

KDK Research Report 2024

2024 年度 京都大学
電波科学計算機実験
共同利用研究成果報告書

京都大学 生存圏研究所

はじめに

「2024年度（令和6年）京都大学電波科学計算機実験装置（KDK）研究成果報告書」をお届けいたします。

京都大学生存圏研究所は共同利用・共同研究拠点として文部科学省に認定されており、電波科学計算機実験は共同利用設備の一つとして位置づけられています。初代「京都大学電波科学計算機実験装置（KDK）」は、1993年度（平成5年度）に、宇宙プラズマおよび超高層大気中の電波科学に関する計算機実験のための専用計算機システムとして導入され、運用を開始しました。1998年度（平成10年度）には、計算機実験の更なる発展に寄与するため、「先端電波科学計算機実験装置（A-KDK）」を導入し、2003年度（平成15年度）のレンタル更新では、512 GBの共有型主記憶をもつスーパーコンピュータからなる新しいA-KDKを導入しました。2008年度（平成20年度）には、2.5ノード分（1ノードあたり1TB）の共有メモリ型マシンを京都大学学術情報メディアセンターと共同調達し、吉田キャンパスに設置しました。2012年度（平成24年度）には、超並列計算用のシステムA、小中規模の並列計算用のシステムB、共有メモリ型並列計算用のシステムCからなる装置に更新し、ユーザーのニーズに合わせ最適な計算機資源を提供できるようになりました。2016年度（平成28年度）の更新では、システムAの理論演算性能が約900 TFLOPSに達しました。世界的な半導体不足のため調達が遅れましたが、2023年（令和5年）5月に新システムB、Cが、同年10月に新システムAが稼働しました。

2024年度（令和6年）は、一般公募により応募された研究課題から専門委員会による審査・選考を経て37件を採択し、ご利用いただきました。本報告書は、その研究成果をまとめたものです。

本装置の共同利用活動を通じ、電波科学を軸とした生存圏科学の振興に努めてまいり所存です。今後とも、皆様のご理解とご支援を賜りますよう、宜しくお願い申し上げます。

2025年6月

京都大学電波科学計算機実験
共同利用・共同研究専門委員会

目 次

1. 高解像度 MHD シミュレーションによる磁気圏散逸分布の研究 1
田中 高史 九州大学
2. ホールスラスタにおける異常輸送の解明 3
山本 直嗣 九州大学総合理工学研究院
張 科寅 国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構
肥田 愛蘭 九州大学総合理工学府
3. CFD/DSMC ハイブリッド流体解析と FD2TD 電波解析による
ロケット噴煙中プラズマによる電波障害予測 7
杵淵 紀世志 名古屋大学航空宇宙工学専攻
CHARTON, Virgile 名古屋大学航空宇宙工学専攻
森本 貴大 名古屋大学航空宇宙工学専攻
山岡 叡一郎 名古屋大学航空宇宙工学専攻
4. イオンスラストダイナミクスの向上：アルゴン推進イオンエンジンの 2 次元円
筒 PIC シミュレーション解析 12
HU ZEFENG 九州大学大学総合理工学府
山本 直嗣 九州大学総合理工学研究院
5. レーダーインバージョンによる大気擾乱精測技術の開発 . . . 17
橋口 浩之 京都大学生存圏研究所
西村 耕司 京都大学生存圏研究所
揣 爾陸 京都大学生存圏研究所
6. 地球型惑星大気流出機構に関する研究：系外惑星系の比較及び共回転電場の
影響 22
堺 正太郎 東北大学大学院理学研究科
関 華奈子 東京大学大学院理学系研究科
7. 太陽プロミネンス形成の 3D 磁気流体力学シミュレーション 25
HUANG CHUIE Department of astronomy, Graduate school of Science,
Kyoto University
横山 央明 京都大学理学研究科附属天文台
8. 磁気ノズルスラスタにおけるエネルギー輸送と中性粒子が
推進性能に与える影響の解析 28
鷹尾 祥典 横浜国立大学
江本 一磨 筑波大学

9.	多成分イオン磁気流体力学シミュレーションに基づく土星衛星タイタンと地球に普遍的な非熱的大気散逸過程の解明	32
	木村 智樹	東京理科大学理学部第一部物理学科
	堺 正太郎	東北大学理学研究科
	高田 亮馬	東京理科大学理学研究科
	草野 百合	東京理科大学理学研究科
10.	小型天体・宇宙プラズマ相互作用過程の大規模粒子シミュレーション	36
	三宅 洋平	神戸大学計算科学教育センター
	臼井 英之	神戸大学大学院システム情報学研究科
	寺田 大樹	東北大学大学院理学研究科
	原田 裕己	京都大学大学院理学研究科
	西野 真木	JAXA 宇宙科学研究所
	中園 仁	神戸大学大学院システム情報学研究科
	川村 峻介	神戸大学大学院システム情報学研究科
	酒谷 龍生	神戸大学大学院システム情報学研究科
	田中 唯逸	神戸大学大学院システム情報学研究科
	泉川 侑也	神戸大学大学院システム情報学研究科
	村井 佑多	神戸大学大学院システム情報学研究科
	酒田 大誠	神戸大学大学院システム情報学研究科
	中井 俊志	神戸大学大学院システム情報学研究科
	高橋 昇大	神戸大学大学院システム情報学研究科
	榊原 大和	神戸大学大学院システム情報学研究科
11.	粒子法を用いたプラズマ推進機の運動論的シミュレーション	41
	西山 和孝	宇宙航空研究開発機構
	月崎 竜童	宇宙航空研究開発機構
	山下 裕介	Stanford 大学
	濃野 歩	宇宙航空研究開発機構
	張 科寅	宇宙航空研究開発機構
	白川 遼	宇宙航空研究開発機構
12.	ピックアップイオンの加速機構の研究	48
	坪内 健	電気通信大学
13.	A Linear MHD Theory of Tearing Instability driven by Hyper-resistivity	51
	Tohru Shimizu	RCSCE, Ehime University, Matsuyama, Japan
14.	太陽風磁気流体乱流の数値シミュレーション	64
	成行 泰裕	富山大学・学術研究部教育学系
15.	恒星の活動度が金星型大気の酸素コロナに与える影響	65

	西岡 知輝	東京大学理学系研究科	
	関 華奈子	東京大学理学系研究科	
16.	非対称磁気リコネクションの磁気流体的研究	67
	近藤 光志	愛媛大学宇宙進化研究センター	
17.	宇宙飛行体・構造物において電位測定を行うセンサープローブの特性に関する計算機シミュレーション	69
	深澤 伊吹	京都大学大学院工学研究科	
	三宅 洋平	神戸大学大学院システム情報学研究科	
	白井 英之	神戸大学大学院システム情報学研究科	
	栗田 怜	京都大学生存圏研究所	
	小嶋 浩嗣	京都大学生存圏研究所	
18.	磁気圏電離圏結合されたモデルに基づいた領域間結合が内部磁気圏ダイナミクスに与える影響の研究	73
	山川 智嗣	名古屋大学宇宙地球環境研究所	
	三好 由純	名古屋大学宇宙地球環境研究所	
	関 華奈子	東京大学理学系研究科	
19.	レーザー核融合ロケットにおけるプラズマ離脱過程の検証	77
	山本 直嗣	九州大学総合理工学研究院	
	桂 直幹	九州大学総合理工学府	
20.	イオンビーム環境に関する計算機実験	80
	白井 英之	神戸大学 大学院システム情報学研究科	
	三宅 洋平	神戸大学 計算科学教育センター	
	村山 未祐	神戸大学 大学院システム情報学研究科	
	稲永 康隆	神戸大学 大学院システム情報学研究科	
21.	高精細プラズマバブルモデルと全球大気圏電離圏モデルの融合	82
	横山 竜宏	京都大学生存圏研究所	
	陣 英克	情報通信研究機構	
	品川 裕之	情報通信研究機構	
	劉 鵬	京都大学生存圏研究所	
	水澤 匠	京都大学生存圏研究所	
22.	無衝突プラズマ中の運動論的不安定性に伴う粒子の加熱・加速の研究	86
	天野 孝伸	東京大学大学院理学系研究科	
	寺境 太樹	東京大学大学院理学系研究科	
	福田 悠斗	東京大学大学院理学系研究科	
	Wang Ruolin	東京大学大学院理学系研究科	
23.	グローバル内部磁気圏モデルに基づく固有磁場強度が磁気嵐に与える影響の研究	89

	関 華奈子	東京大学大学院理学系研究科	
	長田 知大	東京大学大学院理学系研究科	
24.	局所現象とグローバル変動をつなぐ太陽コロナ加熱の長時間発展計算		92
	国吉 秀鷹	東京大学地球惑星科学専攻	
	今田 晋亮	東京大学地球惑星科学専攻	
	横山 央明	京都大学天文台	
25.	電子ハイブリッドコードによるホイッスラーモード・コーラス放射励起過程での 波動粒子相互作用の計算機実験		95
	加藤 雄人	東北大学大学院理学研究科	
	大村 善治	京都大学生存圏研究所	
	北原 理弘	東北大学大学院理学研究科	
	齋藤 幸碩	東北大学大学院理学研究科	
	磯野 航	東北大学大学院理学研究科	
26.	月面周辺における物体の帯電現象とその計測手法に関する計算機シミュレーション		99
	栗田 怜	京都大学生存圏研究所	
	小嶋 浩嗣	京都大学生存圏研究所	
	臼井 英之	神戸大学大学院システム情報学研究科	
	三宅 洋平	神戸大学大学院システム情報学研究科	
	深澤 伊吹	京都大学 生存圏研究所	
	谷口 泰斗	京都大学 生存圏研究所	
27.	多流体シミュレーションによる火星の惑星イオン散逸過程の研究		104
	坂田 遼弥	東北大学理学研究科	
	寺田 直樹	東北大学理学研究科	
	関 華奈子	東京大学理学系研究科	
28.	イオンサイクロトロン波及び斜め伝搬ホイッスラーモード波動粒子相互作用のテ スト粒子シミュレーションと PIC シミュレーション		107
	謝 怡凱	京都大学生存圏研究所	
	大村 善治	京都大学生存圏研究所	
29.	宇宙プラズマ中の高エネルギー荷電粒子の消失過程		111
	田所 裕康	東北学院大学情報学部データサイエンス学科	
	加藤 雄人	東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻	
30.	高空間解像度磁気流体シミュレーションによる昼間側沿磁力線電流系の解明		114
	渡辺 正和	九州大学大学院 理学研究院 地球惑星科学部門	
	蔡 東生	筑波大学 システム情報系	
	藤田 茂	統計数理研究所 学際統計数理研究系	
	田中 高史	九州大学 国際宇宙惑星環境研究センター	

	畠山 将英	九州大学大学院 理学府 地球惑星科学専攻	
	上西園 健太	九州大学大学院 理学府 地球惑星科学専攻	
31.	5次元ドリフト運動論的グローバル磁気圏環電流モデルの長期間シミュレーション		118
	山本 和弘	名古屋大学宇宙地球環境研究所	
	関 華奈子	東京大学理学系研究科	
	山川 智嗣	名古屋大学宇宙地球環境研究所	
32.	電気推進機放出プラズマ環境中の宇宙機周辺電位構造解析		122
	村中 崇信	中京大学工学部・大学院工学研究科	
	水谷 悠貴	中京大学大学院工学研究科	
33.	水星磁気圏の3次元大域的完全電磁粒子シミュレーション		126
	蔡 東生	筑波大学システム情報工学研究科CS専攻	
34.	衛星による船舶自動識別システム(AIS)観測のための信号分離技術の開発		131
	西村 耕司	京都大学生存圏研究所	
35.	磁気嵐・サブストーム時の電磁エネルギー生成・伝送メカニズムの研究		133
	菊池 崇	名古屋大学宇宙地球環境研究所	
	海老原 祐輔	京都大学生存圏研究所	
	田中 高史	九州大学宇宙空環境研究センター	
	藤田 茂	情報システム研究機構・統計数理研究所	
	橋本 久美子	電気通信大学	
36.	磁気嵐・サブストームに伴う磁気圏高エネルギー荷電粒子変動の研究		138
	海老原 祐輔	京都大学生存圏研究所	
	田中 高史	九州大学国際宇宙惑星環境研究センター	
	金田 ことの	京都大学生存圏研究所	
	太田 悠輝	京都大学生存圏研究所	

高解像度 MHD シミュレーションによる磁気圏散逸分布の研究

Estimation of magnetospheric dissipation through the high-resolution MHD simulation

研究代表者：研究代表者名 田中高史（九州大学）

研究目的 (Research Objective):

本課題では REPPU コードレベル7とレベル8の開発・比較によって、磁気圏ダイナミクスが、散逸分布と電離圏結合にどのように依存するかを明確にしたい。またこれらの散逸分布が、サブストームの再現にどのような影響を与えるかを調べたい。

MHD シミュレーションでは散逸は磁気拡散の形で導入され、一種のパラメタリゼーションが行われる。従って散逸そのものは物理的不確定を含むが、一方でグローバル構造と M-I 結合に整合した構造を議論できるのがメリットである。パラメタリゼーションの評価は、観測の再現性から行う。研究目的は、最適なパラメタリゼーションを求め、それに依存したグローバルな磁気圏構造を探ることとも表現することが出来る。

本コードは地球磁気圏だけでなく、他の磁化惑星（木星、土星など）にも適用可能である。

計算手法 (Computational Aspects):

REPPU コードはハイブリッド並列コードで、太陽風-磁気圏領域はMHD、電離圏は電流保存則で計算される。格子構造として、12面体分割三角格子を採用し、コントロールボリュームは六角柱になる。この格子上で、MHDは有限体積TVDスキーム、電離圏は共役残差法で解かれる。レベルの定義は、12面体の各面を三角に分け、60三角をレベル1とし、以下各三角を4分割してレベルを上げていく。現在はレベル7は完成、レベル8は開発段階にある。

研究成果 (Accomplishments) :

(1) REPPU コードレベル7によって北向き IMF 下の対流を再現すると、これまでの磁気圏物理学に対する我々の思考が、まだ不十分であることが分かる。これはレベル7によって数値拡散の少ないシミュレーションが可能となってきたことで分かって来た。特に電離圏夜間セルの形成機構、プラズマシートの形成機構など、理解がされていないのではないかと。これについて（北向き IMF）は論文を発表した。

この北向き IMF に対応する磁気圏は、サブストームの初期状態としても重要である。従来は北向き IMF の時の構造はさほど考慮せず、反平行磁場、プラズマ分布を与えて、サブストームが再現されてきた。北向き IMF 下の磁気圏は我々の予想を超えて複雑であり、それを出発点としなければ、サブストームの理解もまた十分になら

ないと結論される。これに対しては、レベル7での研究を進め、論文をまとめたが、レベル8ではさらに複雑な構造が発生し、正確な散逸は必ずしも確定できない段階であるのが現状である。

更にレベル8も稼働する状態になった。しかし、レベル7と同じモデル拡散を与えても、レベル8は同一の解を与えない。これはレベル7ではレベル8に比べ、数値拡散がまだ効いていることを示しているのではないかと推定される。これから、レベル8では数値拡散の効果が推定されるようになるのではないかと予想される。

(2) 木星磁気圏ダイナミクスで一番よく知られている機構は、木星プラズマが遠心力で外に輸送され、それに伴って回転遅れ—FAC—メインオーロラが連鎖する機構であろう。これらは $20R_j$ より外側で働く。一方、Io軌道は $6R_j$ であるので、 $6R_j$ から $20R_j$ までは別の輸送が必要である。これは交換不安定によって実現される。シミュレーションでこの過程を再現すると、交換不安定は $20R_j$ 以内で発生する渦運動になることが分かった。しかしここは低ベータ領域であり、磁場変形を伴うような渦は発生しないはずである。この一見する矛盾を解消するのは、磁気圏内の渦運動に対応して電離圏でも磁場の足元が移動（対流）するという機構である。すなわち交換不安定はM-I結合でもなくてはならないということである。シミュレーションによって、このような渦運動、FAC、電離圏対流が矛盾なく構成できることが確かめられたので、論文を発表した。

さらに渦運動のうち東向き運動に伴うコリオリ力は、等価的遠心力（重力）を増加させるので、この部分がより不安定になり、その結果Ioプラズマは外に出てFinger構造を形成することも分かった。

公表状況 (Publications) :

Tanaka, T., M. Watanabe, S. Fujita, Y. Ebihara, and R. Kataoka (2024). Multiple convection cells induced by in-front and off-front interactions between the obliquely northward IMF and the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, 129, e2023JA031994. <https://doi.org/10.1029/2023JA031994>.

Tanaka, T., M. Watanabe, S. Fujita, Y. Ebihara, and R. Kataoka (2024). Formation Mechanism of Fingers That Protrude Eastward From the Io Plasma Disk During the Interchange, *J. Geophys. Res.*, 129, e2024JA032559. <https://doi.org/10.1029/2024JA032559>.

ホールスラストにおける異常輸送の解明

Understanding of anomalous transport in Hall thrusters

研究代表者：山本 直嗣（九州大学総合理工学研究院）
yamamoto@aees.kyushu-u.ac.jp

研究分担者：張 科寅（国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構）
担当：数値解析コードの開発
choh.shinatora@jaxa.jp
肥田 愛蘭（九州大学総合理工学府）
katsura.naoki.186@s.kyushu-u.ac.jp
担当：数値解析コードの開発

研究目的 (Research Objective):

電気推進は、「はやぶさ」で実証されたように、従来の化学推進エンジンと比較して10倍燃費がよい。このため、従来と比べて1/10と劇的な燃料の低減が望める。その反面、宇宙空間で利用できる電力に限りがあるため、推力は小さいといった欠点がある。そのため、電力あたりの推力である推力電力比が重要な指標となっている。電気推進の中でも、ホール電流を利用したホールスラスト（図1）はエネルギー変換効率が50%以上と高く、作動原理上高密度イオンを排出できるためコンパクトで、推力電力比が60 mN/kW以上とイオンエンジンの2倍以上大きい。このためJAXAが開発しているオール電化衛星の主推進機として、研究開発が進められている。

電気推進で静止軌道に投入されるオール電化衛星は、衛星重量を半減できるものの、推力が小さいため、打ち上げから静止軌道投入まで半年かかる。一方で、衛星の早期運用や太陽電池の宇宙線による損傷を考慮すると、軌道投入までの期間は3ヶ月以内に収めるのが好ましく、そのためには推力電力比を90 mN/kWまで上げる必要がある [参考文献3]。

推力電力比向上に立ちほだかる障壁が、電子の異常輸送である。ホールスラストはイオンを排出し、その反作用で推力を得るエンジンであるため、電子は推力に寄与しない。そのため電子電流は消費電力を増大させるだけである。ホールスラストにおいて、磁場を印加して電子電流を抑制しているが、電子は中性粒子との衝突による拡散によって陽極に向かう。

この電子の輸送において、磁場がある閾値を超えると、古典拡散モードから異常輸送モードに遷移し、電子電流が増えて推力電力比は2/3になる（図1）。

100-300 kHzの揺動の物理機構解明のために、電子およびイオンを実際の質量比とした第一原理計算を実施してきた。計算で算出された推力や電流など実験結果と一致しており、コードとして妥当性が示してきた。しかしながら、第一原理計算のため計算コストが高く、現在は5 μ sまでしか計算できていない。一方で予備テストの結果より並列化による計算効率の低下の影響は小さい

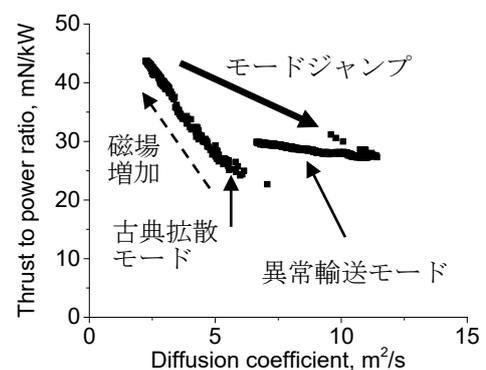


図1 拡散係数と推力電力比

ことがわかっている。そこで、並列化を行いつつ数百 kHz の乱流を観察し、この乱流揺動の物理を明らかにし、宇宙機-プラズマ相互作用を解析することが本研究課題の目的である。

計算手法 (Computational Aspects):

図 2 にしめす体系において、計算にはイオン及び電子を荷電粒子として扱う Full-particle-in-cell 法を用いた。イオンも電子も実質量として、余計な仮定を導入していないため計算コストは大きい。ポアソンソルバーは半陰解法を用いて解き、運動方程式は 4 次のルンゲクッタ法で計算している。衝突は一価、二価、三価の電離賞津、励起衝突、電荷交換衝突、クーロン衝突および弾性衝突を考慮している。

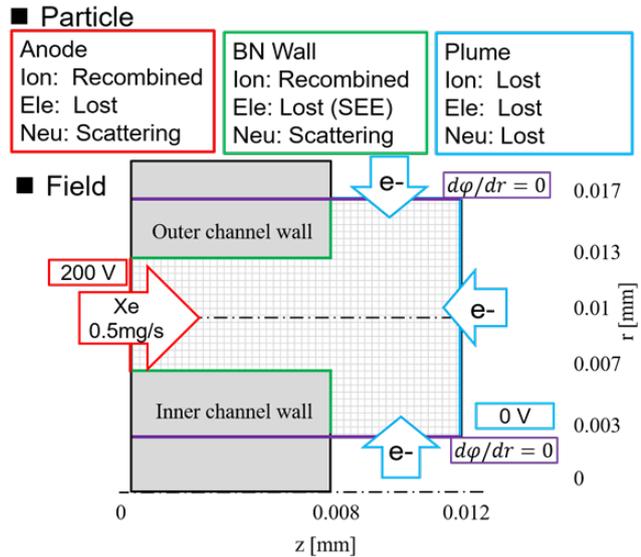


図2 計算体系

研究成果 (Accomplishments) :

図 3 に電子の軌跡 (黒線) と電子の流束を示している。正の流束は下流方向の流束を示しており、負の流束は上流方向の流束を示す。ポテンシャルの高い上流方向への流束がほとんどの領域で観察されているが、内側壁面付近および外側出口壁面付近に下流への流束が観察されており、更にスラスタ外部にも上流方向の流束と下流方向の流束が見られている。スラスタ外部の流束は電子の慣性項の影響もあることが示されているが、スラスタ内部の流束に関しては説明がつかない。そこで、スラスタ内部の軌跡を追った。図 3(a) と 3(b) は、初期位置が $z=4$ mm、 $r=8$ mm の 2 粒子を 6 ns 追跡した結果を、図 3(c) と 3(d) は、初期位置が $z=4$ mm、 $r=10$ mm の 2 粒子を 6 ns 追跡した結果を示す。

電子は外部印加磁場によってサイクロトロン運動をしており、壁面ではシースによって跳ね返されながら上流側 (図左側) に移動していることがわかる。しかしながら、壁面付近で見られる、100 個程度の電子の軌跡を追ったが、電場揺動による輸送は見られない。一方で軌跡と下流側に流れる流束の分布は良い一致を示しており、詳細な解析を続けていく必要がある。

またプラズマ乱流の解析を行った。これまでの解析で、スラスタの加速チャンネル中心において、軸方向の電場揺動が観察され、更にこの揺動は軸方向に伝搬していることが明らかになった。さらに、この揺動がイオン音波であり、このイオン音波の伝搬に伴って電子の軸方向の輸送が促進されることを明らかにした。このイオン音波の

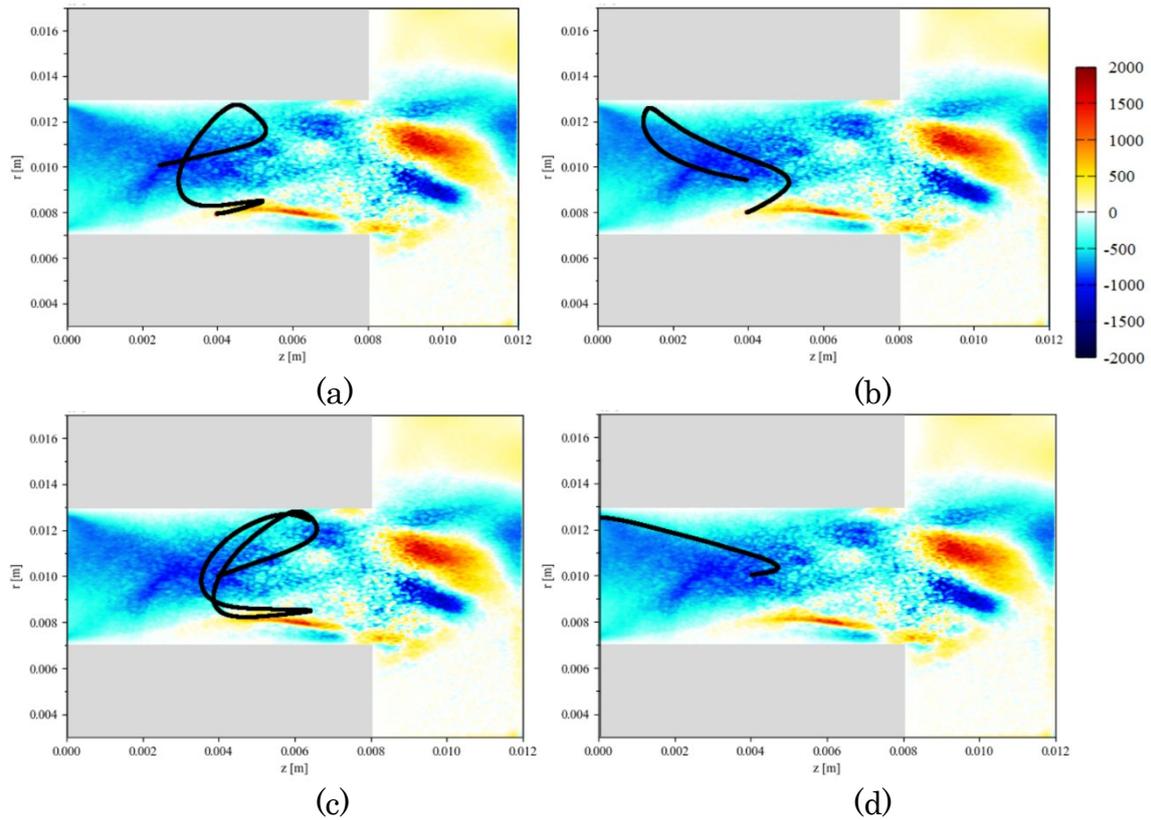


図 3. 電子の軌跡の例,初期値 $z=4$ mm and $r=8$ mm ((a) and (b)), $z=4$ mm and $r=10$ mm((c) and (d))

駆動源の数ある候補の中で「イオン二流体不安定性」に着目した解析を行った。先行研究において、ホールスラストにおいて、同じ電場で加速されても、一価イオンと二価イオンで速度差が生じるため、二流体不安定性が生じて電子輸送にも影響を及ぼすことが示唆されていた。

そこで、数値解析上で多価イオン(2 価・3 価)が生成されない条件にしてプラズマ乱流や電子輸送の様子を解析し、多価イオンが存在する状況下と比較したところ、チャンネル外部の電子輸送に関して多価イオンを考慮した場合との間に大きな違いは見られなかった。

さらに、1 価イオンの軸方向速度分布関数から 1 価のイオンについて速度の異なる 2 つの流れが存在することを確認した。この速度の違いはイオン生成位置・電荷交換衝突などの要素に起因すると考えられる。そこで 1 価イオンの低速イオン流と高速イオン流が作る二流体不安定性について解析を行ったところ、モデルと数値解析で見られた揺動とは良い一致を見せた。

公表状況 (Publications) :

投稿論文

Aika Koeda, Naoji Yamamoto, Yusuke Kosuga, Shinatora Cho, and Hiroki Watanabe, Numerical Simulation of Plasma Perturbations and Electron Transport in Hall Thrusters, Transactions of JSASS, Vol. 68, No. 2, March 2025

(学位論文)

1. 肥田愛蘭, 九州大学総合理工学府修士論文「数値解析を用いたホールスラストのプラズマ乱流と電子輸送に関する研究」

(口頭)

1. Aika Koeda, Naoji Yamamoto, Yusuke Kosuga, Shinatora Cho, and Hiroki Watanabe, Electron Transport in Hall Thruster using radial-axial 2D3V fully kinetic particle simulation Electron Transport in Hall Thruster using radial-axial 2D3V fully kinetic particle simulation, IEPC-2024-260, the 38th International Electric Propulsion Conference, Pierre Baudis Convention Center • Toulouse, France, June 23-28, 2024
2. 肥田愛蘭, 山本直嗣, 小菅佑輔, 張科寅, 渡邊裕樹, ルスラスト内部のイオン二流体不安定性の解析, 19Dp01, 第41回 プラズマ・核融合学会 年会, 11/17-20, 2024, 東京

(ポスター)

なし

CFD/DSMC ハイブリッド流体解析と FD2TD 電波解析による ロケット噴煙中プラズマによる電波障害予測

Prediction of Radio Frequency Interference by Plasma in Rocket Plume Using
CFD/DSMC Hybrid Flow Analysis and FD2TD Analysis

研究代表者：杵淵 紀世志（名古屋大学航空宇宙工学専攻）

kiyoshi.kinefuchi@mae.nagoya-u.ac.jp

研究分担者：CHARTON, Virgile（名古屋大学航空宇宙工学専攻）

charton.virgile.u7@a.mail.nagoya-u.ac.jp

担当：モデル構築, 計算結果検証

森本 貴大（名古屋大学航空宇宙工学専攻）

morimoto.takato.c8@s.mail.nagoya-u.ac.jp

担当：モデル構築, 計算結果検証

山岡 叡一郎（名古屋大学航空宇宙工学専攻）

yamaoka.eiichiro.h4@s.mail.nagoya-u.ac.jp

担当：モデル構築, 計算結果検証

研究目的 (Research Objective):

ロケットエンジンが噴射する高温のプルーム中にはプラズマが含まれていることが知られている。このプラズマは電波を反射するため、飛行中のロケットと地上間の通信に障害を引き起こし、噴煙損失と呼ばれ問題視されている。日本では M-V ロケットにおいてロックオフ（レーダからのロスト）が生じたほか、欧の Vega ロケットではテレメトリ（飛行中の各種データ）が受信できないなど、ロケットの運用において解決すべき重要な課題となっている。

代表者はこれまで Navier-Stokes 方程式に基づく CFD（数値流体解析）と FD2TD（電波伝搬解析）の連成により飛行中の電波減衰の定量予測に成功し、M-V ロケットの後継のイプシロンロケットの開発、運用にも貢献した。一方、現在の解析は飛行高度 100km 未満に留まっており、これ以上の高度では予測が困難であることがわかっている。ロケットは通常高度 200km 程度まで飛行するため、この課題の解決が求められている。原因はロケットエンジンのノズルからの膨張流れが高高度では一層希薄化し、CFD における連続流の仮定が破綻したためと考察している。

そこで本研究では、従来の CFD に加え、希薄領域に DSMC (Direct Simulation Monte-Carlo) を採用する。DSMC は一般に多大な計算コストを要すが、高密度の燃焼ガスが存在するロケット内部および近傍は CFD により計算コストを抑えた解析を実現し、下流部に DSMC を適用することでハイブリッド化し希薄膨張流れを解析する。すでに無反応流ではハイブリッド法の妥当性を実験結果との比較で確認しているが、DSMC 領域におけるプラズマを含む反応モデルの構築が必要である。本研究では電離を含む反応に関し、DSMC の流れ場から抽出した流線上での化学反応の再計算や、DSMC では解像が困難な本課題で重

要となる微量の荷電粒子に重み付けを加えるなどの手法により、計算負荷と解析精度を両立した独自の解析法の構築を行った。

計算手法 (Computational Aspects):

CFD と DSMC は共に化学反応を含む流れを解くことが可能である。化学反応を含む従来の DSMC は物理に忠実なモデルであるが、微量化学種を正確に表現するよう調整を行うと計算負荷が大幅に高くなる。したがって、本研究ではロケットエンジンのプルームが含む微量な荷電粒子に着目するため、これを解くには新たな手法・スキームの導入が必要である。そこで本研究では、以下 2 種の手法を用いて、ロケット噴煙中プラズマの取得を図った。

第一の手法として、従来の DSMC を実施した後、その解から抽出した流線のプロファイルに沿って化学反応を再計算する化学反応ソルバ LARSEN を用い、より正確に電子数密度場を解像し直すことを試みた。ここで DSMC は流線を得る目的でしか使用しておらず、荷電粒子の分布を取得するための化学反応計算は LARSEN が担う。これにより、微量な荷電粒子の分布も解像可能となる。以下これを CFD-DSMC-LARSEN と呼称する。

LARSEN では、流線抽出に基づくことから流れに渦が存在しない等の制約や仮定を多く伴うため、計算対象が限定されてしまう可能性がある。そこで、第二の手法として、Species Weighting Scheme(SWS)と呼ばれる手法の実装を行った。各粒子に固有重みを割り当て、同一化学種のすべての粒子が同じ重みを持つように設定する。固有重みにグローバル重み(数値粒子あたりの物理粒子数)を乗じることで実際の重みを得る。ここでは Boyd (*J. Thermophys. Heat Transf.*, 1994) により提案された split-merge method を採用し、各衝突での運動量とエネルギーの双方を明示的に保存させることで物理的な整合を確保する。Species Weighting Scheme は微量粒子捉える過剰な計算コストを抑えつつ微量化学種を正確に計算できる利点を持ち、LARSEN に依らず CFD-DSMC のハイブリッド手法だけで速やかに反応流の計算が可能となることが期待される。

研究成果 (Accomplishments) :

CFD-DSMC-LARSEN

前年度に、現象が単純な真空チャンバ内における数 cm スケールの小型ノズルによる微量種を含む仮想的な多成分凍結流(反応なし)を対象とし、CFD 単体で得られた解と CFD-DSMC-LARSEN で得られた解との比較を行った。CFD 単体では不自然な挙動を示していた電子数密度の分布が、CFD-DSMC-LARSEN では改善され、本手法が高高度を飛行中のロケットのような希薄大気中のノズル反応流の解析に適している可能性が示された。

今年度は、M-V ロケット 7 号機第 3 段(高度 180km)を対象に CFD-DSMC-LARSEN を用いた噴煙プラズマ取得と、FD2TD を用いた電波減衰予測を行った。電波減衰の様子はロケットの機体軸と基地局方向のなす角度であるルックアングルに対する減衰の大きさを整理できる。流体-電波伝搬連成解析の結果、希薄効果を取り込むことにより、CFD のみを用い

た場合と比べてフライト結果に近い減衰-ルックアングルの関係が取得された。CFD-DSMC のハイブリッド手法によって、バックフローと呼ばれる軽量の分子がプルームから機体前方側に押し返される希薄流特有の現象が流体解析の結果で確認されており、電子を含むプルーム形状が変化したこと由来すると考えられる。ただし、フライト結果と比較すると過小評価の結果を示している。CFD 領域における化学反応モデルや CFD, DSMC 境界の設定について今後より詳細な調査が必要である。

Species Weighting Scheme

SWS については、前年度までに無反応かつ内部エネルギーモードが励起されない条件下に限った分子間衝突の DSMC コードへの実装が完了し、運動量及びエネルギー保存が閉鎖系内で成立していることを確認した。本コードを使用し小型ノズルの多成分凍結流を対象とした計算を実施、電子数密度場を得ることに成功した。

ロケット噴煙への適用に先立ち、より詳細に SWS の適用可能な範囲について検証を行った。SWS では微量化学種を示す代表粒子の数を、重みを変更することにより人為的に増加させる。増加に従って、相対的に主要化学種の代表粒子が減少し、正しい現象が捉えられなくなる可能性がある。そこで、微量化学種粒子の増加上限を調査した。結果、微量化学種粒子の占める割合が全代表粒子に対して約 10%を超えない場合、解の誤差が許容範囲内であることが DSMC との比較によって確認された。ここでは、衝突対選択においてすべての粒子を等しく扱った。また、衝突対選択プロセスに補正を加えることによって、微量化学種粒子の増加に影響されない、より広範囲に適用可能なスキーム構築を試みた。すべての化学種に対し十分な衝突回数を確保するため、衝突の試行回数と衝突採択の確率に重みを考慮した補正を加えることにより、微量化学種粒子の個数に影響されずに解を得ることに成功した。

SWS を用いた CFD-DSMC ハイブリッド手法についてイプシロンロケット 3 号機の 3 段目 (高度 240km) を対象とし、予備計算を実施した。これまで不可能だった CFD-DSMC のみを用いた計算によってプラズマ場の取得に成功した。ただし、本計算ではタイムステップによる計算時間の制約上、電子の質量を人為的に 1000 倍に設定している。本ハイブリッド手法によっても、前述したバックフローなどの希薄効果が確認され、より膨張したプラズマの挙動が得られた。FD2TD 法を用いた電波の減衰計算では、CFD のみによるプラズマ結果との差異を確認できなかった。この結果より、ノズルのごく近傍のプラズマが電波減衰に対して支配的であるという知見が新たに得られた。現在設定している希薄度の基準ではこの高い電子数密度領域を捉えきれておらず、CFD と DSMC 境界の算出方法についての検証が今後の課題として識別された。

本課題のプラズマ-電波干渉は、再突入時に強い衝撃波によって機体周囲に形成される弱電離プラズマによっても発生する。したがってこのようなプラズマの特性を適切に捉えることも課題となっている。そこで、本研究で開発した SWS を用いた DSMC を用いて再突入体の解析を行った。ただし、化学反応に加え、分子の回転・振動エネルギーについても考慮が

必要である。Split-merge method のコンセプトに基づき、これらの非平衡性を考慮しつつ、保存則が満足されるようにスキームを独自に発展させた。過去に日本にて実施された再突入試験 OREX のフライトデータ(高度 105km-高度 92km)を対象とした。フライト中に静電プローブによって取得された電子数密度との比較を行い、計算結果と一致していることが確認された。この結果により SWS の計算手法に妥当性が示された。

以上、CFD-DSMC のハイブリッド手法で希薄領域を含む化学反応流を解くための改良を進め、CFD-DSMC ハイブリッド手法を用いて固体ロケットプルーム中のプラズマ場が取得され、初めてFD2TDを用いた高高度ロケット噴煙における電波減衰の予測結果を得た。希薄効果が観察された一方、電波減衰については十分な解析精度が得られていない部分もあり、引き続きフライトデータとの比較・検証によりモデル改良を継続し、より精度の高い予測手法の確立を目指す。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Virgile Charton, Julien Labaune and Kiyoshi Kinefuchi, “Investigation on the Hybrid NS-DSMC Simulation of a Nozzle Flow Ionization in a Rarefied Atmosphere using a Post-computation Approach,” Journal of Evolving Space Activities, 2024 Volume 2 Article ID: 153. <https://doi.org/10.57350/jesa.153>
2. Virgile Charton, Eiichiro Yamaoka, Takato Morimoto and Kiyoshi Kinefuchi, “Species Weighting Scheme in Direct Simulation Monte Carlo Applied to Jet Plume Simulations,” Journal of Computational Physics, Under review. Available at SSRN: <http://dx.doi.org/10.2139/ssrn.5164932>

(口頭)

1. Virgile Charton, 森本貴大, 山岡叡一郎, 杵淵紀世志, 「Hybrid NS-DSMC/Species Weighting Scheme の希薄大気中ノズル流への適用」, 第 63 回航空原動機・宇宙推進講演会/北部支部 2024 年講演会/第 5 回再使用型宇宙輸送系シンポジウム, 札幌, 2024 年 3 月.
2. Virgile Charton, Takato Morimoto and Kiyoshi Kinefuchi, “Prediction of In-Flight Telemetry Attenuation by an Ionized Solid Rocket Engine Plume at High Altitude using a Continuous-Rarefied Simulation Methodology,” 2024 AIAA Aviation and Aeronautics Forum and Exposition, AIAA paper 2024-4597, July 2024. <https://doi.org/10.2514/6.2024-4597>
3. Takato Morimoto, Virgile Charton, Eiichiro Yamaoka and Kiyoshi Kinefuchi, “Simulation of High Altitude Rarefied Hypersonic Flow with Large Species Density Variation Based on DSMC Method,” 12th International Conference on Computational Fluid Dynamics (ICCFD12), Kobe, Japan, July 2024.
4. Takato Morimoto, Virgile Charton, and Kiyoshi Kinefuchi, “Simulation of Hypersonic

Flight Using an Enhanced Reactive Species Weighting Scheme for the Direct Simulation Monte Carlo Method,” 4th International Conference on High Temperature Gas Dynamics, Beijing, October 2024.

5. 森本貴大, Virgile Charton, 山岡叡一郎, 杵淵紀世志, 「Reactive Species Weighting Scheme を用いた DSMC 法による再突入弱電離プラズマ解析」, 日本航空宇宙学会関西・中部合同秋期大会, 名古屋, 2024 年 11 月. 最優秀学生賞受賞.
6. 山岡叡一郎, 森本貴大, Virgile Charton, 杵淵紀世志, 「高高度における固体ロケットプルーム解析のための Species Weighting スキームの DSMC 法への適用」, 宇宙輸送シンポジウム, 相模原, 2025 年 1 月.

イオンスラストダイナミクスの向上：アルゴン推進イオンエンジンの 2 次元円筒 PIC シミュレーション解析

Improving Ion Thrust Dynamics: 2D Cylindrical PIC Simulation Analysis of an Argon-Propelled Ion Engine

研究代表者： Hu Zefeng (九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻プラズマ・量子メイジャー)

研究分担者： 山本直嗣 (九州大学大学院総合理工学研究院エネルギー科学部門)
担当：二次元円筒座標系を用いて新しいアルゴリズム開発、計算機実験及び計算結果の理論的検討

研究目的 (Research Objective):

本研究の目的は、宇宙探査におけるイオンエンジン用推進剤としてアルゴンの有効性を評価し、そのイオン化過程およびプラズマ特性を詳細に解析することにあります。これまで、イオンエンジンには高価で希少なキセノンが主に使用されてきましたが、そのコストと供給の制限は長期間の宇宙ミッションにおける課題となっています。アルゴンはその代替候補として注目されており、豊富かつ安価であることから、経済的かつ持続可能な推進剤としての可能性を秘めています。

本研究では、イオンエンジンの放電室内におけるアルゴンのイオン化過程を数値シミュレーションにより再現し、そのプラズマ挙動を定量的に分析します。また、得られた結果をキセノン推進剤と比較することで、アルゴンの性能と適応可能性を明らかにすることを目的としています。これにより、アルゴンを用いたイオン推進システムの実現性とその利点を科学的に検証し、火星探査などの長距離宇宙ミッションへの応用可能性を探ります。

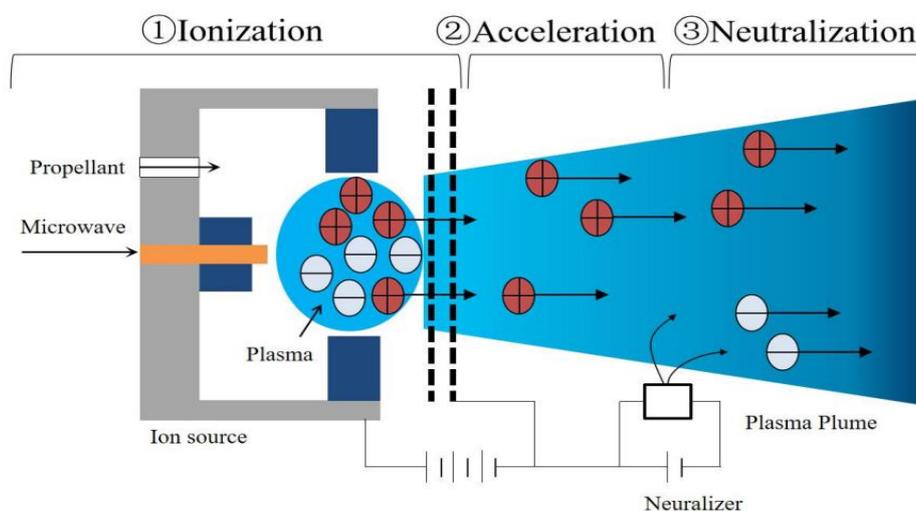


Fig.1 イオンエンジン放電室の概略図

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、イオンエンジンの複雑なプラズマ物理現象を高精度で再現するために、有限差分時間領域法 (FDTD) とパーティクル・イン・セル法 (PIC) を組み合わせたシミュレーション手法を採用しています。従来の3次元モデルは高い再現性を持つ一方で、膨大な計算リソースが必要となるため、現在は計算効率と精度のバランスを考慮し、2次元軸対称 (RZ) 座標系に基づく FDTD-PIC コードを開発・使用しています。

この手法は、円筒形状を持つイオンエンジン構造を効率的に模擬することができ、プラズマの空間的および時間的な挙動を高精度で解析可能です。また、アダプティブメッシュリファインメント (AMR) 技術を用いて、重要領域における計算精度を確保しつつ、全体の計算負荷を削減しています。

スーパーコンピュータ A-KDK の並列処理機能を最大限活用し、複数ノードへの計算タスクの分散処理を行うことで、計算時間の大幅な短縮を実現しています。データ管理については、効率的なフォーマットと定期的なバックアップにより、大容量のシミュレーションデータを安全かつ効果的に管理しています。

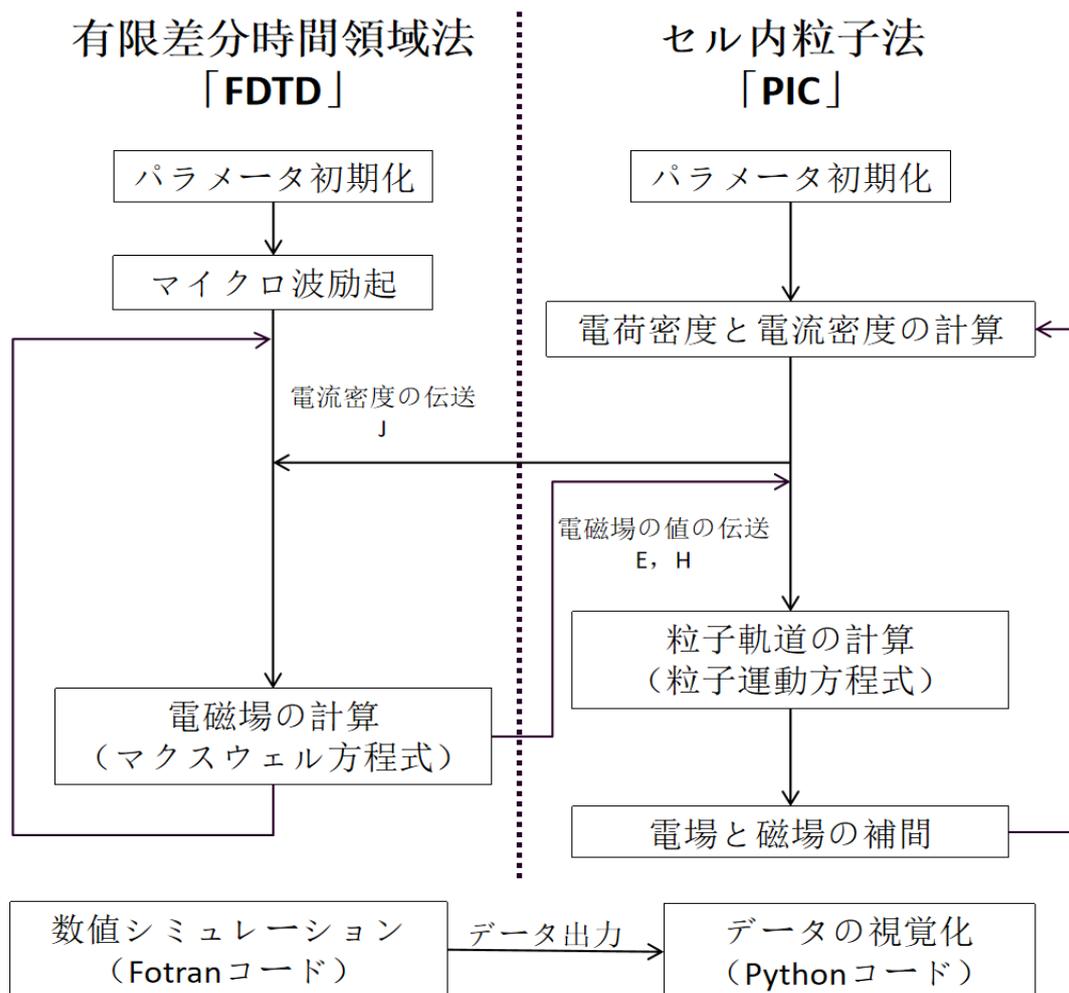


Fig.2 FDTD-PIC アルゴリズムの全体構造

研究成果 (Accomplishments) :

本研究では、従来の 3 次元モデルから、より効率的な 2 次元軸対称モデルへの移行を成功させました。これにより、計算リソースの制約下でもプラズマの本質的な挙動を精度高く再現することが可能となりました。特に、アルゴンを用いた放電室内のプラズマ生成およびイオン化過程の数値的再現において、有意義なシミュレーション結果が得られつつあります。

本研究では、イオンエンジンの放電室モデルにおいて、2 次元 FDTD-PIC シミュレーションを実施し、プラズマ挙動の定量的かつ定性的な解析を行いました。電子数密度分布および電場強度分布については、既存の実験結果および他のシミュレーション結果との比較により、定性的な妥当性が確認されました (図 3・図 4)。

さらに、シミュレーションコードの精度検証の一環として、エネルギー保存性のテストを実施しました。特定領域 (赤枠) を対象とし、エネルギーフラックス、電子の運動エネルギーの変化、および電場エネルギーの変化を用いて瞬時電力を算出し、エネルギー保存が定量的に検証されました (図 5)。この検証により、本シミュレーションコードの物理的信頼性が確認されました。

システム開発面では、格子間隔 0.00001 m の高精度メッシュを用いたシミュレーション系を構築し、すべての機能モジュールが正常に動作し、所望の物理パラメータを出力することを確認しました。ポテンシャル給電および境界条件に関する問題も、コードの継続的な見直しと検出点の設定により解決しました。特に、高次 PML (Perfectly Matched Layer) 境界条件を導入し、従来の Mur 吸収境界条件に代えて電磁波吸収能力を大幅に向上させました。給電方式に関しても多様な方法を試行し、FDTD における給電メカニズムの理解が深まりました。

これにより、本研究で開発された 2 次元 FDTD-PIC シミュレーションシステムは有効に機能し、その妥当性が実証されました。現在の 20 ns までのシミュレーションでは、プラズマは定常状態には達していないため、さらなる計算を通じて定常状態の達成を目指しています。A-KDK 上での最適化された MPI 並列化により、20 ns のシミュレーションは 34 時間で完了可能であり、100 ns のシミュレーションは約 168 時間 (1 週間) で完了できると見積もられています。

今後の展望としては、以下の異なる運転条件下での比較解析を予定しています :

使用ガスの違い (キセノン、アルゴン、ヘリウム)

質量流量の違い (0.05 sccm ~ 0.25 sccm)

入力電力の違い (1.00 W ~ 5.00 W)

また、アンテナ付近、磁場管内部、放出口付近といった異なる領域における電子エネルギー分布関数 (EEDF) および電子獲得エネルギー分布関数 (EEGF) を解析することで、放電室内のプラズマ挙動に関する理解をさらに深める予定です。

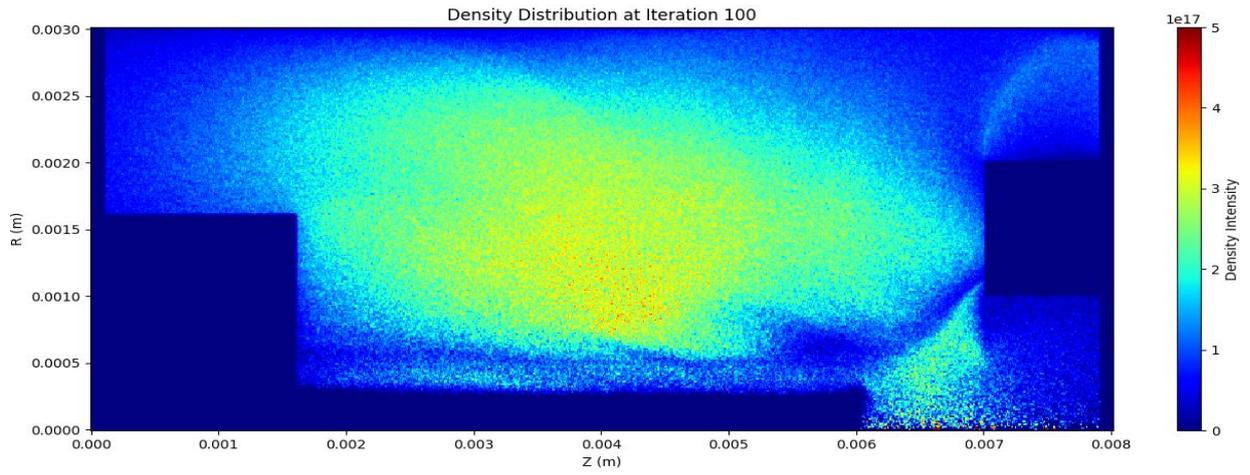


Fig.3 電子数密度分布スナップショット[4.00 ns]

