

博士論文

変動磁場印加型無電極プラズマ推進におけるプラ
ズマ加速

(Plasma Acceleration in Electrodeless Electric Propulsion
employing Time-varying Magnetic Field)

関根北斗

Hokuto Sekine

Acknowledgements

私は修士一年の春、小泉研究室に所属しました。当時は小泉研の一部の研究班を柏キャンパスに移設するタイミングでした。物品の梱包作業中、同期だった飯田さんに「テスター取って」と言われたのですが、テスターってどれだかわからなかった自分にドン引きされたことが、鮮明に思い出されます。このように、知識も経験も本当にゼロに等しかった自分が、本論文を完成させるに至るまでには、数えきれないほど多くの方のご指導とご協力を賜りました。ここに、その感謝の意を示したいと思います。

はじめに、指導教員である小泉宏之准教授に深く感謝したいと思います。学部時代は理学系分野の研究室に所属していた私は、工学全般や実験に関するバックグラウンドを全く持ち合わせていませんでした。そんな私に、航空宇宙工学やプラズマ工学などの学問をはじめ、真空装置の扱い方や機械工作、実験の心得、申請書の書き方、学会等の有意義な活用法まで、本当に幅広く深い知識と経験をご教授いただきました。個人的に印象的だった点は、そのいずれにおいても、原理を重視される姿勢でした。原理まで深く理解しているからこそ出来る納得感のある説明と、そこから生まれる新しい発想は、感動を覚えるほど刺激的で、5年間、毎回研究室のミーティングが楽しみでした。学部時代はどちらかというと不真面目な学生だった私ですが、小泉先生の下で研究活動が出来たからこそ、改めて「学ぶこと」そして「研究すること」の素晴らしさを感じ、また博士課程への進学を決意することとなりました。年々お忙しくなっておられる印象のある小泉先生ですが、その中でも学生との頻繁なミーティングや、飲み会／レクリエーションを通したコミュニケーションなど、教育者としても尊敬する面ばかりで、また一学生として本当に幸せでした。

小紫公也教授には、輪講などの際に数多くの質問をいただきました。ときには輪講後に個人的なメールにて追加のご意見や議論をいただき、とても嬉しく思っておりました。小紫先生の信じられないほどの知識量と一直線に本質を突いてしまう洞察力には、毎回驚かされるばかりで、大変な憧れでした。研究室合宿にてお聞きした小紫先生の学生指導に関する考え方は、非常にあたたく、人間的厚みを感じたことを記憶しています。研究室運営も非常にグローバルに進められているなど、研究にとどまらない先見の明をお持ちであり、いずれも易々と真似のできるものではありませんが、これからの私の研究者人生にとって、大きな影響を与えていただいたことは間違いありません。

博士課程の先輩である浅川さん／柳沼さん／中川さんに関わらせていただけたことも、本研究室に所属した故の幸運だったと感じます。研究室配属前の顔合わせ後の飲み会で、これからの宇宙開発および自分が実現したいことを語っていた、当時博士1年だった浅川さんに、「こんな学生がいるんだ」と強い衝撃を受け、また小泉研への配属が一気に楽しみになったことを覚えています。その後も有言実行と言わんばかりに、数々のプロジェクトを猛スピードで遂行し、現在も走り続けているその姿からは、常に刺激を与えていただいております。IPA 班の先輩である柳沼さんも、には、実験の初歩の初歩すら知らなかった私に、根気強くご指導いただき、また度々研究の指針を示していただきました。いかなる場面でも物怖じしない姿勢に、当初非常に（こちらも良い意味での）衝撃を受けたことを覚えています。プライベートでも本当に親しく、何度も遊んでいただき、後輩とのコミュニケーションの取り方なども含め大変に勉強させていただきました。中川さんの、まさに圧倒的な知識量や頭の回転には、本当に驚嘆させられました。研究をやってもプロジェクトをやっても、他の追随を許さない作業スピードと洞察力は、そうそう出会うことのできないレベルだと思っています。寝る間もないほど忙しい時期においても輪講での発言や後輩のケアも怠らない姿勢は、驚きとともに尊敬すべきものでありました。

博士一年での米国滞在は、私の博士課程の中でもトップクラスに充実した期間でありました。滞在時お世話になった PPPL の Yevgeny Raitses 先生にも感謝します。居室を見れば電話会議をしているほど忙しいのですが、毎週の研究室ミーティングを欠かさず、毎日実験室に足を運び、また英語の拙い自分とも毎日議論に付き合ってくださいました。優れた研究者であると同時に、大変な人格者であり、教育者・研究者としての在り方を根本から考えさせられました。他にも上司の Ahmed Diallo をはじめとして、米国で出会った研究者や学生の、学問に真摯な姿勢に大変に刺激を受けました。帰国後には基礎的な勉強を再開したり授業を数多く履修したりと、米国滞在は博士課程の過ごし方に大きな影響を与えました。

米国滞在時、ホームステイをさせていただいた和田さんご夫妻にも感謝をしております。和田さんご夫妻には米国生活の経験や楽しみ方、注意点を教えていただき、日常面で本当に親切にサポートをしていただきました。日本の大企業を飛び出してニューヨークで仕事を始めた和田さんのお話はとても刺激的で、毎週金曜日にはビールを飲みながらお話をするのが楽しみでした。大阪なおみ選手が初優勝した年の全米オープンテニスを、現地時間で夜中まで観戦したことは良い思い出です。また近隣住民の方たちとも繋げていただき、プライベートも充実した時間を送らせていただきました。

私が博士二年のときにご退官されました、早稲田大学の長谷部元教授にも感謝します。長谷部研究室は、私が早稲田大学物理学科に在籍しているとき、人生で初めて所属した研究室であり、私の研究生生活のスタート地点でした。主な研究テーマは高エネルギー放射線物理学であり、本論文とはそこからかけ離れたテーマとなりましたが、長谷部先生のグローバルな

基本姿勢や、純粋に“科学者”という感じのスタイルが非常に印象に残っています。私の在籍時も、学部4年ながら国際会議／国内会議に1つずつ登壇させていただき、大変ありがたい経験をさせていただいたと感じています。理学系・長谷部研卒の研究者という点を私の個人的な特色の一つとして精進していければと思います。

芝浦工業大学の清水教授にも、大変に感謝をしております。清水先生とは、同じテニス好きということで意気投合した早大長谷部研時代から、6年に渡ってお付き合いいただいております。4時間ひたすらにシングルス練習をし、そのあとは激辛料理を食べながらひたすらにビールを飲むという、ある意味ストイックな一日は、特に博士課程後半には大切なリフレッシュ時間でした。米国での長い研究経験のある清水先生だからこそ持つ、日本人の良い点を大切にしたいグローバル観や信念には、大変影響を受けています。今後とも、テニス仲間としても研究の先輩としても、末永くお付き合いいただければと思います。

班の後輩の龍野君、山村君、藤澤君、畑君には、実験において補助などしてもらい、大変助けていただきました。毎週の班コロキウムでも非常に活発な議論をすることができ、私にとっても勉強会として有意義な機会となっていました。

学術支援職員の田原さんにも感謝いたします。良い意味で、おそらく他研究室の学術支援職員にはなかなかいないであろう明るくフランクなキャラクターの田原さんには、学生と上手くコミュニケーションを取りながら、事務仕事を円滑に処理していただき、私たちが研究活動に専念できる環境を整えていただきました。ともすれば社会に対し閉鎖的になりがちな研究室において、会社経験のある田原さんからは、学生も勉強させていただくことが多かったように思います。また柏のみなで、江戸川台の鳥貴族に行きたいですね。

最後に、ここまで私を育ててくれた両親および親戚に感謝いたします。修士課程、ましてや博士課程に進んだ家族／親戚のいない環境で、私が博士課程に進みたいと言ったときには、親として不安が大きかったのではと思います。しかし特に反対もせず、私のやりたいこととならと、快く背中を押してくれたことに大変感謝しています。おかげで、両親の存在が絶対的な安心感となって、研究活動に専念することができました。私の粘り強い性格は、両親の教育の賜物であり、今日の自分の長所となっています。

博士二年時の冬、私の誕生日前日に亡くなった祖母は、私が宇宙飛行士になるのだと誇っていたと聞きました。宇宙飛行士になりたかったわけではないのですが、願わくば、“博士”になったんだ、と伝えられたらよかったなあ、と思います。この濃密な三年間で得た経験を糧に精進することで家族への恩返しとする、という誓いを込めて、本論文の謝辞とさせていただきます。

2021 年 1 月 10 日

関根北斗

Contents

1 緒言	5
1.1 大電力電気推進の開発と無電極電気推進機	5
1.2 無電極電気推進機の加速方式による分類	6
1.3 磁気ノズルスラスト	6
1.3.1 Variable Specific Impulse Magneto-plasma Rocket (VASIMR)	7
1.3.2 無電流ダブルレイヤ	7
1.3.3 ヘリコンスラストの推力と反磁性モデル	8
1.3.4 磁気ノズルの役割-電子エンタルピーの変換	11
1.3.5 プラズマのデタッチメント	12
1.3.6 ヘリコンスラストの最新開発状況	13
1.4 変動磁場印加型無電極プラズマスラスト	15
1.4.1 パルス誘導スラスト	15
1.4.2 Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge	16
1.4.3 $m=0$ 加速法/RIPAL	17
1.4.4 回転磁場加速法	18
1.5 変動電場印加型無電極プラズマスラスト	18
1.5.1 回転電場加速法	18
1.5.2 ポンデロモータィブ加速法	19
1.6 変動磁場印加型の問題点	21
1.7 本研究の目的	21
1.8 本論文の構成	23
2 実験装置および方法	24
2.1 真空装置	24
2.2 高周波プラズマ生成系	24
2.2.1 高周波電力供給装置	24
2.2.2 推進剤ガス供給系	26

2.3	低周波パルス電流生成系	26
2.4	プラズマ測定系	30
2.4.1	オシロスコープ (RTH1004)	30
2.4.2	磁気プローブ	30
2.4.3	ダブルプローブ	32
2.4.4	RF 補償ラングミュアプローブ	35
2.4.5	ラングミュアプローブ	36
2.4.6	マッハプローブ	37
3	周方向電流の駆動	40
3.1	実験装置	40
3.1.1	変動磁場印加型 RF プラズマスラスタ	40
3.1.2	磁場測定とプラズマ電流の導出	41
3.2	実験結果	45
3.3	衝突優勢仮定での解析	47
3.4	無衝突仮定での解析	48
3.5	他の効果	53
3.5.1	異常表皮効果	53
3.5.2	電子の磁場垂直方向異常拡散	53
3.6	低周波電磁場とのエネルギーカップリング	56
3.7	本章のまとめ	56
4	静電的イオン加速	57
4.1	実験装置	57
4.1.1	変動磁場印加型 RF プラズマスラスタ	57
4.1.2	イオン流速計測	57
4.1.3	I-V 曲線の時間発展の計測	58
4.2	実験結果	62
4.2.1	時空間発展	62
4.2.2	周方向電流誘起領域における各パラメータの時間発展	64
4.3	磁場垂直方向のダイナミクス	67
4.3.1	磁場垂直方向のイオンダイナミクス	67
4.3.2	磁場垂直方向の電子ダイナミクス	68
4.4	磁場平行方向のダイナミクス	70
4.4.1	磁場に沿った Boltzmann 電場の成立	70

4.4.2	磁場平行方向のイオンダイナミクス	70
4.5	変動磁場印加型プラズマ推進機におけるイオン加速機構	75
4.6	本章のまとめ	77
5	面内電場形成	78
5.1	面内無電流仮説	78
5.2	面内無電流条件の定式化	80
5.3	磁場平行方向の無電流条件	81
5.4	磁場垂直方向の無電流条件	81
5.4.1	静磁場型の場合	81
5.4.2	変動磁場印加型の場合	82
5.4.3	電子異常輸送の可能性と影響	84
6	大電力化に向けた推進機スケーリング	85
6.1	推進機スケーリングとプラズマ源設計方針	85
6.2	グローバルモデル	85
6.3	計算条件	86
6.4	計算結果	93
6.5	本章のまとめ	95
7	結言	96
7.1	本研究で得られた知見のまとめ	96
7.2	推進機性能向上に向けた提言	97
7.2.1	面内垂直電場の直接的寄与を狙うケース	97
7.2.2	面内垂直電場の間接的寄与を狙うケース	98
	References	100

List of Figures

1.1	Schematic of a helicon plasma thruster.	9
1.2	(a) Performance of the electrodeless plasma thrusters and (b) its log-log plot. The white solid lines show the contour of the thruster efficiency. The numbers in the markers correspond to that listed in Table 1.1 and Table 1.2. Squares show the data of helicon thrusters, and the circles indicate that of inductive RF/helicon thrusters.	22
2.1	Vacuum chamber and cryopump.	25
2.2	Rotary pump.	25
2.3	RF power source and impedance matching box.	27
2.4	Top view of the experimental room, mainly focusing on the gas feeding and pumping system.	27
2.5	DC power source and mass flow unit.	28
2.6	Photo of the pulse generation circuit box.	28
2.7	Schematic of the pulse generation circuit.	29
2.8	Function generator (RIGOL, DG1022).	29
2.9	Channel-isolated oscilloscope.	33
2.10	B-dot probe.	33
2.11	Double probe tips.	34
2.12	Bipolar power source and shunt resistor box.	34
2.13	Photo of the RF-compensated Langmuir probe.	35
2.14	Photo of the choke coil array for ~ 13 and ~ 27 MHz.	35
2.15	Photo of planar Langmuir probe.	36
2.16	Photo of two Mach probes.	37
3.1	Schematic of the experimental setup. The blue dotted lines indicate the magnetic field lines.	40

3.2	(a) Front view of the plasma source at $z = 2$ cm. The permanent magnets are aligned azimuthally around the lateral wall. (b) Calculated static magnetic field B_0 inside the plasma source (contour). The solid black lines indicate the magnetic field lines.	43
3.3	Temporal evolution of the spiral antenna current I_{sa} (black dashed line), and the radial and axial components of the measured time-varying magnetic fields \tilde{B}_r and \tilde{B}_z (blue dotted and red solid lines, respectively) at the B-dot probe position of $r = 0.3$ cm and $z = 4.5$ cm.	43
3.4	Measured spiral antenna current I_{sa} with and without the plasma. No measurable change between the two currents were observed.	44
3.5	(a) Axial and (b) radial profiles of the measured ΔB_r and ΔB_z (blue crosses). The error bars show the standard errors. The curves fitted by the superimposition of two Gaussians are also shown by solid red lines.	44
3.6	Measured spatiotemporal distributions of (a) the applied magnetic field $\tilde{\mathbf{B}}$, (b) the plasma-induced magnetic field $\Delta \mathbf{B}$, (c) the azimuthal electric field E_θ , (d) the azimuthal plasma current \tilde{j}_θ , and (e) the energy deposition to the electrons $\tilde{j}_\theta E_\theta$. In panels (a) and (b), the arrows show the vectors of $\tilde{\mathbf{B}}$ and $\Delta \mathbf{B}$, and the color shows their magnitudes $ \tilde{\mathbf{B}} $ and $ \Delta \mathbf{B} $. The distributions of $\Delta \mathbf{B}$ do not show the apparent diamagnetic property but rather correspond to the distributions of E_θ (inductive property). The distributions of E_θ and \tilde{j}_θ show a very good agreement.	46
3.7	Comparison of the measured absolute value of \tilde{j}_θ (open circles) with the estimated perpendicular electron current $j_{e,\theta}^{\text{class}}$ according to the classical transport theory. Representative results are shown at (a) $(t, z) = (7.5 \mu\text{s}, 1.5 \text{ cm})$ and (b) $(15.0 \mu\text{s}, 1.5 \text{ cm})$. The estimated electron current using the parallel electrical conductivity $j_{e\parallel}^{\text{class}}$ and the estimated anomalous electron current $j_{e\perp}^{\text{anom}}$ are also indicated. The shaded region shows the uncertainties, including the asymmetric profile of the measured parameters. The measured \tilde{j}_θ is much larger ($\sim 10^4$ times) than $j_{e,\theta}^{\text{class}}$, showing that the measured \tilde{j}_θ cannot be explained by classical transport theory. It is notable that \tilde{j}_θ is rather close to the calculated electron current using the parallel electrical conductivity $j_{e\parallel}^{\text{class}}$	50
3.8	Measured distributions of (a) electron temperature T_e , (b) plasma density n , and (c) electron pressure by the double probe.	51

3.9	Typical example of the fitting for the spatial profile of the electron pressure p_e	52
3.10	Comparison of the radial profiles of the measured \tilde{j}_θ (open circles) with the estimated azimuthal electron diamagnetic current $j_{De,\theta}$ at (a) $(t, z) = (7.5 \mu\text{s}, 1.5 \text{ cm})$ and (b) $(15.0 \mu\text{s}, 1.5 \text{ cm})$. The error bars and the shaded region show the measurement uncertainties. Their signs do not correspond to each other in (a), and \tilde{j}_θ is much larger than $j_{De,\theta}$, indicating the small contribution of $j_{De,\theta}$ to \tilde{j}_θ	52
3.11	(a) Temporal evolution of the spiral antenna current I_{sa} , time derivative of the spiral antenna current $-dI_{sa}/dt$, and the total azimuthal plasma current $I_{p,\theta}$. The term $-dI_{sa}/dt$ has the same sign as E_θ for $r > 0$. The phases of $-dI_{sa}/dt$ and $I_{p,\theta}$ almost match. (b) Axial profile of E_θ measured in the plasma at the radial position of $r = 4.5 \text{ cm}$ at $t = 7.5 \mu\text{s}$ (crosses), $10.0 \mu\text{s}$ (squares), and $12.5 \mu\text{s}$ (circles). The curves show the exponential fits. The axial profiles of E_θ always show a clear exponential decay with a decay length of $\sim 3.2 \text{ cm}$	55
4.1	(a) Schematic of the experimental setup. The dotted blue lines show the static magnetic field lines. (b) Schematic of the pulse-forming circuit. (c) Calculated static magnetic field B_0 created by the permanent magnet (PM). The solid white lines indicate the magnetic field lines.	60
4.2	(a) Measured probe current, (b) electron current, and (c) the first derivative of the electron current at $(r, z) = (3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$. The plasma potential is estimated from the peak of the quadratic fitted curve to the first derivative of the electron current.	61
4.3	Two-dimensional maps of (a) the magnetic field strength B , (b) the increase of the ion velocity Δu_i , (c) the floating potential ϕ_f , and (d) the ion saturation current I_{is} at representative times in one period of the variation of the applied magnetic field \tilde{B} . Vectors in (b) indicate the ion flow vector, and their length corresponds to the (normalized) flow velocity. Uniform and constant T_e with a typical value of $\sim 6 \text{ eV}$ is assumed to derive the velocity. The solid black lines show the calculated magnetic field lines, which are depicted every 1.5 mWb/m . The vector length of 1.5 cm corresponds to 1 km/s . The probe signals obtained at each position are averaged over eight shots.	63

4.4	Temporal evolution of (a) the spiral antenna current I_{sa} , (b) the local plasma potential ϕ_p , (c) the electron temperature T_e , (d) the plasma density n , and (e) the electron pressure p_e at $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$. The shaded areas show the measurement uncertainty.	65
4.5	Radial profile of (a) ϕ_p and (b) p_e at the representative times of $t = -2.0 \text{ } \mu\text{s}$ ($E_\theta = 0$) (black crosses), $t = 8.6 \text{ } \mu\text{s}$ ($E_\theta < 0$ in $r > 0$) (filled squares), and $t = 16.4 \text{ } \mu\text{s}$ ($E_\theta > 0$ in $r > 0$) (open circles) at $z = 0.35 \text{ cm}$. Significant potential variation ($\sim 25 \text{ V}$ in maximum) is observed in $ r > 2 \text{ cm}$, where E_θ and j_θ is localized. Lines show the Gaussian-fitted curves, which are used to calculate E_r and $\partial p_e / \partial r$	66
4.6	Temporal evolution of the local electric field E_r (black line) and the ion inertia term derived from the ion flow data (red line) at $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$. The shaded areas show the measurement uncertainty. The good agreement indicates the cross-field ion flow near the backplate is driven by the strong cross-field electric field.	67
4.7	Normalized potential drop $\hat{V}_p = e(\phi_p - \phi_{p0})/T_e$ (open circles and filled squares) with $\ln(n/n_0)$ (lines). T_e is assumed to be $6 \pm 1 \text{ eV}$, and the standard errors from the measurement are also taken into account in the error bars for \hat{V}_p	71
4.8	Temporal evolution of the axial profile of (a) I_{is} and (b) u_i on the axis. The crosses are the times giving the temporal peak of (a) I_{is} and (b) u_i . The slope corresponds to the propagation velocity of the peak of u_{peak} . The error in the estimated u_{peak} is defined as the 95 % confidence interval of the linear fitting. (c) Measured u_{peak} as a function of \dot{m} . The good agreement in u_{peak} derived from I_{is} and u_i data indicates the presence of a high-velocity ion group.	73
4.9	Schematic of the motion of (a) the high-density region and (b) the high-velocity region. They match well according to the results of the present experiment.	74
4.10	Temporal evolution of the measured axial ion flow velocity $u_{i,z}$ (dotted red line) and momentum thrust density $m_i n u_{i,z}^2$ (solid blue line) at $(r, z) = (0 \text{ cm}, 5 \text{ cm})$ and $\dot{m} = 1.5 \text{ mg/s}$. The shaded region shows the measurement uncertainty. The increases in the ion flow velocity and momentum thrust density are clearly observed, synchronizing with I_{sa}	74

4.11	Ion acceleration process in the inductive thruster. (I) Inducing the azimuthal current in the upstream region near the radial wall, additional ionization occurs there, and the in-plane cross-field electric field (Hall electric field) $E_{\perp,rz}$ is formed to satisfy the force balance. (II) The radially-directed Hall electric field accelerates the ions toward the radial direction, and the density n is changed in the upstream region around the axis. (III) The enhanced density gradient leads to the stronger field-aligned Boltzmann electric field, and the ion flow velocity in the downstream region increases.	76
5.1	Schematic of the hypothesized model of in-plane current-free condition. The applied \mathbf{E}_θ acts as the driving force of the in-plane electron $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ drift current $\mathbf{j}_{E_\theta \times B_e}$ (the blue arrow). The dielectric wall is charged establishing $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ in the bulk plasma, where the electron cross-field diffusion current due to $\mathbf{E}_{\perp,rz}$, $\mathbf{j}_{e,rz}^{\text{class}}$ (the red arrow), balances $\mathbf{j}_{E_\theta \times B_e}$	79
5.2	Axial profile of the measured ΔB_θ at $t = 10.0 \mu\text{s}$ and $r = 5.7 \text{ cm}$ by the B-dot probe described in Chapter 3. The values of ΔB_θ are very close to zero.	80
5.3	Coordinate defined with respect to the magnetic field \mathbf{B}	80
6.1	Schematic of the global model.	89
6.2	(a) Single-impact ionization cross section σ_{iz} , excitation cross section σ_{ex} , and elastic collision cross section σ_{el} for xenon as a function of the electron energy E_e . The solid lines are added as visual guide. (b) Ionization, excitation, and elastic collision rate coefficients K_{iz} , K_{ex} , and K_{el} as a function of the electron temperature T_e for xenon. The cross section data are taken from Ref. [240] and [241].	90
6.3	Flowchart of the global model calculation. The initial plasma radius r_{p0} is set to 10 m in the present calculation.	91
6.4	(a) Typical example of the plasma radius r_p , the ion Larmor radius r_{Li} , and (b) the residual $ r_p - r_{Li} /r_{Li}$ as a function of the number of iterations.	92
6.5	Calculated (a) electron temperature, (b) plasma density, (c) degree of ionization, (d) electrical conductivity, (e) plasma source radius, and (f) magnetic field strength by the global model, where h_e is fixed to 100.	94
7.1	Example schematic of an RF plasma thruster employing a time-varying magnetic field, which adopted the Hall-thruster-like magnetic field topology. The numbers correspond to the conclusions listed in this chapter.	98

7.2	Example schematic of an RF plasma thruster employing a time-varying magnetic field, which adopted the helicon-thruster-like magnetic field topology. The numbers correspond to the conclusions listed in this chapter.	99
-----	---	----

List of Tables

1.1	Performance of helicon plasma thrusters.	14
1.2	Performance of inductive plasma thrusters.	20
2.1	Summary of the probes used in this study.	38
2.2	Typical parameters of the present experiments.	39
4.1	Measured values of enE_r , $\partial p_e/\partial r$, and $j_\theta B_z$ terms at the representative times of $t = 8.6 \mu s$ and $t = 16.4 \mu s$ at $(r, z) = (3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$	69
6.1	Summary of the input and output parameters of the global model.	89

Nomenclature

α_B	coefficient of Bohm diffusion
\tilde{B}	time-varying magnetic field
B	magnetic field
B_0	static magnetic field
$E_{\perp,rz}$	perpendicular electric field in the r - z plane
$E_{\perp,rz}^{\text{anom}}$	perpendicular electric field in the r - z plane with anomalous diffusion
P_e	electron pressure tensor
\mathbf{u}_e	electron velocity
\mathbf{u}_i	ion velocity
Δu_i	velocity change
ΔB	plasma-induced magnetic field
\dot{m}	mass flow rate
η	thruster efficiency
η_{RF}	RF power transfer efficiency
γ_e	polytropic index for electrons
λ_D	Debye length
λ_{in}	ion-neutral charge exchange collision mean free path
μ_0	vacuum permeability
ν_{ei}	electron-ion collision frequency
ν_{en}	electron-neutral collision frequency
ω_{ce}	electron cyclotron frequency
ω_{ci}	ion cyclotron frequency
ω_{LH}	lower-hybrid frequency
ω_{REF}	rotating electric field frequency
ϕ_F	floating potential

ϕ_p	plasma potential
σ	classical electrical conductivity
σ^B	anomalous electrical conductivity
σ_{el}	electron-neutral elastic collision cross section
σ_{ex}	excitation cross section
σ_{iz}	ionization cross section
ε_0	vacuum permittivity
ε_{ex}	average excitation potential for xenon
ε_{ion}	first ionization potential for xenon
A_{eff}	effective ion loss area
A_p	probe area
C_{sh}	sheath capacitance
C_s	ion sound speed
E	electric field
e	electron charge
E_e	electron energy
E_T	total power loss
F	thrust
F_B	thrust from Lorentz force
F_s	thrust from the pressure force on backplate
F_w	thrust from the force on the lateral wall
h_l	axial center-to-edge ratio
h_r	radial center-to-edge ratio
h_e	electron Hall parameter
I_{acc}	acceleration coil current
I_{is}	ion saturation current
$I_{p,\theta}$	total azimuthal plasma current
I_{sa}	spiral antenna current
I_{sp}	specific impulse
j	plasma current density
j_{De}	electron diamagnetic drift current density

$j_{E \times B e}$	electron $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift current density
$j_{e\parallel,rz}$	electron current density parallel to the magnetic field in the r - z plane
$j_{e\perp,rz}$	electron current density perpendicular to the magnetic field in the r - z plane
$j_{e\perp,rz}^{\text{class}}$	electron diffusion current density perpendicular to the magnetic field in the r - z plane
j_e^{anom}	anomalous electron current density
j_e^{class}	classical electron current density
$j_{i\parallel,rz}$	ion current density parallel to the magnetic field in the r - z plane
$j_{i\perp,rz}$	ion current density perpendicular to the magnetic field in the r - z plane
K	model constant for Mach probe
K_{el}	electron-neutral elastic rate coefficient
K_{ex}	excitation rate coefficient
K_{iz}	ionization rate coefficient
$L_{\perp,rz}$	characteristic length perpendicular to the magnetic field in the r - z plane
m_e	electron mass
M_i	ion Mach number
m_i	ion mass
n	plasma density
n_e	electron density
n_i	ion density
P	input power
p_e	isotropic electron pressure
r_p	plasma radius
r_s	plasma source radius
r_{Le}	electron Larmor radius
r_{Li}	ion Larmor radius
T_e	electron temperature (in unit of J)
T_i	ion temperature (in unit of J)
u_B	Bohm velocity
u_{peak}	propagation velocity of the density/velocity peak
V_{ind}	output signal of B-dot probe
V_p	plasma volume

序文

2013年国際宇宙探査協働グループ (International Space Exploration Coordination Group, ISECG) は、有人深宇宙探査に関するロードマップを発表した。ロードマップでは、2030年代までの月面有人探査、そして2030年代以降の有人火星探査ミッションを計画している。近年では米国企業Space Xが2020年代での有人火星着陸計画を発表しており、月以遠への有人深宇宙探査／開発の機運がますます高まっている。深宇宙惑星探査は、太陽系および地球の形成、生命の起源と進化などといった根源的な科学的疑問や、これからの地球／宇宙利用といった実利的観点に至るまで、広範な価値を有する。例えば最近の月面における縦穴の発見¹は、月の形成過程に関する新たな議論を巻き起こした。同時に、縦穴が人類にとって過酷な月面環境における生活基盤となる可能性も検討され、² 人類の月利用に向けて大きく歩を進めることとなった。

深宇宙探査ミッションでは、軌道遷移に必要な速度増分として数 km/s（例えば火星で～3 km/s）が要求され、宇宙機は推進系を搭載することが必須となる。軌道遷移に用いられてきた宇宙推進を大別すると、化学推進と電気推進がある。このうち電気推進は、化学推進に比して比推力が大きいので、数 km/s におよぶ速度増分の獲得に有利とされる。

一方で有人ミッションを見据えた場合、電気推進は一般に低推力であるため、ミッションの長期化という問題を引き起こす。その解決策として、大電力で作動する無電極推進機を開発するという方針がある。無電極推進機では、プラズマ生成／加速の過程で電極を用いないために、既存の電気推進機での課題である電極損耗が原理的に生じず、長寿命化に有利とされる。これまで、様々なコンセプトを持つ無電極推進機が提案され、研究されてきた。しかし、今日までに宇宙実証された無電極推進機は存在しないのが現状である。無電極推進機の研究開発においては、高周波／ヘリコン波放電を用いるといった高効率なプラズマ生成法が定着している。しかし無電極推進機の実用化に向けた大きな課題の一つが、“効率的なプラズマ加速方法の確立”である。

本研究では、プラズマの電磁誘導加速を利用する無電極電気推進機において最も重要な現象である、周方向電流の駆動およびイオンの加速について、各種プローブを用いた詳細な時空間分布計測を通して明らかにする。そして電磁誘導加速において電子／イオンのダイナミクスのカップリングを引き起こす電場の存在を指摘し、その形成過程について議論する。

第 1 章

緒言

1.1 大電力電気推進の開発と無電極電気推進機

将来的な深宇宙探査ミッションに向けて、100 kW – 1 MW 級の投入電力で作動する電気推進機の実用化が切望されている。³ 大電力電気推進機の実現に向けて、大別して2つの研究開発方針がある。一つは、既に実用化されているホールスラスト／イオンスラストといった従来型電気推進機⁴をスケールアップするという方針である。しかし、既存の電気推進機はその動作に電極を用いており、その損耗による寿命から原理的に逃れることが出来ない。大電力化に伴うプラズマの高密度化によって、電極損耗はより顕著な問題となることが予想され、例えばホールスラストなどでは磁場形状の最適化による損耗低減法などが研究されている。また従来の推進機ではイオンを選択的に加速排気するため、同時に中和器（電子源）の開発も必要となる。方式によっては中和器からの電子放出機構には未解明な点も残されており、⁵ その開発にはしばしばイオン源の開発と同等なリソースが必要となる。

もう一つの方針は、無電極でのプラズマ加速生成および加速を行う“無電極型”電気推進機を開発するというものである。無電極でプラズマの生成および加速を狙う無電極プラズマ推進機は、プラズマに直接暴露する電極を持たないため、原理的に電極損耗問題を回避でき、推進機寿命の著しい延長が期待できる。また無電極プラズマ推進機では、推進機壁面は絶縁体となっているために、系から流出する正味の電流は強制的に0となる。したがってプラズマは準中性状態で加速排気されることとなり、中和器が不要というメリットを持つ。³

無電極プラズマ推進機におけるプラズマ加速では、磁場とプラズマの相互作用が重要となる。磁場とプラズマの相互作用は、宇宙での荷電粒子加速、⁶ 相対論的ジェット、⁷ 磁気リコネクション、⁸ そして核融合などの諸分野でも重要なテーマである。無電極推進機内のプラズマの挙動は、宇宙および実験室でのプラズマ物理学的観点からも興味深いといえる。

1.2 無電極電気推進機の加速方式による分類

無電極推進機のプラズマ源としては、無電極でのプラズマ生成が可能な RF プラズマ⁹ またはヘリコン波励起に伴う高密度プラズマ生成が可能なヘリコンプラズマ¹⁰⁻¹² が用いられてきており、比較的高効率な無電極プラズマ生成法がすでに定着している。推進機の開発および実用化に向けて、近年は、生成した RF プラズマの効率的な無電極加速法が多数研究されている。

RF プラズマソースに対し、発散する静磁場（“磁気ノズル”）を印加する磁気ノズルスラストは、RF /ヘリコンスラストとも呼ばれる。一般のロケットエンジンノズルは、気体の熱エネルギーを運動エネルギーへ変換する役割を持つ。これに類似して磁気ノズルの役割は、電子に熱エネルギーとして与えられた高周波エネルギーを、定常プラズマ電流およびそれに起因するローレンツ力を介してプラズマの運動エネルギーへと変換することであると考えられている。磁気ノズルスラストについては1.3節にて概説する。

プラズマに対し変動磁場または変動電場を印加する無電極プラズマ推進機も提案されてきた。変動磁場を印加するタイプとして、パルス誘導スラストがある。パルス誘導スラストは、変動磁場のみを用いてプラズマの生成および加速を同時かつ同領域で行うスラストである。このパルス誘導スラストのような電磁誘導的な電流駆動法を、磁気ノズルスラストに適用したコンセプトをもつスラストが、 $m = 0$ や RIPAL といったスラストである。また回転磁場法では、電磁誘導ではなく回転電場による電流駆動を行う。変動磁場型無電極スラストについては1.4節にて概説する。

変動電場を印加するコンセプトには、回転電場法およびポンドロモータティブ力による加速法があげられる。回転電場法ではプラズマ電流駆動を、ポンドロモータティブ力による加速法では強電場の非線形効果であるポンドロモータティブ力によるプラズマ加速を狙っている。変動電場型無電極スラストについては1.5節にて概説する。

1.3 磁気ノズルスラスト

ここではまず、RF /ヘリコンプラズマを用いた最初の大電力 (100 kW 級) 無電極推進機 VASIMR について概説する。その後、ヘリコンプラズマソース内における無電流ダブルレイヤの自発的形成とこれに付随するプラズマ加速現象に関する先行研究を整理する。またこの現象の応用から着想された、宇宙推進機としてより現実的な電力レンジとしての1 kW 級ヘリコンスラスト、およびその推力生成機構に関する知見をまとめる。また磁気ノズルとプラズマの相互作用に関する研究によって明らかにされてきた磁気ノズルの役割、および推進機として残されている課題に触れ、ヘリコンスラストの最新の開発状況について述べる。

1.3.1 Variable Specific Impulse Magneto-plasma Rocket (VASIMR)

Variable Specific Impulse Magneto-plasma Rocket は、1970 年代後半に核融合プラズマに用いられる磁気ダイバータに関する研究の過程で提案され、¹³ 主に 2000 年代に研究が進められてきた無電極プラズマ推進機であり、これまでで最も大電力かつ高効率な作動を実現したスラスタである。¹⁴⁻¹⁸ VASIMR の推力生成コンセプトは、

1. ヘリコン波放電によって高密度プラズマを生成
2. 下流域で ICRH (イオンサイクロトロン共鳴加熱) によりイオンの熱エネルギーを増大
3. 磁気ノズルで軸方向エネルギーへと変換し推力生成

である。2011 年の報告¹⁸によれば、プラズマ生成電力 30–50 kW, ICRH 電力 200 kW によって推力 5.7 N, 比推力 5000 s, 推進効率約 70 %の推進性能が得られている。NASA と ESA による木星探査計画 EJSM (Europa Jupiter System Mission, 欧州では LAPLACE と呼称) における探査機 “Europa Clipper” への適用なども提案されている。¹⁹ また、宇宙作動を見据えた場合により現実的な 10 kW 級の VASIMR タイプの無電極推進機を用いて、プラズマ加速過程の詳細に関する実験的研究なども行われている。^{20,21}

1.3.2 無電流ダブルレイヤ

2000 年代前半、ヘリコンプラズマソースに磁気ノズルと呼ばれる発散型静磁場の印加によって、ダブルレイヤ (Double Layer, DL) が生じることが実験的に発見された。^{22,23} ここで DL とは、プラズマ中で局所的に電気的中性条件が崩壊し、正味の電荷密度が正・負となる領域が隣接して形成され、その結果として自発的に形成される局所的な強電場である。²⁴ DL は Boltzmann 関係式では説明できない急峻 ($T_e/e \sim 3 - 8$ V) なポテンシャルドロップであり、宇宙プラズマなどで観測されていた。²⁵⁻²⁹ Charles らが DL を観測したヘリコンプラズマ源は、ガラス管および絶縁物のエンドプレートで上流域と径方向を終端しているため、必然的に系全体を流れる定常電流はゼロとなり、Current-Free の条件が与えられていた、無電流ダブルレイヤ (Current-free Double Layer, CFDL) であった。

DL に伴う高速／超音速イオンビームの発生が確認されたことで、³⁰⁻³⁸ DL を利用した電気推進としてヘリコンダブルレイヤスラスタ (Helicon Double Layer Thruster; HDLT) が提案された。³⁹⁻⁴¹ CFDL の制御によるスラスタ性能のコントロールおよび性能向上が期待されたことに加え、CFDL は実験室および太陽コロナなどでのプラズマ物理としても興味深く^{42,43}、CFDL の形成過程解明に向けた理論的／数值的／実験的研究が数多く行われてきた。^{44,45} DL 形成とソース内プラズマポテンシャルの関係、⁴⁶ ガス種依存性、⁴⁷ DL における電子エネルギー分布関数 (Electron Energy Distribution/Probability Function, EEDF/EEPF),

⁴⁸⁻⁵¹ イオンの磁化条件と DL 形成の関係 ⁵² などが解明され、また現象解明のための数値的研究も精力的におこなわれた。⁵³⁻⁵⁶ DL を説明する理論として、Chen は磁場の発散に伴うシース不安定性を指摘した。⁵⁷ Lieberman らは、熱化したイオン群と電子群、下流へ加速される単一エネルギーイオン群、上流へ加速される電子群、そしてソース端シースで反射される電子群を考慮したグローバルモデル（粒子バランス、電荷バランス、エネルギーバランス）による説明を示し、^{58,59} 実験結果をよく説明できることが示された。⁶⁰ ただ近年の詳細なイオンのエネルギー分布関数 (Ion Energy Distribution Function, IVDF) 計測によると、イオンビーム形成と非等方的 IVDF の間に強い相関が確認されたことで、2 次元または 3 次元モデルの必要性が指摘されるなど、⁶¹ DL の形成過程に関する議論は未だ集結していない。

プラズマ推進機としての観点からは、DL によるポテンシャルドロップを乗り越えられる高エネルギー電子が DL 下流のイオンビームを中和していることが示され、⁶² 系全体として無電流条件が満たされていることが確認された。これは、ヘリコンスラスタが従来の推進機開発における負担ともなっていた中和器開発不要の推進システムであることを示している。ここで、1 kW 級ヘリコンプラズマスラスタにおける典型的な電子温度 T_e は 5 eV 程度、プラズマ密度 n は $10^{11} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 程度である。他にも、磁場強度を増大すると排出されるイオンビームエネルギーおよびプラズマフラックスが増大すること ^{37,63} や、非常に小さい磁場強度ではプラズマ抵抗 ⁶⁴⁻⁶⁷ および推力がピークを持つこと ^{66,68}、磁場によりイオンビームの方向を 20° 程度まで容易に変更可能であること ⁶⁹ などが確認されている。特に、プラズマ抵抗のピークは RF 電磁場とプラズマとのカップリング係数が著しく向上していることを示しており、その要因として低磁場領域でのヘリコン波励起 (Low-magnetic-field mode) が指摘され、^{67,70} その特徴付けおよびグローバルモデルによる各パラメータの説明がなされている。^{71,72}

1.3.3 ヘリコンスラスタの推力と反磁性モデル

Frutchman は CFDL 自体はプラズマの正味の運動量（推力）を増加しないことを理論的に示し、また同時に反磁性電流に起因するローレンツ力（磁気圧）によるプラズマ運動量増加を予想した。⁷³ Ahedo らは、低 β 値、無衝突、電子が磁化した二流体近似を用いたヘリコンスラスタの推力モデルを提唱した。⁷⁴ 予測されたヘリコンスラスタの推力において、プラズマソースにかかるプラズマ圧力が重要であったため、これまで実施されていた圧力推力の正確な計測が難しいターゲットプレート法（推進機下流に設置したターゲットプレートにかかる力を計測する推力測定法）^{66,75} ではヘリコンスラスタの推力要素解明が不可能であった。そこで、ヘリコンスラスタの直接推力測定が開始された。⁷⁶⁻⁸⁰ 続けて、プラズマソースおよびソレノイドコイルにかかる軸方向の力の分解測定が行われ、磁場強度の増大によりソレノイドコイルが作る磁力線にかかるローレンツ力が増大すること、およびそれに伴って全

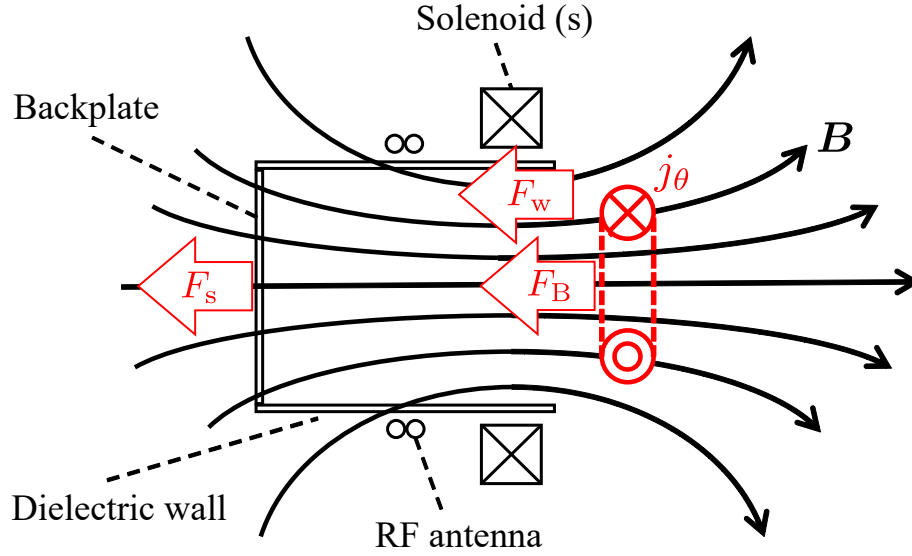


Figure 1.1: Schematic of a helicon plasma thruster.

