

東京大学 大学院新領域創成科学研究科  
基盤科学研究系  
先端エネルギー工学専攻

令和元年度

修士論文

永久磁石を用いた電磁誘導加速型無電極推進機における推力の  
静磁場依存性

2020年1月28日提出  
指導教員 小泉 宏之 准教授

47186076 龍野 瑛

# 目次

<b>第1章 緒言</b> .....	<b>8</b>
1.1 研究背景 .....	8
1.2 電気推進の加速原理と大電力化 .....	8
1.3 電磁加速型無電極推進機 .....	12
1.4 RIPAL の先行研究と研究目的 .....	19
<b>第2章 実験装置</b> .....	<b>20</b>
2.1 概要 .....	20
2.2 真空装置 .....	21
2.3 実験モデル .....	23
2.4 プラズマ生成及び加速用コイルとその電力源 .....	25
2.5 二次元分布測定装置 .....	34
2.6 定常推力測定装置 .....	41
<b>第3章 実験方法</b> .....	<b>44</b>
3.1 電子密度・温度二次元分布測定 .....	44
3.2 定常加速実験 .....	48
3.3 水平ターゲットの較正と推力評価方法 .....	50
3.4 実験条件 .....	51
<b>第4章 実験結果</b> .....	<b>60</b>
4.1 静磁場二次元分布測定結果 .....	60
4.2 電子密度・温度二次元分布測定結果 .....	65
4.3 推力測定結果 .....	74
<b>第5章 議論と考察</b> .....	<b>77</b>
5.1 静磁場二次元分布測定に関して .....	77
5.2 電子密度・温度二次元分布測定に関して .....	79
5.3 推力測定結果に関して .....	85
5.4 理論的なローレンツ力の算出 .....	85
5.5 理論的な圧力勾配の算出 .....	99
5.6 理論的なローレンツ力及び圧力勾配と実験値の比較 .....	99
<b>第6章 結論</b> .....	<b>103</b>
<b>参考文献</b> .....	<b>104</b>
<b>謝辞</b> .....	<b>110</b>

# 図目次

図 1.1. イオンスラスタの機構図 [2].	9
図 1.2. ホールスラスタの機構図 [2].	10
図 1.3. LMD と実験装置のスキマティック図 [40].	12
図 1.4. RMF が作る磁場分布 [40].	13
図 1.5. REF 加速法における電子の軌道 [45].	13
図 1.6. HPT の構造と磁力線 [47].	14
図 1.7. VASIMR 実験室モデルの概要図 [55].	15
図 1.8. PIT の概要図 [56].	16
図 1.9. FARAD の概要図 [56].	17
図 1.10. RIPAL の電磁加速の概念図.	17
図 2.1. 実験装置全体図.	19
図 2.2. MERCO チャンバと真空装置.	20
図 2.3. 真空ポンプ, バルブ, 推進剤供給ラインのダイアグラム.	21
図 2.4. 圧力計モニター. 左がピラニ圧力計で右が熱陰極タイプ真空計.	21
図 2.5. 実験モデルの断面図.	22
図 2.6. フランジに取り付けられた実験モデルの外観.	23
図 2.7. 推進剤導入用の穴があいたセラミックプレート.	23
図 2.8. マスフローコントローラの外観.	24
図 2.9. ガラス管に巻いたプラズマ生成用コイル.	25
図 2.10. プラズマ生成用コイルを実験モデルに組み込んだ様子.	26
図 2.11. 生成用電源の等価回路.	26
図 2.12. プラズマ生成用高周波電源の外観.	27
図 2.13. 整合回路の内部.	28
図 2.14. ベクトルネットワークアナライザー : Anritsu MS2026C 100 kHz - 6 GHz.	28
図 2.15. プラズマ加速用コイルの外観.	29
図 2.16. プラズマ加速用電源の外観.	30
図 2.17. 加速用電源の等価回路.	31
図 2.18. 加速用電源整合回路の外観 (キャパシタ).	31
図 2.19. 加速用電源整合回路の外観 (コイル).	32
図 2.20. 非接触電流計 (Rogowski Coil) : Pearson, Model101.	32
図 2.21. プラズマ二次元分布測定装置のシステムダイアグラム.	34
図 2.22. ダブルプローブの外観.	34
図 2.23. ダブルプローブの先端の様子.	35
図 2.24. バイポーラ電源 : MATSUSADA Precision Inc. Model PZDE-0.3B.	35
図 2.25. ファンクションジェネレータ : RIGOL, DS-1022.	36

図 2.26. アナログ電圧ロガー：NI-DAQ6009. ....	36
図 2.27. 絶縁アンプの回路図. ....	37
図 2.28. 2 軸リニアアクチュエーターに取り付けられたダブルプローブ. ....	38
図 2.29. 作成したホールプローブの外観. ....	38
図 2.30. ロガー：GRAPHTEC GL820. ....	39
図 2.31. リニアアクチュエーターのコントローラー：SURUGA, DS102. ....	39
図 2.32. 水平型ターゲット振り子の外観. ....	40
図 2.33. 変位計：Omron, Z4D-F04A. ....	41
図 2.34. 水平型ターゲット振り子の較正装置の外観. ....	42
図 3.1. 二次元分布測定におけるプローブの軌道.....	43
図 3.2. ダブルプローブ法で用いる回路とプローブ特性 [77]. ....	44
図 3.3. I-V 曲線のフィッティング例. ....	47
図 3.4. 定常加速時での水平型ターゲット振り子による推力測定の時間履歴. ....	48
図 3.5. LCR メーター：IM3536. ....	49
図 3.6. ステージを動かしたときのターゲット変位の時間履歴. ....	50
図 3.7. 磁石配置図 ( $rz$ 平面). ....	52
図 3.8. 磁石配置図 ( $r\theta$ 平面). ....	52
図 3.9. 各静磁場条件の磁石配置と磁力線. ....	53
図 3.10. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 変動磁場の位相の $-\pi/2$ に対してプロットした. ....	54
図 3.11. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 変動磁場の位相の $-\pi/4$ に対してプロットした. ....	55
図 3.12. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 変動磁場の位相の $0$ に対してプロットした. ....	56
図 3.13. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 変動磁場の位相の $\pi/4$ に対してプロットした. ....	57
図 3.14. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 変動磁場の位相の $\pi/2$ に対してプロットした. ....	58
図 4.1. 周方向磁石配置と測定面 A. ....	59
図 4.2. ホールプローブで測定した静磁場の $B_z$ 二次元分布. ....	60
図 4.3. ホールプローブで測定した静磁場の $B_r$ 二次元分布. ....	61
図 4.4. ホールプローブで測定した静磁場の $B_\theta$ 二次元分布. ....	62
図 4.5. ホールプローブで測定した静磁場の $ B $ 二次元分布. ....	63
図 4.6. ダブルプローブによる電子密度二次元分布測定結果. 流量 5 sccm. ....	65
図 4.7. ダブルプローブによる電子密度二次元分布測定結果. 流量 10 sccm. ....	66
図 4.8. ダブルプローブによる電子密度二次元分布測定結果. 流量 15 sccm. ....	67
図 4.9. ダブルプローブによる電子密度二次元分布測定結果. 流量 20 sccm. ....	68
図 4.10. ダブルプローブによる電子温度二次元分布測定結果. 流量 5 sccm. ....	69
図 4.11. ダブルプローブによる電子温度二次元分布測定結果. 流量 10 sccm. ....	70
図 4.12. ダブルプローブによる電子温度二次元分布測定結果. 流量 15 sccm. ....	71
図 4.13. ダブルプローブによる電子温度二次元分布測定結果. 流量 20 sccm. ....	72
図 4.14. 各静磁場条件ごとの推力測定結果. ....	74

図 4.15. 各流量条件ごとの推力測定結果. ....	75
図 5.1. ホールプローブで測定した静磁場と FEMM で計算した静磁場の比較. ....	77
図 5.2. プラズマ損失面積をパラメータとしたときのグローバルモデル計算結果. ....	83
図 5.3. 中性粒子密度をパラメータとしたときのグローバルモデル計算結果. ....	83
図 5.4. 周方向電場分布. 流量 5 sccm. ....	90
図 5.5. 周方向電場分布. 流量 10 sccm. ....	91
図 5.6. 周方向電場分布. 流量 15 sccm. ....	92
図 5.7. 周方向電場分布. 流量 20 sccm. ....	93
図 5.8. ホールパラメータ分布. 流量 5 sccm. ....	94
図 5.9. ホールパラメータ分布. 流量 10 sccm. ....	95
図 5.10. ホールパラメータ分布. 流量 15 sccm. ....	96
図 5.11. ホールパラメータ分布. 流量 20 sccm. ....	97
図 5.12. 全投入電力 900 W 時の理論的なローレンツ力の計算値. ....	99
図 5.13. 全投入電力 400 W 時の理論的な圧力勾配の計算値. ....	100
図 5.14. 全投入電力 400 W のときの理論的な圧力勾配の計算値と実験による測定値の比較. ....	101
図 5.15. 全投入電力 900 W のときの理論的なローレンツ力の計算値と実験による測定値の比較. ....	101

# 表目次

表 2.1. プラズマ生成用高周波電源の仕様. ....	28
表 2.2. プラズマ加速用高周波電源の仕様. ....	31
表 2.3. 変位計の仕様. ....	42
表 3.1. 設定した静磁場条件. ....	52
表 3.2. 各静磁場条件に対する流量. ....	52
表 4.1. 静磁場二次元分布測定の実験条件. ....	60
表 4.2. 電子密度温度分布測定の実験条件. ....	65
表 4.3. 推力測定の実験条件. ....	74
表 5.1. グローバルモデル計算に用いた物理量. ....	83

# 第 1 章

## 緒言

### 1.1 研究背景

世界初の人工衛星である Sputnik 1 号が 1957 年に打ち上げられて以降、多くの人工衛星が深宇宙探査へと挑戦してきた。2019 年に NASA は、人類初の有人月面着陸を達成した Apollo 計画に対して、ギリシャ神話において Apollo の双子である月の女神の名を冠した Artemis 計画を発表した [1]。この計画では 2024 年までに男女の宇宙飛行士を月に送るほか、民間企業や他国との連携で 2028 年までに持続的な月探査を確立、その後火星に宇宙飛行士を送ることを目標としている。

このような深宇宙探査ミッションを行う上で必要となってくるのが、高推力かつ高比推力の推進機である。推進機は一般に化学推進と電気推進に大別される [2]。化学推進は化学エネルギーを運動エネルギーに変換する内燃機関であるため、原理的に排気速度に限界がある。一方、電気推進は原理的に高排気速度を達成することができるため、高比推力である。高比推力であることは限られた推進剤質量で大きな  $\Delta V$  を出すことにつながるため、深宇宙探査に適している。

国際宇宙探査協働グループ (ISECG) は、2018 年 1 月に公表した宇宙探査計画である Global Exploration Roadmap 第 3 版 (GER3) において、有人火星探査を将来 (2035 - 2040 年頃) の目標に掲げ、実施の意義、実現への技術的道筋、実現に必要な宇宙システムなどを検討している [3]。そこでは、月・火星探査に向けて、10 - 100kW 級の電気推進機が必要とされている。ただし、既存の電気推進機はいずれも 1 kW - 5 kW であり、低推力 ( $\sim 0.1$  N) によるミッション長期化が懸念される [2]。そこで、高効率 ( $> 50\%$ ) の 100 kW 級大電力電気推進機を実用化することにより、ミッション長期化の問題が解決されると期待されている。次節以降で、どのタイプの電気推進機が大電力の要求を満たすことができるかを検討する。

### 1.2 電気推進の加速原理と大電力化

電気推進機の加速原理は電熱加速型、静電加速型、電磁加速型の 3 つに分類することができる。それぞれの加速方式の代表的なスラスタの原理と特徴を記し、大電力化に向けた課題を検討する。

#### 1.2.1 電熱加速型

- レジストジェットスラスタ

電気ヒーターからの熱伝導または輻射により推進剤を加熱し、ノズル等におけるガスの流体力学的な加速により推力を得る推進機である [2]。化学ポテンシャルに関係なく、推進剤を 2000 K 以上に加熱することが可能である。また高電圧を必要とせず構造が簡素であるため、小型衛星に搭載されることも多い。CubeSat 用に水を使用したレジストジェットの提案と開発も行われている [4]。しかし、推進剤に与えられた熱エネ

ルギーが運動エネルギーに変換されず，分子の振動や回転に変換される凍結流損失の影響が大きく，推進効率が静電加速型よりも低いことが課題である．大電力化を行った際にも一定割合で凍結流損失によりエネルギーが失われてしまうことが課題になる．

- アークジェットスラスタ

推進剤がアーク放電によって加熱され，分子振動励起，解離や電子が進行し，高エンタルピー気体が生成される．高エンタルピー気体がノズルを通して膨張する際に，推進剤が得た熱エネルギーが運動エネルギーに変換されることによって加速され，高速流となって排気される [2]．アーク放電の電流が 1 kA 以上になると，放電電流と放電電流により誘起される磁場との干渉で発生するローレンツ力が増加し，電磁加速が支配的になる．これを主な加速方式として推進剤を加速する推進機は MPD スラスタと呼ばれる．レジストジェットスラスタと同様に，投入電力の一部が凍結流損失として失われることが課題である．これに加えて，大電力化などさらに電流が増加することでアーク放電による電極部分の摩耗が生じることも課題である．

- 高周波プラズマスラスタ

放電部において高周波プラズマを放電させることで推進剤を加熱し，ノズルから排気することで推力を得る [5][6]．レジストジェットスラスタやアークジェットスラスタと同様，凍結流損失によって推進効率が低下することが大電力化に向けた課題である．

## 1.2.2 静電加速型

- イオンスラスタ

アーク放電やマイクロ波等で推進剤を加熱，電離させることによりプラズマを生成し，2枚または3枚の多孔状の電極に 1000-2000V の高電圧を印加してイオンを加速する静電加速型の推進機である．図 1.1 に機構図を示す．推力生成までの物理過程は，プラズマ生成，イオンビーム引き出し，イオンビーム中和の三段階に大別される [2][7]．プラズマ生成には直流放電型やマイクロ波放電型などがあり，前者は Deep Space One[8] や Dawn[9][10]，後者ははやぶさ [11][12] やはやぶさ 2[13][14]，PROCYON[15] などに搭載された．

大電力化への課題として，イオンスラスタには空間電荷制限電流則からくる推力密度の制限がある [2]．距離が  $l$  離れた 2 枚の電極間に電位差  $V_0$  が印加されているとき，正電荷  $e$ ，質量  $m_i$  の正イオンの動きを考えると，電極間の電流密度  $j_{CL}$  は以下のようにかける．

$$j_{CL} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_0^{3/2}}{l^2} \quad (1.1)$$

これは Child-Langmuir の式と呼ばれ，電極間電場  $E_0$  は  $0 \leq E_0 \leq \frac{V_0}{l}$  であるので， $j_{CL}$  を大きくすると  $E_0$  は小さくなり，極限では  $E_0 = 0$  となる．このときの電流を空間電荷制限電流という．ここで  $\epsilon_0$  は真空の誘電率である．他にも大電力化の際には，中和器の大型化も必要になることや，グリッドに高エネルギー粒子が衝突することによる電極損耗も課題である [16][17]．



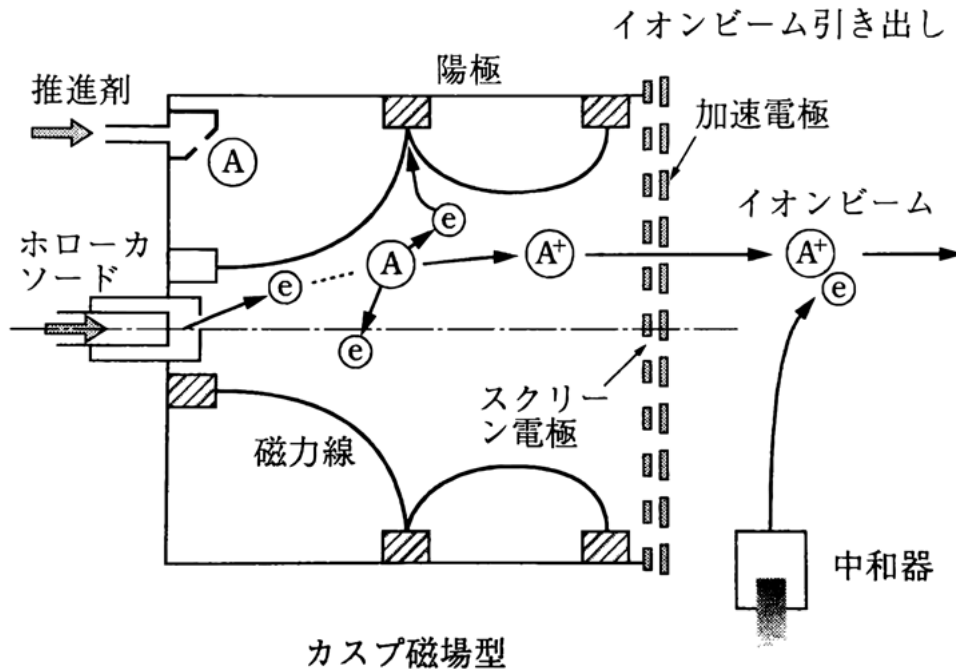


図 1.1. イオンスラスタの機構図 [2].

- ホールスラスタ

円環上のプラズマ加速部に、半径方向の外部磁場と軸方向電場によって周方向のホール電流を誘起する。図 1.2 に機構図を示す。このホール電流と外部磁場の相互作用によって加速を行う推進機である。加速部において

$$\Omega_H \gg 1 \quad (1.2)$$

$$r_{ce} \ll l \ll r_{ci} \quad (1.3)$$

$$l \ll \lambda_m \quad (1.4)$$

という条件が満たされると、電子のみが周方向にドリフトして周方向電流が発生し、イオンは磁場の影響をほとんど受けずに電場に加速される状態ができる。ここで  $\Omega_H$  はホールパラメータ、 $r_{ce}$  と  $r_{ci}$  は電子とイオンのラーマー半径、 $l$  は加速部の代表長さ、 $\lambda_m$  はイオンの平均自由行程を表す。軸方向電場を  $E$ 、磁束密度  $B$  を、電子密度を  $n_e$  とすると、ドリフトによって生じるホール電流密度  $j$  は

$$j = en_e \frac{E}{B} \quad (1.5)$$

となる。これによるローレンツ力は

$$F = jB = en_e E \quad (1.6)$$

であり、電磁加速型とも静電加速型ともいえる推進機となっている。

ホールスラスタはマグネティックレイヤー型、アノードレイヤー型、シリンダリカルホールスラスタに分類できる。マグネティックレイヤー型は、加速チャンネル内でイオン生成が十分行われるようにチャンネル長をチャンネル幅より長くするのが特徴である [2]。A. I. Morozov によって開発された SPT シリーズが代表

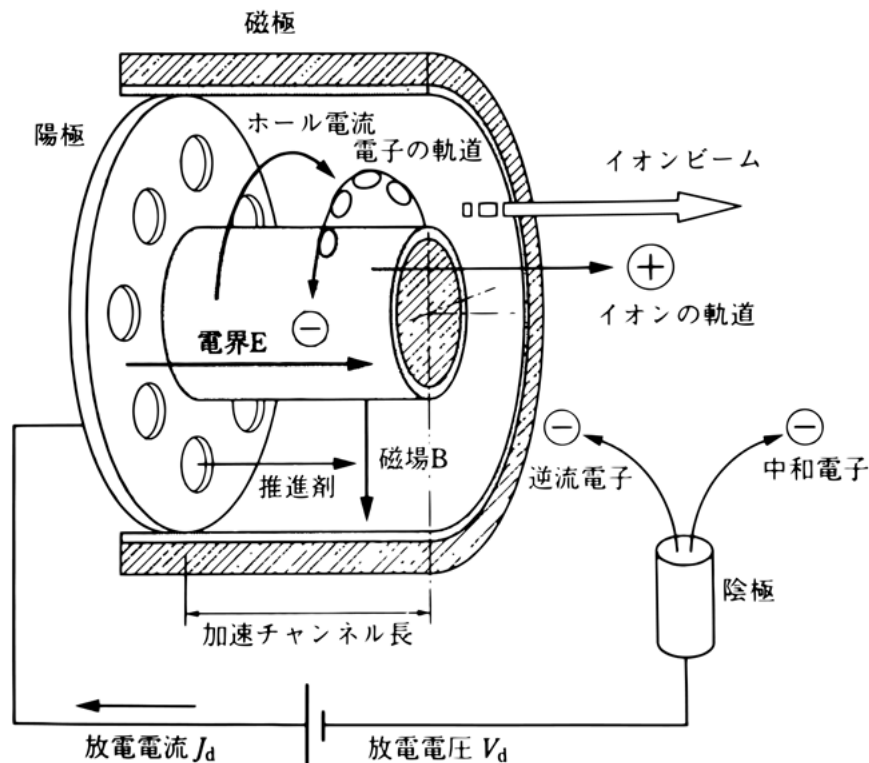


図 1.2. ホールスラスタの機構図 [2].

的であり、現在のホールスラスタの大部分はこのタイプである [18]。アノードレイヤー型は、プラズマの加速チャンネル壁面への損失量が少なくなるように、チャンネル長さがチャンネル幅より短くするのが特徴である [2]。電極損耗が少ないため、マグネティックレイヤーよりも寿命が長い。同じパワーレベルでもマグネティックレイヤー型に比べてサイズが小さく、衛星搭載で利点があるが、安定な作動範囲が狭いという欠点もある。A. V. Zharinov によって開発された TAL シリーズが代表的である [19]。シリンダリカルホールスラスタは、円環状断面部と円形断面部からなり、ノズル型磁場形状と絶縁壁面を持つことが特徴である。マグネティックレイヤーより壁面損失を減らすことができる [7][20]。

大電力化に向けて 50 kW のスラスタの地上試験も行われている [21] が、電極損耗 [22][23] やカソードの大電流化 [24][25] などの課題がある。

### 1.2.3 電磁加速型

電磁加速型のスラスタはその特徴を整理するために、電極の有無で分類する。

#### 電極を持つ推進機

- MPD スラスタ

アークジェットスラスタと同様の同軸電極構造を持つが、放電電流と放電電圧によって誘起された磁場との干渉によって発生するローレンツ力を主に利用して加速する。アークジェットスラスタとイオンスラスタの中間性能を持ち、その比推力は 1000 - 6000 秒と広範囲であり、推進効率は 10 - 50% 程度である [2]。再

使用型人工衛星である SFU においてヒドラジンを推進剤とする MPD スラスタが使用されるなど、軌道作動の実績がある [26]。大電力化へ向けた課題としては凍結流損失と電極損耗が挙げられる。

- PPT

固体の推進剤表面上で電極によるパルス放電を起こし、推進剤を昇華させて一部をプラズマ化する。このプラズマの広がりによって短絡した電極によって主放電が形成され、推進剤がさらに昇華する。昇華した推進剤の一部は気体力学的な加速され、一部はプラズマ化して主放電電流と自己誘起磁場によるローレンツ力によって加速される。推進剤にテフロンなどの固体推進剤を用いることができるため、他の推進機と異なり、タンク、配管、シール、バルブ等が不要となり、コンパクトで軽量の推進装置となる。大電力化する際には、推進効率の低さ、キャパシタバンクの大型化、電極損耗などが課題となる [2]。

### 電極を持たない推進機

電熱加速型および静電加速型の推進機は豊富な軌道作動実績を有しているが、大電力電気推進機を実現するには、電熱加速型では凍結流損失、静電加速型では電極損耗と中和器の大型化が課題であると述べてきた。また電磁加速型でも、電極を持つものは電極損耗が課題であると述べた。

電極を持たない電磁加速型推進機であれば、これらの課題を解決することができる。電熱加速型では投入電力は基本的に熱エネルギーという形をとるため、その一定割合が凍結流損失になってしまう。一方、静電加速型や電磁加速型では投入電力はプラズマ生成とプラズマ加速に分けることができ、プラズマ生成電力の一部は分子やイオンの振動・回転に使われるため凍結流損失となるが、プラズマ加速電力は電磁気的な仕事としてのみ作用する。大電力化した際にはプラズマ加速電力がプラズマ生成電力よりも支配的になるため、静電加速型や電磁加速型では凍結流損失の影響は小さくなる。また電極を持たない電磁加速型推進機は文字通り電極を持たず、さらにプラズマを準中性状態で排出するため、その他の推進機で課題となる電極損耗や中和器の大型化も解決できる。

電極を持たない電磁加速型推進機は静電加速型の電気推進機の推進効率と比較すると推進効率が低いものが多いが、VASIMR[27]-[32] や HPT[33][34] では 20% から 50% の推進効率が得られている。次節ではこれらを電流と磁場から分類する。

## 1.3 電磁加速型無電極推進機

電磁加速型無電極推進機はいずれもローレンツ力  $j \times B$  で加速されるが、 $B$  が静磁場か変動磁場かで分類することができる。それぞれの特徴を述べ、大電力化に適している推進機を検討する。

### 1.3.1 静磁場を用いるもの

ローレンツ力に静磁場を用いる推進機は、 $E \times B$  ドリフトや反磁性ドリフトなどの方法で周方向電流を発生させ、磁気ノズルの径方向静磁場とのローレンツ力でプラズマを加速する。

イオンスリップ電流と電子の慣性による電流の効果を無視した一般化オームの法則 [35]

$$en_e \eta \mathbf{j} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = en_e (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \nabla p \quad (1.7)$$

に対して、軸対称である、軸方向の電場と圧力勾配が無視できる、無衝突であるという仮定のもとで周方向電流  $j_\theta$  を解くと、

$$j_\theta = \frac{1}{en_e} \frac{E_r}{B} + \frac{1}{B} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.8)$$

となる。この第一項は  $E \times B$  に起因するホール電流であり、第二項は径方向の圧力勾配に起因する反磁性電流である。磁気ノズルを用いるこれらの推進機は無電極推進機の中では高い性能が確認されているが、静磁場からのプラズマのデタッチメントを確認するために、軌道上実証や壁面が無視できる程度の大きな真空チャンバでの実験が必要となることが課題である。

#### • HEAT (Helicon Electrodeless Advanced Thruster) Project

HEAT は高密度ヘリコンプラズマ ( $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) を利用した無電極推進機の研究開発プロジェクトである。このプロジェクトでは、ヘリコン源単独加速法、RMF 加速法、REF 加速法、 $m=0$  加速法などが研究されている [36]-[38]。

ヘリコン源単独加速法は、高軸方向磁場中で生成されたヘリコンプラズマの下流で発散磁場を作り、反磁性電流と径方向磁場のローレンツ力でプラズマを加速する方式である。直径 3 cm のプラズマ源を用いた実験では、プラズマ生成電力  $\sim 1 \text{ kW}$ 、推進剤 Ar の条件で推力 3 - 5 mN、比推力  $\sim 200 \text{ s}$ 、推進剤利用効率  $\sim 30\%$  の結果を得ている。さらに、直径 10 cm のプラズマ源と永久磁石と電磁石を組み合わせた大口径プラズマ源 LMD (図 1.3 参照) を用いた実験では、投入電力  $\sim 3 \text{ kW}$  推進剤 Xe の条件において、推力 41 mN、推力電力比 16 mN/kW の結果を得ている [36]。

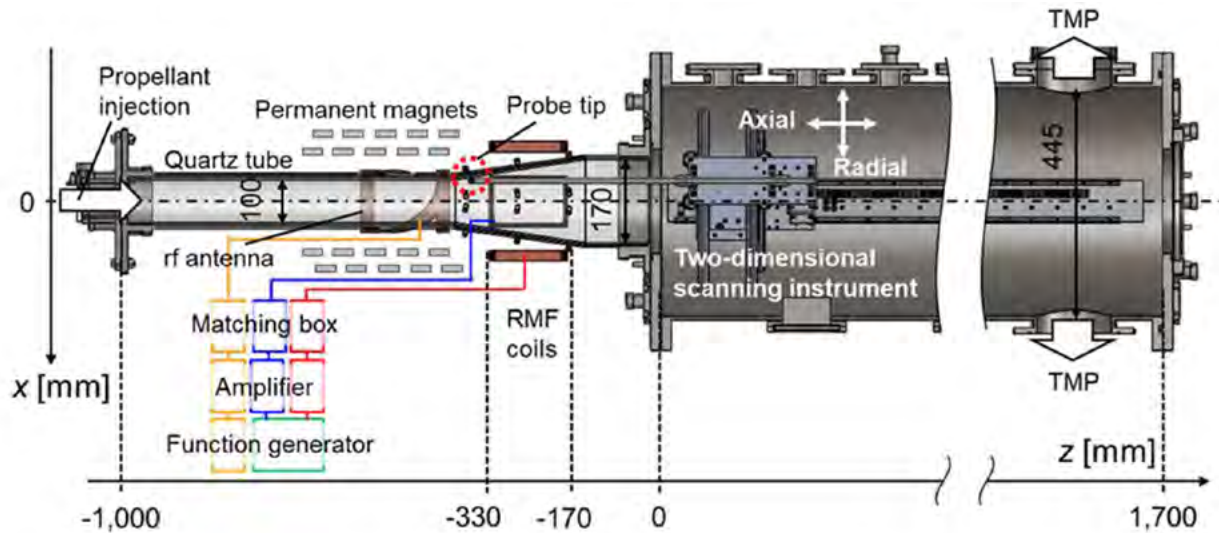


図 1.3. LMD と実験装置のスキマティック図 [40].

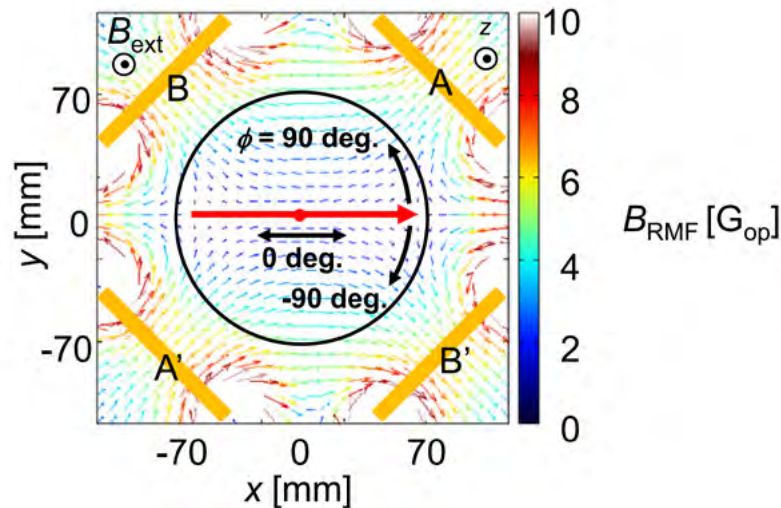


図 1.4. RMF が作る磁場分布 [40].

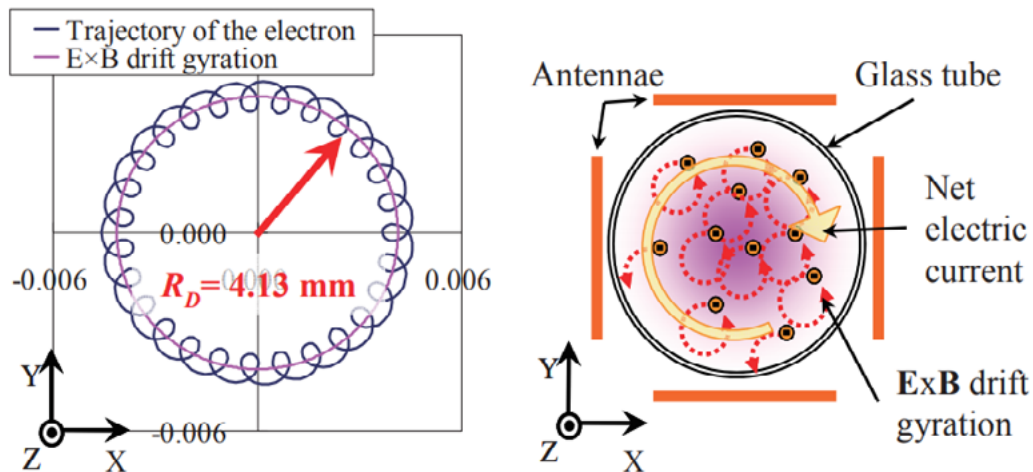


図 1.5. REF 加速法における電子の軌道 [45].

RMF 加速法は、元々核融合分野でのコンパクトトラス Field Reversed Configuration (FRC) の装置において、平衡形成維持時間増加のための周方向電流駆動の概念を応用したものである [39]。高周波アンテナで生成された高密度プラズマに、2 セットの対向している加速用のコイル状アンテナで位相差  $\phi$  の AC 電流を印加する。これにより  $\phi = 90$  度の場合、誘起された周方向電流と外部径方向磁場による軸方向ローレンツ力が生じる。なお、 $\phi = -90$  度は減速、 $0$  度や  $180$  度では加速がなく単なる直線偏波の振動で加熱のみとなる [36][40]。磁場分布を図 1.4 に示す。マッハプローブや磁気プローブなどを用いて RMF がプラズマに与えるパラメータ変化の様子をとらえるほか、ターゲット型スラストスタンドを用いた推力測定等が行われている [41]。回転磁場のプラズマ中への浸透 [42] や、粒子通過時間と印加周波数、電磁力の粒子間への印加構造が重要であると指摘されている [43]。

REF 加速法は、高周波アンテナで生成された高密度プラズマに回転電場をかけることで、電子がローカルに  $E \times B$  で回転し、径方向の密度差によって周方向電流が誘起される。この周方向電流と外部径方向磁場

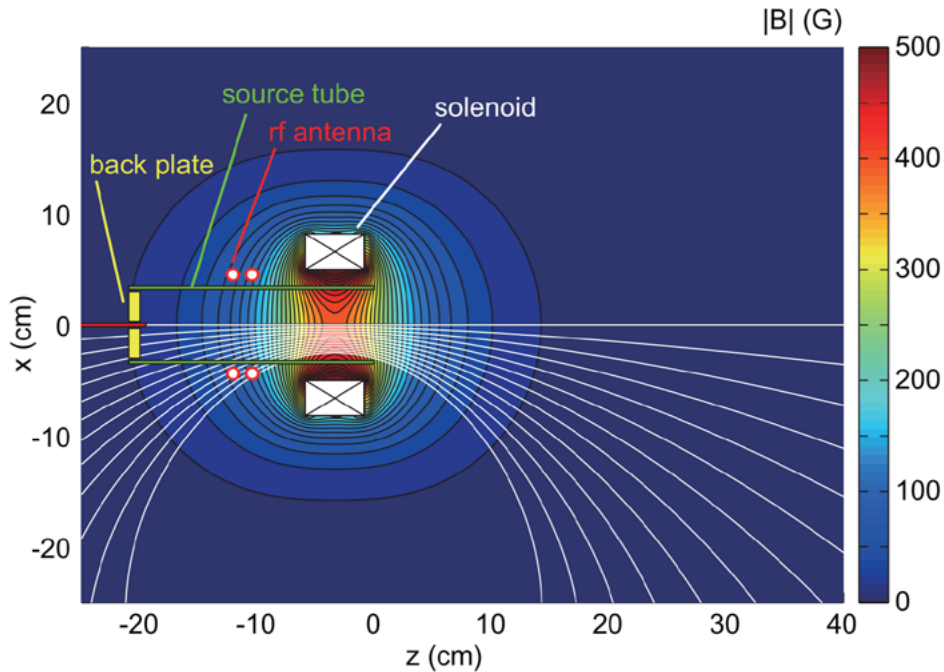


図 1.6. HPT の構造と磁力線 [47].

とのローレンツ力によって加速される．回転電場は，プラズマ周辺に置いた電極群（アンテナ）に電圧の位相を変えて AC を印加することによって作られている [36]．電子の軌道を図 1.5 に示す．マッハプローブでの流速測定とフラックスから実験的に推力の算出を行い，PIC 計算 [45] との比較などを行われた [44]．その結果，計算より実験で得られた推力が小さかった．その原因は，電場がヘリコンプラズマへ十分に浸透しなかったためであると考えられている．

$m = 0$  加速法は， $m = 0$  コイルアンテナを用いた加速法である．ここで  $m$  は周方向のモードを表している． $m = 0$  コイルはプラズマ生成部の下流域で絶縁管に巻き付けられ，軸方向に変動磁場を発生する．この変動磁場はプラズマの周方向電流を誘起し，外部静磁場との相互作用によって生成されるローレンツ力によって加速される．発散磁場下の内径 2 cm の石英管に，20 A の電流を印加する実験が行われた．加速現象を打ち消す衝突効果を軽減させるため，中性粒子圧力を下げ，永久磁石による  $B_r$  の増強（ローレンツ力の増加），増強した電源を用いたコイル電流の増加等において実験を行う必要があるとされている [36]．

#### • HPT (Helicon Plasma Thruster)

Takahashi らによって研究されている，ヘリコンプラズマを用いた磁気ノズルスラスタである．図 1.6 に HPT の構造と磁力線を示す．ソレノイドコイルが作る磁場の強さを変えたときの推力を，底面，側面，コイルに分解して測定したところ，底面と側面にかかる力はソレノイドコイルが作る磁場の強さに対してあまり変化しないが，コイルにかかる力  $T_B$  は増加していたことがわかった [46]．コイルにかかる力を発生させる周方向電流の構成要素を調べたところ，ソレノイドコイルが作る磁場を強くしていくほど，ホール電流の寄与は小さくなり，反磁性電流が支配的となることがわかった [47]．

また，磁気プローブによる磁場測定を行い，高密度プラズマにより磁気ノズル中の発散磁場が軸方向に引き延ばされる現象を確認した [48]．さらに Langmuir probe によるイオン飽和電流測定とマッハプローブに

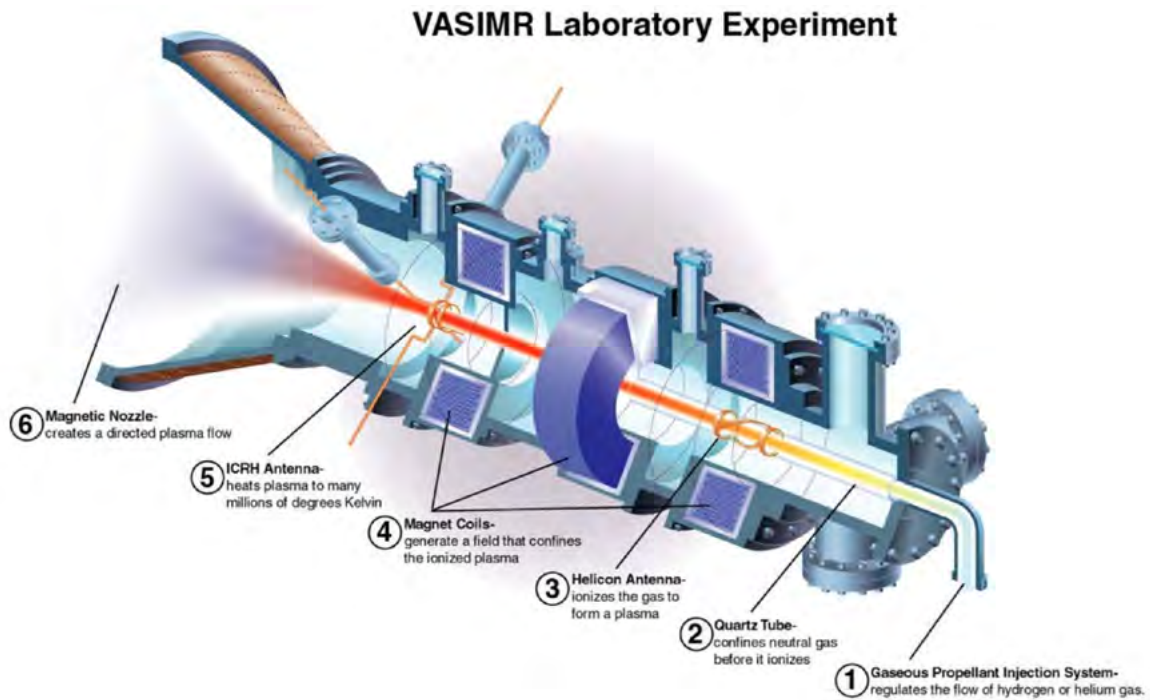


図 1.7. VASIMR 実験室モデルの概要図 [55].

よるイオンマッハ数測定の結果，発散磁場の伸長が生じる条件に関して，アルベンマッハ数（Alfvén Mach Number）が重要であるという可能性が示されている。

- VASIMR (Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket)

電磁加速と電熱加速のハイブリッドスラスタである。高密度プラズマをヘリコン波放電によって生成し、イオンサイクロトロン共鳴加熱により下流域における径方向運動エネルギーを増大させる。最終的に磁気ノズルで軸方向エネルギーへと変換することで推力を得ている。VASIMR ではプラズマ生成と再加熱が分離しているため、電力投入の調整により推力と比推力のバランスを制御することが可能である [49]-[53]。ヘリコンプラズマ生成電力 30 - 50 kW，ICRH 電力 200 kW という条件のもと、推力 5.7 N，比推力 5000 s，推進効率約 70% という性能が達成されている [54]。

### 1.3.2 変動磁場を用いるもの

- PIT (Pulsed Inductive Thruster)

PIT は 1960 年代からコンセプト実証等の研究が行われており，2000 年代からは数値計算も行われている。キャパシタが高電圧電源によって充電され，コイルの中心にある推進剤供給ポートからコイル表面に中性ガスが導入，平面コイルを放電することで中性ガスがプラズマとなる。コイルによって生成される変動磁場，プラズマに誘起された誘導電流の相互作用によって生じるローレンツ力によってプラズマが加速される。[56]-[59]。図 1.8 に概要図を示す。

PIT のプラズマ加速性能で重要なのはプラズマ内での電流シートの形成であり，特に均一な電流シートが

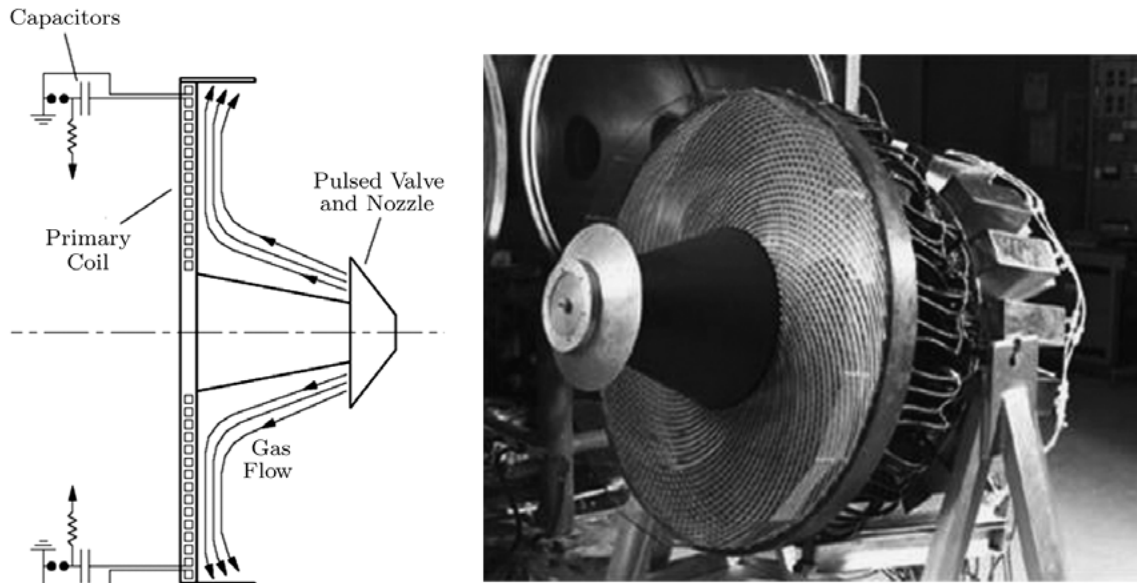


図 1.8. PIT の概要図 [56].

形成される場合 PIT の性能は向上する．均一な電流シートの形成は，加速コイル電流の急速な上昇と均一な中性粒子密度によって達成される．PIT MK シリーズは高い推進効率を達成しており，特に PIT MK Va は推進剤  $\text{NH}_3$  で 50%以上の推進効率を達成している [57]．PIT の大電力化の課題として，キャパシタバンクの巨大化によって衛星への搭載が難しくなることが挙げられる．

- FARAD (Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge)

FARAD は PIT と似た形状の加速用コイルを持つ．PIT と異なる部分はプラズマ生成部とプラズマ加速部を分けており，プラズマ生成部に RF コイルを取り付けていることである．プラズマ放電にキャパシタを用いないことで，PIT よりも小さな放電電力・電圧での作動を可能としている [60]-[63]．図 1.9 に概要図を示す．

Choueiri らは，プラズマ生成電力 1.2 kW，キャパシタ容量 39.2 F，キャパシタ充電電圧 2 kV の実験条件下で，磁気プローブを使用して約  $1 \text{ MA/m}^2$  の誘導電流を測定した．磁気プローブ測定では，プラズマ加速によって生成された電流シートの軸方向速度は  $12 \text{ km/s}$  であったが，高速度カメラによる測定では軸方向速度は  $4.6 \text{ km/s}$  であった [62][63]．

Hallock らはコニカル形状のプラズマ加速用コイルを搭載した CTP-FARAD (Conical-Theta-Pinch FARAD) を用いて，磁気プローブによる誘導電流測定などを行った．このとき測定された電流シートの軸方向移動速度は  $7.1 \text{ km/s}$  であった [64]．



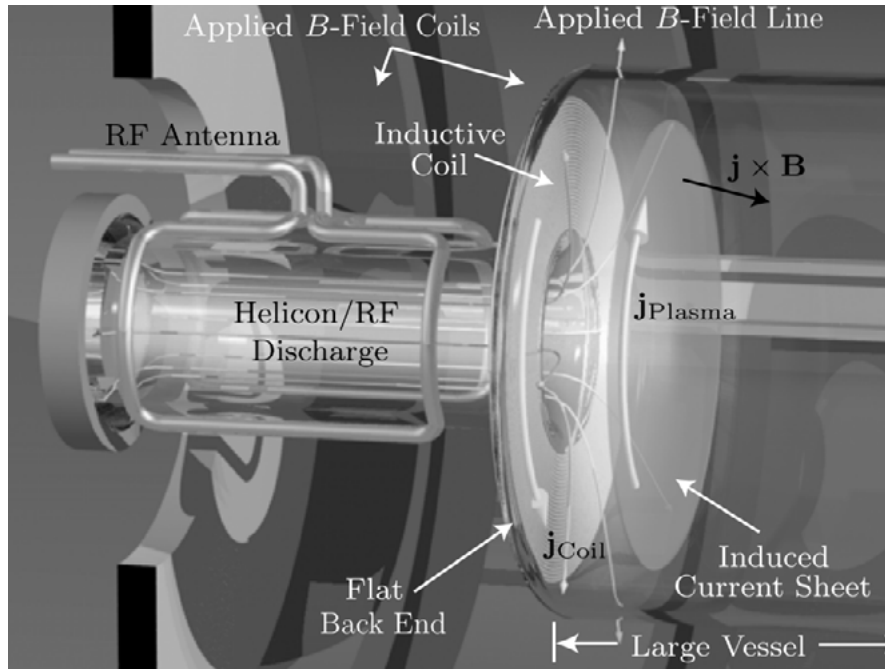


図 1.9. FARAD の概要図 [56].

