

博 士 論 文

マイクロ波放電型イオンスラスタの
磁場形状と推進性能に関する実験的研究

Experimental Investigation of the Effect of Magnetic Field Geometry
on the Microwave Discharge Ion Thruster Performance

東京大学大学院 工学系研究科
航空宇宙工学専攻

谷 義隆

平成 31 年 3 月

概要

電気推進機は、化学推進機に代わる宇宙機のための推進機として近年、研究開発が進められている。中でもイオンスラスタは高比推力・長寿命という特徴から、衛星の南北制御や深宇宙探査などの長期にわたるミッションに用いられている。近年では NASA の探査機 DAWN や、Boeing 社の静止衛星バス Boeing-702SP にイオンエンジンシステムが採用されている。日本では、現在運用中の探査機 Hayabusa2 にマイクロ波放電式イオンエンジン $\mu 10$ が搭載されており、2018 年 6 月に往路の運用を大きなトラブルなく完了した。将来計画では、2020 年初頭に打ち上げ予定の探査機 DESTINY⁺、およびソーラー電力セイル探査機 OKEANOS に同型のイオンスラスタの採用が予定されている。

マイクロ波放電式イオンスラスタ $\mu 10$ は従来イオンスラスタと異なり、マイクロ波による電極を用いない放電形式を採用したイオンスラスタであり、小惑星探査機「はやぶさ」「はやぶさ 2」での豊富な宇宙運用実績を有している。その主要な構成要素である中和器もマイクロ波放電によるプラズマ生成方式を採用しており、ホローカソードを用いないためシステムがシンプルであること、地上での取扱性のよさなどの利点がある。

一方で、その最大推力は直流放電式スラスタと比較すると数十%低いという欠点がある。直流放電式スラスタではグリッドにおける空間電荷制限電流によりその推力が律速されているのに対し、マイクロ波放電式イオンスラスタ $\mu 10$ では、放電室内部のプラズマ密度で最大推力が律速されている。今後の深宇宙探査ミッションへの適用のためには大推力化は必須である。本研究ではこの問題を解決するために、従来型の実績を極力保ったまま 12mN の推力達成を目標とした。目標達成のために、放電室内部磁場形状に着目して新たな放電室を設計、性能試験を実施し、最適動作点を決定した。最適動作点での性能は推力 $F = 11.7\text{mN}$ 、推進効率 $\eta_t = 0.39$ 、比推力 $I_{sp} = 3053\text{s}$ となり、「はやぶさ 2」と比較して 16% の性能向上をみた。

この性能向上に関して、放電室内部計測と電力応答性を調査し、放電室磁場形状と性能パラメータの相関について考察した。結論として、イオンラーマー半径を考慮した放電室内部の実効体積がイオン引き出し効率に、放電室体積に占めるプラズマ生成領域の体積がマイクロ波吸収効率に、それぞれ影響を与えていることが示唆され、設計指針を見出すことに成功した。

Contents

第 1 章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.2	宇宙用電気推進機	2
1.3	イオンスラスタの基本原理と構成	4
1.3.1	イオン生成部	4
1.3.2	推進剤とイオン生成方式	4
1.3.3	静電加速部	4
1.3.4	中和器	6
1.4	イオンスラスタの例	9
1.4.1	直流放電型イオンスラスタ	9
1.4.2	RF 放電型イオンスラスタ	9
1.4.3	マイクロ波放電型イオンスラスタ	9
1.5	マイクロ波放電型イオンエンジン $\mu 10$	11
1.5.1	$\mu 10$ の概要	11
1.5.2	性能向上の試み	12
1.6	研究目的と方針	13
1.7	論文構成	14
第 2 章	イオンスラスタの性能評価	15
2.1	イオンスラスタの性能評価指標	15
2.1.1	推力	15
2.1.2	比推力	16
2.1.3	推進剤利用効率	16
2.1.4	イオン生成コスト	16
2.1.5	電力効率	16
2.1.6	推進効率	17
2.1.7	推力電力比	17
2.2	イオンスラスタの 0 次元モデル	17
2.2.1	放電室内部電子分布	17
2.2.2	エネルギー・電流分配モデル	19
2.2.3	定式化	19
2.2.4	標準プラズマイオンエネルギーコスト	22
第 3 章	実験装置	24

3.1	実験装置	24
3.1.1	マイクロ波系	24
3.1.2	ガス供給系	25
3.1.3	電源系	25
3.2	真空装置	27
3.2.1	耐久試験用チャンバ	27
3.2.2	イオンスラスト実験用チャンバ	30
3.2.3	スペースサイエンスチャンバ	31
3.3	マイクロ波放電型イオンスラスト $\mu 10$	32
3.3.1	概要	32
3.3.2	イオン光学系	34
3.3.3	イオンスラストセットアップ	35
3.3.4	ガス導入方式	35
3.4	放電室設計	36
3.4.1	放電室設計指針	36
3.4.2	予備実験	42
3.4.3	新型放電室	44
第 4 章	新型放電室の性能評価	45
4.1	性能特性実験	45
4.1.1	実験条件	45
4.1.2	実験結果	48
4.2	電力特性	51
4.3	多価イオン比計測	53
4.3.1	E×B プローブの基本原理	53
4.3.2	実験条件	54
4.3.3	実験結果	57
4.4	ビームプロファイル計測	61
4.4.1	実験条件	61
4.4.2	実験結果	61
4.5	ビーム発散効率計測	67
4.5.1	実験条件	67
4.5.2	実験結果	70
4.6	性能評価	72
4.7	ストールに関する一考察	73
4.8	小結	75
第 5 章	放電室内部診断	76
5.1	イオン電流比率計測	76
5.1.1	静電プローブ	77
5.1.2	実験条件	79
5.1.3	実験結果	82

5.2	小結	92
第 6 章	放電室性能の電力依存性	93
6.1	マイクロ波放電型イオンスラスタの 0 次元モデル	93
6.1.1	エネルギー・電流分配モデル	93
6.1.2	標準プラズマイオンエネルギーコスト	94
6.2	放電室の電力特性	97
6.2.1	未知パラメータの見積もり	97
6.2.2	放電電力特性	98
6.3	小結	109
第 7 章	放電室形状と性能	110
7.1	イオン引き出し効率	110
7.1.1	イオン到達割合	112
7.1.2	イオン透過率	116
7.2	マイクロ波吸収効率	118
7.2.1	マイクロ波電力分配	118
7.2.2	壁面損失電力	118
7.2.3	マイクロ波吸収効率のモデル化	121
7.3	小結	125
第 8 章	結論	126
付録 A	ビームプロファイル分布	128
A.1	ガス導入の影響	128
A.2	2次元ビームプロファイル計測	131
A.2.1	実験装置	131
A.2.2	実験結果	132
付録 B	性能向上に関する試み	135
B.1	ガス導入位置の変更	135
B.2	ネオジム磁石放電室	137
B.3	スパーサー浮遊化	141
B.4	導電性フィルター	143
付録 C	ガードリングの効果	145
	謝辞	146
	参考文献	148

List of Figures

1.1	各種推進機の推力密度と比推力の関係 [1]	5
1.2	イオンスラスタの概念図	6
1.3	イオン抽出・加速の概念図	6
1.4	イオンビームの中和方式; (a) ビーム外からの熱電子放出 (b) ビーム内からの熱電子放出 (c) 電子銃による電子放出 (d) プラズマブリッジを利用した熱電子放出 [2]	7
1.5	直流放電型イオンスラスタの概念図	10
1.6	RF 放電型イオンスラスタの概念図	10
1.7	マイクロ波放電型イオンスラスタの概念図	11
2.1	直流放電型イオン源の電子エネルギー分布	18
2.2	直流放電型イオン源の内部エネルギー・電流分配	19
3.1	実験装置外観	26
3.2	耐久試験用チャンバ	28
3.3	サブ B チャンバー	28
3.4	イオンスラスタ実験用チャンバ	30
3.5	スペースサイエンスチャンバ	31
3.6	$\mu 10$ 概略図	33
3.7	中和器概略図	33
3.8	放電室内部模式図とプローブ設置位置	37
3.9	プローブ挿入位置 (下流側)	37
3.10	ラングミュアプローブ計測結果 (領域 A)	38
3.11	ラングミュアプローブ計測結果 (領域 B)	38
3.12	ラングミュアプローブ計測結果 (領域 C)	39
3.13	$\mu 10$ ビームプロファイル	40
3.14	放電室内部磁場形状とビームプロファイルの相関	41
3.15	放電室長さごとの磁場形状	42
3.16	放電室長さごとのビームプロファイル	43
3.17	放電室磁場形状の比較	44
4.1	実験装置概略図	46
4.2	流量とマイクロ波電力の関係の例	47
4.3	$\mu 10RM$ の放電室長さごとの流量特性 (分配比 0:1)	49
4.4	$\mu 10RM$ のガス分配比率ごとの流量特性 (放電室高さ +5mm)	49

4.5	放電室ごとの流量特性	50
4.6	放電室ごとの推進剤利用効率・イオン生成コスト特性（進行波電力で計算）	50
4.7	電力特性： $\mu 10QM$	52
4.8	電力特性： $\mu 10RM$ （分配比 0:1）	52
4.9	直交電磁場中の荷電粒子の運動	55
4.10	$E \times B$ プローブの概略図	56
4.11	$E \times B$ プローブ実験概略図	56
4.12	流量ごとの多価イオン電流： $\mu 10LM$ (分配比 0:1)	58
4.13	流量ごとの多価イオン電流： $\mu 10RM$ (分配比 0:1)	58
4.14	流量ごとの多価イオン電流比率： $\mu 10LM$ (分配比 0:1)	59
4.15	流量ごとの多価イオン電流比率： $\mu 10RM$ (分配比 0:1)	59
4.16	ピーク性能付近における多価イオン電流： $\mu 10LM$ （分配比 0:1）	60
4.17	ピーク性能付近における多価イオン電流： $\mu 10RM$ （分配比 0:1）	60
4.18	ビームプロファイル計測実験概略図	61
4.19	流量ごとのビームプロファイル： $\mu 10LM$ (分配比 1:0)	62
4.20	規格化ビームプロファイル： $\mu 10LM$ (分配比 1:0)	62
4.21	流量ごとのビームプロファイル： $\mu 10LM$ (分配比 0:1)	63
4.22	規格化ビームプロファイル： $\mu 10LM$ (分配比 0:1)	63
4.23	流量ごとのビームプロファイル： $\mu 10RM$ (分配比 0:1)	64
4.24	規格化ビームプロファイル： $\mu 10RM$ (分配比 0:1)	64
4.25	最大ビーム電流点でのビームプロファイルの比較	65
4.26	最大ビーム電流点での規格化ビームプロファイルの比較	65
4.27	半径方向の重み付けを考慮したビームプロファイル	66
4.28	ビーム発散角計測実験概略図	68
4.29	ファラデーカップ概略図	68
4.30	ファラデーカップ出力の典型例	69
4.31	ビーム発散角計測結果	70
4.32	発散角の見積もり	71
4.33	中性粒子密度パラメータとスクリーン電流値の関係： $\mu 10RM(+5mm)$	74
5.1	プローブ曲線の典型例	78
5.2	平板プローブ	80
5.3	内部イオン電流分布計測実験概要	80
5.4	ガードリング電極接続	81
5.5	リム部	81
5.6	プローブの出力値： $\mu 10LM$ (分配比 1:0)	83
5.7	プローブの出力値： $\mu 10LM$ (分配比 0:1)	84
5.8	プローブの出力値： $\mu 10RM$ (分配比 0:1)	85
5.9	バイアス時のスクリーン電流の変化： $\mu 10LM$ (分配比 1:0)	86
5.10	バイアス時のスクリーン電流の変化： $\mu 10LM$ (分配比 0:1)	86
5.11	バイアス時のスクリーン電流の変化： $\mu 10RM$ (分配比 0:1)	87
5.12	流量ごとのイオン電流分布： $\mu 10LM$ (分配比 1:0)	88

5.13	流量ごとの電流比率： $\mu 10LM$ (分配比 1:0)	88
5.14	流量ごとの電流分布： $\mu 10LM$ (分配比 0:1)	89
5.15	流量ごとの電流比率： $\mu 10LM$ (分配比 0:1)	89
5.16	流量ごとの電流分布： $\mu 10RM$ (分配比 0:1)	90
5.17	流量ごとの電流比率： $\mu 10RM$ (分配比 0:1)	90
5.18	流量ごとの引き出し効率	91
6.1	マイクロ波放電型イオンスラストのエネルギー・電流分配モデル	96
6.2	マイクロ波放電型イオンスラストの標準プラズマイオンエネルギーコスト	96
6.3	電力特性計測用平面プローブ	99
6.4	マイクロ波電力ごとのイオン電流分布： $\mu 10LM(1:0) \cdot 1.3scm$	100
6.5	マイクロ波電力ごとのイオン電流比率： $\mu 10LM(1:0) \cdot 1.3scm$	100
6.6	マイクロ波電力ごとのイオン電流分布： $\mu 10LM(1:0) \cdot 1.9scm$	101
6.7	マイクロ波電力ごとのイオン電流比率： $\mu 10LM(1:0) \cdot 1.9scm$	101
6.8	マイクロ波電力ごとのイオン電流分布： $\mu 10LM(1:0) \cdot 2.5scm$	102
6.9	マイクロ波電力ごとのイオン電流比率： $\mu 10LM(1:0) \cdot 2.5scm$	102
6.10	マイクロ波電力ごとのイオン電流分布： $\mu 10LM(0:1) \cdot 1.3scm$	103
6.11	マイクロ波電力ごとのイオン電流比率： $\mu 10LM(0:1) \cdot 1.3scm$	103
6.12	マイクロ波電力ごとのイオン電流分布： $\mu 10LM(0:1) \cdot 1.9scm$	104
6.13	マイクロ波電力ごとのイオン電流比率： $\mu 10LM(0:1) \cdot 1.9scm$	104
6.14	マイクロ波電力ごとのイオン電流分布： $\mu 10LM(0:1) \cdot 2.5scm$	105
6.15	マイクロ波電力ごとのイオン電流比率： $\mu 10LM(0:1) \cdot 2.5scm$	105
6.16	流量一定の際の電力特性	107
6.17	$\mu 10RM$ における電力特性	108
7.1	流量ごとのイオン到達割合	111
7.2	イオンの旋回運動（計算結果）[3]	113
7.3	ラーマー半径の分解	113
7.4	実効面積	114
7.5	放電室長さの変化によるイオン到達割合の変化	114
7.6	提案する磁気回路の一例	115
7.7	グリッドシースの模式図	117
7.8	導波管の隙間の影響計測	119
7.9	計測結果	119
7.10	電磁場解析 CAD モデル	120
7.11	速度空間のモデル化	123
A.1	放電室内部正面図	129
A.2	ガスポートを塞いだ場合のビームプロファイル	130
A.3	多軸プローブ	131
A.4	多軸プローブ計測結果： $\mu 10LM$ （分配比 0:1）	133
A.5	プローブ出力値： $\mu 10LM$ （分配比 0:1）	133
A.6	多軸プローブ計測結果： $\mu 10RM$ （分配比 0:1）	134

A.7	プローブ出力値： μ 10RM（分配比 0:1）	134
B.1	ガス導入位置	136
B.2	分配比ごとのビーム電流特性	136
B.3	磁石の違いによる磁場形状の比較	138
B.4	ネオジウム磁気回路流量特性（分配比 0:1）	138
B.5	ネオジウム磁気回路流量特性（分配比 1:0）	139
B.6	動作モードの違い（2.2sccm・放電室長さ +5mm・分配比 0:1）	139
B.7	ネオジウム磁気回路ビームプロファイル	140
B.8	追加スペーサー	141
B.9	スペーサー浮遊によるビーム電流への影響	142
B.10	フィルターの効果	143
B.11	導電性フィルター充填による流量特性への影響	144
C.1	ガードリングの効果	145

List of Tables

1.1	電気推進機の種類と特徴	3
1.2	10cm 級のイオンスラスタ比較 [4-7]	12
3.1	実験装置諸元	25
3.2	耐久試験用チャンバ	29
3.3	イオンスラスタ実験用チャンバ	30
3.4	スペースサイエンスチャンバ	31
3.5	$\mu 10$ イオンスラスタ動作パラメータ	32
3.6	グリッド諸元	34
3.7	イオンスラスタセットアップの違い	35
3.8	ラングミュアプローブ計測結果	39
3.9	ピーク位置の比較	42
4.1	イオンスラスタ性能試験実験条件	46
4.2	多価イオン電流と多価イオン効率	57
4.3	ビーム発散効率と発散角	70
4.4	最大性能点での推進性能の比較	72
5.1	プローブの設置位置と使用プローブの対応	79
6.1	マイクロ波吸収効率と電子閉じ込め長さの見積もり	107
7.1	シース張り出し量の概算	117
7.2	マイクロ波吸収効率の見積もり	124
B.1	表面磁束密度	137

Nomenclature

Constant

ϵ_0	真空の誘電率
e	素電荷
g	重力加速度
k	ボルツマン定数

Greek Letters

α	マイクロ波吸収効率
η_{div}	ビーム発散効率
η_{multi}	多価イオン効率
η_p	電力効率
η_s	イオン到達割合
η_t	推進効率
η_u	推進剤利用効率
γ	密度差を考慮した放電室体積に対するプラズマ生成領域の比
λ_D	デバイ長
ϕ_p	プラズマ電位
ϕ_{probe}	プローブ電位（プラズマ電位基準）
ϕ_t	イオン透過率
ϕ_0	中性粒子に対するグリッドの透過率
σ_{eff}	有効衝突断面積
$\sigma_{el,eff}$	弾性衝突の有効衝突断面積
τ_{el}	弾性衝突の平均自由時間
τ_{ex}	励起衝突の平均自由時間
τ_{ie}	クーロン衝突の平均自由時間
τ_{ion}	電離衝突の平均自由時間
τ_c	電子閉じ込め時間
τ_m	ミラー閉じ込め時間
τ_s	速度緩和時間
θ_{95}	全放出電流の 95% を含む角度
θ_{ECR}	ECR 突破角
θ_m	ロスコーン角

ϵ_p^*	標準プラズマイオンエネルギーコスト
σ	全非弾性衝突断面積

Latin

m_i	イオン質量
\dot{m}_i	排気イオン質量換算値
\dot{m}	質量流量
\dot{m}_{Aeq}	中性粒子の電流換算質量
\dot{m}_N	中和器動作ガス流量
\dot{m}_A	導入口 A からの推進剤流量
\dot{m}_B	導入口 B からの推進剤流量
\dot{m}_C	導入口 C からの推進剤流量
\bar{u}	有効排気速度
\tilde{V}	プラズマ生成体積
I_P''	テイル部熱電子による生成イオン電流
I_P'	1 次電子による生成イオン電流
A	電極面積
A_{eff}	プラズマ実効損失面積
A_g	グリッド面積
A_g	排気面積
B	磁束密度
B_{ecr}	ECR 共鳴磁場
B_{max}	磁場の最大値
B_{min}	磁場の最小値
C_{grid}	グリッドの合計コンダクタンス
C_0	電子閉じ込め定数
C_i	イオン生成コスト
C_p	プラズマイオン生成コスト
d_s	グリッド上流面へのイオンシース張り出し距離
F	推力
$f(v)$	速度分布関数
f_b	フラットネスパラメータ
f_c	陰極損失割合

<i>Aeq</i>	電流換算値	<i>ion</i>	電離反応
<i>B</i>	電子損失領域	<i>m</i>	マクスウェル分布
<i>ex</i>	励起反応	<i>orig</i>	従来型放電室
<i>F</i>	1次電子	<i>re</i>	新型放電室

1 序論

1.1 研究背景

2010年6月13日、小惑星イトカワまで実に7年におよぶ航海より帰還した宇宙航空研究開発機構（Japan Aerospace eXploration Agency: JAXA）の小惑星探査機「はやぶさ」は、搭載カプセルをオーストラリア・ウーメラ砂漠へと落下させ、世界初の小惑星サンプルリターンミッションを成功させた。この長期に渡るミッションを達成した「はやぶさ」の主推進機であるマイクロ波放電式イオンスラスタ $\mu 10$ は、4台累計で40,000時間に迫る作動時間を達成し、当時世界一の宇宙実績と信頼性を確立した [8]。

イオンスラスタは宇宙機用の推進機の一つであり、放電により高エネルギー電子を発生させて推進剤を電離・プラズマ化し、グリッドと呼ばれる電極で荷電粒子を加速して推進力を得る。化学推進と比較すると、推力は小さいが比推力が一桁以上高く、所定の速度増分を得るのに必要な推進剤消費量が少ない。このため宇宙機の重量の軽量化が可能となり、Launch Vehicle による打ち上げ重量の低減や、静止衛星の南北制御、深宇宙動力航行における長期運用などにおいて大きな利点となる。近年では複数の小惑星ランデブーミッションを遂行した NASA の探査機 DAWN [9] や、ボーイング社の静止衛星バス Boeing-702 [10] にイオンエンジンシステムが搭載されている。日本においても人工衛星へのイオンエンジン搭載例はいくつか見られ、技術試験衛星「きく」シリーズ6号 [11] および8号 [11] [12]、通信放送技術衛星「かけはし」 [13]、超低高度衛星技術試験機「つばめ」 [14] において三菱電機製のカウフマン型イオンエンジン XIES が搭載されている [15]。また、冒頭で述べた探査機「はやぶさ」と、その後継機の「はやぶさ2」には本研究が対象とするマイクロ波放電式イオンスラスタ $\mu 10$ が搭載されている [16, 17]。

マイクロ波放電式イオンスラスタは、従来の直流放電式イオンスラスタと異なる新たな方式のイオンスラスタである [18, 19]。JAXA ではいくつかのマイクロ波放電型イオンスラスタの開発が行われており [20, 21]、その中でも $\mu 10$ はマイクロ波放電型のイオンスラスタで世界で初めて宇宙実証に成功したスラスタである。その最大の特徴はマイクロ波と永久磁石による電子サイクロトロン共鳴（Electron Cyclotron Resonance: ECR）を用いてプラズマを生成する無電極放電である点にあり、システムの中にホローカソードを用いない無電極放電型のスラスタであるため、原理上電極損耗が発生しない。また、電源システムの簡素化や地上での取扱性の向上、電子を選択的に加速することでのスパッタリング損耗の低減などの利点があり、信頼性・耐久性の高さという点で直流放電式にまさるシステムであるといえる [22]。実際「はやぶさ」用 $\mu 10$ の開発において行われた、イオンスラスタの寿命律速条件である中和器の地上耐久試験では20,000時間級を達成している [23]。また「はやぶさ2」級中和器の地上耐久試験は48,000時間を突破し、現

在も継続中である [24].

このように信頼性・耐久性の面で高いポテンシャルを持つマイクロ波放電式イオンスラスタ $\mu 10$ であるが、その推力は直流放電式のイオンスラスタと比較すると数十%低いという欠点がある。 $\mu 10$ を用いた将来ミッションとして、2020年初頭に小惑星 Phaethon フライバイを目指す DESTINY+ [25] や、木星トロヤ群探査のためのソーラー電力セル OKEANOS [26] などが検討されており、現状から 20% の推力増強を目標としている。そのため、 $\mu 10$ の性能向上は直近の必須課題である。

1.2 宇宙用電気推進機

本研究が対象とするイオンエンジン¹⁾は、宇宙用電気推進機 (Electric Propulsion:EP) の一種である。電気推進機とは、電気力により推進剤を加熱・加速する推進機の総称であり、推力発生に化学反応を用いない「非化学推進機」である。推力とは単位時間に推進機が放出する運動量に等しく、次の式で与えられる。

$$F = \dot{m}u_{ex} + (p_e - p_a)A_g = \dot{m}\tilde{u} \quad (1.2.1)$$

ここで \tilde{u} は有効排気速度である。また、単位推進剤流量あたりの推力を比推力といい、次式で表す。

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} \simeq \frac{\tilde{u}}{g} \quad (1.2.2)$$

式中 g は地上での重力加速度である。 I_{sp} が大きいほど、少ない推進剤流量で大きな推力が得られることを示し、しばしば推進機の燃費と表現される。

ロケットエンジンなどに代表される化学推進機は推進剤を燃焼させ、ノズル等で膨張排気して推力を得る。一般に排気質量が極めて大きい、排気速度が比較的小さいために高推力密度・低比推力という特徴がある。これは推進剤が持つ化学エネルギーを運動エネルギーに変換していることが原因である。理論的最大値は推進剤種の化学反応で得られる最大エネルギーで律速される。大気中・真空中のいずれでも作動が可能であり、地上からの打ち上げや宇宙空間での姿勢制御など、瞬発力を要する場面で幅広く利用されている。

一方で、電気推進機は一般に低推力密度・高比推力という特徴がある。これは推進剤をプラズマ化することで外部から電気エネルギーを加えることを可能にするため、推進剤の内部エネルギーによる制限がないためである。しかしながら化学推進と比較すると排気質量が極端に小さく、比較的低推力である。宇宙空間に出た後では、ロケットに要求される推力は小さくかつ低燃費が期待されるため、電気推進は宇宙空間での航行に適している。電気推進を用いることで、推進剤の消費量の低減しペイロード重量を増加させることが可能となる。近年では化学推進機を用いない全電化衛星も世界的に開発されつつあり、日本においても次期技術試験衛星 9 号機 (ETS-9) が全電化衛星技術の確立を目的として開発が進められている。

電気推進機は推力発生機構の違いにより、電熱加速型・静電加速型・電磁加速型の 3 種類に分類される。本研究で取り上げるイオンスラスタは静電加速型に分類される。これらの特徴と代表例を Table 1.1 に示す。

¹⁾ スラスタヘッド単体の場合をイオンスラスタ、電源系・ガス系などを含めたシステム全体をイオンエンジンと一般に呼称する。本論文でもこの名称の定義を採用する。

Table1.1: 電気推進機の種類と特徴

方式	特徴	代表的なスラスト
電熱加速型	電氣的加熱を利用し、空気力学的加速を行う	DC アークジェット
静電加速型	粒子を電離し、静電力を直接作用し加速を行う	イオンスラスト、ホールスラスト
電磁加速型	粒子を電離し、電磁力を直接作用し加速を行う	ホールスラスト、MPD アークジェット

1.3 イオンラスタの基本原理と構成

イオンラスタは放電により推進剤ガスを電離・プラズマ化し、高電圧が印加された電極を用いて加速し推力を発生する、静電加速型と呼ばれる電気推進機である [7,27]。イオンラスタは、他の電気推進機よりも大きい排気速度（数十～数百 km/s）が実現できるため、その比推力は 3,000 秒～10,000 秒と極めて高い Fig.1.1。その反面、空間電荷制限により抽出可能なイオンビーム電流が制限されるので、その推力密度は比較的小さい。イオンラスタは一般にイオン源・静電加速部・中和器から構成されている。Fig.1.2 にイオンラスタの概念図を示す [2]。

1.3.1 イオン生成部

イオン生成部は推進剤ガスを電離し、イオンを生成するという作動流体への変換部で、その生成方法は大きく分けて接触電離反応を用いるものと電子衝突電離反応を用いるものがある。現存するイオンエンジンでは後者の電子衝突電離反応を用いたイオン生成が一般的であり、その生成および供給は、

1. 電子を生成・加速して電離能力を持った高エネルギー電子を発生させる
2. 高エネルギー電子を損失ないように閉じ込める
3. 高エネルギー電子を中性粒子に衝突させてイオンを生成する
4. イオンを静電加速部に供給する

という過程を踏む。ここで消費する電力は推力発生に直接貢献することはないため、イオン生成部におけるイオン生成は低電力であることが必要である。つまり高い効率で生成し、イオン損失を抑制する必要がある。さらに投入された中性ガスをなるべく効率的にイオン化し、静電加速部へ供給することが求められる。

1.3.2 推進剤とイオン生成方式

イオンラスタの推進剤としては、かつてはプラズマ生成や貯蔵性を考慮して、水銀やセシウムが使用されてきた。しかし、近年は推進性能や取り扱い性を考慮して、不活性ガスであるアルゴンやキセノンが一般的に用いられている。プラズマ発生方式としては、水銀やセシウムなどの電離電圧の低い推進剤を仕事関数の高い金属で接触電離させる接触電離型、直流放電による推進剤ガス粒子に電子を衝突させプラズマを発生する直流放電型、高周波電界による無電極放電を用いる高周波放電型などがある。直流放電型ではイオンや電子の閉じ込めに用いる磁場形状により Kaufman 型とカस्प型に分類される。接触放電型は、1960 年頃に盛んに研究されたが、効率や耐久性に問題があった。現在では直流放電型が主流となっている。一方で、高周波放電型やマイクロ波放電型も直流放電型に比べて効率がやや劣るものの、耐久性や運用に優れるためドイツや日本で盛んに研究されており、宇宙運用にも成功している。

1.3.3 静電加速部

静電加速部は、イオン源で生成したプラズマからイオンを選択的に引き出し、静電加速して推力を発生させる多孔状電極（グリッド）構造物である²⁾。静電加速部でのイオン抽出・加速の概念図を Fig.1.3 に示す [7]。典型的な静電加速部は直径数 mm の孔が多数空いた 2 枚ないし 3 枚のグリッドが数 mm の間隔で配置されている。イオン源側（最上流側）に配置される電極はスクリーングリッドと呼ばれており、通常 1kV 程度の正電圧を印加される。イオン源内で生成されたプラズマは、スクリーングリッド電位にイオン源の放電電圧を加えた分の電位を持っているので、プラズマから見るとスクリーングリッドは放電電圧相当の負電位を有する事になる。このためスクリーングリッド表面には正イオ

²⁾ ion optics と呼ばれることもあるが、加速電極の形状を示したり、加速電極部全体を示したりする、広義的な単語である。

ンシースが形成され、イオン放出面が整えられる。スクリーングリッドの下流に配置されるアクセルグリッドは、通常-300~-500 V の負電位が印加され、スクリーングリッドとの電位差によりイオンを加速する。また、高電圧の負電位を与えることにより、中和器からの電子の逆流を防止している。スクリーングリッド下流では高速イオンと低速の中性ガス粒子の電荷交換衝突 (CEX : Charge Exchange) で発生した低速イオンがアクセルグリッドに衝突し、スパッタリング損耗が起こる。そこで CEX イオンによるアクセルグリッド損耗を低減するため、基準電位 (地上試験では接地電位、宇宙運用では宇宙機電位) のディセルグリッド追加した 3 枚式グリッドシステムも採用されている。グリッド材質としては熱膨張率が低く、イオンによるスパッタ率の低いモリブデンやチタンが使用されることが多い。「はやぶさ」では熱膨張率が大変小さく、より耐スパッタ性が高い C/C 複合材製のグリッドが世界で初めて実用化された。

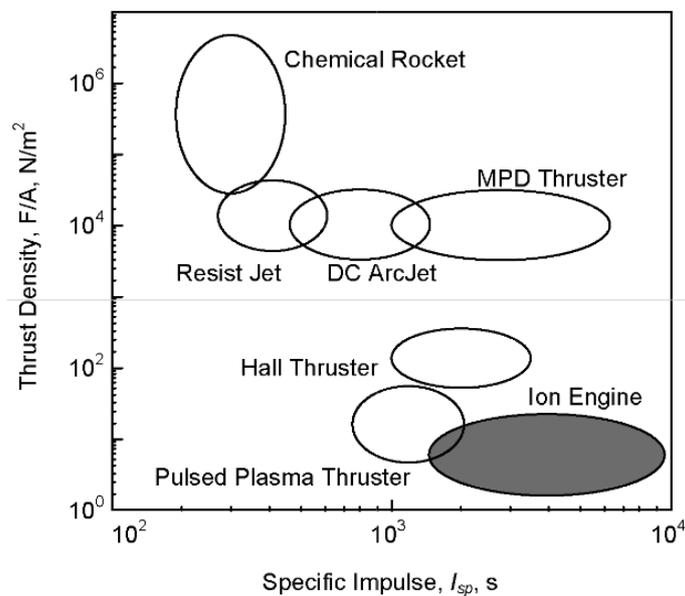


Figure 1.1: 各種推進機の推力密度と比推力の関係 [1]

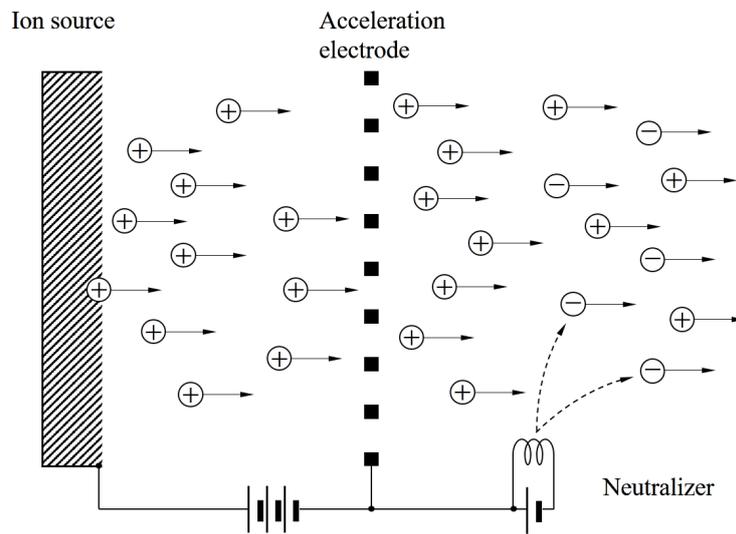


Figure1.2: イオンスラスタの概念図

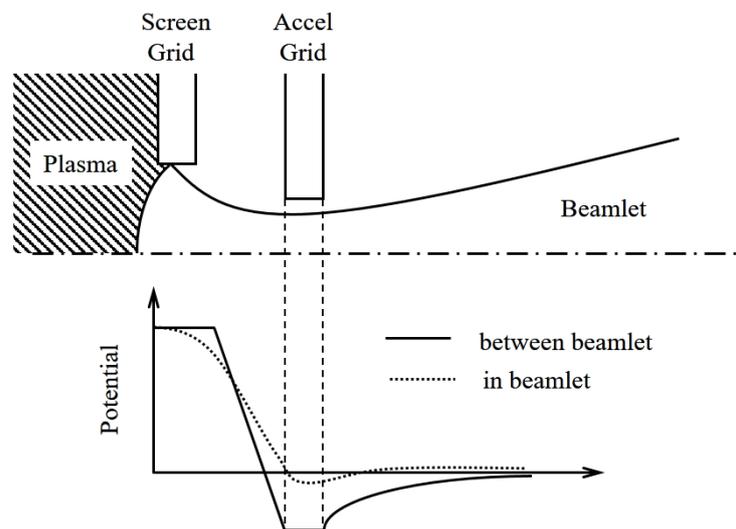


Figure1.3: イオン抽出・加速の概念図

1.3.4 中和器

プラズマから一方的に正イオンのみを抽出すると、スラスタや宇宙機自体が負に帯電してしまい抽出イオンが引き戻されイオン加速が即座に中断してしまう。そこで、エンジンの下流に中和器と呼ばれる電子源を配置し、イオンビームと同時に電子をビーム中に注入して電氣的に中和する。これは中和器を介して宇宙機中に堆積された負電荷を機外へ排

出する事によって、宇宙機の帯電を防止しているともみなせる。宇宙機の単位時間あたりの電位負荷（Charge up）は次式で表される [2].

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{C} \frac{dQ_s}{dt} \approx \frac{I_b}{C} \quad (1.3.1)$$

ここで V は宇宙機電位、 C は宇宙機の電気容量である。 Q_s は宇宙機が得る電荷量であり、その時間変化はほぼイオンビーム電流 I_b に等しい。具体例として、 $C = 10\text{pF}$ 、 $I_b = 100\text{mA}$ を考えると、宇宙機は 1ms の間に -10kV も帯電してしまう。このような高いポテンシャルの帯電は、宇宙機内部での局所的な絶縁破壊や、イオンビームの逆流を引き起こす。これらを防ぐため、中和器は電子を放出し、イオンビームを電子放射によって電氣的に中和する。

中和電子の供給方法には実用されてきたものとして、Fig.1.4 に示すような4つの方式がある。それぞれ、

- (a) イオンビームの外部にフィラメントカソードが置かれる方式
- (b) イオンビームの内部にフィラメントカソードが置かれる方式
- (c) 電子銃によりイオンビーム内へ電子を打ち出す方式
- (d) プラズマブリッジにより電子を供給する方式

となっている。(a)の方式では低密度イオンビームに十分な電子供給を行うためには、フィラメントに $50\sim 100\text{V}$ 程度の負バイアスをかける必要があり、フィラメントの寿命が問題となる。(b)の方式では、イオンビーム密度の濃い位置にフィラメントを挿入すれば与えられた中和器のバイアス電圧でも十分な電子放出が可能となるが、イオンビームスパッタリングによる耐久性が問題となる。SERT1 などの初期のイオンスラストではこの方式のフィラメントカソードが用いられてきたが、度重なる熱サイクルによって劣化が起き、フィラメントの寿命が運転時間を制限してしまうという問題があった。フィラメントカソードを用いる方式以外では、(c)の電子銃を用いる方式があるが、物理的な利点に対して推進器の構造や電力の要求が大きくなるなどの付加的な複雑さが生じやすい。現在では(d)に示すようなプラズマブリッジを利用する方法が主流である。

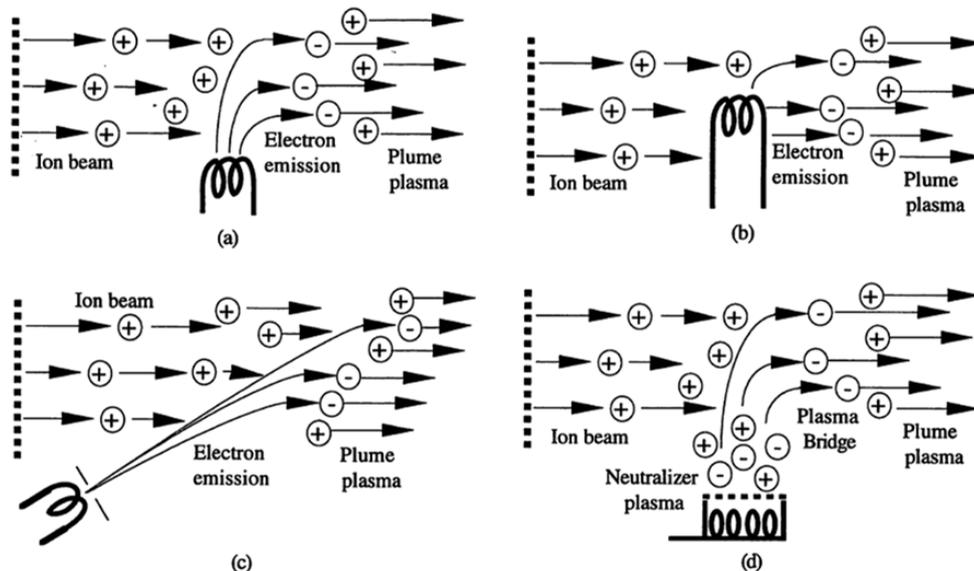


Figure1.4: イオンビームの中和方式；(a) ビーム外からの熱電子放出 (b) ビーム内からの熱電子放出 (c) 電子銃による電子放出 (d) プラズマブリッジを利用した熱電子放出 [2]

中和器としては一般的にホローカソードと呼ばれる熱陰極が使用されるが、高周波放電を利用した中和器も開発されている。イオンビームの空間電荷による半径方向のビーム拡散を抑制するために、ビームの中和は中和器にイオンビー

ムが直撃せず，かつ出来るだけグリッド近傍で速やかに行う事が望ましい．また，中和器で使用される電力や推進剤は直接推力には寄与しないため，出来るだけ少ない電力や作動ガスで大きな電子電流が供給される事が要求される．

1.4 イオンスラストの例

イオンスラストにはプラズマの生成方式によりいくつかの種類がある。ここでは宇宙機に実際に採用された実績のあるイオンスラストの方式を紹介する。[28]

1.4.1 直流放電型イオンスラスト

直流放電型イオンスラストは最も一般的なイオンスラストである。放電室内の陰極と陽極間で直流放電を起こしプラズマを生成する。主陰極としてはフィラメントを用いることがあるが、通常はホローカソードを用いる。直流放電型イオンスラストは放電室内部の磁場形状によって Kaufman 型とカスプ型に分けられる。直流放電型では一様な高密度プラズマを得やすいため、優れた推進性能を発揮できることが特徴である。一方で、ホローカソードを用いているため、その構成や取り扱いが比較的困難である。また、スラストの耐久性もホローカソードの耐久性に大きく依存する。Fig.1.5 に直流放電型イオンスラストの構成を示す。

1.4.2 RF 放電型イオンスラスト

RF 放電型には容量結合型と誘導結合型が存在するが、高いイオン密度を達成することができる誘導結合型が一般的にイオンスラストには用いられる。高周波放電式イオンスラストのイオン生成部は、誘電体で製作された放電室の外壁にインダクションコイルが巻き付けられた構成となっている。このコイルに交流電流を導入することにより、放電室軸方向に磁場が誘起される。この誘導された磁場により放電室周方向に誘導電場が発生し、この電場により電子にエネルギーが供給され、推進剤を電離してイオンを生成する。このようにコイルとプラズマが変圧器の1次コイルと2次コイルのように誘導結合することによりエネルギーの享受が行われる。適切な周波数の変動磁場を加えることにより、電子は電離に必要な加速を受け、往復運動により壁面への損失が低減される。この周波数領域は0.8~10MHz程度に存在するためRF放電式と呼ばれる。Fig.1.6 にRF放電型イオンスラストの構成を示す。

1.4.3 マイクロ波放電型イオンスラスト

マイクロ波放電型イオンスラストは、イオン源の内側にリング状の永久磁石列を配置した単純構造となっている。投入されたマイクロ波によって永久磁石表面近傍で電子サイクロトロン共鳴を起こし、推進剤を電離してプラズマを生成する。RF放電型と同様に電極を用いない構造のため耐久性に優れ、スラストの構成も比較的シンプルであるため、信頼性や運用性もよい。しかしながら、直流放電型と比較してプラズマ密度が低く、イオン電流密度はイオン加速部の空間電荷制限よりも小さいため、現状性能は内部プラズマ生成量で律速されている。また、発電した直流電力をマイクロ波電力に変換する都合上、電力効率も比較的低い。高電圧を扱うイオンスラストでは各部の高電圧絶縁が必要になる。直流放電型では加速グリッド間の絶縁と推進剤ガス系を絶縁するガスアイソレータのみでよいが、マイクロ波放電型ではこれらに加えてマイクロ波系を絶縁するDCブロックが必要となる。Fig.1.7 にマイクロ波放電型イオンスラストの構成を示す。

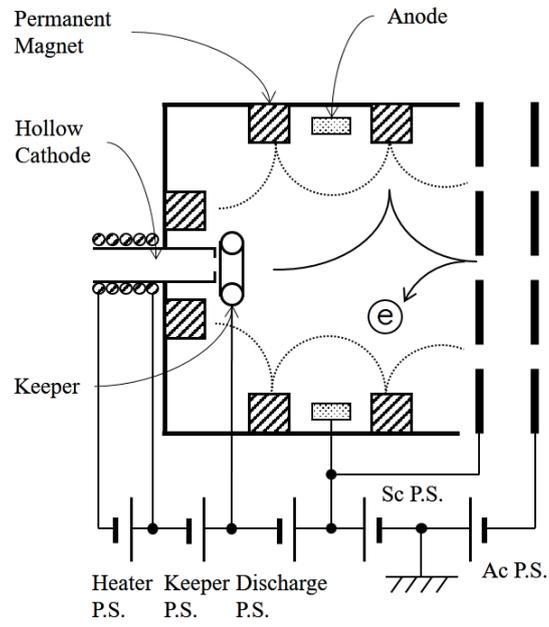


Figure1.5: 直流放電型イオンスラストの概念図

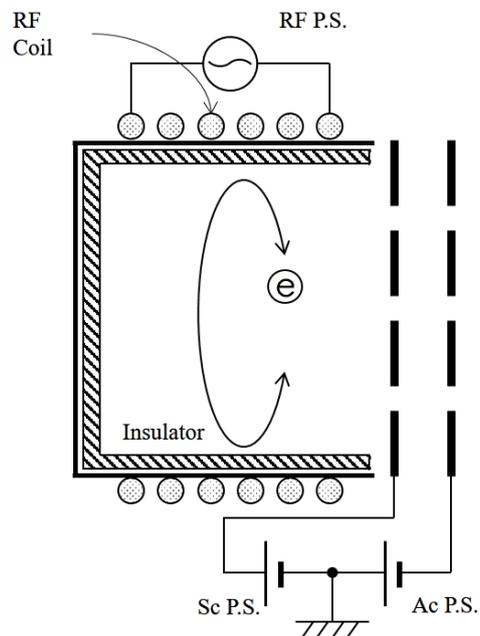


Figure1.6: RF 放電型イオンスラストの概念図

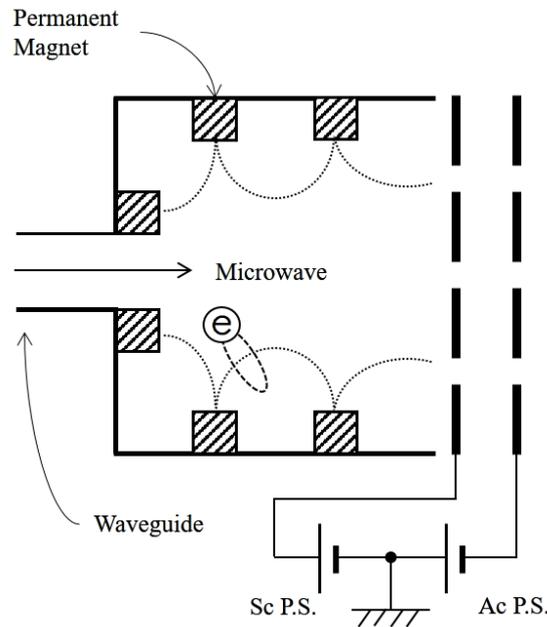


Figure1.7: マイクロ波放電型イオンスラスタの概念図

1.5 マイクロ波放電型イオンエンジン $\mu 10$

1.5.1 $\mu 10$ の概要

代表的なマイクロ波放電型イオンエンジンに、JAXA 宇宙科学研究所で開発された $\mu 10$ イオンエンジンがある。本章冒頭でも述べたように、 $\mu 10$ イオンエンジンは、小惑星サンプルリターンミッション探査機「はやぶさ」およびその後継機の「はやぶさ 2」に搭載され、宇宙空間で初めて運用に成功した 10cm 級のマイクロ波放電型イオンエンジンである。このイオンエンジンを搭載した探査機による将来のミッションとして、2022 年打ち上げ予定の惑星間ダスト分析と小惑星 Phaethon へのフライバイを目指す DESTINY⁺ 探査機や、木星圏探査を目指すソーラー電力セイル OKEANOS などが検討されている。

「はやぶさ」に搭載された $\mu 10$ イオンスラスタでは、最大推力 8mN、比推力 3,000 秒、推進効率 34% であった。「はやぶさ」では、中和器の不具合により地上耐久試験で得られた結果よりも 5,000 時間ほど短い 15,000 時間ほどでスラスタ寿命を迎えてしまった。この結果を元にして改良を施したものが後継機の「はやぶさ 2」に搭載され、2018 年 6 月に往路 6,500 時間のイオンエンジン運用を大きな問題なく完了した。「はやぶさ 2」モデルの $\mu 10$ では最大推力 10mN、比推力 2,800 秒、推進効率 35% の性能を達成している。また、「はやぶさ」モデルにおいて寿命の律速条件であった中和器の耐久性も向上し、地上耐久試験では、「はやぶさ」モデルの 2 倍以上の 48,000 時間を達成している。これらの諸元を他の 10cm 級のイオンスラスタと比較したものを Table 1.2 に示す。

イオンスラスタ $\mu 10$ は世界最長クラスの宇宙運用実績を有する信頼性の高いイオンスラスタであるが、Table 1.2 に示した他の方式のスラスタと比較をすると、最大推力と推進効率がかかなり小さいことがわかる。このことはミッション要求の観点では大きな問題となる。実際、DESTINY⁺ ミッションでは大きな ΔV を得るために、「はやぶさ 2」では

スラスタの同時運転は最大 3 台までであったが、高推力化のために 4 台同時運転を行うことが検討されている。また、OKEANOS ミッションでは、「はやぶさ 2」比で 20% 程度のイオン源性能向上（ビーム電流値換算で 204mA）が目標とされており [26]、 $\mu 10$ の大推力化は解決すべき重要な問題の 1 つである。

Table1.2: 10cm 級のイオンスラスタ比較 [4-7]

スラスタ	$\mu 10$ (はやぶさ)	$\mu 10$ (はやぶさ 2)	T-5	XIPS-13	RIT-10
放電形式	マイクロ波放電	マイクロ波放電	直流放電 (Kaufman 型)	直流放電 (カスプ型)	RF 放電
口径, cm	10	10	10	13	10
推力, mN	8	10	18	17.2	15
ビーム電流, mA	130	170	329	400	234
比推力, s	3000	2800	3000	2507	3325
電力, W	340	400	476	421	459
推進効率, %	34	35	55	50	52

1.5.2 性能向上の試み

これまでにいくつかの性能向上の方法が模索されてきた。「はやぶさ」モデルから「はやぶさ 2」モデルへの大きな変更点は、推進剤投入方法の最適化である。「はやぶさ」モデルでは放電室より上流の導波管³⁾に設置されたガスポートから推進剤を導入していたが、「はやぶさ 2」モデルでは放電室内に設置された永久磁石の間からも推進剤を導入することで、最大推力向上に成功した。また、引き出し電極も、スクリーングリッドの薄型化やアクセルグリッド孔径の縮小などの改良が加えられている [29,30]。近年の研究では、スクリーングリッドを更に薄肉化することと、放電室内壁面の電位を変更することで最大推力を増加することに成功している [31]。

しかしながら、前節で述べた 200mA を超える性能向上は未だに達成されていない。ガスポート方向の変更や、マイクロ波投入電力の変更なども検討されたが、推力向上に大きなインパクトがないことが判明している [29]。特に、マイクロ波投入電力の変更は、マイクロ波電源効率や伝送効率の問題から推進効率の低下を招くために現実的ではない。さらなる推力向上のためには、放電室全体の大幅な設計変更を検討する必要がある。

³⁾ Fig.1.7 参照。

1.6 研究目的と方針

以上の背景を踏まえて本研究では、以下の2つを研究目的とする。

1. 200mA 以上のビーム電流の達成
2. マイクロ波放電型イオンスラストの設計指針の提案

目的1に関して、 $\mu 10$ イオンスラストのイオン源を対象として、将来ミッションへの適用のため、最大推力の向上を目指す。前節で述べたように、現状の放電室形状のまま動作パラメータを変更するだけではこれ以上の性能向上は見込めない。そこで放電室の再設計を行い、新型放電室を設計・製作し、性能への影響を実験的に検証する。

目的2に関して、再設計を行った放電室性能を従来の $\mu 10$ 放電室と比較することによって、マイクロ波放電型イオンスラストの性能に影響を与える放電室形状パラメータを見出し、性能向上のための設計指針を提示する。

1.7 論文構成

本論文の校正を以下に示す。

第 1 章 序論

第 2 章 イオンスラスタの性能評価

マイクロ波放電型イオンスラスタの原理と性能パラメータを示す。

第 3 章 実験装置

本研究で用いた実験装置と、新型放電型の設計について述べる。

第 4 章 新型放電室の性能評価

新型放電室に関して推力係数とビームフラットネスパラメータを実験的に評価する。

第 5 章 放電室内部診断

放電室内部のイオン電流分布を計測し、イオン引き出し効率を決定する。

第 6 章 放電室性能の電力依存性

第 2 章で紹介した 0 次元モデルをマイクロ波放電型イオンスラスタへ拡張し、放電電力特性からマイクロ波吸収効率を見積もる。

第 7 章 放電室形状と性能

前章までの実験結果を元に放電室内部の磁場形状に着目して、性能パラメータとの関係を考察する。

第 8 章 結論

2

イオンスラストの性能評価

本章では一般的なイオンスラストの性能評価について述べる。また、直流放電型イオンスラストに関する0次元モデルを紹介し、イオンスラスト内部のプラズマ物理現象に関して説明する。

2.1 イオンスラストの性能評価指標

イオンスラストの性能評価に重要な評価パラメータとしては、推力・比推力・イオン生成コスト・推力電力比・推進剤利用効率・電力効率・推進効率があげられる。以下に各パラメータの定義と計算式を示す [7,28].