推力が増大することが示された。⁸¹ さらにイオン／電子がともに磁化されているという仮定のもとで二流体方程式を解析し、実験結果をよく説明するヘリコンスラスタの理論推力式が

$$F_{\text{total}}(z) = F_s + F_B + F_w \quad (1.1)$$

$$F_s = 2\pi \int_0^{r_s} r p_{e\parallel}(r, z_0) dr \quad (1.2)$$

$$F_B = -2\pi \int_{z_0}^z \int_0^{r_p(z)} r \frac{B_r}{B_z} \frac{\partial p_{e\perp}}{\partial r} dr dz \quad (1.3)$$

$$F_w = -2\pi \int_{z_0}^z \int_0^{r_p(z)} \frac{\partial}{\partial r} (r m_i n u_{i,r} u_{i,z}) dr dz \quad (1.4)$$

と示され、またこれが実験結果をよく説明できることが示された。ここで、 F_s, F_B, F_w はそれぞれソース上流端（バックプレート）にかかる力、磁力線にかかる軸方向ローレンツ力、壁面におけるイオン運動量の損失項である。また、 $r_s, r_p, z_0, p_e, u_{i,r}, u_{i,z}$ はそれぞれプラズマソース半径、径方向プラズマ境界、軸方向位置、電子圧力 ($p_e = nT_e$)、径方向イオン流速、軸方向イオン流速である。

プラズマソース上流端にかかる力 F_s

F_s (式 (1.2)) は、値が最大になる軸方向位置での電子圧力に対応している。^{73,81} この力 F_s は、電子圧力が圧力勾配に沿った両極性電場／シース電場によってイオンの運動量に変換され、このイオンがバックプレートに衝突することで発生する力と解釈することもできる。^{82,83} バックプレートには磁力線が刺さっているため、 F_s は磁場強度によってはほとんど変

化しないことが示されている。⁸¹ しかし F_s はバックプレートでのプラズマ損失と不可分であり、この損失がスラスタの効率を大きく低下させること、およびバックプレートにおけるプラズマ損失を（磁気シールドリングなどで）低減すると、推進効率が向上する可能性が指摘されている。⁸⁴ 近年では、バックプレートを取り除くことでヘリコンスラスタを双方向にプラズマ流を排出できる形態にし、プラズマ流を宇宙デブリに照射することでデブリ除去を行うというアイデアの提案および実験的検証も行われている。⁸⁵

ローレンツ力 F_B

F_B (式 (1.3)) は、電子周方向反磁性ドリフト電流 $(1/B_z)\partial p_{e\perp}/\partial r$ と磁場の径方向成分 B_r の相互作用により生じるローレンツ力である。ここで式 (1.1-1.4) の二流体モデルでは、イオン・電子の両者が磁化していると仮定されているため、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流（Hall 電流）が正味で 0 となり、プラズマ中の周方向電流は主に電子反磁性ドリフト電流となる（“反磁性モデル”）。実際、強磁場条件ではプラズマ中の周方向電流が主に電子反磁性ドリフト電流であることが数値的および実験的に確認されている。⁸⁶⁻⁸⁸ これは、径方向の圧力勾配 $\partial p_e/\partial r$ による力は径方向電場 E_r による静電力、径方向ローレンツ力 $f_r = j_\theta B_z$ によってバランスしているが、強磁場条件では後者（磁気圧）が支配的になるためであると考えられる。後に、より単純な準一次元モデルによる推力予測も示され、磁場の径方向への空間変化が小さい場合には非常に良い精度で推力を推定可能であることが示された。⁸⁹

径方向境界での運動量損失 F_w

F_w (式 (1.4)) は、軸方向に加速されたイオンが側壁面に衝突することによりプラズマソースにかかる力である。磁場形状によって、 F_w が総推力 (1.1) において無視できない絶対値を持つ負の値となる場合があることが観測された。^{90,91}

径方向境界へのプラズマ損失は、基本的に推力に寄与しないために著しくスラスタの性能を低下させる。Lafleur はグローバルモデルによって、投入電力のうち最大 70 % 程度が径方向のプラズマ運動エネルギーとして損失している可能性を指摘した。⁹² また Takahashi らは径方向境界へのプラズマ損失を実験的に計測し、投入電力の $\sim 20 - 60$ % が径方向境界へのプラズマ損失となっていることを示した。⁹³ 磁場強度の増大によって径方向境界へのプラズマ損失が低減し、計測された推力が理想的磁気ノズルにおける理論限界推力に漸近すること、^{94,95} および磁場強度の増大による径方向プラズマ損失の低減と軸方向イオンビーム形成の相関⁹⁶ が実験的に確認されているが、これはスラスタのシステムエンジニアリング的観点、⁷⁰ および後述する磁気ノズルからのプラズマデタッチメントの観点⁹⁷⁻⁹⁹ からは好ましくなく、トレードオフとなることが予想される。

また、壁面でのプラズマ損失には中性粒子枯渇現象 (neutral depletion)¹⁰⁰⁻¹⁰⁵ に伴うプ

ラズマ構造形成が大きく関係しているとの考察がある。¹⁰⁶ 中性粒子枯渇現象は、高密度ヘリコンプラズマの生成に伴って導入した中性ガスの密度が低下する現象である。中性粒子枯渇現象はヘリコンスラスタの推力電力比を低下させることが理論的に予測され、¹⁰² 後に実験的にも確認された。¹⁰⁴ Takahashi らによって、推進剤となる中性ガスを従来の上流からではなく下流から導入することで、中性粒子枯渇の効果を低減でき、推力電力比が増大することが実験的に示されている。¹⁰⁵ さらに近年では、局所的な運動量ベクトルの計測装置を用いて、¹⁰⁷ 装置壁面における運動量の壁面損失の詳細な空間分布が調査された^{93,108,109} その結果、下流からのガス導入の場合、壁面運動量損失が低減されていることが確認された。¹⁰⁹ また従来の円筒型ではなく、下流で内径が大きくなるような“段” (stepped) をつけたプラズマソースを用いた場合にも、側壁面でのプラズマ損失が低減され推力が向上することが確認されている。⁸³

1.3.4 磁気ノズルの役割—電子エンタルピーの変換

複数の磁気ノズル中のプラズマ実験において、磁場発散領域の中心軸上で電子温度プロフィールが計測され、下流に向かうにしたがって電子温度が低下していくことが確認されている。¹¹⁰⁻¹¹⁴ また数値計算でも、プラズマが磁気ノズルによって膨張するとき、電子は無衝突状態であっても冷却されることが予測されている。¹¹⁵

電子ガスの膨張は、

$$\frac{T_e}{T_{e0}} = \left(\frac{n}{n_0} \right)^{\gamma_e - 1} \quad (1.5)$$

で定義される polytropic index γ_e によって特徴づけられる。¹¹⁶ 磁気ノズルの数値的研究／モデリングにおいては γ_e が仮定されるケースも多く ($\gamma_e \sim 1$, すなわち等温膨張とされるケースが多い), ^{74,97,99,117} γ_e は電子と磁気ノズルの相互作用の理解, および推進性能評価に際して重要な指標といえる。Little らは Maxwellian 型の EEDF を仮定して、^{111,112} Zhang らは EEDF の計測を通して、それぞれ異なる装置で γ_e を計測したところ、それらの結果はいずれも $\gamma_e \sim 1.2$ 程度と、等温膨張に近い値で一致した。¹¹¹⁻¹¹³ ここで留意しなければならないのは、これらの計測において磁力線はプラズマソースおよびチャンバ壁面につながっており、シース電場で反射される電子が熱速度程度で磁力線上を往復するため、電子ガスの局所的な膨張特性を評価できていない可能性がある。そこで、磁気ノズル中のプラズマに十分量の電子を供給し、プラズマ内の電場をほとんど消失させた状態での γ_e の計測が行われた。¹¹⁸ その結果 γ_e は、径方向の電子損失が無視できない弱磁場条件では、実効的な γ_e が 1 に近くなること、また強磁場条件では 5/3 に近くなること (断熱膨張) が明らかになった。^{118,119}

これらの実験結果から磁気ノズル中の電子冷却は、電子のエンタルピーが電子電流に起因するローレンツ力に伴って生じる CFDL / 両極性電場を介してイオンの運動エネルギー

へと変換され、電子の内部エネルギーが減少するために生じると考えられる（ローレンツ力によって電子が磁場に仕事をしながら断熱膨張し、仕事分のエネルギーを失っている；またこの仕事は電磁推力となるとも解釈できる）.^{113,119,120} この解釈は、CFDL／両極性電場のエネルギー源が電子の熱エネルギーであるという理解および実験結果とも整合性が取れている。^{37,58,96,121–124} 言い換えれば、これが磁気ノズルの重要な役割のひとつであると言うことができ、磁気ノズル中での電子およびイオンのダイナミクスは、CFDL／両極性電場によって結合されていると考えることができる。ここで電子膨張の熱力学的解析には、本来“電子同士の十分な衝突”が必要条件であることに注意が必要である。低圧 RF 放電では一般にこの条件が満たされないこと、およびその結果としての非 Maxwellian 型 EEDF の成立が知られている（たとえば¹²⁵）。前述の実験では、熱力学のアナロジーが結果的に無衝突の電子にも適用できるという点が、プラズマ物理学的にも興味深いといえる。^{118,119}

1.3.5 プラズマのデタッチメント

ヘリコンスラストが宇宙空間で推力を生成するためには、プラズマ中の荷電粒子が磁気ノズルの磁場から離脱すること（detachment）が必要である。推進機で加速されたプラズマがデタッチメントせず宇宙機に戻ってきた場合、宇宙機の正味の運動量は不変となり、推力が生成されないためである。

デタッチメントに関しては複数のシナリオが提案されてきており、^{126–128} 主に理論／数値計算先行で検証されてきた。^{97–99} イオンのデタッチメント（イオン流の磁力線からの剥離）は複数のデバイスで実験的に確認されており、^{129–131} 主にイオン Larmor 半径 r_{Li} が磁場勾配のスケール長 $B/|\nabla B|$ と同等になる領域で、イオンの磁気モーメントの保存が崩れ、イオン流が磁力線から離脱すると考えられている。また近年、Ahedo らが数値的に予測していた有限 Larmor 半径効果 (FELR) による電子デタッチメント⁹⁸ の実験的証拠が初めて確認されている。¹³² 他にも太陽風のように、磁気ノズルの磁力線をプラズマ電流によって無限大まで伸長させるというシナリオも提唱されている。^{126,133} このシナリオに関しても、磁気ノズルがプラズマ中のホール電流によって伸長される現象が実験的に確認されており、この磁力線伸長現象の遷移条件としてアルベンマッハ数 (Alfvén Mach Number) とプラズマ流のマッハ数の関係が重要である可能性が指摘されている。¹³⁴

磁場の増大に伴って推力が増大することが示されているが、⁸¹ デタッチメントは磁場強度が大きくなるほど困難になるというトレードオフが予想される。ここで、推力測定が行われている実験室において、ヘリコンスラストの磁力線は、金属製真空チャンバ壁面につながっているケースがほとんどであり、仮にデタッチメントが完全に起こらない状況であっても推力として計測される点に注意が必要である。また、理論／数値計算モデルにおいてもデタッチメントを考慮していないケースも多い（例えば⁷⁴）。上述のように、複数のデタッチ

メントシナリオに関する有望な実験結果が得られてきているものの、ヘリコンスラスタおよび磁場を用いる無電極型推進機全般における重要な課題のひとつとして残されている。

1.3.6 ヘリコンスラスタの最新開発状況

こうしたヘリコンスラスタ内の物理的描像が明らかになるにつれて、1 kW 級ヘリコンスラスタの推進効率は、2000 年代初頭の 2-3 % から、2020 年現在では 20 % に迫ろうとしている。^{135,136} これまで報告されているヘリコンスラスタの推進性能のまとめを Table 1.1 に示す。ここで、PM-HDLT は永久磁石型 HDLT を示す。実用化されている成熟した電気推進機（ホールスラスタ、イオンスラスタ）などの同電力帯での推進効率は 50 % を超えている。無電極型のヘリコンスラスタは長寿命であるという優位性を有するものの、推進効率のさらなる改善が必要であるといえる。

Table 1.1: Performance of helicon plasma thrusters.

Number	Type	Publication	P/kW	F/mN	I_{sp}/s	$F/P/(\text{mN/kW})$	$\eta/\%$	Gas	Method
1	PM-HDLT	J. Ling <i>et. al.</i> (2010) ⁶⁶	0.6	0.1	34.0	0.17	0.0028	Ar	Target
2	PM-HDLT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2011) ⁷⁶	0.9	3	510	3.3	0.83	Ar	Direct
3	PM-HDLT	T. Lafleur <i>et. al.</i> (2011) ⁷⁸	0.7	3.8	235	5.4	0.63	Ar	Direct
4	PM-HDLT	S. Pottinger <i>et. al.</i> (2011) ⁷⁷	0.65	2.8	286	4.3	0.60	Kr	Direct
5	VASIMR	E. A. Bering <i>et. al.</i> (2011) ¹⁸	30	840	720	28	9.9	Ar	Target
6	VASIMR	E. A. Bering <i>et. al.</i> (2011) ¹⁸	200	5800	4973	29	71	Ar	Target
7	Conical-HPT	C. Charles <i>et. al.</i> (2012) ¹³⁷	0.75	5	689	6.7	2.3	Ar	Direct
8	HPT	L. T. Williams <i>et. al.</i> (2013) ⁷⁶	0.6	6	136	10	0.67	Ar	Direct
9	HPT	A. Shabshelowiz <i>et. al.</i> (2013) ⁷⁶	1.5	10.8	162	7.2	0.57	Ar	Direct
10	HPT	T. Harle <i>et. al.</i> (2013) ⁶⁸	0.5	1.1	187	2.2	0.2	Ar	Direct
11	HPT	S. Tonooka <i>et. al.</i> (2013) ¹³⁸	1.9	11	561	5.8	1.6	Ar	Direct
12	HPT	S. Tonooka <i>et. al.</i> (2013) ¹³⁸	2.0	4	204	2.0	0.20	Ar	Direct
13	HPT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2013) ¹³⁹	2.0	15	2187	7.5	8.0	Ar	Direct
14	PM-HDLT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2013) ⁹⁴	1.0	11	1603	11	8.6	Ar	Direct
15	HPT	D. Kuwahara <i>et. al.</i> (2014) ¹⁴⁰	2.8	6	306	2.1	0.32	Ar	Target
16	HPT	T. Nakamura <i>et. al.</i> (2014) ⁸⁰	0.40	0.34	35	0.85	0.014	Ar	Direct
17	HPT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2014) ¹⁴¹	2.0	20	2915	10	14	Ar	Direct
18	HPT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2015) ¹⁴²	6.3	58	2959	9.2	13.3	Ar	Direct
19	HPT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2015) ¹⁴³	2.8	6.5	442	2.3	0.5	Ar	Direct & Target
20	HPT	S. Ito <i>et. al.</i> (2015) ¹⁴⁴	1.0	3.0	255	3.0	0.38	Ar	Target
21	HPT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2016) ⁹⁴	1.0	25	1276	25	16	Ar	Target
22	PM-HDLT	F. Trezzolani <i>et. al.</i> (2017) ¹⁴⁵	0.15	1.4	714	9.3	3.3	Xe	Direct
23	PM-HDLT	F. Trezzolani <i>et. al.</i> (2017) ¹⁴⁵	0.07	0.85	867	12	5.2	Xe	Direct
24	HPT	Y. Oshio <i>et. al.</i> (2017) ¹⁴⁶	1	6	510	6	1.5	Ar	Direct
25	HPT	D. Kuwahara <i>et. al.</i> (2017) ¹⁴⁷	3	21	1071	7	3.7	Ar	Target
26	HPT	D. Kuwahara <i>et. al.</i> (2017) ¹⁴⁷	3	40	464	13	3	Xe	Target
27	RMF	T. Furukawa <i>et. al.</i> (2017) ¹⁴⁸	1.4	4.2	357	3	0.53	Ar	Ion Flux
28	HPT	J. Navarro-Cavallé <i>et. al.</i> (2018) ¹⁴⁹	0.5	6.6	449	13.2	2.9	Ar	Ion Flux
29	HPT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2018) ⁸³	5	32	1633	6.4	5.1	Ar	Direct
30	HPT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2019) ¹³⁵	6	67	3418	11	18.7	Ar	Direct
31	HPT	K. Takahashi <i>et. al.</i> (2020) ¹³⁶	4.5	61	1004	14	6.7	Kr	Direct

1.4 変動磁場印加型無電極プラズマスラスタ

1.4.1 パルス誘導スラスタ

変動磁場を用いた電磁誘導加速型の無電極プラズマスラスタとして、パルス誘導スラスタ (Pulsed inductive thruster, PIT) が 1960 年代から研究されている。¹⁵⁰ 初期 PIT の開発は、主に NASA の Dailey と Lovberg によって行われ、¹⁵¹ のちに企業 Northrop-Grumman により買収された。概念実証実験は 1960 年代半ばより開始され、1990 年代から実際のスラスタとしての形態で実験が行われてきた。

PIT は、変動磁場によって推進剤ガスの電離および加速の両者を同時に行う加速方式である。^{150,151} 典型的な PIT は、プラズマ加速コイル、キャパシタ、ガス導入ポートからなる。作動時には、キャパシタ (\sim 数 μF –数十 μF) を高電圧で充電 (\sim 数十 kV) した状態で、コイル中心部に設置されたガス導入ポート (Gas injection cone) から推進剤ガスをパルスのコイルコイル表面付近に散布し、この状態でキャパシタに溜まった電荷の放電を行う。加速コイルに流れる大電流パルスによって中性ガスの電離が開始され、有限の時間の後、電流シートが形成される。同時に、パルスのコイル電流は変動磁場 \mathbf{B} をプラズマ中に形成する。このとき Faraday の法則より、

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E} \quad (1.6)$$

で表される周方向電場 E_θ がプラズマに印加される。 E_θ によって駆動される周方向プラズマ電流 \tilde{j}_θ と、 \mathbf{B} の径方向成分 \tilde{B}_r によって発生するローレンツ力 $\tilde{f}_z = \tilde{j}_\theta \tilde{B}_r$ によって、プラズマを加速し高速排気 ($O(10\text{--}100 \text{ km/s})$) することで推力を生じる。¹⁵²

先行研究では、加速コイル電流パルスの開始から電流シートの形成までの遅延に起因する非効率性が実験的に指摘されている。¹⁵⁰ またこれらの実験では、加速コイルの初期電流上昇率 $\partial I_{\text{acc}}/\partial t$ を大きくすることで、電流パルスの開始から電流シートの形成までの遅延時間が減少し、より多くの推進剤を利用した電流シート形成が確認された。特に、一様な電流シートが形成されるときに PIT の性能は高くなり、これは通常、加速コイル電流の高速な立ち上がり (rise rate) と一様な中性粒子密度によって達成される。加速コイル電流の高速な立ち上がりには、高い充電電圧と小さい加速コイルインダクタンスが効果的である。^{153,154} これまでの PIT では、NASA で開発された PIT MK シリーズ (PIT MK I, MK V, MK Va) が最高クラスの推進効率を達成している。PIT MK Va のスラストスタンドによる推力計測によると、パルス加速中の比推力 I_{sp} は 3000–8000 秒、推進効率は 50 % に近い値を推進剤 NH_3 において達成している。^{150,153,155} 推力生成がパルスのことは、潜在的にパルスの duty 比による時間平均推力の制御が可能であることを示唆している。ただし実際のミッションでは、大電流用のスイッチ/コンデンサは、高繰り返しレート (50–100 Hz) で動作、かつ $10^9\text{--}10^{10}$ ショットという高繰り返し回数に耐える必要がある。また PIT が非常に高い

充電電圧と放電電流で動作するため、システム設計はより困難になることが予想される。

PIT の性能は、等価回路モデルを用いてよくモデル化されてきた。^{150,154,156-158} このモデルでは、周方向プラズマ電流 \tilde{j}_θ は、プラズマの電気伝導度を σ として

$$\tilde{j}_\theta \simeq \sigma E_\theta \quad (1.7)$$

と駆動されると考え、加速コイル電流とプラズマ電流を等価回路で表したモデルである。¹⁵⁶⁻¹⁵⁸ ここで、ヘリコンスラスタと異なり典型的な PIT は静磁場を有していないため、式 (1.6) および (1.7) を考えると、 \tilde{j}_θ と印加磁場 B の位相は $\pi/2$ だけずれている。そのため \tilde{j}_θ が強く駆動される時間では外部磁場が小さく、

$$h_e \equiv \frac{\omega_{ce}}{\nu_{en} + \nu_{ei}} \quad (1.8)$$

で定義される電子ホールパラメータも小さい ($h_e \ll 1$)。そのため、式 (1.7) の仮定が適用可能であると考えられる。

1.4.2 Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge

Faraday Accelerator with Radio-frequency Assisted Discharge (FARAD) は、Princeton 大の研究チームによって提案された、電磁誘導加速型無電極推進機である。¹⁵⁹ PIT の作動では、プラズマ加速領域に推進剤を中性ガスの状態で導入し、電離／電流シート形成／加速の全てを、加速コイルに印可する大電流パルスで行う。このとき Townsend-like な breakdown を行うために、前述のような数十 kV にも及ぶ高電圧が必要であった。FARAD では、RF アンテナであらかじめ高周波放電／ヘリコン波放電によって推進剤ガスを電離させることにより (preionization), PIT で必要だった高電圧を不要とし、より小さな放電電力・電圧での作動を可能としている。Choueiri らは、RF 電力 1.2 kW (周波数：13.56 MHz, アンテナタイプ：Boswell-type saddle), キャパシタ容量 39.2 μF , キャパシタ充電電圧 2 kV, プラズマ加速用コイル形状は half-turn コイル (12 回巻き, 電流値は最大で 20 kA 以上程度) という実験条件において、 $\mathcal{O}(\sim 10 \text{ MA/m}^2)$ の周方向誘導電流が駆動されていることを磁気プローブを用いて確認した。その結果、電流シートの軸方向移動速度は $\sim 12 \text{ km/s}$ であった。

また、Hallock らは、コーン状 (conical) のプラズマ加速コイルを用いた FARAD (Conical theta pinch FARAD, CTP-FARAD) を用いて実験を行い、磁気プローブを用いた誘導電流測定などから電流シートの形成過程について議論を行った。^{160,161} このとき測定された電流シートの移動速度は $\sim 7.1 \text{ km/s}$ であった。スラストバランスを用いたインパルスビットの推力計測も行われたが、推進効率は 6 %程度と、Dailey らの PIT に比べて非常に性能が低下していた。¹⁶² この原因として、コーン状の加速コイルを用いたためにローレンツ力ベク

トルの向きが径方向内側に傾いたためとの議論がある。^{150,162}

1.4.3 $m=0$ 加速法/RIPAL

HEAT プロジェクトにおいて提案された、 $m=0$ アンテナを用いた電磁誘導的なプラズマ加速法である。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領域の絶縁管の周囲に巻かれており、軸方向の変動磁場 \tilde{B}_z を生成する。ここで、変動磁場の周波数 $\omega_{m=0}$ は $O(\sim 10 \text{ kHz})$ と、プラズマ生成に用いられる周波数よりも非常に低く設定されている。この \tilde{B}_z に伴って生じる E_θ によってプラズマ周方向電流 \tilde{j}_θ を誘起する。そして、外部静磁場 B_r との相互作用で生じるローレンツ力によって、プラズマを加速し排気する。本加速法で重要となるのは、

- 低周波 ($\sim 10 \text{ kHz}$) で加速フェーズ・減速フェーズが入れ替わるため、プラズマが減速フェーズに入る前に加速され、排気されること
- プラズマのインダクタンス L_p がプラズマ抵抗 R_p に対して支配的であること
- $m=0$ コイルが作り出す磁場および電場が、十分にプラズマ中へと浸透すること

である。この原理によるローレンツ力の方向は、半周期毎に反転することになる。Shinohara らは $m=0$ コイルの適用によって生じる電磁場を、1次元モデル、および2次元軸対称仮定の下で計算した。計算には粒子間衝突の効果も考慮されている。その結果、電磁場のプラズマへの浸透度は、低域混成角周波数を ω_{LH} としたとき、 $\omega_{m=0}/\omega_{\text{LH}} = 1$ を境に異なることを示した。¹⁶³ また、プラズマ中に誘起される周方向電流は、 $m=0$ コイルに流れる電流の周波数が ICR 領域であるときに大きくなることを示した。以上の結果は、プラズマと $m=0$ コイルの等価回路モデルによっても検証され、同様の結果を得た。また、本計算によって粒子軌道の解析も行った。¹⁶³ その結果、 $m=0$ コイル電流の1周期におけるイオンの軸方向移動距離 d_{iz} は、外部磁場強度 $|B|$ との間に負の相関があった。これは周方向の電気伝導度が大きくなり、誘導電流 j_θ が大きくなるためである。一方で、 $m=0$ コイル電流の周波数が高い場合には、プラズマが排出される前に減速フェーズが訪れるようになり、 d_{iz} は小さくなった。このようなトレードオフのために、最適な作動条件があると考えられる。¹⁶³ またマッハプローブを用いたプラズマソース下流でのプラズマ流速測定も行われ、^{164,165} 加速コイル電流に追従したイオン流速の変化が確認された。

また類似のコンセプトとして、Radio-frequency Inductive Plasma Accelerator with Low-aspect ratio (RIPAL) も提案されている。 $m=0$ 加速法では最上流部にプラズマ生成用の RF アンテナが位置し、下流に $m=0$ コイルが設置されている。この配置においては、 $m=0$ コイル付近におけるプラズマ密度は1桁程度低下していることが予想される。そこで RIPAL では、プラズマソース最上流部にプラズマ加速コイルを設置し、RF アンテナとプラズマ加速

コイルの距離を近づけることで、高密度領域に対して変動磁場を印加し、推進効率の向上を狙うというコンセプトである。RIPAL においてはターゲットプレートを利用した推力測定^{166–168} およびパラメトリックスタディ^{167,169} が行われている。

1.4.4 回転磁場加速法

回転磁場加速法 (Rotating Magnetic Field, RMF) は、核融合分野でのコンパクトトラス Field Reversed Configuration (FRC) の装置に関し、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。^{150,163} RMF では、絶縁管の周りに取り付けられた 2 ペアのコイルに $\pi/2$ だけ位相のずれた変動電流を流し、プラズマ中に回転磁場 \mathbf{B}_{RMF} を印加する。この時間的に回転する磁場は、Faraday の電磁誘導の法則 (式 (1.6)) に従って、軸方向の変動電場 \tilde{E}_z を作る。結果として、Ohm の法則

$$\mathbf{E} + \frac{1}{en} \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (1.9)$$

を介し、プラズマ中に軸方向誘導電流 j_z が発生する。左辺のホール電流の項 ($j_z B_r$) は、 \mathbf{B}_{RMF} によって作られる j_θ による直流成分と、周波数 2ω の交流成分から成る。最終的に j_θ と外部磁場 B_r の相互作用として、軸方向ローレンツ力 $f_z = j_\theta B_r$ が生じる。

RMF による電流駆動では、プラズマ中への RMF の浸透が重要となる。Milroy は、予測子修正子法 (Predictor corrector method) を用いた数値計算により、RMF の浸透条件を示した (“Milroy’s expression”).¹⁷⁰ また Milroy によると、非等方的なプラズマ抵抗と、軸方向の外部磁場の向きとおおよび強度が磁場浸透に大きな影響を及ぼす。

1.5 変動電場印加型無電極プラズマスラスト

1.5.1 回転電場加速法

回転電場加速法 (Rotating Electric Field, REF) では、絶縁管の周りに取り付けられた 2 ペアのアンテナに位相差のある電流を流すことで、プラズマ中に回転電場を印加する。ここで、回転電場の角周波数 ω_{REF} を

$$\omega_{ci} < \omega_{\text{REF}} < \omega_{ce} \quad (1.10)$$

とすると、電子の運動は Larmor 半径での円運動と回転電場 \mathbf{E}_{REF} と外部磁場 \mathbf{B} による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトとの重ね合わせとなる。さらに、径方向に電子密度勾配があるとドリフト運動の差が生じ、正味の周方向電子電流 j_θ がプラズマ中に誘起される。高密度のヘリコンプラズマ中では、径方向密度勾配が大きいために電流駆動に有利と考えられる。この周方向電

流と径方向磁場により生じる軸方向のローレンツ力によって、プラズマを加速する。この加速法は、リサーチ加速とも呼ばれる。2012年 Nishida らは、マッハプローブによるイオン音速計測により、REF のイオン流速に対する影響を実験的に確認した。¹⁷¹ その結果、REF によるイオン速度上昇分は少なく、また電圧位相差によるイオン流速の顕著な変動も確認できなかった。その原因は回転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。

1.5.2 ポンデロモータティブ加速法

篠原らによって、ポンデロモータティブ力による加速法が提案されている。¹⁶³ ポンデロモータティブ力とは、高周波電場を印加したとき、時間平均で荷電粒子が受ける電場のエネルギー密度の二乗に比例する非線形力であり、¹⁷² 誘導結合型プラズマのダイナミクスなどにもその影響があることが知られている。¹⁷³ ポンデロモータティブ力は電場強度 $|E|$ の大きな位置から粒子を追い出すように働き、また質量の小さな粒子ほど大きな力が働き、またポテンシャル力として表すことができる。この力を応用し、軸方向の高周波／高強度変動電磁場（レーザーなど）をプラズマに印加することにより、ポンデロポテンシャルを上昇させ、プラズマの軸方向加速を狙う加速法である。先行研究では、数値計算によって、イオンサイクロトロン共鳴加熱が磁場垂直方向の、ポンデロモータティブ力が磁場平行方向のイオンエネルギーを増大することや、エネルギー増分のイオン初期速度依存性などが調査されている。¹⁶³

Table 1.2: Performance of inductive plasma thrusters.

Number	Type	Publication	P/kW	F/mN	I_{sp}/s	$F/P/(\text{mN/kW})$	$\eta/\%$	Gas	Method
32	PIT MK Va	C. L. Dailey and R. H. Lovberg (1993) ¹⁵⁵	-	-	3200	28	45	NH ₃	Direct
33	CTP-FARAD	A. K. Hallock <i>et. al.</i> (2015) ¹⁶²	-	-	5000	2.3	5.8	Ar	Direct
34	CTP-FARAD	A. K. Hallock <i>et. al.</i> (2015) ¹⁶²	-	-	4200	1.5	3.2	Ar	Direct
35	CTP-FARAD	A. K. Hallock <i>et. al.</i> (2015) ¹⁶²	-	-	2500	1.9	2.4	Xe	Direct
36	RIPAL	K. Yaginuma <i>et. al.</i> (2018) ¹⁶⁷	1.1	2.3	165	2.1	0.17	Xe	Target
37	RIPAL	A. Tatsuno <i>et. al.</i> (2019) ¹⁶²	0.9	1.8	220	2.0	0.10	Xe	Target

1.6 変動磁場印加型の問題点

これまで報告されているヘリコンスラスト、および電磁加速型スラストの推進性能 (Table 1.1 および 1.2) を Figure 1.2 に示す. Figure 1.2 からわかるように、電磁誘導加速をヘリコンスラストに適用した場合に、明確な推進効率の向上は確認されていないのが現状である.

変動磁場印加型の無電極推進機においては、特にエンジニアリング的側面を重視した研究が進められてきた. 例えばプラズマソース下流でのプラズマ流速測定^{164,165}、ターゲットプレートを利用した推力測定¹⁶⁶⁻¹⁶⁸ およびパラメトリックスタディ^{167,169} などが挙げられる. しかし電磁誘導加速式において、低周波電磁場は主に電子とカップリングしており、¹⁷⁴ 電磁誘導加速はプラズマソース上流からプラズマ浸透深さ程度 (典型的には 1-2 cm 程度) で起きると考えられる. したがって、プラズマソース出口の流速やターゲットプレートを利用した推力測定によっては、プラズマソース内部でのプラズマ加速の詳細な物理は解明されていない. 数少ないながらプラズマソース内での電流駆動およびイオン加速に関する数値計算も行われているが、¹⁷⁵ 電子温度/プラズマ密度分布や磁場効果を考慮したプラズマの電気伝導率を正確に与えることは難しいために考慮できておらず、現実とは異なる解を与えている可能性がある. 前述したように、磁気ノズル型ヘリコンスラストの開発では、磁気ノズルをプラズマの相互作用の詳細な理解が進められてきており、これにともなって得られたスラストの性能向上への指針をもとに、推進効率の向上が実現されている. 以上のことから、電磁加速型 RF/ヘリコンスラストにおけるプラズマ加速現象に関しては、いまだ実験/数値データに乏しく、詳細な物理過程の理解が不十分であるといえる.

1.7 本研究の目的

電磁加速型 RF/ヘリコンスラストの性能向上のためには、スラストにおけるより詳細なプラズマ加速過程の物理的理解が必須である. 本研究では具体的に以下に 3 項目を解明することを目的とする.

研究目的 (1) “周方向電流駆動における電子電流の要素”

前述のように PIT や FARAD においては、周方向電子電流は抵抗性電流が主要素である. 一方で磁気ノズル型 RF/ヘリコンスラストでは、電子反磁性ドリフト電流がその主要素である. 磁気ノズル型 RF/ヘリコンスラストに対し、PIT のような電磁加速法を適用した場合の主要電流要素の解明は、より効率的な電流駆動に貢献する.

研究目的 (2) “イオン流の駆動機構”

電気推進一般において、運動量推力は推進機から排出されたイオンの運動量フラックスである. よって推進機内のイオンの詳細な挙動を解明することは、電磁加速型 RF/

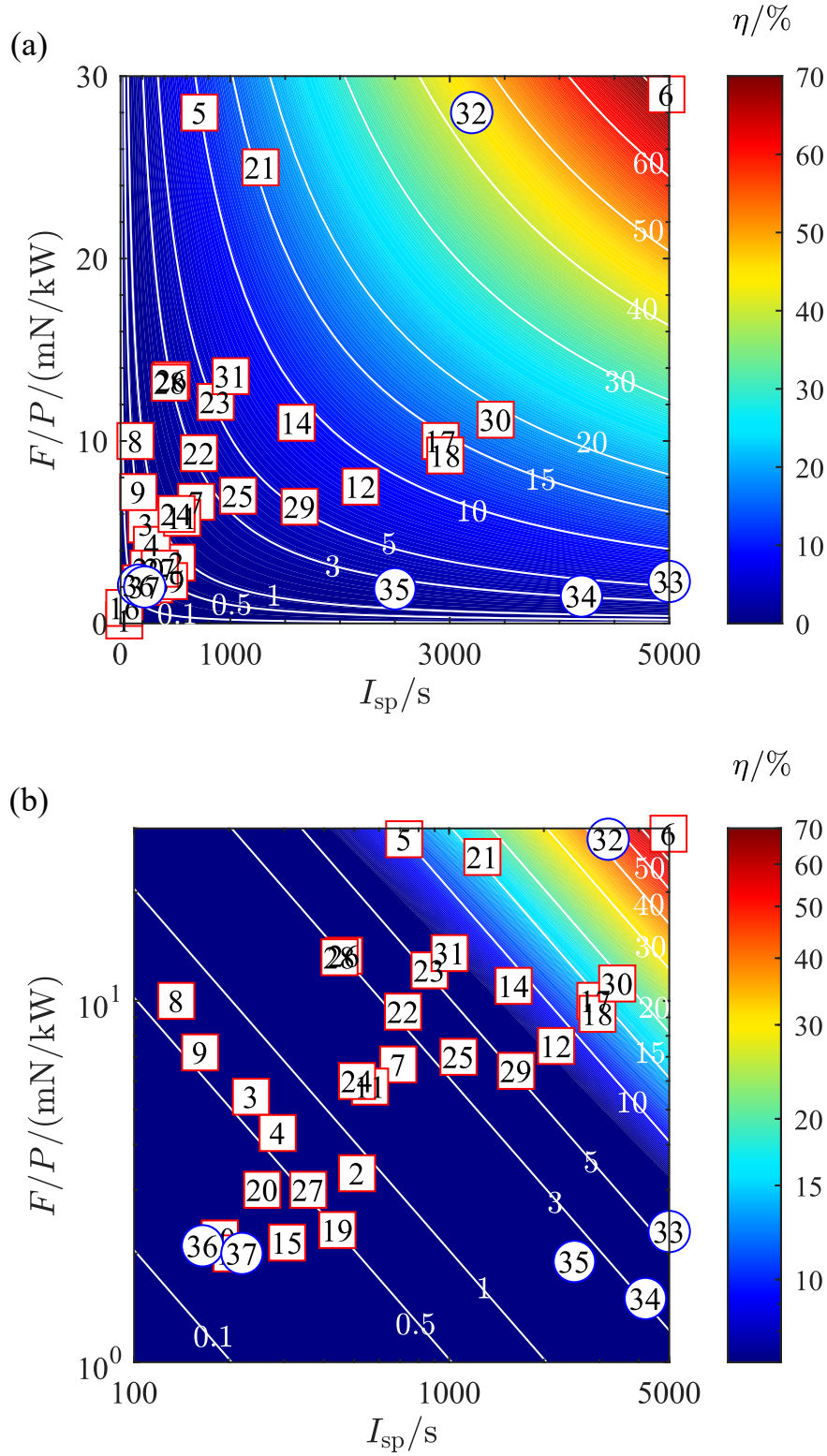


Figure 1.2: (a) Performance of the electrodeless plasma thrusters and (b) its log-log plot. The white solid lines show the contour of the thruster efficiency. The numbers in the markers correspond to that listed in Table 1.1 and Table 1.2. Squares show the data of helicon thrusters, and the circles indicate that of inductive RF/helicon thrusters.

ヘリコンスラストにおける推力生成機構の理解につながる。

研究目的 (3) “電子／イオンのダイナミクスのカップリング”

周方向電流は電子ダイナミクスに、推力生成過程はイオンのダイナミクスによって主に支配される。電磁誘導加速型スラストにおいて、外部変動磁場の印加によって駆動された電子電流がイオンのダイナミクスを駆動するプロセスを理解することは、推進機性能のモデリングや性能向上への指針設計に重要である。

1.8 本論文の構成

本論文は、以下のような構成となっている。第1章では序論として、まず無電極プラズマ推進機のこれまでの研究をレビューする。特に最も主要なタイプであるヘリコンスラストのプラズマ加速について得られた知見を整理し、その発展型である変動磁場印加型無電極推進機の先行研究とその問題点について述べ、本論文の目的を明確に示す。

第2章では、本研究で使用した実験装置について、真空系、高周波／低周波発生系、および測定系と整理して述べる。

第3章では、低周波磁場印加による周方向電流駆動、および電流測定の結果を示す。またそのデータを用いて、周方向電流において抵抗性電流、 $E \times B$ ドリフト電流、反磁性ドリフト電流のうち支配的な要素を明らかにする（研究目的 (1)）。

第4章では、低周波磁場印加時のイオン流速測定の結果を示す。さらにプラズマポテンシャルの測定も合わせて行い、イオンが周方向電流が駆動される領域において静電的に、かつ磁場直交方向へと加速されることを示す。また下流領域において磁場並行方向へのイオン加速も調査し、上流でのイオン加速が推力増加に寄与する機構について明らかにする。（研究目的 (2)）

第5章では、第3章で計測した周方向電子電流が、どのような過程で第4章で計測されたイオンのダイナミクスに変換されるのかについて議論する（研究目的 (3)）。またこれに関して r - z 面内に自発的に形成される電場が重要である可能性を指摘し、その形成機構として r - z 面内無電流仮説を提唱する。さらに、この仮説に従うと、第3章で計測された周方向電流を説明できることを示す。また、本推進機を大電力レンジへとスケールアップする際の設計方針を示し、グローバルモデルを用いて具体的なプラズマソースサイズや磁場強度を導出する。

第6章では、本論文で得られた重要な知見をまとめ、結論とする。

第 2 章

実験装置および方法

2.1 真空装置

本研究の全ての実験では $\phi 1.4$ m, 長さ 3.0 m のステンレス製真空チェンバを使用した (Figure 2.1). ロータリーポンプ (RPK-3000; Figure 2.2) を使用して大気圧から ~ 40 Pa まで粗引きし, その後クライオポンプ (U-20P, 排気量: 10,000 L/s (N₂)) での真空引きを行うことで, 背圧 $\sim 8 \times 10^{-4}$ Pa 程度まで到達できる. 真空計として, 大垂真空製ピラニ真空計 (PSG-1) とキャノンアネルバ製電離真空計 (M-431HG) を使用した.

2.2 高周波プラズマ生成系

2.2.1 高周波電力供給装置

プラズマ生成用高周波電源 (RF power source) として, Thamway 製 T161-5613HA を使用した (Figure 2.3). 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 刻みで調整可能である. 特性インピーダンスは 50Ω である. RF アンテナは $\phi 2$ mm のエナメル導線を, プラズマソースとなるガラス管の周囲に 3 回巻き付けて形成されている. RF アンテナと高周波電源の間にはインピーダンスマッチングをとるための整合器 (Matching Box, MB) が接続されている. 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おり, 電源から見た負荷 (アンテナおよびプラズマ) のインピーダンスが 50Ω となるようにインピーダンス整合を取る. ここで, プラズマの有無およびプラズマの条件により, 負荷インピーダンスは変化する. その場合でも, 高周波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, 自動的にインピーダンスマッチングがとられる. 本論文の全ての実験において, RF 投入電力は 400 W で固定した.

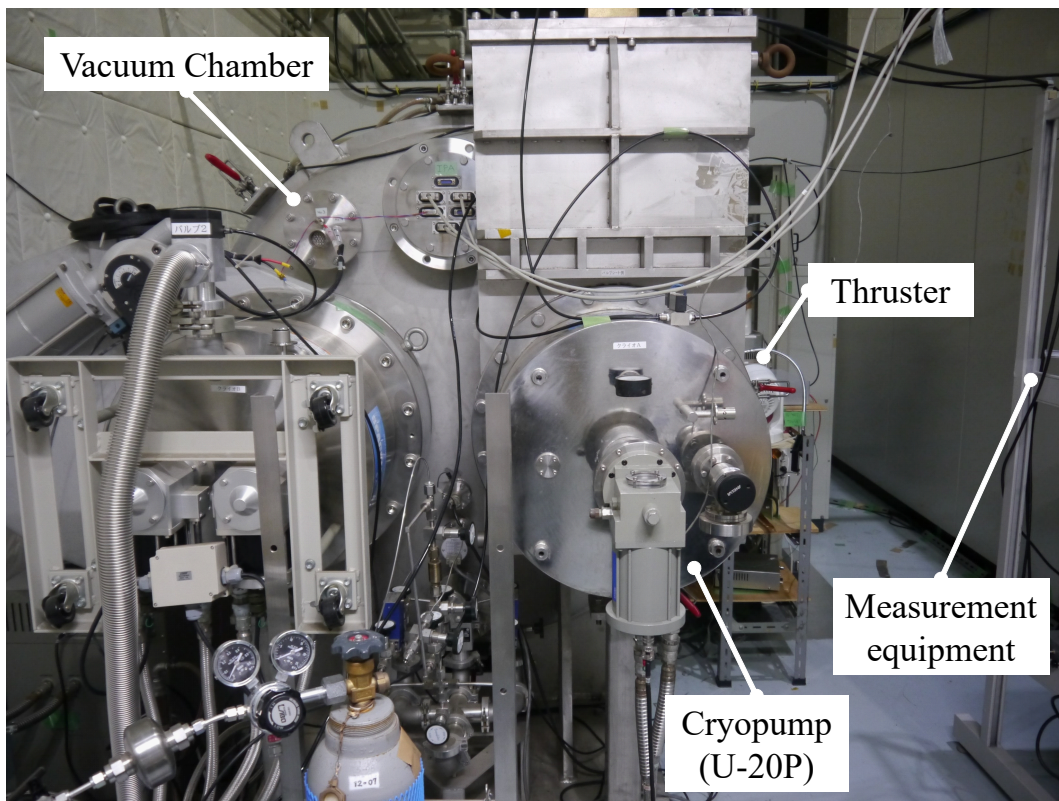


Figure 2.1: Vacuum chamber and cryopump.

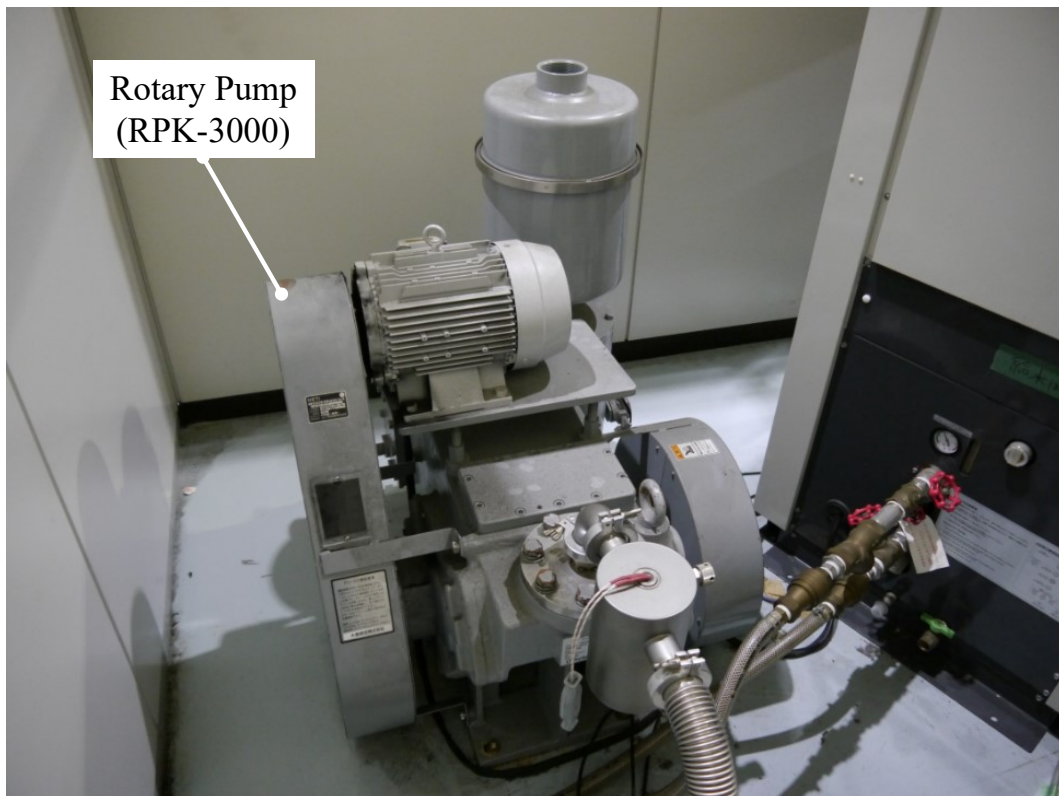


Figure 2.2: Rotary pump.

