



ISSN 1349-1113
JAXA-RR-09-003

宇宙航空研究開発機構研究開発報告

JAXA Research and Development Report

2007/2008年度宇宙関連プラズマ研究会講演集

宇宙科学研究本部

船木 一幸 編

2010年2月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

目 次

はじめに	谷川隆夫・船木一幸・篠原俊二郎	
小ヘリコン源プラズマのRFアンテナ加速.....	都木恭一郎・篠原俊二郎 谷川隆夫・羽田亨・船木一幸・田中良和・横井賢二・Kostiantyn P. SHAMRAI...	1
磁気圏環境における光電子放出に関するシミュレーション研究	村中崇信・上田裕子・白井英之・篠原育...	11
プラズマ推進機用イオン加熱の大電力化と課題	安藤晃...	19
観測ロケット S520 - 25号機搭載用ベアテザーを用いたプラズマ収集実験	住野諒・田中孝治 山極芳樹・佐々木進・下山学・阿部琢美・神戸篤・若槻賢・佐原宏典・藤井裕矩...	27
「かぐや」が観測した月 一月周辺プラズマの観測結果を中心に—	齋藤義文・横田勝一郎・田中孝明・浅村和史・西野真木・山本忠輝・綱川秀夫 渋谷秀敏・清水久芳・高橋太・松島政貴・「かぐや」MAP班...	35
次世代電気推進機関のための外部電磁場によるプラズマ電流励起モデル	羽田亨・篠原俊二郎・都木恭一郎・谷川隆夫・船木一幸...	46
Development of a Low Aspect Ratio, Helicon Plasma Source using a Flat Spiral Antenna	Taisei MOTOMURA, Kenji TANAKA, Katsuhiko MURAKAMI, Shunjiro SHINOHARA, Takao TANIKAWA and Ikkoh FUNAKI...	58
ランダウ減衰と電流駆動	上原和也...	67
Characteristics of an Ion Beam in a Magnetically Expanding Plasma using Permanent Magnets	Kazunori TAKAHASHI and Tamiya FUJIWARA...	74
二次元微粒子プラズマの様々な挙動 — 新しい実験装置 YCOPEX の持つ大きな可能性 —	齋藤和史・中村良治・石原修...	80

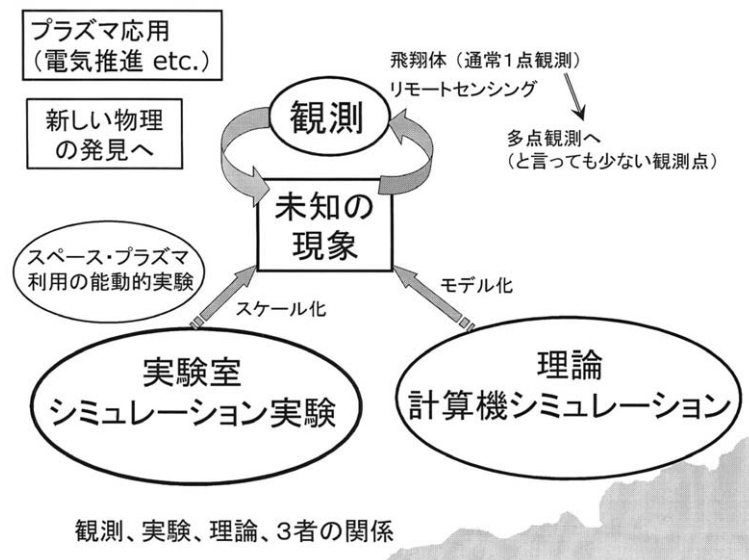
はじめに

「宇宙関連プラズマ研究会 2007」（2007年12月19日開催）及び「宇宙関連プラズマ研究会 2008」（2008年12月16日開催）における講演より10編を査読論文として集めた論文集をここにお届け致します。それぞれの論文は最低2名の査読者により内容を精査して頂きました。

宇宙関連プラズマの諸々の課題についてインフォーマルな雰囲気の中で、じっくり深い議論を交わす場を持つ、そして新しい研究テーマの発掘につなげよう、という考えのもとに2003年にスタートしたのが「宇宙関連プラズマ研究会」です。それ以来毎年1回12月に開催してきています。もともと、観測、理論・計算機シミュレーション、実験室実験の“三位一体”の実現（下図を参照してください）がスペース・プラズマ現象の本質を理解する上で大変重要であろうということで、この三位一体の実現の一環として行っていた“内輪”の集まりを発展させてきたのでした。図に示すように、相互の交流を通して新しい物理の発見へつなげることも目指しているのです。さらに、いろいろなプラズマ応用への展開も期待できます。本論文集に収められた論文を読んで頂ければ、上述のことが実現されつつあることを実感して頂けるのではないのでしょうか。

本論文集の編集に、著者のお一人で我々世話人の掛け替えのない共同研究者でもあった東京農工大学の都木恭一郎先生が突然ご逝去されるという不幸に見舞われました。都木先生のご努力を無駄にしないよう頑張るって行かなくてはと決意を新たにするとともに、先生のご冥福を心よりお祈り致します。

本論文集の編集にあたって、それぞれの論文をより良いものにするため最大限の努力を傾けて下さった執筆者、査読者の皆様に心よりお礼申し上げます。ISAS/JAXAの佐々木進先生、阿部琢美先生のサポートに対しても心より感謝致します。編集に際しての諸々の煩雑な作業を下さった山下真由美さんにも厚くお礼申し上げます。最後に、活発な議論を通して我々を励まして下さった「宇宙関連プラズマ研究会」の参加者の皆様に心よりお礼申し上げます。



「宇宙関連プラズマ研究会」世話人 東海大 総科研 谷川 隆夫
ISAS/JAXA 船木 一幸
九大 総理工 篠原 俊二郎

小ヘリコン源プラズマのRFアンテナ加速

都木 恭一郎*^{1,*6}, 篠原 俊二郎*², 谷川 隆夫*³,
羽田 亨*², 船木 一幸*⁴, 田中 良和*¹,
横井 賢二*¹, Kostiantyn P. Shamrai *⁵

A Compact Helicon Source Plasma Acceleration by RF Antennae

Kyoichiro TOKI*^{1,*6}, Shunjiro SHINOHARA*², Takao TANIKAWA*³, Tohru HADA*², Ikkoh FUNAKI*⁴,
Yoshikazu TANAKA*¹, Kenji YOKOI*¹ and Kostiantyn P. SHAMRAI*⁵

Abstract

One of the promising candidates for long life electric propulsions in the future is an electrodeless thruster without using any discharge electrodes. The electrodeless plasma acceleration was investigated from the viewpoint of electromagnetic acceleration being different from VASIMR magnetic nozzle expansion. A proposal of continuous electromagnetic acceleration “Lissajous” was attempted. A few preliminary experiments for plasma production and acceleration were performed as the proof-of-concept.

Keywords: Compact Helicon Source, RF Plasma Production, Electrodeless Acceleration

1. はじめに

我々のグループは、有電極の問題を一掃すべくオール無電極の（荷電粒子を直接やりとりする電極が無い）プラズマ生成+無電極プラズマ加速を標榜し、生成にヘリコン波プラズマ源を、加速には専用アンテナを用いた電磁加速の手法を模索している。^{[1]-[5]}ヘリコン波プラズマ源の電気推進への応用は、Shamrai等のイオンエンジンへの適用が早く、^[6]ついで、米国のVASIMRエンジンがICRH（Ion Cyclotron Resonance Heating）+磁気ノズルによる熱エネルギー→並進運動エネルギー変換によるプラズマ加速を行っている。^[7]VASIMRを熱加速型とするなら、豪州や欧州では、ヘリコン波プラズマ源のダブルレイヤー構造に伴う上下流のポテンシャル落差を利用してイオンを加速する（中和は分布関数テイル部の高エネルギー電子がポテンシャル障壁を越えて自動的に行くとされる）静電加速型も検討されている。^{[8]-[13]}本報告では、上記のいずれとも異なる無電極プラズマの電磁加速について、特に連続加速法の検討を行うとともに、Proof-of-Concept的な予備実験を紹介する。

* 1 Tokyo University of Agriculture and Technology
* 2 Kyushu University
* 3 Tokai University
* 4 ISAS/JAXA
* 5 Institute for Nuclear Research, Ukraine
* 6 2009年5月26日逝去

2. ヘリコン波プラズマ源

2.1 ヘリコン波によるプラズマ生成

ヘリコン波は右回り円偏波の電磁波で境界がある場合のホイッスラー波と言われる。RFパワーを増大させて行くと、CCP (Capacitively Coupled Plasma) で点火、ICP (Inductively Coupled Plasma) への移行、さらには外部磁場の印加によってヘリコンモードにジャンプするが、その際、急激なプラズマ密度の上昇を伴い、 10^{13} cm^{-3} の高密度を達成することも可能である。プラズマの生成原理は諸説有り、ランダウ減衰によって説明したり、最近ではヘリコン波→LH (Lower Hybrid)、TG (Trivelpiece-Gould) 波が関与した加熱であるとする説が有力である。^[14]

2.2 大・小ヘリコン波プラズマ源

ヘリコン波プラズマ源は、そのメカニズム解明はさておき、比較的容易に高密度プラズマを生成する技法として発達しつつある。篠原、谷川、等は図1 (左) のように既に世界最大級の直径73.8 cmφのプラズマ源をJAXA 宇宙科学研究本部のスペースプラズマ実験設備を利用して実現させている。^[15] 一方で、本報告では図1 (右) のように、小ヘリコンと称する直径2.5 cmφのプラズマ源を対象に実験を行っている。

作動ガスとしては単原子で解析が容易と言う理由からArを用いている。図2 (左) に小ヘリコンで計測されたプラズマ密度ジャンプを示す。Arの流量は0.5 mg/s、ダブルサドル型アンテナで周波数27.12 MHz、外部磁場800 Gauss印加時、約300 Wの(正味RFパワー)=(進行波パワー)-(反射波パワー)で 10^{13} cm^{-3} のプラズマ密度を達成している。この密度はアンテナ直近での値である。今後は、さらに低パワーで同じ密度を実現する条件を探る必要があるが、実験パラメーターが多岐にわたるため、Shamrai等によるアンテナ電磁波分布シミュレーション解析を用いたプラズマLoadingインピーダンスの分布予測が実験を進める上での羅針盤となる。^{[16]- [17]} 図2 (右) に示すのは、図2 (左) の実験条件に対応するプラズマ

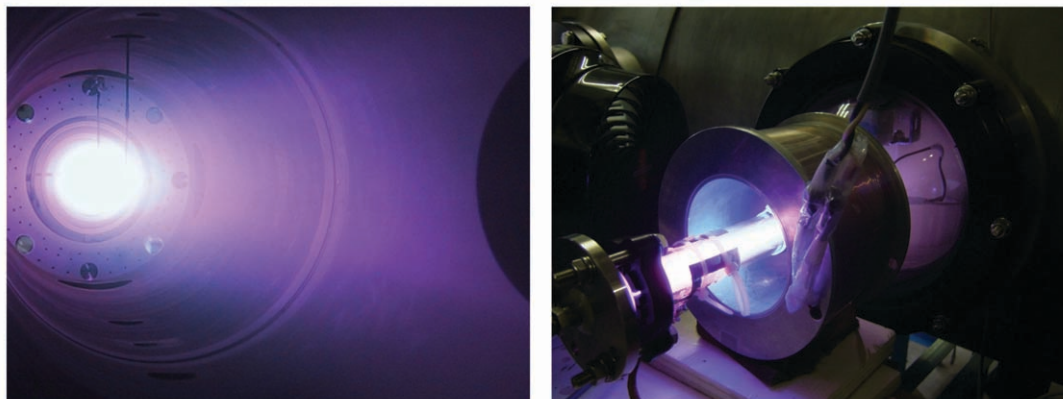


図1 直径73.8 cmの大ヘリコン波プラズマ源 (左) と直径2.5 cmの小ヘリコン波プラズマ源 (右)

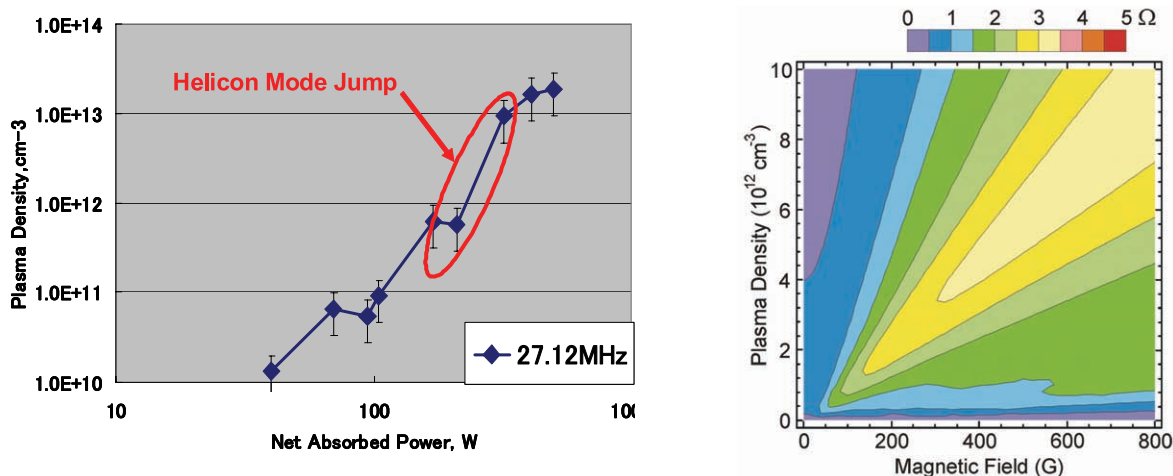


図2 小ヘリコンで観測された密度ジャンプ (左) と Ar プラズマ Loading の予測解析 (右)

Loading インピーダンスの予測地図で、横軸が印加磁場の強度、縦軸が生成されるプラズマ密度である。プラズマ密度が高く、プラズマ Loading インピーダンスが大きいほど効率良く RF パワーがプラズマに吸収されるので、この実験条件では外部磁場 800 Gauss 印加辺りで 10^{13} cm^{-3} が達成されると予測されている。

3. 無電極でのプラズマ電磁加速原理

3.1 電磁加速の功罪

プラズマを加速する方法として、電熱加速、静電加速、電磁加速が考えられるが、このうちもっとも効率が高いのは加速プロセスが単一で等エントロピー過程を用いる静電加速（電位差による無衝突の荷電粒子加速）である。電熱加速は、加熱→エントロピー上昇→運動エネルギー変換の2プロセスが粒子衝突に依存する非等エントロピー過程であるため、多くのエクセルギー損失を生じ、エネルギーがアネルギー化される。電磁加速は、理想的には等エントロピー過程であるが、現実には MHD (Magneto Hydro Dynamics) 的な有限電流の存在を前提とするため（始めに有限電流在りき）、必ず衝突による散逸加熱を伴う。具合の悪いことには、電磁力の正体が有限電子電流がもたらす誘導電界 $U_e \times B$ による静電力（図3）であるが故の不安定性が起こり得る。排気方向が B の分布次第で大きな発散角を持ち得ることがある。また、プラズマの磁力線からのデタッチメント問題も追跡の必要がある。

にも拘わらず、敢えて電磁加速を選択する理由は：

- (1) 加速原理が電荷分離に依存しない
 - 中和器が不要、構造の簡略化、宇宙機は原理的に非帯電、空間電荷制限を受けないので冷却面積以上の大型化は不要、推力密度を上げられる
 - (2) 有限電流による加速であり、高電圧を必要としない → 電源等の始動時デガス期間が短い
 - (3) 推進剤は、原子量の大きな稀ガスである必要はない → 分子ガスの使用も可能
 - (4) 無衝突プラズマに近づけて高効率化が期待できる → 大電力ほど高磁気レイノルズ数運転が可能、
- が挙げられる。つまり、大電力化には適した加速方法である。

3.2 無電極のプラズマ電磁加速方法

本文で扱う一連の無電極プラズマ電磁加速方式には、独自の提案による連続型加速（図4（左））、パルス繰返し型加速（図4（右））に加え、回転磁場型加速、プラズマ波動利用型加速、ダブルレイヤー型加速、等がある。ここでは連続加速型（別名“Lissajous”加速）について重点的に検討し、他は別報を引用するにとどめる。^[18]

当然ながら、電磁加速は電子電流と自己誘起または外部印加磁場との間に生ずる $j \times B$ ローレンツ力によって行われる。図4では、この力の向きを直接加速となる円筒座標の z 方向およびプラズマの圧縮力となる内向き r 方向にとるため、電流

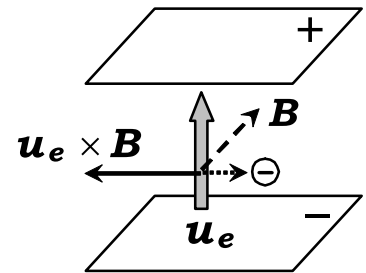


図3 有限電流による電磁加速

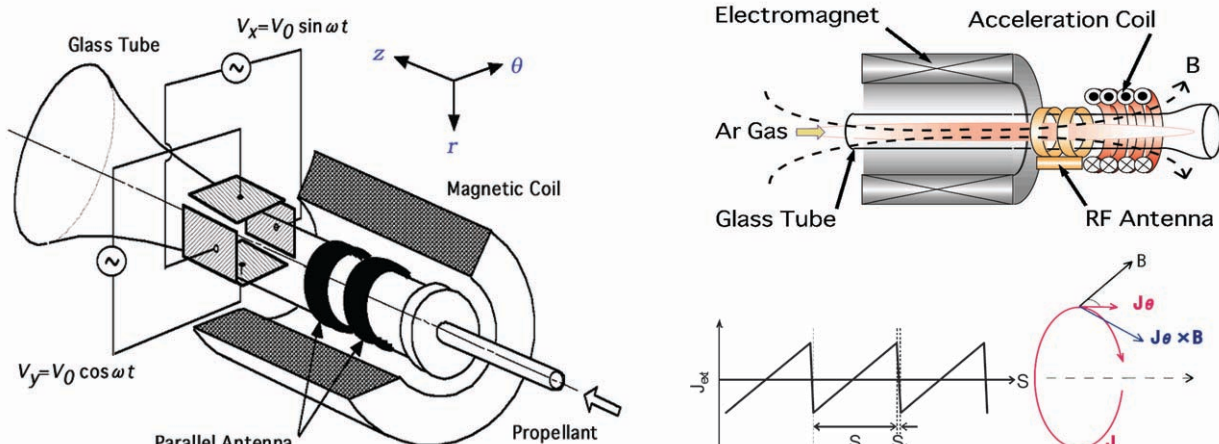


図4 回転電界による連続型加速（左）と鋸歯状コイル電流によるパルス繰返し型加速（右）

方向として \mathbf{j}_θ を選択した。駆動電流の向きが周方向とは言うものの、これは一種の無電極 MPD (Magneto-Plasma-Dynamic) スラスタと考えられる。

3.3 “Lissajous” 加速

“Lissajous (リサーチユ)” 加速では、CRT (Cathode Ray Tube) の偏向板による電子線輝点の2次元運動と同様に、位相の 90° 異なる角周波数 ω の RF 直交電界でプラズマを回転加減速することを考える (図5 (右))。プラズマ加速用磁場としては、ヘリコン波プラズマ生成用の電磁石コイルが発生する磁場をそのまま使用する (図5 (左))。プラズマを記述する運動方程式は粒子間衝突を考慮した Langevin 方程式を用いて解析する。

$$m \frac{dv_x}{dt} = eE_x - m\nu v_x + e v_y B_z \quad (1)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = eE_y - m\nu v_y - e v_x B_z \quad (2)$$

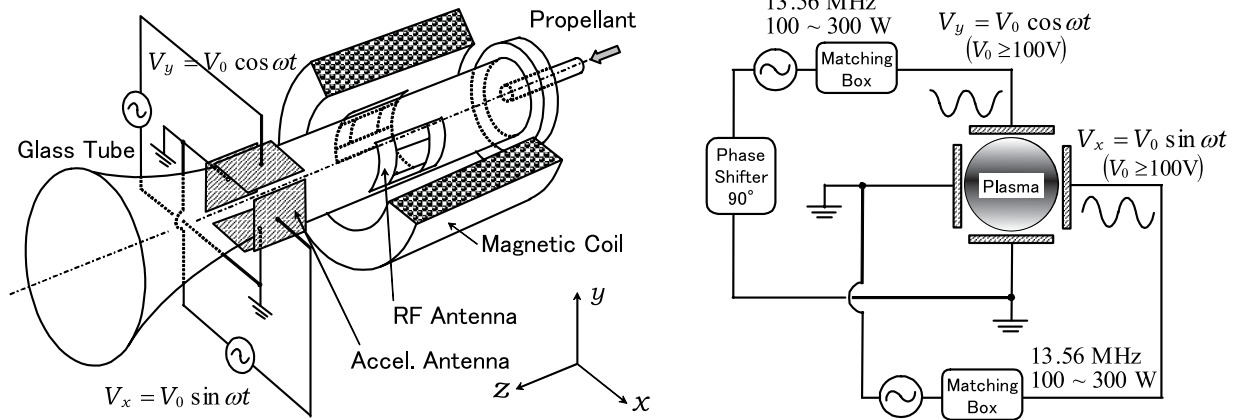


図5 “Lissajous” 加速の構成 (左) と回転電界の印加方向 (右)

ここで、 t : 時間、 m : イオンまたは電子質量、 e : 電気素量、 ν : 衝突周波数、 B : 印加外部磁場、 v : イオンまたは電子の速さ、 E_0 : 浸透電界の大きさ、 $\omega_0 = eB/m$ 、 x, y, z : 図5 (左) における座標系である。この漸次方程式部分の一般解であるサイクロトロン運動は、時間と共に $\exp(-\nu t)$ で減衰するので、特殊解のみを考慮すると：

$$v_x = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \nu^2}} \sin(\omega t + \phi) \quad (3)$$

$$v_y = \frac{eE_0}{m} \frac{1}{\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \nu^2}} \cos(\omega t + \phi) \quad (4)$$

$$\tan \phi = \frac{\omega_0 - \omega}{\nu} \quad (5)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{ela} + \mathbf{v}_{inela} \quad (6)$$

$$R = \frac{eE_0}{m\omega\sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \nu^2}} \quad (7)$$

その結果、衝突周波数 ν (弾性衝突 ν_{ela} と非弾性衝突 ν_{inela} の和で、イオンについては電荷交換衝突 ν_{cex} を含む) が支配的

でない限り、イオンも電子もそれぞれが z 軸周りに E_x , E_y 電界を受けて回転する（擬似ラーマー運動）。その回転半径を R （擬似ラーマー半径）とする。これは、単なる磁力線回りのサイクロトロン運動ではなく、また、回転電界がイオンや電子を直接回転させている訳でもない。この特殊解は、印加電界と外部磁場とで生ずるプラズマの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト運動が、印加電界が回転するために z 軸周りに回転することで生じている。つまり、回転電界の角周波数 ω を適当に選べば、イオンは慣性質量が大き過ぎて追従できず（擬似ラーマー半径 R が微小）、電子は追従できる（擬似ラーマー半径 $R \approx 1$ cm オーダー）状態を造りだせる。この時、周方向電子電流だけが残るので、ホール加速の原理によってプラズマが加速される。

3.4 “Lissajous” 加速における電界の浸透予測

Shamraiの構築した解析モデルは、一次元のプラズマスラブに磁力線が印加されており、イオン・電子密度分布をガラス壁でのシースを考慮しつつ予め仮定したもので、ここにRFを印加してガラス、シース、バルクプラズマのインピーダンスを計算することで電磁波の浸透を予測している（図6）。^[19] 図7では浸透電界の強度を（a）プラズマ深さ、（b）印加電界周波数、（c）中性粒子圧力、（d）プラズマ密度、（e）印加磁場強さ、（f）加速極板間ギャップ長、について計算している。磁力線の影響を考慮しない2.5 cm直径のプラズマ中心軸上の浸透電界は $E_0 = 0.1$ V/cm程度に過ぎないが（図7（a））、密度の薄い 10^{11} cm⁻³以下のプラズマ（図7（d））や、数100 Gaussの外部磁場印加（図7（e））では、 $E_0 =$ 数V/cm以上に達することが予想され、電界値10～1000 V/cmが期待できる。計算で基準となったパラメーター値は、プラズマ厚さ：4 cm、印加電界周波数>1 MHz、中性粒子圧力：2 mTorr、プラズマ密度： 10^{12} cm⁻³、印加磁場強さ：100 Gauss、加速極板のプラズマとのギャップ：0.5 cmとし、極板間の最大電位差：100 V、電子温度：4 eV、イオン温度：0.1 eV、内壁／中心プラズマ密度比：0.1、ガラス管肉厚+シース厚：0.5 cmとしている。

3.5 “Lissajous” 加速の推進性能

一般に、電気推進の推力 F は、質量流量 \dot{m} 、排気速度 u とすれば

$$F = \dot{m}u \quad (8)$$

と表され、加速に要するパワー P は、加速前の排気速度を u_0 、推進効率を η として

$$P = \left(\frac{1}{2} \dot{m}u^2 - \frac{1}{2} \dot{m}u_0^2 \right) / \eta \quad (9)$$

と表される。また、加速を受ける粒子の質量 M_i 、平均密度 \bar{n} 、半径 r_0 の円柱プラズマとすれば、

$$\dot{m} = M_i \bar{n} u (\pi r_0^2) \quad (10)$$

$$\therefore F = M_i \bar{n} u^2 (\pi r_0^2) \quad (11)$$

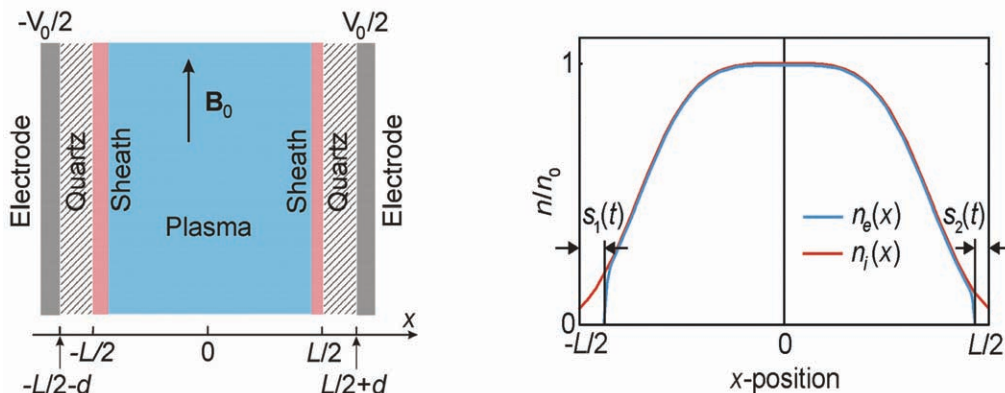
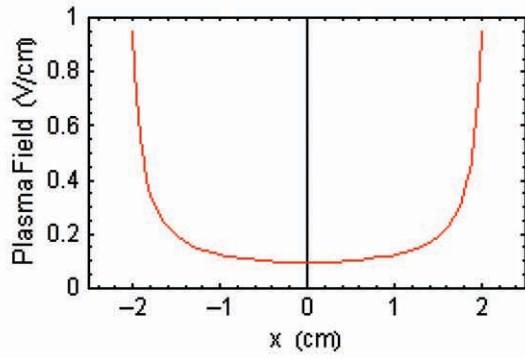
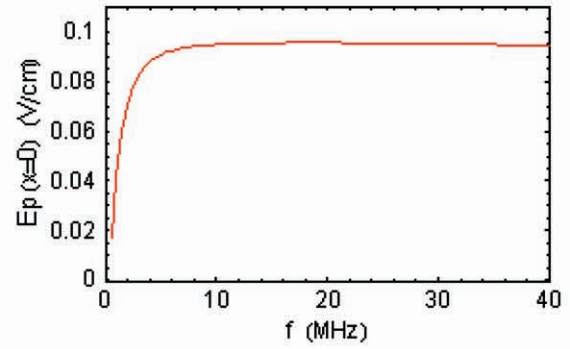


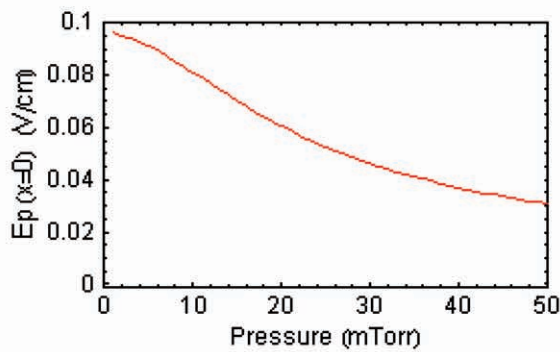
図6 電界浸透の解析モデル（左）とイオン・電子密度分布プロファイル（右）



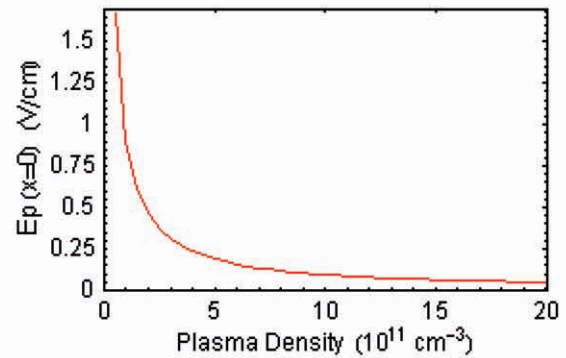
(a) 浸透電界 vs. プラズマ深さ



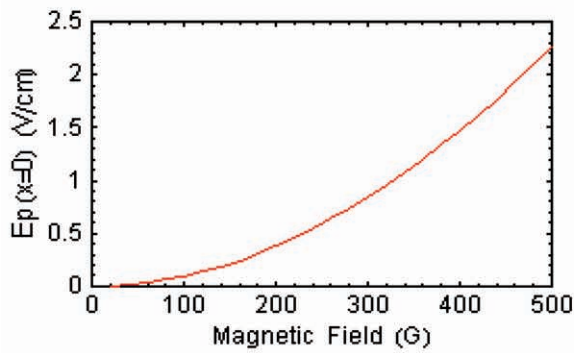
(b) 浸透電界 vs. 印加電界周波数



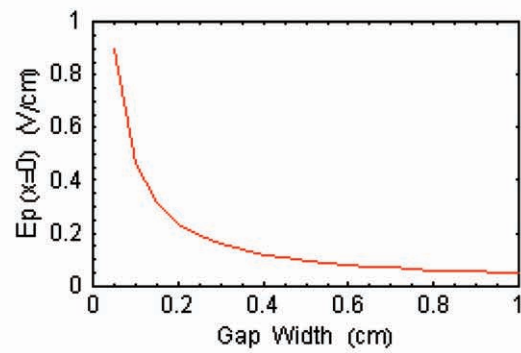
(c) 浸透電界 vs. 中性粒子圧力



(d) 浸透電界 vs. プラズマ密度



(e) 浸透電界 vs. 印加磁場強さ



(f) 浸透電界 vs. 加速極板間ギャップ

図7 浸透電界の大きさに及ぼす様々な条件：(a) プラズマ深さ，(b) 印加電界周波数，(c) 中性粒子圧力，(d) プラズマ密度，(e) 印加磁場強さ，(f) 加速極板間ギャップ長

$$u = \sqrt{\frac{F}{M_i \bar{n} \pi r_0^2}} \quad (12)$$

となる．平均密度の算定は parabolic 密度分布を仮定して，

$$\bar{n} = n_0 \left(1 - \frac{1}{2}\beta\right)$$

詳細は別報に譲るが，^[20] 最大排気速度 u_{\max} ，最大推力 F_{\max} は，0.42 という係数を冠し，

$$F_{\max} = 0.42 \cdot \frac{2}{3m} (\beta n_0) (e E_0) (\pi r_0^2 z_0) \quad (13)$$

$$u_{\max} = \sqrt{0.42 \cdot \frac{2}{3m} \cdot \frac{2\beta}{2-\beta} \cdot \frac{e}{M_i} z_0 E_0} \quad (14)$$

と表される。これは、推力が（電子擬似ラーマー半径 R ）／（円柱容器内半径 r_0 ）= 0.42 辺りで極大を迎えることに起因する。なお、式 (13), (14) に出てくる m は、 $|Br| = B_0/m$ という加速域における磁場の発散の程度を表す因子である。

式 (13), (14) によれば、“Lissajous” 加速による最大発生推力 F_{\max} は、外部磁場形状とプラズマ密度分布が同一ならば、加速領域の体積 $\pi r_0^2 z_0$ 、プラズマ最大密度 n_0 、浸透電界 E_0 に比例する。また、最大排気速度の 2 乗 u_{\max}^2 は、加速領域長 z_0 、浸透電界 E_0 に比例し、質量 M_i に反比例する。

ここで、浸透電界 E_0 をパラメータとして具体的な数値を代入してみる。推進剤は Ar、加速周波数 f は、

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \quad (15)$$

として、 $z_0 = 0.1$ m, $M_i = 40 \times (1.67 \times 10^{-27})$ kg, $B_0 = 0.1$ Tesla, $n_0 = 10^{11}$ cm⁻³ = 10^{17} m⁻³, $m = 5$, $\beta = 1.0$, $r_0 = 1.25 \times 10^{-2}$ m, また、加速前の排気速度 $u_0 = 0$ m/s, 推進効率 $\eta = 1.0$ を仮定すると、表 1 のような推進性能予測を得る。

表 1 浸透電界をパラメータにした時の 2.5 cm ϕ “Lissajous” 加速の最大推力と最大排気速度の予測値

E_0	10 V/cm	100 V/cm	1000 V/cm
u_{\max}	5.1 km/s	16.3 km/s	51.7 km/s
$f_{\min} = \frac{\omega_{\min}}{2\pi}$	0.30 MHz	3.0 MHz	30 MHz
F_{\max}	0.043 mN	0.43 mN	4.3 mN
P	0.23 W	7.2 W	230 W

4. “Lissajous” 加速の予備実験

4.1 実験装置

実験装置の概略を図 8 に示す。ガラス管を真空チェンバーに接続し、ロータリーポンプと油拡散ポンプを用い、ガラス管内部を真空にする。プラズマ生成には電磁コイルおよびサドル型アンテナを用いる。13.56 MHz の整数倍波をシグナルジェネレータにより発振させ、RF アンプで増幅する。その後、整合器 (M. B.) を経てサドル型アンテナへ送られる。整合器はアンテナ側インピーダンスと電源側インピーダンスをマッチングさせるためのものである。最大で 600 W の高周波パワーが出力可能である。先に述べたように、高密度プラズマが生成された下流で、2 枚 1 組の加速極板アンテナに 1 ~ 15 MHz の高周波パワーを印加する。その際、ファンクションジェネレータ (2 チャンネル間の位相シフター付) で発振させ、プラズマ生成と同様にアンプおよび整合器を接続する。“Lissajous” 加速法では加速電源を 2 組用いるが、1 台につき最大 300 W を出力できる。Ar プラズマの流速、電子温度、イオン密度はマッハプローブによって計測する。^[21]

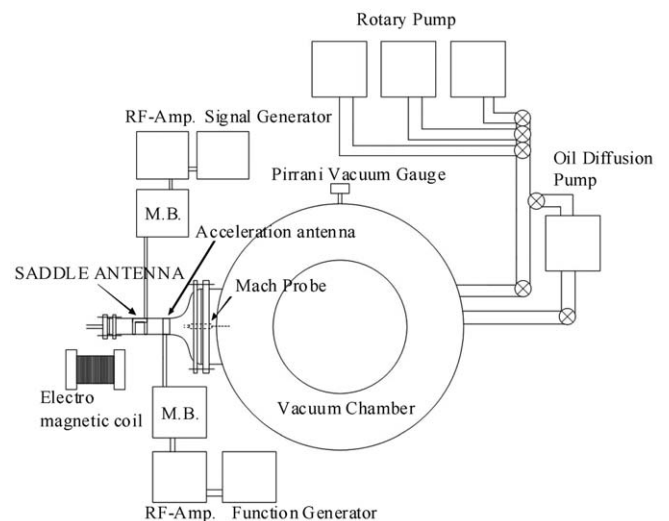


図 8 実験装置概略

4.2 予備実験の結果

以下に“Lissajous” 加速法の予備実験結果を示す。マッハプローブは、加速極板アンテナの端から 6.5 cm 下流に設置した。実験環境は、Ar ガス流量 0.5 mg/s, その時の真空度 0.10 Pa, プラズマ生成周波数 27.12 MHz, 正味生成パワー 600 W,

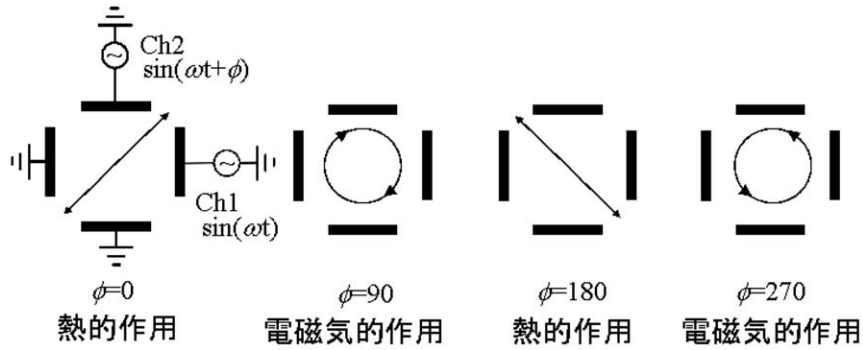


図9 2組の加速極板アンテナが造り出す電界

加速周波数 10 MHz, 正味加速パワー 400 W である. また, 加速域での印加磁場強度は軸方向に 800 Gauss, 半径方向に 300 Gauss, プラズマ密度は 10^{11} cm^{-3} 程度である. 本実験では, 2組の加速極板アンテナに印加する高周波信号の位相差を可変パラメータとしている. ケーブル引回しの影響を考慮しなければ, 2組の加速極板アンテナが作る電界は, 理想的には位相差が 0° および 180° の場合に直線となり, 90° および 270° の場合はそれぞれ下流から見て右回り, 左回り回転となる (図9).

図10のプラズマ流速を見ると, どの位相差においても流速が上昇しており, 平均で約30%プラズマ流速は上昇した (図中の点線は加速前のプラズマ流速). しかし, 図9に対応した, 電磁気的に加速したり減速したりする点が見当たらない事から, 本実験では十分な電磁気的な作用がプラズマに生じなかった事が窺える. 流速を測定しているのと同じ位置で, この時の電子温度を見ると (図11), どの位相差においても加速前後で変化していない. 一方, 電子密度は (図12), ほとんどの位相差で加速後にわずかに上昇していた. この事から加速パワーの一部はプラズマ生成に使われたと推測される. 電磁気的な作用が不十分であった原因としては, 次の二つの事が考えられる. 一つは粒子衝突, 二つ目は加速パワーの散逸である.

粒子衝突の観点からは, 本実験に特有の擬似ホールパラメータ ω/v (ω : 加速角周波数, v : 電子の衝突周波数) を正しく計算する必要がある (式 (7) を参照). 本実験装置においては, 擬似ホール電流が生じると考えられる値1を超えているものと考えていた. しかし, その際に重要なパラメータである粒子密度は, 真空チェンバーで得た圧力値から計算した.

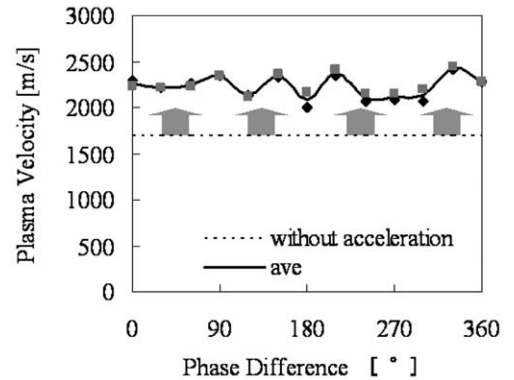


図10 プラズマ流速 vs. 加速極板アンテナ位相差 (deg.)

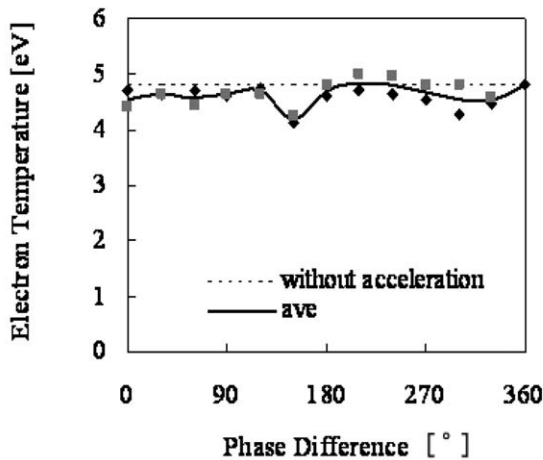


図11 電子温度 vs. 加速極板アンテナ位相差 (deg.)

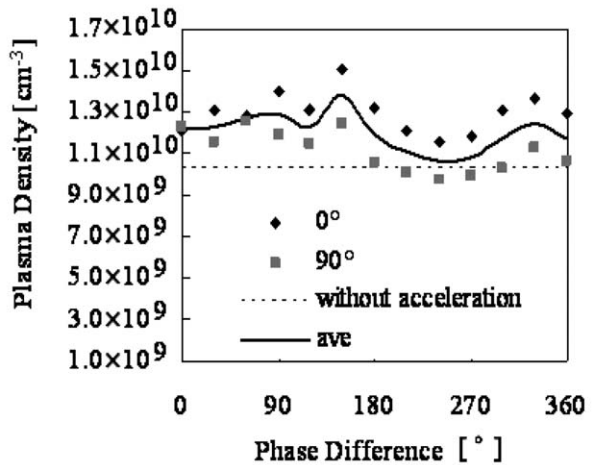


図12 プラズマ密度 vs. 加速極板アンテナ位相差 (deg.)

ガラス管内部の真空度が真空チェンバー内より悪いことは十分に有り得るので、本予備実験では、衝突の影響が無視できなかった事も考えられる。実験でのチェンバー真空度 (0.1 Pa 程度) で計算してみると、電子・イオン衝突 = 0.1 MHz 程度であるが、電子・中性粒子衝突 = 100 MHz > 加速周波数 10 MHz となってしまう。

一方、“Lissajous” 加速の実験における正味加速パワーは 400 W であり、プラズマに影響を与えるに十分なパワーを印加している。それにも関わらず、図 10～図 12 の実験結果からわかるように、プラズマパラメータは加速前後で大きくは変化していない。この事から、アンテナから出力された電磁界が十分にプラズマに吸収されておらず、いわゆる Vacuum Loading となっている事も示唆される。今後はプラズマへ効率的に電磁界が吸収されるような別の整合点を用いる必要がある。^[22]

5. 結 論

無電極 (= 荷電粒子を直接やりとりする電極の無い) プラズマ生成 + 無電極プラズマ加速、の MPD スラスタを目指している。今回は、特に連続加速型の電磁加速法として 2 組の対向加速極板アンテナを用いた “Lissajous” 加速の条件予測を行った。その結果、以下のことが判明した。

- (1) “Lissajous” 加速の重要パラメータは、加速極板アンテナからプラズマへ浸透する電界強度 E_0 である。
- (2) 浸透電界 E_0 は、現在の実験条件 (外部磁場強度、プラズマ密度、加速極板アンテナ電圧) から推定して、10 V/cm 程度が期待される。

別報による推力予測の解析結果から、発生推力 F は、この浸透電界強度 E_0 とプラズマ密度 \bar{n} に比例する、比推力 I_{sp} は、浸透電界 E_0 と加速領域長 z_0 のそれぞれ平方根に比例する、(電子擬似ラーマー半径 R) / (円柱容器内半径 r_0) に比例し、その値が 0.42 辺りで極大値をとる、等が分かっている。

一方、予備実験では、(正味加速パワー) = (進行波パワー) - (反射波パワー) として 400 W を投入したが、Ar 中性粒子との衝突が大で、未だ十分な電磁加速に達していないことが判明した。

- (3) 400 W の加速パワー投入で、プラズマ流速 1.7 km/s → 2.3 km/s という主として熱的加速が行われた。一方で、これに伴う、電子温度、プラズマ密度の変化は乏しく、投入パワーの多くが Vacuum Loading となったことが示唆される。今後は、よりプラズマに吸収され易い整合点を探索する。
- (4) また、加速周波数を上げる、ガス圧を下げる等により、(擬似ホールパラメータ) = (加速角周波数 ω) / (衝突周波数 ν) が、加速域で 1 以上になるようにせねばならない。

参 考 文 献

- [1] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T., Funaki, I. and Shamrai, K. P., “Preliminary Investigation of Helicon Plasma Source for Electric Propulsion Applications”, IEPC 03-0168, *Proceedings of the 28th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France, 17–21 March, 2003.
- [2] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T. and Shamrai, K. P., “Feasibility Study of Electrodeless Electromagnetic Acceleration”, AIAA 2004-3935, *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Fort Lauderdale, FL, U.S.A., 11–14 July, 2004.
- [3] Toki, K., Hashimoto, T., Makita, K., Shinohara, S., Hada, T., Ikeda, Y., Tanikawa, T., Shamrai, K. P. and Funaki, I., “Small Helicon Source for Electrodeless Plasma Production and Electromagnetic Acceleration”, AIAA-2006-4843, *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Sacramento, CA, U.S.A., July 9–12, 2006.
- [4] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T., Funaki, I. and Shamrai, K. P., “Small Helicon Plasma Source for Electric Propulsion”, *Thin Solid Films*, Vol. 506-507, No. 5, 2006, pp. 597–600.
- [5] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T., Funaki, I., Shamrai, K. P., Hashimoto, T., Makita, K. and Ikeda, Y., “Study of Electrodeless Plasma Production and Electromagnetic Acceleration”, ISTS 2006-b-45, *Proceedings of the 25th International Symposium on Space Technology and Science (ISTS)*, Kanazawa, Japan, 2006, pp. 298–303.
- [6] Shamrai, K. P., Aleksandrov, A. F., Bougrov, G. E., Virko, V. F., Katiukha, V. P., Koh, S. K., Kralkina, E. A., Kirichenko, G. S. and Rukhadze, A. A., “Quasistatic Plasma Sources: Physical Principles, Modelling Experiments, Application Aspects”, *Journal of Physics IV*, France 7, 1997, C 4, 365–381.

