

KDK Research Report 2023

2023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

KDK Research Report 2023

2023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

「2023年度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。

全国共同利用研究機関である京都大学生存圏研究所では、1993年度(平成5年度)より、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、「京都大学電波科学計算機実験装置(KDK)」を導入し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(1ノードあたり1.5TB)の3つのシステムからなる装置に更新し、多様なモデルの計算機実験が効率良く実行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。当初2022年度に予定していた更新は世界的な半導体不足のため遅れ、2023年(令和5年)5月から新システムB、Cが、同年10月に新システムAが稼働しました。

2023年度は、一般公募のもと専門委員会において採択された20件の研究プロジェクトをもとに運用を行いました。短い稼働時間にもかかわらず、それぞれ素晴らしい研究成果をあげていただきました。本報告書は、2023年度におけるKDKを用いた研究プロジェクトの研究成果をまとめたものです。お忙しい中、原稿を準備頂いた各研究代表者の方々に心より御礼申し上げます。

2024年3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.	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	1
	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	
2.	サブストームトリガー機構のトポロジー構造	10
	田中 高史 九州大学	
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	12
	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	
4.	非定常磁気ノズルからのプラズマ離脱過程の検証	16
	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	
5.	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 . . .	19
	菊池 崇 名古屋大学宇宙地球環境研究所	
	海老原 祐輔 京大大学生存圏研究所	
	田中 高史 九州大学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	
6.	地球型惑星大気流出機構に関する研究：系外惑星への応用	23
	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.	Modified LSC Theory of Tearing Instability	26
	清水 徹 愛媛大学宇宙進化研究センター	
8.	太陽風磁気流体乱流の数値シミュレーション	33
	成行 泰裕 富山大学学術研究部教育学系	
9.	地球磁気圏における磁気リコネクションの磁気流体的研究	34
	近藤 光志 愛媛大学宇宙進化研究センター	

10.	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	37
	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	
11.	磁気ノズルスラストにおけるエネルギー輸送と中性粒子か推進性能に与える影響の解析	41
	鷹尾 祥典 横浜国立大学	
	江本 一磨 筑波大学	
12.	地球ダイポール磁場中の非線形波動粒子相互作用の計算機実験	45
	大村 善治 京都大学生存圏研究所	
	殷 振興 京都大学工学研究科	
13.	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	49
	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	
	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	
	Ravindra Desai Imperial College London	
	Zeqi Zhang Imperial College London	
	中園 仁 神戸大学大学院システム情報学研究科	
	釜江 祥史 神戸大学大学院システム情報学研究科	
	寺田 大樹 神戸大学大学院システム情報学研究科	
	宮城 紀花 神戸大学大学院システム情報学研究科	
	早稲田 卓 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	
14.	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	53
	深澤 伊吹 京都大学大学院工学研究科	
	小嶋 浩嗣 京都大学生存圏研究所	
	栗田 怜 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 神戸大学計算科学教育センター	
	草地 恒史郎 神戸大学大学院システム情報学研究科	

15.	宇宙プラズマ中の高エネルギー荷電粒子の消失過程	58
	田所 裕康 千葉経済大学経済学部	
	加藤 雄人 東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻	
16.	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	61
	天野 孝伸 東京大学大学院理学系研究科	
	寺境 太樹 東京大学理学系研究科	
	福田 悠斗 東京大学理学系研究科	
	Wang Ruolin 東京大学理学系研究科	
17.	イオン低周波領域のアンテナインピーダンス特性に関する粒子シミュレーション	64
	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	
	草地 恒史郎 神戸大学大学院システム情報学研究科	
	深澤 伊吹 京都大学大学院工学研究科	
	小嶋 浩嗣 京都大学生存圏研究所	
	栗田 怜 京都大学生存圏研究所	
18.	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	66
	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	
19.	ピックアップイオンの加速機構の研究	70
	坪内 健 電気通信大学	
20.	イオンサイクロトロン波動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	73
	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	
21.	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	77
	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	
	中島 稜太 京都大学工学研究科	
	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	

22.	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	80
	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
	湯谷 樹生	京都大学生存圏研究所
23.	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	83
	西村 耕司	京都大学生存圏研究所
	北村 一真	京都大学生存圏研究所
24.	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	84
	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
25.	真北に近い惑星間空間磁場下における Dungey リコネクションの形状と交換サイクルとの関係	88
	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	情報・システム研究機構 データサイエンス共同利用基盤施設
	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	九州大学理学部地球惑星科学科
	上西園 健太	九州大学理学部地球惑星科学科
26.	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	94
	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
27.	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	98
	蔡 東生	筑波大学システム情報工学研究科CS専攻
	Sri Ekawati	筑波大学システム情報工学研究科CS専攻

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）
nono.ayumu@ac.jaxa.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

研究目的 (Research Objective):

イオンエンジンをはじめとするプラズマ推進機では、推進剤を電離することでプラズマを発生させ、イオンを後方排気することで推進力を得る。化学推進と比べて燃費が良いことも相まって宇宙機用推進機として利用されることが増えている。宇宙機に搭載されたプラズマ推進機の寿命を律速する要因となるものの一つとして、電荷交換衝突イオン (Charge exchange ion, CEX ion、以下 CEX イオン) が挙げられる。CEX 衝突は、高速イオンが推進機から漏れ出た推進剤ガス (中性粒子) の間で起こる衝突であり、低速なイオンが発生する。この低速イオンは、宇宙機・排気プラズマ間の電位差によって宇宙機に向かって、逆流イオンとして輸送される。この逆流イオンは周辺の電子機器の故障などを引き起こすことが懸念されている。

本研究では、CEX イオンの物理過程を明らかにするべく、CEX イオンの生成を考慮したシミュレーションモデルを構築する。宇宙機・排気プラズマ間領域の電位構造を Hybrid particle in cell (Hybrid-PIC) 法によって解く。Hybrid-PIC では、イオンは粒子として扱われ、電子は流体として扱われる。本研究によって取得される計算結果を、本研究グループによって別途実施される実験的計測結果と比較し、計算結果の妥当性を検証する。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究の手法に関する特徴は以下である。

- 1) 計算領域は 2 次元直交座標で行われた (Fig. 1)。
- 2) イオンビームは、実験的な測定値¹⁾をもとにした解析的な近似モデルで代替した。下式は、今回新たに考案された混合ガウス分布によるビーム電流密度 j_{bi} の近似モデルである。

$$j_{bi} = \frac{I_b}{\pi r_b^2} \sum_{m=1}^M w_m \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_m^2}} \exp\left(-\frac{\hat{r}_m^2}{2\sigma_m^2}\right)$$

I_b はビーム電流値、 $r_b = r_T + z \tan\alpha$ 、 r_T は推進機半径、 α はビーム発散角、 σ_m, \hat{r}_m, w_m はすべてフィッティングパラメータである。なおここでは $M=3$ とした。2 次元空間でも電流保存則が満たされるように設計した。

- 3) 中性粒子分布は、解析的な近似²⁾にて表現した。下式は、推進機下流静電グリッドの各孔から漏れ出す中性粒子の数密度分布を 3 次元空間でモデル化したものである。今回のシミュレーションでは 2 次元であるが、簡単のためにこのモデルを用いた。 N_{grid} は孔数、 θ はグリッド面法線と孔中心からの位置ベクトルがなす角、 n_{n0} はグリッド上流部での中性粒子密度、 r は孔中心からの距離、 A は孔の断面積である。式中の和記号は、各孔からの漏れ出し効果を足し合わせることを意味する。

$$n_n = \sum^{N_{grid}} \frac{n_{n0} \cos\theta}{4 \pi r^2} A$$

- 4) 準中性電子流体近似下で、CEX イオンを粒子として扱った。
- 5) 電子温度は、電子がポルトロップ流体であると仮定することでモデル化した。ポルトロピック index はシングルプローブで実験的に計測された電子温度分布に最も整合するように定められた。
- 6) 宇宙機表面は、シース効果を考慮した境界条件³⁾にてモデル化した。
- 7) 計算結果を別途実施された実験結果と比較検証した。

電子流体は、無磁場仮定下でドリフト拡散近似を用いて解かれ、CEX イオンを含めたプラズマ密度が定常状態に遷移し、十分に時間が経てば、計算を打ち切った。時間刻み幅は 1.0 ns で、全体の計算継続時間は、物理時間で 5.0 ms とした。定常状態に遷移するまでに、1) 電位計算のみを行う段階、2) 電位計算と粒子の運動の計算を行う段階、と 2 段階に計算することで計算の発散を抑えた。

格子による空間分割数は 101×61 であり、用いた超粒子は 60,000 個である。超粒子の挙動を解く際には OpenMP を用いて並列化した一方で、電位計算時における楕円型方程式を解く際には並列化はせず、プロセッサ間の通信量を抑えた。そのため、ほぼプロセッサ数に比例した計算速度の上昇が実現できている。シミュレーションコードは、当研究グループによって開発されたものである。

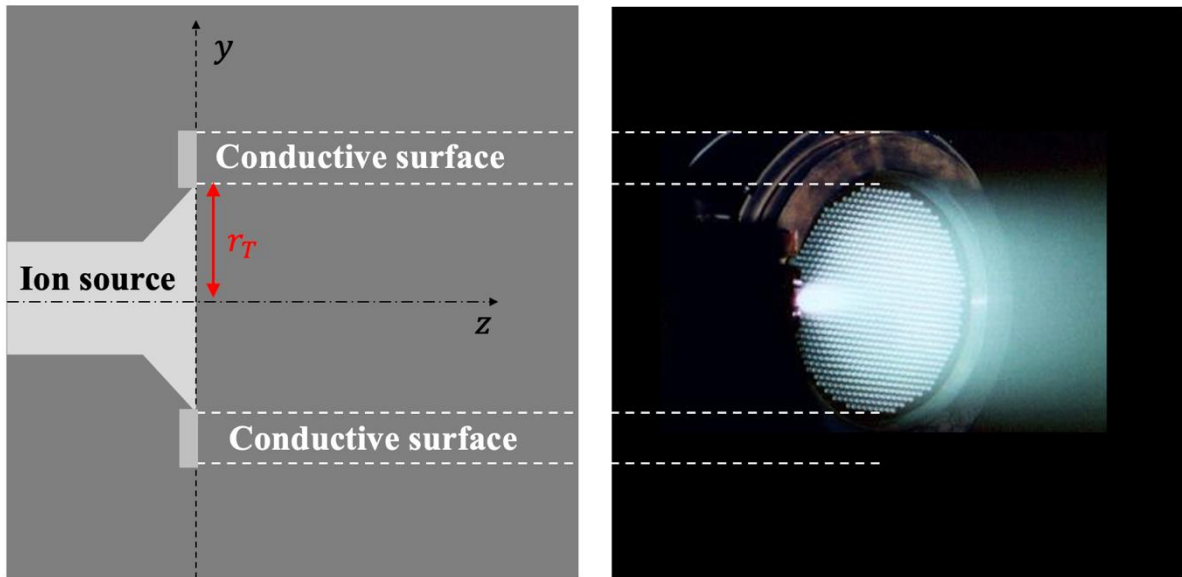


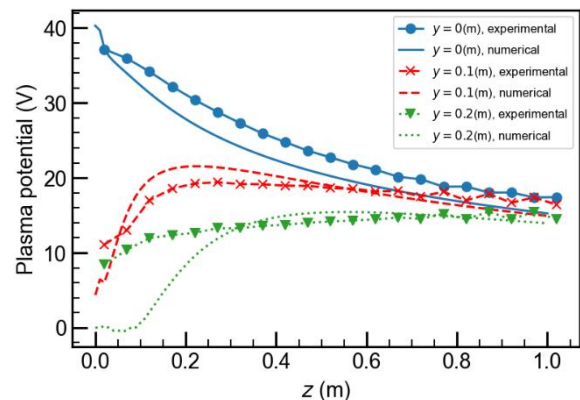
Fig.1 Left: 計算領域における座標の定義。Right: 解析対象であるマイクロ波放電式イオンエンジンの写真

研究成果 (Accomplishments) :

【Hybrid-PIC 法による電位計算】

Fig.2 はz方向電位分布の数値計算結果と実験測定結果の比較を示す。推進機中心軸上付近 ($y = 0, 0.1(\text{m})$) では、数値計算結果と実験測定結果では、大きな乖離はみられず、計算結果について一定の妥当性を確認することができる。一方で、推進機中心軸

上から離れた領域 ($y = 0.2(\text{m}), z = 0(\text{m})$ 付近) では、顕著な乖離が見られた。この領域では、プラズマ密度が他の領域に比べて低く、実験による測定結果は妥当性に欠いてしまうことと、準中性仮定では、表面周辺部の



非中性なプラズマを再現できていない可能性がある。将来的には、非中性効果もモデルに組み込むことを検討している。

【相互作用の評価】

宇宙機-プラズマ間の相互作用の一つに、プラズマから宇宙機表面に向かって流れる逆流イオンがある。そこで、逆流イオンの挙動を調査した。壁面に衝突する際の衝突角度分布を取得した。Fig.3 に衝突角度分布を示す。50度以上に分布しており、一定の角度を持って壁面に衝突していることがわかった。

また、イオンスパッタレートは角度のほか、粒子エネルギーにも依存する。Fig.4 に壁面に衝突したイオン粒子のエネルギー分布を示す。35V 付近をピークに、最大 40V を示した。最大値 40V は、推進機排気プラズマ内の電位の最大値と一致している。したがって、推進機直下の最大電位領域からも壁面に向かって逆流イオンが流れていることがわかった。

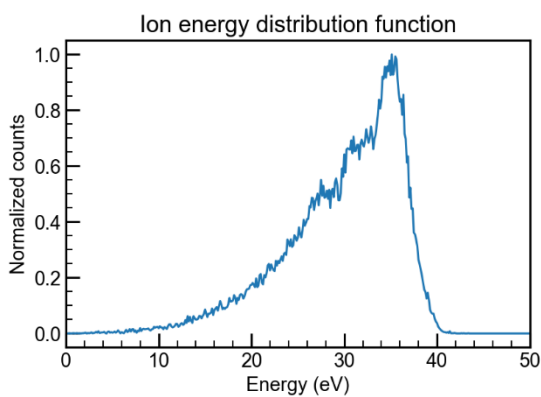


Fig.3 壁面衝突イオン粒子の角度分布

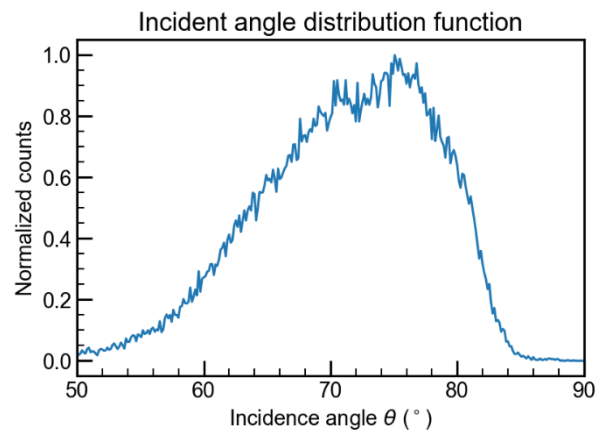


Fig.4 壁面衝突イオン粒子のエネルギー分布

【実験結果との比較】

本研究による計算結果は、逆電位アナライザーを用いて実験的に取得されたイオン粒子のエネルギー分布と比較された。エンジン作動パラメータのひとつである、投入ガス流量を変更させた場合における、各々のエネルギー分布を比較した。

実験的計測によるエネルギー分布の特徴としては、二峰性のエネルギー分布であることと、投入ガス流量を変更させるとエネルギー分布も変化することが挙げられた。

計算結果と同様に最大エネルギー値が 40V 付近であった。一方で、計算-実験間でいくつかの相違も確認された。具体的には、計算結果ではエネルギー分布は単峰性であったのに対して、実験では二峰性であったことや、計算結果では population のピークは 40eV 弱であったのに対して、実験では 10eV 程度であったことである。

計算結果と実験的計測結果の相違の要因として、計算モデルは 2次元で 3次元的效果を考慮できていないことが考えられる。計算モデルには、電子源が含まれておらず、エンジン中心軸に関して対称的となっており、実験計測条件とは異なる。さらに、現実には円筒様なエンジンが、計算モデルでは奥行方向に無限に伸びる直方体で表現されている。また実験計測では、本来宇宙空間には存在しない地上実験特有の施設効果を見逃すことも要因として挙げられる。

【妥当性検証】

昨年度における研究では、電子を流体として扱い、イオンを粒子として扱う Hybrid-PIC 法が用いられていた。本研究で用いられたモデルの妥当性検証に際して、両極性

拡散問題の解析解との比較が詳細に行われた。両極性拡散問題では、電子もイオンも

両方とも流体として扱われる。さらに、時間項と慣性項が落とされる、Drift-Diffusion 近似を適用することで解析解を得ることができる。Hybrid-PIC 法にお

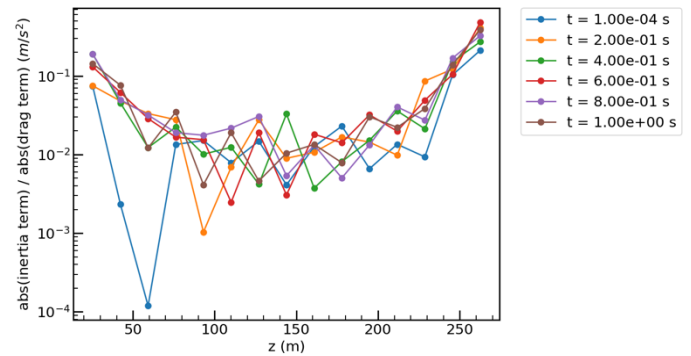


Fig.5 検証問題における慣性-抗力比の空間分布

ける妥当性の検証はこれまで細かく議論

されたことはほとんどなく、本研究によって整理されることとなった。イオンが粒子として扱われる Hybrid-PIC 法と比較し、モデルの妥当性を検証するとともにイオンの kinetic な効果を定性的に評価した。下記に、いくつか実施された検証問題のうちの一例を示す。

Fig.5 に同様の問題を解いたときに、慣性項-抗力項比の空間分布を示す。Drift-Diffusion 近似は、慣性項が抗力項よりも十分に小さいことを仮定している。Fig.5 によると、左右の境界付近で比が大きくなっており、最大で 0.1 程度である。これは Drift-Diffusion 近似が左右の境界付近では成立するか十分な議論が必要なことを示している。

【異方性拡散方程式に対する新たな解法の模索】

本研究では、上述の Drift-Diffusion 近似に加えて準中性仮定を採用することで電位に関する楕円型方程式を解く。この時、磁力線とメッシュが直交しない場合、方程

式は異方性拡散方程式となる。異方性拡散方程式を解く方法はいくつかあるが、本研究では、より簡便な方法を模索するべく Symmetric stencil を用いた方法を検討した。

これは Gunter らによって提案された手法⁴⁾であり、離散化の際にステンシルの取り方を工夫するものである。通常、異方性拡散方程式を離散化した場合、フラック

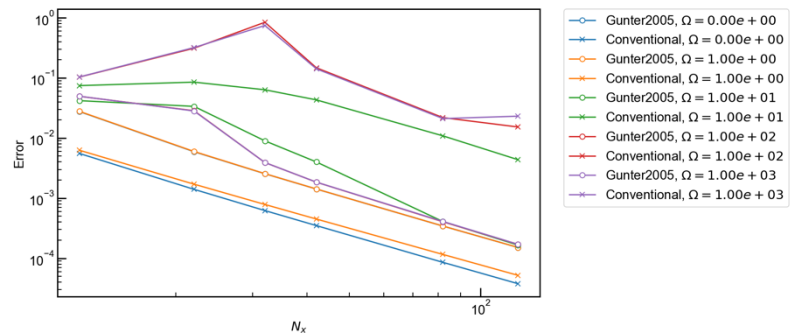


Fig.6 テスト問題における誤差評価

ス評価時に、磁場の向きによってはx方向とy方向とで、ステンシルの数が異なってしまふ。Gunter らはこの評価ステンシル数の違いが異方性拡散を解きづらくする要因の一つであることを明らかにし、方向によってステンシルの数が変わらないような Symmetric stencil な離散化方法を提案した。本研究でもこの離散化方法を導入することを目的に、テスト問題を設定し検証した。

Fig.6 にテスト問題における誤差評価の結果を示す。従来の方法を用いた場合(凡例: Conventional)と symmetric stencil を用いた場合(凡例: Gunter2005)の比較をプロットしている。ハイパーパラメータとして、ホールパラメータ Ω を変化させた。なお、ホールパラメータが大きいほど異方性が強いとみなせる。縦軸が誤差で、横軸が単位長さあたりのセル数である。このテスト問題では、境界条件はディリクレ条件を適用

し、境界値は解析解で与えられた。このテスト問題の結果によると、ホールパラメータが0である場合、つまり等方性拡散方程式を解く場合は、従来の手法の方が誤差は小さい。一方で、ホールパラメ

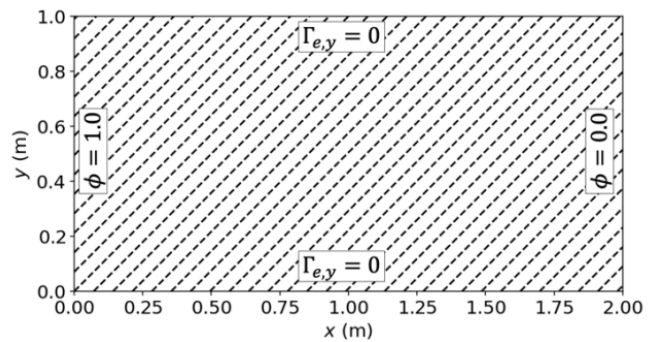


Fig.7 ノイマン条件を含むテスト問題

ータが大きく異方性拡散方程式を解く場合は、symmetric stencil を用いた方が誤差は小さいことがわかった。これらの結果は Gunter らの報告と整合する。

Fig.7 に次に行ったテスト問題の境界条件を示す。左右の境界はディリクレ条件で与えられ、上下の境界はノイマン条件で与えられた。磁場の向きは破線で示した。このテスト問題に対して Gunter らの方法を適用すると、発散し解が得られなかったり、明らかに非物理的な数値振動を含むような解しか得られなかったりすることがわかった。このことから、異方性拡散方程式を解く際にはステンシルの取り方以外にも、境界条件の処理も議論する必要があることがわかった。実問題における境界条件ではノイマン条件を含むことが多く、Gunter の方法をより実問題に近い形でテストすることができ、その限界を把握することができた。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. Ayumu Nono, Yusuke Yamashita, Ryudo Tsukizaki, and Kazutaka Nishiyama, Gaseous Electronics Conference, Sendai, Japan, Oct. 2022
2. 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, Dec.

2022

3. 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.
4. A. Nono, Y. Yamashita, R. Tsukizaki, and K. Nishiyama. International conference on plasma science, Santa Fe, NM, USA, 2023.

参考文献

- 1) Tani Y, Tsukizaki R, Koda D, Nishiyama K, Kuninaka H. Performance improvement of the $\mu 10$ microwave discharge ion thruster by expansion of the plasma production volume. *Acta Astronaut.* 2019;157: 425–434.
- 2) Bird GA. *Molecular gas dynamics.* 1976.
- 3) Hara K, Mikellides IG. Characterization of low frequency ionization oscillations in Hall thrusters using a one-dimensional fluid model. 2018 Joint Propulsion Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics; 2018.
- 4) Günter S, Yu Q, Krüger J, Lackner K. Modelling of heat transport in magnetised plasmas using non-aligned coordinates. *J Comput Phys.* 2005;209: 354–370.

サブストームトリガー機構のトポロジー構造

Topological structure of the substorm triggering process

研究代表者：研究代表者名

田中高史（九州大学・名誉教授）

takashi.tanaka.084@m.kyushu-u.ac.jp（令和5年度報告）

研究分担者：研究分担者名

無し

研究目的 (Research Objective):

この研究で目的としているのは、**initial brightening** だけに注目するサブストームではない。オンセットの前には、成長相がある。この時は **quiet arc (QA)** が存在し、**Harang discontinuity (HD)** が発達する。QA は薄化したプラズマシートの中の粒子散乱、HD はプラズマシート中の正負電荷のドリフトの違いから説明されることが多いが、この研究では対流構造の変動として説明する。QA はオーロラアークであって、拡散型オーロラではない。沿磁力線電流 (FAC) とダイナモを必要とする構造である。これが対流構造の変動から QA を説明することの意味である。

Initial brightening は必ず QA の赤道側から開始する、また HD の崩壊を伴って発生する。**initial brightening** の後にはアークの極方拡大、**westward traveling surge (WTS)** が起こる。これまでに、これらは一連のサブストーム現象が、磁気圏における対流変動の電離圏への投影構造として、理解可能であることを示してきた。

以上の考察から、**interplanetary magnetic field (IMF)** が北から南に変わる時に、対流が如何なる変動を示すかを明らかにすることが、サブストームの理解に必要であることが分かる。

計算手法 (Computational Aspects):

太陽風—磁気圏—電離圏結合系のダイナミクスを研究するために、**REPPU (REProduce Plasma Universe)** コード開発がされている。このコードでは、従来のレベル6、レベル7、レベル7SFに加え、本年度ではレベル8が完成した。ただしレベル8については、計算量が大きいため、応用はまだ限定されている。また派生版として木星用のバージョンを開発した。ここでは地球のバージョンに加え、惑星回転、プリセッション、Io ソース考慮されている。

研究成果 (Accomplishments) :

サブストームは磁気圏対流の変動とすれば、サブストームを理解する前提として、IMF 北の時の磁気圏構造及び対流構造を知る必要がある。北向き IMF の時の磁気圏構造といっても、一概には理解できない。少なくとも真横に近いとき、斜め北の時、真北の時の3種では様相は異なる。この中で、斜め北の時がもっとも一般的な場合であるので、これを理解しなければ、サブス

トームは理解できないであろう。

3種の内一番よく理解できているのは、真北の時である。この時は interchange cycle (Watanabe et al., 2018)によって対流構造はほとんど決まってしまう。真北の IMF の時は、昼側リコネクションでは double リコネクションというアイデアがあり、これは北カスプと南カスプで同時にカスプリコネクションを想定するものである。しかしこれは誤りであり、昼過ぎで北カスプがわずかに先で、南カスプはこれにわずかに遅れてリコネクションを起こし、昼前では南カスプがわずかに先で、北カスプはこれにわずかに遅れてリコネクションを起こす場合、もしくは昼過ぎと昼前で逆になる場合の2ケースになる。南北の構造は共に Interchange cycle である。2ケースはサイクリックに交代し、定常状態は作れない。

斜め北向き IMF は、最難問である。昼側は Interchange cycle であり、これは Watanabe et al. (2018)に示されているとおりである。問題は夜間に発生するセルである。これを理解しようとする研究は未だに行われていない。本年度の研究から、この問題がある程度明らかになった。北向き IMF とローブ磁場のリコネクションは、交換型リコネクションである。これに対して、北向き IMF とプラズマシート磁場でリコネクションが起これば、Dungey 型になる。本年度では、このような Dungey 型リコネクションが可能であり、これによって夜間セルの再現が出来ることを示した。夜間セルの構造中には、夜間セパレーターリコネクション、プラズマシートの形成が含まれていることが示された。しかしこのような構造がある瞬間に存在することは示されたが、これが定常構造として安定的に存在するかどうかはまだ明らかでない。

IMF が北から南に変わった時に、当然対流構造も変わる。この時の非定常動作に対して、磁気圏尾の散逸分布がどのように関連するかについても、研究を進めた。磁気圏尾で一様な散逸、地球から遠ざかるにつれて増大するような散逸、また無散逸の場合などで、オンセットの様相が変わることが見られる。無散逸ではサブストームにならない。一様散逸では、オンセット位置が合わないなどが分かってきた。しかし実際に観測されるオンセットの様相をもっともよく再現する散逸の分布についてはまだ明確でない。

REPPU コードを木星にも適用し、木星磁気圏について研究を進めた。内部磁気圏 (<20 R_J) で I_o プラズマの輸送・拡散に対して、交換不安定が作用することは、良く知られているが、この交換不安定は、対流でもあることを示した。この対流は、太陽風—磁気圏相互作用と木星回転で形成される磁気圏の主要部とは、切り離された内部磁気圏領域に存在することとなる。交換不安定に伴う磁気圏運動に付随する FAC が、電離圏に伝達されると、電離圏でポテンシャル電場を発生し、その電場が交換不安定の運動と一致するようになることが可能である。これによって交換不安定は大きな渦運動に成長することが出来る。この渦運動に対するコリオリ力が、東に延びる finger の原因となることが分かった。

公表状況 (Publications) :

(論文)

Tanaka, T., Y. Ebihara, M. Watanabe, S. Fujita, and R. Kataoka (2023). Radial transport of I_o plasma from the inner magnetosphere to the tail, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, 2022JA030891

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

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、飛翔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) が生じたり、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。

代表者らはすでに 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 程度まで飛翔するため、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。すでに未反応流ではハイブリッド法の妥当性を確認しているが、DSMC 領域におけるプラズマを含む反応モデルの構築する必要がある。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目指す。

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は物理的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欠点がある。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。そこで代表者らは、以下2種の手法を比較・評価する方針にて研究を進めることとした。

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手法(LARSEN)を用い、より正確な電子数密度場を解像し直すことを試みる。ここでDSMCは流線を得る目的でしか使用しておらず、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と呼ぶ。

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条件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と呼ばれる手法の実装を行った。この手法はBoydらにより提案されたもので、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。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

まずCFD-DSMC-LARSENを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コールドフロー(反応なし)流れに適用し、CFD単体で得られた解と、CFD-DSMC-LARSENを用いて得られた解との比較を行った。結果、CFD単体の解析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。

次に、CFD-DSMC-LARSENの手法としての適用範囲を見極めるため、DSMCにおいて、全化学種・反応を含む忠実な条件で実施したケースと、単純化されたケースの二つの解の比較を行った。単純化されたケースは、計算負荷を下げるため、扱う化学種をモル分率が高い5種までに限定し、化学反応を考慮していない。その結果、単純化されたケースで十分精度の高い結果が得られた。この結果は、DSMCによって得られる速度場はモル分率の高い数種類の分子の寄与が大きいことを示しており、計算精度を担保したまま計算時間の短

縮に成功したと言える。DSMC の実行時に、化学反応などの流れ場の形成に寄与が小さい処理を省き、本手法の効率化を図ることが可能となる。

Species Weighting Scheme

次に Species Weighting Scheme について述べる。まず本スキームを従来の DSMC コードに導入し、処理が複雑な分子間衝突の実装を完了し、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。そして小型ノズルの計算に適用し、凍結流としての処理ではあるが電子数密度場を得ることに成功した。従来の DSMC では計算が破綻する結果であったため、LARSEN による後処理等に頼ることなくロケットエンジンルームに相当する解析を実施できたことは一つの成果である。現在、化学反応の処理を実装し、同様に検証を進めている。

他にも、単純な無反応流を対象として、CFD-DSMC 手法そのものの計算精度の向上と計算コスト削減の検証を行った。前述の真空中への小型ノズルからのコールドフロー流れを対象に、DSMC の流入境界の格子点数を増加させることで実験値との誤差を最小に抑えることに成功した。また、従来用いられてきた CFD のメッシュ数を最大約 1/20 まで減少させてパラメトリックスタディを行ったところ、メッシュ数が結果の精度にほとんど影響しないことがわかった。これにより、CFD において一部の連続流領域のみ十分正確に解像出来ていれば、ノズルから離れた解析領域のメッシュはさほど粗くても問題ないことが示された。この結果は今後のハイブリッド手法における CFD の大幅な計算時間短縮に貢献できる可能性がある。

以上、CFD-DSMC のハイブリッド手法で化学反応流を解くための改良を行い、その有効性を示した。今後、これまでの成果を基に一層の精度・計算コストの最適化を図り、化学反応流を解いて得られた電子数密度場から、FD2TD 法を通して電波伝播の解析までを完了させ、公開されている実際のロケット飛行中の噴煙損失による電波減衰のデータとの比較を行っていく。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. V. Charton, et al., “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, Under review.

(口頭)

2. V. Charton, et al., “Investigation on the Simulation of a Nozzle Flow Ionization in a Rarefied Atmosphere Using a Post-computation Approach,” The 34th International Symposium on Space Technology and Science, June 2023.
3. V. Charton, et al., “Contribution of a Hybrid NS-DSMC Methodology for Rarefied Jet

Flow Simulations,” The 11th Asian Joint Conference on Propulsion and Power, March 2023.

4. 山岡叡一郎, 他, 「反応流への発展に向けたハイブリッド NS-DSMC 法によるノズル流解析の最適化」, 第 37 回数値流体力学シンポジウム, 2023 年 12 月.
5. V. Charton, 他, 「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, 2024 年 3 月 (発表予定) .
6. V. Charton, et al., “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, July 2024, (To be presented).

