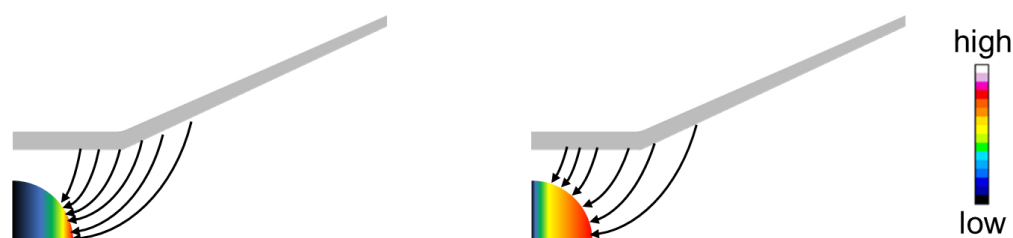


図 7.6 陰極表面温度分布と放電分布との関係（概略図）

本研究のような準定常作動の場合，放電時間に対する陰極表面温度分布の変化は，図 6.3 から図 6.10 に示したように，0.2 ms から 0.4 ms までは，陰極表面に形成される一つの陰極スポットから大電流（熱電子）が供給されるスポットモード，そして 0.6 ms 以降では，準定常作動のために熱平衡状態とはなっていないものの，陰極表面全体が均一に加熱されることで，陰極表面全体から大電流（熱電子）が供給される拡散モード，もしくはその遷移過程にあると考えられる．特に水素を推進剤とした場合は，熱量量に小さい，陰極先端付近において局所的に加熱される傾向がある．第 6 章において述べたように，水素を推進剤とした場合であれば，陰極先端付近に放電が集中し，アルゴンのような希ガスを推進剤とした場合は，陰極根元付近に放電が集中する、という定性的な傾向は，準定常と定常作動といった動作時間によらない傾向であると考えられる．しかしながら，陰極表面温度分布については，定常動作の場合，加熱部位が拡大する傾向となると考えられる．ここで，シュツットガルト大学の研究グループによる，定常作動実験における陰極温度計測の報告例[64]を示す．文献[64]によれば，定常作動の場合，放電電流の増加に従い，陰極先端温度は一定を保ちつつ，陰極先端から陰極根元にかけて温度が増加する傾向となる．

また MPD スラスタの陰極に関してスケールモデルを使用して定常動作時の陰極動作を模擬した南カリフォルニア大学の研究例[34]によれば、陰極最大温度は動作時間に対して低下するとされている。これらの研究例の結果を踏まえると、MK-2 スラスタにおいても、定常動作とした場合、陰極の最大温度は変化せずに、加熱範囲が陰極全体に拡大すると予想できる。この場合、図 7.6 右図のような構造になるわけであるが、このようになった場合、推力特性に影響が出ると考えられる。すなわち、定常動作の場合、放電電流の付着範囲が拡大することにより、実効的な陽極-陰極半径比が、実際のスラスタの寸法に近づく。従って、MK-2 スラスタの動作時間を拡大し、熱平衡状態になった場合には、推力が減少する可能性がある。特に、そのような推力特性となる条件は、図 7.7 から予想すると、臨界電流に近い条件であると考えられる。上記したように、定常動作の場合、推力が減少すると考えられるが、陰極の加熱領域の拡大に従い、陰極シーす電圧は減少すると考えられる。従って、推進効率特性に関しては、準定常動作と定常動作とでは同様な特性になると考えられる。

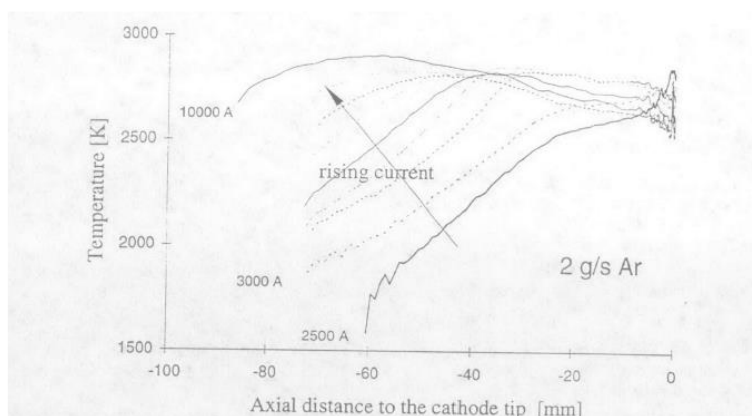


図 7.7 定常作動における放電電流の増加に対する陰極温度の軸方向分布[64]

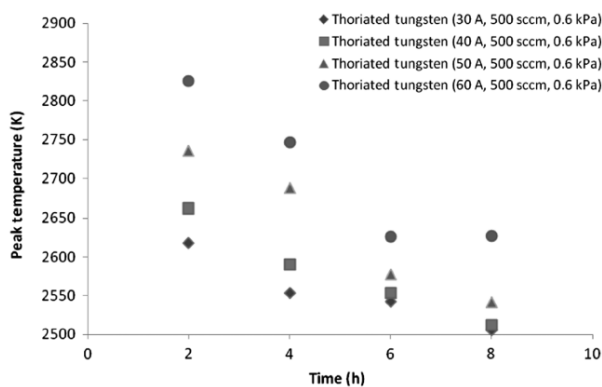


図 7.8 動作時間に対する陰極最大温度[34]



## 7.4. MK-2 (実機スケール) スラスタの高性能化・長寿命化にむけた

### 設計指針・課題・今後の展望

第4章から第6章までに明らかにされてきた点から、高性能化・長寿命化に向けた設計指針・課題・今後の展望を述べる。

ここまでの結果から、主な MK-2 スラスタのプラズマ流れ場および電極現象の特性として、

- ・ 比較的高い推進効率を得られる水素を推進剤とした MK-2 スラスタにおいては、電磁推力（主に軸方向ローレンツ力）が支配的な加速機構となる。（主に図 5.22 参照）
- ・ MK-2 スラスタとしたことで陽極端への放電集中は抑制できたが、特にストレート形状とすることで、陽極端への放電集中を緩和でき、放電電流を陽極壁面に一様に分布させることができる。
- ・ フレア形状陽極では、陽極付近において 30%の電力が消費される一方で、ストレート形状陽極では、陽極付近における電力消費が抑制される。
- ・ 陰極サイズの大型化により、臨界電流以上においても耐熱温度以下での作動が可能である。
- ・ 陰極表面における放電電流の付着部位により、推力性能が変化する。

が挙げられる。

本研究の結果、大型化することで熱的な観点からは、十分に実用に値すると考えられる。上記の結果から、特に水素を推進剤とした場合の MK-2 スラスタの放電室設計としては、軸方向ローレンツ力を増加できるような程度電流経路を張り出すことが可能であり、電極近傍における推力に寄与しない電力消費を抑制可能かつ、放電集中を抑制可能である、ノズル開き角をわずかに設けた陽極形状とするべきであると考えられる。

しかし、第4章と第5章とで示したように、水素を推進剤とした場合、アルゴン推進剤とした場合よりも推進効率は向上し、かつ MK-1 スラスタよりも耐熱温度限界の観点から大電力領域においても実用に耐えうると考えられるが、やはり陽極ノズル開き角を設けることで陽極端へ放電が集中する傾向となると考えられる。従って、実用のためには放電室形

状の最適化以外にも陽極壁面付近におけるプラズマ枯渇を抑制する設計が必要となる。

ここで、ノズル開き角をわずかに設けた陽極形状としつつも大電流投入の際に陽極端への放電集中を抑制する方策として、陽極壁面からの推進剤の供給が考えられる。現在は、陽極と陰極との絶縁を図るための BN バックプレートに推進剤供給ポートを設けているが、それに加えて陽極壁面からも推進剤を供給することで、陽極壁面付近におけるプラズマの枯渇を抑制し、陽極端への放電集中を抑制できる可能性がある。

また数値シミュレーションと実験結果との比較から、数値シミュレーションにおいてはイオンスリップを過大に評価している可能性が挙げられたが、その一方で水素を推進剤とした場合、イオンスリップの影響を十分に考慮した設計重要であるとも合わせて解釈することができる。陽極壁面から推進剤を供給することで、イオンと中性粒子間の速度スリップを抑制でき、投入電力を低下させ、推力を増加させることができる可能性がある。つまり、陽極壁面からの推進剤供給により、MK-2 スラスタの放電集中抑制により耐熱温度限界の緩和と高推進効率化が可能である可能性がある。

これを実証するためには、実際に陽極壁面から推進剤を供給可能な陽極の製作と、イオンスリップの実験的な検証が必要であるが、これは今後の課題である。

さらなる高効率化のためには、水素を推進剤とした場合に生じる摩擦（抵抗）の原因を実験的に明らかにすることである。この原因としてはイオンスリップに起因するプラズマ加熱と考えられるため、陽極壁面近傍および放電室下流における、イオン温度と重粒子温度の計測が必要である。

高性能化のためには、イオンスリップを抑制する必要があるが、その一つの手法として、陽極壁面からの推進剤の供給が挙げられる。陽極壁面からの推進剤の供給により、イオンと中性粒子間において速度スリップが生じることを抑制可能と考えられる。

また陰極表面における放電電流の付着部位により、推力性能が変化したという結果は、陰極形状の変更や、放電電流付着部位を制御することで、推力の向上が可能であることを示している。大熱量が通るため、陰極のサイズスケールは大きくしなければならないが、大きさを保ったまま電流付着部位以外の箇所を絶縁材で覆うことで、放電電流の付着を制御可能である。

## 7.5. 第7章のまとめ

本章では、第4章から第6章で得られた結果の総合的な考察を述べた。また数値シミュレーションと実験結果から、MK-2（実機スケール）スラスタにおいては、どのような設計とすべきかその設計を考察し、設計則を提案した。

1. 数値計算結果と実験結果との比較から、数値計算においてはイオンスリップを過大評価している可能性が考えられる。その一方で、イオンスリップが生じた際には推進性能へ大きく影響する可能性があるため、イオンスリップを可能な限り抑制可能な設計が必要であることが明らかにした。
2. MK-2 スラスタと MK-1 スラスタでは、比推力 4000 s において約 30%の推進効率が見られるなど、同様な推進性能が見られた。従って、大型化しても推進性能へは大きく影響しないことが明らかになった。その一方で、推力電力比の傾向は異なることが明らかとなり、MK-2 スラスタにおいては、電力の損失と推力の低下を抑制可能な設計が必要であることを明らかにした。
3. 特に水素を推進剤とした場合の MK-2 スラスタの放電室設計としては、軸方向ローレンツ力を増加できるような程度電流経路を張り出すことが可能であり、電極近傍における推力に寄与しない電力消費を抑制可能かつ、放電集中を抑制可能である、ノズル開き角をわずかに設けた陽極形状とするべきであると考えられる。
4. MK-2 スラスタのようなサイズスケールにおいては、陰極表面における電流の付着部位が推力特性へ大きく影響することを実験的に明らかにした。

# 第8章

## 結論と今後の課題

### 8.1. 本論文のまとめ

本研究では、これまでに検討例がない、高い推進性能かつ熱構造的に妥当である 2 MW 級定常作動輻射冷却式 MPD スラスタの設計確立を最終目標に、本研究では MK-2 スラスタを研究対象として、下記の 3 点を研究目的とした。

- (1) MK-2 スラスタの推進性能特性と、推進性能に対する放電室形状の影響を明らかにする。
- (2) MK-2 スラスタにおいて陽極の高温化要因となる陽極端における放電集中抑制に向けた指針を得る。
- (3) MK-2 スラスタの作動中において、陰極温度が耐熱温度を下回っているか明らかにする。

研究対象は、著者の所属している研究グループで開発された MK-1 スラスタに対して、さらに大電力である 2 MW 級の電力を投入しても熱構造的に耐えうるよう設計改善した MK-2 スラスタとして、推進性能へ大きな影響を与えうる陽極ノズル開き角を有する/有さないスラスタに対して、数値計算と実験を行い、MK-2 スラスタの特性を明らかにした。その結果を、下記にまとめる。

(1) **MK-2 スラスタの推進性能特性と、推進性能に対する放電室形状の影響を明らかにする。**

本研究目的に対しては、MK-2 スラスタにおいても、MK-1 スラスタと同等の投入電力で同等な性能特性が得られるのか、またフレア形状陽極の方がストレート形状陽極よりも良好な推進性能が得られるという従来の設計指針がMK-2 スラスタでも適用可能であるのか、という点を、数値計算と実験の両面から、電流電圧特性、推力特性、推進効率特性、およびプラズマ構造の観点から明らかにした。放電室形状については、気体力学的な推力も寄与するフレア形状陽極と電磁推力が強調されるストレート形状陽極の2種類を使用した。

数値計算からは、MK-2 スラスタにおいて、特に水素を推進剤とした場合、イオンスリップの影響により、放電電圧の増加や推力の低下が示唆される結果が得られた。特にフレア形状陽極とした場合には、計算を行った放電電流の範囲においてはストレート形状陽極とした場合よりも推進効率は上回ったが、放電電流の増加に従い推進効率は上限を持つことが示唆される結果が得られた。しかし、実験結果と数値計算結果との比較から、数値計算においてはイオンスリップを過大評価している可能性が指摘され、本研究における作動範囲において、イオンスリップは数値計算程には生じないとの結果が得られた。その一方で、イオンスリップが生じるような作動条件においては推進性能へ大きく影響する可能性があるため、イオンスリップを可能な限り抑制可能な設計が必要であることが明らかにした。

実験的には、MK-2 スラスタの推進性能は、MK-1 スラスタの特性とほぼ同様になるとの結果が得られた。具体的には、水素を推進剤とした場合、MK-2 スラスタ (FL40 スラスタ) とMK-1 スラスタの両方の場合で、比推力 4000 s において約 30%の推進効率が得られるなど、同様な推進性能が得られた。そして、MK-1 スラスタよりもさらに大電力 (2 MW 級、臨界電流以上) の動作条件においても、陽極端への放電集中が緩和し、かつ陰極温度も耐熱温度以下のとなることが明らかとなり、FL40 スラスタで、投入電力 2.45 MW、水素 0.3 g/s の条件において、推進効率 45.8%、比推力 8700 秒の性能を得ることができた。すなわち、MK-2 スラスタにより、2 MW 級の大電力領域における安定作動範囲の拡大を実現した。放電室形状の影響についても、ストレート陽極とフレア陽極の両方の場合で、放電電流の増加に従い推進効率が単調に増加するという定性的な傾向も、従来の MPD スラスタ研究で得られていた特性と定性的には一致する結果が得られた。また本研究における作動範囲においては、フレア陽極の方がストレート陽極よりも高い推進効率が得られる、といった従来の MPD スラスタ研究で得られていた特性と定性的には一致する結果が得られた。このようにMK-2 スラスタにおいても推進性能や従来の設計指針へは概ね影響しないことを明らかにした。