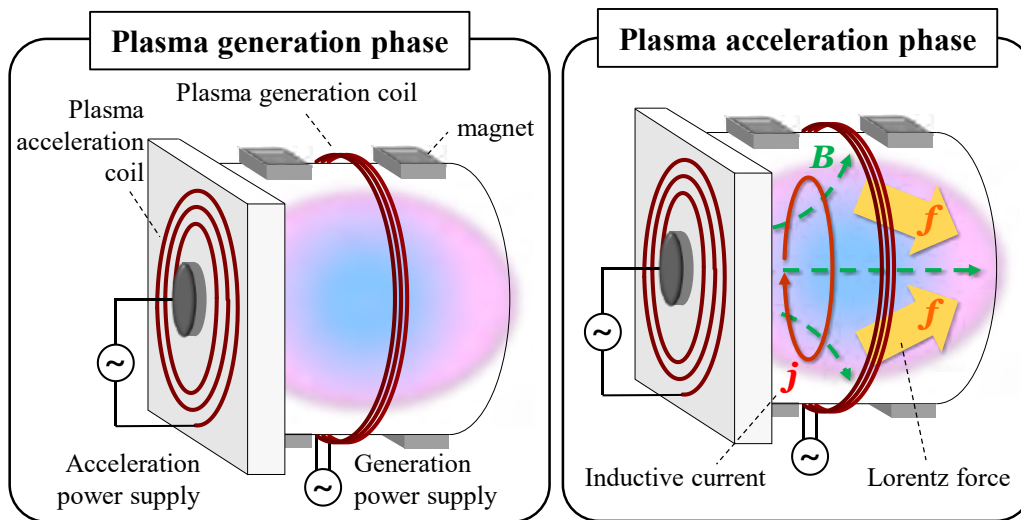


図 1.10. RIPAL の電磁加速の概念図.

- RIPAL (Radio-frequency Inductive Plasma Accelerator with Low aspect ratio plasma)

RIPAL は Yaginuma らによって提案された、プラズマ生成用コイルとプラズマ加速用コイルの2つコイル持つ、無電極の電磁加速型電気推進機である。円筒形状の絶縁管内で、プラズマ生成用コイルを用いて RF プラズマを生成し、そのプラズマに対してプラズマ加速用コイルで変動磁場を印加することで、誘起された周方向電流と径方向磁場のローレンツ力を発生させ、加速を行う [65]-[70]。RIPAL の電磁加速の概念図を図 1.10 に示す。

無電極でプラズマ放電を維持するためには加熱機構が必要であり、RIPAL は高周波プラズマを利用している。高周波プラズマは印加周波数が数百 kHz から数十 MHz の電磁波によって加熱され、加熱機構の特徴が

ら CCP (Capacitively Coupled Plasma), ICP (Inductively Coupled Plasma), ヘリコン波プラズマ (Helicon Wave Plasma) に分類される [72][73]. RIPAL では ICP が想定されている.

大電力化に関しては, 電極損耗や大電流の中和器開発の問題がなく, また変動磁場を用いた電磁誘導加速であることから, 静磁場を用いた推進機で課題となっているプラズマの静磁場からのデタッチメントの課題を解決できる. さらに, RF 放電を行うため PIT で課題となるキャパシタバンクの巨大化はなく, プラズマ生成部と加速部が一体となっているため, FARAD のように生成部と加速部の間でプラズマが損失することもない. このように, RIPAL は大電力化により適したプラズマ源とプラズマ加速機構の組み合わせを有しているといえる.

## 1.4 RIPAL の先行研究と研究目的

以上の議論で, Yaginuma らが提案した RIPAL が大電力化に適した推進機であることが示された. この RIPAL に対して, 以下の研究が行われている. Sekine らは, 3D B-dot probe を用いて周方向電流測定を行った. キャパシタにためた高電圧を放電させ加速用コイルに最大  $\sim 150$  A のパルス電流を印加したとき, プラズマ中に  $\sim 3$  kA/m<sup>2</sup> の周方向誘導電流が流れていることを確認した. また Langmuir probe によるイオン飽和電流測定で, 底面に永久磁石を取り付けたとき, イオン飽和電流のピークが下流に  $\sim 4.5$  km/s の速度で移動していることがわかった. これにより, 超音速イオン流の存在が示唆されている [69]. Yaginuma らによって, RIPAL のプラズマ加速の定式化と推力項のオーダー評価が行われ, また定常加速実験によって推力変化特性が明らかにされた. 定常加速実験とは加速用コイルに数百 kHz の電流  $\sim 50$  A を定常的に流して加速を行うことで, 放電管の径が大きく, 長さが短いほうが推力電力比が高い傾向にあるということのほか, 推力電力比が最大となる周波数があるということが確認された [71].

現状, 定常加速において最適な作動条件は見つかっておらず, 特にプラズマ加速にとって重要な磁場分布が推力に与える影響は未だ調査されていない. RIPAL における磁場とは, 加速用コイルが作る変動磁場と, 永久磁石が作る静磁場のことであり, 変動磁場のうち軸方向磁場は周方向電流の誘起を引き起こし, 径方向磁場は軸方向ローレンツ力の発生に使われる. 静磁場はプラズマを閉じ込めることによって電子密度の向上につながるだけでなく, その径方向成分は変動磁場と同様, 軸方向ローレンツ力の発生に使われる. 変動磁場によって引き起こされる周方向電流の分布等は 3D B-dot probe の測定によって明らかになっているため, 本研究では静磁場に注目する. 異なる永久磁石の組み合わせによって作られる静磁場条件において, 電子密度分布測定と推力測定を行い, 推力の静磁場依存性を実験的に明らかにする. またプラズマが受けるローレンツ力及び圧力勾配の項を定式化し, 理論的なローレンツ力と圧力勾配の算出及び実験値との比較を行う.

## 第2章

# 実験装置

### 2.1 概要

実験装置の全体図を図 2.1 に示す。実験は全て真空チャンバ横のフランジに取り付けられた実験モデルを用いて行われた。使用した実験装置を、「2.2 真空装置」、「2.3 実験モデル」、「2.4 プラズマ生成及び加速用コイルとその電力源」に分けて説明する。また、使用した実験ごとの測定装置は「2.5 二次元分布測定装置」、「2.6 定常推力測定装置」に分けられる。本研究で行われた実験は共通した実験装置を使用しており、測定対象物によって使用する測定装置が異なっている。

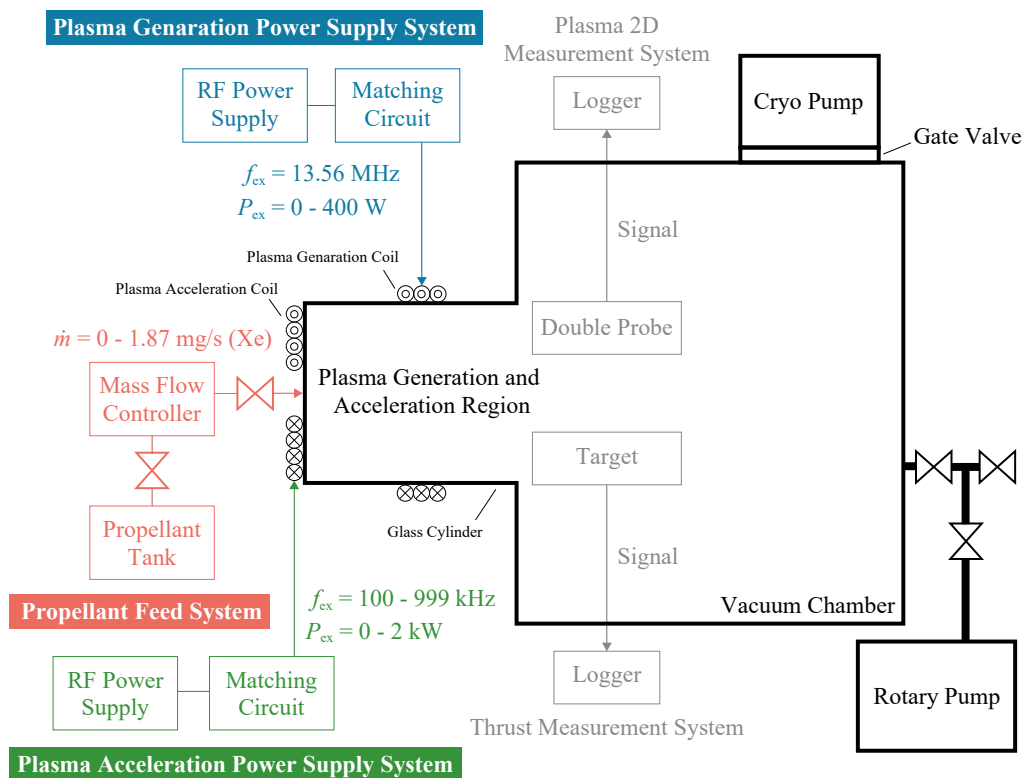


図 2.1. 実験装置全体図。真空チャンバにロータリーポンプ、クライオポンプ、実験モデルが取り付けられ、実験モデルには生成用電力システム、加速用電力システム、推進剤供給システムが導入されている。実験の種類によって、ダブルプローブや変位計の信号線が真空チャンバからロガーに出力される。

## 2.2 真空装置

本研究では  $\phi 1.4$  m, 長さ 3 m のステンレス製の真空チャンバ (MELCO チャンバ) を使用した。推進機の実験モデルは真空チャンバ側面のフランジに取り付けられ, その周りにプラズマ生成とプラズマ加速に関する実験装置を取り付けて実験を行った。

MELCO チャンバと真空装置の全体図と, 真空引き用ポンプの接続をそれぞれ図 2.2, 図 2.3 に示す。真空引きポンプには, 粗挽き用に排気量 500 l/s ( $N_2$ ) 大亜真空製品: KRP-3000 ロータリーポンプを使用し, 高真空引き用に排気量 10,000 l/s ( $N_2$ ) ULVAC 製品番: U-20P クライオポンプ (クライオポンプ A) を使用した。真空チャンバ内の圧力 (背圧) はピラニ真空計 (大亜真空製 PSG-1) と電離真空計 (アネルバ製 M-431HG) により測定し, 図 2.4 に示す表示器で圧力を確認した。

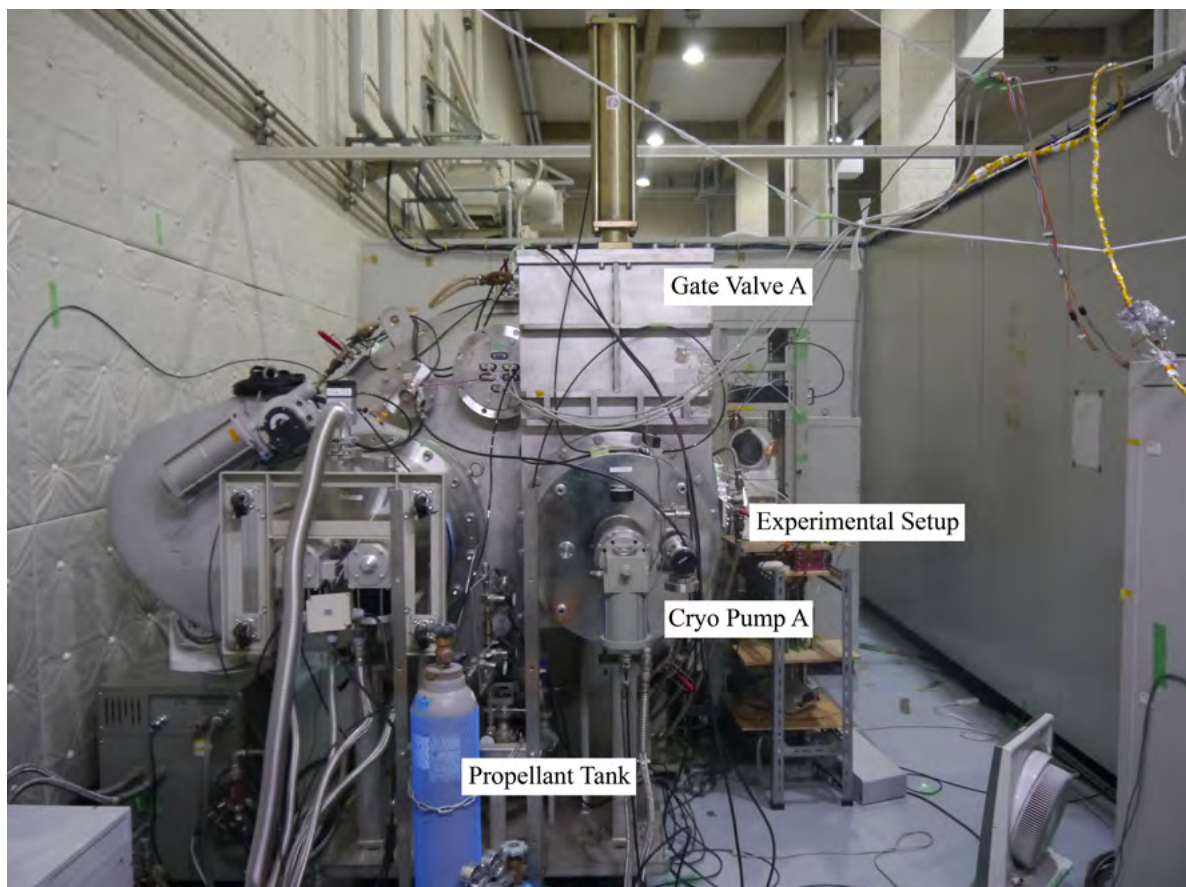


図 2.2. MELCO チャンバと真空装置。

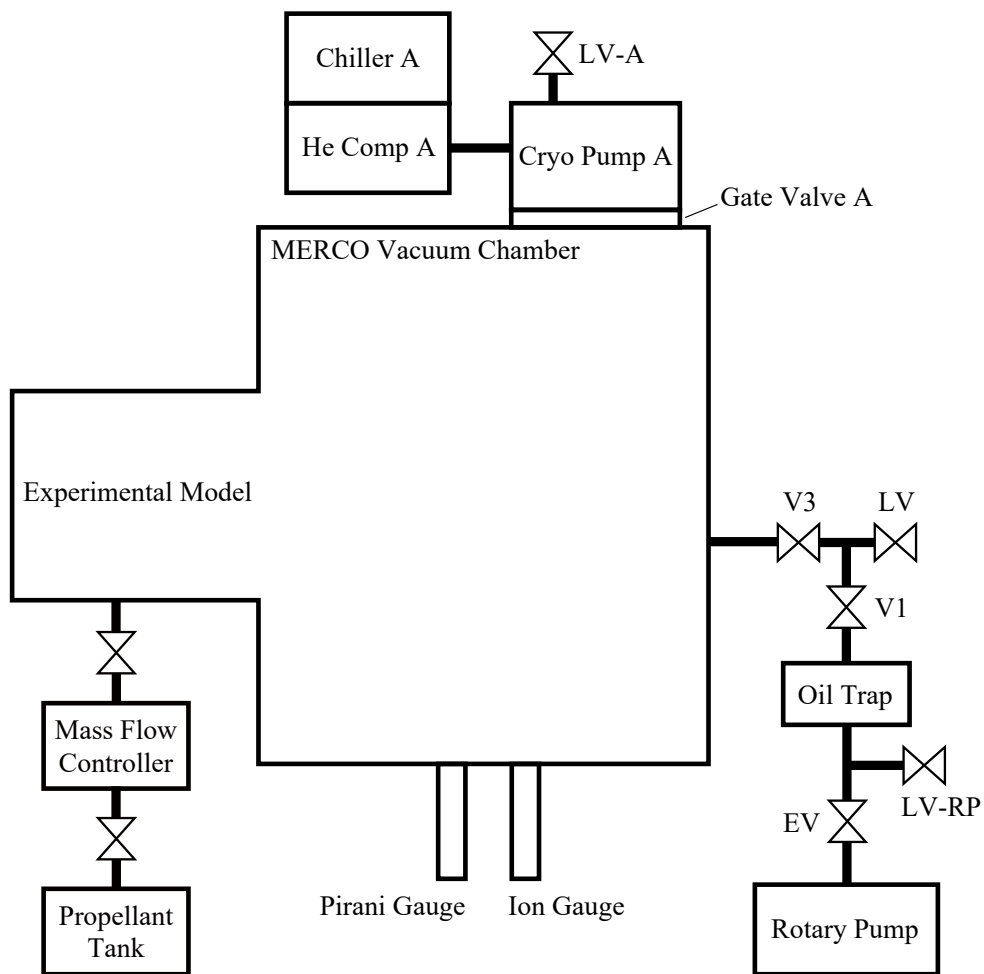


図 2.3. 真空ポンプ、バルブ、推進剤供給ラインのダイアグラム.



図 2.4. 圧力計モニター。左がピラニ圧力計で右が熱陰極タイプ真空計.

## 2.3 実験モデル

推進機の実験モデルは円筒形状のガラス管、テフロン治具、セラミック板によって構成されている。実験モデル構成の断面図、実験モデルの外観をそれぞれ図 2.5、図 2.6 に示す。実験モデルは真空チャンバの側面フランジに取り付けられており、その周囲に生成用コイル・加速用コイル・永久磁石を適宜配置し、バックプレート (図 2.7) から推進剤を供給することで実験を行っている。

推進剤供給系は推進剤タンクと MFC (マスフローコントローラー) と複数のバルブからなる。MFC には KOFLOC 製 Model 3660 を使用した。熱巻線式の MFC は内部のヒーターとその前後の作動流体の温度差から流量を決定しており、流体の熱伝導率によって実流量値は変化する。使用した MFC の較正は Xe で行われている (図 2.8)。実験では、MFC 表示器で流量設定を行ったのち、下流バルブを操作して実験モデルへの推進剤供給を行う。

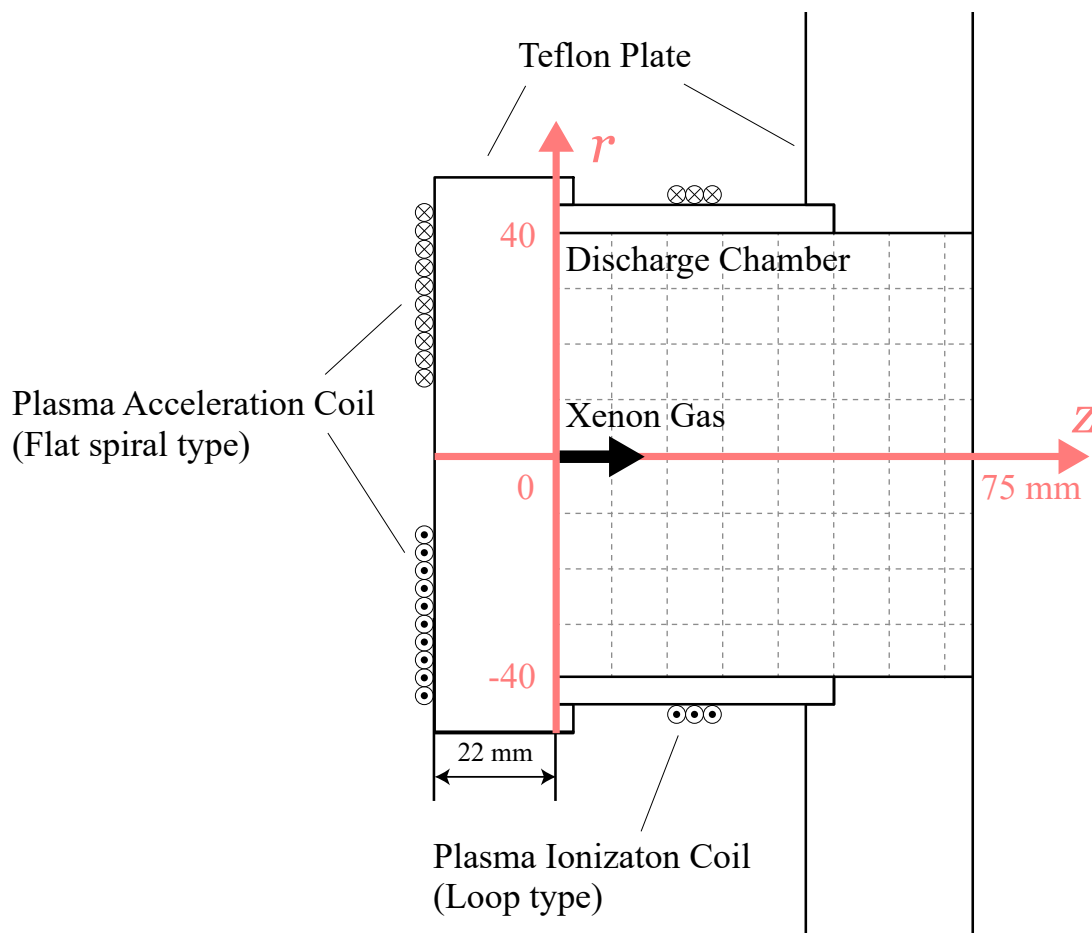


図 2.5. 実験モデルの断面図.

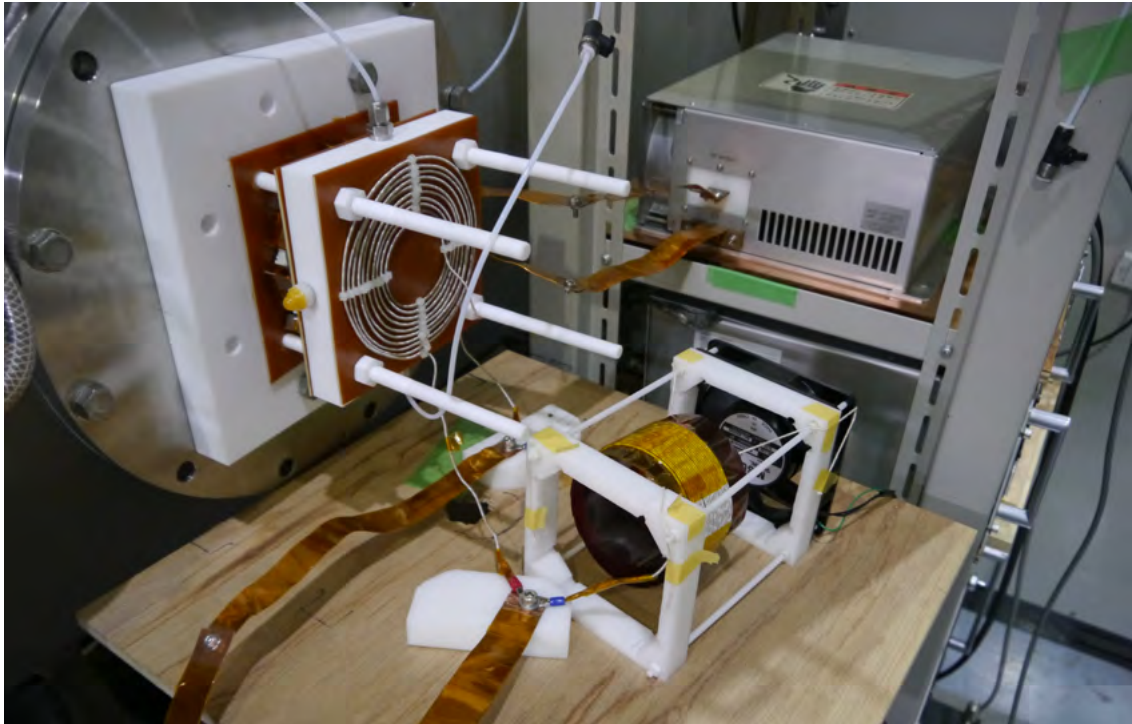


図 2.6. フランジに取り付けられた実験モデルの外観.

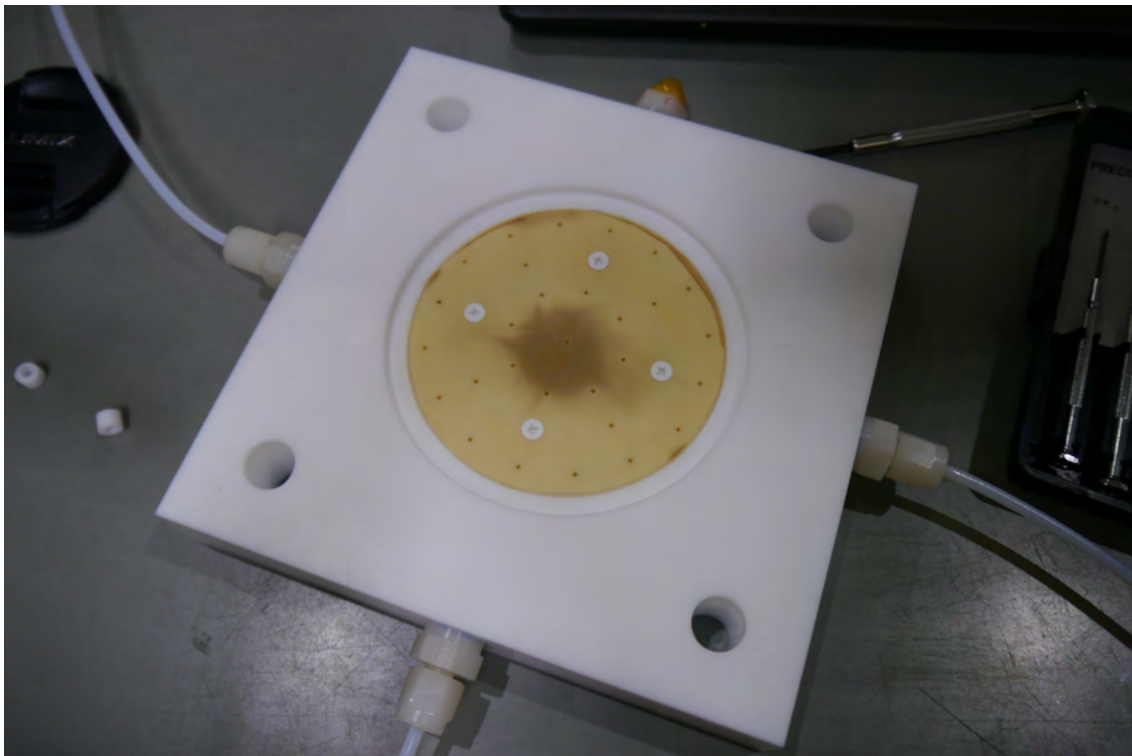


図 2.7. 推進剤導入用の穴があいたセラミックプレート.

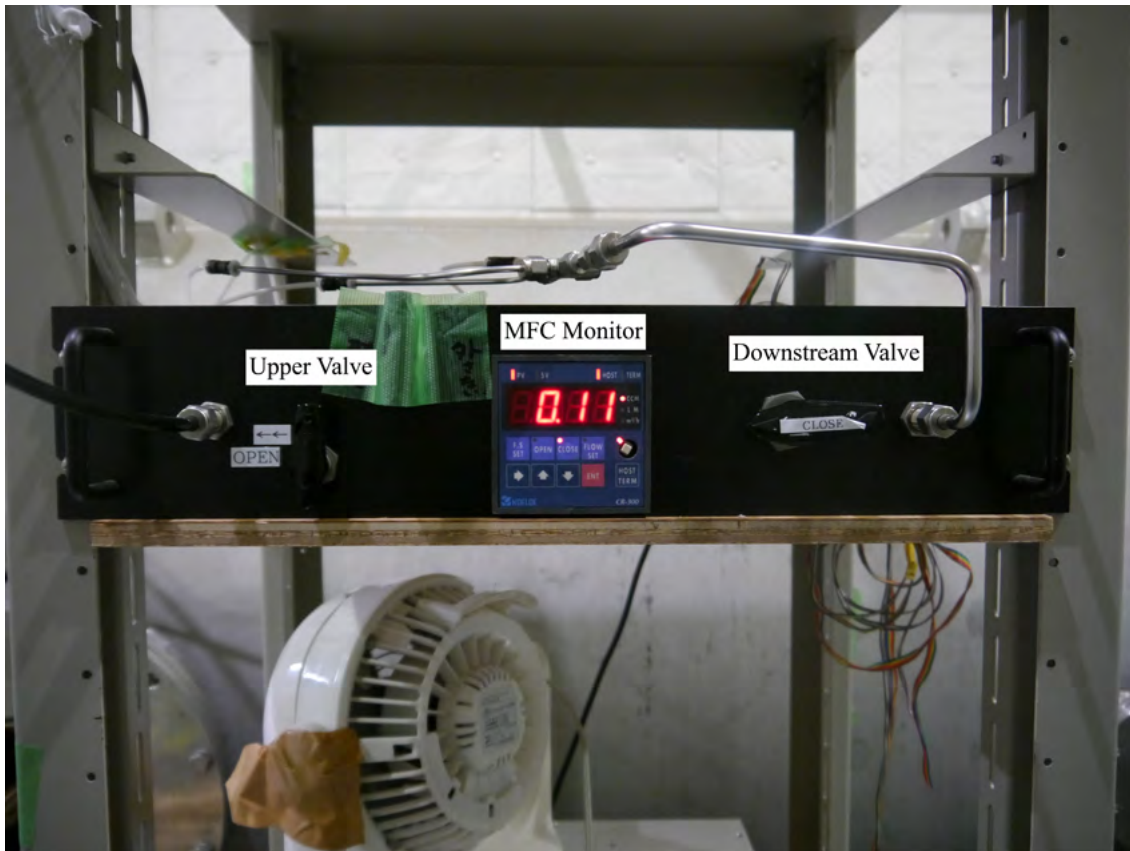


図 2.8. マスフローコントローラの外観.

## 2.4 プラズマ生成及び加速用コイルとその電力源

プラズマ生成用コイルと加速用コイルはどちらも整合回路を通して高周波電源に接続されている。プラズマ生成用コイルへ電力を印加しながら推進剤を実験モデルへ供給することにより、実験モデル内に高周波プラズマを生成することができる。そこへプラズマ加速用コイルで電力を印加することで、プラズマを加速することができる。

### 2.4.1 プラズマ生成用コイルと電力源

プラズマ生成用コイルは3巻のループタイプ形状で、2 mm の銅単線によって構成されている。プラズマに触れているガラス管が非常に熱くなるため、ガラス管と生成用コイルの間に厚さ 2 mm のセラミックスパiserを挟んでいる。図 2.9, 図 2.10 に外観を示す。

プラズマ生成用高周波電源はサムウェイ製品番 T161-5613HA を使用した。印加周波数は 13.56 MHz, 最大出力電力は 400 W で、出力電力は 1 W 刻みで調整できる。特性インピーダンスは 50  $\Omega$  である。プラズマ生成用高周波電源の諸元を表 2.1 にまとめる。生成用コイルと高周波電源の間にはインピーダンスマッチ



ング用の整合器を接続した。整合器は2つの可変コンデンサと1つの可変インダクタから構成されている。整合器では、高周波電源の出力から見て生成用コイルのインピーダンスが $50\ \Omega$ になるように可変コンデンサと可変インダクタを調整している。特に、プラズマ生成用高周波電源は、自動インピーダンス・マッチングの機能が搭載されている。プラズマ有無やプラズマ状態によって負荷インピーダンスは変化するが、電源に内蔵されたセンサによって整合器の可変コンデンサにフィードバックをかけ、電源への反射電力を0に近づける。

プラズマ生成コイルを新たに取り付けた(取り替えた)際には、高周波電源のRF:ONの前に、予めインピーダンスマッチングをとる必要がある。ベクトルネットワーク・アナライザ(図2.14)を用いて、整合器入り口から負荷インピーダンスのS11を測定する。このときは主に可変インダクタンスの調整を行う。

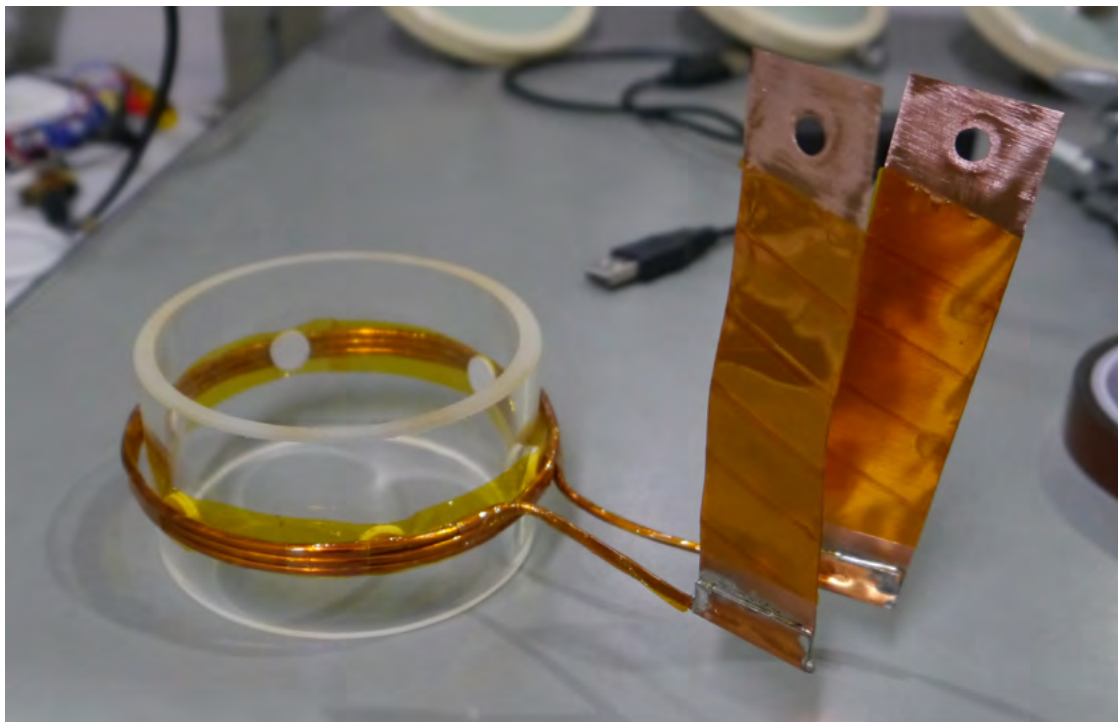


図 2.9. ガラス管に巻いたプラズマ生成用コイル。

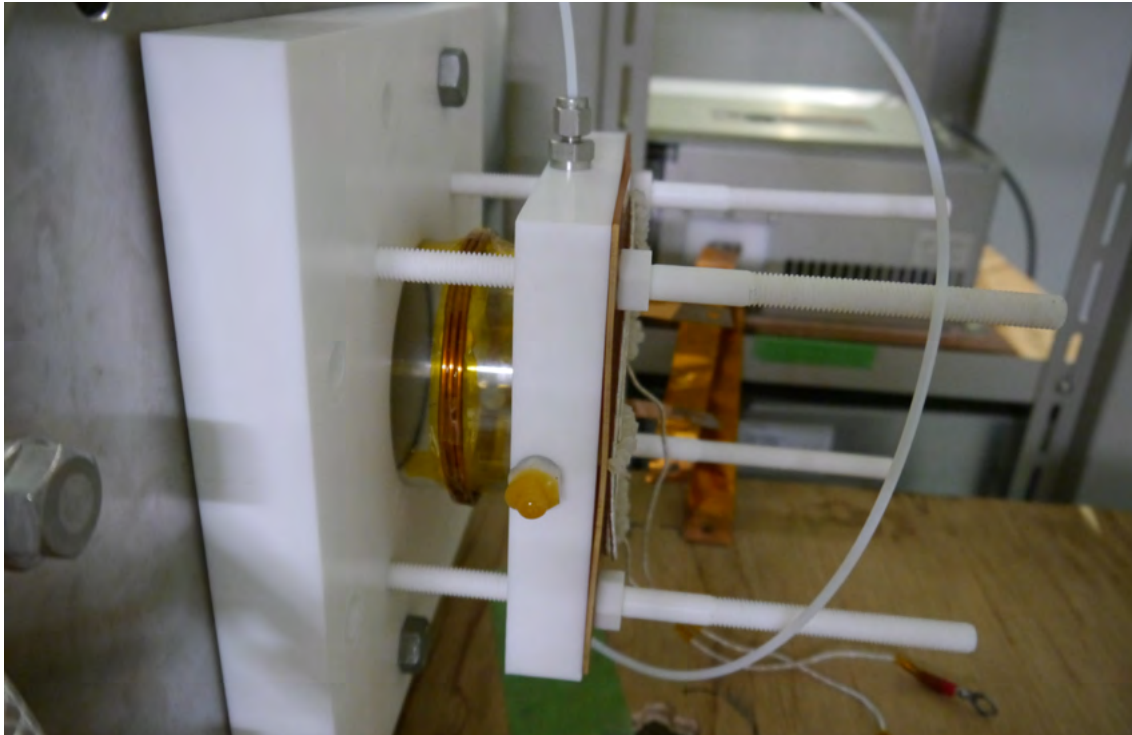


図 2.10. プラズマ生成用コイルを実験モデルに組み込んだ様子.

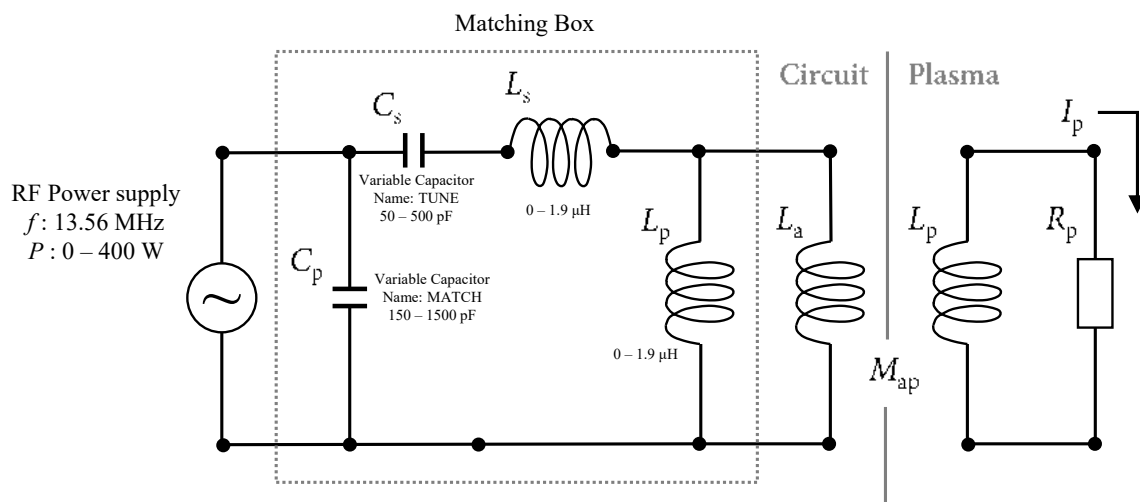


図 2.11. 生成用電源の等価回路.

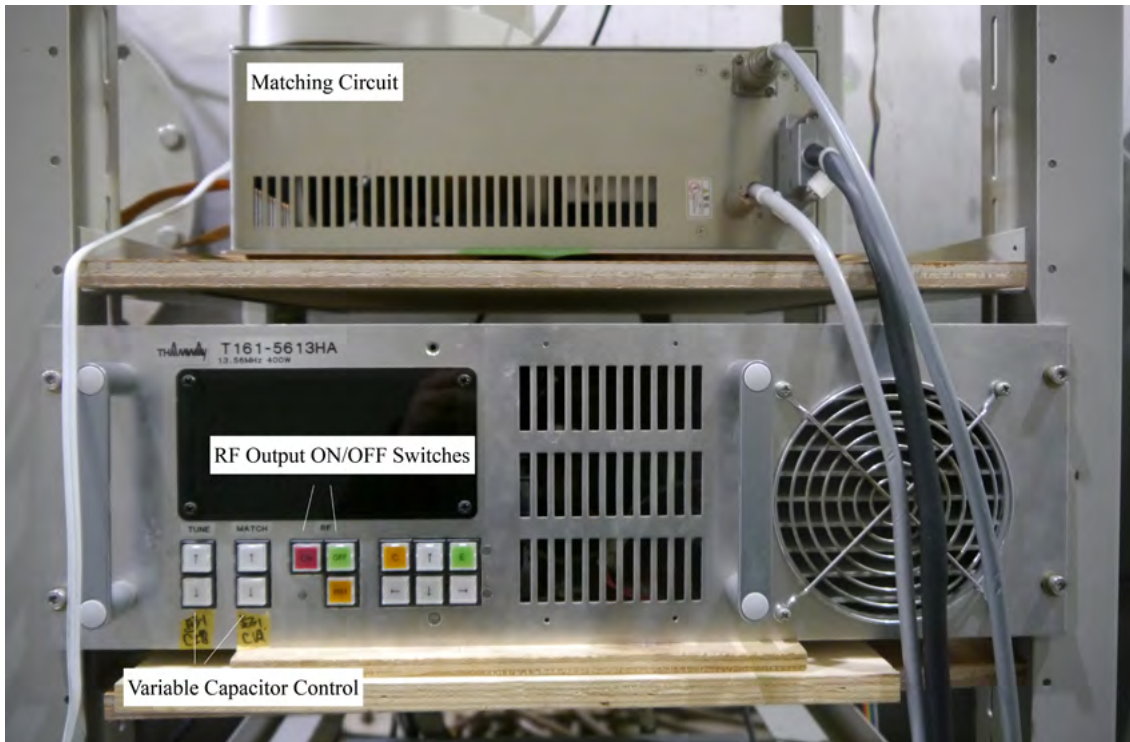


図 2.12. プラズマ生成用高周波電源の外観.

表 2.1. プラズマ生成用高周波電源の仕様.

	Specification
Output Frequency	13.56 MHz
Output Impedance	50 $\Omega$
Output Power Range	0 W - 400 W
Output Power Change Pitch	1 W
Method of Impedance Matching	AUTO or MANUAL
External Control	available

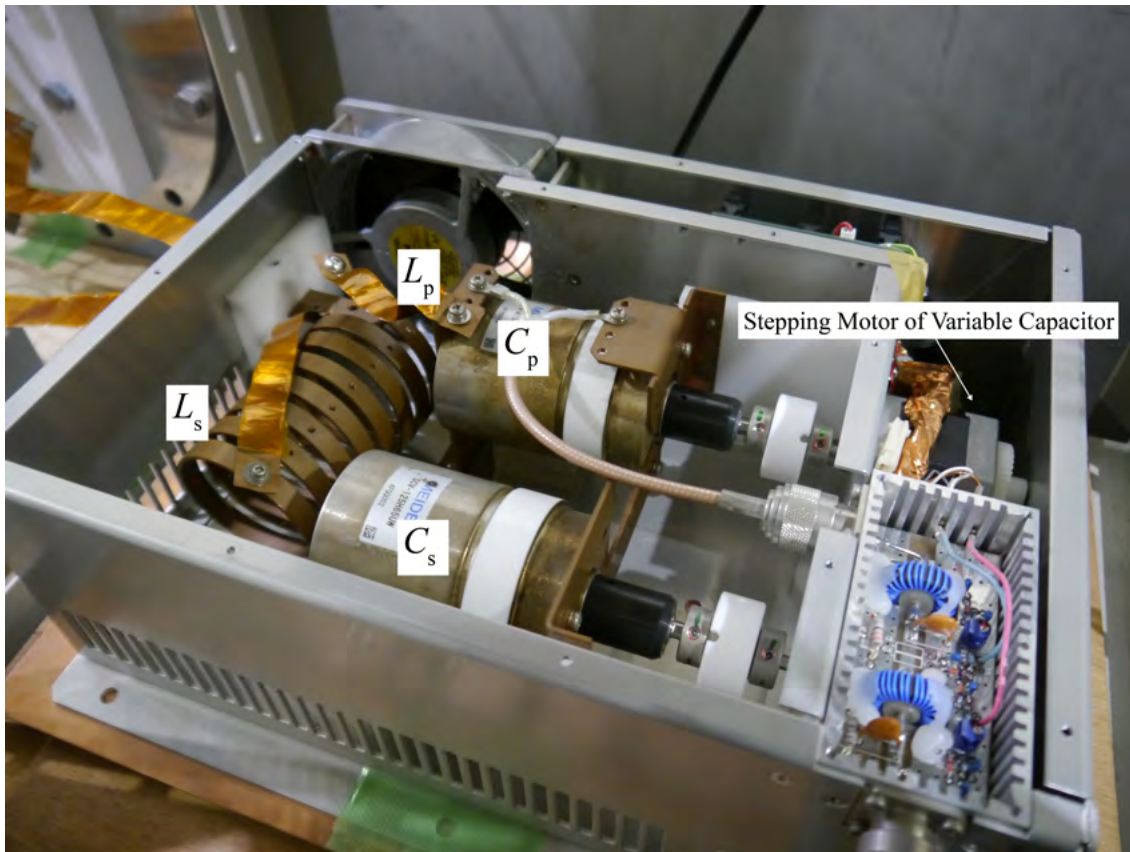


図 2.13. 整合回路の内部.