非定常磁気ノズルからのプラズマ離脱過程の検証

Investigation of plasma detachment process in an unsteady magnetic nozzle
using Full 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@aeces.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):

人類の生存圏拡大を目的とした火星移住計画に注目が高まっているが、既存の化学ロケットを使用すると火星までの航行に日程度を要するため、乗員への放射線暴露や閉鎖空間で過ごす精神的負担が問題となる。そこで、火星までの航行を日程度に短縮できる次世代の高速宇宙船が検討されており、候補の一つがレーザー核融合ロケットである。レーザー核融合ロケットは、核融合燃料にレーザーを照射する方式の慣性核融合を利用する宇宙船である。核融合反応では単位質量あたりに発生するエネルギーが化学反応より桁程大きいため、容易に高エネルギープラズマが得られる。その高エネルギープラズマを超電導コイルで生成した磁場の力で機体後方に押し出すことで加速度、即ち推力を得る推進機構が考案されており、磁気スラストチャンバと呼ばれる。先行研究では、磁気スラストチャンバにおいて高温プラズマの内部エネルギーを一方向の運動エネルギーへ変換する原理について理論計算や数値計算等が行われ、多くの知見が得られてきた。しかしながらその過程で、将来の課題として手つかずになっている課題の一つに磁力線からのプラズマ離脱（デタッチメント）がある。磁気スラストチャンバにおいて磁力線は機体の周りを一周しているため、機体後方に排出されたプラズマが磁力線に捕らわれて一周回ってしまうと推力が発生しない。

そこで本研究目的を、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検証とする。磁気スラストチャンバでは、高エネルギーのプラズマが磁場中を膨張していく過程で密度勾配が生じ、プラズマ中に反磁性電流が流れる。反磁性電流の影響で始めに存在した磁場の形状が変わり、プラズマ中の磁場は弱められる一方、プラズマ外部の磁場が強められる。やがて、外部の磁場の圧力がプラズマ圧を上回る時点で、押し返しが始まるため、プラズマ圧と磁気圧の比によって、磁気スラストチャンバ内部の挙動を整理できると考えられている。そこで、本研究でも、プラズマ圧と磁気圧に着目し、デタッチメントとの関連を探る。

計算手法 (Computational Aspects):

Full-Particle in Cell コードである EPOCH を用いて計算をした。計算コスト削減

のために、2次元で計算している。イオンと電子の両方が荷電粒子として扱われ、電磁界は有限差分時間領域法で解析をしている。

研究成果 (Accomplishments) :

得られた電子密度分布の時間変化を図1に示す。x=-0.5 mm に設置したコイルによって、プラズマは+x 方向に排出していく様子が見て取れる。また t = 0.3 ns において、磁気圧とプラズマ圧が釣り合う磁気壁の形成が見て取れる。t = 0.5 ns において、密度分布に縞状の模様が見られ、計算誤差が生じている可能性に加え、何らかの電磁波が生じている可能性も考えられる、

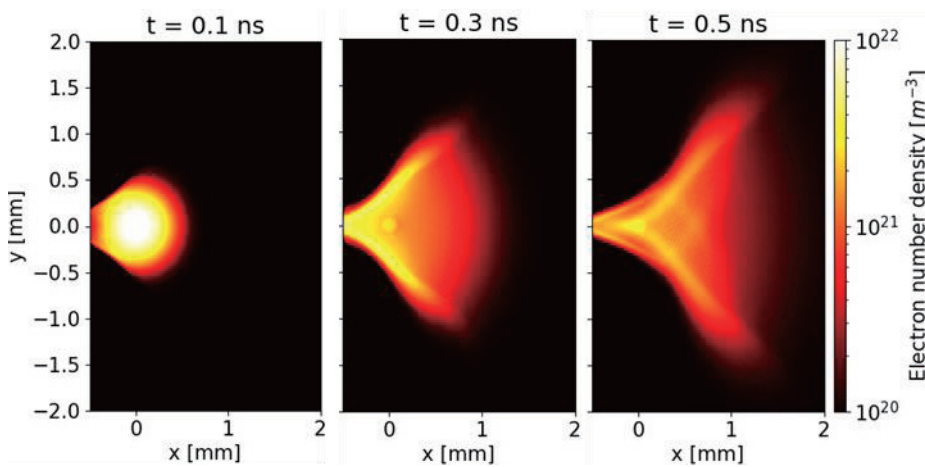


Fig.1 電子密度分布の時間変化

次に、領域内の全電子について磁気モーメントを算出した。初期値で無次元化した値 μ / μ_0 が 0.1 以下または 10 以上であるものを磁力線からデタッチしているとみし、その割合を空間的にプロットした。広範囲でデタッチしていることが確認できる。t = 0.1 ns においても中心軸付近でのデタッチが観測されており、これはどの時間においてもみられる。また時間経過とともに電子が動き、それに伴い様々な位置でデタッチしていることがわかる。

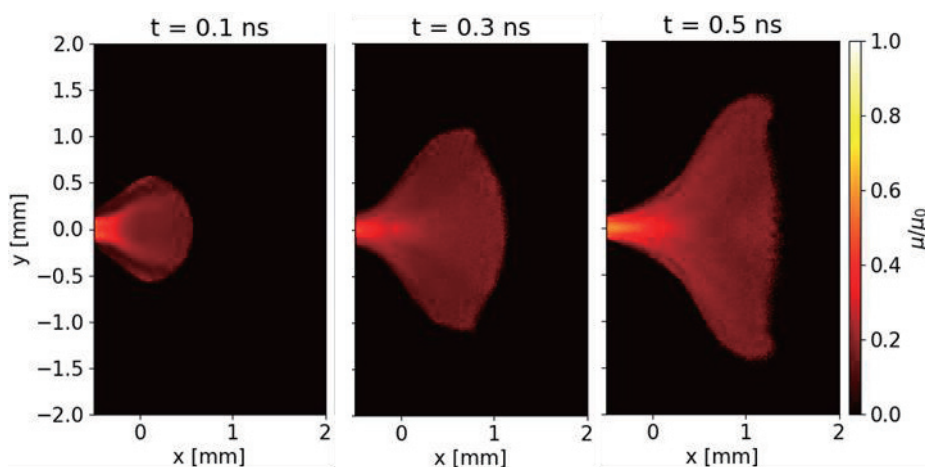


Fig.2 デタッチの割合

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. JESA / 34th ISTS に投稿し、現在査読中

Title : Investigation of the Electron Detachment via Electric Field Fluctuation in a Magnetic Thrust Chamber for Laser Fusion Rocket

Authors : Naoki Katsura, Tomihiko Kojima, Naoji Yamamoto, Taichi Morita

(口頭)

1. Naoki Katsura, Tomihiko Kojima, Naoji Yamamoto, and Taichi Morita, Relation between the Electric Field Fluctuation and Electron Detachment in a Magnetic Thrust Chamber for Laser Fusion Rockets, 34th International Symposium on Space Technology and Science, ISTS2023-b-56, Kurume, 2023 年 6 月

2.

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@kiui.ac.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):

沿磁力線電流と電離圏E層電流で構成される磁気圏電離圏電流回路は、磁気嵐・サブストームのエネルギーを中低緯度赤道の電離圏へ運ぶ大動脈である(Kikuchi, 2021 AGU book)。沿磁力線電流を流す一対の磁力線は完全導体とみなされ、2 導体伝送線(2-conductor transmission line)に置換される。電離圏E層とそのリターン電流を流す地球表層は不完全導体とみなされ、損失性伝送線(Lossy transmission line)で置換される。極域電離圏と赤道電離圏を結ぶ地球電離層伝送線(IG: ionosphere-ground transmission line)は、極域電離圏から赤道へ広がるグローバル電離圏へ電磁エネルギーを供給する重要なエネルギーチャンネルである。電離圏E層は、エネルギー伝送を担うと同時にエネルギー消費をも担う(Kikuchi, 2014)。エネルギーの一部は地球内部へ侵入し、地表面に電位差を創り出すために、地上の電力送電線に地磁気誘導電流(GIC: geomagnetically induced current)を流す(Kikuchi et al., 2021b; 橋本&菊池, 2024)。

磁気圏－電離圏－導体地球複合系の電磁エネルギー伝送メカニズムを明らかにしていくために、グローバル磁力計と HF Doppler サウンダー観測による電離圏電場と電流、および中国電力ネットワーク変電所でのGIC計測データにより、地磁気急始(SC: geomagnetic sudden commencement)とサブストーム時のエネルギー伝送の定量解析を

おこない、REPPU シミュレーションで再現された電離圏電場と電流との比較解析をおこなってきた(Kikuchi et al., 2021a, 2021b, 2022a, 2022b)。2023 年度には、SC の電磁エネルギー伝送に関するこれまでの成果を解説本としてまとめ、今後の課題の発掘をおこなった(菊池崇, 2023)。課題の一つである中緯度における地上磁場変動に対する電離圏電流と沿磁力線電流の寄与に関する解析をおこなった。図 1 (a)は、日本 Memambetsu(MMB)とニュージーランド Middlemarch(MDM)が午後(それぞれ、12.6h, 15.6h)に位置した時に観測された SC を示す。SC は H/X 成分、D/Y 成分共に、互いに逆センスの PI, MI で構成され(以下では、SCx(+ -)のように表記)、H/X 成分は両観測所共に SCx(- +)、D/Y 成分は MMB で SCy(+ -)、MDM で SCy(- +)である。これらの SCx, y は南北両半球の午後の電離圏電流による典型的な特性であり、SCx は沿磁力線電流を取り巻く Hall 電流渦により、SCy は沿磁力線電流と赤道電離圏 Cowling 電流を結ぶ南北 Pedersen 電流による磁場変動である(Kikuchi et al., 2022a)。一方、図 1 (b)は、両観測所が午後(14.6h, 17.6h)に位置した時の SC であるが、MMB の SCy(+ -)が午後の電離圏電流の特性を示している反面、MDM の SCy(+ -)は逆センスである。MDM が同じ午後に位置したにも関わらず、沿磁力線電流による磁場が電離圏 Pedersen 電流による磁場よりも卓越したと推定される。図 2 に REPPU モデルにより再現された南北方向 Pedersen 電流を示す。太陽風が磁気圏を圧縮した直後の数分間に注目すると、午前で北向き Pedersen 電流(赤色)、午後と夕方以南南向き Pedersen 電流(青色)が発生しているのがわかる。これは、SC の PI(preliminary impulse)の電流である。南北の Pedersen 電流は赤道 Cowling 電流と閉回路を形成しており、電流の総量は同じである。したがって、午後の電離圏電流密度は午前の電流密度より小さい。一方、これらを供給する沿磁力線電流はほぼ午前と午後で対称であるので、午後における地上磁場に対する沿磁力線電流による寄与が電離圏電流の寄与より大きいと推定される。これらの結果は、REPPU モデルによる地上磁場の再現と観測との比較解析が磁気圏電離圏電流システムの解明に有効であることを示している。

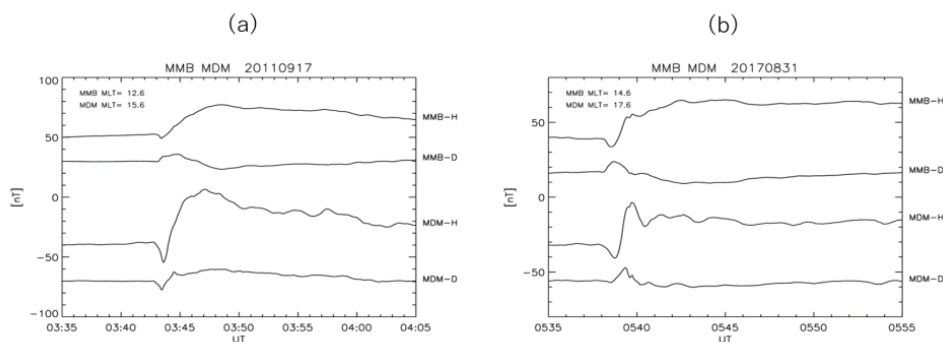


図 1 (a) Memambetsu (MMB), (b) Middlemarch (MDM), New Zealand で観測された SC。両ステーション共に午後に位置するため H/X 成分は SC(- +)であるが、D/Y が逆センスになっている。MDM-D に沿磁力線電流効果が顕著であると推定される。

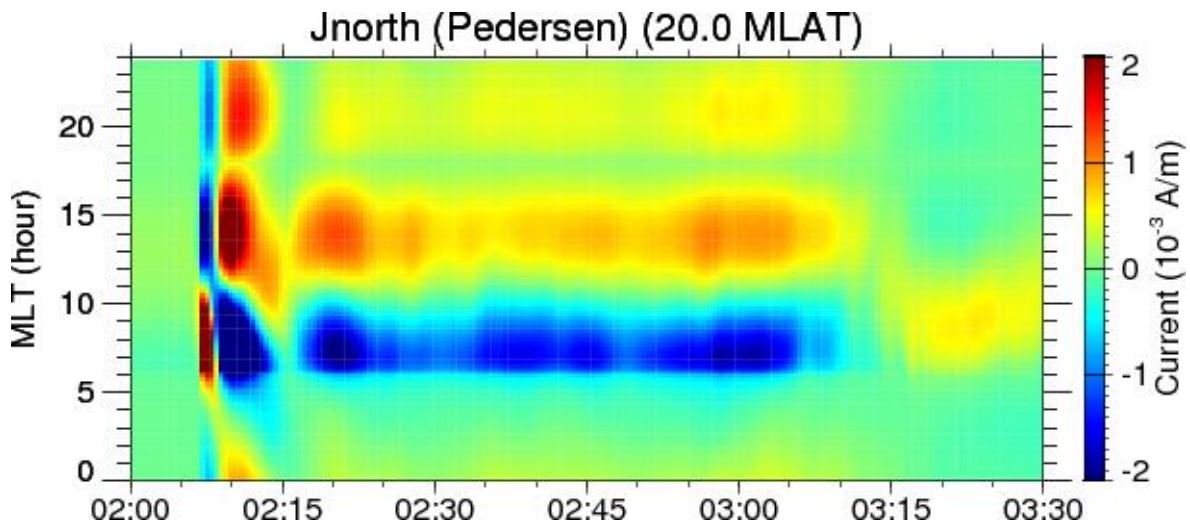


図2. REPPU モデルにより再現された南北方向の電離圏 Pedersen 電流。最初の数分が PI 電流、その後数分間が MI 電流である。午後の電流は夜側へ広がっているために、電流密度は午前より小さい。

公表状況 (Publications) :

(解説と論文)

1. 橋本久美子、菊池崇、2024、オーロラ活動と中国電力送電網の関係、特許ニュース No.16076, p.9-15, 2024 年 2 月 9 日、経済産業調査会。
2. 菊池崇 2023、解説:地磁気急始変化 (Geomagnetic Sudden Commencement) 第 4 章、著者:荒木徹、菊池崇、佐納康治、新堀淳樹、永野宏、藤田茂、編者:荒木徹、菊池崇、出版:名古屋大学、2023 年 9 月、<https://doi.org/10.18999/2007346>
3. 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
4. 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>
5. 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)
6. 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.

7. Kikuchi, T., Ebihara, Y., Hashimoto, KK., 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>
8. 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
9. 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.

地球型惑星大気流出機構に関する研究：系外惑星への応用

Atmospheric escape from a terrestrial planet: Application to exoplanets

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：大気流出機構に関する議論

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のような重い元素の流出にとって重要である。その中でも惑星固有磁場はイオン流出に顕著に影響を与えることが近年の研究から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ものの、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 25%程度増加する (Sakai et al., 2018) 一方で、固有磁場強度と太陽風動圧の関係も重要で、固有磁場による磁気圧が太陽風動圧の 10%程度より大きい場合には、流出率は相対的に減少することが明らかとなった (Sakata et al., 2020, 2022)。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 と平行時は大気を保持する傾向にあることが明らかとなった (Sakai et al., 2021, 2023)。

一方で、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する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著しく変化するだけでなく、恒星進化に伴っても変化することが知られており、近年発見が相次いでいる系外惑星系研究を行う際にも重要なパラメーターである。様々な恒星型のスペクトルが観測的に発見されたことから、恒星スペクトルの違いによる惑星大気進化への影響を網羅的に研究することが可能となった。しかし、これまで恒星スペクトルの違いが大気進化へ与える影響に着目した研究がなく、その機運は高まっている。

そこで本研究では、XUV を含む恒星スペクトルの違いが大気流出機構に与える影響の調査を行う。様々な恒星スペクトルでの流出率の比較を行う。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 星系を用いて太陽系火星と比較を行う。

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モデリング用に改良

された (Tanaka, 1998; Terada et al., 2009a; 2009b). Sakai et al. (2018) では非磁化惑星モデリング用に固有磁場を加えることで、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、14 イオン種の連続の式を解いている。本研究では 10 種の中性大気モデル (CO_2 , O_2 , NO , CO , N_2 , O , N , C , He , H) を入力として与えることで、超高層大気中での主要なイオン (CO_2^+ , O_2^+ , NO^+ , CO^+ , N_2^+ , O^+ , N^+ , C^+ , He^+ , H_2^+ , H^+ , Ar^+) の物理量を計算する。

本研究で用いる入力パラメータは、まず熱圏大気モデルは火星系では Sakai et al. (2021) で用いられたものを、系外惑星系ではそれぞれの XUV スペクトルを考慮した Nakayama et al. (2022) によって得られた熱圏大気モデルを用いる。恒星風パラメータは、純粋に XUV スペクトルの違いの流出率への影響を調査するために、現在の火星系のものを用いる。密度 3 cm^{-3} 、速度 400 km/s 、温度 10^5 K 、磁場 2.5 nT が火星、HD85512 系及び GJ581 系に適応される。惑星は火星型を適応し、現在の火星軌道と同等の恒星放射となる軌道に惑星を配置した。その場合、太陽系火星は 1.524 au 、HD85512 系では 0.622 au 、GJ581 系では 0.174 au となる。一方で Barnard 星系ではより過酷な恒星風条件 (密度 $\sim 70 \text{ cm}^{-3}$ 、速度 $\sim 600 \text{ km/s}$ 、磁場 $\sim 15 \text{ nT}$) を用いて、惑星もハビタブルゾーン内の 0.089 au に配置し計算を実施する。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、熱伝導度は Terada et al. (2009a and references therein) のものを使用した。

本研究では、半径方向に対して並列化を行っており、MPI を用いてシミュレーションを行った。また本コードは、半径方向に 336 グリッド (560 グリッド Barnard 星系)、緯度・経度方向に 1922 グリッド用いている。

研究成果 (Accomplishments) :

まず、現在火星の恒星風パラメータを用いた 3 つの惑星で比較を行う。恒星スペクトルに関しては、波長が 40 nm 以下では GJ581 が最も高く、HD85512、太陽と続くが、波長 40 nm 以上では HD85512 が最も強く、太陽、GJ581 の順番となった。この条件下において、熱圏大気分布は HD85512 系で最も広がり、次いで GJ581 系、太陽系 (火星) の順番となった。主成分はすべての惑星系において高度 200 km 以下では CO_2 、高度 200 km 以上では O に置き変わった。更に高高度になると HD85512 系では C が主成分となった。これらの熱圏大気モデルを用いてそれぞれの惑星系で MHD 計算を行った。電離圏の広がりには熱圏大気の広がりと同様に HD85512 系が最も広がり、次いで GJ581 系、太陽系 (火星) という順番になった。主成分は現在火星と同様に電離圏下部では O_2^+ で高度が上昇すると O^+ へ変わった。バウショックや磁気圏界面の位置も電離圏の広がりに呼応し、HD85512 系で最も惑星から遠くなった一方で、GJ581 系と太陽系 (火星) では大きな差はなかった。これらの結果を元に、イ

オン流出率を計算したところ、HD85512系で最も流出率が高くなり、GJ581系で最も低くなった。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。これは現在金星とよく似た構造で、XUVが大きい分 O_2^+ が解離されたことに起因すると考えられる。また、系外惑星系では C^+ や N^+ の流出率も増加しており、大気流出さらには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。

次により過酷な恒星風環境に曝されているBarnard星系についてである。恒星に比較的近い場所に惑星が存在しているため、加熱により大気が非常に膨らみ、またCを主成分とする大気が形成された。 C^+ の流出がHD85512系やGJ581系と比べると増加し、この系では炭素の流出が支配的であることがわかった。計算結果のより詳細な解釈については、恒星スペクトルの強度差や恒星-惑星間距離等、様々な観点から現在解析中であり、論文化に向けて引き続き研究を行っていく。

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. 堺正太郎, 中山陽史, 関華奈子, 寺田直樹, 品川裕之, 坂田遼弥, F. Leblanc, D. Brain, 田中高史, Effects of stellar XUV spectra on atmospheric escape from a Mars-like planet orbiting inactive low-mass stars, 第154回地球電磁気・地球惑星圏学会2023年秋季年会, R009-18, 東北大学, 宮城県仙台市, 2023年9月27日.
2. 堺正太郎, 中山陽史, 関華奈子, 寺田直樹, 品川裕之, 坂田遼弥, F. Leblanc, D. Brain, 田中高史, 恒星 XUV スペクトルが及ぼす火星型惑星からの大気散逸への影響, 日本天文学会2023年秋季年会, Z417a, 名古屋大学, 愛知県名古屋市, 2023年9月21日.

Modified LSC Theory of Tearing Instability

研究代表者：清水 徹（愛媛大学 宇宙進化研究センター）

Tohru Shimizu, (RCSCCE, Ehime University, Japan)

shimizu@cosmos.ehime-u.ac.jp

研究目的 (Research Objective):

This paper summarizes the author's studies of the linear theory of tearing instability called modified LSC theory, which started from Shimizu's KDK ResearchReport2017 and AAPPs-DPP2018, and then, was continued about 7 years. Those studies already have been or are scheduled to be published, totally in 4 full papers [1-4]. Unfortunately, the first paper [1] has been rejected 7 times between 2018-2024. For the reason, the publication of subsequent papers is also delayed. This paper may help you to read the first paper and subsequent three papers [2,3,4]. Author expects you to improve and extend this study, moreover.

1. Introduction:

The modified LSC theory is based on the original LSC theory, which was introduced by Loureiro, et.al. (PoP2007). In fact, the linear perturbation equations solved in the modified LSC were taken from that of original LSC. Hence, most notations in the modified LSC are based on the Loureiro's definitions, where Φ and Ψ are respectively perturbed potential functions of flow and magnetic fields. The prime is the derivative for the direction normal to the current sheet, where $f(\xi)$ is the equilibrium function of magnetic field B_{x0} . Then, the most important target is knowing the linear growth rate of the tearing instability and the critical condition, beyond which the current sheet is destabilized. This paper shows some topics important to understand about linear theory of tearing instability in my viewpoints.

2. Equilibrium must be rigorous:

Every perturbation theory must start from rigorous equilibrium. Fig.1 shows an image to explain that. Evidently, if the equilibrium is not rigorous, such theories are meaningless or have a delicate problem. At this point, FKR theory (Fruth, et.al., PhF11963) has a delicate problem, where a null-flow equilibrium field was employed. The null-flow equilibrium field is rigorous only in ideal-MHD limit but not in resistive-MHD. Because, the tearing instability does not occur in ideal-MHD. Against the problem, FKR focused on when the resistivity is sufficiently close to zero. Meanwhile, if the current sheet thickness is infinity, the null-flow equilibrium field can be rigorous in resistive-MHD. In that case, even

with large resistivity, it is rigorous. However, in such a special case, the tearing instability is suggested to be stable [1]. Finally, employing non-zero-flow equilibrium field shown in Fig.2, LSC theory completely removed the problem. Hence, in resistive-MHD, the original and modified LSC theories can exactly study whether the current sheet is destabilized or not.

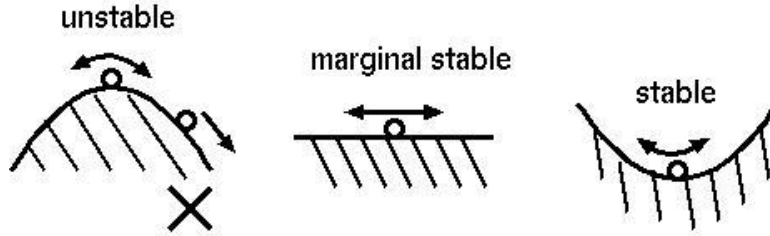


Fig.1: Rigorous equilibrium is needed to study perturbation theories. One of the circles in the left figure is not in the equilibrium.

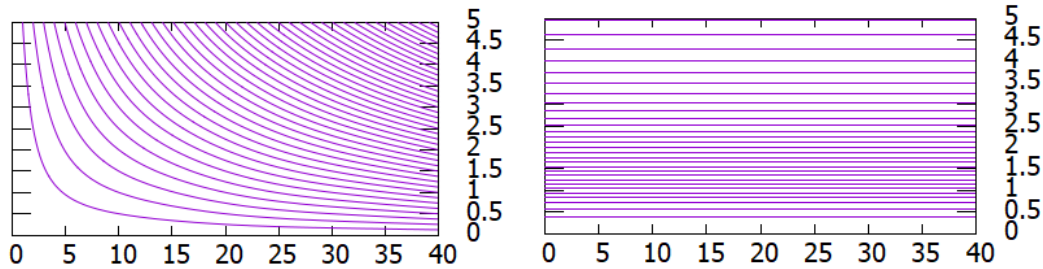


Fig.2: Rigorous equilibrium employed in LSC theory is established by magnetic annihilation, where magnetic reconnection does not occur. Left is the 2D flow potential field Φ (stream function). Right is 1D magnetic field B_{x0} . The current sheet is along the horizontal axis, and symmetric boundary is assumed at the origin.

3. An interpretation of Δ' -index:

The delta-prime index (Δ' -index) was introduced in FKR, and then, is traditionally employed in many linear theories of tearing instability, such as the original LSC. The index is defined at a discontinuity of perturbed magnetic field Ψ at the neutral sheet ($\xi = 0$), i.e., $\Delta' = (\Psi'(\xi = +0) - \Psi'(\xi = -0)) / \Psi(\xi = 0)$. When the index is positive, tearing instability occurs, i.e., the current sheet is unstable. Meanwhile, modified LSC refers to $\Psi''(\xi = 0)$, instead of the index.

Fig.3 shows how the discontinuity appears in the instability. When the instability occurs, the current density $\Psi'' = -J_z$ increases. It means the magnetic field $\Psi' = B_{x1}$ piles up around the neutral sheet, against the magnetic diffusion. It results in $\Psi''(0) > 0$, and hence, Ψ has a local maximum point separated from the neutral sheet, i.e., $\xi = 0$, because of the magnetic field convection.

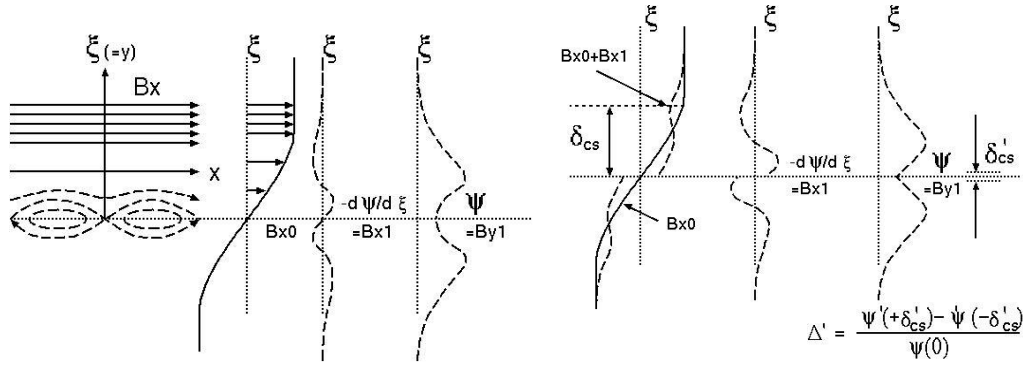


Fig.3: The most-left is the tearing instability in 2D. The middle is the equilibrium field B_{x0} , perturbed field $\Psi'=B_{x1}$, and $B_{x0}+B_{x1}$, assumed in modified LSC. The most-right is B_{x0} , $\Psi'=B_{x1}$, and $B_{x0}+B_{x1}$ in FKR and original LSC. Note that $\delta'_{cs} \ll \delta_{cs}$.

As shown in Fig.3 (middle and right), the difference between the original and modified LSCs is whether the differential discontinuity of Ψ exists at $\xi=0$, or not. The former assumes the discontinuity and solves outside of the discontinuity as ideal-MHD. Meanwhile, the latter does not assume the discontinuity and seamlessly solves resistive-MHD through the inside and outside of the sheet.

4. Introduction of upstream open boundary condition:

Another difference between the original and modified LSCs, is the introduction of the upstream open boundary, which is close to what is often employed in numerical simulations. There are some types of the open boundary condition. The basic type is $\Phi=\Psi=0$ at $\xi = \xi_c$, which results in zero-crossing solution of Φ and Ψ [1,2]. The other types are $\Phi=\Psi=\Phi'=0$ [2,4] or $\Phi=\Psi=\Psi'=0$ [3], which results in zero-contact solution.

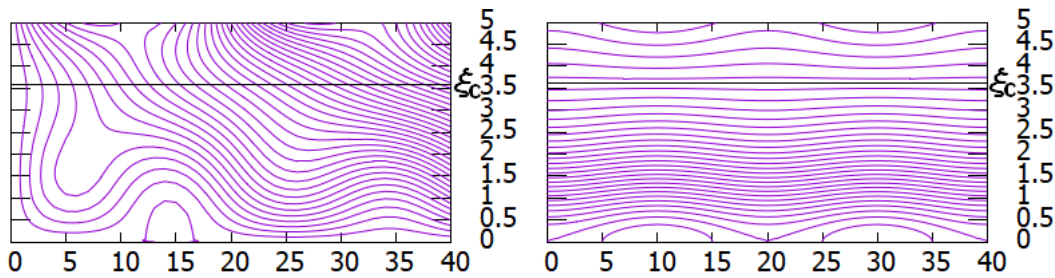


Fig.4 : Equilibrium + perturbed fields numerically obtained in modified LSC. The left is flow potential field $\Phi_0+a\Phi_1$ and the right is the magnetic field $\Psi_0+a\Psi_1$, where adjustable parameter “a” must be small but, for the visuality, is extremely emphasized. For the reason, the flow field (left figure) is extremely distorted. The upstream open boundary is assumed at $\xi_c=3.6$. A plasmoid chain of magnetic islands appears along the neutral sheet, i.e., horizontal axis of the right figure.

Fig.4 shows an image of the combination of equilibrium and perturbed fields in the zero-contact solution, where the perturbed field is extremely emphasized for the visualization. The upstream side $\xi > \xi_c$ of the upstream open boundary ($\xi_c=3.6$) is physically meaningless. At this point, the physical interpretation of the outside is similar to that of MHD simulations. The open boundary condition is hard to observe in Fig.4, but exactly satisfied there.

5. Initial value problem vs eigen value problem in numerical studies:

In those 4 papers [1-4], the perturbation equations were numerically solved as an initial value problem (IVP). Meanwhile, there are many studies where an eigen value problem (EVP) is solved, instead of IVP. Many peoples expect there is no difference in the selection, but those 4 papers show there are some differences. Since the numerical studies are always affected by numerical errors, the simple IVP will have advantages. In particular, the behavior of solutions at $\xi \rightarrow +\infty$ will be sensitive for the numerical errors. Regardless of IVP and EVP, any approximation or prediction is required to numerically explore the behaviors at $\xi \rightarrow +\infty$. In a viewpoint of numerical errors, solving IVP is close to particle simulations (PS), rather than fluid simulations (FS). Because, FSs always have dissipative errors while PSs can be neutral for numerical errors. The dissipative errors will distort the numerical results.

6. Introduction of viscosity and the non-uniformity:

The first paper [1] suggested that tearing instability is not perfectly stabilized by any resistivity, i.e., in resistive-MHD. In other words, resistivity can slow the growth of the instability but even infinite resistivity cannot stop it. To stop it, the introduction of viscosity is suggested. The second paper [2] studied the viscosity effect and also the non-uniformity. In contrast to the first paper, the equilibrium field $f(\xi)$ in the subsequent three papers [2,3,4] was modified to more rigorously keep the equilibrium. In fact, $f(\xi)$ in the first paper is assumed to be constant outside of the current sheet, which breaks the differential continuity of $f(\xi)$ at the outer edge of the sheet, i.e., $\xi=1.307$. The $f(\xi)$ in the subsequent three papers [2-4] is rigorous for the introductions of viscosity and hyper-resistivity.

In the second paper [2], it was also shown that the non-uniformity of viscosity can enhances the growth of the instability. It suggests that the uniform resistivity and viscosity do not effectively work to attain the fast growth, i.e., fast magnetic reconnection. Another remarkable result is the derivation of the critical condition, beyond which the instability stops. It was also shown that the critical

condition consists of three dimensionless parameters, i.e., Lundquist number S , magnetic Prandtl number Pm , and the ratio $\xi c/1.307$, which is the ratio of the current sheet thickness $\xi_0=1.307$ and the distance between the open boundary point ξc and the neutral sheet $\xi=0$. The critical condition may be applicable for substorms and solar flares observed in space plasma observations. However, it is still unclear what corresponds to the upstream open boundary in real space plasmas. Since the real current sheet will be always maintained in the 3D plasma convections of magnetosphere and flux tubes, any 3D closed equilibrium field may be considered, instead of the 2D equilibrium field with upstream open boundary.

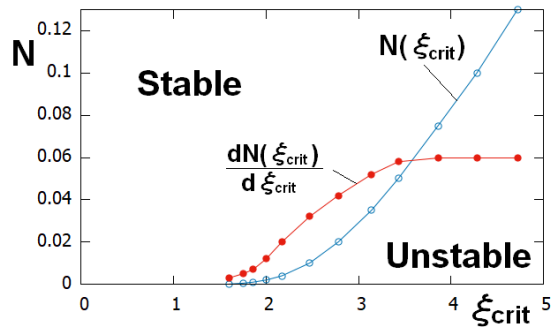


Fig.5: The critical condition of tearing instability. N is viscosity and ξ_{crit} is the location of the critical upstream open boundary point.

Fig.5 shows the critical condition obtained in the modified-LSC with uniform viscosity N [2]. The horizontal axis ξ_{crit} is related to the intensity of the uniform resistivity. Above the curve of N is unstable, and below is stable. Large ξ_{crit} means when the current sheet is thin. For example, imagine when the viscosity N in plasma is constant. If the sheet is thinner than a value for ξ_{crit} , the sheet is unstable for the tearing mode.

7. Hyper-resistivity:

The third paper [3] studied when tearing instability is caused by hyper-resistivity, where resistivity and hyper-resistivity mixedly work. Before exploring the perturbation theory, the rigorous equilibrium was numerically obtained, which is determined by two inflow Lundquist numbers S_i and S_{hi} , respectively, for resistivity and hyper-resistivity. Then, the perturbed solutions were numerically obtained on the basis of the equilibrium. Hence, depending on the ratio of resistivity and hyper-resistivity, the equilibrium magnetic field was modified from when resistivity only works, where the equilibrium flow field was fixed at that of the second paper [2]. Eventually, it was shown that

hyper-resistivity steadily enhances the growth of instability, rather than resistivity.

8. Improvement of WKB approximation:

Fig.6 shows the image of the growth of plasmoid chain formed in plasmoid instability [1,5]. In Fig.6(a), plasmoids are generated around the origin, and then, move to downstream, i.e., the right of the figure. Since the movement of the plasmoids is accelerated in the sheet, the wave length l_{cs} is gradually extended, as it moves to downstream. Fig.6(c) shows the movements of some X-points formed in the plasmoid chain, which is accelerated, as time proceeds. For this reason, in original and modified LSC theories, the wave number k of the plasmoid chain changes in time. However, the original LSC solved when k does not change in time. That is the zeroth-order WKB approximation. Meanwhile, modified LSC solves the first-order WKB.

