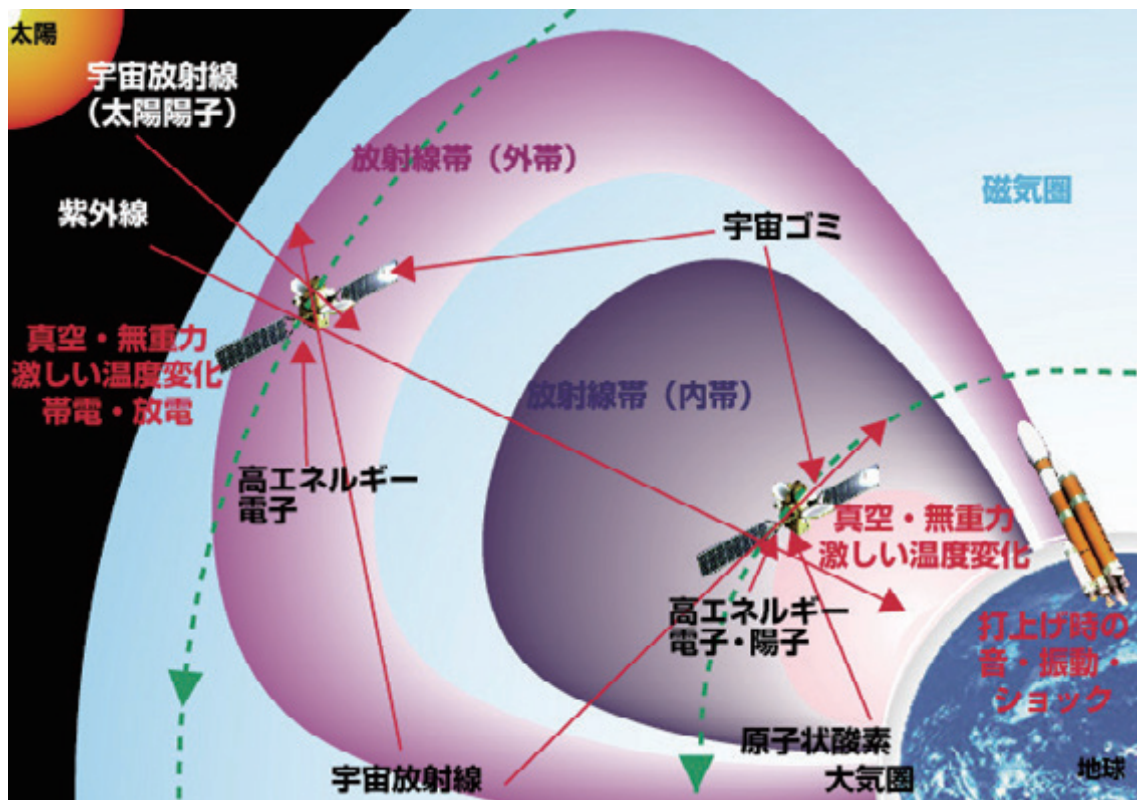


# 第10回「宇宙環境シンポジウム」 講演論文集

Proceedings of the 10<sup>th</sup> Spacecraft Environment Symposium



2013年12月2日～3日

科学技術館

宇宙航空研究開発機構  
研究開発本部 宇宙環境グループ

Japan Aerospace Exploration Agency  
Aerospace Research and Development Directorate  
Space Environment Group

# 目 次

12月2日

宇宙環境計測グループの活動.....	1
○松本晴久（宇宙航空研究開発機構）	
【特別講演】	
計算機実験による宇宙機近傍のプラズマ電磁擾乱の研究.....	11
○臼井英之（神戸大学）	
【宇宙環境計測・宇宙天気】	
ジオスペース探査衛星 ERG 計画について .....	21
○三好由純（名古屋大学）、高島健、浅村和史、小野高幸、三谷烈史、笠原慧、平原聖文、松本晴久、東尾奈々、風間洋一、笠羽康正、松岡彩子、小嶋浩嗣、藤本正樹、塩川和夫、関華奈子、仁田工美、小川恵美子、村島未生、ERG プロジェクトグループ	
国連宇宙空間平和利用委員会宇宙天気専門家会合活動報告 .....	25
○小原隆博（東北大学）	
QZS 衛星と MAGDAS 地上磁力計による沿磁力線電流の同一磁力線上同時観測 .....	33
○竹内勇人（九州大学）、河野英昭、東尾奈々、松本晴久、D. G. Baishev、魚住禎司、阿部修司、湯元清文、吉川顕正	
静止軌道プラズマ環境の極値統計解析 .....	41
○中村雅夫（大阪府立大学）、米田麻人、坪内健	
【帯電・放電実験、およびシミュレーション】	
荷電粒子ビーム放出による衛星帯電現象の解析 .....	43
○星賢人（京都大学）、村中崇信（中京大）、小嶋浩嗣（京大）、臼井英之（神戸大）、篠原育（宇宙研）、山川宏（京大）	
低地球軌道における高電圧太陽電池アレイを用いた放電実験 .....	47
○岩井俊輔（九州工業大学）、Justin J. Likar、奥村哲平、増井博一、豊田和弘、趙孟佑	
電子線が繰り返し照射された誘電体材料の体積抵抗率に対する試料温度の影響に関する研究 ....	57
○後藤浩友樹（東京都市大学）、渡邊力夫	
大気吸入型イオンエンジン放電室内におけるプラズマ生成シミュレーション .....	61
○本山貴仁（神戸大学）、臼井英之、三宅 洋平、川口伸一郎、横田久美子、田川雅人	
太陽近傍プラズマ環境下での科学衛星帯電に関する粒子シミュレーション .....	65
○三宅洋平（神戸大学）、臼井英之、ISSI 衛星プラズマ相互作用研究チーム	

12月3日

【帯電計測技術、材料物性】

非回収軌道上試験を目指した国産宇宙用 QCM の特性と地上キャリブレーション法 .....	71
○井出健太（神戸大学）、山崎勇希、潮田陽介、西山和孝、横田久美子、田川雅人	
金属材料における二次電子放出係数曲線物理モデル式の最適化及び測定システムの改修 .....	75
○長門 拓（東京都市大学）、荒井立朗、三宅弘晃、田中康寛（東京都市大学）、 大平正道、奥村哲平、高橋真人（宇宙航空研究開発機構）	
ポリマー導電材料を用いたケーブルの摩擦帯電及び誘導帯電による放電ノイズの低減 .....	79
○大津孝佳（鈴鹿工業高等専門学校）、堂山英之、松本 頼興	
プロトン照射におけるポリイミドフィルムの電荷蓄積特性の評価 .....	85
○堀口皓平（東京都市大学）、内山龍、三宅弘晃、田中康寛	
電子ビーム照射による帯電計測から宇宙機表面材料の物性評価について（II） .....	89
○藤井治久（奈良工業高等専門学校）、奥村哲平、高橋真人（JAXA）	
光電子放出電流測定による宇宙機用絶縁材料の帯電物性の解析 .....	95
○野村和史（東京都市大学）、矢部謙治、三宅弘晃、田中康寛、大平正道、奥村哲平、 高橋真人	
宇宙材料における二次電子・光電子放出係数の測定装置開発 .....	99
○宮原信（九州工業大学）、Wu Jiang、Arifur R. Khan、豊田和弘、趙孟佑	

【太陽風－地球磁気圏シミュレーション】

磁気圏－電離圏結合ハイブリッド並列シミュレーションによるサブストームの再現 .....	107
○田中高史（九州大学）	
グローバル MHD シミュレーションを用いた太陽風動圧の大きな急上昇に対する磁気圏応答 ...	151
○久保田康文（情報通信研究機構）、片岡龍峰、田光江、田中高史、長妻努、藤田茂	
地磁気現象リストを用いた磁気嵐、 $si,ssc$ の発生度数と変動規模にかかわる統計的調査 .....	155
○源泰拓（気象庁地磁気観測所）、藤田茂（気象大学校）、原昌弘（気象庁地磁気観測所）	

【デブリ計測、モデリング】

PZT 素子による宇宙デブリの微粒子成分の観測装置 .....	159
○小林正規（千葉工業大学）、宮地孝、藤井雅之、服部真季、奥平修、岡田長也	
軌道上センサと地上観測網の連携によるデブリ追跡 .....	163
○田川真（九州大学）、花田俊也、柳沢俊史、松本晴久、黒崎裕久、小田寛、北澤幸人	

## 【宇宙環境計測・宇宙天気】

地球放射線帯電子の消失過程.....	169
○千葉貴司（東北大学）、小原隆博、栗田怜	
静止軌道の宇宙環境モニタリング・予測.....	177
○長妻努（情報通信研究機構）	
粒子フィルタを用いた放射線帯加速機構の推定.....	181
○外山晴途（名古屋大学）、三好由純、上野玄太、越石英樹、松本晴久、塩川和夫	
日本における地磁気誘導電場のモデリング.....	189
○藤田茂（気象大学校）、遠藤新、藤井郁子	
宇宙天気ユーザーニーズに即した情報提供の試み.....	193
○石井守（情報通信研究機構）	

第10回 宇宙環境シンポジウム

# 宇宙環境グループの活動

宇宙航空研究開発機構  
研究開発本部 宇宙環境グループ  
松本 晴久

平成25年12月2日



0

## 目 次

1. 新生JAXAの取り組み
2. 宇宙環境グループの活動現状
3. 第3期中期計画に向けた活動

## 取り巻く事業環境の変化

### 日本の科学技術行政 の方針変化

第4期科学技術基本計画(2011.8)  
科学技術イノベーション総合戦略  
(2013.6)

JAXA法改正(2012.7)  
新たな宇宙基本計画(2013.1)



政策の転換

### 新たな業務推進 構築の要請

イノベーション創出への対応  
(JAXAにとっては不十分な経験  
領域であり、業務革新が必要)



事業環境の変化

### 宇宙新興国の台頭 (国策としての宇宙開発・利用)

- 中国・インドの躍進
- 宇宙を利用する発展途上国の増加

### 衛星情報の利用拡大

- 幅広い分野での利用が加速
- 他分野との連携が加速

### 宇宙事業者の 技術実力の向上

- JAXAから民間移管
- 技術開発力の僅少化

2

## 新生JAXAが目指すもの

<2003年10月>  
JAXA発足

<2013年10月>  
JAXA10周年

新生JAXAが  
目指すもの

<Phase>  
技術の実証

<Phase>  
技術による課題解決

失敗・  
教訓

- ・事故調査委員会に参画
- ・搭載開発中止・研究に集中
- ・技術データ、設備整備の開始
- ・新しい環境課題に取り組む

技術基盤  
の獲得

- ・衛星設計標準を制定
- ・高性能放射線計測装置を開発
- ・宇宙環境情報システム・放射線照射設備・MUSCAT
- ・各種環境計測の提案  
帯電、デブリ、中性大気密度

“強み”の伸長

技術の  
発展・先導

社会への  
価値提供

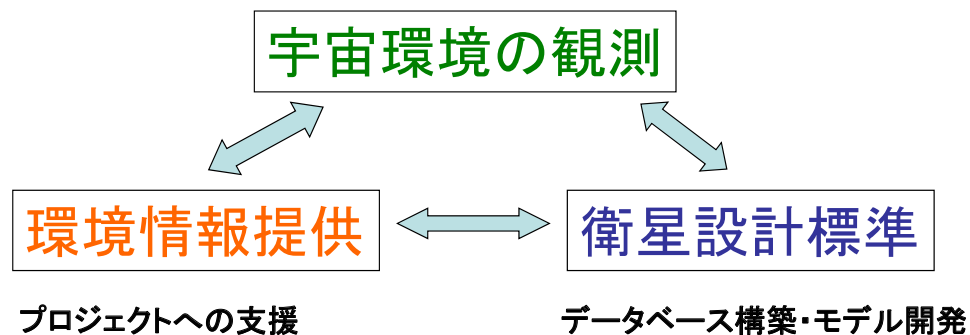
3

## 宇宙環境グループの活動目標

### 3つの柱

- ・宇宙環境の詳細なリアルタイム計測を実施
- ・危険を察知し知らせる情報システムの構築
- ・環境モデルの開発、設計基準・標準化への貢献

小型・高性能 計測機器開発



4

## 研究開発の方針

### 3つの柱に対する方針:

#### ①計測機器の開発と宇宙機搭載による宇宙環境観測

- ⇒ 世界をリードする宇宙環境計測センサの研究開発を実施する
- ⇒ 宇宙機搭載宇宙環境計測装置の開発・運用を確実に実施する

#### ②宇宙環境情報システムの構築とプロジェクト支援

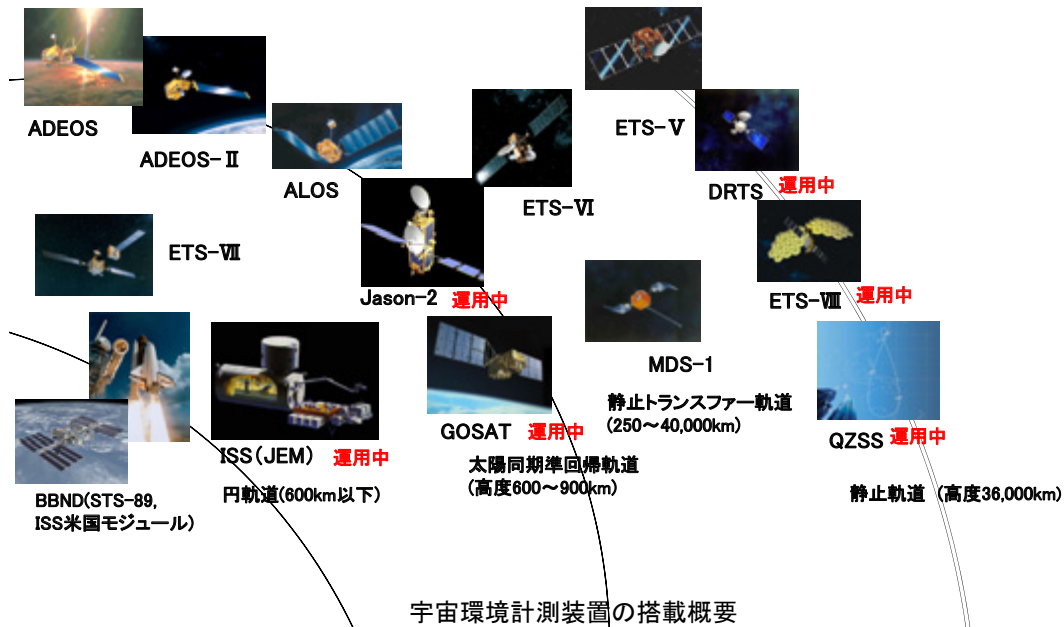
- ⇒ 観測データのリアルタイム収集システムを構築する
- ⇒ 衛星・有人ミッションの運用に資する宇宙環境情報の提供
- ⇒ 不具合情報解析ツールの開発と全JAXA衛星への適用

#### ③宇宙環境データベース・モデル開発と標準化への貢献

- ⇒ JAXA衛星による宇宙環境観測データベースを整備・運用する
- ⇒ 宇宙環境全般について信頼性の高い次世代モデル構築する
- ⇒ 衛星設計標準への適用を進め、設計・製造に反映する

## 環境計測装置の搭載概要

15機に環境計測装置(自然環境・飛翔体環境)を搭載、  
現在、6機運用中



6

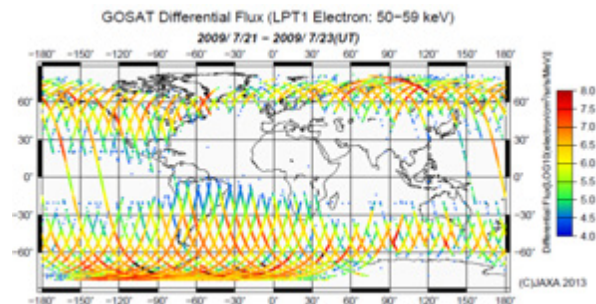
## 観測データの成果(GOSATの例)

### 1. JAXA衛星へのデータ提供

取得されたデータは、低軌道(同程度の高度)衛星の環境データとして活用できている。GOSAT衛星以外に同時期の低軌道衛星である「すざく」、「GCOM」及び「小型衛星」等の不具合・劣化解析に利用された。

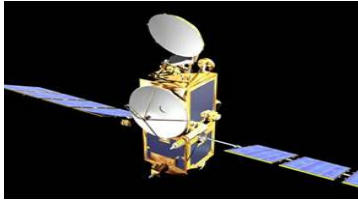
### 2. 新たな現象

2009年7月22日の磁気嵐中に数10keVの準捕捉電子フラックスの強烈な増加を高度約667kmのGOSAT衛星で計測した。この現象の特徴は、MeV帯電子が支配的な放射線帯内帯においてkeV帯の準捕捉電子が急増したことにあります。この増加は高磁気緯度から $L \sim 1.1$ 付近まで連続して見られることから、電子の急速な侵入が示唆される。また、このイベントでは夜側のパスのみ観測された。



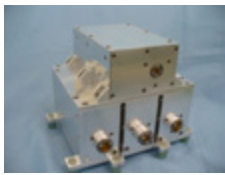
7

## 開発中の搭載機器



Jason-3衛星

- ・粒子計測器搭載(2012年7月PFM完成)
- 2013年7月 CNES出荷
- 2014年12月打ち上げ予定

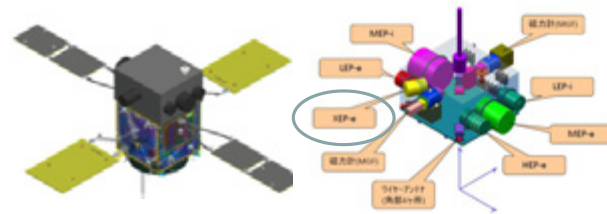


センサ部



電気処理部

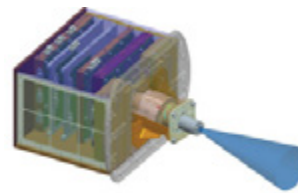
粒子	計測範囲
電子	0.03-20MeV
陽子	0.4-250MeV
He粒子	0.8-400MeV



ERG衛星

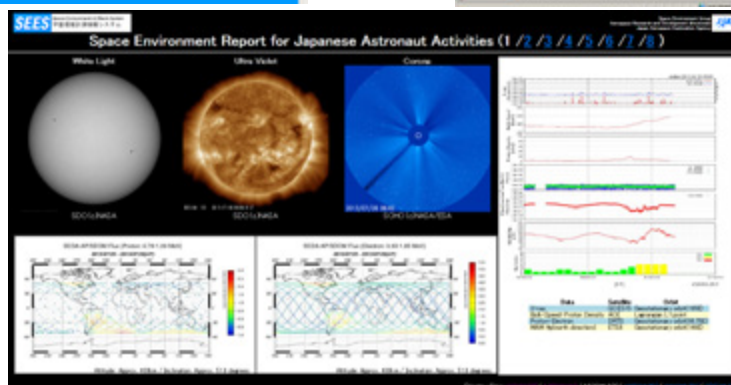
- ・粒子計測器搭載
- 2015年12月打ち上げ予定
- 2012年9月に開発を着手**

宇宙で普遍的におきている相対論的電子加速の現場を直接観測。  
また、将来の木星磁気圏探査での粒子加速研究を先導する。



電子観測(～10eV～20MeV)の内、一番高いエネルギー帯(200keV～20MeV)の部分を担当  
・放射線帯を横切る軌道(GTO)であり多くの陽子や高エネルギー電子がコリメータ以外から混入するため、**アンチシンチレータの機能**を追加、合わせて低エネルギー部分の分解能を向上させた。

## 宇宙環境計測情報システム (SEES) の整備



## 評価設備の充実



ペレトロン6SH型シングルエンド加速器

加速電圧	0.4～2.0MeV
荷電運搬方式	ペレットチェーン
荷電粒子	電子、プロトン
ビーム強度	1fA～10nA
ビームスキャン	60mm×60mm MAX

50KVスィープ電子銃

加速電圧	5～50keV
ビーム強度	10pA～10nA
ビームスポット	φ1mm～φ0.2mm(50kV)
ビームスキャン	25mm×25mm MAX
スキャン周波数	X,Y 10Hz～1kHz
波形	三角波

## 標準化への貢献

### [ISO提案の状況]

- ・「静止衛星の太陽電池設計のための太陽陽子積算計算モデル」TS12208として2011年9月15日に制定・発行された。
- ・「メテオロイド&デブリ環境モデルの適用プロセス」ISO14200として11月13日制定、11月15日発行された。
- ・「地磁気活動指数の予測法」FDIS16698として審議中。
- ・「宇宙機オペレータのためのリアルタイム太陽・宇宙環境情報」CD16709として審議中。
- ・放射線帯モデルは、2011年にWEB(SEES)で公開し、ISOのWDとして審議中。

## 第3期中期計画の成果目標(What)

### 第3期中期計画目標(FY2013-FY2017)

1. 国連宇宙空間平和利用委員会科学小委員会で議論されている宇宙天気に関するベストプラクティス・ガイドランに応えられる体制を維持する。
2. 基盤技術の強化とプロジェクト連携の維持を図り、第2期中期までの研究開発、搭載装置開発と取得データなどの研究成果を複雑化・多様化する宇宙機及び搭載コンポーネントの効率的で確実な開発・運用に引き続き反映させる。
3. センサ開発においては、国際的に欠落している宇宙デブリ、帯電環境、中性大気を計測するための世界最先端センサの創出と実現に貢献する。

例えば、

**宇宙環境データ利用システム**: 宇宙環境データベースにより取得されたデータの公開、各種モデルの提供を実施してきたが、さらに衛星プロジェクトや外部のユーザによる活用を促進するため、JAXAのプロジェクトおよび外部研究者との協力により、宇宙環境と宇宙機に与える影響の知識データベースを活用し、取得されたデータや研究成果を宇宙機設計者や運用者に判断しやすい情報として伝えるシステムを構築する。

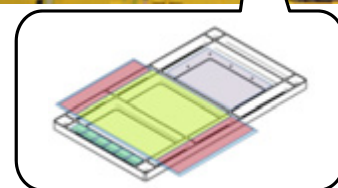
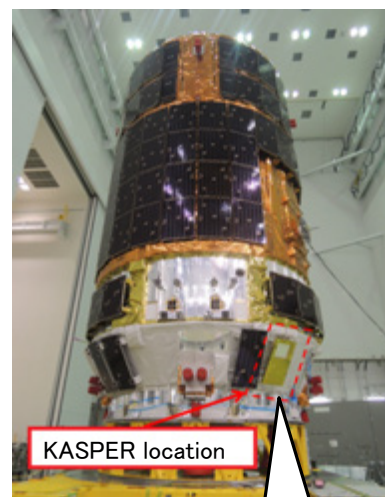
**最先端のセンサ研究**: 国際的に欠落している宇宙環境データ(宇宙デブリ、帯電環境、中性大気密度)を計測する装置の実現を目指す。

**研究から実用センサへのシフト**: これまで行ってきた研究的高性能センサーから不具合事例に関する環境に特化した実用センサ(軌道上で警報の出せるセンサ)を目指す。

12

## HTVによるSpace Debris Monitor軌道上実証

- ・ KASPER (KOUNOTORI Advanced Space Environment Research Equipment: 宇宙環境観測装置)
  - Space Debris Monitor + Charging Monitor
  - 2014年打上げのHTV-5号機に搭載
  - ミッション期間: 1-2 ヶ月
- ・ 宇宙環境におけるセンサの機能確認を実施する。
  - HTV用に筐体及び制御部を開発



## 研究開発の方針とアプローチ(How)

### 1. 全体の進め方

- 国連が提唱した宇宙天気に関するベストプラクティス・ガイドランに応えた継続的な軌道上環境データ取得(工学の基盤データ)を実施する。
  - － 宇宙開発の数十年に及ぶ歴史において、初期の段階から宇宙空間の環境は観測の対象であり、現在においてもまだモデル化が検討中の環境もある。実態の把握されていない環境の観測は実現しやすいが、多くのことが分かってきている放射線環境を継続的に取得していくことは難しい。
- 質の高い研究・開発を効果的に行うため、国内の宇宙環境研究者の叡智を結集する。
- そのためには、
  - JAXA他本部・他部門、大学、研究機関、メーカ等との連携を強化する。
  - 共同研究、客員開発員、研究会主催、データの共同解析の実施。

### 2. 研究開発

#### (1) 装置開発

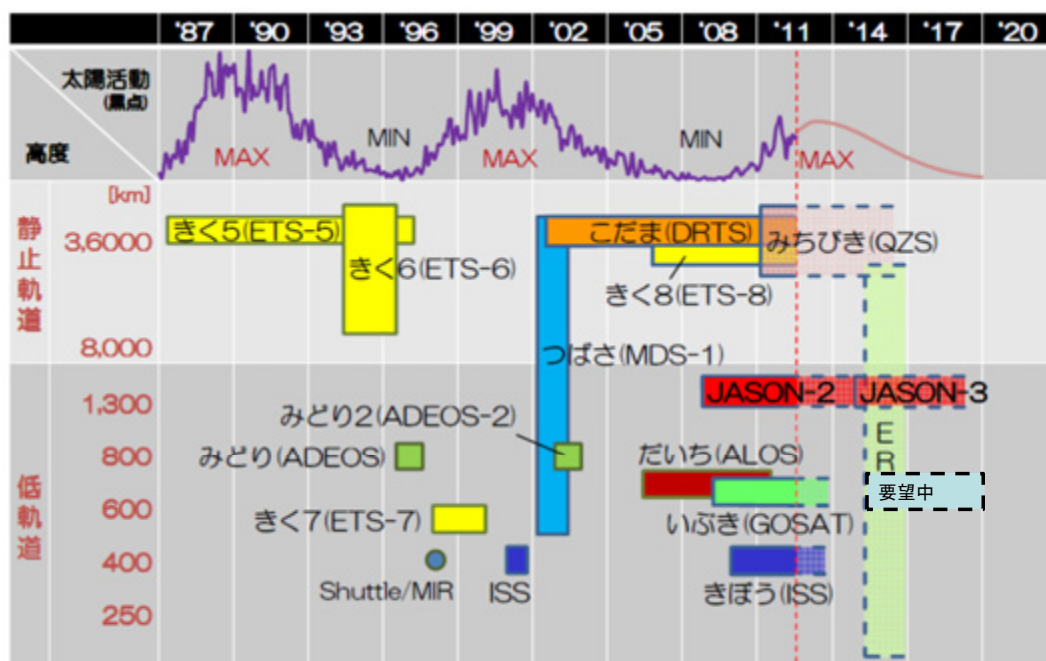
- 世界の動向をいち早くキャッチし、先手・先手と働きかける。
- 安全保障分野への利用・産業振興への貢献を考慮する。その衛星情報を利用する主対象(顧客)と利用価値を設定し、それに 必要な具体的な目標を加える。

#### (2) 国際的共同作業を重視

- 軌道上観測及び環境モデル化に際し、国際連携を強める。

14

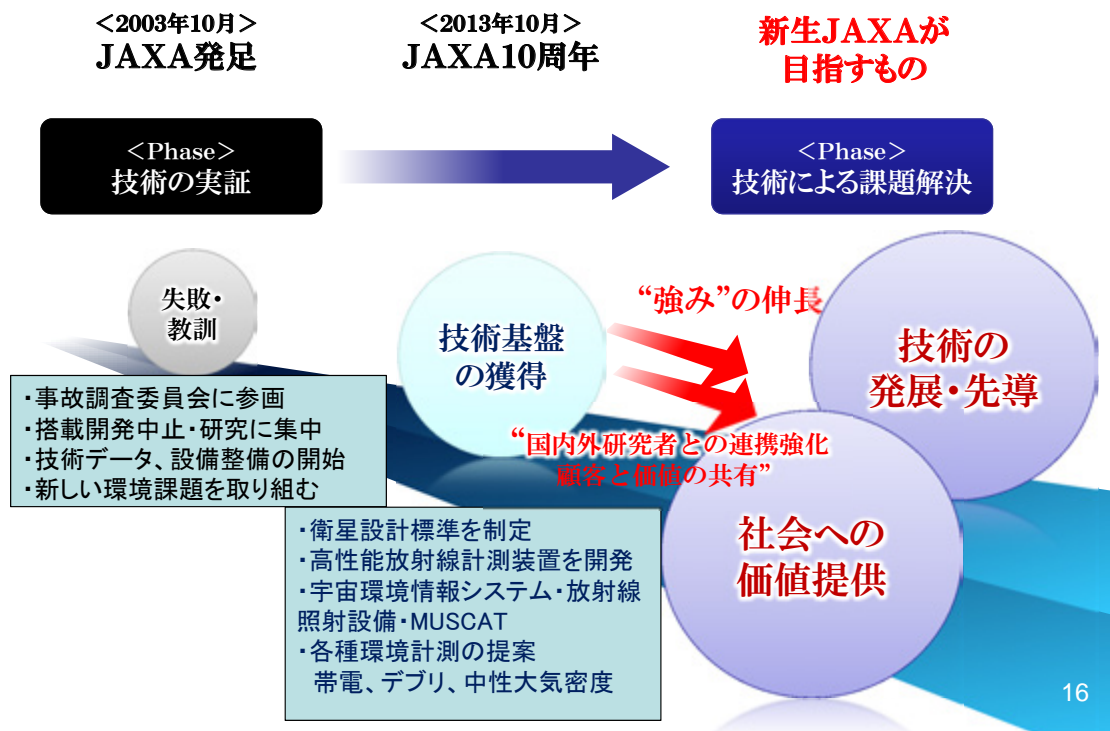
## データの継続



データの継続は、データの共同解析が重要。

15

## まとめ



16

ご清聴ありがとうございました。



TOPへ戻る 

# 計算機実験による 宇宙機近傍のプラズマ電磁擾乱の研究

臼井 英之

神戸大学大学院システム情報学研究科

## 宇宙プラズマ中の宇宙機システム

### 自然界のプラズマ

太陽風プラズマ  
磁気圏プラズマ  
電離層プラズマ  
極域プラズマ

高エネルギー現象を含む  
ダイナミックな変動

### 人工起源のプラズマ

イオンスラスタ  
プラズマコンタクト  
中性ガスの電離

局所的、周辺に比べて  
大質量、高密度

複雑な相互作用

非プラズマ物体

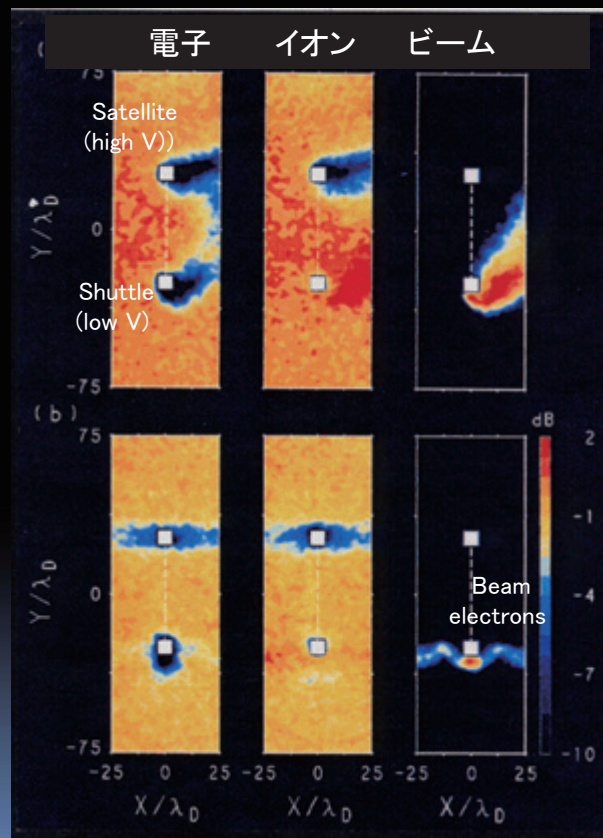
衛星システム

コンタミ生成、粒子加速、帯電・放電、ス  
パッタリングなどによる影響



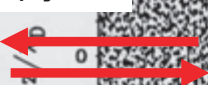
## テザー衛星-宇宙プラズマ相互作用

1次元に長い導体物が地球磁場を横切るため、システムに $V \times B$ 起電力が生じ、周辺プラズマに影響を及ぼす。

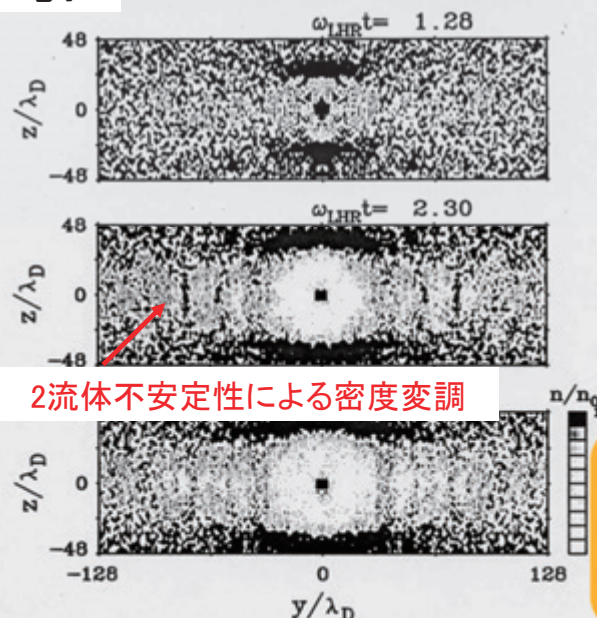


# テザー衛星-宇宙プラズマ相互作用

イオン



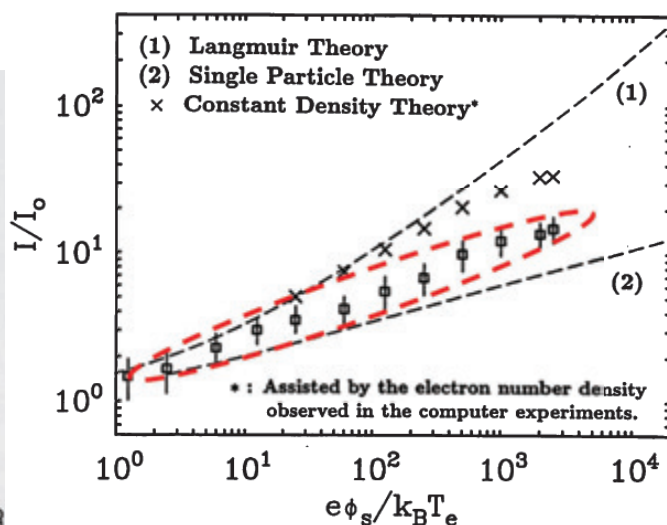
電子



2流体不安定性による密度変調

高電位  
衛星

## 高電位の電流電圧特性



衛星をプラズマ環境に入れるだけで、衛星電位変化とプラズマ応答が同時にうまく解ける！

## イオンエンジンから噴射されるイオンビームの電荷中和に関する計算機シミュレーション

Copyright JAXA

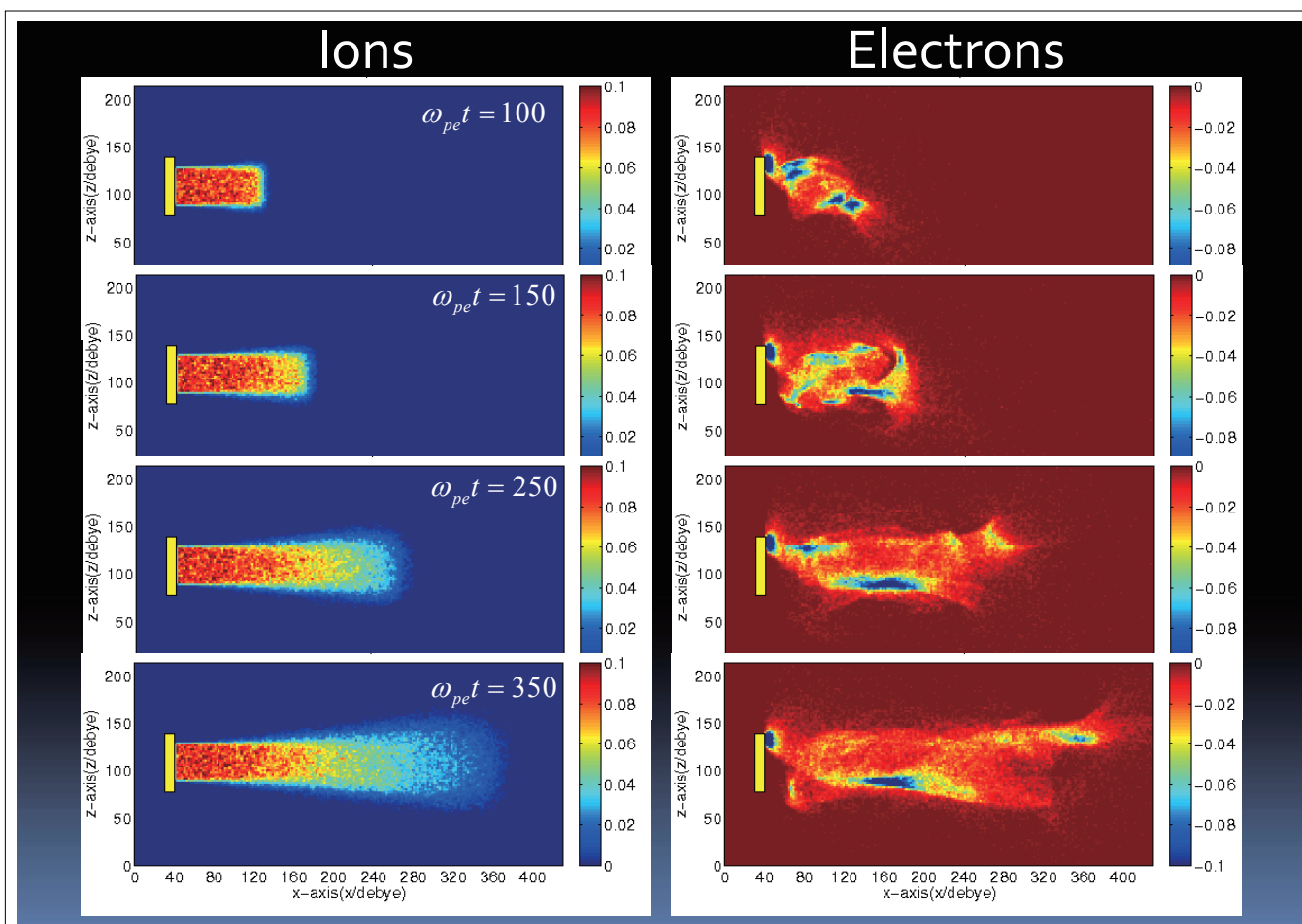
中和器

電子放出

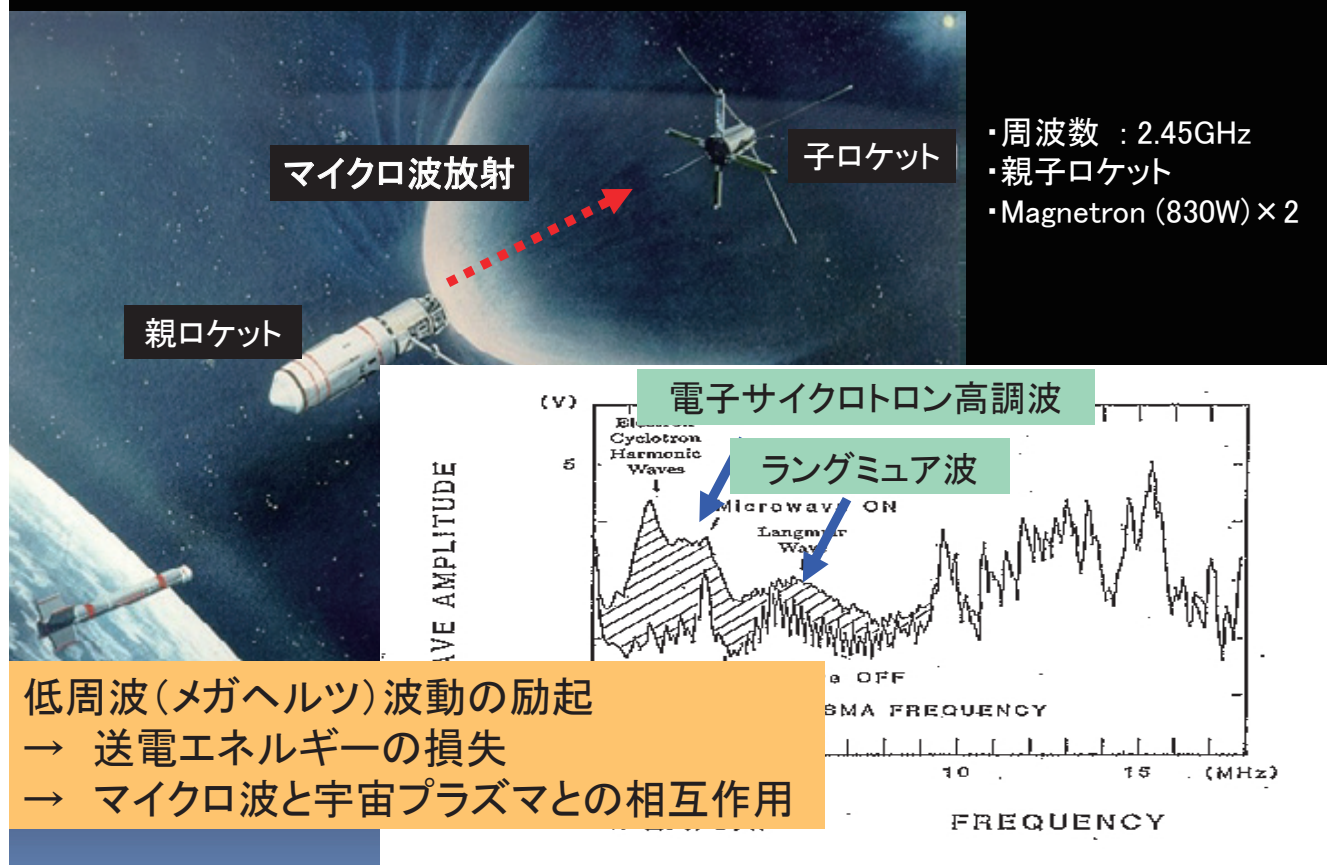
イオンエンジン

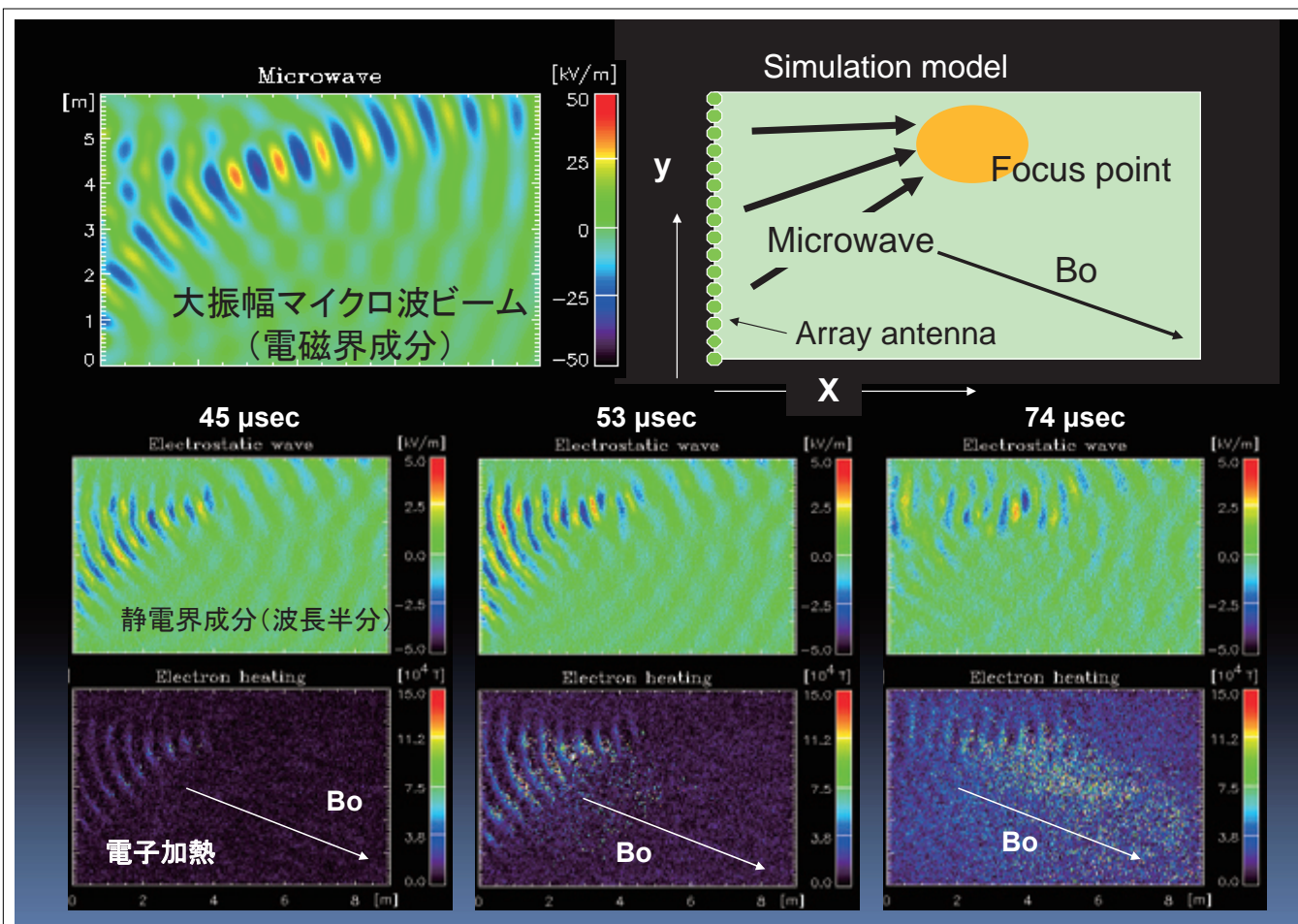
イオンビーム

Copyright JAXA



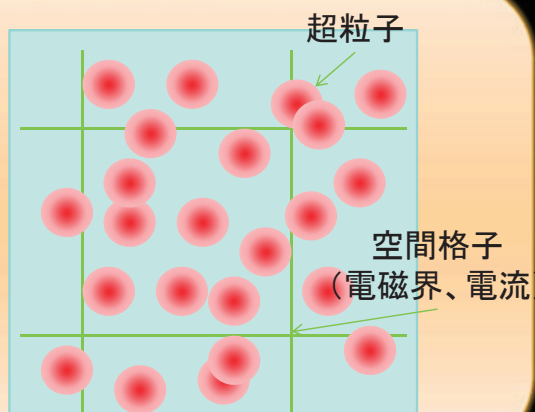
## MINIX ロケット実験 (1983.2)





## プラズマ粒子シミュレーション手法 (KEMPO)

例えば2次元プラズマ空間



粒子の速度値を近傍格子点に配分し、  
格子点で電流計算

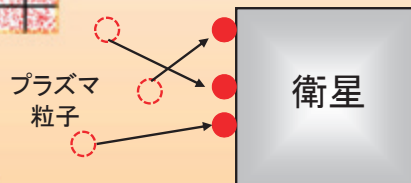
各格子点において  
電流から電磁界更新  
(Maxwell式)

各粒子の速度、位置更新  
(運動方程式)

## EMSES (ElectroMagnetic Spacecraft Environment Simulator)

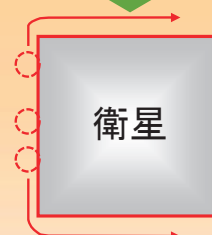


衛星表面(導体)の扱い



Capacity  
Matrix法

等電位にするた  
めに電荷再配置



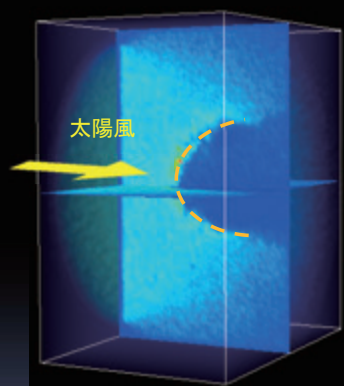
周辺プラズマも含めてポアソン  
式を解き衛星電位を求める

- 背景プラズマ+宇宙機表面
- 3D Full Particle-In-Cell (PIC)
- Electromagnetic, Electrostatic  
(中性粒子とプラズマの衝突、電離、  
アンテナからの電波放射  
宇宙機表面からの光電子放出、  
二次電子放出, 能動ビーム放出)

## マルチスケールモデル

さまざまなスケールの現象が混在するモデル対象に対して、局所高分解能シミュレーションを効率的に行う

(例) 磁気圏-太陽風相互作用



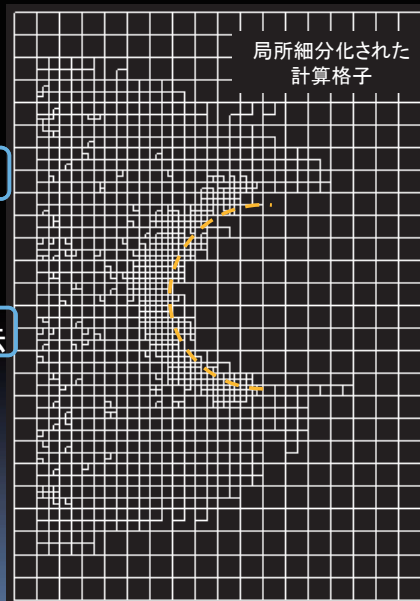
マルチスケール  
プラズマ粒子コード

プラズマ粒子(PIC)法

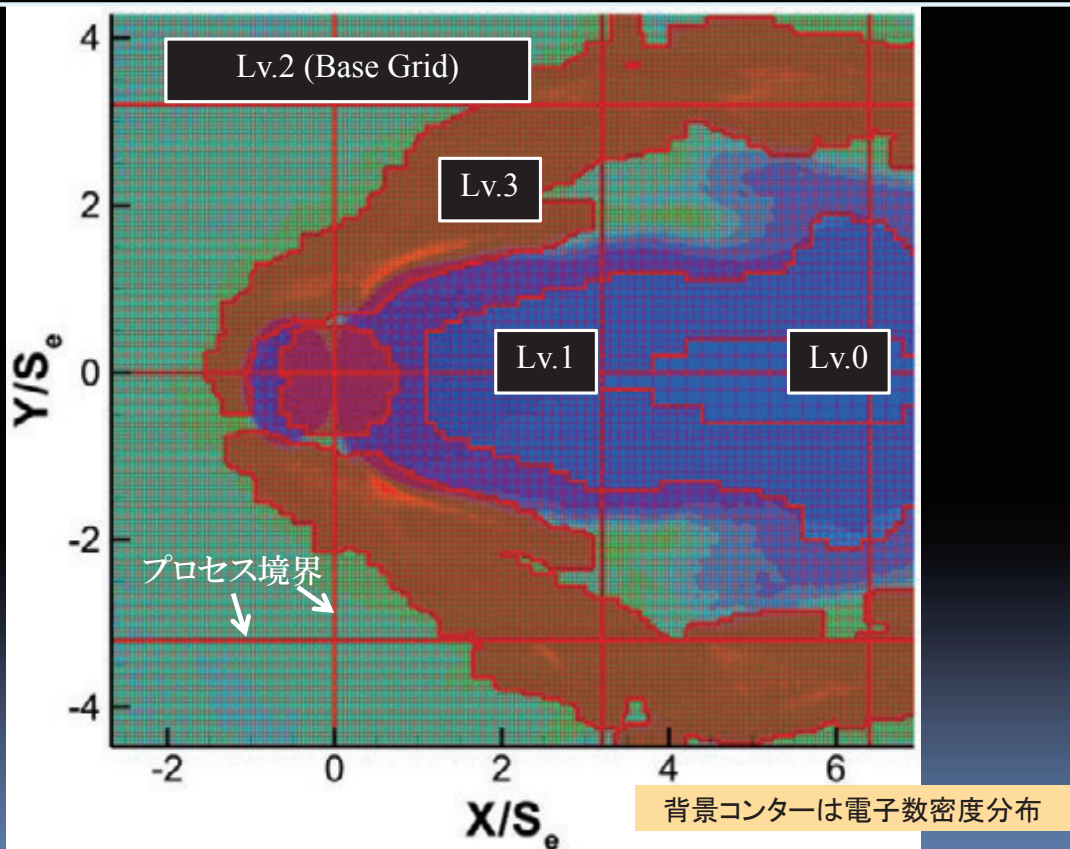
融合

適合格子細分化(AMR)法

- 大幅な計算機資源節約
- 局所的に高分解能解析

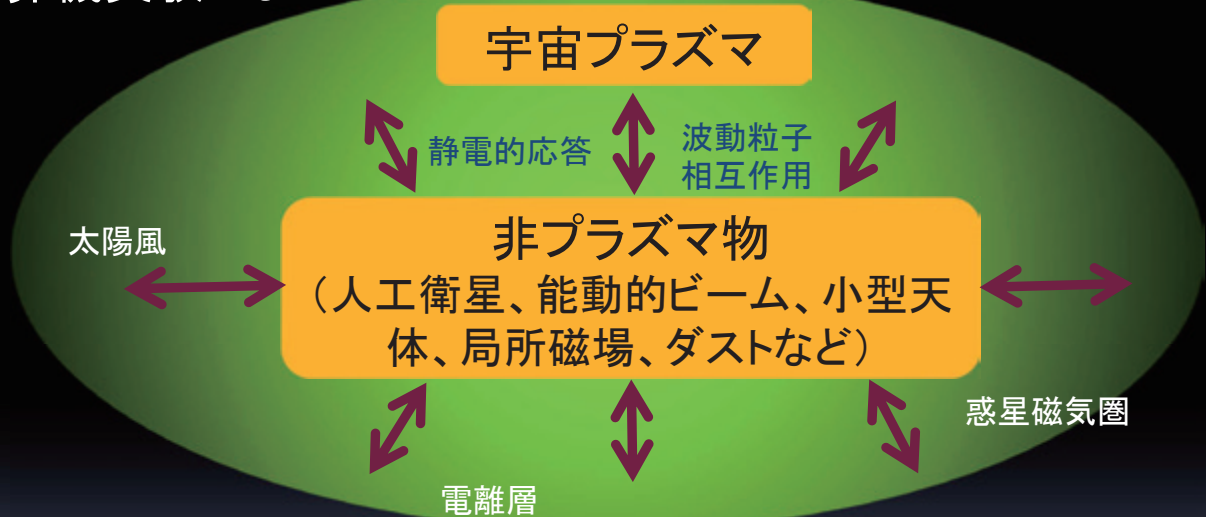


## 4階層(Lv.0-3)用いた太陽風-小型磁場相互作用シミュレーション



## これから何をやりたいのか(研究対象)

## 計算機実験によって



観測データとの直接比較も出来るようになりつつある。  
今後の衛星やロケット観測プロジェクトとの連携

## 宇宙プラズマ解析における プラズマシミュレーション（理学）

---

- ・ある初期値がプラズマ不安定性を介してプラズマ環境をもたらす非線形な影響
- ・現象をコントロールする物理パラメータの同定、定量的理解。
- ・宇宙空間を切り取った自由境界条件が主。

プラズマ環境（非定常を含む）を詳細に知りたい。

## システム開発に向けたシミュレーション（工学）

---

- ・宇宙システムの大きさ、境界条件、functionなどをもとにモデリング。
- ・プラズマ支配方程式に近似を入れて加工し、それを利用。
- ・定常値がMKS単位系で欲しい。
- ・短時間計算が望ましい。パラメータスタディ用。

宇宙システムとしてどう動くかをシミュレーション

## 宇宙環境計測、利用におけるプラズマ工学と理学の融合、相互作用

---

### 「宇宙システム設計にすぐ役立つプラズマ解析ツール(定常解)を作って欲しい」

という要求が多い。

(システムが壊れるか壊れないか、動くか動かないかをすぐに判定できるツール)

SGEPSSという理学オリエンテイドのコミュニティにいるものとしては、宇宙工学(ものづくり)に対して、

そのシステム、本当に宇宙プラズマ中で想定通り動くのか？

様々なプラズマ現象はシステムに影響しないのか？

ということを問いかけて、プラズマ粒子モデルの計算機実験で答えを出すことができれば、と思っています。

## ジオスペース探査衛星 ERG 計画について

三好由純(名大)、高島健(JAXA)、浅村和史(JAXA)、小野高幸(東北大)、三谷烈史(JAXA)、笠原慧(JAXA)、平原聖文(名大)、松本晴久(JAXA)、東尾奈々(JAXA)、風間洋一(台湾 ASIAA)、笠羽康正(東北大)、松岡彩子(JAXA)、小嶋浩嗣(京大)、藤本正樹(JAXA)、塩川和夫(名大)、関華奈子(名大)、仁田工美(JAXA)、小川恵美子(JAXA)、村島未生(JAXA)、ERG プロジェクトグループ

### 1: 放射線帯

ジオスペースとも呼ばれる地球周辺の宇宙空間において、静止軌道よりも内側の領域には、MeV を超える粒子が捕捉されている放射線帯が存在する。放射線帯は、イオン、電子について存在しており、このうち電子放射線帯は、地球半径の約 1.5 倍を中心に分布している内帯と、約 4Re を中心に分布している外帯から構成されている。この放射線帯のある領域には、図 1 に示すような高密度の熱的プラズマ群であるプラズマ圏、また宇宙嵐の発達を担う環電流粒子群も存在しており、1eV 以下から 1MeV 以上まで 6 桁以上異なるエネルギーのプラズマ・粒子が共存する領域である。このうち、放射線帯の電子は、人工衛星の帯電を引き起こすため、宇宙機の安全な運用に影響を及ぼす。このため、放射線帯電子フラックス変動の予測は、現在の宇宙天気研究の最重要課題の一つと位置づけられている。

放射線帯の電子は、宇宙嵐をはじめとする宇宙環境の擾乱時に大きく変化する。宇宙嵐が起こると放射線帯外帯は消滅し、その後、宇宙嵐が回復していくにしたがって、放射線帯外帯電子のフラックスが増加をはじめ、外帯が再形成されていく。この消滅過程および再形成過程を引き起こすメカニズムについては未だ分かっていない部分が多く、議論が続いている。

消失機構については、これまでプラズマ波動と放射線帯電子との相互作用によって、電子が地球大気に降り込むピッチ角散乱が主要因と考えられてきた。しかし、ここ数年の研究により、消失の主要因は大気への降り込み過程ではなく、太陽風の変化によって磁気圏の形状が変化し、その結果、電子が惑星間空間へと流出している可能性も指摘され始めるようになり、どちらが消失の主要因かについてはまだ特定されていない。

一方、外帯が回復する過程については、断熱加速と呼ばれる ULF 帯のプラズマ波動が関与した加速過程と、非断熱加速と呼ばれる VLF 帯のプラズマ波動が関与した加速過程の 2 つの過程が提案されている。このうち、後者の非断熱加速過程は、1990 年代の終わりに提案された新しい考え方で、現在大きな注目を集めている。この加速過程で興味深い点は、図 1 に示すようにジオスペースに存在する様々なエネルギー階層のプラズマが加速に関与していることである。この過程では、もともと数百 keV の準相対論的なエネルギーの電子が、ホイッスラーモード波によって加速され MeV のエネルギーに至ったと考えられている。

が、このホイッスラーモード波自身は、さらに低いエネルギー階層である数 keV から数十 keV の高温電子の持つ温度異方性によって励起されているとされている。つまり、数十 keV の高温電子が持つエネルギーがプラズマ波動を介して、さらに高いエネルギー階層へと輸送されていることになる。また、ホイッスラーモード波の伝搬や共鳴条件には、背景のプラズマ密度も関係する。ジオスペースにおいては、背景プラズマ密度は、主として電離圏起源の 1eV 以下の熱的プラズマによって担われており、この熱的プラズマの変化が放射線帯電子の加速に影響を及ぼすことになる。このように、放射線帯のダイナミクスには、eV から MeV までの様々なエネルギー階層のプラズマ粒子がプラズマ波動によって動的に結合し相対論的な電子を作り出す「エネルギー階層間結合」が重要であると考えられている。

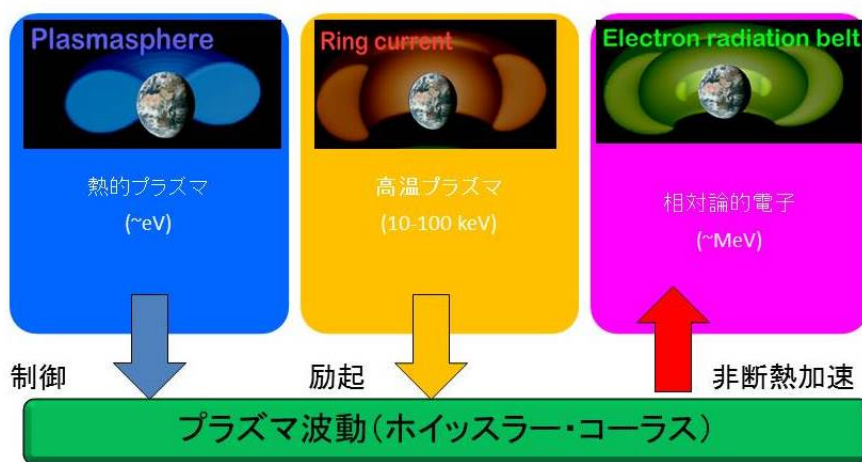


図 1: ジオスペースに存在する、様々なエネルギー階層のプラズマ・粒子群。非断熱加速過程では、高温プラズマ(10-100keV)が持つエネルギーが、プラズマ波動の励起を介して、よりエネルギーの高い電子を作り出すと考えられている。

## 2: ERG 計画

このような放射線帯電子の加速・消失機構の謎と宇宙嵐と呼ばれるジオスペースの擾乱現象を解明するため、日本では現在 ERG(Exploration of energization and Radiation in Geospace)と呼ばれるジオスペース探査計画が進められている。

この ERG プロジェクトは、図 2 左に示すように「人工衛星」による宇宙プラズマの直接観測、「磁場」、「光学」、「レーダー」といった地上からのリモートセンシング観測、そしてシミュレーションによる理論・モデル計算をあわせた 3 つの研究グループから構成され、太陽地球系科学分野の様々な研究手法を結集して、放射線帯電子のダイナミクスと宇宙嵐の解明を目指している。

図 2 右に、ERG 衛星の外観図を示す。また、表 1 に、ERG 衛星に搭載される理学観測

器を示す。宇宙空間で、その場に存在するプラズマ粒子や電場・磁場・プラズマ波動を観測するためには、それぞれの特性にあわせた観測器を人工衛星に搭載する必要がある。ERG 衛星は、4 種類の観測器によって 12 eV から 20 MeV までのエネルギー帯の電子を、2 種類の観測器によって 10 eV/q から 180 keV/q までのエネルギー帯のイオンをイオン種ごとに計測する。

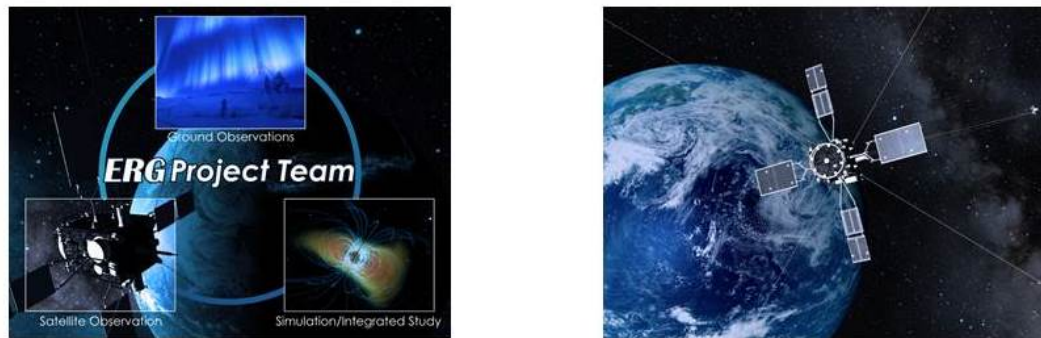


図 2: (左) ERG プロジェクトチームの概念図。ERG 衛星による宇宙空間の直接観測、連携地上観測、シミュレーション・統合解析チームの 3 つから構成される。(右) ジオスペースを飛翔する ERG 衛星の想像図。

また、ERG 衛星は、電界と磁界の観測も同時に行う。ジオスペースには、背景電磁場に加えて、MHD 波動のような低周波プラズマ波動から、ホイッスラーモード波や高域混成周波数波 (Upper Hybrid Resonance Wave) などの高周波プラズマ波動まで様々な種類のプラズマ波動が存在する。そのため、ERG 衛星では、電界は DC から 10 MHz まで、磁界は DC から 100 kHz までを計測する機能を有している。

さらに ERG 衛星には、世界で初めてプラズマ波動と粒子との相互作用過程を直接検出する波動粒子相互作用解析装置が搭載される。この装置は約 10 マイクロ秒の時間精度で電子を計測し、電子とプラズマ波動との相対位相を導出することによって、プラズマ波動が粒子を加速しているのか、逆に粒子がプラズマ波動を励起しているのかを明らかにしていくことを目指している。

これらの科学データを迅速に公開し、各種データを組み合わせた統合解析を実現するために、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所と名古屋大学太陽地球環境研究所による宇宙科学連携拠点により ERG サイエンスセンターが設置され、科学データのアーカイブと公開、および統合解析ソフトウェアの開発と公開を行っている (<http://ergsc.stelab.nagoya-u.ac.jp>)。

表 1：ERG 衛星搭載 電磁界波動観測器

	機器名	観測周波数範囲	センサー
電界	PWE	DC – 10 MHz	ワイヤーアンテナ
磁界	MGF	DC – 128 Hz	フラックスゲート磁力計
磁界	PWE-SC	10 Hz – 100 kHz	サーチコイル磁力計

ERG 衛星搭載 プラズマ粒子観測器

	機器名	観測エネルギー範囲	計測センサー
電子	XEP-e(超高エネルギー電子観測器)	200 keV – 20 MeV	Si SSD + GSO シンチレータ
	HEP-e(高エネルギー電子観測器)	70 keV - 2 MeV	多層 Si SSD
	MEP-e(中エネルギー電子観測器)	10 keV – 80 keV	カスプ型静電分析器 (APD)
	LEP-e(低エネルギー電子観測器)	12 eV – 20 keV	トップハット型静電分析器
イオン	MEP-i(中エネルギーイオン観測器)	10 keV/q – 180 keV/q	カスプ型静電分析器(飛行時間型質量分析器、SSD)
	LEP-i(低エネルギーイオン観測器)	10 keV/q – 25 keV/q	トップハット型静電分析器 (飛行時間型質量分析器)

### 3: 国際ジオスペース探査と宇宙天気研究

ERG 衛星と同時期には、世界各国でジオスペース探査が計画されている。たとえば、米国 NASA は 2012 年に Van Allen Probes 衛星を打ち上げ、放射線帯の最新のデータを取得しつつある。また、米国空軍やロシアも独自の放射線帯探査衛星を打ち上げる予定であり、新しいデータが続々とでてくることが期待される。さらに、近年、地上からのレーダー観測や光学観測が急速にネットワーク化されつつあり、国際共同計画として、地上観測の拡充が進んでいる。このような国際的な計画と ERG 計画が連携することによって、ジオスペースの包括的な理解に大きく貢献していく。

一方 ERG プロジェクトは、宇宙天気、宇宙天気予報研究への貢献も期待されている。ERG 衛星は放射線帯の中心部において、広いエネルギー帯のプラズマ・粒子観測と、広い周波数帯の電磁場の総合観測を行う。このようなデータは、ジオスペースの宇宙放射線や電磁場の現況を把握する上で重要であり、宇宙天気の現況把握や予測のための基礎データとして活用していくことが期待されており、今後打ち上げに向けてさらに議論を重ねていく予定である。

# 国連宇宙空間平和利用委員会宇宙天気専門家会合活動報告

○小原隆博（東北大学 惑星プラズマ・大気研究センター）

Activity Report on the Space Weather Expert Group of the Committee Of the Peaceful Use of Outer Space (COPUOS) in the United Nations (UN)

○Takahiro OBARA (PPARC, TOHOKU Univ.)

Key Words: Space Weather, Expert Group, UN, COPUOS

## Abstract

This paper describes the current activity of the expert group for space weather, which was established under the working group for the long-term sustainability in the space activity in 2011. The expert group has been working to make guidelines and recommendations for past three years. By now, five guide lines with recommendations were discussed. We like to demonstrate above issues with a hope that attendants and readers consider more about the long-term sustainability in the outer space. The final document will appear in 2014.

## 1. 宇宙天気専門家会合設立の背景

国連宇宙空間平和利用委員会(UN COPUOS)は、56年前に国連の宇宙活動の平和利用支援のために設立され、これまで月面の平和安全利用、宇宙ステーションの平和安全利用などについて、国際協調の視点から、技術的・法的に検討を続けて来ている。

今般、宇宙デブリの異常な増加に伴う宇宙活動の安全性への危惧が高まりつつある中で、2010年に「宇宙活動長期的持続ワーキンググループ」をスタートさせた。ワーキンググループへの付託事項は以下の通りとなっている。

- i) 地球の持続可能な開発を広義に捉え、ミレニアム開発目標の達成への貢献とすべく、宇宙活動の長期的持続可能性について、宇宙の平和利用と整合を取った検討を行う。
  - ii) ミッションライフサイクルの全フェーズを通じた宇宙活動を安全に行うため、運用手順、技術標準及び政策などに関する現在のプラクティスを考慮に入れる。
  - iii) 既存の宇宙条約等の法的枠組みを受入れる。
- ワーキンググループの議長には、南アフリカのピーター・マルチネス博士が就任し、同議長の元で、実行計画案が策定された。

これを受けて、同ワーキンググループ傘下に、4つの専門家会合が作られたが「宇宙天気専門家会合」はその一つである。

宇宙天気専門家会合では、共同議長システムが採用され、筆者とカナダ・アルバータ大学のイアン・マン教授が宇宙天気専門家会合の共同議長に選出され、2011年後期から活動を開始した。

## 2. 目的と活動計画

宇宙天気専門家会合の目的は、マルチネス議長らによる実行計画に基づき、以下の4点に集約されている。

- i) Collection, sharing and dissemination of data, model and forecast tool (データ、モデル、および予報に関する情報の収集、共有、および配布)
- ii) Capabilities to provide a comprehensive and sustainable network of sources of key data in order to observe and measure phenomena related to space weather in real time or near-real time (リアルタイム・準リアルタイム観測と持続的データ交換をサポートする情報ネットワーク)
- iii) Open sharing of established practices and guidelines to mitigate the impact of space weather phenomena on operational systems (宇宙天気影響軽減するための手法およびガイドラインの非制限的共有)
- iv) Coordination among State on ground-based and space-based space weather observations in order to safeguard space activities (安全な宇宙活

動遂行を目的とした、地上と宇宙からの観測に関する各国調整)

以上の項目に対して、本専門家会合では、2種類の文書を準備する事を合意した。それらは、グループレポート(報告書)と、ガイドラインである。

(1) グループレポートは、各国ならびに国際的な範囲で活動する機関からの、最新の宇宙天気活動にかかわる情報、すなわち観測の状況、モデルの開発状況、衛星などへの影響に関する取組などについて、情報を収集し、それを統括的にまとめる。

(2) ガイドライン文書は、宇宙天気のリスクの評価と、宇宙天気影響を低減する手法、技術標準などの開発について、ベストプラクティスを紹介しつつ、統括的にまとめる。

宇宙天気専門家会合では、年に3回の会合を持ちながら、上記の成果物を2014年2月までに仕上げるスケジュールで進んでいる。

### 3. 基本的な考え方

すでに各国や各機関で、宇宙天気の観測、モデル開発、予報ツールの開発が行われているが、それらの状況を調査し情報を共有・公表する。世界の情報を意図的に集めるのは今回が初めてであり、宇宙天気の関連機関において有用な情報となる。

リアルタイム・準リアルタイムで、キーになるデータを継続的に提供するネットワーク機能の確立は重要である。数あるデータの中で、何がキーになるかを議論することは必要である。データ提供に関する調査を、ネットワークの特徴と合わせて調査することは、今回が初めてであり宇宙天気の関連機関において有用な情報となる。

確立されているプラクティスは、各国で異なっている。衛星設計の考え方、基礎となる設計標準(スタンダード)も違っている。事情や状況がそれぞれ異なっているので、すべての公開は難しいかもしれないが、できるところから公開を進めてもらい、共有することで、スタンダードのアップを目指す姿勢を、本専門家会合は持っている。

#### 3.1 報告書

現在、作成を進めている報告書の章立て、各章のエディターは、下のようになっている。

1. Executive summary (Editor in chief; Ray Williamson)
2. Introduction (Jim Head, Werner Schmutz, Dalmiro Maia, Karel Kudela)
3. Identification of risks from space weather (Ken Murata, Vladimir Kuzentsov)

4. Current practices and procedures (Takahiro Obara)

5. Coordination among States on data and services to safeguard space activities (Jerome Lafeuille, Jim Head)

6. Guidelines and Recommendations for space actors (Ian Mann)

報告書は、全体で50ページになる予定で、英語で出版される。

#### 3.2 ガイドライン

上記の考え方を確認・合意して、以下の5項目のガイドラインを議論している。

表1 現在議論されているガイドライン項目

Guideline 1	Support and promote the collection, archiving, sharing, inter-calibration and dissemination of critical space weather data (データの共有、相互利用)
Guideline 2	Support and promote further coordinated development of advanced space weather models and forecasting tools in support of user needs (モデル、予測ツール開発の情報交換)
Guideline 3	Support and promote the coordinated sharing and dissemination of space weather model outputs and forecasts (モデル出力、予測情報の共有)
Guideline 4	Support and promote the collection, sharing and dissemination of the data and access to information relating to best practices for mitigating the effects of space weather on terrestrial and space-based systems and related risk assessments (データ並びに減災技術情報へのアクセス)
Guideline 5	Promote the education, training and capacity-building required for a sustainable global space weather capability (啓蒙・教育)

現在、専門会合では上記の各項目に対して、模範例(Best Practice)を具体的に挙げる作業を行ってた。(詳細は次ページ以降の付録を参照されたい)

### 4. おわりに

先に述べたように、本専門家会合からは、ガイドラインと報告書が提出されるが、これらは、長期的宇宙活動持続ワーキンググループにて、国連の公式文書に組み込まれて、2014年に世界に公表される。

【付録】以下に、専門家会合で議論されたベストプラクティス・ガイドラインの全文を付す。

## Synopsis of Candidate Guidelines and Best Practices

### 1. Preamble

This document represents a synopsis of the current draft of the guidelines and best practices defined through the work of Expert Group C for Long-Term Sustainability of Outer Space Activities following its meetings during the COPUOS STC in Vienna in February 2013. Specifically, it provides a snapshot of the revisions to the draft guidelines initially circulated during the STSC meeting as a conference room paper (CRP 13) and which were further developed by Expert Group C during its meetings in Vienna.

These guidelines are expected to be further revised by the Expert Group in subsequent inter-sessional work, and in the future, before their amalgamation into the report of the Working Group (WG) on the LTSSA. Where these have been determined to date, the section of the WG report where the guideline or best practice will appear as per CRP10 is indicated in parentheses. Future work from the Expert Group intends to directly associate each Expert Group guideline or best practice with a specific subsection from Sections 6 and 7 in the WG report as per CRP10.

### 2. Guiding Principle

Member States and their national and international agencies should take all reasonable measures to protect vulnerable space- and ground-based assets from the adverse effects of space weather in order to maintain the satellite-based services upon which human technological systems increasingly rely, including preventing the creation of related space debris.

### 3. Guidelines and Recommended Practices

The scope of Expert Group C is set forth in the Terms of Reference (TOR) for the Working Group on LTSSA. The topics relevant to Expert Group C are:

TOR-1. Collection, sharing, and dissemination of data, models, and forecasts;

TOR-2. Capabilities to provide a comprehensive and sustainable network of sources of key data in order to observe and measure phenomena related to space weather in real or near-real time;

TOR-3. Open sharing of established practices and guidelines to mitigate the impact of space weather phenomena on operational space systems;

TOR-4. Coordination among States on ground-based and space-based space weather observations in order to safeguard space activities.

For each guideline below we have provided traceability to the specific item in the terms of reference to which it refers in parentheses following the guideline text.

Guideline 1: Space weather entities, and member states and national and international organisations, should support and promote the collection, archiving, sharing, inter-calibration and dissemination of critical space weather data. (TOR-1; TOR-4)

Note that throughout this document the term “data” in the candidate guidelines and best practices is used to define the complete collection of information required to work with the measured data, including, but not limited to: the data itself, and any related meta-data including state-of-health and data quality indicators or other relevant information. Ideally this might also include the means to read the data, and where appropriate and feasible could include related tools for reading the data, applying calibration supplied by the instrument teams, and analysis tools, as appropriate. Note also that it is implicit that the guidelines are intended to cover all historical, current and future critical space weather datasets.

Note some of the work relating to Guideline 1 (and in fact Guideline 2) could be done in association with the WMO Inter-Programme Coordination Team on Space Weather (ICTSW).

#### Recommended Practices:

1.1 Member States and their national and international agencies should engage experts in identifying data sets critical for space weather services and research.

1.2 Member States and their national and international agencies should adopt policies for the free and unrestricted sharing of critical space weather data from their space- and ground- based assets. [6(b)]

1.3 All space actors and government, civilian and commercial space weather data owners are urged to allow the free and unrestricted access to and archival of such data for mutual benefit. [7.]

1.4 Member States and their national and international agencies should share real-time and near-real-time critical space weather data and data products.

1.5 Member States and their national and international agencies should:

- i Cross- and inter-calibrate critical space weather data and data products.
- ii Openly share critical space weather data and data products in a common format.
- iii Adopt common access protocols for their critical space weather data and data products.
- iv Promote the interoperability of space weather data portals promoting ease of data access by users and researchers.

1.6 Member States and their national and international agencies should undertake a co-ordinated approach to identify measurement gaps in order to meet critical space weather needs.

1.7 Member States and their national and international agencies should undertake a co-ordinated approach to maintain long-term continuity of space weather observations, and to fill key measurement gaps, in order to meet critical space weather needs.

1.8 Space actors including Member States and their national and international agencies are urged, to fly small and low power integrated payload for space weather science and monitoring whenever and wherever possible

(e.g., radiation monitors on Earth-orbiting satellite missions).

Guideline 2 : Member States and their national and international agencies should support and promote further co-ordinated development of advanced space weather models and forecast tools in support of user needs. (TOR-2)

#### Recommended Practices:

2.1 Member States and their national and international agencies should engage experts in a coordinated approach to document space weather research, user needs, and operational models as well as forecasting tools currently in use, and assess them in relation to space weather science, service and user needs.

2.2 Member States and their national and international agencies should undertake a co-ordinated approach to identify gaps in research and operational models and forecasting tools required to meet space weather science, service and user needs.

2.3 Member States and their national and international agencies should undertake a coordinated approach to fill gaps in models and forecasting tools needed to meet space weather needs. Where necessary this should include coordinated efforts to support and promote research and development to further advance space weather models and forecast tools.

Guideline 3: Member States and their national and international agencies should support and promote the coordinated sharing and dissemination of space weather model outputs and forecasts. (TOR-1)

Note that throughout this document the term “space weather model outputs and forecasts” in the candidate guidelines and best practices is intended to include, but not be limited to: outputs from space weather models and tools, space weather now-casts and fore-casts, space weather alerts and warnings, various space weather services and products, which can include visualizations and other relevant information as appropriate.

## Recommended Practices:

3.1 Member States and their national and international agencies should identify high priority needs for space weather models, space weather model outputs, and space weather forecasts.

3.2 Member States and their national and international agencies should adopt policies for the free and unrestricted sharing of space weather model outputs and forecasts [6(b)]

3.3 All government, civilian and commercial space weather model developers and forecast providers are urged to allow the free and unrestricted access to and archival of space weather model outputs and forecasts for mutual benefit, which will promote research and development.

3.5 Member States and their national and international agencies should encourage their space weather service providers to:

i Undertake comparisons of space weather model and forecast outputs with a goal of assessing their metrics and comparative performance towards the goal of improved model and forecast accuracy.

ii Openly share and disseminate historical and future critical space weather model outputs and forecast products in a common format.

iii Adopt common access protocols for their space weather model outputs and forecast products to the extent possible, to promote their ease of use by users and researchers including through interoperability of space weather portals.

iv Undertake coordinated dissemination of space weather forecasts among space weather service providers and to operational end users.

[Guideline 4: Member States and their national and international agencies should support and promote the collection, sharing, dissemination and access to information relating to best practices for mitigating the effects of space weather on terrestrial and space-based systems and related risk assessments. (TOR-3)]

## Recommended Practices:

4.1 Member States and their national and international agencies are urged to:

i Submit, to a common archive, documentation outlining best design practices, guidelines, and lessons learned relating to the mitigation of the effects of space weather on operational systems.

ii Submit, to a common archive, documentation and reports relating to space weather user needs, measurement requirements, gap analyses, cost-benefit analyses, and related space weather assessments.

4.2 Member States and their national and international agencies should provide support to enable their national agencies, satellite operators, and space weather service providers to work towards the development of international standards and best practices applicable for the mitigation of space weather effects on satellite design.

4.3 Member States and their national and international agencies should support and promote co-operation and coordination on ground-based and space-based space weather observations, forecast modelling, satellite anomaly and space weather effects reporting, in order to safeguard space activities.

This could be done in collaboration with ISES and WMO.

4.4 Member States and their national and international agencies should:

i Incorporate current, now-cast and fore-cast space weather thresholds into space launch commit criteria.

ii Provide support to enable their satellite operators to work together with space weather service providers to identify the information that would be most useful to mitigate anomalies and to derive recommended specific guidelines for best practices for on-orbit operation. For example, if the radiation environment is hazardous, this might include actions to delay the uploading of software, action maneuvers, etc.

iii incorporate the capability to recover from a debilitating space weather effect, such as including a safe mode, in satellite designs.

iv Incorporate space weather effects into satellite designs and mission planning for end of life disposal in order to ensure that the spacecraft either reach their intended graveyard orbit or de-orbit appropriately, in accordance with the UN COPUOS Space Debris Mitigation Guidelines. This should include appropriate margin analysis.

4.5 Member States and their national and international agencies should:

- i Encourage the collection, collation and sharing of information relating to ground- and space-based space weather related impacts and system anomalies, including spacecraft anomalies
- ii Encourage using a common format for reporting the information. In relation to the reporting of spacecraft anomalies, the CGMS template provides an excellent candidate approach.
- iii Encourage policies promoting the sharing of satellite anomaly data such that the satellite anomaly archive is available to all Member States.

Expert Group C acknowledges that some data may be subject to legal restrictions and/or protection of proprietary or confidential information. Note that the Coordination Group for Meteorological Satellites (CGMS) requested the WMO to recommend a template for the information to be included in satellite anomaly reports. The WMO space weather team, the Inter-Programme Coordination Team for Space Weather, has now submitted to CGMS a template that was recently recommended by The Aerospace Corp. in the United States. A process of collation of satellite anomaly information and a Satellite Anomaly Mitigation (SAM) portal for the archiving and access to this anomaly data is also in development at the NOAA National Geophysical Data Center (NGDC).

4.6 Member States should undertake an assessment of the risk and socio-economic impacts of the adverse space weather effects on the technological systems in their respective countries. The results from such studies should be published and made available to all Member States.]

Guideline 5: Member States and their national and international agencies should promote the education, training and capacity building required for a sustainable global space weather capability. (TOR-3)

Given the WMO already has extensive training programs in relation to terrestrial weather, Expert Group C considers expanding this to also include space weather training would be valuable since it would leverage their existing infrastructure and capabilities.

Recommended Practices:

5.1 Member states and their international organizations should encourage space weather training in space weather workshops.

Examples of training opportunities include US Space Weather Workshop, European Space Weather Week and AOSWA workshop, ISWI schools, and the UN Space Science and Technology Education Regional Centres.

4. Candidate Recommendations for Consideration by UN COPUOS STSC

Under the terms of reference of the LTSSA Expert Groups, areas which have been identified during the course of the work can also be highlighted and brought to the attention of STSC. Below, Expert Group C forwards two candidate Recommendations which we believe should be considered by the COPUOS STSC for potential further study and evaluation. These relate to long-term sustainability issues but which go beyond a purely space weather consideration. We propose that the Final Report from the WG for LTSSA should include such Recommendations, as well as the related practices, in the Implementation section for STSC consideration.

Candidate Recommendation 1: Member States and their agencies should work through the United Nations COPUOS and related international organizations to develop a basis for the coordination of ground and space based research and operational infrastructure to ensure the long term continuity of critical space weather observations. (TOR-2)

#### Related Practices:

Member States should work through the Space Weather Agenda Item for the COPUOS STSC in order to provide a mechanism for the coordination of ground and space based infrastructure to ensure the long term continuity of critical space weather observations.