その一方で、推力電力比の観点からは、MK-2 スラスタ (FL40 スラスタ) と MK-1 スラスタでは特性が異なることが明らかになった。MK-1 スラスタでは放電電流の増加に対して推力電力比は一定であった一方で、FL40 スラスタは、放電電流の増加に対して推力電力比が約 20 mN/kW から約 10mN/kW へと変化し、臨界電流以上の場合で推力電力比が一定となる傾向となった。FL40 スラスタにおいては、臨界電流以下では、放電室内のプラズマが放電室内部に均一に生成・加速される一方で、臨界電流以上においては、放電室内部で生成されたプラズマが中心軸上へピンチされることから陽極壁面付近で枯渇し、結果として放電電圧が上昇し、かつ推力が増加しなかったためであると考えられる。

**(2) MK-2 スラスタにおいて陽極の高温化要因となる陽極端における放電集中抑制に向けた指針を得る。**

MK-2 スラスタにおいては、臨界電流以上の放電電流においても、陽極の高温化要因となるような陽極端への顕著な放電集中は緩和することができた。これは、放電室全域で  $r_L/L < 1$  かつ、陽極端付近に電子ホールパラメータを 1 以下に抑制できたためである。

MK-2 スラスタにおいては、放電室形状間で放電電流分布に違いが見られた。ストレート形状 (拡がりノズルを有さない) 陽極では、電流経路を放電室内部に抑制し、陽極壁面全体に一樣に放電電流を付着させることができることを実験的に明らかにした。これは、放電室真ん中付近  $z = 120$  mm, また臨界電流以上の場合であっても  $z < 160$  mm の領域で  $\beta_e > 1$  かつ  $r_L/L < 1$  となっており、電子の半径方向の移動は抑制されているものの、 $z > 120 - 160$  mm の領域においては  $\beta_e < 1$  かつ  $r_L/L < 1$  となったためである。フレア形状陽極を有するスラスタの場合は、陽極端付近に放電電流が付着する傾向が見られたものの、高温化の要因となるほどの顕著な放電集中は見られなかった。これは、陽極端付近 ( $z < 205$  mm) まで  $\beta_e > 1$  かつ  $r_L/L < 1$  となったため、電子は半径方向へ移動することができず  $E \times B$  ドリフトにより放電室下流へ流されたが、 $z > 205$  mm の領域では、電子ホールパラメータが  $\beta_e < 1$  となり半径方向へ移動可能となったためである。

**(3) MK-2 スラスタの作動中において、陰極温度が耐熱温度を下回っているか明らかにする。**

本研究目的に対しては、MPD スラスタの作動中において、最も熱的に厳しくなる構成要素である陰極に焦点を当て、MK-2 スラスタにおいて、2 MW (臨界電流) 以上の電力を投入した際にも、陰極表面温度が耐熱温度を下回っているか実験的に明らかし、さらに、その時の陰極表面温度分布とプラズマ電流密度との関係を明らかにするために、陰極表面温度

計測とプラズマ電流密度計測を行った。

まず新しく開発した二色温度計により、MPD スラスタのプラズマ発光下における陰極表面温度の2次元分布を、はじめて実験的に明らかにし、MPD スラスタ作動中における陰極表面温度分布の議論を可能にした。

この計測により推進剤種と放電室形状、MK-2 スラスタにおいては、臨界電流以上（2 MW 以上の投入電力）においても、最も熱容量が小さく高温になりやすい陰極先端における平均温度は 3000 K を下回り、作動中における陰極表面温度がタングステンの融点（3695 K）を下回ることが明らかになった。このように MK-2 スラスタでは、MPD スラスタの典型的な動作点である臨界電流以上においても、耐熱温度以下での作動が可能であることを実験的に明らかにした。

一方で、陰極表面において局所的に高温となる陰極スポットが確認された。陰極表面温度分布から見積もった熱電子放出量と放電電流との間には、オーダーで差があるため、MK-2 スラスタにおいて、本実験のような準定常作動では、陰極スポットからの熱電子が主要な放電維持構造となっていると考えられる。

また陰極の加熱構造とプラズマ電流密度分布との間には相関が見られた。水素を推進剤とした場合、プラズマ電流密度は放電室の中心軸付近において高くなった一方で、アルゴン推進剤とした場合、プラズマ電流密度は比較的半径方向に一様な分布となった。この結果は、陰極表面温度分布と電流付着部位には相関が有ることを示している。正確には、陰極表面の現象を説明するためには、シースについても調査する必要があるが、電流の付着部位の推定のためには、陰極表面温度分布を計測すればよいと考えられる。このように陰極表面温度分布計測により、陰極表面における放電構造を説明することが可能であることを実験的に示すことができた。

### ✓ MK-2（実機スケール）スラスタにおいては、どのような設計とすべきか。

特に水素を推進剤とした場合の MK-2 スラスタの放電室設計としては、軸方向ローレンツ力を増加できるような程度電流経路を張り出すことが可能であり、電極近傍における推力に寄与しない電力消費を抑制可能かつ、放電集中を抑制可能である、ノズル開き角をわずかに設けた陽極形状とするべきである。また陽極壁面におけるプラズマの枯渇抑制のため、バックプレートに加えて陽極壁面からも推進剤を供給すべきである。

## 8.2. 今後の課題

第7章と本章にて記述したように、MK-2 スラスタのように大型化することにより、MK-1 スラスタと比較して、推進性能を保ったままに、放電集中を抑制、また陰極に関して耐熱温度以下での作動が可能であることを明らかにした。その一方で、推力電力比等、一部特性が変化することもあり、さらなる設計最適化が必要である。そこで今後の課題としては、下記の項目が挙げられる。

- (1) イオンスリップの実験的検証および数値計算コードのチューニング
- (2) 陰極シースモデルと電磁流体モデルとの連成計算
- (3) 陽極壁面からの推進剤供給による推進性能と放電集中の更なる改善
- (4) 陽極壁面温度計測
- (5) MPD スラスタシステム設計最適化

(1) に関しては、イオンと中性粒子の速度および温度を別々に計測する必要がある。これまでに Malliaris ら[79]や杵淵ら[75]により、イオンと中性粒子の速度差が計測されてきたが、限定された計測であり、同軸形状の MPD スラスタ内部のイオンスリップを詳細に計測した例は無い。イオンスリップの実測によりイオンスリップの抑制可能な設計改善が可能になると考えられ、また数値計算のモデル検証も可能になる。さらに、本研究においては数値計算結果と実験結果とでは定性的にも異なる結果が得られたため、シース計算に加え、実験結果に合わせ込むようなチューニングが必要である。(2) については、本研究の結果から、バルクプラズマと陰極現象に関しては、定性的な相関が見られたものの、実際には、電極表面における電氣的に非中性な層(シース)の現象も考慮しなければ定量的な議論は困難である。また陰極表面における放電付着を数値的に再現するためにも、必要となる。またシースモデルと電磁流体モデルとを連成させた計算をする際には、シース計算の境界条件として、陰極温度を仮定する必要があるが(電極温度に関しても自己無撞着に計算することが望ましいが)、その際に、本研究で取得した陰極表面温度分布を境界条件とすることで、数値的に準定常作動を模擬できるため、準定常と定常作動との比較の点でも非常に重要な課題である。(3) については、実際に陽極壁面から推進剤を供給することで、提案したように推進性能と放電集中が可能かどうかを実験的に検証する必要がある。(4) に関しては、放電



集中の緩和により陽極壁面温度も実際に低下しているかどうかを確認する必要がある。また（5）に関しては、宇宙実用の際にはシステムレベルで最適化する必要がある。

# 付録 A

## プラズマ計測と磁場計測のエラー

付録 A では、第 5 章と第 6 章で示したプラズマ計測結果と磁場計測結果のコンター図のエラーについて、それぞれのエラーをエラーマップとして記載する。

第 6 章で述べたように、電子温度と電子数密度、浮遊電位については 3 回の計測における標準偏差（ばらつき）をエラーとして評価し、磁束密度強度については、3 回の計測における標準偏差と各ショットにおける平均値に対する標準偏差の 2 乗平均をとりエラーとして評価した。その他のパラメータは、誤差伝搬の法則に従い、エラーを算出した。

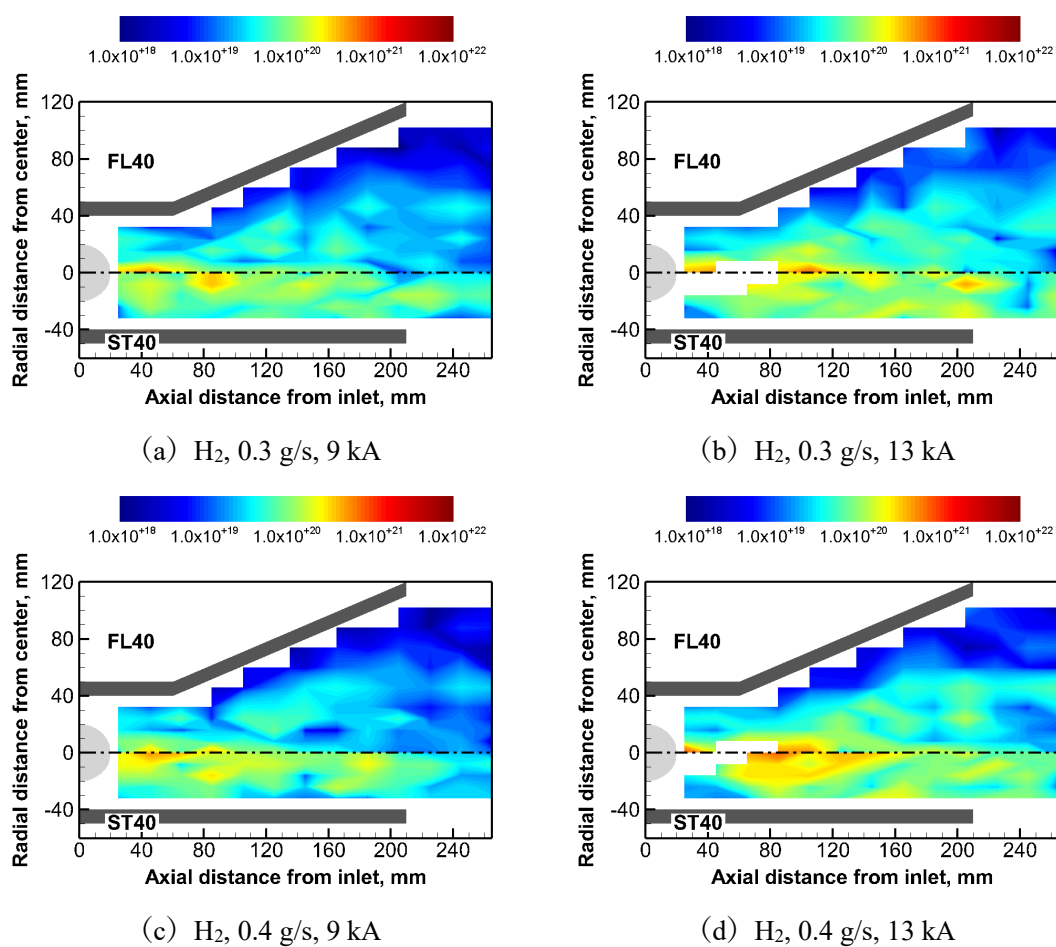


図 A.1 水素を推進剤とした場合の電子数密度分布のエラー [ $\text{m}^{-3}$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

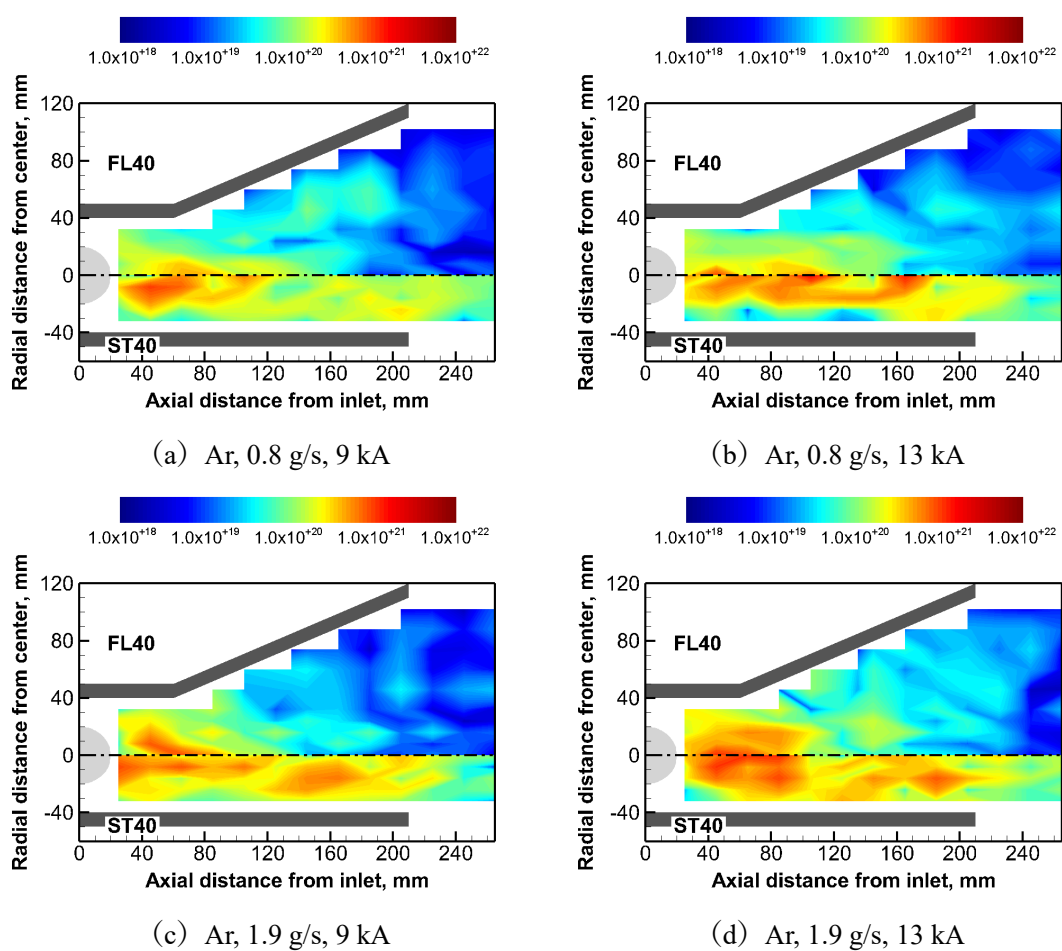


図 A.2 アルゴンを推進剤とした場合の電子数密度分布のエラー [ $\text{m}^{-3}$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

