



## プロジェクトレビュー

# ヘリコン源を用いた先進的無電極 プラズマロケットエンジンの研究開発

## Research and Development of a Novel Electrodeless Plasma Rocket Engine Using a Helicon Source

篠原 俊二郎

SHINOHARA Shunjiro

東京農工大学大学院工学研究院

(原稿受付：2015年3月3日)

### Keywords:

plasma, helicon, high-density, electrodeless thruster, specific impulse, efficiency

### 1. はじめに

本プロジェクトレビューは、平成21年度から25年度まで実施した科学研究費補助金基盤研究(S)「ヘリコン源を用いた先進的無電極プラズマロケットエンジンの研究開発」[1]の研究成果であり、筆者が代表して紹介する。レビューの内容は、まず本章では研究背景と経緯、研究目的・手法、及び研究組織を述べ、次に第2章で実験装置と理論・シミュレーション法の簡単な紹介、第3章で現在までの実験と理論・シミュレーションの統合研究成果(高密度ヘリコンプラズマ源開発と特性評価、先進プラズマ加速法の研究開発、先進プラズマ診断開発)の要約、第4章でまとめとする。

#### 1.1 研究背景と経緯

電気推進ロケットエンジン[2]は、通常の化学推進ロケットエンジンに比べると、推力  $F$  は小さいが比推力  $I_{sp}$  (発生推力/単位時間あたりに消費する推進剤の重量、言い換えると推進剤の排出速度/重力加速度:燃費の指標)が高い(つまり格段に燃費がよい)ため、その開発・展開には大きな期待が寄せられている。電気推進機「はやぶさ」[2-4]は、イオンエンジンを積んで小惑星「イトカワ」のサンプルリターンを行った快挙でよく知られている。しかしながら、プラズマと加速グリッド等の電極との直接接触から、電極損耗(不純物混入も問題)が起こり有限の寿命となる問題がある。MPD(Magneto-Plasma-Dynamic)アークジェット[2]やホールスラスタ[2]等でもプラズマ生成・加速と同様な問題がある。それを克服して高効率の生成・加速ができれば究極の長寿命運転により、木星以遠等の深宇宙探査も可能となる。プラズマと電極が直接接しない「無電極」の概念でのプラズマ生成と加速という新アイデアでの先端的研究を、高密度ヘリコン源[5-10]を用いて行うのが本プロジェクトの目的である。ここでヘリコンプラ

ズマは幅広い外部パラメータで、高周波パワーが数kW程度でも容易に  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  程度の高電子密度が得られるため注目を集めている。

本ヘリコンプラズマを用いた推進研究の基礎は2001年に始まる。当時宇宙科学研究所の所属(後日、東京農工大学へ異動)であった故都木恭一郎教授と九州大学所属(後日、東京農工大学へ異動)であった筆者が、京都での第1回プラズマ科学シンポジウム2001/第18回プラズマプロセスング研究会で久しぶりに出会った。そこで今後の先進プラズマ推進(ロケット)に、ヘリコン高密度プラズマの適用の可能性を議論した。故都木教授はよく知られている上述の「はやぶさ」のイオンエンジンで大きな成果を挙げておられ、筆者はヘリコンプラズマのソース開発、生成・波動特性解析と関連した物理現象に関する研究を広範に行っていた。当時の世界のヘリコンプラズマ推進研究では、具体的内容は異なるが元NASAの宇宙飛行士であったChang Díaz博士が火星に人間を送るプロジェクト[11]や、磁気圏を模擬して太陽風から力を受ける可能性を試した研究(M2P2:Mini-Magnetospheric Plasma Propulsion)[12]が始められた位で他は殆どなく、先駆的に研究を始められたといえる。現在は、ヘリコンプラズマは後述する高効率生成を含めた「無電極概念」で注目され、多くの研究展開が見られつつある。

その後、メンバーを増やして組織を整えつつ、本プロジェクト研究構築の礎となったメンバーの基盤研究(A)-(C)等や他の外部資金等の援助で、主として九州大学と宇宙科学研究所で共同研究を行い、平成21年度(2009年)から本研究プロジェクトが本格的にスタートした。しかし残念ながらその年の5月に都木教授が急逝されたため組織の立て直しを行い、筆者は代表として、西田准教授(東京農工大学)を研究分担者として新たに加えて再スタートと

Tokyo University of Agriculture and Technology, Koganei, TOKYO 184-8588, Japan

author's e-mail: sshinoda@cc.tuat.ac.jp

なった。

## 1.2 研究目的・手法

「無電極」, 「ヘリコンプラズマ」を主キーワードとした本プラズマ推進プロジェクトの目的は以下である。電気推進ロケット開発で上記短寿命の問題等を克服するために、プラズマ生成と加速において完全無電極推進を新たに試みる事にある。つまりこれまでの本研究グループの幅広い先端成果と知見を集大成して、生成・加速電極を直接プラズマに接しない構造で、高効率で損耗の無い先進的無電極プラズマ推進法を新規に開発して進めることにあり、非常にチャレンジングである(図1左が将来のイメージ)。

生成法に関しては本研究グループが大きな貢献・実績のある高密度ヘリコン源を更に用途に応じて開発・特性解析を行い、加速法に関してはヘリコン源単独か新規の先端提案研究による試みで、(理学を含む)工学的体系化を目指すものである:ここで本研究はこの構想・概念を意味したHEAT(Helicon Electrodeless Advanced Thruster)プロジェクトと名付け、ロゴも作成した(図1右)。

具体的にはプラズマ生成では、種々のサイズのヘリコン源開発と特性評価、加速でも多くの新規法提案、及びその加速機構解明と性能評価を行う。サイズスケージング則や異なる推進剤の効果も考慮し、体系的理解を進める。また生成・加速に緊要な先進プラズマ診断・計測も開拓する。本プロジェクトの最終ゴールは究極的なものであり、例として完全無電極ながらも比推力 $I_{sp}$ が3,000秒、推進効率 $\eta$ (単位時間あたりの推力発生の運動エネルギーと入力パワーの比)50%以上である。

ここで本プロジェクト研究のスタイルについて書くと、先進研究の進展には様々なアイデアと自由な議論が必要との観点から、「異分野統合」と「手法統合」(更にそれらの有機的結合)をモットーに行った。即ち、分野としては基礎プラズマ、応用プラズマ、高温プラズマ・核融合、宇宙プラズマ、流体力学、航空宇宙工学等の(工学と理学の壁を外した)専門分野をもつ気鋭の多彩な集まりとした、更に互いに頻繁に議論し昇華させながら、実験・理論・シミュレーションの手法を統合するようになった(シナジー効果を期待)。研究代表者、研究分担者、連携研究者及び関心のある関連研究者、該当研究室学生も交えた、年2回以上の全体会議と数十回に及ぶ多くの個別の会議・議論が主である。個人的関係に関しても、互いに相手を信頼、尊重してオープンに自由闊達に議論して行った事は重要であったと付記したい。故都木教授と筆者も互いに高校からの同窓であり、信頼関係が強かった事も本研究の基礎的な進展

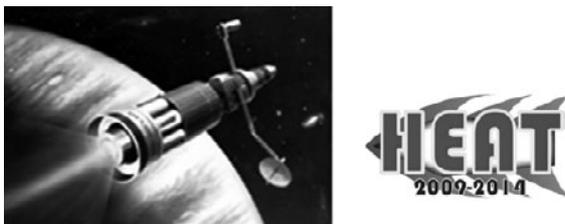


図1 (左)将来の完全無電極による先進的高密度ヘリコンプラズマ推進のイメージ図と(右)HEATプロジェクトのロゴ。

において大事な点であった。

これにより、無電極による高密度プラズマ生成・加速機構の徹底的解明研究と、その応用としての加速方法を含めた比較・改善、異なる推進剤での性能、耐久性、設計相似則等の知の集大成による体系化を目指せたといえる。

## 1.3 研究組織

本プロジェクトの研究組織としては以下である(敬称略、順不同):研究代表者:篠原俊二郎(九州大学・総合理工学研究院,平成22年度途中から東京農工大学・工学研究院),研究分担者:谷川隆夫(東海大学・総合科学技術研究所),羽田亨(九州大学・総合理工学研究院),船木一幸(宇宙科学研究所),西田浩之(東京農工大学・工学研究院)。

連携研究者については交代、追加もあったが、当時の所属を中心に時系列的に記載する。山形幸彦(九州大学・総合理工学研究院),荒巻光利(名古屋大学・工学研究科,現在は日本大学・生産工学部),安藤利得(金沢大学・自然科学研究科),高橋和貴(岩手大学・工学部,現在は東北大学・工学研究科),富田幸博(核融合科学研究所),河村学思(核融合科学研究所),成行泰裕(高知工業高等専門学校,現在は富山大学・人間発達科学部),大西直文(東北大学・工学研究科),井通暁(東京大学・新領域創成科学研究科),桑原大介(東京農工大学・工学研究院)。

海外研究協力者については,Dr.K.P.Shamrai(核科学研究所,ウクライナ:残念ながら2013年9月に急逝),Prof.F.N.Skiff(アイオワ大学,米国),ポスドクとして,大塚史子(九州大学・総合理工学研究院),松岡健之(宇宙科学研究所,現在は大阪大学・光科学センター)である。なお,夫々の研究者の研究室学生・院生の名前は記載しないが,多くの貢献があった事も記したい。

## 2. 実験装置と理論・シミュレーション法

### 2.1 実験装置

研究代表者が中心として開発してきた高密度ヘリコンプラズマ装置群を図2に示す。本研究の基礎となる長年のヘリコン源開発を通して、多くが世界新となる特徴ある装置群(47cm<sup>3</sup>の超小容量から2m<sup>3</sup>を超える超大容量,直径0.3cmから74cm,直径と軸長の比であるアスペクト比 $A$ が最小0.075,強磁場の $B=10$  kG[10,13]等)の物理特性解

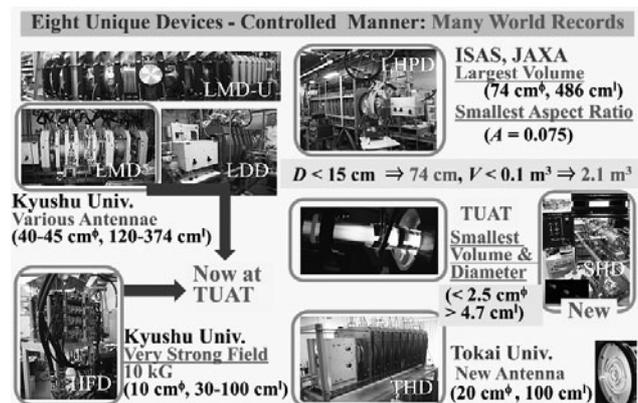


図2 開発した種々の特徴ある高密度ヘリコンプラズマ装置群。

析と装置改良を行ってきた。

本プロジェクトにおいて主として用いたのは、東京農工大学では Large Mirror Device (LMD) [14, 15], Small Helicon Device (SHD) [16] 及び中型真空装置 [17], 東海大学の Tokai Helicon Device (THD) [18], 宇宙科学研究所の Large Helicon Plasma Device (LHPD) [19, 20] である。これらを用いた実験は、研究代表者 (篠原), 研究分担者 (谷川, 船木, 西田), 連携研究者 (桑原) が行い, 連携研究者 (高橋) は当時の岩手大学の装置を使用した。

ここで現有の真空装置とガス供給・排気系, 磁場コイルとその電源に加え, 本プロジェクトで追加整備もされた高周波電源類は以下である: 周波数  $f$  は 0.3–13.56 MHz, 3–15 MHz, 13.56 MHz とその高調波, 及び 50–150 MHz で, 出力が数百 W から 5 kW. プラズマ診断に関しては, 現有と追加整備を含めて, 静電・磁気プローブ類, 光学測定 (高分解能分光器, 広帯域分光器, 高速度カメラ, レーザー誘起蛍光法用のレーザー測定系) とデータ収集系 (高速度オシロスコープとデータロガー) であった。詳しいプラズマ診断開発については 3.3 で記述する。

なお, ヘリコン源単独の特性解析に関しては連携研究者 (高橋), レーザー誘起蛍光法 Laser Induced Fluorescence (LIF) 計測システム構築に関しては連携研究者 (山形, 荒巻) と海外研究協力者 (Skiff) の貢献もある。

## 2.2 理論・シミュレーション法

九州大学 (羽田, 大塚) を中心に, 東京農工大学 (西田), 宇宙科学研究所 (船木, 松岡) と共に, 生成と加速の理論構築と数値シミュレーションを行った。更にヘリコン生成機構とヘリコン単独加速 ( $m=0$  加速) に関しては, 研究代表者と共に海外研究協力者 (Shamrai) の, 加速シミュレーションでは東北大学 (大西) の貢献もある。

なおこの数値計算において, 主として計算機は本プロジェクトで一部購入したワークステーションを用い, 計算コードには商用コードと独自開発の計算コードを状況に応じて使い分けた。独自開発したコードは, 電子・イオン・中性粒子を考慮した 3 流体プラズマコードや, 全粒子計算コード PIC (Particle in Cell) シミュレーションコードがある。商用コードとして PIC コードである OOPIC Pro 及び VORPAL [21] コード等を用いた。なお, 粒子計算においては, プラズマ粒子と中性粒子との弾性及び非弾性衝突過程を, 実験結果に基づく衝突断面積を用いて正しく取り入れた。

## 3. 研究成果

以下, 既述したように本プロジェクトは高密度ヘリコンプラズマ生成とそれを用いた先進加速研究のため, 研究成果を「3.1 高密度ヘリコンプラズマ源開発と特性評価」, 及び「3.2 先進プラズマ加速法の研究開発」に分けて記述する。その際プラズマ特性を調べるには「診断」も重要で必須なため, 「3.3 先進プラズマ診断開発」も記す。

