

第14回 「宇宙環境シンポジウム」 講演論文集

Proceedings of the 14th Spacecraft Environment Symposium



2017 年 11 月 6 日、7 日、8 日

神戸大学 先端融合研究環統合研究拠点コンベンションホール

宇宙航空研究開発機構
研究開発部門 第一研究ユニット

Japan Aerospace Exploration Agency
Aerospace Research and Development Directorate
Unit 1

目次

1日目 11月6日(月)

「QZS(みちびき)初号機と MAGDAS による磁気圏 FAC－電離圏電流回路の同時観測に関する統計解析」 1

○安倍松侑太, 河野英昭(九州大), 東尾奈々, 越石英樹, 松本晴久(JAXA),
Alexey Moiseev, Dmitry Baishev(IKFIA SB RAS), 魚住禎司, 阿部修司,
吉川顕正(九州大)

「IMF By 反転に伴う磁気圏応答」 9

○三村恭子, 小原隆博(東北大), 藤田茂(気象大学校・国立極地研)

「超小型深宇宙探査機 PROCYON の軌道上姿勢外乱解析」 15

○五十里哲(東京大), 伊藤琢博(JAXA), 阪上遼, 松下周平(東京大), 稲守孝哉(名古屋大),
船瀬龍(東京大)

「衛星帯電予報のための衛星表面電位のリアルタイム推定手法の開発」 29

○川内諒太, 寺岡毅, 中村雅夫(大阪府立大), 長妻努, 石井守(情報通信研究機構)

2日目 11月7日(火)

「EISCAT_3D(次世代欧州非干渉散乱レーダー)による宇宙環境研究と監視(2)」 ... 35

○宮岡宏(国立極地研), 野澤悟徳(名古屋大), 小川泰信, 中村卓司(国立極地研),
大山伸一郎(名古屋大), 藤井良一(情報・システム研究機構),
C.Heinselman(EISCAT 科学協会))

「惑星高層大気環境模擬のための複合分子線実験装置の構築と評価について」 47

○大倉僚太, 藤本友介, 北一貴(神戸大), 岩田稔(九州工業大),
Chee Sze Keat(メカノトランスフォーマ), 木本雄吾(JAXA), 横田久美子,
田川雅人(神戸大)

「超低軌道宇宙環境における FEP/Ag フィルムの劣化原因に対する考察」 53

○藤本友介, 北一貴, 大倉僚太(神戸大), 岩田稔(九州工業大),
横田久美子, 田川雅人(神戸大)

「Investigation of Electrostatic Transportation of Lunar Dust Grains due to Ambient Plasma Conditions」	59
○Necmi Cihan Orger, Jose Rodrigo Cordova Alarcon, Kazuhiro Toyoda, Mengu Cho(九州工業大)	
「あらせ衛星における帯電対策 ～サイエンスと安全の両面から～」	63
○高島健, 柴野靖子(JAXA/ISAS), ERG プロジェクトチーム	
「宇宙放射線環境と衛星内部帯電障害」	73
○古賀清一, 松本晴久(JAXA), 長妻努(情報通信研究機構)	
「HTV の帯電測定機器の開発と HTV-6 における軌道上実験の結果」	83
○奥村哲平, 大川恭志, 河本聡美(JAXA)	
「非接地孤立金属体における周辺電界変化による単極帯電について」	89
○本田昌實(インパルス物理研究所)	
「放電実験衛星「鳳龍四号」による実験結果と地上試験結果の比較」	95
○福田大, 豊田和弘, 趙孟佑(九州工業大)	
「地震先行現象検証衛星：Prelude の開発」	101
○児玉哲哉(JAXA), 山崎政彦(日本大), 鴨川仁(東京学芸大), Jean-Jacques Berthelier(LATMOS), 長尾年恭(東海大)	
「電子線照射された宇宙機用表面材料の温度依存性を考慮した電荷蓄積シミュレーション」	107
○菅原洋平, 渡邊力夫(東京都市大)	
「プラズマ波動電界環境下における人工衛星帯電現象の数値モデリング」	113
○桐山武士, 三宅洋平, 臼井英之(神戸大), 加藤雄人(東北大)	
「表面帯電を引き起こす MEO 軌道プラズマ環境と衛星電位の統計解析」	119
○寺岡毅, 川内諒太, 中村雅夫(大阪府立大)	
「極域電離圏飛翔体周辺のプラズマじょう乱に関する粒子シミュレーション」	125
○佐々木紫, 臼井英之, 三宅洋平(神戸大), Wojciech J Miloch(オスロ大)	

3日目 11月8日(水)

「JAXAにおける宇宙環境防護に関する研究紹介」	131
○松本晴久(JAXA)	
「銀河宇宙線に対する遮蔽設計の確立に向けた検討」	141
○後藤亜希, 島崎一紀(JAXA)	
「熱プラズマ放出による環状電流を用いた磁気シールド強化手法の検討」	153
○梶村好宏, 三上杏太, 福井公貴(明石高専), 萩原達将, 山川宏(京都大)	
「ダイヤモンド半導体の被ばく線量計への応用に関する研究」	157
○上野遥, 松本晴久(JAXA), 金子純一, 平野慎太郎(北海道大), 小林進悟(QST)	
「帯電体衝突放電現象の光電界センサによるタイムドメイン計測」	165
○大津孝佳, ○萩島規宏, 田代治己(沼津高専), 大沢隆二(精工技研)	
「極低温下で帯電したポリイミドフィルムの表面電位と体積抵抗率評価」	169
○澁谷優樹, 渡邊力夫, 宮坂明宏(東京都市大)	
「電子線照射後のポリイミド材料の光電子放出係数の変化に関する検討」	175
○鈴木鼓太郎, 小林侑介, 三宅弘晃, 田中康寛(東京都市大), 奥村哲平, 川北史朗, 高橋真人, 古賀清一(JAXA)	
「電子線照射フッ素系絶縁材料中の電荷蓄積特性」	181
○三好雅仁, 聖生航大, 土方規実雄, 三宅弘晃, 田中康寛(東京都市大)	
「陽子線照射フッ素系絶縁材料の正・負電圧印加時における空間電荷特性」	187
○千葉潮, 三好雅仁, 三宅弘晃, 田中康寛(東京都市大)	



図：シンポジウム参加者の集合写真

QZS(みちびき)初号機と MAGDAS による磁気圏 FAC—電離圏電流回路の 同時観測に関する統計解析に向けて

安倍松侑太¹、河野英昭^{1,2}、東尾奈々³、越石英樹³、松本晴久³、
A. V. Moiseev⁴、D. G. Baishev⁴、魚住禎司²、阿部修司²、吉川顕正^{1,2}

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 研究開発部門 第一研究ユニット

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

1. イントロダクション

FAC (Field-Aligned Current; 沿磁力線電流) は磁力線に沿って流れ、磁気圏の構造や substorm などの現象を理解する上で非常に重要である。これまでに静止軌道衛星、極軌道衛星、地上磁力計、などによって FAC 観測が行われてきている。しかし、以下の(1)(2)の研究報告例は少ない。

- (1) 同一の磁力線上に位置する衛星と地上磁力計によってその磁力線を流れる FAC を長期間にわたって同時観測・解析した例
- (2) 磁力線沿いに電離圏に到達した FAC は電離圏電流と繋がって電流回路を作っており、その電流系の理解は磁気圏電離圏連続系の理解において重要であるが、その繋がりの様相を同一磁力線上衛星—地上長期間同時観測で調べた例

その大きい理由は、極軌道衛星は地上に対して高速で移動するため同一磁力線に位置する時間が非常に短い事、静止軌道衛星は常に同一磁力線上に位置するが磁気圏内の FAC 発生位置の中心からは離れており、substorm 等の際に FAC が静止軌道を通過する時間数も長くない事、である。

本研究の本質的目的は、

- (a) 内閣府が運用する準天頂衛星 (QZS; Quasi-Zenith Satellite) 「みちびき初号機」(2010 年に JAXA により打ち上げ)
- (b) 九州大学国際宇宙天気科学・教育センター (ICSWSE; International Center for Space Weather Science and Education) が中心となって運用する地磁気観測ネットワーク MAGDAS (MAGnetic Data Acquisition System) の中のシベリア磁力計

の 2 つが同一磁力線上に位置する期間が過去研究にないほど長い (詳細は下記参照) 事から、そ

の期間の(a)(b)の同時観測磁場データから上記(1)(2)を大規模統計解析研究する事である。

「みちびき初号機」の軌道（表 1）はその高度が静止衛星(約 36000km)とほぼ同じで、かつ、軌道傾斜角が 40° 、離心率が 0.1° となっている。そのため「みちびき初号機」は日本子午面近辺の磁気圏内高緯度領域に長時間滞在する。「みちびき初号機」は磁力計を搭載しており、本研究ではその磁場データを使用する。

軌道	準天頂軌道
軌道高度	約 32000～40000km
離心率	約 0.1°
軌道傾斜角	約 40°
軌道周期	23 時間 56 分

MAGDAS は現在世界～100 箇所に地上磁力計を設置しており、その磁場観測データはインターネットを介してリアルタイムで ICSWSE に送られている。その観測点は複数のシベリア観測点も含んでいる。本研究では Kotel'nyy (KTN)、Tixie (TIK)、Chokurdakh (CHD)、の 3 観測点の磁場データを使用する。

「みちびき初号機」は日本の子午面付近に長時間滞在するので、「みちびき初号機」を通過する磁力線が地表に到達する点 (footpoint) は大きく移動することなく MAGDAS シベリア観測点付近に位置し続ける (図 1)。そのため、磁気圏 FAC—電離圏電流回路の同一磁力線上同時観測の頻度がこれまでにない高いものになると期待される。また、大きい軌道傾斜角を持っている「みちびき初号機」は静止軌道距離（地心距離：地球半径の～6.6 倍）の磁気圏内高緯度領域に長時間滞在するが、この領域での長時間連続観測はこれまであまり行われていない。これも本研究の unique point である。

本論文では 2010/10/1～2013/3/31 の 2 年半のデータの解析について報告する。「みちびき初号機」での磁場データは FA (Field-Aligned) 座標系で表現したものをを用いる。磁力線に沿って伝わる現象を研究対象としているためこの座標系を用いる。FA 座標系の原点は衛星中心にあり、 Z_{FA} 軸は衛星位置での主磁場（グローバル経験磁場モデルである Tsyganenko2002 モデルで計算）の向きに取り、 Y_{FA} 軸は Z_{FA} 軸単位ベクトルと地球中心→衛星位置ベクトルとを外積した向きに取り、 X_{FA} 軸は Y_{FA} 軸と Z_{FA} 軸との外積で決まる。また、衛星を通過する磁力線や footpoint などの計算は、全て Tsyganenko2002 モデルを用いて行った。

表 1. みちびき初号機の軌道諸元

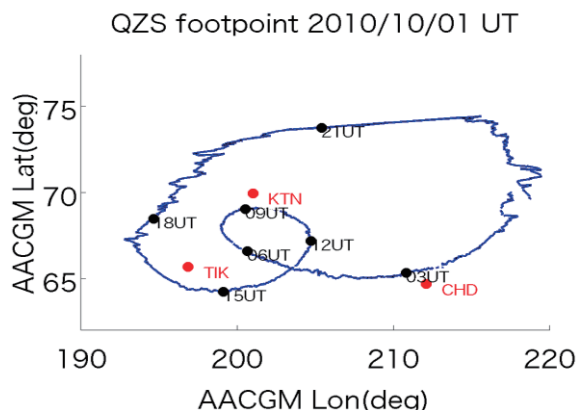


図 1. 「みちびき初号機」の 1 日間の footpoint の軌跡の例 [小串他、2016 より引用]。横軸：磁気経度、縦軸：磁気緯度。赤点：MAGDAS シベリア観測点。

2. データ解析・議論

2-1. イベント同定

以下の条件によりイベント同定を行った。(同定条件は河野他[2017]と同じだが、今回データを見直す事によって同定がより正確になり、また解析期間を河野他[2017]の1年から2年半に増やした事によりイベント数が増えた。)

条件 1: 「みちびき初号機」の磁場データプロットの目視によって、明瞭に **transient perturbation** が起こっているイベントを同定した。

その結果 367 のイベントが同定された。

条件 2: 「みちびき初号機」－MAGDAS 同一磁力線上同時観測イベント候補として、条件 1 を満たしたイベントの中から下記の 2-1 と 2-2 の条件を両方とも満たすイベントを同定した：

条件 2-1 : $Z_{sm} > 0$ 、ここに Z_{sm} は SM 座標系における「みちびき初号機」位置の Z 成分:「みちびき初号機」と MAGDAS が赤道面(多くの現象のソース領域)の反対側にあると、現象の南北対称性は保証されていないので「みちびき初号機」・MAGDAS 相関が下がると予想される為。

条件 2-2 : $R < 10^\circ$ 、ここに R は「みちびき初号機」を通る磁力線の footpoint (以下「QZS footpoint」と記す事もある)と MAGDAS 観測点の間の距離で、その定義は

$$R = \sqrt{(2 \text{ 点の磁気緯度の差})^2 + (2 \text{ 点の磁気経度の差})^2}。$$

この条件 2 を適用した結果、102 のイベントが同定された。

条件 3: 条件 2 を満たしたイベントの中から、MAGDAS でも擾乱が同時観測されているイベントを目視により同定した。

その結果 76 の「みちびき初号機」－MAGDAS 同一磁力線上同時観測イベントが同定された。

2-2. 事例解析

同定された 76 イベント中 1 例について以下紹介する。このイベントは 2012 年 12 月 14 日に観測された。このイベントでは明瞭に線状の FAC と電離圏電流が同時観測できた。

図 2 左はその時刻の「みちびき初号機」の位置と衛星を通過する磁力線を SM 座標系 XZ 面に投影した形状を示している(衛星位置の MLT は $\sim 19:30$)。この磁力線の footpoint と MAGDAS 観測点 3 点の位置は図 2 右に示している。footpoint が CHD に近く、地上磁場については CHD データを解析する。

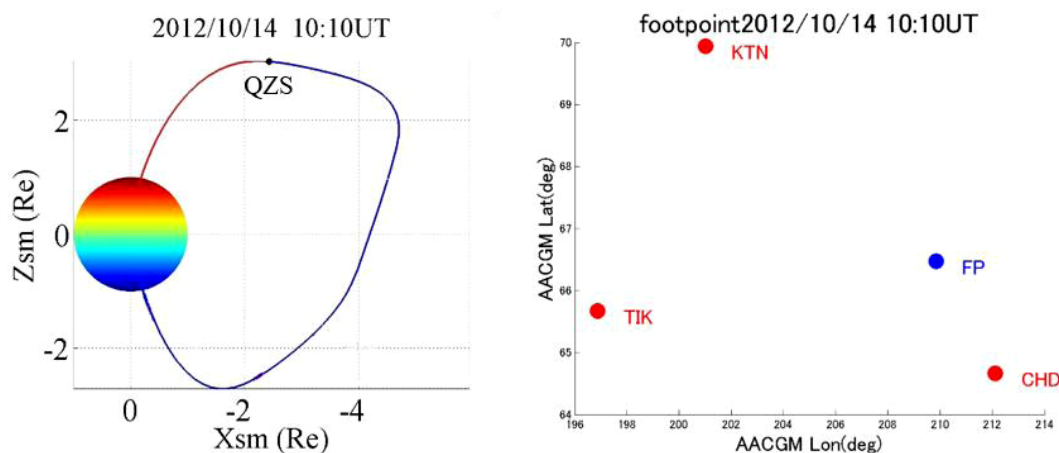


図 2. (左)「みちびき初号機」(QZS と表記) の位置を通過する磁力線 (右) MAGDAS 観測点 3 点(赤)と QZS footprint (青、FP と表記) の位置 (横軸経度、縦軸緯度)

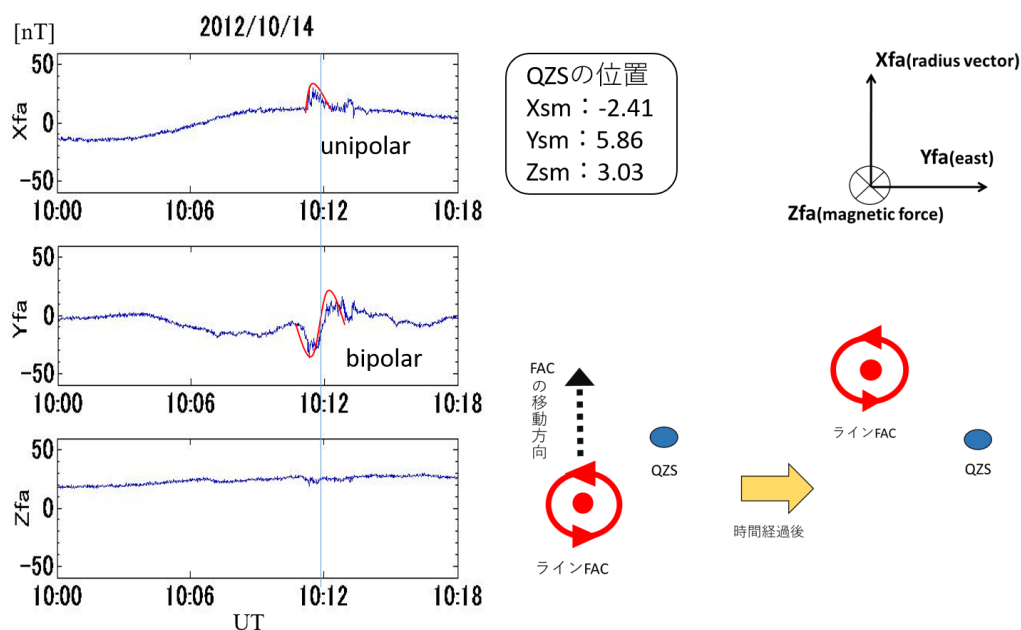


図 3. (左)「みちびき初号機」の磁場データ (右)その変動の解釈図

以下、詳しい磁場解析を行っていく。まず「みちびき初号機」の磁場データを見る(図 3 左)。表示されているのは観測磁場データから Tsyganenko2002 モデル磁場を引いたデータである。イベント時において、磁場変動量は Z_{FA} 成分より X_{FA} 、 Y_{FA} 成分の方が圧倒的に大きく、 Y_{FA} 成分は bipolar perturbation (負と正の極値が並んでいる)を示し、また、 X_{FA} 成分は unipolar perturbation (極値が 1 つ)を示していてその極値は Y_{FA} 成分の 2 つの極値に時間的に挟まれている。この変動は、線状の FAC が「みちびき初号機」の磁気圏内西側かつ南側の位置から北向きに移動していったとすれば説明できる (図 3 右)。初めは FAC が衛星の位置よりも磁気圏

内で西側かつ南側にあるので衛星の位置に北向き且つ西向きの磁場を作るが、FAC が北向きに移動して衛星位置の真西に来ると北向き磁場のみ作り、更に移動して衛星の位置より北側に来ると北向き且つ東向きの磁場を作ることになる。 Z_{FA} 成分変動が X_{FA} 、 Y_{FA} 成分変動より圧倒的に小さい事は、電流が実際に磁力線に沿って流れている為である、つまり今見ている磁場変動は実際に FAC により作られている自然現象である、と解釈できる。

次に CHD の磁場データを見る (図 4 左)。イベント時において H 成分は南向きの unipolar perturbation を示し、D 成分は西向きの unipolar perturbation を示した。また、Z 成分は鉛直下向きの極値に続いて鉛直上向きの極値を示し、H 成分と D 成分の極値 (ほぼ同時) は Z 成分の 2 つの極値に時間的に挟まれていた。

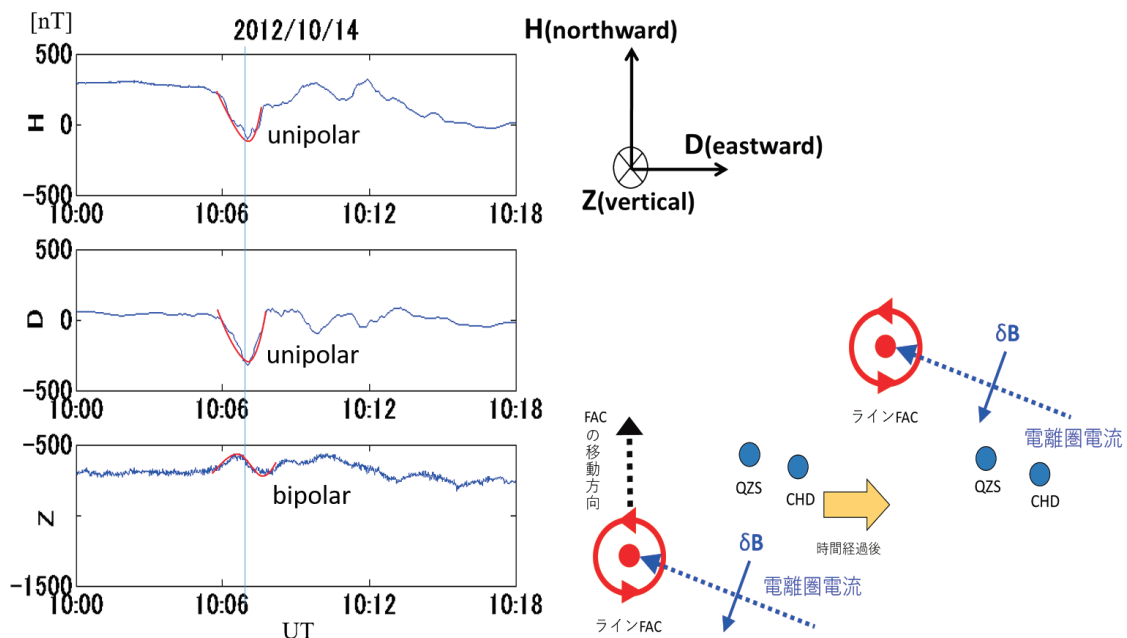


図 4. (左) CHD の磁場データ (右) その変動の解釈図

H、D 成分が仮に線状 FAC によって作られたとすると、H 成分と D 成分の位相は、「みちびき初号機」のデータと同様、ずれていなければならない。しかし実際に観測された H、D 成分の位相はほぼ揃っていた。このことから、この H、D 成分は、FAC (図 4 右・赤太点) によって作られたのではなく FAC と繋がる電離圏電流 (図 4 右・青点線矢印) によって作られた、と解釈できる。ここに、電離圏電流が南向き H 成分と西向き D 成分を作ったという事は、図 4 右に示すように電離圏電流が北西向きに流れたことを意味する。また、FAC は地上観測点から遠く離れていたため FAC の作る磁場の振幅は相対的に非常に小さかった、と解釈される。ただ、上記の解釈には数多くの仮定が含まれている為、今後更に検討・検証する必要がある。

2-3. 初期統計解析

同定された 76 イベントの統計解析については、イベント数が増えたため再解析中で、以下、現在までに得られている初期結果として FAC の極性の分布を報告する。

ここではまず「FAC の流れる磁力線は高緯度向きに移動する」と仮定し、各イベントの FAC の極性（地球向きか尾部向きか）を「その FAC が「みちびき初号機」の位置に作る磁場変動の東向き成分が、イベント中心時刻において増加するか減少するか」で推定した。その結果得られた FAC 極性を「みちびき初号機」観測位置の関数としてプロットしたのが図 5 である。ここに、図 5 は「みちびき初号機」により観測された FAC 位置を SM 座標系で示している。左図の横軸縦軸は Y 座標、X 座標であり、右図の横軸縦軸は Y 座標、Z 座標であり、である。また、青色は地球向き FAC を、赤色は尾部向き FAC を意味する。

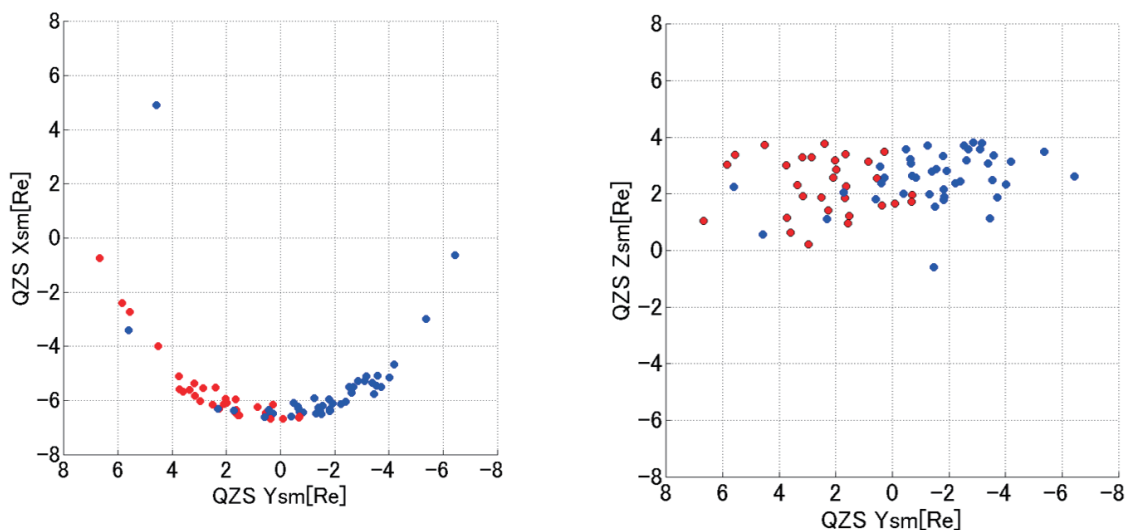


図 5. FAC の空間分布と極性(青：地球向き、赤：尾部向き)

図 5 は、FAC は朝側で地球向き、夕方側で尾部向きに流れる傾向が強い事を示している。これは Region-1 のセンスであり、過去研究と consistent である。(これは、本研究で同定したイベントが自然現象である事を示す結果でもある。) ただ、平均的磁気活動度の期間においては、静止軌道距離の磁気圏内高緯度領域は plasma sheet が南北に分かれてオーロラ帯に繋がっていく領域にあたり、この領域を長時間連続観測した過去衛星は少ない。イントロダクションに記したように、大きい軌道傾斜角を持っている「みちびき初号機」はそれを行える、という unique point を持っており、その長時間連続観測の結果が図 5 右に示されているものである。この位置でもほぼ常に Region-1 センスの FAC が流れている、という結果は過去研究結果を補強する新しい観測結果である。Plasma sheet を流れる FAC の大半は plasma sheet boundary layer

(PSBL)を流れるので、図 5 右の FAC の多くは静止軌道距離での PSBL FAC と考えられるが、大きい substorm では current-wedge FAC が静止軌道まで到達する事もあるので 図 5 右の FAC events の中にも current-wedge FAC events が含まれるのは充分考えられる事であり、本研究の FAC events の発生時の AE index を調べて 2 つのタイプの FACs を識別する事が重要である。

3. まとめ・今後の課題

設定した基準に基づいて、2 年半の期間のデータ中から「みちびき初号機」ーシベリア MAGDAS 同一磁力線上同時観測イベントを同定した。その中の 1 例の上記事例解析において、FAC と電離圏電流とで閉じる電流系の morphology を推定した。また、同定した events の初期統計解析を行い、静止軌道距離の磁気圏内高緯度領域でも PSBL FAC がほぼ常に Region-1 センズで流れている事を確認した。

ただ、イントロダクションに記したように、本研究の本質的目的は「みちびき初号機」ーシベリア MAGDAS による同一磁力線上同時観測によって FAC-電離圏電流回路を同定し その繋がり様相を大規模統計によって調べる事である。その目的に向かって、今後、5 年分のデータを解析してイベント数を増やし、統計的解析をさらに進めていく。

4. 参考論文

- 竹内勇人、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、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、第 10 回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集, p33-40, JAXA-SP-13-016, 2014 年 5 月 15 日。(査読無し)
- 小串修、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、QZS と MAGDAS 地上磁力計による同一沿磁力線電流の同時観測ー沿磁力線座標系解析、第 11 回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集, p205-210, JAXA-SP-14-012, 2015 年 3 月 20 日。(査読無し)
- 小串修、河野英昭、東尾奈々、松本晴久、A. V. Moiseev、D. G. Baishev、魚住禎司、阿部修司、湯元清文、吉川顕正、QZS と MAGDAS 地上磁力計を用いた同一沿磁力線電流の解析、第 12 回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集, p271-276, JAXA-SP-15-012, 2016 年 3 月 11 日。(査読無し)
- 河野英昭、小串 修、安倍松侑太、東尾奈々、松本晴久、A. V. Moiseev、D. G. Baishev、魚住禎司、阿部修司、吉川顕正、QZS と MAGDAS 地上磁力計による磁気圏 FAC-電離層電流回路の同時観測：初期統計解析、第 13 回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集, p57-64, JAXA-SP-16-010, 2017 年 2 月 15 日。(査読無し)