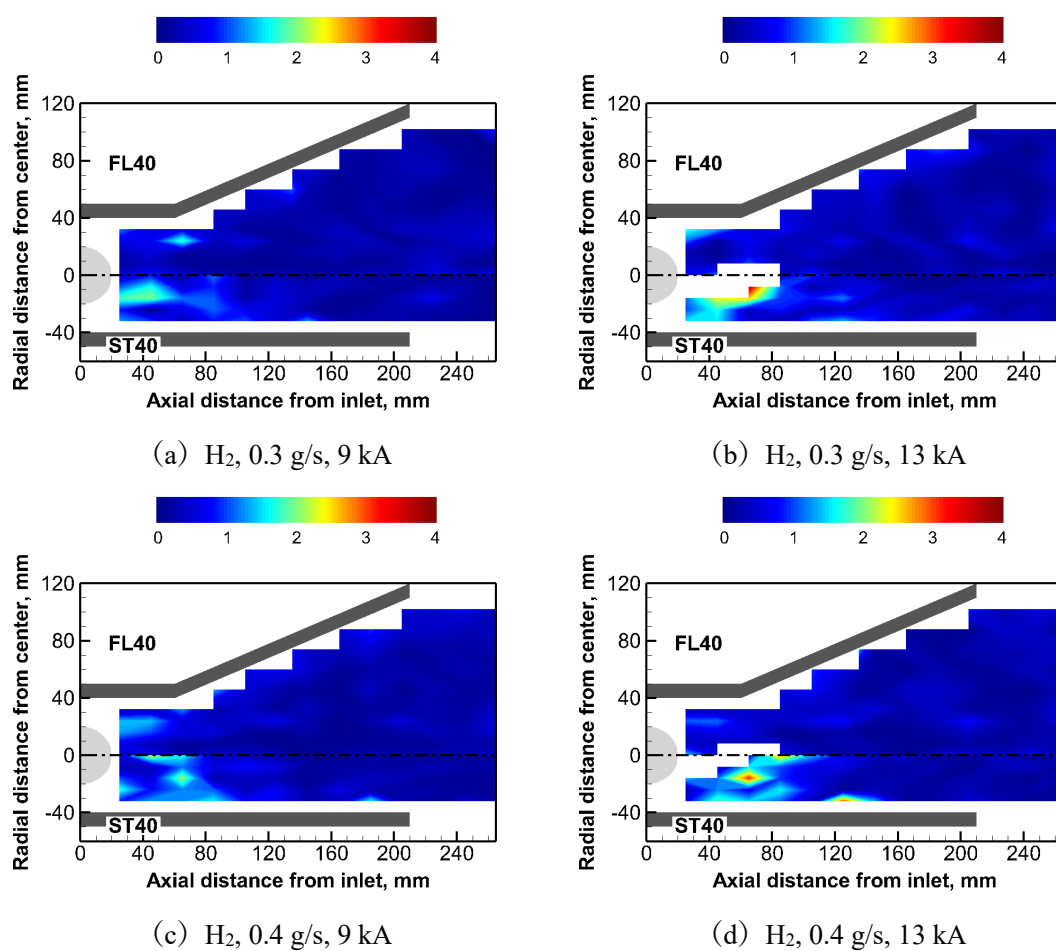


図 A.3 水素を推進剤とした場合の電子温度分布のエラー[eV] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

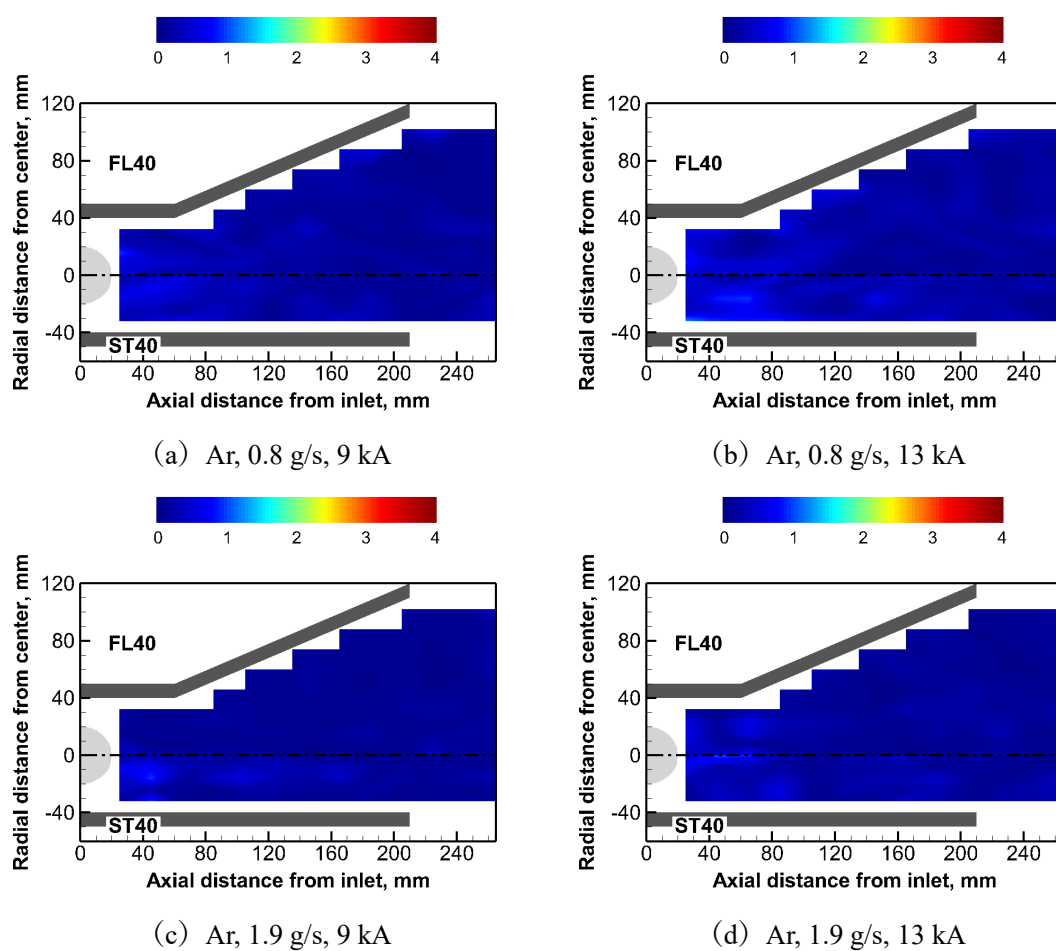


図 A.4 アルゴンを推進剤とした場合の電子温度分布のエラー[eV] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

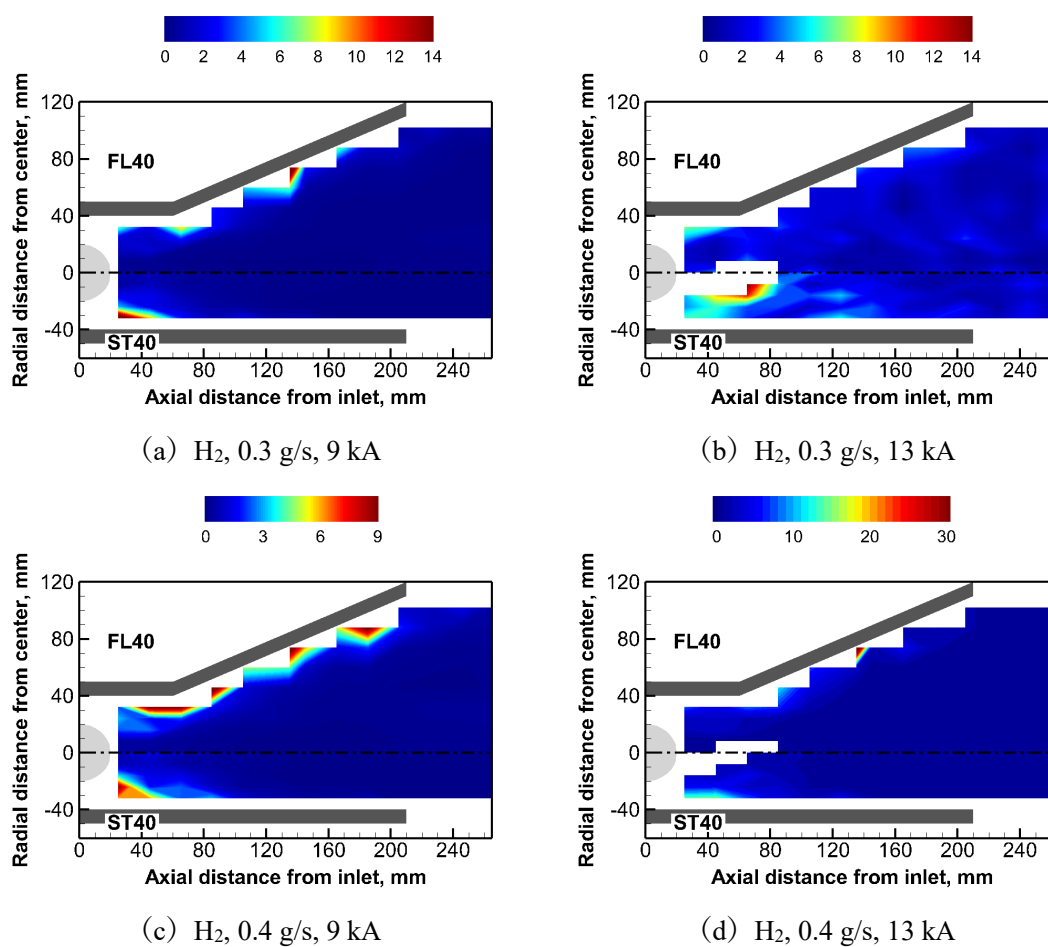


図 A.5 水素を推進剤とした場合の電子ホールパラメータ分布のエラー[-] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

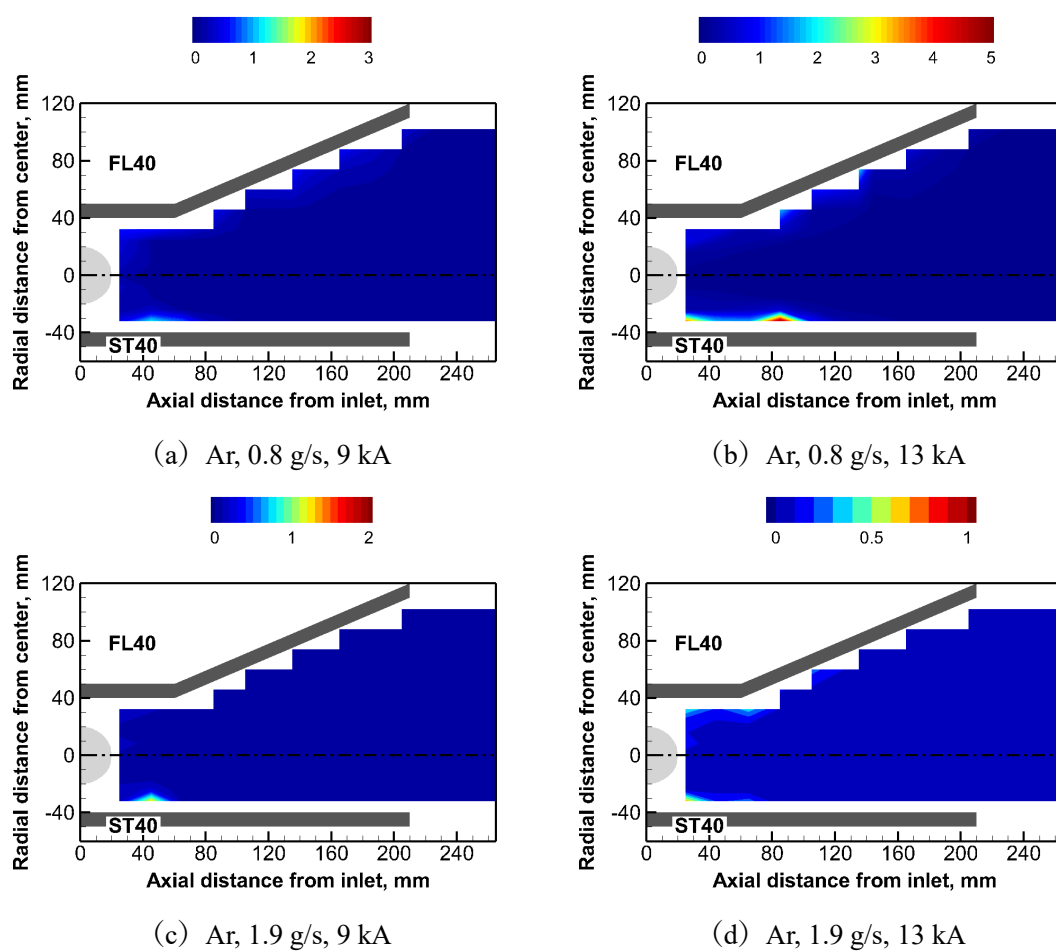


図 A.6 アルゴンを推進剤とした場合の電子ホールパラメータ分布のエラー[-] (上半分 : FL40 スラスタ, 下半分 : ST40 スラスタ)