Members States should work through the COPUOS STSC to implement a process to evaluate the impact and review the progress of the implementation of the guidelines including coordination of ground and space based infrastructure to ensure the long term continuity of critical space weather observations. Reviews should be completed at least every 5 years.

Candidate Recommendation 2: Member States and their national and international agencies should investigate the coordination of space weather information, including observations, analyses and forecasts, to support decision making and risk mitigation related to the operation of satellites, spacecraft, and sub-orbital vehicles including rockets and vehicles serving manned spaceflight including for space tourism. (TOR-4)

Note: In co-ordination with the considerations of the other Expert Groups, this recommendation could form the basis for a cross-cutting proposition for consideration by the LTSSA Working Group for the study of the means and feasibility of delivering a space equivalent to ICAO, including a potential role in “Space Traffic Control”.

# QZS 衛星と MAGDAS 地上磁力計による 沿磁力線電流の同一磁力線上同時観測

竹内勇人<sup>1</sup>、河野英昭<sup>2,1</sup>、東尾奈々<sup>3</sup>、松本晴久<sup>3</sup>、D. G. Baishev<sup>4</sup>、魚住禎司<sup>2</sup>、  
阿部修司<sup>2</sup>、湯元清文<sup>2,1</sup>、吉川顕正<sup>2,1</sup>

1: 九州大学大学院 理学研究院 地球惑星科学部門

2: 九州大学 国際宇宙天気科学・教育センター

3: 宇宙航空研究開発機構 研究開発本部 宇宙環境グループ

4: Yu.G.Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy,  
Siberian Branch, Russian Academy of Sciences

## 1. はじめに

沿磁力線電流 (FAC : Field-Aligned Current) については、極軌道衛星[1], [2]、高高度楕円軌道衛星[3], [4]、地上観測[5], [6]、等での観測例が数多く報告されている。しかし、同じ沿磁力線電流を人工衛星と地上とで同時観測した報告例は少ない。それは、人工衛星は地上観測点上を短時間で通過してしまう場合が大半である為である。本研究の準天頂衛星 QZS (Quasi-Zenith Satellite) [7] –MAGDAS [8] 地上同時観測は、下記の通り、この同時観測確率を高めるものである。QZS (図 1) は JAXA が運用している人工衛星で 2010 年に打ち上げられた。MAGDAS は九州大学国際宇宙天気科学・教育センターが中心となって運用している地磁気ネットワークで、図 2 に示すように現在 72 観測点を運営している (図 2 中のアルファベット 3 文字は各観測点の略称を意味する)。

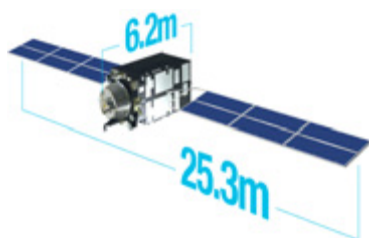


図 1

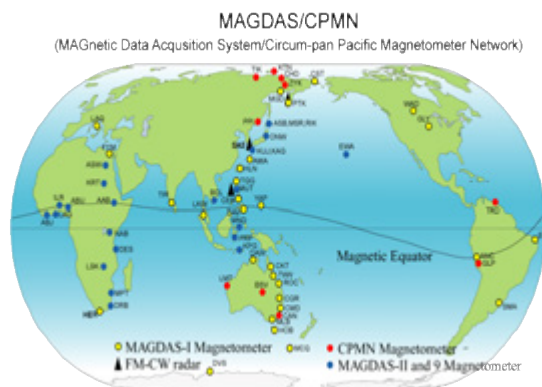


図 2

本研究では、静止衛星や極軌道衛星にない 2 つの性質を生かして FAC の観測を行った。1 つ目の性質は、QZS (遠地点高度 : 6.1Re、近地点高度 : 5.1Re) は静止衛星 (高度 : 5.6Re)

と異なり赤道面から  $41^\circ$  の軌道傾斜角を持っているため高緯度上空を通ることである。

図 3 は、Tanaka (personal communication, 2009) によるサブストーム発生時の磁気圏 MHD シミュレーション結果である。Panels (1) ~ (3) は、サブストーム中のプラズマ速度の磁力線垂直成分の時間変化を、(4) ~ (6) は、サブストーム中のプラズマ速度の沿磁力線成分 (赤 : tailward flow、青 : sunward flow) の時間変化を表している。この図は、サブストームが発生すると磁気圏尾部プラズマシートで地球向きの沿磁力線プラズマ流が強まる事を示している。Panel (5) の時、静止衛星ではそのプラズマ流を観測することができないが、QZS ならばこの時刻に夜側高緯度上空にいれば観測できる (Panel (5) 中の茶色の丸)。そして、そのプラズマ流増加と同時に FAC も強まると考えられ、QZS はその静止軌道高度高緯度プラズマシート FAC を観測できると考えられる。

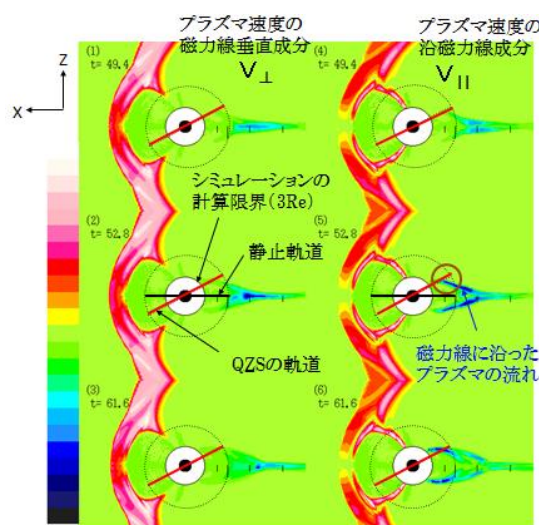


図 3

2 つ目の性質は、QZS は日本の子午面近傍に長時間滞在することである。図 4 に、1 日分の QZS の footpoint (地理座標系、磁気座標系) を示す。図 4 左図 (地理座標系表示) の赤線は、QZS を通る磁力線の北半球と南半球における footpoint (3 時間毎に 1 点描画) を示しており、青線は、QZS の位置を動経方向に地球表面に投影した点を示している。この図の青線を見ると分かるように、QZS は日本の子午面 ( $135^\circ$  付近) 近傍に長時間滞在するために QZS が通る磁力線の footpoint も赤線のように固まることができる。これにより QZS と MAGDAS 地上観測点が同一磁力線上にいる時間が長くなることから、FAC を同時観測できる時間も長くなる。一方、図 4 右上図は図 4 左図の黒破線長方形部分を、地理座標系から磁気座標系にして拡大したものである。本研究では、footpoint が近いか遠いかについて磁気座標で考える。それは、FAC のような磁気現象を見る際には地理座標よりも磁気座標の方が正確に比較することができるからである。図 4 右上図によると QZS の footpoint (赤線) の近くに 3 つの MAGDAS 地上観測点があることが分かる。

本研究においては、JAXA から QZS の軌道データ 1 年分 (2010 年 10 月 1 日~2011 年 9 月 30 日) を頂いている。その期間中のデータについて今後統計解析を行う予定であるが、

それに先立つ第一段階のイベントスタディとして、3 観測点中 data gap が最も少ない CHD (Chokurdakh) を用い、QZS と CHD の位置から、QZS と CHD が FAC を同時観測している可能性がある日を 7 日分選定し、その磁場データを頂き、それについて QZS-CHD のデータ比較を行った。今回は、その中で、FAC を実際に同時観測したと考えられるイベント 1 例について報告する。

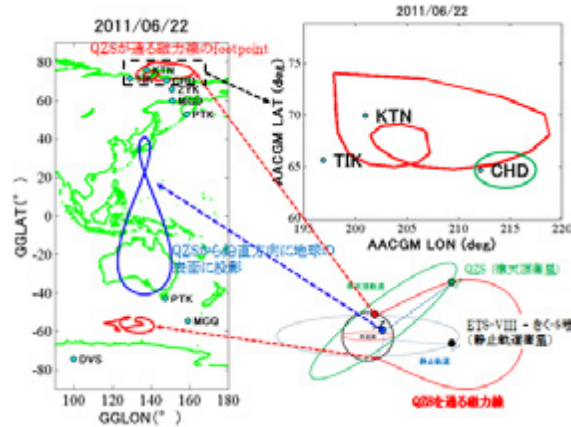


図 4

## 2. イベントスタディ

図 5 に、イベント日に起こったサブストーム中 (15:30UT~18:30UT) における QZS と CHD の磁場変動と AL を示す。AL はサブストーム活動度を示す指標であり、下がり始めがサブストームの開始、最低値まで下がる期間が拡大相 (expansion phase)、その後元の値に向けて上がっていく期間が回復相 (recovery phase) である。図中、サブストーム拡大相期間 (15:45UT~17:30UT) 中に、QZS と CHD に transient な磁場変動が見られる期間 (17:05UT~17:25UT; 図中赤四角) がある。これを QZS-CHD 同時観測イベント期間とし、以下、この期間に FAC がどの位置をどのように流れていけばこの同時観測データを説明できるか考える。

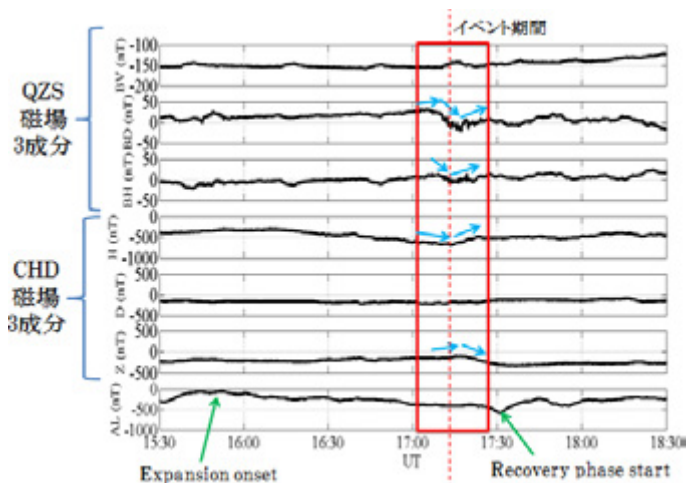


図 5

まず、QZS が磁気圏内のどの領域を流れる FAC を観測したかを考える材料として、QZS

の位置 (QZS がイベント時に図 6 中のどこにいたか) について考える。図 7 は、イベント日における QZS の軌道 (3 時間毎に 1 点プロット) 及び QZS を通る磁力線を示している。各プロット図はそれぞれ、+Z 方向 (左上図)、+Y 方向 (左下図)、+X 方向 (右下図) から見たものであるが、この中で左下図に注目してほしい。Zsm 座標軸は磁北極、磁南極を通るが、この図から QZS はイベント時 (17:00UT 近く) には夜側高緯度上空に位置していたことが分かる。しかし、この図からは QZS が位置する磁気圏内領域 (プラズマシート (PS)、プラズマシート境界層 (PSBL)、ローブ (lobe)、等) は分からないため、QZS がどのあたりの FAC を観測しているのかが不明である。

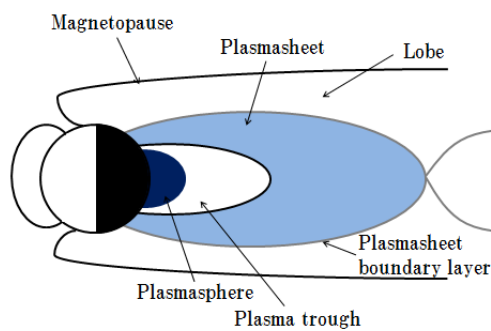


図 6

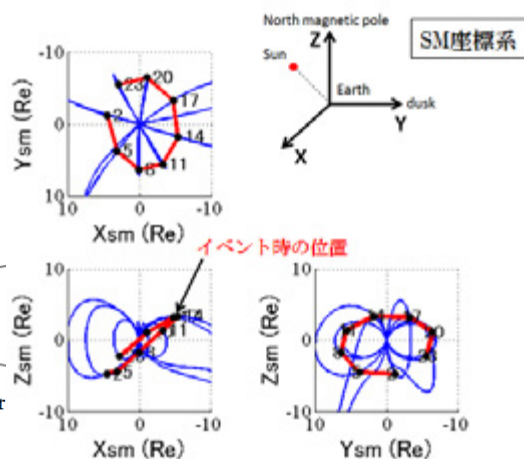


図 7

磁気圏領域の判定の為に、QZS の位置における衛星帯電電位、磁場強度のデータが有用である。衛星帯電電位は正で、衛星周辺のプラズマ密度が高いほど小さい傾向がある。よって、衛星が lobe から PS に移動する場合には急減すると期待される。一方、磁場強度も、lobe の方が PS よりずっと大きい (lobe-PS 圧力バランスのため) ので、衛星が lobe から PS に移動する場合には磁場強度も急減すると期待される。

図 8 ではそれを調べている。上から順に、POM (帯電電位モニタ) の PEN フィルムから得られた電位値に-1 をかけた値、QZS 位置座標 3 成分、磁場強度、の panels である。帯電電位に-1 をかけているのは、プラズマ密度と電位に正の相関を持たせ、プラズマ密度の大小を見やすくするためである。

QZS 位置が磁気赤道面に近くて (Panel 4) 磁場強度が小さい (Panel 5) 期間に、POM 帯電電位 (Panel 1) は小さい値となる傾向がある。これより、期待通り、帯電電位が QZS 周辺のプラズマ密度と相関していると考えられる。

一方、QZS が PSBL を通過したと解釈できる期間は、帯電電位 (Panel 1) でも 磁場強度 (Panel 5) でも明瞭に同定されていない。これより、このイベントでは、QZS は全期間 PS~PSBL 内にいた、と推測される。

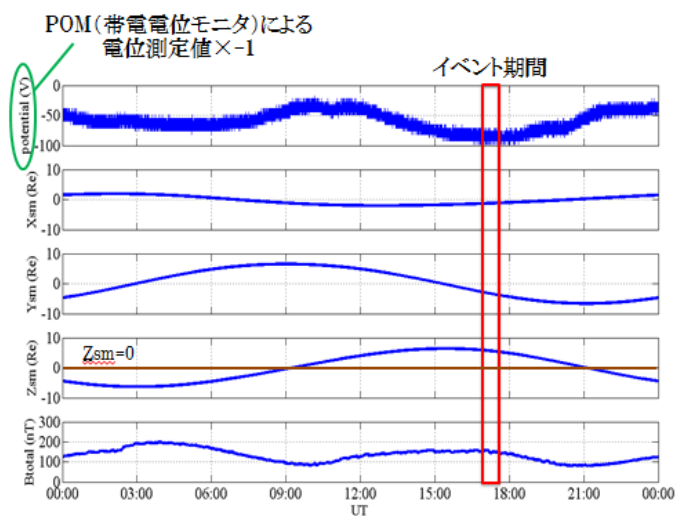


図 8

次に、QZS と CHD で観測された磁場変動から FAC の位置と動きを推定する。まず、QZS と FAC の位置関係について考え、次に、CHD と FAC の位置関係について考える。初めに QZS と FAC の位置関係についてであるが、イベント時刻における QZS の磁場  $D$ ,  $H$  成分を図 10 に示す。この図から分かるように、BD のピークは 17:05UT と 17:18UT (青線)、BH のピーク (緑線) は 17:13UT にあり位相にずれがあることが分かる。この位相のずれの説明として、この磁場変動を作っている FAC は線状電流であると考えられる。

そして、話を簡略にするために、図 11 左図のように、FAC が流れている磁力線は  $V$  方向に平行で、FAC は地球向きで、赤線で示すように QZS の西側を北向きに通過すると仮定する。図 11 中図は、上記の仮定下で期待される QZS 磁場観測値の変動を示したものである。FAC が遠くから QZS に近づいてくると FAC が作る磁場の影響を受けるために BD は増加するがある程度近づくと BD は減少し、FAC が QZS の真西にある時には 0 となる。その後離れていくときには近づくとときと逆のパターンになる。よって、BD は図 11 中図の通りになる。BH の図も同様の考察で得られる。これを観測磁場 (図 10) と比較すると同様のパターンの磁場変動が起こっているの、図 11 のモデルは観測と consistent である。

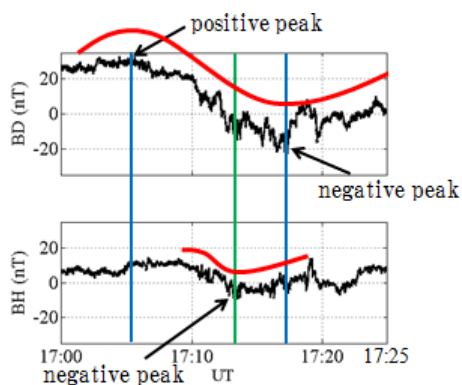


図 10

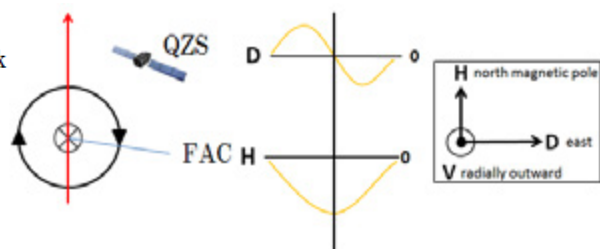


図 11

次に、CHD と FAC の位置関係について考える。図 12 に、イベント期間における CHD

の磁場 3 成分を示す。さらに、図 13 に、下向き FAC (QZS での FAC 地球向きに対応) が流れる磁力線が CHD の西側を北上する際に観測すると期待される H 成分と D 成分の磁場変動を示す。図 12 の H 成分変動パターンはと図 13 と一致しており、図 13 のモデルの妥当性を支持するが、一方、図 12 の D 成分は顕著な変動を示していない。これは、FAC が CHD の遠くを流れていたために振幅が小さかった、として解釈できるかも知れないが、今後の検討課題である。

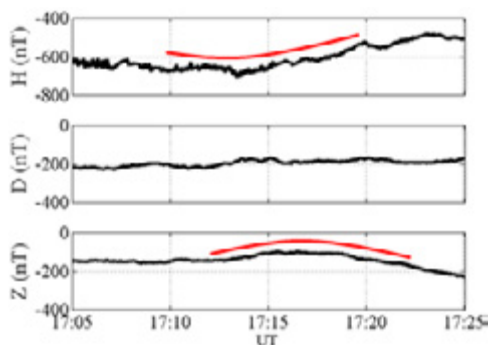


図 12

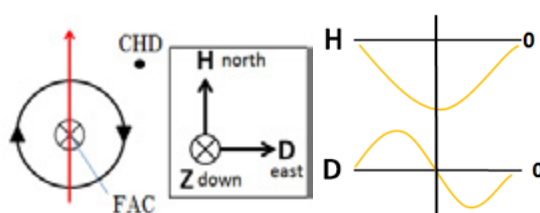


図 13

一方地上においては Z 成分 (鉛直下向き正) の変動も顕著である。この説明として、FAC が地表に対し斜めに流れる (磁力線が斜めである為) 事の効果と考えられる。これにより、Z 成分の変動からも FAC の位置関係を推定することができる。図 14 左図は、FAC が斜めから流れこむイメージ図であり、図 14 中図は図 14 左図を上から見た図である。図 14 中図から、FAC が北上するとき、FAC が作る磁場の Z 成分は FAC より西側では負、東側では正、となることが分かる。これと実際の観測磁場 Z 成分変動 (図 12 下図) を比較すると、FAC は CHD の西側を通ったと示唆され、これは CHD H 成分変動からの示唆 (図 13) と一致する。

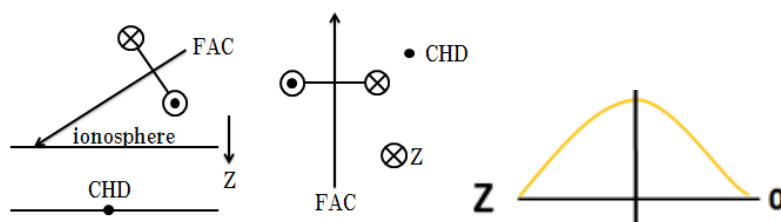


図 14

以上、QZS と FAC、CHD と FAC のそれぞれの位置関係をまとめると、FAC の位置と動きは図 15 の黒矢印の通りになる。図 15 左図において、赤線は FAC が流れる磁力線、緑線は QZS を通る磁力線を表している。また、図 15 右図は、図 15 左図に対応する電離層平面上での図であり、赤線は QZS を通る磁力線の footpoint で、イベント時刻 (17:15UT) における footpoint 位置を黒点で示している。

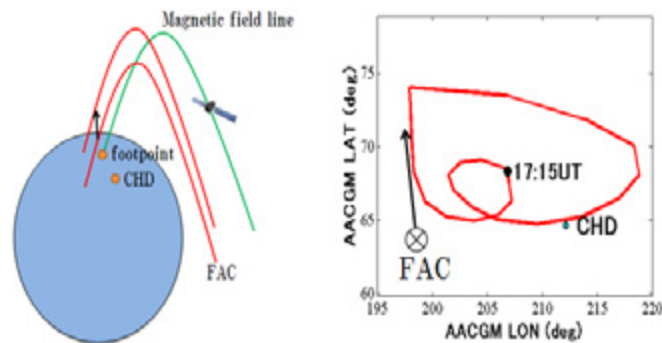


図 15

### 3. まとめと今後の課題

イベントスタディの結果から、線状の FAC が QZS と CHD の同一磁力線の西側を図 15 の黒矢印のように北向きに動いていると考えれば、このイベントにおける QZS と CHD の同時観測磁場データを説明できるといえる。この線状 FAC は、サブストーム中に PSBL で発生しその後 PSBL の北上に伴って北に移動したと説明できる可能性がある。

今後は以上のイベントスタディの結果（PSBL FAC）が一般的なものか否かを、QZS-MAGDAS 同時観測例の統計解析によって調べる必要がある。また、より精度よく FAC の空間分布を推定するために、使用する MAGDAS 観測点を増やしていく必要がある。

また、QZS-MAGDAS 同時観測からは current wedge の FAC も観測されると期待されるので、PSBL FAC との観測比率やそれぞれの空間分布、磁気活動度依存性を統計解析で調べる事も有意義である。

また、低エネルギー電子観測装置（ELS-A）（エネルギー範囲 4keV～1.95MeV）のデータからの FAC 強度の推測（外挿 model fitting）を試み、磁場変動強度との比較を行う事も有意義である。

### 参考文献

- [1] Zmuda, A. J., J. H. Martin, and F. T. Heuring (1966), Transverse magnetic disturbances at 1100 kilometers in the auroral region, *J. Geophys. Res.*, 71(21), 5033–5045, doi:10.1029/JZ071i021p05033.
- [2] Iijima, T., and T. A. Potemra (1978), Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms, *J. Geophys. Res.*, 83(A2), 599–615, doi:10.1029/JA083iA02p00599.
- [3] Ohtani, S., S. Kokubun, R. C. Elphic, and C. T. Russell (1988), Field-aligned current signatures in the near-tail region: 1. ISEE observations in the plasma sheet boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 93(A9), 9709–9720, doi:10.1029/JA093iA09p09709.
- [4] Ueno, G., S. Ohtani, Y. Saito, and T. Mukai (2002), Field-aligned currents in the

outermost plasma sheet boundary layer with Geotail observation, *J. Geophys. Res.*, 107(A11), 1399, doi:10.1029/2002JA009367.

[5] Kamide, Y., A. D. Richmond, and S. Matsushita (1981), Estimation of ionospheric electric fields, ionospheric currents, and field-aligned currents from ground magnetic records, *J. Geophys. Res.*, 86(A2), 801–813, doi:10.1029/JA086iA02p00801.

[6] Lester, M., H. J. Singer, D. P. Smits, and W. J. Hughes (1989), Pi 2 pulsations and the substorm current wedge: Low-latitude polarization, *J. Geophys. Res.*, 94(A12), 17133–17141, doi:10.1029/JA094iA12p17133.

[7] Furuhashi, S., Matsumoto, H. and Obara, T. (2012), Overview of Initial Observation Data of Technical Data Acquisition Equipments on the First Quasi-Zenith Satellite. *Transactions of the Japanese Society for Artificial Intelligence, Aerospace Technology Japan*, 10.

[8] Kiyohumi Yumoto and the MAGDAS group (2007), Space weather activities at SERC for IHY: MAGDAS. *Bull. Astr. Soc. India*, 35, 511-522.

## 静止軌道プラズマ環境の極値統計解析

中村雅夫、米田麻人（大阪府立大学）、坪内健（東工大）

### はじめに

静止軌道の衛星帯電は、サブストームに伴う高温電子のフラックスにより引き起こされると考えられている。そのため、衛星帯電の発生頻度と電位を統計的に理解するためには、静止軌道のプラズマ環境の統計解析が重要である。特に、高電位の衛星帯電を引き起こすのは、稀におこる大規模なサブストームに伴う非常に高温の電子と考えられ、その発生頻度と最悪値を調べる必要がある。過去にも、Cho et al.によりLANL静止軌道衛星データを用いた解析がおこなわれているが[1]、本研究では、極値統計解析手法を用いて、より詳細に静止軌道プラズマの高温事象の発生頻度と最悪値を調べた。

### 極値統計解析

極値統計とは、稀にしか起きない極端事象を取り扱う理論を用いた統計であり、そこでは、取り扱う事象の標本平均はそれ程重要でなく、全体に対する端の方(分布の裾と呼ぶ)の位置や振る舞いが重要になる。本研究では、閾値モデル (POT: Peak Over Threshold model) に、一般化パレート分布(GPD: Generalized Pareto Distributions)を適応した極値統計解析をおこなう。一般化パレート分布では、条件付き確率分布関数  $F(X|X > \mu)$  が以下の形で表される。

$$F(X|X > \mu) \sim W_{\mu, \sigma, \gamma}(x) = 1 - \left(1 + \gamma \frac{x - \mu}{\sigma}\right)^{-\frac{1}{\gamma}}$$

$\mu$ 、 $\gamma$ 、 $\sigma$ は、それぞれ位置パラメーター、形状パラメーター、尺度パラメーターと呼ばれる。位置パラメーター $\mu$ は、閾値にあたり極値統計の適応領域を示す。形状パラメーター $\gamma$ が負( $\gamma < 0$ )の時、パレート分布IIと呼ばれ上限値( $\mu - \sigma\gamma$ )が存在し、ゼロ( $\gamma = 0$ )の時、thin tailを持つ指数分布で上限値を持たず、正( $\gamma > 0$ )の時、heavy tailを持つパレート分布と呼ばれ上限値を持たない分布となる。

### 解析結果

NASA の CDAweb[2]で公開されている 7 機の LANL 静止軌道衛星の Magnetospheric Plasma Analyzer (MPA) の Key Parameter の全データに対し、電子とイオン温度の磁場に平行と垂直成分について極値統計解析をおこなった。通常極値統計解析では、観測データを真値の標本として、平均超過関数などを用いて閾値を決め、最尤法を用いて一般化パレート分布のパラメーターを決定する。しかし、LANL 静止軌道衛星の温度データの極端領域にエラーデータとも考えられる不自然なデータ(標本)が見られ、それをそのまま解析をおこなうと、温度に上限値が存在せず、実際には考えられない高い頻度で極端現象が

起こると推定されてしまう。そこで本研究では、観測データの確率密度関数（PDF: Probability Density Function）の極端領域に一般化パレート分布曲線を視覚的にフィッティングすることによりパラメーターを決めた。図1に、電子温度の磁場に平行成分に対しておこなった解析結果を示す。黒丸は観測から求めた確率密度関数、図中の2つの曲線がフィッティングの結果得られた一般化パレート分布曲線で、異なる適応範囲を持つ2つの極値分布が得られた。なお、観測と推定がずれる高温領域の頻度が低い観測データはエラーデータと考えているが、より詳細に検証する必要がある。この解析から、電子温度の磁場に平行成分は上限値 45.3 keV を超えることは無く、例えば SCTHA 衛星で観測された最悪値の 25 keV 以上の電子が観測されるのは10年間に4.1回程度と推定される。

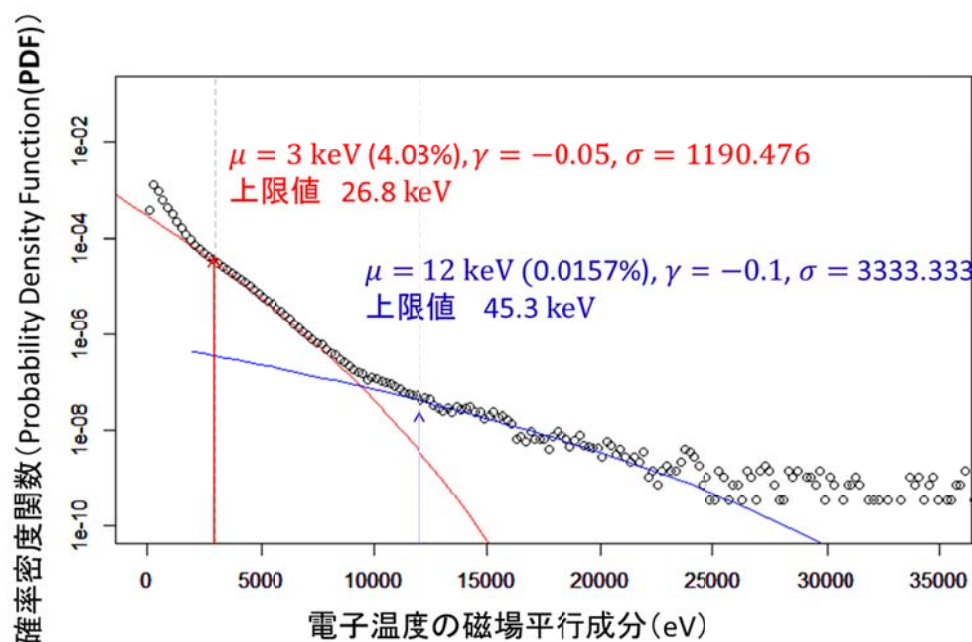


図1：電子温度の磁場に平行成分の確率密度分布と一般化パレート分布曲線

## まとめ

静止軌道プラズマの電子とイオンの温度に対して極値統計解析をおこない、極端に高温度な事象の発生頻度と上限温度を推定した。この静止軌道プラズマ環境が荒れた事象の極値統計解析結果から、人工衛星を設計する際の基準を得ることができる。

## 参考文献

- [1] Cho, M., Kawakita, S., Nakamura, S., Takahashi, M., Sato, T. and Nozaki, Y., “Number of arcs estimated on solar array of a geostationary satellite”, Journal of Spacecraft and Rockets, vol.42 no.4, pp.740-748, 2005.
- [2] <http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/>

# 荷電粒子ビーム放出による衛星帯電現象の解析

○星賢人 (京都大), 村中崇信 (中京大), 小嶋浩嗣 (京都大),  
白井英之 (神戸大), 篠原育 (宇宙研), 山川宏 (京都大)

Analysis of Satellite Charging Using Charged Particle Beam Emission

Kento Hoshi(Kyoto Univ), Takanobu Muranaka(Chukyo Univ), Hirotsugu Kojima(Kyoto Univ), Iku Shinohara(ISAS), Hideyuki Usui(Kobe Univ), Hiroshi Yamakawa(Kyoto Univ)

## 1 目的および背景

衛星が宇宙空間を飛行している時, 周辺プラズマのイオン・電子の影響によって, 宇宙機はほぼ必ず電荷を帯びてしまうことが知られている. このような帯電現象は, 特に衛星表面上で局所的に高電位帯電が起こった場合に放電を引き起こし, 電子機器の故障の原因として通常は回避されるものとして捉えられている. 一方, この帯電現象を積極的に衛星の軌道制御や姿勢制御に利用するという手法の検討が近年行われており, 電子エミッタやイオンエミッタを用いることを想定しているため推進装置が小型であること, ほぼ燃料が不要となることから長寿命化が期待できる. しかし, 帯電を用いた衛星軌道・姿勢制御手法の検討はあくまで力学の観点から行われており, 周辺プラズマの影響まで考慮した場合にどの程度の帯電が実現可能であるのか, 強い荷電粒子ビームを用いて衛星の電位を一定に保つことや, ステップ上に制御することは可能であるのか, といった検討は未だ行われていない. したがって, 数式モデル・帯電シミュレーションを用いて実現可能な衛星の帯電性能を明らかにし, その制御手法と帯電量を向上させる手法を確立することが本研究の目的である.

## 2 帯電衛星を用いた軌道制御手法について

衛星が帯電した状態で地球磁気圏内を飛行している時, 式 (1) で表されるローレンツ力が衛星に働く.

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}_E \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} \quad (1)$$

ただし,  $q$  は衛星の帯電量,  $\mathbf{r}$  は衛星の位置,  $\mathbf{v}$  は衛星の速度,  $\boldsymbol{\omega}_E$  は地球の自転速度,  $\mathbf{B}$  は磁場である. 衛星の質量を  $m$  とすれば, 衛星の運動方程式は式 (2) のようになる.

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{q}{m}(\mathbf{v} - \boldsymbol{\omega}_E \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} \quad (2)$$

したがって, 質量電荷比  $q/m$  が衛星の推力を決め,  $q$  を任意に制御することが出来れば衛星の軌道制御へ利用できる. 衛星の帯電を用いた軌道制御の応用例について, その実現に必要な質量電荷比が表 1 のように検討されている<sup>1)</sup>.

表 1: 帯電衛星軌道制御の応用例

質量電荷比 [C/kg]	応用例
$1.0 \times 10^{-4}$	100m scale LEO formation <sup>2)</sup>
$1.0 \times 10^{-3}$	LEO Rendezvous
$1.0 \times 10^{-2}$	Jupiter Insertion
1.0	Aero Drag Compensation

また, 2 機の帯電した衛星が近距離を飛行している場合, 両衛星間にクーロン力が働くため運動方程式は式 (3) のようになる.

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 m} \frac{1}{d^2} \exp\left(-\frac{d}{\lambda_d}\right) \quad (3)$$

ただし,  $q_1, q_2$  はそれぞれの衛星の帯電量,  $d$  は衛星間距離,  $\lambda_d$  はデバイ長である. クーロン力が働く方向は対になる衛星の方向であるため, 複数衛星の編隊飛行への応用などが検討されている<sup>3)</sup>. このように帯電衛星を用いたシステムは様々な応用が期待されており, その実現に向け, 荷電粒子ビームを大量に放出した際の衛星帯電特性を明らかにすることは非常に重要である.

## 3 ビーム放出シミュレーション

JAXA 計算機工学センターで開発された三次元静電帯電解析コード HiPIC<sup>4)</sup> をベースにルーチンの改良を行い, 荷電粒子ビーム放出時の帯電現象についての解析を行った. シミュレーションモデルは図 1 のような単純箱型導体を想定し,  $x$  正方向の表面中心にビー

ム放出点を設定した。シミュレーションに関するパラメータは表2のパラメータを用いた。また本節で示す図は、ビーム放出点を通る  $y = 64.5$  平面を切り出したものである。

表 2: シミュレーション条件

背景プラズマ粒子種	電子, Proton
背景プラズマ密度	$10^6 \text{ m}^{-3}$
背景プラズマ温度	10 eV, Maxwellian
背景プラズマドリフト速度	なし
debye 長	23.5 m
空間刻み幅	1.0 m
時間刻み幅	$0.01 \mu\text{s}$
空間サイズ	$128 \times 128 \times 128$
代表粒子数	32 particles/grid
磁場	なし
光電子放出	なし
ビーム放出速度	470 km/s

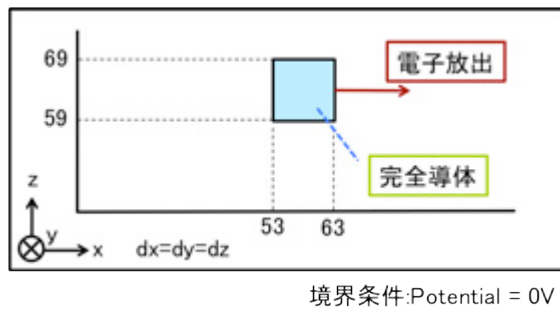


図 1: シミュレーションモデル

### 3.1 電子ビーム放出による帯電特性

電子ビームを 0.5 mA, 1 mA 放出した時の飽和電位分布は図2のようになった。

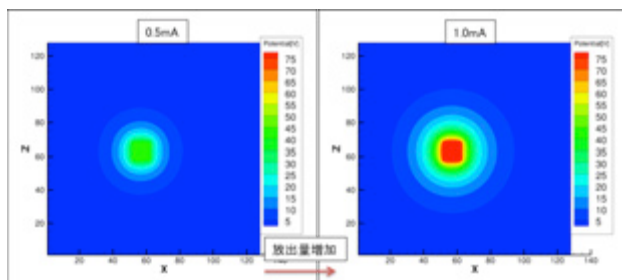


図 2: 電子ビーム放出時の電位分布 ( $y = 64.5$ )

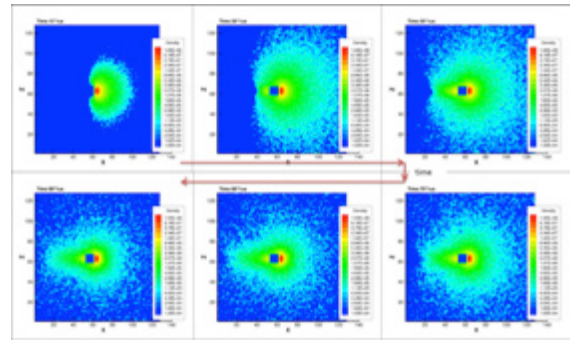


図 3: 1mA 放出時の放出電子密度分布 ( $y = 64.5, \Delta t = 20 \mu\text{s}$ )

電子放出量の増加に従って導体電位が上昇している。また、導体から放出した電子のみの密度分布の時間変化は図3のようになっており、導体が高電位になるにつれて放出電子が導体電位に引きつけられていく。導体へ戻ってくる電流が存在するため、正味の放出電流量は設定放出量に届いておらず、戻り電流量を  $I_{\text{return}}$  として、正味の放出電流量  $I_{\text{net}}$  を以下のように計算すると、図4のようになった。

$$I_{\text{net}} = I_{\text{force}} - I_{\text{return}} \quad (4)$$

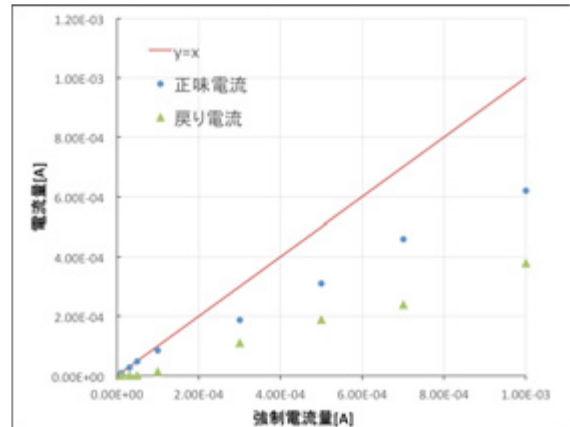


図 4: 正味電流量と戻り電流量

強制電流量が多くなるにつれ戻り電流量も増加し、 $I_{\text{force}} = 1 \text{ mA}$  の時に 0.4 mA 程度が衛星本体に戻ってきている。したがって電子ビームを用いて衛星を帯電させる場合、衛星電位による引きつけの効果により電位の上限が存在し、無制限に電位を上昇させることは難しいと考えられる。

### 3.2 電子ビーム放出時の解析解の導出・シミュレーション結果との比較

衛星表面の電位は、衛星に流入してくる電流と衛星から流出する電流の平衡によって定められる<sup>5)</sup>。本節では、この電流平衡モデルを用いて強制電流放出時の解析解を導出し、シミュレーション結果との比較を行う。

$I_e$  を流入電子による電流、 $I_i$  を流入正イオンによる電流、 $I_{ph}$  を流出していく光電子電流、 $I_{force}$  を表面からビーム装置によって強制的に流出させる強制電流とすれば、その平衡は式 (5) で与えられる。

$$I_i + I_{ph} + I_{force} - I_e = 0 \quad (5)$$

電子ビーム放出によって正に帯電した場合、 $I_i$  と  $I_{ph}$  は表面電位が上昇するにつれて減少するため、無視できる。衛星表面電位を  $V$  とした時、軌道運動制限 (OML) モデルによる電子電流は式 (6) で表される<sup>6)</sup>。

$$I_e = \begin{cases} \frac{Aen_e}{4} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \left(1 + \frac{eV}{k_B T_e}\right)^{s/2} & (V > 0) \\ \frac{Aen_e}{4} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{eV}{k_B T_e}\right) & (V \leq 0) \end{cases} \quad (6)$$

ただし、式中の  $s$  は電荷収集導体の形状によって変化し、球の場合なら  $s = 2$ 、円筒形プローブであれば  $s = 1$  である。箱型立方体の電流収集特性は球の場合に近いと、 $s = 2$  として式 (6) を式 (5) に代入し、逆に解けば式 (7) が得られる。

$$V(I_{force}) = \frac{4k_B T_e}{Ae^2 n_e} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8k_B T_e}} I_{force} - \frac{k_B T_e}{e} \quad (7)$$

今回行ったシミュレーションのパラメータを用いて式 (7) を計算し、シミュレーション結果と比較すると図 5 のようになる。強制電流量が少ない場合はよく一致しているが、電流量が多くなるにつれシミュレーション結果が理想的な解析解よりも小さくなっている。これは図 4 で示されている戻り電流量の上昇による効果であり、正味の放出電流量に対してプロットするとは式 (7) とよく一致しており、妥当なシミュレーションであるといえる。

### 3.3 イオンビーム放出による帯電特性

イオンビームを 0.5 mA, 1 mA 放出した時の飽和電位分布は図 6 のようになった。

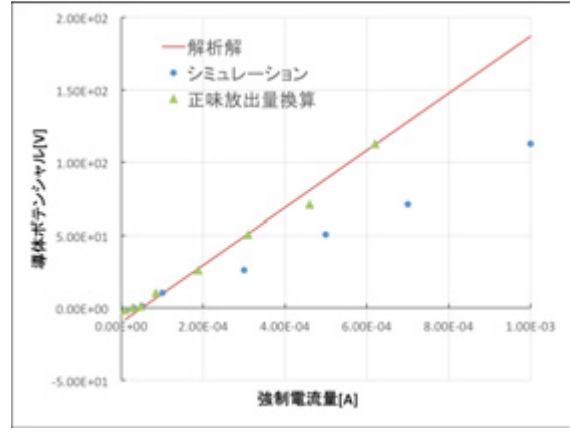


図 5: 解析解とシミュレーション結果の比較

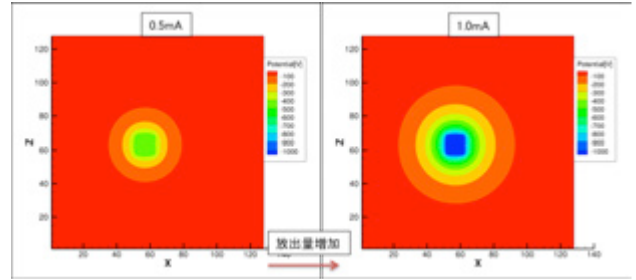


図 6: イオンビーム放出時の電位分布 ( $y = 64.5$ )

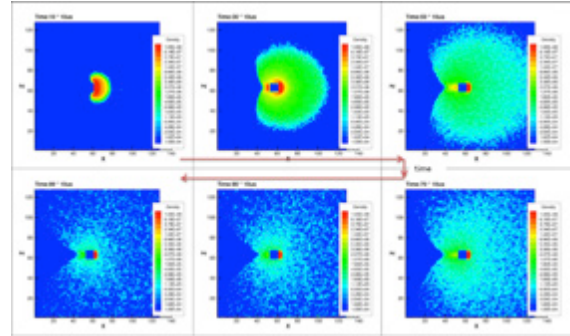


図 7: 1mA 放出時の放出イオン密度分布 ( $y = 64.5, \Delta t = 200 \mu s$ )

放出量の増加に従って導体電位が低下しており、周辺のイオンが正帯電した導体に引きつけられている。また、導体から放出したイオンのみの密度分布の変化は図 7 のようになっており、電子の場合と同様に放出イオンが導体電位に引きつけられていく様子が分かる。イオンビームの場合の正味の放出電流量  $I_{net}$  は図 8 のようになった。イオンの慣性の影響により、電子よりも引きつけの効果は小さく、したがって正味の電流量低下も電子ビームの場合より小さい。

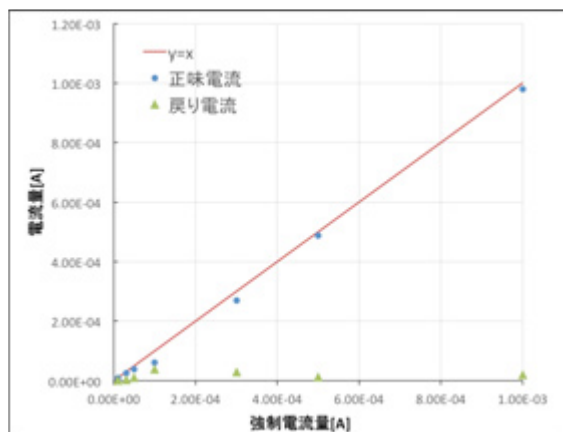


図 8: 正味電流量と戻り電流量

### 3.4 イオンビーム放出時の解析解とシミュレーション結果の比較

3.2 節と同様に、負帯電を仮定して OML 理論より解析解を導出すると、式 (8) となる。

$$V(I_{force}) = -\frac{4k_B T_i}{Ae^2 n_i} \sqrt{\frac{\pi m_i}{8k_B T_i}} I_{force} + \frac{k_B T_i}{e} \quad (8)$$

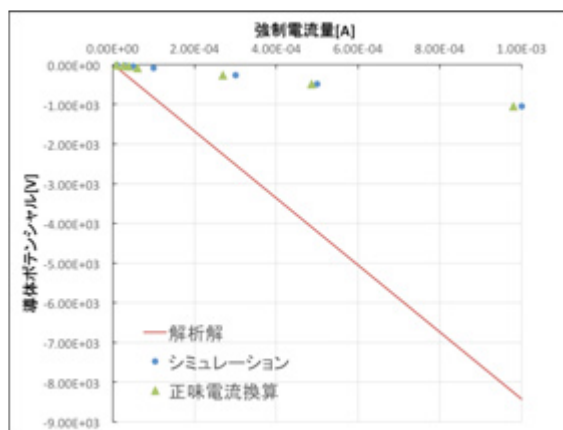


図 9: 解析解とシミュレーション結果の比較

図 9 よりイオンビームの場合のが電子ビームの場合より帯電電位の絶対値が高く、単純に推力という観点では、帯電を用いた軌道・姿勢制御手法にはイオンビームのが向いていることがわかる。また解析解とシミュレーション結果との乖離が大きく、正味電流換算でもほとんど一致していない。この原因については今後検討を進める。

## 4 結論・今後

衛星帯電を軌道制御・姿勢制御に用いる手法の実現にむけて、荷電粒子ビーム放出時の衛星帯電現象につ

いてのシミュレーションを行い、軌道運動制限モデルから導出される解析解との比較について報告した。電子ビームの場合は強制電流量 1 mA に対して 0.4 mA、イオンビームの場合は 1 mA に対して 0.1 mA の戻り電流があり、導体が高電位になるにつれて戻り電流が増加するために、無制限には電位上昇ができないことを示した。また導体電位は、同じ条件の背景プラズマに対して、電子ビームの場合に 120 V 程度、イオンビームの場合には -1100 V 程度まで上昇させることができ、単純な帯電電位上昇にはイオンビームのが有効であることを示した。今後は、背景プラズマの密度・温度について詳細に変化させたシミュレーションを行い、周辺の状況によって帯電特性・戻り電流特性がどのように変化するかを検討する。また、現在は一シミュレーション中で一定として扱っているビーム放出量について、時間変化させた場合に表面電位を任意に制御可能かどうかについても解析する予定である。

## 参考文献

- 1) M. A. Peck, B. Streetman, C. M. Saa, V. Lapas, "Spacecraft Formation Flying Using Lorentz Force", *JBIS*, **60**, 263-267, 2007.
- 2) Tsujii, S., Bando, M., and Yamakawa, H., "Spacecraft Formation Flying Dynamics and Control Using the Geomagnetic Lorentz Force", *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, **36**, 136-148, 2013.
- 3) L. B. King, G. G. Parker, S. Deshmukh, J. H. Chong, "Study of Interspacecraft Coulomb Forces and Implications for Formation Flying", *Journal of Propulsion and Power*, **19**, 497-505, 2003
- 4) Muranaka, T., Shinohara I., Funaki I., Kajimura Y., Nakano M., Takaki R., "Research and Development of Plasma Simulation Tools in JEDI/JAXA", *Journal of Space Technology and Science*, vol. 25, No. 2, 2011, pp. 1-18.
- 5) H. M. Mott-Smith, I. Langmuir, "The theory of collectors in gaseous discharges", *Phys. Rev.*, **28**, 727-763, 1926.
- 6) J. E. Allen, "Probe Theory - The Orbital Motion Approach", *Physica Scripta*, **45**, 497-503, 1992.

# 低地球軌道における 高電圧太陽電池アレイを用いた放電実験

岩井俊輔<sup>1</sup>、Justin J. Likar<sup>2</sup>、奥村哲平<sup>3</sup>、増井博一<sup>1</sup>、豊田和弘<sup>1</sup>、趙孟佑<sup>1</sup>

九州工業大学、日本  
Lockheed Martin Space Systems Company、United State  
宇宙航空研究開発機構、日本

**Keywords, Spacecraft charging, Electro-static discharge, On-Orbit**

Spacecraft payloads are multifunctional and provide a high degree of technicality. Because of these, the power consumption of spacecraft increases. Therefore, the bus voltage must be raised to mitigate the loss during transmission just as it is done for infrastructures on the Earth. Unlike on Earth, 100V is already considered as a high voltage in space, which can lead to arcing because of the interaction of the charged spacecraft with the ambient plasma. The arcing risk is particularly high on solar array. A way of solving problems related to the high voltage technology will be the key for the next generation space technologies such as larger space stations, space hotels, and so on. The authors performed two demonstration experiments in near earth orbit (low earth orbit and polar earth orbit) for testing solutions to the aforementioned problem. First, the data from HORYU-2, nano-satellite developed by Kyushu Institute of Technology, were analyzed. HORYU-2 mission consists in generating 300V without causing arcing, and contributing to the practical development of the next generation space systems. Second, a degradation test by arcs was performed on solar cells onboard the International Space Station by using PASCAL (Primary Arc effect Solar Cell At Leo), which was included MISSE-8 (Material on the International space station Experiment-8). In this paper, the high voltage and the arcing mitigation feasibility from data analysis results in near earth orbit are presented.

## 1. はじめに

低地球軌道は静止軌道に比べて打ち上げコストが安い。そのために、今後登場するであろう大型宇宙システム(宇宙太陽光発電衛星や次世代ステーションなど)はまず低地球軌道で実証されると想定される。それらの宇宙システムは大電力を必要とすると考えられる。そのために、地上のインフラシステムと同様の理由から、送電ロスの軽減や、昇圧効率の向上のために、大型宇宙システムは高電圧での運用が望ましい。しかし広く知られているように、90年代において、バス電圧を 50V から 100V に引き上げたとき、宇宙機の太陽電池パドルなどの電源系統で事故が多発した。これは宇宙プラズマと高電圧が干渉したことによって引き起こされた帯電・放電が原因であると推測された。現在は国際宇宙ステーションの発電電圧 160V がまさに放電が発生しない最大の電圧とされ、それ以上での発電を伴う宇宙機の運用はこれまでに行われていない。大型宇宙システムを実現させるために、この壁を克服する必要がある。

九州工業大学では、高電圧発電とプラズマの干渉の問題を解決するため、2つの宇宙実験を行った。1つは Primary Arc effects solar cell At Leo (PASCAL)と呼ばれるプロジェクトである。このプロジェクトは九州工業大学、宇宙航空研究開発機構、ロッキードマーティンスペースシステム社による共同研究である。Material on the International Space Station-8 (MISSE-8)に含まれており、2011年5月にスペースシャトルのエンデバーによって宇宙へ打ち上げられた。国際宇宙ステーションを利用し、放電による太陽電池の影響を調査した。もう一方は、2012年5月に打ち上げられた、高電圧技術実証衛星“鳳龍式号”である。世界初の太陽電池による 300V 発電に成

功させ、放電抑制技術の実証試験を行った。本論文では、2つの宇宙実験成果と異なる宇宙実験の比較を行った。

## 2. 研究背景

宇宙は政府、経済、文化と影響を与えている。多くの国は宇宙空間を活用し、国防や商用利用、気象観測を行っている。そのために、宇宙システムに要求されるトランスポンダなどのペイロードが増加し、宇宙機の消費電力が増加し、大電力化している。地上のインフラシステムと同様の理由で、宇宙機を高電圧で運用することで、送電ロスの軽減に伴うケーブル重量の節約による打ち上げコストの削減、電圧変換効率の向上などが見込まれ、設計開発の観点から、有利である。

図 1.1 は宇宙機のバス電圧と消費電力の推移を示している。90年代を境に、宇宙機のバス電圧は 50V から 100V に上昇した。その時期に、宇宙機の電力システムの不具合が多発した。<sup>1)</sup> 原因は太陽電池パドル上で発生した放電であると推測された。宇宙空間に広く存在するプラズマや高エネルギー粒子は、宇宙機と相互作用を引き起こし、帯電・放電を発生させることが知られていた。帯電・放電の規模は、宇宙機自身の発電量に応じて大きくなる。そのために、高電圧化した宇宙機で発生した放電は、宇宙機にとって致命的な影響を与える。実際に、2003年に、日本の ADEOS-2 は、帯電・放電によって、運用停止に追い込まれた。

現在、発電電圧の最高値は国際宇宙ステーションの 160V である。宇宙ステーションの設計当時は、160V が放電の発生しない最大の発電電圧と考えられていた。図 1 に示したように、人類は今後宇宙太陽光発電や、宇宙工場、次世代宇宙ステーションなどの構想を実現させるために 300V 以上の発電が必要となると考えられている。

これらの大型宇宙システムはより打ち上げコストの安い低地球軌道で実証が行われると考えられている。我々は低地球軌道を支配するプラズマと高電圧システムの干渉を理解し、解決する技術を開発する必要がある。

九州工業大学では、低地球軌道上で高電圧発電による運用を想定した2つの実験を実施した。本論文では2つの低地球軌道を対象とした宇宙実験結果の報告を行う。

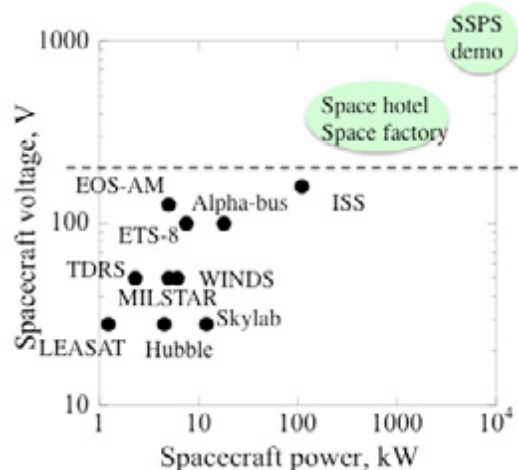


図 1.1 宇宙機のパス電圧と電力の推移

### 3. これまでの宇宙放電実験の成果

表 3.1 は過去に行われた高電圧と帯電・放電の宇宙実験である。高電圧は放電を伴う為に、実験の機会や結果が非常に少ない。注目する点として、本学が開発した鳳龍式号は世界で初めて、太陽電池を用いた高電圧発電を行い、放電実験を行う。また PASCAL は世界で初めて放電電流の取得と太陽電池の劣化現象の解明を行う。さらに本学では鳳龍参号、鳳龍四号を開発している。鳳龍参号は超小型オシロスコープを搭載し、放電電流の取得を行う。四号は世界で初めての放電光の撮影に挑戦する。

表 3.1 過去の高電圧宇宙実験

年	国	ミッション	高電圧模擬
1980	U.S	PIX I, II <sup>3</sup>	DC/DC Converter
1990	U.S	SAMPI <sup>4,5</sup> PASP <sup>6</sup>	DC/DC Converter
1996	Japan	SFU <sup>2</sup>	Solar Array
2011	Japan and U.S	MISSE-8 <sup>7</sup>	DC/DC Converter
2012	Japan	Horyu-2 <sup>8</sup>	Solar Array
2014	Japan	Horyu-3	Solar Array
2016	Japan	Horyu-4	Solar Array

### 4. 動機と目的

我々は将来の大型宇宙システムや高電圧利用を実現させるために、高電圧とプラズマ干渉の影響を解明する。本論文は2つの宇宙実験の成果を報告する。

### 5. 低地球軌道における帯電と放電

PASCAL と鳳龍式号は低地球軌道をターゲットとした実験である。低地球軌道は  $10^9 \sim 10^{12} \text{ m}^{-3}$  程度の濃い電離層プラズマに支配されている。高電圧太陽電池は電離層プラズマと干渉し帯電を引き起こす。プラズマは準中性を保っており、宇宙機に周辺プラズマから電子とイオンが流れ込む。図 5.1 のように、プラズマ電位を基準とした場合に、それより電位が高い部分では電子を集め、低い部分ではイオンを集める。電子電流密度はイオン電流密度に比べて非常に大きい。宇宙機の電位は電子電流とイオン電流の量が等しくなるように決定されるため、イオンを集める面積は電子を集める電子よりも大きくなる。通常、太陽電池の負極側を宇宙機構体に接地するため、図 5.1 のように宇宙機構体の電位は発電電位とほぼ同じ量だけ負に沈む。そのため高電圧発電時には、発電電圧とほぼ同じ程度負に沈む。放電の発生閾値とされている -200V 程度になると放電発生の危険性が発生する。<sup>3)</sup>

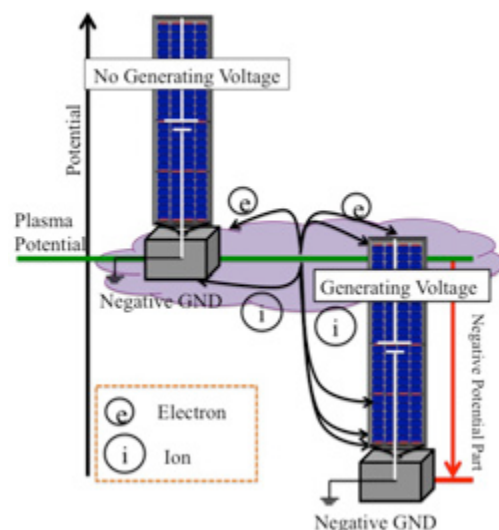


図 5.1 低地球軌道の帯電メカニズム

### 放電原理

宇宙機の太陽電池アレイ上を例にする。絶縁体である太陽電池セルのカバーガラス表面はイオンにより宇宙機構体に対して正に帯電し、図 5.2 の向きに電界が発生する。太陽電池にはカバーガラスのような絶縁体、インターコネクタの導体、そしてプラズマと3つの異なる物質が接触するトリプルジャンクションと呼ばれる部分が多くある。この部分では電界が集中し電界電子放出が発生する。電界が強まり、閾値を越えると放電が発生する。放電が発生しやすい場所は、最も負に沈んでいる負極端の部分である。高電圧による宇宙実験では、この負極端に放電試験用の太陽電池を接続することにより、発電電位と同等に沈んだ様子を再現し、放電実験を行う。

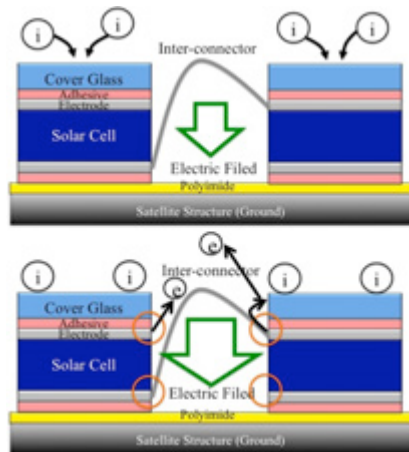


図 5.2 放電メカニズム

地上試験中に、太陽電池のエッジが放電発生に伴う熱によって炭化物に変わったことが観察された。炭化物は抵抗成分となり漏れ電流の原因となり、太陽電池の性能は低下した。図 5.3 は、地上放電試験前後の I-V 特性を示している。放電試験後の特性は試験前の特性に対して線形的な特性になることが知られている。しかしこの現象は宇宙空間でも一度も観測されていない。

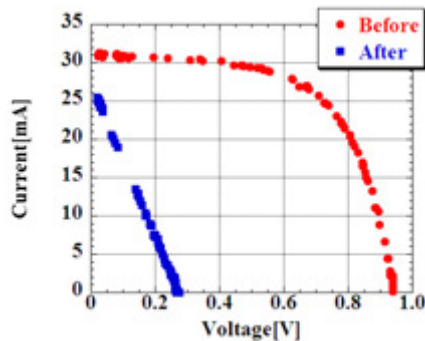


図 5.3 放電試験前後の IV 特性

## 6. PASCAL と鳳龍式号

### Primary Arc effects Solar Cell At Leo (PASCAL)<sup>9</sup>

2000 年から、九州工業大学では宇宙空間で発生する放電による太陽電池の劣化試験を地上試験によって行ってきた。しかし、宇宙空間でこれらの現象を確認したことはこれまでに一度もない。そのため、九州工業大学を中心として、宇宙航空研究開発機構、ロッキードマーティンスペースシステム社と共同で PASCAL と名付けた実験装置を開発した。PASCAL のコンセプトは地上試験の小型化であり、宇宙空間で地上試験と同様の試験を行う目的で開発された。PASCAL は 2011 年 5 月 16 日

MISSE-8 プロジェクトの一部として、他の実験設備とともに一つの箱に格納され、STS-134 スペースシャトルエンデバーによって打ち上げられた。PASCAL は宇宙飛行士の船外活動によって国際宇宙ステーションの天頂部に搭載され、宇宙空間に暴露された。図 6.1 の赤枠で囲

ったものが、PASCAL である。PASCAL 放電を伴う危険性があるため、有人システムである国際宇宙ステーションと電氣的に絶縁されている。PASCAL の接地は電子コレクタになっており、宇宙プラズマと同電位になるように設計されている。図 6.2 は PASCAL の拡大図で、中心部の黄色い金属が電子コレクタの役割を果たしている。PASCAL の表面には 2 枚のシリコン太陽電池と 8 枚の多重接合太陽電池が搭載されている。図 6.3 は PASCAL の電気回路である。PASCAL の主な目的は放電に伴う太陽電池の劣化を観測することである。そのために、青枠で示した回路で太陽電池の特性である電流-電圧特性 (IV 特性) を取得し、緑の枠で示した回路で強制的に放電を発生させ、放電電流波形を計測する。放電電流は 100ksampling/s で計測することができる。

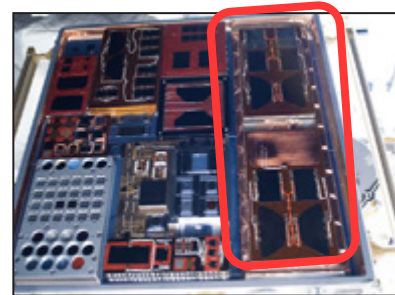


図 6.1 軌道上の PASCAL の様子

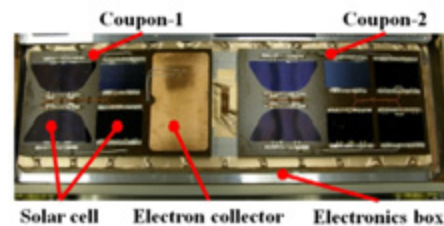


図 6.2 PASCAL の拡大図

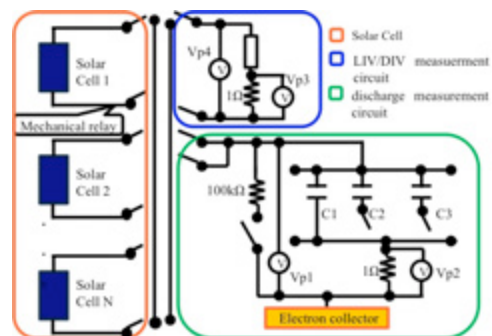


図 6.3 PASCAL の電気回路

## 放電試験用太陽電池

表 6.1 は PASCAL に搭載されている太陽電池セルの一覧である。

表 6.1 太陽電池セル一覧

Cell Number	Cell Type	Shape / Dimensions
1	MJ GaAs	24 cm <sup>2</sup> Rectangular
2	MJ GaAs	24 cm <sup>2</sup> Rectangular
3	ZTJM	24 cm <sup>2</sup> Rectangular
4	Si	24 cm <sup>2</sup> Rectangular
5	ATJM	~32 cm <sup>2</sup> amorphous cropped corner
6	ATJM	~32 cm <sup>2</sup> amorphous cropped corner
7	UTJ	~32 cm <sup>2</sup> amorphous cropped corner
8	UTJ	~32 cm <sup>2</sup> amorphous cropped corner
9	XTJ	24 cm <sup>2</sup> Rectangular
10	Si	24 cm <sup>2</sup> Rectangular

## 高電圧技術実証衛星“鳳龍式号”

2010 年から、九州工業大学では学生を中心としたプロジェクトによって、高電圧技術実証衛星“鳳龍式号”の設計・開発を進めてきた。鳳龍式号は重さ 7.1kg、大きさ 30cm 立方の超小型衛星である。鳳龍式号は 2012 年 5 月 18 日に種子島宇宙センターから相乗り衛星として H2-A ロケットで打ち上げられた。

鳳龍式号の主な目的は高電圧ミッションであり、太陽電池による世界初の 300V 発電と、放電抑制技術の実証である。図 6.4 は鳳龍式号の外観である。



図 6.4 鳳龍式号の外観図

図 6.5 は高電圧ミッションのシステム図である。高電圧ミッションは放電を伴う為に、バスシステムと絶縁されている。高電圧ミッションでは放電の検知と回数のカウント、発電電圧の計測、表面電位モニタ(SCM)を用いて高電圧ペイロードの電位、基板の温度を 1 分サンプリングで計測する。放電検知は 1 秒サンプリングで行うことができる。

地上局からコマンドを受けた C&DH 系は高電圧ミッション用の CPU に指令を出し、任意の太陽電池アレイを接続し、放電試験を行うことができる。

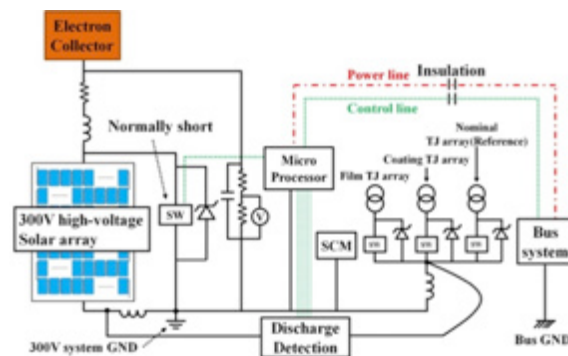


Figure 6.5. 高電圧ミッションのシステム図

図 6.6 は放電検知回路である。コイルに流れた放電電流によって発生する誘起電圧を計測することによって放電を検知する。検知するしきい値は 3V で、サンプリングは 1Sampling/s である。

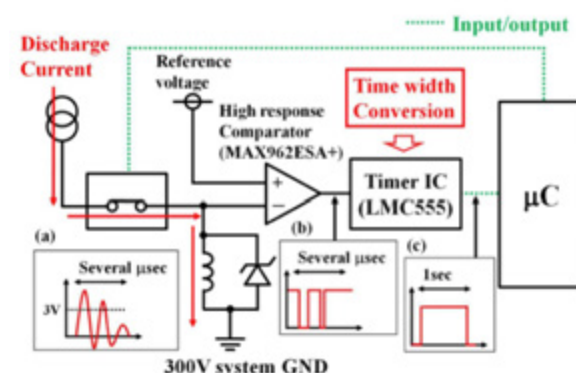


図 6.6 放電検知回路

## 高電圧太陽電池アレイ

鳳龍式号は高電圧太陽電池アレイを用いて、高電圧を発生させる。超小型衛星クラスで 300V 以上の発電を効率的に行うために、球状の太陽電池であるスフェラアレイを用いた。諸元を表 6.2 に示す。できる限り高電圧を使用するため、開放電圧で動作させる。図 6.7 に示すように、これを 66 直列させることによって 450V 発電を行う。また放電頻度が高くなりすぎることを防ぐため、ツェナーダイオードによって 350V に制限している。高電圧太陽電池アレイでは、放電が発生しないように RTV 接着剤によりトリブリジェンクションを埋めている。

表 6.2 スフェラー太陽電池セルの諸元

Open circuit voltage [V]	7.27	
Short circuit voltage [mA]	2.3	
Power [mW]	13.5m	

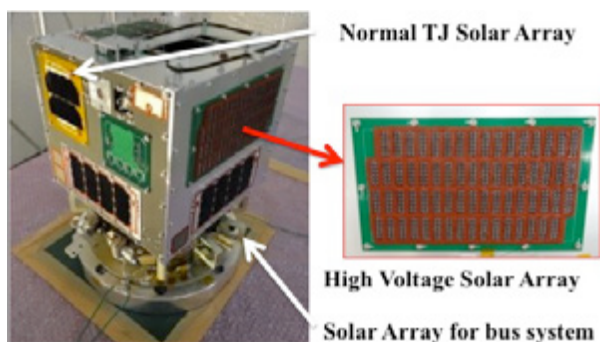


図 6.7 高電圧太陽電池アレイとその位置

### ETFE フィルム型放電抑制太陽電池アレイ

ETFE フィルムによる放電抑制手法は、主に低地球軌道プラズマ環境による使用を想定している。高電圧を用いる宇宙機(宇宙太陽光発電衛星デモ機など)は、まずは低地球軌道で実現すると考えられるために、ETFE フィルムによる放電抑制手法の宇宙実証は急務である。

図 6.8 に示すように、透明なフィルムを太陽電池アレイに覆いかぶせることで、周辺プラズマからのイオンを遮断し、カバーガラス表面の帯電を防止する。地上試験では-800V のバイアス下においても放電は発生しなかった<sup>10</sup>。フィルムにしわがよっているのは、熱サイクル試験の結果である。このしわがよった状態でも放電抑制効果に違いがないことを、地上試験で確認済みである。実際の搭載では、太陽電池パドルに覆いかぶせるだけで、太陽電池設計を変える必要はない。

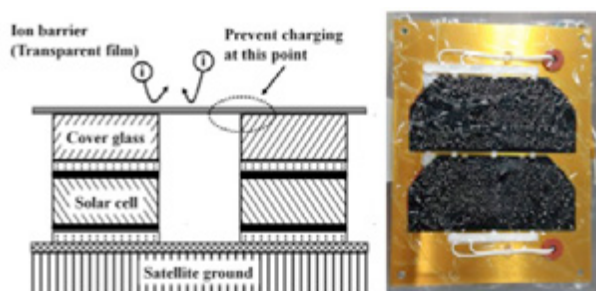


図 6.8 ETFE フィルムの放電抑制理論と外観

### PASCAL と 鳳龍式号の性能

PASCAL と 鳳龍式号の高電圧ミッションを比較する。両者は高電圧を生成し、放電を発生させるという点では共通である。最も大きな違いは高電圧の生成方法である。PASCAL は DCDC コンバータによって強制的にバイアスを行い、高電圧太陽電池を模擬する。また、DCDC コンバータを用いるため、様々なバイアス電圧によって試験を行うことができる。特に 100V バイアスでは、商用衛星バスで用いられているため、現在の衛星の放電と太陽電池の評価が行え、300V バイアスでは、次世代の宇宙システムの評価が行える。

鳳龍式号は世界初の高電圧太陽電池アレイによる発電で、実際の高電圧運用に近い状況で発電を行ことができる。

PASCAL は放電の規模を決定するコンデンサが 1 倍、10 倍、100 倍と可変することが可能である。

試験用太陽電池において、PASCAL は 10 枚の太陽電池を搭載されており、様々な太陽電池の評価が行える。鳳龍式号は高電圧に伴う放電抑制効果を施した太陽電池を搭載している。

実験環境に置いて、PASCAL は国際宇宙ステーションに搭載されているために、高度 400km の低地球軌道を周回する。鳳龍式号は極域を含む 680km を周回する。両者の最大の違いは高度によるプラズマ密度の違いである。そのために軌道によって異なる試験結果が期待される。また、鳳龍式号は極域を通過するために、オーロラ電子に対する影響の評価も行える。

表 6.3 PASCAL と 鳳龍式号の比較

	PASCAL	Horyu-2
軌道高度 [km]	400 (ISS)	680
軌道傾斜角 [deg]	51.6 LEO	98 PEO
高電圧模擬	DC/DC Converter	Solar Array
高電圧印加 [V]	-50 ~ -300	-300
測定項目	Arc waveform IV characteristic	Arc event count Generation voltage
放電容量 [F]	0.97p 470n 1μ	10p
試験用太陽電池	10	3

## 7. 宇宙放電実験

### PASCAL による放電試験結果<sup>9,11</sup>

表 7.1 は放電しきい値試験の結果である。太陽電池の形状の違いや種類の違いによって、放電しきい値に違いが見られた。さらにアップリンクで指定した電圧と実際のバイアス電圧が少々異なっていたために、両者を併記している。すべての太陽電池は 100V 以上で放電が発生することが確認された。

図 7.1 放電しきい値試験

Cell Type	Command Bias [-V]	Returned Bias [-V]
MJ GaAs	150	165
MJGa As	-	-
ZTJM	100	105
Si	150	165
ATJM	100	105
ATJM	100	100
UTJ	-	-
UTJ	150	165
XTJ	-	-
Si	100	100

次に、PASCAL による放電電流取得試験結果である。表 7.2 では PASCAL の試験条件を示す。この試験では UTJ と呼ばれる太陽電池を用いた。図 7.1 は取得した放電電流と放電によるバイアス電圧の変化である。この図より、放電開始点から最大値が取得されていないことがわかる。PASCAL の性能上、トリガがかかってから 10 $\mu$ s 後に放電波形を取得する。そのために完全な波形が取得できなかった。

図 7.2 放電試験条件

Target Cell	UTJ
Bias voltage	200V, 250V
Total arc number	30

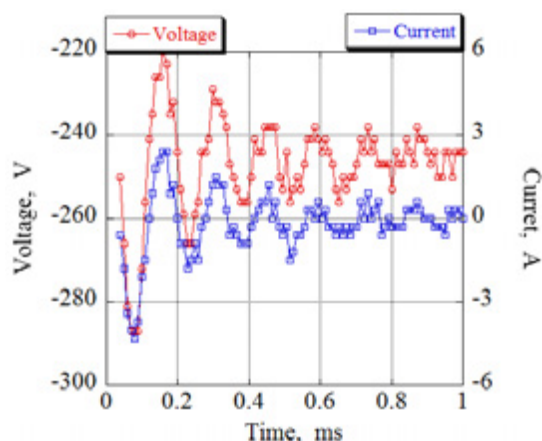


図 7.1 放電電圧・電流波形

放電累積回数による太陽電池劣化を検証するために、放電前と放電後の IV 特性を比較した。IV 特性は太陽光の入射角によって大きく変わることが知られている。図 7.2 は太陽傾斜角の定義である。図中の“Sun Angle”が本論文の太陽傾斜角と定義する。



図 7.2 太陽傾斜角の定義

これまでに累積回数 40 回の放電によって太陽電池の IV 特性が変化するかを評価してきた。図 7.3 は IV 特性の放電試験前後の比較である。両者の太陽傾斜角は比較的近いものを利用した。図 7.3 は IV 特性を取得した時の周辺環境である。放電試験後の IV 特性の開放電圧が下がっていることがわかる。周辺温度が低い状況下であるが、放電試験後の IV 特性の開放電圧は下がっていることがわかる。通常、太陽電池の温度が低下すると開放電圧は大きくなる。

劣化の判定基準として、図 7.4 の AM0 のデータを用いた。IV 特性の最大動作点を下回ると劣化したと判断する。しかし、周回中の熱サイクルなどで、この基準を下回ってしまうと、判定することができない。そのため、図 7.5 のように放電試験前に取得した IV 特性の開放電圧をプロットし、宇宙環境のサイクルで基準点を下

回らないことを確認した。放電試験後の開放電圧はこの基準点である 2.08V 上にある。

図 7.3 は、放電回数 40 回の試験前後の IV 特性を示している。結果より、開放電圧、短絡電流ともに低下していることがわかる。表 7.3 は、放電試験前後の太陽の角度と周辺温度である。放電試験中の温度データが使用できなかったために、周辺の平均温度を参考にした。PASCAL は軌道上で一部不具合を発生させ、完全な IV 特性を取得ができなかった<sup>12</sup>。そこで、開放電圧を利用することによって劣化を評価した。図 7.4 は、劣化判定方法を示す図である。開放電圧が最大電力点を下回った場合、太陽電池は劣化していると判断することにした。開放電圧が、周囲環境（温度や太陽の角度など）によって下回った場合、この基準は適用することができないため、図 7.5 は放電試験前に取得した IV 特性の開放電圧をプロットした。この結果より、開放電圧は、周囲の環境によって低下しないことを確認した。

表 7.3 試験時の太陽傾斜角と温度

	太陽傾斜角 [°]	温度 [°C]
放電試験前	76.1	26.4
放電試験後	71.3	~8.9

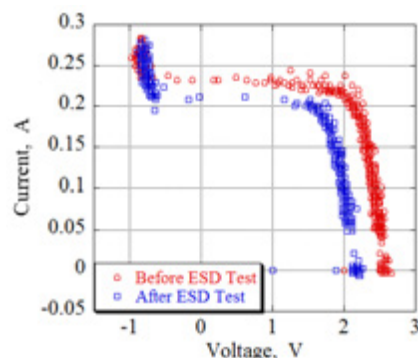


図 7.3 放電試験前後の IV 特性の変化

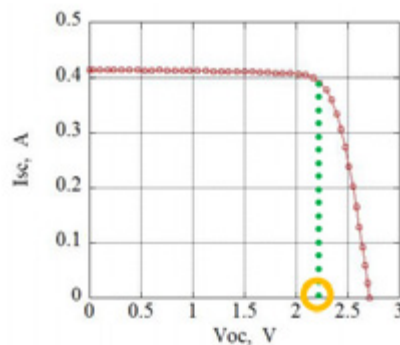


図 7.4 劣化判定基準

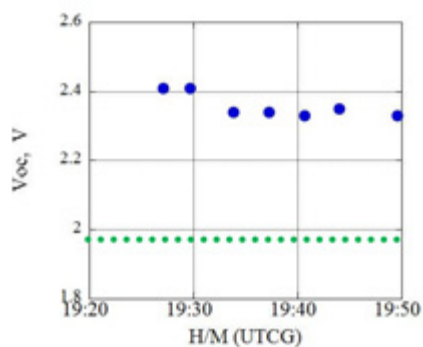


図 7.5 周辺環境による開放電圧の変化

この劣化基準より UTJ の劣化は 2.08V である。図 7.3 より、放電試験後の開放電圧は劣化基準に非常に近いことがわかる。また、通常温度が低下すると太陽電池の出力は上がるが、この結果は低下している。以上より、UTJ は劣化の傾向が見られている可能性がある。しかし、決定的な特性の変化が得られておらず、更なデータ分析が必要である。また PASCAL は 2013 年末に地球に帰還するために、地上で詳細な検査を行い確認する。

### 鳳龍式号による放電試験結果<sup>12</sup>

鳳龍式号は宇宙空間で世界初の 300V 発電に成功した。さらに放電の検知にも成功した。図 7.6 は何も施していない TJ 太陽電池を用いて行った放電試験結果である。この結果から、鳳龍式号は 350V 以上の発電を安定的に行っていることがわかる。また、放電の検知に成功し、放電を発生させる環境の構築に成功した。24 分時点において、発電電圧が急激に下がっている点がある。これは JT 太陽電池上で発生した放電によって電子がプラズマを介して電子コレクタと接続され、回路が短絡したからであると考えられる。サンプリングレートが 1 秒であるために、この現象が取得できたことは稀な結果である。TJ 太陽電池による蝕中を覗く総試験時間は 650 分であった。高電圧太陽電池アレイによって TJ 太陽電池を発電電圧と同等に負に沈めている間に、28 回の放電を観測することができた。

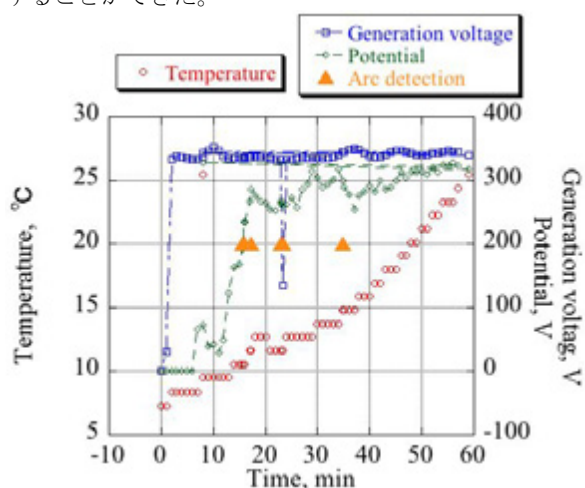


図 7.6 TJ 太陽電池アレイによる放電実験結果

図 7.7 は TJ 太陽電池上で発生した放電場所を特定した図である。赤道付近を中心に放電発生を観測することができる。赤道付近は太陽光の紫外線によって、大気が電離されやすくなるためにプラズマ密度が濃くなると考えられる。実際に図 7.8 は高度 850km を飛行中の NOAA の DMSP 衛星 No.18 のプラズマデータを用いて、2012 年 7 月 12 日(UTC)のプラズマ密度分布を調べた。この結果からわかるように、赤道付近のプラズマ密度は高い。また、季節が夏であるために北半球よりに分布が偏っていることがわかる。

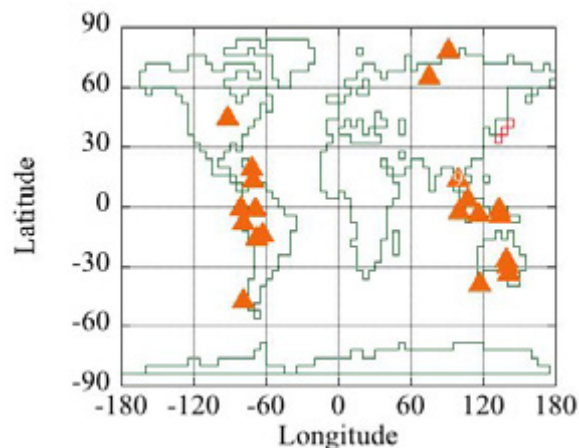


図 7.7 TJ 太陽電池アレイ上の放電発生場所

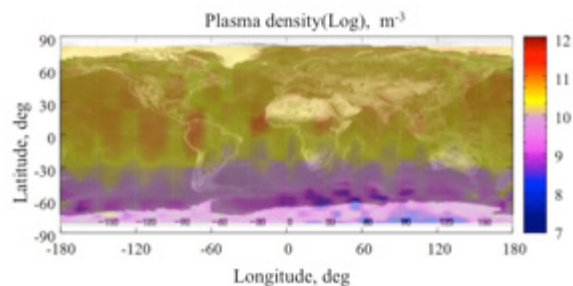


図 7.8 NOAA DMSP 衛星によるプラズマ密度測定 (2012 年 7 月 12 日(UTC))

次に、ETFE フィルム型抑制太陽電池アレイと高電圧太陽電池アレイを接続した放電試験結果を示す。総放電試験時間は、蝕を除いて 600 分である。その間に、6 回の放電を検知した。図 7.10 は ETFE フィルム抑制型太陽電池アレイ上で発生した放電の場所を特定した。この図から放電発生場所は極域のみに限定されていることがわかる。これは極域に降り注ぐ高エネルギー粒子やオーロラの影響を受けた可能性があると考えた。