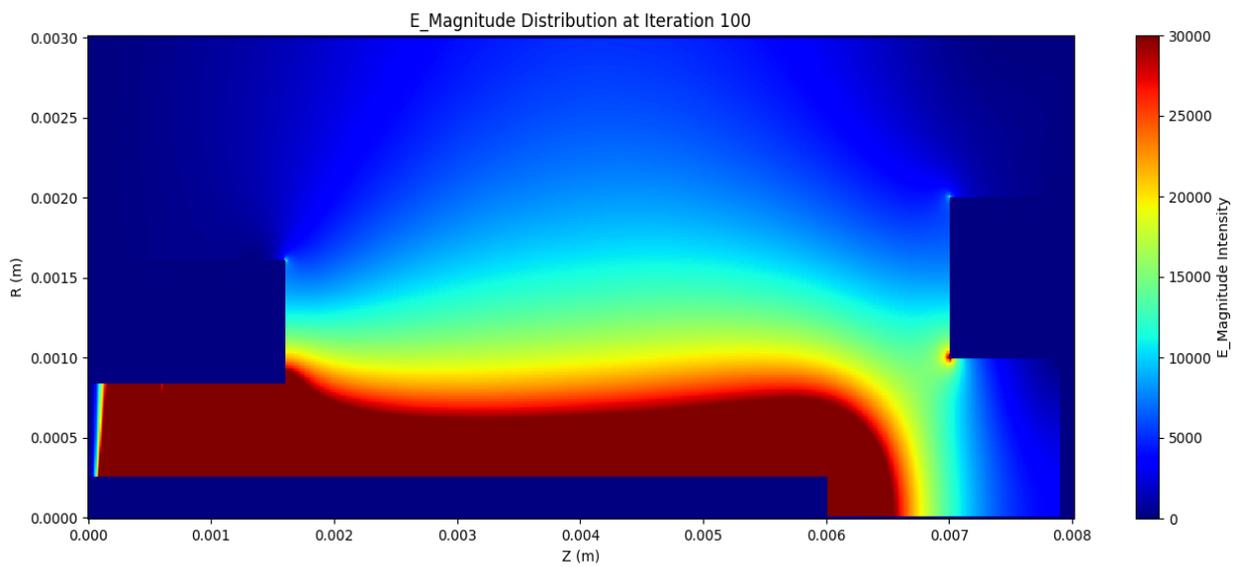


Fig.4 電場強度分布スナップショット[4.00 ns]

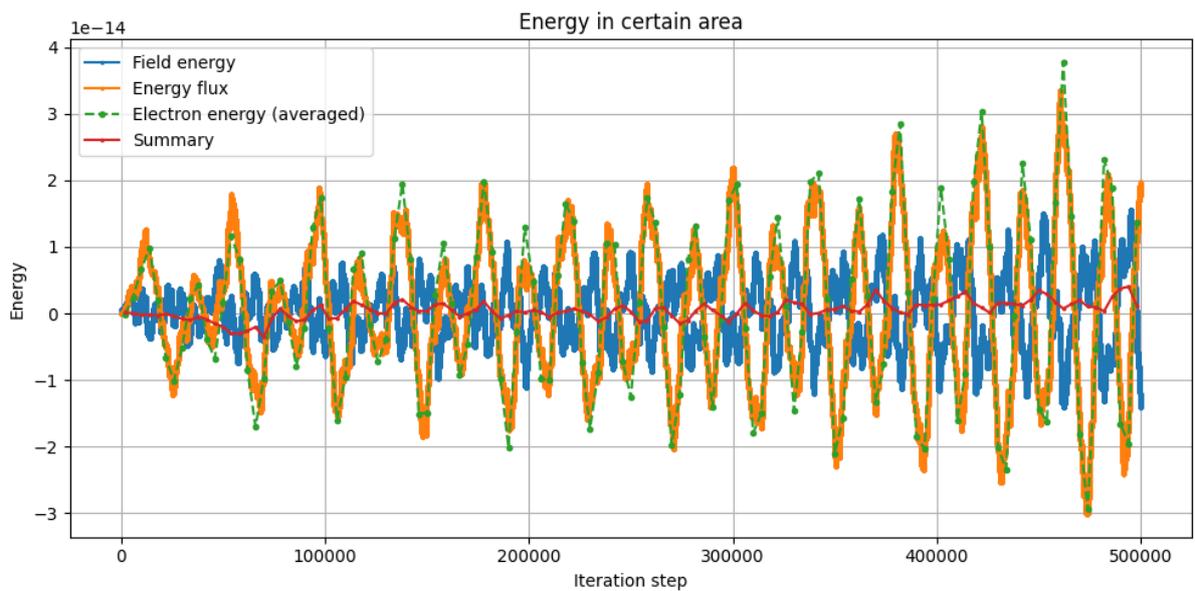


Fig.5 エネルギー保存曲線 (粒子付け)

公表状況 (Publications) :

(論文) [Proceeding][33rd ISTS]

MS.No. : 220114

Title : Research on Ion Engine Alternative Propellants Based on Numerical Simulation

Authors : ZEFENG HU, Naruya Hiroike, Naoji Yamamoto, Taichi Morita, Yuji Koide

Corresponding Author: ZEFENG HU

(口頭)

レーダーインバージョンによる大気擾乱精測技術の開発

Development of measurement technique for atmospheric disturbance using radar inversion

研究代表者：橋口浩之（京大生存圏研究所）
hasiguti@rish.kyoto-u.ac.jp

研究分担者：西村耕司（京大生存圏研究所）
nishimura@rish.kyoto-u.ac.jp
担当：理論的側面の検討と研究の助言

研究分担者：揣 爾陸（京大生存圏研究所）
chuai.erlu.87t@st.kyoto-u.ac.jp
担当：シミュレーションコードの作成と解析

研究目的 (Research Objective):

スペクトル観測方程式は、レーダーシステムと大気による電波散乱過程をモデル化した理論から導出され、Nishimura et al. [IEEE, 2020]により提唱された。これによると、レーダーシステムが多チャンネル受信（干渉計観測）の場合に、レーダービームを向けた観測体積内の3次元風速が観測可能となる。すなわち、従来のDBS観測では困難であった3次元風速場の観測が、レーダービームを多方向に向けることで可能となる(Fig.1)。この観測を実現するため、スペクトル観測方程式の逆問題を数値的に解いて3次元風速を推定するインバージョンアルゴリズムを構築した(RI法)。数値実験による推定精度検証のため、散乱シミュレーションを開発し、RI法の精度検証を行なうと同時に、従来法である空間アンテナ法(SA法)による風速推定による比較も踏まえたRI法の相対的な性能も評価するため、数値実験を行なった。また、MUレーダーを用いて、MIMO (Multiple-Input Multiple-Output)レーダーの開発・実証実験を行った。

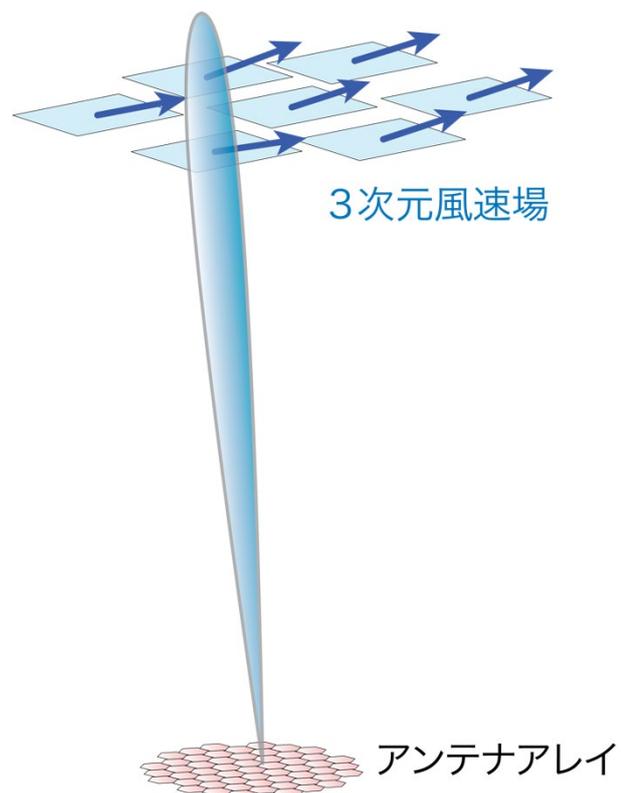


Fig. 1 3次元風速場観測の概念図

計算手法 (Computational Aspects):

散乱シミュレーションは、サンプリング領域よりも十分に広い空間内に一様分布する散乱体が、ある平均風速と速度分散をパラメータとする正規分布に従うランダムな速度でレーダーの送信波を散乱しながら、等速直線運動するモデルである (Fig.2)。散乱体の初期位置は、レーダーの半波長ほどの間隔で、ランダムな一様分布によって決まり、サンプリング領域の境界条件は周期境界としている。シミュレーションの計算コストは、散乱体の個数とアンテナ本数に依存する。本研究ではレーダーシステムとして、数多くの素子アンテナを持つ MU レーダーを想定しているため、大規模計算機を利用した計算が必要となる (Table 1)。散乱シミュレーションの時間発展モデルは散乱体ごとに独立なので、散乱体を計算機の利用可能ノード数で分割し、各ノード内では OpenMP を用いた並列計算を行った。

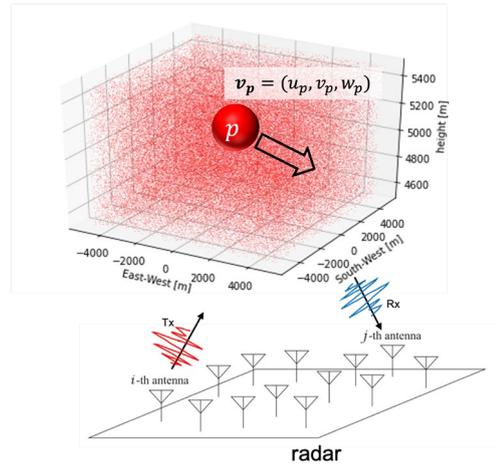


Fig.2 散乱シミュレーションの概念図

Table 1 シミュレーションの設定パラメータ

種別	設定項目	設定値
レーダーシステム	サンプリング間隔	0.032 sec
	ビーム方向	(天頂角, 方位角)=(0,0)
	距離分解能	150 m
	送信波長	6.45 m
	サンプリングレンジ	2000 m
	受信チャンネル	3
	送受信サブアレイ	F2, F3, F4
	レーダーの中心座標	(x, y, z) = (0, 0, 0) m
サンプリング継続時間	128 sec (サンプリング 4000 回)	
散乱モデル	散乱体積領域 V の x 軸移動領域 (東西)	$-2000 \leq x \leq 2000$ m
	散乱体積領域 V の y 軸移動領域 (南北)	$-2000 \leq y \leq 2000$ m
	散乱体積領域 V の z 軸移動領域 (上下)	$1500 \leq z \leq 2500$ m
	散乱体積領域 V 内の散乱体個数	$O(10^8)$ 個
	風速	$(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) = (20, 0, 1)$ m/s
	速度分散	$\sigma = 0.5$ m/s

研究成果 (Accomplishments) :

従来、RI 法では相互相関関数全体でフィッティングしていたが、しばしば失敗することがあった。そこでフィッティング範囲を制限する改良を行った。最適な範囲を調べ、Fig.3 に示すように相互相関のピークラグから $\pm 3\sigma$ (σ : 標準偏差) の範囲のみをフィッティング対象とすると、安定してフィッティングに成功することが分かった。

Fig.4 に、従来の RI 法と改良型 RI 法による、水平風と鉛直流の推定結果を示す。改良型 RI 法により、オフセットもばらつきも減少していることが分かる。また、SA 法との比較も行い、SA 法ではオフセットが見られたが、RI 法では全ての推定パラメータの標準偏差内に真値を含んでおり、高精度に 3 次元風速および速度分散を推定できた。また、RI 法では SA 法では得られない鉛直流と風速分散も推定可能である。以上より、電波散乱の物理的、統計的性質とレーダーシステムを考慮したスペクトル観測方程式のインバージョンアルゴリズムは、従来手法に比べ、推定の高精度化と観測情報量の向上を図ることができる。

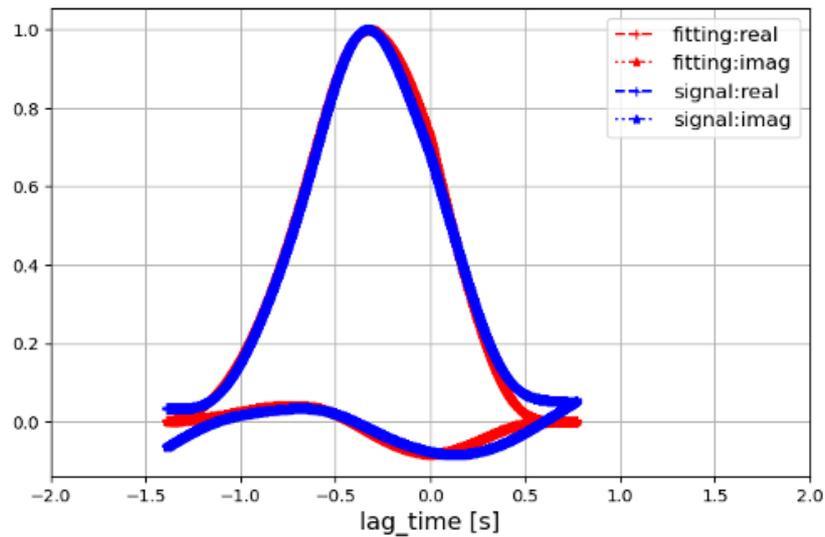


Fig.3 改良型 RI 法によるフィッティング結果。

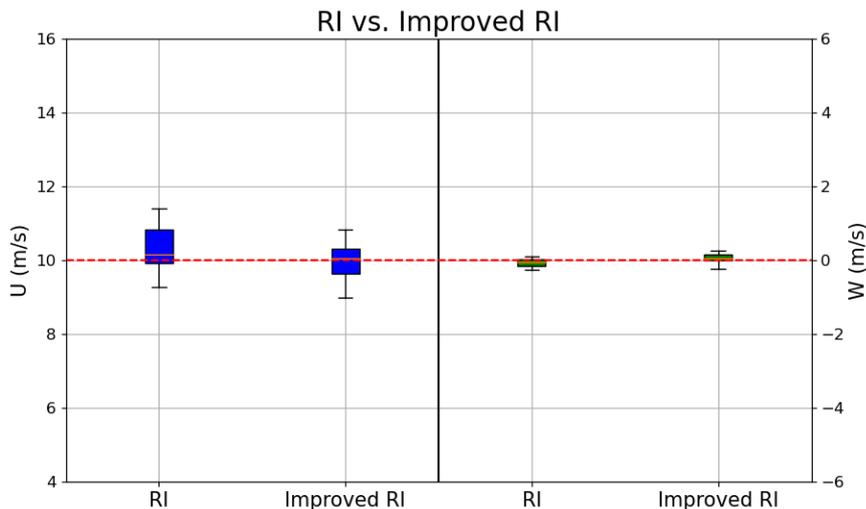


Fig.4 従来の RI 法と改良型 RI 法による水平風(左)と鉛直流(右)の推定結果。

MIMO (Multiple-Input Multiple-Output; 多入力多出力) レーダーは、アレイレーダ

ーにおいて直交する複数の信号を異なるアンテナ素子から同時に送信し、複数のアンテナで受信することで、物理開口を超える受信仮想開口を形成する技術である。MUレーダーを部分的に改造することで MIMO レーダーとしての観測実験を実施した。複数の信号発生器を用いて、ローカル信号周波数を僅かに変えることで送信信号の直交性を確保し、ドップラー分割多重接続(DDMA)方式を実現した。月面反射エコーを利用してビームパターンを推定し、理論と矛盾しない結果を得た。MIMOによりチャンネル数が大幅に増えるので、Capon 法などのアダプティブ信号処理を適用することで、さらに分解能を向上できることも実証した。しかし、実験結果を従来のレーダー工学の知識で説明できない部分があるため、今後スペクトル観測方程式を用いた数値シミュレーションを MIMO レーダーに応用し、観測結果の解釈・評価を行うことを検討している。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. R. Tamura, K. Nishimura and H. Hashiguchi, Volume scattering simulation for 3D wind vector estimation using radar inversion, Japan Geoscience Union (JpGU) Meeting, online, May 30-June 6, 2021
2. Ryosuke Tamura, Koji Nishimura and Hiroyuki Hashiguchi, The Inversion Algorithm of Atmospheric Radar Signal Given by a 3-Dimensional Volume Scattering Semi-Physical Simulation, LAPAN/BRIN-Kyoto University International Symposium for Equatorial Atmosphere / The 6th Asia Research Node Symposium on Humanosphere Science / International Conference on Radioscience, Equatorial Atmospheric Science and Environment (INCREASE), online, September 20-21, 2021.
3. 田村亮祐・西村耕司・橋口浩之, レーダー干渉計インバージョンによる3次元風速場推定手法の開発, 日本地球惑星科学連合 2022 年大会, 幕張・オンライン, 2022 年 5 月 22-6 月 3 日.
4. 王元・西村耕司・橋口浩之, バイスタティックレーダーによる低高度域観測技術の開発, 日本気象学会 2022 年度秋季大会, 北海道大学・オンライン, 2022 年 10 月 24-27 日.
5. 松田知也・西村耕司・橋口浩之, MU レーダーを用いた DDMA MIMO レーダー検証 -月面反射エコーを用いた Capon 法との組み合わせ 実験-, 日本気象学会 2023 年度春季大会, オンライン・東京, 2023 年 5 月 16-20 日.
6. Koji Nishimura, Erlu Chuai, and Hiroyuki Hashiguchi, Estimating the Cross-Radial Wind Velocity based on the Spectral Observation Theory for Atmospheric Radar, XXXVth URSI General Assembly of and Scientific Symposium, Sapporo, Japan, August 19-26, 2023.

7. Chuai Erlu, Koji Nishimura, and Hiroyuki Hashiguchi, Estimating the Cross-Radial Wind Velocity based on the Spectral Observation Theory for Atmospheric Radar, 第 17 回 MU レーダー・赤道大気レーダーシンポジウム, オンライン, 2023 年 9 月 19-20 日.
8. Tomoya Matsuda, Koji Nishimura, and Hiroyuki Hashiguchi, DDMA-MIMO observation with the MU radar, International Symposium on the 40th Anniversary of the MU Radar, Online and Uji Hybrid meeting, November 18-21, 2024.

(修士論文)

田村亮祐, レーダー干渉計インバージョンによる 3 次元風速場推定の研究, 令和 3 年度京都大学理学研究科地球惑星科学専攻修士論文.

王元, Development of Low Altitude Observation Technology by Bistatic Radar (バイスタティックレーダーによる低高度域観測技術の開発), 令和 4 年度京都大学情報学研究科通信情報システム専攻修士論文.

Chuai Erlu, Estimation of Cross-Range Wind Velocity Components Based on Radar Inversion Technique (レーダーインバージョン技術によるクロスレンジ風速成分の推定), 令和 5 年度京都大学情報学研究科通信情報システム専攻修士論文.

地球型惑星大気流出機構に関する研究：系外惑星系の比較及び 共回転電場の影響

Atmospheric escape from a terrestrial planet: Comparison of exoplanetary system and the influence of corotational electric field

研究代表者： 堺 正太郎（東北大学大学院理学研究科）
shotaro@tohoku.ac.jp

研究分担者： 関 華奈子（東京大学大学院理学系研究科）
k.seki@eps.s.u-tokyo.ac.jp
担当：計算条件及び結果に関する議論

研究目的 (Research Objective):

イオン流出などの非熱的散逸は、火星においては酸素や炭素といった重元素の流出に重要な役割を果たす。その中でも、惑星固有磁場がイオン流出に顕著に影響を与えることが、近年の研究で明らかになってきた。現在の火星には固有磁場は存在しないが、過去の火星には存在していたと考えられている (Acuña et al., 1999)。赤道表面で 100 nT という弱い固有磁場を仮定した場合、重イオン流出は約 25%増加する (Sakai et al., 2018)。一方で、固有磁場強度も流出率を決定する重要な要因であり、最新の多流体モデルを用いた研究では、固有磁場の大きさに応じて流出率が減少するものの、ある磁場強度を境に増加に転じる可能性が示唆されている (Sakata et al., 2024)。また、惑星間空間磁場 (IMF) の向きの違いによっても流出率及び流出機構が変化し、固有磁場の向きが IMF と平行である場合は大気を保持できる傾向にあることが明らかとなった (Sakai et al., 2021, 2023)。さらに、固有磁場が存在する場合、惑星の自転によって生じる共回転電場も流出に影響を与える可能性があるが、その効果についての詳細な研究は行われていない。

一方、太陽 X 線及び極端紫外線 (XUV) 放射照度の変化も大気流出機構に影響を及ぼすことが示唆されている (e.g., Terada et al., 2009; Ramstad & Barabash, 2021)。XUV 放射照度は、太陽フレア時に急激に変化するだけでなく、恒星の進化に伴っても変化することが知られている。近年、系外惑星系の発見が相次いでおり、XUV 放射照度の違いは、それらの研究において重要なパラメーターとなる。様々な恒星型のスペクトルが観測的に明らかにされつつあることから、恒星スペクトルの違いが惑星大気進化に与える影響を包括的に研究することが可能となった。しかし、これまでに恒星スペクトルの違いが大気進化へ及ぼす影響に着目した研究はほとんどなく、その必要性は高まっている。

そこで本研究では、XUV を含む恒星スペクトルの違いと、固有磁場を持つ場合の共回転電場が大気流出機構に与える影響を調査する。本課題では、比較的 XUV 照度の弱い HD85512 系及び GJ581 系と、XUV が比較的強い Barnard 星系を対象とし、これらを太陽系火星および、HD85512 と同程度の XUV 強度 (約 10 倍の XUV) を持

つ火星 (XUV10 火星) と比較する。また、共回転電場の影響をより明確に評価するため、現在の XUV 照度の 50 倍の条件下でのシミュレーションを実施する。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では 3 次元多成分一流体電磁流体力学 (MHD) モデル (REPPU-Planets) を用いて数値計算を行う。REPPU-Planets は、もともと非磁化惑星のモデリング用に構築され (Tanaka, 1993), その後、地球磁気圏や惑星電離圏のモデリングに対応するよう改良された (Tanaka, 1998; Terada et al., 2009a; 2009b). Sakai et al. (2018) では非磁化惑星のモデリングコードに固有磁場を導入することで、大気流出機構の違いを明らかにした。本コードは 8 つの変数から成る MHD 方程式を、Total Variation Diminishing (TVD) スキームを用いて解いている。また、本モデルは電離圏から磁気圏までを包括的に解くことが可能であり、14 イオン種の連続の式を解いている。本研究では CO_2^+ , O_2^+ , NO^+ , CO^+ , N_2^+ , O^+ , N^+ , C^+ , He^+ , H_2^+ , H^+ , Ar^+ の物理量を計算対象とする。

入力パラメータとして、まず熱圏大気モデルには、火星系および系外惑星系において XUV スペクトルを考慮した Nakayama et al. (2022) のモデルによって得られた熱圏大気分布を用いる。恒星風パラメータについては、純粹に XUV スペクトルの違いが流出率に与える影響を調査するため、現在の火星系のものを適用し、密度 3 cm^{-3} , 速度 400 km/s , 温度 10^5 K , 磁場 2.5 nT とする。この条件は火星, XUV10 火星, HD85512 系及び GJ581 系に適用される。惑星は火星型を採用し、それぞれの系において現在の火星軌道と同等の恒星放射を受ける軌道に惑星を配置する。具体的には、太陽系火星及び XUV10 火星は 1.524 au , HD85512 系では 0.622 au , GJ581 系では 0.174 au である。プラズマ温度について、中性大気・イオン・電子の温度が等価であると仮定するが、先行研究 (Johnstone et al., 2018) によると XUV 照度が 10 倍程度になると電子温度が 2 倍程度まで上昇する可能性がある。そのため、HD85512 系では高電子温度のケースについても計算を行う。一方、Barnard 星系ではより過酷な恒星風条件を設定し、密度を約 70 cm^{-3} , 速度を約 600 km/s , 磁場強度を約 15 nT とし、惑星をハビタブルゾーン内の 0.089 au に配置して計算を実施する。イオン - 中性大気の反応率, 解離再結合率, 光電離率, 電子衝突による電離率, イオン - 中性大気・電子 - 中性大気の衝突周波数, 電子衝突によるエネルギー消失率, 熱伝導度については Terada et al. (2009a and references therein) の値を使用する。

共回転電場の影響を考慮する計算では、その影響を明確にするため、赤道付近での固有磁場強度を 2000 nT とし IMF コーン角度を 4° に設定する。太陽風速度, 磁場強度, 温度については現在の火星の条件と同様のものを適用する。

本研究では、半径方向に対して並列化を行い、MPI を用いてシミュレーションを実施した。メッシュ構成としては、半径方向に 336 グリッド (Barnard 星系では 560 グリッド), 緯度・経度方向に 1922 グリッド用いて計算を行った。

研究成果 (Accomplishments) :

まず、現在の火星の恒星風パラメータを用いて 5 つの惑星で比較を行った。恒星スペクトルに関して、波長 40 nm 以下では GJ581 が最も高く、続いて HD85512 及び XUV10 太陽、そして太陽の順となった。一方、波長 40 nm 以上では HD85512 と XUV10 太陽が最も強く、次いで太陽、GJ581 の順となった。この条件下において、熱圏大気の広がりには HD85512 系と XUV10 太陽系で最も大きく、次いで GJ581 系、最後に太陽系 (火星) の順となった。主成分はすべての恒星系において高度 200 km 以下では CO_2 、高度 200 km 以上では O へと置き変わった。更に高高度では、HD85512 系では C や N が主成分となる傾向が見られた。これらの熱圏大気モデルを用いて、それぞれの恒星系に対し MHD 計算を実施し、HD85512 系については高電子温度条件 (HD85512 (High Te) 系) も加えて解析を行った。その結果、電離圏の広がりには熱圏大気の広がりと同様に HD85512 系と XUV10 太陽系で大きく、特に HD85512 (High Te) 系で最も広がることを確認された。次いで GJ581 系、太陽系 (火星) の順となった。主成分は現在の火星と同様に、電離圏下部では O_2^+ が支配的であり、高度が上昇すると O^+ へと変化した。バウショックや磁気圏界面の位置も電離圏の広がりに対応し、HD85512 系と XUV10 太陽系で惑星から遠ざかる傾向が見られた。一方、GJ581 系と太陽系 (火星) では大きな差はなかった。これらの結果をもとにイオン流出率を計算したところ、HD85512 (High Te) 系で最も高くなり、現在太陽系 (火星) で最も低くなった。また、太陽系 (火星) では O_2^+ の流出率が最も高かったが、HD85512 系及び GJ581 系では O^+ が最も高くなり、 O_2^+ の流出率は 4 桁以上低くなった。この結果は、現在金星と類似しており、XUV が高い環境では O_2^+ が解離されることが影響していると考えられる。さらに、XUV が高い恒星系では C^+ や N^+ の流出率も増加しており、大気流出および大気進化において重要な役割を果たしていることが示唆された。本研究に関しては現在論文を執筆中である。

次に、より過酷な恒星風環境に曝されている Barnard 星系について解析を行った。この系では惑星が恒星に比較的近い軌道を持つため、強い加熱によって大気が著しく膨張し、 C を主成分とする大気が形成された。その結果、 C^+ の流出が HD85512 系や GJ581 系と比べて大幅に増加し、この系では炭素の流出が支配的であることが明らかになった。現在、共同研究として他のモデル結果との比較を進めており、それらを含めたチーム論文を執筆中である。

共回転電場の影響を調べるための計算については、鋭意計算中であり、結果を解析し始めている段階である。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. S. Sakai, Overview of atmospheric escape from terrestrial planets: Role of magnetic field and solar activity, IBS Conference on Planetary Science and Space Exploration 2024, Daejeon, South Korea, July 2024 (Invited paper).

太陽プロミネンス形成の 3D 磁気流体力学シミュレーション

3D numerical simulation of solar prominence formation

研究代表者 : Huang Chujie (Department of astronomy, Graduate school of Science, Kyoto University)

研究分担者 : 横山央明 (京都大学理学研究科附属天文台)
担当 : 研究の指導監督助言

研究目的 (Research Objective):

Solar prominence (or filament) - cool, dense plasma suspended in the hot corona above magnetic neutral lines - represent a captivating solar atmospheric phenomenon. Their formation, governed by thermal instability (TI) and/or thermal non-equilibrium (TNE), directly opposes coronal heating processes. These structures serve as critical indicators of coronal magnetic fields and play a pivotal role in triggering solar flares and coronal mass ejections (CMEs). Our research aims to unravel the fundamental mechanisms behind prominence formation through advanced numerical modeling.

Three primary theoretical models exist for prominence formation: the evaporation-condensation model, direct-injection model, and levitation model. Our work focuses on the first two observationally supported mechanisms. The evaporation-condensation paradigm proposes that chromospheric plasma undergoes heating-induced evaporation, and subsequent coronal condensation to form prominence. Conversely, the direct-injection model posits that cold chromospheric plasma is magnetically injected and trapped in coronal structures by gravity.

Our unified framework, derived from 1D simulations, identifies the localized heating height (equivalent to magnetic reconnection height at footpoints of magnetic flux rope(MFR)) as the key difference between these models. This work intend to extend the unified model from 1D to 2D&3D cases. We will replace the artificial heating in 1D simulation with real magnetic reconnection, discover how the footpoints' reconnection affect the formation process and make a comprehensive model of solar prominence formation process

計算手法 (Computational Aspects):

In this work, we are going to use MPI-AMRVAC to do the simulation work. The

main computational aspects of 2D&3D are as followed:

In our 2D simulation, we will establish a time-independent background magnetic arcade and introduce an emerging magnetic flux at one of its footpoints. This emerging flux will undergo magnetic reconnection with the background field, generating hot evaporation flows and cold injection flows to form a prominence. An Adaptive Mesh Refinement (AMR) grid will be implemented to achieve a maximum resolution of $500 \text{ km} \times 125 \text{ km}$ (or higher) cell size, ensuring sufficient detail to resolve and analyze the reconnection process.

Our 3D simulation involves three key phases: First, we initialize a background magnetic flux rope (MFR) via magnetic friction (MF) simulations in isolation from the solar atmosphere. The preformed MFR is then embedded into a realistic solar atmosphere environment, where full magnetohydrodynamic (MHD) simulations with thermal conduction, gravity, and radiative cooling drive the system toward equilibrium. Finally, inspired by the 2D approach, an emerging magnetic flux is introduced near the MFR's footpoint. The inherent 3D twisted magnetic geometry enables the prominence formation process to exhibit multi-scale fine structures and dynamic thread interactions, thereby refining the unified model through three-dimensional insights. However, due to the simulation resources, the resolution in 3D is lower with $198 \text{ km} \times 198 \text{ km} \times 198 \text{ km}$ smallest cell size and the analyze will be mainly qualitatively.

研究成果 (Accomplishments) :

In 2D simulation (completed), we set the magnetic emerging flux at different horizontal location to trigger the reconnection at different heights (Fig 1):

Case 1 demonstrates the formation process of the evaporation-condensation model, while Case 2 illustrates the direct-injection model. (the main result is not published yet, therefore will not be introduced)

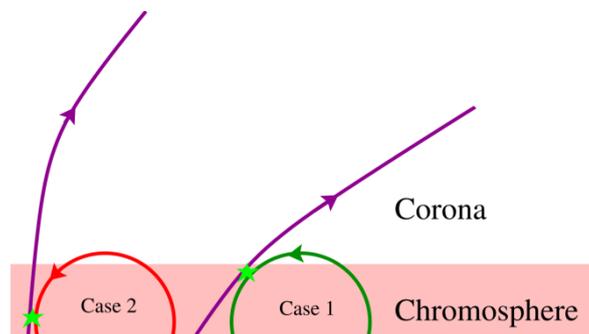


Fig.1 2D simulation: Magnetic reconnection at different heights

In 3D simulation (in progress), We have already completed the first two steps: forming a magnetic flux rope in MF simulation by setting an initial magnetic sheared arcade, introducing a bottom driving velocity to twist the magnetic field into a quadrupole field, and finally relaxing it to a force-free state, as seen in Fig.2

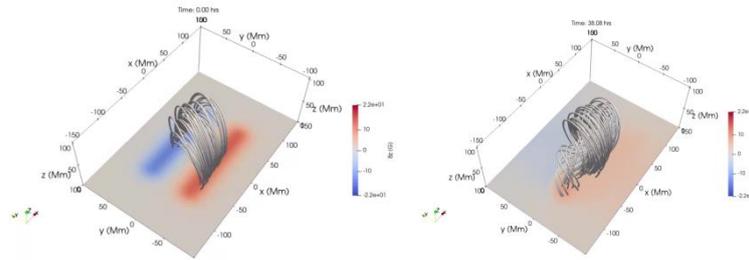


Fig.2 3D MF simulation, Left: magnetic sheared arcade before shearing and converging flow,
Right: Magnetic flux rope (MFR) after the driving velocity and relaxing

Subsequently, we introduce the MFR into the solar atmosphere and allow it to reach a state of static, thermal, and magnetized equilibrium, as depicted in Fig.3. This sets the stage for the ultimate phase involving the emergence of magnetic flux. Currently, the final step still need more parameter tests to complete.

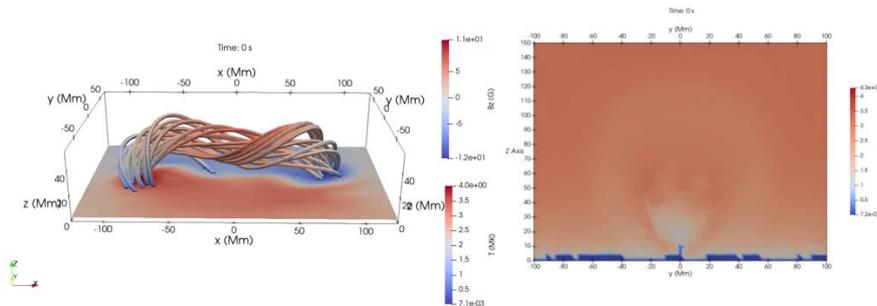


Fig.3 3D MHD simulation, Left: MFR in the solar atmosphere
Right: Temperature distribution at x=0 panel

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. C.J.Huang, Y.W.Ni, J.H.Guo, P.F. Chen, A self-consistent model of solar prominence formation(submitted)

(口頭)

1. C.J. Huang, A self-consistent model of solar prominence formation, ASJ annual meeting, 2024,9
2. C.J. Huang, T. Yokoyama, Simulations of solar prominence formation driven by magnetic emerging flux: I.Setup of background flux rope and emergence fields, ASJ annual meeting, 2025,3

磁気ノズルスラスタにおけるエネルギー輸送と中性粒子が 推進性能に与える影響の解析

Investigation of Energy Transport and Neutral Effect on Thruster Performance
in Magnetic Nozzle Thrusters

研究代表者：鷹尾 祥典 (横浜国立大学)

研究分担者：江本 一磨 (筑波大学)

担当：数値計算コードの構築および実行と結果の解析

研究目的 (Research Objective):

有人火星探査を始めとした大規模宇宙輸送の実現に向け、大電力の電気推進機の研究開発が進められている。従来の電気推進機の多くは電気的中和のためにカソードを用いる必要があるが、大電力化に際してはカソードの損耗による寿命低下が課題となる。

そこで近年着目されているのが磁気ノズルスラスタである。RF 放電でプラズマを生成し、磁気ノズルと呼ばれるノズル形状の静磁場でプラズマを噴射する。カソードを用いない構造で推力生成と電気的中和を両立できることが期待されており、大電力電気推進機の有力候補である。

磁気ノズルスラスタの実現に向けた課題の一つが推進効率にあり、2020 年時点では 20%にとどまっていた。これは作動実績の豊富なホールスラスタに比べるとやや見劣りする。エネルギーの限られた宇宙で運転するためには、推進効率の向上が求められる。

ここで推進効率は、投入したエネルギーに対する推力に寄与したプラズマビームのエネルギーの比で定義される。すなわち、推進効率の低さは推力に寄与していないエネルギー損失を意味する。そこで、磁気ノズルスラスタのエネルギー損失を調べる数値計算を 2021 年に行い、磁場強度の増加とともに 40%まで上昇しうることが示唆された。推進効率 40%は他の電気推進機と比較しても十分な性能となる。

磁場強度とは別のアプローチとして、2022 年にカusp磁場の磁気ノズルを採用することで推進効率が 30%まで上昇することが実験で示された。カusp磁場によるエネルギー損失の抑制が示唆されるが、プラズマ内部のエネルギー輸送を実験的に観測するのは困難である。

本研究では particle-in-cell / Monte Carlo collisions (PIC-MCC) 法による数値シミュレーションを行い、カusp磁場を採用した磁気ノズル推進機の数値解析を行った。カusp磁場を採用した磁気ノズルスラスタのプラズマを数値的に再現し、スラスタ内部のプラズマ分布とエネルギー輸送を明らかにすることを目的とする。

計算手法 (Computational Aspects):

Fig.1 にカusp磁場を採用した磁気ノズルスラスタの計算モデルを示す。磁気ノズルスラスタは誘電体、RF アンテナ、ソレノイドで構成される。計算領域は xy 軸で対称としており、実際の磁気ノズルスラスタの 1/4 領域を扱う。RF アンテナは誘導電磁場を作り、プラズマを加熱する。ソレノイドは黒実線で示す磁力線を生成し、カusp磁場による磁気ノズルを構成する。対称性を考慮すると、 $x=0$ がカusp磁場の中心である。計算コスト削減のために 2 次元モデルを採用しており、計算領域は誘電体を含む $2.5 \text{ cm} \times 0.56 \text{ cm}$ である。

計算手法には PIC-MCC 法を用いた。荷電粒子は e^- と Xe^+ で構成され、それぞれ電磁場が作用する運動方程式を解く。ここで考慮する電磁場は、荷電粒子が作る静電場、磁気ノズルを構成する静磁場、RF アンテナとプラズマ電流が誘起する RF 電磁場である。運動方程式は Boris 法で離散化し、数値的に解く。粒子間衝突として電子-中性粒子間衝突を考慮しており、MCC 法で確率的に計算する。弾性・励起・電離衝突を含み、RF 放電によるプラズマ生成が計算される。荷電粒子の座標から電荷密度が計算され、ポアソン方程式より静電場が求められる。以上の計算を繰り返すことでプラズマの時間発展を計算し、プラズマの定常状態を得る。

1 セルを $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ とし、計算領域を 500×112 セルに分割した。中性粒子密度は $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、中性粒子温度は 300 K で時間・空間的に一定である。RF 周波数は 80 MHz とし、吸収電力が 3.5 W となるように RF 電流をフィードバック制御した。イオンの時間刻みは 0.125 ns 、電子の時間刻みは 3.57 ps とし、磁場によるサイクロトロン運動を再現できる時間刻みである。ソレノイド電流は 2 kA としており、Fig.1 のカラーマップはソレノイド磁場の磁場強度である。

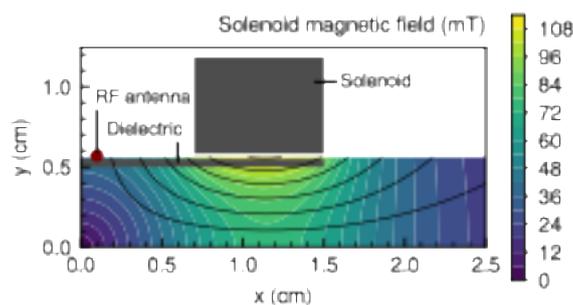


Fig.1 Calculation model. The thruster consists of a dielectric, RF antenna, and solenoid. A color map shows the magnetic field strength, and solid black lines indicate the magnetic field lines.

研究成果 (Accomplishments) :

Fig.2 にカusp磁場を採用した磁気ノズルスラスタの電子密度・電子温度分布を示す。RF アンテナ近傍を通る磁力線において高密度・高温度のプラズマが分布していることが確認できる。RF アンテナ近傍の誘導電場によって加熱された電子が電離を

起こすためだと考えられ、この傾向はこれまでの実験・計算と一致する。また、同じソレノイド電流 2 kA を設定した時の単純ミラーの磁気ノズルよりも密度は低下しており、この傾向も実験と一致する。実験におけるカusp磁場を用いた磁気ノズルスラスト内部のプラズマを数値的に再現したと考えられる。

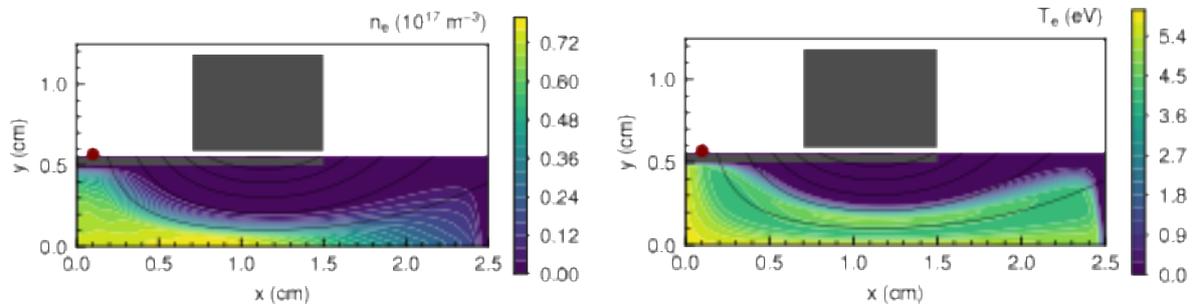


Fig.2 x-y profiles of electron number density (left) and temperature (right) for the magnetic nozzle thruster using the cusp magnetic field.

Fig.3 に磁気ノズルスラスト内部のエネルギー損失割合を示す。ただし、投入電力は 3.5 W で一定となるように制御している。また、単純ミラーにおけるエネルギー損失割合は先行研究で得られた結果であり、カusp磁場におけるエネルギー損失割合が今回新たに得られた結果である。

青・水色は励起・電離衝突によるエネルギー損失であり、磁場形状によらず概ね一定であることが示された。赤色が $x = 2.5$ cm の境界を通過したイオンの運動エネルギーであり、この割合が推進効率に相当する。赤色の割合が単純ミラーでは約 40%であったものの、カusp磁場では約 20%と半分ほどになった。実験では約 30%の推進効率が示されている上、単純ミラーからカusp磁場にすることで推進効率が向上しているため、実験とは整合しない結果となった。

その原因は紫・桃色で示される部分であり、誘電体壁面に当たることで損失したプラズマのエネルギーである。カusp磁場にしたことで RF アンテナの直下の誘電体に磁力線が刺さる構造となり、プラズマが損失しやすくなったものと思われる。

今回の計算モデルでは実験結果を再現するには至らなかったが、実験では左右のソレノイドの電流値に差が付けられており、RF アンテナに対して非対称なカusp磁場が用いられている。現状の計算モデルは y 軸を中心に左右対称を仮定しているため、非対称なカusp磁場を扱うことはできない。左右のソレノイドを両方含む計算モデルにし、非対称なカusp磁場を扱うことで推進効率が変化する可能性がある。この点は将来の課題となる。

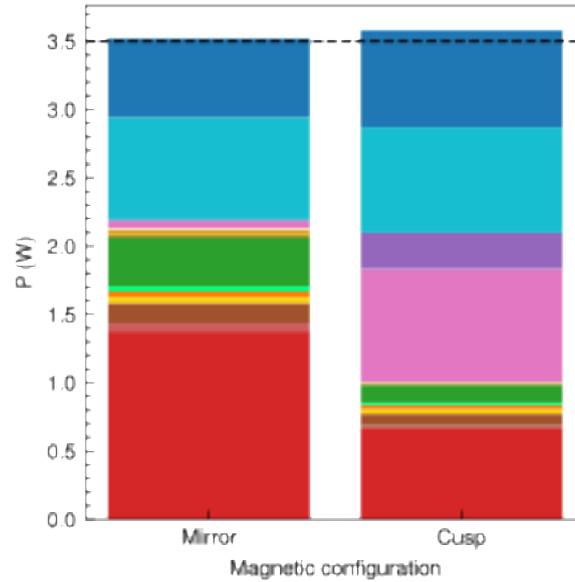


Fig.3 Energy loss ratios in the magnetic nozzle thruster using the simple mirror field and cusp field. A horizontal dashed black line shows power absorption, which is set as a calculation condition.

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. 江本 一磨, Pilot GAMMA PDX-SC のヘリコンプラズマ源を対象とした PIC-MCC 計算の初期検討, 第 14 回 ICRF 加熱研究会, 土岐, 2025 年 3 月.
2. 江本 一磨, 東郷 訓, 滝塚 知典, 片沼 伊佐夫, 坂本 瑞樹, Double leap-frog 法を用いた磁気モーメント保存を満たす particle-in-cell シミュレーションの試行, 日本物理学会 2025 年春季大会, オンライン, 2025 年 3 月.
3. 江本 一磨, ダイポール磁場中のペアプラズマに関する PIC 計算の初期検討, 第 29 回 NEXT(数値トカマク)研究会, 京都, 2025 年 3 月.
4. 江本 一磨, 東郷 訓, 滝塚 知典, 片沼 伊佐夫, 坂本 瑞樹, 完全磁化プラズマの PIC シミュレーションに向けた double leap-frog 法の実装, 令和 6 年度 宇宙輸送シンポジウム, 相模原, 2025 年 1 月.
5. 喜多内 悠斗, 高橋 和貴, 鷹尾 祥典, 磁気ノズルによるプラズマ加速を対象とした 3 次元粒子計算, 第 68 回宇宙科学技術連合講演会, 姫路, 2024 年 11 月.
6. Y. Takao, Y. Kitauchi, and K. Takahashi, Numerical investigations of plasma distributions and their time variation in the expanding magnetic field, 77th Annual Gaseous Electronics Conference, San Diego, September-October 2024.
7. K. Emoto, K. Takahashi, and Y. Takao, Kinetic analyses of momentum conversion in a magnetic nozzle, The 33rd International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Göttingen, July 2024.