IMF Bz 北向き条件下における By 反転時の磁気圏応答

三村 恭子[1], 小原 隆博[2], 藤田 茂[3][4]

[1]東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻,

[2]東北大学 惑星プラズマ・大気研究センター,

[3]気象大学校, [4]国立極地研究所

要旨

IMF Bz が北向きのとき、地球磁気圏ではプラズマシートが IMF By に依存した傾きを持つことが知られている。この条件下で By の符号が反転するとプラズマシートの傾きも反転し、その際にローブ領域にプラズマシートが侵入する。この侵入したプラズマシートにより、オーロラオーバルよりも高緯度の極冠域にオーロラが出現することがあり、シートオーロラなどと呼ばれている。私たちは、グローバルスケールで地球磁気圏がどのような変化をしているかを理解するために、MHD シミュレーションの計算結果を用いて、磁力線の動きやプラズマの分布等に着目し解析を進めている。この解析結果から、まずはプラズマの分布に着目し、シートオーロラの成長過程を、(1)対流の反転するフェーズ、(2)高圧領域がオーバルから切り離され真夜中のほうに移動していくフェーズ、(3)その高圧領域が昼側に成長しながら反対側に動いていくフェーズという 3 つのフェーズに分類した。さらに、各フェーズにおいて磁力線がどのように時間変化しているのかを調べた。その結果を用いて、反転後の IMF By 成分の地球磁気圏への伝わり方を、シートオーロラの出現や動きに絡めて考察した。(2)のフェーズにおいて、反転前の IMF By と反転後 By に対応する 2 つの状態の磁気圏が混在することがわかった。このフェーズにおいてシートオーロラの棒状部分の夕方側と朝側で磁力線の特徴が大きく異なった。つまり 2 つの状態のどちらに依存する磁気圏であるのかをわける場所に、棒状の部分が存在することが明らかとなった。このようにグローバルスケールでの磁力線の変化を見るためにシミュレーションは非常に有効であり、今後このシミュレーション結果と観測を比較することが必要であると考えられた。

1.はじめに

1-1. 磁気圏対流

我々の生活する地球は固有磁場を持っており、太陽風中のプラズマに凍結されている磁場、IMF(Interplanetary Magnetic Field)と絶えず相互作用を起こしている。太陽風が地球の昼側に

吹きつけることで、地球磁気圏は昼側ではつぶれ、夜側では尾部方向に引き伸ばされた形をしている。この IMF の Bz 成分(南北成分)が南を向いているとき、IMF と地球の北向きの固有磁場は反平行になり、地球昼側の低緯度でリコネクシ

ジョンと呼ばれる磁力線のつなぎ換えが起こる。一方、IMF の B_z 成分が北向きのとき、IMF と地球の磁場は、昼側低緯度領域では反平行とならず、高緯度領域でリコネクションを起こすことが知られている。この B_z 成分の違いは、電離圏でのプラズマ対流に大きな違いをもたらす。 B_z 成分が南向きのとき、極域電離圏では 2-cell convection となることが知られているが、北向

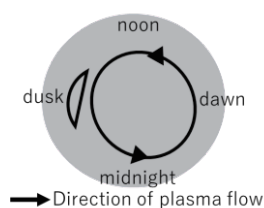


図 1. IMF B_z 北向きで B_y 朝向き時の電離圏対流

き時では大きなひとつの対流 round cell と、細く小さな crescent cell と呼ばれる対流が発生する。この round cell の向きは IMF B_y 成分(朝-夕成分)に依存し、北半球において朝向きするとき

は反時計回り(図 1)、夕方向きのときは時計回りの対流となり、南半球ではこれと反対となる。

また、地球に接続している磁力線は大きく分けて、両半球が地球に接続しているものと、北半球(または南半球)のみ地球に接続し反対側は宇宙空間に流れているものの 2 種類に分けられる。本研究ではそれぞれの磁力線を closed field line, north(or south) open field line と呼ぶ。Closed field line は、磁気圏ではプラズマシートに対応し、このプラズマシートには高温で高エネルギーを持ったプラズマが存在している。この磁力線をたどっていくと、電離圏において磁気緯度 $60\sim 75$ 度付近にドーナツ状に存在するオーロラオーバルと呼ばれるオーロラ発光領域に対応している。一方 north(or south) open field line は、磁気圏においてローブ領域に対応し、プラズマシートに比べて低温で低いエネルギーのプラズマが存在している(図 2)。この磁力線をたどると、電離圏ではオーロラオーバルよりも高緯度側に存在する極冠域に対応する。

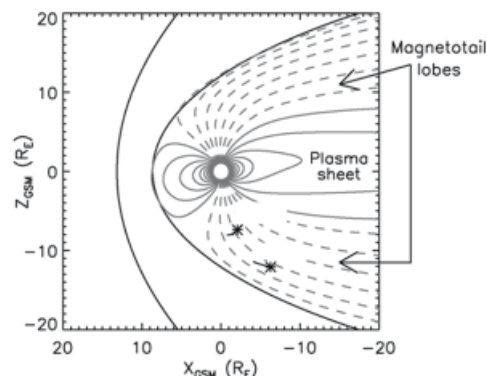


図 2. 地球磁気圏

1-2 シータオーロラ

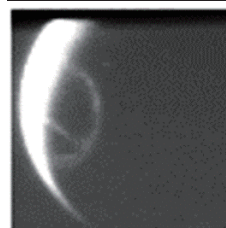


図 3. IMAGE 衛星で観測されたシータオーロラ

IMF B_z が北向きで、かつ B_y の極性が反転(朝→夕、又は夕→朝)すると極冠域に棒状にオーロラが出現することがある。オーロラオーバルと棒状部分をあわせるとギリシャ文字の θ (シータ)に見えるため、

シータオーロラなどと呼ばれている(図 3)。

極冠域にオーロラを発光させる起源となるプラズマは、ローブ領域に侵入したプラズマシート由来であるということが、シミュレーション、観測の両方から示唆されている。まず、シミュレーションでは、[Tanaka et al., 2004]において、IMF B_z が北向きで B_y を朝から夕へ変化させたときのプラズマシートの動きが述べられている(図 4)。IMF B_z が北向き時に反太陽方向から磁気圏のプラズマシートを見ると、プラズマシートは B_y 成分に対応した傾きをもっている。ここで B_y の極性を反転させると、プラズマシートの傾きもそれに対応して反転するが、この際にローブ領域にプラズマシートが侵入している様子が図 4 から読み取れる。また、観測では、[R. C. Fear et al., 2014] において IMAGE 衛星と Cluster 衛星の同時観測によるシータオーロライベントについて述べられている。2005 年 9 月 15

日 16 時～17 時あたりで北向きの IMF Bz が観測された。このとき, IMAGE 衛星の FUV カメラがシータオーロラの様子を捉えていた。さらに, このシータオーロラの棒状部分を横切るように Cluster 衛星がローブ領域を通過した。その際, 棒状部分の上空において Cluster 衛星で観測されたイオンや電子は, ローブ領域のプラズマとは異なり, 熱く高いエネルギーを持っていた。これは, ローブ領域に侵入したプラズマシート由来のプラズマを観測していると考えられた。以上より, シータオーロラを発光させるプラズマはプラズマシート由来であるとされている。

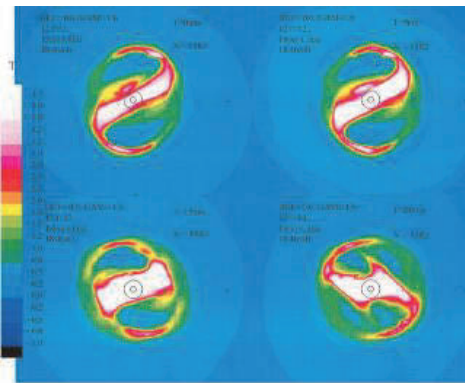


図 4. 磁気圏尾部から見たプラズマシートの動き

1-3 本研究の目的

シータオーロラを発光させる起源となるプラズマがプラズマシート由来のものであることを 1-2 で述べたが, なぜプラズマシートがそのような動きをするのか, 磁気圏の時間変化に着目して考えた研究は現時点でまだない。そこで我々はシータオーロラが発生することのある, IMF Bz が北向きで, By の符号が反転するときの地球磁気圏をシミュレーションにより再現し, その時間変化を明らかにすることを目指した。

極冠域は通常ローブと接続しており, 高いエネルギーを持ったプラズマは存在しない。このローブ領域にプラズマシートが侵入すると, オーロラを発光させるような高エネルギーのプラズマが, その周辺を周回している人工衛星にも影響を及ぼす危険がある。そのため, まずはこの

現象の物理過程を解明することが重要である。

2. シミュレーション

2-1. グローバル MHD シミュレーション

本研究では, 磁気圏の時間変化を明らかにするためにグローバル MHD (Magneto hydro dynamics)シミュレーションを用いて計算を行った。用いたコードは REPPU (REProduce Plasma Universe)コードの level 6 である。Level はグリッドの細かさを表しており, 今回の level6 は(動径方向 : 240)×(緯度方向 : 160)×(経度方向 : 200) = 7,680,000 グリッドである [A. Nakamizo et al., 2009]。

2-2. 太陽風パラメータ

REPPU コードでは, 太陽風中の磁場 3 成分 (IMF Bx, By, Bz), 密度(n), 速度の x(太陽-地球方向)成分(Vx), 温度(T)を設定することができる。本研究において初期値は表 1 のように設定した。

表 1. 太陽風パラメータの初期値

IMF Bx(nT)	0
IMF By(nT)	-4.3
IMF Bz(nT)	4.3
n(個/cc)	10
Vx(km/s)	372
T(K)	1.02×10^5

この 6 つのパラメータのうち, IMF By のみを -4.3nT(朝向き)から+4.3nT(夕向き)に変化させ, シータオーロラの出現条件を再現した。その他のパラメータに関しては, すべての計算を通して一定値とした。また, この By の符号反転が地球昼側の 12Re(マグネトシース付近)に到達した時間を t=0 とした。

3. シミュレーション結果の解析

3-1. 磁気圏におけるプラズマの対流と圧力

我々はまず、プラズマの対流と圧力の変化に着目した。図5~7で、8Reにおける地球の北半球のプラズマ分布を示す。カラーコンターはプラズマの圧力を、ベクトルは対流を表している。これらの図より、IMF By が反転してからの磁気圏の時間変化を、その特徴から3つのフェーズに分類することができた。

(1)first phase：昼側カusp領域で対流が反転。

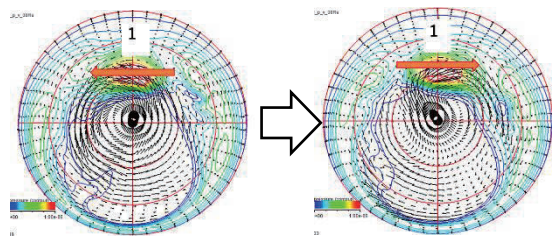


図 5. 8Re での(左)IMF By 反転前 (右)IMF By 反転後のプラズマ分布

(2)second phase：高压領域が朝側からはがれてローブ領域に侵入。同時に高压部が夜側へ縮小。

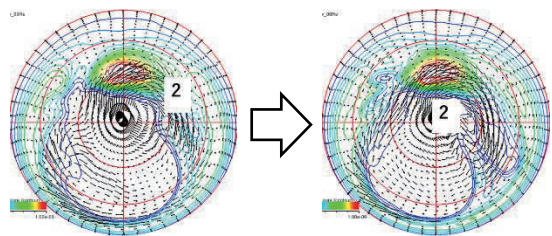


図 6. (左)first phase から時間経過後(右)左図よりもさらに時間経過後のプラズマ分布

(3)third phase：昼夜子午線を超えた高压部分が再び昼間方向へ伸びながら夕側へ移動。

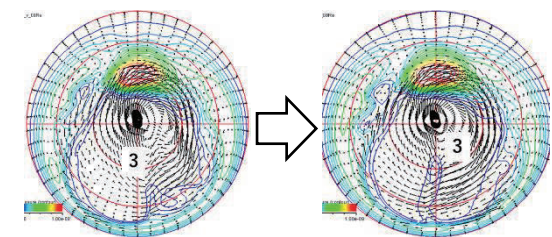


図 7. (左)second phase よりも時間経過後(右)左図よりもさらに時間経過後のプラズマ分布

以上(1)~(3)のフェーズを元に解析を進めた。

3-2. 磁力線の構造

3-2では地球の磁力線の構造について着目した。ここから、符号反転後の新しい IMF By の影響がどのように地球の磁気圏に伝わっていくのか、その磁気圏の変化とシートオーロラの起源となるプラズマシートの変形にどのような関係があるのかを読み取ることができた。まずは以下で、3-1で分類したそれぞれのフェーズにおける磁力線の構造を見ていく。なお、3章および4章で出てくる図に描かれている磁力線は、すべて closed field line と south open field line の境界の磁力線、即ちプラズマシートとローブの境界の磁力線である。また、磁力線には黄緑と青の2種類あるが、今回区別は特になく、各図には 8Re でのプラズマの圧力が重ねて描いてある。

3-2-1 first phase

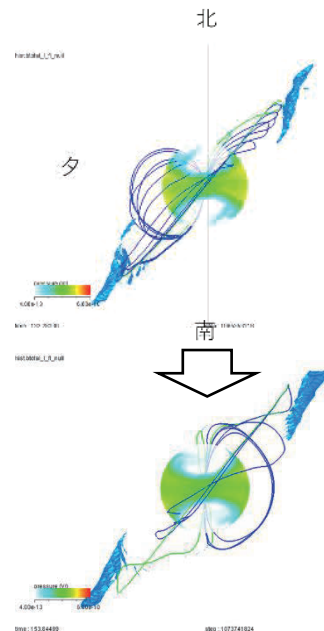


図 8. 磁気圏尾部からみた(上)IMF By 反転前 (下)IMF By 反転後の磁力線の様子

プラズマ分布からは対流の反転が見られたが、磁力線においても昼間側で変化が見られた。夜側の磁力線の傾きは、反転前の朝向きの By に対

応しているのに対し、昼間側の磁力線の傾きは反転後の夕方向き By に対応するものに变化した。この時点で By の変化が磁気圏の昼間側に到達していると考えられる。

3-2-2 second phase

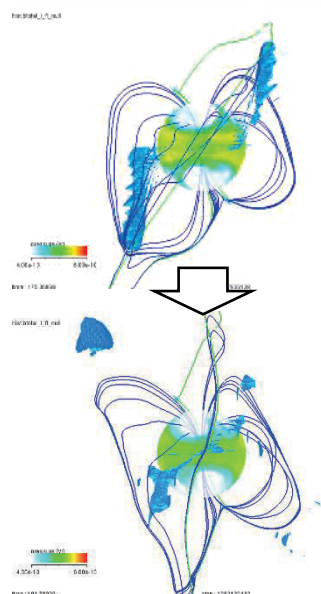


図 9. (上)first phase から時間経過後(下)上図よりもさらに時間経過後の磁力線の様子

プラズマの圧力が高い部分がローブ領域に入り込み真夜中方向に移動しているとき、磁力線の変化が磁気圏夜側まで伝わってきていることが図9から読み取れる。図9の上図と下図を比べると、磁気圏尾部を通る磁力線の傾きが、朝向きから夕方向きに変化していつていることがわかる。つまり地球の磁気圏に、反転前の IMF By と反転後の IMF By が共存しているフェーズであると考えられる。

3-2-3 third phase

真夜中の子午線を越えたプラズマの高圧領域は、昼間側に伸びながらさらに夕方側へ移動していくが、この時点で磁力線はすべて反転後の IMF By に対応していることが図 10 から読み取れる。

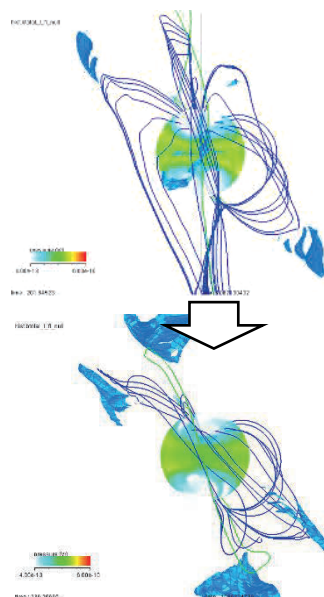


図 10. (上)second phase よりも時間経過後(下)上図よりもさらに時間経過後の磁気圏の様子

さらに、図 10 の下図は、first phase の図 8 と比較して、反転後の IMF By に対応する定常状態に近づいていることがわかる。

4. 考察：シートオーロラの棒状部分の磁力線

3 章ではオーロラオーバルの磁力線の全体像を見てきたが、本章ではシートオーロラの棒状部分の磁力線について着目する。

図 11(上)は、second phase 中のある時間における、シートオーロラの棒状部分と極冠領域の境目の磁力線を描いたものであり、棒状部分の夕側を赤、朝側を青で描いている。この図を磁気圏尾部から見たのが図 11(下)である。この図 11 の下図から、夕側の磁力線と朝側の磁力線ではその形が大きく異なることが読み取れる。赤い磁力線、即ち夕側の磁力線に着目すると、その傾きは朝向きの IMF By と同じ向き、つまり反転前の By と同じである。一方、朝側の青い磁力線は、反転後の夕方向き IMF By に対応していることがわかった。これをまとめると図 12 のようになる。この結果から、second phase において古い By に対応した構造と新しい By に対応した構造

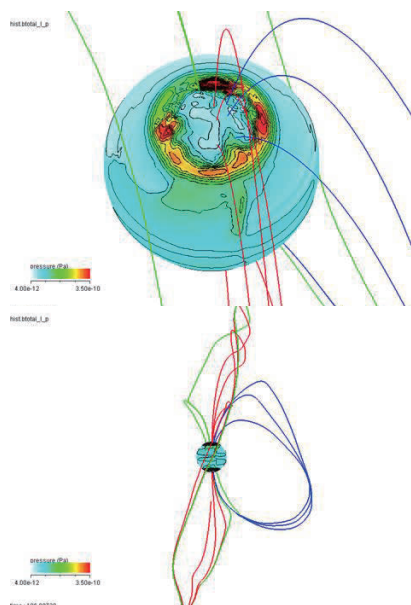


図 11. (上)3Re でのプラズマ圧力と開閉磁力線の境界
(下)上の図を磁気圏尾部から見た図

が共存しており、この構造の境目は、ローブ領域に入り込んだプラズマシートにある、ということが言える。そして磁力線がプラズマシートの朝側、夕側のどちら側に属するかによりどちらの B_y に支配されるか決まる。

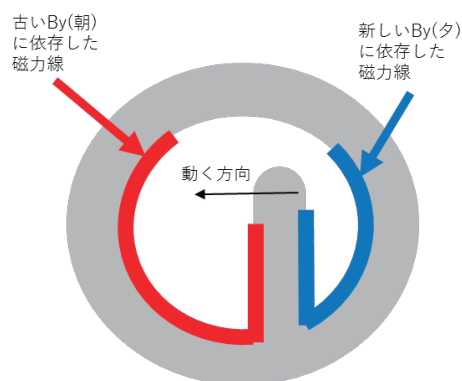


図 12. シータオーロラ発生時の磁力線のまとめ

5.まとめと今後の課題

今回の解析結果から、IMF B_z が北向きで B_y の符号を反転させたとき、地球の磁気圏をプラズマの特徴から 3 つのフェーズに分類することができた。IMF B_y の符号変化が 12Re に到達してからまもなく、磁力線は昼側から新しい B_y の傾きに対応してその傾きを変えていった。また

Second phase では、新旧 2 つの B_y に対応する磁気圏の構造が共存していた。さらに Second phase においてシータオーロラのバーの部分の closed field line と south open field line の境界を見ると、朝側では新しい B_y に、夕方側では古い B_y に対応した構造が見られた。

今回の解析では、グローバル MHD シミュレーションの結果を用いて磁気圏の磁力線に着目し、その時間変化を追ってきた。このように、グローバルスケールで磁力線の時間変化を見ることは、現段階で人工衛星の観測では不可能であり、シミュレーションデータの解析の強みだと考える。一方、シミュレーションだけでは実際の磁気圏で起こっていることをすべて解明することは不可能であり、今後、観測結果との比較が必要である。磁気圏でのシミュレーションの計算結果を電離圏と対応させることで、人工衛星による電離圏での観測結果と比較が可能となるため、本研究の結果を観測結果と比較し、整合を取ることを重要であると考えます。

参考文献

- R. C. Fear, S. E. Milan, R. Maggiolo, A. N. Fazakerley, I. Dandouras, S. B. Mende(2014), Direct observation of closed magnetic flux trapped in the high-latitude magnetosphere, *Science* 19 December 2014: Vol. 346 no. 6216 pp. 1506-1510DOI: 10.1126/science.1257377
- Tanaka, T., T. Obara, and M. Kunitake(2004), Formation of the theta aurora by a transient convection during northward interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 109, A09201,doi:10.1029/2003A010271.
- A. Nakamizo, T. Tanaka, Y. Kubo, S. Kamei, H. Shimazu, and H. Shinagawa(2009), Development of the 3-D MHD model of the solar corona-solar wind combining system, *J. Geophys. Res.*, 114, A07109, doi:10.1029/2008JA013844,

超小型深宇宙探査機PROCYONの 軌道上姿勢外乱解析

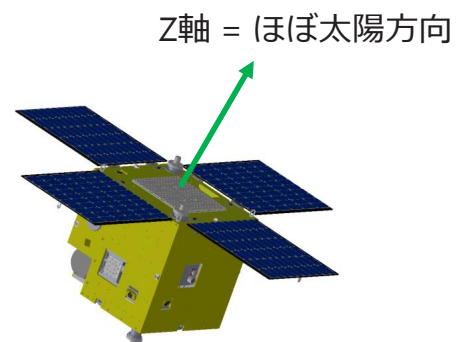
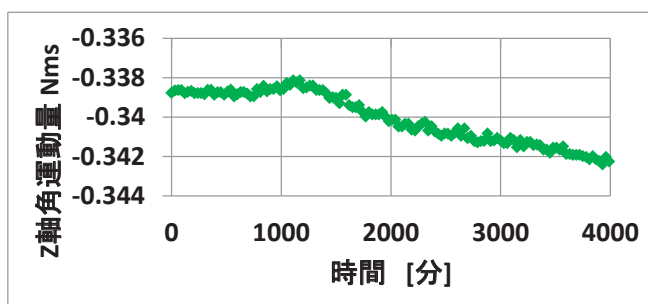
○五十里哲(いかりさとし), 阪上遼, 松下周平, 船瀬龍(東大)
伊藤琢博(JAXA), 稲守孝哉(名古屋大)

2017年11月06日 第14回宇宙環境シンポジウム @ 神戸

1

目的

- ▶ 超小型深宇宙探査機PROCYONで予期しない外乱トルクが観測された
- ▶ このトルクの原因について、**宇宙環境**の観点からアドバイスをいただきたい

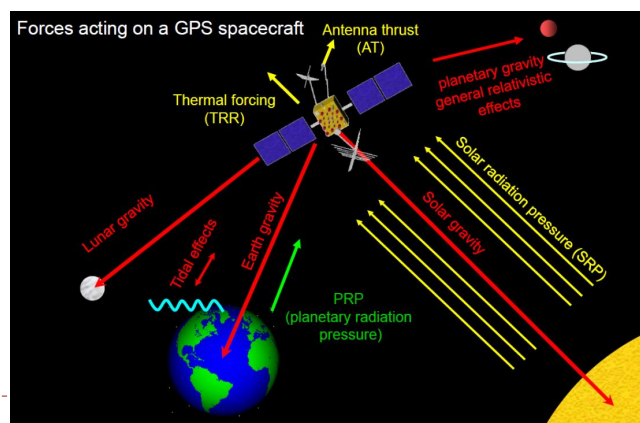


軌道上外乱とは？

3

宇宙機に加わる軌道上外乱

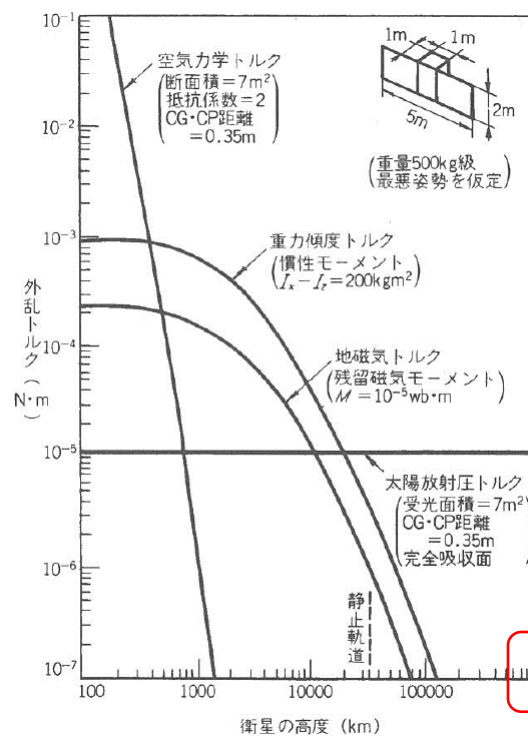
- ▶ 軌道上外乱 = 「**宇宙環境**と宇宙機の相互作用」
- ▶ 宇宙環境
 - ▶ 重力場，太陽光，磁場，ダスト，宇宙線， etc...
- ▶ 宇宙機
 - ▶ 質量，形状，表面熱光学特性，温度，残留磁気， etc...
 - ▶ アウトガス，帯・放電， etc...
- ▶ 代表的なもの
 - ▶ 重力(地球重力場，他の星)，
磁気外乱，空力外乱，
太陽輻射圧外乱
- ▶ マイナーなもの
 - ▶ 熱輻射圧，プロトン衝突，
アンテナからの電波放射
- ▶ 人工的なもの
 - ▶ ガスリーク，アウトガス



M.Ziebart, Current Status of Non-conservative Force Modeling, 2012, IGS Workshop

▶ 4

外乱大きさ



本発表で取り扱うのは、
 ・ 深宇宙軌道
 ・ 超小型衛星
 ⇒ 太陽輻射圧のみで、その大きさは 10^{-7}Nm

▶ 5

培風館，人工衛星の力学と姿勢ハンドブック，第5章 人工衛星の環境モデル

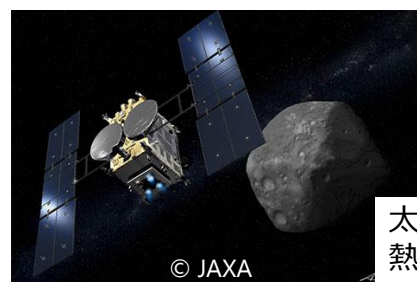
研究意義

- ▶ 軌道外乱の精密計算は，高精度軌道決定・予測
 姿勢解析のために重要な技術となる



© JAXA

太陽輻射
熱輻射
アルベド輻射



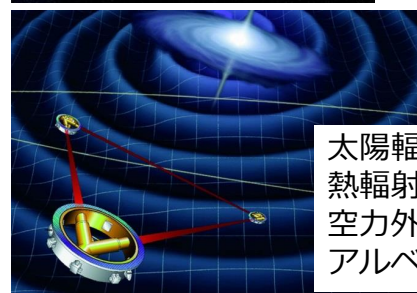
© JAXA

太陽輻射
熱輻射



© ESA

空力外乱



太陽輻射
熱輻射
空力外乱
アルベド輻射

▶ 6

研究意義

- ▶ 軌道外乱の精密計算は、高精度軌道決定・予測
姿勢解析のために重要な技術となる



太陽輻射

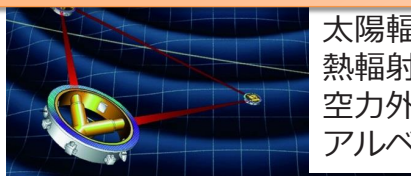


- フライトデータから得られた知見をフィードバックすることが重要
 - 特に、超小型衛星級の小さな力・トルクを解析することで、新たな知見を得ることができるかもしれない
- ⇒世界初の超小型深宇宙探査機PROCYONのデータ解析が重要