2.2.2 推進剤ガス供給系

ガス供給系の配管図を Figure 2.5 に示す。ガス供給系は推進剤ガスタンクと流量制御器 (Mass Flow Controller, KOFLOC 製 Model 3660) からなる。本論文の実験では推進剤を Xe とした。設定可能な最大流量は 20 sccm である。

2.3 低周波パルス電流生成系

本論文の実験では、プラズマに低周波の変動磁場を印加するためにパルス電流生成装置 (pulse forming network) を用いた。パルス電流生成装置はスパイラルアンテナ、キャパシタ、低電圧電源および IGBT スイッチからなる。概観を Figure 2.6 に、回路図を Figure 2.7 に示す。プラズマ加速用のコイルとして、フラットスパイラル型のコイル (スパイラルアンテナ) を使用した。スパイラルアンテナは、内径 120 mm、外径 200 mm のドーナツ型領域に、 $\varnothing 2$ mm の銅線が 10 回ループするように形成されている。キャパシタとして、積層セラミックコンデンサ (EXXELIA Technologies 社; TCF285) を用いた。静電容量は 1 つあたり 100 nF で、耐電圧は 3 kV である。これを 4 つ並列させ、400 nF のキャパシタンスを構成した。キャパシタ充電用の電圧源 (High-voltage power supply, HVPS) として、東和計測製 AKTB-03K1P/S を使用した。最大出力電圧は 3 kV であり、1 V 刻みに電源パネルのつまみで制御できる。最大出力電流は 1 mA である。本論文では、充電電圧は 1 kV で固定とした。スパイラルアンテナとキャパシタは LCR 共振回路を構成しており、本論文のセットアップではその共振周波数は ~ 60 kHz である。

実験では、400 W の RF 電力が RF アンテナに入力されて RF 放電が生じている状態で、 $t = 0$ でファンクションジェネレータ (RIGOL 製 DG1022, Figure 2.8) のトリガ信号により IGBT スイッチ (SEMIKRON 製 SEMiX603GB12E4p) がオンされる。これにより低周波電流 I_{sa} (~ 400 A_{pp}, ~ 60 kHz) をスパイラルアンテナに供給し、プラズマ中に ~ 60 kHz で振動する変動磁場 \tilde{B} を印加する。 I_{sa} は Pearson 製ロゴスキーコイルによって非接触で計測された。ロゴスキーコイルの電流測定誤差は ~ 1 % 以下である。

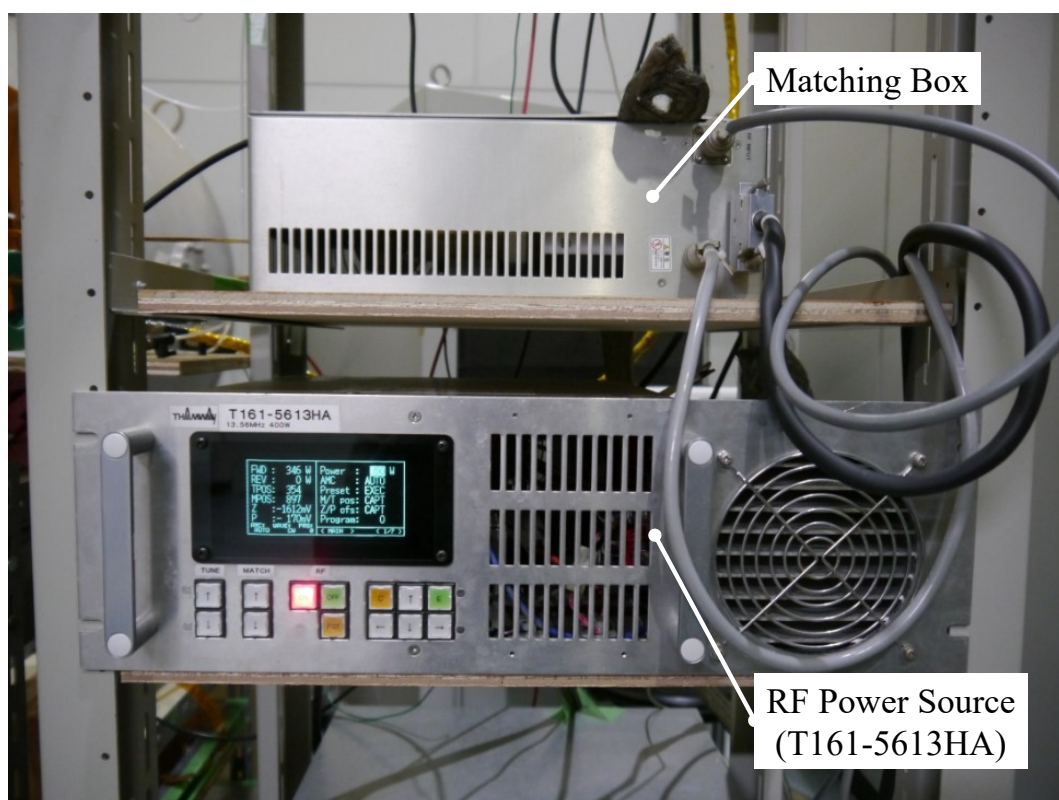


Figure 2.3: RF power source and impedance matching box.

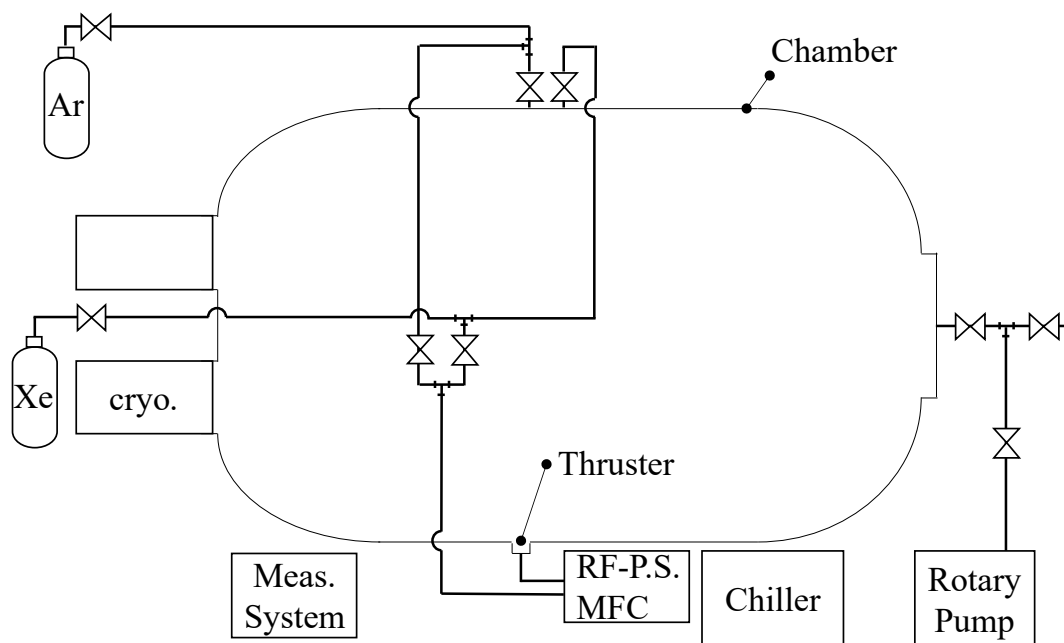


Figure 2.4: Top view of the experimental room, mainly focusing on the gas feeding and pumping system.



Figure 2.5: DC power source and mass flow unit.

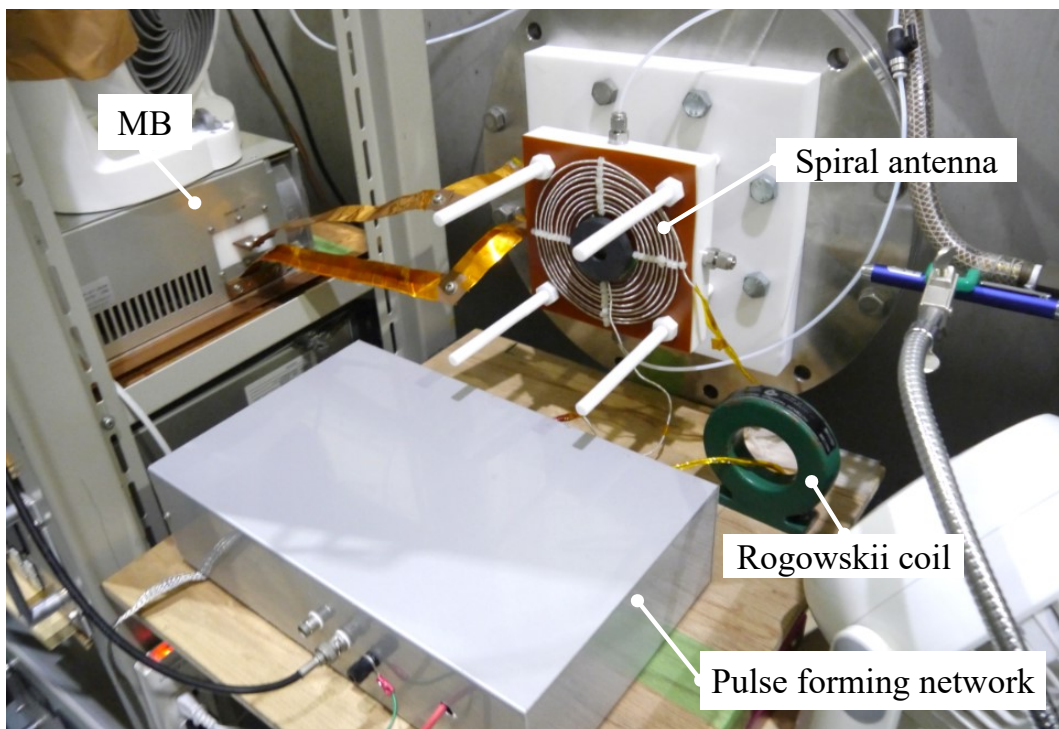


Figure 2.6: Photo of the pulse generation circuit box.

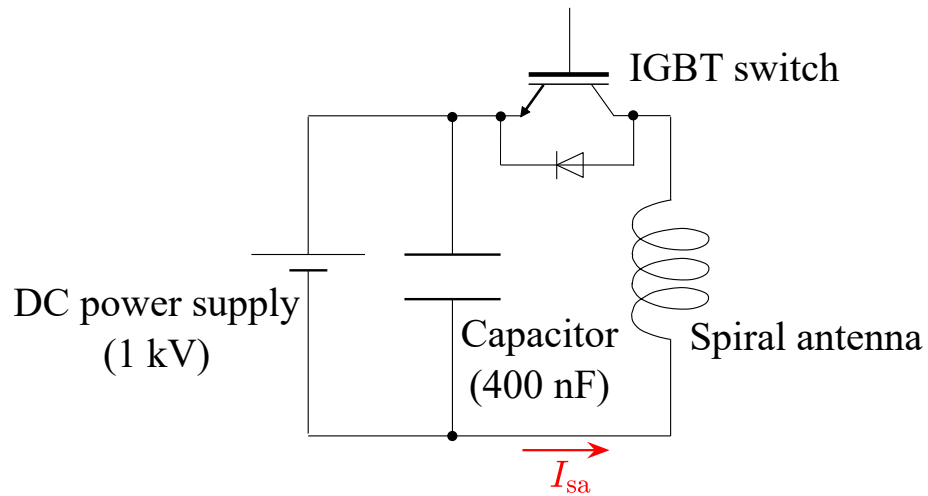


Figure 2.7: Schematic of the pulse generation circuit.

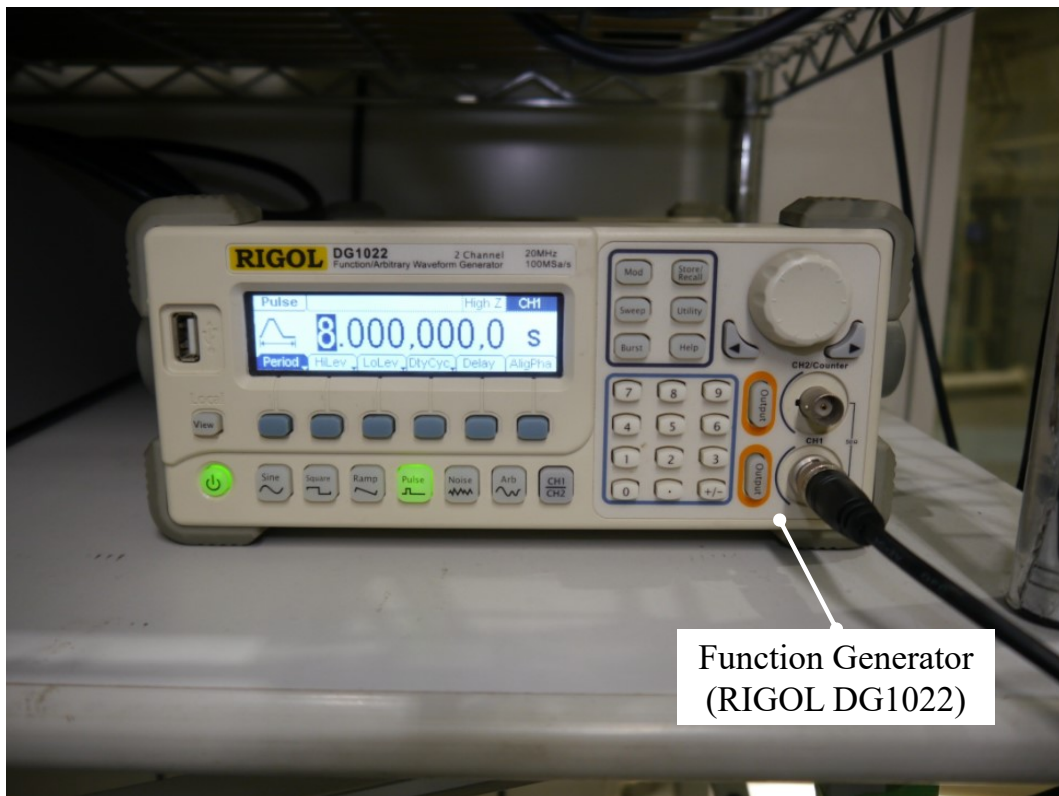


Figure 2.8: Function generator (RIGOL, DG1022).

2.4 プラズマ測定系

2.4.1 オシロスコープ (RTH1004)

プローブ信号は、チャンネル絶縁型のオシロスコープ Rohde & Schwarz 製 RTH1004 を用いて取得した。このオシロスコープではチャンネル間および GND と各入力端子 (4 ch) が絶縁されており、差動測定が容易に可能である。また差動測定により、コモンモードノイズの低減も期待される。本実験において、加速コイル電流のパルスショットごとのばらつきは数 %以内であり、非常に高い再現性を有している。そのためプラズマ加速実験では、加速コイル電流に対してトリガをかけることで計測タイミングを揃えた。各プローブ信号はオシロスコープの平均化機能を用いて 4-16 回平均化されている。A/D 変換分解能は 10 bit で、典型的な時間分解能は 3.2 ns であった。オシロスコープは計測用 PC に接続されており、その動作はパルス電流トリガ用ファンクションジェネレータ、プローブ移動用モーターステージコントローラとともに、LabVIEW プログラムによって制御されている。信号はバイナリ形式で PC に読みだされる。

また本実験では、大きな RF 信号 (13.56 MHz) を除去するために、オシロスコープの全ての入力端子にローパスフィルタ (Mini-Circuits 製 BLP-1.9+) を設置して計測を行った。BLP-1.9+は LC 型ローパスフィルタであり、カットオフ周波数は ~ 2 MHz である。

2.4.2 磁気プローブ

磁気プローブの測定原理

磁気プローブ (Magnetic probe/Magnetic fluctuation probe/B-dot probe, BP) は、計測原理が単純かつ比較的安価に製作が可能であるため、核融合装置¹⁷⁶、ミラーデバイス¹⁷⁶、プラズマ流発生装置¹⁷⁷、プラズマフォーカス¹⁷⁸、ホールスラスタ¹⁷⁹、パルスプラズマスラスタ (PPT)^{180,181}、ICP / ヘリコンプラズマ源およびスラスタ^{12,70,134,141,182-185}などの磁場計測に頻繁に利用されてきた。また、厚膜技術 (thick film technology) を応用した小型の磁気プローブなども提案されている¹⁸⁶。

一般的に、磁気プローブはコイルを有する。コイル静止座標系で考える場合、コイルを貫く磁場 B が時間的に変動すると、Faraday の電磁誘導の法則より

$$V_{\text{ind}} = -nS \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.1)$$

で表される電圧 V_{ind} を生じる。¹⁸⁷ すなわち磁場 B を求めるためには、磁気プローブの出力信号 V_{ind} を時間積分することが必要である。積分の方法として、

- RC 積分回路を用いる方法 (アナログ積分)

- 数値積分を用いる方法 (デジタル積分)

が挙げられる。本研究では数値積分により式 (2.1) における V_{ind} の積分を行った。ここで数値積分はノイズおよびオフセットを含めて積分するため、積分結果においてドリフトを生じることが知られている。¹⁸⁸ そこで、高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform, FFT) を用いて積分結果に対して 10-150 kHz のデジタルバンドパスフィルタをかけ、ドリフト成分を除去した。より詳細な信号処理方法は、先行研究¹⁸⁹ に示されている。

Capacitive pickup

磁場計測に際して、“capacitive pickup” と呼ばれる磁気プローブと周辺装置やプラズマとの容量結合に由来するノイズが問題となる。特に、プラズマの静電ポテンシャルが $\mathcal{O}(50 \text{ V})$ で揺動する RF プラズマ⁹ では、capacitive pickup が特に問題となる。これまでには、capacitive pickup を軽減するための手法が提案されてきた。ここでは、そのうち主要なものを 3 つ挙げる。

1. 磁気プローブのシグナルラインの同軸ケーブルによる構築

コイルやリード線などの全てのラインを、特性インピーダンスが一定である同軸ケーブル (またはセミリジッドケーブル) で構成する方法 (たとえば^{70,184})。この方法では、capacitive pickup はプローブとプラズマ間の静電容量 $C_{\text{BP,p}}$ と磁気プローブの特性インピーダンス R_0 (一般的には 50Ω) で構成されるローパスフィルタを通過することになる。しかし、同軸ケーブルは一般的にはエナメル線などよりも太いために、この方法では小型の磁気プローブを作ることが難しくなる。

2. 差動測定

コイルを巻く方向を 180° 反転させた 2 つのコイルによって磁場を同時測定し、これらの信号の差をとる方法 (たとえば¹⁹⁰)。変動磁場によって発生する磁気プローブ信号の符号は、コイルの巻く方向により反転する一方で、静電的結合によって発生する capacitive pickup の符号は反転しないことを利用している。

3. Center-Tapped Transformer (CTT)

CTT は変圧器の原理を利用した方法または装置。Balun とも呼ばれる。磁気プローブのリード側コイル (2 次コイル) の中心が GND 電位になっており、変圧器によって計測器側のコイル (1 次コイル) へと電圧が変換される。このとき、capacitive pickup による電圧は GND 電位を挟んだ両側に同じ大きさの振幅／反対の符号で誘起される。よって、1 次コイルに誘起され

る電圧は磁場変動によってのみ誘起された電圧であり, capacitive pickup を低減することができる. (たとえば [191](#))

Franck らは, 2002 年にヘルムホルツコイルを用いて, これらの方法による capacitive pickup の低減効果を定量的に評価した. [192](#) その結果, CTT を用いる方法による低減効果が大きいことが示された.

3 軸測定用磁気プローブ

本研究では, 低周波磁場印加時のプラズマ中の変動磁場の時空間発展を計測するために, 3 軸同時測定が可能な磁気プローブを構築した (Figure 2.10). プローブ先端のコイル部は, 一辺が 6 mm のアルミナ (純度: 99.7 %) の立方体に掘られた深さ 0.5 mm の溝に $\varnothing 0.2$ mm のエナメル線を巻き付けて形成されている. 各軸のコイルの巻き数は 7 回で, 断面積は 36 mm² である. このコイル部はアルミナチューブ (外径 4 mm, 内径 3 mm, 長さ 40 mm) の先端に取り付けられており, このチューブの中にコイルのリード線が通されている. コイルのリード線は, リード部を貫通する磁束変化によるシグナルを最小限にするため, 撚り合されている. さらに, プラズマから熱的/静電的に保護するために, コイル部とアルミナチューブは Pyrex ガラス管 (外径 10 mm, 内径 8 mm, 長さ 30 mm) の中に配置され, プラズマ中へと挿入される. また capacitive pickup の低減のために, アルミナチューブとガラス管の間に静電シールドとしてアルミホイルを配置し, これを接地した. さらにチャンネル絶縁型のオシロスコープ (RTH1004) を使用することでリード線両端の差動測定を行い, さらなる capacitive pickup の低減を行った. 測定の不確かさについては, オシロスコープの計測誤差 (1 %) とコイル断面積の不確かさ (5 %) および標準誤差を考慮した.

2.4.3 ダブルプローブ

RF 放電中 (プラズマ加速なし) の電子温度 T_e および n の空間分布をを計測するために, ダブルプローブを用いた. プローブ先端付近の写真を Figure 2.11 に示す. このダブルプローブは, 先行研究 [168](#) で構築されたものと同一である. 本研究で用いたダブルプローブは $\varnothing 2$ mm の平面ラングミュアプローブを組み合わせたものであり, 導体材料は SUS304 である. 内径 2.5 mm の穴が開いたアルミナ管を絶縁管として用いており, 絶縁管と導体材料の隙間はセラミックス系接着剤 (アロンセラミック) により埋められている. ダブルプローブの電極間に印加する電圧の掃引には, 高速バイポーラ電源 (MATSUSADA Precision 製 PZDE-0.3B) を用いて印加した (Figure 2.12). バイポーラ電源の出力電圧はファンクションジェネレータ (Figure 2.8) を用いて外部制御し, ± 100 V の電圧を 1 Hz の周波数で掃引した. ダブルプローブの電極に流れる電流は, 500 Ω のシャント抵抗における電圧降下を計

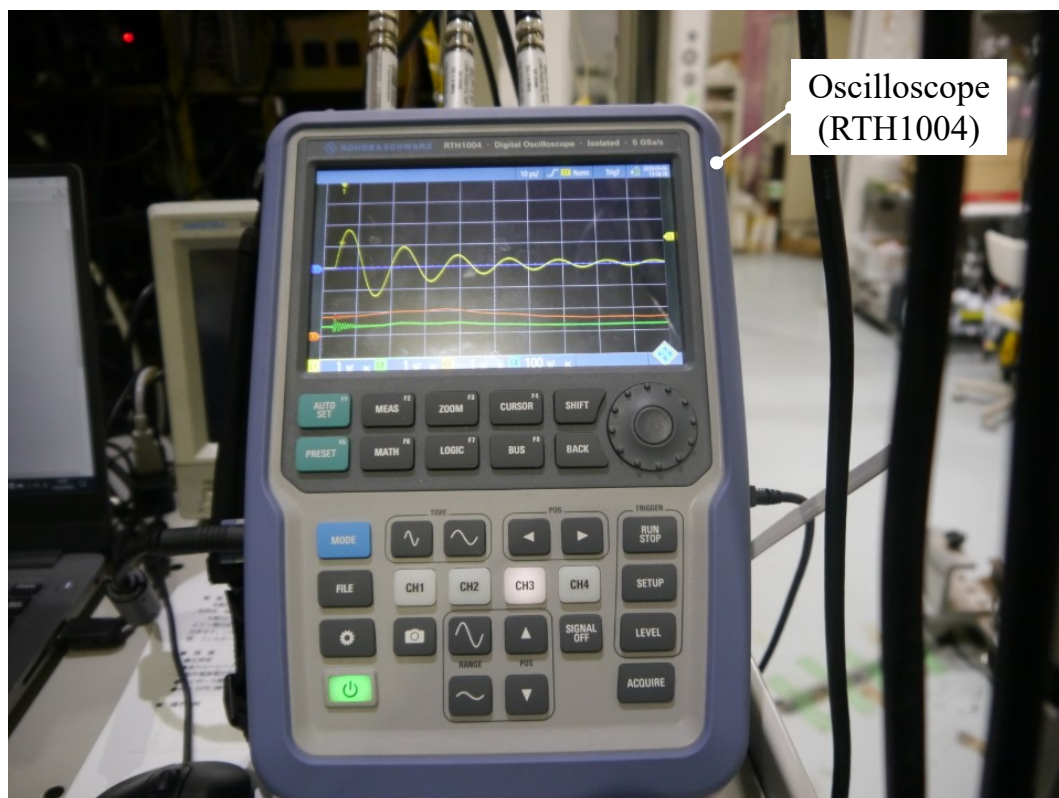


Figure 2.9: Channel-isolated oscilloscope.

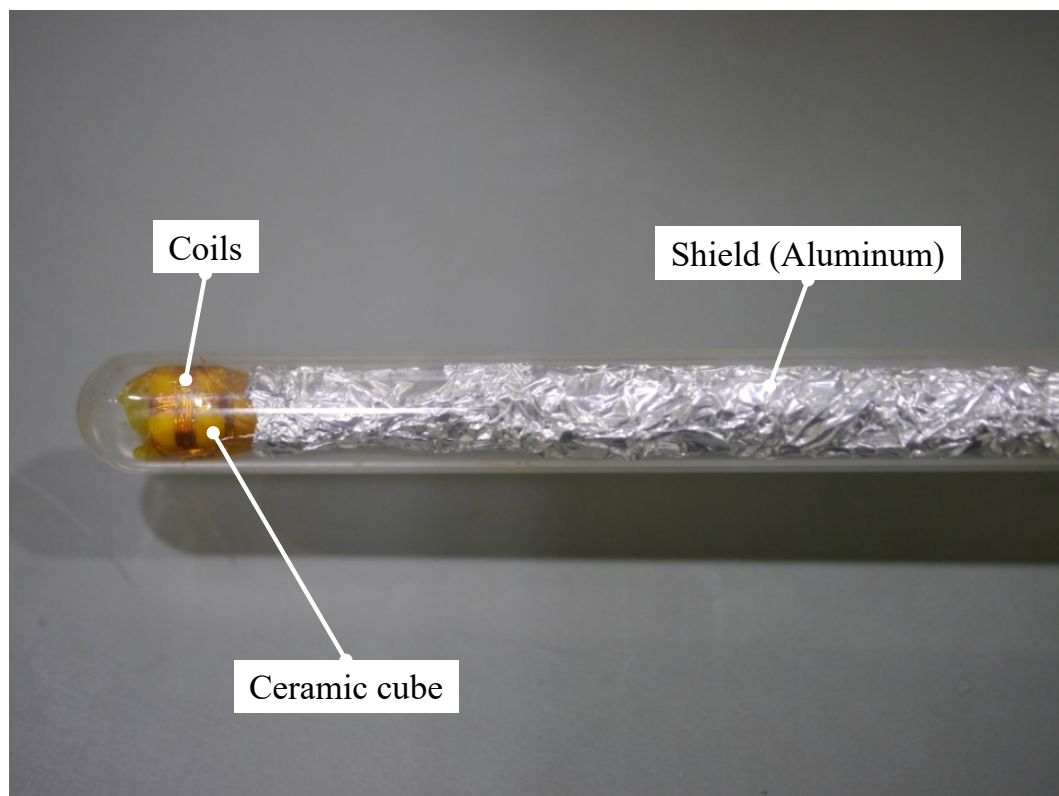


Figure 2.10: B-dot probe.

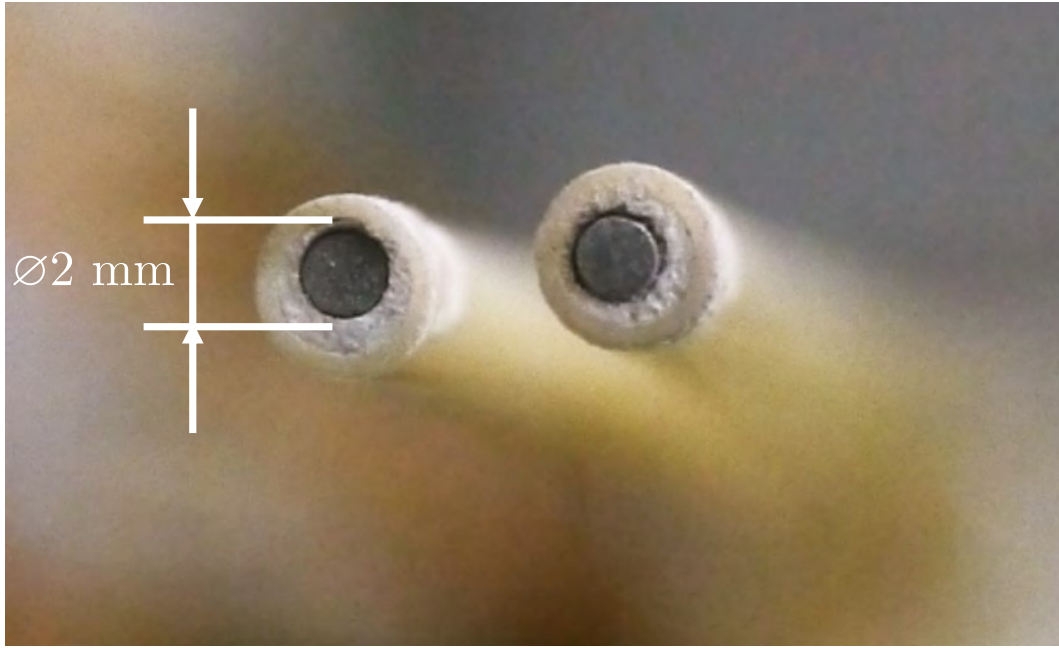


Figure 2.11: Double probe tips.

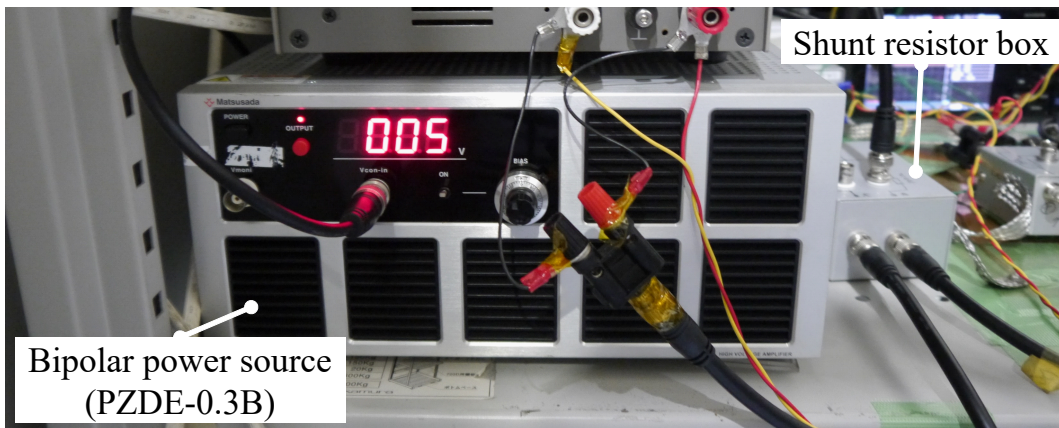


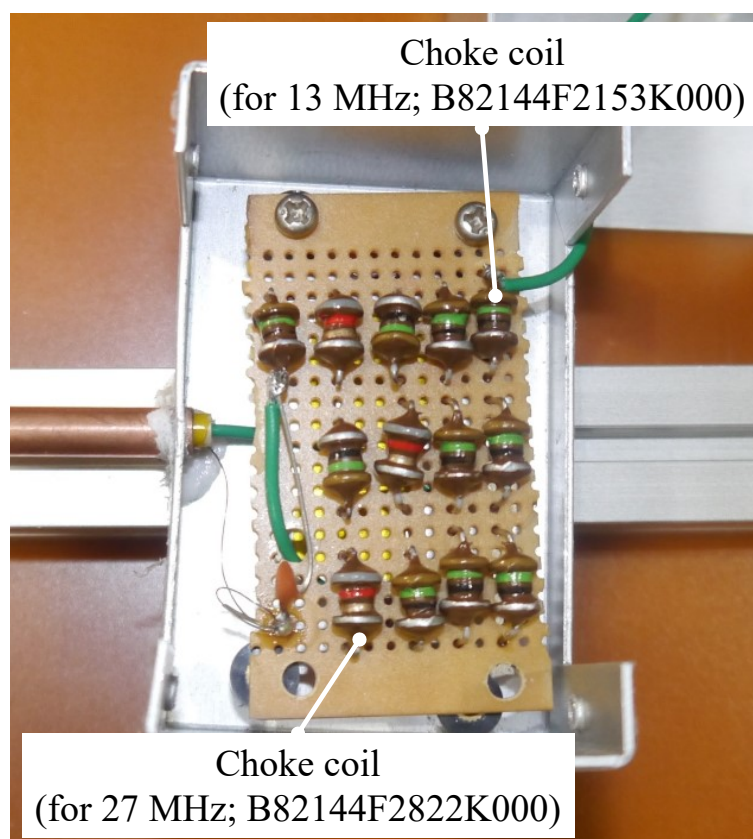
Figure 2.12: Bipolar power source and shunt resistor box.

測することで測定し、I-V カーブを取得した。電圧計測はNI DAQ (USB6009) のアナログ入力端子で計測した、A/D 変換の分解能は 16 bit である。

プラズマ密度 n は、イオン飽和電流 I_{is} から $I_{is} = 0.6enA_p u_B$ として推定される。ここで、 A_p と $u_B = \sqrt{T_e/m_i}$ は、それぞれプローブ表面積とボーム速度 (m_i はイオン質量) である。ダブルプローブにおける T_e , n の推定に関して、 T_e の推定は比較的信頼性が高い一方で、 n の推定はプローブ周辺のシース膨張効果により n が数倍程度過大評価されてしまうことが知られている。^{193,194} 本論文では、I-V 解析法による電子温度 T_e 測定の不確かさを先行研究^{195–197} から $\pm 10\%$ とした。またプラズマ密度 n 測定の不確かさとして、面プローブにおけるシース膨張効果による I_{is} の過剰見積分を 1–5 倍^{193,197} とし、さらに上記の T_e 測



Figure 2.13: Photo of the RF-compensated Langmuir probe.

Figure 2.14: Photo of the choke coil array for ~ 13 and ~ 27 MHz.

定の不確かさおよび標準誤差を考慮し，誤差伝搬側により算出した．

2.4.4 RF 補償ラングミュアプローブ

プラズマポテンシャル ϕ_p の指標としてのフローティングポテンシャル ϕ_f ，および I-V カーブの取得のために，RF 補償型ラングミュアプローブを用いた．RF 放電ではプラズマポテンシャルが $\mathcal{O}(50 \text{ V})$ で揺動しており，⁹ また電子とイオンの移動度が3桁程度異なることから，ラングミュアプローブの I-V カーブが乱されることが知られている．^{196,198} したがって，揺動するプラズマ電位に対してバイアス電圧をかけるための RF 補償が必要となり，補



Figure 2.15: Photo of planar Langmuir probe.

償なしでは電子温度が 25 %程度過剰に見積もられることが知られている。¹⁹⁶

本研究で用いた RF 補償型ラングミュアプローブのデザインは、先行研究で提案／適用されてきたものに準じている。¹⁹⁶ 電流捕集電極は、 $\phi 0.5$ mm、長さ 3 mm の円筒型タングステンワイヤであり、捕集面以外は外径 2 mm のアルミナ管によってプラズマから電氣的に絶縁されている。RF 揺動に追従する参照電極は、 $\phi 0.2$ mm のタングステンワイヤをアルミナ管に巻き付けて構成されている。参照電極は 4.7 nF の積層コンデンサを介して電流捕集電極に接続されており、AC 成分のみを電流補修電極に重畳する。補修電極は、13.56 MHz とその高調波 (27.12 MHz) において高インピーダンスとなるよう設計されたチョークコイルアレイに接続されている。本研究で用いたチョークコイルアレイのインピーダンスは、13.56 MHz で ~ 200 k Ω であった。また、本実験の典型的なプラズマ密度は $n \sim 10^{11}\text{--}10^{12}$ cm $^{-3}$ と比較的高密度である。この高密度 RF 放電ではプラズマポテンシャルの RF 揺動は比較的小さいため、⁹ 電位揺動の測定への影響は小さいと考えられる。

フローティングポテンシャル ϕ_f は、バイアス電圧をかけない状態でのプローブ電極電位をチャンネル絶縁型オシロスコープ (RTH1004, 入力インピーダンス; 1 M Ω) により測定することで計測した。典型的なプラズマポテンシャルが ~ 50 V であるから、この場合に測定回路に流れる典型的な電流値は 50 V / 1 M Ω = 50 μ A であり、イオン飽和電流などのオーダー (~ 5 mA) に比べて十分に小さい。 I_{is} 測定の不確かさについては、オシロスコープの計測誤差 (1 %) と標準誤差を考慮した。

2.4.5 ラングミュアプローブ

プラズマ密度 n の時空間分布の指標とするために、非補償型ラングミュアプローブのイオン飽和電流 I_{is} の空間分布を計測した。本研究で用いた非補償型ラングミュアプローブの捕集電極は直径 2.5 mm の平面型である。電極はバイポーラ電源 (Figure 2.12) を用いてグラウンドに対して -70 V にバイアスされており、補修された電流は 1 k Ω の抵抗の電圧降下を通してチャンネル絶縁型オシロスコープ (RTH1004) によって測定された。

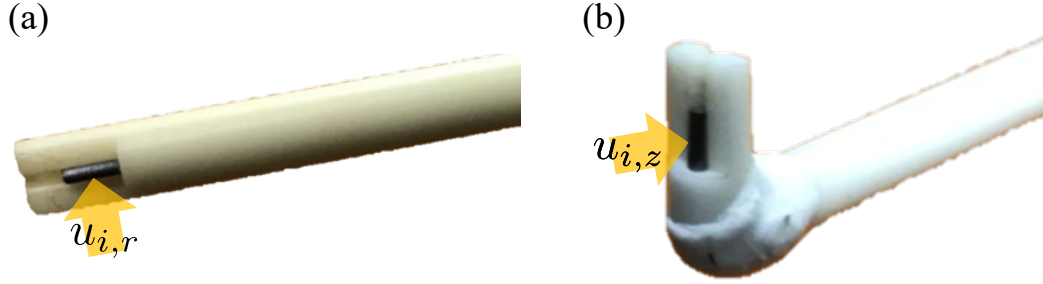


Figure 2.16: Photo of two Mach probes.

プラズマ密度 n とイオン飽和電流 I_{is} の間には

$$I_{is} \simeq 0.6enA_p u_B \quad (2.2)$$

$$(2.3)$$

の関係がある。ここで、 e, A_p はそれぞれ電子の素電荷およびプローブの捕集面積である。式 (2.2) では、イオンは Bohm 速度で捕集電極に突入すると仮定している。そのため、捕集面に対し垂直なイオン流が存在する場合には式 (2.2) の仮定が妥当でなくなる可能性がある。¹⁹⁷ したがって本研究では、 r - z 平面内のプラズマフローによる I_{is} への影響を最小限にするため、捕集面は周方向に向けた状態で設置および掃引した。測定の不確かさについては、オシロスコープの計測誤差 (1 %)、抵抗の不確かさ (1 %), および標準誤差を考慮した。

2.4.6 マッハプローブ

変動磁場印加中のイオン流速 u_i は、マッハプローブによって測定された。2 端子型のマッハプローブは、2つの捕集電極とその間にプラズマ流に対して垂直な絶縁体の仕切りを持つ。上流側および下流側の電極に流れるイオン飽和電流密度をそれぞれ j_{up} , j_{down} とすると、イオン流速 u_i は

$$u_i = \frac{C_s}{K} \ln \left(\frac{j_{up}}{j_{down}} \right), \quad (2.4)$$

と表されることが知られている。¹⁹⁹ ここで K , C_s はそれぞれモデルによる比例定数およびイオン音速

$$C_s \equiv \sqrt{\frac{T_i + T_e}{m_i}} \quad (2.5)$$

である。ここで、 T_i はイオン温度である。本研究においてモデル係数 K は、

A.1 イオン温度 T_i が電子温度 T_e よりも十分に低い。

A.2 イオンは非磁化.

という仮定のもとに、先行研究^{200,201}による値 $K = 1.26$ を用いた．本研究ではイオン温度は測定されていないものの、類似条件でのヘリコンプラズマ源の実験では $T_e \sim 5$ eV に対して $T_i \sim 0.1 - 0.5$ eV である．^{202,203} したがって、本研究でも仮定 A.1 が妥当であると考えられる．また本研究の実験装置では、イオン Larmor 半径 $r_{L,i}$ はプラズマソース半径 r_s に対して $r_{L,i} \gg r_s$ を満たしているため、仮定 A.2 も妥当であると考えられる．実際、類似条件の先行研究でも $K = 1.26$ が用いられている．^{148,201} イオン温度 T_i が電子温度 T_e よりも十分に低いとき、 $C_s \simeq \sqrt{T_e/m_i}$ となり C_s は Bohm 速度 u_B に一致する．

ここで、ヘリコンスラスタのプラズマ流測定などにおいて、マッハプローブはある程度整合性のある結果を示しているものの、^{134,148,204} モデル係数 K の正確性については議論が終結しておらず、測定される流速の絶対値については注意が必要である．^{199,205} モデル係数 K を得るために、レーザー誘起蛍光法 (Laser Induced Fluorescence, LIF)¹²⁹ やイオンドップラープローブ²⁰⁶ による較正を行っている先行研究も存在する．ただし本研究では ~ 60 kHz の流速変化を測定する必要があること、および非常に高精度な流速データが必要でないため、マッハプローブの優れた時間／空間分解能を優先し、マッハプローブを用いた時空間分布計測を行った．測定の不確かさについては、オシロスコープの計測誤差 (1 %), 抵抗の不確かさ (1 %), および j_{up} と j_{down} それぞれの標準誤差を考慮し、誤差伝搬側によって算出した．

径方向／軸方向のイオン流速 $u_{i,r}$ および $u_{i,z}$ は、2 本のマッハプローブによって測定された．捕集電極は $\phi 0.8$ mm, 長さ 3 mm のタングステンである． $u_{i,r}$ 測定のためのマッハプローブは直線型であり、2 つの捕集電極が径方向を向いている． $u_{i,z}$ 測定のためのマッハプローブは L 字型であり、2 つの捕集電極が軸方向を向いている．またこれら 2 本のマッハプローブは、同位置・同条件にて同じ結果となるよう較正されている．また、本実験条件での各パラメータの典型的な値を Table.2.2 にまとめる．

Table 2.1: Summary of the probes used in this study.

Probe type	Abbr.	Parameter(s)	Chapter
B-dot probe	BP	\vec{B}	3
Double probe	DP	T_e, n	3
RF-compensated Langmuir probe	RF-LP	ϕ_f, ϕ_p, T_e, n	4
Langmuir probe	LP	I_{is}	4
Mach probe	MP	\mathbf{u}_i	4

Table 2.2: Typical parameters of the present experiments.

Parameter	Typical value
electron temperature T_e	~ 6 eV
plasma density n	$\sim 10^{11}$ cm $^{-3}$
magnetic field strength B	~ 50 – 100 G
electron Hall parameter h_e	~ 200
electron Larmor radius r_{Le}	~ 1 – 2 mm
ion Larmor radius r_{Li}	~ 5 – 10 cm
source radius r_s	4 – 8 cm
ion-neutral charge exchange collision mean free path λ_{in}	~ 5 cm
Strength of time-varying magnetic field \tilde{B}	~ 50 G
Frequency of time-varying magnetic field	~ 60 kHz
Azimuthal electric field E_θ	~ 20 V/m

第 3 章

周方向電流の駆動

3.1 実験装置

3.1.1 変動磁場印加型 RF プラズマスラスタ

本章の実験で用いた RF プラズマスラスタの実験装置の概略図を Figure 3.1 に示す．プラズマソースは，内径 14 cm，長さ 10 cm のガラス管，RF アンテナ，セラミックバックプレート，永久磁石（PM）から構成されている．ガラス管は真空チャンバーに接続されており，ガラス管上流底面の軸方向位置を $z = 0$ とした．推進剤としてのキセノンガスは，バッ

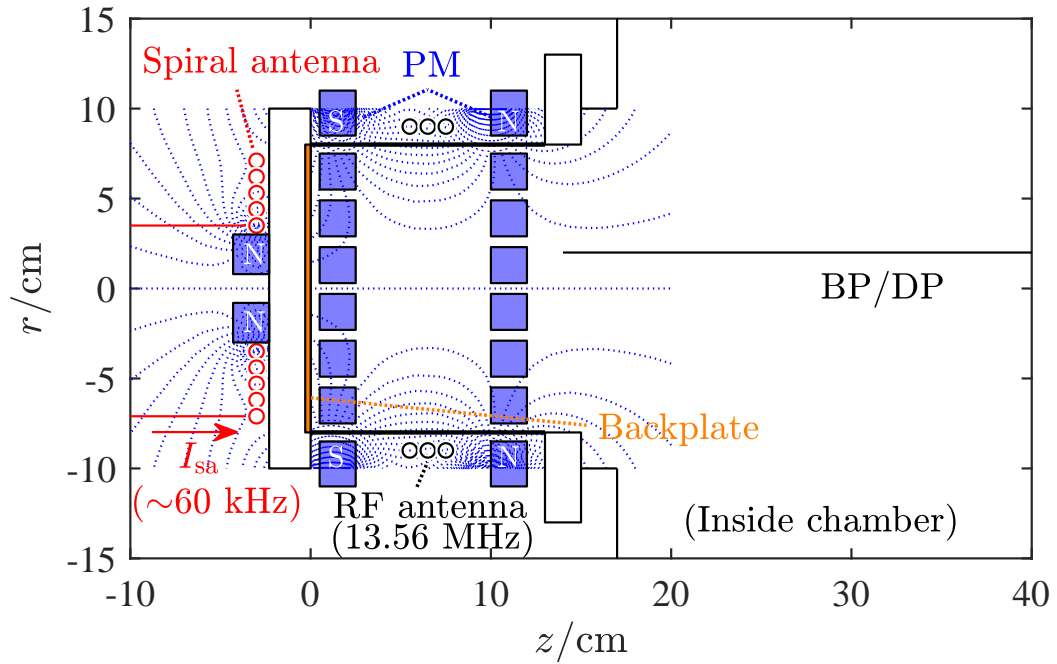


Figure 3.1: Schematic of the experimental setup. The blue dotted lines indicate the magnetic field lines.