多成分イオン磁気流体力学シミュレーションに基づく土星衛星 タイタンと地球に普遍的な非熱的大気散逸過程の解明

Non-thermal atmospheric escape process universal for Earth and Titan simulated with a multi-ion component magnetohydrodynamic model

研究代表者：木村智樹（東京理科大学理学部第一部物理学科）

研究分担者：

堺正太郎（東北大学理学研究科）
担当：計算条件やコード改変助言
高田亮馬（東京理科大学理学研究科）
担当：タイタンの計算
草野百合（東京理科大学理学研究科）
担当：地球の計算

研究目的 (Research Objective):

<研究の背景>

タイタンは、液体炭化水素の海洋と、1気圧の濃密な窒素大気をもつ土星衛星である。大気組成は窒素 97%、メタン 2%、水素 1%で、生命誕生直前の無酸素の地球大気の組成に類似しており、多環性芳香族等の生命前駆物質の生成も発見されている (Lopez-Puertas et al., 2013)。タイタンの大気進化を解明し、地球にも普遍的な過程を見出すことができれば、生命誕生前後の地球の大気や生命環境の進化を明らかにできる可能性がある。タイタンは、太陽風や土星磁気圏プラズマに吹きさらされ、大気粒子がイオンピックアップ等で宇宙空間へ非熱的に散逸している。同散逸の解明は、大気進化を理解するうえで重要な課題の1つである。探査機その場観測や数値シミュレーションにより、タイタン大気散逸率が推定されてきた (e.g., Michael et al., 2005) が、空間領域が限定的で、全球的な時空間変動は未解明である。

<本研究の今までの成果>

そこで本研究は、3次元の多成分イオン磁気流体力学 (MHD) シミュレーション (Terada et al., 2009) を初めて導入し、タイタン大気の大気散逸の全球的な時空間構造の解明に取り組んできた。上層大気の主成分である窒素と水素の中性大気密度分布を入力として、初めて大気化学反応を解きつつ、太陽風中における大気起源イオンの散逸を模擬した。その結果、窒素系イオンは、太陽風動圧を静穏 (4×10^{-4} から 0.3 nPa) まで 720 倍変化させたところ、散逸率は 10-25 倍となり、有意な太陽風依存性が見えた。一方、水素系イオンは同様の動圧範囲では、おおよそ横ばいだった。上層大気の高高度プロファイル変動を精査すると、以下のことがわかった。

- 水素大気は外圏底（高度 1700km）よりも高高度に、高密度（ $<10^6/\text{cm}^{-3}$ ）で広く分布している。そのため、太陽風の変動に関係なく、外圏底よりも高高度において一定量のイオンピックアップの領域が広く保たれていた。
- 窒素大気は外圏底の下に高密度（ $<10^{12}/\text{cm}^{-3}$ ）で分布している。高い太陽風動圧では外圏底以下に太陽風磁場が侵入し、より多くの窒素イオンをピックアップしていた。

この結果は、水素と窒素が異なる太陽風依存性で散逸しつづけ、大気中の水素の存在率に相当する「大気の還元力」が太陽の進化と共に長期変動してきたことを示唆する。大気の還元力は生命活動や生命前駆物質生成のエネルギー源になるため、もし地球でタイタンと同様の過程があった場合、大気進化が生命の発生や進化に影響した可能性がある。

<本申請の研究目的>

本研究では、太陽風による大気散逸を扱ってきたが、実際の環境ではタイタンは土星磁気圏内に滞留している時間が長く、土星磁気圏プラズマ（以下、土星風）が吹き付けることによる大気散逸が有意に発生しうる。土星風は、氷衛星エンセラダスの内部海起源の酸素や水素等の水系プラズマが主成分である。太陽風と全く異なる組成の土星風によるタイタン大気散逸は全くの未解明である。本申請の研究では、多成分 MHD を用いて、土星風によるタイタン大気散逸の時空間変動の解明に取り組む。また、タイタンの太陽風・土星風大気散逸の解明と並行して、同じ多成分 MHD を用いて、過去の地球大気散逸を模擬し、タイタンの散逸と比較し、過去地球と現在のタイタンに普遍的な大気散逸過程を見出す。

計算手法 (Computational Aspects):

グリッド数 1922 の球面グリッドを 720 層設け、90-360 コアを用いた MPI による並列計算で、Terada et al. (2009) で提案された 1 流体多成分イオンコードを解いた。天体の半径を R とすると、計算範囲は天体から最大 $600R$ の空間を計算した。

- **タイタン:** 土星風を想定した酸素イオンで構成されるプラズマ流をタイタンに吹き付け、水素・窒素大気起源のイオン散逸を模擬する。太陽風中での大気散逸を模擬した徳重（修士論文, 2024）と同様の解析を行い、散逸率や散逸メカニズムを精査し、太陽風による大気散逸との違いや普遍性を整理する。
- **地球:** 計算が技術的に容易でタイタンに近い条件である、無磁化の地球を仮に想定し、大気散逸を模擬する。過去の地球を想定した膨張大気（高太陽光フラックス下で加熱された大気）や現代の大気を想定した中性大気分布を設定し、大気散逸を解く。徳重（修士論文, 2024）と同様の解析を行い、散逸率や散逸メカニズムを精査し、タイタンとの違いや普遍性を整理する。

研究成果 (Accomplishments) :

<タイタン>

土星風を想定した酸素イオンで構成されるプラズマ流をタイタンに吹き付け、水素・窒素大気起源のイオン散逸を模擬する事ができた。太陽風中での大気散逸を模擬した。徳重 (修士論文, 2024) と同様の解析を行い、散逸率を調査したところ、同じ動圧下においては土星風のほうが太陽風よりも3倍弱多く窒素大気起源イオンを散逸させていることがわかった。一方、水素大気起源イオンは同じ動圧下においては土星風のほうが太陽風よりも1/2程度少ない散逸量であることがわかった。これは、土星風による散逸のほうが還元性の高い水素を大気中に保持し、窒素等の還元性上昇にかかわらない元素はより散逸させることで、大気の還元力が非常に高くなる可能性を示唆する。しかし、比較対象の太陽風による水素大気散逸は、大気起源の水素と太陽風起源の水素の混合領域が広く分布しており、上記の1/2の比率の不定性が多いことが判明した。現在は、太陽風の計算に立ち戻り、太陽風起源と大気起源の水素を独立成分として分離しながら計算し解析する手法を開発中である。これにより、太陽風と土星風の散逸メカニズムの違い、地球との差異を精査していく予定である。これらの成果を高田、木村、堺、草野他として、日本地球惑星科学連合学会2024、地球電磁気・地球惑星圏学会総会2024等の国内学会で報告した。

<地球>

計算が技術的に容易でタイタンと近い条件である、無磁化の地球を仮に想定し、大気散逸を模擬した。Yoshida et al. (2021)によって推定された過去の地球を想定した膨張水素大気 (高太陽光フラックス下で加熱された大気) の分布を設定し、大気起源イオンの散逸を解いた。徳重 (修士論文, 2024) と同様の解析を行い、散逸率を見積もったところ地球集積時の水素大気総量 $10^{26}g$ を3.8億年で枯渇させる強力な散逸であることがわかった。この強力な散逸は、膨張した水素大気が60地球半径以上広がる巨大な電離圏を形成し、その中で太陽風によるピックアップが後半に発生していることに起因する。今後は、詳細な散逸過程の解析を行い、太陽風起源と水素大気起源のイオンの分離を試みて、還元力等の普遍的視座からタイタンとの比較を行う予定である。これらの成果を草野、木村、堺、高田他として、日本地球惑星科学連合学会2024、地球電磁気・地球惑星圏学会総会2024、惑星科学会総会2024等の国内学会で報告した。

公表状況 (Publications) :

(ポスター)

草野 百合、木村 智樹、堺 正太郎、吉田 辰哉、前田 優樹、中田 英太郎、高田 亮馬、徳重 みなみ、寺田 直樹、3次元多成分イオン電磁流体力学シミュレーションによる過去地球における膨張水素大気の新熱的散逸モデリング、日本地球惑

- 星科学連合 2024 年大会、幕張メッセ(ハイブリッド)、5月、2024年
- 草野 百合、木村 智樹、堺 正太郎、吉田 辰哉、前田 優樹、中田 英太郎、高田 亮馬、徳重 みなみ、寺田 直樹、3次元多成分イオン電磁流体力学シミュレーションによる過去地球における膨張水素大気の新熱的散逸モデリング、日本惑星科学会 2024 年秋季講演会、九州大学医学部百年講堂、9月、2024年
- 草野 百合、木村 智樹、堺 正太郎、吉田 辰哉、前田 優樹、中田 英太郎、高田 亮馬、徳重 みなみ、寺田 直樹、3次元多成分イオン電磁流体力学シミュレーションによる過去地球における膨張水素大気の新熱的散逸モデリング、地球電磁気・地球惑星圏学会 2024 年秋季年会、国立極地研究所、11月、2024年
- 高田 亮馬、木村 智樹、堺 正太郎、前田 優樹、中田 英太郎、草野 百合、徳重 みなみ、寺田直樹、3次元磁気流体力学シミュレーションを用いた土星風及び太陽風によるタイタン大気散逸過程の比較、日本地球惑星科学連合 2024 大会、幕張メッセ、5月、2024年
- 高田 亮馬、木村 智樹、堺 正太郎、前田 優樹、中田 英太郎、草野 百合、徳重 みなみ、寺田直樹、3次元磁気流体力学シミュレーションを用いた土星風及び太陽風によるタイタン大気散逸過程の比較、地球電磁気・地球惑星圏学会 2024 年秋季年会、国立極地研究所、11月、2024年

小型天体・宇宙プラズマ相互作用過程の 大規模粒子シミュレーション

Particle Simulations on Space Plasma Interactions with Solar System Small Bodies

- 研究代表者**：三宅 洋平（神戸大学計算科学教育センター）
y-miyake@eagle.kobe-u.ac.jp
- 研究分担者**：臼井 英之（神戸大学大学院システム情報学研究科）
h-usui@port.kobe-u.ac.jp
担当：計算機実験モデル・結果の検討
- 寺田 直樹（東北大学大学院理学研究科）
teradan@pat.gp.tohoku.ac.jp
担当：惑星上層大気の数値モデル検討
- 原田 裕己（京都大学大学院理学研究科）
haraday@kugi.kyoto-u.ac.jp
担当：月プラズマ環境の衛星観測研究
- 西野 真木（JAXA 宇宙科学研究所）
nishino@stp.isas.jaxa.jp
担当：月プラズマ環境学の創成
- 中園 仁（神戸大学大学院システム情報学研究科）
j-nakazono@stu.kobe-u.ac.jp
担当：月面凹凸の帯電特性の検討
- 川村 峻介（神戸大学大学院システム情報学研究科）
kawamura_shunsuke@stu.kobe-u.ac.jp
担当：プラズマ粒子計算の階層並列実装の検討
- 酒谷 龍生（神戸大学大学院システム情報学研究科）
ryusei.sakaya@stu.kobe-u.ac.jp
担当：電子層に覆われた物体の電波散乱特性解析
- 田中 唯逸（神戸大学大学院システム情報学研究科）
yuito.tanaka@stu.kobe-u.ac.jp
担当：磁気圏 MHD—人工衛星帯電連成シミュレーション開発
- 泉川 侑也（神戸大学大学院システム情報学研究科）
yuya.izumikawa@stu.kobe-u.ac.jp
担当：境界要素法に基づく高精度衛星環境モデリング
- 村井 佑多（神戸大学大学院システム情報学研究科）
murai.yuta@stu.kobe-u.ac.jp
担当：彗星高密度プラズマ中の衛星帯電現象の検討
- 酒田 大誠（神戸大学大学院システム情報学研究科）
sakata.aisei@stu.kobe-u.ac.jp
担当：速度分布関数に基づく衛星流入電流評価
- 中井 俊志（神戸大学大学院システム情報学研究科）
nakai.shunshi@stu.kobe-u.ac.jp
担当：高速多重極展開に基づく多粒子相互作用計算機実験
- 高橋 昇大（神戸大学大学院システム情報学研究科）
shota.takahashi@stu.kobe-u.ac.jp
担当：小型天体上の帯電粉体ダイナミクスの数値モデル開発

榊原 大和 (神戸大学大学院システム情報学研究科)

sakakibara.yamato@stu.kobe-u.ac.jp

担当：小型天体上の帯電粉体ダイナミクスの数値モデル開発

研究目的 (Research Objective):

月や小惑星、もしくは人工衛星などの小型天体は、その固体表面が太陽風プラズマと直接に相互作用する。その結果、太陽風プラズマの吸着と光電子や二次電子の放出により表面が帯電し、また地形や形状によりプラズマ流が阻害されるとウェイクが形成される。これらの荷電分離に伴い形成される静電場により、荷電粒子の加速/減速が生じる。本研究の目的は、これまでに申請者が行ってきた Particle-in-Cell に基づく大規模高並列プラズマ粒子シミュレーション研究を発展させ、人工衛星や月などの「小型固体天体」とプラズマ間の相互作用を理解することである。

計算手法 (Computational Aspects):

3次元 Particle-in-Cell シミュレーション手法に、人工衛星や宇宙塵などの固体境界の数値的取り扱いを追加した EMSES シミュレーションコード [Miyake and Usui, 2009] を用いる。本手法では、計算空間上で連続的な位置座標を持つ多数のプラズマ荷電粒子と、空間中で離散的に定義された静電場の間で必要な情報を交換しながら、相互に解き進めることによって、プラズマの挙動と静電環境の時間発展を自己無動着に解き進める。EMSES において固体表面を有する構造体は、プラズマ粒子を捕捉する内部境界として扱われる。課題遂行に用いた EMSES コードには、均等領域分割方式に基づく並列化と OhHelp アルゴリズム [Nakashima et al., 2009] に基づく動的負荷分散機構を実装しており、AKDK システムのような分散メモリ型並列計算システムで高効率な計算が可能になっている。

当課題では上述の EMSES の他に、①モンテカルロ直接法(DSMC)に基づく惑星上層大気シミュレータ、②個別要素法(DEM)に基づく粉体挙動シミュレータ、③衛星電位時間発展方程式法に基づく軽量衛星帯電シミュレータ、など複数の数値モデルを駆使して、研究を推進している。このうち③の軽量衛星帯電シミュレータの並列化実装については、次項でその詳細を紹介する。

研究成果 (Accomplishments) :

AKDK システムを用いた大規模シミュレーション研究により、2024 年度は小型天体環境に関する下記の成果を得た。

1. 月面上の窪み地形の空間スケールと内部に形成される帯電強度の相関をプラズマ粒子シミュレーションにより精査した。
2. 粒子シミュレーションを用いたプラズマ-物体相互作用解析により、複数プローブ間の干渉作用が測定値に与える影響の大きさと発生条件を明らかにした。
3. 地球磁気圏ダイナミクスと人工衛星帯電現象の連成数値解析における律速処理である

衛星帯電の軽量計算モデルに、時分割計算手法を導入することで、並列計算による高速化を実現した。

以降では上記のうち、成果 3 の内容を紹介する。

太陽活動が極大期を迎える中、宇宙天気予報の一要素技術として宇宙環境変動を反映した衛星帯電予測を短時間で行う必要性が高まっている。我々は地球磁気圏のプラズマ環境を再現する磁気圏グローバル MHD 計算と人工衛星帯電計算を組み合わせた地球磁気圏—人工衛星環境連成解析の開発を進めている [Miyake et al., ICCS, 2023]。連成対象となるモデル間の物理情報の連携により、大規模な宇宙嵐時の顕著な衛星帯電現象の再現に成功している一方で、計算の高効率化の観点で連成モデル間の負荷均衡の観点では課題が残っていた。具体的には磁気圏 MHD 計算は空間領域分割による並列化が実装されているが、帯電計算は並列化未実装である。よって、磁気圏 MHD 計算の高並列実行時には帯電計算の計算速度が律速段階となってしまふ。そこで磁気圏 MHD 計算の高並列実行時の実行時間と帯電計算の実行時間のバランスを可能な限りとるため、帯電計算の時間領域分割による並列化(時間方向並列化)を検討し、実装と性能検証を実施した [論文 4]。

因果律に支配される系の時間方向並列化では、まずその時間発展を粗く低計算コストで予測した上で、その修正計算を並列処理する方針が基本的なアプローチである。当該方針に基づき、先行研究で幅広く用いられている Parareal 法 [Lions et al., C.R.Acad. Sci. Paris, 2001] をベースとした時間方向並列を帯電計算へ適用した。当手法では計算対象の時間領域をプロセス数 N 個の部分時間領域に分割し、それぞれの部分時間領域を異なるプロセスが担当することで、並列に時間発展計算を行う。部分時間領域同士は因果律に基づく依存関係があるため、部分時間領域のつなぎ目で解の不整合が現れる。Parareal 法は各時間

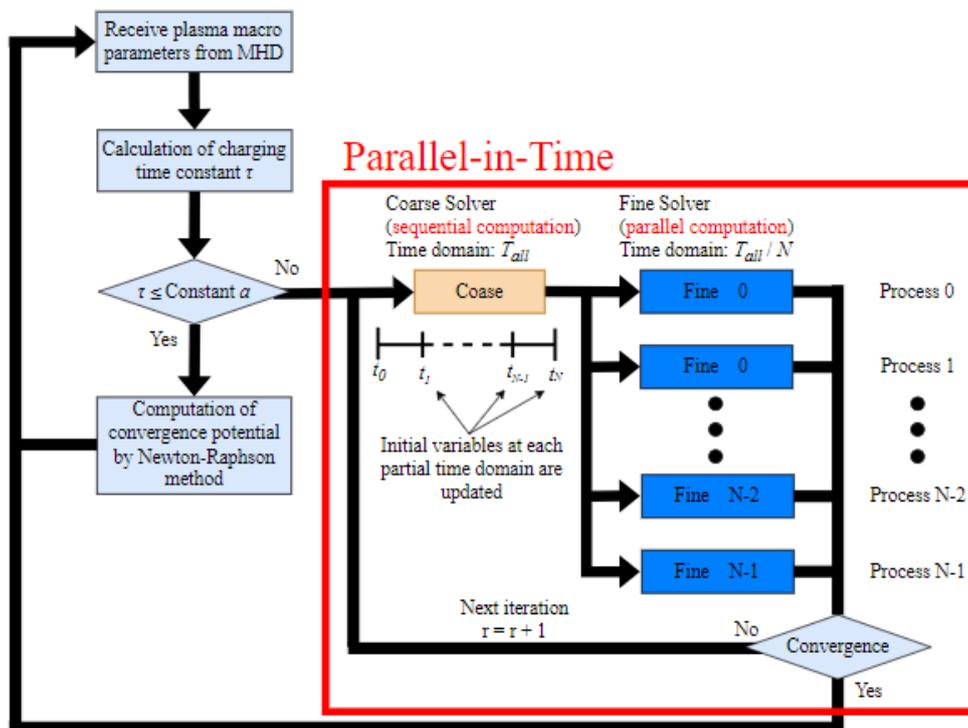


図 1 時間方向並列実装時の衛星帯電計算フロー

領域間の不整合が許容できる程度になるまで反復計算を用いて修正を繰り返す手法である。部分時間領域間の不整合を修正するために時間刻み幅の異なる2種の時間発展計算を行う。一つは、本来計算したい時間刻み幅を用いる細かい積分演算 (Fine solver) である。二つ目は、本来計算したいものより大きい時間刻みを用いる粗い積分演算 (Coarse solver) である。粗い積分演算は計算コストを抑えつつ、細かい積分演算を近似する役割と部分時間領域間の数値結果の不整合を修正する役割を持つ。

部分時間領域間の数値結果の不整合の修正は、各部分時間領域の初期値を更新しながら電位時間発展計算を反復することによって実施する。修正には、手前の部分時間から Fine solver と Coarse solver を解き進めることによってそれぞれ得られる衛星電位値と、一つ前の修正反復における Coarse solver に基づく衛星電位値を用い、Newton-Raphson 法の考えに基づいて導出した初期値更新式 [高見他, 情処研究報告, 2011] を用いる。図 1 は時間方向並列化を適用した場合の衛星帯電計算フローチャートであり、水流動計算解析に同手法を用いた先行研究を参考にした。各反復においてまず、全時間領域において非並列で粗い積分を行い、各部分時間領域の初期値を更新する。更新された初期値を使用し、部分時間領域毎に各プロセスが細かい積分を並列で計算する。各部分時間領域の境界における数値結果の不整合が許容できる程度になるまでこの2種類の数値計算を繰り返す。

時間方向並列機能を実装した衛星帯電モデルを磁気圏 MHD シミュレーションと連成させ、動作検証を実施した。宇宙プラズマ環境としては大規模な地磁気サブストームが発生し、米国 Galaxy15 衛星の障害発生が報告された 2010 年 4 月 5 日の地球磁気圏環境を想定した。当該環境に Galaxy15 とは異なる仮想的な人工衛星が曝されたことを想定し、帯電現象を解析した。AKDK システムを用い、地球磁気圏グローバル MHD 計算に 512 プロセス、衛星帯電計算に 32 プロセス、両者の連携を統括する制御プログラムに 1 プロセスを割り当てて計算を実施した。

図 2 は地球の蝕に対応する時間帯の衛星構体の電位推移を示したものである。30 分ほど継続する蝕の時間帯を通して、衛星構体部が 3~4.5 kV 程度の負電位に帯電している。当計算結果は、帯電計算に時間方向並列化を適用する前の解と非常に良い一致を示す。実際、並列化実装前後の解の相対誤差を図 3 に示す。部分時間の接続や解の振る舞いに

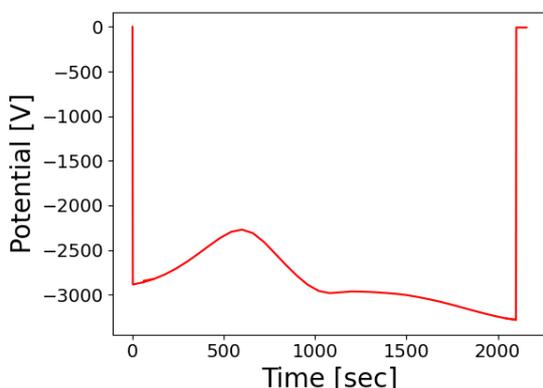


図 2 地球の蝕に対応する時間帯における衛星電位のモデル予測値

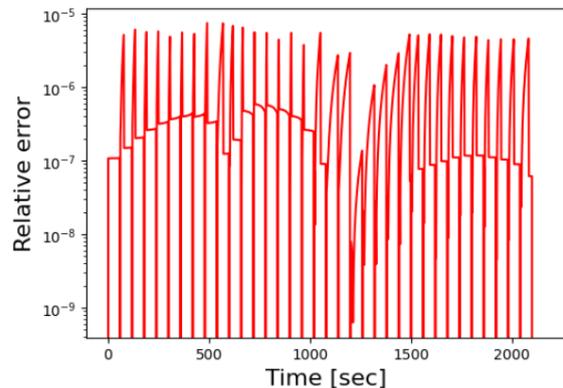


図 3 時間方向並列実装前後の衛星電位予測値の相対誤差

応じて誤差は変動するが、その大きさは 10^{-5} 以下に抑えられており、宇宙天気予報で必要とされる衛星帯電評価に照らして十分な精度が確認された。当該計算においては、32 並列実行で平均して 29 倍の速度向上が得られており、時分割に基づく並列実装が有効に機能することが確かめられた。

空間方向に並列度を持たない衛星帯電軽量計算モデルにおいて、時分割に基づく並列化および高速化を達成した。本成果は、リアルタイムの地球磁気圏環境シミュレーションに付加可能な衛星帯電予測モデルの実現可能性を示すものであり、将来の宇宙天気予報システムの高度化への寄与という意味でもその意義は大きい。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Miyake, Y., J. Nakazono, Y. Miyoshi, Y. Harada, M. N. Nishino, S. Kurita, S. Kasahara, H. Usui, A. Nagamatsu, and S. Nakamura. Micro-scale Electrostatic Structures formed on the Rough Surfaces of the Moon, arXiv, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2410.05913>, 2024.
2. Jao, C-S., W. J. Miloch, and Y. Miyake, Collected Current by a Double Langmuir Probe Setup with Plasma Flow, IEEE Transactions on Plasma Science, 52(10), 5222-5233, <https://doi.org/10.1109/tps.2024.3501310>, 2024.
3. Nakazono, J., and Y. Miyake, Size-Dependent Surface Charging of Lunar Cavities exposed to the Solar Wind, J. Geophys. Res., Journal of Geophysical Research, 130(2), <https://doi.org/10.1029/2024JA033490>, 2025.
4. 田中唯逸, 三宅洋平, 南里豪志, 深沢圭一郎, 加藤雄人, 地球磁気圏－人工衛星環境連成解析に向けた衛星帯電計算の時間方向並列化の検討, 研究報告ハイパフォーマンスコンピューティング (HPC) , 2024-HPC-197, 4, pp. 1-8, 2024.

(口頭)

1. Miyake, Y., J. Nakazono, and J. Deca, Anticipated Micro-scale Electrostatic Structures formed on the Rough Lunar Surface exposed to Space Plasma, AGU Annual Meeting, Washington DC, December 2024.
2. Miyake, Y., J. Nakazono, Y. Miyoshi, Y. Harada, M. N. Nishino, S. Kurita, S. Kasahara, S. Nakamura, A. Nagamatsu, and H. Usui, Micro-scale Electrostatic Structures formed on the Rough Surfaces of the Moon, 17th Spacecraft Charging Technology Conference (SCTC), Avignon, June 2024.
3. 三宅洋平, 三好由純, 原田裕己, 西野真木, 栗田怜, 笠原慧, 臼井英之, 永松愛子, 奥村哲平, 豊田和弘, 中村紗都子, 月面静電気・放射線調査チーム(LERIT), 月面帯電環境の計測と評価, 惑星圏シンポジウム 2025, 仙台, March, 2025. (招待講演)

粒子法を用いたプラズマ推進機の運動論的シミュレーション

Particle simulation for plasma thruster

研究代表者：西山和孝（宇宙航空研究開発機構）

nishiyama.kazutaka@jaxa.jp

研究分担者：月崎竜童（宇宙航空研究開発機構）

tsukizaki.ryudo@jaxa.jp

担当：解析結果比較用のレーザ計測

：山下裕介（Stanford 大学）

yusukeya@stanford.edu

担当：コード開発・シミュレーション実施

：濃野歩（宇宙航空研究開発機構）

ayumu303@g.ecc.u-tokyo.ac.jp

担当：コード開発・シミュレーション実施

：張科寅（宇宙航空研究開発機構）

choh.shinatora@jaxa.jp

担当：コード開発・シミュレーション実施

：白川遼（宇宙航空研究開発機構）

ryo-shirakawa@g.ecc.u-tokyo.ac.jp

担当：コード開発・シミュレーション実施

研究目的 (Research Objective):

低温プラズマはイオンに対して電子のみ温度が高い非平衡プラズマであり、数100W 程度の比較的小さい電力でも生成可能なことから、半導体エッチングやプラズマディスプレイ、医療・食品分野での殺菌・消毒、そして宇宙航行用プラズマ推進機など、工学的に幅広く利用されている。本研究で対象とする宇宙推進機に用いられているプラズマは、一般にこの低温プラズマに該当し、プラズマと背景ガスとの化学反応や電磁場中のプラズマ不安定など数多くの現象が非線形に相互作用している。そのため、数値解析が現象理解・工学設計に有効である。国内外ではホールスラスタ、磁気ノズルなど、プラズマを用いた高比推力宇宙推進機の研究開発が精力的に行われており、申請者らの研究グループでは電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 型イオンエンジンの研究開発が行われ、日本の小惑星探査機はやぶさ、はやぶさ2 ミッションの成功に大きく貢献した。現在は、はやぶさの後続ミッション (DESTINY+) ¹⁾ に向け、排気プラズマ-宇宙機間の相互作用によりエンジン・周辺機器が悪影響を被る現象の物理解明 ²⁾ や、超低高度衛星の推進機としての大気吸込型の新型エンジン開発 ³⁾ に取り組

んでおり、これらを推進する低温プラズマの数値解析の重要性が高まっている。本研究の目的は、数値シミュレーションを用いてイオンエンジンの内部物理を明らかにし、工学的な開発に役立てることを目的としている。

低温プラズマの数値解析には、主に運動論的な手法と流体的な手法の2種類のアプローチが広く用いられている。運動論的な手法には **Particle-In-Cell (PIC)** 法や **Direct-Kinetic (DK)** 法などがあり、運動論的效果をよく表現できるが、計算コストが非常に高い。そのため、人工的な電子とイオンの質量比を用いたり、空間次元を削減したり、また作動ガス (中性粒子) を固定したりするなど、結果的に簡略化が必要となる場合が多い。一方、流体的な手法では、電子やイオンの速度分布関数を仮定し、分布関数の速度モーメント量 (密度、フラックス、エネルギーなど) を時間発展させる。そのため、運動論的な方法と比べると計算は非常にリーズナブルであり、**2-3** 次元の計算への比較的容易である。しかし、運動論的な効果の表現には課題があるため工夫が必要となる。他にも、電子が計算コストへの影響が大きいため、電子を流体的、イオンを運動論的に扱う **Hybrid** モデルもよく用いられている。実際に申請者らは過去に、排気プラズマと宇宙機間の相互作用を解明するため、エンジン外部のイオンビームの数値計算をこの **Hybrid** モデルにて進めてきた⁴⁾。電子は非磁化の流体モデルを用いていたが、実際には周囲には磁場が存在し、実機との比較から、磁化電子の影響を考慮した計算の必要性が浮き彫りになっている。また、本エンジンは、エンジン内部のプラズマ生成部において、磁化された電子にマイクロ波を供給して電子を加熱する電子サイクロトロン共鳴 (**ECR**) 現象を利用しており、この運動論的な現象のモデル化が必要である。そこで、強い磁場が存在する場合に発生する異方性拡散問題に対処する「**Transverse flux method**」⁷⁾のテスト計算と、マイクロ波と流体モデルの効率的なカップリング (**ECR** 加熱表現) 手法開発の2点を実施した。

研究成果 (Accomplishments) :

【異方性拡散問題に対処する「**Transverse flux method**」のテスト計算】

低温プラズマにおける電子流体の数値モデリングでは、ドリフト拡散 (**DD**) 近似が幅広く用いられている⁶⁾。これは、電子慣性を無視し、運動量保存則を線形化し、電場により駆動されるドリフト項と圧力勾配により駆動される拡散項の2項から電子フラックスを陽に計算できるようにするものである。ドリフト項には移動度、拡散項には拡散係数が輸送係数として存在するが、磁化電子の場合、移動度と拡散係数はいずれも2階のテンソルとなる。このテンソルの非対角成分は、数値誤差を助長し、反復法の収束性の悪化も招くことが知られている⁸⁾。これを一般に異方性拡散問題と呼ぶ⁸⁾。この問題への対処法としては、**Hagelaar**による「**Transverse flux method**」⁷⁾や川嶋による「擬似双曲線法」が提案されている。川嶋による「擬似双曲線法」^{8,9)}は電子とイオンを同密度と仮定して計算を簡略化する準中性近似を前提とした手法であるが、対象とするイオンエンジンでは、排気プラズマ部では宇宙機周辺での非中性領域

(シース)の厚みが大きく、また、プラズマ生成部でも磁場が強く壁付近の非中性領域が重要であるため、非中性を取り扱う際には「擬似双曲線法」はそのまま適用できない。そこで「Transverse flux method」によるテスト計算を実施した。本手法では電位とフラックスを交互に更新することで、異方性拡散問題を回避することができる。

まずは、Fig. 1 に示すような一様な強度磁場を 45 度方向に印加する川嶋らと同じ系⁸⁾で「Transverse flux method」による計算を行い、計算の安定性、 $\tilde{x} = 100$ を横切る平均フラックス、電位と電子フラックスのプロファイルの 3 つを評価した。Fig. 2 に $\tilde{x} = 100$ を横切る平均フラックスの計算結果を、通常離散化で計算した結果と比較して示す。通常離散化では、ホールパラメータ増加に伴い収束性も悪化するため、ここでは直接法で計算した。一方、「Transverse flux method」は電位更新部の楕円型方程式の計算において反復法の SOR 法を用いているが、いずれのホールパラメータでも問題なく収束解が得られることがわかった。また、通常離散化では電子フラックスが過大評価されるが、「Transverse flux method」では電子ホールパラメータ (衝突周波数に対する電子サイクロトロン周波数の比) の-2乗に比例するという理論的に正しい結果が得られている。Fig. 3 にはホールパラメータが 10^3 における電位と電子フラックスのプロファイルを示しており、(a) の通常離散化と比べて(b) の「Transverse flux method」では電位の等値線と磁力線のミスアライメントが小さくなり、フラックスも数値誤差で歪むことなく計算できることが分かった。

一方で、より実用的な磁場として Fig. 4 に示す ECR プラズマで用いられる不均一強度なミラー磁場を用いた場合、「Transverse flux method」は計算が収束しないことが分かった。Fig. 5 に、電位およびフラックスの残差が 10^{-10} 以下に達するまでに要したイタレーション数の結果を示す。Fig. 4 の「Ref.」で示す点におけるホールパラメータが 10^2 以上の時には、電位更新部の楕円型方程式の SOR による反復計算が収束しないことが分かった。しかし、今回はテスト計算のため、実用的ではないもののこの部分を直接法に置き換えることで収束解が得られることが確認できた。ホールパラメータが 10^3 における電位プロファイルの計算結果を Fig. 6 に示す。領域の左側の電位境界条件が $\tilde{\phi} = 10$ 、右側の電位境界条件が $\tilde{\phi} = 0$ であり、ソース項のない楕円型方程式を解いているが、 $\tilde{\phi} \cong 20$ 程度の電位が得られている。また、磁力線上にも大きな電位勾配が発生しており、これは非物理的な結果と考えられる。これは、通常離散化では発生しなかった。非物理的な結果の原因は磁場に平行方向と垂直方向のフラックス差が非常に大きくなるために発生する誤差によるものと考えられ、「Transverse flux method」を適用にあたり、反復法を用いた際の収束性向上と数値誤差の低減が評価が今後の課題である。

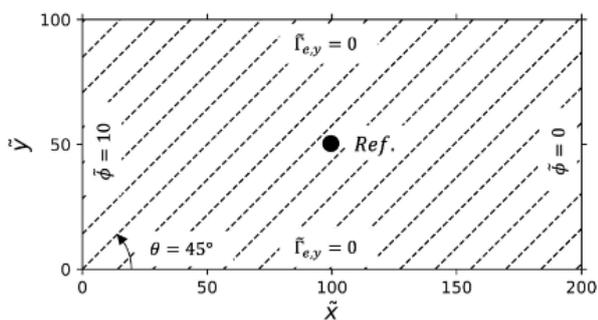


Fig. 1 テスト計算の系 (直線磁場)

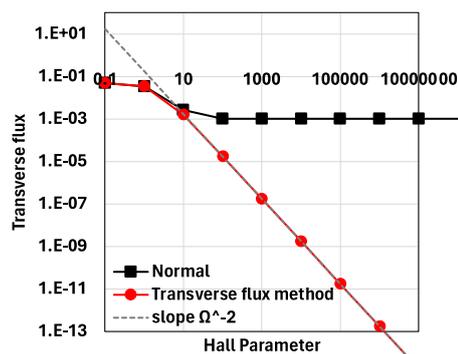


Fig. 2 $\tilde{x} = 100$ を横切る平均フラックスの計算結果

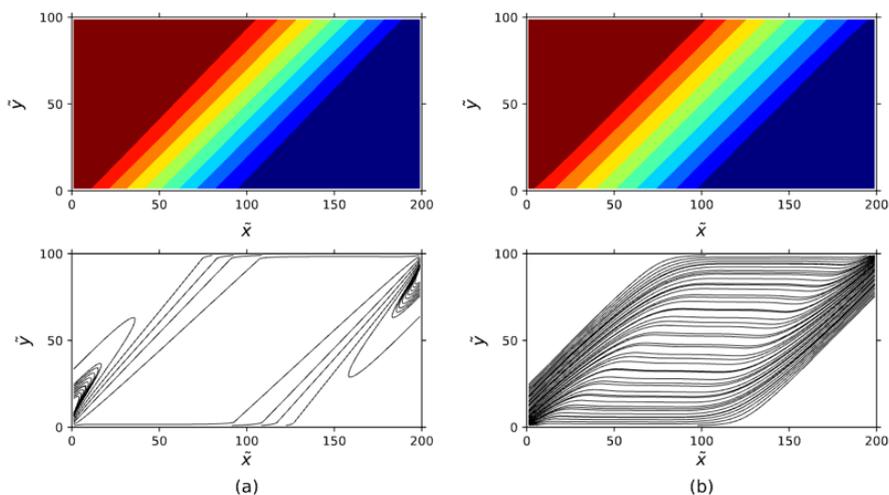


Fig. 3 電位と電子フラックス (流線) 計算結果

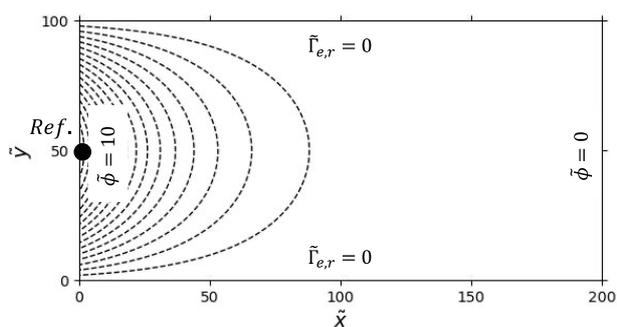


Fig. 4 テスト計算の系 (ミラー磁場)

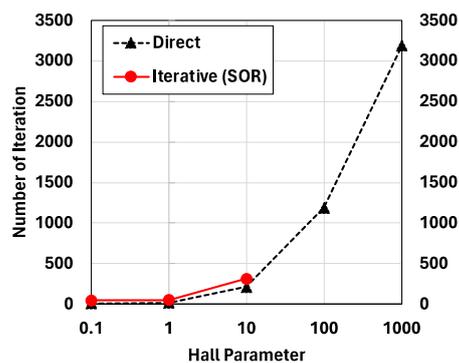


Fig. 5 収束までのイタレーション数

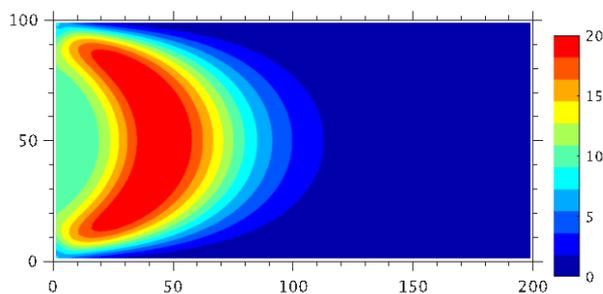


Fig. 6 電位の計算結果 (非物理的なプロファイル)

【マイクロ波と流体モデルの効率的なカップリング (ECR 加熱表現) 手法開発】

ECR によるプラズマ生成部の計算と電子流体モデルを組み合わせるためには、運動論的な現象である ECR 加熱をモデル化する必要がある。そこで、Hagelaar の論文に示される方法⁵⁾を参考にした。オリジナルの方法では、マイクロ波電界を時間領域の Maxwell 方程式から Finite-Difference Time-Domain (FDTD) 法で解く。そして、電子電流 j_e は $j_e = \bar{j}_e + \tilde{j}_e$ のように、定常成分 \bar{j}_e とマイクロ波に同期する摂動成分 \tilde{j}_e に分け、 \bar{j}_e に関する方程式 (局所運動量方程式) を Maxwell 方程式と一緒に時間発展させることで電力吸収プロファイルが得られるため、これをエネルギー保存則と連成する。これにより、ECR 条件 (サイクロトロン周波数 = マイクロ波周波数) を満たす領域での電力吸収を表現でき、正確な物理とは異なるものの、ECR に近い現象を流体モデルで安定に表現できる。しかし、このままの方法では、電力吸収プロファイルの更新毎にマイクロ波計算を収束させる必要があり、また収束後もマイクロ波周期で平均化作業が必要となるため、計算コストが高い (~数分/回)。

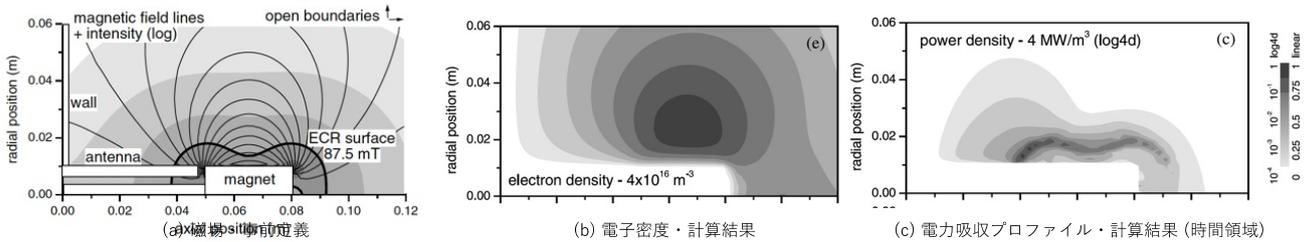


Fig. 7 論文⁵⁾の事前定情報と時間領域の計算結果

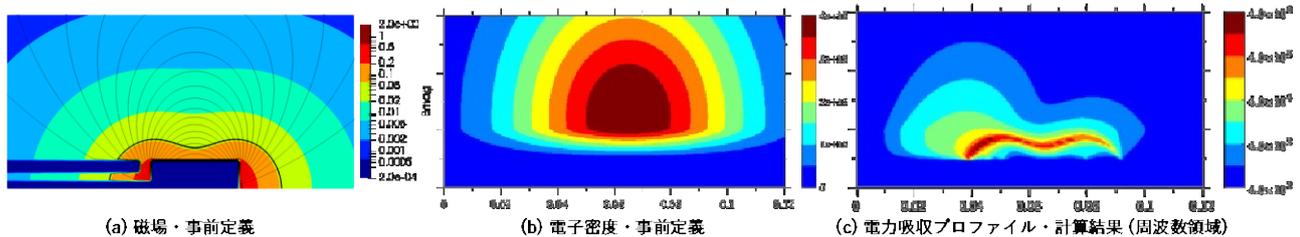


Fig. 8 実施した計算の事前定情報と周波数領域の計算結果

そこで、空間 2 次元軸対称の 3 成分のヘルムホルツ方程式における周波数領域解法を開発した。ヘルムホルツ方程式は通常エッジベース FEM で解かれることが一般的だが、空間 2 次元以上にて差分法で解く手法は知る限り提案されていなかったため、今回の開発に至った。通常のディリクレ・ノイマン境界条件のみでは壁の反射がうまく表現できなかった、壁面のマイクロ波電界 \vec{E} の法線成分が $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ から決定されるように境界条件を与えることで、FDTD 法と同等のマイクロ波電場の解が得られることを見出した。さらに、局所運動量方程式は線形であるため、フーリエ変換して複素

電気伝導度テンソルを持つオームの法則として扱った。これをヘルムホルツ方程式に組み込むことで、電力吸収プロファイルの更新を1回の代数演算で完結するようになり、計算コストを大幅に削減することができた (~数秒/回)。Fig. 7には論文⁵⁾における磁場の事前定義情報と、電子密度と時間領域による電力吸収プロファイルの計算結果を示す。Fig. 8には今回実施した計算計算における磁場・電子密度の事前定義情報と周波数領域における周波数領域の電力吸収プロファイルの計算結果を示す。本来、電子密度は流体モデルから計算されるものであるが、今回はテスト計算のためGaussianにより大まかに事前定義している。Fig. 7とFig. 8の電力吸収プロファイルの計算結果はよく一致しており、手法の妥当性が示された。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. 白川 遼, 月崎 竜童, 西山 和孝, 電子サイクロン共鳴(ECR) プラズマ流体モデルの開発, 令和6年度 宇宙輸送シンポジウム, 東京, 2025年1月
2. 白川 遼, 月崎 竜童, 西山 和孝, 電子サイクロン共鳴 (ECR) プラズマの流体モデルの開発, 東京, 2024年12月
3. A. Nono, Y. Yamashita, R. Tsukizaki, and K. Nishiyama. International conference on plasma science, Santa Fe, NM, USA, 2023.
4. A. Nono, Y. Yamashita, T. Muranaka, M. Kato, K. Nakata, Y. Nakayama, K. Ueno, R. Tsukizaki, and K. Nishiyama. International Symposium on Space Technology and Science, Kurume, Japan. Mar. 2023.
5. 濃野 歩, 山下 裕介, 月崎 竜童, 西山 和孝, 数値流体シンポジウム, オンライン, 2022年12月
6. Ayumu Nono, Yusuke Yamashita, Ryudo Tsukizaki, and Kazutaka Nishiyama, Gaseous Electronics Conference, Sendai, Japan, Oct. 2022

参考文献

- 1) K. Nishiyama, T. Hiroyuki, K. Yasuhiro, and A. Tomoko, “DESTINY+ : technology demonstration and exploration of asteroid 3200 Phaethon,” 68th Int. Astronaut. Congress (2017).
- 2) A. Nono, T. Morishita, S. Hosoda, R. Tsukizaki, and K. Nishiyama. 2023. “Effect of Spacecraft Surface Conductivity on Voltage of Microwave Neutralizer in Gridded Ion Thrusters.” Acta Astronautica 212 (November): 130–38.
- 3) Y. Miya, and K. Nishiyama. 2022. “Performance Evaluation of a Plasma Generator and Ion Optics for Air-Breathing Ion Engine.” CEAS Space Journal 14 (4): 749–55.
- 4) A. Nono, Y. Yamashita, R. Tsukizaki, and K. Nishiyama. International conference on plasma science, Santa Fe, NM, USA, 2023.

- 5) G. J. M. Hagelaar, K. Makasheva, L. Garrigues, and J-P Boeuf. 2009. "Modelling of a Dipolar Microwave Plasma Sustained by Electron Cyclotron Resonance." *Journal of Physics D: Applied Physics* 42 (19): 194019.
- 6) K. Hara, 2019. "An Overview of Discharge Plasma Modeling for Hall Effect Thrusters." *Plasma Sources Science and Technology* 28 (4): 044001.
- 7) G. J. M. Hagelaar, 2007. "Modelling Electron Transport in Magnetized Low-Temperature Discharge Plasmas." *Plasma Sources Science and Technology* 16 (1): S57.
- 8) R. Kawashima, K. Komurasaki, and T. Schönherr. 2015. "A Hyperbolic-Equation System Approach for Magnetized Electron Fluids in Quasi-Neutral Plasmas." *Journal of Computational Physics* 284 (C): 59–69.
- 9) R. Kawashima, K. Komurasaki, and T. Schönherr. 2016. "A Flux-Splitting Method for Hyperbolic-Equation System of Magnetized Electron Fluids in Quasi-Neutral Plasmas." *Journal of Computational Physics* 310 (April): 202–12

ピックアップイオンの加速機構の研究

Investigation of the acceleration of interplanetary pickup ions

研究代表者：坪内 健 (電気通信大学)

研究目的 (Research Objective):

太陽風は星間プラズマとの衝突によって膨張が遮られ、太陽圏と呼ぶ閉じた空間を形成する。その接触面 (heliopause; HP) から太陽圏側には衝撃波 (終端衝撃波; TS) が伝わり、超音速の太陽風はそこで減速・加熱される。この減速・加熱を受けたプラズマで占められた領域が (内側) ヘリオシース (IHS) と呼ばれ、太陽圏全体を包みこんでいる。ボイジャー探査機による直接観測からは IHS の厚みについて南北非対称性が示唆されており、その要因の一つとして IHS の熱的環境を決定するパラメータの違いに求めることができる。そこで本研究では TS におけるプラズマの加熱過程と太陽風パラメータとの関連性の数値シミュレーションによる検証に焦点を当てている。

ここで本質的に重要となるのが、太陽風中、特に太陽圏外縁部のプラズマ環境に特有の影響を与える要素としてピックアップイオン (PUI) のダイナミクスである。PUI はその生成過程の特質から、背景太陽風と比べて遥かに (2~3桁) 高い実効的な熱エネルギーを得ている。New Horizons の PUI 観測結果を外挿すると TS 領域の PUI 密度は 25%程度と見積もられ、またボイジャーの観測から太陽風プラズマの TS における加熱が弱いことから、TS-IHS 領域では PUI がエネルギー密度の大半を担っていることが示唆されている。故に IHS の熱的環境に PUI がもたらす影響の定量的評価は太陽圏外縁部の構造を理解する上でも必須となる。そこで重要な指標となるのが圧力と密度の関係、 $P\rho^{-\Gamma}$ =一定を示すポリトロピック指数 Γ である。本年度は TS、HP を自発的に生成するシミュレーション結果から抽出した TS の上下流のプラズマデータを用いて、TS 近傍におけるポリトロピック指数を導出し、太陽圏外縁領域の熱力学的特性に関する検証を進めた。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究で行う数値シミュレーションでは、イオンを個別粒子としてその運動方程式を解き進め、電子は電荷中性を満たす質量ゼロの流体として扱い、密度や電流といった流体量を数値グリッド上に与えて Maxwell 方程式に適用して電磁場を解く 1次元ハイブリッドコードを用いた。PUI を含む太陽風プラズマと星間プラズマを直接衝突させる 1次元衝撃波管モデルの初期状態では、星間プラズマと太陽風プラズマを密度比 10 の不連続面を介して一様に配置し、PUI は太陽風領域にのみ、太陽風系の速度空間内で太陽風速度を半径とする球殻状の分布を持つように与えた。磁場をシミュレーション空間 (x 軸) に対して垂直方向 (y 軸) に与えることで、TS は垂直衝撃波として

形成される。太陽風プラズマをアルフベン速度の 10.7 倍の速度でシミュレーション空間内に常時注入することで、星間プラズマとの境界からの反動として太陽風側・星間空間側にそれぞれ衝撃波が伝播し、TS、HP 双方の形成が self-consistent に再現される。空間を 0.5 プロトン慣性長×10 万グリッド、時間を 0.06 ジャイロ周期×40 万ステップに取り、これは典型的な太陽風パラメータを適用するとそれぞれ 2.8 天文単位、309 時間に相当する。PUI 密度は背景太陽風に対して 0, 1, 5, 10, 15, 20, 25% と変えながらそれぞれ計算を行った。

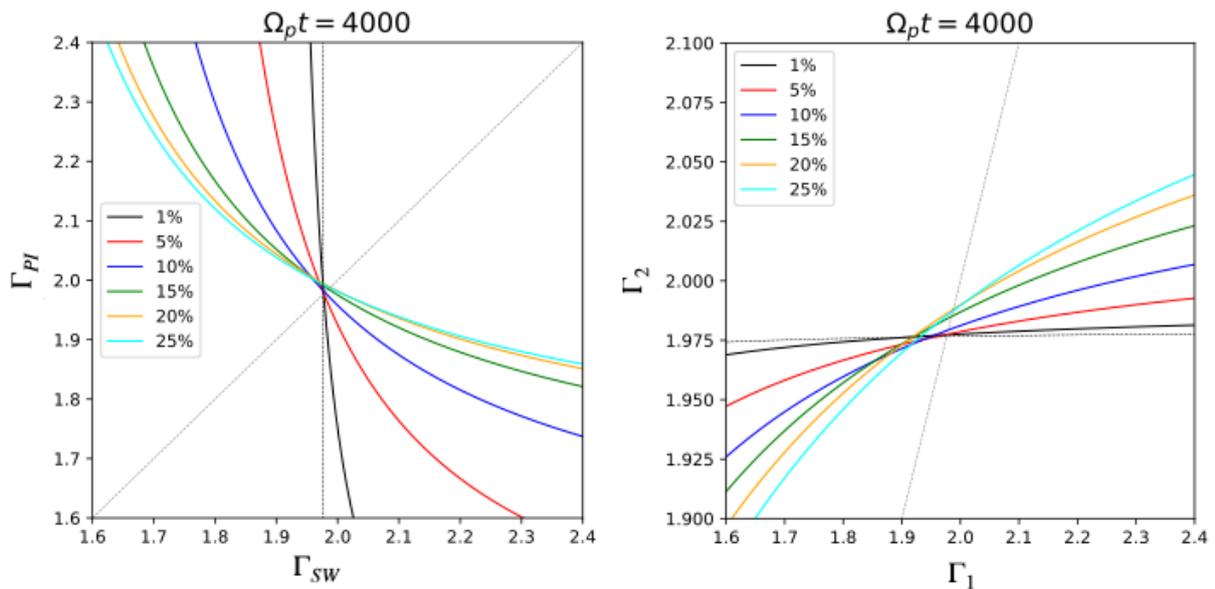


Fig.1 (左)時間 $\Omega_p t=4000$ における太陽風 (Γ_{SW}) と PUI (Γ_{PI}) のポリトロピック指数の関係。(右)時間 $\Omega_p t=4000$ における TS 上流 (Γ_1) と下流 (Γ_2) のポリトロピック指数の関係。いずれも線色に対応する PUI 密度を凡例に示す。

研究成果 (Accomplishments) :

TS の上流と下流でそれぞれプラズマ・磁場の平均値をシミュレーションデータから取得し、定常不連続面の上下流における質量・運動量・エネルギー保存を表す Rankine-Hugoniot 関係式との対応を検証した。通常 Rankine-Hugoniot 式は衝撃波上流の入力データ (マッハ数、プラズマ β) をパラメータとして衝撃波の圧縮率 (上下流の密度比) を求める式で、ポリトロピック指数は理想気体の比熱比 5/3 が用いられるのに対し、本研究では圧縮率もシミュレーションデータから算出したパラメータとして用いることで、ポリトロピック指数に関する方程式として扱う。PUI を含まない場合は $\Gamma \sim 1.975 \equiv \Gamma_c$ と、5/3 と異なる結果になった。これは本計算が 1 次元垂直衝撃波であることからプラズマの自由度が 2 に近いと考えられるが、一方でポリトロピック性の仮定に代わって CGL の不変量を導入した場合も同様の結果が得られることから、まず $\Gamma=5/3$ の前提そのものが常に成り立つものではないことを意味する。

次に太陽風 (Γ_{SW}) と PUI (Γ_{PI}) とでポリトロピック指数が異なると仮定し、TS の上下流では一定という条件を課したときの $(\Gamma_{SW}, \Gamma_{PI})$ の関係を示したのが Fig. 1(左)

となる。線の色はそれぞれ PUI 密度の違いを表している。縦の破線が $\Gamma_{SW} = \Gamma_c$ 、斜め破線が $\Gamma_{SW} = \Gamma_{PI}$ を表す。図より Γ_{SW} と Γ_{PI} が逆相関にあること、PUI 密度の増加に伴って Γ_{SW} の変化に対する Γ_{PI} の変化が緩やかになっていることがわかる。この関係は MHD のエネルギー保存式におけるエンタルピー項を一定に保つようにポリトロピック指数が調整されていると捉えることができる。ただし図からは全ての曲線が $\Gamma_{SW} = \Gamma_{PI} \sim \Gamma_c$ で交差している様子も確認でき、今回の計算では太陽風、PUI ともにプロトンであることから、衝撃波における熱力学的反応も同一とみなして $\Gamma_{SW} = \Gamma_{PI}$ となる方がより合理的であると思われる。

そこで太陽風と PUI で共通かつ衝撃波の上下流で指数が異なる (Γ_1 が上流、 Γ_2 が下流) と仮定した場合の両者の関係を Fig. 1 (右) に示す。線の色は左図と同様 PUI 密度の違いに対応する。水平破線、斜め破線がそれぞれ、 $\Gamma_2 = \Gamma_c$ 、 $\Gamma_{SW} = \Gamma_{PI}$ を表す。図より Γ_1 と Γ_2 には正の相関がある他、PUI 密度が高くなるに従って $\Gamma_1 \sim 1.9$ を境に、これより低い場合 Γ_2 も低くなるのに対し、高い場合には Γ_2 は逆に高くなる特徴が読み取れる。また PUI 密度が高い場合ほど、 Γ_1 の違いに対する Γ_2 の変化が大きいことも示されている。

太陽風プラズマのポリトロピック指数については、太陽から遠ざかるにつれて $5/3$ 以下に減少していることがこれまでの観測で示唆されている。これに対し $\Gamma_1 = \Gamma_2$ を前提とした場合は Γ_c 近くの値に限定されることから、むしろ Γ_1 と Γ_2 は独立に決定される値とする方が自然であると考えられる。この結果は特に、太陽圏全体の構造を論じる際の単一のポリトロピック性の仮定が注意を要し、局所変数として取り扱う、あるいは CGL 条件のような別の不変量の方程式系へ組み込むことの必要性を示すものである。太陽風中の Γ に対応した IHS の Γ を見積もることに、本研究結果の活用が今後期待できる。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. 坪内 健, Dependence of plasma properties on the pickup ion density in the heliosheath, 日本地球惑星科学連合 2024 年大会, 千葉, 2024 年 5 月
2. 坪内 健, Polytropic characteristics around the termination shock, 第 156 回地球電磁気・地球惑星圏学会, 東京, 2024 年 11 月
3. K. Tsubouchi, Evaluation of the polytropic indices around the termination shock by using hybrid simulation data, American Geophysical Union 2024 Fall meeting, San Francisco, December 2024

A Linear MHD Theory of Tearing Instability driven by Hyper-resistivity

Tohru Shimizu (RCSCE, Ehime University, Matsuyama, Japan)

Research Objects (Abstract) :

The magnetohydrodynamic (MHD) linear theory of tearing instability driven by hyper-resistivity is studied. The usual tearing instability is driven by the resistivity of the second-order differential magnetic diffusion. In contrast, hyper-resistivity reflects fourth-order diffusion (Appendix 1). In this paper, first, the equilibrium of a 1D current sheet maintained by magnetic annihilation is numerically studied, where the resistivity η and hyper-resistivity η_H may simultaneously work. To quantitatively compare these two types of resistivity, a simple equilibrium flow field is assumed, where the convection electric field at the outer edge of the current sheet is fixed at a certain value. In that case, the equilibrium magnetic field is determined by the inflow Lundquist numbers $1/S_i$ and $1/S_{Hi}$ respectively defined for those two types of resistivity. Second, the linear theory of tearing instability based on the equilibrium is studied. The linear growth rate λ is determined by the Alfvén Mach number ϵ , the wave number κ of the perturbed plasmoid chain, and the distance ξc between the upstream open boundary and the neutral sheet, in addition to $1/S_i$ and $1/S_{Hi}$. In general, λ tends to be greater for hyper-resistivity than for resistivity.

I. Introduction :

This report shows an extension of author's previous studies (Refs.1-5), in which the linear theory of tearing instability was studied for the second order (i.e., usual) resistivity on the basis of LSC theory (Loureiro, et.al.,PoP2007). There have been several studies on hyper-resistivity. Aydemir (PoP1990) and Huang, et.al. (PoP2013) studied the tearing instability driven by the hyper-resistivity in linear MHD perturbation theory, where the equilibrium assumed in their studies is rigorously satisfied in the ideal-MHD limit but is not rigorously satisfied in resistive MHD and hyper-resistive MHD scenarios. To correctly study the theory, the equilibrium of the current sheet must be rigorously satisfied. In addition, those papers followed the FKR theory's strategy (Furth, et.al.,PhFl1963), where the inner and outer regions are solved separately and then connected with the so-called Δ' index. In that case, the outer region defined outside the neutral sheet is assumed to be ideal-MHD, and the inertia is ignored there. Then, the inner region limited to the vicinity of the neutral sheet is solved in the hyper-resistive MHD. Then, connecting the inner and outer regions with the Δ' index, the perturbation solutions are found. Hence, FKR's linear growth rate includes the Δ' index, where

$\Delta'=0$ corresponds to when the growth rate is zero, i.e., the critical condition of the tearing instability. It means that the critical condition for hyper-resistivity is essentially the same as that of the usual resistivity. As shown in this paper, the growth rate is not related to the index.

The equilibria employed in this paper are rigorously satisfied in resistive MHD and hyper-resistive MHD scenarios. In the resistive MHD regime, the analytical solution derived from LSC theory is available as the equilibrium. Meanwhile, the equilibrium in the hyper-resistive MHD regime can be numerically obtained via the initial value problem (IVP) technique. Then, the linear perturbation equation based on the equilibria is numerically solved by another IVP. Through this study, since the inner and outer regions are seamlessly solved in resistive MHD and hyper-resistive MHD scenarios, the Δ' index is not needed. To solve the IVP of the perturbation equations, an additional parameter ξc is introduced to specify the finite point of the upstream open boundary. This means that we do not first focus on the behaviors of the perturbation solutions at $\xi c=+\infty$, in contrast to the previous studies. Then, by increasing ξc , the solutions at $\xi c=+\infty$ can be deduced. Finally, this paper shows that the critical condition derived by resistivity is essentially modified by the hyper-resistivity.