© ESA

空力外乱



太陽輻射
熱輻射
空力外乱
アルベド輻射

▶ 7

PROCYONで観測された謎の外乱トルク

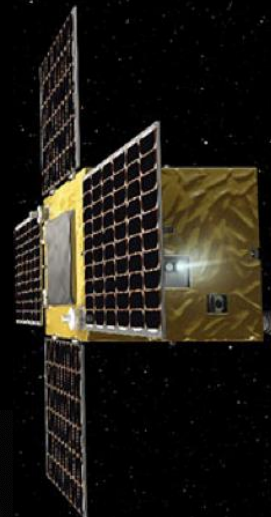
研究背景：PROCYONとは

- Proximate Object Close flyby with Optical Navigation

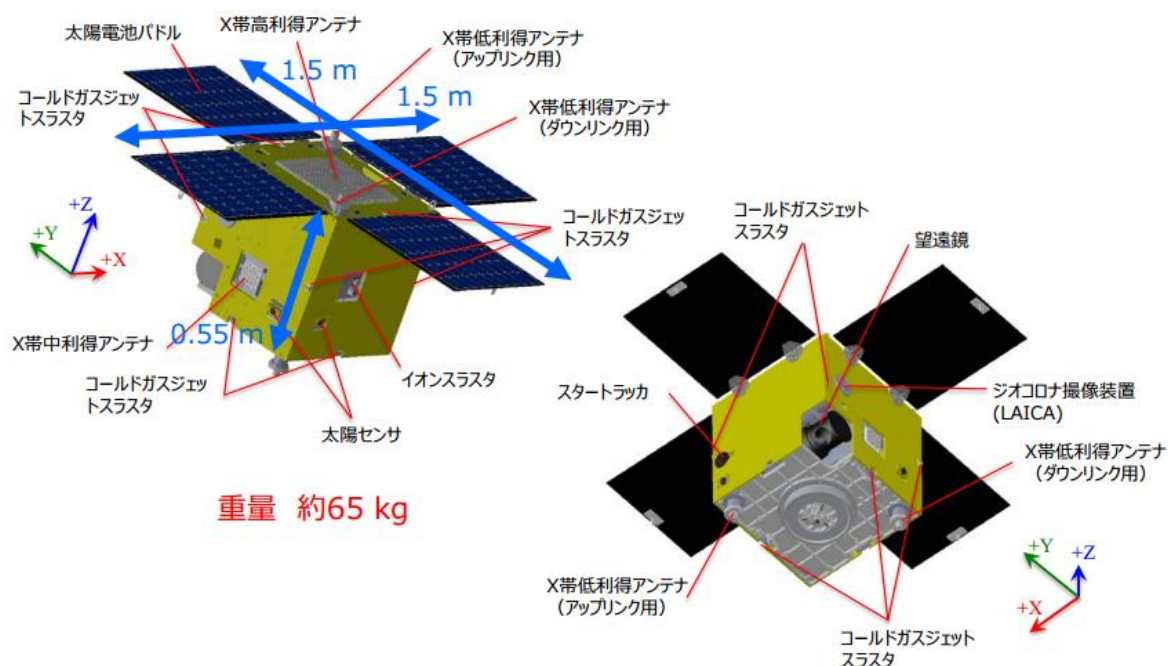
2014/12/3 はやぶさ2相乗り副ペイロードとして、深宇宙軌道へ打ち上げ
ミッション目的

- 50kg級超小型深宇宙探査機バスの実証
- ▲ 深宇宙探査技術の実証
- サイエンス観測

地球最接近時にPROCYONが撮影した地球

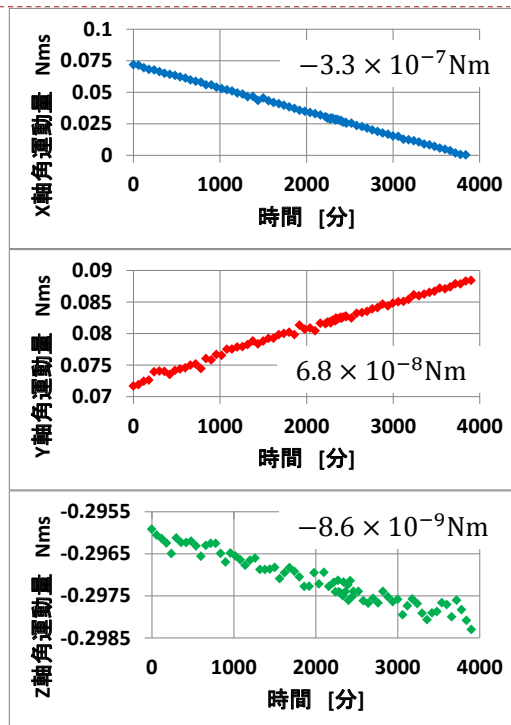


PROCYONの外観



PROCYONフライトデータ：角運動量

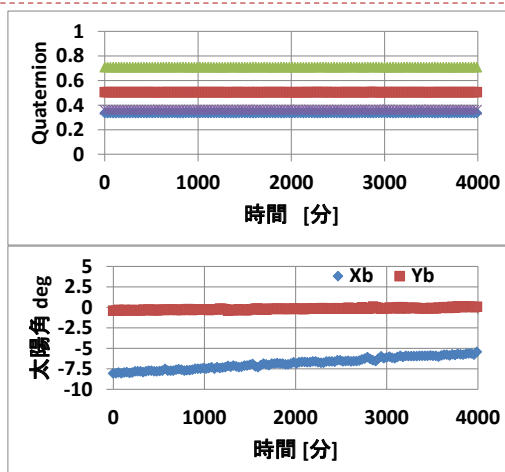
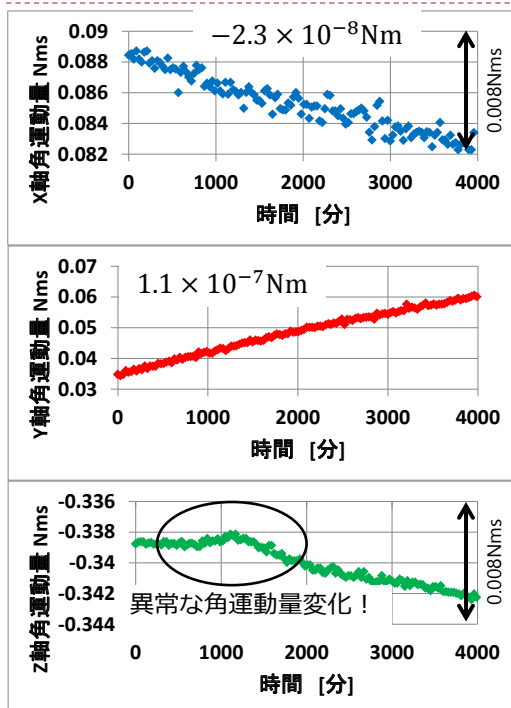
- ▶ 機体固定座標系角運動量を3日弱の非可視運用中に観測
- ▶ 観測条件
 - ▶ スラスト運用は行わない
 - ▶ 姿勢は慣性空間固定
 - ▶ 太陽角は1deg/day程度で変動
 - ▶ 角運動量はRW回転数から推算
- ▶ 支配外乱は太陽輻射圧
 - ▶ X軸, Y軸は太陽角に応じて角運動量が単調変化
 - ▶ Z軸はほとんど角運動量は変化しない



2015/5/24-27フライトデータ

▶ 11

PROCYONで観測された謎のトルク



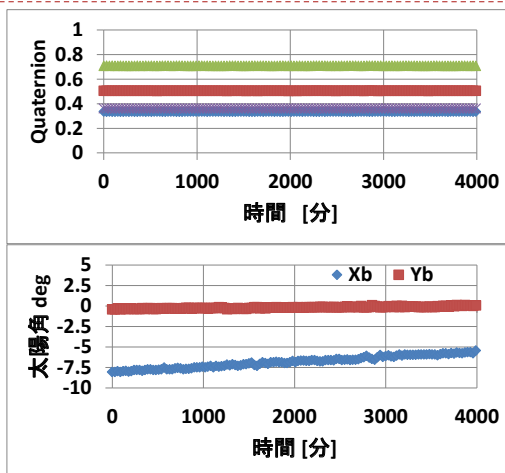
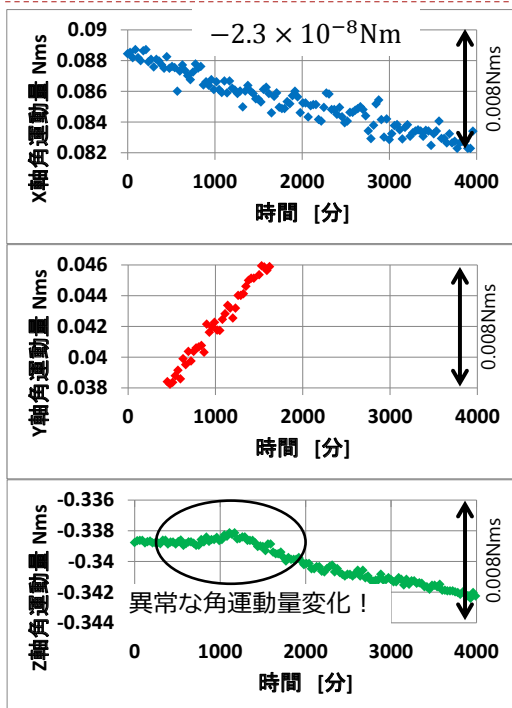
- Z軸で異常な角運動量変化
- X,Y軸は同じオーダーの角運動量変化だが、以上は確認できない
- その間、姿勢・太陽方向に異常は無い



単純な太陽輻射圧モデルでは説明できない現象。他の外乱トルク？

▶ 1: 2015/5/6-9フライトデータ

PROCYONで観測された謎のトルク



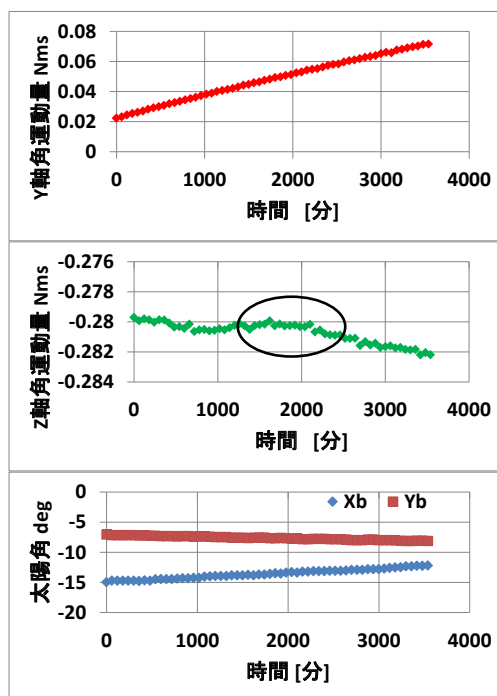
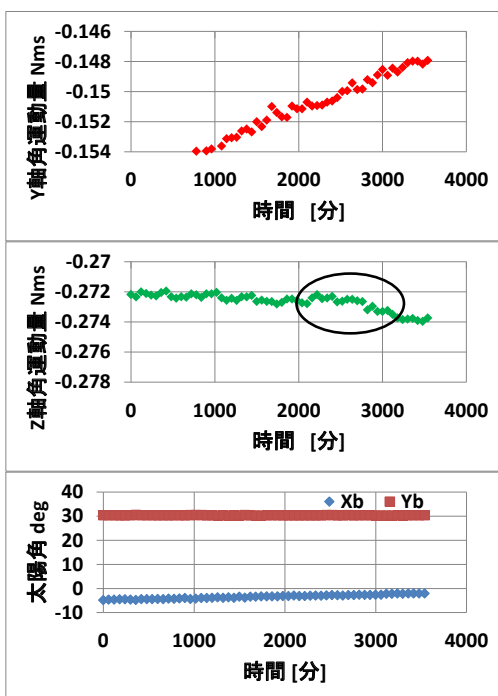
- Z軸で異常な角運動量変化
- X,Y軸は同じオーダーの角運動量変化だが、以上は確認できない
- その間、姿勢・太陽方向に異常は無い



単純な太陽輻射圧モデルでは説明できない現象。他の外乱トルク？

▶ 1: 2015/5/6-9フライトデータ

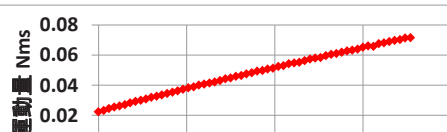
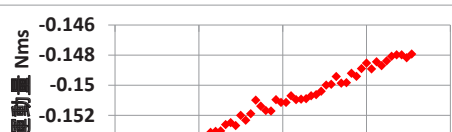
同様の現象は何度も観測されている



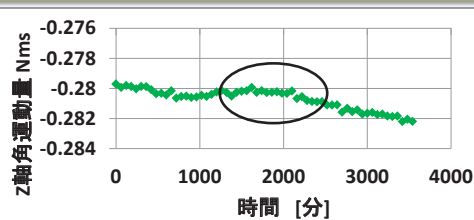
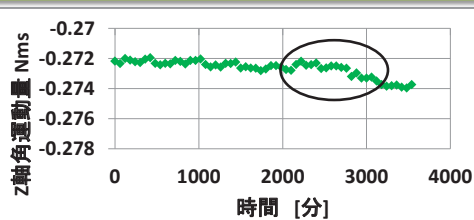
▶ 14 2015/5/30-6/2フライトデータ

2015/8/10-13フライトデータ

同様の現象は何度も観測されている



2015年5月から11月の約半年間で10回程度確認されている



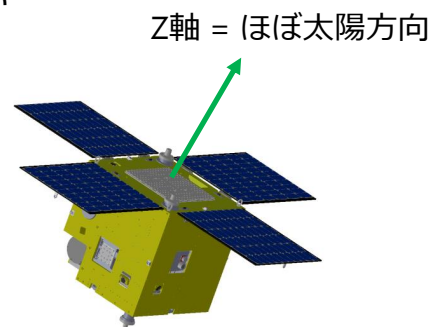
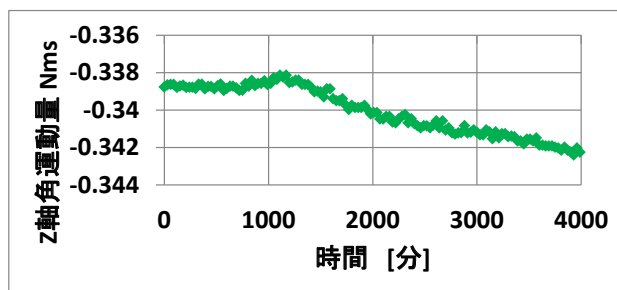
極々小さな力であり、運用全体に大きな影響を及ぼすものではないが、原因を調べ、今後の宇宙航行に役立てたい

▶ 15 2015/5/30-6/2フライトデータ 2015/8/10-13フライトデータ

PROCYON謎トルクの原因調査

PROCYON謎トルクの特徴

- ▶ Z軸にのみ発生
 - ▶ トルクの大きさは、 10^{-8} Nmオーダー
 - ▶ 半年間で10回程度発生
 - ▶ 太陽角に依存しない
 - ▶ 突発的なトルクではなく、数日間継続している
- ➡ 太陽輻射圧が原因ではない
- ➡ ダストの衝突など突発現象ではない



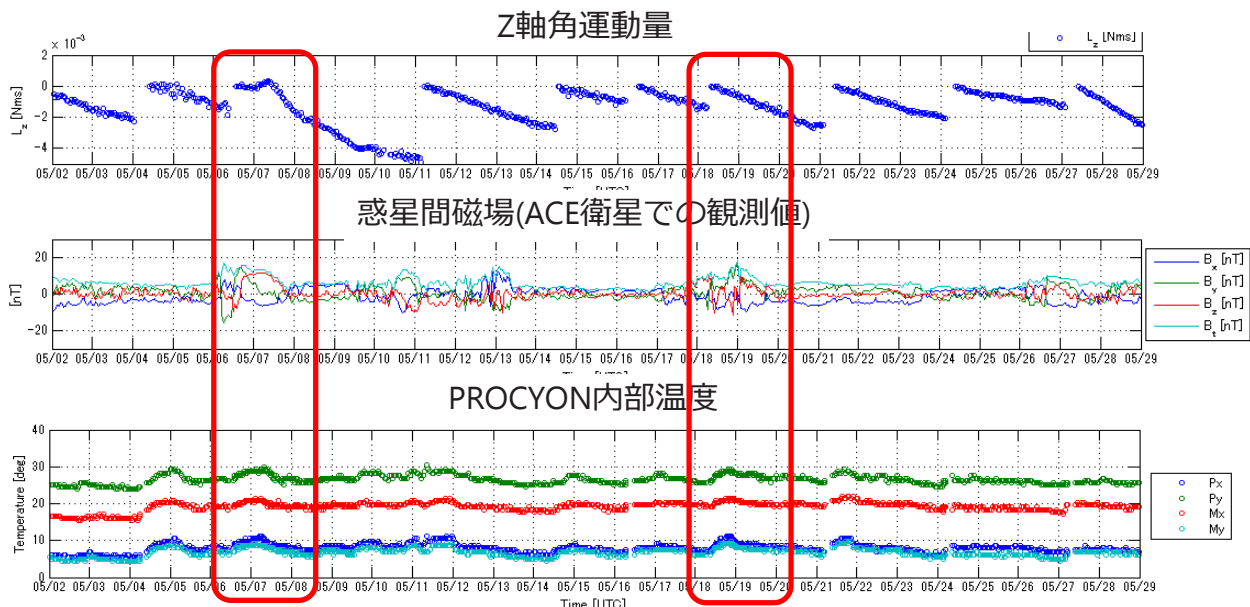
▶ 17

これまでの検討

- ▶ テレメトリ相関解析
- ▶ 高精度太陽輻射圧解析
- ▶ 熱輻射圧
- ▶ 惑星間磁場による磁気外乱
- ▶ プロトン粒子の衝突

▶ 18

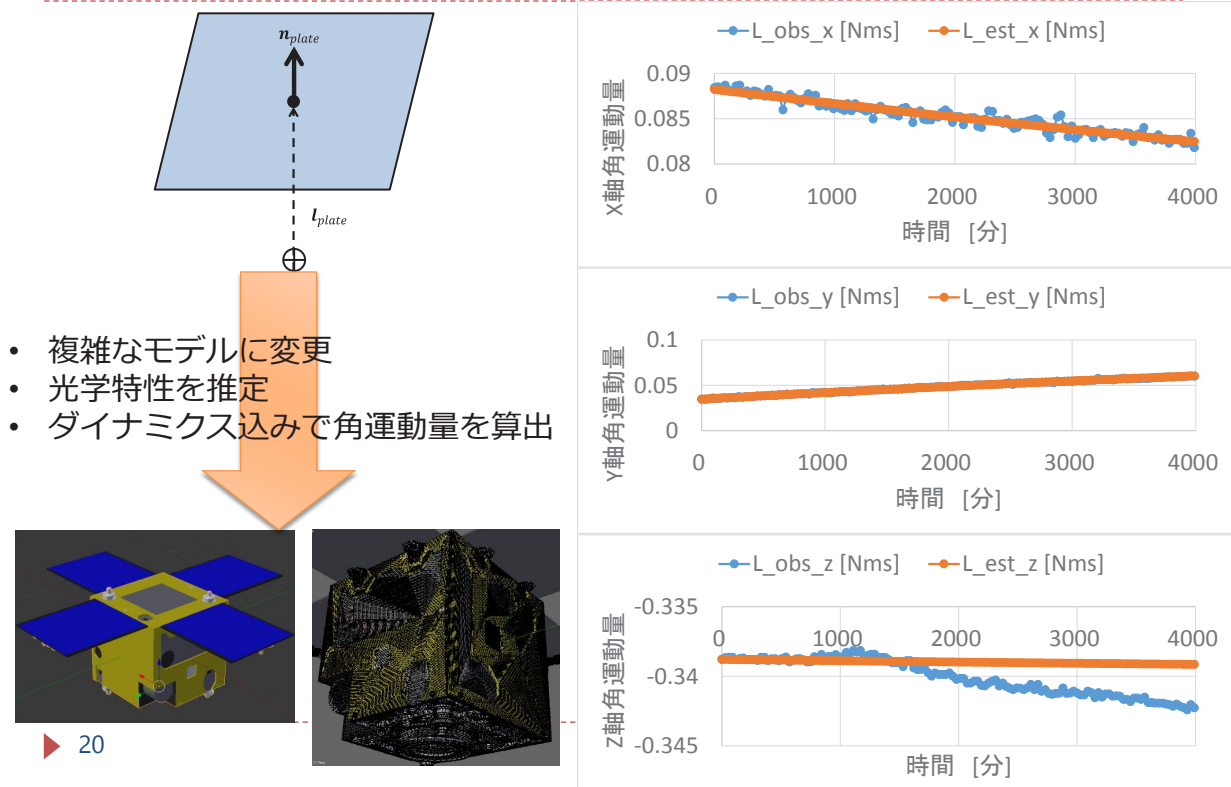
テレメトリの相関解析



惑星間磁場の変動や、温度変動と相関がみられるときもあるが、見られない時もある

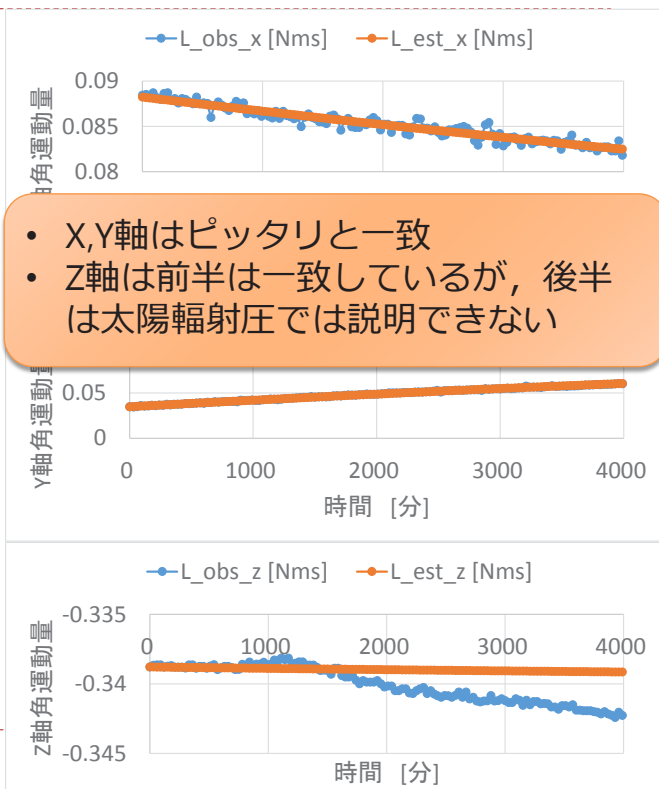
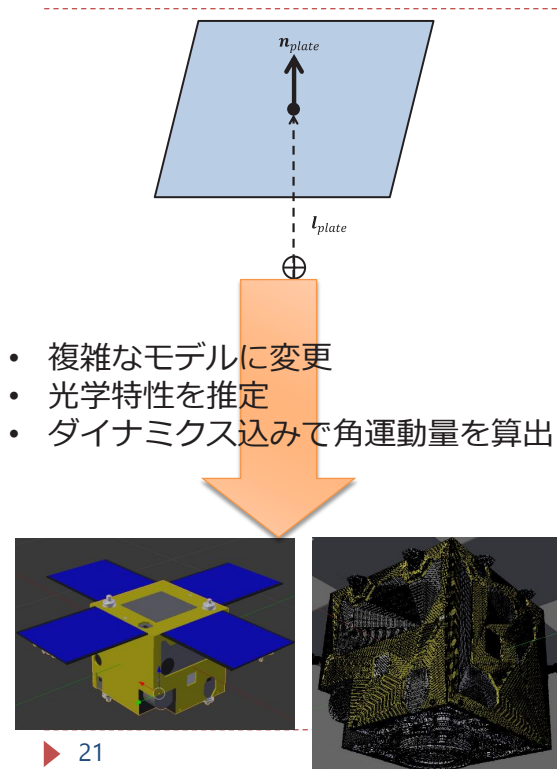
▶ 19

精密太陽輻射圧計算



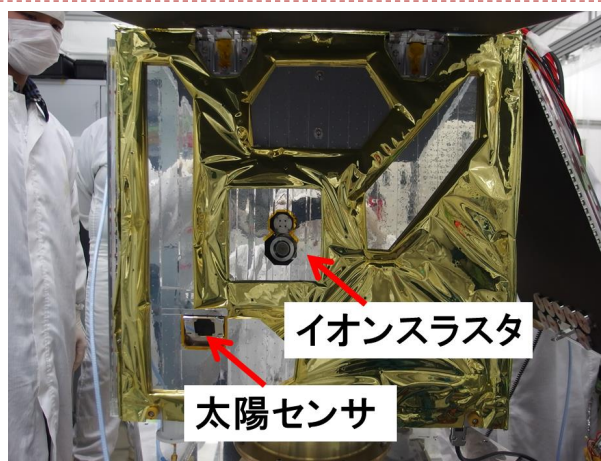
▶ 20

精密太陽輻射圧計算



熱輻射圧 ～温度と外乱の関係～

- ▶ 熱の放射
= 赤外線光子の放出
$$F = \frac{2A}{3c} \sigma \varepsilon T^4$$
- ▶ 不均一な放熱により、トルクが発生し得る
- ▶ 概算結果、銀テフロンの温度が5度変わると
 $3 \times 10^{-10} \text{ Nm}$
のトルクが発生
⇒ 小さすぎるので、
熱が原因ではない可能性が高い



PROCYONの側面は、放熱が非対称
⇒ 熱輻射圧が大きくなりやすい

惑星間磁場による磁気外乱 ～惑星間磁場と外乱の関係～

▶ 磁気外乱

$$T_{mag} = m \times B$$

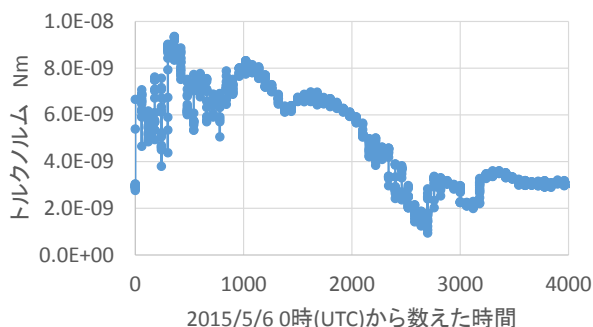
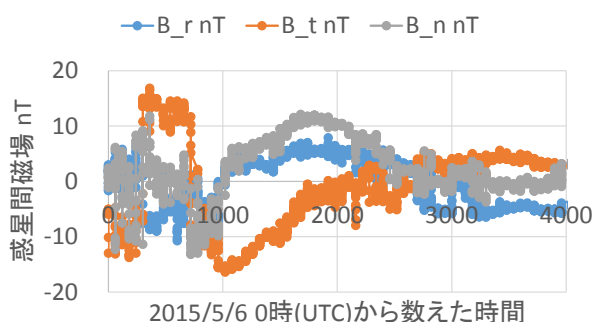
m : 残留磁気モーメント Am^2

B : 磁場 T

- ▶ PROCYONの全機器電源OFF(永久磁石のみによる)残留磁気モーメント計測の結果

$$m = [-0.004 \quad 0.06 \quad -0.5] \text{Am}^2$$

- ▶ トルクのオーダーとしては一致する
- ▶ しかし、外積であることを考えると、Z軸周りのトルクは1/10程度になるはず
- ▶ 機器電源ON時の残留磁気モーメント計測が必要