2.1.1 推力

イオンスラストが発生する推力は次式で与えられる。

$$F = \eta_{div} \eta_{multi} \dot{m}_i u_e = \eta_{div} \eta_{multi} I_b \sqrt{\frac{2m_i V_b}{e}} \quad (2.1.1)$$

ここで、 η_{div} はビーム発散効率、 η_{multi} は多価イオン効率、 I_b はイオンビーム電流、 m_i はイオン質量、 V_b は加速電圧である。加速電圧は、無限遠方の電位を0Vとしてスクリーン電位を用いることが一般的である。

推力はビーム電流に比例するため、推力向上はビーム電流の向上と同義である。ビーム電流には次式で表される空間電荷制限則により抽出できるイオンビーム電流密度には制限がある。電極面積を A とした際の空間電荷制限電流 I_{sl} は次式で表される。

$$I_{sl} = \frac{4}{9} \epsilon_0 A \sqrt{\frac{2e V_b^{3/2}}{M I_s^2}} \quad (2.1.2)$$

I_s は電極間距離を表す。例えば、1価のキセノンイオンを電位差1,500V、電極間距離1mmで加速させた場合、空間電荷制限電流密度は約28mA/cm²となる。イオンエンジンでは電極面積はスクリーングリッドの1孔あたりの面積に

相当する。従って、大推力化するにはスクリーングリッドの開口率を大きくし、イオン放出面積を大きくするのが一般的である。また、キセノンのようなイオン質量が比較的大きな推進剤を用いることも有利となる。

イオンスラスタの推力は極めて微小であるため、推力を精度よく直接計測することは困難であり、イオンビーム電流から計算により求めることが一般的である。Eq.(2.1.1) から求められる推力計算値は、宇宙運用を通じて実際の発生推力とほぼ一致することが確認されている。

2.1.2 比推力

消費推進剤流量に対する推力をの大小を表す指標であり、次式で表される。

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} = \frac{\eta_{div}\eta_{multi}\eta_u}{g} u_e = \frac{\eta_{div}\eta_{multi}\eta_u}{g} \sqrt{\frac{2eV_b}{m_i}} \quad (2.1.3)$$

比推力に重力加速度を乗じれば、推進剤の平均排気速度として考えることもできる。Eq.(2.1.1) より推力一定のもと、排気速度が高ければ、必要となる推進剤流量が低減できるので、ペイロードが限られる宇宙用推進機としては重要な性能指標の1つである。イオンスラスタの場合は、加速電圧とイオン質量により決まるので、推進剤には希ガスの中で分子量が高いキセノンが主に用いられる。

2.1.3 推進剤利用効率

供給推進剤の全粒子のうち推力に寄与した粒子の割合で、次式で表される。

$$\eta_u = \frac{\dot{m}_i}{\dot{m}} = \frac{I_b}{\dot{m}_{Aeq}} \quad (2.1.4)$$

ただし、 \dot{m}_{Aeq} は供給推進剤粒子がすべて1価イオンに電離したと仮定した際の電流換算流量であり、次のように与えられる。

$$\dot{m}_{Aeq} = \frac{e\dot{m}}{M} \quad (2.1.5)$$

ここで M はイオン種の分子量である。推進剤利用効率が低いと比推力が低下し、電荷交換反応が増大して、アクセルグリッドの侵食量を増大させる。推進剤搭載量に大きく影響を与えるため、実用上重要なパラメータとなる。

2.1.4 イオン生成コスト

放電室から引き出されるイオン1個あたりの生成に要する電力で、次式で表される。

$$C_i = \frac{P_d}{I_s} \quad (2.1.6)$$

ここで P_d は放電電力である。イオン生成コストは、直流放電型イオンスラスタにおいて放電損失 (Discharge loss) とも呼ばれる。単位は W/A か eV/ion を用いる。推力発生に直接寄与しないので推進剤利用効率との兼ね合いを考慮しながら、できるだけ抑えたほうが良い。

2.1.5 電力効率

イオンスラスタの総消費電力のうち推進に消費される電力の割合で、次式で表される。

$$\eta_p = \frac{I_b V_b}{I_b V_b + P_d + P_n} \quad (2.1.7)$$

イオンスラスタは中和器を含んだシステムであるため、中和器電力 P_n を考慮に入れる。直流放電式イオンスラスタの場合は 80% 前後であるが、マイクロ波放電式イオンスラスタでは、マイクロ波アンプと伝送経路損失により律速され 70% 程度に留まっている。

2.1.6 推進効率

電気推進機に投入した電力のうち、推力に変換された割合を表す指標であり、次式で表される。

$$\eta_t = \frac{\frac{1}{2}mv_e^2}{P} = \frac{\frac{1}{2}FgI_{sp}}{P} = \eta_{div}^2 \eta_{multi}^2 \eta_u \eta_p \quad (2.1.8)$$

一定電力で推進効率が不変とすると、推力は比推力に反比例していることがわかる。

2.1.7 推力電力比

イオンスラスタの単位消費電力あたりの推力であり、次式で表される。

$$\frac{F}{P} = \frac{2\eta_t}{gI_{sp}} \quad (2.1.9)$$

P はスラスタの全消費電力である。一般的な値として、直流放電型イオンスラスタでは 30mN/kW、ホールスラスタでは 50mN/kW 程度である。

2.2 イオンスラスタの0次元モデル

放電室内部現象を理解するために、直流放電型イオンスラスタに関する0次元モデルを紹介する。イオンスラスタの0次元モデルは様々提唱されているが、ここではシンプルなモデルとして Brophy らによるエネルギー・粒子分配モデルを紹介する [32,33]。

2.2.1 放電室内部電子分布

直流放電型イオンスラスタの放電室内部電子エネルギー分布を考える。Fig.2.1 に直流放電型イオン源の電子エネルギー分布を示す。放電室内部の電子エネルギー分布は、熱エネルギーを持つ熱電子と、陰極より放出された高エネルギー電子（1次電子¹⁾による2温度分布となっている [34]。このうち、熱電子はマクスウェル・ボルツマン分布に従うと考えられる。熱電子の大多数は、電離に寄与する能力がないため陽極へ流入し消失する。一方、1次電子は放電電圧に相当するエネルギーを持つ輝線分布的になる。1次電子が中性粒子に衝突するとイオンが生成する。電離によりエネルギーを失った電子は、熱電子に組み入れられる。

¹⁾ 中性粒子のイオン化エネルギー以上のエネルギーを持つ電子とする。

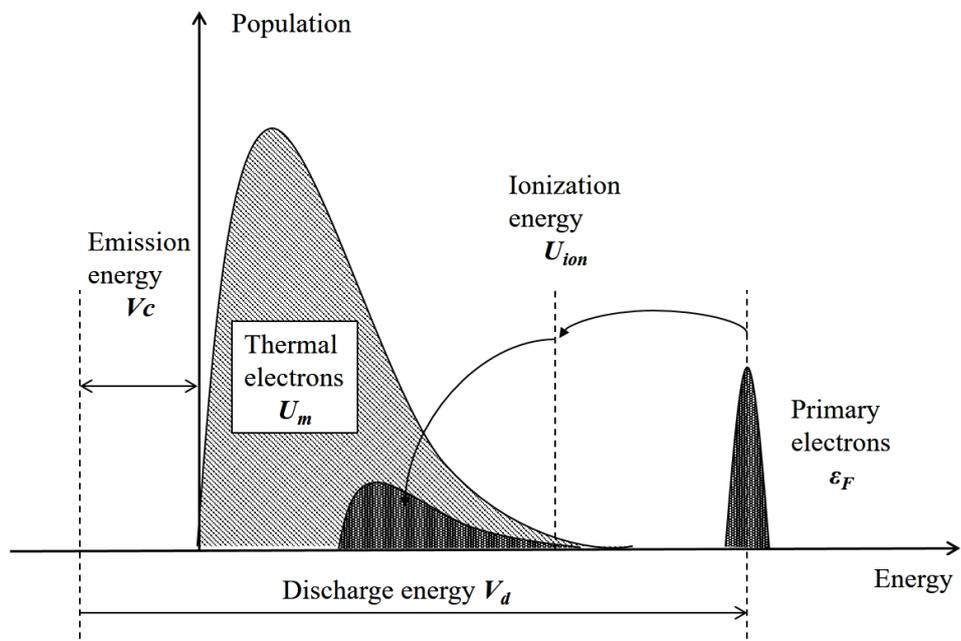


Figure 2.1: 直流放電型イオン源の電子エネルギー分布

2.2.2 エネルギー・電流分配モデル

電子やイオンが放電室から運び去るエネルギーと投入される1次電子のエネルギーバランスを考えることで、イオン生成率を推定することを試みる。1次電子は電離衝突するまではエネルギー一定であると仮定する。Fig.2.2に、直流放電型イオン源内部のエネルギー・電流分配モデルを示す。まず1次電子に着目する。1次電子 I_F は、放電電圧 V_d から電子放出コストに相当する V_c を差し引いた電圧で加速されて陰極より放出される。放出された1次電子は、一部 I'_P が電離衝突によりイオンを生成し、 ΣI_{ex} が励起衝突により中性粒子を励起する。非弾性衝突を起こさなかった未反応成分 I_L が陽極へと損失する。電離衝突と励起衝突を起こした1次電子 $I_F - I_L$ は熱電子となる。

ここで、電離反応に着目する。電離衝突は1次電子 I'_P と、熱電子のうち高エネルギーを有するテイル電子 I''_P により引き起こされると考えられる。電離衝突した電子 $I_P (= I'_P + I''_P)$ は同数のイオン I_P と電子 I_P を生成する。結局、 $I_F - I_L + I_P$ の電子が熱電子へと供給されることとなる。一方、生成したイオン I_P は、静電加速される I_s と、陰極に損失する I_c 、陽極に損失する I_a の3つに分けられる。

以上で示した電流が系外へ運び去るエネルギーを考えることで、エネルギーバランス式を立てることができる。

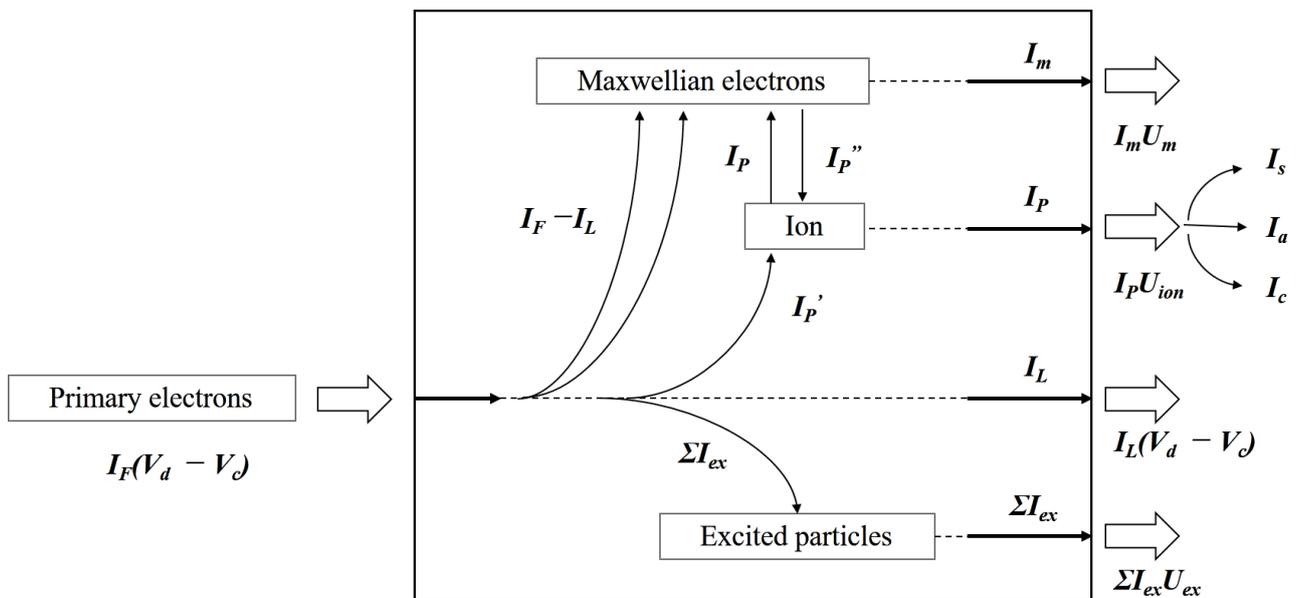


Figure2.2: 直流放電型イオン源の内部エネルギー・電流分配

2.2.3 定式化

まず電流バランスについて整理する。放電電流を I_d とすると、

$$I_d = I_F + I_c \quad (2.2.1)$$

$$I_P = I_s + I_a + I_c \simeq I_s + I_c \quad (2.2.2)$$

生成イオンのうち、陽極損失分は少ないため、 I_a は省略した。生成イオン電流 I_P のうち、静電加速部へ移送されるイオン電流 I_s と、陰極損失イオン電流 I_c の割合をそれぞれ f_s 、 f_c とすると、 I_s と I_c はそれぞれ次のように与えられる。

$$I_s = f_s I_P \quad (2.2.3)$$

$$I_c = f_c I_P \quad (2.2.4)$$

$$f_s + f_c \simeq 1 \quad (2.2.5)$$

熱電子は、電離と励起によりエネルギーを失った電子と、電離により新たに生成した電子は熱電子となる。

$$I_m = I_p + (I_F - I_L) = I_p + I_F \left(1 - \frac{I_L}{I_F}\right) \quad (2.2.6)$$

次に、エネルギー収支を考える。1次電子に与えられたエネルギーは、(1) 中性粒子を励起する (2) イオンを生成する (3) 熱電子を作る (4) 陽極に損失するの4つに分配されるので、次のように書ける。

$$I_F(V_d - V_c) = \sum I_{ex}U_{ex} + I_pU_{ion} + I_mU_m + I_L(V_d - V_c) \quad (2.2.7)$$

ここで、イオン生成コスト²⁾、プラズマイオン生成コスト³⁾、標準プラズマイオンエネルギーコスト⁴⁾を定義する。まず、イオン生成コストは、Eq.(2.1.6) に示すように、単位イオン電流を引き出すのに必要な放電電力である。

$$C_i = \frac{I_d V_d}{I_s} \quad (2.2.8)$$

プラズマイオン生成コストは、単位イオン電流を生成するのに必要な1次電子のエネルギーである。

$$C_p = \frac{I_F V_d}{I_p} = \frac{(I_d - I_c)V_d}{I_p} \quad (2.2.9)$$

これら2つの関係は次のようになる。

$$C_i = \frac{C_p + f_c V_d}{f_s} \quad (2.2.10)$$

Eq.(2.2.10) の右辺第1項は放電によって生成したイオンのうち一部がイオンビームになることを示している。推進剤利用効率が100%の場合、中性粒子はイオン化と再結合を $1/f_s$ 回繰り返していることになる。また右辺第2項は生成粒子による壁面損失を表しており、発熱やスパッタリング損耗を引き起こす成分である。

Eq.(2.2.7) の両辺を I_p で除して、Eq.(2.2.9)を表すと次のようになる。

$$C_p = \frac{\sum I_{ex}U_{ex}}{I_p} + U_{ion} + \frac{I_m U_m}{I_p} + \frac{I_L}{I_p}(V_d - V_c) + \frac{I_F V_c}{I_p} \quad (2.2.11)$$

Eq.(2.2.6) を用いて Eq.(2.2.11) を書き直せば、 C_p と C_i は次のようになる。

$$C_p = \frac{\frac{\sum I_{ex}U_{ex}}{I_p} + U_{ion} + U_m}{\left(1 - \frac{U_m + V_c}{V_d}\right) \left(1 - \frac{I_L}{I_F}\right)} \quad (2.2.12)$$

$$C_i = \frac{\frac{\sum I_{ex}U_{ex}}{I_p} + U_{ion} + U_m}{f_s \left(1 - \frac{U_m + V_c}{V_d}\right) \left(1 - \frac{I_L}{I_F}\right)} + \frac{f_c V_d}{f_s} \quad (2.2.13)$$

Eq.(2.2.12) の分子の意味は、単位イオン電流を生成する際に消費する、電離・励起・熱電子生成電力の合計を表す。分母は、放電電圧 V_d のうちイオン生成に寄与する割合と、1次電子のうち電離や励起に使われた割合の積を示す。

²⁾ average beam ion energy cost.

³⁾ average plasma ion energy cost.

⁴⁾ baseline plasma ion energy cost.

ここで、電子衝突電離によりプラズマを発生させるために必要な、理論最小電力として標準プラズマイオンエネルギーコストを次式で定義する。

$$\varepsilon_p^* = \frac{\frac{\sum I_{ex} U_{ex}}{I_P} + U_{ion} + U_m}{1 - \frac{U_m + V_c}{V_d}} \quad (2.2.14)$$

これを用いて、Eq.(2.2.12) と Eq.(2.2.13) を書き直すと次のようになる。

$$C_p = \frac{\varepsilon_p^*}{1 - \frac{I_L}{I_F}} \quad (2.2.15)$$

$$C_i = \frac{\varepsilon_p^*}{f_s \left(1 - \frac{I_L}{I_F}\right)} + \frac{f_c V_d}{f_s} \quad (2.2.16)$$

更に、1次電子のうち非弾性衝突をする割合を、推進剤流量と関連付ける。1次電子の閉じ込め長さを L とすると、壁面損失電流 I_L は次のように書ける。

$$I_L = I_F \exp(-\sigma_F n_n L) \quad (2.2.17)$$

ただし、 σ_F は1次電子が起こす全ての非弾性衝突（電離・励起）の衝突断面積である。ここで、中性粒子密度 n_n に関して、連続の式より

$$\dot{m}_{Aeq} = I_s + \dot{n}_{n,Aeq} \quad (2.2.18)$$

である。希薄流体の理論から、 $\dot{n}_{n,Aeq}$ は次式で表せる。

$$\dot{n}_{n,Aeq} = \frac{1}{4} n_n e v_0 A_g \phi_0 \quad (2.2.19)$$

Eq.(2.2.18) と Eq.(2.2.19)、推進剤利用効率 η_u を用いて、中性粒子密度は次式で表せる。

$$n_n = \frac{4\dot{m}(1 - \eta_u)}{e v_0 A_g \phi_0} \quad (2.2.20)$$

よって、Eq.(2.2.17) の右辺の指数関数の乗数は次のように書ける。

$$\sigma_F n_n L = C_0 \dot{m} (1 - \eta_u) \quad (2.2.21)$$

ただし、 C_0 は電子閉じ込めに関する定数とする。

$$C_0 = \frac{4\sigma_F L}{e v_0 A_g \phi_0} \quad (2.2.22)$$

以上を用いて、Eq.(2.2.15) と Eq.(2.2.16) は次のように書き表せる。

$$C_p = \frac{\varepsilon_p^*}{1 - \exp(-C_0 \dot{m} (1 - \eta_u))} \quad (2.2.23)$$

$$C_i = \frac{\varepsilon_p^*}{f_s (1 - \exp(-C_0 \dot{m} (1 - \eta_u)))} + \frac{f_c V_d}{f_s} \quad (2.2.24)$$

2.2.4 標準プラズマイオンエネルギーコスト

前節の議論から、 ε_p^* を決定すれば、Eq.(2.2.24) よりイオン生成コストが求まる。そこで、励起・衝突断面積の物性データから Eq.(2.2.14) を用いて ε_p^* を求める。

仮定より、直流放電型のイオンスラストでは、電子分布はマクスウェル分布（密度 n_m 、温度 T_m ）をした熱電子と、輝線分布（密度 n_F 、エネルギー ε_F ）の1次電子が重ね合わさった分布となっている。熱電子の速度分布関数を $f(v)$ として、Eq.(2.2.9) の右辺第一項を書き表すと次のようになる。

$$\frac{\sum I_{ex} U_{ex}}{I_P} = \frac{n_F \sigma_{ex,F} v_F + \int_0^\infty \sigma_{ex}(v) v f(v) dv}{n_F \sigma_{ion,F} v_F + \int_0^\infty \sigma_{ion}(v) v f(v) dv} U_{ex} \quad (2.2.25)$$

ただし、励起エネルギー U_{ex} を全粒子の平均値と考え、生成領域体積は共通、生成領域における各パラメータは一様と仮定した。これを用いて Eq.(2.2.14) を表すと、

$$\varepsilon_p^* = \frac{\frac{n_F}{n_m} \sigma_{ex} v_F + \langle \sigma_{ex} v \rangle_m}{\frac{n_F}{n_m} \sigma_{ion} v_F + \langle \sigma_{ion} v \rangle_m} \frac{U_{ex} + U_{ion} + U_m}{1 - \frac{U_m + V_c}{V_d}} \quad (2.2.26)$$

ここで、

$$\langle \sigma v \rangle_m = \frac{\int_0^\infty \sigma(v) v f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} \quad (2.2.27)$$

熱電子が持つエネルギー U_m は T_m の関数だとすると、 T_m と1次電子と熱電子の密度比 n_F/n_m を与えれば ε_p^* が確定する。 U_m は電子が系から平均的に持ち去るエネルギーであるから、 $2T_e + \phi$ を用いる。具体的に代入する値として、Brophy らは次の値を用いている [32].

$$U_{ion} = \frac{1}{2}(U_{ex,min} + U_{ion}) \quad (2.2.28)$$

$$U_m = 2 \left(\frac{2}{3} T_m \right) + V_a \quad (2.2.29)$$

$$\varepsilon_F = V_d - V_c - V_a \quad (2.2.30)$$

ここで、 V_a は陽極降下電圧である。Brophy の原著論文 [32] では、実験結果からスラスト中心部と陽極部の電子温度の比率 $2/3$ の補正と、 $V_a = 2V$ を用いて [33].

Eq.(2.2.26) だけでは ε_p^* は一意に決定できない。そのため、もう一つ独立に ε_p^* を導出する必要がある。1次電子の消耗率は衝突断面積に比例分配されて励起粒子とイオン生成率に一致すると仮定して、1次電子による生成率 I_P' を衝突断面積で書き表す。

$$I_P' = (I_F - I_L) \frac{\sigma_{ion,F}}{\sigma_F} \quad (2.2.31)$$

これより、Eq.(2.2.17), Eq.(2.2.9), Eq.(2.2.15) を用いて、次のように表せる。

$$\frac{I_P'}{I_P} = \frac{\sigma_{ion,F} C_P}{\sigma_F V_d} \left(1 - \frac{I_L}{I_F} \right) = \frac{\sigma_{ion,F} \varepsilon_p^*}{(\sigma_{ex,F} + \sigma_{ion,F}) V_d} \quad (2.2.32)$$

ここで、生成イオン電流 I_P と I_P' は、生成領域の体積 \tilde{V} を用いて次のように書ける。

$$\begin{aligned} I_P' &= e n_n n_F \sigma_{ion,F} v_F \tilde{V} \\ I_P &= I_P' + I_P'' = I_P' + e n_n n_m \langle \sigma_{ion} v \rangle \tilde{V} \end{aligned} \quad (2.2.33)$$

Eq.(2.2.32) と Eq.(2.2.33) から ε_p^* を解く.

$$\varepsilon_p^* = \frac{1 + \frac{\sigma_{ex,F}}{\sigma_{ion,F}}}{1 + \frac{\langle \sigma_{ion} v \rangle_m n_m}{\sigma_{ion,F} v_F n_F}} V_d \quad (2.2.34)$$

Eq.(2.2.26) と Eq.(2.2.34) を連立して n^F/n_m を消去すれば ε_p^* を陽的に解くことができるが, 困難であるため, 両式のグラフの交点より求めることとなる.

3

実験装置

本章では本研究において用いたスラスタや真空装置などの実験環境に関して述べる。

3.1 実験装置

本研究で用いた実験装置に関して述べる。Fig.3.1 に実験で使用したラックマウントの外観を示す。実験装置は以下の5つから構成されている。

- マイクロ波系
- ガス制御系
- 高圧電源系
- 真空系
- イオンスラスタ

真空系とイオンスラスタ本体に関しては後述する。ここではマイクロ波系・ガス系・高圧電源系の各装置について述べる。

3.1.1 マイクロ波系

マイクロ波系は発振器、マイクロ波アンプ、DC ブロックと、それらを繋ぐ同軸ケーブルからなる。マイクロ波発振器より発振されたマイクロ波はマイクロ波アンプへと導入・増幅され、イオンスラスタのアンテナに導入される。イオンスラスタは基準接地電位から +1.5kV にバイアスされているため、アンテナ直上にマイクロ波系と電氣的絶縁を行う DC ブロック [17] が取り付けられている。マイクロ波アンプは 0~120W の出力があり、反射電力も同時にモニタできる。マイクロ波は減衰の大きい DC ブロックを介してアンテナに投入されるため、パワーメータにより定期的に校正を行った。

入射電力校正は、イオンスラスタを除く全マイクロ波系を接続したあと、DC ブロック直下でパワーメータの値を読

み取ることで、マイクロ波アンプの表示値との校正曲線を取得した。反射電力校正は、DC ブロック直下を短絡して全反射させ、校正済みの入射電力を投入することにより行った。以上の方法で、アンテナの付け根でのマイクロ波の入射電力が決定できる。

3.1.2 ガス供給系

ガス供給系はガスポンペ、ガスレギュレーター、マスフローコントローラーとそれらを繋ぐチューブからなる。投入ガスは最大流量 5.0sccm のマスフローコントローラーで一定体積流量となるように制御される。チューブは絶縁体であるが、推進剤ガスがチューブ内部で真空放電を起こすため、ガス導入口直上にガスアイソレーターと呼ばれる装置を用いている。

3.1.3 電源系

加速電源供給系は、スクリーングリッド用電源、アクセルグリッド用電源からなる。各電源における最大電圧・電流は、スクリーン用電源が 1500V・250mA、アクセル用電源が 2000V・30mA となっている。

Table3.1: 実験装置諸元

系統	名称	型番	主な仕様	数
マイクロ波系	高周波信号発振器	Hittite HMC-T2000	700MHz-8000	1
	高周波増幅器	R&K A4042-4848-R	0-120W	1
ガス供給系	マスフローコントローラ	SEC-7330R	最大 5.0sccm(Xe)	1
		SEC-4400R	最大 5.0sccm(Xe)	1
電源系	スクリーングリッド電源	HEL-1.5P250	0-1,500V ,0-250mA	1
	アクセルグリッド電源	HAR-2N30	0-2,000V ,0-30mA(負バイアス)	1
	直流電源分配器			1

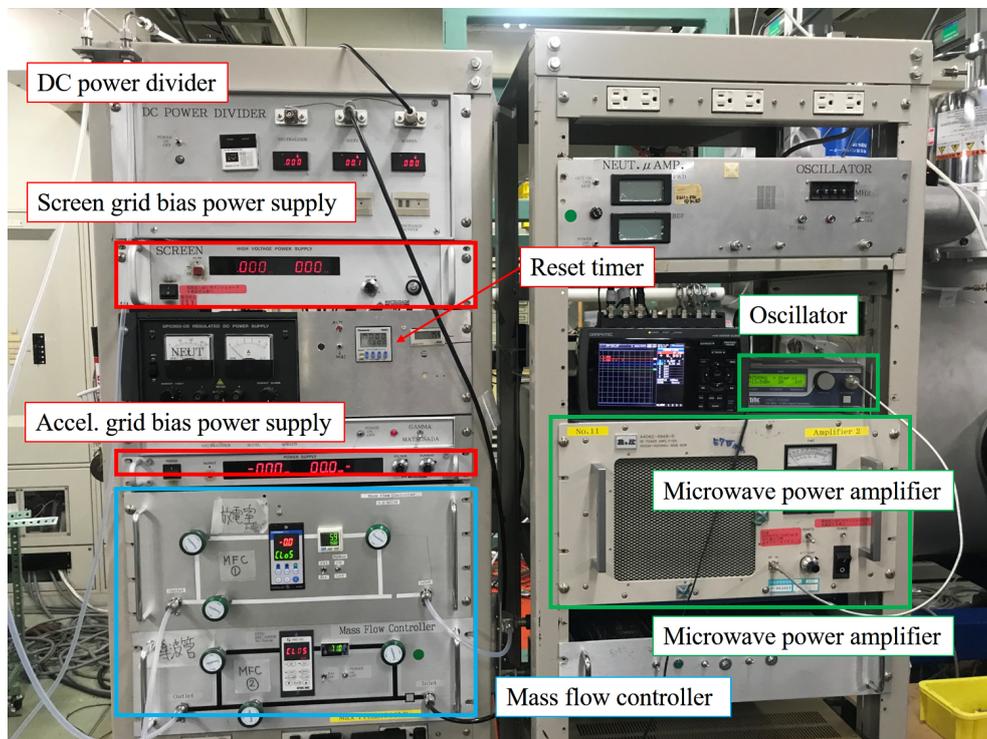


Figure3.1: 実験装置外観

3.2 真空装置

本研究では実験ウインドウ上の都合から、3つの真空チャンバを用いて実験を行った¹⁾。それぞれについて、以下に示す。

3.2.1 耐久試験用チャンバ

耐久試験用チャンバとサブチャンバーの外観を Fig.3.2 と Fig.3.3 に示す。また、その諸元を Table 3.2 に示す。この真空チャンバは「はやぶさ」用イオンスラスタのフライトモデル品耐久試験のために作られたものであり、1つのメインチャンバと2つのチャンバ（サブ A・サブ B）から構成されている。メインチャンバは直径は 2.0m、全長 5.0m である。油回転ポンプ 1 台、メカニカルブースターポンプ 1 台、ターボ分子ポンプ 1 台によって粗引きされ、4 台のクライオポンプによって高真空を保っている。サブチャンバは直径 0.8m、全長 0.6m（サブ A）と 0.8m（サブ B）であり、ゲートバルブによりメインチャンバと隔てられている。それぞれ油回転ポンプとターボ分子ポンプで粗引きされた後、ゲートを開けてメインチャンバと接続し高真空に維持される。また、メインチャンバの上方にはトラバース装置を有する縦置きエアロック室が 2 つ接続されており、それぞれ独立したターボ分子ポンプでの真空引きが可能である。メインチャンバ圧力は無負荷時に 1.4×10^{-5} Pa 程度、キセノン流量 8.0 sccm 時で 3.4×10^{-4} Pa である [35]。イオンスラスタはサブ B に設置され、本チャンバでは主に性能取得を行った。

¹⁾ 以後、実験毎に使用したチャンバを都度明記する。

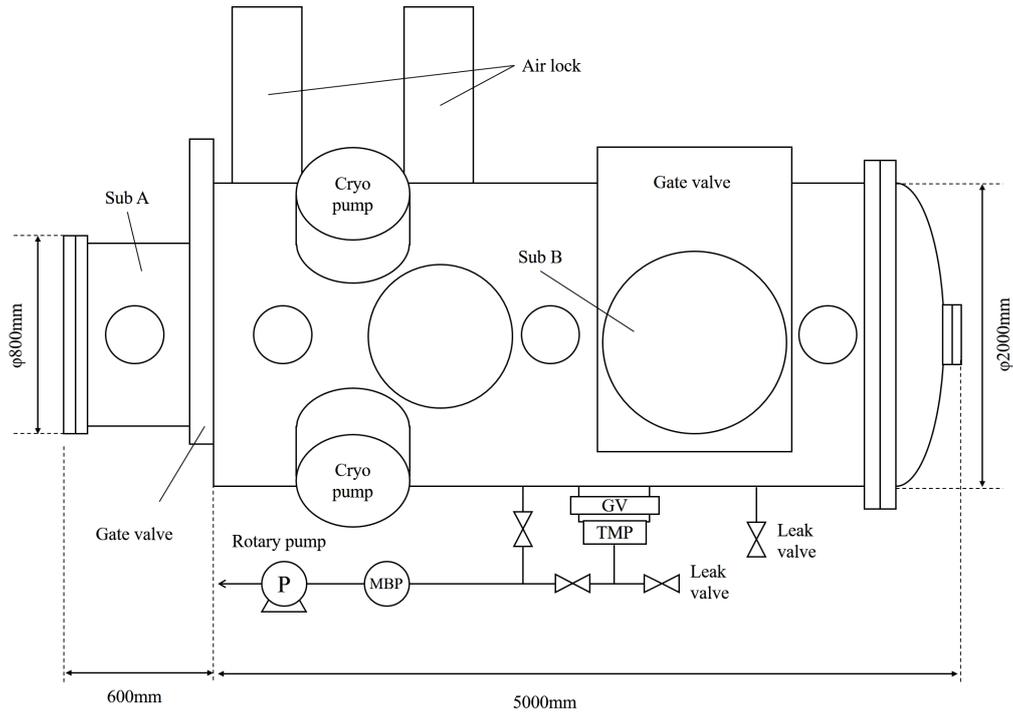


Figure3.2: 耐久試験用チャンバ

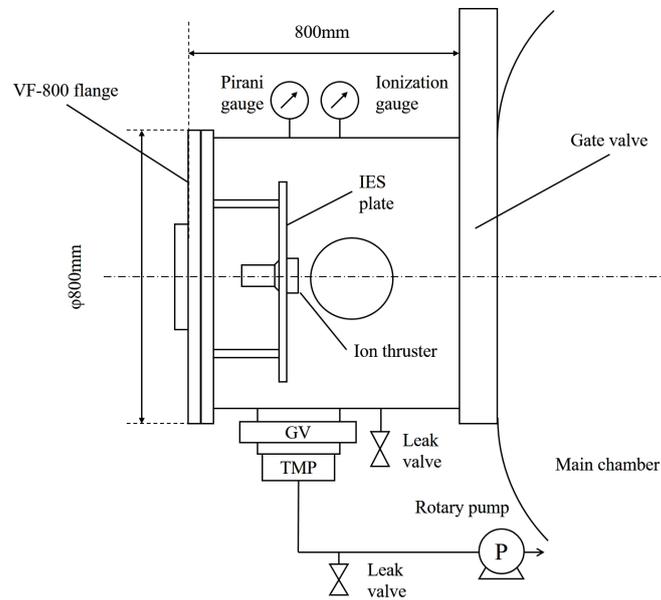


Figure3.3: サブ B チャンバー

Table3.2: 耐久試験用チャンバ

項目	主な仕様	数	
メインチャンバ	SUS316 製横置き円筒型真空槽	ϕ 2.0 m \times 5.0 m	1
	油回転ポンプ	排気速度 450 m ³ /h	1
	メカニカルブースターポンプ	排気速度 2,070 m ³ /h	1
	ターボ分子ポンプ	排気速度 1,000 L/s	1
	クライオポンプ	排気速度 28,000 L/s	4
	チタン製シュラウドパネル	5h 以内に-40°C 到達	1
	イオンビームターゲット		1
サブチャンバ A	SUS316 製横置き円筒型真空槽	ϕ 0.8 m \times 0.6 m	1
	ターボ分子ポンプ	排気速度 200 L/s	1
	チタン製シュラウドパネル	5h 以内に-50°C 到達	1
サブチャンバ B	SUS316 製横置き円筒型真空槽	ϕ 0.8 m \times 0.8 m	1
	ターボ分子ポンプ	排気速度 200 L/s	1
	チタン製シュラウドパネル	5h 以内に-50°C 到達	1
エアロック	SUS316 製縦置き円筒型真空槽	ϕ 0.5m \times 2.0 m	2
	ターボ分子ポンプ	排気速度 200 L/s	2
	X-Z トラバース装置		2

3.2.2 イオンスラスタ実験用チャンバ

イオンスラスタ実験用チャンバの外観を Fig.3.4 に示す。また、その諸元を Table 3.3 に示す。イオンスラスタ用実験用チャンバは直径 0.8m、全長 1.8m で、油回転ポンプ 1 台とターボ分子ポンプ 1 台で粗引きされ、2 台のクライオポンプで高真空に保たれる。圧力は無負荷時に 2.0×10^{-5} Pa 程度、キセノン流量 4.0sccm 時で 5.0×10^{-3} Pa 以下を保っている。本チャンバでは主に内部計測を行った。

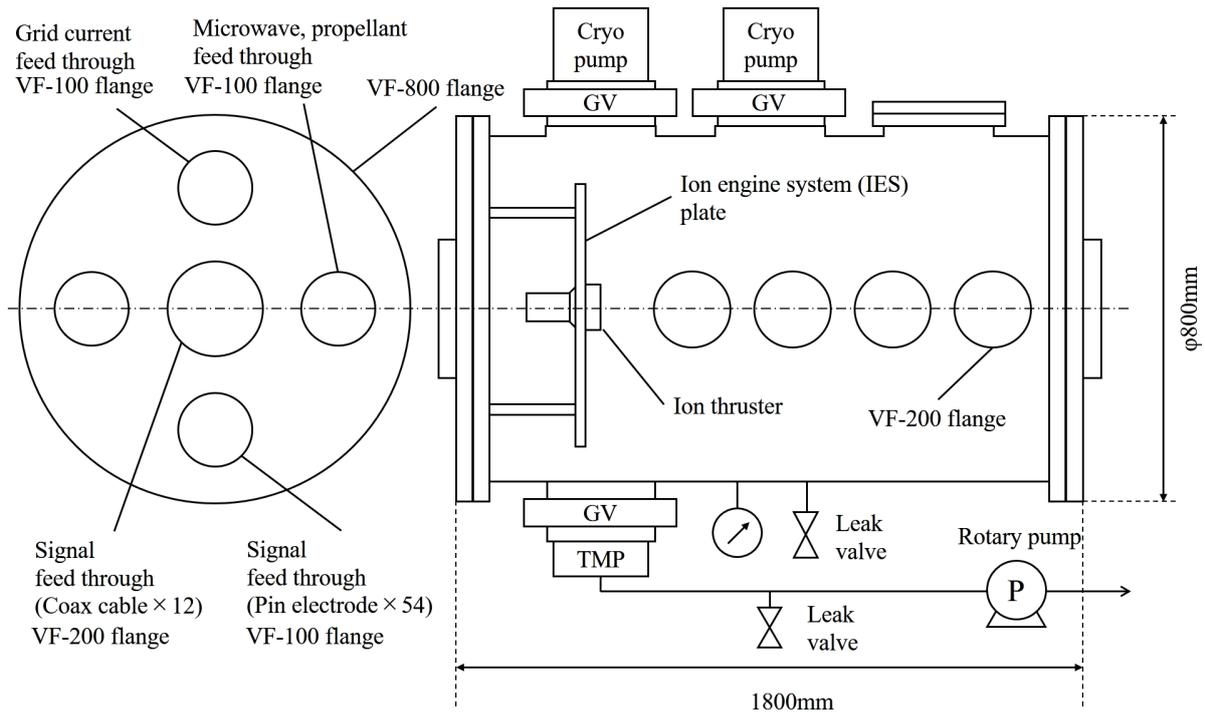


Figure3.4: イオンスラスタ実験用チャンバ

Table3.3: イオンスラスタ実験用チャンバ

項目	型番	主な仕様	数
真空槽		SUS 製円筒型 $\phi 0.8\text{m} \times 1.8\text{m}$	1
油回転ポンプ	VD301	排気速度 500 L/min	1
ターボ分子ポンプ	TG1400F	排気速度 1400 L/s	1
クライオポンプ	CRYO-U16	排気速度 5000 L/s	2
真空ゲージ	PK251	ピラニ・冷陰極複合真空計	1

3.2.3 スペースサイエンスチャンバ

スペースサイエンスチャンバの外観を Fig.3.5 に示す。また、その諸元を Table 3.4 に示す。スペースサイエンスチャンバは直径 2.5m、全長 4m で、油回転ポンプとメカニカルブースターポンプで粗引きされ、2 台のクライオポンプで高真空に保たれる。チャンバ内部には 3 軸のトラバース装置があり、前方と後方にはそれぞれ紫外線源とプラズマ源が備え付けられている。本チャンバではビーム発散角計測を行った。

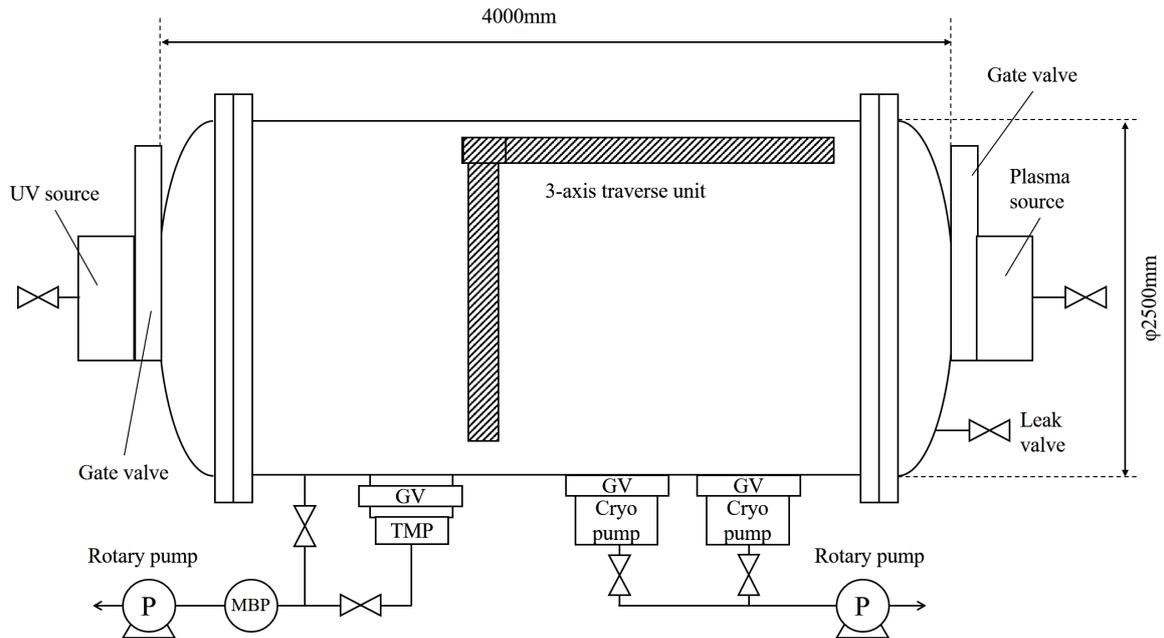


Figure3.5: スペースサイエンスチャンバ

Table3.4: スペースサイエンスチャンバ

項目	主な仕様	数
真空槽	SUS304L 製横置き円筒型 $\phi 2.5\text{m} \times 4\text{m}$	1
油回転ポンプ	排気速度 3,000 L/min	1
メカニカルブースターポンプ	排気速度 1,200 m^3/hr	1
ターボ分子ポンプ	排気速度 3,000 L/s (N_2)	1
ホールディングポンプ	排気速度 500 L/min	1
クライオポンプ	排気速度 28,000 L/s (N_2)	2
三軸トラバース装置		1
大口径紫外線光源	波長 115~400 nm	1
後方拡散プラズマ源	プラズマ密度 $10^3 \sim 10^6 \text{cm}^{-3}$, 電子温度 0.1~0.5eV	1

3.3 マイクロ波放電型イオンスラスト $\mu 10$

3.3.1 概要

本研究で用いたマイクロ波放電型イオンスラストについて概略を述べる [16, 22, 36]. このイオンスラストは軸対称形状をしており, 導波管・放電室・静電加速部・中和器からなる. マイクロ波は導波管底部に設置されたモノポールアンテナより導入され, 導波管により放電室へと供給される. マイクロ波電力はモノポールアンテナ底部において 34W となるように校正されている. 推進剤ガスは, 導波管底部 (導入口 A) と, 放電室の磁石間スパーサー (導入口 B) にそれぞれガス導入口があり, ガス分配器により一定比率で分配されている. 導入口 B から導入された推進剤は周方向一様に供給される. 静電加速部はグリッド支持リングとスクリーン・アクセル・ディセルの 3 枚のグリッドからなり, それぞれ適切な絶縁碍子により支持されている. スクリーニンググリッドはイオンスラストと同電位の +1.5kV に保たれており, プラズマの閉じ込めを行う. アクセルグリッドは -350V にバイアスされており, プラズマからイオンを選択的に引き出す. ディセルグリッドは 0V (=接地電位) に保たれており, 電子の逆流を防いでいる. 引き出されたイオンビームはスラスト外部に設置されたマイクロ波放電型中和器によって中和され, 安定なビームとして推力に寄与する.

Table 3.5 に $\mu 10$ の代表的な動作パラメータを示す. また, Fig.3.6 に $\mu 10$ イオンスラストの概略図を, Fig.3.7 に中和器の概略図をそれぞれ示す.

Table3.5: $\mu 10$ イオンスラスト動作パラメータ

	項目	はやぶさ	はやぶさ 2
イオン源	マイクロ波周波数,GHz	4.25	4.25
	マイクロ波電力,W	32	34
	スクリーン電圧,V	1,500	1,500
	アクセル電圧,V	-350	-350
	ディセル電圧,V	0	0
	ガス導入口	A	A・B (分配)
中和器	マイクロ波周波数,GHz	4.25	4.25
	マイクロ波電力,W	5	8
	ガス流量,sccm ²⁾	0.5	0.7
	電子電流,mA	135	180
	接触電圧,V	22	30

²⁾ 単位 sccm は 1.0atm, 273K において 1cc/min の流量を表す. キセノンでは, 1.0sccm は 0.098mg/s に相当する.

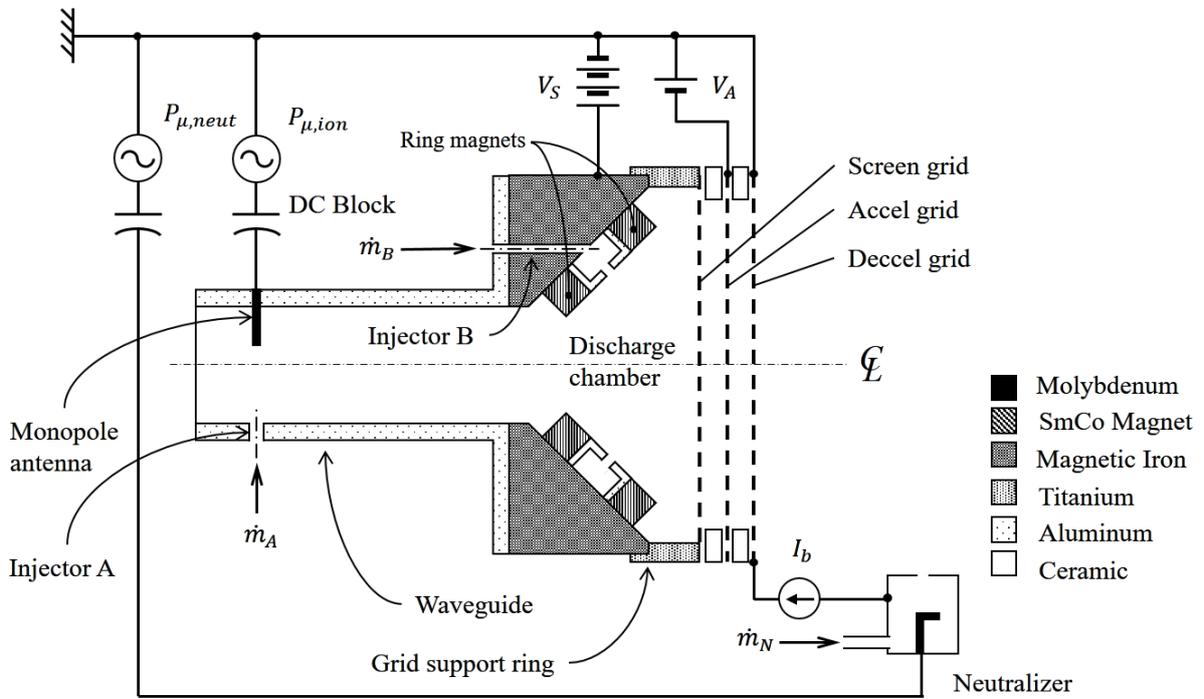


Figure3.6: $\mu 10$ 概略図

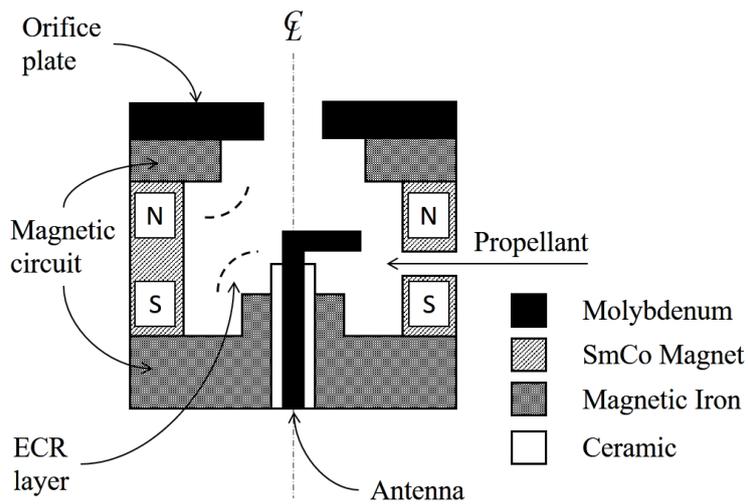


Figure3.7: 中和器概略図

3.3.2 イオン光学系

グリッドに関しては、「はやぶさ」と「はやぶさ2」で諸元が異なる。また、本研究で用いたグリッドは「はやぶさ」と「はやぶさ2」のどちらとも異なるので、本節にまとめる。Table 3.6 にグリッドの諸元を示す [29]。大きく変化するパラメータはスクリーングリッド厚さとアクセルグリッドの孔径である。「はやぶさ」実機ではジオメトリ A, 「はやぶさ2」実機ではジオメトリ B を用いている。本研究では、ジオメトリ C のグリッドアセンブリを用いている。

Table3.6: グリッド諸元

グリッド	項目	ジオメトリ A	ジオメトリ B	ジオメトリ C
スクリーン	グリッド厚さ,mm	0.95	0.8	0.5
	グリッド直径,mm	114	114	114
	有効開口直径,mm	108	108	108
	孔数	855	855	855
	孔直径, mm	3.05	3.05	3.05
	開口率	0.68	0.68	0.68
アクセル	グリッド厚さ,mm	1.0	1.0	1.0
	グリッド直径,mm	114	114	114
	有効開口直径,mm	108	108	108
	孔直径, mm	1.8	1.5 ³⁾	1.2 / 1.4 ⁴⁾
	孔数	855	855	218(ϕ 0.12) / 637(ϕ 0.14)
	開口率	0.24	0.14	0.13
ディセル	グリッド厚さ,mm	1.0	1.0	—
	グリッド直径,mm	114	114	—
	有効開口直径,mm	108	108	—
	孔直径, mm	2.6	2.6	—
	孔数	855	855	—
	開口率	0.48	0.48	—

³⁾ コンダクタンス向上のために孔径を小さくしている。SHAG と呼称する。

⁴⁾ 「はやぶさ」モード耐久試験で得られたグリッド損耗結果を元に大小孔径を分布させている。分布 SHAG と呼称する。

3.3.3 イオンスラストセットアップ

ここでは、本研究で実際に用いたイオンスラストのセットアップを説明する。本研究では、以下の3種類のスラストを用いて実験を行った。

1. $\mu 10$ の性能評価モデル ($\mu 10\text{QM}$: Qualification Model)
2. $\mu 10$ の実験室モデル ($\mu 10\text{LM}$: Laboratory Model)
3. 新型放電室を用いた $\mu 10$ の実験室モデル ($\mu 10\text{RM}$: Redesigned Model)

それぞれのスラストの詳細を述べる。まず、 $\mu 10$ 性能評価モデルは、「はやぶさ2」に搭載された $\mu 10$ と全く同一設計のスラストである。

$\mu 10$ 実験室モデルは、導波管・放電室・グリッドアセンブリを分解可能なイオンスラストである。QM との大きな違いは、(1) 中和器、(2) グリッドのジオメトリ、(3) ガス導入方法、(4) 放電室の4点である。LM では中和器を用いずに動作を行う。また、グリッドのジオメトリは Table 3.6 に示したジオメトリ C を用いている。また、ガス導入はオリフィスによる受動的な分配ではなく、Fig.3.6 に示した導入口 A 及び B それぞれに異なるマスフローコントローラを接続しており、分配比を能動的に変更できるようなセットアップになっている。また、放電室は $\mu 10\text{QM}$ と同一の磁場形状の設計となっているが、磁石列の間に存在するスペーサー部を浮遊電位とすることができるような構造となっている。本実験では、スペーサーは常にスクリーングリッド電位として用いた。

新型放電室ラボラトリーモデルは、前述の $\mu 10\text{LM}$ において放電室のみを変更したセットアップとなっている。すなわち、導波管とグリッドアセンブリは $\mu 10\text{LM}$ と共通である。新型放電室の磁場形状に関しては次節で述べる。

各イオンスラストの違いを Table 3.7 にまとめて示す。また、本論文で用いたスラストは QM, LM, RM を区別して都度明記するものとする。

Table3.7: イオンスラストセットアップの違い

項目	$\mu 10\text{QM}$	$\mu 10\text{LM}$	Redesigned
放電室	従来型	従来型 (スペーサー浮遊可)	新型
中和器	あり	なし	なし
グリッドアセンブリ	ジオメトリ B	ジオメトリ C	ジオメトリ C
ガス分配方法	オリフィス	マスフローコントローラ	マスフローコントローラ

3.3.4 ガス導入方式

Fig.3.6 に示したように、 $\mu 10$ は推進剤ガスを導波管と放電室内部の2つのガス導入口から導入することが可能である。 $\mu 10\text{QM}$ は固定分配であり、分配比率を変更不可能であるが、 $\mu 10\text{LM}$ と $\mu 10\text{RM}$ に関しては分配比率を変更可能である。以下では、 $\mu 10\text{LM}$ と $\mu 10\text{RM}$ を使用した際のガス分配方法を、導入口 A と導入口 B からのガスの比率 $\dot{m}_A:\dot{m}_B$ の比率で明記するものとする。

3.4 放電室設計

3.4.1 放電室設計指針

本研究では、新たに放電室形状を設計し直すことでこれまで達成できなかった 200mA 以上のビーム電流達成に取り組む。新たな放電室の設計指針として、以下の制約条件と、磁場変更の指標に従った。

[制約条件]

1. イオン引き出し口径に変更を加えない。
2. マイクロ波伝送系に変更を加えない。
3. 引き出し電圧・マイクロ波電力に変更を加えない。

[磁場変更指針]

1. 放電室内でプラズマ生成量を増大させる。
2. イオン引き出し効率を増大させる。

制約条件は、従来型放電室 $\mu 10$ における宇宙運用実績・耐久試験実績を維持するためである。各条件を変更すると条件 1 ではグリッドの耐久試験を、条件 2 ではマイクロ波伝送路の再設計を、条件 3 では PPU の再設計を、それぞれ行う必要が出てくる。なお、グリッド形状の最適化は本研究の対象外であるため、今回は言及しない。

以上の制約のもとに設計変更を加える。まず、設計指針 1 について考える。引き出されるイオンビーム電流は次の式で与えられる。

$$I_S = f_S I_P = \int n_n n_e K_{ie} dV \quad (3.4.1)$$

積分は放電室内部プラズマ生成領域に対して取るものとする。放電室体積を一定とすると、同一流量で放電室内部に滞在できる中性粒子の個数は同一となる。電離確率は中性粒子数と電子数が増加すると増加する（ただし、電子温度 T_e が変化しないと言う仮定のもとである）。そのため、放電室体積に対するプラズマ生成領域の体積の割合を大きく取ればよりプラズマが生成できると考えられる。

プラズマ生成領域がどこなのかを検討する。Fig.3.8 に放電室内部の模式図を示す。放電室内部は、磁力線が閉じており ECR 領域を通過する領域 A と、磁力線が閉じていない領域 B、磁力線が ECR 領域を通過しない領域 C に分けて考えることができる。放電室内部でのプラズマ生成は ECR 放電によるものが支配的であると考え、1 次電子が閉じ込められている領域がプラズマ生成領域と考えられる。電子のラーマ半径は、

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{eB} \quad (3.4.2)$$

より計算すると、磁場が最も弱い下流側 (~ 0.02 T) においても $r_L \sim 0.2$ mm 程度であり、ほとんど磁場に拘束されて動くことがわかる。そのため、Fig.3.8 における領域 A がプラズマ生成領域であると考えられる。

これを実験的に確かめるために、予備実験として、領域 A、B、C を分けてのラングミュアプローブ計測を行った。実験は、 $\mu 10$ LM の放電室導入 (分配比 0:1) において、最大ビーム電流が出る 3.1sccm で行った。プローブの設置位置を Fig.3.8 に示してある。ラングミュアプローブは、 $\phi 0.3$ mm のモリブデン線を使用し、露出部は 1.5mm である。3 つのプローブはいずれも下流側磁石表面 1mm の位置に設置されている。設置位置は、磁石端からそれぞれ 2, 7.5, 11mm の位置である。プローブは Fig.3.8 の紙面を貫く方向に配置されており、磁力線を横切らないようになっている。下流側から見た図を Fig.3.9 に示す。プローブの挿入には、4 つに分割できる磁石間スペーサーと磁気回路ヨークをねじ締結するための雌ねじ穴を用いた。ガスがもれないように、穴の隙間はカプトンテープで養生してある。