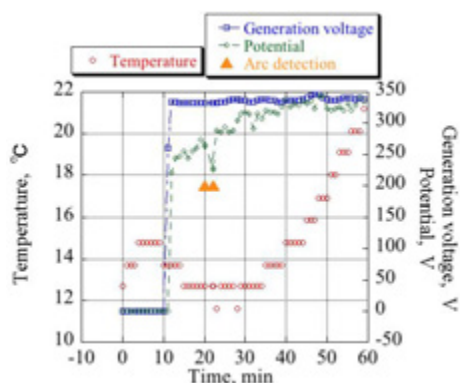


図 7.9 ETFE フィルム抑制型太陽電位アレによる放電試験結果

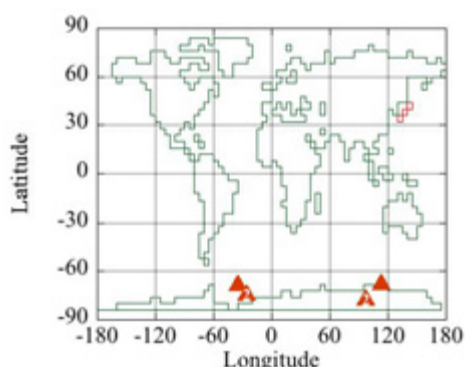


図 7.10 ETFE フィルム抑制型太陽電池アレ上の放電発生場所

図 7.11 は図 7.9 に示した実験結果の放電発生場所とプラズマ密度を示したものである。プラズマ密度データは 2012 年 9 月 7 日(UTC)における NOAA の DMSP 衛星 No.18 の 1 周分のデータをプロットした。これより放電発生場所のプラズマ密度は低いことがわかる。そのために、高エネルギー電子によって ETFE フィルムが負に帯電し、放電に至った可能性があると仮定した。我々はこの現象を究明するために、地上試験によって、ETFE フィルムに高エネルギー電子を照射した。結果、ETFE フィルム表面電位が $-8\text{kV}$ 程度になると絶縁破壊を引き起こし放電が発生することがわかった。また、ETFE フィルム型抑制太陽電池を衛星構体と固定しているネジが、高エネルギー電子によって帯電した ETFE フィルム上での放電を誘発している可能性があることもわかった<sup>13</sup>。

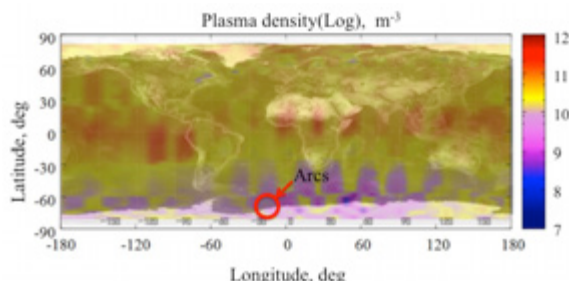


図 7.11 2012 年 9 月 7 日(UTC)時の放電発生場所とプラズマ密度

## PASCAL と鳳龍式号の比較

PASCAL と鳳龍式号の放電試験結果を比較し、周回軌道の違いによる放電頻度の違いを調べる。

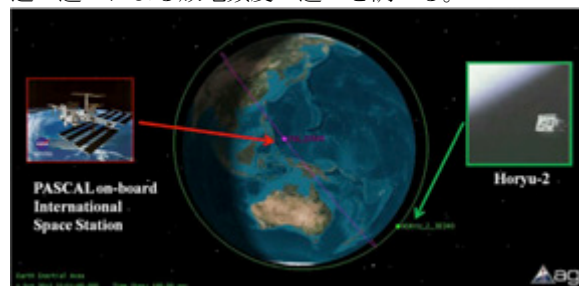


図 7.12 PASCAL と鳳龍式号の軌道

## 放電発生頻度

2012 年 7 月の放電試験結果から、放電頻度の比較を行う。PASCAL は 2012 年 7 月 25 日 18:26:03~18:51:03(UTC)のデータを用いた。飛行経路は図 7.13 である。試験条件は、放電容量  $1\mu\text{F}$ 、バイアス電圧が $-300\text{V}$ 、試験時間は 25 分(放電発生によるタイムアウトがない場合、またコマンド送受信時間も含まれる)、試験対象太陽電池 UTJ で行った。試験結果より、31 秒間 10 回の放電が UTJ 上で発生した。図 7.14 は得られた放電試験結果である。



図 7.13 PASCAL の飛行経路  
(2012 年 7 月 25 日 18:23~18:36(UTC))

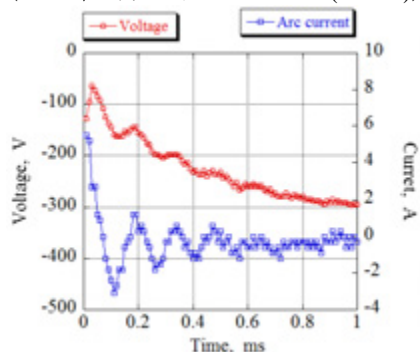


図 7.14 放電実験結果

鳳龍式号は 2012 年 7 月 12 日 6:20~7:20(UTC)のデータを用いた。飛行経路は図 7.15 である。鳳龍式号は 60 分間高電圧発電を行い、9 回の放電が TJ 太陽電池上で発生した。

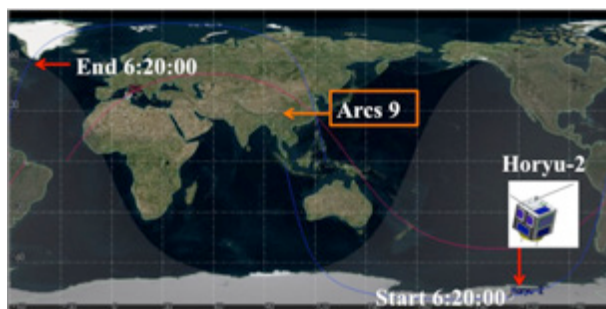


図 7.15 鳳龍式号の飛行経路  
(2012 年 7 月 12 日 5:20~6:20(UTC))

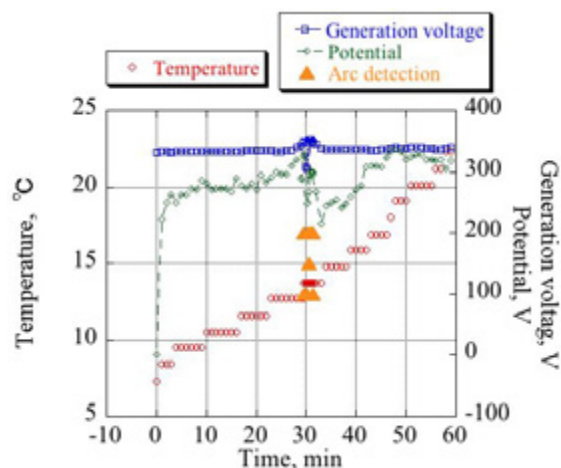


図 7.16 放電実験結果

図 7.17 は NOAA の DMSP 衛星によるプラズマ密度と図 7.16 における放電発生場所である。放電が頻発した場所はプラズマ密度が  $10^{10} \text{ m}^{-3}$  後半であり、他の場所よりも局所的に高くなっていることがわかる。そのために、この場所で放電が頻発したのではないかと考えられる。

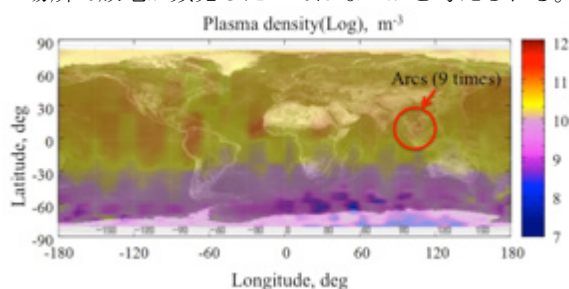


図 7.17 図 7.8 NOAA DMSP 衛星による  
プラズマ密度測定と放電発生場所  
(2012 年 7 月 12 日(UTC))

表 7.4 は PASCAL と鳳龍式号の放電試験結果である。PASCAL の放電頻度は非常に高く、31 秒間に 10 回の放電を記録した。PASCAL は 240 秒の試験を 10 回実施するコマンドを送ったが、放電が頻発したために試験はタイムアウトした。鳳龍式号は 3600 秒間に 9 回の放電を記録した。これより、ほぼ同じバイアス電圧であったが、

放電頻度に大きな差ができた。この原因として考えられることとして、プラズマ密度の違いを提案する。

両試験中のプラズマ密度の比較を行った。PASCAL の軌道は国際宇宙ステーションの日本モジュールきぼうの暴露試験プラットフォームに搭載されているラングミュアプローブのデータを用いた。鳳龍式号の軌道は NOAA の DMSP Space Weather Sensor のデータを参考にした。

表 7.4 放電試験結果の比較

	PASCAL	Horyu-2
試験時間 [min]	0.5	60
放電回数	10	9
放電頻度[/min]	19	0.15
プラズマ密度 [ $\text{m}^{-3}$ ]	$4 \times 10^{12} \sim 2 \times 10^{11}$	$6 \times 10^{11} \sim 9 \times 10^9$

これらの結果より、鳳龍式号の軌道は PASCAL の軌道と比較して一桁から二桁程度のプラズマ密度の違いを見ることができた。PASCAL は ISS に搭載されているために、ISS 周辺の雰囲気が圧力が高いため、パッシェンの法則から、放電が頻発する可能性も考えられる。

プラズマ密度の違いは主な要因の一つであると考えられるため、今後の試験と解析でより詳しい原因を調査していく。

## 8. まとめと今後の予定

本論文では、特に九州工業大学で行った、低地球軌道を対象とした高電圧と放電実験の結果について述べた。今後の宇宙開発に置いて高電圧技術は必須となる。そのために、九州工業大学はそれに先駆け、低地球軌道で PASCAL と鳳龍式号を用いて高電圧の技術実証を行った。PASCAL では放電による太陽電池の劣化観測を続けてきたが、宇宙実験ではその成果を未だに得られていない。PASCAL は 2013 年末に地球に帰還する。そのために地上試験によって、さらに詳しい解析が行われる。鳳龍式号は世界初の 300V 発電に成功し、ETFE フィルムによる放電抑制技術の実験を行った。ETFE フィルム抑制型太陽電池は極域のみで放電を観測した。現在地上試験で原因を究明している。しかし赤道付近では放電を一度もカウントしていないために、耐プラズマの抑制効果はあるのではないかと考えている。現在、九州工業大学では鳳龍参号と鳳龍四号の開発を行っている。鳳龍参号は 2014 年の国際宇宙ステーションからの放出を目指しに開発が進められている。メインミッションは九州工業大学で開発した超小型オシロスコープによる放電電流計測である。PASCAL では完全な波形を取得できなかったために、成功すると世界初の成果となる。また、鳳龍四号は放電光の撮影を行う。放電光の撮影に成功すると、世界初の成果であり、放電場所の特定に繋がる。九州工業大学では今後も高電圧と放電の宇宙実験と地上試験を繰り返し、高電圧宇宙システムの実現に貢献していくだろう。

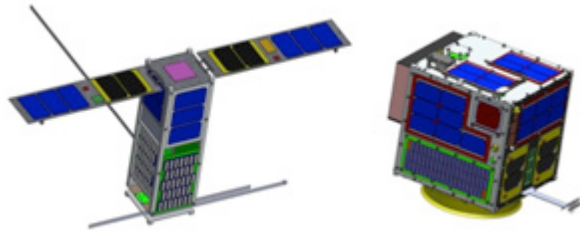


図 8.1 鳳龍参考と鳳龍四号

1. THE IMPACT OF THE SPACE ENVIRONMENT ON SPACE SYSTEMS ,H. C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, J. B. Blake, J. F. Fennell, J. L. Roeder, and P. C. Anderson, 6th Spacecraft Charging Technology Conference, AFRL-VS-TR-20001578, 1 September 2000
2. Space Experiment on Plasma Interaction Caused by High-Voltage Photovoltaic Power Generation ,Hitoshi Kuninaka JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS Vol. 32, No. 5, September-October 1995
3. Ferguson. C. D., "The Voltage Threshold for Arcing for Solar Cells in LEO-Flight and Ground test Results", NASA Technical Memorandum, March 1986
4. Hillard G. B., Ferguson. C. D., "Solar Array Module Plasma Interactions Experiment (SAMPIE)": Science and Technology Objectives", AIAA, Vol.30, No.4, July-August 1993
5. "Data Analysis and Model Comparison for Solar Array Module Plasma Interactions Experiment", Carmen Perez de la Cruz, Hastings D. E., AIAA, Vol.33, No.3, May-June 1996
6. "Flight Data Analysis for the Photovoltaic Array Space Power Plus Diagnostics Experiment", James D. Soldi, Hastings D. E., AIAA, Vol.34, No.1, January-February 1997
7. Okumura. T., Likar. J. J., Tanabe. Y., Imaizumi. M., Ferguson. C. D., Cho M., "ON-ORBIT ESD EXPERIMENT ON SOLAR CELL PERFORMANCE: EXPERIMENT OVERVIEW", 9th European Space Power Conference on Disk, Saint-Raphael France, June 2011
8. Development of High Voltage Technology Demonstration Satellite, HORYU-2, Hiroki Nishimura, Mengu Cho , HORYU2 development project, 2nd Nanosatellite Symposium in March 2011
9. Cumulative Effects of Primary Arc Electrostatic Discharges on Solar Cell Performance: Initial On-Orbit Results , Justin J. Likar, Mengu Cho, Teppei Okumura, Shunsuke Iwai, Mitsuru Imaizumi, Phillip P. Jenkins, and Dale Ferguson, 12th Spacecraft Charging Technology Conference
10. Hosoda S., Okumura T., Toyoda K., Cho M.: "Development of High Voltage Solar Array in LEO plasma" ,JAPAN SOLAR ENERGY SOCIETY, Vol.30, No2 pp.25- 29, (2004)
11. Data Analysis of Solar Cell ESD-induced Degradation Experiment onboard International Space Station, Shunsuke Iwai1, Justin J. Likar, Teppei Okumura, Mengu Cho, 12th Spacecraft Charging Technology Conference
12. On-Orbit Data Analysis of High voltage technology Demonstration Satellite HORYU-2, Shunsuke Iwai, Kyushu Institute of Technology; Mengu Cho, Kyushu Institute of Technology; Kazuhiro Toyoda, Kyushu Institute of Technology, 51ST AIAA
13. 鳳龍号における放電実験 岩井俊輔、衛星開発プロジェクト、増井博一、豊田和弘、趙孟佑 第 57 回宇宙科学連合

# 電子線が繰り返し照射された誘電体材料の体積抵抗率に対する試料温度の影響に関する研究

東京都市大学 後藤 浩友樹 渡邊 力夫

## 1. 研究背景

宇宙で運用している宇宙機はプラズマや放射線などによる過酷な環境に曝されている。それらの影響により、宇宙機は帯電し、搭載機器の故障や全損破壊を引き起こすと考えられている[1]。そのため、宇宙機は設計段階から帯電解析を行う必要があり、現在では MUSCUT[2]等の宇宙帯電シミュレーションプログラムが使用されている。帯電シミュレーションを行うには材料パラメータが必要であり、そのパラメータの一つに誘電体の体積抵抗率が挙げられる。誘電体は宇宙機表面に絶縁や断熱の目的として用いられる材料である。体積抵抗率は材料内部の電荷移動の起こりにくさを表す値であり、体積抵抗率が高い誘電体ほど絶縁性が優れている。その反面、物質内部や表面での電荷の移動度が低く、一度帯電した際の電界の緩和時間が長くなる。電界緩和時間が長くなると、電荷が累積し、放電のリスクが高くなる可能性がある。

地球周回低軌道上には、地磁気の影響により放射線流束の大きな地域がブラジル上空に存在し(SAA(南大西洋異常地域), 高度約350km~1500km), 宇宙機の帯電に起因する異常が多く見られる [1]。これは、低軌道周回衛星が SAA を通過中に放射線の影響を受けたことに起因する。例えば高度400kmで周回する宇宙機の場合 90 分毎にこれらの領域を周期的に通過することになる。また、極軌道をとる宇宙機も極冠域の通過は周期的となる。低軌道宇宙機は、帯電リスクの高まる領域を周期的に通過することから、周期的な荷電粒子照射が宇宙機の帯電に影響を及ぼすことが考えられる。現在までの所、周期的な荷電粒子照射が原因と特定された宇宙機の故障や事故は見当たらないが、周期的な荷電粒子照射の影響を明らかにし、もしその影響が顕著であるならば、対策を考慮する必要がある。

また、温度に関しては、低軌道上を周回する宇宙機は-150℃~+120℃の温度下に曝されることが知らされており[3], 体積抵抗率や誘電率は試料温度によって大きく変動することが知られている[4]。従って、体積抵抗率に対する温度の影響を調べることは重要である。温度が上昇すると材料内部の電子移動度が上昇し、電荷が移動しやすくなる。これは、導電率の増加を意味し、その逆数である体積抵抗率は減少することになる。

## 2. 研究目的

本研究では、電子線が繰り返し照射されたポリイミドフィルムの表面電位履歴を計測し、繰り返し照射が、帯電特性並びに体積抵抗率へ与える影響を明らかにすることを目的とする。本論文では特に、試料温度を変化させた実験を実施し、体積抵抗率への影響を明らかにする。

## 3. 計測システム

### 3.1 電荷蓄積法

本研究室では電荷蓄積法を用いて、体積抵抗率の算出を行っている。電荷蓄積法とは、2003 年に Frederickson, Dennison らが考案した実験手法[5]で真空チャンバーと電子銃を用いて、宇宙空間での帯電状況を模擬し、電子線により誘起される表面電位の計測を行い、この時間履歴から体積抵抗率の測定を行う方法である。

Fig1 に本研究の計測システムの概略図を示す[6]。

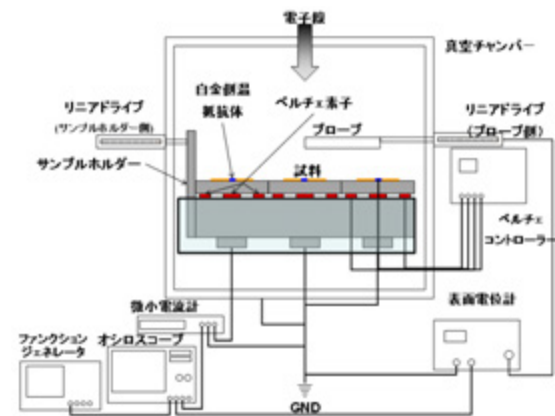


Fig1 Measurement systems of volume resistivity

表面電位計測の流れは、まず真空チャンバー内の試料台に計測試料(kapton200V)を固定し、真空引きを行う。この際油回転真空ポンプ、ターボ分子ポンプを用いる。真空チャンバー内部の圧力が  $10^{-4}$  [Pa] 以下まで低下した後、電子銃を用いて電子線を照射し、試料を帯電させる。電子線照射終了後、真空チャンバー外部からリニアドライブを操作し、真空チャンバー内部の表面電位計測プローブを試料の前に移動させ、表面電位の計測を行う。この表面電位計での測定データをオシロスコープで確認し、表面電位の時間履歴を所得する。

### 3.2 温度制御システム

Fig2 に試料台の断面図を示す[6].

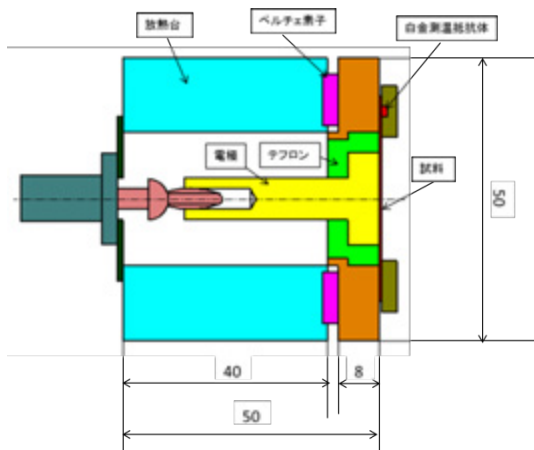


Fig2 Cross section of sample holder

Fig2 より温度制御を行うために、試料台と放熱台との間にペルチェ素子(フジタカ製, FPM-71008, 温度範囲 $-40^{\circ}\text{C}\sim 80^{\circ}\text{C}$ )が配置されている. 温度制御点は、白金測温抵抗体(Heraeus 製, M222-A)すなわち試料カバー直下の試料表面温度である. ペルチェコントローラ(フジタカ製, T-009-406Pt)で制御を行い、ペルチェ素子の温度を目標温度に制御し、試料温度が変化するようにになっている. また、冷却を行う場合は、放熱台の上に水冷ヒートシンクをセットし、冷却水循環装置(東京理化器械製, CCA-1111)を使用し、排熱処理を行っている.

## 4. 体積抵抗率評価手法

### 4.1 暗電流領域における体積抵抗率[7]

真空チャンバー内で電子線を試料に照射して、試料を帯電させる. 電子線照射終了後からの表面電位の時間履歴から減衰時定数を求め、体積抵抗率を求める. 電子線照射終了後から十分時間が経ち暗電流のみが流れる状態になると、表面電位の減衰は指数関数で近似できるようになる. 表面電位を $V(t)$ とすると、以下のような式が適用できる.

$$V(t) = V_0 e^{-t/\tau_d} \quad (1)$$

Eq.1 の $\tau_d[s]$ が減衰時定数であり, Eq.2 で表される.

$$\tau_d[s] = \varepsilon/\sigma \quad (2)$$

Eq.2 より、実験で取得できる $\tau_d[s]$ を代入することで導電率 $\sigma[1/\Omega m]$ を求めることができる. ここで、 $\varepsilon[F/m]$ は試料の誘電率である. また、体積抵抗率 $\rho[\Omega m]$ は Eq. 3 のように表すことができる.

$$\rho = 1/\sigma \quad (3)$$

ここで減衰時定数 $\tau_d[s]$ は, Eq.2, Eq.3 より Eq.4 で表せる.  $\varepsilon_0[F/m]$ は真空の誘電率であり,  $\varepsilon_r$ は誘電体の比誘電率である.

$$\rho = \tau_d/\varepsilon \quad (4)$$

Eq.1 に示したような指数減衰モデルを用いると、分極などの試料材質固有の値に左右されることなく体積抵抗率を求めることができる. このモデルは、分極の収まった暗電流領域を対象としているため、計測される表面電位の時間履歴を片対数グラフでプロットすることで暗電流領域である指数減衰区間を直線で確認し、指数近似を行う.

### 4.2 体積抵抗率の温度依存性[4][6]

Eq.6 に体積抵抗率と温度の関係を示す. 誘電体の活性化エネルギーを $U[J]$ , ボルツマン定数を $\kappa[J/K]$ とすると温度 $T[K]$ における体積抵抗率 $\rho[\Omega m]$ は,

$$\rho(T) \propto \exp(U/\kappa T) \quad (6)$$

と表せる. よって温度が上昇すると体積抵抗率は減少する.

## 5. 実験結果

### 5.1 実験条件

Table1 に実験条件を示す.

試料温度が表面電位、体積抵抗率に及ぼす影響を知るために、試料温度のみを変更し行った.

制御温度は RT,  $50^{\circ}\text{C}$ ,  $80^{\circ}\text{C}$ に設定した. また、試料温度に関しては、実験前に測定した温度であり、 $80^{\circ}\text{C}$ の時に  $63.9^{\circ}\text{C}$ となってしまう. 低温環境でも実験を行う予定だったが、試料温度が下がらず、现阶段では実験を行うことができなかった.

照射間隔は 90 分にし、低軌道を周回している宇宙機を模擬した. 照射エネルギーは  $20\text{keV}$ , 照射時間は 60sec に設定した.

Table1 Experimental conditions

temperature setting[ $^{\circ}\text{C}$ ]		RT	50	80
sample		kapton200V		
sample temperature[ $^{\circ}\text{C}$ ]		24	41.3	63.9
Sample thickness[ $\mu\text{m}$ ]		50		
Irradiation	Interval[min]	90		
	Energy[keV]	20		
	Time[sec]	60		
Current density[ $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ ]		65		
Vacuum level[Pa]		$10^{-6}$		

### 5.2 表面電位履歴

Fig3 に表面電位履歴の結果を示す.

縦軸に負の表面電位  $V[V]$ , 横軸に時間  $t[h]$ , を示す. 縦軸は正側に負電位を取っている.

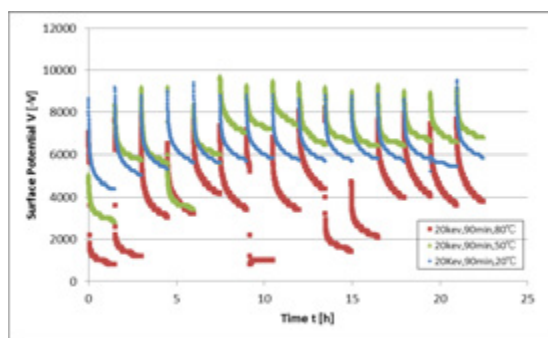


Fig3 Time history of surface potential

表面電位は繰り返し電子線を照射する影響を受け、照射回数を重ねるごとに負電位方向に上昇すると予想していたが、表面電位が回数を重ねるごとに負電位方向に上昇することはなかった。また、Fig3より、制御温度 24℃、50℃の時に比べ 80℃の時の方が電位の減衰が速いことがわかる。

表面電位が負電位方向に上昇しなかった理由として、RIC(放射線誘起導電率)の影響だと考えられる。RICとは照射中に過度的な導電率の向上現象のことである[9]。RICの効果は線量率に比例し、また線量率は電流密度と比例関係にあるため、RICは電流密度の増加によってRICの導電率も向上する。低軌道上での電流密度は  $1[\mu\text{A}/\text{cm}^2]$ [10]であり、本研究室で用いている電子銃は 20keVの時に電流密度  $65[\mu\text{A}/\text{cm}^2]$ であるため、実際の宇宙環境の 65 倍の電流密度の影響を受けていると考えられる。そのため、RICによる導電率も向上したため、繰り返し電子線を照射しても電位の減衰が早く、負電位方向に増加することはなかったのではないかと考えられる。さらに、今回測定に使用したカプトンフィルムはRICの効果が照射後も継続されるDRICの効果はほぼ発生しないという報告がされている[8]。

ここで Fig4 に蓄積電荷量と時間の関係を示す。縦軸に蓄積電荷量  $[mC/m^2]$ 、横軸に時間  $t[\text{min}]$ を示す。

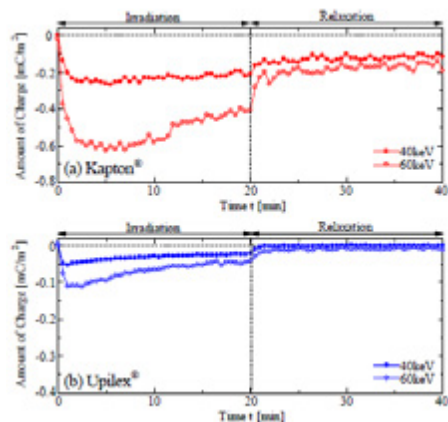


Fig4 Time dependence of accumulated total amount of charge in each sample

Fig4は電子線を照射した誘電体内部電荷計測結果から蓄積電荷量を計算し、照射中から照射後までの履歴を示したものである[8]。Fig4より、kaptonとUpilexを比較してみると電子線を60keVで照射後の蓄積電荷量を見てみると、kaptonは急激に電荷が減衰していることがわかる。

これは、電子線照射後に瞬時に絶縁特性が回復したことが言える[8]。kaptonは電荷が蓄積されやすいが、電荷の減衰も早いことが言える。よってカプトンフィルムに関していえば、電子線の繰り返し照射を耐えるのに適していることがわかる。また、24℃、50℃に比べ 80℃の電位の減衰が急激な理由は温度が高くなったことで、電荷の移動が早くなったためだと考えられる。

現段階では測定試料 kapton200V でしか繰り返し照射実験を行っていないため他の誘電体材料繰り返し照射実験を行い、材質の違いがどのような影響を及ぼすか調べる必要がある。

### 5.3 体積抵抗率

Fig5 に体積抵抗率の結果を示す。

縦軸に体積抵抗率  $\rho[\Omega\text{m}]$ 、横軸に照射回数を示す。

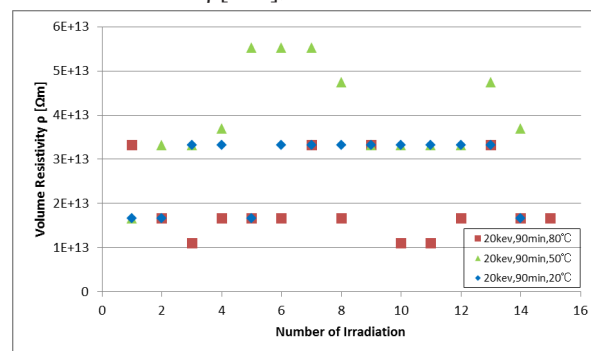


Fig5 Relation of volume resistivity and number of irradiation

体積抵抗率は Fig3 に示したデータの中でもそれぞれ電位の減衰が急な部分(0sec~100sec)に対し、指数近似曲線を引きそこから 4.1 に示した方法で求めた。

Fig5 の結果より、体積抵抗率はすべて  $10^{13}[\Omega\text{m}]$  であり、繰り返し照射の影響はなかったと言える。温度の影響については比較すると 24℃より 80℃の方が体積抵抗率は低くなり(導電率は上昇)、理論通りの結果が得られたことがわかる。しかし、理論的には 24℃の時を基準にし、80℃の体積抵抗率は 24℃の体積抵抗率の約 0.25 倍の値にならないといけないが、測定値では 0.7 倍の値になってしまった。これは温度が高くなったことで、誘電体内部の電子

の移動度が上昇し、電荷の移動が速くなり導電率が増加したためだと考えられる。しかし、24℃と50℃を比較してみると50℃の方が体積抵抗率は高くなってしまった。50℃に関しては再度実験を行い、確認する必要がある。これらのことより、温度が上昇することにより、体積抵抗率は低くなることがわかり、体積抵抗率は温度の影響を受けるということがわかった。

## 6. 結論

電荷蓄積法を用いて、90分間隔で電子線を照射した試料（カプトンフィルム）の表面電位履歴ならびに体積抵抗率を計測した。また、試料温度の影響を明らかにするため、試料温度を24℃、50℃、80℃と変化させて実験を行った。実験の結果、表面電位に電子線繰り返し照射の影響であると予想した累積的な電位降下（負電位の上昇）は観測されず、電位減衰履歴から計算した体積抵抗率に関しても繰り返し照射の影響は見られなかった。しかし、表面電位は温度が高くなるにつれて電位の減衰が速くなることがわかった。また、体積抵抗率も温度が高いと低くなることがわかった。これらより、体積抵抗率は温度変化の影響を受けることが言える。しかし、現段階では温度を変化させた場合のデータ数が少ないため、より体積抵抗率と温度の関係に対し信憑性を持たせるために低温環境下でのデータ、50℃での再実験が必要だと言える。

## 7. 参考文献

- [1] 五家建夫, “宇宙環境リスク事典”, 丸善株式会社出版サービスセンター, 2006
- [2] T. Muranaka et al.: “Development of Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT)”, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 36, No. 5, 2008.
- [3] 石崎誠一等, “温度変化をともしう試料中の空間電荷分布測定手法の確立”IEEJ Trans.FM, Vol.124, No.10, 2004
- [4] 電気学会, “誘電体現象論”, 電気学会, pp. 203-258, 1973
- [5] A.R. Frederickson, J.R. Dennison: IEEE TRANSACTION ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 50, No. 6, pp.2284-2291, 2003.
- [6] 櫻井和也, “電子線照射された宇宙機用誘電体材料の体積抵抗率評価手法に関する研究”, 平成23年度東京都市大学修士論文, 2012
- [7] J.R. Dennison et al.: “PROPOSED MODIFICATIONS TO ENGINEERING DESIGN GUIDELINES RELATED TO RESISTIVITY MEASUREMENTS

AND SPACECRAFT CHARGING”, 9<sup>th</sup> Spacecraft Charging Technology Conference, 2005

- [8] 谷貝健太, “電子線照射絶縁材料における内部帯電現象および電気特性変化に関する研究”, 東京都市大学修士論文概要集, 2012年
- [9] Yang, G.M., Sessler, G.M., “Radiation-induced conductivity in electron-beam irradiated insulating polymer films”, Electrical Insulation, IEEE Transactions on, 1992, vol. 27, no. 4, pp. 843-84
- [10] NASA, NASA TECHNICAL HANDBOOK, 2011

# 大気吸入型イオンエンジン放電室内におけるプラズマ生成シミュレーション

本山貴仁<sup>1</sup>、臼井英之<sup>2\*</sup>、三宅 洋平<sup>2</sup>、川口伸一郎<sup>1</sup>、横田久美子<sup>1</sup>、田川雅人<sup>1</sup>

<sup>1</sup>神戸大学大学院工学研究科 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1

<sup>2</sup>神戸大学大学院システム情報学研究科 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1

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

\*Corresponding Author

In order to operate a satellite in sub-low earth orbit (sub-LEO), it is required to design an optimum ion engine to compensate the drag of the upper atmosphere. The air breathing ion engine (ABIE) is one of promising candidates for such an ion engine. However, the optimum design rule has not been established. Because ground experiments are difficult for ABIE, numerical simulation is a useful approach. In this study, in order to establish a useful guideline for designing ABIE, we perform particle simulations to examine plasma discharge in the ABE chamber by using the electromagnetic spacecraft environment simulator (EMSES). We particularly focus on electron acceleration process via electron cyclotron resonance.

## 1. 緒言

近年、低コストで軌道に投入できる、衛星の小型化が可能であるなどの理由から、低高度地球周回軌道(LEO)での衛星の運用に関心が高まっている。LEOにおいて長期間衛星を運用するには希薄大気の抵抗を無視できず、この抵抗を補完するための何らかの推進装置を定常的に作動させることが必要不可欠となる。現在は抵抗を補完する推進装置として一般的にその比推力の高さからイオンエンジンが適している。しかしながら、イオンエンジンは推進剤としてXeを携行する必要がある、このことからXeの携行量が衛星の寿命に直結してしまうという問題がある。この問題は特に小型衛星で顕著となる。この問題を克服するために軌道上の希薄大気を推進剤として利用する大気吸入型イオンエンジン(ABIE)がJAXAの西山によって提案された[1]。Fig.1に大気吸入型イオンエンジンの模式図を示す。ABIEの実用化に際してはイオン生成効率の向上が必要不可欠であるが、地上実験ではその検証が困難である[2]。そこで本研究では宇宙プラズマ中における物理現象の解析を行う計算機実験コードEMSES(Electromagnetic Spacecraft Environment Simulator) [3]を用いてエンジンの放電室内の現象をモデル化する。特に放電室内でのECR電子加速と電子・中性粒子衝突による放電現象をシミュレーションにより再現し、ABIEの設計指針を得ることを目標とする。

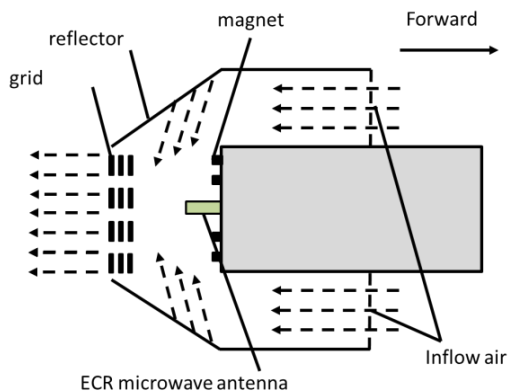


Fig.1 Schematic diagram of ABIE

## 2. モデル化

ABIE 放電室内の現象を中性粒子と電子の衝突、マイクロ波アンテナ、ダイポール磁場、金属境界によるマイクロ波反射の4つの要素に分けてモデル化を行った。

### 2.1 中性粒子と電子の衝突

本シミュレーションでは中性粒子自体のダイナミクスを解き進めることはせず、中性粒子は入力パラメータで規定された密度で背景に存在すると仮定する。この仮定の下、電子の衝突断面積に基づいて衝突の判定を行った[4]。電子ビームがほとんど衝突することなく中性粒子の気体中を通過する場合を考える。電子ビーム強度を $I_1$ 、中性粒子の密度を $n_2$ 、ビームの進行方向をx方向とする。ビームが微小距離 $dx$ 進む間に起こる衝突回数は $I_1 \cdot dx$ 、また $n_2$ にも比例し、衝突した分だけ強度が減るので

$$dI_1 = -\sigma I_1 n_2 dx \quad (2-1)$$

と書ける。 $\sigma$ は比例係数で衝突の起こりやすさを示しておりこの $\sigma$ を衝突断面積と呼ぶ。衝突断面積より電子の微小時間 $\Delta t$ あたりの衝突確率 $P_i$ は、入射粒子の速度を $v_i$ 、座標 $x_i$ における中性粒子の密度を $n_i(x_i)$ として

$$P_i = 1 - \exp(-\Delta t v_i \sigma n_i(x_i)) \quad (2-2)$$

となる。このように衝突断面積のデータを用いて衝突確率を決定し粒子に対して数値的な処理を行う。本研究では衝突断面積に横軸に電子のエネルギー、縦軸に中性粒子との衝突確率をとった実測データを用いた。

### 2.2 マイクロ波アンテナ

マイクロ波アンテナは2本の長さ5グリッドの直線状のワイヤを組み合わせたダイポールアンテナとした。ワイヤ間の2グリッド分の空隙に正弦波の電界を与えることで給電点とする。シミュレーションにおいてアンテナは波長に比べて太さが無視できるくらい細いため太さ0とし、また完全導体で構成されているものとし中心軸に沿って電界を0としてモデル化した。

### 2.3 ダイポール磁場

磁場のモデル化にあたり、磁場モデルとして地球磁場に代表されるダイポール磁場を用いる。ダイポール磁場は、磁場中心からの位置ベクトル  $\mathbf{r}$  を用いて式(2-3)で定式化できる[5]。

$$\mathbf{B}_{\text{dipole}} = (3 \times \frac{\mathbf{m}_d \cdot \mathbf{r}}{r^5} \cdot \mathbf{r} - \frac{\mathbf{m}_d}{r^3}) \quad (2-3)$$

ただし  $\mathbf{m}_d$  はダイポールの南北方向および強度を定義するダイポールモーメントベクトル、 $\mathbf{r}$  は中心からの距離である。例として、y 軸に南北方向を持つダイポールモーメントベクトル  $\mathbf{m}_d = (0, m_d, 0)$  の磁場を考える。磁場中心からの位置ベクトルにおける磁場は、式(2-3)に  $\mathbf{m}_d = (0, m_d, 0)$  を代入すると

$$\mathbf{B}_{\text{dipole}} = m_d (3 \times \frac{e_y \cdot \mathbf{r}}{r^5} \cdot \mathbf{r} - \frac{e_y}{r^3}) \quad (2-4)$$

さらに  $\mathbf{r} = (x_p, y_p, z_p)$  として、

$\mathbf{B}_{\text{dipole}} = (B_x, B_y, B_z)$  の各成分を展開すると

$$B_x = m_d \left( 3 \times \frac{z_p x_p}{r^5} \right) \quad (2-5)$$

$$B_y = m_d \left( 3 \times \frac{z_p y_p}{r^5} - \frac{1}{r^3} \right) \quad (2-6)$$

$$B_z = m_d \left( 3 \times \frac{z_p^2}{r^5} \right) \quad (2-7)$$

となる。この磁場を EMSES のプラズマダイナミクスへ反映させるためシミュレーション空間内の全プラズマ粒子位置における磁場を計算し、各粒子について運動方程式の磁場の値へ加える。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_{\text{dipole}})) \quad (2-8)$$

以上のようにしてダイポール磁場のモデル化を行った。

### 2.4 金属境界によるマイクロ波の反射

シミュレーション空間において金属構造は格子点に定義された金属フラグによって定義される。Fig.2 に ABIE の金属構造フラグの可視化図を示す。ある格子点における金属フラグの値が 1 であれば、その格子点に定義されている電界が毎ステップごとに更新される際 0 に書き換えられ、格子点に到達した電磁波は固定端反射で反射される。以上のようにして金属境界によるマイクロ波の反射を実装した。

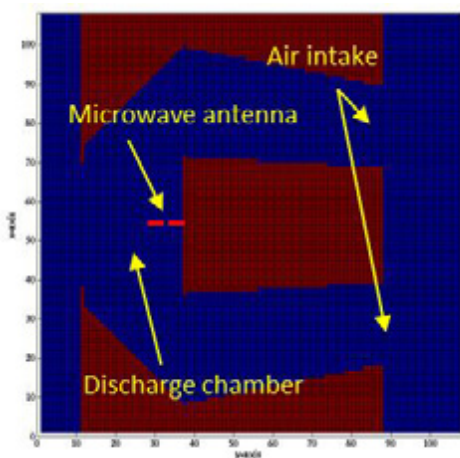


Fig.2 Visualization figure of metal structure flag at z=54 (青: flag=0, 赤: flag=1)

### 3.平面波シミュレーション

ABIE の構造をモデル化した実機シミュレーションを行う前に、金属境界でのマイクロ波の反射による干渉がイオン生成効率に与える影響を分析するため、現象を単純化した平面モデルでのシミュレーションを行った。

Fig.3 に平面波シミュレーションモデルを示す。1 辺 108 グリッドの立方体のシミュレーション空間の  $x=54$  の  $yz$  平面をマイクロ波発振平面として周波数 3GHz、波長 20 グリッドのマイクロ波を発振する。この平面を中心として間隔  $L$  を開けた 2 つの立方体の金属構造を上下に定義する。シミュレーション空間には  $z$  方向に 0.027T の一様磁場が定義されている。詳細なシミュレーションパラメータを Table 1 に示す。

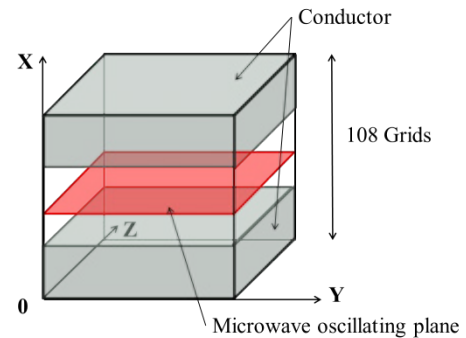


Fig.3 Computational model of plane wave

このシミュレーションモデルを用いて金属境界でのマイクロ波反射による干渉がイオン生成効率に与える影響を分析するため、金属構造の間隔  $L$  を波長の整数倍である 60 グリッド ( $3\lambda$ ) を基準に 58 グリッド、56 グリッドと徐々に変化させた計 3 通りのシミュレーションを行った。

Fig.4 に 1000, 3000, 5000step における  $(y, z)=(54, 54)$  での  $x$  方向のマイクロ波強度分布図を示す。Fig.4 から金属構造の間隔  $L$  が波長の整数倍である 60 グリッドの場合は、入射波と金属境界で反射されたマイクロ波が干渉して定常波となり時間の経過とともに強度が上昇していることが分かった。金属構造の間隔が波長の整数倍から離れるとともに入射波

Table 1 Simulation parameters

Parameter	value
Time step ( $\Delta t$ )	1.7E-12 s
Grid spacing ( $l$ )	5E-3 m
Initial electron density ( $n_e$ )	1.7E6 1/m <sup>3</sup>
Initial electron velocity ( $v_e$ )	0 eV
Collision frequency ( $\nu'$ )	1.0E-4 1/s
Power frequency ( $f$ )	3 GHz
Wave length ( $\lambda$ )	20 grid
Power ( $P$ )	35 W
Magnetic force ( $m_d$ )	0.027 T
Interval of conductor ( $L$ )	60,58,56 grid

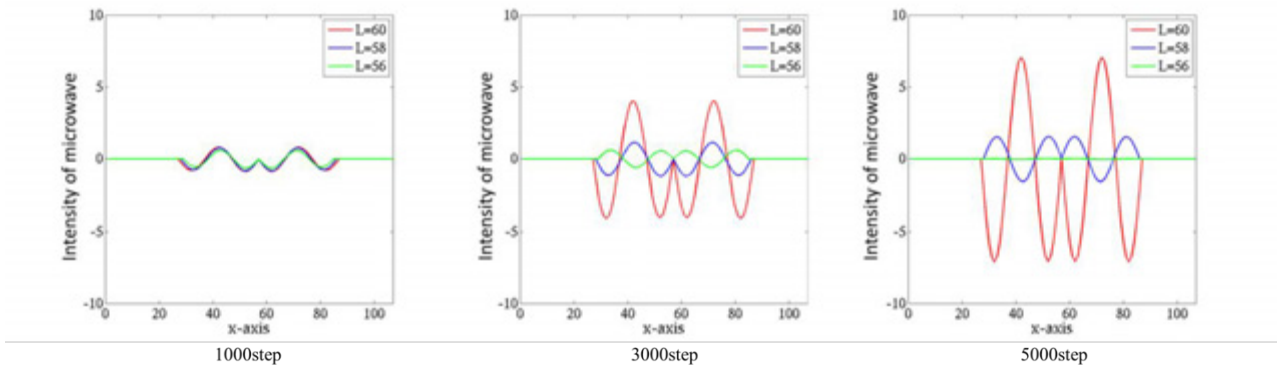


Fig.4 Intensity of microwave (L=60,58,56)

と反射波の強めあいはいは起こりにくくなり、マイクロ波強度は低下していることが分かった。Fig.5 にイオン生成数をプロットした図を示す。イオンの生成数は  $L=60$  の場合の最も多く、 $L=60$  から離れるに従い減少しており、イオンの生成数はマイクロ波の強度に比例していることが分かった。Fig.6 に  $L=60$  のシミュレーションにおいて、生成されたイオン密度とマイクロ波強度の  $y=54$  における  $xz$  平面上の分布図を示す。Fig.6 から生成されたイオンは定常波となったマイクロ波の腹に集中しており、定常波の節の部分ではほとんどイオンが生成されていないことが示されている。以上の結果から、放電室内で反射し定常波となったマイクロ波の腹の領域にサイクロトロン共鳴条件を満たす磁場を配置することで、イオン生成効率を向上できることが示唆された。

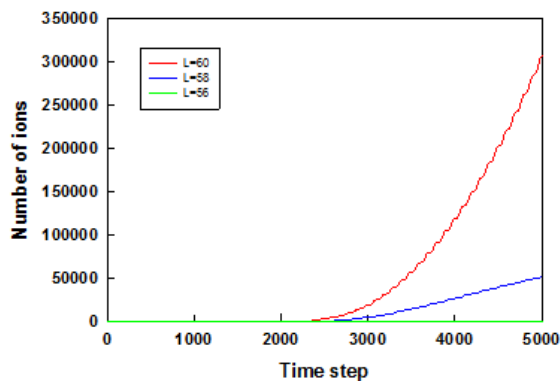


Fig.5 Number of generated ions (L=60,58,56)

#### 4. 実機モデルシミュレーション

平面波シミュレーションで得られた設計指針が実機に適用できるかを検証するため、シミュレーション空間内により現実的な金属構造、アンテナを定義した実機シミュレーションを行った。実機の金属構造は神戸大学大学院工学研究科の坪井による先行研究を基にモデル化を行った[6]。ABIE 試作機的设计図を Fig.7 に示す。また金属構造モデルを可視化した物を Fig.2 に示す。アンテナはシミュレーション空間の  $(x,y,z)=(54, 32, 54)$  において  $y$  方向に定義した。

このシミュレーションモデルを用いて、金属境界で反射されたマイクロ波と入射波が強めあう領域や、イオンが生成する領域について分析するため、Fig.8 に示すように中心に 1.7T のダイポール磁場を 12 個組み合わせ、実機の磁石配置を模したシミュレーションを行った。詳しいシミュレーションパラメータを Table2 に示す。

Fig.9 に 3000step での  $x=54$  の  $yz$  平面における生成イオン密度分布図、Fig.10 に 3000step での  $x=54$  の  $yz$  平面におけるマイクロ波強度分布図を示す。イオンの生成はサイクロトロン共鳴条件を満たした磁場強度の存在する領域(Fig.8 において磁場強度が 1.6 となっている領域)で電子がマイクロ波からエネルギーを受け取って加速し、中性粒子に衝突することで起こる。しかしながら Fig.9 から生成されたイオンはマイクロ波アンテナのごく近傍に集中している。これは Fig.10 の矢印で示すようにアンテナ

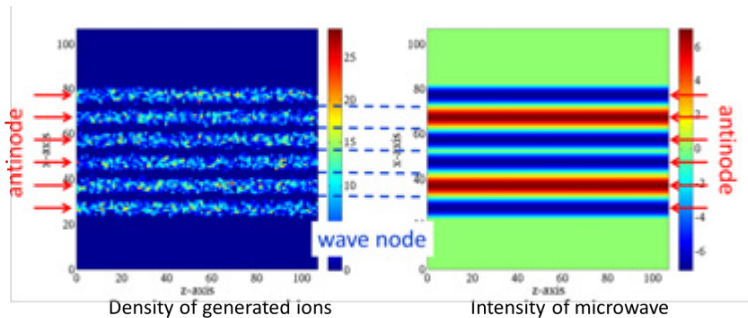
Fig.6 Density of generated ions and intensity of microwave (L=60, xz plane,  $y=54$ , 5000step)

Table 2 Simulation parameters

Parameter	value
Time step ( $\Delta t$ )	1.7E-12 s
Grid spacing ( $l$ )	1E-3 m
Initial electron density ( $n_e$ )	1.7E6 1/m <sup>3</sup>
Initial electron velocity ( $v_e$ )	0 eV
Collision frequency ( $\nu$ )	4E-2 1/s
Power frequency ( $f$ )	4.25 GHz
Wave length ( $\lambda$ )	70 grid
Power ( $P$ )	35 W
Magnetic force ( $m_d$ )	1.7 T

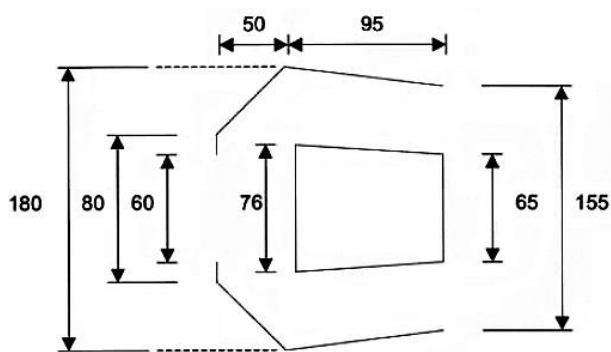


Fig.7 Blueprint of prototype ABIE

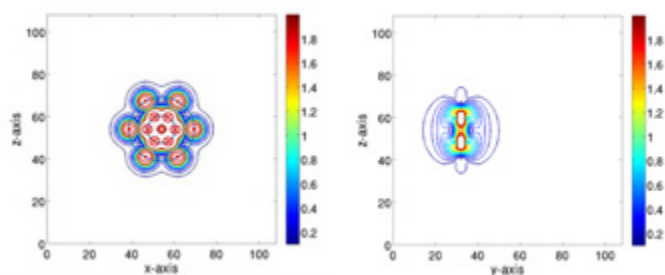
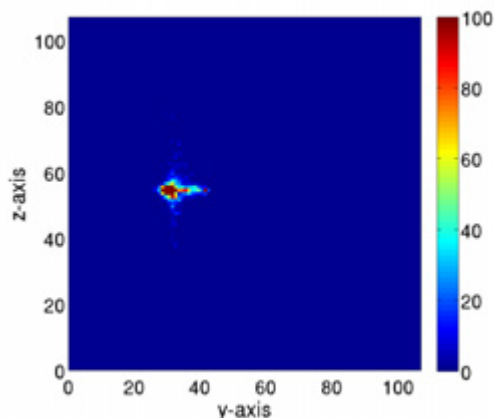
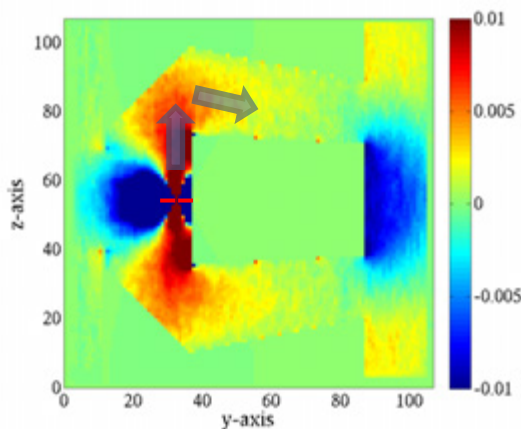


Fig.8 Distribution of magnetic field strength

Fig.9 Density of generated ions  
(yz plane, x=54, 3000step)Fig.10 Intensity of micro wave  
(yz plane, x=54, 3000step)

ナから発振されたマイクロ波が  $z$  軸方向に伝播しリフレクターで反射された後、ABIE の放電室内にとどまらず大気吸入口を通り外部に放出されてしまうことでマイクロ波の強め合いが起こらない為と考えられる。

平面波シミュレーションによって得られた設計指針を実機に適用するにはリフレクターの形状を変更する必要がある。しかしながらリフレクターの主な機能は大気吸入口から流入する中性粒子を可能な限り高い圧力で放電室に送り込むことであるため、形状変更には中性粒子の反射への影響についても留意する必要がある。

## 5. 結言

イオン生成効率を向上させる ABIE の設計を得るため、エンジン内部でのマイクロ波の反射による干渉がイオン生成効率に与える影響について着目しシミュレーションを行った。その結果、入射マイクロ波と反射波が強めあう条件下で、定常波の腹に ECR 条件を満たす磁場を配置することでイオンを効率的に生成できる可能性が示唆された。この設計指針を実機に適用するため中性粒子の金属境界での反射モデルを作成し、リフレクターの最適形状を電磁波の反射・中性粒子の反射の双方を考慮して求めることが必要である。

## 参考文献

- [1] Nishiyama K : A Study of Air Breathing Ion Engine, JSASS, Vol.4, (2005), pp.21-27
- [2] Tagawa M, Kishida K, Yokota K : Calibration of Atomic Oxygen Sensors aboard Satellites, ISAS/JAXA, Space Utilize 26, (2010), pp.110-111
- [3] Miyake Y, Usui H : New electromagnetic particle simulation code for the analysis of spacecraft-plasma interactions, PHYSICS OF PLASMAS 16, (2009), pp.062904:1-11
- [4] V.Vahedi,M.Surendra : A Monte Carlo collision model for the particle-in-cell method, applications to argon and oxygen discharges, Computer Physics Communications, Vol.87, (1995), pp.179-198
- [5] Nishida H : Promotion characterization of magnetic sail, Master's thesis at University of Tokyo Graduate School, (2005)
- [6] Tsuboi T : The basic research on air breathing ion engine using 2.45GHz microwave, B.Sc thesis of Kobe University,(2010)

## 太陽近傍プラズマ環境下での科学衛星帯電に関する 粒子シミュレーション

三宅洋平、臼井英之（神戸大学）、ISSI 衛星プラズマ相互作用研究チーム

**概要** 将来の科学衛星探査ミッションに向け、人類未踏の極限宇宙プラズマ環境における衛星プラズマ相互作用を定量的に理解する必要がある。本発表では、そうした課題の一例として太陽探査衛星・プラズマ間相互作用に関する数値シミュレーション研究の取り組みを紹介する。太陽外部コロナ中など極太陽近傍環境では、高密度(7000/cc)太陽風に起因する短デバイ長プラズマや、衛星表面からの大量の光電子・二次電子放出により、地球磁気圏近傍とは大きく異なるプラズマ環境が衛星周辺に形成される。これにより、光電子放出時に関わらず衛星電位が負となるなど、特徴的な衛星帯電現象が見られる。本課題では Particle-in-cell 法に基づく大規模数値シミュレーションにより、現在 NASA で計画されている Solar Probe Plus を想定した定量解析を行う。衛星表面上に電位バリアが形成される条件下での衛星帯電の様相や、衛星周辺の電磁的じょう乱やそれがプローブ等の観測機器の動作に与える影響について最近の解析の進捗を報告する。

### 1. 太陽探査衛星 Solar Probe Plus

近年、科学衛星を用いた宇宙プラズマ探査計画は、太陽近傍や惑星圏、もしくは太陽系外縁部など、その対象の広がりを見せつつある。それに伴い、衛星システムと周辺プラズマの相互干渉もこれまでに経験しなかったような様相を見せる可能性がある。

NASA が米国内の関連研究グループと共同で計画する Solar Probe Plus（以下 SPP）衛星は太陽半径のわずか 8.5 倍に相当する 590 万 km の位置まで太陽に接近して観測を実施し[1]、太陽近傍の磁場構造や太陽コロナ・太陽風プラズマの加熱／

加速機構の解明を目的としている（図 1）。衛星周辺環境はデバイ長が数 10 cm のオーダーの太陽コロナプラズマと衛星表面から放出される大量の光電子・二次電子により特徴づけられる[2]。通常、日照時の衛星は正に帯電するが、先行研究においては超高密度の光電子・二次電子が存在する場合には、衛星が逆に負に帯電する可能性が示唆された[2]。この現象は、プラズマ導体相互作用の特異性を示すものとして注目される。

本研究では、プラズマ粒子シミュレーション手法を駆使して衛星と太陽近傍プラズマ環境間の相互作用の様相を事前評価する。特に、科学衛星探

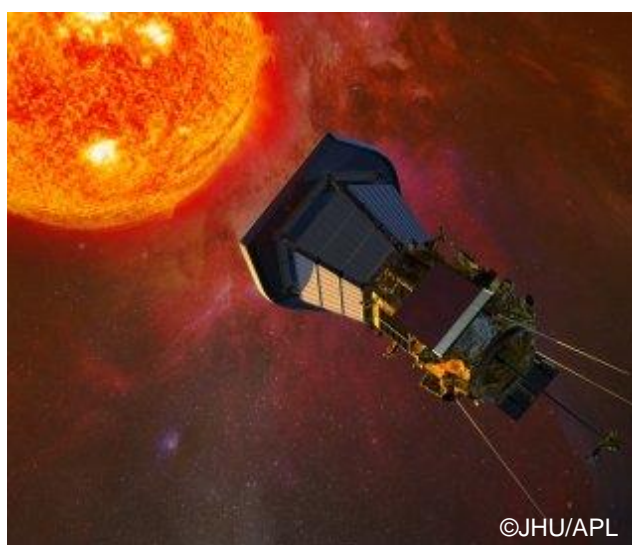


図 1. Solar Probe Plus ミッションの想像図

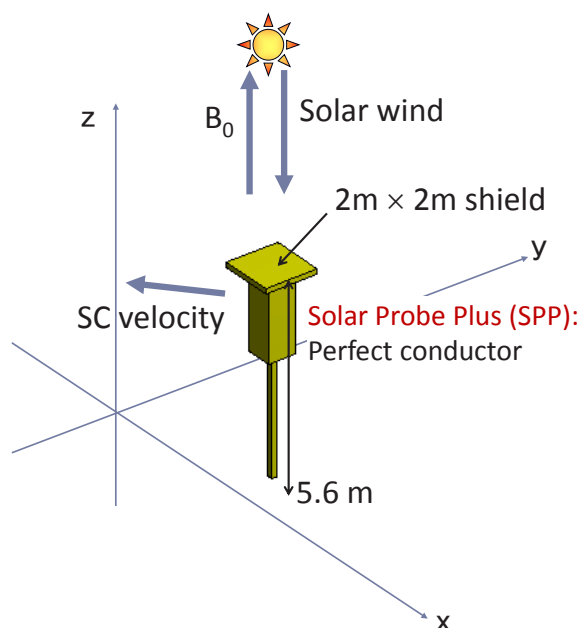


図 2. シミュレーションモデル

査の主目的がプラズマや電磁場の「その場」観測であることに鑑み、衛星自体の帯電値のみならず周辺のプラズマ環境のじょう乱にも着目した詳細解析を行う。

## 2. 数値手法およびシミュレーションモデル

解析には、我々が独自に開発した数値ツールである EMSES (ElectroMagnetic Spacecraft Environment Simulator) [3]を用いる。本ツールは Particle-in-Cell 法に基づく、衛星プラズマ相互作用解析ツールである。衛星帯電解析用の数値ツールとしては、我が国で開発された MUSCAT を初め、NASCAP や SPIS など各国で精力的に開発が行われているが、本コードでは特に静電界のみならず磁場の時間変化をもセルフコンシステントに扱えること（電磁モデル）を特徴としている。

図 2 にシミュレーションモデルを示す。本衛星モデルは衛星本体に加え、衛星を熱から保護するシールドと磁場センサーを伸展するためのブームから成る。現状では簡単化のため、各物体表面は完全導電性物質でコーティングされていると仮定する。同図中  $z$  軸正方向に太陽があることを想定し、シールドからの光電子放出を模擬している。また衛星表面からの二次電子フラックスは一次電

Background plasma	
Distance from the Sun	0.044 AU
Density: $n_0$	7000 /cc
Electron temperature: $T_e$	85 eV
Proton temperature: $T_i$	82 eV
Flow speed: $v_{\text{flow}}$	300 km/s
Photoelectron	
Current density: $J_{\text{ph}}$	16 mA/m <sup>2</sup>
Temperature: $T_{\text{ph}}$	3 eV
Secondary electron	
$E_{\text{max}}$	300 eV
$\delta_{\text{max}}$	2.5
Temperature: $T_{\text{se}}$	2 eV
Other parameter	
SC orbital velocity: $v_{\text{orb}}$	150 km/s
Static magnetic field: $B_0$	2 $\mu$ T

表 1. シミュレーションパラメータ

子のエネルギー  $E$  と入射方向  $\theta$  から次の式で計算している[4]。

$$\delta(E, \theta) = \frac{1.114\delta_{\text{max}}}{\cos \theta} \left( \frac{E_{\text{max}}}{E} \right)^{0.35} \times \left\{ 1 - \exp \left[ -2.28 \cos \theta \left( \frac{E}{E_{\text{max}}} \right)^{1.35} \right] \right\}$$

ここで  $E_{\text{max}}$  と  $\delta_{\text{max}}$  は二次電子放出量が最大値をとる一次電子エネルギーとそのときの放出個数である。背景プラズマには太陽風速度 300 km/s と衛星軌道速度 150 km/s を考慮した斜めの ( $z$  軸方向から  $27^\circ$  傾いた) フローを与える。また太陽風の磁場が  $z$  軸と平行な方向に存在することを想定する。具体的なシミュレーションパラメータを表 1 に示す。

本解析はスイスに本拠地を置く International Space Science Institute (ISSI) の国際研究プログラムの一つに採用されており、各国の衛星プラズマ相互作用研究者による共同研究として実施されている。この活動の一環として、SPIS と EMSES を含む 5 つの衛星帯電解析ツールを用いた Cross Code Comparison を実施しており、コード間の誤差が数%以内に収まることを確認している[5]。

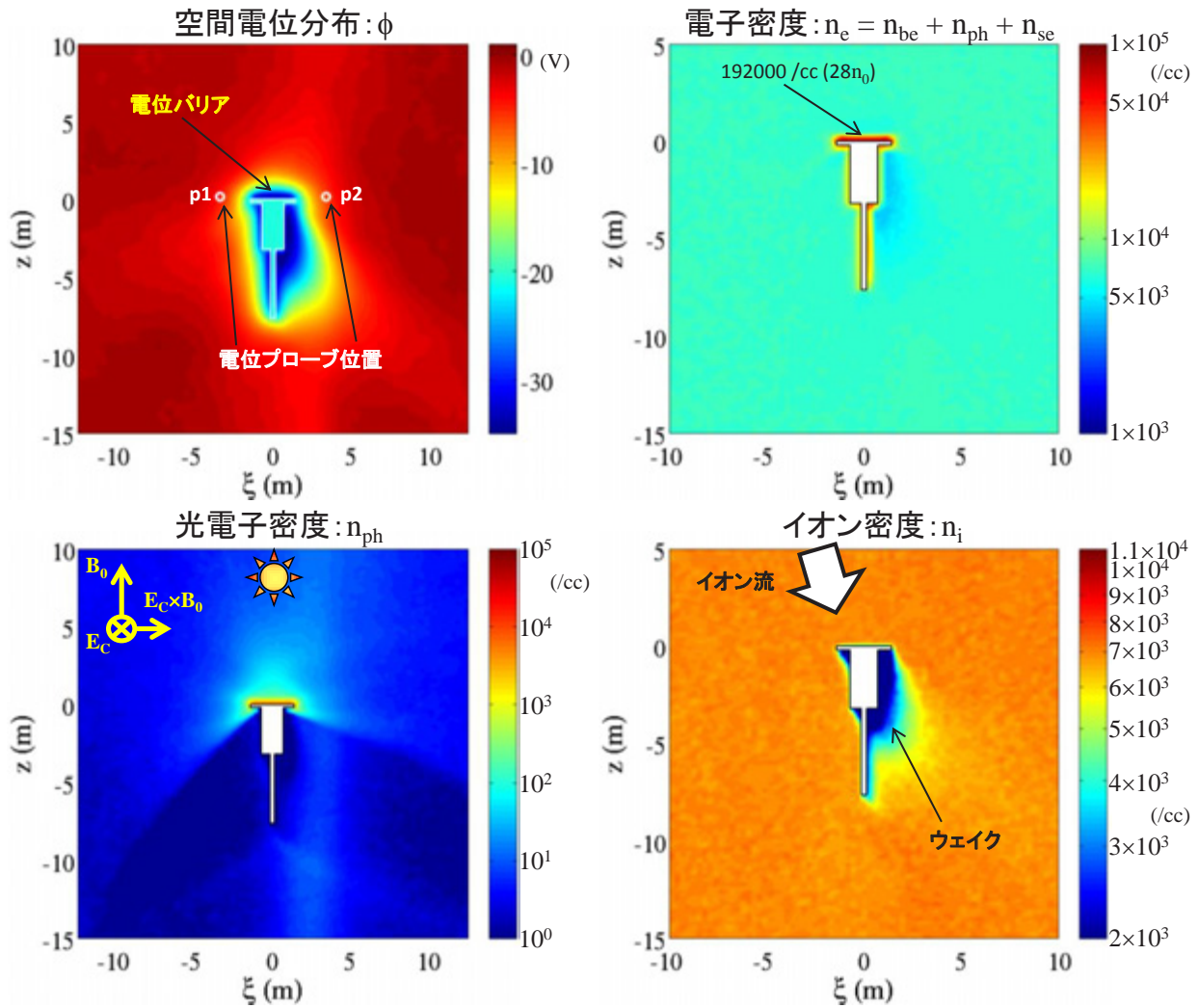


図 3. EMSES シミュレーションによって得られた空間電位分布、電子密度分布、光電子密度分布、およびイオン密度分布

### 3. SPP 周辺の空間電位およびプラズマ分布

図 3 は、EMSES コードによって得られた SPP 衛星周辺の空間電位分布と全電子／光電子／太陽風イオン分布のシミュレーション結果である。計算結果より衛星の定常電位は  $-20.5 \text{ V}$  となり、背景プラズマと比較して負に帯電していることが確認される。しかし、衛星表面から放出される光電子と二次電子フラックスを考慮し、衛星表面における電荷流出入バランスに基づいて簡易評価を行うと、衛星は正に帯電すると予想され、本シミュレーション結果とは異なる。この原因としては、衛星表面に存在する超高密度の光電子および二次電子層とそれによって形成される負の電位バリア

の影響であると考えられる (図 4)。

すなわち衛星表面から放出された大量の光電子や二次電子のほとんどは空間電荷効果により衛星表面に押し戻されてしまうため、正味の電子放出量としては背景プラズマ電子の流入量より小さくなり、結果として衛星が負に帯電していると説明できる。衛星と電位バリア部分の電位差はおよそ  $10 \text{ V}$  程度であり、 $3 \text{ eV}$  もしくは  $2 \text{ eV}$  の温度を持つ光電子や二次電子を反射するのに十分な電位差である。実際にシミュレーションデータより  $87.0\%$  の光電子と  $85.8\%$  の二次電子が電位バリアの影響により衛星内に再吸収されていることが確認され、この解釈を裏付ける結果となった。

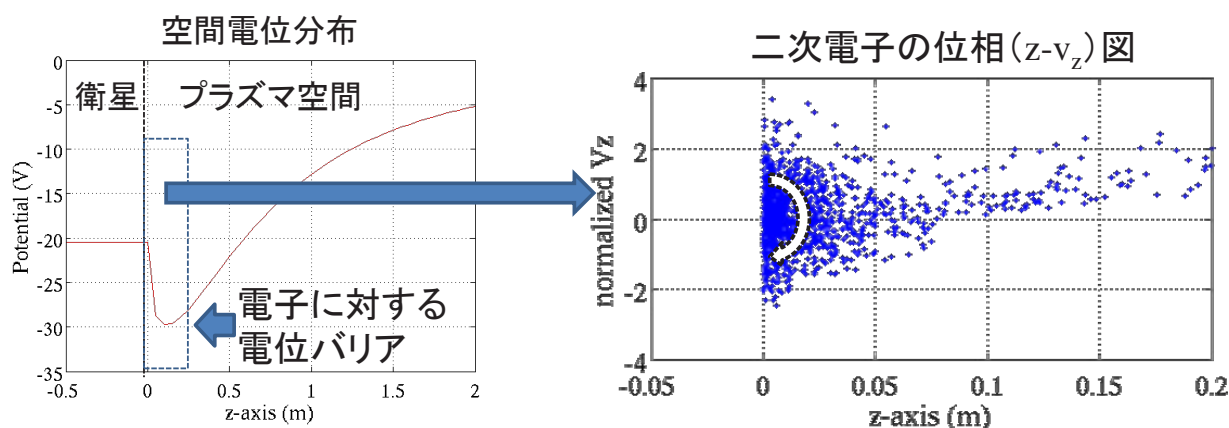


図 4. 1次元空間電位分布（左図）および放出二次電子の位相プロット（右図）。衛星表面から放出された二次電子の大部分が衛星表面に再吸収されている。

このような電位バリアの形成は衛星表面電子密度に対応するデバイ長が衛星のサイズや背景プラズマのデバイ長に比べて小さくなる場合に顕著になることが示唆されている[2]。本シミュレーションで得られた衛星表面での最大電子密度に対応するデバイ長は 4~5 cm と見積もられ、この条件に合致することがわかる。また本条件下では衛星帯電値が衛星サイズに強く依存する（衛星サイズが大きい程、より低電位となる）ことも、追加シミュレーションにより明らかになった。これは地球磁気圏環境における静電プローブ理論とは異なる知見であり、衛星搭載観測機器の設計上留意すべき点である。

次にプラズマの分布、特に背景プラズマイオンと光電子密度に着目する。背景プラズマイオンに関しては、熱速度がフロー速度に比べて小さいため、衛星の後方に低密度領域すなわちウェイクが形成されていることがわかる。ウェイク長は熱速度とフロー速度の比（より正確には熱速度とイオン音波速度との比）から見積もられる長さより短くなっているが、これは衛星の負電位によりイオン軌道が偏向させられ、より衛星に近い領域で収束点を形成するためである。

光電子については先述したようにそのほとんどは衛星表面に再吸収されるが、高エネルギーを持つ一部の電子は電位バリアを乗り越え、衛星シールド部分から放射状に拡がっている。特に電位バ

リアに反射された一部の電子は下流方向の速度成分を持って衛星から遠ざかっている。より詳細にみると光電子は衛星軸（ $z$  軸）を中心に左右で非対称な分布をもっていることがわかる。これは背景プラズマフロー方向が背景磁場方向（ $z$  軸）から傾いていることに起因する対流電場が紙面垂直方向に存在するためである。光電子はこの対流電場と背景磁場による  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトにより図中 $\xi$ 軸正方向へと流れるため、左右で非対称な分布となる。

#### 4. 科学衛星観測への影響

太陽近傍環境における衛星周辺プラズマじょう乱が衛星による「その場」観測に与える影響を評価するため、衛星ブーム位置での磁場強度と衛星から伸展されるプローブ位置での電位に着目した。ただし今回はプローブ自体の電流収支を考慮しておらず、プローブ位置での空間電位による簡易評価である。

前節で紹介したシミュレーションにおいては、背景磁場からの変化分として数 nT の磁場構造が衛星ブーム周辺に形成されることが判明した。磁場はブームを取り囲むように環状に発達しており、沿ブーム電流を示唆するような磁場構造となっている。実際に、これはブームに沿って二次電子が下流方向に流出することによって発生する磁場であることが確認された。数 nT の磁場は地球周辺

環境では無視できない強度だが、太陽近傍では太陽風磁場強度やアルフベン乱流による磁場変動のオーダーが数 $\mu\text{T}$ と予測されていることから、今回判明した磁場変動の影響は直ちに問題となるものではないと考えられる。

一方、SPPの電場計測においてはシールドの裏側から径方向に伸展した2対のプロープの電位差を計測する。本シミュレーションでは衛星から $\pm$ 方向に進展した一対のプロープ間に1~2 Vの電位差が生じることが判明した。背景プラズマ中には $\pm$ 方向に電場は存在しないため、これは衛星周辺のプラズマじょう乱に起因する電位差である。この電位差はプロープで計測される電場としては数100 mV/mに相当し、100 mV/mのオーダーの対流電場や1 V/mのオーダーのアルフベン波およびショック由来電場に比べても無視できない水準である。先行研究においては衛星の下流においてウェイク構造の非対称性に起因する電位差がプロープ電位に影響する可能性が示唆されているが[6]、今回のシミュレーションにおいては衛星シールド周辺に配置したプロープ位置においても無視できない電位差が生じうることを示した。この原因の一つとして、前節で紹介したように、光電子や二次電子の分布が背景磁場と対流電場が関与する $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 効果により非対称になることが挙げられる。

## 5. まとめ

本研究では、太陽近傍におけるプラズマ環境が科学衛星システムに及ぼす影響を明らかにするために、プラズマ粒子シミュレーション解析を行った。結果として以下の知見が得られた。

- ①衛星表面から大量の光電子および二次電子が放出されるにもかかわらず、衛星は負に帯電する。
- ②上記の結果は、衛星表面に超高密度の電子層が存在し、負の電位バリアが形成されることによる。衛星からいったん放出された電子の85%以上がこの電位バリアに反射され、衛星に再吸収される。
- ③電位バリアが形成される条件下における衛星電位は衛星サイズと衛星表面電子層のローカルデバイ長の間の比に強く依存する。

④SPP衛星から流出する二次電子が作る電流により、ブーム周辺で数nTの磁場変動がみられる。

⑤SPP衛星下流のウェイクおよびシールド付近の光電子・二次電子分布の非対称性により、数100 mV/mのスプリアス電場が発生する。

上記のうち、スプリアス電場の発生は科学衛星観測計画に相応の影響を及ぼす可能性がある。今後はプロープ部分を含めたより現実的な数値モデルを作成し、定常電場のみならず変動電場も含めた定量解析を行う予定である。

## 6. 参考文献

- [1] Solar Probe Plus: Report of the Science and Technology Definition Team, NASA Technical Memorandum 214161, July 2008.
- [2] Ergun, R. et al., Spacecraft charging and ion wake formation in the near-sun environment, *Phys. Plasmas*, 17, 072903, 2010.
- [3] Miyake, Y. and H. Usui, New electromagnetic particle simulation code for the analysis of spacecraft-plasma interactions, *Phys. Plasmas*, 16, 062904, 2009.
- [4] Katz, I. et al., NASCAP, a three-dimensional charging analyzer program for complex spacecraft, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-24, 2276-2280, 1977.
- [5] Marchand, R. et al., Cross-comparison of spacecraft-environment interaction model predictions applied to Solar Probe Plus near perihelion, submitted.
- [6] Bale, S. D., The FIELDS Experiment for Solar Probe Plus: Science, Measurements, Overall Concept, 4th Solar Orbiter Workshop, 2011.

## 非回収軌道上試験を目指した国産宇宙用 QCM の特性と地上キャリブレーション法

井出健太<sup>1</sup>、山崎勇希<sup>1</sup>、潮田陽介<sup>1</sup>、西山和孝<sup>2</sup>、横田久美子<sup>1</sup>、田川雅人<sup>1\*</sup><sup>1</sup>神戸大学大学院工学研究科 兵庫県神戸市灘区六甲台町 1-1<sup>2</sup>宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 神奈川県相模原市中央区由野台 3-1-1

Email: tagawa@mech.kobe-u.ac.jp

\*Corresponding Author

Quartz Crystal Microbalance (QCM) is a key device for future non-retrieved material tests in orbit. In this study, the applicability of the domestic QCM system to the on-orbit material tests was assessed. The QCM developed for a contamination monitor aboard SDS-4 spacecraft was used on this purpose. The atomic oxygen induced degradation of polyimide film formed in a sensor crystal was evaluated with this QCM system. It was made clear that the temperature and incident angle dependences of the atomic oxygen-induced polyimide erosion was successfully evaluated with this QCM system, even though the electromagnetic interference from the laser-induced oxygen plasma was observed.

## 1. 緒言

スペースシャトルの登場により熱的な影響を受けずに軌道上からのサンプルの回収が可能になったことから、これまで Long Duration Exposure Facility (LDEF)、Materials International Space Station Experiment (MISSE)など、多くの宇宙材料環境試験に関わる回収型軌道上材料試験が行われてきた[1-4]。しかしながら、2011 年のスペースシャトル退役により回収型軌道上試験の実施が困難になっており、非回収型軌道上試験の重要性が増している。非回収型宇宙環境試験を行うためには、サンプル質量変化をリアルタイムでモニターできる水晶振動子微小天秤(Quartz Crystal Microbalance; QCM)がキーデバイスと考えられているが、宇宙で使用実績のある米国 QCM Research 社製の QCM は非常に高価であるため、予算的な問題から軌道上材料曝露試験への大量適用が難しいという問題を抱えている。

そこで本研究では、コンタミネーションモニター用として開発された安価な国産 QCM システムを軌道上材料試験に適用する可能性と、その際の問題点を明らかにすることを目的とした実験を行った。

## 2. 実験方法

Fig. 1 に本研究で使用した QCM システムの外観を示す。本宇宙用 QCM (明星電気製) は小型実証衛星 SDS-4 (Small Demonstration Satellite-4)におけるコンタミネーションモニター等としての宇宙使用実績がある[5]。本 QCM はリファレンス QCM による温度補償が可能であり、基準発振周波数は 9MHz で、0.01Hz の周波数分解能での発振周波数を 1 秒間隔で計測することが可能である。実験では軌道上での大きな温度サイクル環境下でも原子状酸素による材料損失量を計測できるかを検証するため、QCM の温度を可変した実験を行った。QCM の温度変化は宇宙用 QCM 背面にペルチェ素子を固定、それを真空外部より温度コントロールが可能な銅製ホルダーに固定することで行った。また宇宙用 QCM、ペルチェ素子、ホルダー間には熱伝導を確保するため、真空グリースが塗布されている。銅製

ホルダーとペルチェ素子への入力をコントロールすることにより、宇宙用 QCM の温度を-5℃から 80℃に変化させることが可能である。なお、QCM の温度測定は QCM に内蔵されている温度センサにより行った。

次に、Fig. 2 に本研究で使用したレーザーデトネーション型超熱原子ビーム発生装置の構造図を示す。本装置は低軌道宇宙環境における原子状酸素環境を模擬するための装置であり、ガスを導入するためのパルスバルブ、ガスをブレイクダウンさせるための CO<sub>2</sub> レーザー、レーザー光を反射・集光するための Au コーティング凹面鏡等が装備されている。パルスバルブよりパルス状に導入された酸素ガスに同期してレーザーを照射することによって、加速された原子状酸素ビームを発生させる。本研究では LEO における相対衝突速度 8 km/s の原子衝突による材料劣化を再現するために O<sub>2</sub> ガスを用いてレーザーデトネーション法で生成した原子状酸素ビームを宇宙用 QCM 上にスパインコート法により成膜したポリイミド薄膜(膜厚約 1μm)に照射し、試料の質量変化をリアルタイム測定し QCM システムの性能を評価した。

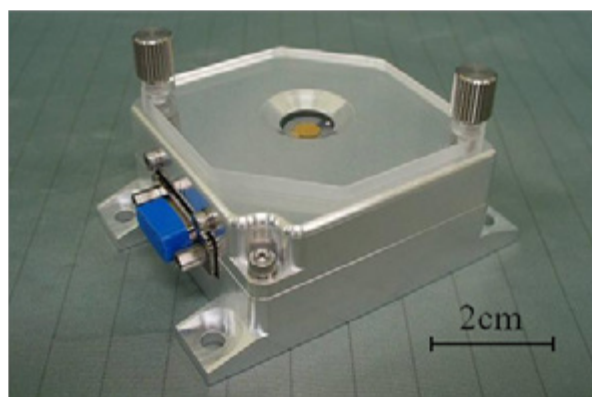


Fig. 1 Photograph of the QCM system used in this study .

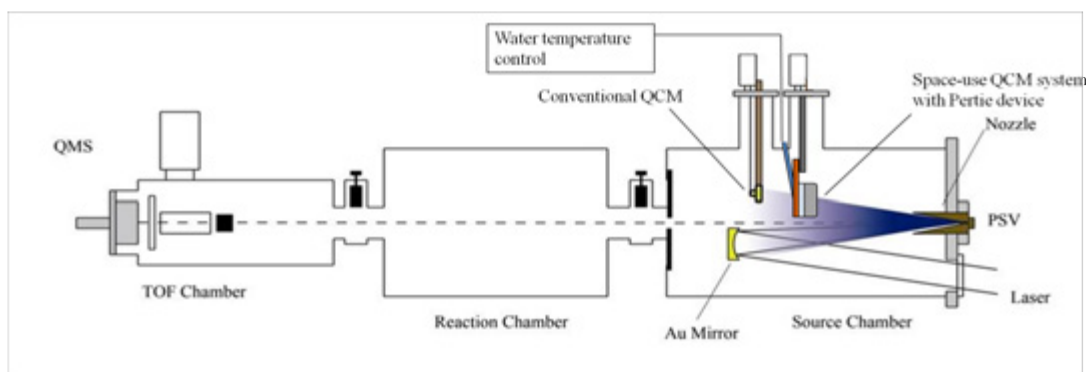


Fig. 2 Configuration of the laser detonation atomic oxygen source used in this study.

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 温度変化に対する周波数の安定性

Fig.3 に原子状酸素を照射せず QCM 温度のみを  $-5^{\circ}\text{C}$  から  $80^{\circ}\text{C}$  に変化させたときの発振周波数のシフト量を示す。一般に AT-cut QCM は室温範囲での温度特性が少なく、さらに本 QCM システムでは温度校正用の QCM の実装により温度ドリフトを補償するシステムとなっていることから高精度測定が期待できる。しかしながら、本 QCM システムにおける温度ドリフトは QCM クリスタルの個体差にもよるが、 $85^{\circ}\text{C}$  の温度変化に対して  $100\text{Hz}$  以上に達する場合もあり、これは実宇宙環境での原子状酸素照射量での質量減少量と同程度以上であると見込まれることから、本 QCM を用いて軌道上で材料エロージョンを直接リアルタイムで測定するためには温度ドリフトの補正やデータサンプリングの方法などに課題を有する。

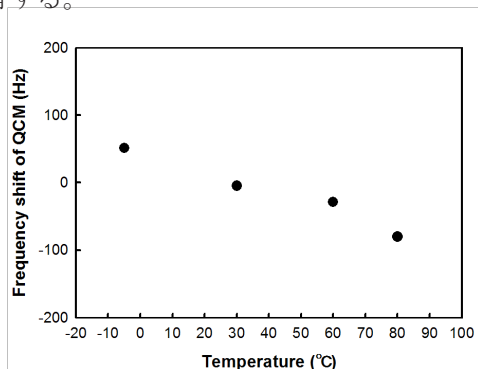


Fig. 3 Thermal stability of the QCM.

#### 3.2 エロージョンレート測定

Fig. 4 にレーザーデトネーション型超熱原子ビーム発生装置内で計測した本 QCM の発振周波数の測定結果の一例を示す。Fig.4 (a)は原子状酸素非照射時、(b)は  $1\text{Hz}$  で原子状酸素ビームを QCM に照射中の周波数計測結果である。原子状酸素を照射しない場合には発振周波数は極めて安定しているが、原子状酸素照射を行うと QCM 周波数が安定しないことがわかる。この現象は AO 照射時に真空チャンバー内で発生する  $\text{O}_2$  プラズマから発生したイオンや電磁波に起因するノイズによる影響であると考えられる。このような電磁波ノイズは実宇宙環境での曝露試験時には存在しないため、宇宙環境での本 QCM システムの使用には障害とはならないが、システムの地

上キャリブレーション時にはレーザーデトネーション型原子状酸素発生装置を用いる必要があることから解決する必要がある。そのため本研究では QCM の発振周波数を計測する際にプラズマからの影響を除外するための間欠照射モードを新たに設定した。すなわち、QCM のデータ取得時には原子状酸素の照射を一旦中断する。Fig. 5 に原子状酸素間欠照射モードでの QCM 周波数変化を示している。Fig. 5 では 2 分ごとに原子状酸素照射と中断を繰り返している。この測定結果より、原子状酸素中断時には発振周波数が安定して測定できること、原子状酸素照射を実施するごとに発振周波数が徐々に増大する、すなわちポリイミド薄膜の質量減少を検出できることが確認できる。

QCM 発振周波数の増加から計算した質量変化をサンプル面積と、通常の理学用 QCM を用いて計測した原子状酸素フラックスで除して、宇宙用 QCM で測定されたポリイミドの反応効率を計算したところ、 $2.5 \times 10^{-24} \text{ cm}^3/\text{atom}$  と計算され、基準値とほぼ一致することが確認された。

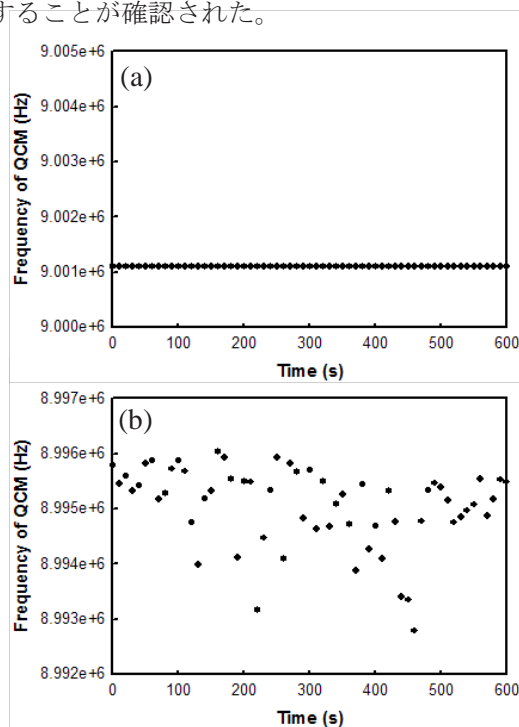


Fig. 4 Resonant frequency of the QCM during atomic oxygen beam exposures. (a): without laser firing and (b): under atomic oxygen beam exposure.