In Chapter II, 2D incompressible MHD equations with hyper-resistivity are presented. In Chapter III, the equilibrium is numerically obtained by the initial value problem (IVP) technique (Refs.1&2). In Chapter IV, the linear perturbation theory of tearing instability is studied by another IVP on the basis of the equilibrium. Chapter V is devoted to a discussion and summary.

II. MHD equations :

The hyper-resistive and incompressible MHD equations studied in this paper are listed below.

$$\partial_t \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

$$\partial_t \mathbf{B} = -\nabla \times (-\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{J} - \eta_H \nabla^2 \mathbf{J}) \quad (2)$$

Here, \mathbf{u} , \mathbf{B} , and \mathbf{J} are respectively flow field, magnetic field, and current density. In the 2D case of $\partial/\partial z=0$, \mathbf{u} and \mathbf{B} can be translated to ϕ and ψ by $(u_x, u_y, u_z) = (-\partial \phi / \partial y, \partial \phi / \partial x, 0)$ and $(B_x, B_y, B_z) = (-\partial \psi / \partial y, \partial \psi / \partial x, 0)$. Here, we set $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$. Then, η and η_H are the resistivity and hyper-resistivity, respectively, which are uniform in space and constant in time. Eqs.(1) and (2) can be translated as follows.

$$\begin{aligned} \partial_t \nabla^2 \phi + (\partial_x \phi)(\partial_y \nabla^2 \phi) - (\partial_y \phi)(\partial_x \nabla^2 \phi) = \\ (\partial_x \psi)(\partial_y \nabla^2 \psi) - (\partial_y \psi)(\partial_x \nabla^2 \psi) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\partial_t \psi = -(\partial_x \phi)(\partial_y \psi) + (\partial_y \phi)(\partial_x \psi) + \eta \nabla^2 \psi - \eta_H \Delta^2 \psi + E_0 \quad (4)$$

where E_0 is the background electric field, e.g., “ ∂_x ” is $(\partial / \partial x)$, and $\Delta^2 = \partial^2 / \partial x^2 + 2 \partial^2 / \partial x \partial y + \partial^2 / \partial y^2$. In the subsequent sections, following the notation of the LSC theory (Loureiro, et.al., PoP2007), we study the equilibrium equations established by the 1D magnetic annihilation and, subsequently, the linear perturbation equations for tearing instability.

III. Equilibrium:

First, let us consider the equilibrium magnetic field of a 1D current sheet for $(B_x, B_y) = (0, B_0 y(x))$. Let us set the outer edge of the current sheet at $x = \delta_{cs} \xi_0$ and the Alfvén speed measured at the point as V_A , where δ_{cs} is the thickness of the current sheet with $\xi_0 = 1.307$. In addition, let us assume the 2D equilibrium flow field to be $\phi_0 = \Gamma_0 x y$, where $\Gamma_0 = 2V_A / L_{cs}$, and then, L_{cs} is the current sheet length for the SP steady-state model (Parker, JGR1957). Let us set the simple flow field throughout this paper. For the flow field, the 1D equilibrium magnetic field satisfies the following equation derived from Eq. (4).

$$\eta \partial_x^2 \psi_0 - \eta_H \partial_x^4 \psi_0 + \Gamma_0 x \partial_x \psi_0 + E_0 = 0 \quad (5)$$

where $B_0 y(x)$ is replaced by $V_A (\partial \phi_0(x) / \partial x)$. Then, “ x ” in Eq.(5) is translated with $\xi = x / \delta_{cs}$, as follows:

$$(1/S_i) \psi_0'' - (1/S_{Hi}) \psi_0'''' + \xi \psi_0' + E_0 / \Gamma_0 = 0 \quad (6)$$

Hereafter, the prime is the derivative of ξ . From the left-hand first term of Eq.(6), each term corresponds to second-order differential magnetic diffusion (i.e., resistivity), fourth-order magnetic diffusion (i.e., hyper-resistivity), convection electric fields and the background constant electric field. S_i and S_{Hi} are the Lundquist numbers for the inflow speed V_i to the magnetic diffusion region for the resistivity and hyper-resistivity, respectively; hence, these are defined by translating η and η_H by $1/S_i = \eta L_{cs} / (2V_A \delta_{cs}^2)$ and $1/S_{Hi} = \eta_H L_{cs} / (2V_A \delta_{cs}^4)$. Note that the outflow Lundquist numbers S and S_H often referred in MHD simulations are related by $1/S_i = 2/(\epsilon^2 S)$ and $1/S_{Hi} = 2/(\epsilon^2 S_H)$ with regard to $\epsilon = 2 \delta_{cs} / L_{cs}$, where ϵ is the aspect ratio of the magnetic diffusion region based on the SP model and hence is equal to the Alfvén Mach number $M_A = V_i / V_A$. The definition of $S = V_A L_{cs} / \eta$ will be usual, i.e., is often employed in MHD simulations of tearing instability. However, the definition of $S_H = V_A L_{cs} \delta_{cs}^2 / \eta_H$ may be unfamiliar and is different from what was defined by Huang, et.al. (PoP2013). The definition in this paper is based on that those two magnetic diffusion speeds, i.e., η / δ_{cs} and η_H / δ_{cs}^3 , are different by the factor $1 / \delta_{cs}^2$ in the scaling. In Huang's paper, the factor is $1/L^2$

which will correspond to $1/Lcs^2$ in this paper. As shown later (e.g., Figure 1(d)), the case of $\eta_H=0$, i.e., $1/S_{Hi}=0$, results in $1/S_i=1$ and $S=2/\epsilon^2$, where ϵ coincides exactly with what is defined in LSC theory (Loureiro, et.al.,PoP2007).

Second, to normalize the current sheet configuration, let us put $\psi_0'=1$ and $\phi_0''=0$ at $\xi = \xi_0=1.307$ (Appendix 2). This means that the location of the outer edge of the current sheet is set at $\xi = \xi_0$, i.e., where the magnetic field intensity is unity and the current density is zero. In addition, the convection electric field $\xi_0 \phi_0' = \xi_0$ is fixed there. Hereafter, for simplicity of expression, ϕ_0' is further replaced by $f(\xi)$, following the notation of Loureiro. In the case of $\eta_H=0$, i.e., when hyper-resistivity does not work, Eq.(6) can provide the next analytical solution.

$$\psi_0'(\xi) = f(\xi) = (-E_0/\Gamma_0)e^{-\xi^2/2} \int_0^\xi dz e^{z^2/2} \quad (7)$$

This equilibrium solution was introduced by Loureiro, et. al. (PoP,2007). In Loureiro's paper, $f(\xi)=1$ in $\xi > 1.307$ was assumed, by which the differential continuity of Eq. (6) is broken at $\xi = 1.307$. In contrast, Eqs. (6) and (7) are rigorously applied for $0 < \xi < +\infty$ throughout this paper.

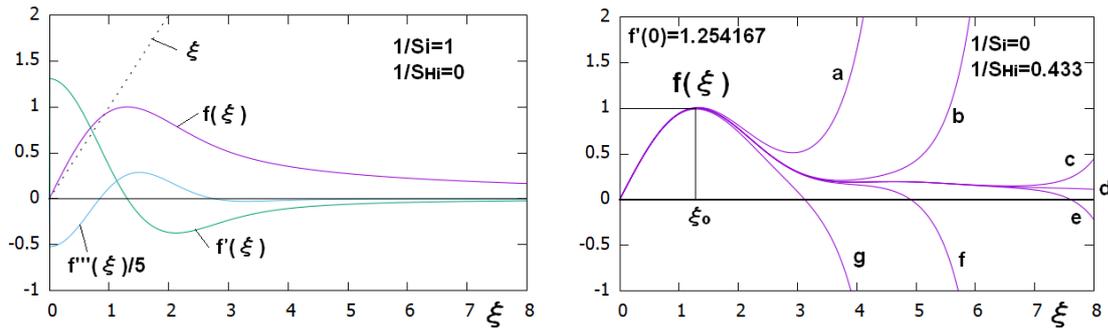


Figure 1(a) : Equilibrium for resistivity

(b): How to find the equilibrium.

Figure 1(a) shows the profile of Eq. (7) and the corresponding equilibrium flow field $u_{x0}/V_i = \xi$, where the current density $f'(\xi)$ and the curvature $f'''(\xi)$ are also shown. As shown, u_{x0}/V_i is a simple linear function of ξ , and $f(\xi)$ in $\xi > 1.307$ gradually decreases to zero as ξ increases. Next, let us consider the hyper-resistivity.

Figure 1(b) shows how $f(\xi)$ is found by solving the IVP of Eq.(6). First, $f(0)=f''(0)=0$ is required because $f(\xi)$ is an odd function at $\xi=0$ for the anti-symmetric magnetic field of the slab geometry current sheet. Once either S_i or S_{Hi} is given, $f(\xi)$, which satisfies the three conditions of $f(1.307)=1$, $f'(1.307)=0$, and $f(+\infty)=0$, is numerically found by adjusting three control parameters E_0/Γ_0 , $f'(0)$, and the remaining S_{Hi} or S_i (Ref.3). Unfortunately, we cannot directly consider the condition of $f(+\infty)=0$ because the behaviors of $f(\xi)$ at $\xi = +\infty$ cannot be numerically observed in this IVP. To avoid this problem, using the extreme sensitivity of $f(\xi)$ observed in the IVP, we observe the behaviors of $f(\xi)$ at finite values of ξ . Then, the condition

$f(+\infty)=0$ can be indirectly deduced. In fact, Figure 1(b) shows the seven solutions of $f(\xi)$ for $E_0/\Gamma_0=-0.94$ (a), -0.9320 (b), -0.9317639 (c), -0.9317637 (d), -0.9317635 (e), -0.9316 (f), and -0.92 (g), where $f'(0)=1.254167$, $1/S_i=0$, and $1/S_{Hi}=0.433$ are fixed. To numerically solve Eq. (6), the forward Euler method is employed. The numerical resolution is mainly set as $\Delta \xi = 0.0002$ to suppress numerical errors. For higher numerical resolutions, the convergence of the numerical results has been checked. These seven solutions of $f(\xi)$ satisfy $f(1.307)=1$ and $f'(1.307)=0$. Except for the solution of (d), all the solutions rapidly diverge to either $f(\xi)=+\infty$ or $-\infty$, as ξ increases. Hence, these solutions will not be the candidates that satisfy $f(+\infty)=0$. If $f(\xi)$, which satisfies $f(+\infty)=0$, exists, it should exist between (c) and (e) and hence be close to (d). In the next chapter, $f(\xi)$ of (d) is applied as the equilibrium in the case of $1/S_i=0$.

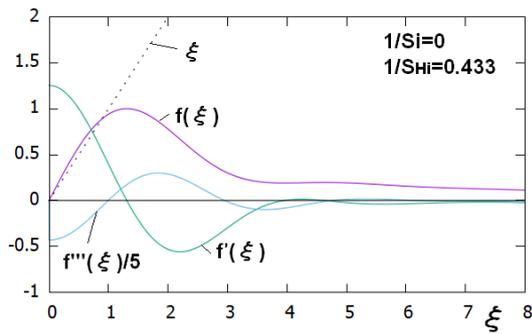
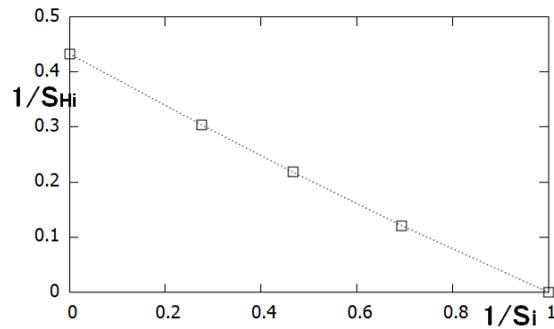


Figure 1(c): Equilibrium for hyper-R



(d): The relation of S_i and S_{Hi}

Figure 1(c) shows the details of $f(\xi)$ shown in (d) of Figure 1(b), with the profiles $f'(\xi)$ and $f'''(\xi)$, where the flow field $u_{x0}/V_i = \xi$ is exactly the same as that in Figure 1(a) but $f(\xi)$ is slightly different from that in Figure 1(a). In particular, $f'''(\xi)$ in Figure 1(c) fluctuates in $\xi > 1.307$ rather than in Figure 1(a).

Figure 1(d) shows the relation between $1/S_i$ and $1/S_{Hi}$ in equilibrium $f(\xi)$ found by solving the IVP of Eq.(6). The rightmost side of the figure shows that the case of $1/S_i=1$ results in $1/S_{Hi}=0$, which is when the resistivity fully works and the hyper-resistivity does not work. Figure 1(a) is this case. Meanwhile, the leftmost is the case of $1/S_i=0$ which results in $1/S_{Hi}=0.433$, which is when the hyper-resistivity fully works and the resistivity does not work. Figure 1(c) is this case. Hence, the ratio of $1/S_i : 1/S_{Hi}$ may be interpreted as the distribution ratio of the magnetic diffusion for resistivity and hyper-resistivity when the convection electric field $\xi \phi_0'$ is fixed to be 1.307 at $\xi = 1.307$. It is important that Figure 1(d) is independent of ϵ because Eq. (6) does not include ϵ .

In the next chapter, the equilibria found in this chapter are employed to study the linear perturbation theory. As shown in Figures 1(a) and (c), it is unrealistic that the flow field u_{x0}/V_i diverges as ξ increases. Rather, the equilibrium of the Harris sheet employed by Strauss (APj1988) may be more suitable. In fact, the equilibrium is rigorously applicable for resistivity but is inapplicable for hyper-resistivity. At this point, by modifying Eq.(6) and numerically solving the IVP, Strauss's equilibrium can be extended to be applicable for hyper-resistivity

(Ref.5). However, this paper does not employ Strauss's equilibrium because of the following two reasons. The first reason is the purpose of comparing the effect of hyper-resistivity with the other effects, e.g., the effects of resistivity and viscosity. In fact, the simple equilibria employed in this paper are rigorously applicable, not only for the introduction of resistivity, but also for the introduction of viscosity. The introduction of viscosity has already been studied in Ref.2. The second reason is the simplicity of the application of linear theory. As reported in Ref.5, the modified Strauss equilibrium has an additional free parameter a to change the current sheet configuration, leading to a complicated study of the linear theory. The $a = 0$ limit results in Eqs. (6) and (7). For these two reasons, the simple equilibria shown in Figures 1(a)-(d) are applied for the study shown below.

IV. Linear Perturbation Theory :

To study the perturbation theory of tearing instability, let us employ the equilibria obtained in the preceding chapter. Additionally, let us follow the notations and derivations of Loureiro, et.al. (PoP2007). Let us set $\phi = \phi_0 + \delta \phi$, and $\psi = \psi_0 + \delta \psi$, where $\delta \phi(x, y, t) = \phi_1(x, t) e^{ik(t)y}$ and $\delta \psi(x, y, t) = \psi_1(x, t) e^{ik(t)y}$ with $k(t) = k_0 e^{-\Gamma_0 t}$. Then, let us set $\phi_1 = -i \Phi(x) e^{\gamma t}$ and $\psi_1 = \Psi(x) e^{\gamma t}$. In the same manner as the derivation of equilibrium, let us translate Eqs. (3) and (4) with $x = \delta_{cs} \xi$, $\kappa = k_0 V_A / \Gamma_0 = k_0 L_{cs} / 2$, $k_0 = 2\pi / l_{cs}$, $\epsilon = 2 \delta_{cs} / L_{cs}$, and $\lambda = \gamma / (\Gamma_0 \kappa)$. In addition, let us assume that Γ_0 is sufficiently small for the linear growth speed. The perturbation equations to be solved are obtained as follows:

$$\lambda \Phi'' - \lambda \kappa^2 \epsilon^2 \Phi = -f(\xi)(\Psi'' - \kappa^2 \epsilon^2 \Psi) + f''(\xi)\Psi \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & (1/S_i)(\Psi'' - \kappa^2 \epsilon^2 \Psi) \\ - (1/S_{Hi})(\Psi'''' - 2\kappa^2 \epsilon^2 \Psi'' + \kappa^4 \epsilon^4 \Psi) \\ & = \kappa \lambda \Psi - \kappa f(\xi)\Phi. \end{aligned} \quad (9)$$

Eq. (8) is exactly the same as Eq. (8) introduced in Loureiro's paper (PoP2007). Eq. (9) is almost the same as Eq. (9) shown in his paper, except for the second term on the left-hand side, which is the hyper-resistivity term. As shown in Figure 1(d), since $1/S_i = 1$ results in $1/S_{Hi} = 0$, Eq. (9) exactly coincides with Eq. (9) in his paper.

As shown in Chapter III, once a value of S_i is given in $0 < 1/S_i < 1$, $f(\xi)$ is numerically obtained. At the time, S_{Hi} is uniquely determined in $0 < 1/S_{Hi} < 0.433$, as shown in Figure 1(d). Note that $1 < 1/S_i$ and $1 < S_{Hi}$ are inapplicable because the ratio is designated as the distribution ratio of the magnetic diffusion between η and η_H . Then, when a set of κ , ϵ , λ , $\Phi'(0)$ and $\Psi''(0)$ is given, $\Phi(\xi)$ and $\Psi(\xi)$ in a finite range of $0 < \xi < \xi_c$ are numerically solved as the IVP of Eqs.(8) and (9), where ξ_c is the location of the upstream open boundary point mentioned below. At this time, $\Phi(0) = \Psi'(0) = \Psi'''(0) = 0$ are fixed as the initial values of the IVP because the anti-symmetric field condition of the slab geometry current sheet is assumed at ξ

$=0$. In addition, $\Psi(0)=1$ is fixed without the lack of generality for the solution. Then, adjusting λ , $\Phi'(0)$ and $\Psi''(0)$ as the control parameters, $\Phi(\xi)$ and $\Psi(\xi)$, which satisfy the upstream open boundary condition of $\Phi(\xi c)=\Psi(\xi c)=\Psi'(\xi c)=0$ at a given ξc , are numerically obtained. Let us call such solutions zero-contact solutions. Eventually, ξc may change and thus indirectly becomes a control parameter for exploring the behaviors of the solutions. The method for finding the zero-contact solutions has been explained in Ref.2. To numerically solve $\Phi(\xi)$ and $\Psi(\xi)$, the forward Euler method is employed, which is the simplest numerical scheme, i.e., which is the most reliable. The numerical resolution is mainly set with $\Delta \xi = 0.001$. For higher numerical resolutions, the convergence of the numerical results has been checked.

The uniqueness of the zero-contact solution is not confirmed in this parameter survey of the IVP. In fact, there may be other zero-contact solutions for a set of κ , ϵ , λ , and ξc with more than two sets of $\Phi'(0)$ and $\Psi''(0)$. If there are other solutions, the most important solution is the solution that takes the maximum λ between those solutions. It is unclear whether λ in the obtained zero-contact solution is maximized or not. However, at least, if a solution is found, one can say that tearing instability occurs.

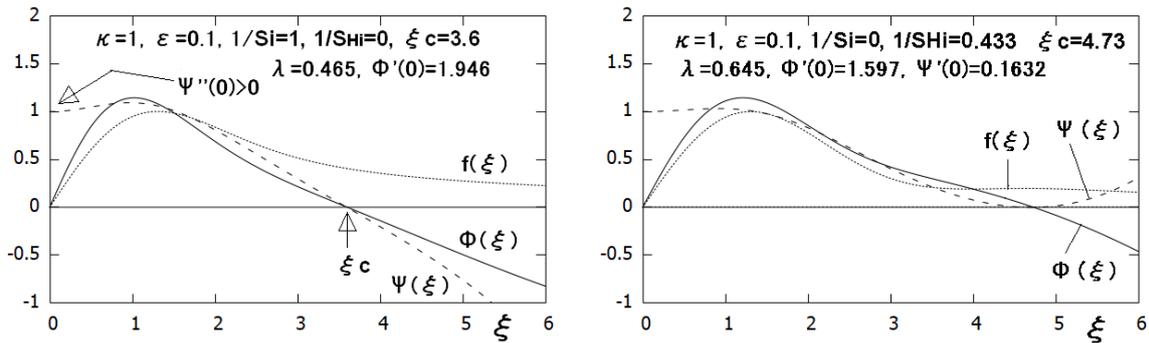


Figure 2(a): Perturbation solution for resistivity (b): Perturbation solution 1 for hyper-R

Note that, in the case of $1/Si = 1$, i.e., $1/SHi = 0$, a zero-contact solution is generally not found because Eq. (9) becomes a second-order differential equation in which the upstream open boundary condition for the zero-contact solution must be reduced. Instead, the zero-crossing solutions (Ref.1) that satisfy the upstream open boundary condition of $\Phi(\xi c)=\Psi(\xi c)=0$ can be found by solving the IVP. Such zero-crossing solutions have been found as Case 1 in Ref.2. Figure 2(a) shows the zero-crossing solution of $\Phi(\xi)$ and $\Psi(\xi)$ obtained for $1/Si=1$, $\kappa=1$, $\epsilon=0.1$ and $\lambda=0.465$ on the equilibrium $f(\xi)$ shown in Figure 1(a). This zero-crossing solution satisfies $\Phi(\xi c)=\Psi(\xi c)=0$ at $\xi c=3.6$.

In all the cases where $1/Si \neq 1$, zero-contact solutions are found. Figure 2(b) shows a typical zero-contact solution for $\Phi(\xi)$ and $\Psi(\xi)$ obtained for $1/Si=0$, $\kappa=1$, $\epsilon=0.1$ and $\lambda=0.645$ on the equilibrium $f(\xi)$ shown in Figure 1(c). This zero-contact solution satisfies $\Phi(\xi c)=\Psi(\xi c)=\Psi'(\xi c)=0$ at $\xi c=4.73$.

Figure 3 shows that the linear growth rate λ tends to monotonically increase as ξc increases. This figure was obtained for $\kappa=3$ in the case of $1/S_i=0$ and $1/S_{Hi}=0.433$. Under the other conditions of κ , ϵ , and $1/S_i$, this monotonic relation between λ and ξc is steadily observed. Those red solid lines disappear around $\lambda=0$ or within a large ξc range. This disappearance occurs because zero-contact solutions are difficult to be found due to the lack of numerical precision. As ϵ changes from 0.33 to 0.0, λ increases and then asymptotically approaches a value less than unity, i.e., the growth rate for the Alfvén speed measured at the outer edge of the current sheet, i.e., $\xi=1.307$. Note that the limit of $\epsilon=0.0$ results in $S_H=+\infty$, because $1/S_{Hi}=0.433$ is set in Figure 3. Similarly, when $1/S_i=1$ is set, the limit of $\epsilon=0.0$ results in $S=+\infty$, which has been studied as Case 1b in Ref.2. Since the difference between $1/S_i=1$ and $1/S_{Hi}=0.433$ results in the difference of $f(\xi)$, λ in $1/S_i=1$ is different from that of $1/S_{Hi}=0.433$, even in the $\epsilon=0.0$ limit.

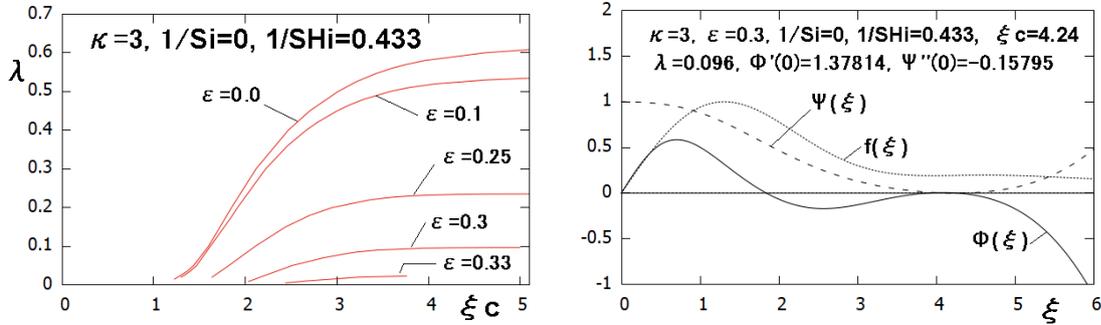


Figure 3: Linear growth rate for hyper-R. Figure 4: Perturbation solution 2 for hyper-R.

Figure 4 shows another typical zero-contact solution of $\Phi(\xi)$ and $\Psi(\xi)$ for $\kappa=3$, $\epsilon=0.3$ and $\lambda=0.096$ on the equilibrium $f(\xi)$ shown in Figure 1(c), i.e., for $1/S_i=0$ and $1/S_{Hi}=0.433$. This zero-contact solution satisfies $\Phi(\xi c)=\Psi(\xi c)=\Psi'(\xi c)=0$ at $\xi c=4.24$. In contrast with Figure 2(b), a zero-crossing point of $\Phi=0$ is observed in $\xi < \xi c=4.24$, where $\xi = \xi c$ is located at the second point of $\Phi=0$ and is the first point for $\Psi=\Psi'=0$. This type of zero-contact solution tends to be found at a large ϵ , and also, around $\lambda=0$. In general, as ξc increases, the type tends to change from Figure 2(b) to 4. For example, $\epsilon=0.33$ in Figure 3 is the type in Figure 4 and $\epsilon=0.1$ is the type in Figure 2(b). It means that, in $0.1 < \epsilon < 0.33$, the type gradually changes.

Figure 5 shows how λ for $\xi c=3.6$ changes as $1/S_i$ changes from 0 to 1. At this time, $1/S_{Hi}$ changes from 0.433 to 0, as shown in Figure 1(d). Figures 5(a), (b), and (c) show the cases for $\kappa=0.5$, 1.0, and 3.0, respectively. The dotted lines in these figures show the gradual changes in λ with respect to the $1/S_i$ change. Note that every dotted line is disconnected around $1/S_i=1$, where the upstream open boundary condition differs between $1/S_i=1$ (e.g., Figure 2(a)) and $1/S_i \neq 1$ (e.g., Figures 2(b) and 4). In other words, the zero-contact solutions in $1/S_i \neq 1$ may not directly connect to the zero-crossing solutions found at $1/S_i=1$. Nevertheless, every dotted line

seems to asymptotically approach the points of $1/S_i=1$. In addition, in every κ case, i.e., Figures 5(a-c), as $1/S_i$ increases from 0 to 1, λ tends to monotonically decrease. This means that hyper-resistivity is more effective at enhancing the linear growth of tearing instability than resistivity is. In addition, in these figures, λ in the $\epsilon=0$ limit is also shown, which always takes the maximum value when ϵ changes. Such $\epsilon=0$ limit solutions have been reported (Refs.1&2). The existence of such solutions in the $\epsilon=0$ limit indicates that tearing instability in real space can occur in an unlimitedly thin current sheet, i. e., when Lundquist numbers S or S_H are infinite.

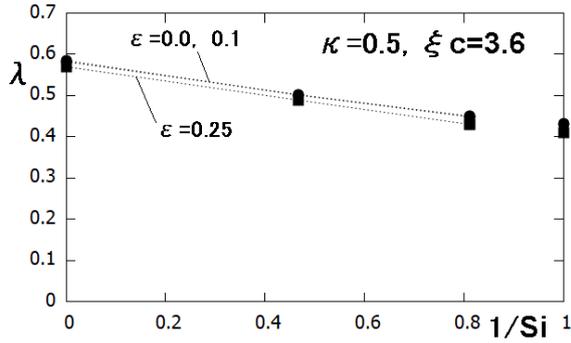
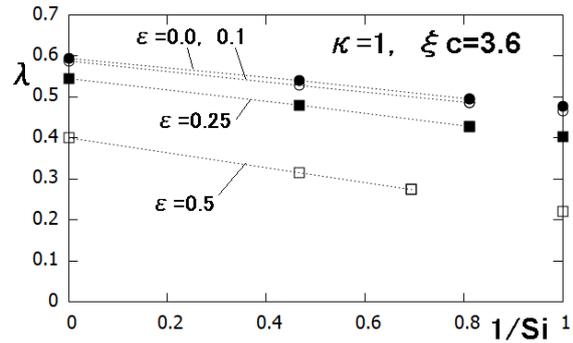
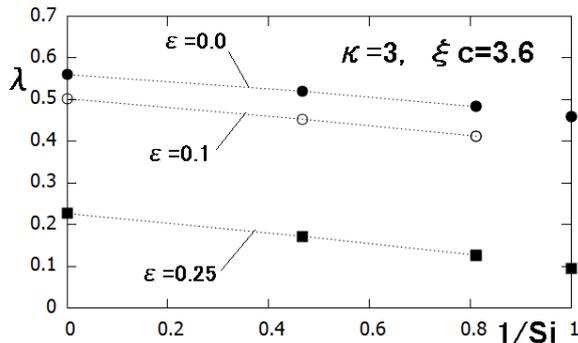


Figure 5(a): Linear growth rate for $\kappa = 0.5$



(b): Linear growth rate for $\kappa = 1.0$



(c): Linear growth rate for $\kappa = 3.0$

Figure 6 shows how λ changes for κ and ξc , where $\epsilon=0.1$ is fixed. Figures 6(a) and (b) respectively show the case of $1/S_i=1$ (i.e., $1/S_{Hi}=0$) and the case of $1/S_i=0$ (i.e., $1/S_{Hi}=0.433$). In every case shown in these figures, as κ increases from zero until approximately 10, λ initially increases, takes the maximum, and finally decreases to zero. For example, the dotted line of $\xi c=2.5$ in Figure 6(a) takes the maximum $\lambda=0.28$ at $\kappa=1.75$ and the dotted line of $\xi c=5.0$ takes $\lambda=0.56$ at $\kappa=0.75$. This suggests that the maximum point of λ asymptotically reaches $\kappa=0$ in the $\xi c=+\infty$ limit. This suggestion is inconsistent with what was reported in many previous studies, e.g., Fig. 1. in Huang, et.al., PoP2013. Note that they tried to directly study the $\xi c=+\infty$ limit. In addition, as ξc increases from 2.5 to 3.6 and 5.0, λ always increases. This increase of λ is also observed in Figure 3.

At another point, as κ increases, λ eventually approaches zero, as indicated by white circles in Figures 6(a) and (b). The white circles are plotted for the zero-crossing solution

deduced at the $\xi c \rightarrow +\infty$ limit at the $\lambda = 0$ limit of Eq. (8). It means that the double limits are taken from $\lambda = 0$ to $\xi c \rightarrow +\infty$. At this time, Ψ can be directly solved without Eq. (9). The white circle in Figure 6(a) represents Case 1 in Ref.2. The white circle in Figure 6(b) seem to be asymptotically extrapolated from those dotted lines for $\xi c = 3.6$ and 5.0. This suggests that, in the limit of $\lambda = 0$ limit and $\xi c > 3.6$, the ξc dependence of the zero-contact solutions almost disappears.

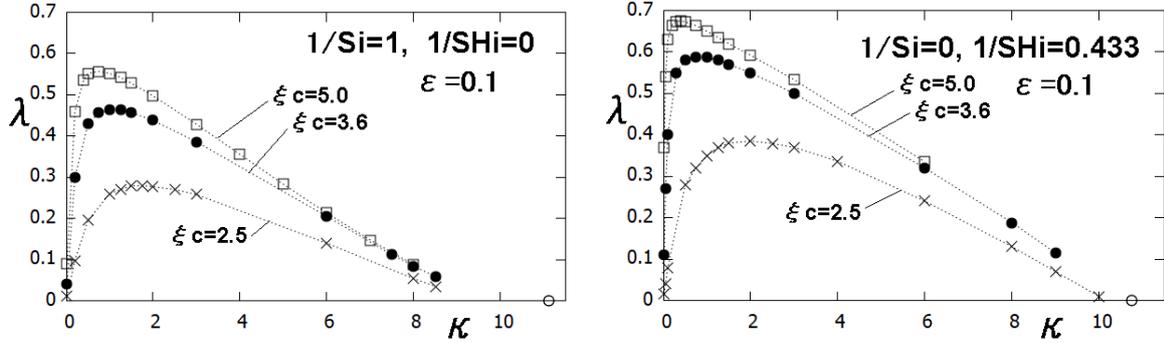


Figure 6(a): Linear growth rate for resistivity. (b) : Linear growth rate for hyper-R.

Remarkably, the κ values at these white circles depend on ϵ , retaining the $\kappa \epsilon$ value, because the $\lambda = 0$ limit of Eq. (8) depends on $\kappa \epsilon$. For example, the white circle in Figure 6(a) is located at $\kappa = 11.12$ for $\epsilon = 0.1$. This finding suggests that instability does not occur in $\kappa \epsilon > 1.112$, i.e., the current sheet is stabilized. Keeping $\kappa \epsilon = 1.112$, ϵ in $\lambda = 0$ changes with respect to the κ change. Hence, $\epsilon = 0$ results in $\kappa = +\infty$. This suggests that the tearing instability in the $\epsilon = 0$ limit, i.e., ideal-MHD limit, is not stabilized in all κ ranges, i.e., $0 < \kappa < +\infty$. Similarly, the white circle in Figure 6(b) is located at $\kappa = 10.74$. The $\kappa \epsilon$ values at these white circles in Figures 6(a) and (b) are not very different. This means that the difference between the resistivity and hyper-resistivity does not seriously affect the critical condition (i.e., $\lambda = 0$) beyond which tearing instability is stabilized.

Eventually, through every figure shown in this paper, λ is always lower than unity, i.e., the growth rate for the Alfvén speed. This is consistent with the tearing instability essentially being driven by Alfvén waves.

V. Discussion and Summary :

This paper first showed the equilibrium of a 1D current sheet with a 2D plasma flow field caused by magnetic annihilation where resistivity and hyper-resistivity may simultaneously work. The equilibrium was numerically obtained as an extension of the equilibrium analytically introduced in the LSC theory (Loureiro, et.al., PoP2007). The new equilibria depend on the two inflow Lundquist numbers $S_i = 2V_A \delta_{cs}^2 / (\eta L_{cs})$ and $S_{Hi} = 2V_A \delta_{cs}^4 / (\eta_H L_{cs})$. The former Lundquist number is related to the resistivity and the latter is related to hyper-resistivity, where the flow field is simply set as $\phi_0 = \Gamma_0 \times y$, and then, the plasma convection electric field is normalized

as $\xi_0=1.307$ at the outer edge of the current sheet. Figure 1(d) shows that $1/S_i$ and $1/S_{Hi}$ are linearly related in the flow field.

Second, on the basis of the new equilibria, this paper showed how the linear growth rate λ depends on $1/S_i$, $1/S_{Hi}$, κ , ϵ , and ξ_c . Note that $1/S_i$ and $1/S_{Hi}$ are different from $1/S$ and $1/S_H$, which are called the outflow Lundquist numbers. These values are translated as $1/S_i = \epsilon^2/(2S_i) = \eta/(V_A L_{cs})$ and $1/S_H = \epsilon^2/(2S_{Hi}) = \eta_H/(V_A L_{cs} \delta_{cs}^2)$. The former value is often employed in the MHD simulations of tearing instability driven by resistivity.

It is well-known in FKR theory (Furth et.al., PhF11963) that, in the tearing instability driven by resistivity, the critical condition of $\lambda=0$ is simply established at $\Delta'=0$, which corresponds to $\Psi''(0)=0$ in this paper. Hence, the tearing instability driven by resistivity is unstable (stable) in $\Psi''(0)> (<)0$, where $\Psi''(0)>0$ means that the current density J_z at the X-point increases during the linear growth phase of the tearing instability. This increase of J_z will be reasonable in our understandings. In contrast, the critical condition for hyper-resistivity does not necessarily correspond to $\Psi''(0)=0$. In fact, $\Psi''(0)=-0.15795$ in Figure 4 is negative even in $\lambda=0.096>0$, i.e., unstable. It means that, when hyper-resistivity works, the tearing instability can occur in $\Psi''(0)<0$. In that case, J_z at the X-point decreases in the tearing instability. This decrease of J_z seem to be unreasonable. In a viewpoint of MHD, tearing instability may be driven by resistivity, rather than hyper-resistivity.

It is difficult to compare the results shown in this paper with the studies by Aydemir (PoP1990), and Huang, et.al. (PoP2013), because of the many differences in the basic assumptions to find the perturbation solutions. The largest difference is that the linear growth rate reported in those studies is assumed to be much smaller than unity, i.e., the slow growth rate for the Alfvén speed. In fact, the tearing instability studied in those previous studies is assumed to be caused only near the neutral sheet, i.e., the inner region. Then, it is assumed that the outside of the neutral sheet, i.e., the outer region, almost does not change due to the Alfvén waves. In contrast, since this paper seamlessly solved those two regions in fully resistive MHD scenarios, the outer region fully driven by the Alfvén wave can be solved without any speed limitations. In fact, Figures 3, 5, and 6 show that the maximum linear growth rate reaches 60% for the Alfvén speed. Since the rate is not small, the tearing instability will not be slow. In addition, importantly, the equilibrium achieved by resistivity is different from that achieved by hyper-resistivity. In this paper, on a simple plasma flow field, those two equilibria are equalized by a constant convection electric field measured at the outer edge of the current sheet. Then, it is shown that, on those equilibria, the linear growth rates of the resistivity and hyper-resistivity can be qualitatively compared. Another difference is the introduction of the upstream open boundary at the finite point ξ_c . The open boundary is close to what is often employed in MHD simulations. Traditionally, in many previous papers on the linear theory, $\xi_c=+\infty$ was directly considered (Furth, et.al., PhF11963, Loureiro, et.al., PoP2007, Aydemir, PoP1990, Huang, et.al., PoP2013). However, since real plasma phenomena are always caused in a finite

box, i.e., a limited space, the consideration of the finite ξ_c shown in this paper will be more realistic.

Finally, this paper showed that the introduction of hyper-resistivity tends to enhance the linear growth rate λ of tearing instability, rather than resistivity. Then, the $\epsilon=0$ limit, which means that the limit of $S_H=+\infty$, was also examined, where λ takes the maximum.

Appendix 1 (MHD simulations of PI driven by hyper-resistivity)

Plasmoid instability (PI) is a turbulent process caused by repeating tearing instability in a current sheet and is considered a candidate for fast magnetic reconnection. The tearing instability studied in many MHD simulations of PI is driven by the resistivity, where hyper-resistivity is not incorporated (e.g, Ref.4). However, every MHD simulation executed by finite differential numerical schemes always has dissipative numerical errors, by which the numerical noise associated with the short wavelength is strongly damped to avoid numerical explosions. Such dissipative numerical errors implicitly include higher-order magnetic diffusion (Richtmyer & Morton, Difference methods for initial-value problems, Interscience Publishers, pp.19-21, 1967), such as hyper-resistivity, which artificially drives the magnetic reconnection process. This paper suggests the following : when the current sheet in such MHD simulations extremely becomes thin, the hyper-resistivity included in the numerical errors may unexpectedly increase the growth of the tearing instability (Refs.2&4). Such MHD simulations cannot correctly study the physics of PI.

Appendix 2 (Scaling adjustments to find the equilibrium $\psi_0=f(\xi)$.)

This section briefly shows how to find the equilibrium in the numerical IVP of Eq. (6), where $f(1.307)=1$, $f'(1.307)=0$, and $f(+\infty)=0$ are simultaneously satisfied. First, before matching $f(1.307)=1$ and $f'(1.307)=0$, start matching $f(+\infty)=0$. For example, start with $1/S_{Hi}=f'(0)=1$ and a value between $0<1/S_i<+\infty$. On this stage, the values of $1/S_{Hi}$, $1/S_i=1$ and $f'(0)$ are just pseudo values. The $1/S_{Hi}$ value determines the ratio of S_{Hi}/S_i . Then, by adjusting the E_0/Γ_0 value, a solution converging to $f(+\infty)=0$ can be found, as shown in Figure 1(b). The solution will have a local maximum point of $f'(\xi_1)=0$ at a ξ_1 value which will be $\xi_1 \neq 1.307$. Second, to match $f(1.307)=1$ and $f'(1.307)=0$, let us define two scaling factors, $\alpha = 1.307/\xi_1$ and $\beta = f(\xi_1)$. Then, redefine α^2/S_i as a new $1/S_i$, α^4 as $1/S_{Hi}$, α/β as E_0/Γ_0 , and $1/(\alpha\beta)$ as $f'(0)$. Ultimately, this results in the satisfaction of $f(1.307)=1$, $f'(1.307)=0$, and $f(+\infty)=0$.

Publications (References):

- 1: Shimizu,T., and Kondoh,K., A New Approach of Linear Theory of Tearing Instability in Uniform Resistivity, <http://arxiv.org/abs/2209.00149> (2022).
- 2: Shimizu, T., Linear theory of visco-resistive tearing instability, Physics of Plasmas 32, 012302, <https://doi.org/10.1063/5.0223192> (2025).

- 3: Shimizu,T., and Fujimoto,K., Higher-Order Differential Magnetic Diffusion Effect in MHD Simulations of Petschek Reconnection Model, Proc. of AOGS2021, 209-211, doi/epdf/10.1142/9789811260100_0071 (2021).
- 4: Shimizu,T., Kondoh,K., and Zenitani,S., Numerical MHD study for plasmoid instability in uniform resistivity, Physics of Plasmas 24, 112117 (2017).
- 5: Shimizu,T., Linear Theory of Tearing Instability with Viscosity, Hyper-Resistivity, and improved WKB-approximation, KDK Research Report 2022, RISH Kyoto University Japan, 53-60 (2023). https://doi.org/10.14989/kdk_report_2022_16

太陽風磁気流体乱流の数値シミュレーション

Numerical simulation of solar wind magnetohydrodynamic turbulence

研究代表者：成行 泰裕 (富山大学・学術研究部教育学系)

nariyuki@edu.u-toyama.ac.jp

研究目的 (Research Objective):

本研究課題では磁気流体を用いた 3 次元計算を中心に研究を進めている。本年度も、初期条件として与えた密度擾乱がランダム擾乱として磁気流体波に与える影響について調査を進めた。

計算手法 (Computational Aspects) :

3 次元磁気流体を用いた直接数値計算を行った(空間微分: 擬似スペクトル法、時間積分: 2 次有理ルンゲクッタ法[Wambecq, 1978])。3 次元計算には各方向 128~256 の格子点を用いている。

研究成果 (Accomplishments) :

本年度も初期条件として与えた有限のスペクトル幅・伝搬角を持つ密度擾乱が磁気流体波の時空間発展へ与える影響について調査を進めた。本年度は特に、ベータ比(規格化した音速)や初期密度擾乱のスペクトル形状、親波のパラメータなどに対する依存性に対する計算を進めた。現時点まで得られた計算結果からは、伝搬角が大きな密度擾乱の成長や励起モードがベータ比に依存することが確認されている。これらの結果は、定性的には Vinas+Goldstein[JPP,1991]の線形解析などで示されている伝搬角の大きな波動を励起するパラメトリック不安定性の性質に矛盾していないが、これらの不安定性の先行研究は豊富ではなく、明確な対応関係はまだ明らかではない。励起された密度擾乱に親波の振幅・平行波数への依存性があることも確認できており、今後も位相混合との関係も含めたパラメータ研究を継続し、素過程の同定を進める予定である。

公表状況 (Publications) :

(国際会議プロシーディングス・査読あり)

Y. Nariyuki, Parametric Instabilities of Arc-Polarized Alfvén Waves Revisited, Proceedings of the 15th Asia Pacific Physics Conference (APPC 2022), 228-233 (2024). *2022 年開催の国際会議のプロシーディングス論文

恒星の活動度が金星型大気の酸素コロナに与える影響

The effect of stellar activity on oxygen corona of Venus-like atmospheres

研究代表者：西岡 知輝（東京大学理学系研究科）

研究分担者：関 華奈子（東京大学理学系研究科）

担当：指導教員

研究目的 (Research Objective):

惑星のハビタビリティを維持する上で、大気の実在は重要な要素の一つである。惑星の大気は、恒星からの極端紫外線（XUV）放射の影響を受けて電離し、大気散逸が発生すると考えられている。特に、金星のような磁場を持たない惑星では、太陽風プラズマが直接上層大気と相互作用し、大気散逸を引き起こす。この過程では、金星の外気圏に広がる酸素コロナが、熱的酸素原子と同様にイオン散逸の主要な供給源となる。現在の金星では、このイオン散逸が大気散逸の主要なメカニズムの一つと考えられている。そのため、金星型大気を持つ惑星の大気進化を解明するには、酸素コロナがイオン散逸にどの程度寄与するのかを理解することが重要である。

これまで、金星の外気圏は観測や数値シミュレーションを用いて長年にわたり研究されてきたが、それらの多くは現在金星を対象としていた。しかし、惑星の上層大気の構造は、主星（太陽）からの XUV 放射によって大きく影響を受ける。特に、M型矮星のハビタブルゾーンに存在する系外惑星は、極端に強い XUV 放射を受けると予測されており、酸素コロナが金星型大気を持つ系外惑星におけるイオン散逸に与える影響は、現在金星と異なる可能性がある。しかし既存の外気圏モデルは観測データに基づいており、系外惑星に適用するには改良が必要である。そこで本研究では、外気圏モデルを開発し、異なる XUV 環境下での酸素コロナの密度分布を計算することで、金星型系外惑星の大気進化に関する理解を深めることを目的とする。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、外気圏の酸素コロナの密度分布を計算するためにモンテカルロ法を使用した。酸素コロナの生成プロセスは、 O_2^+ 、 CO_2^+ 、 CO^+ による解離性再結合を考慮した。惑星の重力場および背景中性大気との衝突を考慮し、生成された各非熱的酸素原子の運動を追跡することで、外気圏底におけるエネルギー分布を算出した。さらに、Liouville 方程式 (Schunk and Nagy, 2009) を用いて外気圏の酸素コロナの密度分布を導出した。本研究では、まず現在金星の中性大気モデル (Fox and Sung, 2001) を背景大気として使用し、モデルのバリデーションを行う。その後、XUV に依存する金星型大気 (Kulikov et al., 2007) を仮定した計算を行う。

研究成果 (Accomplishments) :

本研究の結果は、現在金星の大気組成を入力として使用した場合、PVO による酸素コロナの観測結果と良い一致を示した (Fig.1)。また、強い XUV 環境下では熱的成分が支配的となる領域が拡大し、非熱的な酸素コロナの寄与は小さくなることが分かった (Fig.2)。これは、熱圏温度の上昇により熱圏が膨張し、外圏底付近での非熱的酸素原子の生成が減少するためである。今後は、得られた酸素コロナ分布がイオン散逸に与える影響を論文化に向けてより詳細に考察する予定である。

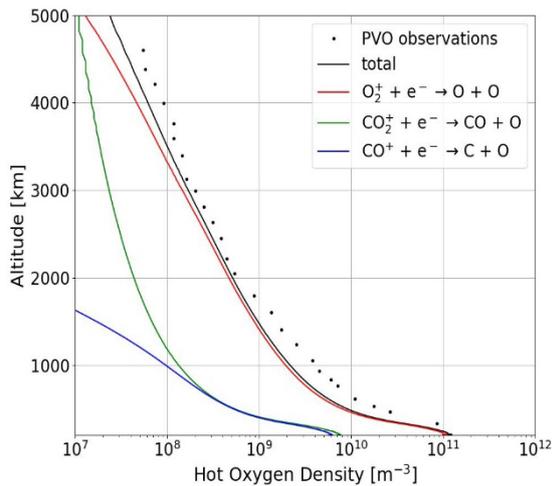


Fig.1 非熱的酸素の数密度。黒線は O_2^+ (赤)、 CO_2^+ (緑)、 CO^+ (青) による解離性再結合によって生成された酸素原子の合計を示す。黒点は、太陽活動極大期における PVO (Pioneer Venus Orbiter) の観測結果。

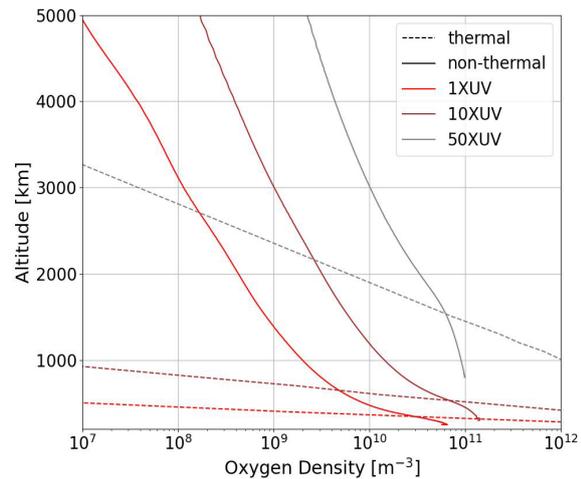


Fig.2 異なる XUV 条件下(1XUV: 赤、10XUV: 茶、50XUV: 灰)における酸素の数密度。破線は熱的成分、実線は非熱的成分を表す。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. 西岡 知輝ほか、「Effects of XUV radiation on hot oxygen corona of Venus-like planets」、JpGU 2024、幕張、2024 年 5 月
2. Tomoaki Nishioka, K. Seki, R. Sakata, K. Yamamoto, S. Sakai, N. Terada, H. Shinagawa, and A. Nakayama, “Study of atmospheric ion escape from exoplanet TOI-700 d based on global multi-species MHD simulations”, ISSS-15 & IPELS-16, Garching, 2024 年 8 月
3. 西岡 知輝ほか、「Effects of hot oxygen corona on the ion escape from Venus-like planets」、SGEPSS 2024、立川、2024 年 11 月
4. Tomoaki Nishioka, K. Seki, R. Sakata, S. Sakai, N. Terada, H. Shinagawa, and A. Nakayama, “Effects of hot oxygen corona on the ion escape from Venus-like planets”, AGU Fall Meeting 2024, Washington, D.C., 2024 年 12 月

非対称磁気リコネクションの磁気流体的研究

MHD study of asymmetric magnetic reconnection

研究代表者：近藤 光志 (愛媛大学宇宙進化研究センター)

研究目的 (Research Objective):

磁気リコネクションは、宇宙プラズマ環境における様々な爆発現象において重要な役割を果たしていることが明らかになってきた。特に太陽大気中で引き起こされる太陽フレアは、大規模爆発の代表的な現象である。太陽フレアは様々な磁力線同士の磁気リコネクションに関係するため、磁力線群同士の磁場強度の異なる非対称磁気リコネクションが頻繁に起こる。この非対称磁気リコネクションが、非常に複雑な構造をしていることをこれまでの我々の研究により示してきた。これらの研究の中で、電流層を挟んだ両側の磁場強度比 k や磁場シア角 θ と非対称磁気リコネクションのリコネクション率の関係を明らかにした。本研究では、実際の太陽フレア発生前後の太陽大気中の k, θ を求めることでリコネクション率の高くなる領域を特定し、太陽フレアとの関係を調べることを目的とする。

計算手法 (Computational Aspects):

磁場強度比や磁場シア角を求めるには、まず太陽大気中の磁場を測定する必要があるが、現在のところ太陽光球面上の磁場しか直接測定することが困難である。そのため、この測定された光球面磁場から太陽大気中の磁場を外挿計算する。外挿計算においては、太陽コロナが低ベータ領域であることからフォースフリー仮定を採用し、三次元非線形フォースフリー磁場を MHD 緩和法を用いて計算する。求めた三次元磁場から、電流層を求めるべきだが、フォースフリー仮定を用いているため電流層が存在しない。そこで、セパトリックスを求めるために図 1 に示すような、ループの足元の距離から QSL(Quasi Separatrix Layer) を求め、QSL 値の大きな場所を挟んだ両側の磁場強度比と磁場シア角を求めることとした。先に述べた磁気リコネクション率と k, θ の関係を数値計算で求めた結果から、新たにこれらに依存する関数 $R(k, \theta)$ を導入し、 R 値の高い領域の時間変動を調べた。

研究成果 (Accomplishments) :

図 2 は、2011 年 2 月 15 日 1 時 45 分に活動領域 AR11158 で発生した X1.2 フレアの前後の視線方向磁場成分の等高線(赤と青の実線)と R 値の視線方向の最大値のカラーマップである。時間とともに光球面磁場の変動はあまりない一方で、 R 値の分布は、暖色系から寒色系に変化する場所がいくつか存在し、逆に寒色系から徐々に暖色系に変化する場所も存在することがわかる。特に X1.2 フレア前後で暖色系から寒色系に変化している領域があり、実際その領域付近でフレアが発生していることが報告されている。