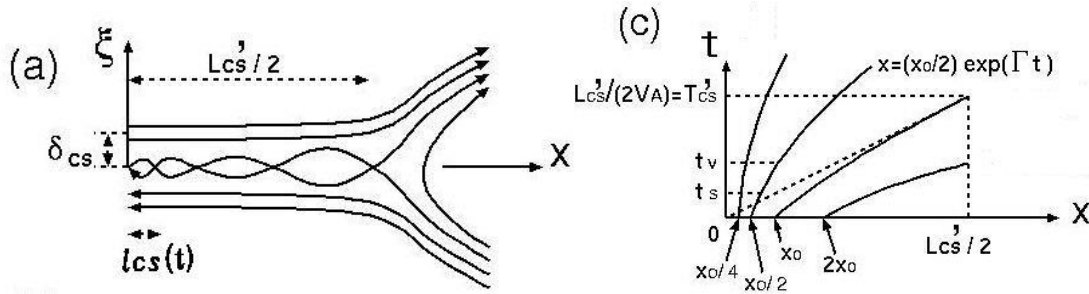


Fig.6: The growth of plasmoid chain in Plasmoid instability.

In fact, the fourth paper [4] studied the first-order WKB approximation in the modified LSC. Originally, the perturbed equations have been introduced by Loureiro, et.al., (PoP2007). As reported in KDK Research Report 2022, most of our studies have been already completed, and now, the numerical error check is being extensively made. The improvement of the WKB approximation tends to suppress the growth of the instability. Hence, the current sheet is more stable than that of the zeroth-order WKB case.

9. Intermediate shock problem:

The problems of tearing instability and magnetic reconnection process are essentially related to the intermediate shock problem (e.g., T.Hada, AAPPS-DPP2020). It suggests that it is important to consider outside of the current sheet in the viscous-resistive-MHD. In other words, uniform viscosity is important to stabilize the current sheet. At this point, in non-viscous case [1], current sheet is always unstable, i.e., cannot exist. Rather, since current sheet is

commonly observable in real space plasmas, that must be often stable.

10. **Conclusoins:**

Plasmoid instability may be interpreted as an instability driven by plasmoids, i.e., through a kind of feedback process of the plasmoid movements. If so, the concept is essentially the same as that of the spontaneous fast reconnection model introduced by Ugai (JPP1977, PhF11986, etc.). However, the spontaneous model is driven by anomalous (i.e., extreme non-uniform) resistivity, resulting in steady state Petscheck model. The plasmoid instability is driven by uniform resistivity, resulting in non-steady state Sweet-Parker model, which is a turbulent model. To attain the fast magnetic reconnection required for substorms and solar flares, the non-uniformity of resistivity and viscosity will be effective. Plasmoid instability established by uniform resistivity and viscosity may be a candidate for the fast magnetic reconnection but those author's studies [1-4] suggest that the present numerical studies of the plasmoid instability must be carefully rechecked [5]. Historically, the science is always developed by reducing errors, which includes numerical errors in numerical studies and instrumental errors in observations and so on. The MHD scenario introduced by Alfvén may have any problem for the application to real plasmas, and also, the perturbation equation introduced by Loureiro may have any problem. However, reducing the numerical errors, it is firstly important to try to exactly explore the mathematical characteristics included in the equations.

公表状況 (Publications and Presentations) :

1. Tohru Shimizu and K.Kondoh, A New Approach of Linear Theory of Tearing Instability in Uniform Resistivity, physics.plasma-ph, <http://arxiv.org/abs/2209.00149>
2. Tohru Shimizu, Linear Theory of Visco-Resistive Tearing Instability, (submitted to arxiv).
3. Tohru Shimizu and K. Fujimoto, Tearing Instability by Hyper-resistivity, (submitted).
4. Tohru Shimizu, a paper for WKB approximation, (being prepared to submit).
5. T.Shimizu, K.Kondoh, and S.Zenitani, Numerical MHD study for plasmoid instability in uniform resistivity, Phys. Plasmas 24, 112117 (2017).

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。本年度は、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) :

本年度は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ランダム擾乱として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。ランダム擾乱がスケールの異なる磁気流体波に与える影響は、近年の内部太陽圏における太陽風乱流の研究において再注目されている sweeping 効果 [e.g., Narita, 2017; Bourouanine+Perez, 2019] の一種とも言えるが、アルヴェン速度で規格化された磁気流体波の振幅にも直接影響を与えるため、振幅一定の理想的なランダム振動子の時間発展[e.g., Gardiner, 2009]にはならない。磁気流体波の場合は伝搬角が異なる圧縮性擾乱と非線形共鳴する可能性があるが、現時点で得られた結果からは、伝搬角が大きい密度擾乱の成分も非線形相互作用を通じて磁気流体波の発展に寄与している可能性が高い。位相混合[e.g., Heyvaerts+Priest, 1983]との関係も含め、磁気流体波の振幅やベータ比(規格化した音速)に対する依存性などを確認しつつ、素過程の同定を進める必要がある。

公表状況 (Publications) :

なし

地球磁気圏における磁気リコネクションの磁気流体的研究

MHD study of the magnetic reconnection in the geo-magnetosphere

研究代表者：近藤 光志 (愛媛大学宇宙進化研究センター)
kondo@cosmos.ehime-u.ac.jp

研究目的 (Research Objective):

磁気圏尾部の地球磁場同士で形成される対称電流層とは異なり、太陽側地球磁気圏では、惑星間空間(太陽風)磁場と地球双極子磁場の間で形成される非対称電流層で磁気リコネクションが起こる。このような非対称磁気リコネクションでは、高速磁気リコネクションの典型的なペチェック型の不連続構造と大きく異なる構造がリコネクション領域全体で形成されることをこれまでの研究で示してきた[Nitta et al., 2016; Nitta & Kondoh, 2019]。これらの結果は、初期温度対称、つまり電流層を挟んだ両側の音速が同じ場合で計算された。その結果、リコネクション構造の発達速度、特に両側のプラズモイドの伸展速度は、それぞれの領域のアルフヴェン速度に依存することを示した。一方、GEOTAIL 衛星による、太陽側地球磁気圏境界のその場観測結果を解析した結果、図 1 のように、プラズマ温度比は数十、磁場強度比は 1~4 程度であることが示された(Kondoh & Nitta, 2024)。

そこで、本研究では、これらの観測結果に基づいた初期条件(磁場強度比、プラズマ温度比)でこれまでのシミュレーション結果を検証することを目的とする。

計算手法 (Computational Aspects):

昨年度までと異なり、磁場強度の非対称な電流シートの非等温初期平衡から、原点付近に初期擾乱を与え、自発的な磁気リコネクションの二次元磁気流体計算を行う。計算コードは、OpenMHD コード(Zenitani, 2015)を使用する。電気抵抗は、原点を中心に矩形型の領域に一様に与え、その磁気レイノルズ数は 24.5 とする。初期磁場強度は、電流シートの下側を固定($B_d = 1.0$)し、非対称度に応じて上側磁場強度を与える。例えば、磁場非対称度 $k_m=2$ の場合、上側磁場強度は $B_u = 0.5$ とする。圧力平衡となるようにプラズマ圧力を与え、プラズマ温度比をパラメータとして密度を与える。境界条件からの影響を排除するため、これまで通り、時刻 0 に原点から出たファストモード希薄波が境界に達するまでを計算する。本研究では、希薄波が境界に達する手前の時刻最大 $t=2300$ までを計算時間とする。なお、初期の磁気中性面に沿った方向を x 軸とし、電流シートに垂直な方向を y 軸とする。

研究成果 (Accomplishments) :

図1に示したように、昼側地球磁気圏境界の温度比から、初期温度比を10で固定し、磁場強度比を1, 1.25, 1.43, 2.0の4ケースで非対称磁気リコネクションを調べた結果、基本的な磁気リコネクション構造に違いはなく、ただし、プラズモイド前方に形成されるファストショック強度が予想通りファスト波速度に依存して弱くなることが示された。

一方、磁場強度比を1.35に固定し、温度比を0.18, 0.31, 0.46, 0.61の4ケースで非対称磁気リコネクションを調べた結果、その構造自体は初期温度一定の構造と大きな違いは見られなかった。図2に、初期温度比0.61で計算した結果の磁気圧の二次元構造を示す。等温非対称磁気リコネクション同様、非対称なプラズモイドが形成され、低ベータ側(高アルフヴェン速度側)のプラズモイドが先行し、高ベータ側にファストショックが形成されている。

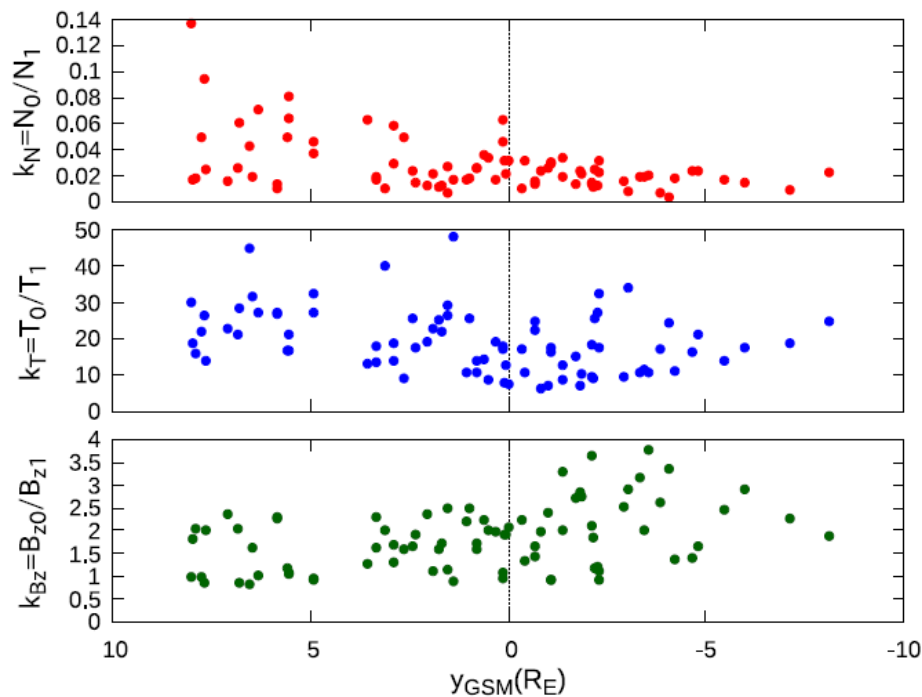


Fig.1 GEOTAIL 衛星で観測された磁気圏境界を挟んだ両側のプラズマ数密度比、温度比、磁場強度比(Fig.5 in Kondoh & Nitta, 2024 より)

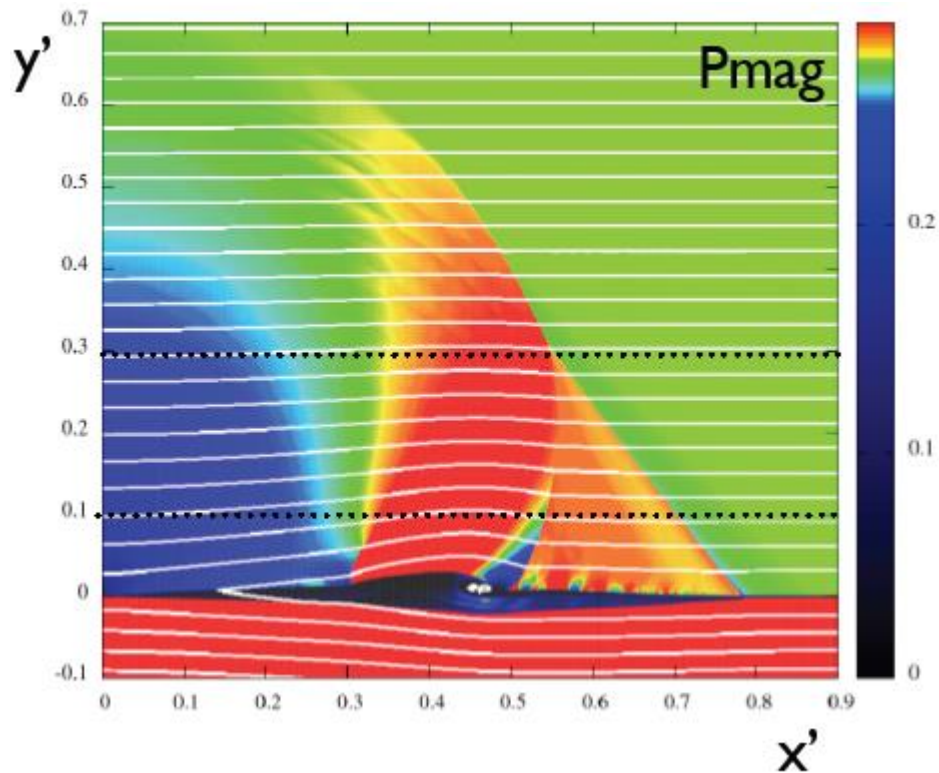


Fig.2 ローブ磁場強度比 1.35、温度比 0.6 の初期条件で計算した非対称磁気リコネクションの磁気圧のカラー等高図

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Kondoh, K. & Nitta, S., "GEOTAIL observations of magnetic reconnection environment around the dayside magnetopause under steady southward interplanetary magnetic field conditions", Earth Planets and Space, 76:33, 2024

(口頭)

1. Kondoh K., "Study of the global structure of the dayside magnetic reconnection using MHD simulations and in-situ observations", AGU Fall Meeting 2023, San Francisco, December 2023
2. 近藤光志, 太陽コロナ中の非対称磁気リコネクション, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2023 年秋学会, 仙台, 2023 年 9 月

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。

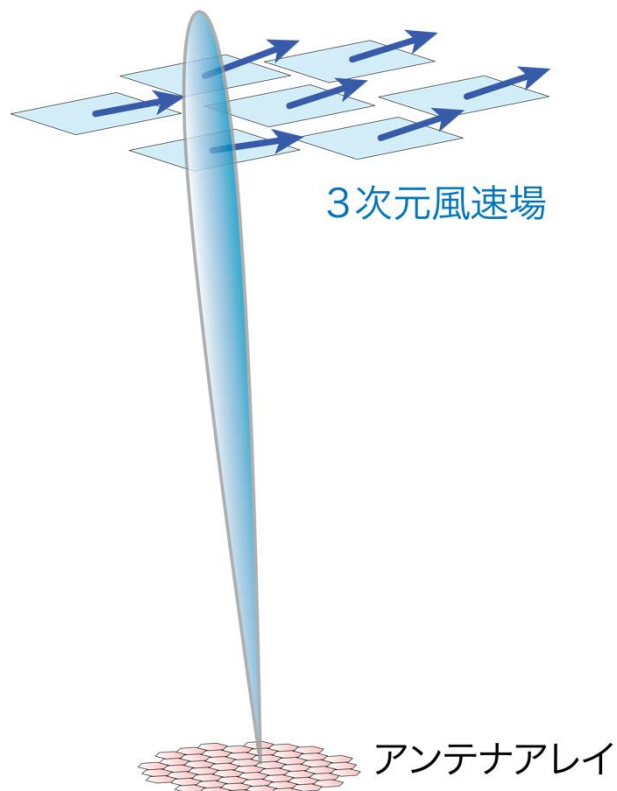


Fig. 1 3次元風速場観測の概念図

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。

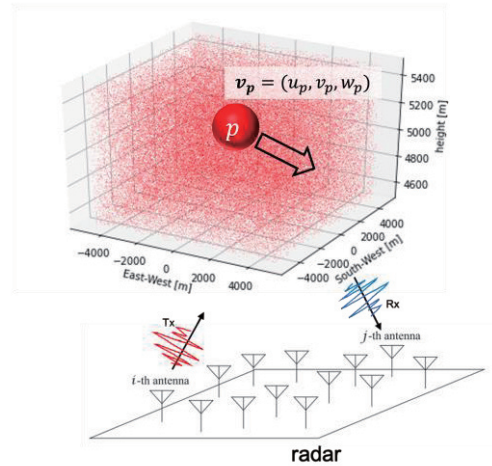


Fig.2 散乱シミュレーションの概念図

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。

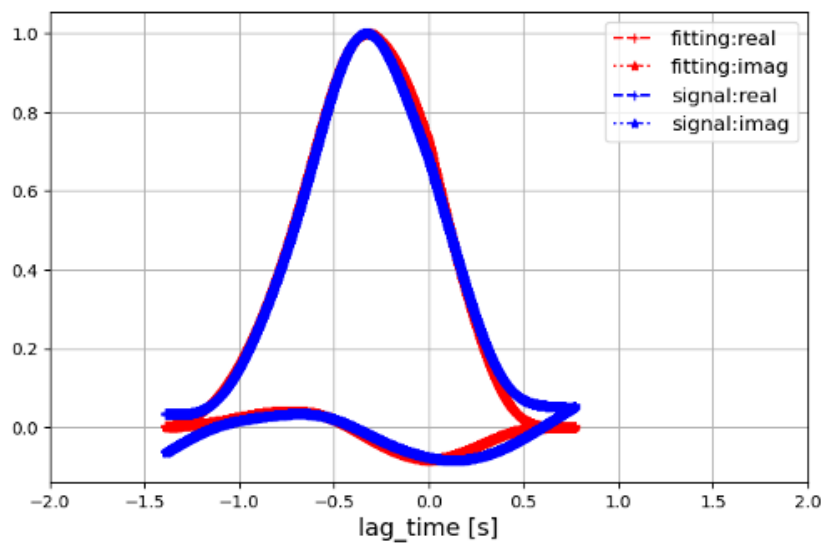


Fig.3 改良型 RI 法によるフィッティング結果。

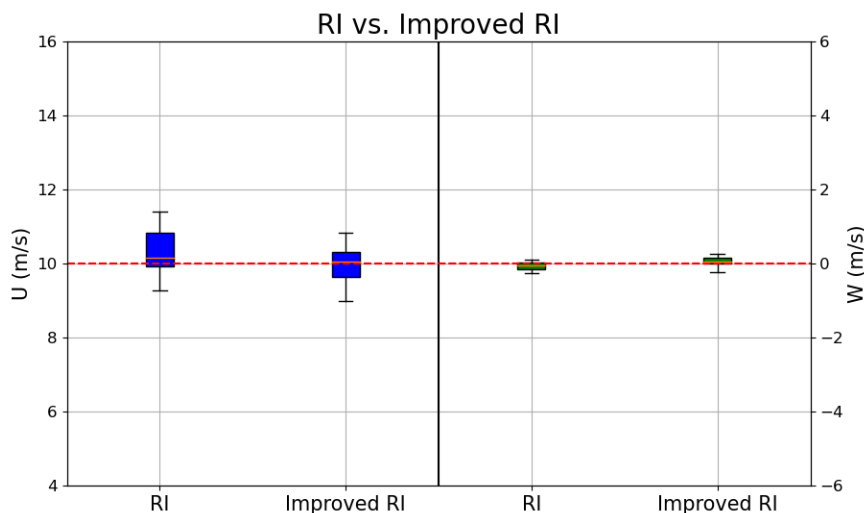


Fig.4 従来の RI 法と改良型 RI 法による水平風(左)と鉛直流(右)の推定結果。

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. 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.
6. 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.

(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.

磁気ノズルスラスト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）
takao@ynu.ac.jp

研究分担者：江本 一磨（筑波大学）
emoto@prc.tsukuba.ac.jp

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):

多くの宇宙機に電気推進機が採用されている。推進剤を電氣的に高速噴射することで推力を発生するシステムであり、高い比推力が特徴である。しかし、これまでの電気推進機では電極を用いたプラズマの生成・加速が多く、電極損耗とそれによる推進性能の低下が課題となっていた。これに対し、プラズマの生成・加速に電極を用いない磁気ノズルスラストが提案されており、国内外で活発な研究開発が進められている。

磁気ノズルスラストではノズル形状の発散磁場を配置し、磁力線に沿ったプラズマの輸送によって推力を発生させる。また、プラズマの生成には高周波放電が採用されることが多く、プラズマの生成から加速に至るまで完全無電極で行われる。ゆえに、電極損耗の課題を解決できることが期待されており、大電力化と長寿命化が見込まれる。

磁気ノズルにおけるプラズマ加速は、古典的なラバールノズルの理論と同様に、静圧から動圧への運動量変換によって説明される。この物理を熱力学的に捉えれば、電子密度 n_e と電子温度 T_e の間のポリトロプ関係 $n_e T_e^{-\gamma} = \text{const.}$ によって記述される。ここで、 γ はポリトロプ指数である。 $\gamma = 5/3$ となる断熱過程が期待されるが、実験では $\gamma = 1$ となる等温過程が観測されることが多い。その一方、磁気ノズル中の静電ポテンシャルを意図的に排除した実験では、 $\gamma = 5/3$ に近いプラズマ膨張が観測されている。これらの実験結果から、静電ポテンシャルによって閉じ込められる低エネルギー電子は $\gamma = 1$ となり、静電ポテンシャルを乗り越える高エネルギー電子は $\gamma = 5/3$ を示すのではないかと考えた。

本研究では磁気ノズルスラストの particle-in-cell and Monte Carlo collisions (PIC-MCC) シミュレーションを行い、磁気ノズル加速における γ の電子エネルギー依存性を明らかにすることを目的とした。

計算手法 (Computational Aspects):

Fig.1 に磁気ノズルスラストの計算モデルを示す。RF アンテナ、誘電体壁、ソレノ

イドの3点で構成される。RF アンテナから高周波電力を供給し、誘導結合プラズマを計算する。ソレノイドは磁気ノズルを形成し、磁力線に沿ってプラズマを加速・排気する。計算コスト削減のために2次元モデルを採用しており、 xy 軸に対して対称である。計算領域は $2.5 \text{ cm} \times 0.56 \text{ cm}$ の範囲である。

磁気ノズルスラストの PIC-MCC 計算は、荷電粒子の軌道計算、粒子間衝突の計算、荷電粒子が作る静電場の計算、RF 電磁場の更新で構成される。プラズマ中の荷電粒子として Xe^+ と e^- を扱い、その軌道を Boris 法で求める。粒子間衝突として電子-中性粒子衝突を考慮し、MCC 法を用いて計算する。荷電粒子の位置から電荷密度を算出し、高速 Fourier 変換を用いて静電場を得る。ソレノイドが作る静磁場は計算開始前に高速 Fourier 変換で算出した。RF アンテナが作る誘導電磁場は Maxwell 方程式から計算した。

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。計算収束時の Debye 長がセル長と同程度になるように設定している。中性粒子密度は $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、中性粒子温度は 300 K で時間・空間的に一定とした。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 とした。ソレノイド電流は 2.0 kA としており、ソレノイド直下で約 100 mT の磁場が生成される。Fig.1 のカラーマップはソレノイド磁場の磁場強度、黒実線は磁力線である。

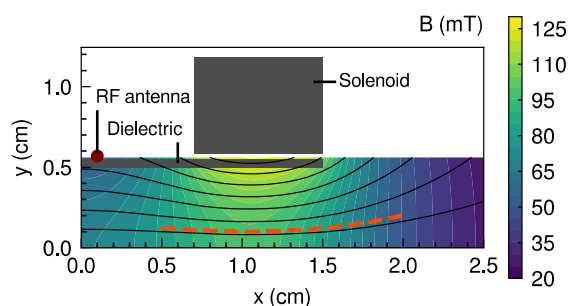


Fig.1 Calculation model. The thruster consists of a dielectric, RF antenna, and solenoid. A color map shows the magnetic field strength and solid black lines indicate the magnetic field lines. The polytropic index is analyzed on the dashed orange line, which is along a magnetic field line. (Reproduced from K. Emoto, et al., The 11th Asian Joint Conference on Propulsion and Power, Kanazawa, March 2023)

研究成果 (Accomplishments) :

Fig.2(a)にポリトロプ関係を示す。なお、Fig.1 の橙破線上で電子密度 n_e と電子温度 T_e を取得しており、電子のエネルギー E によって4つの範囲に分けている。また、添え字0は $x = 0.5 \text{ cm}$ における値である。

Fig.2(a)より、 n_e は常に減少していることが分かる。磁気ノズルによってプラズマが膨張するため、連続の式に従って密度が減少したと考えられる。一方で T_e は E の範囲によって挙動が異なる。

0–15 eV の低エネルギーの電子は T_e が変化せず、 $T_e/T_{e0} \sim 1$ となっている。ゆえに、等温膨張に近い現象だと考えられる。一方で 15–20 eV の高エネルギーの電子は T_e が減少している。ここで、Fig.2(a)の黒実線は $n_e T_e^{\gamma-1} = \text{const.}$ を示す補助線であり、15–20 eV の電子は $\gamma = 2-3$ の範囲にあることが分かる。本研究では 2 次元計算モデルを用いたために $\gamma = 5/3$ を超えるが、断熱膨張に近い現象が示唆される。ゆえに、静電ポテンシャルを乗り越える高エネルギーの電子は断熱的な過程を経ており、熱的な損失の少ない運動量変換が行われていると考えられる。

Fig.2(b) に $(x, y) = (2 \text{ cm}, 0.2 \text{ cm})$ における電子エネルギー分布関数を示す。電子エネルギー分布関数の傾きが $E = 24 \text{ eV}$ で変化しており、 $E < 24 \text{ eV}$ では 3.1 eV、 $E > 24 \text{ eV}$ では 2.0 eV の温度となっている。Fig. 2(b)に示した 15–20 eV の温度減少と定性的に一致しており、電子エネルギー分布関数においても高エネルギー電子が減熱されていることが示された。

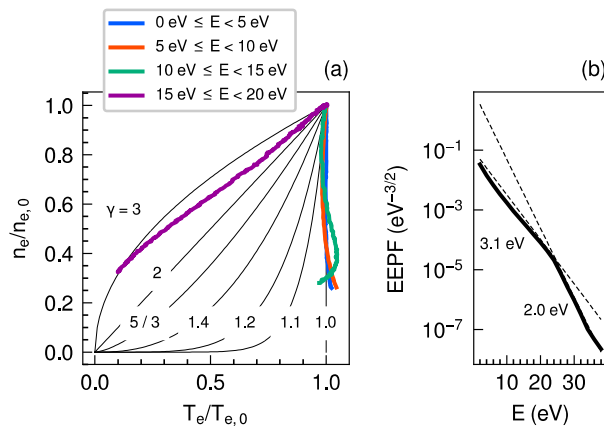


Fig.2 (a) The polytropic relation on the dashed orange line (see Fig. 1). Solid black lines are visual guides for the theoretical γ . (b) electron energy probability function at $(x, y) = (2 \text{ cm}, 0.2 \text{ cm})$. Dashed black lines are plotted using the least squares method. (Reproduced from K. Emoto, et al., The 11th Asian Joint Conference on Propulsion and Power, Kanazawa, March 2023)

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. 安部 亮佑, 西山 和孝, 鷹尾 祥典, マイクロ波放電式中和器を対象とした 2 次元 PIC コードの開発, 令和 5 年度宇宙輸送シンポジウム, 相模原, 2024 年 1 月
2. 江本 一磨, 東郷 訓, 片沼 伊佐夫, 坂本 瑞樹, ミラー装置を対象とした particle-in-cell シミュレーションの開発と無電極推進との関連, 令和 5 年度宇宙輸送シンポジウム, 相模原, 2024 年 1 月
3. 江本 一磨, 東郷 訓, 坂本 瑞樹, 開放端プラズマを対象とした準 1 次元 PIC 計算の初期検討, 第 40 回プラズマ・核融合学会年会, 盛岡, 2023 年 11 月

4. K. Emoto, S. Togo, Y. Takao, K. Takahashi, and M. Sakamoto, Effects of high-energy electrons on the low- and high-temperature plasma expansion in the divergent magnetic fields, 7th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, Nagoya, November 2023
5. K. Emoto, S. Togo, Y. Takao, K. Takahashi, I. Katanuma, M. Sakamoto, A preliminary kinetic study on plasma flow in open magnetic systems using a quasi-one-dimensional particle-in-cell model, Global Plasma Forum, Aomori, October 2023
6. 江本 一磨, 高橋 和貴, 鷹尾 祥典, 磁気ノズルスラスタにおける高エネルギー電子輸送のPIC-MCC解析, 日本物理学会 第78回年次大会, 仙台, 2023年9月
7. K. Emoto, S. Togo, Y. Takao, K. Takahashi, and M. Sakamoto, Preliminary Kinetic Analyses of Open Magnetic Systems for Low- and High-Temperature Plasmas, The 2nd International Fusion and Plasma Conference & The 13th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma, Busan, August 2023
8. K. Emoto, K. Takahashi, and Y. Takao, Particle-in-Cell and Monte Carlo Collision Simulations of Laboratory Plasma and Analysis of Plasma Expansion in Magnetic Nozzles, 34th IUPAP Conference on Computational Physics, Kobe, August 2023
9. 江本 一磨, 発散磁場構造を持つ RF プラズマ源における密度構造形成と高エネルギー電子輸送の運動論的解析, 第28回数値トカマク(NEXT)研究会, 宇治, 2023年8月

地球ダイポール磁場中の非線形波動粒子相互作用の計算機実験

Computer simulations of nonlinear wave-particle interactions
in the Earth's dipole magnetic field

研究代表者：大村善治 (京都大学・生存圏研究所)
omura@rishi.kyoto-u.ac.jp

研究分担者： 殷 振興 (京都大学・工学研究科)
担当：1次元電磁粒子コードによるホイッスラーモード波の計算機実験

研究目的 (Research Objective):

地球磁気圏ではコーラス放射と呼ばれるホイッスラーモード波が多く観測されている。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るが、この周波数変動のためにサイクロトロン共鳴する電子の一部は効率よく加速されて放射線帯電子フラックスの変動に寄与している。赤道で生成されたライジングトーンのコーラス放射は赤道から高緯度に向かって伝搬する過程においてさらに、外部磁場の勾配による非線形成長機構が働くと同時に、伝搬角度が平行方向から次第に外れて斜め方向に波数ベクトルを向けながら伝搬する。この平行方向に近い準斜め伝搬においては、 $1/2$ サイクロトロン周波数においてホイッスラーモード波の群速度と位相速度が等しくなり、平行方向の電場とランダウ共鳴する電子が波のパケットと有効に相互作用し、外部磁場の勾配の効果により電子は加速され、そのエネルギーの分だけ波が減衰することが理論的に予測されている。以上のコーラス波動励起過程および高エネルギー電子の加速過程に関わる非線形波動粒子相互作用を大規模計算機実験で再現し、その理論的解析を行う。

計算手法 (Computational Aspects):

1次元電磁粒子コード：標準的なFDTD法でマックスウェル電磁界方程式を、多数の粒子の相対論的運動方程式を解くことで得られる電流密度を使って解き進める。地球のダイポール磁場によって捕捉された高エネルギー電子を想定し、運動方程式には外部磁場の不均一性によるミラー力を含める。この電子に温度異方性を与えることにより、地球の赤道面付近で外部磁場に沿って平行方向に伝搬するホイッスラーモード波が発生し、その顕著な周波数変動を伴う非線形発展(コーラス、ヒス)を追跡する。この非線形現象は有限振幅のトリガー波によっても励起することができる。シミュレーションモデルの中央に磁気赤道を設定し、そこで一定周波数・一定振幅で外部電流を励振することによりコーヒーレントな電磁界をトリガード波として注入し、そこから非線形発展するコーラス放射を再現し、その周波数変動、非線形成長の詳細な励起メカニズムを解析する。

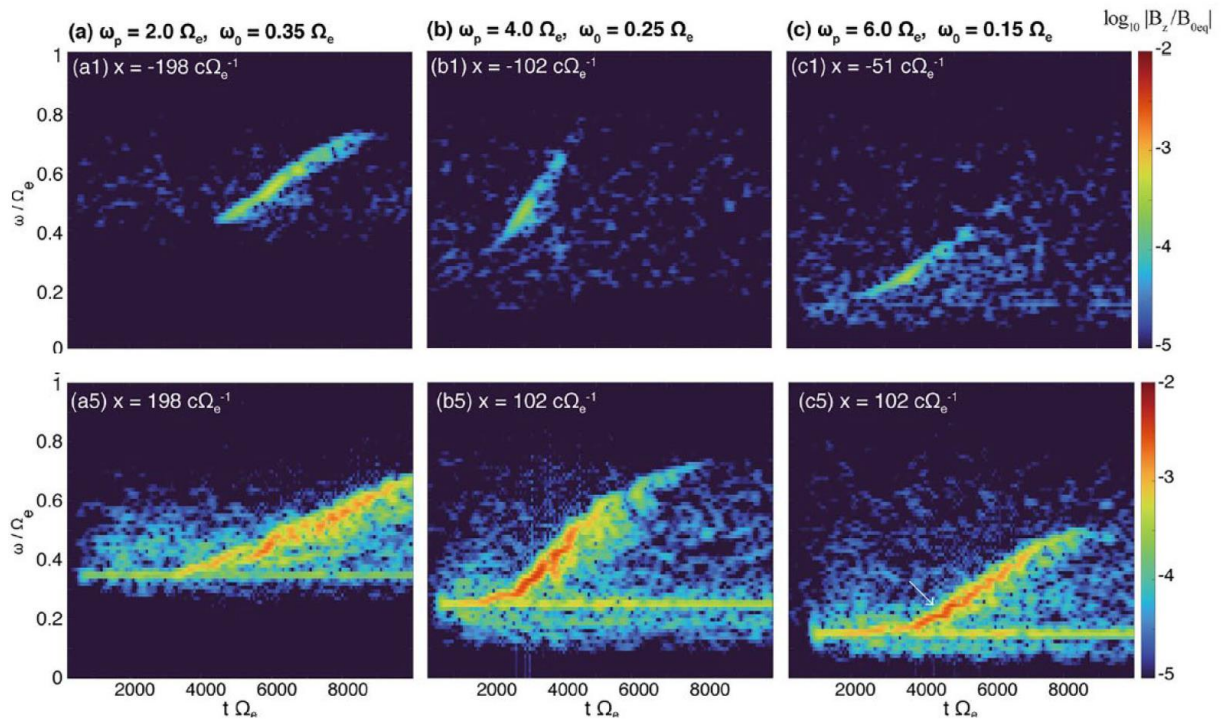


図1 磁気赤道を挟んで上流域（上）と下流域（下）の定点で観測したダイナミックスペクトル

研究成果（Accomplishments）：

ホイッスラーモードコーラス放射は高エネルギー電子の温度異方性によって熱雑音の一部が成長し、振幅が大きくなるにつれてコーヒーレントな波となってその非線形効果によって周波数変動を伴いながら、より大きく成長してゆく。熱雑音からの成長過程にはランダム性があり同じパラメータでシミュレーションを実行しても異なる周波数特性を示す波動が現れる。特に非線形成長過程においては、初期ノイズの特性に依存して結果が大きく異なる。そこで、熱雑音によるランダム性を出来る限り排除するために非線形成長の種となるコーヒーレントなトリガー波をシミュレーションモデルの中央から注入するトリガード放射の計算機実験を行った。