- [7] Squire, J. P., Chang Díaz, F. R., Jacobson, V. T., McCaskill, G. E., Bengston R. D. and Goulding, R. H., “Helicon Plasma Injector and Ion Cyclotron Acceleration Development in the VASIMR Experiment”, AIAA 2000-3752, *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Huntsville, AL, U.S.A., 17-19 July, 2000.
- [8] Gilland, J., “The Potential for Helicon Wave Sources for Electric Propulsion”, IEPC-01-0210, *27th International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, CA, U.S.A., 17-19, July, 2001.
- [9] K. Shamrai, K. P., Virko, Y., Virko, V. and Yakimenko, A., “Compact Helicon Plasma Source with Permanent Magnets for Electric Propulsion Application”, AIAA-2006-4845, *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Sacramento, CA, U.S.A., July 9-12, 2006.
- [10] Charles, C., Boswell, R., Alexander, P., Costa, C., Sutherland, O., Pfitzner, L., Franzen, R., Kingwell, J., Parfitt, A., Frigot, P., Gengembre, J. E. and Saccoccia, G., “Helicon Double Layer Thrusters”, AIAA-2006-4838, *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Sacramento, CA, U.S.A., July 9-12, 2006.
- [11] Charles, C., *et al.* “An experimental investigation of alternative propellants for the helicon double layer thruster”. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 41, 175213, 2008.
- [12] West, M. D., *et al.* “Testing a Helicon Double Layer Thruster Immersed in a Space-Simulation Chamber”. *Journal of Propulsion & Power*, Vol. 24, No. 1, pp. 134–141, 2008.
- [13] Takahashi, K., *et al.* “Measurements of the energy distribution of trapped and free electrons in a current-free double layer”. *Physics of Plasmas*, Vol. 14, No. 11, 114503 1-4, 2007.
- [14] 篠原俊二郎, 「ヘリコン波による高密度プラズマ生成の最近の話題」, プラズマ・核融合学会誌, 第78巻, 第1号, pp. 5–18, 2002.
- [15] Shinohara, S. and Tanikawa, T., “Development of very large helicon plasma source”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 75, No. 6, pp. 1941–1946, 2004.
- [16] Shamrai, K. P. and Shinohara, S., “Spectral and Spatial Characterization of a Radio Frequency Power Absorption in High Pressure Helicon Plasmas”, *Physics of Plasmas*, Vol. 8, No. 10, pp. 4659–4674, 2001.
- [17] Shinohara, S., “Propagating Wave Characteristics for Plasma Production in Plasma Processing Field”, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 36, Part I, No. 7 B, pp. 4695–4703, 1997.
- [18] Ikeda, Y., Hada, T., Matsukiyo, S., Shinohara, S. and Toki, K., “Response of a cylindrical plasma to time-varying external electromagnetic field: numerical simulation studies”, IEPC 2005-177, *29th International Electric Propulsion Conference*, Princeton University, Princeton, NJ, U.S.A., 31 October-4 November, 2005.
- [19] Shamrai, K. P., “Penetration of an RF Electrostatic Field into Dense Helicon Plasma II”, *private communication*, July 7, 2004.
- [20] 都木恭一郎, 篠原俊二郎, 谷川隆夫, 羽田亨, 船木一幸, 田中良和, 山口晃弘, 「ヘリコンプラズマ源を用いた無電極MPDスラスタの検討」, 大電力化/モジュール化電気推進に関する研究会, JAXA-SP-08-013, pp. 73–95, 2009.
- [21] Ando, A., Watanabe, T., Tobari, H., Hattori, K. and Inutake, M., “Evaluation of Para-Perp Type Mach Probe by Using a Fast Flowing Plasma”, *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol. 81, No. 6, pp. 451–457, 2005.
- [22] Toki, K., Shinohara, S., Tanikawa, T., Hada, T., Funaki, I., Shamrai, K. P., Tanaka, Y. and Yamaguchi, A., “Plasma Acceleration in a Compact Helicon Source Using RF Antennae”, *Journal of Plasma and Fusion Research SERIES*, Vol. 8, pp. 25-30, 2009.

磁気圏環境における光電子放出に関する シミュレーション研究

村中 崇信*¹, 上田 裕子*^{2,*3}, 白井 英之*^{4,*3}, 篠原 育*^{2,*3}

Numerical Analysis for Photoelectron Emission in the Magnetospheric Plasma

Takanobu MURANAKA*¹, Hiroko O. UEDA*^{2,*3}, Hideyuki USUI*^{4,*3} and Iku SHINOHARA*^{2,*3}

Abstract

A three-dimensional electrostatic full Particle-In-Cell code has been developed to analyze spacecraft-plasma interactions quantitatively. We adopted the code to evaluate the correlation between the floating potential of a spacecraft and the photoelectron current in the magnetospheric plasma environment by comparing the computation results and the observation ones by the GEOTAIL spacecraft. The numerical model of the velocity distribution function of the photoelectron described as double Maxwellian was proposed to consider the correlation and the space charge effect of the photoelectron that affects to the current collection onto a spacecraft was also discussed.

Keywords: Photoelectron current, spacecraft potential, magnetospheric plasma, 3 D full Particle-In-Cell Code

1. はじめに

宇宙機搭載電位プローブによる宇宙空間電位計測を精度よく行うためには、プローブ電位の基準電位となる宇宙機電位を正しく評価する事が必要不可欠である。宇宙機周辺には、宇宙環境由来の背景プラズマや宇宙機自身が放出する荷電粒子が存在することが知られているが、宇宙機はこれらの荷電粒子と相互作用し、宇宙機に流入する正味の電荷量によって宇宙機電位が決定される。ところで、地球磁気圏においては、背景プラズマ密度が0.1/cc程度と非常に希薄であるため、宇宙機日照面より放出される光電子が最も支配的な電流成分となる。宇宙機に流入する背景イオンはほぼ無視出来るオーダーであり、宇宙機電位は、光電子と宇宙機に流入する背景電子のバランスによって決定される [Nakagawa *et al.*, 2000, Ishisaka, 2000]。従って、この様な希薄な背景プラズマ環境においては、放出光電子のフラックス値に加えて、そのエネルギー分布、あるいは、速度分布を知る事が、宇宙機電位の定常値（飽和値）を評価する上で必要不可欠である。一方、観測衛星による電子電流計測では、背景電子と光電子を区別して計測する事は不可能である。また、計測する電子は宇宙機に流入するものに限られ、宇宙機から放出する光電子そのものを計測する事も不可能である。

* 1 JEDI/JAXA
* 2 ISAS/JAXA
* 3 JST/CREST
* 4 Kobe University

本研究では、我々がこれまでに開発してきた3次元完全粒子静電コードを適用して、速度分布に関する放出光電子のモデル化を行い、シミュレーションによってGEOTAIL観測データより解析的に得られた、宇宙機電位と光電子電流の相関について検証を行った。また、宇宙機周辺に拡散する光電子の静電的影響についても解析を行った。

2. コードの概要

開発した計算コードは3次元 full-Particle-In-Cell (PIC) [Birdsall and Langdon, 1985] 静電モデルに基づいている。プラズマはイオンと電子それぞれを粒子として扱い、運動方程式 (1) を陽に解くことで軌道を求める。ここで、 x, v, q, m, t はそれぞれ、粒子の位置、速度、電荷量、質量、時間であり、 E, B はそれぞれ、静電場および静磁場である。 j は粒子の種類を表す。

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \vec{x}_j}{dt^2} &= \frac{q_j}{m_j} (\vec{E} + \vec{v}_j \times \vec{B}) \\ \frac{d \vec{x}_j}{dt} &= \vec{v}_j \end{aligned} \quad (1)$$

静電場は、ポアソン方程式 (2) を解く事で、格子点上の空間電荷によって決定される。

$$-\epsilon_0 \nabla^2 \phi = \rho \quad (2)$$

ここで、 ϵ_0, ϕ, ρ はそれぞれ、真空の誘電率、電位、電荷密度を示す。

計算空間は3次元等幅直交格子であり、電位の境界条件は外部境界で電位を0としている。粒子流入の境界条件は、外部境界から Maxwell 速度分布で定義される背景プラズマを流入させている。また、宇宙機表面の電位は Capacity Matrix 法 [Hockney and Eastwood, 1988] により求めている。プラズマの運動と静電場はセルフコンシステントになるようにそれぞれを更新する。

コードは高速計算を達成するために、空間領域に対して MPI 並列化が施されている。

3. 磁気圏環境における宇宙機電位と光電子電流の相関

3.1. GEOTAIL 観測データによる解析結果

GEOTAIL は円筒形の構体を持ち、その直径と高さはそれぞれ、2.2 m および 1.6 m である。構体表面は In_2O_3 コーティングされている。GEOTAIL はスピン衛星で、周期は 0.33 Hz、スピン軸は太陽黄道面に対して 87 度となるように、太陽方向に傾斜している。衛星軌道は観測目的別に大きく二つ存在し、本稿で使用されたデータ取得期間は、観測の第一段階 (1992 年 9 月から 1994 年 10 月) であり、GEOTAIL は月の軌道よりも遠方の磁気圏遠尾部領域を観測する軌道に置かれた。この時の遠地点の最大値は約 210 Re である。背景プラズマの密度と温度は、プラズマ計測装置 (LEP-EA) により取得された 3 次元粒子速度分布により得られる。ここで、プラズマ計測装置のエネルギーレンジは電子について 60 eV から 38 keV である [Mukai *et al.*, 1994]。

図 1 に Nakagawa 等による、GEOTAIL によるプラズマ密度、温度の観測データから求めた、宇宙機電位に対する光電子電流値のグラフを示す [Nakagawa *et al.*, 2000]。前述した様に、実際の計測では光電子のみを選択的に計測することは不可能であるため、宇宙機電位が定常であるとき、(3) 式から求められる、宇宙機に流入する正味の背景電子電流と、宇宙機から放出される正味の光電子電流が等しいとして、正味の光電子電流を決定している。

$$I_e(V_s) = en_e A \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eV_s}{kT_e}\right) \quad (3)$$

ただし、 $I_e, V_s, e, n_e, m_e, k, T_e$ はそれぞれ、背景電子電流、宇宙機電位、電気素量、電子密度、電子質量、ボルツマン定数、電子温度であり、 A は宇宙機の表面積で、GEOTAIL の場合、円筒構体の表面積として 18.7 m^2 を使用した。宇宙機への正味

電流を考慮する際、背景イオン電流は微量のためその影響を無視している。また、プラズマの温度は等方的であると仮定している。図1のグラフ中の3本の回帰曲線は、光電子エネルギー分布関数が3つの Maxwell 型分布関数の線形結合で良く記述される事を示している。観測データの解析より、光電子電流密度は次の様に表せる [Nakagawa *et al.*, 2000].

$$J(V_s)[\mu A / m^2] = 53 \exp\left(\frac{-V_s}{1.6}\right) + 21 \exp\left(\frac{-V_s}{3.0}\right) + 4 \exp\left(\frac{-V_s}{8.9}\right) \quad (4)$$

(4) 式より、この解析より3つの温度は1.6, 3.0, 8.9 eVと求められている。

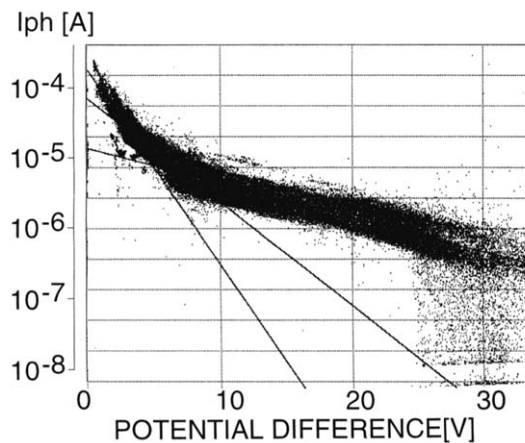


図1 GEOTAILによるプラズマ密度、温度計測から解析的に求められた正味光電子電流と宇宙機電位 ([Nakagawa *et al.*, 2000] の Fig. 5. 横軸 POTENTIAL DIFFERENCE に相当)。本データではバイアス電流によって制御された電位プローブセンサと宇宙機電位の差を POTENTIAL DIFFERENCE としてプロットしている。プローブセンサ部電位がその周辺プラズマ電位とほぼ等しいため、POTENTIAL DIFFERENCE は実質プローブセンサ部周辺のプラズマに対する宇宙機電位を示すものとして考える事ができる。データ取得は1993年9月14日から1993年12月30日の期間中、12秒毎に行われた。また、プロットした電流値は12秒間の平均値である。

3.2. 磁気圏プラズマ環境における光電子放出シミュレーション

この解析結果に基づいて、本研究では光電子の速度分布関数を複数の Maxwell 分布の線形結合でモデル化する事とし、端緒として2つの Maxwell 分布の線形結合を使用した。この光電子放出モデルを使用して、宇宙機電位と光電子電流の相関をシミュレーションにより求め、観測データに基づく解析結果と比較検討した。以降、この光電子放出モデルを Double Maxwell 光電子モデルと呼称する事とし、同様に速度分布を1つの Maxwell 分布で与えた光電子放出モデルを Single Maxwell 光電子モデルと呼称する事とする。

プラズマパラメータおよび計算条件を以下に示す。背景プラズマは、磁気圏ローブ領域を仮定し、密度 $0.1/cc$ 、温度 $100 eV$ の電子とプロトンから成る。光電子電流は総フラックス $50 \mu A/m^2$ とし、温度 $1.5 eV$ の光電子 $45 \mu A/m^2$ と、温度 $5.0 eV$ の光電子 $5 \mu A/m^2$ の和で定義した。簡単のため、外部磁場と背景プラズマのドリフト速度は0とした。

計算空間の概略図を図2に示す。格子幅 $dx = 0.5 m$ の等幅矩形格子で構成される直交座標系で計算空間 $X*Y*Z = 64*64*64$ 、GEOTAIL 衛星モデルは $X*Y*Z = 4*4*3$ 格子で定義した。日照面は $+X$ 面とし、この面から光電子を放出させた。また、ポアソン式を解く際の電位境界条件は、外部境界で電位0とした。宇宙機モデルは、その表面のみ流入出する荷電粒子と電荷の授受を行うものとし、その電位は宇宙機モデル表面上の各格

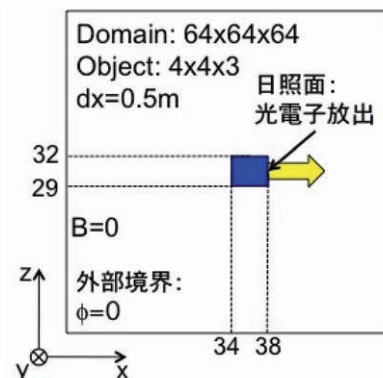


図2 計算体系の概略図。Y座標は紙面奥行き方向で、宇宙機モデルは $Y = 29$ から $Y = 33$ に配置。光電子は日照面 $+X$ 面から放出される。計算空間内の電位は、外部境界における電位 $\phi = 0$ に対して一意的に求まる。

子点の蓄積電荷と、Capacity Matrixによって求められた誘電率によって、外部境界条件に対して一意的に計算される。本シミュレーションでは、外部境界での電位0を基準にしてシミュレーション空間内の電位を計算するため、求まる宇宙機電位は実機のプローブセンサ周辺部のプラズマ電位が0である場合、観測データと一致すると考える事ができる。また、構築した光電子放出モデルでは、日照面から設定したフラックス量を満たす様に、放出面から設定した光電子温度で角度分布がコサイン分布を満たす様に電子を放出する。[Muranaka *et al.*, 2008]

図3に温度1.5 eVと5.0 eVの光電子それぞれについて、数密度の空間分布を経過時間0.04, 0.41, 1.65 msの順に示す。いずれの等高線図でも、放出面に相当する+X面近傍では、光電子密度が高くなっている事が分かる。また、光電子の拡散の様子は、温度1.5 eV成分については、はじめに放出面方向に指向性を持ちつつ、計算空間全体に拡散していくが、宇宙機電位の上昇に従って拡散の範囲が宇宙機近傍に向かって縮小して行く事が解る。同様に、温度5.0 eV成分については、はじめに放出面方向に指向性を持ちながら拡散し、その後、宇宙機周辺に対照的に光電子が拡散する様子が見て取れる。

図4にt=0からt=1.65 msまでに得られた宇宙機電位と光電子電流値の相関を示す。このグラフは、宇宙機電位の定常値が得られる過程での時間経過を示している。一般に、物体周辺に厚いシースが形成される場合の電流収集は、Orbital Motion Limited (OML) 理論によって解析的に求められる。宇宙機電位が正となる場合の、光電子放出を考慮したOML理論から計算される正味の収集電流は以下の式で表される [Hastings and Garrett, 1996]。

$$j_{net}(V_s) = j_{0e}(1 + eV_s/kT_e) - j_{0i} \exp(-eV_s/kT_i) - j_{ph0} \exp(-eV_s/kT_{ph})(1 + eV_s/kT_{ph}) \quad (5)$$

ただし、

$$j_{0e,i} = en_{e,i} \sqrt{kT_{e,i}/2\pi m_{e,i}} \quad (6)$$

ここで、 j_{net} , T_i , T_{ph} , j_{ph0} はそれぞれ、正味電流密度、イオン温度、光電子温度、宇宙機電位0Vの時に放出される光電子電流密度である。また、(6)式の添字、e,iはそれぞれ、電子、イオンを示す。OML理論を適用する際に衛星は導体球と仮定した。(5)式右辺第三項は正味の光電子電流密度を表す。光電子の速度分布モデルに複数のMaxwell分布の線形結合を使用する場合は、(5)式の右辺第三項は各光電子速度分布に対する正味電流値の和として次式の様記述できる。

$$j_{ph_{net}}(V_s) = \sum_{k=1}^n j_{ph0_k} \exp(-eV_s/kT_{ph_k})(1 + eV_s/kT_{ph_k}) \quad (7)$$

ここで、nは放出光電子をモデル化するMaxwell型分布の数であり、本研究ではn=2に相当する。

図4グラフ中では、点はシミュレーション結果を示し、実線は(7)式から求められる光電子電流値を示している。図4(左)に、設定した2つの光電子温度1.5 eVと5.0 eVそれぞれに対するものを示し、図4(右)に両者を合わせたものを示す。図4(左)中で、光電子温度1.5 eVのシミュレーション結果について、宇宙機電位が10Vより大の領域ではばらつきが見られるが、この領域では逐次計算ステップで正味電流値が正負の間で変動しており、電流値の解像度が設定した粒子シミュレーションの限界値に近づいている事を示している。また、同成分で宇宙機電位7Vから8V周辺では、シミュレーション結果がOML理論値を下回っているが、図4(右)で全体的に見ると、宇宙機電位に対する、正味放出光電子電流値は、シミュレーション結果とOML理論から導かれる解析解の間で良い一致を示している事が分かる。

ところで、OML理論には荷電粒子の空間電荷効果の影響は考慮されていない。図3に示した光電子数密度のグラフから、宇宙機周辺に光電子が拡散し、放出面近傍では、背景プラズマ密度の10倍から100倍程度の電子密度となっており、また放出面以外の宇宙機表面近傍には光電子シースと見なし得る密度勾配も確認できる。宇宙機周辺に拡散した光電子の空間電荷効果の影響としては、宇宙機電位を宇宙機近傍で遮蔽し、背景電子およびイオンの宇宙機への電流収集量を変化させる可能性がある。また、放出される光電子自身も、自分自身の空間電位の影響を受け、宇宙機からの正味光電子電流量に影響を及ぼす事が考えられる。本シミュレーションにおいてこの影響を明らかにするために、前述の計算体系および計算条件のもとに、光電子放出なしで空間電位計算を行い、光電子の空間電荷効果の影響の有無を調査した。このとき、宇宙機電位は図3で経過時間1.65 msに得られた値23.2 Vを固定電位として使用した。図5にこれらの計算結果を、光電子放出面を含むX方向1次元で比較したものを示す。この図から明らかな様に、両者の空間電位計算結果にはほとんど差が見られず、宇宙機周辺電位に対する光電子の空間電荷効果は無視できると言える。従って、宇宙機の電流収集は本計算条件の

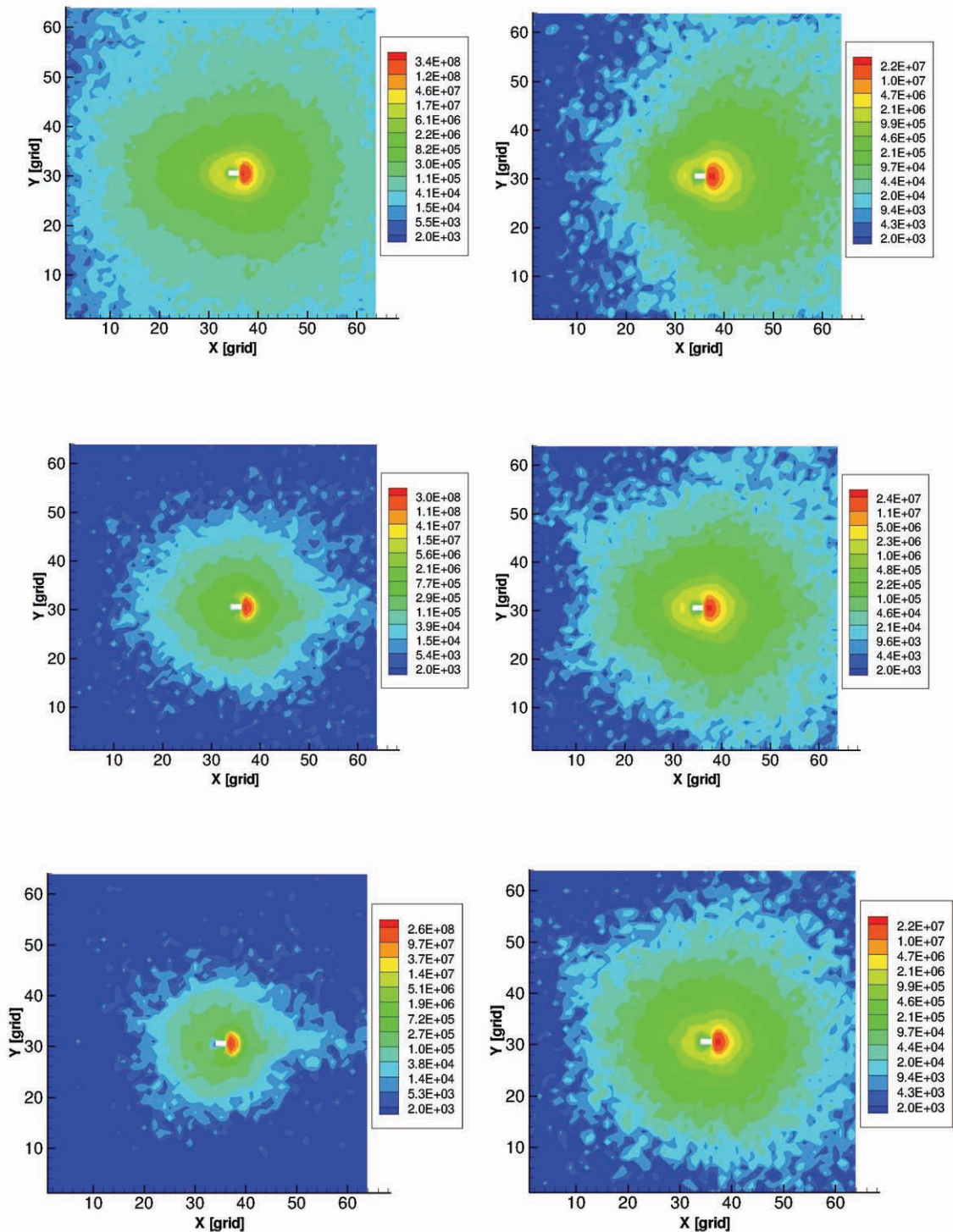


図3 光電子温度1.5 eV (左)と5.0 eV (右) 各成分それぞれについての光電子数密度 $[m^{-3}]$ の等高線図。縦軸と横軸は計算空間のX,Z座標 [grid] であり、宇宙機モデルを白色で示す。3次元シミュレーション結果より宇宙機中央X-Z平面 ($Y = 32$) を抽出した結果を示している。光電子は中央宇宙機モデル+X面 (紙面向かって右側) から放出されている。経過時間は上段より、それぞれ0.04, 0.41, 1.65 msであり、このときの宇宙機電位は、それぞれ、8.0, 16.6, 23.2 Vである。

範囲では、OML理論による見積りで十分であると考えることができる。

次に、図1に示した観測データから得られた宇宙機電位と光電子電流との相関を検証するために、宇宙機電位に対する光電子電流の定常値をシミュレーションによって求めた。前述した様に、宇宙機電位は背景電子電流と正味光電子電流のバランスで決定されるので、ここでは背景電子密度をパラメータとすることで、宇宙機浮動電位を変化させ、同時にそれ

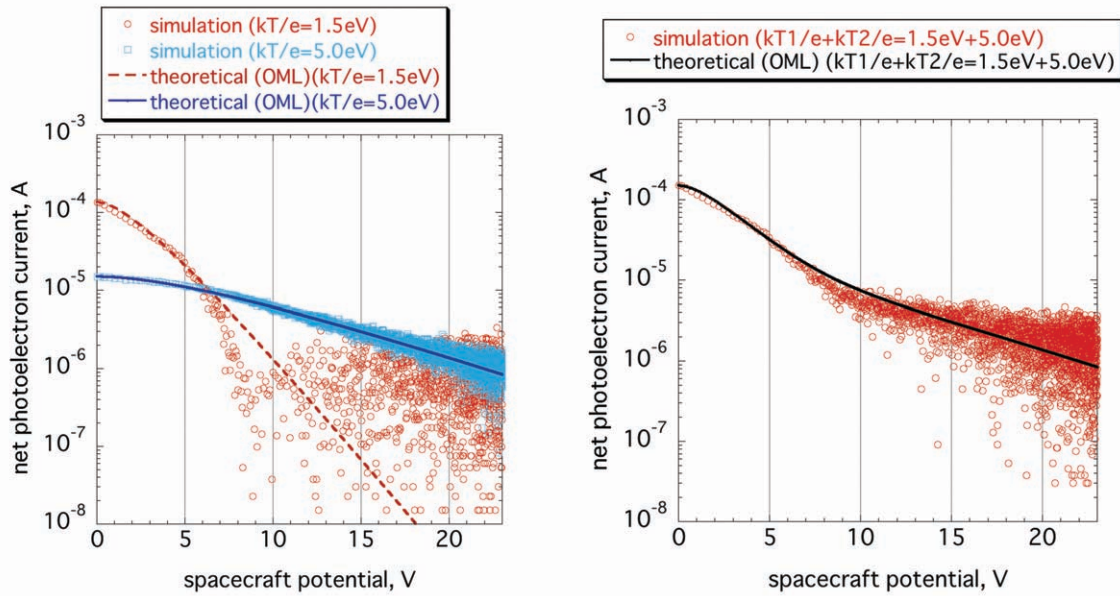


図4 宇宙機電位と正味光電子電流. 2つの光電子温度成分各々について(左)と, これらの和による総量(右). 実線および破線は OML 理論から得られる解析解を示し, 点はシミュレーション結果を示す.

それぞれに対する正味光電子電流の定常値を求めた. シミュレーション結果を図6に示す. 図6(左)は Double Maxwell 光電子モデルでシミュレーションした場合の計算結果を, 改めて Double Maxwellian でフィッティングした結果を示している. 図6(右)は, 四角で示した Double Maxwell 光電子モデル計算結果と, 同(左)で得られた2つの温度に相当する回帰曲線を同時に描いたものであり, また参考のために, 丸で示した Single Maxwell 光電子モデル計算結果とこれに対する回帰曲線を同時に示している. 図6(右)のグラフ中の回帰曲線は, 速度3成分を含有したものであるため, グラフの傾きから $3/2kT_{ph}$ を求める事ができる. Double Maxwell 光電子モデルの2つの電子温度は, 設定値 1.5 eV と 5.0 eV に対し, シミュレーション結果より得られた回帰曲線から求めた電子温度は, 2.0 eV および 5.1 eV となった. 高温側の温度は設定値を良く再現しているが, 低温側の温度はシミュレーション結果の方が設定値より約3割高い結果となった. 一方で, Single Maxwell 光電子モデルでは, 設定値 1.5 eV に対し, シミュレーション結果から逆に求めた電子温度は 1.5 eV となり, 設定値をよく再現している結果となった.

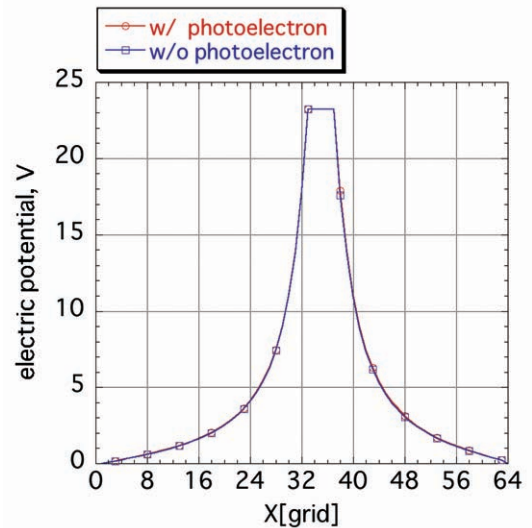


図5 光電子の有無による, 宇宙機周辺電位の比較. $Y = 31, Z = 31$ [grid] における電位計算結果の X 方向1次元プロット.

4. ま と め

本グループでは, 宇宙機と宇宙機周辺に存在するプラズマとの相互作用を詳細かつ定量的に評価するために, 3次元 full-PIC 静電コードを開発している. 現在までに開発が完了したコードの機能 [Muranaka *et al.*, 2008] を適用して, GEOTAIL のプラズマ観測データから求められた, 宇宙機電位と光電子電流の相関について検証した. 実機では直接選択的に計測不可能な光電子について, Double Maxwell 型速度分布により速度分布関数のモデル化を行った. 光電子電流と宇宙機電位の相関をシミュレーションと OML 理論値で比較した結果, 両者は概ね良く一致しており, 収集電流に対して, 宇宙機周辺に拡散

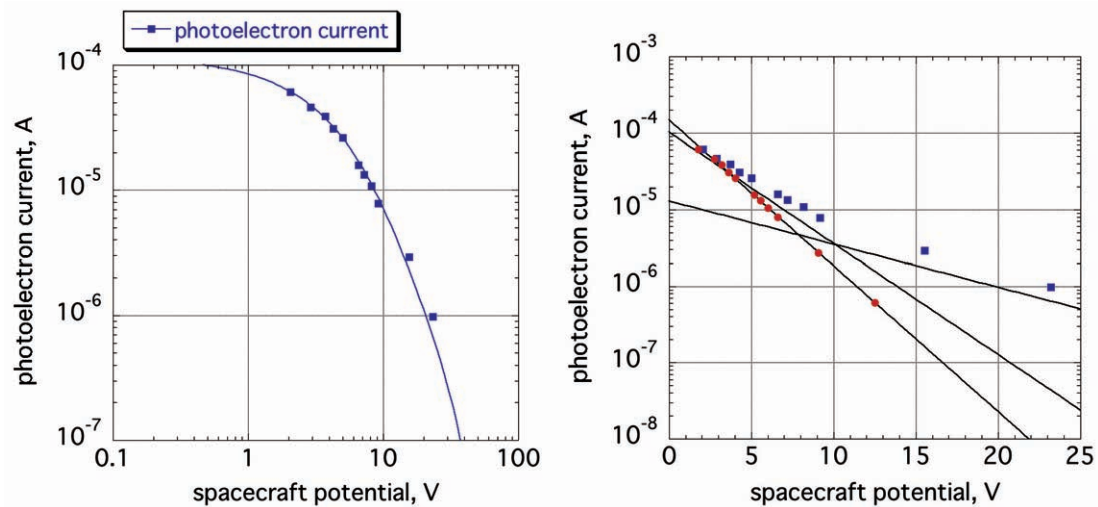


図6 定常状態の宇宙機電位に対する，正味の光電子電流のシミュレーション結果．四角は Double Maxwell 光電子モデル，丸は Single Maxwell 光電子モデルを示す．図6（左）は Double Maxwell 光電子モデルによる計算結果を改めて Double Maxwellian でフィッティングした結果を示し，同（右）は得られた回帰曲線を同時に示したものである．この結果は速度3成分を含んだものであるため，グラフの傾きから $3/2 kT_{ph}$ を得ることができる．

する光電子の静電的影響は無視出来る事が分かった．次に，背景電子密度をパラメータとして，複数の宇宙機電位に対する光電子電流の定常値をシミュレーションによってそれぞれ求め，実機観測データから得られた解析解と比較した．その結果，宇宙機電位と光電子電流の相関が定性的に一致した．Single Maxwell 光電子モデルの場合，シミュレーション結果から逆算して求めた光電子温度は設定値をよく再現していたが，Double Maxwell 光電子モデルの場合，シミュレーション結果から逆算して求めた各光電子温度は，高温側の温度は設定値をよく再現したが，低温側の温度は設定値と比較して，3割程度高く見積もられる結果を得た．高温側の光電子温度は，図4から明らかな様に，宇宙機浮動電位の定常値を最終的に決定付ける重要な物理量であると考えられるが，シミュレーション結果から逆に求めた温度が設定値をよく再現している事から，この光電子放出モデルによって，宇宙機浮動電位の定常値を正しく見積もることができるものと考えられる．一方で，低温側の光電子温度については，シミュレーション結果に従うと，観測データから得られた低温側の光電子温度は，放出時の光電子温度より高温である可能性があると言える．本研究では 1.5 eV と 5.0 eV の Double Maxwell 型速度分布で放出光電子をモデル化したが，宇宙機電位が +数 V 程度から +数 10 V に至までの範囲で，実機観測データから求められたような宇宙機浮動電位と光電子電流の相関が得られ，このモデルによって，磁気圏日照面における宇宙機電位を定量的に評価出来るものと考えられる．

謝 辞

本研究における計算機シミュレーションは，名古屋大学太陽地球環境研究所との共同研究として，名古屋大学情報基盤センターの大型計算機を使用して実行した．また，同シミュレーションは宇宙航空研究開発機構大型計算機システム（JSS）を使用して実行した．

参 考 文 献

- [1] Birdsall, C. K., and Langdon, A. B, Plasma Physics via Computer Simulation, McGraw-Hill, New York, 1985.
- [2] Hastings, D., and Garrett, H., Spacecraft-Environment Interactions, Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press, UK, 1996.
- [3] Hockney, R. W., and Eastwood, J. W., Computer Simulation Using Particles, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1988.
- [4] Ishisaka, K., "Analysis of GEOTAIL Spacecraft Potentials and Its Application to the Magnetospheric Plasma Diagnostic," Ph. D

thesis, Mar. 2000.

- [5] Mukai, T., Machida, S., Saito, Y., Hirahara, M., Terasawa, T., Kaya, N., Obara, T., Ejiri, M., and Nishida, A., “The low energy particle (LEP) onboard the GEOTAIL satellite,” *J. Geomag. Geoelectr.*, vol. 46, 669–692, 1994.
- [6] Muranaka, T., Ueda, H. O., Usui, H., and Shinohara, I., “Evaluation of Electric Field Probe On-board Spacecraft Using a 3 D Full PIC Simulation,” *Proc. 26 th International Symposium on Space Technology and Science*, Hamamatsu, Japan, 1–8 June, 2008.
- [7] Nakagawa, T., Ishii, T., Tsuruda, K., Hayakawa, H., and Mukai, T., “Net Current Density of Photoelectrons Emitted from the Surface of the GEOTAIL spacecraft,” *Earth, Planets and Space*, vol. 52, pp. 283–292, 2000.

プラズマ推進機用イオン加熱の大電力化と課題

安藤 晃*¹

Challenge to High Power Ion Heating for the Advanced Plasma Thrusters

Akira ANDO*¹

概 要

高比推力という特長をもつ電気推進機の大電力化は物資補給や有人探査計画にとって必須の開発項目の一つである。長期ミッションに対応しうる無電極イオン加熱手法として、高周波加熱と磁気ノズルを用いた電気推進技術があるが、今回、大型推進機を指向した大電力化を目指し、数10 kWレベルのイオン加熱実験と磁気ノズル加速を行った。水素およびヘリウムガスに対し、印加高周波電力を制御することで噴出イオン流の運動エネルギーを変化させることが実験的に示された。大電力高周波を用いたイオン加熱と加速研究の内容と、大電力化に伴って生じる問題点などについて報告する。

Keywords: 電気推進機, イオン加熱, 磁気ノズル, VASIMR, HITOP

1. はじめに

近年の人工衛星の小型化、高機能化に対応し、ペイロード比を増やすことのできる電気推進機が注目され実用に供され、すでに小電力DCアークジェットやホールスラスタといった推進効率の高い電気推進機が地球周回衛星に搭載されている^[1]。一方、宇宙探査機の主力エンジンとして電気推進機が利用され始めたのは10年ほど前からで、我が国でも小惑星「ITOKAWA」の探査衛星として2003年に打ち上げられた「はやぶさ」に4台のイオンエンジンが搭載され運用されている^[2]。今後月から火星に向けた有人の惑星探査計画が本格化するにつれ、化学推進機に比べ比推力が高く、大きなペイロード比が確保できる大型の電気推進機の需要が増すものと考えられる。イオンエンジンやホールスラスタ、MPDスラスタなどが有望な推進機となりうるが、高い推力を出すために大電力動作をした際に、長期のミッションに耐えて推進機を動作させるためには電極の損耗など解決すべき課題は多い。

近年、電極を使わずにイオン加速を行う試みが始められ基礎実験に成功している。この無電極イオン加速手法としてNASAのDr. F.R. Chang Díazらが提案した比推力可変電気推進機VASIMR (Variable Specific Impulse Magneto-plasma Rocket) エンジンの開発が進められている^[3]。このエンジンでは、ヘリコン波を用いてプラズマ生成を行い、高周波を用いたイオンサイクロトロン共鳴によって加熱した後、その下流部に形成した発散型磁気ノズルによってその熱エネルギーを推力に変換する。この手法によれば、プラズマを生成する電力と加熱する電力を制御することで、一定の印加電力下で噴出されるプラズマ粒子の密度と流速を変化させることができる。すなわち推力と比推力を自由に制御することができ、ミッションの状況に応じた様々なエンジン動作が実現可能となる。

このシステムを実現するには高周波によるプラズマ流の生成と加熱、また磁気ノズルによるプラズマ流の加速と離脱に関する技術を確立することが求められている。当初ASPL (Advanced Space Propulsion Lab.) で開発実験が開始された

* 1 Tohoku University

VASIMR 開発であるが^[3-5]、ヘリコン波による高密度プラズマ生成や高い中性ガス粒子密度のために十分なイオン加熱が起こらず、原理実証に手間取っていた。その間に東北大学の HITOP (High density TOhoku Plasma) 装置において、MPDT (Magneto-Plasma-Dynamic Thruster) をプラズマ源として行った高速プラズマ流の波動加熱と磁気ノズルによる加速効果の研究が進み、原理検証に成功した^[6,7]。現在では、Chang Díaz らのグループは NASA をスピンオフして Ad Astra 社を立ち上げ、VX (VASIMR eXperiment) 研究として大電力化、大型化を指向した開発を進めている。東北大学においても HITOP 装置でのイオン加熱電力を 10 kW レベルから 50 kW レベルへと増強し、大電力加熱実験を進めている。本稿では、HITOP 装置におけるこれまでの研究の概略と特に大電力化を目指して実施した高周波イオン加熱実験結果について報告する。第 2.1 節では実験装置 HITOP の概要とヘリウムガスを用いて行ったイオンサイクロトロン加熱結果と、加熱で得たプラズマの熱エネルギーを、プラズマ流が磁気ノズルを通過させることで推進方向のエネルギーへと変換した実験に関して述べる。第 2.2 節では推進剤としてより軽量な水素ガスを用いた際の加熱効果や、推進方向のエネルギー測定値をヘリウムプラズマと比較した結果について、第 2.3 節では大電力化を目指し、印加電力を増加させた際の実験結果について述べる。

2. HITOP 装置での高周波イオン加熱と磁気ノズルによるイオン加速実験

2.1. 実験装置

本研究で用いた HITOP 装置を図 1 に示す。全長 3.4 m、直径 0.8 m の円筒状真空容器中に、プラズマ源として MPDT を用いてイオンマッハ数約 1 程度の高速プラズマ流を形成している^[8,9]。11 個の大型外部磁場コイルを用いて種々の磁場形状を生成することが可能である。

MPDT 下流約 0.6 m のところにイオン加熱用の高周波を励起するライトヘリカルアンテナを設置している。このアンテナは右回りに 180°ねじった形状をしているが、ヘリカル型アンテナを用いることにより、アンテナ長の 2 倍の波長を持ち、下流方向にイオンサイクロトロン方向と同じ左回りに回転する周方向モード数 $m = -1$ の波動を効率よく励起できる^[6]。また、このアンテナに流す高周波電流を発生する高周波電源として、インバータ型電源を用いて実験を行った。インバータ型電源は従来の真空管方式と比較して高い効率（約 90%）で高周波電力を生成可能である。本研究では励起周波数 20 kHz ~ 500 kHz、入力パワーは 60 kW 以下の範囲で実験を行った。

図 1 には実験を行った磁場配位も示す。励起されたイオンサイクロトロン波の吸収効率を上げるため、MPDT 出口およびアンテナ近傍での磁場強度 (B_U) からプラトー部の磁場強度 (B_D) へと徐々に磁場強度を弱めた磁気ビーチ配位となっている。さらにその下流部では、加熱されて得た熱エネルギーを推進エネルギーへと変換させるための発散型磁気ノズル部を設けている。

HITOP 装置には高周波電源のほか、電子温度・密度計測のための静電プローブ、流速測定用マッハプローブ、波動観測

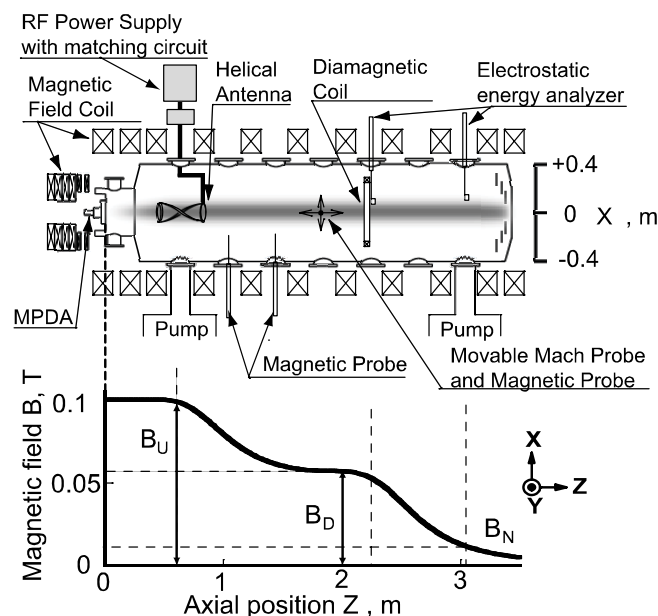


図 1 HITOP 装置概略（上方から見た図）と磁場配位

用の磁気プローブなど各種プローブをはじめ、イオン温度測定用静電エネルギー分析器、プラズマ蓄積エネルギー計測用の反磁性コイルなどが設置され、種々のプラズマパラメータを計測している。

2.2. イオン加熱と磁気ノズル加速の実験結果

MPDTによって生成されたヘリウムプラズマ流に対し、ヘリカルアンテナを用いて高周波電力を印加した際の加熱効果を計測するために、アンテナ下流1.4 mの位置に設置した反磁性コイルを用いてプラズマ熱エネルギー W_{\perp} の変化を測定した。典型的な放電波形を図2に示す。この図に示すように、高周波励起中に急激に熱エネルギー W_{\perp} が上昇し、MPDAにより生成された高速プラズマ流の高周波加熱が起こっていることがわかる^[6]。

このとき、プラトー部の磁場強度 (B_D) を変化させたときの W_{\perp} の増加率 ($\Delta W_{\perp} / W_{\perp}$) の変化を図3に示す。印加高周波の周波数を変化させた際に増加率が最大となる位置 (図中で点線で表示) が変化しており、最大となる最適な磁場はイオンサイクロトロン共鳴条件 ($\omega / \omega_{ci} = 1$) を満たす磁場強度 (図中で実線で表示) よりもやや弱い磁場強度であった。この傾向は励起周波数を変えた際にも同様に現れており、プラズマ流に起因するドップラー効果の影響と考えられる。

このような高周波電力印加によるイオンサイクロトロン加熱では、イオンと中性ガス粒子との荷電交換反応によって大きな影響を受ける。チャンバ内にあらかじめヘリウムガスを充填し、同条件で加熱実験を行ったところ、背景ガス圧が 10^{-4} Torr の時には加熱による W_{\perp} の増加率は半減した。今回の実験では約1 msのMPDA動作に対し約3 msの高速動作可能なガス供給弁を用いて、0.1 g/sのヘリウムガスを導入した。そのため動作時にはガスが下流部まで到達せず、中性ガスとの荷電交換による影響の少ない実験が可能となった。

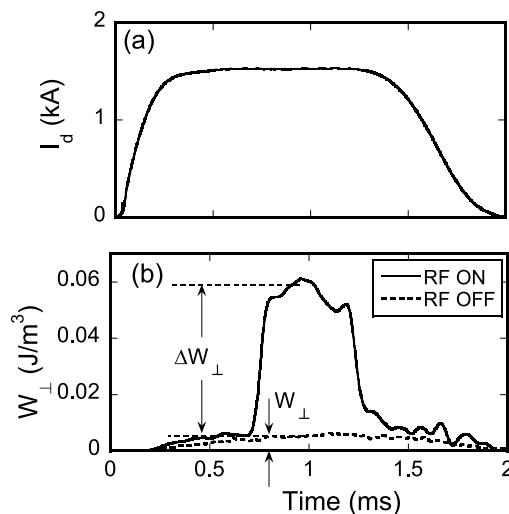


図2 典型的な放電波形 (a) MPDT 放電電流 I_d , (b) 反磁性信号 W_{\perp} . $P_{RF} = 15$ kW, $f_{RF} = 0.24$ MHz, $n_i = 5.0 \times 10^{17}$ m⁻³, $B_U = 0.1$ T, and $B_D = 58$ mT. (参考文献 [6])

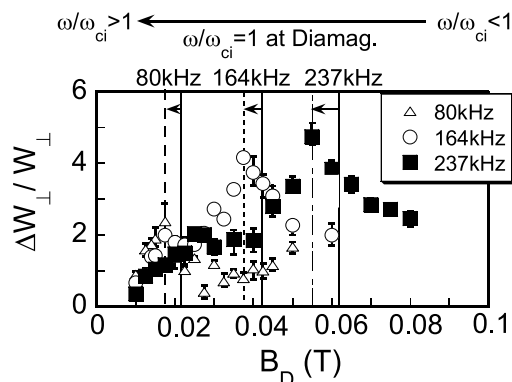


図3 反磁性信号 W_{\perp} の増加量比 ($\Delta W_{\perp} / W_{\perp}$) の磁場依存性. $B_U = 0.1$ T. (参考文献 [6])

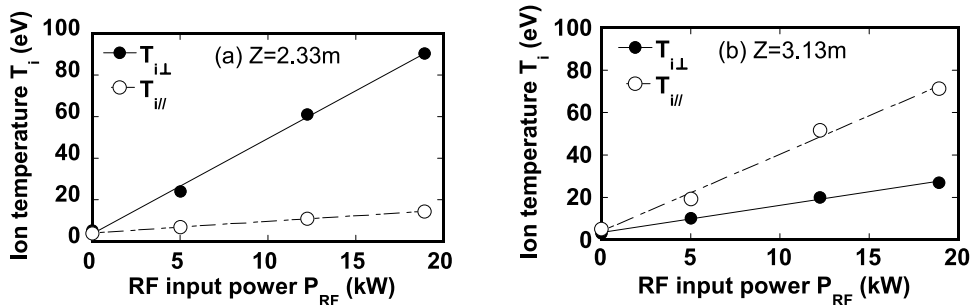


図4 イオン温度 ($T_{i//}$ と $T_{i\perp}$) の高周波電力依存. (a) $Z = 2.33$ m 及び (b) 3.13 m. $f_{RF} = 0.24$ MHz, $n_i = 1.0 \times 10^{17}$ m $^{-3}$, $B_D = 57.5$ mT, and $B_N = 17.2$ mT.