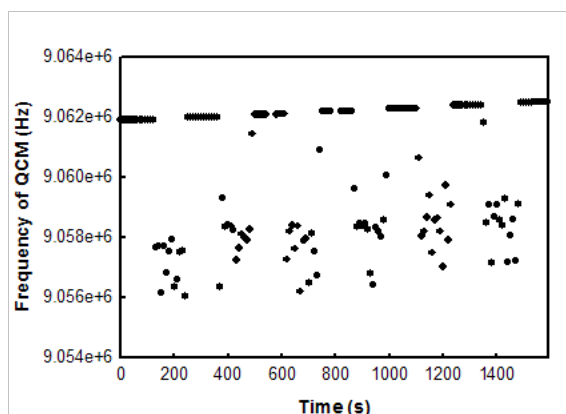


Fig. 5 Resonant frequency of the polyimide-coated QCM in the intermittent exposure mode.

### 3.3 温度依存性

Fig. 6 にポリイミドをコートした QCM の温度を  $0^{\circ}\text{C}$  から  $50^{\circ}\text{C}$  の間でステップ状に  $10^{\circ}\text{C}$  ずつ変化させ、各温度での周波数変化率を間欠照射法で測定した結果を示す。原子状酸素の並進エネルギーは  $4.8\text{ eV}$ 、入射角は  $0^{\circ}$ （垂直入射）である。この結果より、 $0^{\circ}\text{C}$  から  $50^{\circ}\text{C}$  の範囲では原子状酸素照射中のポリイミドコート QCM の周波数変化は温度によらず  $0.34 \pm 0.006\text{ Hz/s}$  であり、温度依存性を示さないことが確認された。この測定結果は理学用 QCM を用いた Yokota らの結果と一致するものである[6]。

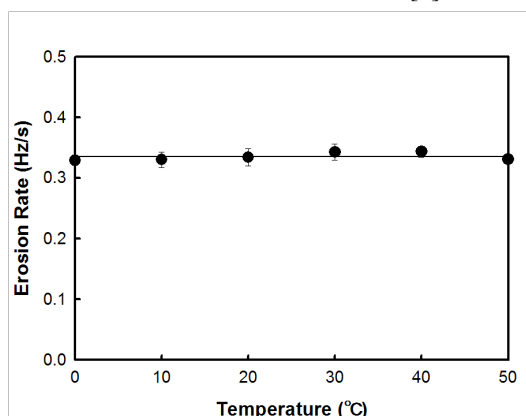


Fig. 6 Temperature dependence of the frequency shift of polyimide-coated QCM under atomic oxygen beam exposures (AO flux:  $5.3 \times 10^{14}\text{ atoms/cm}^2/\text{s}$ ).

### 3.4 入射角度依存性

Fig. 7 に QCM を回転させることにより原子状酸素の入射角を  $0^{\circ}$  から  $90^{\circ}$  まで回転させた場合の入射角とエロージョンレートの関係を示す。横軸は入射角度、縦軸は QCM の周波数変化率を示している。また、試料温度は  $44^{\circ}\text{C}$  で固定している。これより、入射角度が増加するに従って周波数変化率は減少しており、その挙動は単純な  $\cos$  則に従うことが示されている。これは原子状酸素の反応率は入射角度に依存しないことを示しており、Yokota らによる実験結果とも一致するものである[7]。

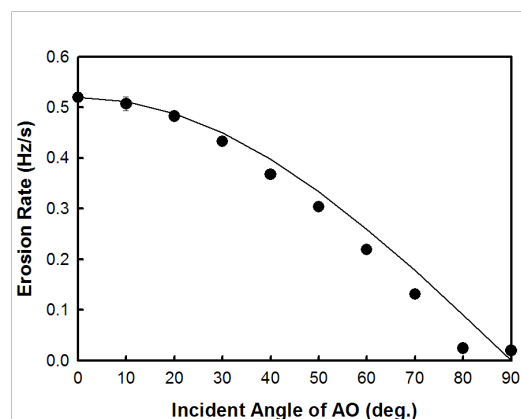


Fig. 7 Incident angle dependence on the frequency shift of polyimide-coated QCM under atomic oxygen beam exposures with the translational energy of  $4.2\text{ eV}$  (AO flux:  $6.8 \times 10^{14}\text{ atoms/cm}^2/\text{s}$ ).

## 4. 結言

コンタミネーション測定用に開発された宇宙用 QCM を非回収軌道上試験に適用するため、標準サンプルであるポリイミドのエロージョン特性を宇宙用 QCM によりレーザーデトネーション型原子状酸素発生装置を用いて評価した。その結果、原子状酸素照射中には宇宙用 QCM はレーザープラズマからの電磁波ノイズにより周波数測定が不可能となるが、間欠照射モードにより材料のエロージョンレートを正しく測定できることが確認された。また間欠照射モードを利用することによりポリイミド劣化の温度依存性、入射角依存性を正しく測定できることが確認され、国産宇宙用 QCM は材料試験に適用できる可能性があることが明らかになった。

## 参考文献

- [1] J. T. Visentine, NASA-TM 100459 (1988).
- [2] D. E. Brinza, S. Y. Chung, T. K. Minton, R. H. Liang, JPL Publication 94-31 (1994).
- [3] Papers in the Proceedings of LDEF 69 Months in Space, Third Post-Retrieval Symposium, NASA-CP 3725 (1993).
- [4] K. K. de Groh, B. A. Banks, J. A. Dever, D. A. Jaworske, S. K. Miller, E. A. SechKar, S. R. Panko, Proceedings of International Symposium on SM/MPAC & SEED Experiment, JAXA-SP-08-015E (2008) pp.91-119.
- [5] 西山和孝, 國中均 「小型実証衛星SDS-4におけるQCMの宇宙実証」, SDS-4定常フェーズ完了確認会, 2012.
- [6] Kumiko Yokota, Masahito Tagawa, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.40, No.1 (2003) pp.143-144.
- [7] Kumiko Yokota, Masahito Tagawa, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.39, No.1 (2002) pp.155-156.

## 第 10 回宇宙環境シンポジウム

金属材料における二次電子放出係数曲線物理モデル式の最適化  
及び測定システムの改修

長門 拓\* 荒井 立朗 三宅 弘晃 田中 康寛 (東京都市大学)  
大平 正道 奥村 哲平 高橋 真人 (宇宙航空研究開発機構)

## Optimization of secondary electron emission yield curve physical model formula for metal materials

Hiromu Nagato, Tatsuro Arai, Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka (Tokyo City University),  
Masamichi Ohira, Teppei Okumura, Masato Takahashi (JAXA)

## 1. はじめに

宇宙環境で運用される人工衛星などの宇宙機は、機内の温度を一定に保つ為に絶縁材料フィルムを積層した MLI (Multilayer Insulator) と呼ばれる多層の絶縁フィルムから成る熱制御材料が宇宙機の表面に使用されている。しかし宇宙空間では、放射線や高エネルギー粒子 (電子、陽子、重イオン)、プラズマが存在し、これらにより MLI は帯電する。そして、過度に帯電した場合は静電放電が発生し、材料の劣化や機器の故障などの運用異常が発生し、運用不能に陥る可能性がある<sup>(1)</sup>。そこで、実際の宇宙機運用の環境条件に基づいた帯電解析を設計段階から実施し、帯電・放電を考慮した材料選定が必要となる。この為、衛星開発者は衛星帯電解析ソフトウェアを使用し衛星表面の電位解析を行っている。解析には衛星形状の他に、表面材料の二次電子放出や光電子放出といった帯電に関する物性値が必要となる為、本研究では二次電子放出係数 (SEE yield)  $\delta$  の測定に着眼した。

現在は、 $\delta$  の最大値  $\delta_m$  とその時の電子線の照射エネルギー  $E_m$  を半経験式に入力することで得られる二次電子放出特性を用いて数値解析を行っている。しかし、衛星の帯電・放電設計標準に記載されている二次電子放出特性のモデル式や、A. J. Dekker らのモデル式を基に作成された Burke の半経験式では、実際の測定結果との間に差異が確認され、特に照射エネルギーが 2 keV 以上では乖離が無視できない程大きい。そこで本報告では、物質の固有値である密度に着目し、幅広いエネルギー領域 (200 eV~10 keV) で測定出来ている金属材料において実験結果と密度の関係を整理し、数値計算モデルの最適化を実施したので報告する。

## 2. 二次電子放出測定システム

Fig. 1 に、二次電子放出係数測定システムの概略図を示す。真空チャンバーには電子銃が取り付けられており、試料に電子線 (パルス幅  $t_p = 0.5$  ms, 照射電子のエネルギー  $E_p = 100$  eV ~ 10.0 keV、以下、一次電子) を照射することがで

きる。また、二次電子用ファラデーカップ (以下、FCII) は試料台の試料設置面から 3 mm の位置に配置されており、一次電子は FCII の中央に設けられた照射口を通して試料に照射される。一次電子により試料から放出された二次電子は、FCII により  $I_s$  として収集される。それと同時に、試料台では吸収電流  $I_{ab}$  の計測を実施している。FCII 及び試料台からの出力電流信号はカレントアンプ (428 Current Amplifier, Keithley 社製) を通して電圧信号に変換・増幅され、デジタルオシロスコープ (104MXs, LeCroy 社製) で観測される。

試料に照射する電子線の直径は 4 mm であり、実験は全て、真空チャンバーの真空度  $2 \times 10^{-5} \sim 8 \times 10^{-5}$  Pa で実施された。

## 3. 二次電子放出係数の算出方法

一般的に  $\delta$  は、入射一次電子電流  $I_p$  に対する試料から放出された二次電子電流  $I_s$  の割合と定義されている。本測定システムにおいては、Fig. 1 中の  $I_s$  と  $I_{ab}$  より以下の式を用いて算出している。また本測定では、反射電子も二次電子として収集している。

$$\delta = \frac{I_s}{I_p} = \frac{I_s}{I_s + I_{ab}} \quad (1)$$

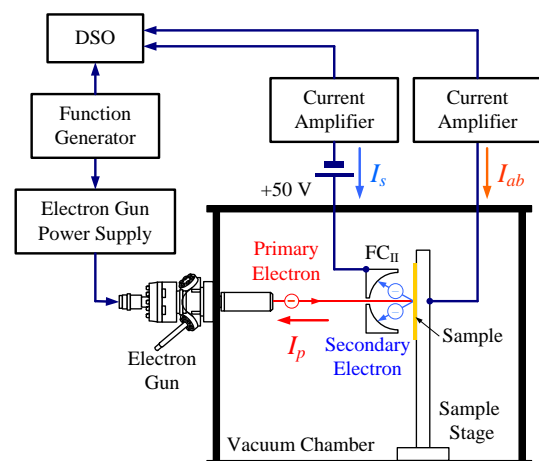


Fig. 1. Schematic diagram of measurement system of SEE yield

#### 4. 数値計算モデルの最適化

現在、数値計算モデルの最適化を実施するにあたり用いているのが Burke の半経験式である。(2)式に、Burke の半経験式を示す<sup>(2)</sup>。(2)式中の係数を実験値に適合するように最適化を行った上で、 $a_1 \sim a_3$  及び  $\delta_m$ ,  $E_m$  の各係数と試料密度  $\rho$  の関係を調査した。これらの係数は LM (Levenberg-Marquardt) 法により、測定結果を用いて(2)式に合わせた近似式を導出することで算出した。

$$\delta(E_p) = \frac{a_1 \delta_m \left\{ 1 - \exp \left( - \left( \frac{a_3 E_p}{E_m} \right)^{a_2+1} \right) \right\}}{\left( \frac{a_3 E_p}{E_m} \right)^{a_2}} \quad (2)$$

ここで、 $E_p$  は一次電子のエネルギー、 $a_1 \sim a_3$  は材料定数、 $\delta_m$ ,  $E_m$  はそれぞれ二次電子放出係数  $\delta$  の最大値とその時の一次電子のエネルギーである。

**4.1 試料密度と材料定数の関係** Fig. 2 に、(2)式中の係数  $a_1 \sim a_3$  と密度  $\rho$  の関係を示す。横軸は  $\rho$  [g/cm<sup>3</sup>]、縦軸は  $a_1 \sim a_3$  である。

同図より、 $a_1 \sim a_3$  と  $\rho$  はそれぞれ比例関係にあり、一次関数で近似できるということが考えられる。 $a_1$  及び  $a_3$  に関しては、二次電子の平均脱出深さ等に依存する値であることから<sup>(3)</sup>、 $\rho$  に比例した値になったと考えられる。

**4.2 試料密度と二次電子放出係数の最大値の関係** Fig. 3 に、 $\delta_m$  及び  $E_m$  と  $\rho$  の関係を示す。横軸は  $\rho$  [g/cm<sup>3</sup>]、縦軸の第一軸は  $\delta_m$ 、縦軸の第二軸は  $E_m$  [eV] である。

同図より、 $\delta$  曲線の最大値 ( $E_m$ ,  $\delta_m$ ) も  $\rho$  に比例しているということが考えられる。また、Fig. 2, 3 中の最小二乗法を用いて導出した  $\delta_m$ ,  $E_m$  の一次関数より、 $\delta_m$  は(3)式の様に示され、Fig. 4 中の破線にある様な  $E_m$  の一次関数で表すことができる。

$$\delta_m = -1.7466 \times 10^{-3} E_m + 3.0523 \quad (3)$$

**4.3 Burke の半経験式の最適化** 以上より、得られた  $a_1 \sim a_3$  及び  $E_m$ ,  $\delta_m$  を(2)式に適用すると、(2)式を  $\rho$  の関数で表すことができる。Fig. 4 に、算出した SEE yield と測定値の比較を示す。横軸は  $E_p$  [eV]、縦軸は  $\delta$  である。

同図より、密度の小さい Ti, Ag, Au の順に  $\delta_m$  の値が減少し、また  $E_m$  も高エネルギー側に遷移していることが確認できる。また、測定したエネルギー範囲において、最適化された式と測定値は良い一致を示している。

#### 5. 測定システムの改良

現在我々が使用している測定システムでは、一次電子電流を直接測定することができない為、試料台からの吸収電流  $I_{ab}$  を測定して二次電子放出係数を算出している。しかし、吸収電流は低エネルギー領域 (300 eV 以下) において S/N が低い。そこで、試料台からの信号を用いない、一次電子電流を測定できる一次電子用ファラデーカップ (以下、FC<sub>i</sub>) を用いた測定システムの開発をした。

Fig. 5, 6 に、製作した FC<sub>i</sub> 及び、FC<sub>i</sub> を用いた新しい測定システム概略図をそれぞれ示す。MCP に電子線を照射し

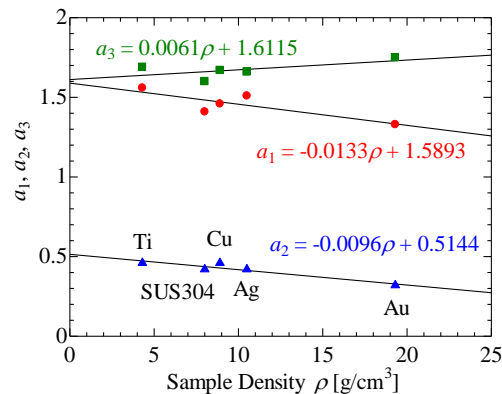


Fig. 2. Relationship between parameter  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  and sample density  $\rho$

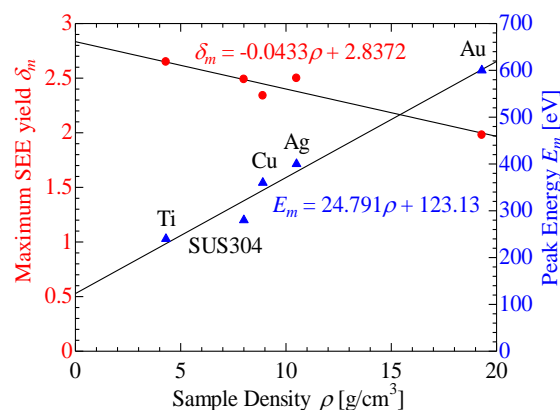


Fig. 3. Relationship between maximum SEE yield  $\delta_m$ , peak energy  $E_m$  and sample density  $\rho$

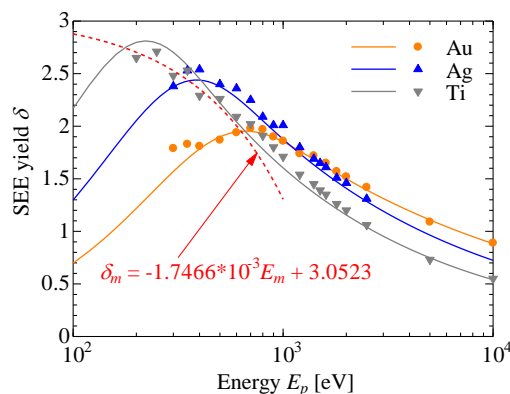


Fig. 4. Comparison between semi-empirical model and measurement results of SEE yield  $\delta$  on metal sample

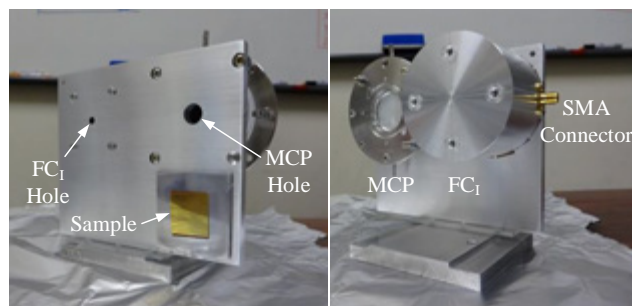


Fig. 5. Faraday cup unit for primary electron beam  $I_p$

ラメータの調整を行った後、 $FC_I$  にパルス状電子線を照射し、一次電子電流を観測する。その後、試料にパルス状電子線を照射し二次電子電流を観測する。

Fig. 7 に、 $FC_I$  にエネルギー  $E_p = 150$  eV、パルス幅  $t_p = 0.5$  ms の電子線を照射した際の出力電流信号を示す。同図より、150 eV の低エネルギー電子線が観測できたといえる。今後は、今回製作したシステムを用いて、二次電子放出係数の低エネルギー側の測定を行っていく予定である。

## 6. まとめ

5 種類の金属試料において二次電子放出係数の測定を行った。得られた測定結果から Burke の半経験式中の係数を算出し、試料密度との関係を調査することで Burke の半経験式を最適化した。その結果、測定した範囲において測定値と良い一致を示す式を導出した。今後は、今回測定した金属以外の試料や高分子材料などの低密度試料の測定をし、導出した式と比較する。また、半経験式内の係数と仕事関数や二次電子の平均脱出距離等の係数との関連性を調査し、より正確なモデル化を目指す。

### 文 献

- (1) H. C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, J. B. Blake, J. F. Fennell, J. L. Roeder and P. C. Anderson, "Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference", Air Force Research Laboratory, 6, pp. 7-11 (1998).
- (2) E. A. Burke, "Secondary Emission from Polymers", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-27, No. 6, December (1980).
- (3) Bai-Peng Song, Wen-Wei Shen, Hai-Bao Mu, Jun-Bo Deng, Xi-Wei Hao and Guan-Jun Zhang, "Measurements of Secondary Electron Emission from Dielectric Window Materials", IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 41, No. 8, August (2013).

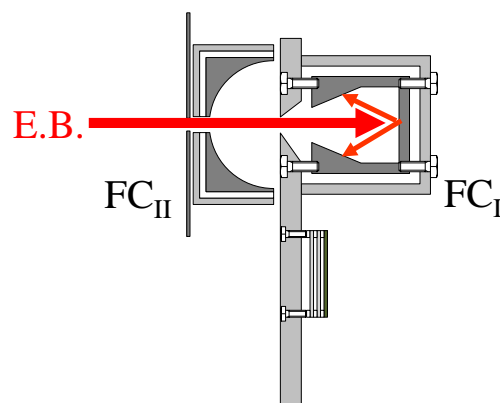


Fig. 6. Diagrammatical view of the  $FC_I$

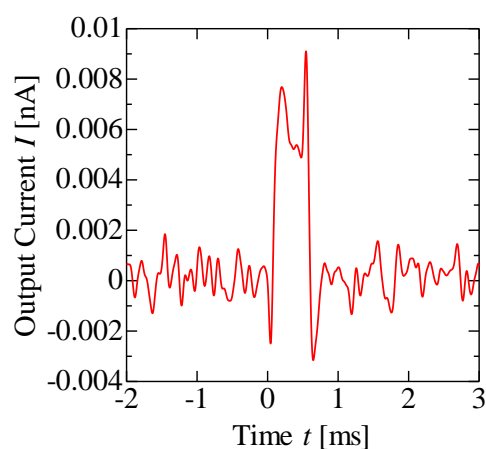


Fig. 7. Output current from the  $FC_I$   
( $E_p = 150$  eV,  $t_p = 0.5$  ms)

# ポリマー導電材料を用いたケーブルの摩擦帯電及び誘導帯電による放電ノイズの低減

Reduction of discharge noise of electric cable with conductive polymer by tribo-charging and induction charging

大津孝佳<sup>1</sup>, 堂山英之<sup>1</sup>, 松本頼興<sup>2</sup>

Takayoshi Ohtsu<sup>1</sup>, Hideyuki Doyama, Yorioki Matsumoto<sup>2</sup>

鈴鹿工業高等専門学校<sup>1</sup>, (株)松本技研<sup>2</sup>

Suzuka National College of Technology<sup>1</sup>,  
Matsumoto Giken Co.Ltd.<sup>2</sup>

電源、通信等に於いてケーブル帯電に起因する誤動作が注目されている。そこで、ノイズの観点から、シールドケーブルが配線に用いられる。このシールドケーブルは表面の電気抵抗が低い為に、内部からの電磁波のシールド効果はあるものの、外部の帯電金属との放電による電圧変動が懸念される。一方、一般的に用いられる絶縁ケーブルは帯電しやすく、自己放電による電圧変動が懸念される。本研究では、静電気対策を施したケーブルの外部及び自己放電、及び誘導放電による電圧変動について述べる。

## 1. はじめに

静電気によるケーブル帯電の影響について、電子デバイスの保護の立場からの研究がなされている[1-3]。また、近年の電子デバイスの高速化・高周波化により静電気耐力が低下することから、ケーブルに誘起される電圧の評価は重要である[4-16]。更に、電磁波放射対策からもケーブルへの関心が高まっている[17-20]。一方、スマートパワーの観点からも電源ケーブルによる電源ラインへの影響についての検討が不可欠とされる。電源変動の影響に敏感なシステムでの対策としても電源は重要であり、電源容量の観点からの専用回路や、ノイズの観点からシールドケーブルなどが

配線に用いられている[21]。このシールドケーブルは表面の電気抵抗が低い為に、内部からの電磁波のシールド効果はあるものの、外部の帯電金属との放電による電圧変動が懸念される。一方、一般的に用いられる絶縁ケーブルは帯電しやすく、自己放電による電圧変動が懸念される。本研究では、静電気対策を施したケーブルの外部及び自己放電、及び誘導放電による電圧変動について述べる。

## 2. 実験方法

図1に示すように実験サンプルには、静電気未対策ケーブル#A、#C、静電気対策ケーブル（マグファアレン）#B、メタル被服

#Dの4種類を用いた。電源ケーブルの帯電電圧はティッシュペーパーで5回擦った後、表面電位計 (Treck 520) で測定した。静電気放電は図2に示すESDガン (Electrostatic discharge gun, Noiseken ESS-100L/TC-815D) を用いた。

図3に示すように電源ケーブルの中央部にて5kVの印加を行い、電源ケーブルの端子間に生ずる電圧 (Coupled Voltage) をオシロスコープで測定した。

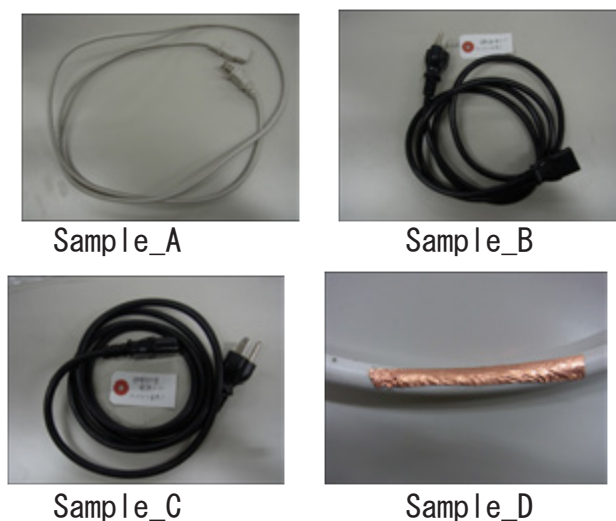


図1 実験に用いたケーブルのサンプル

- A. Non\_1 (未対策:汚れあり)
- B. ESD\_1 (ESD対策:マグファーレン)
- C. Non\_2 (未対策:新品)
- D. メタル被服 with #A



図2 ESD ガン

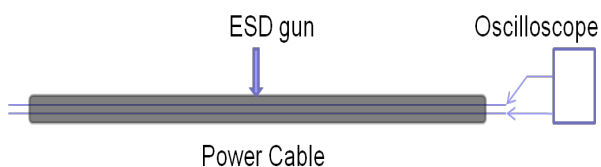


図3 静電気放電と発生電位の計測

### 3. 実験結果及び考察

#### 3.1 自己帯電量と外部 ESD による電圧変動

図3に自己帯電量と外部 ESD による Coupled Voltage の結果を示す。金属シールド#D (\*、\*) の帯電量は低いものの、外部 ESD による Coupled Voltage が大きい。また、絶縁ケーブル#C (▲、▲) は外部 ESD による Coupled Voltage は低い、帯電量が高い。ESD 対策ケーブル#B (■、■) の帯電量は低く、Coupled Voltage も低い。静電気未対策の#A (◆、◆) は汚れにより低い帯電量となっている。

図4は図3を対数表示したものであり、直線に変化していることがわかる。

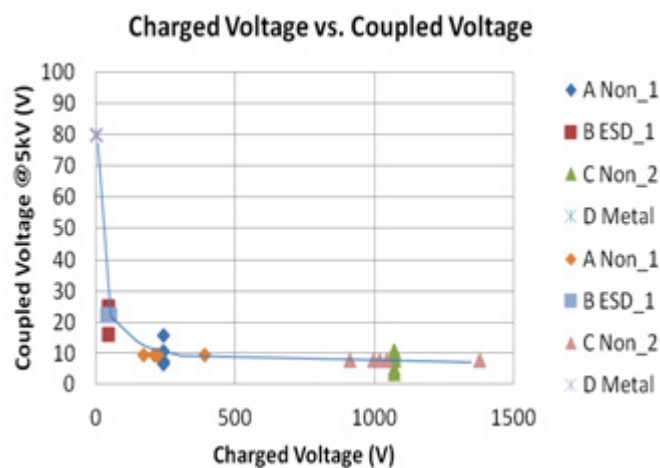


図4 自己帯電量と外部 ESD による Coupled Voltage

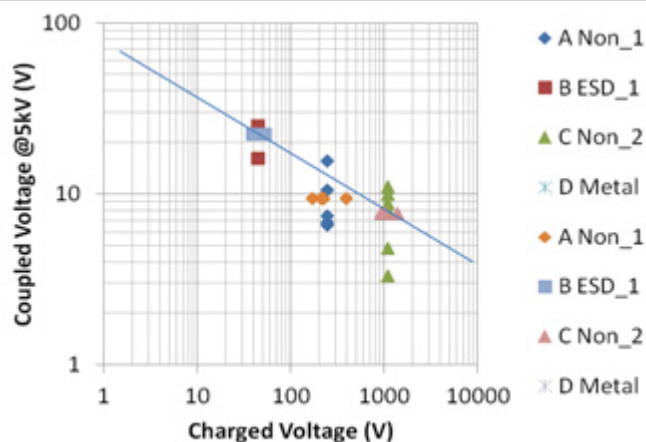


図5 自己帯電量と外部 ESD による Coupled Voltage (対数表示)

### 3.2 自己放電による電圧変動の推測

摩擦帯電による自己放電の電圧変動への影響を調べる為、帯電電圧に換算した自己放電による発生電圧 (Estimated Coupled Voltage) を求めた。図6に結果を示す。

ここで、Estimated Coupled Voltageは  

$$(\text{Estimated Coupled Voltage}) = (\text{Coupled Voltage}@5\text{kV}) \times (\text{自己帯電電圧})/5\text{kV}$$
 とした。

絶縁ケーブル#C (▲、△) では、ばらつきが大きく最大で約2.5V程度の電圧変動が生じることがわかる。静電気未対策の#A (◆、◇) の場合は帯電電圧が低い、ばらつきが大きく0.7V程度の電圧変動が生じる。一方、ESD対策ケーブル#B (■、□) では0.25V以下である。メタル被服 #D (\*、\*) は帯電しない為に自己放電による発生電圧はない。

よって、ESD対策を施すことにより、自己帯電を抑えるとともに、外部からのESDの影響も受けにくくなることがわかった。

図7は図6を対数表示したものであり、直線に変化していることがわかる。

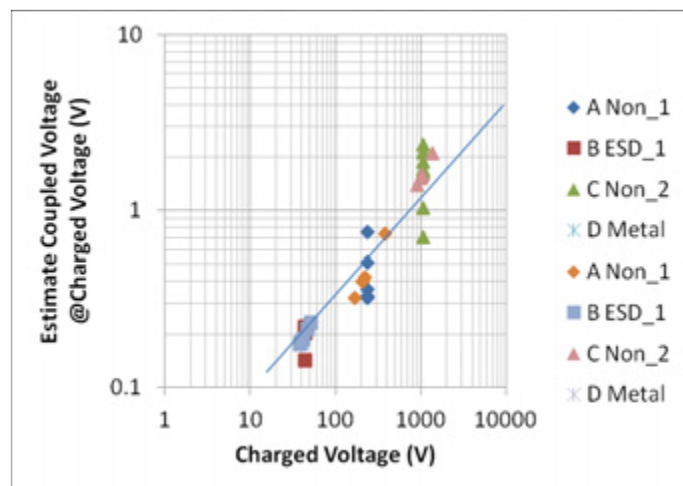


図7 帯電電圧に換算した自己放電による発生電圧 (Estimated Coupled Voltage) (対数表示)

### 3.3 表面抵抗と帯電電圧の関係

図8に表面抵抗と帯電電圧の関係を示す。帯電電圧を50Vの場合、電圧変動は0.25V以下となる。つまり、電源電圧が100Vに於いて0.25%以下を達成するための表面抵抗は $1\text{E}9 \sim 1\text{E}10 \Omega$ である。

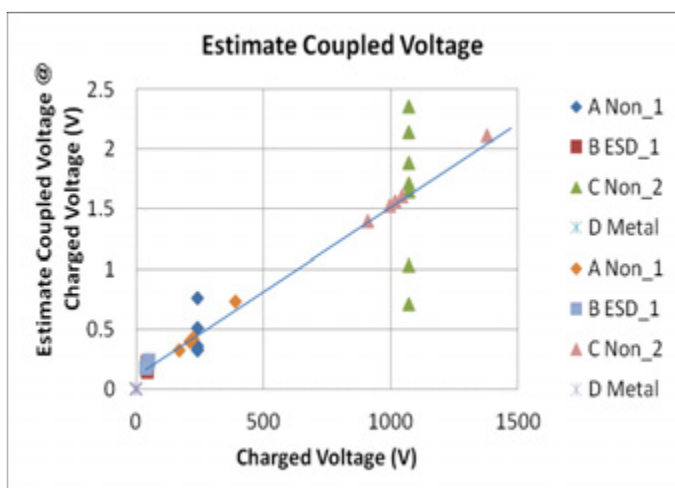


図6 帯電電圧に換算した自己放電による発生電圧 (Estimated Coupled Voltage)

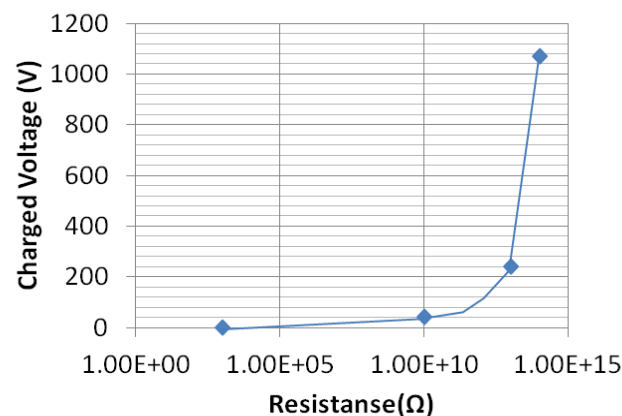


図8 表面抵抗と帯電電圧の関係

#### 4. 誘導帯電による放電対策

図 9 に誘導帯電による放電対策の実験に用いたケーブルを示す。Sample\_F, G, H, I は、マグファアーレンによる静電気対策を施したものである。また、2 線と 4 線、平行線と同軸の構造を変えている。Sample\_J は静電気対策を施していないケーブルである。



Sample\_J

図 9 実験に用いたケーブル

##### ESD countermeasure cable

Sample\_F : 2 wire, parallel

Sample\_G : 2 wire, coaxial

Sample\_H : 4 wire, coaxial

Sample\_I : 4 wire, coaxial

##### Un ESD countermeasure cable

Sample\_J : 2 wire, parallel

図 10 に誘導帯電による放電電圧の測定方法を示す。テフロンシートを帯電させ、ケーブルに接近させた場合の放電電圧を測定した。測定結果を図 11 に示す。これより、未対策ケーブルでの放電電圧と比較し、マグファアーレンによるケーブルの表面抵抗の制御したものの方が、小さく出来ることが分かる。

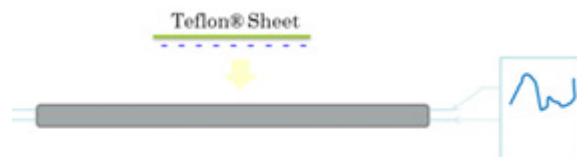


図 10 誘導帯電による放電電圧の測定方法

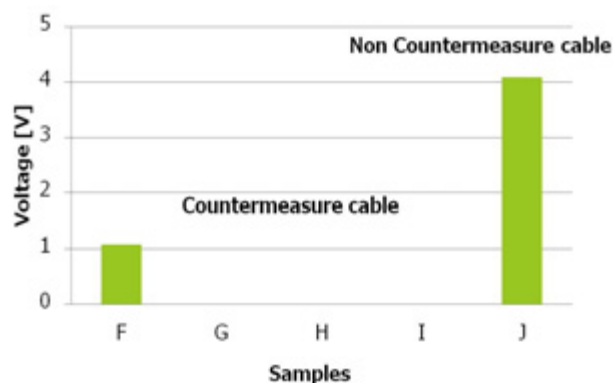


図 11 誘導帯電での放電電圧

#### 5. まとめ

静電気対策を施したケーブルの外部及び自己放電、及び誘導放電による電圧変動について検討し、以下のことが明らかになった。

(1) 金属シールドでは外部 ESD の影響が大きい。

(2) 絶縁ケーブルでは自己放電の影響が大きい。

(3) 電源変動を 0.25%以下にする表面抵抗は  $1\text{E}9 \sim 1\text{E}10 \ \Omega$  である。

(4) 静電気対策を施したケーブルでは誘導帯電による放電電圧を小さくできる。

(5) よって、静電気対策を施したケーブ

ルでは、外部 ESD、自己放電、及び誘導放電の電圧変動への影響を大幅に低減できる。

#### 参考文献

- 1) 早田裕, “被覆電線から GMR ヘッドへの放電現象の検討” 第15回 EOS/ESD/EMCシンポジウム, 15-01(2005)
- 2) Leo Chang, National Semiconductor Application Note 151 (2006)
- 3) 本田昌實, 磯福 佐東至, “誘導 ESD が電子機器に及ぼす影響” 次世代電子デバイスの静電気対策技術シンポジウム 2011, 3-1 Nagoya Japan(2011)
- 4) H.Tian and J.K.Lee: IEEE Trans. Magn., Vol.31, No.5, 2624, 1995.
- 5) A.Wallash: IEEE Trans. Magn., Vol.33, No.5, 2911, 1997.
- 6) Lam C., Salhi E., and Chim S.: EOS-19, 386, 1997.
- 7) A. Wallash and Y.K.Kim: IEEE Trans. Magn., Vol.34, No.4, 1519, 1998.
- 8) M. Takahashi, T. Maeda, M. Sakai, H. Morita, and M. Matsuzaki: IEEE Trans. Magn., Vol.34, No.4, 1522, 1998.
- 9) Chung F.Lam, Caleb Chang, and Rahmat Karimi: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-20, 360, 1998.
- 10) A. Wallash: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-22, 349, 2000.
- 11) Yong Shen, Ringo Leung, and Jennifer ZF Sun: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-22, 355, 2000.
- 12) Takayoshi Ohtsu, Hitoshi Yoshida and Noriaki Hatanaka: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-23, 173, 2001.
- 13) Takehiko Hamaguchi, Takayuki Ichihara and Takayoshi Ohtsu: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-24, 119, 2002.
- 14) Chris Moore and Albert Wallash: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-21, 309, 1999.
- 15) A.Wallash: IDEMA Symp., 1998.
- 16) A. Wallash and M. Honda: EOS/ESD Proceedings, EOS-19, pp.382-385. 1997.
- 17) M. Honda and Y. Nakamura: EOS/ESD Proceedings, EOS-9, pp.96-103. 1987.
- 18) Akira Morinaga, Chiaki Ishikawa, Takayoshi Ohtsu, Norifumi Miyamoto and Shinji Narishige: IEEE Trans. Magn., Vol.38, No.5, 2262, 2000.
- 19) Takayoshi Ohtsu, “Study on ESD/EMI Phenomena for Magnetic Reproducing Head”, IEEJ Trans.FM, Vol.130, No.5, 473-478 (2010)
- 20) Takayoshi Ohtsu, “Study on ESD Phenomena of Magnetic Head by 1ns Pulse ESD”, APEMC, Beijing, China (2010)
- 21) Ken Kawamata et al, “Influence of the Surface Condition of Electrodes on Radiated EM Field Intensity due to Micro Gap Discharge”, APEMC, Beijing, China (2010)
- 22) Takahiro Yoshida et al, “Effect of the Shapes of Metal Electrodes on ESD Current and Radiation Noise” APEMC, Beijing, China (2010)
- 23) EMC 電磁環境学ハンドブック, 佐藤利三郎氏監修

## 第 10 回宇宙環境シンポジウム

## プロトン照射におけるポリイミドフィルムの電荷蓄積特性の評価

堀口 皓平\*, 内山 龍, 三宅 弘晃, 田中 康寛 (東京都市大学)

## Evaluation on Charge Accumulation Properties by Proton Beam Irradiation of Polyimide Films

Kohei Horiguchi, Ryo Uchiyama, Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka (Tokyo City University)

## 1. はじめに

人工衛星などの宇宙機は、宇宙空間の激しい温度変動から機内の温度を一定に保つために、ポリイミド (Polyimide: PI) フィルムを複数積層した Multi Layer Insulator (MLI) と呼ばれる熱制御材が使用されている。しかし、MLI は宇宙空間において、電子や陽子 (プロトン) などの高エネルギー荷電粒子線に直接曝されることにより、帯電・放電現象が発生し、絶縁材料の劣化や宇宙機内部の電子機器の故障・誤作動を引き起こすといわれている<sup>(1)</sup>。特に宇宙環境に起因する静止衛星の事故のうち、過半数以上が帯電・放電現象が原因であるという報告もなされていることから、宇宙機を設計する際には、MLI などに使用される絶縁材料等の帯電状況に影響を及ぼす。そのため、絶縁特性の評価が重要となってくる。しかし、現在検討されている宇宙機設計のガイドラインでは高エネルギー荷電粒子が照射された絶縁フィルムの絶縁特性があまり考慮されていない。そのため、宇宙環境に起因する事故を防ぐためにも、高エネルギー荷電粒子が照射された高分子絶縁材料で生じる帯電挙動を解析することが重要となっている。

電子線照射によって生じる内部帯電計測に関する研究は、多くの実施報告がされているが、プロトン照射下における電荷蓄積に関する研究は、当研究グループを除き、実施されていない<sup>(2)(3)</sup>。そこで本研究では、プロトン照射下における絶縁材料の帯電計測を実施している。これまで、本研究グループでは荷電粒子照射下における内部帯電計測を可能にするため、パルス静電応力 (Pulsed Electro-acoustic: PEA) を用いた放射線照射環境で直接帯電計測が可能な小型 PEA 装置を開発し、プロトン照射環境下における PI 内部の電荷蓄積特性を評価してきた。

その結果、PI における正電荷蓄積が飽和値に達すると、照射中にも関わらず蓄積電荷量が減少するといった傾向が得られた。本報告では、同じ PI でも分子構造が異なる 2 種類の試料に着目した。そして、両試料における照射中の電荷蓄積挙動が異なることが観測されたので報告する。

## 2. 測定

## 2.1 パルス静電応力法 (PEA 法) の原理

図 1 に PEA 法の原理図を示す。電極で挟んだ試料にパルス電界を印加することにより、空間電荷が蓄積している位置で電荷密度に比例した静電応力が瞬間的に作用し、電荷が蓄積している箇所が微小変位する。これにより発生した圧力波が試料内、下部電極を伝搬し、センサー (圧電素子) に到達して電気信号に変換される。この際、圧電素子に届く圧力波は試料内の位置 (深さ方向) によって到達する時間が異なるために、電荷分布は出力信号の時間変化として測定されることになり、電荷が蓄積している位置が計測できる。また、発生圧力波の強度は、蓄積している電荷の密度に比例するため、圧電素子から出力される電気信号の大きさは試料内の電荷密度に比例している。圧電素子から出力される電気信号はアンプで増幅され、オシロスコープにより観測された信号をコンピュータに取り込み、信号処理を施すことによって空間電荷分布を得ることができる。

## 2.2 PEA 測定システム

図 2 にプロトン照射下における PEA 測定システムの概略図を示す。本装置は荷電粒子を試料に照射するために、照射窓を設けており、放射線照射下での空間電荷分布計測を可能としている<sup>(4)</sup>。また、装置のサイズは縦 68 mm、横 48 mm、高さ 24 mm と比較的小型であり、小さなサイズのチャンバーにも対応できるようになっている。測定では、試料にパルス電圧 (電圧 250 V、パルス幅 3.4 ns) を印加し、発生

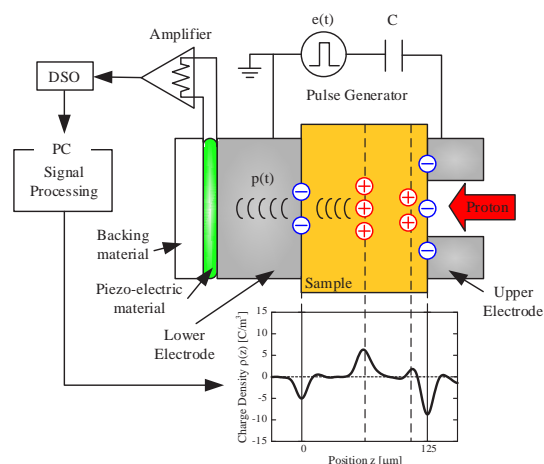


Fig.1 Principle of PEA method

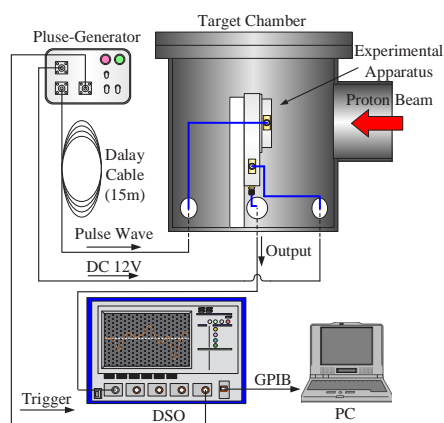


Fig.2 Schematic diagram of PEA measurement system

した圧力波を電気信号に変換するための圧電素子は、厚さ  $9\ \mu\text{m}$  のポリフッ化ビニリデンを使用しており、装置の位置分解能は約  $10\ \mu\text{m}$  である。測定システムは装置本体、パルスジェネレータ、AMP 用電源 ( $V_{\text{DC}} = 12\ \text{V}$ )、デジタルストレージオシロスコープ、PC から構成され、PEA 装置本体は真空チャンバー(ターゲットチャンバー)内に設置される。但し、ターゲットチャンバーの構造は実験施設によって異なり、図 2 はその代表例を示している。

### 3. プロトン照射下におけるリアルタイム帯電計測

#### 3.1 測定試料および実験条件

測定試料として厚さ  $125\ \mu\text{m}$  の 2 種類のポリイミドフィルム PI1、PI2 を用い、それぞれ PI1、PI2 とする。また、試料にはパルス電圧を印加するために、試料のプロトン照射面にはアルミニウム蒸着を施している。プロトン照射実験ではチャンバー内の真空度を約  $1 \times 10^{-5}\ \text{Pa}$  とし、室温下で、加速エネルギー 1.0, 2.0 MeV、電流密度 0.3, 3, および  $30\ \text{nA/cm}^2$  のプロトンを測定試料に照射し、その際の照射中、および照射後の試料内の空間電荷分布をそれぞれ測定した。なお、電流密度  $0.3\ \text{nA/cm}^2$  のプロトンは太陽活動極大期の粒子数に相当する。各測定における実験条件を表 1 に示す。また、プロトン照射実験には日本原子力研究開発機構の高崎量子応用研究所の 3MV タンデム加速器を用いて行った。

Table.1 Measurement condition

Sample	Energy [MeV]	Current Density [ $\text{nA/cm}^2$ ]	Irradiation Time [min]
PI1 PI2	1	30	30
		3	
		0.3	
	2	30	
		3	
		0.3	

#### 3.2 実験結果および考察

##### <PI1 におけるリアルタイム帯電計測>

図 3, 4 に、PI1 の加速エネルギー 1.0, 2.0 MeV の照射電流密度がそれぞれ (a) 30, (b) 3, (c)  $0.3\ \text{nA/cm}^2$  におけるプロトン

照射中の試料内の空間電荷分布を示す。なお、図中赤線は照射開始 30 秒後を、青線は 30 分後を、また測定中に電荷の蓄積が最大となった場合を黒線でそれぞれ示している。また、プロトンは同図電荷分布図の右側から照射している。図 3, 4 の電荷分布の結果より、照射面から試料内約  $19, 59\ \mu\text{m}$  まで、正電荷の蓄積が確認された。また、照射電極上および対向電極上には、正電荷の蓄積により誘導された負電荷が観測された。

また、同照射条件における試料内のプロトン飛程(図中縦の破線)を数値計算により算出したところ、 $19, 59\ \mu\text{m}$  であった<sup>(5)</sup>。同図より装置の位置分解能が  $10\ \mu\text{m}$  程度であることを考慮すると、算出した飛程と実測値ではほぼ一致していると考えられる。すなわち、同図における正電荷蓄積は、プロトン照射により試料内に生じた電荷が観察されたものと考えられる。

次に、図 5 に照射中・照射後における試料内蓄積総電荷量の経時変化を示す。蓄積総電荷量は電荷分布の測定結果より、試料内の蓄積正電荷を積分することにより算出した。同図(a), (b)より、全ての結果において、蓄積電荷量は飽和し、その後減少していく傾向にあることが分かる。飽和に達した最大値について注目すると、1.0 MeV の各電流密度 30, 3,  $0.3\ \text{nA/cm}^2$  照射時における最大値がそれぞれ  $47\ \mu\text{C/m}^2$ 、 $41\ \mu\text{C/m}^2$ 、 $39\ \mu\text{C/m}^2$ 、2.0 MeV の各電流密度 30, 3,  $0.3\ \text{nA/cm}^2$  照射時における最大値がそれぞれ  $101\ \mu\text{C/m}^2$ 、 $85.1\ \mu\text{C/m}^2$ 、 $104\ \mu\text{C/m}^2$  であり、1MeV 照射時には約  $40\ \mu\text{C/m}^2$ 、2MeV 照射時には  $100\ \mu\text{C/m}^2$  と電流条件によらず一定値に達するという結果が得られた。また、同図より電荷蓄積量が最大値に達するまでに要した時間は照射電流密度の上昇により、早くなることもわかる。

次に、照射中の蓄積電荷現象について考察する。照射しているのにも関わらず、蓄積電荷量は飽和した後に減少していく傾向が得られている。この現象はプロトンが通過した領域での材料の導電率の上昇が考えられる。放射線を照射した材料では導電率が上昇する放射線誘起伝導(RIC)が発生する。試料に接触している電極から電子が試料内部に注入され、注入された電子は RIC により試料正電荷蓄積位置までドリフトしていく事により、マクロ的に中和状態を取るために電荷量が減少しているようにみえると考えられる。この RIC は発生の原因としては、分子間の結合が高エネルギープロトンにより切断されることによって生じるものであると考えられる。

##### <PI2 におけるリアルタイム帯電計測>

図 6, 7 に、PI2 の加速エネルギー 1.0, 2.0 MeV の照射電流密度がそれぞれ (a) 30, (b) 3, (c)  $0.3\ \text{nA/cm}^2$  におけるプロトン照射中の試料内の空間電荷分布を示す。なお、図中赤線は照射開始 30 秒後を、青線は 30 分後を、また測定中に電荷の蓄積が最大となった時の結果を黒線でそれぞれを示している。PI1 の結果と同様に、図中右側からプロトンを照射している。同図より、照射面から試料内約  $19, 59\ \mu\text{m}$  に正電荷の蓄積のピークが確認され、照射側電極上および対向電極

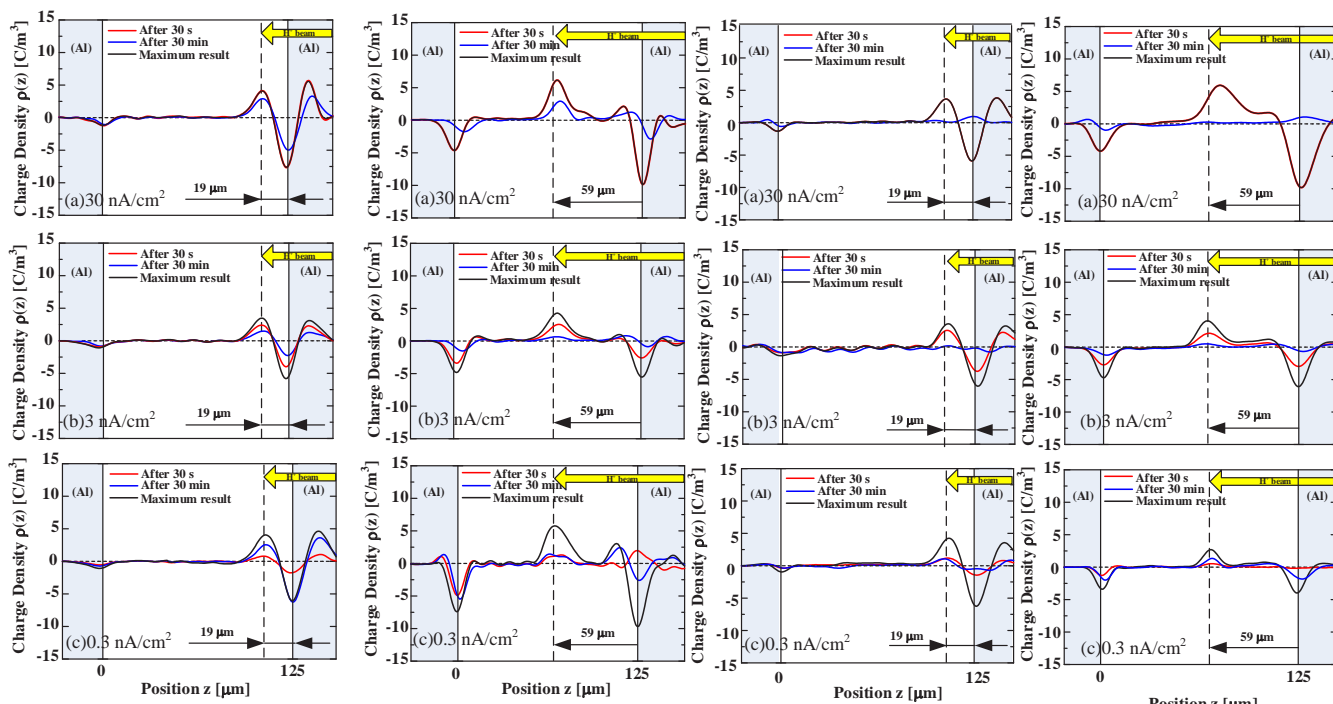


Fig.3 Charge distribution under proton beam irradiation in PI1, 1.0 MeV

Fig.4 Charge distribution under proton beam irradiation in PI1, 2.0 MeV

Fig.6 Charge distribution under proton beam irradiation in PI2, 1.0 MeV

Fig.7 Charge distribution under proton beam irradiation in PI2, 2.0 MeV

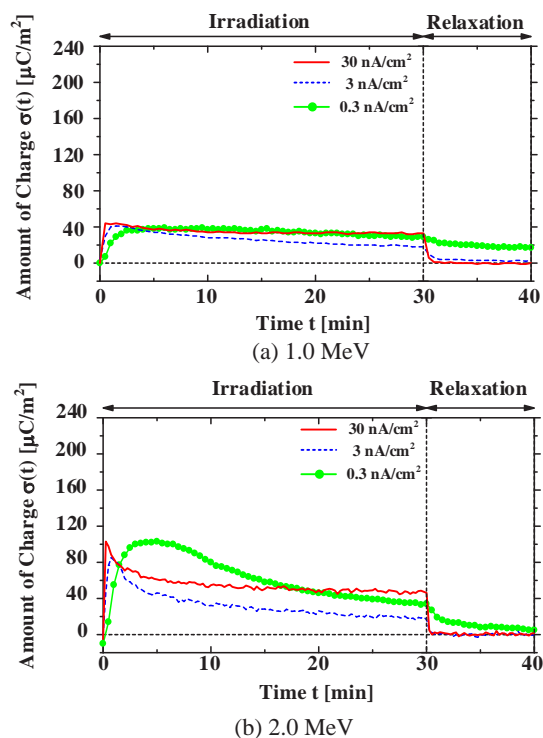


Fig.5 Time dependence on accumulated amount of charge on PI1

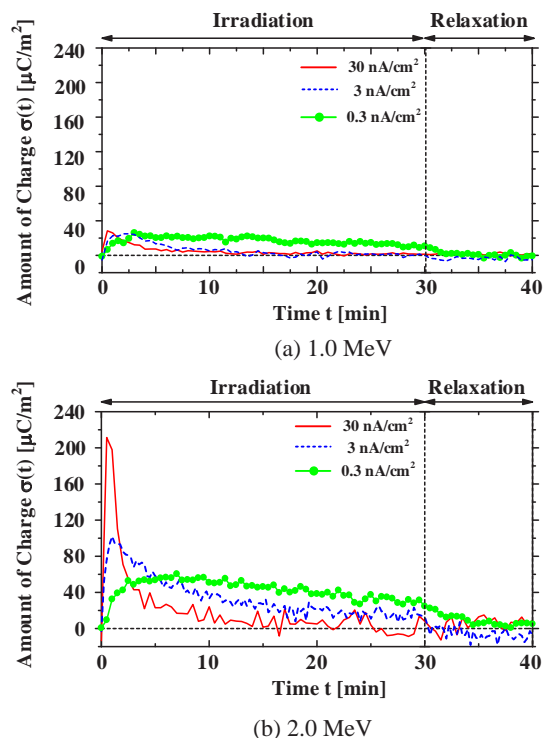


Fig.8 Time dependence on accumulated amount of charge on PI2

上には、正電荷の蓄積により誘導された負電荷が観測されている。

同図(a)(b)(c)における正電荷蓄積は、PI1 同様にプロトン照射により試料内に蓄積した電荷が観察されたものと考えられる。次に図 8 に照射中・照射後における蓄積総電荷量の経時変化を示した。まず、最大蓄積量に注目し同図(a), (b)

を比較すると、1.0 MeV の各電流密度 30, 3, 0.3 nA/cm<sup>2</sup> の最 8 9 9 9 0 大量がそれぞれ 28.4 μC/m<sup>2</sup>、25.0 μC/m<sup>2</sup>、26.2 μC/m<sup>2</sup> となり、PI1 での結果と同様の傾向が得られた。2.0 MeV の各電流密度 30, 3, 0.3 nA/cm<sup>2</sup> の最大量はそれぞれ 211 μC/m<sup>2</sup>、102 μC/m<sup>2</sup>、47.1 μC/m<sup>2</sup> となり、30 nA/cm<sup>2</sup> 照射時では PI1 の結果と比較し約 2 倍の蓄積量となった。また、照射

中の電荷蓄積量の挙動であるが、照射しているのにも関わらず電荷の蓄積が減少していく傾向については PI1 の結果と同様に見られるが、蓄積量の減少は顕著であり、特に  $30 \text{ nA/cm}^2$  照射時では蓄積量が観察されないレベルまで減少した。

#### <比較>

図 5, 8(a)(b)の蓄積総電荷量より、最大蓄積量に着目すると、 $2.0 \text{ MeV}$  の  $30 \text{ nA/cm}^2$  において、最大蓄積量は PI1 より PI2 の方が 2 倍大きく、顕著な変化が観測された。また、照射 30 分後に着目すると、蓄積量において、PI1 はすべての条件で  $10 \text{ } \mu\text{C/m}^2$  以上であったのに対して、PI2 では  $30 \text{ nA/cm}^2$  においてほとんど観測されなくなるなど、PI1 と異なる結果が観測された。これらの原因として、RIC の強度が PI1 と PI2 では異なり、PI2 の方が RIC による導電率増加が大きく、 $30 \text{ nA/cm}^2$  照射中には電荷が捕獲されるエネルギー準位が浅くなり蓄積電荷、もしくは電極から注入されたと考えられる電子の移動度が高くなったことにより、本測定装置では計測できないくらいに導電率が上昇したものと考えられる。

#### 4. まとめ

プロトンを照射することによって、PI1、PI2 において異なる電荷蓄積挙動が観測された。また、照射中において、PI1 では蓄積しやすく、PI2 では一時的に蓄積量は増大するが、蓄積しにくいことが観測された。これらの原因は、RIC による材料内部の導電率の上昇によるものだと考えられ、RIC の効果が PI1 より PI2 の方が強く現われていると考えられる。これらについては、今後さらに検討する。

#### 文 献

- 
- (1) H. C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, J. B. Blake, J. F. Fennell, J. L. Roeder and P. C. Anderson, "The Impact of the Space Environment on Space Systems", Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference, Air Force Research Laboratory, pp.7-11, 1998.
  - (2) V. Griseri, C. Perrin, K. Fukunaga, T. Maeno, D. Payan, L. Levy and C. Laurent, "Analysis of Electron Behavior in Polymeric Films During Electronic Irradiation", 2005 Annual Report CEIDP, pp 645-648, 2005
  - (3) Tatsuo TAKADA, Hiroaki MIYAKE, and Yasuhiro TANAKA, "Pulse Acoustic Technology for Measurement of Charge Distribution in Dielectric Materials for Spacecraft", IEEE NPSC Transactions on Plasma Science, Vol. 34, No. 5, pp.2176-2184, 2006
  - (4) T.Takada, "Acoustic and Optical Methods for Measuring Electric Charge Distributions in Dielectrics", IEEE Trans. DEI, Vol.6, No.5, pp.519-547, 1999
  - (5) J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, "The Stopping and Range of Ions in Solids", Pergamon Press, New York, 1985.

## 電子ビーム照射による帯電計測から宇宙機表面材料の物性評価について (II)

## Electrical Properties of Satellite Surface Materials Evaluated from Electron-Beam Charging Measurements (II)

藤井 治久

Haruhisa Fujii

奈良工業高等専門学校 電気工学科

Nara National College of Technology, Department of Electrical Engineering

fujii@elec.nara-k.ac.jp

奥村 哲平・高橋 真人

Teppei Okumura and Masato Takahashi

宇宙航空研究開発機構 研究開発本部

Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA), Aerospace Research and Development Directorate

## 1. はじめに

地球近傍の宇宙環境には高エネルギー荷電粒子やプラズマが存在し、軌道に投入された宇宙機は、それらとの相互作用により帯電放電現象を来すことが知られている<sup>(1-3)</sup>。帯電放電現象が発生すると宇宙機は種々の悪影響を受けるため、この帯電放電現象は宇宙機の信頼性にとって大きな脅威になっている。そのため、宇宙機の開発においては、その帯電放電現象を如何に防止・抑制するかということが重要な課題となっている。そこで、宇宙環境の中で宇宙機の帯電状況を予測するための帯電解析手法の開発が精力的になされ、わが国では、NASA の NASCAP・NASCAP-2K<sup>(4)</sup>や ESA の SPIS<sup>(5)</sup>に対抗し、独自の帯電解析プログラム MUSCAT (Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool) が九州工業大学 趙教授らによって開発され<sup>(6)</sup>運用されている。この MUSCAT プログラムには、各種表面材料の体積抵抗率や2次電子放出係数、光電子放出係数、RIC (Radiation-Induced Conductivity)、光電導度などの物性値をデフォルトとして入力しておく必要があるが、現時点では必ずしも十分な物性値が入力されている状況ではない。そこで、筆者らがこれまで行ってきた電子ビーム照射による各種表面材料の帯電特性データ (照射中並びに照射後) から、電気的物性値として重要な体積抵抗率や2次電子放出係数を導出し、MUSCAT プログラムに反映させることを目的として研究を行っている<sup>(7)</sup>。ここでは、その一環として、前報<sup>(8)</sup>に引き続き、代表的な表面材料である 50 $\mu\text{m}$  厚ポリイミドフィルムを対象に検討した結果について述べる。

## 2. 実験方法

本研究に用いた実験系の概略を図 1 に示す。

試料を真空チャンバに取り付けた後、真空チャンバをロータリーポンプとターボ分子ポンプで  $1.3 \times 10^{-4} \text{Pa}$  以下に真空引きした。その状態を約半日保持した後、エネルギー  $E$ 、電流密度  $J_b$  の電子ビームを 60 分間試料に照射した。

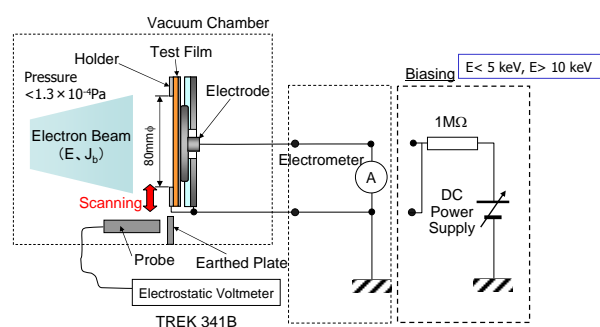


図 1 実験系の概略

電子ビーム照射中および照射停止後の試料の表面電位は、非接触表面電位計 (TREK 341B) に接続されたプローブ (TREK 3450E) を、直線運動導入機により、試料表面上 3~5mm の距離を保って挿引し計測した。また、試料裏面の金属蒸着層から電極を通して流れる電流  $I(t)$  を、内部抵抗  $1\text{M}\Omega$  のペンレコーダ (横河電機 LR-8100) により計測した。

なお、本実験においては、 $E \leq 20\text{keV}$  の電子ビーム照射による帯電計測を行った。前報<sup>(8)</sup>で述べたように、通常2次電子放出係数が1になるエネルギー  $E_{II}$  は  $5\text{keV}$  以下に存在すると考えられるので、 $E < 5\text{keV}$  の場合、電子加速電圧を  $-5\text{kV}$  固定とし、直流安定化電源 (菊水電子 PAD 1K-0.2L) により試料全体を負の電位  $V_b$  にバイアスし電子のエネルギーを減速して試料に照射した。一方、 $E > 10\text{keV}$  の場合は、電子加速電圧を一

10kV 固定とし、試料全体を正にバイアスすることにより電子を加速して試料に照射した。なお、これらバイアス時には、電流計測は行っていない。

実験は全て室温（約 20°C）で行った。

また、実験に供した表面材料は、ポリイミド系の 2 種類のフィルムで、50 $\mu$ m 厚のアルミ蒸着カプトン<sup>®</sup>フィルムと 50 $\mu$ m 厚の UPILEX\_R<sup>®</sup>フィルムである。大きさ約 90mm $\times$ 90mm の試料を試料ホルダに取り付け、直径 80mm の穴の開いた厚さ 1mm-100mm $\times$ 100mm のアルミ板でカバーした。このため、電子ビーム照射領域は、4 $\pi$  (=50.3) cm<sup>2</sup>であった。

### 3. 実験結果

#### 3.1 50 $\mu$ m 厚カプトンフィルム

まず、電子ビーム照射中の帯電特性について述べる。図 2 は、 $E \leq 5\text{keV}$  で、ビーム電流密度が  $J_b = 0.08\text{nA/cm}^2$  の場合の表面電位の時間特性を示している。何れのエネルギーの場合も、表面電位は時間と共に高くなり、また、この表面電位は照射エネルギー  $E$  に依存するということがわかる。しかしながら、 $E \geq 2\text{keV}$  の場合は負に帯電するが、 $E \leq 1\text{keV}$  の場合は正に帯電した。

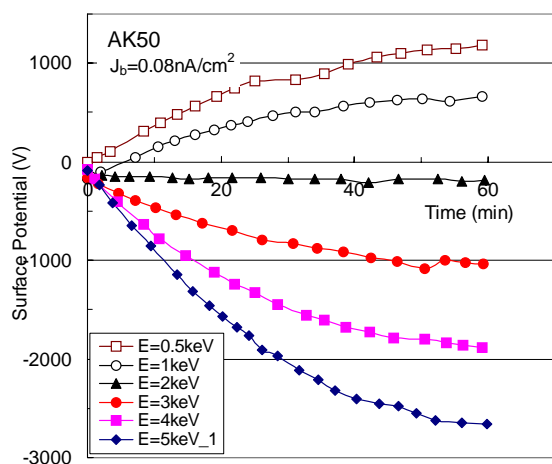


図 2  $E \leq 5\text{keV}$ 、 $J_b = 0.08\text{nA/cm}^2$  で照射した場合の 50 $\mu$ m 厚カプトンフィルムの表面電位の時間特性

このような表面電位-時間特性を  $E \leq 20\text{keV}$  の種々のエネルギー  $E$  で取得し、60 分間の照射による表面電位を  $E$  の関数としてプロットすると図 3 のようになる。表面電位は照射エネルギーに依存し、 $E > 1.7\text{keV}$  のエネルギーでは負に帯電するが、 $E < 1.7\text{keV}$  では正に帯電するということがわかる。つまり、 $E \approx 1.7\text{keV}$  の照射ではカプトンフィルムは帯電しないということになり、この  $E \approx 1.7\text{keV}$  は 2 次電子放出係数が 1 になるエネルギー  $E_{II}$  であると考えられる。

このような種々の条件で電子ビームを 60 分間照射

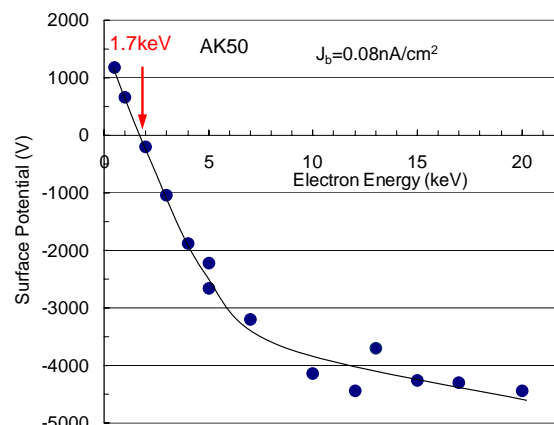


図 3  $J_b = 0.08\text{nA/cm}^2$  で 60 分間電子ビームを照射したときのカプトンフィルムの表面電位の照射エネルギー依存性

した後、すべての場合について、表面電位の減衰を、表面電位計プローブを試料中央部に配置することにより長時間にわたって測定した。その表面電位減衰の測定結果の例を図 4 に示す。この図から、 $E = 5\text{keV}$  で照射し負に帯電したカプトンフィルムの電位減衰は、短時間領域の減衰時定数の小さい場合と長時間領域の減衰時定数の大きい場合とに分けられる。しかし、 $E = 0.5\text{keV}$  で照射した場合の正帯電の減衰は、長時間にわたって減衰時定数がほぼ一定であった。

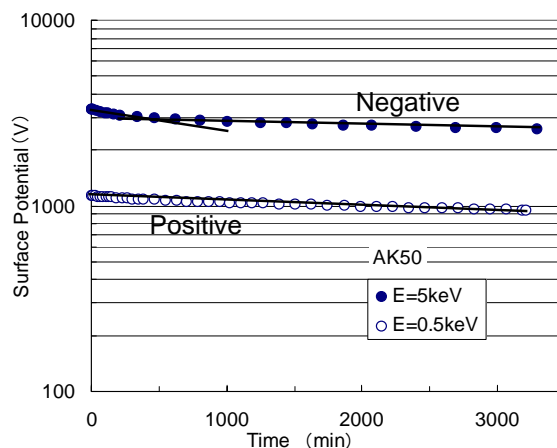


図 4 電子ビーム照射後のカプトンフィルムにおける表面電位減衰特性の例

このような表面電位減衰特性から、ポリイミドの比誘電率  $\epsilon_r = 3.5$  を用いて求めた体積抵抗率を照射エネルギーの関数として図 5 に示す。この図において、次のことがわかる。

(1) 長時間領域の減衰時定数から求めた体積抵抗率は照射エネルギーに関わらずほぼ一定で、 $3 \times 10^{16} \Omega\text{m}$  程度である。

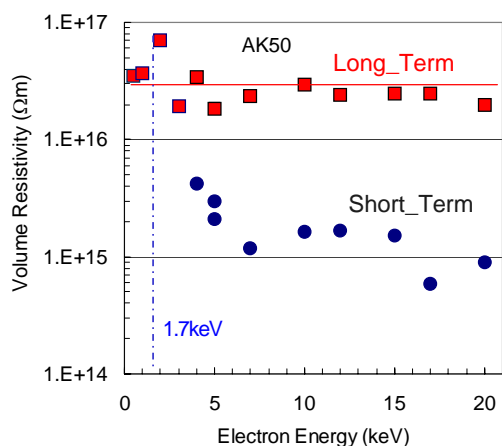


図 5 電子ビーム照射後の電位減衰特性から得られた 50 $\mu\text{m}$  厚カプトンフィルムの体積抵抗率の電子エネルギー依存性

(2) 短時間領域の減衰時定数から求めた体積抵抗率は照射エネルギーの影響を受けるが、 $1 \times 10^{15} \Omega\text{m}$  程度である。

### 3.2 50 $\mu\text{m}$ 厚 UPILEX\_R フィルム

次に、UPILEX\_R フィルムの帯電特性について述べる。

図 6 に、 $E \leq 5\text{keV}$ 、 $J_b \div 0.08\text{nA/cm}^2$  の条件で電子ビームを照射した場合の表面電位の時間特性を示す。また、図 7 には、電子ビームを 60 分間照射したときの表面電位を照射エネルギーの関数としてプロットしている。これらの結果は、基本的にカプトンフィルムの場合と同様の傾向であるが、2 次電子放出係数が 1 になるエネルギー  $E_{II}$  はカプトンフィルムよりも若干低い  $E_{II} \div 1.4\text{keV}$  であると考えられる。

次に、電子ビーム照射後の電位減衰特性について述べる。図 8 には、 $E=5\text{keV}$  と  $E=0.5\text{keV}$  の場合の例を示

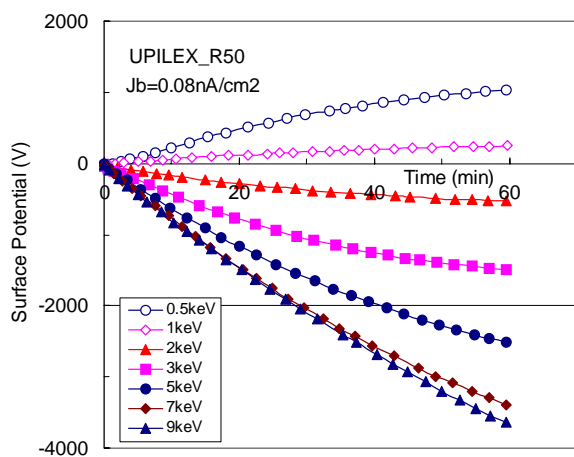


図 6  $E \leq 5\text{keV}$ 、 $J_b \div 0.08\text{nA/cm}^2$  で照射した場合の 50 $\mu\text{m}$  厚 UPILEX\_R フィルムの表面電位の時間特性

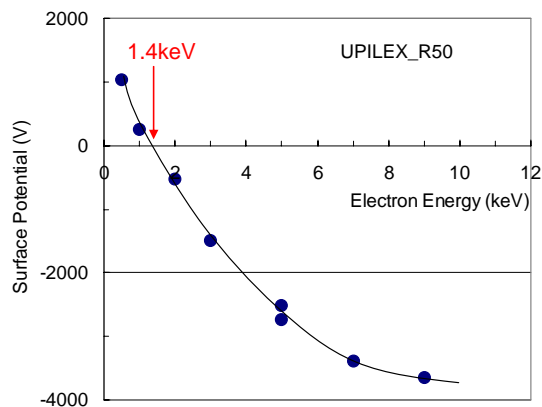


図 7  $J_b=0.08\text{nA/cm}^2$  で 60 分間電子ビームを照射したときの UPILEX\_R フィルムの表面電位の照射エネルギー依存性

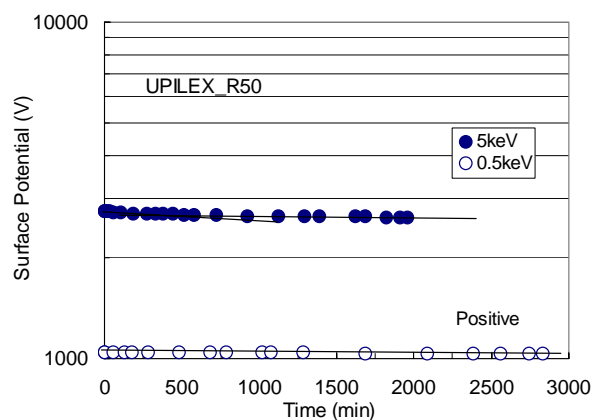


図 8 電子ビーム照射後の UPILEX\_R フィルムにおける表面電位減衰特性の例

している。UPILEX\_R フィルムの場合、カプトンフィルムの場合 (図 4) と比較すると減衰時定数が大きい。このような表面電位の減衰特性から、ポリイミドの比誘電率  $\epsilon_r=3.5$  を用いて求めた体積抵抗率を照射エネルギーの関数として示したのが、図 9 である。長時

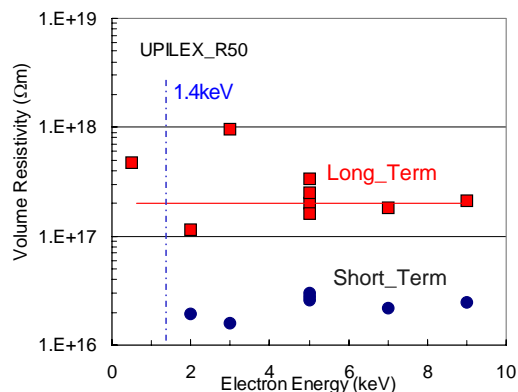


図 9 電位減衰特性から求めた 50 $\mu\text{m}$  厚 UPILEX\_R フィルムの体積抵抗率の電子エネルギー依存性

間領域の減衰時定数から求めた体積抵抗率は  $2 \times 10^{17} \Omega \text{m}$ 、短時間領域の減衰時定数から求めた体積抵抗率は  $2 \times 10^{16} \Omega \text{m}$  程度であるということがわかる。

#### 4. 実験結果の検討

ここでは、前節の実験結果から、ポリイミド系フィルム of 2 次電子放出係数の検討を行う<sup>8)</sup>。

エネルギー  $E$ 、ビーム電流密度  $J_b$  で絶縁性表面材料に電子ビームを照射すると、そのエネルギーに応じて表面から深さ  $R$  (飛程) 付近に電子が蓄積すると共に、表面から 2 次電子 (後方散乱電子を含める) が放出される。この蓄積された電子によって、表面材料が表面電位  $V_s$  に帯電する。この表面電位  $V_s$  によって、材料内部に電界が生じ、伝導電流  $J_l$  が流れる。したがって、表面材料裏面に設けられた蒸着電極から電流計を通して電流  $I(t)$  を計測すると、この  $I(t)$  は、伝導電流成分と表面電位  $V_s$  の変化による変位電流成分とから成り、次式で表される。

$$I(t) = a \left\{ C \frac{dV_s(t)}{dt} + J_l(V_s(t)) \right\} \quad (1)$$

ここで、 $a$  は電子が照射される面積、 $C$  は材料の静電容量である。

一方、電位  $V_s$  に帯電した表面材料に入射する 1 次電子電流密度  $J_e$  は、ビーム電流密度  $J_b$  により次式で表される。

$$J_e(t) = J_b \left( \frac{E + V_s(t)}{E} \right)^{1/2} \quad (2)$$

この 1 次電子  $J_e$  が照射されることにより、表面から放出される 2 次電子電流密度を  $J_{se}$  とすると、電流の連続性から、(1) 式の  $I(t)$  は、

$$I(t) = a \{ J_e(t) - J_{se}(E, V_s(t)) \} \quad (3)$$

と表すことができる。また、この 2 次電子放出特性は、2 次電子放出係数  $\delta$  で議論され、この係数  $\delta$  は、入射 1 次電子数に対する 2 次電子数の比として、次式で表される。

$$\delta = \frac{J_{se}}{J_e} \quad (4)$$

ここで、入射した電子は深さ  $R$  のところに一様に蓄積すると考えているので、(1) 式右辺第 1 項の変位電流成分に影響を及ぼす単位面積あたりの静電容量  $C$  は、

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d - R} \quad (5)$$

として表すことができる。ここで、 $d$  は試料厚さ、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率 ( $= 8.9 \times 10^{-12} \text{F/m}$ ) である。また、(1) 式右辺第 2 項の伝導電流成分  $J_l(t)$  は、非照射領域 ( $(d - R)$  のバルク) の電界強度  $F(t)$  が、

$$F(t) = \frac{V_s(t)}{d - R} \quad (6)$$

であるので、

$$J_l(t) = \frac{1}{\rho_v} \cdot \frac{V_s(t)}{d - R} \quad (7)$$

と表すことができる。ここで、 $\rho_v$  は材料の体積抵抗率である。

したがって、(1) 式は、(5)、(7) 式を代入することにより、

$$I(t) = a \left\{ \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d - R} \cdot \frac{dV_s(t)}{dt} + \frac{1}{\rho_v} \cdot \frac{V_s(t)}{d - R} \right\} \quad (8)$$

となる。また、2 次電子放出係数  $\delta$  は、(3) 式より、

$$\delta = \frac{J_{se}}{J_e} = \frac{aJ_e(t) - I(t)}{aJ_e(t)} \quad (9)$$

と表すことができ、電子ビーム照射中の  $I(t)$  は時々刻々と変化するので、 $\delta$  も時間  $t$  の関数として  $\delta(t)$  と表すことができる。この場合、試料表面に入射する電子の実効的な入射エネルギー  $E_p(t)$  は、

$$E_p(t) = | -E - V_s(t) | \quad (10)$$

として、時々刻々変化する。したがって、これらの  $\delta(t)$  と  $E_p(t)$  の関係を求めると、2 次電子放出係数の電子エネルギー依存性を求めることができる。しかしながら、試料全体を  $V_b$  にバイアスした場合、電流計も  $V_b$  にバイアスしなければならず、その測定には困難を伴うので、バイアス時、(8) 式における変位電流成分は帯電電位の時間変化から、また、伝導電流成分は帯電電位  $V_s$  によるバルク電界強度  $F(t)$  から、それぞれの電流成分を求めることで、 $I(t)$  を評価する。そのためには、体積抵抗率  $\rho_v$  を正しく評価しておかねばならない。

この体積抵抗率  $\rho_v$  は、電子ビーム照射停止後の電位減衰特性から求めることができる。一般に、 $V_{s0}$  に帯電した材料の表面電位  $V_s(t)$  は、

$$V_s(t) = V_{s0} \cdot \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right) \quad (11)$$

で減衰することが知られている<sup>9)</sup>。この  $\tau$  は減衰時定数であり、

$$\tau = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \rho_v \quad (12)$$

で表される。したがって、この時定数 $\tau$ を求めることができれば、(12)式より、

$$\rho_v = \frac{\tau}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (13)$$

として体積抵抗率 $\rho_v$ を求めることができる。

また、電流計で計測できる電流  $I(t)$  は、(8)式に示したように、照射電子の表面からの侵入深さ（飛程） $R$  の影響を受ける。この電子の飛程  $R$  を求める式は種々提案されているが、ここでは  $E < 20\text{keV}$  の電子を対象としているので、 $E < 50\text{keV}$  領域に対して提案された Gledhill の経験式<sup>(10)</sup>

$$\begin{cases} R = \frac{r_p}{\rho} \\ \log(r_p) = -5.1 + 1.358 \cdot \log E \\ \quad + 0.215(\log E)^2 - 0.043(\log E)^3 \end{cases} \quad (14)$$

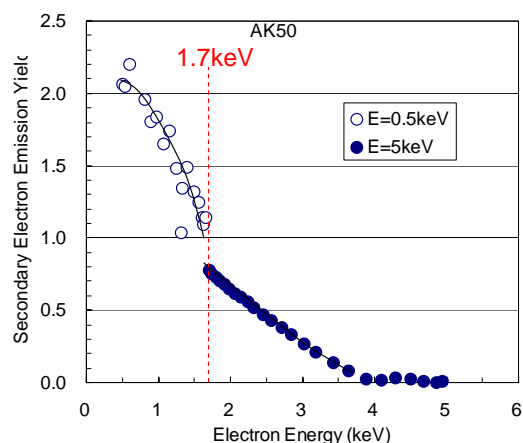
を適用する。ただし、 $r_p$ ：実用飛程 $[\text{g}/\text{cm}^2]$ 、 $E$ ：電子のエネルギー $[\text{keV}]$  ( $E < 50\text{keV}$ )、 $\rho$ ：密度 $[\text{g}/\text{cm}^3]$ である。なお、カプトンでは $\rho = 1.43\text{g}/\text{cm}^3$ 、UPILEX\_R では $\rho = 1.39\text{g}/\text{cm}^3$ として、(14)式から飛程  $R$  を計算した。

以上の考えに立って、カプトンフィルムにおいて、図2に示した  $E = 5\text{keV}$  と  $E = 0.5\text{keV}$  の帯電特性から2次電子放出係数の照射エネルギー依存性を求めると、図10(a)のようになった。また、同じく UPILEX\_R フィルムに関しても、図6に示した帯電特性から2次電子放出係数の照射エネルギー依存性を求めると図10(b)のようになった。カプトンフィルムの場合、 $E = 0.5\text{keV}$  で2次電子放出係数の最大値 $\delta_{\max} \approx 2.1$ が存在するようである。また、UPILEX\_R フィルムにおいても  $E = 0.5\text{keV}$  で2次電子放出係数が最大値 $\delta_{\max} \approx 2.1$ をとるようである。

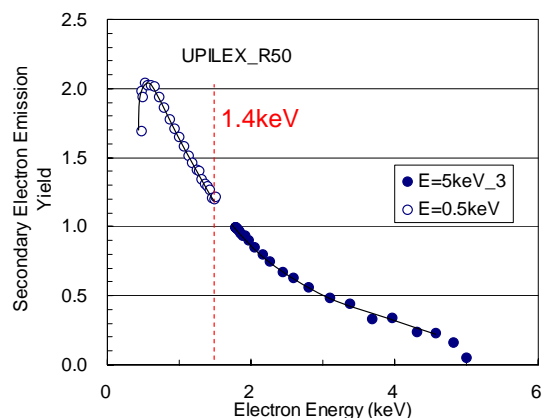
## 5. まとめ

宇宙機の熱制御材料として用いられる2種類のアルミ蒸着ポリイミドフィルム、カプトンフィルムと UPILEX\_R フィルムに対して、宇宙環境プラズマ中の電子流を模擬した  $20\text{keV}$  以下のエネルギーの電子を照射することによって帯電特性を評価し、その結果から2次電子放出係数を導出した。また、電子ビーム照射停止後の電位減衰特性から体積抵抗率を検討した。その結果、次のような結果が得られた。