ホイッスラーモード波の分散関係は、コールドプラズマの電子密度によって大きく変化するため、プラズマ周波数(f_{pe})とサイクロトロン周波数(f_{ce})の比を2, 4, 6と変化させた3つのケースについてトリガー波の周波数依存性を調べた。広い周波数範囲(0.05 ~ 0.6 f_{ce})で0.05 f_{ce} 間隔でトリガー波の周波数を変化させてシミュレーションを実行したところ、限られた周波数においてのみコーラス放射が現れた。図1に赤道域を挟んで波の伝搬方向とは逆の上流側（図1上）と伝搬方向の下流側（図1下）に想定した定点で観測したダイナミックスペクトルを示す。コーラスは、トリガー波

が存在しない上流域で形成されているのがわかる。これは、磁力線に沿って波の伝搬とは反対方向に進む共鳴電子が形成する共鳴電流によって励起されている。この励起された波束は外部磁場の勾配が無視できる赤道面付近では、波の磁界方向に平行な共鳴電流が形成されてプラズマの分散関係が変化して引き起こされる周波数変動が起こる。この周波数変動により波の電磁界によって形成される非線形波動ポテンシャルが波の磁界成分に対して非対称になることから、波の電界成分に反平行な共鳴電流が現れて波動が成長する。

この非線形波動成長過程は、単一のコーヒーレントな波と共鳴する電子の非線形ダイナミクスによるものであり、周波数が少し異なるトリガー波が共存する下流領域では共鳴電子が感じる電磁界はインコーヒーレントとなり共鳴電流が乱されて非線形成長が妨げられる。トリガー波よりも上流側にコーヒーレントな波束が新たに形成される過程は非線形成長にとって本質的に重要な役割を果たしている。この波動発生領域の速度は電子の共鳴速度 V_R と波束の群速度 V_g の和で定義されるソース速度 V_s ($= V_R + V_g$) に一致するとき、滑らかに周波数が上昇しながら波束の振幅が大きくなり、構造的に安定した波束が形成される。1つのコーラス放射はサブパッケージと呼ばれる複数の波束から形成されており、サブパッケージの大きさは、波動の発生領域の移動速度と V_s との関係によって決まることが明らかになった。(Nogi and Omura, 2023). 図2にコーラス波動の振幅(図2上)と周波数(図2下)の時間空間の発展を図1のプラズマ密度の異なる3つのケースに対応させて示す。 $f_{pe} = 2 f_{ce}$ の場合には、波動の生成領域の速度の絶対値が V_s よりも大きく、急激な波動成長と減衰が繰り返されるため、周波数が上昇を伴うサブパッケージが多く作られる。 $f_{pe} = 4 f_{ce}$ の場合には、生成領域の速度と V_s が一致しており、振幅の成長と周波数の上昇が緩やかに起こる大きな波束が生成されている。この結果は Van Allen Probes 衛星観測においても検証することができた(Foster et al., 2024)。また $f_{pe} = 6 f_{ce}$ の場合には共鳴電流の生成と波束の形成速度が遅くなり生成領域が下流側に流される傾向が現れる。

周波数変動を伴う波束の生成は一様磁場モデルでも確認されている(Fujiwara et al., 2023)。外部磁場の勾配は波束が下流へ伝搬する過程において次第に大きくなるが、この外部磁場の勾配の変化は振幅の変化とあいまって、赤道付近の上流側で形成されたライジングトーンのコーラス放射の波束が下流へと伝搬する過程で、さらにその振幅を大きく成長させる役割を演じている。

以上、主として昨年度実施したコーラス波動の生成過程に関するシミュレーション結果について考察を加えた論文(Nogi and Omura, 2023)の内容を紹介したが、本年度は、コーラスを形成しているサブパッケージが同時に複数の異なる周波数で発生するヒス放射のシミュレーションのパラメータ依存性を調べる研究($f_{pe} \gg f_{ce}$)を実施してきた。未だ十分な解析が進んでおらず、来年度の研究に引き継ぐ予定である。

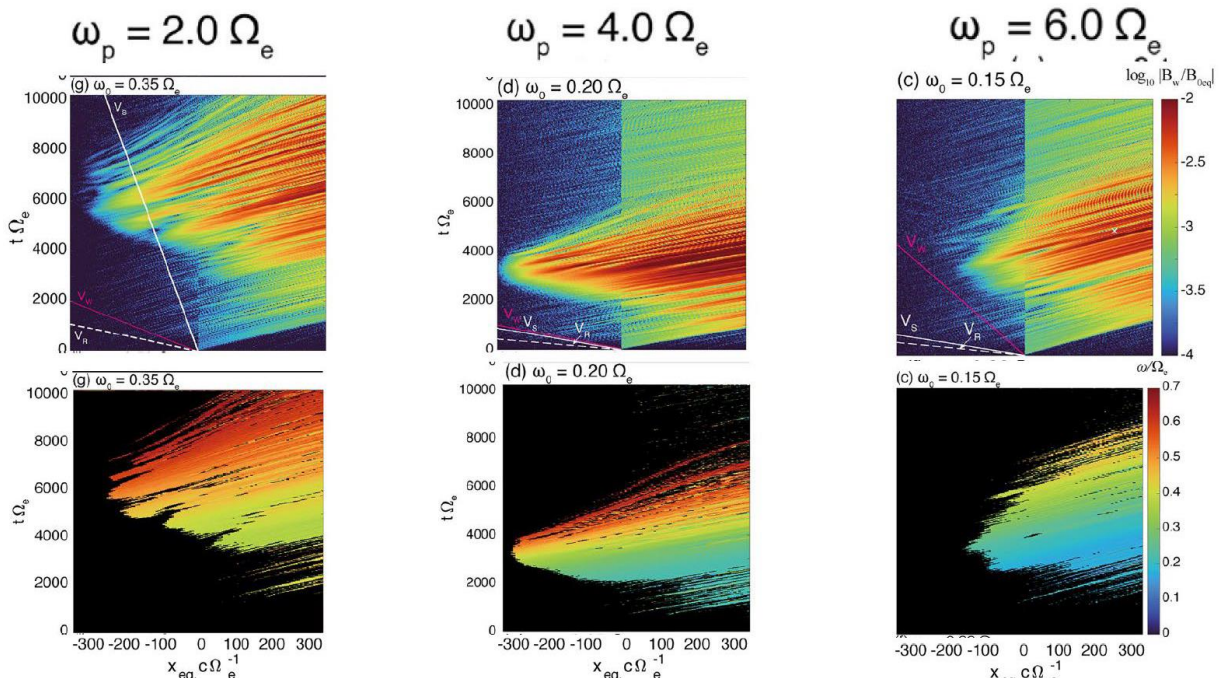


図2 トリガード・コーラス放射の形成過程のプラズマ密度依存性。振幅（上）と周波数（下）の時空間発展。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. T. Nogi, and Y. Omura (2023), Upstream shift of generation region of whistler-mode rising-tone emissions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 128, e2022JA031024.
2. Y. Fujiwara, Y. Omura, and T. Nogi (2023), Triggering of whistler-mode rising and falling tone emissions in a homogeneous magnetic field, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128, e2022JA030967.
3. Foster JC, Erickson PJ and Omura Y (2024), Upstream motion of chorus wave generation: comparisons with observations, *Front. Astron. Space Sci.* 11:1374331.

(口頭)

1. Y. Omura, Y. Fujiwara, and T. Nogi, Generation of whistler-mode rising and falling tone emissions in an open system with a uniform magnetic field, *JpGU 2023*, May 21-26, 2023.
2. Y. Omura and T. Nogi, Whistler-mode Triggered Emissions in a Homogeneous Magnetic Field, Generation Processes of Whistler-mode Rising-tone Emissions in the Inner Magnetosphere, *AOGS 2023*, ST20-A023, August 3, 2023.

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

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

Ravindra Desai（Imperial College London）

ravindra.desai@imperial.ac.uk

担当：惑星電離圏環境における衛星帯電の検討

Zeqi Zhang（Imperial College London）

zeqi.zhang17@imperial.ac.uk

担当：Enceladus 環境における衛星帯電シミュレーション

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

釜江 祥史（神戸大学大学院システム情報学研究科）

yoshifumi.kamae@stu.kobe-u.ac.jp

担当：粒子計算の動的負荷分散の検討

寺田 大樹（神戸大学大学院システム情報学研究科）

terada.taiki@stu.kobe-u.ac.jp

担当：彗星－太陽風相互作用シミュレーション

宮城 紀花（神戸大学大学院システム情報学研究科）

222x222x@stu.kobe-u.ac.jp

担当：月探査モジュール差動帯電緩和技術の検討

早稲田 卓（神戸大学大学院システム情報学研究科）

waseda.suguru@stu.kobe-u.ac.jp

担当：月磁気異常領域静電環境の検討

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

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 コードは、均等領域分割方式に基づく MPI 実装を採用している。各プロセスは自身に割り当てられた小領域(1次担当領域)内に含まれるプラズマ粒子と格子点上の電磁界の相互作用計算を担当するとともに、担当領域を飛び出した粒子の移送通信と電磁界の境界通信を MPI 関数によって行う。また本コードでは各プロセスが、本来の担当領域に加えて粒子が密な別の小領域を1つだけ担当し(2次担当領域)、その領域に含まれる粒子・電磁場相互作用計算を分担する OhHelp アルゴリズム [Nakashima et al., 2009] を採用している。これにより、粒子がある小領域に集中するような状況においても、粒子数と格子点数の両方の観点において負荷を均衡化することが可能である。

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、2023年度は小型天体環境に関する下記成果を公表した。

- ・荷電粒子層に被覆された構造体による電波多重散乱特性を明らかにした研究[1]
- ・時空間スケールが乖離した地球磁気圏環境変動と人工衛星帯電予測を可能にする連成シミュレーション研究[2]
- ・土星電離圏プラズマ中における特異な帯電特性を数値的に再現し、観測データとの整合的な知見を得た研究[3]
- ・彗星コマ高密度プラズマ環境で生じる中性粒子衝突に伴う二次荷電粒子放出の衛星帯電特性への影響を議論した研究[4]
- ・低軌道衛星の帯電に対する高エネルギー電子降りこみの影響を調査した研究[5]
- ・粒子シミュレーションと線形回帰手法を組み合わせることで、様々なプラズマ環境

下でのプローブ電流特性の推論モデルを構築した研究[6]

下記では成果[3][4]の内容を紹介する。

カッシーニ探査機はグランドフィナーレと呼ばれる最後のミッションにおいて土星電離圏に関する多くの知見を獲得した。高度 3000 km 以下でのラングミュアプローブ測定では光電子放出など通常の電子放出プロセスが有効に機能しない状況であるにも関わらず、探査機は正に帯電することが分かった。この結果は土星電離圏プラズマを構成する負性粒子種が電子ではなく、負の重イオンであることを想定することで説明できる [Zhang et al., 2021] が、数ある可能なシナリオの一つに過ぎない。成果[3]では、土星電離圏環境において粒子環境で優位な割合を占める水分子中性粒子の探査機表面への衝突による二次電子放出という新たな側面に着目し、探査機帯電シミュレーションを実施した。その結果、二次電子電流密度が概ね数 $\mu\text{A}/\text{m}^2$ を超過すると探査機を正に帯電させることが示された (図 1)。この結果は、グランドフィナーレにおけるカッシーニ探査機に対する水分子の衝突率やラングミュアプローブ測定の結果と整合的である。先述の負の重イオンの効果と合わせ、探査機や衛星の帯電そのものが未知の惑星圏プラズマ・中性粒子環境に手がかりを与えるものであることを示唆する結果である。

中性粒子衝突に伴う二次荷電粒子放出による衛星帯電様態への作用は、彗星コマ高密度プラズマ環境でも重要であることが成果[4]の研究から明らかになった (図 2)。彗星プラズマ環境を対象とした帯電研究では、二次イオン放出の役割についても検討を実施した。二次イオンは熱速度が小さいため、衛星表面付近に滞留する傾向があり、高密度の正電荷領域を形成する。このようにして形成された二次イオン雲は、衛星の直近に電位バリアを形成し、二次イオン・二次電子・光電子・彗星起源背景電子の挙動に影響を及ぼすことを明らかにした。これまで衛星帯電解析で見過ごされてきた当該電流成分を考慮した帯電現象理解に向けた 2024 年度の継続研究計画の動機付けとなっている。

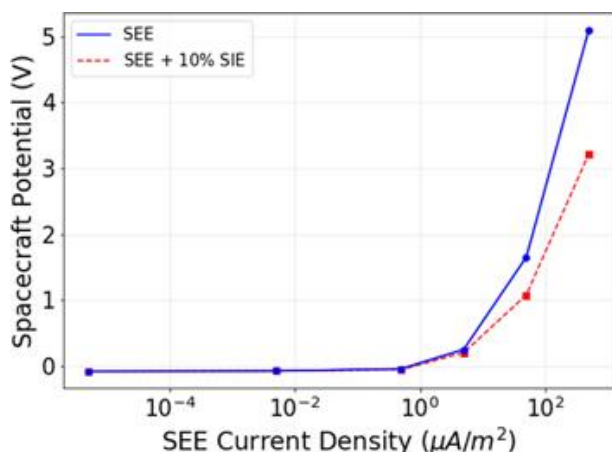


図 1. 中性粒子衝突に伴う二次電子放出量とカッシーニ探査機表面電位の関係 [3].

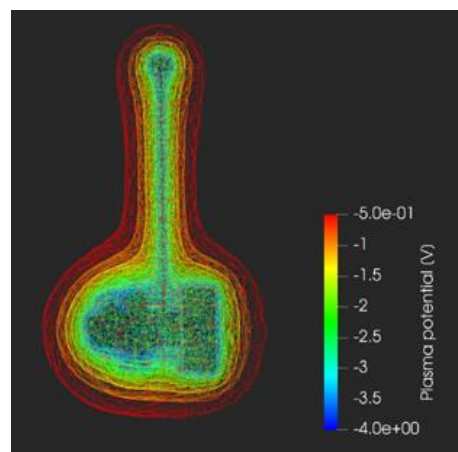


図 2. 彗星高密度プラズマにおける Comet Interceptor 衛星周辺の等電位面構造[4].

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Miyake, Y., and J. Takagi. Particle Simulations of Radio Wave Scattering by Small Objects covered with a Charged Particle Layer, *Journal of Evolving Space Activities*, 1, 50, <https://doi.org/10.57350/jesa.50>, 2023.
2. Miyake, Y., Y. Sunada, Y. Tanaka, K. Nakazawa, T. Nanri, K. Fukazawa, Y. Katoh, Implementation of Coupled Numerical Analysis of Magnetospheric Dynamics and Spacecraft Charging Phenomena via Code-To-Code Adapter (CoToCoA) Framework, *Computational Science - ICCS 2023 Lecture Notes in Computer Science*, 14074, 438-452, https://doi.org/10.1007/978-3-031-36021-3_46, 2023.
3. Zhang, Z., R. T. Desai, O. Shebanits, F. L. Johansson, Y. Miyake, and H. Usui, Simulating Secondary Electron and Ion Emission from the Cassini Spacecraft in Saturn's Ionosphere, *The Planetary Science Journal*, 4(6), 105, <https://doi.org/10.3847/psj/acd844>, 2023.
4. Bergman, S., Y. Miyake, S. Kasahara, F. L. Johansson, and P. Henri, Spacecraft Charging Simulations of Probe B1 of Comet Interceptor during the Cometary Flyby, *The Astrophysical Journal*, 959, 138, <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ad0ce5>, 2023.
5. Bertrand-Delgado, R., R.T. Desai, F. Zorto-Aguilera, Z. Zhang, Y. Miyake, Spacecraft Charging of the Morazán MRZ-SAT Satellite in Low Earth Orbit: Initial Results on the Influence of Energetic Electron Anisotropy on Differential Charging, *Proceedings of 74th International Astronautical Congress (IAC)*, IAC-23-B4.IP.6, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2310.11803>, 2023.
6. Brask, S.M., R. Mishra, G. Holen, Y. Miyake, H. Usui, W. J. Miloch, Spherical Langmuir Probes in Magnetized Plasma. A Model based on Particle-in-Cell Simulations, *Physics of Plasmas*, 31(2), 023506, <https://doi.org/10.1063/5.0177775>, 2024.

(口頭)

1. Miyake, Y., Role of Numerical Studies in the Electrostatics of the Moon, 8th MMX/SSG-SST meeting, Online, April 2023 (Invited).
2. Miyake, Y., Numerical Study of Surface Charging Process on Airless Planetary Bodies, LuPIN-1: Lunar Plasma Interdisciplinary Network, Bjorkliden, September 2023 (Invited).

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 simulations of sensor probe characteristics for potential measurement
in space satellites and structures

研究代表者： 深澤 伊吹（京都大学大学院工学研究科）
fukasawa.ibuki.87x@st.kyoto-u.ac.jp

研究分担者： 小嶋 浩嗣（京都大学・生存圏研究所・教授）
Kojima.hirotsugu.6m@kyoto-u.c.jp
担当：プラズマ波動の再現性評価
栗田 怜（京都大学・生存圏研究所・准教授）
kurita.satoshi.8x@kyoto-u.ac.jp
担当：電界センサー特性の理論的評価
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
担当：アルゴリズム評価
三宅 洋平（神戸大学・計算科学教育センター・准教授）
y-miyake@eagle.kobe-u.ac.jp
担当：電界センサーモデル評価
草地恒史郎（神戸大学・大学院システム情報学研究科・修士1年）
神戸大学・大学院システム情報学研究科・修士2年
担当：パラメータ依存性評価

研究目的 (Research Objective):

将来の宇宙利用や開発に向けて、地球磁気圏環境の精確な計測および定量的な理解は必要不可欠である。我が国ではこれまでに磁気圏探査衛星 GEOTAIL をはじめとする様々な科学衛星によりプラズマ現象の観測が精力的に行われてきた。宇宙空間におけるプラズマ波の発生と伝播を理解するためには、その位相速度や波数ベクトルなどの特性を明らかにすることが重要である。このような波動特性を探査機の観測によって求める手法の一つに、干渉計計測がある。干渉計計測では、異なる空間間における観測対象の波形の位相差が得られるため、観測点間の距離と位相差から位相速度を算出することができる。単一の科学衛星による干渉計計測は、静電波のような比較的波長の短いプラズマ波動にも適応可能というメリットがある。しかし、観測点間の距離が電界センサーの種類に依存するため、観測結果の解釈に不確実性が生じることが知られている。また、電界センサーのみならず衛星本体や太陽光パネル等の構造物の影響を受けて電界波面にひずみが生じる可能性が示唆されている。観測結果から精確な位相速度を得るためには、宇宙機本体を含む現実的なプラズマ環境モデルに基づく評価

が重要である。

申請者達の研究グループでは、これまでにアンテナ特性解析にプラズマ運動論的効果を取り入れるために、かねてより宇宙プラズマ現象の解析に用いられてきた三次元電磁粒子計算機実験手法を応用してきた。この手法を更に発展させることにより、センサーや衛星本体の実際的なモデリングを用い、かつプラズマの種々のパラメータを自由に変化させ、宇宙プラズマ中におけるセンサー特性を現実的な計算時間で定量的に把握することを本研究の目的としている。本報告書では、特に干渉計計測における観測点間の距離の評価とその考察について記す。

計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、神戸大学が中心になり開発が行われた宇宙飛行体プラズマ環境解析用コード(EMSES) [Miyake et al., 2006]を用いた。EMSESはParticle-in-Cell法による三次元電磁粒子シミュレーション手法を採用しており、内部境界としてセンサーのモデルを実現している。

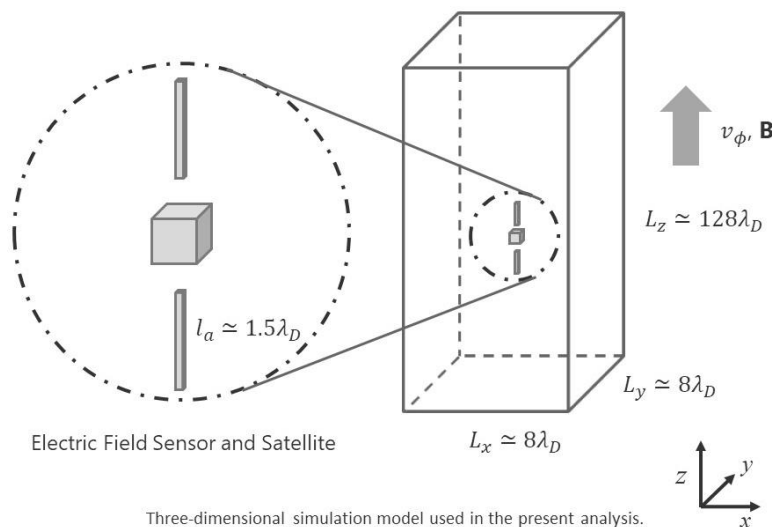


Fig.1 本研究における3次元シミュレーションモデル。3次元空間の中央に衛星とセンサーモデルを配置した。

シミュレーションモデルを Fig. 1 に示す。本研究では $64 \times 64 \times 256$ grid の3次元空間を用意し、1grid 当たり 256 個の超粒子を用いる。境界条件は電磁場、粒子共に周期境界をそれぞれ設定した。シミュレーション中央に衛星に模した立方体と、センサーに模した導体棒2本を Δr の間隙を持たせて配置した。 z 軸並行方向に背景磁場を導入し、シミュレーション空間に初期条件として電子ビームを挿入し、背景磁場と並行方向にラングミュア波を励起させた。なお、本報告書のシミュレーションにおいては電子の初期速度分布に bump-on-tail 不安定性を採用した。各センサーのポテンシャルの波形の時間差を用いてラングミュア波の位相差を算出し、この位相差とシミ

シミュレーションに励起したラングミュア波の位相速度より、観測点間の距離を求めた。

研究成果 (Accomplishments) :

シミュレーションから得られた観測点間の距離の時間遷移を Fig.2 に示す。水平方向の点線は、センサーの中心間距離を示している。Fig.2 より、観測点間の距離はセンサーの中心間距離よりも短くなることが分かった。

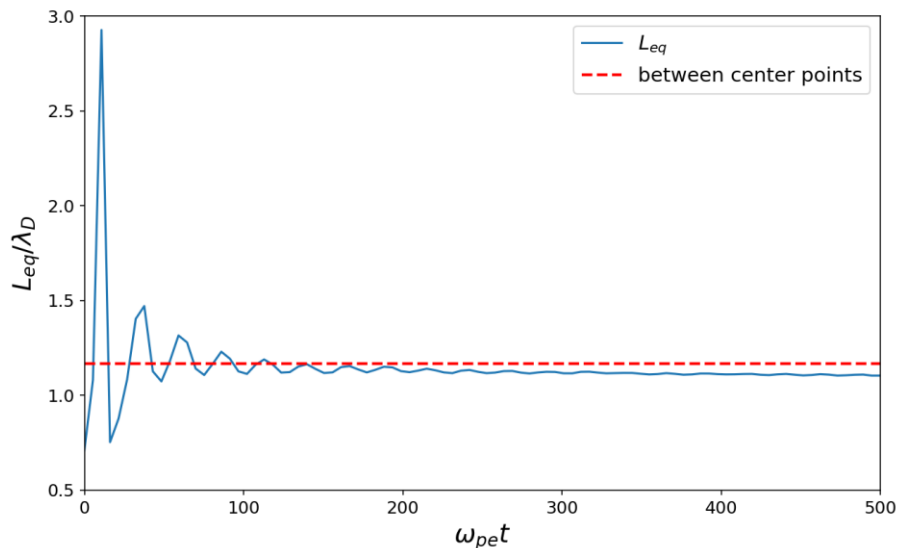


Fig.2 観測点間距離の時間遷移. 水平方向の点線は、センサーの中心間距離を示す.

この結果を解釈するために、センサー周囲のラングミュア波の波面をプロットした。結果を Fig.3 に示す。図の中央に、衛星とセンサーの位置を示している。Fig.3 より、ラングミュア波の等位相面は、センサーに対して z 軸対称であることがわかる。また、Fig.3 よりシミュレーション空間に挿入したセンサーモデルによってセンサー周囲のラングミュア波の位相がゆがめられていることがわかる。これにより、センサー周囲のラングミュア波の位相速度が変化し、その結果として観測点間の距離が変化しているように見えることが考えられる。これを確認するため、シミュレーション空間に励起したラングミュア波の位相速度とは別に、センサー周囲のラングミュア波の位相速度を用いて観測点間の距離を計算した結果、センサーの中心点間距離に等しくなった。これより、観測点間の距離がセンサーの中心間距離よりも短くなるのは、センサーを挿入したことにより、センサー周囲のラングミュア波の位相速度が変化しているためと考えられる。

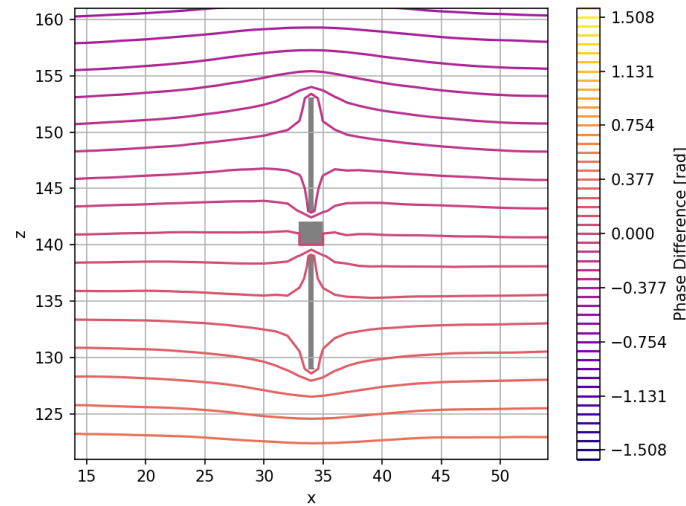


Fig.3 センサー周囲のラングミュア波の波面の様子.

本研究では、単一宇宙機によるインターフェロメトリ技術を評価するために、3次元フルPICシミュレーションを実施した。2つのモノポール電界センサーを用いた単一の科学衛星によるインターフェロメトリ計測では、各センサーが対象波の位相をピックアップする距離間に不確定性がある。本シミュレーションでは、電子ビームにより励起されたラングミュア波を2つのモノポール電界センサーにより観測し、観測点間の距離を算出した。シミュレーションの結果、ラングミュア波を観測するための距離は、センサーの中心間距離よりも短くなることが分かった。また、各センサー素子周辺の等価面の特徴は、推定された距離から導かれる様子と一致した。我々は、シミュレーションモデルの妥当性を検証するために、単純なセンサーモデルから干渉計技術に関する研究を行った。本研究で使用した EMSES シミュレーションコードは、シミュレーション空間内の宇宙機本体を扱うことができる機能を有している。シミュレーションの次の目標は、観測点間距離に対する、宇宙機本体の影響を明らかにすることである。さらに、実際の宇宙船観測では、宇宙船が回転している場合や、波面がセンサーに対して必ずしも垂直でない場合がある。このような現実的な状況についても検討する必要があると考える。また、電界センサーの長さが宇宙空間の静電気波の長さと同程度となる可能性があるため、センサー素子の長さとお観測対象波の波長の関係における観測点間距離の依存性を明らかにすることも重要である。

公表状況 (Publications) :

(原著論文)

1. Fukasawa, I., Miyake, Y., Usui, H., Kusachi, K., Kurita, S., & Kojima, H. (2023). Particle-in-Cell Simulations on Interferometry Technique by a Single Spacecraft. *URSI Radio Science Letters*, 4, 52.

(口頭)

2. 深澤 伊吹, 三宅 洋平, 白井 英之, 草地 恒史郎, 栗田 怜, 小嶋 浩嗣, Particle-In-Cell Simulations of Interferometry Observations by Single Spacecraft, 日本地球惑星科学連合 2023 年大会, 2023 年 5 月
3. Ibuki Fukasawa, Yohei Miyake, Hideyuki Usui, Koshiro Kusachi, Satoshi Kurita, Hirotugu Kojima, Computer Simulations on Single-Spacecraft Interferometry Technique Using Monopole Electric Field Sensors, 35th URSI General Assembly and Scientific Symposium, 2023, Sapporo, Japan

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 (千葉経済大学 経済学部)
h-tadokoro@cku.ac.jp

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)
yuto.katoh@tohoku.ac.jp
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):

プラズマ中性粒子間衝突は、宇宙プラズマ素過程の定量的理解において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、中性粒子による磁気圏電子の振る舞いを議論してきた。土星磁気圏は、エンケラドス衛星起源の中性粒子密度がプラズマ密度の数十倍以上存在している。特に本研究課題で着目している高エネルギー電子(keV 以上)に関しては、内部磁気圏へのインジェクション時においてもフラックス量が減衰していることが観測されている。このように観測面からも土星磁気圏はプラズマ消失が激しい「消失型磁気圏」と言うこともできる。エンケラドス衛星軌道付近では電子フラックス減少が複数例観測されている(例: *Krupp et al.*, 2012 など)。このような電子フラックス減少はエンケラドス衛星表面による消失だけでは説明できていない。衛星以外の電子フラックス消失の候補としては、ダストや中性粒子との相互作用が考えられているが定量的評価は十分であるとは言えない。本研究課題では中性粒子による電子消失の定量評価を目的として数値計算を行ってきた。数値実験の強みとして電子-中性粒子相互作用の個々のプロセス(弾性衝突、イオン化反応など)に切り分けて定量評価ができる、という点がある。しかし、これらの定量的評価はほとんどなされてこなかった。これまでに 1keV 電子と水分子の弾性衝突の定量評価がなされている [*Tadokoro and Katoh*, 2014, JGR]。また KDK を用いて 500eV-50keV 電子と水分子の弾性衝突の計算を終えている。本年度は、これらの計算結果を用いて「keV 帯電子と水分子との弾性衝突による電子消失の定量評価と課題点の検証」、「イオン化反応により生成する 2次電子エネルギーの 1次電子エネルギーに依存したモデルの妥当性の検証」を実施した。

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次元における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。

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

計算は共回転系で実施しており、また電場擾乱は無視するたね、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をもとにモンテカルロ法を用いて解く。弾性衝突による散乱角は実験データを用いるが、電子エネルギーが1keV以上になると実験データが存在しない。そのため、それ以上の電子エネルギーに対しては1keV電子の実験データで代用している。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]。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) :

弾性衝突とイオン化反応に関して、以下の2点に関して進めていった。

○keV帯電子と水分子との弾性衝突による電子消失の定量評価と課題点の検証
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の評価を行ってきた。これら消失率を用いることによって、500eV-50keV電子においてオーロラ発光強度は2.6Rであるということを見積った。発光強度を導出するため、計算された電子エネルギーに依存した電子消失率、磁気圏電子フラックス(Cravens et al., 2011の観測結果をもとにモデル化)を用いて、オーロラ発光強度を得た(降下電子によるエネルギーからオーロラ発光強度への変換はWaite et al. [1983]を用いた)。また、電子エネルギーごとのオーロラ発光強度を新たに明らかにした。結果として、電子エネルギーの増加とともにオーロラ発光強度も増加することがわかった。これらの結果から、オーロラ発光強度のピークとなる電子エネルギーを調査する必要性が生じた。そのため、より高エネルギー電子に関する計算を実施していく予定である。

○イオン化反応により生成する2次電子エネルギーの1次電子エネルギーに依存し

たモデルの妥当性の検証

これまでの計算では、1次電子のエネルギーを1keVと仮定して2次電子の生成エネルギーを解いてきた。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。昨年度に続き本年度も補間法の検討を実施した。本年度はラグランジュ補間を検討した。ラグランジュ補間を10次の項まで検討したが、発散してしまい妥当な補間法ではないことがわかった。前年度までに行ってきたスプライン補間を導入することを検討中である。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Effect of the mirror force on the collision rate due to energetic electron precipitation: Monte Carlo simulations, Katoh, Y., P. S. Rosendahl, Y. Ogawa, Y. Hiraki, and H. Tadokoro H, Earth, Planets and Space,75, 2023.
2. Energetic electron collisions with water molecules: elastic collision and ionization in the magnetosphere at the orbit of Enceladus, Tadokoro H. and Y. Katoh, Proceedings of Symposium on Planetary Science 2023, 2023.