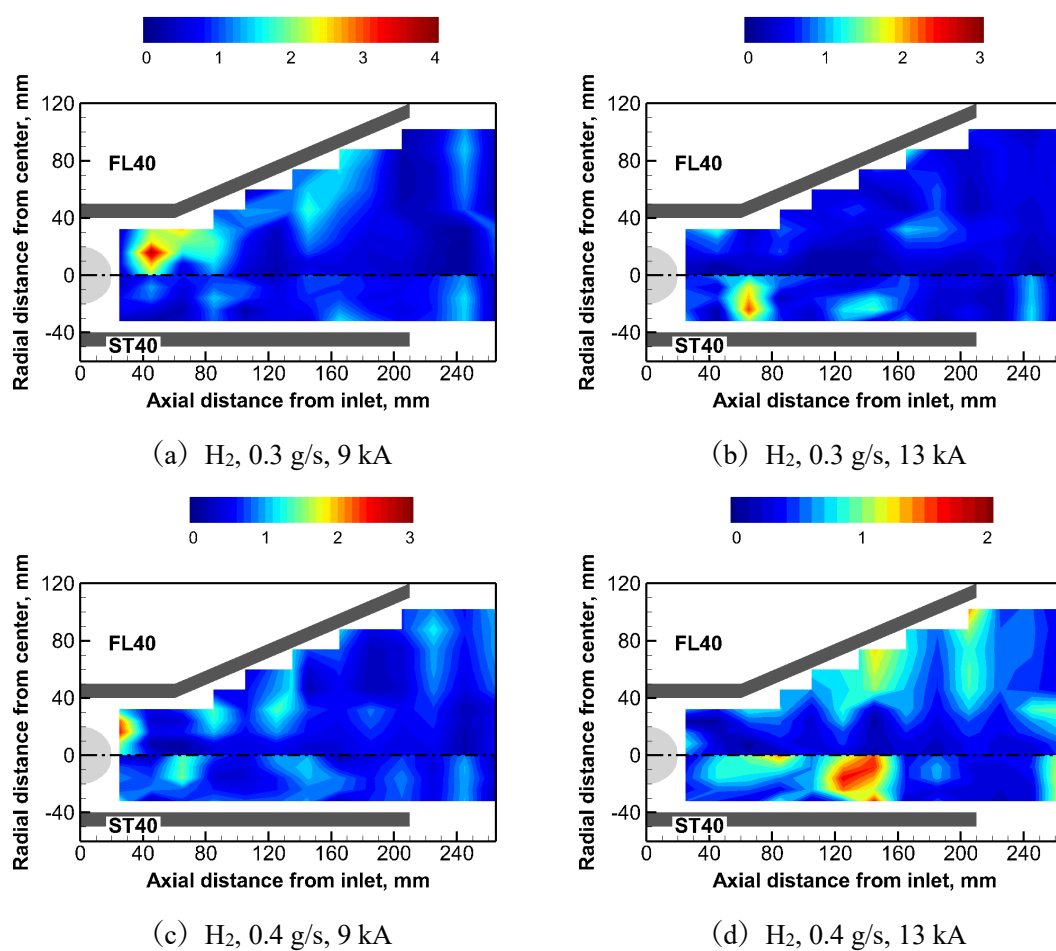


図 A.7 水素を推進剤とした場合の浮遊電位分布のエラー[V] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

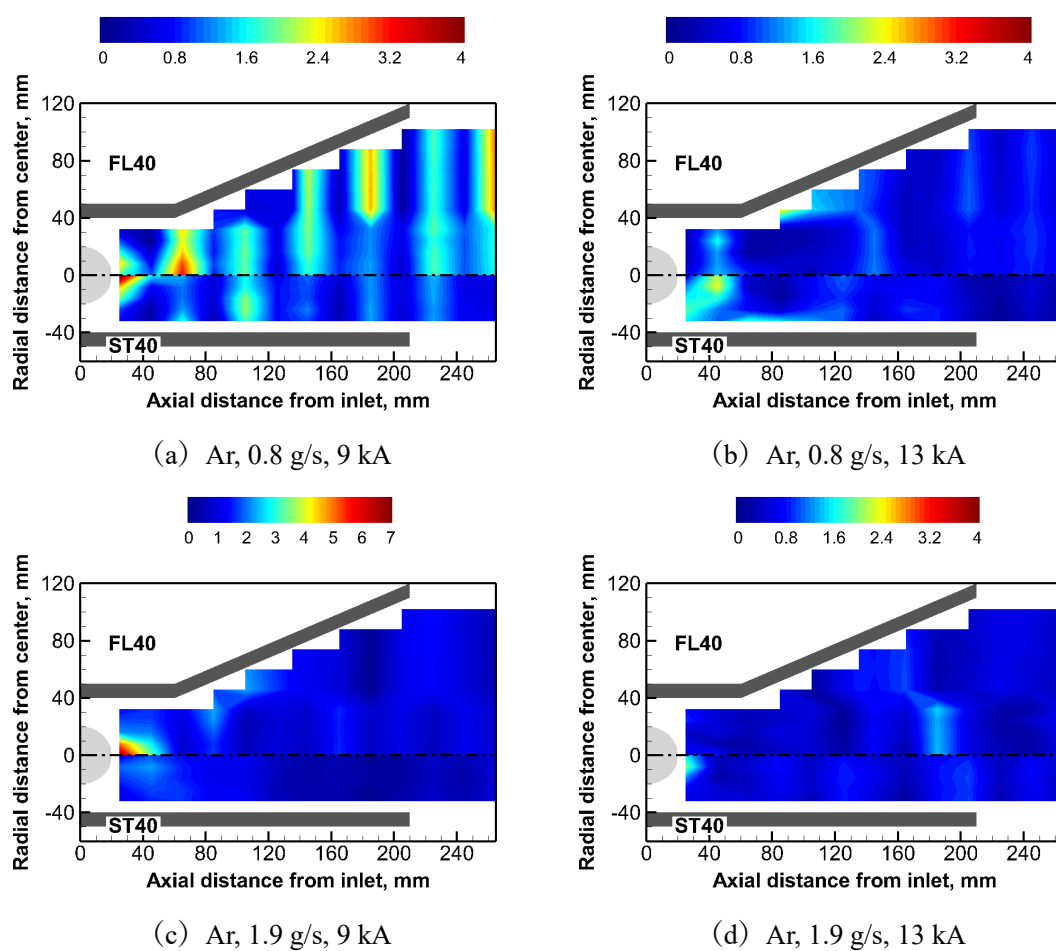


図 A.8 アルゴンを推進剤とした場合の浮遊電位分布のエラー[V] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

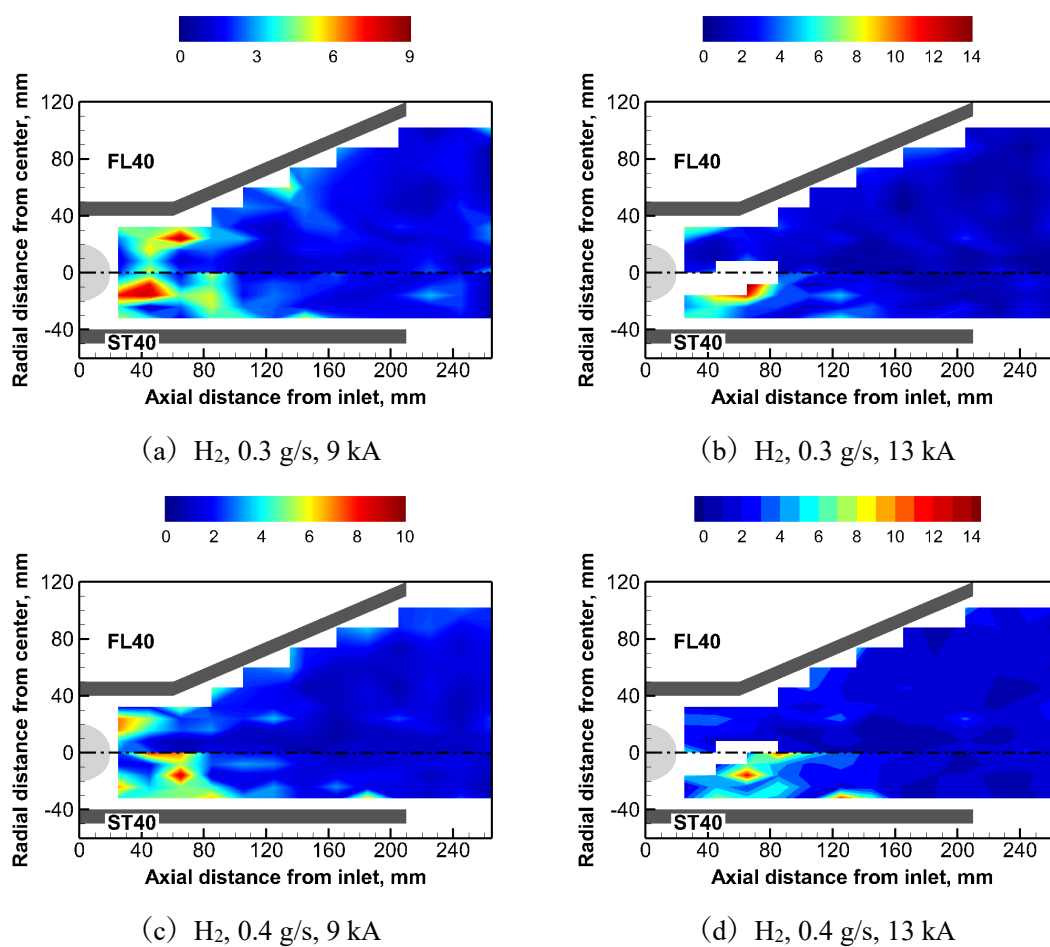


図 A.9 水素を推進剤とした場合の空間電位分布のエラー[V] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

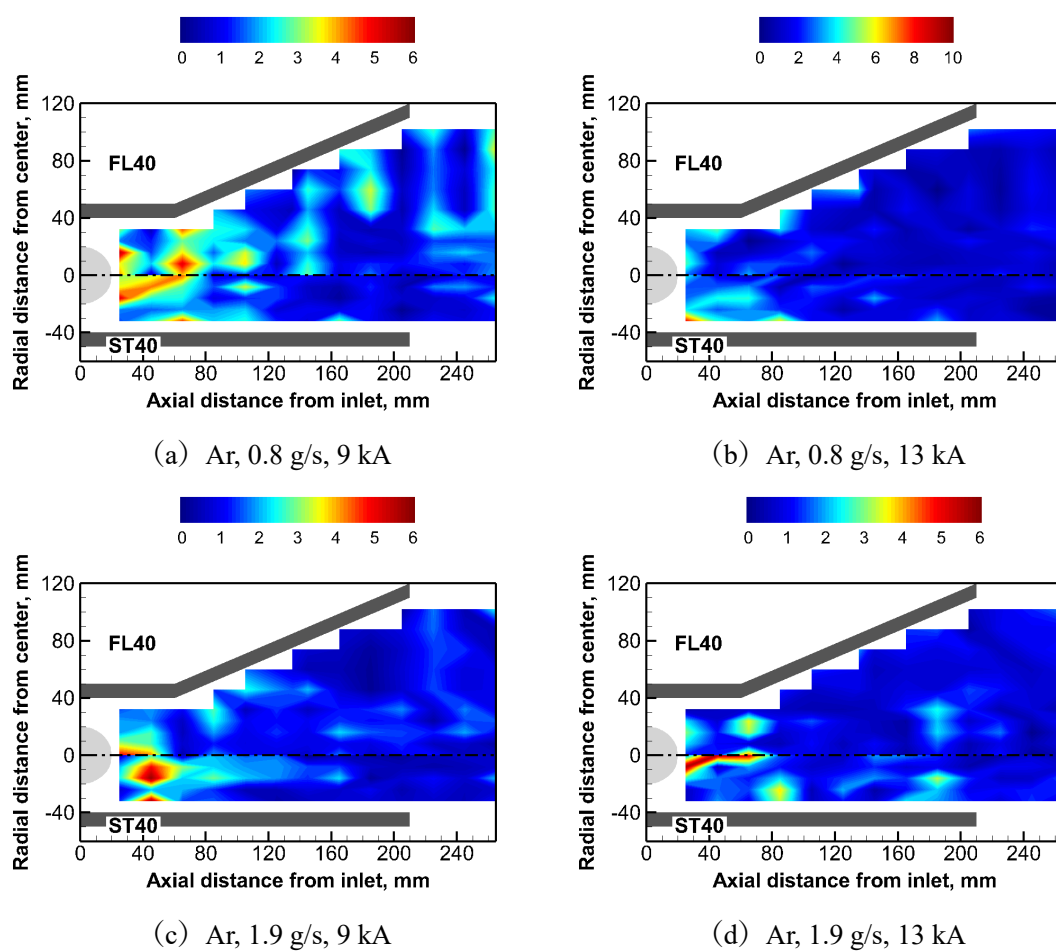


図 A.10 アルゴンを推進剤とした場合の空間電位分布のエラー[V] (上半分：FL40 スラスタ, 下半分：ST40 スラスタ)

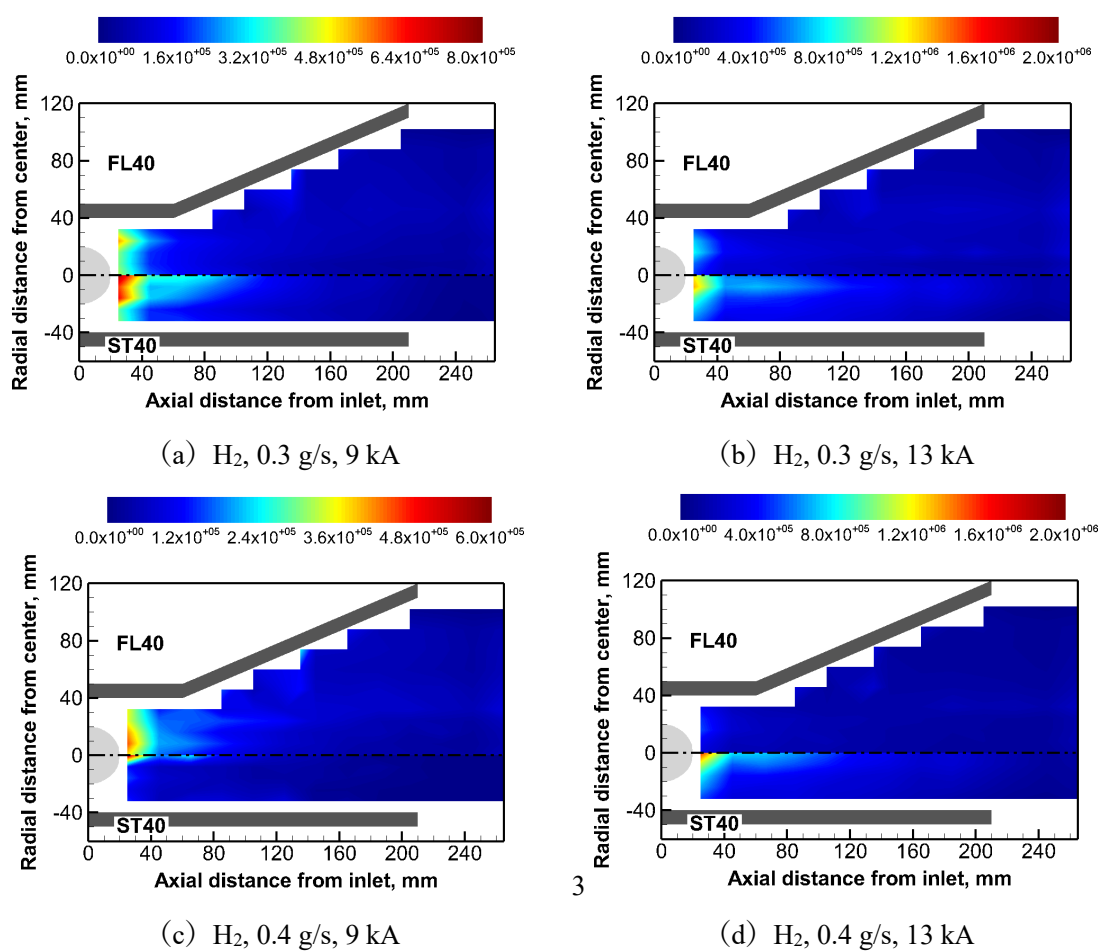


図 A.11 水素を推進剤とした場合の半径方向電流密度分布のエラー [ $A/m^2$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