ACE衛星での磁場観測値からの概算

▶ 23

プロトン粒子の衝突 ～太陽活動と外乱の関係～

- ▶ CMEなどで放出されたプロトンが衛星に衝突することで、角運動量交換によるトルクが発生

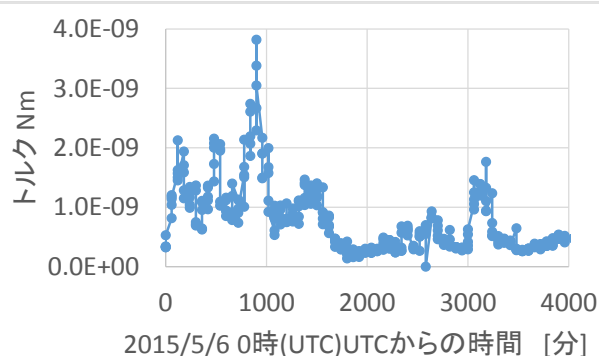
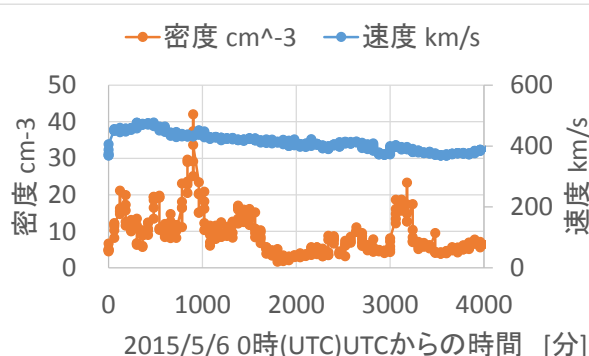
$$T_{proton} = lAmpv^2$$

m : プロトン質量

ρ : プロトン密度

v : プロトン速度

- ▶ PROCYONの面積、アームベクトルを考慮すると、半分程度のトルクは発生する
 - ▶ 反射などを考えると倍になり、同じオーダーと成り得る
- ▶ トルク方向などは、詳細な検討が必要



ACE衛星でのプロトン観測値からの概算

▶ 24

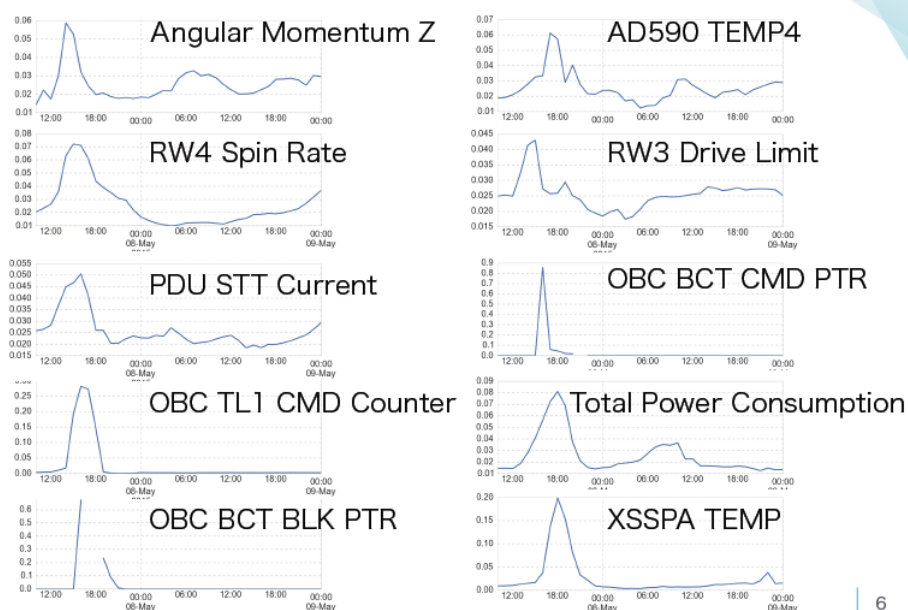
結論

- ▶ PROCYONのフライトデータにおいて、謎のZ軸トルクが観測された
 - ▶ Z軸にのみ発生、大きさは、 10^{-8} Nmオーダー
 - ▶ 半年間で10回程度発生、太陽角に依存しない
 - ▶ 突発的なトルクではなく、数日間継続している
- ▶ 考え得る外乱源について調査を行った
 - ▶ 磁気外乱とプロトン粒子外乱はオーダー的にはあり得る両者の組み合わせの可能性もある
 - ▶ より詳細な解析が必要
 - ▶ 相関解析、PROCYON軌道での惑星間磁場、電源ON時の残留磁気、プロトン衝突の方向
- ▶ 他にも原因となり得る**宇宙環境の変動**についてアドバイスをいただきたい

▶ 25

補遺：より厳密なテレメトリ相関解析

変化スコア(Sakagami,2017)を利用したテレメトリ相関解析を実施中
Z軸角運動量と、温度、電力などの相関関係が見えている



▶ 26

謝辞

- ▶ 本研究は下記の助成を受けたものです.
 - ▶ JSPS研究活動スタート支援17H06615
 - ▶ 平成29年度戦略的開発研究費(工学)
- ▶ また, PROCYONの開発・運用に携わった全ての人に謝意を表します.

衛星帯電予報のための衛星表面電位のリアルタイム推定手法の開発

川内 諒太¹, 寺岡 毅¹, 中村 雅夫¹, 長妻 努², 石井 守²

¹大阪府立大学, ²情報通信研究機構

1. 研究背景・目的

宇宙空間のプラズマ環境が原因で、人工衛星が表面帯電・放電し、衛星障害を引き起こすことがある。宇宙天気予報による宇宙プラズマ環境の予測結果を用いて、リアルタイムで衛星表面電位を推定し、放電による衛星障害の予報を行うシステムを作れば、事前に障害発生を回避する対策を打つことが期待できる。このシステムを実現するためには、プラズマ環境を与えると瞬時に衛星表面電位を推定することが必要である。既存の衛星帯電シミュレーションソフトにより、表面電位を計算することはできるが、計算には時間がかかり、瞬時に電位を求めることはできない。そのため、本研究では、予め行なった表面帯電のシミュレーション結果を用いて、衛星表面電位を瞬時に推定する手法の開発を目的とする。

2. 衛星表面電位の推定手法

今回提案する手法を簡単に説明する。衛星ごとに宇宙環境に対する表面電位は異なるので、まず衛星帯電解析のシミュレーションソフトで、対象とする衛星のモデルを作成する。次に、環境パラメータの代表的な組み合わせの環境で、作成した衛星モデルを用いてシミュレーションを行い、その結果をまとめたテーブルを作成する。そして、予測したプラズマ環境について、作成したテーブルの値を用いた補間を行うことで、対応する衛星表面電位を瞬時に推定する。

3. Van Allen Probes 衛星を対象とした検証

本研究では、提案した手法のプロトタイプとして、衛星帯電解析ソフト Spacecraft Plasma

Interaction Software (SPIS)を用いて、日陰時の Van Allen Probes (VAP)衛星を対象として検証を行なった。

3.1. SPIS

SPIS はヨーロッパで開発された表面帯電の解析ソフトである。インターネット上[1]で会員登録をすればフリーでダウンロード・使用できる。これまで、SPIS を用いた静止軌道衛星の表面帯電の研究が本シンポジウムで報告されている[2][3][4]。

3.2. Van Allen Probes 衛星

Van Allen Probes 衛星は 2012 年 8 月 30 日にアメリカで打ち上げられたもので、Van Allen 帯などの中高度軌道の宇宙プラズマ環境



Fig.1 Van Allen Probes 衛星のイメージ図[5]。

を観測・調査する衛星である。精密な観測を行うため、衛星表面に電位差が発生しないように、導電性に優れた素材・コーティングが表面全体に使われている。この Van Allen Probes 衛星の観測データはインターネット上[6]で公開されており、プラズマ環境と衛星電位の関係を調べることができる。プラズマ環境のうち、電子とイオンについては観測機器 Helium Oxygen Proton Electron (HOPE)で観測している。衛星表面電位については観測機器 Electric Field and Waves Suite (EFW)

Table 1 作成した Van Allen Probes 衛星モデルの寸法・形状および表面素材.

部材	寸法・形状	表面素材
本体（緑色）	対辺の距離が 1.8m, 高さが 1.0m の正八角柱	Black Kapton
太陽アレイ（青色）	1.1m×1.2m×0.03m の直方体	受光面：ITO 裏面：CFRP 厚み部分：Aluminum
リング部（紫色）	直径 0.9m, 側面の厚さ 0.05m, 高さ 0.15m の円筒	Aluminum

で観測しているが、観測可能な範囲が $-200 \sim +200V$ であり、日陰時では正しく観測されない。本検証は日陰時で行うため、HOPE によるイオンフラックスの観測データから衛星表面電位を導出したものを使用する。

3.3. Van Allen Probes 衛星モデル，テーブルおよび補間方法

まず，SPIS を使用して Van Allen Probes 衛星のモデルを作成した。そのモデルを Fig.2 に示す。表面素材・寸法については Table 1 に示す。この衛星モデルの表面はすべて通電させている。なお，太陽電池と本体の接合部，ブーム等は省略している。

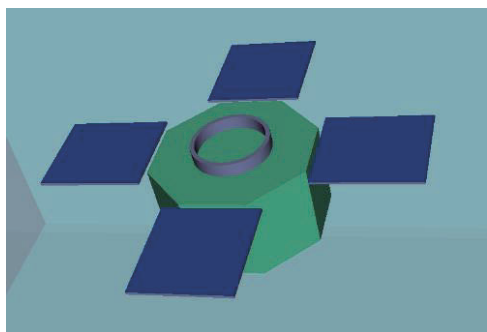


Fig.2 SPIS で計算を行う Van Allen Probes 衛星モデル.

次にテーブルを作成した。今回は，各プラズマ種が単一の温度を持つと仮定し，入力するプラズマ環境のパラメータを「電子密度」，「電子温度」，「イオン密度」，「イオン温度」の4つ（以下，温度・密度環境とする）とした。そして，この温度・密度環境の代表的な値を選択した。選択したそれ

ぞれの値を Table 2 に示す。電子密度は4つ，電子温度は6つ，イオン密度は4つ，イオン温度は3つを選び，これらの総当り的な組み合わせ（ $4 \times 6 \times 4 \times 3$ ）の計 288 通りの環境について SPIS でシミュレーション計算した。そして，温度・密度環境の組み合わせと衛星表面電位の計算結果をまとめたテーブルを作成した。

Table 2 テーブル用に選択した温度・密度環境の代表値.

電子密度 [cm ⁻³]	電子温度 [eV]	イオン密度 [cm ⁻³]	イオン温度 [eV]
0.10	1	0.10	1,000
0.20	2,500	0.25	5,000
0.50	5,000	0.50	30,000
1.00	10,000	1.00	
	25,000		
	50,000		

続いて，作成したテーブルの値を用いた補間方法について述べる。本研究では，衛星表面電位を入力環境である温度・密度環境を変数とする4変数関数とみなした。そして，補間方法はこの4変数での線形補間とした。n 変数関数の線形補間には 2^n 個のデータを用いるため，今回は $2^4 = 16$ 個のデータを用いて表面電位を補間することになる。温度・密度環境を入力すると，作成したテーブルから補間に使う16個のデータを探し出し，衛星表面電位を線形補間して求めるプログラムを作成した。

3.4. 表面電位の補間推定値と観測値の比較

作成したプログラムを使用して、Van Allen Probes 衛星が観測した温度・密度環境に対して衛星表面電位を補間推定し、観測値と比較した。比較に用いたデータ期間は、深い帯電時を含む 2013 年 2 月 1 日から 4 月 30 日の 3 ヶ月間とした。この期間のうち、日陰時かつ HOPE の観測データから衛星表面電位を導出できた時刻のデータのみを扱った (1870 個の時刻)。温度・密度環境の観測値は HOPE の Level3 の公開データを、衛星表面電位を導出する際に用いたイオンフラックスの観測値は HOPE の Level2 の公開データを使用した。表面電位の補間推定値と観測値を比較したものを

Fig.3 に示す。縦軸が観測値、横軸が補間推定値であり、水色が内挿で求めたところ、紫色が外挿で求めたところである。Fig.3 中の赤の直線は傾きが 1 の線であり、この線上のデータは補間推定値と観測値が等しいことを示す。この図を見てみると、大きく分けて 2 つのことがいえる。1 つ目は、観測ではあまり帯電していない環境でも、補間結果が正に大きく外れたところがあり、それらは外挿で求められた値ということである。2 つ目は、第 3 象限の点が赤の直線に乗らず、補間推定値と観測値がずれていることである。この 2 点について考察していく。

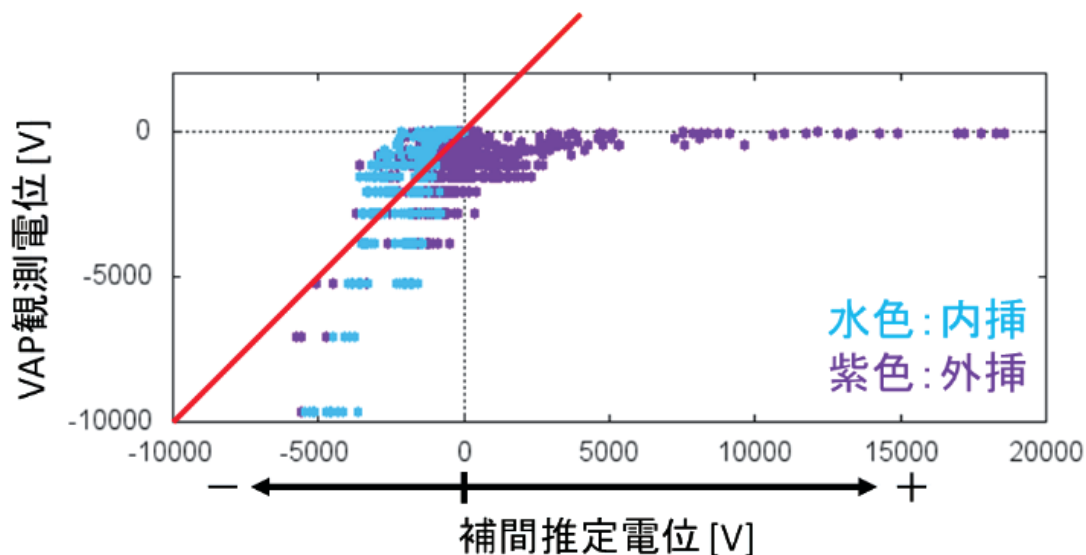


Fig.3 表面電位の補間推定値（水色：内挿，紫色：外挿）と観測値の比較。赤線は傾き 1 の直線。

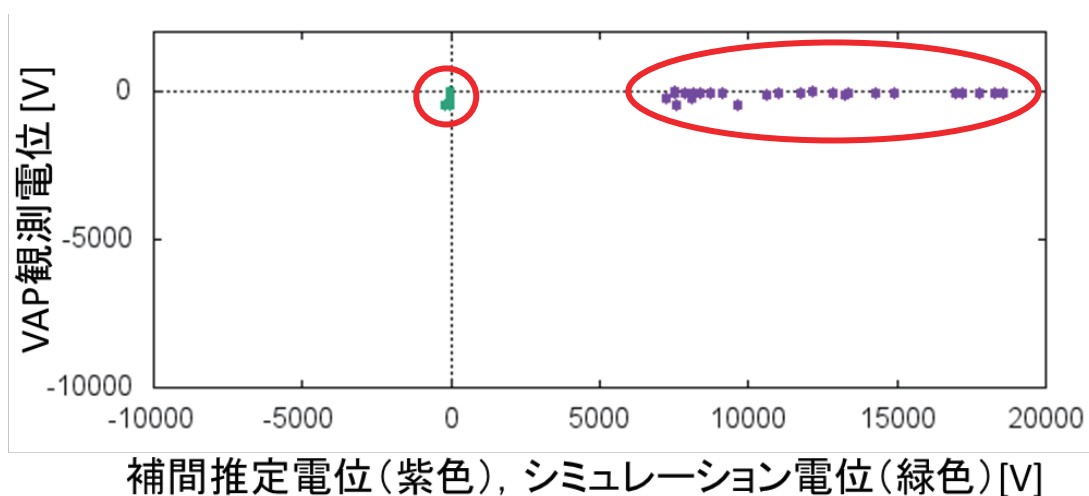


Fig.4 表面電位の補間推定値が正に大きく外れた環境について、補間推定値（紫色）と個別にシミュレーションをして求めた値（緑）の比較。補間結果と比べて、シミュレーション結果は観測値と近い値であった。

まず、補間推定値が特に大きく外れた外挿による値を考えていく。この時刻の環境について、実際にシミュレーション計算した結果と補間結果を比較したものを Fig.4 に示す（シミュレーション結果を緑色で示している）。これを見ると、外挿の結果では衛星表面電位が正に大きくなった環境でも、実際にシミュレーション計算すると、観測結果に近い値になっていることが分かる。つまり、テーブルが不完全なために、外挿の精度がよくなかったと考えられる。また、Fig.4 で比較した時刻の環境以外の、補間結果が正になった環境についても、テーブルを改善することで補間結果も改善されることが考えられる。

次に、Fig.3 の補間推定値も観測値も負の帯電を示す第 3 象限の点が赤の直線に乗らず、補間推定値が観測値とずれているところをみていく。この中の 1 つの時刻（2013 年 3 月 21 日 6 時 39 分 49 秒、世界標準時）を例に考えていく。この時刻に観測された温度・密度環境を 3 つの方法（モーメント法、シングルマクスウェル分布でフィッティング、ダブルマクスウェル分布でフィッティング）で求め、それぞれの環境を入力してシミュレーション計算を行なった。なお、補間推定するときに入力した温度・密度環境の観測値の公開データは、モーメント法で求められたものである。それぞれの衛星表面電位の計算結果と観測結果を Table 3 に示す。ダブルマクスウェル分布にフィッティングして求めた温度・密度環境を入力した結果が、観測結果に一番近かった。つまり、電子とイオンをそれぞれ 1 つの温度成分として入力するより、2 つの温度成分として入力したほうが、表面電位の計算結果が観測結果に近くなった。今回は 1 つの時刻についてのみ、温度・密度環境の算出方法別で比較したが、他の時刻についても同様に、電子・イオンをそれぞれ 2 つの温度成分として入力することで、表面電位のシミュレーション計算結果と観測値のずれが小さくなっていくと考えられ

る。そのため、モーメント法で求められた温度成分が 1 つの観測値の公開データは、衛星表面電位を評価するのに適切ではない場合があると考えられる。

Table 3 3 つの算出方法による温度・密度環境に対する表面電位のシミュレーション結果、および観測結果。

入力プラズマ環境の 算出方法	衛星表面電位[V]
モーメント法 (公開データ)	-1,935
シングルマクスウェル 分布でフィッティング	-16,993
ダブルマクスウェル 分布でフィッティング	-13,216
Van Allen Probes 衛星 の観測結果	-9,632

4. まとめ

衛星表面電位のリアルタイム推定のため、温度・密度環境を入力したときに、衛星表面電位のシミュレーション結果をまとめたテーブルを用いて補間し、瞬時に表面電位を推定する手法を開発した。そのプロトタイプとして、日陰時の Van Allen Probes 衛星を対象とし、観測値との比較検証を行なった。その結果、補間に用いたテーブルがまだ不完全で、特に外挿による補間結果が正に大きく外れることがあり、テーブルを改善する必要があると考えられる。また、衛星帯電時の評価には、電子・イオンは温度・密度 1 成分では不十分で、2 成分として考慮する必要があると考えられる。

今後は、補間用のテーブルの改善、および電子とイオンの温度・密度を 2 成分として評価する手法を考えていく。また、今回は日陰時のみであるので、日照時のテーブルを作成する予定である。さらに、Van Allen Probes 衛星だけでなく、静止軌道衛星などに対象を広げていく予定である。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金新学術領域研究「太陽地球圏環境予測」(PSTEP) 予報システム班(A01), 次世代宇宙天気予報のための双方向システムの開発(MEXT/JSPS 科研費 15H05813) の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] SPINE のホームページ,
<http://dev.spis.org/projects/spine/home/spis>.
- [2] SPIS を用いた衛星帯電解析, 岡本 好実, 中村真弥, 中村雅夫, 第 11 回宇宙環境シンポジウム講演論文集, JAXA-SP-14-012, 199-204, 2014.
- [3] SPIS を用いた最悪プラズマ環境下の静止軌道衛星表面帯電解析, 中村真弥, 中村雅夫, 第 12 回宇宙環境シンポジウム講演論文集, JAXA-SP-15-012, 203-211, 2015.
- [4] 衛星帯電解析ツール SPIS による静止軌道衛星の数値モデルの作成と表面帯電解析, 中村真弥, 中村雅夫, 第 13 回宇宙環境シンポジウム講演論文集, 133-139, 2016.
- [5] NASA のホームページ,
https://www.nasa.gov/mission_pages/rbsp/mission/index.html.
- [6] Radiation Belt Storm Probes ECT のホームページ, <https://www.rbsp-ect.lanl.gov/>.

第14回宇宙環境シンポジウム 2017年11月6-8日 神戸大学

EISCAT_3D (次世代欧州非干渉散乱レーダー) による宇宙環境研究と監視(2)

宮岡 宏¹、小川 泰信¹、西村耕司¹、中村 卓司¹、野澤 悟徳²、大山 伸一郎²、
藤井 良一³、C.Heinselman⁴

¹国立極地研究所 ²名古屋大学宇宙地球環境研究所

³情報・システム研究機構 ⁴EISCAT科学協会



NiPR
National Institute of Polar Research



EISCAT

1

EISCAT_3D (次世代欧州非干渉散乱レーダー) 計画

○日本が加盟する欧州非干渉散乱(EISCAT)科学協会が1982年より運用を開始したEISCATレーダーに代わる次世代レーダーとして2002年頃より検討を始めた世界初(最大級)の多局式フェーズドアレイ大気レーダーシステムである。

○EUの大型研究計画ロードマップESFRIに2008年に採択され、FP-6 Design Study (2005-09)、FP-7 Preparatory Study (2010-14)、H2020 EISCAT-PfP (2015-17)等の支援を受けて準備を進めてきた。

○2014年以降、加盟国である北欧3か国(ノルウェー、スウェーデン、フィンランド)の整備予算が順次内定し、残る英国、日本、中国の予算措置を待って着工を決定する状況となっていた。

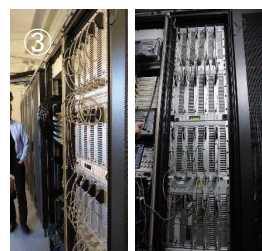
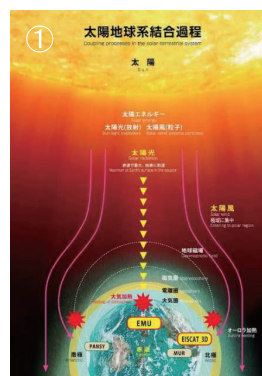
○2017年3月に英国が6Mポンド(約8億円)の予算措置を決定し、既内定額と合わせ、第1期分整備経費685MSEK(約88億円)の約86%が確保された。これを受けて、引き続き日本、中国の予算化を期待しつつ、全4期計画のうち、第1期分の整備を本年9月1日より開始することを5月31日、6月1日に開催したEISCAT評議会(極地研)で正式決定した(別紙1)。2021年末までに整備を完了し、定常運用を開始する。

○2017年9月7日にトロムソ大学及び主局予定地であるシーボトン(ノルウェー)において、各国関係者や現地コミュニティ代表者など約80名が参加してEISCAT 3D起工式が開催された。日本からは藤井機構長とEISCAT評議会委員2名(宮岡、野澤名大准教授)が参加した。

○日本は、極地研と名大太陽地球環境研究所(現宇宙地球環境研究所)を中心に、国内研究コミュニティの意見を集約して研究計画を立案し、EISCAT本部とも連携しつつ、2013年以降、大型予算の獲得に向けて概算要求を進めてきた(別紙2)。

○2014年に「太陽地球系結合過程の研究基盤形成」(代表:津田敏隆京大生存圏研究所教授、現ROIS理事)の一部としてマスタープラン2014(日本学術会議)及びロードマップ2014(文部科学省)の重点大型研究計画に採択。2017年2月に改訂後のマスタープラン2017にも採択された(計28件)。6月にロードマップ2017の最終選考(計21件)まで進んだが、採択には至らず(①)。

○平成26年度より内部予算を用いてEISCAT 3D用レーダー送信機の自主開発を進めてきたが、平成28年度に「多点大型レーダー計画の推進」(8800万円)の予算措置を受け、技術実証用送信機19台を開発製造し、本年6月以降トロムソ観測所の試験用サブアレイ装置に組み込み、実証試験を実施中。難易度の高いEISCAT_3Dの要求性能をクリアするとともに安定した動作状況が高く評価されている(②、③)。



EISCAT (European Incoherent Scatter) レーダーとは？

Associate countries and institutes



Contributing:



- EISCAT科学協会 (1975年設立、1996年に日本加盟)
- UHFレーダー、VHF3局レーダー、電離層加熱装置
- スバル第1、第2レーダー

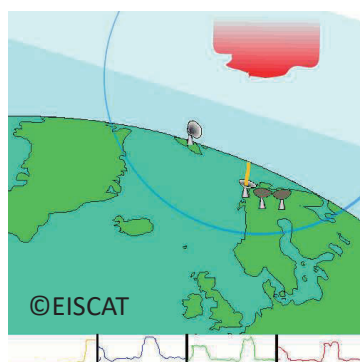


非干渉散乱 (Incoherent Scatter) レーダーとは？

高度70kmから1,000km以上の広範囲を高精度に観測できる強力な大型大気レーダー

大気中の電子によって散乱される微弱な電波を用いて、電子密度や温度などの物理量を測定する。微弱な電波から物理量を測定するには、**大口径 (直径30m以上)** の送受信アンテナと **大きな送信出力 (1メガワット以上)** が必要。

3局方式のEISCATレーダー



直接観測できる物理量:
電子密度、電子温度、イオン温度、イオン速度 (ベクトル)

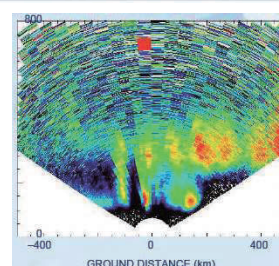
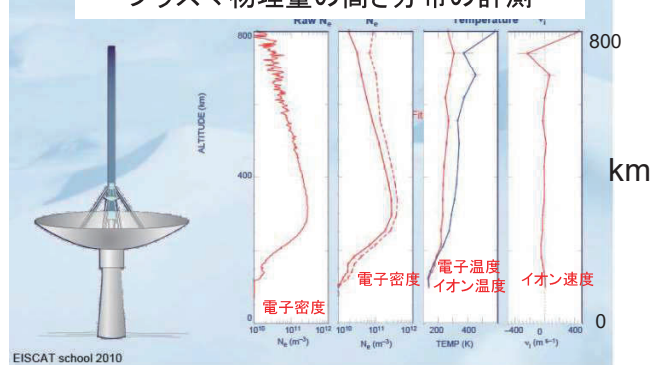
$$E = -\vec{V}_i \times \vec{B} \rightarrow E (\text{ベクトル})$$