(学会発表)

1. Effect 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, AGU Fall Meeting 2023, San Francisco, 11-15 December 2023
2. 田所裕康, 加藤雄人, エンケラドス衛星周辺におけるイオン化反応による電子エネルギー消失に関するテスト粒子シミュレーション: エネルギー依存イオン化衝突断面積のモデル, 日本地球惑星科学連合 2023 年大会, 千葉県, 2023 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)
amano@eps.s.u-tokyo.ac.jp

研究分担者：寺境太樹 (東京大学理学系研究科)
jikei@eps.s.u-tokyo.ac.jp
担当：シミュレーション実施・データ解析

研究分担者：福田悠斗 (東京大学理学系研究科)
jikei@eps.s.u-tokyo.ac.jp
担当：シミュレーション実施・データ解析

研究分担者：Wang Ruolin (東京大学理学系研究科)
jikei@eps.s.u-tokyo.ac.jp
担当：シミュレーション実施・データ解析

研究目的 (Research Objective):

宇宙空間に存在するプラズマは高温・希薄であるため、粒子間の衝突が無視できる無衝突プラズマの状態にある。無衝突プラズマにおけるエネルギー・運動量交換はプラズマ波動を介して行われるため、プラズマ波動の励起過程および波動粒子相互作用の理解は極めて重要である。実際に無衝突衝撃波や磁気リコネクションなどに伴い多種多様なプラズマ波動が励起され、それにとまなう粒子の加熱・加速が起きている。本研究では特に無衝突衝撃波近傍において重要となる運動論的不安定性の数値シミュレーションを行い、不安定性に伴う粒子の加熱・加速効率を調べる。また、上記の物理課題と並行して現在新規開発中の運動論的シミュレーションコードの性能評価および最適化にも取り組む。

計算手法 (Computational Aspects):

電子・イオン共に運動論的に扱うプラズマ粒子計算 Particle-In-Cell (PIC) 法を用いた。主に2次元の MPI-OpenMP ハイブリッド並列計算を行い無衝突衝撃波の遷移層をモデル化した周期系でイオン Weibel 不安定性の線形・非線形発展を調べた。また、新規開発中の動的負荷分散を実装した PIC コードのテスト計算を進め、負荷分散効率のテストや高速化を行った。

研究成果 (Accomplishments) :

これまで衝撃波の文脈でイオン Weibel 不安定性の議論は盛んに行われてきたが、その性質は必ずしもよく分かっていなかった。通常は Weibel 不安定性を考える状況

では磁場が非常に弱いため、その効果は無視されることが多いのに対して、本研究では弱くても有限な一様背景磁場が存在することに Weibel 不安定性のダイナミクスが大きく変貌することを明らかにした。図 1 に示すのは有限の背景磁場があるケースの 2 次元 PIC シミュレーション結果である。この図で見られるように、Weibel 不安定性の発展に伴い、初期に一様だった磁力線が引き伸ばされることによって、自発的に電流層が形成され、最終的には磁気リコネクションによって散逸する。本研究では理論的にもこのような磁力線の引き伸ばしが起こる条件を議論し、数値シミュレーション結果と整合的であることを確認した。その結果、このような磁気リコネクションは超新星残骸衝撃波のような非常に強い衝撃波において重要なプロセスとなり得ることが分かった。

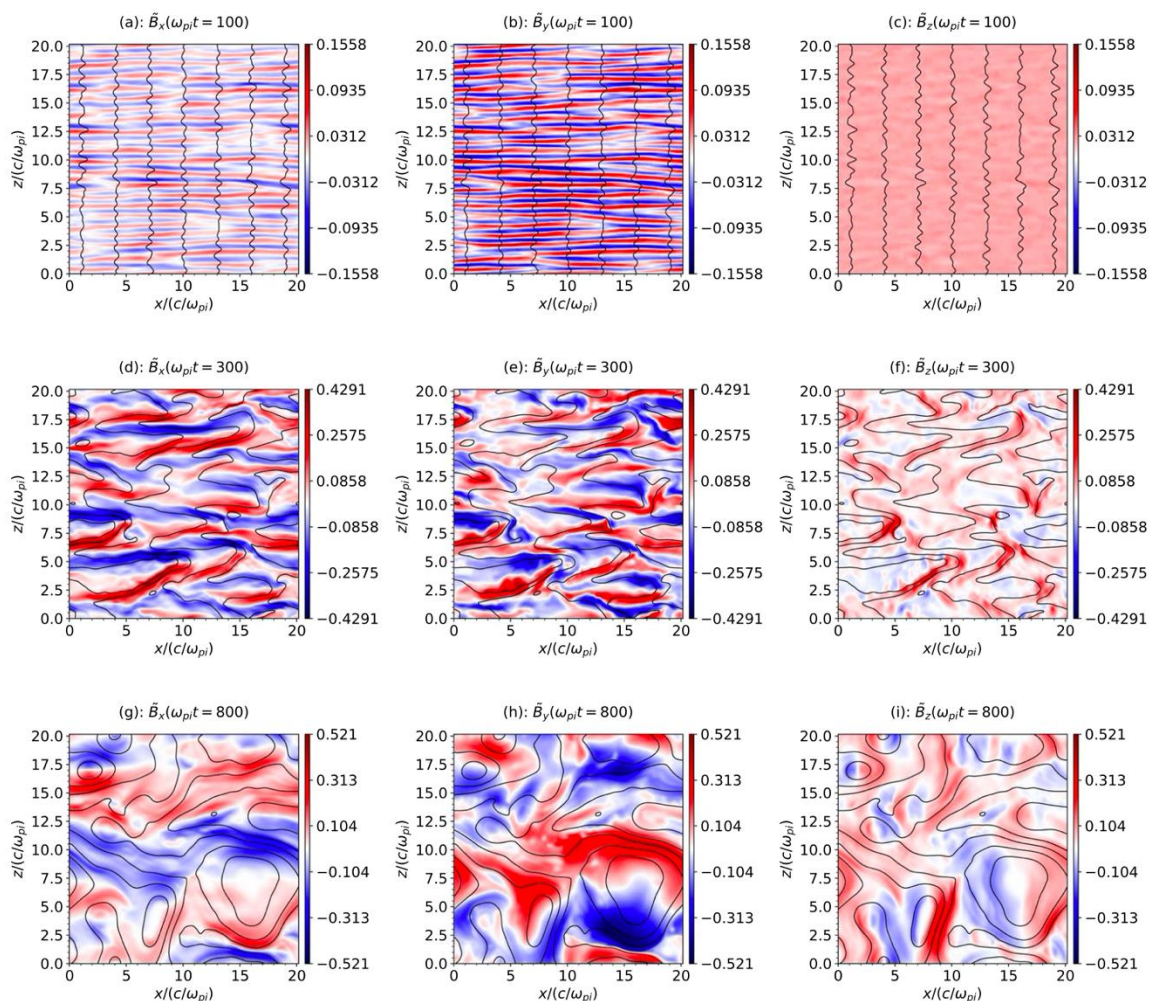


Fig.1 イオン Weibel 不安定性に伴う磁場 3 成分の時間発展

また、動的負荷分散を用いた PIC シミュレーションコードの開発を進めた。図 2 には 2 次元の無衝突衝撃波の計算結果の密度分布を示す。この図で見られるように、このアルゴリズムでは密度の大小によって各プロセスが担当する領域の面積が動的に変動するようになっている。現在までに、この計算のように中規模の計算で動的負荷分散の効率を評価しており、大きな問題がないことを確認している。

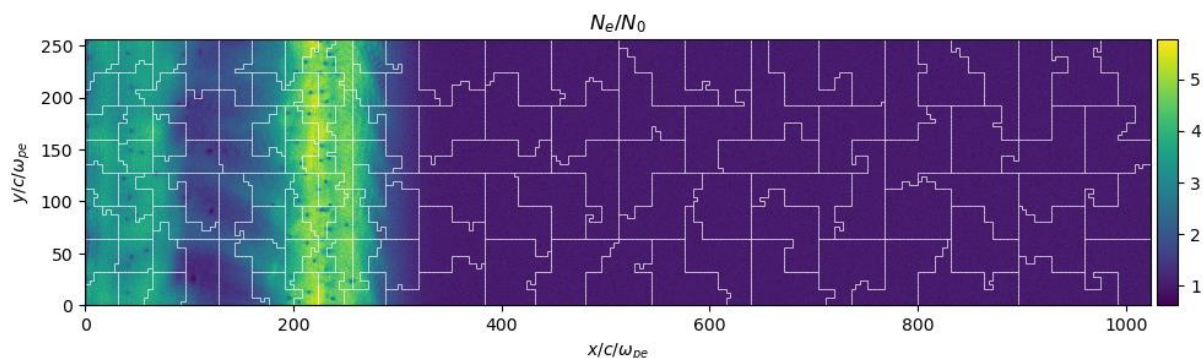


Fig.2 動的負荷分散を用いた無衝突衝撃波の PIC シミュレーション

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Jikei, T., T. Amano, and Y. Matsumoto, Enhanced Magnetic Field Amplification by Ion-Beam Weibel Instability in Weakly Magnetized Astrophysical Shocks, *The Astrophysical Journal*, 961, 157, 2024.

(口頭)

1. 寺境太樹, 天野孝伸, 松本洋介, Simulation of Weibel instability in weakly magnetized plasmas, 日本地球惑星科学連合 2023 年大会, 2023 年 5 月
2. 寺境太樹, 天野孝伸, 松本洋介, Electron pre-acceleration in shock transition regions of weakly magnetized perpendicular shocks, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2023 年秋季年会(第 154 回講演会・総会), 2023 年 09 月

イオン低周波領域のアンテナインピーダンス特性に関する 粒子シミュレーション

Particle simulation study on the antenna impedance characteristics in the low-frequency range

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 大学院システム情報学研究科，准教授）

担当：計算機実験結果の検討

草田 恒史郎（神戸大学 大学院システム情報学研究科、M2）

担当：計算機実験実行、データ解析

深澤 伊吹（京都大学工学研究科）小嶋 浩嗣（京都大学 RISH・教授），

栗田 怜（京都大学 RISH・准教授）： 担当：計算機実験結果の検討

研究目的 (Research Objective):

本研究の目的は、3次元プラズマ粒子シミュレーションによって宇宙プラズマ空間におけるダイポールアンテナの低周波域インピーダンスおよびその共振特性を理解することである。

計算手法 (Computational Aspects):

当研究グループで用いられている全粒子モデルシミュレーションコードである宇宙環境シミュレータ (EMSES) を用いて、宇宙空間プラズマ中に配置されたダイポールアンテナのインピーダンス特性をデルタギャップ給電法によって求める。アンテナ中央での電流と電圧の比からインピーダンスを求め、それを時間的にフーリエ変換することで、その周波数特性を得る。本研究では、イオンの特性周波数である低周波混成共鳴周波数 (lower hybrid Resonance (LHR)) 近傍でのアンテナレゾナンス特性に着目する。

研究成果 (Accomplishments) :

図1右図に示すように、アンテナ長を半波長とした波数(緑線)においてLHR付近でのプラズマ波動が卓越しており、その結果、左図の青線で示すようにLHR周波数近傍においてア

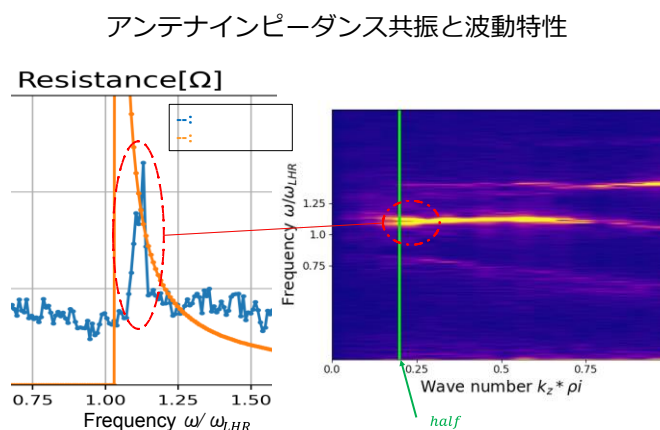


図1：LHR周波数近傍でのアンテナインピーダンスの変化(左)とアンテナ長を半波長とした波数(k_{half})におけるプラズマ波動の分散関係(右)

アンテナインピーダンスがピークをもつことがシミュレーション結果から明らかとなった。同図オレンジ色で示すように理論的には共鳴時にインピーダンスは非常に大きくなるが、イオンの運動論的効果によりその特性は弱められると考えられる。このことを示すために、イオン温度が違う2つのケースについて LHR 周波数近傍でのアンテナインピーダンスを比較した。その結果を図 2 に示す。赤線で示すようにイオン温度が高い場合にはインピーダンスのピーク値が下がることがわかった。これは温度が高くなることにより相対的に磁場とイオン運動の結合関係が弱くなり、その結果 LHR 周波数付近のプラズマ波動強度も低くなるためダイポールアンテナと波動とのレゾナンスが弱くなるためである。

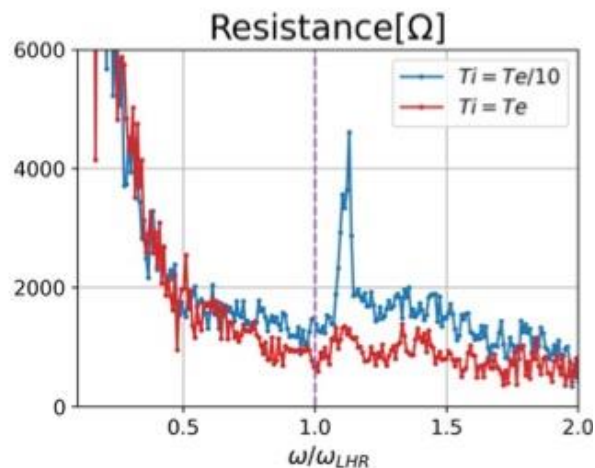


図 2：電子温度に対して等温(赤色)と低音(青色)の場合についての LHR 周波数近傍でのアンテナインピーダンス特性

とイオン運動の結合関係が弱くなり、その結果 LHR 周波数付近のプラズマ波動強度も低くなるためダイポールアンテナと波動とのレゾナンスが弱くなるためである。

極域上空でのイオンダイナミクスとプラズマ波動との関係を観測する極域熱圏探査ミッション「FACTORS」に搭載する電界センサーではイオン周波数領域でのアンテナインピーダンス特性の定量的な理解が非常に重要となる。本研究で得られた知見はその基礎となるものであり、引き続きシミュレーション解析を進めていきたい。

公表状況 (Publications)：

(論文)

1. I. Fukasawa, Y. Miyake, H. Usui, K. Kusachi, S. Kurita, H. Kojima, Particle-in-Cell Simulations on Interferometry Technique by a Single Spacecraft, URSI Radio Science Letters 4 2023 年 4 月.
2. 草地 恒史郎、プラズマ波動観測用アンテナの低周波域特性に関する粒子シミュレーション、神戸大学大学院システム情報学研究科修士論文、2024 年 2 月

(口頭)

1. 草地 恒史郎, 三宅 洋平, 臼井 英之, 小嶋 浩嗣, 栗田 怜, 深澤 伊吹, 宇宙プラズマ中の低域混成周波数付近におけるアンテナインピーダンス特性に関する粒子シミュレーション, 地球電磁気・地球惑星圏学会第 154 回総会 2023 年 9 月 25 日
2. K. Kusachi, Y. Miyake, H. Usui, S. Kurita, I. Fukasawa, H. Kojima, Particle Simulation on Antenna Characteristics at around the Lower-Hybrid Resonance Frequency in space plasma, URSI GASS 2023 2023 年 8 月 24 日
3. 草地 恒史郎, 三宅 洋平, 臼井 英之, 深澤 伊吹, 栗田 怜, 小嶋 浩嗣, 低域混成周波数帯のアンテナインピーダンス共鳴特性に関する数値シミュレーション, Japan Geoscience Union Meeting 2023 2023 年 5 月 23 日

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（京大生生存圏研究所）
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）

kitahara.masahiro@isee.nagoya-u.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、人工飛行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ト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、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、大気に降下した電子と中性大気との衝突過程に関する研究成果について述べる。

計算手法 (Computational Aspects):

コーラス放射によるピッチ角散乱を受けることにより、極域電離圏に降り込んできた電子は大気と衝突することでそのエネルギーと運動方向を変化させて、一部は電離圏高度での電子密度上昇に寄与して消失し、消失を免れた一部は磁気圏へと運動していく。高エネルギー電子と大気との衝突過程については長い研究の歴史があるが、極域電磁気圏における磁場の非一様性に起因するミラー力の効果は、積極的には取り入れられてこなかった。これは、ミラー力による運動方向の変化が無視できるほどに、大気との衝突が高い頻度で生じることによる。一方で、衝突断面積のエネルギー依存性に起因して、特に大気との衝突頻度が相対的に小さくなる相対論的な高エネルギー電子の運動に対しては、ミラー力の影響が無視できないことが近年指摘されてきた [例えば Marshall and Bortnik, JGR 2018]。そこで本研究では、個々の荷電粒子について運動方程式を解くテスト粒子解析を、非一様磁場によるミラー力と、大気との衝突過程を Monte Carlo 法により取り入れて実施して、極域電離圏における電子と大気との衝突率の高度分布に対するミラー力の影響を考察した。

シミュレーション空間は L 値で 6.45 に相当する磁力線に沿って、高度 400 km から 40 km 高度までを計算領域として設定した。背景磁場強度の高度変化はダイポール磁場モデルに従うとして、電子の運動方程式にミラー力を考慮する項を電子ハイブリッドコードで用いている手法 [Kato and Omura, JGR 2016] に基づいて導入した。

高度 400 km における初期エネルギーと初期ピッチ角を設定して、1 万個の電子の運動と大気との衝突過程を計算した。初期エネルギーを 1 keV から 1 MeV、初期ピッチ角を 0 度から 90 度までの範囲で変化させてそれぞれ計算を行い、大気と電子との衝突率の高度分布を求めた。

研究成果 (Accomplishments) :

計算結果を図 1 に示す。降下電子と大気との衝突率の高度分布を、エネルギーごとに色を変えて太い実線で示している。比較のため、磁力線に平行に降り込んできた場合 (点線) や、ミラー力を含めずに 70 度の角度で降り込んできた場合 (細い実線) の計算結果もそれぞれ示している。計算結果から、特に 100 keV 以上の電子による衝突率に対してミラー力の影響が顕著であり、100 km 以下における衝突率が 1~2 桁低下することを示している。さらに、400 keV と 1 MeV の降下電子を設定した計算結果では、400 km 高度で 70 度のピッチ角を持つ電子のミラー点に相当する高度 130 km 付近に衝突率の極大が現れることも明らかとなった。この衝突率の極大は、電子のエネルギーが高い場合には中性粒子との衝突断面積が小さくなる一方で、ピッチ角が 90 度近くとなるミラー点付近では滞留時間が長くなることにより、衝突率が局所的に大きくなることで説明できる。以上の研究成果は、極域電離圏に降下する電子と大気との衝突過程において、特にロスコーン角に近いピッチ角を持つ電子に対してミラー力の効果が顕著であることを明らかにするものであり、相対論的なエネルギーを持つ降下電子を低高度で観測する際には、ピッチ角計測が重要となることを示唆している。

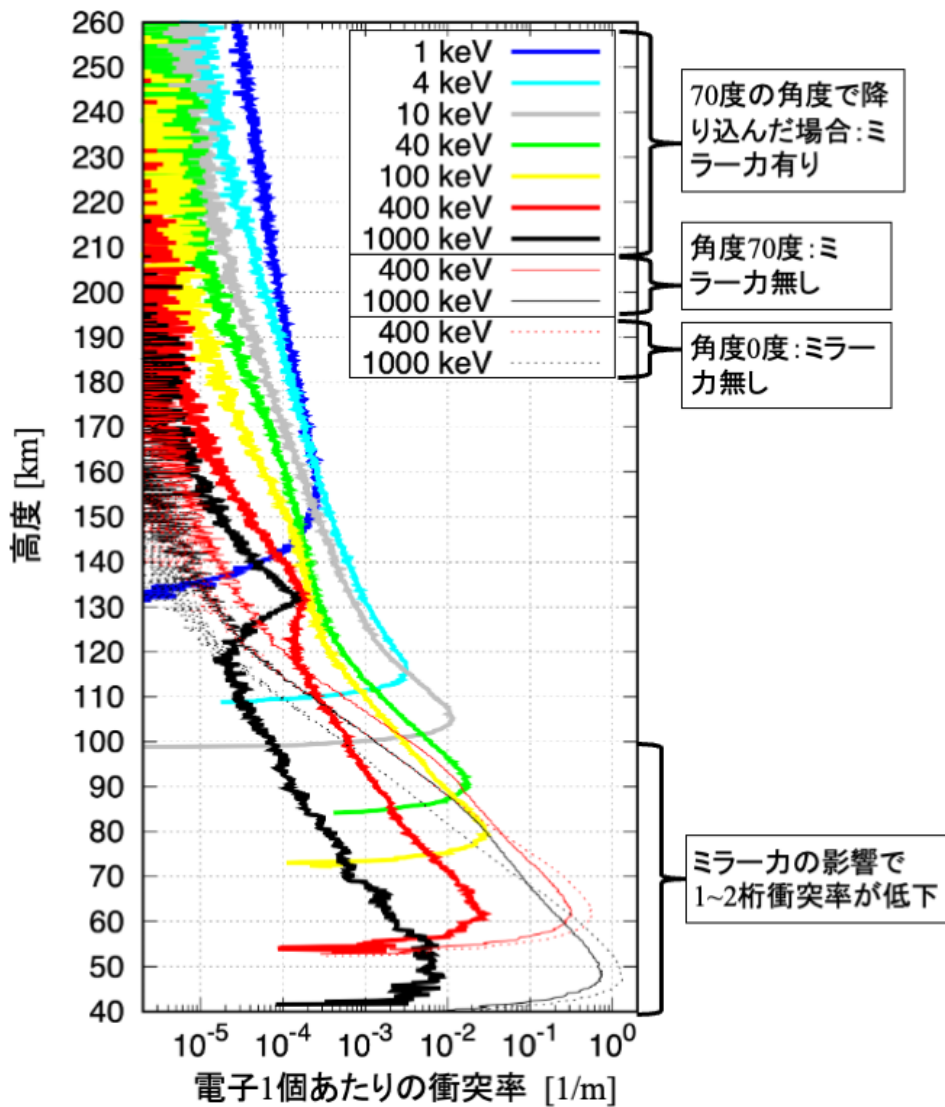


図1 降下電子と大気との衝突率の高度分布の計算結果

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Katoh, Y., P. S. Rosendahl, Y. Ogawa, Y. Hiraki, and H. Tadokoro, Effect of the mirror force on the collision rate due to energetic electron precipitation: Monte Carlo simulations. *Earth Planets Space*, 75, 117, doi:10.1186/s40623-023-01871-y, 2023.
2. Saito, K., Y. Katoh, Y. Kawazura, M. Kitahara, T. Kimura, and A. Kumamoto, Plasma distribution solver: A model for field-aligned plasma profiles based on spatial variation of velocity distribution functions, *J. Geophys. Res.: Space Physics*, 128, e2023JA031660, doi:10.1029/2023JA031660, 2023.

(口頭)

1. Katoh, Y., P. S. Rosendahl, Y. Ogawa, Y. Hiraki, and H. Tadokoro, Effect of the mirror force on the collision rate due to relativistic electron precipitation, AGU Fall Meeting

2023, San Francisco, 11-15 December 2023.

2. Saito, K., Y. Katoh, Y. Kawazura, and A. Kumamoto, Theory and simulation of the nonlinear motion of resonant electrons trapped by kinetic Alfvén waves in the magnetosphere, AGU Fall Meeting 2023, San Francisco, 11-15 December 2023.
3. 加藤雄人, 大村善治, 笠原慧, 篠原育, 寺本万里子, PCUBE: Probing, controlling, and understanding of radiation belt environments, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2023 年秋季年会, 2023 年 9 月.

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)
kent1@mac.com

研究目的 (Research Objective):

太陽風プラズマは星間プラズマを押し広げて太陽圏を形成するが、超音速で衝突する反動で太陽風側に終端衝撃波 (TS) が伝播する。TS と太陽圏の境界面 (HP) に挟まれた領域 (HS) は TS で減速・加熱を受けた太陽風プラズマで占められている。太陽圏の形状や大きさといった構造は HP における圧力平衡によって決まるため、HS 内のエネルギー分布を定量的に把握することが必須となる。TS におけるプラズマの加熱過程に対し、その供給源である太陽風の各種パラメータへの依存性を数値シミュレーションで検証することによって、HS 内プラズマの物理的特性を解き明かすのが本研究の目的である。

対象となる太陽圏外縁領域特有のプラズマ環境として、ピックアップイオン (以下 PUI) のダイナミクスに特に着目する。星間中性粒子が太陽風プラズマとの電荷交換によってイオン化した結果太陽風磁場に捕捉される PUI は、その実効熱エネルギーが数 keV に達する。これは数 eV 程度である背景の太陽風イオンに比べて衝撃波での加熱をより効率的に受けられることから、HS 内におけるエネルギー密度の主成分となる。更にその速度分布の特性により、PUI として生成される太陽風中で既に不安定性を励起して太陽風自体の加熱や乱流生成の効果などももたらし、ひいては TS での加熱過程においても修正が加えられる。本年度は衝撃波上流の太陽風で成長する電磁場擾乱と PUI 密度との関連性について解析を進めた。

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, 20, 25%と変えながらそれぞれ計算を行った。

研究成果 (Accomplishments) :

背景太陽風のプラズマ圧を Fig.1 に示す。図の中心の不連続面が TS を表す (右端の不連続が HP)。線色はそれぞれ PUI 相対密度が 1% (黒) 5% (青) 10% (橙) 20% (緑) 25% (赤) の場合となる。図より PUI 密度の増加に伴い、HS の拡大と TS における圧縮率の低下が認められる。ここでは更に上流の太陽風領域において、PUI 密度の増加に応じてプラズマ圧自体も上昇していることに着目する。この計算では 1 セルあたりの粒子数を 50 個としたが、その少なさ由来の統計的な揺らぎから非物理的な電磁波動が成長して粒子を加熱したと当初は考えた。

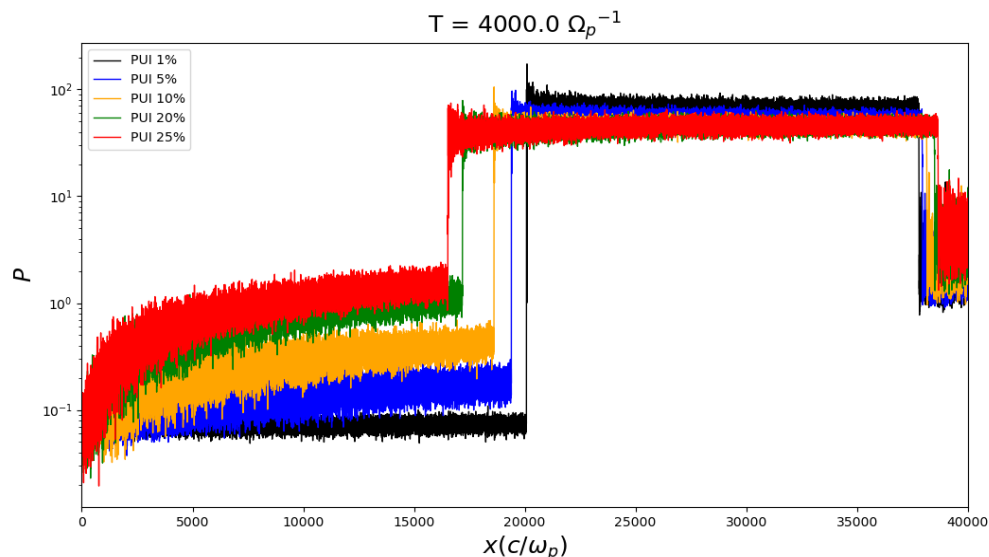


Fig.1 太陽風プロトン圧の空間プロファイル

そこで 1 セルあたりの粒子数を 1000, 5000, 10000 個と増やして同様の計算を実行したところ、やはり同じように太陽風が加熱されていたことから、これが物理的な現象であると結論付けた。Fig.2 には、PUI 密度 25% の TS 上流域における電場の x 成分に対する Fourier 成分の時間発展の様子を、1 セルあたりの粒子数が 50, 1000, 5000, 10000 個の場合についてそれぞれ示す。1 セルあたり 50 個の場合は全波数領域にノイズが広がっているため非物理的な現象と捉えられるが、初期ノイズが抑制されている 1000 個以上の場合は、時刻が $20 \Omega_p^{-1}$ を超えたあたりから特定の波数モードが成長していることが確認できる。高調波成分も見られることからイオンバーンスタイン波 (IBW) と考えられる。PUI の初期速度分布がリング形状 (磁場垂直方向に太陽風速度相当の半径を持つ分布) の場合には既に IBW の成長が立証されてい

た。安定とされる球殻形状でも長時間経過すれば IBW による加熱が生じる本研究の結果は、PUI 密度が 25%程度と予想されている太陽圏外縁領域において TS でのプラズマ圧縮を定量的に評価する際も、上流での事前加熱の効果などを考慮して理論を再構築する必要性を示唆するものとなった。

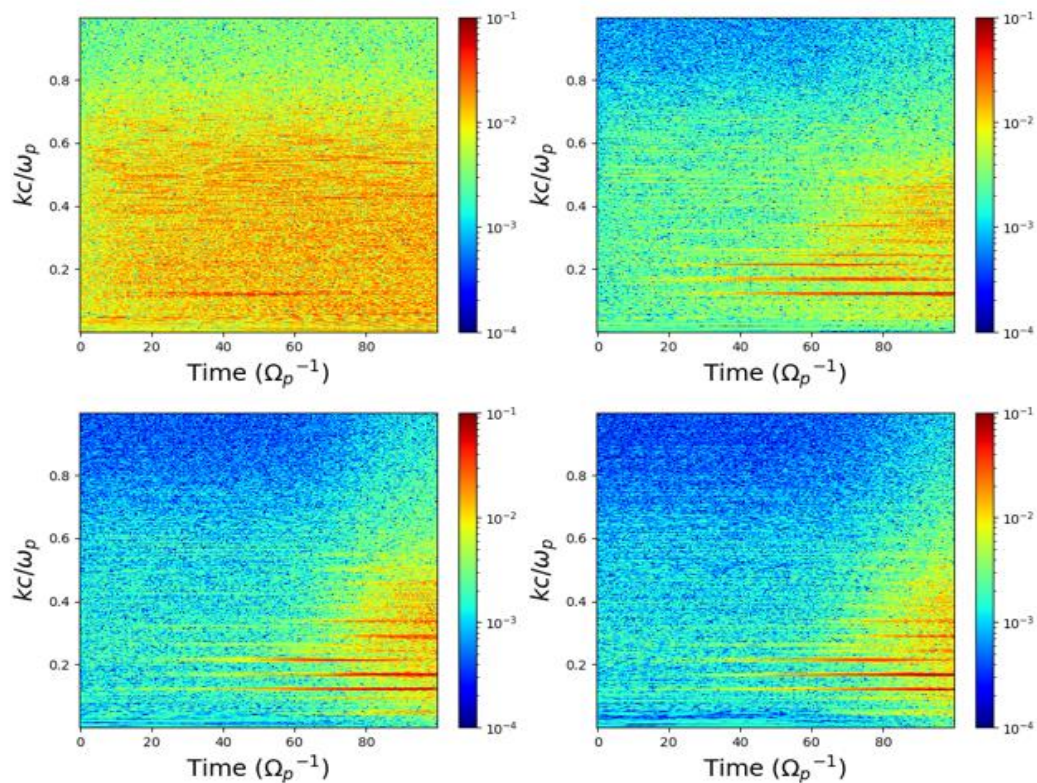


Fig. 2 TS 上流における電場 E_x の Fourier 成分の時間発展 (1セルあたり粒子数 (左上) 50 個、(右上) 1000 個、(左下) 5000 個、(右下) 10000 個)

イオンサイクロトロン波動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

Test Particle 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)
yikai_hsieh@rishi.kyoto-u.ac.jp

研究分担者 : 大村 善治 (京都大学生存圏研究所)
omura@rishi.kyoto-u.ac.jp
担当 : 計算結果の理論的検討

研究目的 (Research Objective):

Wave-particle interactions with whistler-mode waves and electromagnetic ion cyclotron (EMIC) waves significantly influence the behavior of energetic charged particles within the Earth's and other planets' magnetosphere, altering their energies and scattering their pitch angles. These wave-particle interactions play crucial roles in the dynamics, distribution, and energy states of these electrons. Research and simulations (e.g., Hikishima et al. (2010), Miyoshi et al. (2022)) have reported evidence of electron precipitation driven by whistler-mode waves, primarily under conditions where waves propagate parallel to the magnetic field lines. Despite these findings, the effects of larger wave normal angles on electron precipitation have been observed (Zhang et al., 2022) but not yet explored through simulation. This gap in research is significant because the resonance conditions for waves with normal angles near the resonance cone differ markedly from those for parallel or slightly oblique waves. On the other hand, ion acceleration induced by EMIC waves should follow a similar process to electrons accelerated by whistler-mode waves. However, so far there is no research discussing this topic.

The first aim of this study is to examine how electrons respond to interactions with whistler-mode chorus waves across various wave normal angles. The second aim is to check if the EMIC wave can really affect the ion's motions around the Earth or other planets.

計算手法 (Computational Aspects):

For the first aim:

We utilized test-particle simulations to track electron trajectories and create numerical Green's functions according to the results of the test-particle simulations. A Green's function represents the altered electron distribution following their interaction with the target waves. Our analysis included 12 wave models across three amplitude levels and four wave normal

angle variations, encompassing parallel, slightly oblique, and very oblique chorus waves. We conducted these simulations within the Earth's dipole magnetic field at $L=4.5$. The number of electrons that produced a Green's function is 3,600. There are 51,000 Green's functions for each wave model, which we call a Green's function set, with initial energies from 10keV to 6 MeV and initial equatorial pitch angles from the loss cone angle to 89 degrees.

For the second aim:

We first tried test particle simulation of an EMIC wave and protons in the Earth's magnetosphere, but the gyro radius of an ion is too large to perform wave-particle interactions. Then we found that Jupiter's magnetosphere is an ideal environment. It is a preliminary study so we tested a simple EMIC wave model with constant amplitude and constant frequency. We evaluated protons from around 240 MeV with various pitch angles and at various locations.

For both aims, hybrid parallel processing including MPI (Message Passing Interface) and OpenMP (Open Multi-Processing) is adopted for efficient computation.

研究成果 (Accomplishments) :

For the first aim:

We comprehensively surveyed the electron precipitation induced by various kinds of whistler-mode waves, which contain various amplitudes and wave normal angles (as shown in Fig 1). From the results, we know that: (1) The most important factor that affects electron precipitation rate is wave amplitude. If the wave amplitude is large enough to perform nonlinear wave-particle interaction, the electron precipitation is critical. (2) The duration of the wave subpacket will also affect electron precipitation. It requires more investigation in the future works.

For the second aim:

Through test particle simulations, we reveal a nonlinear process called relativistic turning acceleration (RTA) by EMIC waves that can accelerate protons from a few hundred MeV to around GeV energies. We conducted various numerical simulations, adjusting initial equatorial pitch angles, wave amplitudes, wave frequencies, and radial distances to observe these effects. The RTA process is one of the reasons that form Jupiter's radiation belts.