図 2.14. ベクトルネットワークアナライザ：Anritsu MS2026C 100 kHz - 6 GHz.

## 2.4.2 プラズマ加速用コイルと電力源

定常加速実験で使用した加速用コイルは 10 巻のフラットスパイラル形状で、リッツ線で構成されている (図 2.15)。リッツ線の素線径は 0.08 mm、素線数は 235 本である。リッツ線を使用することによって、高周波における加速用コイルの実抵抗値を単線使用のコイルよりも小さくすることができる。これにより実験中の発熱によるトラブルを防いでいる。

定常加速装置はプラズマ加速用高周波電源と整合回路からなる。加速用コイルは整合回路を介して加速用高周波電源へ接続され、定常な電力供給を受ける。プラズマ生成用高周波電源はサムウェイ製品番 T162-6323C を使用した (図 2.16)。周波数は 100 kHz - 999 kHz の範囲で 1 kHz ごとに可変で、最大出力電力は 2000 W である。プラズマ加速用高周波電源の諸元を表 2.2 にまとめる。加速用整合回路の回路図を図 2.17 に示す。整合回路は 3 つのキャパシタと 1 つのインダクタによって構成されている、実験時の外観を図 2.18、図 2.19 に示す。それぞれ容量が固定のキャパシタとインダクタで、最終的なインピーダンス・マッチングは、加速用高周波電源の設定周波数によって行われる。

加速用コイルに流れる電流は図 2.20 に示す非接触電流計を用いて計測した。

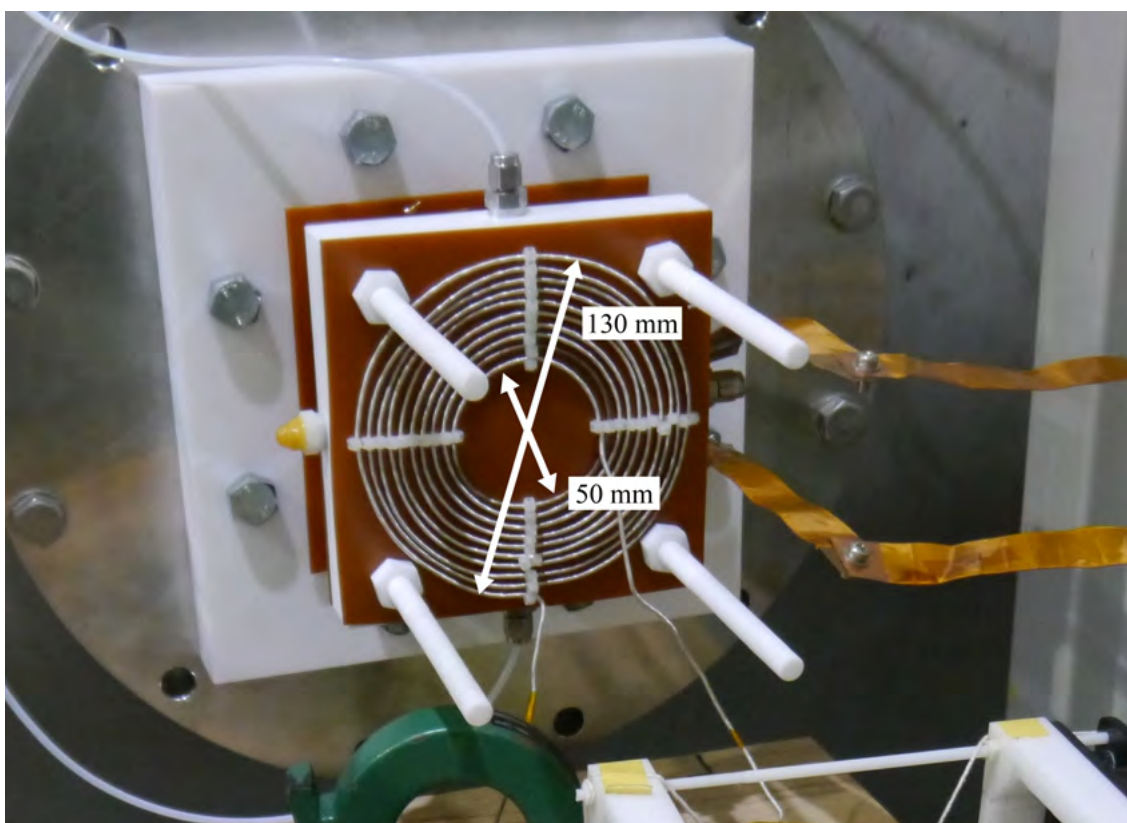


図 2.15. プラズマ加速用コイルの外観.

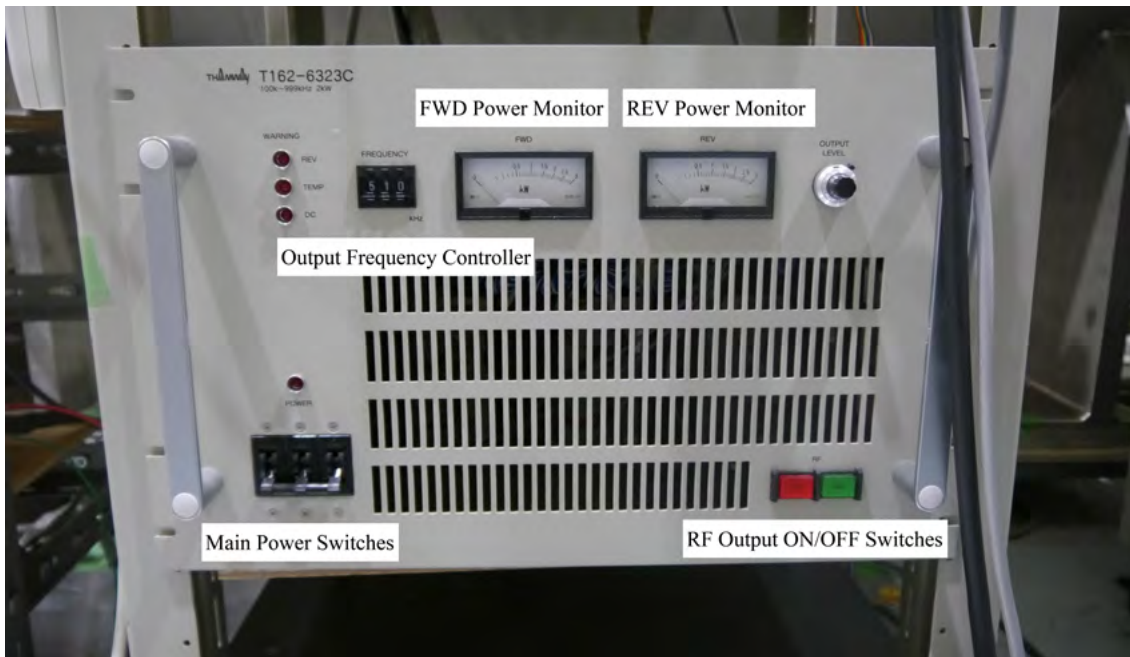


図 2.16. プラズマ加速用電源の外観.

表 2.2. プラズマ加速用高周波電源の仕様.

	Specification
Output Frequency	100 - 999 kHz
Frequency Change Pitch	1 kHz
Output Impedance	50 $\Omega$
Output Power Range	0 W - 2000 W
Method of Impedance Matching	MANUAL
External Control	Unavailable

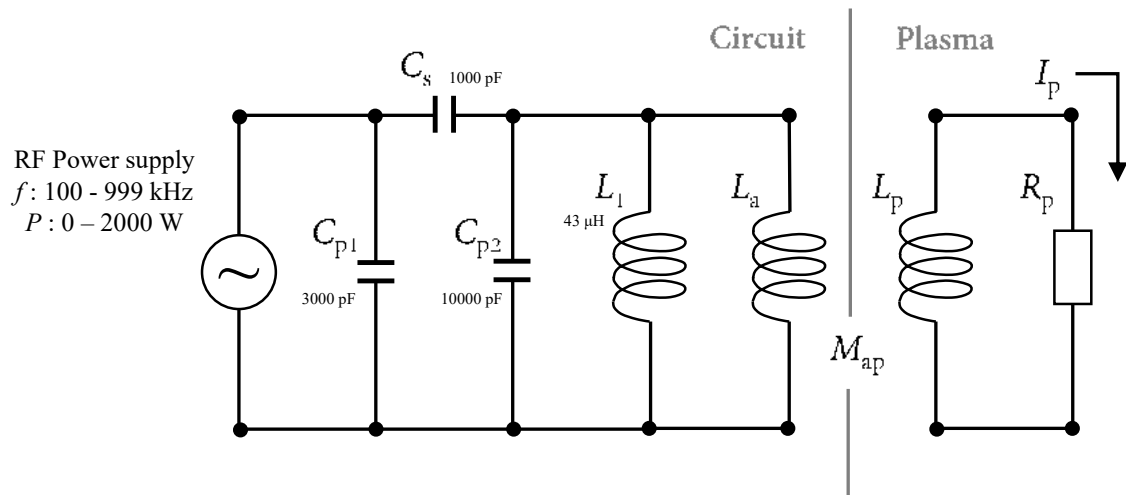


図 2.17. 加速用電源の等価回路.

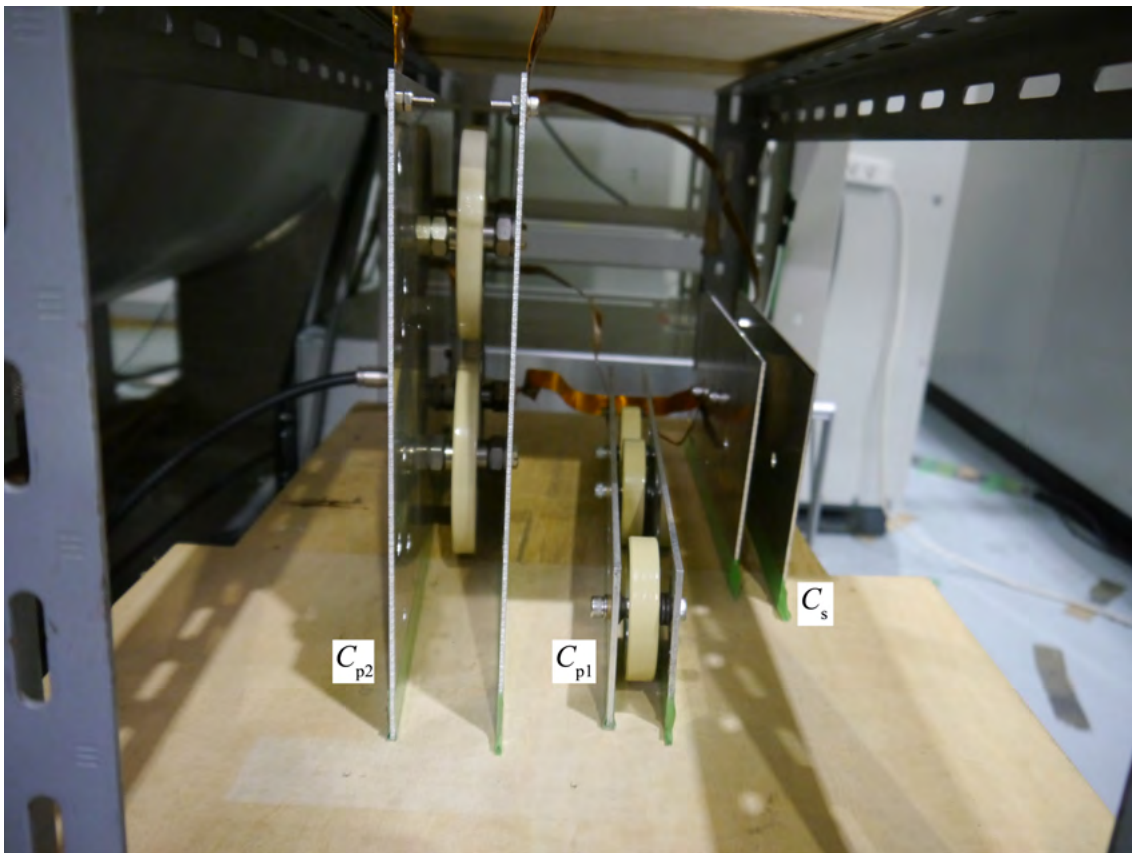


図 2.18. 加速用電源整合回路の外観 (キャパシタ).

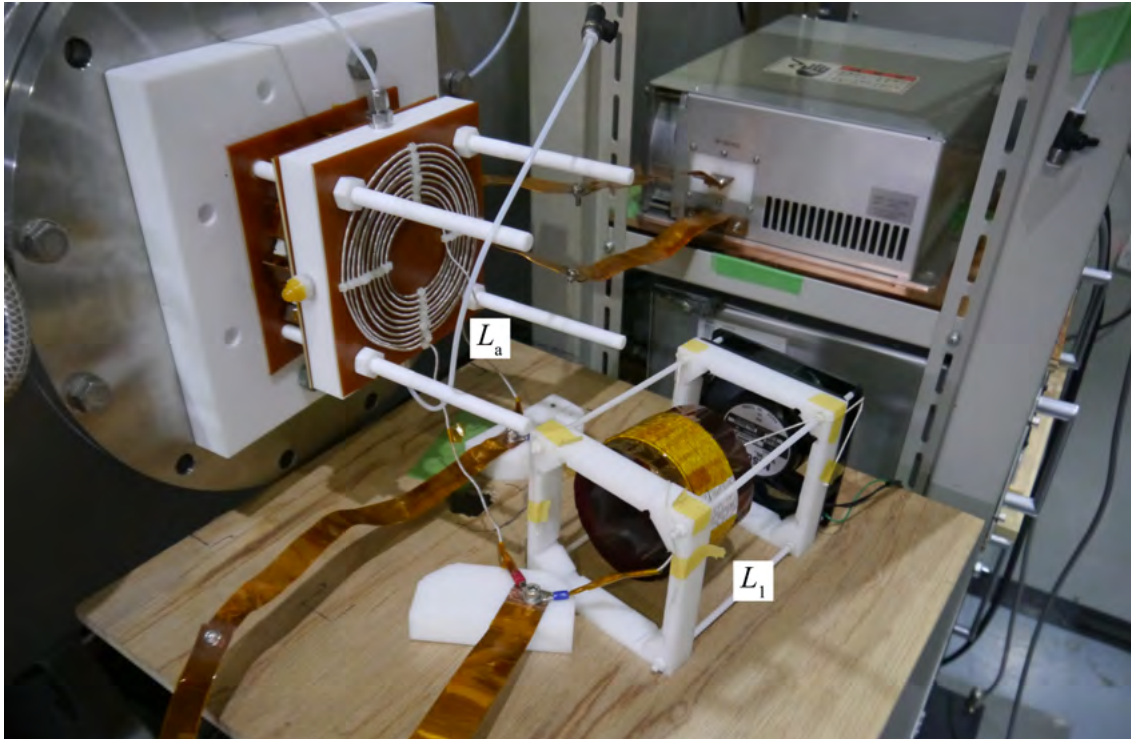


図 2.19. 加速用電源整合回路の外観 (コイル).



図 2.20. 非接触電流計 (Rogowski Coil) : Pearson, Model101.



## 2.5 二次元分布測定装置

プラズマ二次元分布測定装置のシステムダイアグラムを図 2.21 に示す。測定装置はプローブ・測定回路・リニアアクチュエータからなる。プラズマ中に挿入するプローブはダブルプローブで、プローブ印加電圧を高速で変動させながら 2 軸リニアアクチュエータでプローブ位置を二次元掃引し、プラズマ二次元分布を得ている。ダブルプローブとは別に、放電管内部の二次元静磁場分布を計測するために、ホールプローブも使用した。

### 2.5.1 ダブルプローブ

ダブルプローブは  $\phi 2 \text{ mm}$  の面プローブを組み合わせたものであり、導体材料はステンレスである。絶縁管には内径  $2 \text{ mm}$  のアルミナを用いており、絶縁管と導体材料の間はセラミックス系接着剤（商品名：アロンセラミック）を使って埋めてある。ダブルプローブ先端の外観を図 2.22, 図 2.23 に示す。

ダブルプローブの両電極電圧は MATSUSADA Precision 製 Model PZDE-0.3B 高速バイポーラ電源を用いて印加した (図 2.24)。バイポーラ電源はファンクションジェネレータ (図 2.25) を用いて外部出力制御した。バイポーラ電源の出力端子はプローブに、制御端子はファンクションジェネレータに、アナログ出力は測定回路にそれぞれ接続されている。

### 2.5.2 プローブ電流 / 電圧測定回路

ダブルプローブの電極間電圧とプローブ電流の収録には National Instruments 製のデータ収録機器 NI-DAQ 6009 を使用した (図 2.26)。収録機器とプラズマの測定ラインを直接接続すると放電時の過電流などにより収録機器の破損につながるため、NI-DAQ とダブルプローブの測定ラインは絶縁差動アンプを用いて接続した。絶縁差動アンプの回路図を図 2.27 に示す。

### 2.5.3 ホールプローブ

ホールプローブは、先端に 3 つのホールセンサーを 3 軸方向に取り付けたものであり、各点の静磁場ベクトルを測定することができる。使用したホールセンサーは A1324LUA-T である [75]。外観を図 2.29 に示す。このホールプローブを 2 軸リニアアクチュエータに取り付けて掃引し、出力をロガー (図 2.30 参照) で記録することで、放電管内の二次元静磁場分布を計測した。

### 2.5.4 2 軸リニアアクチュエータ

二次元分布測定実験では 2 本のリニアアクチュエータをブラケットを用いて組み合わせることで 2 次元軌道を実現した。使用したリニアアクチュエータは駿河精機製品番: KXL06300 である。最小移動距離は  $2 \mu\text{m}$  である。リニアアクチュエータはコントローラ (図 2.31) を介し PC に接続し、任意の GUI を用いることで制御が可能になる。コントローラは取り付けられたステッピングモータを駆動させる信号を出力する。本研究では LabVIEW を用いてリニアアクチュエータ制御用の GUI を構築し、2 次元掃引軌道をプログラムした。

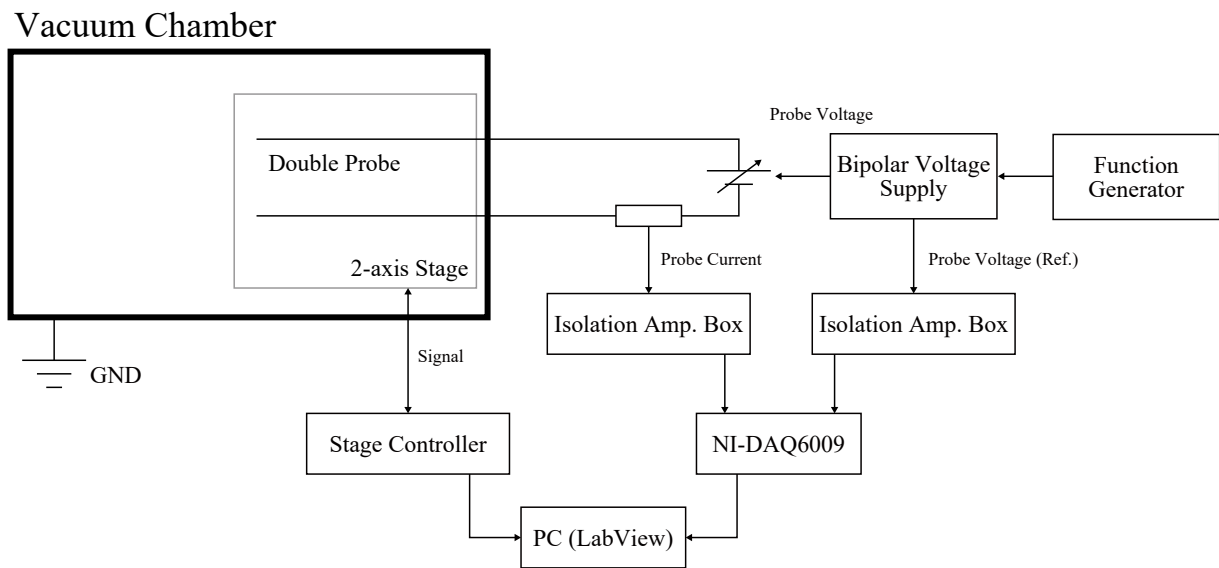


図 2.21. プラズマ二次元分布測定装置のシステムダイアグラム.

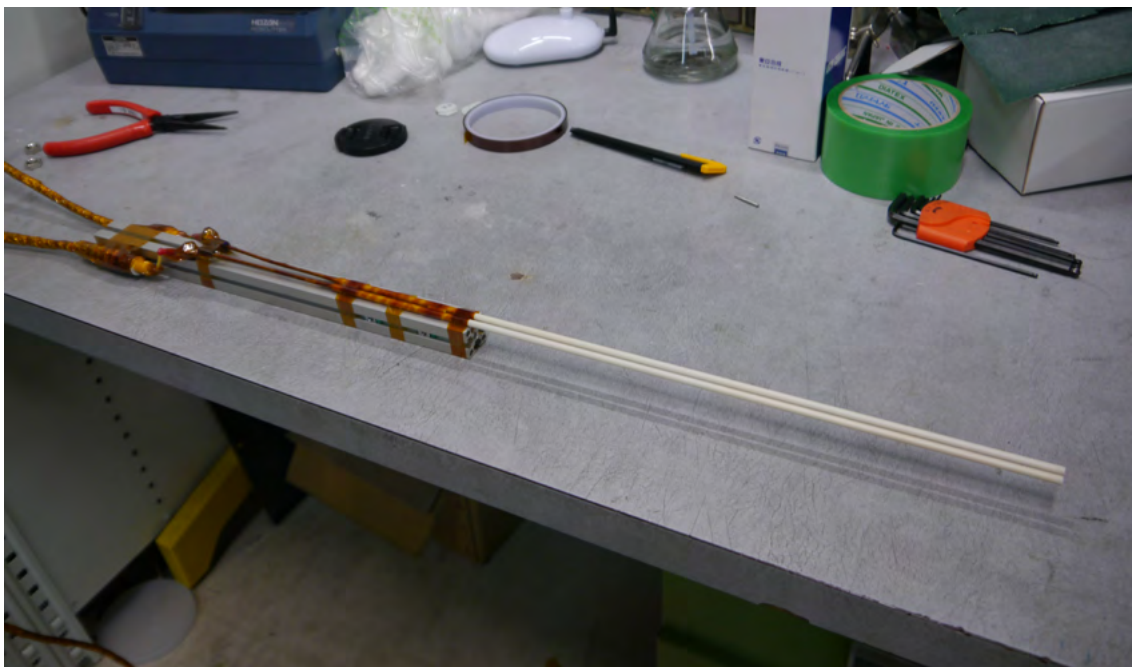


図 2.22. ダブルプローブの外観.

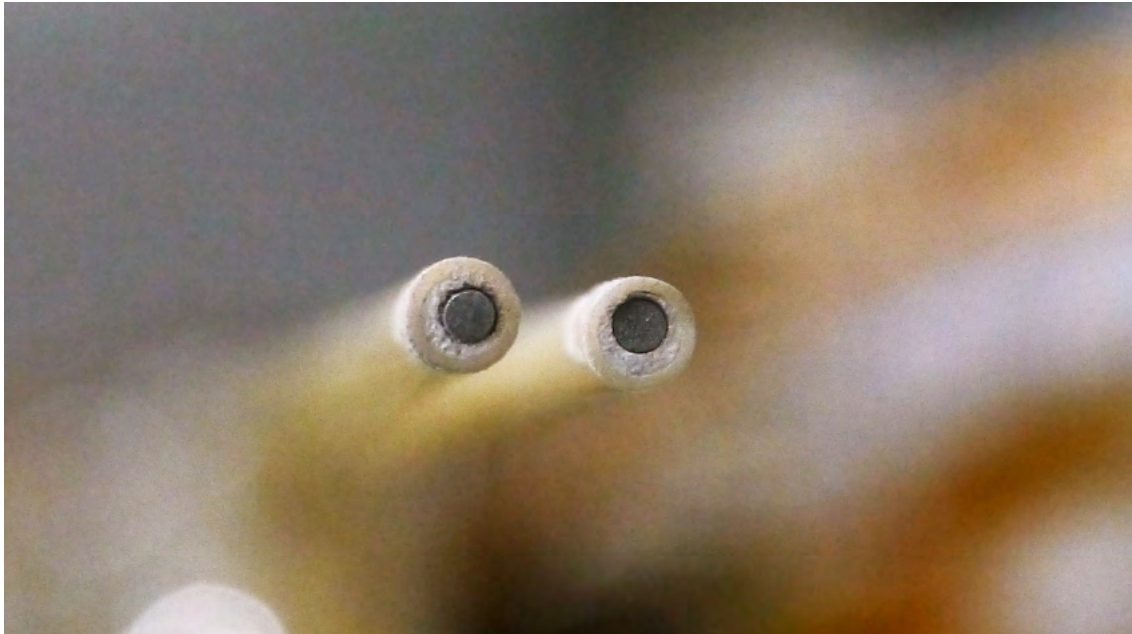


図 2.23. ダブルプローブの先端の様子.

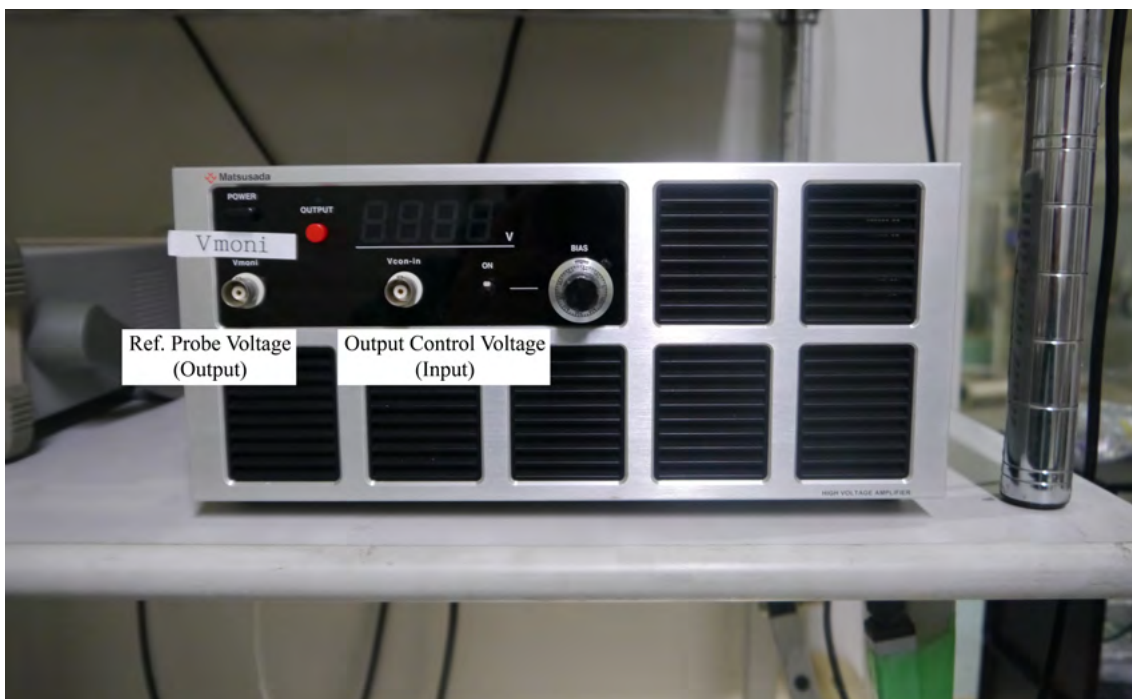


図 2.24. パイポラ電源 : MATSUSADA Precision Inc. Model PZDE-0.3B.



図 2.25. ファンクションジェネレータ : RIGOL, DS-1022.



図 2.26. アナログ電圧ロガー : NI-DAQ6009.

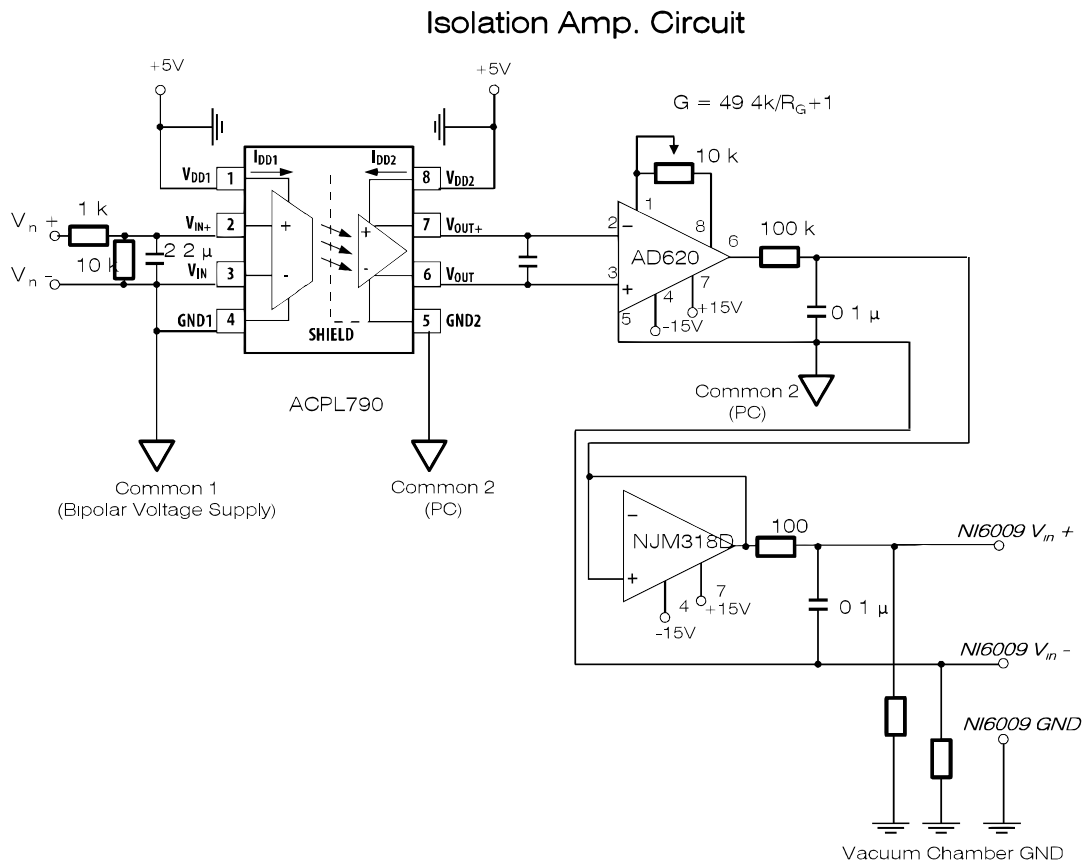


図 2.27. 絶縁アンプの回路図.

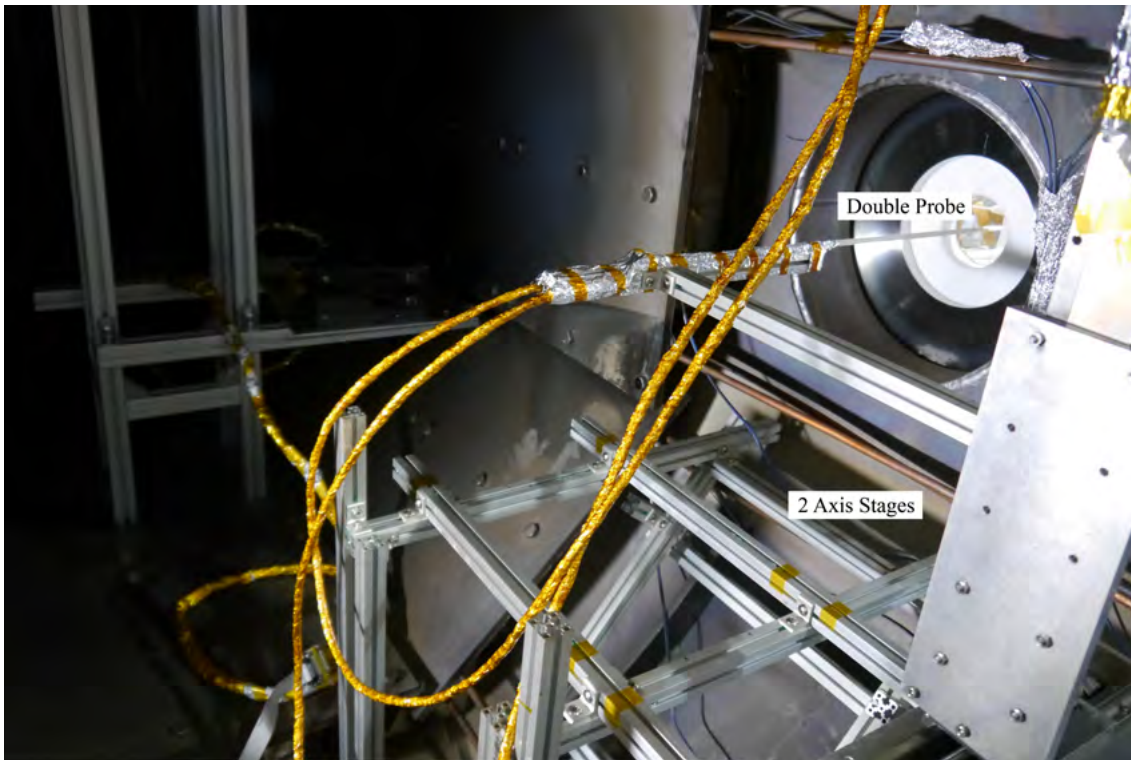


図 2.28. 2 軸リニアアクチュエーターに取り付けられたダブルプローブ.

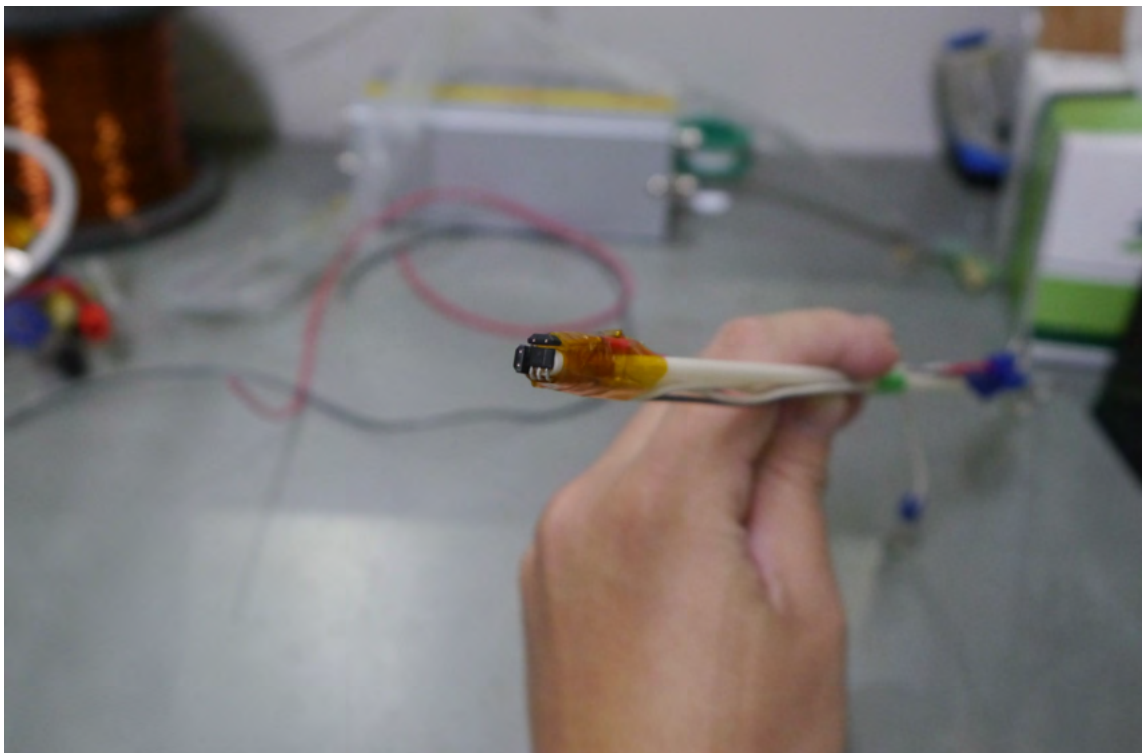


図 2.29. 作成したホールプローブの外観.

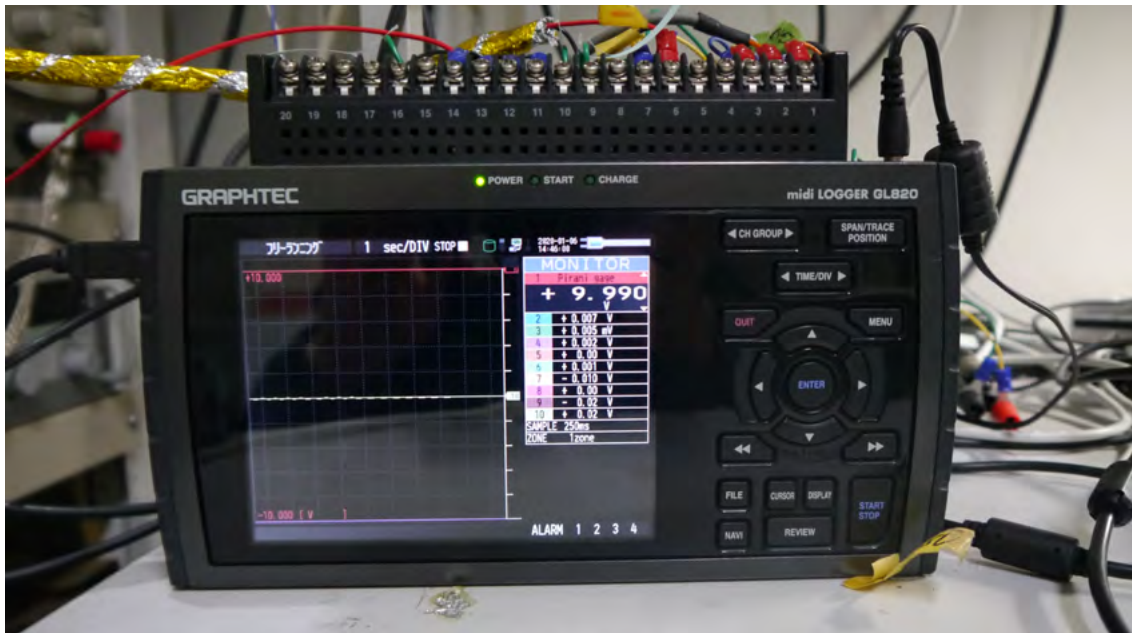


図 2.30. ロガー：GRAPHTEC GL820.



図 2.31. リニアアクチュエータのコントローラー：SURUGA, DS102.

## 2.6 定常推力測定装置

定常推力測定装置は水平ターゲット（図 2.32）と変位計（図 2.33）、ターゲット較正装置（図 2.34）によって構成される。変位計の出力はロガー（図 2.30）に記録される。

### 2.6.1 水平型ターゲット振り子

水平ターゲットはターゲット部、ロッド部、回転部からなる。ターゲット部は厚さ 0.5 mm、1 辺が 200 mm のアルミ板からなり、M3 ボルトによってロッド部と接続されている。ロッド部は全長 1 mm で中心に丸穴があり、M2 ボルトによって回転部に接続されている。回転部には C-Flex Bearing 社製のフレキシブルピボット (GD-10) が用いられおり、ナイフエッジに比べて回転時のこすれやズレが少ない。

### 2.6.2 ターゲット較正装置

ターゲット較正装置は複数のオモリが括り付けられた糸と上下移動するステージからなる。オモリ付き糸の先端は水平ターゲットに接続されている。ステージが上下運動し、ステージに乗るオモリの個数（質量）が変化するとオモリ付き糸が水平ターゲットを引く力が変化する。ステージに乗るオモリの個数を段階的に変化させることで水平ターゲットの変位と水平ターゲットに加わるトルク値を較正する。

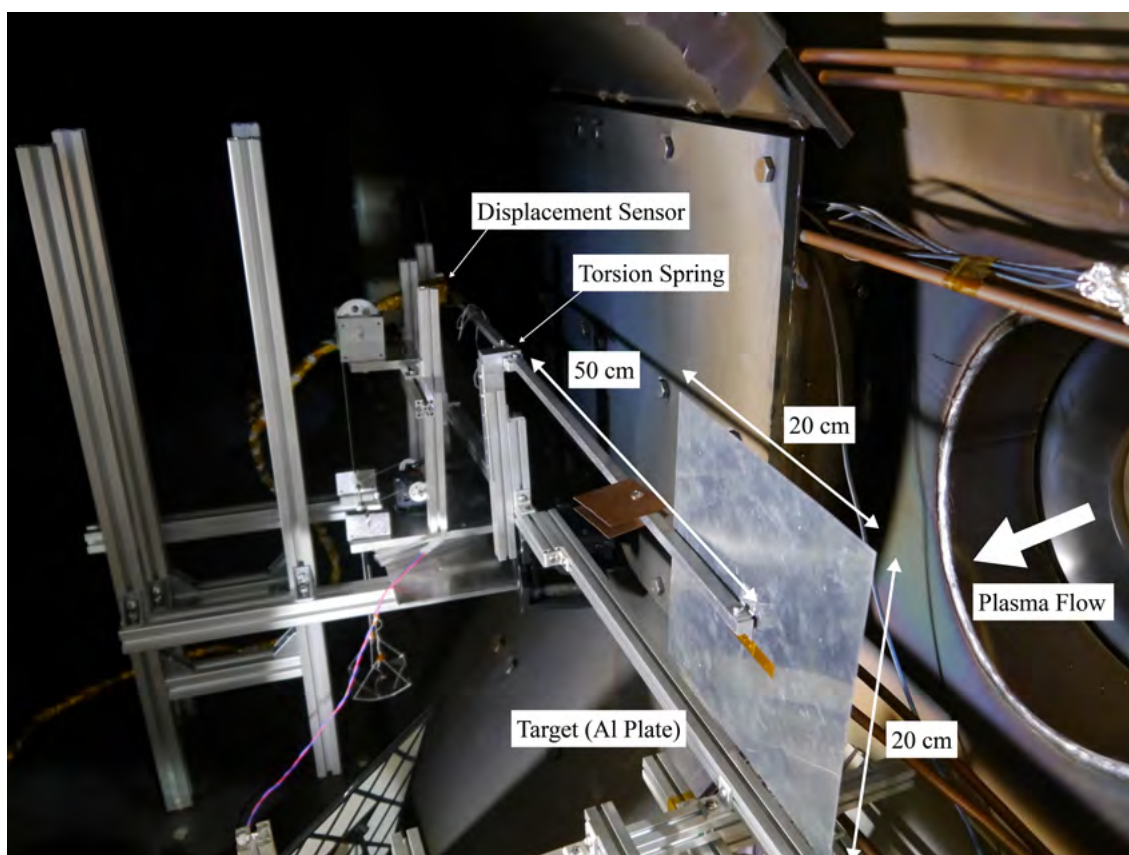


図 2.32. 水平型ターゲット振り子の外観.



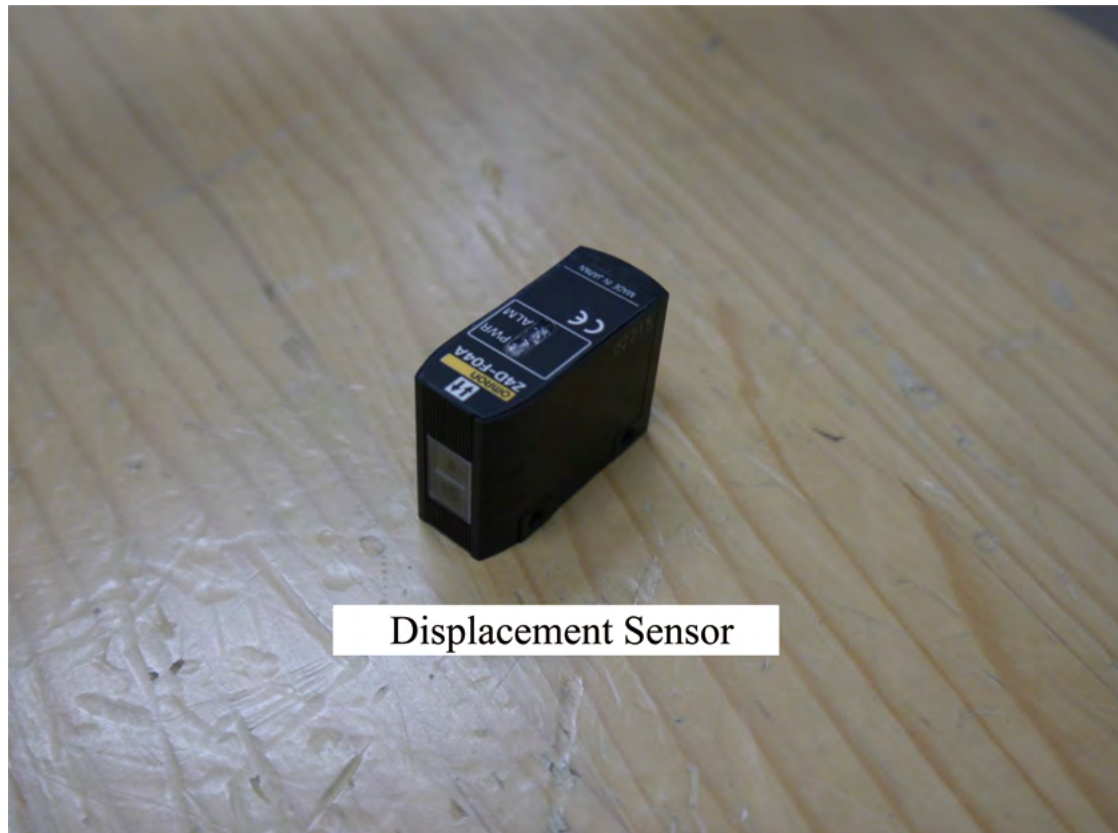


図 2.33. 変位計 : Omron, Z4D-F04A.