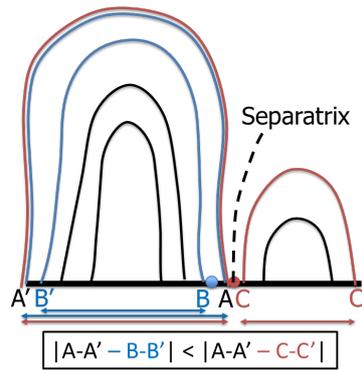


Fig.1 QSL の概念図

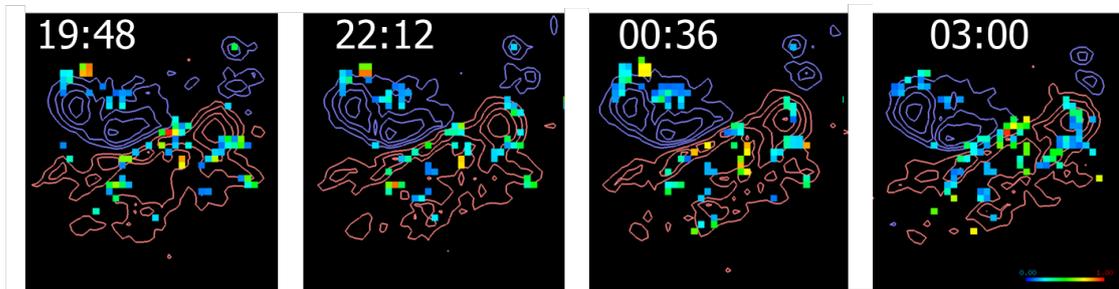


Fig.2 R 値の時間変化

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. 近藤光志, 太陽フレア前後の磁気リコネクション領域の時間変動, RISH 電波科学 計算機実験(KDK)シンポジウム, オンライン, 2025 年 3 月
2. 新田伸也・近藤光志, 新しい磁気リコネクションモデルの太陽 - 地球系での観測的 検証, 日本天文学会 2024 年秋季年会, 関西学院大学, 2024 年 9 月
3. 近藤光志, Temporal change of high reconnection rate environment in the solar coronal magnetic field, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2024 年秋学会, 国立極地研究所, 2024 年 11 月

宇宙飛翔体・構造物において電位測定を行うセンサープローブ の特性に関する計算機シミュレーション

Computer simulation on the characteristics of sensor probes for
potential measurement in spacecraft and structures

研究代表者： 深澤伊吹（京都大学大学院工学研究科）

研究分担者： 三宅洋平（神戸大学 大学院システム情報学研究科）

担当：宇宙飛翔体環境シミュレータの開発

臼井英之（神戸大学 大学院システム情報学研究科）

担当：電磁粒子シミュレーションコードの開発および結果の理論的検討

栗田怜（京都大学 生存圏研究所）

担当：衛星観測データとの比較検討および物理モデルの構築

小嶋浩嗣（京都大学 生存圏研究所）

担当：計測手法の理論的検討および観測データ解析手法の開発

研究目的 (Research Objective):

宇宙空間におけるプラズマ波動の観測は、空間プラズマの特性を理解する上で重要な手段である。特に、単一衛星によるインターフェロメトリ観測は、小規模な波動現象を観測する上で有効であるが、衛星本体の電位振動によって測定精度が低下する問題がある。本研究では、単一衛星によるインターフェロメトリ観測における測定誤差の補正方法を開発し、その有効性を3次元粒子シミュレーションによって検証することを目的とする。特に、ラングミュア波のような静電波動を対象とし、衛星本体の電位振動が引き起こす位相差の誤差を補正する手法を提案する。また、観測点間の実効距離（等価長）についても検討を行い、インターフェロメトリ観測の精度向上に寄与する知見を得ることを目指す。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、神戸大学を中心にして開発された電磁宇宙飛翔体環境シミュレータ（EMSES: ElectroMagnetic Spacecraft Environment Simulator）を用いた3次元粒子シミュレーションを実施した。シミュレーション領域には導電性衛星本体およびセンサロッドをモデル化し、実際の観測に近い構成を再現している。衛星電位は固定せず、空間プラズマとの電流の収支により自然に決定される浮遊電位条件を採用した。表面電荷分布の等電位解を得るため、容量行列法を採用している。シミュレーション領域の全境界には周期境界条件を適用した。

シミュレーションモデルを Fig.1 に示す。シミュレーションパラメータとして、イオンと電子の質量比は実際の値（1836）を使用し、グリッド間隔は $\Delta x = 0.002c/\omega_{pe}$ （ c は光速、 ω_{pe} は電子プラズマ周波数）、時間ステップは $\Delta t = 0.001/\omega_{pe}$ とした。システムサイズは x, y, z 方向にそれぞれ $5.33\lambda_D, 5.33\lambda_D, 21.33\lambda_D$ （ λ_D はデバイ長）とした。

Langmuir波を励起するため、Bump on tail不安定性を利用し、z方向に弱い電子ビームを導入した。背景プラズマと電子ビームはそれぞれマクスウェル分布と移動マクスウェル分布で記述した。電子ドリフト速度は $v_d = 6v_{th,e}$ ($v_{th,e}$ は電子熱速度)とし、ビーム電子と背景電子の密度比は $n_b/n_e = 0.015$ とした。

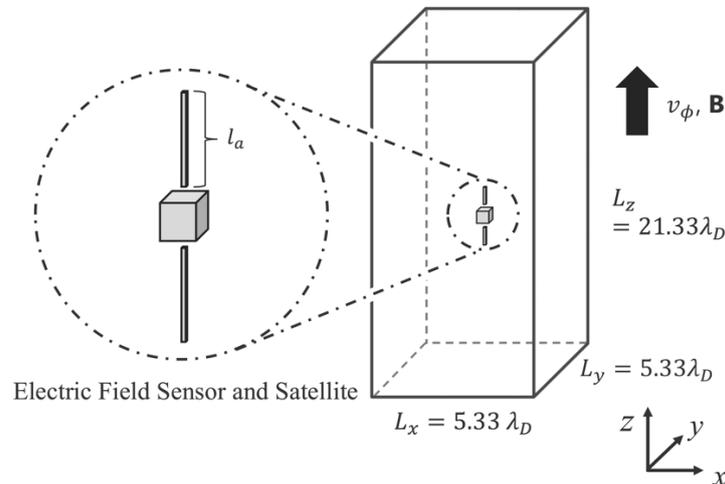


Fig.1 3次元PICシミュレーションの概要図

研究成果 (Accomplishments) :

本研究では、単一衛星によるインターフェロメトリ観測における測定誤差の補正方法を数値解析および3次元粒子シミュレーションにより検証した。まず、数値解析により衛星と各センサー間の電位差から計算される位相差 ($\Delta\theta_V$) と実際のプラズマ波動の位相差 ($\Delta\theta_\phi$) が異なることを示し、これを補正する方法を提案した。

次に、3次元粒子シミュレーションを実施し、電子ビームによりLangmuir波を励起し、センサーモデルと衛星モデル間の電位差データを用いて位相差を計算した。シミュレーション結果から、仮定通りに衛星電位が振動していることを確認し、数値解析に基づく補正が必要であることを示した。

具体的には、電位差データから得られる位相差 ($\Delta\theta_V$) と、数値解析から導出した補正方法により得られた位相差 ($\Delta\theta_V$)、および各センサーモデル位置でのポテンシャルの位相差 ($\Delta\theta_\phi$) の3種類の位相差を比較した。結果として、 $\Delta\theta_V$ と $\Delta\theta_\phi$ は異なるものの、 $\Delta\theta_V$ と $\Delta\theta_\phi$ はおおよそ一致することを確認した。これは、提案した補正方法が有効であることを示している。

また、センサー長とプラズマ波動の波長の関係が補正精度に与える影響を調査した。Fig.2に、センサー長とLangmuir波動の波長の比を変化させた場合の L_{eq} の時間遷移図を示す。センサー長と波長の比 (l_a/λ_{Lang}) を0.016, 0.062, 0.188と変化させたシミュレーションを実施し、等価長 L_{eq} の時間変化を調べた。その結果、センサー長が波長に比べて十分に短い場合 ($l_a/\lambda_{Lang}=0.016, 0.062$) には、補正が有効に機能し、 $\Delta\theta_V$ と $\Delta\theta_\phi$ から計算される L_{eq} はセンサー間の中心間距離とおおよそ等しいことが分か

った。

一方、センサー長が波長に近づく場合 ($l_a/\lambda_{Lang} = 0.188$) には、補正精度が低下し、 L_{eq} が約 7%過大評価されることが判明した。これは、センサー長が波長に近づくこと、電位の振幅比 $A = A_1/A_{sat}$ が 1 から外れるためであることを示した。これにより、観測対象の波長に対するセンサー長の比率を適切に設定することの重要性が明らかになった。

さらに、ラングミュア波の等電位面の可視化により、センサー位置を中心とした線対称性を確認し、等価長がセンサー間の中心間距離に一致することの物理的解釈を提供した。また、電界測定に関する「短絡効果」(short-circuit effect) が本研究では観測されなかった点も重要な発見である。これは、プラズマ周波数付近の高周波成分の位相差を用いて L_{eq} を測定したためと考えられ、静電波の観測における短絡効果の影響が比較的小さいことを示唆している。

本研究は、単一衛星によるインターフェロメトリ観測の適用範囲を大幅に拡大する知見を提供するものである。これまで、衛星電位が安定している条件下でのみ有効と考えられていたが、本研究により、衛星電位振動の有無にかかわらず、様々なプラズマ波動現象に対して正確な位相速度測定が可能となった。

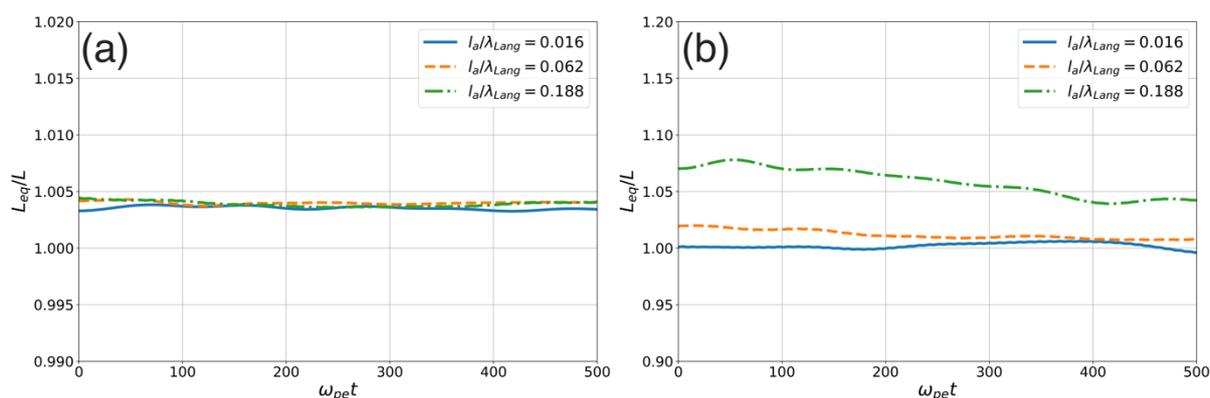


Fig.2 センサー長とラングミュア波の波長の比 ($l_a/\lambda_{Lang}=0.016, 0.062, 0.188$) を変化させた場合の等価長 L_{eq} の時間変化. 縦軸はセンサー中心間距離 L で正規化. (a) 電位データから算出した結果で、すべての場合において $L_{eq}/L \approx 1$ を示す. (b) 補正した電圧データから算出した結果で、 $l_a/\lambda_{Lang}=0.188$ の場合に $L_{eq}/L > 1$ となることを示す.

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. 深澤伊吹, 三宅洋平, 白井英之, 栗田怜, 小嶋浩嗣, Particle-in-Cell Simulations on Interferometry Technique Using Monopole Electric Field Sensors, Japan Geoscience Union Meeting 2024, Makuhari Messe, Chiba, Japan, 2024.
2. Ibuki Fukasawa, Yohei Miyake, Hideyuki Usui, Koshiro Kusachi, Satoshi Kurita, Hirotsugu

Kojima, “Computer Simulations of Single-Spacecraft Interferometry Technique with Monopole Electric Field Sensors,” in AGU24 Annual Meeting, Washington, D.C., America, 2024.

磁気圏電離圏結合されたモデルに基づいた領域間結合が内部磁気圏ダイナミクスに与える影響の研究

研究代表者：山川 智嗣 (名古屋大学宇宙地球環境研究所)

研究分担者：三好由純 (名古屋大学宇宙地球環境研究所)

担当：共同研究者

関華奈子 (東京大学理学系研究科)

担当：共同研究者

研究目的 (Research Objective):

地球磁気圏における最大規模の変動現象である磁気嵐時には、環電流(keV帯の荷電粒子)が発達し、地球の双極子磁場が大きく乱れ、地球近傍の宇宙空間(内部磁気圏)で大規模な変動が見られる。このとき、環電流は地球の磁場を変化させるだけでなく、内部磁気圏においてULF波動と呼ばれる電磁波動(1 mHz~1 Hz)を励起させることがある。ULF波動は、環電流や内部磁気圏で最もエネルギーの高い領域である放射線帯の電子(~MeV)の変動機構に寄与していると考えられているので、内部磁気圏での変動現象を把握する上で非常に重要な波動である。しかし、磁気嵐時において、磁気圏・電離圏の領域間結合がどのように内部磁気圏における変動(例:環電流の形成・地上磁場の変動・ULF波動の励起や空間分布)に影響を与えているかについては、不明な点が多く、本質的な理解には至っていない。本研究の目的は、磁気圏電離圏結合された内部磁気圏グローバルモデルと観測との比較に基づいて、磁気嵐時の領域間結合が内部磁気圏ダイナミクスに果たす役割を調べることである。具体的には、従来の環電流モデルを用いて、シミュレーションが行われた磁気嵐[Fok et al., 2010]をターゲットとし、その磁気嵐時の内部磁気圏の環境を我々の内部磁気圏モデル(GEMISIS-RC + GEMISIS-POT)がどのくらい再現できるかに着目する。本研究では、特に磁気嵐時の環電流の形成や消失・地上磁場の変動に注目する。また、従来の環電流モデルでは記述できない環電流によるULF波動の励起についても解析を行い、観測との比較を通して、ULF波動の空間分布や励起条件を明らかにすることを目指す。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、これまで我々が用いてきた内部磁気圏における電磁場と粒子の変動を自己無撞着に解くことが可能な環電流モデル(GEMISIS-RC)[Amano et al., 2011]と電離圏において全球で電場ポテンシャルを解くポテンシャルソルバー(GEMISIS-POT)[Nakamizo et al., 2012]を結合させた新しいグローバル内部磁気圏モデル[Yamakawa et al., 2023]を用いた。本研究では、過去に他の環電流モデル[Fok et al., 2010]で数値計算が行われた、2009年7月22日の磁気嵐に着目した。本研究では、太陽風のパラメータから電離圏における沿磁力線電流を与える経験モデル、Weimerモデル[Weimer, 2005]をモデルに組み込むコード開発

を新たに行った。KDKでの計算では、システムAを用い、256の並列計算で数値計算を行い、計算時間はおよそ1週間であった。

研究成果 (Accomplishments) :

夜側に粒子が注入された状態を初期条件として仮定し、数値計算を行った結果、Figure 1 のように環電流が形成され、05:00UT まで時間と共に圧力が増加することがシミュレーションで再現された。また、05:00UT 以降は環電流粒子の消失機構が効いて、徐々に環電流の圧力が減少することが示された。このような傾向は、従来の環電流モデル[Fok et al., 2010]でも示唆されている。

磁気嵐中の03:00-04:00 UTにかけて、GOES衛星が夜側においてULF波動を観測した。観測されたULF波動がモデルで励起されているか解析したところ、03:00 UT以降に周波数1.6 mHzのULF波動が(dBrが主成分)モデルでも励起されていた(Figure 2)。周波数・伝搬方向・波の方位角方向といったULF波動の特性は、観測とモデルで似たような結果であった。また、モデルで励起されたULF波動の空間分布や励起機構を調べたところ、ULF波動は夕方側から夜側にかけてみられ、100 keV程度のエネルギーを持つ環電流イオンとのドリフト共鳴によって励起されたことが示唆された。

このように本研究では、2009年7月22日の磁気嵐に対して数値計算を行った結果、内部磁気圏における環電流粒子の変動をモデルで再現しただけでなく、衛星で観測されたULF波動の励起機構や空間分布をモデルによって明らかにすることにも成功した。以上の結果について、論文にまとめ、国際学術誌に投稿した。

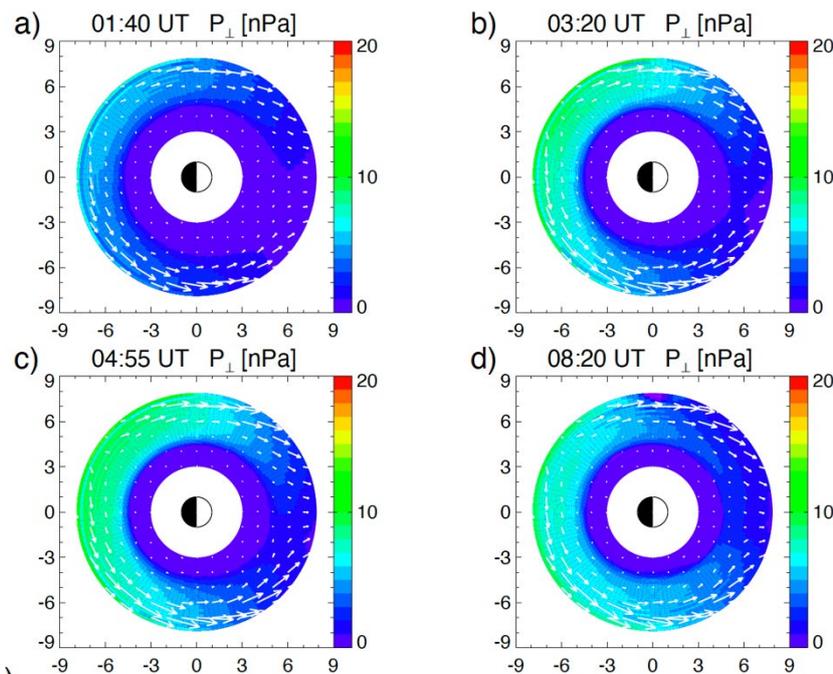


Fig.1 赤道面での垂直方向の圧力分布。右側が太陽側。白い矢印は電場ドリフト速度を表している。

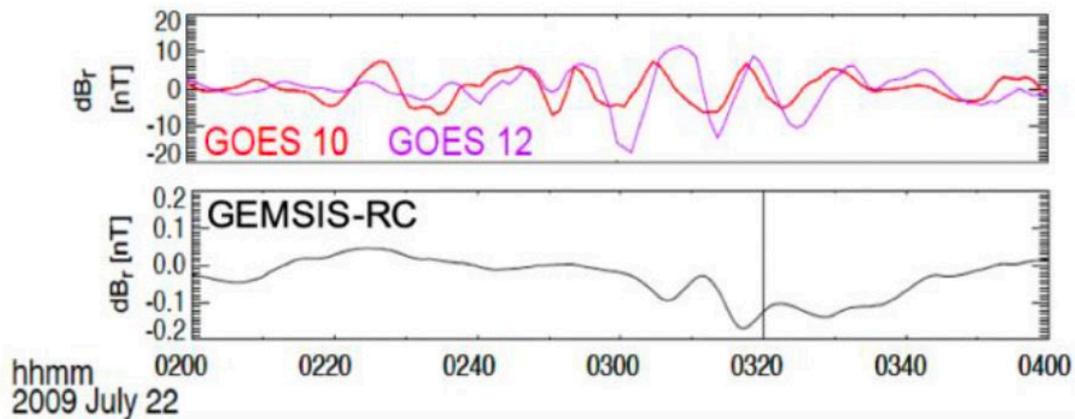


Fig.2 GOES 衛星で観測された ULF 波動(上図)と GEMSIS-RC モデルで励起された ULF 波動(下図)との比較(dBr)。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. T. Yamakawa, K.Seki, Y. Miyoshi, A. Nakamizo, and K. Yamamoto, Study of the variation of ring current ions in the inner magnetosphere during magnetic storms on 22 July 2009 based on the GEMSIS magnetosphere-ionosphere coupled model, JpGU Meeting, 幕張, 2024 年 5 月
2. T. Yamakawa, K.Seki, T. Amano, Y. Miyoshi, N. Takahashi, A. Nakamizo, and K. Yamamoto, Excitation of ULF waves by ring current ions in the inner magnetosphere based on the magnetosphere-ionosphere coupled model, ISSI-BJ 2024, 北京, 2024 年 7 月
3. T. Yamakawa, K.Seki, Y. Miyoshi, A. Nakamizo, and K. Yamamoto, Variation of ring current ions during magnetic storms on 22 July 2009 based on the GEMSIS magnetosphere-ionosphere coupled model, 第 156 回地球電磁気・地球惑星圏学会, 立川, 2024 年 11 月
4. T. Yamakawa, K.Seki, Y. Miyoshi, A. Nakamizo, and K. Yamamoto, Study of the variation of ring current ions in the inner magnetosphere during magnetic storms on 22 July 2009 based on the GEMSIS magnetosphere-ionosphere coupled model, AGU Fall Meeting, ワシントン DC, 2024 年 12 月
5. T. Yamakawa, K.Seki, Y. Miyoshi, A. Nakamizo, and K. Yamamoto, Excitation of storm-time Pc5 ULF waves during the magnetic storm on 22 July 2009: Comparison of GOES, ground observations, and GEMSIS couple simulation, 第 22 回 ERG サイエンス会議, 名古屋, 2025 年 3 月

6. 山川智嗣, Effects of cold plasma on the excitation of ULF waves in the inner magnetosphere based on the magnetosphere-ionosphere coupled model, ジオスペースの低エネルギープラズマ研究集会, 福岡, 2025年3月

レーザー核融合ロケットにおけるプラズマ離脱過程の検証

Investigation of plasma detachment process in a laser fusion rocket using
fully kinetic particle-in-cell simulation

研究代表者：山本 直嗣（九州大学総合理工学研究院）
yamamoto@aces.kyushu-u.ac.jp

研究分担者：桂 直幹（九州大学総合理工学府）
katsura.naoki.186@s.kyushu-u.ac.jp
担当：数値解析コードの開発

研究目的 (Research Objective):

人類の生存圏拡大のための火星移住計画へ注目が高まる中、火星まで大量のヒトとモノを輸送する推進システムの開発が求められる。しかし、既存の推進機の中でも大推力を生み出し得る化学推進をもってしても地球火星間往復に1年以上を要し、乗組員への身体的・精神的な負荷が懸念される。そこで、このミッション期間を約半年間に短縮できる核融合推進が代替推進機として提案されている。その一つであるレーザー核融合ロケットは、核融合燃料ターゲットに高エネルギーレーザーを照射して爆縮させることで慣性核融合反応を起こし、それによって生み出される膨大なエネルギーをパルス状の推力に変える革新的な次世代ロケットである。レーザー核融合ロケットにおける推進システムは磁気スラストチャンバと呼ばれる磁気ノズルの一種である。磁気スラストチャンバは、核融合エネルギーによってプラズマ化した推進剤の運動を超伝導コイルで生成した発散磁場によって制御することでノズルとして機能する。そこで、レーザー核融合ロケットにおける推力発生の鍵を握るのがプラズマの磁力線からの離脱現象（デタッチメント）である。超伝導コイルが生成する磁場の磁力線はロケットを一周する閉ループ構造をしており、磁場にトラップされた（アタッチした）推進剤は推力に寄与しない。近年、数値シミュレーションを用いて磁気スラストチャンバにおけるプラズマデタッチメントのメカニズムが解明されてきたものの、推力の推定は電子が磁力線から完全にデタッチすると仮定した上で行われてきた。

そこで本研究では、電子のアタッチメントを考慮した数値計算によって推力効率の推定を行う。アタッチメントを考慮しない場合、磁場強度を強くするとプラズマの閉じ込め能力が向上し、推力効率が向上する可能性がある。一方でアタッチメントを考慮したとき、強磁場は粒子のアタッチメントを引き起こし、推力が低下する可能性がある。したがって、推進剤プラズマのエネルギー (E_p) に対する超伝導コイルが生み出す磁場エネルギー (E_B) の比を変化させた条件で推力効率を算出し、各条件での比較を行った。

計算手法 (Computational Aspects):

計算にはイオン及び電子を荷電粒子として扱う particle-in-cell 法を用いたオープンソースのプラズマシミュレーションコードである EPOCH を用いた。EPOCH では電磁場の更新に有限時間領域差分法を、粒子の運動量の更新に Buneman-Boris 法を、電流密度の更新に Villasener-Buneman 法を用いて計算している。推進剤には密度 10^{23} m^{-3} 、温度 1 keV の 1 価水素イオンと電子を仮定し、コイルが生成する磁場エネルギーとプラズマエネルギーの比 E_B/E_p を 0.5, 1, 2, 5, 10 と変化させた条件で磁気スラストチャンバ内のプラズマの挙動を観察した。計算コスト削減のために、計算座標系を 2 次元、かつイオンと電子の質量比を 100 とした。

研究成果 (Accomplishments) :

イオンと電子はほぼ同じ速度で運動するため、推力に寄与するのは電子の 100 倍の質量を持つイオンである。また、各条件での推力効率を次式で表されるイオンの運動量変換効率で算出した。

$$\eta_{\text{momentum}} = \frac{\sum_{i=1}^N m v_{x,i}}{\sum_{i=1}^N m |v_0|} \quad (1)$$

式 (1) において、 N は粒子の数、 m は粒子質量、 v_x は粒子速度の x 方向 (下流方向) 成分、 $|v_0|$ は粒子の初期速度の大きさである。計算領域外に抜け出した粒子については抜け出す直前の速度を保ったまま等速直線運動すると仮定した。Fig. 1 は各エネルギー比における運動量変換効率を示す。エネルギー比が 0.5 から 2 となるまで磁場エネルギーが増加するのに従い、推力効率は向上し、エネルギー比 2 で最大値を取る。これは磁場強度の増加に伴い、プラズマの発散が小さくなるが、エネルギー比が 2 程度で収束するためである。一方で、エネルギー比が 5 や 10 のような磁場強度がより大きい条件では効率が悪くなる。これはエネルギー比が 2 を超えるような強磁場条件下では、上流側から抜け出す粒子の割合が増加することが原因である。この原因としては、強磁場条件下ではプラズマの反磁性による磁場構造の変化が小さく、プラズマの膨張を押し返す力の排出方向成分が小さくなるためだと考えられる。本研究で算出した運動量変換効率は先行研究の 2 次元 full PIC シミュレーションの結果 (Kojima, 2022) と定量的な一致を示す一方で、3 次元 Hybrid PIC シミュレーションの結果 (Nagamine, 1998) よりも 20%ほど高い結果である。この違いはプラズマの初期速度の与え方の違いによって生じていると考えられる。本研究では初期のイオン温度と電子温度を等しく設定したため、膨張の初期段階において熱速度の速い電子と遅いイオンの間に荷電分離による電場が形成される。この電場によってイオンが加速され、電子は減速されるため、結果としてイオンは電子からエネルギーを受け取り、運動量変換効率が高くなったと考えられる。一方で Nagamine らの計算では電子を流体として扱う都合上、イオンと電子に同じ速度を与えていた。そのため、荷電分離による電場が形成されず、イオンの加速が生じなかったと考えられる。

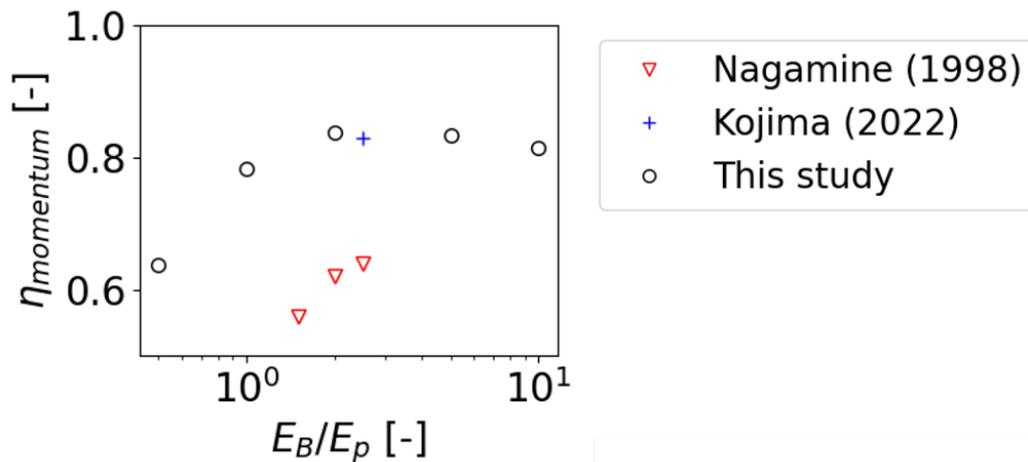


Fig. 1 各エネルギー比における運動量変換効率

公表状況 (Publications) :

(学位論文)

1. 桂直幹, 上海交通大学机械与动力工程学院工程热物理, 「Dependency of Magnetic Field Strength on Thrust in a Laser Fusion Rocket」
2. 桂直幹, 九州大学大学院総合理工学府総合理工学専攻, 「レーザー核融合ロケットにおけるプラズマデタッチメントの磁場強度依存性」

(口頭)

1. Naoki Katsura, “Full Particle-in-cell Simulation for Analysis of Plasma Detachment in a Magnetic Thrust Chamber for Laser Fusion Rocket”, SUMMER SCHOOL 2024 CAMPUS ASIA EEST, Fukuoka, August 28th, 2024.
2. 桂直幹, 山本直嗣, 森田太智, 児島富彦「数値解析を用いたレーザー核融合ロケットにおけるプラズマデタッチメントの検証」, 九州大学 IMI 共同利用・短期共同研究公開プログラム 希薄プラズマに現れる異方性拡散問題に対する構造保存型数値解法, 2024年10月, 九州大学伊都キャンパス.
3. 桂直幹, 山本直嗣, 森田太智, 児島富彦「レーザー核融合ロケットにおけるプラズマの磁力線からの離脱と磁場強度の関係」, 第68回宇宙科学技術連合講演会, 2024年11月5-8日, 姫路文化コンベンションセンター アクリエひめじ, 4H17.

(ポスター)

1. Katsura Naoki, Yamamoto Naoji, Morita Taichi, and Kojima Tomihiko, “Full particle-in-cell simulation for analysis of the dependency of magnetic field strength on thrust in a laser fusion rocket”, 26th Cross Straits Symposium on Energy and Environmental Science and Technology, Busan, December 1-3, 2024.

イオンビーム環境に関する計算機実験

Computer simulations on the ion beam environment

研究代表者：臼井 英之（神戸大学 大学院システム情報学研究科，教授）
h-usui@port.kobe-u.ac.jp

研究分担者：三宅 洋平（神戸大学 計算科学教育センター，准教授）
担当：計算機実験結果の検討
村山 未祐（神戸大学 大学院システム情報学研究科、M2）
担当：モデリング、計算機実験実行、データ解析
稲永 康隆（神戸大学 大学院システム情報学研究科、D3）
担当：計算機実験結果の検討

研究目的 (Research Objective):

衛星搭載イオンエンジンは宇宙空間中での高効率な推進を実現する電気推進器の1つであり、エンジン内で電離されたキセノンを静電加速しイオンビームとして宇宙空間に放出することにより人工衛星は推力を得る。この時に衛星電位をプラズマ電位に保つために衛星搭載の中和器からキセノンビームと同じ量の電子放出を同時に行う。しかし、衛星太陽電池パネルへの流入や中性キセノン粒子との衝突によりエンジン近傍での中和電子の空間分布および速度分布が影響を受けるため、結果としてイオンビーム電荷中和度合いや衛星や周辺電位に影響を及ぼすことが懸念されている。特にイオンビーム領域での中和電子の速度分布関数や温度の空間的な変化に着目し、電子の温度と密度の関係について何らかの定式化を試みる。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、当研究室グループで開発された、PIC モデルによる宇宙機帯電解析粒子シミュレーションコード (EMSES) を用いる。EMSES には OpenMP を用いたスレッド並列、MPI を用いたプロセス並列および、各プロセスの粒子数負荷バランスを実現するための Oh-Help ライブラリを導入している。本計算機実験のモデルを図1に示す。

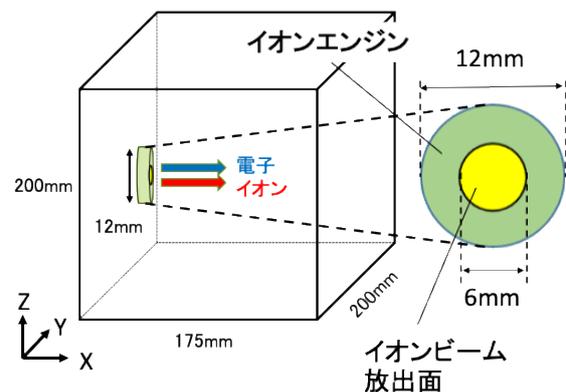


図1: 衛星からのイオンビーム放出に関するシミュレーションモデル

研究成果 (Accomplishments) :

放出電子の密度と温度の関係を簡略化するために電子流体近似 Polytropic モデルを使い、以下のような関係を考える。ただし温度、密度ともに、今回は放出口での電

子温度、密度で規格化する。

$$\frac{T_e}{T_{e0}} = \left(\frac{n_e}{n_{e0}}\right)^{\gamma-1}$$

今回は、放出電子が完全無衝突の場合と、イオンビーム放出口に局所的に存在する中性粒子と電子が衝突する場合（2種類の衝突周波数）について計算機実験を行った。図2に、イオンビーム軸上での各電子密度に対する電子温度と上式の γ の変化を示す。まず、無衝突の場合は、電子温度および γ ともに放出口での値と比べて大きな変化が見られないが、電子と中性粒子の衝突の頻度が高くなると、電子温度は放出口から離れるに従って低下することが図2からわかる。またガンマについても衝突周波数依存が見られる。電子密度と γ が評価できたとすると、以下の式によりイオンビーム領域での電位についてポアソン方程式を解くことなく評価することができる。

$$\Phi(x) = T_{e0} \frac{\gamma}{\gamma-1} \left[\left(\frac{n_e}{n_{e0}}\right)^{\gamma-1} - 1 \right] + \Phi_0$$

今後、この方法によるイオンビーム領域の静電環境の評価を行い、これまでの全粒子モデル計算機実験による電位分布と比較することにより本手法による空間電位分布の評価の妥当性について検討する。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Y. Zhao, J. Wang and H. Usui, Simulations of Ion Thruster Beam Neutralization Using a Particle-Particle Model, Journal of Propulsion and Power, Vol. 34, No. 5 (2018), pp. 1109-1115. <https://doi.org/10.2514/1.B36770>
2. S.Aizawa,L.S.Griton,S.Fatemi,W.Exner,J.Deca,F.Pantellini,M.Yagi,D.Heyner,V.Génot,N.André,J.Amaya,G.Murakami,L.Beigbeder,M.Gangloff,M.Bouchemit,E.Budnik,H.Usui, Cross-comparison of global simulation models applied to Mercury's dayside magnetosphere, Planetary and Space Science, online 1 February 2021, 105176, <https://doi.org/10.1016/j.pss.2021.105176>
3. Zhang, Z., R. T. Desai, O. Shebanits, F. Johansson, Y. Miyake, and H. Usui, Simulating Potential Effects of Secondary Electron and Ion Emission on the Cassini Spacecraft in Saturn's Ionosphere, Planetary Sci. J., 4 105, 2023. <https://doi.org/10.3847/PSJ/acd844>

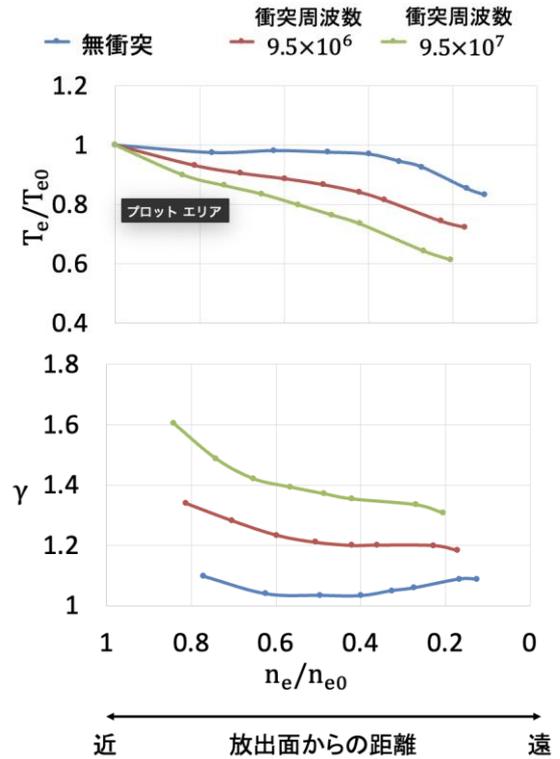


図2:イオンビーム軸上での放出電子の温度(上図)と γ の変化(下図)

高精細プラズマバブルモデルと全球大気圏電離圏モデルの融合

Integration of high-resolution plasma bubble model and whole atmosphere-ionosphere model

研究代表者：横山 竜宏 (京都大学生存圏研究所)
yokoyama@rish.kyoto-u.ac.jp

研究分担者：陣 英克 (情報通信研究機構)
jin@nict.go.jp
担当：全球大気圏電離圏モデル (GAIA) の開発・実行

品川 裕之 (情報通信研究機構)
sinagawa@nict.go.jp
担当：全球大気圏電離圏モデル (GAIA) の開発・実行

劉 鵬 (京都大学生存圏研究所)
liu.peng.35a@st.kyoto-u.ac.jp
担当：機械学習による電離圏擾乱現象の検出

水澤 匠 (京都大学生存圏研究所)
yutani.tatsuki.65s@st.kyoto-u.ac.jp
担当：高精細プラズマモデルの実行

研究目的 (Research Objective):

電離圏のプラズマは、その運動が中性大気との衝突によって強く支配されているため、中性大気と電離大気の相互作用を解明することは電離圏の物理過程を理解する上で非常に重要である。特に、下層大気で励起された大気重力波は、電離圏高度で大きな振幅を持つため、電離圏の変動に重要な役割を果たすと考えられている。また、局所的なプラズマ密度の不規則構造を伴う電離圏擾乱が発生した場合には、電波の振幅、位相の急激な変動(シンチレーション)が生じるため、GPS 等による電子航法に障害を及ぼすことが知られている。このような電離圏擾乱の発生機構を解明し、発生を事前に予測することが、科学・実用の両面から求められている。本研究では、特に深刻な障害の原因となる赤道スプレッド F (プラズマバブル) の生成機構解明と発生予測を目指し、低緯度電離圏数値モデルを用いたプラズマバブル生成に関する研究を実施する。全球の大気圏電離圏結合モデルである GAIA モデルに高分解能のプラズマバブルモデルを階層的に結合させることを最終的な目標とする。

計算手法 (Computational Aspects):

地球電離圏は弱電離プラズマ気体であり、地球磁場と中性大気との衝突の影響によりイオンと電子は異なった運動を示し、導電率に異方性を持つ。従って、イオンと電

子の2流体を考慮する必要があり、イオンと電子の速度差から得られる電流密度の発散が0となる条件から電離圏内で発生する電場を求めることができる。その電場を用いてイオン速度を求め、プラズマ密度の連続の式から1時間ステップ後のプラズマ密度分布を更新する。現在までに開発されてきた High-Resolution Bubble (HIRB)モデルに改良を加えることで、全経度範囲をカバーする数値モデルの作成を目標とする。正イオンとして NO^+ (E 領域) と O^+ (F 領域) の2種類を与える。磁気赤道を中心とするダイポール座標系を用い、磁気赤道上で高度 88-1270km、緯度方向に約 20 度の計算領域を確保する。空間分解能は最大 200m まで向上させることが可能であるが、本研究では多数の計算を実行して比較することが目的のため、空間分解能は 1km 程度と設定し、短時間でシミュレーションが実行できるようにした。

研究成果 (Accomplishments) :

プラズマバブル発生の日々変動の原因を明らかにするために、背景の条件を少しずつ変化させたシミュレーションを多数実行し、プラズマバブル発生への寄与が大きいパラメータの調査を行った。具体的には、東西方向の電場の振幅と時間変化、初期状態における電離圏高度、電離圏下部に与える初期変動の振幅等を変化させ、プラズマバブル発生の有無の閾値を理解することを試みた。また、それぞれの条件の下で、プラズマバブルの要因と考えられている Rayleigh-Taylor 不安定の線形成長率を計算し、プラズマバブル発生の有無と成長率の値との比較を行った。図 1 に、E 領域の電子密度分布を変化させた場合の高度分布と、それぞれのケースに対応する線形成長率を示す。成長率としては比較的小さい範囲に収まっていることが確認できる。

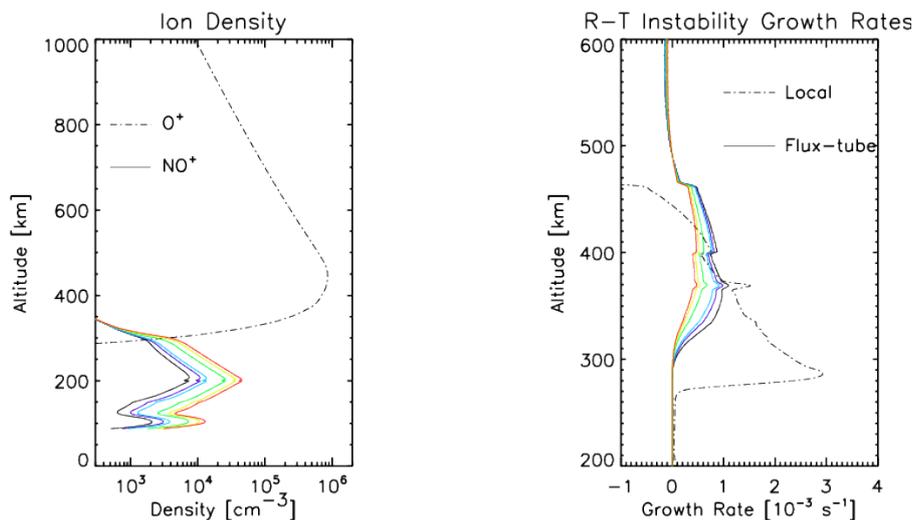


図 1 : E 領域の電子密度の高度分布と線形成長率の関係

図 2 に、電離圏 E 領域の電子密度を変化させた場合のプラズマバブルの成長と線形成長率の高度分布を示す。磁力線に沿って積分した線形成長率は、 $\Sigma F / (\Sigma E + \Sigma F)$ のファクターが掛かるため、E 領域の密度が増加すると成長率は減少する。実際、E 領域の密度を 3 倍とした場合の結果と比較すると、プラズマバブルは 2 時間以内に高

度まで成長する様子は見られなかった。一方、線形成長率の値の差は 0.001s^{-1} 程度であり、僅かな成長率の差が大きな違いをもたらすことが明らかとなった。プラズマバブル発生の日々変動の差はわずかな成長率の差によってもたらされている可能性があることが示された。

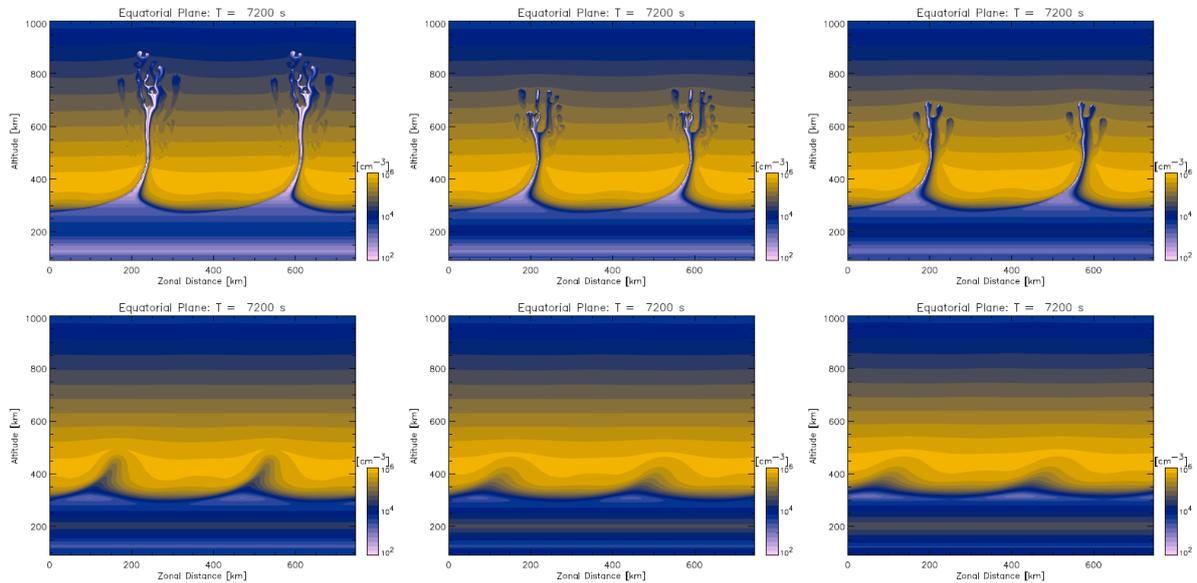


図 2 : E 領域の電子密度を変化させた場合のプラズマバブルの成長

今年度に取り組んだ新しい課題として、2022 年に発生したトンガ沖海底火山噴火による電離圏変動の再現に取り組んだ。南北両半球が磁力線によって結合されたモデルを利用し、噴火に起因する鉛直風による電離圏変動の計算を行った。その結果、噴火直後の電離圏変動はある程度再現できることを確認した。今後は、噴火の数時間後に確認された南北共役性を持つ電離圏変動の再現を目指す。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Yokoyama, T., Simulation study of the impacts of E-region density on the growth of equatorial plasma bubbles, *Front. Astron. Space Sci.*, 11, 1502618, doi:10.3389/fspas.2024.1502618, 2024.
2. Liu, P., T. Yokoyama, T. Sori, and M. Yamamoto, Channel Mixer Layer: Multimodal Fusion Toward Machine Reasoning for Spatiotemporal Predictive Learning of Ionospheric Total Electron Content *Space Weather*, 22, e2024SW004121. doi:10.1029/e2024SW004121, 2024.

(口頭)

1. Yokoyama, T., and T. Yutani, Simulation of Day-to-day Variability of Equatorial Plasma Bubbles Under Various Background Conditions, *Asia Oceania Geosciences Society 21th Annual Meeting [Pyongyang, South Korea: June 2024]* (Invited).

2. Liu, P., T. Yokoyama, and M. Yamamoto, Spatiotemporal Sequence Prediction of Global Ionospheric Total Electron Content Map Based on Machine Learning, Committee on Space Research 45th COSPAR Scientific Assembly [Busan, South Korea: July 2024].
3. Yokoyama, T., T. Yutani, Simulation of Day-to-day Variability of Equatorial Plasma Bubbles Under Various Background Conditions, 日本地球惑星科学連合 2024 年大会 [千葉市/Hybrid: 2024 年 5 月]
4. 采山 裕紀, 横山 竜宏, 劉 鵬, イオノゾンデ観測を用いた機械学習によるスホラディック E 層の統計解析と発生予測, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2024 年秋季年会 [立川市: 2024 年 11 月].
5. 劉 鵬, 横山 竜宏, 惣宇利 卓弥, 山本 衛, Multimodal Fusion Towards Machine Reasoning for Spatiotemporal Predictive Learning of Ionospheric Total Electron Content, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2024 年秋季年会 [立川市: 2024 年 11 月].
6. 劉 鵬, 横山 竜宏, 山本 衛, 機械学習を用いた地球電離圏の全電子数マップの時空間系列予測, 日本地球惑星科学連合 2024 年大会 [千葉市/Hybrid: 2024 年 5 月].

無衝突プラズマ中の運動論的不安定性に伴う 粒子の加熱・加速の研究

Particle acceleration and heating associated with kinetic instabilities in collisionless plasmas

研究代表者：天野 孝伸 (東京大学大学院理学系研究科)

研究分担者：寺境 太樹 (東京大学大学院理学系研究科)
担当：計算機実験実施・データ解析

研究分担者：福田 悠斗 (東京大学大学院理学系研究科)
担当：計算機実験実施・データ解析

研究分担者：Wang Ruolin (東京大学大学院理学系研究科)
担当：計算機実験実施・データ解析

研究目的 (Research Objective):

宇宙空間プラズマ中の無衝突衝撃波のダイナミクスはプラズマ波動と荷電粒子の極度に非線形な相互作用に支配されている。波動の時空間スケールは多岐にわたり、広いエネルギー帯の荷電粒子の加熱・加速に重要な役割を果たす。高エネルギー粒子は電磁流体波動との相互作用により衝撃波前後を拡散しながら往復運動することでさらなる加速を受け、ベキ型のエネルギースペクトルを持つ宇宙線が形成される。低エネルギー粒子はより高周波・短波長の運動論スケールの波動によって加熱されると同時に、一部の粒子が中間エネルギーに加速され、高エネルギー宇宙線の種となると考えられている。これらの加熱・加速に重要な役割を果たす波動はそれぞれのスケールで異なる運動論的不安定性によって励起される。したがって、マイクロからマクロまで、多スケールのプラズマ運動論的不安定性の励起過程およびその非線形発展の理解は、衝撃波における粒子の加熱・加速の問題に本質的に重要な課題である。

その中でも 2024 年度は特に宇宙物理学において超新星残骸衝撃波やガンマ線バースト衝撃波など、高マッハ数の衝撃波の散逸メカニズムとして注目されているイオンの Weibel 不安定性について、その非線形ダイナミクスを理解することを目的とした。また、これに加えて動的負荷分散を実装した粒子シミュレーションコードの高速化・最適化についても目的の一つとした。

計算手法 (Computational Aspects):

プラズマ中の電子・イオンをいずれも粒子として運動論的に扱う Particle-In-Cell (PIC) 法を用いて主として 1 次元および 2 次元の周期系での数値シミュレーションを実施した。また一部は開放系を用いて無衝突衝撃波の数値シミュレーションも行った。

研究成果 (Accomplishments) :

(1) イオン Weibel 不安定性は相対論的衝撃波の形成を司る不安定性として 2000 年頃から研究が本格化したが, 現在でもその非線形ダイナミクスは完全には理解されていない. 本研究は PIC シミュレーションを用いて, 非相対論的および相対論的な状況下でのイオンビーム速度, 電子温度, 質量比などの広範なパラメータ範囲で Weibel 不安定性の性質を調査した. これまではイオンビームの運動エネルギーによって不安定性の飽和レベルが決定されると考えられていたのに対して, 数値シミュレーションの結果からは電子のダイナミクスが飽和レベルを決定していることが明確に示された. 具体的には, 飽和レベルは電子・イオンの質量比に線形に依存し, 現実的な質量比のもとでは, これまで考えられてきたよりも極めて小さな飽和レベルしか持たないことがわかった. ただし, 電子が相対論的な温度を持つときには相対論効果で有効質量が重くなるため, 飽和レベルはこれまでの見積もりと整合的となる. さらに, この結果は理論的な飽和レベルの見積もりとも整合的である. (図 1 参照)

これらの結果は, 典型的な星間空間を伝播する衝撃波を考える場合には, Weibel 不安定性が衝撃波形成の主役となるためには衝撃波速度が光速に近い場合に限られ, 若い超新星残骸衝撃波などの非相対論的衝撃波では背景磁場が主役となる磁化衝撃波として振る舞うことが確認された. また, 実験室における無衝突衝撃波の形成実験では理想的な一様対向流を考えた場合には, これまでの実験設定では十分な空間スケールがとれていないこと, したがって非一様性や背景磁場の効果が重要となることも指摘した. 以上の成果は, 高エネルギー天体现象の理解や衝撃波の実験室再現実験へ重要な示唆を含んでいる.