クプレートにある小孔から 1.8 mg/s (18 sccm) の流量で連続的に導入され、このときのチャンバー圧力は $\sim 2 \times 10^{-2}$ Pa であった。

バックプレートの反対側（大気側）にリング状のフェライト永久磁石を配置し、ガラス管の周りに立方体の PM を周方向に配置することで、カスプ磁場型ヘリコンスラスト^{146,207}のようなカスプ状の磁場トポロジーを形成している。 $z = 2$ cm におけるソースの断面図を Figure 3.2(a) に、PM によって形成された静磁場 B_0 の分布を Figure 3.2(b) に示す。全磁場 B は、

$$B = B_0 + \tilde{B} \quad (3.1)$$

で与えられる。なお、代表的な磁場強度 50 G での電子とイオンの Larmor 半径は、それぞれ ~ 2 mm, ~ 12 cm であり、電子はよく磁化されているが、イオンは基本的には磁化されていないことを示している。また、イオン中性粒子の平均自由行程は ~ 7 cm と推定され、これはプラズマ源のスケールにほぼ匹敵する。

3.1.2 磁場測定とプラズマ電流の導出

プラズマ中の変動磁場 \tilde{B} は、径方向および軸方向に移動可能なモーターステージに取り付けた磁気プローブ (BP) を用いて測定した。ロゴスキーコイルによって測定された I_{sa} , および位置 $(r, z) = (0.3 \text{ cm}, 4.5 \text{ cm})$ において計測された磁場の時間履歴を Figure 3.3 に示す。磁場測定は 576 点 (r 軸, z 軸それぞれに沿って各 24 点) で行われ、磁気プローブの出力信号は各位置で 3 回の平均値をとっている。

Figure 3.4 に示すように、今回の電流測定の精度の範囲内では、プラズマの ON/OFF に伴って測定された I_{sa} は変化しなかった。後述するが、これはスパイラルアンテナとプラズマ電流ループとの結合係数が非常に低いためであると考えられる。プラズマの有無によりスパイラルアンテナのインピーダンスが変化しないことから、プラズマによる誘導磁場 ΔB は

$$\Delta B = \tilde{B}_{on} - \tilde{B} \quad (3.2)$$

と求めることができる。ここで、 \tilde{B}_{on} は、プラズマ中で測定された変動磁場である。

ΔB の分布より、Ampère–Maxwell の法則から、周方向電流の時間変動成分 \tilde{j}_θ は

$$\tilde{j}_\theta = \frac{1}{\mu_0} (\partial_z \Delta B_r - \partial_r \Delta B_z). \quad (3.3)$$

ここで一般に、デジタル化された生データの微分は大きな誤差を生じる。ここでは先行研究⁸⁸ で用いられた手法を踏襲し、 ΔB_r の軸方向プロファイルおよび ΔB_z の径方向プロファイルをそれぞれ 2 つの Gaussian を重ね合わせた関数によってフィッティングすることで平滑化しつつ、空間微分値を計算した (Figure 3.5)。なお、本論文で計算した \tilde{j}_θ は、バンドパ

スフィルタの範囲 (10-150kHz) での \tilde{j}_θ の交流成分であることに注意する必要がある．ここで，プラズマがない場合には電流のキャリアがないため， $\nabla \times \tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{0}$ の条件が満たされるはずである．しかし，実際の実験データを用いた場合，ノイズと測定誤差のため， $\nabla \times \tilde{\mathbf{B}}$ は完全にゼロにはならない． $\nabla \times \tilde{\mathbf{B}}_{\text{on}}$ および $\nabla \times \Delta \mathbf{B}$ を用いて導出した \tilde{j}_θ の分布は非常に類似していることは確認しており，また $\Delta \mathbf{B}$ の使用はノイズを差し引くこととなる．測定のばらつきに加えてこれらを考慮すると，本測定における \tilde{j}_θ の測定の不確かさは，最大で $\sim 40\%$ となった．しかし，この不確かさは本章の結論を妨げるものではない．

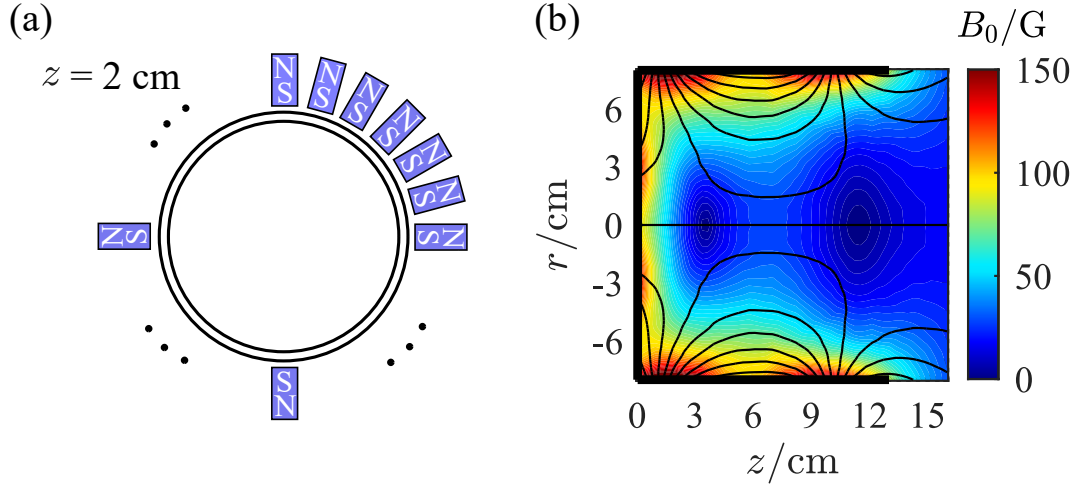


Figure 3.2: (a) Front view of the plasma source at $z = 2$ cm. The permanent magnets are aligned azimuthally around the lateral wall. (b) Calculated static magnetic field B_0 inside the plasma source (contour). The solid black lines indicate the magnetic field lines.

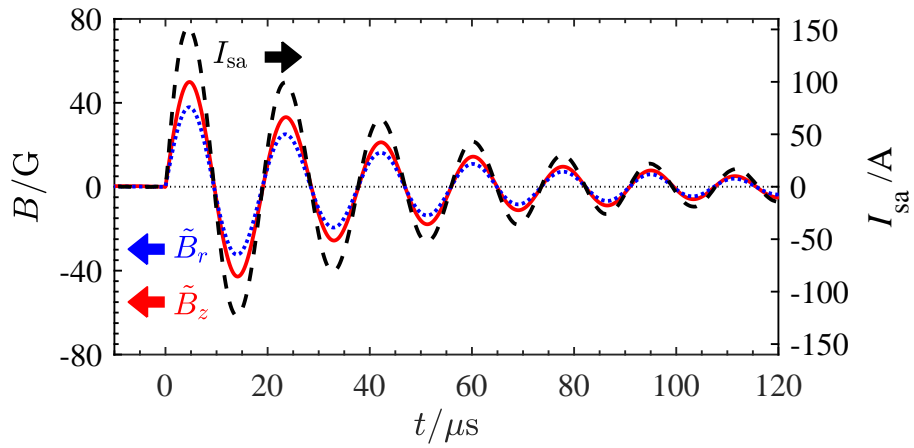


Figure 3.3: Temporal evolution of the spiral antenna current I_{sa} (black dashed line), and the radial and axial components of the measured time-varying magnetic fields \tilde{B}_r and \tilde{B}_z (blue dotted and red solid lines, respectively) at the B-dot probe position of $r = 0.3$ cm and $z = 4.5$ cm.

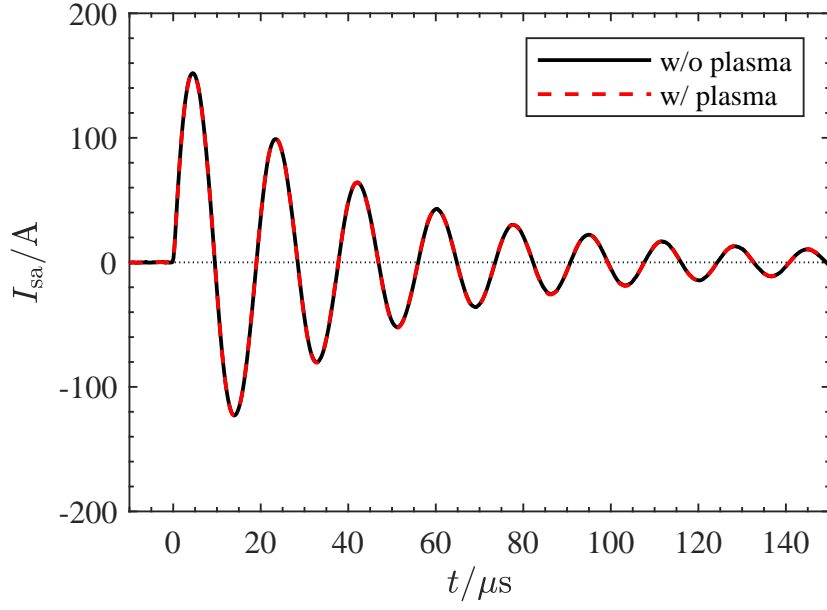


Figure 3.4: Measured spiral antenna current I_{sa} with and without the plasma. No measurable change between the two currents were observed.

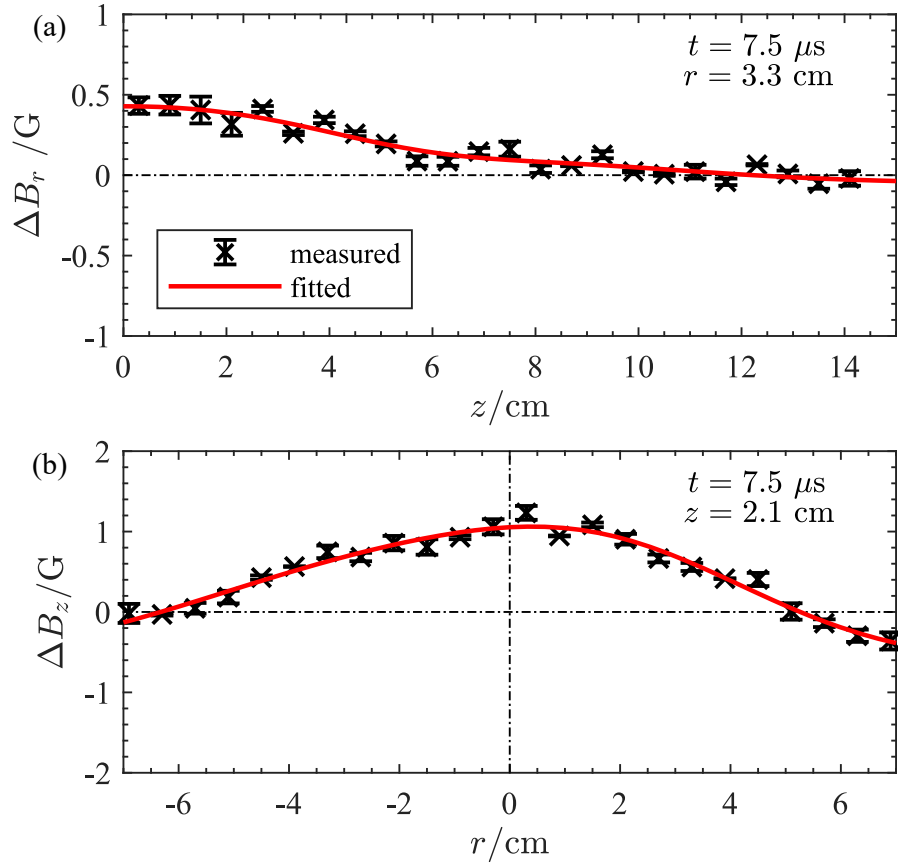


Figure 3.5: (a) Axial and (b) radial profiles of the measured ΔB_r and ΔB_z (blue crosses). The error bars show the standard errors. The curves fitted by the superimposition of two Gaussians are also shown by solid red lines.

3.2 実験結果

Figure 3.6(a)(b) は, r - z 平面における \tilde{B} と ΔB の時空間分布を, それぞれ $0.25 \mu\text{s}$ 毎に示したものである. 特に, z 軸付近で大きな ΔB の値が確認できること, また $|r|$ が大きい領域 ($|r| > 3$) では渦上の ΔB が確認できることから, 周方向電流 \tilde{j}_θ が $|r| > 3$ 周辺で生じている実験的証拠と考えられる. また特筆すべきは, ΔB の分布が, 磁場の位相とは半波長ずれている一方, E_θ の位相には同期して変化していることである. この“電磁誘導的”な特徴は, 変動磁場印加型の RF プラズマスラストが狙いとする電流駆動コンセプトに合致している. またこの特徴は, 誘起された \tilde{j}_θ に対して反磁性ドリフト電流の寄与が小さいことを示唆している.

\tilde{B} の空間分布はおおよそ軸対称であるが, ΔB の空間分布にはわずかな非対称性が見られる. これは, セットアップのずれによる非対称なプラズマ分布に起因するものと考えられる. しかし, プラズマによる \tilde{B} の変化は非常に小さい (典型的には $\Delta B/\tilde{B} \simeq \text{数 \%}$) ため, 軸対称な \tilde{B} を仮定することができる. この仮定の下で, 測定された \tilde{B}_z データを用いると, Faraday の法則の面積分から周方向電場 E_θ は

$$E_\theta = \frac{1}{2\pi r} \iint_S \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial t} ds, \quad (3.4)$$

と計算できる. ここで S は z 軸を中心とする半径 r の円盤の表面である. Figure 3.6(c)(d) に, E_θ と \tilde{j}_θ の時空間発展を示す. E_θ と \tilde{j}_θ の時空間分布はおおよそ一致しており, 強い相関があることがわかる.

Figure 3.6(e) に, 電子が獲得したエネルギー密度 $\tilde{j}_\theta E_\theta$ の時空間発展を示す. \tilde{j}_θ が誘起された領域 (例えば, $t = 7.5 \mu\text{s}$ では, $|r| \gtrsim 3 \text{ cm}$ と $z \lesssim 3 \text{ cm}$) において, 電子が大きなエネルギーを獲得していることがわかる. この領域では n の大幅な上昇が確認されていることから,²⁰⁸ この電子の獲得エネルギーはイオン運動エネルギーのみでなく, 一部は電子-中性粒子衝突によるイオン化に一部消費されていることが示唆される.

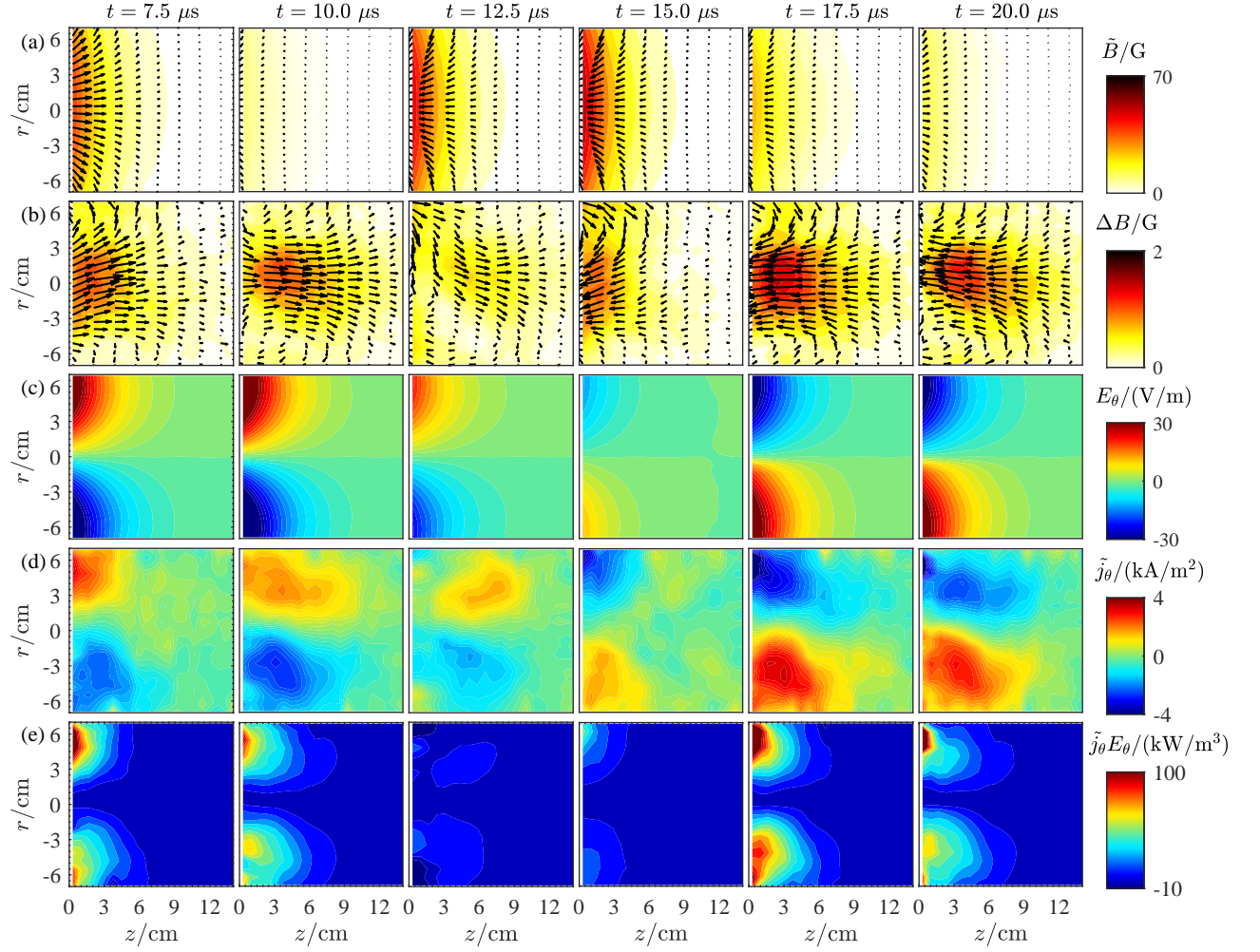


Figure 3.6: Measured spatiotemporal distributions of (a) the applied magnetic field $\tilde{\mathbf{B}}$, (b) the plasma-induced magnetic field $\Delta\mathbf{B}$, (c) the azimuthal electric field E_θ , (d) the azimuthal plasma current \tilde{j}_θ , and (e) the energy deposition to the electrons $\tilde{j}_\theta E_\theta$. In panels (a) and (b), the arrows show the vectors of $\tilde{\mathbf{B}}$ and $\Delta\mathbf{B}$, and the color shows their magnitudes $|\tilde{\mathbf{B}}|$ and $|\Delta\mathbf{B}|$. The distributions of $\Delta\mathbf{B}$ do not show the apparent diamagnetic property but rather correspond to the distributions of E_θ (inductive property). The distributions of E_θ and \tilde{j}_θ show a very good agreement.

3.3 衝突優勢仮定での解析

第1章で述べたように、PIT や FARAD のような静磁場強度の小さい（または存在しない）電磁誘導加速型プラズマスラストの先行研究では、等価回路モデルによってプラズマ加速がモデル化されてきた。このモデルは、衝突優勢仮定における古典輸送理論に基づいており、このもとでは周方向電場 E_θ がプラズマの電気伝導度 σ を介して j_θ を直接駆動する。古典拡散による垂直電子電流 $j_{e,\theta}^{\text{class}}$ は

$$j_{e,\theta}^{\text{class}} \simeq \sigma_\perp E_\theta \quad (3.5)$$

と書ける。ここで、磁場並行方向および垂直方向の電気伝導率 $\sigma_\parallel, \sigma_\perp$ は

$$\sigma_\parallel = \frac{ne^2}{m_e(\nu_{en} + \nu_{ei})} \quad (3.6)$$

$$\sigma_\perp = \frac{1}{1 + h_e^2} \sigma_\parallel \quad (3.7)$$

であり、 h_e は電子ホールパラメータ

$$h_e = \frac{\omega_{ce}}{\nu_{en} + \nu_{ei}} \quad (3.8)$$

$$= \frac{eB}{m_e(\nu_{en} + \nu_{ei})} \quad (3.9)$$

である。また、 ν_{en}, ν_{ei} はそれぞれ電子-中性粒子衝突周波数、電子-イオンクーロン衝突周波数である。古典輸送理論では、 $h_e \rightarrow 0$ である。

Figure 3.7 に、測定された \tilde{j}_θ と $j_{e,\theta}^{\text{class}}$ の比較を示す。実測された周方向電流 \tilde{j}_θ のオーダーは数 kA/m^2 程度であるのに対し、計算された $j_{e,\theta}^{\text{class}}$ のオーダーは $10^{-5} - 10^{-4} \text{ kA/m}^2$ であり、実測電流値のほうがはるかに大きい（ $\sim 10^4$ 倍）ことがわかる。したがって、測定された \tilde{j}_θ は古典拡散による電流によっては定量的に説明できない。実際、本実験での電子ホールパラメータは $h_e \sim 200$ であり、1 よりもずっと大きい。したがって衝突優勢で電子電流が駆動されるという仮定は妥当でないと言え、電子はほとんど無衝突状態にあることを示唆している。ここで興味深いことに、磁場に平行な電気伝導度 $j_{e\parallel}^{\text{class}}$ を用いて計算した周方向電流 $j_{e\parallel}^{\text{class}}$

$$j_{e\parallel}^{\text{class}} \simeq \sigma_\parallel E_\theta \quad (3.10)$$

と実測値を比較すると（Figure 3.7 中青線）、周方向は磁場垂直方向であるにも関わらず、 \tilde{j}_θ の値はむしろ $j_{e\parallel}^{\text{class}}$ の値、すなわち磁場並行方向の電子電流に、エラーバーの範囲で一致し

ていることがわかる．この説明については，第5章で議論する．

3.4 無衝突仮定での解析

$h_e \rightarrow \infty$ の条件，すなわち無衝突条件において電子流体方程式を解析すると，電子周方向（磁場垂直）電流 $j_{e,\theta}$ は，電子反磁性ドリフト電流 $j_{De,\theta}$ と電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 $j_{E \times Be,\theta}$ の和として

$$j_{e,\theta} \simeq j_{E \times Be,\theta} + j_{De,\theta}, \quad (3.11)$$

と表すことができる．¹⁷² ここで，

$$j_{De,\theta} = \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{B}, \quad (3.12)$$

$$j_{E \times Be,\theta} = -\frac{enE_{\perp,rz}}{B}, \quad (3.13)$$

である．ここで p_e , $E_{\perp,rz}$ はそれぞれ等方的な電子圧力，および r - z 面内の磁場垂直方向電場である．従来型の E_θ を有さないヘリコンスラストでは，周方向電流 j_θ において電子反磁性ドリフト電流 $j_{De,\theta}$ が支配的となることが知られている．^{81,86,88,119}

ダブルプローブによってプラズマ加速なしの定常時に測定した T_e と n を用いると，電子圧力が等方的であると仮定すれば $p_e = nT_e$ と計算できる．計測された T_e , n , および p_e の空間分布を Figure 3.8 に示す．周方向反磁性ドリフト電流 $j_{De,\theta}$ を見積もるために， p_e の径方向および軸方向プロファイルを2つの Gaussian の重ね合わせによってフィッティングし，軸対称系を仮定 ($\partial_\theta p_e = 0$) してベクトル

$$\nabla p_e = (\partial_r p_e, 0, \partial_z p_e) \quad (3.14)$$

を求めた．典型的なフィッティングの例を Figure 3.9 に示す．

この結果を用いて推定した周方向電子反磁性ドリフト電流 $j_{De,\theta}$ と実測された周方向電流 j_θ の $z=1.5$ cm における径方向プロファイルの比較を Figure 3.10 に示す．2つの電流の絶対値は数倍程度異なっている．また， j_θ の符号は E_θ に対応して時間的に反転するのに対し， $j_{De,\theta}$ の符号はどの時間帯においても反転しなかった．この不一致は，周方向電流 j_θ に対する $j_{De,\theta}$ の寄与が小さいことを示している．したがって式 (3.11) を考慮すると，消去法的ではあるものの，本実験で得られた結果は， E_θ を印加した場合には周方向電流において電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 $j_{E \times Be,\theta}$ が無視できないことを示唆している．ここで，電場の時空間発展の測定は一般に困難であるため，本実験では $j_{E \times Be,\theta}$ を直接評価していないことに注意が必要である．面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ および $j_{E \times Be,\theta}$ の直接測定は，重要な将来の研究課題であると考えられる．また， $j_{De,\theta}$ の計算に用いた T_e と n は変動磁場 \hat{B} 印加されていない

い状態の値であることにも注意が必要である．変動磁場 \tilde{B} 印加中の T_e と n の測定は第 4 章において実施されるが，周方向電流が主に誘起される領域（壁面付近）では $j_{De,\theta}$ の符号が変化しないことが確認されていることから，実測値の符号変化を説明することができず，やはり電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 $j_{E \times B, \theta}$ が無視できないと考えられる．またここで計算された周方向電子反磁性ドリフト電流 $j_{De,\theta}$ と実測された周方向電流 j_θ は周方向電流の DC 成分であるから，これが AC 成分である \tilde{j}_θ と比較して十分小さい，すなわち

$$j_\theta \simeq \tilde{j}_\theta \quad (3.15)$$

であることが確認できる．

上記の結果は，周方向電場 E_θ を印加することで強い面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ が自発的に形成されることを示唆している．この面内垂直電場形成についての実験的検証は第 4 で，理論的考察については第 5 章で行う．

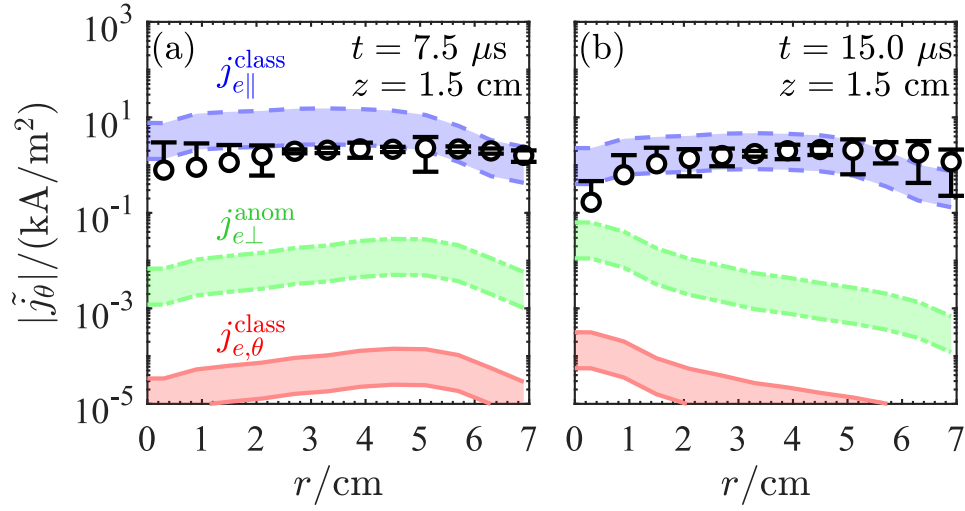


Figure 3.7: Comparison of the measured absolute value of \tilde{j}_θ (open circles) with the estimated perpendicular electron current $j_{e,\theta}^{\text{class}}$ according to the classical transport theory. Representative results are shown at (a) $(t, z) = (7.5 \mu\text{s}, 1.5 \text{ cm})$ and (b) $(15.0 \mu\text{s}, 1.5 \text{ cm})$. The estimated electron current using the parallel electrical conductivity $j_{e\parallel}^{\text{class}}$ and the estimated anomalous electron current $j_{e\perp}^{\text{anom}}$ are also indicated. The shaded region shows the uncertainties, including the asymmetric profile of the measured parameters. The measured \tilde{j}_θ is much larger ($\sim 10^4$ times) than $j_{e,\theta}^{\text{class}}$, showing that the measured \tilde{j}_θ cannot be explained by classical transport theory. It is notable that \tilde{j}_θ is rather close to the calculated electron current using the parallel electrical conductivity $j_{e\parallel}^{\text{class}}$.

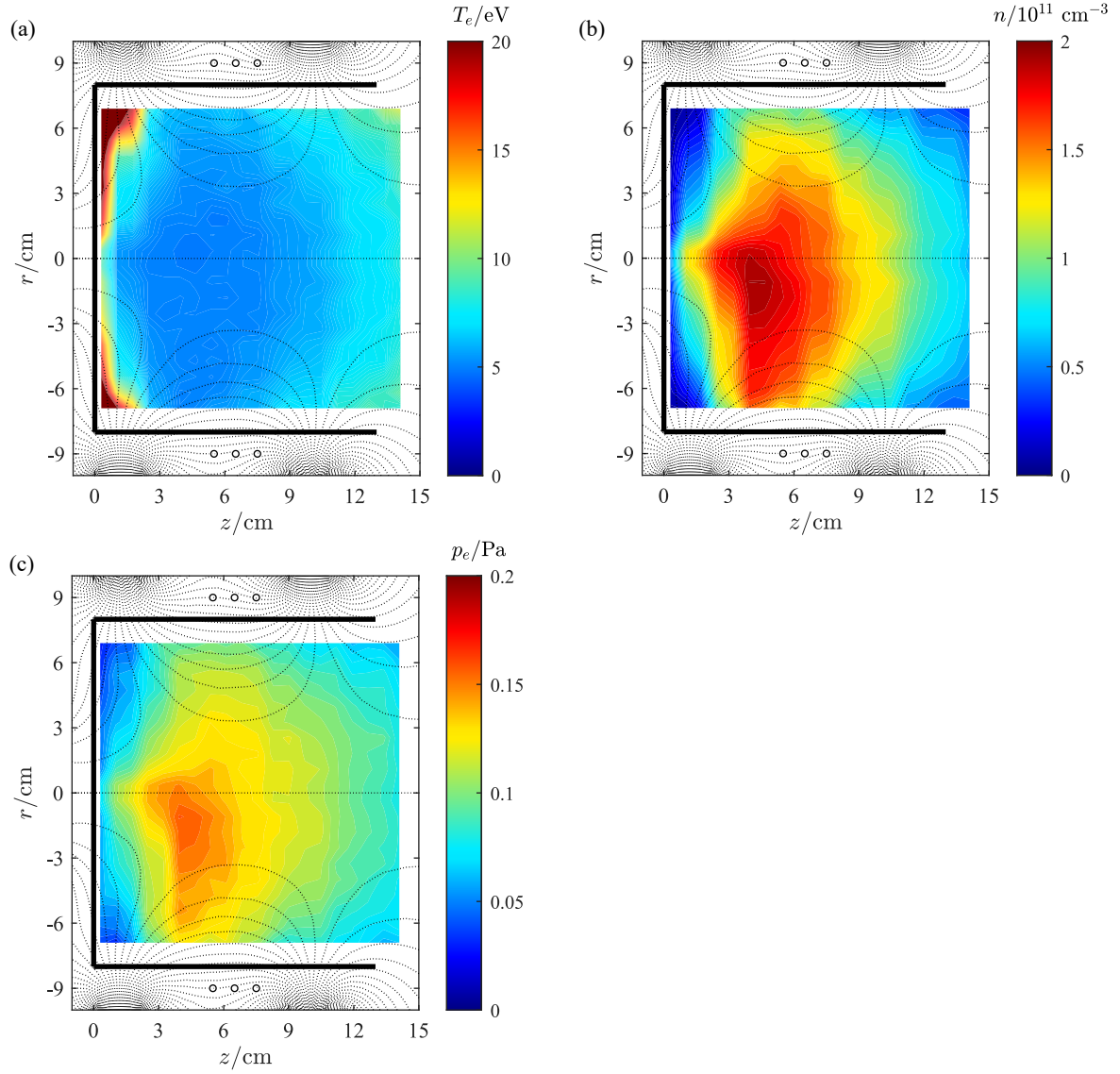


Figure 3.8: Measured distributions of (a) electron temperature T_e , (b) plasma density n , and (c) electron pressure by the double probe.

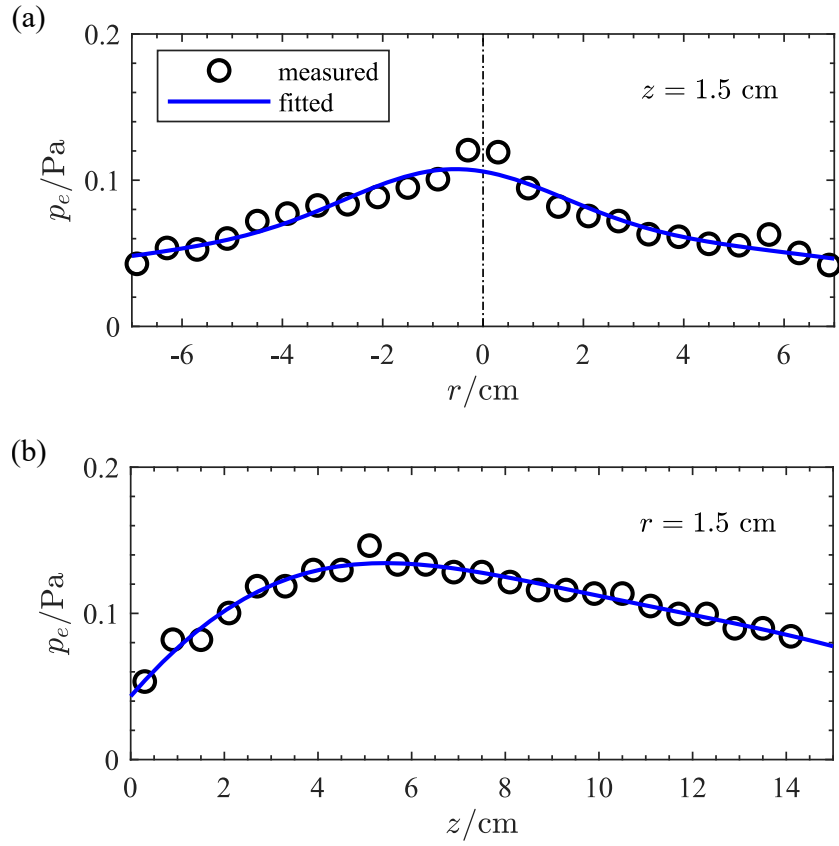


Figure 3.9: Typical example of the fitting for the spatial profile of the electron pressure p_e .

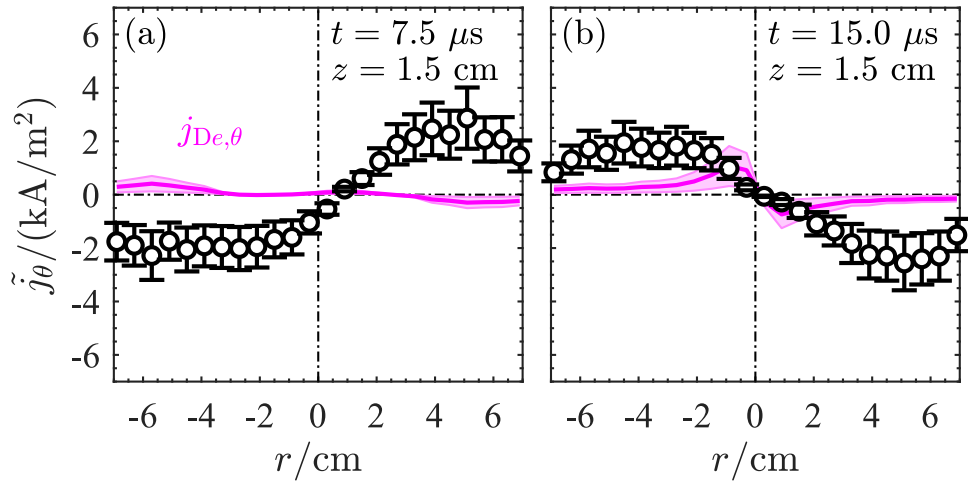


Figure 3.10: Comparison of the radial profiles of the measured \tilde{j}_θ (open circles) with the estimated azimuthal electron diamagnetic current $j_{De,\theta}$ at (a) $(t, z) = (7.5 \mu\text{s}, 1.5 \text{ cm})$ and (b) $(15.0 \mu\text{s}, 1.5 \text{ cm})$. The error bars and the shaded region show the measurement uncertainties. Their signs do not correspond to each other in (a), and \tilde{j}_θ is much larger than $j_{De,\theta}$, indicating the small contribution of $j_{De,\theta}$ to \tilde{j}_θ .

3.5 他の効果

3.5.1 異常表皮効果

低圧 RF 放電では、異常表皮効果 (anomalous skin effect)^{125,209,210} によって、プラズマの電気伝導率が向上されることが知られている。ここでは、異常表皮効果が周方向電流に与える影響を議論する。異常表皮効果が顕著に表れるときには、周方向電場 E_θ と周方向プラズマ電流 $I_{p,\theta} = \int_S j_\theta ds$ との間に位相差ができることが報告されている。^{125,198} Figure 3.11(a) に、 I_{sa} と $-dI_{sa}/I_{dt}$ の $r > 0$ における時間発展を示す。 I_{sa} と $I_{p,\theta}$ の位相は約 $\pi/2$ ずれており、 dI_{sa}/dt と $I_{p,\theta}$ の位相はほぼ一致していることがわかる。

もう一つの典型的な特徴は、アンテナからの距離に応じた周方向電場 E_θ の非指数関数的減衰である。^{209,210} 代表的な時刻 $t = 7.5, 10.0, 12.5 \mu s$ における、 $r = 4.5 \text{ cm}$ での周方向電場 E_θ の z 軸プロファイルおよび指数関数によるフィッティングの結果を Figure 3.11(b) に示す。この図からわかるように、本実験では異常表皮効果の特徴として知られている、アンテナからの距離に応じた周方向電場 E_θ の非指数関数的な減衰確認されず、むしろ古典的な表皮効果の特徴である指数関数的な減衰が非常に明確に確認された。これらの議論より、本研究における低周波 ($\sim 60 \text{ kHz}$) 電流駆動では、異常表皮効果の周方向電気伝導度への寄与は無視できると考えられる。

3.5.2 電子の磁場垂直方向異常拡散

プラズマ中の磁場と電場が直交するような軸対称低温プラズマデバイス (ホールスラスト、スパッタリングマグネトロン、ペニングセル、イオンスラストなど) では、プラズマの周方向均一性が崩れ、rotating spoke と呼ばれるような周方向に伝搬する密度不均一性が生じることが報告されている。²¹¹⁻²¹⁹ この spoke の発生などに伴って、磁場直交方向への電気伝導度が異常に向上する電子異常輸送現象 (anomalous cross-field electron transport) も実験的および数値的に確認され、プラズマの磁場閉じ込めを悪化させてしまう現象であることから、精力的に研究がなされている。不安定性の回転方向は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの方向である場合が多いが、条件によっては反対方向であったり、境界条件によりその回転周波数などが変化するなど、²¹⁸ 複雑な挙動が報告されており、その起源については議論が続けられている。関連する不安定性としては、電子サイクロトロンドリフト不安定性やイオン音波不安定性、grad \mathbf{B} ドリフト不安定性、²¹⁶ Simon-Hoh 不安定性などが指摘されており、また近年ではダブルレイヤの形成と付随する電子加熱および電離の関連を指摘する数値解析結果も出ている。²¹⁹ 電子の異常輸送があるときには、電子の磁場直交方向拡散係数が Bohm 型輸送理論でよく記述される $\sim 1/B$ の依存性を持つことが古くから知られている。¹¹⁶

本実験のセットアップでは、印加した周方向電場 E_θ は常に磁場に直交している。ここ

では、電子の異常輸送が本デバイスにおける周方向電流駆動に与える影響をオーダーで見積もる。Bohm 型拡散による電子の磁場垂直方向電気伝導度 σ_{\perp}^B は、モデル係数 α_B を用いて

$$\sigma_{\perp}^B = \frac{\alpha_B}{16} \frac{en}{B} \quad (3.16)$$

$$= \frac{\alpha_B}{16h_e} \sigma_{\parallel} \quad (3.17)$$

と表せる。¹¹⁶ よって、異常拡散のあるときの磁場垂直方向の電気伝導率 $\sigma_{\perp}^{\text{anom}}$ は

$$\sigma_{\perp}^{\text{anom}} \simeq \frac{\sigma_{\parallel}}{1 + h_e^2} + \frac{\sigma_{\parallel}}{h_e} \simeq \frac{\sigma_{\parallel}}{h_e}. \quad (3.18)$$

と見積もることができる。このとき異常輸送によって誘起される周方向電子電流の推定値 $j_{e\perp}^{\text{anom}}$ は

$$j_{e\perp}^{\text{anom}} \simeq \sigma_{\perp}^{\text{anom}} E_{\theta}. \quad (3.19)$$

と書ける。この値を Figure 3.7 に示す。Figure 3.7 から明らかなように、異常輸送電子電流 $j_{e\perp}^{\text{anom}}$ は、測定された \tilde{j}_{θ} に比べて未だ2桁程度小さい。これは、 \tilde{j}_{θ} はむしろ磁場を考慮しない場合に近いが、異常電子輸送は $\sim 1/B$ の依存性を持つため、 $j_{e\perp}^{\text{anom}}$ によっても実験結果は説明できない、と解釈できる。以上の定量的比較から、今回の実験では電子の磁場直交方向異常輸送現象が周方向電流駆動に与える影響は無視できると考えられる。

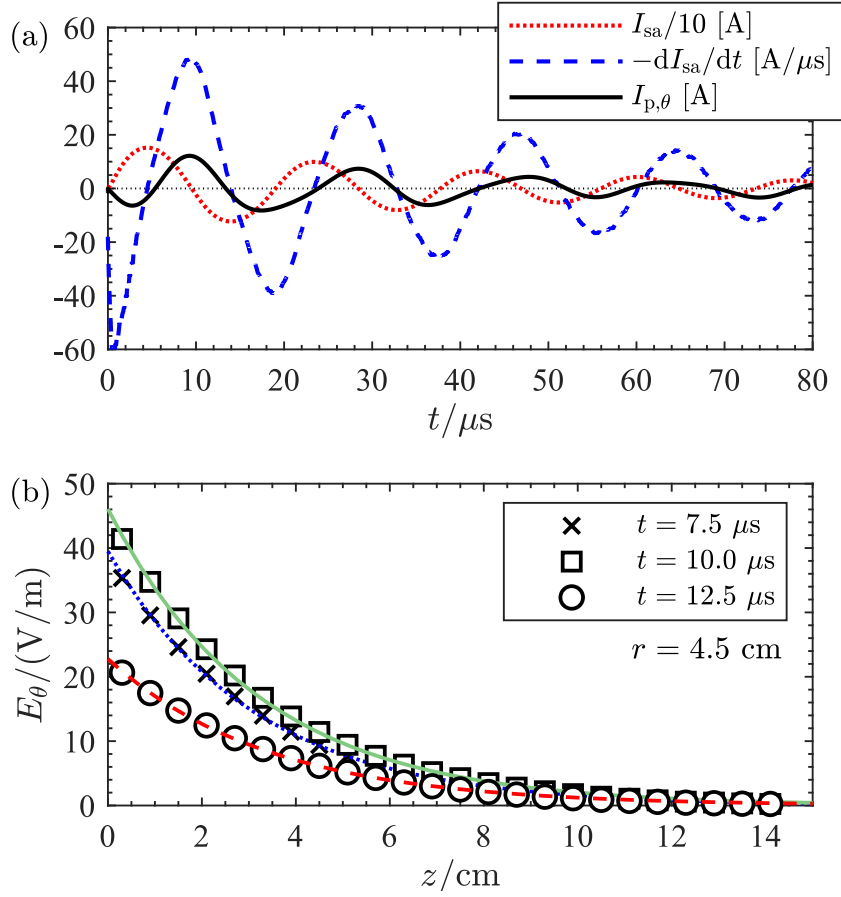


Figure 3.11: (a) Temporal evolution of the spiral antenna current I_{sa} , time derivative of the spiral antenna current $-dI_{\text{sa}}/dt$, and the total azimuthal plasma current $I_{\text{p},\theta}$. The term $-dI_{\text{sa}}/dt$ has the same sign as E_θ for $r > 0$. The phases of $-dI_{\text{sa}}/dt$ and $I_{\text{p},\theta}$ almost match. (b) Axial profile of E_θ measured in the plasma at the radial position of $r = 4.5 \text{ cm}$ at $t = 7.5 \mu\text{s}$ (crosses), $10.0 \mu\text{s}$ (squares), and $12.5 \mu\text{s}$ (circles). The curves show the exponential fits. The axial profiles of E_θ always show a clear exponential decay with a decay length of $\sim 3.2 \text{ cm}$.