表 2.3. 変位計の仕様.

	Specification
Input Voltage	DC 12 - 24 V $\pm$ 10 %
Output Voltage	1 - 5 V (1.6 V/mm $\pm$ 10 %)
Available Measurement Range	4 $\pm$ 1.25 mm
Displacement Resolution	< 5 $\mu$ m

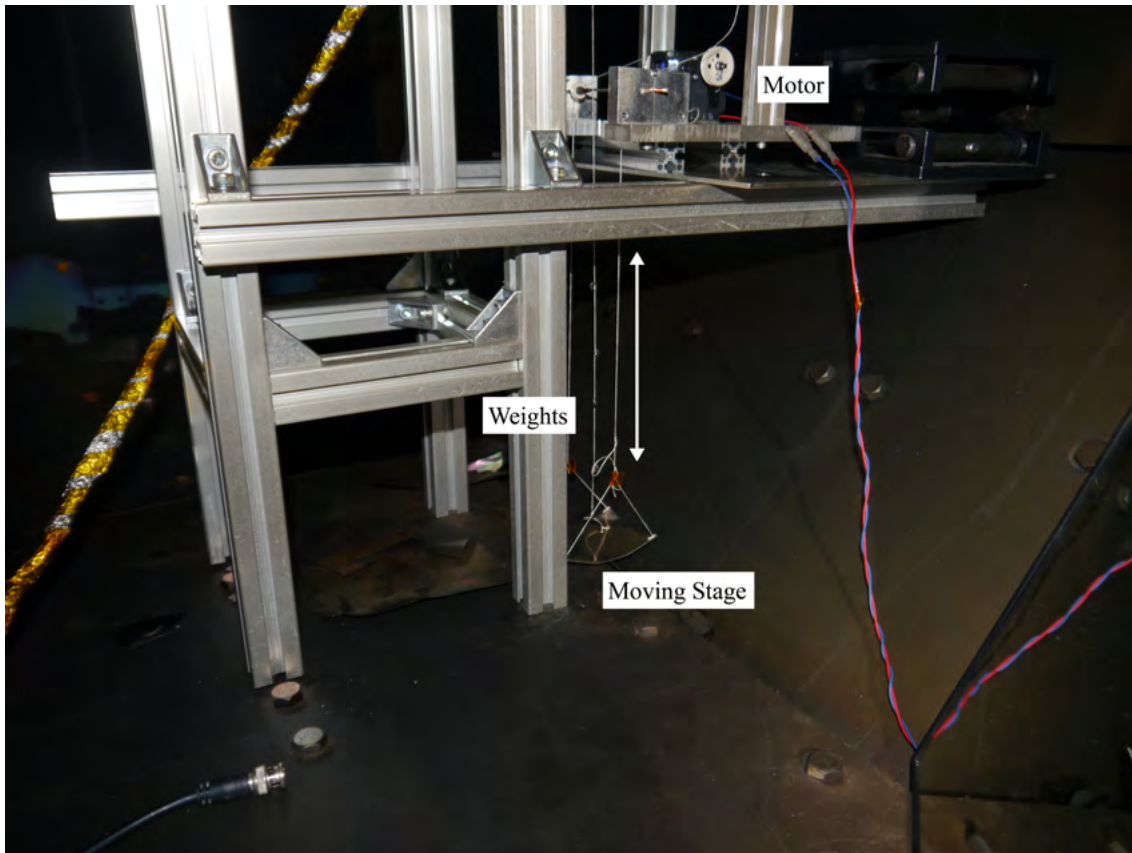


図 2.34. 水平型ターゲット振り子の較正装置の外観.

## 第3章

# 実験方法

### 3.1 電子密度・温度二次元分布測定

本測定では、リニアアクチュエータを用いたプローブの2次元的な移動と同時に、測定回路（図 2.21）によるダブルプローブの電流 - 電圧特性曲線（I-V 曲線）のデータ取得を行った。

#### 3.1.1 測定方法

$rz$  座標とプローブ掃引の軌跡を図 3.1 に示す。プローブは  $-25 < r < 25$  ,  $0 < z < 80$  の範囲で掃引される。2次元掃引面はガラス管の中心軸を通るように設定した。リニアアクチュエータにプローブを固定し、プローブ掃引軌跡が図 3.1 になるようにリニアアクチュエータの動きを LabVIEW を用いて制御した。プローブ移動と並行してプローブ電圧を  $-150\text{ V}$  から  $150\text{ V}$  まで周期的に変化させた。ファクションジェネレータから周波数  $2.3\text{ Hz}$  で三角波を出力し、バイポーラ電源の出力を制御した。LabVIEW では  $1$  秒おきにデータを収録し、測定データは  $r$  軸方向に  $18$  点、 $z$  軸方向に  $16$  点の  $18 \times 16$  点の格子状に得られる。

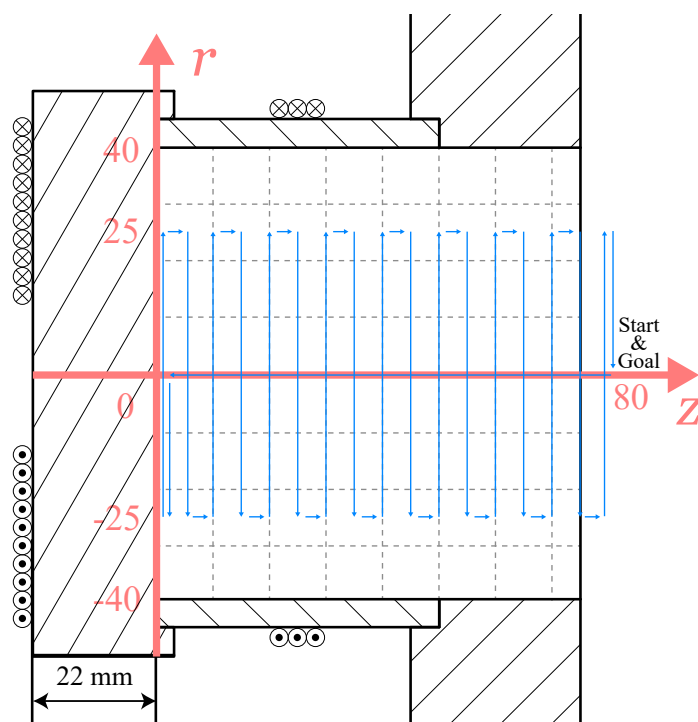


図 3.1. 二次元分布測定におけるプローブの軌道

### 3.1.2 解析方法

1つのプラズマ生成条件に対してプローブ掃引とデータ集録に要する時間は10分程度であった。1秒ごとにダブルプローブの電圧・電流特性曲線が得られ、1つの測定条件に対して約200～500個の電圧・電流特性曲線を処理した。1つの電圧・電流特性曲線から電子温度と電子温度を計算し、それらを2.5 mmの間隔で位置平均をとり、2次元分布測定結果を得た。ある1つの電圧・電流特性曲線から電子密度・電子密度を求める解析方法を以下に記す。

#### ダブルプローブ法

ダブルプローブとは、プラズマ中に2本のプローブを挿入し、このプローブ間に加えた電圧とプローブ電流の特性からプラズマ診断を行う装置である。シングルプローブとは異なり、今回測定対象とする無電極プラズマのように基準となる電位がなくても、一定の条件を満たせば計測できるという特徴がある。ここではダブルプローブ法について文献 [76] と [77] を参考に述べる。

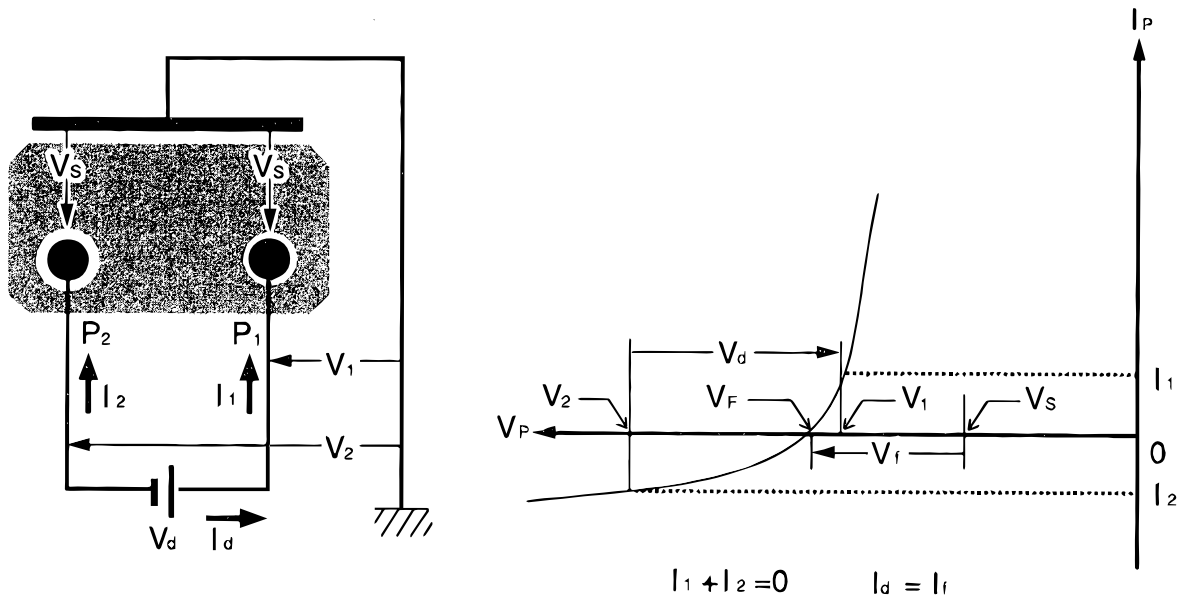


図 3.2. ダブルプローブ法で用いる回路とプローブ特性 [77].

基準電極との間に加えたプローブ電圧  $V_p$ , 基準電極から見たプラズマ電位 (空間電位)  $V_s$  とすると, プローブ電流  $I_p$  は

$$I_p = I_{es} \exp\left(\frac{e(V_p - V_s)}{\kappa T_e}\right) - I_+(V_p - V_s) \quad (3.1)$$

とかける. ここで  $I_{es}$  は電子飽和電流,  $I_+ = I_+(V)$  はイオン電流である.

図 3.2 のようにダブルプローブをプラズマ中に挿入する.  $P_1, P_2$  はダブルプローブ先端のそれぞれの電極をさす.  $P_1, P_2$  の電極間は可変電圧源で  $V_d$  の電圧をかけ, さらにプラズマから  $P_1, P_2$  にそれぞれ電流  $I_1, I_2$  が流れこむ. ここで  $P_1, P_2$  の電位をそれぞれ  $V_1, V_2$  とすると次の等式が成り立つ.

$$V_d = V_1 - V_2 \quad (3.2)$$

$$I_d = I_1 \quad (3.3)$$

$$0 = I_1 + I_2 \quad (3.4)$$

これら 3 式を  $V_d$  で微分して整理することにより,

$$\frac{dI_d}{dV_d} = \frac{1}{\left(\frac{dI_p}{dV_p}\right)_{V_p=V_1} + \left(\frac{dI_p}{dV_p}\right)_{V_p=V_2}} \quad (3.5)$$

が成り立つ.  $V_d = 0$  において  $V_1 = V_2 = V_F$  とすると式 (3.5) は式 (3.1) を使って次のようにかける,

$$\begin{aligned} \left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d=0} &= \frac{1}{2} \left(\frac{dI_p}{dV_p}\right)_{V_p=V_F} \\ &= \frac{1}{2} \left[ \frac{eI_{es}}{\kappa T_e} \exp\left(\frac{e(V_F - V_s)}{\kappa T_e}\right) - \left(\frac{dI_+}{dV_p}\right)_{V_p=V_F} \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

また  $V_1 = V_2 = V_F$  のとき式 (3.1), (3.4) から

$$I_{es} \exp\left(\frac{e(V_F - V_s)}{\kappa T_e}\right) = I_+(V_F - V_s) \quad (3.7)$$

ここで, イオン電流  $I_+$  がプローブ電位によらず一定だとすると, 式 (3.6), (3.7) より電子温度  $T_e$  は

$$T_e = \frac{eI_+}{2\kappa \left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d=0}} \quad (3.8)$$

と書ける. 一般にはイオン電流はプローブ電位によって変化するので,  $|V_d| \gg 0$  における  $I_d$  の接線が直線  $V_d = 0$  と交わる点での電流  $I_{d0} = I_d(V_d = 0)$  として,

$$T_e = \frac{eI_{d0}}{\kappa \left\{ A_1 \left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d=0} - A_2 \left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{|V_d| \gg 0} \right\}} \quad (3.9)$$

から求める. 無衝突かつ濃いプラズマでは  $A_1 = 2, A_2 = 1.64$  とするのが一般的である [78]. 本研究でも同様の値を用いて電子温度を求めている. さらに, 電子密度は  $I_{d0} \approx I_+$  としてシース端でのフラックスの釣

り合いの式

$$I_+ = qn_+ S_s \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \sqrt{\frac{\kappa T_e}{M_+}} \quad (3.10)$$

から求める.

計測される  $V_d - I_d$  特性は, 理論的には  $V_d = 0$  に対して点対称となる. しかし実際には, それぞれのプロープの測定場所の空間電位が異なっていたり, プロープの面積が全く同一でなかったりすることにより, 図 3.3 に示すように点対称にならない. また 2 本のプロープの距離をあまり近接しすぎるとお互いのシースが重なり相互作用が起きるため, プロープ間距離は計測するプラズマのデバイ長の数倍程度以上は離す必要がある.

### ダブルプロープ特性曲線のフィッティング

ダブルプロープの電圧・電流特性曲線の  $\left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d=0}$  を求めるために, 測定データのフィッティングを行った. フィッティング関数  $f$  は 6 つパラメータの関数として

$$f(V_d, A, B, C, D, E) = A \tanh(BV_d - C) + DV_d + E \quad (3.11)$$

とし, 測定データ  $(V_i, I_i)$  に対して残差  $\epsilon$

$$\epsilon = \sum_i (f(V_i) - I_i)^2 \quad (3.12)$$

が最小になるような, 係数  $A, B, C, D, E$  を決めた. 係数決定のアルゴリズムはニュートン法を改良した Levenberg-Marquardt 法 [79] を用い,

$$\left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d=0} = \left(\frac{df}{dV_d}\right)_{V_d=C/B} = AB + D \quad (3.13)$$

とした.

また  $\left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d \gg 0}$  は測定データの電圧  $V_i \gg 20 \text{ V}$  と  $-20 \text{ V} \gg V_i$  となる範囲において, それぞれの直線に最小二乗法を用いてフィッティングし, その平均をとった. さらに求めた直線と  $V_d = C/B$  の交点において値が大きいものを  $I_{d0+}$  負のものを  $I_{d0-}$  と決めた. 式 (3.9) には  $I_{d0} = I_d(V_d = 0)$  を用いた.

あるプロープ位置  $(r, z)$  における測定データとフィッティング関数  $f(V_d)$ , および傾き  $\left(\frac{dI_d}{dV_d}\right)_{V_d \gg 0}$  にフィッティングした直線をプロットしたグラフを図 3.3 に示す. 最終的に, 各点の VI 曲線のフィッティングパラメータを求め, そこから各点における電子密度及び電子温度を算出する.

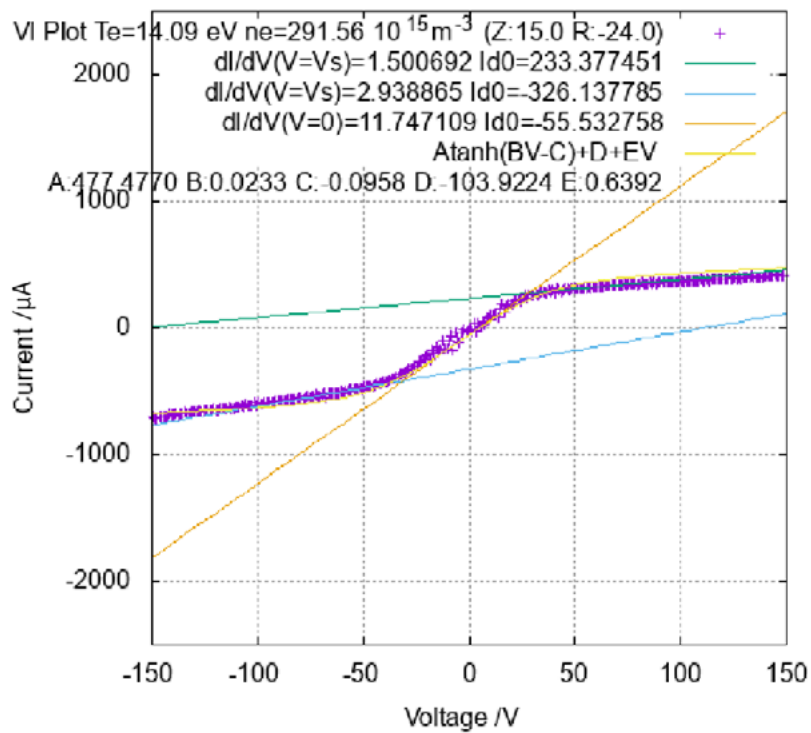


図 3.3. I-V 曲線のフィッティング例.

## 3.2 定常加速実験

定常加速実験を行う前に、加速用コイルと加速用高周波電源のインピーダンス・マッチングを行う。さらに、水平ターゲット変位と推力の関係を知るために、実験前後で較正を実施する。

定常加速実験中の水平ターゲット変位の時間履歴（推力値へ変換後）を図 3.4 に示す。推力測定は、ある静磁場条件において複数の流量で実施した。図 3.4 は、生成用電力 400 W、磁石なしで 10 sccm (Xe) の流量で測定したものである。図 3.4 では、水平ターゲットの揺れがおさまった後、加速用コイル電力を印加を開始する。加速用コイル電力を 100 W, 200 W, 300 W, 400W, 500W の順で印加していき、それぞれの電力印加時に 10 s 程度投入電力を一定に保つ。その区間でのターゲットの変位の平均をとることによって、それぞれの加速用コイル電力の推力値を得ている。

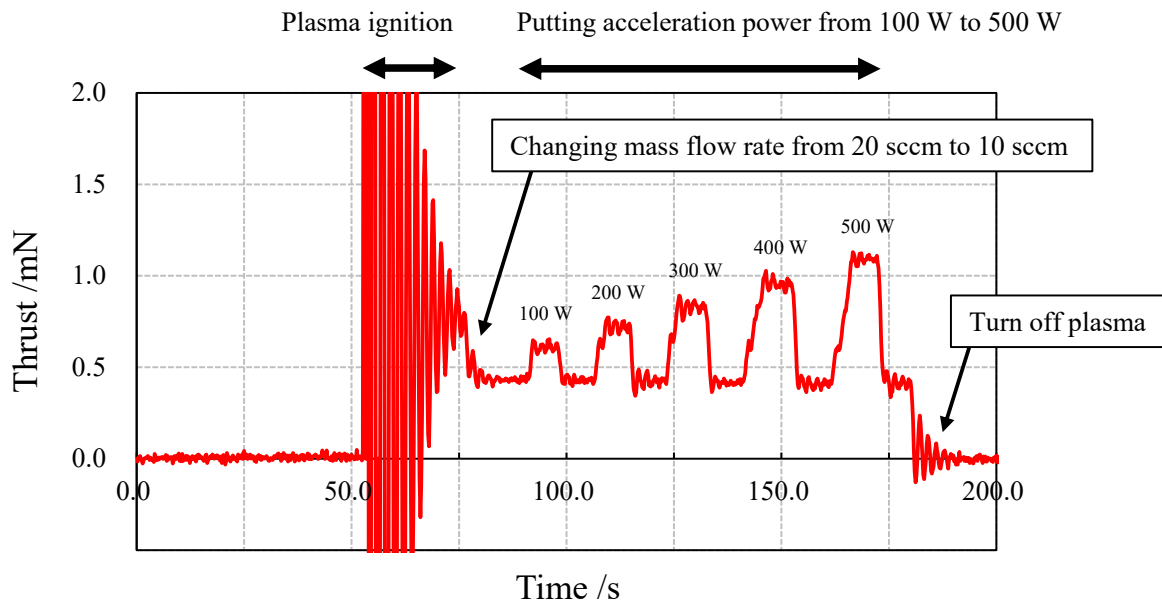


図 3.4. 定常加速時での水平型ターゲット振り子による推力測定的时间履歴。

### 3.2.1 インピーダンスマッチング

加速用コイルと加速用高周波電源のインピーダンス・マッチングは、加速用整合回路内のキャパシタ容量を変更することで行われる。図 2.17 に示す加速用整合回路内の  $C_s$ ,  $C_{p1}$ ,  $C_{p2}$  の値を変更することで、加速周波数の変更が可能となる。 $C_s$ ,  $C_{p1}$ ,  $C_{p2}$  は図 2.18 に示すようなアルミ板に取り付けられたセラミックキャパシタであり、複数のキャパシタを並列あるいは直接接続することで、その静電容量を離散的に変更することができる。本研究における実験では、 $C_s$ ,  $C_{p1}$ ,  $C_{p2}$  はそれぞれ 1000 pF, 3000 pF, 10000 pF とした。

整合回路中の回路定数は LTspice という回路解析ツールを用いて見積もることができる [74]。加速用コイル  $L_{ac}$  や固定インダクタ  $L_1$  の回路定数は LCR メーター (図 3.5) を用いて測定した。LCR メーターは周波数ごとの回路定数の測定が可能であり、周波数ごとに回路定数が変化する高周波部品の測定が可能である。

インピーダンスマッチングはプラズマありとプラズマなしで 2 回行われる。まずプラズマがない状態では、LTspice によって推定されたキャパシタを用いて、ベクトルネットワークアナライザーを使用して反射 S11 を測定し、最も S11 が小さくなる場所を加速周波数とした。次に、実験条件下でプラズマを生成しながら、加速用の高周波電源の出力を上げ、反射電力を最小化する加速周波数に調整した。本研究の実験では、プラズマの有無と静磁場の状態に応じて、加速周波数は  $\pm 1$  kHz 変化した。



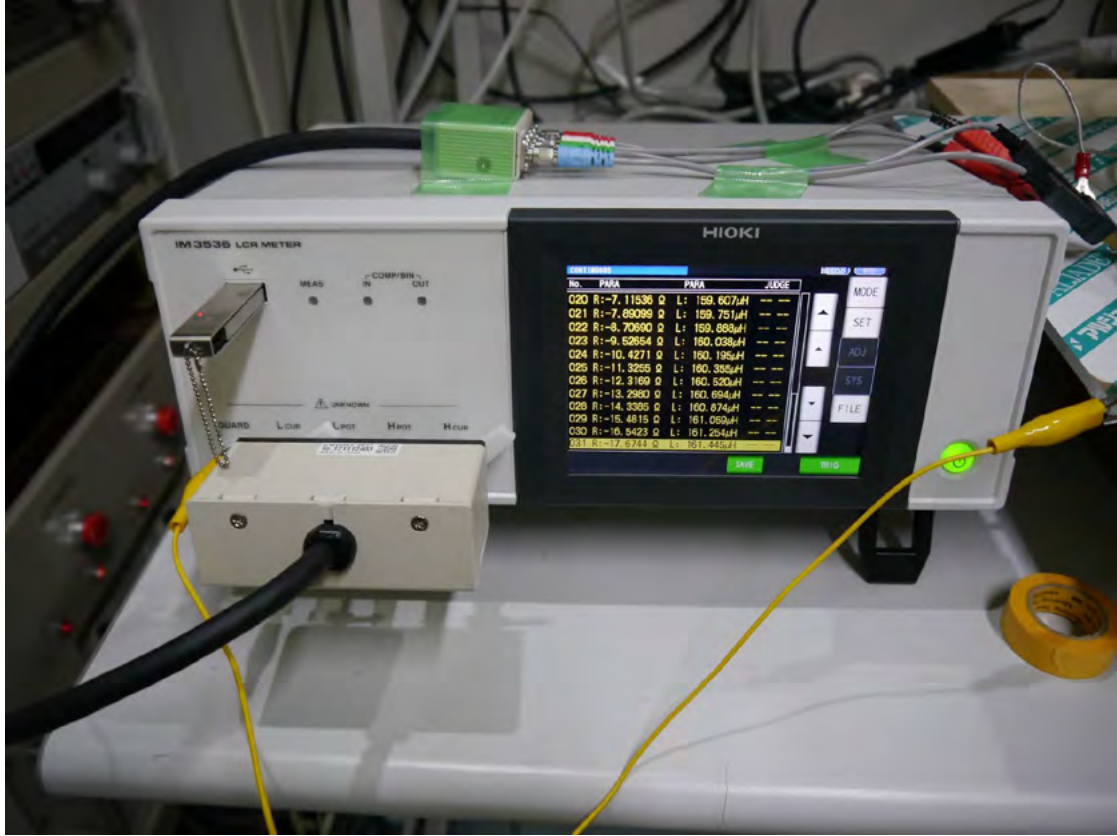


図 3.5. LCR メーター：IM3536.

### 3.3 水平ターゲットの校正と推力評価方法

定常加速実験の前後でターゲット変位とターゲットへのトルク値との関係を校正する必要がある。校正方法を式を使ってまとめ、測定する推力の評価方法と誤差の評価方法を述べる。

上下ステージの上に  $i$  番目までのオモリが乗ったときの水平ターゲットを引く力  $F_{\text{load},i}$  は

$$F_{\text{load},i} = F_{\text{load},0} - \sum_{k=1}^i m_k g_0 \quad (3.14)$$

となる。図 3.6 のように上下ステージの上に乗せるオモリの個数を段階的に変化させたとき、ターゲット変位  $\Delta x_i$  と  $F_{\text{load},i}$  の組  $(\Delta x_i, F_{\text{load},i})$  が得られる。水平ターゲット回転部へのトルク  $L$  と変位計で測定しているターゲット変位の間、校正係数  $C$  を用いた以下のような比例関係があるとする。

$$L = F_{\text{load}} l_{\text{load}} = C \Delta x \quad (3.15)$$

ここで校正データの組  $(\Delta x_i, F_{\text{load},i})$  を用いて、残差  $\epsilon$

$$\epsilon = |F_{\text{load},i} l_{\text{load}} - C \Delta x_i|^2 \quad (3.16)$$

が最小になるような校正係数  $C$  を求められれば、定常加速実験の際に水平ターゲットで得られる推力  $F$  は

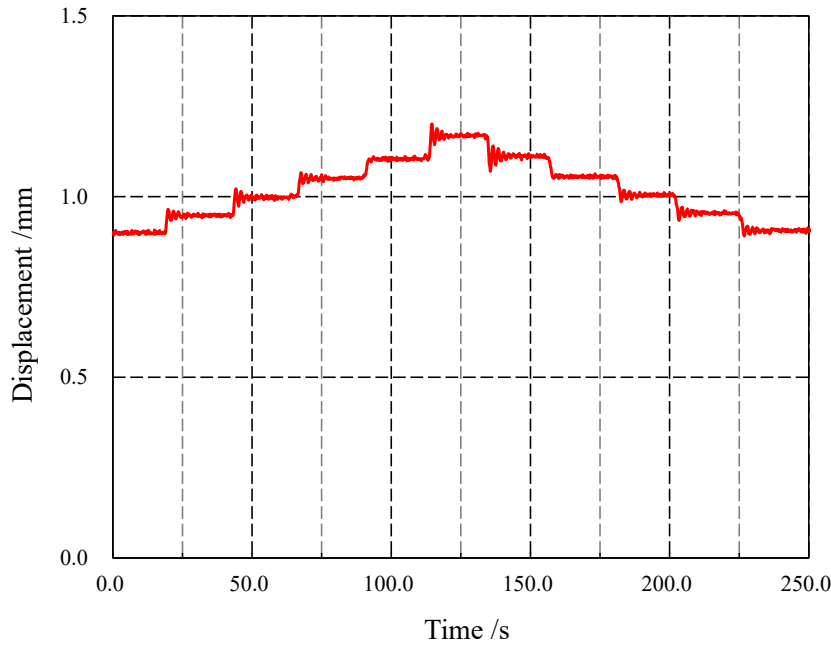


図 3.6. ステージを動かしたときのターゲット変位の時間履歴.

$$F = C^* \Delta x = Cl_{\text{load}} / l_{\text{target}} \Delta x \quad (3.17)$$

で与えられる.

推力測定における誤差評価として、本研究では測定した推力の標準偏差を用いている。また今回推力測定に使用したターゲット型推力測定装置では、ターゲットに衝突する粒子がターゲットに付着する場合、またはターゲットで反射される場合それぞれで、ターゲットが粒子から受ける運動量が倍半変わってくる。

### 3.4 実験条件

本研究では、静磁場と推力の定量的な関係を知るため、6つの静磁場条件を設定した。また、それぞれの静磁場条件に対して4通りの流量条件を与えたため、全部で24通りの実験条件に対して各測定を行った。

表 3.1 に静磁場条件と各条件で用いた磁石の種類、磁石配置を示す。底面磁石と側面磁石の具体的な配置方法は図 3.7、図 3.8 に示し、図 3.9 に各静磁場条件の磁力線を示した。この磁力線は FEMM という有限要素法を用いたソフトによって解析したものである [81]。軸対象を仮定して正三角形のメッシュを細かく切り、全体の挙動を近似して計算している。

図 3.10 から図 3.14 は各静磁場条件に対して、加速用コイルが作る変動磁場を重ねたものである。加速用コイルに流れる振幅 40 A の電流の位相が  $-\pi/2$ ,  $-\pi/4$ ,  $0$ ,  $\pi/4$ ,  $\pi/2$  であるときの磁場を計算し、それを各静磁場条件と重ね合わせた。これを見ると、放電管内において、加速用コイルが作る変動磁場よりも磁石が作る静磁場のほうが卓越していることがわかる。

表 3.2 に各静磁場条件に対する流量を記した。sccm は大気圧下、 $0^\circ\text{C}$ における cc/min のことであるので、今回使用したキセノンでは  $1 \text{ sccm} = 0.097 \text{ mg/s}$  となる。

表 3.1. 設定した静磁場条件. B の添え字の一桁目は側面磁石, 二桁目は底面磁石を表す. 0 は磁石なし, 1 がフェライト, 2 がネオジウムであることを示す.

	Bottom Magnet	Side Magnet
$B_{00}$	None	None
$B_{10}$	Ferrite	None
$B_{01}$	None	Ferrite
$B_{11}$	Ferrite	Ferrite
$B_{02}$	None	Neodymium
$B_{12}$	Ferrite	Neodymium

表 3.2. 各静磁場条件に対する流量.

	Mass flow rate /sccm
$B_{00}$	5, 10 15, 20
$B_{10}$	5, 10 15, 20
$B_{01}$	5, 10 15, 20
$B_{11}$	5, 10 15, 20
$B_{02}$	5, 10 15, 20
$B_{12}$	5, 10 15, 20

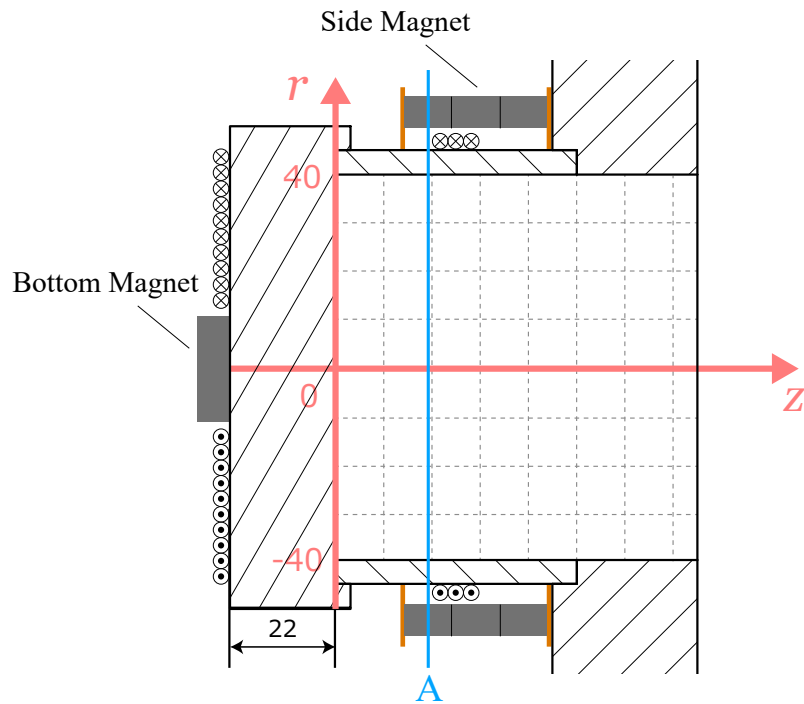


図 3.7. 磁石配置図 ( $rz$  平面). 断面 A を図 3.8 に示す.

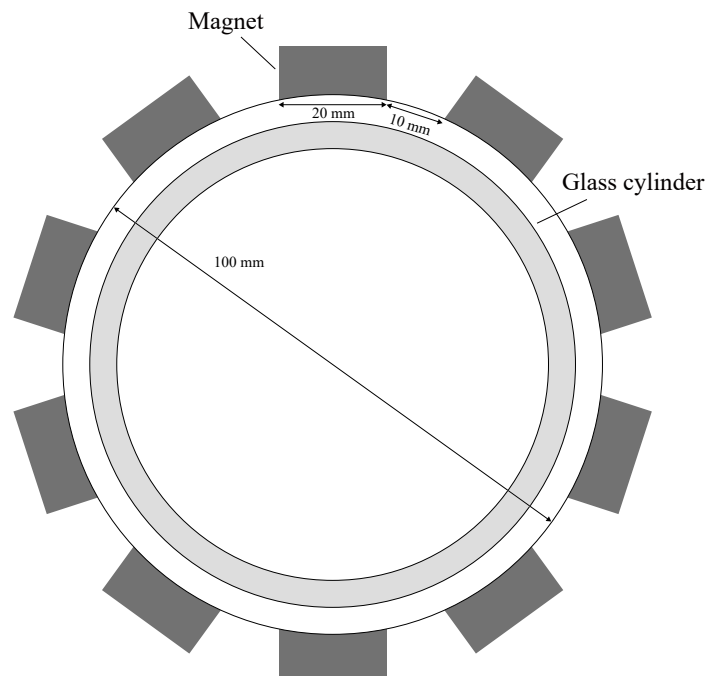


図 3.8. 磁石配置図 ( $r\theta$  平面). 図 3.7 の断面 A. 磁石の内向きはすべて同じ極である.

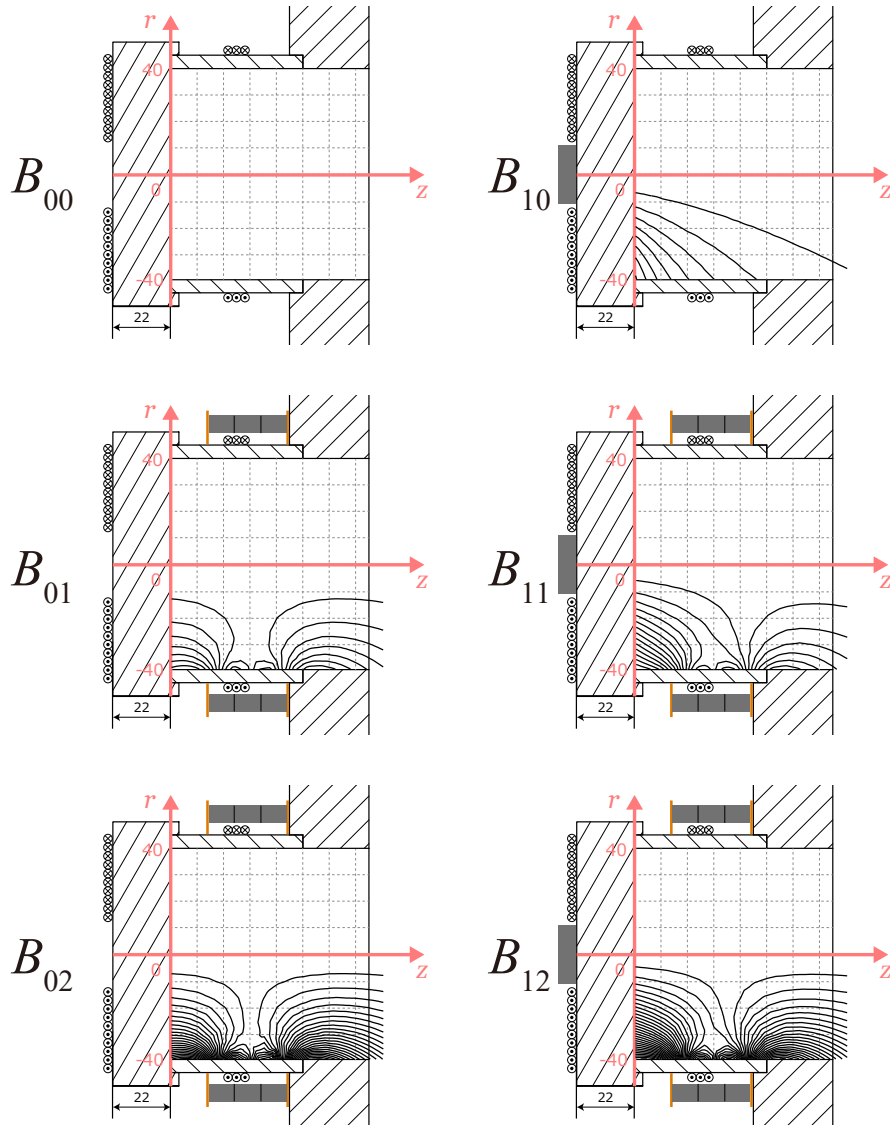


図 3.9. 各静磁場条件の磁石配置と磁力線.

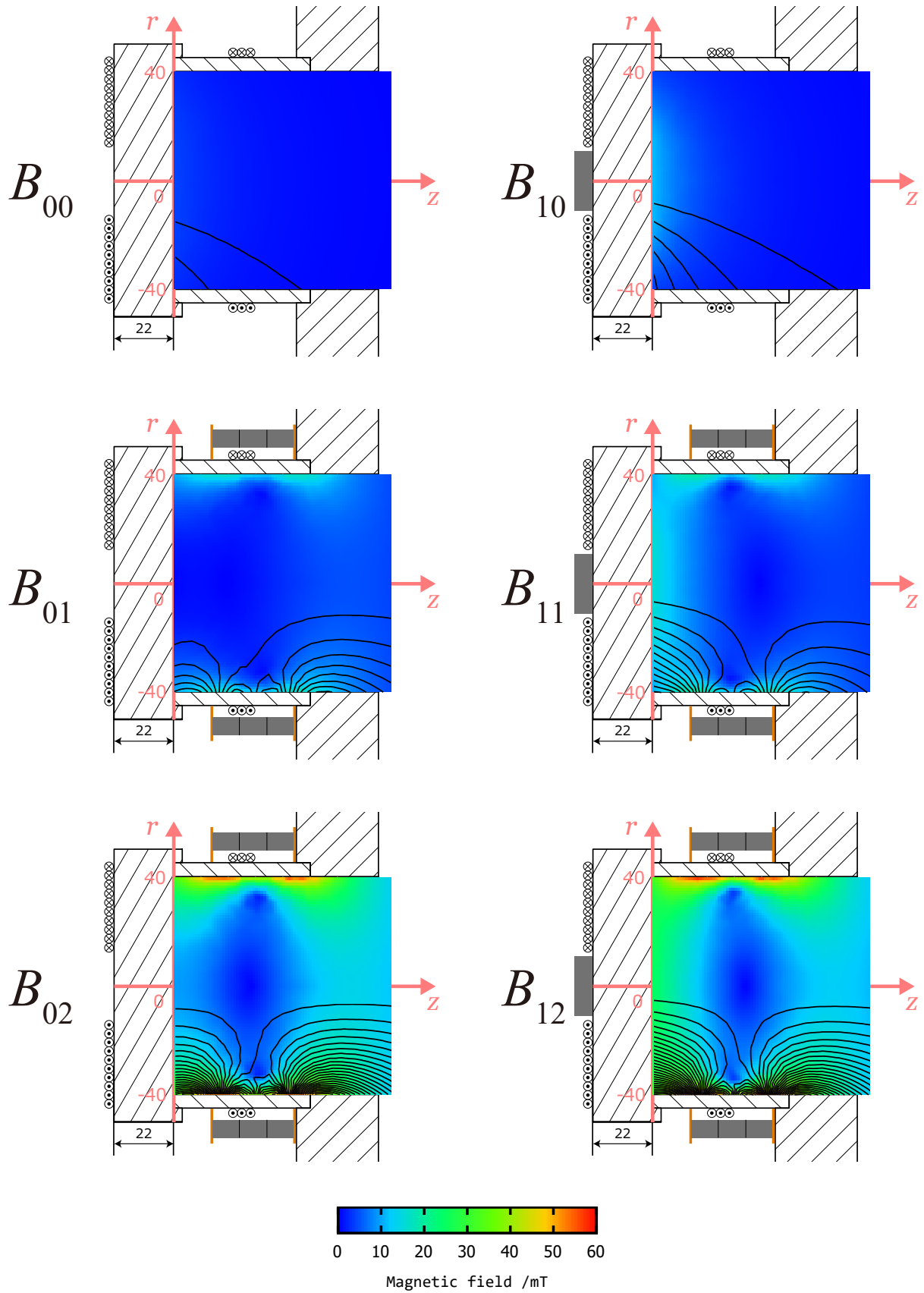


図 3.10. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 各静磁場条件において, 加速用コイルが作る変動磁場の位相のうち  $-\pi/2$  に対してプロットした.

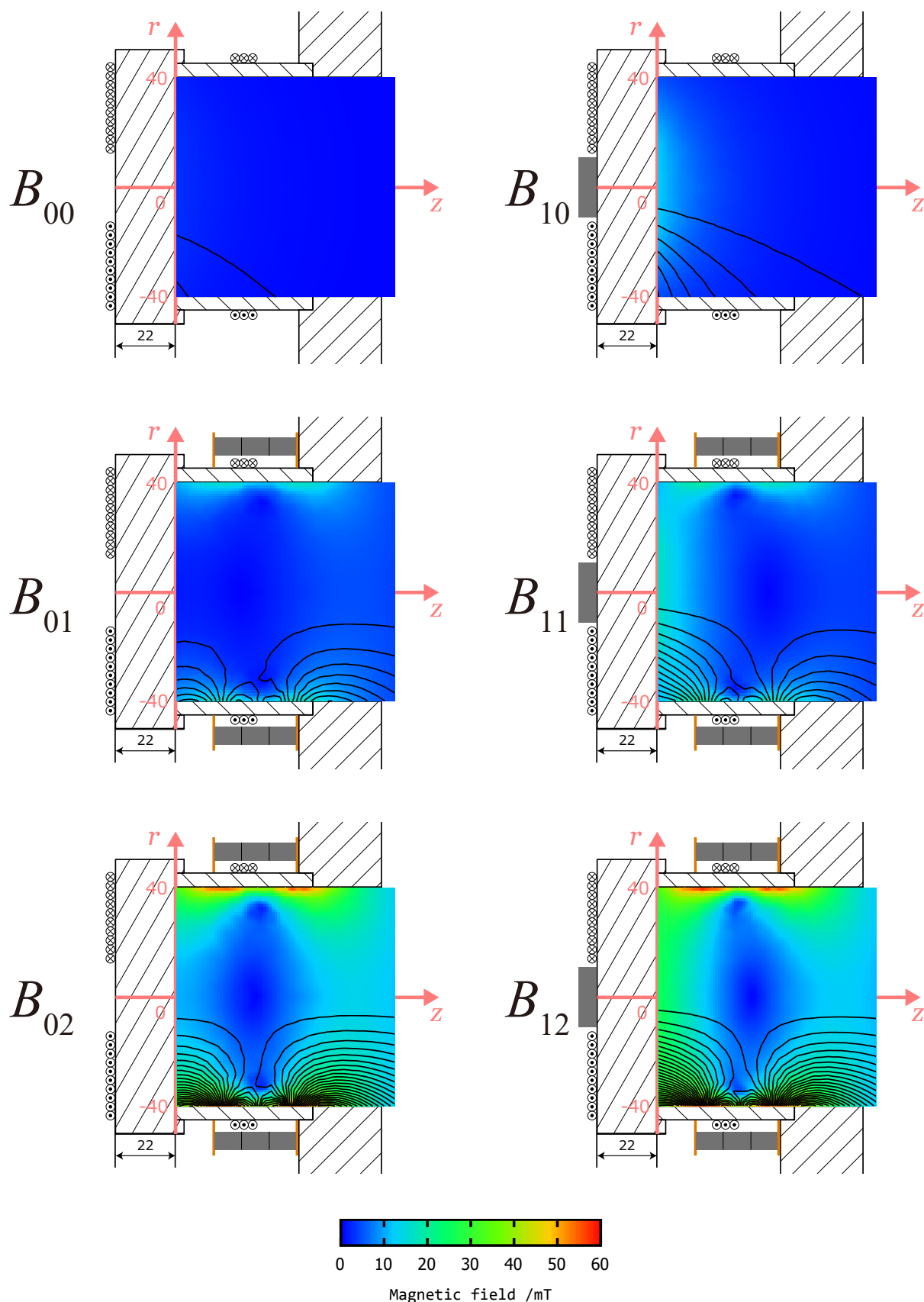


図 3.11. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 各静磁場条件において, 加速用コイルが作る変動磁場の位相のうち  $-\pi/4$  に対してプロットした.