プラトー部 (加熱部) 下流部 ($Z = 2.33$ m) と、発散型磁気ノズル下流部 ($Z = 3.13$ m) に静電エネルギー分析器を設置して、磁力線と垂直方向のイオン温度と平行方向のイオン温度を計測した. 図4に印加高周波電力を変化させた場合の依存性を示す. 加熱部下流 ($Z = 2.33$ m) では、加熱によって増加した熱エネルギー (磁場に垂直なエネルギー成分) が強く増加しているのがわかる.

一方で、磁気ノズル下流部 ($Z = 3.13$ m) では、磁力線と垂直方向の温度は加熱部下流より減少する一方で推進エネルギー (磁場に平行なエネルギー成分) が増加しており、磁気ノズルによって熱エネルギーから推進エネルギーへと変換されているのがわかる. このとき、垂直方向の温度減少は断熱不変量 μ 一定の条件で予想される値とほぼ一致した. 印加する高周波電力を変化させたとき、印加電力の上昇とともにほぼ線形に推進エネルギーが上昇しており、この手法によって比推力を変化させることが出来ることがわかる^[4,7,8].

以上述べたように、MPDTにより生成された高速・高密度プラズマ流に高周波加熱実験を行ったところ、磁気ビーチ磁場配位においてイオンサイクロトロン共鳴加熱が起り、プラズマ流の熱エネルギーが増加する. さらに、この熱エネルギーは、発散型磁気ノズル部において推進エネルギーへと変換されていることを確認することができた.

2.3. 高比推力化のための推進剤の検討

推進機応用を考えた際に、推進剤の種類を軽量のガスに変えることで高比推力を図り、ペイロード比の向上が期待できる. 図5はヘリウムプラズマおよび水素プラズマにおけるイオンサイクロトロン周波数 f_{ci} とイオン-イオン衝突周波数 ν_{ii} が等しくなるときの磁場強度 B_{ci} のプラズマ密度依存性を示した図である.

ICRF加熱を効率よく行うためには、 $f_{ci} > \nu_{ii}$ という条件を満たさなくてはならないため、同じ磁場強度で比較すると水素の方が高密度化にとっても有利であることが分かる. そこで動作ガスとして水素を使用し、ICRF加熱および磁気ノズル加速の実験を行い、ヘリウムを用いた場合との比較、検討を行った^[10,11].

水素プラズマ流中に高周波波動を励起し、プラズマ蓄積エネルギー W_L を $Z = 2.33$ m の位置の反磁性コイルで測定した結果を図6に示す. 実験条件はMPDアークジェット of 放電電流 $I_d = 2.5$ kA, 測定位置のプラズマ密度 $n_i = 1.6 \times 10^{11}$ cm $^{-3}$ である. 磁場配位はアンテナ位置の磁場強度 $B_u = 1000$ G, 反磁性コイル位置の磁場強度 $B_D = 275$ G で磁気ビーチ配位を形成している. 周波数 500 kHz の高周波波動を 0.1 ms 間励起することで W_L が大きく増加していることが分かる. また、アンテナ

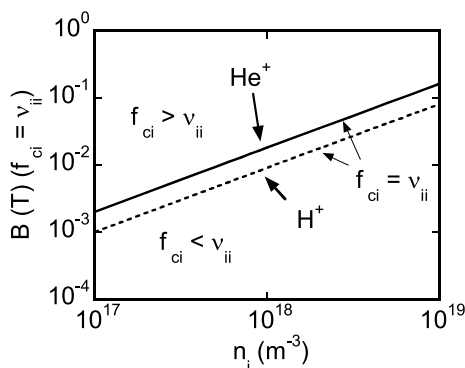


図5 $f_{ci} = \nu_{ii}$ となる磁場強度 B_{ci} の n_i 密度依存性

への投入電力の増加にともなって W_{\perp} も増加しており、水素プラズマ流の ICRF 加熱が行われていることが確認できた。

図7は $Z = 2.33$ m において水素プラズマに対してプラズマ蓄積エネルギー W_{\perp} の下流磁場強度 B_D 依存性を測定した結果である。ヘリウムの時と同様にサイクロトロン共鳴磁場近傍で W_{\perp} のピークが表れ、ICRF 加熱が起こっていることが示された。ヘリウムの時と比較して共鳴磁場が広がっているが、周波数を上げるに従ってより高磁場条件でエネルギー上昇が観測されている。またこのピークは共鳴磁場 (点線) よりも小さく、高速プラズマ流に起因するドップラーシフトの効果が現れている。プラズマ密度 $n_i = 1.5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ の条件下で、 $f_{RF} = 900 \text{ kHz}$ $P_{RF} = 6.9 \text{ kW}$ で高周波を印加した際、垂直方向のイオン温度 ($Z = 2.33$ m) $T_{i\perp}$ が 60 eV まで上昇した結果が得られている。

図8は W_{\perp} のプラズマ密度 n_i 依存性を測定した結果である。MPD アークジェット of 放電電流値を変えることで生成されるプラズマの密度を変化させている。405 kHz, 500 kHz, 900 kHz の3通りで波動を励起した結果、どの周波数においても低密度領域では W_{\perp} の増加率が大きく、密度が $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ より高い領域では励起波動の有無による W_{\perp} の変化が小さくなっていることが分かる。密度が 10^{12} cm^{-3} 以上の領域では、イオン-イオン衝突周波数 ν_{ii} が大きくなるために衝突加熱が

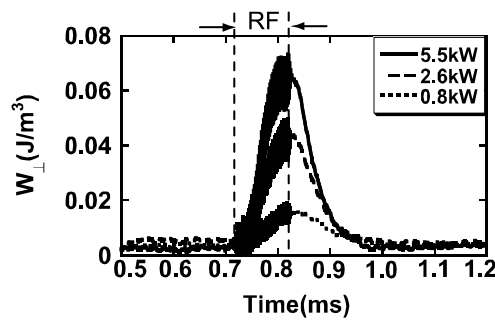


図6 水素プラズマにおけるプラズマ蓄積エネルギー W_{\perp} の時間変化

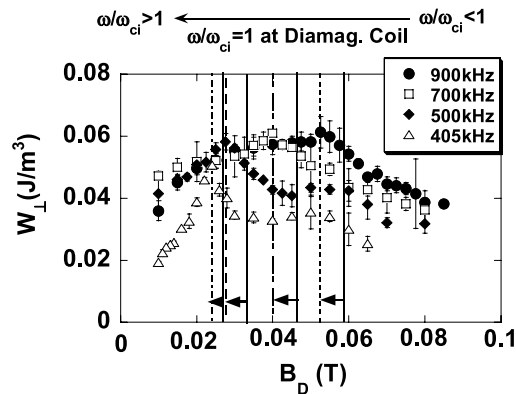


図7 水素プラズマにおけるプラズマ蓄積エネルギー W_{\perp} の下流磁場強度 B_D 依存性

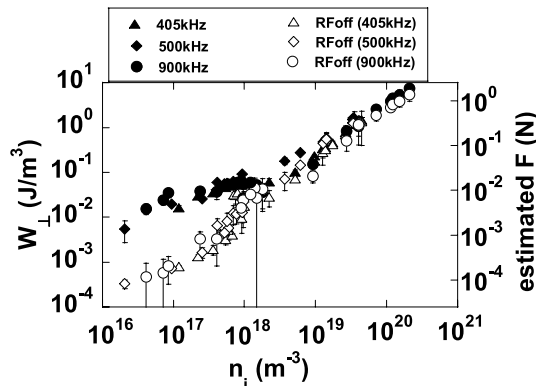


図8 水素プラズマにおけるプラズマ蓄積エネルギー W_{\perp} の密度依存性

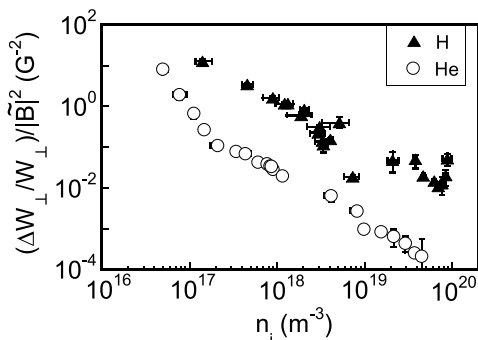


図9 水素プラズマおよびヘリウムプラズマにおける $(\Delta W_{\perp}/W_{\perp}) / |\tilde{B}|^2$ の密度依存性

表1 比推力の見積もり

	He	H
f_{RF} (kHz)	238	900
B (G)	1000-575-69	1000-525-112
P_{RF} (kW)	19	6.9
$T_{ }$ (eV)	93	51
$U_{ }$ (km/s)	73	112
F (mN)	22	14
I_{sp} (s)	7400	11400

支配的になり効率よくサイクロトロン加熱が起こらないと考えられる。

水素プラズマとヘリウムプラズマでの加熱効率の密度依存性を比較した結果を図9に示す。図の縦軸は W_{\perp} の上昇率 $(\Delta W_{\perp}/W_{\perp})$ を励起された波動のエネルギー $(\propto |\tilde{B}|^2)$ で規格化した値である。この磁場揺動量 \tilde{B} はアンテナ下流 0.2 m の位置に置いた磁気プローブで測定したもので、波動伝搬とは垂直方向の磁場揺動を計測したものである。この時、磁場条件を同じにするため動作周波数はヘリウムプラズマでは 0.24 MHz、水素プラズマでは 0.41 MHz を用いた。アンテナから励起された波動のエネルギーで規格化することで、加熱効率を比較することが出来る。この図から水素プラズマの方がヘリウムプラズマよりも高い密度まで効率よく加熱が行われていることが分かる。これは図5で期待された結果と一致する。

ICRF 加熱により増加した水素プラズマ流の熱エネルギーを発散型磁気ノズルを通過させることにより流れのエネルギーへと変換させることで水素プラズマ流の噴出エネルギーが増加した。この結果から比推力の評価を行い、投入電力 6.9 kW に対して 11400 秒という値を得た。これはヘリウムの場合の投入電力 19 kW に対する比推力 7400 秒よりも高い値となっている。本実験で得られた結果を表1にまとめて示す。

2.4. 大電力 ICRF 加熱

VASIMR 計画では有人宇宙探査への応用を目指し、ロケットエンジン一台あたり 4 MW の高周波投入電力を利用することを想定としている。そこで ICRF 加熱への投入電力を従来よりも増強し、大電力条件での加熱効率の検討を行った。以降の実験では推進剤としてヘリウムを用いている。

励起アンテナへの高周波投入用電源としてこれまで使用してきたインバータ型電源を高出力化し、50 kW 程度までの電力を投入することが可能となった。これを利用し大電力での ICRF 加熱の実証を目指し、実験を行った。図10に従来の電源 (Single Stage) と高出力化を行った電源 (Dual Stage) それぞれでの、 $Z = 2.33$ m の位置の反磁性コイルで計測したプラズマ蓄積エネルギー W_{\perp} の投入電力依存性を示す。実験条件は、放電電流 $I_d = 1.8$ kA、測定位置におけるプラズマ密度 $n_1 = 1.0 \times 10^{11}$ m⁻³、磁場配位は励起アンテナ位置で $B_u = 1000$ G、測定位置の共鳴磁場強度 $B_D = 575$ G の磁気ビーチ配位である。

印加電力が 20 kW 以上になると徐々に W_{\perp} が飽和する傾向が観測された。これは投入電力の増加によってプラズマ流中のイオン温度が上昇し、イオンラーマー半径が大きくなり、プラズマ径と同程度となってプラズマから外部へと損失していることが原因と考えられた。実際、共鳴磁場強度 575 G、イオン温度 100 eV とすれば、イオンラーマー半径はおよそ 6 cm 程

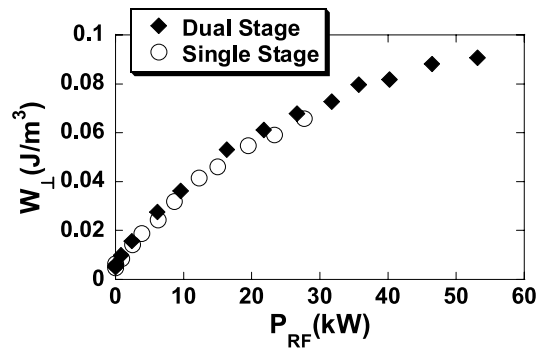


図10 ヘリウムプラズマにおけるプラズマ蓄積エネルギー W_1 の投入電力 P_{RF} 依存性

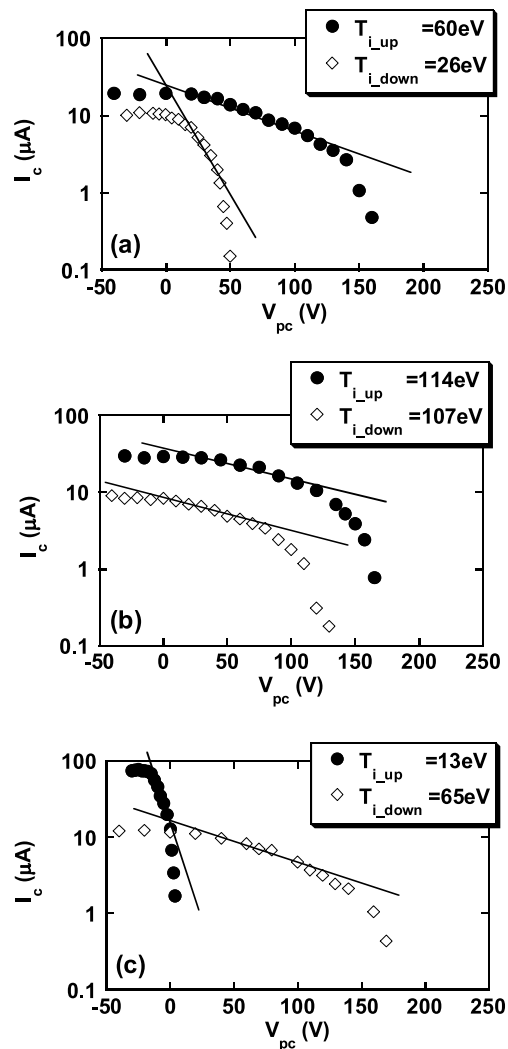


図11 ヘリウムプラズマの加熱領域における (a) $X = +10$ cm, (b) $X = 0$ cm, (c) $X = -10$ cm の位置でのイオン温度 $T_{||}$ の異方性

度となり、プラズマ径 (約 5 cm) と同程度となっている。

このような大電力での ICRF 加熱を行った際のイオンラーマー運動の影響を確認するために次のような実験を行った。加熱領域下流部の $Z = 2.33$ m において半径方向三ヶ所で、静電エネルギーアナライザを +Y 方向 (上方向) に向けた場合と -Y 方向 (下方向) に向けた場合のイオンエネルギー分布の測定を行った。実験条件は先の実験と同様に、放電電流 $I_d = 1.8$ kA, 測定位置におけるプラズマ密度 $n_i = 1.0 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$, 磁場配位は励起アンテナ位置で $B_U = 1000$ G, 測定位置の共鳴磁場強度 $B_D = 575$ G の磁気ビーチ配位である。図 11 は (a) $X = +10$ cm, (b) $X = 0$ cm, (c) $X = -10$ cm の位置での静電エネルギーア

ナライザの測定結果を表している。この図で横軸は静電エネルギーアナライザ内の電極に印加する抑制電圧で縦軸はそのときに観測された電流値である。X=0 cm のプラズマ中心部では静電エネルギーアナライザの捕集面の向きを変えてもイオン温度の測定結果はほぼ一致しているが、X = +10 cm, X = -10 cm の位置では測定方向によってイオン温度が大きく異なる結果となっている。この時、イオンのラーマー運動によって高速のイオンが流入してくる方向に捕集面を向けた際に、静電エネルギーアナライザの信号は高いエネルギー値を示している。

このように、大電力加熱時にはプラズマ中のイオン温度が急激に上昇し、ラーマー半径が大きくなってしまったため、加熱された高速イオンが磁力線を横切り損失してしまい、投入電力の増大に対してプラズマの熱エネルギーが徐々に飽和する傾向になったと考えられる。このようなイオンラーマー運動の影響を抑えるためには、今後磁場強度をさらに上げる必要がある。

3. ま と め

長期ミッションに対応しうる電気推進技術として、高周波加熱と磁気ノズルを用いた VASIMR 型推進機の実現を目指し、東北大学の HITOP 装置において高比推力化および高密度 ICRF 加熱に関する実験を行った。その結果、推進剤としてヘリウム及び水素ガスを用いて高周波によるイオン加熱と磁気ノズルを用いたエネルギー変換により高速イオンの生成を確認し、印加電力を変えることで推進エネルギーの制御を行うことが出来ることが示された。この際、水素を用いることでヘリウムを用いた場合よりも高い加熱効率を得ることができた。さらに、加熱した水素プラズマ流を、磁気ノズルを用いて加速することで1万秒以上の高比推力を達成した。一方で、投入電力を増加し、大電力 ICRF 加熱を行ったところ、イオンラーマー半径がプラズマ径と同程度となり損失が生じたためにプラズマ熱エネルギーの飽和現象が観測された。

参 考 文 献

- [1] Frisbee R.H., "Advanced space propulsion for the 21 st century", J. Propulsion and Power, Vol. 19, p. 1129 (2003).
- [2] Kuninaka H, *et al.*, "Powered might of electron cyclotron resonance ion engines on Hayabusa explorer", J. Propulsion and Power, Vol. 23, p. 544 (2007).
- [3] Chang Díaz F.R. *et al.*, "The Physics and Engineering of the VASIMR Engine", Proc. of 36 th Joint Propulsion Conference, (Huntsville, AIAA-2000-3756), p. 1 (2000).
- [4] Chang Díaz F.R. *et al.*, "Plasma propulsion for interplanetary flight", Thin Solid Films, Vol. 506, p. 449 (2006).
- [5] Squire J.P., *et al.*, "High power light gas helicon plasma source for VASIMR", Thin Solid Films, Vol. 506, p. 579 (2006).
- [6] Ando A., *et al.*, "Alfven wave excitation and single-pass ion cyclotron heating in a fast-flowing plasma", Physics of Plasmas, Vol. 13, 057103 (2006).
- [7] Ando A., *et al.*, "ICRF heating and plasma acceleration with an open magnetic field for the advanced space thruster", Transaction of Fusion Science and Technology, Vol. 51, p. 72 (2007).
- [8] Inutake M., *et al.*, "Generation of supersonic plasma flows using an applied-field MPD arcjet and ICRF heating", Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 49, p. A 121 (2007).
- [9] Tobar H., *et al.*, "Characteristics of electromagnetically accelerated plasma flow in an externally - applied magnetic field", Physics of Plasmas, Vol. 14, p. 093507 (2007).
- [10] Ando A., *et al.*, "Ion heating and acceleration experiment in hydrogen plasma for the VASIMR-type Thruster", Proc. of the 30 th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2007-191 (2007).
- [11] Hagiwara T., *et al.*, "Experiments of Ion Acceleration in a Magnetic Nozzle for an Advanced Plasma Thruster", Proc. of the 30 th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2007-255 (2007).

観測ロケット S 520-25 号機搭載用ベアテザーを用いた プラズマ収集実験

住野 諒*¹, 田中 孝治*², 山極 芳樹*³, 佐々木 進*²,
下山 学*², 阿部 琢美*², 神戸 篤*³, 若槻 賢*³,
佐原 宏典*¹, 藤井 裕矩*⁴

Laboratory Experiment on Plasma Collection by Bare Tape Tether for Sounding-Rocket S-520-25

Makoto SUMINO*¹, Koji TANAKA*², Yoshiki YAMAGIWA*³, Susumu SASAKI*²,
Manabu SHIMOYAMA*², Takumi ABE*², Atsushi KANBE*³, Masaru WAKATUKI*³,
Hironori SAHARA*¹ and Hironori HUJII*⁴

Abstract

The primary objectives of the sounding rocket experiment, S-520-25, are to deploy an electro-conductive bare tape tether in space and to study the electron current-collection by the tape tether when biased positively. Before the space experiment, we have carried out laboratory experiments on the plasma collection by the tape tether in a large space science chamber at ISAS/JAXA. This paper presents the major results on the current-voltage characteristics of the tape tether in the plasma environment which simulates the ionospheric plasma. It was found that the tether current approached the prediction by the Orbit Motion Limit (OML) theory as the tether voltage was increased up to 500 V. In the high voltage region more than 200 V, we often observed the discharge at the surface of the tether that damaged the tether material.

Keywords: Space Experiment, Plasma Collection, Space Tether

1. Introduction

現在、首都大学東京を中心として日・米・欧の共同プロジェクトとして、観測ロケットを利用したテザー実験が計画されている。図1に観測ロケット実験の概要を示す^[1]。この実験では弾道飛行する ISAS/JAXA の S-520 観測ロケットを用い、300 m のベアテザーを伸展して宇宙空間におけるエレクトロダイナミックテザーの基礎実験となる電離層中でのプラズマ収集実験が予定されている。まず高度 100 ~ 300 km において、ホロカソードプラズマ源 (HC) とベアテープテザー間に最大 500 V の電圧をかけ、テザーシステムと周辺プラズマの間に電氣的閉回路を形成し、テザー中に電気が流れることを実証し、

* 1 Tokyo Metropolitan University

* 2 ISAS/JAXA

* 3 Shizuoka University

* 4 Kanagawa Institute of Technology

テザーに与える電位に対する電子収集能力を評価する (Phase B)。また、ブームとテザー間に電圧を印加し、OML (Orbital Motion Limit) 理論の検証実験が計画されている (Phase A)。実験の概念図を図2に示す。Phase Aでは、異なる高度での実験により異なるプラズマ密度において、ブームに正、テザーに負の電位を与えることで、プローブ代表長とデバイ長の異なる状況で、電子電流収集、イオン電流収集に関して広範囲領域にデータ収集を行い、ラングミュアからOMLにわたる広範囲の電子収集理論の検証を行う。我々はその観測ロケットの宇宙実験の事前実験として地上でスペースサイエンスチャンバーにより観測ロケット実験の行われる低軌道上プラズマを再現し事前検証と校正実験を行った^[2]。

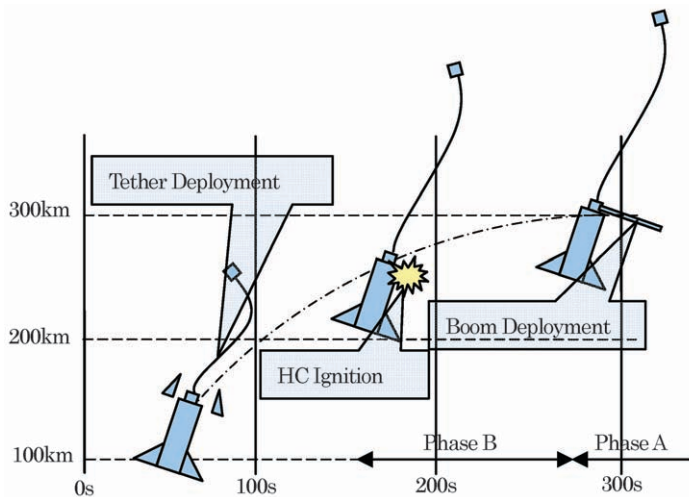


図1 観測ロケット実験概要

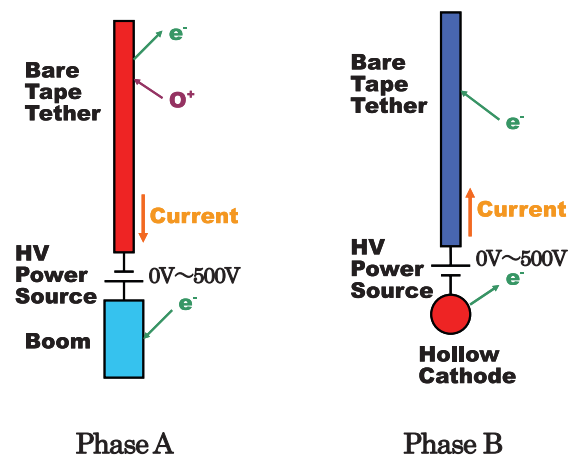


図2 プラズマ収集実験

2. 実験方法

2.1. 実験概要

実験は、ISAS/JAXAにある奥行き5m、直径2.4mのスペースサイエンスチャンバー(図3)を使用した。作動ガスはアルゴン、到達圧力は 1×10^{-4} [Pa]である。このチャンバーにより低軌道のプラズマ環境を模擬し、異なるプラズマ密度でテープテザーに印加する電圧を変えプラズマ収集の評価を行った。実験条件は図2に示す。さらに地上実験でのOML理論の検証を行うために電子、電流収集の広範囲のデータを取り、そのデータをOML理論の理論値と比較した。

2.2. 実験配置

今回二種類の実験回路で実験を行った。まずチャンバー内に設置されたテザーを直流電源へ接続し、電流計測用抵抗Rを介してグラウンドへとつながっているもの(図4)。また、より観測ロケット実験環境に近いチャンバー内にあるテザーと円柱プローブの間に抵抗と直流電源をつないだものである(図5)。テザーと円柱プローブはチャンバー壁からは絶縁されている。直流電源は-500Vから+500Vまでの電圧を出力する。抵抗Rは収集電流量により10kΩから100MΩまで変えた。抵抗Rの両端の電圧を測ることによりプラズマ電流を得る。使用したテープテザー(図8、9)は幅25mmの2枚のアルミテープをPET (Polyethylene terephthalate) 樹脂に蒸着したものでありPET樹脂の厚さは45μmである。テザーの形状は2mm×25mmから25mm×500mmの計8本、プローブはφ3mm×50mm、φ5mm×50mm、φ20mm×100mmの三種類である。電流収集量がプラズマ源の性能で決まり、またテープテザーの長さによっても制約されるため、異なる幅、長さの試料を準備した。それらをアルミ製の治具にそれぞれ10cm以上の間隔を開けてカプトンテープで取り付けた。円柱プローブとテザーへの電圧印加はそれぞれにテフロン被覆のケーブルを用いテザー側ではアルミ蒸着面にケーブルを導電性接着剤であるドウタイトで接着する。円柱プローブ、円盤プローブはスペースサイエンスチャンバー内のプラズマ密度を測定するためのものである。プローブおよびテザーとそれらの取り付け治具の設置を図6、7に示す。



図3 スペースサイエンスチャンバー

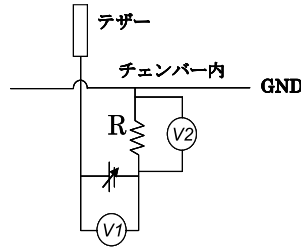


図4 実験回路1

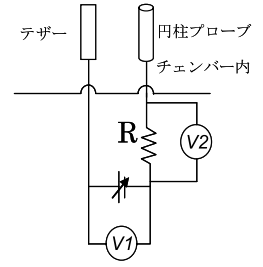


図5 実験回路2

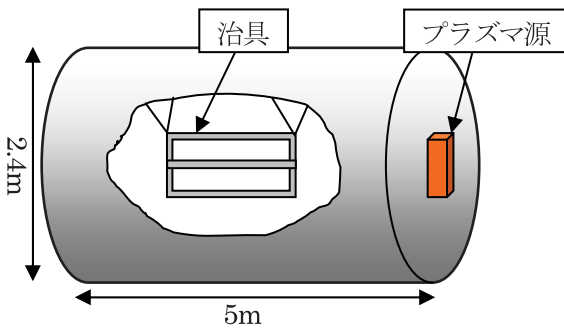


図6 チャンバー内部

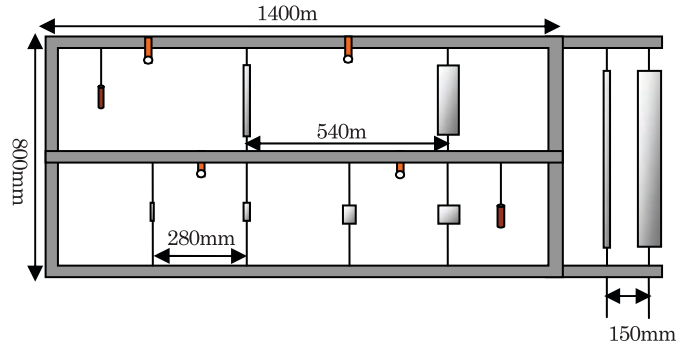


図7 治具に取り付けたテザー，プローブの配置図

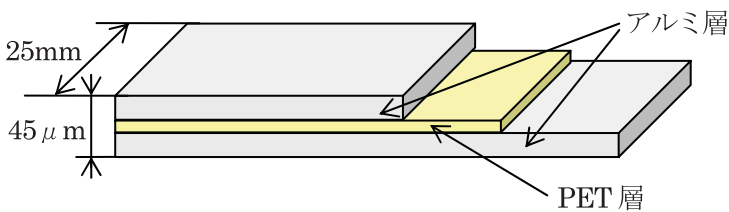


図8 テザーの断面図

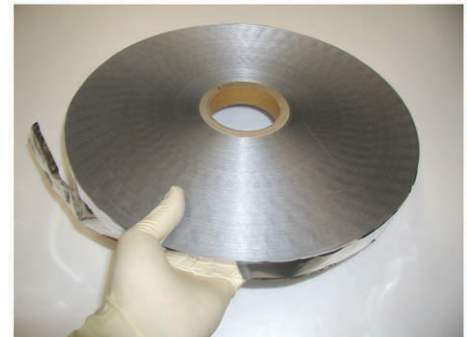


図9 テープテザー

3. 実験結果

3.1. テザー電流収集実験結果

まず実験回路1でそれぞれのテザーによる電流収集実験を行った。図7がチャンバー内に設置した治具とそれに取り付けたテザーとプローブの配置図である。テザーの配置によってプラズマ密度に多少の差は出てしまうが今回は桁違いでないかぎり同じプラズマ密度とみなして実験を行った。実験中の動作時圧力は 1.0×10^{-2} [Pa] である。電流収集量とテザーのサイズの関係を知るために、長さが一定で幅が異なる4本のテザーにより実験を行った。サイズはそれぞれ $2 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$, $5 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$, $10 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$, $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ である。図10が初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^5 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ の実験結果、図11が初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ の実験結果である。観測ロケット実験が行われる低軌道上 $200 \sim 300 \text{ km}$ のプラズマ密度は $10^4 \sim 10^6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ である。初期プラズマ密度と記したのは実験中にチャンバー内のプラズマ密度がテザーにより収集され減少するからである。この二種類のプラズマ密度の電流収集特性を調べるためにそれぞれのテザーの 200 V 付近の電流収集密度を比較した。図12は初期プラズマ密度が $1.0 \times 10^5 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ で、図13は初期プラズマ密度が $1.0 \times 10^6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ でそれぞれ横軸がテザーの長さ、縦軸が電流収集密度である。この二つのグラフを比べてみると電流収集特性に大きな違

いが見られた。プラズマ密度 $1.0 \times 10^5 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ ではテザーの幅が小さくなるに従って電流収集密度が上昇しているがプラズマ密度 $1.0 \times 10^6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ ではそのような特性は見られない。つまりテザーの幅が小さくなるに従って電流収集効率が上昇し、それは低密度プラズマではより顕著に現れるということである。同じようにテザーの幅が一定で長さが異なるテザーにより二種類のプラズマ密度で電流収集特性の変化を調べたが大きな違いは見られなかった。

3.2. 電流急増現象

プラズマ密度 $1.0 \times 10^6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ ，動作時圧力 $1.0 \times 10^{-2} \text{ [Pa]}$ の条件でテザーによる電流収集実験中にある一定の電圧を超えると収集電流が急増する現象が起きた (図14)。これは明らかに理論値とは異なる現象である。よって実験中にチャンバー内で放電が生じていると思われる。そこでそれぞれのテザーの面積と電流急増現象が発生した時の電圧との関係をグラフに表してみた。図15は横軸がそれぞれのテザーの面積、縦軸が電流急増現象が発生した時の電圧である。このグラフを見てわかるようにテザー面積が大きくなるに従って電流急増現象はより低い電圧で発生している。

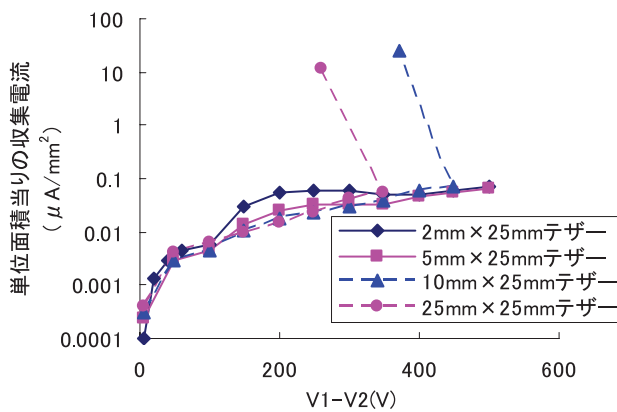


図10 単位面積当たりの収集電流量 (初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度 1.0 (eV) ，実験回路1)

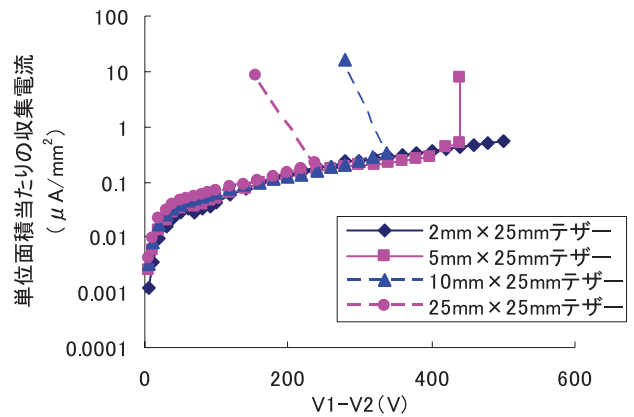


図11 単位面積当たりの収集電流量 (初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度 0.6 (eV) ，実験回路1)

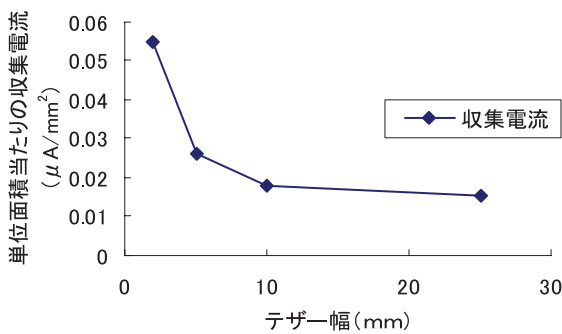


図12 低プラズマ密度 ($1.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) におけるテザー幅に対する収集電流特性 (電子温度 1.0 (eV) ，実験回路1， $V1 - V2 = 200 \text{ V}$)

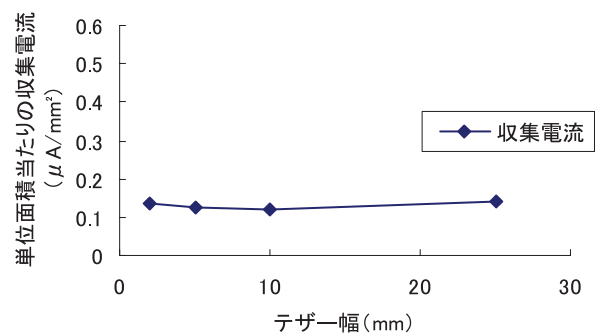


図13 高プラズマ密度 ($1.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$) におけるテザー幅に対する収集電流特性 (電子温度 0.6 (eV) ，実験回路1， $V1 - V2 = 200 \text{ V}$)

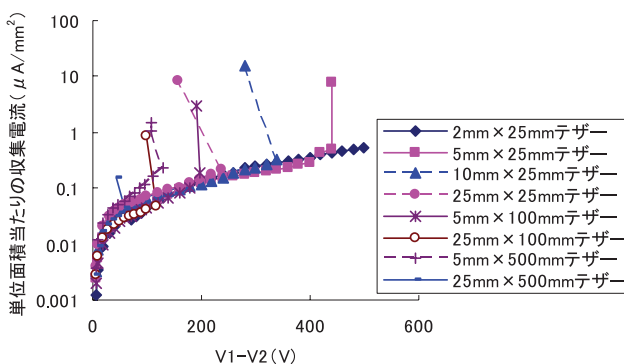


図14 電流急増現象 (初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度 0.6 (eV) ，実験回路1)

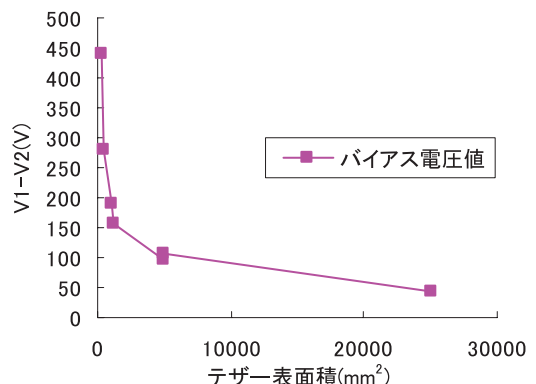


図15 電流急増現象とテザー表面積の関係 (初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ，電子温度 0.6 (eV) ，実験回路1)

3.2.1. Ar ガスによる圧力との関係

電流急増現象はプラズマ密度 $1.0 \times 10^5 \text{ (cm}^3\text{)}$ 、つまり低密度プラズマでは発生しなかった。このことから電流急増現象はプラズマ密度に依存することがわかる。さらにチャンバー内の Ar ガスによる圧力の依存性を調べるために異なる圧力で電流収集実験を行った。図 16 は圧力が $9.7 \times 10^{-3} \text{ [Pa]}$ のグラフ、図 17 は圧力が $1.9 \times 10^{-2} \text{ [Pa]}$ のグラフである。圧力だけの依存性を確かめるために初期プラズマ密度はどちらも $1.0 \times 10^5 \text{ (cm}^3\text{)}$ となるように調整した。結果は圧力が $9.7 \times 10^{-3} \text{ [Pa]}$ の時は電流急増現象が発生せず、 $1.9 \times 10^{-2} \text{ [Pa]}$ の時のみ発生した。このことから電流急増現象は圧力に依存し、圧力が高いほど発生しやすいと言える。高度 200 ~ 300 km の宇宙空間では気圧は $1.0 \times 10^{-7} \text{ [Pa]}$ 程度なので実際の観測ロケット実験時には電流急増現象は起こらないと思われる。しかし、テザーからのアウトガスが発生し周辺の気圧が上昇すると電流急増現象が起こる可能性がある。また、電流急増現象の直接的な原因を確かめるために電流急増現象発生時のチャンバー内の映像をカメラで撮影した。その結果チャンバー内で白く光り放電しているのが確認された。図 18 の点線で囲んだ部分はその様子を示している。映像から判断すると電流急増現象の原因はグロー放電であると思われる。

3.2.2. テザーの耐久性

電流収集実験後にチャンバー内のテザーを確認するとそのいくつかに皺のようなものが確認された。テザーごとの実験履歴を詳しく確認してみると皺や断線の生じたものは電流急増現象^[3]によるものであることが分かった。実際の観測ロケット実験ではこのような皺や断線は好ましくない。よってテープテザーの電流収集によって起こる熱に対する耐久性を調べた。実験方法は図 19、20 のように真空チャンバー内にテザーを設置し安定化電源を直列に接続して電流を流し、テザーに皺が確認されるまで電流値を上げていくというものである。チャンバー内は真空状態であるがプラズマは発生させていない。つまり今回の実験では電流による熱の耐久性のみで電子衝突による熱の発生は考慮していない。この実験の目的はテープテザーが観測ロケット実験で流れる電流によって発生するジュール熱に対してどれほどの耐久性を持っているかを確かめることである。1 A から始めて 5 分おきに 1 A ずつ電流値を上げていった。このように長さの異なるテザーを同時に実験しその結果を比較することにより実際の観測ロケットで使用される 300 m のテザーに起こる現象を予測できる。結果は 7 A まで上昇させた数分後にすべてのテザーに皺が発生するのが確認された(図 21)。実際の観測ロケット実験では最大でも 3 A までしか電流は流れない予定なので耐久性は問題ないと思われる。

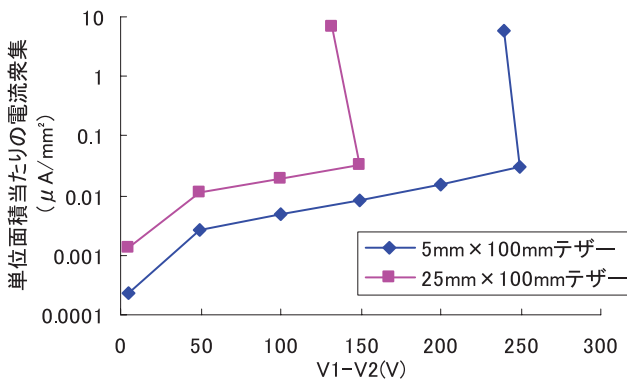


図 16 $1.9 \times 10^{-2} \text{ [Pa]}$ における単位面積当たりの収集電流 (実験回路 1)