3.6 低周波電磁場とのエネルギーカップリング

ここでは、低周波時空変動場とプラズマとのエネルギー結合について簡単に議論する。Figure 3.6(e) に示した電子の吸収エネルギー $\tilde{j}_\theta E_\theta$ の体積積分より、低周波電場により電子が吸収した総エネルギーは $\sim 100\text{W}$ と推定される。一方で、パルス放電時のキャパシタ充電エネルギーは約 300 mJ であり、これが約 $100\text{ }\mu\text{s}$ で消費されると考えると、低周波電磁場からの時間平均投入エネルギーは $\sim 300\text{ mJ}/100\text{ }\mu\text{s} \sim 2\text{ kW}$ となる。すなわち、定常 RF 電力が 400 W であるのに対して、印加した低周波電磁場とプラズマのカップリング係数は著しく低いことがわかる。高周波帯に比べると低周波では回路での損失などが大きくなりやすく、スラスタの推力電力比が著しく低下するため、結合効率の改善はスラスタ開発における今後の重要な課題であるといえる。

3.7 本章のまとめ

変動磁場印加型 RF プラズマスラスタを用いて、磁場および周方向電流の時空間測定を行った。本スラスタは面内に静磁場を持っているため周方向は磁場直交方向 (cross-field) となり、古典的拡散理論によると、周方向への電子拡散は強く抑制されている。しかし、測定された周方向電流は、古典的拡散理論によって計算される電流値よりも 10^4 程度大きかった。したがって、古典的拡散理論によっては説明できないことが明らかになった。これは、拡散電流が支配的である PIT の場合とは異なる。その一方で興味深いことに、磁場平行方向電気伝導率を用いて推定された周方向電流とはかなり近い値を示した。

また、本実験条件においてむしろ妥当と考えられる無衝突近似では、周方向電子電流は電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流と電子反磁性ドリフト電流の和として表される。このうち、電子反磁性ドリフト電流と実測電流値を比較すると、電子反磁性ドリフト電流の寄与は小さく、電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流の寄与が無視できないことが示唆された。これは、特に高磁場運転条件でのヘリコンスラスタの場合と異なる。

周方向電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流の駆動には面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ が必要であるから、周方向電場 E_θ の印加によって、強い面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ が自発的に形成している可能性を示唆している。この面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ の形成機構は、変動磁場印加型 RF スラスタの周方向電流駆動に重要な物理現象であると考えられる。

第 4 章

静電的イオン加速

4.1 実験装置

4.1.1 変動磁場印加型 RF プラズマスラスタ

本章の実験で用いた RF プラズマスラスタの実験装置の概略図を Figure 4.1(a) に示す. 本論文では, 大電力帯における作動に向けた実験モデルとして, 1 kW 級の変動磁場印加型無電極プラズマ推進機を構築し, 実験を行った. プラズマソースは, 内径 8 cm, 長さ 5 cm のガラス管, RF アンテナ, セラミックバックプレート, 永久磁石 (PM) から構成されている. ガラス管は真空チャンバーに接続されており, ガラス管上流底面の軸方向位置を $z = 0$ とした. 推進剤としてのキセノンガスは, バックプレートにある小孔から連続的に導入され, このときのチャンバー圧力は $\sim 2 \times 10^{-2}$ Pa であった.

バックプレートの反対側 (大気側) にリング状のフェライト永久磁石を配置し, 磁気ノズル型ヘリコンスラスタのような静磁場トポロジーを形成している. PM によって形成された静磁場 B_0 の分布を Figure 4.1(c) に示す.

4.1.2 イオン流速計測

第 1 章で述べたような種々の物理機構によって, 静磁場型磁気ノズルの印加のみであっても複雑なイオン加速が生じる. よってここでは, 変動磁場 \tilde{B} の印加による純粋な効果を解明するために, \tilde{B} 印加前後のイオン流速の変化分を

$$\Delta \mathbf{u}_i(t) = \mathbf{u}_i(t) - \mathbf{u}_i(t_0), \quad (4.1)$$

と定義した. ここで, t_0 は \tilde{B} 印加前の時刻を意味しており, 本章では $t_0 = -2 \mu\text{s}$ とした. イオン流速の計測点は r および z 軸に沿ってそれぞれ 11 点 (合計で 121 点) で行われ, プローブ信号は各点で 8 回平均された. また流速の導出においては典型的な電子温度 $T_e \sim 6$

eV を用いた.

4.1.3 I-V 曲線の時間発展の計測

全てのプラズマパラメータの時空間分布を計測することは困難でありまた労力も大きい
が、特徴的な点での各パラメータの時間変化は、現象のより深い理解につながる。本章では、
(r, z)=(3.5 cm, 0.35 cm) および (0 cm, 7.35 cm) における RF-LP の I-V 曲線の時間変化を
測定した。具体的には、固定した 15 個のプローブバイアス電圧 V_p においてプローブ電流
の時間発展を計測し、0.1 μ s 毎に値を抽出することで時間分解した I-V 曲線を導出した。プロ
ーブ電流の時間発展は、各バイアス電圧ごとに 48 ショットの平均化が行われた。ここから
Maxwell 型の EEDF を仮定して I-V 曲線の時間発展を解析し、この 2 点でのプラズマポ
テンシャル ϕ_p 、電子温度 T_e 、プラズマ密度 n の時間発展を測定した。I-V 解析では、I-V 曲
線の 1 次微分のピークから ϕ_p を推定した。 n は、イオン飽和領域から、円筒形プローブの
シース膨張効果²²⁰を考慮して推定した。典型的な I-V カーブの解析例を Figure 4.2 に示す。

磁場効果

本研究では変動磁場印加中のフローティングポテンシャルまたは I-V 曲線を測定するた
め、磁場が測定結果に与える効果を考慮する必要がある。円筒プローブ電極が磁場と平行で
ある場合に Druyvesteyn 法を用いるには、プローブ半径が電子 Larmor 半径 r_{Le} よりも小さ
い必要がある。²²¹⁻²²⁴ 本実験では、磁場強度が最大になる時間帯において、(r, z)=(3.5 cm,
0.35 cm) における磁場とプローブのなす角度は $\sim 45^\circ$ であった。このとき $r_{Le} \sim 0.6$ mm で
ある。最悪のケースとして最も磁場の影響が大きな“プローブと磁場が平行”という条件を
考えたとしても、プローブ半径は 0.5 mm であるから、磁場の影響は限定的であると考えら
れる。

シースインピーダンスの変化

本研究では時間変化するプラズマを測定するため、プローブインピーダンスの変化を議
論する必要がある。変動磁場印加中のシースインピーダンスは、主にシースキャパシタンス
の変化によって生じると考えられる。シースキャパシタンス C_{sh} は

$$C_{sh} \sim 0.5\epsilon_0 A_p / \lambda_D \quad (4.2)$$

と推定できる。²²⁵ ここで ϵ_0 , A_p , λ_D はそれぞれ真空の誘電率、プローブ面積、および Debye 長

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{e^2 n}} \quad (4.3)$$

である．本実験での典型的な電子温度 $T_e \sim 5$ eV およびプラズマ密度 $n \sim 10^{11}$ cm $^{-3}$ を用いると， $C_{sh} \sim 10$ pF と推定できる．一方で，プローブ電流パスである同軸ケーブルおよび測定回路が有するキャパシタンスは ~ 500 pF 程度であるから， C_{sh} の変化によるプローブのインピーダンス変化は無視できると考えられる．

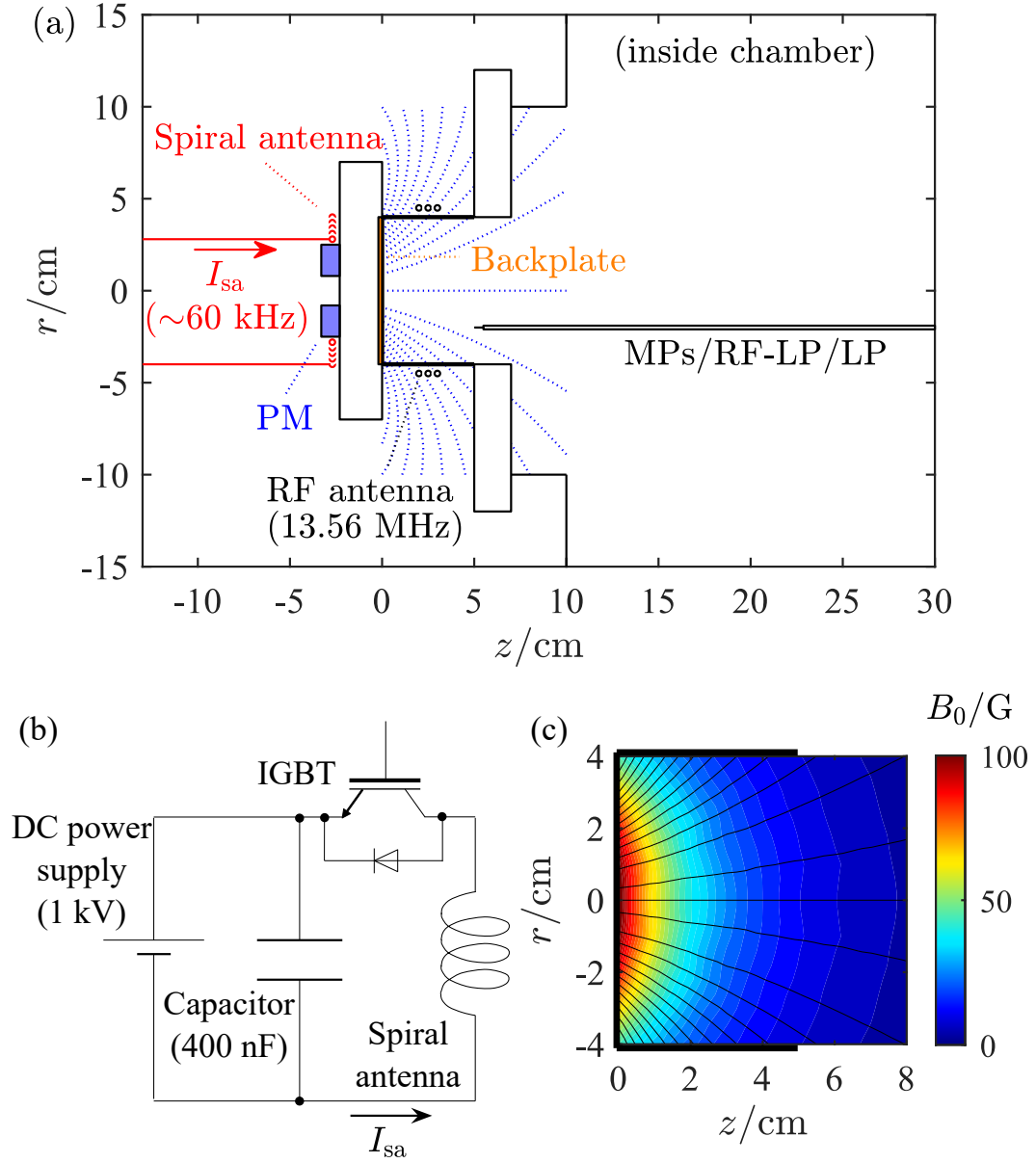


Figure 4.1: (a) Schematic of the experimental setup. The dotted blue lines show the static magnetic field lines. (b) Schematic of the pulse-forming circuit. (c) Calculated static magnetic field B_0 created by the permanent magnet (PM). The solid white lines indicate the magnetic field lines.

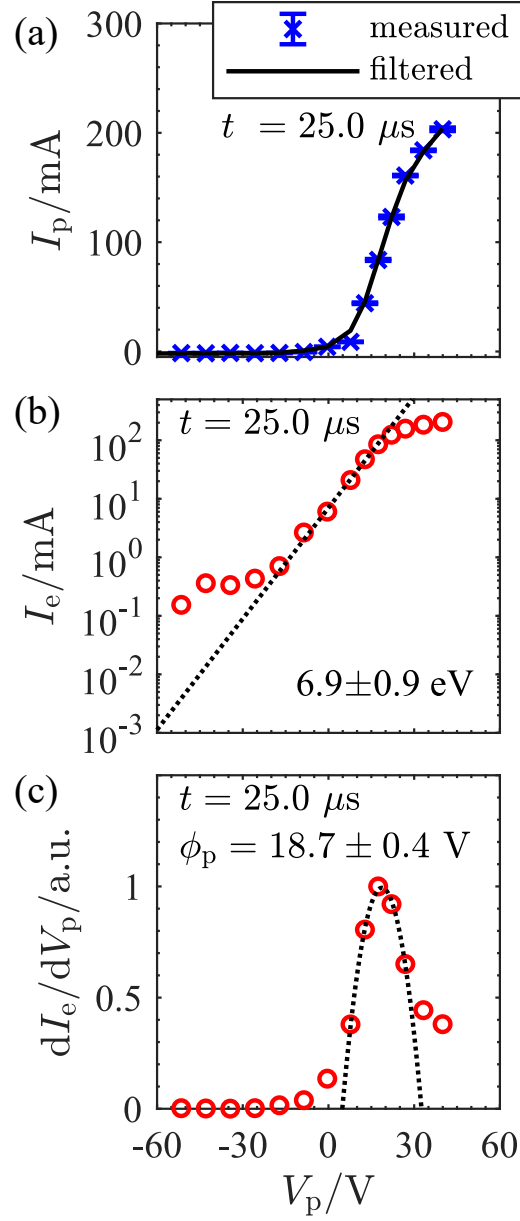


Figure 4.2: (a) Measured probe current, (b) electron current, and (c) the first derivative of the electron current at $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$. The plasma potential is estimated from the peak of the quadratic fitted curve to the first derivative of the electron current.

4.2 実験結果

4.2.1 時空間発展

磁場 B , イオン流速変化 Δu_i , フローティングポテンシャル ϕ_f , および イオン飽和電流 I_{is} の時空間発展を Figure 4.3 に示す. Figure 4.3 から確認できるように, 各パラメータの分布は軸対称から若干ずれている. これは主に実験装置のミスアライメントによるものであると考えられる. したがって本論文では, 特に断りのない限り軸対称性を仮定せず, r 座標が負の領域についても描画することとする.

Figure 4.3(b) より, $t = 15.2 \mu\text{s}$ から $18.4 \mu\text{s}$ あたりでは, 上流の径方向壁面付近 ($|r| > 2 \text{ cm}$, $z < 2 \text{ cm}$) では, 磁場垂直方向 (cross-field) のイオン流速が増加していることがわかる. 第3章でみたように, この領域では周方向電場 E_θ が印加されるために, 周方向電流 j_θ が誘起されている.

電子のエネルギー分布が Maxwell 分布に従う場合, フローティングポテンシャル ϕ_f とプラズマポテンシャル ϕ_p の関係は

$$\phi_p = \phi_f + \alpha T_e \quad (4.4)$$

$$\alpha = \ln \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \quad (4.5)$$

と表される.²²⁶ ここで, m_i はキセノンイオンの質量, m_e は電子の質量である. 式 (4.4) より, 各パラメータの磁力線方向の勾配について

$$\nabla_{\parallel} \phi_p = \nabla_{\parallel} \phi_f + \alpha \nabla_{\parallel} T_e \quad (4.6)$$

とできるが, 一般に電子の磁力線に沿った移動度は非常に大きいために, 磁力線に沿った電子温度勾配 $\nabla_{\parallel} T_e$ を非常に短い時間スケールで均してしまう ($\nabla_{\parallel} T_e \sim 0$).²²⁷ Figure 4.3(c) では, 同領域で ϕ_f のコンターは磁力線と常にほぼ一致しながら大きく変動している. この一致は, プラズマポテンシャル ϕ_p が磁力線に沿ってほぼ一定であることを示唆しており ($\nabla_{\parallel} \phi_p \sim 0$), また同時に上流の r - z 面内で強い磁場垂直電場 $E_{\perp, rz}$ が発生していることを示す.

また Figure 4.3(d) より, 同時刻/同領域ではイオン飽和電流 I_{is} ($\propto n$) が大きく上昇している. さらにその後, $t = 21.6 \mu\text{s}$ から $t \sim 28.0 \mu\text{s}$ あたりでは z 軸方向へと高密度領域が移動し, 下流では磁力線に沿ったイオン流速が大きく増加していることが確認された.

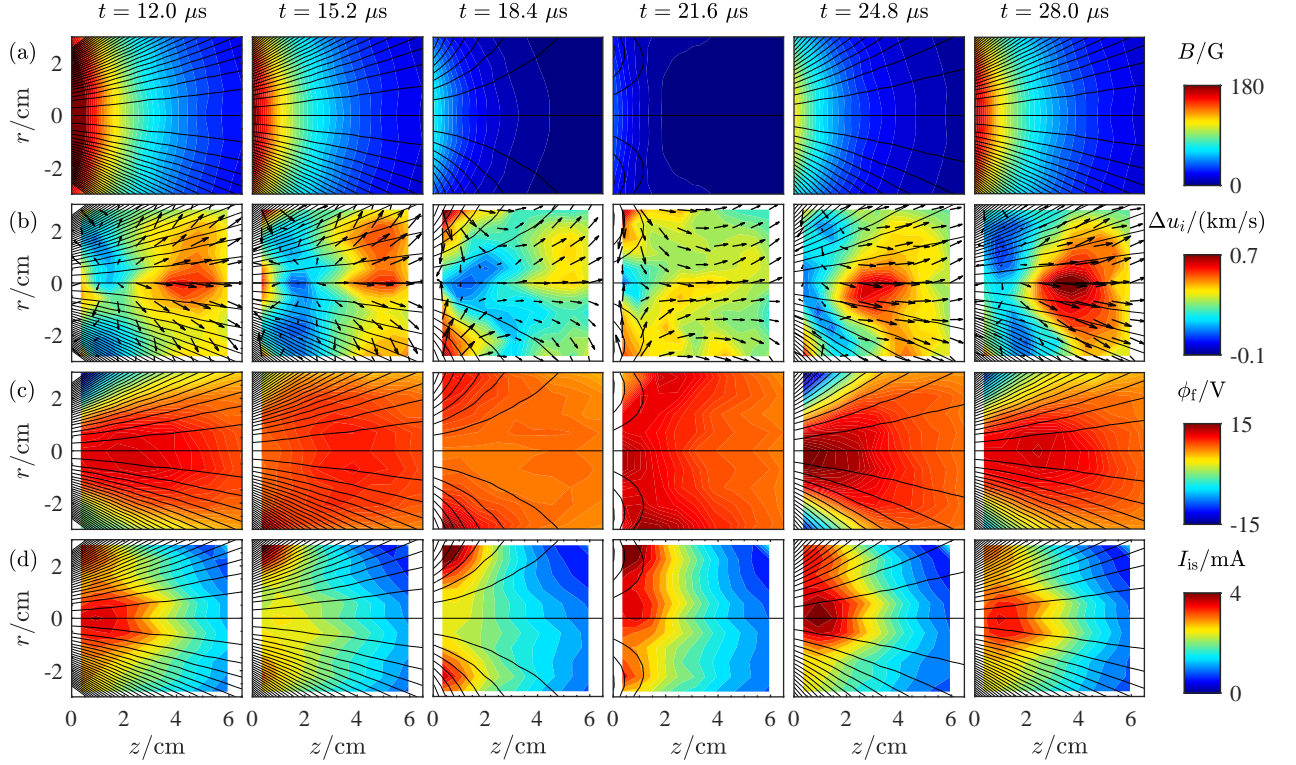


Figure 4.3: Two-dimensional maps of (a) the magnetic field strength B , (b) the increase of the ion velocity Δu_i , (c) the floating potential ϕ_f , and (d) the ion saturation current I_{is} at representative times in one period of the variation of the applied magnetic field \tilde{B} . Vectors in (b) indicate the ion flow vector, and their length corresponds to the (normalized) flow velocity. Uniform and constant T_e with a typical value of ~ 6 eV is assumed to derive the velocity. The solid black lines show the calculated magnetic field lines, which are depicted every 1.5 mWb/m. The vector length of 1.5 cm corresponds to 1 km/s. The probe signals obtained at each position are averaged over eight shots.

4.2.2 周方向電流誘起領域における各パラメータの時間発展

2次元測定 (Figure 4.3) により, $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$ における各パラメータの大きな変動が示された. この領域でのより詳細なプラズマのパラメータの解析のために, $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$ において RF-LP の I-V カーブの時間変化を測定し, 解析を行った. $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$ におけるプラズマ電位 ϕ_p の時間発展を Figure 4.4(b) に示す. 興味深いことに, $\sim 25 \text{ V}$ に及ぶ周期的な電位振動が確認された.

Figure 4.4(c) は, $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$ と $(0 \text{ cm}, 7.35 \text{ cm})$ における電子温度 T_e の時間発展を示している. $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$ と $(0 \text{ cm}, 7.35 \text{ cm})$ における T_e は, \tilde{B} の印加中ほとんど一定 ($T_e \sim 6 \text{ eV}$) であることがわかった. 第3章で見たように, 特に $(r, z)=(3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$ の位置では大きな電子へのエネルギー投入 $j_\theta E_\theta$ が生じているものの, 今回の電子温度測定の精度の範囲内ではクリアな電子加熱は確認されなかった. また, 中心軸上の $(r, z)=(0 \text{ cm}, 7.35 \text{ cm})$ においても T_e はほとんど一定であった. したがって, 等磁力線上 (中心軸上) でも, 大幅な電子温度 T_e の変化はないと考えられる. 以上の実験事実より, 本章におけるこれ以降の解析と考察では, 測定領域内で $T_e \sim 6 \text{ eV}$ で一定であると仮定する. なお, PIT などの研究においても, 電流シート中の T_e は一定と仮定されることが多い.²²⁸

プラズマ密度 n と電子圧力 $p_e = nT_e$ の時間発展を Figure 4.4(d)(e) に示す. T_e とは異なり, n は \tilde{B} が印加されている間に大幅に変化している. この密度上昇は, 電子の獲得エネルギー $j_\theta E_\theta$ が部分的に追電離に消費されていることを示唆している.

キセノンイオンの場合, 式 (4.5) における定数 α は $\alpha \sim 5.28$ となる.¹⁹⁷ さらに $T_e \sim 6 \text{ eV}$ と仮定すると, 式 (4.4) から ϕ_f のデータから ϕ_p のプロファイルを推定することができる. このようにして推定された ϕ_p の径方向プロファイルを Figure 4.5 に示す. 径方向電場 E_r は, \tilde{B} の印加前に比べて $t = 8.6 \mu\text{s}$ あたりでは増加し, $t = 16.4 \mu\text{s}$ あたりでは減少する. E_θ および j_θ は $|r| \gtrsim 2 \text{ cm}$ の上流領域に局在していることから, この電位変動が誘起されたプラズマ周方向電流 j_θ に関係していることが示唆される.

また以降の議論のため, Figure 4.5 中の線で示されるように, $z = 0.35 \text{ cm}$ における ϕ_p および p_e の径方向プロファイルをそれぞれ1つおよび3つの Gaussian でフィッティングし, 径方向電場 $E_r = -\partial\phi_p/\partial r$ および電子圧力の径方向勾配 $\partial p_e/\partial r$ の値を得た.

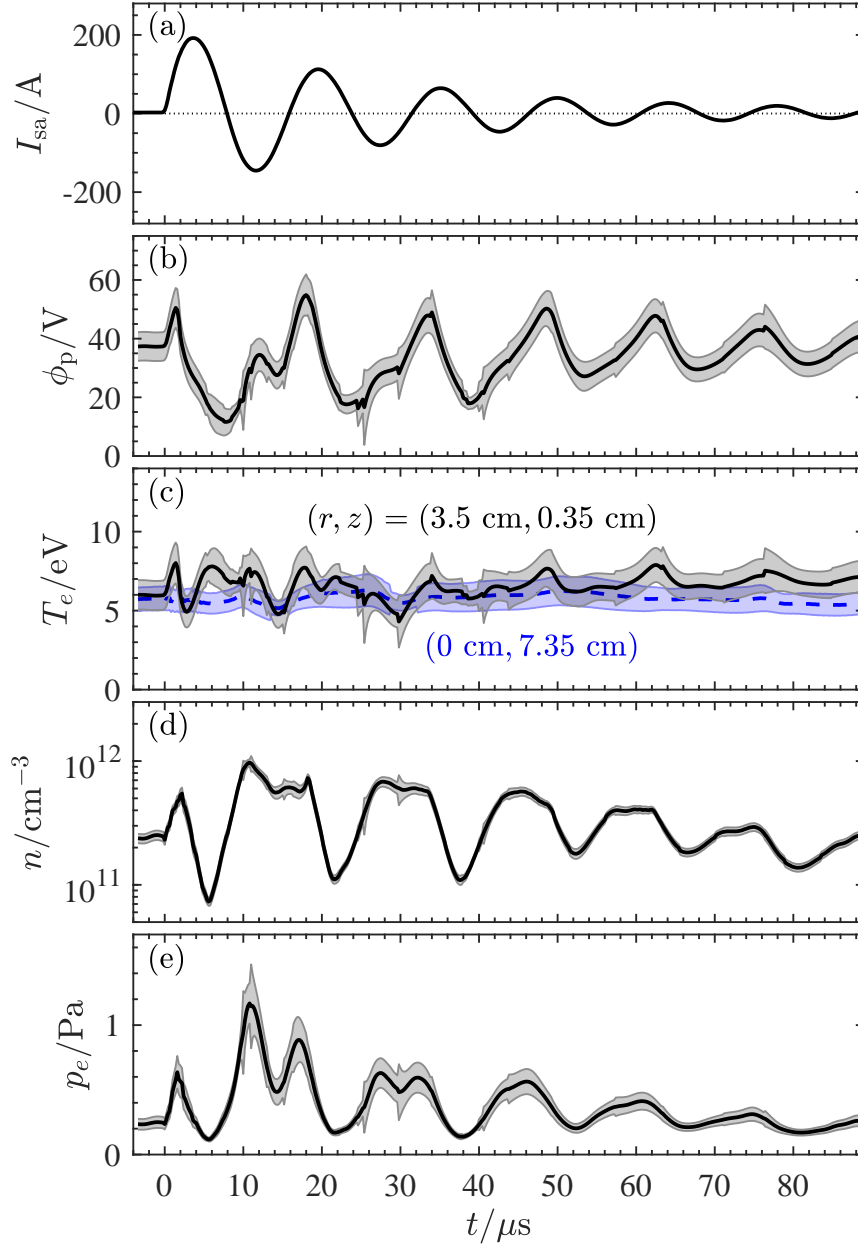


Figure 4.4: Temporal evolution of (a) the spiral antenna current I_{sa} , (b) the local plasma potential ϕ_p , (c) the electron temperature T_e , (d) the plasma density n , and (e) the electron pressure p_e at $(r, z) = (3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$. The shaded areas show the measurement uncertainty.

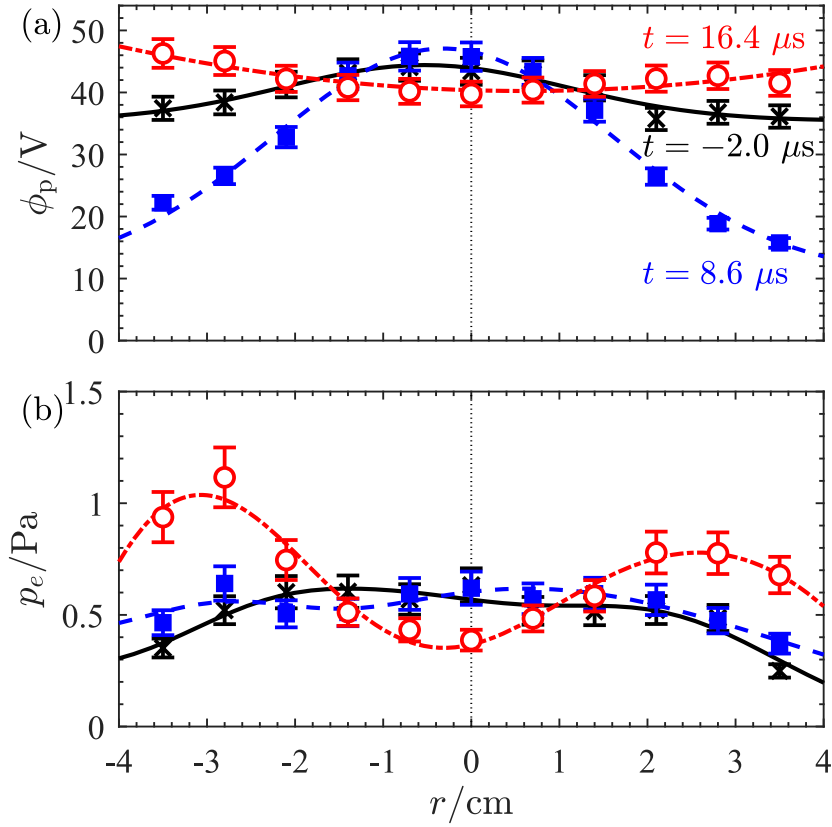


Figure 4.5: Radial profile of (a) ϕ_p and (b) p_e at the representative times of $t = -2.0 \mu\text{s}$ ($E_\theta = 0$) (black crosses), $t = 8.6 \mu\text{s}$ ($E_\theta < 0$ in $r > 0$) (filled squares), and $t = 16.4 \mu\text{s}$ ($E_\theta > 0$ in $r > 0$) (open circles) at $z = 0.35 \text{ cm}$. Significant potential variation ($\sim 25 \text{ V}$ in maximum) is observed in $|r| > 2 \text{ cm}$, where E_θ and j_θ is localized. Lines show the Gaussian-fitted curves, which are used to calculate E_r and $\partial p_e / \partial r$.

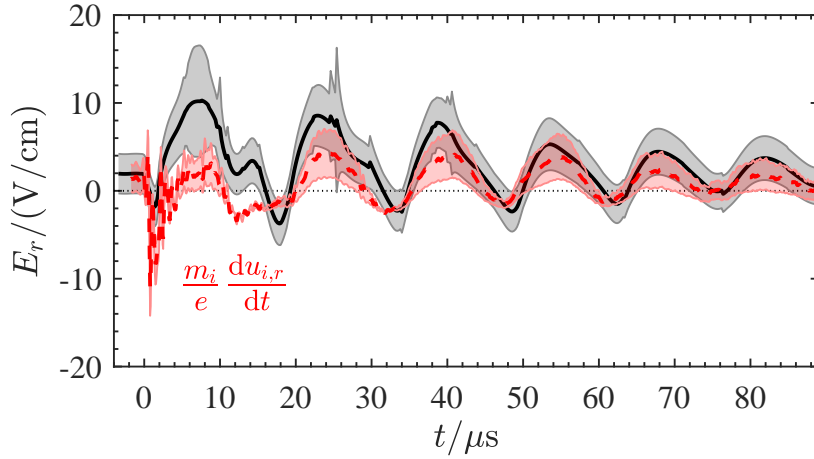


Figure 4.6: Temporal evolution of the local electric field E_r (black line) and the ion inertia term derived from the ion flow data (red line) at $(r, z) = (3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$. The shaded areas show the measurement uncertainty. The good agreement indicates the cross-field ion flow near the backplate is driven by the strong cross-field electric field.

4.3 磁場垂直方向のダイナミクス

4.3.1 磁場垂直方向のイオンダイナミクス

Figure 4.3(b)(c) に示すように、プラズマポテンシャルの時間的な変化に対応して、上流領域で磁場垂直方向へのイオンの加速が観測された。冷たいイオン ($T_i = 0$) の運動方程式は、以下のように書くことができる。

$$m_i \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = e(\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}). \quad (4.7)$$

ここで、 $d\mathbf{u}_i/dt = \partial\mathbf{u}_i/\partial t + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla)\mathbf{u}_i$ は対流微分 (convective derivative) を表す。本実験のプラズマソース内では、イオンは基本的に磁化されていないため、磁場をほとんど感じることなく局所的な電場によって静電的に加速されると考えられる。²²⁹ したがってホールスラストと同様に、⁴ 式 (4.7) の右辺第 2 項の寄与を無視する。このとき、式 (4.7) の径方向成分は

$$\frac{m_i}{e} \frac{du_{i,r}}{dt} \simeq E_r \quad (4.8)$$

と書ける。この式 (4.8) の成立を実験データを用いて確認するために、測定値を用いて式 (4.8) の両辺のプロットを Figure 4.6 に示す。両プロットはよく一致していることが確認でき、上流領域での非磁化イオンの磁場直交方向への静電的加速を示唆している。

4.3.2 磁場垂直方向の電子ダイナミクス

ここでは、磁場垂直方向のプラズマポテンシャル分布の形成について議論する。磁場垂直方向のプラズマポテンシャル分布は、電子流体にかかる力のバランスを満足すると考えられる。等方的な電子圧力 $p_e = nT_e$ を持つ電子の運動量方程式は、

$$m_e n \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -en(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla p_e + en\eta \mathbf{j}_e, \quad (4.9)$$

と書ける。ここで、 \mathbf{u}_e , \mathbf{j}_e , η はそれぞれ電子速度、電子電流、プラズマ抵抗を表す。本実験条件では電子ホールパラメータが ~ 100 であることから、電子については無衝突仮定 ($\eta \sim 0$) が妥当であると考えられる。このプラズマ抵抗の項を無視するという仮定の下で式 (4.9) を解析すると、磁場垂直方向の電子電流 $\mathbf{j}_{\perp,e}$ は電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 $j_{E \times B e}$ と電子反磁性ドリフト電流 j_{De} の和として

$$\mathbf{j}_{e\perp} \simeq \mathbf{j}_{E \times B e} + \mathbf{j}_{De} \quad (4.10)$$

と表すことができる。¹⁷² ここで、

$$\mathbf{j}_{E \times B e} \equiv -en \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (4.11)$$

$$\mathbf{j}_{De} \equiv \frac{\mathbf{B} \times \nabla p_e}{B^2} \quad (4.12)$$

である。本実験条件において周方向は磁場垂直方向であるから、式 (4.10) より

$$j_\theta \simeq j_{E \times B e, \theta} + j_{De, \theta} \quad (4.13)$$

と書ける。また、式 (4.10) より r - z 面内磁場垂直方向の電子の力のバランス

$$j_\theta B \simeq enE_{\perp, rz} + \partial_{\perp, rz} p_e \quad (4.14)$$

が得られる。ここで、 $E_{\perp, rz}$ は r - z 面内の磁場垂直方向の電場である。この式は、周方向電子電流 j_θ にかかるローレンツ力 $j_\theta B$ 、電子流体にかかる磁場垂直方向の静電力 $-enE_{\perp, rz}$ 、および電子圧力勾配による力 $\partial_{\perp, rz} p_e$ が釣り合うことを示している。さらに式 (4.13) において、 $j_{De, \theta} B$ の項が $\partial_{\perp, rz} p_e$ と釣り合うので、静電力 $-enE_{\perp, rz}$ はホール電流 $j_{E \times B e, \theta}$ から生じるローレンツ力と釣り合う。したがって、この面内垂直電場 $E_{\perp, rz}$ はホール電場と呼ぶことができる。²²⁹

ここでは式 (4.14) の成立を、実験値を用いて確認する。上流領域 ($z \sim 0.35$ cm) では、 $B_r \ll B_z$ である ($B_z \simeq B$)。よってこの領域では式 (4.14) は径方向の電子にかかる力の

バランス

$$-enE_r - \frac{\partial p_e}{\partial r} + j_\theta B_z = 0. \quad (4.15)$$

となる．本実験結果を用いると， $(r, z) = (3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$ において $t = 8.6 \text{ } \mu\text{s}$ および $t = 16.4 \text{ } \mu\text{s}$ における静電力 $-enE_r$ の項の値はそれぞれ $\sim -55 \text{ N/m}^3$ および $\sim 6 \text{ N/m}^3$ であった．電子圧力勾配による力 $-\partial p_e/\partial r$ の項は， $|r| > 3 \text{ cm}$ で常に正であることが確認された (Fig. 4.5(b))．また， $t = 8.6 \text{ } \mu\text{s}$ および $t = 16.4 \text{ } \mu\text{s}$ において，それぞれ $\sim 15 \text{ N/m}^3$ と $\sim 30 \text{ N/m}^3$ であった．またローレンツ力 $j_\theta B_z$ の値は， $t = 8.6 \text{ } \mu\text{s}$ で $\sim 40 \text{ N/m}^3$ ， $t = 16.4 \text{ } \mu\text{s}$ では $\sim -36 \text{ N/m}^3$ と見積もることができる．これらの値を Table 4.1 にまとめる．この表より，磁場垂直方向の電子にかかる力のバランスが満たされていることがわかる．

変動磁場印加型のプラズマ推進機では，変動磁場印加によって面内垂直電場 $\mathbf{E}_{\perp, rz}$ が誘起される．このとき，静電力 $en\mathbf{E}_{\perp, rz}$ は電子流体にかかる密度勾配力，および周方向 $\mathbf{E}_{\perp, rz} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流に起因するローレンツ力とのつり合いを満たす．同時にイオンは， r - z 面内で $\mathbf{E}_{\perp, rz}$ によって静電的に加速される．すなわち，面内垂直電場 $\mathbf{E}_{\perp, rz}$ の形成が両ダイナミクスに重要なパラメータであるということができる．

Table 4.1: Measured values of enE_r , $\partial p_e/\partial r$, and $j_\theta B_z$ terms at the representative times of $t = 8.6 \text{ } \mu\text{s}$ and $t = 16.4 \text{ } \mu\text{s}$ at $(r, z) = (3.5 \text{ cm}, 0.35 \text{ cm})$.

$t / \mu\text{s}$	$-enE_r / (\text{N/m}^3)$	$-\partial p_e/\partial r / (\text{N/m}^3)$	$j_\theta B_z (\text{N/m}^3)$
8.6	~ -55	~ 15	~ 40
16.4	~ 6	~ 30	~ -36

4.4 磁場平行方向のダイナミクス

4.4.1 磁場に沿った Boltzmann 電場の成立

z 軸上 ($B_r = 0$) における電子の運動量方程式 (式 (4.9)) の z 成分 (磁場平行成分) より, 電子にかかる軸方向の力のバランス

$$enE_z = -\frac{\partial p_e}{\partial z}. \quad (4.16)$$

を得る. 第1章で述べたように, 最近の磁気ノズルに関する研究によって, プラズマが磁気ノズルに沿って膨張する過程で磁気ノズル内の電子冷却現象 (electron cooling) が観測されており, またこれは EEDF およびポテンシャル構造に強く依存していることがわかっている.^{96,112–114,118,119,123,230} 本研究での測定領域 (円筒型プラズマソース内) ではプラズマは幾何的にほとんど膨張できず, 磁場に伴うプラズマの膨張の効果は小さいと考えられる. また第3章で見たように, 変動磁場印加型の本推進機では周方向電子電流 j_θ において電子反磁性ドリフト電流は支配的ではなく, 上記の電子冷却の効果は限定的であると考えられる. このような条件においては, 非常に大きな磁力線方向の電子移動度により, 磁力線に沿って T_e 一定の等温条件が満たされると考えられる ($\gamma_e \sim 1$).²³¹ このもとで式 (4.16)(1.5) より

$$\ln \left(\frac{n}{n_0} \right) = \frac{e(\phi_p - \phi_{p0})}{T_e}, \quad (4.17)$$

と変形できる. これは, よく知られた磁力線方向の電子 Boltzmann 関係式である.¹⁷² 式 (4.17) の成立を確認するために, 代表的な時間における実験データを用いて $\ln(n/n_0)$ および電子温度によって正規化した電位降下 $e(\phi_p - \phi_{p0})/T_e$ の軸方向プロファイルをプロットしたものを Figure 4.7 に示す. ここで, 添え字の “0” は $z = 0.35$ cm における値を指す. これらは非常に良い一致を示しており, 磁場に沿って Boltzmann 電場が形成されていることを示している. さらに \tilde{B} 印加中には, 上流領域での磁場直交イオン流によって上流かつ軸付近のプラズマ密度 n が大きく変動するために, Boltzmann 電場の強さは $\partial_{\parallel} n = \partial_z n$ に応じて時間的に変化している.

4.4.2 磁場平行方向のイオンダイナミクス

超音速イオン流の生成

ここでは特に下流域で顕著に観測された (Figure 4.3(c)), 磁場に沿ったイオン加速について議論する. Figure 4.3(b) および 4.3(d) に示すように, 上流領域の軸付近で高密度領域および強い密度勾配が形成された後, 磁場に沿ったイオン流速が増加している ($t = 21.6 - 28.0 \mu\text{s}$). この高密度領域および高速イオンの運動を詳細に調査するため, LP と MP で得られた z 軸

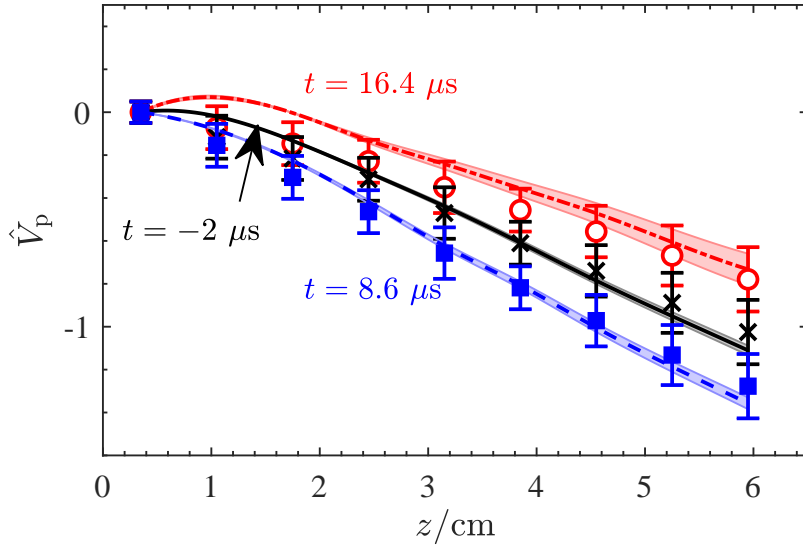


Figure 4.7: Normalized potential drop $\hat{V}_p = e(\phi_p - \phi_{p0})/T_e$ (open circles and filled squares) with $\ln(n/n_0)$ (lines). T_e is assumed to be 6 ± 1 eV, and the standard errors from the measurement are also taken into account in the error bars for \hat{V}_p .