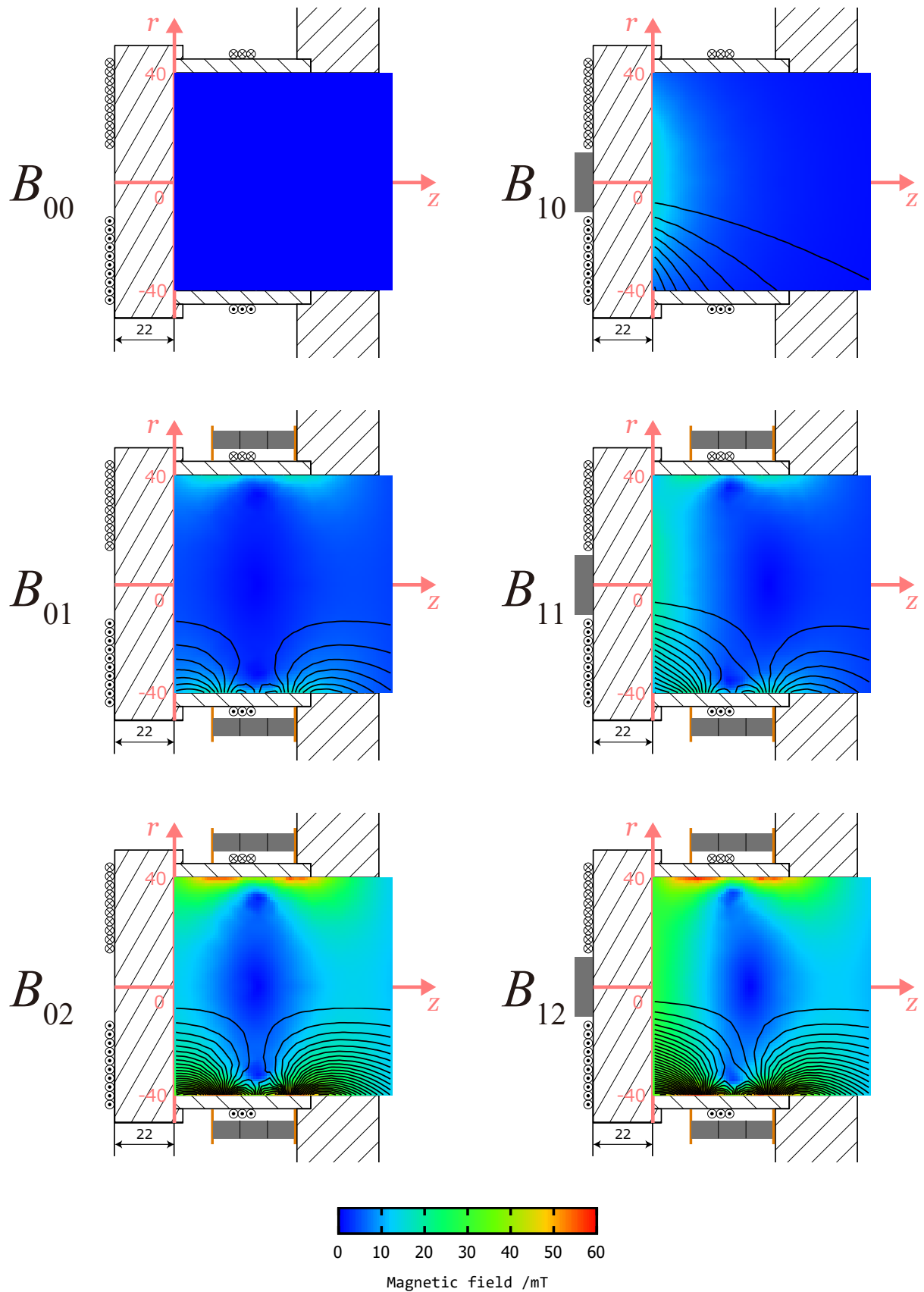


図 3.12. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 各静磁場条件において, 加速用コイルが作る変動磁場の位相のうち 0 に対してプロットした.



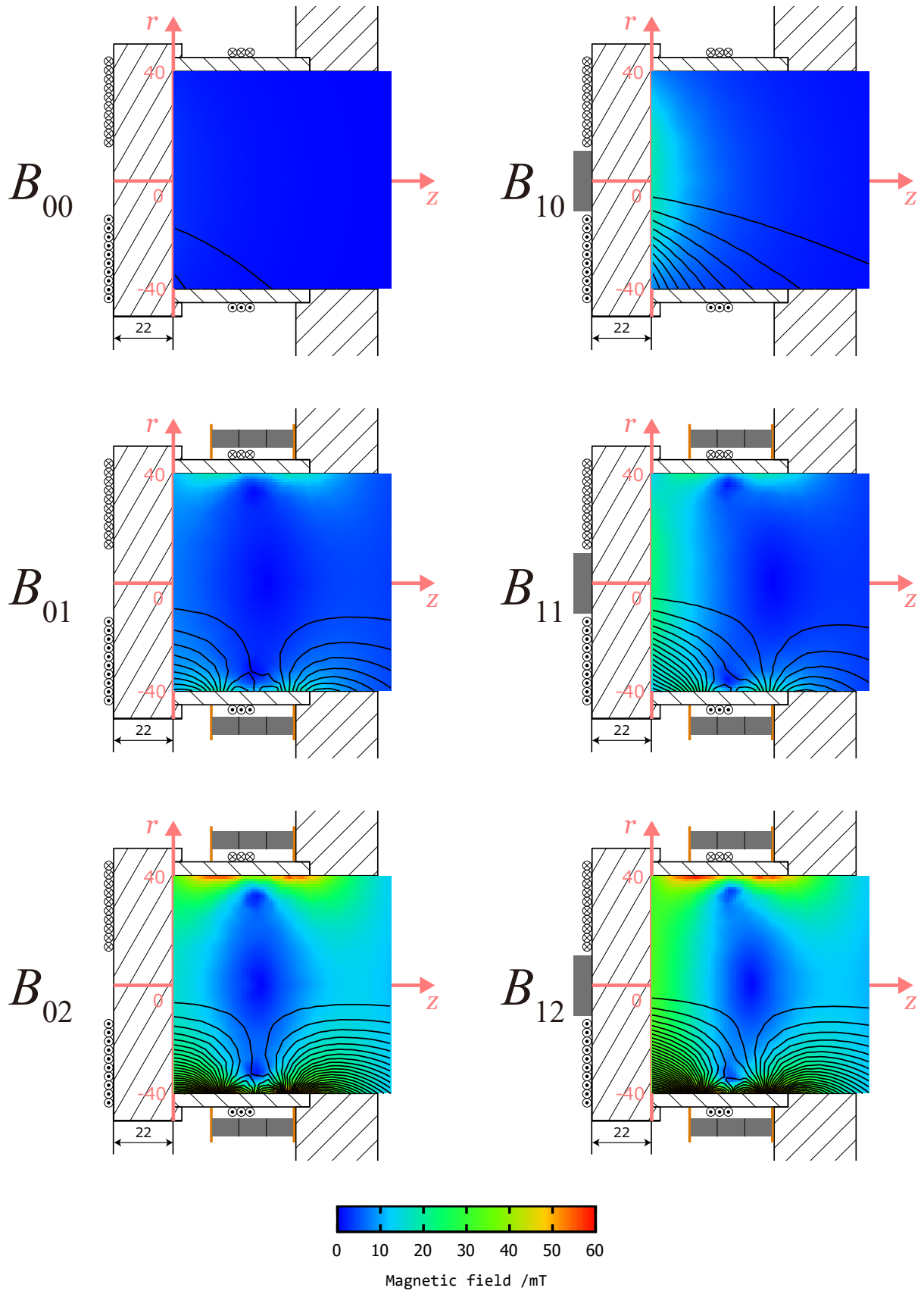


図 3.13. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 各静磁場条件において, 加速用コイルが作る変動磁場の位相のうち  $\pi/4$  に対してプロットした.

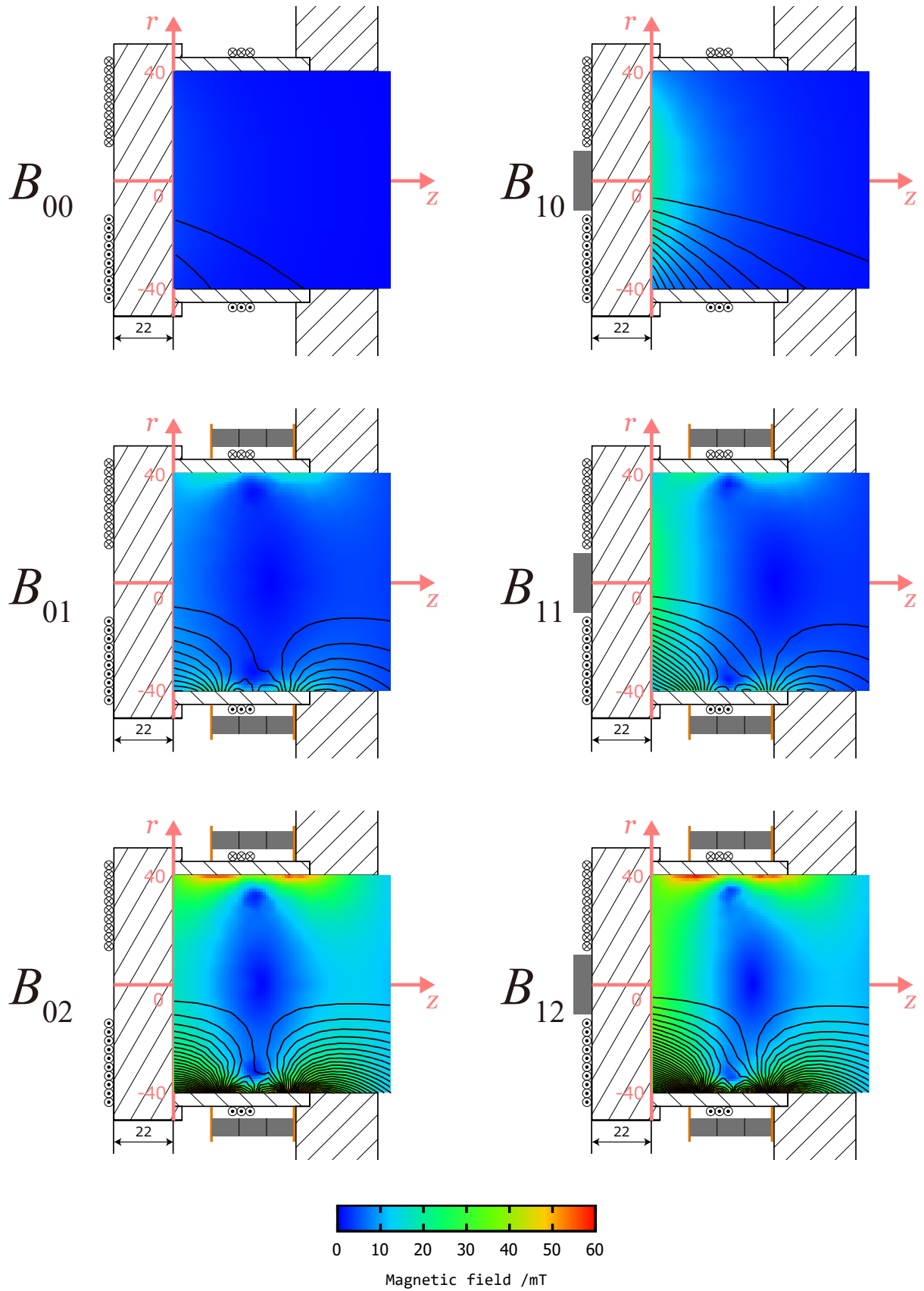


図 3.14. 静磁場と加速用コイル磁場の重ね合わせ. 各静磁場条件において, 加速用コイルが作る変動磁場の位相のうち  $\pi/2$  に対してプロットした.

## 第4章

# 実験結果

### 4.1 静磁場二次元分布測定結果

ホールプローブを用いて放電管内の静磁場二次元分布を測定した。実験条件を表 4.1 に示す。この測定は放電管内を大気圧の状態にし、推進剤は流さず、生成用コイル加速用コイルのどちらにも電力を投入しなかった。測定面は図 4.1 の断面 A である。この測定結果を図 4.2 に示す。

表 4.1. 静磁場二次元分布測定の実験条件.

	Mass flow rate /sccm	Input Power of Ex. coil /W	Input Power of Acc. coil /W
$B_{00}$	0 (1 atm)	0	0
$B_{10}$	0 (1 atm)	0	0
$B_{01}$	0 (1 atm)	0	0
$B_{11}$	0 (1 atm)	0	0
$B_{02}$	0 (1 atm)	0	0
$B_{12}$	0 (1 atm)	0	0

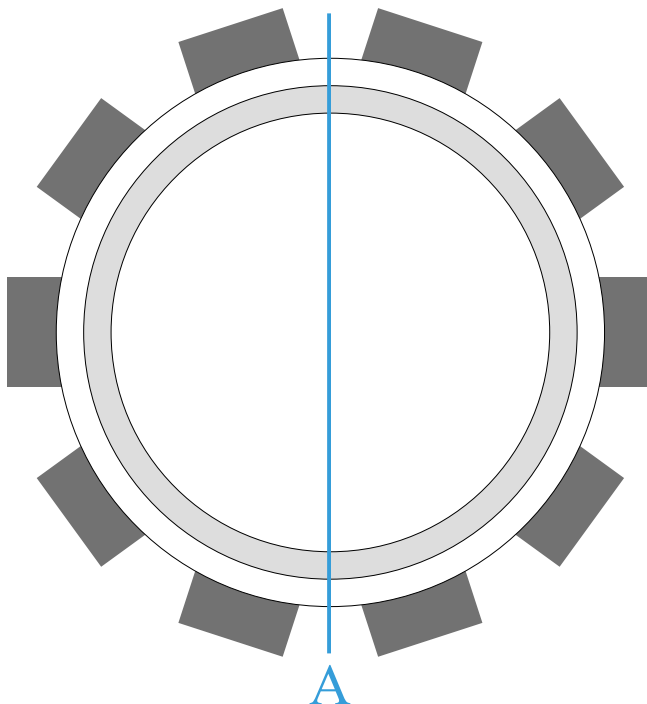


図 4.1. 周方向磁石配置と測定面 A.

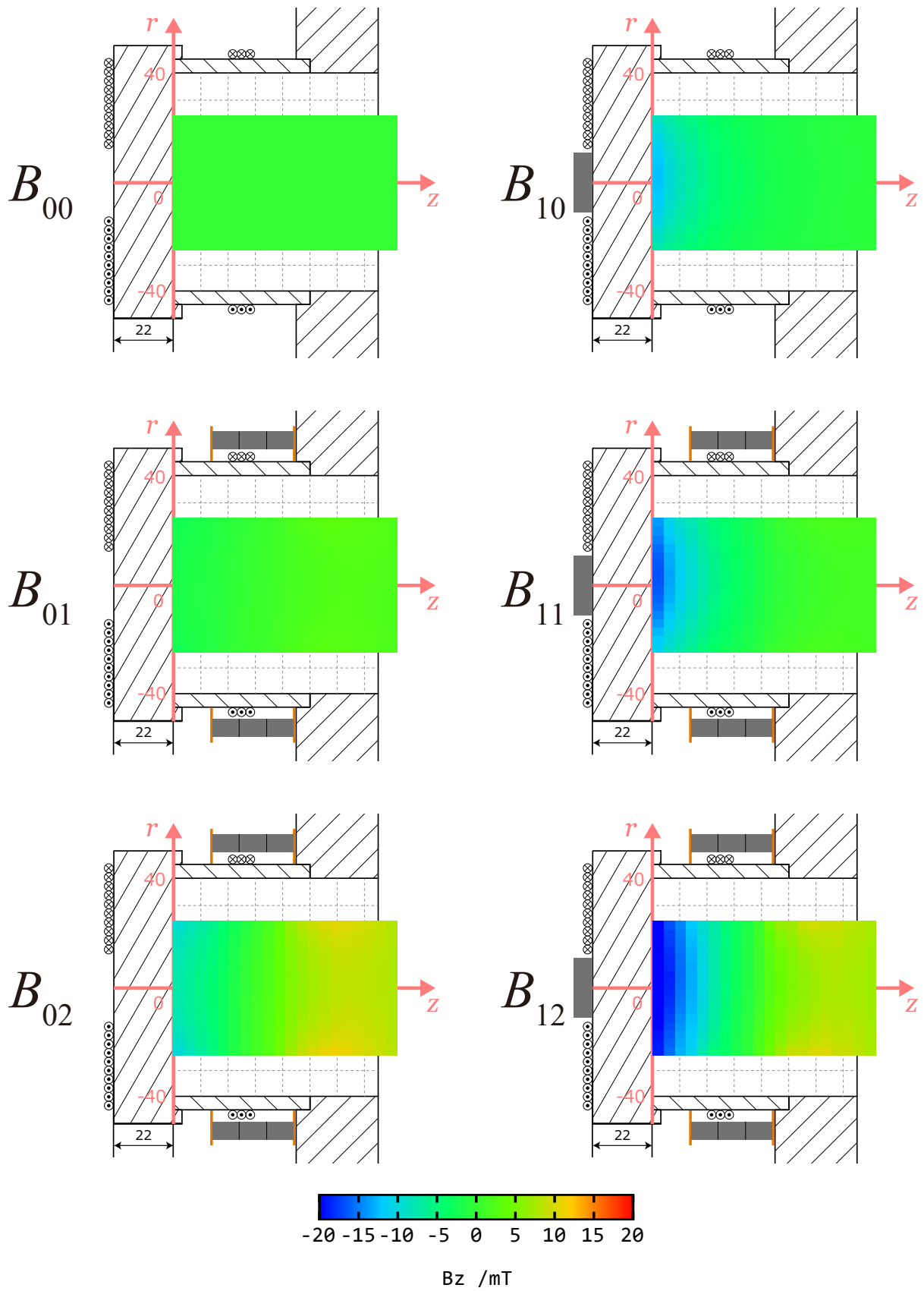


図 4.2. ホールプローブで測定した静磁場の  $B_z$  二次元分布.

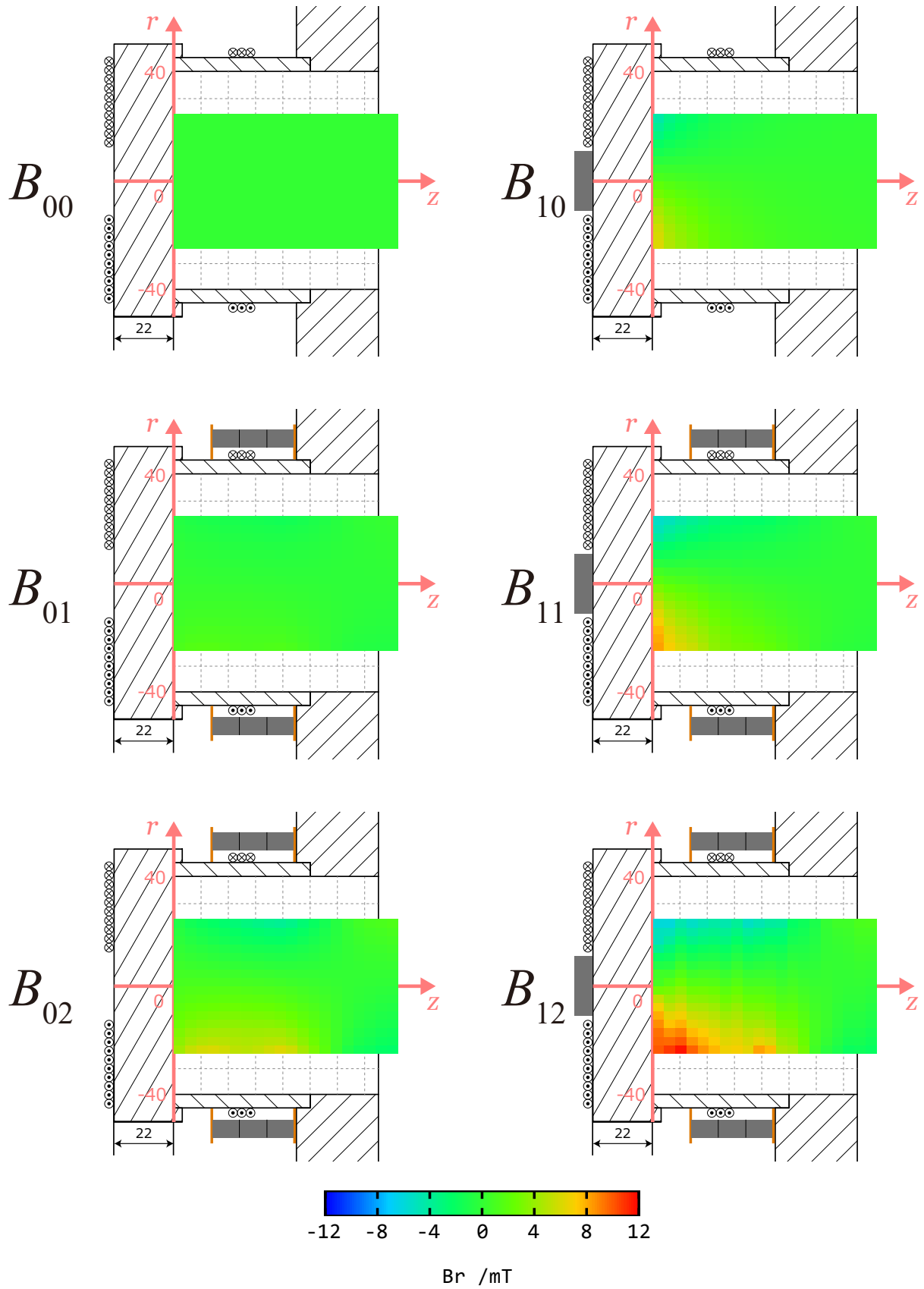


図 4.3. ホールプローブで測定した静磁場の  $B_r$  二次元分布.

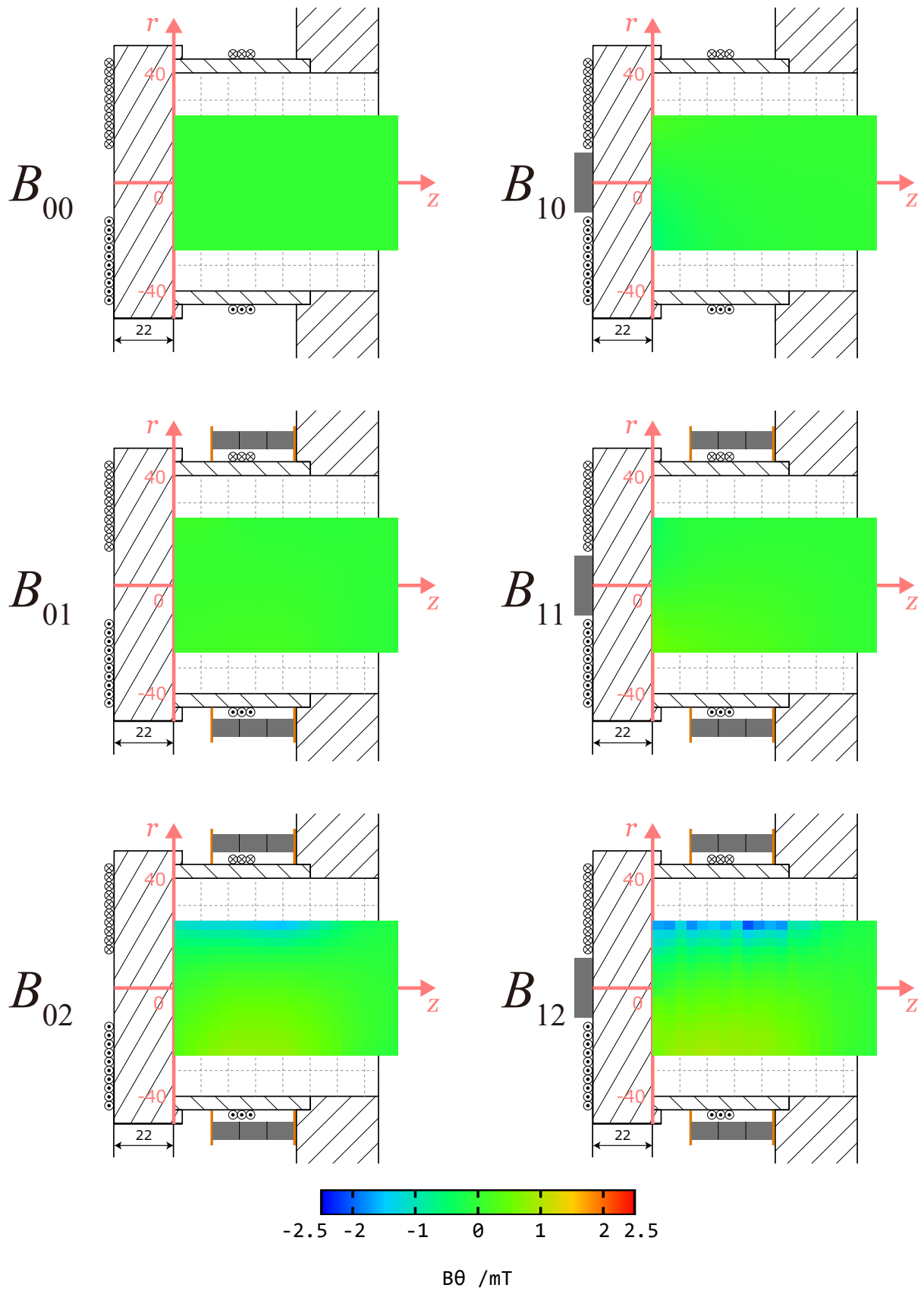


図 4.4. ホールプローブで測定した静磁場の  $B_\theta$  二次元分布.

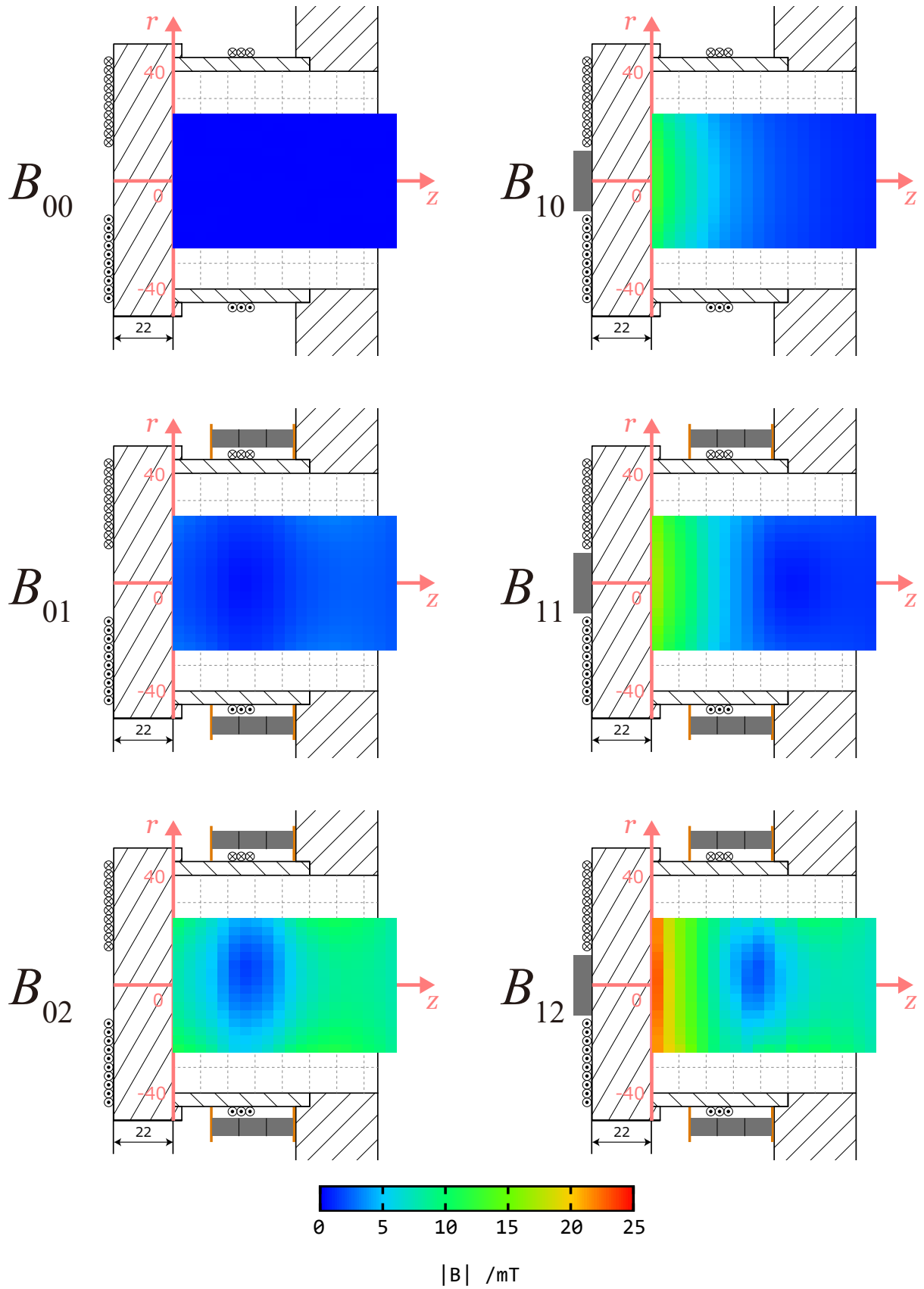


図 4.5. ホールプローブで測定した静磁場の  $|B|$  二次元分布.

## 4.2 電子密度・温度二次元分布測定結果

ダブルプローブの測定結果から電子密度及び電子温度の二次元分布を計算した。実験条件を表 4.2 に示す。この測定では静磁場条件と流量条件を設定し、生成用コイルに 400 W の電力を投入したが、加速用コイルには電力を投入しなかった。電子密度二次元分布測定のそれぞれの流量における結果を図 4.6 から図 4.9 に示し、電子温度二次元分布測定結果のそれぞれの流量における結果を図 4.10 から図 4.13 に示す。

表 4.2. 電子密度温度分布測定の実験条件.

	Mass flow rate /sccm	Input Power of Ex. coil /W	Input Power of Acc. coil /W
$B_{00}$	5, 10 15, 20	400	0
$B_{10}$	5, 10 15, 20	400	0
$B_{01}$	5, 10 15, 20	400	0
$B_{11}$	5, 10 15, 20	400	0
$B_{02}$	5, 10 15, 20	400	0
$B_{12}$	5, 10 15, 20	400	0



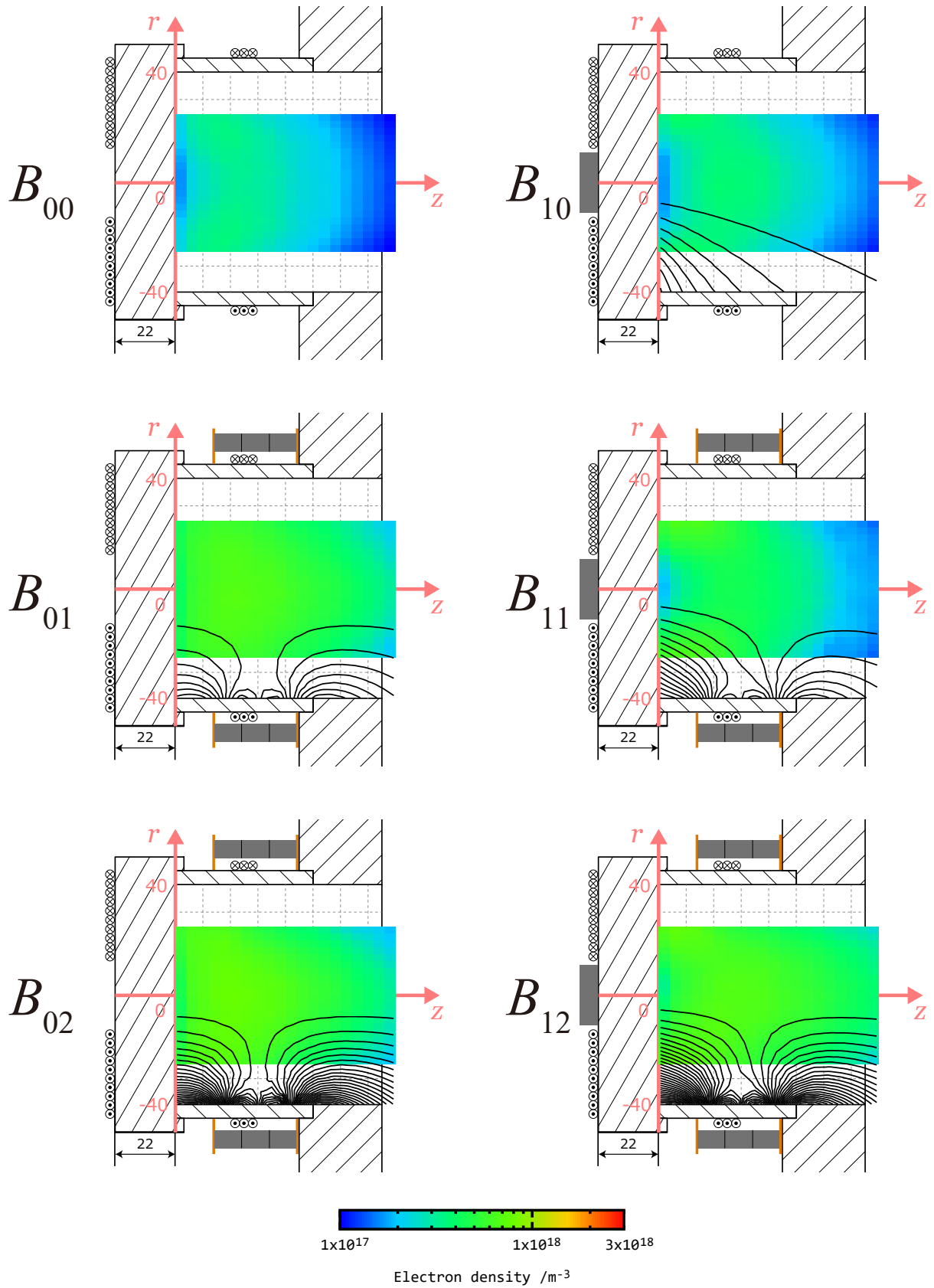


図 4.6. ダブルプローブによる電子密度二次元分布測定結果。流量は 5 sccm。磁力線は FEMM での計算値。

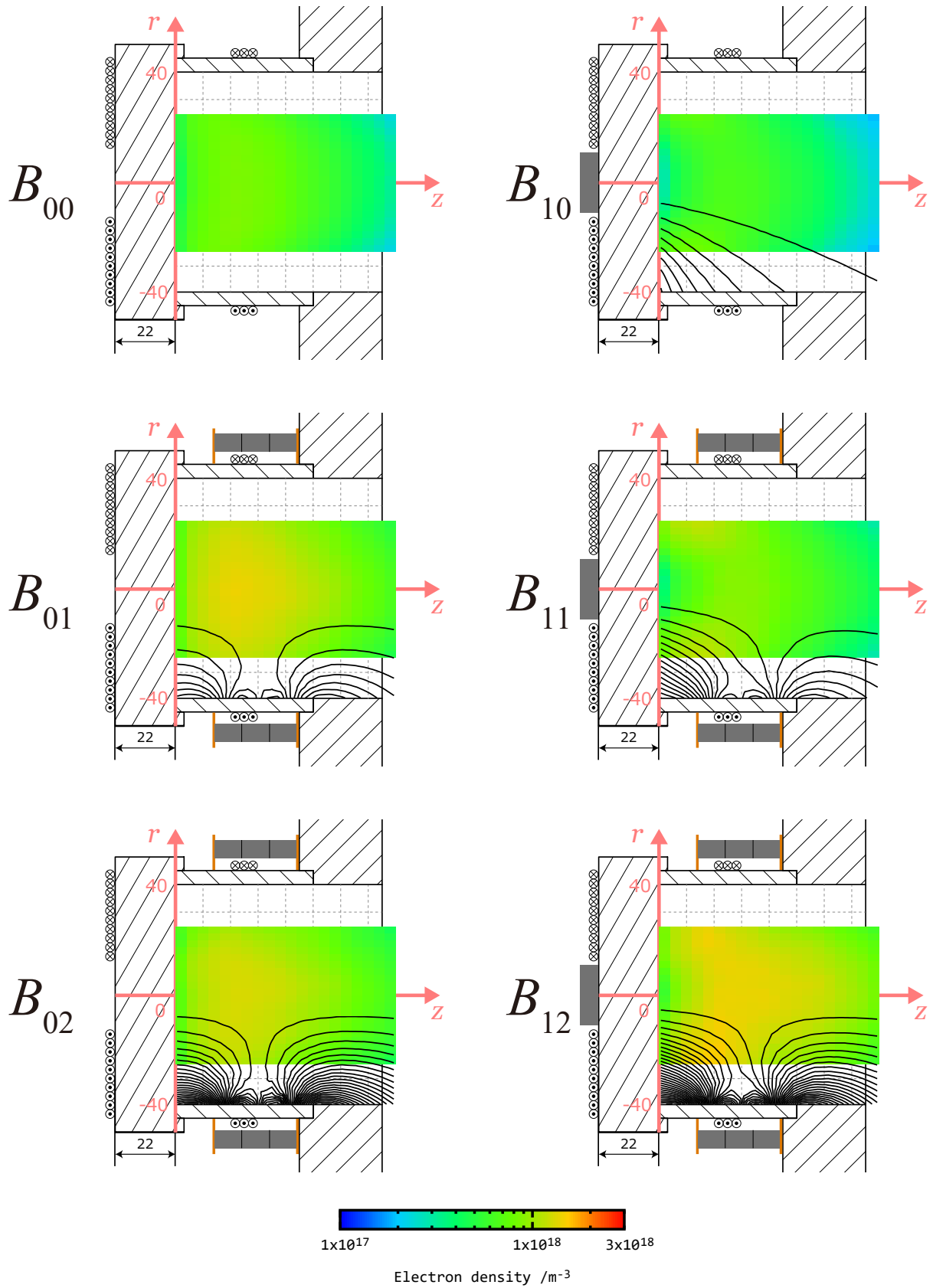


図 4.7. ダブルプローブによる電子密度二次元分布測定結果。流量は 10 sccm。磁力線は FEMM での計算値。

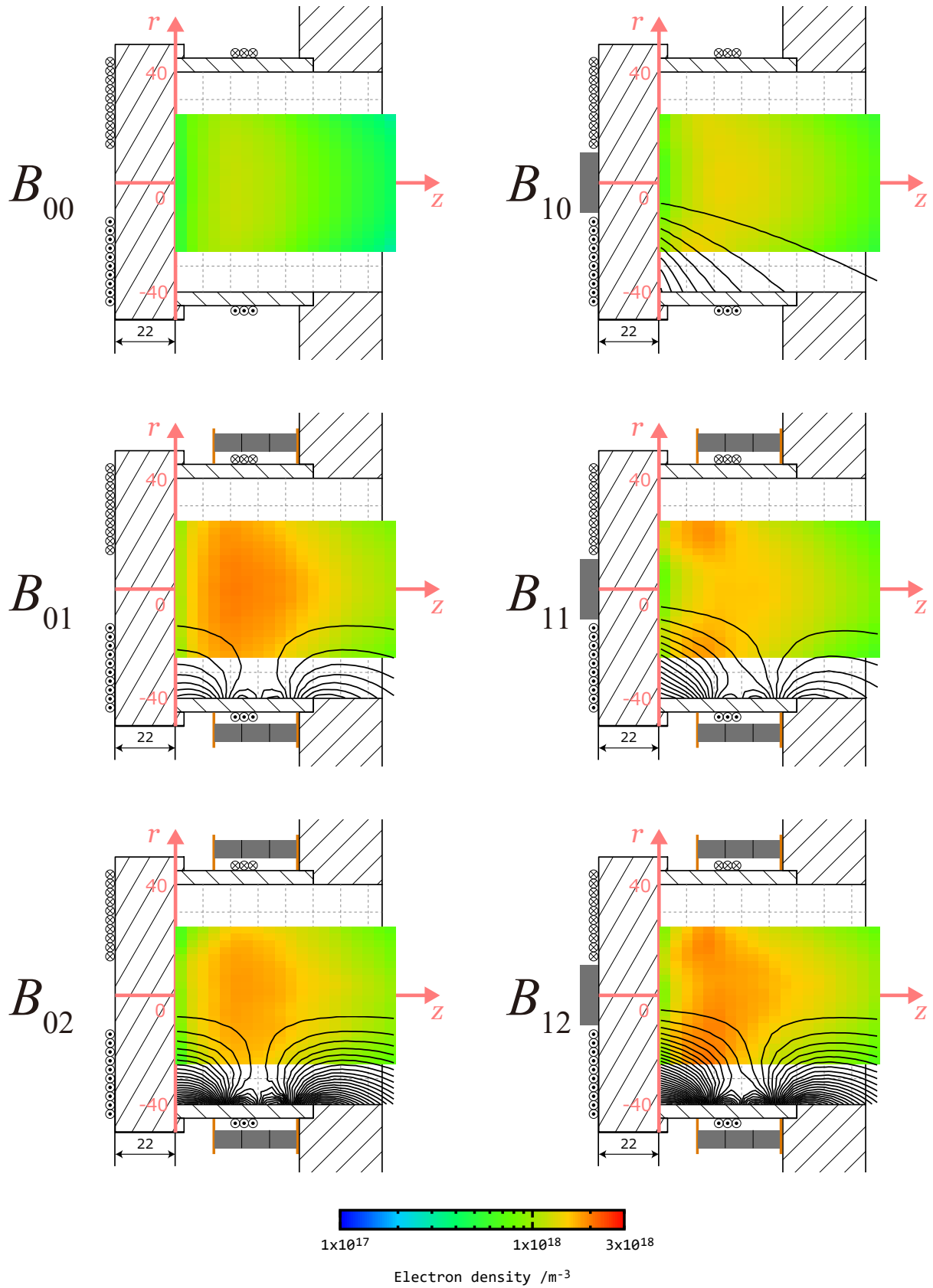


図 4.8. ダブルプローブによる電子密度二次元分布測定結果. 流量は 15 sccm. 磁力線は FEMM での計算値.