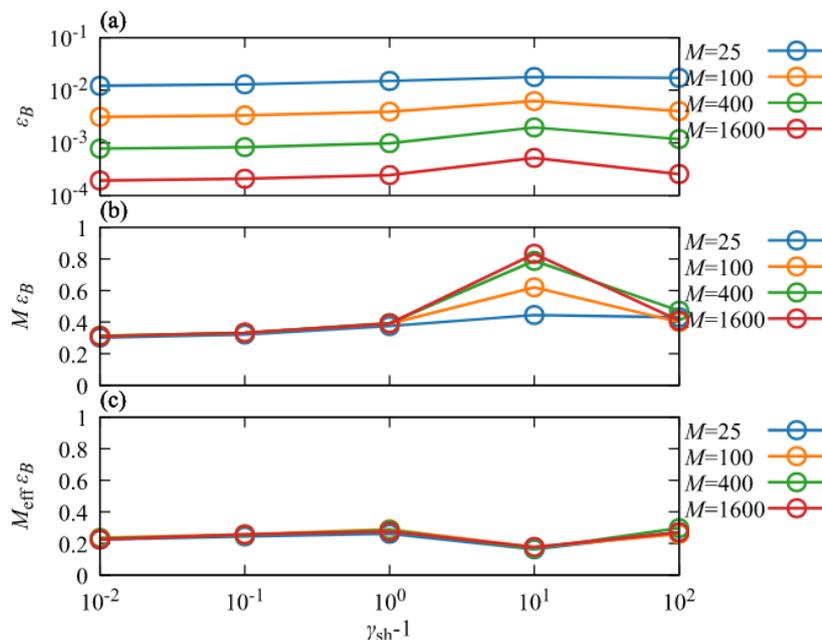


Fig.1 数値シミュレーションから得られた不安定性の飽和レベル(縦軸)と衝撃波速度(横軸)の関係. 最下段は相対論効果を考慮した有効質量比によって飽和レベルが決定されることを示している. (Jikei and Amano, 2024)

(2) 動的負荷分散を実装した数値シミュレーションコードの新規開発を継続して行っており、図2左に示すように粒子分布の変化に伴って動的な領域分割を実現できている。このコードに対してSIMD化やスレッド並列化の最適化を施した。図2右はC++のライブラリXSIMDを用いたSIMD化後の性能向上をセルあたりの粒子数の関数として示している。赤が京都大学での結果であり、特に粒子数が十分に多い場合には大きな性能向上が確認できた。理論的な性能は最大で8倍であることを考えると、十分な性能向上が得られている。同様のベンチマークを富岳(A64FX)でも行っており、やはりSIMD化による性能向上の効果が見られることを確認した。

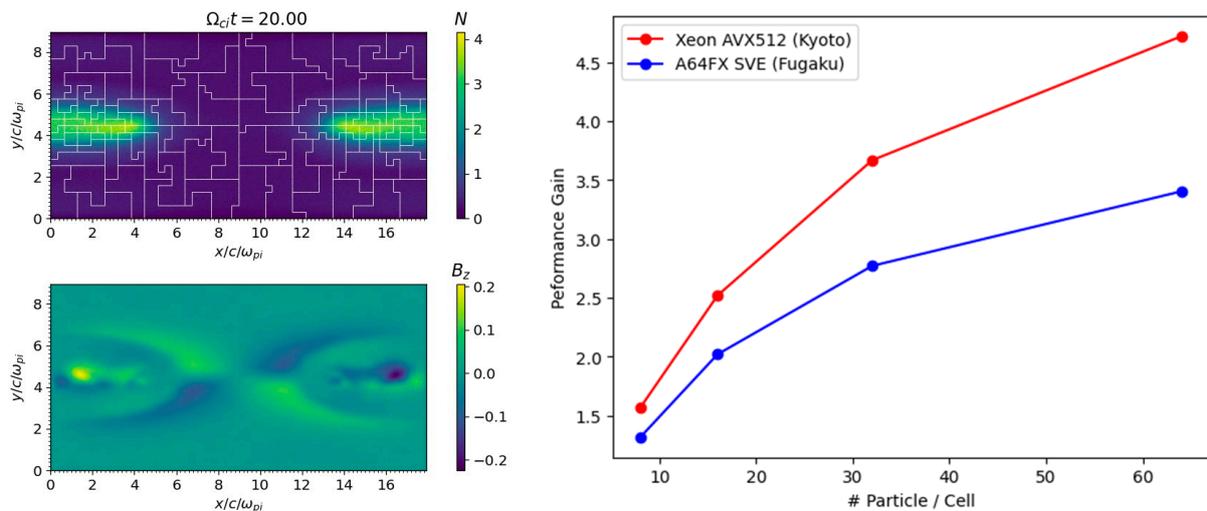


Fig.2 (左)開発中のコードによる数値シミュレーション例。白が並列化の領域分割の境界を示しており、密度の濃淡によって担当領域のサイズが変動していることがわかる。(右)SIMD化による性能向上率のセルあたりの粒子数依存性。赤が京都大学、青が富岳の結果を示しており、いずれも粒子数が多いときには大きな性能向上が確認できる。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Jikei, T., & Amano, T. (2024). Saturation level of ion Weibel instability and isotropization length-scale in electron-ion Weibel-mediated shocks. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 531(1), 219- 229. doi:10.1093/mnras/stae1187.

(口頭)

1. Jikei, T., Amano, T., Matsumoto, Y., Kuramitsu, Y., Electron Heating by Ion-Weibel Instability in the Presence of Finite Beam-Perpendicular Background Magnetic Field, HEDS2024, Yokohama, April 2024
2. Jikei, T., Amano, T., Matsumoto, Y., Kuramitsu, Y., Magnetic Amplification by the Weibel Instability in Weakly Magnetized Astrophysical Shocks and Laboratory Laser Experiments, HEDLA2024, Florida, May 2024

グローバル内部磁気圏モデルに基づく 固有磁場強度が磁気嵐に与える影響の研究

Effects of the intrinsic magnetic field strength on magnetic storms
based on global inner magnetospheric simulations

研究代表者： 関 華奈子 （東京大学大学院理学系研究科）

研究分担者： 長田 知大 （東京大学大学院理学系研究科）

担当：数値シミュレーションの実行、データ解析

研究目的 (Research Objective):

地球磁気圏における最大規模の変動現象である磁気嵐時には、環電流が発達し、静穏時には双極子磁場がしっかりしてあまり変動のない内部磁気圏に至るまでダイナミックな変動が引き起こされる。磁気嵐時の環電流の発達、磁気圏の磁場構造を変化させるだけでなく、Pc5 波動などに代表される ULF 波動を励起することで、放射線帯電子の変動にも寄与すると考えられているが、電離圏と磁気圏の間の領域間結合の影響や ULF 波動の空間分布の支配要因には不明な点も多く、定量的な理解を得るには至っていない。また、この数百年にわたり地球の固有磁場が現象傾向にあるが、固有磁場強度が弱まった際に磁気嵐の発達がどのように変化するかについてもよくわかっていない。本研究の目的は、独自のドリフト運動論近似に基づく 5 次元内部磁気圏グローバルモデルを用いた数値シミュレーションに基づき、固有磁場強度が磁気嵐時の内部磁気圏ダイナミクスに与える影響を明らかにすることにある。現在の地球磁気圏で実証的に検証されたモデルを、固有磁場強度が現在の地球の 2/3 と弱い場合について応用する計画である。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究で用いる内部磁気圏モデルは、現在の地球における静止軌道よりも内側の内部磁気圏におけるイオン分布関数と電磁場の時間発展を自己無撞着に説くドリフト運動論近似のグローバルシミュレーションをコアモジュールとし、内側境界では電離圏の電場ポテンシャルソルバーと結合するとともに背景低温プラズマの運動を同時に解くモデルとなっている。イオン分布関数は 5 次元位相空間で解くことになるため、空間解像度を上げると必要となる計算リソースが大きく増える。境界条件については、プラズマシート側の外部境界条件については、グローバル MHD シミュレーション結果からプラズマシートのパラメータを抽出して用いた。

研究成果 (Accomplishments) :

現在の地球(Case 1)、弱い固有磁場(現在の地球の 2/3)で固有磁場の変化に対応して

Case	Dipole magnetic moment M	Ionospheric conductivity	Simulation box L [Re]	Temperature [keV]	Density [cc]	Pressure [nPa]	Cross polar cap potential [kV]
1	1	Standard	3.6-7.6	8.4	1.3	1.72	75
2	2/3	$\Sigma_p \propto M^{-1}$ $\Sigma_H \propto M^{-4/3}$	3.1-6.6	8.8	1.4	2.00	57
3	2/3	Standard	3.1-6.6	7.7	1.5	1.88	72

Table 1 シミュレーションの設定

電離圏電気伝導度を高くした惑星(Case 2)、弱い固有磁場だが電離圏電気伝導度を Case 1 と同じにした惑星(Case 3)の数値実験を行った。各 Case の設定とグローバル MHD シミュレーション結果から抽出した外部境界条件(温度・密度・圧力)とクロスポーラーキャップポテンシャルは Table 1 の通りである。

各 Case に対して Dessler-Parker-Sckopke(DPS)関係式から SYM-H 指数を計算し、リングカレントの発達の規模を比較した(Figure 1)。その結果、SYM-H 指数の最終状態での値は Case3 < Case2 < Case1 の順で小さく、減少速度も同様の順であった。Case2, 3 で Case1 よりも早く SYM-H 指数が減少した理由として、弱い双極子磁場では、磁場強度に対して地球中心からの距離が近くなるため、ドリフトによるリングカレントの方位角方向への発達が早くなることが考えられる。

SYM-H 指数の大きさの違いは、対流電場の大きさと固有磁場強度の関係に依存していると考察される。リングカレントの総エネルギーは概ね対流電場の大きさと夜側外部境界での圧力の積によって決定されており、Case1 ~ Case3 > Case2 という関係になる。DPS 関係式によれば、SYM-H 指数はリングカレントの総エネルギーを双極子磁場のエネルギーで規格化して求められる。Case2 では Case1 より電離圏伝導度が

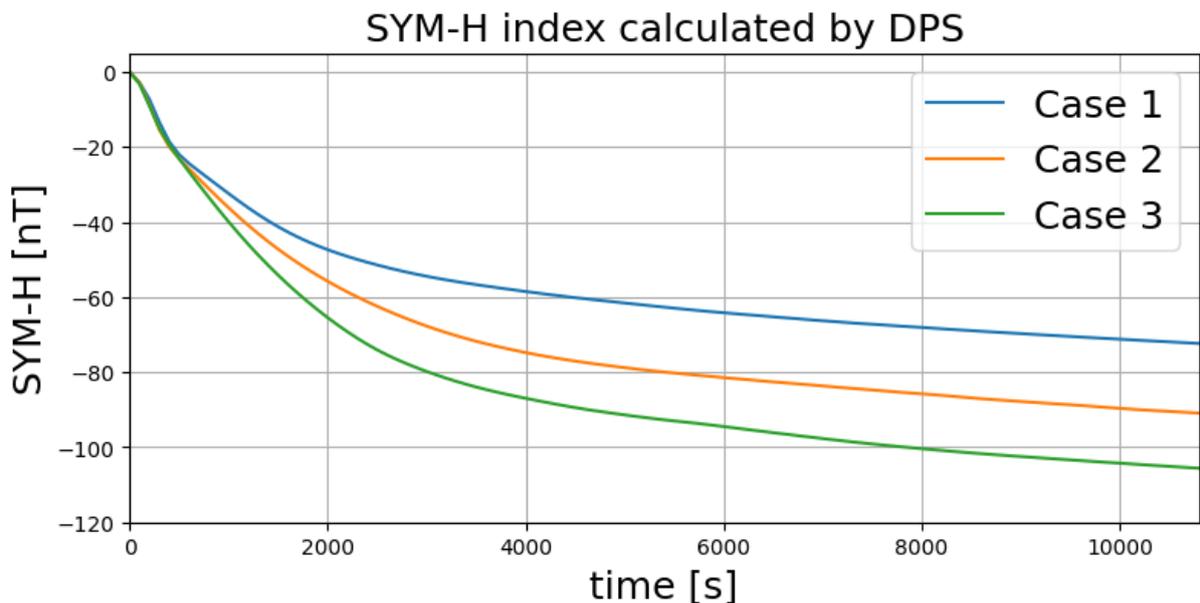


Fig.1 各ケースで算出した SYM-H 指数の時間変化

強く、クロスポーラーキャップポテンシャルが小さくなることで、リングカレントの総エネルギーも小さくなっているが、この変化が、磁場強度の変化(2/3 倍)よりも小さいので、SYM-H 指数はより小さくなるという結果になった。

また、同じモデルを用いた先行研究(Yamakawa et al. (2023))による報告と同様の、リングカレント粒子の波動粒子相互作用による Pc4 から Pc5 帯の ULF 波動の励起を各ケースで確認した。今後、詳細な解析を進めていき、各ケースで励起した波動の類似点と相違点を明らかにしていく予定である。

公表状況 (Publications) :

(論文)

該当なし

(口頭)

1. “Effects of intrinsic magnetic field strength on the magnetic storms based on global inner magnetospheric simulations”, 長田知大, 関華奈子, 山川智嗣, 山本和弘, 中村勇貴, 海老原祐輔, 天野孝伸, 第 20 回 ERG サイエンス会議, 口頭発表, 査読無し 金沢, 2024 年 3 月
2. “Magnetic storms of a weakly magnetized planet based on global inner magnetospheric simulations”, Kazuhiro Osada, Kanako Seki, Tomotsugu Yamakawa, Kazuhiro Yamamoto, Kunihiro Keika, Yusuke Ebihara, Takanobu Amano, Yoshizumi Miyoshi, SGEPPS 2024, 口頭発表, 査読なし, 立川 2024 年 11 月
3. “Effects of intrinsic magnetic field strength on ULF Wave Excitation related to the plasmopause”, Kazuhiro Osada, Kanako Seki, Tomotsugu Yamakawa, Kazuhiro Yamamoto, Kunihiro Keika, Yusuke Ebihara, Takanobu Amano, Yoshizumi Miyoshi, ジオスペースの低エネルギープラズマ研究集会, 口頭発表, 査読無し 福岡, 2025 年 3 月

(ポスター)

1. “Effects of intrinsic magnetic field strength on the magnetic storms based on global inner magnetospheric simulations”, Kazuhiro Osada, Kanako Seki, Tomotsugu Yamakawa, Kazuhiro Yamamoto, Yuki Nakamura, Yusuke Ebihara, Takanobu Amano, JpGU 2024, ポスター発表, 査読なし, 幕張, 2024 年 5 月

局所現象とグローバル変動をつなぐ 太陽コロナ加熱の長時間発展計算

Long-duration simulation of solar coronal heating: connecting local and global phenomena

研究代表者： 国吉秀鷹 (東京大学地球惑星科学専攻)

研究分担者： 今田晋亮 (東京大学地球惑星科学専攻)

担当：指導教員、議論

横山央明 (京都大学天文台)

担当：議論

研究目的 (Research Objective):

太陽の熱の源は内部中心での核融合である。一方で表面から約2千キロ上空の層であるコロナは、表面より100倍以上高い100万度以上であり、熱源から離れるほど熱くなる逆転現象が生じており太陽物理最大の謎となっている。現在、太陽フレアの10億倍以上小さな爆発現象であるナノフレアが至る所で連続的に生じてコロナを加熱し続けており、その爆発には磁場が関係していることが分かっているが、具体的な仕組みは不明だった。一方で近年の高解像度観測によって、観測限界付近の小さなプラズマの渦流が普遍的に観測されたことから、磁力線が表面から何本もの竜巻状となりコロナまで伸びている可能性が指摘されている。この「磁場竜巻」がコロナへ効率的に磁気エネルギーを供給している可能性が、理想的なトイモデルシミュレーションによって指摘されていることから、磁場竜巻がナノフレアを引き起こすことができるか否かを検証することを目的とし数値計算を実行した。

計算手法 (Computational Aspects):

3次元輻射磁気流体シミュレーションを用いたMPI並列計算を行った。この計算では太陽表面直下の対流層から上空のコロナまでを一貫して計算しており、コロナ加熱のエネルギー源である表面对流が自発的に発生するように設定されている。従って表面での磁場竜巻の発生・表面からコロナへの磁気エネルギー供給・コロナ中での磁気エネルギー散逸によるプラズマ加熱までを一貫して自己整合的に扱うことが可能である。

研究成果 (Accomplishments) :

表面の熱対流セル(サイズ1,000 km程度)の間隙で発生する小スケール(100 km)な渦が急激に磁場をねじることで、表面からコロナまで伸びる竜巻状の磁場の発生を再現した。この磁場竜巻に伴う彩層(表面-コロナ中間層)での渦流について358例の統計解析を行った結果、その直径・寿命・発生頻度・面密度が先行研究の観測結果と整合的であることを確認した。また、これらの磁場竜巻は太陽コロナへ輸送される

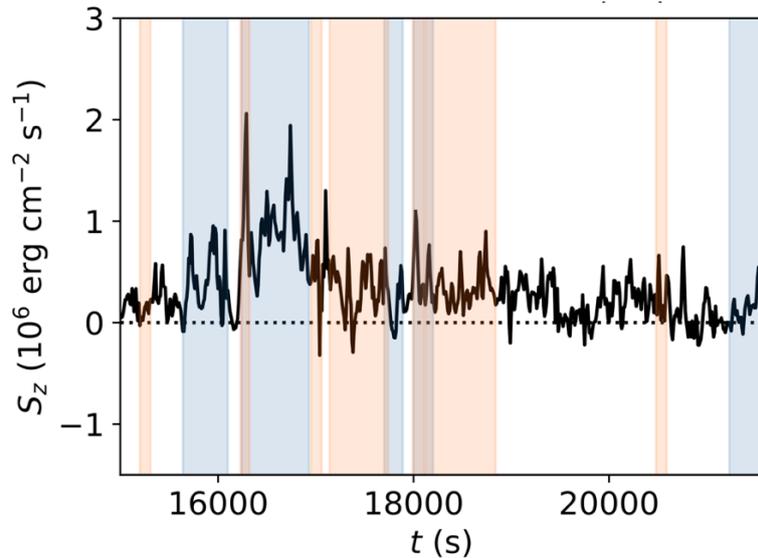


Fig. 1: 実線は磁気竜巻がコロナへ輸送した磁気エネルギーフラックス（ポインティングフラックス）の時間発展。影は磁気竜巻が発生している期間を表しており、青色が反時計回り、オレンジ色が時計回りの回転方向に対応している。

磁気エネルギー総量のおよそ半分を担っていることを明らかにした (Fig. 1)。

さらに磁場竜巻によってコロナ中に蓄積された磁気エネルギーは、磁気リコネクションによって散逸されコロナを加熱すること明らかにした。この加熱イベントひとつひとつを検出し、それに伴う加熱エネルギーを計測したところ、その発生頻度分布は冪乗分布を示すことがわかった。この分布は実際のナノフレア観測の結果とよく一致していることから、磁気竜巻がナノフレアの有力なトリガーであることを新たに明らかにしたことが、本研究最大の成果である。なお現在結果を査読論文として投稿準備中である。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. H. Kuniyoshi, The role of swirls in solar coronal heating, 東京大学理学系研究科地球惑星科学専攻博士論文

(口頭)

1. H. Kuniyoshi, S. Imada, T. Yokoyama, The role of swirls in solar coronal heating, 京都大学数理解析研究所 (RIMS) シンポジウム「非平衡な乱流」, 京都, 2024年7月 (招待講演)
2. H. Kuniyoshi, S. Imada, T. Yokoyama, 太陽コロナ加熱における渦の役割, 日本天文学会秋季年会 2024, 兵庫, 2024年9月

3. H. Kuniyoshi, S. Imada, T. Yokoyama, 太陽コロナ加熱における渦の役割, 理論懇シンポジウム, 東京, 2024年12月
4. H. Kuniyoshi, S. Imada, T. Yokoyama, 太陽コロナ加熱における渦の役割, Cool Stars Workshop in Japan, 東京, 2025年2月
5. H. Kuniyoshi, S. Imada, T. Yokoyama, 太陽コロナ加熱における渦の役割, 太陽研究者連絡会シンポジウム, 東京, 2025年2月 (招待講演)
6. H. Kuniyoshi, S. Imada, T. Yokoyama, 太陽コロナ加熱における渦の役割, 京都大学生存圏電波科学計算機実験(KDK)シンポジウム, オンライン, 2025年3月
7. H. Kuniyoshi, S. Imada, T. Yokoyama, 太陽コロナ加熱における渦の役割, 日本天文学会春季年会 2025, 茨城, 2025年3月

(ポスター)

1. H. Kuniyoshi, S. Imada, T. Yokoyama, 太陽コロナ加熱における渦の役割, 国立天文台 Center for Computational Astrophysics (CfCA) ユーザーズミーティング, 東京, 2024年11月

電子ハイブリッドコードによるホイッスラーモード・ コーラス放射励起過程での波動粒子相互作用の計算機実験

Electron hybrid simulation of wave-particle interactions in the generation process of whistler-mode chorus emissions

研究代表者：加藤 雄人（東北大学大学院理学研究科）
yuto.katoh@tohoku.ac.jp

研究分担者：大村 善治（京大大学生存圏研究所）
omura@rish.kyoto-u.ac.jp

担当：計算結果の理論検討

北原 理弘（東北大学大学院理学研究科）
masahiro.kitahara@tohoku.ac.jp

担当：計算機実験の実施、計算結果の理論検討

齋藤 幸碩（東北大学大学院理学研究科）
koseki.saito@stpp.gp.tohoku.ac.jp

担当：計算機実験の実施、計算結果の理論検討

磯野 航（東北大学大学院理学研究科）
ko_isono@stpp.gp.tohoku.ac.jp

担当：計算機実験の実施、計算結果の理論検討

研究目的 (Research Objective):

ホイッスラーモード・コーラス放射は、地球内部磁気圏の真夜中から朝側の領域で観測されるコヒーレントなプラズマ波動である。周波数が時間的に変化する特徴を持つコーラス放射の観測・理論研究は半世紀以上の歴史があり、高緯度領域の地上観測局での観測と、人工飛翔体による直接観測結果に基づく研究によって、その特徴が明らかにされてきた。地球放射線帯外帯における相対論的高エネルギー電子のフラックス変動に対して、コーラス放射による加速過程およびピッチ角散乱過程が重要な役割を果たすことが指摘され、宇宙天気研究において特に重要な研究課題として認識されている。コーラス放射によりピッチ角が散乱された電子は大気へと降下して、脈動オーロラを発生させることが明らかとなっている。2016年12月に打ち上げられたジオスペース探査衛星 ERG(あらせ)では、コーラス放射と相対論的高エネルギー電子との相互作用が主要な観測対象の一つとして挙げられている。コーラス放射の生成機構において、非一様磁場中でのサイクロロン共鳴を基本とする非線形の波動粒子相互作用が本質的に重要である。本研究課題では、独自に開発を進めている電子ハイブリッドコードを用いた自己無撞着な計算機実験によりコーラス放射の生成過程を再現し、電子の速度分布に与えた温度異方性に起因した不安定による線形成長段階から、非線形波動粒子相互作用によるコーラス放射の生成に至るまでのプロセス全容の解明に取り組んでいる。また、本研究課題により明らかとした、背景磁場強度の空間勾配や高エネルギー電子の分布関数の変動がコーラス放射発生過程に及ぼす大きな影響に着想を得て、地磁気脈動(ULF 波動)や磁気流体波(分散性 Alfvén 波)がコーラス放射発生過程に

及ぼす影響について考察している。計算結果の解釈には、テスト粒子解析を併用することで、発生したコーラス放射と相対論的高エネルギー電子との相互作用素過程を究明する。本報告書では、分散性 Alfvén 波による数百 eV-keV 電子の捕捉過程と非線形効果に関する研究成果 (Saito et al., 2025) について述べる。

計算手法 (Computational Aspects):

分散性 Alfvén 波は沿磁力線方向に電場成分をもつことにより keV 帯電子の加速過程を引き起こすことが知られている。磁気圏赤道領域では背景磁場に対して垂直方向の波長がイオンラーマー半径程度となる運動論的 Alfvén 波 (kinetic Alfvén waves: KAWs) の性質を示し、keV 帯電子の速度分布関数に大きな影響を及ぼすことが明らかとなっている。本研究では磁気赤道から高緯度方向へと伝播する KAWs による数 eV-keV 帯のエネルギーを持つ電子の捕捉過程について、案内中心近似を用いた運動方程式により個々の電子の運動を解くテスト粒子解析を行なうことで調べた。電子の運動方程式は 4 次の Runge-Kutta 法により解き進めた。KAWs の波形は Skekochihin et al. (2009) による分散関係式に基づいて与えた。背景磁場については電子ハイブリッドコードで用いる手法 [Katoh and Omura, JGR 2016] を参考に、Katoh and Omura (2006) で用いられた円筒座標系で表すモデルに基づいて導入した。計算の初期条件としては、地球磁気圏の L=9 における磁力線に沿った背景磁場強度の空間勾配を想定して、磁気赤道において 1 mV/m の沿磁力線方向の電場成分を持つ 0.15 Hz の KAWs が磁力線に沿って伝播する状況を仮定した。さらに本研究では、KAWs と Landau 型の共鳴条件を満たす電子の運動について、2次共鳴理論に基づいた位相空間における共鳴電子の運動方程式を導出した。共鳴電子の位相空間における軌道を特徴付ける不均一性因子 S を定式化し、 S の値を定量的に評価することにより、計算結果の考察に用いた。

研究成果 (Accomplishments) :

計算結果の一例を図 1 に示す。初期エネルギー 100 eV、初期ピッチ角 10 度の電子を磁気緯度 1 度を初期位置として設定し、磁力線に沿ってミラー運動する過程での KAWs による影響を計算した。その結果、KAWs との Landau 共鳴により捕捉される様相 (過程 1) と、 $t \sim 8$ sec に磁気緯度 60 度付近のミラー点近傍で S の値が 1 を超えて KAWs による捕捉から逃れて磁気赤道方向にミラー運動する様相 (過程 2; $8 \text{ sec} < t < 10 \text{ sec}$)、その後赤道方向へと運動する電子が後続の KAWs により継続的な加速を受ける様相 (過程 3) がそれぞれ表されている。本研究では図 1 に示される計算を、様々な初期エネルギーについて行ない、その結果から、KAWs による典型的な電子加速過程は上記の過程 1~3 を経ることにより進行することを明らかとした。さらに本研究では、単色の KAWs による加速過程を経た電子が広いエネルギースペクトルを示すことを明らかとした。これらの結果は磁気圏における KAWs による高エネルギー電子生成過程の解明に重要な示唆を与える成果となった。詳細については Saito et al. (2025) を参照されたい。

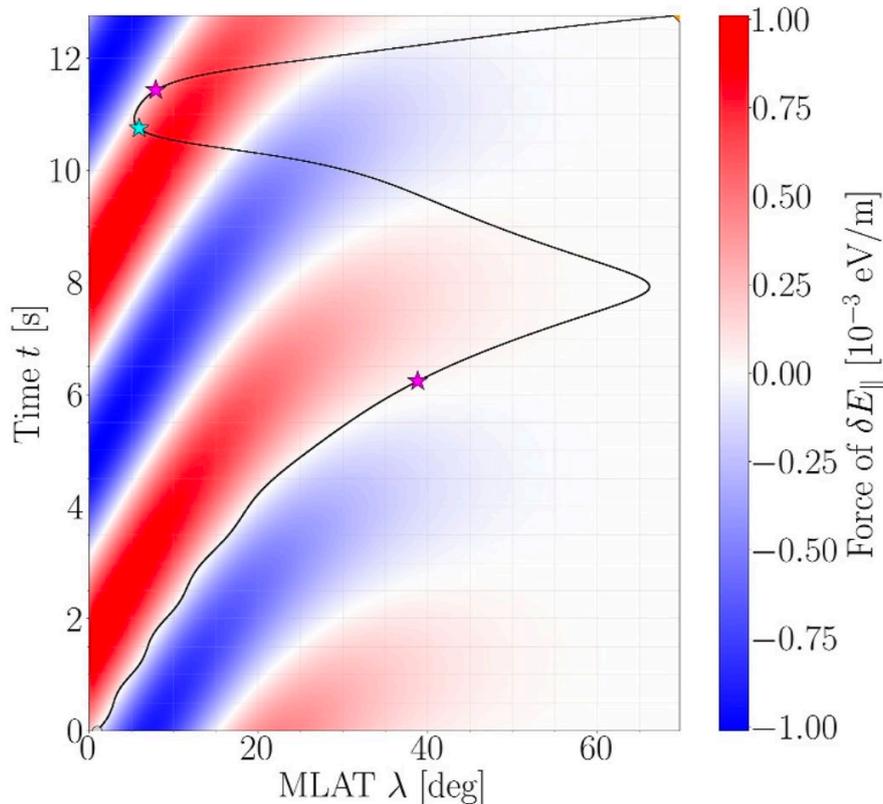


Fig.1 KAWs との Landau 共鳴により捕捉された電子の軌道 (Saito et al., 2025)。横軸は磁気緯度、縦軸は経過時間を示し、波動電場成分が電子に及ぼす力を色で示す。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Saito, K., Y. Katoh, Y. Kawazura, and A. Kumamoto, Nonlinear dynamics and auroral acceleration processes of electrons driven by kinetic Alfvén waves in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.: Space Physics*, 130, e2024JA033469, doi:10.1029/2024JA033469, 2024.
2. Tachi, K. and Y. Katoh, Formation of a magnetic duct by the compressional component of ULF oscillation: a ray tracing study of whistler-mode wave propagation, *Earth Planets Space*, 76, 166, doi:10.1186/s40623-024-02109-1, 2024

(口頭)

1. Katoh, Y., P. S. Rosendahl, Y. Ogawa, Y. Hiraki, and H. Tadokoro, Role of the mirror force on the collision rate due to relativistic electron precipitation, EGU General Assembly, Vienna, 14-19 April, 2024.
2. Tachi, K., and Y. Katoh, Propagation of whistler-mode waves in the magnetic duct caused by the compressional component of ULF wave oscillation, EGU General Assembly, Vienna, 14-19 April, 2024.
3. Katoh, Y., Properties of the generation and propagation of whistler-mode chorus emissions

- in the Earth's inner magnetosphere, ISSS-15 & IPELS-16, Garching, Germany, 1-9 August, 2024. (Invited)
4. Saito, K., Y. Katoh, Y. Kawazura, and A. Kumamoto, Test particle simulation for electrons accelerated by kinetic Alfvén waves and precipitating into the ionosphere, ISSS-15 & IPELS-16, Garching, Germany, 1-9 August, 2024.
 5. Isono, K., A. Yoshikawa, Y. Katoh, Y. Kawazura, and A. Kumamoto, Curvilinear magnetic fields and ULF waves: A local frame approach to linear MHD waves analysis, ISSS-15 & IPELS-16, Garching, Germany, 1-9 August, 2024.
 6. Katoh, Y., G. Ishizawa, and M. Kitahara, Evaluation of the nonlinear pitch angle scattering of energetic electrons by coherent whistler-mode waves, AOGS 2024, Pyeongchang, Korea, 23-28 June 2024. (Invited)
 7. Katoh, Y., Y. Omura, S. Kasahara, I. Shinohara, M. Teramoto, and T. Mitani, PCUBE: a CubeSat project for probing, controlling, and understanding of radiation belt environments, AOGS 2024, Pyeongchang, Korea, 23-28 June 2024. (Invited)
 8. Katoh, Y., K. Nagaoka, S. Kubo, Y. Omura, Y. Hsieh, and S. Okada, Control of the Phase Space Distribution of Relativistic Particles by Electromagnetic Waves: Laboratory/Numerical Experiment and its Application, AGU Fall Meeting 2024, Washington D. C., 9-13 December 2024.
 9. Isono, K., A. Yoshikawa, Y. Katoh, Y. Kawazura, and A. Kumamoto, Local frame approach to analyze the structure of magnetic field lines in the Earth's magnetosphere, AGU Fall Meeting 2024, Washington D. C., 9-13 December 2024.
 10. Saito, K., Y. Katoh, Y. Kawazura, A. Kumamoto, Theoretical and numerical study of the nonlinear motion of electrons accelerated by kinetic Alfvén waves in the magnetosphere, ITER International School 2024, 9-13 December 2024.
 11. 城 剛希, 加藤雄人, Raytracing study of whistler-mode waves in the magnetic duct formed by the compressional component of ULF waves, JpGU 2024, 千葉, 26-31 May 2024.
 12. 齋藤 幸碩、加藤 雄人、川面 洋平、熊本 篤志, Kinetic Alfvén wave によるオーロラ電子加速過程の理論・数値的考察, JpGU 2024, 千葉, 26-31 May 2024.
 13. 齋藤 幸碩, 加藤 雄人, 川面 洋平, 熊本 篤志, 地球磁気圏における kinetic Alfvén wave による効率的な電子加速過程の理論・数値的検討, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2024 年秋季年会, 立川, 23-27 November 2024.

月面周辺における物体の帯電現象とその計測手法に関する 計算機シミュレーション

Evaluation of charging of objects near the lunar surface and its measurement technique through computer simulation

研究代表者：栗田 怜 (京都大学 生存圏研究所)

研究分担者：小嶋浩嗣 (京都大学 生存圏研究所)

担当：帯電現象・計測手法検討

臼井英之 (神戸大学大学院 システム情報学研究科)

担当：帯電現象・計測手法検討

三宅洋平 (神戸大学大学院 システム情報学研究科)

担当：EMSES シミュレーションモデリング

深澤伊吹 (京都大学 生存圏研究所)

担当：電界アンテナインピーダンスの検討

谷口泰斗 (京都大学 生存圏研究所)

担当：月面帯電現象のシミュレーション解析

研究目的 (Research Objective):

宇宙プラズマと直接表面が触れ合う月面では、月へ入射する電子・イオンと、太陽光照射による光電子放出のバランスにより帯電が発生する。月面の帯電状態は、太陽光の照射に関連する日照・日陰領域で違いがあることが人工衛星の観測などによりわかっている。また、月に存在する縦孔構造では、イオンと電子の熱運動の差に伴う帯電が発生することが数値シミュレーションにより明らかになってきている。これは、月面には、日照・日陰領域、地形などに応じて多様な帯電状態が存在していると考えられる。月面はレゴリスと呼ばれる細かな砂粒で覆われており、地表面と同様に帯電した結果、静電気力により浮遊などの運動をすると考えられている。宇宙服や機器に付着したレゴリスは、宇宙服の機能低下、機器の不具合につながるものがアポロ計画の経験からわかっており、月面の安全な人類活動に影響を及ぼしうる存在である。このレゴリスの運動を支配する静電気力は、月面の帯電に由来することから、月面帯電を理解することは、今後重要な研究課題となる。本研究では、計算機シミュレーションを駆使して、月面における物体の帯電状態を理解し、さらには、その周辺に形成される静電環境を計測するための手法を構築することを目指す。この目的を達成するにあたり、数値計算の高速化とその結果の妥当性の検討を行った。また、月面に物体をおいた場合における、月面周辺の電位構造に関しても初期的な解析を行った。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、シミュレーション空間内に内部境界を設定し、物体の帯電状態を計算することが可能な EMSES コードを用いた。EMSES は 3 次元の Particle-In-Cell 法をもとに、電磁場と粒子の情報の更新を行う。月面帯電をさまざまなケースにおいて

数値シミュレーションを行うために、計算時間を短縮化する方法として、3次元空間で実施していた数値シミュレーションを2次元空間で実施する方針をとった。本研究のシミュレーションでは、200x176グリッドの2次元空間を取り、プラズマのパラメータは太陽風中の温度・密度を模擬している。ただし、フローや磁場、物体からの光電子放出は、シミュレーションの簡略化のために導入していない。また、イオンと電子の質量比は20とし、計算時間の短縮を図っている。

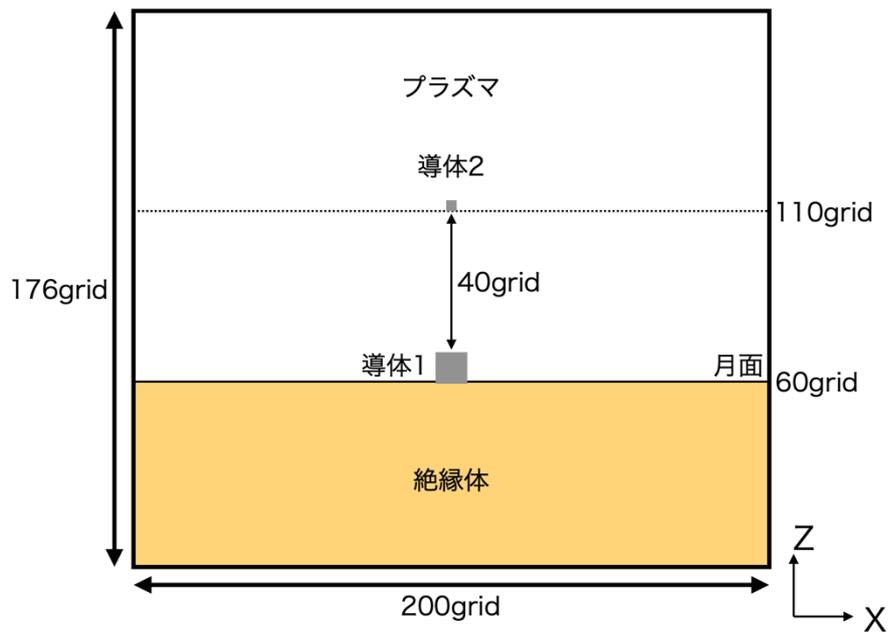


Fig.1 シミュレーション空間内における物体の配置

シミュレーション空間内には、月面を模擬した絶縁体を設定し、それに接する形で導体を1つ設定している(以後、導体1と呼ぶ)。また、電界測定用のプローブを模擬した導体を、導体1から鉛直上方に40グリッド離れた地点に設定した(以後、導体2と呼ぶ)。シミュレーション空間内における月面、導体1、導体2の位置関係を図1に示す。2次元での数値シミュレーションが成立しているかを検討するために、導体1から導体2に対して電圧を印加し、導体2にプラズマから流れる電流を求め、ラングミュア特性と比較を行った。ラングミュア特性の理論値は、直径に対して長さが十分に長い円筒形の電極に対する理論式を用いており、2次元空間に設置した導体2の形状をよく表現していると考えられる。

研究成果 (Accomplishments) :

シミュレーション空間内における導体2のラングミュア特性を調べる計算を実施した結果を図2に示す。ラングミュア特性を取得するために、導体1の電圧を-100Vから+100Vの範囲で掃引し、導体2に流れる電流を取得している。青線は、シミュレーションのパラメータをラングミュア特性の理論式に当てはめることで得られる、印加電圧に対する電流である。赤線が、シミュレーションから得られた印加電圧に対する電流の結果となっている。正の電圧

の領域は電子電流が卓越する領域で、理論式と数値シミュレーションは良い一致を示している。一方、イオン電流が卓越する印加電圧が負の領域では、数値シミュレーションの結果が、理論式に比べて電流の大きさが小さいことがわかる。

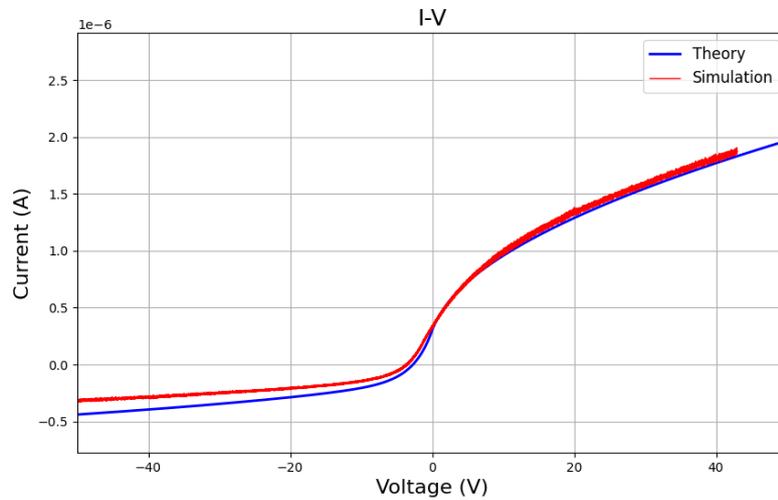


Fig.2 計算機シミュレーションによって得られた導体 2 の電圧-電流特性
(イオン-電子質量比が 20 の場合)

この原因を考察するため、イオン・電子の質量比を 1 とした数値シミュレーションを実施した。その結果を図 3 に示す。イオンと電子が同じ質量の場合には、ラングミュア特性の理論式と数値シミュレーションの結果は良い一致を示すことから、イオンの質量が電子よりも重い場合に負の印加電圧の領域で差異が生まれることを示唆している。ただし、電圧掃引の時間スケールがイオンの運動の時間スケールに比べて十分長く設定されていない可能性があるため、今後、掃引の時間スケールやイオンと電子の質量比を変更した数値シミュレーションを実行することで、ラングミュア特性の理論式との乖離に関して明らかにしていく予定である。

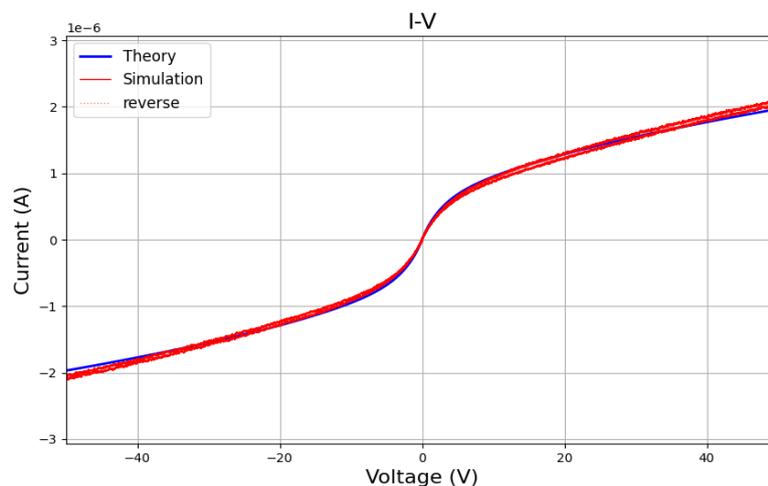


Fig.3 計算機シミュレーションによって得られた導体 2 の電圧-電流特性
(イオン-電子質量比が 1 の場合)

上記のラングミュア特性の数値シミュレーションに加えて、月面に物体が設置された場合の月面上空の電位構造に関する数値シミュレーションも実施した。その結果を図4に示す。青色の実線はシミュレーション空間内に月面のみを設定した場合の結果である。緑とオレンジの破線はそれぞれ、導体1のみを設置した場合と、導体1と導体2を設置した場合のシミュレーション結果である。導体を設置したことにより、月面周辺の電位は、導体がない場合に比べて低くなっていることがわかる。これは、月面に基地や観測器を設置した場合、月が本来もつと考えられる電位構造が乱されていることを示している。導体1のみを設定した場合と、導体1と導体2を設定した場合のシミュレーション結果を比較すると、導体2を設定したことにより、導体1のみが存在していた場合の電位構造が乱されていることがわかる。これは、電界を測定するために設置したプローブ自身が、計測しようとする電位構造を見出していることを示しており、月面に物体が存在する場合における電位構造を正確に測定するためには、導体2により電位構造の乱れを抑える必要がある。この乱れは、導体2にバイアス電流を流し、導体2の浮遊電位をプラズマ電位に近づけることで実現可能であると考えられ、今後のシミュレーションの課題と考えている。

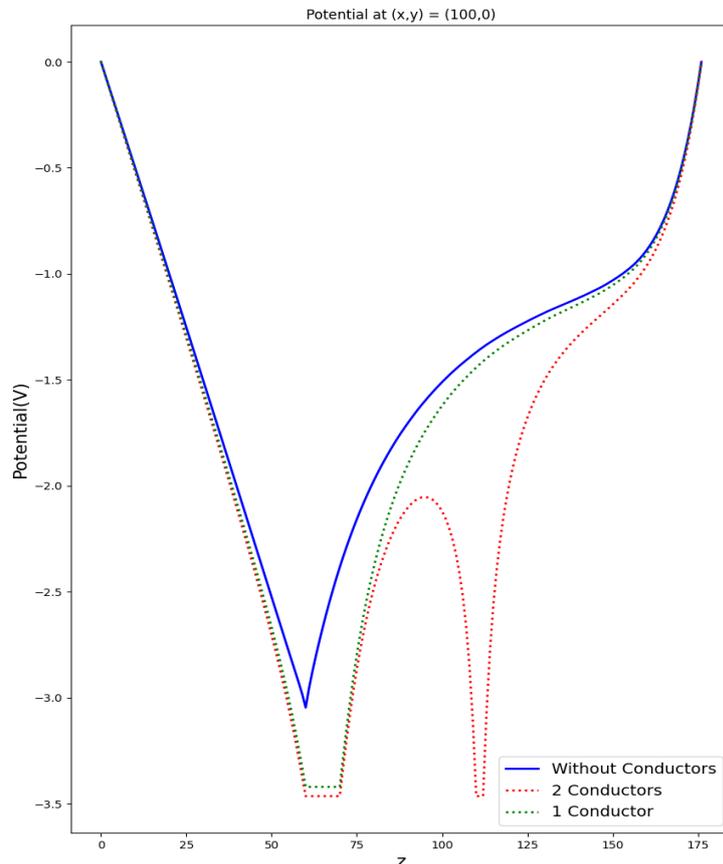


Fig.4 計算機シミュレーションによって得られた月面上空の電位構造
(青線:導体なし、緑破線:月面にのみ導体、赤破線:月面とその上空に導体)

月面の電位構造の数値シミュレーションを実施したことにより、観測手法に関する知見が得られている。例えば、科学衛星で行われているように、人工物に由来する電位変動を最小化し、月とプラズマの相互作用の結果生まれるプラズマ電位のみを計測する場合には、ガ

ード電極を用いて人工物に由来する電位成分を低減し、プラズマ電位を測定する必要がある。一方で、人工物を設置した月面周辺の電位構造を計測する場合には、人工物に由来する電位構造を考慮に入れて計測できるようにするために、ガード電極を採用しないほうがよいと考えられる。今後、このような数値シミュレーションを、パラメータを変化させながら実行することにより、最適な計測手法とその手法を実現できる観測器に関する検討を進めていく予定である。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. S. Kurita, Plasma and electrostatic environments surrounding the Moon and their exploration, ISAS Planetary Exploration Workshop, Tokyo, September 2024.
2. 谷口泰斗, 三宅洋平, 中園仁, 深澤伊吹, 臼井英之, 栗田怜, 小嶋浩嗣, 月面近傍におけるラングミュアプローブ特性の数値実験, 2024 年度 KDK シンポジウム, オンライン開催, 2025 年 3 月

多流体シミュレーションによる火星の惑星イオン散逸過程の研究

Study on planetary ion escape from Mars based on multifluid simulations

研究代表者：坂田遼弥（東北大学理学研究科）

研究分担者：寺田直樹（東北大学理学研究科）

担当：議論

関華奈子（東京大学理学系研究科）

担当：議論

研究目的 (Research Objective):

太古の火星は温暖な気候を維持するのに十分な厚い大気を保持していたが、現在に至るまでに大気の大部分を喪失してしまっている。太古の火星は現在よりも強力な太陽 X 線・極端紫外線放射 (XUV 放射) に曝され上層大気の加熱・電離が活発に起きていたことから、宇宙空間への電離大気の散逸 (イオン散逸) が大気喪失の原因の一つとして着目されている。現在の火星では NASA の MAVEN など複数の周回探査機による観測や MHD シミュレーションをはじめとした数値計算によって、イオン散逸過程やそれを支配する要素についての研究が精力的になされている。しかし従来の研究では火星電離圏の主要成分である酸素イオン (O^+ , O_2^+ , CO_2^+) に焦点が当てられており、酸素イオンと近い質量電荷比を持っているために観測が困難である炭素や窒素を含むイオン (C^+ , N^+ , CO^+ , NO^+ , N_2^+ , HCO^+) の散逸過程に対する理解は進んでこなかった。本課題では新たに開発したグローバル多流体モデル MAESTRO (Sakata et al., 2024) を用いて、太古火星および現在火星における惑星イオンの散逸過程を検証する。本年度は特に酸素イオンだけでなく炭素や窒素を含むイオンの散逸過程について重点的に検証する。

計算手法 (Computational Aspects):

本課題ではグローバル多流体モデル MAESTRO (Sakata et al., 2024) を用いた数値シミュレーションに基づいて検証を行った。このモデルはイオン種ごとの連続の式・運動方程式・エネルギー方程式および磁場の誘導方程式を電離圏 (高度 100 km) から磁気圏 (惑星半径の 40 倍程度) までの幅広い領域で包括的に解くことが可能である。実際の計算においては、MPI と計算領域分割によって 480 コアによる並列計算を結果が準平衡状態に達するまで行った。また Sakata et al. (2024) において実装した 5 イオン種 (H^+ , O^+ , O_2^+ , CO_2^+ , 太陽風 H^+) に加えて、炭素・窒素を含むイオン種 (C^+ , N^+ , CO^+ , NO^+ , N_2^+ , HCO^+) を加えた全 11 イオン種が関与する光化学反応系および衝突過程を新たに実装した。

研究成果 (Accomplishments) :

本年度は、グローバル多流体 MHD モデル MAESTRO の実装および太古火星における固有磁場の影響を検証した主著論文 (Sakata et al. 2024) を出版したほか、先行モデルである BATS-R-US とのモデル間比較を行った。現在火星を想定した同一の中性大気・太陽風条件のもとでそれぞれ多成分 MHD シミュレーションを行った結果、バウショックなどのプラズマ境界の位置や昼側電離圏の密度プロファイルが両モデルでよく一致した。一方で夜側電離圏や尾部のアウトフローの構造には違いが見られ、BATS-R-US の方が 70%ほど高い O_2^+ 散逸率を示した。これらの差異は、グリッド構造や計算手法に起因する数値拡散の違いが極域昼夜境界近傍のイオンダイナミクスに影響を与えたことによって生じたと推測している。以上の比較検証の結果については国際共著論文 (Sun et al. 2024) として出版した。

また炭素および窒素を含むイオン種の散逸過程の検証として、現在火星における太陽条件および地殻磁場を想定した 11 イオン種多流体シミュレーションを行なった。イオン種を追加したことによる影響を見極めるため、比較対象として Sakata et al. (2024) と同じ 5 イオン種多流体シミュレーションも実施した。イオン種を追加したことによってバウショックや誘導磁気圏界面の位置など磁気圏のグローバルな構造にほとんど違いは見られなかった。また昼側電離圏の密度構造についても、両ケースに共通して含まれている 5 イオン種 (H^+ , O^+ , O_2^+ , CO_2^+ , 太陽風 H^+) への影響は小さかった。一方で夜側電離圏においては高度 200km 以下で NO^+ や HCO^+ の密度が O_2^+ と同程度になるなど、MAVEN による観測と整合的な結果が得られた。酸素イオンの散逸率はイオン種追加による影響をほとんど受けなかった一方で、炭素イオンの散逸率は特に C^+ の散逸が追加されたことによって約 3 倍に増加した。先行研究では考慮していなかった窒素イオンについても、散逸率が炭素イオンの半分程度であることも明らかにした。現在火星では光化学的散逸が卓越しておりイオン散逸の寄与は限られているが、強い XUV 放射や太陽風によってイオン散逸が卓越していた過去の火星においては大気進化に重要な影響を与えていたことが期待される。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Sakata, R., Seki, K., Terada, N., Sakai, S., & Shinagawa, H. (2024). Effects of an Intrinsic Magnetic Field on Ion Escape From Ancient Mars Based on MAESTRO Multifluid MHD Simulations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 129(5), doi:10.1029/2023JA032320
2. Sun, W., Sakata, R., Ma, Y., Seki, K., Russell, C. T., Terada, N., Sakai, S., Shinagawa, H., Brain, D., & Toth, G. (2024). Comprehensive Comparison of Two Global Multi-Species MHD Models of Mars. *Earth and Space Science*, 11(10). doi:10.1029/2024EA003698

(口頭)

1. R. Sakata, W. Sun, Y. Ma, K. Seki, C. T. Russel, N. Terada, S. Sakai, H. Shinagawa, Comparative study of two global multispecies MHD models of Mars, 日本地球惑星科学連合 2024 年大会, 千葉, 2024 年 5 月
2. 坂田遼弥, 関華奈子, 寺田直樹, 堺正太朗, 品川裕之, 11-species multifluid simulation study of carbon and nitrogen ion escape at Mars, 惑星圏シンポジウム 2025, 仙台, 2025 年 3 月

イオンサイクロトロン波及び斜め伝搬ホイッスラーモード波動 粒子相互作用のテスト粒子シミュレーションと PIC シミュレー ション

Test Particle Simulation and PIC simulation on Wave-Particle Interactions of EMIC waves
and Obliquely Propagating Whistler-mode Waves

研究代表者：謝 怡凱 (京都大学 生存圏研究所)

研究分担者：大村 善治 (京都大学 生存圏研究所)

担当：計算結果の理論的検討

研究目的 (Research Objective):

地球の内部磁気圏では、高エネルギー電子の加速や散乱を引き起こす主要なプラズマ波動として、ホイッスラーモード波とイオンサイクロトロン(EMIC)波が注目されている。特に、ホイッスラーモード波の一種であるコーラス放射は、周波数が大きく変動する電磁放射現象であり、この周波数変動により、一部の電子が効率的に加速されることで放射線帯電子フラックスの変動に寄与する。

赤道で生成された周波数上昇型のコーラス放射は、高緯度へと伝搬する過程で、外部磁場の勾配による非線形成長機構の影響を受けると同時に、伝搬方向が平行から斜めへと変化する。これらの予測を検証し、放射線帯電子の加速メカニズムを解析するために、斜め伝搬するコーラス波を考慮したテスト粒子シミュレーションを用い、共鳴電子の非線形軌道や共鳴電流を計算し、粒子の加速や波動の成長・減衰を評価した。

また、磁気圏では EMIC 波も多く観測されており、放射線帯電子は EMIC 波との相互作用によって散乱され、地球大気へと降下する。この降下過程は、放射線帯電子の効率的な消失を引き起こす。本研究では、グリーン関数法を用いて、コーラス放射および EMIC 波による放射線帯電子フラックスの変動を計算した。

一方、プラズマ圏において広帯域の周波数にわたるノイズのようなホイッスラーモード・ヒス放射に関しては、その発生機構について統一的な理解がまだ確立されていない。そこで本研究では、電子の温度異方性による波動成長を再現した粒子モデルの計算機実験を基に、高い空間分解能を持つ計算機シミュレーションを用い、プラズマ圏ヒスの発生条件や伝搬特性を定量的に解析した。

計算手法 (Computational Aspects):

- コーラス放射と EMIC 波による高エネルギー電子の加速や散乱について:

テスト粒子シミュレーションを用いて電子の軌道を追跡し、その結果に基づいて相互作用後の電子分布の変化を表す数値グリーン関数を作成した。本年度の研究では、観測データ^[1]に基づいて波動モデルを設定し、新たに 4 種類のグリーン関数データを作成した。1 つのグリーン関数の作成には 3,600 個の電子を使用し、各波動モデルごとに合計 53,400 個のグリーン関数を生成した。これらのグリーン関数のセットには、初期エネルギーが 10 keV から 6 MeV、初期赤道ピッチ角が 1 度から 89 度までの電子が含まれている。さらに、MLT 依存の波動特性を考慮したコーラス放射による長時間の電子分布関数の計算は畳み込み積分を行った。波のモデルの生成は、OpenMP を用いて AKDK の System B および System C にて 64 コアで実行した。テスト粒子シミュレーションは、MPI と OpenMP のハイブリッド形式で System A にて総コア数 1080 で実行した。また、畳み込み積分は MPI を用いて System A にてコア数 600 で実行した。