また「実験」と「理論・シミュレーション」とは不即不離であり, 研究進展の両輪として密接な議論を行ってきたが, 便宜上分けて述べる。

## 3.1 高密度ヘリコンプラズマ源開発と特性評価

### 3.1.1 理論・シミュレーション

高効率の高密度ヘリコンプラズマの生成機構解明は30年以上の重要な課題であり, 最近ではヘリコン波からモード変換した TG (Trivelpiece Gould) 波の強い減衰が有力候補として考えられてきた [9, 10]。この短波長の TG 波の直接波動測定は非常に困難なため, 間接的に TG 波の効果を入れると実験結果を説明できる部分 [22, 23] があつた。今回, 衝突効果を含む詳細な 1 次元流体計算 (FDTD 法: Finite-Difference Time-Domain Method) により, 衝突周波数をパラメータとして, ヘリコン波の直接減衰が TG 波による減衰と共に重要である事を初めて見出した。

図 3 (縦軸: 磁場に垂直方向の波数  $k_x$ , 横軸: 磁場に平行方向の規格化した波数) の分散関係に示すように, 衝突周波数  $\nu$  が印加角周波数  $\omega$  に対して増えると, 励起した小さい  $k_{\perp}$  のヘリコン波 (実線) が高い  $k_{\perp}$  の TG 波 (点線) に段々とモード変換しなくなる (実部の線同士が繋がりにくくなっている)。パワーフラックスの計算から求めたヘリコン波から TG 波へのモード変換率を 図 4 に示す。通常実験で良くある  $\nu/\omega > 0.1$  ではこのモード変換が殆どなく, ヘリコン波による直接減衰が主要なメカニズムとなる。

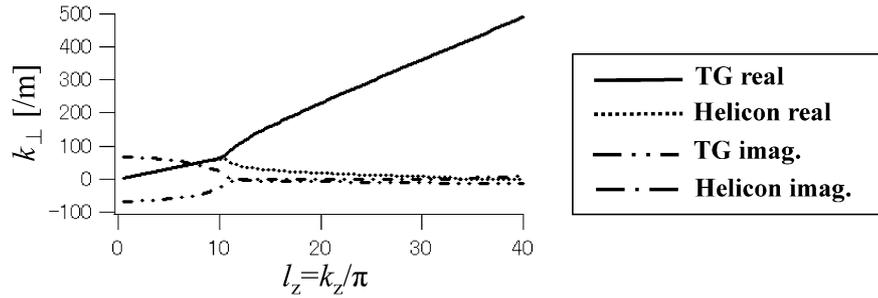
なお, 流体計算に加え, PIC シミュレーションによってもヘリコン波と TG 波の伝播及びモード変換過程の数値計算を行い, 流体計算の正しさを裏付ける結果を得た。また電子とイオンの加熱について定量的な評価を行った。更に, 主要な物理過程がほぼ線形であるため, 主磁場方向の波数は良い精度で保存される事に着目して, 低メモリースペース・高速化が可能である新たな空間擬 2 次元のコードを開発した。

### 3.1.2 実験

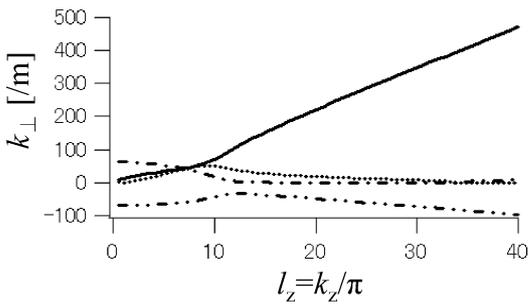
電磁石や永久磁石 (及びその併用) を用いた多くの高密度ヘリコンプラズマ源開発 (図 2 参照) を行った。電磁石使用では, 世界最大サイズ (直径 74 cm, 軸長 486 cm, 容量 2.1 m<sup>3</sup>) となる宇宙科学研究所の装置を改造し開発研究を行った (LHPD 装置となる) [19, 20, 24–26]。一般的に高周波パワー  $P_{\text{imp}}$  と共に電子密度  $n_e$  は増加する。ここで多くの場合,  $P_{\text{imp}}$  と共に電子密度ジャンプを伴って, Capacitively Coupled Plasma (CCP) から Inductively Coupled Plasma (ICP) を経て, ヘリコン高密度プラズマとなった (2.1 m<sup>3</sup> の超大容量でも  $P_{\text{imp}}=4$  kW で  $n_e \sim 6 \times 10^{12}$  cm<sup>-3</sup> 以上を達成)。図 5 には, 軸長  $L=81$  cm の場合の  $n_e$  と  $P_{\text{imp}}$  の関係を示す。  $P_{\text{imp}}$  が 1 W 以下程度 ( $\mu\text{W}/\text{cm}^3$  の非常に低い電力密度レベル) からプラズマ生成が可能 ( $n_e$  は  $10^9$  cm<sup>-3</sup> 台) で, 広領域でのパワー放電の優位性を示している。

更に  $L$  を 5.5 cm まで縮めても  $n_e$  が  $10^{12}$  cm<sup>-3</sup> 程度のプラズマを生成でき, プラズマ推進 (産業応用でも) のソースとして重要なアスペクト比  $A$  は 0.075 と世界最小となった [24]。同時に 1/4 波長までの定在波の存在も見出し, 励起波動構造解析を行った [24, 26]。なお, 宇宙や核融合で興味深い研究として, プラズマ圧力と磁場圧力の比である  $\beta$  を 1 に及ぶ高ベータも達成し, 反磁性構造を観測した [25]。

**Case 1 Small dissipation ( $\nu/\omega=0.03$ )**



**Case 2 Moderate dissipation ( $\nu/\omega=0.2$ )**



**Case 3 Large dissipation ( $\nu/\omega=3.0$ )**

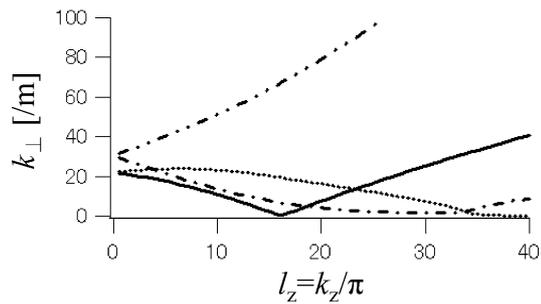


図3  $\nu/\omega$  を変えた場合のヘリコン波とTG波の分散関係の変化。

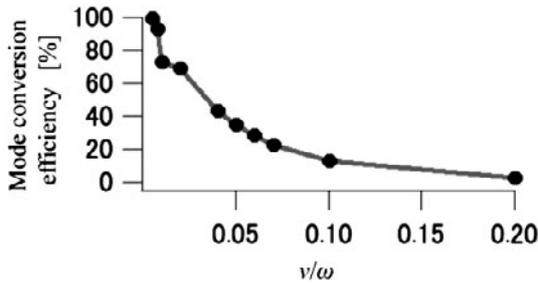


図4  $\nu/\omega$  を変えた場合のヘリコン波からTG波へのモード変換率の変化。

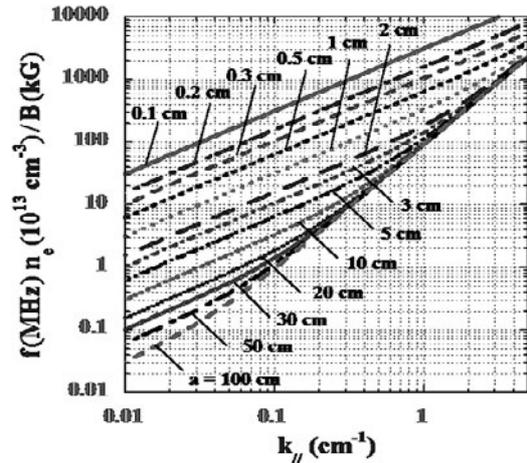


図6 ヘリコン波の分散関係[27].

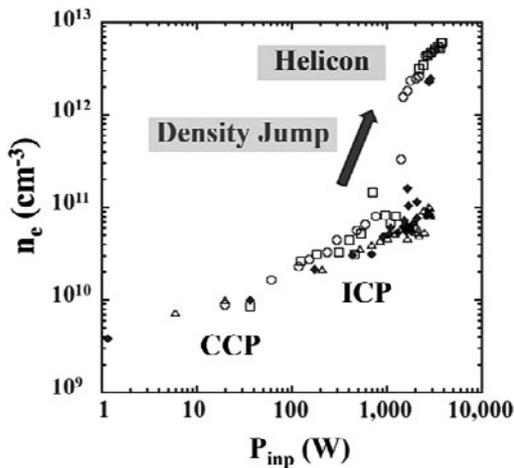


図5  $L=81\text{cm}$ の場合の $n_e$ と $P_{\text{inp}}$ の関係：○, □, ◆, △は、夫々アンテナ近傍の磁場コイル電流が20, 40, 60, 80 A[27].

また世界最小口径も開発したSHDを用いて更新し,  $n_e$  が最大  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  程度を得た (直径2 cm から 1, 0.5, 0.3 cm

と減少)[16, 28, 29]. ここでヘリコン波の分散関係[27] (図6)を考慮すると, 半径 $a$ が小さくなると同じ軸方向波数 $k_{\parallel}$ の場合, 印加周波数を上げる必要があるため, 7-70 MHzの領域で実験を行った[28] (磁場とパワーでほぼ決まる電子密度が一定を仮定). 更に高い周波数の140 MHzの放電では, 低圧力でも他の周波数よりも同電力で $n_e$ が高い結果となった. また数十MHz以上では, 数Wでもプラズマ生成が容易であった.

今まで得たプラズマパフォーマンスを更に上げるため, 現在使用の電磁石に加え, 強磁場の2 kGを越える永久磁石を設計・設置し高密度プラズマ放電 (夫々単独もしくは併用) をLMD[30]やSHDで行った. 永久磁石単独のヘリコン源も東京農工大学の中型真空装置, SHD, 宇宙科学研究所のLHPD (但し真空容器内にスラスタを設置), 東北大学の装置で行っている (3.2.2参照). この永久磁石を用いた

コンパクト・スラスト開発では容器直径は2.6から10 cmまで拡張され、プラズマ特性のカスプ磁場の有無、磁場強度等の影響も調べた。

その際、ヘリコン放電での粒子生成効率のスケールリングが、古典拡散に基づいた計算結果[31]と非常に幅広い領域(半径で100倍以上)ではほぼ合うことを示した[24, 32]。図7に全電子数 $N_e$ とプラズマ径 $a$ の関係を示す(塗りつぶした黒丸は本研究グループの測定)。ここでは径方向拡散が支配的である場合で、 $N_e/P_{\text{inp}}$ が $a^2$ にほぼ比例している。一方軸長が非常に短い(アスペクト比が小さい)場合は軸方向拡散が強くなるが、これも実験結果はその予測するスケールリング則と一致した[25] ( $N_e/P_{\text{inp}}$ が軸長 $L$ に比例)。

図中の破線は古典拡散の3倍程度の値から導出したものであり実際の実験上の上限といえる。つまり本ヘリコン高密度放電を良い運転領域で行うと、幅広い領域で他のプラズマ源より良い(少なくとも劣る事があり得ない)、非常に高い粒子生成効率をもっていることが実証できた。

ヘリコン励起波動に関して種々のアンテナを開発した。周方向モード $m$  [7, 9, 10, 33]を0,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ の選択励起(予想されるヘリコン波の径方向励起構造を磁気プローブで確認)と径方向放射分布が同時に制御できるヘリコンアンテナの新規開発にもTHDで成功した[18](図8)。これはLMDやLHPDで開発した大口径プラズマ生成用のスパイラルアンテナ[15, 19, 20, 34]の発展形であり、周方向と径方向に分割されたアンテナ要素の繋ぎ合わせで、周方向モードのみならず径方向密度分布も制御できた。これにより加速用のターゲットプラズマとして所望の条件設定がより柔軟となる。

LMDでは発散磁場による内壁への接触によるプラズマ損失軽減を考慮し、プローブ測定用ポートも取り付けたいーパー状(内径10から17 cmまで)石英管(放電部)を試作した。開発した300枚に及ぶ永久磁石群と電磁石併用によって、ヘリコンプラズマのパフォーマンスを向上させた。更にアルゴンガスに加え、水素、ヘリウム、キセノン放電の特性も求めた(図9はLMDでの高密度ヘリコン放電でのプラズマ光写真)。

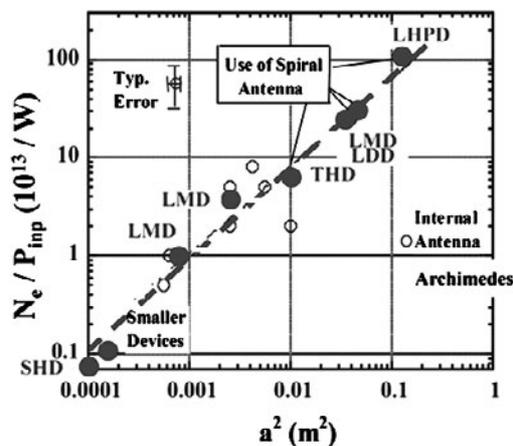


図7 全電子数 $N_e$ を高周波パワー $P_{\text{inp}}$ で割ったものと半径 $a$ の二乗の関係。

### 3.2 先進プラズマ加速法の研究開発

新規プラズマ加速法として、以下の多岐に亘る種々の方法を初めて提案し、その物理的理解と特性解析を行った。図10にその主な加速法の概念図を示す[24, 27, 32]。

i)ヘリコン源単独による高速流生成(+関連して、ポンデロモティブ力による方法(PA: Ponderomotive Acceleration)), ii)回転磁場法(RMF: Rotating Magnetic Field), iii)回転電場法(REF: Rotating Electric Field), iv)ポンデロモティブ加速+イオンサイクロトロン共鳴法(PA/ICR: Ponderomotive Acceleration / Ion Cyclotron Resonance), v) $m=0$ コイル励起加速法。