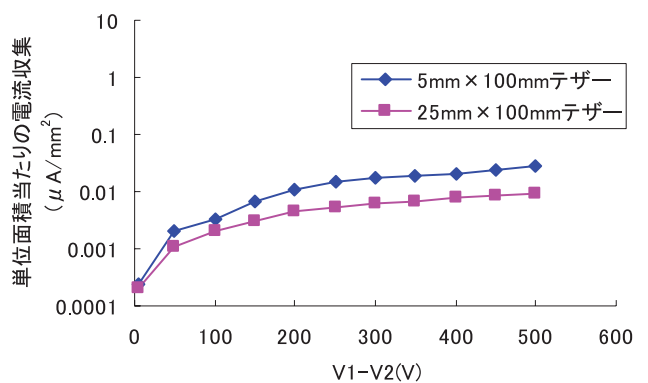


図 17 $9.7 \times 10^{-3} \text{ [Pa]}$ における単位面積当たりの収集電流 (実験回路 1)

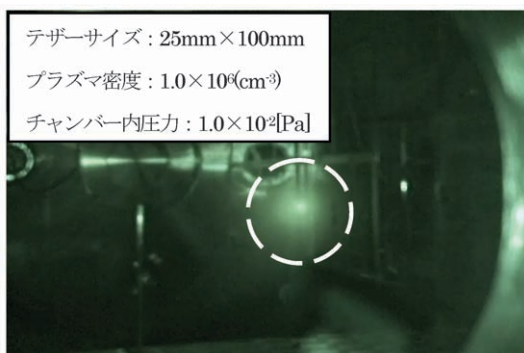


図 18 グロー放電画像

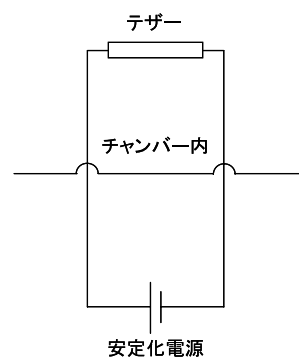


図 19 実験回路 3

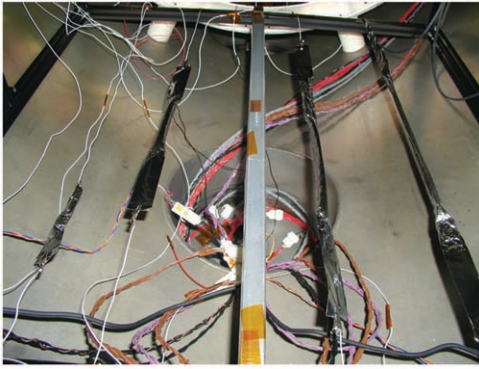


図20 実験後チャンバー内写真

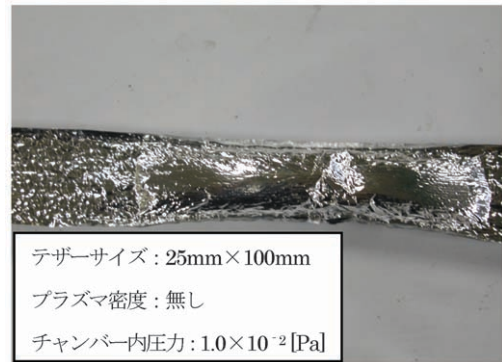


図21 皺のできたテープテザー

3.3. 理論値との比較

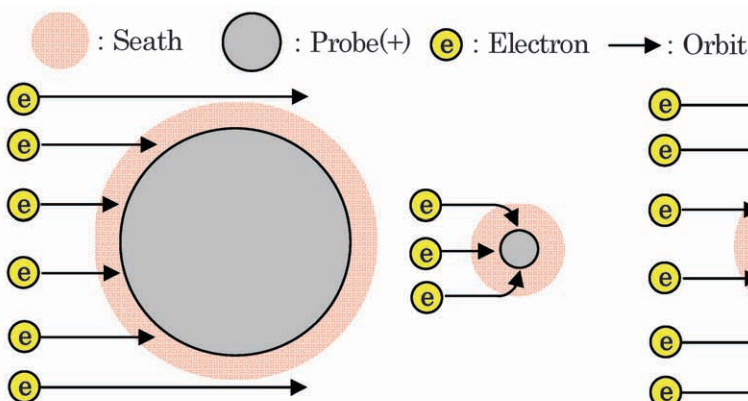
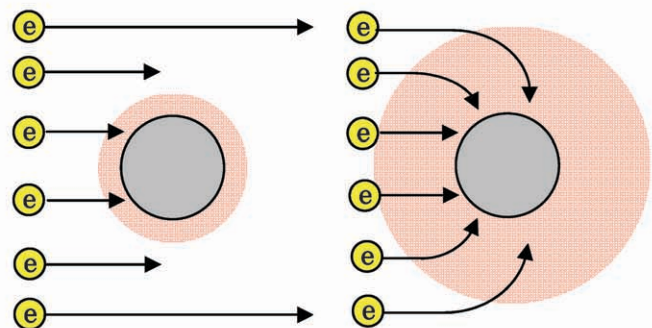
3.3.1. OML 理論とは

OML 理論について説明するために、まず正にバイアスされたプローブによるプラズマ中の荷電粒子収集について考える^[4]。プローブによる電流収集は、プローブ代表長（円筒の場合直径）がデバイ長より十分大きい場合は Langmuir 理論に従う。Langmuir 理論に従えば収集電流は電子温度と周辺プラズマ密度のみに依存し、プローブポテンシャルが遮断され近くを通過する荷電粒子はポテンシャルを感じず通過する。一方でプローブ代表長がデバイ長程度もしくはデバイ長より小さい場合は OML 理論に従い周辺プラズマ密度とともに電圧にも依存し、その収集電流量は Langmuir 理論によるものより大きくなる。これは近くを通過する荷電粒子がプローブポテンシャルを感じてプローブに引き付けられることによって起こる。つまり同じプラズマ密度ならばプローブ径が小さい方が電子収集効率は上がる（図22）。また、同じプローブ径ならばプラズマ密度が低い方がシースは広がり電子収集効率が上がる（図23）。OML 理論の式は

$$I_{OML} = eN_{\infty}L \frac{p}{\pi} \sqrt{\frac{2e\Phi_p}{m_e}} = eN_{\infty}L_b 2R_b \sqrt{\frac{2e\Phi_p}{m_e}} \quad : \text{ブーム} \quad (2.1)$$

$$= eN_{\infty}L_t 2 \frac{w_t}{\pi} \sqrt{\frac{2e\Phi_p}{m_e}} \quad : \text{テープ} \quad (2.2)$$

となる。eは電荷、 N_{∞} はプラズマ密度 (m^{-3})、Lはプローブ長、pはプローブ周長、 Φ_p はプラズマとプローブ間の電位差、 m_e は電子質量、 L_b はブーム長、 R_b はブーム半径、 L_t はテープテザー長、 w_t はテープテザー幅である。

図22 正にバイアスされたプローブの電流収集
(同じプラズマ密度で異なるプローブ径)図23 正にバイアスされたプローブの電流収集
(同じプローブ径で異なるプラズマ密度)

3.3.2. 比較結果

3.3.2.1. 実験回路1によるデータ

まず実験回路1によって得られた実験データを OML 理論による理論値と比較した。図 24 は初期プラズマ密度 1.0×10^5 (cm^{-3})、図 25 は初期プラズマ密度 1.0×10^6 (cm^{-3}) である。両方とも $5 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ テザーによる実験データである。x 軸がテザーにかかった電圧、y 軸が収集電流である。実験中のプラズマ密度の変化は OML 理論値に反映してある。グラフを見て分かるようにどちらも電圧が上がるに従って実測値が理論値に漸近して近づいている。図 24 の低密度プラズマでの実測値の方が図 25 の高密度プラズマによるものより理論値に対して収集電流が高いことがわかった。これはおそらくプラズマ密度が低いことによりシースが広がりテザーの端効果によりより多くの電子を収集したためだと思われる。

3.3.2.2. 実験回路2によるデータ

実験回路2 (図5) は観測ロケット実験の条件をチャンバー内で再現した回路である。こちらの実験データも OML 理論による理論値と比較した。初期プラズマ密度は 1.0×10^6 (cm^{-3})、プローブは $\phi 20 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ の円筒プローブ、そしてテザーのサイズは $5 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ である。今回は電子質量を用いた OML 理論とイオン質量を用いた OML 理論の二つの理論値と比較している。二つの理論値が異なる理由を説明する。実験回路2は実験回路1とは違いグラウンドとチャンバーから絶縁されていて浮いている状態である。つまりチャンバー壁全体からイオンが流入する実験回路1とは違いテザーとプローブによって閉回路を形成しているため負極側から流入するイオンがより制限される。イオンと電子の流入量の割合は決まっているので電子の流入量も実験回路1の場合より制限される。よって実測値は電子質量を用いた OML 理論よりイオン質量を用いた OML 理論により近づくことと予想される。図 26 は電源の正極をプローブに接続し負極をテザーに接続したグラフである。つまりこれは観測ロケット実験における PhaseA となる。今回の実験では図5の実験回路2のプローブがブームを模擬したものとなっている。グラフを見てわかるように実測値は電子質量を用いた OML 理論よりイオン質量を用いた OML 理論により近い値となっているのが分かる。

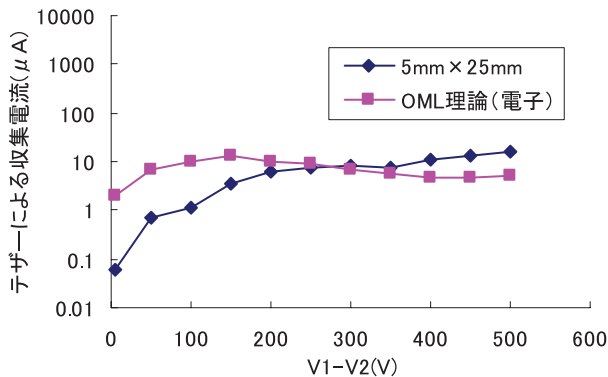


図 24 総面積当たりの電流収集量と理論値の比較 (初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, 電子温度 1.0 (eV), 実験回路1)

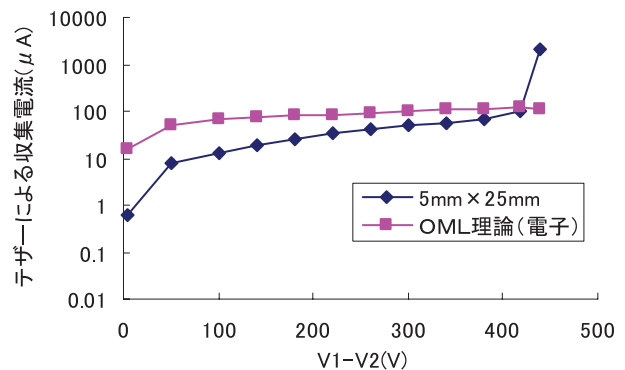


図 25 総面積当たりの電流収集量と理論値の比較 (初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, 電子温度 0.6 (eV), 実験回路1)

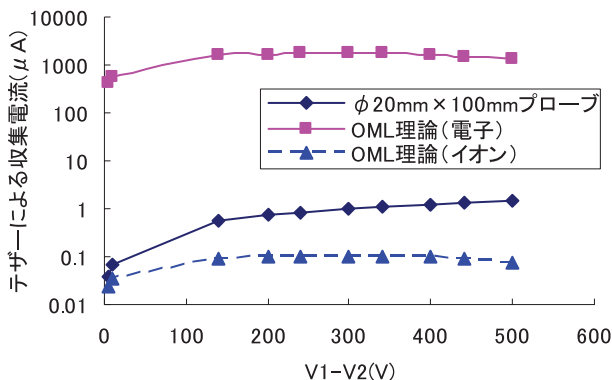


図 26 総面積当たりの電流収集量と理論値の比較 (電源の正極をプローブに、負極をテザーに接続, 初期プラズマ密度 $1.0 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, 電子温度 0.6 (eV), 実験回路2)

4. 考 察

今回ベアテープテザーを用いたプラズマ収集実験を行った結果、幅が狭い場合、あるいはプラズマ密度が低いほど単位面積当たりの収集電流が大きくなることが分かった。これはOML理論の性質に従っており理論値と比較した結果、テザーに掛かる電圧が高いほど理論値に漸近して近づくことが分かった。さらにチャンバーでのプラズマ収集実験ではある一定の電圧を超えると収集電流が急増する電流急増現象が発生することが確認された。この現象はチャンバー内の圧力とプラズマ密度に依存しており、圧力がより低い場合は発生しないことが分かった。つまりこれは地上でのチャンバー実験特有の現象であり実際の観測ロケット実験では発生しないことが予想される。そして電流急増現象によって引き起こされたテザーに皺や断線が発生したことによりテザーの耐久性の問題が浮かび上がった。テザーの電流によって発生する熱に対する耐久性は実験結果からは問題ないことがわかった。

5. 今後の課題

今回のプラズマ収集実験ではプラズマ密度が実験中を通して不安定であった。よって今後はチャンバー内で一定のプラズマ密度を保つ実験条件を確立する必要がある。またテザーの耐久性については問題も多く今後実験を続けていく必要がある。さらに次回実験で使用予定のより高いプラズマ密度が生成可能な高密度流プラズマ発生装置を用いて実験を行う予定なのでそれを使った新たな実験方法を確立する必要がある。

References

- [1] Takeo Watanabe, Hironori A. Fujii, Hirohisa Kojima, "Quick Deployment of Bare Tape Tether and Introduction of the Sounding Rocket Experiment", AAS 07-370, AAS Astrodynamics Specialist Conference, Aug. 19-23, 2007.
- [2] Masaya Kozakai and Haruki Takegahara, "Evaluation of Plasma Contactor Ground Experiments for Electrodynamic Tether" 27th IEPC, IEPC-01-242, Oct. 15-19, 2001, Pasadena, CA, USA.
- [3] David L. Cook, and Ira Katz, "Ionization-Induced Instability in an Electron-Collection Sheath", J. Spacecraft, Vol. 25, No. 2, March-April, 1998.
- [4] 池田哲平, 中邨康広, 大津広敬, 山極芳樹, 河本聡美, 大川恭志, 中島厚, "電子コレクタとしての複数本ベアテザーの電流特性", 第51回宇宙科学技術連合講演会 講演番号1E05, 2007年10月.

「かぐや」が観測した月 一月周辺プラズマの観測結果を中心に—

齋藤 義文*¹, 横田 勝一郎*¹, 田中 孝明*¹, 浅村 和史*¹,
西野 真木*¹, 山本 忠輝*², 綱川 秀夫*³, 渋谷 秀敏*⁴,
清水 久芳*⁵, 高橋 太*³, 松島 政貴*³, 「かぐや」MAP班

Lunar Plasma Observation by Kaguya — Results from MAP-PACE —

Yoshifumi SAITO*¹, Shoichiro YOKOTA*¹, Takaaki TANAKA*¹, Kazushi ASAMURA*¹,
Masaki N. NISHINO*¹, Tadateru YAMAMOTO*², Hideo TSUNAKAWA*³, Hidetoshi SHIBUYA*⁴,
Hisayoshi SHIMIZU*⁵, Futoshi TAKAHASHI*³, Masaki MATSUSHIMA*³ and KAGUYA MAP team

概 要

「かぐや」衛星搭載 MAP-PACE が高度 100 km の月周回軌道で低エネルギーイオンの連続観測を開始して以来 1 年が経過した。プラズマ観測装置 MAP-PACE は「かぐや」に搭載された 14 の観測装置のうちの一つであり、月周辺プラズマの観測を行う。MAP-PACE は、電子観測器 ESA-S 1, S 2, イオン観測器 IMA と IEA の 4 種類のセンサーで構成されている。各センサーは半球面の視野を持っており、2 台の電子観測器と 2 台のイオン観測器で低エネルギー電子とイオンの 3 次元分布関数を計測することができる。イオン観測器のうち月面方向に視野を持つ IMA は質量分析器であり、高度 100 km の月周回軌道でこれまで観測された事の無かったイオンの質量分析を行った。MAP-PACE-IEA, IMA の観測によって初めて明らかになった月周辺における低エネルギーイオンの分布は、太陽風を別にすると次の 4 種類の特徴的な分布に大別できる 1) 月表面で反射／散乱された太陽風プロトン 2) 月面磁気異常によって反射された太陽風イオン 3) 月面で反射／散乱されたイオンが太陽風中の電場によってピックアップされ、加速されたもの 4) 月面／月面近傍の月大気を起源とするイオン。太陽風の反射／散乱は月周回で初めてその存在が観測されたが、グローバルな固有磁場が無く大気の希薄な天体には普遍的に存在するプロセスでありそれらの太陽風によるピックアップ加速も含めて天体周辺環境において無視できない重要なプロセスである。月面／月面近傍の月大気を起源とするイオンの観測も重要な成果のひとつである。これらのイオンの質量プロファイルを見ると、 C^+ 、 O^+ や Na^+/Mg^+ 、 K^+/Ar^+ などの重いイオンが含まれており、イオンが生成された月面位置との関係を調べる事で月面組成についての情報が得られるものと考えられる。

Keywords: 月, プラズマ, 磁気異常, アルカリ大気, 磁気圏, 太陽風

* 1 ISAS/JAXA
* 2 Department of Earth and Planetary Science, University of Tokyo
* 3 Department of Earth and Planetary Sciences, Tokyo Institute of Technology
* 4 Department of Earth Science, Kumamoto University
* 5 Earthquake Research Institute, University of Tokyo

1. はじめに

月周辺の荷電粒子は1960年代から1970年代にかけて月周回衛星や、月面上に設置されたプラズマ観測装置により精力的に研究がなされた [Lyon *et al.*, 1967; Colburn *et al.*, 1967; Anderson *et al.*, 1972; Howe *et al.*, 1974; Neugebauer *et al.*, 1972; Clay *et al.*, 1972; Hills *et al.*, 1972]. しかしながらその後月を訪れた衛星の殆どは、月面のイメージングを目的としており、月周辺プラズマに関する新しいデータは長期間にわたって得られていなかった。1990年代後半に米国の衛星ルナープロスペクタが月高度100 km以下での磁場と、低エネルギー電子の計測を行い月周辺の低エネルギー電子の分布については新しい結果が報告されている [Lin *et al.*, 1998; Halekas *et al.*, 2005]. 特に近年、月表面の帯電が将来の人類の月面活動に影響を与えるとしてルナープロスペクタの電子データを用いた月表面帯電に関する解析が行われている [Halekas *et al.*, 2007, 2008, 2009]. このように月周辺の低エネルギー電子分布については研究が進んでいるものの、月高度100 kmの周回軌道でこれまでにイオンの質量分析が行われた例は無く、MAP-PACEは世界で初めて月周辺イオンの分布を明らかにしたと言える。本論文では、MAP-PACEの1年間にわたる月周回100 km高度で行った低エネルギーイオンの観測によって明らかとなった月周辺イオン分布について報告する。

2. 低エネルギープラズマ観測装置 MAP-PACE

プラズマ観測装置 MAP-PACE (MAGnetic field and Plasma experiment — Plasma energy Angle and Composition Experiment) は「かぐや」に搭載された14の観測装置のうちの一つであり、月周辺プラズマの観測を行う。MAP-PACEは、電子観測器 ESA (Electron Spectrum Analyzer) -S 1, S 2, イオン観測器 IMA (Ion Mass Analyzer) と IEA (Ion Energy Analyzer) の4種類のセンサーで構成されている [Saito *et al.*, 2008 a].

電子観測器 ESA-S 1, S 2 は入射口に視野角方向掃引電極 (上部デフレクター, 下部デフレクター) を装備、観測装置内部のトロイダル型の偏向電極を用いて電子のエネルギー分析を行う。ESA-S 1, S 2 の観測視野は、取り付け衛星パネルに垂直な方向 (観測装置の回転対称軸と同じ) から45度傾いた方向を中心に、視野角方向掃引電極を用いて±45度の範囲をカバーしている。回転対称軸周りの視野と併せて、1台あたり半球面の観測視野を実現している。2台の電子観測器 ESA-S 1 と ESA-S 2 は「かぐや」衛星の+Z面 (月面を見下ろす側の衛星パネル) と-Z面 (月面と反対側の衛星パネル) にそれぞれ搭載されており、これら2台のセンサーを用いることで、電子の3次元分布関数の計測を行う事が出来る。視野角方向掃引電極には0 V から +4 kV の高圧が印加され、トロイダル型の偏向電極にはこれと同期して0 V から +3 kV の高圧が印加される。視野角方向掃引電極を通り抜けた電子のうち、トロイダル型の偏向電極に印加された高圧レベルに対応したエネルギーの電子のみが偏向電極を通り抜け荷電粒子の検出器である MCP (マイクロチャンネルプレート) に入射、その背後に置かれた1次元円型抵抗体アノードで検出される。電子の検出された位置から、回転対称軸まわりの電子の入射方向を特定することができる。図1にESAの構造概念図を、表1にESA-S 1, ESA-S 2の性能を示す。

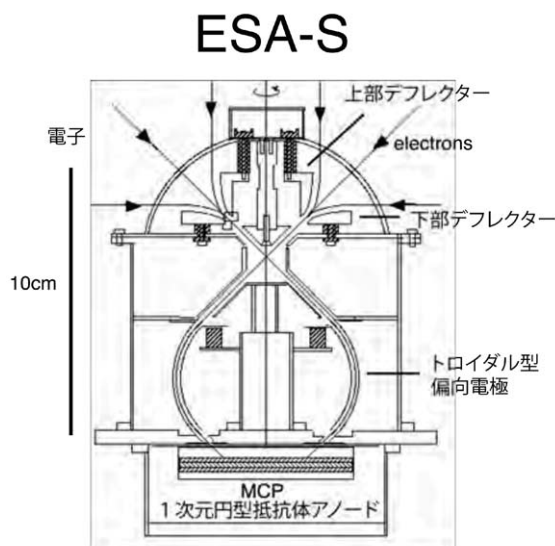


図1 ESA-S 1, ESA-S 2の構造概念図

表1 ESA-S 1, ESA-S 2 の性能

< ESA-S1 >		< ESA-S2 >	
Energy range	6 eV– 9 keV	Energy range	9 eV–16 keV
Energy resolution	15% (FWHM)	Energy resolution	10% (FWHM)
Energy sweep step	32	Energy sweep Step	32
Field of view	2 π str.	Field of view	2 π str.
FOV swccp range	45° \pm 45° (Pol)	FOV sweep range	45° \pm 45° (Pol)
Angular resolution	5° (Pol) \times 8° (Az) (FWHM)	Angular resolution	5° (Pol) \times 8° (Az) (FWHM)
g-factor (5° \times 22.5°)	5.3 \times 10 ⁻⁴ cm ² str keV/keV (efficiency is not included)	g-factor (5° \times 22.5°)	1.2 \times 10 ⁻⁴ cm ² str keV/keV (efficiency is not included)
Time resolution	1 s	Time resolution	1 s
Analyzer type	Toroidal analyzer	Analyzer type	Toroidal analyzer
Average radius	30 mm	Average radius	30 mm
Gap	5 mm	Gap	3 mm
Eccentricity	5 mm	Eccentricity	5 mm

IMA は ESA と同様の構造を持ったエネルギー分析部と、LEF (Linear Electric Field) TOF (Time Of Flight) イオン質量分析部で構成される [Yokota *et al.*, 2005]. IEA は IMA のエネルギー分析部と同じエネルギー分析器である. IMA は「かぐや」衛星の +Z 面に、IEA は -Z 面に搭載されている. 視野角方向掃引電極 (上部デフレクター, 下部デフレクター) には 0 V から +4 kV の高圧が印加され、球型の偏向電極にはこれと同期して 0 V から -4 kV の高圧が印加される. 視野角方向掃引電極と球型の偏向電極の間にある一対の電極は、感度調整電極であり IMA, IEA の感度を電氣的に 1/100 まで減衰させる事ができる. 太陽風イオンのフラックスと、月起源イオンのフラックスの強度は大きく異なるため、検出器の MCP を飽和させずに太陽風を計測し、同時に希薄な月起源イオンを十分な統計精度で計測できるようにこの感度調整電極を使用する. IEA の球型偏向電極を通り抜けたイオンは、MCP とその背後に置かれた 1 次元円型抵抗体アノードで検出される. イオンの検出された位置から、回転対称軸まわりのイオンの入射方向を特定することができる. 一方 IMA の球型偏向電極を通り抜けたイオンは、最大 15 kV 加速されて LEF TOF 質量分析部に入射する. 非常に薄い (0.5 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) カーボンフォイルが LEF TOF 質量分析部の入り口に取り付けられており、これを加速されたイオンが通過する際に 2 次電子 (スタート電子) を放出する. スタート電子は、質量分析器内部の電場で加速され、質量分析部の下方に置かれた MCP とその背後の 1 次元円型抵抗体アノードで検出される. スタート電子が検出された位置から回転対称軸まわりのイオンの入射方向を特定することができる. 更にこれらのスタート電子は、MCP と抵抗体アノードの間に置かれたメッシュ電極を通過する際スタート信号を生成する. カーボンフォイルを通過したイオンの殆どは電荷を失い、中性粒子として質量分析部に入射する. これらの中性粒子は抵抗体アノードの中央に置かれたアノードで検出され、その出力信号がストップ信号として使用される. カーボンフォイルを通過した一部のイオンは、正イオンとして質量分析部に入射する. これらのイオンは、入射位置からの距離に比例して大きくなる線形電場 (LEF) によって反射され、質量分析部の上部に衝突しそこで 2 次電子を生成する. これらの 2 次電子は、加速されて抵抗体アノードの中央に置かれたアノードでストップ信号として検出される. スタート信号とストップ信号の間の時間差を計測することで、イオンの質量を求めることができる. 特に反射イオンによって生成されたストップ信号を用いると、カーボンフォイルをイオンが通過する時に発生するエネルギー減衰の統計的揺らぎや、角度散乱の影響を受けずにイオンの質量を決定する事ができるため、ナトリウム、カリウムなどの重いイオンの質量分析を行うことが可能となる. 図 2 に IEA と IMA の構造概念図を、表 2 に IEA と IMA の性能を示す.

3. 月周辺電子, イオンの観測例

図 3 に ESA-S 1, S 2, IEA, IMA の観測視野を示す. ESA-S 1, IMA は常に月面を向いており、ESA-S 2, IEA は常に反月面側を向いている. 図 4 には月周回軌道における電子とイオンの観測例を示す. 図 4(a) は図 4(b) に示したデータを取得

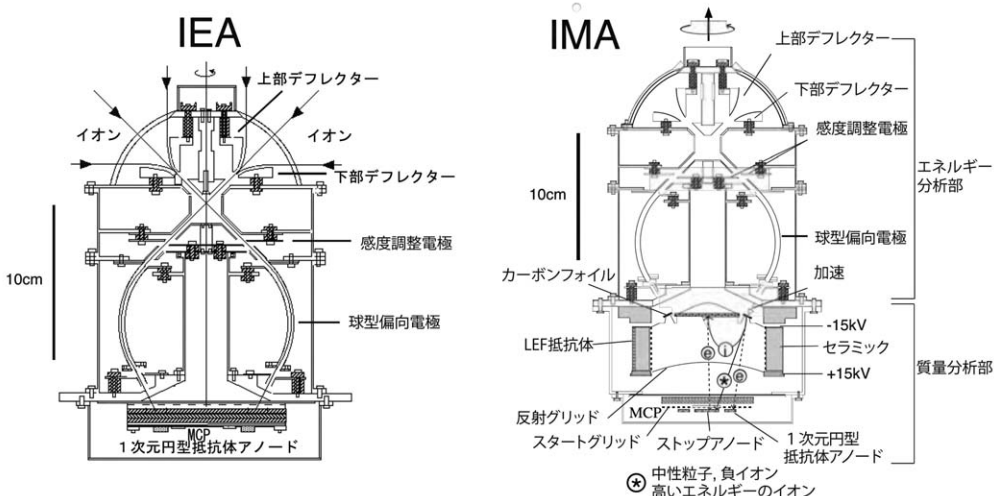


図2 IEA の構造概念図と性能

表2 IEA と IMA の性能

< IEA >		< IMA >	
Energy range	7 eV/q-29 keV/q	Energy range	7 eV/q-28 keV/q
Energy resolution	5% (FWHM)	Energy resolution	5% (FWHM)
Energy sweep step	32	Energy sweep step	32
Field of view	2π str.	Mass range	1-60
FOV sweep range	45°±45° (Pol)	Mass resolution	m/Δm ~15
Angular resolution	5° (Pol)×5° (Az) (FWHM)	Field of view	2π str.
g-factor (5°×22.5°)	10 ⁻⁶ ~ 10 ⁻⁴ cm ² str keV/keV (variable) (efficiency is not included)	FOV sweep range	45°±45° (Pol)
Time resolution	1 s	Angular resolution	5° (Pol)×10° (Az) (FWHM)
Analyzer type	Spherical analyzer	g-factor (5°×22.5°)	10 ⁻⁶ ~ 10 ⁻⁴ cm ² str keV/keV (variable) (efficiency is not included)
Average radius	55 mm	Time resolution	1 s
Gap	4 mm	Analyzer type	Spherical analyzer
		Average radius	55 mm
		Gap	4 mm

した日の月の位置を GSE (Geocentric Solar Ecliptic) 座標系で示したものであり、地球磁気圏界面の平均的な位置も併せて示してある。この日、月およびその周りをを周回する「かぐや」は地球磁気圏の外の太陽風中に存在したことがわかる。図4 (b) は E-t 図と呼ばれるもので、横軸は時間、縦軸は測定したエネルギー／電荷であり、カラーマップで電子、イオンのカウント値を示す。横軸の時間は0時から24時迄であり、24時間のデータを示したものである。「かぐや」は、約2時間で月の周りを1周する。IEA のデータを見ると、約2時間毎に強いイオンのフラックスが観測されているが、これが太陽風イオンである。太陽風イオンとしては750 eV/q 付近の水素イオン (H⁺ ; プロトン) と、1.5 keV/q 付近の2価のヘリウムイオン (He⁺⁺ ; アルファ粒子) が観測されている。

太陽風イオンが観測される間、電子のフラックスも高くなっており、太陽風電子が観測されている事がわかる。太陽風イオンのフラックスが非常に弱くなる期間が2時間毎に見られるが、これはウェイクと呼ばれる月の太陽風と反対側の領域である。月によって太陽風が遮蔽されるため、この領域のプラズマ密度は非常に低くなっている。「かぐや」がウェイクに入る直前と直後に IMA でも強いイオンのフラックスが観測されている。IMA は常に月面側を向いているが、図3に示すように「かぐや」がウェイクに入る直前と直後には、太陽風を観測する事がわかる。IEA のデータをよく見ると 2.9 keV/q 以上のところとそれ以下のところに境界があるように見える。これは、2.9 keV/q 以下では IEA の感度を約 1/50 に減衰させ

ているため、 2.9 keV/q 以上で検出できるイオンの最少フラックスと 2.9 keV/q 以下で検出できるイオンの最少フラックスが異なるためであるが、こうすることによって高いフラックスの太陽風プロトンを飽和する事無く計測することができる。

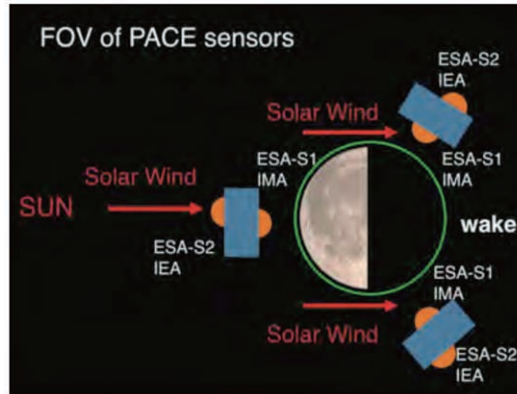


図3 PACEセンサーの視野

KAGUYA MAP-PACE 20080227 000000 - 240000

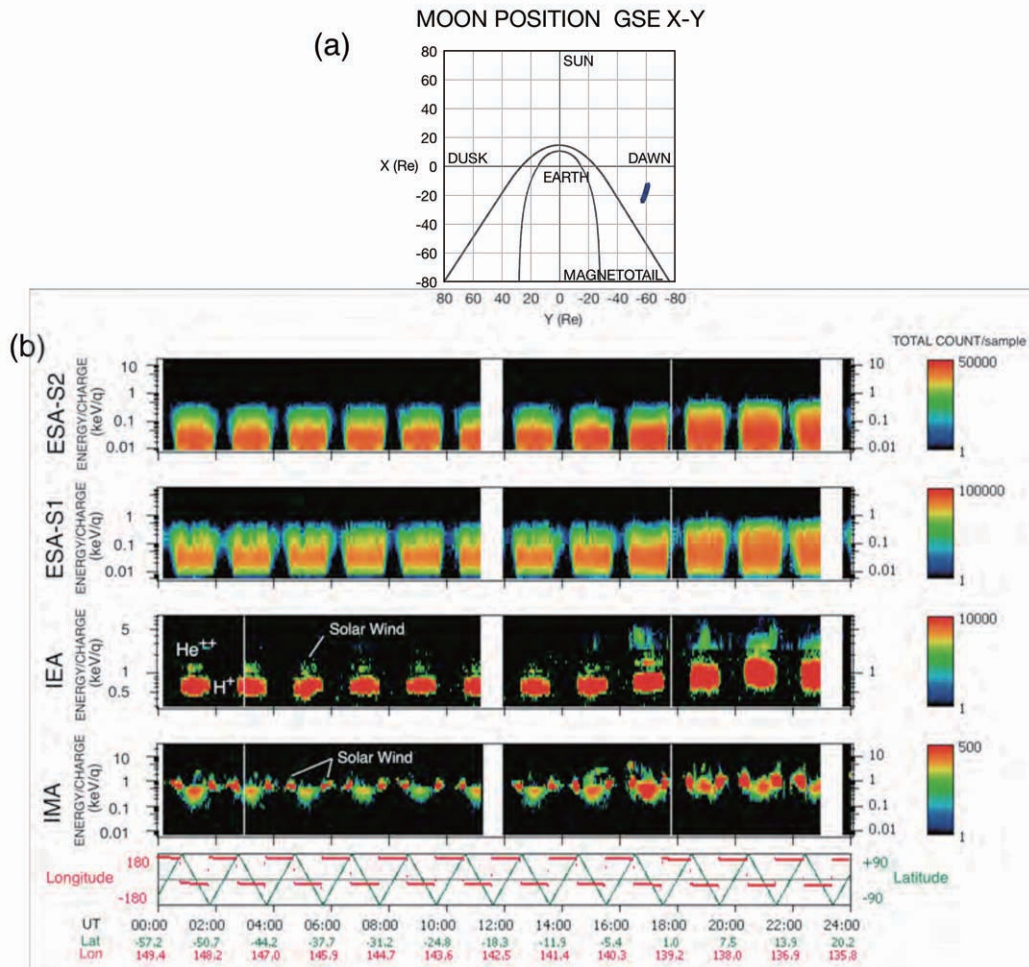


図4 月周回軌道における電子とイオンの観測例 (a) 2008年2月27日の「かぐや」の位置 (b) 2008年2月27日に観測されたPACEのE-t図

4. 月周辺低エネルギーイオンの分布

4.1. 月周辺低エネルギーイオンの概要

「かぐや」搭載MAP-PACEの2台のイオンセンサーIEA, IMAは月周回高度100 kmで低エネルギーイオンの3次元分布を明らかにすると共に、初めてイオンの質量分析を行った。低エネルギーイオンとしては太陽風イオンの他に、太陽風が月面で散乱された成分、太陽風が月表面磁気異常によって反射された成分、月面で反射/散乱されたイオンが太陽風中の電場で加速された成分、そして月表面/月大気起源のイオンが観測された。以下にそれぞれのイオン分布について述べることにする。

4.2. 月面における太陽風イオンの散乱

IEAが太陽風を観測している間、IMAにも太陽風よりは強度は低いが、月方向から飛来するイオンが観測された [Saito *et al.*, 2008 b]。図5にIEAとIMAのE-t図、「かぐや」衛星の月緯度、月経度と太陽天頂角を示す。横軸は2時間であり、「かぐや」が月周回を1周した間に得られたデータである。

IEAが太陽風を計測している一方でIMAに太陽風のエネルギーよりも少しエネルギーが低く、フラックスにして0.1%から1%程度の月方向から飛来するイオンが計測されていることがわかる。IMAは質量分析器であるため、これらの月方向から飛来するイオンの質量プロファイル調べたところ殆どがプロトンである事がわかった。一方で太陽風の質量プロファイル調べたところ、主成分のプロトンの他に2番目に多いイオン種としてアルファ粒子が含まれていた。月方向から飛来するイオンは太陽風よりもエネルギーが低くフラックスも太陽風に比べて遥かに低いことから、太陽風が月表面に衝突して散乱された成分であると考えられる。もともと太陽風に含まれていたアルファ粒子が散乱イオンに含まれないのは、イオンが物質表面に衝突する際のイオン化率の差に依ると考えられる。質量分析器IMA内部ではTOF質量分析のスタート信号を生成するため、非常に薄いカーボンフォイルにイオンを通過させるが、プロトンが通過する際には中性粒子としてカーボンフォイルを出て行くものに加えて正イオンになるもの、負イオンになるものがある。一方、アルファ粒子が通過する際には殆どが中性粒子としてカーボンフォイルを出て行く。イオンが物質表面と衝突する際のプロセスはこれとは少し異なるが、元々正イオンであった粒子の電荷が変化することが知られている [Souda *et al.*, 1995]。太陽風イオンの散乱は、濃い大気、強い固有磁場の無い天体周辺では普遍的に起こる現象であると考えられるが、この普遍的な現象が月周辺で発見されたと言える。

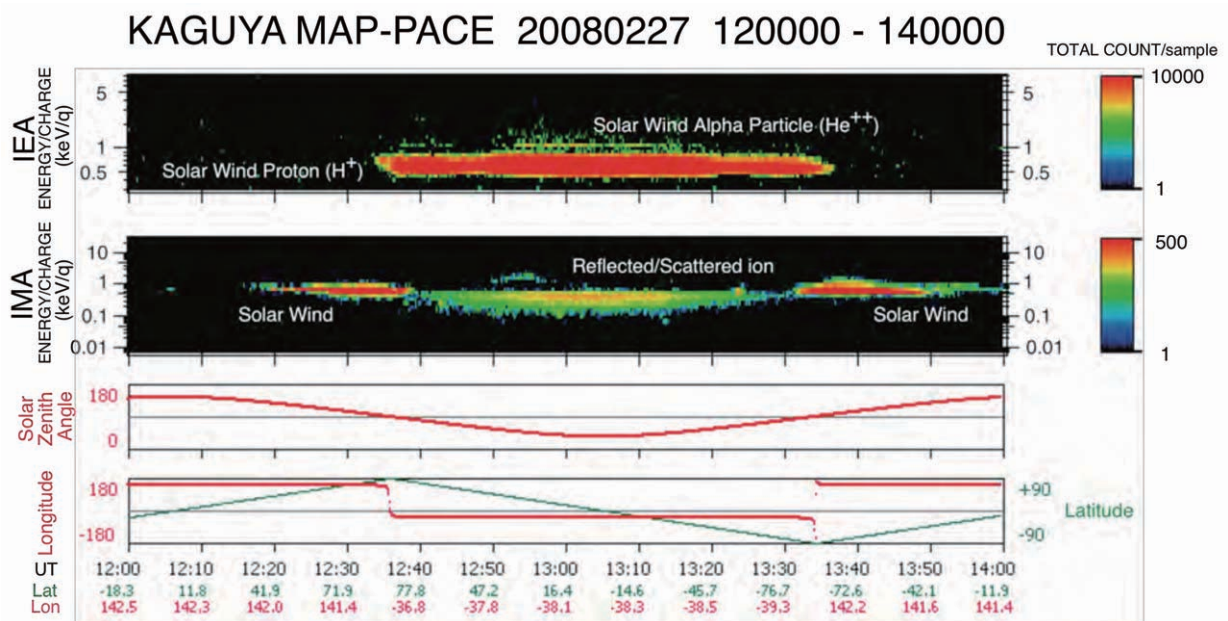


図5 月面における太陽風イオンの散乱を示すIEA及びIMAのE-t図

4.3. 月表面磁気異常による太陽風イオンの反射

South Pole Aitken 付近の月面には強い磁気異常の存在することが知られている。「かぐや」が South Pole Aitken 上空を通過する際に月方向から飛来する、太陽風とほぼ同じエネルギーを持ったイオンが観測された。これらのイオンのフラックスは、太陽風の 10% を超える強度であり、明らかに前節で述べた月面で散乱されたイオンとは異なっている。図 6 にこれらのイオンが観測された際の ESA-S 1, ESA-S 2, IEA, IMA の E-t 図, 「かぐや」搭載磁場観測装置 MAP-LMAG [Shimizu *et al.*, 2008] によって観測された磁場強度, および「かぐや」の高度, 月緯度, 月経度を示す。白い円で囲った部分がこのイオンであるが, これらのイオンが観測された時, 磁場の強度も強くなっていることがわかる。

IMA で観測されたこれらのイオンは, 月面に存在する磁気異常によって太陽風が反射されたものであると考えられる。この場合, イオンは月面と衝突しないためエネルギーを失うことも無い。またこの事は, 月表面の強い磁気異常は, 太陽風イオンが月面に衝突するのを防ぐことができるということを示している。これらのイオンが観測された時の ESA-S 1, ESA-S 2 の E-t 図を見ると, 電子の加熱が起きている事がわかる。一方, IEA のデータを見ると少し太陽風が減速されていることがわかる。このことは, 月面に入射する太陽風は, 100 km 高度で既に月表面磁気異常の影響を受けている事を示している。太陽風と月面磁気異常の相互作用の詳細については現在解析が行われているところであり, 今後の解明が期待される。

4.4. 反射/散乱イオンの太陽風電場によるピックアップ

図 7 に連続する 2 周回間の IEA と IMA の E-t 図, 磁場の大きさや方向, および「かぐや」の位置情報を示す。

IMA のデータを見ると, 太陽風が月面で散乱された成分の上限エネルギー付近から, 「かぐや」衛星の緯度に応じてエネルギーの変化している高いエネルギーのイオンが観測されている。図 7 に示した例では, 連続する 2 周回で緯度—エネルギーの関係が逆になっていることがわかる。磁場データを見ると, 連続する 2 周回で磁場の方向が変化している。月静止系から見て, 太陽風中には $-VXB$ (V は太陽風のバルク速度, B は太陽風中の磁場) で決まる電場が存在する。図 7 に示した例の場合, 最初の周回ではこの電場は南向きであり, 次の周回ではこの電場が北向きになっている事がわかった。これらのイオンの最高エネルギーを調べたところ, 太陽風プロトンのエネルギーの約 6 倍である事がわかった。また, IMA が質量プロファイル取得モードで運用されていた時のデータを調べてみたところ, これらのイオンはプロトンである事が確