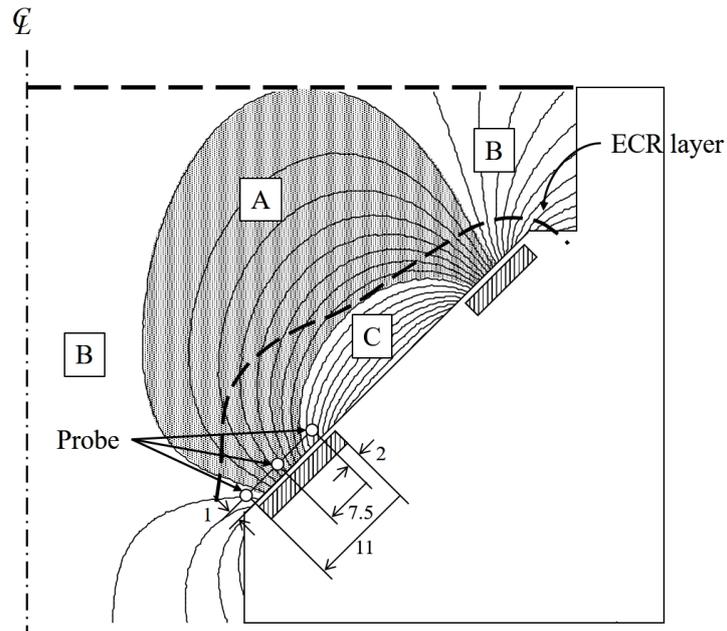


Figure3.8: 放電室内部模式図とプローブ設置位置

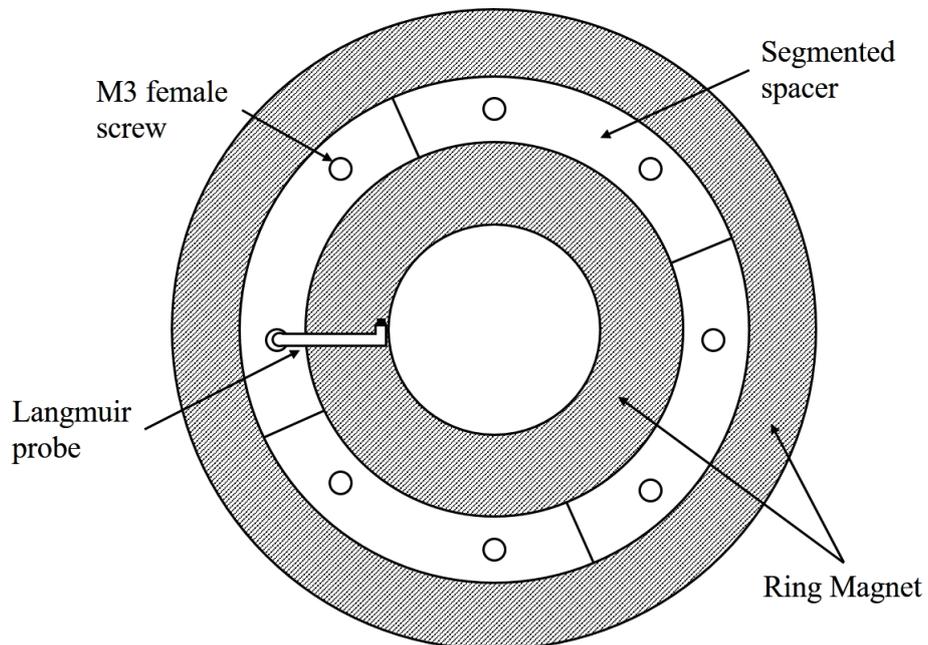


Figure3.9: プローブ挿入位置 (下流側)

Fig.3.10 から Fig.3.12 に結果を示す。イオン飽和電流は、イオン飽和領域のプロットを浮遊電位まで外挿した値を用いている [37]。これらの結果から各部のプラズマ密度と電子温度を求めると、それぞれ Table 3.8 のようになる。この結果から、領域 A のプラズマ密度が他の領域に比べて 1 オーダー高くなっていることがわかる。そのため、領域 A がプラズマ生成領域であるということが確かめられた。

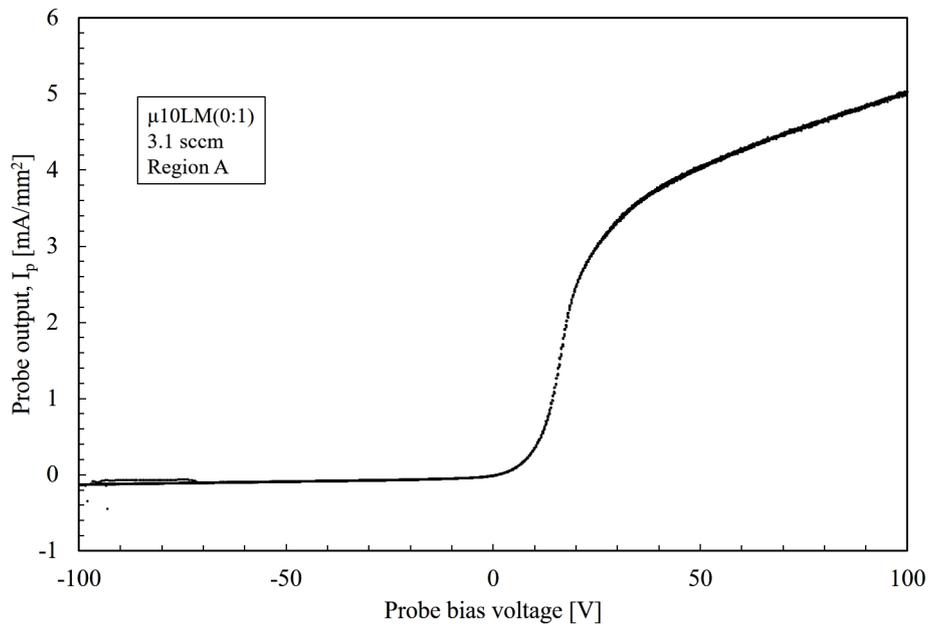


Figure3.10: ラングミュアプローブ計測結果（領域 A）

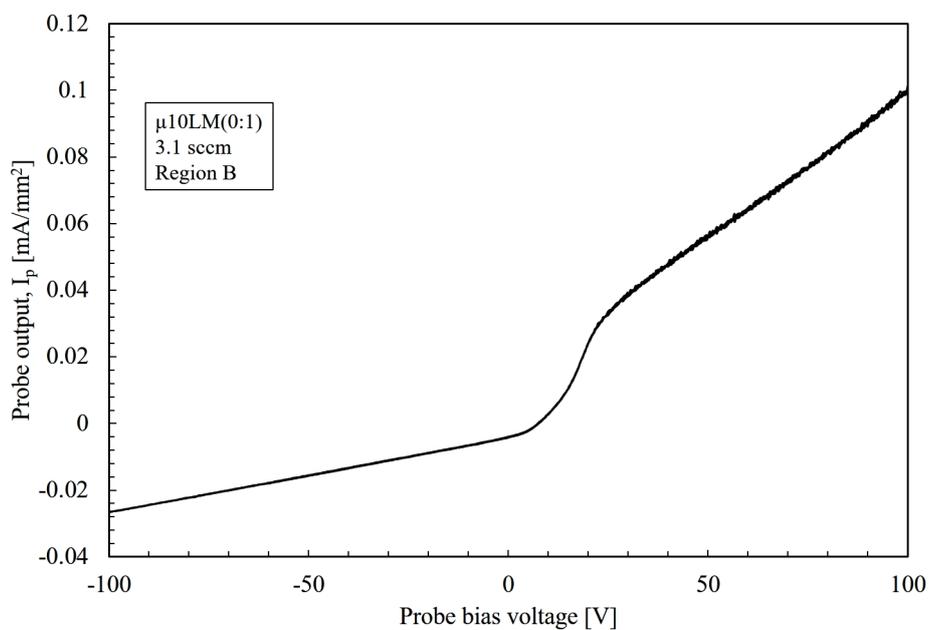


Figure3.11: ラングミュアプローブ計測結果（領域 B）

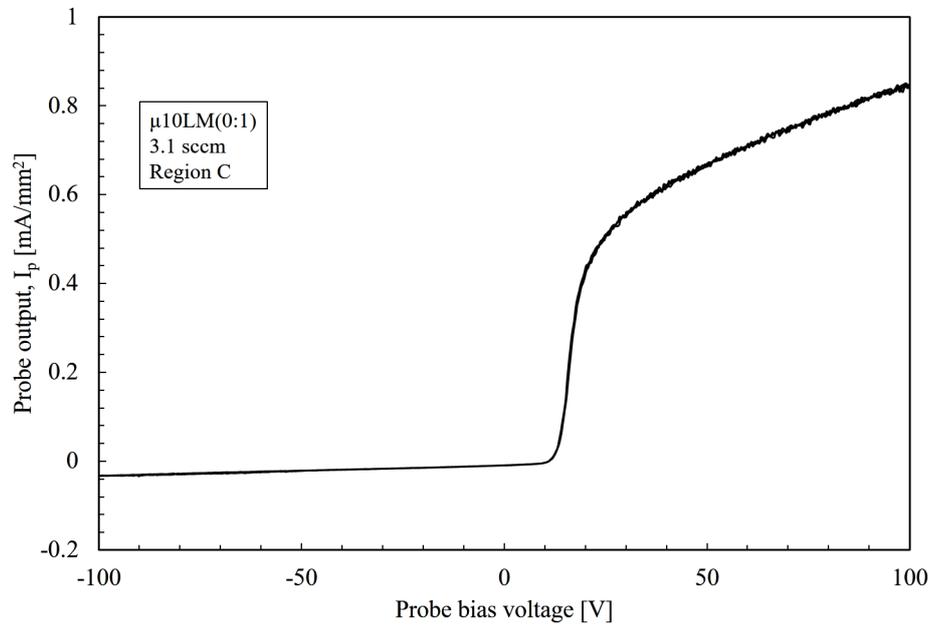


Figure3.12: ラングミュアプローブ計測結果（領域C）

Table3.8: ラングミュアプローブ計測結果

	領域 A	領域 B	領域 C
プラズマ密度 $\times 10^{17} \text{m}^{-3}$	2.6	0.134	0.736
電子温度 eV	4.53	7.23	1.62

次に、設計指針2について考える。Fig.3.13に $\mu 10$ の下流で計測されたビーム電流密度分布（ビームプロファイル）を示す[38]。 $\mu 10$ のビームプロファイルは平坦ではなく、半径方向にピークを持つM字型断面をしたような形状となることが知られている。ピーク付近のビーム電流密度は他の領域に比べて大きく、イオンが到達しやすいと考えられる。そこで、ピークの半値幅をイオン引き出しに対して有効な半径 r_{eff} と考え、この半径を大きくすることを模索する。 r_{eff} を大きくするためには、ピーク位置を外周方向に移動させれば良い。そのため、ビームプロファイル位置を能動的に変更する手法を模索する。Fig.3.14に放電室内部磁場形状とグリッド上での磁場、ビームプロファイルを比較して示す。磁場とビームプロファイルを比較すると、プラズマ生成領域で最も下流側の境界となる磁力線が、スクリーングリッドと接する位置がビームプロファイルのピーク位置と一致することが読み取れる。この位置は、スクリーングリッド面上で垂直方向磁場 $B_{\perp} = 0$ となる位置である。同様の結果が、マグネトロンスパッタリング装置や小型ECRイオン源においても報告されている[39,40]。

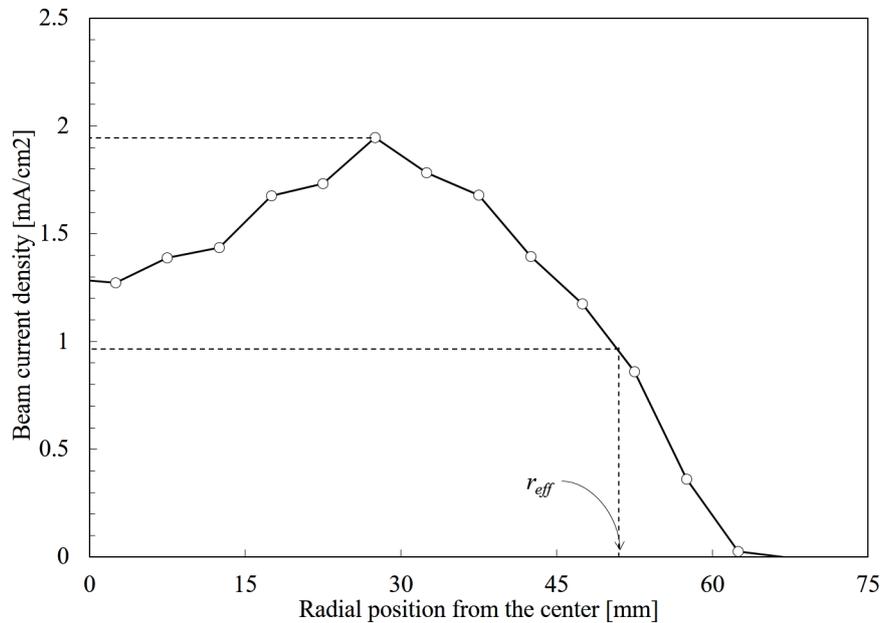


Figure3.13: $\mu 10$ ビームプロファイル

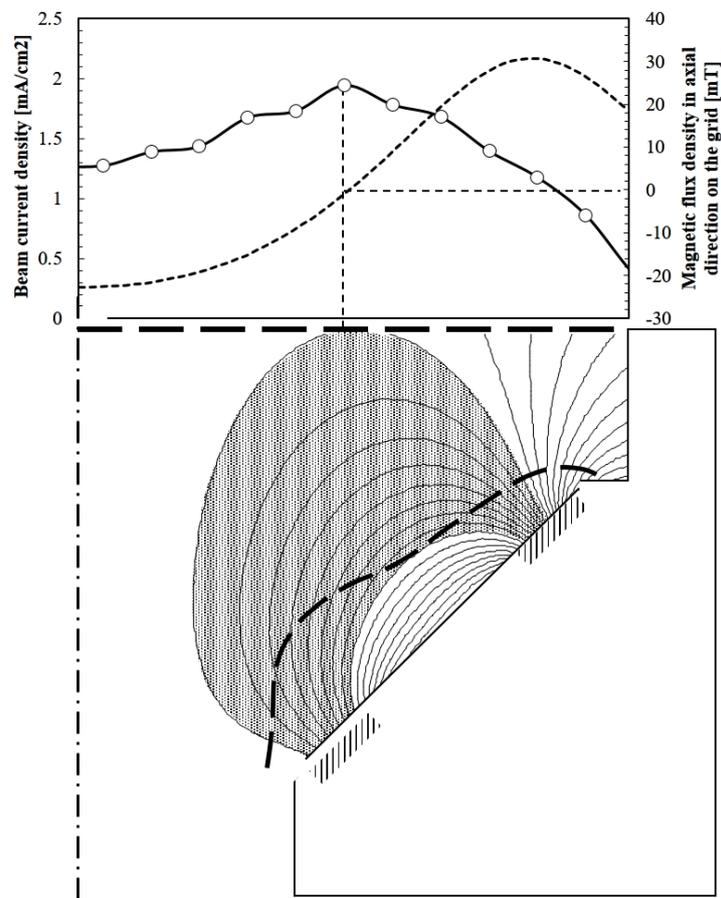


Figure3.14: 放電室内部磁場形状とビームプロファイルの相関

3.4.2 予備実験

以上の方針のもと、ノミナルから放電室長さを変更⁵⁾することで $B_{\perp} = 0$ 点を移動させ、ビームプロファイルがどのように変化するかを検証した [41]。Fig.3.15 に放電室長さを変更した際の磁場形状を示す。グリッド支持リングの長さを 5mm ずつ変更して、30mm 下流のビームプロファイルを取得した。その結果を Fig.3.16 に示す。また、Fig.3.15 から読み取った $B_{\perp} = 0$ の位置と、Fig.3.16 にカーブフィッティングを行い読み取ったピークの位置を、Table 3.9 に示す。磁場形状から予想された位置と完全に一致はしなかったが、変化方向は一致した。すなわち、内部磁場を変化させることによって、ビームプロファイルを能動的に変化させられることが判明した。

しかしながら、放電室高さの変更だけでは r_{eff} の大きな改善には至らなかった。そのため、より大きな磁場形状の変更が必要と考えられる。

Table3.9: ピーク位置の比較

放電室長さ	$B_{\perp} = 0$ 位置 (磁場形状からの読み取り)	ピーク位置 (実験結果からの読み取り)	r_{eff}
+5mm	30	28.1	45
0mm	28	26.8	45
-5mm	26	26.0	45

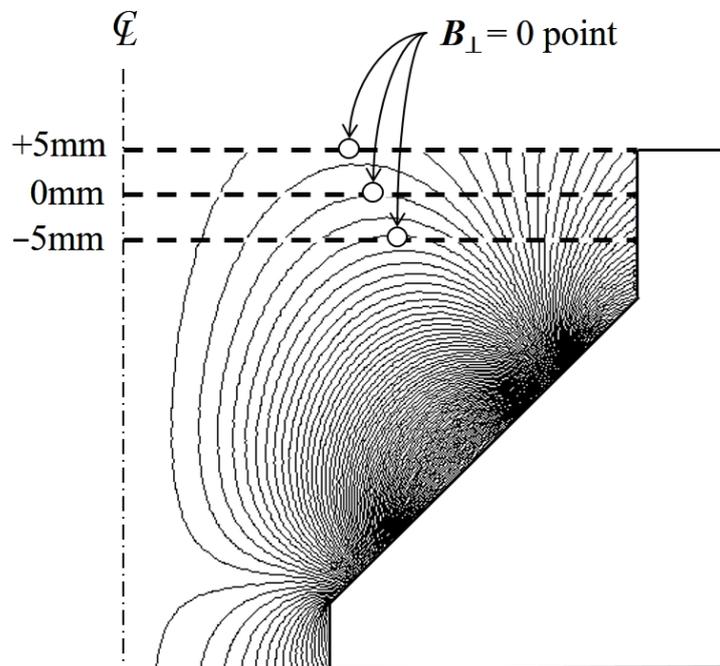


Figure3.15: 放電室長さごとの磁場形状

⁵⁾ 放電室長さは非開示情報のため、ノミナルからの差分で示す。

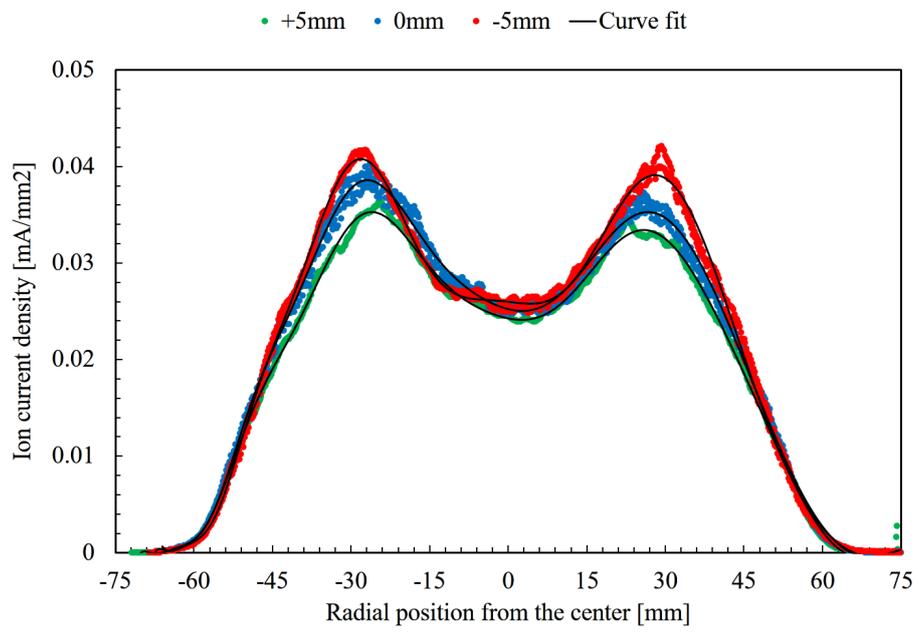


Figure3.16: 放電室長さごとのビームプロファイル

3.4.3 新型放電室

前節の結果を受けて、本研究では新型放電室を設計した。Fig.3.17 に従来型と新型放電室の比較を示す。放電室設計上の制約と、機械的に設計可能な磁場配列に対して、可能な限り外周へとビームプロファイルを広げられるような磁場形状を検討した結果、下流磁石列の磁化方向を大幅に変更した。従来型放電室では上下流に2列ある円環磁石列の磁化方向が中心軸に対して45度の方向を向いていたが、新型放電室では下流磁石列の磁化方向のみを軸と平行な方向に変更した。上流側磁石列や放電室直径、磁石間距離、導波管接合部などは従来型を踏襲し、これまでの $\mu 10$ のコンポーネントと互換性があるような設計となっている。

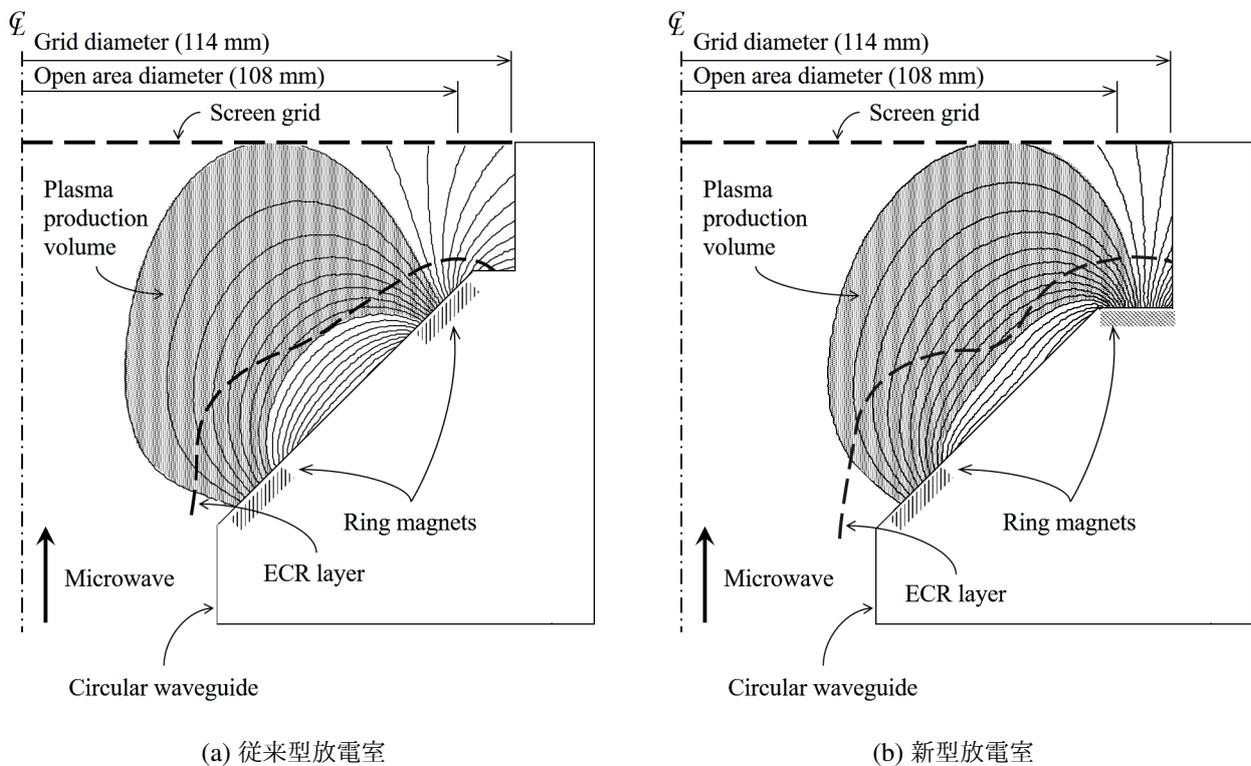


Figure3.17: 放電室磁場形状の比較

4

新型放電室の性能評価

本章では新たに設計した放電室に対して、その性能評価を行う。

4.1 性能特性実験

4.1.1 実験条件

新型放電室の性能を評価するため、推進剤流量を変化させた際のビーム電流特性を取得する。本研究は耐久試験チャンバとイオンスラスト実験チャンバの両方で行った。Fig.4.1 に実験装置概略図を示す。性能に感度のある可変なパラメータとして、ガス導入方法と放電室長さが存在する。そこで、新型放電室におけるガス導入方法と放電室長さの最適化を行った。Table 4.1 に実験条件を示す。引き出し電圧やマイクロ波周波数、投入放電電力は Table 3.5 に示した「はやぶさ 2」モデルの動作パラメータと同一の値とした。

推進剤流量変化によりプラズマのインピーダンスが変化するため、マイクロ波電力は一定値にはならない (Fig.4.2 を参照)。本実験では最も反射が小さくなる点での進行波の電力が 34W となるように調整した。

最適作動点の模索は、まず導入口 B からのみ推進剤を導入し、最大ビーム電流が得られる放電室長さを決定した。そして、最適放電室長さにおいて導入口 A・B の推進剤分配比率を変更していき、最適推進剤分配比率を決定した。推進剤分配比率の変更は、導入口 A・B の両方にマスフローコントローラを接続することで行った。

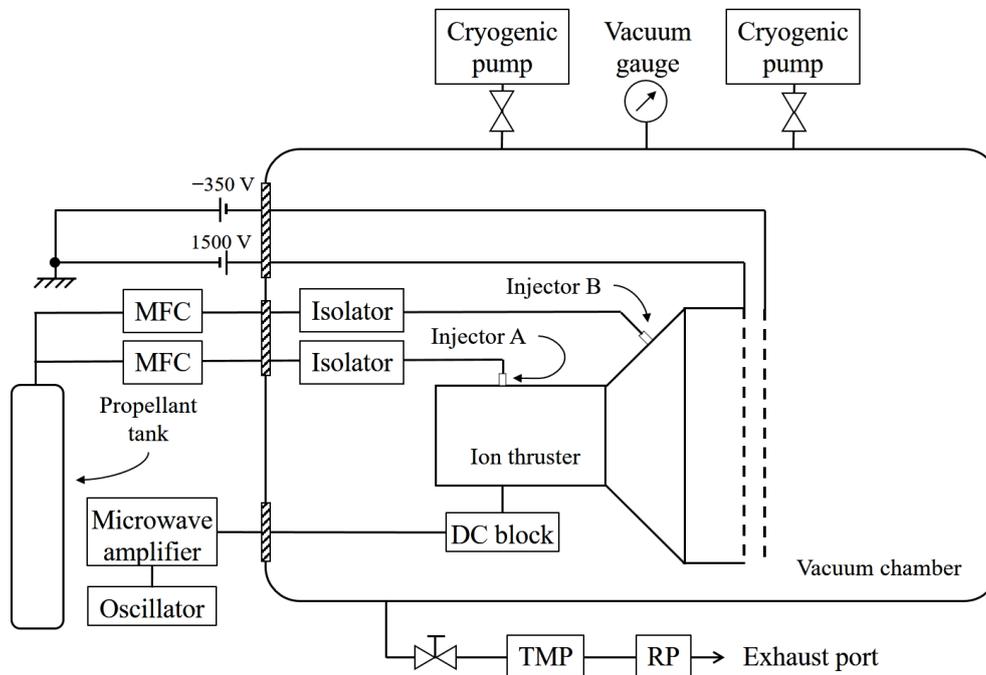


Figure4.1: 実験装置概略図

Table4.1: イオンスラスタ性能試験実験条件

項目	値
マイクロ波周波数, GHz	4.25
マイクロ波電力, W	34
スクリーングリッド電圧, V	1,500
アクセルグリッド電圧, V	-350
推進剤ガス種	Xe
ガス流量, sccm	1.0 - 3.5
放電室長さ, mm (従来型からの変化量)	-10 / -5 / 0 / +5 / +10
ガス分配比率 (導入口 A) : (導入口 B)	1:0 / 1:1 / 1:2 / 1:4 / 1:8 / 0:1

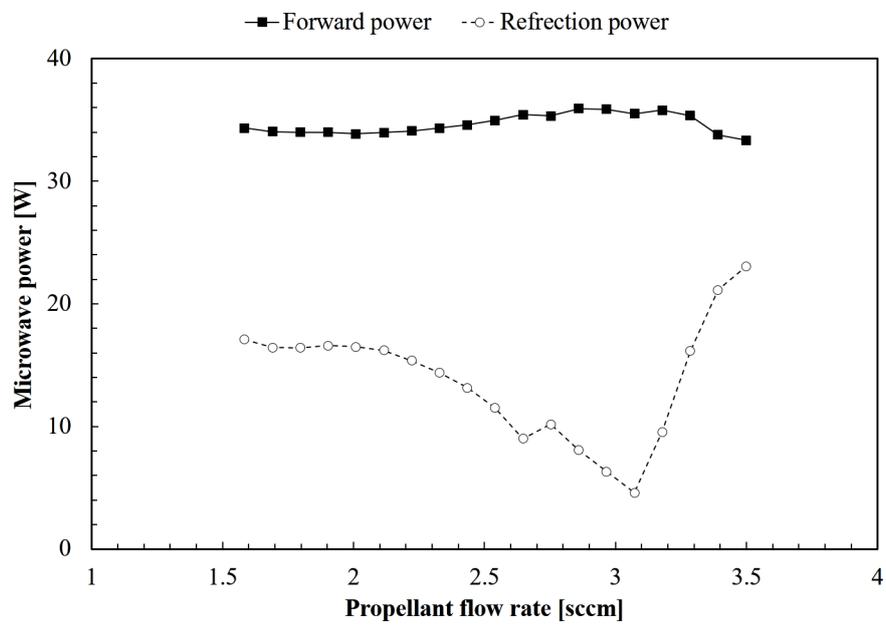


Figure4.2: 流量とマイクロ波電力の関係の例

4.1.2 実験結果

Fig.4.3 に、ガス分配比 0:1 で放電室長さを変更した際の性能の違いを示す。 $\mu 10$ イオンスラストの流量特性は、流量を増加させるに従ってビーム電流が増加していくが、ある流量を境に電流値が急落（ストール）する。これは、スラスト中心部に生成するプラズマによる影響でマイクロ波伝送が妨げられるという仮説がなされているが、物理メカニズムは解明されていない [36]。この現象は新型放電室においても確認された。新型放電室においては、+5mm において最大性能を示した。最大性能を示した +5mm 放電室高さにおいて、ガス分配比率を変更した際の流量・ビーム電流特性の結果を Fig.4.4 に示す。この結果、最大ビーム電流が得られたのは、放電室長さ +5mm、分配比 0:1 における条件であり、その最大ビーム電流は 207mA であった。

$\mu 10RM$ (分配比 0:1) における最適動作パラメータでの流量特性結果を Fig.4.5 に示す。プロットは 12 回の流量特性結果の平均値とばらつきを示している。比較のため、 $\mu 10LM$ (分配比 1:0) と $\mu 10QM$ での流量特性を同様に示す。 $\mu 10QM$ の流量特性は 3 回の流量特性結果の平均値とばらつきである。 $\mu 10LM$ (分配比 1:0) の流量特性は過去の研究で行われた結果を引用している [30,36]。また、破線の直線は推進剤利用効率 $\eta_u = 1$ の線を示している。 $\mu 10RM$ ではピーク電流値をとる流量付近で性能に不安定性があり、ストールが発生する流量が実験ごとに変化したため、大きなばらつきが生じている。安定的に引き出せる最大ビーム電流の平均値は 202mA であり、 $\mu 10QM$ と比較すると約 16% 向上した。

また、Fig.4.6 に各放電室の流量毎の推進剤利用効率-イオン生成コストのグラフを示す。このグラフはイオンスラストの性能を示す典型的なグラフであり、左下ほど性能が良い。マイクロ波放電型の場合、Fig.4.2 に示したように進行波電力を一定にしても反射電力がインピーダンスにより変化するため、Eq.(2.1.6) の分子の値は進行波電力から反射電力を引いた $P_{net} = P_{FWD} - P_{REF}$ を用いるのが本来であるが、ここでは実機での運用¹⁾を考慮して進行波電力で評価してある。最良点では $\mu 10RM$ は推進剤利用効率 83%、イオン生成コスト 167.7W/A であった。

¹⁾ 実機運用ではマイクロ波進行波電力が固定であり、流量可変の運用を行っている。

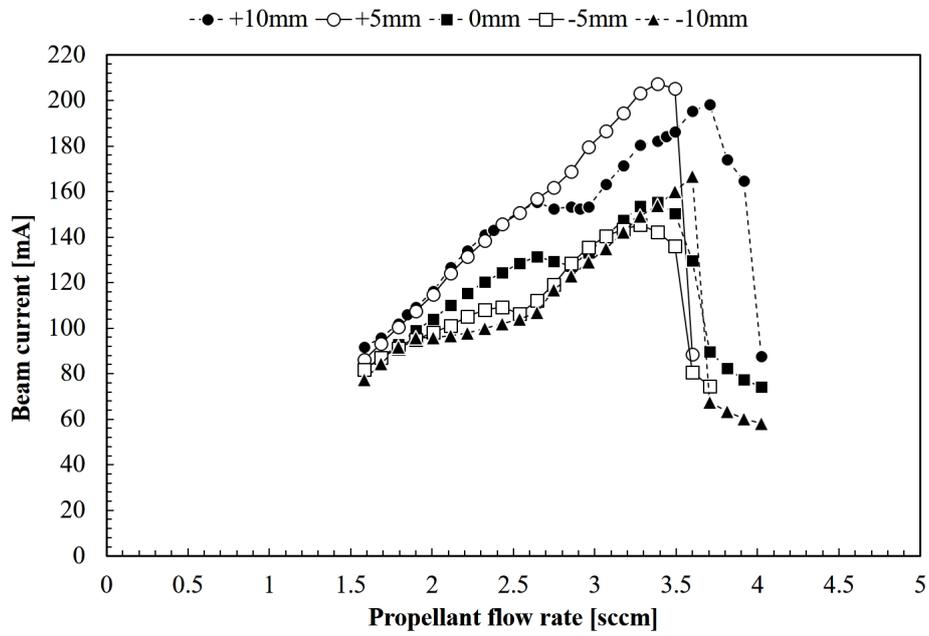


Figure4.3: $\mu 10RM$ の放電室長さごとの流量特性 (分配比 0:1)

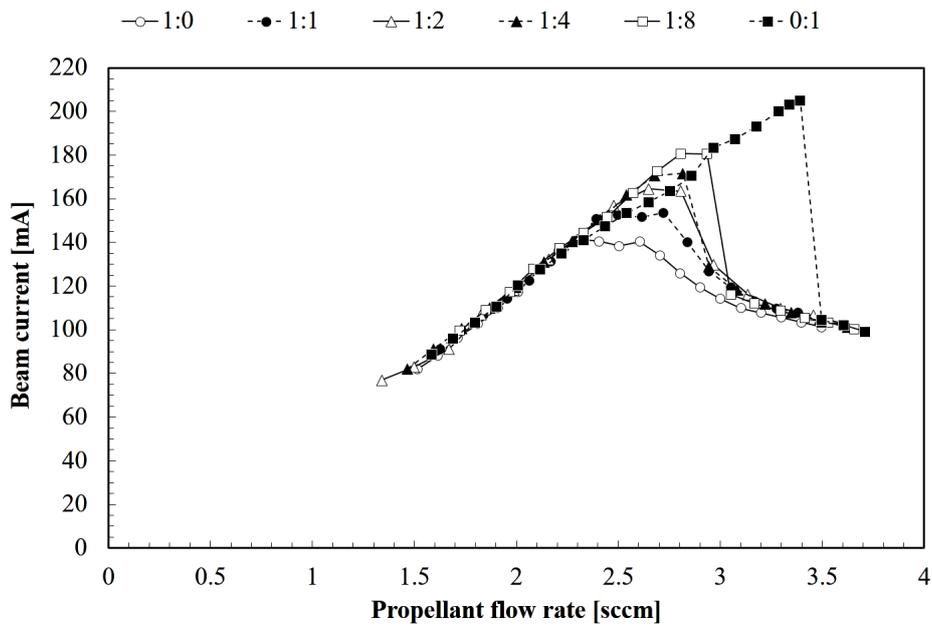


Figure4.4: $\mu 10RM$ のガス分配比率ごとの流量特性 (放電室高さ +5mm)

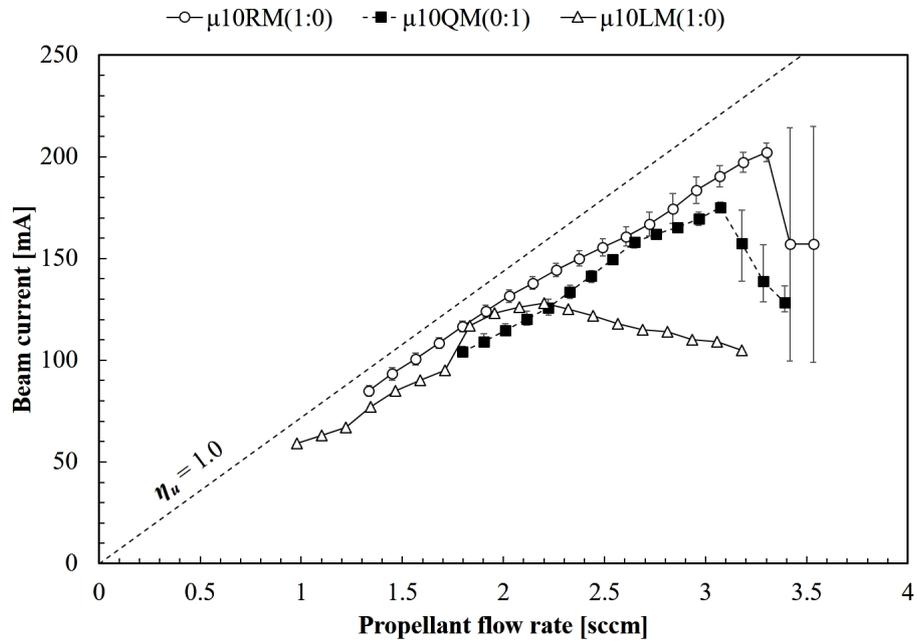


Figure4.5: 放電室ごとの流量特性

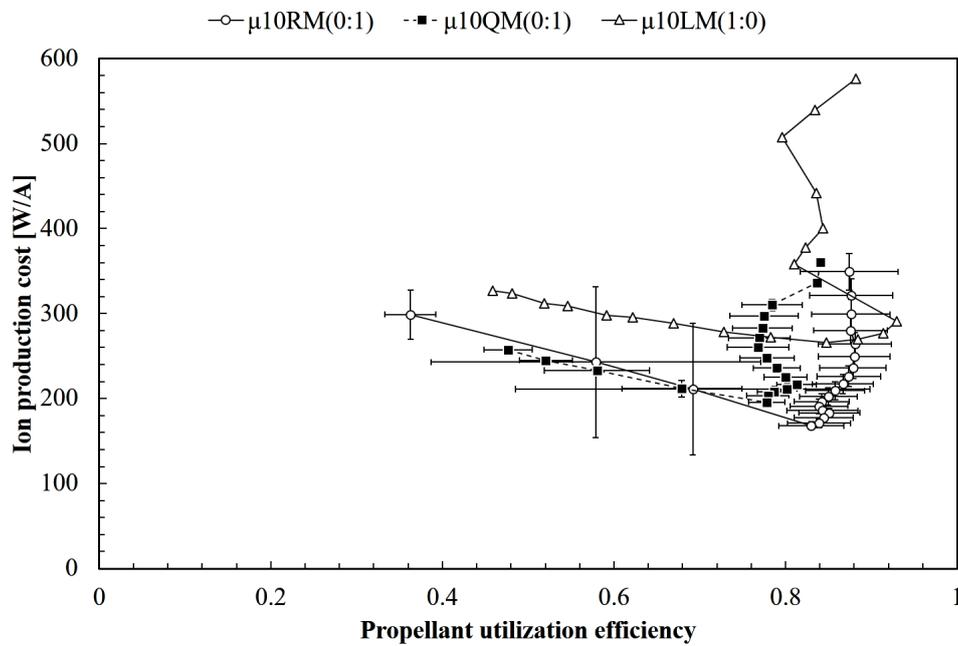


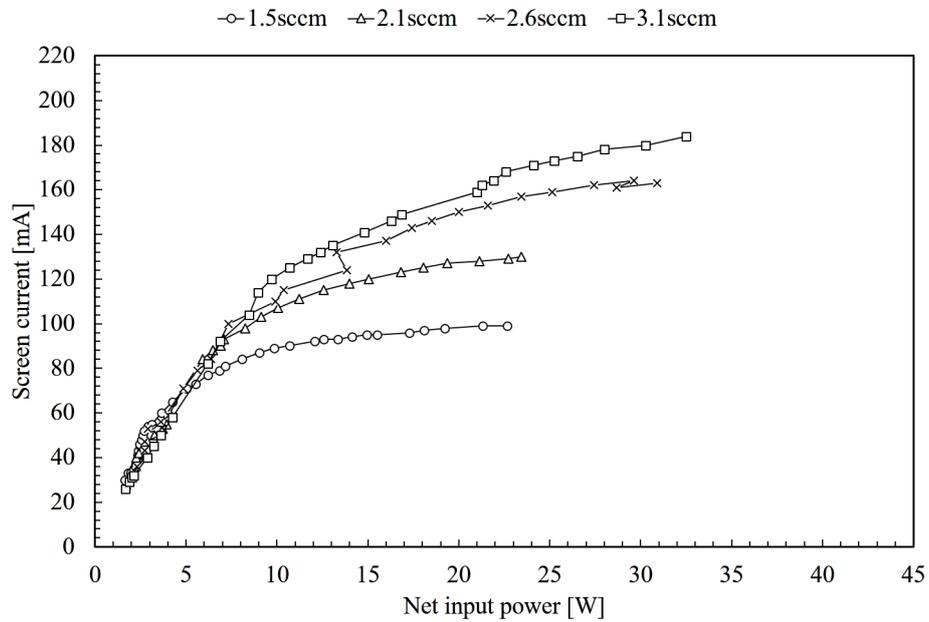
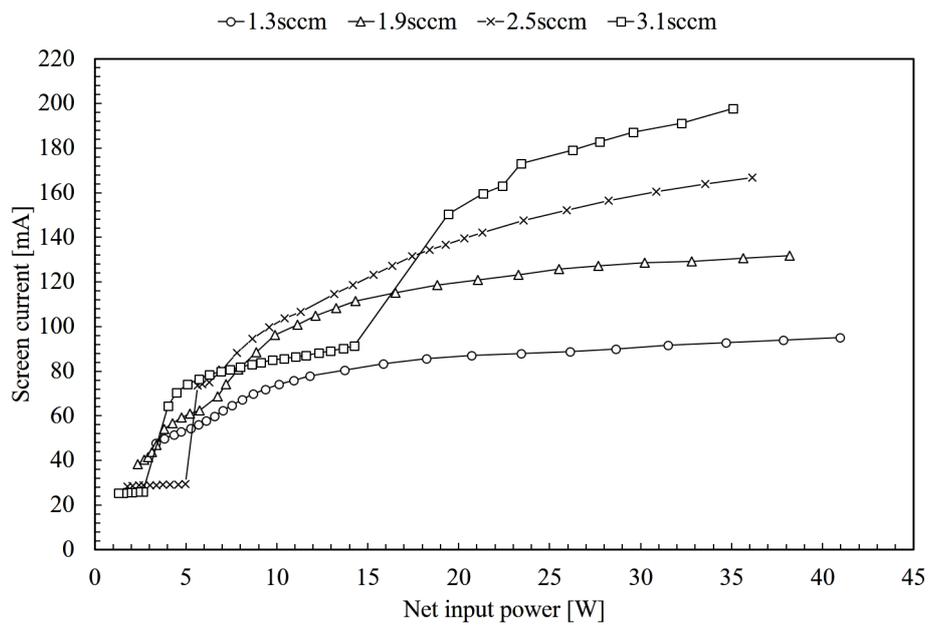
Figure4.6: 放電室ごとの推進剤利用効率・イオン生成コスト特性 (進行波電力で計算)

4.2 電力特性

ここでは放電室性能の電力特性を取得する。電力を大きく変更できない本来の運用条件とは異なるものの、スラスタの性能差を比較するためには重要である。本実験は、 $\mu 10\text{QM}$ と $\mu 10\text{RM}$ に対して行った。実験チャンバは、 $\mu 10\text{QM}$ はスペースサイエンスチャンバ、 $\mu 10\text{RM}$ はイオンスラスタ実験チャンバを用いている。

$\mu 10\text{RM}$ は放電室長さ +5mm, 分配比 0 : 1 の最良点で行った。電力は各流量で進行波電力 P_{FWD} をプラズマを維持できる最低電力（流量によるが、いずれも数 W）から 45W まで変更して行った。

Fig.4.7 と Fig.4.8 に結果を示す。 $\mu 10\text{QM}$ ではいずれの流量においても、低パワーでもビーム電流がほぼ線形に上昇する傾向が見られた。一方で、 $\mu 10\text{RM}$ では 2.5sccm 以上の高流量では電力に大きな感度がある。両者を比較すると、3.1sccm では投入電力に対するビーム電流増分が $\mu 10\text{RM}$ のほうが大きく、マイクロ波吸収効率の向上が示唆される。

Figure4.7: 電力特性 : $\mu 10QM$ Figure4.8: 電力特性 : $\mu 10RM$ (分配比 0:1)

4.3 多価イオン比計測

新型放電室を用いることで最大ビーム電流の増加は確認されたが，そのビーム電流が全て推力に寄与しているかどうかは不明である．というのも，Eq.(2.1.1) に示すように，ビーム発散効率 η_{div} と多価イオン効率 η_{multi} が低下すると，ビーム電流は推力にそのまま寄与しない．特に多価イオン比率が増加すると，見かけ上ビーム電流が増加する可能性があり，全ビーム電流に占める多価イオン電流の割合を決定しなくては推力が向上したとは結論できない．そこで，排出イオンビーム中の多価イオン電流を計測することで， η_{multi} の決定を行う．

多価イオン効率は，イオンビーム I_b がすべて 1 価イオンで構成されていた場合に対する， n 価の多価イオンを考慮した推力の比率であるから次のように書ける．

$$\eta_{multi} = \frac{\sum \dot{m}^{n+} u_e^{n+}}{\dot{m} u_e} \quad (4.3.1)$$

ただし， \dot{m}^{n+} は n 価電流 I^{n+} の質量換算値， u_e^{n+} は n 価イオンの排出速度である．

$$\dot{m}^{n+} = M \frac{I^{n+}}{ne} \quad (4.3.2)$$

$$u_e^{n+} = \sqrt{\frac{2neV_s}{M}} \quad (4.3.3)$$

以上より，多価イオン効率は次のように表せる．

$$\eta_{multi} = \frac{\sum \frac{I^{n+}}{\sqrt{n}}}{\sum J^{n+}} \quad (4.3.4)$$

通常は 3 価まで考慮すれば十分であると考えられる．

4.3.1 E×B プローブの基本原理

静電場 \mathbf{E} 及び一様磁場 \mathbf{B} が存在する空間において，電荷 q の荷電粒子が受ける力 \mathbf{F} は次のように表される．

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.3.5)$$

ここで，Fig.4.9 に示すような，直交する電磁場が印加された中に初速度 v_0 の荷電粒子が入射したとき，その荷電粒子にかかる力は，

$$F_z = q(E_z - v_0 B_y) \quad (4.3.6)$$

と表せる．すなわち，静電場による力とローレンツ力が逆方向に働く．この式より，荷電粒子が直交磁界中で偏向を受けずに直進するためには， $E = v_0 B$ の条件が必要となる．イオンスラストのブルームでは入射速度 v_0 は印加電圧と粒子の価数および質量で決定される．

$$v_0 = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \quad (4.3.7)$$

価数の異なるイオンでは，入射速度 v_0 が異なるために，この原理を用いることで多価イオンを分離して計測することが可能となる．現実的には，Fig.4.9 の 2 つのスリット間に，永久磁石による磁場と直交電場を印加することで分離を行う．印加電場を掃引して，スリット 2 を通過してきた荷電粒子の電流値を計測する．この原理を用いる計測器を $E \times B$ プローブ²⁾ という．

²⁾ Wien フィルターとも言う．

4.3.2 実験条件

Fig.4.10 に本実験で用いた $E \times B$ を，またそのセットアップを Fig.4.11 に示す． $E \times B$ プローブは真空チャンバー内イオンスラストが取り付けられたフランジと対向するフランジに取り付けられており，アクセルグリッドから 1.3m 下流に位置している．本実験で用いた $E \times B$ プローブの磁場の実測値は 176mT，電極間距離は 4mm，スリット幅は 2mm である．電極にはファンクションジェネレーターによる三角波をバイポーラ電源で増幅して印加する．加速電圧は 1850V であるため， Xe^+ ， Xe^{2+} ， Xe^{3+} それぞれの検出電圧は 36.7V，51.9V，63.5V である．プローブ電流はピコアンメータにより測定した．

計測は従来型放電室 $\mu 10\text{LM}$ (分配比 0:1) と， $\mu 10\text{RM}$ の最適作動点（放電室長さ +5mm，分配比 0:1）において流量を変化させて行った．なお，本実験はイオンスラスト実験用チャンバで行った．

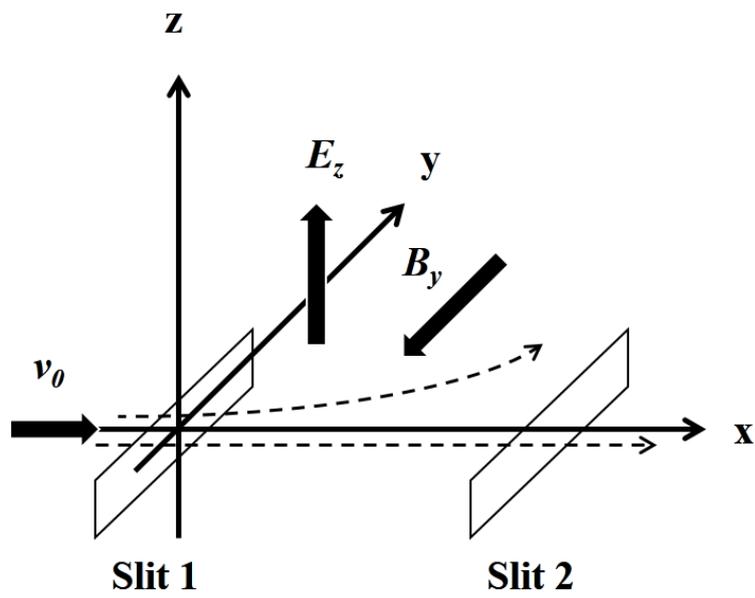


Figure4.9: 直交電磁場中の荷電粒子の運動

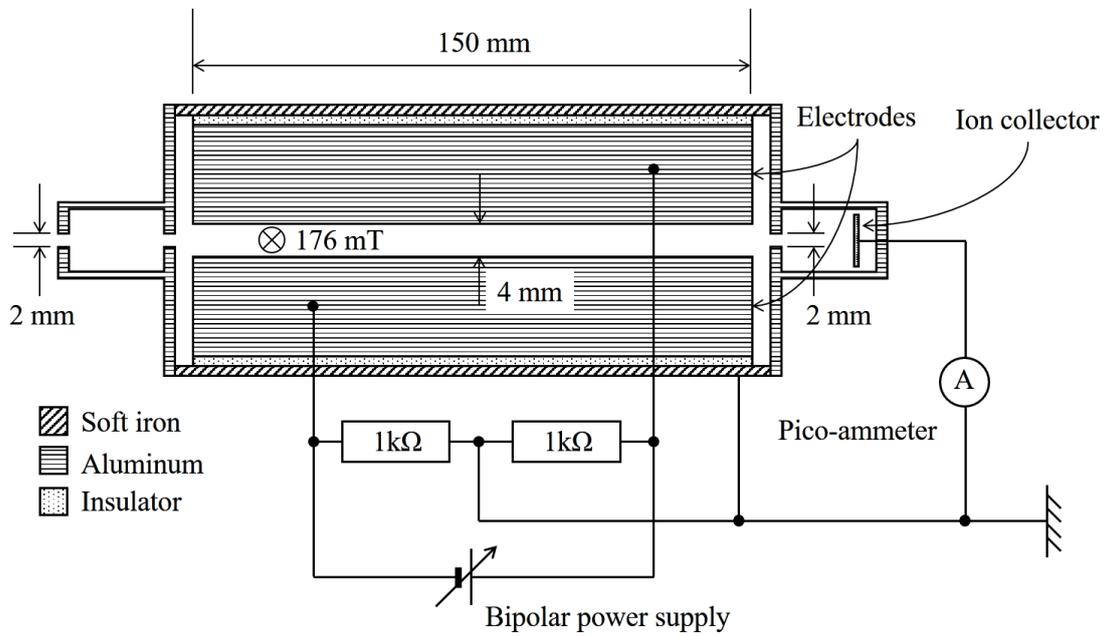


Figure4.10: $E \times B$ プローブの概略図

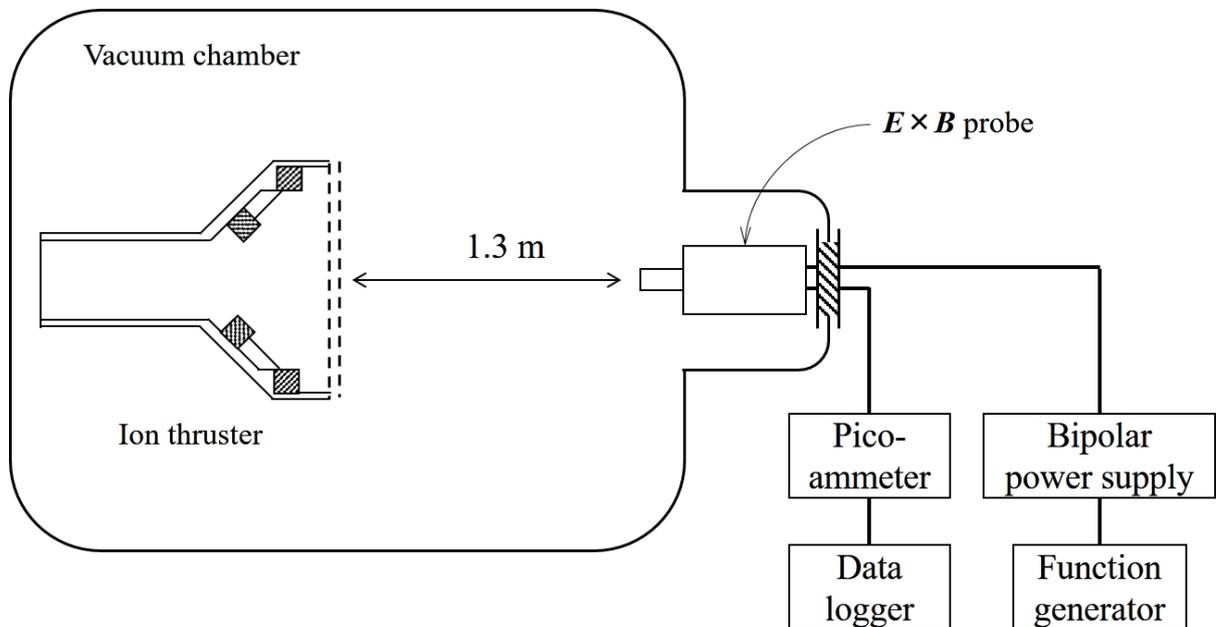


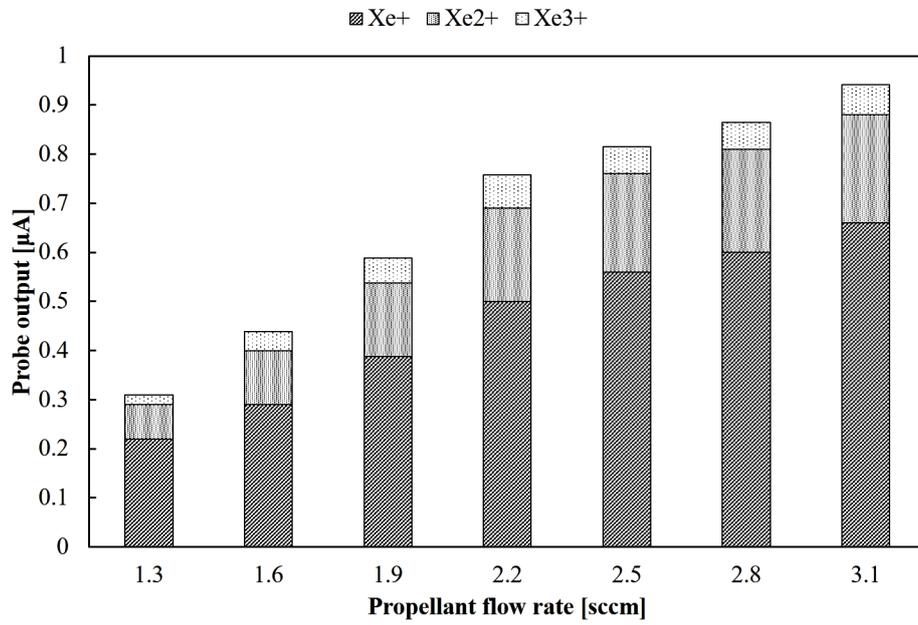
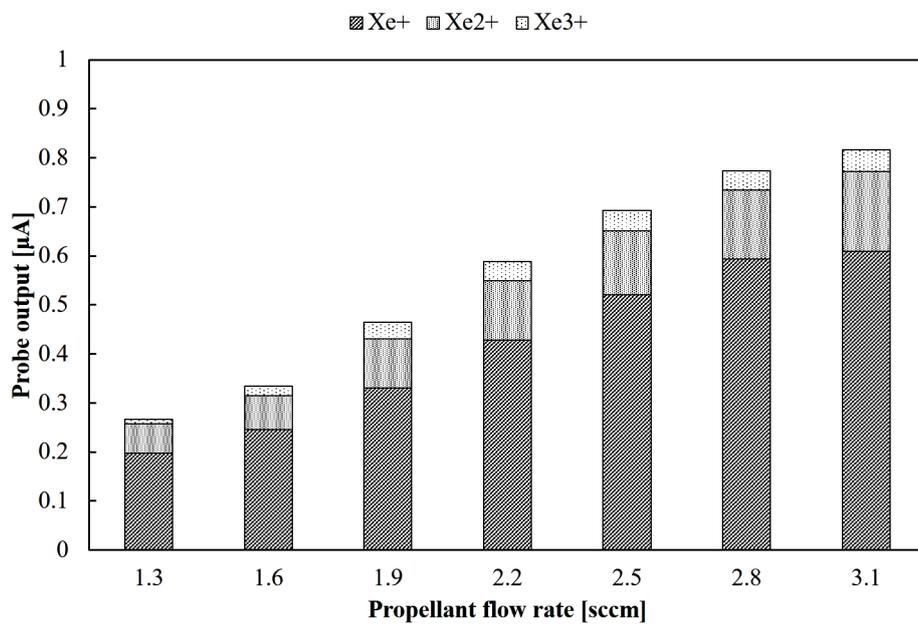
Figure4.11: $E \times B$ プローブ実験概略図