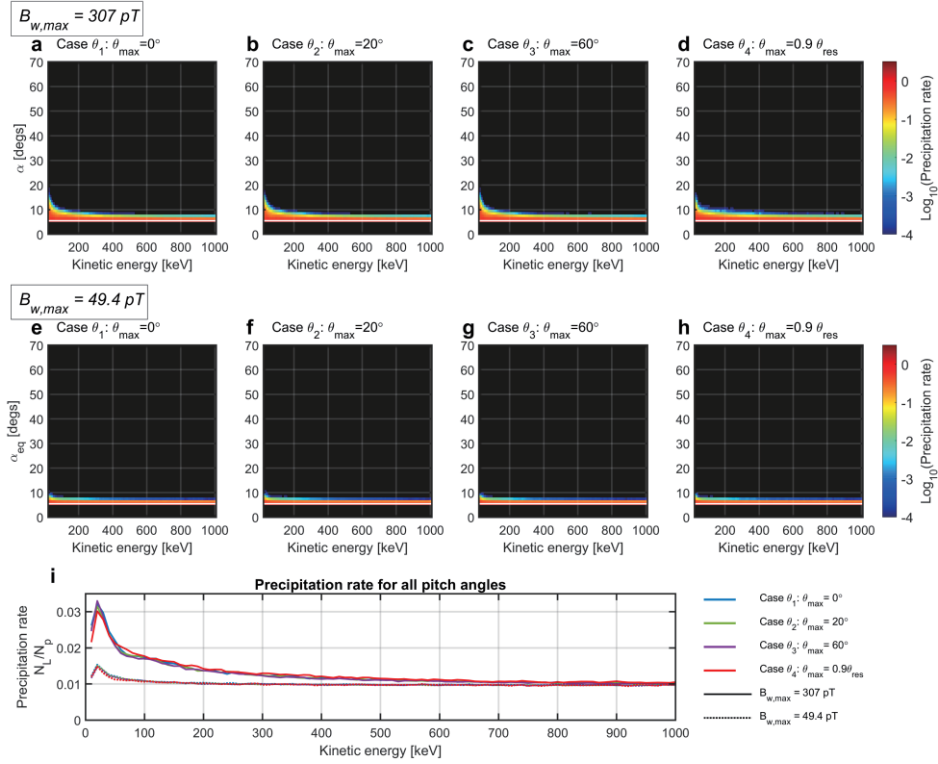


Fig.1 Precipitation rates for electrons interacting with a pair of chorus emissions at various wave amplitudes, wave normal angles, initial energies, and initial equatorial pitch angles.

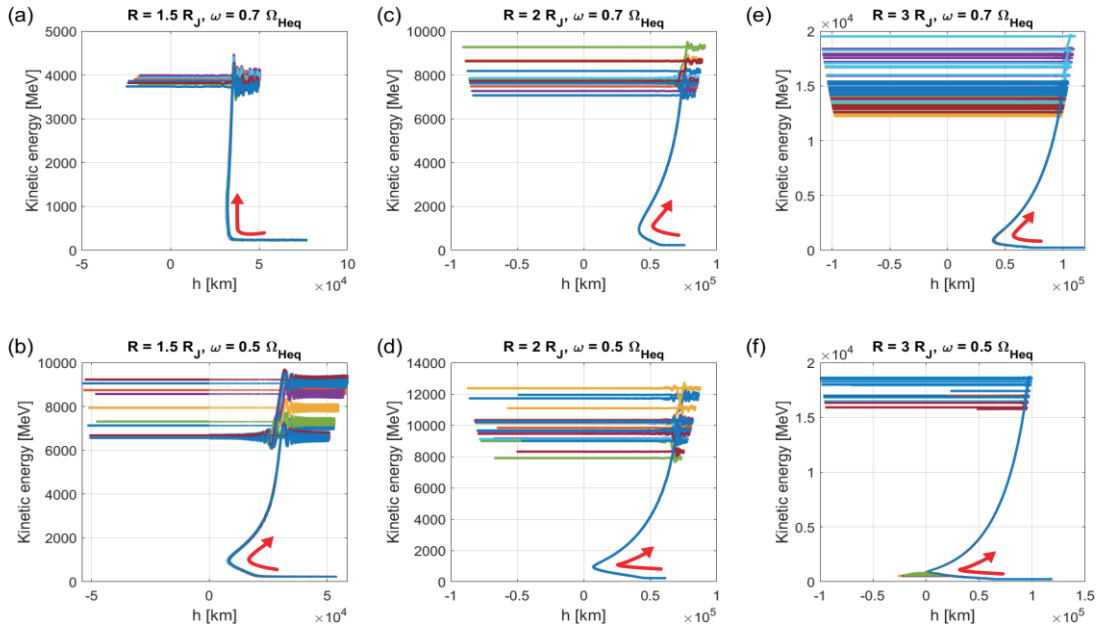


Fig.2 Protons undergo the relativistic turning acceleration process at various locations interacting with EMIC waves with frequencies 0.5 and 0.7 equatorial ion cyclotron frequency(Ω_{Heq}).

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y. (2023). Precipitation rates of electrons interacting with lower-band chorus emissions in the inner magnetosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128, e2023JA031307. <https://doi.org/10.1029/2023JA031307>
2. Sekine, T., Omura, Y., Summers, D., Hsieh, Y.-K., & Nakamura, S. (2024) Particle acceleration in Jupiter's ion radiation belts by nonlinear wave trapping. Submitted to *Journal of Geophysical Research: Space Physics*.

(口頭)

1. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y., Energetic electron precipitation due to nonlinear trapping and scattering in oblique chorus wave-particle interactions, American Geophysical Union (AGU) 2023 Meeting, San Francisco, USA & Online, Dec 2023. (招待講演)
2. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y., Energetic Electron Precipitation induced by lower-band chorus emissions, The 7th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics (AAPPS-DPP2023), Nagoya, Japan, Nov 2023. (招待講演)
3. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y., Pitch angle scattering rates and energetic electron precipitation caused by chorus emissions in the inner magnetosphere, 第154回地球電磁気・地球惑星圏学会, 仙台, 2023年9月.

(ポスター)

1. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y., Electron Precipitation Processes due to Oblique Chorus Emissions, XXXVth General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI GASS 2023), Sapporo, Japan, Aug 2023.

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（京大生存圏研究所・准教授）

h-usui@port.kobe-u.ac.jp

研究分担者：小嶋 浩嗣（京大生存圏研究所・教授）

担当：プラズマ中での物体の電気的特性

中嶋 稜太（京都大学工学研究科）

担当：全粒子シミュレーション解析

臼井 英之（神戸大学 大学院システム情報学研究科，教授）

担当：アルゴリズム評価

三宅 洋平（神戸大学 大学院システム情報学研究科，准教授）

担当：物体モデル評価

研究目的 (Research Objective):

本研究の目的は、3次元プラズマ粒子シミュレーションを用いて、月周辺におけるプラズマの環境に対する月面電位、月面近傍に存在する物体の帯電の状態と、帯電に伴う電場構造について明らかにすることを目的とする。

計算手法 (Computational Aspects):

神戸大学で開発された3次元全粒子電磁シミュレーションコードEMSESを用いて、月面近傍におかれた完全導体の帯電に関する数値シミュレーションを実施する。シミュレーションボックス内に、内部境界として、2つの完全導体である立方体と、月面を模擬するために導電率が小さい層を設定できるようにする。そのうえで、月が太陽風に存在することを想定したプラズマのパラメータでシミュレーションを実施する。ただし、現状では光電子の効果は導入していない。まず、立方体物1つをプラズマ中に配置し、floating potentialに落ち着いた時点で、その導体に電圧を印加・掃引することで、V-I特性をシミュレーションから求め、ラングミュア特性の理論と一致することを確認する。次に、月面着陸機から伸展させたプローブを用いて月面の静電環境を測定する場合を模擬したシミュレーションを実施するために、2つの大きさの異なる立方体物をシミュレーションボックス内に配置し、その距離を変えてながら小さい導体の電位を掃引してV-I特性を求め、ラングミュア特性の理論と比較をおこなう。ただし、現状では月面はシミュレーションボックス内に導入されていない。

研究成果 (Accomplishments) :

図 1 に示すように、立方体導体 1 つをシミュレーションボックス内に設置し、電圧を印加・掃引した場合には、V-I 特性はラングミュア特性の理論と非常に良い一致を示すことが確認された。このことから、本シミュレーションにおいて、プラズマ中の導体物を精確に取り扱えていることを確認した。

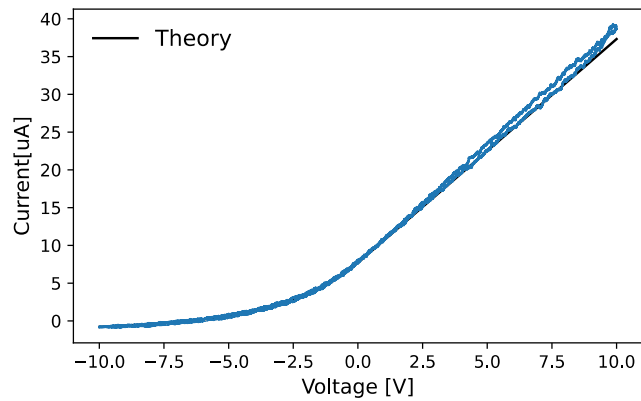


図 1：立方体導体 1 つの場合における V-I 特性の理論値（黒線）とシミュレーション結果（青線）。

図 2 に、大きさの異なる導体物を 2 つ、シミュレーションボックス内に設置し、小さい方の導体電位を掃引した際の V-I 特性の結果を示している。4 つのパネルでは、2 つの導体の間の距離が異なっており、デバイ長よりも距離が小さい場合には、V-I 特性がラングミュア特性からずれていることがわかる。シミュレーション空間内の電位分布の解析から、2 つの導体間の距離がデバイ長よりも小さい場合には、小さい導体周辺の電位が大きい導体の影響で歪んでいることが明らかとなった。この電位の歪みは、導体間の距離がデバイ長を超えることで改善することがわかり、電位計測や、ラングミュアプローブ計測で精確な計測をおこなうためには、電位の歪みを低減する必要があることを示している。今後は、月面の状況を模擬した状況でのシミュレーションに加えて、この電位の歪みを解決するための静電障壁を形成する電極を挿入し、大きい導体の影響を受けることなく、理想的な計測が実現できるようなモデル作成を目指す。

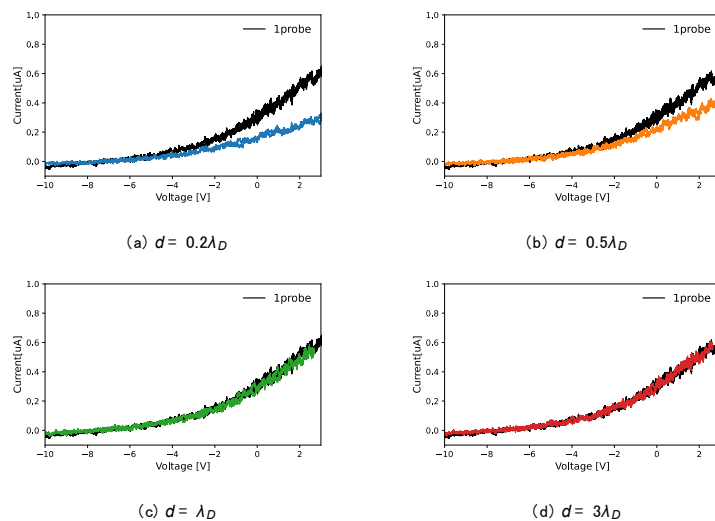


図 2：2 つの大きさの異なる立方体をシミュレーションボックス内に設置した場合における、小さい導体の V-I 特性。それぞれのパネルは、2 つの導体の距離が異なる場合の V-I 特性を示しており、黒線で図 1 の場合の V-I 特性を参考として示している。

公表状況 (Publications)：

(論文)

1. 中島稜太、月面環境を計測する静電プローブに関する計算機シミュレーション、

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.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

湯谷 樹生 (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。例として、F 領域下部の密度勾配が急峻な高度が 250 km、300 km、400 km の位置する場合の線形成長率の高度分布を図 1 に示す。電離圏高度が上昇している場合に成長率が高くなり、シミュレーションを進めた結果、活発なプラズマバブルが成長したことが示された。

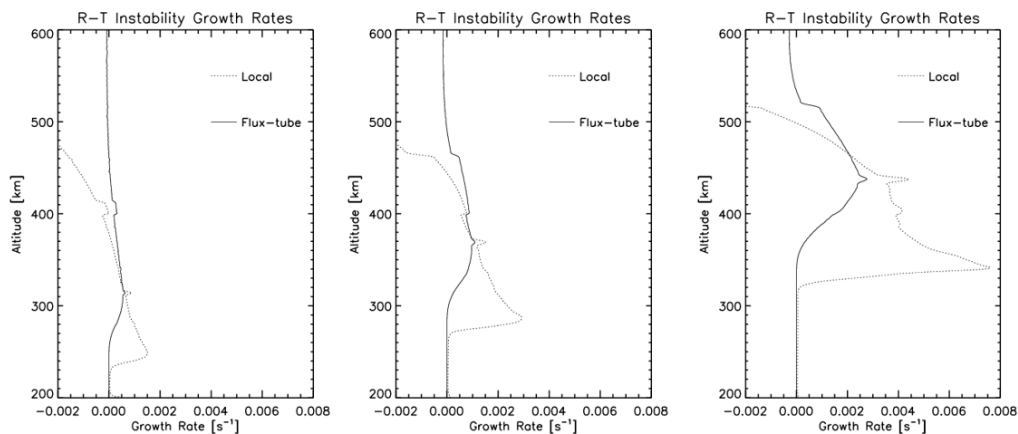


図 1: 初期高度が異なる場合の Rayleigh-Taylor 不安定の線形成長率の高度分布。点線が局所的なパラメータで計算した値、実線は磁力線に沿って積分した値を示す。左から、密度勾配が急峻な高度が 250 km, 300 km, 400 km の場合。

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

一が掛かるため、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。

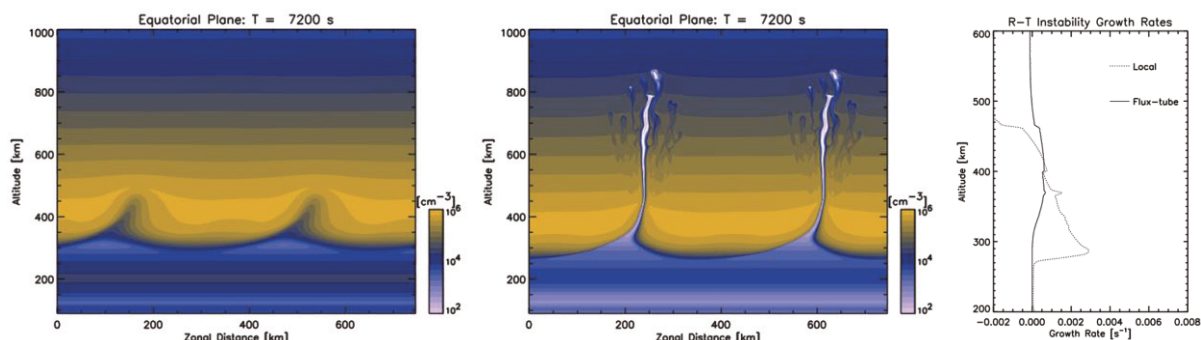


図 2: E 領域の電子密度を変化させた場合のプラズマバブルの成長と線形成長率の高度分布。左図は E 領域の電子密度を 3 倍にした場合。

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Jiang, C., L. Wei, T. Yokoyama, R. Tian, T. Liu, and G. Yang, Modeling of Multi-Ion Plasma Bubbles in the Equatorial Ionosphere, *J. Geophys. Res. Space Physics*, **128**, e2023JA031753, doi:10.1029/2023JA031753, 2023.
2. Rino, C., T. Yokoyama, and C. Carrano, A three-dimensional stochastic structure model derived from high-resolution isolated equatorial plasma bubble simulations, *Earth, Planets and Space*, **75**, 64, doi:10.1186/s40623-023-01823-6, 2023.

(口頭)

1. Yokoyama, T., H. Jin, and H. Shinagawa, Multi-Scale Simulation of Equatorial Plasma Bubbles with GAIA Model, XXXVth International Union of Radio Science General Assembly and Scientific Symposium [Sapporo: August 2023] (Invited).
2. Yokoyama, T., Y. Uneyama, P. Liu, and M. Yamamoto, Automatic scaling of foF2 and foEs from ionograms obtained at Shigaraki MU Observatory, Asia Oceania Geosciences Society 20th Annual Meeting [Singapore: August 2023] (Invited).
3. Liu, P., T. Yokoyama, and M. Yamamoto, Spatiotemporal Sequence Prediction of Global Ionospheric Total Electron Content Map Based on Deep Learning Recurrent Neural Network, XXXVth International Union of Radio Science General Assembly and Scientific Symposium [Sapporo: August 2023].
4. 横山 竜宏, 采山 裕紀, 劉 鵬, 山本 衛, 信楽イオノゾンデ観測を用いた機械学習によるスポラディック E 層の自動検出と統計解析, 日本地球惑星科学連合 2023 年大会 [千葉市/Hybrid: 2023 年 5 月]

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

Development of Signal Separation Techniques for Satellite-borne AIS Observation

研究代表者：西村耕司（京都大学生存圏研究所）
nishimura@rish.kyoto-u.ac.jp

研究分担者：北村一真（京都大学生存圏研究所）
担当：計算機シミュレーション

都合により、非公開とします。

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（京大生存在圏研究所）

ebihara@rish.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

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深内部磁気圏における 100 keV 帯電子の変動と極域を流れる沿磁力線電流の関係 (Pandya, Ebihara et al., 2024)、②内部磁気圏における 1-100 keV 帯イオンの急増現象の質量依存性、③内部磁気圏におけるコーラス波動成長可能領域の地球磁場強度依存性、④惑星間空間衝撃波到来時における電離圏変動 (Zhang, Ebihara, Tanaka, 2023) について研究を行った。ここでは、深内部磁気圏における 100 keV 帯電子の急激な変動について報告する。

内部磁気圏には様々なエネルギーを持つ電子が捕捉されている。深内部磁気圏では 100 keV から数 100 keV のエネルギーを持つ電子のフラックスに多数のピークが現れている。エネルギー対時間スペクトル上で縞模様に見えることからゼブラ構造と呼ばれている。ヴァン・アレン衛星が深内部磁気圏の $L=1.5$ で観測した電子のゼブラ構造を解析し、静穏時にはゼブラ構造は安定して存在しつつも、磁気嵐がおこると急に乱れ、再構成することを明らかにした (Pandya, Ebihara et al., 2024)。しかし、 $L=1.5$ という深内部磁気圏で電子フラックスが瞬時に再構成する物理過程はよく分かっていない。

計算手法 (Computational Aspects) :

2017 年 9 月 7-8 日に観測された太陽風パラメータをグローバル 3 次元 MHD シミュレーション (REPPU, Level 6) に与え、磁気嵐を再現した。

研究成果 (Accomplishments) :

L=1.5 という深内部磁気圏で 2015 年 3 月 1-31 日にヴァン・アレン衛星によって観測された電子フラックスの変動を Figure 1 に示す。静穏時にはゼブラ構造は安定して存在し、Dst 指数 (Figure 1 第 4 パネル) が数日間下がると (磁気嵐がおこると) ゼブラ構造が乱れることが分かる。AMPERE 衛星群によって観測された極域を流れる全沿磁力線電流量を同第 2 パネルに示す。全沿磁力線電流の増加とゼブラ構造が再構成する期間が合致していることがわかる。

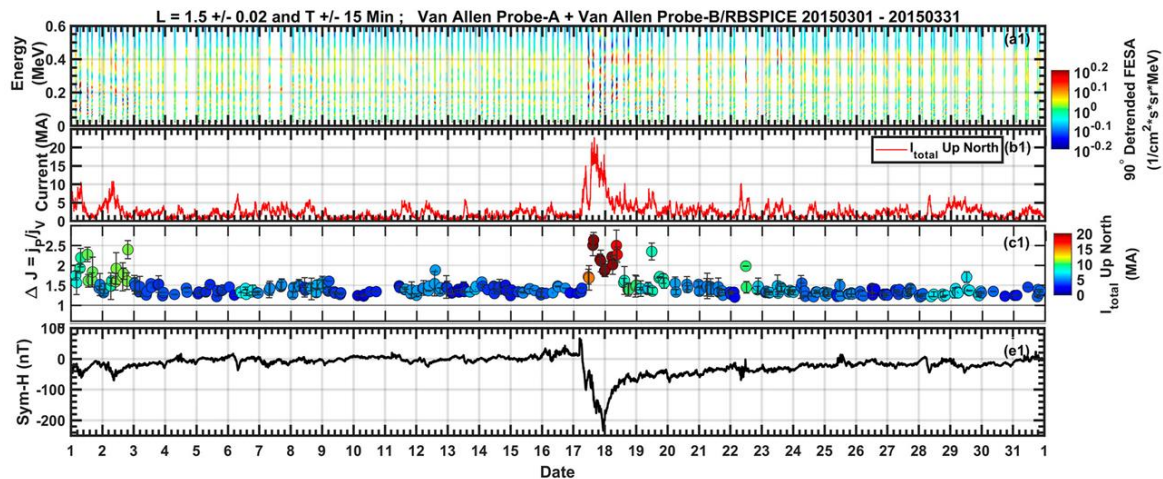


Figure 1: 2015 年 3 月 1-31 日に観測された電子フラックスの変動量 (第 1 パネル、縦軸は電子の運動エネルギー)、極域を流れる沿磁力線電流の総量 (第 2 パネル)、電子フラックスのピーク間比 (Δj , 色は沿磁力線電流の総量, 第 3 パネル)、磁気嵐を表す Sym-H 指数 (第 4 パネル) を示す。(Pandya et al., 2024 を改変)

グローバル MHD シミュレーションで得た磁気嵐中における全沿磁力線電流と L=1.5 における東西方向の電場 E_ϕ の関係を Figure 2 に示す。全沿磁力線電流が増加すると西向き電場が増加することがわかる。すなわち、以下のように電離圏を介して太陽風と深内部磁気圏が結合している可能性がある。

- ① 惑星間空間磁場が南を向くと地球磁場と再結合したばかりの磁力線を磁気圏低緯度境界付近で太陽風プラズマが引っ張り、アルベン波を励起するとともに沿磁力線電流を生成する (Ebihara and Tanaka, 2022, doi:10.1029/2021JA029991)。
- ② アルベン波はプラズマ流の影響を受けるため、磁力線に沿って進むとは限らない。磁気圏低緯度境界付近で発生したアルベン波は反太陽方向に流されつつ極域に向かい、Region 1 型として知られる沿磁力線電流となって電離圏に接続する (Ebihara and Tanaka, 2022, doi:10.1029/2021JA029991)。
- ③ 電離圏電場が低緯度に広がり (Kikuchi and Araki, 1979, doi:10.1016/0021-9169(79)90094-1)、磁力線に沿って深内部磁気圏に伝わる (Nishimura et al.,

2010, doi:10.1029/2010JA015491; Ebihara et al., 2020, doi:10.1029/2019JA026998)。

- ④ 内部磁気圏で捕捉されている電子が西向き電場によって地球方向（深内部磁気圏）に運ばれる (Pandya, Ebihara, et al., 2023, doi: 10.1029/2022JA030950)。

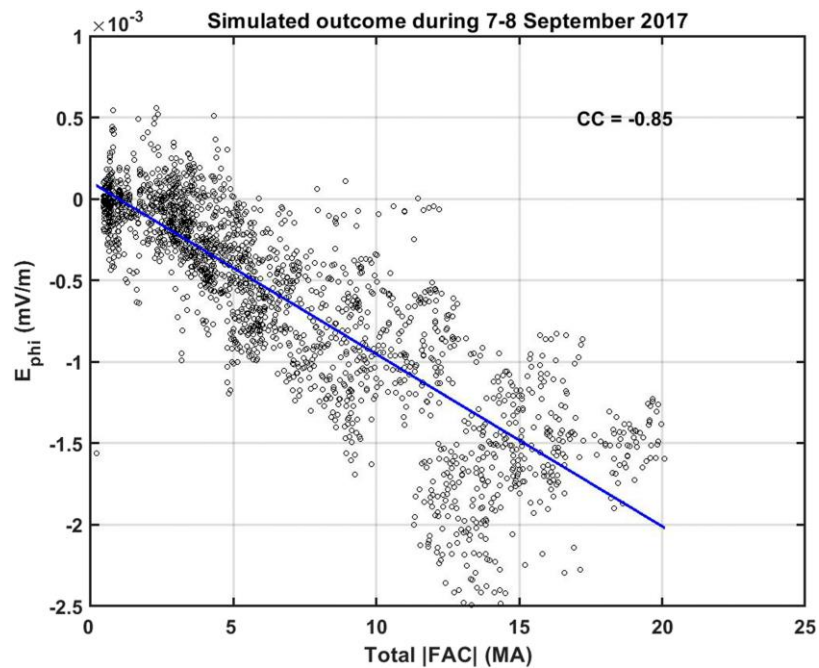


Figure 2: グローバル MHD シミュレーションで得た 2017 年 9 月 17-18 日の磁気嵐中における全沿磁力線電流 (Total FAC) と L=1.5 の真夜中における東西方向の電場 E_{ϕ} の関係。東向きが正で、相関係数は -0.85 である。

(Pandya et al., 2024 を改変)

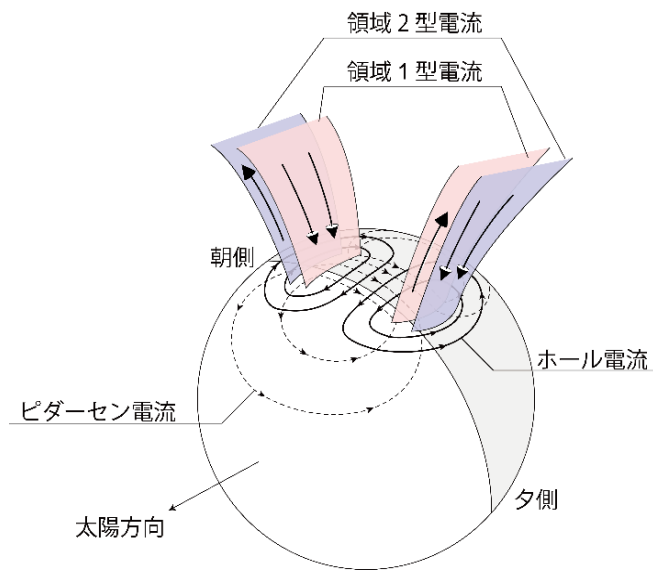


Figure 3: 沿磁力線電流と電離圏電流（電離圏電場）の関係を示す模式図。

惑星間空間磁場が南を向き、対流が強まり、粒子が地球側に輸送されるという単純な内部磁気圏像ではなく、素過程に立脚した新しい磁気圏像の獲得を引き続き目指していきたい。

公表状況 (Publications) :

1. Pandya, M., Y. Ebihara, T. Tanaka, J. Manweiler, and S. Vines (2024), Intensification of the electron zebra stripes in the Earth's inner magnetosphere during geomagnetic storms, *Geophysical Research Letters*, 51, e2023GL107822, doi:10.1029/2023GL107822.
2. Zhang, T., Y. Ebihara and T. Tanaka (2023), Nighttime geomagnetic response to jumps of solar wind dynamic pressure: A possible cause of Quebec blackout in March 1989, *Space Weather*, 21, 11, e2023SW003493, doi:10.1029/2023SW003493.

真北に近い惑星間空間磁場下における Dungey リコネクション の形状と交換サイクルとの関係

Geometry of Dungey reconnection and its relation to the interchange cycle during periods of almost due northward interplanetary magnetic field

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）
watanabe.masakazu.852@m.kyushu-u.ac.jp

研究分担者：蔡東生（筑波大学システム情報系）
cai@cs.tsukuba.ac.jp
担当：磁場位相解析プログラムの提供・助言

藤田茂（情報・システム研究機構
データサイエンス共同利用基盤施設）
sfujita@ism.ac.jp
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）
takashi.tanaka.084@m.kyushu-u.ac.jp
担当：シミュレーションコードの提供・助言

畠山将英（九州大学理学部地球惑星科学科）
hatakeyama.shoei.511@s.kyushu-u.ac.jp
担当：シミュレーションの実行・可視化・解析

上西園健太（九州大学理学部地球惑星科学科）
kaminishizono.kenta.826@s.kyushu-u.ac.jp
担当：シミュレーションの実行・可視化・解析

研究目的 (Research Objective):

もともと「高空間解像度のグローバル磁気流体シミュレーションによるカusp・マントル沿磁力線電流系の再現」という課題で採択されたのだが、この方面では進展がなかった。一方表題の研究は、過年度の計算結果に補足計算と新たな解釈を加えて得られた成果でかなり進展があった。後者の研究成果について報告する。

惑星間空間磁場（interplanetary magnetic field, IMF）南向き時には、昼間側磁気圏で地球の閉磁力線が開き、夜側磁気圏尾部で開磁力線（ローブ磁力線）が閉じるリコネクションが起こる。一連のリコネクションは Dungey（型）リコネクションと呼ばれ、Dungey リコネクションによる磁束循環は Dungey サイクルと呼ばれている (Fig. 1a)。これに対し IMF が真北に近い時は、まず IMF と一半球のローブ磁場がリコネクションを起こし、続いて新たに出来たローブ磁場と地球の閉磁場が反対半球でリコネクシ

オンを起こす。一連のリコネクションは交換（型）リコネクションと呼ばれ、交換リコネクションによる磁束循環は交換サイクルと呼ばれている (Fig. 1b)。交換サイクルは磁気圏境界領域で起こり、電離圏では昼間側高緯度領域の対流セルとして現れる。一方で、磁気圏尾部では地球方向に運ばれる閉磁束が観測され、夜側電離圏には IMF B_y に依存した対流セルが出現する (Fig. 1c)。これらの現象は IMF 北向きでも Dungey リコネクションが存在することを示唆している。またごく最近、分担者の田中が、磁気流体シミュレーションの解釈から、Dungey リコネクションが組み込まれた磁束循環モデルで Fig. 1c の夜側対流を説明している。このように IMF が真北に近くても Dungey リコネクションが生じるとなると、(1) その Dungey リコネクションはどのような形状で起こるのか、(2) Dungey サイクルと交換サイクルは共存し得るのか、などの疑問が湧いてくる。これらの疑問に答えるのが本研究である。

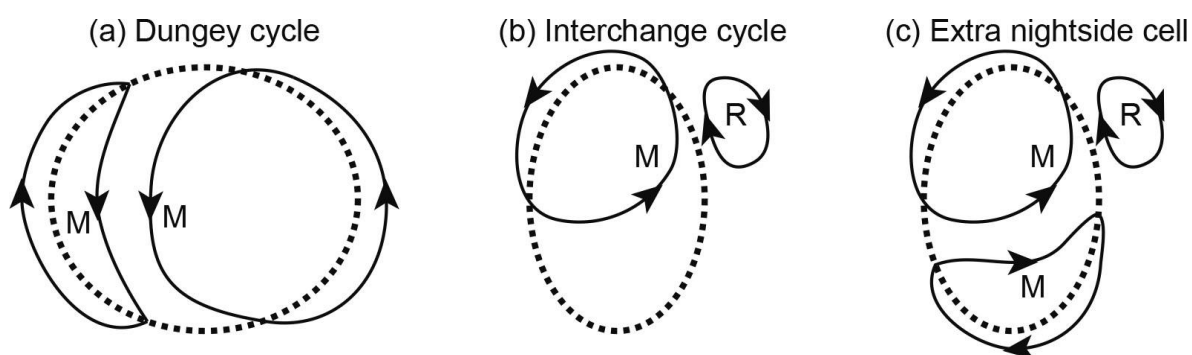


Fig. 1 電離圏で見た (a) IMF 南向き時の Dungey サイクル、(b) IMF 北向き時の交換サイクル、(c) IMF 北向き時の夜側に時折現れる対流セル. いずれも IMF $B_y < 0$ で北半球の場合を描いている. 破線は磁力線の開閉境界. M=merging cell; R=reciprocal cell.