(1) カプトンフィルムにおいて、2次電子放出係数は、約  $0.5\text{keV}$  で最大値が 2.1 程度になり、約  $1.7\text{keV}$  で



(a)カプトンフィルム



(b)UPILEX\_R フィルム

図10 ポリイミドフィルムの2次電子放出係数の照射エネルギー依存性

1 になった。また、体積抵抗率は  $1 \times 10^{15} \Omega\text{m}$  以上である。

(2) UPILEX\_R フィルムにおいても、2次電子放出係数は、約  $0.5\text{keV}$  で最大値が約 2.1 となるが、約  $1.4\text{keV}$  で1になった。しかし、体積抵抗率は、カプトンフィルムより1桁程度高く、 $2 \times 10^{16} \Omega\text{m}$  以上である。

## 文 献

- (1) H. B. Garrett: "The charging of spacecraft surfaces", Rev. Geophys. Space Phys., Vol.19, pp.577-616 (1981)
- (2) 趙・藤井:「宇宙環境での帯電放電現象についての研究動向と将来課題 第1回 宇宙環境と宇宙機の帯電電位」、日本航空宇宙学会誌、Vol.51、No.591、pp.109-117 (2003)
- (3) 藤井:「宇宙塵・宇宙帯電と衛星技術」、静電気学会誌、Vol.25、pp.11-18 (2001)
- (4) V. A. Davis, L. F. Neergard, M. J. Mandell, I. Katz, B. M. Gardner, J. M. Hilton and J. Minor: "Spacecraft charging calculations: NASCAP-2K

- and SEE spacecraft charging handbook”, AIAA2002-0626 (2002)
- (5) J.-F. Roussel, F. Rogier, G. Dufour, J.-C. Mateo-Velez, J. Forest, A. Hilger, D. Rodgers, L. Girard and D. Payan: “SPIS open source code, methods, capabilities, achievements and prospects”, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol.36, pp.2360-2368 (2008)
  - (6) T. Muranaka, S. Hosoda, J. Kim, S. Hatta, K. Ikeda, T. Hamanaga, M. Cho, H. Usui, O. Ueda, K. Koga and T. Goka: “Development of Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT)”, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol.36, pp.2094-2102 (2008)
  - (7) 藤井・奥村・高橋：「衛星用熱制御 FEP フィルムの低エネルギー電子ビーム照射による帯電特性と2次電子放出」、電気学会論文誌A、Vol.132、pp.790-796 (2012)
  - (8) 藤井・奥村・高橋：「電子ビーム照射による帯電計測から宇宙機表面材料の物性評価について」、第9回宇宙環境シンポジウム講演論文集、pp.119-126 (2012)
  - (9) 浅野：「静電気工学における電界・電位測定法」、静電気学会誌、Vol.10、pp.205-212 (1986)
  - (10) B. Gross: “Radiation-induced charge storage and polarization effects”, Topics in Appl. Phys., Vol.33, pp.217-284 (1979)

## 第10回 宇宙環境シンポジウム

## 光電子放出電流測定による宇宙機用絶縁材料の帯電物性の解析

野村 和史\* 矢部 謙治 三宅 弘晃 田中 康寛 (東京都市大学)  
大平 正道 奥村 哲平 高橋 真人 (宇宙航空研究開発機構)

# Analysis of the physical properties of the polymeric material for spacecraft charging by measuring the photoelectron emission current

Kazufumi Nomura, Yabe Kenji, Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka  
(Tokyo City University),  
Masamichi Ohira, Teppei Okumura, Masato Takahashi  
(JAXA)

## 1. はじめに

人工衛星などの宇宙機は、温度変化の激しい宇宙環境において、機内の温度を一定に保つために、絶縁材料フィルムを積層した MLI(Multilayer Insulator)と呼ばれる多層の絶縁フィルムから成る熱制御材料が使用されている。しかし、宇宙空間では太陽や電磁波(紫外線、X線、 $\gamma$ 線)やプラズマが存在し、これらにより宇宙機表面に用いられる絶縁体は帯電する。そして、過度に帯電した場合は静電放電(ESD)が発生し、宇宙機用絶縁材料の劣化や機器の故障などの宇宙機事故を引き起こし、最悪のケースとして運用不能状態に陥る可能性がある<sup>(1)</sup>。

特に宇宙環境に起因する静止衛星の事故のうち、半数以上が帯電・放電に起因するという報告もされていることから、実際の宇宙機運用の環境条件に基づいた帯電解析を設計段階から実施し、帯電・放電を考慮した材料選定が必要となる。

このため衛星開発者は国産の衛星帯電解析ソフトウェア(Multi-utility Space Craft Charging Analysis Tool: MUSCAT)<sup>(2)</sup>を使用し衛星の表面電位の解析を行っている。解析には、衛星形状の他に表面材料の光電子放出や二次電子放出といった帯電に関する物性値が必要となる。しかし、宇宙機用材料の光電子放出の物性値についてほとんど得られていないのが現状である。

そこで当研究グループでは、太陽光による光電子放出に注目し、真空紫外分光を用いて絶縁材料の光電子放出電流測定と、材料の吸光度測定により絶縁材料の電子物性の評価を行っている。本論文では、前述測定よりイオン化エネルギー $\phi$ とエネルギーバンドギャップ $\phi_g$ を算出し、測定結果の妥当性を検討したので報告する。

## 2. 測定手順

## 2.1 量子効率 Q の算出

光電子放出の評価は量子効率を求める事で行っている。量子効率は単位面積の物質表面に単位時間当たりに入射する光子数  $n_p$ 、光電効果により物質表面から放出された単位時間当たりの光電子数  $n_e$  の割合から定義されており、Eq. 1 で表される。

$$Q = \frac{n_e}{n_p} \quad (1)$$

$n_p$  はフォトダイオード(P.D.)への測定光を入射させた際に P.D.から出力される電流  $I_p$  を測定し、Eq. 2 を用いることで算出する。なお、同式中の  $k$  は P.D.の量子効率 (NIST の校正値)、 $e$  は電気素量である。

$$n_p = \frac{I_p}{e} \times \frac{1}{k} \quad (2)$$

$n_e$  は Eq. 3 に示す様に、測定光を試料に照射した際に試料表面から放出される光電子を、ファラデーカップにより光電子電流  $I_F$  として計測し、 $I_F$  を  $e$  で除して求める。

$$n_e = \frac{I_F}{e} \quad (3)$$

2.2 エネルギーバンドギャップ  $\phi_g$  の算出

分光した短波長光を試料に透過させた際の投下光強度を得ることにより、エネルギーバンドギャップ  $\phi_g$  の評価も行っている。試料に単波長光を透過させた際、透過光は試料の  $\phi_g$  に応じて吸収されるため、波長毎に入射光電流  $I_0$  と透過光電流  $I$  との間に強度差が生じる。これらの比を Eq. 4 に示す様に取ることにより材料の吸光度  $A$  を算出する事が出来る。Fig.1 に Eq. 4 を用いて入社・透過測定結果から算出したポリイミド系材料の吸光度を示す。同図より、吸光度測定結果の変曲点における接線と波長軸との交点から  $\phi_g$  算出が可能である。

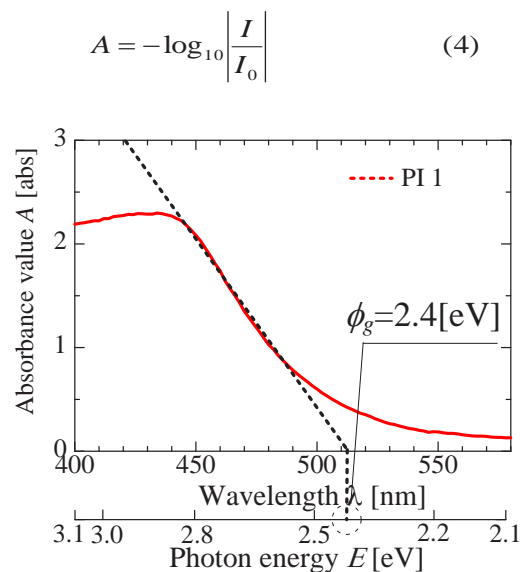


Fig. 1 Absorbance result of PI 1

### 3. 測定装置、試料及び測定条件

Fig. 2 に光電子放出電流測定装置の概略図を示す。真空チャンバー内には試料台、ファラデーカップが取り付けられている。光源は、重水素ランプ光源、キセノンランプ光源を使用しており、光源を使い分けることにより、照射光は 110 - 2100 nm の範囲の光を照射可能となっている。また、光源からの照射光は、分光器を通して 110 - 580 nm の単波長光に分光される。この分光はファラデーカップの中心に設けられた照射口を通して試料に照射され、それにより試料から放出された光電子は +50 V を印加されたファラデーカップによって収集される。その際、ファラデーカップおよび試料台からの出力電流信号はカレントアンプ (Kethley 社製, 428 Current Amplifier) を通して電圧信号に変換・増幅され、オシロスコープ (LeCroy 社製, 104MXs) で観測される。

なお、本測定装置では、機械式シャッターによって照射光を時間幅 30 ms のパルス状にすることで絶縁材料測定時に生じる帯電の影響を最小限にしている。

また、試料に照射する照射光の直径は 4 mm であり、XY ステージを用いて、Fig. 3 に示す様に、測定毎に照射位置を 10 mm の移動させ、常に見商社領域での測定を行う事で帯電による光電子放出への影響を除去している。

本研究では、試料としてポリイミド材料 2 種類 (PI 1, PI 2 50 μm) とポリフッ化ビニリデン (PVDF 4.5 μm) を用いて光電子放出と吸光度測定を行った。測定波長は、光電子放出測定の際は 120 - 300 nm、吸光度測定の際は 140 - 580 nm である。

各波長における光電子数と光子数を測定し Eq.1, Eq.4 を使用することで量子効率及び、吸光度の算出行っている。

なお、実験は全て、 $2 \times 10^{-5} \sim 8 \times 10^{-5}$  Pa の真空環境下で実施された。

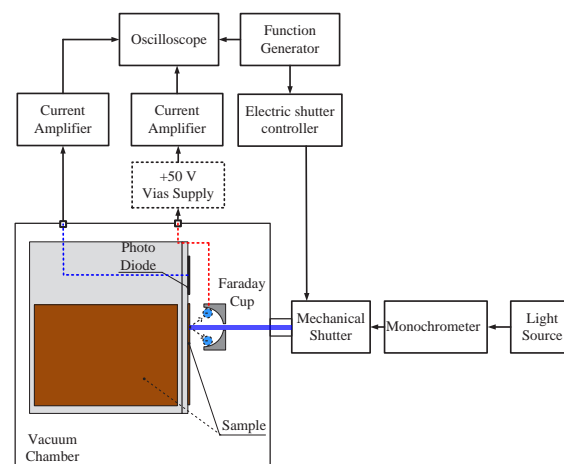


Fig. 2 Schematic diagram of measurement system of PE

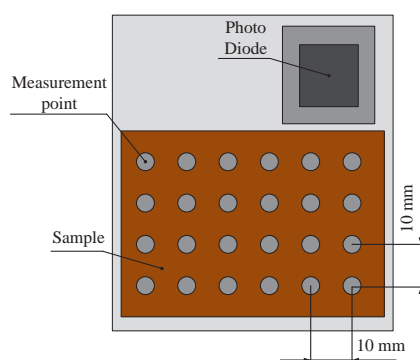


Fig. 3 .Measurement point

### 4. 測定結果

#### 4.1 量子効率の測定

Fig. 4 に高分子材料の量子効率の測定結果を示す。同図の縦軸は、量子効率 [electron/photon] であり、横軸は波長 [nm] 及び、エネルギー換算値 [eV] を示している。同図より、PVDF と PI の量子効率を比較すると PI 系の試料が大きく、光電子放出量が多いことが確認出来る。また、PVDF では 165 nm、PI では 200 nm 以上の波長では光電子電流  $I_F$  が検出されなくなった。これは試料のイオン化エネルギー  $\phi$  より、照射光のエネルギーが低くなった為であると思われる。そこで、この  $I_F$  が検出できた最長波長を計測限界波長とし、 $\phi$  の算出を行った。その結果を Table.2 に示す。比較として、密度汎関数法 (DFT 法) <sup>(3)</sup> を用いて算出した  $\phi$  の値も併せて示す。本計算では Gaussian03 を使い、計算分子構造数は使用した計算機の制約から 3 分子程度である。同表より、測定値と計算値では、 $\phi$  の値に 0.3 - 1.1 eV 差が確認された。これは解析に用いた高分子モデルの構造や環境条件が最適化したものを用いたため、実材料の状態と異なるため生じたものと考えられる。また、各材料の  $\phi$  を比較すると、PI は PVDF より小さい値となり、PI は PVDF より光電子放出が生じやすいことが確認出来る。

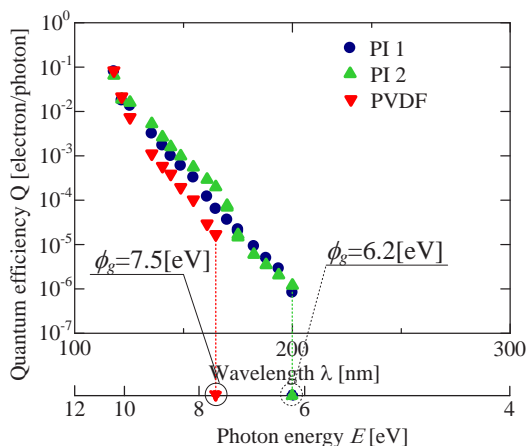


Fig. 4 Results of photoelectron emission on each sample

#### 4.2 吸光度の測定

Fig.4 に PVDF と PI の吸光度の測定結果を示す。縦軸は吸光度  $A$  [abs] を、横軸は波長  $\lambda$  [nm] とエネルギー換算値  $E$  [eV] をそれぞれ示している。同図より、PVDF では  $\phi_g = 8.37$  [eV]、PI ではそれぞれ  $\phi_g = 2.40, 2.55$  [eV] であり、PVDF の  $\phi_g$  が高い。

次に、本測定結果が適正であるか確認するため、DFT 法による  $\phi_g$  の計算値と比較を行った。Table 2 に  $\phi_g$  の測定結果および計算値を示す。同表より、PI では測定値と計算値で最大 0.53 eV、PVDF では 0.86 eV の差が確認されたが、これも前述したとおり計算条件によるものと考えられ、本測定で得られた値は有効であると判断できる。

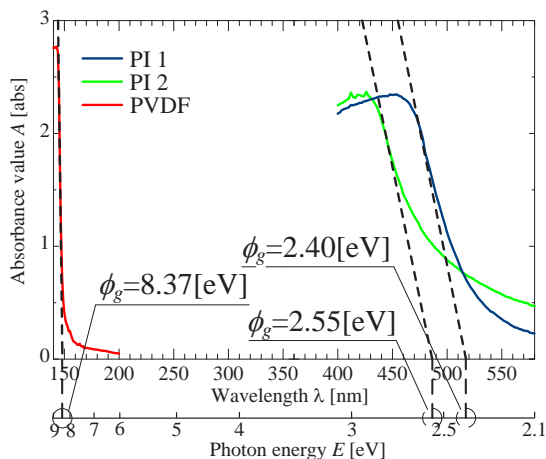


Fig. 5 Results of quantum efficiency of each sample

Table 2 Ionization energy and Energy gap of each sample

Sample	Ionization energy $\phi_i$ [eV]		Energy band gap $\phi_g$ [eV]	
	Calculated value by DFT	Measurement value	Calculated value by DFT	Measurement value
PI 1	5.9	6.2	2.32	2.40
PI 2	5.4	6.2	2.02	2.55
PVDF	8.6	7.5	9.23	8.37

#### 4.3 光電子放出と吸光度測定の関係の調査

また、Fig. 6 にエネルギーバンドギャップ  $\phi_g$ 、イオン化エネルギー  $\phi_i$  の関係のモデル図を示す。Table 2 から、PI の場合、イオン化エネルギーの方がエネルギーバンドギャップより小さい値となっている。一方、PVDF ではイオン化エネルギーよりエネルギーバンドギャップの方が大きい値であることが確認できる。

これは、Fig. 6 より、PI 1 及び、PI 2 の真空準位 (VL) が電子に占有されていない最もエネルギーの低い準位 (LUMO 準位) より高いことを示しており、荷電子帯にエネルギーを受けた際、電荷が容易に伝導体に遷移することが可能であることを示していると考えられる。

以上の結果より、電子占有されている最もエネルギーの高い準位 (HOMO 準位) に存在していた電子が LUMO 準位に励起し、その後、イオン化エネルギーより小さいエネルギーを受け取った場合でも真空準位へと励起すると考えられる。一方、イオン化エネルギーがエネルギーバンドギャップより小さい場合、HOMO 準位から真空準位までのエネルギーを得なければいけないため、光電子放出が起こりにくいと考えられる。

以上より、イオン化エネルギーがエネルギーバンドギャップより大きい場合、光電子放出が起こりやすく、光電子放出量も増加すると考えられる。

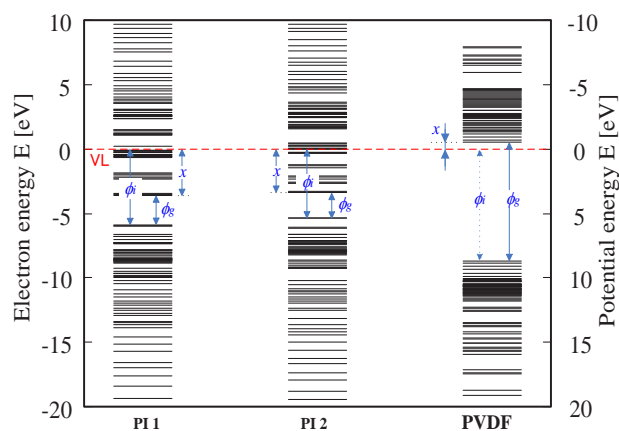


Fig. 6. Relationship of Ionization energy and Energy gap

#### 5. まとめ

量子効率の測定結果より PI の方が、PVDF 光電子放出が生じ易いことが確認できた。また、吸光度の測定からは、PVDF は PI より  $\phi_g$  の値が高いことが確認できた。

今後は、さらに宇宙機に用いられている多種の材料の測定を実施し、光電子放出とイオン化エネルギーやエネルギーバンドギャップの検討を行い、光電子放出の数値計算モデルの導出<sup>(4)</sup>を検討する。

## 参考文献

- 
- (1) H. C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, J. B. Blake, J. F. Fennell, J. L. Roeder and P. C. Anderson: Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference, Air Force Research Laboratory, 1998, pp. 7–11.
  - (2) T. Muranaka, et al.:” Development of Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT)”, IEEE Transactions on Plasma.
  - (3) Yohei Komiyama et al, “Observation of Surface Discharge Phenomena on Dielectric Films Under Low Pressure Using Pockels Effect,” 10th International Space Conference on Protection of Materials and Structures From the Space Environment, Springer, Astrophysics and Space Science Proceedings Vol. 32, pp. 447-457, 2013
  - (4) C .N. Berglund and W. E.Spicer “Photoemission studies of copper and silver : theory” Physical Review22 th, June 1964

# 宇宙材料における二次電子・光電子放出係数の測定装置開発

○宮原信（九工大・電気電子）, Wu Jiang（西安大）, Arifur R. Khan  
豊田和弘（九工大・電気電子）, 趙孟佑（九工大・先端機能）

Total Electron Emission Yield Measurement of Polyimide Film Due to Different Temperatures

Akira Miyahara (Kyushu Institute of Tech.), Wu Jiang (Kyushu Institute of Tech.),  
Kazuhiro Toyoda (Kyushu Institute of Tech.), Mengu Cho (Kyushu Institute of Tech.)

Key Words : Total Electron Emission Yield, Insulator, Charging, Temperature

## 1. はじめに

人工衛星を運用するにあたって、常に念頭に置いておかなければならないのが、放電事故の危険性である。地上の環境とは異なり宇宙空間上では、電子と陽子が乖離して形成されたプラズマ環境が、宇宙機の帯電・放電現象を誘発する。仮に太陽パネル上で放電事故を起こした場合、電力供給量の低下がそのまま運用停止につながることもある。

2003年10月、地球観測衛星みどり2号の身に起きた放電故障事故をきっかけに、九州工業大学では衛星帯電解析ソフトウェア(通称MUSCAT)の開発に携わった。MUSCATの開発により、地上における軌道上衛星の帯電シミュレーションが可能となる。この衛星帯電解析に必要となるパラメータが、宇宙機表面を構成している物質の二次電子放出係数、光電子放出係数、抵抗値にあたる。さらに状況に応じて、材料の劣化具合、温度環境といった情報を加味していかなければならない。このように、あらゆる環境・状況におけるパラメータを有するデータベースの構築が、より正確な帯電解析の実現につながる。

現在、データベース構築のために、同大学では宇宙材料の二次電子および光電子放出係数測定装置の開発を行なっている。二次電子放出係数とは、すなわち物質の帯電のしやすさを表す指標である。宇宙空間のような電子の衝突しやすい環境の中で、この係数の高い物質は正に、逆に係数の低い物質は負に帯電しやすい傾向をもっている。また光電子放出係数とは、紫外線のような短波長、強いエネルギーを持った光が、物質表面に照射されたと同時に電子を放出させる現象である。この現象は光電効果とも呼ばれ、放出傾向は表面構成物質の仕事関数に依存する。

まず二次電子放出係数の測定を行うにあたって、極低圧環境と電子の衝突環境の模擬を、電子銃を備えたオージェ電子測定装置を用いて行なった。空間の圧力は $10^{-5}$  Pa、電子銃は25 eV~3000 eVのレンジで電子を照射することができる。また、金属と絶縁体の薄膜サンプルについて、“パルス・スキャン法”

と呼ばれる方法を用いることによって、電子照射後に残る帯電を殆ど無視しながら、二次電子放出係数の測定を行った。

次に光電子放出係数の測定を行うにあたって、低圧環境と紫外線の模擬を、浜松ホトニクス製重水素ランプを光源とした小型真空装置を用いて行なった。空間の圧力は $10^{-5}$  Pa、光源の波長を限定するために波長選択フィルターを使用した。また二次電子試験同様に、パルス・スキャン法を用いて絶縁体物質の帯電影響を回避している。そのために精密自動ステージ(X-Y)、開閉10msオーダーのシャッターを使用した。

本稿での研究目的は、この二次電子放出係数測定装置に加熱器と冷却器を搭載し、高温・低温環境における二次電子放出係数の測定装置を構築すること。ならびに光電効果から得られる電子電流から、光電子放出係数を導出することである。以下、2つの項目を並列して記載する。

## 2. 原理

### 2.1 二次電子放出係数

低圧環境において、電子が宇宙機材料に衝突した場合、入射電子の数とは別個数の電子が放出される。このとき、入射電子の数( $N_{in}$ )と放出電子の数( $N_{out}$ )を比で表したものを、

$$\sigma = \frac{N_{out}}{N_{in}} \quad (1)$$

二次電子放出係数 $\sigma$ と定義する。もし、放出電子の数が入射電子の数よりも多ければ( $\sigma > 1$ )、材料は正に帯電しようとする。逆にもし、放出電子の数が入射電子の数よりも少なければ( $\sigma < 1$ )、材料は負に帯電しようとする。二次電子放出係数は材料の種類だけではなく、表面状態や温度によって変化する。[1]

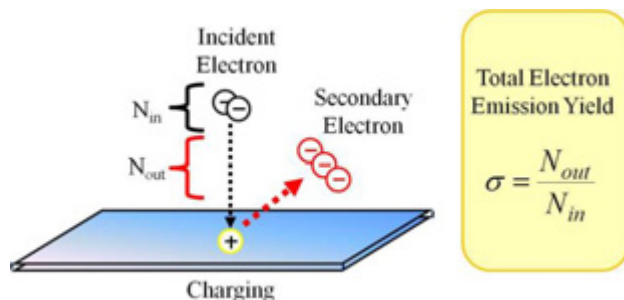


図 1 二次電子放出現象

## 2.2 光電子放出係数

低温環境において、紫外線のような高いエネルギーを持つ光が物質表面に照射され、かつ光エネルギーが物質の仕事関数を上回った場合に電子が放出される。この現象を光電子放出現象あるいは光電効果と呼ぶ。この時、入射した光子数に対する放出した電子数を比で表したものを光電子放出係数 $Y(\lambda)$ と定義する(量子効率とも呼ぶ)。 $Y(\lambda)$ は入射した光子線量 $F(\lambda)$ 、露光面積 $S$ 、電荷素量 $q_e$ 、放出した電子電流 $I_{sa}$ を用いて以下の式(2)で表される。

$$I_{sa} = q_e \times S \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Y(\lambda) \cdot F(\lambda) d\lambda \quad (2)$$

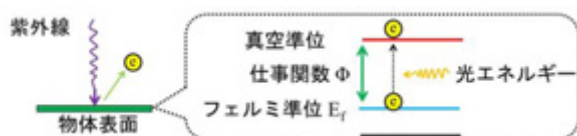


図2 光電子放出現象

## 3. 測定方法

### 3.1 温度環境の構築と二次電子放出係数測定

異なる温度環境下における二次電子放出係数の測定は、以下の3つの試験で構成されている。

- (1). 二次電子放出係数の測定
- (2). 温度環境の構築
- (3). サンプル温度の測定

以上を踏まえて試験方法を記載する。

#### 3.1.1 パルス・スキャン方法

薄膜サンプルの二次電子放出係数を測定するために、オージェ装置を使用した。この装置は大きく分けて、電子を照射する電子銃、サンプルを移動・固定するステージ、放出した電子を捕獲するコレクタの3つの機器によって構成されており、 $5 \times 10^{-5}$  Paの圧力下で、固定されたサンプルに電子ビームを照射することが可能である。また、ステージとコレクタには-300 Vと-250 Vの負バイアスコンデンサを設け、コレクタとステージ間に電位差50 Vの電界を形成している。このバイアスによるメリットは2つある。ひと

つは、電子ビームの照射出力が300V増しになることで、低エネルギー電子を擬似的に測定することが出来ること。バイアスを掛けなかった場合、300 eV以下の電子はサンプルまで到達できずに離散してしまう場合がある。もう一つは、50Vの電界を形成することで電子がコレクタに引きつけられ、電子が捕獲しやすくなることである。この電界に引きつけられた放出電子はコレクタに捕獲され、コレクタ電流( $I_{co}$ )としてオシロスコープで観測される。また、サンプルが得たあるいは失った電子を補うように移動する電子電流をサンプル電流( $I_{sa}$ )として同時に観測する。これら $I_{co}$ 、 $I_{sa}$ はnA単位の非常に小さな電流であるため、高速電流アンプで増幅して観測を行なった。(図3)

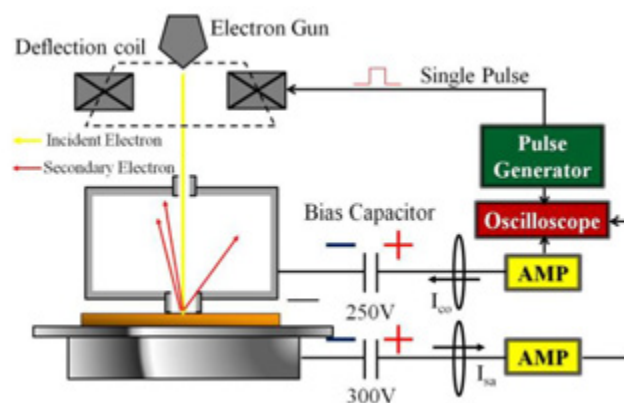


図 3 オージェ装置

二次電子放出係数は、入射する電子数に対する放出する電子数との比で表せるため、

$$\sigma = \frac{N_{out}}{N_{in}} = \frac{I_{out}}{I_{in}} \quad (2)$$

$$\sigma = \frac{I_{co}}{I_{co} + I_{sa}} \quad (3)$$

で計算される。ここで $I_{out}$ は放出した電子電流、 $I_{in}$ は入射電子電流を表す。以上の測定装置の校正を、式(3)を用いて金サンプルの二次電子放出係数の測定で行なった。その結果を次の図4に示す。[2]

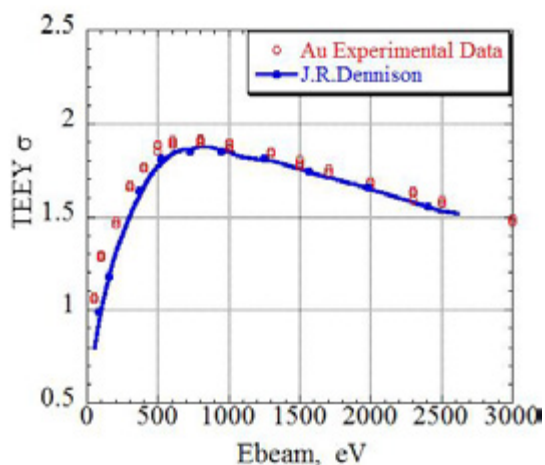


図4 金を用いた二次電子放出係数測定の校正.

導体の測定とは異なり、絶縁体の二次電子放出係数の測定では、電子照射による帯電現象を考慮する必要がある。絶縁体サンプルは、一度電子を照射すると、物質表面の電位が正または負に帯電する。物質表面の帯電は電子の放出を妨げ、二次電子放出係数の測定に大きな誤差を与える。ここで、我々は”パルス・スキャン方法”を用いることで、絶縁体の帯電をある程度回避することに成功した。[3]

パルス・スキャン方法では、電子ビームを30  $\mu\text{s}$  のパルス波で照射する。パルス波を用いることで、絶縁体表面の帯電を最小限に抑えることができる。また、一度の測定ごとに照射位置を変えた。実際の測定では図5で示すように、測定箇所を5×5個用意した。これにより、常に帯電の影響を無視した測定を行うことができる。

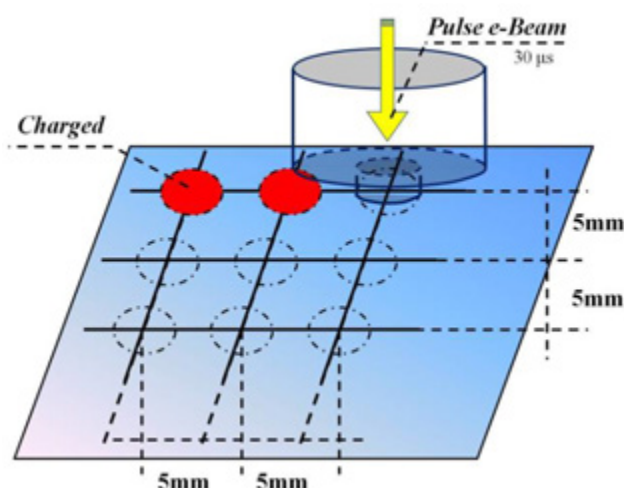


図5 パルス・スキャン方法

### 3.1.2. サンプルの加熱システム

計測装置にはベーキング用のヒーターが備え付け

られている。このヒーターを使用することで、装置内部を100℃以上加熱することができる。サンプル温度の測定には熱電対を使用し、温度調節器に使われるリレー装置(E5CN omron社製)をヒーターのスイッチに組み込むことで、常に100℃の温度を保つことができる。

### 3.1.3. サンプルの冷却システム

計測装置に液体窒素タンクを設け、サンプルの冷却システムを構築した。加熱システムであるヒーターの位置も同時に図6に示す。

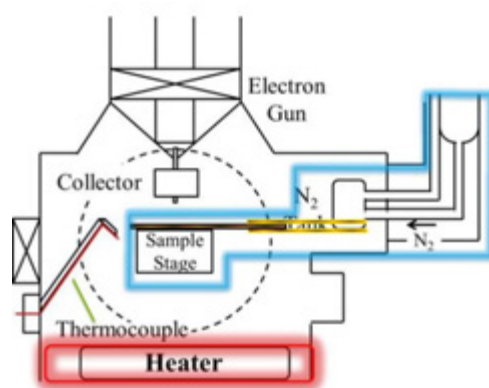


図6 温度環境の構築装置

サンプルの冷却には、液体窒素タンクから伸ばした銅板をサンプルの下に敷き、接触冷却を試みた。ただし、ステージは可動式のため、ステージに取り付けられた銅板を、タンクに取り付けられた2枚の銅板に挟みこむような形で接続されている。また、コレクタ、ステージには200V以上の負バイアスがかけられているため、銅板には薄い絶縁テープで絶縁処置を施している。

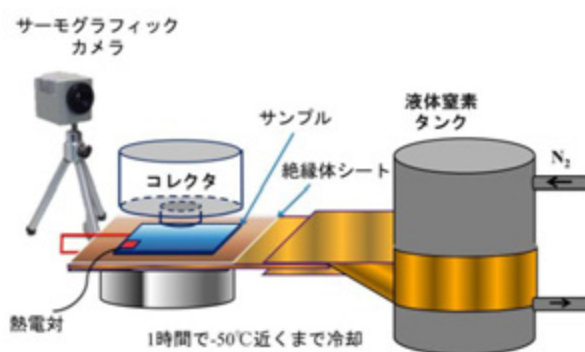


図7 低温環境の構築

低温試験を行うにあたって、サンプルの正確な温度を記録できなければならない。これらの温度の測定のために熱電対とサーモグラフィを使用した。一度サンプルに熱電対を取り付け、その温度を観測する。そしてさらに、チャンバー外の覗き窓には、サ

ーモグラフィのカメラが設置されている。これにより、チャンバー内の温度分布と温度変化の様子を視認することができる。以上の方法によりサンプル温度約-50℃を観測したが、詳しい結果については4.3章にて後述する。

### 3.1.4. 試験環境

以下の表1にて試験環境を示す。

表 1 システム詳細

Catalog	Value
圧力	$7.2 \times 10^{-5}$ Pa
入射電子エネルギー	50 eV ~ 3 keV
入射電子電流	10 ~ 30 nA
照射パルス長	30 $\mu$ s
照射面積	1 mm <sup>2</sup>
バイアス (ステージ / コレクタ)	-300 V / -250 V
SN 比	High
サンプル	Kapton 100H
測定可能な厚み	0 ~ 2.5 mm
温度 (高温 / 室温 / 低温)	100 / 23 / -20 °C

## 3.2 光電子放出係数の解析

光電子放出係数(量子効率)の測定試験は以下の手順で構成されている。

- (1) UVセンサを用いた入射光子電流 $I_{se}$ の測定および、サンプルから放出した電子の電子電流 $I_{sa}$ の測定。

- (2) Matlabを用いた量子効率の解析。

以上2つの項目について試験方法を記載する。

### 3.2.1. 電子電流計測

UV光源から入射された紫外線の光子電流 $I_{se}$  および、光電効果により放出した電子電流 $I_{sa}$  を計測するために、以下図8の装置を構築した。

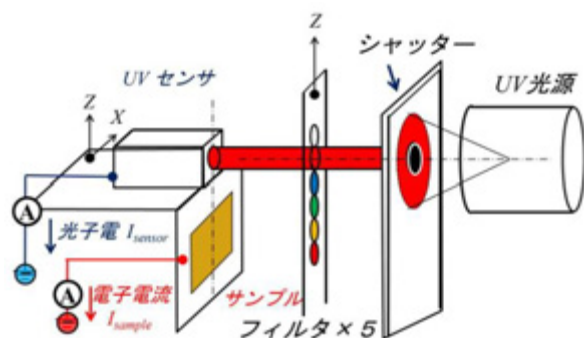


図 8 光電子電放出係数測定装置

UV光源には浜松ホトニクス製重水素ランプL1835、UVセンサには同社のH8496-16型を使用した。また、

光源とセンサの間には開閉シャッターと5つの波長選択フィルタを設けている。シャッターにはVincent社製VS25を使用し、10msで高速開閉が可能となる。波長選択フィルタは、122nm, 130nm, 138nm, 157nm, 185nm, 220nm, 248nm, 計7つの波長を選択して透過することが可能であり、その透過率と半値幅を表2に示す。

表 2 フィルタの透過率と半値幅

	122nm	130nm	138nm	157nm
透過率	15	15	15	12
半値幅	~20	20 +/-5	20 +/-7.5	20 +/-5

	185nm	220nm	248nm	
透過率	15	15	15	
半値幅	~20 +/-7.5	20 +/-5	20 +/-5	

高速開閉シャッターにより10msのパルス波となった紫外線を各フィルタに通し、UVセンサとサンプルに照射する。センサで得られた入射光子電流 $I_{se}$ とサンプルで得られた放出電子電流 $I_{sa}$ は、高速電流アンプにより $10^6 \sim 10^7$ 倍で増幅され、オシロスコープで計測される。その時に得られた電子電流の波形例を図9に示す。サンプルは絶縁体薄膜 Kapton 100H を用いた。

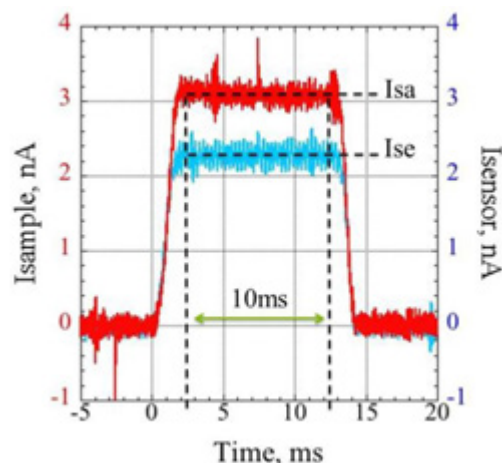


図9 122nmの入射光子電流( $I_{se}$ )と放出電子電流( $I_{sa}$ )

サンプルが絶縁体の場合は、二次電子の時と同様、パルス・スキャン法を用いて行っている。

### 3.2.2 量子効率の解析

放出電子電流 $I_{sa}$ と量子効率 $Y(\lambda)$ との関係式(2)から $Y(\lambda)$ を導出する。ただし、 $Y(\lambda)$ は積分関数で表されるため、数式計算アプリケーションMatlab

(Math Works社製)を使用した簡易解析により導出を試みた。

量子効率 $Y(\lambda)$ を任意の多項式 $Y'(\lambda)$ と仮定し、式(2)に代入する。その時の電子電流 $I'_{sa}$ を式(3)に示す。

$$I'_{sa} = q_e \times S \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Y'(\lambda) \cdot F(\lambda) d\lambda \quad (3)$$

また、入射光子線量  $F(\lambda)$  は、入射光の強度、フィルターの透過率、入射光子電流  $I_{se}$  により計算される。これらから得られた光子線量  $F(\lambda)$  を図10に示す。

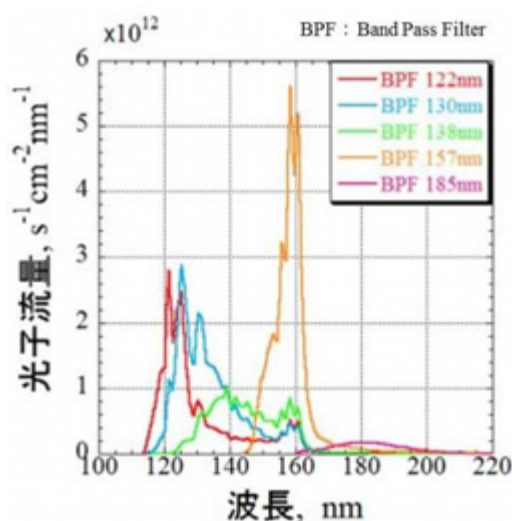


図 10 入射光子線量 $F(\lambda)$  [ $s^{-1}cm^{-2}nm^{-1}$ ]

式(3)より導出される電子電流 $I'_{sa}$ と、実測された電子電流 $I_{sa}$ 偏差 $\Delta$ を最小二乗法により取る。(式(4))

$$\Delta = \left( \frac{I'_{sa}}{I_{sa}} - 1 \right)^2 \quad (4)$$

各波長で得られた電子電流について、この偏差 $\Delta$ が最小となるような多項式 $Y'(\lambda)$ を導出する。

## 4. 試験結果

### 4.1. 二次電子放出係数測定

#### 4.1.1 常温環境試験

先に説明したオージェ装置とパルス・スキャン法を用いることで、室温における絶縁体薄膜(Kapton 100H)の二次電子放出係数測定を行なった。参考資料との比較結果を以下図7に示す。[4]

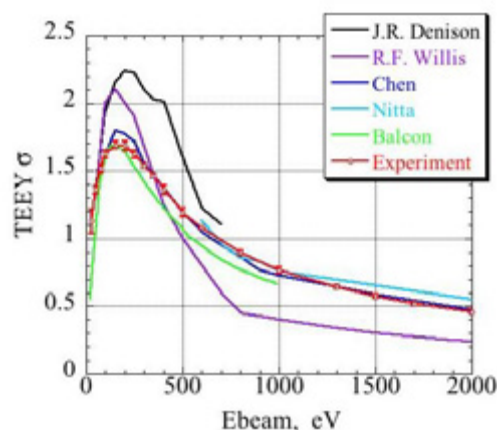


図 11 絶縁体材料の二次電子放出係数(Virgin)

図11より、すべての曲線において約200 eV付近にてピークをとる結果が得られている。入射電子エネルギーの増加に伴い上に凸となる曲線を描くのは、電子の浸透深さが深くなっていることを意味している。基本的に二次電子の放出数は、入射電子のエネルギー値に依存している。しかし、入射電子のエネルギーが大きくなるに従って、電子は物質表層深くまで潜り込む。深層に潜り込んだ電子のエネルギーは二次電子放出現象には使われず、物質中でエネルギーを吸収されてしまう。したがって、高エネルギー電子の衝突の際には、物質の電位は負に沈むことが示される。

J.R. Denison様、R.F. Willis様の曲線と我々の試験結果との比較を見ると、ピークエネルギー値は同じであっても、電子の放出数に違いが出ていることがわかる。これは帯電緩和方法の違いが起因しているのではないかと考える。我々の用いたパルス・スキャン法以外にも、帯電緩和の手段はいくつかあり、低エネルギー電子やイオンの照射、紫外線による光電効果、加熱といったものが挙げられる。

#### 4.1.2. 高温環境試験

ベーキング用ヒーターと温度調節器により100℃を保った高温環境で、Kapton 100Hの二次電子放出係数測定を行なった。その結果を次の図12に示す。

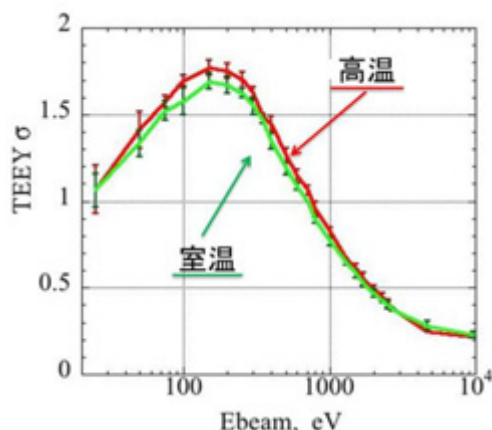


図 12 高温環境における絶縁体の二次電子放出係数

図12の結果は、室温・高温それぞれ5~10回に渡る測定の統計データもとに比較している。この結果より、高温では比較的に高い二次電子放出率を持つことがわかる。これは、加熱エネルギーが電子の動きを活発にさせ、放出率が上がったのではないかと考えている。

#### 4.1.3. シュラウドによる冷却効果

二次電子放出係数測定試験を行う前に、熱電対によるサンプル温度の変化を記録した。その結果を図13に示す。

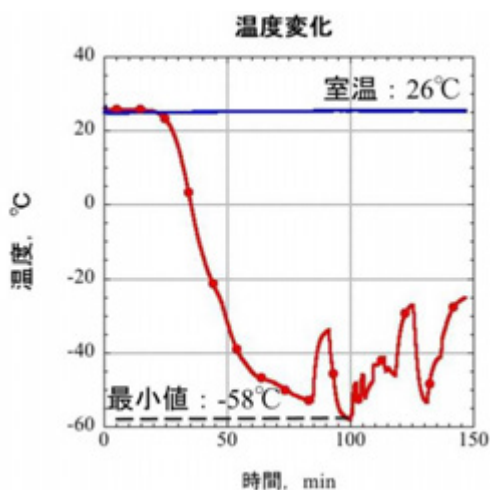


図 13 サンプルの冷却温度

使用した液体窒素は3リットル程度、冷却時間は2時間である。結果、-58℃までサンプル温度が下がることを確認した。また、サーモグラフィによる撮影を行なった為、何度か液体窒素タンクとの接続を断ち、このため一時的に温度が急上昇している。この時の上昇速度は毎分約1℃であった。再接続をした際には同様の速度で温度が低下することも確認できた。

また、5×5の測定ポイントにおける最低温度を測定した。その様子を図14に示す。

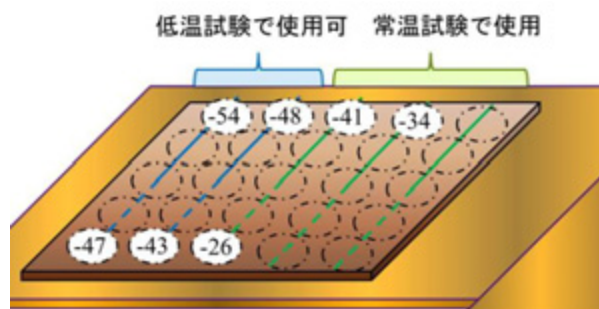


図 14 各測定点における最低温度

図14より、-50℃付近を設定温度に添えた場合、わずか2列しか測定に使用できないことが見て取れる。したがって実際の試験では、まず右反面を室温試験で使用し、続けて左半分を低温試験で使用した。この時の二次電子放出係数の測定結果を図15に示す。

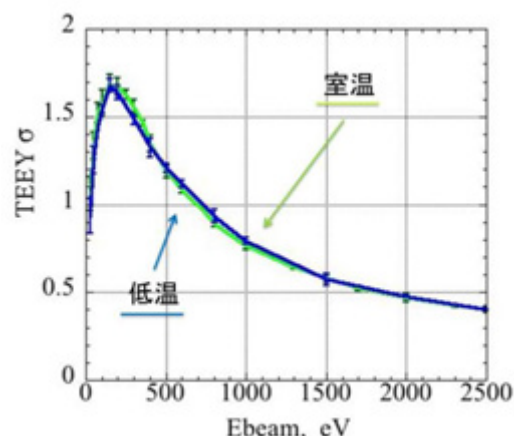


図 15 低温環境下における絶縁体の二次電子放出係数

図15より、室温と-50℃付近の低温環境との比較では、二次電子放出係数の曲線に殆ど変化が見られなかった。

#### 4.1.4. Au( 導体 ) の計測結果との比較

参考のため、Auについても同様の測定を行った。比較ができるよう、ポリイミドの測定結果と同時に図16.1, 16.2に示す。

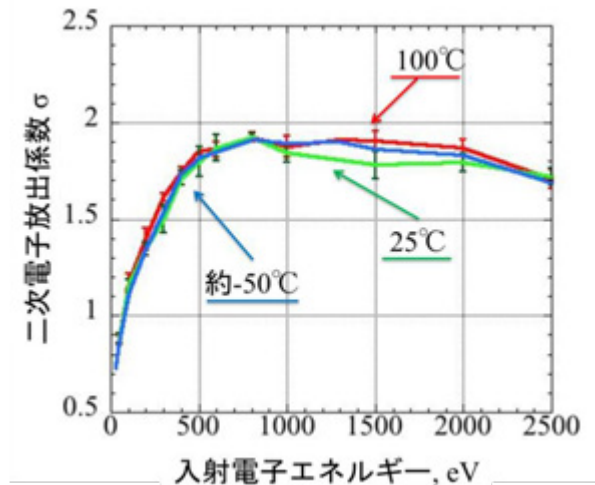


図 16.1 異なる温度環境下における導体(Au)の二次電子放出係数

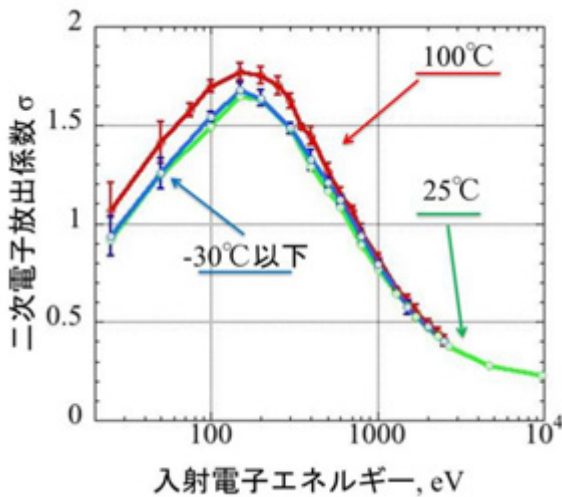


図 16.2 異なる温度環境下における絶縁体 (Kapton 100H)の二次電子放出係数

Auの結果もポリミドと同様、5~10回の測定に渡る標準偏差をエラーバーにとって比較を行っている。これより、Au(導体)では温度の違いによる二次電子放出係数の変化が殆ど現れなかった。1500eV 付近で多少の違いが見られているが、低エネルギー側ではほぼ一致していることが見て取れる。

## 4.2. 光電子放出係数の解析

### 4.2.1 電子電流計測

紫外線の照射により、UVセンサから得られた入射光子電流Ise 及びサンプルから得られた放出電子電流Isa を表3.1, 3.2に示す。使用したサンプルは、Au サンプルにカバーガラスに金蒸着したものを、絶縁体薄膜にKapton 100Hを使用した。

表 3.1 電子電流測定(Au)

	122nm	130nm	138nm	157nm
Ise[nA]	4.92	6.17	21.3	59.6

Isa[nA]	16.5	14.2	7.18	1.55
	185nm	220nm	248nm	
Ise[nA]	9	1.81	0.769	
Isa[nA]	0.113	0.045	0.022	

表 3.2 電子電流測定(Kapton 100H)

	122nm	130nm	138nm	157nm	185nm
Ise[nA]	3.08	4.19	15.45	40.9	5.87
Isa[nA]	4.33	4.53	2.63	0.452	-

185nm におけるKapton 100Hの放出電子電流Isaは、電流値が測定ノイズに紛れてしまい、計測できなかった。

### 4.2.2 量子効率の解析

量子効率の解析のため、任意の多項式 $Y'(\lambda)$ を以下の式(5)と仮定した。ただし、 $n$  は波長選択フィルターの波長値を意味する。

$$\log Y'_n(\lambda) = a_{n0} + a_{n1}\lambda \quad (5)$$

式(4)より、隣り合う波長の電子電流Isa、I'saについて偏差 $\Delta$ を取り、この $\Delta$ が最小となる多項式 $Y'(\lambda)$ の係数を決定する。選択フィルターが5つの場合、4つの多項式が得られるが、それらの接点をつなぎ合わせ、ひとつの量子効率曲線とする。その結果を図17.1, 17.2に示す。黒色の点線を参考とする。[5]

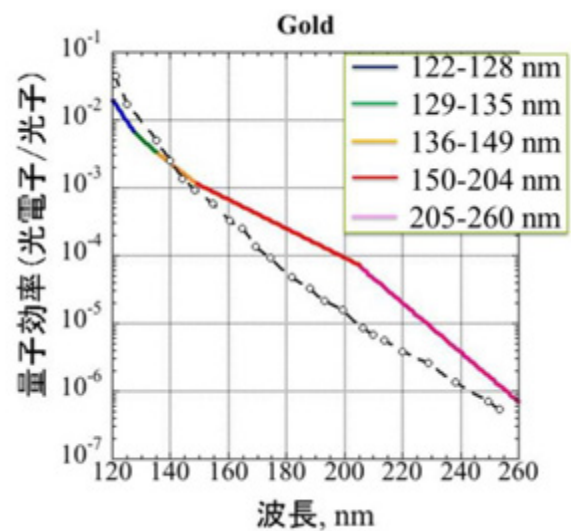


図 17.1 量子効率曲線(Au)

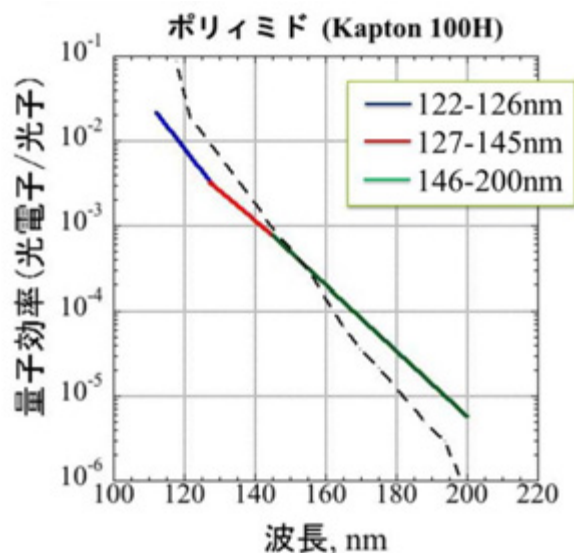


図 17.2 量子効率曲線(Kapton 100H)

以上の結果より、完全には一致していないが参考値に近い量子効率曲線の式を得ることが出来た。この結果における誤差は、試験方法の違いによるものから生じているものと考えられる。我々の試験装置が波長選択フィルターを用いて分光を行っているのに対し、参考値に用いた曲線は、分光器を使用したより細かい入射波長からの測定を行っている。

#### 4.2.3 AM0 換算

解析による任意の多項式 $Y'(\lambda)$ の導出におけるメリットは、地球軌道上における太陽光(AM0)を受けたときに放出する光電子電流密度を計算できるところにある。図18にAM0における太陽光の放射強度を示す。

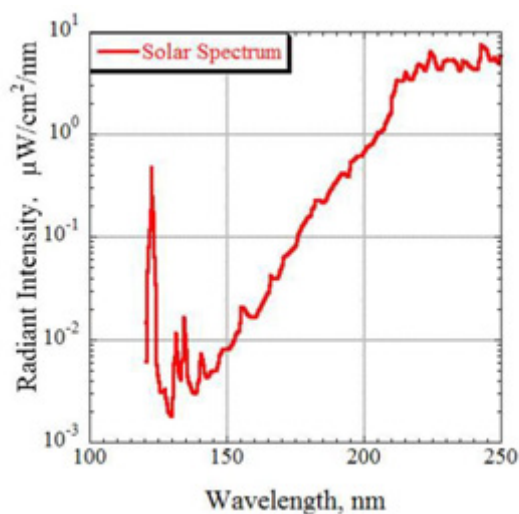


図 18 太陽光の放射強度(AM0)

また、求めたい光子電流密度は次の式(6)により与えられる。

$$j_{ph} = 1.602 \times 10^{-19} \times \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda) \cdot Y(\lambda) d\lambda \quad (6)$$

$$F(\lambda) = \frac{I_r(\lambda)}{W(\lambda)} \quad (7)$$

ここで光子流量 $F(\lambda)$ は式(7)より求められる。よって式(6)から得られた光電子電流密度は

となる。

#### 5. 結論と今後の予定

二次電子計測において、高温・室温・低温環境下における絶縁体の二次電子放出係数の測定を行った。室温を25℃とし、高温100℃、低温-50℃の温度環境を構築した。温度の値は熱電対によって計測されたものである。常温時の結果との比較より、高温時は放出率が上昇する傾向が見られ、ピーク時の上昇率は4.67%であった。しかし、低温時では室温の値から殆ど変化がなかった。

また、開閉速度10msパルス状の紫外線照射で、光電効果によるサンプルの放出電子電流の測定を行なった。得られた実測値より、計算用解析ツールMatlabを用いて光電子放出係数の解析を行ない、AM0換算した光電子電流を求めた。結果、地球軌道上で太陽光を受けた時に生じる光電子電流の密度はと求まった。

#### 参考文献

- 1) Hainds, F. D. and Keyes, J. W.: Shock Interference in Hypersonic Flows, *AIAA J.*, **10** (1972), pp.1441-1447.
- 2) Batchelor, G. K.: *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press, London, 1967, pp.1-10.
- 3) JSASS, T.: Information for Contributors to Transactions of the JSASS, *T. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, **43** (2000), pp. xxx-xxx.
- 4) Aero, A and Space, B.: How to Refer Proceedings, Proceedings of the Second International Symposium on Formats, 2010, pp. 295-367.
- 5) Kazufumi Nomura et al, Measurement system of the development of the photoelectronemission on the spacecraft materials, Spacecraft Charging Technology Conference, 2012.

## 磁気圏－電離圏結合ハイブリッド並列シミュレーションによるサブストームの再現

田中高史

九州大学名誉教授

Development of magnetospher-ionosphere convection to the substorm

T. Tanaka

Emeritus professor, Kyushu University

## 要旨

最近のグローバルシミュレーションでは、観測されるサブストームの主要変動が、ほとんど全て再現可能となった。電離圏では、**growth phase**(成長相)でのオーロラオーバルの拡大と **quiet arc**、オンセットの重要な様相であるオーロラオーバルの赤道側から開始するオーロラと **WTS**(西方に伝搬するサージ)、それらと共に発生する **positive bay** と **Pi2** が再現されている。磁気圏では、**growth phase** でのプラズマシートの **thinning** (薄くなる)、地球向きに伝搬する **dipolarization front**、オンセットの **dipolarization**(双極子化)、**D-deflection** (**D**-偏向)が再現されている。従って数値解はかなりの信憑性を持つに至っていると言える。これらの解はグローバルな磁場プラズマの構造、3次元電流系を全て保持しており、サブストームの力学を解明する強力なデータとなる。サブストームは、不安定、異常抵抗、リコネクションなど、磁気圏プラズマ中の異常過程の現れであると信じられてきたが、数値解の解析の結果ではこれは誤りであり、サブストームは対流の発展と変動として理解されることが示される。それを理解するために、対流を駆動するエネルギー変換と **FAC** (沿磁力線電流)の生成機構、すなわちダイナモの形成過程を解明する。その結果では、全ての **FAC** は磁化電流から生成され、**region1FAC** のダイナモはカスプーマントル領域に、**region2FAC** のダイナモはプラズマシートにあり、これらの構造はサブストームの場合でも変わらない。したがってダイナモのエネルギー源は常に内部エネルギーであり、**expanding slow mode** の構造で駆動されることが示される。サブストームオンセットに至る変動は、**growth phase** でプラズマシートの縁を回っていた対流の還流が、プラズマシート中心に移動すると共に、内部磁気圏に圧力領域が形成されることによる。この対流の変動はプラズマシートの力バランスの変更を伴う状態遷移であり、これによって **region2FAC** の激増が発生し、オンセットに至る。数値解から、電離圏と磁気圏における各種サブストーム変動が、このような対流の構造変動とどのように連動しているかを明らかにできる。

## Abstract

It has been believed that the substorms is a manifestation of extraordinary plasma processes in the magnetosphere such as instability, anomalous resistivity and reconnection. In this paper, we show that this belief is a misleading concept and that substorm must be understood as the development and transition of the convection system. Major observed signatures of the substorm have all become reproducible by the recent magnetosphere-ionosphere (M-I) coupling simulation. In the ionosphere, these reproductions include enlargement of the oval and quiet arc during the growth phase, the onset that strat from the equatorial edge of the oval together with Pi2 and positive bay, and the westward traveling surge (WTS). Also in the magnetosphere, the plasma sheet thinning, earthward propagating dipolarization, the dipolarization, and the D-deflection are

reproduced successively. In order to understand the substorm as the change in convection system, we first study from these numerical solutions the energy conversion driving the convection and field-aligned current (FAC), namely the formation process of the dynamo. The dynamos for the region 1 and region 2 FACs are formed in the cusp-mantle region and inside the plasma sheet respectively, and are driven by expanding slow mode. These structures are unchanged even in the substorm case. The substorm onset is attributed to the phase space transition in the convection system, caused by the change in force balance in the plasma sheet. This process results in the formation of high pressure region in the inner magnetosphere and accompanying rapid increase in the region 2 FAC to cause the onset. Then we clarify how the various substorm signatures in the magnetosphere and the ionosphere are related with the corresponding developments in the convection system.

## 目次 contents

1. 序論  
Introduction
2. MHD のエネルギー変換  
Energy conversion in the MHD
3. 対流を励起するダイナモの形成  
Formation of the dynamo driving the convection
4. ポインティングフラックスと電流系  
Poynting flux and current system
5. プラズマの循環とシア  
Plasma circulation and shear motion
6. Dungey 対流と Bostrom 電流  
Dungey convection and Bostrom current
7. IMF に依存した対流の発展  
Development of convection depending on the IMF
8. Growth phase の対流  
Convection during the growth phase
9. オンセットのメカニズム  
Mechanism of the onset
10. オンセット電流系  
Onset current system
11. 地上磁場変動の再現  
Reproduction of the ground magnetic field
12. 結論  
Conclusion

## 1. 序論

この報告はサブストームメカニズムとそれを理解するに不可欠な対流についての、学術的な記述を主体にしてある。目標は力学の法則に従って、サブストームを理解することである。ここで言う力学の法則とは、最も簡単でかつ基本的な、力のバランス、エネルギーの保存に過ぎない。しかし、

サブストームの場合は複合された自然と構造空間を扱うので、基本的力学を満たす構造を実現することすら容易でない。この場合、20 世紀の科学の様に、自然は要素に分解して理解するという思考では不十分である。M-I(磁気圏-電離圏)結合系では、構造空間の存在と領域間の相互作用が、要素間の結合を生み、原因・結果の関係を双方向化する。本報告では、シミュレーションで直接構造空間とその内部の変動を再現し、その解像度を上げることによって部分の詳細まで描画し、シミュレーションと実際の観測との直接比較を行うことをめざす。このように、実在の自然現象は要素の足し合わせではない複合性を持つ、という認識に立って記述を進めたい。このアプローチは高速計算機の出現で可能になった、21 世紀の科学と言える。

サブストームはまず始めに、電離圏でのオーロラの活発化と電流系の発達(磁場変動)として認識される。それは IMF(惑星間空間磁場)が南向きに変わった後に、緩やかな活動(200nT 程度の極域磁場変動、quiet arc、オーバルの拡大など)を示す growth phase(成長相)を経て、爆発的な活動にいたる(Akasofu, 1964)。爆発的活動の開始はサブストームオンセットと呼ばれ、自然界における不連続現象と認識される。この不連続性が故に、サブストームは磁気圏物理学における最重要研究課題であり、最大の未解決問題である。磁場変動では、オンセットは AL インデックス(極域磁場擾乱の重ね合わせの下部包絡線)の急激な減少(Kamide et al., 1996)、Pi2(不規則型地磁気脈動)の発生、低緯度 positive bay(磁場水平成分 H の緩やかな増加)として観測される。オンセットのオーロラを観察すると、その劇的な変動の様相(discrete arc(明るいカーテン状オーロラ)、WTS(西方に伝搬するサージ)の発生など)から、これは何か特殊な過程が発生しているに違いないと思うのが自然かもしれない。その感想が「サブストームは MHD(電磁流体力学)の破れである」というようなイメージに繋がる(Lui, 1996)。

電離圏でのサブストーム変動に対応する磁気圏構造を知り、電流の起源を知ることが、サブストームの解明であろう(Lui, 2001; Akasofu, 2004)。サブストームに対応する磁気圏変動の部分的様相としては、growth phase のプラズマシート thinning(薄くなる)、オンセット時の磁場(静止軌道辺り)の dipolarization(双極子化)と D-deflection(D 成分の偏向)が最も顕著である(Hones et al., 1984)。しかしながらそれらに繋がる磁気圏の全体構造は容易に知ることは出来ない。磁気圏はその全体が見えないのが、サブストーム研究の最大の困難である。特に電流のトレースは最重要であるにも関わらず、実際には(観測からは)出来ない。それどころか、磁力線のトレースですら、実際には出来ず、予測でしかない。

一般的な磁気圏物理学では、磁気圏の全体構造を Dungey 対流によって理解し、その上に部分の構造を考える。サブストームに関連した部分の構造では、CW(current wedge)、Bostrom 電流、部分環電流などが知られている。しかしこれらは多くの場合推定であり、カートゥーンで描かれている(Dungey, 1961; Bostrom, 1964; McPherron et al., 1968; Vasyliunas, 1970)。Dungey 対流のカートゥーンに、電離圏で観測されるサブストーム変動を重ねれば、NENL(near earth neutral line、近尾部中性線)が見えているのがサブストームである(Baker et al., 1996)、というような安直な結論に至るのは当然である。同じような(部分から全体を説明する)発想に立つサブストームモデルに、電流切断モデルがある(Lui, 1996)。これはオンセットの開始の位置が赤道側のアークであるという点から、MHD の破れは(内部磁気圏の)局所的不安定として発生し、中尾部リコネクションはその余波によると考える。このようなモデルは、サブストームにはグローバルな磁気圏構造の全てがかかわっているわけではないという予想によると思われる。観測から類推するモデルは、部分を見て(不要部分は適当にカットした)全体を連想する、というプロセスで成り立っているところに限界がある。これらのモデルでは、電離圏はほぼ付けたし(受動体)であり、そこで描かれる M-I 電流系では、たいていの場合、力のバランスやエネルギー保存が、厳密には考えられていない(Stern, 1983)。

この論文では対流を考えるのに FAC(沿磁力線電流)から出発する。M-I 結合系では、散逸領域は電離圏であり、オーロラや地磁気変動はこの散逸の現れである。これらの散逸エネルギーの元は太陽風の運動エネルギーに違いない。従って、対流は同時にエネルギー変換システムであり、太陽風の運動エネルギーが、いくつかの段階を経て電磁エネルギー(ポインティングフラックス)に変換され、FACとして電離圏に供給される必要がある。したがって、対流はFACと等価であり、対流の発展と変動は同時にFACの励起である(Iijima, 2000; Cowley, 2000; Siscoe et al., 2000)。FACを励起するためのエネルギー源を与えるには、ダイナモが形成されなければならないので、エネルギー変換を理解するにはダイナモを理解する必要がある(Tanaka, 2007)。またFACの電離圏への接続は、シアアの形成でなくてはならない。このように、構造空間であるM-I結合系に、ダイナモとシアアを如何に再現するかを追求することが、問題の中心となる。最近の並列シミュレーションによる研究で、このような構造を(力学法則を満たすように)自己無撞着的に再現すれば、サブストームの問題は自然な体系で理解できることが分かった(Tanaka et al., 2010)。この研究方針に従い、構造空間中にサブストームを実現するには、シミュレーションの空間解像度を限りなく高めていくと必要である。それによってサブストームは'対流の発展と変動'として再現される。

対流は多くの要素の等価な結合系であり、特に重要な要素があるわけではない。重要なのは空間構造とエネルギー変換である。したがって、サブストームには何かキーとなる重要な素過程が隠されているという発想では、研究の方向は出だしから誤ってしまう。当たり前のことであるが、対流のエネルギー変換においては、力のバランスとエネルギー保存が成り立つことが必須である。これらの力学法則に従って、M-I対流を(シミュレーションで)再現すれば、サブストームはその変動と急変現象(状態遷移)として自然に発生する(Tanaka et al., 2010)。

## 2. MHD のエネルギー変換

まず M-I 対流のうちの、電離圏対流を考えてみる。それは電離圏ポテンシャル  $\phi$  について

$$\nabla \cdot \Sigma \nabla \phi = J_{\parallel} \quad (1)$$

と記述され、対流が励起されるには FAC が存在し、電離圏に向けて常に電磁エネルギーが供給されていることが必要であることが示されている( $\Sigma$ は電気伝導度テンソル、 $J_{\parallel}$ はFAC)。このエネルギーの元は太陽風の運動エネルギーであるはずなので、FACが発生するには、磁気圏のどこかでエネルギー変換が行われ、FACを励起するダイナモが形成されることが必要である。ダイナモは

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{B^2}{2\mu_0} \right) - \nabla \cdot \left( \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right) < 0 \quad (2)$$

と記述され、Poynting フラックスの発散を表す( $\mathbf{B}$ は磁場)。具体的には、ダイナモから放出されるアルフェン波であり、定常状態ではFACになる。磁気圏プラズマは、アルフェン波の波頭にある慣性電流で加速される。電場  $\mathbf{E}$  は

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3)$$

であるので、止まっている磁気圏ではダイナモは形成されない。磁気圏に対流があり、ダイナモが形成され、FACが発生し、電離圏対流が存在することは一つのセット構造になる。 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ は一方で

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + u \right) + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{1}{2} \rho v^2 + u \right) \mathbf{v} + P \mathbf{v} \right] \quad (4)$$

であるので、ダイナモが励起されるには、運動エネルギーか内部エネルギーかが収斂する、すなわち全体としてエネルギーは保存されることが必要である( $\rho$ 、 $\mathbf{v}$ 、 $u$ 、 $P$ は、密度、速度、内部エネルギー、圧力)。またベクトル演算と力のバランスを考慮すると、

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} = \left( \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla P \right) \cdot \mathbf{v} \quad (5)$$

となるので、ダイナモとは電磁力のされる仕事(-Eb)であり、同時に慣性力もしくは圧力のする仕事(+Evもしくは+Ep)であることが分かる。すなわち、ダイナモの背後には力バランスの場と対流が存在し、エネルギーが変換される。

図1に、シミュレーションによって求められた、(5)式の中の3つの仕事の分布を示す。3つの仕事の分布を見るとエネルギー変換の構造は一目両全となる。図1に示されている構造は、IMFが南向きで、磁気圏対流が定常的に活発な期間(サブストーム expansion phase((拡大相))のものである。本報告ではサブストーム時の活発な対流とエネルギー変換を主題にするので、ここではIMF北向の時はひとまず扱わないが、それらの構造はさらに複雑である(Tanaka, 1999)。IMFが北向の時でも、対流やエネルギー変換は弱い、ゼロではない。図1で、まずボーショックに伴うエネルギー変換を見ると、ここでは太陽風が減速し、仕事をする(Ev+)。そのエネルギーの多くは流体圧力に変換され(Ep-)、多少が磁気エネルギーに変換される(Eb-)。これはシースの高圧プラズマと圧縮磁場の生成に対応しており、3枚のパネルはショック(fast shock)のメカニズムを明確に表現していることが分かる。マグネットシースでは圧力が仕事をし(Ep+)、慣性力が仕事をされる(Ev-)。これはサブソーラー領域の高圧がプラズマを反太陽方向に加速し、マグネットシース下流で高速流が発生することに対応する。従ってマグネットシースでの力学は、純流体的なものであると言える。マグネットシース流は一方的加速で、マグネットシース流が運動エネルギーを放出し(Ev+)、マグネットシースに伸びる開磁場の張力に対抗してテイルを形成する、という事はない。これは、マグネットシースは内部エネルギーが溢れている領域であることによる。

図2は太陽風-磁気圏(S-M)結合に対する伝統的な解釈の図で、誤った理解が示されている。この図の大局として、マグネットポーズ近くでシース流減速と、それによるポインティングフラックス発散が起こり(Ev+Eb-)、磁気圏内ではこのポインティングフラックスを消費して対流が維持されると解釈されている(Hamlin et al., 2012)。図2で、昼側リコネクションは開磁場を形成し、シース中に延びる開磁場の接線ストレスがマントルで  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$  の領域(太陽風減速域)を形成し、ポインティングフラックスを磁気圏内に向け発散すると描かれている。この図では圧力は描かれておらず、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$  を担う電流は、マグネットシース流減速による慣性電流と想定される。しかし閉磁気圏の Chapman-Ferraro 電流は磁化電流なので、開磁気圏でこれが急に慣性電流に変わるのは不自然であろう。図1から分かるように、マグネットシースでの太陽風は一方的加速で減速は無く、マントルのダイナモは、以下に示すような別のプロセスで励起される。太陽風では運動エネルギーが圧倒的に大きい。その反映として、ボーショック背後のマグネットシースでは、熱エネルギーが圧倒的に大きくなる。図1で描かれているような、マグネットシースで電磁力が流れに影響を与える、ということは起こらない。

### 3. 対流を励起するダイナモの形成

図1の4枚のパネルから、ショックの力学が明確に理解できるのと同様に、磁気圏対流の力学も明確に理解できる。昼側磁気圏のエネルギー変換では、マグネットポーズで開磁場の磁気張力( $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ )はプラズマを多少加速し(Ev-)、同時にプラズマを圧縮しカスプの圧力を高める(Ep-)。開磁場の影響は、高圧のシースプラズマが磁気圏内に侵入することであるが、磁気張力によってこれがさらに高まっている。磁気張力は加速にも寄与しているが、加速された流れはカスプに到達する前にブレーキングを起こし(Ev+)、張力による加速域が磁気圏全体に広がることはない。ブレーキングに伴い、流れのエネルギーはカスプ近くのマグネットポーズ上ですぐに圧力に変換され(Ep-)、Dungey 対流が示すような、磁気張力が磁気圏全体に流れを励起する、すなわち Eb+Ev-

が全体に広がるというようにはなっていない。Dungey 対流のイメージは、昼側マグネトポーズ上の極狭い領域でしか成り立たない(図1右下)。カスプの高緯度側とマントルでは region1FAC のダイナモ ( $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ ) が形成されるが(Tanaka, 1995)、それはカスプに蓄積された圧力によって駆動される ( $E_p +$ )。従ってダイナモ電流は磁化電流で、このダイナモによって、region1FAC が励起される。ダイナモからポインティングフラックスが発散することは、図2と同様である。これはアルフェン波がダイナモと電離圏の間をバウンスすることであり、非定常的にはアルフェン波の波頭の慣性電流が、磁気圏プラズマを加速する。図3に、このようなアルフェン波のモデルを示す。これは定常状態では電離圏に FAC を供給するというように理解できる(Kan and Sun, 1996)。図3から予想されるように、ダイナモ電流とアルフェン波に伴う FAC の接続には、シアーが共存する。この点に関しては後でまた詳しく説明する。

図1では  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$  となるダイナモ電流が磁化電流で、FAC は磁気圏内の磁化電流と結合することになるので、プラズマ領域の形成無しには対流は存在できない。これを力のバランスから見れば、電磁力と圧力傾度力の釣り合いを意味し、この力のバランスを考慮すると、ダイナモには熱エネルギーから電磁エネルギーへの変換が伴うことになる。FAC によって、ダイナモから発散したポインティングフラックスが電離圏に運搬され、電離圏対流 (Weimer 1995; Heppner and Maynard, 1987; Rouhoniemi and Greenwald, 1996) が FAC によって維持される。

伝統的解釈のように、流れの braking (制動) による運動エネルギー減少がポインティングフラックス放出の原因である、と思い込んでいると、対流とダイナモ形成の結合は、一見奇異に見えるかもしれない。しかし、内部エネルギーに駆動されるダイナモを考えると、対流にエネルギー変換が伴うのは必然的と理解できる。対流は循環であるので、どこが出発点で、どこが終端点であるかを定義することは出来ないが、その巡る順序は、(1) 昼側磁気圏 (2) カスプマントル (3) ローブ (4) プラズマシートで、(4) は再び (1) に戻る。大局的に見れば、(2)  $\rightarrow$  (3) と (4)  $\rightarrow$  (1) は高圧側から低圧側に向かい、この領域にダイナモが形成されるのは当たり前となる。図1から、ダイナモを形成する対流のもう一つの特徴は、狭い空間から広い空間へ向かうことのように見える。反対に (1)  $\rightarrow$  (2) と (3)  $\rightarrow$  (4) は負荷 ( $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ ) であり、ポインティングフラックスの収斂が必要となる。

昼側では開磁場の生成によって磁場テンションが発生するが、夜側では閉磁場の生成によって、磁場張力が発生する。夜側でも磁場張力は電磁エネルギーを内部エネルギーに変換する。平たく言えば、磁気力によるプラズマの圧縮である。プラズマシート的高速流も、すぐに内部エネルギーに変換されてしまい、直接ダイナモを駆動することは無い。(3)  $\rightarrow$  (4) の対流とプラズマシート内の対流は、ポインティングフラックスの収斂であり、プラズマシートの圧力生成に寄与する。尾部のダイナモは、環電流域の夕方と朝方に作られ、region2FAC を駆動する(図1)。このダイナモもカスプのダイナモと同様に、圧力傾度横断流で駆動され、内部エネルギーが電磁エネルギーに変換される(図1で  $E_p + E_b -$ )。

#### 4. ポインティングフラックスと電流系

対流を維持するポインティングフラックスの発散、収斂は、電流系と結合する必要がある。これは、ポインティングフラックスは同一の電流系で結ばれた領域中で  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$  の場所で発散し、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$  の場所で収斂するという一般則による。この観点から見ると、内部エネルギーに駆動されるダイナモは、これまで良く知られているごく当たり前の磁気圏電流系と良く整合する。関与する電流系は、Chapman-Ferraro 電流、テイルテータ電流、region1FAC、region2FAC の 4 つである。前3つの電流のダイナモは(2) カスプマントル  $\rightarrow$  (3) ローブの流れ(図4)、最後の 1 つのダイナモは(4) プラズマシート  $\rightarrow$  (1) 昼側磁気圏の流れである(図5、図6)。磁気圏対流を理解するには、カスプーマ

ントルのダイナモはキーとなるが、そこではもう少し正確な検討が必要となる。図4には前3つの電流系と $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$  (カラー) が示してあるが、図から分かるように、カスプからマントルにかけて形成されるダイナモの領域には、3層の電流が存在する。外側から、Chapman-Ferraro 電流、テイルテータ電流、region1FAC である。

第1のChapman-Ferraro 電流は太陽風に接していて、マグネトポーズを定義する。開磁気圏では、Chapman-Ferraro 電流は電流線に沿って等ポテンシャルでなく、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = 0$  ではなくなる。この電流に関わって、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$  の領域すなわちマントルでポインティングフラックスが発散し、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$  の領域すなわち昼側 magnetopause でポインティングフラックスが収斂する。Chapman-Ferraro 電流は、カスプーマントルから昼側マグネトポーズへポインティングフラックスを運ぶ。これによって、高圧のカスプへ流入する対流を可能にする。言い換えれば太陽風の力が直接及ぶというDungey 対流のような概念は、カスプにのみ適用されるということになる。マグネトシースではずっと $E_v$ -であり、流れは加速され続ける。したがって、マグネトシース流が減速されて( $E_v$ +)その結果Chapman-Ferraro 電流に $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$  を形成するということではない。Chapman-Ferraro 電流に対抗して磁気圏をある領域に閉じ込めているのは、マグネトシースの圧力となる。圧力が磁気圏を形成するというのは閉磁気圏でも開磁気圏でも同じで、開磁気圏でChapman-Ferraro 電流が急に慣性電流に変わるという風に考える必要はない。

第2の電流はテイルテータ電流で、これは磁気圏内部にあり、エネルギーをカスプーマントルからプラズマシートに運ぶ。すなわち、テイルテータ電流は、カスプーマントルからプラズマシートにポインティングフラックスを運ぶ。このポインティングフラックスの収斂により、低圧のローブから高圧のプラズマシートへ、そしてさらに高圧の近地球プラズマシートへの対流が可能となる。この結果プラズマシートでは $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$  である。プラズマシートで $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$  となる意味は、圧力傾度に逆らって流れが存在するということで、プラズマシート地球端に圧力を溜める作用に対応する。

カスプーマントルで一番内側のダイナモ層がregion1FACであり、中性大気の摩擦に逆らって、電離圏対流を維持するためのエネルギー、すなわちregion1FACが生成される。Region1FACはカスプーマントルから電離圏にポインティングフラックスを運ぶ。一方(4)プラズマシート→(1)昼側磁気圏の流れで励起されるregion2FACは、プラズマシートから電離圏にポインティングフラックスを運ぶ。これらのFACに運ばれたポインティングフラックスは、電離圏の対流を維持する。以上を総合すると、エネルギーの流れは、太陽風→外マントル→昼側マグネトポーズ→カスプ・内マントル→region1FAC・テイルテータ電流→プラズマシート→内部磁気圏→region2FACとなる。

プラズマシートの $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$  は、見方を変えたと、夜側に発生する磁気張力がプラズマを圧縮し、プラズマシート地球端に圧力を形成することになる。この圧縮されたプラズマの圧力がプラズマシート地球端でregion2ダイナモを励起する(部分環電流の形成)。図5はサブストーム拡大相の時の、真昼-真夜中子午面内の圧力(カラーコンター)とregion2FACを示しているが、この図から圧力領域の形成とregion2FACの自己無撞着構造がよく見られる。圧力領域の周りにある磁化電流の一部が、電流線に沿って磁場のgradのあるところで、FACに接続されている。全体構造はまさに部分環電流で、これは図6に示すVasyliunasによって導かれたモデルそのものであり、力学を満たす正しい構造となっている。このように力学を満たす構造は、シミュレーションでも正確に再現されることが分かる(図5)。第1図で分かるように、磁気張力是一部高速流(BBF(bursty bulk flow)と呼ばれる)(Angelopoulos et al., 1992)にもなるが( $E_v$ -)、これもflow brakingで結局圧力に変換される( $E_v + E_p$ -)。慣性力がダイナモを駆動することはない。以上のようにFACの駆動は、昼側も夜側も同じで、カスプやプラズマシート地球端に圧力を蓄積し、それが以下に述べるexpanding slow modeの構造でダイナモを励起し( $E_p + E_b$ -)、FACを電離圏に流し込む。しかしながらこれらの圧力はただ溜まっているわけではない。絶えず補給され、絶えず流出する。これが対流である。

## 5. プラズマの循環とシアー

これまでに述べたように、太陽風の運動エネルギーはボーショックで先ず圧力に変換され、また一部は磁気エネルギーに変換され、カスプでこれもさらに圧力に変換され、最終的に圧力がダイナモを駆動し、これによって生成されるFACが電離圏対流(Weimer 1995; Heppner and Maynard, 1987; Rouhoniemi and Greenwald, 1996)を駆動し、対流が完成する。ただし、磁気圏の運動は圧縮モードを含むので、全てが電離圏対流に投影されるわけではない。凍結の原理を基に仮想的に考えると、磁場は対流によって運ばれて次々に移動し、一周して元に戻ってくると理解される。電離圏では確かに流れ場は回転的であり、発散はない。一方プラズマは、昼側で開磁場の生成と一緒に取り込まれ、夜側で反太陽方向に放出され、全てが一周して元に戻るわけではない。この磁場とプラズマの一見した対流の違いを理解するには、磁場平行流を考える必要がある。図7は、S-M領域での代表的なプラズマの流線と、それが平行流であるか垂直流であるかの区別したものである。太陽風では流れは完全な垂直流であるが(図7では  $B_x$  は無い)、プラズマが磁気圏に取り込まれ、マグネットポーズに張り付くように分布した後は、平行流に変わる③。これは図1右下の昼側マグネットポーズでの高速流に対応する。もちろん一周しては戻ってくるものもゼロではない①。磁場の張力が掛かったプラズマは squeeze (Haerendel, 2011)と共に更に昇圧し、カスプに蓄積される。この過程は slow mode の運動であり、磁場平行流が出現する(Nakamizo and Iijima, 2003)。流れが高圧域(カスプ)に架かると、ダイナモを駆動する垂直流が卓越する⑤。次にローブに入ると再度磁場平行流が発生し⑥、プラズマだけが下流に放出される。この構造は expanding slow mode であり、磁場平行流の発散と共に磁場垂直流の収斂を構成する。磁場平行流の発散は磁場とプラズマの分離でもあり、プラズマを捨ててローブを低圧にし、カスプとローブ間に常に圧力差が確保され、圧力によって駆動される定常的なダイナモを可能とする。結果として、磁場だけが元に戻るような対流が実現される。また磁場垂直流の収斂は下流の強磁場を維持し、定常的な磁場エネルギーの生成を行う。強磁場の表面に流れる電流は、ダイナモ電流である。ダイナモ電流はマグネットポーズに沿って、カスプーマントル領域を東西(-Y方向に)に流れ、赤道面に近づいたところで、region1FACに接続される。ここにはローブとプラズマシートの境界に沿ったシアーがあり、このシアーによって slow mode からアルフェンモードへのモード変換が起こっているとも表現できる。このように、モードの変換は構造空間でこそ発生し、これによって図3のアルフェン波構造が実現する。第3図には領域構造が書き込まれていることが本質であって、一般的なプラズマ物理学のモード変換とは多少異なった思考が必要である。

以上のような、力学的に自己無撞着な対流を考えるには、ダイナモの形成と共に、M-I結合系ではFACはシアーの存在と一体である、という構造が実現されなければならない。シアーは電場の発散と等価であり、電荷層(電荷分離)を意味する。従ってMHDでは電荷は発生しないと考えるのは誤りである。対流の一般的形状を考えてみると、対流は循環であるので、反太陽向き流があり太陽向き還流がある。従って両者の間のどこかに、必然的にシアーが配置されるはずである。そしてこのシアーとFACは一体である。磁気圏ではローブの反太陽向き流と、プラズマシートの太陽向き流の間に定常的かつ最大のシアーが存在する。ここにregion1FACが存在するのは、ごく自然である。プラズマシートの還流はさらに内部の準静止領域との間にもシアーを形成する。これはregion2FACである。図6には部分環電流のカバランスに、このシアーも加えてある。 $J \times B$ と圧力の間のカバランスは、よく知られているVasyliunasの関係を満たしている(Vasyliunas, 1970)。シアーの存在は、誘導方程式を満たすための条件と見なすことが出来る。