上のデータを用いて、それぞれのピークの運動を検出する飛行時間解析（Time-of-Flight, TOF）を行った。 z 軸上のイオン飽和電流 I_{is} / イオン流速 $u_{i,z}$ の z 軸プロファイルの時間発展を Figure 4.8(a) および 4.8(b) に示す。この結果は、プラズマ密度およびイオン流速のピークが、時間とともに下流へと伝播していることをクリアに示している。 z 軸プロファイルの時間発展におけるピーク位置を線形近似することで、それぞれのピークの伝搬速度 u_{peak} は、 $\dot{m} = 1.5$ mg/s において $\sim 5.5 \pm 1.2$ km/s および $\sim 4.6 \pm 0.7$ km/s と推定された。

Figure 4.8(c) に Xe 流量を変更して TOF 計測を行ったときに計測された u_{peak} を \dot{m} を示す。いずれの流量条件においても、2つのプローブによる u_{peak} の測定値が非常によく一致していることがわかる。このことから、高密度領域と高速イオン群領域が一致しながら、下流へ移動していることがわかる (Figure 4.9)。Xe イオンの場合、イオン音速 C_s は $T_e \sim 6$ eV において ~ 2.1 km/s である。したがって、高速イオン群は超音速であることがわかる（例えば $\dot{m} = 1.5$ mg/s でイオンマッハ数 $M_i \sim 2.5$ である）。

イオン流速の流量依存性

さらに Figure 4.8(c) より、 u_{peak} は Xe 流量 \dot{m} が大きくなるほど減少していることがわかる。CFDL の先行研究^{37,58}で観測されているように、一般に \dot{m} を増加すると電子温度 T_e は低下する（この理由は、簡単なグローバルモデルからも理解できる²²⁶）。両極性電場のエネルギー源は電子の熱エネルギーであるため、^{96,123,124} 軸方向イオン流 u_{peak} は Boltzmann 関係式で表される両極性電場によって駆動されていることを考えると、 \dot{m} が大きくなるほど

電子温度が低下すると考えられる。

もう一つの原因として、衝突によるエネルギーの散逸が考えられる。固定の RF 入力電力（本実験では 400 W）において \dot{m} が増加すると電離度が低下する。そのため、イオン-中性粒子間の衝突周波数が増加し、中性粒子との衝突によるエネルギー散逸によって u_{peak} が減少する可能性がある。

電磁誘導加速の推力に対する効果

位置 $(r, z) = (0 \text{ cm}, 5 \text{ cm})$, Xe 流量 $\dot{m} = 1.5 \text{ mg/s}$ における軸方向イオン流速 $u_{i,z}$ と運動量フラックス $m_i n u_{i,z}^2$ の時間発展を Figure 4.10 に示す。 $u_{i,z}$ は、 I_{sa} と同期して変化しており、 \tilde{B} が適用される前 ($t < 0$ で $\sim 0.8 \text{ km/s}$) に比べて最大で約 2 倍 ($t \sim 32 \mu\text{s}$ で $\sim 1.5 \text{ km/s}$) に達している。 $m_i n u_{i,z}^2$ の径方向プロファイルから、 \tilde{B} の印加前後の運動量推力の時間平均値は、それぞれ ~ 0.8 , $\sim 1.4 \text{ mN}$ と推定された。この結果は、低周波 ($\sim 60 \text{ kHz}$) の電磁場を印加することで生じた超音速イオン群が、平均の運動量推力を増加させることを明確に示している。

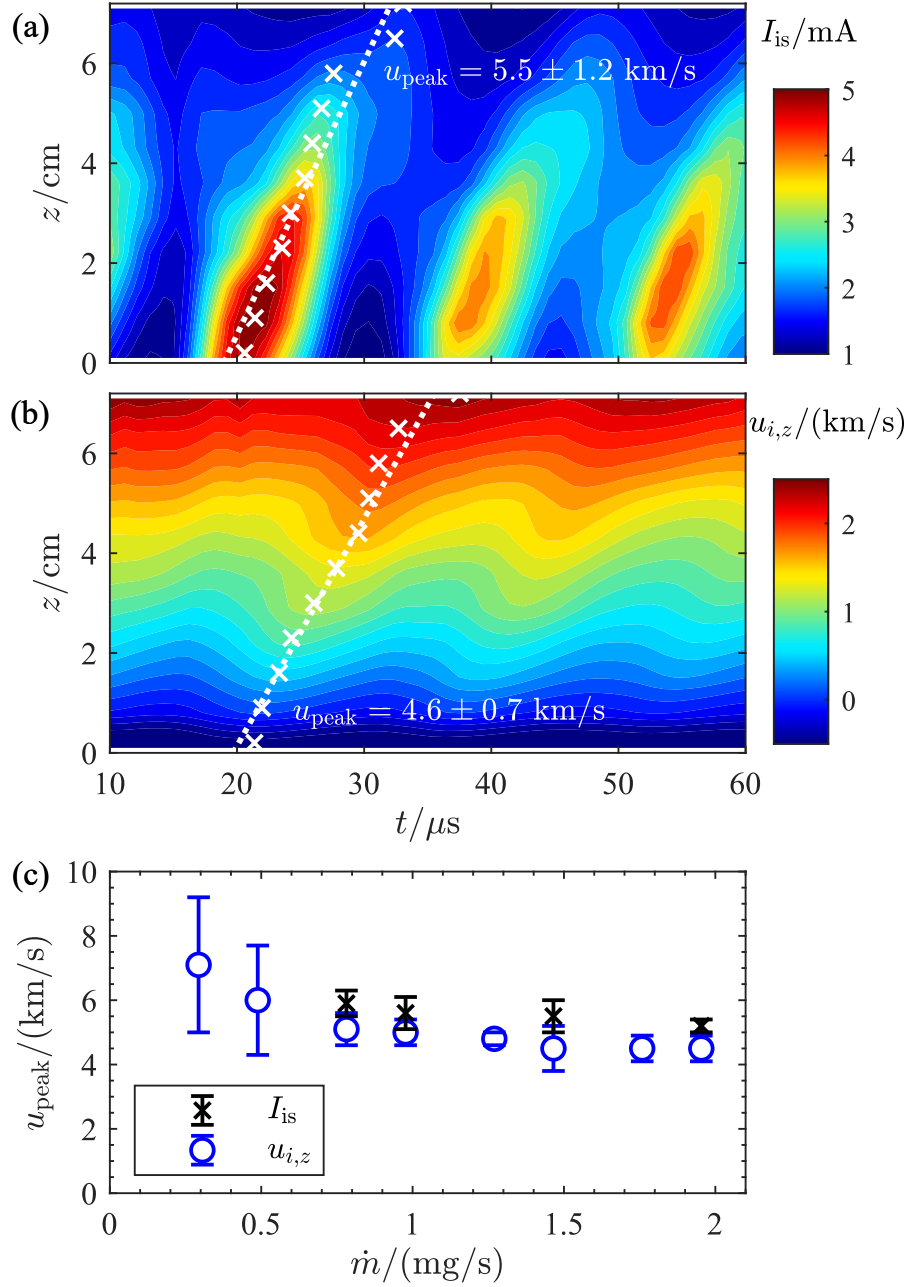


Figure 4.8: Temporal evolution of the axial profile of (a) I_{is} and (b) u_i on the axis. The crosses are the times giving the temporal peak of (a) I_{is} and (b) u_i . The slope corresponds to the propagation velocity of the peak of u_{peak} . The error in the estimated u_{peak} is defined as the 95 % confidence interval of the linear fitting. (c) Measured u_{peak} as a function of \dot{m} . The good agreement in u_{peak} derived from I_{is} and u_i data indicates the presence of a high-velocity ion group.

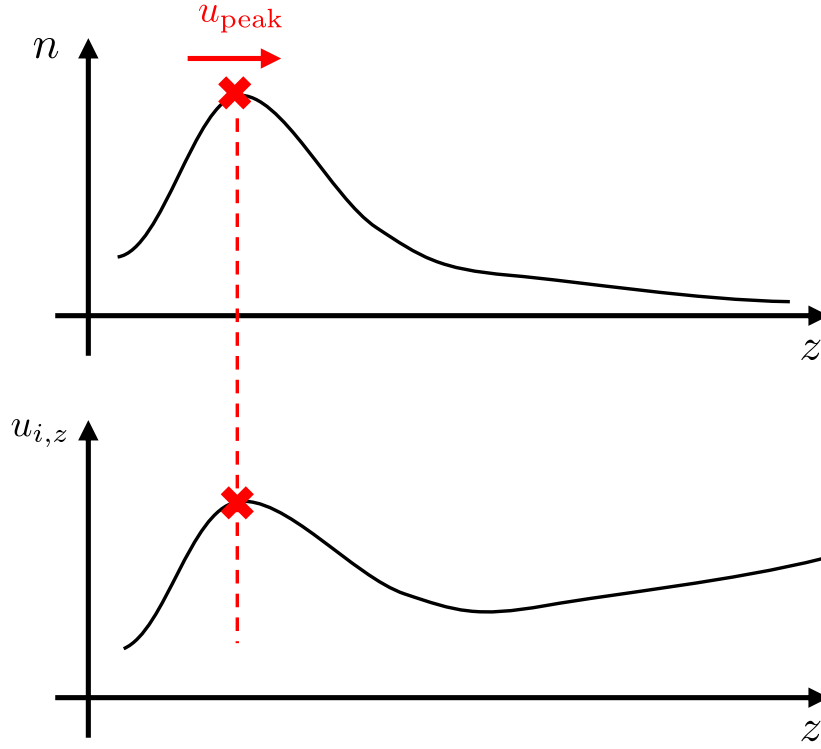


Figure 4.9: Schematic of the motion of (a) the high-density region and (b) the high-velocity region. They match well according to the results of the present experiment.

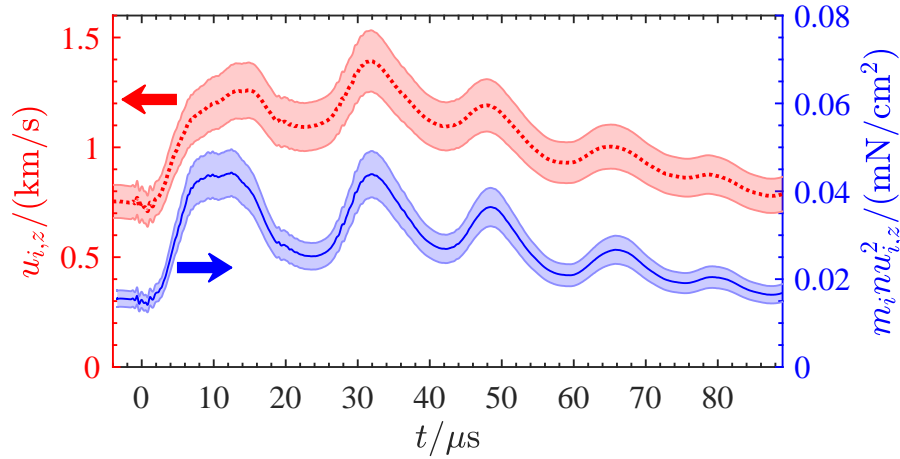


Figure 4.10: Temporal evolution of the measured axial ion flow velocity $u_{i,z}$ (dotted red line) and momentum thrust density $m_i n u_{i,z}^2$ (solid blue line) at $(r, z) = (0 \text{ cm}, 5 \text{ cm})$ and $\dot{m} = 1.5 \text{ mg/s}$. The shaded region shows the measurement uncertainty. The increases in the ion flow velocity and momentum thrust density are clearly observed, synchronizing with I_{sa} .

4.5 変動磁場印加型プラズマ推進機におけるイオン加速機構

本実験で観測された変動磁場印加型無電極推進機でのイオン加速過程を Figure 4.11 に示す. 上流領域の径方向境界近傍に周方向電流 j_θ が誘起されると, 電子の獲得エネルギー $j_\theta E_\theta$ の一部が追電離に利用され, プラズマ密度が上昇する (Figure 4.11(a)). この領域では, 磁場垂直方向の電子にかかる力のバランスが満足されており (式 (4.14)), 特に電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流にかかるローレンツ力と静電力 $enE_{\perp,rz}$ が釣り合うように r - z 面内に磁場垂直電場 $E_{\perp,rz}$ が形成される (Figure 4.11(b)). ノズル形状の磁場においては, この強い電場 $E_{\perp,rz}$ によって上流の z 軸周辺で局所的にプラズマ密度が変動する. これによる磁場並行方向の密度勾配の増減により, 磁場に沿った Boltzmann 電場の強度が時間的に変動し, 下流域のイオン流速が増減する. 変動磁場 $\tilde{\mathbf{B}}$ を有さない従来のヘリコンスラストでは, このようなホール電場によるイオン加速は顕著には起こらないと考えられる. これは, ヘリコンスラストでは $E_{\perp,rz}$ の形成に寄与しない電子反磁性ドリフト電流が周方向電流 j_θ において支配的であるためである.⁸⁸ 興味深いことに, 面内 Hall 電場の形成とその結果としての静電的イオン加速は, 宇宙または実験室での磁気リコネクション実験において, イオン拡散領域 (電子は磁化/イオンは非磁化) においても観測されている.^{206,229}

推進機としての観点から本結果をみると, 強い $E_{\perp,rz}$ (最大で ~ 5 V/cm) がほぼ半径方向を向いているため, この電場が効率的に推力に寄与しておらず, 推進効率の低下を招いている可能性がある. 今後は, より急速に発散する磁場や, ホールスラストのような一様な径方向を使用することで, 高速な垂直方向イオン流が効率よく推力に寄与させ, 変動磁場印加型 RF/ヘリコンスラストの推進効率を向上できる可能性が示唆される.

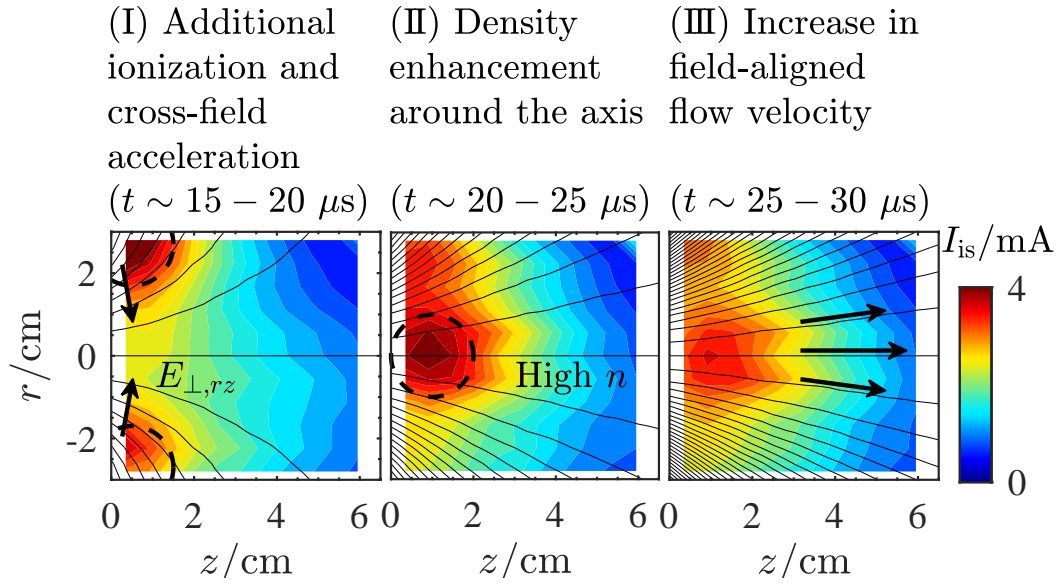


Figure 4.11: Ion acceleration process in the inductive thruster. (I) Inducing the azimuthal current in the upstream region near the radial wall, additional ionization occurs there, and the in-plane cross-field electric field (Hall electric field) $E_{\perp,rz}$ is formed to satisfy the force balance. (II) The radially-directed Hall electric field accelerates the ions toward the radial direction, and the density n is changed in the upstream region around the axis. (III) The enhanced density gradient leads to the stronger field-aligned Boltzmann electric field, and the ion flow velocity in the downstream region increases.

4.6 本章のまとめ

変動磁場 (~ 60 kHz) 印加時のプラズマソース内でのイオン加速の様子を, r - z 面内でのイオン流速の時空間発展をマッハプローブによって計測することで明らかにした. またラングミュアプローブのフローティングポテンシャルおよびイオン飽和電流の時空間発展計測の結果より, プラズマソース上流に周方向電流が誘起されたとき, 面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ が生じていること, およびプラズマ密度が増大することが示唆された. この面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ による静電力 $enE_{\perp,rz}$ は, 電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流に起因するローレンツ力を打ち消すよう形成される. このことから, $E_{\perp,rz}$ は Hall 電場とも呼ぶことができる. この面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ により, 上流領域で磁場垂直方向 (径方向) のイオン流が駆動され, z 軸周辺のプラズマ密度が変動する. これに伴う磁場並行方向の密度勾配の増減は, Boltzmann 電場強度の増減に寄与し, 磁場線に沿って超音速イオン群を生じる. この結果として, 磁場に沿ったイオン流速と運動量推力が増大する.

本章の実験結果から, 面内垂直電場によるイオン加速の方向が適切でなく, 推進効率の低下につながっていることが示唆された. 今後は, より急峻に発散する磁場や一様な径方向磁場を用いることで, 大きな強度をもつ面内垂直電場に駆動されるイオン流がより効率的に推力に寄与し, 変動磁場印加型 RF/ヘリコンスラストの推進効率を向上させることができる可能性がある.

第 5 章

面内電場形成

5.1 面内無電流仮説

第 3 章および第 4 章の実験結果より，プラズマの電磁誘導加速における電子／イオンの両ダイナミクスにとって， r - z 面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ が重要であることが明らかになった．ただし電子ホールパラメータ h_e が比較的大きく，電子が無衝突状態 ($\sigma \rightarrow \infty$) にある本実験条件のようなケースでは，周方向電場 E_θ は，直接 j_θ を駆動することができず，面内 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト ($\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフト) を誘起するのみである．すなわち本論文で得られた実験結果は， \mathbf{E}_θ の印加による $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ の自発的形成に関する未解明なプロセスが存在することを示唆している．

その一つの候補として，面内 $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフトによる絶縁壁の帯電とこれを境界条件とする電場構造形成が考えられる．無電極プラズマ推進機では，プラズマソースが絶縁体で構成されている．絶縁壁とプラズマの境界では，正味の電流が 0 となる必要がある．²³² \mathbf{E}_θ が印加され， r - z 面内で電子 $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフトが壁面に向かって誘起されるような場合にも，壁面に流れ込める電子電流はイオン電流 j_i (Bohm 速度 $u_B = \sqrt{T_e/m_i}$ に依存) とつり合っている必要がある．このような場合には，壁面へ向かう正味の電流が ~ 0 となるように，壁面が帯電することで境界条件としてプラズマ中に電場を形成し，電子を反射する必要がある．実際ヘリコンプラズマソースの先行実験において，壁面の局所的な帯電がプラズマのバルク領域の電場構造に影響を及ぼすことが確認されている．^{232,233} 本実験のような \mathbf{E}_θ および \mathbf{B} の一様性と電流連続の式 ($\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$) を考えれば，壁面での正味電流が 0 となるためには，バルク領域でも r - z 面内の至るところで $j_{rz} = 0$ が成立するという条件が考えられる．これは，無電極プラズマ源から流れ出る正味電流がゼロであるという基本的な条件⁶² に関する十分条件となっている．本論文ではこの仮説を，面内無電流仮説 (in-plane current-free hypothesis) と呼称する．またプラズマの準中性条件を仮定せずに考えるならば ($n_e \neq n_i$)，電子 $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフトによって磁場垂直方向への荷電分極が生じ， $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ が形成されると考

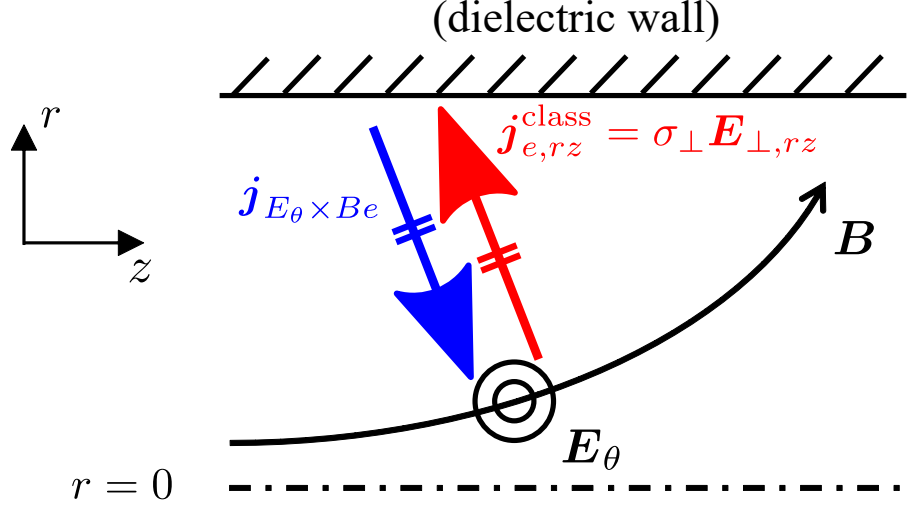


Figure 5.1: Schematic of the hypothesized model of in-plane current-free condition. The applied \mathbf{E}_θ acts as the driving force of the in-plane electron $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ drift current $\mathbf{j}_{E_\theta \times B e}$ (the blue arrow). The dielectric wall is charged establishing $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ in the bulk plasma, where the electron cross-field diffusion current due to $\mathbf{E}_{\perp,rz}$, $\mathbf{j}_{e,rz}^{\text{class}}$ (the red arrow), balances $\mathbf{j}_{E_\theta \times B e}$.

えることもできる。

面内無電流仮説の模式図を Figure 5.1 に示す。この物理的描像においては、面内垂直電場 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ は、 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ による磁場垂直方向の拡散電流 $\mathbf{j}_{e,rz}^{\text{class}}$ が、 $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフト電流を打ち消すように形成され则认为ることができる。ここで、 $\mathbf{j}_{e,rz}^{\text{class}}$ は

$$\mathbf{j}_{e,rz}^{\text{class}} = \sigma_\perp \mathbf{E}_{\perp,rz} \quad (5.1)$$

と表せる。電子ホールパラメータ h_e が比較的大きい場合 ($h_e \gg 1$) には、磁場に垂直方向の電気伝導率 $\sigma_\perp = (1 + h_e^2)^{-1} \sigma_\parallel$ の値が非常に小さくなるために、強い $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ が形成される必要がある。この $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ により、第3章で計測されたような周方向電子 $\mathbf{E}_{\perp,rz} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 $\mathbf{j}_{E \times B e, \theta}$ が駆動され则认为ることができる。

r - z 面内に流れるプラズマ電流は、周方向磁場 ΔB_θ を誘起する。第3章において用いた磁気プローブにより計測したプラズマ誘導磁場の周方向成分 ΔB_θ の軸方向分布を Figure 5.2 に示す。計測された ΔB_θ は非常に0に近い値を示していることがわかる。さらに、計測された周方向電場 E_θ および磁場 \mathbf{B} を用いて計算される電子 $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフト電流が作る周方向磁場の値は ~ 0.5 G であり、計測値はこれよりも小さくなっていることがわかる。ただし上記の計算値は定常状態のプラズマ密度 \bar{n} を用いて算出しており、無電流仮説の検証にはより詳細な計測が必要である。

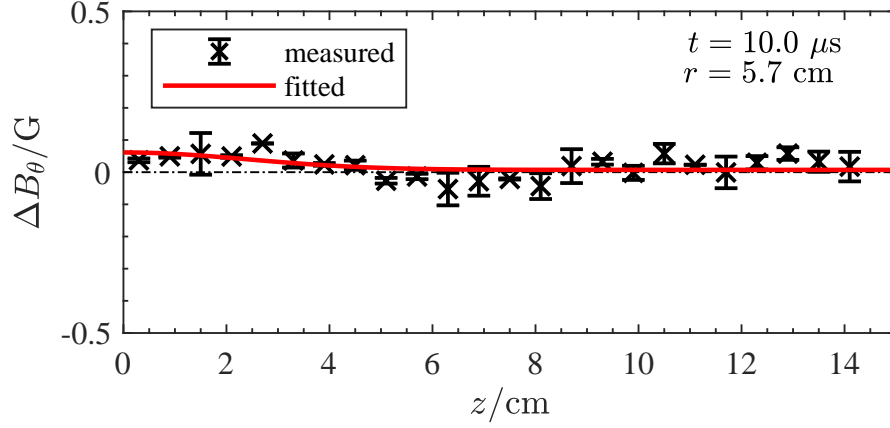


Figure 5.2: Axial profile of the measured ΔB_θ at $t = 10.0 \mu\text{s}$ and $r = 5.7 \text{ cm}$ by the B-dot probe described in Chapter 3. The values of ΔB_θ are very close to zero.

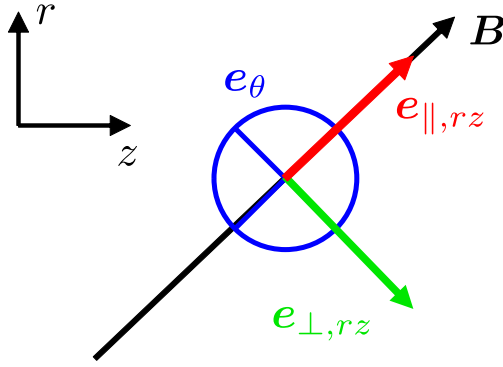


Figure 5.3: Coordinate defined with respect to the magnetic field \mathbf{B} .

5.2 面内無電流条件の定式化

ここでは電子電流の解析的表現を導出し、面内無電流条件の定式化を行う。磁場 \mathbf{B} 、電場 \mathbf{E} 、および \mathbf{j}_e の座標を

$$\mathbf{B} = (B_r, 0, B_z) = B\mathbf{e}_{\parallel, rz}, \quad (5.2)$$

$$\mathbf{E} = E_{\parallel, rz}\mathbf{e}_{\parallel, rz} + E_{\perp, rz}\mathbf{e}_{\perp, rz} + E_\theta\mathbf{e}_\theta, \quad (5.3)$$

$$\mathbf{j}_e = j_{e\parallel, rz}\mathbf{e}_{\parallel, rz} + j_{e\perp, rz}\mathbf{e}_{\perp, rz} + j_{e\theta}\mathbf{e}_\theta, \quad (5.4)$$

ととる (Figure 5.3)。ここで、 $\mathbf{e}_{\parallel, rz}$ 、 $\mathbf{e}_{\perp, rz}$ 、 \mathbf{e}_θ はそれぞれ磁場平行方向、 r - z 面内磁場垂直方向、および周方向の単位ベクトルであり、正規直交基底を成す。

本解析は低周波 ($\sim 60 \text{ kHz}$) の電子流体の挙動を対象とするため、運動量方程式

$$m_e n \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -en(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \mathbf{P}_e + en\eta \mathbf{j}_e, \quad (5.5)$$

において、電子慣性項を無視する。また、等方的な電子圧力 ($\nabla \cdot \mathbf{P}_e = \nabla p_e$) を考えると、電子電流ベクトル \mathbf{j}_e の各成分は

$$j_{e\parallel,rz} = \sigma_{\parallel} \left(E_{\parallel,rz} + \frac{\partial_{\parallel,rz} p_e}{en} \right), \quad (5.6)$$

$$j_{e\perp,rz} = \frac{h_e^2}{1+h_e^2} \frac{enE_{\theta}}{B} + \sigma_{\perp} \left(E_{\perp,rz} - \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{en} \right), \quad (5.7)$$

$$j_{e,\theta} = \sigma_{\perp} E_{\theta} - \frac{h_e^2}{1+h_e^2} \left(\frac{enE_{\perp,rz}}{B} - \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{B} \right), \quad (5.8)$$

と書き下せる（導出は Appendix A 参照）。また、面内無電流条件は

$$\begin{cases} j_{i\parallel,rz} = j_{e\parallel,rz} \\ j_{i\perp,rz} = j_{e\perp,rz} \end{cases} \quad (5.9)$$

$$\begin{cases} j_{i\parallel,rz} = j_{e\parallel,rz} \\ j_{i\perp,rz} = j_{e\perp,rz} \end{cases} \quad (5.10)$$

と書ける。

5.3 磁場平行方向の無電流条件

一般に、イオンと電子の大きな移動度の差のために、 $|\mathbf{j}_i|$ のオーダーは電子電流のオーダーに比して非常に小さく、磁場平行方向の電流は電子電流に支配される ($\mathbf{j} \sim \mathbf{j}_e$)。このとき磁場平行方向の無電流条件（式 (5.10)）は

$$j_{e\parallel,rz} \simeq 0 \quad (5.11)$$

と書ける。これと式 (5.6) より、

$$enE_{\parallel,rz} + \partial_{\parallel,rz} p_e = 0 \quad (5.12)$$

を得る。式 (5.12) はよく知られた磁場平行方向への Boltzmann 関係式 [172](#) であり、ヘリコンスラストの先行研究、[109,122,132,231](#) および本論文の第 4 章で得られた結果をよく説明している。

5.4 磁場垂直方向の無電流条件

5.4.1 静磁場型の場合

まず従来のヘリコンスラストのように、 E_{θ} の印加および時間変化がない場合 ($E_{\theta} = 0$, $\partial/\partial t = 0$) の磁場垂直方向の無電流条件を考える。第 4 章での実験のように、イオンが非磁

化であり、イオン流が主に静電的に駆動されるような場合を考えると、 e_{\parallel} , $e_{\perp,rz}$ 方向のイオンの運動方程式は

$$m_i u_{i\perp,rz} \frac{\partial u_{i\perp,rz}}{\partial s_{\perp,rz}} = e E_{\perp,rz} \quad (5.13)$$

となる．ここで $ds_{\perp,rz}$ は r - z 面内の磁場垂直方向の線素ベクトルを表す．また定義より $E_{\perp,rz} = -\partial\phi_p/\partial s_{\perp,rz}$ であるから、式 (5.13) を解くと

$$u_{i\perp,rz} = \sqrt{\frac{2e\Delta\phi_p}{m_i}} \quad (5.14)$$

となる．ここで $\Delta\phi_p = \phi_{p0} - \phi_p$ とし、 ϕ_{p0} をイオンが生じた位置でのプラズマポテンシャル、この位置でのイオン流速を 0 としている．このとき式 (5.10) は

$$en \sqrt{\frac{2e\Delta\phi_p}{m_i}} = \sigma_{\perp} \left(E_{\perp,rz} - \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{en} \right) \quad (5.15)$$

と書ける． σ_{\perp} は $(1 + h_e^2)^{-1}$ に比例するから、 $h_e \rightarrow \infty$ で $\Delta\phi_p \rightarrow 0$ となる必要がある．さらに $E_{\perp,rz}$ が $E_{\perp,rz} \simeq \Delta\phi_p/L_{\perp,rz}$ ($L_{\perp,rz}$ は磁場垂直方向のポテンシャル勾配の特性長) と近似できるような場合、

$$E_{\perp,rz} \rightarrow 0 \quad (h_e \rightarrow \infty) \quad (5.16)$$

となる．これは物理的には、 h_e の大きな条件では磁場垂直方向の電子拡散が抑制され、これとつり合うべきイオン電流を抑制するために、プラズマポテンシャル分布が均されることを示している．さらにこの条件の下で周方向電流 j_{θ} の表式 (4.13) を考えれば、 h_e の増大に伴って電子反磁性ドリフト電流が電子 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流に対して支配的となることがわかる．実際ヘリコンソースでの先行実験において、軸方向磁場強度を増大すると径方向プラズマポテンシャル勾配が小さくなること、⁹³ および電子反磁性ドリフト電流が卓越すること⁸⁸ が確認されている．またこの結果は、弱磁場条件 (h_e が小さい条件) では径方向の密度勾配力が電場 $E_{\perp,rz}$ とつり合っているが、強磁場条件 (h_e が大きい条件) では磁気圧がつり合っているという先行研究における考察とも整合性が取れている．⁸⁸ したがって面内無電流仮説の成立を仮定すると、従来の静磁場型ヘリコンスラストの先行研究における実験結果を説明することができるといえる．

5.4.2 変動磁場印加型の場合

変動磁場印加型のスラストのような、 $E_{\theta} \neq 0$ の場合を考える．本実験条件のように十分な大きさの E_{θ} が印加され、電子 $\mathbf{E}_{\theta} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流の項がイオン電流 $j_{i\perp,rz}$ の値に比べ

で非常に大きくなる場合、イオン電流の項を無視でき、ポテンシャル構造の形成は電子のダイナミクスに支配されると考えられるこのときの面内無電流条件は

$$j_{e\perp,rz} \sim 0 \quad (5.17)$$

と書ける。これと式 (5.7) より、

$$\frac{h_e^2}{1+h_e^2} \frac{enE_\theta}{B} + \sigma_\perp \left(E_{\perp,rz} - \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{en} \right) = 0 \quad (5.18)$$

$$\Leftrightarrow E_{\perp,rz} = -h_e E_\theta + \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{en} \quad (5.19)$$

となる。式 (5.19) は、ある電子温度およびプラズマ密度分布に対して $E_{\perp,rz}$ を決める式である。特にプラズマの圧力勾配項が無視 ($\partial_{\perp,rz} p_e \sim 0$) できる場合、 $E_{\perp,rz}$ の値は印加した周方向電流 E_θ の h_e 倍となる点が興味深い。さらに、式 (5.8) における $E_{\perp,rz}$ に式 (5.19) を代入すれば

$$j_{e,\theta} = \sigma_\parallel E_\theta \quad (5.20)$$

を得る。これは、第3章の Figure 3.7 に示した実験結果、すなわち周方向電流が磁場平行方向の電気伝導率を用いて計算されるという結果をよく説明することができる。この“実効的な”周方向電気伝導率の向上は、本論文での非常に重要な結論である。また Figure 3.7 において、式 (5.20) は壁面付近のみでなく、プラズマの全領域で成立している。さらに Figure 3.6 は、バルク領域にまで $E_{\perp,rz}$ が形成されていることを示唆している。これらの実験的事実は、前述の通り、面内無電流仮説がバルク領域でも成立していることを示唆している。

イオン電流を無視する仮定の妥当性

ここで式 (5.17) では、電子 $E_\theta \times B$ ドリフト電流 $j_{E_\theta \times B_e}$ に対してイオン電流 $j_{i\perp,rz}$ を無視できるという仮定の妥当性を議論する。本実験で計測された典型的な値のオーダー ($n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $u_{i\perp} \sim 0.1 \text{ km/s}$, $E_\theta \sim 10 \text{ V/m}$, $B \sim 10 \text{ G}$, $h_e \sim 100$, $\sigma_\perp \sim 0.01 \text{ } \Omega \cdot \text{m}$, $E_{\perp,rz} \sim 10 \text{ V/cm}$) を用いると、式 (5.18) におけるイオン電流 $j_{i\perp,rz} = enu_{i\perp,rz}$ 、電子 $E_\theta \times B$ ドリフト電流 $j_{E_\theta \times B_e}$ 、および拡散電子電流 $j_{e\perp,rz}^{\text{class}} = \sigma_\perp (E_{\perp,rz} - \partial_{\perp,rz} p_e / en)$ の項のオーダーはそれぞれ $j_{i\perp} \sim 1 \text{ A/m}^2$, $j_{E_\theta \times B_e} \sim 10 \text{ A/m}^2$, $j_{e\perp,rz}^{\text{class}} \sim 10 \text{ A/m}^2$ 程度と見積もられる。したがって本実験条件では、面内無電流条件を“電子電流 $\simeq 0$ ”という条件に近似することが妥当と考えられる。厳密に、 $j_{E_\theta \times B_e}$ に対して $j_{i\perp,rz}$ を無視しない（またはできない）場合、拡散以外の正味の電流 $j_{E_\theta \times B_e} - j_{i\perp,rz}$ と拡散電子電流 $j_{e\perp,rz}^{\text{class}}$ との電流のつり合いを考えなくてはならない。このとき式 (5.18) を用いて $E_{\perp,rz}$ および $j_{e,\theta}$ を計算した場合、例として本実験条件下では、数 10 % 程度の差異が生じうる。

5.4.3 電子異常輸送の可能性と影響

上記の議論では、 r - z 面内での磁場垂直方向の電子輸送については古典的輸送を仮定した (式 (5.1)). 種々のデバイスにおける先行実験で、プラズマ中の不安定性／乱流によって、異常拡散が起きる場合があることが知られている.^{116,234,235} 実際、ヘリコンスラストの先行実験では面内での磁場垂直拡散は古典拡散により記述できることが報告されている.¹¹¹ しかし、本実験条件においては面内での磁場垂直方向の電子輸送について実験的検証を行っていない。ここでは、電子の異常輸送が起きた場合の面内垂直電場の形成、および周方向電流の駆動について考える。

ホールスラストなどで観測されている異常拡散は、Bohm 型拡散モデルでよく説明できる場合が多い.¹¹⁶ この場合の磁場垂直方向の電気伝導率 $\sigma_{\perp}^{\text{anom}}$ は式 (3.17) と表せる。 r - z 面内の磁場垂直方向の電子輸送が異常拡散となる場合、面内無電流仮説の下で面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ は

$$\frac{h_e^2}{1+h_e^2} \frac{enE_{\theta}}{B} + \sigma_{\perp}^{\text{anom}} \left(E_{\perp,rz} - \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{en} \right) = 0 \quad (5.21)$$

$$\Leftrightarrow E_{\perp,rz}^{\text{anom}} = -\frac{16}{\alpha_B} \frac{h_e^2}{1+h_e^2} E_{\theta} + \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{en} \quad (5.22)$$

とかける。またこの場合の周方向電子電流 $j_{e,\theta}^{\text{anom}}$ は

$$j_{e,\theta}^{\text{anom}} = \frac{\sigma_{\parallel}}{1+h_e^2} E_{\theta} + \frac{16}{\alpha_B} \left(\frac{h_e^2}{1+h_e^2} \right)^2 \frac{enE_{\theta}}{B} \quad (5.23)$$

と表せる。このケースでは、電子ホールパラメータ h_e および周方向電場 E_{θ} が十分に大きい場合、面内垂直電場は E_{θ} を $-16/\alpha_B$ 倍した電場強度 $E_{\perp,rz} \simeq -(16/\alpha_B)E_{\theta}$ となる。また周方向電子電流は、この $E_{\perp,rz}$ に起因する電子 $\mathbf{E}_{\perp,rz} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 $j_{e,\theta}^{\text{anom}} \simeq (16/\alpha_B)(enE_{\theta}/B)$ となる。

ここで、式 (5.23) と実測値との比較を行う。 α_B のオーダーは電子温度 T_e (eV) 程度であるため、¹¹⁶ ここでは典型的な電子温度より $\alpha_B \sim 5$ と仮定する。 n , E_{θ} , B についてもそれぞれ典型的な値 $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $\sim 10 \text{ V/m}$, $\sim 10 \text{ G}$ を仮定すると、 $j_{e,\theta}^{\text{anom}} \sim 500 \text{ A/m}^2$ を得る。実測された電流値は数 kA/m^2 であるから、電子異常輸送が支配的な場合では説明ができない。したがって面内無電流仮説の成立を仮定する場合、本実験条件においては磁場垂直方向への電子異常輸送の影響は小さいと考えられる。

第 6 章

大電力化に向けた推進機スケーリング

6.1 推進機スケーリングとプラズマ源設計方針

以上の章で得られたプラズマ加速機構に関する知見を，大電力レンジで作動する変動磁場印加型 RF プラズマ推進機に適用することを考える．本研究の結果を適用するためには，

方針 (1) 電子ホールパラメータ $h_e \gg 1$ であり，電子が磁化していること（第 3 章）

方針 (2) イオンが非磁化であること（第 4 章）

であることが必要である．ここで，面内無電流仮説の下では，強い $\mathbf{E}_{\perp, rz}$ は $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフト電流に誘起される．イオンが磁化している条件の場合，プラズマソース内でイオン $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフトが生じ， $\mathbf{E}_\theta \times \mathbf{B}$ ドリフトにより生じる正味の電流が 0 になる．この場合には実質的には 5.4.1 と同条件となり，強い $\mathbf{E}_{\perp, rz}$ が形成されない可能性がある．これらの基本的な設計方針は，ホールスラストと類似である．⁴ また面内垂直電場 $\mathbf{E}_{\perp, rz}$ の強度は磁場垂直方向の電子拡散の抑制に依存するから，式 (5.19) より

方針 (3) なるべく h_e を大きく維持すること

も重要である．

6.2 グローバルモデル

電子ホールパラメータ h_e は，電子温度 T_e およびプラズマ密度 n から推定が可能である．そこで，グローバルモデル²²⁶ を用いて T_e および n を見積もり，大電力化に伴う設計指針を考える．

グローバルモデルとは，低温低圧プラズマのパラメータ T_e , ϕ_p , n の空間分布を考えない（0 次元）場合において，変数と同じ数のバランス方程式を解き，プラズマの各パラメータを求めるモデル²²⁶ である．最も典型的なモデルでは，

- イオンの生成／損失フラックスのつり合い (particle balance)
- 損失するイオン／電子フラックスのつり合い (charge balance)
- 生成／損失エネルギーのつり合い (energy balance)

の3本のバランス式を解くことで3変数 T_e , ϕ_p , n を導出する．このモデルでは厳密な空間分布／空間的效果を考慮することはできないものの、単純であるゆえに強力な手法として、ヘリコンプラズマソースを含む低温低圧プラズマ源の先行実験の解析において数多く用いられてきた。^{51,72,78,95,142,236} その他、中性粒子とのエネルギーの授受も含めるモデルや、²³⁷ 計算領域を複数に分割したモデル²³⁸ などの拡張モデルも存在する．

6.3 計算条件

本計算では、まず**方針** (1)(3) の達成のために電子ホールパラメータを大きな値 ($\gg 1$) に固定する．この状態で、**方針** (2) に対応する“イオン Larmor 半径 r_{Li} がプラズマ半径 r_p よりも大きい ($r_{Li} \geq r_s$)”という条件を満たすようなプラズマ源の設計を考える．

本計算で用いたグローバルモデルの模式図を Figure 6.1 に示す．解くべき方程式系を以下に示す．

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{\text{eff}} = 2\pi r_p^2 h_l + 2\pi r_p l_p h_r \end{array} \right. \quad (6.1)$$

$$u_B A_{\text{eff}} = n_n K_{iz} V_p \quad (6.2)$$

$$\phi_p = \frac{T_e}{e} \ln \left(\sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \right) \quad (6.3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n = \frac{\eta_{\text{RF}} P_{\text{RF}}}{u_B A_{\text{eff}} E_T} \end{array} \right. \quad (6.4)$$

$$h_e = h_{e0} \quad (6.5)$$

$$B = \frac{(\nu_{en} + \nu_{ei}) h_e}{e} \quad (6.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} r_p = r_{Li} \end{array} \right. \quad (6.7)$$

ここで、入力パラメータおよびモデル計算により求める変数を Table. 6.1 にまとめて示す．また、計算のフローチャートを Figure 6.3 に示す．推進剤はキセノンとし、イオンは全て一価イオン (Xe^+) とする．また、EEDF は Maxwellian であるとする．

式 (6.3)、式 (6.4)、式 (6.5) はそれぞれ粒子バランス、電荷バランス、エネルギーバランスである．ここで式 (6.3) における K_{iz} はキセノンの電離レートコンスタントである．キセノンの電離レートコンスタントは、キセノンの電離衝突断面積データ²³⁹ を用いて

$$K_{iz}(T_e) = \sqrt{\frac{8}{\pi m_e}} T_e^{-\frac{3}{2}} \int_0^\infty \sigma_{iz}(E_e) E_e \exp\left(-\frac{E_e}{T_e}\right) dE_e \quad (6.8)$$

と計算した．ここで E_e は入射電子のエネルギーである．また式 (6.4) において，プラズマソース壁面が絶縁体であるため，イオンと電子の損失フラックスは等しいとしている．式 (6.5) において， E_T は総エネルギー損失である． E_T はイオンエネルギーの損失，電子エネルギーの損失，衝突によるエネルギー損失の和であり，

$$E_T = e\phi_p + \varepsilon_{\text{ion}} + \frac{K_{\text{ex}}}{K_{\text{iz}}} \varepsilon_{\text{ex}} + \left(\frac{5}{2} + 3 \frac{K_{\text{el}}}{K_{\text{iz}}} \frac{m_e}{m_i} \right) T_e \quad (6.9)$$

となる．²²⁶ ここで， ε_{ion} ， ε_{ex} ， K_{ex} ， K_{el} はそれぞれキセノンの第一励起準位の電離エネルギー (12.1 eV)，第一励起準位の平均エネルギー (9.1 eV)，励起レートコンスタント，弾性衝突レートコンスタントである．各レートコンスタントは先行研究による断面積データを使用し，^{240,241} 式 (6.8) と同様に計算した．各衝突断面積およびレートコンスタントを Figure 6.2 に示す．

式 (6.2) に関して，円筒形プラズマのイオンの実効損失面積 A_{eff} は

$$A_{\text{eff}} = 2\pi r_p^2 h_l + 2\pi r_p l_p h_r \quad (6.10)$$

と表せる．²²⁶ ここで r_p, l_p はプラズマ半径および長さであり， h_r, h_l は中心とシース端の比 (radial/axial center-to-edge ratio) である． h_r, h_l は

$$h_r = 0.8 \left(4 + \frac{r_p}{\lambda_{in}} \right)^{-1/2} \quad (6.11)$$

$$h_l = 0.86 \left(3 + \frac{l_p}{2\lambda_{in}} \right)^{-1/2} \quad (6.12)$$

と書ける．²²⁶ また λ_{in} はイオン-中性粒子衝突の平均自由工程である． λ_{in} の計算には，先行研究²⁴² のキセノンのイオン-中性粒子衝突断面積データを用いた．

式 (6.2) に関して，イオン Larmor 半径 $r_{Li} \equiv m_i v_i / eB$ の計算には，イオン速度 v_i が必要である．本研究ではイオン温度 T_i は計測されていないが，類似条件でのヘリコンプラズマ源の実験では $T_e \sim 5$ eV に対して $T_i \sim 0.1 - 0.5$ eV であることが報告されている．^{202,203} そこで，本計算では $T_i \sim 0.5$ eV を採用し， $v_i = \sqrt{8T_i/m_i}$ とした．

また式 (6.3), (6.5), (6.5) において，プラズマの長さ l_p ，RF 電力伝達効率 η_{RF} はそれぞれ典型的な値として 5 cm，0.7 と固定した．計算において設定する電子ホールパラメータ h_{e0} は 100 とした．

ここで，本実験条件に近い条件におけるグローバルモデルによる計算結果は電子温度 $T_e \sim 6$ eV，プラズマ密度は $n \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であり，実験値とよく一致していることが確認された．このことは低圧・弱電離プラズマにおける先行研究^{51,72,78,95,142,236} と同様に，電

子温度がイオンの生成／損失のバランスで決定されていることを示している。²²⁶

Table 6.1: Summary of the input and output parameters of the global model.