後述するが、上記全ての手法で外部発散磁場を利用している(付随して磁気ノズルの加速効果もある)ため、磁場を用いる高密度ヘリコン放電とマッチしている。またii), iii), v)では周方向電流 $j_\theta$ を誘起させ、発散磁場の径方向磁場 $B_r$ との、軸方向成分のローレンツ力 $f_z = j_\theta \times B_r$ で加速させる提案である。但しこの $j_\theta$ に関しては、ii)とiii)はDC電流、v)ではAC電流である。

#### 3.2.1 加速の理論・シミュレーション

提唱している様々な上記の方法の理論的検討と比較を行いまとめた。まずii), iv)の手法を考えるとAC成分同士の非線形結合過程でDC部分が出るのが期待されるため困難であるがチャレンジングである。ii)では誘起 $j_\theta$ からの強い電磁力(ローレンツ力)、iv)ではICR領域での電場の2乗の勾配が期待できるのが特徴である。iii)は、AC部分

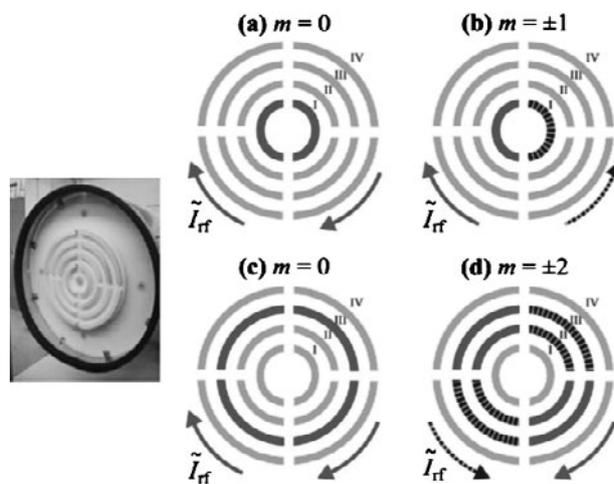


図8 (左)アンテナ写真、(右)分割されたアンテナ要素の結合による種々の周方向モードと径方向放射パターン制御例[18]。



図9 高密度ヘリコンプラズマ光写真:(左)ソース部のアルゴン光、(右)キセノン光の全体的写真。

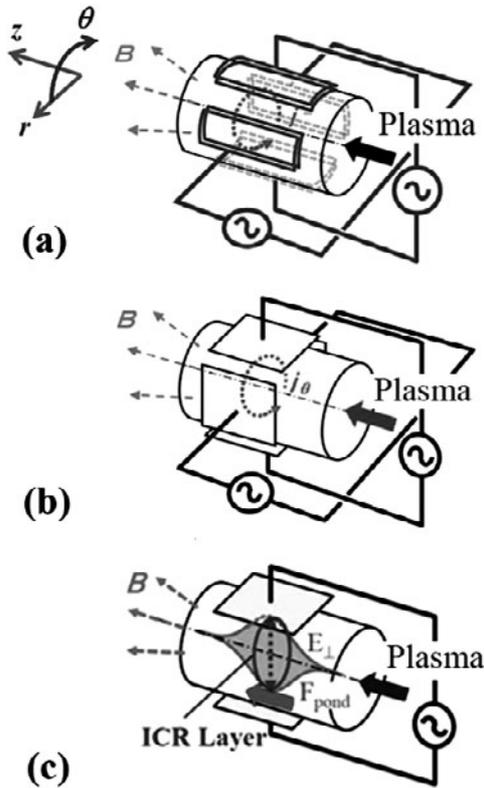


図10 新規提案の加速法例：(a)RMF 加速，(b)REF 加速，(c)PA/ICR 加速[27]。

と空間不均一性からの誘起  $j_\theta$  が生じる。これらはプラズマ物理的にも興味深い対象である。また全体の加速効率を上げるには、壁へのプラズマロスを軽減し、生成と加速領域を近づける必要があることを確認した。

次に実験の基準となる入力パラメータ（種々の時間スケールも整理）を使って、各手法での理論的考察（夫々の特長と問題点）と比較を行った。オーダーリングによる概略計算（実験的に典型的な値を使用）で予想される単位断面積当たりの推力  $f$  は ii) から iv) の順に、 $f = (a/4R)(en_e L_A)(\omega B_0 a)$ 、 $(a/2R)(en_e L_A)(E_\omega^2/\omega B_0 a)$ 、 $(\pi n_e e^2/2m\omega_{ci}^2)\sigma \Lambda E_\omega^2$  となる。ここで、 $a$ ：プラズマ半径、 $R$ ：外部コイルの半径、 $e$ ：電荷素量、 $L_A$ ：加速用回転電磁場の実効軸長、 $E_\omega$ ：回転またはポンドロモーティブ電場、 $\omega$ ：回転磁場/電場の角周波数、 $B_0$ ：外部軸方向磁場、 $\omega_{ci}$ ：イオンサイクロトロン角周波数、 $\sigma$ ：衝突によるファクター、 $\Lambda$ ：軸方向磁場勾配長  $\times \omega_{ci}/v_{iz}$  ( $v_{iz}$ ：軸方向イオン速度)、である。

実際上記に典型的な値 ( $\omega = 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $a \sim R \sim L_A \sim 5 \text{ cm}$ ,  $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $B_0 = 0.5 \text{ kG}$  等) を入れると、RMF の場合は理想的には  $F \sim 100 \text{ mN}$ [27] (文献[35]ともほぼ一致) となり、本手法の具体的適用の可能性を示唆し実験への指針とした。また重要な点であるプラズマの実機からのデタッチメントについても、2次元ハイブリッドモデル（イオンを粒子、電子を無質量の流体として扱う）を用いて議論を行った。

以下に、種々に提案している具体的手法と既述した i) - v) の解析・考察を述べる。

#### i) ヘリコン源での単独加速

ここでは、磁場勾配（磁気ノズル）及び結果として生じる軸方向の密度勾配と電位構造が重要である指摘を行った。反磁性電流の効果も重要である。勿論3.1で述べた効率の良い高密度ヘリコンプラズマ生成が前提条件となる。これは磁気ノズルに関する研究[36-39]とも考えが一致する。

また、径方向密度分布を持った発散磁場下では、 $m = 0$  モード励起で単独の PA でも大きい加速があることがわかった。ハイブリッドモード、つまりヘリコン波と準 TG 波の結合、による電子への強い軸方向加速と径方向圧縮が重要である (図11[27])。

#### ii) RMF 加速法

これは元々核融合分野でのコンパクトトラス Field-Reversed Configuration (FRC) の装置に関し、平衡形成維持時間増加のための周方向電流駆動の概念[40]を応用したものである。ここで回転磁場生成は、対となるサドルコイル 2セットに位相を変えて角周波数  $\omega$  で AC 電流 ( $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce}$  (電子サイクロトロン角周波数)) を流す方法 (図10(a)参照) や、周方向に 4 本置いた軸方向に向いたコイルに位相を変えて電流を流す方法等がある。電流駆動は外部回転磁場  $B_\omega$  がプラズマ中へ誘起した軸方向電場と  $B_\omega$  との非線形結合で周方向電場が生じ、抵抗率を通じて  $j_\theta$  が誘起される。簡単な物理的描像としては、回転磁場に電子（イオン）が周方向に追従できる（できない）ため、周方向電流  $j_\theta$  が流れる機構である。

この手法では電子が回転（既述したローレンツ力生成のための  $j_\theta$  誘起に関連）するために重要な、回転磁場のプラズマ中への浸透[41]だけでなく、粒子通過時間（軸方向拡散が重要）と印加周波数、電磁力の粒子間への印加構造が重要である指摘を行った[27, 32]。ここで磁場浸透の重要なパラメータ[41]として、 $\lambda$  (プラズマ径とスキン長の比) と  $\gamma$  (電子のホールパラメータ：但し  $\omega_{ce}$  を導出する磁場は回転磁場の強度) がある：ここで円柱での流体シミュレーション結果は、図12に示すように曲線の上が磁場浸透となる。

磁場浸透時間と励起波動の空間構造については、PIC コードの VORPAL でも解析を行った。磁場浸透する条件（浸透と不浸透の境界近くでない領域）では、磁場回転周波数の逆数の10-20サイクル程度の時間で定常に達した。パラメータを変えて計算した結果は文献[41] (2次元流体シミュレーション：イオンは静止) と定性的には同じであ

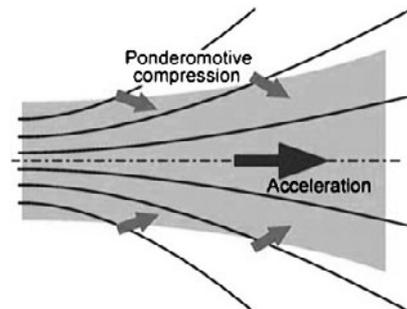


図11  $m = 0$  コイルを用いた PA 加速の概念図[27]。

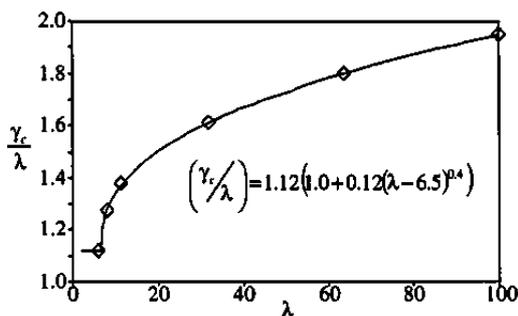


図12 磁場浸透境界での  $\gamma_c$  と  $\lambda$  の関係 (曲線より上が完全浸透) [41].

り, 更に磁場や粒子衝突の効果も調べた. なおここでは PIC の 2D 計算を行ったが, 実際の実験との比較のために今後更には 3D シミュレーションが必要である.

iii) REF 加速法

この加速では図13のように (初期アイデアは文献 [42, 43]), 回転電場はプラズマ周辺に置いた電極群 (アンテナ) に電圧の位相を変えて AC の角周波数  $\omega$  ( $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce}$ ) で印加する事によって作る (図10(b)も参照). これも RMF と同様, 回転電場に電子 (イオン) が周方向に追従できる (できない) ため, 周方向電流  $j_\theta$  が流れる機構である. なおプラズマ円柱断面で電場ベクトルがリサージュパターンを示すので, 我々はリサージュ加速とも呼んでいる.

回転電場がプラズマ断面中に浸透すると, 図13(a)のように電子は2つの運動の重ね合わせとなる: 小さいラーマー径での円運動と, この回転電場  $E$  と軸方向磁場  $B$  との存在下での  $E \times B$  ドリフト運動を行う. ここで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周方向に電子電流が流れる (図13(b)). ヘリコン高密度ではこの勾配が大きいため電流駆動が有利と考えられる.

理論と PIC シミュレーション計算 [44-47] で, 無衝突条件においては回転電場の  $E \times B$  ドリフト半径が重要であり, これがプラズマ直径の約 0.4 倍で推力が最大となることがわかった. また, 1次元モデル [45] でスラストサイズのスケージング則も導出した. 図14に推力密度の磁場と密度の依存性の例を示す. パラメータによっては適切な磁場がある事がわかる.

ここで電場のプラズマへの浸透を評価する事は, 誘起周

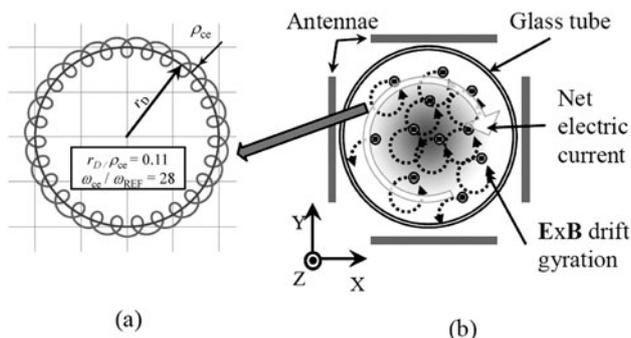


図13 REF 加速での電子の運動と周方向電流駆動 [44].

方向電流  $j_\theta$  を介して推力に関係するため重要である. シース効果を入れた 1次元浸透モデルで解析的及び PIC シミュレーションで評価を行った [45, 46]. ここで制御パラメータは電場のシールドを表す  $q$  [46] で,  $n_e$  と  $B$  が印加電圧と電極間距離共にパラメータとなる. 次に拡張して 2次元電界浸透モデル (理論的解析 [48] と衝突効果も入れた PIC コード [49]) で計算を行い, 求めていた 1次元浸透モデル [45, 46] より実験条件 (得られる推力) が厳しい事が判明した. 図15は推力に必要な  $j_\theta$  のパラメータ依存性を示し, 右上の領域が望ましい. なお, 図中の白線は, 理論モデルで電場浸透度が 0.5 となる条件を表す. これより更に推力効率を上げるには, 今後高磁場化・高周波数化に加え, 大型化・高電力化が指針となった.

更に, 電子・イオン・中性粒子を考慮した 3流体プラズマシミュレーションコードも開発した. これにより PIC シミュレーション及び理論解析結果とも比較でき, それらの結果とも定性的に一致した.

iv) PA/ICR 加速法

この概念を図16に示す (図10(c)も参照). このスキームでは, イオンは磁場に垂直方向に ICR 加熱される. その垂直方向のイオンエネルギー  $\epsilon_\perp$  は, 発散磁場下ではエネルギーと磁気モーメントの保存から軸方向エネルギー  $\epsilon_\parallel$  へ変換され軸方向への推力となる. 一方, ICR 共鳴層に高周波電場強度のピークをもつと, 電磁的なポンドロモーティブ (以下ポンドロと略称) 力で加速される [50, 51]. ここでポンドロ電位は以下で表される ( $E$ : 高周波電場,  $q$ : 電荷,  $m$ : イオン質量,  $\Omega = \omega_{ci}$ ).