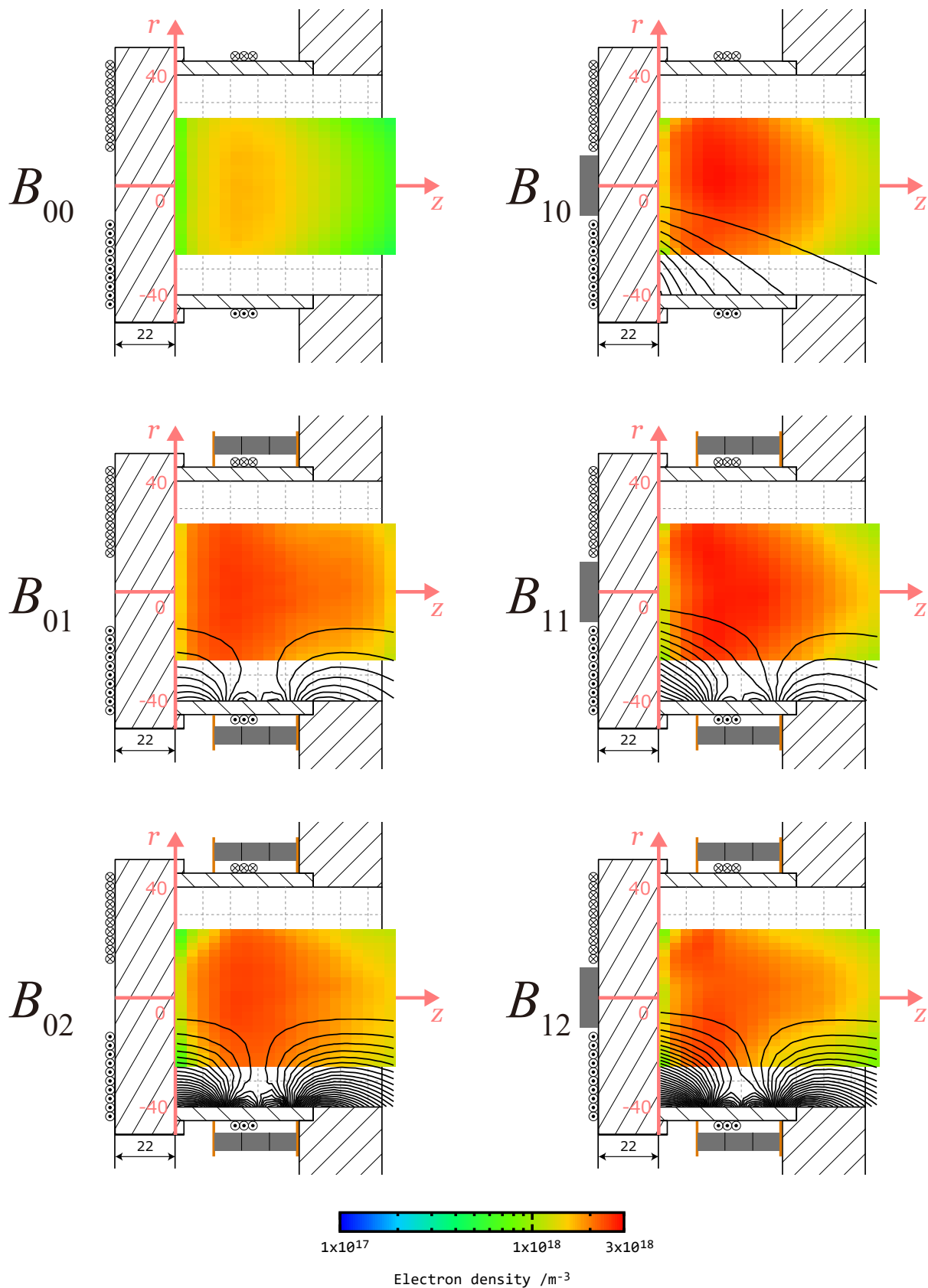


図 4.9. ダブルプローブによる電子密度二次元分布測定結果。流量は 20 sccm。磁力線は FEMM での計算値。

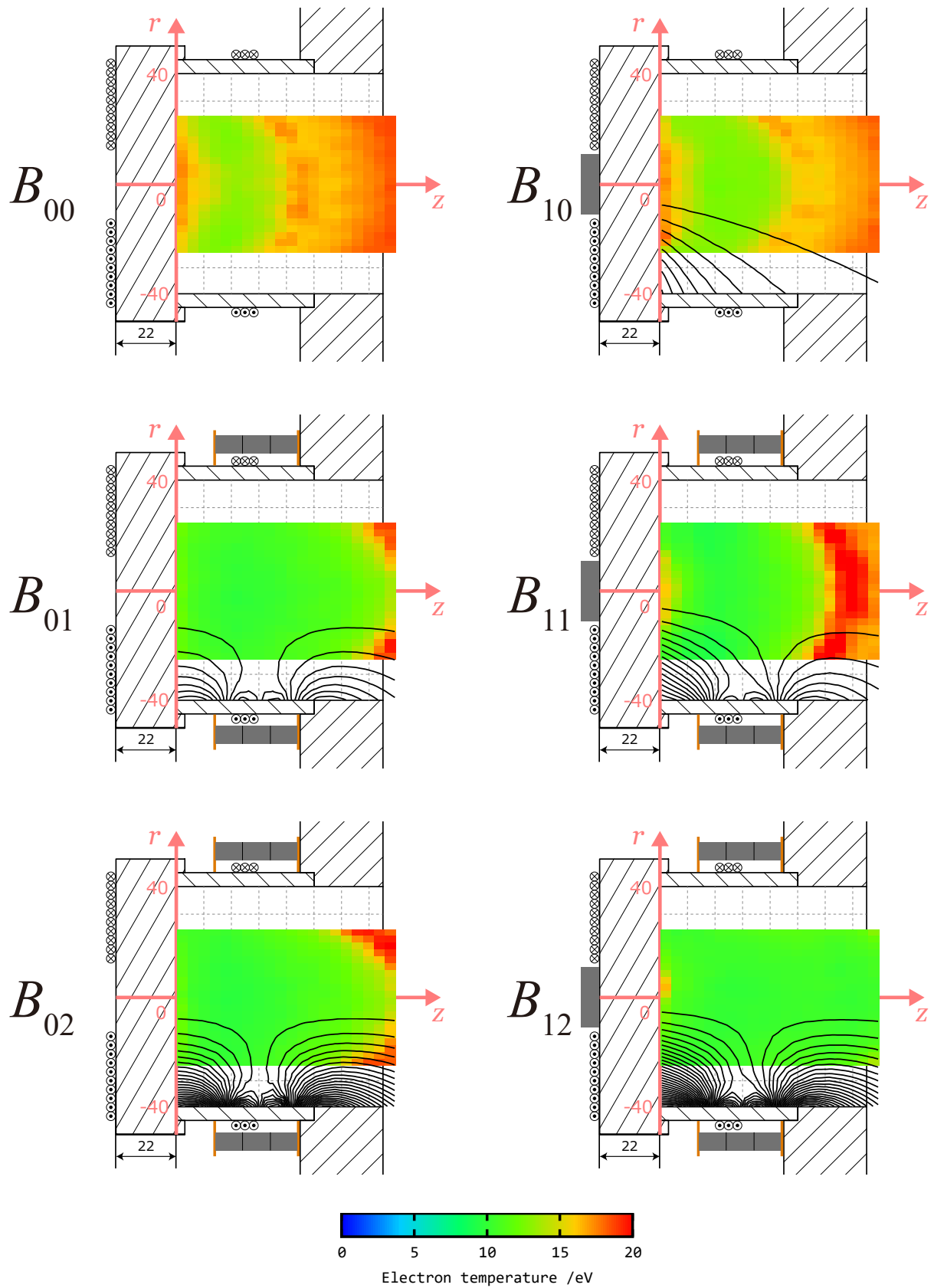


図 4.10. ダブルプローブによる電子温度二次元分布測定結果。流量は 5 sccm。磁力線は FEMM での計算値。

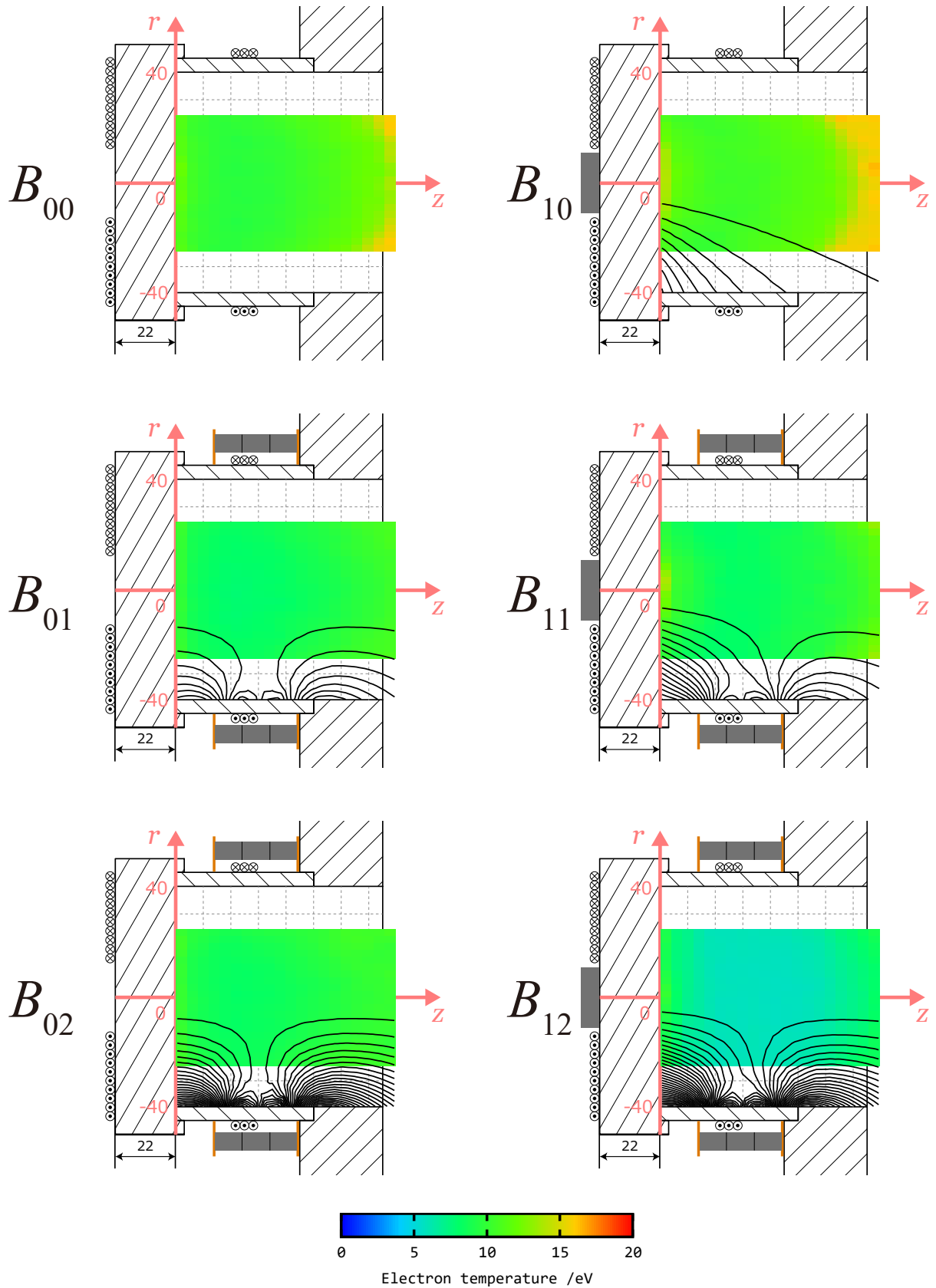


図 4.11. ダブルプローブによる電子温度二次元分布測定結果。流量は 10 sccm。磁力線は FEMM での計算値。

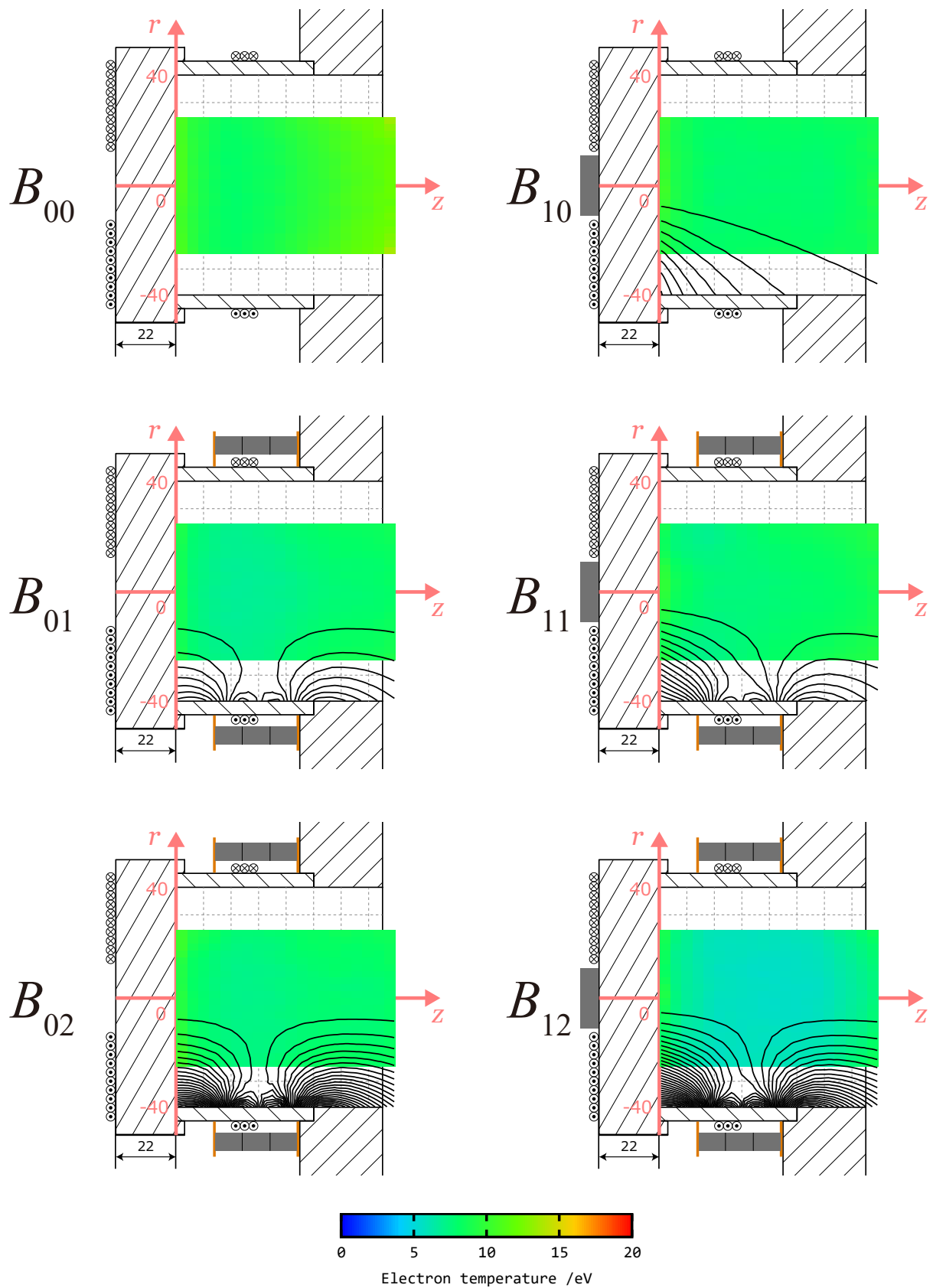


図 4.12. ダブルプローブによる電子温度二次元分布測定結果. 流量は 15 sccm. 磁力線は FEMM での計算値.

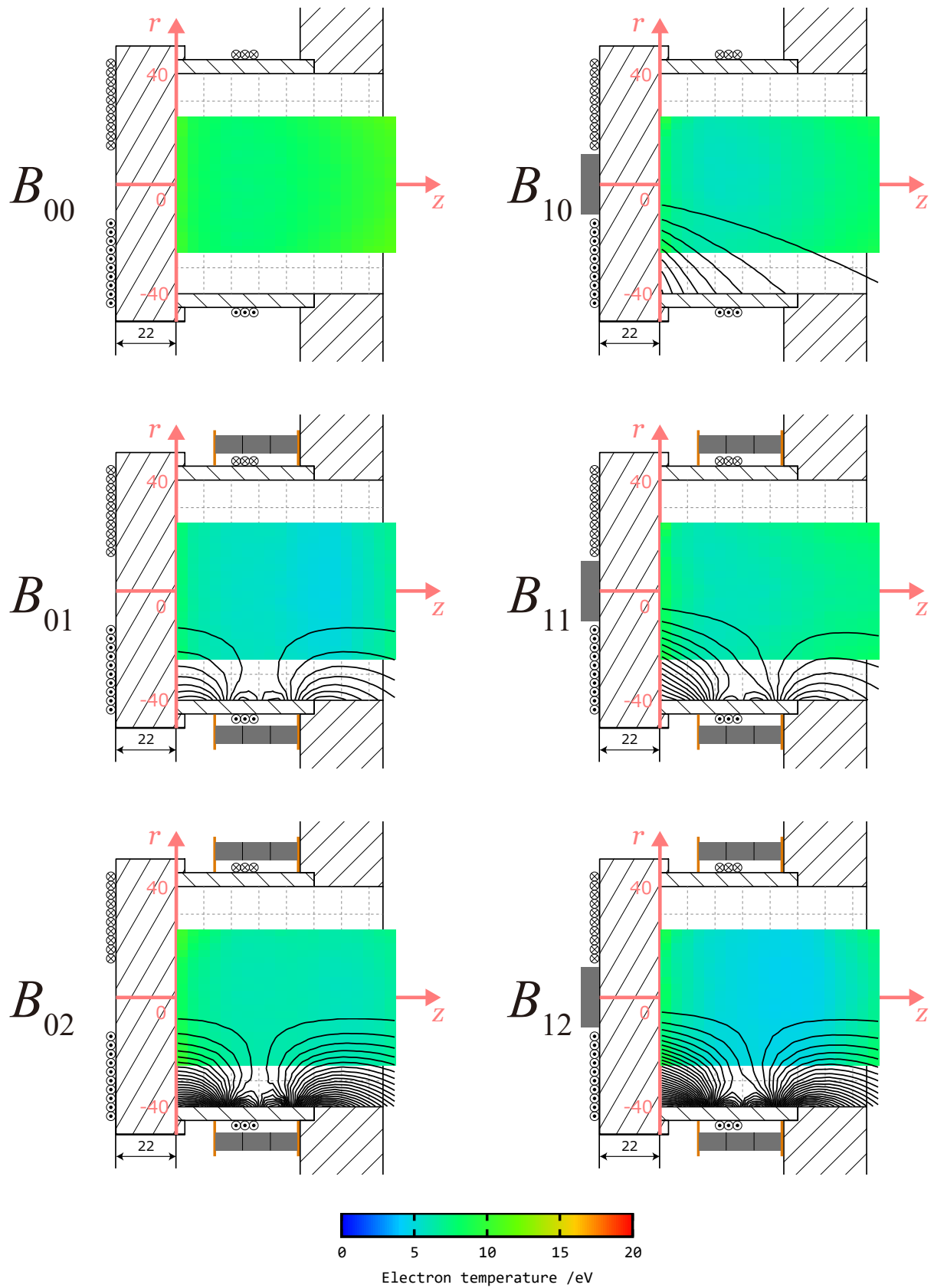


図 4.13. ダブルプローブによる電子温度二次元分布測定結果. 流量は 20 sccm. 磁力線は FEMM での計算値.



### 4.3 推力測定結果

定常推力測定装置を用いて推力を計測した。表 4.3 に実験条件を記す。各静磁場条件に対して、流量と加速用コイルに印加する電力をパラメータとして振り、生成用コイルに印加する電力は 400 W で一定とした。推力測定結果を図 4.14, 図 4.15 に示す。

表 4.3. 推力測定の実験条件.

	Mass flow rate /sccm	Input Power of Ex. coil /W	Input Power of Acc. coil /W
$B_{00}$	5, 10 15, 20	400	100, 200, 300, 400, 500
$B_{10}$	5, 10 15, 20	400	100, 200, 300, 400, 500
$B_{01}$	5, 10 15, 20	400	100, 200, 300, 400, 500
$B_{11}$	5, 10 15, 20	400	100, 200, 300, 400, 500
$B_{02}$	5, 10 15, 20	400	100, 200, 300, 400, 500
$B_{12}$	5, 10 15, 20	400	100, 200, 300, 400, 500

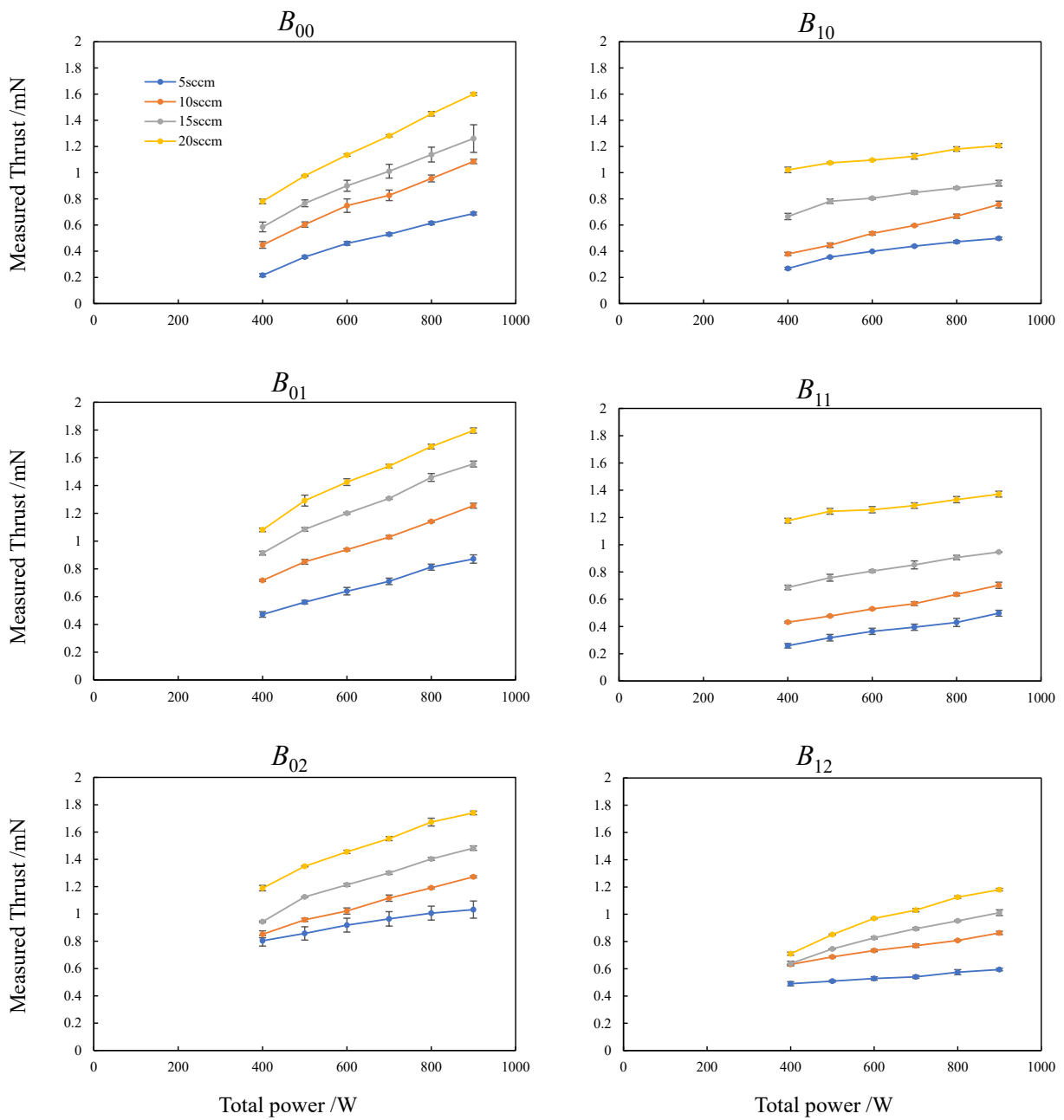


図 4.14. 推力測定結果. 全投入電力の 400 W までは生成用コイルに印加した電力であり, 400 W から 900 W は加速用コイルに印加した電力である.

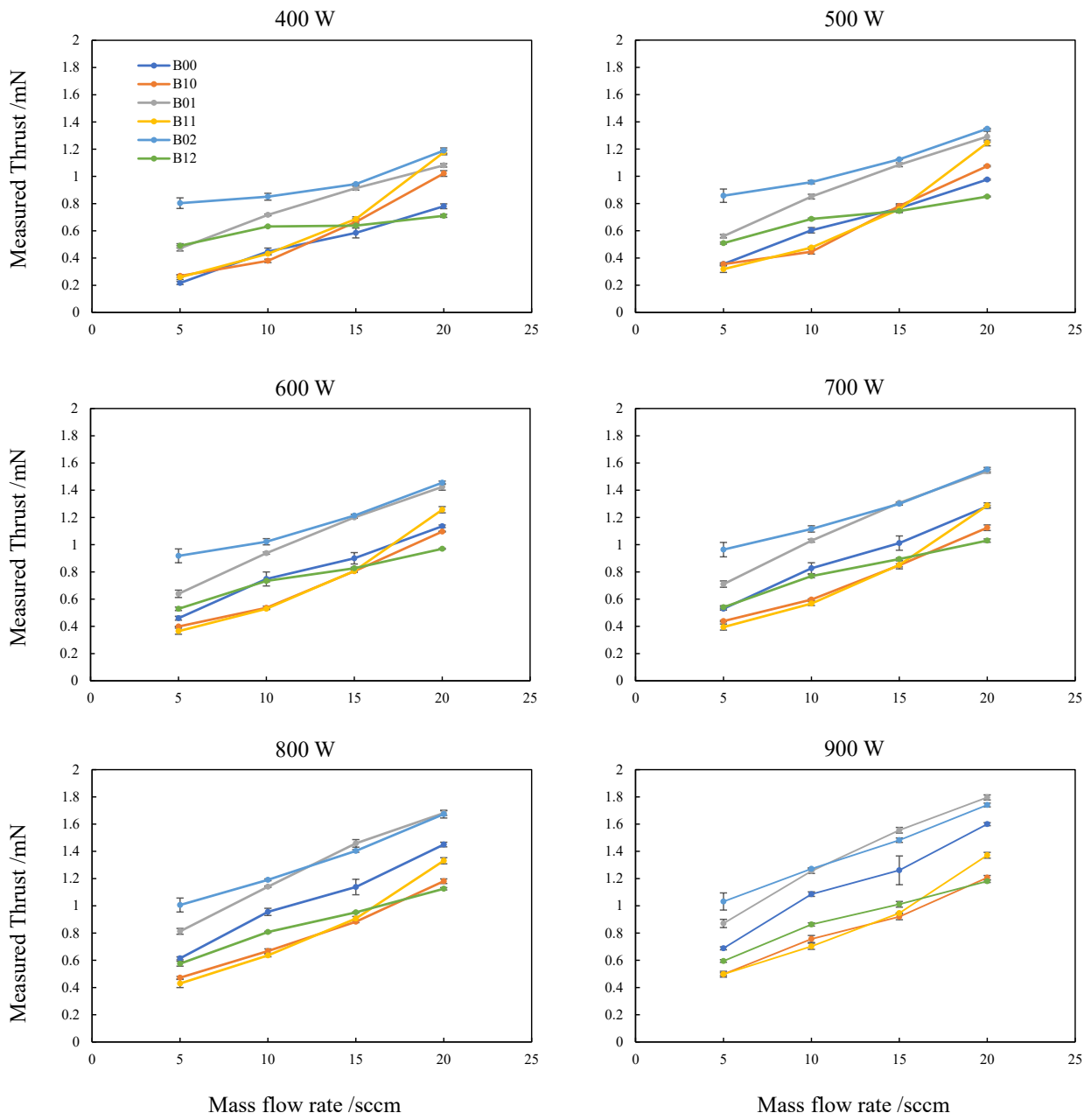


図 4.15. 推力測定結果. 図 4.14 と同じデータであるが, 横軸に流量をとり, 全投入電力ごとにグラフを分けた.

## 第5章

# 議論と考察

本研究では、静磁場と流量をパラメータとして振り、静磁場二次元分布測定、電子密度及び電子温度の二次元分布測定、定常推力測定を行った。本章では、それぞれの測定結果から読み取れることを述べた後、理論的なローレンツ力を各静磁場及び流量条件に対して計算し、推力測定の結果との比較を行う。

### 5.1 静磁場二次元分布測定に関して

静磁場は FEMM で計算したものと、ホールプローブで測定したものがある。FEMM での計算は、磁力線の形や加速用コイルが作る磁場との重ね合わせを議論するために行ったが、この計算では軸対称を仮定しており、実際に実験で用いた図 3.8 のような歯抜けの形は考慮されていない。そこで、実際に放電管内の静磁場がどのようになっているのかをホールプローブを用いて測定した。FEMM での計算とホールプローブでの測定を比較したグラフを図 5.1 に示す。

これは  $r = 0$  の軸上における軸方向の静磁場強度分布を示しており、 $B_{00}$ を除いたいずれも計算値と測定値ではずれが確認できる。ずれは最も大きいところで 5 mT 程度であり、全体的に測定値のほうが計算値よりも小さくなっている。このずれは、FEMM が軸対称を仮定している一方で、実際の磁石配置が歯抜けになっていることが影響している。軸対称であれば磁石が巻かれた平面において磁力線が径方向に抜けることはないが、歯抜けの磁石配置では、磁石と磁石の間から磁力線が径方向に抜けていく。そのため計算値に比べて測定値が全体的に小さくなっているのだと考えられる。

これ以降の計算における静磁場は、特に言及がない限りホールプローブで計測したものをを用いる。

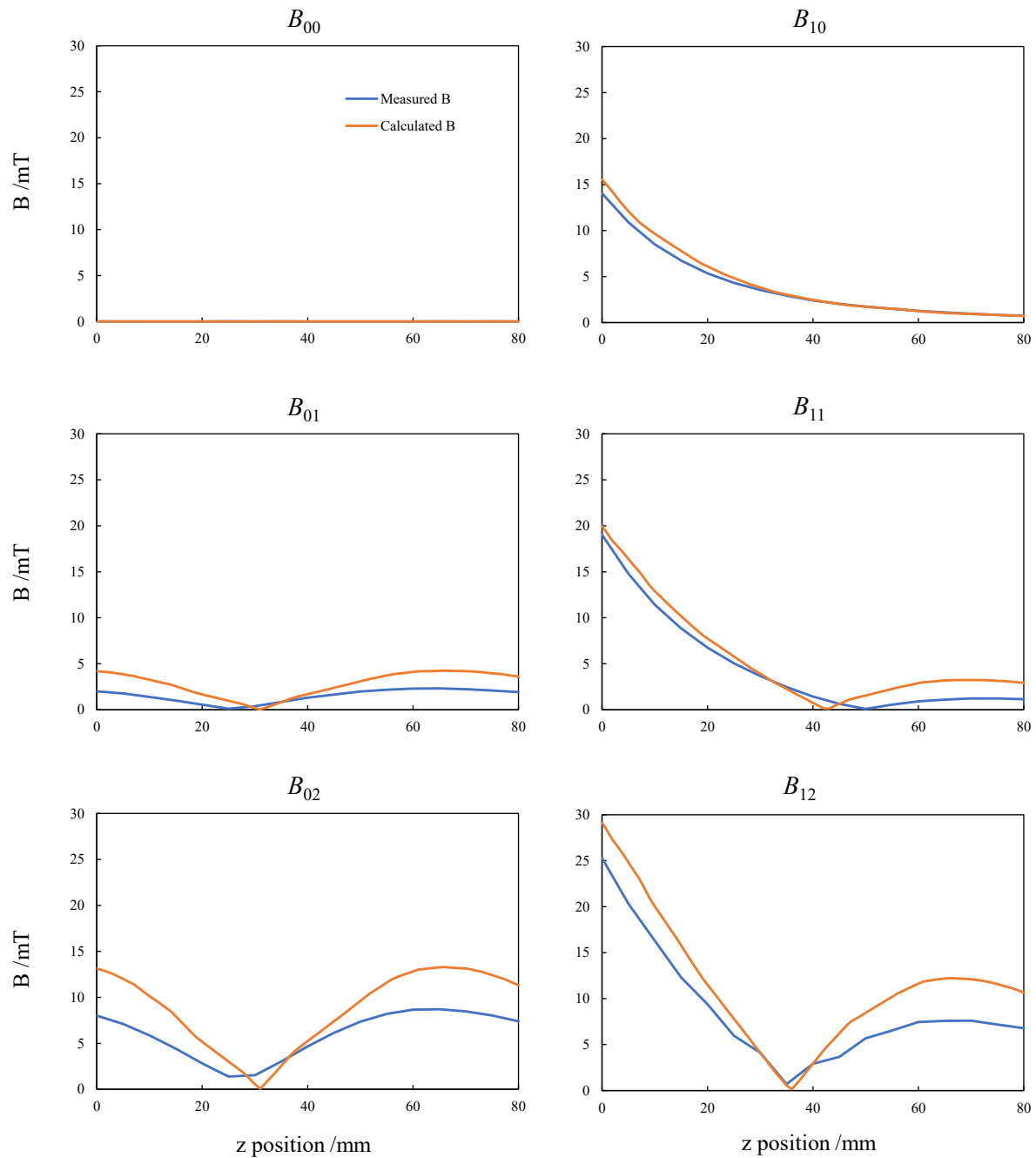


図 5.1. ホールプローブで測定した静磁場と FEMM で計算した静磁場の比較.  $r = 0$  の軸上において比較している.

## 5.2 電子密度・温度二次元分布測定に関して

電子密度測定結果を見ると、静磁場強度が大きくなるにつれ、また流量が大きくなるにつれて電子密度が高くなっていることがわかる。また静磁場形状が変わると密度分布の様子が変わっていることもわかる。電子温度測定結果からは、静磁場強度が大きくなるにつれ、また流量が大きくなるにつれて電子温度が低くなっていることがわかる。いずれの実験条件においても、電子密度はプラズマ中心部の方が高く、電子温度はプラズマ中心部の方が低いという結果であった。これらの結果の妥当性を確認するため、グローバルモデルを用いて考察する。以下では [82] を参考に記した。

### 5.2.1 グローバルモデルの概要

0次元モデル計算とは、定常な準中性プラズマに対して、イオンの生成と損失のバランス、イオンと電子の損失のバランス、エネルギーの投入と損失のバランスの3つの式を考えることで、電子温度、プラズマ電位、電子密度をそれぞれ求めることができるというものである。その際に、以下の7つを仮定する。

- プラズマは何らかの固体境界に囲まれている。
- 外部からエネルギーの供給を受けて準中性かつ定常状態に保たれている。
- プラズマと固体境界との間にはシース領域がある。
- プラズマ電位は固体壁の表面を基準とする。
- プラズマの分布は一様である (0次元)。
- 電子はマックスウェル分布に従う。
- イオンはボーム速度で損失する。

### 5.2.2 イオンの生成・損失バランスと電子温度

定常で準中性なプラズマであるので、単位時間に生成される電子イオン対と損失される電子イオン対の数は同数である。ここでは、生成は電子電離衝突、損失は壁面衝突が支配的だと仮定する。このとき、電子イオン対の生成レート  $R_{iz}$  は

$$R_{iz} = n_n n_e K_{iz} V \quad (5.1)$$

である。ここで  $n_n$  は中性粒子密度、 $n_e$  は電子密度、 $K_{iz}$  は電離衝突断面積におけるレートコンスタントである。レートコンスタントは

$$K_{iz} \equiv \int_0^{\infty} \sigma_{iz}(v) \hat{f}(v) v dv \quad (5.2)$$

で定義され、規格化された速度分布  $\hat{f}$  に関して電離断面積を平均化した操作とみなすことができる。一方電子イオン対の壁面損失フラックス  $\Gamma_{wi}$  はボーム速度  $u_B = \sqrt{kT_e/M}$  を用いて、

$$\Gamma_{wi} = n_e u_B \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (5.3)$$

となる．全体積で生成されるイオン数と，全壁面で損失するイオン数が等しいため，

$$n_n n_i K_{iz} V = n_e u_B A \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (5.4)$$

$$\sqrt{\frac{kT_e}{M}} \frac{1}{K_{iz}} = \exp\left(\frac{1}{2}\right) \frac{V}{A} n_n \quad (5.5)$$

という関係式が得られる．レート定数  $K_{iz}$  は電子温度の関数であるから，左辺は電子温度  $T_e$  によって決まる．ただし，電子温度が 10 eV 程度の場合レート定数  $K_{iz}$  の電子温度への感度は小さく，ここでは電子温度に対して一定であると仮定する．右辺はプラズマ体積と表面積，中性粒子密度によって決まるため，この式を解くことにより，電子温度を求めることができる．

実際に計算する際には，レート定数  $K_{iz}$  はエネルギーの関数に変換し，

$$K_{iz} = \frac{2v_{th}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{2}mv_{th}^2\right)^{-2} \int_0^\infty \sigma_{iz}(\epsilon) \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT_e}\right) \epsilon d\epsilon \quad (5.6)$$

を用いて計算する．データの間を線形に補完して数値的に畳み込み積分を行った．

### 5.2.3 電子とイオンのバランスとプラズマ電位

電子の壁面へのフラックス  $\Gamma_{we}$  は

$$\begin{aligned} \Gamma_{we} &= n_s \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\sqrt{2e\phi/m}}^{\infty} v_z \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}v_{th}}\right)^3 \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right) dv_z dv_y dv_x \\ &= \frac{1}{2} n_s \frac{v_{th}}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{2e\phi}{mv_{th}^2}\right) \end{aligned} \quad (5.7)$$

となる．ここで，壁方向には速度  $\sqrt{2e\phi/m}$  以上を持っている電子しか壁面には到達できない． $n_s$  はシース端での電子密度であり， $n_s = n_e \exp(-1/2)$  である．プラズマ全体を見たときに，イオンと電子のフラックスは等しくなければならない．よって，

$$n_s u_B A_i = \frac{1}{2} n_s \frac{v_{th}}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{2e\phi}{mv_{th}^2}\right) A_e \quad (5.8)$$

である．イオンと電子の面積が等しい  $A_i = A_e$  とき，これを  $\phi$  に関して解くと次式を得る．

$$\phi = \frac{kT_e}{e} \ln \left[ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{M}{m}} \right] \quad (5.9)$$

### 5.2.4 パワーバランスと電子密度

投入した電力を  $W_{in}$ ，吸収率を  $\alpha$  とすると，プラズマに単位時間あたりに吸収されるエネルギーは  $W_{ab} = \alpha W_{in}$  である．プラズマ内にはイオン，電子，中性粒子が存在し，これらが壁面に到達したとき，粒子は全てのエネルギーを失う．プラズマを覆う全壁面が単位時間あたりに得るエネルギーは，

- イオンと電子が運ぶ電離エネルギー
- 中性粒子が運ぶ励起エネルギー
- 全粒子が運ぶそれぞれの運動エネルギー

の3種類であり、単位時間当たりの投入エネルギーと等しくならねばならない。  $P_{iz}$  を電離エネルギー、  $P_{ex}$  を励起エネルギー、  $P_k$  を粒子の運動エネルギーとして、

$$W_{ab} = P_{iz} + P_{ex} + P_k \quad (5.10)$$

とかける。

### 電離エネルギー

単位時間に電離のより生成する電子イオン対と、消失する電子イオン対の数は同数である。したがって、プラズマ内で生成される電子イオン対の数とその生成に必要なエネルギーを掛け合わせればよい。電子イオン対の生成レートは式(5.1)であり、電離ポテンシャル  $U_{iz}$  とすると、単位時間当たりに損失する電離エネルギー量  $P_{iz}$  は以下ようになる。

$$P_{iz} = n_n n_e K_{iz} V U_{iz} \quad (5.11)$$

### 励起エネルギー

電離エネルギーと同様にして、励起エネルギー量  $P_{ex}$  は以下ようになる。

$$P_{ex} = n_n n_e K_{ex} V U_{ex} \quad (5.12)$$

### 運動エネルギー

単位時間に中性粒子が壁で損失する運動エネルギー  $P_{nk}$  は

$$P_{nk} = \frac{1}{4} n_n v_n \frac{3}{2} k T_n A_n \quad (5.13)$$

であり、 $\frac{3}{2} k T_n$  は中性粒子の熱運動エネルギーである。イオンに関しては、シースにおいて加速された運動エネルギーが加わる。従って、イオンが壁に運ぶエネルギー量  $P_{ik}$  は以下のように書ける。

$$P_{ik} = \Gamma_{wi} \left( \frac{3}{2} k T_i + \frac{1}{2} m_i v_B^2 + e\phi \right) A_i \quad (5.14)$$

一方電子はシースに逆らって壁面に進むため、シースでは減速を受ける。さらに、到達した電子はその分のエネルギーを失っており、イオンのように熱運動と並進を分けて計算することができない。そこでここでは Maxwell 分布を仮定して計算を行う。電子がシース  $\phi$  のポテンシャルを上がって壁面に運ぶエネルギー  $P_{ek}$  は

$$P_{ek} = n_s A_e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\sqrt{2e\phi/m}}^{\infty} v_z \left( \frac{1}{2} m_e v^2 - e\phi \right) \left( \frac{1}{\sqrt{\pi} v_{th}} \right)^3 \exp \left( -\frac{v^2}{v_{th}^2} \right) dv_z dv_y dv_x$$



$$= \frac{1}{2} n_s A_e \frac{mv_{th}^3}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{2e\phi}{mv_{th}^2}\right) \quad (5.15)$$

となる。したがって、一つの電子が平均的に壁面に運ぶエネルギーは

$$\frac{P_{ek}}{\Gamma_{we} A_e} = mv_{th}^2 = 2kT_e \quad (5.16)$$

となる。最終的に運動エネルギーとしてプラズマから壁面に単位時間に渡されるエネルギー  $P_k$  は以下のようになる。

$$\begin{aligned} P_k &= P_{nk} + P_{ik} + P_{ek} \\ &= \Gamma_{wn} \frac{3kT_n}{2} A_n + \Gamma_{wi} \left( \frac{3}{2} kT_i + \frac{1}{2} kT_e + e\phi \right) A_i + \Gamma_{we} 2kT_e A_e \end{aligned} \quad (5.17)$$

イオンや中性粒子の温度は通常 1000 K 以下であり、電子温度に比べて十分に小さい。また、単位時間にイオンと電子が壁に損失する量は等しい ( $\Gamma_{wi} = \Gamma_{we}$ )。また面積がそれぞれ等しい ( $A_n = A_i = A_e = A$ ) とすれば、

$$P_k = \Gamma_{wi} \left( \frac{5}{2} kT_e + e\phi \right) A \quad (5.18)$$

となる。

### エネルギーバランス

定常状態を仮定しているため、投入エネルギーと損失エネルギーは等しい。また  $n_n n_e K_{iz} V = \Gamma_{wi} A$  であるので

$$\begin{aligned} W_{ab} &= P_{iz} + P_{ex} + P_k \\ &= n_n n_e K_{iz} V \left( U_{iz} + \frac{K_{ex}}{K_{iz}} U_{ex} + \frac{5}{2} kT_e + e\phi \right) \end{aligned} \quad (5.19)$$

を得る。右辺の括弧の中身は一つの電子イオン対を生成 / 損失する際に必要なエネルギーであり、標準プラズマ生成コスト  $\epsilon_{ST}$  と呼ばれる。すなわち、

$$\epsilon_{ST} = U_{iz} + \frac{K_{ex}}{K_{iz}} U_{ex} + \frac{5}{2} kT_e + e\phi \quad (5.20)$$

電離エネルギー  $U_{iz}$ 、励起エネルギー  $U_{ex}$  は定数であり、その他の電離レートコンスタント、励起レートコンスタント、プラズマ電位は全て電子温度の関数となっている。従ってプラズマ密度  $n_e$  は、

$$n_e = \frac{W_{ab}}{n_n K_{iz} V \epsilon_{ST}} \quad (5.21)$$

によって決定される。

### 5.2.5 グローバルモデルの計算と実験との比較

上記モデルに基づいて計算を行った。式 (5.5), (5.9), (5.21) の3つのバランス式を、表 5.1 に示す物理量を用いて解いた。ここでは、プラズマ損失面積と中性粒子密度をパラメータとし、電子密度と電子温度がどう変化するかを計算した。プラズマ損失面積をパラメータとして行った計算結果を図 5.2, 中性粒子密度をパラメータとして行った計算結果を図 5.3 に示す。

静磁場強度を強くしたとき、つまりプラズマ損失面積が小さくなると、図 5.2 から電子温度が下がり電子密度が上がるといことがわかる。流量を増やして中性粒子密度が上がると、図 5.3 から電子温度が下がり電子密度が上がるとい結果が得られた。これらの計算結果は実験と整合性が取れており、電子密度及び電子温度測定はグローバルモデルによって説明ができるということがわかった。またプラズマ中心部で電子密度が高く電子温度が低いという分布に関しても、プラズマ中心部では損失面積が小さく、中性粒子密度が高いということから説明できる。

表 5.1. グローバルモデル計算に用いた物理量.

ボルツマン定数 / $\text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{K}^{-1}$	$1.38 \times 10^{-23}$
電気素量 /C	$1.6 \times 10^{-19}$
電子質量 /kg	$9.1 \times 10^{-31}$
アボガドロ定数 / $\text{mol}^{-1}$	$6.0 \times 10^{23}$
真空の誘電率 / $\text{F m}^{-1}$	$8.9 \times 10^{-12}$
中性粒子の直径 /m	$2.2 \times 10^{-10}$
Xe の分子量 / $\text{g mol}^{-1}$	131.3
Xe 分子の質量 /kg	$2.2 \times 10^{-25}$
Xe の電離エネルギー /J	$1.9 \times 10^{-18}$
Xe の励起エネルギー /J	$1.9 \times 10^{-18}$
プラズマ吸収電力 /W	400
プラズマ体積 / $\text{m}^3$	$4.0 \times 10^{-4}$

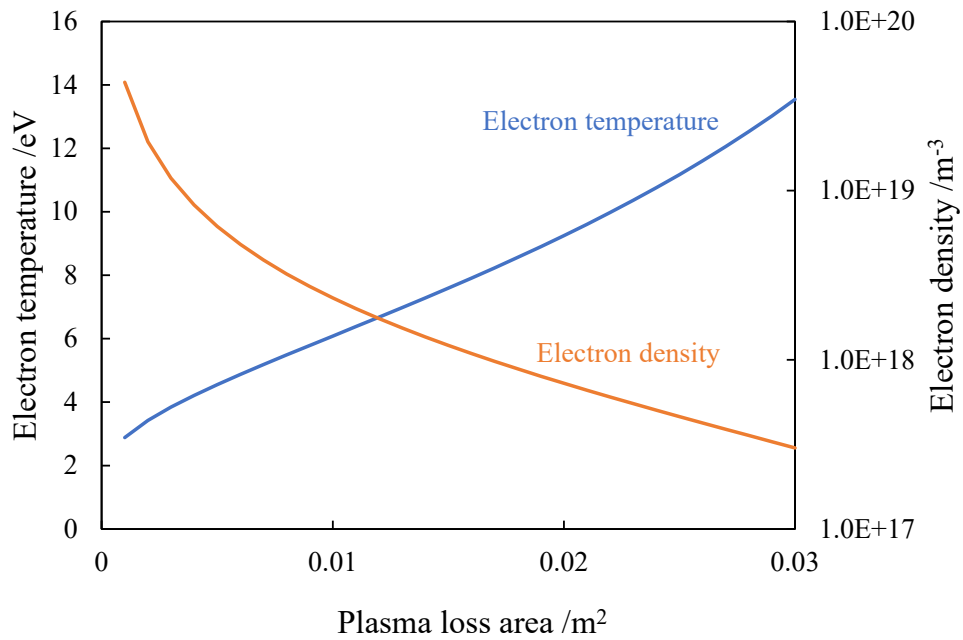


図 5.2. プラズマ損失面積をパラメータとしたときのグローバルモデル計算結果. 0.03 m<sup>2</sup> が放電管内側の面積である.