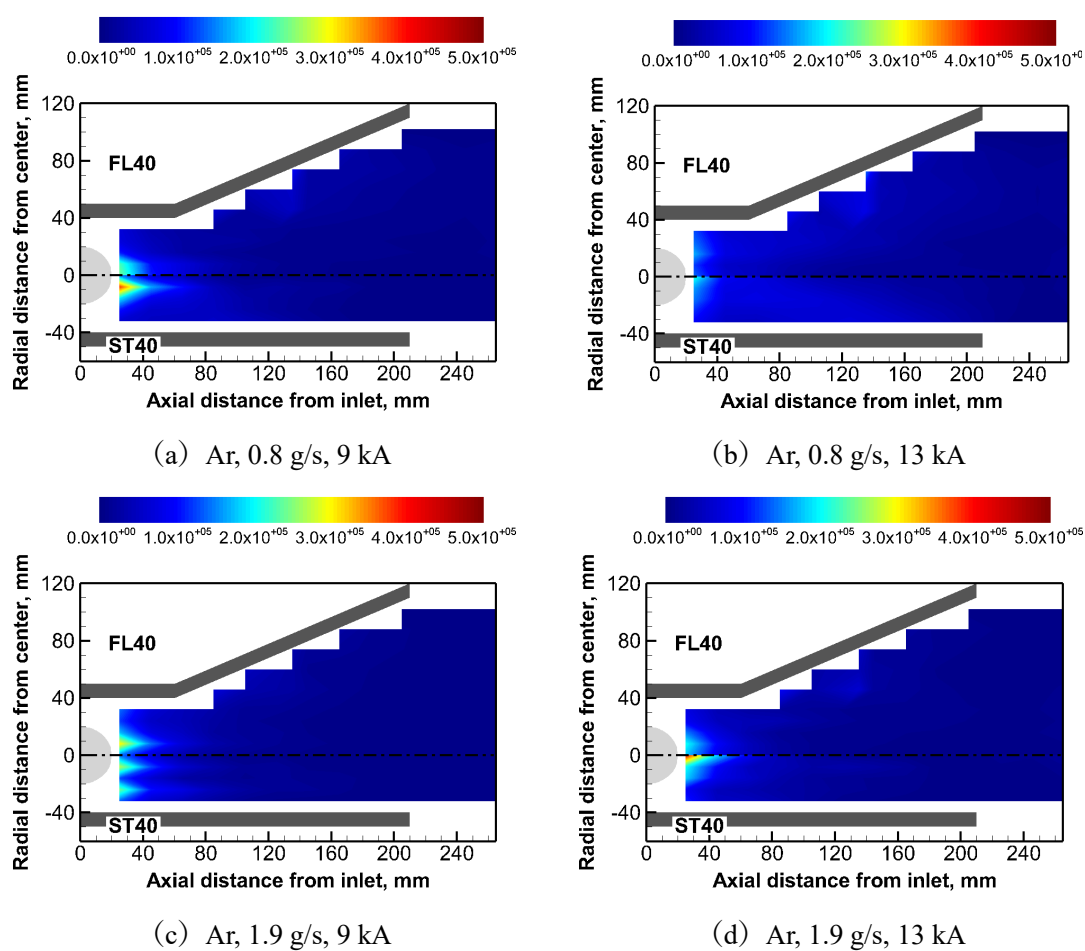


図 A.12 アルゴンを推進剤とした場合の半径方向電流密度分布のエラー[A/m<sup>2</sup>] (上半分：FL40 スラスタ，下半分：ST40 スラスタ)

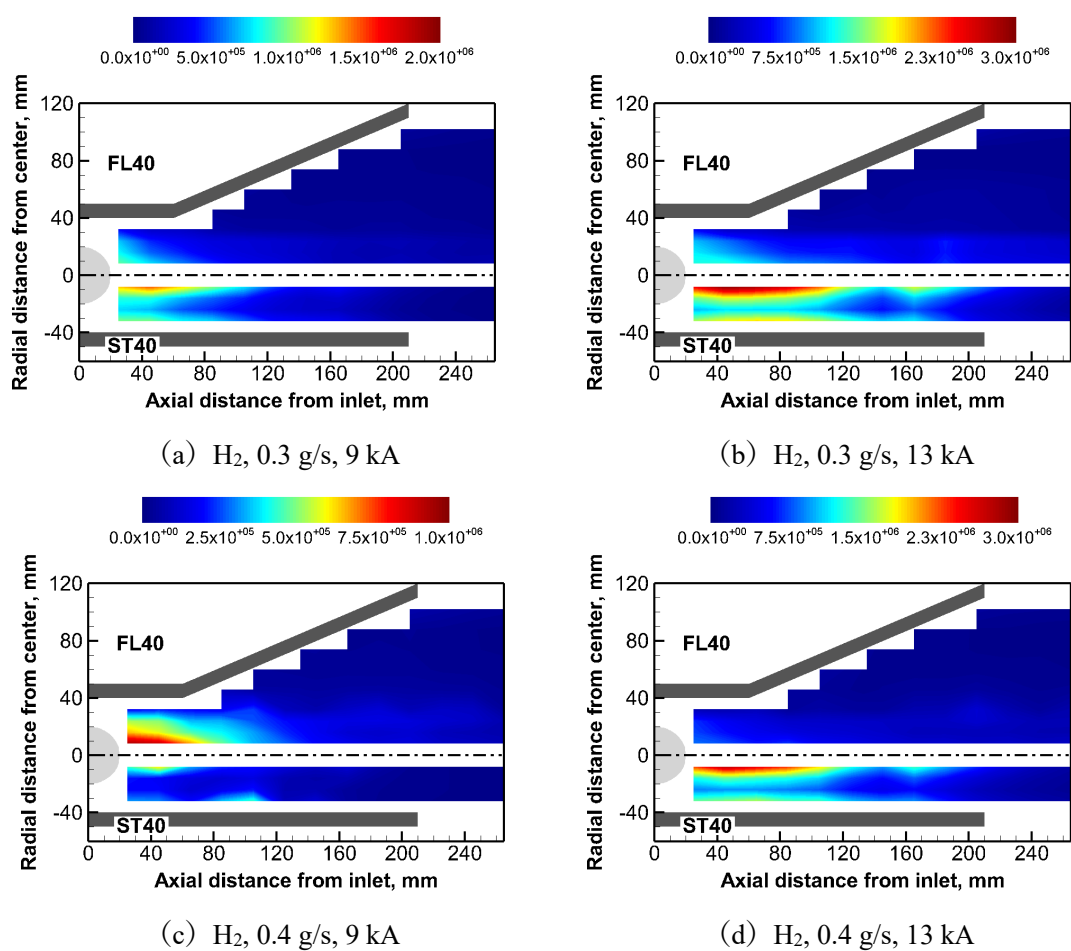


図 A.13 水素を推進剤とした場合の軸方向電流密度分布のエラー [ $A/m^2$ ] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

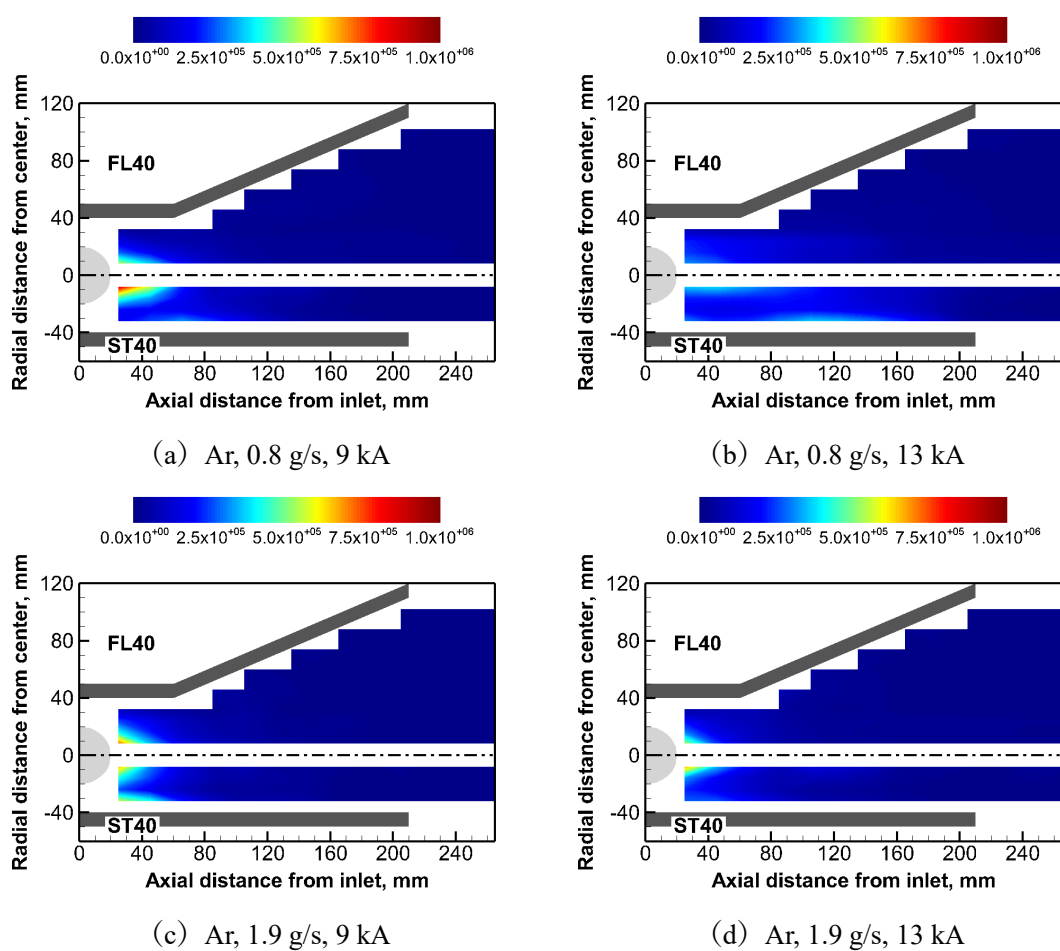


図 A.14 アルゴンを推進剤とした場合の軸方向電流密度分布のエラー [ $A/m^2$ ] (上半分 : FL40 スラスタ, 下半分 : ST40 スラスタ)



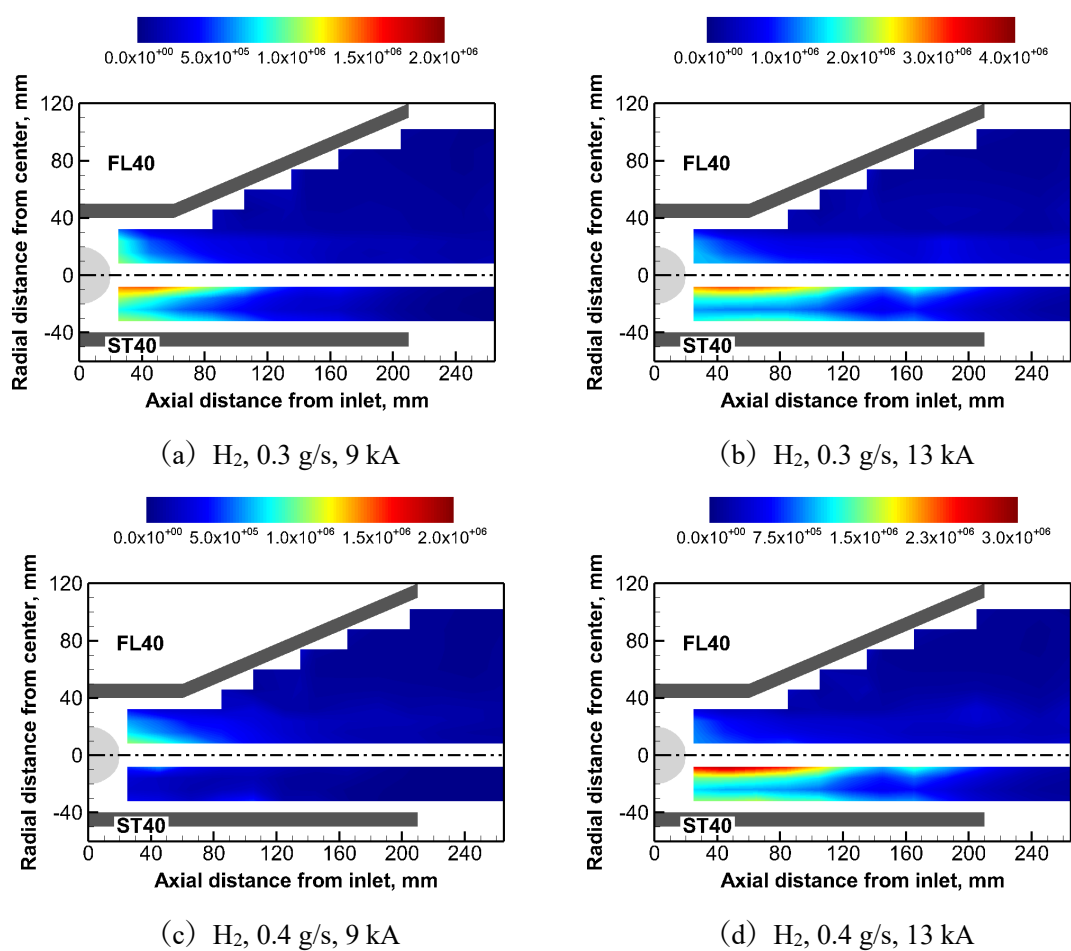


図 A.15 水素を推進剤とした場合の全電流密度分布のエラー[A/m<sup>2</sup>] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