E: 電場

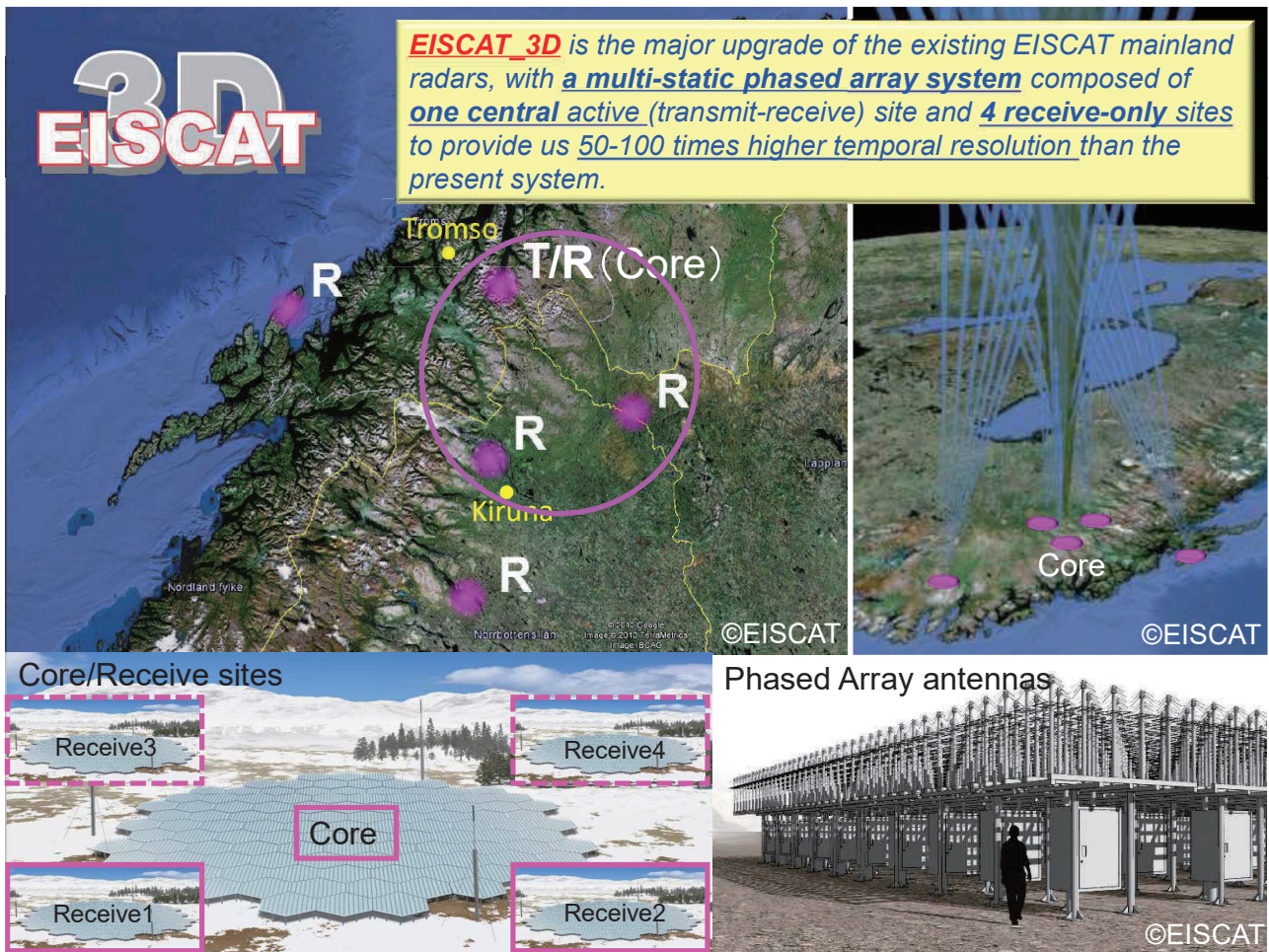
\vec{V}_i : イオン速度

B: 磁場

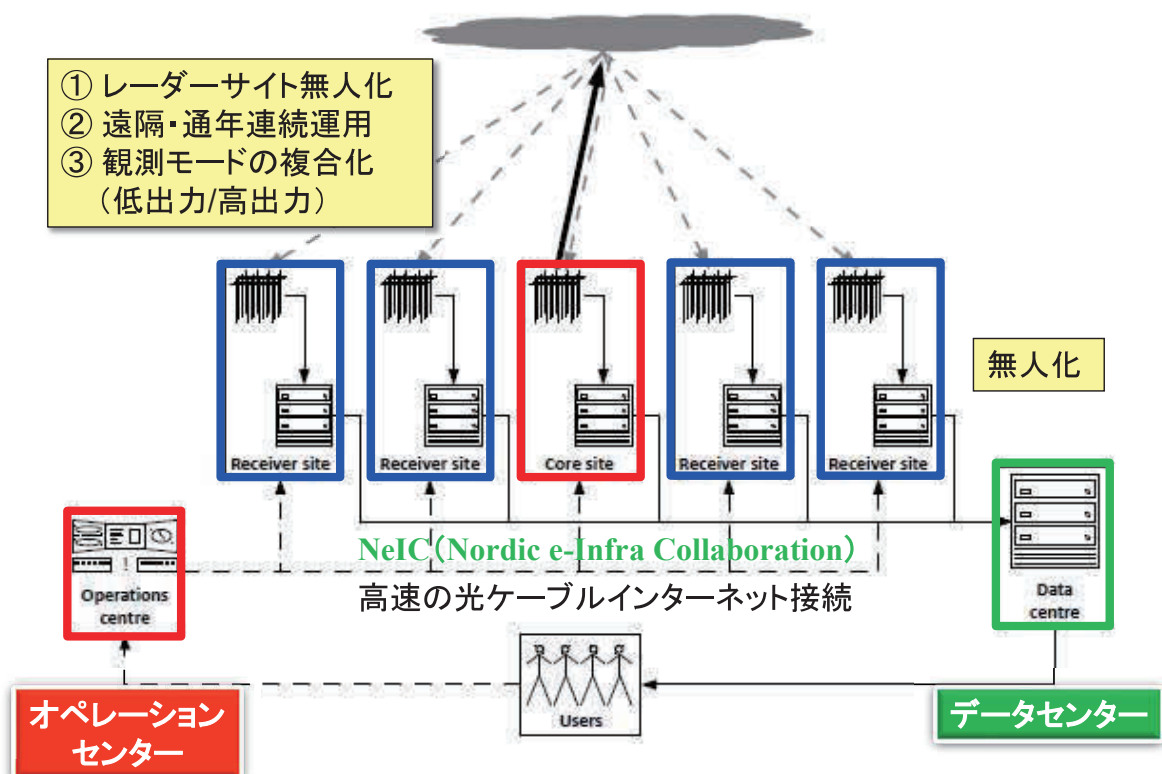
プラズマ物理量の高さ分布の計測



アンテナ掃引による2次元電子密度観測



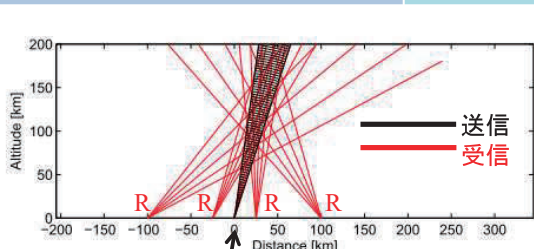
EISCAT_3Dレーダーのシステム構成



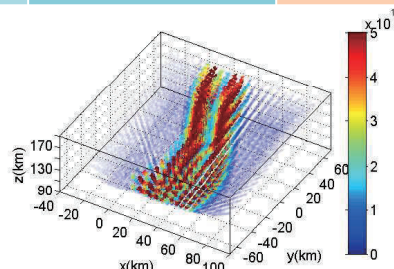
観測性能(時間分解能)が飛躍的に向上

送信機出力やアンテナ開口面積が増えることにより、1回(点)の観測に要する時間は1/100程度まで短縮され、時間分解能が飛躍的に向上する。(時間分解能=1回の観測に要する時間)

大気の密度・温度・速度 (観測高度)	EISCATの 時間分解能	EISCAT_3Dの 時間分解能	性能向上指数
電子密度・イオン温度・電子温度(110km)	5 秒	0.05 秒	100 倍
電子密度・イオン温度・電子温度(300km)	20 秒	0.3 秒	67 倍
3次元イオン速度(110km)	500 秒	10 秒	50 倍
3次元イオン速度(300km)	100 秒	1 秒	100 倍



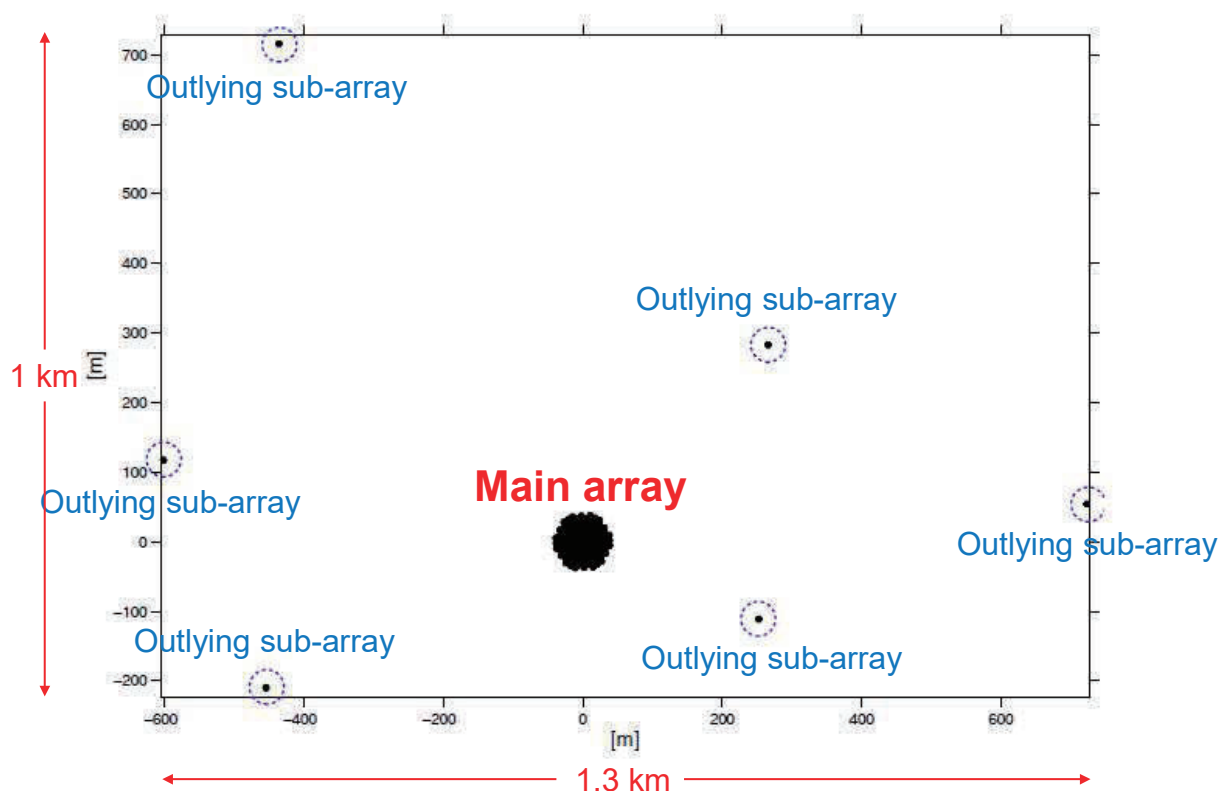
送受信局
EISCAT_3D 観測



EISCAT_3D による3次元観測プロット

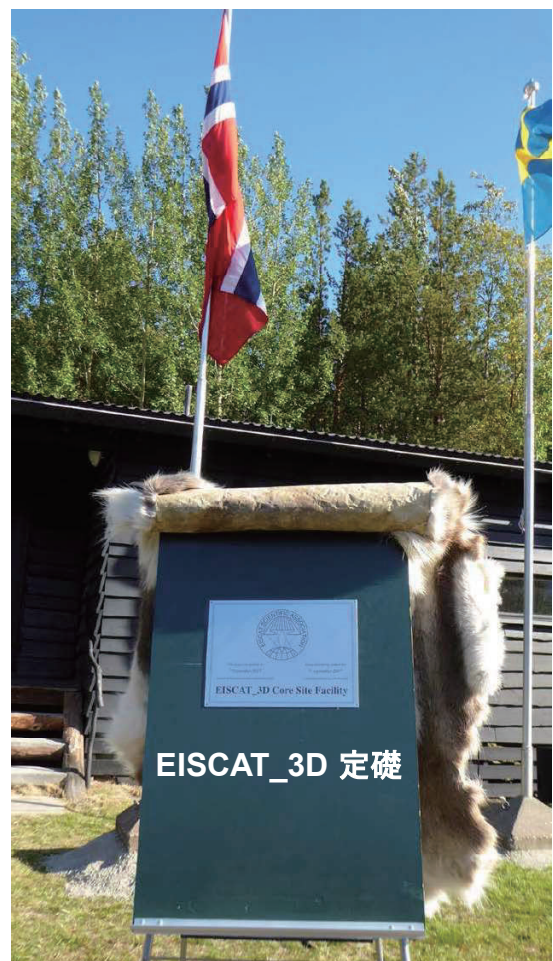
7

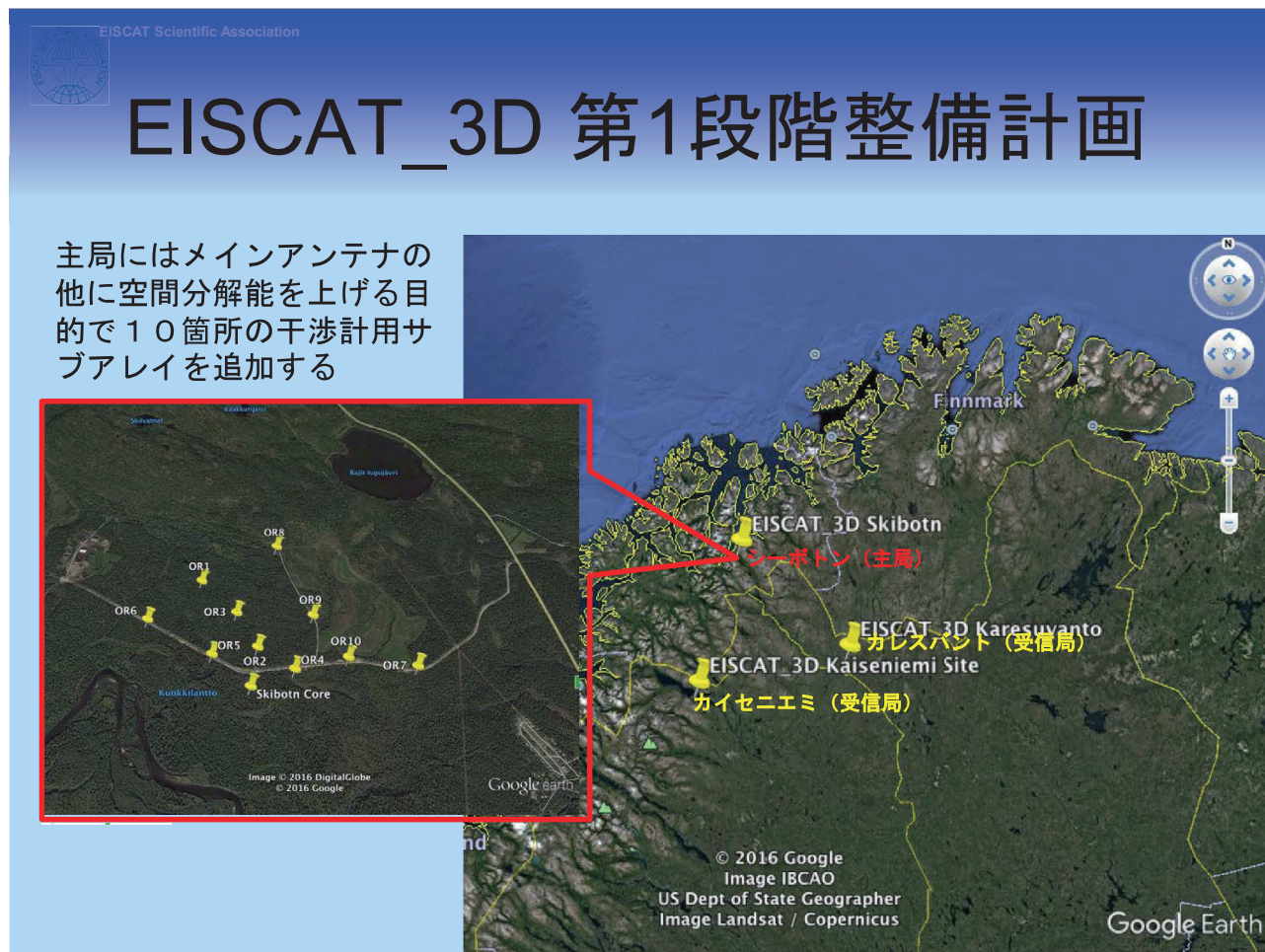
干渉法による高解像度化





EISCAT_3D起工式 2017年9月7日
トロムソ大学キャンパス及びシーボトン野外施設





Stage 1

**1 core site (5MW) +
2 remote sites**

Start partial operation in 2021

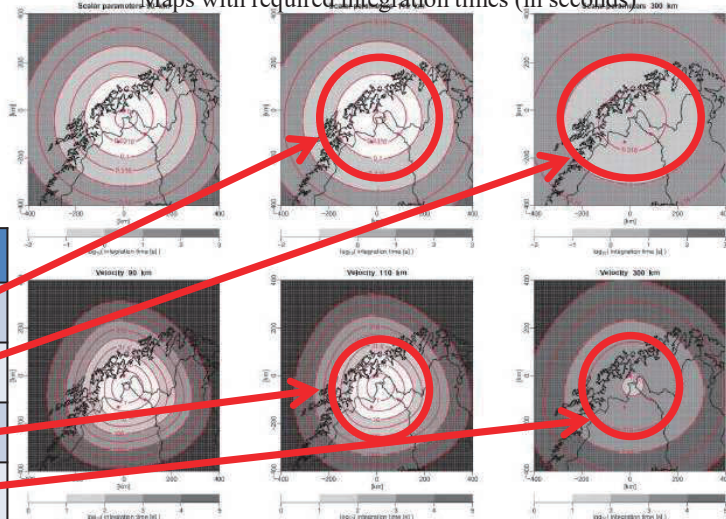


Stage 1 configuration.

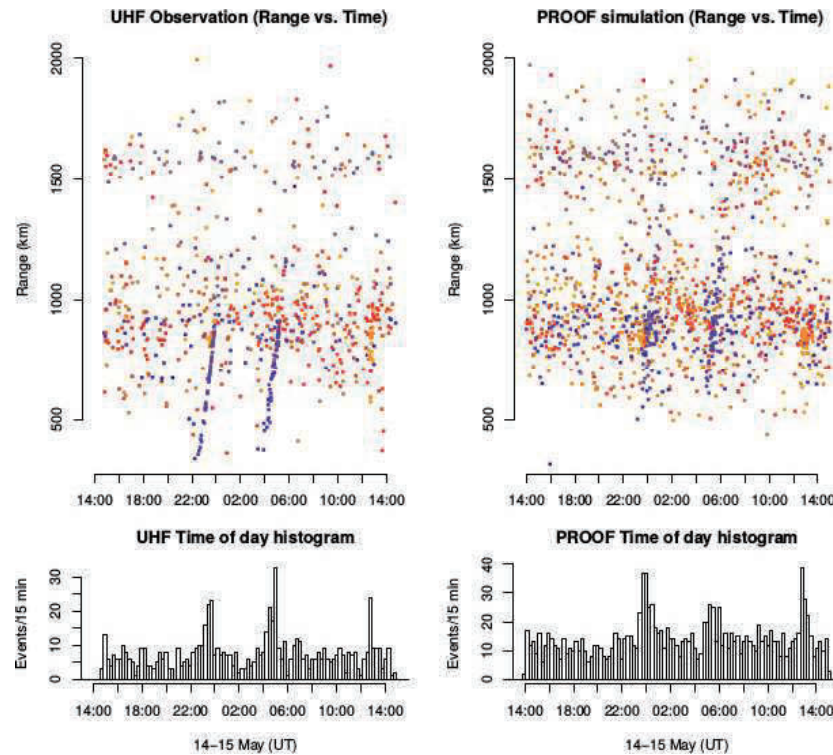
Maps with required integration times (in seconds)

Required integration times to reach
1% standard deviation of isotropic
parameters and vector velocity

parameters@height	EISCAT_3D
Ne,Ti,&Te@110km	0.3 sec
Ne,Ti,&Te@300km	1 sec
Vector Vi@110km	100 sec
Vector Vi@300km	300 sec



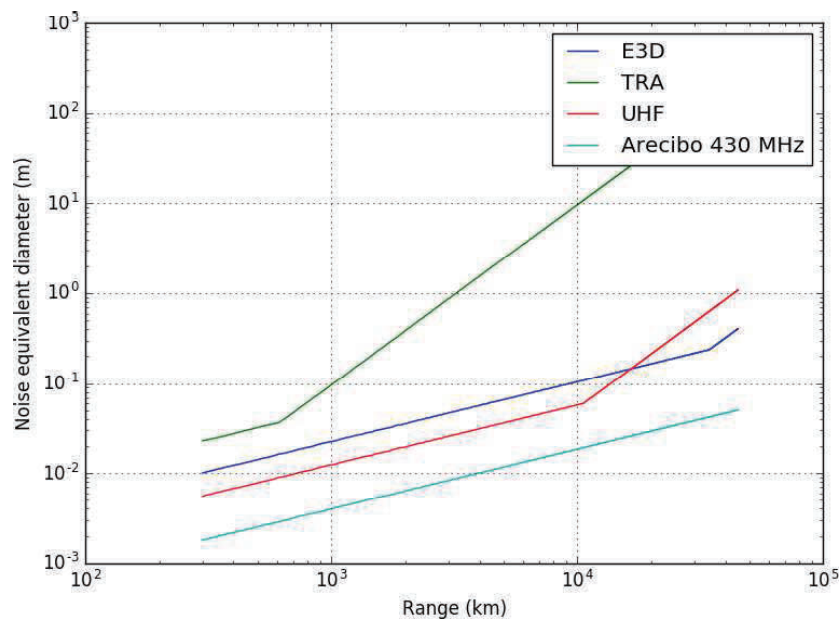
Existing EISCAT capabilities (beam park)



Iridium-Cosmos debris (Vierinen et.al., 2009)

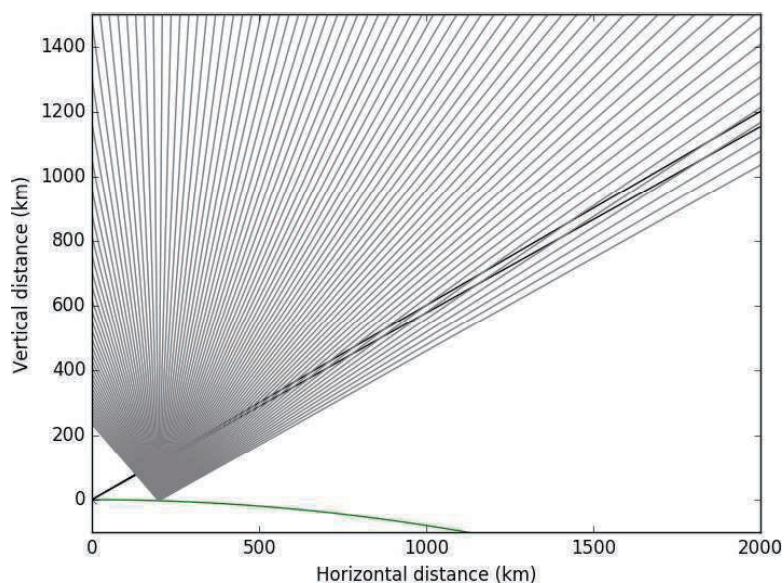
4 / 34

System noise equivalent diameter (metallic sphere)



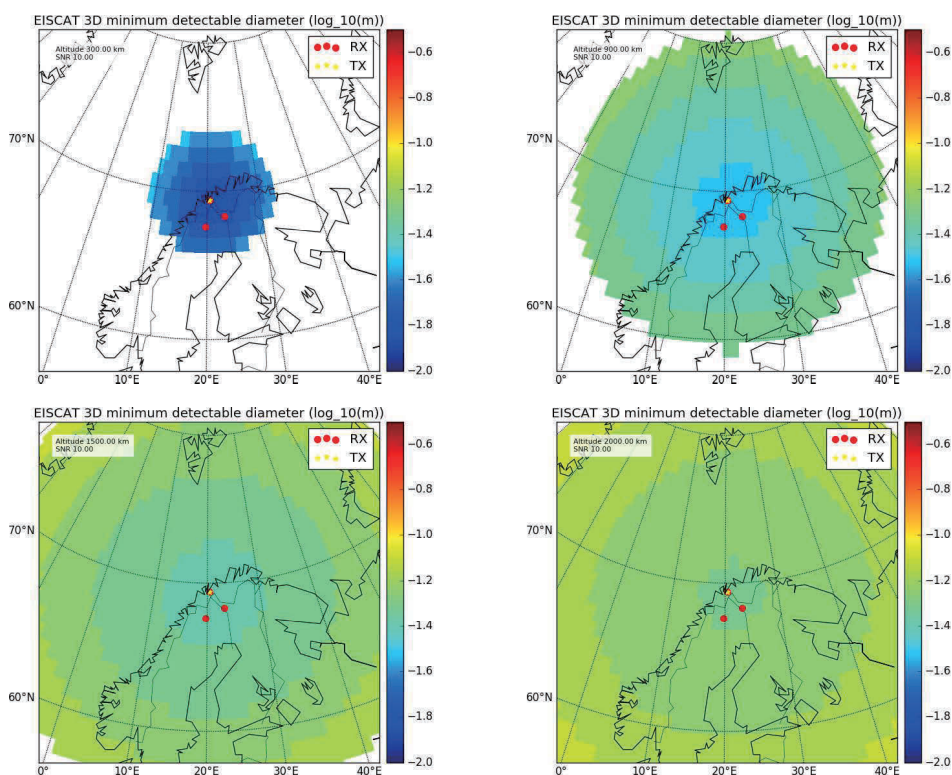
Receiver noise equivalent diameter as a function of range for E3D. For comparison, the EISCAT UHF (930 MHz, 2 MW) and EISCAT Svalbard Radar (500 MHz, 1 MW) performance is shown. (Vierinen et.al., 2017)

Bi-static receivers can form up to 100 beams

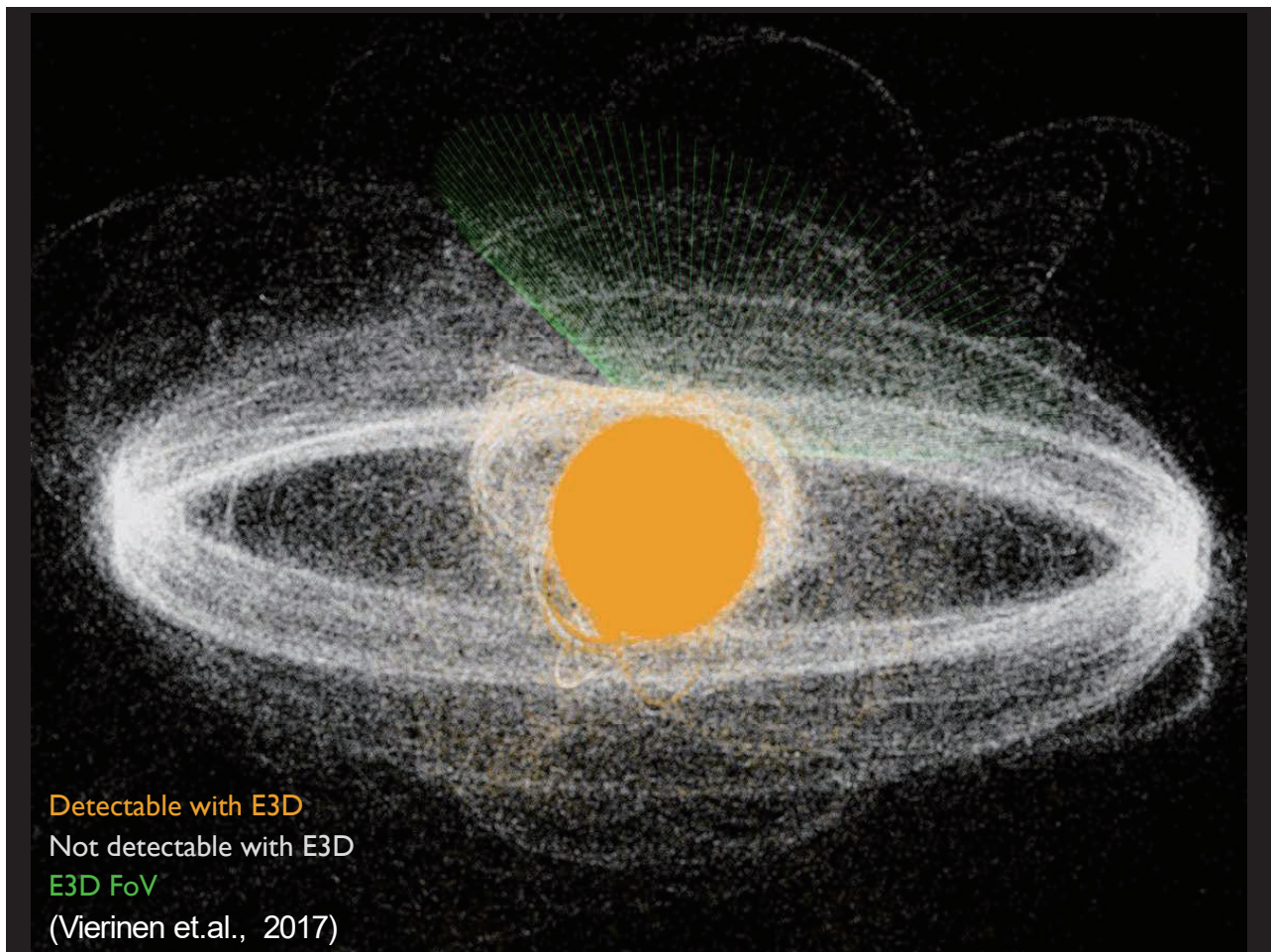


Conceptual diagram of a 1° transmit beam intersected by 100 receive beams to cover a full range of altitudes. This is at an extreme elevation angle of 60° off zenith. (Vierinen et.al., 2017)