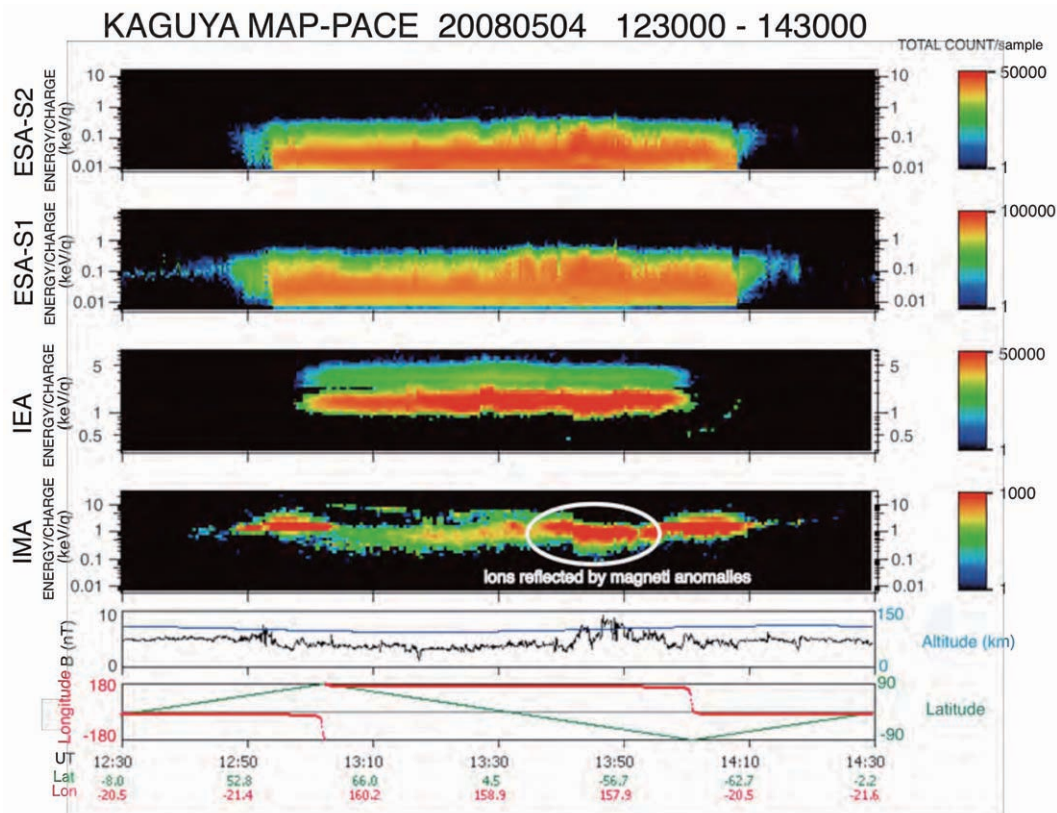


図 6 月面磁気異常による太陽風イオンの反射を示す PACE の E-t 図

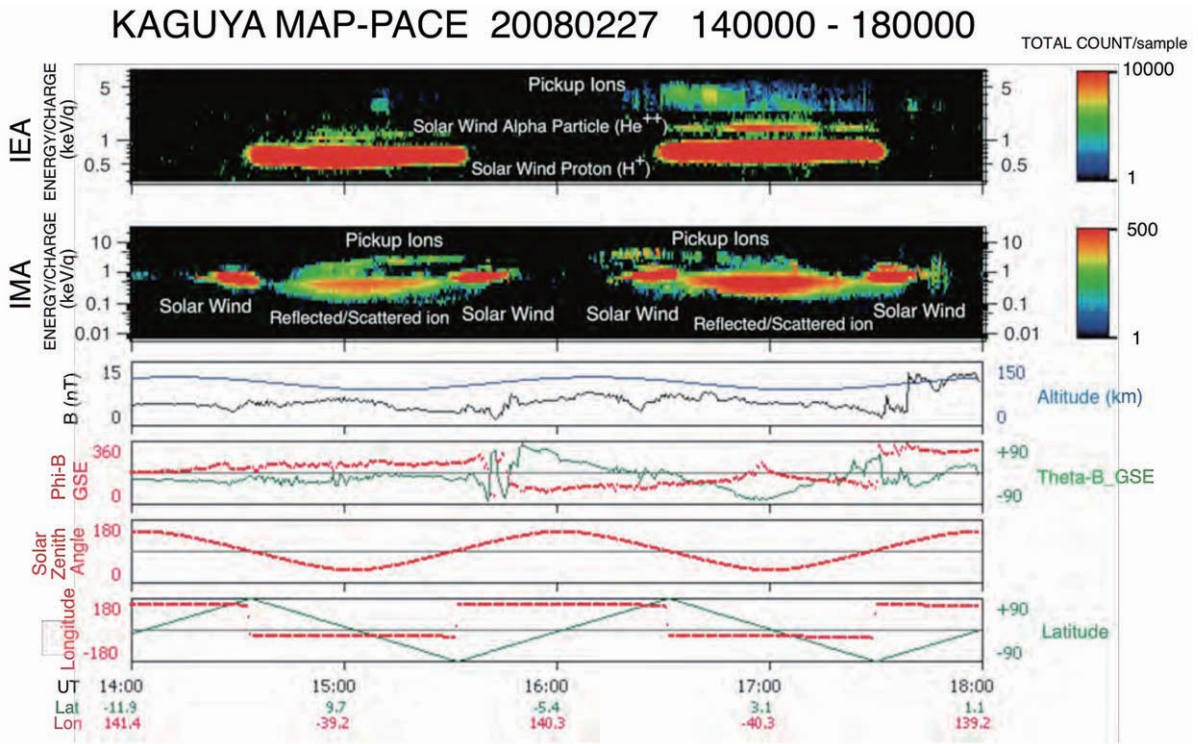


図7 反射/散乱イオンのピックアップを示す IEA 及び IMA の E-t 図

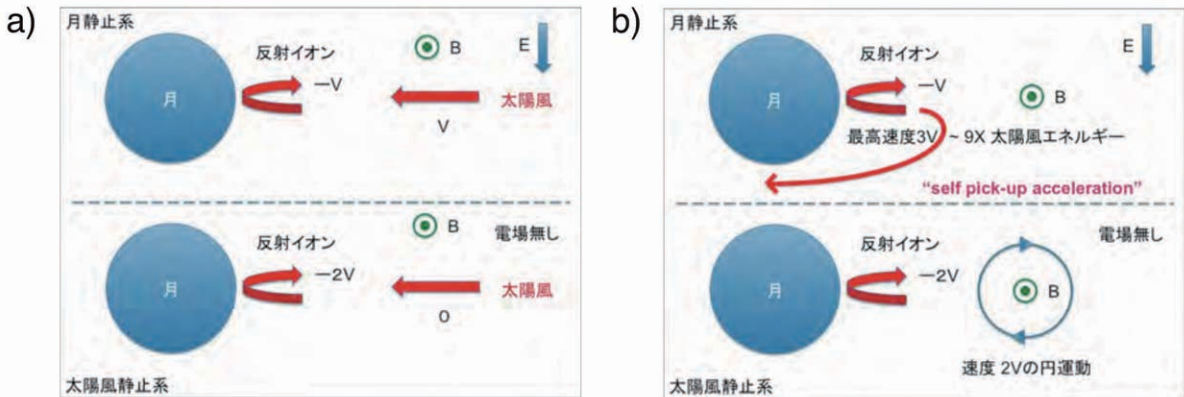


図8 self pick-up ion の生成メカニズム

認できた。図8にこれらのイオンの生成メカニズムを示す。図8(a)に示すように、月静止系から見ると月表面に衝突した太陽風イオンは月面で散乱され、反月面方向に戻される。この時の最大速度は太陽風の速さで、方向が逆向きである。これを太陽風静止系で観測すると、太陽風の2倍の速さで月面からイオンが飛来する。太陽風静止系では電場は存在しないため、月面で反射/散乱されたイオンは太陽風中の磁場の周りを最大で太陽風速度の2倍でジャイロ運動することになる。この運動を月静止系で観測すると、太陽風の速度が加算されるため、最大で太陽風の3倍の速さで運動することになる。従ってエネルギーにすると、最大で太陽風の9倍のエネルギーとなる。実際に観測されたエネルギーの最大値は太陽風プロトンのエネルギーの約6倍であり説明可能な範囲である。彗星の周辺では、彗星起源の中性粒子が太陽光によって電離され、太陽風中の電場でピックアップ加速されるという現象が観測されている [Mukai *et al.*, 1986; Coates, 2004]。これらのイオンの最大の加速速度は太陽風速度の2倍であることが知られている。今回月周辺で観測された加速イオンの場合には、月面で太陽風プロトンが反射/散乱された時点で初速度をもっていることから、彗星の周りで観測されるピックアップイオンよりも高い速度まで加速されることになる。もともとは太陽風イオンであったものが、月面での反射/散乱という付加的なプロセスを経て太陽風にピックアップされて加速されるという意味でこの新たに観測されたイオンの加速現象を self pick-up acceleration と名付けることにした [Saito *et al.*, 2008 b]。

4.5. 月表面／月大気起源イオン

月周辺には希薄なアルカリ大気が存在する事が、地上からの光学観測で知られている [Potter and Morgan 1988; Tyler *et al.*, 1988]. これらのアルカリ大気の生成に関して、太陽風のスパッタリングあるいは太陽光による光脱離、微小隕石の衝突によるなどいくつかのメカニズムが提唱されて来た。生成された中性粒子は、太陽光によって電離されイオンとなる他、太陽風のスパッタリングや太陽光による光脱離などではイオンも直接放出される。生成／放出されたイオンは、太陽風中の電場によって加速されて IMA で観測されるはずである。「かぐや」による低エネルギーイオンの観測データが得られる前まではこれらはただの推測に過ぎなかったが、IMA は月表面／月大気起源のイオンの直接観測に初めて成功した。図 9 に IMA が観測した月表面／月大気起源のイオンの例を示す。「かぐや」が北極から南極へと移動するに従い、北半球で極から赤道に移動するにつれてエネルギーが増加する、低いエネルギーのイオンが観測された。これらのイオンは南半球では観測されていない。また、この低エネルギーイオンが観測された時の磁場データを見ると、太陽風中の電場が北向きであった事がわかる。図 10 にこれらのイオンの質量プロファイルを示す。図 10(a) は縦軸がエネルギー／電荷、横軸がイオンの飛行時間であり、このイオンの飛行時間がイオンの質量に対応する。図 10(b) は各飛行時間におけるカウントをプロットしたものであり、飛行時間とイオン種との対応も併せて示した。これらのイオンの質量プロファイルを見ると、 C^+ 、 O^+ や Na^+/Mg^+ 、 K^+/Ar^+ などの重いイオンが含まれている。図 11 にこれらのイオンが観測される様子を模式的に示す。月表面／月大気起源のイオンは北向きの太陽風中の電場によって加速されるが、極から赤道に近づくにしたがって加速される距離が増えるためエネルギーが高くなる。一方、南半球では電場の向きが月面方向であるため生成されたイオンは「かぐや」まで到達しない。今後、IMA が検出したイオン種と、イオンが生成された月面位置との関係を詳細に調べる事で月面組成についての情報が得られるものと期待できる。

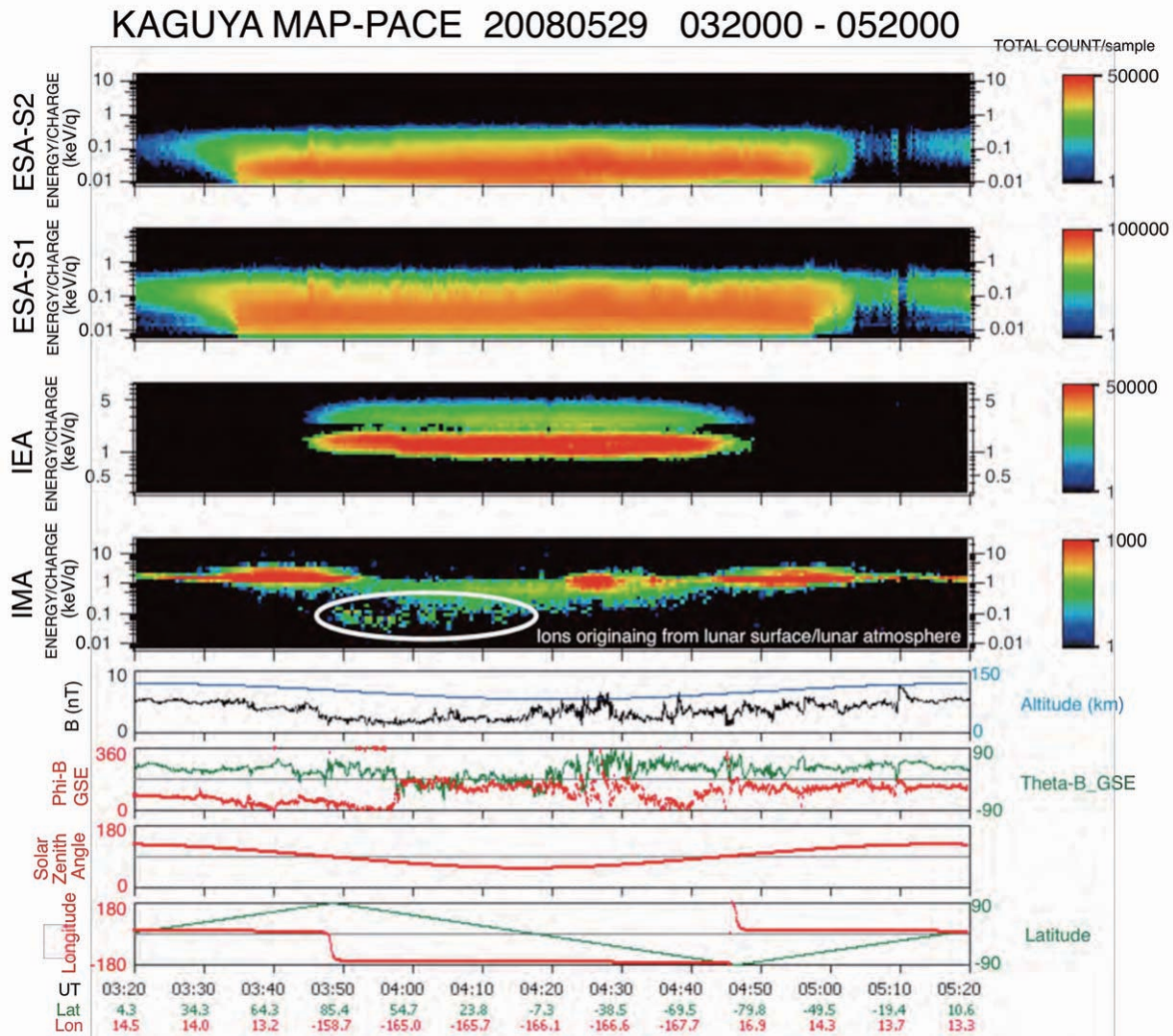


図9 月表面／月大気起源のイオンが観測された時のPACEのE-t図

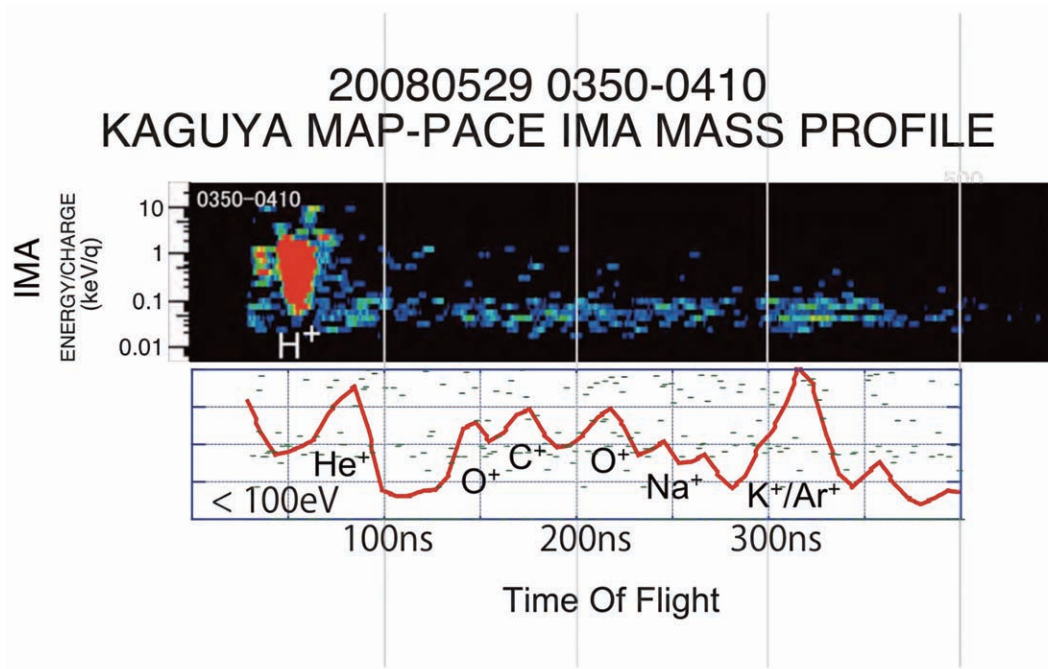


図10 月表面／月大気起源イオンの質量プロファイル

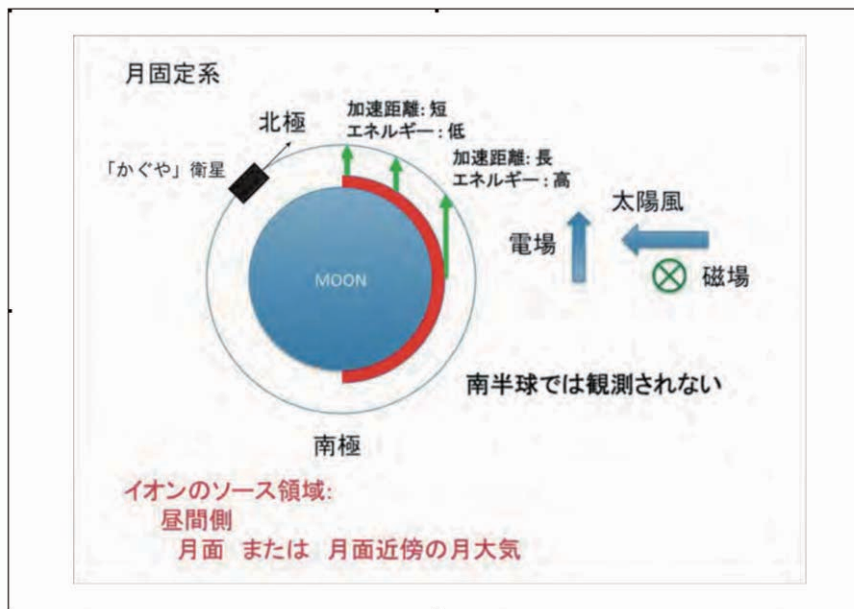


図11 月表面／月大気起源のイオンの加速

5. ま と め

「かぐや」衛星搭載MAP-PACEが高度100 kmの月周回軌道で低エネルギーイオンの連続観測を開始して以来1年が経過したがこの間、MAP-PACE-IEA、IMAの観測で月周辺低エネルギーイオンの分布が初めて明らかとなった。特にイオン観測器のうち、月面方向に視野を持つIMAは質量分析器であり、高度100 kmの月周回軌道でこれまで観測された事の無かったイオンの質量分析を行った。その結果、太陽風を別にして、低エネルギーイオンの分布は次の4種類の特徴的な分布に大別できることがわかった。1) 月表面で反射／散乱された太陽風プロトン 2) 月面磁気異常によって反射された太陽風イオン 3) 月面で反射／散乱されたイオンが太陽風中の電場によってピックアップされ、加速されたもの 4) 月面／月面近傍の月大気を起源とするイオン。今後「かぐや」は50 kmに高度を下げてミッション終了まで観測を行うが、100 km高度よりも磁気異常に近づくため、磁気異常と太陽風の相互作用の解明を進めるのに有用なデータが取得できるものと期

待している。

References

- [1] Anderson, K.A., L. M. Chase, R. P. Lin, J. E. McCoy, and R. E. McGuire, Solar-wind and interplanetary electron measurements on the Apollo 15 subsatellite, *J. Geophys. Res.*, 77, 4611, 1972.
- [2] Clay, D.R., B. E. Goldstein, M. Neugebauer, and C. W. Snyder, Solar-wind spectrometer experiment, Apollo 15 Preliminary Science Report, *NASA Spec. Publ.*, 289, 10–1, 1972.
- [3] Coates, A. J., Ion pickup at comets, *Adv. Space Res.*, 33, 1977, 2004.
- [4] Colburn, D. S., R. G. Currie, J. D. Mihalov, and C. P. Sonett, Diamagnetic solar-wind cavity discovered behind Moon, *Science*, 158, 1040, 1967.
- [5] Hills, H. K., J. C. Meister, R. R. Vondrak, and J. W. Freeman, Jr, Suprathermal ion detector experiment, Apollo 15 Preliminary Science Report, *NASA Spec. Publ.*, 289, 12–1, 1972.
- [6] Halekas, J.S., S.D. Bale, D.L. Mitchell, and R.P. Lin, Electrons and magnetic fields in the lunar plasma wake, *J. Geophys. Res.*, 110, A 07222, doi: 10.1029/2004 JA 010991, 2005.
- [7] Halekas, J.S., G.T. Delory, D.A. Brain, R.P. Lin, M.O. Fillingim, C.O. Lee, R.A. Mewaldt, T.J. Stubbs, W.M. Farrell, and M.K. Hudson, Extreme lunar surface charging during solar energetic particle events, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L 02111, doi: 10.1029/2006 GL 028517, 2007.
- [8] Halekas, J.S., G.T. Delory, R.P. Lin, T.J. Stubbs, and W.M. Farrell, Lunar Prospector observations of the electrostatic potential of the lunar surface and its response to incident currents, *J. Geophys. Res.*, 113, A 09102, doi: 10.1029/2008 JA 013194, 2008.
- [9] Halekas, J.S., G.T. Delory, R.P. Lin, T.J. Stubbs, and W.M. Farrell, Lunar Prospector measurements of secondary electron emission from lunar regolith, *Planet. Space. Sci.*, 57, 78–82, doi: 10.1016/j.pss.2008.11.2009, 2009.
- [10] Howe, H.C., R. P. Lin, R. E. McGuire, and K. A. Anderson, Energetic Electron Scattering from the Lunar Remanent Magnetic Field, *Geophys. Res. Lett.*, 1, 101, 1974.
- [11] Lin, R.P., D. L. Mitchell, D. W. Curtis, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, M. H. Acuna, L. L. Hood, and A. Binder, Lunar surface remnant magnetic fields detected by the electron reflection method, *Science* 281, 1480, 1998.
- [12] Lyon, E.F., H. S. Bridge, and J. H. Binsack, Explorer 35 plasma measurements in the vicinity of the Moon, *J. Geophys. Res.*, 72, 6113, 1967.
- [13] Mukai, T., W. Miyake, T. Terasawa, M. Kitayama, and K. Hirao, Plasma observation by Suisei of solar wind interaction with comet Halley, *Nature*, 321, 299, 1986.
- [14] Neugebauer, M., C. W. Snyder, D. R. Clay, and B. E. Goldstein, Solar wind observations on the lunar surface with the Apollo-12 ALSEP, *Planet. Space Sci.*, 20, 1577, 1972.
- [15] Potter, A. E. and T. H. Morgan, Variation of lunar sodium emission intensity with phase angle, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2263, 1994.
- [16] Saito Y., S. Yokota, K. Asamura, T. Tanaka, R. Akiba, M. Fujimoto, H. Hasegawa, H. Hayakawa, M. Hirahara, M. Hoshino, S. Machida, T. Mukai, T. Nagai, T. Nagatsuma, M. Nakamura, K. Oyama, E. Sagawa, S. Sasaki, K. Seki, T. Terasawa, Low energy charged particle measurement by MAP-PACE onboard SELENE, *Earth Planets and Space*, 60, 4, 375–386, 2008 a.
- [17] Saito Y., S. Yokota, T. Tanaka, K. Asamura, M. N. Nishino, M. Fujimoto, H. Tsunakawa, H. Shibuya, M. Matsushima, H. Shimizu, F. Takahashi, T. Mukai, and T. Terasawa, Solar wind proton reflection at the lunar surface: Low energy ion measurement by MAP-PACE onboard SELENE (KAGUYA), *Geophys. Res. Lett.*, 35, L 24205, doi: 10.1029/2008 GL 036077, 2008 b.
- [18] Souda R., Yamamoto K., Hayami W., Aizawa T. and Ishizawa Y., Low-energy H^+ , He^+ , N^+ , O^+ , and Ne^+ scattering from metal and ionic-compound surfaces: Neutralization and electronic excitation, *Phys. Rev. B*, 51, 4463, 1995.
- [19] Shimizu, H., F. Takahashi, N. Horii, A. Matsuoka, M. Matsushima, H. Shibuya, H. Tsunakawa, Ground calibration of the high-sensitivity SELENE lunar magnetometer LMAG, *Earth Planets Space*, 60, 353, 2008.
- [20] Tyler, A. L., W. H. Kozlowski, and D. M. Hunten, Observations of sodium in the tenuous lunar atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 1141, 1988.
- [21] Yokota S., Y. Saito, K. Asamura, and T. Mukai, Development of an ion energy mass spectrometer for application on board three-axis stabilized spacecraft, *Rev. Sci. Instrum.*, 76, 014501-1-014501-8, 2005.

次世代電気推進機関のための外部電磁場による プラズマ電流励起モデル

羽田 亨*¹, 篠原 俊二郎*¹, 都木 恭一郎*²,
谷川 隆夫*³, 船木 一幸*⁴

Theoretical Modeling of Next Generation Electrodeless Plasma Thrusters Driven By External Electromagnetic Field

T. HADA*¹, S. SHINOHARA*¹, K. TOKI*², T. TANIKAWA*³ and I. FUNAKI*⁴

Abstract

Electric thrusters, characterized with high specific impulse, are suited to long duration operations such as planetary missions. On the other hand, the performance of many of the conventional electric thrusters is severely limited by electrode wastage. In order to overcome this difficulty, some novel methods of electrodeless discharge and electromagnetic acceleration have been proposed by making use of a compact helicon plasma source. With this application in mind, we here discuss some basic elements on the behaviour of a collisional, cylindrical plasma, when it is driven by an external time-varying electromagnetic field. By introducing a linear response function, we argue that the external field can resonantly drive the plasma to large amplitude oscillations, which may be utilized for the next generation thrusters.

Keywords: electrodeless plasma thruster, compact helicon source

1. はじめに

宇宙空間での衛星推進および制御, 特に外惑星探査等の長距離航行ミッションにおいて, 比推力の高い電気推進機関は有用であり, 今後の惑星探査計画等において活躍が期待されている^[1]. その一方, DC アークジェット, イオンスラスタなど, 既に実用化されている多くの電気推進機関は有電極であり, 電極の摩耗が長時間オペレーションのネックとなっている. この問題を根本的に解決するために, 都木達^[2,3] はヘリコン波プラズマ源を外部アンテナ (外部電磁場) により加速する, プラズマ生成と加速のいずれの段階にも電極を使用しない「オール無電極型」の推進機関を提案し, ここ数年間にわたり基礎的プラズマ実験を行ってきた (最新の研究成果は, 本講演集の都木等の論文^[4] を参照のこと). 実験先行で始まった研究であり, 特にヘリコンプラズマ生成に関しては既に多くの興味深い結果が報告されている^[5]. しかし, これと相補的に行われるべき理論および数値モデル計算に関しては, まだ十分に解析がされていないのが現状である.

* 1 Kyushu University

* 2 本年5月に故人となりました. 謹んでご冥福をお祈り申し上げます.

* 3 Tokai University

* 4 ISAS/JAXA

そこで本稿ではその手始めとして、時間変動する外部電磁場を外部から加えた際の円柱プラズマの挙動を理論的に検討した結果を報告する。我々が提案する無電極電気推進機関にはいくつかの種類があるが（そのうちの2つについては^[5]を参照）、これらの多くに共通する動作原理は、外部電流により励起された回転方向のプラズマ内部電流と、背景磁場とによって得られるローレンツ力を利用してプラズマ流を得る、というものである。特に、推進機関の末端部近くでは背景磁場に径成分（円柱座標で r 方向の成分）があるため、これと周方向（同 z 方向）プラズマ電流とのローレンツ力により、軸方向（同 z 方向）の推進力が得られる。また、推進機関の中心部では背景磁場はほぼ軸方向であるが、これと周方向プラズマ電流とのローレンツ力によりプラズマは中心軸方向に加速され、これが中心部での圧力上昇により軸方向に変換されて推力となることが期待される。

したがって、現実の推進機関を解析するにあたっては、非一様な背景磁場およびプラズマ分布のもとで、外部電磁場がどのようなプラズマ内部電流を励起し、それがどのような力を生み、そしてそれが最終的にどの程度の推進力を生み出すか、を定量的に評価することが目標となる。しかし本稿は、このような現実的な系の詳細からは離れ、物理的視点から外部電磁場とプラズマ挙動とのカップリングを理解することに重点を置く。そのため、プラズマ、デバイスともに無限長の円柱状と仮定し、衝突項は線形摩擦で近似、またプラズマ応答は外部電磁場に対して線形の範囲のみを考える等の仮定を行う。本稿での議論の目的は、簡略化された系の振る舞いを物理的視点から理解することにより、より現実的な推進機関の解析を考える際のゼロ次モデルを提供することにある。

以下、次章では議論の出発点となる基礎方程式を示した後、プラズマ線形応答が従う方程式系を書き下し、これに基づいてプラズマ境界に与えた外部電流に対するプラズマ応答の一般解を求める。続く3章では、外部電流に対するプラズマ内部電流密度の応答関数を定義し、その性質について議論する。また、内部電流密度の積分値と外部電流密度の比として電流増幅率を定義し、これの外部電流周波数および衝突周波数に対する依存性について詳しい考察を行う。4章では本稿で得られた結果をまとめ、現実的なパラメータを用いた推進力の概算を与え、さらに今後の展望について議論する。

2. モデル

2.1 基礎方程式系

ヘリコン波により生成されたプラズマに時間変動する外部電流（アンテナ電流）を加えた際のプラズマ応答を考える。ここでは簡単のために（1）円柱座標系（ r, ϕ, z ）をとったときに物理量は径方向の座標 r のみに依存（つまり、 m, k をそれぞれ周方向（ ϕ 方向）、軸方向（ z 方向）のモード数としたときに $m=0$ かつ $k=0$ ）、（2）ヘリコンプラズマを流体として扱えるものと仮定、（3）ゼロ次の磁場およびプラズマ密度は空間的に一様、（4）散逸効果としては静止している中性粒子との衝突のみを考慮、（5）プラズマ圧力は無視できるほど小さい、（6）外部励起に対してプラズマの線形応答のみが重要、の各項目を仮定する。これらの仮定はモデルを拡張することにより、順次取り除いていくことができる。基礎方程式は以下の通りである（ここではガウス単位系を用いているが、すぐ後に無次元化する）。例えばフル粒子シミュレーション結果との比較検討を行うときのために、実験結果との比較の際には無視することがほとんどである変位電流やイオン運動の効果などを、とりあえずの出発点としてここには含めている。

$$\frac{\partial n_\sigma}{\partial t} + \nabla \cdot (n_\sigma \mathbf{u}_\sigma) = 0 \quad (1)$$

$$n_\sigma m_\sigma \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_\sigma \cdot \nabla \right) \mathbf{u}_\sigma = n_\sigma q_\sigma (\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_\sigma}{c} \times \mathbf{B}) - n_\sigma m_\sigma \nu_\sigma \mathbf{u}_\sigma \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad ; \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3,4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad ; \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho \quad (5,6)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{ext} + \sum_{\sigma} n_{\sigma} q_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma} \quad ; \quad \rho = \sum_{\sigma} n_{\sigma} q_{\sigma} \quad (7,8)$$

ここに、 σ は粒子種（イオンまたは電子）、 \mathbf{j}_{ext} は外部電流密度（外部コイルによりテータ・ピンチ的に励起）、 v_{σ} は中性粒子との衝突周波数、その他は通常の記法と同様である。なお、典型的な状況では $v_e \gg v_i$ であるが、ここではとりあえず v_i も残しておく（式（25）の導出後に $v = v_e$ 、 $v_i = 0$ とする）。

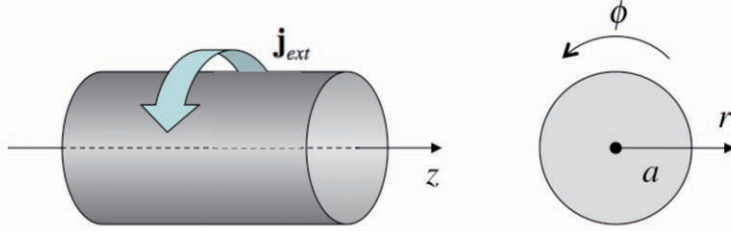


図1 本稿で考えるプラズマのモデル．半径 a の円柱内部にプラズマは一様密度で存在し、また、軸方向の長さは非常に長いものとする．さらにコールド・プラズマを仮定、散逸効果としては中性粒子との線形衝突のみを考慮する．このような円柱プラズマのまわりに周方向の外部電流を流した際のプラズマの応答を線形の範囲で議論する．

2.2 プラズマの線形応答

外部電流により作られる電磁場がプラズマ中に浸透するスケールは、外部電流の周波数に依存する．これは主に次の2つの理由による：(i) 外部電流の周波数がプラズマ中の自由モードの周波数帯内にあるか否かにより、励起が波動としてプラズマ中に伝播するか、エヴァネッセントモードとして浸透するかが決まるため、(ii) プラズマに散逸過程が含まれる場合、散逸の周波数依存性により特性長（スキニング長）が異なるため^[6]．これらはいずれも重要であるが、特に(ii)については散逸過程をどのような形でモデルに取り入れるかに結果が依存することに留意が必要である．

プラズマの線形応答を考えるため、すべての物理量をゼロ次量と摂動とに分け、またゼロ次量に関しては磁場を $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$ 、 B_0 およびプラズマ密度 n_0 （準中性条件よりイオンと電子の0次密度は等しい）を一定としよう．摂動は時間に対してフーリエ変換し、 $\partial/\partial t \sim -i\omega$ と置き換える．ここで ω は摂動の複素角周波数である．摂動電場によりプラズマ運動が励起され、したがって摂動電流が生じるが、これはStix^[7]に類似の記法を用いれば、以下のようにまとめられる．

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{ext} - \frac{i\omega}{4\pi} \begin{bmatrix} S-1 & -iD & 0 \\ iD & S-1 & 0 \\ 0 & 0 & P-1 \end{bmatrix} \cdot \mathbf{E} \quad (9)$$

$$R = 1 - \sum_{\sigma} \frac{\Pi_{\sigma}^2}{\omega(\omega_{\sigma} + \Omega_{\sigma})} \quad ; \quad L = 1 - \sum_{\sigma} \frac{\Pi_{\sigma}^2}{\omega(\omega_{\sigma} - \Omega_{\sigma})} \quad ; \quad P = 1 - \sum_{\sigma} \frac{\Pi_{\sigma}^2}{\omega\omega_{\sigma}} \quad (10 \text{ a, b, c})$$

$$S = \frac{R+L}{2} = 1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{\sigma}\Pi_{\sigma}^2}{\omega(\omega_{\sigma}^2 - \Omega_{\sigma}^2)} \quad ; \quad D = \frac{R-L}{2} = \sum_{\sigma} \frac{\Pi_{\sigma}^2\Omega_{\sigma}}{\omega(\omega_{\sigma}^2 - \Omega_{\sigma}^2)} \quad (10 \text{ d, e})$$

ここで、粒子種 σ に対するプラズマ角周波数、 $\Pi_{\sigma}^2 = 4\pi n_{\sigma} q_{\sigma}^2 / m_{\sigma}$ 、およびサイクロトロン角周波数（符号を含んでいる）、 $\Omega_{\sigma} = q_{\sigma} B_0 / m_{\sigma} c$ を定義した．

マックスウェルの方程式、(3)と(5)より、電流効果を含む波動方程式

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \quad (11)$$

が得られるが、電流は外部電流とプラズマ電流の和であること (9) を用い、さらに (11) を各方向の成分毎に書き下すと以下を得る。

$$\frac{im}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) + \frac{m^2}{r^2} E_r + k^2 E_r + ik \frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\omega^2}{c^2} (SE_r - iDE_\phi) = \frac{4\pi i\omega}{c^2} j_{ext,r} \quad (12 a)$$

$$-\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) \right) + im \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{E_r}{r} \right) - \frac{mk}{r} E_z + k^2 E_\phi - \frac{\omega^2}{c^2} (SE_\phi + iDE_r) = \frac{4\pi i\omega}{c^2} j_{ext,\phi} \quad (12 b)$$

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{m^2}{r^2} E_z + \frac{ik}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_r) - \frac{mk}{r} E_\phi - \frac{\omega^2}{c^2} PE_z = \frac{4\pi i\omega}{c^2} j_{ext,z} \quad (12 c)$$

ここで $\partial/\partial\phi \sim im$, $\partial/\partial z \sim ik$ は周方向および軸方向のモード数である。本稿では詳しくは述べないが、非軸対称 ($m \neq 0$) の時間変動電場 (もしくは磁場) によりプラズマ回転を励起し、これを推進に利用する可能性について現在検討中である [4]。このようなスキームにおいては方程式系は複雑になるが $m \neq 0$ としておかなければならない。また、現実のプラズマの軸方向長さは有限であり、ヘリコン源および開放端での境界条件を考えると $k \neq 0$ とする必要がある。しかしここでは外部電磁場によるプラズマ運動励起の物理過程について考えることに重点を置き、もっとも基本的な $m = k = 0$ モードについてのみ詳しい考察をする。さらに外部電流は周方向のみの成分を持つとすれば、上の方程式は以下のように簡単化される。

$$-\omega^2 (SE_r - iDE_\phi) = 0 \quad (13 a)$$

$$-c^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\phi) \right) - \omega^2 (SE_\phi + iDE_r) = 4\pi i\omega j_{ext,\phi} \quad (13 b)$$

$$-\frac{c^2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) - \omega^2 PE_z = 0 \quad (13 c)$$

2.3 プラズマ領域の波動

前節の (13 c) は、いわゆる正常波モードについての波動方程式である。このモードは、ここで想定している周方向の外部電流とカップルしないため、少なくとも線形の範囲では励起されないため、以下では考慮しない。

一方、いわゆる異常波は周方向の外部電流により励起される。上の (13 a, b) から E_r を消去することにより

$$\frac{\partial^2 E_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\phi}{\partial r} + \left(K - \frac{1}{r^2} \right) E_\phi = -\frac{4\pi i\omega}{c^2} j_{ext,\phi}, \quad K = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{RL}{S} \quad (14 a, b)$$

が得られる。以下、話を整理しやすくするために、この節においてのみ散逸 $\nu = 0$ としておく (後ほどまた散逸を取り入れる)。式 (14) は異常波に対する外部励起を伴う波動方程式であるが、波動の伝播特性は式中にあらわれる K の符号に依存する。イオン+電子の中性プラズマの場合には、

$$\frac{RL}{S} = \frac{(\omega^2 - \omega_R^2)(\omega^2 - \omega_L^2)}{(\omega^2 - \omega_{LH}^2)(\omega^2 - \omega_{UH}^2)} \quad (15)$$

である。ここに電磁波のカットオフ角周波数 ω_R , ω_L は

$$\omega^2 \pm \Omega_e \omega - (\Omega_i \Omega_e + \Pi^2) = 0 \quad (16)$$

の2根 (両方とも正とする), $\Pi^2 = \Pi_e^2 + \Pi_i^2$ はプラズマ角周波数の2乗, 高域および低域混成角周波数は

$$\omega_{UH}^2 = \Pi^2 + \Omega_e^2 \quad ; \quad \frac{1}{\omega_{LH}^2} = \frac{1}{\Omega_i \Omega_e} + \frac{1}{\Omega_i^2 + \Pi_i^2} \quad (17 \text{ a, b})$$

により与えられる. 低域混成角周波数については $\Pi^2 \gg \Omega_e^2$ ならば $\omega_{LH} \sim (|\Omega_i \Omega_e|)^{1/2}$, $\Pi^2 \ll \Omega_e^2$ ならば $\omega_{LH} \sim \Omega_i$ であるから, これらの特性周波数の大小関係は

$$\omega_{LH} < \omega_L < \omega_{UH} < \omega_R \quad (18)$$

であり, したがって, 異常波の自由モードが存在する周波数範囲は

$$0 < \omega^2 < \omega_{LH}^2, \quad \omega_L^2 < \omega^2 < \omega_{UH}^2, \quad \omega_R^2 < \omega^2 \quad (19 \text{ a, b, c})$$

の各領域である.

円柱プラズマにおける異常波モード解 (ただし z 方向, ϕ 方向のモード数=0) は, 考慮する波動の角周波数 ω により定まる K の符号によって,

$$E_\phi = \sum_{\lambda} [c_\lambda J_1(\lambda r) + d_\lambda N_1(\lambda r)] \quad (0 < K = \lambda^2) \quad (20 \text{ a})$$

あるいは

$$E_\phi = \sum_{\lambda} [c_\kappa I_1(\kappa r) + d_\kappa K_1(\kappa r)] \quad (0 > K = -\kappa^2) \quad (20 \text{ b})$$

の形に書ける. 前者は波動伝播モードであり, 後者はエヴァネッセントである. 上式で, J_n , N_n は n 次のベッセル関数, I_n , K_n は n 次の変形されたベッセル関数, c_λ および d_λ は波動のスペクトルである. 中心軸 ($r=0$) において $N_n(r)$ と $K_n(r)$ は発散するため, 内部解としては使えない ($d_\lambda = d_\kappa = 0$) が, プラズマが存在する場合の外部解の構成要素としては考慮しておく必要がある. このように解をベッセル関数で簡単にあらわすことができるのは, 背景磁場および背景プラズマ密度ともに一定であると仮定しているためである. この仮定が成り立たない場合, 一般には K が位置の関数となり, 固有値方程式を数値的に解くことが必要となる.

2.4 真空領域の波動

真空領域では $S=P=R=L=1$, $D=0$ であるから, E_ϕ に対する方程式は

$$\frac{\partial^2 E_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\phi}{\partial r} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{r^2} \right) E_\phi = 0 \quad (21)$$

となる. この解は (20 a) で $\lambda = \omega/c$ と置いたものである.

2.5 境界条件

それぞれの領域に於ける解を接続することにより, 系全体を満たす解が得られる. 接続のための境界条件としては, 境界に沿った閉回路を考え, この上での (5) の閉積分を考えることにより,

$$E_{\phi}^I = E_{\phi}^{II} \quad ; \quad E_z^I = E_z^{II} \quad (22 \text{ a, b})$$

が得られる。ただし I と II は接する 2 つの領域である。一方、境界を含む閉曲面を考え、この上での (6) の面積積分を考えると

$$E_r^I = E_r^{II} \quad (23)$$

が得られる。これらの関係式が成り立つ前提は、境界面に局在した非常に大きな磁場変動がないことと、境界面に大きな電荷が存在しないことである (両方とも正しい)。一方、外部電流は「境界面に局在した電流」であり、 $\partial E_{\phi}/\partial r$ の境界条件に関与する。実際、外部電流を $\mathbf{j}_{ext} = (0, J_{ext}(t)\delta(r-a), 0)$ の形で与え、 $r=a$ の近傍で (13 b) の r 積分を行い、さらに (22 a) を用いると

$$\frac{\partial E_r^{II}}{\partial r} - \frac{\partial E_r^I}{\partial r} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial J_{ext}(t)}{\partial t} \quad (24)$$

を得る。ここで $J_{ext}(t)$ は単位軸方向長さあたりの電流 (単位は [電流]/[長さ])、 $\delta(r-a)$ はディラックのデルタ関数 (単位は 1 /[長さ])、 $J_{ext}(t)$ は外部電流密度 (単位は [電流]/[長さ]²) である。

2.6 方程式系のまとめと基本解

実際のヘリコンプラズマの場合、例えば背景磁場の大きさを 100 [G]、プラズマ密度を 10^{12} [1/cc]、イオン種をアルゴンとすると、プラズマ周波数と高域混成周波数は同じオーダーで $\Pi/2\pi \sim \omega_{UH}/2\pi \sim 10^{10}$ [1/s]、電子サイクロトロン周波数 $\Omega_e/2\pi \sim 3 \times 10^8$ [1/s]、イオンサイクロトロン周波数 $\Omega_i/2\pi \sim 4 \times 10^3$ [1/s]、低域混成周波数 $\omega_{LH}/2\pi \sim 10^6$ [1/s] である。したがって、外部電流の周波数領域として低域混成周波数以下から電子サイクロトロン周波数程度までを想定すると、これはプラズマ周波数・高域混成周波数よりも数オーダー小さく、スケール分離が成り立っている。この点を踏まえ、さらに前の節では無視した散逸効果を取り入れてあらためて (14 b) の K を書きなおすと以下の様になる。

$$K = \frac{\omega^2 RL}{c^2 S} \sim \frac{\omega_{LH}^2}{V_A^2} \frac{\omega((\omega + i\nu_i) + \mu(\omega + i\nu_e))}{\omega_{LH}^2 - (\omega + i\nu_i)(\omega + i\nu_e)} \quad (25)$$

ここで $\omega_{LH} \sim (|\Omega_e \Omega_i|)^{1/2}$ 、 $\mu = m_e/m_i$ は電子とイオンの質量比、また $V_A = c\omega_{LH}/\Pi$ はアルヴェン速度である。ここで用いたスケール分離は、変位電流を落とすことにより電磁波を除外することに対応している (したがって、フル粒子シミュレーションなどの電磁波を含む数値計算結果との比較の際には注意が必要である)。

散逸に関しては、典型的な値として電子と中性粒子との衝突周波数 $\nu_e \sim 10^6 - 10^7$ [1/s]、イオンと中性粒子との衝突周波数 $\nu_i \sim 10^4$ [1/s]、質量比 (アルゴンを仮定) $\mu \sim 1.3 \times 10^{-5}$ を考慮すると、電子と中性粒子との衝突が最も重要であることがわかる。したがって以下では $\nu = \nu_e$ と置き、散逸過程としてはこの効果のみを考えることにする。一般に K は複素数であるから、(20) にあらわれるベッセル関数の引数も複素数となり、数値解を求めるためには複素ベッセル関数を評価する必要がある。波動解とエヴァネッセント解の区別を K の実数部の正負により判断すると、 $|\omega| < \omega_{LH}$ が波動、 $|\omega| > \omega_{LH}$ がエヴァネッセント解であることがわかる。さらに ν が有限な場合には減衰効果が加わる。特に低周波極限 $\omega \rightarrow 0$ のもとでは

$$K \rightarrow \frac{\omega^2}{V_A^2} \quad (26)$$

となって、アルヴェン速度 V_A で伝播する磁気音波に帰着する (このような低周波波動の場合、軽い電子による波動伝播の減衰は (25) からわかるように $\mu\nu_e$ のオーダーとなり無視できる)。

これらをふまえて、時間を $1/\omega_{LH}$ で、空間を $\Delta = V_A/\omega_{LH}$ でそれぞれ規格化し、新しい変数を $w = \omega/\omega_{LH}$ 、 $\tilde{w} = (\omega + i\nu)/\omega_{LH}$ 、 $\xi = r/\Delta$ 、 $\xi_0 = a/\Delta$ により定義すると、方程式系 (14)、(21)、(24) は以下のようにまとめることができる。

プラズマ内部 (領域 I) :

$$E'' + \frac{E'}{\xi} + \left(\frac{w^2}{1-w\tilde{w}} - \frac{1}{\xi^2} \right) E = 0 \quad (27)$$

この解のうち $r=0$ で非発散の条件を満たすのは, c, d を定数として

$$E = cJ_1(\lambda\xi) \quad \left(0 < \frac{w^2}{1-w\tilde{w}} = \lambda^2 \right) \quad (28 a)$$

$$E = dI_1(\kappa r) \quad \left(0 > \frac{w^2}{1-w\tilde{w}} = -\kappa^2 \right) \quad (28 b)$$

プラズマ外部 (領域 II) :

$$E'' + \frac{E'}{\xi} - \frac{E}{\xi^2} = 0 \quad (29)$$

この解のうち $\xi \rightarrow \infty$ で非発散の条件を満たすのは e を定数として,

$$E = \frac{e}{\xi} \quad (30)$$

接続条件: プラズマと真空の境界, $\xi_0 = a/\Delta$ にて,

$$[E] = 0 \quad ; \quad [E'] = f \quad (31 a, b)$$

ただし, 'は ξ による微分を示す. また記述を簡潔にするために, $f = -4\pi i w \omega_{LH}^2 J_{ex}(w)/c^2 V_A$ および $E = E\phi$ とおいた.