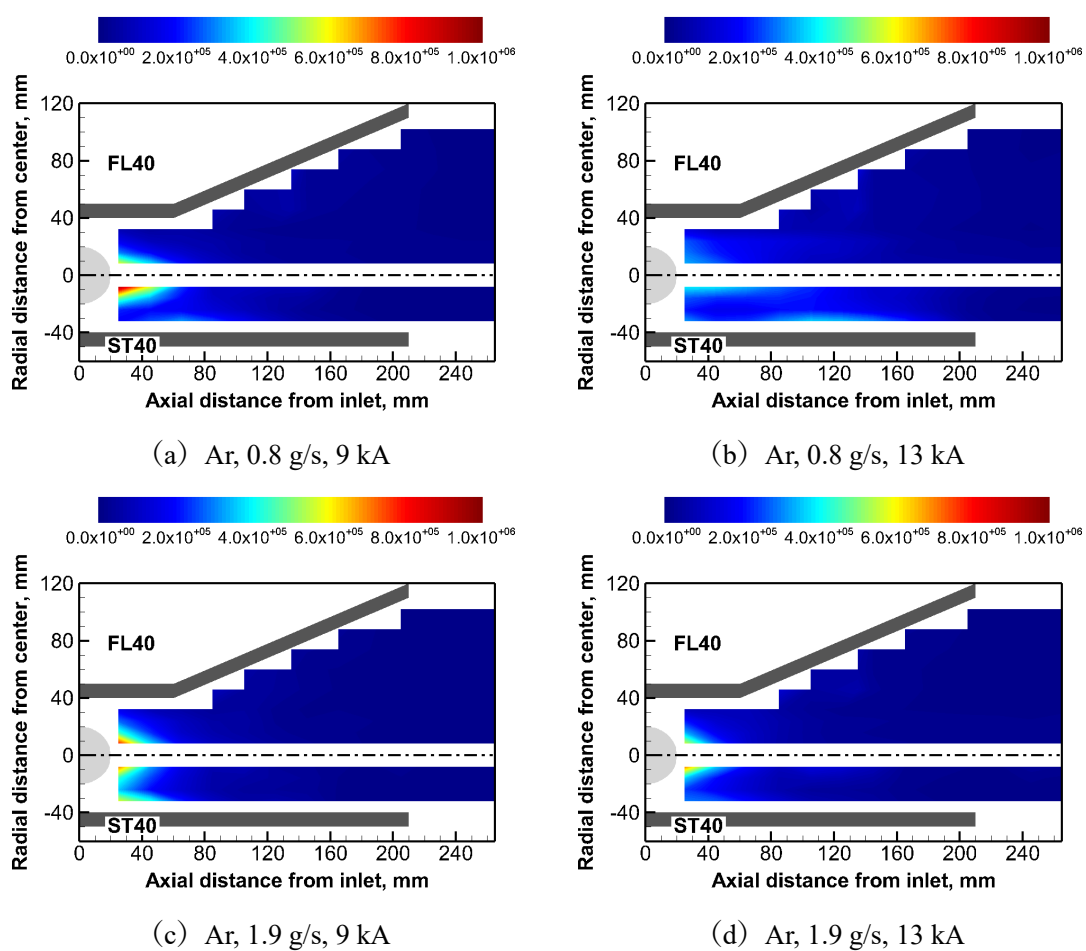


図 A.16 アルゴンを推進剤とした場合の全電流密度分布のエラー[A/m<sup>2</sup>] (上半分: FL40 スラスタ, 下半分: ST40 スラスタ)

# 付録 B

## ST40 スラスタにおける陰極表面温度の半径方向分布

付録 B では、第 6 章 6.3.2 で示した陰極表面温度分布の半径方向分布 (図 6.36) について、第 6 章のようにある箇所 (赤線部) の値を抜き出す方法ではなく、計測で得られた陰極表面温度分布の画像を極座標変換することにより求めた結果を述べる。本付録における陰極表面温度の半径方向分布は、図 B.1 に示すように極座標変換した画像を 20 区間に分割して (赤枠部) して、その面内における温度を平均することにより算出した。

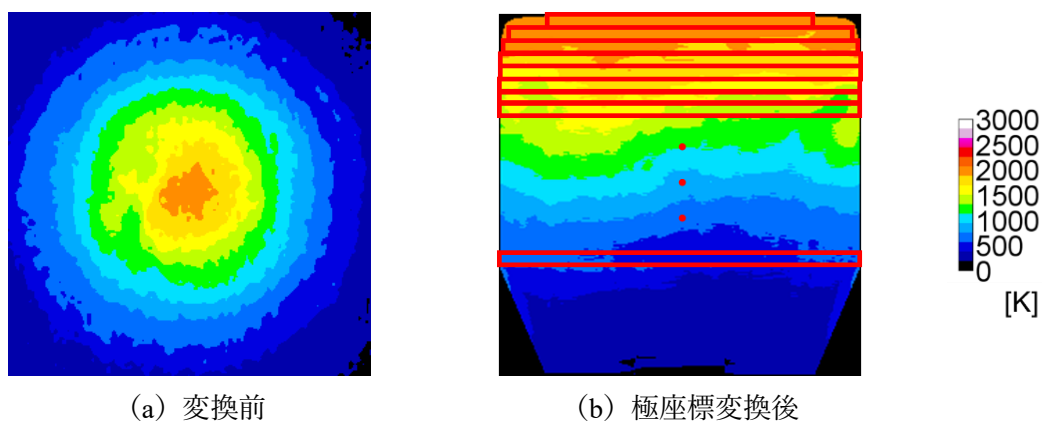


図 B.1 陰極表面温度分布の極座標変換 ( $H_2$ , 0.3g/s, 13 kA, ST40 スラスタ)

図 B.2 と図 B.3 に水素を推進剤、推進剤流量 0.3 g/s と 0.4 g/s の場合における陰極表面温度の半径方向分布を示す。

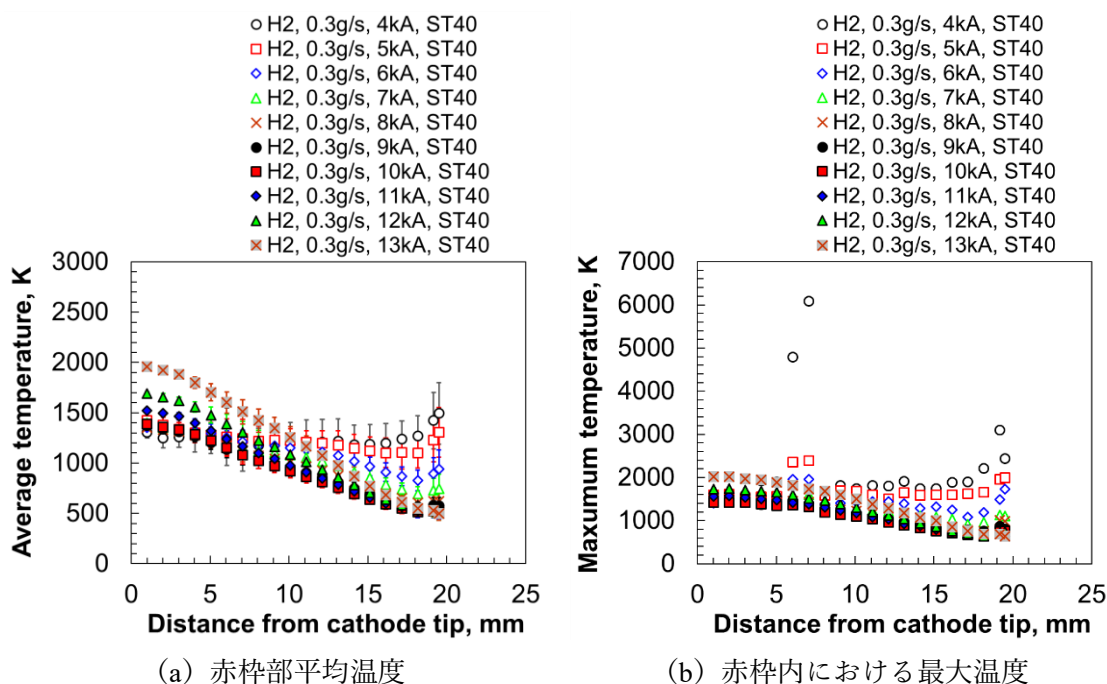


図 B.2 陰極表面温度の半径方向分布 (H<sub>2</sub>, 0.3g/s, ST40 スラスタ)

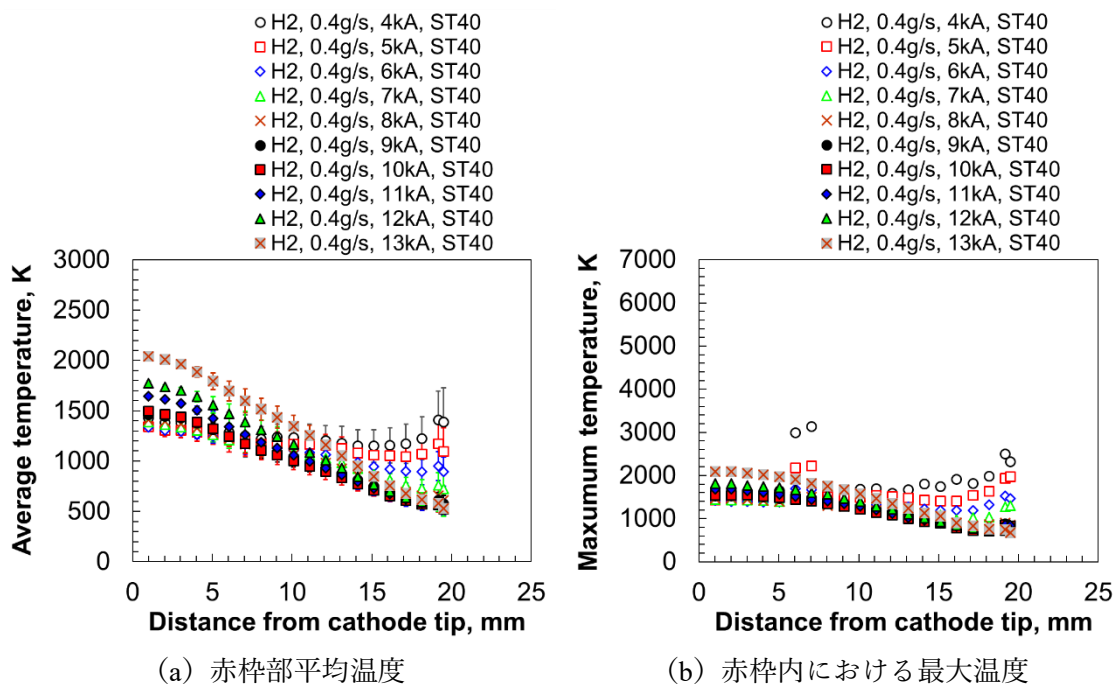


図 B.3 陰極表面温度の半径方向分布 (H<sub>2</sub>, 0.4g/s, ST40 スラスタ)

図 6.36 に示した半径方向分布と図 B.2 では、定性的・定量的に一致しているため、陰極表面温度は周方向に一様であると判断できる。

# 付録 C

## 準定常作動における定常性に関する考察

MW 級の電力にて定常作動試験をすることは、電力および真空設備の観点から、困難であるため、本研究では、定常作動を模擬する準定常作動にて実験を行った。本付録では、準定常実験における定常性に関して、検討を行う。本付録では、高性能化と熱設計との両立の観点から本研究で焦点を当てた、水素を推進剤とした場合の検討を行う。

まず水素を推進剤とした場合の放電室内における電離度を見積もる。ここでは、水素 0.3 g/s, 9 kA, FL40 スラスタの  $r=32$  mm における  $z$  方向を代表的なパラメータとして考える。下記の検討は文献[80,81]を参考にした。

ここで、 $n_e=n_i$  の仮定の下、中性粒子数密度は流量保存式、

$$\dot{m} = (m_n n_n u_n + m_i n_i u_i) A \quad (\text{C.1})$$

から見積もることができる。本条件において、MPD スラスタの流速がイオン流速と等しいと仮定すると  $u_i$  は、推力  $F=\dot{m} u_i$  から見積もり、49.9km/s となる。ここで、MPD スラスタのプラズマ中においてはイオンスリップが生じていることが多い[75,79]ことを考慮して、中性粒子の速度  $u_n=24.9$ km/s と仮定すると、 $r=32$ mm において、中性粒子数密度は約  $2 \times 10^{21}$  /m<sup>3</sup> となり、特に放電室出口付近における電離度は、概ね 0.1~0.14 程度と見積もることができる。以下の検討では、水素 0.3 g/s, 9 kA, FL40 スラスタの  $r=32$  mm における  $z$  方向のプラズマパラメータが平均して、電子数密度約  $1 \times 10^{20}$  /m<sup>3</sup>, 電子温度約 20000K であることから、この値を使用して検討を進める。ここで電離度が 0.1 であると仮定すると、中性粒子数密度は、 $n_n = 1 \times 10^{21}$  /m<sup>3</sup> となる。

放電室内部における平均自由行程と衝突頻度は、上記に示した中性粒子数密度と温度 ( $T_e = T_i$ ) の予測から、見積もることが可能である。表 C.1 に上記の仮定の下で推算した衝突頻度をまとめる。

表 C.1 から、イオン電子間に関する時定数は、0.9 ns、原子電子間に関しては、20 ns、原子間に関しては、152 ns となり、放電時間に対して十分に短い時定数となっていることから、本実験において、定常性は確保できていると考えられる。さらに、MPD スラスタの流れ場に関するとしても考えてみると、準定常作動 MPD スラスタにおけるプラズマ流れ場の速度は、典型的には 10 km/s を超えるとされている[82]。ここで放電室長さは、本実験における MK-2 スラスタの長さである 210 mm とすると、MPD スラスタのプラズマ流れ場の特性時間は、21  $\mu$ s となる。