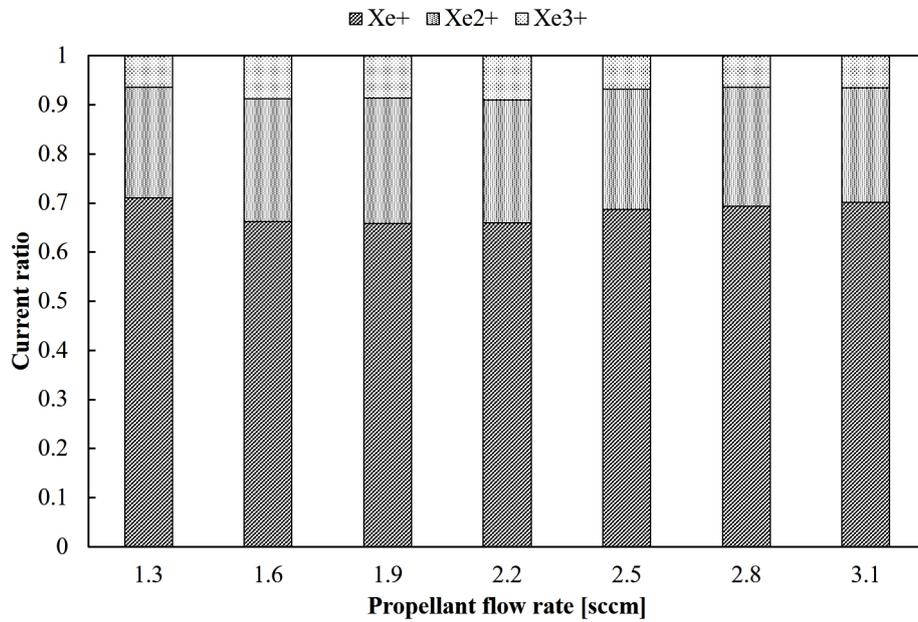
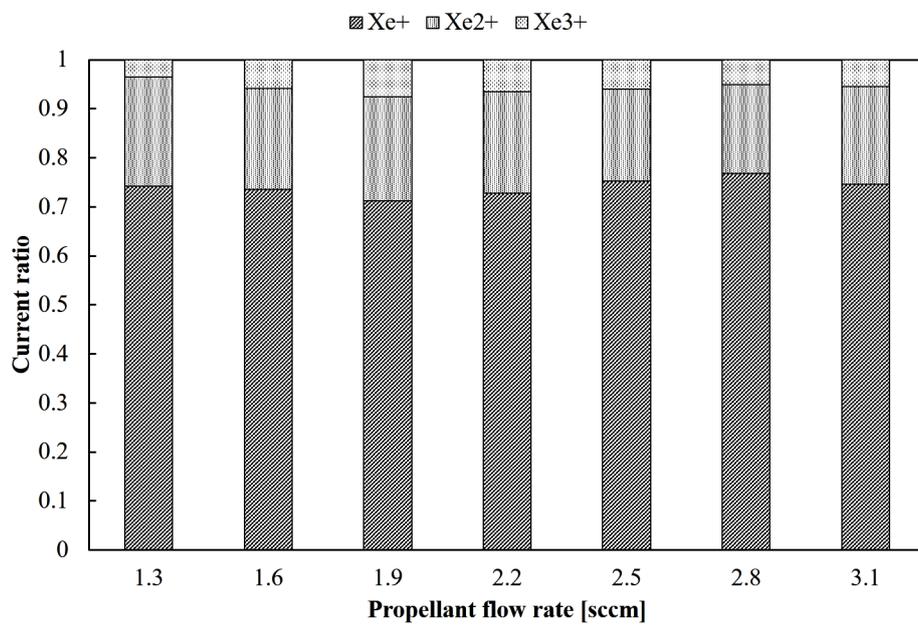
4.3.3 実験結果

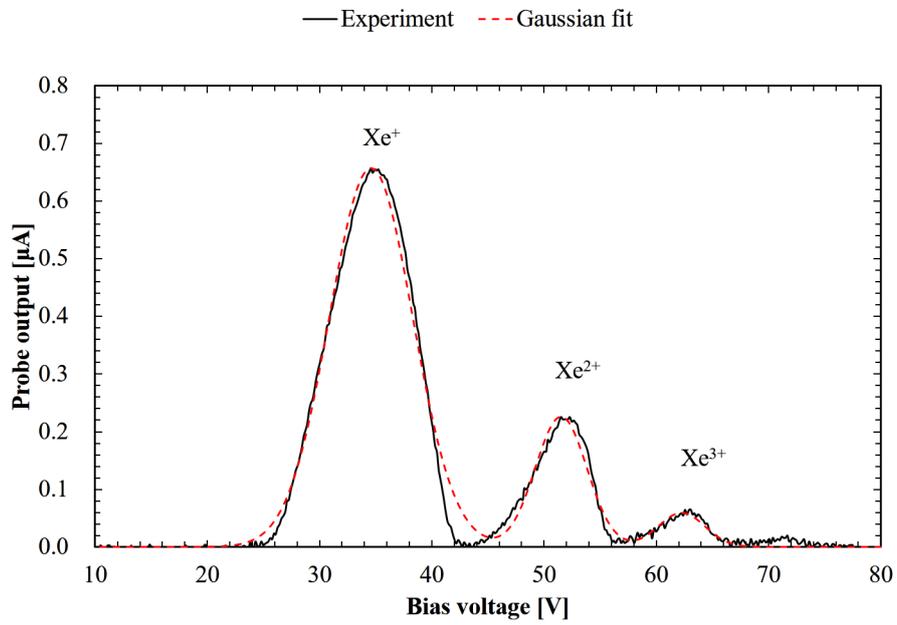
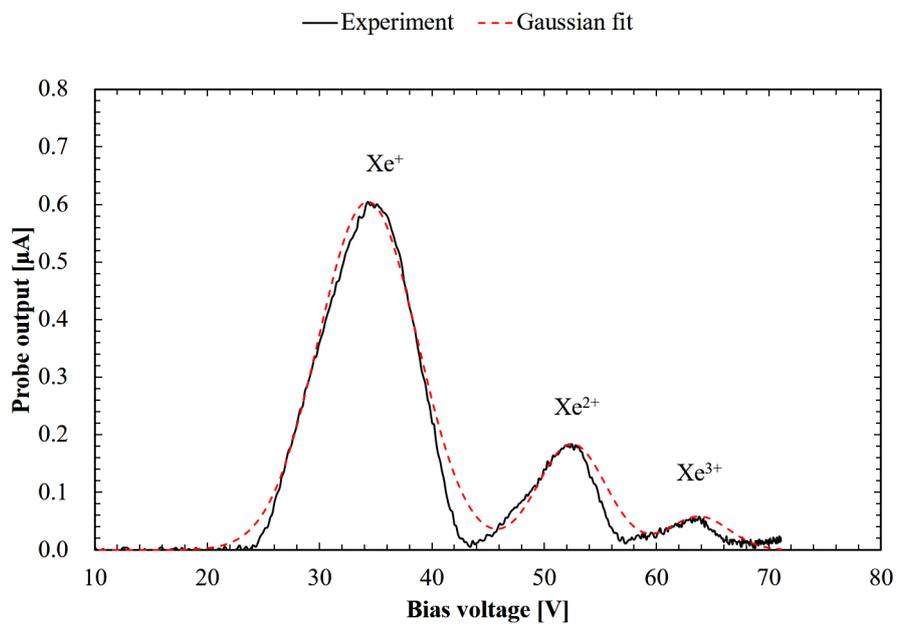
Fig.4.14 と Fig.4.15 に流量ごとの多価イオン電流計測値を示す．多価イオン電流値はプローブ出力電流のピーク値を読み取っている．いずれの流量，いずれの放電室においても，各価数のイオン電流割合は大きく変化していないことが読み取れる．この結果から，具体的に η_{multi} を決定する．Fig.4.16 と Fig.4.17 に 3.1sccm における $E \times B$ の結果を示す．各結果のピーク値に対してガウス関数によりフィッティングをかけた値の積分値からイオン電流値を算出し，Eq.(4.3.1) より多価イオン効率を算出する．その結果を Table 4.2 に示す．誤差はフィッティングパラメータに起因する最大誤差を示している． $\mu 10LM$ (分配比 0:1) と $\mu 10RM$ (分配比 0:1) の作動では，多価イオン効率 η_{multi} に優位な差は認められなかった．すなわち，新型放電室における最大ビーム電流値の増加は，多価イオン電流の増加に起因するものではないことが判明した．加えて，多価イオンによるビーム電流の推力寄与割合は従来型放電室と新型放電室で同程度であり，この観点では性能に優劣がないことが判明した．

Table4.2: 多価イオン電流と多価イオン効率

	$\mu 10LM$ (分配比 0:1)	$\mu 10RM$ (分配比 0:1)
J^+ , μA	6.12 ± 0.337	6.66 ± 0.285
J^{2+} , μA	1.30 ± 0.146	1.40 ± 0.178
J^{3+} , μA	0.338 ± 0.400	0.385 ± 0.115
η_{multi}	0.934 ± 0.124	0.932 ± 0.106

Figure4.12: 流量ごとの多価イオン電流 : $\mu 10LM$ (分配比 0:1)Figure4.13: 流量ごとの多価イオン電流 : $\mu 10RM$ (分配比 0:1)

Figure4.14: 流量ごとの多価イオン電流比率 : $\mu 10LM$ (分配比 0:1)Figure4.15: 流量ごとの多価イオン電流比率 : $\mu 10RM$ (分配比 0:1)

Figure4.16: ピーク性能付近における多価イオン電流： $\mu 10\text{LM}$ （分配比 0:1）Figure4.17: ピーク性能付近における多価イオン電流： $\mu 10\text{RM}$ （分配比 0:1）

4.4 ビームプロファイル計測

4.4.1 実験条件

新型放電室において、磁場の変更により下流のビームがどのように変化したかを検証するために、ビームプロファイルの計測を行う。本実験は耐久試験チャンバで行った。Fig.4.18 に実験装置概略図を示す。計測には $\phi 1.0\text{mm}$ のタングステン製平面プローブを用いた。プローブは電子流入を防ぐため、基準電位から -30V にバイアスされている。プローブはグリッド下流 30mm の位置に設置されており、中心軸上を電動アクチュエータにより掃引される。計測は $\mu 10\text{LM}$ の分配比 $1:0$ と $0:1$ 、および $\mu 10\text{RM}$ の最適動作点において、流量を変化させて行った。

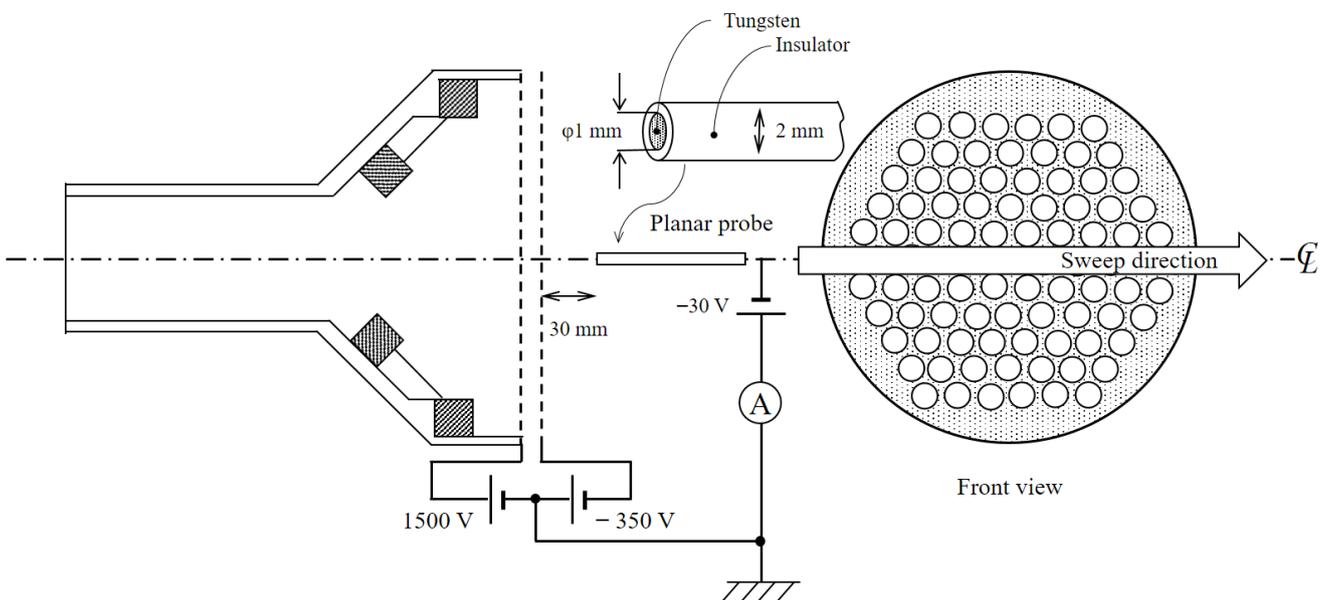


Figure4.18: ビームプロファイル計測実験概略図

4.4.2 実験結果

Fig.4.19 から Fig.4.24 に各放電室のビームプロファイル計測結果を示す。結果はそれぞれ流量ごとのビーム電流密度分布と、形状を比較するためにプロファイルの積分値で規格化したビーム電流密度分布を示している。いずれの放電室においても、電流密度の絶対値は流量とともに増加するものの、プロファイルの形状はほとんど流量に影響されないことが読み取れる。また、Fig.4.26 を見ると、従来型放電室でのプロファイル形状は同一であるのに対して、新型放電室では外周部に拡大していることが読み取れる。これは、ビームの引き出しがプラズマ密度や中性粒子密度、ガス導入方法に影響されないことを示している。すなわち、放電室ジオメトリ（グリッド形状を含む）に依存すると考えられる。 $\mu 10\text{RM}$ では放電室外周部のビーム密度が増加したため、放電室有効引き出し半径 r_{eff} も従来型放電室の 47mm から 50mm 程度へと拡大に成功している。Fig.4.27 に半径方向の重み付けを考慮したものを示す。 r_{eff} の拡大により、外周部からのイオン引き出しが増加していることがわかる。

ビームプロファイルの変化とビーム引き出しの関係を定量的に評価するために、次のフラットネスパラメータ f_b を導入する [7]。

$$f_b = \frac{2\pi \int_0^{r_0} j(r) r dr}{\pi r_0^2} \frac{1}{j_{max}} = \frac{\bar{I}_{aperture}}{I_{aperture}^{max}} \quad (4.4.1)$$

フラットネスパラメータの意味は、1孔あたりの最大ビーム電流値 $I_{aperture}^{max}$ に対する、ビーム電流値の全孔平均値 $\bar{I}_{aperture}$ の比率である。平坦なビームであれば $f_b = 1$ となる。 f_b が大きいほど、同一のビーム電流を引き出す際に CEX (Charge Exchange : 電荷交換衝突) イオンによるグリッドの損耗に対して有利である。それぞれのフラットネスパラメータは $\mu 10LM$ (分配比 1:0) では 0.671, $\mu 10LM$ (分配比 0:1) で 0.635, $\mu 10RM$ (分配比 0:1) で 0.704 であり、この観点でも優位な性能向上が見られることがわかる。

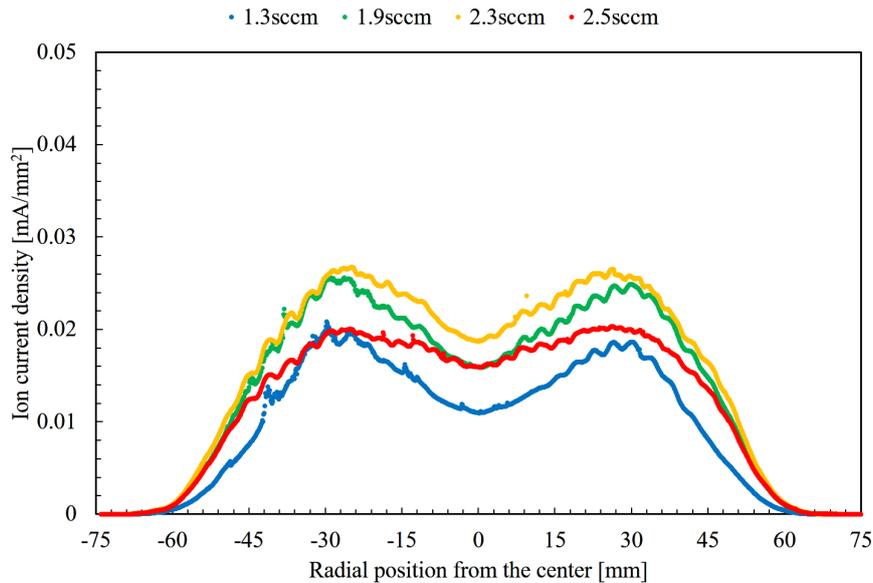


Figure4.19: 流量ごとのビームプロファイル : $\mu 10LM$ (分配比 1:0)

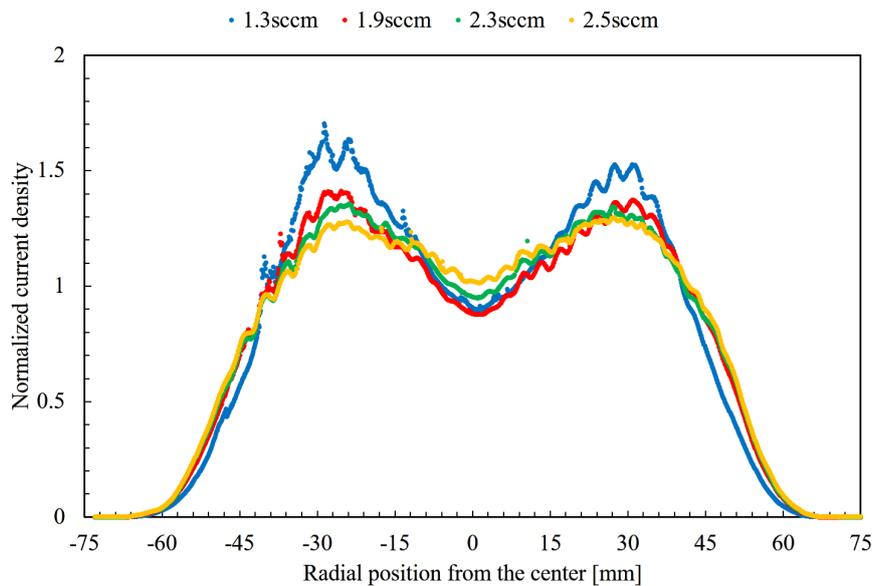
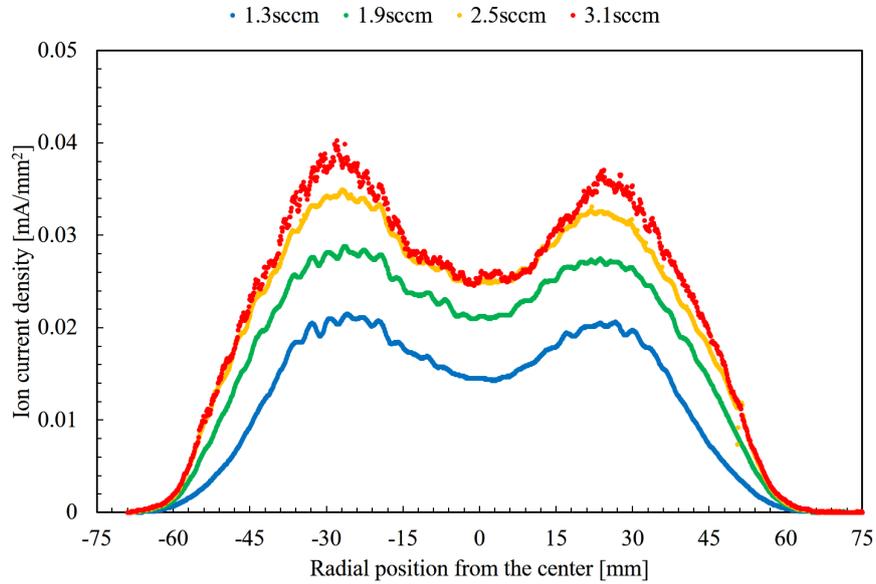
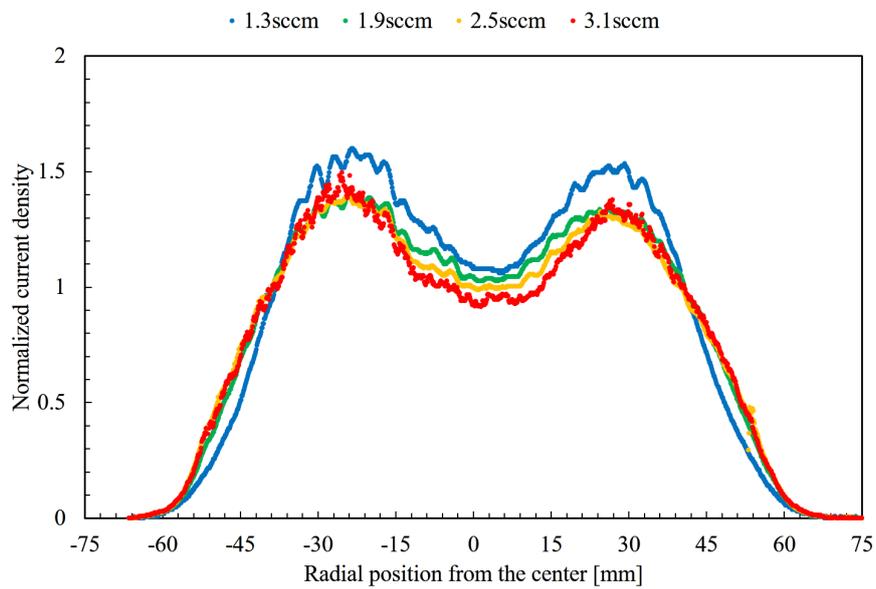
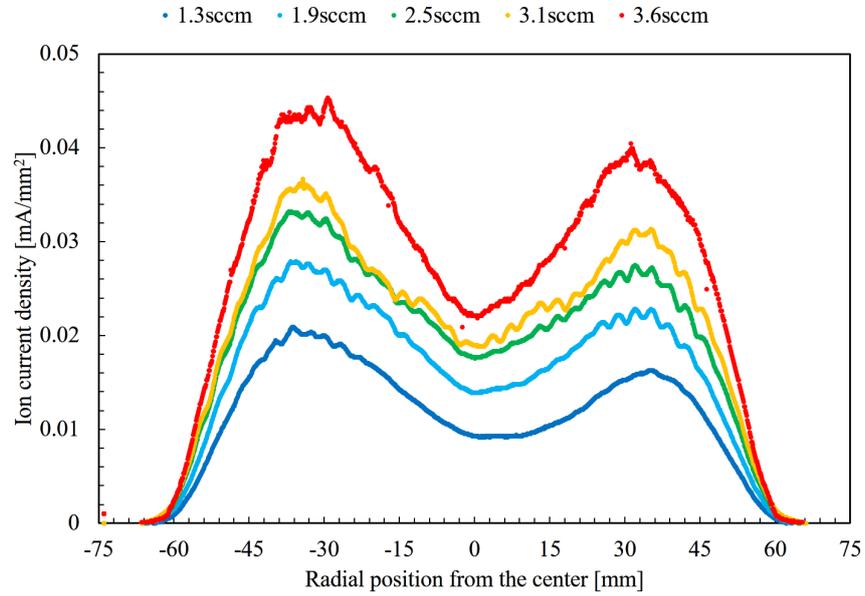
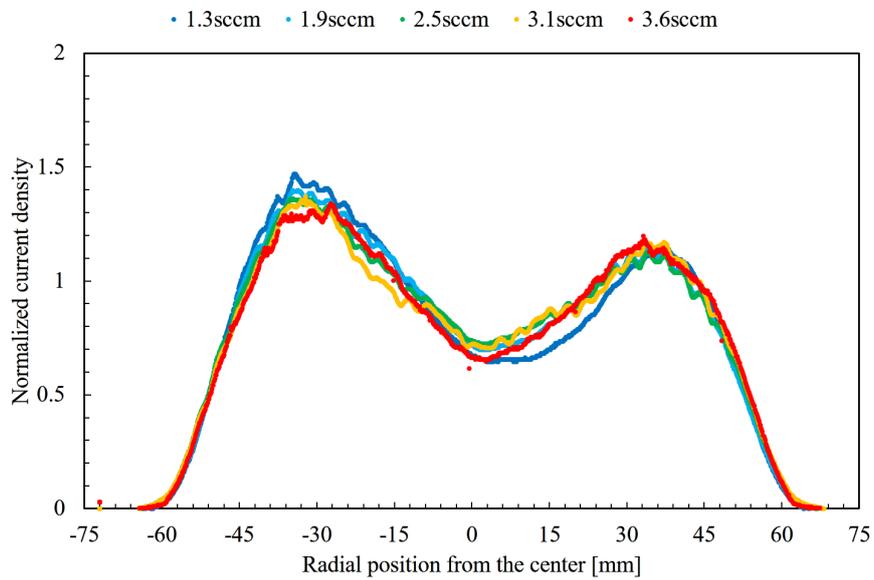


Figure4.20: 規格化ビームプロファイル : $\mu 10LM$ (分配比 1:0)

Figure4.21: 流量ごとのビームプロファイル : μ 10LM(分配比 0:1)Figure4.22: 規格化ビームプロファイル : μ 10LM(分配比 0:1)

Figure4.23: 流量ごとのビームプロファイル : μ 10RM(分配比 0:1)Figure4.24: 規格化ビームプロファイル : μ 10RM(分配比 0:1)

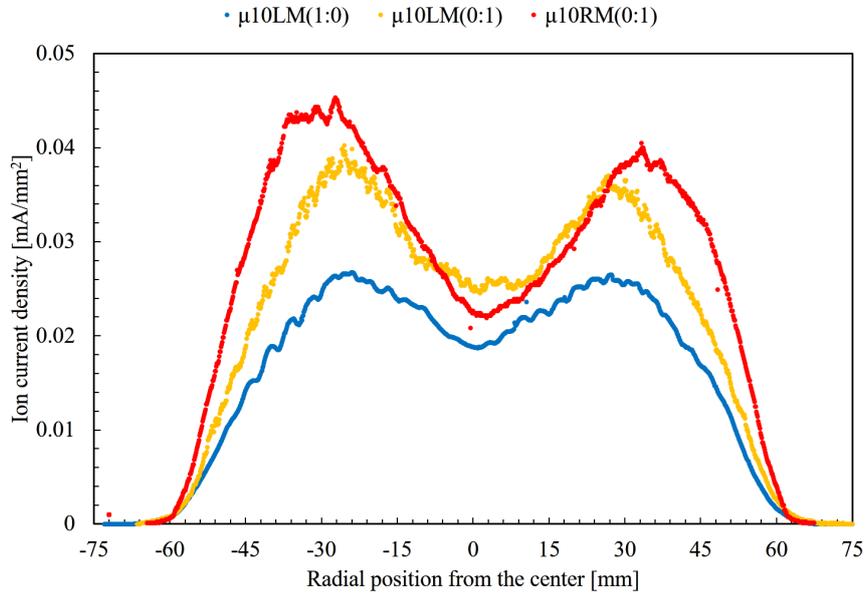


Figure4.25: 最大ビーム電流点でのビームプロファイルの比較

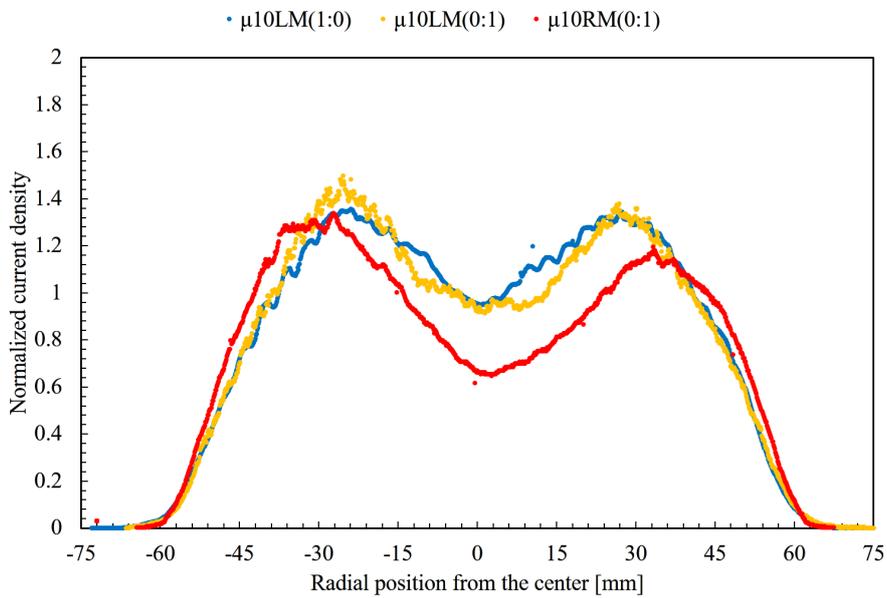


Figure4.26: 最大ビーム電流点での規格化ビームプロファイルの比較

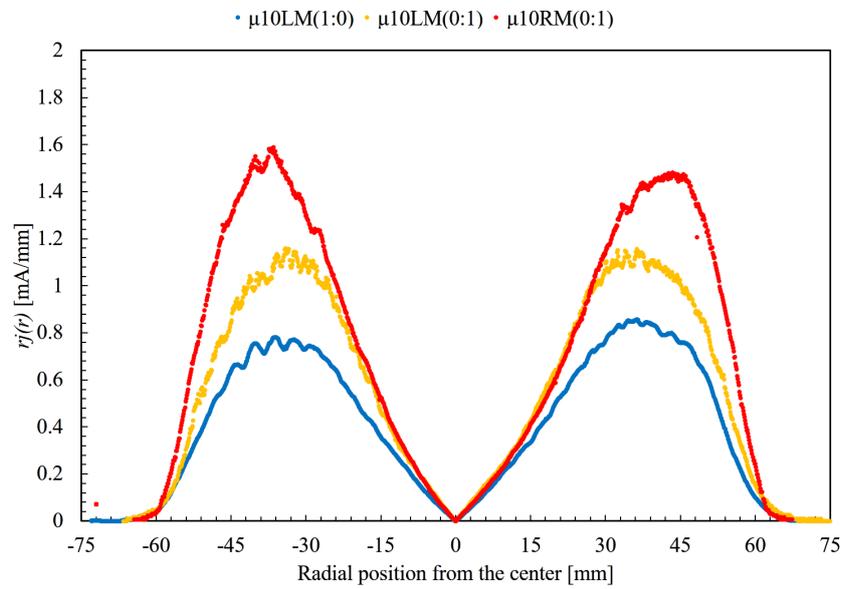


Figure 4.27: 半径方向の重み付けを考慮したビームプロファイル

4.5 ビーム発散効率計測

ビームプロファイルの計測により、ビームの広がりが確認された。この変化が推進性能にどの程度影響するかを検証する。ビームの広がりにより、ビーム発散角が増加していると、Eq.(2.1.1)の η_{div} が低下し、推力への寄与が低下する。そこで、遠方場でのビーム計測を行うことで、 η_{div} の決定を行う。

ビーム発散効率は、遠方場（静電加速部半径 $r_0 \ll L$ ）での円弧掃引の計測では、スラスト中心軸からの角度を θ として次のように表せる [28].

$$\eta_{div} = \frac{\int_0^{\pi/2} j(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} j(\theta) \sin \theta d\theta} \quad (4.5.1)$$

ビーム発散角 θ_{95} に関しては、全放出電流の95%を網羅する角度をビーム発散角として定義するのが一般的である [42].

$$\frac{\int_0^{\theta_{95}} j(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} j(\theta) \sin \theta d\theta} = 0.95 \quad (4.5.2)$$

4.5.1 実験条件

Fig.4.28 に実験のセットアップを、Fig.4.29 に計測に用いたファラデーカップを示す。実験は、スラスト下流に回転半径800mmのスイングアームを設置し、スラスト軸上を 0° とした $\pm 90^\circ$ の範囲で円弧掃引した。スイングアームの回転はステッピングモータを用いて行い、 10° ごとに計測を行った。

イオン電流の計測には逆電位アナライザ（Retarding Potential Analyzer : RPA）を流用したファラデーカップを用いている。開口径は $\phi 20\text{mm}$ で、3枚のグリッドは250メッシュ（線径 $\phi 0.04\text{mm}$ 、開口率36.9%）のSUS製メッシュからなっており、シース厚さに対して十分小さい。第1および第2グリッドは外部へのコレクタポテンシャル流出を防ぐために接地されている。第3グリッドは電子リペラーとして用いており、 -40V から -110V まで電圧を掃引して飽和した点の値を読み取っている。コレクタは銅製で接地電位から -40V にバイアスされており収集イオンをピコアンメータにより計測する。Fig.4.30 にファラデーカップ出力値の典型例を示す。

また、今回はビーム発散角と発散効率を取得するのが目的であるため、イオンビームの全電流値はスクリーン電流値と整合していなくてもいいが、参考までに全イオン電流を同時に求める。全イオン電流は計測位置 R における球殻上で周方向一様分布を仮定して以下の式から導出する。

$$I_{tot} = \int_0^{\pi/2} 2\pi R^2 J(\theta) \sin \theta d\theta \quad (4.5.3)$$

ただし、

$$J(\theta) = \frac{4j(\theta)}{\pi d^2 t_f} \quad (4.5.4)$$

である。透過率 t_f は、開口率0.369のメッシュを3枚直列に配置しているため、 $t_f = 0.05$ となる。

本実験は、 $\mu 10\text{QM}$ および $\mu 10\text{RM}$ （分配比0:1）に対して、どちらも進行波電力34W、流量3.1sccmで行った。ビーム電流値は $\mu 10\text{QM}$ で178mA、 $\mu 10\text{RM}$ は198mAであった。真空チャンバーはスペースサイエンスチャンバを用いた。

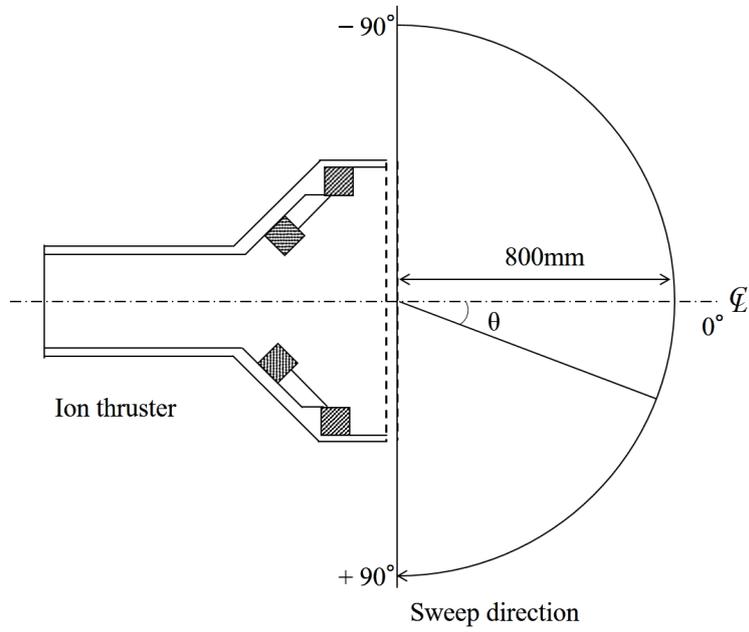


Figure4.28: ビーム発散角計測実験概略図

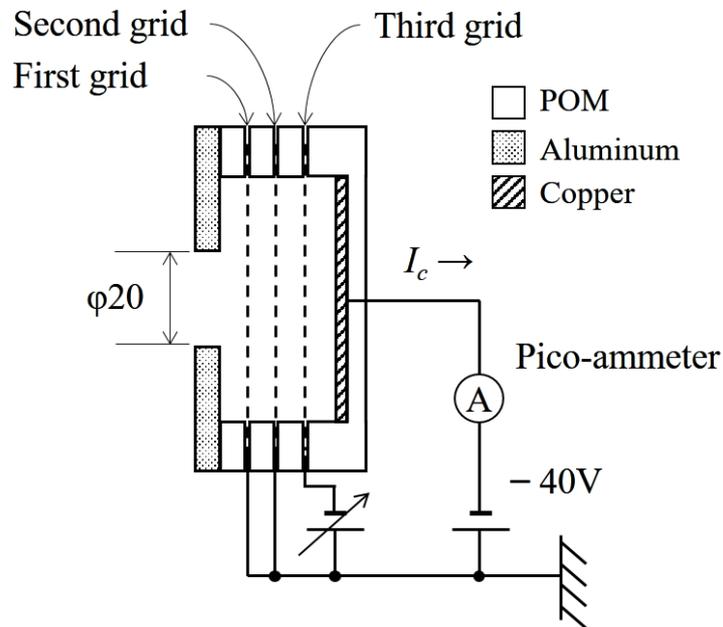


Figure4.29: ファラデーカップ概略図

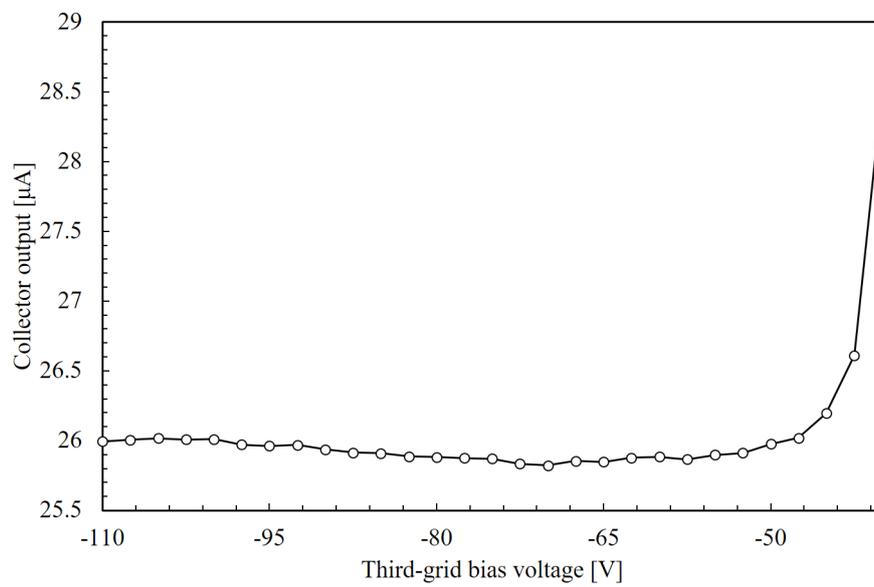


Figure4.30: ファラデーカップ出力の典型例

4.5.2 実験結果

Fig.4.31 にビーム発散角の計測結果の比較を示す。μ10QM と μ10RM において、ビーム発散に優位な差は殆ど見られない。この結果よりビーム発散角 θ_{95} とビーム発散効率 η_{div} を見積もる。各結果に対してガウス関数によりフィッティングを行った結果を Fig.4.32 に示す。この結果より、Eq.(4.5.1) と Eq.(4.5.2) を用いて算出した η_{div} と θ_{95} を Table 4.3 に示す。誤差は、フィッティングパラメータに起因する最大誤差を示している。この結果から新型放電室によるビームプロファイルの変化は発散効率を低下させるような変更ではないと判明した。

全イオン電流値はいずれも 191mA となり、実際の動作ビーム電流とは一致しなかった。これらは周方向の一様性仮定であることや、グリッドに対するファラデーカップの取り付け位置やメッシュどうしの取り付け誤差にも依存するものと考えられる。

Table4.3: ビーム発散効率と発散角

	μ10QM	μ10RM
η_{div}	0.974 ± 0.0008	0.976 ± 0.0005
θ_{95}, deg	24.6 ± 0.5	23.9 ± 0.3
I_{tot}, mA	191 ± 2.79	191 ± 2.00

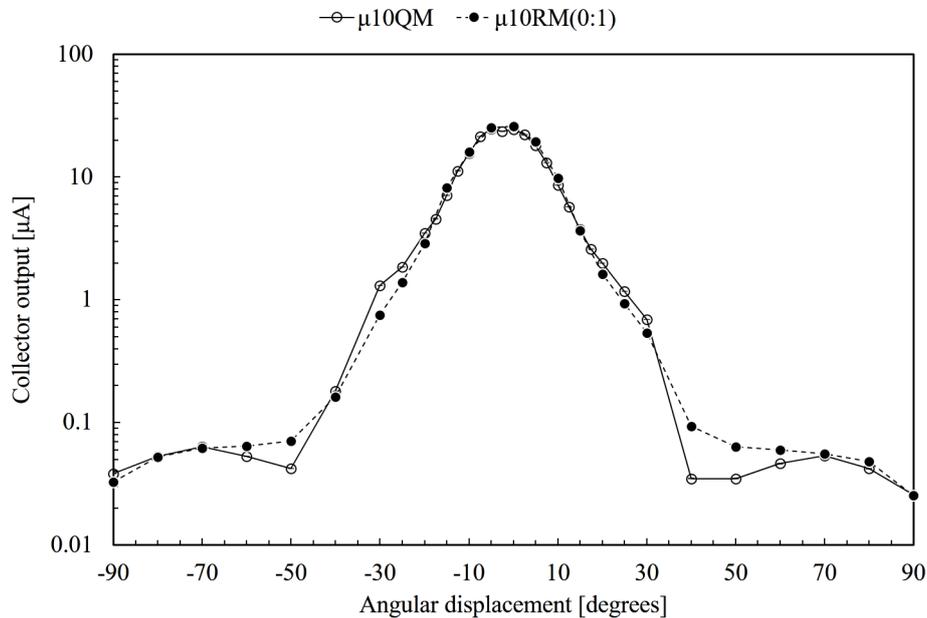


Figure4.31: ビーム発散角計測結果

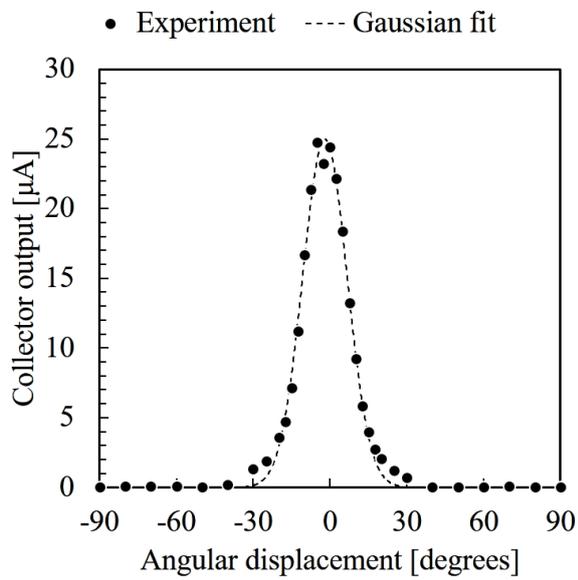
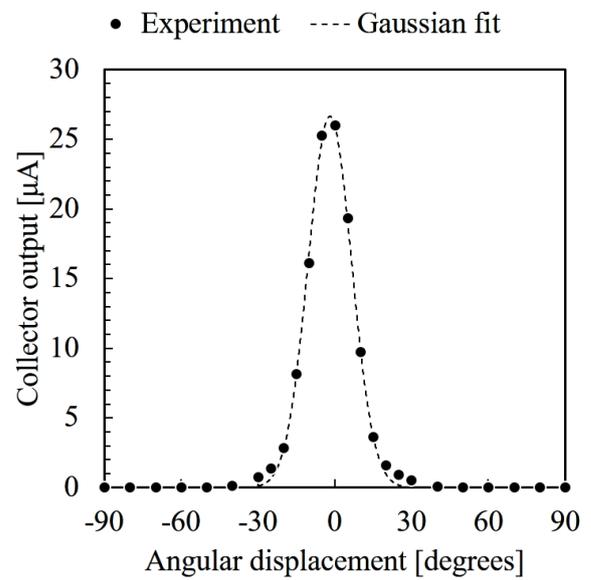
(a) $\mu 10\text{QM}$ (b) $\mu 10\text{RM}$ (分配比 0:1)

Figure4.32: 発散角の見積もり

4.6 性能評価

これまでの結果を用いて、新型放電室の推進性能を評価する。まず推力については、前節で求めた η_{div} と η_{multi} を用いて Eq.(2.1.1) から評価する。式中の加速電圧は有効加速電圧であり、無限遠を基準電位とするとスクリーン電圧に等しい。 $V_b = 1500 \text{ V}$ を用いる。

前述の通り、マイクロ波電力反射が存在するため正味の投入電力は $P_{FWD} - P_{REF}$ となるが、反射電力もシステム上無視できない損失であると考えて、反射電力は考慮しない。「はやぶさ2」における実績では、イオン源と中和器を合わせたマイクロ波アンプの発生電力が $103\text{W}^3)$ であるため [16, 17]、この値を用いて評価する。また、直流電源の電力変換効率は 90% を用いる。

本研究では中和器は用いなかったが、通常は中和器を考慮すべきである。イオン源性能が向上したため中和器の性能の再考が必要となるが、今回の性能評価では「はやぶさ2」における性能実績値を採用する⁴⁾。

以上の条件のもと、 $\mu 10\text{LM}$ (分配比 1:0)、 $\mu 10\text{QM}$ および $\mu 10\text{RM}$ (分配比 0:1) の性能評価をしたものを Table 4.4 に示す。新型放電室では推力は 11.7mN で「はやぶさ2」と比較して 16% の性能向上となった。また、比推力は 3053s 、推進効率は 39% といずれも性能向上している。

Table4.4: 最大性能点での推進性能の比較

	$\mu 10\text{LM}(0:1)$	$\mu 10\text{QM}$	$\mu 10\text{RM}(1:0)$
最大ビーム電流, mA	130	175	202
推力, mN	7.6	10.1	11.7
イオン生成コスト, W/A	244	194	167
推進剤利用効率, %	86	83	82.5
比推力, s	2920	2859	3053
総電力, W	326	403	448
推進効率, %	32.6	34.9	39.2

³⁾ 「はやぶさ」では 110W

⁴⁾ 「はやぶさ」では 5W , 0.5sccm 。「はやぶさ2」では 8W , 0.7sccm .