Parameter	Description	Type
l_p	plasma length	input (fixed to 5 cm)
η_{RF}	RF power transfer efficiency	input (fixed to 0.7)
h_{e0}	target electron Hall parameter	input (fixed to 100)
P_{RF}	RF input power	input
n_n	neutral density	input
A_{eff}	effective ion loss area	output
r_p	plasma radius	output
T_e	electron temperature	output
ϕ_p	plasma potential	output
n	plasma density	output
B	magnetic field	output
h_e	electron Hall parameter	output

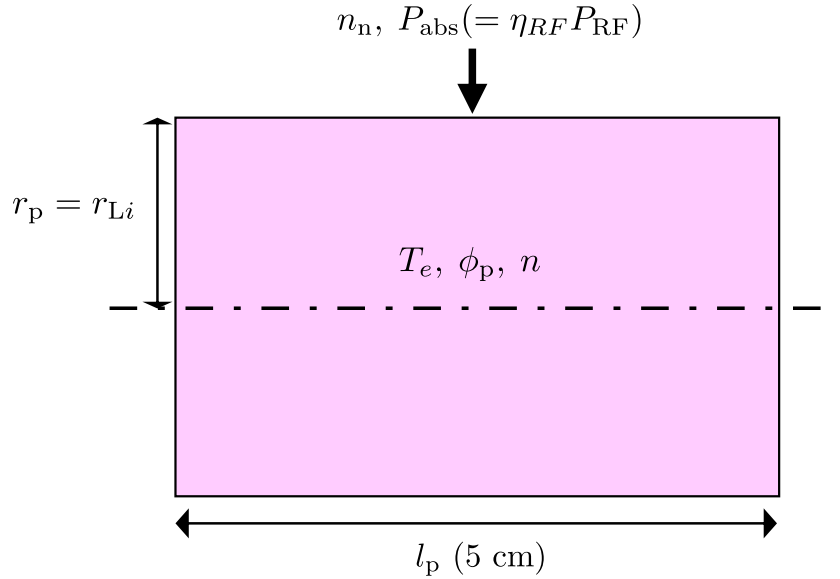


Figure 6.1: Schematic of the global model.

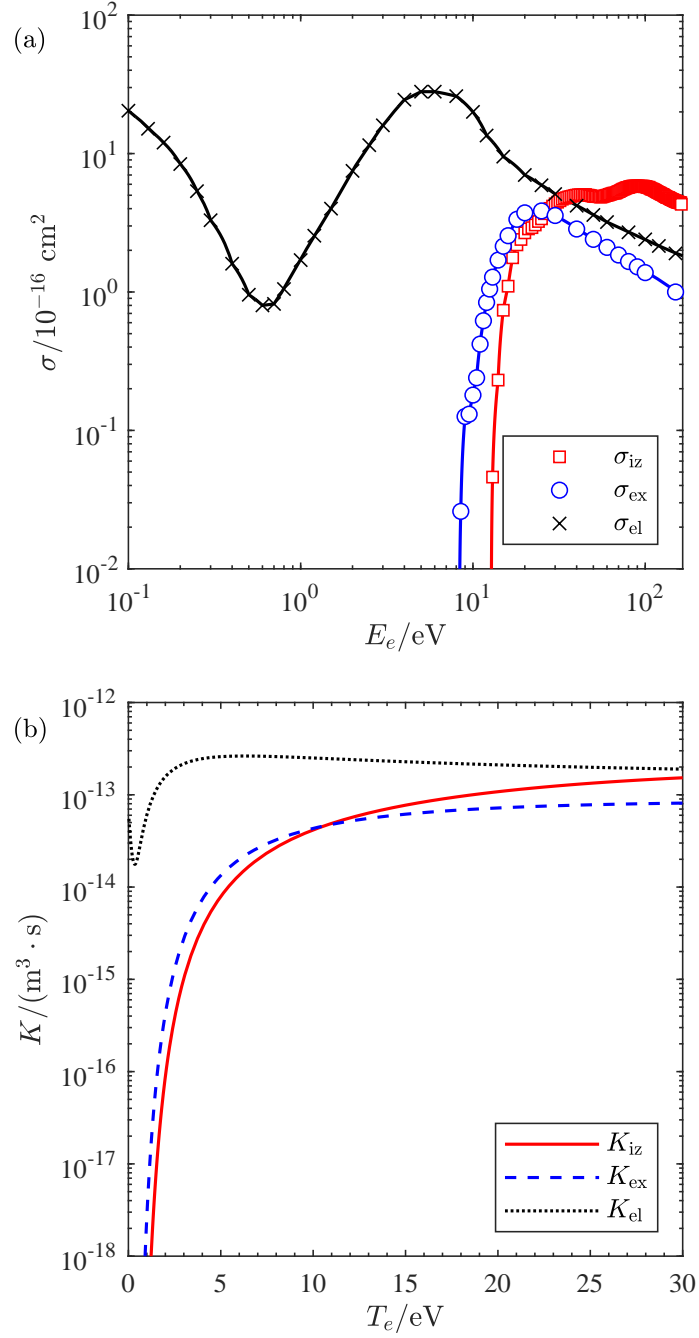


Figure 6.2: (a) Single-impact ionization cross section σ_{iz} , excitation cross section σ_{ex} , and elastic collision cross section σ_{el} for xenon as a function of the electron energy E_e . The solid lines are added as visual guide. (b) Ionization, excitation, and elastic collision rate coefficients K_{iz} , K_{ex} , and K_{el} as a function of the electron temperature T_e for xenon. The cross section data are taken from Ref. [240] and [241].

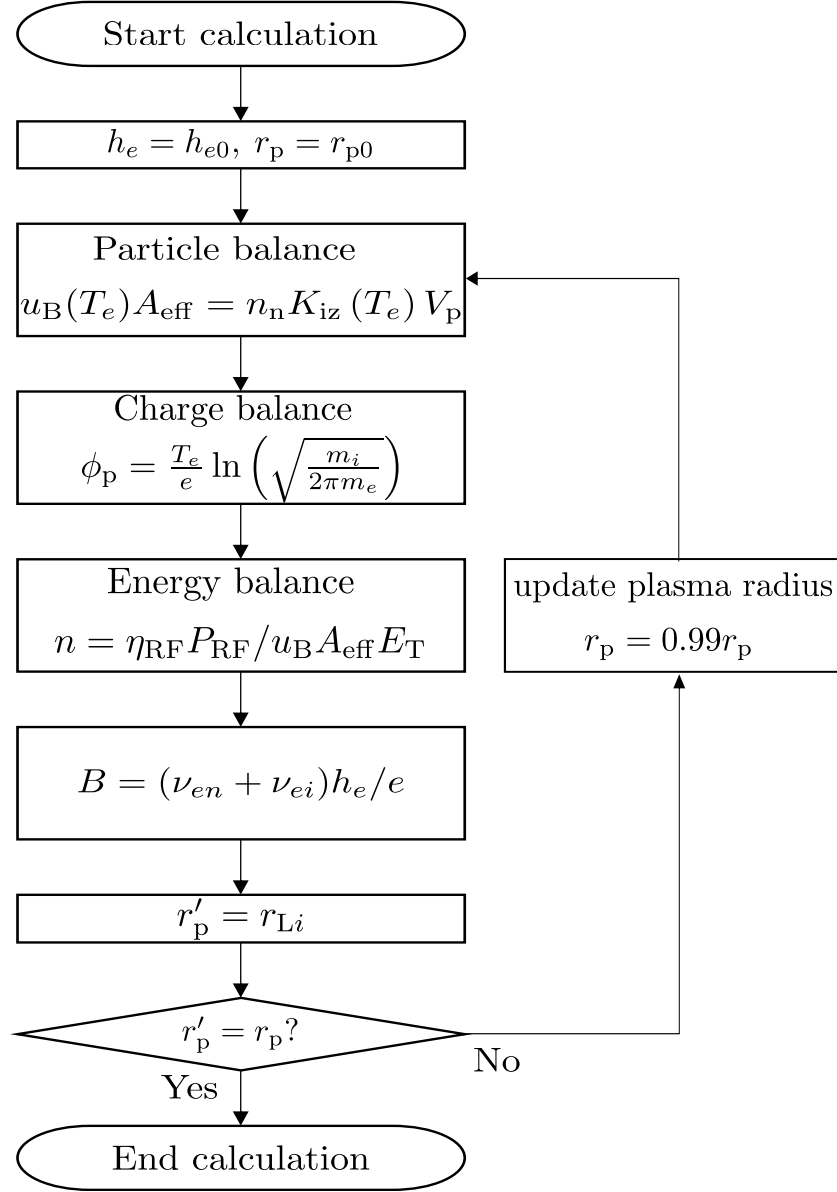


Figure 6.3: Flowchart of the global model calculation. The initial plasma radius r_{p0} is set to 10 m in the present calculation.

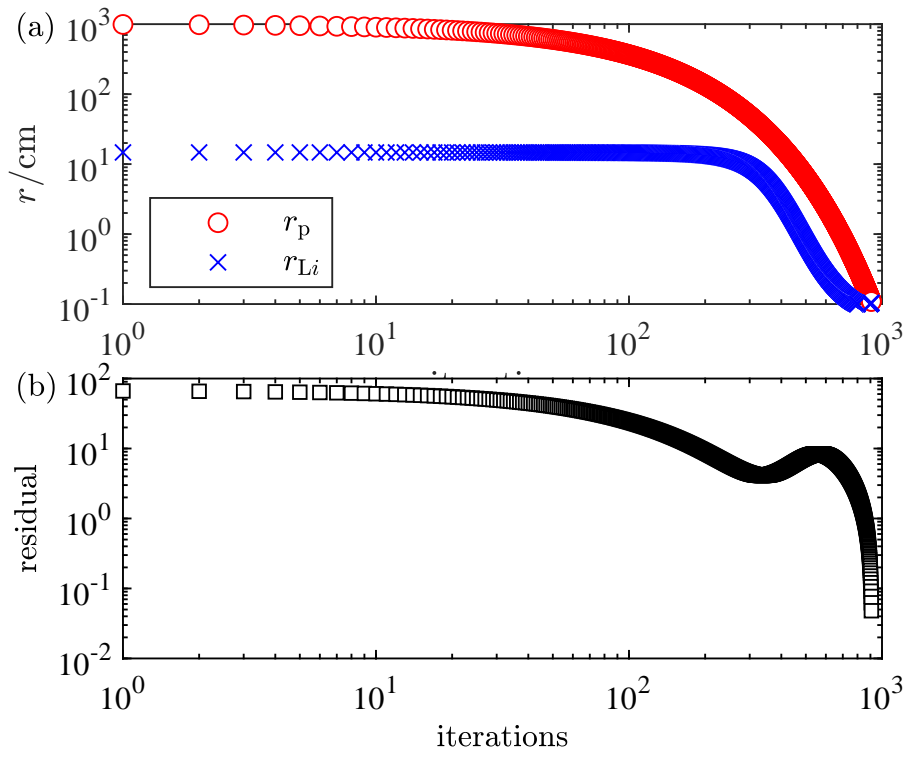


Figure 6.4: (a) Typical example of the plasma radius r_p , the ion Larmor radius r_{Li} , and (b) the residual $|r_p - r_{Li}|/r_{Li}$ as a function of the number of iterations.

6.4 計算結果

この制約条件の下でのグローバルモデルによる計算結果を Figure 6.5 に示す。投入電力 P_{RF} が大きくなると、プラズマ密度 n が上昇する (Figure 6.5(b))。これにつれて、 $h_e = 100$ とするのに必要な磁場強度 B が大きくなり (Figure 6.5(f))、また同時に $r_{\text{Li}} = r_s$ が小さくなる (Figure 6.5(e)) ことがわかる。

電離度のマップ (Figure 6.5(c)) に着目すると、投入 RF 電力を増大すると、電離度が $\sim 90\%$ 程度まで到達する。この状態で低周波変動磁場を印加することで、第 3 章で見られたような低周波電磁場印加による追電離を抑えることができ、電子の獲得エネルギー $j_\theta E_\theta$ のうち、電離に消費されてしまうエネルギーの割合を抑制でき、 $j_\theta E_\theta$ のうちイオンの運動エネルギーへと変換される割合が上昇することが期待できる。一例として、投入 RF 電力 $P_{\text{RF}} \sim 10$ kW、磁場強度数 kG 程度で、現実的なプラズマソースのサイズ (数 cm) で $h_e \sim 100$ を達成でき、**方針** (1)-(3) を満たすプラズマ源を作ることができる可能性が示唆される。

ここで実際の推進機設計に際しては、本論文の主眼ではないものの、プラズマパラメータのみでなく熱設計とのトレードオフを考える必要がある。本設計方針に従う場合、高密度化に従ってプラズマの典型的なスケールを小さくする必要があるため、熱設計が困難になることが予想される。例えばおよそ 100 kW での作動を考えると、半径 1 cm 程度のプラズマソースに 100 kW の電力を投入するといった状態となる。VASIMR の実験においては、直径数十 cm 級のプラズマ源において、200 kW の投入電力を 0.1 s の間投入し、準定常的作動に成功している例はあるが¹⁷、さらに厳しい条件となることが予想される。100 kW 級での作動が装置の熱条件に厳しい場合は、投入電力を 10 kW 級に下げると、プラズマ密度 10^{14} cm^{-3} 程度、磁場強度 0.5 kG 程度、ソースサイズ 10 cm 級という、現状ヘリコンスラストで達成されつつある程度の条件において**方針** (1)-(3) を満たす解がある可能性があり、選択肢の一つとなると考えられる。

大電力／高密度帯においても推進機構造の損耗が小さい点は、ホールスラストなど先行の推進機に比べて無電極型が有利とされている点でありながら、大電力帯における無電極推進機の熱設計に関しての体系的な研究例はほとんどないのが現状である。大電力帯での無電極推進機に関する熱設計も、今後の重要な研究課題であると考えられる。

また磁場強度が大きくなる場合、第 5.4.3 節で議論したように、 r - z 面内で磁場垂直方向への電子異常輸送が支配的となる可能性がある。その場合には、磁場垂直方向に抑制される電子移動度に起因する $E_{\perp, rz}$ の強度が、古典拡散の場合に比べて減少することが予想される。このような場合には磁場強度を低下させる必要があるため、プラズマ密度が小さく、かつソース半径が大きな領域で運転することが有効である可能性がある。また $E_{\perp, rz}$ の形成に関しては、幅広い磁場条件においてさらなる詳細な研究が必要である。

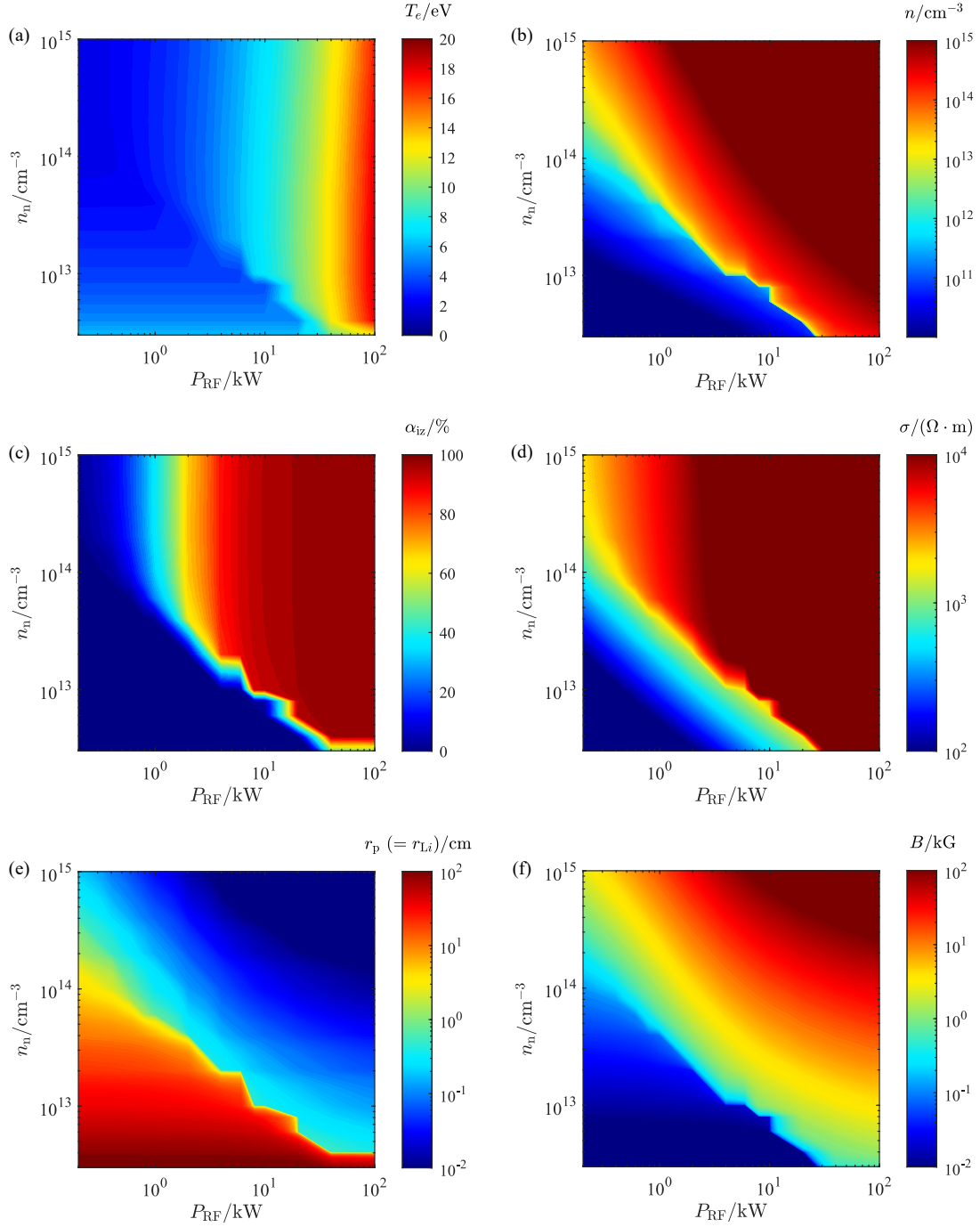


Figure 6.5: Calculated (a) electron temperature, (b) plasma density, (c) degree of ionization, (d) electrical conductivity, (e) plasma source radius, and (f) magnetic field strength by the global model, where h_e is fixed to 100.

6.5 本章のまとめ

イオン／電子の両ダイナミクスに重要な面内垂直電場 $E_{\perp,rz}$ の形成機構について、壁面が無電極であることに起因する r - z 面内無電流仮説を提案した。この面内無電流仮説の物理的描像では、電子 $E_{\theta} \times B$ ドリフト電流と拮抗するように $E_{\perp,rz}$ が形成される。また面内無電流条件の定式化を行い、導出された式によって第3章で実測された周方向電流の値をよく説明できることがわかった。

本スラスタを大電力レンジ（10-100 kW 級）へとスケールアップする際には、電子は磁化／イオンは非磁化という条件を保持したまま電子ホールパラメータ h_e を増大させることが重要である。グローバルモデルを用いて大電力レンジでのプラズマパラメータを推定し、本研究で解明した物理が適用可能と考えられる必要なプラズマソースのサイズや磁場強度を導出した。

第 7 章

結言

7.1 本研究で得られた知見のまとめ

本論文では、変動磁場印加型の無電極プラズマ推進機におけるプラズマ加速過程について、各種プローブを用いて詳細な時空間発展を計測し、電子／イオンのダイナミクス、およびそれらに重要なパラメータの実験的な解明を行った。得られた重要な結論を以下に列挙する。

周方向電子電流に関して

結論 (1) 計測された周方向電流の値は、古典的電子拡散によって計算される電流値よりも 10^4 程度（電子ホールパラメータ h_e の 2 乗程度）大きく、PIT で用いられたような古典的拡散理論によっては説明できないことが明らかになった。一方で、実測値は磁場平行方向の電気伝導率を用いて推定された周方向電流に非常に近い値を示すことがわかった。

結論 (2) 周方向電子電流において電子反磁性ドリフト電流の寄与は小さく、電子 $\mathbf{E}_{\perp,rz} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流の寄与が無視できないことが示唆された。これは、反磁性電流が支配的である一般のヘリコンスラストの場合と異なる。

イオンダイナミクスに関して

結論 (3) プラズマソース上流領域に周方向電流が誘起される領域で、面内垂直電場 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ が生じていることがわかった。また同領域でのプラズマ密度増大も観測された。

結論 (4) イオンは非磁化であるため、 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ により、磁場垂直方向のイオン流が静電的に駆動されることがわかった。

結論 (5) 磁場平行方向には、常に Boltzmann relation が成立していることが確認された。これに沿ってイオンは推進機下流へと加速され、推力の時間変化を生じていることがわかった。

結論 (6) 磁場垂直方向には、電子流体にかかる力がつり合っており、特に静電力 $en\mathbf{E}_{\perp,rz}$ は電子 $\mathbf{E}_{\perp,rz} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流にかかるローレンツ力とつり合っている（**結論 (2)** と整合）。そのため、 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ はホール電場とも呼べる。

面内垂直電場形成機構に関して

結論 (7) イオン、電子の両ダイナミクスには、 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ が重要であることがわかった。この形成機構について、壁面が無電極であることに起因する r - z 面内無電流仮説を提案した。

結論 (8) 電子電流の解析的表現を用いて、面内無電流条件の定式化を行った。導出された式は、実測された周方向電流の値をよく説明できることがわかった（**結論 (1)** と整合）。

結論 (9) 低周波電磁場の時間平均投入電力が ~ 2 kW であるのに対し、プラズマ中の電子の獲得エネルギーは ~ 100 W と、エネルギー結合が著しく悪いことが示唆された。推進効率向上のためには、プラズマ／スパイラルアンテナのジオメトリなどの最適化による低周波電磁場の結合係数の向上が必要である。

結論 (10) 大電力レンジへとスケールアップする際には、電子は磁化／イオンは非磁化という条件を保持したまま電子ホールパラメータ h_e を増大させることで推進性能の向上が望める。

7.2 推進機性能向上に向けた提言

7.2.1 面内垂直電場の直接的寄与を狙うケース

第4章の結論でも述べたように、従来の磁気ノズル型磁場形状では、強い $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ が効率的に推力に寄与していないことが示唆された。今後は、より急峻に発散する磁場や、ホールスラストのような一様な径方向磁場を用いることで、変動磁場印加型 RF/ヘリコンスラストの推進効率向上が期待できる（Figure 7.1）。また本ケースでは、第4章で観測されたような中心軸上での密度増加を生じる必要はない。そのためプラズマソースの中心軸付近に、ヨークなどの材料を挿入し、磁場形状を形成することが可能である。また特に大電力レンジ

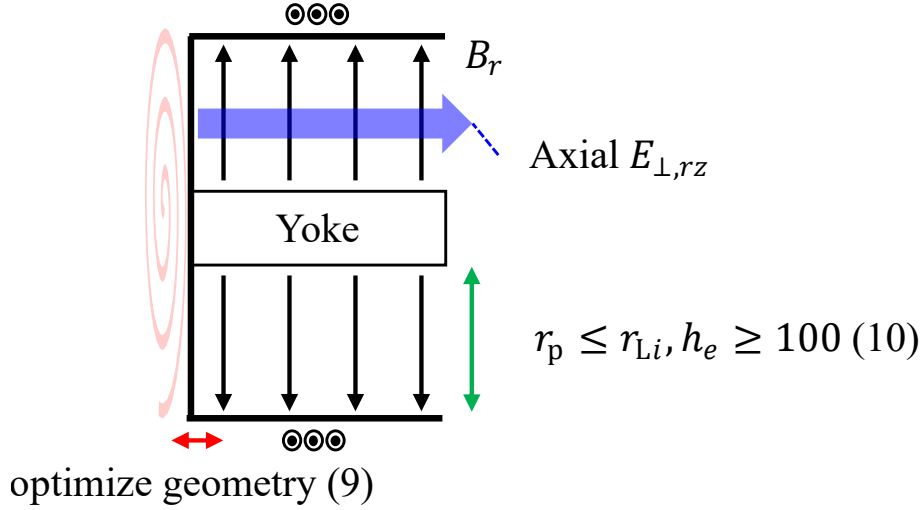


Figure 7.1: Example schematic of an RF plasma thruster employing a time-varying magnetic field, which adopted the Hall-thruster-like magnetic field topology. The numbers correspond to the conclusions listed in this chapter.

での高密度プラズマに対して、大電力域のホールスラスタで用いられているような入れ子型²⁴³を採用することで、イオンの非磁化条件を維持するような手法も考えられる。

7.2.2 面内垂直電場の間接的寄与を狙うケース

ヘリコンスラスタのように一様な軸方向磁場により面内垂直電場 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ を径方向内向き方向に形成し、中心軸付近におけるプラズマ密度上昇に伴う磁場平行方向への急峻な密度勾配およびそれに付随する両極性電場 \mathbf{E}_{\parallel} を利用するケースも考えられる (Figure 7.2)。ただし Figure 4.5 からわかるように、定常状態ではシースの効果により、壁面方向の電場が形成されている。変動磁場の印加により壁面付近のポテンシャルは振動するものの、定常状態の壁面方向の電場が DC 成分として存在してしまうため、どのような条件において効率的な加速となるかについては検討が必要である。

このケースで重要となるのは、面内垂直電場 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ と磁場平行方向の両極性電場 \mathbf{E}_{\parallel} によるイオン流の変換である。磁場が軸方向に分布している場合、径方向（磁場垂直方向）イオンフラックスが上流中心軸付近でのプラズマ密度変動を誘起し、これに追従して軸方向（磁場平行方向）イオンフラックスが推力を決定する。例えば本実験においては、径方向内向きの $E_{\perp,rz}$ は最大で ~ 3 V/cm (Figure 4.6), E_{\parallel} は ~ 1.5 V/cm (Figure 4.7) 程度と、 $E_{\perp,rz}$ のほうが大きな値を示している一方で、磁場垂直方向および平行方向の最大イオン流速を比較すると、平行方向のイオン流速のほうが大きいことがわかる (Figure 4.3)。これは、本実験装置において軸方向のスケール長のほうが径方向のそれよりも長いために、それぞれの電場によって加速される距離が異なることに起因している可能性がある。イオンが静

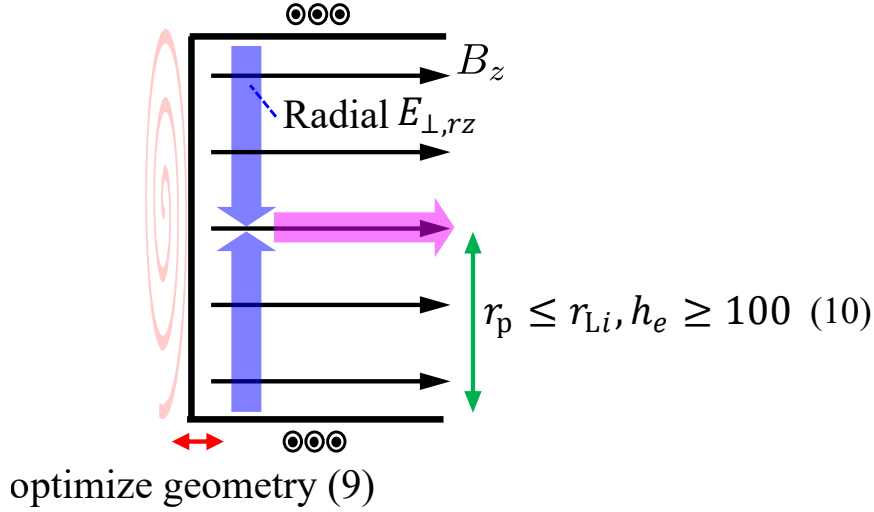


Figure 7.2: Example schematic of an RF plasma thruster employing a time-varying magnetic field, which adopted the helicon-thruster-like magnetic field topology. The numbers correspond to the conclusions listed in this chapter.

電加速される条件（式 5.14）を考えると、磁場垂直および平行方向のイオン流速 $u_{i\perp,rz}$ および $u_{i\parallel}$ は $(E_{\perp,rz}L_{\perp,rz})^{1/2}$ および $(E_{\parallel}L_{\parallel})^{1/2}$ に比例する（ $L_{\perp,rz}, L_{\parallel}$ はそれぞれ磁場垂直および平行方向の典型的なスケール長）。すなわち、このプラズマの圧縮に伴う密度上昇を用いた推力生成を狙う場合には、 $E_{\perp,rz}$ および E_{\parallel} の大きさのみでなく、磁場垂直および平行方向の相対的なスケール長も考慮する必要があるといえる。

References

- [1] T. Kaku, J. Haruyama, W. Miyake, A. Kumamoto, K. Ishiyama, T. Nishibori, K. Yamamoto, S. T. Crites, T. Michikami, Y. Yokota, R. Sood, H. J. Melosh, L. Chappaz, and K. C. Howell *Detection of Intact Lava Tubes at Marius Hills on the Moon by SELENE (Kaguya) Lunar Radar Sounder*, [Geophysical Research Letters](#) **44**, 155 (2017).
- [2] M. Naito, N. Hasebe, M. Shikishima, Y. Amano, J. Haruyama, J. A. Matias-Lopes, K. J. Kim, and S. Kodaira, *Radiation dose and its protection in the Moon from galactic cosmic rays and solar energetic particles: at the lunar surface and in a lava tube*, [Journal of Radiological Protection](#) **40**, 947 (2020).
- [3] S. N. Bathgate, M. M. M. Bilek, and D. R. McKenzie, *Electrodeless plasma thrusters for spacecraft: a review*, [Plasma Science and Technology](#) **19**, 083001 (2017).
- [4] D. M. Goebel and I. Katz, *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters* (John Wiley & Sons, 2008) pp. 1–507.
- [5] K. Holste, P. Dietz, S. Scharmann, K. Keil, T. Henning, D. Zschätzsch, M. Reitemeyer, B. Nauschütt, F. Kiefer, F. Kunze, J. Zorn, C. Heiliger, N. Joshi, U. Probst, R. Thüringer, C. Volkmar, D. Packan, S. Peterschmitt, K. T. Brinkmann, H.-G. Zau-nick, M. H. Thoma, M. Kretschmer, H. J. Leiter, S. Schippers, K. Hannemann, and P. J. Klar, *Ion thrusters for electric propulsion: Scientific issues developing a niche technology into a game changer*, [Review of Scientific Instruments](#) **91**, 061101 (2020).
- [6] H. Ji and E. Zweibel, *Understanding particle acceleration in astrophysical plasmas*, [Science](#) **347**, 944 (2015).
- [7] D. L. Meier, *Magnetohydrodynamic Production of Relativistic Jets*, [Science](#) **291**, 84 (2001).
- [8] M. Yamada, J. Yoo, and C. E. Myers, *Understanding the dynamics and energetics of magnetic reconnection in a laboratory plasma: Review of recent progress on selected fronts*, [Physics of Plasmas](#) **23**, 055402 (2016).
- [9] P. Chabert and N. Braithwaite, [Cambridge University Press](#) (Cambridge University Press, Cambridge, 2011).
- [10] R. W. Boswell, *Plasma production using a standing helicon wave*, [Physics Letters A](#) **33**, 457 (1970).
- [11] R. Boswell and F. Chen, *Helicons-the early years*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **25**, 1229 (1997).
- [12] F. Chen and R. Boswell, *Helicons-the past decade*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **25**, 1245 (1997).

-
- [13] F. Chang and J. Fisher, *A supersonic gas target for a bundle divertor plasma*, [Nuclear Fusion](#) **22**, 1003 (1982).
 - [14] F. R. Chang-Díaz, *Plasma propulsion for interplanetary flight*, [Thin Solid Films](#) **506-507**, 449 (2006).
 - [15] E. Bering, F. Chang-Díaz, J. Squire, V. Jacobson, M. Brukardt, and B. Longmier, in *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, January (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2008) pp. 5005–5005.
 - [16] E. Bering, B. Longmier, T. Glover, F. Chang Díaz, J. Squire, and M. Brukardt, in *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, January (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2009) pp. 1–18.
 - [17] L. Cassady, B. Longmier, C. Olsen, M. Ballenger, G. McCaskill, A. Illin, M. Carter, T. Glover, J. Squire, F. Chang Díaz, C. Diaz, and E. Bering, in *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, July (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2010) p. 6772.
 - [18] E. Bering, B. Longmier, M. Ballenger, C. Olsen, J. Squire, and F. Chang Díaz, in *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, AIAA-2011-1071 (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2011).
 - [19] E. A. Bering, M. Giambusso, M. Carter, A. Ilin, C. Olsen, J. P. Squire, F. Chang Díaz, and B. W. Longmier, in *AIAA SPACE 2014 Conference and Exposition* (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2014).
 - [20] A. Ando, M. Inutake, K. Hattori, M. Shibata, and Y. Kasashima, *ICRF Heating and Plasma Acceleration with an Open Magnetic Field for the Advanced Space Thruster*, [Fusion Science and Technology](#) **51**, 72 (2007).
 - [21] Y. HOSHINO, T. ISHIYAMA, A. KOMURO, K. TAKAHASHI, and A. ANDO, *Development of a 15-kW Class RF Plasma Source for VASIMR Type Space Propulsion with Magnetic Nozzle*, [Plasma and Fusion Research](#) **10**, 3406052 (2015).
 - [22] C. Charles and R. Boswell, *Current-free double-layer formation in a high-density helicon discharge*, [Applied Physics Letters](#) **82**, 1356 (2003).
 - [23] C. Charles and R. W. Boswell, *Laboratory evidence of a supersonic ion beam generated by a current-free “helicon” double-layer*, [Physics of Plasmas](#) **11**, 1706 (2004a).
 - [24] S. D. Baalrud, B. Scheiner, B. T. Yee, M. M. Hopkins, and E. Barnat, *Interaction of biased electrodes and plasmas: sheaths, double layers, and fireballs*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **29**, 053001 (2020).
 - [25] C.-G. Falthammar, *Problems related to macroscopic electric fields in the magnetosphere*, [Astrophysics and Space Science](#) **55**, 179 (1978).
 - [26] S. Iizuka, P. Michelsen, J. J. Rasmussen, R. Schrittwieser, R. Hatakeyama, K. Saeki, and N. Sato, *Dynamics of a Potential Barrier Formed on the Tail of a Moving Double Layer in a Collisionless Plasma*, [Physical Review Letters](#) **48**, 145 (1982).
 - [27] R. Boström, G. Gustafsson, B. Holback, G. Holmgren, H. Koskinen, and P. Kintner, *Characteristics of Solitary Waves and Weak Double Layers in the Magnetospheric Plasma*, [Physical Review Letters](#) **61**, 82 (1988).

-
- [28] H. E. J. Koskinen, R. Lundin, and B. Holback, *On the plasma environment of solitary waves and weak double layers*, [Journal of Geophysical Research](#) **95**, 5921 (1990).
 - [29] G. Hairapetian and R. L. Stenzel, *Particle dynamics and current - free double layers in an expanding, collisionless, two - electron - population plasma*, [Physics of Fluids B: Plasma Physics](#) **3**, 899 (1991).
 - [30] C. Charles and R. W. Boswell, *Time development of a current-free double-layer*, [Physics of Plasmas](#) **11**, 3808 (2004b).
 - [31] A. M. Keesee, E. E. Scime, C. Charles, A. Meige, and R. Boswell, *The ion velocity distribution function in a current-free double layer*, [Physics of Plasmas](#) **12**, 1 (2005).
 - [32] C. Charles, *Spatially resolved energy analyzer measurements of an ion beam on the low potential side of a current-free double-layer*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **33**, 336 (2005a).
 - [33] X. Sun, A. M. Keesee, C. Biloie, E. E. Scime, A. Meige, C. Charles, and R. W. Boswell, *Observations of ion-beam formation in a current-free double layer*, [Physical Review Letters](#) **95**, 025004 (2005).
 - [34] K. Takahashi, K. Oguni, H. Yamada, and T. Fujiwara, *Ion acceleration in a solenoid-free plasma expanded by permanent magnets*, [Physics of Plasmas](#) **15**, 084501 (2008a).
 - [35] K. Takahashi, Y. Shida, T. Fujiwara, and K. Oguni, *Supersonic Ion Beam Driven by Permanent-Magnets-Induced Double Layer in an Expanding Plasma*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **37**, 1532 (2009a).
 - [36] K. Takahashi and T. Fujiwara, *Observation of weakly and strongly diverging ion beams in a magnetically expanding plasma*, [Applied Physics Letters](#) **94**, 061502 (2009).
 - [37] K. Takahashi, Y. Shida, and T. Fujiwara, *Effects of the Magnetic Fields on Ion Beam Energy in a Magnetically Expanding Plasma*, Tech. Rep. (2010).
 - [38] M. Wiebold, Y.-T. T. Sung, and J. E. Scharer, *Experimental observation of ion beams in the Madison Helicon eXperiment*, [Physics of Plasmas](#) **18**, 063501 (2011).
 - [39] C. Charles, R. Boswell, P. Alexander, C. Costa, O. Sutherland, L. Pfitzner, R. Franzen, J. Kingwell, A. Parfitt, P.-E. Frigot, J. Gonzalez del Amo, E. Gengembre, G. Saccoccia, and R. Walker, in [42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit](#) (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2006).
 - [40] M. D. West, C. Charles, and R. W. Boswell, *Testing a Helicon Double Layer Thruster Immersed in a Space-Simulation Chamber*, [Journal of Propulsion and Power](#) **24**, 134 (2008).
 - [41] F. Chen, *Permanent Magnet Helicon Source for Ion Propulsion*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **36**, 2095 (2008).
 - [42] R. W. Boswell, E. Marsch, and C. Charles, [The Astrophysical Journal](#), Tech. Rep. 2 (2006).
 - [43] C. Charles, R. W. Boswell, and R. Hawkins, *Oblique double layers: A comparison between terrestrial and auroral measurements*, [Physical Review Letters](#) **103**, 095001 (2009).

-
- [44] C. Charles, *A review of recent laboratory double layer experiments*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **16**, R1 (2007).
 - [45] N. Singh, *Current-free double layers: A review*, [Physics of Plasmas](#) **18**, 122105 (2011).
 - [46] C. Charles, *High source potential upstream of a current-free electric double layer*, [Physics of Plasmas](#) **12**, 044508 (2005b).
 - [47] N. Plihon, P. Chabert, and C. S. Corr, *Experimental investigation of double layers in expanding plasmas*, [Physics of Plasmas](#) **14**, 013506 (2007).
 - [48] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, T. Kaneko, and R. Hatakeyama, *Measurement of the energy distribution of trapped and free electrons in a current-free double layer*, [Physics of Plasmas](#) **14**, 114503 (2007).
 - [49] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, and R. Hatakeyama, *Radial characterization of the electron energy distribution in a helicon source terminated by a double layer*, [Physics of Plasmas](#) **15**, 074505 (2008b).
 - [50] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, W. Cox, and R. Hatakeyama, *Transport of energetic electrons in a magnetically expanding helicon double layer plasma*, [Applied Physics Letters](#) **94**, 15 (2009b).
 - [51] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, and T. Fujiwara, *Electron energy distribution of a current-free double layer: Druyvesteyn theory and experiments*, [Physical Review Letters](#) **107**, 035002 (2011a).
 - [52] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, and T. Fujiwara, *Double-layer ion acceleration triggered by ion magnetization in expanding radiofrequency plasma sources*, [Applied Physics Letters](#) **97**, 141503 (2010b).
 - [53] M. Albert, *Numerical modeling of low-pressure plasmas: applications to electric double layers*, [Ph.D. thesis](#), Australian National University (2006).
 - [54] E. Ahedo, *Double-layer formation and propulsive assessment for a three-species plasma expanding in a magnetic nozzle*, [Physics of Plasmas](#) **18**, 033510 (2011).
 - [55] S. Rao and N. Singh, *Numerical simulation of current-free double layers created in a helicon plasma device*, [Physics of Plasmas](#) **19**, 093507 (2012).
 - [56] C. Charles, R. Hawkins, and R. W. Boswell, *Particle in cell simulation of a radiofrequency plasma jet expanding in vacuum*, [Applied Physics Letters](#) **106**, 093502 (2015).
 - [57] F. F. Chen, *Physical mechanism of current-free double layers*, [Physics of Plasmas](#) **13**, 034502 (2006).
 - [58] M. A. Lieberman, C. Charles, and R. W. Boswell, *A theory for formation of a low pressure, current-free double layer*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **39**, 3294 (2006).
 - [59] M. A. Lieberman and C. Charles, *Theory for formation of a low-pressure, current-free double layer*, [Physical Review Letters](#) **97**, 045003 (2006).
 - [60] C. Charles, R. W. Boswell, and M. A. Lieberman, *Xenon ion beam characterization in a helicon double layer thruster*, [Applied Physics Letters](#) **89**, 261503 (2006b).
 - [61] E. M. Aguirre, E. E. Scime, D. S. Thompson, and T. N. Good, *Spatial structure of ion beams in an expanding plasma*, [Physics of Plasmas](#) **24**, 123510 (2017).

-
- [62] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, M. A. Lieberman, and R. Hatakeyama, *Characterization of the temperature of free electrons diffusing from a magnetically expanding current-free double layer plasma*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **43**, 162001 (2010c).
- [63] C. Charles and R. Boswell, *Effect of Exhaust Magnetic Field in a Helicon Double-Layer Thruster Operating in Xenon*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **36**, 2141 (2008).
- [64] S. Cho, *The resistance peak of helicon plasmas at low magnetic fields*, [Physics of Plasmas](#) **13**, 033504 (2006).
- [65] T. Lafleur, C. Charles, and R. W. Boswell, *Ion beam formation in a very low magnetic field expanding helicon discharge*, [Physics of Plasmas](#) **17**, 043505 (2010).
- [66] J. Ling, M. D. West, T. Lafleur, C. Charles, and R. W. Boswell, *Thrust measurements in a low-magnetic field high-density mode in the helicon double layer thruster*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **43**, 305203 (2010).
- [67] T. Lafleur, C. Charles, and R. W. Boswell, *Characterization of a helicon plasma source in low diverging magnetic fields*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **44**, 055202 (2011a).
- [68] T. Harle, S. J. Pottinger, and V. J. Lappas, *Helicon double layer thruster operation in a low magnetic field mode*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **22**, 015015 (2013).
- [69] C. Charles, R. W. Boswell, W. Cox, R. Laine, and P. MacLellan, *Magnetic steering of a helicon double layer thruster*, [Applied Physics Letters](#) **93**, 201501 (2008).
- [70] K. Takahashi, Y. Takao, and A. Ando, *Low-magnetic-field enhancement of thrust imparted by a stepped-diameter and downstream-gas-injected rf plasma thruster*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **28**, 085014 (2019).
- [71] T. Lafleur, C. Charles, and R. W. Boswell, *Characterization of the ion beam formed in a low magnetic field helicon mode*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **44**, 145204 (2011b).
- [72] T. Lafleur, C. Charles, and R. W. Boswell, *Electron temperature characterization and power balance in a low magnetic field helicon mode*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **44**, 185204 (2011c).
- [73] A. Fruchtman, *Electric Field in a Double Layer and the Imparted Momentum*, [Physical Review Letters](#) **96**, 065002 (2006).
- [74] E. Ahedo and M. Merino, *Two-dimensional supersonic plasma acceleration in a magnetic nozzle*, [Physics of Plasmas](#) **17**, 073501 (2010).
- [75] D. G. Chavers, F. R. Chang-Diaz, C. Irvine, and J. P. Squire, *Momentum and Heat Flux Measurements Using an Impact Target in Flowing Plasma*, [Journal of Propulsion and Power](#) **22**, 637 (2006).
- [76] K. Takahashi, T. Lafleur, C. Charles, P. Alexander, R. W. Boswell, M. Perren, R. Laine, S. Pottinger, V. Lappas, T. Harle, and D. Lamprou, *Direct thrust measurement of a permanent magnet helicon double layer thruster*, [Applied Physics Letters](#) **98**, 141503 (2011b).