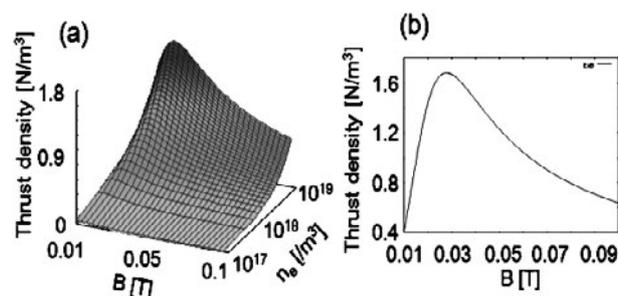


図14 REF 加速での推力密度の磁場  $B$  と密度  $n_e$  の依存性 (典型的実験パラメータを代入) [45].

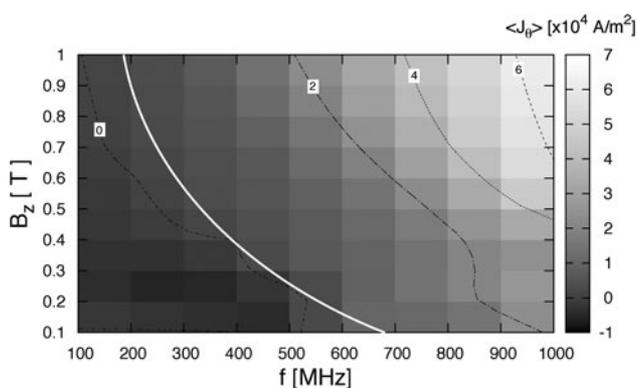


図15 典型的実験パラメータで計算した  $j_\theta$  の磁場  $B_z$  と  $f$  の依存性 [49].

$$\phi(z) = \frac{q^2}{4m} \frac{E(z)^2}{\omega^2 - \Omega(z)^2}. \quad (1)$$

つまり強磁場側 (図16の左側), 弱磁場側 (図16の右側) に拘わらず, 常にイオンは磁場軸方向 (図16の右方向) の力を受けるため, 例え右側から入ったイオンでも, 多くの場合速度が反転されて右側へ出て行く. 図17のFORTRANコードによるテスト粒子計算例で示すように, ICRで $\epsilon_{\perp}$ が, 次にポンデロ (PA) で $\epsilon_{\parallel}$ が増え, 更に発散磁場で磁気モーメントの保存から $\epsilon_{\perp}$ から $\epsilon_{\parallel}$ にエネルギーが移る. 初速度 $v_b$ が小さい方が加速領域での滞在時間が長いため, ポンデロによる $\epsilon_{\parallel}$ の上昇が大きい. ポンデロは軸方向加速であり, ICRのように垂直方向のエネルギー増加によるラーマー半径が上昇しないため, プラズマ壁の相互作用が小さくなる有利な特長がある.

ここで計算においては, 高周波電場 $E$ と外部定常磁場 $B$ の強度分布を以下として行った ( $L_E, L_B$ は軸方向長さのスケール長を意味し, この依存性も種々に調べた).

$$E(z) = E_0 \exp[-(z - z_{res})^2 / L_E^2],$$

$$B(z) = B_0 (1 + \tanh[-(z - z_{res}) / L_B]). \quad (2)$$

次に図18に示すように, このスキームによるイオンの運動エネルギーゲイン $\Delta\epsilon$ を計算すると, 小さい $v_b$ の時はい定 (飽和) で, それより大きくなると $v_b$ と共に減少している. また一様電場, 非一様磁場下での準線形理論曲線 $\Delta\epsilon = (\pi q^2 E_0^2 / 4m)(L_B / \omega v_b)$ と, 大きい $v_b$ と $L_E$ で近い値と

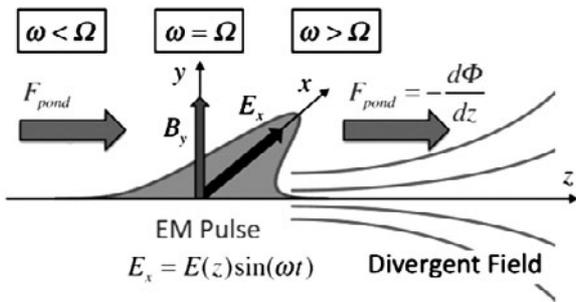


図16 PA/ICRの概念図[27].

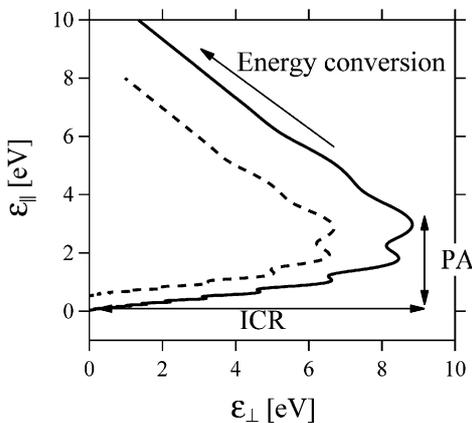


図17 PA/ICRスキームでのエネルギーゲイン. 実線と点線は夫々軸方向の初期イオン速度が400と1,600 m/sの場合を示す[27, 52].

なっている. これらの特性は粒子のこの加熱・加速領域でのトランジット時間で理解できる. また典型的には, ポンデロによる $\epsilon_{\parallel}$ の上昇はICRによる $\epsilon_{\perp}$ の上昇の約1/3であった.

更に壁でのロスや衝突効果も含めた粒子軌道計算を行った. 例として図19で示すように, ラーマー半径が小さいヘリウムイオン (左図)の方が, アルゴンイオン (右図)より壁のロスが小さく速度上昇は大きい. 装置サイズや磁場が強いVASIMRのパラメータでは更に速度上昇が大きい事もわかった. これらにより, 推力 (図20)等を計算しこの概念が有効である事を示した. 但し計算からわかるように衝突と壁のロスを慎重に決めないと, 推力が電場と共に上昇しなくなる事に留意する必要がある. なお, このスキー

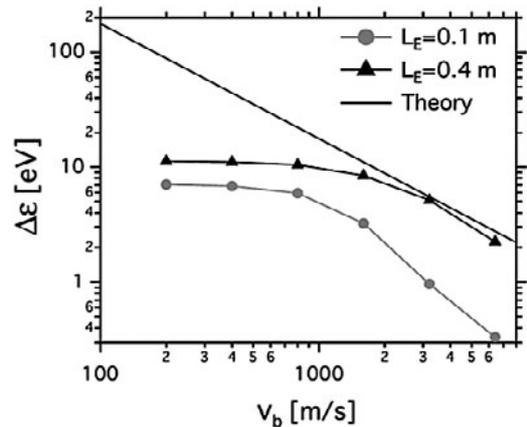


図18  $L_E$ を変えた場合のイオンエネルギーゲイン $\Delta\epsilon$ の $v_b$ 依存性. 準線形理論結果も示す[27, 52].

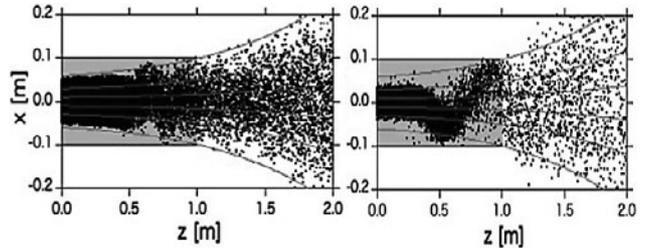


図19 (左)ヘリウムイオンと(右)アルゴンイオンの粒子運動のスナップショット[53].

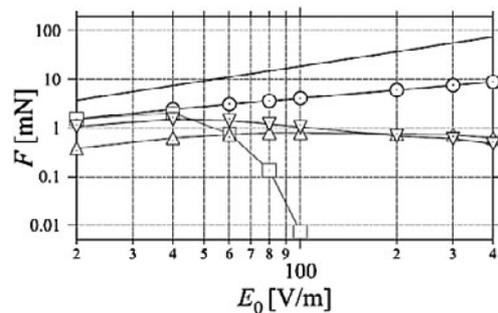


図20 推力と電場との関係: ○は壁へのロスと衝突を双方入れない場合, □は壁へのロスはあがるが衝突を入れない場合, △は壁へのロスと等方性衝突を入れた場合, ▽は壁へのロスと非等方性衝突を入れた場合, 実線は準線形理論からの計算の場合を示す[52].

ムでも電磁場の浸透が重要であり、外電極による静電的電場浸透と、プラズマ外電流による磁場励起での誘導電場励起する方法について、モデル計算と比較・検討を行った[54].

v)  $m = 0$  コイル励起加速法

ここでは、発散磁場下でコイルに印加した AC 電流によるプラズマ中に励起された  $j_\theta$  が重要で、電磁力  $f_z = j_\theta \times B_r$  によるプラズマ加速を利用している (図21は加速相での概念図). 半周期毎に加速相と逆方向加速相となるが、逆加速相ではプラズマが自分自身の装置内面に当たる (若しくは戻るだけのみ) ためシステム全体では逆加速とはならない。つまり半周期毎に加速となる。

ここでこのスキームで満足すべき重要な点は以下の3点である: a) 誘起電磁場がプラズマ中に浸透する事, b) 加速されるプラズマがインダクティブ ( $L$  的) である事 (つまり抵抗  $R$  によって誘起電流が小さくならない事: そうでないとオーム加熱のみとなる), c) 加速された粒子 (特にイオン) が加速の半周期でこの加速・減速領域から離れてしまう事 (発散磁場の勾配長より半周期での軸方向の運動距離が長いのが目安) [27, 55].

このためには誘起電流分布と電流の絶対値は重要であり、1次元モデルによる解析的計算 (この印加電場の周方向と定常外部磁場の軸方向を考えると、実質的には異常波と同じ取り扱い) で、印加角周波数  $\omega$  を変えた場合の誘起電流の径方向依存性の例を図22に示す (衝突の効果も入れてある)。ここで  $I_{ext}$  はこの外部印加コイル電流、 $\omega_{LH}$  は低域混成角周波数である。  $\omega/\omega_{LH}$  の1との大小によって浸透度が異なるのが分かる (1より小で伝播波, 大でエバネッセント波)。典型的な値を入れると、理想的推力  $F$  は数十 mN となり実機に適用できる可能性が高い。また電気回路的解析 (外部回路とプラズマ系での、等価的  $R, L$ , 相互インダクタンス, 駆動誘起電圧等を使用) でも上記と同様な結果を確認し、更にこの (等価的) 電気回路の計算でもプラズマ挙動解析も行った。

更に精度を上げるため、2次元シミュレーションコード [48] により、誘起電磁場構造、誘起電流  $j_\theta$  の空間分布、イオンと電子の挙動 (特に軸方向運動) 等を、パラメータサーベイを行って調べた。但し外部一様磁場下での計算である。図23にその計算結果例を示す。誘導電流のピークはプラズマ周辺にあり、質量の違いから電子の1周期での軸方向移動距離  $L_{ez}$  はイオンの  $L_{iz}$  より大きかった。今後発散

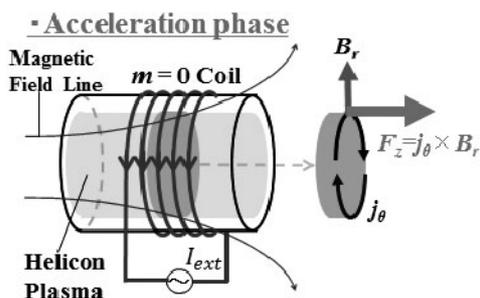


図21  $m = 0$  加速での概念図 (加速相) [55].

磁場の影響も調べる必要があるが、 $j_\theta, L_{ez}, L_{iz}$  の全てが大きいのが、 $f_z$  と既述の a)~c) の観点から望まれる。

そのため特に重要な  $j_\theta$  と  $L_{iz}$  を調べると、外部磁場が小さいほど双方とも大きくなったが、印加周波数が大きくなるにつれ  $j_\theta$  は増加し  $L_{iz}$  は減少するため、最適な領域を探す必要がある。但し ICR 領域や低圧力では  $j_\theta$  が大きくなり有望である (高磁場でも可能) ため、その領域での検討も行った。今後はより正確な描像を得るため、発散磁場下での計算を行う必要がある。

3.2.2 プラズマ加速実験

i) ヘリコン源単独加速法

ここでは、搭載型とターゲット型スラストスタンド測定 (関連するプラズマ診断開発は後述の3.3参照) で推力を計測した。搭載型で永久磁石を用いた様々な磁場配位と強度 (カスプ磁場の有無もあり) で実験を行った。直径3cmの比較的小プラズマ源での実験では、 $P_{imp} \sim 1$  kW で、 $F \sim 3$  (最大 5) mN,  $I_{sp} \sim 200$  s, 推進剤利用効率  $\eta_u \sim 30\%$  であった。直径5と10cmの場合は、後者で  $P_{imp} \sim 2$  kW において、 $F \sim 11$  mN  $I_{sp} \sim 840$  s と良い特性を得た。ここを含め  $I_{sp}$  の算出においては、ガス流量の値ではプラズマ出口からの逆流は考慮していない。

次にLMD (既述したようにソース部は口径10cmでテーパ部は10-17cm) で永久磁石と電磁石を併用して実験を行った (図2, 9参照)。アルゴン高密度ヘリコンプラズマ (所謂ブルーモード) では、最大推力  $F < 22$  mN,  $I_{sp}$  では2,000秒を達成できた (夫々図24, 25): 推力電力比  $F/P_{imp}$

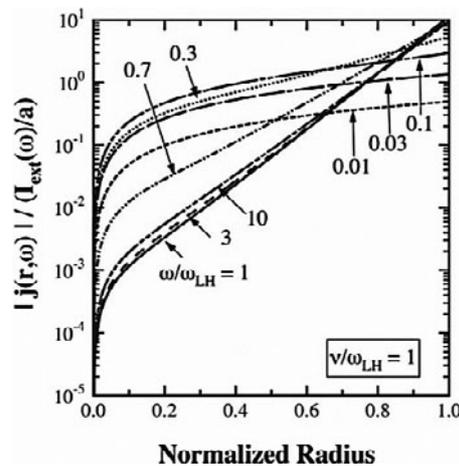


図22  $m = 0$  加速での概念図 (加速相) [24].