4.7 ストールに関する一考察

$\mu 10RM$ においては、 $\mu 10QM$ と比較して最大ビーム電流値の向上が見られた。Fig.4.5 を比較してみると、推進剤利用効率の向上も見られるが、一方で最大動作流量点の増加も見られる。これはこれまでに発生していたストール現象によるビーム電流急落の影響を緩和できたためであると考えられる。このストール現象は、過去に $\mu 10LM$ に対して行われた内部計測 [36] の結果から、分配比 1:0 導入では分配比 0:1 の場合に比べて、導波管内部の励起中性粒子密度が増加していることと、マイクロ波電界強度が低下している。

これらの結果に基づいて、これまでのデータから考察してみる。Fig.4.4 の横軸を、中性粒子の電流換算値を示す $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U)$ として、スクリーン電流値をプロットし直したデータを Fig.4.33 に示す。この結果では、 $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.01$ と $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.02$ 、そして $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.03$ の 3 つの軸に着目できる。導波管から少しでもガス導入が存在すると、放電室内部の中性粒子が $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.01$ を超えたあたりから飽和し始め、導波管分配比率が多い場合は $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.03$ 、放電室分配比率が多い場合は $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.03$ 程度になるとスクリーン電流値が減少し始めていることがわかる。

一方、放電室のみからの導入では $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.01$ から内圧増加に対するスクリーン電流値の上昇が緩やかとなり、 $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.03$ で減少に転じている。

このことは、上記の先行研究結果と合わせて次のように考察できる。放電室内部中性粒子密度が $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.01$ 程度までは、ガス導入方式による影響は生じない。この中性粒子密度が中央付近のプラズマ生成が生じうる閾値と考えられる。中央付近のプラズマは、電子閉じ込め領域外部のため熱電子のテイル部による生成が優勢と考えられ、励起の方が生じやすくなりエネルギー損失となる。

中性粒子密度が $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.03$ を超えると、中性粒子密度増加のために中央付近の励起中性粒子生成が優位となり、マイクロ波電力を奪われるために、高エネルギー電子が生じづらくなりプラズマ密度低下に転じる。この中性粒子密度が $\mu 10$ 動作における限界密度と考えられる。

分配比を変更し、放電室内部の中性粒子密度分布割合を多くしていくと、プラズマ生成領域内部での中性粒子密度分布が増加するために、動作限界密度は徐々に低下していき、 $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.02$ に漸近していく。このとき、中央部のプラズマ密度が増加していると、マイクロ波伝搬が妨げられた効果の影響を受け、ストールが発生しスクリーン電流値が減少に転じてしまう。しかしながら、中央部のプラズマ密度が低い状態であればマイクロ波伝搬は妨げられないために、 $\dot{m}_{A,eq}(1-\eta_U) = 0.03$ までスクリーン電流値の増加を維持できる。

事実、Fig.4.26 のビームプロファイルを比較してみると、 $\mu 10RM$ では放電室内中心領域のプラズマ密度の低下が示唆される。このことが、新型放電室におけるストール減少の緩和につながったものと考えられる。Fig.4.25 を参照すると、中心領域のプラズマ密度 $0.025\text{mA}/\text{mm}^2$ が閾値であると思われる。

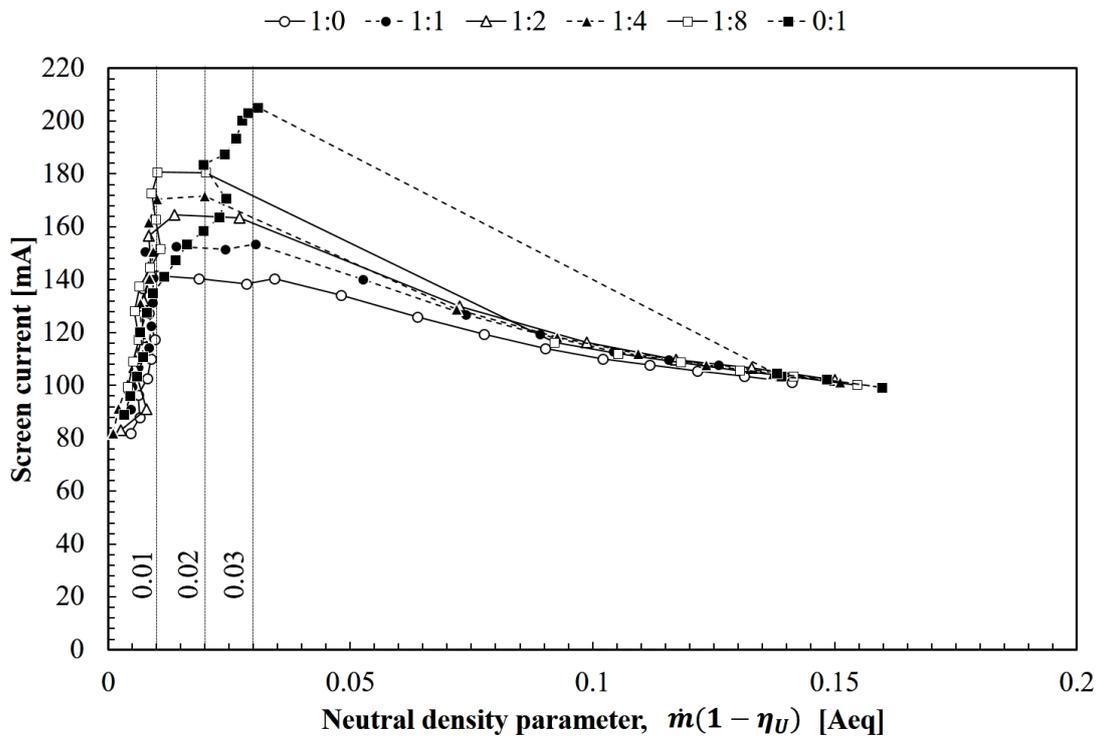


Figure4.33: 中性粒子密度パラメータとスクリーン電流値の関係 : $\mu 10RM(+5mm)$

4.8 小結

新型放電室を用いて種々の性能特性を取得した。これらの結果より、以下の結論を得た。

- 新型放電室においては、放電室長さノミナル +5mm、流量分配比 $\dot{m}_A : \dot{m}_B = 0 : 1$ において最大ビーム電流をとる。
- 最大ビーム電流を取る点で、ビーム電流は繰り返し誤差の範囲で 202mA、推進剤利用効率 0.83、イオン生成コスト 167.7W/A となった。
- 新型放電室は $\mu 10QM$ と比べて大流量側での電力感度が大きく、マイクロ波吸収効率の向上が示唆される。
- $E \times B$ プローブ計測の結果から、 $\mu 10RM$ の最高性能点での多価イオン効率は 0.932 となり、 $\mu 10LM$ における結果とほとんど同じ値となった。これから、ビーム電流値の向上は多価イオンによる見かけ上の結果ではなく、推力に寄与する性能向上であるということが判明した。
- グリッド直下におけるビームプロファイル計測結果から、ビームピーク位置の外周方向への拡大が確認され、設計指針通り r_{eff} が拡大していることが判明した。また、フラットネスパラメータ f_b も 10% 程度向上していることから、グリッド損耗の観点からも有利な性能向上であると言える。
- ファラデーカップによる遠方場でのビーム発散角計測結果から、 $\mu 10RM$ の最高性能点での発散角は 24deg、発散効率は 0.976 となり、 $\mu 10QM$ と同程度の性能であることがわかった。
- 計測結果から、新型放電室における最大推力は 11.7mN、中和器を含めた比推力は 3053s、推進効率は 39.2% という性能となった。
- ストールの発生には放電室内部中性粒子密度と中央部のプラズマ密度が影響していると考えられる。それぞれの閾値は、 $\dot{m}_{A,eq}(1 - \eta_U) = 0.03$, $j_{r=0} = 0.025\text{mA/mm}^2$ 程度であると見積もられる。

5

放電室内部診断

本章では新型放電室に対して行った内部診断結果について述べる。

5.1 イオン電流比率計測

放電室内部ではプラズマの準中性が保たれている。そのため、壁面に流入するイオン電流密度を計測し、空間一様性を仮定して全壁面での積分値を計算すれば、生成プラズマ電流値を見積もることが可能となる。また、プラズマが接触する壁面ごとにイオン電流密度を計測できれば、各部へのイオンの流入の様子を知ることができる。そこで、放電室内壁面へのイオン電流分布を計測するために、プローブによる内部診断を実施する。

放電室内壁面は (1) グリッド、(2) グリッド支持リング、(3) 下流磁石、(4) 磁石間スペーサー、(5) 上流磁石、(6) 導波管の 6 箇所に分類できる。グリッドへ向かうイオン電流はグリッドの孔から引き出されビームとなる電流 I_S と、グリッドに損失する I_{web} に分けられることに注意して、それぞれの電流を $I_S + I_{web}, I_{wall}, I_{mag,A}, I_{spacer}, I_{mag,B}, I_{wg}$ とすると、プラズマ電流 I_P は

$$I_P \simeq (I_S + I_{web}) + I_{wall} + I_{mag,A} + I_{spacer} + I_{mag,B} + I_{wg} \quad (5.1.1)$$

である。Eq.(2.2.2) の表記に倣えば、

$$I_{Loss} = I_{web} + I_{wall} + I_{mag,A} + I_{spacer} + I_{mag,B} + I_{wg} \quad (5.1.2)$$

である。これらを用いて、イオン引き出し効率 f_s とイオン透過率 η_{trans} が定義できて [43],

$$f_s = \frac{I_S}{I_S + I_{Loss}} \quad (5.1.3)$$

$$\phi_t = \frac{I_S}{I_S + I_{web}} \quad (5.1.4)$$

である。イオン電流分布を計測することで、これら 2 つのパラメータを決定できる。

5.1.1 静電プローブ

壁面電流の計測は静電プローブを用いて行う。静電プローブについて基本原理を述べる [37,44,45]。プラズマ内部に小さな電極を挿入すると、プラズマの集団的振る舞いにより電極のポテンシャルが遮蔽される（デバイ遮蔽）。電極のポテンシャルが e^{-1} 倍になる距離をデバイ長といい、次式で表される。

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n p e^2}} \quad (5.1.5)$$

固体壁面と接するプラズマは、プラズマと壁面との境界面にデバイ長の数倍程度の厚さをもつシースと呼ばれる領域を形成する。シース内部ではプラズマの準中性が破られ、イオンと電子の移動度の差を埋めるような電場が発生¹⁾し、プラズマ全体を準中性に保っている。シースに流入するイオンは、ボーム条件より、次式で表されるボーム速度以上の速度である必要がある。

$$u_B = \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}} \quad (5.1.6)$$

さて、プラズマ中に挿入された電極の電位がプラズマ電位を超えない限り（すなわち、イオンを弾く電場を形成しない限り）、電極に流入するイオン電流が変化しないとすると、面積 A を有する電極へのイオン（飽和）電流は次式で表せる。

$$I_{si} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) n p e u_B A \quad (5.1.7)$$

ここで $\exp(-1/2)n_p$ はシース端プラズマ密度に相当する。一方、電子電流は、プラズマ電位を ϕ_P 、プラズマ電位を基準としたプローブ電位を ϕ_{probe} として、次式で表せる。

$$I_e = \frac{1}{4} e n_p A \sqrt{\frac{8 k T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{e(\phi_{probe} - \phi_P)}{k T_e}\right) \quad (5.1.8)$$

よって、電極に流れ込む電流値 I_{probe} は次のようになる。

$$I_{probe} = I_e - I_{si} \quad (5.1.9)$$

Fig.5.1 に典型的な静電プローブ曲線を示す。 $I_{probe} = 0$ となるとき電位を浮遊電位 ϕ_f という。また、 $\phi_P < \phi_{probe}$ の範囲では電子電流は飽和する。このときの電流を電子飽和電流 I_{se} と呼ぶ。通常、電子飽和電流はシースの広がりのため Fig.5.1 のように完全に飽和することはなく増加する傾向にある。また、プローブ曲線を片対数プロットすることにより、その傾きから電子温度 T_e を求めることができる。電子温度が求まると、イオン飽和電流か電子飽和電流より、プラズマ密度 n_p が求められる。

¹⁾ 通常は壁面に対してプラズマの電位が高く、電子を弾く正イオンシースが形成される。

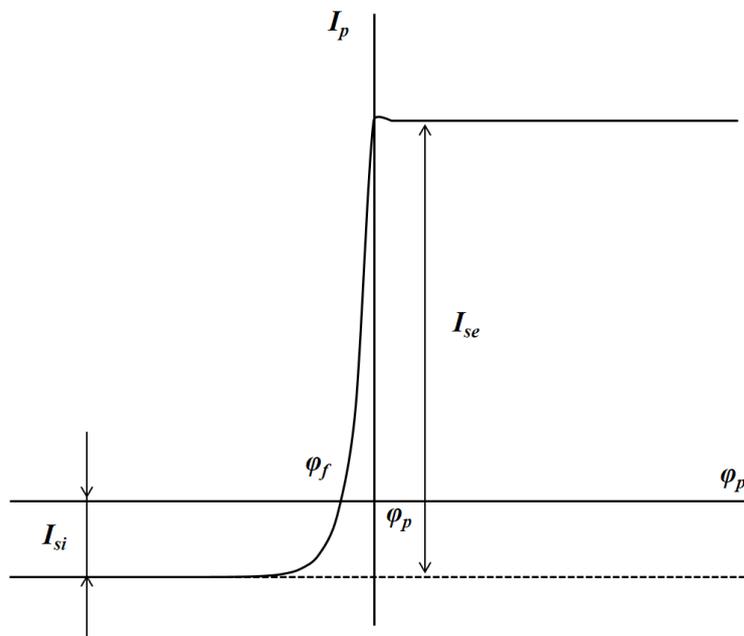


Figure5.1: プローブ曲線の典型例

5.1.2 実験条件

本実験では、イオン飽和電流を計測することで、放電室内部のプラズマ電流を計測する。実験は、 $\mu 10LM$ (分配比 1:0)、 $\mu 10LM$ (分配比 0:1)、および $\mu 10RM$ (分配比 1:0) に対して行った。本実験はイオンスラスト実験チャンバで行った。

前節で述べたプローブの原理は無磁場における理論であるため、強磁場の放電室中に用いるためには注意が必要である。磁場の存在は磁場に垂直な方向の粒子の移動を妨げるため、強磁場である磁石表面ではプローブを磁力線と直交するように設置するべきである。そこで、本実験では平板型プローブを用いて、できるだけ壁面に近い位置での計測を行った。Fig.5.2 に計測に用いたプローブを示す。また、Fig.5.3 にプローブの設置位置を示す。計測には 3 種類のプローブを用いた。プローブはスクリーングリッド電位を基準にバイアスされる。

まず、グリッド支持リング、磁石間スペーサー、上流磁石、導波管の表面には、 $8 \times 1.4\text{mm}$ の矩形型プローブに、ギャップ 0.3mm 、幅 1.5mm のガードリング付きプローブ B を使用した。また、下流磁石は機械寸法上の問題から、 $6 \times 1.4\text{mm}$ の矩形型プローブにギャップ 0.3mm 、幅 1.5mm のガードリング付きプローブ C を使用した。Fig.5.4 に示すようにガードリング側の電流を計測せず、プローブの電流のみを取得することで、シースの広がりを軽減可能である [46,47]。プローブ寸法に関しては、Fig.3.17 に示すように、磁石表面の一部がプラズマ生成領域に寄与していると考えられるので、この領域を十分カバーできる寸法として縦寸法 10mm を選択した。また、プローブの代表寸法を r_{probe} とすると、 $r_{probe} > 50\lambda_D$ であれば端面のシースによる効果が無視できる [47,48]。放電室内部の低プラズマ密度・低温領域では $n_p \simeq 1 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ 、 $T_e \simeq 4 \text{eV}$ 程度が予想されるので [49]、デバイ長は $\lambda_D \simeq 0.1\text{mm}$ となる。そのため、横寸法として 5mm を選択した。シースはデバイ長の 10 倍程度と予想されるので、ガードリングとプローブのシースが重なるように、プローブとガードリングの間の幅を 0.3mm とした。

一方、グリッドに流入する電流は、Eq.(5.1.1) で述べたようにビームとして引き出される電流 I_S とグリッドへの損失電流 I_{web} を分けて計測しなければならない。しかしながら、グリッドの孔の空いていない部分（リム部²⁾ : Fig.5.5 を参照のこと）にプローブを設置することは困難である。また、ビームプロファイル計測より半径方向にも密度分布が存在することが判明している。そこで、Fig.5.2 の A のような半径方向に長いプローブを作成し、次のように I_{web} を求めるものとする。

$$I_{web} = j_{probe}A_{sc} - I_S \quad (5.1.10)$$

ここで A_{sc} は孔を考慮しないスクリーングリッド面積、 j_{probe} はプローブ電流密度である。ガードリングは上に述べたものと同様に設定した。Table 5.1 にプローブの設置位置とプローブの対応を示す。

Table5.1: プローブの設置位置と使用プローブの対応

プローブ番号	凡例	設置場所	面積 [$\times 10^4 \text{mm}^2$] (従来型 / 新型)	プローブタイプ (従来型 / 新型)
(1)	Screen grid	スクリーングリッド上流面	9.2 / 9.2	A
(2)	Sidewall	グリッド支持リング壁面	9.0 / 10.0	B
(3)	Magnet A	下流側磁石表面	3.0 / 3.35	C
(4)	Spacer	磁石間スペーサー表面	3.5 / 3.5	B
(5)	Magnet B	上流側磁石表面	2.25 / 2.25	B
(6)	Waveguide	導波管接続部表面	1.8 / 1.8	B

²⁾ 英語では webbing と表記する。

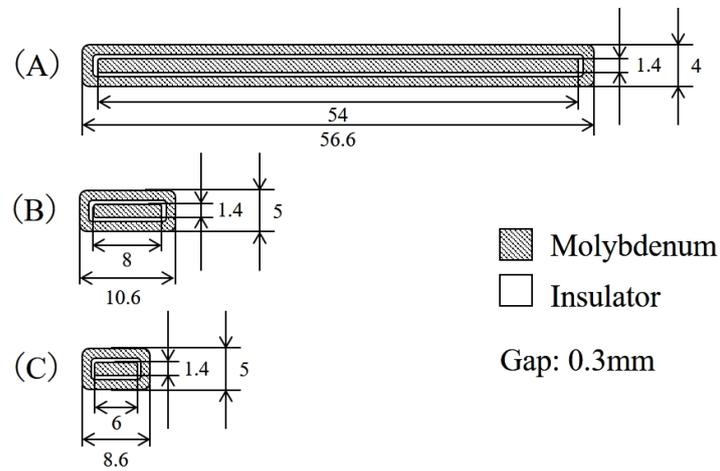


Figure5.2: 平板プローブ

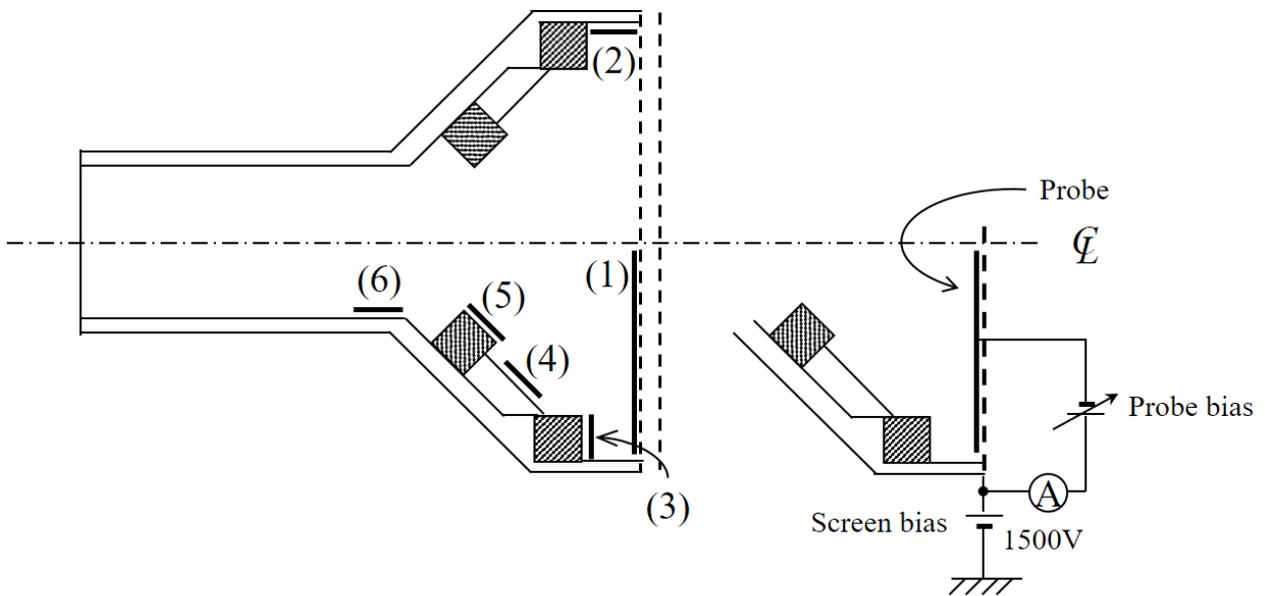


Figure5.3: 内部イオン電流分布計測実験概要

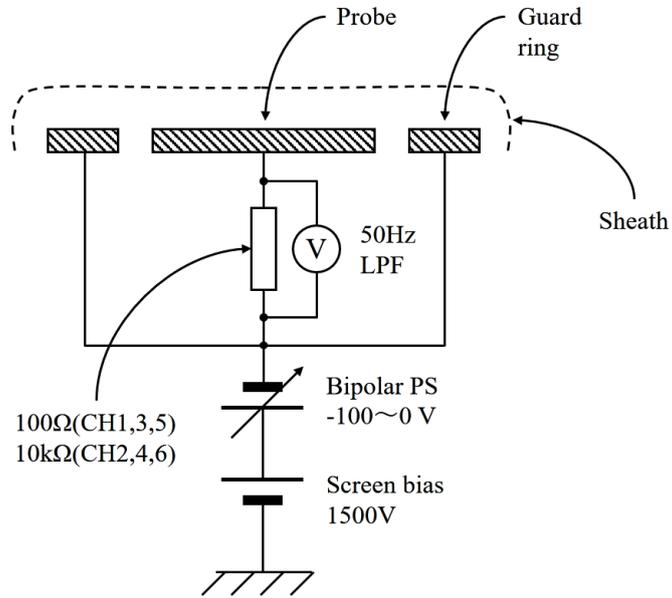


Figure5.4: ガードリング電極接続

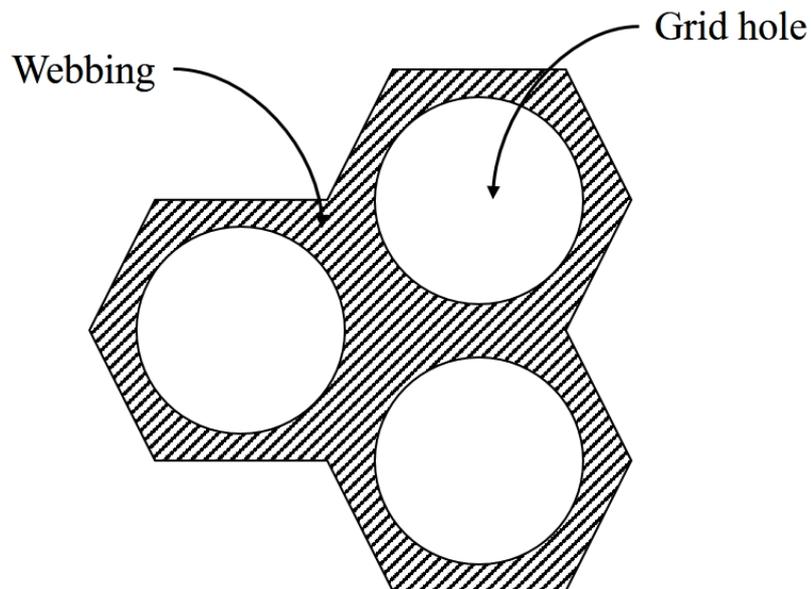


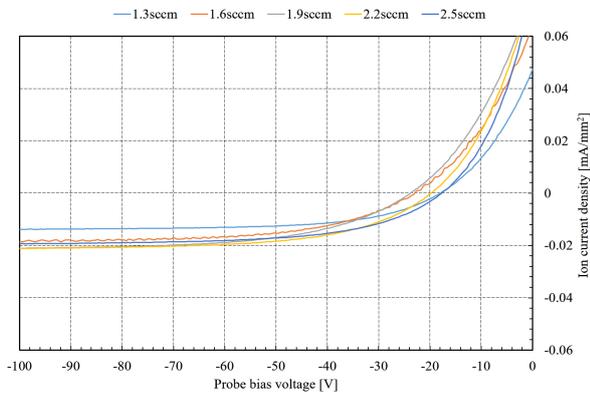
Figure5.5: リム部

5.1.3 実験結果

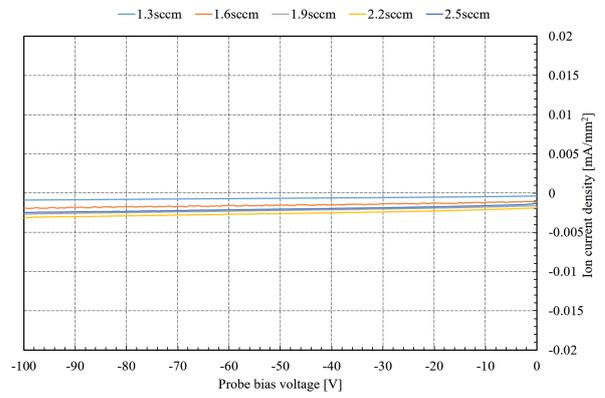
まず、各チャンネルでのプローブ電圧とイオン電流密度の関係を Fig.5.6 から Fig.5.8 に示す。いずれの放電室でも-70V 以下でイオン飽和に達しているものと思われる。また、Fig.5.9 から Fig.5.11 に、最も影響の大きいプローブ A バイアス時のスクリーン電流の変化を示す。イオン電流計測を行ったプローブのバイアス電圧ではビーム電流への影響は殆どなかった。各プローブの出力値を比較すると、新型放電室では浮遊電位が従来型に比べて 10V 程度低いことが読み取れる。そのため、今回は $\mu 10LM$ では-70V、 $\mu 10RM$ では-80V で評価することとした。

Fig.5.12 から Fig.5.17 に計測結果を示す。 $\mu 10LM$ (分配比 1:0) では、全イオン電流が最大 400mA 程度であったものの、 $\mu 10LM$ (分配比 0:1) では 500mA、 $\mu 10RM$ では 650mA と、プラズマ生成量が増加していることがわかる。イオン透過率は $\mu 10LM$ (分配比 1:0) では 0.7、 $\mu 10LM$ (分配比 0:1) では 0.8、 $\mu 10RM$ (分配比 0:1) では 0.7 程度であった。イオン透過率はガス投入方式とガス流量に影響されている可能性が示唆される。

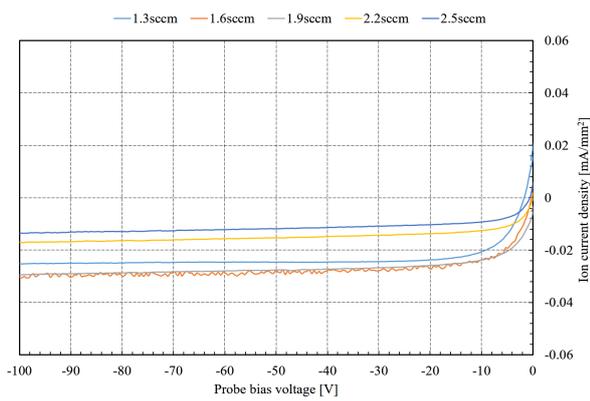
一方、引き出し効率に関しては $\mu 10RM$ は全流量域で顕著な低下が見られた。流量毎の引き出し効率の変化を Fig.5.18 に示す。エラーバーは-60V から-100V の範囲でのイオン飽和電流値の最大最小を表している。最大ビーム電流を得られた流量でのイオン引き出し効率は $\mu 10LM$ (分配比 1:0) では 0.4、 $\mu 10LM$ (分配比 0:1) では 0.352 程度であったが、 $\mu 10RM$ では 0.308 となり低下した。



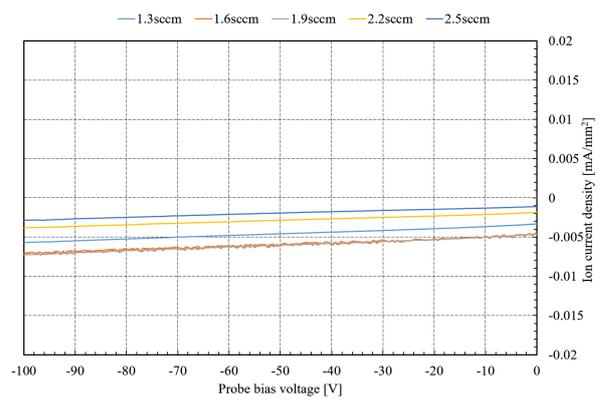
(a) Probe 1



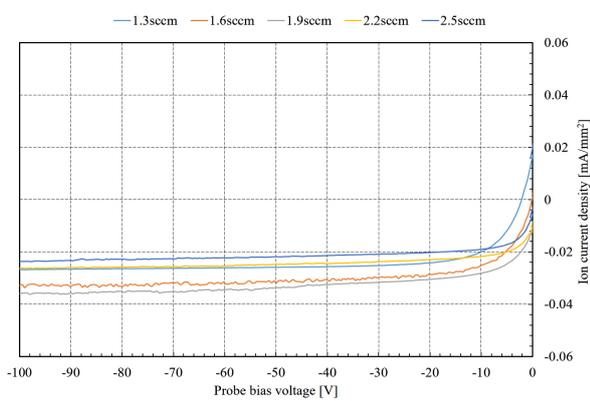
(b) Probe 2



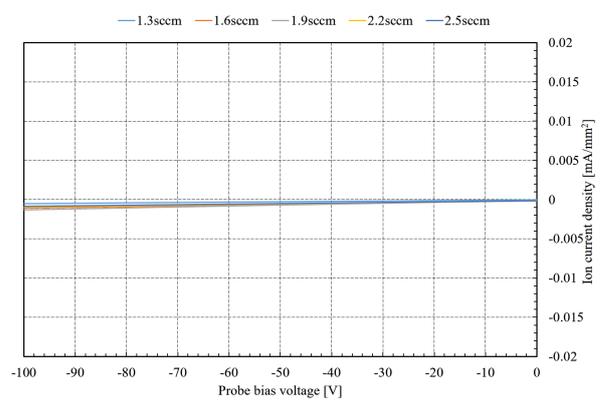
(c) Probe 3



(d) Probe 4

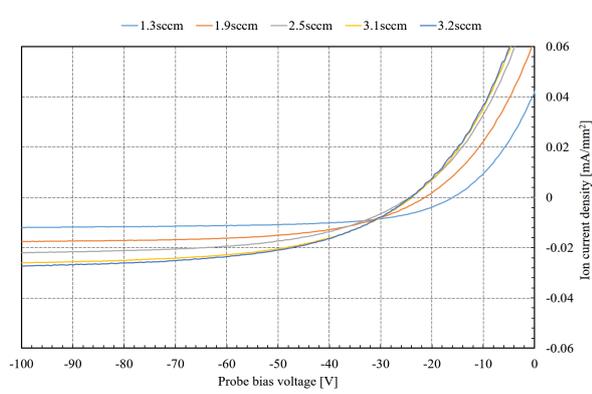


(e) Probe 5

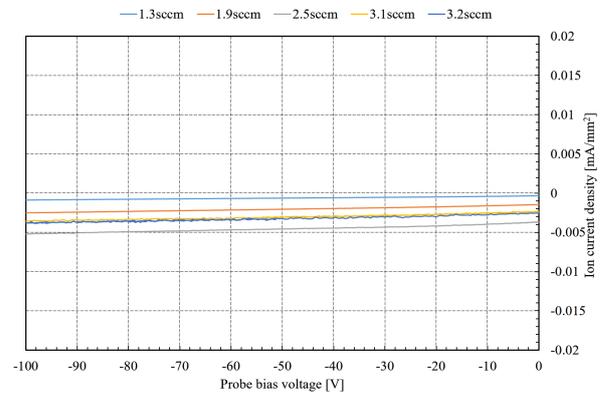


(f) Probe 6

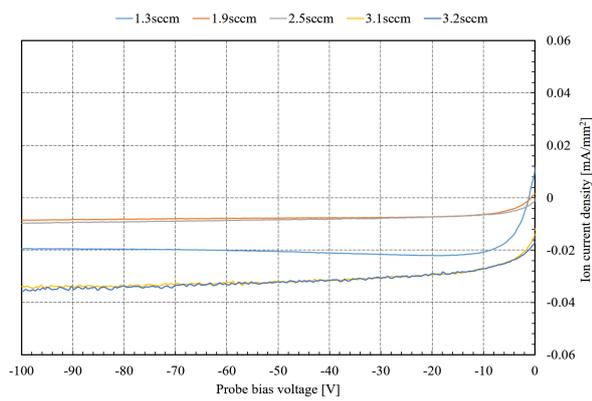
Figure5.6: プローブの出力値 : μ 10LM(分配比 1:0)



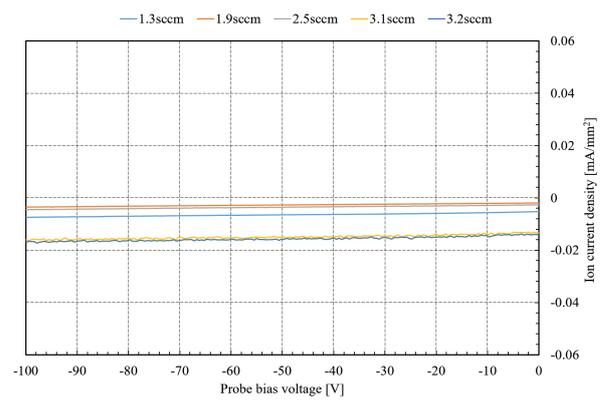
(a) Probe 1



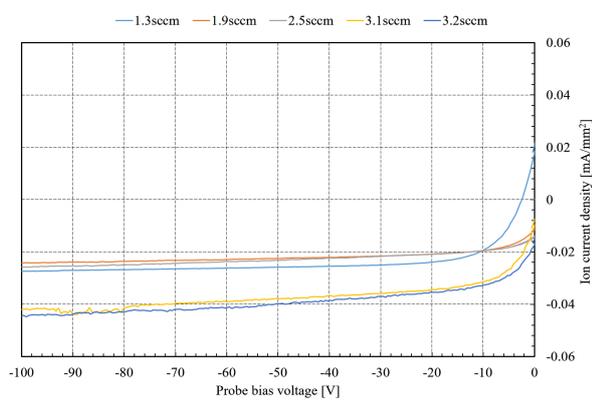
(b) Probe 2



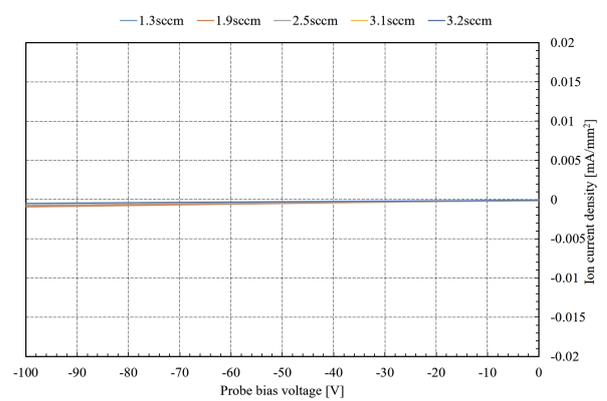
(c) Probe 3



(d) Probe 4

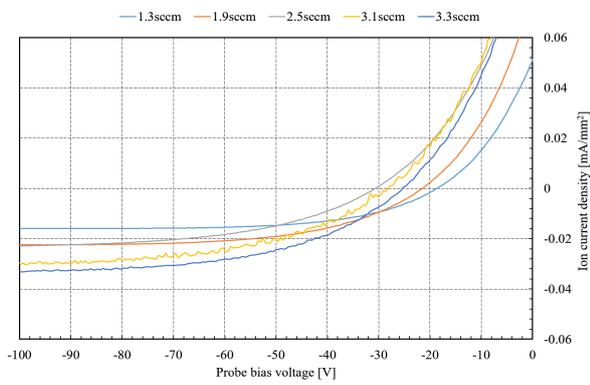


(e) Probe 5

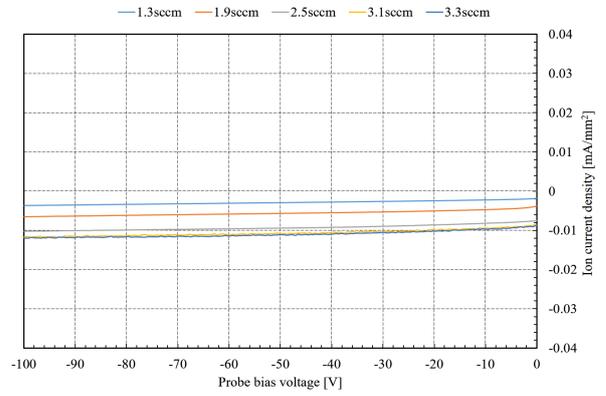


(f) Probe 6

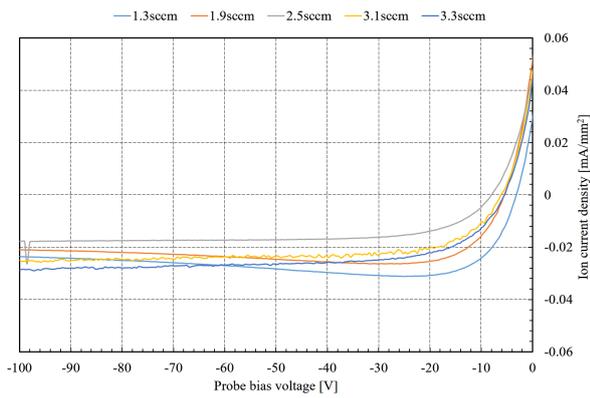
Figure5.7: プローブの出力値 : μ 10LM(分配比 0:1)



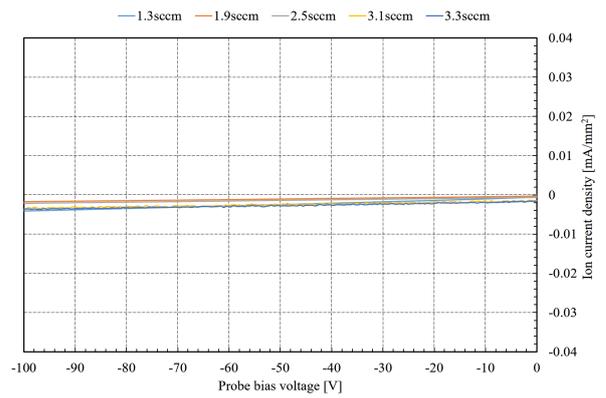
(a) Probe 1



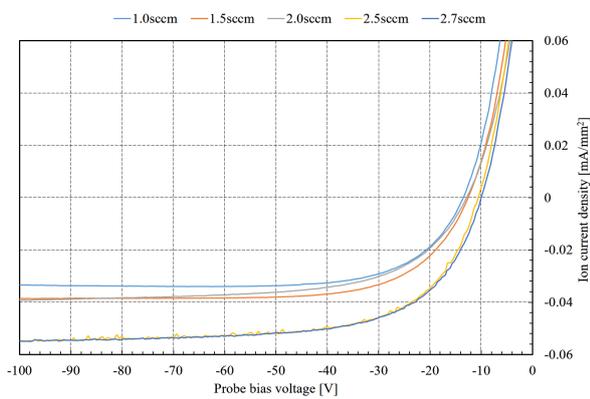
(b) Probe 2



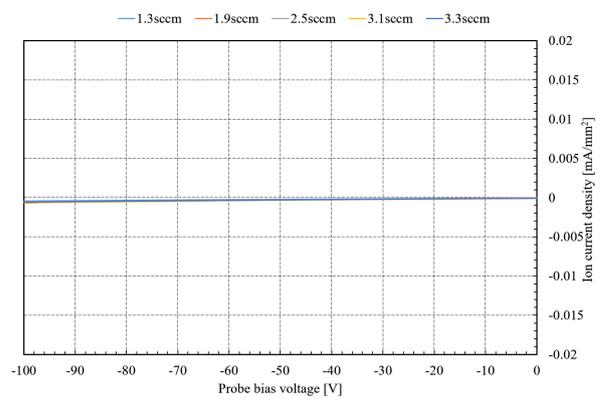
(c) Probe 3



(d) Probe 4

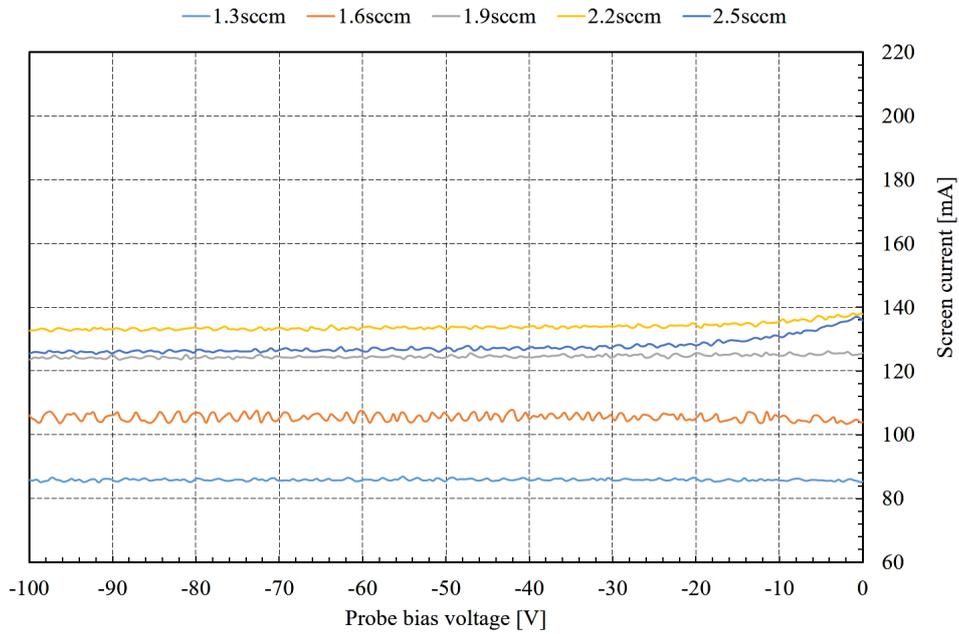
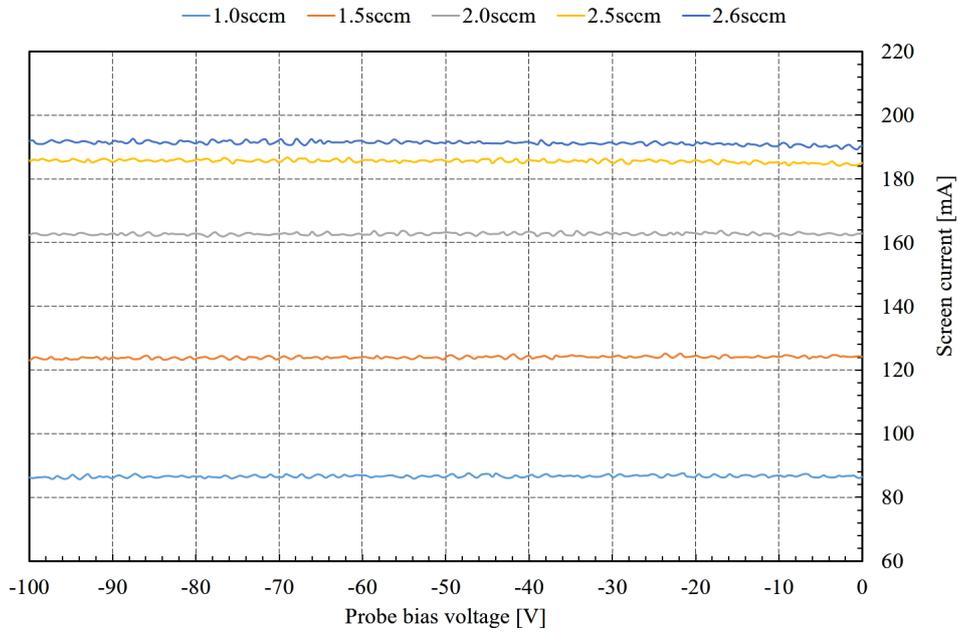


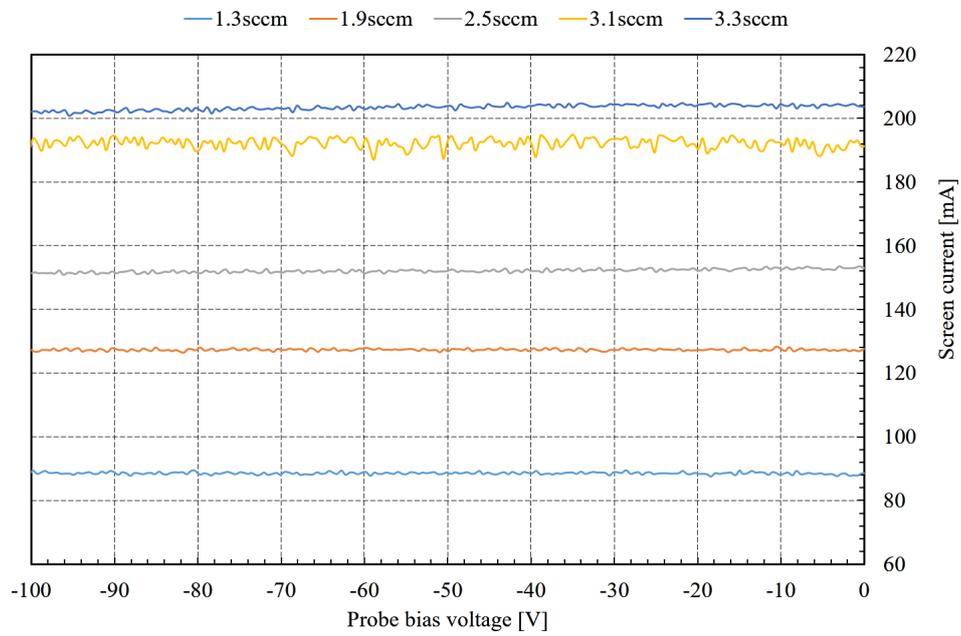
(e) Probe 5



(f) Probe 6

Figure5.8: プローブの出力値 : μ 10RM(分配比 0:1)

Figure5.9: バイアス時のスクリーン電流の変化 : μ 10LM(分配比 1:0)Figure5.10: バイアス時のスクリーン電流の変化 : μ 10LM(分配比 0:1)

Figure5.11: バイアス時のスクリーン電流の変化 : μ 10RM(分配比 0:1)

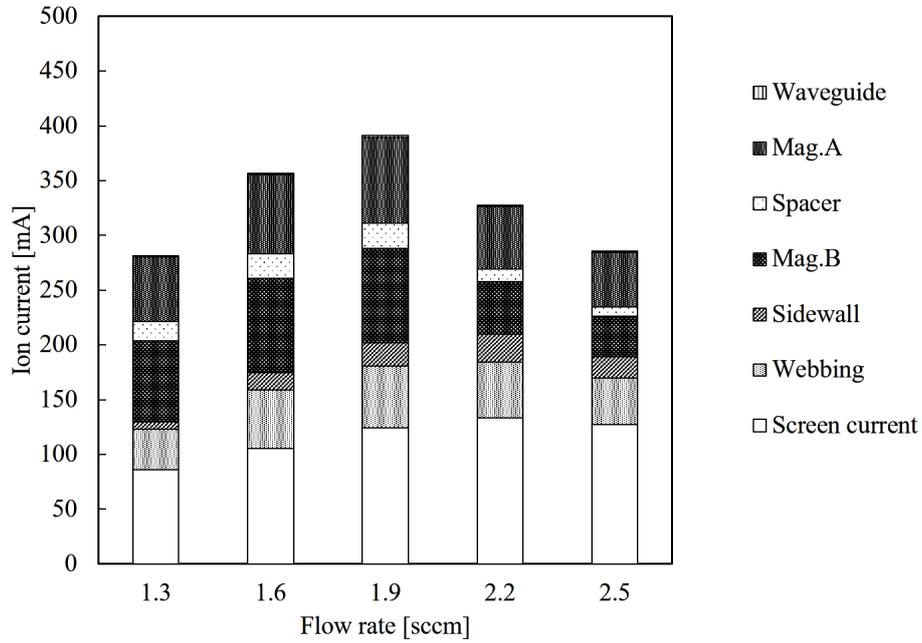


Figure5.12: 流量ごとのイオン電流分布 : $\mu 10LM$ (分配比 1:0)

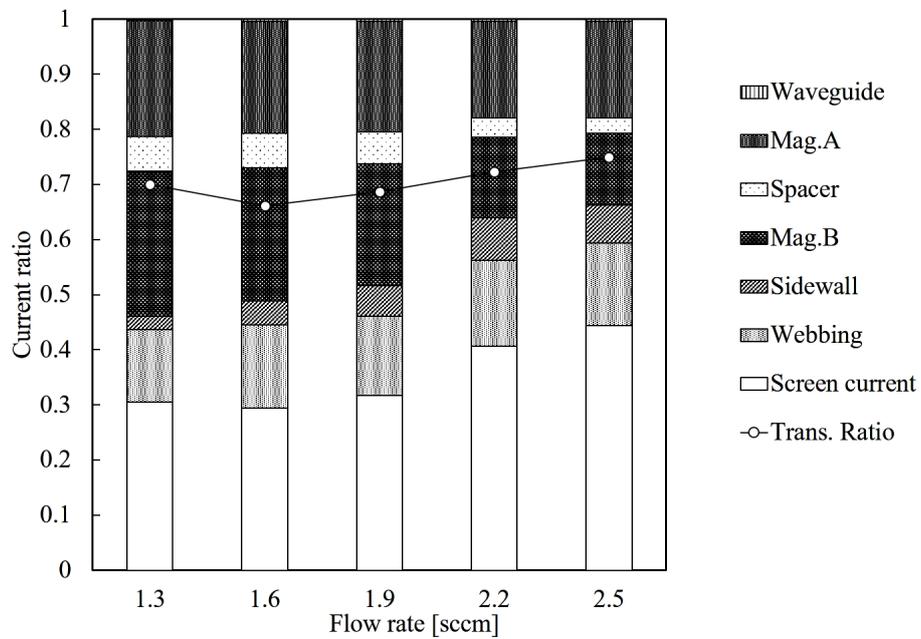


Figure5.13: 流量ごとの電流比率 : $\mu 10LM$ (分配比 1:0)

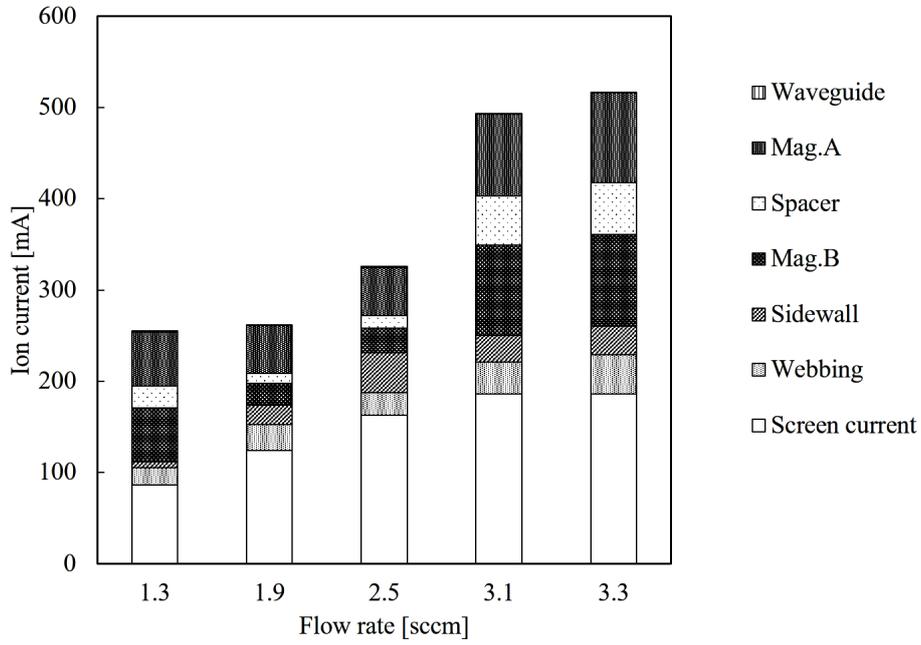


Figure5.14: 流量ごとの電流分布 : $\mu 10LM$ (分配比 0:1)

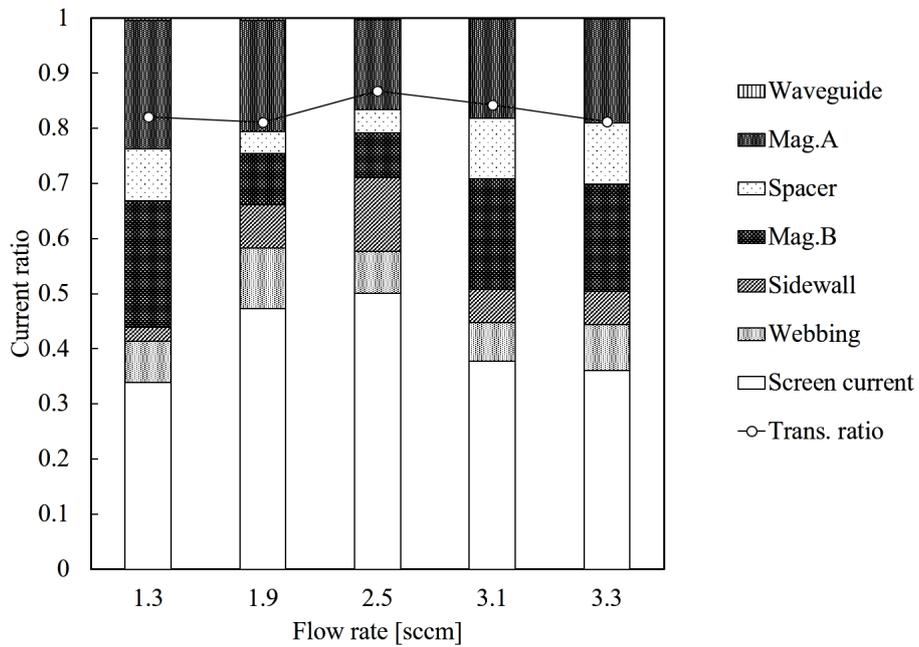


Figure5.15: 流量ごとの電流比率 : $\mu 10LM$ (分配比 0:1)

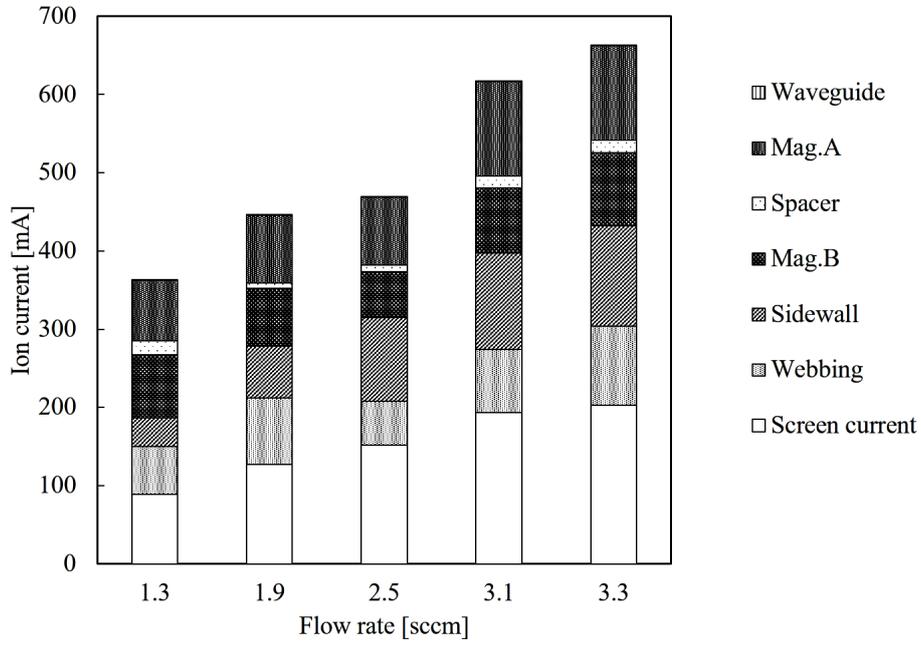


Figure5.16: 流量ごとの電流分布 : $\mu 10RM$ (分配比 0:1)

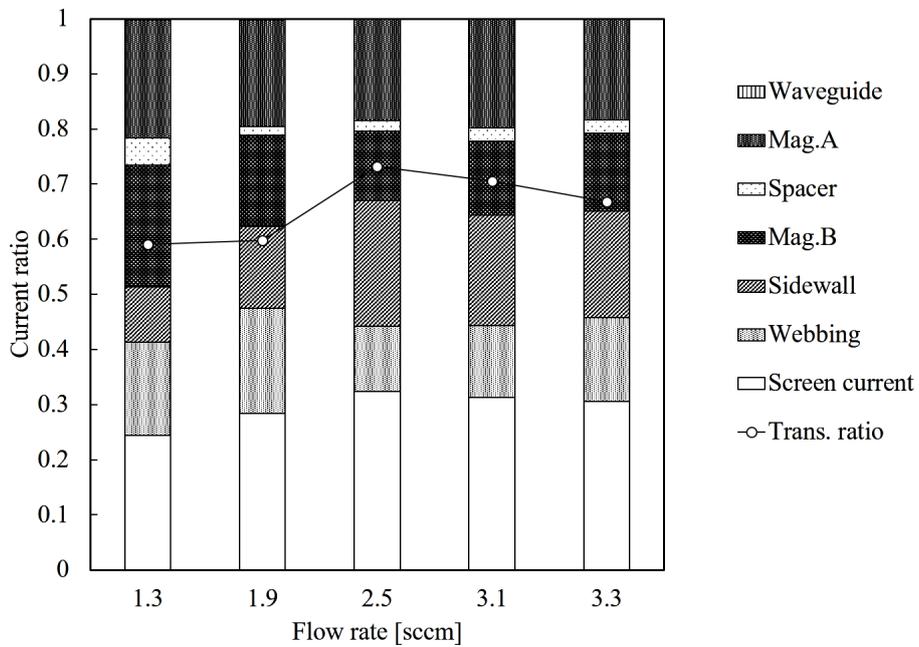


Figure5.17: 流量ごとの電流比率 : $\mu 10RM$ (分配比 0:1)

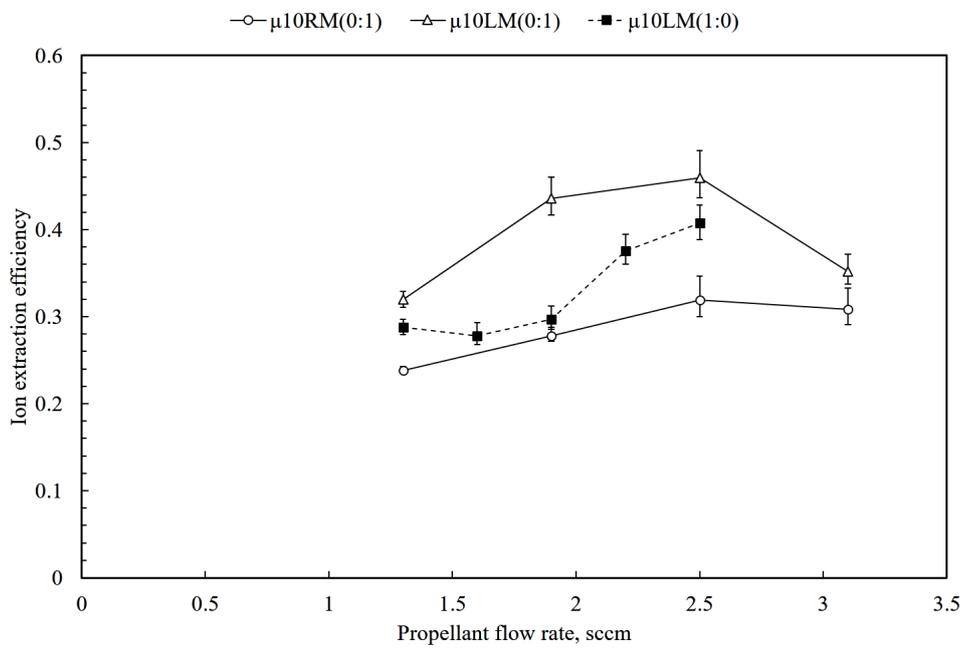


Figure5.18: 流量ごとの引き出し効率

5.2 小結

放電室内部に対して平面プローブによるイオン電流分布計測を行うことで、以下の結論を得た。

- ガードリング付きプローブにより、シースの拡大を防ぐとともに、引き出しビーム電流への影響を最小とした状態でのイオン電流分布計測に成功した。
- 放電室とガス導入方式の違いで、全イオン電流の顕著な増加が見られた。 $\mu 10LM$ (分配比 1:0) では最大 400mA, $\mu 10LM$ (分配比 0:1) では 500mA, $\mu 10RM$ (分配比 0:1) では 650mA 程度と、イオンビーム増大に従うように全イオン電流値も増加した。
- 同一のガス導入方式で比較すると、 $\mu 10RM$ では 0.7, $\mu 10LM$ では 0.82 となり、イオン透過率の低下が見られた。
- イオン引き出し効率は計測した全流量で $\mu 10RM$ が低下した。最高性能に近い 3.3sccm では $f_s = 0.308$ となった。

6

放電室性能の電力依存性

本章では新型放電室における推力向上の要因について分析する。

6.1 マイクロ波放電型イオンスラストの0次元モデル

ここでは、2.2章で紹介した直流放電型イオンスラストの0次元モデルを、ECR放電型イオンスラストに拡張したモデルを紹介する [28,50].