-
- [77] S. Pottinger, V. Lappas, C. Charles, and R. Boswell, *Performance characterization of a helicon double layer thruster using direct thrust measurements*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **44**, 235201 (2011).
- [78] T. Lafleur, K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell, *Direct thrust measurements and modelling of a radio-frequency expanding plasma thruster*, [Physics of Plasmas](#) **18**, 080701 (2011d).
- [79] L. Williams and M. Walker, in *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2011) pp. 2011–5893.
- [80] T. NAKAMURA, H. NISHIDA, S. SHINOHARA, I. FUNAKI, T. TANIKAWA, and T. HADA, *Preliminary Investigation of Electromagnetic Thrust Characteristics in Electrodeless Compact Helicon Plasma Thruster*, [TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, AEROSPACE TECHNOLOGY JAPAN](#) **12**, Po_1_1 (2014).
- [81] K. Takahashi, T. Lafleur, C. Charles, P. Alexander, and R. W. Boswell, *Electron diamagnetic effect on axial force in an expanding plasma: Experiments and theory*, [Physical Review Letters](#) **107**, 235001 (2011c).
- [82] Y. Zhang, C. Charles, and R. Boswell, *Measurement of bi-directional ion acceleration along a convergent-divergent magnetic nozzle*, [Applied Physics Letters](#) **108**, 104101 (2016a).
- [83] K. Takahashi, Y. Takao, and A. Ando, *Thrust imparted by a stepped-diameter magnetic nozzle rf plasma thruster*, [Applied Physics Letters](#) **113**, 034101 (2018a).
- [84] E. Ahedo and J. Navarro-Cavallé, *Helicon thruster plasma modeling: Two-dimensional fluid-dynamics and propulsive performances*, [Physics of Plasmas](#) **20**, 043512 (2013).
- [85] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, and A. Ando, *Demonstrating a new technology for space debris removal using a bi-directional plasma thruster*, [Scientific Reports](#) **8**, 14417 (2018b).
- [86] B. R. Roberson, R. Winglee, and J. Prager, *Enhanced diamagnetic perturbations and electric currents observed downstream of the high power helicon*, [Physics of Plasmas](#) **18**, 053505 (2011).
- [87] M. Merino and E. Ahedo, *Effect of the plasma-induced magnetic field on a magnetic nozzle*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **25**, 045012 (2016).
- [88] K. Takahashi, A. Chiba, A. Komuro, and A. Ando, *Experimental identification of an azimuthal current in a magnetic nozzle of a radiofrequency plasma thruster*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **25**, 055011 (2016a).
- [89] A. Fruchtman, K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell, *A magnetic nozzle calculation of the force on a plasma*, [Physics of Plasmas](#) **19**, 033507 (2012).
- [90] K. Takahashi, A. Chiba, A. Komuro, and A. Ando, *Axial momentum lost to a lateral wall of a helicon plasma source*, [Physical Review Letters](#) **114**, 195001 (2015a).
- [91] K. Takahashi and A. Ando, *Enhancement of axial momentum lost to the radial wall by the upstream magnetic field in a helicon source*, [Plasma Physics and Controlled Fusion](#) **59**, 054007 (2017a).

-
- [92] T. Laffleur, *Helicon plasma thruster discharge model*, [Physics of Plasmas](#) **21**, 043507 (2014).
 - [93] K. Takahashi, T. Sugawara, and A. Ando, *Spatially- and vector-resolved momentum flux lost to a wall in a magnetic nozzle rf plasma thruster*, [Scientific Reports](#) **10**, 1061 (2020a).
 - [94] K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell, *Approaching the Theoretical Limit of Diamagnetic-Induced Momentum in a Rapidly Diverging Magnetic Nozzle*, [Physical Review Letters](#) **110**, 195003 (2013a).
 - [95] K. Takahashi, A. Komuro, and A. Ando, *Operating a magnetic nozzle helicon thruster with strong magnetic field*, [Physics of Plasmas](#) **23**, 033505 (2016b).
 - [96] Y. Zhang, C. Charles, and R. Boswell, *Effect of radial plasma transport at the magnetic throat on axial ion beam formation*, [Physics of Plasmas](#) **23**, 083515 (2016b).
 - [97] E. Ahedo and M. Merino, *On plasma detachment in propulsive magnetic nozzles*, [Physics of Plasmas](#) **18**, 053504 (2011).
 - [98] E. Ahedo and M. Merino, *Two-dimensional plasma expansion in a magnetic nozzle: Separation due to electron inertia*, [Physics of Plasmas](#) **19**, 083501 (2012).
 - [99] M. Merino and E. Ahedo, *Plasma detachment in a propulsive magnetic nozzle via ion demagnetization*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **23**, 032001 (2014).
 - [100] A. Fruchtman, G. Makrinich, P. Chabert, and J. M. Rax, *Enhanced plasma transport due to neutral depletion*, [Physical Review Letters](#) **95**, 115002 (2005).
 - [101] A. Fruchtman, G. Makrinich, J.-L. Raimbault, L. Liard, J.-M. Rax, and P. Chabert, *Neutral depletion versus repletion due to ionization*, [Physics of Plasmas](#) **15**, 057102 (2008).
 - [102] A. Fruchtman, *Neutral Depletion in a Collisionless Plasma*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **36**, 403 (2008).
 - [103] A. Fruchtman, *Neutral gas depletion in low temperature plasma*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **50**, 473002 (2017).
 - [104] K. Takahashi, Y. Takao, and A. Ando, *Neutral-depletion-induced axially asymmetric density in a helicon source and imparted thrust*, [Applied Physics Letters](#) **108**, 074103 (2016c).
 - [105] K. Takahashi, Y. Takao, and A. Ando, *Modifications of plasma density profile and thrust by neutral injection in a helicon plasma thruster*, [Applied Physics Letters](#) **109**, 194101 (2016d).
 - [106] K. Takahashi, C. Charles, and R. W. Boswell, *発散磁場配位下 RF プラズマ中の無電流ダブルレイヤー*, [Journal of Plasma and Fusion Research](#) **88**, 220 (2012).
 - [107] K. Takahashi, T. Sugawara, H. Akahoshi, Y. Takao, and A. Ando, *Development of a momentum vector measurement instrument in steady-state plasmas*, [AIP Advances](#) **8**, 105117 (2018c).
 - [108] K. Takahashi, T. Sugawara, and A. Ando, *Spatial measurement of axial and radial momentum fluxes of a plasma expanding in a magnetic nozzle*, [New Journal of Physics](#) **22**, 073034 (2020b).

-
- [109] K. Takahashi, T. Sugawara, and A. Ando, *Modification of momentum flux lost to a radial wall of a helicon source by neutral injection*, [Physics of Plasmas](#) **27**, 064504 (2020c).
 - [110] J. P. Sheehan, B. W. Longmier, E. A. Bering, C. S. Olsen, J. P. Squire, M. G. Ballenger, M. D. Carter, L. D. Cassady, F. R. Chang Díaz, T. W. Glover, and A. V. Ilin, *Temperature gradients due to adiabatic plasma expansion in a magnetic nozzle*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **23**, 045014 (2014).
 - [111] J. M. Little, *PhD Dissertation*, Ph.D. thesis, Princeton University (2015).
 - [112] J. M. Little and E. Y. Choueiri, *Electron Cooling in a Magnetically Expanding Plasma*, [Physical Review Letters](#) **117**, 225003 (2016).
 - [113] Y. Zhang, C. Charles, and R. Boswell, *Thermodynamic Study on Plasma Expansion along a Divergent Magnetic Field*, [Physical Review Letters](#) **116**, 025001 (2016c).
 - [114] Y. Zhang, C. Charles, and R. Boswell, *A POLYTROPIC MODEL FOR SPACE AND LABORATORY PLASMAS DESCRIBED BY BI-MAXWELLIAN ELECTRON DISTRIBUTIONS*, [The Astrophysical Journal](#) **829**, 10 (2016d).
 - [115] M. Martinez-Sanchez, J. Navarro-Cavallé, and E. Ahedo, *Electron cooling and finite potential drop in a magnetized plasma expansion*, [Physics of Plasmas](#) **22**, 053501 (2015).
 - [116] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, second ed. ed. (Plenum Press, New York, 1974).
 - [117] M. Merino, J. Mauriño, and E. Ahedo, *Kinetic electron model for plasma thruster plumes*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **27**, 035013 (2018).
 - [118] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, and A. Ando, *Adiabatic Expansion of Electron Gas in a Magnetic Nozzle*, [Physical Review Letters](#) **120**, 045001 (2018d).
 - [119] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, and A. Ando, *Thermodynamic Analogy for Electrons Interacting with a Magnetic Nozzle*, [Physical Review Letters](#) **125**, 165001 (2020d).
 - [120] T. Lafleur, F. Cannat, J. Jarrige, P. Q. Elias, and D. Packan, *Electron dynamics and ion acceleration in expanding-plasma thrusters*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **24**, 065013 (2015).
 - [121] A. V. Arefiev and B. N. Breizman, *Ambipolar acceleration of ions in a magnetic nozzle*, [Physics of Plasmas](#) **15**, 042109 (2008).
 - [122] B. W. Longmier, E. A. Bering, M. D. Carter, L. D. Cassady, W. J. Chancery, F. R. C. Díaz, T. W. Glover, N. Hershkowitz, A. V. Ilin, G. E. McCaskill, C. S. Olsen, and J. P. Squire, *Ambipolar ion acceleration in an expanding magnetic nozzle*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **20**, 015007 (2011).
 - [123] J. Y. Kim, K. S. Chung, S. Kim, J. H. Ryu, K.-J. Chung, and Y. S. Hwang, *Thermodynamics of a magnetically expanding plasma with isothermally behaving confined electrons*, [New Journal of Physics](#) **20**, 063033 (2018).
 - [124] J. Y. Kim, J. Y. Jang, K. S. Chung, K.-J. Chung, and Y. S. Hwang, *Time-dependent kinetic analysis of trapped electrons in a magnetically expanding plasma*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **28**, 07LT01 (2019).

- [125] V. Godyak, *Hot plasma effects in gas discharge plasma*, [Physics of Plasmas](#) **12**, 055501 (2005).
- [126] A. V. Arefiev and B. N. Breizman, *Magnetohydrodynamic scenario of plasma detachment in a magnetic nozzle*, [Physics of Plasmas](#) **12**, 043504 (2005).
- [127] C. A. Deline, R. D. Bengtson, B. N. Breizman, M. R. Tushentsov, J. E. Jones, D. G. Chavers, C. C. Dobson, and B. M. Schuettelpelz, *Plume detachment from a magnetic nozzle*, [Physics of Plasmas](#) **16**, 033502 (2009).
- [128] B. N. Breizman, M. R. Tushentsov, and A. V. Arefiev, *Magnetic nozzle and plasma detachment model for a steady-state flow*, [Physics of Plasmas](#) **15**, 057103 (2008).
- [129] K. Terasaka, S. Yoshimura, K. Ogiwara, M. Aramaki, and M. Y. Tanaka, *Experimental studies on ion acceleration and stream line detachment in a diverging magnetic field*, [Physics of Plasmas](#) **17**, 072106 (2010).
- [130] K. Takahashi, Y. Itoh, and T. Fujiwara, *Operation of a permanent-magnets- expanding plasma source connected to a large-volume diffusion chamber*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **44**, 015204 (2011d).
- [131] C. S. Olsen, M. G. Ballenger, M. D. Carter, F. R. Chang Diaz, M. Giambusso, T. W. Glover, A. V. Ilin, J. P. Squire, B. W. Longmier, E. A. Bering, and P. A. Cloutier, *Investigation of Plasma Detachment From a Magnetic Nozzle in the Plume of the VX-200 Magnetoplasma Thruster*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **43**, 252 (2015).
- [132] J. M. Little and E. Y. Choueiri, *Electron Demagnetization in a Magnetically Expanding Plasma*, [Physical Review Letters](#) **123**, 145001 (2019).
- [133] B. Schuettelpelz, Z. Li, and J. Cassibry, in *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2006).
- [134] K. Takahashi and A. Ando, *Laboratory Observation of a Plasma-Flow-State Transition from Diverging to Stretching a Magnetic Nozzle*, [Physical Review Letters](#) **118**, 225002 (2017b).
- [135] K. Takahashi, *Helicon-type radiofrequency plasma thrusters and magnetic plasma nozzles*, [Reviews of Modern Plasma Physics](#) **3**, 3 (2019).
- [136] K. Takahashi, Y. Takao, and A. Ando, *Increased Thrust-to-Power Ratio of a Stepped-Diameter Helicon Plasma Thruster with Krypton Propellant*, [Journal of Propulsion and Power](#) **54**, 1 (2020e).
- [137] C. Charles, K. Takahashi, and R. W. Boswell, *Axial force imparted by a conical radiofrequency magneto-plasma thruster*, [Applied Physics Letters](#) **100**, 113504 (2012).
- [138] S. Tonooka, I. Funaki, T. Matsuoka, S. Iwabuchi, T. Nakamura, S. Shinohara, and H. Nishida, in *The 33rd International Electric Propulsion Conference* (2013).
- [139] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell, and A. Ando, *Performance improvement of a permanent magnet helicon plasma thruster*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **46**, 352001 (2013b).
- [140] D. Kuwahara, Y. Koyama, S. Otsuka, T. Ishii, H. Ishii, H. Fujitsuka, S. Waseda, and S. Shinohara, *Development of Direct Thrust Measurement System for the Completely Electrodeless Helicon Plasma Thruster*, [Plasma and Fusion Research](#) **9**, 3406025 (2014).

-
- [141] K. Takahashi, A. Chiba, and A. Ando, *Modifications of wave and plasma structures by a mechanical aperture in a helicon plasma thruster*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **23**, 064005 (2014a).
 - [142] K. Takahashi, A. Komuro, and A. Ando, *Effect of source diameter on helicon plasma thruster performance and its high power operation*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **24**, 055004 (2015b).
 - [143] K. Takahashi, A. Komuro, and A. Ando, *Measurement of plasma momentum exerted on target by a small helicon plasma thruster and comparison with direct thrust measurement*, [Review of Scientific Instruments](#) **86**, 023505 (2015c).
 - [144] S. Ito, T. Nakamura, H. Nishida, and S. Shinohara, in *34th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-2015-412/ISTS-2015-b-412 (Kobe, Japan, 2015).
 - [145] F. Trezzolani, M. Manente, E. Toson, A. Selmo, M. Magarotto, D. Moretto, P. D. Carlo, D. Melazzi, and D. Pavarin, in *The 35th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-2017-519 (Georgia, USA, 2017).
 - [146] Y. Oshio, T. Shimada, and H. Nishida, in *The 35th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-2017-344 (Atlanta, Georgia, USA, 2017) pp. 1–8.
 - [147] D. Kuwahara, S. Shinohara, and K. Yano, *Thrust characteristics of high-density helicon plasma using argon and xenon gases*, [Journal of Propulsion and Power](#) **33**, 420 (2017).
 - [148] T. Furukawa, K. Takizawa, D. Kuwahara, and S. Shinohara, *Study on electromagnetic plasma propulsion using rotating magnetic field acceleration scheme*, [Physics of Plasmas](#) **24**, 043505 (2017).
 - [149] J. Navarro-Cavallé, M. Wijnen, P. Fajardo, and E. Ahedo, *Experimental characterization of a 1 kW Helicon Plasma Thruster*, [Vacuum](#) **149**, 69 (2018).
 - [150] K. Polzin, A. Martin, J. Little, C. Promislow, B. Jorns, and J. Woods, *State-of-the-Art and Advancement Paths for Inductive Pulsed Plasma Thrusters*, [Aerospace](#) **7**, 105 (2020).
 - [151] C. L. Dailey and R. H. Lovberg, *Current Sheet Structure in an Inductive-Impulsive Plasma Accelerator*, [AIAA Journal](#) **10**, 125 (1972).
 - [152] R. G. Jahn and F. A. Lyman, *McGraw-Hill 32244T*, Vol. 36 (McGraw-Hill 32244T, 1968) p. 655.
 - [153] K. A. Polzin, *Comprehensive Review of Planar Pulsed Inductive Plasma Thruster Research and Technology*, [Journal of Propulsion and Power](#) **27**, 513 (2011).
 - [154] A. K. Martin, *Performance scaling of inductive pulsed plasma thrusters with coil angle and pulse rate*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **49**, 025201 (2016).
 - [155] C. L. Dailey and R. H. Lovberg, *The PIT MkV pulsed inductive thruster*, Tech. Rep. (NASA Contractor Report, 1993).
 - [156] A. Martin and R. Eskridge, *Electrical coupling efficiency of inductive plasma accelerators*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **38**, 4168 (2005).
 - [157] P. G. Mikellides and C. Neilly, *Modeling and Performance Analysis of the Pulsed Inductive Thruster*, [Journal of Propulsion and Power](#) **23**, 51 (2007).

-
- [158] K. A. Polzin, A. D. Sivak, and J. V. Balla, *Effect of an additional parallel capacitor on pulsed inductive plasma accelerator performance*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **40**, 1190 (2012).
- [159] E. Y. Choueiri and K. A. Polzin, *Faraday Acceleration with Radio-Frequency Assisted Discharge*, [Journal of Propulsion and Power](#) **22**, 611 (2006).
- [160] A. K. Hallock, E. Y. Choueiri, K. A. Polzin, K. A. Hallock, E. Y. Choueiri, K. A. Polzin, A. K. Hallock, E. Y. Choueiri, K. A. Polzin, K. A. Hallock, E. Y. Choueiri, K. A. Polzin, A. K. Hallock, E. Y. Choueiri, and K. A. Polzin, in *The 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, IEPC-2007-165* (2007) pp. 1–10.
- [161] A. Hallock, E. Choueiri, and K. Polzin, in *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, AIAA2008-5201 (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, Virginia, 2008).
- [162] A. K. Hallock, A. K. Martin, K. A. Polzin, A. C. Kimberlin, and R. H. Eskridge, *Single- and Repetitive-Pulse Conical Theta-Pinch Inductive Pulsed Plasma Thruster Performance*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **43**, 433 (2015).
- [163] S. Shinohara, H. Nishida, T. Tanikawa, T. Hada, I. Funaki, and K. P. Shamrai, *Development of Electrodeless Plasma Thrusters With High-Density Helicon Plasma Sources*, [IEEE Transactions on Plasma Science](#) **42**, 1245 (2014).
- [164] D. Kuwahara, S. Shinohara, T. Ishii, S. Otsuka, T. Nakagawa, K. Kishi, M. Sakata, E. Tanaka, H. Iwaya, K. Takizawa, Y. Tanida, T. Naito, and K. Yano, *High-Density Helicon Plasma Thrusters Using Electrodeless Acceleration Schemes*, [Transactions of JSASS Aerospace Technology Japan](#) **14**, Pb_117 (2016).
- [165] S. Shinohara, D. Kuwahara, T. Furukawa, S. Nishimura, T. Yamase, Y. Ishigami, H. Horita, A. Igarashi, and S. Nishimoto, *Development of featured high-density helicon sources and their application to electrodeless plasma thruster*, [Plasma Physics and Controlled Fusion](#) **61**, 014017 (2019).
- [166] K. Yaginuma, H. Koizumi, and K. Komurasaki, *Fundamental Experiment of Radio Frequency Inductive Plasma Accelerator with Low-Aspect Ratio RF-Plasma*, [Journal of IAPS](#) **23**, 1 (2015).
- [167] K. Yaginuma, *Experimental Study on Electromagnetic Inductive Acceleration of RF plasma for Electrodeless Propulsion System*, Ph.D. thesis, The University of Tokyo (2019).
- [168] K. Yaginuma, H. Kurashige, H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, *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*, [Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Science](#) **67**, 25 (2019).
- [169] A. Tatsuno, K. Yaginuma, H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, in *The 36th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-2019-537 (Vienna, Austria, 2019).
- [170] R. D. Milroy, *A numerical study of rotating magnetic fields as a current drive for field reversed configurations*, [Physics of Plasmas](#) **6**, 2771 (1999).

-
- [171] H. Nishida, T. Nakamura, S. Shinohara, M. Takeshi, F. Ikkoh, T. Takao, H. Tohru, and K. P. Shamrai, *Study of Proof-of-Principle of Lissajous Acceleration for Electrodeless Helicon Plasma Thruster*, *Frontier of Applied Plasma Technology* **5**, 67 (2012).
 - [172] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics* (IOP Publishing Ltd., London, 1995).
 - [173] V. A. Godyak and B. M. Alexandrovich, *Comparative analyses of plasma probe diagnostics techniques*, *Journal of Applied Physics* **118**, 233302 (2015).
 - [174] K. a. Polzin, K. a. Polzin, E. Y. Choueiri, and E. Y. Choueiri, *Design Rules for High-Performance FARAD Thrusters*, *Proceedings of the International Electric Propulsion Conference 2005 (IEPC05)*, 1 (2005).
 - [175] Y. Yamakawa, M. Takahashi, and N. Ohnishi, in *The 36th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-2019-A-573 (Vienna, Austria, 2019).
 - [176] T. Edlington, R. Martin, and T. Pinfold, *MAST magnetic diagnostics*, *Review of Scientific Instruments* **72**, 421 (2001).
 - [177] D. C. Black and R. M. Mayo, *High sensitivity, inductively coupled miniature magnetic probe array for detailed measurement of time varying magnetic field profiles in plasma flows*, *Review of Scientific Instruments* **67**, 1508 (1996).
 - [178] S. H. Saw, M. Akel, P. C. K. Lee, S. T. Ong, S. N. Mohamad, F. D. Ismail, N. D. Nawi, K. Devi, R. M. Sabri, A. H. Baijan, J. Ali, and S. Lee, *Magnetic Probe Measurements in INTI Plasma Focus to Determine Dependence of Axial Speed with Pressure in Neon*, *Journal of Fusion Energy* **31**, 411 (2012).
 - [179] P. Y. Peterson, A. D. Gallimore, and J. M. Haas, *An experimental investigation of the internal magnetic field topography of an operating Hall thruster*, *Physics of Plasmas* **9**, 4354 (2002).
 - [180] M. Lau and G. Herdrich, *Plasma diagnostic with inductive probes in the discharge channel of a pulsed plasma thruster*, *Vacuum* **110**, 165 (2014).
 - [181] H. Koizumi, R. Noji, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, *Plasma acceleration processes in an ablative pulsed plasma thruster*, *Physics of Plasmas* **14**, 033506 (2007).
 - [182] R. L. Stenzel and J. M. Urrutia, *Helicons in Unbounded Plasmas*, *Physical Review Letters* **114**, 1 (2015).
 - [183] K. Takahashi, S. Takayama, A. Komuro, and A. Ando, *Standing Helicon Wave Induced by a Rapidly Bent Magnetic Field in Plasmas*, *Physical Review Letters* **116**, 135001 (2016e).
 - [184] T. Furukawa, K. Shimura, D. Kuwahara, and S. Shinohara, *Verification of azimuthal current generation employing a rotating magnetic field plasma acceleration method in an open magnetic field configuration*, *Physics of Plasmas* **26**, 033505 (2019).
 - [185] R. L. Stenzel, *Whistler modes excited by magnetic antennas: A review*, *Physics of Plasmas* **26**, 10.1063/1.5097852 (2019).
 - [186] H. Takahashi, S. Sakakibara, Y. Kubota, and H. Yamada, *Magnetic probe construction using thick-film technology*, *Review of Scientific Instruments* **72**, 3249 (2001).

-
- [187] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics* (Cambridge University Press, 1987).
 - [188] K. A. Polzin, C. S. Hill, P. J. Turchi, R. L. Burton, S. Messer, R. H. Lovberg, and A. K. Hallock, *Recommended Practice for Use of Inductive Magnetic Field Probes in Electric Propulsion Testing*, [Journal of Propulsion and Power](#) **33**, 659 (2017).
 - [189] 関根北斗, 無電極電気推進機のプラズマ電磁誘導加速過程に関する研究, Ph.D. thesis, The University of Tokyo (2018).
 - [190] M. P. Reilly, W. Lewis, and G. H. Miley, *Magnetic field probes for use in radio frequency plasma*, [Review of Scientific Instruments](#) **80**, 053508 (2009).
 - [191] T. E. Markusic, *Current Sheet Canting in Pulsed Electromagnetic Accelerators*, Ph.D. thesis, Princeton University (2002).
 - [192] C. M. Franck, O. Grulke, and T. Klinger, *Magnetic fluctuation probe design and capacitive pickup rejection*, [Review of Scientific Instruments](#) **73**, 3768 (2002).
 - [193] T. E. Sheridan, *How big is a small Langmuir probe?*, [Physics of Plasmas](#) **7**, 3084 (2000).
 - [194] J. F. Caneses and B. Blackwell, *RF compensation of double Langmuir probes: modelling and experiment*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **24**, 035024 (2015).
 - [195] A. Schwabedissen, E. C. Benck, and J. R. Roberts, *Langmuir probe measurements in an inductively coupled plasma source*, [Physical Review E](#) **55**, 3450 (1997).
 - [196] I. D. Sudit and F. F. Chen, *RF compensated probes for high-density discharges*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **3**, 162 (1994).
 - [197] R. B. Lobbia and B. E. Beal, *Recommended Practice for Use of Langmuir Probes in Electric Propulsion Testing*, [Journal of Propulsion and Power](#) **33**, 566 (2017).
 - [198] V. Godyak, *Plasma phenomena in inductive discharges*, [Plasma Physics and Controlled Fusion](#) **45**, A399 (2003).
 - [199] H. AMEMIYA, M. WADA, H. TOYODA, K. NAKAMURA, A. ANDO, K. UEHARA, K.-i. OYAMA, O. SAKAI, and K. TACHIBANA, *Probe Measurements: Fundamentals to Advanced Applications*, [Journal of Plasma and Fusion Research](#) **81**, 482 (2005).
 - [200] M. Hudis and L. M. Lidsky, *Directional Langmuir Probe*, [Journal of Applied Physics](#) **41**, 5011 (1970).
 - [201] K. Chung, I. H. Hutchinson, B. LaBombard, and R. W. Conn, *Plasma flow measurements along the presheath of a magnetized plasma*, [Physics of Fluids B: Plasma Physics](#) **1**, 2229 (1989).
 - [202] J. L. Kline, E. E. Scime, R. F. Boivin, A. M. Keesee, X. Sun, and V. S. Mikhailenko, *rf Absorption and Ion Heating in Helicon Sources*, [Physical Review Letters](#) **88**, 195002 (2002).
 - [203] S. A. Cohen, N. S. Siefert, S. Stange, R. F. Boivin, E. E. Scime, and F. M. Levinton, *Ion acceleration in plasmas emerging from a helicon-heated magnetic-mirror device*, [Physics of Plasmas](#) **10**, 2593 (2003).

-
- [204] K. Takahashi, A. Komuro, and A. Ando, *Low-pressure, high-density, and supersonic plasma flow generated by a helicon magnetoplasma dynamic thruster*, [Applied Physics Letters](#) **105**, 193503 (2014b).
 - [205] I. H. Hutchinson, *The invalidity of a Mach probe model*, [Physics of Plasmas](#) **9**, 1832 (2002).
 - [206] J. Yoo, M. Yamada, H. Ji, and C. E. Myers, *Observation of Ion Acceleration and Heating during Collisionless Magnetic Reconnection in a Laboratory Plasma*, [Physical Review Letters](#) **110**, 215007 (2013).
 - [207] Y. Oshio, T. Shimada, and H. Nishida, *Experimental investigation of optimal positional relation between RF antenna and magnetic cusp for thrust performance of RF plasma thruster*, [International Journal of Space Science and Engineering](#) **5**, 43 (2018).
 - [208] H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, *Electrostatic ion acceleration in an inductive radio-frequency plasma thruster*, [Physics of Plasmas](#) **27**, 103513 (2020).
 - [209] V. I. Kolobov and D. J. Economou, *The anomalous skin effect in gas discharge plasmas*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **6**, R1 (1997).
 - [210] G. Cunge, B. Crowley, D. Vender, and M. M. Turner, *Anomalous skin effect and collisionless power dissipation in inductively coupled discharges*, [Journal of Applied Physics](#) **89**, 3580 (2001).
 - [211] C. Boniface, L. Garrigues, G. J. M. Hagelaar, J. P. Boeuf, D. Gawron, and S. Mazouffre, *Anomalous cross field electron transport in a Hall effect thruster*, [Applied Physics Letters](#) **89**, 161503 (2006).
 - [212] J.-P. Boeuf and B. Chaudhury, *Rotating Instability in Low-Temperature Magnetized Plasmas*, [Physical Review Letters](#) **111**, 155005 (2013).
 - [213] K. Hiramoto, Y. Nakagawa, H. Koizumi, and Y. Takao, *Effects of $E \times B$ drift on electron transport across the magnetic field in a miniature microwave discharge neutralizer*, [Physics of Plasmas](#) **24**, 064504 (2017).
 - [214] S. Janhunen, A. Smolyakov, O. Chapurin, D. Sydorenko, I. Kaganovich, and Y. Raitses, *Nonlinear structures and anomalous transport in partially magnetized $E \times B$ plasmas*, [Physics of Plasmas](#) **25**, 011608 (2018).
 - [215] J. Carlsson, I. Kaganovich, A. Powis, Y. Raitses, I. Romadanov, and A. Smolyakov, *Particle-in-cell simulations of anomalous transport in a Penning discharge*, [Physics of Plasmas](#) **25**, 061201 (2018).
 - [216] R. Kawashima, K. Hara, and K. Komurasaki, *Numerical analysis of azimuthal rotating spokes in a crossed-field discharge plasma*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **27**, 035010 (2018).
 - [217] O. Koshkarov, A. Smolyakov, Y. Raitses, and I. Kaganovich, *Self-Organization, Structures, and Anomalous Transport in Turbulent Partially Magnetized Plasmas with Crossed Electric and Magnetic Fields*, [Physical Review Letters](#) **122**, 185001 (2019).
 - [218] E. Rodríguez, V. Skoutnev, Y. Raitses, A. Powis, I. Kaganovich, and A. Smolyakov, *Boundary-induced effect on the spoke-like activity in $E \times B$ plasma*, [Physics of Plasmas](#) **26**, 053503 (2019).

-
- [219] J.-P. Boeuf and M. Takahashi, *Rotating Spokes, Ionization Instability, and Electron Vortices in Partially Magnetized $E \times B$ Plasmas*, [Physical Review Letters](#) **124**, 185005 (2020).
 - [220] G. Narasimhan and C. Steinbrüchel, *Analysis of Langmuir probe data: Analytical parametrization, and the importance of the end effect*, [Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films](#) **19**, 376 (2001).
 - [221] J. R. Sanmartin, *Theory of a Probe in a Strong Magnetic Field*, [Physics of Fluids](#) **13**, 103 (1970).
 - [222] D. Batani, S. Alba, P. Lombardi, and A. Galassi, *Use of Langmuir probes in a weakly ionized, steady-state plasma with strong magnetic field*, [Review of Scientific Instruments](#) **68**, 4043 (1997).
 - [223] V. A. Godyak and V. I. Demidov, *Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: What can we measure and how can we achieve reliable results?*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **44**, 233001 (2011).
 - [224] J. P. Sheehan, Y. Raitses, N. Hershkowitz, and M. McDonald, *Recommended Practice for Use of Emissive Probes in Electric Propulsion Testing*, [Journal of Propulsion and Power](#) **33**, 614 (2017).
 - [225] V. Skoutnev, P. Dourbal, E. Rodríguez, and Y. Raitses, *Fast sweeping probe system for characterization of spokes in $E \times B$ discharges*, [Review of Scientific Instruments](#) **89**, 123501 (2018).
 - [226] M. A. Lieberman, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, 2005).
 - [227] J. Egedal, W. Fox, N. Katz, M. Porkolab, K. Reim, and E. Zhang, *Laboratory Observations of Spontaneous Magnetic Reconnection*, [Physical Review Letters](#) **98**, 015003 (2007).
 - [228] K. Polzin, *Faraday accelerator with radio-frequency assisted discharge (FARAD)*, [Ph.D. thesis](#), Princeton University (2006).
 - [229] J. Yoo, B. Na, J. Jara-Almonte, M. Yamada, H. Ji, V. Roytershteyn, M. R. Argall, W. Fox, and L.-J. Chen, *Electron heating and energy inventory during asymmetric reconnection in a laboratory plasma*, [Journal of Geophysical Research: Space Physics](#) **122**, 9264 (2017).
 - [230] R. W. Boswell, K. Takahashi, C. Charles, and I. D. Kaganovich, *Non-local electron energy probability function in a plasma expanding along a magnetic nozzle*, [Frontiers in Physics](#) **3**, 1 (2015).
 - [231] C. Charles, R. Boswell, and K. Takahashi, *Boltzmann expansion in a radiofrequency conical helicon thruster operating in xenon and argon*, [Applied Physics Letters](#) **102**, 223510 (2013).
 - [232] K. K. Barada, P. K. Chattopadhyay, J. Ghosh, Y. C. Saxena, and D. Bora, *Wall charging of a helicon antenna wrapped plasma filled dielectric tube*, [Physics of Plasmas](#) **22**, 013507 (2015).
 - [233] A. Bennet, C. Charles, and R. W. Boswell, *Field-aligned Boltzmann electric triple layer in a low-pressure expanding plasma*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **28**, 06LT01 (2019).

-
- [234] C. J. Chen, *Anomalous Diffusion and Instabilities of an Argon Plasma in a Strong Magnetic Field*, [Journal of Applied Physics](#) **37**, 419 (1966).
- [235] M. J. Burin, G. R. Tynan, G. Y. Antar, N. A. Crocker, and C. Holland, *On the transition to drift turbulence in a magnetized plasma column*, [Physics of Plasmas](#) **12**, 052320 (2005).
- [236] B. Wachs and B. Jorns, *Background pressure effects on ion dynamics in a low-power magnetic nozzle thruster*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **29**, 045002 (2020).
- [237] P. Chabert, J. Arancibia Monreal, J. Bredin, L. Popelier, and A. Aanesland, *Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil*, [Physics of Plasmas](#) **19**, 073512 (2012).
- [238] A. Verma, A. Ganguli, D. Sahu, R. Narayanan, and R. D. Tarey, *Thrust evaluation of compact ECR plasma source using 2-zone global model and plasma measurements*, [Plasma Sources Science and Technology](#) **29**, 085007 (2020).
- [239] D. Mathur and C. Badrinathan, *Ionization of xenon by electrons: Partial cross sections for single, double, and triple ionization*, [Physical Review A](#) **35**, 1033 (1987).
- [240] M. Hayashi, *Luminous layers in the prebreakdown region of low pressure noble gases*, [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **15**, 1411 (1982).
- [241] M. Hayashi, *Determination of electron-xenon total excitation cross-sections, from threshold to 100 eV, from experimental values of Townsend's α* , [Journal of Physics D: Applied Physics](#) **16**, 581 (1983).
- [242] J. S. Miller, S. H. Pullins, D. J. Levandier, Y.-h. Chiu, and R. A. Dressler, *Xenon charge exchange cross sections for electrostatic thruster models*, [Journal of Applied Physics](#) **91**, 984 (2002).
- [243] S. J. Hall, B. A. Jorns, A. D. Gallimore, and D. M. Goebel, *Operation of a High-Power Nested Hall Thruster with Reduced Cathode Flow Fraction*, [Journal of Propulsion and Power](#) **36**, 912 (2020).

Appendix A 電子電流の解析的表現

電子流体の運動方程式は

$$m_e n \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -en(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \mathbf{P}_e + en\eta \mathbf{j}_e \quad (1)$$

と書ける．ここで左辺の電子慣性項を無視し，

$$\mathbf{X} \equiv \frac{\mathbf{B}}{en\eta} = h_e \mathbf{b} \quad (2)$$

$$\mathbf{Y} \equiv \frac{1}{\eta} \left(\mathbf{E} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{P}_e}{en} \right) = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{P}_e}{en} \right) \quad (3)$$

$$(4)$$

とおくと，式 (1) は

$$\mathbf{j}_e - \mathbf{X} \times \mathbf{j}_e = \mathbf{Y} \quad (5)$$

と書ける．両辺に $\mathbf{X} \times$ を左から作用させると

$$\mathbf{X} \times (\mathbf{j}_e - \mathbf{X} \times \mathbf{j}_e) = \mathbf{X} \times \mathbf{Y} \quad (6)$$

$$\Leftrightarrow \mathbf{X} \times \mathbf{j}_e - \mathbf{X} \times (\mathbf{X} \times \mathbf{j}_e) = \mathbf{X} \times \mathbf{Y} \quad (7)$$

$$\Leftrightarrow \mathbf{X} \times \mathbf{j}_e - (\mathbf{X} \cdot \mathbf{j}_e) \mathbf{X} + X^2 \mathbf{j}_e = \mathbf{X} \times \mathbf{Y} \quad (8)$$

さらに両辺に $\mathbf{X} \times$ を左から作用させると

$$\mathbf{X} \times (\mathbf{X} \times \mathbf{j}_e) + X^2 \mathbf{X} \times \mathbf{j}_e = \mathbf{X} \times (\mathbf{X} \times \mathbf{Y}) \quad (9)$$

ここで式 (5) より $\mathbf{X} \times \mathbf{j}_e$ を消去すると

$$\mathbf{X} \times (\mathbf{j}_e - \mathbf{Y}) + X^2 (\mathbf{j}_e - \mathbf{Y}) = \mathbf{X} \times (\mathbf{X} \times \mathbf{Y}) \quad (10)$$

$$\Leftrightarrow \mathbf{X} \times \mathbf{j}_e - \mathbf{X} \times \mathbf{Y} + X^2 (\mathbf{j}_e - \mathbf{Y}) = \mathbf{X} \times (\mathbf{X} \times \mathbf{Y}) \quad (11)$$

再び式 (5) より $\mathbf{X} \times \mathbf{j}_e$ を消去することで，電子電流 \mathbf{j}_e の解析的表現

$$(\mathbf{j}_e - \mathbf{Y}) - \mathbf{X} \times \mathbf{Y} + X^2(\mathbf{j}_e - \mathbf{Y}) = \mathbf{X} \times (\mathbf{X} \times \mathbf{Y}) \quad (12)$$

$$\Leftrightarrow \mathbf{j}_e = \mathbf{Y} + \frac{1}{1+X^2}[\mathbf{X} \times \mathbf{Y} + \mathbf{X} \times (\mathbf{X} \times \mathbf{Y})] \quad (13)$$

を得る．

業績リスト

1. 学術論文誌（査読付き）

- [1] 柳沼 和也, 倉重 宏康, 関根 北斗, 小泉 宏之, 小紫 公也, “無電極電気推進機のための定常電磁誘導加速の実験的検証と 加速コイルの実効電流と推力の基本的特性,” 日本航空宇宙学会論文集 **67**, 1 (2019). doi: 10.2322/jjsass.67.25
- [2] H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “Electrostatic ion acceleration in an inductive radio-frequency plasma thruster,” *Physics of Plasmas* **27**, 103513 (2020). doi: 10.1063/5.0020395
- [3] H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “Measurement and identification of azimuthal current in an RF plasma thruster employing a time-varying magnetic field,” *AIP Advances* **11**, 015102 (2021) [Selected as Featured Article]. doi: 10.1063/5.0029492

2. 国際会議（アブストラクト査読）

- [1] H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “Experimental Identification of Azimuthal Induced Current and Ion Acceleration in an Inductive RF Plasma Thruster,” 3rd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, China, November, 2019 (oral).
- [2] H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “Experimental Observation of Ion Behavior in an Inductive Radio-frequency Plasma Accelerator,” 3rd Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, China, November, 2019 (poster).
- [3] H. Sekine, A. Diallo, Y. Raitses, E. Rodriguez, S. Yatom, and H. Koizumi, “Application of Helium Line Intensity Ratio Spectroscopy to Xenon plasma in Penning discharge,” International Electric Propulsion Conference 2019, Vienna, September, 2019 (oral).
- [4] H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “Azimuthal Induced Current Formation and Ion Acceleration in an Inductive Radiofrequency Plasma Thruster,” International Electric Propulsion Conference 2019, Vienna, September, 2019 (oral).
- [5] A. Tatsuno, K. Yaginuma, H. Sekine, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “An Experimental Study of Thrust Dependence on Magnetic Field in an Electrodeless Inductive Plasma Accelerator,” International Electric Propulsion Conference 2019, Vienna, September, 2019 (oral).
- [6] A. Tatsuno, K. Yaginuma, H. Sekine, H. Koizumi, and K. 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, June, 2019 (oral).

- [7] H. Sekine, K. Yaginuma, T. Matsuguma, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “Study on Acceleration Processes of an Inductive Plasma Accelerator by Three-axis Magnetic Field Measurements,” International Electric Propulsion Conference 2017, Atlanta, USA, October, 2017 (oral).
- [8] K. Yaginuma, H. Sekine, H. Kurashige, T. Matsuguma, H. Koizumi, and K. Komurasaki, “Experimental Study for Effects of Acceleration Frequency on the Performance in an Electrodeless Inductive Plasma Accelerator,” International Electric Propulsion Conference 2017, Atlanta, USA, October, 2017 (oral).
- [9] H. Sekine, H. Nagaoka, and N. Hasebe, “The improved distributions of Th and K in the Procellarum KREEP terrane from the low-altitude data of Kaguya Gamma-ray Spectrometer,” International Symposium on Remote Sensing 2016, Jeju, Korea, April 2016 (oral).

3. 国内会議（査読なし）

- [1] 関根北斗, 山村周平, 小泉宏之, 小紫公也, “電磁加速型無電極プラズマ推進機における静電的イオン加速,” 日本航空宇宙学会第 64 回宇宙科学技術連合講演会, オンライン, 2020 年 10 月 (oral).
- [2] 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, 徳島県, 2019 年 11 月 (oral).
- [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,” H30 年度宇宙輸送シンポジウム, 神奈川県, 2019 年 1 月 (oral).
- [4] 関根北斗, 柳沼和也, 龍野瑛, 小泉宏之, 小紫公也, “電磁誘導加速式無電極 RF スラスタのプラズマ加速過程に関する実験的研究,” 日本航空宇宙学会第 62 回宇宙科学技術連合講演会, 福岡県, 2018 年 10 月 (oral).
- [5] 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, 福岡県, 2018 年 10 月 (oral).
- [6] 関根北斗, 柳沼和也, 龍野瑛, 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, 東京都, 2018 年 4 月 (oral).
- [7] 倉重宏康, 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加速電力を考慮した推進性能評価,” H29 年度宇宙輸送シンポジウム, 神奈川県, 2018 年 1 月 (oral).
- [8] 関根北斗, 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おける誘導磁場および誘導電流に関する研究,” H29 年度宇宙輸送シンポジウム, 神奈川県, 2018 年 1 月 (oral).
- [9] 倉重宏康, 柳沼和也, 関根北斗, 小泉宏之, 小紫公也, “定常加速方式を適用した誘導加速型無電極プラズマ推進機における推力発生基礎実験,” PLASMA Conference 2017, 兵庫県, 2017 年 11 月 (oral).
- [10] 関根北斗, 倉重宏康, 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おける 3 次元磁場測定,” PLASMA Conference 2017, 兵庫県, 2017 年 11 月 (oral).

- [11] 関根北斗, 柳沼和也, 松隈俊大, 小泉宏之, 小紫公也, “誘導加速型無電極電気推進機のプラズマ誘導加速過程における 3 次元磁場測定,” 日本航空宇宙学会第 61 回宇宙科学技術連合講演会, 新潟県, 2017 年 10 月 (poster).
- [12] 関根北斗, 柳沼和也, 松隈俊大, 小泉宏之, 小紫公也, “3 次元磁場測定を用いた誘導加速型無電極推進機におけるプラズマ加速機構に関する研究,” 日本航空宇宙学会第 48 期年会講演会, 東京都, 2017 年 4 月 (oral).
- [13] 内藤雅之, 長岡央, 藤林ゆかり, 櫻本晋洋, 関根北斗, 柴村英道, 長谷部信行, “「かぐや」搭載ガンマ線分光計を用いた月面元素 (Fe, Ti, K, Th) 濃度分布,” 第 49 回月・惑星シンポジウム, 神奈川県, 2016 年 7 月 (oral).
- [14] 関根北斗, 長岡央, 長谷部信行, “The detailed distributions of Th and K in the high-Th concentration regions of the Procellarum KREEP terrane observed by Kaguya Gamma-ray Spectrometer,” 日本地球惑星科学連合大会 2016, 千葉県, 2016 年 6 月 (oral).

4. 受賞

- [1] 第 61 回宇宙科学技術連合講演会 日本航空宇宙学会 学生優秀賞 受賞.

5. その他

- [1] 東京大学大学院新領域創成科学研究科特任研究員として, 「小型イオン推進システムの耐久試験」に従事 (2018-2019).
- [2] 東京大学／Princeton 大学共同研究プログラムにおける派遣学生に選定され, 2018 年 6 月より Princeton 大にて共同研究.
- [3] 東京大学大学院 新領域創成科学研究科 先端エネルギー工学専攻授業 先端エネルギー変換工学 Teaching assistant (2018 年度).
- [4] 日本学生支援機構奨学金全額返還免除 (2018 年度).
- [5] 日本学術振興会特別研究員 DC2 (2019-2020).