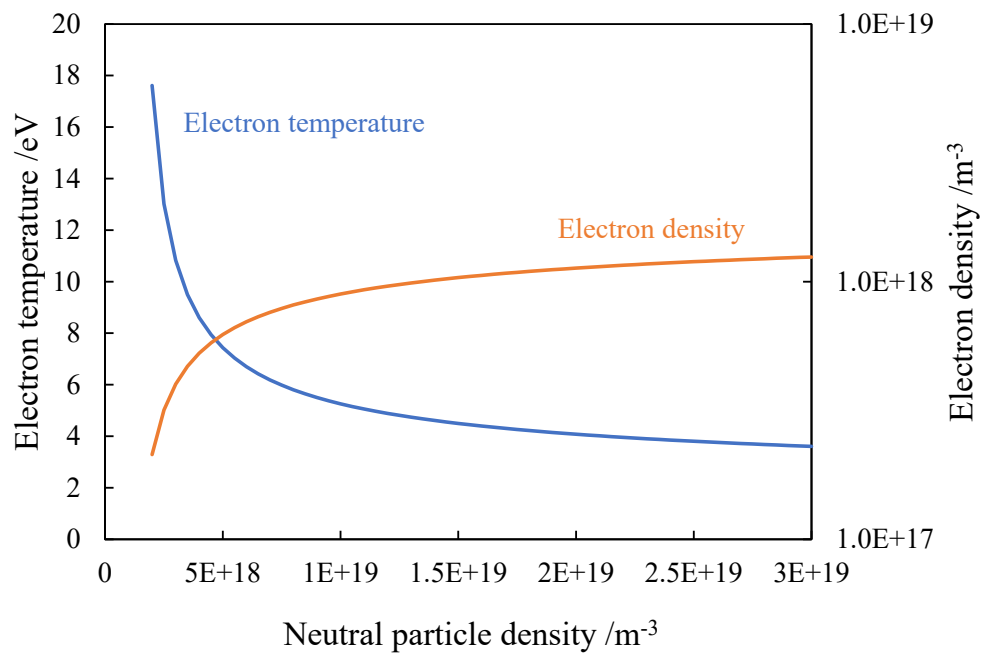


図 5.3. 中性粒子密度をパラメータとしたときのグローバルモデル計算結果.

## 5.3 推力測定結果に関して

各静磁場条件ごとの推力測定結果をまとめた図 4.14 を見ると、いずれも投入電力を大きくなるにつれ、また流量が大きくなるにつれて推力が大きくなっていることがわかる。しかし、その推力の絶対値や増加の仕方は各静磁場条件によって大きく異なっている。電子密度分布は基本的に静磁場強度が大きくなると電子密度が大きくなる傾向が示されたが、推力測定では、静磁場強度が大きくても推力が大きくなるとは言えない。例えば  $B_{01}$  や  $B_{02}$ ,  $B_{00}$  は投入電力に対する推力の増加が比較的大きいが、 $B_{10}$ ,  $B_{11}$ ,  $B_{12}$  は増分が比較的小さい。

投入電力ごとに比較した図 4.15 を見ると、各静磁場条件間の推力の違いがわかる。 $B_{01}$  や  $B_{02}$  はどの投入電力においても比較的推力が大きく、 $B_{10}$ ,  $B_{11}$ ,  $B_{12}$  はどの投入電力においても比較的推力が小さい。磁石がない  $B_{00}$  は 400 W のときには推力が小さいが、投入電力が大きくなるにつれて推力の増加が他に比べて顕著で、900 W の投入電力時には  $B_{01}$  や  $B_{02}$  に次ぐ推力となっている。

以上の議論から、静磁場強度が大きいと電子密度は大きくなる一方、推力は大きくなるとは限らないということがわかった。そこで、理論的なローレンツ力及び圧力勾配項を、今回計測した値などを用いることによって計算し、推力測定の結果との比較を行う。

## 5.4 理論的なローレンツ力の算出

プラズマを流体として扱えると仮定することによって、プラズマ中に外部磁場が印加されたときの様子を定式化する。まずプラズマ中に誘起される誘導電流を導出し、磁場との相互作用によって生まれるローレンツ力を定式化する。

### 5.4.1 支配方程式

プラズマ中のある単位体積当たりの運動方程式は次のように書ける [80].

$$M \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad (5.22)$$

$D/Dt$  は全微分を表している。イオンスリップ、電子慣性、変位電を無視した一般化オームの法則 [35] は、

$$en_e \mathbf{j} + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = en_e (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \nabla p \quad (5.23)$$

となる。この 2 つの式が誘導加速の物理モデルの支配方程式であり、プラズマ中のある単位体積あたりで成り立つと仮定する。

### 5.4.2 外部磁場印加時の誘導電流

まず外部磁場が印加された時、プラズマ内に流れる誘導電流  $\mathbf{j}$  を導出する。一般に、外積はある交代テンソル  $\mathbb{B}$  の内積と表すことができる。つまり、

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} B_r \\ B_\theta \\ B_z \end{pmatrix}, \quad \mathbb{B} \equiv \begin{pmatrix} 0 & -B_z & B_\theta \\ B_z & 0 & -B_r \\ -B_\theta & B_r & 0 \end{pmatrix} \quad (5.24)$$

に対して,

$$\mathbf{B} \times \mathbf{a} = \mathbb{B} \cdot \mathbf{a} \quad (5.25)$$

が任意のベクトル  $\mathbf{a}$  に対して成り立つ. さらに  $\mathbb{B}$  同士の内積であるテンソル  $\mathbb{B}^2$

$$\mathbb{B}^2 \equiv \mathbb{B} \cdot \mathbb{B} = \begin{pmatrix} 0 & -B_z & B_\theta \\ B_z & 0 & -B_r \\ -B_\theta & B_r & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -B_z & B_\theta \\ B_z & 0 & -B_r \\ -B_\theta & B_r & 0 \end{pmatrix} \quad (5.26)$$

$$= \begin{pmatrix} -B_z^2 - B_\theta^2 & B_r B_\theta & B_z B_r \\ B_r B_\theta & -B_z^2 - B_r^2 & B_z B_\theta \\ B_z B_r & B_\theta B_z & -B_r^2 - B_\theta^2 \end{pmatrix} \quad (5.27)$$

を考えれば,

$$\mathbf{B} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{a}) = \mathbb{B}^2 \cdot \mathbf{a} \quad (5.28)$$

が成り立つ.

これらの性質を用いて誘導電流  $\mathbf{j}$  を導出する.  $a \equiv en_e \eta = m\nu_e/e$  として

$$\mathbb{A} = \begin{pmatrix} a & B_z & -B_\theta \\ -B_z & a & B_r \\ B_\theta & -B_r & a \end{pmatrix} \quad (5.29)$$

$$\mathbb{A}^{-1} = \frac{1}{a(a^2 + B^2)} \begin{pmatrix} a^2 + B_r^2 & -aB_z + B_r B_\theta & aB_\theta + B_z B_r \\ aB_z + B_r B_\theta & a^2 + B_\theta^2 & -aB_r + B_\theta B_z \\ -aB_\theta + B_z B_r & aB_r + B_\theta B_z & a^2 + B_z^2 \end{pmatrix} \quad (5.30)$$

を用いると, 誘導電流  $\mathbf{j}$  は

$$\mathbf{j} = \mathbb{A}^{-1} \cdot \mathbf{F} \quad (5.31)$$

と書くことができる. ただし  $\mathbf{F} = en_e(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \nabla p$  である.

式 (5.30) は交代テンソル  $\mathbb{B}$  を用いれば,

$$\mathbb{A}^{-1} = \frac{\Omega_H}{B} \mathbb{I} + \frac{\Omega_H^2}{1 + \Omega_H^2} \frac{1}{B^2} \mathbb{B} + \frac{\Omega_H^3}{1 + \Omega_H^2} \frac{1}{B^3} \mathbb{B}^2 \quad (5.32)$$

と表すことができる. ここで  $\Omega_H$  はホールパラメータであり,

$$\Omega_H = \frac{B}{a} = \frac{\omega_c}{\nu_e} = \frac{eB}{m\nu_e} \quad (5.33)$$

である. 式 (5.32) を使うことで, 式 (5.31) は

$$\mathbf{j} = \mathbb{A}^{-1} \cdot \mathbf{F}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\Omega_H}{B} \mathbf{F} + \frac{\Omega_H^2}{1 + \Omega_H^2} \frac{1}{B^2} \mathbf{B} \times \mathbf{F} + \frac{\Omega_H^3}{1 + \Omega_H^2} \frac{1}{B^3} \mathbf{B} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{F}) \\
&= \frac{\Omega_H}{B} \frac{1}{1 + \Omega_H^2} \mathbf{F} - \frac{\Omega_H^2}{1 + \Omega_H^2} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{\Omega_H^3}{1 + \Omega_H^2} \frac{1}{B^3} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{F}) \mathbf{B} \\
&= \frac{\Omega_H^2}{1 + \Omega_H^2} \left\{ \frac{1}{B \Omega_H} \mathbf{F} - \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{\Omega_H}{B} (\hat{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{F}) \hat{\mathbf{B}} \right\} \\
&= \frac{1}{1 + \Omega_H^{-2}} \left\{ \frac{1}{\Omega_H^2} \mathbf{j}_R + \mathbf{j}_{F \times B} + (\hat{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{j}_R) \hat{\mathbf{B}} \right\} \tag{5.34}
\end{aligned}$$

となる。ここで、

$$\mathbf{j}_R = \frac{\Omega_H}{B} \mathbf{F} = \frac{1}{en_e \eta} \{ en_e (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \nabla p \} \tag{5.35}$$

$$\mathbf{j}_{F \times B} = -\frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} = -\frac{\{ en_e (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \nabla p \} \times \mathbf{B}}{B^2} \tag{5.36}$$

とおいた。  $\mathbf{j}_R$  は抵抗率  $\eta$  を介して駆動される電流であるため、ここでは抵抗性電流と呼び、  $\mathbf{j}_{F \times B}$  はドリフトによって駆動される電流であるため、ドリフト性電流と呼ぶ。式 (5.34) より、誘導電流  $\mathbf{j}$  は  $\mathbf{j}_R$  と  $\mathbf{j}_{F \times B}$ 、磁場に平行な成分から構成され、全体が  $1/(1 + \Omega_H^{-2})$  で補正されることがわかる。磁場に平行なカッコ内第三項はローレンツ力には寄与しない。

式 (5.34) を式 (5.22) に代入すれば、

$$M \frac{D\mathbf{V}}{Dt} = \frac{1}{1 + \Omega_H^{-2}} \left( \frac{1}{\Omega_H^2} \mathbf{j}_R + \mathbf{j}_{F \times B} \right) \times \mathbf{B} - \nabla p \tag{5.37}$$

となる。つまり、ローレンツ力を生み出す電流には抵抗性電流とドリフト電流があり、両者の大きさはホールパラメータの 2 乗で関係づけられている。

### 5.4.3 軸方向ローレンツ力の導出

単位体積当たりのプラズマが受けるローレンツ力  $\mathbf{f}_L$  は

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{1 + \Omega_H^{-2}} \left( \frac{1}{\Omega_H^2} \mathbf{j}_R + \mathbf{j}_{F \times B} \right) \times \mathbf{B} \tag{5.38}$$

となる。

$\mathbf{f}_L$  の計算をしていくに向けて、まず  $\mathbf{F}$  の中で支配的な項をオーダー比較により求める。  $\mathbf{F}$  の  $r$  及び  $z$  成分は無視できると仮定し、ここでは  $\theta$  成分に注目する。プラズマは軸対称を仮定しているので  $(\nabla p)_\theta \sim 0$  であり、

$$\begin{aligned}
F_\theta &= (en_e (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}))_\theta \\
&= en_e (E_\theta + v_z B_r - v_r B_z)
\end{aligned}$$

$$= en_e(E_\theta + v_z B_r) \quad (5.39)$$

となる. ここで  $v_r \sim 0$  とした.

Sekine によってイオン飽和電流のピークが  $\sim 4.5$  km/s で軸方向下流に流れていることが示唆されているため [69], ここではプラズマの軸方向流速  $v_z$  がイオン飽和電流のピークの移動速度と同程度の 4.5 km/s だと仮定する. 図 4.2 より径方向磁場  $B_r$  は最も大きいところで 0.01 mT 程度であるので,  $v_z B_r \sim 45$  V/m となる.

次に周方向電場  $E_\theta$  を計算する. Faraday-Maxwell の式より, 電場は時間変動する磁場によって以下のように表される [35].

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.40)$$

この軸方向成分を取り出すと,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r E_\theta) = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (5.41)$$

$$E_\theta = -\frac{1}{r} \int_0^r r' \frac{\partial B_z}{\partial t} dr' \quad (5.42)$$

であり, 軸方向磁場  $B_z = B_{z0} \sin \omega t$  とすると,

$$E_\theta = -\frac{\omega \cos \omega t}{r} \int_0^r r' B_{z0} dr' \quad (5.43)$$

となる. ここでは軸方向ローレンツ力を近似計算して各条件における傾向を議論するのが目的であるため, 時間変動項は平均化として個別に二乗平均平方根 (RMS) をとる. 従って, 平均化した周方向電場は

$$\bar{E}_\theta = \text{RMS}[E_\theta] = -\frac{\omega}{\sqrt{2}r} \int_0^r r' \bar{B}_{z0} dr' \quad (5.44)$$

とかける. 今後, ある時間変動項  $a$  に対して二乗平均平方根をとったとき,  $\bar{a}$  のように表す.

各  $(r, z)$  において  $\bar{E}_\theta$  を計算した結果を図 5.4 から図 5.7 に示す. 全投入電力が 900 W (加速用コイル印加された電力は 500 W) のときの推力測定時に, 加速コイルに流れる電流を非接触電流計で計測しておき, 3 回平均したものを各実験条件で加速コイルに流れる電流  $I = I_{500\text{W}}$  とした. この電流値を用いて, FEMM で各実験条件における変動磁場の振幅を算出し, その振幅の二乗平均平方根を  $\bar{B}_{z0}$  として式 (5.44) の計算に使った.

図 5.4 から図 5.7 より,  $\bar{E}_\theta$  は最も大きいところで 150 V/m であるため,  $v_z B_r$  に比べて  $E_\theta$  の方が支配的であることがわかる. 以上より,  $\bar{\mathbf{F}}$  は

$$\bar{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} 0 \\ en_e \bar{E}_\theta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.45)$$

となる. 従って, 式 (5.38) に代入すると,

$$\begin{aligned}
\bar{\mathbf{j}}_L &= \frac{1}{1 + \bar{\Omega}_H^{-2}} \left( \frac{1}{\bar{\Omega}_H^2} \bar{\mathbf{j}}_R + \bar{\mathbf{j}}_{F \times B} \right) \times \bar{\mathbf{B}} \\
&= \frac{1}{1 + \bar{\Omega}_H^{-2}} \left( \frac{1}{\eta \bar{\Omega}_H^2} \begin{pmatrix} \bar{B}_z \bar{E}_\theta \\ 0 \\ -\bar{B}_r \bar{E}_\theta \end{pmatrix} + \frac{en_e}{\bar{B}^2} \begin{pmatrix} -\bar{B}_r \bar{B}_\theta \bar{E}_\theta \\ -\bar{B}_r^2 \bar{E}_\theta + \bar{B}_z^2 \bar{E}_\theta \\ -\bar{B}_z \bar{B}_\theta \bar{E}_\theta \end{pmatrix} \right)
\end{aligned} \tag{5.46}$$

となり,  $z$  成分  $\bar{f}_{L,z}$  は

$$\bar{f}_{L,z} = -\frac{en_e}{1 + \bar{\Omega}_H^{-2}} \left( \frac{1}{\bar{\Omega}_H} \frac{\bar{B}_r}{\bar{B}} + \frac{\bar{B}_z \bar{B}_\theta}{\bar{B}^2} \right) \bar{E}_\theta \tag{5.47}$$

となる. カッコ内第一項は抵抗性電流に起因しており,  $E_\theta$  と  $B_r$  の相互作用で軸方向推力になる. カッコ内第二項はドリフト性電流に起因しており, まず  $E_\theta$  と  $B_z$  によって誘起されたドリフト電流  $j_r$  がさらに  $B_\theta$  と相互作用を行って軸方向推力となっている.

式 (5.47) は単位体積当たりの力であるから, プラズマ全体が作る軸方向ローレンツ力  $\bar{F}_{L,z}$  は

$$\begin{aligned}
\bar{F}_{L,z} &= \int_V \bar{f}_{L,z} dV \\
&= -\iiint_V \frac{en_e}{1 + \bar{\Omega}_H^{-2}} \left( \frac{1}{\bar{\Omega}_H} \frac{\bar{B}_r}{\bar{B}} + \frac{\bar{B}_z \bar{B}_\theta}{\bar{B}^2} \right) \bar{E}_\theta r d\theta dr dz \\
&= -\iint \frac{en_e}{1 + \bar{\Omega}_H^{-2}} \frac{1}{\bar{\Omega}_H} \frac{\bar{B}_r}{\bar{B}} \bar{E}_\theta 2\pi r dr dz
\end{aligned} \tag{5.48}$$

となる. ここで, 周方向積分の際に  $\bar{B}_\theta$  が 0 になるという性質を用いている. 式 (5.48) を軸方向の理論的なローレンツ力とする.

#### 5.4.4 ホールパラメータ二次元分布計算

- 中性粒子密度分布

円管の希薄流コンダクタンスの式は以下のように書ける.

$$C_K = \frac{\pi}{12} v_{th} \frac{D^3}{L} \tag{5.49}$$

$D$  は円管の直径,  $L$  は円管の長さ,  $v_{th} = \sqrt{2kT/m}$  は熱速度である. 背圧  $P_0$  と流量  $Q$  から, 上流の圧力  $P$  が決まり,

$$P = P_0 + \frac{Q}{C_K} \tag{5.50}$$

となる. 上流から下流に向かって圧力が線形に落ちていき, 放電室出口で背圧と等しくなるとして, 状態方程式から中性粒子密度分布を計算した.

- 衝突周波数分布



電子の衝突周波数  $\nu_e$  は、電子 - 中性粒子間の衝突周波数  $\nu_{en}$  と電子 - イオン間のクーロン衝突周波数  $\nu_{ei}$  の足し合わせ

$$\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei} \quad (5.51)$$

であると仮定する.

電子 - 中性粒子間の衝突周波数  $\nu_{en}$  は中性粒子密度  $n_n$  とレートコンスタント  $K_{en}$  を用いて

$$\nu_{en} = n_n K_{en} \quad (5.52)$$

と書ける. レートコンスタントは、衝突断面積  $\sigma_{en}$  を用いて

$$K_{en} = \int_0^\infty \sigma_{en}(v) \hat{f}(v) v dv \quad (5.53)$$

となり、衝突断面積は参考文献 [82] の Table 7 を用いた.

電子 - イオン間のクーロン衝突周波数  $\nu_{ei}$  はイオン密度  $n_i \sim n_e$  とレートコンスタント  $K_{ei}$  を用いて

$$\nu_{ei} = n_i K_{ei} \quad (5.54)$$

と書ける. レートコンスタントは

$$K_{ei} = \frac{e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v_{th}^3} \ln \Lambda \quad (5.55)$$

となり、クーロンログリズム  $\Lambda$  は

$$\Lambda = 12\pi n_i \lambda_D \quad (5.56)$$

と書ける. ここで  $\lambda_D$  はデバイ長である.

- ホールパラメータ二次元分布

以上より、ホールパラメータ

$$\Omega_H = \frac{eB}{m\nu_e} \quad (5.57)$$

を各  $(r, z)$  において計算することができる. このようにして計算したホールパラメータ二次元分布を図 5.8 から図 5.11 に示す. ここで用いた  $B$  は、ホールプローブによって測定した静磁場と、加速用コイルに  $I = I_{500W}$  が流れたときに作られた変動磁場 (FEMM による計算値) の二乗平均平方根を重ね合わせたものである.

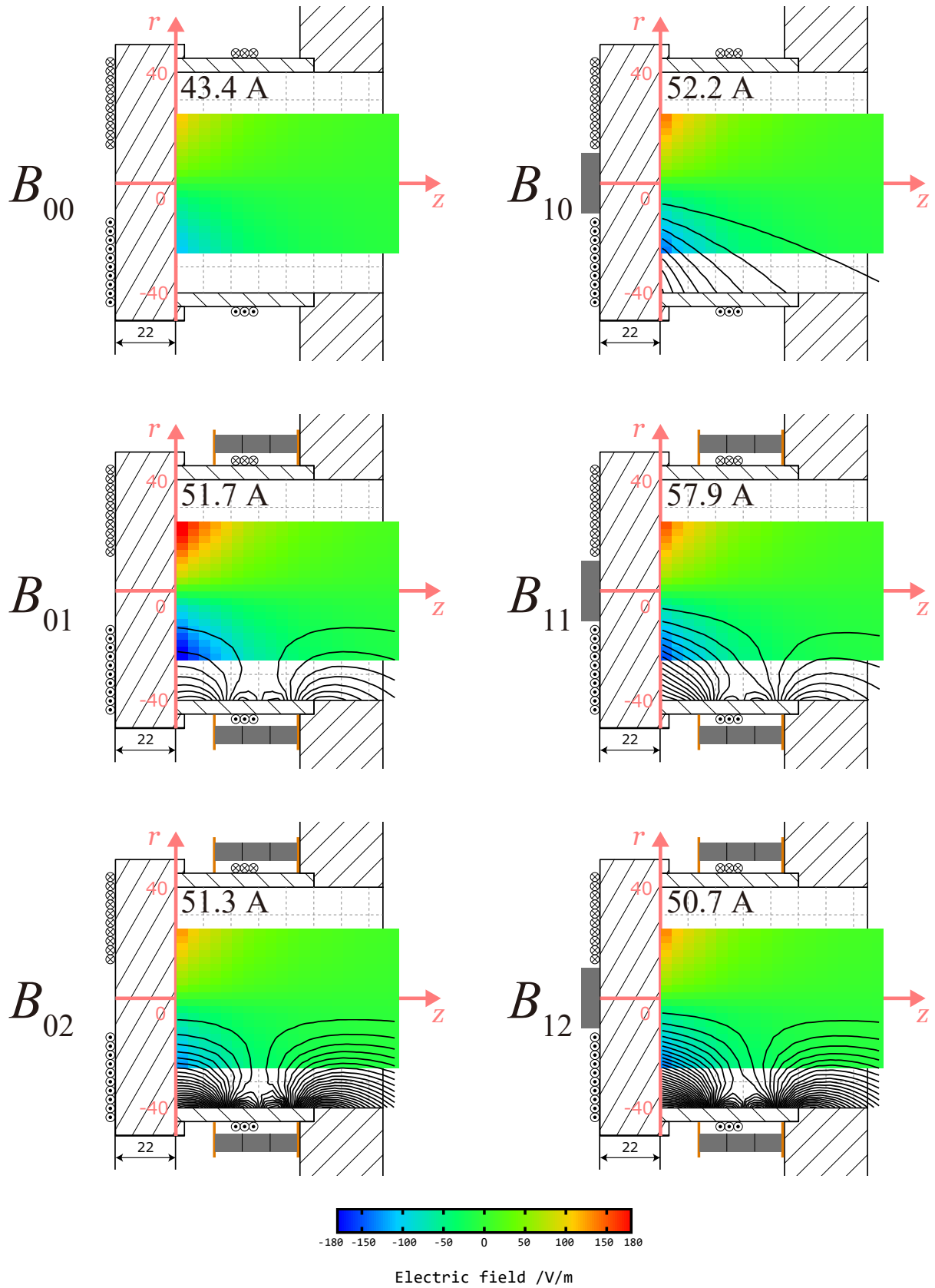


図 5.4. 周方向電場分布. 流量は 5 sccm. 各実験条件において加速コイルに流れた電流値 (900 W 投入時の 3 回測定したものの平均) も示してある.

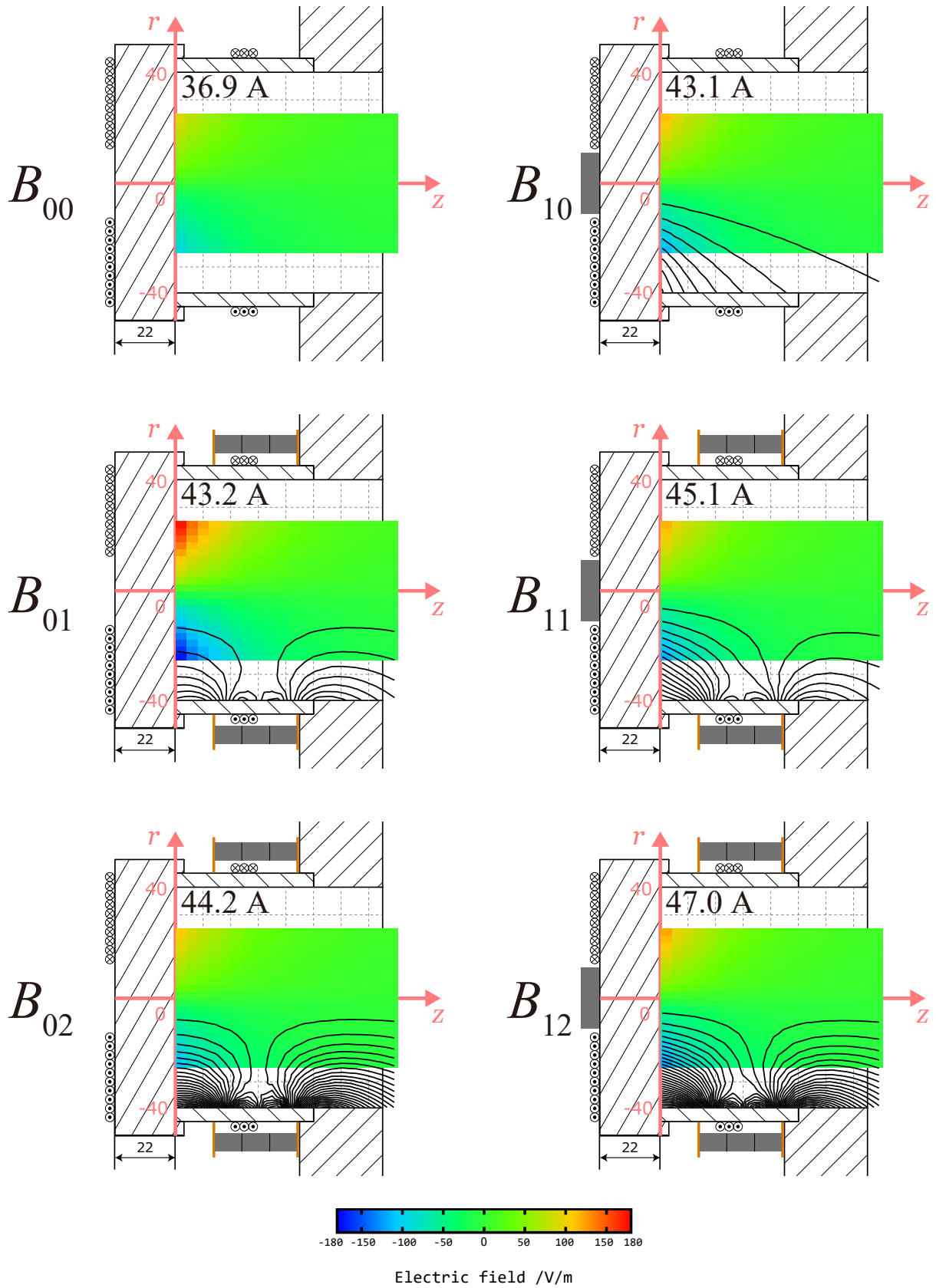


図 5.5. 周方向電場分布. 流量は 10 sccm. 各実験条件において加速コイルに流れた電流値 (900 W 投入時の 3 回測定したものの平均) も示してある.

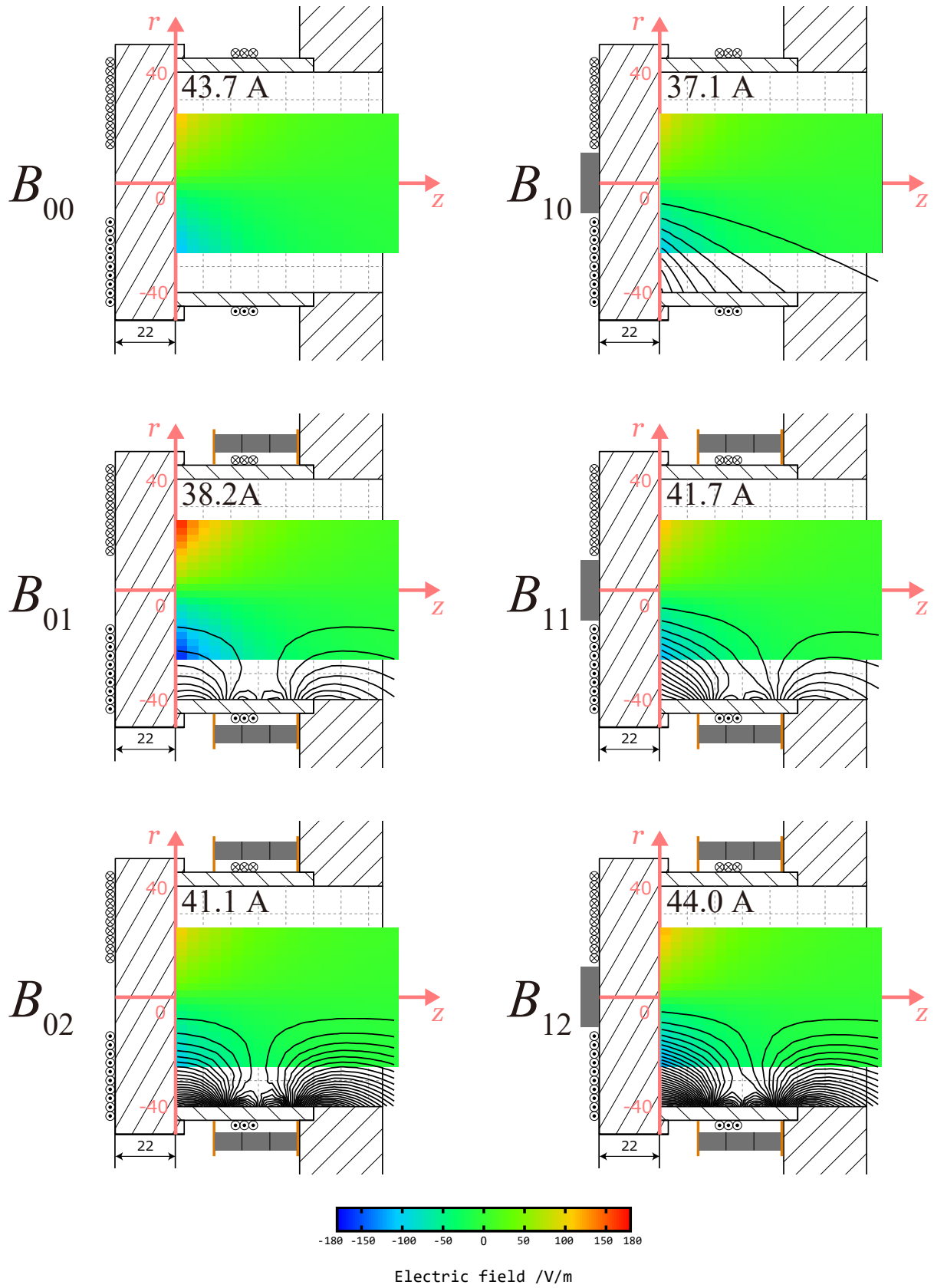


図 5.6. 周方向電場分布. 流量は 15 sccm. 各実験条件において加速コイルに流れた電流値 (900 W 投入時の 3 回測定したものの平均) も示してある.

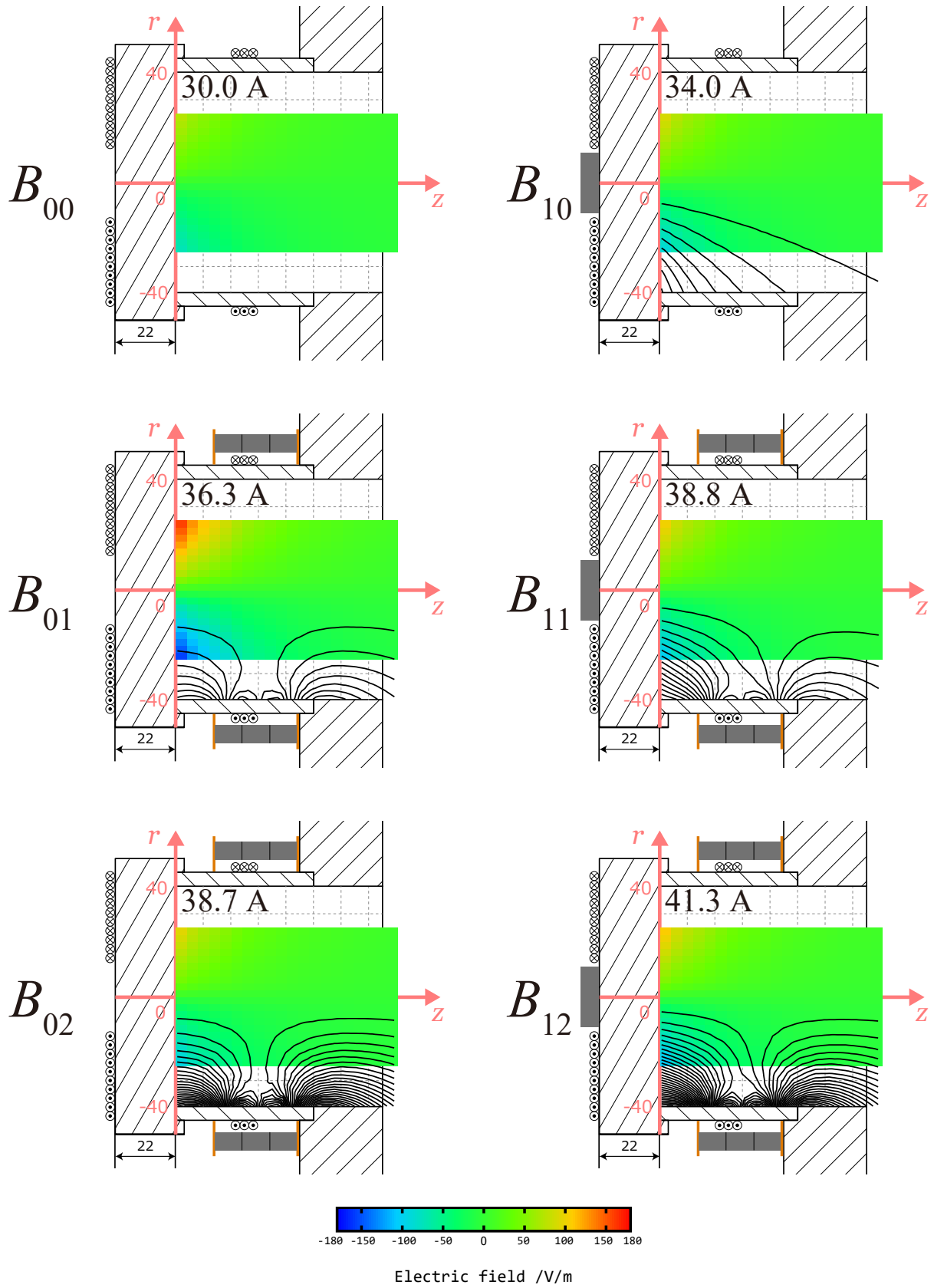


図 5.7. 周方向電場分布. 流量は 20 sccm. 各実験条件において加速コイルに流れた電流値 (900 W 投入時の 3 回測定したものの平均) も示してある.

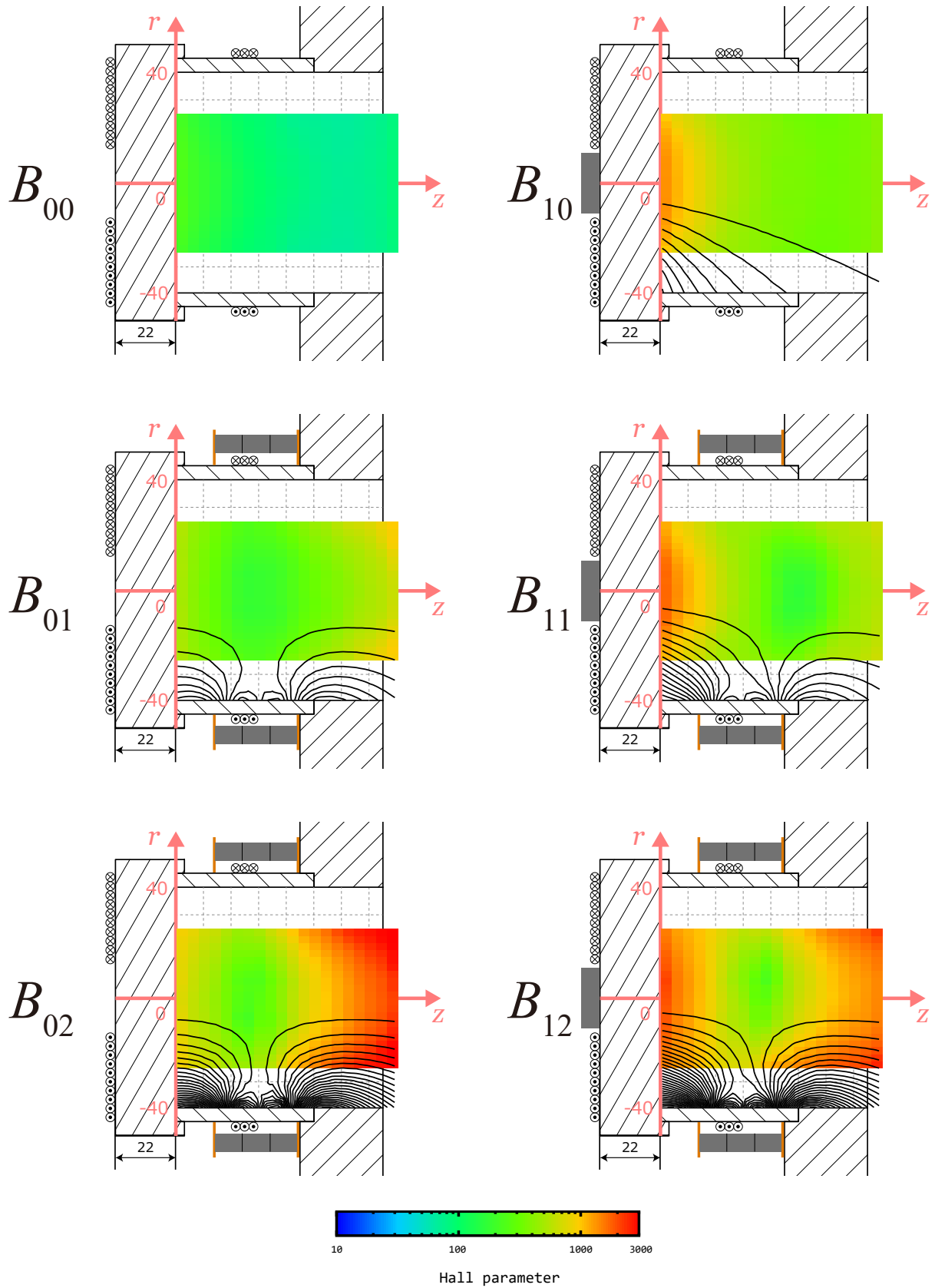


図 5.8. ホールパラメータ分布. 流量は 5 sccm.

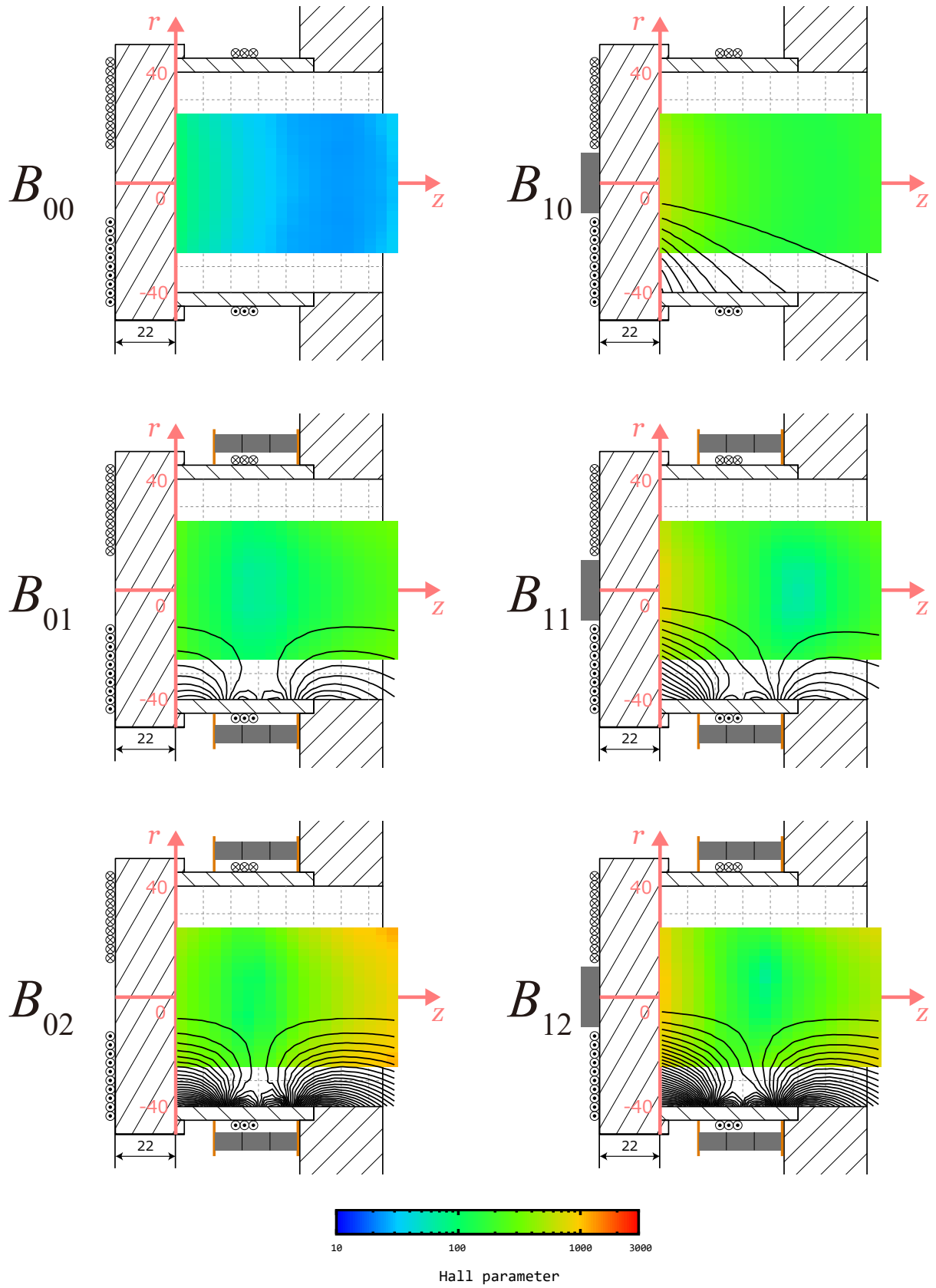


図 5.9. ホールパラメータ分布. 流量は 10 sccm.

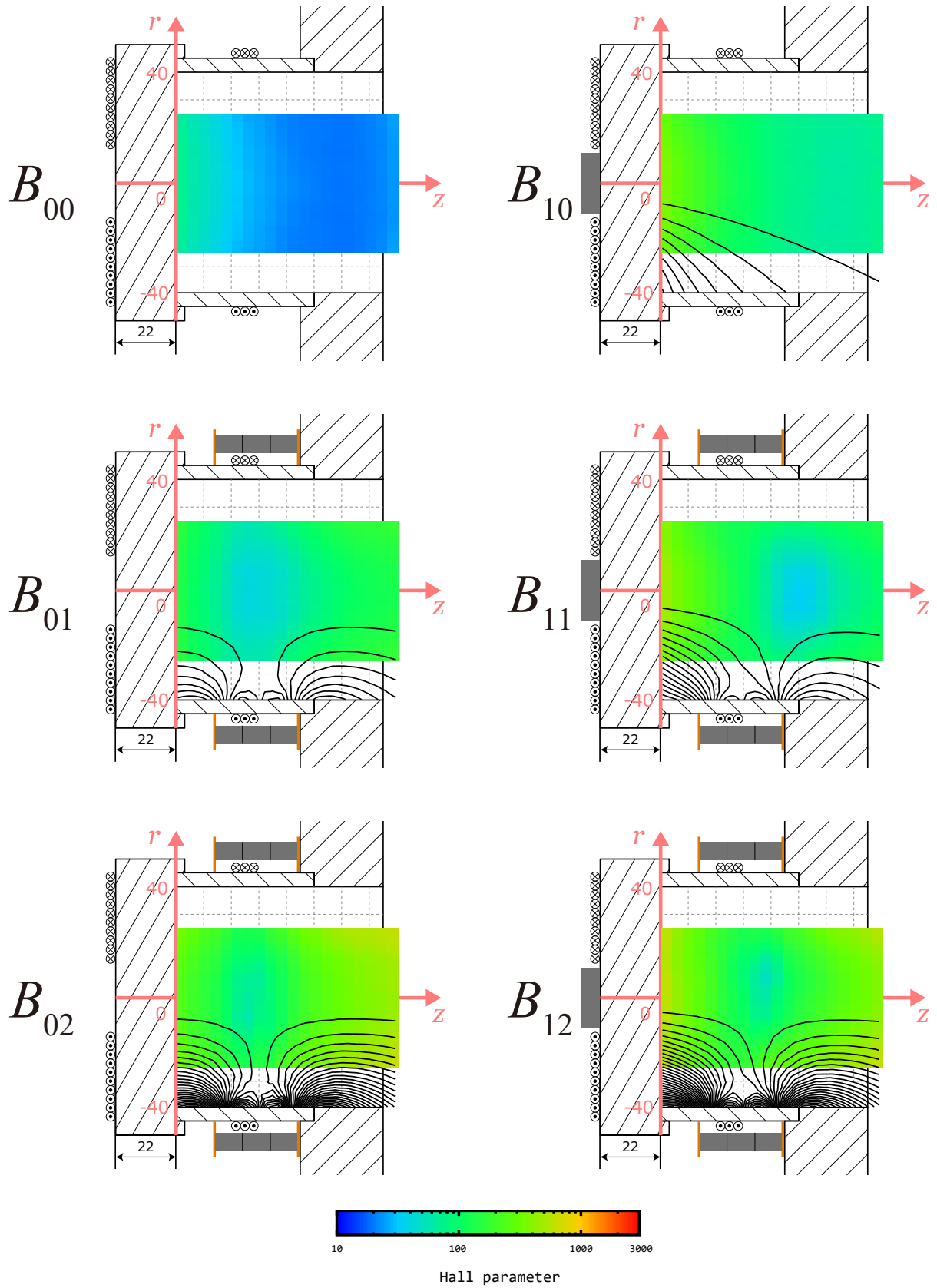


図 5.10. ホールパラメータ分布. 流量は 15 sccm.