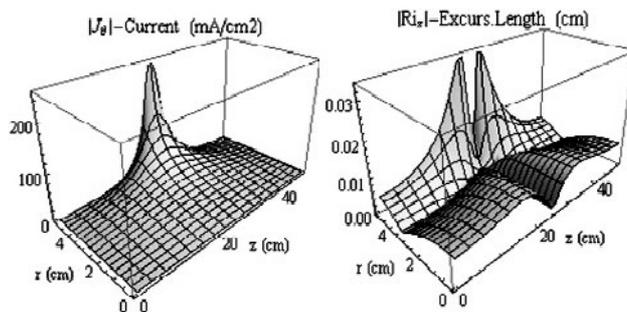


図23  $m = 0$  加速での2次元計算例 (左:  $j_\theta$  の絶対値, 右: 電子の1周期間での軸方向移動距離)。

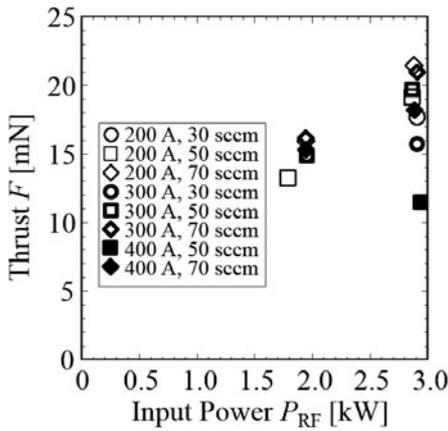


図24 アルゴンプラズマ推力の高周波パワー依存性（電磁石電流と流量を変化）。

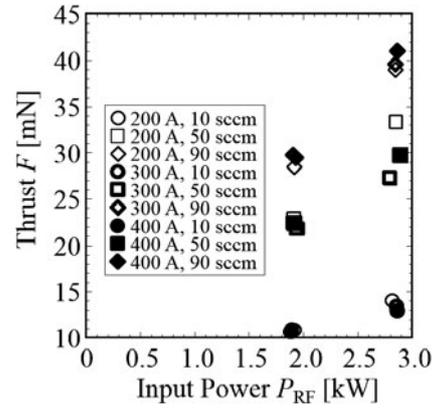


図26 キセノンプラズマ推力の高周波パワー依存性（電磁石電流と流量を変化）。

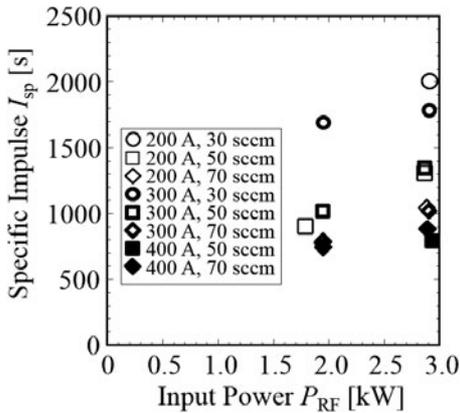


図25 アルゴンプラズマ比推力の高周波パワー依存性（電磁石電流と流量を変化）。

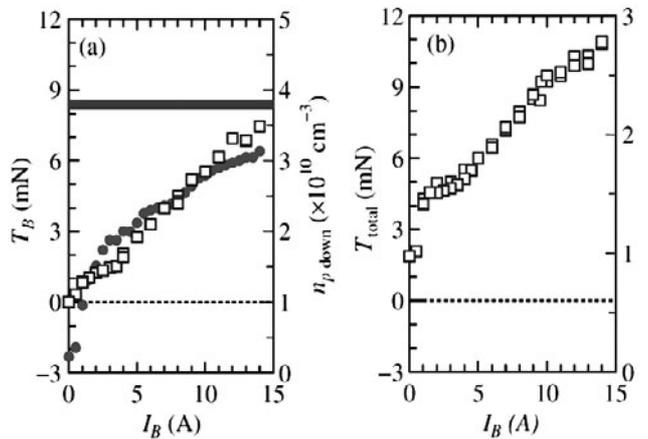


図27 コイル電流を変えた場合の（左）磁気ノズルによる磁気力（●）とプラズマ密度（□），（右）全推力。但し左図の横軸は理想的理論予想[57]。

は最大 8.5 mN/kW。この  $F/P$  は、高密度キセノンプラズマでは更に上昇し 16 mN/kW となった（図26から導出）。またこのキセノンプラズマにおいて、 $P_{\text{inp}} \sim 3$  kW で最大推力  $F$  は 41 mN となった（図26）。但し推進効率は現時点では 8% 以下である。

これらの値はヘリコン源として非常に良い値を達成し、無電極でありながら他で運用される推進源にかなり近い値となってきている。例えば、ホールスラスタは別として、MPD アークジェット： $I_{\text{sp}} \sim 500$  s,  $F/P_{\text{inp}} \sim 20$  mN/kW, イオンエンジン（「はやぶさ」型）： $I_{\text{sp}} \sim 3,000$  s,  $F/P_{\text{inp}} < 25 - 30$  mN/kW,  $F = 8.7$  mN（1基あたり）[2, 3]である。

また発散磁場下での反磁性電流による軸方向推力について実験を行った。ガラス管直径は 6.4 cm, 長さ 20 cm で、直径 60 cm, 長さ 100 cm の真空容器に繋げた。最大 700 G の高磁場では径方向拡散が抑えられるため理論的推力に近づき理想的ノズルとして働く事を実証した[38, 56]（図27）。また低圧力・低密度の領域では電位の急激な変化のあるダブルレアーが観測され、イオンビームの存在も確認した[57]。

次に SHD を用いて直径 2 cm の小口径でアルゴン、ヘリウム、水素ガスで高周波プラズマを生成し、ダブルプローブとマッハプローブで電子密度  $n_e$  とイオン流速  $v_i$ （速度の校正係数は文献[58]：無磁化モデルの係数  $\kappa = 1.26$ ）を求

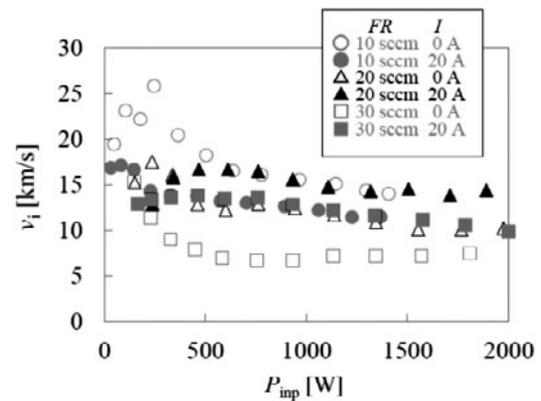


図28 ヘリウムプラズマでのイオン速度の高周波パワー依存性（ガス流量と電磁石電流を変化）[29]。

めた[29]。なおイオン音波速度を導出する際に電子温度は実験で典型的な 5 eV を使用した。その結果アルゴンでの速度は  $< 3$  km/s 程度であったが、流量を下げると  $P_{\text{inp}}$  が 1 kW 以上でヘリウム（水素）の場合最大 15 (40) km/s を達成（図28, 29参照）し、 $I_{\text{sp}}$  は 1,500 (4,000) 秒相当となる。これより、本無電極研究の将来目標の一つである  $I_{\text{sp}}$ （排出されるイオン）が 3,000 秒を達成したといえる。但し、 $P_{\text{inp}}$  が 1 kW で  $n_e$  はアルゴン ( $10^{12}$  cm $^{-3}$  台) に比べヘリウム、

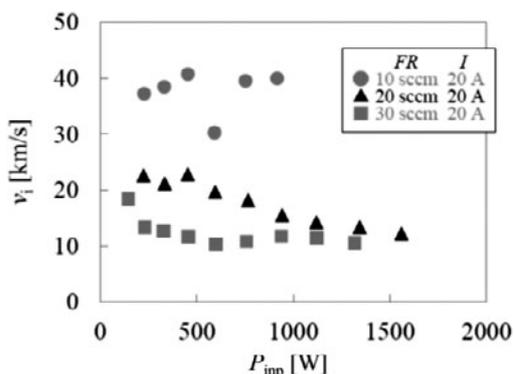


図29 水素プラズマでのイオン速度の高周波パワー依存性 (ガス流量と電磁石電流を変化) [29].

水素とも  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  台で低い. 今後  $n_e$  や電離度を上げるために中性ガスを減らし,  $P_{\text{imp}}$  を増やして最適条件を求める必要がある.

ii) RMF 加速法

本加速の典型的実験構成を図30に示す. 高周波アンテナで生成された高密度プラズマを, 2セットの対向している加速用のコイル状アンテナに, 位相差  $\phi$  がある AC 電流を印加し軸方向に垂直の回転磁場  $B_\omega$  を形成する. これにより  $\phi = 90$  度の場合, 誘起された  $j_\theta$  と外部径方向磁場  $B_r$  による軸方向ローレンツ力  $f_z$  が期待できる. なお,  $\phi = -90$  度では減速, 0 度や180度では加速がなく単なる直線偏波の振動で加熱のみとなる.

まず本加速では RMF 励起磁場が浸透するかどうかが重要であるため, プラズマの有無による磁場測定を行った. LMD で直径 5 cm のソースでの磁気プローブ測定実験では, Milroy の計算予測 (図12参照) [41] と比較し, プラズマへの浸透がある条件だけでなく, 入りにくい条件でも浸透がみられ, その条件が緩い可能性を示唆する良好な結果が

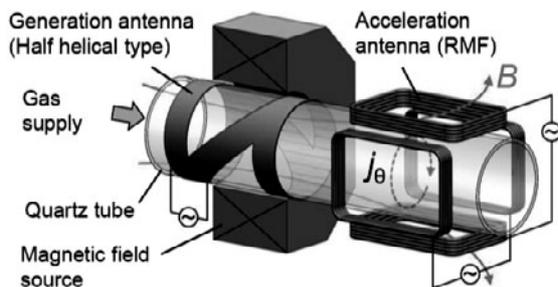


図30 RMF 加速の典型的実験的構成.

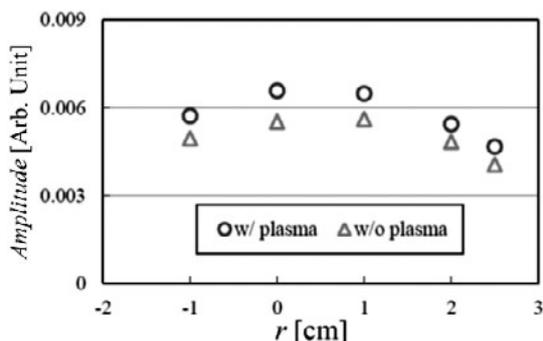


図31 プラズマの有無による RMF 磁場の空間分布 [32, 55].

得られた (図31が例でプラズマの有無によらず励起磁場が浸透) [32, 55]. 更に, RMF 電流と磁気プローブ信号からも比例関係 [27] が得られ, 磁場浸透の確認ができた.

次に RMF 加速実験を行った. 直径 5 cm のプラズマソースでも速度の上昇も見られたが, ここでは直径 10 cm (テーパ部で 17 cm) のソースでの結果を示す. 具体的実験構成については, 全体を図32に示す. コイルのターン数は 5 で 5 MHz の高周波を印加した (最大 2 kW の電源を 2 つ使用). ここでは永久磁石のみ使用した実験結果を示すので, その永久磁石部分 (3.1.2も参照) を図33に示す. ここで永久磁石では, 加速に必要な  $B_r$  を電磁石に比べ大きくできる利点がある. 但し今回は, 電磁石を用いていないのでターゲットプラズマとしての速度, 密度等は最適化条件より低い. まずは RMF 電流  $I_{\text{RMF}}$  が最大 30 A<sub>pp</sub> で行い, RMF の効果がみられた [59] が, 本稿ではより明確な実験となった最大 50 A<sub>pp</sub> での結果を述べる.

図34には, 高周波パワー  $P_{\text{imp}} = 1 \text{ kW}$  で  $I_{\text{RMF}}$ , アルゴンガス流量, 位相  $\phi$  (90と-90度) を変えた場合の, マッハプローブで測定した電子密度  $n_e$  とアルゴンイオン速度  $v_i$  を示す. 前述のようにイオン速度の校正係数は  $\kappa = 1.26$  [58] とした. マッハプローブは RMF コイル中心から軸方向下流側の 11.5 cm に置き,  $I_{\text{RMF}} = 50 \text{ A}_{\text{pp}}$  の時の  $B_\omega$  はコイル間中心で最大 12 G である. これより, 加速の位相では  $n_e$  と  $v_i$  は加速前に比べ夫々  $\sim 29, \sim 19\%$  増加した. 一方減速相ではどちらも 2% 以下であり, 位相差効果が確認できた.