6.1.1 エネルギー・電流分配モデル

マイクロ波放電型イオンスラスト内部のエネルギー・電流分配モデルを Fig.6.1 示す。マイクロ波放電型イオンスラストでは、放電電力はマイクロ波電力 P_μ となる。イオン生成コストは静電加速部へ供給されるイオン電流 I_S と投入電力の比であるから次のようになる。

$$C_i = \frac{P_\mu}{I_S} \quad (6.1.1)$$

また、プラズマイオン生成コストは1次電子に与えた電力とイオン生成率の関係であったので、次のように書ける。

$$C_p = \frac{I_F V_\mu}{I_P} \quad (6.1.2)$$

投入マイクロ波のうち、1次電子生成に寄与した電力の割合を $\alpha (< 1)$ とすると、

$$\alpha P_\mu = I_F V_\mu \quad (6.1.3)$$

静電加速部へのイオン輸送効率を f_s としたので、 C_i と C_p の関係は次のように書ける。

$$C_i = \frac{1}{\alpha f_s} C_p \quad (6.1.4)$$

マイクロ波放電型では、直流放電型と異なり、生成した熱電子 I_m のうちの一部 I'_m が壁面損失し、残りは再度加熱されるので、電流の方程式は次のようになる。

$$I_m = I_P + (I_F - I_L) = I'_m + I''_m + I_F \quad (6.1.5)$$

エネルギー分配式は、Fig.6.1 に示す関係から、次のように表せる。

$$I_F(V_\mu + U_m) = \sum I_{ex}U_{ex} + I_P U_{ion} + I_m U_m + I_L(V_\mu + U_m) \quad (6.1.6)$$

Eq.(6.1.6) の両辺を I_P で除して、 C_p を示すと次のようになる。

$$C_p = \frac{\frac{\sum I_{ex}U_{ex}}{I_P} + U_{ion} + U_m}{1 - \frac{I_L}{I_P}} \quad (6.1.7)$$

ここで、マイクロ波放電型イオンスラストの標準プラズマイオンエネルギーコストを次式で与えることとする。

$$\epsilon_p^* \equiv \frac{\sum I_{ex}U_{ex}}{I_P} + U_{ion} + U_m \quad (6.1.8)$$

これを用いて、Eq.(6.1.7) と Eq.(6.1.4) を書き直すと次のようになる。

$$C_p = \frac{\epsilon_p^*}{\left(1 - \frac{I_L}{I_P}\right)} \quad (6.1.9)$$

$$C_i = \frac{\epsilon_p^*}{\alpha f_s \left(1 - \frac{I_L}{I_P}\right)} \quad (6.1.10)$$

ここで、直流放電型と同様に Eq.(2.2.17) と Eq.(2.2.21) を用いて書き表すと、

$$C_p = \frac{\epsilon_p^*}{1 - \exp\{-C_0 \dot{m}_{A,eq}(1 - \eta_u)\}} \quad (6.1.11)$$

$$C_i = \frac{\epsilon_p^*}{\alpha f_s [1 - \exp\{-C_0 \dot{m}_{A,eq}(1 - \eta_u)\}]} \quad (6.1.12)$$

本式を用いることで、実験結果から求められた C_i 、 f_s 、 η_u よりマイクロ波吸収効率を見積もることができる。

6.1.2 標準プラズマイオンエネルギーコスト

直流放電型イオンスラストの場合と同様に、標準プラズマイオンエネルギーコストを書き表す。直流放電型との違いは、1次電子が輝線分布ではなくマクスウェル分布であるという点にある。また、 $\mu 10$ では Fig.2.2.33 における I' と I'' に用いるプラズマ生成体積が異なるので、注意が必要である。以上に留意して計算を進めると、Eq.(2.2.26) と Eq.(2.2.34) が次のようになる。

$$\epsilon_p^* = \frac{\frac{n_F}{n_m} \langle \sigma_{ex} v_F \rangle_m \gamma + \langle \sigma_{ex} v \rangle_m}{\frac{n_F}{n_m} \langle \sigma_{ion} v_F \rangle_m \gamma + \langle \sigma_{ion} v \rangle_m} U_{ex} + U_{ion} + U_m \quad (6.1.13)$$

$$\varepsilon_p^* = \frac{1 + \frac{\langle \sigma_{ex, FVF} \rangle_m}{\langle \sigma_{ion, FVF} \rangle_m}}{1 + \frac{\langle \sigma_{ion} v \rangle_m n_m}{\langle \sigma_{ion, FVF} \rangle_m n_F \gamma}} V_\mu \quad (6.1.14)$$

ただし、 γ と U_m と V_μ に関しては次の値を用いる。

$$\gamma = \frac{V_A}{V_A + \frac{1}{10}(V_B + V_C)} \quad (6.1.15)$$

$$U_m = 2T_m \quad (6.1.16)$$

$$V_\mu = \frac{3}{2}(T_h - T_m) \quad (6.1.17)$$

γ は密度比を考慮した体積比（個数比）であり，ここではプローブ測定の結果から，プラズマ生成領域が他の領域に対して10倍高い密度としている。Fig.6.2に1次電子エネルギー温度と1次電子存在割合を変更した際の計算結果を示す。横軸は熱電子温度 T_m である。Table 3.8の予備実験の結果から，放電室内部プラズマ生成領域における熱電子温度はおおよそ $T_m = 4.5\text{eV}$ である。[51]によると，放電室内部の1次電子存在割合は3.4%，1次電子温度は $T_h = 15\text{eV}$ 程度と見積もられている。Fig.6.2から読み取ると， $T_h = 30\text{eV}$ 程度が解となり，計算結果よりも幾分高い値を持つ。しかしながら，この範囲での1次電子温度に対して大きな感度がないため， ε_p^* の値としては30~32eV程度が妥当であると思われる。

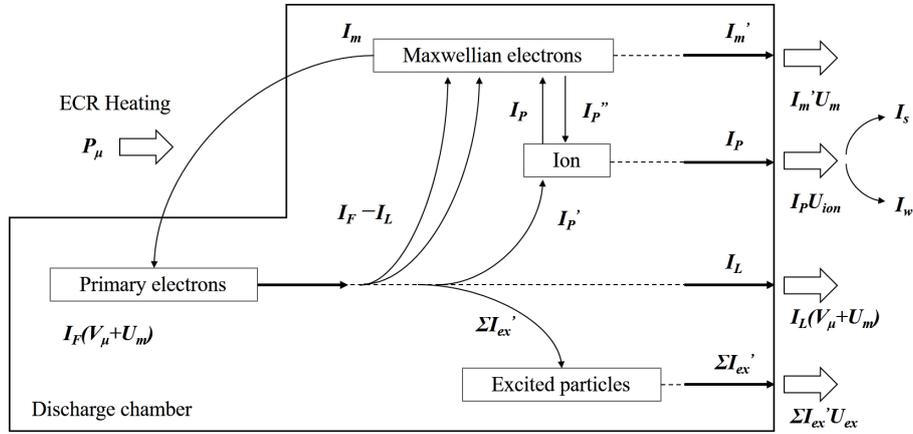


Figure6.1: マイクロ波放電型イオンスラストのエネルギー・電流分配モデル

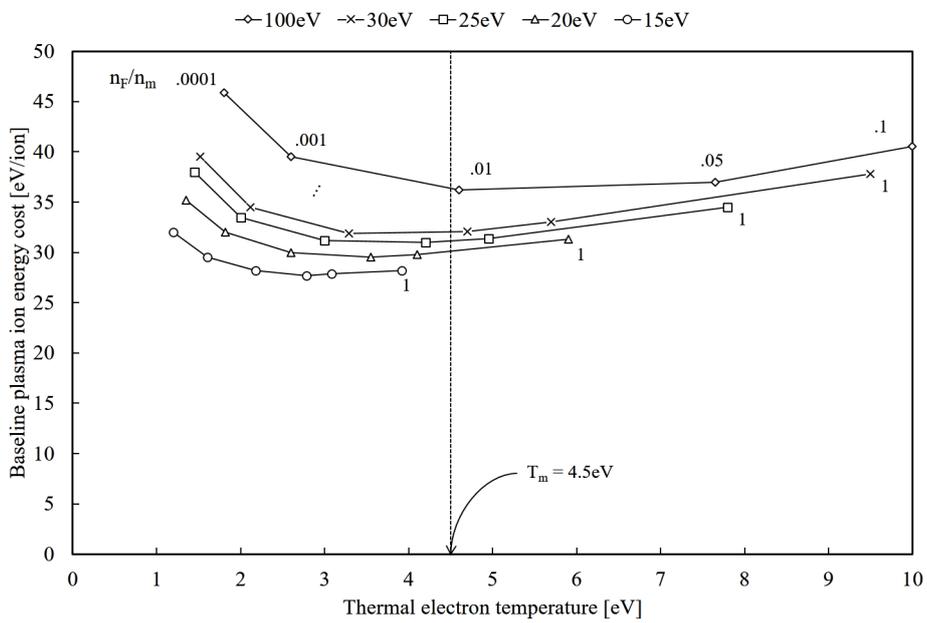


Figure6.2: マイクロ波放電型イオンスラストの標準プラズマイオンエネルギーコスト

6.2 放電室の電力特性

6.2.1 未知パラメータの見積もり

前述のモデルにおける未知数は ε_p^* , C_0 である。これらは、電子温度に依存するパラメータである¹⁾。プラズマ中で生成したイオンと、全壁面損失イオン数が等しいという関係から [52],

$$n_n(n_F \langle \sigma_{ion} v_F \rangle_m + n_m \langle \sigma_{ion} v_m \rangle_m) \tilde{V} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) (n_F + n_m) \sqrt{\frac{kT_e}{M}} A_{eff} \quad (6.2.1)$$

$$\sqrt{\frac{kT_e}{M}} \frac{1 + \frac{n_F}{n_m}}{\langle \sigma_{ion} v_m \rangle_m + \frac{n_F}{n_m} \langle \sigma_{ion} v_F \rangle_m} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \frac{\tilde{V}}{A_{eff}} n_n \quad (6.2.2)$$

となる。ここで、 \tilde{V} はプラズマ生成体積、 A_{eff} は実効損失面積である。これを満たすように T_e が決定される。存在比率の感度を無視したので、 ε_p^* は流量に依存するパラメータであると考えられる。

一方、 C_0 は次式で表せる。

$$C_0 = \frac{4\sigma_{F,eff}L}{e\tilde{v}_0 A_g \phi_0} = \frac{\sigma_{F,eff}L}{eC_{grid}} \quad (6.2.3)$$

$\sigma_{F,eff}$ は 1 次電子の非弾性衝突断面積の有効衝突断面積である。例えば、マクスウェル平均値を用いると²⁾ [52, 53],

$$\sigma_{F,eff} = \frac{\langle \sigma_F v_F \rangle_m}{\tilde{v}_F} \quad (6.2.4)$$

となる。 C_{grid} はグリッドの全コンダクタンスであり、温度に依存する。また、 L は 1 次電子閉じ込め長さである。そのため、 C_0 が定まれば電子閉じ込め長さが逆算できる。

閉じ込め長さは Larmor 旋回の影響を無視すれば、次式で与えられる。

$$L = v_{//} \tau_c \quad (6.2.5)$$

τ_c は電子の平均閉じ込め時間、 $v_{//}$ は磁力線方向の速度である。電子閉じ込め時間は次の式で与えられる [7].

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_{ex}} + \frac{1}{\tau_{ion}} + \frac{1}{\tau_m} + \frac{1}{\tau_s} \quad (6.2.6)$$

ここで、 τ_{ex} は励起衝突の平均自由時間、 τ_{ion} は電離衝突の平均自由時間、 τ_m はミラー閉じ込め時間、 τ_s は多体クーロン衝突による速度緩和時間である。 τ_s は輝線分布を持つ 1 次電子をマクスウェル分布の荷電粒子中に注入した際に、減速され速度分布がマクスウェル分布へと変化するまでの時間である。マイクロ波放電では弱電離プラズマであることと、1 次電子がマクスウェル分布を持っていることを踏まえると、 τ_s の項は考慮しなくて良いと考えられる。

$$\frac{1}{\tau_c} \simeq \frac{1}{\tau_{ex}} + \frac{1}{\tau_{ion}} + \frac{1}{\tau_m} \quad (6.2.7)$$

それぞれの時間について考えてみる。まず、非弾性衝突（励起・電離）の平均自由時間は衝突周波数の逆数であるから、

$$\tau_F = \tau_{ex} + \tau_{ion} = \frac{1}{n_n \sigma_{F,eff} \tilde{v}_F} \quad (6.2.8)$$

¹⁾ ε_p^* の 1 次電子存在率による感度が低いため、ここでは無視する。

²⁾ 1 次電子がマクスウェル分布を仮定したため。

で与えられる。放電室内の中性粒子密度は推進剤利用効率を用いて、

$$n_n = \frac{\dot{m}(1 - \eta_u)}{C_{grid}M} \quad (6.2.9)$$

で見積もることが可能である。

一方、ミラー閉じ込め時間は見積もりが難しい。参考文献 [54] では、クーロン衝突に基づく磁気ミラーのロスコーン内部への散乱が支配的と考えて、次式で与えている。

$$\tau_m = \tau_{ie} \left(1 - \frac{2\theta_m}{\pi} \right)^2 \quad (6.2.10)$$

ただし τ_{ie} はクーロン衝突の平均自由時間、 θ_m はロスコーン角である。

$$\tau_{ie} = 3.5 \times 10^5 T_e^{3/2} \frac{1}{n_e \ln \Lambda} \quad (6.2.11)$$

ここで $\ln \Lambda$ はクーロン対数であり、デバイ球内部に存在する電子の個数の9倍の値の自然対数である。 $\mu 10$ は弱電離プラズマであることから中性粒子との弾性散乱によるロスコーン損失が支配的と考えられるため、 τ_{ie} ではなく弾性衝突周波数 τ_{el} を用いる方が良いと思われる。

$$\tau_{el} = \frac{1}{n_n \sigma_{el,eff} \bar{v}_F} \quad (6.2.12)$$

以上はいずれも電子温度に影響を受けるパラメータであるため、 τ_c も流量依存のパラメータであると考えられる。具体例を考える。イオンスラスト動作中の壁面温度を 100°C と仮定すると、 $\mu 10$ のグリッドの合計コンダクタンスは $C_{grid} \simeq 0.06\text{m}^3/\text{s}$ 程度であるため、流量 3.0sccm 、推進剤利用効率 $\eta = 0.7$ とした際の中性粒子密度は Eq.(6.2.9) より $n_n = 7.0 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ となる。Table 3.8 の結果から $n_e = 3 \times 10^{17}$ として、1次電子温度を前述の見積もりから 30eV 、存在比を 3% とすると、 $\tau_F = 5.4 \times 10^{-7}$ 、 $\tau_m = 9.1 \times 10^{-7}$ 程度となり、 $L = 1.2\text{m}$ の閉じ込めが見積もられる。実際にはプラズマ電位によるシース反射が考えられるためにもう少し大きな値を取りうると考えられる。

6.2.2 放電電力特性

以上より、前述のモデルを適用するため、流量を固定してマイクロ波電力を変更し、放電室の電力特性を取得する。確認すべき項目はイオン引き出し効率 f_s と C_i 対 η_u 曲線の電力依存性である。

イオン引き出し効率

まず、イオン引き出し効率 f_s について放電電力ごとの性能を確認する。新型放電室では、プローブを挿入した状態で放電電力を変更すると擾乱が大きく、ストール現象が発生してしまったため、実験は $\mu 10\text{LM}$ (分配比 1:0) および $\mu 10\text{LM}$ (分配比 0:1) において行った。投入電力は進行波電力 P_{FWD} が 10, 20, 30, 40W となるように設定し、それぞれ 1.3, 1.9, 2.5sccm の流量で行った³⁾。なお、本実験で用いたプローブは前章のものとは異なる Fig.6.3 に示すものである。Type A プローブを側壁・下流磁石・スパーサー・上流磁石・導波管に、Type B プローブをスクリーングリッド上流面に用いている。Fig.5.2 とは異なるが、電力特性の傾向はつかめると考えられる。なお、スクリーングリッド上流面に用いたプローブの形状の違いによる収集電流への影響をビームプロファイルから算出すると 4.8% である。

電力特性の取得は、 $\mu 10\text{QM}$ と、 $\mu 10\text{RM}$ (分配比 0:1) におけるそれぞれの最大性能点で行った。流量はいずれも 3.1sccm である。

³⁾ $\mu 10\text{LM}$ (分配比 1:0) で 2.5sccm ではストール後の性能点である。

実験結果を Fig.6.4 から Fig.6.15 に示す。いずれも 1.9sccm を超えた流量からイオン引き出し効率が安定する。いずれの動作モードでも、低パワーでは f_s の値が増加する。ストールの発生してしまっている $\mu 10LM$ (分配比 1:0)2.5sccm では f_s にパワー感度がないことが読み取れる。すなわち、(1)ストールの発生しない流量範囲、(2)2.0sccm より高流量、(3) $P_{FWD}=30\sim 40W$ 程度の範囲であれば、C 章で計測した f_s の値が適用可能と思われる。

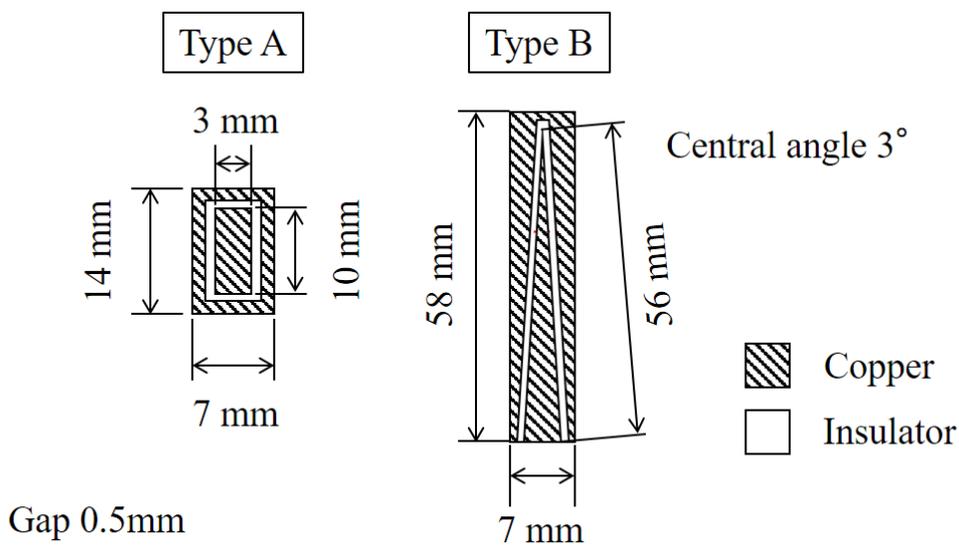


Figure6.3: 電力特性計測用平面プローブ

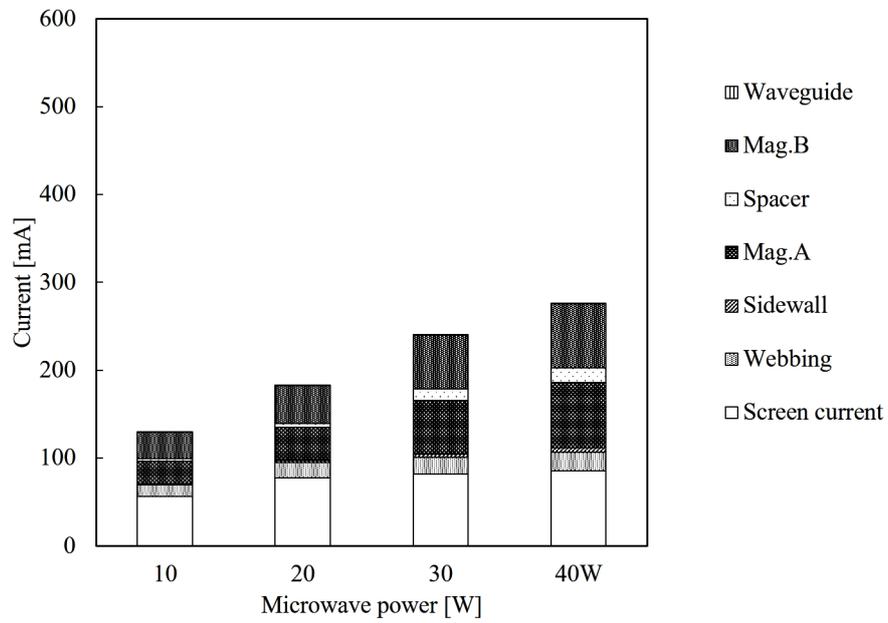


Figure6.4: マイクロ波電力ごとのイオン電流分布 : $\mu 10LM(1:0) \cdot 1.3scm$

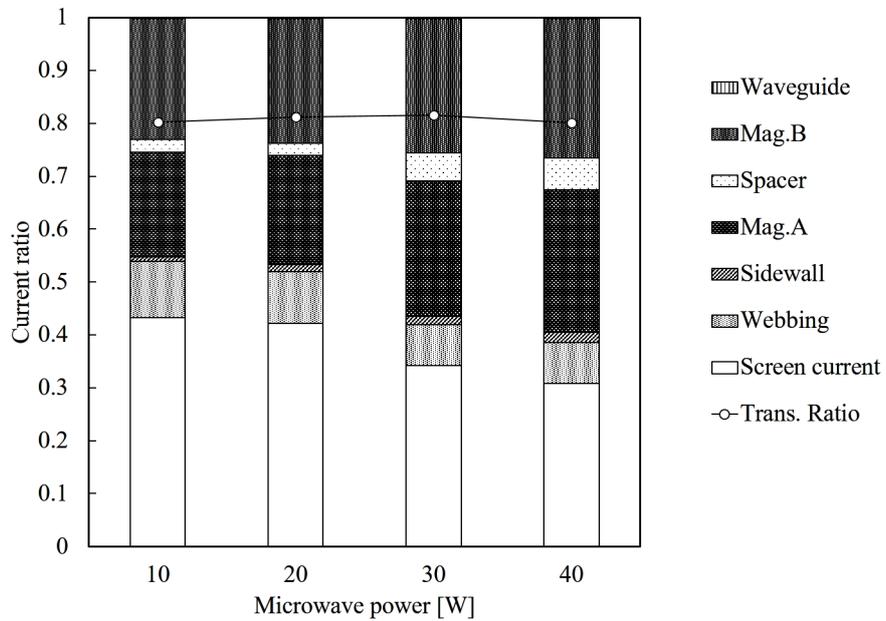


Figure6.5: マイクロ波電力ごとのイオン電流比率 : $\mu 10LM(1:0) \cdot 1.3scm$

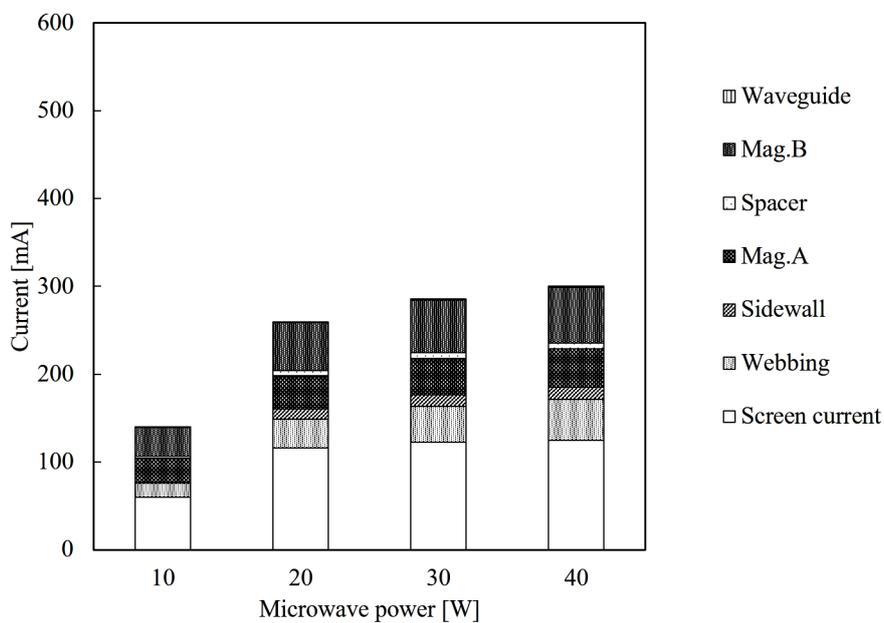


Figure6.6: マイクロ波電力ごとのイオン電流分布 : $\mu 10LM(1:0) \cdot 1.9scm$

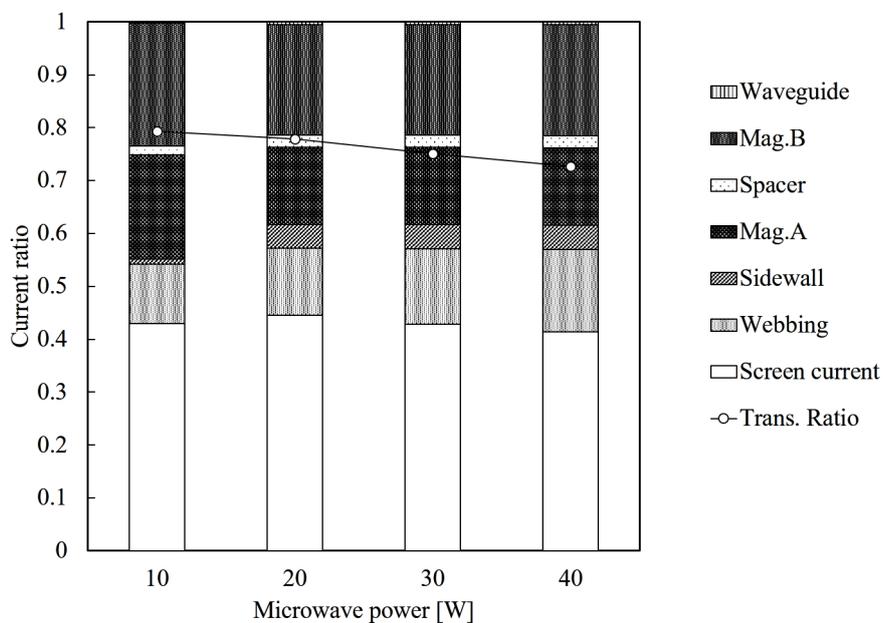


Figure6.7: マイクロ波電力ごとのイオン電流比率 : $\mu 10LM(1:0) \cdot 1.9scm$

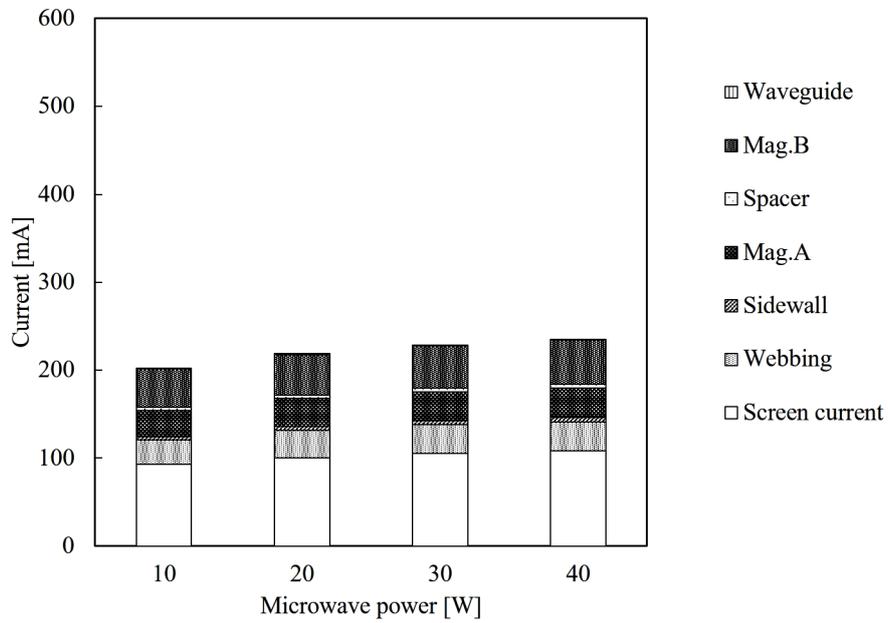


Figure6.8: マイクロ波電力ごとのイオン電流分布 : $\mu 10LM(1:0) \cdot 2.5sccm$

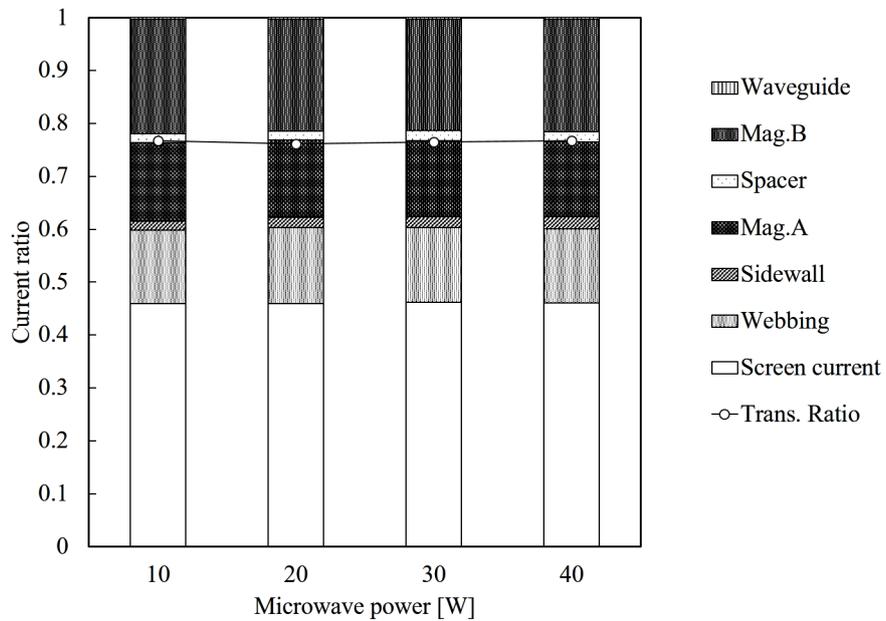


Figure6.9: マイクロ波電力ごとのイオン電流比率 : $\mu 10LM(1:0) \cdot 2.5sccm$

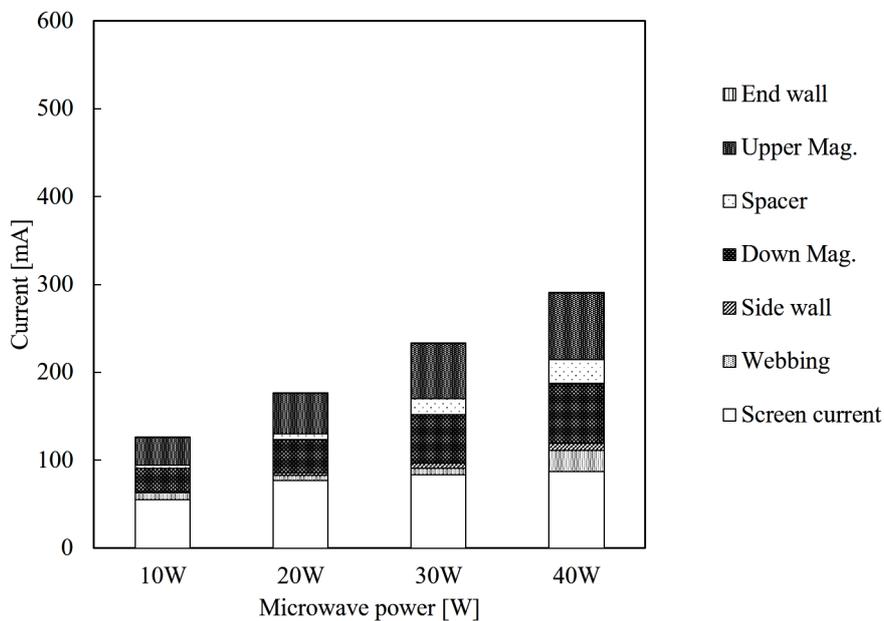


Figure6.10: マイクロ波電力ごとのイオン電流分布 : $\mu 10LM(0:1) \cdot 1.3scm$

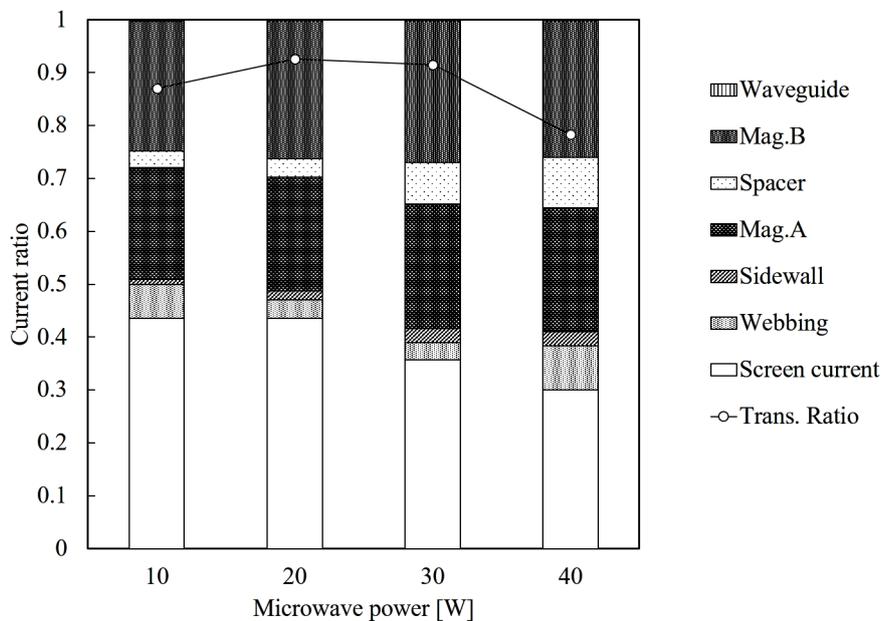


Figure6.11: マイクロ波電力ごとのイオン電流比率 : $\mu 10LM(0:1) \cdot 1.3scm$

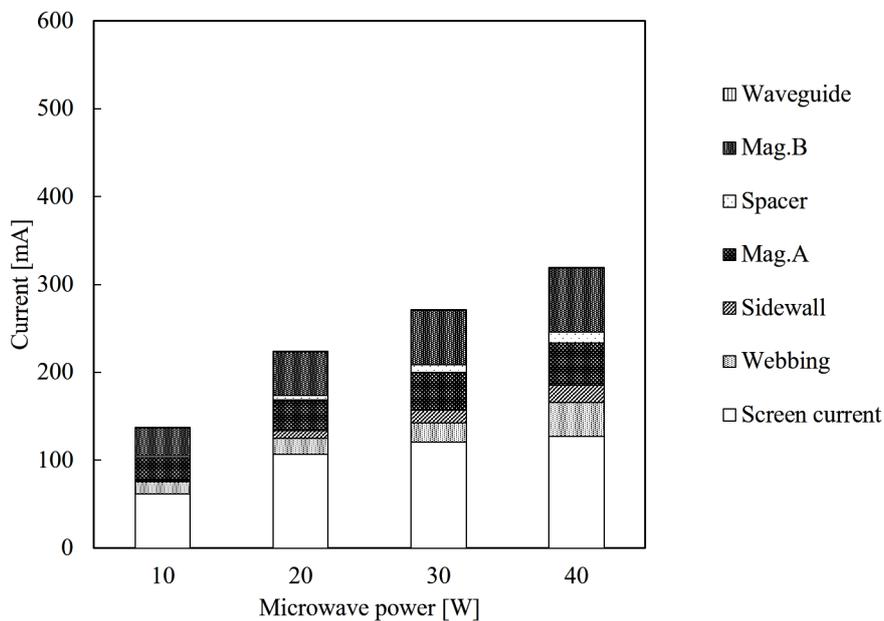


Figure6.12: マイクロ波電力ごとのイオン電流分布 : $\mu 10LM(0:1) \cdot 1.9scm$

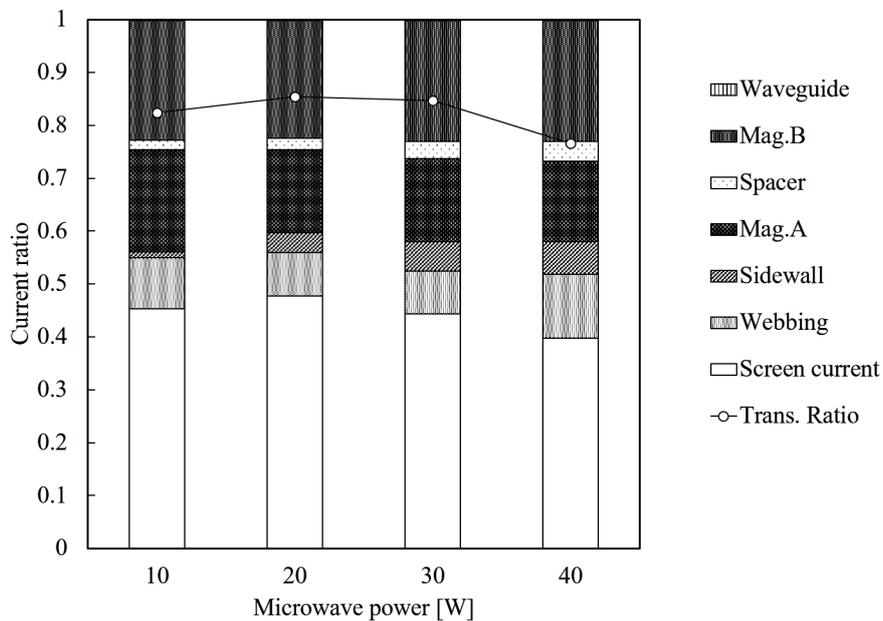
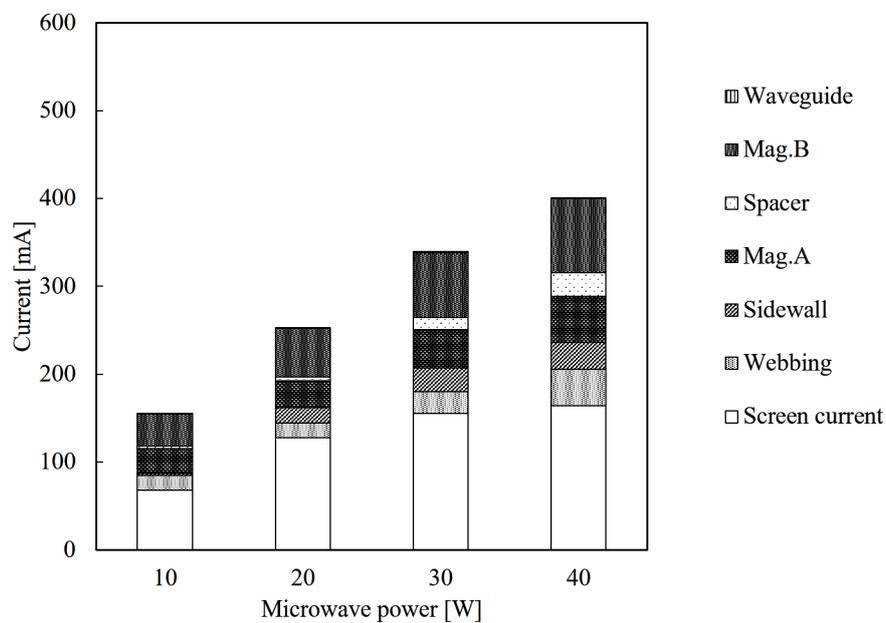
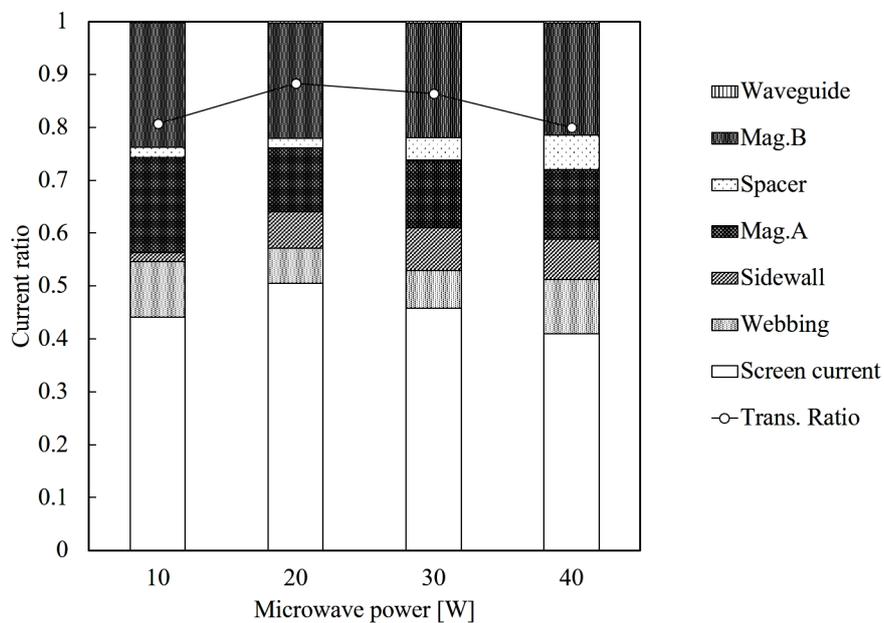


Figure6.13: マイクロ波電力ごとのイオン電流比率 : $\mu 10LM(0:1) \cdot 1.9scm$

Figure6.14: マイクロ波電力ごとのイオン電流分布 : $\mu 10LM(0:1) \cdot 2.5scm$ Figure6.15: マイクロ波電力ごとのイオン電流比率 : $\mu 10LM(0:1) \cdot 2.5scm$

性能特性

前節のモデル適用のために、流量を一定としてパワーを変更し、性能特性の電力依存性を取得した。Fig.6.16 に結果を示す。いずれの結果も、放電電力を正味投入電力 $P_{\mu} = P_{FWD} - P_{REF}$ で評価している。電力変更は、前述の理由からノミナル動作点から $\pm 10\text{W}$ 程度に留め、 P_{FWD} が 25 から 45W となる範囲で行っている。6.1 章のモデルによる最小二乗フィッティングを同じグラフに示す。フィッティングパラメータは $\epsilon_p^*/\alpha f_s$ と $C_0 \dot{m}_{A,eq}$ を用いている。得られたフィッティングパラメータから f_s と $\dot{m}_{A,eq}$ を用いて各パラメータを逆算した結果を Table 6.1 に示す。同一流量で $\mu 10\text{QM}$ と $\mu 10\text{RM}$ を比較すると、 $\mu 10\text{RM}$ の方がイオン生成コストの低下が見られる。しかしながら放電室の電力特性には大きな変化はなかった。これは f_s が低下したぶんだけマイクロ波吸収効率 α が向上したことを示唆している。すなわち $\mu 10\text{RM}$ では、

- イオン引き出し効率 f_s が低下したものの、マイクロ波吸収効率 α が増加することで性能を維持できた。
- 高流量でもマイクロ波吸収効率が維持された。

というような効果によって、性能向上がなされたものと考えられる。フィッティングから見積もられるマイクロ波吸収効率 α の値は、 ϵ_p^* に 30~32 の幅があることを考慮して、 $\mu 10\text{QM}$ で $0.763 \leq \alpha \leq 0.813$ 、 $\mu 10\text{RM}$ で $0.832 \leq \alpha \leq 0.888$ 程度と見積もられる。電子閉じ込め長さ L に関しても、 $\mu 10\text{QM}$ で $L = 4.2\text{m}$ 、 $\mu 10\text{RM}$ で $L = 5.2\text{m}$ と、前節で見積もったメートルオーダーの値が得られているので妥当と考えられる。

しかしながら、モデルへの適用がどこまで妥当であるかは一考の余地がある。 $\mu 10\text{RM}$ における 3.6sccm での性能曲線とフィッティングのグラフを Fig.6.17 に示す。この流量においては 3.1sccm で用いたフィッティングパラメータ (Fitting 1) では実験結果に完全には一致しない。改めてフィッティングを行ってみると、 $\epsilon_p^*/\alpha f_s = 28.4$ となり (Fitting 2)、 $3.43 \leq \alpha \leq 3.66$ となりマイクロ波吸収効率が 1 を超えてしまう。3.6sccm での f_s やその他プラズマパラメータが電力に大きな感度がある可能性も示唆される。

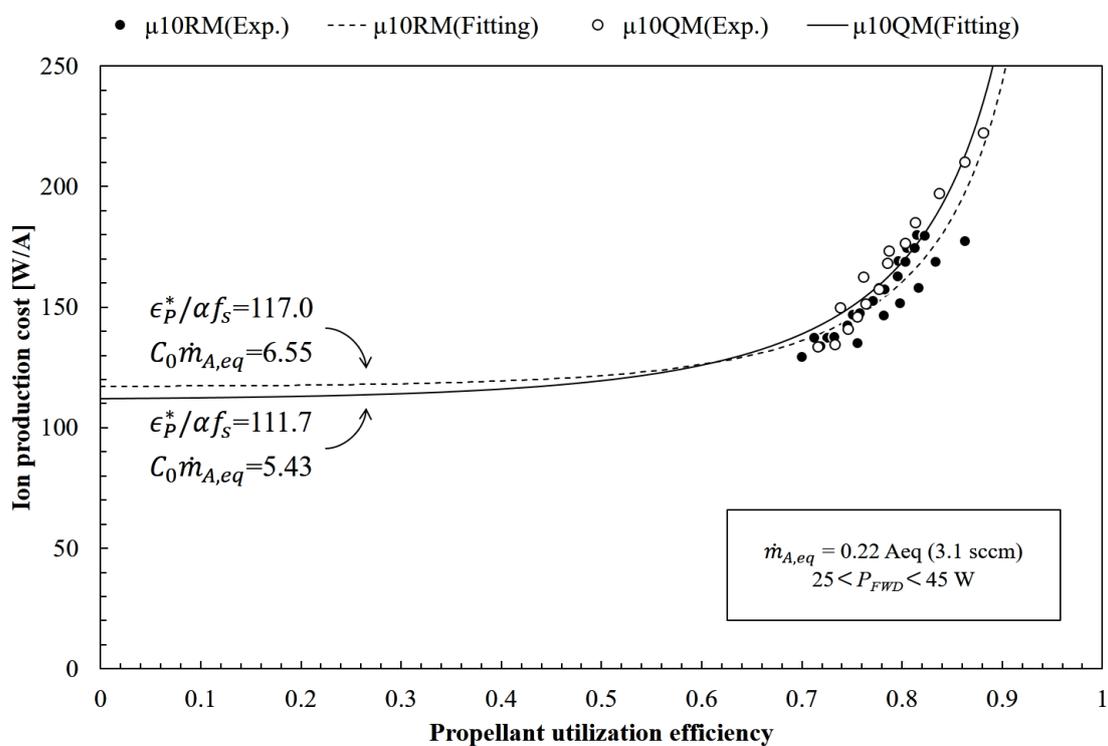
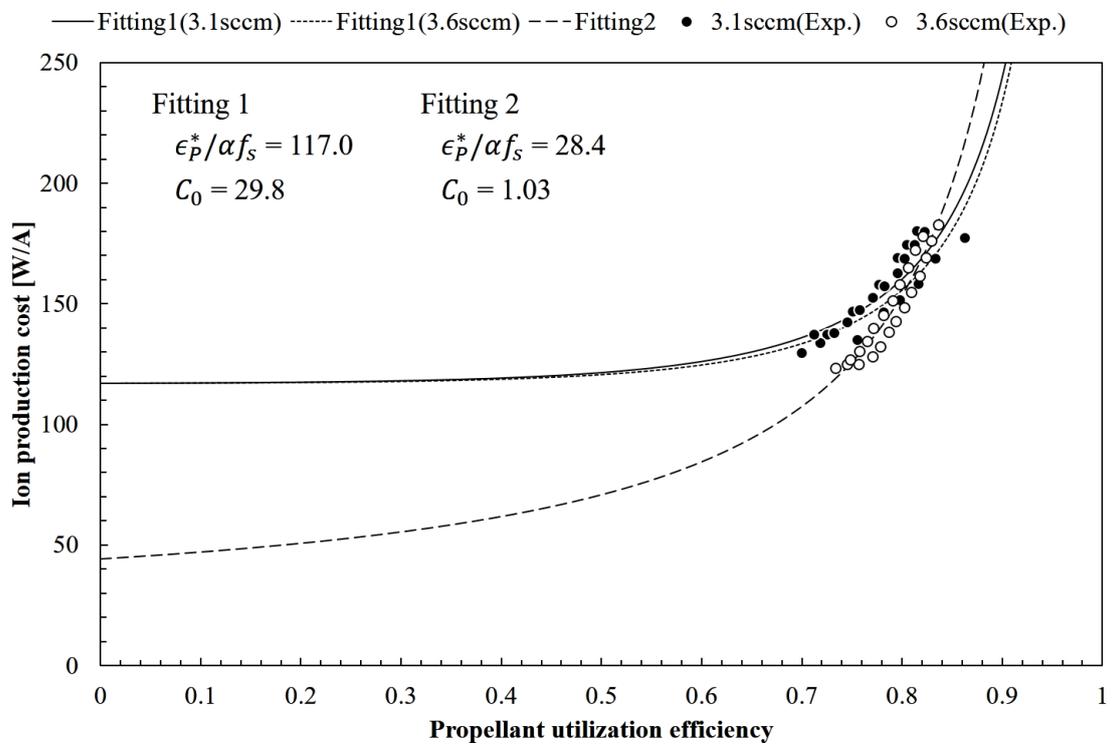


Figure6.16: 流量一定の際の電力特性

Table6.1: マイクロ波吸収効率と電子閉じ込め長さの見積もり

	$\mu 10RM$	$\mu 10QM$
$\epsilon_p^*/\alpha f_s$	117	111.7
f_s	0.308	0.352
ϵ_p^*/α	36	39.3
$C_0 \dot{m}_{A,eq}$	6.55	5.43
$\dot{m}_{A,eq}$	0.22	0.22
C_0	29.8	24.7
L, m	5.15	4.26

Figure6.17: $\mu 10RM$ における電力特性

6.3 小結

新型放電室と従来型放電室に対して投入電力を変更する事によって、以下の見積もりを得た。

- イオンスラストの修正 0 次元モデルを用いることで、1 次電子温度を 30eV、電子閉じ込め長さを 1.6m 程度と見積もった。
- 電力を変更してのイオン電流分布計測を行うことで、進行波電力 30~40W 程度の範囲であれば引き出し効率に大きな変化が見られないことが判明した。
- 進行波電力をノミナル $\pm 10W$ の範囲で変更することで同一流量の $C_i - \eta_u$ グラフを取得し、修正 0 次元モデルに当てはめることでマイクロ波吸収効率と電子閉じ込め長さを見積もった。それぞれ $\mu 10QM$ では 80% と 4.2m 程度、 $\mu 10LM$ では 85% と 5.2m 程度と見積もられる。

7

放電室形状と性能

本章ではこれまでの実験結果を元に、マイクロ波放電型イオンスラスタ $\mu 10$ の放電室内部磁場形状と、各性能パラメータとの関連性について考察を行う。

7.1 イオン引き出し効率

イオン引き出し効率 f_s は、 $\mu 10RM$ において低下した。この原因について考察する。

これまでイオン引き出し効率 f_s に着目してきたが、スクリーングリッドへのイオン到達割合 η_s を考慮してみる。すなわち、リム部への損失も含めたスクリーン到達イオン電流の全イオン電流に対する割合であり、 f_s との関係はグリッドのイオン透過率 ϕ_t を用いて次のようになる。

$$\eta_s = \frac{I_S + I_{web}}{I_S + I_{Loss}} = \frac{f_s}{\phi_t} \quad (7.1.1)$$