全体の一般的な結論として、対流にはダイナモとシアーが不可欠であると言える。電離圏の

FACはシアアの場所で磁気圏に向かい、磁気圏内の磁化電流(ダイナモ電流)と結合するのが、一般的な構造となる。この構造はもはやDungey対流では理解できない構造である。シミュレーションでは、このような条件を全て満足するものだけが解として得られる。プラズマ領域の形成はダイナモの駆動と一体となり、対流、FAC系、プラズマ領域の形成はお互いに連携し、どれがどれの結果というような因果関係は無くなる。

## 6. Dungey 対流と Bostrom 電流

古典的なDungey対流の意図するところは、開磁場の力(磁気張力)が働いて磁気圏プラズマが動かされるという過程であろう(Dungey, 1961)。言い換えれば、磁気圏対流における磁気張力と慣性力のバランスであるが、シミュレーション結果はこのようなイメージに一致しない(図1参照)。定常的な対流システムでは、磁気圏内のいたるところで、磁気張力とバランスするのは圧力である。MHDで磁気張力と慣性力がバランスすれば、それはアルフェン波として磁力線に沿って伝搬し、プラズマはアルフェン波の波頭にある慣性電流により動かされることになる(図3)。回転不連続ならアルフェン波でも定常構造を維持できるが、そのためにはマグネトポーズをよぎる流れが必要である。これらのことを考慮すると、アルフェンモードの運動では、定常的磁気圏構造はできにくく、磁気圏形成には、圧力場が不可欠であるのはもっともであろう。この圧力場が同時に対流のエネルギー源であるシステムが自然に導出されるための、正しい磁気圏対流の理解は、'磁気圏対流はエネルギー変換システムである'から出発しなければならない。これまでに記述してきたことを一言で言えば、正にこの事に集約される。

Dungey対流を駆動する磁気張力はリコネクションから発生するので、Dungey対流から出発する磁気圏物理学では、リコネクションの解明が最重要課題となるのは必然である。その結果が磁気圏物理学とプラズマ物理学の混同であり、これでは磁気圏物理学は出発点ですでに誤りに陥り、後は無駄な努力の積み重ねになってしまう。そこでの初めの誤りは、マグネトシースではプラズマの内部エネルギーが圧倒的であり、その結果S-M相互作用においては、プラズマの内部エネルギーに比べて、磁気エネルギーは役割が小さいという点を見落としたことであろう(図2)。FACの生成を考えないと、この誤りに気づかないことがあり得る。M-I対流は電流回路の形成であり、そのためにはダイナモの形成が不可欠であるのに、それを簡略して済ませると、圧力が主要な力であることを見落とす。一方磁気圏尾部でregion1系の電流を作ろうとすると、CWのような構造にならざるを得ないが、そこでダイナモを形成するには、運動エネルギーに依存することになる。その場合はbrakingによって下流に磁場とプラズマが溜まってしまい、力のバランス、エネルギー保存、シアアとFACの一体化という力学の要請を、全て満たす定常的構造は難しくなる。これらを全て満たすのは、expanding slow modeだけということを示すのが図1であり、運動エネルギーはダイナモを形成しないことが示されている。結果としてCWは単なる線画になっている。

ダイナモが不可欠であるという意図を何とか生かそうとするモデルに、Bostrom電流がある(Bostrom, 1964)。この場合出発点は正しいが、モデル自身はやはり線画のレベルを超えておらず、力のバランス、エネルギー保存を満たすことが考えられていない。Bostrom電流は、図6で示した部分環電流と似ているが、部分環電流では、ある経度では、上向きFACか下向きFACかの一方だけがダイナモ電流に接続されているのに対し、Bostrom電流では、ある経度で、上向きFACと下向きFACの両方がダイナモ電流に接続されているところが大きく違っている。両者のうち、部分環電流はシミュレーションの解として得られているが、Bostrom電流がシミュレーションの解として得られたことは未だ無い。これは以下のように、Bostrom電流が力学を満たしていないためである。Bostrom電流では $J_z$ チャンネルに沿って対流が存在すると、シアア構造はFACと整合している。

次にダイナモの形成で、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  が圧力場とバランスし、内部エネルギーから電磁エネルギーが生成されるには、 $\text{rot}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = 0$  でなければならないが、明らかにそのようにはなっていない。図8に示すように  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  は  $\text{rot}$  成分を持つ。一方  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  が慣性力と釣り合うと考え、チャンネルに沿って流れが減速され、運動エネルギーが放出されなければならないが、図9のように、その場合はチャンネルに沿って磁場とプラズマが溜ってしまい、下流ほどチャンネル内が高圧になって行く。このような圧力に対する力バランス( $F?$ )は成り立っていない。これは、Bostrom 電流のモデルような閉磁場上では、下流のプラズマを排出できず、expanding slow mode のような構造が取れないためである。一般に、運動エネルギーに依存するダイナモでは、下流を低圧にするという構造は出来にくい。このように見ると expanding slow mode が、ダイナモの形成に如何に合理的な構造かが良く分かる。

## 7. IMF に依存した対流の発展

IMF の変動は、磁気圏構造と対流の変動を招く。IMF が北から南に変わる時、それに呼応して対流はどのように変わるかを考察することは、サブストーム理解に必須である。IMF が北から南に変わる時のシミュレーション結果について、磁気圏構造の変動を概観する要約を図10に示す(Tanaka et al., 2010)。図10には、growth phase、オンセット、expansion phase を通じて、磁気圏構造と対流について発生する、グローバルな変動を集約するパラメーターが、表示されている。

IMF が北向きの時は、対流は遅く、電離圏での散逸も低い。従ってオーロラ活動や地磁気変動も低調である。このため、一般に IMF が北向きの時の磁気圏構造は単純であると思われがちである。しかし実際には、北向き IMF のときの磁気圏構造は、南向き IMF のときの磁気圏構造よりはるかに複雑である(Tanaka, 1999)。磁気圏では、発生メカニズムから分類された、lobe cell、merging cell、exchange cell の3種の対流セルが存在し、電離圏では、形状で分類された、round cell、reverse cell、crescent cell の3種のセルが存在することが知られている。従来のサブストーム研究では、これらの複雑構造を避けて、北向き IMF の時の磁気圏構造を、遠尾部中性線で簡略代用理解して来た。これはサブストーム自体を部分で理解しようとするので、全体構造がそれほど必要でなかったからであろう。

図10から対流の変動を見ると、growth phase ではすぐに cross polar cap potential が大きく増加している。磁化電流で駆動されるダイナモの下では、電離圏対流の強化はカスプの圧力領域の強化である。この圧力領域を生成するプラズマの侵入は、開磁場によって発生するが、開磁場を生成する機構は、正確にはヌルーセパレーター構造を考えなくてはならない(Cowley, 1973; Crooker, 1979)。ヌルーセパレーター構造は、もともと解析解から予想されていたものであるが、シミュレーションでもほとんど同じ構造が再現されている。対流の IMF 依存性は、ヌルーセパレーター構造、開磁場の生成、圧力領域の形成という一連のプロセスが IMF に依存する結果である。図11、図12に、IMF が北の時と南の時の昼側ヌルーセパレーター構造を示す。どちらの場合もヌルーセパレーター構造は、2つのヌル点と、それらを結ぶセパレーターラインからなることが分かる。一般に磁場には IMF、開磁場、閉磁場の3種類が存在し、IMF と開磁場間、開磁場間と閉磁場間に、2種類の境界面(セパトリックス)が存在する。セパレーターラインは、異なった2種類の境界面の交線とも見なせる。図11と図12で分かるように、ヌルーセパレーター構造は IMF によって大きく異なる。この違いが、開磁場生成の違い、カスプ圧力の違いを通じて、region1 ダイナモの違いへと連鎖する。図11と図12を比較すると、二つのヌル点の間にある IMF の本数は、南向き IMF の時の方が圧倒的に多い。これは図10の IMF に依存した cross polar cap potential の違いの別の側面である。また生成される開磁場の形状を考慮すると、IMF と一緒に取り込まれたプラズマは、IMF 南のときはカスプに殺到するが、IMF 北の時は LLBL に溜まると予想される。

ヌルーセパレーター構造は、昼側だけではない。通常遠尾部中性線や NENL と呼称される夜側の構造も、正確にはヌルーセパレーター構造から理解されなくてはならない。北向き IMF の時は2つのヌル点が見れるが、図11に見られる昼側のセパレーターラインとは別に、もう一つ夜側にもセパレーターラインがある。夜間のセパレーターラインは  $x=-100\text{Re}$  近くまで延びており、サブストーム growth phase のプラズマシートに大きな影響を与える。growth phase の対流がプラズマシートで滞留することや、オンセットで dipolarization が発生する機構も、正しくはヌルーセパレーター構造から理解されなくてはならない。

Growth phase では cross polar cap potential の増加に対して、cross plasma sheet potential の増加は相対的に小さい。これは昼側から夜側へのフラックス輸送に対して、プラズマシート内の還流が追いついていないことを示す。すなわちプラズマシートは滞留する。これに対し、レーダ観測や磁場変動を見ても、growth phase ですぐ電離圏対流が全域で十分に発達することは明らかである。良く知られているように、電離圏対流の変動は昼側から始まって夜側に至るわけではなく、全体が同時に発達する。これは Dungey 対流のイメージから連想すると不思議な現象に見えるが、カスプーマントルダイナモと FAC によって駆動される対流を考えれば、ごく当然である。このように電離圏対流では滞留は見えない。一般に磁気圏の形状が変化する(非定常)時は、磁気圏には誘導電場が発生するが、これは電離圏には伝わらず、磁気圏対流と電離圏対流にはずれが発生する。

オンセットでは、cross plasma sheet potential が、cross polar cap potential に対し増加逆転するように見える。この逆転変動と、対流の発展の関係を理解することが、オンセットを理解することに繋がる。オンセットの磁気圏構造変動では、静止軌道磁場では explosive growth (見掛けは growth phase に見えるがそうではなく既にオンセットの開始)とそれに続く dipolarization、ローブ磁場では絶対値の減少が見られる。これらは、いずれも良く知られている、サブストームオンセットの磁気圏変動である。静止軌道の圧力変動から、オンセットの磁場変動の初動(explosive growth)は反磁性効果によるものであることが分かる。

## 8. Growth phase の対流

図10で、growth phase の磁気圏構造変動のうち、静止軌道磁場の減少はプラズマシート thinning (プラズマシートが薄くなる)に対応し、ローブ磁場絶対値の増加は(2)式右辺第1項の変動を示す。このプラズマシートの thinning は、観測からも growth phase を特徴づける磁気圏変動として良く知られている(Hones et al., 1984)。Growth phase では、極冠とローブ間、およびオーロラ帯と内部磁気圏の間では、FAC を介して両者の対流が一致し、M-I 結合が成り立つ。しかしプラズマシートには依然として、北向き IMF の時に形成された夜間ヌルーセパレーター構造が存在する。また形状的にプラズマシートは電離圏の狭い範囲に投影される。そのため plasma sheet potential は cross polar cap potential より小さく、プラズマシートは滞留している。それでも電離圏対流では滞留がないのは、プラズマシートに溜まっているものを取り崩しているからである。別の見方をすれば、磁気圏対流で、プラズマシート領域から流出するフラックスが流入するフラックスより多いので thinning となると言える。

Growth phase を特徴づける現象として古くから知られていたものに、quiet arc がある。quiet arc は夕方から真夜中にかけて、長時間に亘って出現することもある。また growth phase の期間中、赤道方向に徐々に移動していく。この quiet arc の動きを観察していると、オーバルの拡大、磁気尾部での磁気エネルギー蓄積などを連想し、growth phase というものを想定したくなる誘惑に駆られる。ところが、quiet arc の原因は知られておらず、それはサブストームオンセットと共に、磁気圏

物理学の大きな未解決問題となっていた。しかしながら最近のシミュレーションは、quiet arc も再現できるようになレベルに到達し、その解析から quiet arc のメカニズムも見えてきている。図13は極域電離圏の電気伝導度と FAC の分布であり、上は北向き IMF の時、下は南向き IMF に変わった後 (growth phase) である。図13上には、極冠中に電流構造が散見される。これらは、sun-aligned arc や fan arc などと呼称される構造に対応する。一方図13下では、夜側で quiet arc に対応する region1FAC が、オーバルの極縁に沿って、夕方から真夜中を通り越して、朝方まで延びているのが見られる。図14は growth phase の3次元 M-I 電流系と、子午面内の圧力分布(シェーディング)を示す。緑線は quiet arc に繋がる電流、青線は昼側の region1FAC に繋がる電流、赤線は region2FAC 系である。

図13では全体を再現した中の部分として、quiet arc の様相が現れている。これまでもある quiet arc のモデルのように、ある境界条件の下に quiet arc のみを再現するものではない。解は M-I システムの中の3次元磁場プラズマ構造をすべ保持していて、我々が知りたい構造を何でも描くことが出来る。図14はその一例となっている。我々が想像でない quiet arc の電流系を見るのは、図14が初めてである。図14はこれまで見えなかったものを見えるようにしていると言うことができ、この手法こそが本研究の真髄である。図14では昼側の region1FAC が、図1に見られるダイナモの中心領域に、最短距離でつながっている。これに対して、quiet arc から出発して、region1FAC の電流線を磁気圏に向けて上方にトレースすると、プラズマシートとローブの境に沿って、テイルのやや遠方まで延びて、その後マントルに繋がる(図14の緑線)。実際に観測される quiet arc は、図13のグローバルな region1FAC の構造に、いくつかの随伴過程が加わる。ダイナモに励起される FAC 生成に伴い、さらに付加的な過程が発生し、もっと狭いシートへの収束や、何本かのアーチへの分離などが起きる。さらに分割数を上げた格子によるシミュレーションでは、これに似た構造が再現されている。図14では region2FAC は主に昼側で閉じている。子午面圧力分布を見ると、プラズマシートはまさに thinning の状態であり、静止軌道付近の圧力領域は、まだ形成されていない。このため、region2FAC は主に昼側で閉じることになる。

Growth phase の磁気圏対流は、この quiet arc から延びる region1FAC に対応して、シア構造を含むはずである。図15に  $X=-15 \text{ Re}$  での YZ 面の磁気圏対流を示す。ローブの速い対流とプラズマシートの遅い対流の間の速度不整合は、ローブでの磁場の蓄積を伴う流れの収斂で維持されるわけではない(多少はあるが)。Growth phase の時の対流はプラズマシート中心には達しないが、YZ 面内をプラズマシートの縁を回るように滑り、フランクに達したところで地球方向に向かう。したがって growth phase の還流対流は、赤道面から遠いと共に、真夜中からも遠い。このように growth phase の対流シアはプラズマシートとローブの境に配置され、このシアによる FAC が quiet arc に繋がる。quiet arc の FAC に対応するダイナモは、マントル(高圧)からローブ(低圧)に向かう流れ(2)カスプマントル→(3)ローブで励起されるが、ダイナモの場所は地球から遠く、それほど強い FAC は発生しない。このようにシミュレーションでは quiet arc に伴う現象は、ローブプラズマシート境界に投影される。これは電流線のトレースの結果である。図には示していないが、quiet arc から磁力線をトレースすると、もっとプラズマシートの内部に投影される。FAC は地球から離れれば、必ずしも完全な FAC ではなく、磁力線と電流線はずれてくるためである。後述の様に、growth phase の間プラズマシート内部では、地球向き磁気張力と反地球向き圧力傾力の間に、静的力バランスが維持される。

## 9. オンセットのメカニズム

図16上と下に、オンセットと expansion phase における電気伝導度と FAC の分布を示す。この図

には、サブストーム変動で最も重要なポイントが良く再現されている。オンセット時の上向き region1FAC の増加は、真夜中付近でオーバルの赤道側の狭い領域から始まっている(上図)。その領域は直後に夕方側に移動しつつ、オーバルの極側に移動し、さらに WTS となって極冠に張り出すようにして、夕方方向に拡大して行く(下図)。WTS のヘッドには region1FAC が集中するように流れる。これらはサブストームの最も重要なダイナミクスであり、昔から良く観測されているが、これまでそれらの成因や、各フェーズでの region1FAC がどこで発生し、どのような経路で電離圏に到達するかについて、確定的なものは知られていない。しかし図16のようにシミュレーションによって全て再現出来るようになると、この解の解析にから、オンセットの上向き region1FAC の磁気圏での起源、WTS の成因などが解明可能になる。このような解析から、サブストームは対流の発展と変動としての姿を現すに至る。

オンセットでの対流の変動は、プラズマシートの縁を回っていた対流がプラズマシート中心を巻き込み、より内部を回るようになることである。プラズマシート中心 ( $Y=Z=0$ ) での流れの変動(水色)を、プラズマシートの圧力分布(青)と力バランス(赤と緑)と共に、図17に示す。プラズマシート中心まで達する対流を形成するため、オンセット 5 分前頃から、 $x=-20R_E$  付近での NENL と中尾部での地球向き流が発生する(図17水色の線)。中尾部プラズマシート( $x=-10R_E \sim -20R_E$ )では、その形状から M-I 結合対流が発達しにくいので、電離圏とは切り離された運動である BBF が励起され(Angelopoulos et al., 1992)、磁場とプラズマの輸送を行う。図には示していないが、シミュレーションでは、オンセットの 5 分程前から、地球向きに伝搬する中尾部の dipolarization front も再現される。この結果として、ローブの対流と内部磁気圏の対流が接続され、cross tail potential が急激に増加する(図10)。BBF は双極子化域の手前で制動を起こす。図1のように、制動はダイナモにはならず、運動エネルギーは熱エネルギーに変換される。この過程は純流体的変動に近い。expansion の最中、制動点は反太陽方向に後退する。それとともに地球向き流の領域が拡大する。これは水色の線がゼロの点を追うと分かるであろう。

図17に示すように、プラズマシート内で BBF 発生背後には、それを可能にするような力バランスの変化が起こっている。growth phase ではプラズマシート全域で、地球向き磁気張力と反地球向き圧力傾力の間に、X 方向の静的力バランスが成り立つ(図17左上、赤線と緑線の一致)。これがオンセットで変化し、中尾部ではダイナミックバランス(磁気張力は圧力傾力を上まり、加速度とバランスする)になり、BBF を発生を促し(図17左下)、その反動として内部磁気圏ではより強化された静的力バランスに移行する(図17右下)。オンセット後に磁気張力が慣性と釣り合うようになった領域(ダイナミックバランス領域)では、流れ場は全般的にランダムになり、これといった規則性は見られない。これは衛星でもよく観測される状態である。内部磁気圏の強化された静的力バランスへの移行は、plasma squeezing と呼ばれるプロセスに類似する(Haerendel, 2011)。この過程がインジェクションとダイポーラリゼーションを担う。したがってオンセット時のダイポーラリゼーションは、磁気張力の強化と圧力の増加である。しかし図17から分かるように、圧力増加域は内部磁気圏の比較的狭い領域で起こる。中尾部では圧力はむしろ減少気味に見える。

図18左に、計算された静止軌道の磁場変動を示す。図18左から、強化された静的力バランスへの移行と伴に発生する、静止軌道での explosive growth (Z 成分が急減する)とそれに続く dipolarization (Z 成分の増加)、D-deflection (D に近い Y 成分が振れる)が見られる。同じく図18右に示されている観測例と比べて、シミュレーションによる dipolarization は鋭さが欠けるなどの不十分な点はあるものの、両者の変動はかなり良く似ている。シミュレーションで鋭さが欠けるのは、プラズマシートの密度が高いせいもある。explosive growth は、初動時の高圧域生成による反磁性効果である。高圧域の圧力は対流と拡散によって、オンセット後は低下して行き、このステージでは磁場はポテンシャル磁場に近づき、本来の意味の dipolarization が進行する。図18では、

dipolarization と共に、D-deflection も良く再現されるのが分かる。図5と図6に描かれている高圧域の生成に伴い、高圧域の東西の両端にある磁場は、外側に湾曲する。これを赤道面からやや離れたところで見ると、D-deflection に見える。従って衛星がちょうど赤道面にあれば、D-deflection は観測されない。計算と観測の双方において、X 成分の変動も明快に見られるが、これは今までの研究では余り調べられていない。

Dipolarization (初動時の磁気張力の増加期間) による内部エネルギーの増加は、BBF の制動による内部エネルギー増加よりずっと大きい(図17右下、青色の線)。BBF 制動は圧力増加の小山に過ぎないが、時々衛星で観測される  $X=-8R_E$  辺りの激しい変動の原因にはなり得る。この激しい変動は、それだけを見るとオンセットの中核をなすようにも見える(Lui, 1996)。これまでのサブストーム研究ではこのようなキーププロセス発見にこだわっていた。本報告では growth phase からオンセットにかけての変動は、グローバルな力バランスの変更によっては発生する。この力バランスの変更は、NENL の進行などを状態制御パラメータとした、位相空間状態遷移であり、どれがどれの原因であり、どれがどれの結果であるというような区別には意味が無く、全体が一同に変化する。この位相空間状態遷移は、サブストームオンセットの不連続性を担う。このように部分から全体を説明することが出来ないのがサブストームである。

オンセットのもう一つの側面として、尾部磁場のトポロジー変化を見ることができる。これは大まかには、フラックスロープの放出による夜側ヌルーセパレーター構造の解消と見ることができる(Tanaka et al., 2010)。図19に、オンセット直前の夜間セパレーターライン(緑線)とフラックスロープ( $x=-20R_E$  辺りのコイル状の構造)を示す。夜間ヌルーセパレーターラインの解消の結果、夜間では X ラインが 2 つのヌルを結ぶ構造になる。これにより、プラズマシート内での速い対流が可能となる。しかし、これらに至るまでの growth phase でのヌルーセパレーター構造とトポロジーの変化には、まだ不明な点が多い。ヌル点の分裂や結合が予想されているが、詳細はいまだ明確でない。

## 10. オンセット電流系

図20にオンセットの瞬間の M-I 電流系を示す。この図で、シェーディングは真昼真夜中子午面内の圧力分布、緑線は極側の quiet arc に繋がる電流、青線はオンセット arc に繋がる電流、赤線は region2FAC 系である。オンセットの時は BBF が発生しているが、図1に示されたように、flow braking による加速度は、圧力と釣り合い、ダイナモを直接ドライブすることはない。真夜中の子午面では、静止軌道付近に生成された高圧域とロープの(赤道面より南北に離れた)境目を夕方向き region2 電流が通る。この高圧域とロープの境目を通る region2 電流は、朝方夕方に行くに従って赤道面に降りてくる。良く観察すれば、この様子は図5でも見られる。生成された高圧域の朝方夕方のエッジに至ると、region2 電流は地球向きに高圧域のエッジを横断し、その後 FAC となって地球に至る。Region2FAC のダイナモはインジェクションとダイポーラリゼーションで形成される高圧域を通過する(3)→(4)の対流である。図5、図10、図20の様相は全て、このような急激な圧力領域の形成と、それによる region2FAC の発生を示す。この高圧域形成はプラズマシートの変動の結果であり、従ってプラズマシートの擾乱は region2FAC を通して電離圏に伝えられることになる。よってこの過程は、どちらかと言えば、loading unloading に相当する。オンセットでは双極子化に連動して内部磁気圏に対流が浸透する。region2FAC を担うシアーは、プラズマシートとより内部の磁気圏との間のシアーである(図6)。以上の region2FAC 構造は、図21にもより模式的に分かりやすく示してある。

双極子化は誘導電場を伴うが、この電場は電離圏に達しないので、FAC には結び付かず、誘導電場自体は M-I 結合対流ではない。オンセット後に内部磁気圏へ(ポテンシャル電場と)M-I 結

合対流が侵入することが、オンセットの上向き FAC がオーバルの低緯度側から始まる構造に対応する。内部磁気圏でプラズマシートとローブとの間にシアアが強まり、これによる region1FAC がカスプと電離圏のオンセット領域を結ぶ。この電流回路はカスプもしくはカスプのすぐ近くから出て、磁気圏フランクを伝い回り込むようにして、低緯度側から quiet arc の FAC より赤道側の電離圏に繋がる(図20の青線)。これを可能にするシアア構造は、対流がプラズマシートの中心と内部磁気圏まで侵入することでもたらされる。このシアア構造も、図21により分かりやすく模式的に示してある。オンセットの間、ローブ-プラズマシート境界にある quiet arc の region1FAC (緑線)は、オンセット region1 と共存し、オンセットは赤道側の arc から始まるように見える。オンセットの region1 ダイナモはカスプ-マントルからローブに向かう流れ(2)→(3)によって励起される。したがってその駆動過程は、定性的には、オンセット前と同じである。この過程は昔から言われてきた direct driven に相当する。オンセット region1 電流系は WTS と共に拡大し、pre-onset arc に取って代わる。拡大には電気伝導度の上昇、ジェット電流の発生が伴い、地上での磁場変動が激しくなる。電気伝導度上昇には、上向き FAC に伴う電子(discrete aurora)だけでなく、プラズマシートの高圧化に伴う粒子の降下(diffuse aurora)も大きく寄与する。

以上のような、状態遷移後の対流と共に実現されるサブストーム電流系を模式的に書くと、図21のようになる。ここには quiet arc の電流系は書いていない。尾部の変動は内部磁気圏に圧力領域を生成し、その南北のローブとの境界で夕方向きの電流を増加させる。それは圧力領域の縁を回って、夕方朝方に寄った場所で赤道面に降り、そこで地球方向に近づいた後、FAC として電離圏に接続され、部分環電流の構造を作る。部分環電流の region2FAC は、電離圏電気伝導度の上昇を起こし、電離圏で region1FAC との結合を生じ、オンセットを先導する。その結果形成される全体電流は、サブストームの grand current loop である。この図の電流は、全て磁化電流で、慣性電流は何の役割も担っていない。これにより、図1で示されたように、磁気圏で運動エネルギー(flow braking)でなく、内部エネルギー(圧力傾度横断流)でダイナモが駆動される構造が実現される。図21では、オンセットの region1FAC に対して、CW、プラズマ不安定、急激なリコネクションのような特別なプラズマ過程が主導的に発動するわけではない。

子午面のローブ-プラズマシート境界(赤道面より離れている)に流れる夕方向きの電流は、強度はより弱い、オンセット前にもテイルテータ電流として存在する(図4に類似の構造)。従って、図21の電流系は、もともと FAC を含まないテイルテータ電流が、インジェクションによって強度を増加しつつ、シアア流の形成と共に 2 つに分裂したとも見なせる。新たに形成されたプラズマシートのダイナモに繋がる部分が region2FAC となり、もともと存在するカスプ-マントルのダイナモに繋がる部分が region1FAC となる。このように見ると tail current fragmentation と呼べるであろう。

## 11. 地上磁場変動の再現

Growth phase から図21のサブストーム電流系が発達する期間にかけて、どのような地上磁場の時間変動が期待されるか計算したものを、図22に示す。シミュレーションで、力学過程に従って M-I 変動が再現され、その効果の総決算として集約されるのが、図22の変動である。図22の AU と AL は、図13や図16のような結果を基に電離圏電流(Pedersen 電流、Hall 電流)を計算し、オーバルに沿ったいくつかの観測点を想定して地上磁場 H (水平)成分の変動を求め、それらの(上下の)包絡線を描いたものである。AU と AL の変動には、growth phase、オンセット、拡大相が明確に見られる。Growth phase では、100nT 程度の緩やかな磁場変動が見られ、50 分ほど続いている。点線で示されたオンセット以後は、1000nT に達する急激な AL の減少が起こっている。オンセットに伴う AL の変動は、確かに不連続現象として再現されている。

図22には、高緯度磁場変動の微分が描かれており、オンセットと共に振動が現れるのが見られる。これはオンセットの力バランス変更に伴った M-I 変動を反映した、FAC の過渡的振動と考えられ、Pi2 に類似の変動と見える。図22には低緯度磁場変動も示しており、低緯度磁場変動にもオンセットに伴って、positive bay と重なったような Pi2 に類似の変動が見られる。高緯度磁場変動は電離圏電流による成分で、アルフェン波によって磁気圏から電離圏に(シミュレーション内部境界の内側に)運ばれてくる変動と見なすことができる。これに対し低緯度磁場変動は磁気圏内の電流によって地上にもたらされる磁場変動成分で、電離圏の上下を通じて(シミュレーション内部境界の内側で)ポテンシャル磁場として変動する成分である。地上で観測される各変動を比較すると、positive bay と低緯度 Pi2 の開始が最も明確な最初の変動に見える(最初の点線)。これと同時に AU、AL、高緯度 Pi2 も変動を開始するが、これらは初動は小さく、2 番目の点線でさらに大きな変動に至る。positive bay がサブストームの初動に良く一致するのは、観測的にもそうになっていると言われている。

部分環電流を担う高圧域の生成は、plasma squeeze に類似であり(Haerendel, 2011)、プラズマ力学としては slow mode の運動である。従って、内部磁気圏での急激な高圧域の生成は過渡現象であり、これが振動を伴うのは自然である。高圧領域は磁場圧力・張力とのバランスを得て安定な構造となり、バランスが崩れた場合は、バランスを取り直す過程が励起される。このような過程は、図22に示してある静止軌道の圧力微分からも推測される。静止軌道の圧力変動は、地上磁場の変動に先んじているのが見られる。この圧力変動に FAC 変動が伴うのは、ごく自然であろう。図22の Pi2 変動は、インジェクションに伴うグローバル構造変動の一環として再現されるものであり、これまでのような波動伝搬モデルでの説明とは異なる。低緯度 Pi2 に対してはこれまでキャビティ共鳴という説明がなされていたが、本報告から、これもまったくの架空の設定で、低緯度 Pi2 は磁気圏電流変動の効果で、部分環電流、FAC の変動が根本原因である。始めから Pi2 が発生するようにモデルを設定し Pi2 を計算するモデルでは、先入観がそのまま再現されるだけである。太陽風と双極子磁場のみから Pi2 を発生させることに成功したことにより、Pi2 研究の新たなステージが拓けるであろう。Positive bay も古くから知られているサブストームオンセットの signature であるが、その原因についてはこれまで確定されていない。図22では positive bay は低緯度 Pi2 と同様に、磁気圏電流変動の効果である。

図22に示されたような地上磁場の変動は、全て古くから知られていて、かつ現在でも活発に観測が続けられているものであり、我々が M-I 擾乱を認識する出発点となるものである。これまでの磁気圏物理学では、このような地上磁場変動は、全体構造推定の出発点としての意味を持っていると言える。これに対し図22では、まず基礎方程式から全体構造を作り、その結果の一部として地上磁場変動が得られている。図22に見られるように、地上磁場変動の結果は観測と驚くべき一致を示す。ここに至って、全体構造は推定から確定に変わり、サブストームの研究は大きく転換することとなる。

## 12. 結論

並列化されたシミュレーションの開発により、基礎方程式、太陽風、双極子磁場の3つから、現実的なサブストーム変動が再現されるようになった。数値解は、磁気圏、電離圏の双方の観測を良く再現する。特に地上磁場の再現においては、これまでに見たことのないレベルのリアリティを示している。数値解はプラズマ、磁場、電流に関して、全ての3次元構造を、自己無撞着に保持している。数値解の解析から、これまで推定でしかなかったサブストーム電流系が、全て実際に描けるようになった。これらによって、サブストームは、対流の発展と変動であることを示された。

サブストームの発生には、ある部分だけではなく、M-I 結合系の全体がかかわっている。サブストームの理解には対流のエネルギー変換、FAC のダイナモとシアー構造、ヌルーセパレーター構造、対流の状態遷移を解明することが必須であり、サブストームはそれらの延長線上にある。サブストームの FAC を含め、全ての M-I 電流系は **expanding slow mode** によるダイナモで駆動される。これらの FAC 構造の理解を誤ると、サブストームの理解も自動的に誤る。急なリコネクションや不安定ではサブストームオンセットは理解できない。これらのように部分を解明して全体を類推するサブストーム研究は、堂々巡りになるので、止めたほうが良い。

シミュレーション結果からは、これまでの磁気圏物理学の基本をなす概念であり、かつサブストーム研究の出発点ともなっていた、Dungey 対流、Bostrom 電流、CW は、全て誤りと見える。これに対して、部分環電流は唯一正しい構造である。シミュレーションによってサブストームを再現し、数値解の解析からサブストームを調べるという研究は、既存の結果の多くを否定するという、予想できない方向に進んだ。即ち、サブストーム研究では世界の権威は大方が張子のトラであるということになるが、このことは逆から見れば、権威に囚われず基本法則に忠実に自然を見ることの出来る新進者には、大いなるチャンスが待っているという喜ばしい結果でもある。今後は観測でも、シミュレーションの解を良く理解した上で、データの意味を考えることが必須である。

## 参考文献

- Akasofu, S. -I., The development of the auroral substorm, *Planet. Space Sci.*, 12, 273, 1964.  
Akasofu, S. -I., Several controversial issues on substorms, *Space Sci. Rev.*, 113, 1, 2004.  
Angelopoulos, V., W. Baumjohann, C. F. Kennel, F. V. Coroniti, M. G. Kivelson, R. Pellat, R. J. Waker, H. Luhr, and G. Paschmann, Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 97, 4027, 1992.  
Baker, D. N., T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann, and R. L. McPherron, Neutral line model of substorms: Past results and present view, *J. Geophys. Res.*, 101, 12,975, 1996.  
Bostrom, R., A model of the auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, 69, 4983, 1964.  
Crooker, N. U., Dayside merging and cusp geometry, *J. Geophys. Res.*, 84, 951, 1979.  
Cowley, S. W. H., A quantitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and interplanetary field of arbitrary orientation, *Radio Sci.*, 8, 903, 1973.  
Cowley, S. W. H., Magnetosphere-ionosphere interactions: A tutorial review, in *Magnetospheric current systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.91, AGU, Washington, D. C., 2000.  
Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, 1961.  
Haerendel, G. (2011), Six auroral generators: A review, *J. Geophys. Res.*, 116, A00K05, doi:10.1029/2010JA016425.  
Hamrin, M., O. Marghitu, P. Norqvist, S. Buchert, M. Andre, B. Klecker, L. M. Kistler, and I. Dandouras (2012), The role of the inner tail to midtail plasma sheet in channeling solar wind power to the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 117, A06310, doi:10.1029/2012JA017707.  
Heppner, J. P., and N. C. Maynard, Empirical high-latitude electric field models, *J. Geophys. Res.*, 92, 4467, 1987.  
Hones, E. W., Jr., T. Pytte, H. I. West Jr., Association of geomagnetic activity with plasma sheet thinning and expansion: A statistical study, *J. Geophys. Res.*, 89, 5471, 1984.  
Iijima, T., Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, in *Magnetospheric Current Systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., pp. 107-129, AGU, Washington, D. C., 2000.  
Kamide, Y., W. Sun, and S. -I. Akasofu, The average ionospheric electrodynamics for the different substorm phases, *J. Geophys. Res.*, 101, 99, 1996.  
Kan, J. R. and W. Sun, Substorm expansion phase caused by an intense localized convection

- imposed on the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 27,271, 1996.
- Lui, A. T. Y., Current disruption in the earth's magnetosphere: Observations and models, *J. Geophys. Res.*, 101, 13,067, 1996.
- Lui, A. T. Y., Current controversies in magnetospheric physics, *Rev. Geophys.*, 39, 535, 2001.
- McPherron, R. L., C. T. Russell, and M. P. Aubrey, Satellite studies of magnetospheric substorm on August 15, 1968, 9, Phenomenological model for substorms, *J. Geophys. Res.*, 78, 3131, 1973.
- Nakamizo, A., and T. Iijima (2003), A new perspective on magnetotail disturbances in terms of inherent diamagnetic processes, *J. Geophys. Res.* 108(A7), 1286, doi:10.1029/2002JA009400.
- Ruohoniemi, J. M., and R. A. Greenwald, Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, 101, 21,743, 1996.
- Siscoe, G. L., N. U. Crooker, G. M. Erickson, B. U. O. Sonnerup, K. D. Siebert, D. R. Weimer, W. White, and N. C. Maynard, Global geometry of magnetospheric currents inferred from MHD simulations, in *Magnetospheric current systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.41, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Stern, D. P., The origin of Birkeland current, *Rev. Geophys.*, 21, 125, 1983.
- Tanaka, T., Generation mechanisms for magnetosphere-ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling processes, *J. Geophys. Res.*, 100, 12,057, 1995.
- Tanaka, T., Configuration of the magnetosphere-ionosphere convection system under northward IMF condition with non-zero IMF By, *J. Geophys. Res.*, 104, 14,683, 1999.
- Tanaka, T., Field-aligned current systems in the numerically simulated magnetosphere, in *Magnetospheric current systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.53, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Tanaka, T., Magnetosphere-ionosphere convection as a compound system, *Space Sci. Rev.*, 133, doi:10.1007/s11214-007-9168-4, 2007.
- Tanaka, T., A. Nakamizo, A., Yoshikawa, S. Fujita, H. Shinagawa, H. Shimazu, T. Kikuchi, and K. K. Hashimoto (2010), Substorm convection and current system deduced from the global simulation, *J. Geophys. Res.*, 115, A05220, doi:10.1029/2009JA014676.
- Vasyliunas, V. M., Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in *Particle and Field in the Magnetosphere*, edited by B. McCormac, P. 60, D. Reidel, Hingham, Mass., 1970.
- Weimer, D. R., Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficients, *J. Geophys. Res.*, 100, 19,595, 1995.

## 図の説明

### 図 1

対流システムのエネルギー変換と $-V_x$  (右下)。慣性力(左上)、電磁力(右上)、圧力(左下)がする仕事が表示されている。上半分が子午面、下半分が赤道面で、サブストームの拡大相の様子が示されている。ダイナモは電磁力がする仕事が負の部分に当たる。全てのダイナモは圧力によって駆動されることが分かる。また流れの制動による仕事は、圧力に転化され、ダイナモを駆動することはないことも分かる。

Energy conversion in the convection system during the expansion phase. In each panel, upper half shows noon-midnight meridian plane and lower half shows equatorial plane.  $E_v$ ,  $E_b$  and  $E_p$  are works done by the flow motional energy, electromagnetic energy and thermal energy. The energy sources (drivers) are shown by + and energy receivers (acquirers) are shown by -. Remarkable energy conversions occur not only in the dayside but also in the plasma sheet. Lower right panel shows anti-sunward flow.

## 図 2

ポインティングフラックスの生成の誤った理解(Hamrin et al., 2012)。この図ではマグネトシースのプラズマが減速してポインティングフラックスが発散するように描かれているが、図1から分かるように、マグネトシースプラズマは一方的に加速され、減速されることはない。すなわち、開磁場の張力はマグネトシースプラズマの運動に影響を与えるほど強くない。

Traditional understanding for Poynting flux generation at the magnetopause (Hamrin et al., 2012). Poynting flux is generated through solar wind flow deceleration caused by tangential stress exerted by the open field lines. Inside the plasma sheet, flow is accelerated by the convergence of Poynting flux. Poynting flux is again generated inside the plasma sheet through flow braking to supply the FAC to the ionosphere.

## 図 3

アルフェン波の波頭に流れる慣性電流。アルフェン波はダイナモ領域で生成され、ダイナモと電離圏の間をバウンスすると考えられている。アルフェン波の発生は、構造空間の一部となっていることが、これまでの思考とやや異なる。

Inertial current at the wave front of the Alfvén wave emitted from the dynamo through the mode conversion from the slow mode to the Alfvén mode. This inertial current accelerates magnetospheric plasma convection. Wave is bouncing between the dynamo and the ionosphere.

## 図 4

J・E 負の場所(青)と正の場所(緑)とそれを結ぶ電流線(赤と黒)。一般に、ポインティングフラックスは、J・E 負の場所で発散し、その場所と電流で結ばれた J・E 負の場所で収斂する。M-I 結合系も正にそのような構造となっている。Chapman-Ferraro 電流、テイルテータ電流、region1FAC は全てこの構造を満たしている。

JE in the noon-midnight meridian plane shown by color shading, and 3D current lines shown by red and black lines. These results are obtained for the expansion phase. Three kinds of current lines are seen in this figure, the Chapman-Ferraro current (red), the tail theta current (red) and the region 1 FAC (black). The Chapman-Ferraro current, which defines the magnetopause, is connected to the outmost layer of high-latitude cusp-mantle dynamo. The tail theta current and region 1 FAC are connected to the middle and innermost layers.

## 図 5

シミュレーションで再現された部分環電流の構造。カラー等高線は子午面内の圧力、球面上の色は FAC を示す。Region2FAC が磁化電流から生成される様子が良く見える。

Pressure in the noon-midnight meridian plane shown by color contour, the FAC at 3 Re shown by color shading, and 3D current lines shown by white lines. These results are obtained for the substorm expansion phase. White lines exhibit the configuration of diamagnetic partial ring current.

## 図 6

部分環電流のカバランスとシア構造。カバランスは Vasyliunas の関係を満たしている。

Force balance associated with the formation of the partial ring current, and the flow shear corresponding to the region 2 FAC. This force balance is equivalent to the Vasyliunas relation.

## 図 7

磁気圏の圧力分布(子午面)と流線(藤田、私信)。流線の色は磁場に対して流れが直角(赤)か、平行(青)かを表す。カスプに磁場平行流が流れ込み高圧を維持している。カスプ内では磁場直

角流が卓越し、ダイナモ作用を担う。ローブでは再び磁場平行流が卓越し、プラズマを磁場に沿って流出させ、ローブの低圧を維持している。これらの流れ場によって圧力差が維持され、定常的なダイナモが駆動される。

Pressure distribution (colored contour) and flow lines (Fujita, private communication). Line color shows the degree of perpendicular velocity.

#### 図 8

ボストローム電流の力バランス。電磁力は圧力とは釣り合うことが出来ないことが示される。簡単に言えば、磁化電流は高圧域の縁を回るように形成され、高圧域の真ん中を突っ切るようなことは無い、ということを示す。

Distribution of  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  force associated with the dynamo for the Bostrom current system. It cannot satisfy  $\text{rot}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = 0$ .

#### 図 9

ボストローム電流の力バランス。電磁力は慣性力とは釣り合うことが出来ないことが示される。簡単に言えば、流れが制動を受けるとそこで磁場とプラズマが溜まってしまい、定常的な構造にはならない、ということを示す。

Distribution of magnetic pressure associated with flow deceleration inside the dynamo channel of the Bostrom current system. Flow must be decelerated to supply energy to the dynamo. It results in the pile up magnetic field and plasma. This configuration is quite difficult to maintain the force balance.

#### 図 10

極冠の端から端までのポテンシャルとプラズマシートの端から端までのポテンシャルが示す時間変動。Growth phase ではプラズマシートが滞留すること、オンセットでこの滞留が解消されることが見て取れる。この対流の変動に伴って、ローブ磁場、静止軌道磁場、静止軌道プラズマ圧も変動する。

Time development of cross polar cap potential, cross tail potential, lobe magnetic field, geosynchronous magnetic field and geosynchronous pressure. The cross-polar-cap potential shows a drastic increase after the southward turning of the IMF (purple line). This increase is due to the build up of cusp pressure. Increase in cross-tail potential at the onset is brought about by the changes in force balance, flow configuration and pressure distribution.

#### 図 11

IMF 北の時の昼側ヌルーセパレータ構造。セパトリックス上の磁力線を示す。ヌル点 2 点とそれを結ぶセパレータラインが見える。球は  $3 R_E$ 。

Dayside null-separator structure under the northward IMF condition. A separator line connects two null points in the northern and southern hemispheres. All of detached, open and closed field lines coexist on the separator line.

#### 図 12

IMF 南の時の昼側ヌルーセパレータ構造。セパトリックス上の磁力線を示す。ヌル点 2 点とそれを結ぶセパレータラインが見える。球は  $3 R_E$ 。

Dayside null-separator structure under the southward IMF condition. A separator line connects two null points in the morning and in the evening. All of detached, open and closed field lines coexist on the separator line.

## 図 13

静穏時(上)と growth phase(下)の電気伝導度(カラー)と沿磁力線電流(等高線)の分布。Growth phase の期間に、上向き FAC(点線)が夕方から真夜中を乗り越えて、朝方まで延びている。これは quiet arc の分布と良く一致する。

Conductivity (color) and FAC (contour) during the quiet time (upper) and during the growth phase (lower). Solid lines show downward FAC and dashed lines show upward FAC. During the growth phase, the upward FAC region extends along the poleward edge of the oval toward morning side.

## 図 14

Growth phase の 3 次元電流構造。Quiet arc からトレースした電流線(緑)はローブとプラズマシートの境界に沿って延び、かなり遠方のマントルに繋がる。球は 3 Re。

Current lines traced up from the ionosphere and pressure in the noon-midnight meridian plane (color) during the growth phase. Green, blue and red lines are current lines traced up from the quiet arc, dayside region 1 FAC and region 2 FAC, respectively. The current line traced up from the quiet arc extends to the boundary between the lobe and plasma sheet, but not exactly follows the magnetic field line.

## 図 15

Growth phase における磁気圏尾部 YZ 面の流れと圧力分布。プラズマシートの縁に沿ってシア構造が見られる。薄い球は 3 Re。

Flow (white arrows) and pressure (color) in the YZ plane at  $x = -15R_E$  during the growth phase. Shear flow which appears along the outer plasma sheet corresponds to the upward FAC from the quiet arc.

## 図 16

オンセット(上)と拡大相(下)の電気伝導度(カラー)と沿磁力線電流(等高線)の分布。オンセットの時にはオーロラが光始める点が、真夜中のオーバル赤道端に見える。また拡大相では、WTS のヘッドに上向き FAC が集中するのが見える。

Conductivity (color) and FAC (contour) at the onset (upper) and during the expansion phase (lower). Solid lines show downward FAC and dashed lines show upward FAC. The onset starts from the equatorward edge of the oval. In the lower panel, the WTS is reproduced in the evening side.

## 図 17

オンセット前後のプラズマシートの力バランスの変動。オンセット前(左上)では、電磁力と圧力傾力が釣り合っている。オンセット後は、内部磁気圏では電磁力と圧力傾力は増大するが依然釣り合いの状態を保つ。これに対して中尾部では電磁力が慣性力と釣り合う。

Development of force balance in the plasma sheet associated with the substorm onset. During the growth phase, static force balance between  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  force and  $-\nabla P$  force prevails all over the plasma sheet (upper left and right). After the onset, the mid-tail plasma sheet changes to dynamic force balance while the inner plasma sheet develops to enhanced static force balance (lower left and right). Associated with dynamic force balance,  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  force (red) prevails over  $-\nabla P$  force (green) to drive the BBF. On the other hand, enhanced static force balance generates the partial ring current.

## 図 18

シミュレーション(左)と観測(右)による静止軌道磁場変動。オンセットの様相である、explosive

growth、dipolarization、D-deflectionが見られる。

Magnetic field at the geosynchronous orbit during the substorm (left simulation, right observation). Growth phase signature of the substorm is observed as the decrease of  $B_z$ . Onset signatures of the substorm are observed as the explosive growth and dipolarization in the Z component and the D-deflection in the Y component. Simulation results reproduce these variations pretty well.

#### 図 19

オンセット直前の夜間ヌルーセパレータ構造。夜間セパレータライン(緑)が残存する一方、フラックスロープの形成が見られる。

Nightside separator line (green) and flux rope just before the onset. Blue line shows a core of flux rope whose one end is connected to the earth and the other end is connected to the solar wind. The nightside separator line disappears after the ejection of plasmoid.

#### 図 20

サブストーム拡大相の3次元電流構造。緑は growth phase から存在する quiet arc に繋がる電流、青はオンセットで出現する discrete arc に繋がる電流、赤は region2FAC に繋がる電流。

Current lines traced up from the ionosphere and pressure in the noon-midnight meridian plane (color) at the expansion phase. Green, blue and red lines are current lines traced up from the preexisting arc, onset region 1 FAC and region 2 FAC, respectively. The onset region 1 current connects the cusp-mantle dynamo and the equatorward edge of the oval through the flank of the magnetosphere. The region 2 current threads the midnight meridian plane through the north and south edges of high pressure region built in the inner magnetosphere.

#### 図 21

サブストームの電流構造(模式図)。磁気圏尾部の変動は圧力領域の生成として内部磁気圏に伝えられ、圧力領域からの region2FAC がさらに変動を電離圏に伝える。FAC とシアーは一体として現れる。

Substorm current loop. Through the plasma sheet collapse, magnetic tension acts to squeeze plasma from the plasma sheet to the inner magnetosphere. Region 2 dynamos are driven by flow crossing newly built pressure gradient. The region 1 FAC from the cusp dynamo is connected to the region 2 FAC to form the grand current loop. This current system includes no inertial current.

#### 図 22

シミュレーションで再現された地上磁場変動。AU と AL は極域の様々な地点で観測される磁場変動の、上と下の包絡線。高緯度磁場は、FAC によって計算の内部境界から電離圏に伝えられる成分。低緯度磁場は、内部境界の内側にポテンシャル磁場として持ち込まれる成分。

Time development of high-latitude and low-latitude magnetic field. Growth phase and onset are observable in AL and AU,  $Pi2$  is observable in derivative of high-latitude H, and positive bay and  $Pi2$  are observable in low-latitude H.