- ヒス放射の波動成長について:

Particle-in-Cell 法に基づき、1 次元宇宙プラズマ粒子シミュレータ KEMPO1 を用いて解析を行った。シミュレーションでは、cold electron を 16,777,216 個、hot electron を 33,554,432 個設定し、hot electron の温度異方性や背景磁場の勾配がヒス放射の成長率に与える影響を調査した。計算には大量の粒子を扱うため、MPI を用いた並列計算を AKDK の System A 上で実施した。

^[1] He, J., Xia, Z., & Chen, L. (2023). Statistical properties of lower band rising tone chorus waves. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128, e2023JA031528. <https://doi.org/10.1029/2023JA031528>

研究成果 (Accomplishments) :

昨年度までの研究ではグリーン関数の畳み込み積分を用いて電子分布を追跡するため、単一の波モデルのみが解かれていた。本年度の研究では、MLT 分布に基づいて内部磁気圏内の複数のコーラス波モデルを組み込めるプログラムを開発した。最大の課題は、MLT の異なる領域でコーラス波動の持続時間が異なることである。従来、単一の波モデルを扱う場合、時間スケールの単位はターゲットとする波動の持続時間であり、電子分布の時間発展はその持続時間の整数倍として積分されていた。しかし、複数の波モデルでは波動間の時間差を調整する必要がある。新しい畳み込み積分プログラムでは、特定の波動の範囲や位置を調整できるだけでなく、それに応じた時間スケールの補正も可能である。初歩的な結果として、異なる波動振幅と周波数変化率を考慮した 4 種類のグリーン関数セットを観測データに基づいて作った (Fig.1 は 1 つのコーラス波モデルである)。さらに、異なる MLT 領域に 2 つのコーラス波モデルを適用し、畳み込み積分を実行することで、電子分布の長期変動を表現した。その結果、コーラス波動と相互作用する電子分布のより現実的なシミュレーションが可能であることが示された。

ヒス放射の PIC シミュレーションについて、背景磁場の勾配およびスーパー粒子数がヒス放射の非線形成長に与える影響を調査し、波の振幅成長を最大化する最適な磁場勾配が存在することを確認した。一方、背景磁場が均一な場合、が最も小さくなることも明らかになった (Fig.2)。さらに、均一な背景磁場におけるヒス放射の非線形成長に焦点を当て、背景磁場にとって平行と垂直方向の熱速度を変化させることで初期の温度異方性を調整し、温度異方性および温度等方性における理論的な線形成長率と非線形成長率を計算した。その結果、背景磁場が均一で温度等方性の場合でも、小さいながらも波が生成されることが示されたが、その振幅は非線形成長によると確認された。

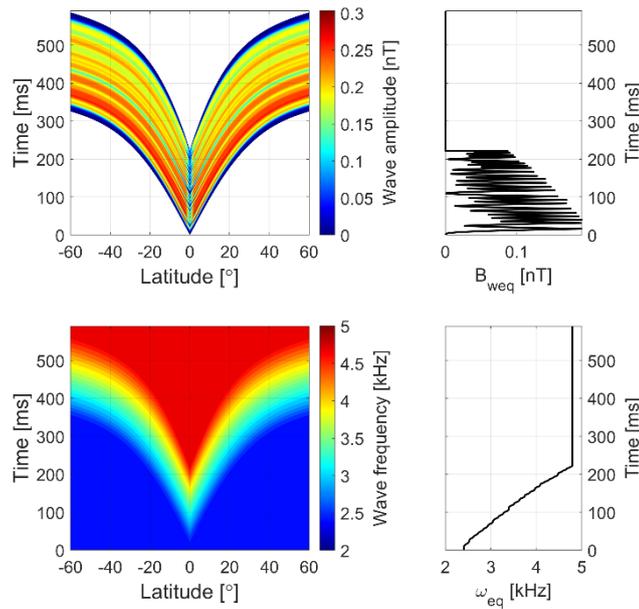


Fig.1 観測データに基づき数値グリーン関数の波動モデルの例

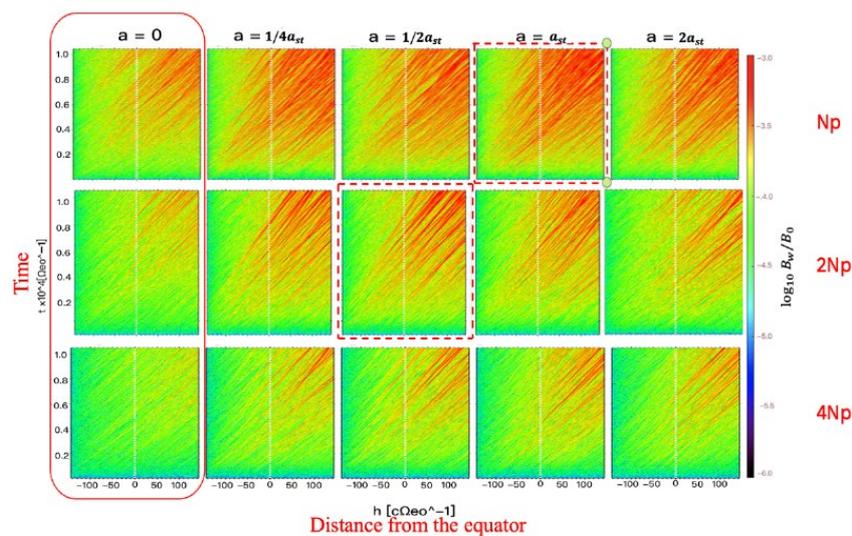


Fig.2 異なる背景磁場勾配およびスーパー粒子数におけるヒス振幅の関係図

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y., Variations of energetic electrons via nonlinear interactions with lower-band chorus emissions around the Earth's outer radiation belt, Japan Geoscience Union (JpGU) Meeting 2024, Chiba, Japan, May 2024.
2. Hsieh, Y.-K., Omura, Y., Acceleration and Loss Processes of Radiation Belt Electrons Via Nonlinear Interactions with Whistler-mode Chorus Emissions, Asia Oceania Geosciences Society (AOGS) 21st Annual Meeting, Pyeongchang, Korea, Jun 2024.
3. Hsieh, Y.-K., Omura, Y., & Katoh, Y., Green's function method on dynamics of radiation belt electrons via nonlinear interactions with chorus emissions and EMIC waves. COSPAR 2024, Busan, Korea, Jul 2024.
4. 謝 怡凱, 大村 善治, Energetic electron dynamics caused by whistler-mode chorus emissions in the Earth's inner magnetosphere, 第 156 回地球電磁気・地球惑星圏学会, 立川, 2024 年 11 月
5. 殷 振興, 大村 善治, 謝 怡凱, Parametric dependence of nonlinear wave growth of whistler-mode hiss emissions, 第 156 回地球電磁気・地球惑星圏学会, 立川, 2024 年 11 月

宇宙プラズマ中の高エネルギー荷電粒子の消失過程

Loss processes of energetic charged particles in space plasma

研究代表者：田所 裕康 (東北学院大学情報学部データサイエンス学科)

研究分担者：加藤 雄人 (東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻)
担当：シミュレーション開発、パラメータサーベイ

研究目的 (Research Objective):

宇宙プラズマにおける電子と中性粒子の相互作用の理解は、惑星磁気圏のダイナミクスを理解する上で重要であるとともに、その理解において計算機実験の果たす役割は大きい。本研究課題では、これまで土星磁気圏を対象として中性粒子との相互作用を通じた磁気圏電子の振る舞いを数値実験によって議論してきた。土星磁気圏は、カッシーニ探査機の観測結果からエンケラドス衛星起源の水分子(中性)がプラズマよりも高密度に分布しているため、プラズマの消失が支配的な「消失型磁気圏」と言うこともできる。本研究では、中性粒子との衝突プロセスに関して定量評価がほとんどなされていない電子に着目する。一般に電子-中性粒子間衝突は、電子のエネルギーに応じて、支配的な衝突プロセスが変わる(1keV以下では弾性衝突、1keV以上ではイオン化反応)。これら個々の衝突プロセスを切り分けて検証できるのが数値実験の強みであり、これまでに電子-中性粒子相互作用の定量的理解のための第一歩として、電子(500eV-50keV)の弾性衝突散乱に着目した数値実験を行ってきた(1keV電子と水分子の弾性衝突の定量評価に関しては *Tadokoro and Katoh* [2014]を参照)。イオン化反応に関しては、これまでに衝突断面積モデルの構築を行ってきた。本年はこれらを踏まえて、

- 1) 弾性衝突散乱によってピッチ角散乱された降下電子(500eV-50keV)量の定量評価
 - 2) 1次電子のエネルギーを考慮したイオン化衝突断面積モデル検討
- を目指す。

計算手法 (Computational Aspects):

土星磁気圏において最も中性水分子が高密度であるエンケラドス衛星付近の磁力線に沿った空間1次元を計算領域として設定する。モンテカルロ法を用いた1次元テスト粒子シミュレーションを行う[*Tadokoro and Katoh*, 2014, JGR]。相対論効果を含めた基礎方程式は、以下のようになる。

$$\frac{d}{dt}(m_0\gamma\vec{v}) = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

ただし、電場 \vec{E} は0と仮定している。磁場 \vec{B} はダイポール磁場を仮定している。境界条件として、磁気緯度 ± 10 度以内のシミュレーション空間で考える。計算時間は、共回転を仮定した電子フラックスチューブがエンケラドス衛星周辺の高密度領域を通

過する 6.4 分(380 秒)間としている。また初期ピッチ角分布は、ピッチ角変動を評価するため、等方分布を仮定する。計算粒子数は 500,000 とする。中性水分子との衝突過程は衝突確率として、以下のように表すことができる。

$$P = n\sigma_{tot}v\Delta t \quad (2)$$

n は中性水分子密度(背景値として固定)である。 σ_{tot} は衝突断面積であり、弾性衝突、イオン化衝突ごとに値は異なる [Itikawa and Mason, 2005]。時間ステップ Δt 毎に衝突の有無を(2)式によって判定する。衝突しなければ次の時間ステップに進める。衝突が発生する場合、弾性衝突の場合はピッチ角散乱が発生するがその時の散乱角は実験値(微分散乱断面積)をもとにモンテカルロ法を用いて解く。イオン化反応に関しては、反応後 1 次電子は、イオン化エネルギー(12.6eV)と 2 次電子のエネルギー分のエネルギーを消失する。2 次電子の生成エネルギーは Singly Differential Cross Section(SDCS)の実験値を用いる [Itikawa and Mason, 2005]。現在までイオン化衝突による断面積モデルは、2 次電子の生成エネルギー(微分断面積)を 1 次電子のエネルギーが 1keV であると仮定して計算している。実際は衝突が発生する毎に 1 次電子のエネルギーは消失を受けていくため、これら 1 次電子エネルギーを反映した 2 次電子生成エネルギーのモデル化が必要となる。現状このモデル化に関する検討を行っている。また、イオン化反応における電子散乱は未実装である。

研究成果 (Accomplishments) :

本年は以下の 2 点に関して進めていった。

1) 弾性衝突散乱によってピッチ角散乱された降下電子(500eV-50keV)量の定量評価
 これまでに KDK を用いて、500eV-50keV の磁気圏電子と水分子間の弾性衝突を通じたピッチ角散乱による電子消失率(磁気赤道において捕捉されている電子がロスコーン内に消失する割合)の評価を行ってきた。電子消失率は電子エネルギーが高くなるにつれて小さくなる傾向がわかっている。これら電子消失率を用いることによってオーロラ発光強度の見積りを行ったところ、500eV-50keV 電子において 2.6[R]というオーロラ発光強度を定量的に見積もることができた。しかしながら、計算された電子のエネルギー範囲において、大気へのエネルギー流入量が電子エネルギーと共に増加し続けるという傾向になっている。エネルギー流入量の電子エネルギーピーク値を明らかにするために、100keV 電子まで計算範囲を拡大してみたところさらにエネルギー流入量が増加することが判明した。これらの原因を調査したところ、散乱断面積(弾性衝突後に電子が散乱される角度に依存)のモデルに修正が必要である可能性が生じた。水分子の弾性衝突は、1keV 電子の実験値がエネルギー上限である (Katase et al., 1986)。そのため、これまでに 1keV 電子以上の弾性衝突散乱は 1keV 電子の微分散乱断面積をそのまま用いてきた。しかしながら、電子エネルギーが増加すると低角度散乱(前方散乱)の割合がさらに大きくなることが予想される(つまり、高エネルギー電子の大気流入量の見積もりが過大評価になっていた可能性がある)。今後、より高

エネルギー (keV) 帯電子の微分散乱断面積の再モデル化を検討し、それらを実装して再計算をする必要がある。

2) 1次電子のエネルギーを考慮したイオン化衝突断面積モデル検討

現状、計算機実験で使用しているイオン化反応によって生成する2次電子のエネルギーは1keVの1次電子の微分断面積の実験値 (Itikawa and Mason, 2005) を用いている。実際には1次電子のエネルギーはイオン化反応を発生する毎に減少していくためこれらを考慮した微分断面積を用いる必要がある。これまでにラグランジュ補間を用いて10次の項まで検討したが、発散が生じてしまい妥当な補間法ではないことがわかった。今年度はスプライン補間を導入しモデル化を実施したが、妥当性の検証までには至っていない。そのため継続して妥当性の検証を行っていく。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Role of the mirror force on the collision rate due to relativistic electron precipitation, Katoh, Y., P. S. Rosendahl, Y. Ogawa, Y. Hiraki, and H. Tadokoro H, EGU general Assembly 2024, 2024

(学会発表)

1. Tadokoro, H., and Y. Katoh, Elastic scattering of keV electrons by water molecules around Enceladus: A test particle simulation, 第156回地球電磁気・地球惑星圏学会, 東京都立川市, 2024年11月
2. Tadokoro, H., and Y. Katoh, Test particle simulation of keV electron elastic collisions with water molecules around Enceladus: reconsideration of elastic collision model, 第25回惑星圏研究会, 2025年3月.

高空間解像度磁気流体シミュレーションによる昼間側沿磁力線電流系の解明

Elucidation of dayside field-aligned current systems using high spatial resolution magnetohydrodynamic simulation

研究代表者：渡辺正和（九州大学大学院 理学研究院 地球惑星科学部門）

研究分担者：蔡東生（筑波大学 システム情報系）

担当：磁場位相解析プログラムの提供・助言

藤田茂（統計数理研究所 学際統計数理研究系）

担当：可視化プログラムの提供・助言

田中高史（九州大学 国際宇宙惑星環境研究センター）

担当：シミュレーションコードの提供・助言

畠山将英（九州大学大学院 理学府 地球惑星科学専攻）

担当：シミュレーションの実行・可視化・解析

上西園健太（九州大学大学院 理学府 地球惑星科学専攻）

担当：シミュレーションの実行・可視化・解析

研究目的 (Research Objective):

電離圏高度の正午付近には、惑星間空間磁場 (interplanetary magnetic field, IMF) の朝夕成分 (B_Y) に依存した沿磁力線電流が現れることが知られていて、人工衛星による直接観測の報告が 1970 年代後半からある。並行して、沿磁力線電流と同時に観測される降下粒子から、磁気圏でのソース領域の同定が試みられてきた。ただし降下粒子から推定される磁気圏領域は、磁力線に沿って投影されていると仮定している。正午近傍における磁気圏領域の投影と、沿磁力線電流を合わせた大雑把な描像は 1990 年代中頃までに確立した (Fig. 1)。正午の磁気緯度 73° 付近に磁気圏カuspが投影され、その高緯度側に磁気圏マントルが投影される。空間パターンには、マントルの現れ方を中心に IMF B_Y 依存性があり、Fig. 1 のように IMF B_Y と南北で朝夕が反転したパターンになる。また沿磁力線電流は、IMF $B_Y < 0$ の場合、北半球では電離圏マントルに入り電離圏カuspから出る電流が観測され (Fig. 1a)、一方南半球では電離圏カuspに入り、電離圏マントルから出る電流が観測される (Fig. 1b)。IMF $B_Y > 0$ の場合には、上述の電流の向きが反転する。

このように電離圏の現象論はほぼ確立しているものの、対応する磁気圏側の機構はよく分かっていない。沿磁力線電流生成機構の解明には磁気流体シミュレーションによる定量的モデリングが不可欠であるが、Fig. 1 のようなパターンが再現されたという報告はこれまでにない。研究代表者らは、田中高史氏が開発された Reproduce Plasma Universe (REPPU) コードのレベル 6 (空間解像度を表す) を用いて再現を試みてきたが十分な成果が得られていない。その理由のひとつとして、電離圏の空間解像度が足りないことがある。観測される沿磁力線電流の緯度幅は約 1° であるが、レベル 6 の空間解像度は 1.2° である。そこで REPPU コードのレベル 7 (空間解像度 0.6°) を用いて再現を試みる。再現が成功すれば、さらに解

析を進めて背景にある磁気圏側の物理機構をさぐる。

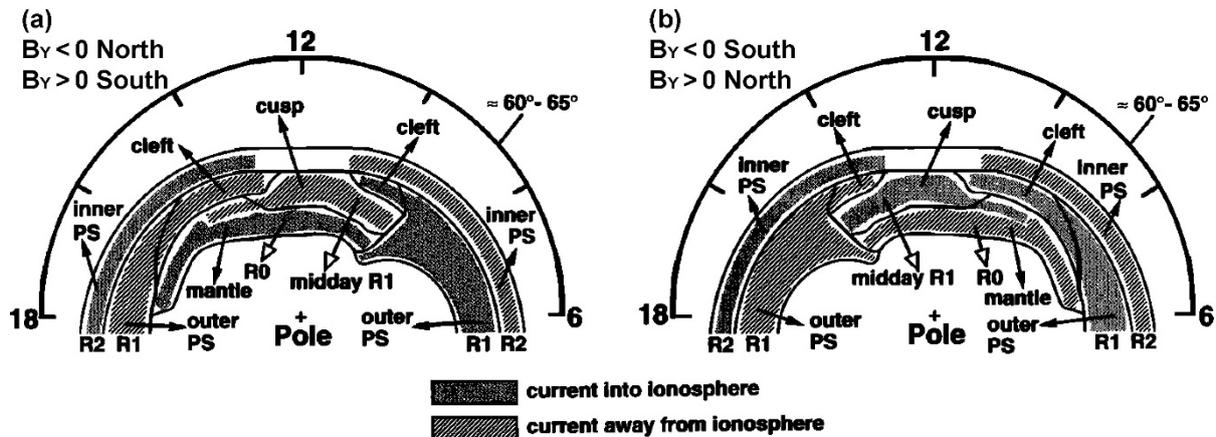


Figure 1 IMF B_y に依存する昼間側沿磁力線電流のパターン (Watanabe et al., 1996)。

計算手法 (Computational Aspects):

REPPU コードのレベル 7 を用いて、以下に挙げる太陽風と IMF パラメータの下で準定常磁気圏を作った。IMF は $B_x = 0$, $B_y = -5.2\text{nT}$, $B_z = -3.0\text{nT}$ (時計角 $\theta = -120^\circ$) に設定し、太陽風は速度 $V = 372\text{km/s}$ 、数密度 $N = 5\text{\#/cc}$ 、温度 $T = 200,000\text{K}$ に設定した。この設定は、以前にレベル 6 を用いて準定常磁気圏を作った際に用いたものと同じである。比較のために同じパラメータを用いた。1 つの磁気圏を得るには物理時間で約 4 時間の継続計算 (北向き IMF で初期状態を得るのに 2 時間、IMF を所望のものに変えて準定常磁気圏を得るのに 2 時間) を行う必要がある。2024 年度の経験では、1 回のジョブを 6720 コア (プロセス数 60、1 プロセス当たりのコア数 112) で 22 時間 (0.917 日) 走らせると 10-14 分の物理時間進み、これを 20 回 (20 回のジョブ投入) 行うことで物理時間 240 分 (4 時間) に到達した。計算量としては、 $6720 \text{ コア} \times 0.917 \text{ 日} \times 20 = \text{約 } 123,000 \text{ コア日}$ 使ったことになる。実計算時間は約 20 日間 (20 回のジョブ投入) であるが、待ち時間等を含めると、2 か月程度かかった。

研究成果 (Accomplishments) :

研究代表者がレベル 7 を扱うのは初めてで、思うように実行が進まなかったこともあり、年度末に何とか計算結果が得られた状況である。そのため、本報告は初期解析結果にとどまる。以下、レベル 7 による高空間分解能計算の結果を、従来のレベル 6 の結果と比較しながら紹介する。Figure 2 は北半球の電離圏ポテンシャルを示している (5kV 毎の等高線と、色は赤が +30kV、緑が 0kV、青が -30kV)。Figure 2a がレベル 6 の結果、Figure 2b がレベル 7 の結果である。夜側に、レベル 6 では見られなハング不連続が再現されている。一方昼間側には大きな差は見られず、極冠横断電位 (cross polar cap potential) もほぼ同じである。Figure 3 は Figure 2 に対応する沿磁力線電流を表している ($0.08\mu\text{A/m}^2$ 毎の等高線と、色は赤が $+0.1\mu\text{A/m}^2$ 、緑が $0\mu\text{A/m}^2$ 、青が $-0.1\mu\text{A/m}^2$)。Figure 3a がレベル 6 の結果、Figure 3b がレベル 7 の結果である。IMF B_y 依存性の空間パターンとしては Figure 1a に対応する。レベ

ル6とレベル7の大きな違いの一つに、レベル7では電流の強さが約2倍になっていることがある。この理由はよく分かっていない。さらに、Figure 3bをFigure 1aと比較すると、本研究課題の目的であった昼間側沿磁力線電流系の再現が、観測と比較し得る微細な構造まで成功している。特に注目すべきは、磁気地方時10時付近において、緯度方向に4層の電流構造が見られ、観測(Ohtani et al., 1995)と一致する。このような微細構造がグローバルシミュレーションで再現されたのは初めてと思われる。少なくとも正式な報告はこれまでにない。

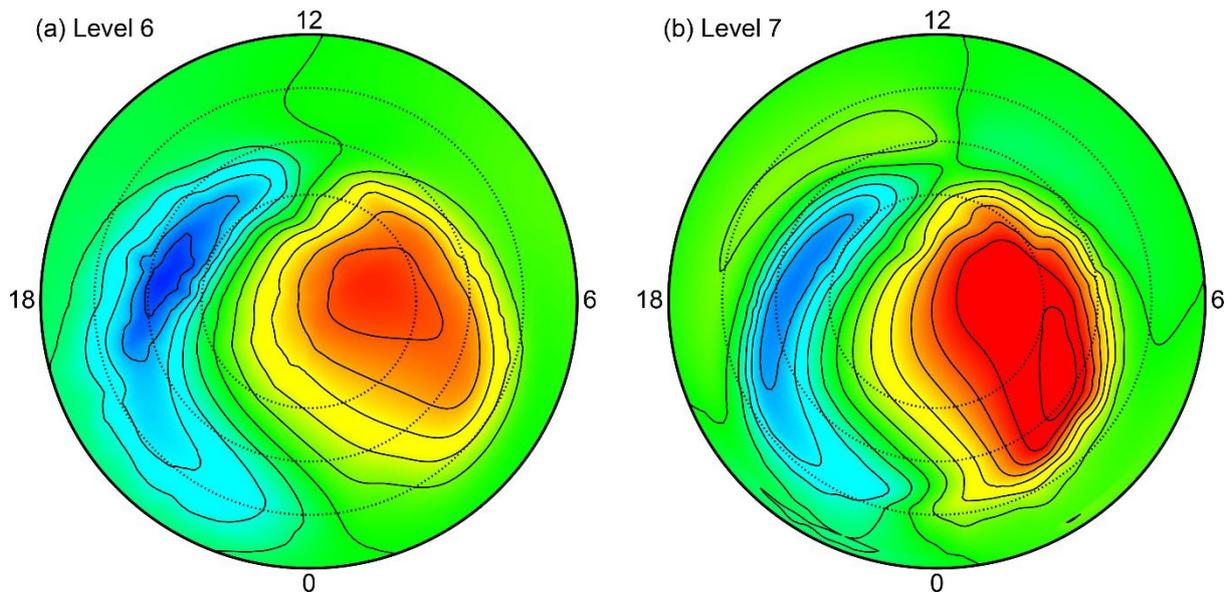


Figure 2 北半球電離圏における電場ポテンシャル。カラースケールは緑が0、赤が+30kV、青が-30kVに設定してある。等高線は5kV毎。

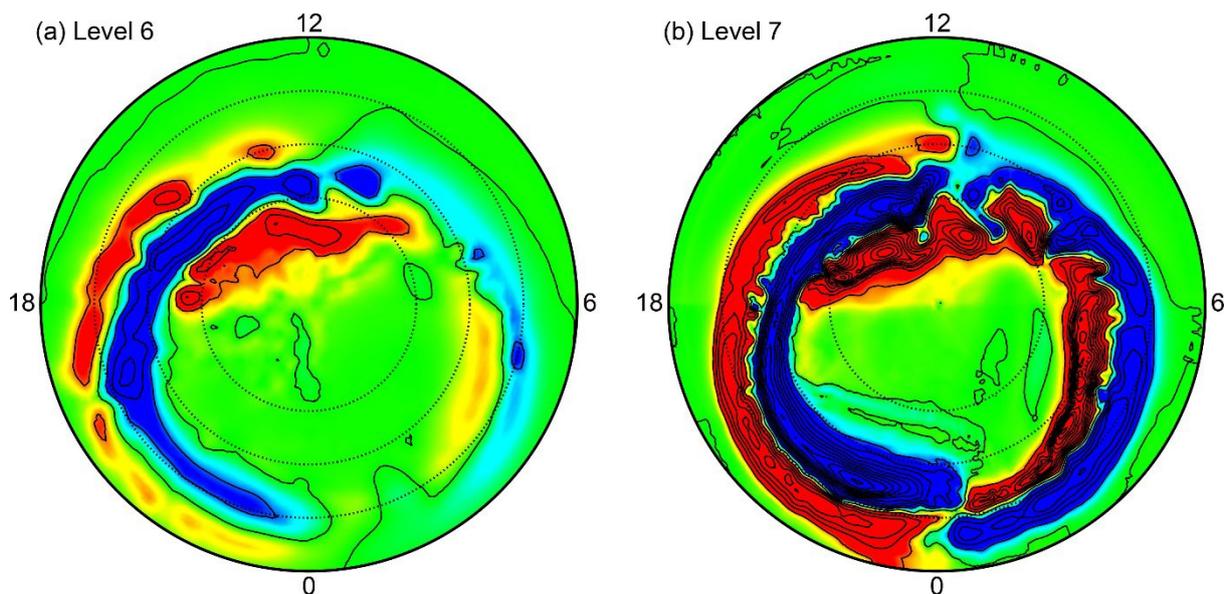


Figure 3 北半球における沿磁力線電流。カラースケールは緑が0、赤が+0.1 $\mu\text{A}/\text{m}^2$ 、青が-0.1 $\mu\text{A}/\text{m}^2$ に設定してある。等高線は0.08 $\mu\text{A}/\text{m}^2$ 毎。

4 層沿磁力線電流構造の再現成功は、磁気圏側の物理機構解明に期待を抱かせる。4 層構造発見時の解釈は、いわゆるマーキングセル、ローブセル、粘性セルを用いた概念的なものであった (Ohtani et al., 1995)。その後、Tanaka (1999) のシミュレーションを基にした新たな解釈が Watanabe & Sofko (2009) により提唱された (Fig. 4)。ただし、IMF が北向きの場合である。昼間側で開いた磁力線が磁気圏前面に引っ掛かり、そのままでは尾部に運ばれず、Dungey サイクルが阻害される。電離圏では Fig. 4 のように開磁力線領域が閉磁力線領域に食い込む。この律速状態は開磁力線と閉磁力線の交換型リコネクションで解消される。新たな開磁力線は通常の Dungey サイクルに組み込まれ、結果として電離圏には 2 つの交換セル (Fig. 4 の primary exchange cell と secondary exchange cell) が現れる。第 1 交換セルが閉領域に陥入していく部分が 4 層の沿磁力線電流に相当する。この機構の検証ができそうである。

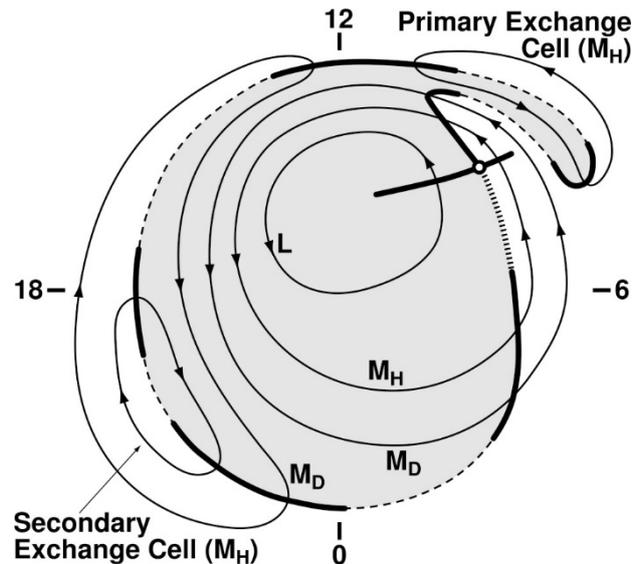


Figure 4 IMF $B_Y < 0$ の北半球に現れる対流セルモデル (Watanabe & Sofko, 2009)。黒い太線は X line の投影。セルの種類を記号 L (lobe cell)、 M_D (Dungey merging cell) M_H (hybrid merging cell) で表している。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. Watanabe, M., D. Cai, P. Xiong, S. Fujita, and T. Tanaka, Geometry of Dungey reconnection and its relation to the interchange cycle during periods of almost due northward interplanetary magnetic field, Japan Geoscience Union Meeting 2024, PEM10-P19, 千葉, 2024 年 5 月.
2. 渡辺正和, 蔡東生, 熊沛坤, 藤田茂, 田中高史, 北向き惑星間空間磁場におけるダンジーサイクルと交換サイクルの共起, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2024 年秋季年会, R006-P02, 立川, 2024 年 11 月.
3. Watanabe, M., D. Cai, P. Xiong, S. Fujita, and T. Tanaka, Origin of the nightside ionospheric convection for interplanetary magnetic field conditions of $B_Z \gg |B_Y| > 0$: An extremely modified Dungey cycle concurrent with the interchange cycle, The 15th Symposium on Polar Science, OSp18, 立川, 2024 年 12 月.

5次元ドリフト運動論的グローバル磁気圏環電流モデルの 長期間シミュレーション

Long-term numerical simulation of the ring current with a 5-dimensional drift kinetic model

研究代表者：山本 和弘 (名古屋大学宇宙地球環境研究所)

研究分担者：関 華奈子 (東京大学理学系研究科)

担当：解析結果の討論

山川 智嗣 (名古屋大学宇宙地球環境研究所)

担当：解析結果の討論

研究目的 (Research Objective):

本研究では、地磁気の変動を引き起こし、磁気嵐とも密接な関係がある地球磁気圏の環電流について、5次元ブラソフ方程式とマクスウェル方程式を自己無撞着に解くことで、6時間以上の環電流イオンの時間発展とイオンとの波動粒子相互作用で励起する超低周波(ULF)波動を調査し、電磁流体波動の励起メカニズムを明らかにすることを目的としている。これまで理論と観測の両面から、地球磁気圏でイオンが励起するULF波動は、共鳴イオンの不安定な位相空間密度の速度分布と空間分布によって自由エネルギーを得ていることが分かっているが、どのような過程を経て磁気圏内に不安定な分布が形成されるかについては明らかになっていない。不安定な分布の形成シナリオの解明が進みにくい理由として、単独の衛星観測ではグローバルなイオンの位相空間密度の時空間発展を求めることが難しい点が挙げられる。そのため、ULF波動の励起シナリオを解明するためには、グローバルな物理量変化の追跡が可能な数値シミュレーションを取り入れることが考えられる。山川他(2022)の数値シミュレーションでは、電磁気圏結合を取り入れたバウンス運動を含む5次元ドリフト運動論的グローバル磁気圏環電流モデルを用いて、対流電場によって発達した環電流の作るRegion 2沿磁力線電流が、対流電場と逆向きの遮蔽電場を形成することの再現に成功した。この遮蔽電場の形成による電場の時間変化によって、イオン位相空間密度の不安定な地球方向の勾配が形成されることが提唱されている。このように、5次元ドリフト運動論的グローバル磁気圏環電流モデルを用いてイオンによるULF波動の励起シナリオを究明することが可能であることが示された。しかしながら、このモデルを用いて実際に衛星等で観測されるULF波動の励起シナリオを説明できるかは、さらなる検証を必要としている。そこで本研究では、2013年10月29日にRBSP衛星が観測したイオンの注入と同時に励起するULF波動に着目した。RBSP衛星でULF波動が観測されたのはサブストーム開始時から4-5時間後(13:15 UTごろ)の出来事であったため、この時間スケールのあいだで電離圏境界の電流密度や磁気圏外側境界のイオンフラックスなどの境界条件を観測データから設定し、ULF波動の励起を再現するとともに、その励起シナリオを解明することを目的とした。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、天野他(2011)が開発した5次元ブラソフ方程式とマクスウェル方程式を自己無撞着に解くグローバル環電流モデルである GEMSIS-RC モデルと、2次元の薄層近似された電離圏での電離圏ポテンシャルを解くポテンシャルソルバーGEMSIS-POT(中溝他、2012)を組み合わせた電磁気圏結合モデル(山川他、2022)を用いた環電流シミュレーションを行った。これは MPI を用いて並列化したシミュレーションコードになっており、シミュレーション空間としては修正ダイポール座標系で $48 \times 32 \times 1024$ grid の3次元空間を取っている。L-shell としては $L = 3.6-6.6$ の領域にシミュレーション空間が広がっている。電磁場は CT 法の格子配置に対して2次精度の中央差分で空間差分、4次精度の Runge-Kutta により時間積分を行う。粒子の時間積分は Euler 法によって行われる。境界条件としては、電離圏ポテンシャルソルバーへの入力である電離圏境界での沿磁力線電流密度と、磁気圏の外側境界における注入されたイオンの位相空間密度の速度分布を与える必要がある。ここでは、多数の低高度衛星で構成される Iridium 衛星群の磁場観測から算出される radial 電流密度を2次元ガウス関数でフィッティングし、得られたフィッティング係数をさらに時間方向にガウス関数あるいは tanh 関数でフィッティングした。これにより、滑らかに時間変化する磁力線電流密度を得ることができ、この電流密度と IRI2007 モデル(Bilitza & Reinisch, 2008)から算出したコンダクタンスを用いて電離圏ポテンシャルを算出した。また、外側境界におけるイオン位相空間密度の速度分布としては、複数の LANL 衛星で観測されたイオンの速度分布をフィッティングすることで得られる各 MLT での κ パラメータを直線でフィッティングし、19.5 MLT から 4.0 MLT までの外側境界に固定端として空間変化するイオンの位相空間密度の値を設けた。プラズマ圏のモデルとしては、Carpenter et al. (1992)の経験プラズマ圏モデルの固定された値を採用している。KDK-システム A で1日間計算を実行した際に、各プロセス数・コア数に対して計算できるシミュレーション時間の推定値(分/日)は下の図の通りである。プロセス数を増やしていくと、徐々に得られるシミュレーション時間の増加が緩慢になっていく (Fig.1)。

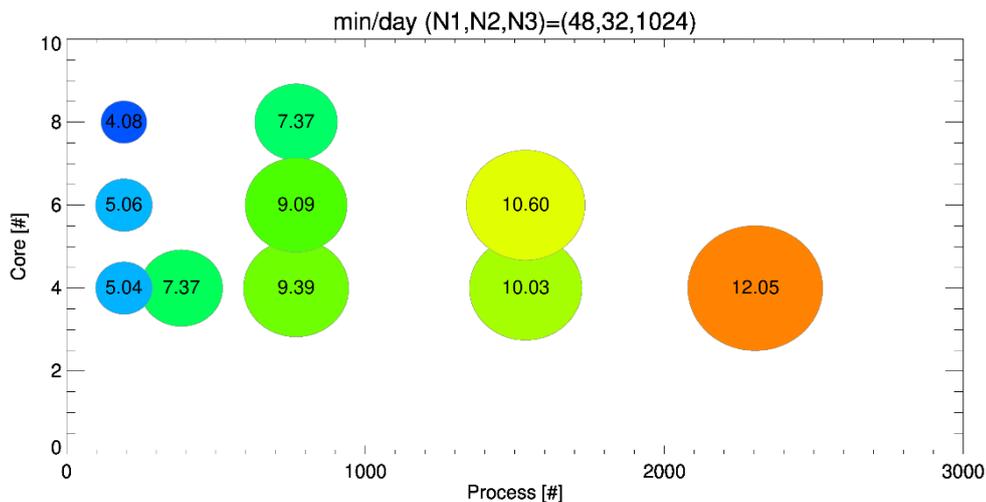


Fig.1 計算時間1日あたりに対して得られるシミュレーションデータの時間(推定値[分])

研究成果 (Accomplishments):

上記の設定でシミュレーションを行ったところ、2種類の ULF 帯の振動が得られた。まず一つ目は 10:40 UT ごろから継続して朝側から真夜中付近にかけてみられる背景磁場方向の磁場振動が卓越した圧縮性の振動である。下図に 2.9-3.1 MLT の赤道で得られた磁場圧縮成分の波形とプラズマ圧、磁場圧縮成分の周波数スペクトルを示す。この振動は垂直方向のプラズマ圧と反相関で振動しており、slow mode 的な位相

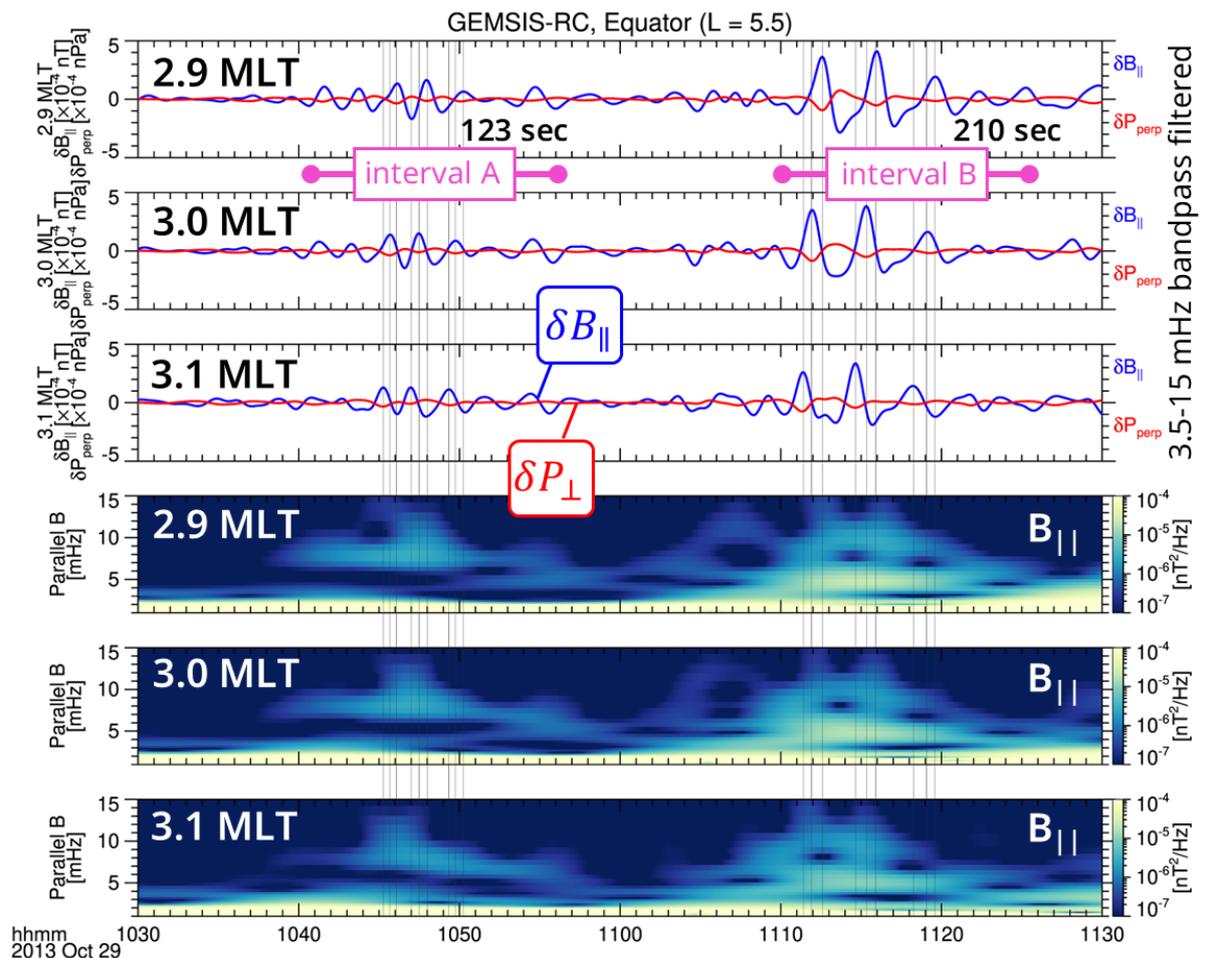


Fig.2 2.9, 3.0, 3.1 MLT における背景磁場方向の磁場振動成分 δB_{\parallel} と垂直プラズマ圧振動成分 δP_{\perp} (3.5-15 mHz のバンドパスフィルター) と背景磁場方向の磁場周波数スペクトル

関係となっている。また、MLT ごとの振動の位相を比較してみると、0 MLT に近いほど位相が遅れていることが分かり (Fig.2 中の縦線を参照)、西向きに伝搬する波動であることが分かった。前半の 10:40-11:00 UT の時間帯 (interval A) では東西波数 $m \sim -21$ 、後半の 11:10-11:30 UT では $m \sim -26$ の波動であることが分かった。前半の波に対して波動粒子相互作用を考えてみると、ドリフト共鳴 ($\omega = m\omega_d$, ω は波動の各振動数、 ω_d は粒子のドリフト周波数) の条件を満たすのは 47.5 keV のプロトンであることが分かる。赤道面における波動の発生領域を追跡してみると、波動の励起領域自体も朝から真夜中に向かう方向にドリフトしていくことが分かった。背景磁場方向の磁場パワースペクトル密度の赤道面での 2 次元分布を Fig.3 に示す。発生領域のドリフト周期を粗く

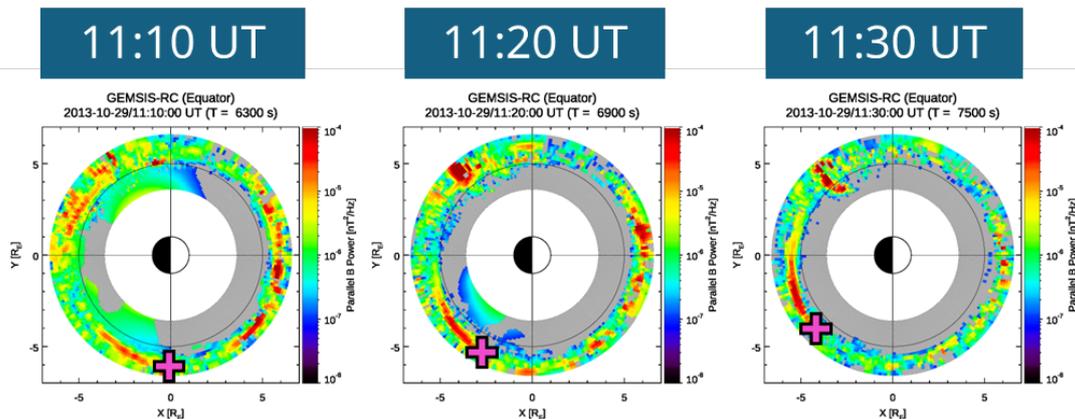


Fig.3 11:10, 11:20, 11:30 UT における背景磁場方向の磁場のパワースペクトル密度の赤道面分布。マゼンタの十字は磁場圧縮成分の振動領域の東側の端の位置を示す。

見積もってみると、ちょうど 2.5 時間ほどになり 50 keV 程度のプロトンのドリフト周期と一致する。これらのことから、50 keV 程度のプロトンによるドリフト共鳴で波動が励起していると考えられる。ただし、どのような波動のモードが励起しているのかはさらなる調査が必要である。後半の時間帯 (interval B) では、周波数スペクトルに $\sim 10\text{mHz}$ の高調波成分が見られる。これは磁気赤道での観測でみられる drift mirror mode に特徴的な周波数の doubling と類似したスペクトルである一方で、drift mirror mode が励起するほどにはプラズマ β は高くないため、drift mirror mode 説とは矛盾が生じてしまう。

また、2つ目の種類の ULF 帯振動として 12:30 UT ごろから真夜中付近で伝搬性の動径方向の磁場振動が得られた。伝搬方向は南半球から北半球に向かって、300 km/s 程度の位相速度をもって伝搬していた。これはローカルな Alfvén 速度とほぼ一致するので、南半球で起きた擾乱が Alfvén 波となって伝搬していると考えられる。この動径方向の磁場振動は環電流のモデルから算出される Region 2 センスの沿磁力線電流の振動と対応がよく、Region 2 沿磁力線電流が擾乱源であるか、あるいは動径方向の磁場振動によって環電流イオンが擾乱を受け Region 2 沿磁力線電流が振動している可能性がある。

現行のシミュレーション設定で得られる ULF 帯の波動は、RBSP 衛星で観測された波動とは時間帯や発生領域、振動方向が異なっており、観測とは別の波動を見ていると考えられる。なぜ観測と異なる波動が見られるかについて、モデルに組み込まれていない動的なプラズマ圏の影響などを検討する必要がある。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. K. Yamamoto, K. Seki, T. Yamakawa, T. Amano, A. Nakamizo, Y. Miyoshi, “A study of drift kinetic simulation of ULF wave citation based on observational data of multi-point spacecraft in the ionosphere and magnetosphere”, Japan Geoscience Union Meeting 2024, Makuhari, May 26, 2024.

電気推進機放出プラズマ環境中の宇宙機周辺電位構造解析

Analysis of Potential Structure near Spacecraft in Electric Propulsion Plasmas

研究代表者：村中 崇信 (中京大学工学部・大学院工学研究科)
muranaka@sist.chukyo-u.ac.jp

研究分担者：水谷 悠貴 (中京大学大学院工学研究科)
t22320m@m.chukyo-u.ac.jp

担当：3次元静電ハイブリッドPICコードによる計算機実験

研究目的 (Research Objective):

イオンスラスタやホールスラスタなどの電気推進は、従来推進と比較して10倍程度の燃費性能を有するため、深宇宙探査機の主推進器から商用衛星の姿勢制御や軌道上昇まで、その用途は拡大の一途を辿っている。これらスラスタはイオン源と電子源から構成されるが、スラスタの定常作動時においては、各々から放出されるビームイオンと熱的電子の電流値が、ほぼ等量となるように放出される。このとき、スラスタ出口下流近傍では、ビームイオンと漏洩推進剤との電荷交換反応で低速電荷交換イオン (CEX イオン) が生成され、ビームイオン、CEX イオン、電子源を起源とする熱的電子が混在するプラズマプルームが形成される。プラズマプルームと宇宙機は電氣的・機械的に干渉して、宇宙機寿命を低下させるおそれがある。そのひとつに、プルームイオンが宇宙機構体表面に逆流・衝突することで発生する表面損耗現象が挙げられる。この逆流イオンのエネルギーは、宇宙機電位とプルーム電位の電位差相当のエネルギーをもち、宇宙機表面材料のスパッタリング収量を決定する主要なパラメータである。スパッタリング収量は、入射イオンエネルギーの値が100 eV程度までは極めて高感度で急激な増加関数となるため、宇宙機表面損耗量評価のためには、軌道上における宇宙機周辺電位をじゅうぶん予測する必要がある。本研究では、数値計算によって、これら電位構造の解析と逆流イオンエネルギーの評価を進めている。スラスタの近傍領域では、拡散する電荷交換イオンの分布が電位構造決定に重要な役割を果たす。そこで、今年度は、開発した3次元ハイブリッドPICコードに、粒子衝突モデルを統合し、対象イオンスラスタの近傍領域における電荷交換イオン生成の詳細解析を実施した。

計算手法 (Computational Aspects) :

使用する3次元静電ハイブリッドPICコードは、衛星全体を含む解析領域を対象とするため、ロバスト性をもつエンジニアリングコードとして開発された。その基本仕様は次の通りである。プルーム中の中性粒子、ビームイオン、電荷交換イオンの運動は粒子として扱い、イオンの運動はParticle-In-Cell (PIC)法を用いて解く。電子は単一温度の1流体とし、Maxwell-Boltzmann分布を仮定した。静電場は非線形Poisson方程式を解いて求めた。本解析モデルでは、電子分布は局所的イオン密度分布に対して

電荷の準中性を仮定して決定され、電子源からの放出される電子の運動は扱っていない。電荷交換イオンの生成は、その局所的な生成率 dn_{CEX}/dt を式(1)で算出し、これに従って局所的に生成させた。

$$\frac{dn_{CEX}}{dt} = \sigma_{CEX} n_n n_{bi} v_{bi} \quad (1)$$

ここで、 σ_{CEX} , n_n , n_{bi} , v_{bi} は、それぞれ、電荷交換断面積、中性粒子数密度、ビームイオン数密度、ビームイオン速度である。

これらの粒子計算において、従前のモデルでは無衝突としたが、スラスタ近傍領域では粒子の衝突が無視できない場合がある。対象スラスタは、電子源がイオン源の側面に設置されるが、プルーム中の電荷交換イオンの生成率を決定する中性ガスのうち、電子源近傍から漏洩するものの平均自由行程は mm オーダであり、その近傍への拡散は粒子間衝突を考慮する必要がある。そこで、本研究では粒子計算に DSMC による衝突モデルを導入し、計算空間中の超粒子に対して最大衝突法を用いて衝突確率を算出し、中性粒子間の衝突をモデル化した。

次に、本研究の計算条件について述べる。ここでは、衝突モデルの導入による電荷交換イオンの生成率変化を調査するため、スラスタ出口近傍領域を対象として解析を行なった。計算条件を Table 1 および Table 2 に示す。計算体系は3次元直交座標を適用し、座標軸はイオンビーム放出方向を X 軸、それに直交する軸を Y 軸および Z 軸と定義した。計算空間の大きさは、イオン源出口から下流領域に $60 \text{ cm} \times 50 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$ であり、空間格子幅は 2 cm の等幅格子とした。スラスタの構成は、 $X = 0$ における YZ 平面の $Y = 20 \text{ cm}$, $Z = 20 \text{ cm}$ にイオン源出口中心を配置し、電子源はスラスタ実機を再現して Fig. 1 のように配置した。このとき、スラスタおよび電子源の直径はそれぞれ 10 cm および 0.2 cm とした。推進剤はキセノンとし、イオンは一価イオンのみとした。イオン源から放出されるビームイオンの初期条件は次のように定義した。空間分布は直径 10 cm のイオン源出口近傍面に $X > 0$ ($X \ll 1$)となるよう分布させ、速度分布は多孔静電グリッドから加速放出されるビームレットを再現して、ある発散角内に一様な角度分布をもつ速度ベクトルで定義した。ビームレット発散角は、先行研究に基づき、イオンビーム全体の発散角が 24 度程度となるよう調整した。また、速度ベクトルの大きさ v_B はイオン電荷 q_i 、質量 m_i 、ビーム加速電位を V_a として、 $v_B = (2q_i V_a / m_i)^{1/2}$ から算出した。一方、イオン源出口からは、未電離の推進剤である中性ガスも放出され、このときの初期条件は、空間分布は放出面内に一様、速度分布は熱速度で定義した。また、

Table 1 スラスタパラメータ

イオン種	Xe+
イオン源/電子源 直径, cm	10/0.2
イオン源/電子源 流量, sccm	3.0/0.7
イオン源電離度, %	90
ビーム電流, mA	170
ビーム加速電圧, V	1500
ビーム発散角, deg	24
中性ガス温度, K	500
電子温度, eV	3.0

Table 2 計算パラメータ

計算領域, cm	$60 \times 50 \times 40$
格子長, cm	2
計算格子数	$30 \times 20 \times 25$
超粒子 1 個の実粒子数	1.0×10^8
時間幅, 10^{-6} s	0.017 / 2.4 / 7.2
ビーム/CEX/中性粒子	

電子源からは投入された推進剤ガスすべてが放出されるものとして、イオン源由来と同様に初期条件を定義した。Table 1 において、電子温度は、電子源単体作動における放出電子温度の実測結果と同等となるよう決定した。外部境界における境界条件は、電位は勾配 0 とし、粒子は消失とした。

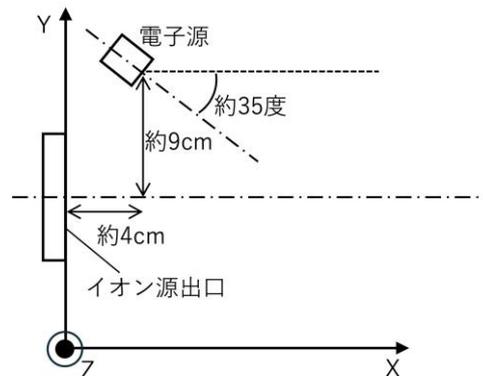


Fig. 1 計算空間におけるスラスタ構成

研究成果 (Accomplishments) :

Fig. 2 および Fig. 3 に、数値計算で得られたスラスタプルームにおける電荷交換イオン数密度生成率の空間分布を示す。Fig. 2 は軸方向中央面のスライスを示し、Fig. 3 は $Z = 4 \text{ cm}$ における半径方向面のスライスを示す。各図中において、(a)は中性粒子間の衝突なし、(b)は衝突を導入した結果を示す。中性粒子間の衝突の有無による電荷交換イオンの生成率分布を比較すると、衝突なしの場合の最大値が $4.3 \times 10^{20} \text{ m}^3/\text{s}$ 、衝突を導入した場合の最大値は $2.0 \times 10^{20} \text{ m}^3/\text{s}$ となり、衝突を導入した場合の最大値は導入なしと比較して、およそ 1/2 となった。Fig. 3 の(a)と(b)を比較すると、同じく衝突を導入した場合の電荷交換イオンの生成率が、導入なしの場合と比較して低下しているが、生成領域が拡大した結果、生成率の大小がより顕著となる結果を得た。式 (1)から、電荷交換イオンの生成率を決定する変数のうち、中性粒子間の衝突の有無で変化する変数は中性粒子数密度のみであるため、衝突の有無で中性粒子数密度の分布が変化したものと考えられる。別途実施した衝突モデルの機能検証計算から、中性粒子間の衝突を導入した場合、半径方向面内の速度分布が衝突なしの場合と比較して、より拡がりを持つことを確認している。この速度分布の変化が、中性粒子数密度の最大値の低下と、拡散領域の拡大をもたらし、電荷交換イオンの生成率分布に同様の傾向が見られたものと考えられる。

今後は、宇宙機構体モデルを追加した上で、本衝突モデルを導入したプルーム解析を行い、スラスタ近傍多地点に流入する電荷交換イオンのエネルギー分布の差異など、宇宙機のプラズマ干渉の視点から、本衝突モデル導入の効果を検証することを考えている。

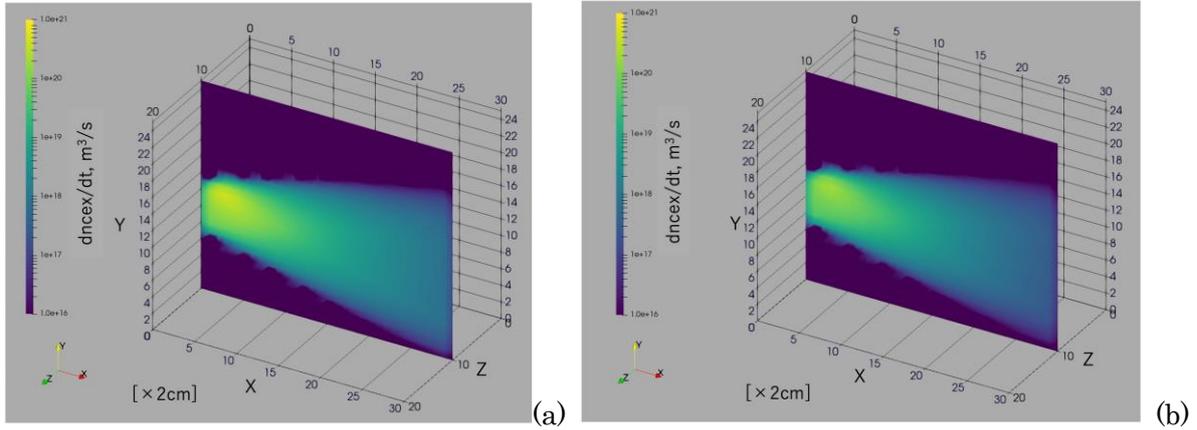


Fig. 2 電荷交換イオン生成率の軸方向面分布. (a)中性粒子の衝突なし, (b) 衝突あり.