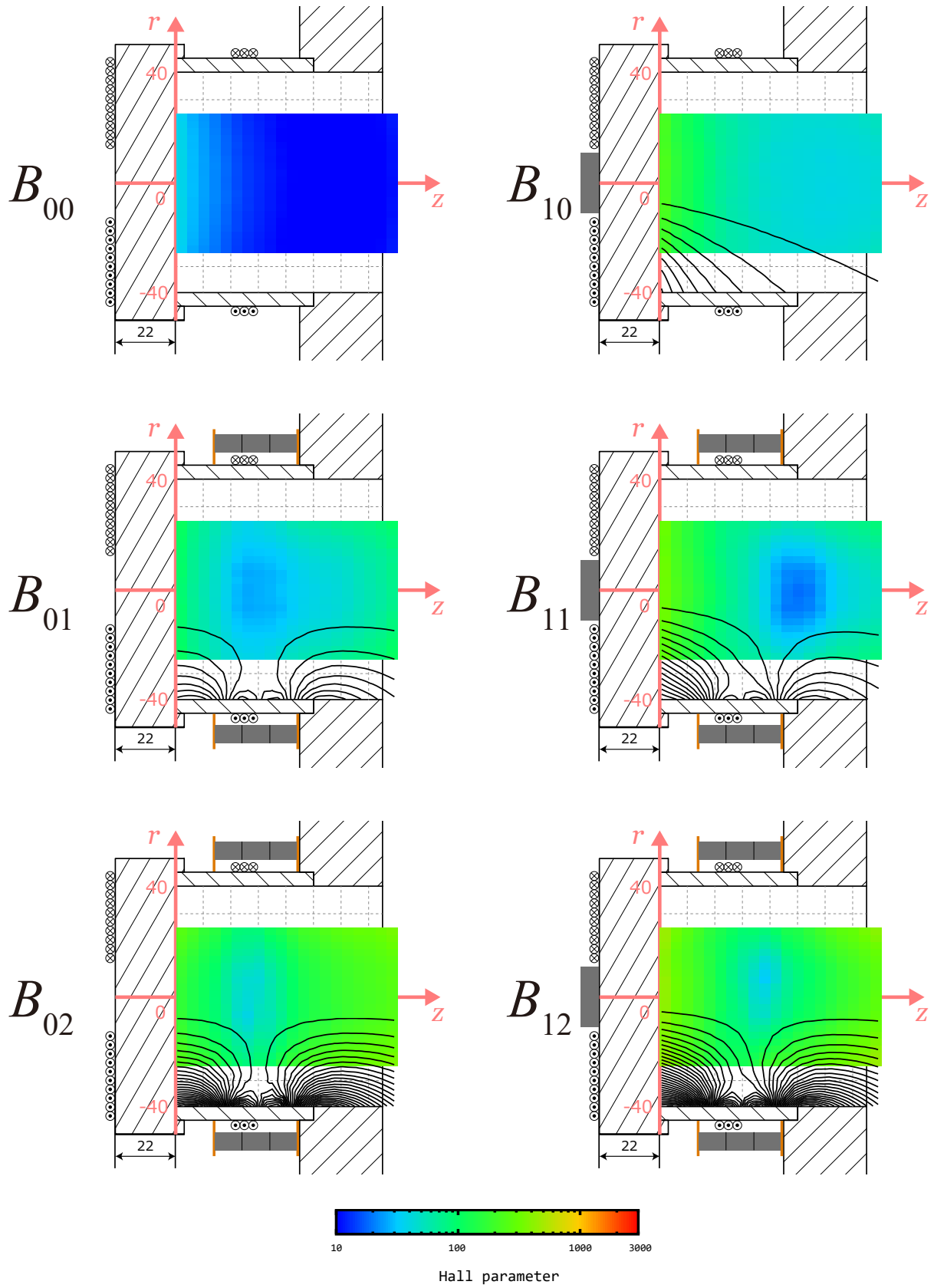


図 5.11. ホールパラメータ分布. 流量は 20 sccm.

## 5.5 理論的な圧力勾配の算出

式 (5.22) より，単位体積当たりのプラズマに発生する圧力勾配による力は  $\nabla p$  と書くことができる．電子温度が一定だと仮定すると，

$$\nabla p = \nabla kT_e n_e \quad (5.58)$$

$$= kT_e \nabla n_e \quad (5.59)$$

であり，軸方向成分は

$$(\nabla p)_z = kT_e \frac{\partial n_e}{\partial z} \quad (5.60)$$

となる．

したがってプラズマ全体が作る圧力勾配による軸方向の力  $F_{\nabla p, z}$  は

$$F_{\nabla p, z} = - \int_V (\nabla p)_z dV \quad (5.61)$$

$$= - \iiint kT_e \frac{\partial n_e}{\partial z} 2\pi r dr dz \quad (5.62)$$

であり，式 (5.62) を軸方向の理論的な圧力勾配とする．

## 5.6 理論的なローレンツ力及び圧力勾配と実験値の比較

### 5.6.1 理論的なローレンツ力の計算結果

全投入電力が 900 W のときの式 (5.48) の計算結果を図 5.12 に示す．ただし，この計算に使用した電子密度及び電子温度は生成用コイルに 400 W 投入して，加速用コイルに 0 W 投入したときのダブルプローブによる測定値を用いている．また計算領域は放電管全範囲 ( $0 \leq r \leq 40, 0 \leq z \leq 80$ ) ではなく，ダブルプローブやホールプローブの測定値が使える  $0 \leq r \leq 25, 0 \leq z \leq 80$  である．

図 5.12 を見ると，どの静磁場条件においても流量が増えるにつれて理論的なローレンツ力の値も大きくなっている．磁石がない  $B_{00}$  の条件が一番理論的なローレンツ力が大きく，静磁場強度が大きい  $B_{02}$  や  $B_{12}$  は小さくなっている．磁場の形状が似ていて強度が異なる  $B_{01}$  と  $B_{02}$ ,  $B_{11}$  と  $B_{12}$  を比較すると，いずれも強度が大きい  $B_{02}$ ,  $B_{12}$  のほうが小さくなっている．

これらは，式 (5.48) において電子密度  $n_e$  や径方向磁場  $B_r$  が大きくなると  $F_{L, z}$  が大きくなり，ホールパラメータ  $\Omega_H$  が大きくなると  $F_{L, z}$  が小さくなることから説明できる．静磁場強度が大きくなると  $n_e$  や  $B_r$  が大きくなるが， $\Omega_H$  も大きくなるため， $F_{L, z}$  の大小を判断するのは難しい．

しかし，例えば静磁場強度の小さい  $B_{10}$  の理論的なローレンツ力が他と比べて小さいのは，ホールパラメータに対して径方向磁場が小さいからだと考えられる．実際に  $B_{10}$  の静磁場形状は軸方向に強く，径方向にはあまり強くない．他にも， $B_{01}$  のように，比較的強い静磁場であっても理論的なローレンツ力が大きく

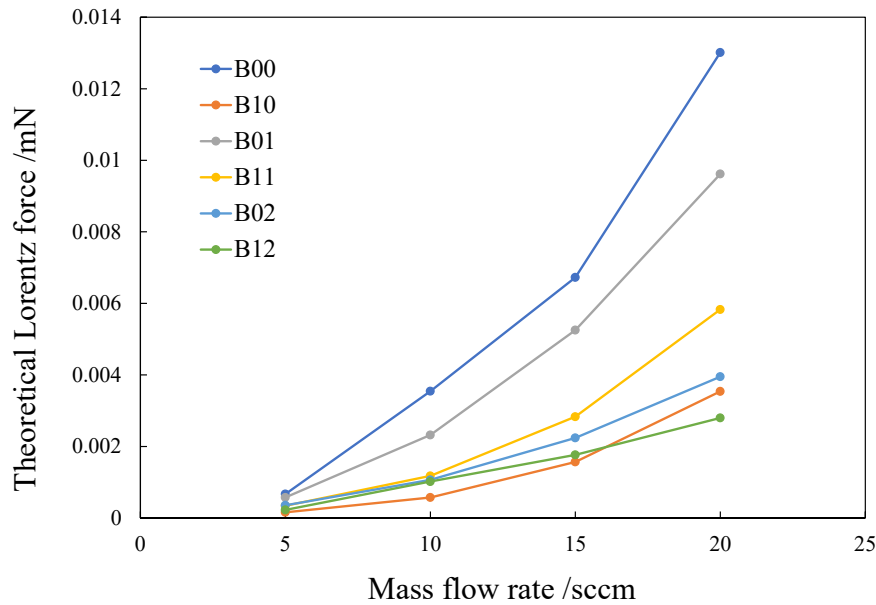


図 5.12. 全投入電力 900 W 時の理論的なローレンツ力の計算値.

なることもある。そのため、径方向磁場は大きく、しかしホールパラメータがあまり大きくないというような最適な静磁場形状を設定すれば、静磁場なしの条件よりも理論的なローレンツ力を大きくすることは可能だと考えられる。

## 5.6.2 理論的な圧力勾配の計算結果

全投入電力が 400 W のときの (5.62) の計算結果を図 5.13 に示す。全投入電力が 400 W のときを計算しているのは、ダブルプローブでの電子密度及び電子温度の測定結果が、加速電力が 0 W の場合しかないからである。また計算領域は、 $0 \leq r \leq 25$ ,  $25 \leq z \leq 80$  である。径方向がこの範囲である理由は、ローレンツ力の計算の時と同じく測定データがこの部分しかないからである。軸方向がこの範囲である理由は、 $z = 25$  が生成コイルの直下で電子密度が最も高いところであり、そこから下流のもののみがターゲットで測定された圧力勾配のよる力に相当すると考えたからである。 $\frac{\partial n_e}{\partial z}$  の部分の計算は、ある  $z$  からターゲットまでの勾配として計算した。ターゲットの位置  $z = 480$  における電子密度は、15 sccm の流量の条件下、 $B_{10}$  以外の静磁場条件においてダブルプローブで測定しており、 $(1.5 \pm 1.0) \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$  であったため、ここでは全ての条件で  $1.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$  を用いて計算した。

図 5.13 を見ると、流量によって違いはあるが、磁石がない  $B_{00}$  の条件が比較的圧力勾配が小さく、 $B_{01}$  と  $B_{02}$  が比較的大きいことがわかる。全体として、磁石のある実験条件のほうが圧力勾配が大きくなるという結果が得られた。

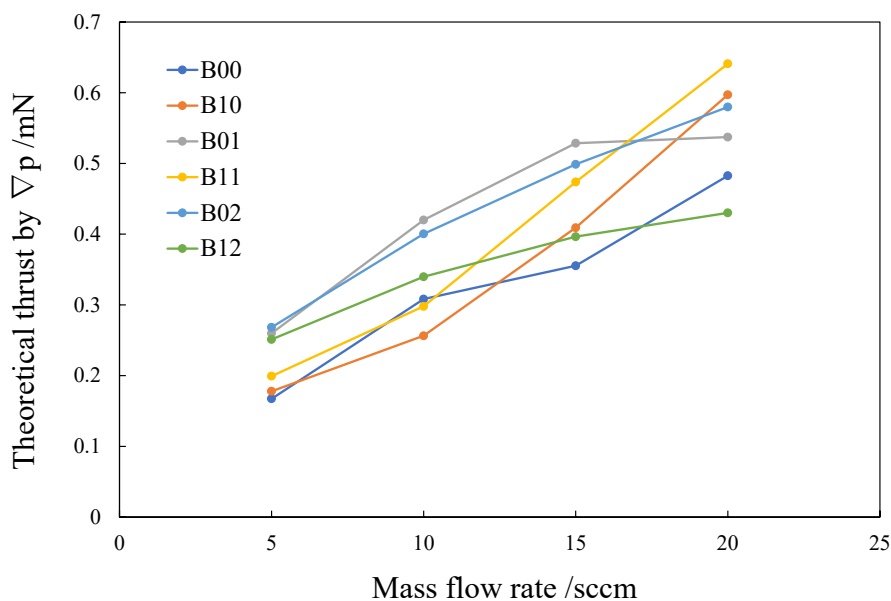


図 5.13. 全投入電力 400 W 時の理論的な圧力勾配による推力の計算値.

### 5.6.3 推力測定結果との比較

図 4.15 の全投入電力が 400 W のグラフと図 5.13 の理論的な圧力勾配の計算結果を比較したグラフを図 5.14 に示す．横軸と縦軸の値が一致している直線を  $y=x$  という凡例でプロットしており，各条件のプロットはすべてこの直線の上側にある．つまり測定された推力に対して理論的な圧力勾配の計算結果が小さいことがわかる．全投入電力が 400 W の条件では加速用コイルによる変動磁場は印加されていないため，測定される推力の多くは圧力勾配に起因している．測定に比べて圧力勾配の計算値が小さい原因として，計算領域が実際の放電管より狭いことが考えられる．図 5.14 では， $B_{01}$  の一部と  $B_{02}$  を除いて多くのプロットが一つの直線状に乗っていることがわかる．これは推力測定と計算値の傾向が一致していることを表している．

図 4.15 の全投入電力が 900 W のグラフと図 5.12 の理論的なローレンツ力の計算結果を比較したグラフを図 5.15 に示す．このグラフは，左に行くほど理論的なローレンツ力に比べて実際に測定された推力が大きいのことを示している．実験で高い推力が計測された  $B_{01}$  と  $B_{02}$  のうち， $B_{01}$  は比較的高い理論的なローレンツ力が計算されたが， $B_{02}$  は低い値が得られた．また磁石なしの  $B_{00}$  は測定された推力に比べて高い理論的なローレンツ力が計算されていることがわかる．

図 5.15 を見ると，いずれも理論的なローレンツ力は測定値に比べて 2 桁くらい小さい値となっている．つまりこの比較から，実験で測定された推力のうちローレンツ力の寄与は 1 % 以下程度であることがわかる．それに対して図 5.14 では，理論的な圧力勾配は実際に測定された推力の 60 % 程度であるため，測定された推力の大部分は圧力勾配によって生じていることが示唆される．図 4.15 を見ると投入電力によって各条件の推力は変化している．これらの推力がほとんど圧力勾配によって決まるとすると，加速用コイルからプラズマに投入されたエネルギーのうち一部はプラズマ生成に使われ，圧力勾配の増加に寄与していると考えら

れる。

静磁場が強くなるとプラズマ損失面積が小さくなるため電子密度は大きくなるが、一方で電子温度は小さくなる。圧力勾配はこの両者の積であり、 $B_{01}$ と $B_{02}$ はその積が一番大きくなる静磁場の強さであったため、最も大きな推力が測定されたと考えられる。

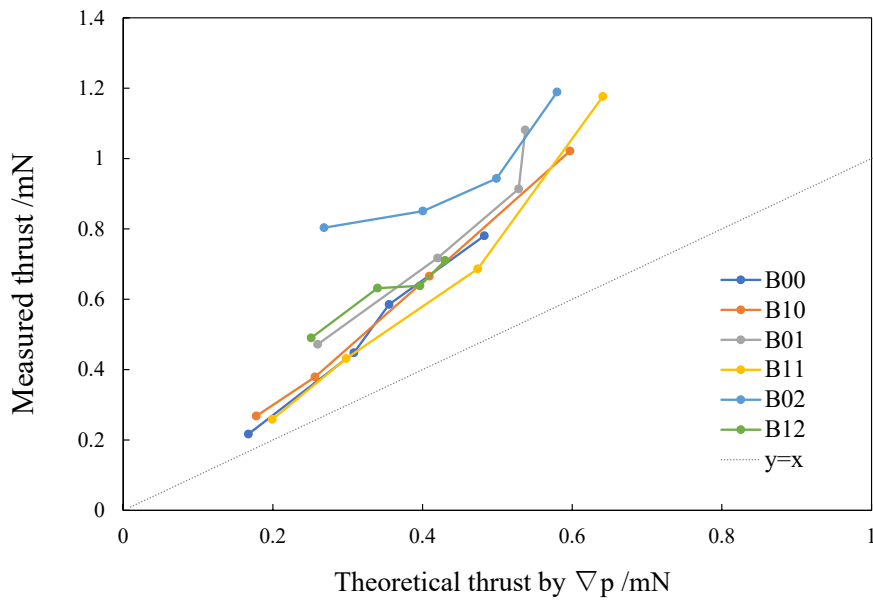


図 5.14. 全投入電力 400 W のときの理論的な圧力勾配の計算値と実験による測定値の比較。横軸と縦軸の値が一致している線を  $y=x$  という凡例でプロットした。

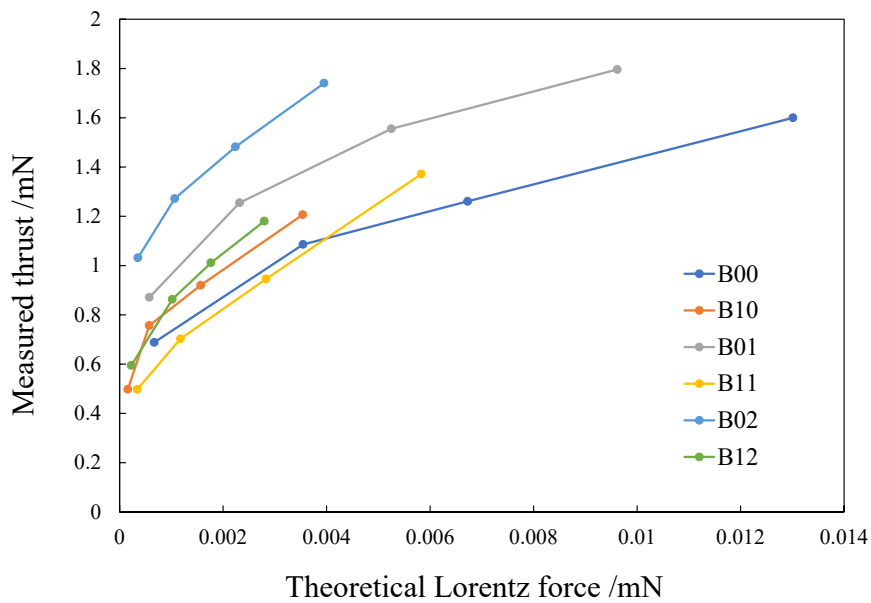


図 5.15. 全投入電力 900 W のときの理論的なローレンツ力の計算値と実験による測定値の比較。

## 第6章

# 結論

本研究では、静磁場条件と流量条件を振り、電子密度・温度分布測定と推力測定を実施した。それらの測定結果に対して、グローバルモデルを用いた議論と理論的なローレンツ力及び圧力勾配の計算による議論を行い、以下のような結論が得られた。

- 静磁場を強くしたとき、また流量を大きくしたとき、電子密度は高く、電子温度は低くなるという測定結果が得られた。これは、グローバルモデルにおいてそれぞれ損失面積を小さく、中性粒子密度を大きくすることに相当し、そのような計算を行ったところ、同様の傾向の結果が得られた。
- 理論的な圧力勾配を計算したところ、生成用電力 400 W、加速用電力 0 W の推力測定結果と傾向はおよそ一致し、計算が測定の 60 % 程度を占めていた。
- 理論的なローレンツ力を計算したところ、磁石なしの場合が最も大きく、静磁場条件の違いによって差が生じた。生成用電力 400 W、加速用電力 500 W の推力測定結果と比較すると 1 % 程度であり、測定された推力の大部分は圧力勾配によるものであることが示唆された。
- 静磁場条件の違いによって推力測定結果に有意な違いが確認された。加速用コイルからプラズマに投入されたエネルギーのうち一部がプラズマ生成に使われるが、このとき圧力勾配の増加の仕方が異なることによってこのような違いが生じたのだと考えられる。 $B_{01}$  と  $B_{02}$  は電子密度と電子温度の積が一番大きくなる静磁場の強さであったため、最も大きな推力が測定されたと考えられる。

# 参考文献

- [1] NASA, Explore Moon to Mars, <https://www.nasa.gov/specials/moontomars/index.html> (Accessed Jan. 10, 2020)
- [2] 栗木恭一, 荒川義博 [編]. 電気推進ロケット入門, 東京大学出版会, 2003.
- [3] International Space Exploration Coordination Group: The Global Exploration Roadmap - January 2018, [https://www.globalspaceexploration.org/wordpress/wp-content/isecrg/GER\\_2018\\_small\\_mobile.pdf](https://www.globalspaceexploration.org/wordpress/wp-content/isecrg/GER_2018_small_mobile.pdf) (accessed January 10, 2020)
- [4] Asakawa, J., Koizumi, H., Nishii, K., Takeda, N., Murohara, M., Funase, R. & Komurasaki, K.: Fundamental Ground Experiment of a Water Resistojet Propulsion System: AQUARIUS Installed on a 6U CubeSat: EQUULEUS, Trans. of Japn. Soc. for Aeronautical and Space Sci., 16(5), pp. 427-431. 2018.
- [5] Takahashi, T., Takao, Y., Eriguchi, K., & Ono, K. Numerical and experimental study of microwave-excited microplasma and micronozzle flow for a microplasma thruster. Physics of Plasmas, 16(8). No.083505, 2009.
- [6] Stein, W. B.: Alexeenko, A. A., & Hrbud, I.: Performance Modeling of a Coaxial Radio-Frequency Gas-Discharge Microthruster, J. of Propul. and Power, 24(5), pp. 1007-1017, 2008.
- [7] Gobel, D. M. and Katz, I.: Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters, Jet Propulsion Laboratory Space Science and Technology Series, 2008.
- [8] Polk, J. E., Kakuda, R. Y., Anderson, J. R., Brophy, J. R., Rawlin, V. K., Patterson, M. J., ... Hamley, J. (1999). Validation of the NSTAR ion propulsion system on the Deep Space One mission - Overview and initial results. 35th Joint Propulsion Conference and Exhibit, 91109(818).
- [9] Thomas, V. C. et al, The Dawn Spacecraft. Space Sci: Rev: 163, pp.175-249, 2011.
- [10] John R. Brophy, M. Andy Etters, Jason Gates, Charles E. Garner, Marlin Klatte, C. John Lo, Michael G. Marcucci, Steve Mikes, Masashi Mizukami, Barry Nakazono, and Greg Pixler: The Dawn Ion Propulsion System - Getting to Launch, 30th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2007-083, 2007.
- [11] Kuninaka, H., Nishiyama, K., Funaki, I., Yamada, T., Shimizu, Y., and Kawaguchi, J.: Deep Space Flight of Microwave Discharge Ion Engines onboard Hayabusa, J. Sp. Technol. Sci., 22(1), pp.1-14, 2006.
- [12] Kuninaka, H., Nishiyama, K., Funaki, I., Shimizu, Y., Yamada, T., and Kawaguchi, J.: Assessment of plasma interactions and flight status of the HAYABUSA asteroid explorer propelled by microwave discharge ion engines, IEEE Trans. Plasma Sci., 34(5-II), pp. 2125-2132, 2006.
- [13] Kuninaka, H. and Project Hayabusa2: Deep Space Exploration of Hayabusa-2 Spacecraft, 30th International Symposium on Space Technology and Science, ISTS2015-k-61, Kobe, Japan, June 4- 10, 2015.
- [14] Kuninaka, H., Nishiyama, K., Shimizu, Y., Funaki, I., Koizumi H., Hosoda S. and Nakata D.: Hayabusa Asteroid Explorer Powered by Ion Engines on the way to Earth, 31st International Electric Propulsion Conference, IEPC-2009-267, 2009.

- [15] Koizumi H. et al.: Initial Flight Operations of the Miniature Propulsion System Installed on Small Space Probe: PROCYON, *Trans. JSASS Aerosp. Tech. Japan*, 14(ists30) pp. 13-22, 2016.
- [16] Wirz, R. E., Anderson, J. R., Goebel, D. M., & Katz, I. (2008). Decel Grid Effects on Ion Thruster Grid Erosion. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 36(5), 2122–2129.
- [17] Ira, K., Polk, J., Brophy, J., & Anderson, J. (2002). Numerical Simulations of Ion Thruster Accelerator Grid Erosion. 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, (July), 1–12.
- [18] Kim, V., Electric propulsion activity in Russia, IEPC Paper 2001-005, October 2001.
- [19] Tverdokhlebov, S. O., Semenkin A. V., and Solodukhin A. E., “Current status of multi-mode TAL development and areas of potential application,” AIAA-2001-3779, 37th Joint Propulsion Conference, Salt Lake City, Utah, July 8–11, 2001.
- [20] Smirnov, A., Raitses, Y., & Fisch, N. J. (2004). Plasma measurements in a 100 W cylindrical Hall thruster. *Journal of Applied Physics*, 95(5), 2283–2292.
- [21] David Manzella, Robert Jankovsky and Richard Hofer: Laboratory Model 50 kW Hall Thruster, NASA TM 2002-211887, AIAA-2002-3676, 2002.
- [22] Goebel D. M. et al.: Energetic Ion Production and Keeper Erosion in Hollow Cathode Discharges, 29th International Electric Propulsion Conference, IEPC-05-266, 2005.
- [23] Kubota K. et al.: Hybrid - PIC Simulation on Plasma Flow of Hollow Cathode, 34th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2015-015. 2015.
- [24] Goebel, D. M., & Chu, E. (2014). High-Current Lanthanum Hexaboride Hollow Cathode for High-Power Hall Thrusters. *Journal of Propulsion and Power*, 30(1), 35–40.
- [25] Kamhawi, H., & Van Noord, J. (2012). Development and testing of high current hollow cathodes for high power hall thrusters. 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit 2012, (August), 1–13.
- [26] Toki K., Shimizu Y. and Kuriki K., Electric Propulsion Experiment (EPEX) of a Repetitively Pulsed MPD Thruster System Onboard Space Flyer Unit (SFU), 24th International Electric Propulsion Conference, IEPC-97-120, 1997.
- [27] Cassady, L., Longmier, B., Olsen, C., Ballenger, M., McCaskill, G., Illin, A., ... Bering, E. (2010). VASIMR Performance Results. 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [28] Bering, E. A., Giambusso, M., Carter, M., Ilin, A., Olsen, C. S., Squire, J. P., ... Longmier, B. W. (n.d.). Using VASIMR® for the Proposed Europa Mission. Ad Astra Rocket Company Bay Area Blvd. Ad Astra Rocket Company, 141.
- [29] Chang-Díaz, F. R. (2006). Plasma propulsion for interplanetary flight. *Thin Solid Films*.
- [30] Bering, E. A., Chang-Díaz, F. R., Squire, J. P., Jacobson, V. T., Brukardt, M. S., & Longmier, B. W. (2008). The VASIMRTM VX-100 Engine: Next Step to High Power Electric Propulsion. 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.
- [31] Bering, E. A., Longmier, B. W., Glover, T. W., Chang-Díaz, F. R., Squire, J. P., & Brukardt, M. (2009). High Power Electric Propulsion Using VASIMRTM: Results From Flight Prototypes. Ad Astra Rocket Company, 141(141).



- [32] Squire, J. P., Olsen, C. S., Chang Díaz, F. R., Cassady, L. D., Longmier, B. W., Ballenger, M. G., ... Bering, E. A. (2011). VASIMR® VX-200 Operation at 200 kW and Plume Measurements: Future Plans and an ISS EP Test Platform. IEPC.
- [33] Takahashi K., Lafleur T., Charles C., Alexander P., and Boswell R. W.: Electron Diamagnetic Effect on Axial Force in an Expanding Plasma: Experiments and Theory, *Phys. Rev. Lett.*, 107(23), pp. 1-4, 2011. doi:0.1103/PhysRevLett.107.235001
- [34] Takahashi K., Komuro A. and Ando A.: Effect of Source Diameter on Helicon Plasma Thruster performance and its High-Power Operation, *Plasma Source Sci. Tech.*, 24(055004), 2015. doi:10.1088/0963-0252/24/5/055004
- [35] Chen F. F.: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Third edi. Springer, 2016.
- [36] Shinohara, S.(2015). ヘリコン源を用いた先進的無電極プラズマロケットエンジンの研究開発 . *J. Plasma Fusion Res.*
- [37] Motomura, T., Shinohara, S., Tanikawa, T., Hada, T., Funaki, I., Nishida, H., ... Nakamura, T. (2011). Development of electrodeless electric propulsion systems using high-density helicon plasmas: The HEAT project. 2011 30th URSI General Assembly and Scientific Symposium, URSIGASS 2011.
- [38] Kuwahara, D., Shinohara, S., Ishii, T., Otsuka, S., Nakagawa, T., Kishi, K., ... Yano, K. (2016). High-Density Helicon Plasma Thrusters Using Electrodeless Acceleration Schemes. *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan*, 14(ists30), 117–121.
- [39] Jones, I. R. (1999). A review of rotating magnetic field current drive and the operation of the rotamak as a field-reversed configuration (Rotamak-FRC) and a spherical tokamak (Rotamak-ST). *Physics of Plasmas*, 6(5 I), 1950–1957.
- [40] Furukawa, T., Shimura, K., Kuwahara, D., & Shinohara, S. (2019). Verification of azimuthal current generation employing a rotating magnetic field plasma acceleration method in an open magnetic field configuration. *Physics of Plasmas*, 26(3).
- [41] Furukawa, T., Takizawa, K., Yano, K., Kuwahara, D., & Shinohara, S. (2018). Spatial measurement in rotating magnetic field plasma acceleration method by using two-dimensional scanning instrument and thrust stand. *Review of Scientific Instruments*, 89(4).
- [42] Milroy, R. D. (1999). A numerical study of rotating magnetic fields as a current drive for field reversed configurations. *Physics of Plasmas*.
- [43] Shinohara, S., Nishida, H., Tanikawa, T., Hada, T., Funaki, I., & Shamrai, K. P. (2014). Development of electrodeless plasma thrusters with high-density helicon plasma sources. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 42(5), 1245–1254.
- [44] Nishida, H., Nakamura, T., Takahashi, K., & Shinohara, S. (2012). Experimental Study for Proof-of-Principle of Electrodeless Helicon Plasma Thruster Using Lissajous Acceleration. *Frontier Appl. Plasma Technol.*, 21(March), 67.
- [45] Matsuoka, T., Funaki, I., Nakamura, T., Yokoi, K., Nishida, H., Rudenko, T. S., ... Shinohara, S. (2011). Scaling laws of lissajous acceleration for electrodeless helicon plasma thruster. *Plasma and Fusion Research*, 6(1 SPECIAL ISSUE), 1–4.

- [46] Takahashi, K., Charles, C., & Boswell, R. W. (2013). Approaching the theoretical limit of diamagnetic-induced momentum in a rapidly diverging magnetic nozzle. *Physical Review Letters*, 110(19), 1–5.
- [47] Takahashi, K., Chiba, A., Komuro, A., Charles, C., Boswell, R., & Ando, A. (2017). Experimental identification of an azimuthal current in a magnetic nozzle of a radiofrequency plasma thruster Effect of magnetic and physical nozzles on plasma thruster performance Effect of source diameter on helicon plasma thruster performance and its hi. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 59.
- [48] Takahashi, K., & Ando, A. (2017). Laboratory Observation of a Plasma-Flow-State Transition from Diverging to Stretching a Magnetic Nozzle. *Physical Review Letters*.
- [49] Cassady, L., Longmier, B., Olsen, C., Ballenger, M., McCaskill, G., Illin, A., ... Bering, E. (2010). VASIMR Performance Results. 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [50] Bering, E. A., Giambusso, M., Carter, M., Ilin, A., Olsen, C. S., Squire, J. P., ... Longmier, B. W. (n.d.). Using VASIMR® for the Proposed Europa Mission. Ad Astra Rocket Company Bay Area Blvd. Ad Astra Rocket Company, 141.
- [51] Chang-Díaz, F. R. (2006). Plasma propulsion for interplanetary flight. *Thin Solid Films*.
- [52] Bering, E. A., Chang-Díaz, F. R., Squire, J. P., Jacobson, V. T., Brukardt, M. S., & Longmier, B. W. (2008). The VASIMRTM VX-100 Engine: Next Step to High Power Electric Propulsion. 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.
- [53] Bering, E. A., Longmier, B. W., Glover, T. W., Chang-Díaz, F. R., Squire, J. P., & Brukardt, M. (2009). High Power Electric Propulsion Using VASIMRTM: Results From Flight Prototypes. Ad Astra Rocket Company, 141(141).
- [54] Squire, J. P., Olsen, C. S., Chang Díaz, F. R., Cassady, L. D., Longmier, B. W., Ballenger, M. G., ... Bering, E. A. (2011). VASIMR® VX-200 Operation at 200 kW and Plume Measurements: Future Plans and an ISS EP Test Platform. IEPC.
- [55] Palaia, J. E. (2006). Empirical Aspects of a Mini-Helicon Plasma Thruster Experiment (mHTX@ MIT). *Nuclear Science & Engineering*, (2002).
- [56] Polzin, K. A. (2011). Comprehensive Review of Planar Pulsed Inductive Plasma Thruster Research and Technology. *Journal of Propulsion and Power*, 27(3), 513–531.
- [57] Dailey, C. L., & Lovberg, R. H. (1993). The PIT MkV Pulsed Inductive Thruster.
- [58] Kurt, P. A., & Choueiri, E. Y. (2006). Performance optimization criteria for pulsed inductive plasma acceleration. *IEEE Transactions on Plasma Science*.
- [59] Polzin, K. A., Sivak, A. D., & Balla, J. V. (2012). Effect of an additional parallel capacitor on pulsed inductive plasma accelerator performance. *IEEE Transactions on Plasma Science*.
- [60] Markusic, T. E., Choueiri, E. Y., & Berkery, J. W. (2004). Measurements of current sheet canting in a pulsed electromagnetic accelerator. *Physics of Plasmas*.
- [61] Hallock, A. K., Choueiri, E. Y., & Polzin, K. A. (2008). Current Sheet Formation in a Conical Theta Pinch Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge. AIAA.
- [62] Choueiri, E. Y., & Polzin, K. A. (2006). Faraday Acceleration with Radio-Frequency Assisted Discharge. *JOURNAL OF PROPULSION AND POWER*, 22(3).

- [63] Polzin K. A.: Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge (FARAD), Doctor Thesis, Princeton University, 2006.
- [64] Hallock, A. K., Choueiri, E. Y., & Polzin, K. A. (2008). Current Sheet Formation in a Conical Theta Pinch Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge. AIAA.
- [65] Yaginuma K., Koizumi H. and Komurasaki K. Fundamental Experiment of Radio Frequency Inductive Plasma Accelerator with Low-Aspect Ratio RF-Plasma, Journal of IAPS, 23, 2, (2015), pp. 63-68.
- [66] Yaginuma K., Matsuguma T., Sekine H., Komatsu S., Kurashige H., Koizumi H. and Komurasaki K. Experimental Study for Effect of Plasma Density on the Performance in an Electrodeless Inductive Plasma Accelerator, International Symposium on Space Technology and Science, ISTS-2017-b-33, 2017.
- [67] Yaginuma K., Sekine H., Kurashige H., Matsuguma T., Koizumi H. and Komurasaki K. Experimental Study for Effect of Acceleration Frequency on the Performance in an Electrodeless Inductive Plasma Accelerator, 35th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2017-370, 2017.
- [68] Sekine H., Yaginuma K., Matsuguma, Koizumi H. and Komurasaki K. Study on Acceleration Processes of an Inductive Plasma Accelerator by Three-axis Magnetic Field Measurements, 35th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2017-445, 2017.
- [69] Sekine, H., Koizumi, H., and Komurasaki, K. (2019). Azimuthal Induced Current Formation and Ion Acceleration. 36th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2019-775, 2019.
- [70] Yaginuma K., Kurashige H., Sekine H., Koizumi H. and Komurasaki K. Experimental Evaluation of Steady-State Electromagnetically Inductive Acceleration for Electrodeless Plasma Thruster and Fundamental Measurement of the Correlation between the Effective Current of Acceleration Coil and Thrust, J. Japan Soc. Aeronaut. Sp. Sci., vol. 67, no. 1, pp. 25–34, 2019.
- [71] Yaginuma K.: Experimental Study on Electromagnetic Inductive Acceleration of RF plasma for Electrodeless Propulsion System, Doctor Thesis, The University of Tokyo, 2019.
- [72] 篠原俊二郎 [解説]: ヘリコンプラズマ源の開発と応用 - 広域プラズマ化学への展開, 日本物理学 会誌 64(7), p.519-526, 2009.
- [73] 篠原俊二郎 [解説]: ヘリコン波による高密度プラズマ生成の最近の話題, プラズマ核誘導学会 誌, 78(1), pp.5-18, 2002. doi:10.1585/jspf.78.5
- [74] Analog Devices Inc. LTspice, <https://www.analog.com/jp/design-center/design-tools-and-calculators/ltspice-simulator.html>, (accessed Jan. 10, 2020)
- [75] Allegro MicroSystems Phil Inc. A1324LUA-T, [http://akizukidenshi.com/download/ds/allegro/A1324\\_Datasheet\(1\).pdf](http://akizukidenshi.com/download/ds/allegro/A1324_Datasheet(1).pdf), (accessed Jan. 21, 2020)
- [76] 雨宮宏 . 講座：プラズマ実験入門：4. 静電プローブでプラズマを探る：4.1 単探針による電子の密度と温度を測る , プラズマ・核融合学会誌 , 69(8), pp. 934-938, 1993.
- [77] 雨宮宏 . 講座：プラズマ実験入門：4. 静電プローブでプラズマを探る：4.3 複探針により電子の密度と温度を測る , プラズマ・核融合学会誌 , 69(8), pp. 944-949, 1993.
- [78] Dote T. "A New Method for Determination of Plasma Electron Temperature in the Floating Double Probe, Jpn. J. Appl. Phys., 7(8), pp. 964-965, 1968.
- [79] Marquardt D.: An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters, SIAM Journal on

Applied Mathematics, 11, pp. 431 - 441, 1963.

- [80] Jahn R. G., Physics of Electric Propulsion, McGraw-Hill, 1968.
- [81] Finite Element Method Magnetics, <http://www.femm.info/wiki/HomePage>, (accessed Jan. 20, 2020)
- [82] Lieberman M. A., Principles of Plasma Discharges and Materials Progressing, Second edi., Wiley-Interscience, 2004.
- [83] Adibzadeh, M., & Theodosiou, C. E., “Elastic electron scattering from inert-gas atoms” Atomic Data and Nuclear Data Tables, 2005, Vol 91, Issue 1, pp 8 - 76.

# 謝辞

学部4年生のときに小紫・小泉研究室に配属されてから3年間、非常に恵まれた日々を過ごすことができました。今から思えば、配属された当初は研究活動にふさわしい考え方や行動規範が全くできていませんでした。何かわからないことがあっても進んで聞こうとはしなかったり、大して考えてもいない非論理的な意見に固執してしまったこともありました。自分が如何にちっぽけなプライドを持って狭い思考していたかを振り返ると、恥ずかしく思います。今の考え方や行動規範が完璧だとは到底言えませんが、その方向性のようなものが最近見えてきたような気がします。方向性を示して、実践できるように手伝ってくれたのは、この研究室の先生方、先輩方、同期や後輩の方々です。

特に小泉先生には非常にお世話になりました。先生との対話を通していつも自分の非論理性に気づかされました。自分がいかにあやふやでその場しのぎの思考をしているかということには、未熟な自分では決して気づくことができなかつたと思います。忙しいにも関わらず多大な時間を割いて、丁寧な説明をいただくことが何度もありました。その中で少しずつではありますが、論理的な思考が身についてきたように思います。先生からは、仮説を立て、実験し、失敗し、考える、このサイクルを自分で回し、その難しさに気づくことが重要であるということをお教いただきました。場所とお金と時間が用意され、このサイクルを好きなだけ回すことができる環境なんてそうそうありません。その中で自由に思考力と実行力の訓練をさせてもらった機会というのは本当に貴重だったなと思います。学会やプロジェクトなど様々なことに触れる機会を与えてくれたことにも感謝しています。世界的な研究者の中に入って発表をさせてもらったり、様々な思惑の中でプロジェクトが動くダイナミズムを体感したりしたことは自分にとって貴重な財産です。何よりも、生意気な一学生の意見をしっかりと受け止めて、その上で足りないことを見極めて丁寧に教えてくださる姿勢を本当に尊敬しています。

研究班の先輩と後輩の方々にも非常にお世話になりました。柳沼さんには、学部4年から修士1年の間、実験の基本からすべてを手取り足取り教えていただきました。お忙しい中であつても些細なことまで丁寧に教えてくださったおかげで、なんとか本実験を遂行し、議論に値するものに出来たのだと思います。よく仰っていた、何事も原理原則を考えるとという姿勢は今後も実践していきたいと思います。関根さんからは、深い専門知識への理解に基づいた非常に重要なアドバイスを数え切れないほどいただきました。実験結果の解釈や今後の方向性に悩んだとき、関根さんほど頼れる方はいませんでした。多面的に研究班の現状を把握し粘り強く研究に取り組む姿勢は本当に尊敬しています。お二人共後輩に対して非常に優しく指導してくださったので、つい頼りすぎてしまったなと今では少し反省しております。山村くんとは1年の付き合いでしたが、彼の安易な結論に走らず深い思考のもと着実に議論を進めていく姿勢から学ぶことはとても多かったです。知識をしっかり自分のものとして取り込もうという姿勢は自分も実践していこうと思います。

小紫先生と川嶋先生からは、研究室輪講で様々なご指摘をいただきました。拙い発表にも関わらず、意図を理解しその本質を捉えた質問を多くいただき、正しい回答ができない時も多くありましたが、研究の方向性やまとめ方を考える上で非常に参考になりました。他にも多くの先輩に感謝しております。中でも小泉研の浅川さん、中川さん、西井さんには、小泉研ミーティングでの鋭い指摘や、研究室内外に関する様々な知見をいただくことができました。柏での生活を共にした中村さん、松井さん、吉竹さん、聖也さんとの何気ないやりとりは研究室の楽しみの一つでした。忘れてはならないのが秘書を務めてくださった田原さんです。

学会に参加するときの事務手続きで多大なる御迷惑をおかけしてしまったことにお詫びするとともに、柏民の母として様々なお気遣いをいただいたことは感謝してもしきれません。研究活動を行ったこの3年間は、研究室にとどまらず、多くの他大学や社会人の方々と交流する機会も多くあり、非常に多様な視点を触れることができました。

同期の安宅君、秋山さん、王君、菊池君、神田君、山田君、内藤君、竹内君、室原君には本当にお世話になりました。多彩な考えを持ち率直な意見が言い合える彼らの一員になれたことは僕の誇りです。研究におけるお互いの意見を言い合ったり、誰かの趣味に過ぎなかったアニメが同期の共通言語になったり、急に本郷から柏まで12時間かけて歩いてみたり、夜遅くまでボードゲームに興じたり、彼らとこの研究室生活は切っても切り離せません。あと後輩にも恵まれました。特に小泉研の元木君、万浪君、井澤君、ピエール君は皆それぞれが自分の考えを持って研究に取り組んでいて、僕もそこから学ぶことが多いです。

来年からは新たな環境に飛び込むことになりますが、この研究室での日々は今の自分の考え方や行動規範を作り上げたと言っても過言ではありません。ここで学んだことを礎に、多くのことを積み上げていきたいと思います。

最後に、この3年間で黙って支え続けてくれた家族に感謝したいと思います。柏で一人暮らしをするという僕のわがまを認めてくれて、日々の心配をしてくれたことはいくら感謝してもしきれません。本当にありがとうございました。

2020年1月28日 龍野瑛

# 業績リスト

1. 関根北斗, **龍野瑛**, 柳沼和也, 小泉宏之, 小紫公也, “無電極プラズマ推進機の電磁誘導加速過程に関する実験的研究”, 日本航空宇宙学会第 49 期年会講演会, 2018 年.
2. **龍野瑛**, 柳沼和也, 関根北斗, 小泉宏之, 小紫公也, “誘導加速型無電極推進機のプラズマ生成アンテナ及び静磁場の形状と推力の関係”, 日本航空宇宙学会第 62 回宇宙科学技術連合講演会, 2018 年.
3. **龍野瑛**, 柳沼和也, 関根北斗, 小泉宏之, 小紫公也, “誘導加速型無電極推進機における推力の静磁場分布依存性”, 宇宙輸送シンポジウム, 2019 年.
4. **Akira Tatsuno**, Kazuya Yaginuma, Hokuto Sekine, Hiroyuki Koizumi, Kimiya Komurasaki, “An Experimental Study of the Relationship between the Static Magnetic Field and the Thrust of an Electrodeless Inductive Plasma Accelerator”, 32th International Symposium on Space Technology and Science, 2019.
5. **Akira Tatsuno**, Kazuya Yaginuma, Hokuto Sekine, Hiroyuki Koizumi, Kimiya Komurasaki, “An Experimental Study of Thrust Dependence on Magnetic Field in an Electrodeless Inductive Plasma Accelerator”, 36th International Electric Propulsion Conference, 2019.
6. **龍野瑛**, 関根北斗, 柳沼和也, 小泉宏之, 小紫公也, “電磁誘導加速式無電極推進機における推力の磁場依存性”, 日本航空宇宙学会第 63 回宇宙科学技術連合講演会, 2019 年.