以上から、本実験における半値幅 1.3 ms の放電時間は、プラズマの特性時間や中性粒子の特性時間に対して、十分に長いため、定常性は確保できていると考えられる。

これらの一方で、並進エネルギーと振動エネルギー間のエネルギー緩和が進みにくく、並進-振動エネルギー間の緩和時間については ms オーダーを上回る可能性が指摘されている[23]。この点に関しては、準定常作動と定常作動との違いとして認識し、考慮する必要があると考えられる。

表 C.1 水素を推進剤とした場合の放電室内部における衝突頻度

変数		定義・仮定	値
電子数密度	$n_e$	計測値から仮定	$1 \times 10^{20} / \text{m}^3$
中性粒子数密度	$n_n$	流量保存式から見積り	$1 \times 10^{21} / \text{m}^3$
イオン速度	$u_i$	$u_i = F / \dot{m}$	49.9 km/s
中性粒子速度	$u_n$	0.5 $u_i$ を仮定	24.9 km/s
電離度	$\alpha$	中性粒子数密度から見積り	0.1
電子温度	$T_e$	計測値から仮定	20000 K
イオン温度	$T_i$	$T_e = T_i$ を仮定	20000 K
熱速度			
電子	$u_{\text{th}, e}$	$\sqrt{8kT_e / \pi m_e}$	879 km/s
イオン	$u_{\text{th}, i}$	$\sqrt{8kT_i / \pi m_i}$	20.5 km/s
原子	$u_{\text{th}, n}$	$u_{\text{th}, i} = u_{\text{th}, n}$	20.5 km/s
平均自由行程			
電子-イオン間	$\lambda_{ei}$	$u_{\text{th}, e} / \nu_{ei}$	$8.39 \times 10^{-4} \text{ m}$
電子と原子間	$\lambda_{en}$	$1 / n_n \sigma_{en}$	$1.76 \times 10^{-2} \text{ m}$
原子間	$\lambda_{nn}$	$1 / \sqrt{2} n_n \pi d^2$	$3.11 \times 10^{-3} \text{ m}$
衝突断面積			
電子-原子間	$\sigma_{en}$	$\pi(r_n + r_e)^2$	$5.68 \times 10^{-20} \text{ m}^2$
電子-イオン間	$\sigma_{ei}$	$\frac{4}{3} \frac{4.39 \times 10^{-10}}{T_e^2} \ln \left( \frac{1.24 \times 10^7 T_e^{1.5}}{\sqrt{n_e}} \right)$	$1.19 \times 10^{-17} \text{ m}^2$
衝突周波数			
イオン-電子間	$\nu_{ei}$	$\nu_{ei} = n_i \sigma_{ei} u_{\text{th}, e}$	$1.05 \times 10^9 / \text{s}$
原子-電子間	$\nu_{en}$	$\nu_{en} = u_{\text{th}, e} / \lambda_{en}$	$4.99 \times 10^7 / \text{s}$
原子間	$\nu_{nn}$	$\nu_{nn} = u_{\text{th}, n} / \lambda_{nn}$	$6.59 \times 10^6 / \text{s}$

# 付録 D

## 使用前後の陰極の様子

本付録では、一回の実験期間中（2019/7/2-2019/7/19）における使用前後の陰極の様子を示す。正確には、同じ画角、条件にて撮影・比較する必要があるが、図 D.1 に示すように、使用前は光沢のある状態であるが、使用後は表面の光沢がなくなり、荒れた状態になっていることがわかる。なお、使用前の陰極は、それ以前の実験期間において荒れた状態となった陰極表面を、やすり掛けすることで、表面状態を光沢のある状態へ戻していることを付記しておく。本陰極は、少なくとも 1114 回の放電を行った前後の様子である。なお一回の放電時間が半値幅 1.3ms であるため、簡単な換算であるが、積算で 1.45 秒の放電を行っている。1114 回の放電の内訳は、表 D.1 に示す通りである。



(a)



(b)

図 D.1 使用前 (a) と使用後 (b) の陰極の様子



表 D.1 1114 回の放電の内訳

推進剤	推進剤流量	放電電流	放電回数
水素	0.3g/s	4kA	13
		5kA	11
		6kA	6
		7kA	6
		8kA	6
		9kA	172
		10kA	6
		11kA	73
		12kA	8
		13kA	93
水素	0.4g/s	4kA	3
		5kA	3
		6kA	3
		7kA	3
		8kA	3
		9kA	58
		10kA	3
		11kA	22
		12kA	3
		13kA	49
アルゴン	0.8 g/s	4kA	4
		5kA	5
		6kA	5
		7kA	5
		8kA	5
		9kA	83
		10kA	5
		11kA	60
		12kA	4
		13kA	89
アルゴン	1.9 g/s	4kA	3
		5kA	3
		6kA	3
		7kA	3
		8kA	3
		9kA	56
		10kA	3
		11kA	15
		12kA	3
		13kA	58
ヘリウム	0.47g/s	4kA	0
		5kA	0
		6kA	0
		7kA	0
		8kA	0
		9kA	3
		10kA	3
		11kA	25
		12kA	3
		13kA	3
ヘリウム	0.65g/s	4kA	0
		5kA	0
		6kA	0
		7kA	0
		8kA	0
		9kA	3
		10kA	3
		11kA	15
		12kA	3
		13kA	3
窒素	0.32g/s	4kA	0
		5kA	0
		6kA	0
		7kA	3
		8kA	3
		9kA	3
		10kA	3
		11kA	30
		12kA	3
		13kA	3
窒素	0.9g/s	4kA	3
		5kA	3
		6kA	3
		7kA	3
		8kA	3
		9kA	3
		10kA	3
		11kA	16
		12kA	3
		13kA	3

## 謝辞

本論文を締めくくるにあたり、お世話になりました全ての皆様にこの場をお借りして、感謝申し上げます。

本研究を行うにあたり、船木一幸教授をはじめ、MPD スラスタの共同研究を行ってこられた先生方、関係の方から多くのご指導、ご意見を賜りました。この場をお借りして心から御礼を申し上げます。

指導教員である船木一幸教授には、本研究を行う機会を与えていただきましたこと、心から感謝申し上げます。また MPD スラスタをはじめとした電気推進・プラズマの基礎から論文の書き方や、研究の進め方、また結果に関する的確なご指摘など、多大なるご指導を賜りました。改めて心から御礼申し上げます。

本論文の審査員を務めていただきました、岐阜大学の宮坂武志教授、東京工業大学の奥野喜裕教授、宇宙科学研究所/総合研究大学院大学の佐藤毅彦教授、阿部琢美准教授からは、MPD スラスタ、またプラズマ物理の専門家として、工学・理学多くの視点から貴重なご意見をいただきました。ここに深く御礼申し上げます。

JAXA の窪田健一氏には、MPD スラスタの数値計算やリサーチアシスタント業務において、丁寧にご指導いただき、多くのご助言をいただきました。心より感謝申し上げます。

龍谷大学の太田裕哉助教には、研究方針に関する相談から、装置の動かし方や計測方法も含めた MPD スラスタ実験の方法など、基本的なところから教えていただきました。また本研究を行うにあたり、不具合等の確認から結果の議論まで多くのご指導をいただきましたこと、心から感謝申し上げます。

名古屋大学の川崎央助教には、研究室配属直後から、MPD スラスタの基礎から論文添削、また計算・実験結果の議論まで、多くのご指導を賜りました。深くお礼申し上げます。

日本大学の中根昌克准教授には、学部ころから、本研究に関してご指導をいただきました。大学院からは研究室を移動しましたが、学会等の節目節目のタイミングで本研究をまとめるにあたり貴重なご意見を多く賜りました。心から感謝申し上げます。

秘書の山下真由美様にも大変お世話になりました。事務手続き等で面倒をおかけしてし

## 謝辞

---

まうこともありましたが，常にサポートしていただき感謝しております．ありがとうございました．

船木研究室の先輩・同級・後輩の皆様にも，本研究を行うに当たり，また研究以外の面においても様々なご協力をいただき感謝しております．MPD スラスタの実験や5年間の研究生活は，皆様のご協力なくしてはなしえないものでした．ありがとうございました．

最後になりますが，博士課程までの長い学生生活を温かく見守り，常にサポートを続けてくださった両親に，心から感謝申し上げます．

## 参考文献

- [1] 国際宇宙探査協働グループ. 国際宇宙探査ロードマップ. 米国航空宇宙局, 2013.
- [2] Dankanich, J., Vondra, B., and Ilin, A. Fast Transits to Mars Using Electric Propulsion. 2010.
- [3] LaPointe, M., Oleson, S., Pencil, E., Mercer, C., Di Stefano, S., Gilland, J., and Mason, L. “MW-Class Electric Propulsion System Designs for Mars Cargo Transport.” *AIAA SPACE 2011 Conference & Exposition, AIAA Paper*, 2011, p. AIAA 2011-7253. <https://doi.org/10.2514/6.2011-7253>.
- [4] Zakharenkov, L. E., Semenkin, A. V., and Solodukhin, A. E. Concept of Electric Propulsion Realization for High Power Space Tug. No. 8, M. Calabro, L. DeLuca, S. Frolov, L. Galfetti, and O. Haidn, eds., 2016, pp. 165–180.
- [5] 栗木恭一, 荒川義博. 電気推進ロケット入門. 東京大学出版会, 2003.
- [6] Ducati, A. C., Giannini, G. M., and Muehlberger, E. “Experimental Results in High-Specific-Impulse Thermoionic Acceleration.” *AIAA Journal*, Vol. 2, No. 8, 1964, pp. 1452–1454. <https://doi.org/10.2514/3.2575>.
- [7] Jahn, R. G. *Physics of Electric Propulsion*. McGraw-Hill, Inc., New York, 1968.
- [8] 栗木恭一. “MPDアークジェット.” *ながれ*, Vol. 7, 1988, pp. 15–27.
- [9] Ducati, A. C., Muehlberger, E., and Giannini, G. M. “High Specific Impulse Thermo-Ionic Acceleration.” *4th Electric Propulsion Conference, AIAA Paper*, 1964, p. AIAA 64-668. <https://doi.org/10.2514/6.1964-668>.
- [10] Uematsu, K., Morimoto, S., and Kuriki, K. “MPD Thruster Performance with Various Propellants.” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 22, No. 4, 1985, pp. 412–416. <https://doi.org/10.2514/3.25766>.
- [11] 田原弘一, 榊原孝久, 加賀谷洋一, 吉川孝雄. “宇宙推進用準定常電磁プラズマジェットの作動特性と放電機構.” *核融合研究*, Vol. 64, No. 2, 1990, pp. 195–211. <https://doi.org/10.1585/jspf1958.64.195>.
- [12] Tahara, H., Yasui, H., Kagaya, Y., and Yoshikawa, T. “Experimental and Theoretical Researches on Arc Structure in a Self-Field Thruster.” *19th International Electric Propulsion*

- Conference*, 1987, p. AIAA-87-1093. <https://doi.org/10.2514/6.1987-1093>.
- [13] Sovey, J. S., and Manteniaks, M. A. “Performance and Lifetime Assessment of Magnetoplasmdynamic Arc Thruster Technology.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 7, No. 1, 1991, pp. 71–83. <https://doi.org/10.2514/3.23296>.
- [14] Choueiri, E. “Scaling of Thrust in Self-Field Magnetoplasmdynamic Thrusters.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 14, No. 5, 1998, pp. 744–753. <https://doi.org/10.2514/2.5337>.
- [15] Choueiri, E. Y., and Ziemer, J. K. “Quasi-Steady Magnetoplasmdynamic Thruster Performance Database.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 5, 2001, pp. 967–976. <https://doi.org/10.2514/2.5857>.
- [16] Merke, W. D., Auweter-Kurtz, M., Habiger, H., Kurtz, H., and Schrade, H. O. “Nozzle Type Mpd Thruster Experimental Investigations.” *Proceedings of the 20th IEPC*, 1988, pp. 169–179.
- [17] Auweter-Kurtz, M. “Plasma Thruster Development Program at the IRS.” *Acta Astronautica*, Vol. 32, No. 5, 1994, pp. 377–391. [https://doi.org/10.1016/0094-5765\(94\)90159-7](https://doi.org/10.1016/0094-5765(94)90159-7).
- [18] Kurtz, H. L., Glocker, B., Habiger, H., Merke, W., and Schrade, H. O. “Cylindrical Steady-State MPD Thruster.” *Proceedings of the 20th IEPC*, 1988, pp. 88–025.
- [19] 上松和夫. “MPD推進機の推進性能に関する実験的研究.” 博士論文, 東京大学, 1984.
- [20] Funaki, I., Toki, K., and Kuriki, K. “Electrode Configuration Effect on the Performance of a Two-Dimensional Magnetoplasmdynamic Arcjet.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 14, No. 6, 1998, pp. 1043–1048. [https://doi.org/Doi 10.2514/2.5372](https://doi.org/Doi%2010.2514/2.5372).
- [21] Nakata, D. “Discharge Pattern and Energy Balance in an MPD Thruster.” *Ph. D. Thesis, The University of Tokyo*, 2008.
- [22] 船木一幸. “MPDアークジェット of 電磁流体流れ.” 博士論文, 東京大学, 1995.
- [23] 佐藤博紀. “水素MPDスラスタ内部における電磁流体 のモデリングと数値シミュレーション.” 博士論文, 総合研究大学院大学, 2012.
- [24] 戸張博之. “電磁プラズマ推進機の加速機構と外部磁場形状効果.” 博士論文, 東北大学, 2003.
- [25] Codron, D. A. “An Experimental Investigation of Cathode Erosion in High Current Magnetoplasmdynamic Arc Discharges.” *Ph. D. Thesis, University of Southern California*, 2012.
- [26] Schrade, H. O., and Kurtzt, H. L. “Cathode Erosion Studies on MPD Thrusters.” *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 8, 1987, pp. 1105–1112. <https://doi.org/doi:10.2514/6.1985-2019>.
- [27] von Jaskowsky, W. F., Kelly, A. J., Jahn, R. G., and Polk, J. E. “Measurement of MPD Thruster