各領域および接続条件を満たす解:

上のすべてを満たす解は, $Re(w^2/1-w\tilde{w}) > 0$ のとき, $\lambda^2 = w^2/(1-w\tilde{w})$ として,

$$E^I(\xi) = \frac{f J_1(\lambda\xi)}{\lambda J_0(\lambda\xi_0)} \quad ; \quad E^{II}(\xi) = \frac{f J_1(\lambda\xi_0)}{\lambda J_0(\lambda\xi_0)} \frac{\xi_0}{\xi} \quad (32 a, b)$$

また $Re(w^2/1-w\tilde{w}) < 0$ のとき, $\kappa^2 = w^2/(w\tilde{w}-1)$ として,

$$E^I(\xi) = \frac{f I_1(\kappa\xi)}{\kappa I_0(\kappa\xi_0)} \quad ; \quad E^{II}(\xi) = \frac{f I_1(\kappa\xi_0)}{\kappa I_0(\kappa\xi_0)} \frac{\xi_0}{\xi} \quad (33 a, b)$$

である. 散逸 $\nu=0$ の場合に対して, これらの解の様子を図 2 に示す. 外部励起の大きさは $f=1$ として与えている.

なお無散逸 ($\nu=0$) で, 外部電流による励起も無い ($f=0$) ときには, $J_0(\lambda\xi_0)=0$ を満たす λ を用いた (32) が離散固有モード解として存在する. 変形されたベッセル関数 $I_0(\kappa\xi_0)$ には零点はないため, 同様の解は (33) に対しては存在しない. 後述するように, 外部電流が離散固有モードの一つと共鳴条件を満たす場合, 大振幅のプラズマ内部電流が誘起され得る. 散逸があるとき ($\nu \neq 0$) には固有モードは厳密には存在しないが, 散逸が小さければ離散固有モードに「近い」解が, 固有モードと同様の役割を果たす.

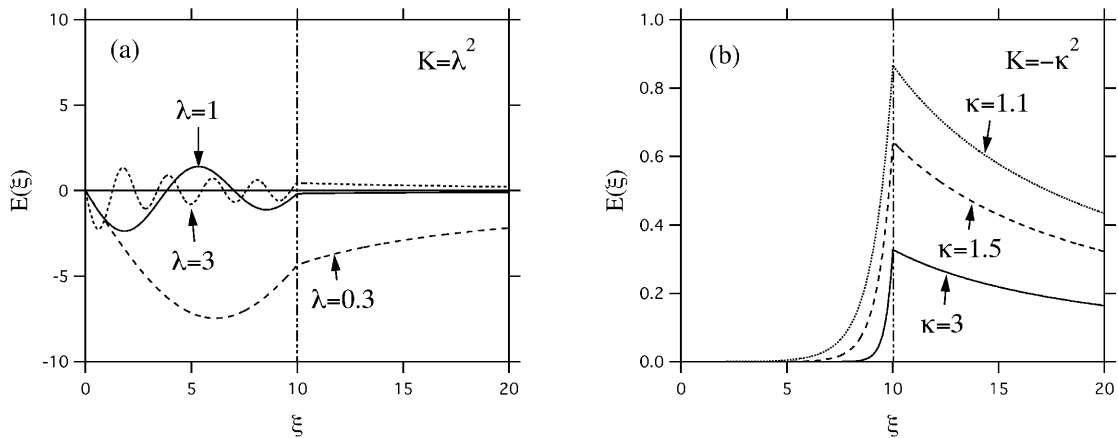


図2 外部電流により励起される周方向電場 E を、低域混成長 $\Delta = V_A/\omega_{LH}$ により規格化された半径 $\xi = r/\Delta$ の関数として、いくつかの K の値に対して示す。ここに V_A はアルヴェン速度、 ω_{LH} は低域混成角周波数、 K は一般化された径方向波数の2乗で(25)により定義されている。外部アンテナは $\xi_0 = a/\Delta = 10$ に置かれ (a はプラズマ半径)、励起の強さは $f = -4\pi i w \omega_{LH}^2 J_{ext}(w)/c^2 V_A = 1$ とする。(a) は $K = \lambda^2 > 0$ 、すなわち伝播性波動の場合で、 $\lambda = 0.3, 1, 3$ が低域混成周波数で規格化された周波数 $w = 0.287, 0.707, 0.948$ に対応し、(b) は $K = -\kappa^2 < 0$ 、つまりエヴァネッセント解の場合であり、 $\kappa = 1.1, 1.5, 3$ が $w = 2.40, 1.34, 1.06$ に対応する。

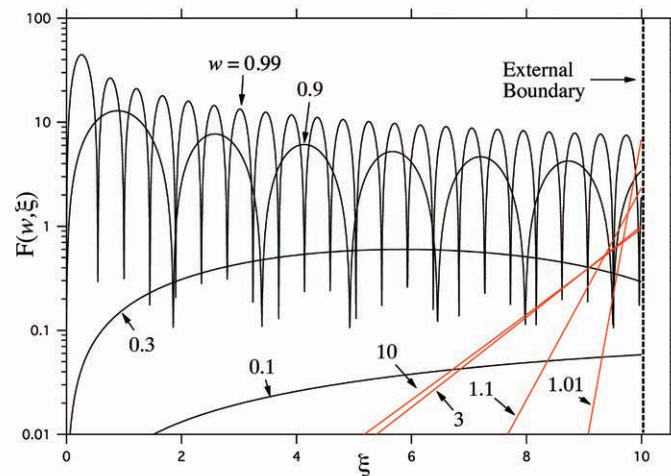


図3 応答関数 $F(w, \xi)$ の絶対値を規格化された周波数 $w = \omega/\omega_{LH}$ をパラメータとした位置 $\xi = r/\Delta$ の関数として示す。ここで ω_{LH} は低域混成角周波数、 $\Delta = V_A/\omega_{LH}$ は低域混成長、 V_A はアルヴェン速度であり、アンテナ位置は $\xi_0 = 10$ である。伝播性波動 ($|w| < 1$, 黒で示す) はプラズマ内部まで情報が伝わるが、エヴァネッセント ($|w| > 1$, 赤で示す) の場合には励起はアンテナ近傍に限られる。

3. 解析結果と議論

3.1 応答関数

ある外部電流 J_{exp} を周方向に与えたときに、プラズマ内部でどのような内部電流密度 j_ϕ が生じるかを評価しよう。先にも触れたように J_{exp} は単位軸方向長さあたりの外部電流だから、特徴的長さとして $\Delta = V_A/\omega_{LH}$ を用いて、

$$j_\phi(w, \xi) = F(w, \xi) \frac{J_{exp}(w)}{\Delta} \quad (34)$$

と置くことにより，無次元量である応答関数 $F(w, \xi)$ を定義できる．伝播領域では (32 a) より

$$E_\phi(w, \xi) = -\frac{J_1(\lambda\xi)}{\lambda J_0(\lambda\xi_0)} \frac{4\pi i\omega J_{ext}(w)}{c^2 \Delta} \quad (35)$$

であり，一方 (13 a) よりプラズマ中では

$$E_r(w, \xi) = \frac{iD}{S} E_\phi(w, \xi) \quad (36)$$

だから，これらを (9) に代入すると，

$$j_\phi(w, \xi) = -\frac{w^2}{1-w^2} \frac{J_1(\lambda\xi)}{\lambda J_0(\lambda\xi_0)} \frac{J_{ext}(w)}{\Delta} = -\frac{\lambda J_1(\lambda\xi)}{J_0(\lambda\xi_0)} \frac{J_{ext}(w)}{\Delta} \quad (37 a)$$

が得られる．同様に，エヴァネッセント領域では

$$j_\phi(w, \xi) = -\frac{\kappa I_1(\kappa\xi)}{I_0(\kappa\xi_0)} \frac{J_{ext}(w)}{\Delta} \quad (37 b)$$

である．図3に $\nu=0$ の場合についての応答関数

$$F(w, \xi) = -\frac{\lambda J_1(\lambda\xi)}{J_0(\lambda\xi_0)} (|w| < 1) \quad ; \quad -\frac{\kappa I_1(\kappa\xi)}{I_0(\kappa\xi_0)} (|w| > 1) \quad (38 a, b)$$

の例を示す．散逸が無い場合なので， $w < 1$ と $w > 1$ がそれぞれ伝播とエヴァネッセントに対応する．伝播性の場合には w が比較的大きい (1に近い) と，波数も大きく (r 方向の「波長」が短く)，例えば $w = 0.9, 0.99$ のときには r 方向に多数回振動しながらプラズマ中心領域にまで波動が伝わっていることがわかる．同じ伝播性でも低周波数 ($w = 0.1, 0.3$) の場合には，境界条件の影響を大きく受けるようになる．エヴァネッセントの場合には，励起は外部境界近傍に限られる．さきに定義した $\kappa = (w^2/(w\tilde{w}-1))^{1/2}$ (の実数部分) は浸透スケール (スキン長) の逆数に対応するが，これは $w \sim 1$ で発散，また $w \rightarrow \infty$ で1に収束する．つまり， $\omega \sim \omega_{LH}$ では内部電流励起はアンテナのごく近傍のみに限られ， $\omega \gg \omega_{LH}$ では励起スケールは低域混成スケール ($= \Delta = V_A/\omega_{LH}$) 程度になることがわかる．

3.2 電流増幅率

これまで見てきたように，外部電流によって励起されるプラズマ電流 $j_\phi(w, \xi)$ は，径方向の座標 ξ の関数として求めることができる．その関数形は外部電流の角周波数 $w = \omega/\omega_{LH}$ の値によって大きく異なり，プラズマ電流励起が境界付近に集中して起こる場合，プラズマ中心近くまで励起される場合など，さまざまである．そこで電気推進に利用できる内部電流の一つの目安として，総プラズマ電流の径方向の積分値をとり，これを外部電流により規格化した以下の量を考える．

$$R(w) = \frac{\Delta}{J_{ext}(w)} \int_0^{\xi_0} j_\phi(w, \xi) d\xi \quad (39)$$

式 (37) を使えばこの積分は容易に実行出来て，結果は

$$R(w) = 1 - \frac{1}{J_0(\lambda\xi_0)} \quad ; \quad \lambda^2 = \frac{w^2}{1-w\tilde{w}} \quad (40)$$

となる。この関数 $R(w)$ は、与えた外部電流がプラズマ内部にどのくらいの総電流を周方向に励起できるか、つまり電流増幅率（電流励起効率）に対応する重要な無次元量である。

図4に、3種類の散逸率に対する $R(w)$ の $w = \omega/\omega_{LH}$ 依存性を示す。プラズマ半径は $\xi_0 = a/\Delta = 10$ で固定し、衝突周波数は (a) $\nu/\omega_{LH} = 0.1$, (b) $\nu/\omega_{LH} = 1$, (c) $\nu/\omega_{LH} = 10$ である。実線、点線、破線はそれぞれ $Re(R)$, $Im(R)$, $|R|$ である。

まず散逸が大きい場合 (c) を見てみよう。励起周波数 w が大きい領域では、励起はエヴァネッセントであり、基本的には外部電流と等量の総プラズマ電流が境界近くに励起される。したがって $w > 1$ では $R(w) \sim 1$ である。これは、散逸の大きさによらず、(a)–(c) の全てに共通する性質である（縦軸のスケールが異なることに注意）。一方 $w < 1$ でも1に近い周波数では、散逸が小さければ励起は伝播性となる領域であるが、 $\nu/\omega = 1$ のためにやはり境界近傍にローカライズした減衰波形となるため、 $w > 1$ の場合と同様に $R \sim 1$ となっている。 $w \sim 1$ 付近で $|R|$ が1を超えることについては後述する。さらに励起周波数を低くしていくと、励起は伝播性となるが、同時に境界条件に拘束されるため大振幅電流が励起されにくく、 $w \rightarrow 0$ の極限で $R \rightarrow 0$ となる。この傾向も ν の値によらず (a)–(c) の全てに見られる。

次に散逸が $\nu/\omega_{LH} = 1$ の場合 (b) を見よう。高周波数 ($w > 1$) で $R \sim 1$, 低周波数 ($w < 0.03$) で $R \sim 0$ であるのは (c) と同様であるが、その中間領域 ($w \sim 0.3$) に大きな R のピークがあるのが特徴的である。これは、プラズマ内部の自由モードに外部励起が共鳴することにより生じている。これを理解するために、図2に戻って解がどのように構成されるかを考えよう。伝播性励起の場合 (図2 (a)) でも、エヴァネッセント励起 (図2 (b)) の場合でも、プラズマ領域の解 (内部解) と真空領域の解 (外部解) とを接続することにより、全体の解が構成された (式 (32))。さらに境界条件として、プラズマ境界で与えられた外部電流と整合するものが選ばれる必要がある。これは、内部解と外部解の「境界における傾きの差」がちょうど外部電流になっている、ということに対応していた (式 (31b))。伝播性励起の場合、境界における内部解の傾きは、径方向の「波長」ひいては励起周波数に強く依存するから、もしもある励起周波数のときに内部解と外部解の傾きの差が非常に小さいとすると、境界条件を満足するために解全体を非常に大振幅にしなければならない。これが、外部励起とプラズマの自由モードとの共鳴である。このような共鳴は、径方向の波数が複数あることに対応して本来ならば無数にあるはずだが、散逸がある場合には共鳴に対するいわゆる Q 値が有限となりひとつひとつの共鳴が鈍る（ピーク幅が有限となる）ため、互いに近い位置にあるピークは重なり、いくつかの卓越した共鳴のみが現れることになる。

散逸が小さい場合 (a) には、基本的な物理は上で議論したものと同様だが、共鳴の際の電流比 R が非常に大きく、また、それぞれの共鳴に対する Q 値も小さく共鳴幅が狭いため、いくつかの共鳴が互いに重なることなく現れている。逆に散逸の大きな (c) では、 $w \sim 1$ 付近で共鳴は生じているがピークは鋭くなく、また R の値も1を若干超える程度にとどまっている。

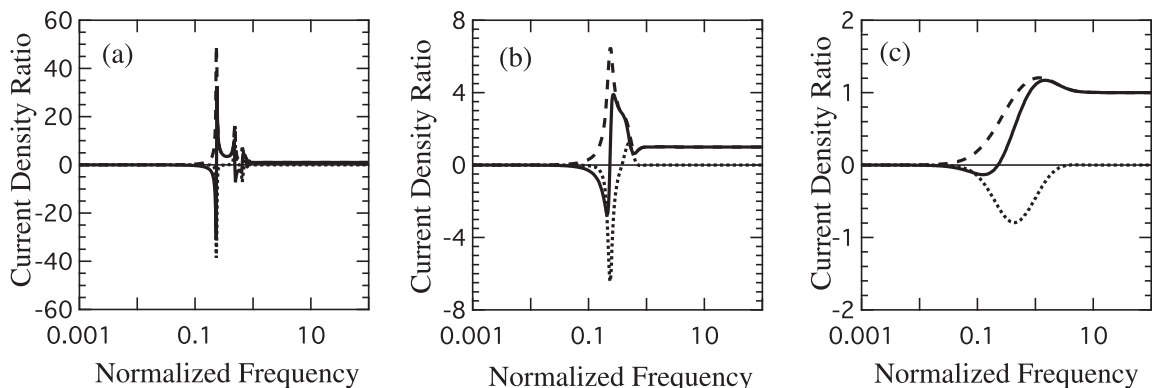


図4 電流増幅率、つまりプラズマ内部の総電流と外部電流との比 $R(w)$ を外部励起周波数 $w = \omega/\omega_{LH}$ の関数として示す。プラズマ半径は $\xi_0 = a/\Delta = 10$ であり、また ω_{LH} は低域混成角周波数、 $\Delta = V_A/\omega_{LH}$ は低域混成長、 V_A はアルヴェン速度である。衝突周波数は (a) $\nu/\omega_{LH} = 0.1$, (b) $\nu/\omega_{LH} = 1$, (c) $\nu/\omega_{LH} = 10$ である。実線、点線、破線がそれぞれ $Re(R)$, $Im(R)$, $|R|$ を表している。

4. ま と め

本稿では無電極電気推進機関への応用を念頭に、時間変動する外部電磁場を外部から加えられた際の円柱プラズマの挙

動を理論的に検討した。プラズマはコールドプラズマ流体として扱えると仮定し、またプラズマ、デバイスともに無限長の円柱状で軸対称、衝突項は線形摩擦で近似、プラズマ応答は外部電磁場に対して線形の範囲のみを考える等、物理的な議論が明確かつ容易になるように、単純化した系を扱った。さらに、外部電流は周方向のみに成分を持ち、 $m = k = 0$ モードの励起を考えた。プラズマ内部電流は外部電流に対する線形応答として捉え、応答関数および電流増幅率をそれぞれ (34) および (39) により定義して、それらの具体的な数値例を示した。なお、プラズマ源としては特にヘリコンプラズマを念頭に置いたが、考えたモデルは一般的なものであり、ECR プラズマ等、他のプラズマ源に対しても適用可能である。しかし、高密度で安定したプラズマ供給が可能なヘリコンプラズマは、無電極電気推進に非常に適していると考えられる。

重要な無次元パラメータは、低域混成周波数で規格化した外部励起周波数 $w = \omega/\omega_{LH}$ 、同じく規格化した衝突周波数 v/ω_{LH} 、そして低域混成特性長 ($\Delta = V_A/\omega_{LH}$, V_A はアルヴェン速度) で規格化したプラズマ半径 $\xi_0 = a/\Delta$ である。プラズマ内部に励起される電流分布はこれらの3つの無次元パラメータの組み合わせにより定性的に明確に決定される (伝播性・短波長, 伝播性・長波長, エヴァネッセント)。また電流増幅率、つまりプラズマ内の総電流と外部電流との比 $R(w)$ は電気推進に利用できるパワーを評価するための重要なパラメータであるが、この値もやはり、先の3つのパラメータにより評価されることを示した。特に、散逸が小さく、かつ外部励起がプラズマ内自由モードと共鳴する場合には、 R は著しく大きい値を取り得る。一方、散逸が大きい場合には電流増幅率は小さくなり、外部アンテナに供給される電力の相当部分がプラズマ加熱に費やされ、加速効率の低下につながる懸念される。

本稿で議論したプラズマ内電流は、全て交流 ($\omega \neq 0$) であることに注意が必要である。外部励起の大きさ f は ω に比例するため、直流 ($\omega = 0$) に対する応答関数は厳密にゼロである。したがって、励起されるプラズマ電流から「定常的な」推進力を取り出すためには、何らかの非線形過程が含まれる必要がある。例えば、実際には磁場に径方向成分 (B_r) があることを利用し、これと励起されたプラズマ内部電流の周方向成分 (j_ϕ) との作用により軸方向のローレンツ力を得ることは可能であるが、この時間積分は (交流のため) 常にゼロとなり、推進力の直流成分は残らない。したがって、ローレンツ力がもたらすプラズマ流に対し、例えば密度フラックスは方向に依存しないが運動量フラックスは非対称となるようなデバイス設計をすることにより、 $\omega = 0$ 成分を取り出す必要がある。

このような方法の開発を前提として、現実的なパラメータのもとでの推進力を概算してみよう。軸方向の長さ L の間に N 回コイルが巻かれた外部アンテナを考え、これに電流 I_{ext} を流すものとする (したがって外部電流密度は $J_{ext} = I_{ext}N/L$ である)。本稿ではこれまで考えてこなかったが、背景磁場に径方向の成分 $B_r(r)$ があるとすれば、推進力 F として、励起される周方向プラズマ内電流 $j_\phi(r)$ による z 方向へのローレンツ力の積分

$$F = L \int_0^a j_\phi(r) B_r(r) 2\pi r dr \quad (41)$$

を考えることができる。平均的な径方向磁場強度を、やや変則的ではあるが

$$\bar{B}_r = \frac{\int_0^a j_\phi(r) B_r(r) r dr}{\int_0^a j_\phi(r) a dr} \quad (42)$$

により定義し、さらに (39) を用いれば

$$F = R(w) \bar{B}_r S L \left(\frac{2NI_{ext}}{aL} \right) \quad (43)$$

と書ける。ここに $S = \pi a^2$ は円柱プラズマの断面積である。

現実的なパラメータとして、プラズマ半径 $a = 10^{-1}$ [m]、軸方向長さ $L = 10^{-1}$ [m]、平均的な径方向磁場強度 $\bar{B}_r = 100$ [G]、外部電流 $I_{ext} = 1$ [A]、巻き数 $N = 10$ 、電流増幅率 $R(w) = 1$ とすれば、 $F = 60$ [mN] が得られる。したがって、上で議論した推進機関には十分な大きさの推進力が潜在している。具体的にいかにして交流出力から直流出力を得るかは、外部電磁場によるプラズマ励起の問題と並び、非常に基本的かつ重要な問題であり、今後の研究進展が期待される。

参 考 文 献

- [1] 栗木恭一, 荒川義博編, 電気推進ロケット入門, 東京大学出版会, 2003.
- [2] K. Toki, S. Shinohara, T. Tanikawa, I. Funaki, and K. P. Shamrai, Preliminary investigation of helicon plasma source for electric propulsion applications, *Proc. 28 th Int'l Electric Prop Conf.*, Toulouse (CNES, Paris, 2003), IEPC Paper No. 03-1168 (2003).
- [3] K. Toki, S. Shinohara, T. Tanikawa, T. Hada, I. Funaki, K. P. Shamrai, Y. Tanaka, and A. Yamaguchi, *Plasma acceleration in a compact helicon source using RF antennae*, *J. Plasma Fusion Res. Ser.*, Vol. 8, pp. 25–30 (2009).
- [4] 都木恭一郎他, 2008 年度宇宙関連プラズマ研究会講演集 (本冊子), 2009.
- [5] S. Shinohara, T. Hada, T. Motomura, K. Tanaka, T. Tanikawa, K. Toki, Y. Tanaka, and K. P. Shamrai, *Development of high-density helicon plasma sources and their applications*, *Phys. of Plasmas*, vol. 16, No. 5, pp. 057104–057104–10 (2009).
- [6] S. Shinohara and Y. Kawai, *Skin depth of electromagnetic waves in plasma with magnetic field and collisions*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 6 A, p. L 725–L 728 (1996).
- [7] T. H. Stix, *Waves in Plasmas*, Chapter 1, American Institute of Physics, (1992).

Development of a Low Aspect Ratio, Helicon Plasma Source using a Flat Spiral Antenna

Taisei MOTOMURA^{*1}, Kenji TANAKA^{*1}, Katsuhiko MURAKAMI^{*1},
Shunjiro SHINOHARA^{*1}, Takao TANIKAWA^{*2} and Ikkoh FUNAKI^{*3}

Abstract

A low aspect ratio, high-density helicon plasma has been produced using a flat spiral antenna in the Large Helicon Plasma Device (LHPD) at Institute of Space and Astronautical Science / Japan Aerospace Exploration Agency (ISAS / JAXA). The experimental method employed and some examples of the experimental results are presented. We describe in detail the behavior of the electron density as a function of the radio frequency (rf) input power. In particular, we focus on the behavior of the threshold power, which strongly depends on the magnetic field strength near the antenna, for the discharge mode transition from Inductively Coupled Plasma (ICP) to Helicon Wave Plasma (HWP). The spatial profiles of the rf wave structures for ICP and HWP are also presented in detail.

Keywords: Helicon wave plasma, High-density plasma, Low aspect ratio plasma, Flat spiral antenna, Inductively coupled plasma.

1. Introduction

A plasma produced by using a helicon wave, helicon plasma^[1-4], is widely used in various applications, such as in basic science fields including space plasmas, the development of magnetoplasma rockets and a plasma processing. Using a helicon plasma for plasma production has some advantages of an easy operation and a wide range of operational parameters. In order to fulfill a need for a large volume plasma with a large diameter, a very large volume (up to 2.1 m³), high-density helicon plasma with a large diameter (73.8 cm) has been produced using the Large Helicon Plasma Device (LHPD) at Institute of Space and Astronautical Science / Japan Aerospace Exploration Agency (ISAS / JAXA)^[5-10].

In some of the applications mentioned above, e.g., magnetoplasma rockets and a plasma processing, it is desirable to reduce the axial length of the plasma keeping a large diameter, or equivalently, to reduce the aspect ratio A , defined as the ratio between the device diameter and the device axial length. Note that this definition of A is different from that based on the plasma diameter and the axial length: we have employed the former definition for convenience. Using the LHPD at ISAS / JAXA, we have attempted to effectively shorten the plasma column length from 486 cm to as short as 5.5 cm by installing a termination plate inside the chamber [Fig. 1 (a)], reducing A from 6.6 (axial length 486 cm / inner diameter 73.8 cm) to as small as 0.075 (5.5 cm / 73.8 cm). Note that the smallest A attained in the previous experiment other than ours is so far 0.5^[11], which is much larger than our value ($A = 0.075$). The experimental results presented in this paper are taken for $0.4 \leq A \leq 6.6$. The data for the smaller A are presented in Ref. [12].

In this paper, after describing the experimental device and techniques, we present the experimental results of our low aspect ratio ($A \geq 0.5$), high-density helicon plasma. We focus on describing the behaviors of the electron density as a function of the input rf power, the

* 1 Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyusyu University
* 2 Research Institute of Science and Technology, Tokai University
* 3 ISAS/JAXA

dependence of the threshold power from Inductively Coupled Plasma (ICP) to Helicon Wave Plasma (HWP) on the magnetic field strength near the antenna, and the spatial profiles of the excited rf wave structures for both of ICP and HWP.

2. Experimental Setup

In this section, we describe the experimental apparatus and the measuring techniques for a low aspect ratio, high-density helicon plasma. In the LHPD at ISAS / JAXA as shown in Fig. 1(a) [5-10], the dimensions of the vacuum chamber are 73.8 cm and 75 cm in inner diameter and in outer diameter, respectively, and 486 cm in axial length. The number of access ports for various probes is 14 on the side walls of the chamber. There are 8 more access ports on the end flanges at both ends. A rotary pump and a turbo molecular pump are connected in series near the antenna region. The base vacuum pressure is $< 5 \times 10^{-6}$ Torr. The axial magnetic field is produced by the 14 main coils and a separate coil which is located at the axial position of $z = 0$ cm. The values of the main coil current, I_m , and the separate coil current, I_s , are typically 50 A and 20 A, respectively. This combination of coil currents produces a uniform axial field of 140 G between $z = 150$ and 300 cm and a non-uniform axial field with a peak value of ~ 50 G in the plasma generation region. We note that it is possible to change the magnetic field configuration near the antenna, $B_A(r)$, by changing I_s , as shown in Fig. 1(b). For the rest of the paper, the main coil current I_m is fixed at 50 A unless stated otherwise.

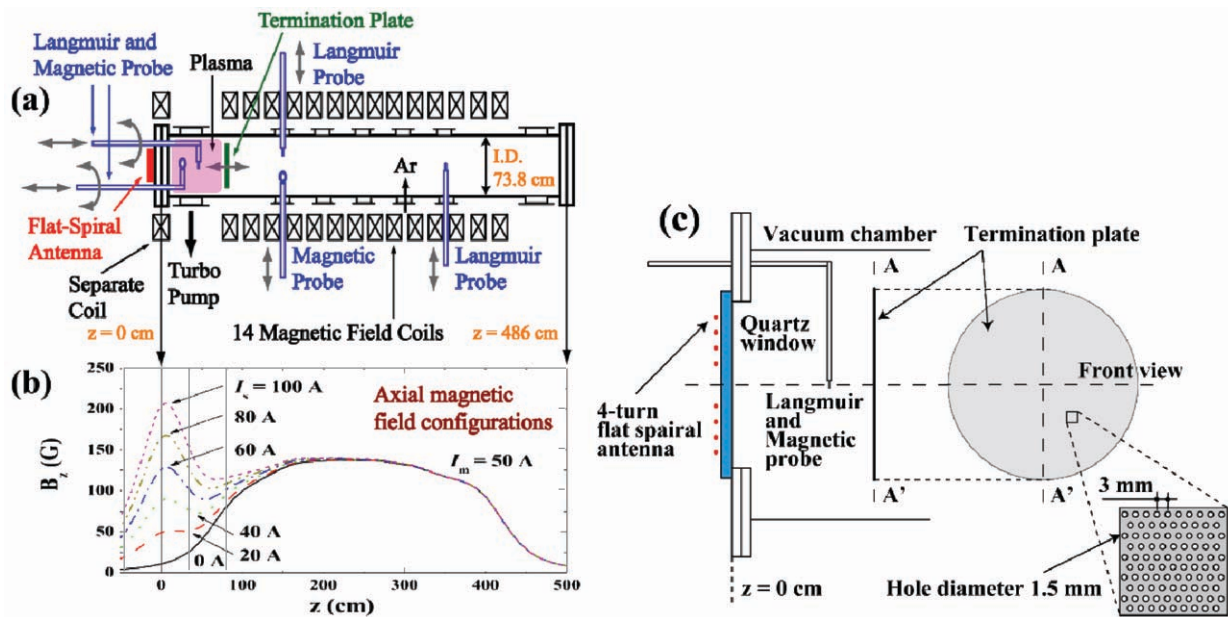


Fig. 1 (a) Schematic drawing of the LHPD. (b) Axial magnetic field configurations for various values of the separate coil current I_s at a radial position of $x = 0$ cm. (c) Schematic drawing of the experimental setup near the flat spiral antenna.

A 4-turn flat spiral antenna [5] of 43 cm in diameter is connected to the rf power supply (maximum power of 5 kW at 7 MHz excitation frequency) through a matching circuit. The antenna is placed outside the vacuum chamber in atmosphere through a quartz window. The rf radiation pattern can be varied by changing the number of spiral turns used for the rf radiation by every 0.5 turns [5]. Note that the antenna excites waves with the $m = 0$ azimuthal mode.

A termination plate, which is movable between $z_E = 5.5$ and 125 cm by using a dc servomotor, is placed in the vacuum chamber, and is electrically floating, where z_E is the axial position of the termination plate. This plate is made of a 0.5-mm thickness stainless steel punching plate. The diameter of each small hole is 1.5 mm, and the center-to-center separation of neighboring holes is 3 mm [see Fig. 1(c)]. A geometrical transparency of the plate is $\sim 35\%$. The working gas is argon (Ar) with a fill pressure p_{Ar} of 0.75 ~ 15 mTorr. The gas is fed into the chamber using a needle valve at $z \sim 300$ cm. The electron temperature T_e is typically 3 eV.

Four Langmuir probes are used to measure the spatial profiles of the ion saturation current. Two magnetic probes are used to measure the axial component of the excited rf magnetic field \tilde{B}_z .

Two cylindrical Langmuir probes [Fig. 2(a)] and two magnetic probes [Fig. 2(c)] are inserted into the plasma from the end flange (antenna side). Their probe shafts are bent into an L-shape [see Fig. 1(a)] so that by rotating the probe shafts the probes can radially scan the plasma [the scannable horizontal (or radial) range is $x_p = -35 \sim 35$ cm]. They are also axially movable (axial position $z_p = 0.5 \sim 80$ cm). One-sided plane probes with 3-mm and 5-mm diameter [Fig. 2(b)] are installed at $z_p = 45$ cm and 336 cm, respectively.

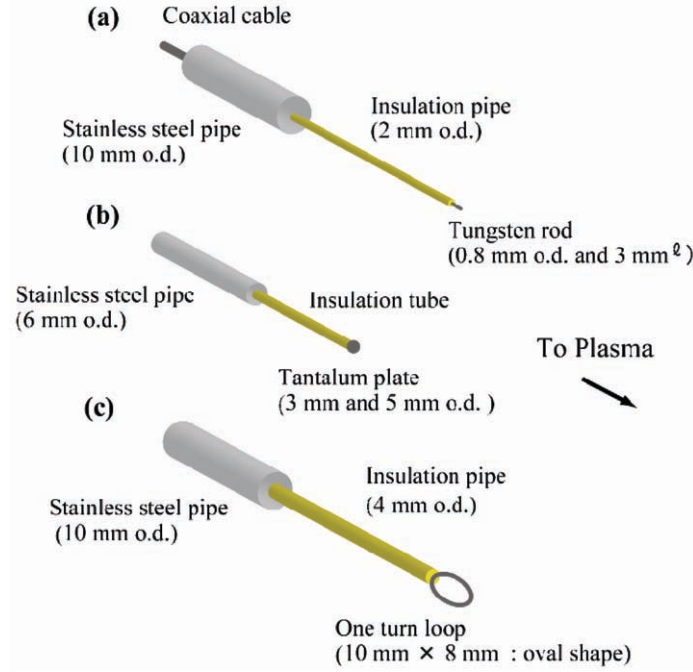


Fig. 2 Schematic drawings of (a) cylindrical and (b) plane Langmuir probes, and (c) a magnetic probe, respectively.

In order to study the spatial profiles of \tilde{B}_z , the rf antenna current \tilde{I}_A is used as a reference signal: the relative amplitude and phase of \tilde{B}_z with respect to \tilde{I}_A are measured. For the measurement of the antenna current, we use a current probe (Pearson 6600) in the matching box, which utilizes a split tank circuit. The forward and reflected rf powers, P_{for} and P_{ref} , respectively, are monitored using a directional coupler. The rf input power P_{inp} to the plasma is defined as $P_{\text{for}} - P_{\text{ref}}$. The ratio of the reflected rf power to the forward rf power, $P_{\text{ref}} / P_{\text{for}}$, is typically much less than 0.2.

For a cylindrical plasma of uniform density immersed in a uniform dc magnetic field, the axial component of the rf magnetic field, \tilde{B}_z , associated with the $m = 0$ helicon wave can be expressed by ^[13]

$$\tilde{B}_z = Ak_{\perp j} J_0(k_{\perp j} r) \sin(k_{\parallel} z - \omega t), \quad (1)$$

where k_{\parallel} is the parallel wavenumber, $J_0(k_{\perp j} r)$ is the Bessel function of the first kind, and $k_{\perp j}$ is the j th perpendicular (or radial) wavenumber. The perpendicular and parallel wavenumbers depend on the strength of the background magnetic field, the electron density and the excitation frequency. In calculating the axial profile of \tilde{B}_z , various damping effects ^[13], such as electron-neutral particle collisions, electron-ion collisions and the Landau damping, are taken into account.

3. Experimental Results

3.1 Behavior of the electron density as a function of the input rf power for full-length plasma cases

Figure 3 shows the electron density n_e of a plasma with 486 cm axial length, i.e., the case without the termination plate, as a function of the input rf power P_{inp} for three different values of the separate coil current $I_s (= 0, 20$ and 60 A) at $p_{\text{Ar}} = 0.75$ mTorr. Here, a Langmuir probe was placed at $x_p = 7.5$ cm and $z_p = 31.5$ cm. In the case of $I_s = 60$ A, the vertical bar at $P_{\text{inp}} \sim 1.5$ kW indicates the threshold power,

P_{th} , at which the discharge mode transition from a low density discharge (ICP) mode to a high density (HWP) one occurs.

From Fig. 3, it can be seen that the density jump at P_{th} is quite clear for the $I_s = 60$ A case, while the density change from ICP to HWP for the $I_s \leq 20$ A cases is rather gradual. With the increase in the rf power, the electron density increases almost continuously without a clear density jump for the cases of $I_s \leq 20$ A. This feature can open up a useful operating regime for our plasma source.

In the high density discharge region, n_e slightly increases with increasing I_s , i.e., the increase in the magnetic field strength near the antenna B_A [see Fig. 1(b)]. The behavior of the threshold power P_{th} as a function of I_s will be described in Sec. 3.3.

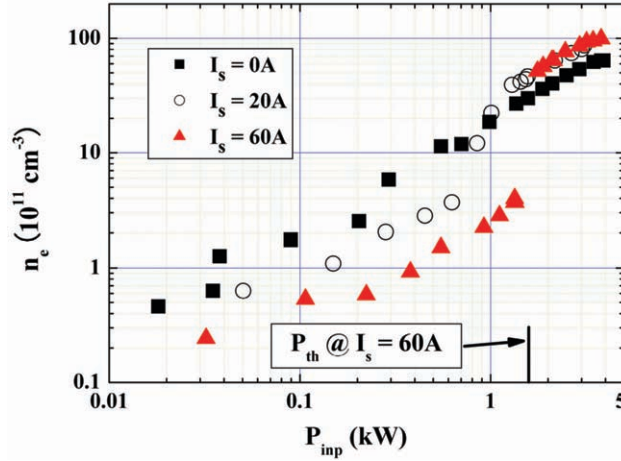


Fig. 3 Electron density n_e as a function of the input rf power P_{inp} with 486 cm (full axial length) for three different values of I_s ($= 0, 20$ and 60 A) at $p_{Ar} = 0.75$ mTorr. The Langmuir probe was placed at $x_p = 7.5$ cm and $z_p = 31.5$ cm.

3.2 Comparison between the plasma behaviors inside and outside the plasma generation region

Figure 4 compares the rf input power P_{inp} dependences of the electron density n_e outside the plasma generation region with those inside the plasma generation region, the region between the quartz window and the termination plate. Here, the aspect ratio of the plasma generation region, A , is ~ 1.1 , i.e., the position of the termination plate z_E is 81 cm. In Fig. 4, the data for two different values of I_s ($= 20$ A and 60 A) are shown with $p_{Ar} = 0.75$ mTorr. Two Langmuir probes were placed at two different axial positions, $z_p = 45$ cm (inside the plasma generation region) and 336 cm (outside the plasma generation region), on the axis. We expect that the plasma in the plasma generation region leaks into the downstream side of the vacuum chamber through the small holes of the termination plate. As a result, n_e at $z_p = 336$ cm is much lower than that of the antenna side at $z_p = 45$ cm. In the downstream region, i.e., outside the plasma generation region, the rf noise is considered to be low, so that the plasma in this region can be useful for future space plasma simulation experiments, e.g., experiments to simulate nonlinear plasma waves observed in various space plasmas. While the density jump occurs at $P_{inp} = 1 \sim 2$ kW in the plasma generation region (see the data for the case of $z_p = 45$ cm), the density jump is almost non-existent for the data at $z_p = 336$ cm, whose interpretation is left for our future work.

When the helicon wave is excited in the high density discharge mode, the electron density is expected to be nearly proportional to the axial wavenumber of the helicon wave according to the dispersion relation^[13]. The dispersion relation of the helicon wave with a uniform spatial density profile and magnetic field^[13] is given by

$$k_{||}^2(k_{||}^2 + k_{\perp}^2) = \left(\frac{\omega\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}c^2} \right)^2, \quad (2)$$

where ω_{pe} , ω_{ce} and c are the electron plasma angular frequency, the electron cyclotron angular frequency and the speed of light, respectively. According to eq. (2), the axial wavenumber $k_{||}$ is expected to increase as n_e is increased with fixed k_{\perp} . In Sec. 3.5, this tendency is discussed by using the results with $A \sim 0.5$.

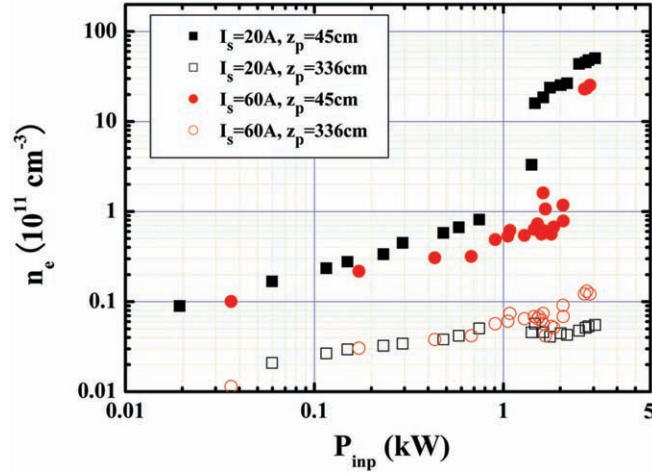


Fig. 4 The rf input power P_{inp} dependence of the electron density n_e outside and inside the plasma generation region with $z_E = 81$ cm and $p_{\text{Ar}} = 0.75$ mTorr for $I_s = 20$ A and 60 A.

3.3 Behavior of the threshold power P_{th} as a function of the separate coil current I_s

In this subsection, we will explain how the threshold power P_{th} from the ICP to HWP modes behaves as a function of the separate coil current I_s . In the cases of three different axial lengths, P_{th} increases with the increase in I_s , i.e., the increase in the magnetic field strength near the antenna, B_A (see Fig. 5). In spite of the non-uniform magnetic field configuration [see Fig. 1(b)], the above observed behavior is very similar to the one observed in the previous work with the uniform magnetic field [14]. Here, the density jump at P_{th} can be understood by the power balance between the power absorbed by plasma, which can be derived from the plasma loading, and the power lost out of plasma [15]. When I_s is fixed, P_{th} is slightly dependent on z_E . As z_E is decreased, n_e in the high density region decreases, indicating the decrease in n_e / P_{inp} with shortening the plasma length.

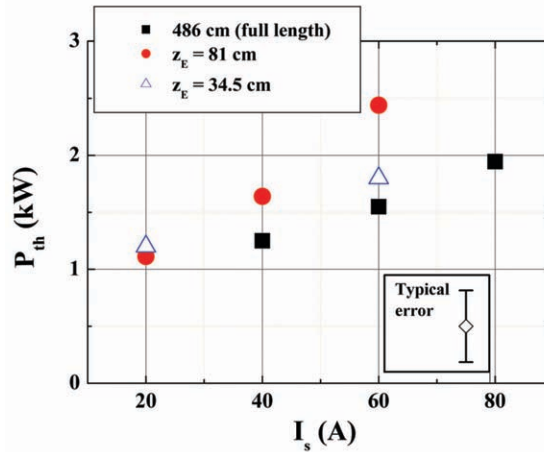


Fig. 5 Threshold power P_{th} as a function of the separate coil current I_s with $z_E = 34.5, 81$ and 486 cm.

3.4 Comparison between the rf field structures in the high and low density regions

In this subsection, we will show that the high density plasma with the external magnetic field is an HWP and the low density plasma without the external magnetic field is an ICP by measuring rf field structures. In order to measure the rf field structures, we measure the excited rf magnetic field \vec{B}_z . Figure 6 shows the amplitude ratio of the excited rf magnetic field to the rf antenna current, $|\vec{B}_z| / |\vec{I}_A|$, and the phase difference $\Delta\phi$ between \vec{B}_z and \vec{I}_A for plasmas with $z_E = 486$ cm at $p_{\text{Ar}} = 0.75$ mTorr. In the figure, the red circles are the data points for a high density HWP ($P_{\text{inp}} \sim 2.5$ kW with $I_s = 60$ A) and the square symbols indicate the data obtained for a low density ICP ($P_{\text{inp}} \sim 0.5$ kW without magnetic field). The HWP measurements were performed in the high density region in Fig. 3 with $I_s = 60$ A. For the radi-

al profile measurements of $|\tilde{B}_z| / |\tilde{I}_A|$ and $\Delta\phi$ [Figs. 6(a) and (c)], the magnetic probe location z_p was 21.5 cm for the HWP case and 5 cm for the ICP case.

First, we discuss the axial profiles of the rf wave structure in the low density region from Figs. 6(b) and 6(d). From Fig. 6(b), the e-folding length of $|\tilde{B}_z| / |\tilde{I}_A|$ along the axial direction, L_d , is estimated to be ~ 2.8 cm in the low density region. The axial skin depth δ_s , including the collision effect^[16], although ν/ω has a small value of ~ 0.2 (ν : total electron collision frequency, ω : excitation angular frequency of 7 MHz), can be expressed as $\delta_s = (c / \omega_{pe}) f(\nu)$, where c , ω_{pe} and $f(\nu)$ are the speed of light, the electron plasma angular frequency and a function of the total electron collision frequency, respectively. In our case, the difference between the decay lengths with and without the collision term is small, i.e., $f(\nu) \sim 1.05$. The axial skin depth in the ICP case is calculated to be ~ 3 cm, which is in agreement with the observed decay length of $L_d \sim 2.8$ cm. In Fig. 6(d), the phase difference in the low density mode only slightly changes in the axial direction for $z \leq 15$ cm. The theoretical result of the axial wavelength, which includes a collision effect^[16], is sufficiently long, i.e., the theoretical result of the axial phase change for the ICP case is negligible for $z \leq 15$ cm. Thus, the experimental results of the axial structure of the measured rf wave in the low density mode are consistent with the axial wave structure of an ICP, which is theoretically predicted by including the collisional effect.