計算手法 (Computational Aspects):

分担者の田中が開発した磁気流体モデル Reproduce Plasma Universe (REPPU)を用いて、IMF 北向き時 ($B=6nT$ 、時計角 $\theta=-20^\circ$ [$B_y < 0$]) の準定常磁気圏を再現する。次に、得られた磁気圏の大域構造 (null-separator 構造) を決める磁気中性点を同定する。通常南北両半球に 1 個ずつある。各磁気中性点に対し、磁場勾配テンソル $\nabla \mathbf{B}$ の固有値・固有ベクトルを計算する。固有値実部の符号は、(++) または (--) と 2 つが同符号になる。同符号となる 2 つの固有値に対応する固有空間は、磁気中性点から発する 2 次元セパトリクス (Σ 面, fan) になり、残り 1 つの固有値に対応する固有空間は磁気中性点から発する 1 次元セパトリクス (γ 線, spine) になる。筑波大学のグループが開発した Σ 面追跡のプログラムを用いて、各磁気中性点から発する Σ 面を追跡し Σ 面の交線 (セパレータ) を求める。セパレータの形状とセパレータ上の沿磁力線電場から Dungey リコネクションを同定し、その様態を考察する。

研究成果 (Accomplishments) :

Fig. 2a は北半球の電離圏ポテンシャル(1kV 毎の等高線)と磁力線の開閉境界(赤が閉領域、青が開領域)を示したもので、Fig. 1b のパターンが得られている。すなわち夜側には目ぼしい対流セルはない。そのような期間を選んでいる。M は merging cell、R は reciprocal cell を表し Fig.1b の交換サイクルを構成している。L は lobe cell で Fig.1 では考慮していない。Fig. 2b はシミュレーションで得られた磁気圏の 2 つの磁気中性点(A, B)と、そこから発する Σ 面(Σ_A , Σ_B)を追跡したものである。右上に座標軸が示してあるが、X 軸と Y 軸が磁気圏物理学でよく使われる GSM 座標系とは符号が反転したものになっている($X=-X_{GSM}$, $Y=-Y_{GSM}$, $Z=Z_{GSM}$)。磁気中性点の位置は、 $A=(1.1, 2.9, 14.6)$ 、 $B=(1.3, -3.1, -14.7)$ (単位は地球半径 R_E)、また固有値実部の符号は $A(- - +)$ 、 $B(+ + -)$ である。 Σ_A と Σ_B の交線が A と B を結ぶセパレータで(昼間側と夜側の 2 本ある)、これらは磁力線でもある。

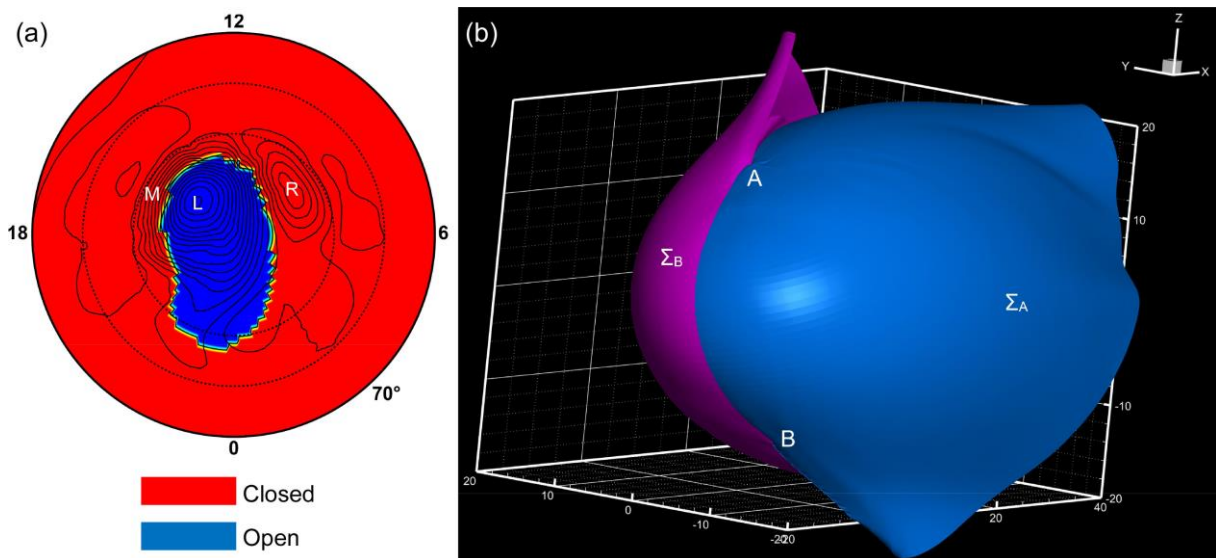


Fig. 2 (a) 計算機で再現された北半球の極冠と電離圏ポテンシャル。ポテンシャル等高線は 1kV 毎。M=merging cell; R=reciprocal cell; L=lobe cell. (b) 計算機で再現された磁気圏の 2-null 2-separator 構造。A, B が磁気中性点で、 Σ_A , Σ_B はそれぞれから発する 2 次元セパレーター。

Fig. 3a は A 点近傍の Σ_A 面上で(中心が A でほぼ半径 $5R_E$ の円)、磁力線(矢印付流線)と沿磁力線電場(色)を表したものである。北半球(+Z 側)から南半球(-Z 側)へ見下ろした形になっていて、左が太陽方向、上が朝方方向である。橙色の磁力線は Fig. 2b で求めたセパレータである。セパレータより朝方(上)側が南半球ローブと閉領域の境界で、セパレータより夕方(下)側が IMF と北半球ローブの境界である。セパレータより朝方では磁力線と逆向きの沿磁力線電場(青)が、セパレータより夕方では磁力線方向の沿磁力線電場(赤)が存在し、それぞれ南ローブ-閉領域リコネクション、IMF-北ローブリコネクションが起こっていることを示している。いずれも Σ 面上に特異性が現れる fan reconnection である。これらのリコネクションにより、Fig. 1b および Fig. 2a の交換サイクルが形成されている。ところで、Fig. 3a をよく見ると、ごくわずかだが、磁力線と逆向きの沿磁力線電場(青色)が昼側セパレータ上

にも夜側セパレータ上にもある。これは fan reconnection の自然な延長から生じる separator reconnection と考えることができる。すなわち、点Aに関しては fan reconnection で、点Bに関しては spine reconnection になっている。セパレータ上の沿磁力線電場は、昼側・夜側双方とも、IMF南向き時と同じ Dungey リコネクションが起こっていることを意味する。電離圏では Dungey サイクルの兆候は見えないが (Fig. 2a)、昼側で閉磁束が失われ、夜側で閉磁束が作られる過程が存在する。更に Fig. 3a をよく見ると、磁気中性点近傍でセパレータが朝夕方向に曲がっていることがわかる。この曲がりには Dungey リコネクションを起こしやすくする方向に働く。

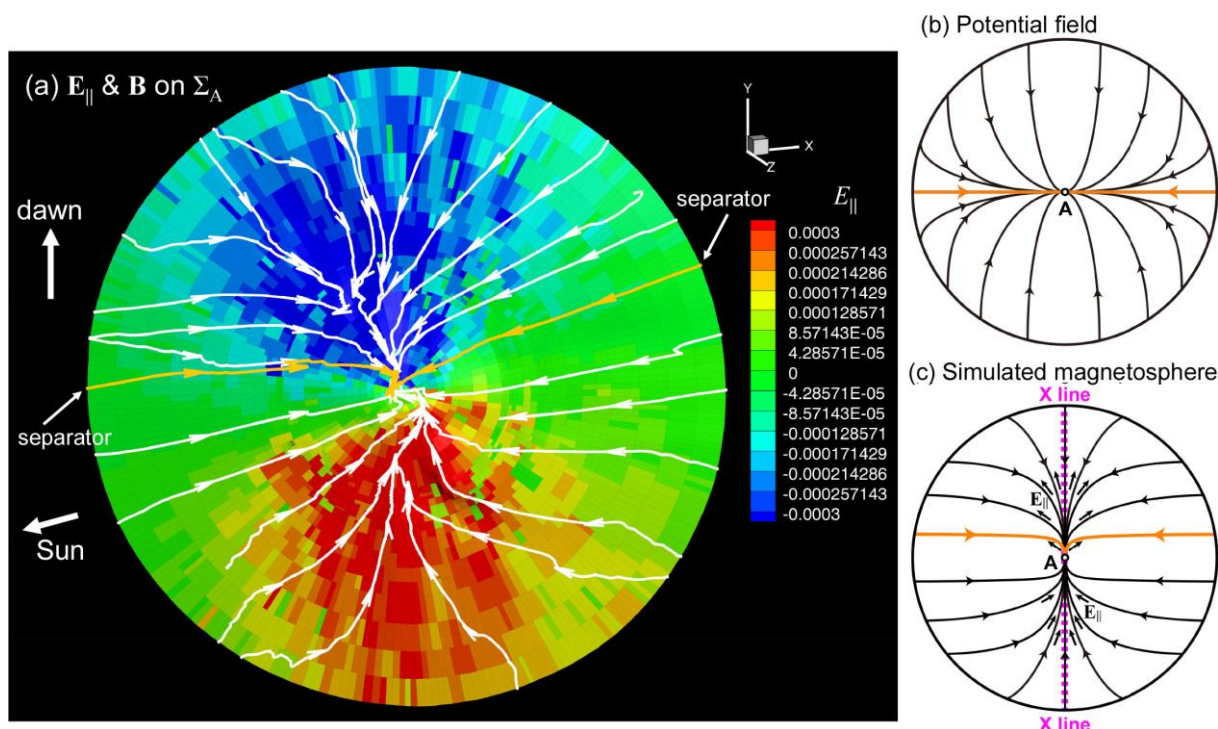


Fig. 3 (a) Σ_A 上の磁力線 (流線) と沿磁力線電場 (色). 中心点 A から半径がほぼ $5R_E$ の領域を示している. 橙色はセパレータ (Σ_A と Σ_B の交線). (b) ポテンシャル磁場 (例えば双極子磁場と一様磁場の重ね合わせ) の場合の Σ 面上の磁場構造. (c) Fig. 3a の模式的表現.

Fig. 3a を模式的に表したものが Fig. 3c である。磁気中性点近傍における磁力線の変形は、交換リコネクションに伴う電流による。これを電流がないポテンシャル磁場の場合 (Fig. 3b) と比較してみる。ポテンシャル磁場では、 Σ 面上で磁力線はセパレータ (橙色) に接するように磁気中性点に近づく (Fig. 3b)。交換リコネクションが起こっているときは、Fig. 3c のようにいわゆる X line に接するように磁力線は変形する。それに伴い、セパレータも Fig. 3c の様に磁気中性点近傍で朝夕方向に曲がる。このため、朝方側の沿磁力線電場がセパレータ上にも広がりやすくなり、その結果 Dungey リコネクションが起こる。これらの Dungey リコネクションを夕方側からみた模式図で書けば Fig. 4a, 4b のようになる。Fig. 4b は反平行磁場に見えないが、磁気圏尾部から見れば“反平行的”に見える。ただし、3次元のリコネクションは拡散領域における平行磁場の入れ替わりが本質であり、2次元リコネクションの描像である

「反平行磁場のつなぎ換え」を3次元に拡張するのは誤りである。

ところで、Fig. 3a, 3c でみたように、Fig. 4a, 4b の Dungey リコネクションは Fig. 4c の south lobe-closed 交換リコネクションの自然な延長として現れるから、交換サイクルと共存し得る。逆に言えば、Fig. 4a, 4b の Dungey リコネクションは Fig. 4c の south lobe-closed リコネクションとほとんど区別できない。我々は拡散領域に入ってゆく磁力線と拡散領域から出てくる磁力線を観察することはできるが、拡散領域内でどのようにつなぎ換わっているのかを判断することはできない。Fig. 4a, 4b, 4c の3リコネクションの区別は概念的と言える。また、Dungey サイクルは Fig. 1a の形では存在できないが、南半球での north lobe-closed 交換リコネクション (Fig. 4d) を介して交換サイクルと共存できる。すなわち、Fig. 4a で出来た磁力線②は直接 Fig. 4b の②となれるが、Fig. 4a の①はそのままでは夜側の Dungey リコネクションに参加できない。しかし Fig. 4d の交換リコネクションを介すれば、磁力線④として夜側 Dungey リコネクションに参加でき、磁束循環を完結することができる。これを混成サイクル (hybrid cycle) と呼んでいる。Fig. 4a, 4b, 4d において、同じ数字の磁力線は frozen-in により磁束が輸送されることを表している。

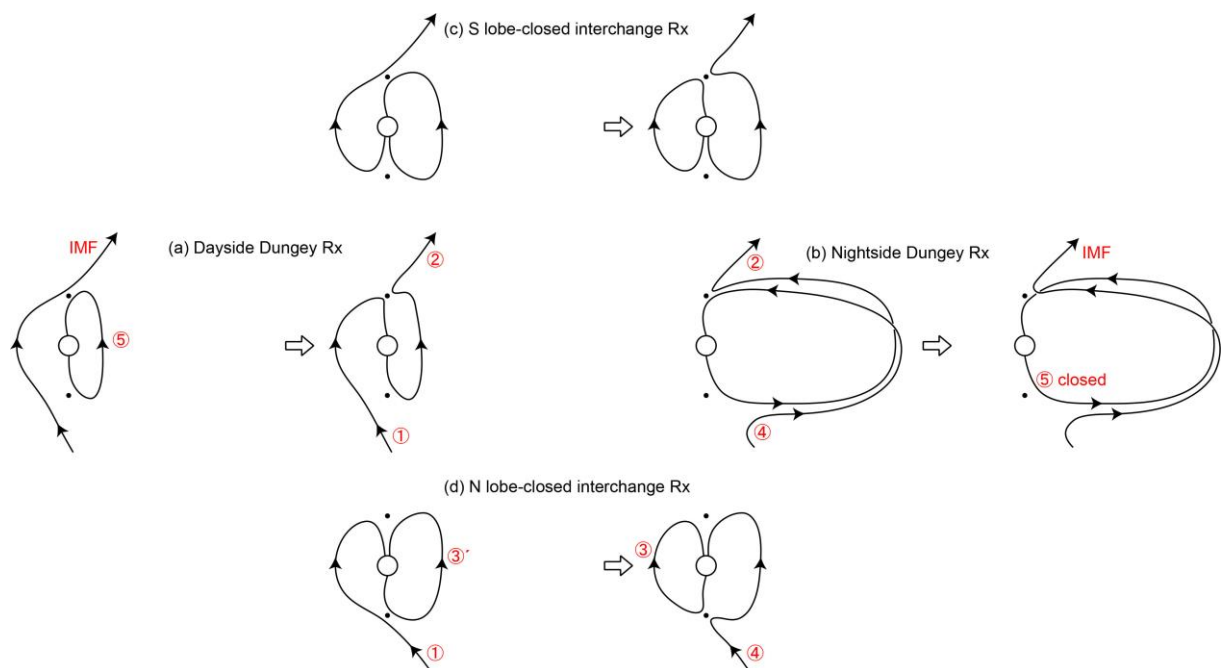


Fig. 4 北半球の磁気中性点近傍で起こる (a) 昼側 Dungey リコネクション、(b) 夜側 Dungey リコネクション、(c) 南ローブ-閉領域交換リコネクション. (d) は南半球の磁気中性点近傍で起こる北ローブ-閉領域交換リコネクション. Fig. 4a, 4b, 4d の同じ数字は磁力線が frozen-in で運ばれることを意味し、Fig. 4a, 4d, 4b, 4a, ... で混成サイクル (交換リコネクションで変形された Dungey サイクル) を形成する. Rx=reconnexion=reconnection.

公表状況 (Publications) :

(口頭)

1. Masakazu Watanabe, Dongsheng Cai, Peikun Xiong, Shigeru Fujita, and Takashi Tanaka,

Magnetic field topology of the magnetosphere evolving polar cap bifurcation in the ionosphere, Japan Geoscience Union Meeting 2023, PEM10-P17, 千葉, 2023 年 5 月 24 日 (2023 年 5 月 21 日–26 日).

2. 渡辺正和, 蔡東生, 熊沛坤, 藤田茂, 田中高史, 極冠分岐の磁場トポロジー, 第 154 回地球電磁気・地球惑星圏学会, R006-11, 仙台, 2023 年 9 月 25 日 (2023 年 9 月 23–27 日).
3. Masakazu Watanabe, Dongsheng Cai, Peikun Xiong, Shigeru Fujita, and Takashi Tanaka, How does interchange reconnection proceed in the terrestrial magnetosphere?, The 14th Symposium on Polar Science, OS-O-14, 立川, 2023 年 11 月 15 日 (2023 年 11 月 14 日–17 日).

なお、本報告の内容は以下で発表予定

4. Masakazu Watanabe, Dongsheng Cai, Peikun Xiong, Shigeru Fujita, and Takashi 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, 千葉, 2024 年 5 月 26 日–31 日).

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):

近年、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。電気推進のひとつであるイオンスラスタは、イオン源と電子源から構成されるが、定常作動時にはイオンビームと熱的電子の放出電流値がほぼ等量となるよう放出される。このとき、スラスタ下流には、イオンビームと漏洩推進剤が電荷効果して生成される低速電荷交換イオン(CEXイオン)と、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。ここで生成される低速CEXイオンはプルーム電位と宇宙機構体電位との電位差によって宇宙機構体側に静電加速を受け、その一部は宇宙機表面に衝突して表面材料をスパッタリング損耗する場合がある。スパッタリング収量は入射イオンエネルギーの関数であるが、100 eV程度のイオンエネルギーまでは急峻な増加関数となるため、予想される逆流イオンのエネルギー帯である数10 eV程度においては、軌道上における宇宙機-プルーム間の電位差は、表面損耗量を決定する重要なパラメータとなる。本研究では、3次元静電コードにより、これら電位形成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。今年度は、計算コスト削減のため、開発したハイブリッドPICコードを使用して、対象イオンスラスタのプルーム電位計算を実施し、地上実験で計測した電位分布結果と比較を行った。

計算手法 (Computational Aspects) :

開発した3次元静電ハイブリッドPICコードの仕様を述べる。静電場中における荷電粒子の運動は、スラスタ放出ビームイオン、電荷交換イオンともにParticle-In-Cell(PIC)法を用いて時間積分した。イオン源から漏洩する中性粒子の運動もイオンと同様の手法で求めた。電子は単一温度の1流体とし、Maxwell-Boltzmann分布であると仮定した。静電場は非線形Poisson方程式を、SOR法を用いて解いた。本解析モデルでは、プラズマプルームは局所的イオン密度に対して電荷の準中性を仮定したものであり、電子源からの電子放出は再現されていない。また、電荷交換イオンの生成は局所的な生成率を確率的に算出し、この地点における数密度を定義した。本コードでは、計算速度向上のため、SMPスレッド並列を実装している。

次に、本研究における解析モデルを示す。今回の解析では計算結果の妥当性検証のた

め、別途地上実験で実施したスラスタ放出プラズマ諸量測定実験を再現する計算モデルとした。計算領域は $500\text{ cm} \times 250\text{ cm} \times 250\text{ cm}$ であり、計算領域中央に宇宙機を模した $50\text{ cm} \times 50\text{ cm} \times 50\text{ cm}$ の立方体導体を配置する。この立方体の一面の中央に直径 10 cm のスラスタモデルを設置する。空間格子幅は 5 cm の等幅直交格子とした。従って、計算領域の格子数は $100 \times 50 \times 50$ となる。電位の境界条件は、宇宙機電位は接地 (0 V 固定) とし、外部境界は勾配を 0 とした。イオンスラスタはマイクロ波放電式イオンスラスタ $\mu 10$ をモデル化したものであり、推進剤はキセノンとした。イオンビームの初期分布は直径 10 cm のスラスタ放出面内に一様とし、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となる角度分布とした。初期速度 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、 $v_B = (2q_i V_a / m_i)^{1/2}$ により算出し一意的に与えた。先行研究に基づき、ビームレット発散角は 15 度とした。一方、同放出口からは、未電離の中性ガスも放出しており、初期分布は放出面内に一様、速度分布は熱速度で定義した。Fig. 1 に計算体系の概要図を、Table 1 に使用したスラスタパラメータ、Table 2 に計算パラメータをそれぞれ示す。Table 1 において、Xe イオンは1価イオンのみとし、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。

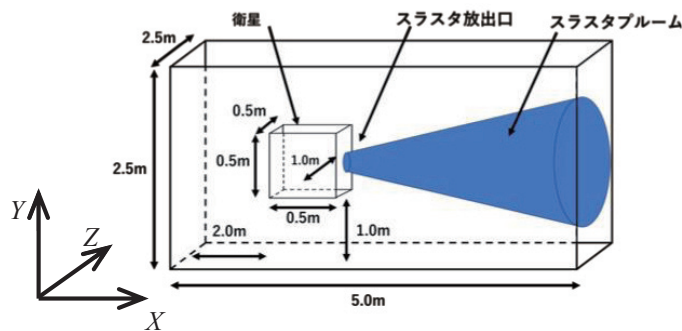


Fig. 1 計算体系概要

Table 1 スラスタパラメータ

イオン種	Xe+
スラスタ直径, cm	10
ビーム電流, mA	170
ビーム加速電圧, V	1500
ビームレット発散角, deg	15
中性ガス温度, K	1240
電子温度, eV	3.0

Table 2 計算パラメータ

計算領域, cm	$500 \times 250 \times 250$
衛星モデル, cm	$50 \times 50 \times 50$
格子長, cm	5
計算格子数	$100 \times 50 \times 50$
超粒子 1 個の実粒子数	1.0×10^8
衛星電位, V	0
時間幅, 10^{-5} s	0.0042 / 0.61 / 1.8
ビーム/CEX/中性粒子	

研究成果 (Accomplishments) :

Fig. 2 に数値計算で得られたスラスタプルーム諸量の空間分布を示す。図中の(a), (b), (c)は、(a) ビームイオン、(b) CEX イオン、(c)電位、をそれぞれ示す。各グラフはイオンビーム放出軸を含む XY 平面を抽出したものである。また、各軸は原点からのグリッド番号 (実スケールは $\times 5\text{ cm}$) であり、白色の矩形は衛星モデルの表面位置を示す。Fig. 2 (a)から、イオンビームの最大密度は 10^{17} m^{-3} 程度であり、発散角は実機と同

等の 25 度程度となった．一方，Fig. 2 (a)から，CEX イオンの最大密度はイオンビームより1桁小さい 10^{16} m^{-3} 程度であり，イオンビーム領域の拡散に加え，スラスタ出口近傍では半径方向につよい拡散が見て取れる．また，スラスタ取付面の反対側は CEX イオンの希薄領域が形成されている．電子はイオンビームと CEX イオンを重畳したイオン分布に対して，電荷準中性となるよう分布する．このときの電位分布を Fig.2(c)に示す．電位の最大値は 38V 程度であった．得られた電位分布結果の検証のため，数値計算における電子温度の感度調査と，別途取得した実験結果との比較を行った．電子温度に対する感度調査のため，電子温度を 1.5 eV として同様の数値解析を行った結果，Fig. 3 に示す電位分布を得た．Fig. 3 から，電位の最大値は 20 V 程度であり，Fig.2(c)に示される最大値の 1/2 程度となった．ここの 2 ケースでは，電位の最大値と電子温度の変化量は同程度であり，電位計算ソルバーの妥当性が示される結果となった．次に，Fig. 4 に地上実験で取得された同型スラスタのプルーム電位分布を示す．本結果はイオンビーム放出軸を含む下方領域の RZ 平面 (Fig. 1 の XY 平面に対応) で取得されたものである．Fig. 4 では，電位の最大値は 37 V であり，Fig. 2(c)に示す計算結果とほぼ同等であったが，最大電位となるスラスタ出口中央から，ビームの軸方向および半径方向における電位の低減傾向が Fig.2(c)のものと異なる結果となった．この主要因として，本計算では電子温度をひとつの固定値で定義したことが考えられる．今後は電子モデルの詳細化をすすめ，例えば局所的電子温度モデルの導入等を計画している．また，先述の地上実験でもプルーム領域における電子温度分布計測を進めており，得られた結果を数値計算の検証材料とする予定である．

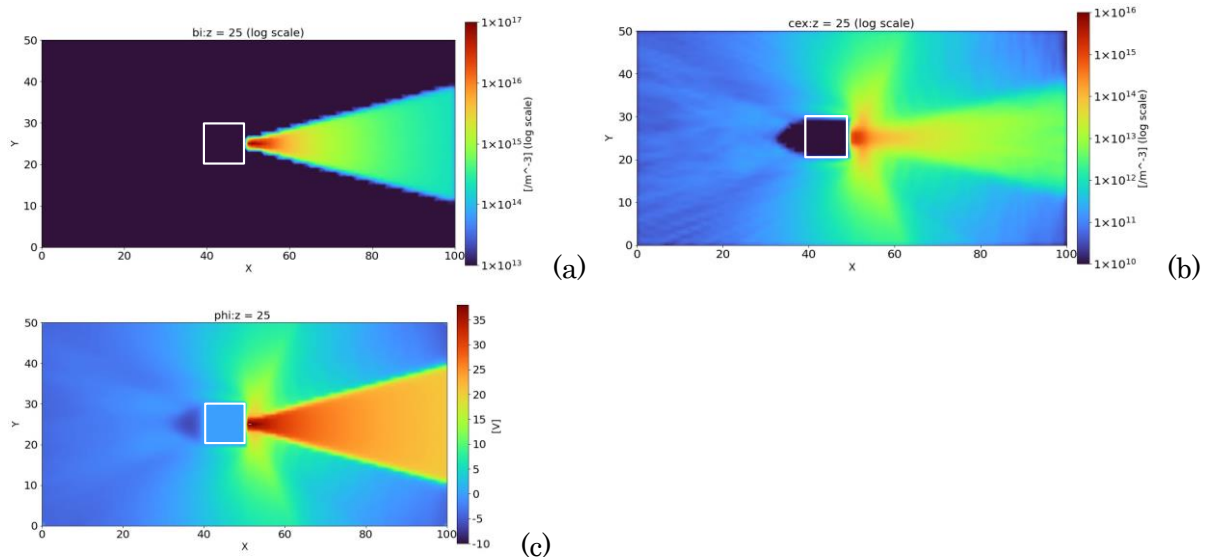


Fig. 2 イオンスラスタプルーム諸量分布計算結果. (a)ビームイオン, (b) CEX イオン, (c)電位.

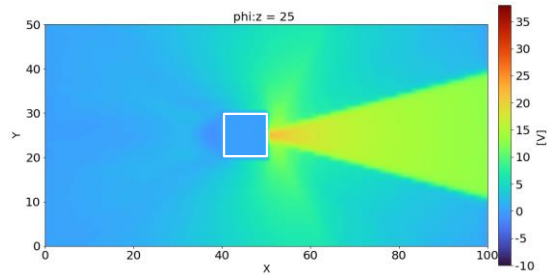


Fig. 3 電子温度 1.5 eV としたときの電位分布計算結果

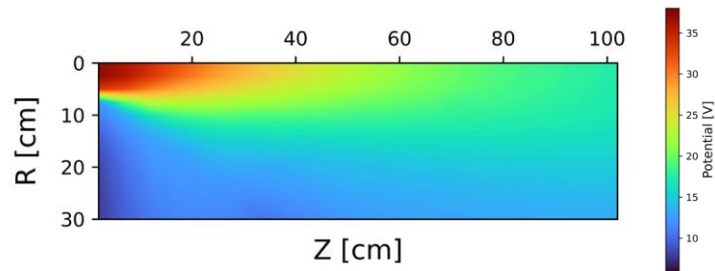


Fig. 4 地上実験で取得された同型スラスタの電位分布（ビーム軸下方領域の RZ 平面）

公表状況（Publications）：

（国際学会予稿）

1. Keisuke Nakata, Ayumu Nono, Mizuki Nagai, Yuuki Mizutani, Noboru Kamada, Ayumu Inoda, Musashi Ohori, Yasuhiro Nakajima, Takumi Iwagashira, Takuya Koiso, Soichiro Tsuji, Shogo Uozumi, Mamoru Kato, Kazuma Ueno, Yoshinori Nakayama, Kazutaka Nishiyama, Takanobu Muranaka, Measurement of Thruster Plume Potential Distribution for 10 cm-class Microwave Discharge Ion Thruster in Laboratory Experiments, Proc. 34th International Symposium on Space Technology and Science, 2023-b-77, Kurume, Japan, June 3-6, 2023.

（口頭発表）

2. 水谷悠貴, 村中 崇信, イオンスラスタ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, 2023 年度宇宙輸送シンポジウム, JAXA 宇宙科学研究所, 相模原市, 2024 年 1 月 18-19 日. (STEP-2023-034)
3. 中田圭祐, 濃野歩, 加藤守, 水谷悠貴, 釜田昇, 岩頭拓海, 上野一磨, 中山 宣典, 西山和孝, 村中崇信, 地上実験による 10cm 級マイクロ波放電式イオンスラスタのプルームパラメータ計測, 2023 年度宇宙輸送シンポジウム, JAXA 宇宙科学研究所, 相模原市, 2024 年 1 月 18-19 日. (STEP-2023-011)

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 C S 専攻）

dongscai@gmail.com

研究分担者：Sri Ekawati（筑波大学システム情報工学研究科 C S 専攻）

ekawati@cavelab.cs.tsukuba.ac.jp

担当：シミュレーション, データ解析, 可視化

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なった。

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。

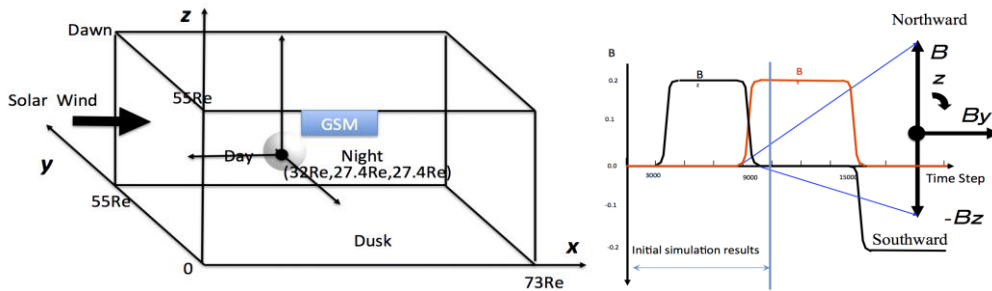


図 1: シミュレーションの設定と IMF の時間変化

• 可視化手法 (Visualization Aspects)

リコネクションは長い間研究されており、磁気圏物理学における最もホットな研究テーマのひとつである。地球磁場は太陽風と相互作用し、“磁気圏”として知られる複雑な磁気多様体を形成していることが知られている。この相互作用は、磁気リコネクションが起こるいくつかの場所で大規模なエネルギー移動を伴う ([2, 3])。ベクトル場のトポロジー理論では、分岐は空間における臨界点 (CP) または磁気ヌルの生成または消滅によって特徴づけられる [2]。以下では、磁気的ヌルの代わりに「CP (臨界点)」という用語を主に使用する。CP は磁場の大きさが消失する点である。磁気リコネクション、分岐、ベクトル場のトポロジーを理解する鍵である。3次元磁場における分岐は、そのトポロジーを決定し、制御パラメータを漸近的に変化させることで同定できる ([4, 10, 11])。

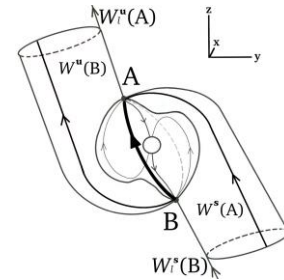


図 2. 臨界点 CP 付近のベクトル場の分類。(a) A_s 型または渦巻き引きつけ鞍、(b) B_s 型または渦巻き反発鞍、(c) A 型または半径引きつけ鞍、(d) B 型または半径反発鞍。

本研究では、測地線レベルセット (GLS) 法 [1, 13, 16, 22] を用いる。この方法は広く用いられており、3次元空間における2次元(非)安定多様体の大域的なトポロジーを保存できるからである。再パラメトリック化された前進ストリームフロント法 [27] と GLS 法 [1] は、2次元多様体をうまく可視化することができる。GLS 法によって生成された近似メッシュは、サーフェスフロントメッシュの積分ステップが徐々にゼロに近づくにつれて、理論的な多様体に収束することが証明されている [22]。

GLS の背後にある概念的な考え方は、流れによって与えられる力学とは無関係に、幾何学的な観点からのみパラメトリゼーションを使用することである。からの測地線距離が一定の点からなる多様体上の“円”を考える。 d_g から CP x_0 。これらの点を“測地線レベル”と呼ぶ。測地線距離 $d_g(x, y, z)$ は、多様体に沿った最短経路の弧の長さである。測地線距離を用いる主な考え方は、そうすることで、他の多くの手法のように、フローダイナミクスのもとで既存のメッシュを進化させることから完全に切り離されることである。すなわち、CP からの多様体に沿った測地線距離によってパラメトリック化された測地線レベル集合のファミリーとして扱われます。したがって、近似メッシュの理論多様体への収束は、初期円半径 δ とメッシュサイズ $\Delta \rightarrow 0$ [22]。

臨界点周辺の磁場トポロジー

ここでは3次元のベクトル場を考える：

$$\dot{x} = f(x) \quad (1)$$

ここで $x \in \mathbf{R}^3$ として $f: \mathbf{R}^3 \rightarrow \mathbf{R}^3$ は十分に滑らかである。ですべての軌道が CP に収束する場

合 \mathbf{x}_0 に収束する場合 ($t \rightarrow +/\infty$) の安定/不安定多様体と呼ぶ。 \mathbf{x}_0 [2, 9, 14] と定義される :

$$W(\mathbf{x}_0) = \left\{ \mathbf{x} \in \mathbb{R}^3 \mid \lim_{t \rightarrow +/\infty} \phi^t(\mathbf{x}) = \mathbf{x}_0 \right\} \quad (2)$$

ここで ϕ^t は式 (1) のフロー・マップである。安定/非安定多様体の概念は、可視化コミュニティでよく使われるアトラクターやリペラーの概念に含まれる一般的な概念に、正式な数学的定義を与えるものである。我々は GLS 法を定義するために安定/非安定多様体という用語を使用する。の近傍には局所的な (非) 安定多様体が存在する。 \mathbf{x}_0 の近傍に局所的な (非) 安定多様体 $W_{loc}^s(\mathbf{x}_0)$ ($W_{loc}^u(\mathbf{x}_0)$) が存在し、それは (非) 安定固有空間 $E^s(\mathbf{x}_0)$ ($E^u(\mathbf{x}_0)$) に接する局所的な (非) 安定多様体 $Df(\mathbf{x}_0)$ が存在とする。

$\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0, z_0)^t$ 磁場の孤立 CP である $\mathbf{B}_0 = (u_0(x_0, y_0, z_0), v_0(x_0, y_0, z_0), w_0(x_0, y_0, z_0))^t = \mathbf{0}$. この CP の近傍の磁場 \mathbf{B} をテイラー展開すると、この CP の近傍の磁気ベクトル場の線形化された形は次のように表すことができる :

$$\mathbf{B} = \frac{d\mathbf{X}}{dt} = \mathbf{J}\bar{\mathbf{x}}, \quad (3)$$

ここで \mathbf{J} のヤコビアンである。 \mathbf{B} であり $\bar{\mathbf{x}} = (x - x_0, y - y_0, z - z_0)^t$. したがって、CP が孤立しており、 \mathbf{J} の行列式がゼロでない場合、 \mathbf{J} は CP 近傍の流れを決定する。CP が孤立しておらず、行列式がゼロかゼロに近い場合、そのような場合は高次の項を解析しなければならない。しかし、このケースは本稿の範囲外である。

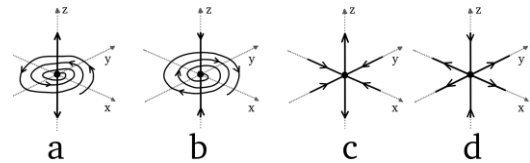


図3. 臨界点 CP 付近のベクトル場の分類。(a)As 型またはらせん状の引きつけ鞍、(b)Bs 型またはらせん状の反発鞍、(c)A 型または半径方向の引きつけ鞍、(d)B 型または半径方向の反発鞍

3次元磁場では、ソレノイド条件は次のようになる :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (4)$$

すべての固有値の実部が 0 でなく、固有値の和が 0 であるとする :

$$\text{trace}(\mathbf{J}) = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0, \quad (5)$$

ここで $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ は固有値である。 \mathbf{B} のヤコビアン \mathbf{J} の 3 つの固有値はすべて実数か、1 つが実数で 2 つが複素共役である。トレース \mathbf{J} がゼロであり、すべての固有値がゼロでない実数部を持つという事実は、正負両方の実数部が提示されなければならないことを意味する [7, 8]。したがって、3次元磁場中の CP はすべて鞍点である。従って、固有値の 2 つの実部がプラス/マイナスである CP を正負 (B/A) CP または反発/吸引鞍点と呼ぶ。また、固有値の実部と共役部がプラス/マイナスの CP を、放射状/螺旋状の正/負 CP、または放射状/螺旋状の反発/引きつけ鞍と呼ぶ。宇宙科学の分野では、それぞれ B/A 型、Bs/As 型とも呼ばれる。CP 近傍の磁場トポロジーは、図 3 に示すように 4 つのタイプに分類できる。