図35に  $P_{\text{imp}} = 1 \text{ kW}$ ,  $I_{\text{RMF}} = 30 \text{ A}_{\text{pp}}$ ,  $\phi = 90$  度で, 流量を変えた場合の, RMF の有無による  $n_e$  と  $v_i$  の径方向分布を示す. RMF により  $n_e$  は空間全体で 10% 程度上昇したが,  $v_i$  はプラズマ周辺付近 ( $\sim 8\%$ ) の方が中心部分 ( $\sim 4\%$ ) よ

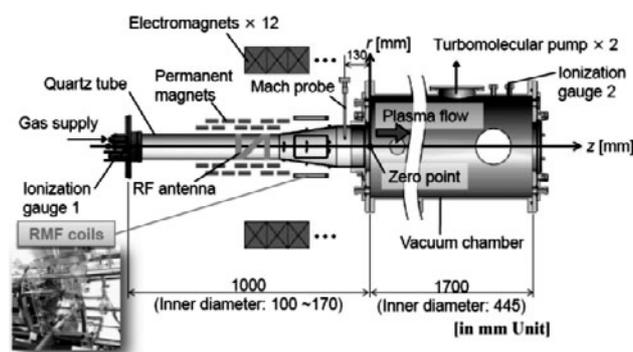


図32 LMD での RMF 加速実験全体図 [59].

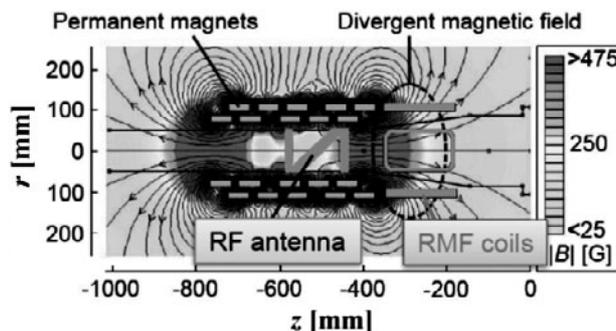


図33 開発した永久磁石による磁場の空間分布.

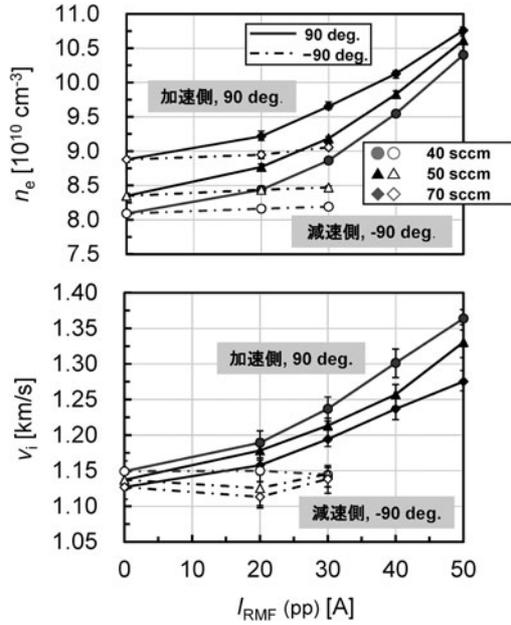


図34  $I_{\text{RMF}}$ , 流量,  $\phi$  を変えた場合の  $n_e$  と  $v_i$  の変化 ( $P_{\text{inp}}=1 \text{ kW}$ ).

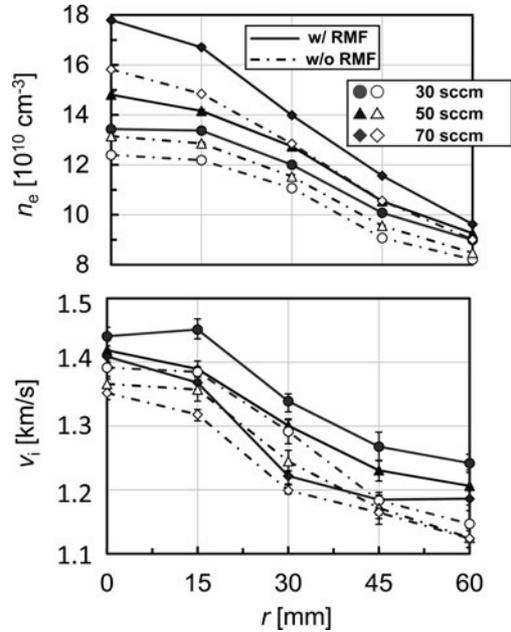


図35 RMF印加の有無による流量を変えた場合の  $n_e$  と  $v_i$  の空間変化 ( $P_{\text{inp}}=1 \text{ kW}$ ,  $I_{\text{RMF}}=30 \text{ A}$ ,  $\phi=90$ 度).

り若干高い傾向にあった。これは磁場浸透を考えると、現条件ではプラズマ中心(周辺)では部分(完全)浸透[41]のためであった可能性がある。また上記は  $P_{\text{inp}}=1 \text{ kW}$  で行ったが、これを  $3 \text{ kW}$  に上げるとこの効果は薄れた。ターゲットの密度が上昇し、磁場浸透条件が厳しくなった可能性がある。

ここでRMFの実験では、加速だけでなく生成(加熱)の効果も考える必要がある。本スキームでは理想的には加速のみ期待できるが、アンテナとプラズマとのカップリングにより実際には生成と加速の両方が入っていると考えられる。本実験では、加速(減速)相ではヘリコン波での  $m=1$  (-1) モードの励起可能性がある。ここでヘリコン波の  $m=1$  モードは、他の実験でみられているように、

$m=-1$  モードより生成効率が高い場合[9,10]がある。それをチェックするため磁気プローブでの高周波波動励起測定を行ったが、ヘリコン波の構造と異なっていた。また推力  $F$  の粗い評価を  $j_\theta$  の測定から以下のようにほぼ実験結果を説明でき、本加速方法は有望で原理が実証されたといえる: RMFを印加すると非線形効果[40]により、RMF印加周波数を  $f$  とすると、 $j_\theta$  にはDC部分(これが加速部分の項)と  $2f$  部分が出てくるがそれらの振幅は同じである。これを利用して、磁気プローブの径方向分布計測からマックスウェルの式を使ってこの  $2f$  部分を導出してDCの  $j_\theta$  とし  $F$  を評価した。

以上に加え、RMF励起磁場の部分浸透(径方向浸透分布の  $P_{\text{inp}}$  依存性等)から、 $\phi$  の効果がRMFによるものであることも確認され、本スキームの実証が行われたと考えられる。更に別の予備的推力測定からも、RMFによる予想された推力増加がみられている。

今後図12やPICシミュレーション結果より、修正した浸透条件と有限軸方向長加速部を考慮しながら、増加推力の制御を図る必要がある。但し推力増加[27,35]と磁場浸透条件[41]はトレードオフの部分(RMF周波数, 半径, 電子密度等)がある点を留意して、ターゲットプラズマを整備しながら更なる最適化を図る予定である。

iii) REF 加速法

永久磁石を用いたコンパクトヘリコン源で、REF加速実験を行った典型的実験構成を図36に示す。ループアンテナで生成した高密度プラズマを、複数の高周波電源と印加される電極を用いた回転電場による加速である。実験ではプラズマサイズ(直径  $2.5\sim 5 \text{ cm}$ ), 電源周波数 ( $13.56$  と  $27.12 \text{ MHz}$ ), REF電源数(増やす程、周方向の電場パターンの対称性が良くなる: 最大4ケ), 各電極へ印加する電圧の位相(回転方向で加速と減速を決定可能)等を変えて実験を行った。

REFによりイオン流の加速(マッハプローブ計測)が見られた(図37が例)が上昇分は少なく、また電圧位相差における流速の顕著な変動も確認できなかった。その原因は、電場の浸透条件を十分に満たしていないためであるとわかっており、今後より上昇させるには上述3.2.1 iii)での理論計算から予想される実験領域にパラメータを設定する必要がある。具体的には、加速用電源の周波数が  $13.56 \text{ MHz}$ , 電極間電圧  $1 \text{ kV}_{\text{pp}}$  とすると、 $30 \text{ cm}$  以上のスラスト直径、 $3 \text{ kG}$  以上の磁場により、明らかなREF加速効果(電磁推力  $0.1 \text{ mN}$ ) が確認できると期待される。また、 $10 \text{ mN}$  クラスの推力増強は、 $30 \text{ cm}$  以上のスラスト直径に加え、 $5 \text{ kG}$  の磁場強度と  $40 \text{ MHz}$ ,  $50 \text{ kV}_{\text{pp}}$  のREFが必要である事も予測されている。

また実験的には全推力を電磁加速分とプラズマ圧力分とに分離する事も理解に必要で、それも準備した(プラズマ診断法開発の項参照)。

iv) PA/ICR 加速法

本加速用にTHD内に軸方向に長い平板アンテナ(対向した一対アンテナも試みた)を設置し、計算予測に近い実験領域(発散磁場下でヘリウム一価イオンのイオンサイク

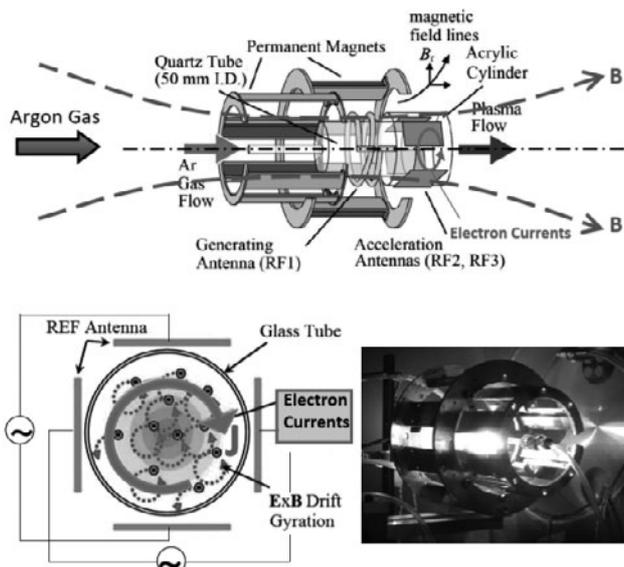


図36 永久磁石を用いたコンパクトヘリコンソースでの REF 実験例 (上は生成・加速実験の側面図, 下左は断面図, 下右は放電写真).

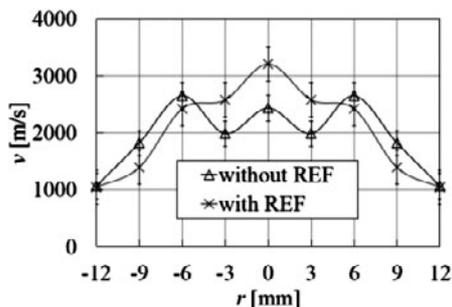


図37 REFの有無によるイオン流速度分布の変化[47].

ロトロン周波数領域：磁場400 Gで周波数150 kHz付近) でテストを行った (図38). 軸方向と径方向に向けられる作製したイオンエネルギーアナライザ IEA での計測で, イオン温度の上昇と軸方向加速がみられた. 今後ループアンテナ等も試し, パラメータサーベイと最適化条件での推力測定での実証が必要である.

v)  $m = 0$  加速法

$m = 0$  コイルによる電磁場の浸透は小口径の方が一般的に良い (計算で確認) ため, LMDでなくSHDで実験を行った. 発散磁場下で内径2 cmの石英管に巻き数20のコイル (軸方向に2 cm幅) に20 A<sub>pp</sub>の電流を印加した (図39). 印加周波数はICR領域である.

図40は外部コイル電流  $I_{ext}$  に同期したマッハプローブ (イオン飽和電流  $I_{is}$  の収集として上流側を up, 下流側を down) の信号例を示す.  $n_e$  (upとdownの信号平均に比例) と  $v_i$  (upとdownの信号比から導出. 既述したように  $\kappa = 1.26$  [58]) は,  $I_{ext}$  と同じく振動している. このプローブ信号はコイル中心付近 (半径方向  $r \sim 0$ ,  $m = 0$  コイル中心からの軸方向距離  $\Delta z \sim 0$ ) では,  $I_{ext}$  と電子密度  $n_e$  は逆相で, イオン速度  $v_i$  (下流に向かって正と定義) は  $n_e$  と同相であった.  $r \sim 0$  の領域で軸方向に離れても同傾向を示した (速度振動の振幅は軸から離れると減少).

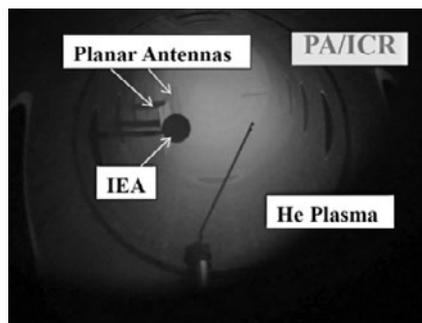


図38 THDでの He プラズマを用いた PA/ICR 加速実験写真.

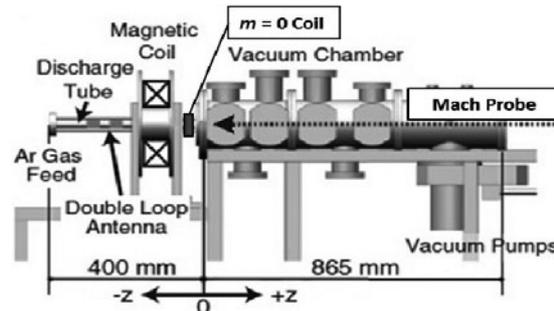


図39 SHDでの  $m = 0$  コイルによる加速実験.