Next, we discuss the radial profiles of the rf wave structure in the low density region from Figs. 6(a) and 6(c). From Fig. 6(a), the radial profile of the normalized amplitude, $|\tilde{B}_z| / |\tilde{I}_A|$, in the low density region is much smaller than the one in the high density region. The large phase inversion (the polarity changes at $x \pm 15$ cm) of the low density discharge mode in Fig. 6(c) is very similar to the analytical estimate of the rf magnetic field radiated by the flat spiral antenna in vacuum. Therefore, the experimental results of the radial profiles of the rf wave structure in the low density region is not really associated with the plasma. We conclude that the both radial and axial profiles of the observed rf waves in the low density region are in good agreement with the wave structure of an ICP.

In the high density region, the radial profile of the normalized amplitude $|\tilde{B}_z| / |\tilde{I}_A|$ is clearly different from that in the ICP. From Fig. 6(a), the maximum value of $|\tilde{B}_z| / |\tilde{I}_A|$ in the high density region is about four times larger than that in the ICP. In Fig. 6(b), the decay length along the axial direction in the high density region is considerably longer than that of the ICP case. In Fig. 6(c), the radial profile of $\Delta\phi$ has the propagating wave like structure, which must satisfy the fixed boundary conditions at the radial boundaries of the plasmas. The phase in the high density region changes with the axial position [Fig. 6(d)], and the axial wavenumber is in agreement with the dis-

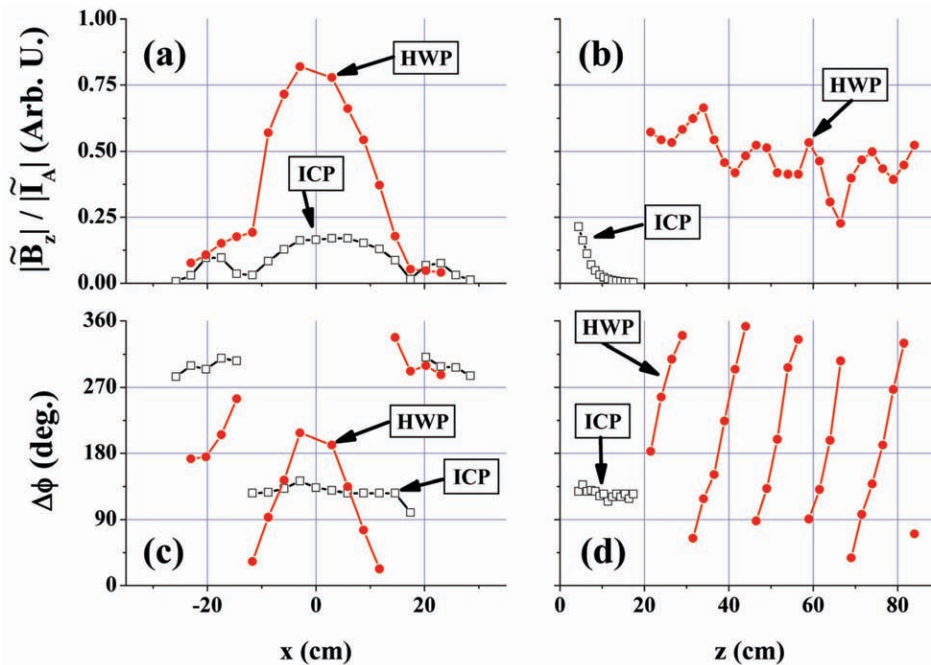


Fig. 6 Comparison between the rf field structures for an ICP ($P_{\text{inp}} \sim 0.5$ kW without magnetic field) and an HWP ($P_{\text{inp}} \sim 2.5$ kW with $I_s = 60$ A). The radial and axial profiles of the normalized rf amplitude, $|\tilde{B}_z| / |\tilde{I}_A|$, are shown in (a) and (b), respectively. The radial and axial profiles of the phase difference between \tilde{B}_z and \tilde{I}_A , $\Delta\phi$, are shown in (c) and (d), respectively. Empty squares and filled circles indicate the data points for the ICP and the HWP, respectively.

persion relation of the helicon wave^[13]. In Fig. 6(d), the measured wavenumber of HWP is $\sim 0.3 \text{ cm}^{-1}$, while the wavenumber predicted by Eq. (2) is $\sim 0.6 \text{ cm}^{-1}$. We believe that this difference mainly arises due to the fact that both electron density and dc magnetic field are non-uniform.

From the measurements, we have found that the radial profiles of our helicon waves can be expressed by a combination of at least two Bessel functions: $J_0(k_{\perp j} r)$ with $j = 1$ and 2 ^[17-19]. Also the axial wavenumbers measured are derived from the dispersion relation with the smallest two radial wavenumbers. Additional experimental results of higher order radial profiles ($j \geq 2$) with a low aspect ratio ($A \sim 1.1$), high density plasma are described in Ref. 9.

3.5 Wave structures of HWP: a low aspect-ratio case

Figures 7(a) and 7(b) compare the axial waveforms of the HWP in one rf period for two different values of the input rf power. The axial wave forms can be expressed by $|\tilde{B}_z| / |\tilde{I}_A| \sin(\Delta\phi - \omega t)$ [see Eq. (1)]. Note that $(|\tilde{B}_z| / |\tilde{I}_A|)$ and $\Delta\phi$ are the functions of the position and each curve in Fig. 7 corresponds to a waveform at a different t . Also note that the \tilde{B}_z must be a node at the metal termination plate ($z = z_E$) and an anti-node at the quartz glass window ($z = 0$) since the axial component of the rf conduction current, j_z , and the rf electric field, E_z , must be zero at an insulator. Because of these boundary conditions, the following condition must be satisfied:

$$L = \frac{1}{4}\lambda_z + \left(\frac{1}{2}\lambda_z\right)p, \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

$$\text{or } n = \frac{L}{\lambda_z} = \frac{1}{4} + \frac{1}{2}p, \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

where L is the plasma column length, λ_z is the axial wavelength, and n is the axial mode number. The axial mode numbers determined from Figs. 7(a) and 7(b) are $3/4$ and $5/4$, respectively. Apparently, the higher rf input power is (or the higher electron density is), the shorter wavelength becomes. This behavior is consistent with that of the helicon dispersion relation, Eq. (2).

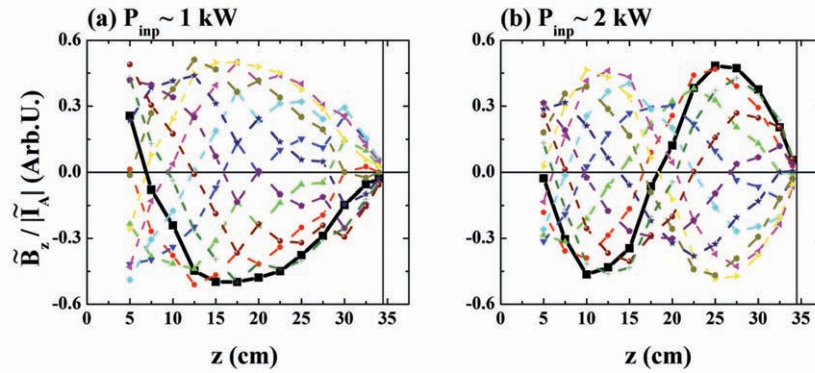


Fig. 7 Axial waveform, $\tilde{B}_z / |\tilde{I}_A|$, for the rf input power (a) $P_{\text{inp}} \sim 1 \text{ kW}$ and (b) $P_{\text{inp}} \sim 2 \text{ kW}$ with $z_E = 34.5 \text{ cm}$ (or $A \sim 0.5$), $I_s = 20 \text{ A}$ and $p_{\text{Ar}} = 0.75 \text{ mTorr}$.

3.6 Comparison between the measured wave property and the helicon dispersion relation

In Fig. 8, we compare the measured axial wavenumber of the HWP with the theoretical one using Eq. (2)^[13]. The black square, red circle and blue triangle indicate the measured axial wavenumbers determined from Figs. 6, 7(a) and 7(b), respectively.

For the measurements shown in Figs. 7(a) and 7(b), the magnetic field configuration in the plasma generation region is nearly uniform with $\sim 50 \text{ G}$ [see Fig. 1(b)], while the magnetic field strength is axially non-uniform for the HWP measurement in Fig. 6. In our experiments, the effective plasma radius, a , is approximately $20 \sim 25 \text{ cm}$. The experimental results of Figs. 7(a) and (b) agree well with the dispersion relation, Eq. (2), with $a \sim 20 \text{ cm}$. However, in order to recover the parallel wavenumber observed in Fig. 6 using Eq. (2), it is necessary to use $a < 20 \text{ cm}$, which is too small compared with the experimentally observed plasma radius of $\sim 20 \text{ cm}$. We infer from these results that the effects of the non-uniform magnetic field and the radial density profile play important roles in determining the real-world dispersion relation.

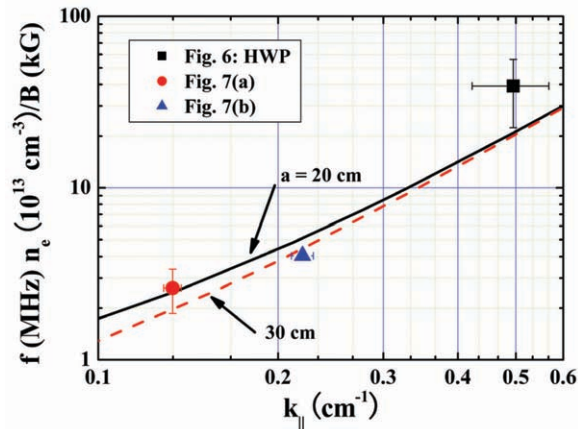


Fig. 8 Comparison between the measured wave properties and the helicon dispersion relation, Eq. (2). The solid and dashed curves show the dispersion relation of the helicon wave determined from Eq. (2) ^[13] with the effective plasma radius of 20 cm and 30 cm, respectively. The black square, red circle and blue triangle indicate the wave properties determined from the experiments.

4. Conclusions

We have described the characteristics of large-diameter (73.8 cm), high-density helicon plasmas with various aspect ratios ($A = 0.47 \sim 6.6$, corresponding to the axial length of 34.5 ~ 486 cm) produced using a flat spiral antenna. Typical electron density in the plasma generation region is $> 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ in the helicon discharge regardless of the plasma length. The threshold power for the density jump, P_{th} , tends to increase as the magnetic field strength near the antenna ($z \sim 0 \text{ cm}$) is increased. This tendency persists even if the plasma column length is varied. In the cases of the higher I_s ($\geq 60 \text{ A}$) and the longer axial length, P_{th} can be defined more clearly than in the cases of the lower I_s ($\leq 20 \text{ A}$). When $I_s \leq 20 \text{ A}$ with the full axial length of 486 cm, it is possible to smoothly vary the plasma density from 10^{10} cm^{-3} to $> 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ by simply changing P_{inp} . This characteristic may open up a new application for our helicon device. In the case of 81 cm axial length, the plasma density outside the plasma generation region changes little even after the occurrence of the density jump inside the plasma generation region.

In the cases of full axial length, we have clearly observed the propagation of the helicon wave along the axial direction in the high density discharge mode, i.e., the HWP discharge, whereas the evanescent wave structure along the axis is found in the low density discharge mode without the background dc magnetic field, i.e., the ICP discharge. The measurements of the wave structures of the HWP with $A \sim 0.5$, i.e., the case of axial length with 34.5 cm, show that the discrete axial wavenumber increases with the increase in the electron density. This trend is in agreement with the dispersion relation for an HWP with a uniform density profile and a uniform dc magnetic field ^[13].

Acknowledgements

Our experiments were performed at ISAS/JAXA under the research collaboration program. We are grateful to Dr. S. Sato, Dr. T. Takeda and Prof. K. Yamagiwa for their assistance in carrying out the experiments. The research was partially supported by the Grants-in-Aid for Scientific Research (A) 17206084, (B) 20340163 and (C) 19540524 from the Japan Society for the Promotion of Science.

References

- [1] R. W. Boswell, Phys. Lett. **33A**, 457 (1970).
- [2] S. Shinohara, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4695 (1997).
- [3] R. W. Boswell and F. F. Chen, IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 1229 (1997).
- [4] F. F. Chen and R. W. Boswell, IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 1245 (1997).
- [5] S. Shinohara and T. Tanikawa, Rev. Sci. Instrum. **75**, 1941 (2004).
- [6] S. Shinohara and T. Tanikawa, Phys. Plasmas **12**, 044502 (2005).

- [7] T. Tanikawa and S. Shinohara, *Thin Solid. Films* **506–507**, 559 (2006).
- [8] T. Tanikawa and S. Shinohara, *Proc. of the 12th Int. Cong. on Plasma Physics*, (Nice, France, 2004), <http://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00002013/en/>.
- [9] T. Motomura, K. Tanaka, S. Shinohara, T. Tanikawa, K. P. Shamrai, *J. Plasma Fusion Res. Ser.* **8**, 6 (2009).
- [10] S. Shinohara, T. Hada, T. Motomura, K. Tanaka, Tanikawa, K. Toki, Y. Tanaka and K. P. Shamrai, *Phys. Plasmas*, **16**, 057104 (2009).
- [11] J. E. Stevens, M. J. Sowa and J. L. Cecchi, *J. Vac. Sci. Technol. A* **13**, 2476 (1995).
- [12] T. Motomura, S. Shinohara, T. Tanikawa and K. P. Shamrai, *Proc. of XXIX International Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Cancun Mexico (2009) PB 9-8.
- [13] F. F. Chen, *Plasma Phys. Control. Fusion* **33**, 339 (1991).
- [14] S. Shinohara and K. Yonekura, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, 41 (2000).
- [15] S. Shinohara and K. P. Shamrai, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, 865 (2000).
- [16] S. Shinohara and Y. Kawai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L725 (1996).
- [17] H. Takeno, Y. Yasaka, O. Sakai and R. Itatani, *Nucl. Fusion* **35**, 75 (1995).
- [18] M. Light, Isaac D. Sudit, Francis F. Chen and Donald Arnush, *Phys. Plasmas* **2**, 4094 (1995).
- [19] Y. Sakawa, N. Koshikawa and T. Shoji, *Plasma Sources Sci. Technol.* **6**, 96 (1997).

ランダウ減衰と電流駆動

上原 和也*¹

Landau Damping and RF Current Drive

Kazuya UEHARA*¹

Abstract

The current drive due to the rf travelling wave has been available to sustain the plasma current of tokamaks aiming the stationnal operation. Simple derivation of Landau damping and radio-frequency current drive is described on the standpoint of particle acceleration and deceleration by the rf potential, whereas the current drive is usually described by the quasi-linear theory. This picture is available to understand the physical picture of Landau damping and the current drive. This report starts from the original explanation of Landau damping and then describes the picture of the Landau damping due to the potential as well as the application to the current drive. Finally the new formation of the current drive theory is tried to given.

Keywords: Landau damping, radio-frequency current drive, particle trapping, physical picture

1. はじめに

「ランダウ減衰—偉大な発見の半世紀—」¹⁾ という論文が10年程前に出ているが、ランダウ減衰はランダウが無衝突中のプラズマの集団的な振動の減衰として60年以上前に導いたものである。ランダウ減衰の原著のロシア語論文(図1)では表題は“О КОЛЕБАНИЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМЫ (オカリエバニヤ エレクトノイ プラズミ)”となっており、これは英訳すると“On the oscillation of the electron plasma”である。ランダウの所属は институт физических проблем (インスティチュート フィジチェキ プロブレム, Institute of physical problem (物理問題研究所))となっている。1945年の6月の受理となっているので、丁度日本では終戦の2ヶ月前に当る。皆が引用する論文は英語翻訳版のJ. Phys. USSRで、これでは発表は1946年である²⁾。ランダウは若い頃コペンハーゲンのニールス・ボーアのところに留学している。当時はスターリンの時代で、ガモフに依ればランダウは熱心なトロッキスト寄りのマルクス主義者だったということである。ランダウはハリコフのウクライナ物理工学研究所にいた時にもプラズマの論文³⁾を書いているが、この頃トロッキー派の組織に接触したかどで逮捕された。ソ連の物理学会の長老であったカピッツァーは「ランダウを失うことはソビエトの科学だけではなく世界の科学の目に留まり、衝撃を持って迎えられることは間違いありません」とスターリンに手紙を出しランダウの釈放に尽力している。ボーアも「並外れて有能なこの学者が人類の進歩にとって重要な科学研究に再び戻れるようお願いするものです」とスターリンに訴えている。この甲斐あって釈放されたランダウはカピッツァーが所長をしているモスクワの物理問題研究所にハリコフから理論部長として迎えられた。「ここは素晴らしい研究所だ」とランダウが言っているように、ランダウはここでノーベル賞の対象になる仕事やランダウ減衰の論文を書いた⁴⁾。物理問題研究所は、現在(1987年以降)はカピッツァーのノーベル賞受賞を記念して「カピッツァー物理問題研

* 1 Japan Atomic Energy Agency

О КОЛЕБАНИЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛАЗМЫ ****)

Л. Д. Ландау

Рассмотрены колебания электронной плазмы, возникающие в результате прона-
вольного начального неравновесного распределения в ней. Показано, что колебания
поля в плазме всегда затухают со временем, и определена зависимость частот и декре-
мента затухания от волнового вектора при малых и больших значениях последнего.
Рассмотрено проникновение периодического внешнего электрического поля
в плазму. Получен закон зависимости поля на больших расстояниях внутри плазмы.
Особо рассмотрен случай частоты внешнего поля, близкой к резонансной.

*) Воспроизводится по *J. Phys. (USSR)* 10, 2 (1946).

***) Как выяснилось впоследствии, сини равен $1/2$ только для иона меди, одна-
ко фактор Ландау для всех этих ионов равен 2.

****) Рис. 1-3 здесь не воспроизводятся. (Ред.)

*****) Воспроизводится по *ЖЭТФ* 16, 574 (1946). Опубликовано также на англ.
языке в *J. Phys. (USSR)* 10, 25 (1946).

$$E(x) = \frac{E_0}{v} \left[1 - \exp \left\{ \frac{t}{a} \sqrt{\frac{g}{3}} x - \frac{3}{2a} \sqrt{\frac{\pi}{2e}} e^{-\frac{3x}{2a}} \right\} \right] \quad (46)$$

Таким образом, в этом случае получается своеобразный ход поля:
амплитуда его сначала возрастает от нуля (в действительности от E_0)
до $2E_0/v$, а затем испытывает экспоненциально затухающие колебания
(с очень малым коэффициентом затухания) вокруг значения E_0/v , к кото-
рому поле стремится на больших расстояниях.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
2 июня 1945 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Власов, *ЖЭТФ* 8, 291 (1938).
2. Л. А. Власов, *J. Phys. (USSR)* 9, 25 (1945).

図1 Ландау減衰の原著論文の最初と最後ページ

究所] となっている。

本稿は、ランダウ減衰のオリジナルな解説からはじめて、ランダウ減衰のポテンシャルによる見方と電流駆動への応用
を述べ、終わりにこの描像による電流駆動についての新しい定式化を試みたものである。

2. ランダウ減衰のレビュー

2.1 ランダウ減衰の原著論文

ランダウ減衰の原著論文では 静電波に対する1次元のブラソフ方程式とポアソンの式

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \bar{v} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \bar{r}} + \frac{e}{m} \frac{\partial \varphi}{\partial \bar{r}} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \bar{v}} = 0 \quad (1)$$

$$\epsilon_0 \nabla^2 \varphi = e \int f_1 d\bar{v} \quad (2)$$

から出発して、プラズマ中の粒子間の衝突が無視出来るという条件の下でさえ振動が弱まって行く (減衰する) ことを示
したものである。粒子の位置座標 \bar{r} , 速度 \bar{v} , m は荷電粒子の質量, φ は静電ポテンシャル, e は電荷素量, ϵ_0 は真空の誘電
率である。電場 $E (= -\partial\varphi/\partial\bar{r})$ が存在すると分布関数 f は平衡状態の f_0 から微小の f_1 だけずれる ($f = f_0 + f_1$)。x 方向に振動
している波数 k の波を考え, $f_1 = f_k e^{ikx}$, $\varphi = \varphi_k e^{ikx}$ と表し, 摂動について線形近似を用いて, ラプラス変換とその逆変換を用
いて φ_k については

$$\varphi_k = \int_{-\infty + i\delta}^{\infty + i\delta} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \left\{ \frac{e}{k\epsilon} \int_{-\infty}^{\infty} dv \frac{g}{\omega - kv} \right\} \quad (3)$$

ここに、 $g = f_k(v, t=0)$ で、 ε は誘電率である。この積分を実行する為に被積分関数を v, ω 表面で解析接続する。その上で $e^{-i\omega t}$ という因子に注目して ω の積分路を下平面に移動して $\text{Im}(\omega) \rightarrow -\infty$ で被積分関数がゼロになることを使う。 g は無限遠以外に特異点を持たないと仮定している。 f_0 がマクスウエル分布とすると ε の零点は ω の下平面にしか存在しない。これを $\omega = \omega_k - i\gamma_k$ とすると、この特異点は φ_k に $e^{-i\omega_k t - \gamma_k t}$ という形の寄与を与えることになる。これは振動数 ω_k 、減衰率 γ_k の減衰振動を表す。 $kx \ll 1$ の場合は $\omega = \omega_p$ となってプラズマ振動になる。一般的には波の減衰振動で γ_k は次のようになる。

$$\gamma_k = \frac{\pi \omega_p^3}{2k^2 N} \left. \frac{df_0(v)}{dv} \right|_{v=\omega/k} \quad (4)$$

但し、 $N = \int_{-\infty}^{\infty} f_0 dv$ は全粒子数。 $\omega_p = (e^2 N / \epsilon_0 m)^{1/2}$ はプラズマ振動数である。

2.2 ランダウ減衰の物理的描像

このランダウ減衰の物理的描像については、Dawson, Jackson それに C-S Wu の論文がある⁵⁻⁷⁾。粒子が有限温度の分布関数 f を持つ場合、粒子は波から運動エネルギーをもらい、逆に波は減衰して粒子にエネルギーを与える。波の電場を静電波の進行波 $E \cos(kz - \omega t)$ 中の運動方程式は

$$m \frac{dv}{dt} = eE \cos(kz - \omega t) \quad (5)$$

零次の運動は右辺を零とおいて $t=0$ で $v = v_0$ および $z = z_0$ という初期条件で得られる自由な流れの運動で $z = v_0 t + z_0$ 。一次の運動はランダウ減衰が初期値問題であることを考慮して、上記の運動方程式を同じ初期条件で積分して、 $v_1 = (eE/m\alpha) [\sin(kz_0 + \alpha t) - \sin(kz_0)]$ および

$$z_1 = \int_0^t v_1 dt = \frac{eE}{m\alpha} \left[-\frac{\cos(kz_0 + \alpha t) - \cos(kz_0)}{\alpha} - t \sin(kz_0) \right] \quad (6)$$

ここに、 $\alpha = kv_0 - \omega$ である。 $z = z_0 + v_0 t + z_1$ を (5) 式に代入して $kz_1 \ll 1$ として $\cos(kz_1) \sim 1$ および $\sin(kz_1) \sim kz_1$ の近似を使って、運動エネルギー $mv^2/2$ の時間変化を z_0 について平均すると

$$\left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) \right\rangle_{z_0} = \frac{e^2 E^2 \omega}{2mk} \frac{d}{dv} \left(\frac{\sin(kv - \omega)t}{kv - \omega} \right) \quad (7)$$

分布関数 f を掛けて積分し、 $t \rightarrow \infty$ で右辺の括弧の中は δ 関数で表わされることを考慮すると

$$\int dv f(v) \left\langle \frac{d}{dt} \left(\frac{mv^2}{2} \right) \right\rangle = -\frac{e^2 E^2}{2m} \frac{\pi \omega}{k^2} \left. \frac{df(v)}{dv} \right|_{v=\omega/k} \quad (8)$$

$df(v)/dv < 0$ の時は波は減衰して粒子は運動エネルギーを波から受け取る。 $df(v)/dv > 0$ の時は粒子は運動エネルギーを波に奪われ、波が励起、増幅される（逆ランダウ減衰）。

このようにランダウ減衰は粒子群がプラズマ波からエネルギーを奪い加熱される物理機構であるが、プラズマ波は同時に運動量を持っている。ランダウ減衰ではこの運動量も電子群に奪われていることになる。プラズマ波が進行波になっておればこの電子群は電流を形成することになる。

3. ポテンシャルによる加速と減速としてのランダウ減衰

3.1 ポテンシャルによる加速と減速

ランダウはブラソフ方程式から分布関数を積分する際の留数の問題として導いたがその物理的描像はわかりにくい。ここでは波のポテンシャルによる粒子の加速と減速という立場から記述する⁸⁾。粒子の軌道は殆ど変わらないとして、ポテンシャルの寿命は波の減衰よりもずっと長い状態であるとする。プラズマ波の電位を $\phi = \phi_0 \cos(kz - \omega t)$ とする。プラズマ波と共に動く系で見る為に、波の位相速度を $\omega/k = V$ とし、 $z' = z - Vt$ の変換をする。 $dz'/dt = v'$, $dz/dt = v$ とおき、時間微分して $v' = v - V$ 。この系でプラズマ波の電位をみると $\phi = \phi_0 \cos kz'$ となり静電場と考えられる (図2)。 $\phi = 0$ の時の粒子の速さを v'_0 とすればエネルギー保存則により

$$e\phi + \frac{mv'^2}{2} = \frac{mv_0'^2}{2} \quad (9)$$

$v_c = (2e\phi/m)^{1/2}$ とおくと $(mv'^2)/2 = m(v_0'^2 - v_c^2)/2$ 。 $v'_0 < v_c$ の粒子はプラズマ波が作る電位の山を越えられない。これらの粒子は電位の壁で反射され、速度は v' から $-v'$ になる。実験系では v は $-(v-V) + V$ になる。従って速度には $\Delta v = -2(v-V) = -2v'$ の変化がある。粒子の運動エネルギー T の変化 ΔT は $\Delta T = mV\Delta v = -2mVv'$ 。 v' が正即ち $v > V$ のもの (波の位相速度より速い粒子) は ΔT が負で、粒子はプラズマ波にエネルギーを与えて減速される。 $v < V$ のもの (波の位相速度より遅い粒子) はその反対で加速される。単位時間に粒子が波から得るエネルギーの時間変化率 dT/dt ($= P$: 粒子の吸収パワー) はこれに粒子の個数 N 、 v' 、分布関数 f とそれに、反射回数 $|v'|/L$ をかけて $-v_c$ から v_c まで v' で積分する。即ち

$$P = \frac{dT}{dt} = \int_{-v_c}^{v_c} \Delta TNv' f(v) \frac{|v'|}{L} dv' = -2mVN \int_{-v_c}^{v_c} v' f(V+v') \frac{|v'|}{L} dv' = -2mVNs \quad (10)$$

ここでは、 L は半波長の程度の長さと考えておく。上式の一部の項を $s = \int_{-v_c}^{v_c} v' f(V+v') |v'| / L dv'$ で定義した。積分 s の中の分布関数 f を位相速度 V の周りで展開して、 $f(V+v') = f(V) + v' f'(V)$ とする。 s の積分の1項の $\int_{-v_c}^{v_c} v' |v'| dv'$ は被積分関数が v' の奇関数だから0になる。 s の積分の第2項は $\int_{-v_c}^{v_c} v'^2 |v'| dv' = 2 \int_0^{v_c} v'^3 dv' = v_c^4 / 2$ となるのでこれを考慮すると $s = v_c^4 f'(V) / 2L = 2e^2 \phi_0^2 f'(V) / m^2 L$ となる。プラズマ波のエネルギー W_w は電場のエネルギー $W_E = \langle E_z^2 \rangle / 2\epsilon_0 = \epsilon_0 k^2 \phi_0^2 / 2$ と粒子の運動エネルギー W_T との和になる。 W_T は

$$W_T = \frac{1}{2} Nm \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} Nm \left\langle \left(\frac{eE_z}{m\omega} \right)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} (k\phi_0)^2$$

ここで、 $\omega = \omega_p$ ($= (e^2 N / \epsilon_0 m)^{1/2}$) とすると $W_w = W_E + W_T = \epsilon_0 (k\phi_0)^2$ となり $T + W_w = 0$ から、 $dT/dt = -dW_w/dt$ で

$$\frac{dW_w}{dt} = 2mVNs \quad (11)$$

$dW_w/dt = \gamma W_w$ とおけば、 γ は波の減衰率で $V = \omega/k$ に注意して、 $\gamma = 2mVNs / \epsilon_0 (k\phi_0)^2 = 4e^2 \omega N f'(V) / \epsilon_0 m L k^3$ が得られる。 $kL = 8/\pi$ と、とれば良く知られたランダウ減衰の減衰率

$$\gamma = -\frac{\pi}{2} \frac{\omega \omega_p^2}{k^2} f'\left(\frac{\omega}{k}\right) \quad (12)$$

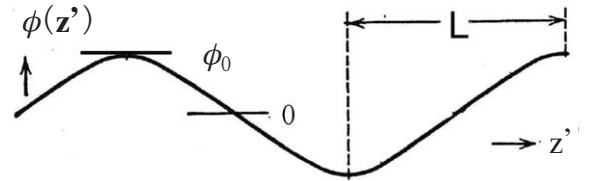


図2 波の位相速度で動く座標系で見たポテンシャル $\phi(z')$

が得られる。

3.2 ランダウ減衰による電流駆動

核融合研究は米ソ冷戦のさなかスターリン体制下のソ連が先陣を切った。これは水爆の開発と連動していて、水爆の父と言われるサハロフが関与している。水爆は良く知られているように核分裂のエネルギーで核融合を瞬間的に起こした爆弾である。平和裏に持続的に（太陽程はゆっくりではなく）核融合を起こさせる為には磁場で高温プラズマを閉じ込める事が必要である。磁場中でプラズマを閉じ込める基本は磁力線を閉じることと、極小磁場を使うことである。サハロフは磁力線を閉じる方法としてトーラスを考えた。トーラス装置のポロイダル方向に巻いたコイルによるトロイダル磁場だけでは、プラズマが不安定なのでトーラス方向に電流を流してできるポロイダル磁場との併用で磁気面を作り、プラズマを閉じ込めるアイデアをタムと共に示した。サハロフはポロイダル磁場を得る方法として電磁誘導でプラズマ中に電流を流してポロイダル磁場を得る方法とコイルをプラズマの周囲に置いて、このコイルに流す電流でポロイダル磁場を作るアイデアを同時に出している⁹⁾。前者はトカマク系に後者がヘリカル（ステラレータ）系に繋がる。トカマク系の電磁誘導では電流は間欠的にしか流れないので、トカマク炉の運転はパルス運転にしかない。そこで電磁波（高周波）の運動量を電子に与えて、集団的に電子を加速して連続的に電流を流すのが電流駆動である。こうすれば電磁波を連続的に入射させて定常的に電流を流す事が出来る。電磁波はプラズマ中で静電波となり、波の位相速度付近の電子のみが加速される。これを共鳴粒子と言う。波を進行波にするには位相差型導波管等で電磁波の位相をずらして行く。この方法は日本のトカマク JFT-2 で低域混成波を用いて初めて電流を流すことに成功し¹⁰⁾、その後 JT-60 では 3.25 MA の電流を流した¹¹⁾。定常運転としては 3 時間 6 分 32 秒のトカマク運転を九州大学の超伝導トカマク TRIAM-1 M が達成している¹²⁾。

3.3 ポテンシャル加速による電流駆動の理論

プラズマ波はエネルギーのみならず、運動量ももっている。波が進行波となると連続的に電子に一方向の力（または運動量）を与えて電流を駆動することが可能になる。ステイクスはプラズマ波 $E \cos(kz - \omega t)$ がランダウ減衰で粒子を加速する時の、粒子が受ける平均的な力は

$$F = \left\langle \frac{d}{dt}(mv) \right\rangle_{z_0} = -\frac{\pi e^2 E^2}{2mk} f' \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad (13)$$

であるとしている¹³⁾。この式は運動量の時間変化になっている。前節の議論を用いると、電子に働く力 F は $F = m \Delta v / \Delta t = -2m v' |v'| / L$ 。これは運動量の時間変化 $\Delta(mv) / \Delta t$ でもあり、前節と同じように N と f とを掛けて積分すると単位時間に粒子が波から得る運動量の時間変化 P' が得られる。

$$P' = \int_{-v_c}^{v_c} -2mNv' f(V+v') \frac{|v'|}{L} dv' = -2mNs = -\frac{\omega_p^2 \phi_0^2}{8k} f' \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad (14)$$

力と考える場合の式は、等価的に粒子に電場 $E_{eq} = F / -e = 2m v' |v'| / eL$ がかかるものと考えられる。この電場 E_{eq} により粒子は加速され、衝突とバランスして電流 $J_{current} = eNv = \sigma E_{eq}$ を形成する。但し、 σ はプラズマの電気電気伝導度で $\sigma = e^2 N \tau / m$ 。 $\tau (= 1/\nu)$ は衝突間の時間、ただし波と粒子の相互作用の時間がこれより短い場合はその時間を用いる。これに分布関数を掛けて前節と同じように積分すると電流駆動で流れる電流が得られる。

$$J_{current} = \int_{-v_c}^{v_c} \sigma E_{eq} f(V+v') dv' = 2e\tau Ns = \frac{\gamma e \tau k^3 \phi_0^2}{4\pi m \omega} = -\frac{e \omega_p^2 (k \phi_0)^2}{8mkv} f' \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad (15)$$

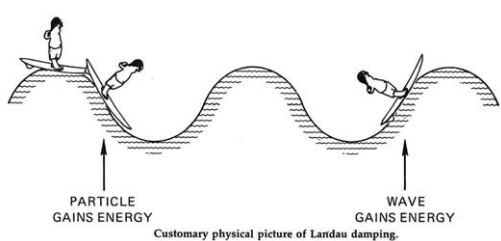
但し、 σ は速度に依存しないとした¹⁴⁾。尚、(13) 式の F の式に粒子数 N を掛ければ $E_0 = k\phi_0$ だから P' の式に一致し、この F は $F = eE_{eff}$ とおけるので σ/e を掛ければ $J_{current}$ の式が得られ、電流駆動の式になる。駆動電流 $J_{current}$ をパワー P で割るとよく知られた電流駆動の効率

$$\frac{J_{current}}{P} = \frac{e}{m\nu} \frac{k}{\omega} \quad (16)$$

が求まる。

3.4 物理的描像による電流駆動の理論

図3はF.F. Chenの教科書 Introduction to plasma physics で説明されているランダウ減衰の描像である¹⁵⁾。この図の energy という言葉を momentum に置き換えれば電流駆動になる。ランダウ減衰では共鳴粒子は高周波を直流的に感ずる。この電場で電子が加速される。この電場をドーンソンの描像に基づいて求める。第1節で行なった議論を運動量について行なえば良い。粒子の運動量の時間変化を z_0 について平均すると



$$\left\langle \frac{d}{dt}(mv) \right\rangle_{z_0} = k \frac{e^2 E^2}{2m} \left(-\frac{\sin \alpha t}{\alpha^2} + \frac{t \cos \alpha t}{\alpha} \right) \quad (17)$$

右辺の括弧の中は $t \rightarrow \infty$ の極限でデルタ関数 δ の微分になる。この式を $\langle d(mv)/dt \rangle_{z_0} = eE_{eff}$ とおくと E_{eff} は

図3 この描像で energy を momentum にすれば電流駆動になる

$$E_{eff} = k \frac{eE_0^2 \pi}{2m} \delta(\alpha) \quad (18)$$

と表すことが出来る。これはランダウ減衰に於いて共鳴粒子が直流的に感じる電場を表わしている。運動方程式は v_{ei} を衝突周波数として、 $mdv/dt = eE_{eff} - mvv_{ei}$ となり、定常状態 ($d/dt = 0$) では

$$v = \frac{eE_{eff}}{mv_{ei}} \quad (19)$$

よく知られているように電流密度は $j = -e \int_{-\infty}^{\infty} v f(v) dv$ で与えられるからこの式の v の項に上式を代入すると

$$j = \frac{ek\omega_p E_0^2}{8mv_{ei}} \left\{ \left. \frac{df(v)}{dv} \right|_{v=\omega/k} + 3 \frac{f(v)}{v} \right|_{v=\omega/k} \right\} \quad (20)$$

という電流駆動の式が得られる。エネルギーを与える場合が電子加熱であり、運動量を与える場合が電流駆動である¹⁶⁾。

電流駆動では電子を高周波で加速しているがイオンの加速も可能である。宇宙推進用のイオンエンジンでは静電的にイオンを加速しているが、このランダウ減衰の機構でイオンに運動量を高周波で与えて加速出来れば便利である。エネルギーを与えるイオン加熱の実験はイオン音波を用いてなされている¹⁷⁾ が、運動量を与える実験はまだなされたことはない。

謝 辞

本稿は筆者の東京教育大大学院時代の恩師である小島昌治先生の講義ノート等を参考にして論文としてまとめたものである。

References

- 1) D. D. Ryutov, Plasma Phys. Contr. Fusion 41 (1999) A 1
- 2) L. D. Landau, J. Phys., UUSR, 10 (1946) 25
- 3) L. D. Landau, Phys Z. Sowjet, 10 (1936) 154. この論文ではフォッカー・プランク方程式の衝突項にあたるクーロン衝突積分項が導びかれている。

- 4) 佐々木力, 山本義隆, 物理学者ランダウ (みすず書房, 東京, 2005 年)
- 5) J. Dawson, Phys. Fluids, 4 (1961) 869
- 6) J. D. Jackson, Plasma Phys. 1 (1960) 71
- 7) Ching-Sheng Wu, Phys. Rev. 127 (1962) 1419
- 8) ポテンシャルが大きくなると所謂捕捉粒子の効果が出てくるが, ここでは粒子の軌道が殆ど変わらない範囲で起こる線形効果の場合に限っている.
- 9) A. Sakharov, Memoirs (Knopf, New York, 1990) p. 139. サハロフはタム (後にチェレンコフ放射の研究でノーベル物理学賞を受賞) がトカマクでは磁気面の構造 (磁気島) の乱れがデスラプションを起こし過大な熱が放出されるという懸念を既に行なっていたとしている. ランダウもサハロフと共に核兵器の開発に駆り出されたが, ランダウはこれを非常に嫌がっていたとされている.
- 10) T. Yamamoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 716
- 11) K. Uehara, JAERI-M 87-211
- 12) H. Zushi *et al.*, Nucl Fusion 39 (1999) 2127
- 13) T. H. Stix, The Theory of Plasma Waves (McGraw-hill, New York, 1962) p. 155
- 14) 完全電離プラズマでは σ が速度 v の 3 乗に比例する. 即ち $\sigma = e^2 N \tau / m$ で $\tau \rightarrow \tau v^3 / V^3$ とおくと (15) 式は

$$\begin{aligned}
 J_{\text{current}} &= \int_{-v_c}^{v_c} \frac{e^2 N}{m} \tau \frac{v^3}{V^3} \frac{2mNv'|v'|}{eL} f(V+v') dv' \\
 &= \frac{\pi k e N \tau}{4} \int_{-v_c}^{v_c} f(V+v') \left(\frac{V+v'}{V} \right) v' |v'| dv' \\
 &= \frac{\pi k e N \tau}{4} \int_{-v_c}^{v_c} \{ f(V) + v' f'(V) \} \left(1 + \frac{3v'}{V} \right) v' |v'| dv' \\
 &= \frac{\pi k e N \tau}{4} \left\{ 3 \frac{f(V)}{V} + f'(V) \right\} \frac{1}{2} \left(\frac{2e\phi_0}{m} \right)^2 \\
 &= \frac{ek\omega_p^2}{8m} \tau \phi_0^2 \left\{ f'(V) + 3 \frac{f(V)}{V} \right\}
 \end{aligned}$$

となり (20) 式と一致する

- 15) F. F. Chen, Introduction to Plasma Physics (Plenum Press, New York and London, 1974) p. 219
- 16) K. Uehara, Phys. Fluids B 3 (1991) 2601
- 17) J. H. Malmberg and C. B. Wharton Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 175 & K. Yamagiwa *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 40 (1976) 1157

Characteristics of an Ion Beam in a Magnetically Expanding Plasma using Permanent Magnets

Kazunori TAKAHASHI^{*1} and Tamiya FUJIWARA^{*1}

Abstract

Generation of a supersonic ion beam is observed in a low-pressure solenoid-free plasma expanded by permanent magnet arrays. By employing double concentric arrays of permanent magnets, a constant field area of about 100 G in a source tube, and a diverging magnetic field near the exit of the plasma source can be generated, where the source consists of a 6.5-cm-diameter glass tube and a double-turn rf loop antenna. The 13.56 MHz rf power is maintained at 250 W and the operating argon gas pressure can be changed from about 0.3 – 2.5 mTorr. Ion energy distribution function is measured by a combination of a retarding field energy analyzer and a pulsed probe technique. As a result, it is found that the beam energy can be increased up to about 40 eV with a decrease in the operating gas pressure.

Keywords: Magnetically expanding plasma, Double layer, Ion beam, Permanent magnets, Electric propulsion device

1. Introduction

Plasma expansions have attracted a great deal of attention because it self-consistently forms nonlinear plasma-potential structures causing electrostatic particle acceleration and deceleration. The process has been investigated in laboratory plasmas in connection with space plasmas^[1] and electric propulsion devices^[2]. Since the formation of the current-free double layer (DL) and the subsequent ion acceleration in a magnetically expanding plasma were reported^[3,4], much attention is recently focused on this kind of research in the electric propulsion community because it would lead to the new type of electric thruster, named the helicon double layer thruster^[5-8], without any electrode for plasma productions and ion accelerations. In general, this kind of thruster requires the electromagnets for the production of the expanding magnetic-field configuration, which consume much electricity, and make the system large and costly. From the viewpoint of the practical use to the electric thruster, it is important to reduce the consumed electricity and the weight. In order to reduce the power consumption and weight in the system, authors have suggested the new type of the magnetically expanding plasma using only permanent magnets for the generation of the ion beam, which has briefly reported in the previous papers^[7,8]. In this experiment, the rapid potential drop with about 3-4 cm thickness is generated near the exit of the plasma source. It is very important to know the detailed characteristics of the ion beams generated by the DL, especially effects of the external parameters such as the gas pressure, magnetic-field configuration, rf power, and so on, for practical use to the thruster.

In the present paper, we report the ion beam behavior in the solenoid-free expanding argon plasmas using only permanent magnets, when the operating gas pressure is changed. The ion energy distribution functions are measured by a retarding field energy analyzer (RFEA), where the I-V curve of the analyzer is differentiated through the active analogue circuit. As a result of the accurate measurements, it is found the ion beam energy can be increased up to about 40 eV with a decrease in the operating argon gas pressure.

* 1 Department of Electrical and Electronic Engineering, Iwate University

2. Experimental setup

2.1. Magnet configuration

The magnetic fields produced by the permanent magnets are strongly nonuniform with reverse-fields, i.e., cusps. According to the previous experiments performed by Shamrai *et al.*^[9], the cusp fields prevent the plasma diffusion, the DL formation, and the ion beam generation in the plasmas. Thus, it is required that the magnetic-field configuration has a constant-field area around the plasma production region, and the diverging-field area without any cusp fields. In order to provide the above-mentioned constant-field and diverging-field areas, double concentric arrays of the permanent magnets as shown in Fig. 1(a) are set around the plasmas source, where each arrays consists of eight Neodymium Iron Boron (NdFeB) magnets (10 cm in length, 1.5 cm in width, and 0.5 cm in thickness). All of the magnets have inward magnetization in the radial direction, i.e., in the direction of thickness. The top and bottom of Fig. 1(b) shows the images of the magnetic-field lines produced by the single and double concentric arrays of the permanent magnets. As shown in the top of Fig. 1(b), the single array of the magnets can produce the diverging magnetic fields, while the cusp fields exist at the axial center of the magnet bars. Between the cusp and the diverging fields, there is no constant field area for the case of the single magnet arrays. On the other hand, the double magnet arrays can create both the constant field area and the diverging fields without the cusp at the radial center. By employing this double magnet arrays around the source tube, the expanding magnetic-field configuration can be created near the source exit. The observed and calculated magnetic field strengths are described in the next section.

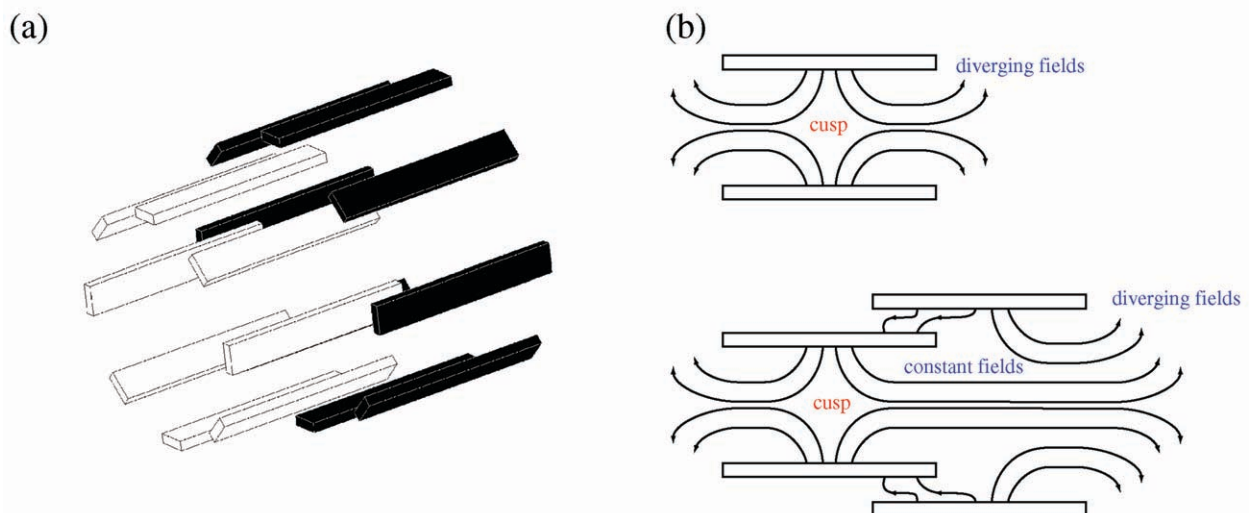


Fig.1 (a) Configuration of the permanent magnets. (b) Images of the magnetic-field lines created by the single magnet array (top) and the double magnet arrays (bottom).