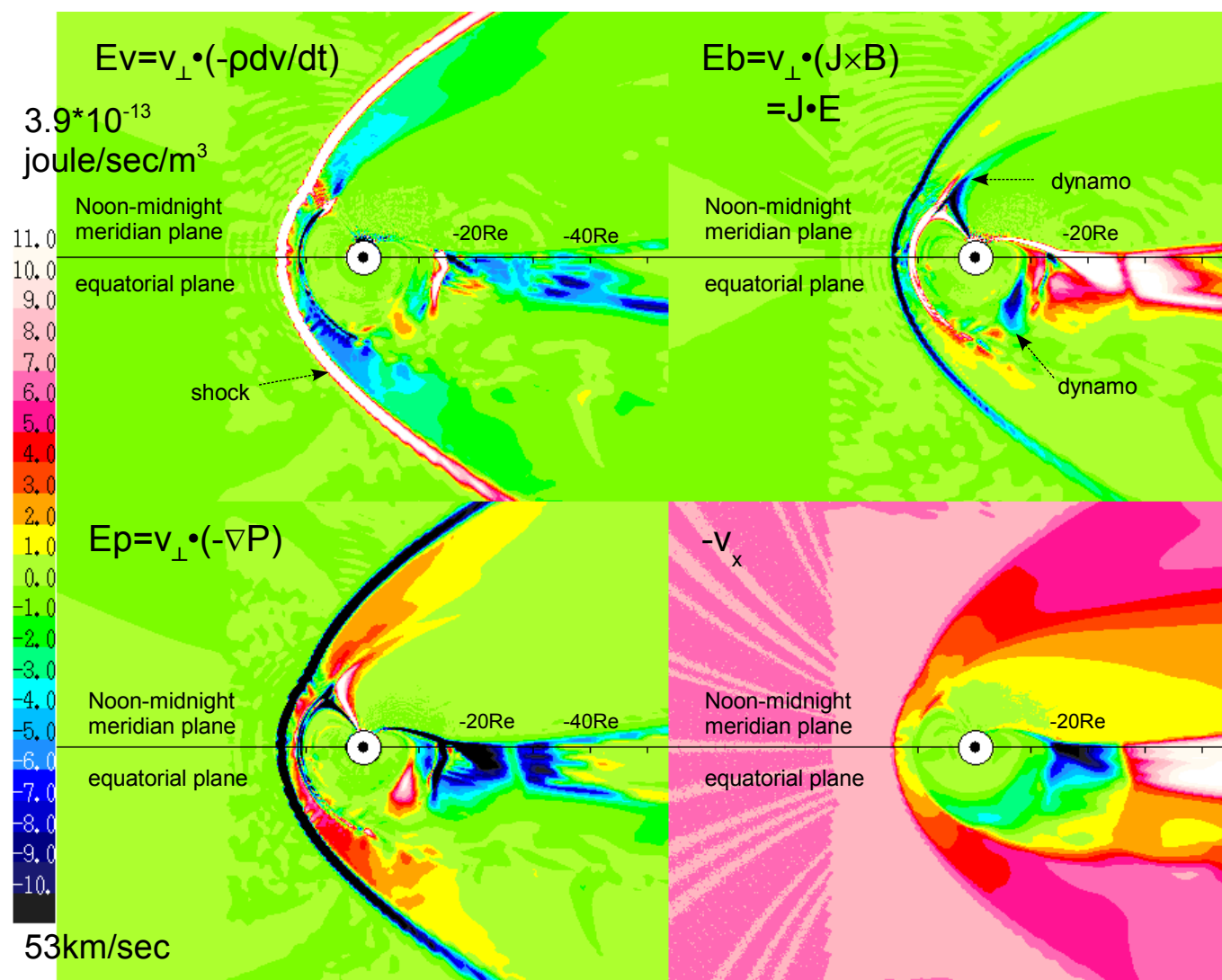


Figure T. Tanaka

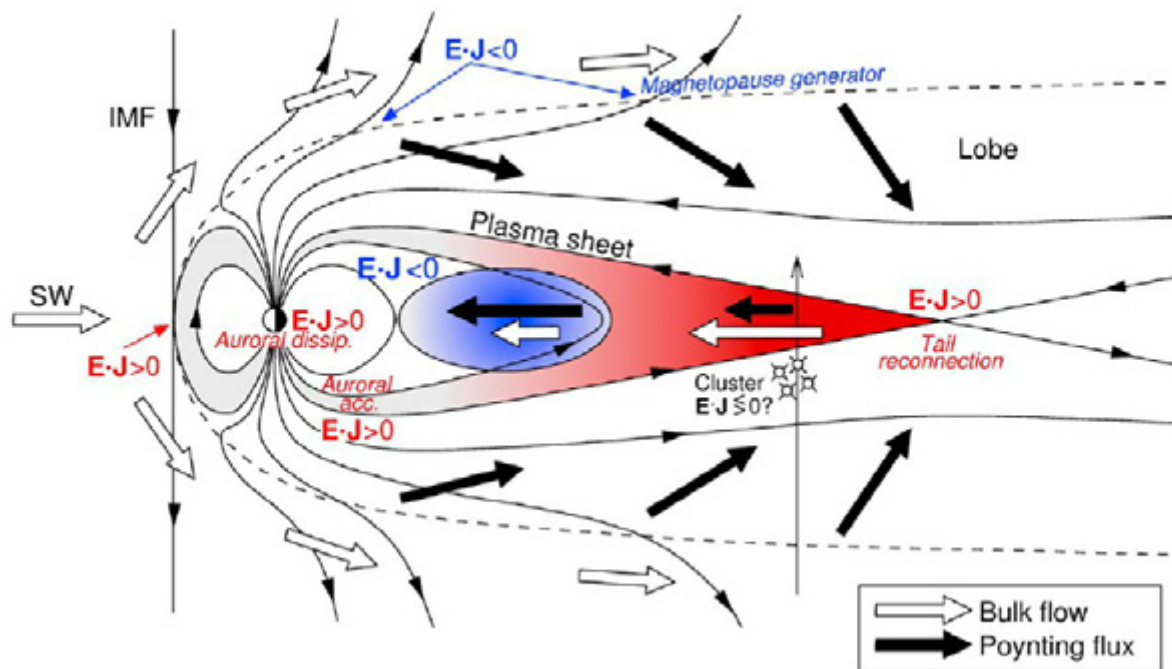


Figure T. Tanaka

2

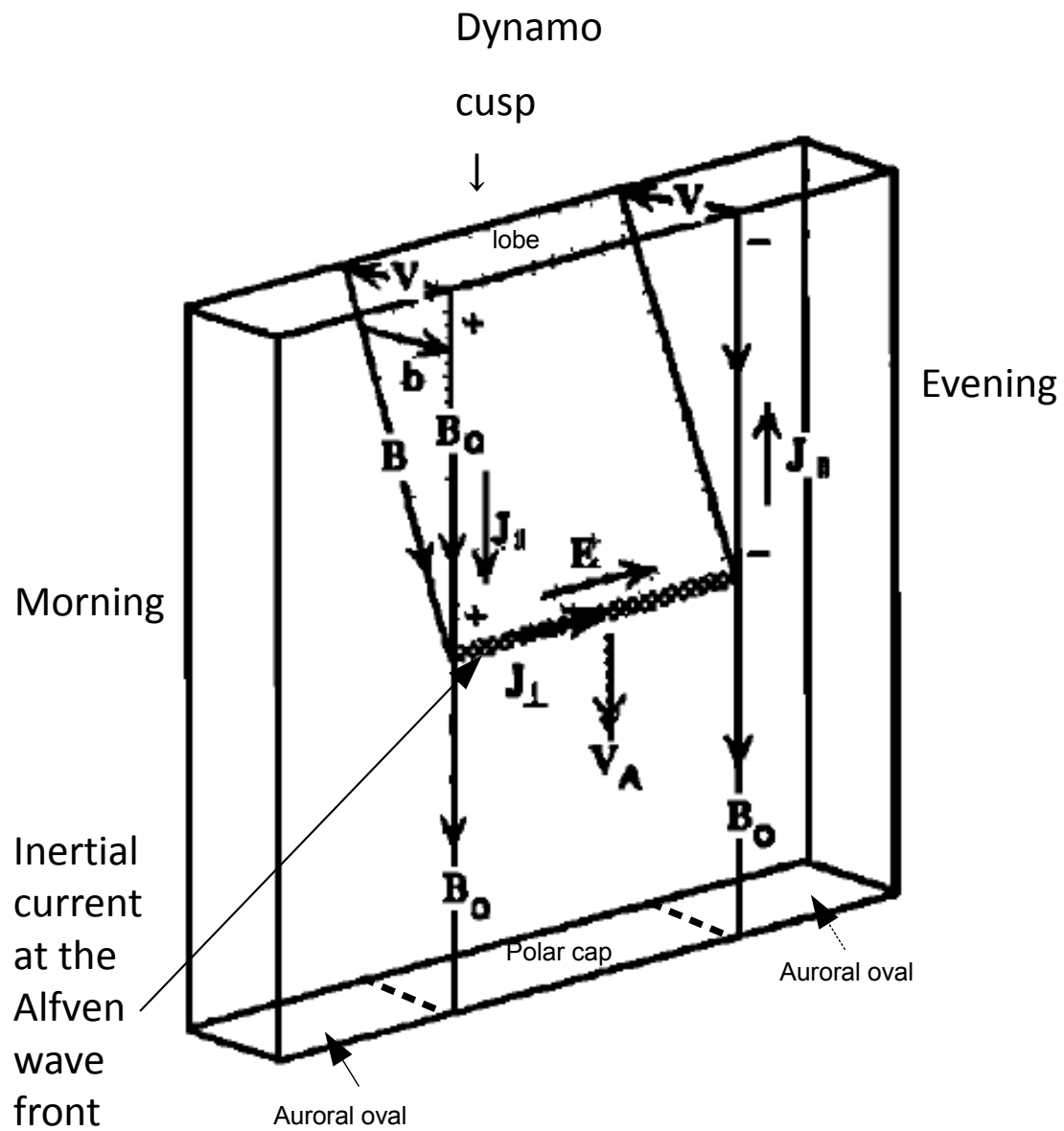


Figure T. Tanaka

3

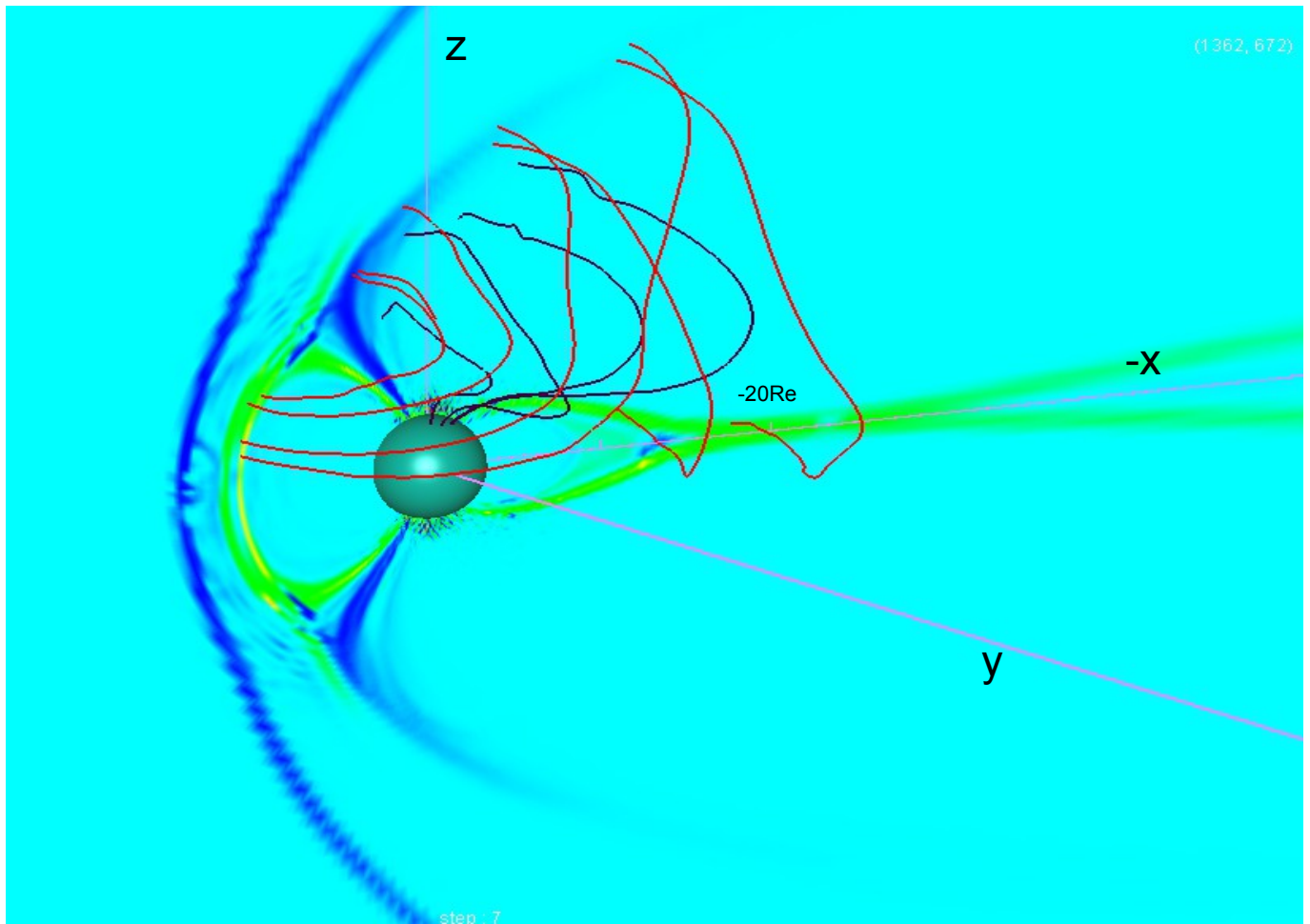


Figure T. Tanaka

## Plasma regimes and partial ring current

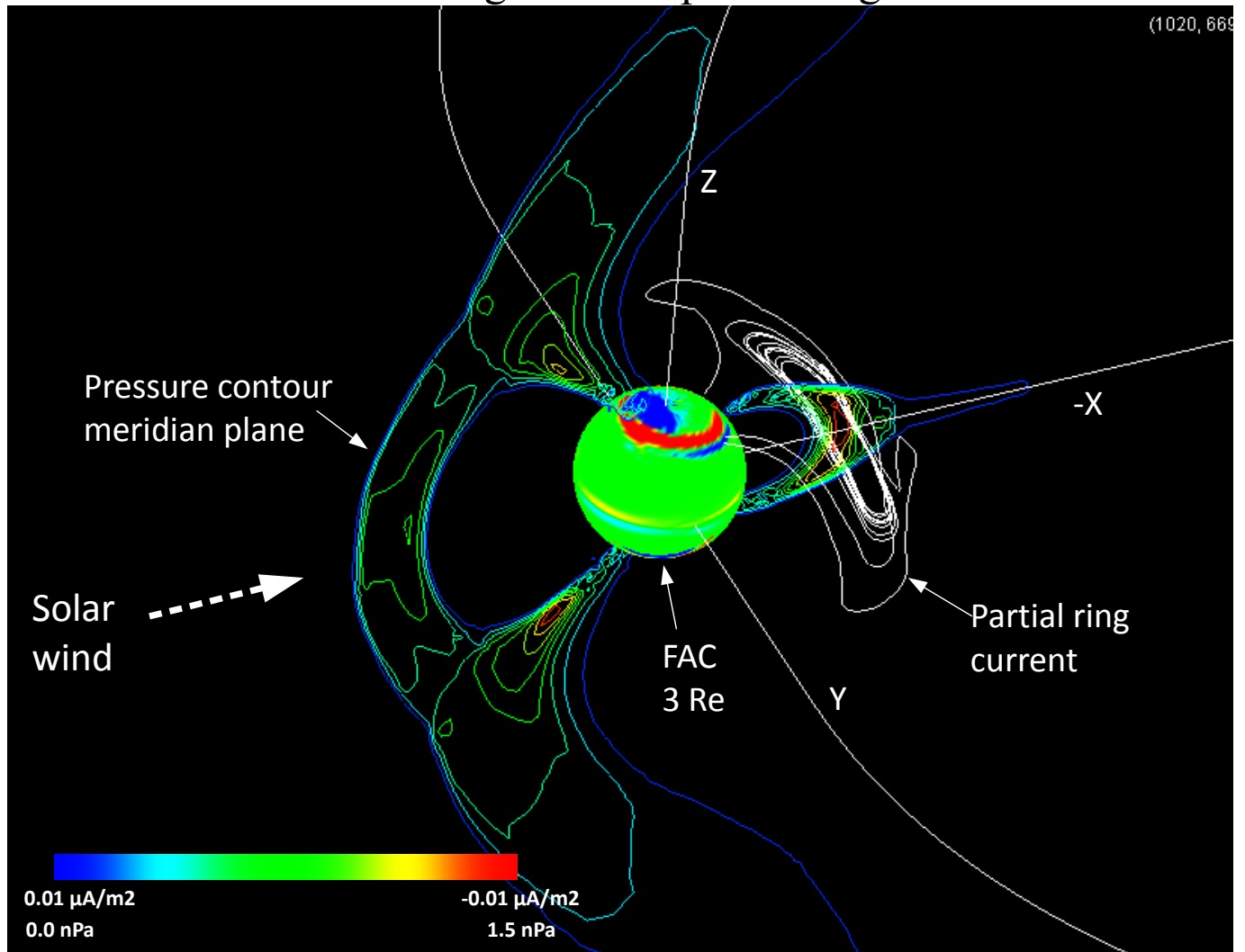


Figure T. Tanaka

5

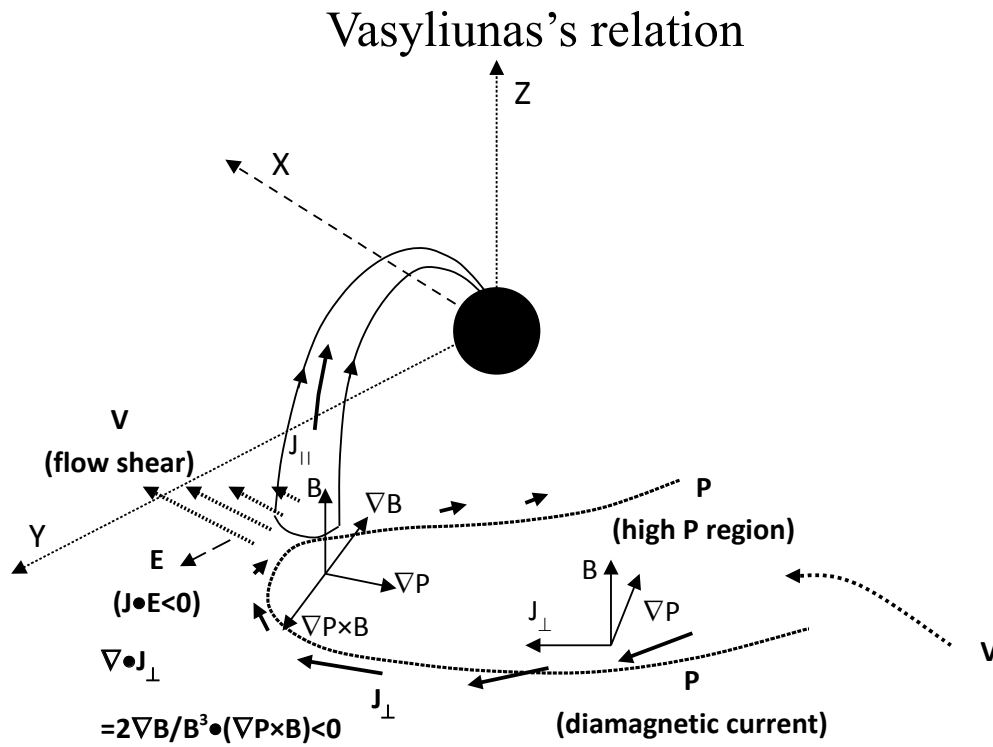


Figure T. Tanaka

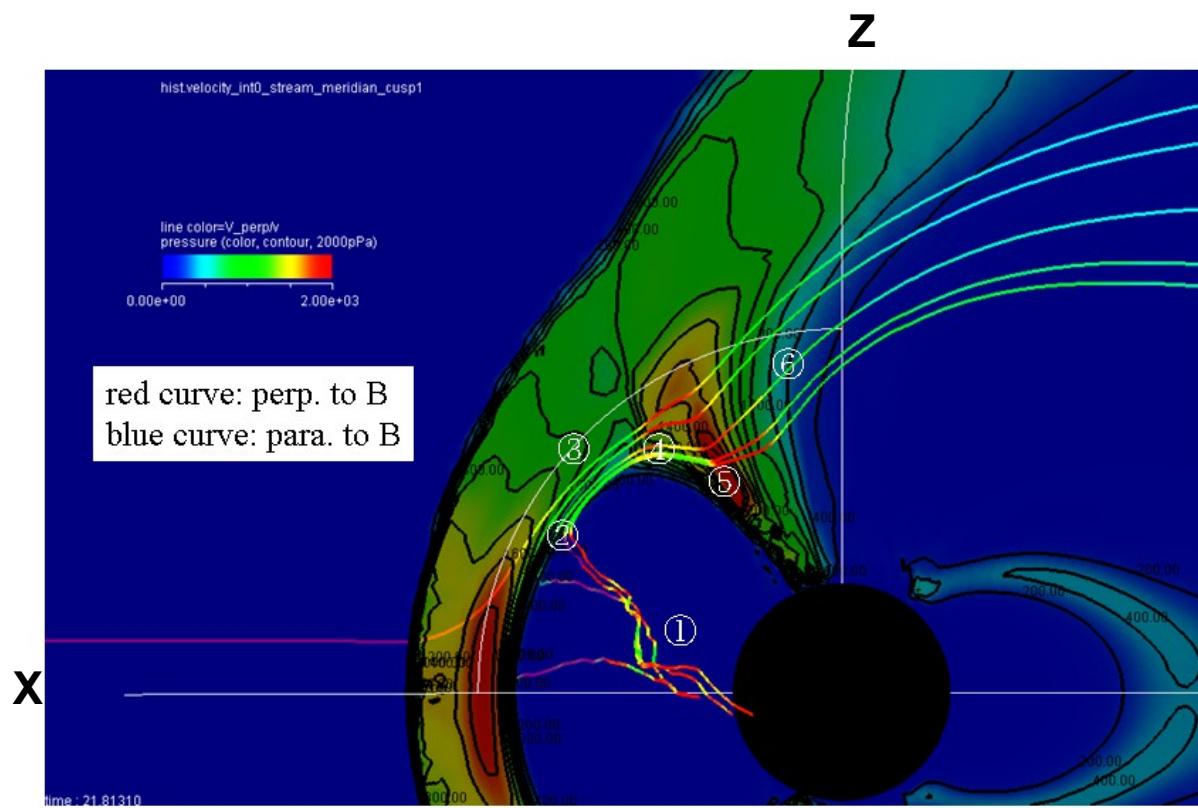


Figure T. Tanaka

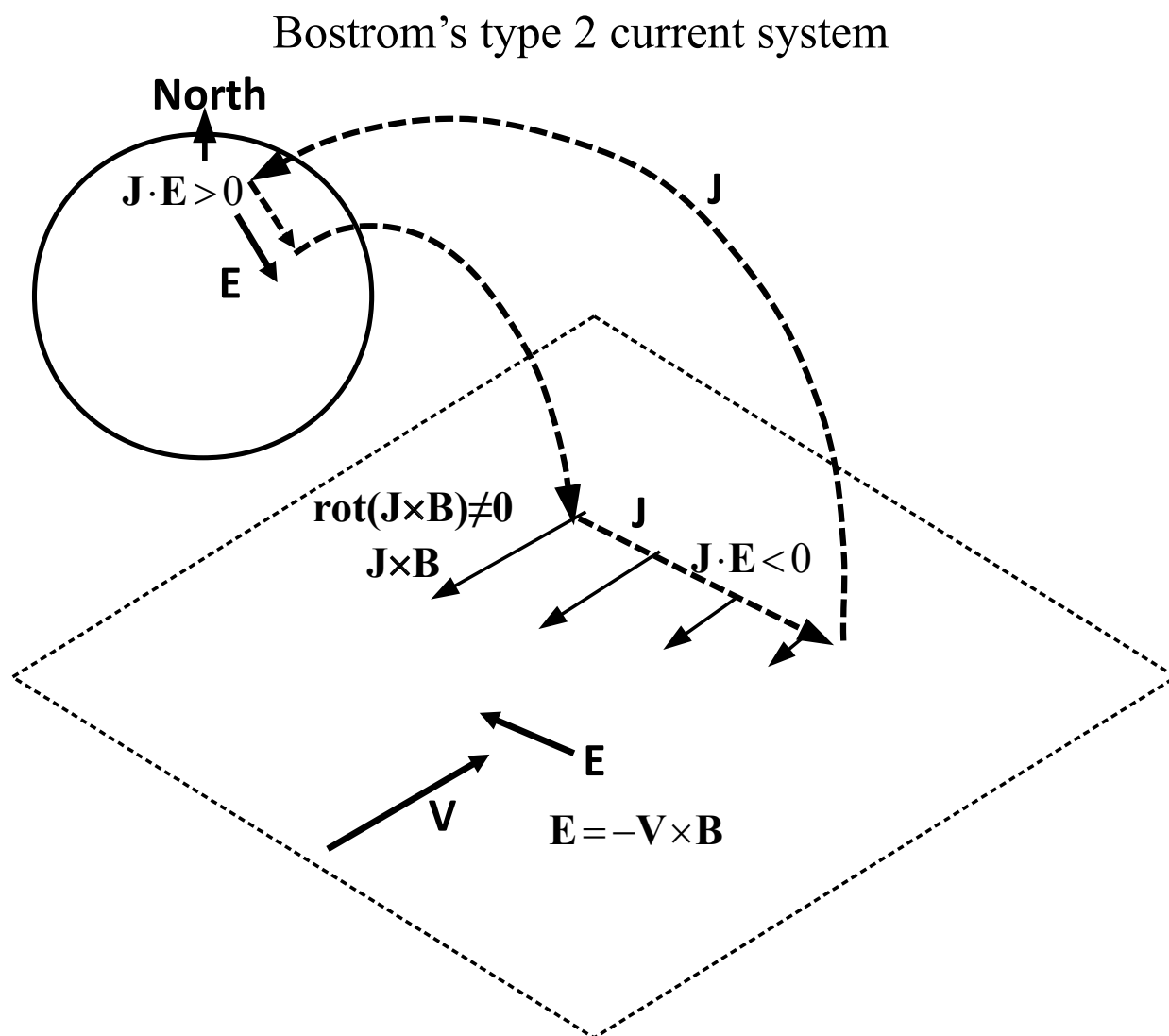


Figure T. Tanaka

## Bostrom's type 2 current system

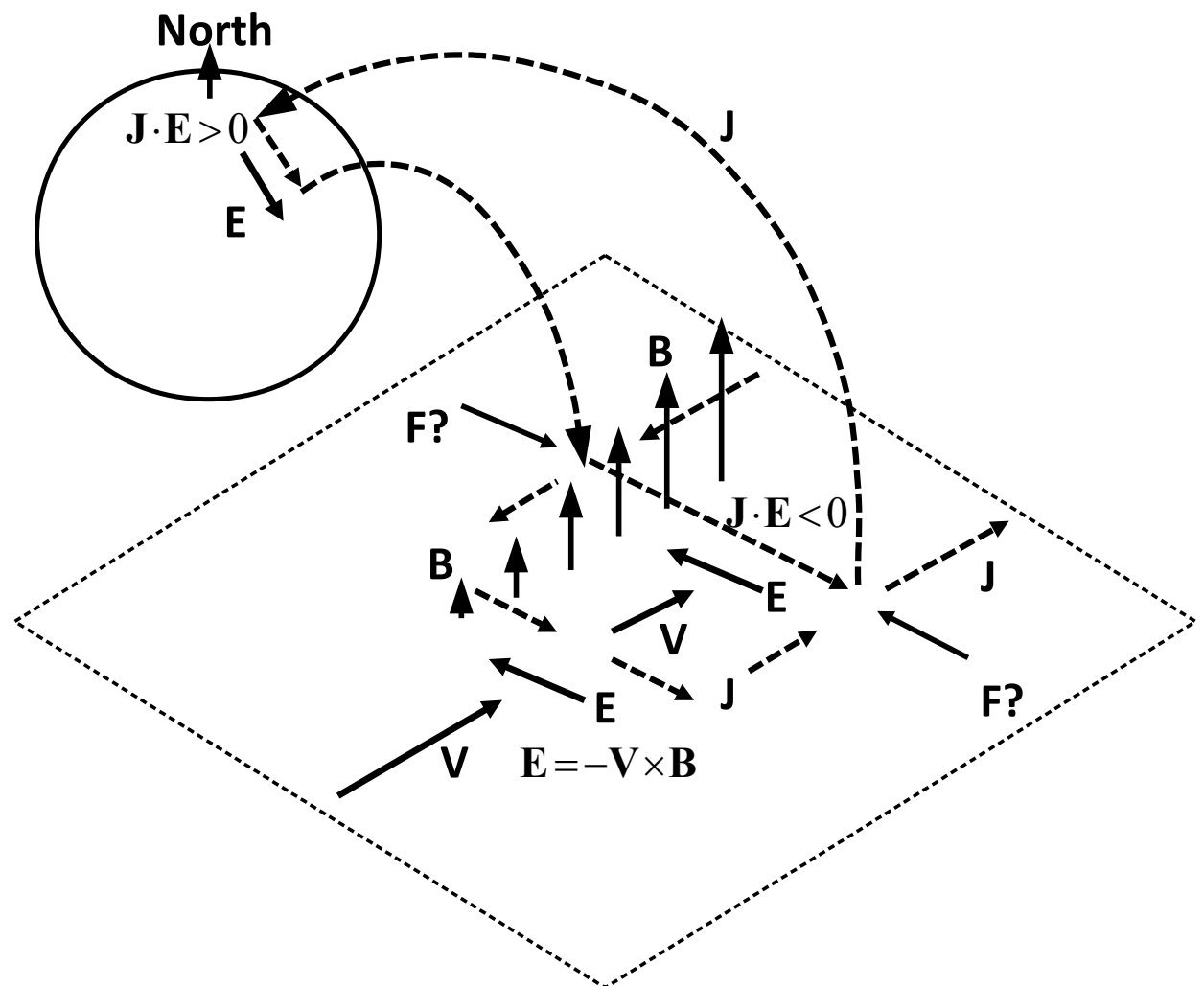


Figure T. Tanaka

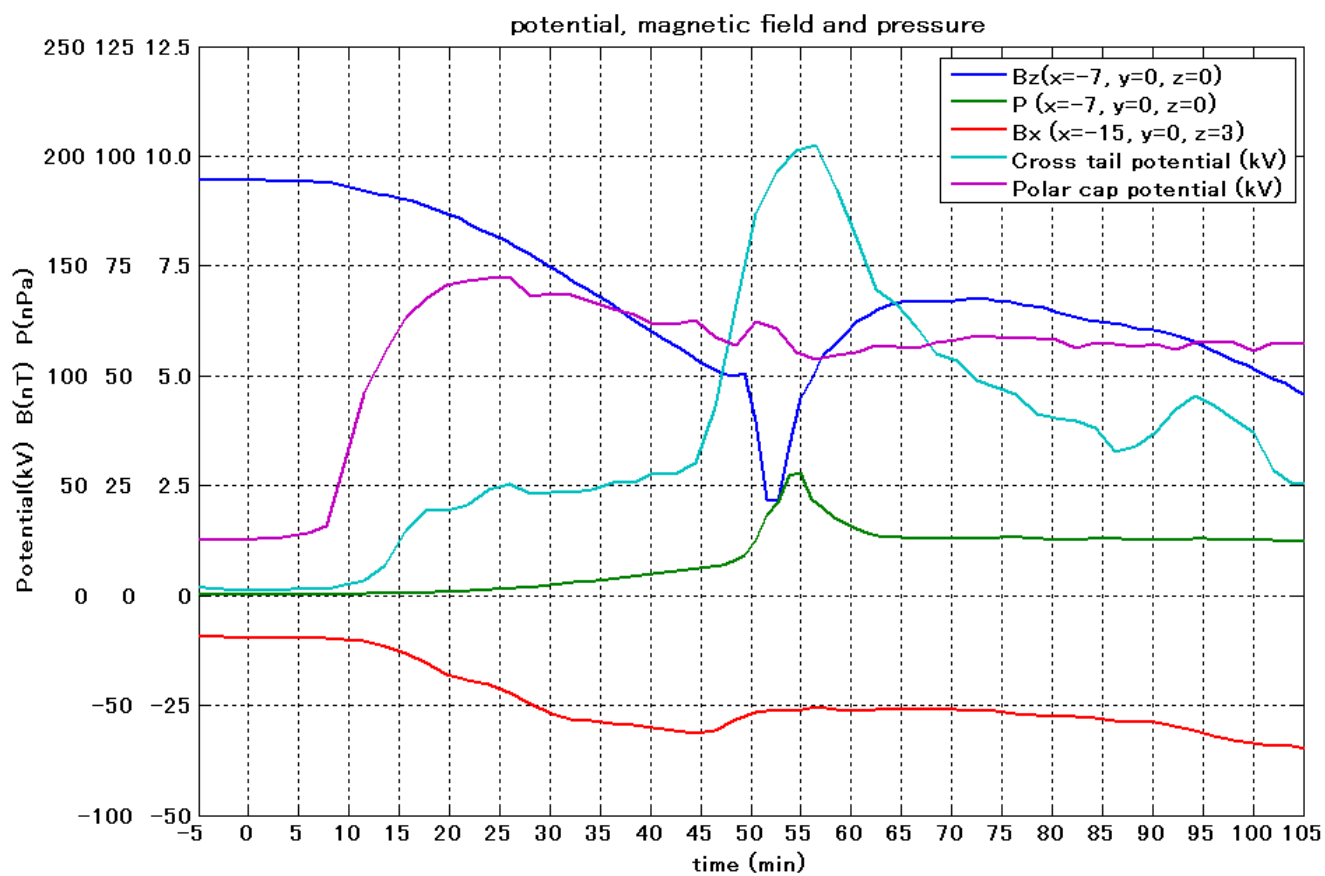


Figure T. Tanaka

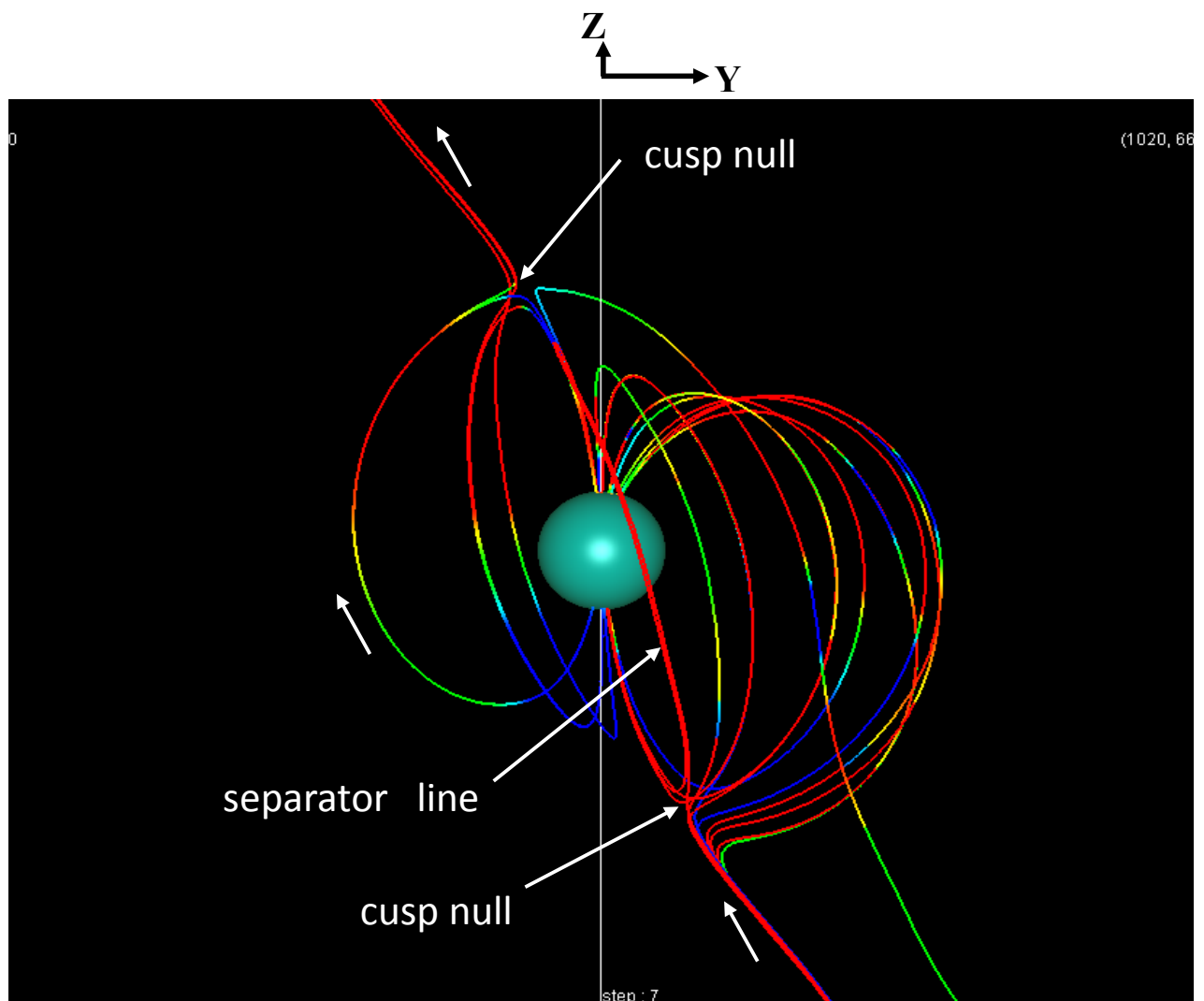


Figure T. Tanaka

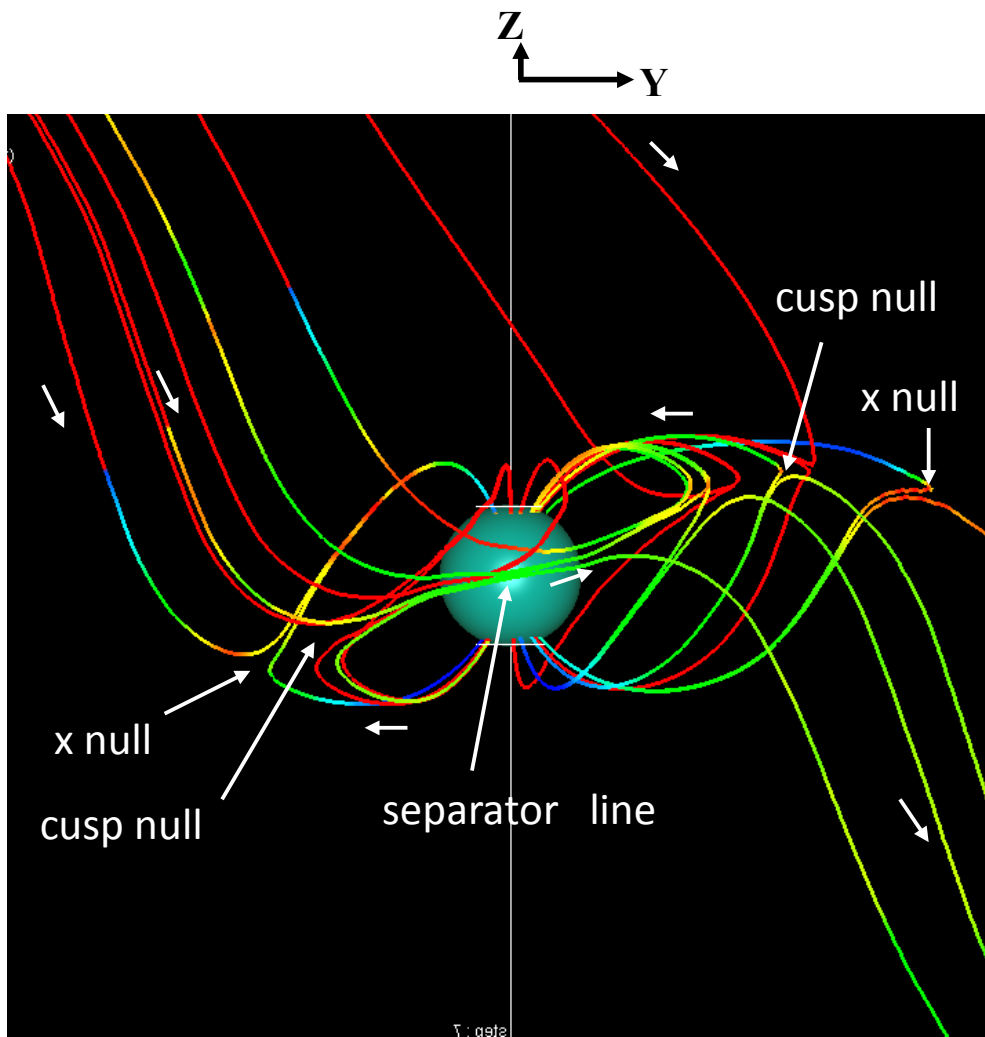


Figure T. Tanaka

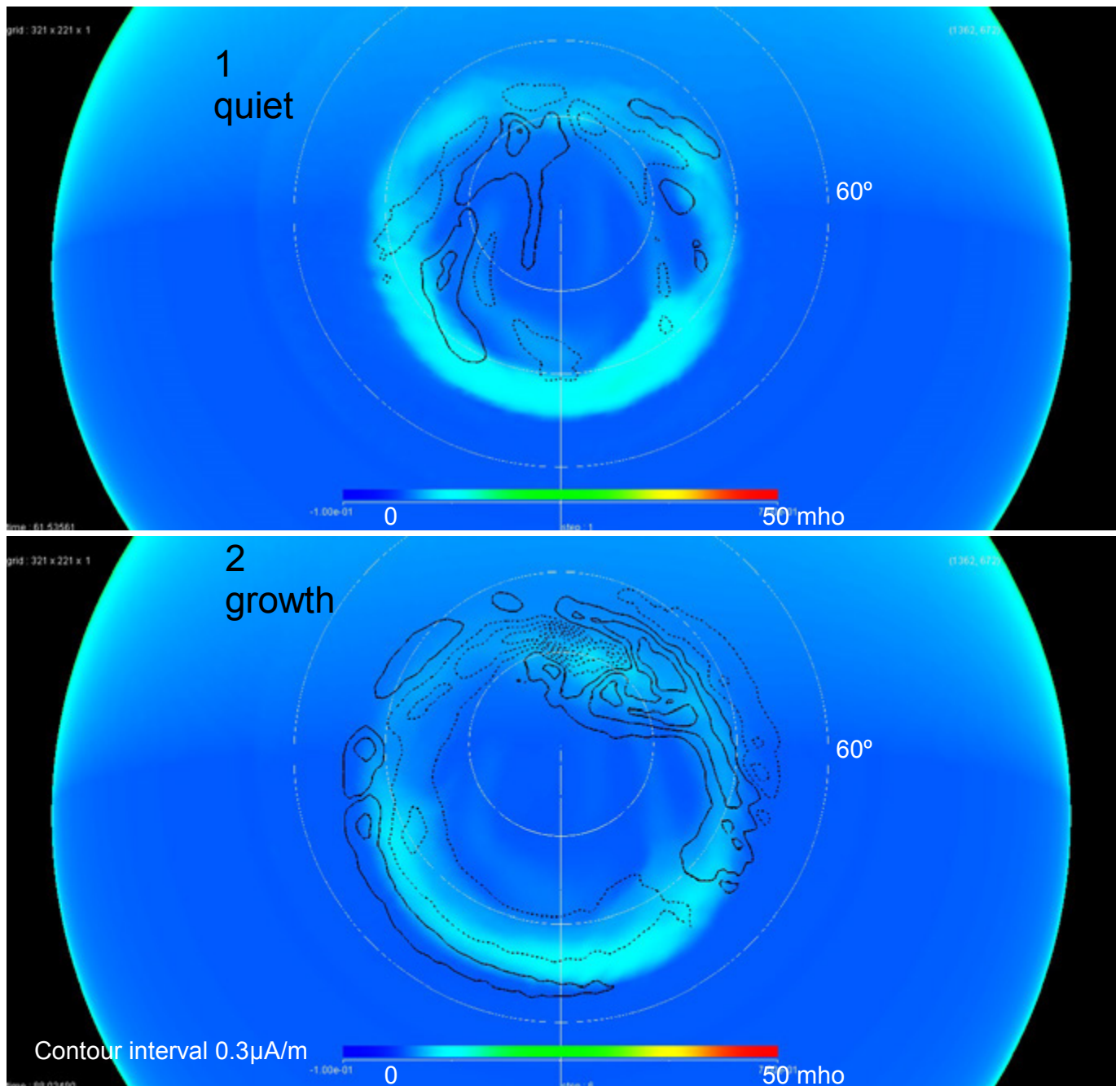


Figure T. Tanaka

13

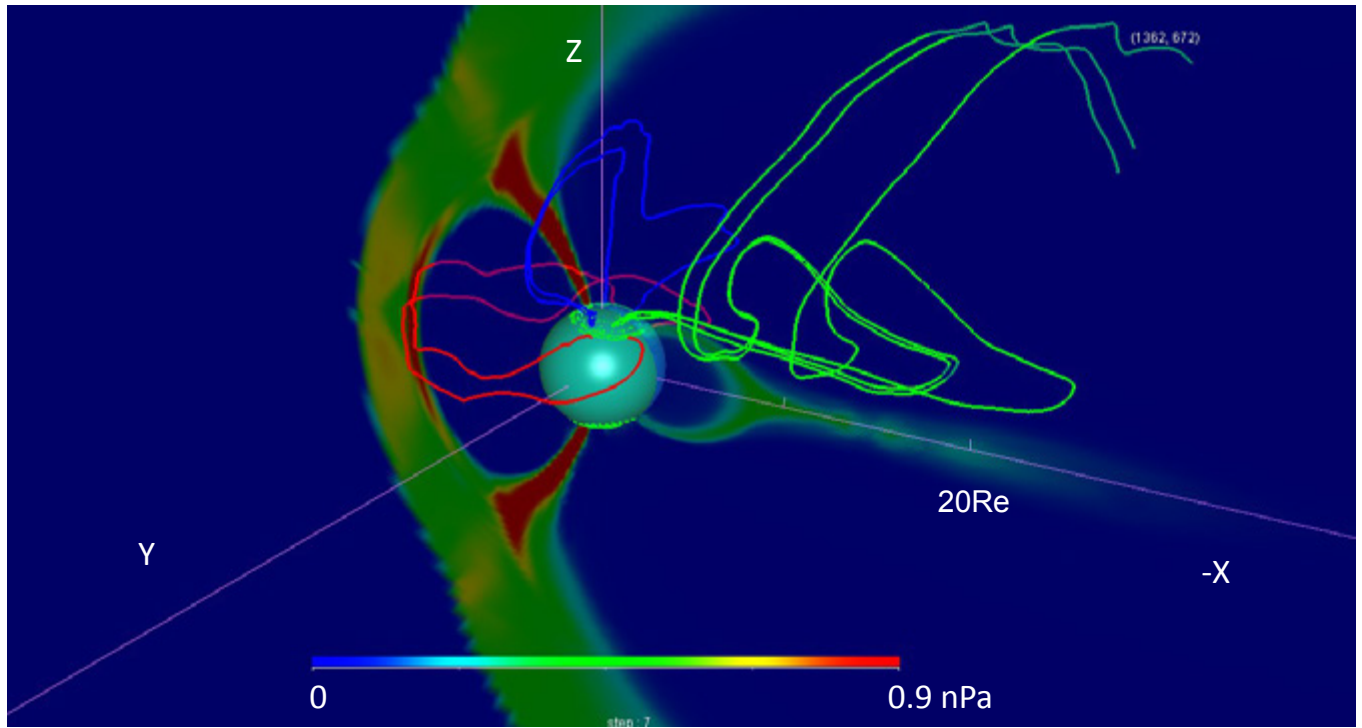


Figure T. Tanaka

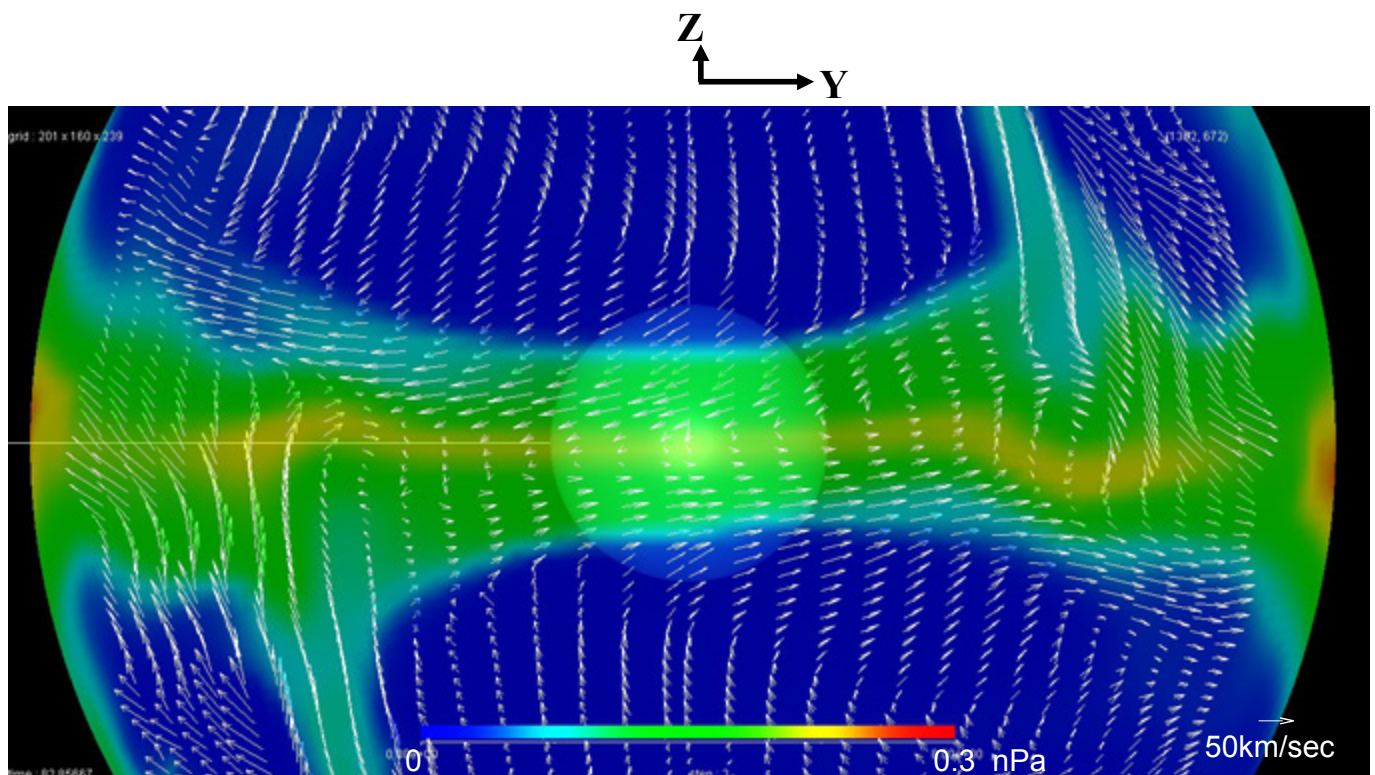


Figure T. Tanaka

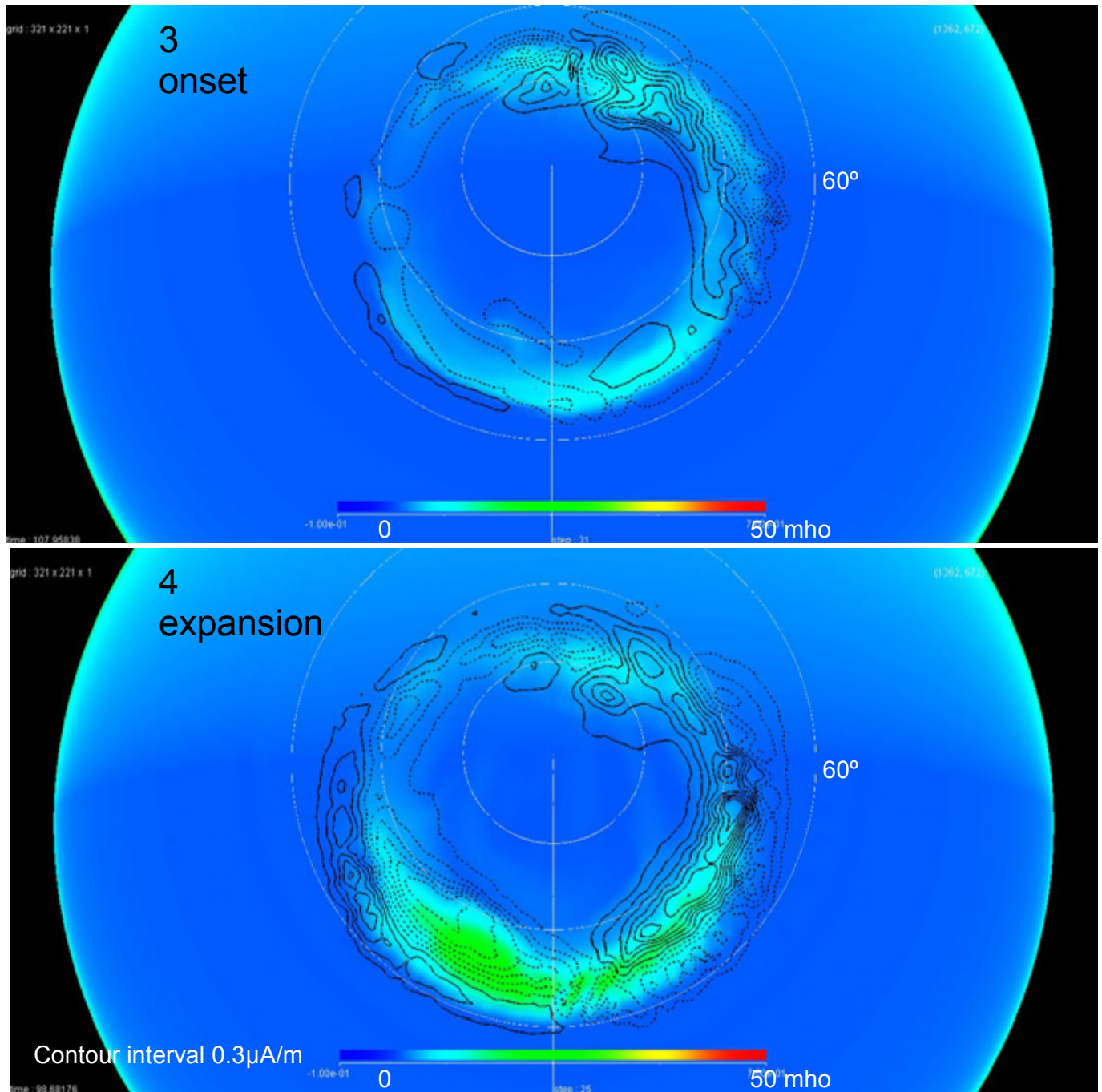


Figure T. Tanaka

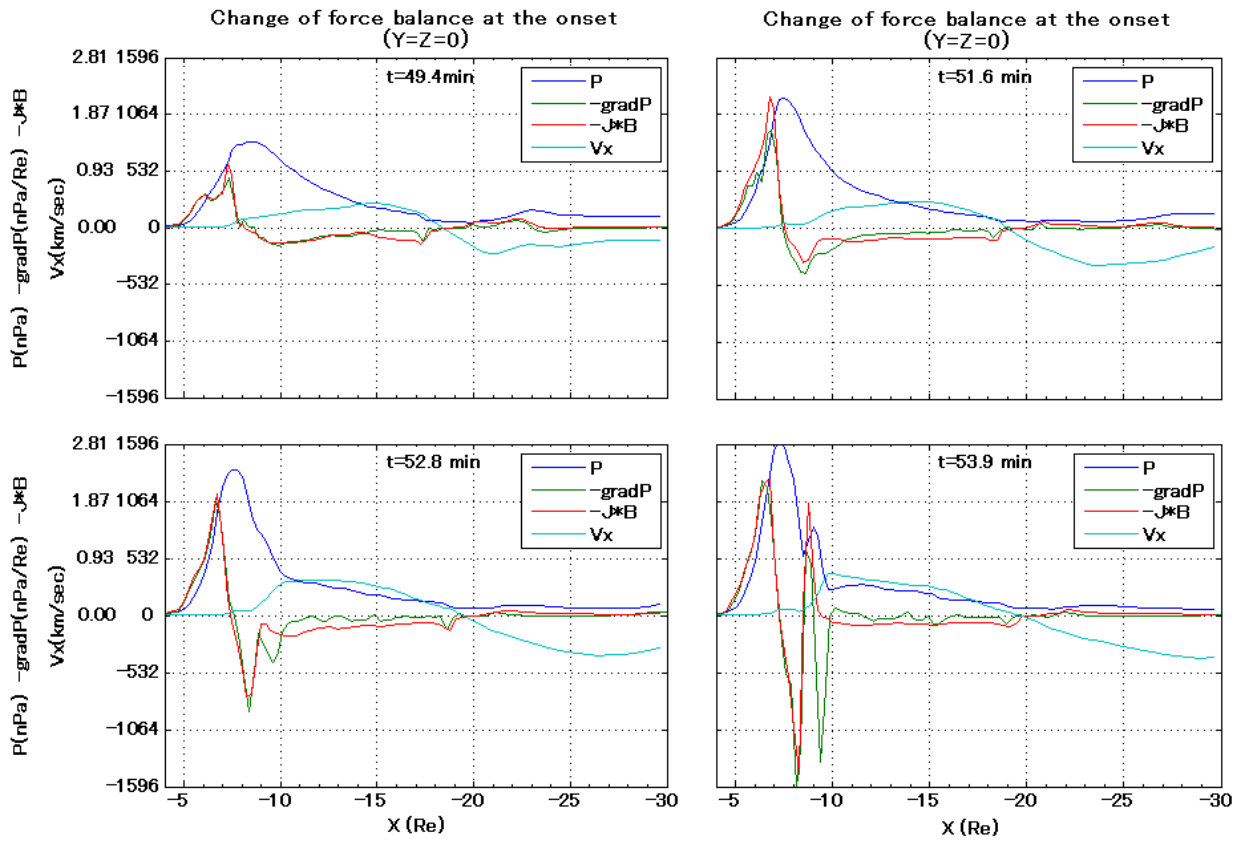


Figure T. Tanaka

Simulated (left) and observed (right) dipolarization and D deflection  
(geosynchronous orbit)

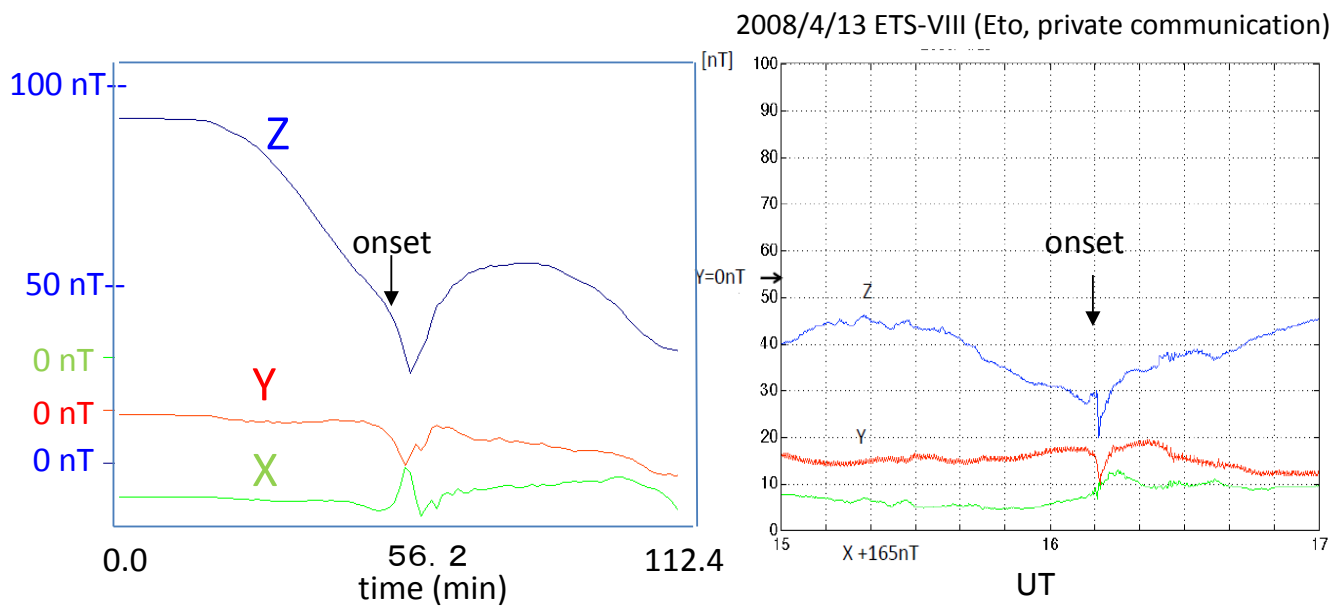


Figure T. Tanaka

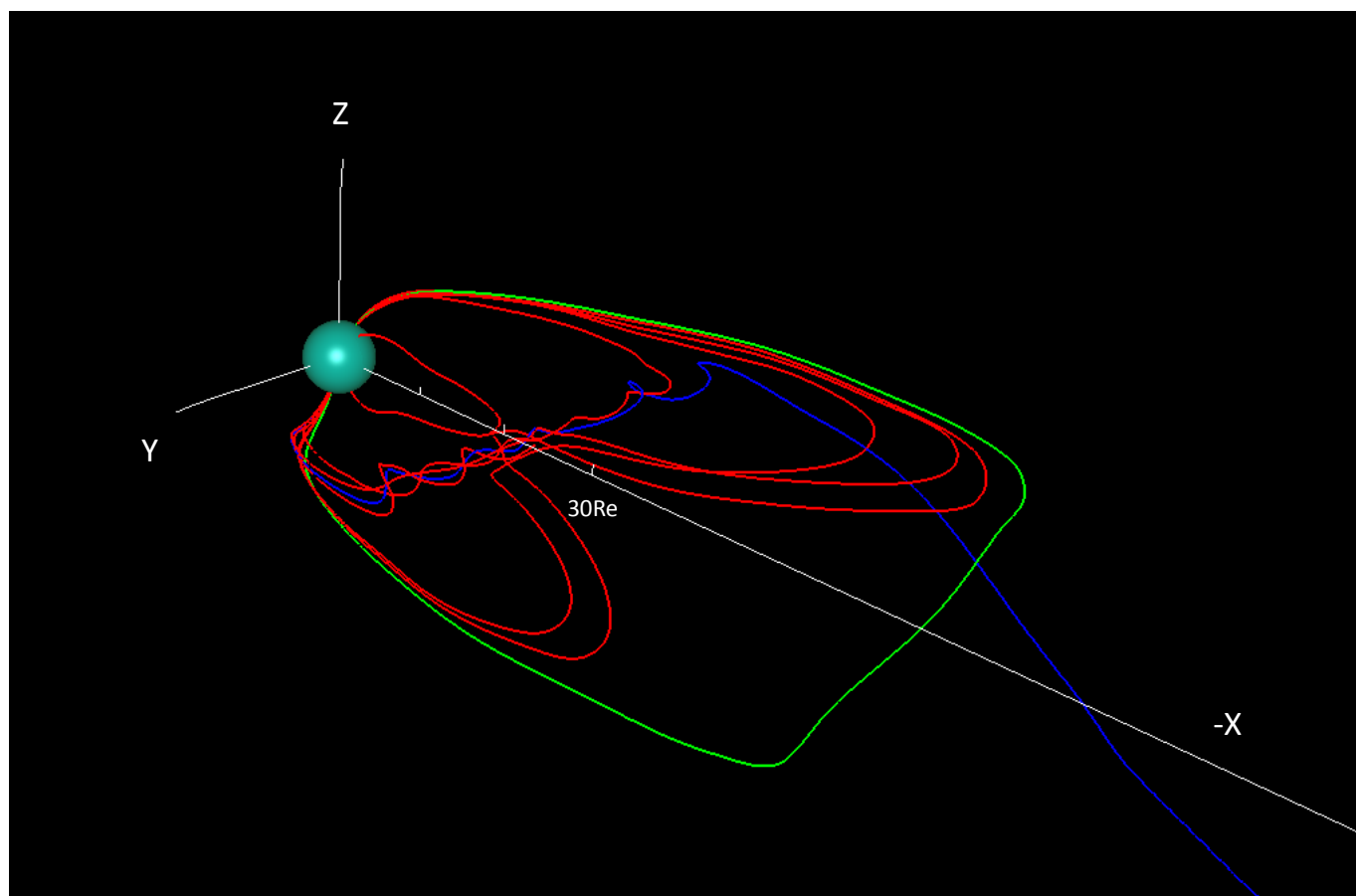


Figure T. Tanaka

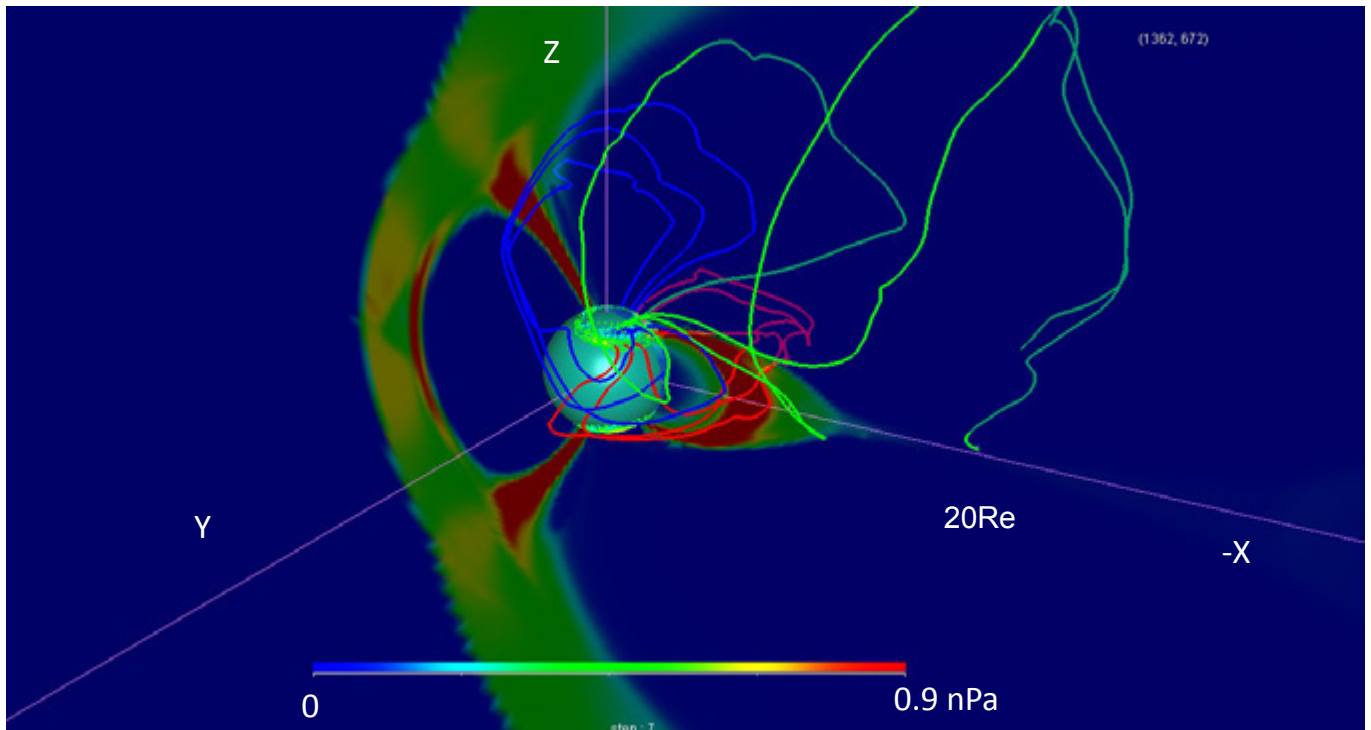


Figure T. Tanaka

20

# Region 2 current driven model of the substorm

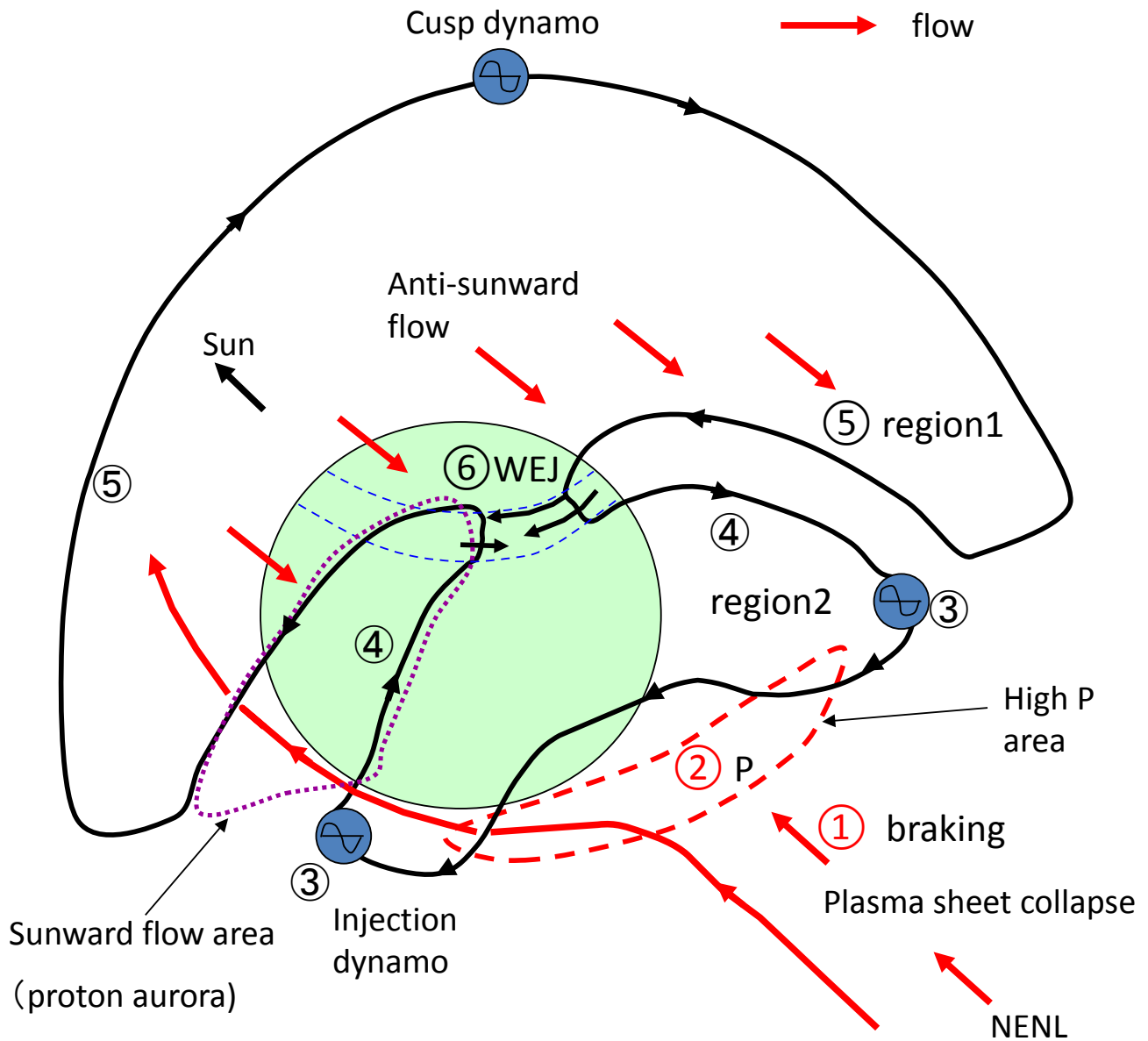


Figure T. Tanaka

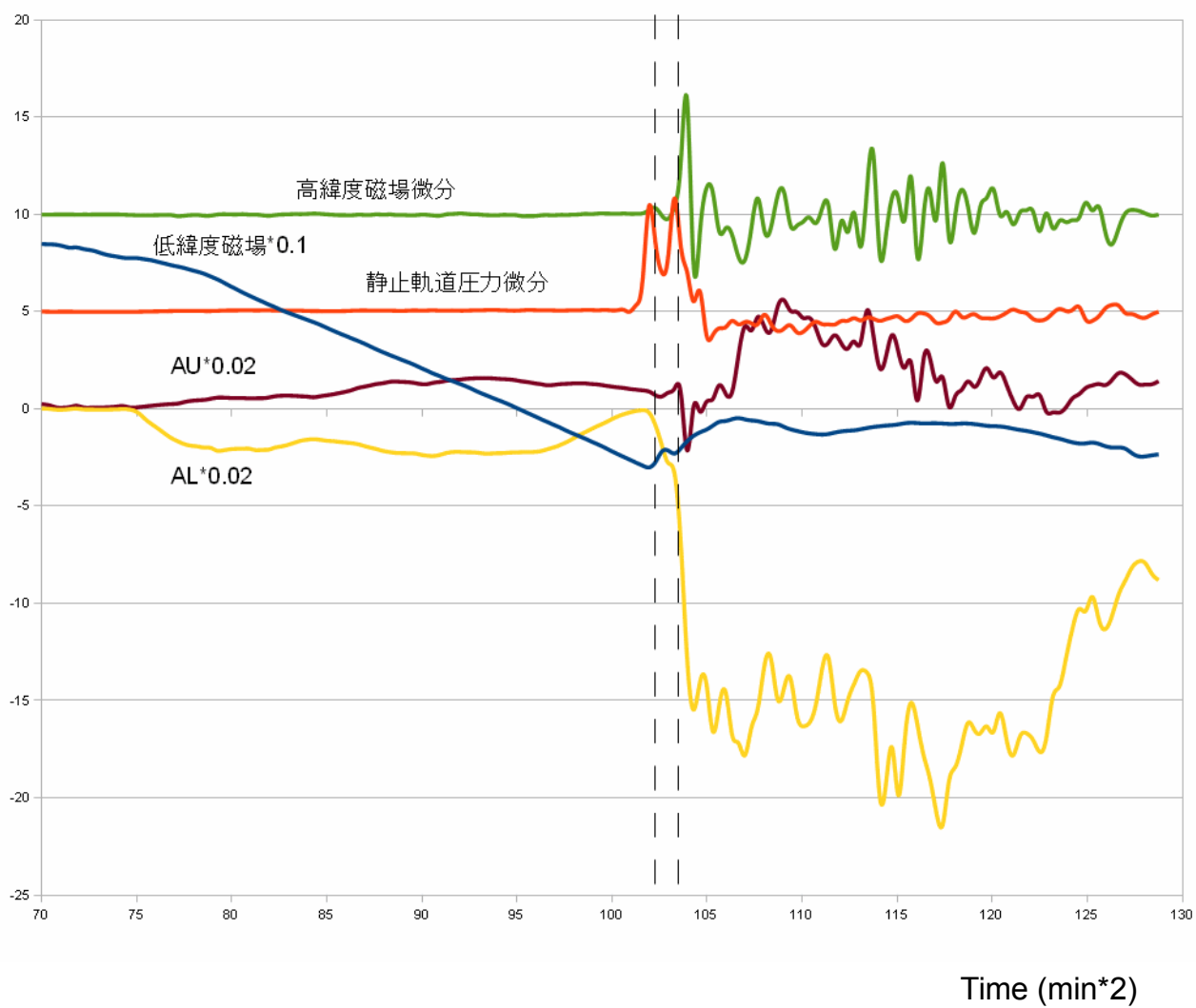


Figure T. Tanaka

## グローバル MHD シミュレーションを用いた 太陽風動圧の大きな急上昇に対する磁気圏応答

### Global MHD simulation of the magnetospheric response to large and sudden enhancement of the solar wind dynamic pressure

久保田康文<sup>1</sup>、片岡龍峰<sup>2</sup>、田光江<sup>1</sup>、田中高史<sup>3</sup>、長妻努<sup>1</sup>、藤田茂<sup>4</sup>

<sup>1</sup>情報通信研究機構、<sup>2</sup>国立極地研究所、<sup>3</sup>九州大学、<sup>4</sup>気象大学校

Y. Kubota<sup>1</sup>, R. Kataoka<sup>2</sup>, M. Den<sup>1</sup>, T. Tanaka<sup>3</sup>, T. Nagatsuma<sup>1</sup>, S. Fujita<sup>4</sup>

<sup>1</sup>National Institute of Information and Communications Technology, <sup>2</sup>National Institute of Polar Research, <sup>3</sup>Kyushu University, <sup>4</sup>Meteorological College

#### 1. はじめに

太陽風の衝撃波や動圧のインパルスが磁気圏に衝突することによって、sudden commencement (SC)と呼ばれる地磁気水平成分の急上昇が観測される。極域の SC の磁場変動は両極の変化を示し、最初の変動 preliminary impulse (PI)と、その後の変動 main impulse (MI)から成る。一方、中低緯度の SC の磁場変動はステップ的な上昇を示す。この変動は DL と呼ばれる。このような急激に変化する地磁気変動は時として、地上の送電線網に誘導電流を流し、停電などの障害の要因となることがある。

Araki et al. [1997]は磁気圏境界が静止軌道よりも内側に来ると強い動圧を持つ太陽風が衝突した場合、中低緯度で 200 nT を超えるような極端に強く rise time が短いシャープな SC の観測を報告している。この特異な SC は中低緯度で観測されたがシャープな磁場変動をするため PI の特徴に近く、PI と DL の重ね合わせの磁場変動と考えられる。

DL の場合、SC の磁場強度は太陽風の動圧に依存し、また rise time は磁気圏の effective length (約 30Re) を通過する時間で決まる[Araki et al., 2004]。一方、PI について磁場強度と rise time が何で決まるかは明らかになっていない。Fujita et al [2003a, 2003b]は磁気圏・電離圏結合 MHD シミュレーションを用いて極域の PI を再現しメカニズムを明らかにしている。PI を作る電流は太陽風衝撃波の磁気圏衝突に伴い、磁気圏でダイナモが生成され沿磁力線電流を通して電離圏に流入する。ダイナモは

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{2} \frac{dV^2}{dt} + \mathbf{V} \nabla p \quad (1)$$

の様に書ける。式(1)の右辺第 1 項である慣性項がダ

イナモに大きく貢献する。つまり、PI は速度と密度に依存すると考えられる。

本研究では、強い動圧を持つ太陽風が磁気圏に衝突した場合についてシミュレーションを行い、PI の磁場変動を調べることを目的としている。PI の磁場強度と rise time の太陽風依存性を調べるため、速度で動圧を上げた場合と密度で動圧を上げた場合のシミュレーションを行い結果を比較した。

本稿では、2 章で使用したモデルについて述べ、3 章においてシミュレーション結果について述べる。4 章でまとめを述べる。

#### 2. シミュレーションモデル

共著者の田中高史氏が開発を行っている次世代磁気圏・電離圏結合 MHD シミュレーションモデルを用いた。全球を三角格子で一様の精度で解いているため高いロバスト性を持つ。解像度は水平方向に 30722 格子、半径方向に 240 格子となっている。磁気圏・電離圏結合において重要な内部境界条件は Tanaka [2000]と同様である。

太陽風パラメータ  $N=5$  [/cc],  $V=372$  [km/s],  $B_y=2.5$  [nT],  $B_z=4.3$  [nT],  $T=2 \times 10^5$  [K]で準定常まで計算した状態から、表 1 のように太陽風動圧を 2 から 16 倍の太陽風パラメータを入れて、シミュレーションを行った。太陽風動圧は密度で動圧を上げた場合と速度で動圧を上げた場合をそれぞれ行った。

動圧	2 倍	5 倍	10 倍	16 倍
密度 [/cc]	10	25	50	80
速度 [km/s]	526	832	1176	1488

表 1. 計算に用いた太陽風パラメータ

### 3. PI の太陽風依存性

図1は磁気緯度  $63^\circ$ 、ローカルタイム 15 時における、地磁気水平成分の磁場変動を示している。上段が太陽風動圧 5 倍の計算結果、下段が太陽風動圧 10 倍の計算結果である。また左列が密度を上げて太陽風動圧を上げた計算結果で、右列が速度を上げて太陽風動圧を上げた計算結果である。最初のピークが PI で、後のピークが MI である。太陽風動圧 5 倍の計算結果を見ると、同じ動圧にも関わらず、密度で動圧を上げた PI の変動に比べて、速度で動圧を上げた PI の磁場強度が強く rise time が短いことが分かる。また速度で動圧を上げた場合、動圧 5 倍の計算結果よりも動圧 10 倍の計算結果の方が PI の磁場強度が強く rise time が短いことが分かる。一方、密度で動圧を上げた場合、動圧 5 倍と動圧 10 倍の磁場変動はほとんど変わらない。

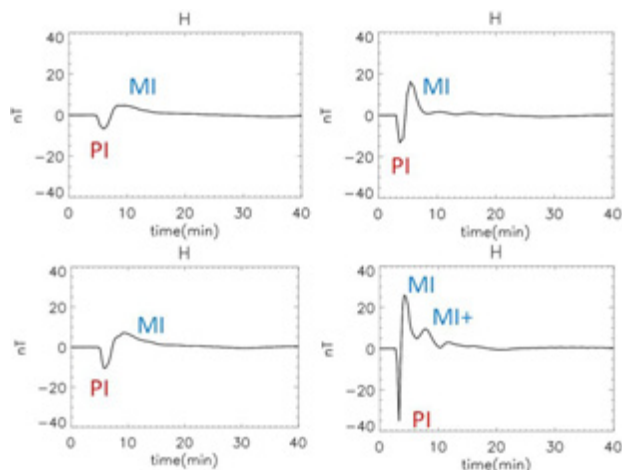


図 1. 地磁気水平成分の磁場変動。上段が太陽風動圧 5 倍の結果、下段が動圧 10 倍の結果。左列が密度を上げて太陽風動圧を上げた結果で、右列が速度を上げて動圧を上げた計算結果である。

図 2 は PI 磁場強度の太陽風動圧依存性（左図）と rise time 依存性（右図）を示している。三角の点が太陽風動圧を速度で上げた計算結果、菱形の点が太陽風動圧を密度で上げた計算結果である。密度で動圧を上げた計算結果に比べて速度で動圧を上げた計算結果の方が、PI 磁場強度が強く動圧に依存していることが分かる。また、密度で動圧を上げた計算結果と比べて速度で動圧を上げた計算結果の方が rise time が短いことが分かる。速度で動圧を上げた場合の PI の effective length は  $3.5R_E$  である。

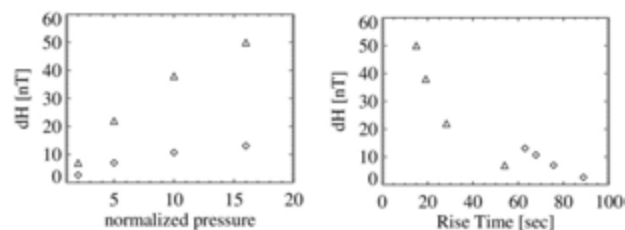


図 2. PI 磁場強度の太陽風動圧依存性（左図）と rise time 依存性（右図）

図3は太陽風動圧 5 倍の計算結果について磁気圏赤道断面の  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$  のカラーコンターの上に電流ベクトルを書いた図である。上の図が密度で太陽風動圧を上げた計算結果で、下の図が速度で太陽風動圧を上げた計算結果である。白枠の領域の電流ベクトルを見ると、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$  が負の領域でダイナモにより電流が強くなることがわかる。密度で動圧を上げた場合に比べて速度で動圧を上げた場合の方が  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$  が大きいことが分かる。ダイナモにより強くなった電流が沿磁力線電流を通して電離圏に流れ込み、強い PI の磁場変動を作っている。

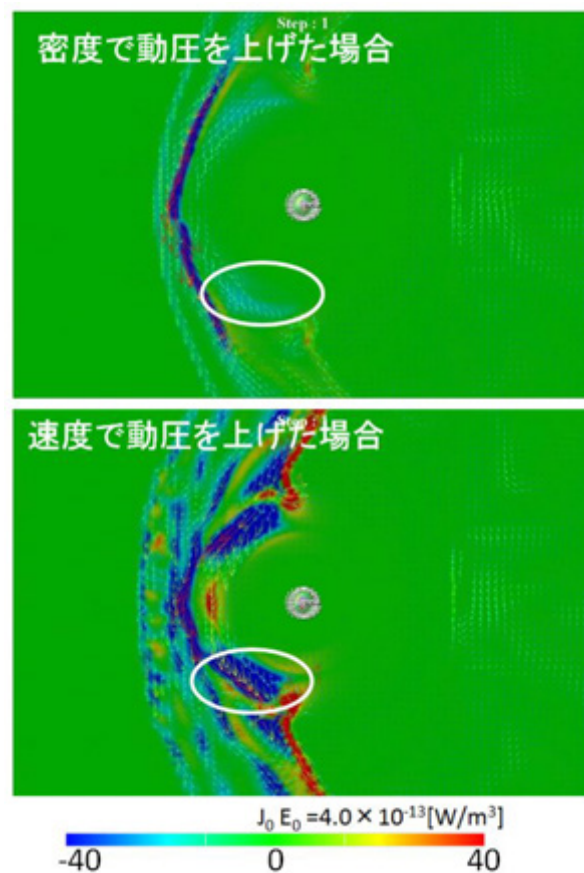


図 3.  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$  のカラーコンターと電流ベクトル

#### 4. まとめ

PI の磁場強度は DL の場合とは異なり太陽風動圧ではなく、太陽風速度と密度にそれぞれに依存することが分かった。特に太陽風速度に対して大きく依存する。また rise time は密度で動圧を上げた計算結果と比べて速度で動圧を上げた計算結果の方が短いことが分かった。これは、シャープで強い SC を形成するためには高速な太陽風の衝撃波が衝突する必要があることを示唆している。PI を作る電流は太陽風衝撃波の磁気圏衝突に伴い、磁気圏でダイナモが生成され沿磁力線電流を通して電離圏に流入する。太陽風速度が上がると磁気圏赤道面で慣性項によるダイナモが大きくなり、それに伴って地磁気水平成分の強度が大きくなることが分かった。

#### 参考文献

- [1] Araki, T., S. Fujitani, M. Emoto, K. Yumoto, K. Shiokawa, T. Ichinose, H. Luehr, D. Orr, D. K. Milling, H. Singer, G. Rostoker, S. Tsunomura, Y. Yamada, and C. F. Liu, Anomalous sudden commencement on March 24, 1991, *J. Geophys. Res.*, Vol.102, No. A7, p. 14075-14086, 1997.
- [2] Araki, T., T. Takeuchi, and Y. Araki, Rise time of geomagnetic sudden commencements -Statistical analysis of ground geomagnetic data-, *Earth Planets Space*, 56, p289-293, 2004.
- [3] Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, K. Hosokawa, and M. Itonaga, A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 1. Generation of the field-aligned current associated with the preliminary impulse, *J. Geophys. Res.*, Vol.108, No. A12, 1416, doi:10.1029/2002JA009407, 2003.
- [4] Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, and M. Itonaga, A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 2. Plasma processes in the main impulse, *J. Geophys. Res.*, Vol. 108, No. A12, 1417, doi:10.1029/2002JA009763, 2003.
- [5] Tanaka, T., The state transition model of the substorm onset, *J. Geophys. Res.*, Vol. 105, 21,081-21,096, 2000.



## 地磁気現象リストを用いた磁気嵐, si,ssc の発生度数と 変動規模にかかわる統計的調査

○源 泰拓 (気象庁地磁気観測所), 藤田 茂 (気象大学校), 原 昌弘 (気象庁地磁気観測所)

### 1. はじめに

広く宇宙天気と称されている宇宙環境の変動は, 太陽表面や太陽風の観測結果から解析・予測されている. 観測項目として, 太陽望遠鏡によるフレアの発生状況の把握, 人工衛星による高エネルギー粒子の観測等が挙げられる. これらの観測は現在起きている現象と, これから蒙る影響の解析には有用であるが, たかだか 30 年程度, 太陽活動周期 3 周期程度の観測期間しかないため, 統計的な性質を検討するには事例数が十分ではない. 太陽黒点数は数百年のデータが蓄積されていて, 太陽活動のよい指標として用いられるが, 宇宙天気の個々の事象を解析することはできない. 一方, 磁気嵐等の地磁気現象は, 宇宙環境の変動をもたらす個々のイベントに対応しており, 観測期間も長いものでは 100 年に及ぶ.

我々は, 気象庁が運営している 3 つの地磁気観測所, 柿岡・女満別・鹿屋の地磁気急変現象のリストを調査した.

### 2. 使用したデータ

気象庁は柿岡・女満別・鹿屋の地磁気観測所における記録から, Storm sudden commencements (ssc), solar flare effects (sfe), sudden impulses (si), continuous pulsations (Pc), irregular pulsations (Pi) と地磁気嵐についてのリストを公開している. このリストには地磁気観測所の職員によって, 手作業で読み取られた振幅等が含まれる. 表 1 に柿岡・女満別・鹿屋の各観測点の位置を, 表 2 に各観測点におけるイベントリストの利用可能な期間と収録個数を示す.

表 1. 気象庁が運営する地磁気観測所の地理的位置<sup>1</sup>と 磁気的位置<sup>2</sup>

	IAGA code	Latitude (N)	Longitude (E)	Magnetic latitude	Magnetic longitude	Altitude
Kakioka	KAK	36°13'56"	140°11'11"	27.47°	209.23°	36 m
Memambetsu	MMB	43°54'36"	144°11'19"	35.44°	211.77°	42 m
Kanoya	KNY	31°25'27"	130°52'48"	22.00°	201.21°	107 m

\* Japanese Geodetic Datum of 2000 (JGD2000).

\*\*Dipole coordinates for the International Geomagnetic Field, 11th generation (IGRF-11) of 2010.0; north pole: 80.08°N, 72.22°W.

表 2 地磁気現象リストの利用可能な期間と現象の数

		Kakioka	Memambetsu	Kanoya
storm	period	Feb. 1924-Dec.2012	Jul. 1957-Dec.2012	Jan. 1958-Dec.2012
	number	1932	1215	1166
si&ssc	period	Feb. 1924-Dec.2012	Jul. 1957-Dec.2012	Jan. 1958-Dec.2012
	number	2848	2408	2257

自然現象には規模と頻度の間に指数則が成り立つものが多い。たとえば、地震のマグニチュードと頻度には簡単な関係が見られ、マグニチュードが1大きいと発生頻度はおよそ1/10になる(Gutenberg & Richter 1944)。これは Gutenberg & Richter's relation (以下 G-R 式) として知られている。われわれは、地磁気現象の規模と発生頻度の間にも同様の関係が見られるかどうかを調査した。

地震におけるマグニチュードに相当する、地磁気現象の規模としては、磁気嵐は各イベントの水平成分レンジを採った。一方、si&ssc については、水平成分 Main Impulse の変化量と持続時間の比を用いた。これは、地磁気誘導電流が電磁誘導により励起されることを念頭に置いたものである。今回使用したリストにおいて、地磁気の変化量はいずれも 1nT 単位、持続時間は 1 分単位で記録されている。

### 3. 現象の規模と発生度数の関係

図1に柿岡の地磁気嵐、図2(a),(b),(c)に柿岡、女満別、鹿屋の si&ssc について、各々の発生度数を縦軸、現象の規模を横軸として、両対数の累積度数分布を示す。現象の規模の階級幅は、磁気嵐、si&ssc とともに 0.01 である。ある一定以上の規模の現象については、その発生度数と現象の規模の間に G-R 式に類似した関係が見て取れる。規模の小さな現象については、G-R 式で類推されるよりも発生度数が少なくなっているが、これはリスト化に至らない小さな現象があるためと考えられる。一方、規模の大きな現象においても G-R 式で類推されるよりも、発生度数が少なくなっている。

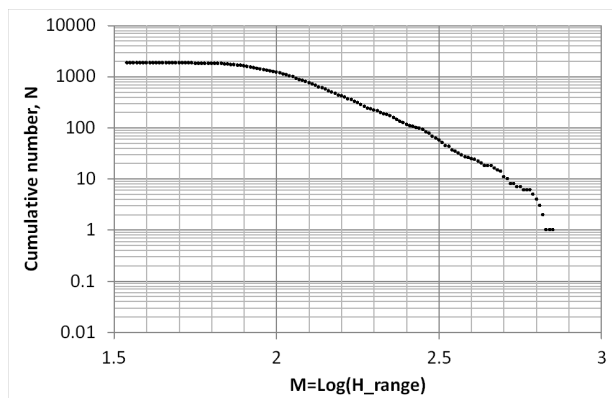


図1 柿岡で観測された地磁気嵐の累積度数分布  
縦軸：発生度数。横軸：磁気嵐の H 成分 range.

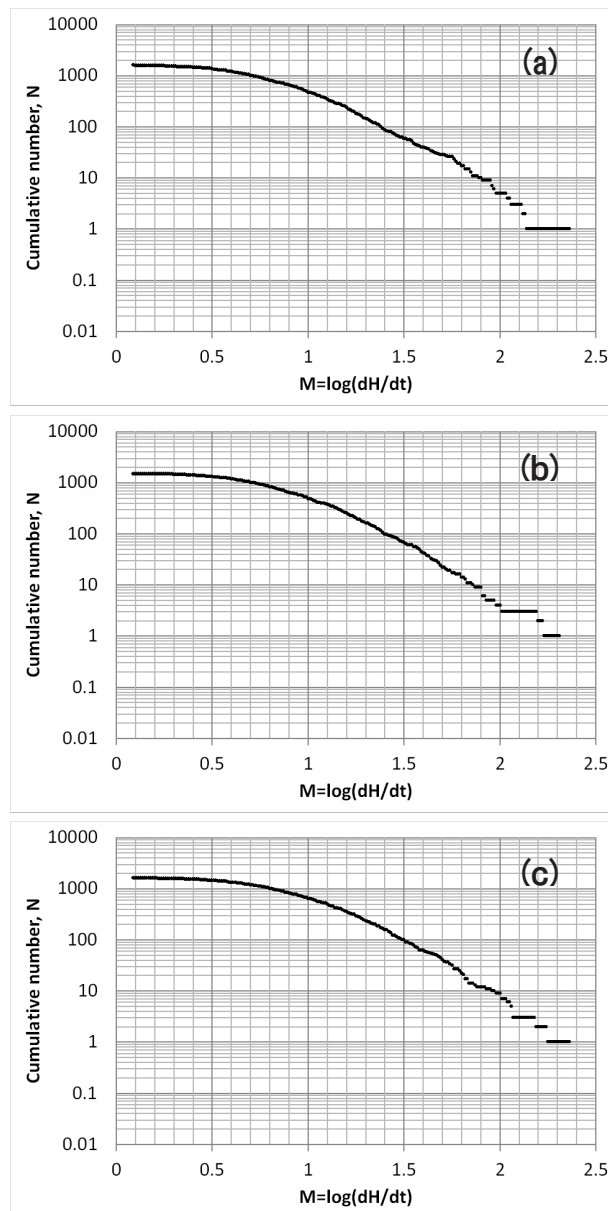


図2 si&ssc の累積度数分布  
(a) 柿岡, (b) 女満別, (c) 鹿屋  
縦軸：発生度数。  
横軸：si&ssc の H 成分の大きさと持続時間の比。

各現象・観測点の規模別度数分布  $N$  を線形式で表すと、磁気嵐・柿岡で

$$\log N = 3.09 - 2.90M$$

si&ssc は順に

$$\text{柿岡: } \log N = 4.99 - 1.98M$$

$$\text{女満別: } \log N = 4.80 - 2.01M$$

$$\text{鹿屋: } \log N = 4.83 - 2.04M$$

と表される。

#### 4. 議論とまとめ

磁気嵐と  $si\&ssc$  の規模別累積度数分布を、G-R 式に準じた式で表すことができた。この式を用いると、たとえば 1000 年に 1 度の頻度で発生する地磁気現象の規模を算出することができる。たとえば 1000 年に 1 度発生する磁気嵐は、1924 年 2 月から 2012 年 12 月までの 88.92 年間に 0.089 回発生するものとする、磁気嵐の水平成分のレンジは 2800nT と推算される。同様に 1957 年 7 月以降の柿岡と女満別、1958 年 1 月以降の  $si\&ssc$  について 1000 年に 1 度発生する磁場の急変は、柿岡 1100nT/min、女満別 1400nT/min、鹿屋 1000nT/min と算出される。

しかし、この推定はラフなもので、今後、改善の余地がある。前述の通り、磁気嵐と  $si\&ssc$  ともに、現象の規模が大きくなると、累積度数分布のプロットが G-R 式に沿った直線より下に位置する、すなわち G-R 式で類推されるよりも発生度数が少なくなっている。ひとつ考えられる理由としては、電離層電流によって発生する磁場擾乱には、電離層の物理量、すなわち厚さや電気伝導度による上限があるため、磁場擾乱の規模が頭打ちになることである。この場合、ある程度大きな規模の現象だけを取り出して、別途統計処理を行うことが有効かもしれない。しかし、今回用いた現象のリストでは、大きな規模の現象だけを取り出した場合、統計的に有意な解析は困難である。地磁気観測値の変化量を、磁気嵐、 $si\&ssc$  といった地磁気現象だけでなく、観測期間すべてにわたって算出し、統計処理を行うことが一案であろう。

なお、本発表の内容は、Earth, Planets and Space 誌特集号 “Extremely Severe Space Weather and Geomagnetically Induced Currents in Regions with Locally Heterogeneous Ground Resistivity” に投稿される。

<http://www.earth-planets-space.com/>

#### 参考文献

Gutenberg, R., and C.F. Richter, Frequency of earthquakes in California, Bulletin of the Seismological Society of America, 34, 185-188, 1944

## PZT 素子による宇宙デブリの微粒子成分の観測装置

小林正規<sup>1</sup>、宮地孝<sup>1</sup>、藤井雅之<sup>2</sup>、服部真季<sup>3</sup>、奥平修<sup>4</sup>、岡田長也<sup>5</sup>

<sup>1</sup>千葉工業大学惑星探査研究センター、<sup>2</sup>FAMサイエンス(株)、<sup>3</sup>東京工業大学、<sup>4</sup>JAXA、<sup>5</sup>本多電子(株)

### はじめに

地球周回軌道上には、メテオロイドとスペースデブリの微粒子成分( $<10\mu\text{m}$ )が存在している。それらの観測例の多くは、主に回収された探査機の飛行後分析による。回収された部品の表面に残されている微粒子の衝突痕を測定することによって、地球近傍の微粒子環境が調査されている。微粒子が高速で衝突すると蒸発してしまうが、衝突残留物があれば化学的な成分もわかる。数 $\mu\text{m}$ から数十 $\mu\text{m}$ の微粒子では、デブリはロケット燃料に含まれるアルミナ粒子、塗料片および衝突イジェクタ、それからメテオロイドである。

一方で、微粒子衝突をその場で能動的に観測する例は少ない。その少ない例として GORID (Geostationary Orbit Impact Detector)と DEBIE (Debris In Orbit Evaluator)による観測がある。観測例が少ない理由として、正確な検出の難しさがあると考えられる。高速とはいえ $10\mu\text{m}$ に満たない微粒子の衝突による信号は非常に小さく、磁場に補足されている低エネルギーの荷電粒子や太陽光などがセンサーに、真のイベントと同じレベルのノイズを誘発し、さらにノイズ信号の方が圧倒的に多いという状況が考えられる。例えば、高度600kmでスペースデブリの微粒子成分の観測を行った DEBIE は、プラズマや太陽光の入射によって多数のノイズイベントがあり、ノイズ除去についての難しさが伺える。惑星間空間での宇宙ダストの計測とは異なり、地球周回軌道では、プラズマによるノイズが深刻であるためであろう。

飛行後分析は、メテオロイド・デブリの成分の詳細を調べることができるが、コスト面を考える

と効率の良い方法ではない。その場観測によってデータのみを地上に送ってくれば、より効率よく、また年々増加して分布の状況も変化していると考えられるデブリの時間的な変化を調べることもできるだろう。

著者らは、圧電性 PZT 素子を使った惑星間空間の宇宙ダストのセンサー開発を行ってきた。惑星地球周回軌道において、メテオロイドとスペースデブリの微粒子成分の観測装置としての最も重要な機能の一つは、インパクトイベントの真偽判定だと考えられる。ここでは、地球周回軌道上における高速微粒子成分の高精度の測定のためのセンサーとして、圧電性 PZT 素子による検出イベントの真偽判定に関わる技術について提案し、その方法について実験的に考察した。

### 高速微粒子検出のための PZT センサー開発

PZT は比誘電率が非常に大きいため(1300~1700)、板状の PZT 素子の静電容量は非常に大きくなる。例えば、 $40\text{mm}\times 40\text{mm}\times 2\text{mm}$  の PZT 素子であれば、約 10nF の静電容量をもつことになる。そのため、電気的と機械的との変換能力を表す係数である電気機械結合係数が大きな PZT であっても、読み出しの回路に気をつけないと、S/N 比が小さくなり、信号を読み出せない可能性がある。そのために、電荷有感型プリアンプを使用することは必須である。電荷有感型プリアンプを使う目的は二つある。一つは、すでに述べた大きな静電容量の検出器から信号を読み出すためであるが、もう一つは検出器の持つ静電容量の温度依存性に影響されないようにするためである。も

し、PZT 検出器の出力を電圧モードのプリアンプで読み出したら、温度によって静電容量が大きく変化するため、読み出した信号も温度依存性を持つことになる。電荷有感型プリアンプは、設計を正しくしていれば、入力静電容量には影響されずに信号を読み出すことができる。信号の立ち上がりは速い場合で 100ns 程度になるため、プリアンプの立ち上がり応答時間や記録のためのデジタル回路のサンプリングレートや周波数帯に気をつける必要がある。

このような圧電素子による宇宙塵検出器には欠点もある。あまりにも振動に対して感度がよいから、高速微粒子が検出面に当たった時の振動以外の信号もひろってしまうことである。また、強い放射線場ではなんらかのノイズ信号が発生する可能性もある。これらの信号の真偽判定をするためには、プリアンプで読みだされる信号の波形を記録し、そのプロファイルを分析する必要がある。これまでの波形分析は、実際に分析者が波形を目で見て経験に基づいてノイズと判別するという方法ととっていた。BepiColombo-MDM の場合、ADC を搭載してデジタル化した波形のデータを地上へダウンリンクし、本当の微粒子衝突イベントとそうでないものを区別する。一般に宇宙ミッションには、電力消費量や通信レートには厳しい制限がある。機上ソフトウェアで真のイベントと偽イベントの区別がつくような信号解析の方法を確立できれば、メテオロイド・デブリ観測装置の打ち上げ頻度を増やすことにつながると考えられる。

## PZT センサーの出力信号の解析

これまで述べた真のイベントというのは、センサーの検出面に衝突することで、機械的振動を発生させるイベントで、偽イベントはそれ以外の要因による信号を発生させるものと定義すると、PZT センサーの出力信号を解析することで、両者の区別する方法が必要である。

今回、ドイツ・マックスプランク核物理研究所にあるヴァンデグラフ静電加速器を利用して、微粒子衝突実験を行った。用いたセンサーは 40mm×40mm×2mm の PZT 素子である。図 1 に、衝突させた微粒子の質量 - 速度分布を示す。加速した微粒子は鉄である。図 2 に、衝突時の PZT 素子からの信号波形を示し、図 3 にはその波形を FFT 解析した結果を示す。この図からわかるように、ピークになって表れている共振周波数はもっとも強度が強いのは 1 MHz 付近の成分であるが、そのほかにも多数のピークが示されている。ここで示されているもっとも低い周波数は約 50kHz で、その高調波と考えられるピークが多数表れている。

従来、衝突微粒子の運動量と相関があるのは、センサーの厚み方向の共振周波数の成分（2 mm 厚のセンサーの場合、約 1 MHz）だと考えてきたが、開発の過程で面内方向の共振周波数成分も衝突微粒子の運動量に相関があることが分かった。これは、1 MHz の共振周波数の成分はセンサーの厚み方向の縦波によって引き起こされるが、図 4 に示しているように、衝突によって発生する応力波は、厚さ方向のみでなく、面内方向も伝播する。このような波も面内方向を往復することで共振している。

図 5 には、面外（厚み方向）の振動である 1MHz の共振成分と面内方向の振動である 50kHz の高調波成分の相関関係をしめしている。図中で面内振動として示しているのは 300kHz 以上であるが、これは、50kHz 付近の周波数帯域は、環境からと思われる振動が加わっているためである。センサーの検出面に衝突した微粒子イベントは実線で示す直線付近に分布する。一方、周辺からの真空ポンプや電磁ノイズと思われるノイズイベントについては、この図の範囲外になっている。つまり、PZT 素子の検出面に微粒子が衝突して誘発した応力波が持つ周波数の分布は、そうでないものに比べてユニークであり、他のイベントと区別ができ

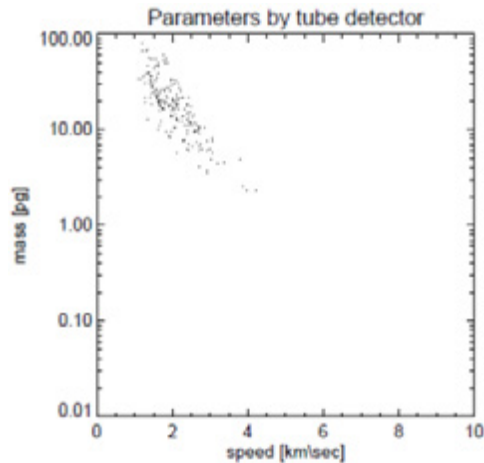


図1. MPIK での実験で PZT 素子に衝突させた鉄微粒子の質量 - 速度分布

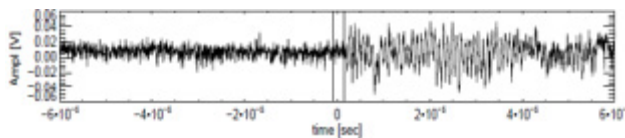


図2. 高速微粒子が PZT 素子に衝突して出力した信号波形

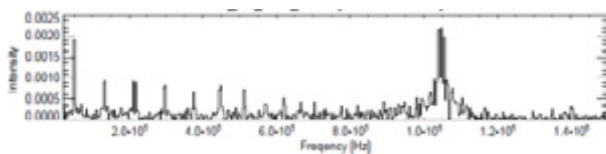


図3. 図2に示した衝突イベントの信号波形を FFT 解析して得られた周波数分布

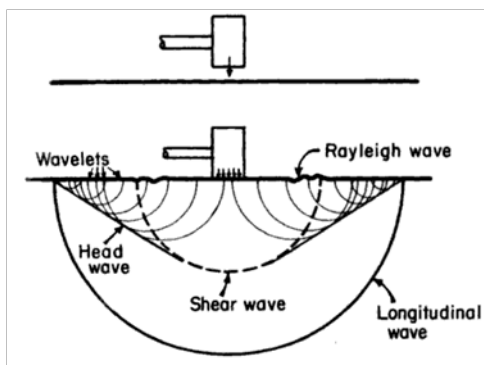


図4. 固体表面をハンマーで打った時に固体中で発生する応力波。縦波、せん断波、レイリー波が発生している。

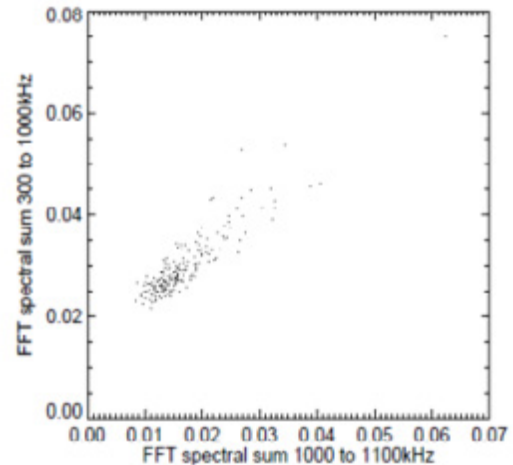


図5. PZT 素子の面外振動成分と面内振動成分の相関関係

と思われる。単純に、面内振動である低周波成分（50kHz）と面外振動による高周波（1MHz）の比をとって、ある一定の値になるものが、真のイベントで、そうでないものは偽イベントつまり、衝突面に固体である微粒子が衝突することによって誘発される信号以外のものといえるだろう。

以上で述べたことは、さらに実験で検証を深める必要があるが、軌道上でのメテオロイド・スペースデブリの微粒子成分をその場観測するためのセンサーとしての可能性を示すものと考えている。

## まとめ

スペースデブリの観測は、イベントの真偽判定が重要になるだろう。本論文では、圧電性 PZT 素子を利用したセンサーを使うことで、スペースデブリの微粒子成分である高速微粒子を、ノイズイベントと区別して検出する方法を紹介した。基本的には読みだした信号波形の周波数解析をすることで、本当のイベント（微粒子衝突）かどうか判別する方法だが、機上のプログラムでも簡易に解析できるようにしたい。

リソース要求が小さい PZT 検出器はこのようなスペースデブリ観測に適している。今後は、実用化に向けてさらに考察を深めたい。

# 軌道上センサと地上観測網の連携によるデブリ追跡

○田川真, 花田俊也 (九州大学), 柳沢俊史, 松本晴久, 黒崎裕久, 小田寛 (JAXA), 北澤幸人 (IHI)

## 要旨

地球周回軌道のデブリ環境は年々悪化を続けており, 継続的な宇宙開発利用に対する大きな脅威となっている. そうした脅威に対処するために, 宇宙機自身が取れる対策としては大きく防護と回避の二つが挙げられる. しかし, そうした対策が有効なデブリのサイズにはギャップがあるため, リスク低減は十分でない. 本研究では回避可能なデブリサイズの限界をより小さくするために, 軌道上センサと地上観測網の連携システムを用いた検出および追跡手法を提案する. 提案する手法の実現可能性について, 画像処理および観測感度向上の観点から評価を行った. 初期検討の結果, 軌道上センサによる検出結果を用いた初期軌道推定は, 地上観測網において追尾観測を行う際の画像処理に適用できる精度を持っていることがわかった. さらにそうした画像処理が行えるという前提のもとで地上観測網における観測可能な限界サイズを見積もったところ, 直径 5cm 以下という結果が得られた.

## 1. 導入

宇宙開発が始まって以来, 地球周回軌道はデブリによって汚染され続けており大きな脅威となっている. 現在運用されている宇宙機がデブリに対処する手段としては大きく防護と回避の二つが挙げられる. これら二つの手段が有効となるデブリのサイズには技術的限界からそれぞれ制限がある. 地球低軌道においては, 防護可能な物体の最大サイズはおよそ直径 1cm[1], また回避可能な物体サイズはおよそ 10cm 以上[2]に限られる.

本研究は特に地球低軌道のデブリに注目し, その追跡能力を向上させることで宇宙開発利用におけるリスクを低減することを最終的な目標とする. 近年活発化してきている宇宙状況認識の分野に対しても追跡能力の向上は大きく寄与する. 本研究では, 軌道上センサと地上観測網の連携によって小さな物体を追跡する手法を提案する. 本研究では手法の実現可能性を, 観測シミュレーション結果をもとに感度向上手法に着目し評価した.

## 2. 連携観測システム

本研究では, 追跡能力を向上させる手段として軌道上センサと地上観測網を組み合わせる運用する, 連携観測を提案する. 軌道上センサと地上観測網ともに, 光学観測によって物体の検出を行う. 光学的条件がほぼ一定に保たれることと, 低軌道における物体が集中していることから軌道上センサは太陽同期軌道周辺に配置することとした[3]. 軌道上センサが対象とする物体と同一のものを地上からも観測することを考える. 地上観測網が低緯度に配置された場合, 地上から観測可能な太陽同期軌道の物体はその昇交点地方時によって大きく制限さ

れる. これは観測地が日陰であることと, 軌道上物体が日照条件であることを同時に満たす必要があるためである. 観測地を高緯度に設定することで, 季節による制限はあるものの観測可能な昇交点地方時を広く取ることができ, 観測効率を向上させることができる. そうした連携の概念を図 1 に示す.

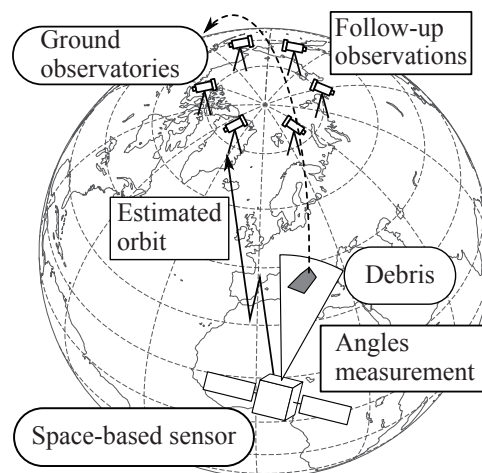


図 1. 連携観測システム概要.

連携観測の狙いは, 高い感度での観測を多くの物体に対して定常的に行うことである. より高い感度で観測を行うには, 地上設備よりも軌道上センサの方が大気の影響を受けないため有利である. 加えて, より小さなデブリを観測するには, 軌道上センサと対象デブリの軌道面が近いことが望ましい. これは対象デブリの見かけ運動が小さくなるためである. こうした観測をより多くの物体に対して行うには軌道上センサの軌道面を徐々に移動させ, 観測できる軌道面を変更し続ける必要がある.

このようなスワイプ観測を行うと、一度（あるいは数度）の観測後に再び軌道面が接近するまで次の観測が行えないため、軌道上センサのみでは同一物体に対する定常的観測が困難である。そこで、軌道上での観測以後の観測を地上観測網で補完することを考える。地上からの観測を行う際に、軌道上で得られたデータを適用することで画像処理を行い通常の地上観測よりも高感度で観測することを可能とすることを目指す。

また、連携観測システムを設計するにあたって観測対象は太陽同期軌道周辺の物体と仮定する。

## 2.1. 地上観測網

連携観測システムにおける地上観測は、複数の光学望遠鏡によって行われるとする。光学望遠鏡それぞれにおいて仮定した諸元を表 1 に示す。

表 1. 地上観測設備の諸元仮定.

口径	1m
F 値	1.5
視野角	7.7°×7.7°
センサ種別	CMOS
センササイズ	対角 287mm
暗電流	0.007e-/pix/sec
量子化効率	0.53 (500nm)

設定した諸元を持つ光学望遠鏡を極域周辺に等間隔に配置する。図 2 に北極点を中心とした地上観測網の配置例を示す。本研究での観測シミュレーションにおける季節を北半球での冬と仮定するため、考慮する地上観測網は北極域のもののみである。



図 2. 地上観測網の配置例（北極域）.

この配置により太陽同期軌道周辺物体について、広い昇交点地方時範囲を対象とした観測が可能となる。こうした高い緯度に観測施設を配置する場合、夏季は日陰条件が得られず光学観測は行えないため、南北の極それぞれに配置し、年間を通して観測機会を補完する必要がある。また、連携観測システムにおいて地上観測網は画像処理による信号増幅を前提としているため、検出に必要な元画像での信号雑音比は 2 とする。また、地上観測網から軌道上物体への可視条件は、観測施設が日陰かつ物体が日照であること。加えて、天文薄明を避けるために太陽仰角が $-18^{\circ}$ 以下とする。

連携観測システムにおいて地上観測網の役割は軌道上センサで検出された物体に対する定常観測による追跡運用である。軌道上センサで検出され、初期軌道推定結果が提供されれば地上観測網において適切な画像処理を施すことで通常では観測できないサイズの物体について情報を得ることができる。一度地上観測網で検出した後には、地上観測網の間で情報を共有しその後の定常観測を行うと仮定する。

## 2.2. 軌道上センサ

連携観測システムにおける軌道上センサの役割は感度の良い検出である。観測装置を軌道上に配置することで、大気による減光や夜天光によるノイズを排除することができ、感度面で有利となる。加えて観測可能な時間帯も適切な投入軌道を設定すれば、ほとんど制限されない。また天候の影響も受けないため、観測効率の点からも有利である。ここで軌道上センサに搭載する光学系の諸元を表 2 に示す。

表 2. 軌道上センサに搭載する光学系単体の諸元仮定.

焦点距離	135mm
F 値	2
視野角	11.7°×11.7°
センサ種別	CCD
暗電流	0.2e-/pix/sec
量子化効率	0.9 (500nm)

ここで示した光学系を面外方向に 5 つ並べることで、図 3 に示すように観測可能な軌道面範囲を広くする。また軌道上センサは特別な画像処理を用いずに物体を検出するため、検出に必要な信号雑音比を 5 とする。

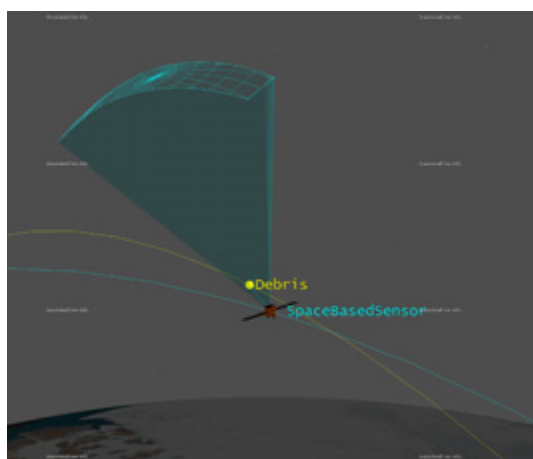


図 3. 軌道上センサの観測視野角.

観測感度, 時間帯に利点を持った軌道上センサであるが, 低軌道から低軌道物体を観測するシナリオを考えた時には同一物体に関する観測頻度の課題がある. こうした相対位置関係において, 軌道上センサから見た対象物体の見かけの運動速度は両者の軌道面の差異に大きく影響される. より小さな物体を検出するには, 見かけの運動速度は小さいほうが望ましい. 従って, 軌道上センサを投入すべき軌道は観測対象物体の軌道付近となる.

宇宙機がデブリを回避する運用に資するデータを作成する目的のためには, より数多くのデブリについて観測を行うべきである. 軌道上センサが感度良く観測できるのは近い軌道面物体に限られることから, 観測可能物体数を増やすためには軌道上センサの軌道面を変更し続ける必要があることがわかる.

軌道上センサに対する感度と観測対象数の要求を満たす軌道を設計すると, 同一物体に対する観測の頻度は低くなる. それは一度観測した(軌道面が近づいた)後に再び観測可能な軌道面条件となるまでに長い時間を要するためである. そのため, 連携観測システムにおける軌道上センサの役割は検出と初期軌道推定のみとしている.

### 2.3. 画像処理による連携

連携観測システムの実現可能性を評価する上で最も重要な課題の一つが, 地上観測網が軌道上センサによって提供されるデブリ推定軌道にもとづき行う観測である. この地上における初回観測では, 重ねあわせ法と呼ばれる画像処理を地上観測結果に適用することで感度向上を図る. この画像処理方法は JAXA によって開発され, 静止軌道物体については適用実績がある[4].

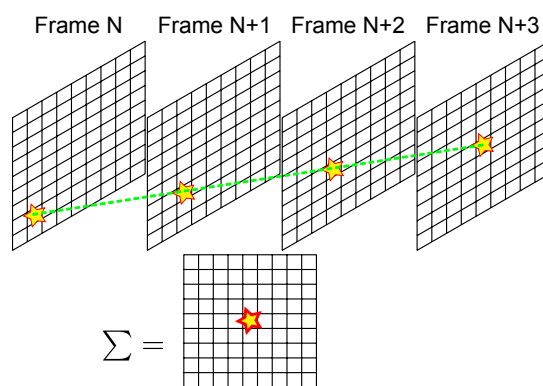


図 4. 重ねあわせ法概念.

この画像処理方法は, 図 4 に示すように時系列に沿った複数の画像中において対象物体が見かけ上等速かつ直線状に運動していることを前提として信号を足しあわせていく. そのため, 軌道種別が多岐に渡る低軌道物体について事前予測情報無しに適用することは計算時間あるいは観測計画の面から現実的でない.