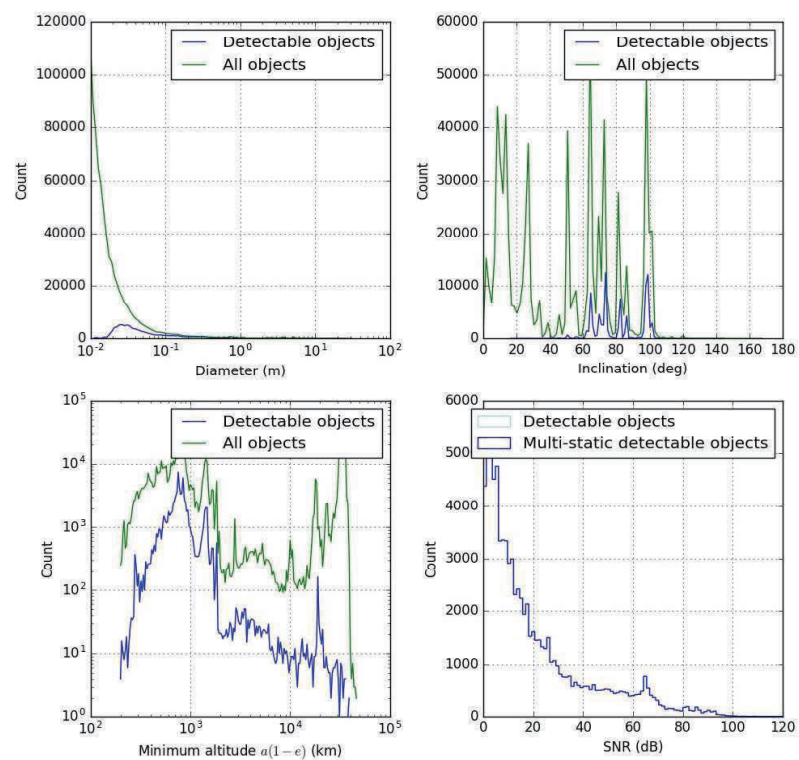
Minimum detectable diameter (SNR=10)



FoV at 300, 900, 1500 and 2000 km altitudes. (Vierinen et.al., 2017)

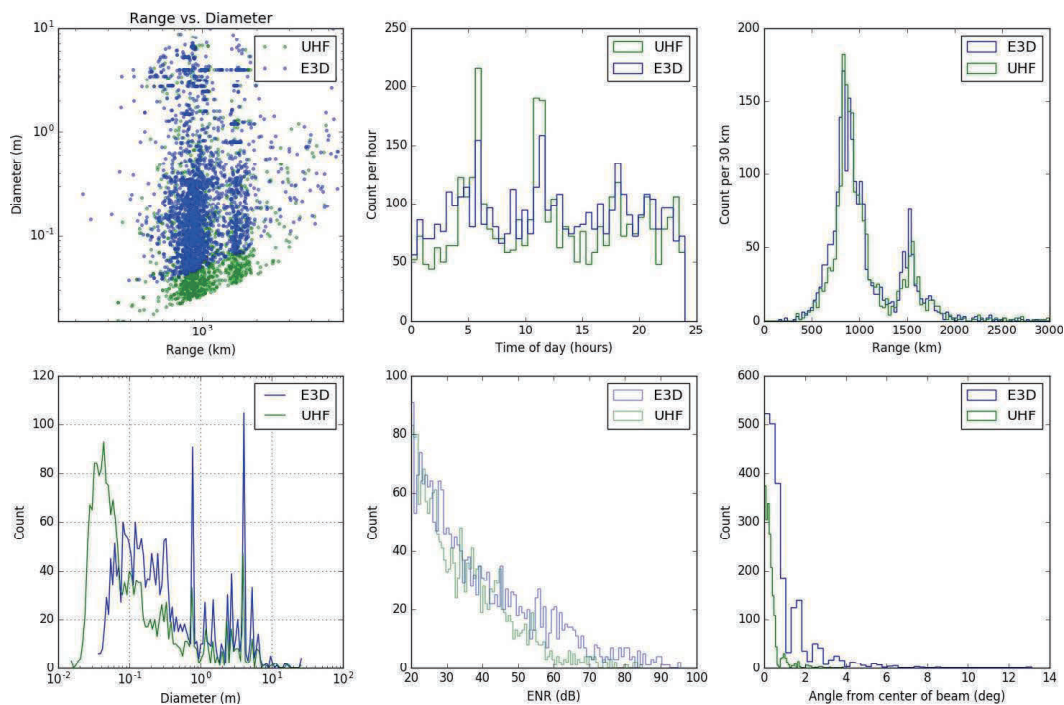


Detectable objects ($\approx 10\%$ of objects > 1 cm)



(Vierinen et.al., 2017)

Discovery of unknown objects (2000 per day)



Beam park detections per day. EISCAT UHF (930 MHz) is shown for reference. (Vierinen et.al., 2017)

16 / 34

EISCAT_3D整備年次計画

年/月	2017/09	2018/01	2018/05	2018/09	2019/01	2019/05	2019/09	2020/01	2020/05	2020/09	2021/01	2021/05	2021/09	2022/01
技術実証試験 (トロムソ)														
試験システム更新														
試験・オペレーション														
主局 (シーボトン)														
設計														
現地工事														
ハードウェア設置														
試験・オペレーション														
受信局 (カイセニエミ)														
設計														
現地工事														
ハードウェア設置														
試験・オペレーション														
受信局 (カレスバント)														
設計														
現地工事														
ハードウェア設置														
試験・オペレーション														
EISCAT_3Dコミッショニング														
EISCAT_3D運用 (第1期)														

SUMMARY

1. 北欧3か国＋英国の予算内定(608MSEK=約78億円)を受け、本年6月にEISCAT_3D計画の整備開始を正式に決定した。第1段階の整備を2021年末までに完了し、本格運用を開始する。 9/7に現地で起工式を開催した。
2. EISCAT_3Dレーダーは、その大きな送信出力、開口面積、多局フェーズドアレイシステムにより、スペースデブリの検出をはじめとする宇宙環境監視の強力なツールとなることが期待される。
3. 日本が開発・製造した送信機用増幅器(SSPA)18台を技術実証用サブアレイに組み込み、性能評価試験を開始。
EISCAT_3Dの要求仕様を満たし、高い評価を得ている。今年度中の最終量産モデルの確定に向けて開発を継続中。

惑星高層大気環境模擬のための複合分子線実験装置の構築と評価

Development of a pulsed supersonic valve system aimed for upper atmospheric simulation

○大倉 僚太 (神戸大学), 藤本 友介 (神戸大学), 北 一貴 (神戸大学),
岩田 稔 (九州工業大学), Chee Sze Keat (メカノトランスフォーマー), 木本 雄吾 (JAXA),
横田 久美子 (神戸大学), 田川 雅人 (神戸大学)

Ryota Okura (Kobe University), Yusuke Fujimoto (Kobe University), Kazuki Kita (Kobe University),
Minoru Iwata (Kyushu Institute of Technology), Sze Keat Chee (Mechano Transformer Corp.),
Yugo Kimoto (JAXA), Kumiko Yokota (Kobe University) and Masahito Tagawa (Kobe University)

Abstract: The upper Martian atmosphere mainly contains carbon dioxide (CO₂) and atomic oxygen (AO) depending on the altitude. Spacecraft orbiting in the Martian upper atmosphere encounters high-energy collision with these molecules. In order to evaluate a risk of material erosion possibility in Martian orbit, a method for ground-based Martian atmospheric simulation was investigated. A laser-detonation hyperthermal beam source was applied and a new pulsed supersonic valve (PSV) system was developed for the Martian atmospheric simulation experiments. Two PSVs were equipped with a nozzle in order to increase freedom of formation of hyperthermal beam with mixture of two types of gases. It is expected that two molecular beams are formed individually with this system.

Key Words: *pulsed supersonic valve, atomic oxygen, Martian atmosphere, material degradation, carbon dioxide*

1. 緒言

惑星高層大気において、原子状酸素(Atomic Oxygen: AO)による高エネルギー衝突が宇宙探査機の表面材料に著しい劣化を引き起こすことが知られており、この劣化挙動を明らかにする必要性が指摘されている。地上試験¹⁾や実機試験²⁾により、多くの材料劣化に関する研究が行われてきたが、最近の研究より、低地球軌道(Low Earth Orbit: LEO)における材料劣化は、AOの衝突だけではなく、科学的に不活性な分子の高エネルギー衝突によっても引き起こされることが明らかになりつつある³⁾。

地球周回軌道における大気組成は、高度によって異なるが、AOやN₂が中心である。一方、火星周回軌道においては、AOやCO₂が中心である⁴⁾。火星探査機はこれらの分子と約4 km/sで衝突するが、エアロブレーキング初期段階では衝突速度は8 km/s以上に達する。この高速度衝突により、化学的には不活性であるが、質量の大きなCO₂の衝突エネルギーが非常に大きくなり、地球軌道上とは異なる

材料劣化が生じる可能性がある⁵⁾。そこで本研究では、既存のレーザーデトネーション型分子ビーム照射装置に新たに開発したパルスバルブ(Pulsed Supersonic Valve: PSV)を組み合わせ、その評価を行う装置の構築と評価を行った。

2. 火星高層大気

地球と火星では高層大気の組成は大きく異なる。LEOでは主に、高度800 km以上ではH₂、200~800 kmではAO、200 km以下ではN₂により構成される。図1にマリナー6号や7号などの観測データや、ハッブル宇宙望遠鏡による光学観測データをもとに作成された、火星大気の鉛直密度分布モデルを示す⁵⁾。図1より、火星高層大気は主に、高度250 km以下ではCO₂、高度250 km以上ではAOにより組成されることが分かる。火星探査機は、主にAOにより組成される高度300~500 kmを飛行するが、エアロブレーキング時にはより低い高度を通過する。火星探査機の定常周回速度は3.5 km/sであり、AOとの平均衝突エネルギーは1 eVとなり、LEOにおけるAO

との平均衝突エネルギー(5 eV)より小さい。しかし、エアロブレーキングの初期段階では速度は6 km/sであることから、O₂の平均衝突エネルギーは7 eVに達するため、AOの衝突エネルギーよりも大きくなる。

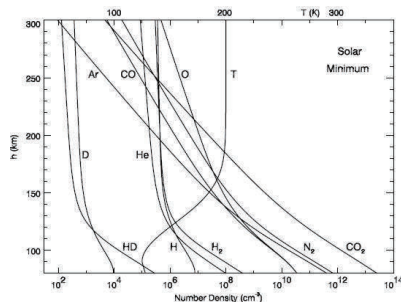


図1 火星大気鉛直密度分布モデル⁵⁾
Tは温度を示す。(上目盛)

3. 実験機器および実験方法

3.1. PSV

本研究では、火星高層大気のシミュレーションを行うために、新型のPSVを開発した。図2に本研究において新たに開発したPSVを、図3にはこのPSV2個を1つのノズルに装着したデュアルPSVシステムの外観を表している。これまで本グループで使用していた米国製のPSV⁶⁾は直径が72 mmであるのに対し、新型PSVは厚さが42 mmと薄くなったため、図3のように、1つのノズルに2つの新型PSVを取り付けることが可能となった。新型PSVには、変位拡大機構が組み込まれていることで、動作電圧が150Vに抑えられており、ピエゾの損傷を防止している。2つの新型PSVは独立に調整可能であるため、ノズル内のガス組成や密度を変化させることが可能になり、レーザープラズマ内でのCO₂の解離を抑制できる可能性がある。本装置は、火星高層大気シミュレーション実現へ大きな進歩をもたらすだけでなく、近年研究が活発となっているLEOより低高度のsub-LEOのシミュレーションで必要となるN₂の解離の抑制にも有効である。⁷⁾



図2 本研究で試作した新型PSVの外観

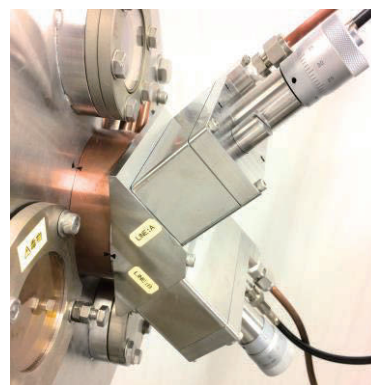


図3 デュアルPSV

4. 実験結果および考察

4.1. ガス導入タイミング可変実験

ビームライン中に設置された四重極質量分析管(QMS)によりガス分子の飛行時間スペクトル(TOFスペクトル)を計測し、デュアルPSVシステムの性能評価を行った。それぞれの新型PSVから、0.5MPaのArとO₂を個別に導入し際のArおよびO₂ビームのTOFスペクトルを図4に示す。TOFスペクトルにおいて、横軸は飛行時間、縦軸はQMSで計測された信号を表す。O₂、Arのガスのピークがはっきりと計測されていることから、それぞれの新型PSVからガスが正常に導入されることが確認できた。

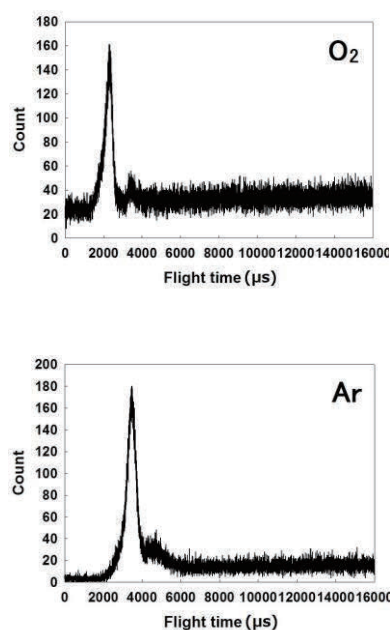


図4 デュアルPSVシステムで形成した分子ビームのTOFスペクトル

次に2つの新型PSVへの制御信号のタイミングを変化させ、導入されるガスの状態を観測した。図5に、本実験でのTOFスペクトルの一例を示す。先にO₂ガスを導入し、500 μs後にArガスを導入した。(a)の実験条件はPSV動作電圧が80 V (O₂)と130 V (Ar)、背圧が0.2 MPa (O₂)と0.6 MPa (Ar)である。一方、(b)はPSV印加電圧が105 V (O₂)と130 V (Ar)、背圧が0.3 MPa (O₂)と0.6 MPa (Ar)、ガス導入の時間差が750 μsである。いずれの場合もバルブ開放時間は300 μsに設定した。

分子ビームの平均熱速度は以下の式で表すことができる。

$$\frac{1}{2} \frac{M}{N_A} v^2 = \frac{3}{2} KT \quad (1)$$

分子量が大きいため、Arの平均速度はO₂より12%程度遅くなる。図5 (a)(b)において、O₂のピークは3150 μsに現れている。Arのピークは (a) では4100 μsあたりと5000 μsあたりの2ヶ所に、(b) では5500 μsあたりにのみ小さいものが現れている。(1) 式より、Arのピークは4030~4380 μsあたりに現れると予想できる。理論と同じ速度のArは(a)でのみ小さいピークが観測される。このことは先に導入されノズル内に存在するO₂により、後から導入されるArの導入が妨げられることが示唆されている。

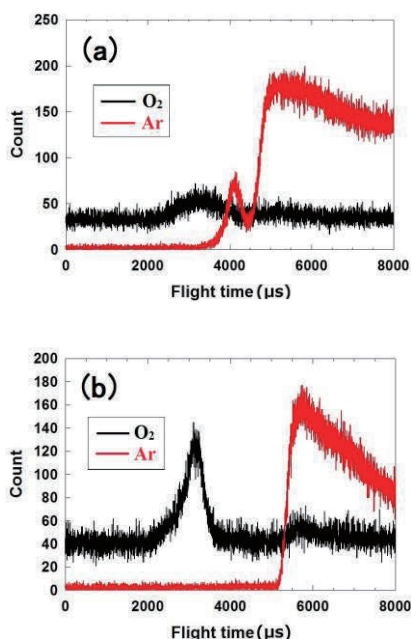


図5 時間差 ΔT=500μs、750μsでO₂、Arを導入した際のTOFスペクトル

(a): O₂ 80V (0.2MPa), Ar 130V (0.6MPa),

ΔT=500μs

(b): O₂ 105V (0.3MPa), Ar 130V (0.6MPa),

ΔT=750μs

4.2. デュアルPSVによる超熱分子ビームの生成

様々なレーザー照射条件においてCO₂レーザーパルスを導入し、超熱分子ビームの生成を試みた。図6にレーザーディレイ(L.D.) = 900 μsにおけるO₂、O、ArのTOFスペクトルを示す。これまでの実験と同様、O₂ガスの後にArガスを導入した。また、本実験において、レーザーパルスは横軸で350 μsに導入されている。800 μsに現れているArのピークはArの超熱分子ビームが生成されたことを示しているが、QMSではO₂やOの信号は感知できなかった。O₂とArのガスの導入の時間差は500 μsであるが、先に導入されたO₂分子はこの時間で250 mmの距離を飛行する。この距離はノズル長(100mm)より大きい。したがって、Arより先に導入されたO₂の大部分はレーザーパルスが導入された時間には既にノズルから拡散したため、本実験の条件ではAOの超熱分子ビームが生成されなかったものと思われる。

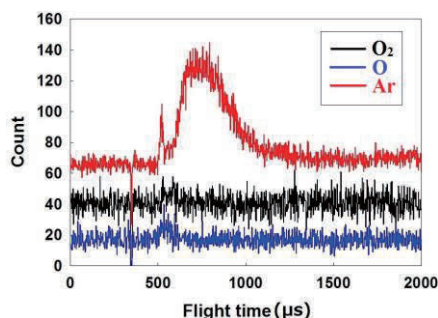


図6 超熱分子ビームのTOFスペクトル

4.3. 極端紫外線分光

デュアルPSVを用いて超熱分子ビームを生成する際に、レーザープラズマから発生する極端紫外線の波長を、斜入射型極端紫外線分光器⁸⁾を用いて測定した。図7にL.D.= 500 μsにおけるEUVスペクトル、図8にL.D.= 800 μsにおけるEUVスペクトルを示す。それぞれの実験条件はともに、PSV印加電圧が80V (O₂)と155 V (Ar)、背圧が0.2 MPa

(O₂)と0.3 MPa (Ar)である。ガス導入の時間差は500 μsである。計測されたピークとイオンに関する表を表1に示す。

2つのスペクトルを比較すると、図7のスペクトルではピーク値が飽和地に達しているため定量的な考察は不可能であるが、L.D.の増加に伴って全体的にピークが減少し、その中でもO⁺イオンのピークが顕著に減少した。一方、O⁶⁺やO⁷⁺のピークはL.D.の増加に伴って、微減または微増した。L.D.を増加させることでガスの導入からレーザーを照射するまでの時間が長くなり、Ar分子を加速しにくくなり、Ar分子のO₂分子への衝突エネルギーが低下する。そのため、O₂が解離し、イオン化が抑制されたものと思われる。また、L.D.の増加に伴ってO⁺イオンのピークが減少したことから、O⁺イオンは主にAr分子がO₂分子に衝突することによって生成されていることが示唆される。その一方、Oの多価イオンのピークが微減または微増したことから、Oの多価イオンはAr分子のO₂分子への衝突によって生成されたのではなく、O₂分子を解離させる別のプロセス(電子衝突による電離など)によって生成されたと考えられる。

表1 Oイオンに由来するEUVピーク

波長(mm)	イオン	波長(mm)	イオン
37.3	O ⁶⁺	39.6	O ²⁺
37.4	O ²⁺	40.1	O ⁺
37.6	O ⁺	40.6	O ²⁺
38.2	O ⁴⁺	40.8	O ⁷⁺

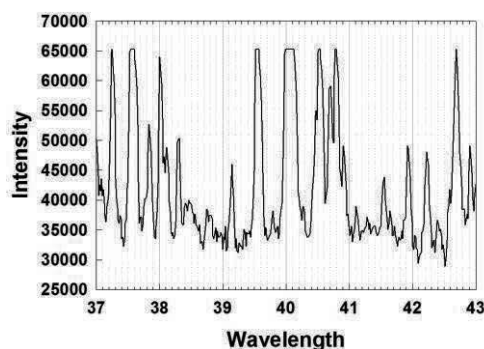


図7 O₂→Ar導入プラズマからのEUVスペクトル (L.D.=500μs)

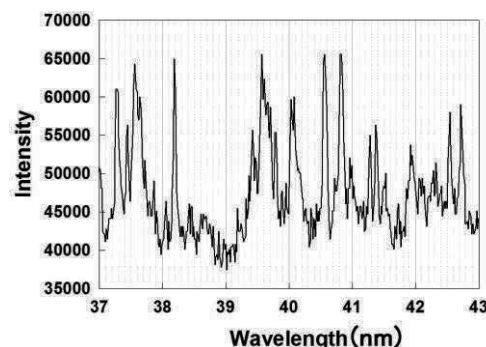


図8 O₂→Ar導入プラズマからのEUVスペクトル (L.D.=800μs)

5. 結言

本研究では火星高層における大気分子との衝突による探査機の表面材料の劣化現象を再現するため、デュアルPSVシステムの試作と評価を行った。本装置により、2つの新型PSVから2つのガスをそれぞれノズルに独立に導入することが可能になった。実験の結果、ガス導入は先に導入されるガスに強い影響を受ける(すなわち、分子衝突が無視できない)ため、デュアルPSVを用いることにより、ノズル内でのガス分子衝突を制御することで分子解離を促進、あるいは抑制できる可能性が示され、サイドプロダクトとしての多価イオン生成の制御などにも効果がある事が示された。

6. 謝辞

本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金#25289307、#26289322、#15K14252、#15K14253、および文部科学省宇宙航空科学技術推進委託事業「宇宙利用を支える宇宙材料劣化研究拠点の形成」の援助により行われたものである。

7. 参考文献

- 1). Tagawa, M., Ohyabu, T., Yasuda, S., Yokota, K., Okamoto, A.: *Impact of high-energy collision of inert gas on the material degradation in space environment –Erosion properties in the hyperthermal multiple composition beams*, 29th International Space Technology and Sciences, June 2-9, 2013.
- 2). Material Degradation Monitor on ExHAM,

https://www.nasa.gov/mission_pages/station/research/experiments/2015.html (2017 年 8 月 3 日アクセス)

- 3). Yang, J. C., de-Groh, K. K.: *Materials research society*, Vol.35, No1, 12-19, 2010.
- 4). Krasnopolsky, V. A.: *Mars' upper atmosphere and ionosphere at low, Medium, and high solar activities: Implications for evolution of water*, Journal of Geophysical Research, Vol.107, No.E12, (2002) 5128.
- 5). Tagawa, M., Yokota, K., Kishida, K., Okamoto, A., Minton, T. K.: *Energy dependence of hyperthermal oxygen atom erosion of a fluorocarbon polymer: relevance to space environmental effect*, ACS Advanced Materials and Interfaces, Vol.2, No.7, 2010, pp.1866-1871.
- 6). 大倉僚太, ”惑星高層大気シミュレーションのための複合分子線システムの構築と評価”, 神戸大学卒業論文(2017)
- 7). 安田茂, ”超低軌道宇宙環境における高質量不活性分子誘起材料劣化現象に関する研究”, 神戸大学修士論文(2013)
- 8). T. Kita, T. Harada, N. Nakano, H. Kuroda, “Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings for a flat-field grating-incidence spectrograph”, *Applied Optics*, Vol. 22, No.4 (1983), pp. 512-513.

超低軌道宇宙環境におけるFEP/Agフィルムの 劣化原因に対する考察

A consideration of erosion mechanism of FEP/Ag in sub-low earth orbit space environment

○藤本 友介（神戸大）、北 一貴（神戸大）、大倉 僚太（神戸大）、岩田 稔（九州工業大）、
横田 久美子（神戸大）、田川 雅人（神戸大）

Yusuke Fujimoto (Kobe University), Kazuki Kita (Kobe University), Ryota Okura (Kobe University),
Minoru Iwata (Kyusyu Institute of Technology), Kumiko Yokota (Kobe University)
and Masahito Tagawa (Kobe University)

Abstract: It has been recognized that fluoroethylenepropylene (FEP) is durable to the hyperthermal atomic oxygen (AO) attack in low earth orbit (LEO) compared to the other hydrocarbon polymers. However, the densities of N_2 in sub-LEO are higher than LEO, and the durability of FEP in sub-LEO environment is still unclear. In this study, simultaneous exposure experiment of AO and Ar, which is simulating N_2 collision in sub-LEO, was performed on FEP/Ag film samples. It was confirmed that the erosion of FEP by hyperthermal Ar beam was greater than that by AO beam. In addition, the synergistic effect was not be confirmed at the simultaneous exposures of AO and Ar. The importance of N_2 -induced erosion of FEP in sub-LEO was commented.

Key Words: atomic oxygen, nitrogen, FEP/Ag, Sub-LEO, material degradation

1. 目的及び背景

現在、多くの宇宙機が低地球軌道 (LEO) を周回しているが、このLEOは原子状酸素(AO)や不活性分子、真空紫外線などの複合環境である。この中でも特にAOが熱制御材などとして用いられるポリイミド(PI)を代表とする高分子材料を劣化させる主要因の一つであることが確認されている。テフロンFEPはLEOにおいて、他の高分子材料と比較してAO衝突への耐性が高いことが知られており^{1,2)}、今年度に宇宙航空研究開発機構(JAXA)より打ち上げが予定されている世界初の超低地球軌道(sub-LEO)を周回する超低高度衛星技術試験機つばめ(SLATS)のラジエーター材料にも選定されている³⁾。SLATSが周回する高度200km程度の軌道では主要な大気成分はAOと N_2 であるが、AOと N_2 の大気密度は国際宇宙ステーション (ISS) 軌道(450km)と比較して $10^3 \sim 10^4$ 倍増加する⁴⁾。また、AOに対する N_2 の割合も数%から50%程度へと上昇する。このような環境において、AO照射中の N_2 の存在によりポリイミドのエロージョンレートが増大するという複合劣化効果を起こす可能性が報告されている⁵⁾。一方、sub-LEO環境でのFEPのエロージョン特性は十分理解されていない。

そこで本研究では、AOとsub-LEOでの N_2 衝突を模

擬したArの照射実験をFEP/Agフィルムサンプルに対して行った。

2. 実験装置及び実験方法

2.1 レーザーデトネーション型原子状酸素照射装置

本実験では、宇宙機と中性粒子の衝突エネルギーを再現するためにレーザーデトネーション型原子状酸素照射装置を用いた⁶⁾。この装置では CO_2 レーザービームをターゲットガスに集光することで粒子を加速しLEO環境での衝突速度を再現したビームを生成することができる。原子ビームの飛行時間(TOF)スペクトルは四重極質量分析管(QMS)によって計測され、ビーム組成と平均運動エネルギーが分析された。本実験で N_2 の代わりにArを用いた理由は、レーザーを N_2 に集光すると N_2 が反応性の高いNに解離され、分子量が1/2になることで衝突エネルギーの低下を引き起こすためである。本実験では、AOとArの同時照射を行う際に、レーザーデトネーション装置を二台組み合わせたデュアルビームライン方式を採用した⁷⁾。図1にデュアルビームライン型レーザーデトネーション装置の構成を示す。デュアルビームライン方式を用いることで、AOとArのビームの生成条件を独立して変更することが可能となる。

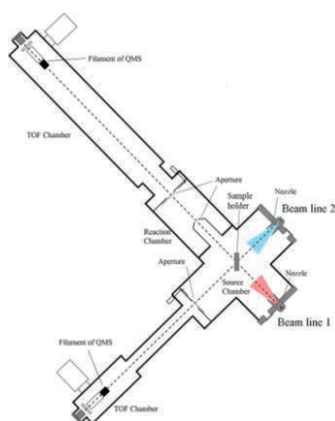


図1 Configuration of the dual-beam-line laser-detonation system.