における CP の近傍では $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0$ の近傍では、固有値の 2 つの正の実数部に関連する 2 つの固有ベクトル ($(\text{Re}(\lambda_1), \text{Re}(\lambda_2)) > 0$) と固有値の負の実数部 ($(\text{Re}(\lambda_1), \text{Re}(\lambda_2)) < 0$)、それぞれ 2次元の (非) 安定固有空間 $E^u(\mathbf{x}_0)$ として $E^s(\mathbf{x}_0)$. 2次元局所 (非) 安定多様体 $W_{loc}^u(\mathbf{x}_0)$ と $W_{loc}^s(\mathbf{x}_0)$ は、連続的に、CP の近傍の外に広がり、分離行列または分離面を形成することができる。これらは $W^u(\mathbf{x}_0)$ と $W^s(\mathbf{x}_0)$. 固有値の符号が他と異なる 3 番目の固有ベクトルは、それぞれ 1次元の安定な ($\lambda_3 < 0$) と不安定 ($\lambda_3 > 0$) 多様体 $W_l^s(\mathbf{x}_0)$ と $W_l^u(\mathbf{x}_0)$. 通常、複数の正負の CP の組がいわゆる鞍型接続を形成する。例えば、図 3 に示すように、CP A-型と Bs 型は鞍型接続を形成している [21]。

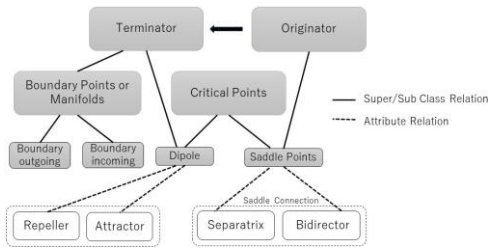


図4. 点と多様体の分類。解析によって特定された各点は、小さなボックスで示されたクラスのいずれかに属する。各クラスは、接続パンされる。残りの1次元接線多様体は、往路/復路の方向に沿って前方/後方に積分される。1次元および2次元の接線多様体は、CPを鞍結合の集合に接続するために使用される[21]。これらの接続は、図4に示すように、部分連結グラフを形成する。3次元ベクトル場が与えられると、アルゴリズムは以下のように記述される：

トポロジー可視化アルゴリズム

我々の場合、CPはすべて鞍点である。それらの1次元および2次元の多様体は、固有ベクトルに関連する主な方向、すなわち“原点”を持つ。CP近傍の2次元接線多様体は、固有値の実部が同じ符号を持つ2つの固有ベクトルによってスパンされる。残りの1次元接線多様体は、往路/復路の方向に沿って前方/後方に積分される。1次元および2次元の接線多様体は、CPを鞍結合

の集合に接続するために使用される[21]。これらの接続は、図4に示すように、部分連結グラフを形成する。3次元ベクトル場が与えられると、アルゴリズムは以下のように記述される：

- (1) 地球ダイポールを含むすべてのCPの位置、特性、分類；
- (2) 鞍CP（原点）から1次元および2次元の接線多様体を積分する。それぞれの鞍点に対して、1つの2次元多様体（セパトリックス）と2つの1次元多様体（バイディレクタ）を生成する。各1次元および2次元多様体の始点は、その始点にリンクされる。
- (3) 各マニホールドの終点（ターミネーター）を特定し、以下のように特定したターミネーターにマニホールドをリンクする：
 - (a) 多様体が境界で終わる場合、それを表す新しい境界点または多様体（曲線）が作成され、それにリンクされる；
 - (b) マニフォールドが既存の終点または終端マニフォールド（この場合、地球ダイポール（高次CP））で終わる場合、マニフォールドの終端は終端（地球ダイポールなど）にリンクされる。
 - (c) ある2次元多様体が他のCPの1次元双直線（セパトリックス）を含むか、それらを回り込んで収束する場合、他のCPは鞍連結しており、他の2次元多様体との断面が鞍連結である[21]。

そのため、トポロジーを特定し決定するためには、1次元双曲面を含む、あるいは1次元双曲面に収束する2次元多様体を描くことが不可欠である。通常、一対以上の鞍点がつながっている。しかし、双直線（分離行列）と分離多様体は、地球双極子（高次CP）に引き寄せられることもある。他の鞍点接続CPが共役固有値を持つ場合、始点から現れる2次元多様体は非常に複雑になる。我々のアルゴリズムでは、1次元と2次元の多様体は原点から始まり、終点で終わる。従って、始点から始まる2次元多様体を特定し、描画することが不可欠である。

以下のセクションでは、2次元多様体のトポロジーを保存し、大域的な鞍連結トポロジーを可視化・同定することができる測地線レベルセット（GLS）と題されたアルゴリズムを紹介する。

測地線レベルセット法による2次元多様体の構築

KrauskopfとOsinga([1, 13, 16])は、測地線レベルセット(GLS)と呼ばれる数値アルゴリズムを提案し、N次元空間における(N-1)次元多様体の自動生成と可視化に用いている。彼らは、3次元ベクトル場における2次元安定ローレンツ多様体 $W^s(\mathbf{x})$ を計算する。 $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x})$ 円弧長は、中心すなわちCPから表面メッシュ前面までの測地線距離を意味する。Englandら[15]は、[1]に基づいて境界値問題を改良し、2次元ローレンツ安定多様体を弧長161.75まで計算した。ここで、円弧長とは、計算された隣接する測地線レベルの距離の和である。本節では、まずGLS法の理解を深めるために、2次元(非)安定多様体を計算する彼らの方法を要約す

る。 $W^s(\mathbf{x}_0)/W^u(\mathbf{x}_0)$ を 5.1 節で要約する。我々の改良した GLS 法を 3 次元グローバル MHD シミュレーションデータに適用したものを 5.2 節で紹介する。

測地線レベルセット法

図 5 に示されるように、GLS 法は、サーフェスフロントメッシュを CP $\hat{C}CP$ を中心とする $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0$ を中心とする N_0 等間隔の点 $\mathbf{r}_{i,j=1} \in \mathbf{r}$ 半径 δ に接する固有空間 $E_{loc}(\mathbf{x}_0)$ に接する $W_{loc}(\mathbf{x}_0)$ ここで $i (= 1 \dots N_0)$ は円弧長さ方向の離散円の番号である。 j は弧長方向の離散円の番号である。ここで j を測地線レベルまたは円弧長と呼ぶ。初期離散円または初期メッシュ点を $\hat{C}_{r,j=1}$. GLS において最も重要なステップは、サーフェスフロントメッシュを次の新しいメッシュに拡張することである。GLS の最も重要なステップは、サーフェスフロントメッシュを次の新しいメッシュに拡張することである。 j -次の測地線レベル集合 $\{\mathbf{r}_{i,j} \in \hat{C}_{r,j}\}$ に属する各サーフェスフロントメッシュ点を、その次のメッシュ点、つまり新しいサーフェスフロントに拡張する。 $j+1$ -番目の測地線レベルセット $\{\mathbf{b}_{r,j} \in \hat{C}_{r,j+1}\}$. ここで $\mathbf{b}_{r,j}$ は現在のサーフェスフロントのメッシュ点 $\mathbf{r}_{i,j}$ ここで i は $\mathbf{b}_{r,j}$. 一旦固定されると $\mathbf{b}_{r,j}$ は $\mathbf{r}_{i,j+1}$.

実際には、境界値問題 (BVP) を解かなければならないため、次の新しいメッシュ点を見つけるのは容易ではありません。GLS では、BVP を解くためにシューティング法を用いる。 $\hat{C}_{r,j}$ から $\mathbf{b}_{r,j} \in \hat{C}_{r,j+1}$. の新しいメッシュ点を適切に配置することが難しい。 $\hat{C}_{r,j+1}$ が適切に配置されるようにすることです。この方法では、最後に計算されたメッシュ点 $\{\mathcal{F}_{r_{i,j}} | \mathbf{r}_{i,j} \in \hat{C}_{r,j}\}$ を定義します。各葉状化平面 $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$ は最後に計算された円 $\hat{C}_{r,j}$ に垂直である。 $\mathbf{r}_{i,j}$. 新しいメッシュ点候補 $\mathbf{b}_{r,j} \in \hat{C}_{r,j+1}$ を葉理面 $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$ 現在のメッシュ点から所定の距離 Δ で $\mathbf{r}_{i,j} \in \hat{C}_{r,j}$.

から始まる流れの挙動に基づいて計算される。 $\hat{C}_{r,j}$ 図 5 (b) に示すようにまず、各メッシュ点 $\mathbf{r}_{i,j}$ に対応する葉 $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$ は、次式で定義される法線ベクトルによって一意に決定される：

$$\mathbf{r}_{i+1,j} - \mathbf{r}_{i-1,j} \quad (6)$$

ここで $\mathbf{r}_{i+1,j}$ と $\mathbf{r}_{i-1,j}$ の隣接する 2 つのメッシュ点である。 $\mathbf{r}_{i,j}$. から連続的に出発する軌道 $\phi^t(\mathbf{q}_r(\tau))$ から連続的に出発し $\hat{C}_{r,j}$ から出発し、対応する葉 $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$ ここで τ に到達する軌道の数であり $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$ であり、継続パラメータとも呼ばれる。 $\mathbf{q}_r(\tau)$ における交点である。 $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$. この射法では、軌道の始点は、 $\hat{C}_{r,j}$ 各線分上の初期点の数は次のようにパラメタ化される τ . この方法では、軌道 ϕ^t が以下の条件を満たすことが必要である：

$$\begin{cases} \phi^0(\mathbf{q}_{r_{i,j}}(\tau)) \in \hat{C}_{r,j} \\ \phi^{t_0}(\mathbf{q}_{r_{i,j}}(\tau)) \in \mathcal{F}_{r_{i,j}} \end{cases}, \quad (7)$$

ここで、最初の流れは $\hat{C}_{r,j}$ で始まる。 $\phi^0(\mathbf{q}_{r_{i,j}}(\tau))$ で交差する流れを $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$ で表される。

$\phi^{t_0}(\mathbf{q}_{r_{i,j}}(\tau))$, t_0 を横切った時刻である。 $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$

であり $\mathbf{q}_{r_{i,j}}(\tau)$ での交点である。 $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$ からの

軌道の撮影を開始する。 $\mathbf{r}_{i,j}$ に沿って、連続

的に $\hat{C}_{r,j}$ から軌道を連続的に射出し始め、以

下の条件が満たされたときに交点を得る：

$$\Delta - \epsilon \leq \|\mathbf{r}_{i,j} - \mathbf{q}_{r_{i,j}}(\tau_0)\| \leq \Delta + \epsilon, \quad \epsilon \ll 1 \quad (8)$$

ここで ϵ を所定のパラメータであるシュートクアルゴリズム。

$\hat{C}_{r,j}$ から次のバンド $\hat{C}_{r,j+1}$ を解くアルゴリズム

エラーと定義し $\mathbf{b}_{r,j} = \mathbf{q}_{r_{i,j}}(\tau_0)$. 新しい離散円 $\hat{C}_{r,j+1}$ は新しい点 $\{\mathbf{b}_{r,j} \in \hat{C}_{r,j+1}\}$.

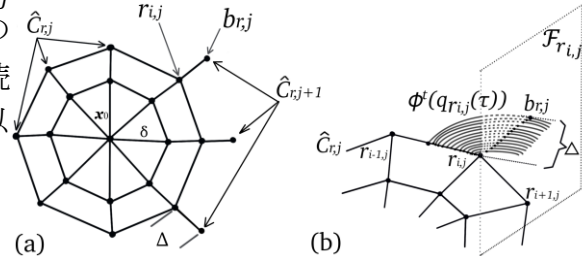


図 5 (a) 初期メッシュポイント $W(\mathbf{x}_0)$. (b) 境界値問題を解くアルゴリズム。 $\hat{C}_{r,j}$ から次のバンド $\hat{C}_{r,j+1}$ を解くアルゴリズム。それぞれの新しい点 $\mathbf{b}_{r,j}$ は現在のバンド上の対応する点 $\mathbf{r}_{i,j}$ に基づいて計算される。

最新の計算された離散円からなる多様体の正確な近似を維持するために $\hat{C}_{r,j+1}$. 16] で説明されている 1 次元アルゴリズムを用いて長さ Δ を調整する必要がある。局所多様体とフォリア平面の交線は、弧長方向の 1 次元曲率とみなすことができる。曲率の公差は次のように制限される：

$$\begin{aligned} \alpha_{min} &\leq \alpha \leq \alpha_{max} \\ (\Delta\alpha)_{min} &\leq \Delta\alpha \leq (\Delta\alpha)_{max} \end{aligned} \quad (9)$$

と $\alpha > \alpha_{max}$ と $\Delta\alpha > (\Delta\alpha)_{max}$ の両方が存在する場合、新しい点をより短い距離で再計算する。 Δ^- . 同様に $\alpha < \alpha_{min}$ と $\Delta\alpha < (\Delta\alpha)_{min}$ の両方がある場合、次の測地線レベルにおいて Δ^+ を計算する。

に隣接する 2 つの新しいメッシュ点が近すぎたり遠すぎたりする場合、アルゴリズムはそれぞれ新しいメッシュ点を削除したり追加したりする。 $\hat{C}_{r,j+1}$ が近すぎたり遠すぎたりする場合、それぞれ新しいメッシュ点を削除したり追加したりします。隣接する 2 つの横メッシュ点 $\mathbf{r}_{i,j+1}$ と $\mathbf{r}_{i+1,j+1}$ が所定のパラメータより小さい場合 $\mathbf{r}_{i+1,j+1}$ は削除されます。横方向に隣接する 2 つのメッシュ点間の距離が所定のパラメータより大きい場合、新しい点 $\tilde{\mathbf{r}} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_{i,j} + \mathbf{r}_{i+1,j})$ が追加されます。 $\hat{C}_{r,j}$ が追加され、新しく挿入された点 $\mathbf{b}_{\tilde{\mathbf{r}},j}$ も同じ方法で計算される。新しいメッシュ点 $\mathbf{b}_{\tilde{\mathbf{r}},j}$ は補間誤差 $O(\Delta)$ [22]. したがって、メッシュサイズを適切に設定すれば、この方法は信頼できる。本論文で提案する基本的な測地線レベルセット法をまとめると以下のようなになる：

- (1) 初期化：設定 $j=1$. CP を見つける。 \mathbf{x}_0 を求め N_0 離散初期メッシュ点 $\{\mathbf{r}_{i,j=1} | i = 1 \dots N_0\}$ に接する固有空間 $E(\mathbf{x}_0)$ に接する $W(\mathbf{x}_0)$ に接する固有空間上に半径 δ を中心とする半径 \mathbf{x}_0 を中心とした半径を持つ；
- (2) シューティング法を用いて BVP を解き、新しい円メッシュ点を追加する；
 - a) \mathcal{F}_r を定義する。 $\mathcal{F}_r = \{\mathcal{F}_{r_{i,j}} | \mathbf{r}_{i,j} \in \hat{C}_{r,j}\}$ を定義する。 $W_{loc}(\mathbf{x}_0)$ が各葉 $\mathcal{F}_{r_{i,j}}$ 各メッシュ点 $\mathbf{r}_{i,j}$ ；
 - b) (BVP) 各メッシュ点 $\mathbf{r}_{i,j}$ を固定し j (測地線レベル番号) を i に沿ったメッシュ点のインデックス) を 1 から N まで変化させる。 $\hat{C}_{r,j}$ について、対応する次の点 $\mathbf{b}_{r,j} \in \mathcal{F}_{r_{i,j}}$ を求める。 Δ を求める。式 (8) を満たす端点を見つけたら、図 5(b) に示すように $\mathbf{r}_{i,j+1} = \mathbf{b}_{r,j}$ を設定する。 $\hat{C}_{r,j+1}$ は新しい点 $\{\mathbf{r}_{i,j+1} | i = 1 \dots N\}$ ；
 - c) (メッシュの適応) 円弧長さ方向の各 1 次元曲率が式 (9) を満たすかどうかをチェックする。そして、隣接する 2 つのメッシュ点が近すぎたり遠すぎたりする場合には、それぞれ新しいメッシュ点を削除したり追加したりする。
- (3) セット $j = j + 1$ と $L_{arc} = L_{arc} + \Delta$ ここで L_{arc} からのこのレベル集合の距離である。 \mathbf{x}_0 .

まで (2) から (3) を繰り返す。 $L_{arc} \geq L_{final}$ ここで L_{final} はメッシュを構成するために必要な円弧の長さである。

全球 MHD シミュレーションデータへの GLS 法の適用

GLS 法は、3 次元ベクトル場の 2 次元 (非) 安定多様体を可視化する信頼性の高い数値計算手法です。GLS 法は、局所的な分離行列に対する 2 次元メッシュの接線を、手頃な均一メッシュ間隔で自動的に計算することができる。しかし、3 次元グローバル MHD シミュレーションにおいて、磁気圏の北と南からそれぞれ 2 次元 (非) 安定多様体間のグローバルな鞍型接続を可

視化するために GLS 法を適用すると、磁力線の強い極性（収束または発散の局所的な流れの振る舞い）が発生する可能性があります。このような強い磁力線の起源は、地球ダイポール磁場である。

図 1 に示すように、CP A と CP B の間の大域的な鞍型接続は、2 つの円柱状の多様体から構成される。それぞれの円柱において、一端は地球のダイポールに収束し、もう一端は自由空間に発散する。したがって、強い流れの極性は避けられず、BVP を解くことを難しくしている。南北の 2 つのヌル間の鞍連結が長いこと、いくつかの撮影軌道は、対応する葉面を横切るために非常に長い距離を移動しなければならない、1 つの軌道の計算コストは無視できない。したがって、ある領域では、新しい 1 つのメッシュ点を得るために膨大な回数のシューティングが必要となり、計算コストがかかる。さらに、継続パラメータ τ は、アルゴリズムが全ての方向に新しいメッシュ点を自動的に構築することを保証するのに十分な大きさでなければならない、これは計算コストを増加させる。以下の 4 つのサブセクションでは、GLS 法を 3 次元グローバル MHD シミュレーションに適用する際に、これらの問題を解決し、計算コストを大幅に削減する 4 つの方法を提案する。

可視化結果

3次元グローバル MHD シミュレーション領域における臨界点の検出

Haynes と Parnell[6]は、トリリニア補間法を用いて、信頼性の高い CP 検出法を提案した。この方法には次の 3 つのステップがある：

(1) すべての磁場成分が同じ符号を持つキューブを除外するために、キューブ内の近傍グリッドと対角グリッド間のすべての磁場成分の +/- 符号テストを素早く行う[4]。このテストにより、6,144,000 個の立方格子のうち 795,560 個 (12%) の立方格子候補を見つける。

(2) トリリニアソルバーを適用し、CP が 1 つの立方格子内の 3 本の線の交点に位置するかどうかをチェックする。それらは (i) $B_x = B_y = 0$ と (ii) $B_x = B_z = 0$ および (iii) $B_y = B_z = 0$ 。立方体の中に CP が 1 つ存在する場合、3 本の線は 6 つの立方体のうち 2 つの面を横切ることができ、一方の端は立方体の中に入り、もう一方の端は立方体の外に出る。この 3 本の線のうち 1 本が立方体の 2 つの面を横切る面が 2 つ以上見つければ、その立方体の内部には CP が 1 つ存在すると判断する。このフィルタリングの結果、(1) の 795,560 個の中から 5 個の立方体の候補が選ばれる。(3) 最後に、立方体内の 3 直線補間されたフィールドにニュートン・ラプソン法[17]を適用し、立方体内の CP 位置を検出する。

我々の 3 次元グローバル MHD シミュレーションでは、3 つの正のスパイラル CP (Bs 型) (CP 1, 2, 4) と 2 つの負のラジアル CP (A 型) (CP 3, 5) が見つかった。図中、CP1 は南極付近に位置し、他の 4 つの CP は北極付近に位置している。図 4 に示した可視化アルゴリズムを用いると、地球の北極と南極付近では、すべての 2 次元多様体 (始点から始まる) において、各多様体について、少なくとも一端が地球の双極子 (終点) に収束する。円柱状の多様体であれば、一端は地球双極子に収束し、他端は尾方向に自由に発散する。CP1 と CP3 は大域的に鞍連結しており、それぞれ 2 次元の大域的な不安定多様体と安定多様体、1 次元の安定多様体と不安定多様体にまたがっている。

地球双極子による 2 次元大域的鞍連結多様体

流れの軌道を積分するために、4 次のルンゲクッタ法を用いる。ここで、南の CP1 と北の

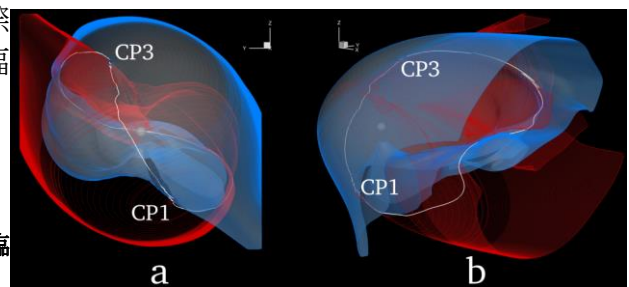


図 7. $W^u(x_{CP1})$ と $W^s(x_{CP3})$ との間の鞍型接続と中立線またはリング (白い破線)。多様体 $W^u(x_{CP1})$ と $W^s(x_{CP3})$ はそれぞれ透明な赤と青で着色されている。パネル (a) 太陽からの眺めを $y-z$ 平面に投影したもの。パネル (b) 磁気圏尾部からの斜視図。

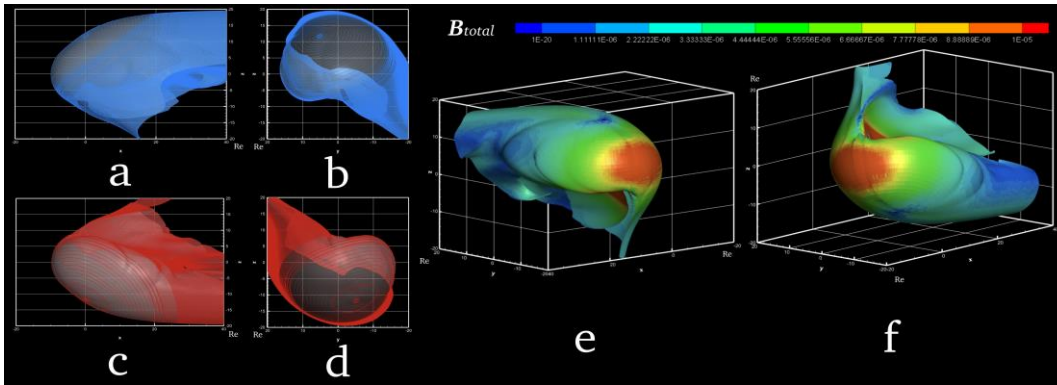


図6. グローバル磁場トポロジーはCP 1とCP 3によって決定される。パネル(a)と(b)はそれぞれ、CP 3からの2次元不安定多様体をx-z平面とy-z平面に投影した青メッシュのもので、(e)は斜視図である。 B_{total} 。パネル(c)と(d)はそれぞれ、CP 1からの2次元安定多様体をx-z平面とy-z平面に投影した赤色のメッシュで、(f)は表面の色を B_{total} 。

CP3はそれぞれ2次元の大域的な不安定多様体と安定多様体にまたがり、鞍連結している。GLSのパラメータは以下の通りである：(1) CP 1と3の初期円の半径は $\delta = 0.5\text{Re}$ とし $N_0 = 20$ (2)測地線レベルは $\Delta = 0.5\text{Re}$ から $\Delta_k = \Delta/2$ (2)測地線レベルは $\Delta = 0.5\text{Re}$ から $\Delta = 4$ まで変化し、撮影誤差は $\varepsilon = 0.01$ (3)測地線レベルの長さ Δ は式(8)の条件、すなわち $0.3 < \alpha < 0.2$ および $0.1 < \Delta < 1.0$ ([1, 16])で制御する。 $\tau = 3$ (5)隣接する2つのメッシュ点間の横方向の距離は 1.5Δ と $\Delta/2$ の間に保つ；(6)他のパラメータは([1])のものと同一である。

CP1 (Bs型)とCP3 (A型)からのグローバルな2次元不安定多様体と安定多様体をそれぞれ図6に示す。CP1とCP3からの多様体は、それぞれグローバルな2次元多様体 $W^u(x_{CP1})$ と $W^s(x_{CP3})$ 円柱状の多様体であり、一端は北極と南極の磁気圏尾部に分岐し、もう一端は地球の南極と北極(終端)に収束している。グローバル多様体は、データ境界(ターミネーター:境界の出入り口)の両方にぶつかり進むと進まなくなる。の弧の長さは $W^u(x_{CP1})$ と $W^s(x_{CP3})$ の弧の長さは、それぞれ60.00 Reと60.05 Reである。

図6は、以下からなる鞍型コネクションを視覚化したものである。 $W^u(x_{CP1})$ そして $W^s(x_{CP3})$ 。図6(a)の多様体上の色は磁場強度を表す。 B_{total} 磁場が消失している南北の2つの濃い青色の領域は、CPに近い領域に対応する。磁場が相対的に強いのは、昼側の弓状衝撃波とサブ太陽点(地球が太陽に最も近い点)付近、および北極と南極付近である。図6(c, d)、 $W^u(x_{CP1})$ と $W^s(x_{CP3})$ は、それぞれ赤と青のメッシュで着色されている。CP1とCP3の近傍では、2次元の不安定多様体と安定多様体 $W^u(x_{CP1})$ と $W^s(x_{CP3})$ はそれぞれ、1次元の安定・不安定多様体 $W_l^s(x_{CP1})$ と $W_l^u(x_{CP3})$ を含む。

この鞍型接続では $W^u(x_{CP1})$ と $W^s(x_{CP3})$ の交点は、2本の「ニュートラル・ライン」または「ニュートラル・リング」からなる円を形成する。中立リングを図7に示す。1本の中立線は南のCP1から始まり、昼側の磁気圏に沿って斜めに流れ、北のCP3に接続する。もう1本の中立線も南のCP1から出発し、磁気サッシュまたはS字クロステール[19]に沿って夜側に流れ、プラズマシートを横切り、北のCP3に接続する。磁気サッシュやS字クロステールはテール領域の弱い磁場の通り道である。他の2次元局所鞍型接続多様体は補足資料に示す。これらの可視化については、ビデオ(https://youtu.be/w6VR_FsAaMQ)を参照されたい。

結論

トポロジーの可視化は以下のようにまとめられる：(1)3次元磁気圏トポロジーを決定するための一貫性のある信頼性の高い手法を提案する。(2)BVPを解くための効率的なバイセクション法を実装し、計算コストを削減する。(3)時間反転軌道を用いて、より短い軌道を手頃な精度で統合するためのトレードオフスキームを実装する；(4)GLSストリームフロントの前進を

妨害する横方向の隣接メッシュ間のメッシュのもつれを防ぐ方法を実装する。(5)磁気圏物理学と一致する現実的な磁気圏トポロジーを初めて可視化する。(6)北 CP と南 CP から生成される 2 つのグローバル多様体間の断面を取ることで、より現実的な中立線を得る。また、中性線の尾の部分が、いわゆる磁気サッシュや S-cross-tail を形成していることを発見した。

本論文では、磁気圏トポロジーを特定し可視化する方法について議論した。我々の研究はまだ原始的なものであり、磁気圏の分岐、いわゆるオーロラサブストームを捉えるための最初のステップである。トポロジーの可視化を通じて分岐を捉えるフレームワークは、将来、非線形力学と様々な物理・工学的問題のギャップを埋めることができると期待している。

- [1] Krauskopf, B., & Osinga, H. Two-dimensional global manifolds of vector fields. *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*, 9(3), 768-774, 1999.
- [2] Priest, E. R., Lonie, D. P., & Titov, V. S. Bifurcations of magnetic topology by the creation or annihilation of null points. *Journal of plasma physics*, 56(3), 507-530, 1996.
- [3] Lau, Y. T., & Finn, J. M. Three-dimensional kinematic reconnection in the presence of field nulls and closed field lines. *The Astrophysical Journal*, 350, 672-691, 1990.
- [4] Globus, A., Levit, C., & Lasinski, T. A tool for visualizing the topology of three-dimensional vector fields. In *Proceedings of the 2nd conference on Visualization'91* (pp. 33-40). IEEE Computer Society Press, 1991.
- [5] Tanaka, T., Y. Ebihara, M. Watanabe, M. Den, S. Fujita, T. Kikuchi, K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2017). Global simulation study for the time sequence of events leading to the substorm onset, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, 6210–6239, doi:10.1002/2017JA024102.
- [6] Haynes, A. L., & Parnell, C. E. A trilinear method for finding null points in a three-dimensional vector space. *Physics of Plasmas*, 14(8), 082107, 2007.
- [7] Helman, J. L., & Hesselink, L. Visualizing vector field topology in fluid flows. *IEEE Computer Graphics and Applications*, (3), 36-46, 1991.
- [8] Cai, D., Nishikawa, K. I., & Lembege, B. Visualization of tangled vector field topology and global bifurcation of magnetospheric dynamics. *Advanced Methods for Space Simulations; TERRAPUB: Tokyo, Japan*, 145-166, 2007.
- [9] Strogatz, S. H. *Nonlinear dynamics and chaos: with applications to physics, biology, chemistry, and engineering*. CRC Press, 2018.
- [10] Helman, J., & Hesselink, L. Representation and display of vector field topology in fluid flow data sets. *Computer*, (8), 27-36, 1989.
- [11] Wiggins, S. *Introduction to applied nonlinear dynamical systems and chaos* (Vol. 2). Springer Science & Business Media, 2003.
- [12] Osinga, H. M., & Krauskopf, B. Visualizing the structure of chaos in the Lorenz system. *Computers & Graphics*, 26(5), 815-823, 2002.
- [13] Krauskopf, B., & Osinga, H. Globalizing two-dimensional unstable manifolds of maps. *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 8(03), 483-503, 1998.
- [14] Palis, J., & Smale, S. Structural stability theorems. In *The Collected Papers of Stephen Smale: Volume 2* (pp. 739-747), 2000.
- [15] England, J. P., Krauskopf, B., & Osinga, H. M. Computing two-dimensional global invariant manifolds in slow-fast systems. *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 17(03), 805-822, 2007.
- [16] Krauskopf, B., & Osinga, H. Growing 1D and quasi-2D unstable manifolds of maps. *Journal of Computational Physics*, 146(1), 404-419, 1998.
- [17] Gil, A., Segura, J., & Temme, N. M. (2007). *Numerical methods for special functions*. Society for Industrial and Applied Mathematics.
- [18] Garth, C., Krishnan, H., Tricoche, X., Bobach, T., & Joy, K. I. (2008). Generation of accurate integral surfaces in time-dependent vector fields. *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 14(6), 1404-1411.
- [19] White, W. W., Siscoe, G. L., Erickson, G. M., Kaymaz, Z., Maynard, N. C., Siebert, K. D., ... & Weimer, D. R. (1998). The magnetospheric cusp and the cross-tail S. *Geophysical research letters*, 25(10), 1605-1608.
- [20] Shub, M. (2013). *Global stability of dynamical systems*. Springer Science & Business Media.
- [21] Theisel, H., Weinkauff, T., Hege, H. C., & Seidel, H. P. (2003, October). Saddle connectors-an approach to visualizing the topological skeleton of complex 3D vector fields. In *IEEE Visualization, 2003. VIS 2003.* (pp. 225-232). IEEE.
- [22] Krauskopf, B., & Osinga, H. M. (2003). Computing geodesic level sets on global (un) stable manifolds of vector fields. *SIAM Journal on Applied Dynamical Systems*, 2(4), 546-569.
- [23] HOBSON, Dana. An efficient method for computing invariant manifolds of planar maps. *Journal of Computational Physics*, 1993, 104.1: 14-22.
- [24] Neumann, D., & O'Brien, T. (1976). Global structure of continuous flows on 2-manifolds. *Journal of differential equations*, 22(1), 89-110.
- [25] Hultquist, J. P. (1992, October). Constructing stream surfaces in steady 3D vector fields. In *Proceedings Visualization'92* (pp. 171-178). IEEE.
- [26] Schneider, D., Reich, W., Wiebel, A., & Scheuermann, G. (2010, June). Topology aware stream surfaces. In *Computer Graphics Forum* (Vol. 29, No. 3, pp. 1153-1161). Oxford, UK: Blackwell Publishing Ltd.
- [27] Schulze, M., Germer, T., Rössl, C., & Theisel, H. (2012, August). Stream surface parametrization by flow-orthogonal front lines. In *Computer Graphics Forum* (Vol. 31, No. 5, pp. 1725-1734). Oxford, UK: Blackwell Publishing Ltd.
- [28] Krauskopf, B., Osinga, H. M., Doedel, E. J., Henderson, M. E., Guckenheimer, J., Vladimirovsky, A., ... & Junge, O. (2006). A survey of methods for computing (un) stable manifolds of vector fields. In *Modeling And Computations In Dynamical Systems: In Commemoration of the 100th Anniversary of the Birth of John von Neumann* (pp. 67-95).
- [29] Doedel, E. J. (1981). AUTO: A program for the automatic bifurcation analysis of autonomous systems. *Congr. Numer*, 30(265-284), 25-93.
- [30] Henderson, M. E. (2005). Computing invariant manifolds by integrating fat trajectories. *SIAM Journal on Applied Dynamical Systems*, 4(4), 832-882.
- [31] Guckenheimer, J., & Vladimirovsky, A. (2004). A fast method for approximating invariant manifolds. *SIAM Journal on Applied Dynamical Systems*, 3(3), 232-260.
- [32] Dellnitz, M., & Hohmann, A. (1996). The computation of unstable manifolds using subdivision and continuation. In *Nonlinear dynamical systems and chaos* (pp. 449-459). Birkhäuser Basel.
- [33] Iwai K Shinya K Takashi, K., & Moreau, R. (2003). Pressure change accompanying Alfvén waves in a liquid metal. *Magneto-hydrodynamics*, 39(3), 245-250.
- [34] W. C. Rheinboldt, *Methods for Solving Systems of Nonlinear Equations*, 2nd ed., CBMS-NSF Regional Conf. Ser. in Appl. Math. 70, SIAM, Philadelphia, 1998.
- [35] Hocking, John Gilbert, and Gail S. Young. *Topology*. Courier Corporation, 1988.

2023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	2024年3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専門委員会 〒611-0011 宇治市五ヶ庄 電話：(0774) 38-3844
編集者	海老原 祐輔
印刷所	レイメイ社

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.