本研究で提案する連携観測システムにおいては, 軌道上センサから得られる初期軌道推定結果を低軌道物体に対する重ねあわせ法適用に必要な事前予測情報として用いる. 地上観測網はこの事前予測情報を用いて, 望遠鏡を予測位置に向ける追尾観測を行う. 追尾観測中の画像内での実際の光点は観測誤差などの影響を受けて見かけ上運動するため, この運動に対して重ねあわせ法を適用し感度向上を図る. この手法の実現可能性は, 予測した軌道と実際の軌道がどの程度のズレを生じるかという点によって評価できる. 二つの軌道に大きなズレがあると, 追尾観測中の光点が見かけ上大きく運動してしまうため, 重ねあわせ法の適用が難しく感度の良い観測が行えない. 仮定している軌道上センサを用いて得られる初期軌道推定結果により生じる見かけ運動が重ねあわせ法適用に問題ない程度かどうかを評価する.

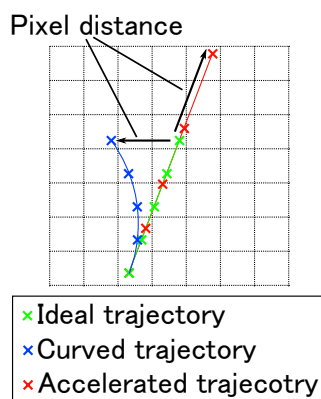


図 5. ピクセル距離概念. 時系列で光点の素子上の運動を見た時に, 緑線が示す理想的な等速直線運動からどの程度離れるかを示す. 青線が曲線, 赤線が加速した見かけ運動の例を表している.

重ねあわせ法の適用可否を評価するにあたり、図 5 に示すピクセル距離という量を導入する。この量は見かけ運動が理想的な直線等速運動からどの程度離れているかを表すものである。複数の画像を連続して撮影した場合に、累積ピクセル距離が 1 ピクセル以内に収まれば十分に重ねあわせ法が適用可能であると結論付けることができる。ここで累積ピクセル距離とは、ある時点から複数枚の連続撮影を行ったと想定した場合に、撮影終了時において実際の光点位置と理想条件下での光点位置のズレを表す。

軌道上センサによる観測をシミュレートし、その結果を元に地上観測網での追尾観測を模擬した。軌道上センサでの観測シミュレーションでは、CCD センサの分解能や GPS による位置決定精度を誤差要因として考慮した。地上観測網へ提供する初期軌道推定結果を求めるにあたり、軌道上センサでの観測が短時間で終わることを考慮し、単純化した円軌道仮定手法によって行った。

観測の自機は北半球での冬季と仮定し、地上観測網については北極域周辺分のみ考慮する。また軌道上センサでの観測は、赤道面上で起こったと想定する。従っておよそセンサ軌道の四半周期後に地上観測網での可視域に入ることになる。

北極域周辺に等間隔に配置した観測施設それぞれにおいて、ノイズおよび可視条件を考慮し模擬追尾観測中の検出しうる可視パスを抽出した。そのときに可視パス中の一秒ごとに算出した光点位置それぞれに対して、累積ピクセル距離を算出した。本シミュレーションおよび観測試験では、複数枚の連続撮影は 32 枚を CMOS センサによって行うと仮定する。

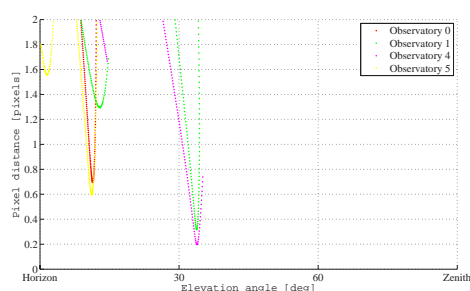


図 6. 連携観測におけるピクセル距離の傾向。連携観測シミュレーションにおいて、各地上観測施設から可視と判断されたパスについて、その時点から 32 枚の画像を連続撮影した時の累積ピクセル距離を示す。

図 6 に結果を示す。可視パス中の光点が持つ移動速度は仰角によって大きく異なるため、観測所別に仰角とピクセル距離の関係をまとめた。結果から、4 つの観測施設において等速直線運動とみなせる、すなわち累積ピクセル距離が 1 以下となる、見かけ運動を得ることが可能な

可視パス条件が実現できることがわかった。

## 2.4. 観測試験結果

シミュレーションによって得られたピクセル距離の傾向を確かめるために、観測試験を行った。試験に用いた光学系の主な諸元を表 3 に示す。

表 3. 観測試験における主要光学諸元

焦点距離	200mm
F 値	2
視野角	10.3°×10.3°

この観測試験の目的は誤差を持った軌道情報に基づいた追尾観測において、実際の光点の見かけ運動が受ける影響を調べることであったので、対象物体はすでに追跡され軌道情報が公開されている明るい物体とした。そうした物体の軌道情報に対して、軌道上センサによる観測で予測される誤差を印加し、追尾観測の対象データとした。試験装置は図 7 の枠で囲まれた部分で、口径は 10cm 程度である。

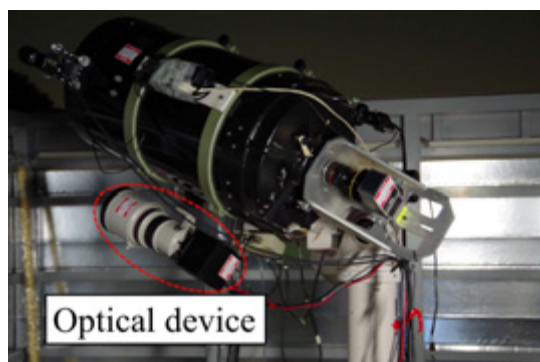


図 7. 観測試験に用いた光学系。一般のデジタルカメラ向けレンズと冷却 CCD カメラから構成される。

ここで示した試験装置を用い、誤差を印加した軌道要素に対して追尾観測を行った。追尾観測中に連続して画像を取得し、見かけ運動の特徴から観測対象と思われる光点を抽出した。得られた画像の中で対象が視野内に収まっている画像について明合成し二値化した結果を図 8 に示す。

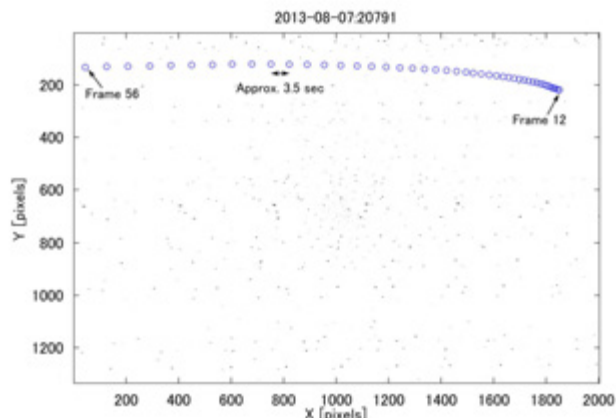


図 8. 観測試験で得られた画像の二値化明合成結果. 運動の傾向から小さな円で囲まれた点群が対象とした物体の軌跡と考えられる.

結果から背景の恒星とは異なり, デブリと見られる物体の運動が曲線状かつ加速していることが見て取れる. 得られた曲線に対してシミュレーション時と同様に累積ピクセル距離の傾向を仰角との関係として検証した. 結果を図 9 に示す.

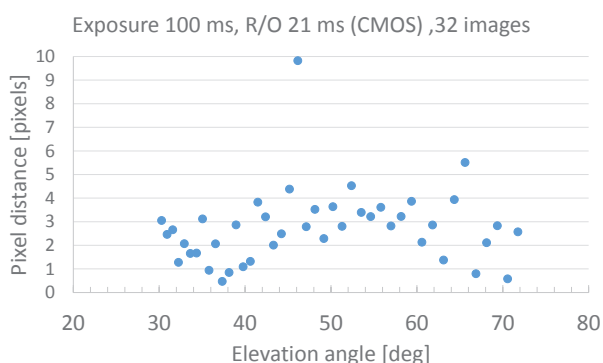


図 9. 光点それぞれの時点から連続撮影した際の累積ピクセル距離. 32 枚の連続撮影を想定する際の読み出し時間は CMOS センサの値を用いた. またそれぞれにおける露光時間は 100msec で一定として累積ピクセル距離の算出に用いた.

結果から仰角  $70^\circ$  付近において, 重ねあわせ法を適用するに足るピクセル距離を得ることが可能であることがわかる. 観測予報におけるピーク仰角がおよそ  $80^\circ$  であったことから, ピーク仰角付近で見かけの運動速度の変化率が小さくなったためと考えられる. 地平付近においてもその見かけ速度が小さいために, ピクセル距離条件は満たしているが, 後述する感度解析結果から低い仰角は感度面で不利であることがわかっており観測には適さないと言える. これら領域の間では, 光点はピーク仰角に向かって昇るように見え, このときの見

かけ速度は加速を続けている. そのため, これら仰角範囲内での観測は, 等速性の面から重ねあわせ法には適さない.

観測試験結果から, 誤差を含んだ軌道情報を用いた追尾観測における累積ピクセル距離の傾向が確かめられた. 従ってシミュレーションによって得られた, 軌道上センサによって得られる初期軌道推定結果を用いることで, 地上観測網での初回観測に対して重ねあわせ法を適用し, 感度を向上させることが可能であるという結論は妥当であると言える.

### 3. 感度解析

連携観測システムの目的は, 地球低軌道において現状追跡できていないサイズのデブリを観測および追跡することである. 重ねあわせ法が適用可能であることを前提とし, 仮定した地上観測網によって観測できるサイズを求めた. 観測限界サイズを観測仰角と見かけ運動速度の関係として表現する. 観測仰角の高低は大気厚さに, 見かけ運動速度はピクセルあたりに得られる信号強度に影響し, 観測限界サイズを左右するためである.

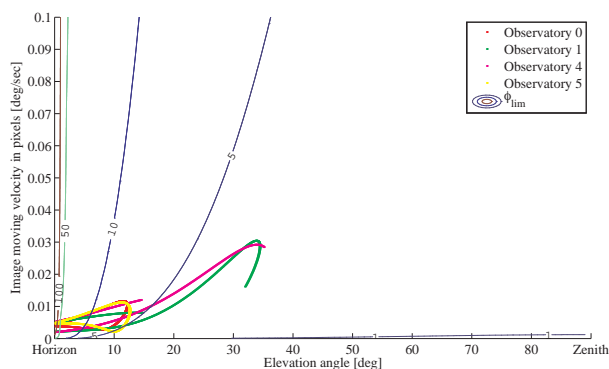


図 10. 地上観測網での可視パスと観測限界サイズの傾向.

結果は, 観測仰角と見かけ運動速度平面に観測限界サイズを等高線として表現したものである. 仰角が低い場合は, 見かけ速度が小さい場合でも厚い大気の影響を受けて観測限界サイズが大きくなることが見て取れる. また等高線と同時に, ピクセル距離算出のシミュレーションで用いた地上観測網での可視パスにおける仰角と移動速度の関係を示している. それぞれの地上局で得られた可視パスと観測限界サイズを合わせて見ると, 二つの観測施設では 5cm 以下の物体について潜在的に観測可能であることがわかる. ここでさらに, ピクセル距離と観測仰角の関係の結果を合わせて考えることで, 潜在的に観測可能な可視パスのうち重ねあわせ法の適用が可能であり, 5cm 以下の物体が観測できる領域が明らかに

なる．今回仮定した条件では，観測時の仰角がおよそ  $30^\circ$  を超えた可視パスにおいて重ねあわせ法が適用可能であった．

#### 4. 結論

地球低軌道に配置した軌道上センサと極域に配置した地上観測網を連携させることで小さな物体を追跡するシステムを提案した．シミュレーションおよび簡易的な試験結果から，本研究で提案した連携観測システムにおいて，地上観測網での軌道上センサからのデータを用いた信号増幅は可能であると言える．こうした信号増幅を行った場合に，地上観測網では 5cm 以下の物体の追跡が可能となる．

観測試験は CCD センサによる簡易的なものだったため，より現実的な重ねあわせ法適用可能範囲を確かめるには更なる検討を行う必要がある．また，地上観測網の恒星や配置についてもコストと追跡運用の両面から検討を進める必要がある．

- [1] E. Christiansen and J. Kerr, “Ballistic limit equations for spacecraft shielding,” *Int. J. Impact Eng.*, vol. 26, pp. 93–104, 2001.
- [2] U. Nations, “Technical Report on Space Debris,” *New York*, p. 15, 1999.
- [3] 田川真, 花田俊也, 柳沢俊史, 松本晴久, and 北澤幸人, “軌道上光学システムを用いた地球低軌道小径デブリ追跡,” in *第 57 回宇宙科学技術連合講演会*, 2013.
- [4] T. Yanagisawa, H. Kurosaki, and A. Nakajima, “The Stacking Method: The Technique to Detect Small Size of GEO Debris and Asteroids,” JAXA-RR-07-032E, 2008.

# 地球放射線帯電子の消失過程

○ 千葉貴司, 小原隆博, 栗田 怜

[taka.c@pparc.gp.tohoku.ac.jp](mailto:taka.c@pparc.gp.tohoku.ac.jp)

東北大学大学院理学研究科 惑星プラズマ・大気研究センター

## Abstract

磁気圏にはエネルギーが MeV にも及ぶ相対論的電子が捕捉されていて、放射線帯とよばれる領域を形成している。電子放射線帯の特徴としては、スロット領域といわれるフラックスの低い領域を境に内側を内帯、外側を外帯と2重構造となっており、特に外帯は磁気嵐の際に大きく変動することが知られている。

地球の周辺には現在多くの人工衛星が飛翔しており、それらの衛星は少なからずこの放射線帯電子の影響を受けている。高エネルギー電子の影響で帯電し、太陽光パネルの劣化、装置の誤作動といったことが起こり、人工衛星にとっては非常に厳しい環境となっていることから、最近では変動する地球放射線帯の予測・モデリングが宇宙天気分野のからも大きな課題となっている。

本研究では、その電子放射線帯の変動をアメリカ海洋大気庁(NOAA)の POES 衛星に搭載されている Space Environmental Module-2 (SEM-2) の粒子データを用いて観測した。放射線帯の変動過程としては、加速・消失・移送過程の兼ね合いによって決まるが、特に消失過程に注目した。消失過程としては、波動・粒子相互作用による大気中への落下消失、Dst 効果、磁気圏界面からの流失が考えられているが、今回の POES 衛星での観測では、大気中への落下消失では全体の消失を説明できないため、その他の消失過程での説明が必要である。Dst 効果での見かけ上の消失も効果的ではあるが、太陽風動圧の急激な上昇で磁気圏界面が地球側に大きく押し込まれた際に外対電子の急な消失も見られることから磁気圏界面からの消失の効果も大きいことが予想される。

今回は主として POES 衛星による観測であったが、放射線帯の全体の理解には、磁気赤道面での観測や地上観測も生かした解析が必要であり、今後は、それらのデータのクロスキャリブレーションによって消失現象の理解を目指す予定である。

## 1. Introduction

地球電子放射線帯には、エネルギーが高い相対論的電子が捕捉されており、放射線帯を形成している。電子放射線帯は、フラックスの少ないスロット領域を境に内側が内帯、外側が外帯と2重構造になっており、特に外帯は地球半径の3倍から静止軌道にも及ぶ領域で、磁気嵐の際に大きく変動することが知られている。

その変動過程は、(i)加速・(ii)消失・(iii)移送過程の兼ね合いであり、それぞれの過程が複雑に作用している。それぞれの変動過程を担っている現象としては、(a)波動粒子相互作用-(i)(ii), (b)Pc-5帯のULF地磁気脈動-(i)(iii), (c)Dst効果-(ii)(iii), (d)磁気圏界面からの流出(Magnetopause Shadowing)-(ii)が考えられている。

本研究では特に消失過程に着目し、アメリカの海洋大気庁(NOAA)のPolar Operational Environmental Satellite (POES)衛星に搭載されているSpace Environmental Module-2 (SEM-2)の粒子データを用いて放射線帯の消失の解析をおこなった。

## 2. Instrument & Data Set

観測に用いた衛星はアメリカ海洋大気庁のPOES衛星であり、現在NOAA-15, 16, 17, 18, 19の5機が運用中である。POES衛星には粒子計測器Space Environmental Module-2 (SEM-2)が搭載されており、そのデータを用いて解析をおこなった。衛星の軌道、計測器については以下に示す通りである。

表1, POES衛星の仕様

	Altitude [km]	Inclination [deg]	Period [min]
NOAA-15	807	98.5	101.1
NOAA-16	849	99	102.1
NOAA-17	810	98.7	101.2
NOAA-18	854	98.74	102.12
NOAA-19	870	98.7	102.14

また、太陽風のデータはACE衛星の観測によるOMNIのデータベースを用いた。観測期間は2011-2012年の2年間でこの期間における磁気嵐で特にDst指数が $-100[\text{nT}] < \text{Dst} < -30[\text{nT}]$ のイベントについて解析をおこなった。今回用いた極軌道の低高度衛星の利点としては、短い時間で広い範囲のL-Shellを通過することがあげられる。しかしながら地球磁場の非対称性の影響をうけるという弱点もある。実際、ブラジル周辺は南アメリカ磁気異常帯(SAA)といわれる領域がありその周辺では地球磁場が弱くなっており、粒子計測器もその他の領域に比べ高い観測値を示しやすい。そういった領域の影響をさける為に、今回の解析では、違う軌道の衛星2機を用いて、さらにおおよそその衛星の周回周期100分でデータを平均化して処理した。また、L値方向には0.2[Re]の分解能で処理している。

図1は2011年7月30日に起こった磁気嵐時の観測例である。上からE3チャンネルの捕捉成分、落下成分、P6チャンネルの捕捉成分、落下成分、Dst指数、太陽風動圧、速度、プロトンの密度、磁場の南北成分である。磁気嵐の開始からDst最少時にかけて各捕捉成

分の減少し、回復相で回復していく様子が分かる。また落下成分においては E3 チャンネルで主相から回復相でフラックスの上昇が見られる。今回は磁気嵐での全体の傾向をみるために、Superposed Epoch Analysis をおこなった。

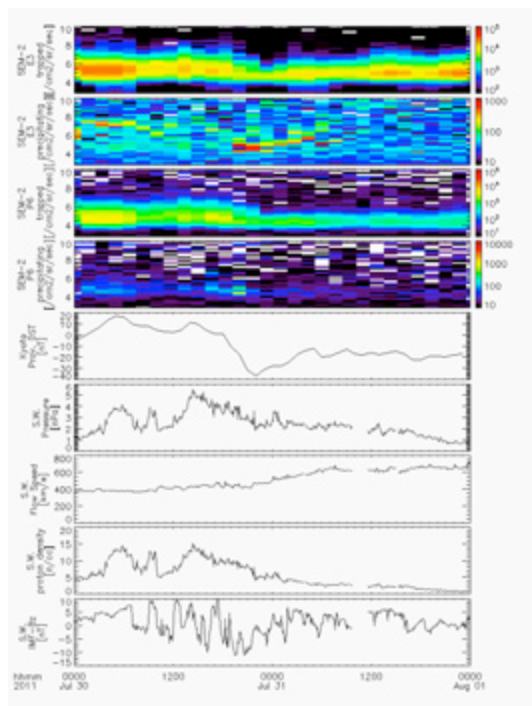


図1, 2011年7月30日に起こった磁気嵐での観測例. 上より E3 チャンネルの捕捉成分, 落下成分. P6 チャンネルの捕捉成分, 落下成分. Dst 指数, 太陽風動圧, 速度, プロトンの密度, 磁場の Bz 成分である

### 3. Superposed Epoch Analysis (SEA)

今回対象としている期間において磁気嵐のイベント数は18件. 基準時間を Dst 最小時として前後1日のデータを Superposed Epoch Analysis をおこなった.

図1は上より, E3 チャンネルの捕捉成分, 落下成分. P6 チャンネルの捕捉成分, 落下成分

分. Dst 指数, GOES13 によって観測された, 静止軌道の 300-800keV の電子のフラックスである. 両捕捉成分見ると, Dst 指数の減少と共にフラックスも減少し, Dst 最小時に最も減少し, その後回復相で回復していく様子が分かる. GOES 衛星の観測でも同じような傾向が見られることから, フラックスの減少はピッチ角全体的なものであることが分かる.

落下成分(上から2つ目, 4つ目)に注目すると, E3 チャンネルでは磁気嵐の主相から回復相にかけてフラックスの上昇が見られる. このことから 300-1100keV の電子は磁気嵐の際に大気中へ落下消失していることがわかる. P6 チャンネルでは E3 チャンネルとは違い, 磁気嵐の際の上昇は E3 チャンネルほど顕著なものではなかった.

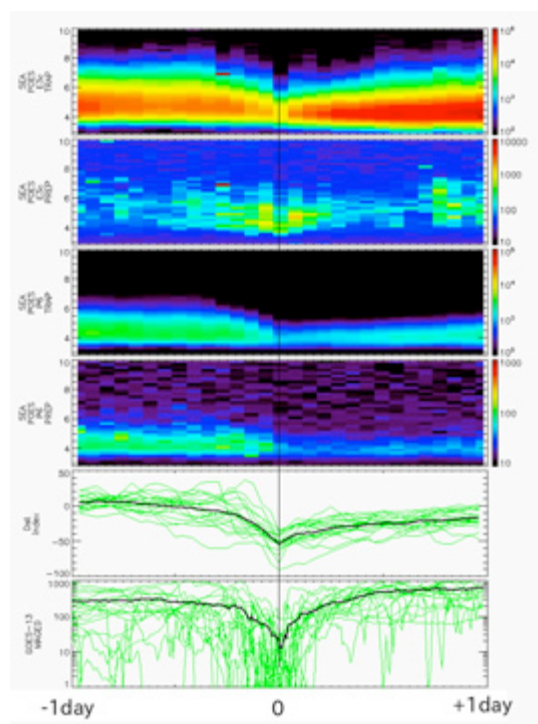


図2, 2011-12年の磁気嵐18イベントにおけるSEAの結果. 上より POES 衛星の E3 チャンネルの捕捉成分, 落下成分. P6 チャンネルの捕捉成分, 落下成分

ンネルの捕捉成分, 落下成分. P6 チャンネルの捕捉成分, 落下成分. Dst 指数. GOES 衛星の静止軌道でのカウント値.

この結果より放射線帯電子の消失に関して, 大気中への落下消失があることが分かるが, フラックスを考えると外帯電子の全体の消失を説明できるほど十分な量とは言えない.

続いて, 外帯消失における磁気圏界面からの流失を考える為に太陽風の動圧が高いものと低いものに分けて同様の解析を行った. 太陽風動圧が高くなると地球の磁気圏界面はより地球側に押し込まれることになるため, 放射線帯電子が流出しやすい環境になることが期待される. 解析結果は以下の通りである.

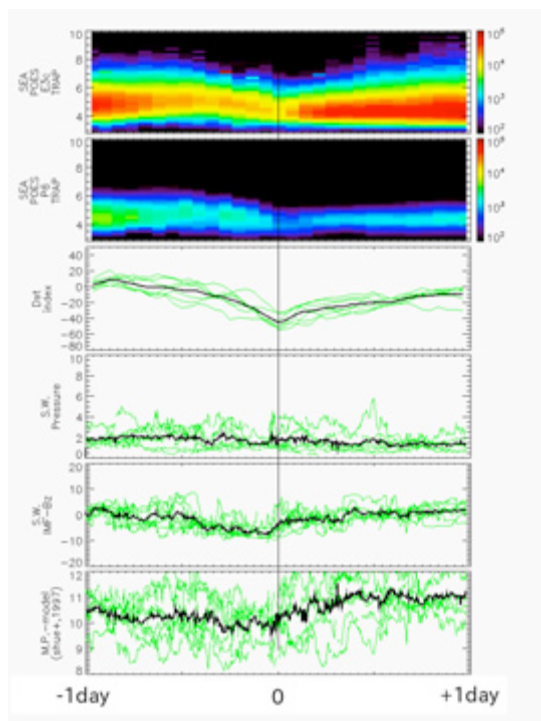


図 3, 磁気嵐のイベントの中で太陽風動圧の最大が 5nPa 以下のもの 7 イベントを SEA した結果. 上より E3 チャンネル捕捉成分, P6

チャンネル捕捉成分, Dst 指数, 太陽風動圧, 太陽風磁場の Bz 成分, 磁気圏界面モデルで計算した磁気圏界面の位置(Shue et al., 1997)

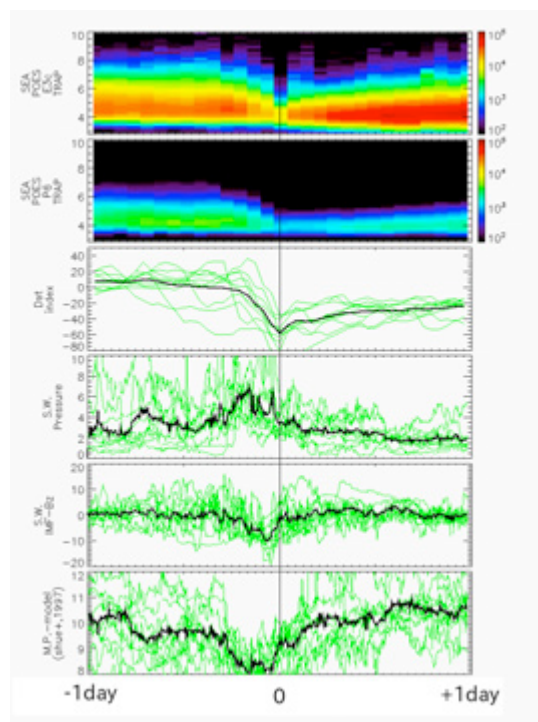


図 4, 磁気嵐のイベントにおいて太陽風動圧の最大が 5nPa 以上のもの 10 イベントで SEA を行った結果. 詳細は図 3 と同じ.

この解析では磁気嵐 18 イベントから太陽風動圧が 5nPa 以下のもの 7 イベント, 5nPa 以上のもの 10 イベントと分けて SEA を行っている. また今回は磁気圏界面の影響を考慮する為に磁気圏界面のモデル(Shue et al., 1997)での磁気圏界面の距離を計算している. 図 3 では太陽風動圧はほとんど一定で磁気圏界面の位置もほとんど変化はない. 対して太陽風動圧が高い場合では磁気嵐の主相にかけて磁気圏界面の地球側へのシフトが見られる. フラックスに注目してみると, 太陽風動圧が

低い場合では Dst 指数に対応したゆっくりとした減少が見られ、太陽風動圧が高い場合ではより地球側まで大きく減少しているような傾向が見られる。

しかしながら今回の解析では解析したイベント数が共に 10 件程度と少ないため、外帯の消失における磁気圏界面の影響を議論するのは難しい。全体の傾向としては図 4 の解析結果となるが、個々のイベントについて注目していくと太陽風動圧が上昇した際に外帯が剥ぎ取られるように消失しているイベントが見られた。

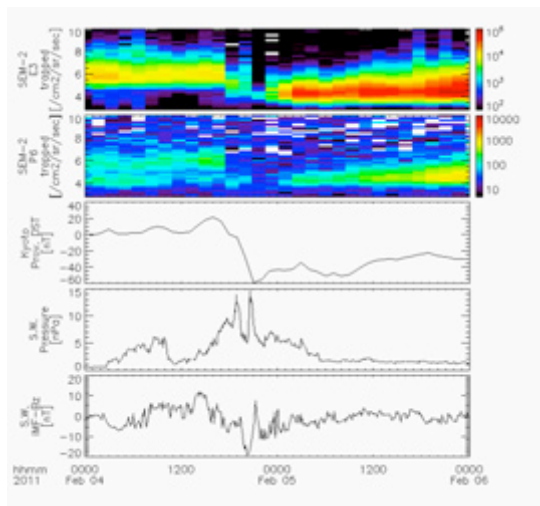


図 5, 2011 年 2 月 4 日に起こった磁気嵐の解析. 上より E3, P6 チャンネルの捕捉成分, Dst 指数, 太陽風動圧, 太陽風磁場の Bz 成分.

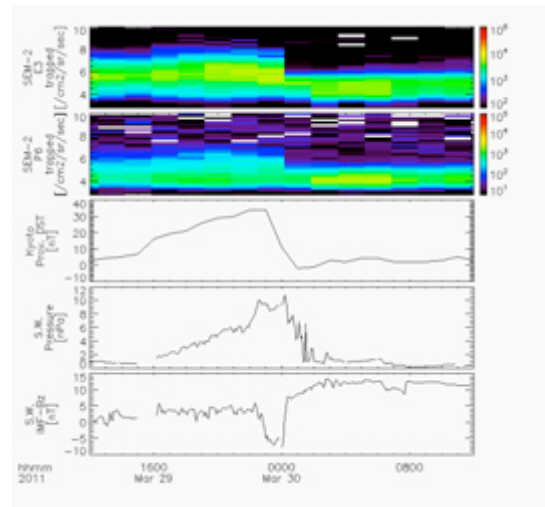


図 6, 2011 年 3 月 29 日の外帯の減少したイベント. 詳細は図 5 と同じ.

こういった例から、磁気圏界面からの消失が示唆され、外帯消失については、大気中への落下消失, Dst 効果に加え、磁気圏界面からの消失も考慮していかなければならないことが分かる。

#### 4. Discussion

- ・ 大気中への落下消失について

今回の解析では外帯の全体の消失に対して十分な量ではないことが考えられたが、

Microbursts と呼んだ MeV の電子の降込み現象も報告されており (e.g. O'Brien et al., 2004) 外帯消失に寄与していることが指摘されている。

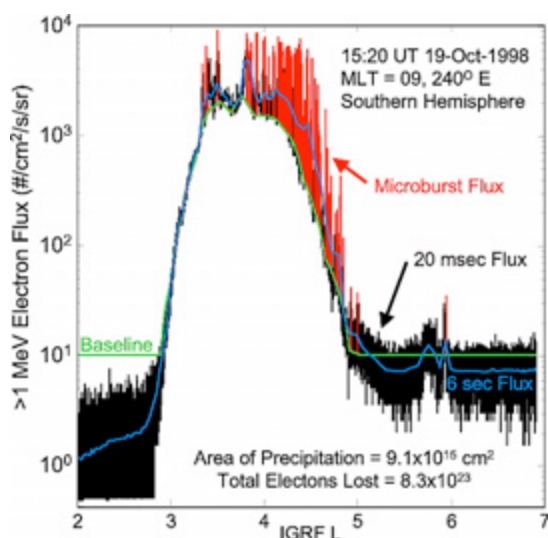


図 7, SAMPEX 衛星によって観測された  
MeV の電子の降込み現象. (O'Brien et al.,  
2004)

継続時間は 1 秒以下で磁気嵐の主相から回復相で観測されている現象であるが、衛星のその場観測のみではうまく捕まえるのが難しいことから今後の解析の課題である。地上観測等も活用して評価していきたいと考えている。

#### ・ 磁気圏界面からの消失について

図 3, 5, 6 の外帯消失の特徴より, Dst 効果によるものは Dst 指数の減少に伴って徐々に減少し, 対して磁気圏界面からの消失については急な減少が起こっていることが示唆される。これらの特徴より磁気圏界面の影響範囲を特定できないか試みたが, Dst 効果の影響が重なってしまう為にうまく評価することができなかった。また, 十分に動圧が上昇してもフラックスに影響がでないこともあり, これらは観測している粒子のピッチ角の影響ではないかと考えられる。今回 POES 衛星で観測しているのはロスコーン付近の電子であ

り, 対して磁気圏界面からの消失の影響を受けやすいのはピッチ角が  $90^\circ$  に近い電子であることが考えられるため, 太陽風動圧の上昇に対応した外帯の変化がきれいに見られなかったのではないかと考えている。

このような原因のため今回の POES 衛星での観測では磁気圏界面の影響を評価することができなかった。これらについては今後の課題であるが, 磁気赤道でピッチ角情報も含めて観測している衛星のデータ解析を早急に進めたい。

#### 5. まとめ

今回主に POES 衛星の粒子データを用いて磁気嵐における放射線帯電子の消失に注目し解析を行った。磁気嵐全体の傾向としては, 磁気嵐のオンセットから主相にかけて全体のフラックスが減少し, 回復相で回復していくというものであった。また大気中への落下成分に注目してみると主相から回復相にかけてのフラックスの上昇が見られた。しかしながら落下成分のフラックスのみでは全体の消失を説明できないことからその他の消失過程が考えられ, 磁気圏界面からの消失に着目し更なる解析を行った。行った解析は, 磁気嵐において太陽風動圧が強いものと, 弱いものに分けて行った解析であったが, 2つを比べると太陽風動圧が強いものの方がより速い減少で地球に近い領域まで減っている傾向が見られた。しかしながら全体としてイベント数が少ないため優位な結果とは言えない。だが, 個々のイベントに注目していくと太陽風動圧の上昇と共に外帯が急激に減少している様子

も見られることから、磁気圏界面からの消失も外帯の消失として寄与していることが示唆される。今回は磁気圏界面からの影響がどの程度の範囲に及んでいるかと言うところまでは言及できなかったが、今後はその他の衛星を含めてのデータを解析し、磁気圏界面からの消失の影響を明らかにしていく予定である。

○ 謝辞

今回のデータ解析においてはアメリカ海洋大気庁の Polar Operational Environmental Satellite (POES) 衛星の粒子計測器のデータと OMNI データベースより太陽風のデータを使わせていただきました。

## Reference

- C. Matsumura, Y. Miyoshi, K. Seki, S. Saito, V. Angelopoulos, and J. Koller, Outer radiation belt boundary location relative to the magnetopause: Implications for magnetopause shadowing, *J. Geophys. Res.*, 116, A06212, 2011
- J. H. Shue, J. K. Chao, H. C. Fu, C. T. Russell, P. Song, K. K. Khurana, and H. J. Singer, A new function form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *J. Geophys. Res.*, 102, A5, 9497-9511, 1997
- Richard B. Horne, Nigel P. Meredith, Richard M. Thorne, Daniel Heynderickx, Roger H. A. Iles, and Roger R. Anderson, Evolution of energetic electron pitch angle distributions during storm time electron acceleration to megaelectronvolt energies, *J. Geophys. Res.*, 108, A1, 1016, 2003
- R. M. Millan, and R. M. Thorne, Review of radiation belt relativistic electron losses, *J. Atmos. and Solar-Terres. Phys.*, 69, 3, 362-377, 2007
- T. P. O'Brien, M. D. Looper, and J. B. Blake, Quantification of relativistic electron microburst losses during the GEM storms, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L04802, 2004
- Y. Miyoshi, K. Sakaguchi, K. Shiokawa, D. Evans, J. Alvert, M. Connors, V. Jordanova, Precipitation of radiation belt electrons by EMIC waves, observed from ground and space, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L23101, 2008

## 静止軌道の宇宙環境モニタリング・予測 Monitoring and Prediction of Space Environment around GEO

長妻 努

情報通信研究機構 電磁波計測研究所

T. Nagatsuma

Applied Electromagnetic Research Institute,  
National Institute of Information and Communications Technology

### 1. はじめに

地球からの高度約3万6千kmに位置する静止軌道(GEO)は、その軌道上の人工衛星が地球の自転周期と同期して運動できることから、通信・放送・気象等、実利用に最も利用されている軌道である。現在、世界中で200機を超える人工衛星が実際に静止軌道上で運用されている。

一方、静止軌道を飛翔する人工衛星には、宇宙環境変動に起因する障害のリスクがある。静止軌道は数百 keV 以上のエネルギーを持つ電子が磁力線に捕捉されている放射線帯外帯と呼ばれる領域の外縁に位置している。放射線帯外帯電子のフラックスは、地磁気嵐等の宇宙環境変動に伴ってダイナミックに変化し、時には地磁気嵐の回復相において地磁気嵐以前よりもフラックスが著しく増大した状態が長期間継続することがある。数百 keV 以上の電子は衛星構体を突き抜け、内部に侵入することができるため、衛星内部の半導体やケーブル等に帯電を引き起こし(深部帯電)、それが放電することによって、衛星障害を引き起こすことがある。

また、サブストームと呼ばれる別の宇宙環境変動では、地球半径の10~20倍の距離で太陽と反対方向に位置する磁気圏尾部領域からサブストームオンセットと呼ばれる現象開始後に、数十~数百 keV の電子やイオンのサブストーム粒子の地球方向への注入(サブストームインジェクション)を引き起こす。このプラズマ環境の急激な変化は、静止軌道の人工衛星の表面を帯電させ、放電によってやはり衛星の障害を引き起こすことがある。

表面帯電に関しては、放電対策技術の進展により、以前に比べると衛星障害全体に占める割合は低下しつつある。一方、深部帯電に関しては、現在も未だ対策技術が十分とは言えない状況にある。いずれにせよ、帯電現象は衛星障害の主要因の一つであることから、これらを事前に予測し、衛星運用会社等

に情報提供することは重要である。情報通信研究機構(NICT)は、我が国で「宇宙天気予報」を業務として実施する唯一の機関である。加えて、宇宙天気予報の高精度化に向けた様々な研究開発を実施する研究機関でもある。我々は、静止軌道の宇宙環境予測として、深部帯電の要因となる放射線帯電子フラックス、及び表面帯電の要因となるサブストーム粒子の現況把握と予測に取り組んでいる。

本稿では、2章でGEO放射線帯電子フラックス予測モデルについて述べ、3章では新たに打上予定のひまわり(GMS)8,9号に搭載される宇宙環境データ取得装置(SEDA)、4章ではサブストーム粒子予測モデルについて述べる。そして、5章でまとめを行う。

### 2. GEO放射線帯電子フラックス予測モデル

静止軌道(GEO)での放射線帯電子フラックスの危険度情報提供のために、我々は2MeV以上の電子フラックスの1日平均値を予測するGEO放射線帯電子フラックス予測モデルを開発した。これまで、同様の予測モデルとしては、NOAA/SWPCが用いている太陽風速度のみを入力パラメータとした線形フィルタが多く用いられてきた。これは放射線帯電子フラックス変動が太陽風速度と良い対応関係にあることが古くから知られていたためである。しかしながら、その後の研究によって、放射線帯外帯電子フラックス変動には惑星間空間磁場の南北成分や、太陽風動圧などのパラメータも寄与していることが判明した。そのため、これら複数のパラメータを同時に扱うことができる予測モデルを導入する必要がある。

我々は、多変量自己回帰モデルとカルマンフィルターを用いることで、複数の太陽風パラメータを入力として、GEOの2MeV以上の放射線帯電子フラックスを予測するモデルを開発した[1, 2]。このモデルは現在、「放射線帯電子フラックス予報」としてWWW

による情報提供を実施している(図1)。現在は、同予報のために、米国上空の気象衛星 GOES の宇宙環境モニター(2MeV以上の電子フラックス量)のデータを用いている。



図1 放射線帯電子フラックス予報  
(<http://seg-web.nict.go.jp/radi/>)

### 3. GMS(ひまわり)-8,9号による宇宙環境計測

前述したように、現在運用している静止軌道の放射線帯電子フラックス予報においては、米国上空の静止軌道で宇宙環境を計測している GOES 衛星のデータを用いている。但し、我々は静止軌道が経度毎に異なっていることに留意する必要がある。

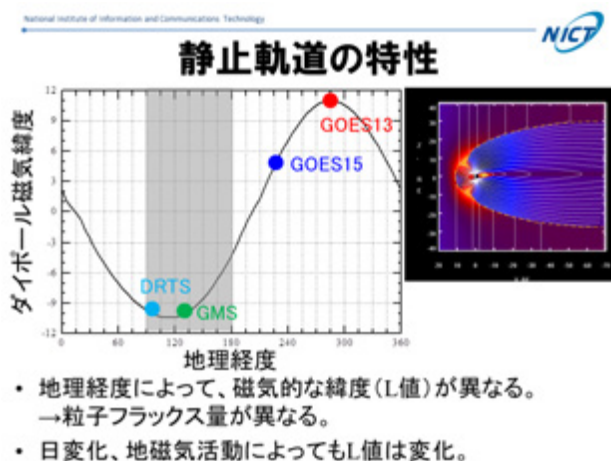


図2 静止軌道の特性

地球のダイポール磁気軸は自転軸に対して傾きを持っているため、図2に示すように、同じ静止軌道上であっても、経度によって磁気緯度は異なる。高エネルギー粒子は同一磁気緯度(L値)内を運動する性質があり、磁気緯度が異なるということは、粒子フラックスの量やその変動の振る舞いが異なっていることを意味する。また、磁気圏においては、

太陽風との相互作用によって生じる電流系によって、磁気圏の磁場構造がダイナミックに変化するため、地磁気活動の状態によって静止軌道上の磁気緯度も変化する。また、サブストーム粒子変動の影響は局所的であるため、経度が異なればサブストーム粒子変動の状況は大きく異なる。そのため、日本近傍の静止軌道の宇宙環境の現況を把握するためには、日本上空の宇宙環境計測データを取得することが重要となる。JAXAのDRTS衛星にも宇宙環境計測装置(SDOM:放射線吸収量モニタ)が搭載されており、我々はこのデータも宇宙環境の現況把握に活用しているが、DRTS衛星の位置は東経90度と日本の上空よりもかなり西に位置しているため、東経140度付近の宇宙環境計測が必要である。

2014年夏、2016年夏に打ち上げを予定しているひまわり8号、9号には、宇宙環境データ取得装置(Space Environment Data Acquisition: SEDA)が搭載される。SEDAの諸元を図3に示す。本装置のデータによって、放射線帯外帯電子やプロトン現象に伴う高エネルギー陽子のモニターが可能となる。我々は、気象庁から本装置のデータを準リアルタイムで提供を受け、日本上空の宇宙環境の現況把握、及び同データを入力パラメータとした予測モデルの開発・運用を予定している。



図3 宇宙環境データ取得装置(SEDA) 外観・諸元

### 4. GEOサブストーム粒子予測モデル

サブストーム粒子の変動は、放射線帯粒子変動に比べると時間変化が急激、かつ局所的である。この

ため、磁気圏グローバルMHDシミュレーションを用いたGEOのサブストーム粒子予測モデルを開発中である。予測するのは、静止軌道の任意の場所での電子・イオンの密度、温度というパラメータである。この予測のために、数値天気予報で広く用いられている「ガイダンス」を導入する。

ガイダンスとは、数値シミュレーションの結果から、統計的な手法等を用いて、具体的な場所(緯度、経度)の物理量(これは、数値シミュレーションから直接導出されるものに限らない)を導出する手法及びその値を言う。これまでも、中村らによって、同様の試みが為されてきている[3]。

現在、NICTのサイエンスクラウド[4]上に蓄積されている静止軌道のサブストーム粒子計測のデータ、及びこれまでNICT内で運用されてきたリアルタイム磁気圏シミュレーション[5,6]の計算結果を活用して、ガイダンスの導出に着手している。

得られた結果を元に、ガイダンスの技法を現在NICTで開発を進めている高分解能の磁気圏グローバルMHDシミュレーションに応用していく予定である。将来的には、サブストーム粒子のガイダンスをMUSCATなどの衛星帯電モデルの入力として用いることで、個々の衛星の帯電量を具体的に推定することを試みたいと考えている。

## 5. まとめ

我々は静止軌道の宇宙環境モニタリング・予測として、下記の取り組みを実施している。

1) GOES 衛星データ及び太陽風データを用いた多変量自己回帰モデルにより、GEO 放射線帯電子フラックス予測モデルを開発した。また、この成果として、放射線帯電子フラックス予報のWWWサービスを現在実施している。

2) 気象庁より、2014年夏、2016年夏に打上予定のGMS(ひまわり)8,9号に搭載される宇宙環境データ取得装置(SED)のデータ提供を受け、日本上空の高エネルギー電子・陽子環境の現況把握に着手する予定である。また、同データを用いて、GOESと同様の放射線帯電子フラックス予測モデルを開発する。これにより、日本上空の静止軌道領域にカスタマイズした宇宙天気情報を提供する予定である。

3) NICTのグローバルMHDシミュレーションの出力とサブストーム粒子を計測しているLANL衛星データを比較・解析することで、サブストーム電子・

イオンの密度・温度のガイダンスを作成する予定である。これを用いてサブストーム予測モデルを構築したいと考えている。

## 参考文献

- [1] 長妻 努, 斉藤 慎司, 坂口 歌織, NICTにおけるジオスペース環境予報, 第9回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集, JAXA-SP-12-017, 2012.
- [2] Sakaguchi, K., Y. Miyoshi, S. Saito, T. Nagatsuma, K. Seki, K. T. Murata (2013), Relativistic electron flux forecast at geostationary orbit using Kalman filter based on multivariate autoregressive model, *Space Weather*, 11, 79-89, doi:10.1002/swe.20020.
- [3] 中村 雅夫, 他, 磁気圏シミュレーションを用いた静止軌道プラズマ環境予報, 第3回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集, JAXA-SP-06-035, 2006
- [4] Murata, K. T., Watari, S., Nagatsuma, T., Kunitake, M., Watanabe, H., Yamamoto, K., Kubota, Y., Kato, H., Tsugawa, T., Ukawa, K., Muranaga, K., Kimura, E., Tatebe, O., Fukazawa, K. and Murayama, Y. (2013) A Science Cloud for Data Intensive Sciences, *Data Science Journal*, Vol.12, pp.WDS139-WDS146.
- [5] Den, M., T. Tanaka, S. Fujita, T. Obara, H. Shimazu, H. Amo, Y. Hayashi, E. Nakano, Y. Seo, K. Suehiro, H. Takahara, and T. Takei (2006), Real-time Earth magnetosphere simulator with three-dimensional magnetohydrodynamic code, *Space Weather*, 4, S06004, doi:10.1029/2004SW000100.
- [6] Shimazu, H., K. Kitamura, T. Tanaka, S. Fujita, M.S. Nakamura, T. Obara (2008), Real-time global MHD simulation of the solar wind interaction with the earth's magnetosphere, *Adv. Space Res.*, 42, 1504-1509.

## 粒子フィルタを用いた放射線帯加速機構の推定

外山晴途(1)、三好由純(1)、上野玄太(2)、越石英樹(3)、松本晴久(3)、塩川和夫(1)

(1) 名古屋大学太陽地球環境研究所

(2) 統計数理研究所

(3) 宇宙航空研究開発機構研究開発本部

### 1. 序論

内部磁気圏には、放射線帯と呼ばれる高エネルギー粒子が地球磁場によって捕捉されている領域がある。放射線帯を形成する高エネルギー粒子は、そこを飛翔する実用衛星に重大な障害を与えることが知られており、衛星障害を未然に防ぐためには放射線帯粒子フラックス変動の正確な予測を行うことが、宇宙天気予報の重要な課題となっている。

放射線帯電子フラックスの時間変化は、一般に以下の Fokker-Planck 方程式で記述される動径方向拡散を用いてモデル化されている。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) + \text{Source} - \text{Loss} \quad (1)$$

ここで、 $f$  は位相空間密度、 $L$  は  $L$  値、 $t$  は時間、 $D_{LL}$  は拡散係数である。放射線帯電子フラックスの時間変化は、電子の加速過程・輸送過程・消失過程のそれぞれのバランスによって作り出されている(Reeves et al. 2003)。放射線帯電子の正確な予測を行うためには、この Fokker-Planck 方程式に含まれる各パラメータを信頼性の高いものにする必要があり、そのためにデータ同化が用いられてきた。データ同化とは、ベイズ統計に基づいて観測や実験データを取り込み、モデルの結果を修正・改良する技法である。これにより、シミュレーションで用いられる各種パラメータ最適な値を時々刻々と推定することが可能となる。

放射線帯電子フラックスの時間変化に関わるメカニズムのうち、加速過程はさらに、内部加速と外部加速のメカニズムに分けられ、この両者がどの期間、どの  $L$  値で放射線帯電子変動に寄与するのかについては未だ明らかになっていない。この問題を究明するために、データ同化を用いた内部加速項の時間推定が過去の研究で行われている。例として、カルマンフィルタを用いた加速項のみの時間変化の推定(Schiller et al. 2012)や、アンサンブルカルマンフィルタを用いて内部加速項と消失過程の推定(Reeves et al. 2012)などがある。これらの研究では、内部加速項を状態変数ベクトルとして推定の対象とする一方、動径方向拡散係数を、Brautigam and Albert(2000)が提案する  $Kp$  指数に基づく経験的な値を用いており、推定の対象としていない。

これに対して、本研究においては新たに開発した粒子フィルタに基づくデータ同化を行い(Miyoshi et al. 2006)、従来の研究では推定されてこなかった拡散係数の時間変化の推定と、内部加速項の時間変化の同時推定を試みる。さらに消失項も同時に推定し、動径方向拡散と内部加速・消失過程のダイナミックな変化の推定を行う。

## 2. データ同化

本研究では、2002 年につばさ衛星が計測した 800 keV チャンネルの電子フラックスデータを用いることによって、Fokker-Planck 方程式の拡散係数および、消失項の消失時定数を決めるホイッスラーモード波動強度の時間変化の推定を試みる。すなわち、モデルとして消失項を含んだ以下の Fokker-Planck 方程式を用いて、この式の中の拡散係数  $D_{LL}$  と  $\tau_w$  を推定する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left( \frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) - \frac{f}{\tau_w} + S \quad (2)$$

拡散係数  $D_{LL}$  は、通常以下の式で表すことができる (Brautingam and Albert, 2000)。本研究では  $D_0$  を状態空間ベクトルとして推定する。

$$D_{LL} = D_0 L^{10} \quad (3)$$

また、 $\tau_w$  を含む項は、プラズマ圏におけるホイッスラーモードヒスによるピッチ角散乱により電子が大気へ降り込むことによる消失を表す消失項である (e.g., Lyons et al., 1972, Abel and Thorne, 1998, Albert, 1994)。ここで、 $\tau_w$  と電子の波動強度の間には以下のような関係がある (Lyons et al., 1972)。

$$\tau_w = B_{\text{wave}}^{-2} \tau_0(E) \quad (4)$$

(4) で、 $\tau_0(E)$  はホイッスラーモード波動と電子とのピッチ角散乱係数から与えられる量であり (Albert, 1994)、背景プラズマ密度や磁場強度によって変化する。本研究では、この  $\tau_w$  に含まれる  $B_{\text{wave}}$  を状態空間ベクトルとして推定する。

また、(2) の  $S$  項は、内部加速項である。ここで  $S$  項は以下の式で、その強度と空間的な広がりをモデル化する (Schiller et al. 2012)。

$$S = A \exp \left( -\frac{(L-L_c)^2}{2\sigma^2} \right) \quad (5)$$

ここで  $A$  は加速項の強度、 $L_c$  は加速領域の中心値、 $\sigma$  は領域幅である。本研究では、 $S$  項に含まれる強度  $A$  と中心値  $L_c$  を状態空間ベクトルとして推定を行う。

データ同化にあたっては、Miyoshi et al. (2006) によって開発された粒子フィルタにもとづくデータ同化のコードを使用し、粒子スモーカーによって平滑化分布を導出している。ここで、一般状態空間モデルとの対応を述べておく。一般状態空間モデルは以下のモデルで与えられる (例えば、樋口, 2011)。

$$\mathbf{x}_t = \mathbf{f}(\mathbf{x}_{t-1}, \mathbf{v}_t) \quad [\text{システムモデル}]$$

$$\mathbf{y}_t = \mathbf{h}(\mathbf{x}_t, \mathbf{w}_t) \quad [\text{観測モデル}]$$

ここで、 $\mathbf{x}_t$  は状態変数ベクトル、 $\mathbf{v}_t$  はシステムノイズ、 $\mathbf{y}_t$  は観測ベクトル、 $\mathbf{w}_t$  は観測ノイズを表し、 $\mathbf{f}$  は一期先の予測を計算する演算子 (今の場合、Fokker-Planck 方程式)、 $\mathbf{h}$  は状態変数ベクトルと観測ベクトルを変換する演算子である。本研究では、位相空間密度、拡散係数、波動強度、内部加速項を状態変数ベクトル  $\mathbf{x}$  に含まれる変数とし、また、つばさ衛星が観測した differential フラックスを観測ベクトル  $\mathbf{y}$  に含まれる変数としている。

### 3. 結果

#### 3.1 800 keV 電子フラックスのデータを用いた同化計算（加速項なしの場合）

図1は、800 keV の電子についてデータ同化結果を行った結果である。ただし、(2)式の S 項を加えずにデータ同化計算を行っている。図1(a)は、データ同化によって計算された differential flux、図1(b)は、つばさ衛星の観測データ、図1(c),(d)が Kp 指数、Dst 指数となっている。

データ同化によって計算された differential flux は (図1(a))、放射線帯の基本的な構造である外帯・スロット領域がよく再現されている。また、磁気嵐時にフラックスが一度減ってから増加する様子なども再現されている。一方、 $L=5\sim6$  付近の値は、観測されたフラックスに対してデータ同化から再現されたフラックスは小さい値になっていることが分かった。特に、磁気嵐静穏時にあたる  $\text{doy}=180\sim240$  の期間を見てみると、観測データでは differential flux が、log スケールで 6~7 の値を保って変動しているが、シミュレーション結果では放射線帯がほぼ消失してしまっていることがわかる。原因として、このデータ同化で使用した物理モデルは、S 項が含まれていないため、計算結果が過小評価されたためと考えられる。そこで次章では、(2)式に内部加速項を加えたモデルでのデータ同化の結果を示す。

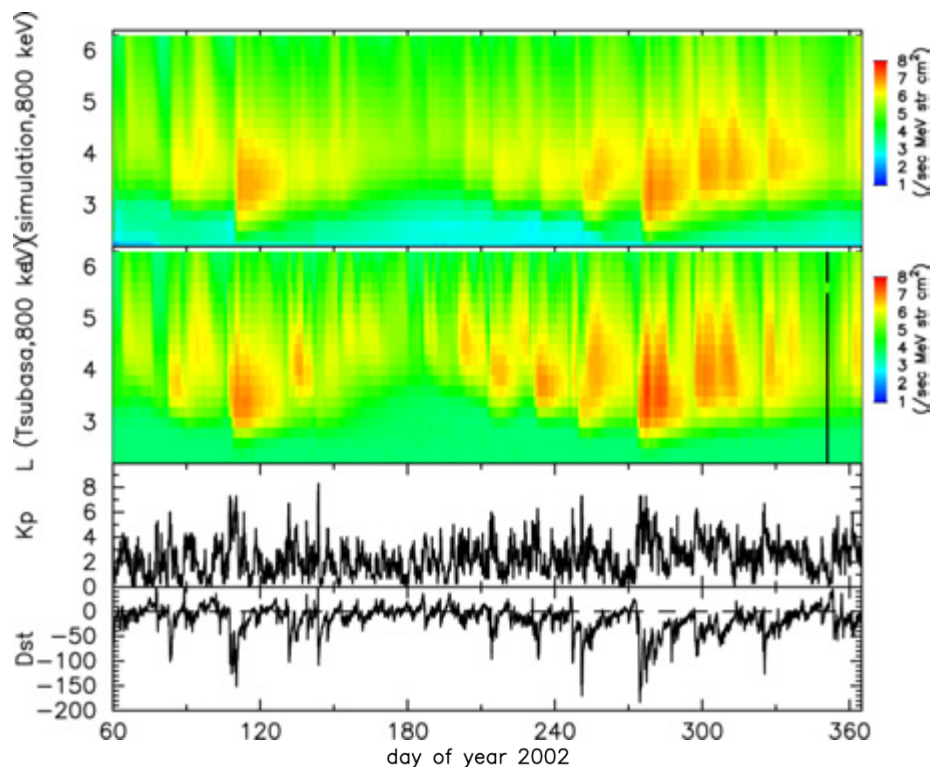


図1. 加速項を含まないモデルによる電子 800 keV でのデータ同化結果。上から(a)800 keV 電子の differential flux のデータ同化結果、(b)800 keV 電子のつばさ衛星の differential flux 観測データ、(c)Kp 指数、(d)Dst 指数を表す。

### 3.2 800 keV 電子フラックスのデータを用いた同化計算（加速項ありの場合）

図 2 は、(2)式に加速項  $S$  を加えたモデルを用いて、800 keV の電子についてデータ同化結果を行った結果である。図 2(a)は、データ同化によって計算された differential flux、図 2(b)は、つばさ衛星の観測データ、図 2(c),(d)が Kp 指数、Dst 指数となっている。

データ同化によって計算された differential flux は（図 2(a)）、磁気嵐時にフラックスが一度減ってから増加する様子などを再現されている。同時に、全期間・全  $L$  値において加速項を加えない場合よりもフラックスが増加した。フラックスの増加に伴い、観測値により近づいたかどうかを別の指標を使って検証する。図 3 は、フラックスについての平均絶対誤差率(以下 MAPE と表記)の時間変化を示している。MAPE は以下の式で定義される(Kim et al. 2012)。

$$\text{MAPE}(\%) = \frac{\sum_{L_*=2.2}^{L_*=6.4} \left| \frac{\log_{10}(J_{\text{model},L_*}) - \log_{10}(J_{\text{obs},L_*})}{\log_{10}(J_{\text{obs},L_*})} \right| \times 100}{\text{number of grid points in } L_*}$$

図 3 の緑線は、加速項を含まないモデルを用いてデータ同化した時の MAPE、赤線は、加速項を含むモデルを用いてデータ同化したときの MAPE の時間変化を表している。加速項を加えたモデルでの MAPE は、加えないものに対してほぼ全期間で値が下回っていることがわかる。特に、doy=150~250 の磁氣的に静穏時での MAPE はおよそ 5 % 下回る結果となった。このことは、加速項をモデルに加えると、フラックスの再現性がより高まることを示している。

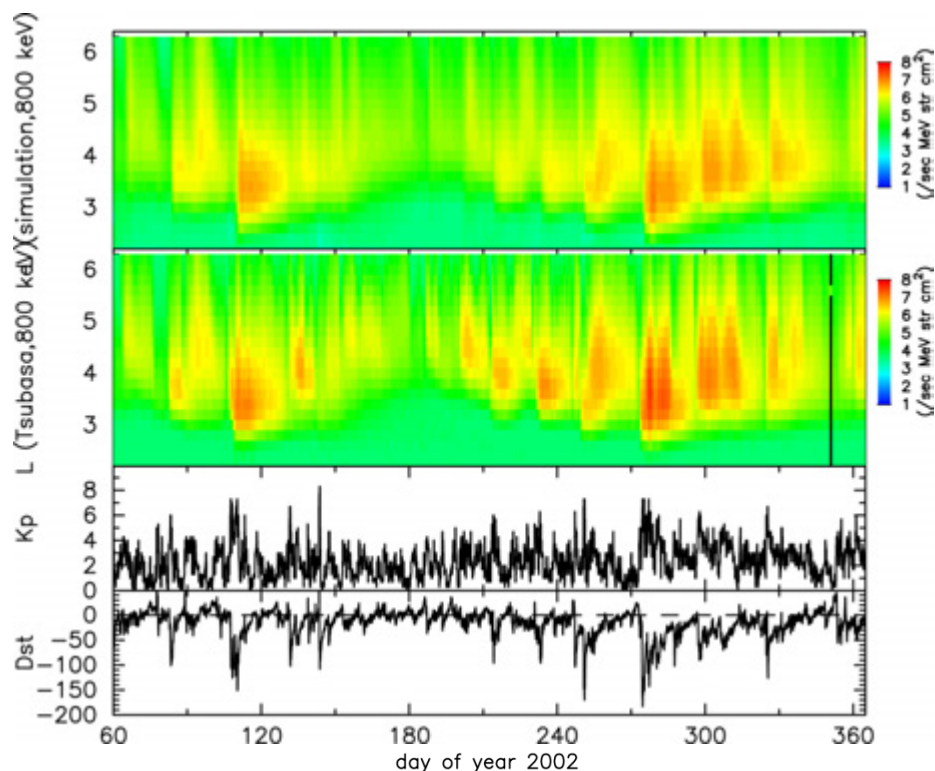


図 2. 加速項を含むモデルによる電子 800 keV でのデータ同化結果。上から(a)800 keV 電

子の differential flux のデータ同化結果、(b)800 keV 電子のつばさ衛星の differential flux 観測データ、(c)Kp 指数、(d)Dst 指数を表す。

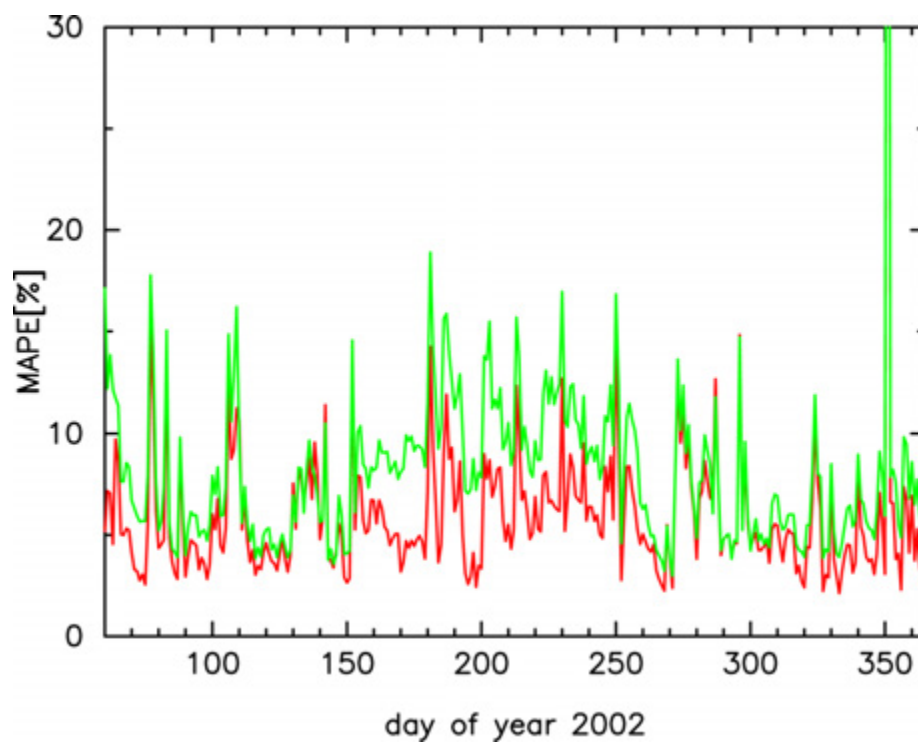


図 3. 平均絶対誤差率(MAPE)の時間変化。緑線は加速項を含まない場合、赤線は加速項を含む場合での MAPE を表す。MAPE の値が低いほど、観測値と適合していることを示している。加速項を含む場合のほうがほぼ全期間で低い値をとっていることがわかる。また、doy=350 付近で大きな値を示すのは、観測値が欠損しているためである。

### 3.3 拡散係数と加速項の時間変化について

次に加速項を含む場合でのデータ同化によって推定した、拡散係数および加速項に関するパラメータを示す。図4は、推定した拡散係数の時間変化を表している。拡散係数は6~7桁の大きい変動をしており、Dst が-150nT を下回る時に拡散係数は高い値を取ることが分かる。続いて図5(a)は推定した加速項の強度、図5(b)は推定した加速項の中心値、図5(c)は図5(a),(b)より求めた加速項の空間分布を示したものである。図5(a)と比較して、加速項の強度は拡散係数とは全く異なる時間変化をしており、これは外部供給過程と内部加速過程の寄与の仕方は全く異なることを示唆している。また、図5(b)に示したように、加速項の中心値はほぼ  $L=4.5$  で変動していない結果となった。本研究では、加速項の領域幅  $\sigma$  を推定の対象としていない。今後、領域幅  $\sigma$  も状態変数に加えてデータ同化を行い、強度、場所、広がりの変動をより詳細に調査することが可能となると考えられる。

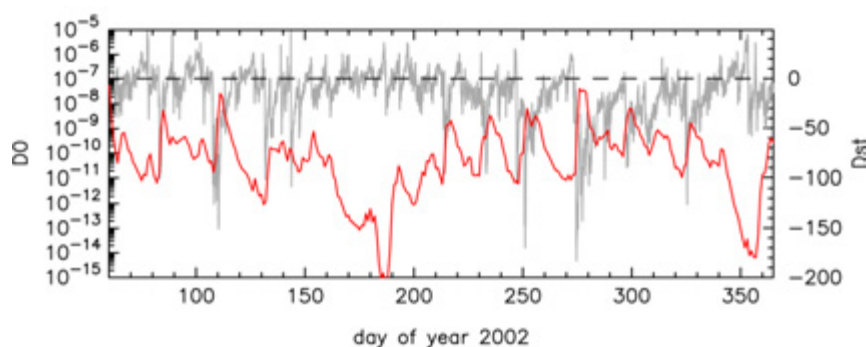


図4. データ同化によって推定した拡散係数（赤線）と Dst 指数（灰色線）

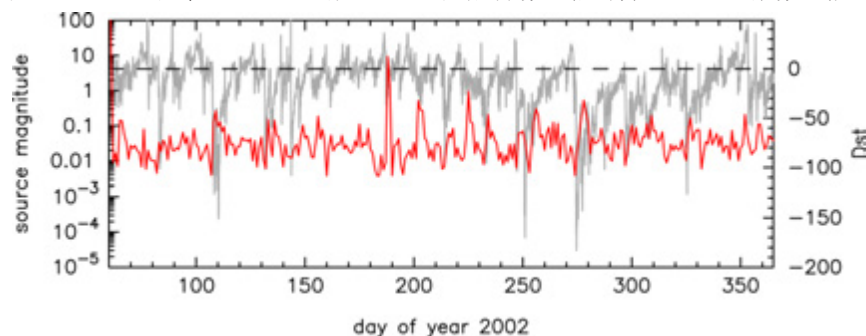


図5(a). データ同化によって推定した加速項強度（赤線）と Dst 指数（灰色線）

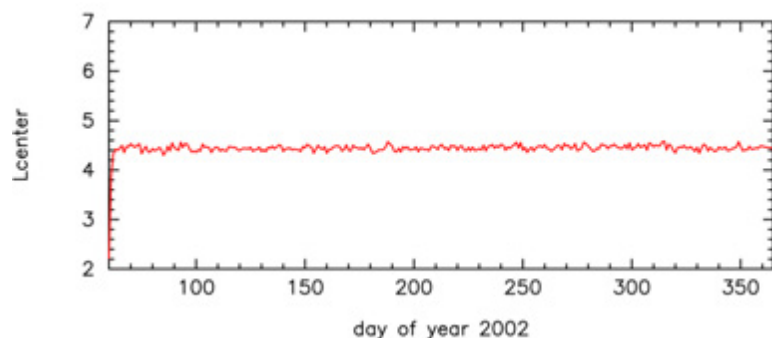


図5(b). データ同化によって推定した加速項の中心値

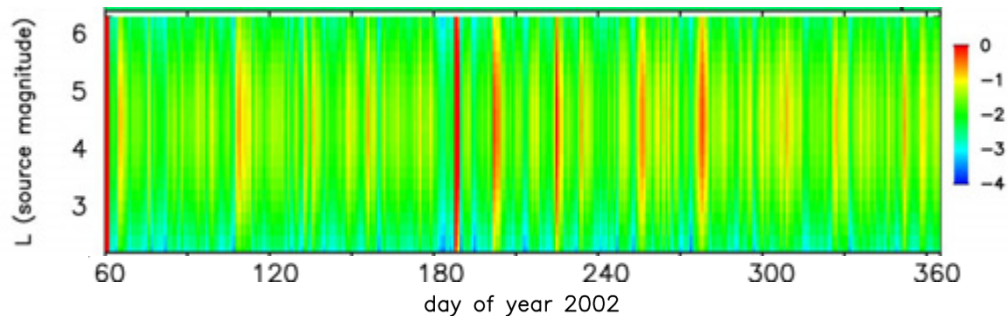


図 5(c).加速項の時間空間変化

#### 4. まとめ

本研究では、つばさ衛星が観測した 800 keV 電子フラックスのデータを用いて、粒子フィルタによるデータ同化計算から、放射線帯の動径方向拡散モデルの拡散係数、プラズマ波動強度、そして加速項の強度および中心値の推定を行った。

内部加速項を含まないモデルを用いてデータ同化を行った結果、磁気嵐時の外帯の消失とその後の増加、またスロット領域においてフラックスが増加する様子がよく再現された。しかし、外帯外側の  $L=5\sim6$  においては、データ同化から推定される電子フラックスが、観測値に対して低い値になっていることが分かった。

一方、加速項を含むモデルを用いてデータ同化を行った場合、全ての  $L$  値でのフラックスが上昇し、それに伴いほぼすべての期間で観測値により近い計算結果を導くことができた。また、拡散係数と内部加速項の強度の時間変化は異なっており、加速項の中央値は  $L=4.5$  でほぼ変動しない結果となった。

今後、内部加速項の領域幅も状態変数ベクトルに加えたデータ同化計算を試みることで、動径方向輸送、内部加速、消失項が、いつ、どの領域で、どのように変化しているかを詳細に調査し、放射線帯電子変化の物理を明らかにすることが期待される。

#### <参考文献>

Brautigam, D. H. and J. M. Albert, Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **105**, A1, 291–309, 2000

樋口知之・上野玄太・中野慎也・中村和幸・吉田亮, データ同化入門, 朝倉書店, 2011

Horne, R. B., R. M. Thorne, S. A. Glauert, J. M. Albert, N. P. Meredith, and R. R. Anderson, Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves, *J. Geophys. Res.*, **110**, A03225, doi:10.1029/2004JA010811, 2005

Kim K.-C., Y. Shprits, D. Subbotin, and B. Ni, Relativistic radiation belt electron responses to GEM magnetic storms: Comparison of CRRES observations with 3-D

- VERB simulations, *J. Geophys. Res.*, **117**, A08221, doi:10.1029/2011JA017460, 2012
- Kondrashov, D., Y. Shprits, M. Ghil, and R. Thorne, A Kalman filter technique to estimate relativistic electron lifetimes in the outer radiation belt, *J. Geophys. Res.*, **112**, A10227, doi:10.1029/2007JA012583, 2007
- Koller, J., Y. Chen, G. D. Reeves, R. H. W. Friedel, T. E. Cayton, and J. A. Vrugt, Identifying the radiation belt source region by data assimilation, *J. Geophys. Res.*, **112**, A06244, doi:10.1029/2006JA012196, 2007
- Koshiishi H., H. Matsumoto, Y. Kimito, H. Liu, T. Goka, Space Environment Data Acquisition Equipment on Board Mission Demonstration Test Satellite-1, Solar-Terrestrial Magnetic Activity and Space Environment, Proceedings of the COSPAR Colloquium held in the NAOC in Beijing, China, Sep. 10-12, 2001, Edited by Huaning Wang and Ronglan Xu. 1st ed. Boston: Pergamon COSPAR colloquia series; **14**, p.369, 2002
- Lyons, L. R., and R. M. Thorne, Pitch-Angle Diffusion of Radiation Belt Electrons within the Plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **77**, NO. 19, PP.3455-3474, doi:10.1029/JA077i019p03455, 1972
- Meredith N. P., R. B. Horne, R. M. Thorne D. Summers, R. R. Anderson, Substorm dependence of plasmaspheric hiss, *J. Geophys. Res.*, **109**, A06209, doi:10.1029/2004JA010387, 2004
- Miyoshi, Y., A. Morioka, H. Misawa, T. Obara, T. Nagai, and Y. Kasahara, Rebuilding process of the outer radiation belt during the 3 November 1993 magnetic storm: NOAA and Exos-D observations, *J. Geophys. Res.*, **108**(A1), 1004, doi:10.1029/2001JA007542, 2003
- Miyoshi, Y., G. Ueno, V. Jordanova, G. Reeves, and T. Goka, Data assimilation of radiation belt electrons, *Eos Trans. AGU*, 87(52), Fall Meet. Supp., Abstract SM53A-1444, 2006
- Miyoshi, Y., A. Morioka, R. Kataoka, Y. Kasahara, and T. Mukai, Evolution of the outer radiation belt during the November 1993 storms driven by corotating interaction regions, *J. Geophys. Res.*, **112**, A05210, doi:10.1029/2006JA012148, 2007
- Reeves G. D., Y. Chen, G. S. Cunningham, R. W. H. Friedel, M. G. Henderson, V. K. Jordanova, J. Koller, S. K. Morley, M. F. Thomsen, and S. Zaharia, Dynamic Radiation Environment Assimilation Model: DREAM, *SPACE WEATHER*, **10**, S03006, doi:10.1029/2011SW000729, 2012
- Schiller, Q. X. Li, J. Koller, H. Godinez., and D. L. Tumer, A parametric study of the source rate for outer radiation belt electrons using a Kalman filter, *J. Geophys. Res.*, **117**, A09211, doi:10.1029/2012JA017779, 2012

## Estimation of the Geomagnetically Electric Field in Japan

S. Fujita (Meteorological College)

A. Endo (Meteorological College)

I. Fujii (Kakioka Magnetic Observatory)

This is the essence of the paper to be submitted to *Earth, Planets and Space* (Fujita et al., 2013)

### INTRODUCTION

The geomagnetically induced current (GIC) happens to damage transformers of electrical power line systems in high-latitude countries like Canada and Sweden where the intensified geomagnetic disturbances occur frequently. Eventually, GICs sometimes cause the power line failures. It is noted that severe GICs result in natural disasters like the wide-area blackout in 1989 in Canada. Thus, there have been many researches about GICs in the high-latitude countries [i.e., Pulkkinen et al., 2005]. On the other hand, the low-latitude countries like Japan seem to be regarded to be free from dangers of the GIC disasters [Pulkkinen et al., 2008]. Indeed, Watari et al. [2009] revealed that the GICs measured at a transformer station in Hokkaido are as small as several Ampere. These values are negligibly small compared with the permissible current of a transformer.

The result by Watari et al. [2009] seems to indicate that Japan is safe from the GIC disasters. However, it should be noted that the ground resistivity structure is quite different between Hokkaido and other Japanese areas like the most industrialized and highly-populated Kanto plain. This difference invokes the following geoelectric characters in Japan; the geomagnetically induced electric field (GIE) at Kakioka in Kanto plain is sometimes about 10-times larger than that at Memambetsu in Hokkaido. This fact also suggests that information of GICs in Hokkaido may not be applied to GICs in other areas in Japan. In addition, this fact suggests significant effect of the ground resistivity structure on evaluation of the induced electric field and GICs. Concludingly, the GIC should be studied based on a realistic 3D ground resistivity model in Japan.

### RESISTIVITY MODEL AND BASCI EQUATIONS

The GIC is evaluated from the GIE and the impedance of the electric power line. Unfortunately, it is difficult to obtain the impedance now. In this report, we present the GIE evaluation.

In order to calculate the GIE in Japan, we need to employ a three-dimensional model of the ground resistivity. Unfortunately, we do not have the model covering

entire area of Japan based on the direct measurements based on the magnetotelluric method. From this circumstance, we cannot help using an alternate convectional model of ground resistivity. Namely, we utilize the land topography and bathymetry data disclosed at <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/global.html> and the sediment map at <http://igppweb.ucsd.edu/~gabi/sediment.html> to estimate the ground resistivity. The three-dimensional resistivity distribution will be obtained when we assume suitable values of the ground resistivity in the characteristic layers consisting of the sea-water, the sediment layer and the rock layer. In the present calculation, resistivity of the sea water, that of the sediment layer, and that of the rock layer are assumed to be  $0.333\Omega\text{m}$ ,  $10\Omega\text{m}$ , and  $1000\Omega\text{m}$ , respectively.

Now we perform a numerical analysis by using the electromagnetic response equations with the resistivity estimated above. We employ the source current which is the alternate of the magnetospheric current. In the analysis we assume as the source current the periodically oscillating east-west ring current flowing in the region around  $r \sim 10R_E$  in the equatorial region. Thus, the numerical analysis based on the relaxation scheme is employed.

## RESULTS

The preliminary results of the GIEs are obtained through numerical analysis. As the source current is in the east-west direction, the induced electric current is basically in the east-west direction. Therefore, the enhanced GIE appears along the coastlines extending in the north-south direction. It is noteworthy that the coastline effect appears in the other region when we employ the other source current polarized in the different direction. Then, it is interesting to offer the GIE intensity for the extreme space weather event. Minamoto et al [2013] estimated the H-range of the magnetic storm and SC amplitude which may occur once a 1000 years. These extreme values are 2800nT for the H-range and 1100/sec for the SC. Then, the estimated extreme values of GIEs in Japan become 3.9V/km for the H-range and 18V/km, respectively. Note that these values are very rough estimates because the resistivity model may be considerably different from the real one and the source current is artificial. The extreme values of the GIE possibly larger than the estimated one because the employed resistivity model with 100km-mesh data fails to reproduce the fine structure of the ground resistivity. The realistic resistivity model proposed by Japanese geoscientists is highly desired.

## CONCLUSION

We present the preliminary results of the GIE based on the modeled three-dimensional ground resistivity map and the source current with east-west polarized ring current flowing in the region around the altitude of  $10R_E$  in the equatorial plane. Numerical results indicate that enhanced GIEs appear in the coast line area, which are physically reasonable, but we need to justify the results with other methods.

Very rough estimates of the maximum GIEs are presented based on the space weather events expected to occur once a 1000 year.

The final goal of this research is to evaluate the extreme values of the GIC. We need collaboration with the power-line companies to perform GIC evaluation.

## References

- Fujita, S., A. Endo, and I. Fujii (2013), Evaluation of the geomagnetically induced electric field in Japan, submitted to *Earth, Planets and Space*.
- Minamoto, Y., S. Fujita, and M. Hara (2013), Statistical estimation of once-in-a-millennium geomagnetic phenomena, submitted to *Earth, Planets and Space*.
- Pulkkinen, A., S. Lindahl, A. Viljanen, and R. Pirjola (2005), Geomagnetic storm of 29-31 October 2003: Geomagnetically induced currents and their relation to problems in the Swedish high-voltage power transmission system, *Space Weather*, **3**, S08C03, doi:10.1029/2004SW000123.
- Pulkkinen, A., R. Pirjola, and A. Viljanen (2008), Statistics of extreme geomagnetically induced current events, *Space Weather*, **6**, S07001, doi:10.1029/2008SW000388.
- Uyeshima, M., H. Utada and Y. Nishida (2001), Network-magnetotelluric method and its first results in central and eastern Hokkaido, NE Japan, *Geophys. J. Int.* **146**, 1-19.
- Watari, S., M. Kunitake, K. Kitamura, T. Hori, T. Kikuchi, K. Shiokawa, N. Nishitani, R. Kataoka, Y. Kamide, T. Aso, Y. Watanabe, and Y. Tsuneta (2009), Measurements of geomagnetically induced current in a power grid in Hokkaido, Japan, *Space Weather*, **7**, S03002, doi:10.1029/2008SW000417.

## 宇宙天気ユーザーニーズに即した情報提供の試み

情報通信研究機構

石井 守

情報通信研究機構（以下 NICT）では、1989 年より宇宙天気予報を定常的に配信している。そのユーザー登録数は通信・放送・測位等の分野を中心に 9000 件を超え、それぞれの業務に実際に利用されていると「思われる」。しかしながら、実際にこれらのデータがどのように使われているのか、正しい使われ方をしているか、といった調査は不十分であった。今回我々はユーザーからの聞き取りを行い、各分野でどのような使われ方をしているか、利用にあたって改善すべき点はないかを中心に調査・分析を行った。またその結果を我々の情報提供にフィードバックし、より使いやすいものに改善を進めている。今回はこれらの活動について現状を報告する。

## 【はじめに】

NICT では太陽観測・電離圏観測をはじめとした長期間にわたる宇宙天気観測を行っており、これらの情報をもとに 1989 年より宇宙天気予報業務を定常的にやっている。現在は Web および電子メールによる情報提供を中心に行っており、Web は月間 15 万アクセス、配信登録された電子メールアドレス数は 9000 件を超える。その一方で、これらのユーザーが宇宙天気情報をどう使っているかは調査が不十分であり、有効な利用がなされていない可能性もある。これらの現状を改善するため、2012 年度に以下に示す利用者調査を行った。

## 【調査概要】

調査は以下の 3 段階を設定し進めた。

1. 準備: 宇宙天気の利用者カテゴリの確認と各カテゴリから調査対象となる組織の抽出。NICT が提供している情報の確認。
2. 調査: 準備で抽出した機関を対象に電話調査を行った。その中で実際に宇宙天気を利用しており、面談許可を頂いた機関に対して実際に対面し面談を行った。
3. 分析: 得られた情報を分析し、利用状況と情報提供に関する改善点を抽出した。

なお、対面面談は匿名を条件に許可されているため、今回の発



図 1 宇宙天気の利用者カテゴリ（部分）

表でも組織・企業名は伏せることとする。

### 【結果】

準備段階で宇宙天気の利用者カテゴリを整理した結果を図に示す。この図をもとに宇宙天気の潜在的ユーザー23分野 50社を対象に電話調査を行ったところ、実際に宇宙天気を利用していると回答があったのは11社であった。その中から、対面調査に協力を許可した以下の5社（個人としての対応を含む）に対してヒアリングを行った。

ヒアリング項目を以下の表に挙げる。

カテゴリ	No.	ヒアリング項目
業務内容	1-1	業務内容を教えてください。
	1-2	業務内容に宇宙天気が及ぼす影響（内容、範囲、タイミング）を教えてください。
	1-3	過去に影響のあった具体例があれば教えてください。
利用情報	2-1	利用している宇宙天気情報と情報源（NICT or 海外機関）を教えてください。
	2-2	情報の利用頻度を教えてください。
	2-3	情報の利用方法を教えてください。
海外機関提供情報	3-1	海外機関の情報を利用する理由を教えてください。
改善点・要望	4-1	これまで宇宙天気情報が役に立った事例がありましたら教えてください。
	4-2	NICT 提供情報の利用しづらい点がありましたら教えてください。
	4-3	NICT に今後提供を期待する情報を教えてください。
	4-4	その他、NICT への要望がありましたら教えてください。

今回ヒアリングを行った業種は以下のとおりである。

航空（搭乗員）、資源探査、電力、航空管制、被ばく管理

### 【分析】

ヒアリングの結果を分析したところ、以下の課題が抽出された。

#### （1）利用者の宇宙天気に関する知識力

利用者はこれまで確立されてきた手順に従って宇宙天気情報をチェックしており、宇宙天気に関する知識は限られたものであった。また、「宇宙天気に関する教育などしていただけると助かる。」「担当者を養成する際に参考となる教材があると助かる。」といった声もあり、知識獲得に向けて苦慮している面も見られた。また、NICT 提供情

報には宇宙天気を分かりやすく解説した動画コンテンツがあるが、ユーザビリティの悪さと相まって、ほとんど認知されていなかった。

適切な宇宙天気情報を利用していただくためには、利用者の知識の底上げが必要であり、そのための対応が必要である。

## (2) 利用状況に則した情報提供

現在、Dst 地磁気指数の予測、日報での宇宙天気予報など予報情報を提供しているが、利用者が欲する予報情報として K 指数の予報値、デリンジャー現象の発生予測、フレア発生後の宇宙環境の予測情報が挙げられ、必ずしも合致していないことが分かった。利用者の利用状況に則した予測情報の提供が必要とされている。

また、各利用者に必要な宇宙天気情報はほぼ固定されているため、適切な情報を分かりやすく提供することが求められている。

## (3) NICT 提供情報のユーザビリティ(使い勝手)

ヒアリングにおいて NICT への要望として、「素人でも分かるような表現としてほしい。」「用語が難しく理解しづらいため、できれば素人にもわかりやすい内容で提供してほしい。」「Web サイト構成を分かりやすくしてほしい。」といった声があった。

## (4) 宇宙天気情報の認知度向上

調査計画の検討時（電話調査時）等において、“宇宙天気”というキーワードの認知度が低く、宇宙天気が地上システムに及ぼす影響についても認識されていないことが分かった。

“宇宙天気”の認知度を上げることが目標ではないものの、利用者が必要な情報を探す際に、“宇宙天気”のキーワードから NICT 提供情報にたどり着く可能性もあり、“宇宙天気”の持つイメージ及び宇宙天気の影響を広く認識させることは、今後の宇宙天気情報の利用拡大に必要である。

## 【調査結果を受けた今後の進め方】

今回の調査結果を受けて、NICT では現在 Web 構造の全面的な見直し作業を開始した。これまで運営されていた Web は長い歴史の中で太陽・磁気圏・電離圏・定常業務等各担当者が独立に開発してきた経緯があり、統一感に欠けるとともに構造が分かりにくいものとなっているので、構造の抜本的な見直しとデザインの統一を行い、平成 26 年度中の完成を目指す。

また、宇宙天気情報を利用するに当たり正しい知識を身に着けるための研修制度を試験的に始めるとともに、そのテキストの作成を準備している。これまでの参考文献は宇宙天気の科学的側面が前面に出るものが多かったが、実際のビジネスユースに堪えるテキスト作成を目指す点で、これまでの試みとは大きく異なると考えている。

今回の調査は 5 分野に限定したが、平成 25 年度にも同様の作業を予定しており、漁業無線など今回の調査でカバーしていない領域を検討する予定である。