2.2 フィルムサンプル

2.2.1 テフロン®FEP

図2にFEPの分子構造を示す。本実験では、シェルダール社によって製造されたFEPフィルムの裏面にAgを蒸着させたFEP/Agフィルムを用いた。フィルムは厚さ25 μm で10mm x 10mmに切り出された。本サンプルは、SLATSに搭載されるMDMミッションに用いられるサンプルと同一ロットから用意されたものである。

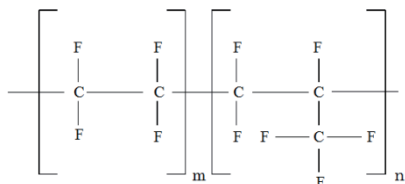


図2 Molecular structure of FEP.

2.2.2 ポリイミド

図3にポリイミドの分子構造を示す。本実験では、デュポン社によって製造された標準的なKapton-Hフィルムを用いた。本サンプルも10mm x 10mmに切り出されている。AOフラックスはKapton-Hフィルムの質量減少量から反応効率(3.00E-24 cm³/atom)を用いて計算した⁸⁾。

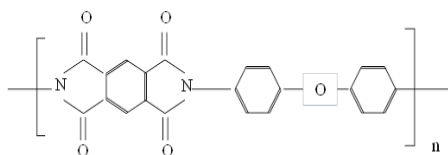


図3 Molecular structure of polyimide (Kapton-H).

2.2.3 サンプルマウント

FEP/AgとKapton-Hサンプルに対し超熱AO及びArビームを同時に照射した。図4に本実験で用いたサンプルマウントを示す。2つのビーム軸に平行な2枚のビームバリアを用いることで、AO単独照射、Ar単独照射、AO+Ar同時照射を同時に行うことが可能である。また、全ての照射は室温で行われた。

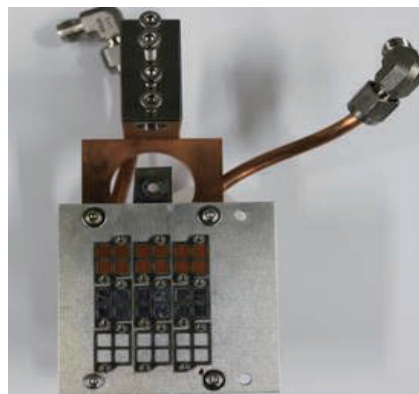


図4 Sample mount used in this study.
Beam barrier is not shown.

2.3 質量測定

質量測定はShimadzu社製の電子天秤を用いて行われた。質量測定の前に、静電気除去がイオナイザを用いて行われた。質量測定法は、NASA/JPLによって推奨される以下に示す方法に従って行われた⁹⁾。サンプルは質量計測の直前まで真空チャンバー内で保管され、大気中においては吸湿を抑制するためにデシケーター内で保管された。デシケーター内からサンプルを出すと同時にストップウォッチをスタートさせ、1分毎に5分間記録する。FEPサンプルにおいては大きな吸湿性を持たないことから、5分間の平均値をとることで質量を推定した。また、Kapton-Hフィルムでは吸湿性を考慮し、得られた5分間の結果を時刻0に外挿することでデシケーターから取り出した瞬間の質量を推定した。

3. 結果・考察

3.1 複合照射実験

表1にパルスバルブ(PSV)セッティングとレーザーエネルギーを示す。平均運動エネルギーはQMSによって測定され、AOビームは2.7eV、Arビームは9.0eVであった。

表1 Condition of PSV and laser energies

	Beam line 1	Beam line 2
Target Gas	Ar	O ₂
Gas Backpressure (MPa)	0.70	0.70
PSV Voltage (V)	900	900
Frequency (Hz)	3.0	1.8
Laser energy (J/pulse)	6.36	6.17

表2は各サンプル位置でのAO、Ar、AO+Arフラックスを示している。AOフルエンスは、ASTM standard⁸⁾に従いKapton-Hの質量減少量から計算された。Arフラックスは直接計測することが困難な為、本研究ではAOフラックス、QMSで得られた各ビームのTOFスペクトル、QMSフィラメントのイオン化効率を利用してArフラックスを推定した⁵⁾。サンプルマウントの角度によるノズル-サンプル間距離の補正は行われている。AOに対するArの割合が70%となるように、パルス周波数はAOを1.8Hz、Arを3.0Hzに設定した。

表3に15時間照射後のフィルム質量減少量を示している。表3よりKapton-Hは、Ar単独及びAO単独では質量減少がほとんど観測されないが、Arが化学的に不活性であり、またAOの衝突エネルギーが2.7eVと小さいためと考えられる。一方、同時照射ではAO、Ar単独に比べて大きな質量減少が認められた。これはAOの化学反応性とArの高エネルギー衝突の相乗効果であり、シナジーとして報告されている現象である⁵⁾。FEP/AgについてはKapton-Hよりも大きな質量減少が確認されているが、これは地上試験ではしばしば見られる現象である。特筆すべきはArに対してきわめて大きな質量減少を示すことで、FEP/AgはAOよりもAr（あるいはN₂）の高エネルギー衝突によって劣化することが示されている。

表2 Fluxes of AO and Ar at the sample position

	Ar	AO+Ar	AO
Flux (atoms/cm ² /s)	5.33E+14	2.22E+14(AO) 5.14E+14 (Ar)	2.30E+14

表3 Mass-loss of the samples

	Ar	AO+Ar	AO
Kapton-H (g)	0.00001	0.00014	0.00003
FEP/Ag (g)	0.00026	0.00042	0.00011

図5は、表3の質量減少結果を可視化したものである。縦軸はFEP/Agフィルムの質量減少量を表している。図5より、AO+Ar同時照射におけるFEP/AgのエロージョンがAO単独照射とAr単独照射におけるエロージョンのおよそ足し合わせ程度となっていることが確認される。これより、FEP/AgではAO+Ar同時照射において複合劣化効果が発現しないことが示唆される。

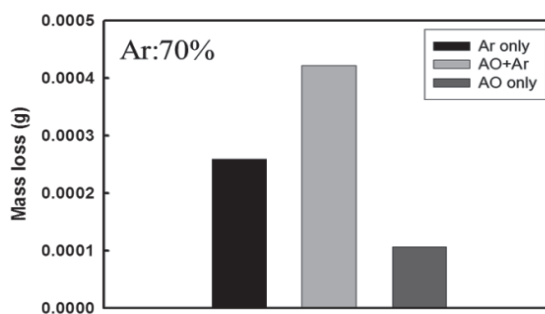


図5 Mass-loss of FEP/Ag samples in the exposure conditions of hyperthermal AO, Ar and Ar70%+AO30%

また、AOに対するArの割合を15%に設定しFEP/Agへの同時照射実験を行ったが、Ar70%の場合と同様の結果が得られた。

本実験によりFEP/Agの同時照射によるエロージョンは各単独照射によるエロージョンの足し合わせで表せることが定量的に示され、このことよりFEPのエロージョンではAOとArでそれぞれ独立した反応経路を有することが示唆された。

3.2 単独照射実験

次に、シングルビームライン型を用いて行った各単独照射の結果を示す。複合照射実験ではデュアルビームライン方式を用いたが、ビームラインを2本有する為QMSシステムが共通ではない。ArフラックスはAOフラックスとQMSで得られた各ビームのTOFスペクトルから求めるが、デュアルビームライン方式のようにQMSシステムが異なる場合には各ビームラインのQMSシステムの感度比を用いて求める必要がある。反応効率を算出する際により正確なフラックスを求めるため、共通のQMSシステムを有するシングルビームライン方式を用いて単独照射実験を行った。平均運動エネルギーはAOは2.9eV、Arは9.1eV

であった。表4にKapton-H、FEP/Agフィルムの本実験で得られたAO、Arに対する反応効率を示す。

表4 Erosion yield of Kapton-H and FEP/Ag		
	AO	Ar
Kapton-H (cm ³ /atom)	3.00E-24	2.22E-25
FEP/Ag (cm ³ /atom)	1.77E-24	3.29E-25

表4より、Arに対する反応効率ではKapton-HよりもFEP/Agの方が大きく、またFEP/Agの反応効率がAOよりもArの方が大きいことから、FEPはAr衝突の影響を強く受けるという結果が得られた。

現在ASTM E2089-00ではFEPの劣化量はAO量だけで評価しているが、表4の結果よりN₂の密度・割合が飛躍的に上昇するSub-LEO環境においてはAO量だけで劣化量を評価することは困難であることが示唆されている。

表4に示すFEP/AgフィルムのAO単独照射による反応効率は軌道上での結果¹⁰⁾と比較して10倍程度大きくなっている。この現象は地上実験においてはよく知られている事実である¹¹⁾。エロージョンイールドが軌道上より大きくなってしまう理由として、レーザーから発生するプラズマの紫外線の影響¹²⁾やビーム中の高エネルギー粒子の影響¹³⁾などが考えられる。本実験においては、ビーム中の高エネルギー粒子の影響を減少させるため、AOの平均運動エネルギーを2.7eVで照射を行った。しかしながら、本実験においても軌道上と比較してFEPのエロージョンが大きく計測される現象が確認された。

3.3 理論計算との比較

これらの単独照射・同時照射によって得られたFEPのエロージョン特性は、Kapton-Hのエロージョン特性と全く異なるものである¹⁴⁾。FEPでは表面酸化が起こらないため、高エネルギー粒子による主鎖切断が主なエロージョンメカニズムであると考えられる。主鎖切断における衝突エネルギーの重要性はTroyaらによって計算されている^{15,16)}。彼らはAO及び高エネルギーのAr原子とC₂H₆及びC₂F₆分子の衝突に関する軌道計算と電子状態計算を行い、C₂F₆分子のC-F結合に対するC-C結合の解離エネルギーが低いことや、PI

などの炭化水素と比較してFEPなどのフッ化ポリマーは衝突粒子からのエネルギー移動が起こりやすいといった結果を報告している。彼らの計算結果はFEPエロージョンにおいて衝突粒子のエネルギーが影響するという結果を示しており、本実験で得られた結果は彼らの計算結果と定性的に一致するものである。

4. 結論

sub-LEO環境におけるFEPの定量的分析をレーザーデトネーション装置を用いて行った。本実験より、sub-LEO環境でのN₂衝突を模擬したAr衝突はFEPのエロージョンにAOよりも大きな影響を与えることが示された。また、AO+Arの同時照射において顕著な複合劣化効果は確認されなかった。sub-LEOにおけるFEP材料劣化においては高エネルギー粒子衝突の影響が顕著であり、sub-LEOでの材料試験ではN₂衝突を模擬する必要があることが明らかになった。

謝辞

本研究の一部は日本学術振興会科学研究費補助金 #25289307, #26289322, #15K14252, #15K14253、および文部科学省宇宙航空科学技術推進委託事業「宇宙利用を支える宇宙材料劣化研究拠点の形成」の援助により行われたものである。

参考文献

- 1) de Groh K. K., Banks B. A., Dever J. A., Jaworske D. A., Miller S. K., Sechkar E. A., Panko S. R. : NASA Glenn research center's materials international space station experiments (MISSE 1-7), Proc. Internal Symposium. SM/MPAC&SEED Experiment, Tsukuba, Japan, March 2008 pp.91-119.
- 2) Yang J. C., de Groh K. K. : Materials issues in the space environment, MRS Bulletin, Vol.35, No.1 (2010) 12-19
- 3) Kawasaki H. (JAXA) : private communication
- 4) Hein A. E. : MSIS-86 thermospheric Model, J. Geophys. Res 92(1987). Pp. 4649-4662
- 5) Tagawa M., Ide K., Yamasaki Y., Watanabe D., Yokota K. : Effect of high-energy inert gas collisions on the atomic oxygen-induced polymer erosion, 13th International Symposium on Materials in the Space

- Environment, June 22-26, 2015, Pau, France.
- 6) Caledonia G. E., Krech R. H., Green D. B. : A high flux source of energetic oxygen atoms for material degradation studies, *AIAA Journal* Vol.25, No.1 (1987) pp.59-63.
 - 7) Yokota K., Ide k., Yamasaki Y., Hatsuda A., Morimoto K., Tagawa M. : Laser-detonation beam facilities for sub-LEO material erosion studies, 13th International Symposium on Materials in the Space Environment, June 22-26, 2015, Pau, France.
 - 8) Standard practice s for Ground Laboratory Atomic Oxygen Interaction Evaluation of Materials for Space Applications, ASTM E2089-00 (2006).
 - 9) Chung S. Y., Brinza D. E., Minton T. K., Stiegman A. E., Kenny J. T., Liang R. H. : Flight and Ground Test Correlation Study of BMDO SDS Materials, Phase I Report, 1993, pp.35
 - 10) Bruce A. Banks., Jane A. Backus., Michael V. Manno., Deborah L. Waters., Kevin C. Cameron., Kim K. de Groh. : Atomic Oxygen Erosion Yield Prediction for Spacecraft Polymers in Low Earth Orbit, NASA/TM—2009-215812, E-17074, 2009, pp.5
 - 11) Zhang J., Lindholm N. F., Brunsvold A. L., Upadhyaya H. P., Minton T. K., Tagawa M. : Erosion of FEP Teflon and PMMA by VUV radiation and hyperthermal O or Ar atoms, *ACS Appl. Mater. Interfaces*, Vol. 1, No.3 (2009) 653-660.
 - 12) Weihs B., van Eesbeek M. : Secondary VUV erosion effect on polymers in the ATOX atomic oxygen exposure facility, *Proceedings of 6th International Symposium on Materials in a Space Environment*, ESA SP-368, 1994, pp.277.
 - 13) Tagawa M., Yokota K., Kishida K., Okamoto A., Minton T. K. : Energy dependence of hyperthermal oxygen atom erosion of a fluorocarbon polymer: relevance to space environmental effect, *ACS Advanced Materials and Interfaces*, Vol.2, No.7 (2010) pp.1866-1871.
 - 14) Kita K., Fujimoto Y., Yamasaki Y., Iwata M., Yokota K., Tagawa M. : Accelerating effect of atomic oxygen-induced polyimide degradation due to simultaneous collision of chemically inert molecules, 31st International Symposium on Space Technology and Science, June 3-9, 2017, Matsuyama, Japan, companion paper.
 - 15) Tasic U., Hein P., Troya D. : Theoretical study of the dynamics of Ar collisions with C₂H₆ and C₂F₆ at hyperthermal energy, *J. Phys. Chem. A*, Vol. 111 (2007) pp.3618-3632.
 - 16) Troya D., Schatz G. C. : Theoretical study of reactions of hyperthermal O(3P) with perfluorinated hydrocarbons, *Protection of Materials and Structures from Space Environment*, J. I. Kleiman Ed., Springer, Leiden, The Netherlands, 2006, pp.365-375.

Investigation of Electrostatic Transportation of Lunar Dust Grains due to Ambient Plasma Conditions Necmi Cihan Örgür*, J. Rodrigo Cordova-Alarcon, Kazuhiro Toyoda, Mengu Cho

Laboratory of Spacecraft Environment Interaction Engineering, Kyushu Institute of Technology, 1-1 Sensui-cho, Tobata-ku, Kitakyushu-shi, Fukuoka, Japan 804-8550, p595502j@mail.kyutech.jp, p595903r@mail.kyutech.jp, toyoda@ele.kyutech.ac.jp, cho@ele.kyutech.ac.jp

* Corresponding Author

Abstract

Recent studies have shown that dust grains can be transported in the laboratory experiments due to charging within micro-cavities between the particles [1, 2]. Therefore, electrostatic forces acting on the dust grains can be described as the repulsive Coulomb force between charged grains and the force resulting from the surface electric field due to the plasma sheath above the surface. In this study, we investigate different ambient plasma conditions to understand how the lunar dust particles are mobilized under the variation of surface potential, dust potential, electric field and the plasma sheath above the lunar terminator. In addition, electrostatic forces are compared to the gravity force and the contact forces for the micron and submicron sized dust particles, and it has been seen that the repulsive force between the charged dust grains can be stronger than the other forces. Finally, the current level of the experimental work is presented, which is prior to investigation of the impact modification on the electrostatic lofting of the silica dust grains in the vacuum chamber.

Keywords: Lunar dust, lunar surface charging, dust lofting, solar wind, ambient plasma.

1. Introduction

The lunar surface directly interacts with the ambient plasma and solar irradiation in the absence of a global magnetic field and a dense atmosphere. Therefore, it is charged to various surface potentials depending on the surrounding plasma conditions in the vicinity of the Moon and the photoemission of electrons from the dayside surface. The recent orbital measurements and simulation studies have shown that the surface potential is highly variable depending on the location on the Moon from dayside to night side region [3-10].

Surveyor missions observed the lunar horizon glow (LHG) on the western horizon in 1966 and 1968, and these observations suggested that the dust particles with ~5-6 μm radius were reaching up to approximately 0.3 meter above the surface near the lunar terminator [11].

The Lunar Atmosphere and Dust Environment Explorer LADEE mission measured the dust particles between 20-100 km altitudes around the Moon, and the results concluded that the dust densities suggested by the LHG observations during the Apollo 15 orbit sequences were not present [12]. In addition, LRO (Lunar Reconnaissance Orbiter) The Lyman-Alpha Mapping Project (LAMP) UV spectrograph measurements could not measure any distinguishable dust densities suggesting any excessive brightness [13]. In both measurements, the solar wind conditions were unremarkable; however, the annual meteor showers were present. The difference between the measured dust populations requires further investigation.

In this paper, we investigate the lofting of the dust particles by the electrostatic forces due to the surface electric field and the charging within the micro-cavities between dust particles. First, we calculate the minimum charge required by a dust particle in order to leave the

surface. Second, the maximum height that a dust particle can reach after launched vertically is presented. Finally, we shortly discuss the current level of the vacuum chamber experiments in our laboratory.

2. Lunar Surface Charging

The current balance approach has been used to calculate the terminator region surface potential, electric field and Debye sheath thickness.

The following assumptions are applied to the model for simplification such as:

- The Moon is a perfect sphere.
- The interaction with the current sources is in the equilibrium state.
- The lunar surface material conductivity is almost zero.
- Plasma sheath is collisionless.
- The secondary electron temperature is taken as 2.5 eV [14].
- Plasma population in the vicinity of the Moon has Maxwellian velocity distribution.
- All ions are protons, and the plasma has no magnetic field.
- Potential distributions in the plasma sheath are monotonic.

In steady state, the net equilibrium current to the surface at the lunar terminator can be given as:

$$J_i + J_e + J_{sec} = 0 \quad (1)$$

The elements of Eq.1 can be described as ion current J_i to the surface, electron collection current from surrounding plasma J_e and the secondary electron emission J_{sec} from the surface.

3. Electrostatic Dust Lofting

3.1 Dust Charging

Recent laboratory experiments have shown that dust grains can be lofted from the surface due to charging within micro-cavities between the particles by the photoemission of electrons or the secondary electron emission (Fig. 1), and a patched dust charging model has been suggested as [1, 2]:

$$Q_r = -0.5\eta C T_{ee} \quad (2)$$

For a single dust particle resting on the lunar surface; the force equilibrium can be given as:

$$F_c + F_{Coulomb} + F_{gravity} + F_{EF} = 0 \quad (3)$$

F_c is the contact forces between the dust grain surfaces whereas $F_{Coulomb}$ is the repulsive force between the dust grains due to charge accumulation within micro-cavities. In addition, $F_{gravity}$ is the gravity force, and F_{EF} is the electrostatic force due to surface electric field.

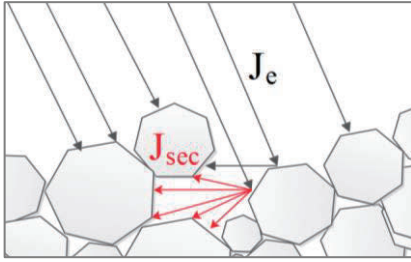


Fig. 1. Dust charging within the micro-cavities.

To release a particle from the lunar terminator, the following condition must be met as below:

$$F_{Coulomb} + F_{EF} > F_c + F_{gravity} \quad (4)$$

We can find the minimum value of the factor η as:

$$\eta > \frac{2a}{T_{ee}} \sqrt{\frac{2CS^2}{\pi a \epsilon_0} + \frac{4a \rho_{dust} g_{Lunar}}{3\epsilon_0} - 2E_0^2} \quad (5)$$

Depending on the size of the particle radius a , the surface electric field E_0 and the lunar gravity acceleration g_{Lunar} can have significant influence on the electrostatic particle transportation. In conclusion, a dust particle will not leave the surface until the particle can collect sufficient charge within the micro-cavity or an external force is applied.

3.2 Maximum Height Calculation

Initial velocity v_o that a separated particle can reach by assuming that all the electrostatic energy transforms into kinetic energy can be estimated as:

$$0.5 m_{dust} v_o^2 = \sum E_{ES} - \sum W \quad (6)$$

It is estimated as the sum of the energy from the electrostatic repulsion from the surface E_{ES} and the work done against gravity and contact forces W .

$$v_{ox}^2 + v_{oy}^2 + v_{oz}^2 = \frac{2}{m_{dust}} [\sum E_{ES} - \sum W] \quad (7)$$

$$v_{oz} = \left[\frac{2}{m_{dust}} \left(\frac{Q_r^2}{8\pi\epsilon_0 a} + (2\pi a^2 \epsilon_0 E_0^2 - m_{dust} g_{Lunar}) d_1 - CS^2 (2a) d_2 \right)^{0.5} \right] \quad (8)$$

For the maximum height calculation, v_{ox} and v_{oy} are assumed as 0 (Eq. 8). In the experiments, the silica dust grains were launched from the surface with variety of angles; however, the vertical launch will achieve the maximum dust height in this case.

d_1 is the approximate distance for electrostatic potential energy to transform into kinetic energy. For micron and submicron sized grains, it has been seen that $h_{max} \gg d_1$ and $\lambda_D \gg d_1$. d_2 is the separation distance from the contact forces, and it has been suggested as several dozens of nanometers to cancel the contact forces for a dust particle [15].

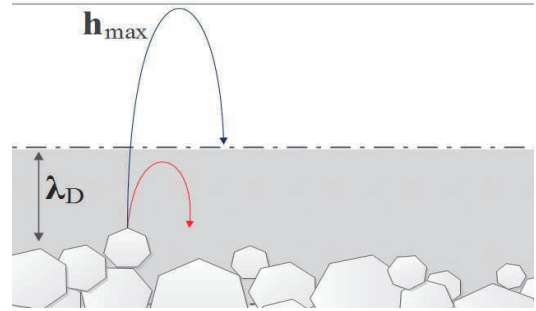


Fig. 2. Lofting dust grains.

Depending on the electrostatic acceleration and the lunar gravity, the dust particles can have different behaviors within the electron sheath above the lunar terminator. These conditions can be explained as below:

- **Condition 01:** $a_{dust} = \frac{Q_{dust}}{m_{dust}} E_0 - g_{Lunar} > 0$

Dust particles accelerate within the electron sheath; therefore, they have a higher exit velocity than the initial vertical velocity.

- **Condition 02:** $a_{dust} = \frac{Q_{dust}}{m_{dust}} E_0 - g_{Lunar} < 0$

Some of the decelerating dust particles have lower heights than Debye length or they leave the electron sheath with lower velocities than the initial vertical velocity. Therefore, they can be expressed as:

1. Dust particles leaving the electron sheath after decelerating ($h_{max} > \lambda_D$).
2. Dust particles reaching zero velocity within the sheath ($h_{max} \leq \lambda_D$).

- **Condition 03:** $a_{dust} = \frac{Q_{dust}}{m_{dust}} E_0 - g_{Lunar} = 0$

Dust particles move with constant speed until leaving the electron sheath.

3.3 Simulation Results

For the simulations, we used the plasma conditions we have investigated previously for the terminator surface charging [16, 17]. These results had been used together with the dynamic fountain model of lunar dust [18]; however, the calculations are remade since the charging mechanism has been changed.

Table 1: Simulation Inputs for Different Conditions.

Condition	n_0 (cm ⁻³)	T_e (eV)	T_i (eV)	V_{SW} (km/sec)
Slow Stream SW	10.0	12.1	8.6	400
Fast Stream SW	5.0	12.1	12.9	650
CME Post-shock 01	20.0	14.8	43.0	600
Early-CME 01	3.0	6.6	6.8	650
Late-CME 01	50.0	3.2	2.6	500
CME Post-shock 02	51.0	9.1	43	560
Early-CME 02	0.4	4.0	1.2	450
Late-CME 02	43.4	3.1	1.0	390
CME Post-shock 03	25.0	32.1	61.9	710
Early-CME 03	3.0	3.0	0.44	465
Late-CME 03	11.4	8.5	14.3	455

Table 2: Maximum dust heights in meter for dust particles with 0.1, 1 and 5 μm radius.

Condition	Dust Particle Radius		
	0.1 μm	1 μm	5 μm
Slow Stream SW	204.538	5.488	0.310
Fast Stream SW	194.609	2.859	0.303
CME Post-shock 01	204.681	7.472	0.317
Early-CME 01	112.995	2.022	0.297
Late-CME 01	63.496	3.015	0.313
CME Post-shock 02	122.366	4.873	0.321
Early-CME 02	83.917	1.599	0.292
Late-CME 02	67.710	3.148	0.314
CME Post-shock 03	453.499	15.327	0.340
Early-CME 03	70.730	1.910	0.296
Late-CME 03	133.057	3.500	0.306

The value η in Eq.2 has been calculated as approximately 5.8, 18.4 and 41.1 for 0.1, 1 and 5 μm radius dust grains respectively. In addition, the maximum value of the initial vertical velocity has been found as 6.670 m/sec, 2.158 m/sec and 0.964 m/sec for 0.1, 1 and 5 μm radius dust grains. It is seen that the enhanced charging number η increases with the particle size whereas the initial vertical speed after the separation decreases. For the maximum dust heights calculations, it has been seen that only the third CME post-shock

condition was able to loft the submicron size dust grains up to approximately 450 meter. This is due to higher electron temperature together with plasma density as 25 cm⁻³ since the electron temperature enhances the surface electric field while the Debye sheath thickness allows particles to accelerate within a sufficient distance. According to the results, the particles with 5 μm radius are able to reach up to approximately 29-34 cm heights in various ambient plasma conditions, which is in agreement with the upper limit of Surveyor observations (Table 2).

3.4 Laboratory Experiments

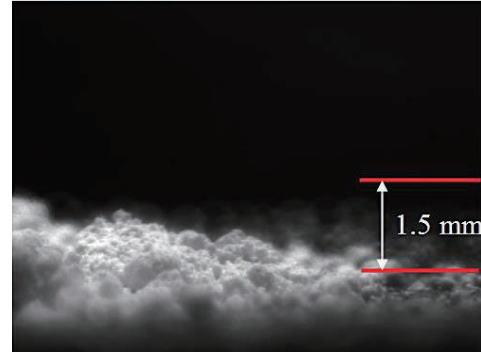


Fig. 3. Silica dust particles.

Previous experiments have shown that the secondary electron emission is a critical mechanism for the electrostatically lofted dust particles, and initial vertical speed of dust particles was reported together with estimated charging value of η [1,2]. We use irregular shape silica dust grains with 0.15 μm median size on a graphite plate while observing with the microscopic telescope in our experiments.

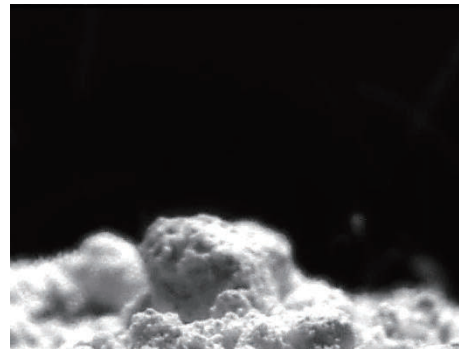


Fig. 4. Silica dust lofting under the electron beam.