これを、各放電室に対して流量ごとにプロットしたものを Fig.7.1 に示す。ガス分配比 0:1 の $\mu 10LM$ と $\mu 10RM$ を比較してみると、 η_s は高流量側では同程度、低流量側では $\mu 10LM$ の方が高い値を示している。すなわち、以下 2 つがイオン引き出し効率 f_s の原因であると考えられる。

1. イオン到達割合 η_s の低下。
2. グリッドのイオン透過率 ϕ_t の低下。

それぞれについて、なぜ低下が発生したのかを考える。

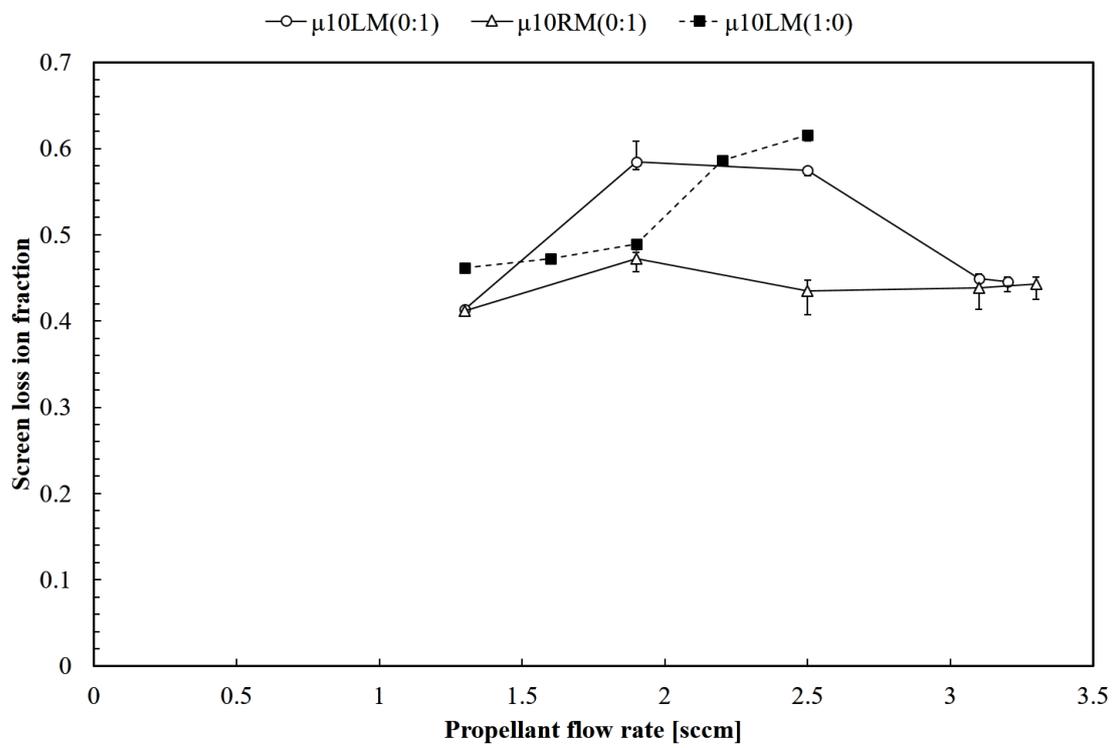


Figure7.1: 流量ごとのイオン到達割合

7.1.1 イオン到達割合

イオン到達割合は、放電室内部のイオンがスクリーングリッドに到達できる割合で決定される。放電室内部には永久磁石列によりカスプ磁場が発生しており、電子を閉じ込めている。電子のラーマー半径は $10^{-2} \sim 10^{-1}$ mm オーダーであるため、電子はほとんど磁力線に沿って運動する。一方で、 $\mu 10$ 放電室内部の磁場はイオンを閉じ込めるほどの強さを持たない。そのため、イオンのラーマー半径は数 mm のオーダーを持ち、磁場に大きく影響されない。

プラズマの生成領域は、Fig.3.14 のドットで示した領域であることはすでに述べた。この領域からイオンが引き出されるためには、磁力線を横切って下流方向へと拡散していく必要がある。Fig.7.2 に示すように、イオンは放電室内部で $\nabla B \times B$ ドリフトとラーマー旋回を行っている。引き出しに重要なのはラーマー旋回運動であり、旋回運動中にシーラ領域へ入ると引き出されたり壁面に損失したりする。

ここではプラズマ電位の影響を無視してイオンのラーマー半径による効果のみを考慮し、放電室内部の壁面損失領域を考えてみる。Fig.7.3 のように、イオンのラーマー半径を y 方向と x 方向に分解する。放電室内の点 (y, x) にイオンの旋回中心が到達した際に、イオンが到達しう軌跡は次のとおりである¹⁾。

$$y_{eff} = y + r_L \cos \theta \quad (7.1.2)$$

$$x_{eff} = x + r_L \sin \theta \quad (7.1.3)$$

これを放電室内部各点について計算し、 $x_{eff} \geq x_{grid}$ の範囲をスクリーングリッドへの到達領域と考えて、放電室内部の実効到達領域を計算する。Fig.7.4 に従来型放電室の放電室長さ ± 0 mm における実効到達領域を示す。斜線部分にイオンの旋回中心が到達すると、ラーマー旋回運動中にイオンが壁面損失すると考えられる。すなわち、イオン旋回中心から見ると放電室はラーマー半径ぶんだけ小さくなる。スクリーングリッドへの到達は磁力線を横切る方向への移動であるため、磁力線に沿う方向に比べて到達しづらいと考えられる。しかしながら放電室内部プラズマ生成領域と実効到達領域が重複する領域においては、そこに存在するイオンはすべてグリッドへと到達しうると考えられる。この領域に存在する粒子数を $N_{eff}(= n_{eff} \tilde{V}_{eff})$ とし、プラズマ生成領域における粒子数を $N_A(= n_A \tilde{V}_A)$ とすると、

$$\eta_s \propto \frac{N_{eff}}{N_A} \sim \frac{\tilde{V}_{eff}}{\tilde{V}_A} \quad (7.1.4)$$

と考えられる。ここで、プラズマ生成領域内部のプラズマ密度を一定と仮定した。

新型放電室と従来型放電室に対して $\tilde{V}_{eff}/\tilde{V}_A$ を計算してみると、それぞれ 0.101 と 0.118 となり、 η_s の低下が示唆される。これは、放電室内部プラズマ生成領域 \tilde{V}_A の増加に対して、実効体積 \tilde{V}_{eff} の増加率が低いということであり、イオン引き出し効率の低下につながった要因と考えられる。裏を返せば、新型放電室ではイオン到達割合に向上の余地があるということを示す。イオン到達割合を改善するためには、磁石間距離を広げて下流側の磁場を弱めつつ、実効体積を大きく取れるような磁場配位とすることが効果的と考えられる。

一方、同一放電室で放電室長さを変更した際の影響を調べてみる。放電室長さを変更した際の結果を Fig.7.5 に示す。 $\tilde{V}_{eff}/\tilde{V}_A$ の値は、放電室長さを増加させると増加するが、実験結果では 2.5 sccm 以外では放電室長さ ± 0 mm において最大値を取り、以降は減少する傾向を示している。これは Eq.(7.1.4) での見積もりにおいて無視したプラズマ密度の分布による影響と考えられる。-10 mm での 2.5 sccm における傾向変化に関しては、スクリーングリッドが下流側 ECR 領域直上数ミリ程度の距離に位置するコンフィグレーションのためと考えられる。比較的電界強度の弱い下流側のプラズマ密度は低流量では低いと考えられるが、流量増加とともに下流側プラズマ密度も増加し、衝突によるイオン旋回中心の軌道変化が発生しやすくなり、 \tilde{V}_{eff} の領域外でもイオンを収集した可能性がある。すなわち、 $\mu 10$ に関して述べれば、ノミナル放電室長さからの大幅な変更を行うことでプラズマ生成体積 \tilde{V}_A を広げることは返ってイオン到達割合を低下させることに繋がるため、磁場配位変更による $\tilde{V}_{eff}/\tilde{V}_A$ の増大を行うことが効果的であると考えられる。

¹⁾ 軸は Fig.7.2 を参照。

$\tilde{V}_{eff}/\tilde{V}_A$ を増大させる磁場配位として、上流側磁石もスラスト軸方向に磁化させた Fig.7.6 のようなものが考えられる。この磁気回路では、放電室内プラズマ生成領域 V_A の占める割合を $\mu 10RM$ と同程度に保ちつつ、 $\tilde{V}_{eff}/\tilde{V}_A$ を 0.115 に増加させることが可能となる。

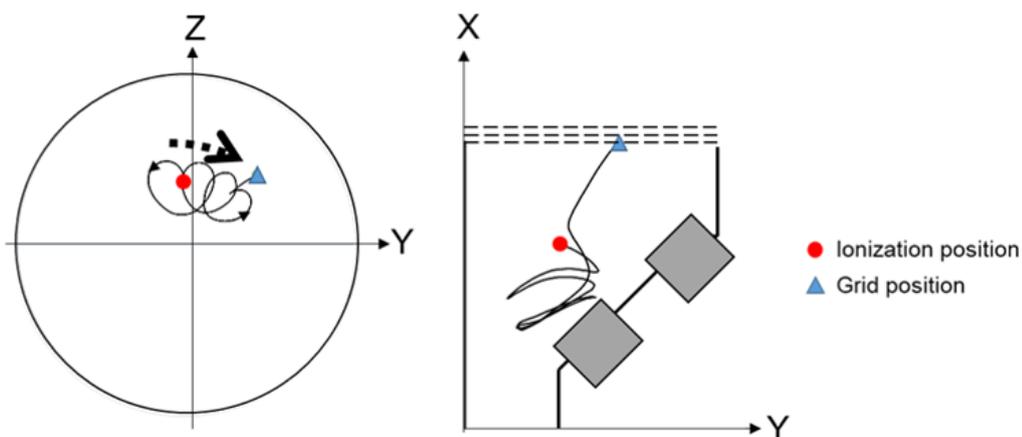


Figure7.2: イオンの旋回運動（計算結果）[3]

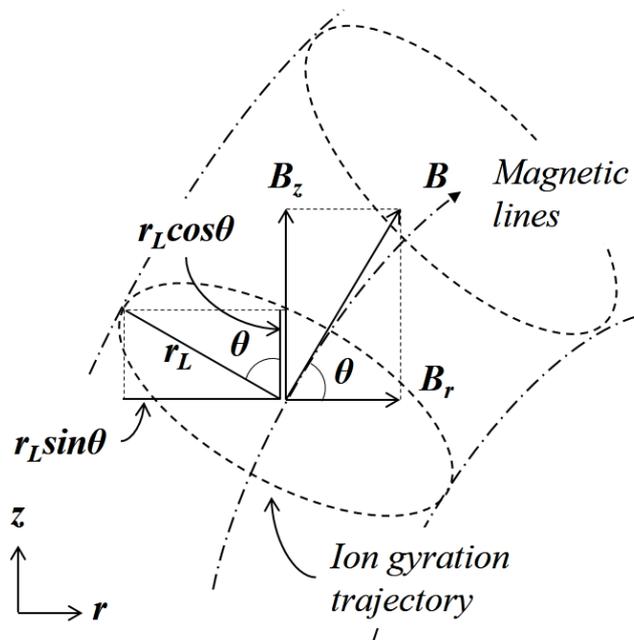


Figure7.3: ラーマー半径の分解

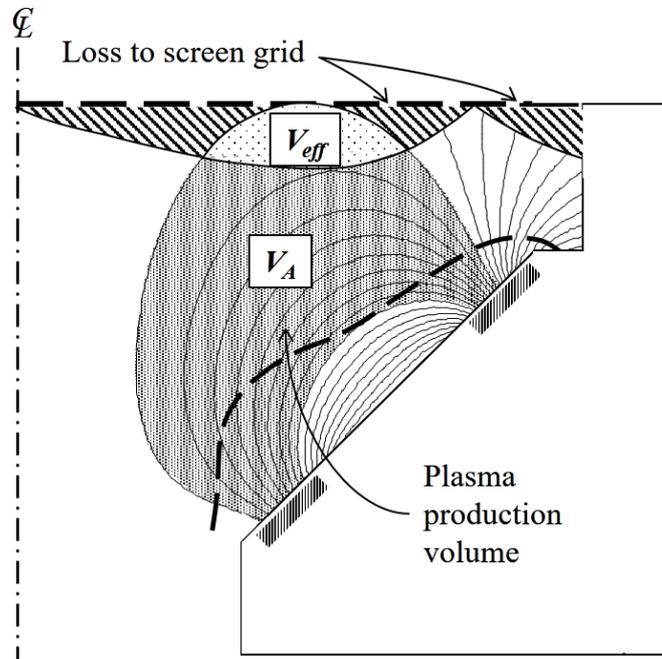


Figure7.4: 実効面積

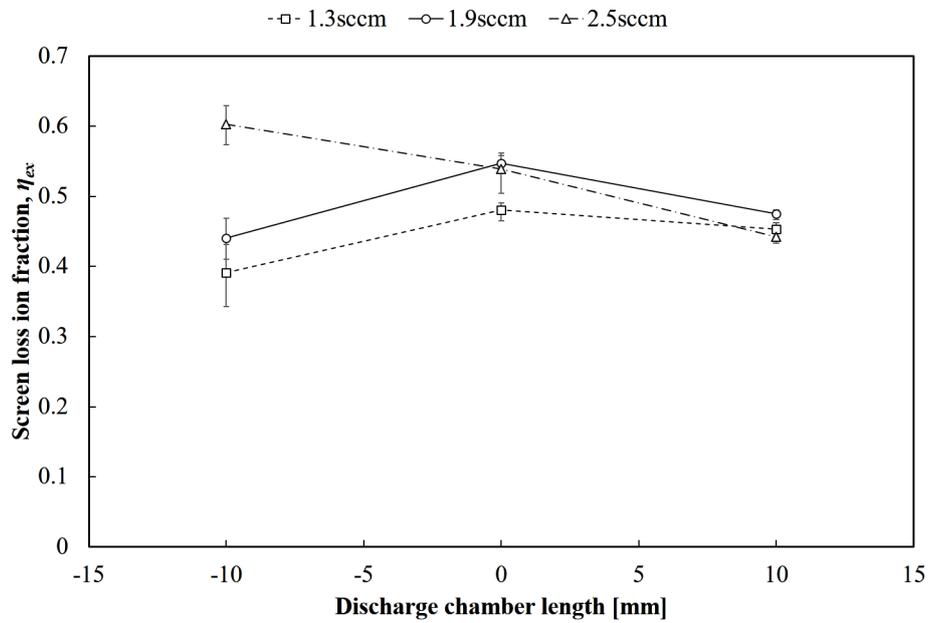


Figure7.5: 放電室長さの変化によるイオン到達割合の変化

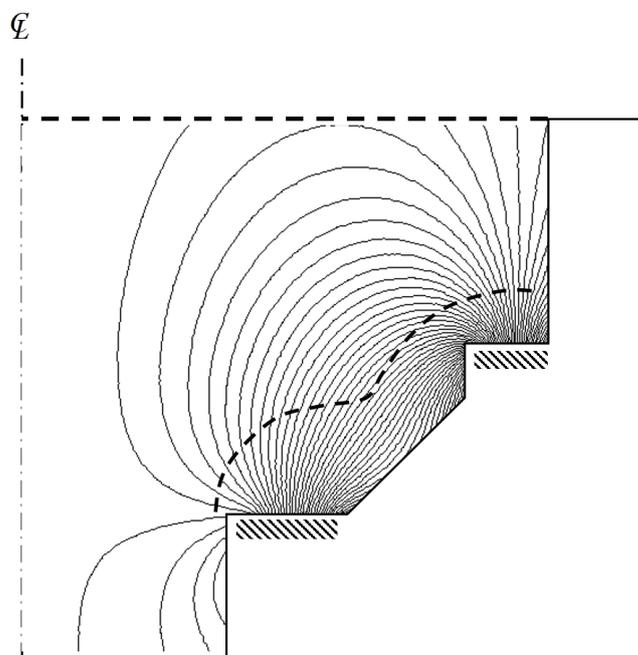


Figure7.6: 提案する磁気回路の一例

7.1.2 イオン透過率

イオン透過率の低下について考察する。Fig.5.15 と Fig.5.17 に示すとおり、分配比 0:1 の際に最大ビーム電流を示す流量でのイオン透過率 ϕ_t は、従来型放電室で $\phi_t = 0.82$ 、新型放電室では $\phi_t = 0.70$ 程度である。これは、スクリーングリッド上流面のプラズマ密度が増加したことにより、シース領域が縮小したことが原因と考えられる。シースの縮小に関して簡易的に計算を行ってみる。Fig.7.7 にグリッドの模式図を示す。 $\mu 10$ では、1 孔あたりのイオン電流密度がグリッド間距離 l_g で定まる空間電荷制限電流密度よりも低いため、イオンシースが放電室内部へと張り出す [55]。イオン加速距離 l_e は Eq.(2.1.2) で $l_s = l_e$ として表される空間電荷制限電流 I_{sl} と Eq.(5.1.7) のイオン飽和電流密度 I_{si} が等しいとして求めることができる [28]。すなわち、

$$I_{si} = \frac{4}{9}\epsilon_0 \sqrt{\frac{2eV_b^{3/2}}{M l_e^2}} \quad (7.1.5)$$

である。

Fig.7.7 を参考に、上流面へのシース張り出し面を双曲線で近似して考える。双曲線の方程式は次式で与えられる。

$$y^2 = \left(\frac{r}{\sqrt{d_s}} \right)^2 x \quad (7.1.6)$$

ここで、 r_s はスクリーングリッド孔半径、 d_s は上流面へのイオンシース張り出し距離である。引き出しイオンの焦点をアクセルグリッドの中央で取るとすると、イオン加速距離は、

$$l_e = \sqrt{\left(t_{Sc} + l_g + \frac{t_{Ac}}{2} + d_s - x \right)^2 + y^2} \quad (7.1.7)$$

である。ただし t_{Sc} はスクリーングリッド厚さ、 t_{Ac} はアクセルグリッド厚さ、 l_g はスクリーン・アクセルグリッド間距離である。

このイオン加速距離 l_e の位置の微小面積要素は $dS = 2\pi y \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2} dx$ で与えられるので、この要素に流入する空間電荷制限電流値 $I_{sl} dS$ を積分した値がイオン飽和電流値に一致する d_s を求めれば良い。

実験で用いたグリッドジオメトリ $t_{Sc} = 0.5\text{mm}$ 、 $l_g = 0.5\text{mm}$ 、 $t_{Ac} = 1.0\text{mm}$ と上流面のイオン飽和電流の値を用いて d_s の値を求めてみると、従来型放電室では $d_s = 5.3\text{mm}$ 、新型放電室では $d_s = 3.8\text{mm}$ となり、シースの縮小が予測される。張り出し領域の表面積 S_d を計算した結果を Table 7.1 に示す。プローブにより計測したイオン飽和電流がスクリーングリッド上流面での平均値を計測できていると考え、グリッドのイオン透過率はこの表面積 S_d の比率分だけ変化するはずである。比率は $S_{s,re}/S_{s,orig} = 0.73$ となり、おおよそ 25% のイオン透過率が低下すると見積もられる。イオン透過率比は $\phi_{t,re}/\phi_{t,orig} = 0.85$ であり、若干小さく見積もられているが、実際のグリッド計算結果ではイオンビームの焦点が固定ではないためと考えられる。

イオン透過率の低下を改善するためには、スクリーングリッドの改良が必要と考えられる。スクリーングリッド直径を増加させると、グリッドのイオン透過率の向上が見込めるという報告が JIEDI ツールを用いた計算により得られている [56]。しかしながら、アスペクト比 $2r_s/d_s$ が増加するため、最適パービアンストのトレードオフの関係となる。結果として、スクリーングリッド厚さを低下させることが最も有効である。少なくとも現在の 0.5mm 以下となるような設計が求められる。機械的強度を保ちつつ、引き出し部の実効厚さを低下させることを考慮すると、スクリーングリッド上流面にテーパ加工を施す形状が有利であると考えられる。テーパ角度やグリッド厚さは詳細な数値解析による検証を要する。

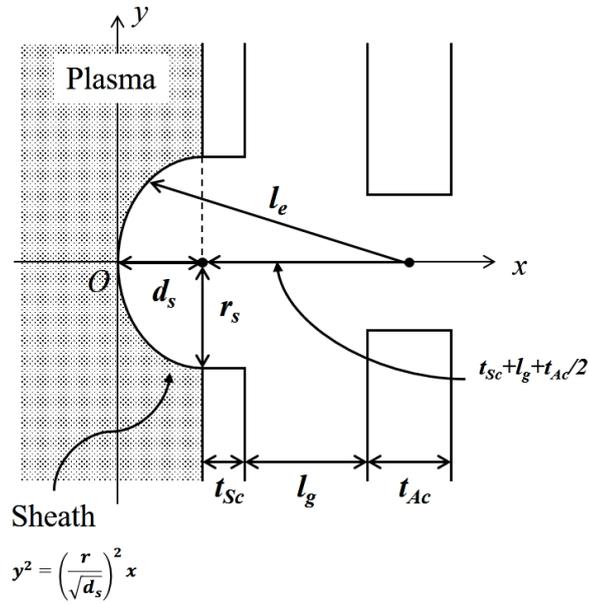


Figure7.7: グリッドシースの模式図

Table7.1: シース張り出し量の概算

	$\mu 10LM$	$\mu 10RM$
$j_{si}, \text{mA/mm}^2$	0.0257	0.0312
d, mm	5.3	3.8
S_d, mm^2	34.8	25.3

7.2 マイクロ波吸収効率

新型放電室ではイオン引き出し効率 f_s が低下した分、新型放電室においてマイクロ波吸収効率 α が向上した。この原因について考察する。

7.2.1 マイクロ波電力分配

まず、マイクロ波電力の分配について考える。投入されたマイクロ波電力 P_{FWD} は、(1)1次電子に吸収される電力 $P_{h,abs}$ 、(2)加熱中に損失する電子が持ち去る電力 $P_{l,abs}$ 、(3)壁面損失する電力 P_{loss} 、(4)外部に放射される電力 P_{rad} 、(5)反射電力 P_{REF} に分けて考えられる。

$$P_{FWD} = P_{h,abs} + P_{l,abs} + P_{loss} + P_{rad} + P_{REF} \quad (7.2.1)$$

この中で放射電力は殆ど無いので $P_{rad} \simeq 0$ と考えられる。また実効的にプラズマに投入された電力は $P_{FWD} - P_{REF}$ と考えられる。Eq.(6.1.3) で定義した α は、実効的にプラズマに投入された電力のうち、1次電子に吸収される電力であるため、

$$\alpha = \frac{P_{h,abs}}{P_{FWD} - P_{REF}} \quad (7.2.2)$$

となる。

7.2.2 壁面損失電力

壁面損失電力がどの程度存在するのかを見積もる。導波管内部のマイクロ波は、壁面に発生する表面電流が生む電場と、それにより誘起される磁場の相互作用で伝搬していく。特に ECR 領域付近では、磁石表面を流れる表面電流によりマイクロ波が誘起されていると考えられる。隙間の影響を調べるために、Fig.7.8 に示すように、長さ 48mm の矩形導波管を同軸矩形変換器で接続し、 S_{21} をネットワーク・アナライザで計測することで、隙間 l_g が生じた際に伝送にどの程度影響があるのかを調査した。導波管は、3.95~5.85GHz 帯用の規格 WRJ-5 に準拠したものをを用いている。

Fig.7.9 に 4.25GHz に対する応答の計測結果を示す。隙間が 1mm となると損失が大きくなり、10% 程度の損失が生じ始める。放電室内部は、機械的寸法公差の問題で、磁石間に隙間が存在する。この隙間は最大 0.1mm あり、マイクロ波伝送に影響がないと考えられる。

また、電磁場解析ソフト (ANSYS HFSS) により磁石間の隙間の有無の違いで壁面損失がどの程度発生するかを調査した。Fig.7.10 に計算に用いた CAD 図を示す。隙間ありモデルでは、磁石間に 0.1mm の隙間を設定している。解析結果では、投入電力 34W に対して隙間なしでは 0.34W、隙間ありでは 0.5W の壁面損失となり、ほとんど影響がないことが判明した。

以上より、壁面への損失はほとんど生じておらず、 $P_{loss} \simeq 0$ と考えられる。

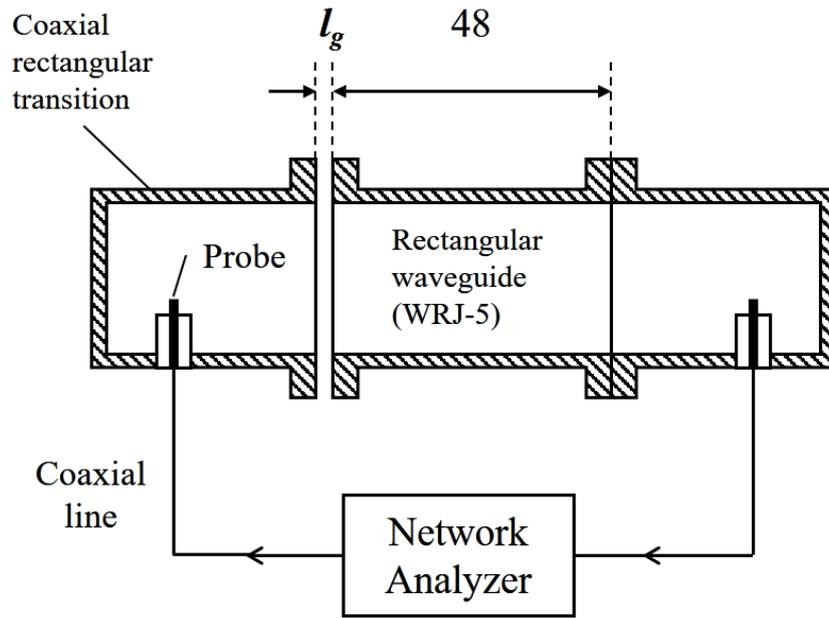


Figure7.8: 導波管の隙間の影響計測

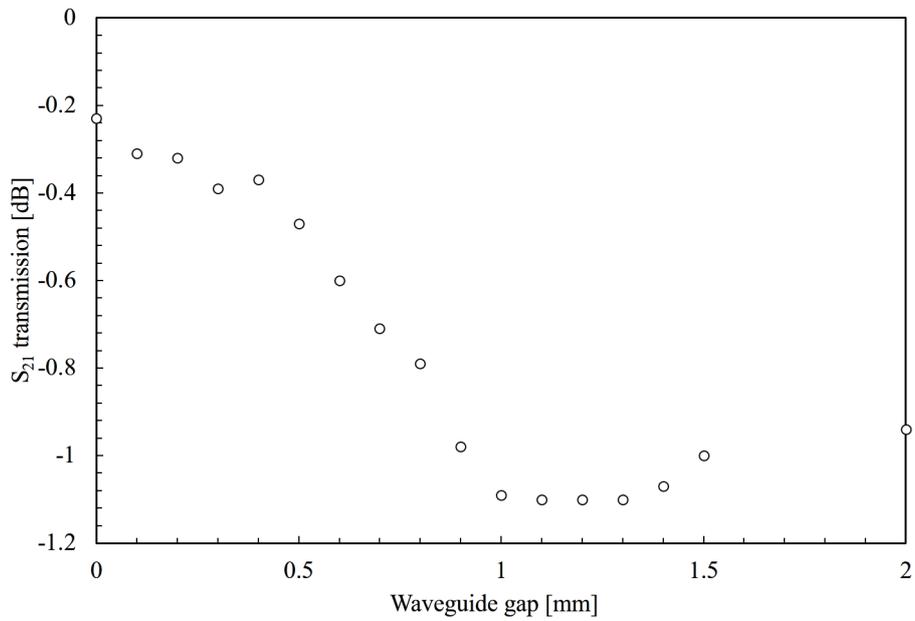
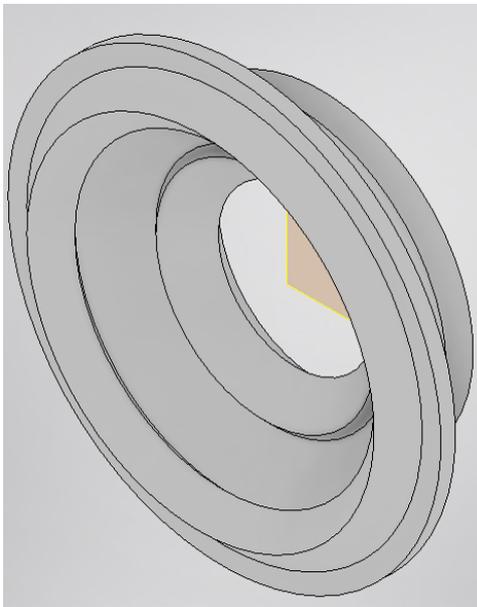
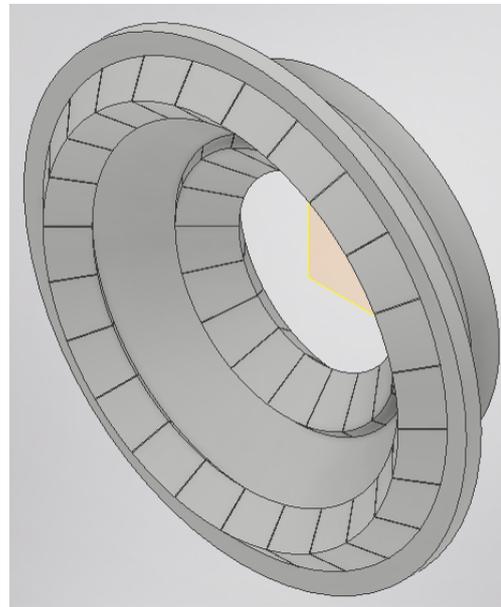


Figure7.9: 計測結果



(a) 磁石間隙間なし



(b) 磁石間隙間あり

Figure7.10: 電磁場解析 CAD モデル

7.2.3 マイクロ波吸収効率のモデル化

前述の議論より，正味投入電力は，

$$P_{net} = P_{FWD} - P_{REF} \simeq P_{h,abs} + P_{l,abs} \quad (7.2.3)$$

と表せると考えられる．結局，加熱途中の電子が壁面へ運び去る割合を検討すれば，マイクロ波吸収効率が見積もられる．

放電室内部のモデル化

マイクロ波吸収効率を見積もるために，放電室内部のプラズマ生成領域を Fig.3.8 に示したように，A・B・C の3領域に分けて考える．すなわち，電子加熱に有効な領域 A (=プラズマ生成領域)，ECR 共鳴層を通過するが磁力線が閉じておらず損失する領域 B (=非加熱領域)，ECR 共鳴層より強磁場側で，磁力線上に存在する電子が ECR 共鳴加熱されない領域 C (=電子損失領域) の3つである．ただしここでは仮定として，電子は磁力線に一致する運動をするものと考えている．

プラズマ生成領域 A と電子損失領域 B に存在する電子は ECR 加熱を受ける可能性がある．1次電子を生成しているのは領域 A と考えられるので，この2つの領域内部に存在する電子の個数比がマイクロ波吸収効率に影響を与えるパラメータと考えられる．この比率を α_1 として，

$$\alpha_1 = \frac{n_A \tilde{V}_A}{n_A \tilde{V}_A + n_B \tilde{V}_B} = \frac{\tilde{V}_A}{\tilde{V}_A + \frac{n_B}{n_A} \tilde{V}_B} \quad (7.2.4)$$

ただし，添字の A, B はそれぞれプラズマ生成領域 A, 電子損失領域 B を表すものとする．各領域の密度は Table 3.8 の値を用いる．ここではオーダー計算として $n_B/n_A \simeq 0.1$ を用いることとする．

速度分布空間モデル化

次に，プラズマ生成領域 A 内部に関して考察する．この領域内部の速度分布空間を Fig.7.11 のようにモデル化する．一般に ECR プラズマのエネルギー分布関数は高エネルギーと低エネルギーの2温度分布となることが知られている．1次電子は電子サイクロトロン共鳴により周方向にのみ加熱されるため，速度分布は等方的速度分布とはならないが，ここでは等方性を仮定した．また，領域 A 内部は電子密度は一様と仮定する．

ミラー磁場内部において，荷電粒子の磁気モーメント $\mu_m = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B$ とエネルギーが保存されるという条件から，磁力線に平行な速度成分 v_{\parallel} と磁力線に垂直な速度成分 v_{\perp} のなす角度 θ により，反射や損失を起こす．これを磁気ミラー効果という．損失率に関わるパラメータとして，ミラー比 R_m が定義される．

$$R_m = \frac{v_{\parallel}^2}{v_{\perp}^2} = \frac{B_{max}}{B_{min}} = \frac{1}{\sin^2 \theta_m} \quad (7.2.5)$$

ミラー比が大きいほど閉じ込めがよい．これはすなわち，磁場に沿う速度成分が大きい粒子ほど，閉じ込めのために強い磁場を要するという意味である． θ_m より小さいピッチ角を持つ粒子は損失するため，速度分布空間内における半頂角 θ_m を持つ円錐状の領域を損失円錐（ロスコーン）と呼ぶ．

ECR 加熱において，重要な磁場は B_{max} , B_{min} , B_{ecr} である．これらを用いて，Fig.7.11 に示したように，

$$\theta_{ECR} = \sin^{-1} \sqrt{\frac{B_{min}}{B_{ecr}}} \quad (7.2.6)$$

$$\theta_m = \sin^{-1} \sqrt{\frac{B_{min}}{B_{max}}} \quad (7.2.7)$$

の2つの角度で速度空間を3つの領域に分けられる。すなわち、

- (1) ECR 共鳴層に到達できない ($\theta > \theta_{ECR}$)
- (2) ECR 共鳴層を通過して加熱・反射される ($\theta_m < \theta \leq \theta_{ECR}$)
- (3) 反射されることなく磁石表面に損失する ($\theta \leq \theta_m$)

このなかで、(2)と(3)の領域にある電子はマイクロ波から電力を吸収する。しかし(3)の領域の電子は吸収したマイクロ波電力を壁面に持ち去るため、(2)と(3)の領域の比率がマイクロ波吸収効率に影響を与えるパラメータと考えられる。この2つの領域の立体角比を α_2 として、

$$\alpha_2 = \frac{(1 - \cos \theta_{ECR}) - (1 - \cos \theta_m)}{1 - \cos \theta_{ECR}} \quad (7.2.8)$$

と与えられる。

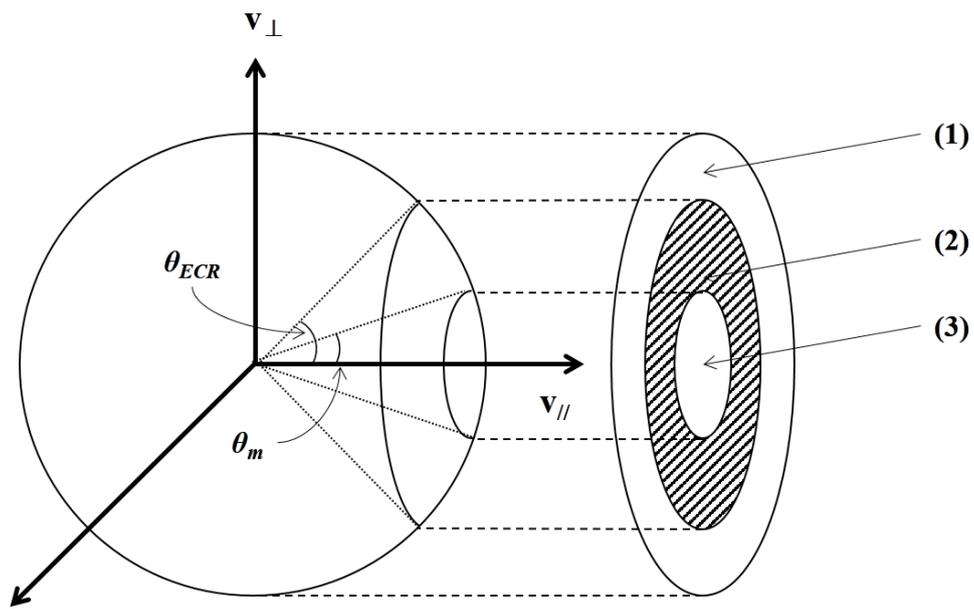


Figure7.11: 速度空間のモデル化

マイクロ波吸収効率の見積もり

以上の議論から、マイクロ波吸収効率は α_1 と α_2 の双方を考慮したものとなると考えられる。ここでは単純積として

$$\alpha = \alpha_1 \alpha_2 = \frac{\tilde{V}_A}{\tilde{V}_A + \frac{n_B}{n_A} \tilde{V}_B} \times \frac{(1 - \cos \theta_{ECR}) - (1 - \cos \theta_m)}{1 - \cos \theta_{ECR}} \quad (7.2.9)$$

として考える。これを各放電室に対して算出してみる。 $\mu 10$ における磁場配位では B_{min} のとり方が難しいが、プラズマ生成領域 A での B_{min} を用いると従来型放電室では $\alpha = 0.574$ 、新型放電室では $\alpha = 0.594$ 、プラズマ生成領域 A での平均磁場 $B_{ave} \sim B_{min} + B_{ECR}/2$ を用いると従来型放電室では $\alpha = 0.607$ 、新型放電室では $\alpha = 0.629$ となり、いずれにおいても向上が認められる。6.2 章で見積もられた α の値と比較検討した結果を、Table 7.2 に示す。 B_{min} の選び方による α への感度はあまり大きくないことがわかる。本モデルにより新旧放電室の α の向上比率を見積もれていると考えられる。

実際には、マイクロ波加熱を受けた粒子は v_{\perp} 方向に加速を受けるため、磁気モーメントが幾分増大する。これにより、実際のミラー閉じ込め効果は加熱なしから見積もられるものよりも増加することが知られている [57]。また、シースによる反射も閉じ込めに影響を与えるため、実験値の性能向上割合の方が高くなったと考えられる。

本モデルは、以下の仮定のもとの限定的な見積もりであることを注意しておく。

- プラズマ生成領域 A 内部で電子密度は一様
- シースの影響は未考慮
- ECR 加熱による磁気モーメント不変
- 等方的速度分布
- ロスコーン内部は常に埋まっている

Table 7.2: マイクロ波吸収効率の見積もり

	従来型放電室	新型放電室	新旧比
実験からの見積値	0.763	0.832	1.09
モデルからの見積値 B_{min}	0.574	0.594	1.03
モデルからの見積値 B_{ave}	0.607	0.629	1.04

7.3 小結

新型放電室と従来型放電室に対して実験結果と磁場形状を比較することで、以下の結論を得た。

- 新型放電室のイオン引き出し効率低下は、イオン輸送効率 η_s の低下とイオン透過率 η_t の低下の2つにより引き起こされていると考えられる。
- イオン輸送効率の低下は放電室内部プラズマ生成体積 V_A に対して引き出し有効体積 V_{eff} の割合低下によりもたらされたと考えられる。プラズマ生成領域内部でプラズマ密度一様を仮定すると、 V_{eff}/V_A がイオン輸送に重要なパラメータと考えられる。
- イオン透過率の低下は、グリッド上流面のプラズマ密度増加によりシースの縮小が引き起こされたためと考えられる。簡易的な見積もりにより、最大 25% のイオン透過率が低下する可能性が考えられた。これを回避するためには、0.5mm 以下の薄型のスクリーングリッドを用いる必要がある。
- 放電室内部をプラズマ生成領域・電子損失領域・非加熱領域の3領域に分類し、かつプラズマ生成領域内部での速度空間をミラー比によって分類するモデルを用いることで、マイクロ波吸収効率の見積もりを得た。モデル計算ではマイクロ波吸収効率は従来型放電室で 58% 程度、新型放電室で 60% 程度と見積もられる。これは実験結果からの見積もりよりも小さい値であるが、ECR 加熱による磁気モーメント μ_m の変化やシース反射の影響によるものと考えられる。

8

結論

本研究では小惑星探査機「はやぶさ」および「はやぶさ2」において採用された、マイクロ波放電型イオンスラスタ $\mu 10$ を対象として、最大推力向上を目的として新たな放電室形状を提案した。これまでの研究で伸び悩んでいた最大推力の向上の課題に対し、従来型の宇宙実証実績を大幅に変更しない程度の放電室形状の中でできる限り有効にプラズマを生成できるような磁場形状を検討し、性能試験を行った。また、放電室内部診断と電力応答性を検証することで、放電室磁場形状と性能パラメータの関係性を考察し、以下の結論を得た。

- 新型放電室の推進性能

新型放電室の推進性能を、流量特性・放電室長さ依存性・多価イオン比率・ビームプロファイル・ビーム発散角などの観点から評価した。放電室高さ +5mm の際最もよい性能を示し、繰り返し誤差を考慮して上で安定して引き出すことのできる最大ビーム電流の平均値は 202mA であった。多価イオン効率は $\eta_{multi} = 0.93$ であり従来型放電室とほとんど変化がなく、ビーム電流の増加は推力に寄与する性能向上であることが確認された。ビーム発散効率に関しても $\mu 10QM$ と同程度の $\eta_{div} = 0.97$ であった。その推進性能は、最大推力 $F = 11.7mN$ 、推進効率 $\eta_i = 0.39$ 、比推力 $I_{sp} = 3053s$ であり、比推力を低下させることなく最大推力を $\mu 10QM$ から 16% 増加させることに成功した。また、ビームプロファイルは円周方向に拡大しており、フラットネスパラメータ f_b も 10% 程度の向上が見られた。

- 放電室内部診断

放電室内部を 6 箇所に分けて、平板型プローブを用いて壁面近傍のイオン飽和電流値を計測することでイオン電流の分配比率を計測した。その結果、新型放電室では内部の総プラズマ電流値が増加していることが判明した。しかしながら、イオン引き出し効率は流量・放電室長さ全域で $\mu 10LM$ (分配比 0:1) の $f_s = 0.352$ よりも低下しており、 $f_s = 0.308$ 程度となった。投入マイクロ波は変化していないため、マイクロ波電力あたりのプラズマ生成量が増加していることが示唆される。

- 放電室の電力依存性

投入マイクロ波電力を変化させることで、ビーム電流の電力特性を取得した。この結果とイオン引き出し効率の結果を用いて、直流放電型のイオンスラストに対する0次元モデルをマイクロ波放電型イオンスラストに拡張したモデルを適用しマイクロ波吸収効率を見積もった。その結果、従来型放電室では $\alpha = 0.76$ であったのに対し、新型放電室では $\alpha = 0.83$ 程度となり、マイクロ波吸収効率の増加が認められた。

- 磁場形状とイオン引き出し性能の関係

放電室内部磁場形状に着目し、新型放電室における f_s の低下と α の増加に関して考察した。イオン引き出し効率 f_s に関しては、(1) グリッドへのイオン到達率 η_s の低下、(2) イオン透過率 ϕ_t の低下の2つが原因であると考えられる。

イオン到達率に関しては、イオンラーマー半径を考慮した実効引き出し領域を考慮することで磁場形状の違いによる引き出し効率低下を説明した。この手法は、プラズマ生成領域内部のプラズマ密度一様性を仮定しているため、放電室長さ変更に対しての見積もりは難しいものの、磁場形状の変更による影響を説明可能である。

イオン透過率 ϕ_t の低下は上流面プラズマ密度増加に伴うシース張り出しの低下が原因と考えられる。シース形状を関数近似することで新型放電室でのイオン透過率低下を説明した。

引き出し効率 f_s 向上のためには、磁場配位変更により V_{eff}/V_A を増加させることで η_s を、グリッドの薄肉化によりシースを拡大させることでイオン透過率 ϕ_t を、それぞれ増加させることで可能となると考えられる。具体例として、上下流ともに軸方向を向いた磁気回路やテーパー付きスクリーングリッドなどを提案する。

- 磁場形状とマイクロ波吸収効率の関係

マイクロ波吸収効率 α に関しては、放電室内部を3つの領域に分割し、さらにプラズマ生成に重要な領域を速度分布空間において3つに分割することで、新型放電室における性能向上を見積もった。いくつかの仮定のため見積値の絶対量は一致しないものの、吸収効率向上比率は良い一致を見た。結論として得られたモデル式は以下のとおりであり、放電室体積に占めるプラズマ生成領域の影響を磁場に基づいて見積もることが可能となる。Eq.(8.0.1) を大きくする磁場を取ることでマイクロ波吸収効率を向上できると考えられるため、そのような設計が望ましい。

$$\alpha = \frac{V_A}{V_A + \frac{n_B}{n_A} V_B} \times \frac{(1 - \cos \theta_{ECR}) - (1 - \cos \theta_m)}{1 - \cos \theta_{ECR}} \quad (8.0.1)$$



ビームプロファイル分布

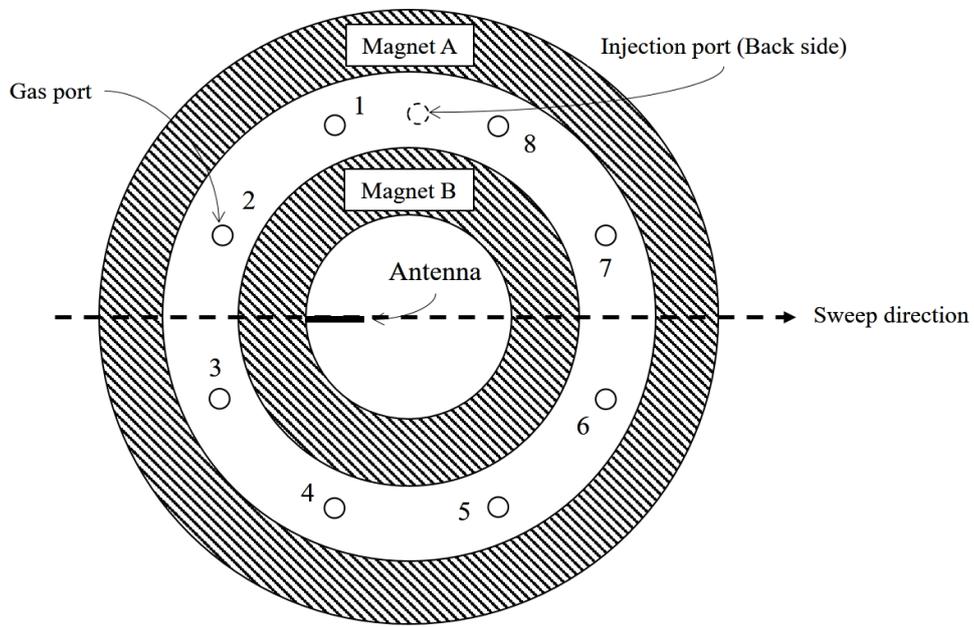
Fig.4.25 で示したビームプロファイル計測結果において、左右でのイオン電流密度の最大値に差が生じた。この原因に関して原因を調査する。

A.1 ガス導入の影響

Fig.A.1 に $\mu 10$ の放電室内部正面図を示す。 $\mu 10$ は放電室内部の磁石間スペーサーに 8 つのガスポートを有しており、スペーサーがガスディストリビューターを兼ねている。放電室背面 1 箇所推進剤導入管が接続されており、スペーサーによって周方向一様にガスが分配される。このガスポートは 2 穴以上であれば周方向一様なガス分配が行われることが実験的に確かめられている [29]。ガスポートと背面のガス導入口位置関係によるビームプロファイルへの影響を確かめる。

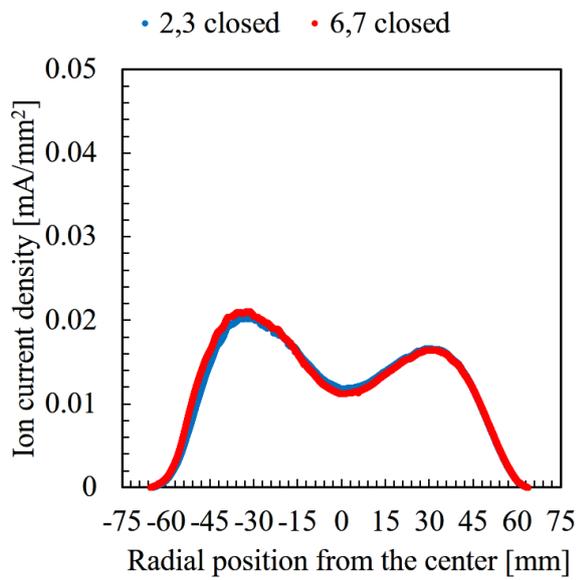
実験は、新型放電室において計測軸に近いガスポート 2 番・3 番を塞いだ場合と、6・7 番を塞いだ場合それぞれについてのビームプロファイルを計測し、その結果を比較する。実験は Fig.4.18 と同様のセットアップで行った。

Fig.A.2 に各流量における実験結果を示す。ガスポート 2 と 3 を塞いだ結果ではわずかながらビームプロファイルのピーク値が低減する結果が得られたが、左右のビームプロファイルの不均一を解消するほどの差は生まれなかった。すなわち、ガスポートによる中性粒子密度の不均一性はビームプロファイルに影響を与えるものの、不均一性の根本的な原因ではないということが判明した。

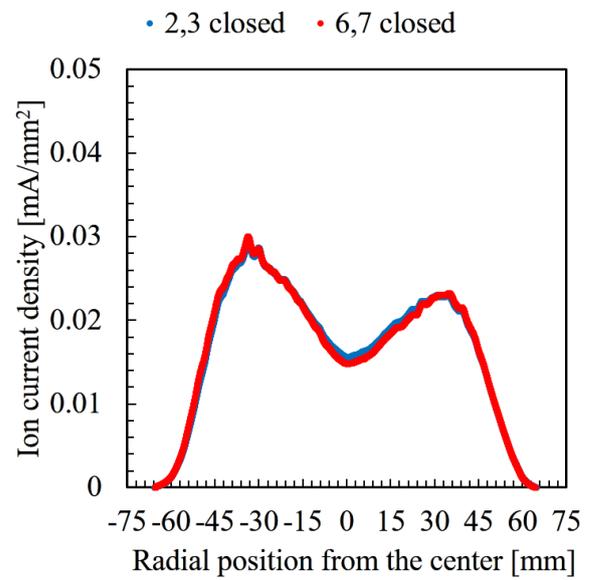


Front view

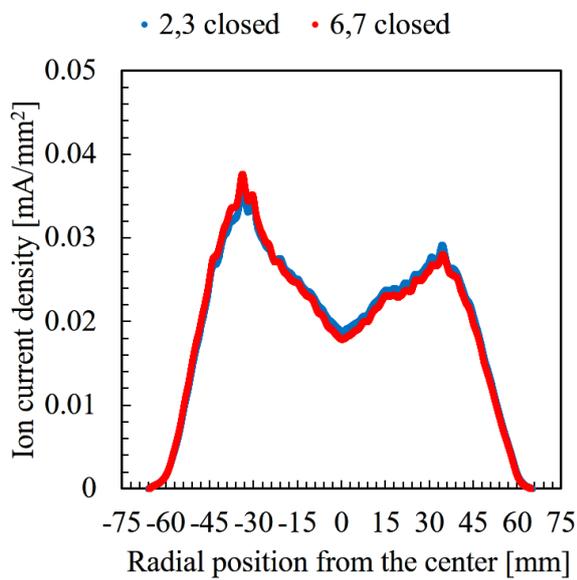
FigureA.1: 放電室内部正面図



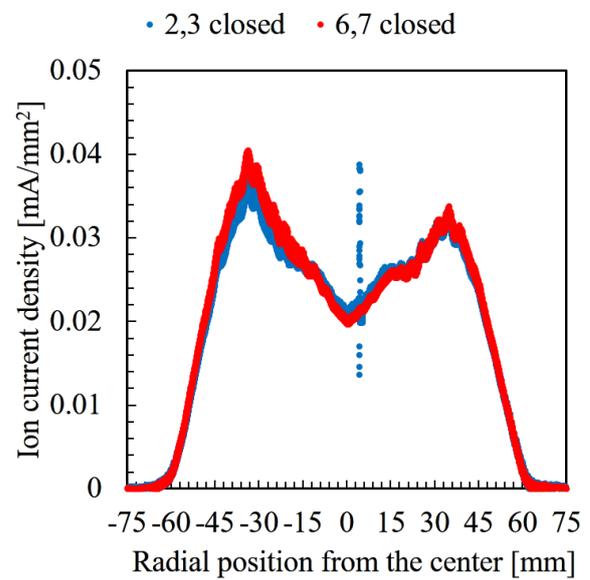
(a) 1.3sccm



(b) 1.9sccm



(c) 2.5sccm



(d) 3.1sccm

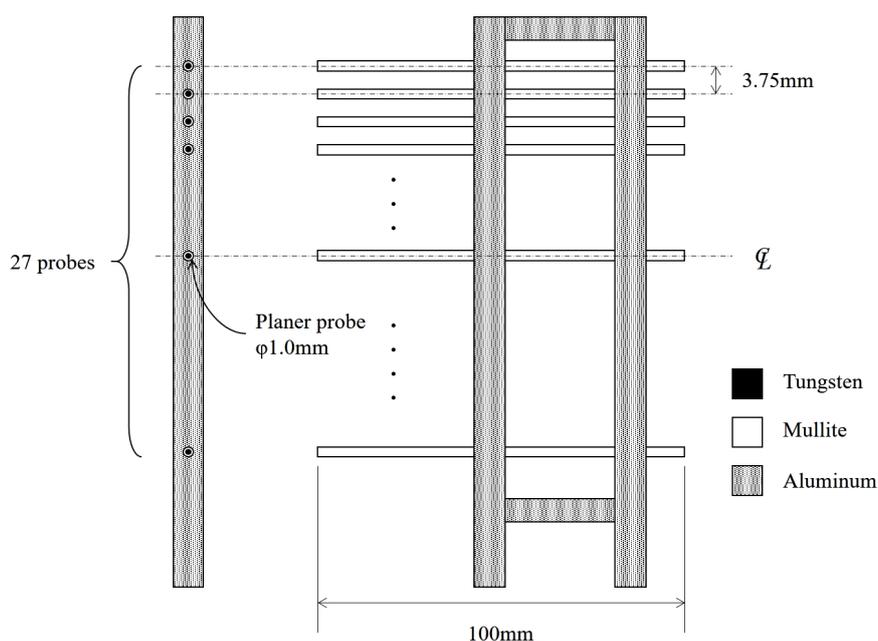
FigureA.2: ガスポートを塞いだ場合のビームプロファイル

A.2 2次元ビームプロファイル計測

A.2.1 実験装置

これまで1軸上のビームプロファイルのみを取得してきたが、プロファイルの不均衡の分布を計測するために、多軸プローブによる2次元ビームプロファイルを取得した。Fig.A.3に本実験で用いた多軸プローブの概略図を示す。多軸プローブは長さ100mm、 $\phi 1.0\text{mm}$ のタングステン製プローブを3.5mmピッチで27本縦に並べアルミ製の治具で固定する構成となっている。中央のプローブはグリッド中心の高さに位置合わせされている。計測はFig.A.1に示す方向にプローブを掃引し、データロガー（GL820）3台により計測を行った。データロガーのチャンネル数とサンプリングレート上の制約から、プローブは1本おきの13本のみ用いた。プローブ計測位置はグリッド下流30mmの位置とした。なお、プローブ通過時に放電が頻発したため、 $\phi 0.3\text{mm}$ の0.1%トリアタングステンワイヤをフィラメント状にして、熱電子放出によるビーム中和を行っている。