- Erosion Using Surface Layer Activation.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 3, No. 1, 1987, pp. 33–38. <https://doi.org/10.2514/3.22949>.
- [28] Subramaniam, V. . “Onset and Erosion in Self-Field MPD Thrusters.” *Proceedings of the 22nd IEPC*, 1991, p. IEPC-91-021.
- [29] Polk, J. E., Kelly, A. J., Jahn, R. G., Kurtz, H. L., and Auweter-Kurtz, M. “Mechanisms of Hot Cathode Erosion in Plasma Thrusters.” *21st International Electric Propulsion Conference*, 1990, p. AIAA-90-2673. <https://doi.org/10.2514/6.1990-2673>.
- [30] MYERS, R. M., SUZUKI, N., KELLY, A. J., and JAHN, R. G. “Cathode Phenomena in a Low-Power Magnetoplasmadynamic Thruster.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 7, No. 5, 1991, pp. 760–766. <https://doi.org/10.2514/3.23389>.
- [31] Wegmann, T., Auweter-kurtz, M., Habiger, H., Kurtz, H. L., and Schrade, H. O. “Experimental Investigation of Steady State High Power MPD Thrusters.” *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1992, p. AIAA 92-3464. <https://doi.org/10.2514/6.1992-3464>.
- [32] Auweter-Kurtz, M., Glocker, B., Kurtz, H. L., Loesener, O., Schrade, H. O., Tubanos, N., Wegmann, T., Willer, D., and Polk, J. E. “Cathode Phenomena in Plasma Thrusters.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 9, No. 6, 1993, pp. 882–888. <https://doi.org/10.2514/3.23703>.
- [33] Goodfellow, K. “High-Current Low-Pressure Cathode Operation.” *32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1996, p. AIAA 96-3205. <https://doi.org/10.2514/6.1996-3205>.
- [34] Codron, D., Goodfellow, K., and Erwin, D. “Thorium Migrational Effects on Cathode Temperature in Electric Thrusters.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 29, No. 1, 2013, pp. 158–165. <https://doi.org/10.2514/1.B34621>.
- [35] Albertoni, R. *Cathode Processes in MPD Thrusters*. Universit` a degli Studi di Pisa, 2012.
- [36] 船木一幸. “有人将来深宇宙ミッションへ向けた高出力MPDスラスタシステムの研究.” 科学研究費助成事業 研究成果報告書, 2017, p. 26289328.
- [37] Kubota, K. “Numerical Study on Plasma Flowfield and Performance of Magnetoplasmadynamic Thrusters.” *Ph. D. Thesis, Tokyo Institute of Technology*, 2009.
- [38] Kubota, K., Funaki, I., and Okuno, Y. “Numerical Study of Plasma Behavior in a Magnetoplasmadynamic Thruster Around Critical Current.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 25, No. 2, 2009, pp. 397–405. <https://doi.org/10.2514/1.37198>.
- [39] Funaki, I., Kubota, K., Kawasaki, A., Okuno, Y., Miyazaki, K., Takenaka, S., and Horisawa, H. “Analysis of Self-Field MPD Thrusters for Designing a Megawatt-Class In-Space Propulsion System.” *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2014, p. AIAA 2014-3418. <https://doi.org/10.2514/6.2014-3418>.

- [40] Kawasaki, A., Kubota, K., Funaki, I., and Okuno, Y. “Thermal Design of a Self-Field Argon MPD Thruster by Numerical Calculation.” *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Science*, Vol. 61, No. 6, 2013, pp. 167–173. <https://doi.org/10.2322/jjsass.61.167>.
- [41] Tahara, H., Kagaya, Y., and Yoshikawa, T. “Current Distributions in a Quasisteady Magnetoplasmdynamic Arcjet.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 9, No. 5, 1993, pp. 778–779. <https://doi.org/10.2514/3.23689>.
- [42] Kawasaki, A. “Coupled Plasma Flow and Thermal Simulation of a Magnetoplasmdynamic Thruster.” *Ph. D. Thesis, Tokyo Institute of Technology*, 2016.
- [43] 船木一幸, 窪田健一, 上野一磨, 大塩裕哉, 池山卓, 奥野喜裕, 川崎央, 堀澤秀之, 宮崎兼治, 安藤晃, 高橋和貴. “大電力MPDスラスタの数値設計.” *第6回大型In-space propulsion ワークショップ*, 2015.
- [44] Kawasaki, A., Kubota, K., Funaki, I., and Okuno, Y. “Numerical Investigation of Discharge Current Path in a Hydrogen MPD Thruster.” *IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials*, Vol. 136, No. 3, 2016, pp. 141–146. <https://doi.org/10.1541/ieejfms.136.141>.
- [45] Fujita, K., and Arakawa, Y. “Performance Computation of a Low-Power Hydrogen Arcjet.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 15, No. 1, 1999, pp. 144–150. <https://doi.org/10.2514/2.5403>.
- [46] Kimura, I. “Analytical Study on the Influence of Nonequilibrium Ionization for Current Flow Pattern and Flow Field of MPD Arcjets.” *21st International Electric Propulsion Conference*, 1990, p. AIAA-90-2609. <https://doi.org/10.2514/6.1990-2609>.
- [47] Sato, H., Kubota, K., and Funaki, I. “Modeling and Numerical Simulation of a Two-Dimensional MPD Thruster Using a Hydrogen Propellant.” *Proceedings of the 32nd IEPC*, 2011, p. IEPC-2011-258.
- [48] Connolly, D. J., Sovie, R. J., Michels, C. J., and Burkhart, J. A. “Low Environmental Pressure MPD Arc Tests.” *AIAA Journal*, Vol. 6, No. 7, 1968, pp. 1271–1276. <https://doi.org/10.2514/3.4733>.
- [49] Jones, R. E. “Results of Large Vacuum Facility Tests of an MPD Arc Thruster.” *AIAA Journal*, Vol. 4, No. 8, 1966, pp. 1455–1456. <https://doi.org/10.2514/3.3705>.
- [50] Kojima, S., and Takayama, K. “Probe Measurements for High Frequency Discharge II.” *Journal of the Physical Society of Japan*, Vol. 5, No. 5, 1950, pp. 357–358. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.5.357>.
- [51] Johnson, E. O., and Malter, L. “A Floating Double Probe Method for Measurements in Gas Discharges.” *Physical Review*, Vol. 80, No. 1, 1950, pp. 58–68.

- <https://doi.org/10.1103/PhysRev.80.58>.
- [52] Lobbia, R. B., and Beal, B. E. “Recommended Practice for Use of Langmuir Probes in Electric Propulsion Testing.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 33, No. 3, 2017, pp. 566–581. <https://doi.org/10.2514/1.B35531>.
- [53] 堤井信力. プラズマ基礎工学 増補版. 内田老鶴圃, 東京, 1995.
- [54] Dote, T. “A New Method for Determination of Plasma Electron Temperature in the Floating Double Probe.” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 7, No. 8, 1968, pp. 964–965. <https://doi.org/10.1143/JJAP.7.964>.
- [55] 大塩裕哉. “太陽風を利用した磁気プラズマセイル推進の推進特性に関する研究.” 博士論文, 総合研究大学院大学, 2013.
- [56] Polzin, K. A., Hill, C. S., Turchi, P. J., Burton, R. L., Messer, S., Lovberg, R. H., and Hallock, A. K. “Recommended Practice for Use of Inductive Magnetic Field Probes in Electric Propulsion Testing.” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 33, No. 3, 2017, pp. 659–667. <https://doi.org/10.2514/1.B35406>.
- [57] Meeker, D. Finite Element Method Magnetics. <http://www.femm.info/wiki/HomePage>. <http://www.femm.info/wiki/HomePage>.
- [58] 関根北斗. “無電極電気推進機のプラズマ電磁誘導加速過程に関する研究.” 修士論文, 東京大学, 2018.
- [59] Koelfgen, S., Eskridge, R., Lee, M., Martin, A., Hawk, C., and Fimognari, P. “Magnetic and Langmuir Probe Measurements on the Plasmoid Thruster Experiment (PTX).” *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, No. July, 2004, p. AIAA 2004-4094. <https://doi.org/10.2514/6.2004-4094>.
- [60] Everson, E. T., Pribyl, P., Constantin, C. G., Zylstra, A., Schaeffer, D., Kugland, N. L., and Niemann, C. “Design, Construction, and Calibration of a Three-Axis, High-Frequency Magnetic Probe (B-Dot Probe) as a Diagnostic for Exploding Plasmas.” *Review of Scientific Instruments*, Vol. 80, No. 11, 2009, p. 113505. <https://doi.org/10.1063/1.3246785>.
- [61] Moeller, R. C. *Current Transport and Onset-Related Phenomena in an MPD Thruster Modified by Applied Magnetic Fields*. California Institute of Technology, 2013.
- [62] Rohatgi, V. K. “Interaction of High-Density Plasma with Hot Cathode.” *AIAA Journal*, Vol. 4, No. 10, 1966, pp. 1852–1854. <https://doi.org/10.2514/3.3796>.
- [63] Rowe, R., Jaskowsky, W. F. von, Clark, K., and Jahn, R. “Erosion Measurements on Quasisteady Magnetoplasmadynamic Thrusters.” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 19, No. 4, 1982, pp. 349–353. <https://doi.org/10.2514/3.62263>.



- [64] Winter, M., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H., and Sleziona, P. “Evaluation of Cathode Temperature Distribution in a Cylindrical MPD Thruster.” *Proceedings of the 24th IEPC*, 1996, p. IEPC-95-109.
- [65] Cassady, L. D., and Choueiri, E. Y. “High Accuracy Multi-Color Pyrometry for High Temperature Surfaces.” *Proceedings of the 28th IEPC*, 2003, p. IEPC-2003-079.
- [66] Oshio, Y., Tonooka, S., and Funaki, I. “Thrust Performance and Cathode Temperature Evaluation of MW Class Quasi-Steady MPD Thruster.” *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2016, p. AIAA 2016-5039. <https://doi.org/10.2514/6.2016-5039>.
- [67] Tauchi, S., Oshio, Y., Kawasaki, A., Kubota, K., and Funaki, I. “Analysis of Thrust Performance and Cathode Phenomena on a Megawatt-Class MPD Thruster.” *AIAA Scitech 2019 Forum*, No. January, 2019, p. AIAA 2019-1241. <https://doi.org/10.2514/6.2019-1241>.
- [68] Tauchi, S., Oshio, Y., Kawasaki, A., and Funaki, I. “Simultaneous Measurement of Cathode Surface Temperature Distribution and Plasma Spatial Distribution in Self-Field MPD Thruster.” *Proceedings of the 36th IEPC*, 2019, p. IEPC-2019-551.
- [69] Yamazaki, K., Yamamoto, E., Suzuki, K., Koshiishi, F., Miyazako, S., Tashiro, S., Tanaka, M., and Nakata, K. “The Surface Temperature Measurement of Weld Pool by Infrared Two-Color Pyrometry.” *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*, Vol. 27, No. 1, 2009, pp. 34–40. <https://doi.org/10.2207/qjjws.27.34>.
- [70] Yamazaki, K., Yamamoto, E., Suzuki, K., Koshiishi, F., Waki, K., Tashiro, S., Tanaka, M., and Nakata, K. “The Measurement of Metal Droplet Temperature in GMA Welding by Infrared Two-Colour Pyrometry.” *Welding International*, Vol. 24, No. 2, 2010, pp. 214–219. <https://doi.org/10.1080/09507110902842950>.
- [71] Polk, J., Marrese, C., Dang, L., Johnson, L., and Thornber, B. “Temperature Distributions in Hollow Cathode Emitters.” *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, No. July, 2004, p. AIAA 2004-4116. <https://doi.org/10.2514/6.2004-4116>.
- [72] Polk, J. E., Marrese-Reading, C. M., Thornber, B., Dang, L., Johnson, L. K., and Katz, I. “Scanning Optical Pyrometer for Measuring Temperatures in Hollow Cathodes.” *Review of Scientific Instruments*, Vol. 78, No. 9, 2007, p. 093101. <https://doi.org/10.1063/1.2774828>.
- [73] 岡本達幸. “連載講座—燃焼と輻射 I 燃焼における輻射伝熱の基礎.” *日本燃焼学会誌*, Vol. 45, No. 133, 2003, pp. 164–175. [https://doi.org/10.20619/jcombsj.45.133\\_164](https://doi.org/10.20619/jcombsj.45.133_164).
- [74] Tauchi, S., Kawasaki, A., Nakane, M., Kubota, K., and Funaki, I. “Numerical Analysis on the Plasma Behavior of a Hydrogen MPD Thruster at the Critical Current.” *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Science*, Vol. 67, No. 5, 2019, pp. 159–166.

- <https://doi.org/10.2322/jjsass.67.159>.
- [75] 杵淵紀世志, 船木一幸, 都木恭一郎, 清水幸夫. “2次元MPDアークジェットの世界場と電力収支計測.” 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 53, No. 616, 2005, pp. 215–223.
- [76] Gilland, J. H., Kelly, A. J., and Jahn, R. G. “MPD Thruster Scaling.” *Proceedings of the 19th IEPC*, 1987, p. AIAA-87-0997. <https://doi.org/10.2514/6.1987-997>.
- [77] LaPointe, M., Strzempkowski, E., and Pencil, E. “High Power MPD Thruster Performance Measurements.” *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2004, p. AIAA 2004-3467. <https://doi.org/10.2514/6.2004-3467>.
- [78] 田原弘一, 加賀谷洋一, 吉川孝雄. “準定常MPD推進機のアークの構造.” 日本航空宇宙学会誌, Vol. 33, No. 382, 1985, pp. 658–666. <https://doi.org/10.2322/jjsass1969.33.658>.
- [79] Malliaris, A. C., and Libby, D. R. “Spectroscopic Study of Ion-Neutral Coupling in Plasma Acceleration.” *AIAA Journal*, Vol. 9, No. 1, 1970, pp. 160–168. <https://doi.org/10.2514/6.1970-166>.
- [80] Funaki, I., Kojima, H., Yamakawa, H., SHIMIZU, Y., Toki, K., Nakayama, Y., Fujita, K., Ogawa, H., and Shinohara, S. “Development of an Experimental Simulator of Magnetic Sail.” *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 54, No. 634, 2006, pp. 501–509. <https://doi.org/10.2322/jjsass.54.501>.
- [81] Otsu, H., Abe, T., and Funaki, I. “Application of Electrodynamical Heat Shield System to Super-Orbital Reentry Vehicles.” *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Science*, Vol. 54, No. 628, 2006, pp. 181–188. <https://doi.org/10.2322/jjsass.54.181>.
- [82] Clark, K. E., and Jahn, R. G. “Quasi-Steady Plasma Acceleration.” *AIAA Journal*, Vol. 8, No. 2, 1970, pp. 216–220. <https://doi.org/10.2514/3.5645>.