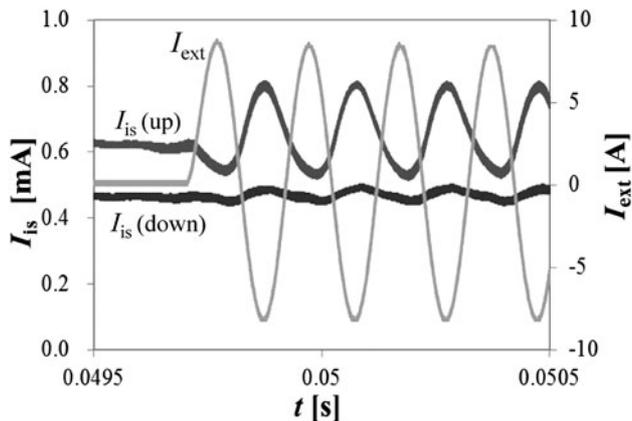


図40 外部コイル電流  $I_{ext}$  とマッハプローブ信号 ( $r = 0$ ,  $\Delta z \sim 0$ ) の時間変化.

これに対し半径方向のプラズマ端に近い領域 ( $r \sim 6$  mm,  $\Delta z \sim 0$ ) では,  $v_i$  は定常成分 (w/o) からをベースとして常に下流に向かって正であった (全波波形に近い: 図41). この端付近での  $m = 0$  コイル電流の有無での, イオン流速度比 (w/の場合の w/o に対しての比) の軸方向分布を 図42に示す. ここでエラーバーの上端 (下端) は  $m = 0$  コイル電流印加時のイオン流の最大 (最小) 速度, 中心値はその速度の平均値を示す. 速度変動はコイル付近では最大比率 1.7 近くを示したが, 軸方向に遠方になるにつれ平均値は 1 に近づいた (中性粒子圧力が高く現象がみえなくなった可能性がある). 電子密度に関しては変動は小さかった. なお, 印加周波数を ICR 領域から離れた場合, 速度振動の振幅は小さくなった. また, より口径の大きい LMDでも  $m = 0$  コイル電流のプラズマへの影響 (密度振動等) が認められた.

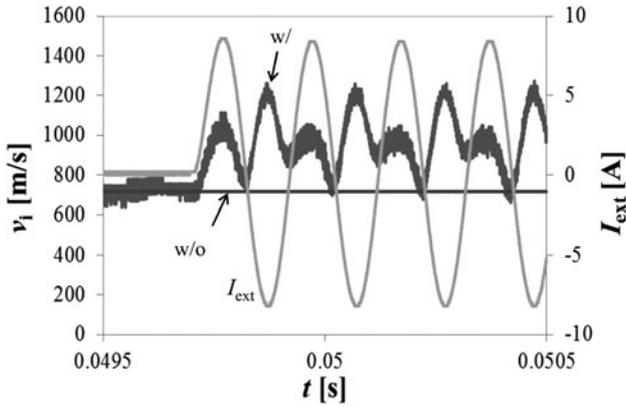


図41  $I_{ext}$  と  $v_i$  の時間変化 ( $r \sim 6$  mm,  $\Delta z \sim 0$ ).

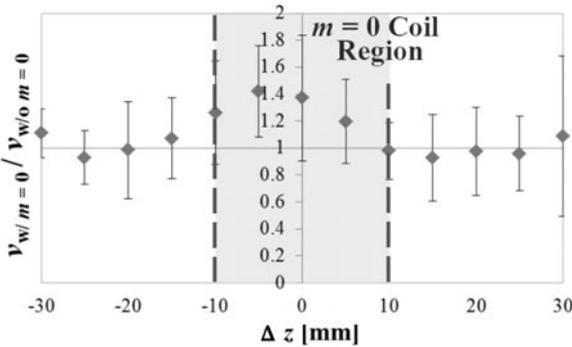


図42  $v_i$  の変動の軸方向分布 ( $r \sim 6$  mm).

これらから、半径方向のプラズマ中心付近 ( $r \sim 0$ ) は提案している  $m = 0$  加速、プラズマ周辺付近では本加速と iv) PA/ICR 加速法との複合的効果が考えられる。今後パワーバランスを考慮しながら更なる特性解析を行うが、加速現象を打ち消す衝突効果を軽減させるため中性粒子圧力を下げ、永久磁石による  $B_r$  の増強 (ローレンツ力の増加)、増強した電源を用いた  $m = 0$  コイル電流の増加 ( $j_\theta$  の増加によるローレンツ力の増加) 等を調べる必要がある。

### 3.3 先進プラズマ診断開発

以下、プラズマ生成と加速の評価や最適化に有用な先進プラズマ診断開発を、i) 電気的測定 (プローブ類)、ii) 分光測定 (レーザー、2種の分光器、高速度カメラ)、iii) 力学的測定 (スラストスタンド)、について述べる。

#### i) 電気的測定

本研究の装置群に合わせた静電プローブ (シングルとダブルプローブ: 挿入のための曲り形状等)、様々な形状のマッハプローブ、励起磁場測定用磁気プローブとホール素子、イオンエネルギーアナライザーの試作等を行い、種々のプラズマ挙動解析に用いた。

#### ii) 分光測定

0.5 W 出力の半導体レーザー (TOPTICA 社) を用いたレーザー誘起蛍光法 LIF の新規開発 [55, 60, 61] を行い、アルゴンイオンだけでなくアルゴン中性粒子の軸方向速度分布関数の (径軸方向の放電ショット毎の入射・受光位置スキャンによる) 2次元空間分布測定を可能とした。図43が開発した測定システム [55, 60] であり、これより粒子の平均流速、温度、相対密度も導出できる。無加速でのヘリ

コンプラズマにおける測定では、イオン流が数 km/s [60] で磁場ノズルによる加速が見られたのに対し、中性粒子流は 200 m/s 弱程度 [61] とイオン音波速度より遅かった。このイオンと中性粒子流速計測より、夫々の密度を考慮すると、本研究領域では推力項には中性粒子よりイオンが主要であることがわかった。

これらによりプラズマ流の特性評価と性能向上に重要な測定基盤が確立されたが、現在は更に軸方向と径方向流 (速度空間 2次元) の径軸分布 (実空間 2次元) の同時測定と、ms に及ぶ高速計測を可能とするための開発を行っている: 全て入射系もオプティカルファイバーを使い、Photomultiplier Tube (PMT) の代わりに簡便、安価でコンパクトな Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) と、現在行っている Fast Fourier Transform (FFT) 解析の代わりに自作のロックインアンプを用いている。

次に超高性能可視分光器 (焦点距離 1.5 m, 波長分解能 0.005 nm: リソー応用光学株) に駆動機構を用いたプラズマ光診断開発で、イオンと中性粒子の温度とドップラー速度 (但し線積分) の 2次元空間分布測定を可能とした [55, 62]。現在は同時計測用にこのシステムを PMT によるマルチチャンネル化 (32チャンネル) への改造を進めている。また夫々の計測のクロスチェックのため、図44にはこの分光器に加え、前述の LIF, マッハプローブとの同時系

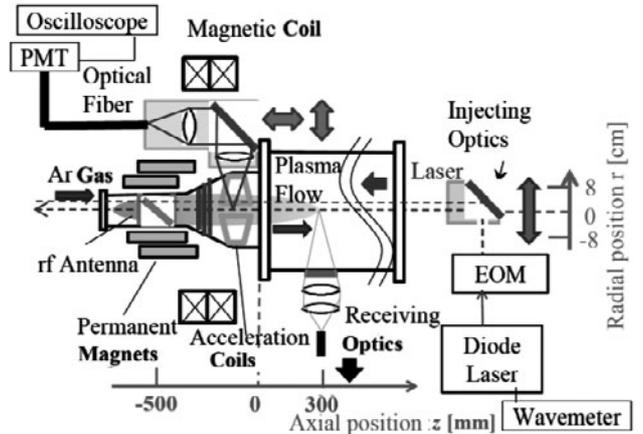


図43 レーザー誘起蛍光法によるアルゴンのイオンと中性粒子の軸方向速度分布関数の 2次元測定のプロック図 [60]。

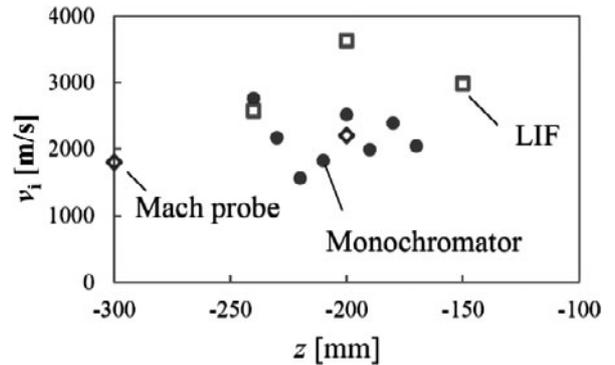


図44 レーザー誘起蛍光法 (LIF)、超高性能可視分光器 (Monochromator)、マッハプローブ (Mach Probe) によるアルゴンイオンの軸方向速度の軸方向依存性。

件による測定例（永久磁石によるヘリコンプラズマ生成のみ）を示す。これよりほぼ同じ結果が得られ信頼性もあることがわかる（なおプラズマ推進分野ではこのような同一物理量の複数計測は少ない）。

次に、広帯域波長（360～792 nm：Ocean Optics 社）を高速にデータ取得ができる分光器によるライン強度比測定で、電子温度と密度を評価する研究（非接触で得られ有望）に着手し、定性的な一致をみた（衝突輻射モデル[63]による計算とライン選定が重要）。アルゴンの分光でこの手法が確立できれば大きな進歩となる。これは微小サイズやプローブ測定が困難な場所でも有効である。例えば3.1.2で述べたSHDによる世界最小口径0.3 cmではプローブ測定はサイズの点から不可能に近く、非接触測定の分光法等によるプラズマパラメータ測定開発が望まれる。なお簡単な第一ステップとして、電子温度が一定ならArII強度が電子密度の2乗に比例する事を利用し、類似実験（電子密度とArII強度の測定データ利用）と実効立体角を考慮して～1 kWの高周波パワーで～ $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 程度のプラズマが得られていることを確認した[29]。更に現在、アルゴンに加えヘリウムの衝突輻射モデル計算を始めており、アクチノメトリ的手法も検討中である。

高速度カメラ測定（最大1.3 MPSの仕様：Photron社）では、ArIとArIIの干渉フィルターを用いて、高密度ヘリコンプラズマの電子密度と中性粒子密度の空間分布（非対称アーベル変換とART法）を求めた[55,62]。ここで電子温度が一定なら、ArI強度は電子密度と中性粒子密度の積に比例する（ArII強度は既述）。求めた（相対的）電子密度分布は静電プローブ結果とよく一致し、この有効性が確認された。この手法によりプラズマ源から離れるにつれ（図45の左から右）、電子密度（中性粒子密度）の減少（増加）が観測された。鏡やファイバースコープ（観測が困難な場所でも設置可能）を用いた測定も容易となった。更に本カメラを用いてプルーム挙動やプラズマ柱の回転現象（電子反磁性方向で約0.38 kHz）も調べた。現在は異なるプラズマ周方向においた3本のファイバースコープを、光学系を工夫してフィルター付の高速度カメラに入れて逆変換し、電子と中性粒子密度の時空間分布計測の開発を進めている。

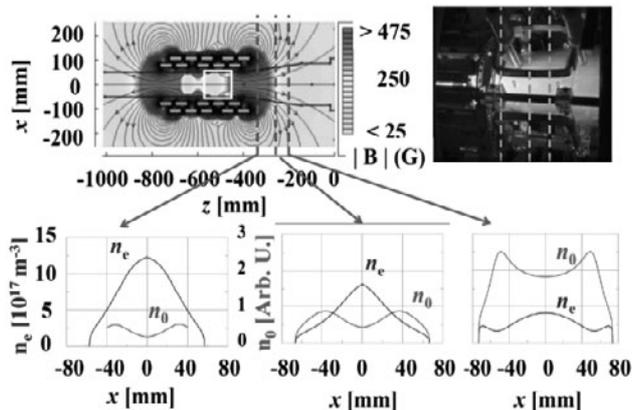


図45 電子密度（校正済み）と相対的中性粒子密度分布。

iii) 力学的測定（スラストスタンド）

プラズマ生成・加速において推力測定は重要である（実験の項3.2.2を参照）。今回、ねじり振り子型（搭載型）とターゲット型のスラストスタンドを開発した。前者は3種類以上作成（ソース内径は2.4～6.5 cm）し、一部は電磁推力、圧力推力、全推力を分離できる構成とした（分離測定結果例として図27参照。壁のロス効果も調べることも行った）[27, 38, 57, 64, 65]。

後者ではLMDでターゲット材質（SUSとポリカーボネイト）と形状（コーンとフラット）を変えて行い、精度の評価も行った[66]。またねじり振り子型とターゲット型スラストスタンドの同時測定により、ターゲット型で問題となる弾性衝突の効果を入れる必要がないことがわかった。これらは3.2.2で既述した推力測定に用いた（図46と47に前者と後者の夫々のタイプのスラストスタンド例）。今後ターゲット素材の損傷や形状効果や容易な組み上げ・据え付け等も検討していく予定である。

なお、これらの諸診断法により種々のプラズマパラメータが取得でき（既述したようにイオン速度等は複数の方法で評価：図44）、計測の信頼性が向上する。これにより詳細な物理現象解析が可能となり先進研究開発の進展への寄与が期待できる。