計測は、 $\mu 10\text{LM}$ （分配比0:1）と $\mu 10\text{RM}$ （分配比0:1）それぞれの最大ビーム電流点で行った。計測点におけるビーム電流値はそれぞれ181mAと202mAであった。

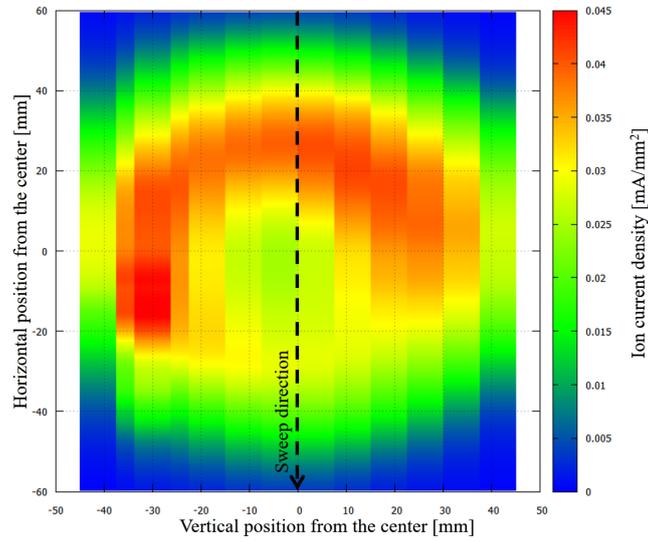
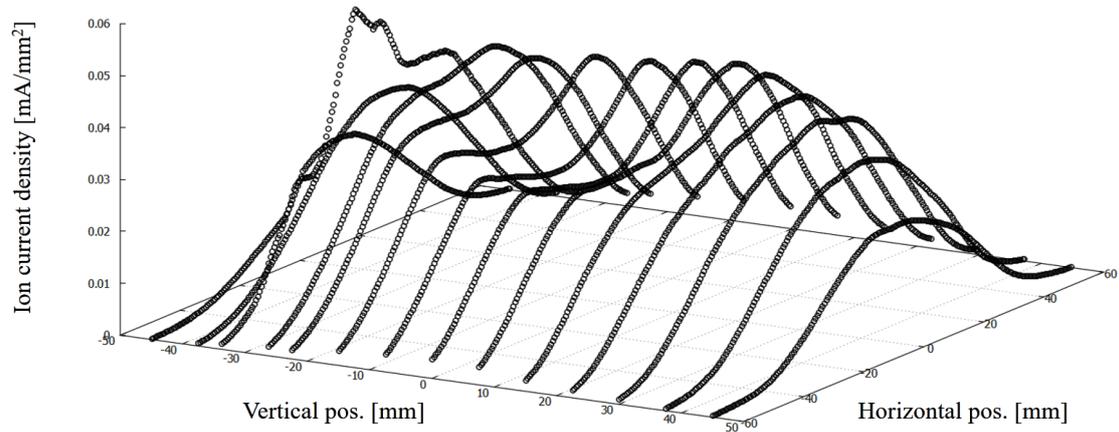


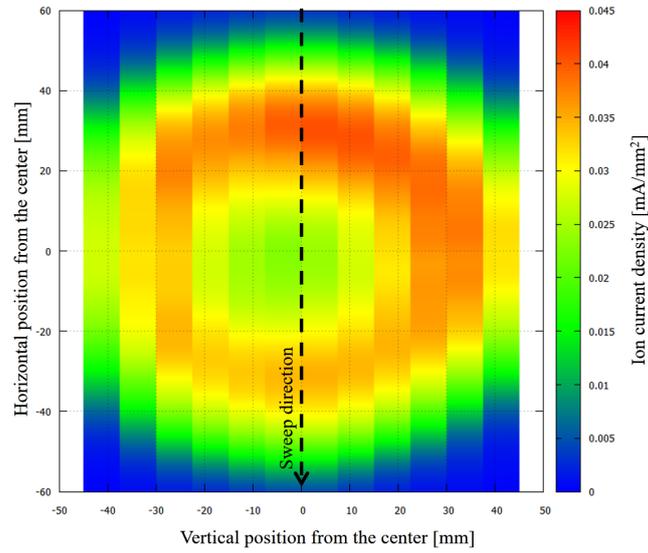
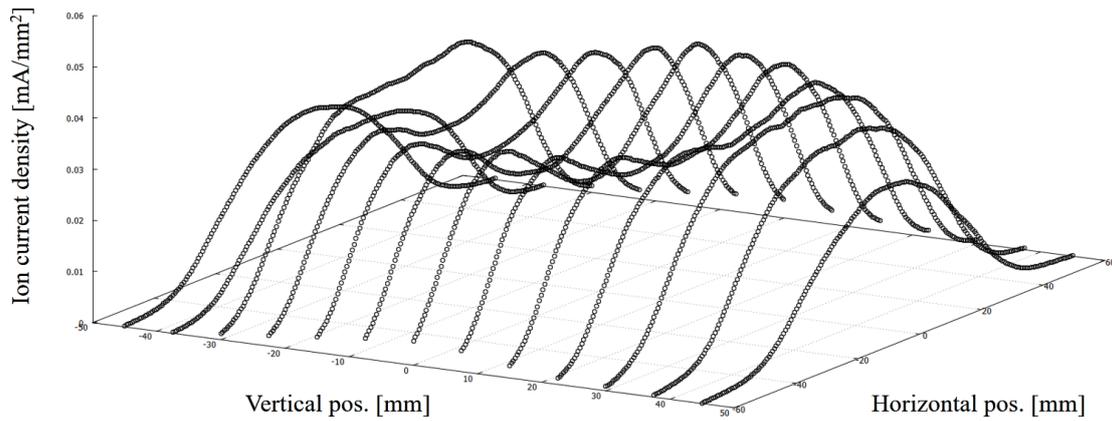
FigureA.3: 多軸プローブ

A.2.2 実験結果

Fig.A.4 から Fig.A.7 に実験結果を示す。いずれの放電室においても、アンテナ側にイオン電流密度が高い領域が存在している。このため、ビームプロファイルの不均衡は新型放電室特有のものではなく、従来型放電室においても発生している現象であることがわかり、新型放電室における欠点とはなりえないことが判明した。

従来型放電室においてもビームプロファイルの不均衡が発生していることは、「はやぶさ」における耐久試験のグリッド損耗状態から示唆されている [58]。いずれの場合もアンテナ側に高ビーム電流密度領域が偏っていることから、放電室内部のマイクロ波電界強度の不均一性に依存する効果であると考えられるが、プラズマ存在下のマイクロ波電界強度分布の計測は困難であるため、さらなる調査が必要である。

FigureA.4: 多軸プローブ計測結果 : μ 10LM (分配比 0:1)FigureA.5: プローブ出力値 : μ 10LM (分配比 0:1)

FigureA.6: 多軸プローブ計測結果： μ 10RM（分配比 0:1）FigureA.7: プローブ出力値： μ 10RM（分配比 0:1）

B

性能向上に関する試み

本章では $\mu 10$ 性能向上の過程で試みとして行った実験を羅列して示す。大きな効果が得られないものが多いものの、内部物理現象解明のための要素を含んでいる可能性のある結果も見受けられるため、今後さらなる性能向上につながるきっかけとなることを願う。

B.1 ガス導入位置の変更

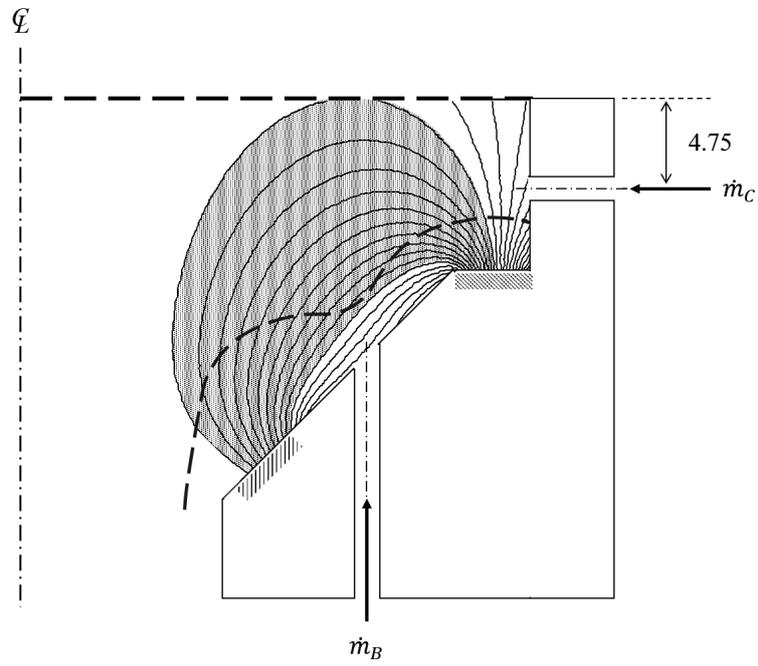
「はやぶさ」に搭載された $\mu 10$ から「はやぶさ 2」搭載の $\mu 10$ への改良では、ガス導入方式の変更により最大ビーム電流を増加させることに成功した。これは、ガス導入口 B の位置が ECR 共鳴層にガスを直噴するような配置であるため、より効率的なプラズマ生成を可能としたためであると考えられている。しかしながら、この他のガス導入口の位置に関しては過去に試された事例がない。

そこで、下流側の ECR 共鳴層にガスを直噴することで、プラズマ生成領域を下流に広げ、ビーム電流を増加することができないかを試す。Fig.B.1 に新たなガス導入口の位置を示す。ガス導入口 C はグリッド支持リングに開けられた孔であり、スクリーングリッド上流 4.75mm に位置している。この導入口 C と、放電室の導入口 B の分配比 $\dot{m}_B : \dot{m}_C$ の比率を変化させることで、ビーム電流がどのように変化するかを計測した。

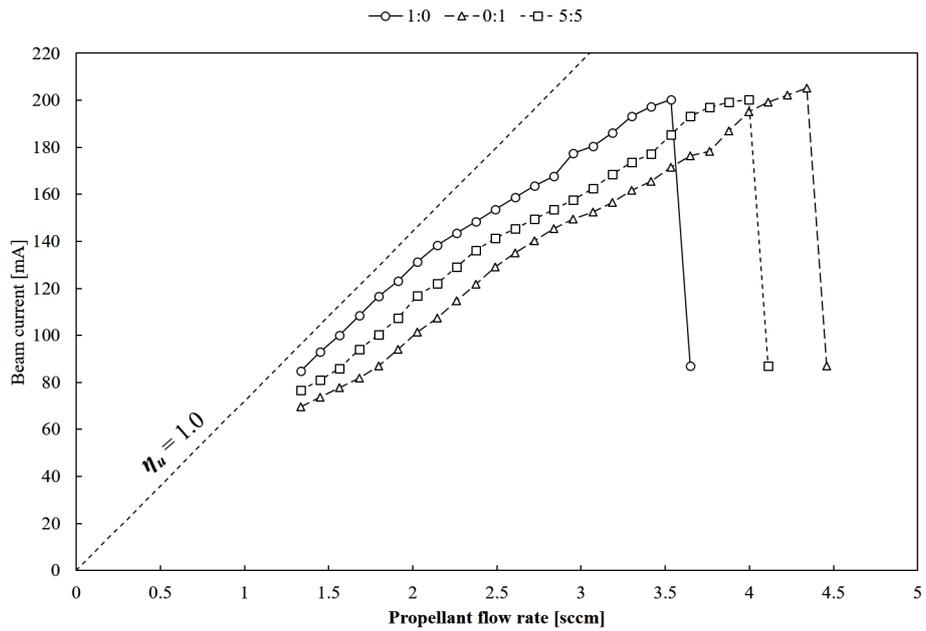
実験は、 $\mu 10RM$ の放電室高さ +5mm において実施した。実験環境は耐久試験チャンバを用いた。

Fig.B.2 に実験結果を示す。比率は $\dot{m}_B : \dot{m}_C$ を示している。ガス導入口 C のガス比率を増加させると、推進剤利用効率が低下する傾向を示した。これは、グリッド直下の中性粒子密度が増加したために、電離反応を起こすよりもスクリーングリッドからガスのまま流出する割合が増えたためと考えられる。

これにより放電室の上流（導入口 A）、中心（導入口 B）、下流（導入口 C）の 3 パターンを試した事となるが、結果として推進剤導入方法は中心部分への直噴が最も効果があることが判明した。



FigureB.1: ガス導入位置



FigureB.2: 分配比ごとのビーム電流特性

B.2 ネオジム磁石放電室

ミラー磁場の表面磁場強度 B_{max} を変更することで電子閉じ込めを向上させ、プラズマ密度を増加させることができないかを検証した。ノミナルの放電室では、磁石列にサマリウムコバルト磁石を用いているが、この磁石列をネオジム磁石に変更して強磁場の放電室を作成した。Fig.B.3 にそれぞれの磁場形状を比較して示す。放電室形状は従来型放電室と全く同じ設計となっており、磁気回路に用いた磁石の種類のみが異なる。ネオジム磁気回路では表面磁場強度を増加させたことにより、ECR 共鳴層が下流方向にせり出していることがわかる。また、上流磁石側の ECR 共鳴層の領域も拡大している。また、ガウスメーターにより計測した表面磁束密度の平均値を Table B.1 に示す。ネオジム磁気回路ではサマリウムコバルト磁気回路と比較して、表面磁束密度はおおよそ 20% 強化されている。

ネオジム放電室の効果を検証するために、放電室長さをノミナル長さから $\pm 5\text{mm}$ 変化させた際の流量特性の取得を行う。グリッドは Table 3.6 のジオメトリ C を用い、その他のパラメータは Table 3.5 と同一である。中和器は用いていない。実験は耐久試験チャンバにおいて実施した。

Fig.B.4 と Fig.B.5 に実験結果を示す。ネオジム磁気回路においても、導波管導入と比べて放電室導入でビーム電流向上が見られたが、最大ビーム電流は 180mA 程度となり、サマリウムコバルト磁気回路と比較してビーム電流を向上させることはできなかった。加えて、Fig.B.6 に示すように、同一流量でも中心部分でのプラズマの発光強度が強まり、ビーム電流が低下するモードに遷移する不安定現象が確認された。これはサマリウムコバルト磁気回路では発生しなかった現象である。

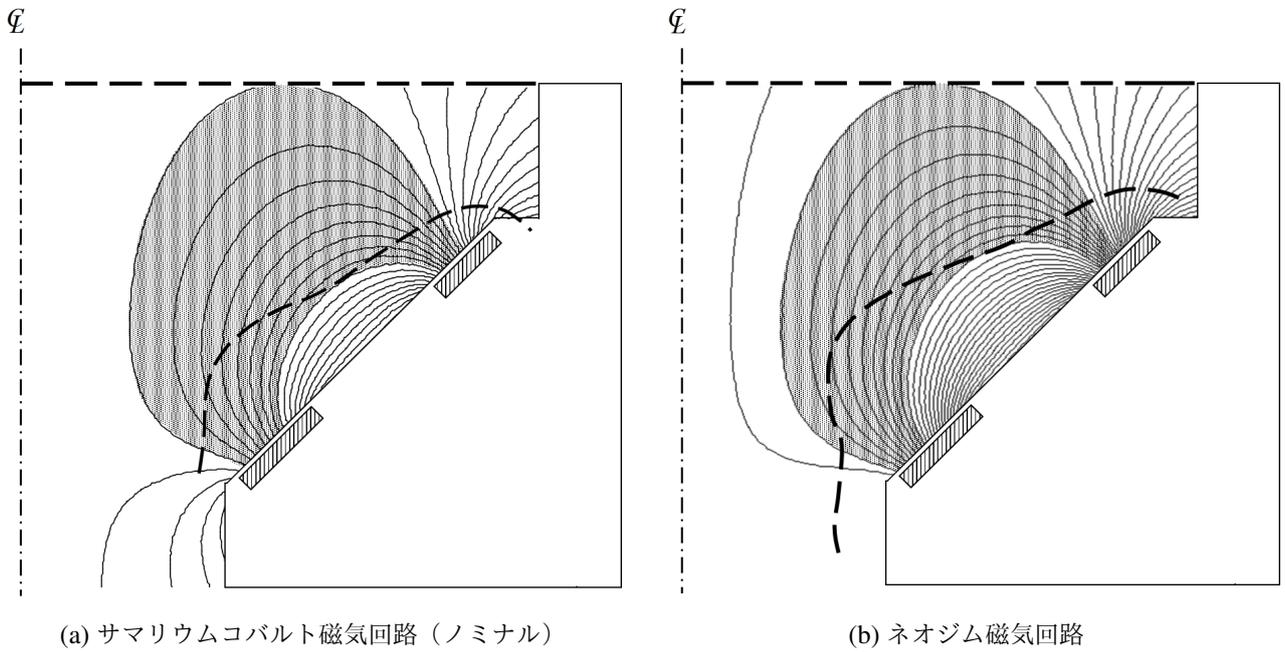
このような現象が発生したのは、上流側磁石の ECR 共鳴層が中心部分へとせり出していることが原因と考えられる。4.7 章で述べたように、ストール現象の発生は中心部分のプラズマ密度上昇が関係している可能性がある。ネオジム磁気回路では、中心部分へせり出した ECR 共鳴層のため、サマリウムコバルト磁気回路よりも放電室中心のプラズマ密度が上昇しやすくなっているものと考えられる。

また、ネオジム磁気回路はイオンスラスト連続作動中に減磁を生じ、一部の磁石が使用不可能となってしまった。熱設計の面においても課題が残る。

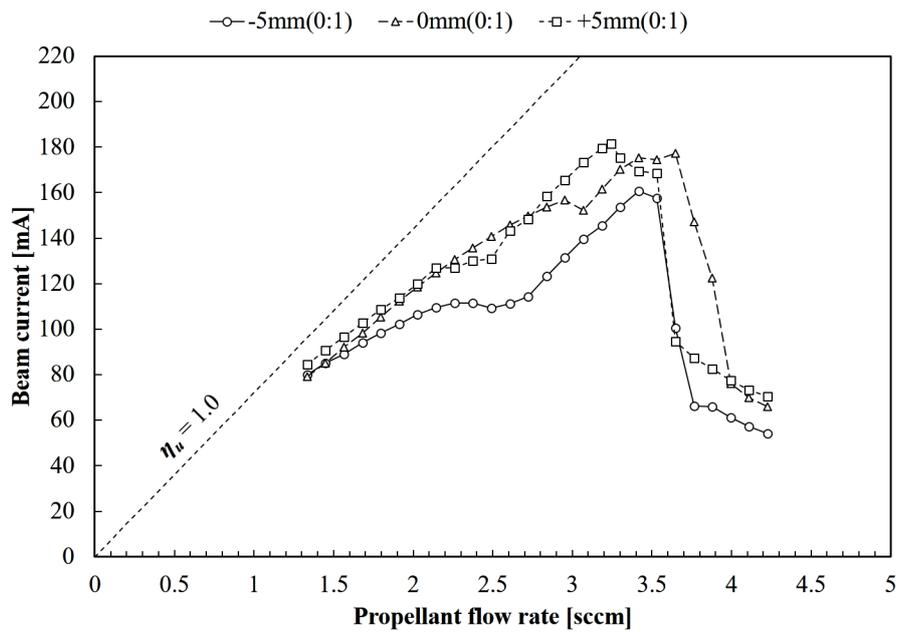
分配比 0:1 におけるストール直前のビームプロファイルを Fig.B.7 に示す。ネオジム磁気回路の場合においても、中心のイオン電流密度が $0.025\text{mA}/\text{mm}^2$ 程度となった時点でストールが発生していると考えられる。すなわち、4.7 章における閾値は磁場形状や磁場強度によらない、 $\mu 10$ における放電室形状で決まる閾値と考えられる。

TableB.1: 表面磁束密度

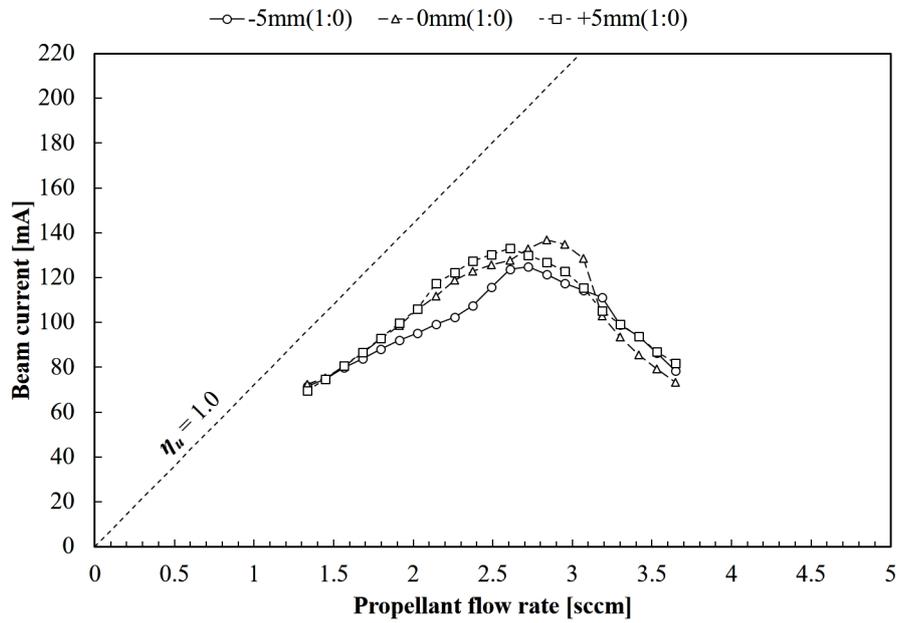
	SmCo 磁気回路	Nd 磁気回路
上流磁石, mT	409	499
下流磁石, mT	429	523



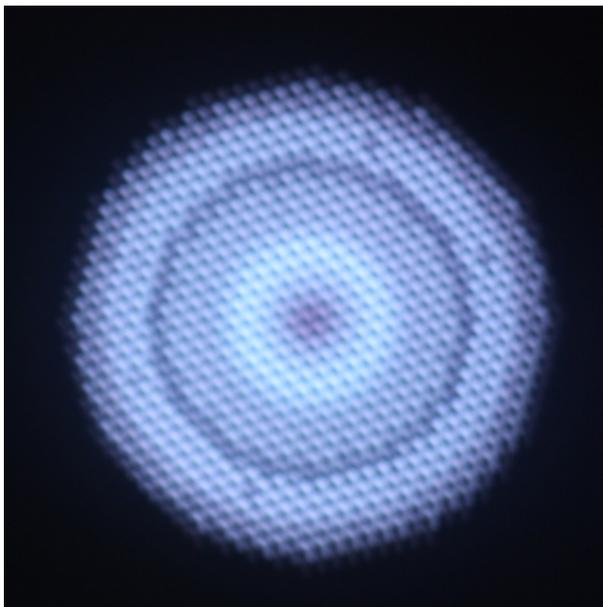
FigureB.3: 磁石の違いによる磁場形状の比較



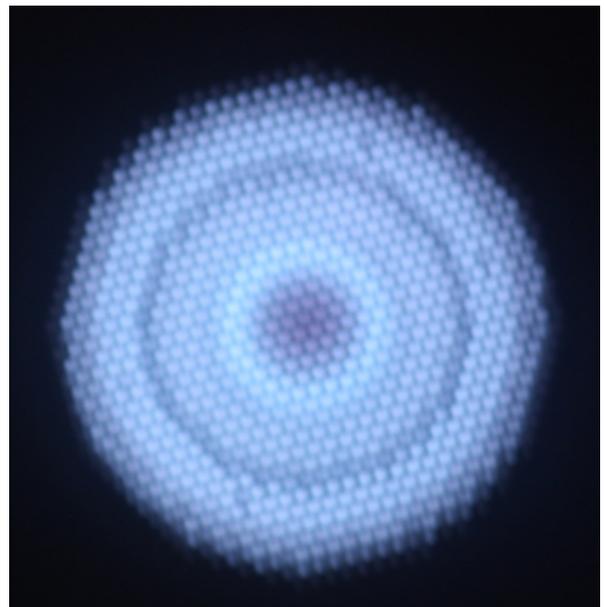
FigureB.4: ネオジム磁気回路流量特性 (分配比 0:1)



FigureB.5: ネオジウム磁気回路流量特性 (分配比 1:0)

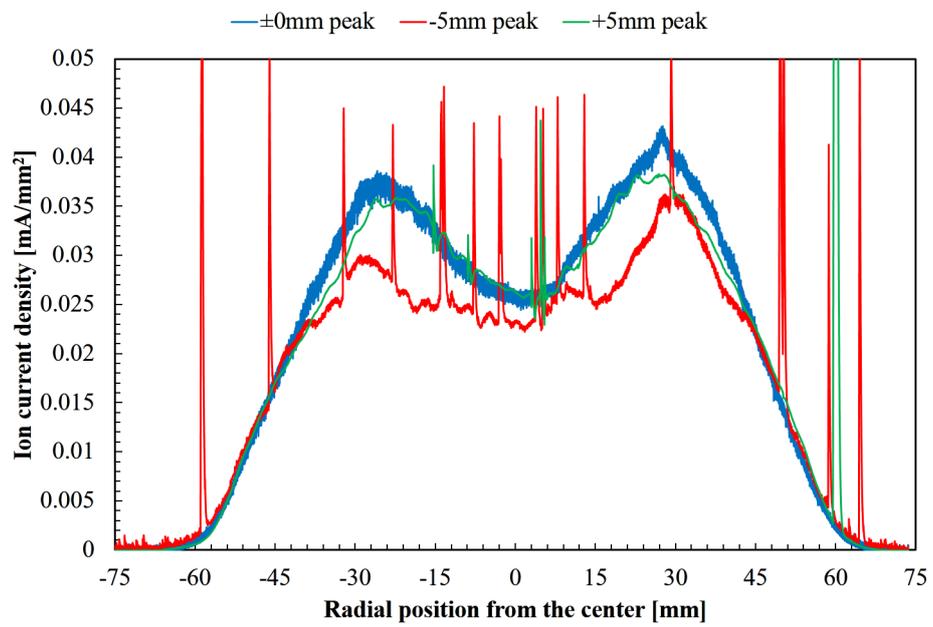


(a) 低電流モード (125mA)



(b) 通常動作モード (130mA)

FigureB.6: 動作モードの違い (2.2scm・放電室長さ +5mm・分配比 0:1)



FigureB.7: ネオジウム磁気回路ビームプロファイル

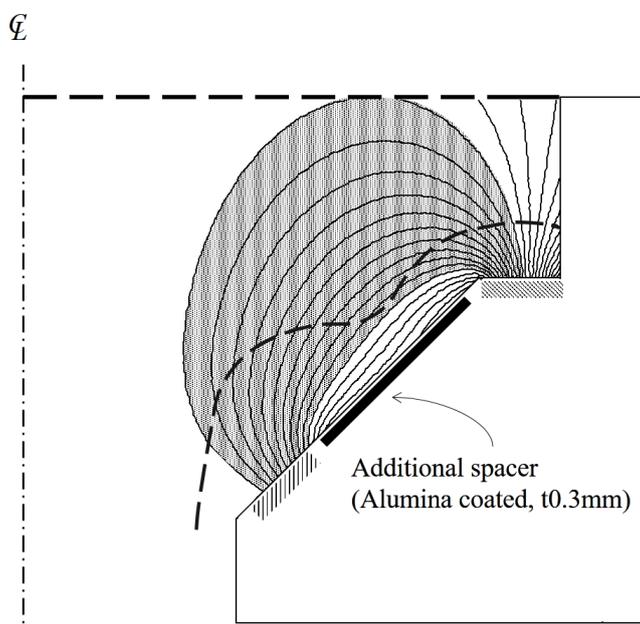
B.3 スペーサー浮遊化

$\mu 10LM$ において、ガス分配比 1:10 の際に放電室内部の各領域を浮遊電位とした先行研究では、磁石間スペーサーを浮遊電位とした際に 20mA 程度のビーム電流向上が認められるという結果が得られている [31]。同様のことが、 $\mu 10RM$ においても適用可能かどうかを検証した。

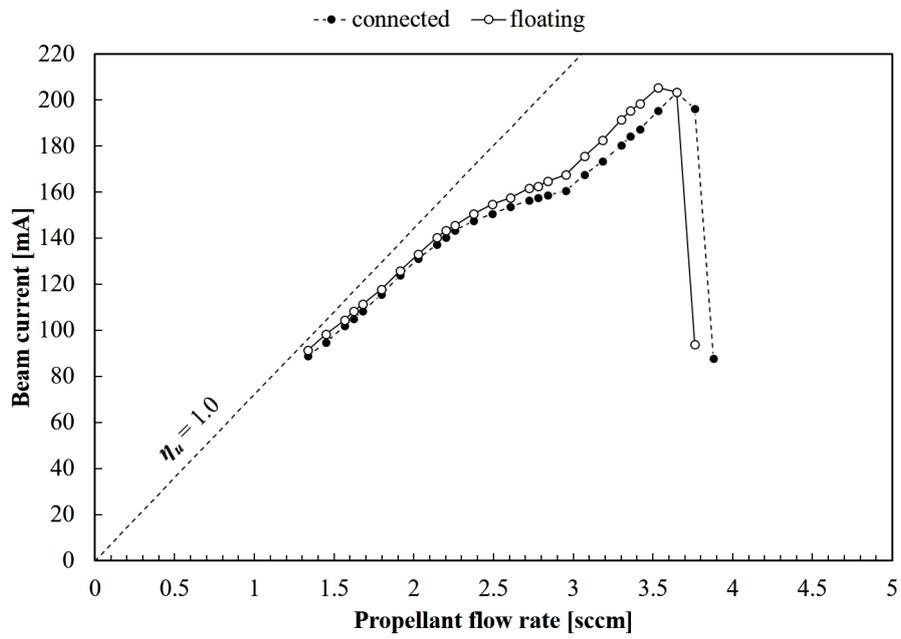
新型放電室はスペーサー部分を浮遊電位とできる設計とはなっていない。そのため、Fig.B.8 アルミナスプレー（セラコートスプレーアルミナ・オーデック）を用いて、表面をコーティングした厚さ 0.3mm のアルミニウム製追加スペーサーをはめ込むことにより、スペーサー部分を絶縁した。追加スペーサーは真空中で 120°C、72 時間のベーキングを行い、十分に脱気してある。実験は、 $\mu 10RM$ の放電室高さ +5mm・ガス分配比 0:1 の条件で行った。真空環境は耐久試験チャンバを用いた。

Fig.B.9 に実験結果を示す。スペーサーを浮遊電位とした場合、2.2sccm 付近から推進剤利用効率の向上が見られた。最大ビーム電流で比較すると、浮遊電位とした場合のほうが 2mA 高いビーム電流を示すことが確認された。

浮遊電位によるビーム電流向上割合が、 $\mu 10LM$ において報告されたものよりも小さい。これは Fig.5.15 と Fig.5.17 に示すイオン電流分布の違いによるものと考えられる。3.3sccm で比較すると、 $\mu 10LM$ では $\mu 10RM$ に比べてスペーサー部分へのイオン流入割合が 6 倍程大きい。そのため、スペーサー部分を浮遊電位とすることで、ビーム電流を増加できたものと考えられる。Fig.5.17 を参考にすると、 $\mu 10RM$ ではスペーサーよりもむしろグリッド支持リングを浮遊電位とした方がビーム電流向上への影響が大きいものと考えられる。



FigureB.8: 追加スペーサー



FigureB.9: スペーサー浮遊によるビーム電流への影響

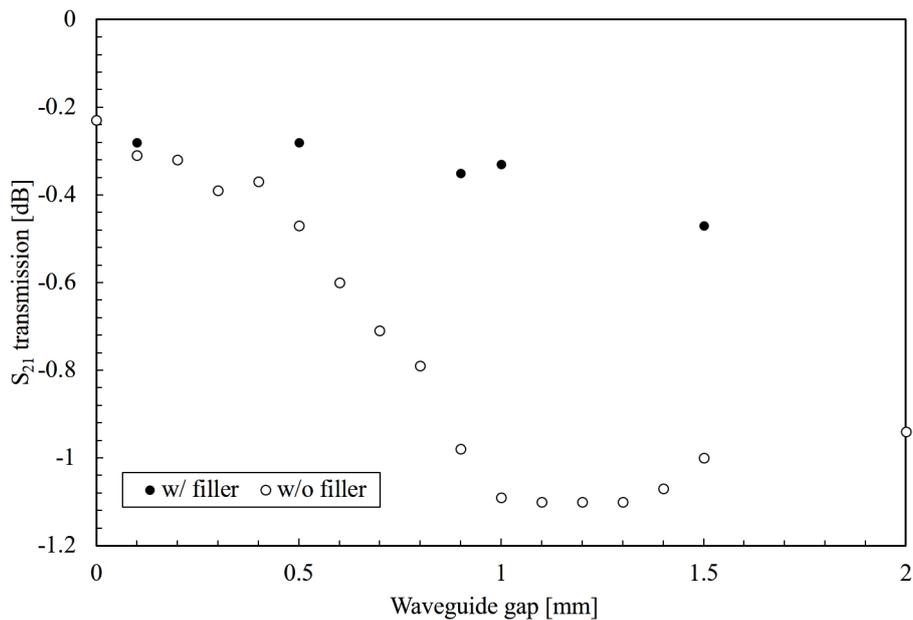
B.4 導電性フィラー

7.2 章で行った導波管の接合部の隙間がマイクロ波伝送に与える影響の調査から、放電室内部の磁石間の隙間を埋めることでマイクロ波損失を低減させられないかを検証した。まず予備実験として、Fig.7.9 の実験に対して、生じた導波管隙間に粒径 $1.5\mu\text{m}$ の銅粉（フィラー）を詰めることで隙間をなくしてマイクロ波伝送にどのような影響があるのかを調査した。結果を Fig.B.10 に示す。この結果から、隙間へのフィラー充填はマイクロ波伝送を回復できることがわかる。

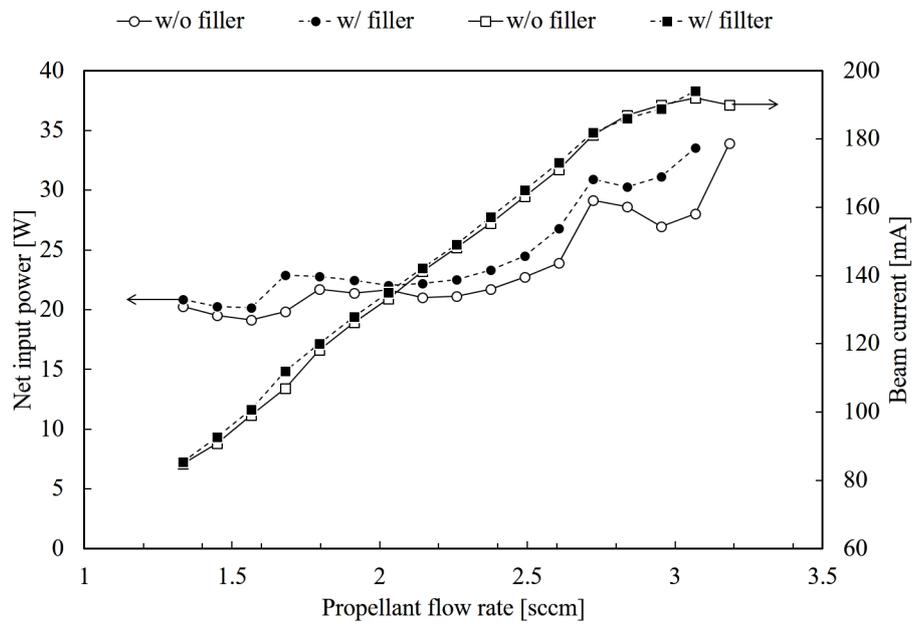
次に $\mu 10\text{LM}$ を用いて、磁石間隙間にフィラーを充填して、フィラー有り無しでのビーム電流と正味投入電力 P_{net} の違いを調査した。実験環境はイオンスラスト実験チャンバを用いた。

Fig.B.11 に結果を示す。フィラーの有無でビーム電流の流量特性の変化は殆ど見られなかった。一方で、フィラーありの場合において、正味投入電力が増加する傾向が見られた。これは、フィラーがマイクロ波伝送を回復するのではなく、マイクロ波を吸収している可能性が考えられる。

フィラーによる投入電力低下の効果は見られなかったが、本実験により放電室内部が導電性の部材（スパッタリングで発生したフレークなど）で汚染された場合でも、推力への影響が殆ど無いことが示唆される。また、 $\mu 10$ においては、数 mm 程度の隙間を生じてプラズマ生成には大きな影響がないということがこの結果から読み取れる。



FigureB.10: フィラーの効果

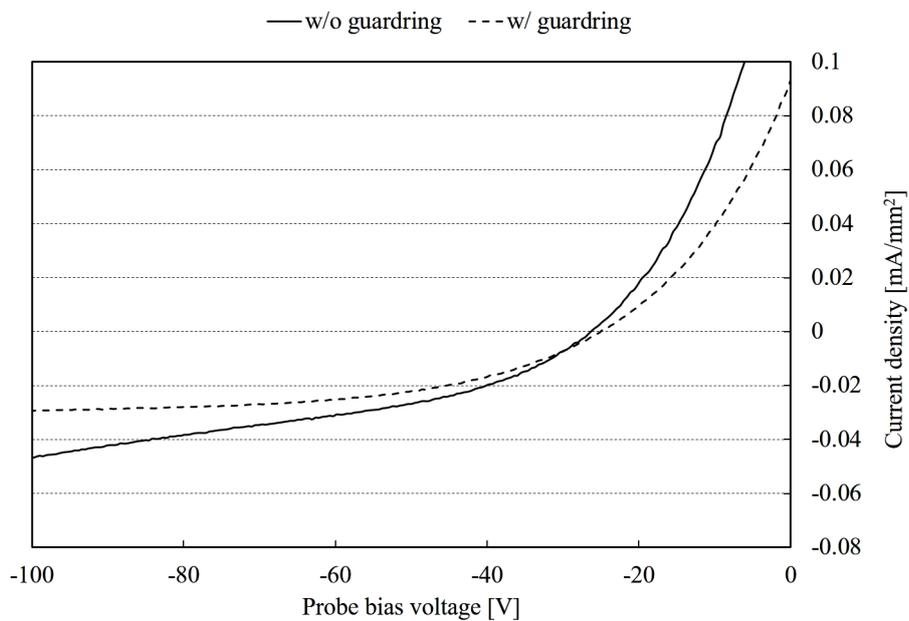


FigureB.11: 導電性フィラー充填による流量特性への影響

C

ガードリングの効果

で用いたガードリングプローブの効果について記述する。Fig.C.1 に、ガードリングの有無での違いを示す。プローブ信号は Fig.5.3 の CH1 のプローブのものである。ガードリングなしではバイアス電圧の絶対値を増加させるとプローブ電流値が増加しているのに対し、ガードリングありでは飽和しているのがわかる。



FigureC.1: ガードリングの効果

謝辞

本論文を執筆するにあたって、多くの方々のご助力・ご援助をいただきました。この場を借りて感謝を申し上げます。

まず、本研究に携わる機会を与えてくださった、國中均宇宙科学研究所所長に深く感謝いたします。本研究室での5年間の研究生活で、研究者としての必要な考え方やエンジニアリングセンスをたくさんご教授いただきました。教授職を離れ宇宙科学研究所所長にご就任なされてからも、お忙しい御身にもかかわらず、毎週の輪講で厳しく熱心なご指導をいただきました。本当にありがとうございました。

西山和孝准教授には、研究の上で多くの指摘やご助言を頂きました。実験結果への着眼点や実験のアイデアは鋭いものばかりで、論文や研究方針に関しての相談にも数多く乗っていただき、自らの研究を深めることができました。

嶋田徹教授には、博士3年目の半年間、ご指導をいただきました。数値解析や流体力学からの観点でご指摘を頂き、新たな切り口で自らの研究を考え直す場面も多々ございました。一時的な受け入れではございましたが、研究の上での視野を広げる機会を得ることができました。

月崎竜童助教には学生に最も近い先生として5年間大変お世話になりました。特に論文や申請書類作成に卓越されており、論文執筆の上で数多くのご指導を頂きました。

細田聡史研究員には、博士課程より $\mu 10$ の研究を始めるにあたって「はやぶさ2」プロジェクトでのご多忙の中にもかかわらず実験系の組み上げや実験に関して何度もご助言を頂きました。

秘書の船田美和子様は、研究室における事務全般のみならず、学生生活での相談にも何度も乗っていただきました。

プロジェクト研究員の神田大樹さんには研究を進める上、数多くのアドバイスを頂きました。博士課程在籍時には研究室での実験技術やプラズマの基礎まですべてを教えていただきました。プロジェクト研究員となられてからも、度々研究室にいらしては議論を交わして頂いたこと、公私共にお世話になったこと、大変感謝しております。

船木一幸教授、張科寅研究員、首都大学東京渡邊裕樹助教には、電気推進耐久試験チャンバの使用に関して多大なるご配慮をいただきました。目下進行中の次期技術試験衛星プロジェクトのための開発と実験系が一部共有となる中で、何度も実験ウィンドウの調整をいただきましたことを感謝しております。同室の際には電気推進開発現場のお話を聞かせて頂く機会もございましたが、進路選択の上での大きな指標の一つとなりました。

中京大学村中崇信准教授と研究室の学生の皆様には、ビーム発散角の計測の際に実験系を共有させていただきました。夜遅くまでの計測にご助力をいただきましたことをこの場を借りて感謝申し上げます。

宇宙科学研究所先端工作技術グループの岡田則夫様、青山正樹様、加賀亨様、中坪俊一様、西野徹雄様、徳永好志様、故笛木健吉様には、実験用の治具やプローブの精密加工に関してのご助力をいただきました。

同窓の吉川哲史君、吉田航己君、須藤孝宏君は宇宙科学研究所での研究生活の支えとなりました。ともに博士課程へ進学した吉川君とは、お互いに研究を進める上で苦楽をともにできる仲間として過ごせたことを嬉しく思います。

後輩の井出舜一郎君、岡優介君、山本雄大君、Coral Giulio君、森田駿也君、江本一磨君、清水裕介君、森下貴都君、山下裕介君は、研究室のチームメイトとして、研究の上でも積極的な議論を交わし切磋琢磨できたよき仲間です。

本研究遂行にあたり、科研費 16J08096 の助成を受けました。ここに謝意を示します。

最後に、私の学生生活のすべてを支えてくれた両親と妹に心からの感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] 渡邊裕樹, 竹ヶ原春貴, “イオンエンジンの動作原理及び搭載状況,” pp. 1–7, 2010.
- [2] R.G.Jahn, *Physics of Electric Propulsion*. McGraw-Hill, 1968.
- [3] Y. Yamashita, R. Tsukizaki, Y. Yamamoto, D. Koda, K. Nishiyama, and H. Kuninaka, “Azimuthal ion drift of a gridded ion thruster,” *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 27, No. 10, p. 105006, 2018.
- [4] H. Bassner, H.-P. Berg, and R. Kukies, “Recent results on qualification of the rita components for the artemis satellite,” in *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, p. 3207.
- [5] H. Gray, P. Smith, and D. Fearn, “Design and development of the uk-10 ion propulsion system,” in *32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1996, p. 3084.
- [6] R. Killinger, H. Bassner, J. Mueller, and R. Kukies, “Rita ion propulsion for artemis lifetime test results,” in *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2000, p. 3273.
- [7] D.M.Goebel,I.Katz, *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*. WILEY, 2008.
- [8] 細田聡史, 國中均, “イオンエンジンによる小惑星探査機「はやぶさ」の帰還運用,” *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol. 86, No. 5, 2010.
- [9] J. Brophy, C. Garner, B. Nakazono, M. Marcucci, M. Henry, and D. Noon, “The ion propulsion system for dawn,” in *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2003, p. 4542.
- [10] D. Goebel, M. Martinez-Lavin, T. Bond, and A. King, “Performance of xips electric propulsion in on-orbit station keeping of the boeing 702 spacecraft,” in *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2002, p. 4348.
- [11] S.Shimada, K.Satoh, Y.Gotoh, E.Nishida, I.Terukina, T.Noro, H. Takegahara, K.Nakamaru, and H. Nagano, “Development of ion engine system for ets-vi.”
- [12] T. Ozaki, Y. Gotoh, T. Itoh, and K.-i. Kajiwara, “Development status of 20 mn class xenon ion thruster for ets-8,” in *27th IEPC*, No. IEPC-01-102, 2001.
- [13] Y. G. T. Ozaki, E. Nishida and K. Kajiwara, “Performance evaluation of ion engine subsystem for comets on orbit.”
- [14] H. Nagano, K. Kajiwara, H. Osuga, T. Ozaki, and T. Nakagawa, “Research and development of a new power processing control unit of ion engine system for the super low altitude test satellite,” *Transactions of The Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan*, Vol. 8, No. ists27, pp. Tb_17–Tb_22, 2010.
- [15] T. Ozaki, Y. Kasai, Y. Inanaga, T. Nakagawa, H. Osuga, T. Itoh, and K. Kajiwara, “Electric propulsion development activity at melco,” in *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2006, p. 4321.
- [16] H. Kuninaka, K. Nishiyama, I. Funaki, T. Yamada, Y. Shimizu, and J. Kawaguchi, “Powered flight of electron cyclotron resonance ion engines on hayabusa explorer,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 23, No. 3, pp. 544–551, 2007.
- [17] K. NISHIYAMA, S. HOSODA, K. UENO, R. TSUKIZAKI, and H. KUNINAKA, “Development and testing of the hayabusa2 ion engine system,” *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace*

- Technology Japan*, Vol. 14, No. ists30, pp. Pb.131–Pb.140, 2016.
- [18] J. Asmussen, J. Root, and S. Nakanishi, “Performance characteristics of a microwave plasma disk ion source,” in *16th International Electric Propulsion Conference*, 1982, p. 1935.
- [19] J. Foster and M. Patterson, “Characterization of a 40 cm microwave ion thruster,” in *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2003, p. 5012.
- [20] K. Nishiyama and H. Kuninaka, “20-cm ecr plasma generator for xenon ion propulsion,” *Thin solid films*, Vol. 506, pp. 588–591, 2006.
- [21] H. Koizumi and H. Kuninaka, “Miniature microwave discharge ion thruster driven by 1 watt microwave power,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 26, No. 3, pp. 601–604, 2010.
- [22] H. Kuninaka and S. Satori, “Development and demonstration of a cathodeless electron cyclotron resonance ion thruster,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 14, No. 6, pp. 1022–1026, 1998.
- [23] W. Ohmichi and H. Kuninaka, “Performance degradation of a spacecraft electron cyclotron resonance neutralizer and its mitigation,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 30, No. 5, pp. 1368–1372, 2014.
- [24] 西山和孝, “イオンエンジンの往路完走と中和器の地上耐久試験状況,” in *ISAS ニュース 2018 年 7 月号*, No. 448, 2018.
- [25] K. Nishiyama, T. Hiroyuki, K. Yasuhiro, and A. Tomoko, “Destiny⁺: technology demonstration and exploration of asteroid 3200 phaethon,” in *68th International Astronautical Congress*, 2017.
- [26] O. Mori, T. SAIKI, H. KATO, Y. TSUDA, Y. MIMASU, Y. SHIRASAWA, R. BODEN, J. MATSUMOTO, T. CHUJO, S. KIKUCHI *et al.*, “Jovian trojan asteroid exploration by solar power sail-craft,” *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan*, Vol. 14, No. ists30, pp. Pk.1–Pk.7, 2016.
- [27] 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/出版局, 2003.
- [28] 荒川義博, 國中均, 中山宣典, 西山和孝, “イオンエンジンによる動力航行”. コロナ社/出版局, 2006.
- [29] K. Nishiyama, S. Hosoda, M. Usui, R. Tsukizaki, H. Hayashi, Y. Shimizu, and H. Kuninaka, “Feasibility study on performance enhancement options for the ecr ion thruster $\mu 10$,” *TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, SPACE TECHNOLOGY JAPAN*, Vol. 7, No. ists26, pp. Pb.113–Pb.118, 2009.
- [30] R. Tsukizaki, H. Koizumi, S. Hosoda, K. Nishiyama, and H. Kuninaka, “Improvement of the thrust force of the ecr ion thruster $\mu 10$,” *TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, AEROSPACE TECHNOLOGY JAPAN*, Vol. 8, No. ists27, pp. Pb.67–Pb.72, 2010.
- [31] 月崎竜童, 山本雄大, 細田聡史, 西山和孝, and 國中均, “マイクロ波放電式イオンスラストにおける放電室分割による推進性能への影響,” *日本航空宇宙学会論文集*, Vol. 65, No. 1, pp. 17–20, 2017.
- [32] J. R. Brophy and P. Wilbur, “Simple performance model for ring and line cusp ion thrusters,” *AIAA journal*, Vol. 23, No. 11, pp. 1731–1736, 1985.
- [33] J. R. Brophy and P. Wilbur, “Calculation of plasma properties in ion sources,” *AIAA journal*, Vol. 24, No. 9, pp. 1516–1523, 1986.
- [34] A. R. Martin, “Electron energy distributions in an ion engine discharge,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 8, No. 5, pp. 548–550, 1971.
- [35] H. Kuninaka, S. Satori, I. Funaki, Y. Shimizu, and K. Toki, “Endurance test of microwave discharge ion thruster system for asteroid sample return midon muses-c,” 1997.
- [36] R. Tsukizaki, T. Ise, H. Koizumi, H. Togo, K. Nishiyama, and H. Kuninaka, “Thrust enhancement of a microwave ion thruster,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 30, No. 5, pp. 1383–1389, 2014.
- [37] F. F. Chen, “Lecture note on langmuir probe diagnostics.”

- [38] 西山和孝, 碓井美由紀, 林寛, and 國中均, “モノポールアンテナによる $\mu 10$ の動作特性,” in 平成 18 年度宇宙輸送シンポジウム, No. 298–301, 2007.
- [39] S. Ido, Y. Ishida, and K. Hijikata, “Measurements of plasma controlled by compressed magnetic field magnetron sputtering technique,” *Japanese journal of applied physics*, Vol. 32, No. 5R, p. 2112, 1993.
- [40] K. Nakamura, Y. Nakagawa, H. Koizumi, and Y. Takao, “Numerical analysis of a miniature microwave-discharge ion thruster using water as the propellant,” *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 61, No. 4, pp. 152–159, 2018.
- [41] Y. Tani, K. Nishiyama, D. Koda, and H. Kuninaka, “Performance enhancement of microwave discharge ion thruster $\mu 10$,” in *35th International Electric Propulsion Conference*, No. IEPC-2017-457, 2017.
- [42] D. H. Mundy, “Factors affecting the beam divergence of a t5 ion engine,” in *International Electric Propulsion Conference*, 1997, pp. 1997–095.
- [43] M. Sangregorio, K. Xie, N. Wang, N. Guo, and Z. Zhang, “Ion engine grids: Function, main parameters, issues, configurations, geometries, materials and fabrication methods,” *Chinese Journal of Aeronautics*, 2018.
- [44] 雨宮宏 and 坂本雄一, “プローブ法による低温プラズマの診断,” *真空*, Vol. 28, No. 4, pp. 177–192, 1985.
- [45] 雨宮宏, 和田元, 豊田浩孝, 中村圭二, 安藤晃, 上原和也, 小山孝一郎, 酒井道, and 橘邦英, “プローブ計測の基礎から応用まで,” *プラズマ・核融合学会誌*, Vol. 81, No. 7, pp. 482–525, 2005.
- [46] D. L. Brown, M. L. Walker, J. Szabo, W. Huang, and J. E. Foster, “Recommended practice for use of faraday probes in electric propulsion testing,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 33, No. 3, pp. 582–613, 2016.
- [47] R. B. Lobbia and B. E. Beal, “Recommended practice for use of langmuir probes in electric propulsion testing,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 33, No. 3, pp. 566–581, 2017.
- [48] T. Sheridan, “How big is a small langmuir probe?” *Physics of Plasmas*, Vol. 7, No. 7, pp. 3084–3088, 2000.
- [49] I. Funaki, H. Kuninaka, and K. Toki, “Plasma characterization of a 10-cm diameter microwave discharge ion thruster,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 20, No. 4, pp. 718–727, 2004.
- [50] M. Usui, K. Nishiyama, and H. Kuninaka, “Analytical model on ion production in microwave discharge plasma source,” in *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2007, p. 5291.
- [51] 山下裕介, “レーザ分光と数値モデルを用いたマイクロ波放電式プラズマ源に関する研究,” Master’s thesis, 2019.
- [52] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, 2005.
- [53] B. Pritychenko, S. Mughaghab, and A. Sonzogni, “Calculations of maxwellian-averaged cross sections and astrophysical reaction rates using the endf/b-vii. 0, jeff-3.1, jendl-3.3, and endf/b-vi. 8 evaluated nuclear reaction data libraries,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, Vol. 96, No. 6, pp. 645–748, 2010.
- [54] N. Itagaki, Y. Ueda, N. Ishii, and Y. Kawai, “Production of low-electron-temperature electron cyclotron resonance plasma using nitrogen gas in the mirror magnetic field,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 40, No. 4R, p. 2489, 2001.
- [55] 石川順三, “荷電粒子ビーム工学”. コロナ社, 2001.
- [56] 清水裕介, “マイクロ波放電式イオンスラスタの高比推力化に向けたグリッドシステムに関する研究,” Master’s thesis, 2019.
- [57] R. Geller, *Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas*. CRC Press, 1996.
- [58] 豊田康裕, 西山和孝, and 國中均, “フラットベッドスキナーによる平板 C/C グリッドの孔径分布計測,” in 平成 19 年度宇宙輸送シンポジウム, 2007.
- [59] R. Shastry, R. R. Hofer, B. M. Reid, and A. D. Gallimore, “Method for analyzing $e \times b$ probe spectra from hall thruster plumes,” *Review of Scientific Instruments*, Vol. 80, No. 6, p. 063502, 2009.