2.2. Machine configuration

A schematic diagram of the experimental setup is shown in Fig. 2(a) and has already reported by authors^[7]. Briefly, a cylindrical glass tube of 20 cm in length and 6.5 cm in inner diameter (source tube) is attached contiguously to a 26-cm-diameter and 30-cm-long ground-stainless steel vacuum chamber (diffusion chamber). The chamber is evacuated to a base pressure of 2×10^{-6} Torr by a 700 ls^{-1} diffusion/rotary pumping system, and the argon gas is introduced from the source side through a mass flow controller. The argon gas pressure in the vacuum chamber can be maintained in the range of 0.1 – 3 mTorr. An argon plasma is excited by a 7.5-cm-diameter two-turn loop antenna located at $z = -9$ cm and powered from an rf generator of frequency 13.56 MHz and power 250 W, where $z = 0$ is defined as the exit of the glass source tube. Surrounding the source tube and the rf antenna, the double concentric arrays of the permanent magnets described in the previous section are arranged for generation of the expanding magnetic-field configuration as shown in Fig. 2(a). The calculated and experimentally measured axial component of the local magnetic-field strengths are presented in Fig. 2(b) as solid line and closed circles, respectively, where the data are from Ref.^[7]. The calculated field strength is fairly in agreement with the experimentally measured one. It is found that there is no cusp, i.e., null point of B_z , near the plasma production area ($z = -9$ cm) and diverging field area, although the cusp is formed in the upstream side ($z \sim -16$ cm) of the source. The insulator plate is inserted in front of the upstream flange

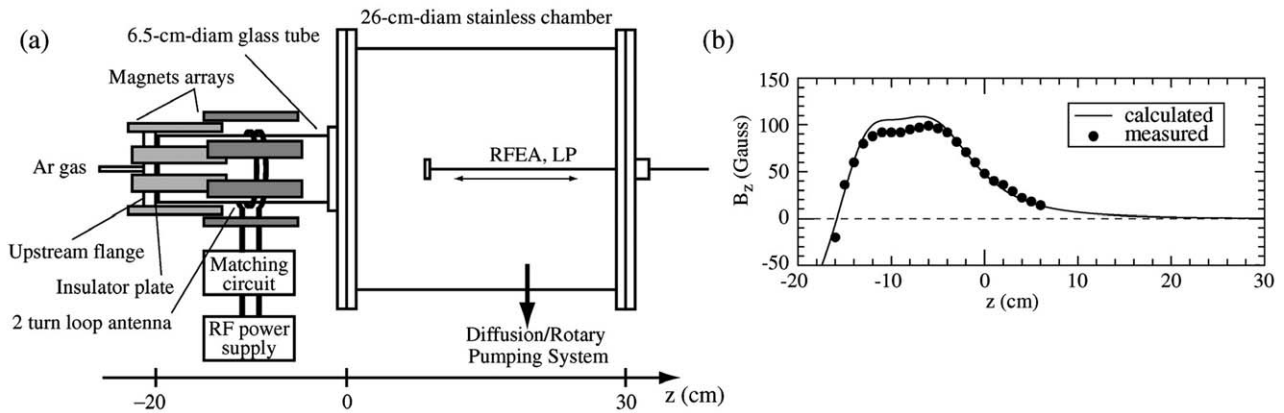


Fig. 2 (a) Schematic diagram of experimental setup. (b) Axial profile of the calculated (solid line) and experimentally observed (closed circle) axial component B_z of the magnetic-field strength produced by the double concentric permanent magnets arrays.

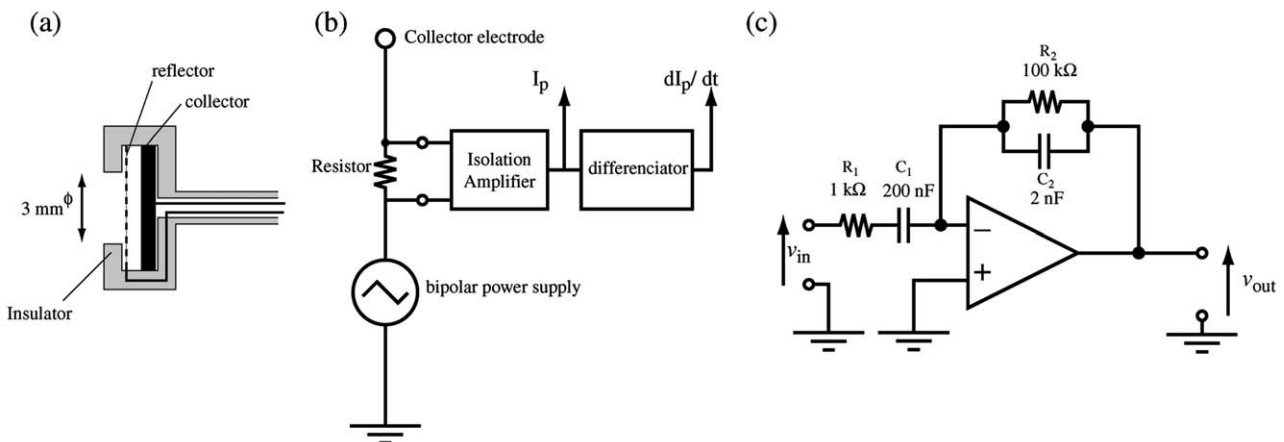


Fig. 3 (a) Schematic diagram of the retarding field energy analyzer (RFEA). (b) Measurement circuit of the ion energy distribution function (IEDF: $-dI_c / dV_c$). (c) Circuit diagram of the differentiator.

for making the condition of the “current free”, which means the net current in the axial direction of the system is equal to zero. Under these conditions, we have already reported that the rapid potential drop of the DL is spontaneously generated near the source exit ($z \sim -2 - 1$ cm) and the ion beam accelerated by the DL structure is detected in the diffusion chamber downstream of the DL [7].

2.3. Ion diagnosis

The ion energy distribution functions (IEDFs) in the axial direction are measured by a retarding field energy analyzer (RFEA) located at $z = 3$ cm downstream of the DL. The schematic diagram of the RFEA is shown in Fig. 3(a), which consists of an electron reflector mesh biased at -60 V, an ion collector electrode, and a 3-mm-diameter entrance orifice, where the IEDF is obtained as the first derivative curve of the $I_c - V_c$ characteristic, where I_c and V_c are the current and voltages of the collector electrode. When the collector bias voltage is set at 100 V, it is confirmed that the collector current is almost zero. Hence, we can deduce the effects of the secondary electrons are very little. Estimation of the derivative curve from the $I - V$ curve is difficult because of the digital noise. When the voltage V_c is linearly swept ($dV_c/dt = \text{constant}$) and I_c is in a steady state, dI_c/dt is proportional to the first derivative of $I_c - V_c$ curve. Therefore, the IEDF can be directly obtained by measurement of the first derivative of $I_c - t$ characteristic when V_c is swept linearly. Figure 3(b) shows the measurement circuit of the IEDF, which is called “pulsed probe technique” [10]. Outside the plasma the current signal is passed through a resistor and then is connected to a bipolar power voltage source that is swept for 25 msec from $+120$ V to -20 V. The voltage signal from the resistor is fed through an isolation amplifier to an active analog circuit in Fig. 3(c). The voltage gain G_v ($\equiv v_{\text{out}} / v_{\text{in}}$) of the active analog circuit in Fig. 3(c) can be derived as

$$G_v = -\frac{R_1}{R_2} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{j\omega C_1 R_1}\right)(1 + j\omega C_2 R_2)} = -\frac{R_1}{R_2} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{j\omega T}\right)(1 + j\omega T)}, \quad (1)$$

where T is defined as $T \equiv R_1 C_1 = R_2 C_2$ for simplification. In this experiment, the circuit parameters are set as $R_1 = 1 \text{ k}\Omega$, $C_1 = 200 \text{ nF}$, $R_2 = 100 \text{ k}\Omega$, and $C_2 = 2 \text{ nF}$, respectively. For low ($\omega T \ll 1$) and high ($\omega T \gg 1$) frequency conditions, the gain can be simplified as $G_v = -j\omega C_1 R_2$ (differentiator), and $G_v = -1/(j\omega) C_2 R_1$ (integrator), respectively. Hence, the active circuit acts both as differentiators for the current signal during slow voltage sweep and as rejecting filters for plasma instabilities and electric noises above 1 kHz [10]. Finally, the differentiated signal are digitized by a digital storage oscilloscope (Tektronix TDS 2024 B), and passed into a LABVIEW program for converted into an ASCII data file and display on a computer.

3. Experimental results

Figure 4(a) shows the collector bias voltage (dotted line), the normalized ion current signal of the RFEA (dotted-dashed line), and the normalized first derivative (solid line) of the ion current as a function of time for the gas pressure $P_{\text{Ar}} = 0.35 \text{ mTorr}$, where the RFEA is set at $z = 3 \text{ cm}$ downstream of the DL and the data are the average over many shots. It is found that the first derivative characteristic can precisely be obtained by the above-mentioned pulsed probe technique.

From the results in Fig. 4(a) we can obtain the IEDF as shown in Fig. 4(b). The IEDF in Fig. 4(b) clearly shows the two peaks around the collector bias voltages of $V_c \sim 30 \text{ V}$ and 65 V , where the low-energy side peak shows the bulk ions and the V_c yielding this peak shows the local plasma potential ϕ_p indicated as arrow in Fig. 4(b). Here, the IEDF appears to be broadened due to the effects of the radio-frequency electric field [4], but we can estimate the ion beam energy. In order to analyze the observed IEDF, three Gaussian deconvolutions are plotted together with the observed IEDF as the dotted, dashed, and dotted-dashed lines in Fig. 4(b). The highest-energy component around $V_c \sim 65 \text{ V}$ shows the accelerated group of ions, i.e., the ion beam. We define V_c yielding the high-energy peak as a beam potential ϕ_{beam} . Note that the “beam potential” is different from the “beam energy”. According to the principle of the RFEA measurements, zero energy corresponding to the local plasma potential ϕ_p . Therefore, the “ion beam energy” $\varepsilon_{\text{beam}}$ can be estimated as $\varepsilon_{\text{beam}} = \phi_{\text{beam}} - \phi_p$; the energy of the ion beam observed in Fig. 4(b) is identified as $\varepsilon_{\text{beam}} \sim 35 \text{ eV}$. As reported in previous works [7], the beam energy is in good agreement with the potential drop ϕ_{DL} of the DL near the source exit. Therefore, the ions created in the upstream rf plasma source are

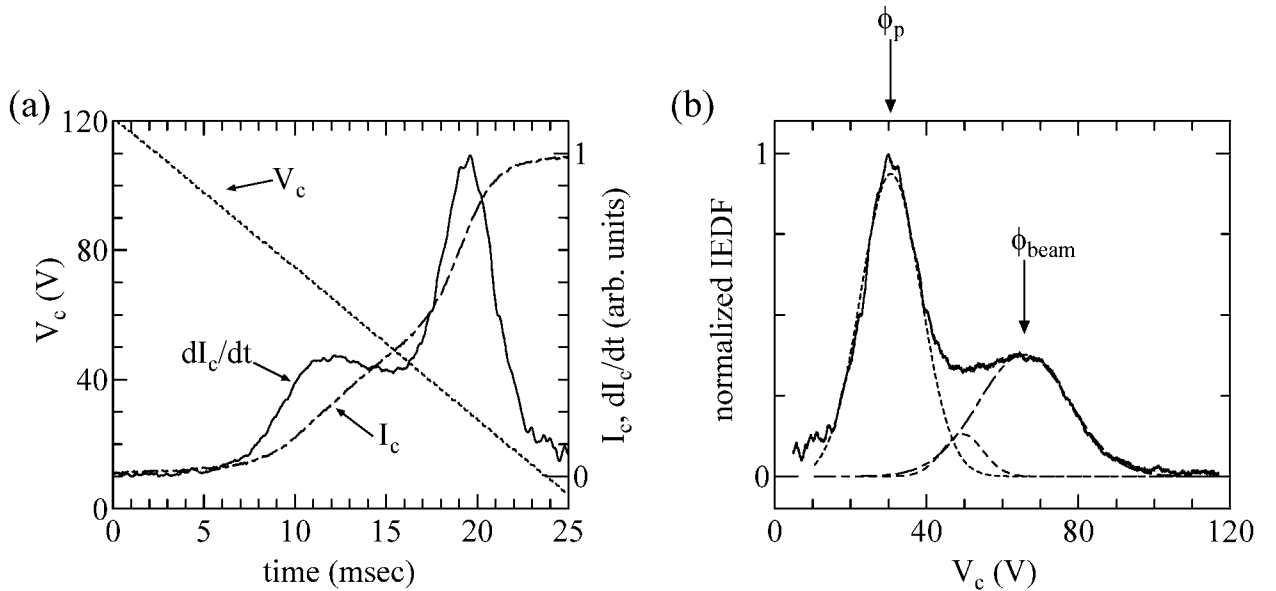


Fig. 4 (a) Collector bias voltage (dotted line), ion current of the RFEA (dotted-dashed line), and the first derivative (solid line) of the ion current as a function of time for $P_{\text{Ar}} = 0.35 \text{ mTorr}$, where the RFEA is set at $z = 3 \text{ cm}$ downstream of the DL. (b) Normalized ion energy distribution function (IEDF) obtained from Fig. 4(a) together with three Gaussian deconvolutions (dotted, dashed, and dotted-dashed lines).

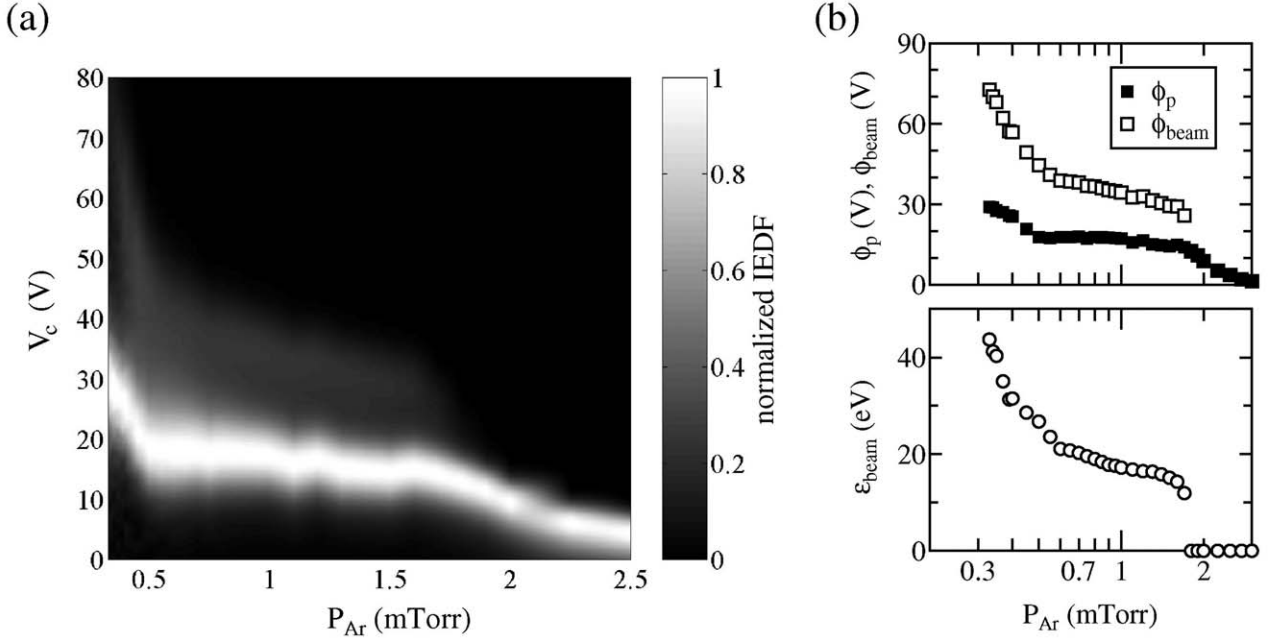


Fig. 5 (a) Ion energy distribution functions (IEDFs) normalized by the maximum of the IEDF at each gas pressure, as a function of the operating argon gas pressure P_{Ar} at $z = 3$ cm. (b) The local plasma potential ϕ_p (closed squares), the beam potential ϕ_{beam} (open squares), and the ion beam energy ϵ_{beam} (open circles) obtained from the IEDFs shown in Fig. 5(a) as a function of the gas pressure P_{Ar} .

accelerated by the DL potential drop. Here, we need to mention another peak in the Gaussian deconvolutions around $V_c \sim 50$ V. Although the detail is unclear now, we expect that the peak around $V_c \sim 50$ V is due to elastic collisions with neutral particles.

The ion beam velocity v_{beam} can be derived as

$$v_{\text{beam}} = \sqrt{\frac{2e\epsilon_{\text{beam}}}{M_i}}, \quad (2)$$

where M_i is the mass of the argon ion. Under the present operating conditions, the beam velocity of ions with $\epsilon_{\text{beam}} \sim 35$ eV can be estimated as $v_{\text{beam}} \sim 13$ km/sec. The electron temperature obtained from the rf uncompensated Langmuir probe is $T_e \sim 8$ eV. The ion sound speed is $C_s \sim 4.4$ km/sec for the electron temperature $T_e \sim 8$ eV. Therefore, the Mach number M of the ion beam is estimated as $M \sim 3$ and is found to be supersonic.

Figure 5(a) shows the normalized IEDFs as a function of the gas pressure P_{Ar} , observed at $z = 3$ cm, where the IEDFs are obtained at discrete gas pressure and normalized by the maximum for each gas pressure. As shown in Fig. 5(a), the energetic or beam ions are detected below the pressure of about 2 mTorr. The local plasma potential ϕ_p , the beam potential ϕ_{beam} , and the ion beam energy ϵ_{beam} are obtained from the IEDFs shown in Fig. 5(a), and plotted in Fig. 5(b) as closed squares, open squares, and open circles, respectively. It is found that the ion beam energy ϵ_{beam} is strongly depending on the operating gas pressure and decreases with an increase in the gas pressure P_{Ar} . In addition, the ion beam disappears at around 2 mTorr. Around the pressure of 2 mTorr, the mean free path of the electron – neutral collisions are very close to the machine length, although the detailed physics are unclear under the present stage. The observed behavior of the ion beam in this experiment resembles the theoretically predicted and experimentally observed ones in the magnetically expanding plasmas using electromagnets^[11-13]. But, this experiment shows the first result on the generation of the supersonic ion beam in the magnetically expanding “solenoid-free” plasma using only permanent magnets, which would yield the high efficiency of the total system of the ion engine by eliminating the electromagnets and its power supply.

4. Conclusion

The characteristics of the ion beam generated by the double layer (DL) in the magnetically expanding plasma using permanent magnets are experimentally investigated by the retarding field energy analyzer (RFEA) located at the downstream side of the DL. The ion energy distribution functions (IEDFs) are measured by the retarding field energy analyzer, where the first derivative of the I-V curve is precisely obtained by the pulsed probe technique using analog differentiator. The observed IEDFs evidences the generation of the ion beam due to the spontaneous formation of the DL near the source exit. The beam energy can be increased up to about 40 eV with a decrease in the operating argon gas pressure. The typical Mach number M of the ion beam is estimated from the RFEA measurements and the Langmuir probe measurements as $M \sim 3$ and the beam is found to be supersonic.

Acknowledgements

The authors are indebted to Y. Shida for his technical assistance. This work was partially supported by Grant-in-Aid for Young Scientists (Grant No. 20740317) from the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology, Japan. This work is also partially supported by TEPCO Research Foundation, Yazaki Memorial Foundation for Science and Technology, and the Foundation for the Promotion of Ion Engineering.

References

- [1] G. Hairapetian and R. L. Stenzel, "Expansion of a two-electron-population plasma into vacuum", *Physical Review Letters*, vol. 61, p. 1607, 1988.
- [2] 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*, vol. 10, p. 2593, 2003.
- [3] C. Charles and R. W. Boswell, "Current-free double-layer formation in a high-density helicon discharge", *Applied Physics Letters*, vol. 82, p. 1356, 2003.
- [4] C. Charles and R. W. Boswell, "Laboratory evidence of a supersonic ion beam generated by a current-free helicon double-layer", *Physics of Plasmas*, vol. 11, p. 1706, 2004.
- [5] C. Charles and R. W. Boswell, "The magnetic-field-induced transition from an expanding plasma to a double layer containing expanding plasma", *Applied Physics Letters*, vol. 91, p. 201505, 2007.
- [6] 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*, vol. 24, p. 134, 2008.
- [7] K. Takahashi, K. Oguni, H. Yamada, and T. Fujiwara, "Ion acceleration in a solenoid-free plasma expanded by permanent magnets", *Physics of Plasmas*, vol. 15, p. 084501, 2008.
- [8] K. Takahashi and T. Fujiwara, "Observation of weakly and strongly diverging ion beams in a magnetically expanding plasma", *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 061502, 2009.
- [9] K. P. Shamrai, Y. V. Virko, V. F. Virko, and A. I. Yakimenko, "Compact helicon plasma source with permanent magnets for electric propulsion application", *Proceedings of the 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, California*, (AIAA, New York, 2006) p. 4845, 2006.
- [10] 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*, vol. 14, p. 114503, 2007.
- [11] M. A. Lieberman and C. Charles, "Theory for formation of a low-pressure, current-free double layer", *Physical Review Letters*, vol. 97, p. 045003, 2006.
- [12] 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*, vol. 39, p. 3294, 2006.
- [13] O. Sutherland, C. Charles, N. Plihon, and R. W. Boswell, "Experimental evidence of a double layer in a large volume helicon reactor", *Physical Review Letters*, vol. 95, p. 205002, 2005.

二次元微粒子プラズマの様々な挙動

— 新しい実験装置 YCOPEX の持つ大きな可能性 —

齋藤 和史*¹, 中村 良治*², 石原 修*²

High Potential of YCOPEX Device for 2-Dimensional Complex Plasma Experiments

Yoshifumi SAITOU*¹, Yoshiharu NAKAMURA*² and Osamu ISHIHARA*²

Abstract

A brand-new experimental device, which is named YCOPEX (Yokohama Complex Plasma Experiments) suitable for two-dimensional wide area complex plasma experiments, designed by Nakamura and Ishihara. (Rev. Sci. Instrum., **79**, (2008) 033504), is introduced. To show its high potential for complex plasma experiments with/without dusty-plasma flows, several qualitative experiments are presented such as void formation around a biased obstacle, three states of dusty plasmas around the obstacle, and a possibility to excite a dusty-plasma turbulence.

Keywords: Complex plasma, Dusty-plasma flow, YCOPEX device, Complex plasma experiment

1. はじめに

微粒子プラズマ等の複雑系プラズマに関する研究は、国際宇宙ステーション (ISS) における微粒子プラズマ中の void 形成と、その周りにおける渦構造や乱流の観測はもちろん^[1,2]、惑星形成などの構造形成過程における星間微粒子の重要性や土星の環の形成などスペース・プラズマにおける各種の現象理解のため^[3-7]、あるいは、プロセス・プラズマにおける堆積基板近傍に存在する不純物除去法開発のため等の目的などのため^[8]に意欲的に行われるようになって久しい^[9-19]。微粒子プラズマの実験は、多量の微粒子を効率的、かつ、長時間にわたってプラズマ中に浮遊させることが容易ではないため、比較的小規模で行われることが多い。そのような中、2008年に中村らによって提案された YCOPEX (Yokohama Complex Plasma Experiments) と名付けられた装置^[20]は、比較的に大規模な2次元微粒子プラズマを容易に生成できる。

そこで本稿では、YCOPEX 装置によって可能だと考えられる各種実験の内、ごく一部ではあるが、定性的な結果が得られている実験を紹介することによって、YCOPEX 装置が2次元の微粒子実験装置として高いポテンシャルを持っていることを示すことを目的とする。具体的には、以下の実験を示す:

- | | | |
|---|-----|-------------------|
| (i) 微粒子プラズマ中に置かれた導体障害物周りに形成される void と微粒子の状態 | ... | 3.1.1 節 ~ 3.1.2 節 |
| (ii) 導体障害物の電位を変えたときの微粒子の挙動 | ... | 3.1.3 節 |
| (iii) 微粒子に流れを与えた際の導体障害物周りでの微粒子の様子 | ... | 3.2 節 |

* 1 Utsunomiya University

* 2 Yokohama National University

2. YCOPEX 装置とは

YCOPEX 装置の概念図を Fig. 1 に示す。本体は内径 15 cm、長さ約 1 m のガラス管であり、内部に幅 15 cm、長さ 80 cm の平らなアルミ板が基板として挿入してある。装置内部を真空ポンプで 10^{-4} Torr 程度まで排気した後、ガスを所要の圧力になるまで充填する。装置上部にはループ・アンテナやダイポール・アンテナなどのアンテナが取り付けられており、数 W ~ 10 数 W 程度の 13.56 MHz の高周波を用いてプラズマを生成する。ここではアルゴン・ガスを 0.01 Torr 以下程度で用いた。

基板は接地されているため、プラズマとの間にシースが形成される。アルミ板の一端には直径数 mm の小さな穴があけてあり、その下部に微粒子源（圧電ブザー）が置かれている。微粒子源を電気的に振動させることによって直径 $5 \mu\text{m}$ の微粒子を少量ずつプラズマ中に供給できる。供給された微粒子はプラズマによって負に帯電し ($10^4 |e|$ 程度と見積もられる^[9]； e は素電荷)、プラズマシースの遷移領域に、ほぼ 1 層の層状に浮遊する。理想的には、最大 $15 \text{ cm} \times 80 \text{ cm}$ の 2 次元微粒子プラズマの形成が可能となる。プラズマがほとんど均一に生成されるため、微粒子はほとんどの領域、特に実験領域では 1 層の薄い膜状に分布している。

ファン・ビーム状に広げられた、厚さ 1 mm 程度のシート状の緑色レーザー光源が装置外に設置されている。赤色レーザーに比べて緑色レーザーは輝度が高いため、個々の微粒子の測定をより容易にできる。このレーザー光によって内部を照射し、浮遊した微粒子によって散乱された光を装置外に設置されているカメラにより静止画や動画として記録する。

装置本体は、ジャッキによって軸方向に傾斜を与えることが可能であり、これによって微粒子に流れを生じさせることが可能である。また、極わずかではあるが、径方向にも傾斜角を与えることができる構造となっている。

基板の途中には、直径 0.2 mm 程度、長さ 2 cm 程度の線状の導体障害物が置かれている。障害物には任意の電位を与えることができる。ここでは線状であるが、実験によっては導体板や導体メッシュを障害物などとして用いることが可能である。

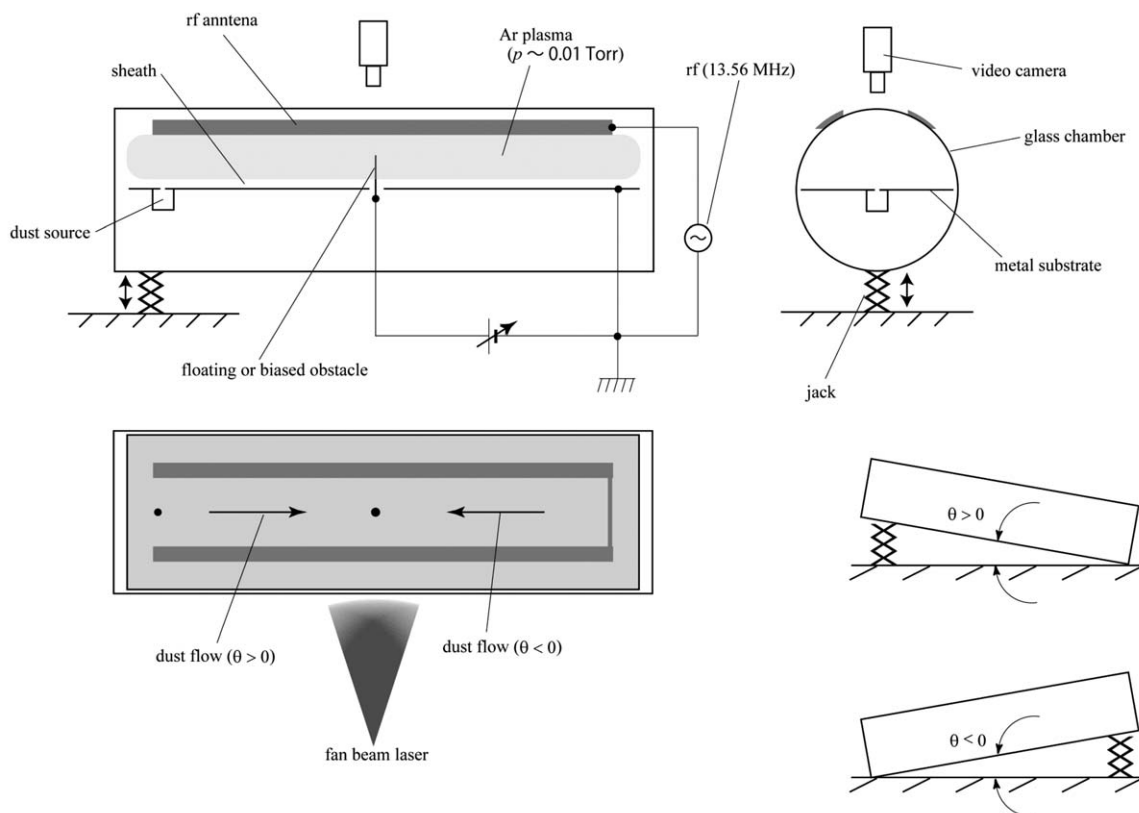


Fig. 1 YCOPEX 装置の概念図

3. YCOPEX を用いた幾つかの実験例

3.1. 微粒子プラズマに流れのない場合

3.1.1. バイアスされた障害物周りでの微粒子プラズマ

まず、基板を水平に保って微粒子プラズマに流れがない場合の実験を行った。プラズマによって負に帯電した微粒子の静電ポテンシャルは、実験においては、遮蔽距離を λ として Yukawa 型ポテンシャルであるとして扱われることが多い^[21]。微粒子を平面的に密に浮遊させると、各粒子は互いに 2λ 程度の距離だけ離れて結晶構造を作ることが知られている。

今、基板から突き出した線状の導体障害物の周りにもプラズマシース遷移領域が形成されるので、負に帯電した微粒子は障害物周りのシースに滲入することができず、ある程度離れたところに留まる。Figure 2 にその様子を示す。直径 0.2 mm の障害物の位置を図中に×印で示した。障害物から半径 5 ~ 10 mm ほどの楕円状に広がった、微粒子のない void が形成されている。この void の大きさは障害物のバイアス電位 V_0 (および、微粒子の帯電量) によってその大きさが変わる。すなわち、微粒子は負に帯電しているため、 V_0 が大きくなるにつれて微粒子が障害物に引き寄せられて void の径は小さくなる。電位 V_0 を適切に調整することで様々な実験の目的に適した大きさの void を形成することができる。なお、障害物の周りに白く見えるものは、基板の凹凸や基板に障害物を固定する際に用いた物質が基板に極薄く堆積したものが除去しきれずに残存したものであり、レーザー光によって側面から照射されているため、際立って見えているものである。ここでは端緒的な実験を紹介することが目的であるために、残存物が完全に除去されていないままの状態の写真を用いている。現在、定量的な実験に用いている基板では、ほぼ完全に除去されている。

3.1.2. 障害物周りの void における微粒子プラズマの「三態」

前節のように形成された void と微粒子の境界を詳しく見たのが Fig. 3 である。void 近傍では微粒子同士の相互作用によって空間的な束縛され方が強く、「固体」ともいえるべき状態となっていると考えられる。void から遠く離れた領域では微粒子はバラバラに動いており、「気体」といえるであろう。両者の中ほどに「液体」と呼べるであろうと考えられる、微粒子が動いたり動かなかったりという領域が存在している。ただし、これらの境界は現状では不明瞭な場合が多く、「三態」間の定量的な区分には、何らかの統計的な手法を用いた解析が必要であると思われる。

通常物質の三態に準えて、ここではこれを微粒子プラズマの三態と呼ぶ。微粒子プラズマの三態間の相転移現象も微粒子プラズマ研究の重要なテーマの一つであるため^[18]、本装置を用いることによって実験的に大きな寄与をすることが可能であると予想される。

3.1.3. 障害物の周りに同心円状に広がる波動

障害物のバイアス電位 V_0 を + 数 10 V から瞬時に開放して浮遊電位とするようなステップ的な電位変動を与えると、障害物から外側へ向けて同心円状に波動のように見えるものが伝播する。Figure 4 に 1/15 秒毎のスナップ・ショットを示す。void の境界が外側へと広がっているのは明らかである。同時に、観測手法の未熟ゆえにこの写真では明瞭ではないが、境界の外側に微粒子密度の濃淡が同心円状に存在し、拡張する境界に押されるように密度の濃淡が外側へ伝播していることがわかる。この波動は非常に減衰が強いようであり、void 半径の 2 ~ 3 倍程度の距離を伝播すると観測が困難となる。周期

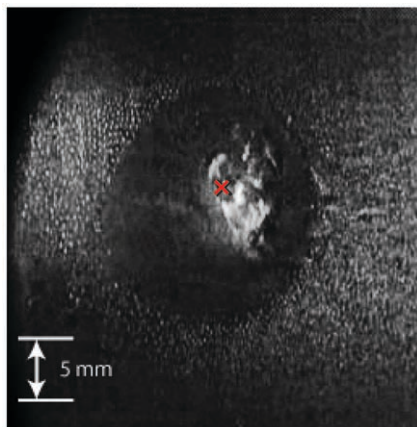


Fig. 2 障害物の周りにおける微粒子の void. 形成された void の大きさを示すため、図中にスケールを入れた。

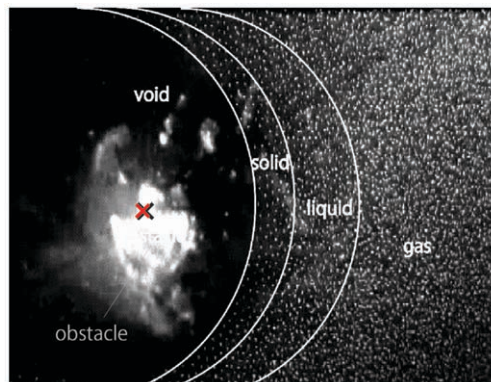


Fig. 3 void の周りにおける微粒子の「三態」

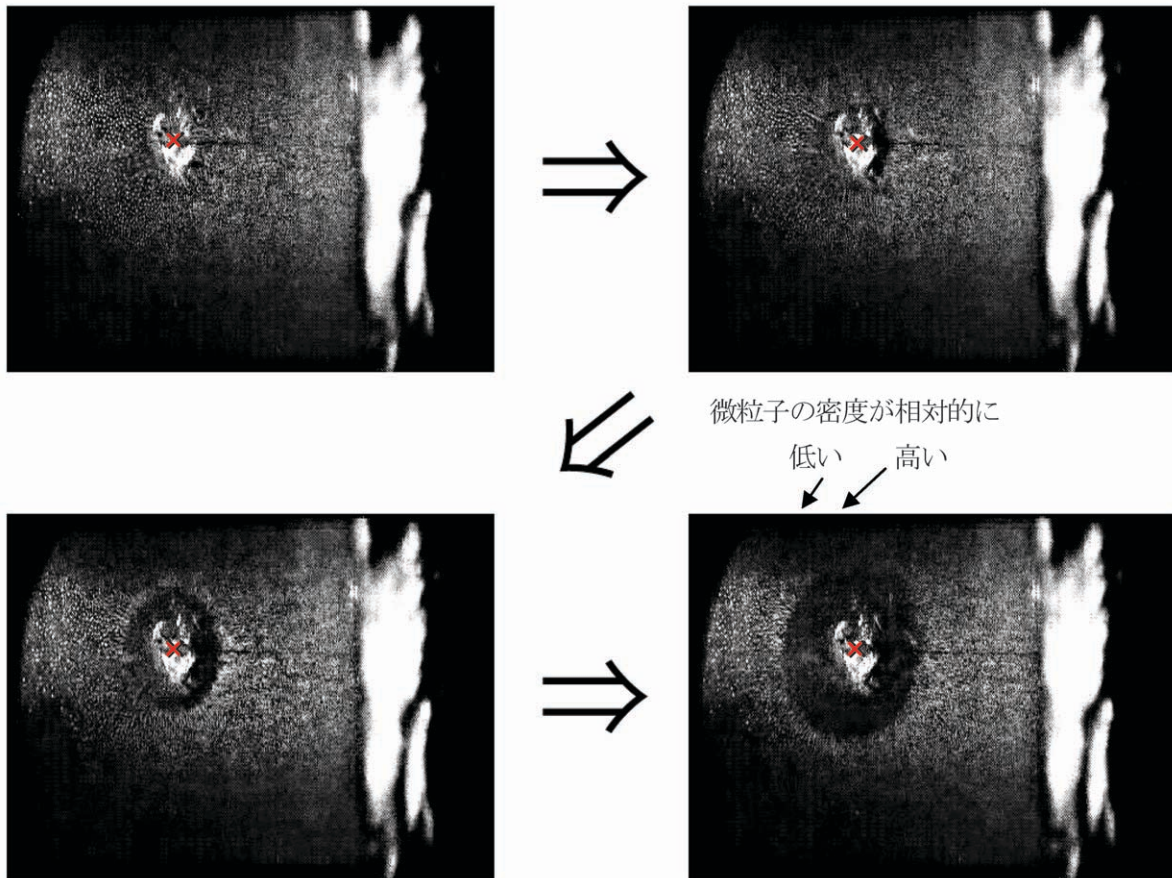


Fig. 4 同心円状に拡がって伝播する波. 1/15秒毎のスナップ・ショット. 最後のショット(右下)には, voidの外側において, 同心円状に微粒子密度が相対的に高くなっている部分と低くなっている部分を示す矢印を付した. この粗密が外側に伝播していく. なお, 右端近傍の明るい部分はガラス・チェンバーによって散乱されたレーザー光である.

や波長, 減衰率等についての定量的な計測, 波動のモードの同定等々は今後, 逐次行っていく. Figure 4で一波长程度しか確認できないのは, 電位変動が単一のステップ状であり, かつ, 波の減衰が強いためである. 励起された波動については, 興味ある様々な実験が予定されている.

一般には平面波の方が理論との比較が容易であるので, 障害物の形状を平面としてこの方法を用いれば, 励起された波動の分散関係や減衰率の実験結果と理論予想との比較検討が容易になると考えられる. そうすることによって, より定量的な実験研究が可能となるであろう. さらには, 微粒子プラズマのソリトンや衝撃波, 微粒子音波をはじめとした各種の波動実験が可能であると考えられる.

3.2. 微粒子プラズマに流れのある場合

すでに書いたように, 装置の一端にはジャッキが取り付けられている. ジャッキの高さを変えて装置の軸方向に対してガラス管全体を傾けることができる. 基板が傾くため, 微粒子は重力によって斜面を滑り, 結果として微粒子に流れを与えることが可能となる. 傾斜角を変えることで流れの速さを変えることができる. 微粒子に流れを与えた場合の障害物の周りでの様子を Fig. 5に示す. 図中, voidの境界をより明瞭にするために, 白線でvoidの輪郭を明示している. この図では, 微粒子プラズマは左から右に流れている. 同心円状だったvoidが流れによっ

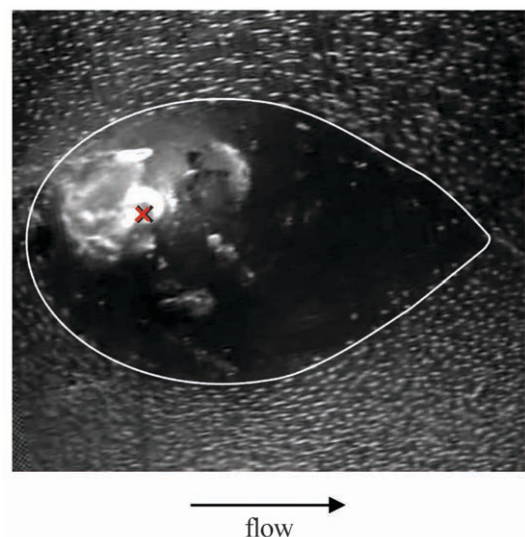


Fig. 5 微粒子の流れによって変形した, 障害物の周りのvoid.

て下流側に尖った流線形状に変形していることが判る。カメラの露光時間を適切に与えれば流れている微粒子が線状に写るため、微粒子の流跡線、延いては微粒子の流速が測定可能であることも判る。

さらに、ここでは示していないが、障害物の下流で微粒子が合流する近傍において渦的なものが生成されることが観測される場合がある。これは、微粒子プラズマ乱流が生成される可能性、および、生成された乱流を視覚的に捉えることができる可能性を示唆しており、今後の定量的な研究が俟たれるところである^[12,13,22]。

4. ま と め

本稿では、2次元大面積微粒子プラズマ実験用に開発された YCOPEX 装置の概要を示し、その微粒子実験装置としての高いポテンシャルを、いくつかの定性的な実験例を示すことで明らかにした。この装置を用いることによって、微粒子の自己組織化に関する実験をはじめ微粒子プラズマの三態実験、微粒子音波の実験はもちろんのこと、微粒子プラズマ乱流実験など、微粒子プラズマに関する大規模で広範囲な実験が可能であると考えられる。とりわけ、実験装置が地上にあるため、ISS における実験などに比べて細かい実験条件の設定が容易であり、大面積の2次元微粒子プラズマに関する定量的な研究が行いやすいと考えられる。微粒子プラズマを用いることによって流れの状態を可視化できるメリットは計り知れないほど大きく、スペース・プラズマは言うまでもなく、基礎プラズマ物理学全体に大いに寄与できるのではないかと期待される。

今後は、今回紹介したそれぞれの実験や紹介できなかった実験について、順次、定量的に研究を行っていく予定である。また、写真の解像度を向上させることなど、測定方法には非常に大きな改善の余地があり、本研究をより良いものにするために必要である。

参 考 文 献

- [1] G. E. Morfill, H. M. Thomas, U. Konopka, H. Rothermel, M. Zuzic, A. Ivlev, and J. Goree: *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1598 (1999).
- [2] 足立聡, 高柳昌弘, 依田真一: *プラズマ核融合学会誌* **83**, 130 (2007).
- [3] 向井正: *プラズマ核融合学会誌* **82**, 77 (2006).
- [4] 釜谷秀幸: *プラズマ核融合学会誌* **82**, 81 (2006).
- [5] 堀内千尋: *プラズマ核融合学会誌* **82**, 87 (2006).
- [6] 横田俊昭: *プラズマ核融合学会誌* **82**, 92 (2006).
- [7] 足立聡, 高柳昌弘, 依田真一: *プラズマ核融合学会誌* **83**, 130 (2006).
- [8] 白谷正治, 渡辺征夫: *プラズマ核融合学会誌* **73**, 1240 (1997).
- [9] O. Ishihara: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, R 121 (2007).
- [10] V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, and H. Thomas: *Plasma Phys. Rep.* **28**, 675 (2001).
- [11] G. E. Morfill, V. N. Tsytovich, and H. Thomas: *Plasma Phys. Rep.* **29**, 3 (2002).
- [12] H. Thomas, G. E. Morfill, and V. N. Tsytovich: *Plasma Phys. Rep.* **29**, 963 (2003).
- [13] V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, and H. Thomas: *Plasma Phys. Rep.* **30**, 877 (2004).
- [14] C. Zafiu, A. Melzer, and A. Piel: *Phys. Plasmas* **10**, 1278 (2003).
- [15] Y. Hayashi and K. Tachibana: *Jpn. J. App. Phys.* **33**, L 804 (1994).
- [16] A. Piel and A. Melzer: *Adv. Space Res.* **29**, 1255 (2002).
- [17] S. Ali and P. K. Shukla: *Phys. Plasmas* **13**, 022313 (2006).
- [18] 東辻浩夫: *プラズマ核融合学会誌* **82**, 693 (2006).
- [19] ミハイ・ホラニイ, コリン・ミッチェル: *プラズマ核融合学会誌* **82**, 98 (2006).
- [20] Y. Nakamura and O. Ishihara: *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 033504 (2008).
- [21] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, S. K. Zhdanov, and H. M. Thomas: *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**, 555 (2004).
- [22] 齋藤和史, 中村良治, 小島力, 石原修: *日本物理学会第64回年次大会講演*, 28 pSP 5 (2009).