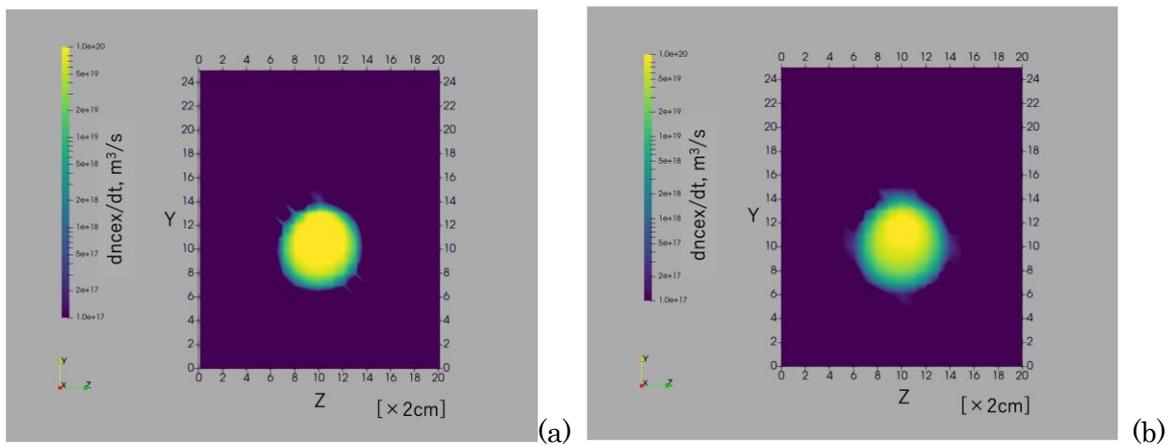


Fig. 3 電荷交換イオン生成率の半径方向面分布. (a)中性粒子の衝突なし, (b) 衝突あり.

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. 水谷悠貴, イオンスラストの逆流イオンによる宇宙機表面損耗解析に向けた数値計算, 2024年度中京大学大学院工学研究科修士論文, 2025年2月.

(ポスター)

1. 水谷 悠貴, 村中 崇信, 電気推進プルーム解析に向けた Hybrid-PIC コードの開発: 粒子衝突モデルの検討, 第68回宇宙科学技術連合講演会, 姫路市文化コンベンションセンター, 姫路市, 2024年11月5-8日.

水星磁気圏の 3 次元大域的完全 電磁粒子シミュレーション

Global 3D EM full particle simulation for Mercury Magnetosphere

研究代表者：蔡東生（筑波大学システム情報工学研究科CS専攻）
dongscai@gmail.com

研究目的 (Research Objective):

水星は太陽に一番近い軌道を回り、月と火星の中間のサイズしかないにもかかわらず地球と同様、惑星固有の磁場を持っている惑星。その灼熱の環境、周回軌道投入に必要な燃料の多さから直接観測がほとんどできなかったのが水星である。「BepiColombo(ベピコロンボ)」とは、日本とヨーロッパ (European Space Agency (ESA): 欧州宇宙機関) が共同で計画中の水星探査ミッションである。平成 30 年 10 月 19 日 (金) 22 時 45 分 28 秒 (現地時間) (10 月 20 日 (土) 10 時 45 分 28 秒 (日本標準時)) に、フランス領ギアナのギアナ宇宙センターから打ち上げられた。国際水星探査計画「ベピコロンボ」(BepiColombo) は、ESA と JAXA の共同で、観測目的に合わせた 2 つの周回探査機を水星周回軌道に送り込んで水星を観測する計画で、水星の磁場・磁気圏の観測を行う水星磁気圏探査機「みお」(MMO) と、水星の表面・内部の観測を行う水星表面探査機 (MP0) から構成されている。2025 年 12 月に予定される水星到着までの総航行距離は (太陽中心座標系で) 約 88 億 km である。BepiColombo は、水星の公転周期と自転周期が 3:2 となることを示し、水星にゆかりの深いイタリアの応用数学者ジュセッペ・コロンボ博士 (ベピは愛称) に因んでこの名前がつけられた。固有磁場と地球よりはるかに小さい磁気圏を持つ地球型惑星は地球と水星のみであり、初の水星の詳細探査は、「惑星の磁場・磁気圏の普遍性と特異性」の知見に大きな飛躍をもたらすと期待できる。われわれの経験では、グローバルシミュレーションを行う上での最大の困難は、ポストプロセス、即ち、データ処理、可視化である。そのため、実際よりかなり小さいシミュレーションモデルで計算を行い、大規模シミュレーションを行った場合の知見を得ることが本研究の第一目的である。本年度は、リコネクションを捉えるため、測地線レベルセット法を用いた可視化プログラムの作成を行い、磁気圏トポロジーの物理的意味と変化を検討した。

計算手法 (Computational Aspects) :

本研究では大域的三次元完全電磁シミュレーションコードを用いる。計算領域、IMF 磁場の時間変化を図 1 にしめす。太陽方向の境界から、IMF 磁場をもった太陽風を流し、GSM 座標中心にダイポール磁場をおき、地球の磁気圏を形成する。電磁場境界条件は、Lindman の吸収境界条件、即ち、一次近似を用いる。この近似では、45 度以上で入射する電磁波は吸収され、45 度以下の電磁波は反射される。粒子に関しては、境界を離れる粒子は、一旦取り出され、再度、境界領域からランダムに、Knudsen 流として再注入される。再注入される、粒子速度情報等は Vlasov 方程式を解いて決定しておらず、ランダムである。そのため、境界での擾乱が生じ、この擾乱が不安定化した場合、シミュレーションを停止する。

また、本シミュレーションでは、粒子の運動論的振る舞いはモデル化せず、電子とイオンの 2 流体モデルとしてシミュレーションを行う。数値加熱を防ぐ為、グリッドサイズと同程度のデバイ長を与える熱運量を粒子に与えるが、本数値実験では、グリッドサイズ=0.1~2Re であり、2 流体モデルとして扱う。そのため、space charge effect、ビーム不安定性、粒子の加速機構等が物理的に扱われていると考える。運動論によるバルーニング不安定等は考慮に入れない。

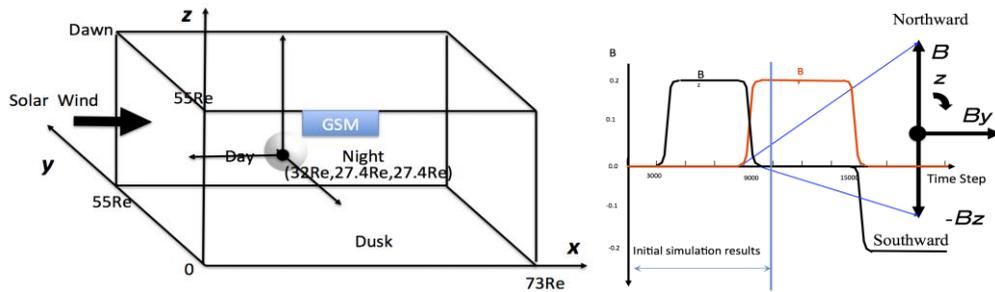


図 1：シミュレーションの設定と IMF の時間変化

研究成果 (Accomplishments)：

MHD における 3 次元磁気圏トポロジー

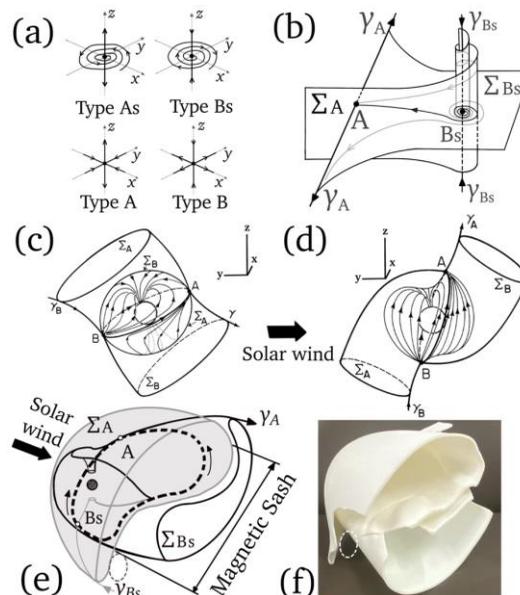


図 1. (a) A/As 型無極点は放射状/螺旋状の吸引サドル点；B/Bs 型無極点は放射状/螺旋状の反発サドル点；(b) A 型と Bs 型無極点間のサドル接続；A 型と B 型無極点間の南向 (c) と北向 (d) の IMF における最も単純な磁気圏トポロジーは、Lau と Finn [2] によって最初に示された；(e) 図. 2. 中性線は太い破線曲線で示されています。(f) (e) の 3D プリントトポロジー。

可視化で使用されるシミュレーションは北向きの IMF ($B_x=0.0$ nT, $B_y=-4.3$ nT, $B_z=4.3$ nT) で開始され、南向き ($B_x=0.0$ nT, $B_y=-4.3$ nT, $B_z=-4.3$ nT) へと変化します。太陽風の密度、速度、温度の入力はシミュレーション全体を通じて一定に保たれています。シミュレーション結果から得られた元の不均一な六面体グリッドを、地球半径 (Re) 0.25 の正方格子データに

再サンプリングしました。座標系には地球中心太陽磁気座標系 (GSM) を採用し、X 軸は尾部方向、Y 軸は朝方向、Z 軸は北方向を指します。

2.1 定常状態の北向き IMF における 3 次元トポロジー

磁場トポロジー理論に基づき、Lau と Finn は、地球の双極子を含む北向きおよび南向き IMF それぞれに対して、鞍点接続された円筒状多様体の対を図 1 (c, d) に示しました。このようなトポロジーは、これまでに全球 MHD シミュレーションまたは他のシミュレーション手法で視覚化されたことがありませんでした。本研究では初めて、図 2 に示すように、南北に位置する CP 1 および CP 3 というヌル点の間に、Lau と Finn が記述したトポロジーに対応する鞍点接続された全球トポロジーの対を可視化しました。我々は、CP 1 から 5 までの合計 5 つのヌル点を特定しましたが、このうちグローバルトポロジーを構成するのは CP 1 と CP 3 のみです。残りのヌル点は局所的なトポロジーに関与するものとみなされ、本報告書の範囲外として、詳細な議論は行いません。

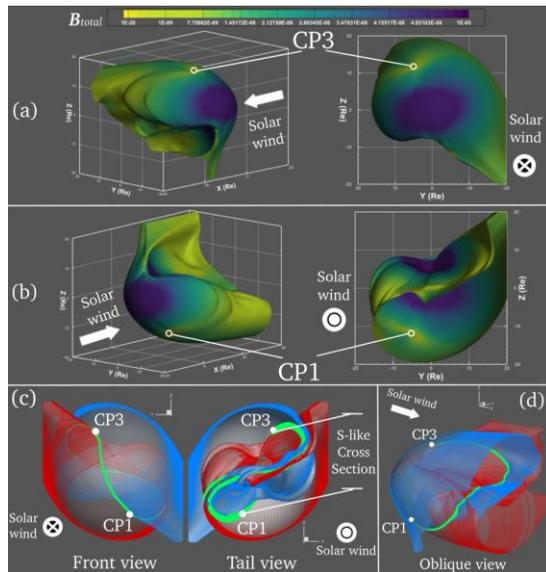


図 2 (a, b) には、全球の 2 次元不安定および安定多様体が可視化されています。これらはそれぞれ円筒状の多様体を持ち、一方の端は北および南の磁気圏尾部へと発散し、他方の端は南および北の地球極へと収束しています。図 2 (a, b) に示された多様体上の色は、磁場の強度を表しています。これらの多様体は北や南の無限遠方向に発散するのではなく、尾部方向に発散して磁気圏尾部を形成している点にご留意ください。磁場は、淡黄色で示された CP 1 および CP 3 付近の 2 箇所では比較的弱く、昼側のバウショック、太陽直下点、そして北極および南極付近では比較的強くなっています。

図 2. 北向き IMF 下における全球磁気圏トポロジー。パネル(a)および(b)は、それぞれ CP3 および CP1 に対応し、表面は磁場強度に基づいて着色されています。パネル(c)および(d)は、赤で示された不安定多様体と青で示された安定多様体の鞍点接続を示し、さまざまな視点から見た断面または中性線/中性リング (太字の緑色曲線) も描かれています。

図 2 (c, d) は、不安定多様体と安定多様体間の鞍点接続を示しています。図 2 (c, d) では、それぞれ赤と青のメッシュで示されており、両者の交差部分は 2 本の「中性線(Neutral Line)」からなるリングを形成しています。この中性リングは、図 2 (c, d) では太い緑色の線で表示されています。2 本の中性線はともに南側の CP 1 から始まり、磁気圏の昼側と夜側

をそれぞれ斜めに流れて北側の CP 3 へと接続します。この可視化において、全球磁気圏トポロジーは CP 1 と 3 の間のこの鞍点接続によってのみ特定できます。

尾部において不安定多様体と安定多様体の間に挟まれた狭い通路、またはスリット (S 字状断面) は、磁場が弱い経路を形成し、磁気サッシュと呼ばれる構造に対応します。この赤道面付近の挟まれた経路は、磁気圏尾部におけるプラズマシートの位置にも一致しています。図 1 (e) では、不安定多様体および安定多様体の表面がそれぞれ図中の指定された表面に対応しています。

図 1 (e, f) は、それぞれ図 2 (d) のトポロジーを模式的に示したものおよび 3D プリントで再現したものです。これらは図 1 (d) に示されたトポロジーと位相的に同等です。ただし、Lau と Finn による図 1 (d) のトポロジーとは異なり、円筒状多様体の両端は北および南の無限遠へ伸びるのではなく、南西 (夕側) および北東 (朝側) から尾部方向へと伸びています。両者は主に夜側の赤道面付近で交差し、図 1 (e, f) および図 2 (c, d) に示されているような S 字状の断面を形成します。

さらに、赤道面付近で尾部方向に不安定・安定多様体の間に挟まれた S 字状のスリットは、その位置においてプラズマシートに対応します。磁気圏尾部におけるプラズマシートと、この 2 つの多様体に挟まれた S 字状スリット部分との関係については、それらが同一であるか否かを明らかにするためにさらなる研究が必要です。本論文では、これらの時間的なトポロジーに主として焦点を当てています。

2.2 サブストーム直前の 3 次元トポロジー

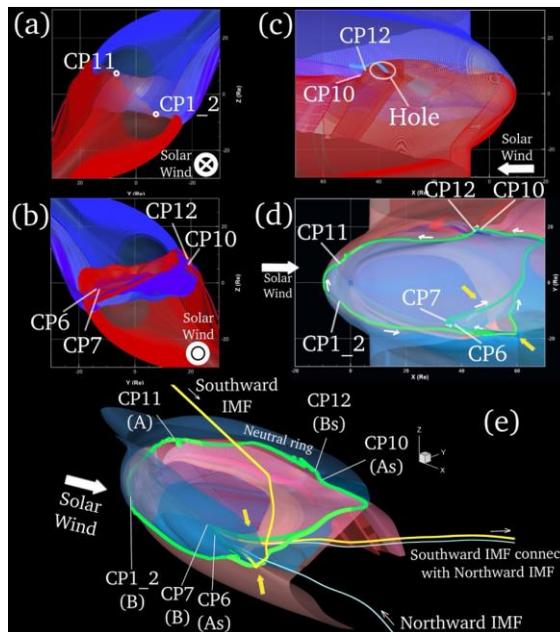


図 3. サブストーム発生の 3.34 分前における 3 次元全球磁気圏トポロジー。パネル (a) は前面、(b) は背面、(c) は朝側、(d) は北上から、(e) は背面と斜めの視点から、それぞれ主に赤系で示された不安定多様体と青系で示された安定多様体の間の鞍点接続トポロジーを表示しています。中性線は太字の緑色で示されています。

次に、図 3 に示されるように、南向き IMF への転換後、サブストーム発生の 3.34 分前における 3 次元磁気圏トポロジーを可視化します。サブストーム発生の時刻は、プラズマシートを

流れる尾部横断電流が途絶し、高速なプラズマ流が生成される時点として特定されます。この時点では、識別された 12 個のヌル点のうち 7 個が全球トポロジーに関与しており、すべて中性線上に位置しています。

北方向に伸びる青い円筒状多様体は、CP 6 (As 型)、10 (A 型)、11 (As 型) から構成される 2 次元安定多様体で構成されています。一方、南方向に伸びる赤い円筒状多様体は、CP 1 (B 型)、2 (B 型)、7 (B 型)、12 (Bs 型) から構成される 2 次元不安定多様体によって構成されています。ここで CP 1 と 2 は非常に近接していますが、その距離はグリッドサイズよりも大きく、トポロジー的には両者の固有空間は同一と見なされます。

夕側の尾部における中性リングは、図 3 中の太い黄色の矢印で示された領域において、分岐しつつ統合されて「くさび形の線」を形成しています。これは、3 つ以上のヌル点から構成される鞍点接続です。

夕側磁気圏尾部領域における新しいくさび形中性線と、IMF 転換前に存在した旧中性線は、子午面 (真夜中) 付近で統合されています。これは、IMF の転換によって生じた「旧磁気圏」と「新磁気圏」が夕側尾部領域で共存していることを示しています。

夕側磁気圏尾部を除いて、合計 7 つのヌル点中性リングに沿って接続され、磁気圏のグローバルトポロジーを形成しています。この構造は、図 1 (c) に Lau と Finn によって示された、南向き IMF 下における地球磁気圏トポロジーの模式図と本質的に同一です。ただし尾部に見られる非対称な中性線により、旧来の磁気圏構造も部分的に保持されていることが確認されます。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Ningyi Xie, Xinwei Lee, Dongsheng Cai, Yoshiyuki Saito, Nobuyoshi Asai, Hoong Chuin Lau, A Feasibility-Preserved Quantum Approximate Solver for the Capacitated Vehicle Routing Problem, Quantum Information Processing, accepted. 2024.
2. Zhenyu Ta, Ningyi Xie, Dongsheng Cai, Nobuyoshi Asai, Comparative Study of Quantum and Classical Conditional Image Generators, Knowledge-Based Systems, Knowledge-Based Systems, 2024, accepted.
3. Xiong, P., S. Fujita, M. Watanabe, T. Tanaka, and D. Cai, 3D Topology of Transient Bifurcation Just Before Substorm Onset, Radioscience Letter, accepted, 2024
4. Lee, X., X. Yan, N. Xie, Y. Saito, D. Cai, and N. Asai, Iterative Layerwise Training for Quantum Approximate Optimization Algorithm, Physical Review A, 109, 052406, 2024.
5. Hou, Z., R. Dong and D. Cai, Structural Color in Amber-Entombed Wasp: A Detailed Study Using NS-FDTD Simulations, Trans. IEEE Access, accepted, 2024.

衛星による船舶自動識別システム(AIS)観測のための信号分離技術の開発

Blind signal separation for satellite-borne automatic identification system (AIS)

研究代表者：西村耕司（京都大学生存圏研究所）

研究目的 (Research Objective):

本研究の目的は、人工衛星による広範囲な AIS（船舶自動識別装置）信号の観測において生じる信号干渉の問題を解決し、複数の船舶から同時に送信される AIS 信号を高精度に分離・復号するための信号処理アルゴリズムを開発することである。AIS はもともと近距離の船舶間通信を想定して設計されたものであり、衛星を用いた観測では、広大なカバー範囲内の多数の船舶から同時刻に信号が送信されるため、時間的・周波数的に重畳し、干渉が発生するという課題がある。特に、受信アンテナ数 K が信号源数 M より少ない ($K < M$) 場合には、従来の信号処理手法では分離が困難である。そこで本研究では、スパースモデリングの手法に基づき、AIS 信号を構成する波形を事前に辞書として構築し、これを用いたパターンマッチングによって干渉信号を分離するアルゴリズムを構築する。また、実際の衛星システムにおいて有効に機能することを念頭に、計算コストやスパース性、推定精度の観点から最適な手法を設計・検証することで、今後の衛星 AIS の高性能化と実用化に貢献することを目的とする。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、干渉した AIS 信号の分離にスパースモデリングを用い、波形辞書行列と LASSO (Least Absolute Shrinkage and Selection Operator) による最適化を適用した。まず、全ての 10 ビット GMSK 変調信号からなる波形辞書を構成し、受信信号との線形回帰モデルを定式化。LASSO は複素係数を扱うため、近接勾配法 (ISTA および FISTA) により複素対応アルゴリズムを実装した。さらに、複数アンテナでの等振幅受信条件を考慮した Group LASSO を導入し、複数アンテナ間の振幅整合性を評価項に加えた。Group LASSO は最急降下法で実装され、スパース性向上のため、アンテナごとの LASSO 推定による波形辞書の前処理を施す二段階推定法を導入した。

研究成果 (Accomplishments) :

本研究は、地上局と比較して広範囲の船舶を監視できる衛星 AIS システムにおいて、多数の船舶からの信号が同時に受信されることで生じる信号干渉を解消し、信号分離を実現する手法の開発を目的とした。衛星搭載の受信アンテナ数 K が、信号源の数 M

より少ない場合 ($K < M$) を想定し、スパースモデリングの枠組みを用いた信号分離アルゴリズムを検討した。

まず、AIS 信号の全可能な波形パターンからなる波形辞書行列 X を構成し、観測信号 Y がこれらの線形結合で表されると仮定。 $M \ll P$ (P は辞書の列数) という状況下でのスパース性に着目し、LASSO (Least Absolute Shrinkage and Selection Operator) による正則化最小二乗法を適用した。LASSO の解法としては、近接勾配法を用いて実装され、 λ パラメータを変化させることで波形選択や再現精度を評価した。

次に、衛星上の複数アンテナで同一船舶の信号が等振幅で受信されるという物理的前提に基づき、LASSO を拡張した Group LASSO を提案。これはアンテナ間で同一波形の振幅係数に対し等価制約 (振幅のばらつき抑制) を課すものであり、正則化項 λ_1, λ_2 を導入した。Group LASSO は最急降下法で実装されたが、スパース性が十分に得られない問題があり、再現誤差も課題となった。

これを補うため、LASSO による波形候補の事前絞り込み (前処理) を行い、辞書行列 X の次元を縮小したうえで Group LASSO を適用する二段階推定法を導入。これにより、スパース性と推定精度の両立を図ることができた。 λ_1, λ_2 の選び方や初期値の設定により推定結果が大きく左右されるため、今後はパラメータ選択法やアルゴリズム安定化の検討が課題である。

公表状況 (Publications) :

(論文)

- [1] 西村耕司, 平原大地, 衛星搭載船舶自動識別システム実験 3 のための信号分離アルゴリズム, 電子情報通信学会 信学技報 (IEICE Technical Report), 2019 年 2 月.
- [2] 西村耕司, 平原大地, 衛星搭載船舶自動識別システム実験 3 のための信号分離システム検討, 電子情報通信学会 信学技報 (IEICE Technical Report), 2020 年 2 月.
- [3] 酒匂順平, 衛星による AIS 観測のための信号分離アルゴリズム開発, 京都大学工学部電気電子工学科, 卒業論文, 2022 年 2 月.
- [4] 北村一真, 衛星 AIS 観測のためのニューラルネットワークによるブラインド信号分離, 京都大学工学部電気電子工学科, 卒業論文, 2023 年 2 月.
- [5] 北村一真, 衛星 AIS 観測のための 複素ニューラルネットワークによるブラインド信号源分離, 京都大学大学院情報学研究科, 修士論文, 2025 年 2 月.

(口頭)

1. 北村一真, 西村耕司, 衛星 AIS 観測のための ニューラルネットワークによるブラインド信号分離, 電子情報通信学会総合大会, 2025 年 3 月 28 日.

磁気嵐・サブストーム時の電磁エネルギー生成・伝送メカニズムの研究

Generation and transmission mechanisms of the electromagnetic energy during storm and substorms

研究代表者：菊池 崇（名古屋大学宇宙地球環境研究所）

kikuchi@isee.nagoya-u.ac.jp

担当：HF ドップラーデータ解析・伝送線モデルによる事象解析

研究分担者：海老原祐輔（京都大学生存圏研究所）

ebihara@rishi.kyoto-u.ac.jp

担当：リングカレントシミュレーションコード開発と事象解析

研究分担者：田中 高史（九州大学宇宙空環境研究センター）

tatanaka@serc.kyushu-u.ac.jp

担当：MHD シミュレーションコード開発と事象解析

研究分担者：藤田 茂（情報システム研究機構・統計数理研究所）

sfujita@mc-jma.go.jp

担当：MHD シミュレーションによる事象解析

研究分担者：橋本久美子（電気通信大学）

hashi@geosci.jp

担当：地磁気・レーダーデータ解析による事象解析

研究目的と成果 (Research Objective and accomplishments):

磁気圏と電離圏は沿磁力線電流によりエネルギーを交換する複合系（相互作用系）を形成する。磁気嵐やサブストーム時には、外部磁気圏および内部磁気圏プラズマが駆動するダイナモがつくる電位と電流が極域から赤道の電離圏へ伝搬し、地磁気擾乱と電離圏擾乱を引き起こす。地磁気擾乱は、導体地球面に電流・電場を誘導し、この一部は地上の電力送電線に準直流電流 (GIC) として流れる (Ebihara et al., 2023)。この結果、磁気圏ダイナモから沿磁力線電流、電離圏電流、地球面電流で構成される Magnetosphere-Ionosphere-Ground (MIG) 電磁エネルギー伝送システムが形成される (Kikuchi, JGR2014)。本研究課題は、磁気嵐とサブストーム時の地上磁場観測、電離圏電場観測、及びグローバルシミュレーションを用いて、磁気圏から導体地球面にいたる電磁エネルギー伝送の特性を明らかにすることを目的とする。

2023 年度までに、地磁気急始 (SC)、サブストーム、磁気嵐のイベント時のグローバル地磁気データと日本とチェコにおける HF Doppler サウンダーデータの解析をおこない、電離圏電場と電離圏電流の緯度・地方時特性の一端を明らかにするとともに、REPPU モデルによる事象の再現をおこなった (Hashimoto et al., EPS2020; Tanaka et al., JGR2020; Kikuchi et al., EPS2021, Atmosphere2022)。その後、2024 年 5 月 10-11 日に大規模磁気嵐が発生し、極から赤道の磁力計観測データと中緯度の HF Doppler

サウンダーによる電離圏電場観測データを得た。初期的解析をおこなった結果、SCの磁場と電場の緯度・地方時特性および磁気嵐主相時の磁場と電場の特性がREPPUモデルで再現された特性と一致した。一方、磁気嵐主相では、対流電場発達から2時間後にR1FACの減少によると思われる過遮蔽電場が発生したが、シミュレーションによる再現は今後の課題である。さらに、磁気嵐回復相に2時間おきに発生したサブストーム時には、孤立型サブストーム時に発生する過遮蔽電場(Hashimoto et al., JGR2017)ではなく、対流電場が主たる電場であった。このメカニズムの理解は今後の課題であるが、シミュレーションによる再現が可能かどうか検討課題である。

以下の図1～図3に、観測されたSCと磁気嵐主相の磁場・電場のデータを示し、図4にREPPUモデルにより再現された磁気嵐時に発達する電離層電流を示す。

図1は、2024年5月10日17:05UTに、中緯度の午前(AM)と午後(PM)、磁気赤道の夜と昼に観測されたSCを示す。SCは正または負のPI(preliminary Impulse)と正または負のMI(Main Impulse)で構成され、その緯度・地方時特性は沿磁力線電流を取り囲む2つ渦のHall電流と中緯度と赤道を結ぶPedersen-Cowling電流で説明される。これらの観測結果は、また、REPPUモデルによる再現(Kikuchi et al., 2016 JGR; Kikuchi et al., 2022 FSPAS)と一致する。

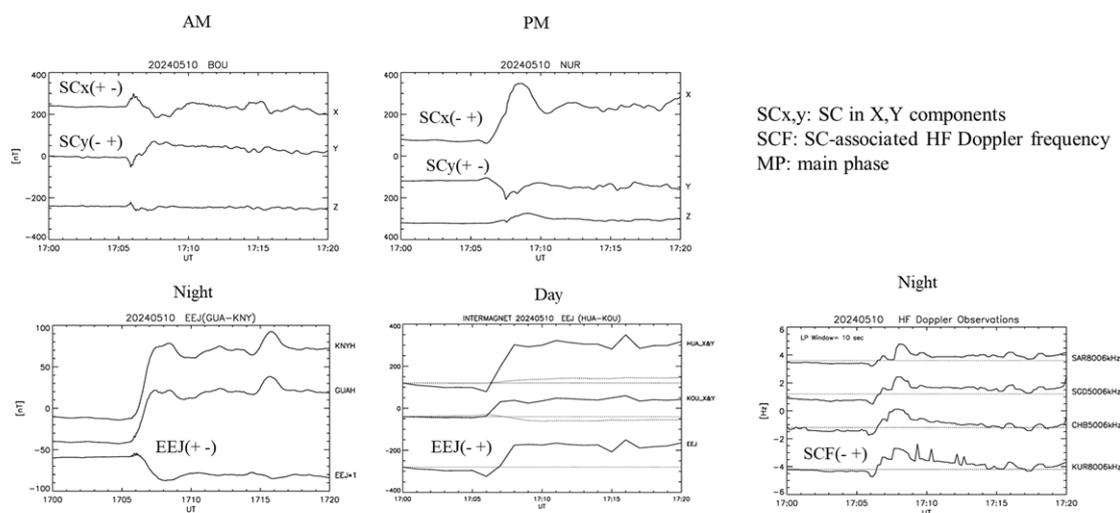


図1. 2024年5月10日17:05UTに発生したSC。中緯度午前(BOU)と午後(NUR)、磁気赤道夜間(GUA)と昼間(HUA)のSCは正または負のPIとこれに続く正または負のMIで構成される。これらの特性は、沿磁力線電流を取り囲む2つ渦のHall電流と中緯度と赤道を結ぶPedersen-Cowling電流で説明される。夜間のSCF(電離圏電場によるHF Doppler周波数変化)はPI, MIのdusk-to-dawn, dawn-to-dusk電場で説明される。

図2に示す磁気嵐主相(17-19UT)の中緯度地磁気 B_x , B_y は、互いに逆センスで午前と午後でも互いに逆センスである。この特性は、R1FACsが極域電離圏へ持ち込む対流電場による2つのHall電流渦とR1FACsから赤道電離層へ流入する

Pedersen-Cowling 電流により説明される。

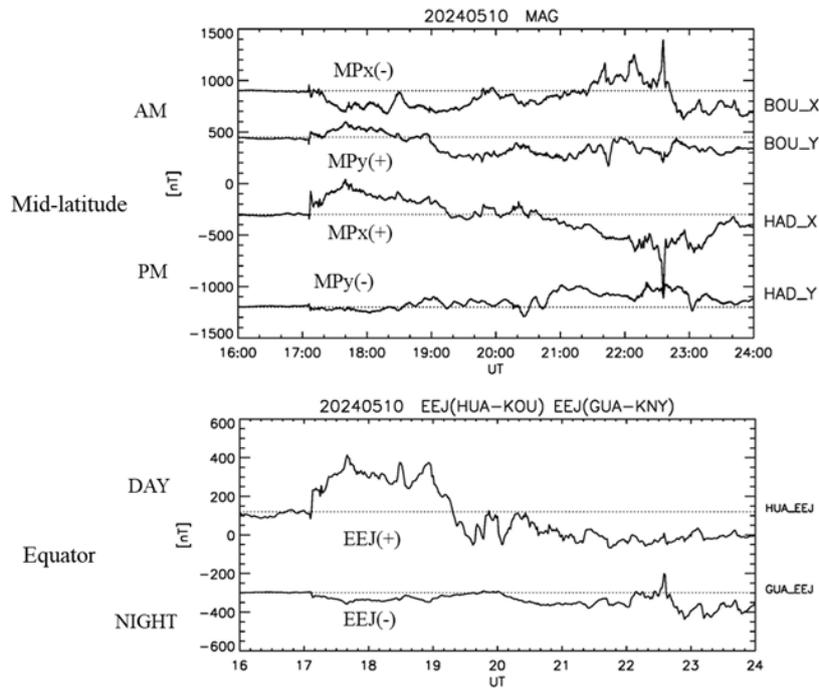


図2. 2024年5月10日に発生したSCに続く磁気嵐主相の中緯度午前(BOU)と午後(HAD)、および磁気赤道昼間(HUA)と夜間(GUA)の磁場変動。SCと同様に、沿磁力線電流を取り囲む2つ渦のHall電流と中緯度と赤道を結ぶPedersen-Cowling電流で説明される。

第3図は、磁気嵐主相時に観測されたHF Doppler周波数を示す。主相の最初17-18UTのHF Doppler周波数は正で、夜間の電場が西向きの対流電場であることを示す。この電場は1830UT付近で負に変化し1時間継続している。このDoppler周波数変動を起こす電場は、他のデータの解析により、対流電場減少による過遮蔽電場と思われる。夜間の過遮蔽電場により電離圏プラズマが上昇したことがイオノグラムデータでも確認され、大規模電離圏嵐時に発生するF3層と推定される。このような急激な過遮蔽電場発生シミュレーションによる再現が今後の課題である。

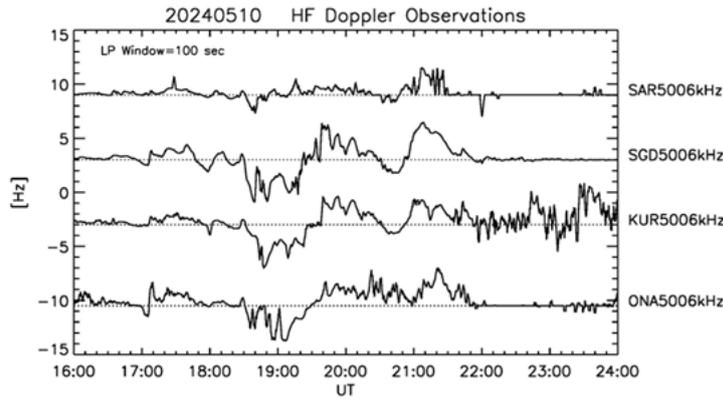


図3. 2024年5月10日に発生した磁気嵐主相の電場による中緯度(日本)における HF Doppler 周波数変化。主相の最初1時間は夜側の西向き対流電場による電離圏プラズマの下降運動、その後の1時間半の負 Doppler 周波数は東向きの過遮蔽電場による上昇運動を示す。

第4図は、REPPU モデルにより再現された中緯度 (磁気緯度 17 度) Hall 電流と Pedersen 電流および磁気赤道 Cowling 電流を示す。これらの電流は、SC と磁気嵐主相の磁場変動の緯度・地方時特性をよく説明する。

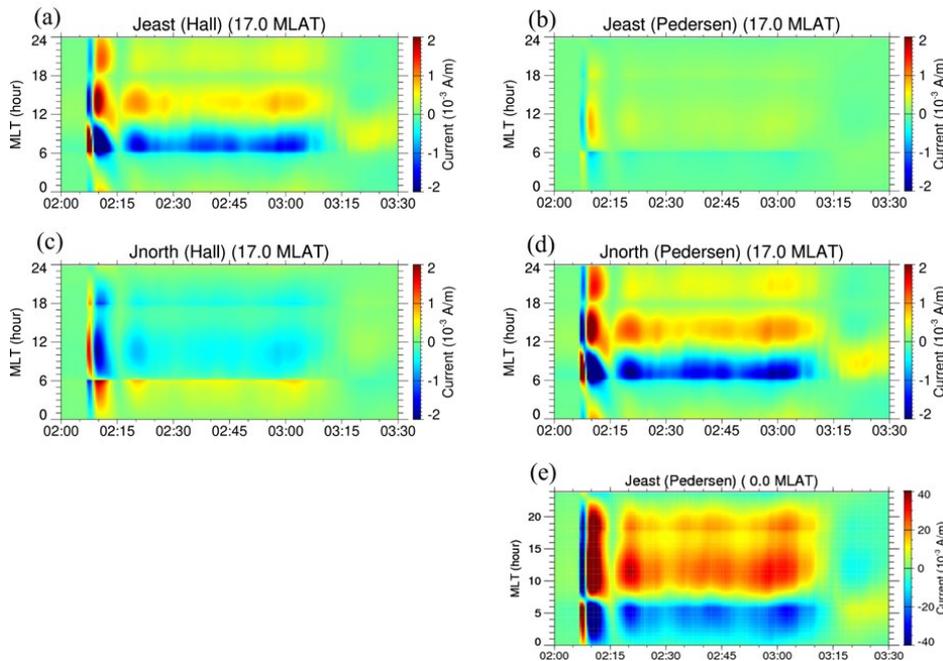


図4. REPPU モデルにより再現された東西および南北方向の電離圏 Hall および Pedersen 電流。最初の1分が SC の PI 電流、その後数分間が SC の MI 電流、そして SC に続いて発達する磁気嵐主相時の Hall および Pedersen 電流を示す。(from Fig.7 of Kikuchi et al., 2022 Atmosphere)

公表状況 (Publications):

(口頭発表)

菊池崇、橋本久美子、細川敬祐、富澤一郎、坂井純、海老原祐輔、HFDOPE グループ、Mid-latitude ionospheric disturbances observed by HF Doppler sounders during 2024 May and October storms, 2024年度第2回STE現象報告会 20250319.

(論文)

1. Yusuke Ebihara, Satoko Nakamura, Tada-nori Goto, Shinichi Watari & Takashi Kikuchi , Geomagnetic Variability and GIC, Solar-Terrestrial Environmental Prediction Chapter 6, edit. K. Kusano, 2023, DOI: 10.1007/978-981-19-7765-7_6
2. Kikuchi, T., T. Araki, K. K. Hashimoto, Y. Ebihara, T. Tanaka, Y. Nishimura, G. Vichare, A. K. Sinha, J. Chum, K. Hosokawa, I. Tomizawa, Y. Tanaka, A. Kadokura (2022a), Instantaneous achievement of the Hall and Pedersen-Cowling current circuits in northern and southern hemispheres during the geomagnetic sudden commencement on 12 May 2021, *Front. Astron. Space Sci.* 9:879314. doi: 10.3389/fspas.2022.879314. <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fspas.2022.879314/full>
3. Kikuchi, T.; Hashimoto, K.K.; Tanaka, T.; Nishimura, Y.; T. Nagatsuma (2022b), Middle Latitude Geomagnetic Disturbances Caused by Hall and Pedersen Current Circuits Driven by Prompt Penetration Electric Fields. *Atmosphere* 2022, 13, 580. <https://doi.org/10.3390/atmos13040580> (INVITED)
4. Kikuchi, T., J. Chum, I. Tomizawa, K. K. Hashimoto, K. Hosokawa, Y. Ebihara, K. Hozumi, P. Supnithi (2021a), Penetration of the electric fields of the geomagnetic sudden commencement over the globe as observed with the HF Doppler sounders and magnetometers, *Earth Planets and Space*, DOI: 10.1186/s40623-020-01350-8.
5. Kikuchi, T., Ebihara, Y., Hashimoto, K.K., Kitamura, K., and Watari, S-I. (2021b), Reproducibility of the Geomagnetically Induced Currents at Middle Latitudes During Space Weather Disturbances. *Front. Astron. Space Sci.* 8:759431. <https://doi.org/10.3389/fspas.2021.759431>
6. Kikuchi, T. (2021), Penetration of the magnetospheric electric fields to the low latitude ionosphere, *Space Physics and Aeronomy Collection Volume 3: Geophysical Monograph 260*, Ed. C. Huang and G. Lu. American Geophysical Union. 2021, John Wiley & Sons, Inc. DOI: 10.1002/9781119815617. ch14
7. Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, I. Tomizawa, K. Hosokawa, J. Chum, D. Buresova, M. Nose and K. Koga(2020), Penetration electric fields observed at middle and low latitudes during the 22 June 2015 geomagnetic storm, *Earth, Planets and Space*, <https://doi.org/10.1186/s40623-020-01196-0>
8. Tanaka, T., Ebihara, Y., Watanabe, M., Den, M., Fujita, S., Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2020). Reproduction of ground magnetic variations during the SC and the substorm from the global simulation and Biot-Savart's law. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125, e2019JA027172. <https://doi.org/10.1029/2019JA027172>
9. Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, I. Tomizawa, and T. Nagatsuma (2017), Substorm overshielding electric field at low latitude on the nightside as observed by the HF Doppler sounder and magnetometers, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, doi: 10.1002/2017JA024329
10. Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, I. Tomizawa, Y. Ebihara, Y. Nishimura, T. Araki, A. Shinbori, B. Veenadhari, T. Tanaka, and T. Nagatsuma (2016), Response of the incompressible ionosphere to the compression of the magnetosphere during the geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, doi:10.1002/2015JA022166.
11. Kikuchi, T. (2014), Transmission line model for the near-instantaneous transmission of the ionospheric electric field and currents to the equator, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, doi:10.1002/2013JA019515.

磁気嵐・サブストームに伴う 磁気圏高エネルギー荷電粒子変動の研究

Dynamics of energetic charged particles

associated with magnetic storms and substorms in the inner magnetosphere

研究代表者：海老原祐輔（京大大学生存圏研究所）

ebihara@rishi.kyoto-u.ac.jp

研究分担者：田中高史（九州大学国際宇宙惑星環境研究センター）

担当：3次元グローバルMHDシミュレーションの開発

金田ことの（京大大学生存圏研究所）

担当：3次元ホールMHDシミュレーションの開発・解析

太田悠輝

（京大大学生存圏研究所）

担当：粒子軌道シミュレーションの開発・解析

研究目的 (Research Objective):

内部磁気圏は地球の双極子型磁場が卓越する宇宙空間であり、数 eV から数十 MeV に至る様々なエネルギーを持つ荷電粒子が双極子型の磁場に捕捉されている。リングカレントを担う粒子（ \sim keV）は数日間続く地磁気擾乱（磁気嵐）や人工衛星の表面帯電の原因に、放射線帯粒子（ \sim MeV）は人工衛星の内部帯電の原因となるため、宇宙空間を安全に利用するためには荷電粒子の変動、すなわち粒子の輸送・散乱・消失過程を理解することが不可欠である。内部磁気圏の粒子変動は複雑な連鎖過程の結果であるから、それらを理解するためには太陽風から地球に至る広範な領域を一つのシステムとしてとらえる必要がある。

本年度は、①対流電場の磁気圏—電離圏投影問題、②サブストーム時の磁気圏近尾部における高エネルギー電子の運動と内部磁気圏への流入過程、③磁気圏—電離圏結合過程における降下電子の役割について研究を行った。ここでは、①について報告する。

内部磁気圏では様々なエネルギーを持つ荷電粒子が地球の固有磁場に捕捉されている。例えば数 eV のエネルギーを持つ粒子群は数密度が高いことが特徴で、とくに密度が高い地球近くではプラズマ圏として知られている。また、数 keV から数 100 keV のエネルギーを持つ粒子群はエネルギー密度が高く、その圧力勾配によって反磁性電流が主に東西方向に流れる。この反磁性電流は赤道環電流として知られ、地磁気を大きく乱し、磁気嵐の原因となる。数 100keV 以下のエネルギーをもつ粒子は概ね第一、第二断熱不変量が保存され、 $E \times B$ ドリフト、磁場勾配ドリフト、湾曲ドリフトによって磁場に垂直方向に輸送される。なかでも動径方向の輸送を担うのは朝側から夕側に向かう磁気圏対流電場である。対流電場が強まると粒子は太陽方向に輸送され、数 eV のエネルギーを持つプラズマが太陽方向に運ばれることでプラズマ圏が収縮し、数 keV から数 100 keV のエネルギーを持つ粒子が尾部から内部磁気圏

に流入して反磁性電流（赤道環電流）を強める。

磁気圏対流の存在は電離圏電流の大局的な分布から予想され、人工衛星による観測でも確認されている。プラズマ中では一般に磁場方向の導電率は高い。磁場方向の電場が無視できるなら、1本の磁力線で接続された磁気圏と電離圏は基本的には等ポテンシャルと考えることができる。そのような仮定のもと、電離圏対流の経験モデルを用いて磁気圏対流を推測し、数100 keV以下のエネルギーをもつ粒子群の輸送と消長を調べる研究が多くなされている。しかし、その仮定の妥当性についての検証は十分なされていない。

計算手法（Computational Aspects）：

グローバル電磁流体（MHD）シミュレーション（Tanaka, 2015）を用い、磁気圏—電離圏の電場の対応関係を調査した。南向きの惑星間空間磁場をシミュレーションの上流側の境界条件として与えると、電離圏ではDP2型の対流パターンが、内部磁気圏では朝側から夕側に向かう電場が現れる。電場はアルベン波によって磁気圏中を伝播すると仮定する。アルベン波の空間スケールは十分大きく、アルベン波は背景のプラズマ流に乗った系で磁場に平行方向に伝播すると仮定する。つまり、アルベン波の波束の速度は次式で定義できるとする。

$$\mathbf{v}^{\pm} = \mathbf{V} \pm \mathbf{V}_A$$

ただし、 \mathbf{V} と \mathbf{V}_A はそれぞれプラズマ流速とアルベン波の速度である。

研究成果（Accomplishments）：

電場の磁気圏—電離圏対応を調査するため、3種類の方法により電離圏フットプリントを求めた。一つは磁気赤道面から伸びる磁力線が電離圏と交わる点をフットプリントとするもので、これを「磁氣的フットプリント」と呼ぶ。二つ目は磁気赤道面から電離圏へ向かうアルベン波の波束を追跡し、電離圏と交差する点を求めるものである。この点を「アルベン・フットプリント (v^+)」とする。三つ目は電離圏から磁気赤道面へ向かうアルベン波の波束を追跡するもので、この方法で求めた点を「アルベン・フットプリント (v^-)」と呼ぶ。Figure 1に、アルベン・フットプリントから磁気赤道面に投影した電離圏電場とアルベン・フットプリントと磁力線フットプリントの磁気地方時（MLT）の差を示す。L<8の領域ではアルベン・フットプリントと磁力線フットプリントの差は小さく、磁力線を用いてフットプリントを求めても差し支えないと思われる。一方、L>8の領域では両者の差が大きく、場所によっては磁気地方時方向に数時間ずれることもある。

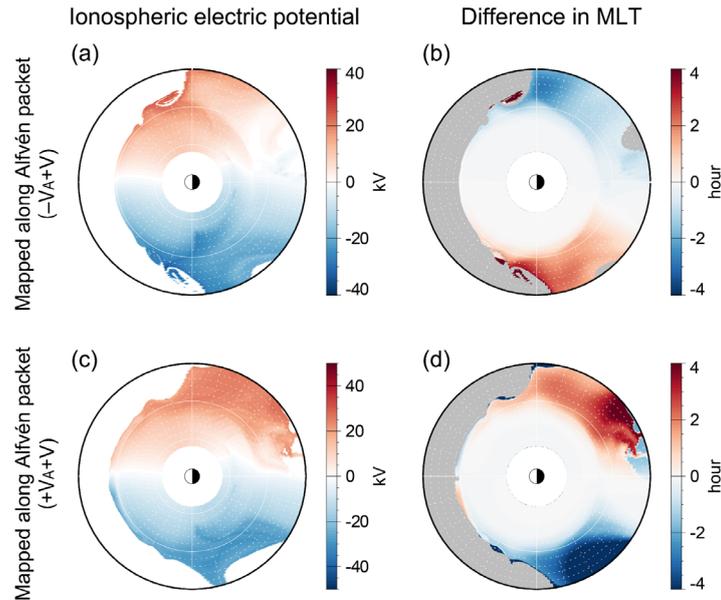


Figure 1: (左) アルベン・フットプリントから磁気赤道面に投影した電離圏電場、(右) アルベン・フットプリントの磁気地方時 (MLT) と磁力線フットプリントの MLT の差。上段はアルベン・フットプリント (v^-) を用いた場合、下段はアルベン・フットプリント (v^+) を用いた場合を示す。

3 種類の方法でフットプリントを求め、フットプリントにおける電離圏電場を磁気赤道面に投影し、MHD シミュレーションで求めた磁気圏電場と比較した。電場の方向についてはいずれの方法でも磁気圏電場とおおむね一致したが、大きさについては顕著な違いが見られる場合があった。不一致の理由として、電離圏電場には含まれない誘導電場の影響や、磁気赤道面と電離圏との間に外力が作用し、アルベン波による電場の伝播が完全ではない可能性が考えられる。この結果は、電離圏と磁気圏の対応関係が常に良好とは限らないことを示しており、電場を電離圏と磁気圏の間で投影する際には慎重な検討が必要であることを示唆している。

公表状況 (Publications) :

1. Ebihara, Y., and T. Tanaka, On the electric field "mapping" between the magnetosphere and the ionosphere, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2024 年秋季年会, 2024 年 11 月.

2024 年度
京都大学電波科学計算機実験共同利用
研究成果報告書

発行年月日 2025 年 6 月発行
編集・発行 京都大学 生存圏研究所
電波科学計算機実験共同利用・共同研究専門委員会
〒611-0011 宇治市五ヶ庄

著作権は全て著者が有します。著作権法上認められている場合を除き、著者に無断で転載、再利用、翻訳をすることはできません。許諾は著者から得てください。

The author(s) retain the copyright of his/her/their report. Unless authorized by Copyright Law, reprinting, reusing, or translating material from his/her/their report is prohibited. Ask the author(s) to obtain permission.