4. おわりに

電気推進ロケット開発でプラズマと電極が接して損耗し

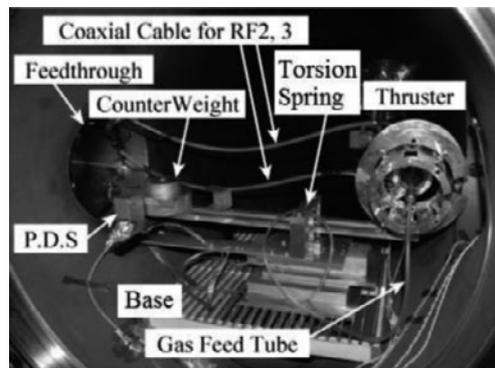


図46 ねじり振り子型スラストスタンド[27]。

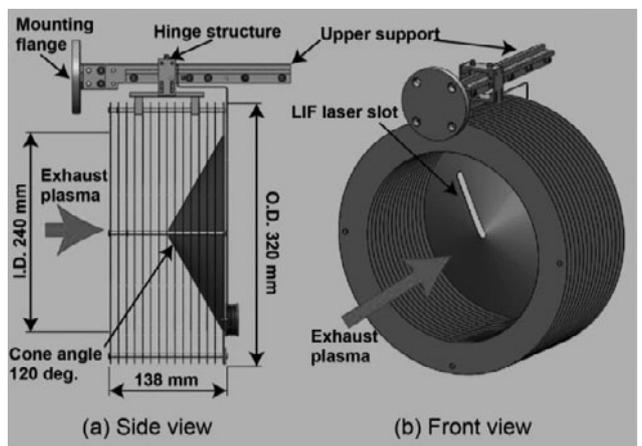


図47 ターゲット型スラストスタンド[66]。

短寿命（及び不純物混入）となる問題等を解決するために、本 HEAT プロジェクトでは非常にチャレンジングなテーマ「高密度ヘリコンプラズマ生成と加速における完全無電極の推進法開発」で新たに試みる事であった。特に高効率・高密度（ $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ）で且つ従来のマシンパラメータを越えた多様なヘリコン源開発と、それをを用いた先進加速の研究を初めて行った。

ヘリコン源では生成機構を含む特性解析を通じた、優れた粒子生成効率のスケーリング則の導出により、この効率評価のガイドライン確立となった。同時に、これまでにない斬新な種々の加速法の提案とその基礎的機構研究を行い、物理的実証段階から実機で使われる段階まで、新たな成果として次に繋がる状況となった（推力、推力-電力比、比推力等の数値目標達成）。つまりプラズマ科学分野での領域開拓において、新たな学術的知見と工学的成果が得られたといえる。勿論まだ次世代に現実に使用される無電極で高効率となる究極的な推進法確立までには至っていないが、当初立てた意欲的な目的・目標は十二分に達成したと考えられる。

今後は、広域プラズマ科学・宇宙工学のもつ多面的な学術性（統合性、普遍性等を含む）とプラズマ推進応用への展開を意識しながら、インパクトを与える本研究関連を更に進めていく予定である。具体的には、学術性ではプラズマ生成に関しては、高周波波動と高効率生成機構の明確化、不安定性・閉じ込めと関連した粒子生成スケーリング則の更なる拡張・開拓、加速では提案スキーム（新規も含む）の更なる理解と改良を行い、応用としては将来プラズマ推進として求められる仕様を意識して最適化を進める必要がある。プラズマ推進の現在の潮流としての大電力化にも留意しながら、特に諸効率（粒子生成効率、言い換えるとイオン生成コスト[2,3]、推進剤利用効率[2,3]等）にも関連する高電離度と推進効率の向上が今後重要な点と考えられる。ここで、冒頭の1.1と1.2で述べたように、研究の進展には理学と工学等の分野を越えた物理的基礎から工学応用まで展開した広域プラズマ科学・宇宙工学分野（それも手法と異種分野の統合）の有機的で柔軟な、互いに信頼をもった組織が鍵となる。なお、本研究で開発した先進ヘリコンプラズマ生成法は、プラズマ源として基礎から核融合、産業応用まで、新規加速法は高密度、高速プラズマ流関連で、やはり同様に幅広い分野で普遍的インパクトが期待できる。

次に本研究成果の評価であるが、日本学術振興会における研究検証評価でも以下の内容で「A」を戴いた：「研究進捗結果に比べ、十分進展した研究成果であった。現在イオンエンジンにおいて大きな課題は電極の損耗であり、本研究はその課題を解決する事を目指したものである。研究進捗評価時点で既に達成しているプラズマ生成に関する優れた成果に加えて、プラズマ加速法についての理論、シミュレーション、実験が進められ、イオン流速増加の確認に加えて、無電極で3,000秒の比推力特性を達している。（一部略）本研究の成果は当初目標を達成したと評価される。」

なお、平成21年度から現時点までの研究代表者と研究分担者による査読論文数は38編（別にヘリコンプラズマ科学に関する解説[10]）、学会発表数は242件である。その内、国際会議を主とした招待講演は22件（プロジェクト直前にアメリカ物理学会があったが、それを除いてもヨーロッパ物理学会及び日本物理学会、電離気体現象に関する国際会議 ICPIG 等重要な会議が多くある）となり、成果を広く公表できた。なお、最終年度の途中であるが、その時点での本プロジェクト成果をまとめたものがある[27]。

更に基盤研究(S)として求められている研究成果の広報について述べる。本プロジェクトも含めた篠原研究室紹介（電気学会[67]、応用物理学会[68]）があり、アウトリーチ活動としては、夫々の関連研究室の Web 公表だけでなく、東京農工大学での科学技術展、分担者組織（複数）での学内・所内開放、イノベーションジャパン等にも複数回出展した。論文・学会発表以外の学会活動に関連しては、メンバーとして電気学会プラズマ技術委員会の「電気推進ロケットエンジンの推進性能と内部プラズマ物理現象に関する調査専門委員会」に採択され H23-25年度に活動し、プラズマ・核融合学会の専門委員会に H26年度からは「先進的無電極プラズマスラスト実現へ向けての基礎研究」で採択され活動している（H27年度も継続中）。補足だが、H26と27年度には、プラズマ・核融合学会付録の卓上カレンダーに、夫々 LMD でのアルゴンとキセノンの高密度ヘリコンプラズマ光の写真が掲載された。

また、研究代表者・篠原と研究分担者・谷川は平成22年度に本研究関連で文部科学大臣表彰科学技術賞（研究部門）を受賞し、連携研究者の学会関連等での受賞も2件ある。研究のみならず教育の観点も重要である。研究代表者と分担者分所属分では、学生の学会表彰は2件、育った学生としては、博士号取得2人、修士号取得22人、学士号取得25人であった。更には新進の若手研究者の育成にも大きく貢献したといえる。

以上、これらの研究・教育成果と外部評価を励みに、関係者一同は本研究の成果（知見と開発技術）を更に進展させ、プラズマ推進研究のみならず、波及効果としての広域プラズマ科学・宇宙工学に貢献できればと願っている。また本稿が他の研究者、特に若手の方々への刺激や新規研究へのヒントとなれば幸いである。

## 謝 辞

本プロジェクトの直接の原動力となった、科学研究費補助金基盤研究(S)のサポートに心から感謝します。その前段階でのプロジェクト関係者が受給しました基盤研究(A)-(C)や三菱財団、JST等の外部資金も助けとなりました。

また研究分担者との緊密な議論・相談、HEAT プロジェクト全体会議（年2回以上）での学生を含む多くの関連参加者間の活発な議論は、本研究を推進する上で非常に大きな貢献となっています。本稿出版に際してもプロジェクトメンバー（特に研究分担者の方々）にもお世話になりました。

なお、<http://www.tuat.ac.jp/sinohara/> (特に発表論文等の項) でも本研究活動成果の一部が見られます。

末筆ながら、本プロジェクトの基礎から多大な貢献をして戴いた故都木恭一郎教授と故K.P.Shamrai博士に本稿を捧げたいと思います。

### 参考文献

- [1] [http://www.jsps.go.jp/j-grantsinaid/12\\_kiban/ichiran\\_21/shinki.html](http://www.jsps.go.jp/j-grantsinaid/12_kiban/ichiran_21/shinki.html)
- [2] 栗木恭一・荒川義博編：電気推進ロケット入門 (東京大学出版会, 東京, 2003).
- [3] 荒川義博監修：イオンエンジンによる電気推進ロケット入門 (コロナ社, 東京, 2006).
- [4] H. Kuninaka and S. Satori, *J. Propul. Power* **14**, 1022 (1998).
- [5] R.W. Boswell, *Phys. Lett.* **33**, 457 (1970).
- [6] S. Shinohara, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 4695 (1997). (Review Paper)
- [7] R.W. Boswell and F.F. Chen, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25**, 1229 (1997). (Review Paper)
- [8] F.F. Chen and R.W. Boswell, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25**, 1245 (1997). (Review Paper)
- [9] 篠原俊二郎：プラズマ・核融合学会誌 **78**, 5 (2002). (解説)
- [10] 篠原俊二郎：日本物理学会誌 **64**, 519 (2009). (解説)
- [11] Chang-Díaz, *Sci. Am.* **283**, 90 (2000).
- [12] R.W. Winglee and A. Goodson, *J. Geophys. Res.* **105**, 21067 (2000).
- [13] S. Shinohara and H. Mizokoshi, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 036108 (2006).
- [14] S. Shinohara *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **37**, 1015 (1995).
- [15] S. Shinohara *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**, 4503 (1996).
- [16] D. Kuwahara *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **84**, 103502 (2013).
- [17] K. Toki *et al.*, *Thin Solid Films* **506-507**, 597 (2006).
- [18] S. Shinohara *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 093502 (2014).
- [19] S. Shinohara and T. Tanikawa, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 1941 (2004).
- [20] S. Shinohara and T. Tanikawa, *Phys. Plasmas* **39**, 044502 (2005).
- [21] VORPAL: Ver. 4.2, Tech-X Corporation, Boulder, CO, USA, 2010.
- [22] S. Shinohara and K.P. Shamrai, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, 865 (2000).
- [23] K.P. Shamrai and S. Shinohara, *Phys. Plasmas* **8**, 4659 (2001).
- [24] S. Shinohara *et al.*, *Phys. Plasmas* **16**, 057104 (2009).
- [25] S. Shinohara *et al.*, *Plasma Source Sci. Technol.* **19**, 034018 (2010).
- [26] T. Motomura *et al.*, *Phys. Plasmas* **19**, 043504 (2012).
- [27] S. Shinohara *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci. Technol.* **42**, 1245 (2014).
- [28] T. Nakagawa *et al.*, *JPS Proc.* **1**, 015022 (2014).
- [29] T. Nakagawa *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **10**, 3401037 (2015).
- [30] S. Otsuka *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **9**, 3406047 (2014).
- [31] T. Tanikawa and S. Shinohara, *Proc. Int. Cong. Plasma Phys.* (2004). <http://hal.archivesouvertes.fr/hal-00002013/en/>
- [32] S. Shinohara *et al.*, *Trans. Fusion Sci. Technol.* **63**, 164 (2013).
- [33] F.F. Chen, *Plasma Phys. Control. Fusion* **33**, 339 (1991).
- [34] 篠原俊二郎, 谷川隆夫：特許第4069298号 & 特許第4069299号, 2008年1月25日 (登録日).
- [35] M. Inomoto, *IEEE Trans. Fundam. Mater.* **128**, 319 (2008).
- [36] F.F. Chen, *Phys. Plasmas* **13**, 034502 (2006).
- [37] A. Fruchtman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 065002 (2006).
- [38] K. Takahashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 235001 (2011).
- [39] A. Fruchtman *et al.*, *Phys. Plasmas* **19**, 033507 (2012).
- [40] I.R. Jones, *Phys. Plasmas* **6**, 1950 (1999).
- [41] R.D. Milroy, *Phys. Plasmas* **6**, 2771 (1999).
- [42] K. Toki *et al.*, *Proc. 28th Int. Electric Propul. Conf., IEPC-03-0168*, Mar. 2003.
- [43] 都木恭一郎他：宇宙関連プラズマ研究会論文集, JAXA-RR-09-003 (2010).
- [44] T. Nakamura *et al.*, *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan* **10**, Tb-17 (2012).
- [45] T. Matsuoka *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **6**, 2406103 (2011).
- [46] T. Matsuoka *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **51**, 096201 (2012).
- [47] H. Nishida *et al.*, *Frontier Appl. Plasma Technol.* **5**, 67 (2012).
- [48] K.P. Shamrai, *private communication* (2012).
- [49] R. Nomura *et al.*, *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan* **12**, Pb\_79 (2014).
- [50] I.Y. Dodin *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 5046 (2004).
- [51] G. Emsellem, *Proc. 29th Int. Electric Propul. Conf., IEPC-2005-156*, Oct. 2005.
- [52] F. Otsuka *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **8**, 1406012 (2013).
- [53] F. Otsuka *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **8**, 2406067 (2013).
- [54] F. Otsuka *et al.*, *Earth Planets Space* **67** (2015) *in press*.
- [55] T. Ishii *et al.*, *JPS Proc.* **1**, 015047 (2014).
- [56] K. Takahashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 195003 (2013).
- [57] K. Takahashi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 141503 (2011).
- [58] M. Hudis and L.M. Lidsky, *J. Appl. Phys.* **41**, 5011 (1970).
- [59] S. Otsuka *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **10**, 3401026 (2015).
- [60] N. Teshigahara *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **9**, 3406055 (2014).
- [61] D. Kuwahara *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **10** (2015) *in press*.
- [62] S. Waseda *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **9**, 3406125 (2014).
- [63] S.J. Vlček, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **22**, 623 (1989).
- [64] T. Nakamura *et al.*, *World Academy Sci. Eng. Tech.* **71**, 797 (2012).
- [65] T. Nakamura *et al.*, *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan* **12**, Po\_1\_1 (2014).
- [66] D. Kuwahara *et al.*, *Plasma Fusion Res.* **9**, 3406025 (2014).
- [67] 研究グループ紹介 東京農工大学 大学院工学研究院 篠原研究室：電気学会基礎・材料・共通部門 (A 部門) ニュースレター, p. 1 (2012年12月号).
- [68] 研究室紹介：応用物理学会プラズマエレクトロニクス分科会会報, No.58, p. 12 (2013年6月).