Some of the particles leaving the surface under the electron beam were carrying smaller particles on their surfaces in some cases. Kapton tape was put in a distance of ~5-10 cm from the dust pound with the adhesive surface on the top, and this was monitored under the microscope at the end of each experiment. It was seen that single particles were collected by the adhesive surface of Kapton tape while clumps of dust were observed closer to the dust pound.

6. Conclusions

In this study, various plasma conditions are investigated in order to estimate the maximum dust heights, initial vertical speed in the electron sheath and the required charging number η above the terminator region. It has been found that particles with 5 μm radius can reach the similar heights suggested by LHG observations. In addition, it has been seen that the maximum heights of the smaller particles are more subjected to the influence of the ambient plasma conditions (Table 2).

Laboratory experiments have demonstrated the lofting of the silica dust particles under the electron beam similar to the previous experimental results [1, 2]. In addition, single particles were launched from the surface as well as the clumps of the dust grains. Future work will focus on the particle separation from the surface and the behavior of the dust particles after separation under the electron beam with the impact modification of dust launching from the surface.

References

- [1] Wang, X., Schwan, J., Hsu, H. W., Grün, E., & Horányi, M. (2016). Dust charging and transport on airless planetary bodies. *Geophysical Research Letters*, 43(12), 6103-6110.
- [2] Schwan, J., Wang, X., Hsu, H. W., Grün, E., & Horányi, M. (2017). The charge state of electrostatically transported dust on regolith surfaces. *Geophysical Research Letters*, 44(7), 3059-3065.
- [3] Manka, R. H. (1973). Plasma and potential at the lunar surface. *Photon and Particle Interactions with Surfaces in Space* (pp. 347-361). Springer Netherlands.
- [4] Walbridge, E. W. (1969). On "Photoelectric screening of bodies in interplanetary space" by Singer and Walker. *Icarus*, 10(2), 342-343.
- [5] Freeman, J. W., & Ibrahim, M. (1975). Lunar electric fields, surface potential and associated plasma sheaths. *Earth, Moon, and Planets*, 14(1), 103-114.
- [6] Stubbs, T. J., Farrell, W. M., Halekas, J. S., Burchill, J. K., Collier, M. R., Zimmerman, M. I., ... & Pfaff, R. F. (2014). Dependence of lunar surface charging on solar wind plasma conditions and solar irradiation. *Planetary and Space Science*, 90, 10-27.
- [7] Farrell, W. M., Poppe, A. R., Zimmerman, M. I., Halekas, J. S., Delory, G. T., & Killen, R. M. (2013). The lunar photoelectron sheath: A change in trapping efficiency during a solar storm. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 118(5), 1114-1122.
- [8] Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., & Farrell, W. M. (2009). Lunar surface charging during solar energetic particle events: Measurement and prediction. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 114(A5).
- [9] Halekas, J. S., Delory, G. T., Brain, D. A., Lin, R. P., Fillingim, M. O., Lee, C. O., ... & Hudson, M. K. (2007). Extreme lunar surface charging during solar energetic particle events. *Geophysical research letters*, 34(2).
- [10] Halekas, J. S., Delory, G. T., Lin, R. P., Stubbs, T. J., & Farrell, W. M. (2008). Lunar Prospector observations of the electrostatic potential of the lunar surface and its response to incident currents. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 113(A9).
- [11] Rennilson, J. J., & Criswell, D. R. (1974). Surveyor observations of lunar horizon-glow. *The Moon*, 10(2), 121-142.
- [12] Horányi, M., Szalay, J. R., Kempf, S., Schmidt, J., Grün, E., Srama, R., & Sternovsky, Z. (2015). A permanent, asymmetric dust cloud around the Moon. *Nature*, 522(7556), 324-326.
- [13] Grava, C., Stubbs, T. J., Glenar, D. A., Retherford, K. D., & Kaufmann, D. E. (2017). Absence of a detectable lunar nanodust exosphere during a search with LRO's LAMP UV imaging spectrograph. *Geophysical Research Letters*.
- [14] Vaverka, J., Richterová, I., Pavlu, J., Šafránková, J., & Němeček, Z. (2016). Lunar surface and dust grain potentials during the earth's magnetosphere crossing. *The Astrophysical Journal*, 825(2), 133.
- [15] Popel, S. I., Lisin, E. A., Izvekova, Y. N., Atamaniuk, B., Dolnikov, G. G., Zakharov, A. V., & Zelenyi, L. M. (2016). Meteoroid impacts and dust particles in near-surface lunar exosphere. *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 774, No. 1, p. 012175).
- [16] Orger, N. C., Cordova-Alarcon, J. R., Toyoda, K., and Cho, M. (2017). Lunar Surface Charging and Electrostatic Lofting of Lunar Dust Particles under Different Solar Wind Conditions and Solar Ultraviolet Radiation. *JAXA Special Publication: Proceeding of the 13th Spacecraft Environment Symposium* 宇宙航空研究開発機構特別資料: 第13回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集 (p. 81).
- [17] Orger, N. C., Cordova-Alarcon, J. R., Toyoda, K., and Cho, M. (2017). Simulation of Lunar Surface Charging, Electric Field and Dust Lofting with Attitude Control of a CubeSat Mission. Joint Conference: 31st ISTS, 26th ISSFD & 8th NSAT.
- [18] Stubbs, T. J., Vondrak, R. R., and Farrell, W. M. (2006). A dynamic fountain model for lunar dust. *Advances in Space Research*, 37(1), 59-66.



あらせ衛星における帯電対策 ～サイエンスと安全の両面から～

宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所
ジオスペース探査衛星プロジェクト
高島 健、柴野 靖子
ERGプロジェクトチーム

第14回 宇宙環境シンポジウム@神戸大学

捕らえろ粒子。感じろ電磁波。



謎に包まれた ヴァン・アレン帯の発見（1958年）

ヴァン・アレン帯は人類の宇宙進出を象徴する発見です。
その特性を把握しておくことは、将来の人類の宇宙進出を
支える上で重要な要素です。



Explorer Iに搭載されたガイガーカウンタは、高エネルギー粒子（宇宙線）の測定をめざしていました。



Iowa大学のVan Allen教授

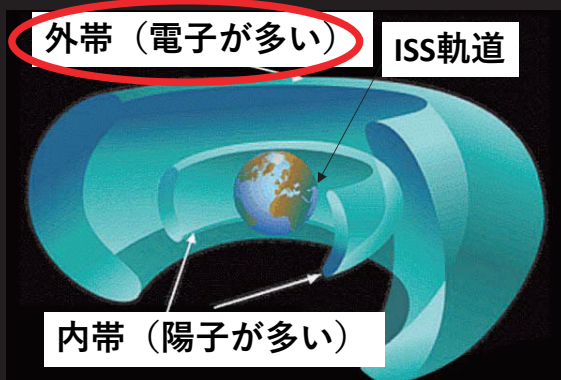
実際、高エネルギー粒子の生成は、宇宙空間の最大の特徴の一つです。

そうであるにもかかわらず、生成の現場を直接観測したことはほとんどないのです！



ヴァン・アレン帯（放射線帯）とは？

- 静止軌道付近より内側に、2重の帯状にエネルギーの高い電子が存在する領域です。
- ヴァン・アレン帯の電子は、100キロ電子ボルト～数10メガ電子ボルト（ほぼ光の速さで運動する。）の高エネルギーに達します。
- ヴァン・アレン帯は、太陽活動に起因する宇宙嵐等の宇宙環境変動時に大きく変動し、ダイナミックに生成・消滅します。



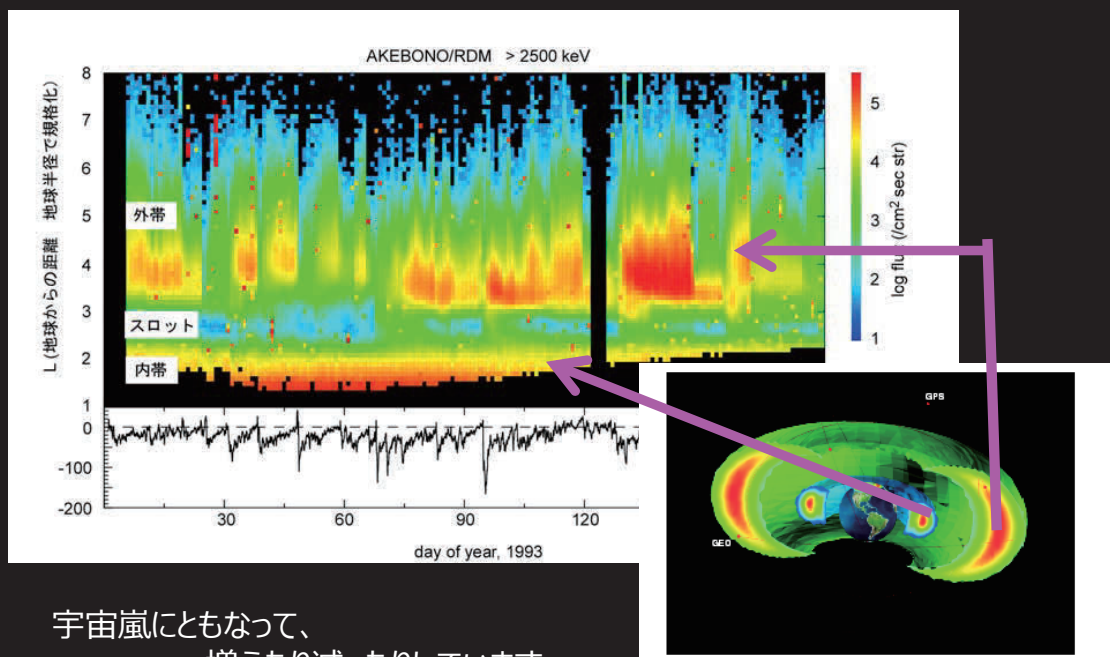
ここで生成された粒子がいろいろな障害を引き起こす原因となります！

3



激しく変動するヴァンアレン帯

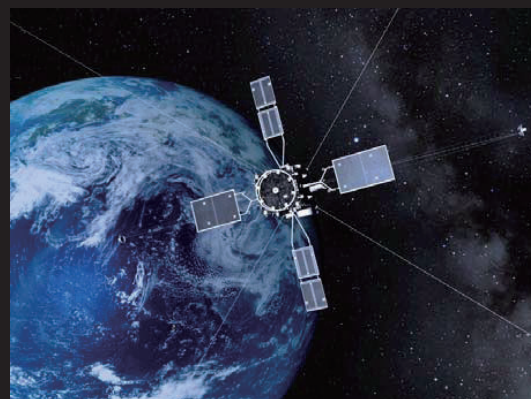
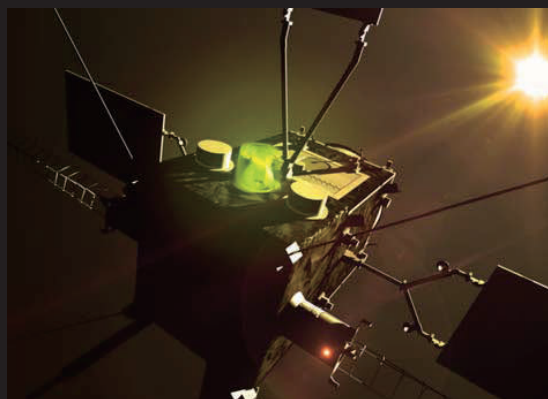
2.5 MeVの電子の変化（宇宙放射線的一种）



宇宙嵐にともなって、
増えたり減ったりしています。



ERGは、 ヴァン・アレン帯を精密に観測します。



4台の電子センサーで10から2千万電子ボルトまでの電子を計測します。

長いアンテナを伸ばして、自然界の微弱なプラズマによる電波を計測します。

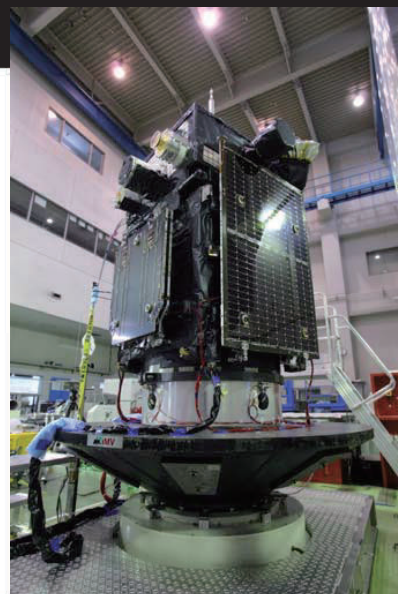
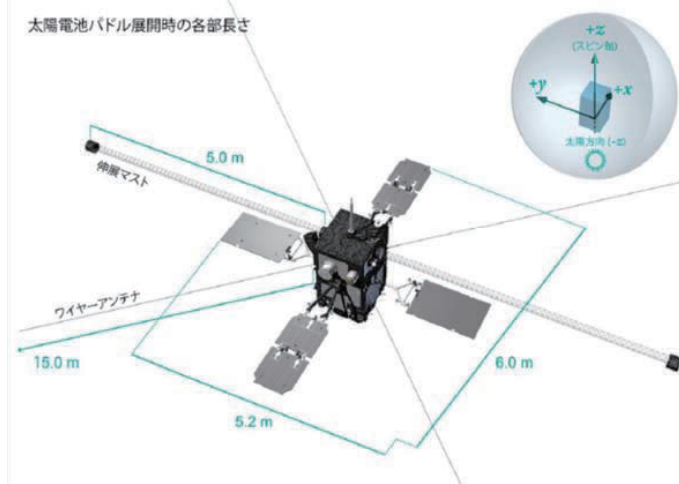
電磁場と粒子 これらの精密な観測データを同時に得ることで、世界ではじめて高エネルギー電子がうまれいく過程を「その場」で観測することを目指します。




ERG 衛星の外観

での外観（太陽電池パドル展開時）

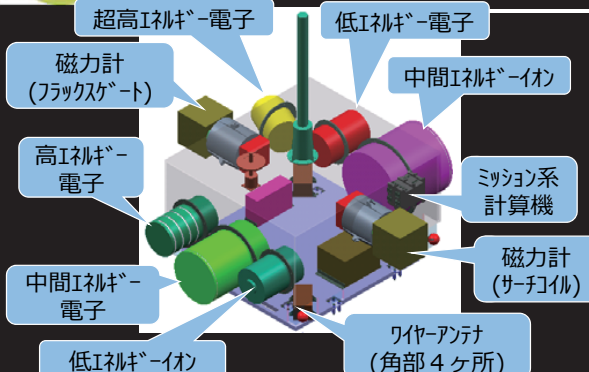
太陽電池パドル展開時の各部長さ



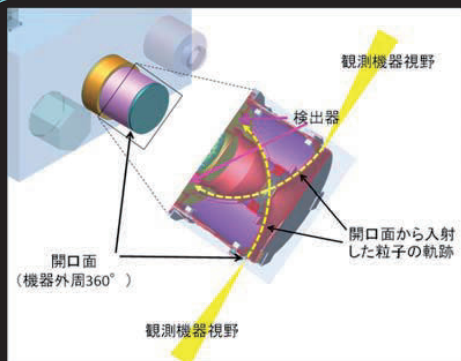
1.5m x 1.5m x 2.7m
355kg




ミッション部機器配置




- 粒子系（電子・イオン）観測装置：
±X面に配置。（XEPのみY面に配置）
- 磁力計/伸展マスト（磁場計測）：
±Y面に配置
- ワイヤアンテナ（電場計測）：
角部4方向に配置



スピンすることで全球視野を確保



粒子系観測機器の視野



サイエンス要求にもとづく帯電対策

【熱制御系へのミッション要求】

- ミッション要求を満足する姿勢及び軌道に対して、打上げ後1年間以上、規定の温度範囲で熱制御を行うこと。
- 耐放射線要求に適合すること。
- EMC要求に適合すること(表面導電性,磁場).
 - ✓ 表面電位を1V以下に抑える。
 - ✓ 浮き導体も影響を与えるため、側面パネルまで電氣的に接続すること。
 - ✓ 面積が小さい場合でも規則的に非導体部分が露出する箇所は許容しがたい。

ERGの特徴

LEP-eにおいて低エネルギーのelectronを計測するため、衛星表面が帯電するとelectronの粒子経路が曲げられ正しいデータ取得ができない。一方で、ERGの形状の制約から、機器の視野が側面パネルに並行した状態にしかできないため、機器側だけでなくシステムとしての対策が必要となる。念のため、表面に露出する熱制御材に対して帯電計測を実施したところ、埃レベルのサイズであっても数十Vに帯電することが明らかになった。



衛星表面導電性対策（MLI編）

【ERGの規定】

- 宇宙空間露出/非露出部の導電性
宇宙空間のプラズマに曝された衛星表面の最大電位差を1V以下とすることが設計目標である。

- 宇宙空間にさらされた導電体：衛星構体に接続すること。

露出面積	ボンディング抵抗
10cm ²	<10MΩ
100cm ²	<1MΩ
1m ²	<10kΩ

SELENEも1V以下
ERGの目標は<10⁸Ω

- 宇宙空間にさらされた非導電面：電氣的導電体によって表面を覆い、グラウンドに接地すること。

露出面積	表面抵抗	ボンディング抵抗
10cm ²	<10MΩ/square	<10MΩ
10cm ²	<1MΩ/square	<1MΩ
1m ²	<10kΩ/square	<10kΩ

SELENEは
100MΩ/square



衛星表面導電性対策（MLI編：選択）

- MLI最外層には表面導電性を有するブラックカプトン(160XC)を採用する。
 - SELENEの際には100XCを採用したが、ERGにおいてはより表面抵抗の小さい160XCを選択した。
 - MLI設計時にはボンディングストラップを2か所持つこととし、サイズの関係でどうしても取り付けられない場合はJAXA側と相談した上で許容した。
- * SELENEでは1m²以上のMLIの場合は3点などの規定があるが、ERGのMLIは1m²以下のためMAXで2点で納まっている。

Table1 Black Kaptonの表面導電性(出典：Redbook/Sheldahl)

Parameter	Specified Value			
Film type	100CB	100XC	160XC	275XC
Film surface resistivity	≥10 ¹³ Ω/square	10 ⁵ to 10 ⁹ Ω/square	300-430 Ω/square	230-290 Ω/square

SELENEは100XCを採用

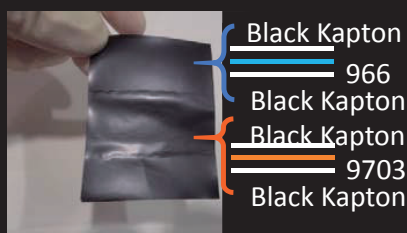
課題：入手に規制, ロール販売のため高価, ERGのサイズは小さかったため余る。



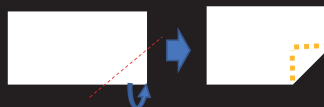
衛星表面導電性対策（Tape編）

- 非導電性テープを使う以外の選択肢がなかったため、テープの耳折りして使用し、導電性を確保する。
 - 粘着力が高めの3Mの導電性テープ9704販売終了（需要が少ないとの理由から）
 - 3M9703のメーカー推奨温度範囲は-40～+85℃であり、衛星最外層では剥がれが懸念された。⇒温度サイクル試験(-160～+140℃)で剥がれは生じた。
 - 非導電性ではあるが3M966は剥がれないことが明らかになったため、テープの貼り方の検討、貼付け後のチェックを徹底して実施した。

[9703の剥がれ]



[耳折りテープ]



[測定方法]



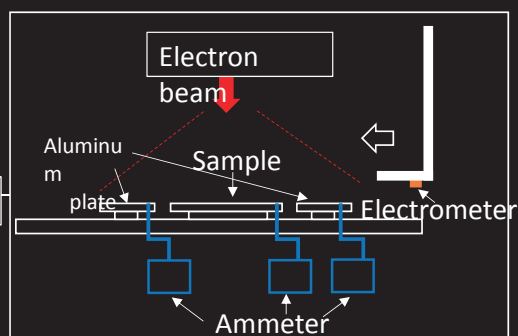
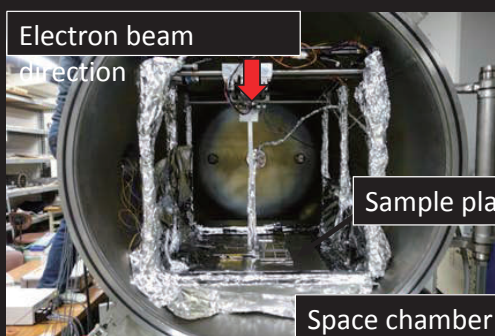
- 100XCでの耳折りテープは安定して導電性が取れないが160XCでは折り曲げるだけで安定して導電性を確保できる。



衛星表面導電性対策（OSR編）

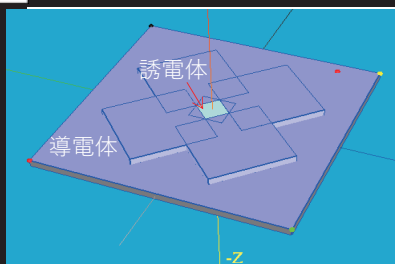
- 帯電試験（電子ビーム照射 1min、 2 nA/cm^2 ）の結果、ITO付きOSRの角、OSR間の接着材露出部が大きく帯電することが判明した
 - OSR表面は各角部にITO層が無い箇所があることが明らかになった
 - OSRを貼付けていた接着剤(MAPSIL1123QS)は導電性があるのに白色であることが売りであったが、導電性の粉体を混ぜたものであり、単体では導電性が無かった
- OSRの接着剤露出部にELASTOSILS-692を塗布して導電性を確保した

【導電性確認試験(帯電試験)】





OSRカド部について MUSCATによる解析・結果

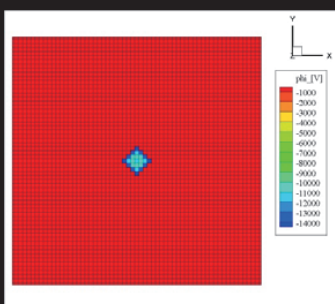
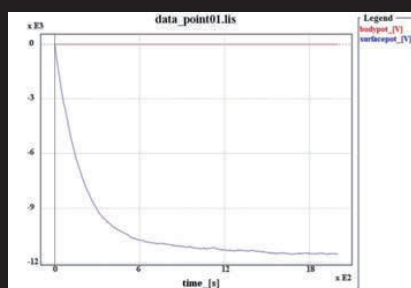


【解析条件】

- 空間解像度0.5mm、計算体系は1辺6.4cmの立方体
- ビーム電子(+Z方向から角度依存性のみCOS則)
 $i_b = 2E-5 \text{ A/m}^2$, $T_b = 0.2 \text{ eV}$, $E_b = 15 \text{ keV}$
- 背景プラズマ(プラズマ電流=実質0)
 $n_p = 1E12 / \text{m}^3$, $T_e = T_i = 1E-10 \text{ eV}$
- 導体部電位: 0V
- 時間積分: $dt = 4 \text{ sec}$

【解析結果】

- OSRの周囲が全て導電体であっても、OSR表面の帯電電位は-11kV程度する。

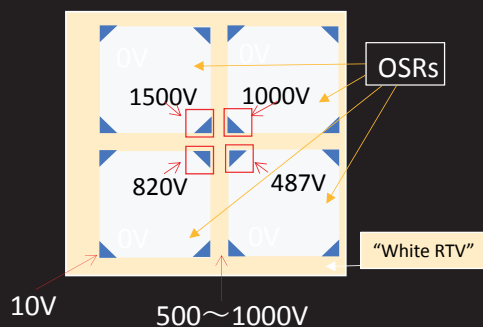
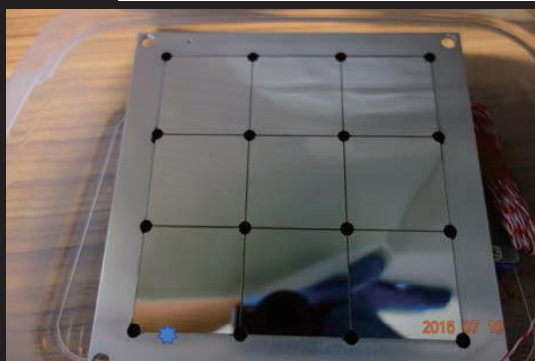


* 測定結果と同等の結果となり、周囲の接着剤の種類に関わらず処置が必要であることが明らかになった。
 →衛星の側面パネルに平行にミッション機器の視野があり、バス部でも処置が必要。

MUSCATスペース・エンジニアリング (株)



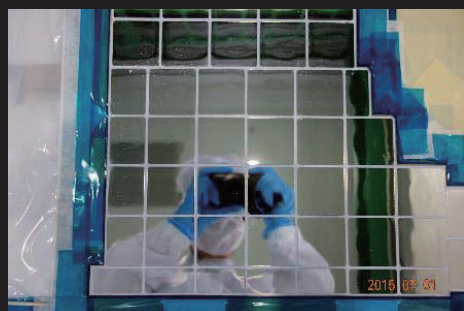
衛星表面導電性対策 (OSR編)



Qioptiqへの確認結果

For PS 613 optical solar reflectors (OSRs).

Total uncoated area of all 4 corners is $\leq 8 \text{ mm}^2$.



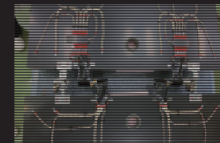


衛星表面導電性対策（SAP編）

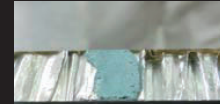
- パネルの帯電計測を実施し、要求に見合ったものに変更(最初は含侵させていた接着剤によって帯電してしまっていた).
- パネルのケーブル類がそのまま露出していたためあと処置を検討したが、対応しきれない箇所もあった.



S-692(導電性)の接着力だけで足りず、
S-691(非導電性)を補助的に使用



パネル側面に使用されている青色の
接着剤が剥き出し
→アルミ板で一部
覆う対策も実施




ミッション機器の視野からは遠いことから検討・調整の結果、許容した.

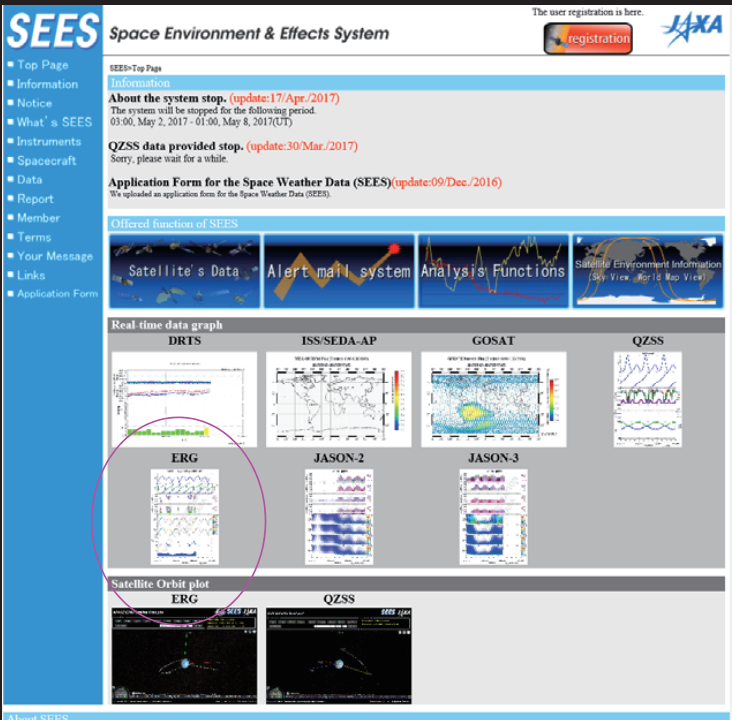


まとめ

- 低エネルギープラズマ計測のために、**ERG衛星**では、衛星表面導電性確保をできるかぎり実施した
- 上記の対策によって、局所帯電する箇所もかなり少なくなっていると考えている
- 対策の効果は、取得データならびに衛星周辺環境を含めたシミュレーションを行い、確認していく予定である
- **ERG衛星**では、帯電等に関する高エネルギー電子のリアルタイムデータ配信を行っている
(SEES@JAXA) 適宜参照いただければ幸いです

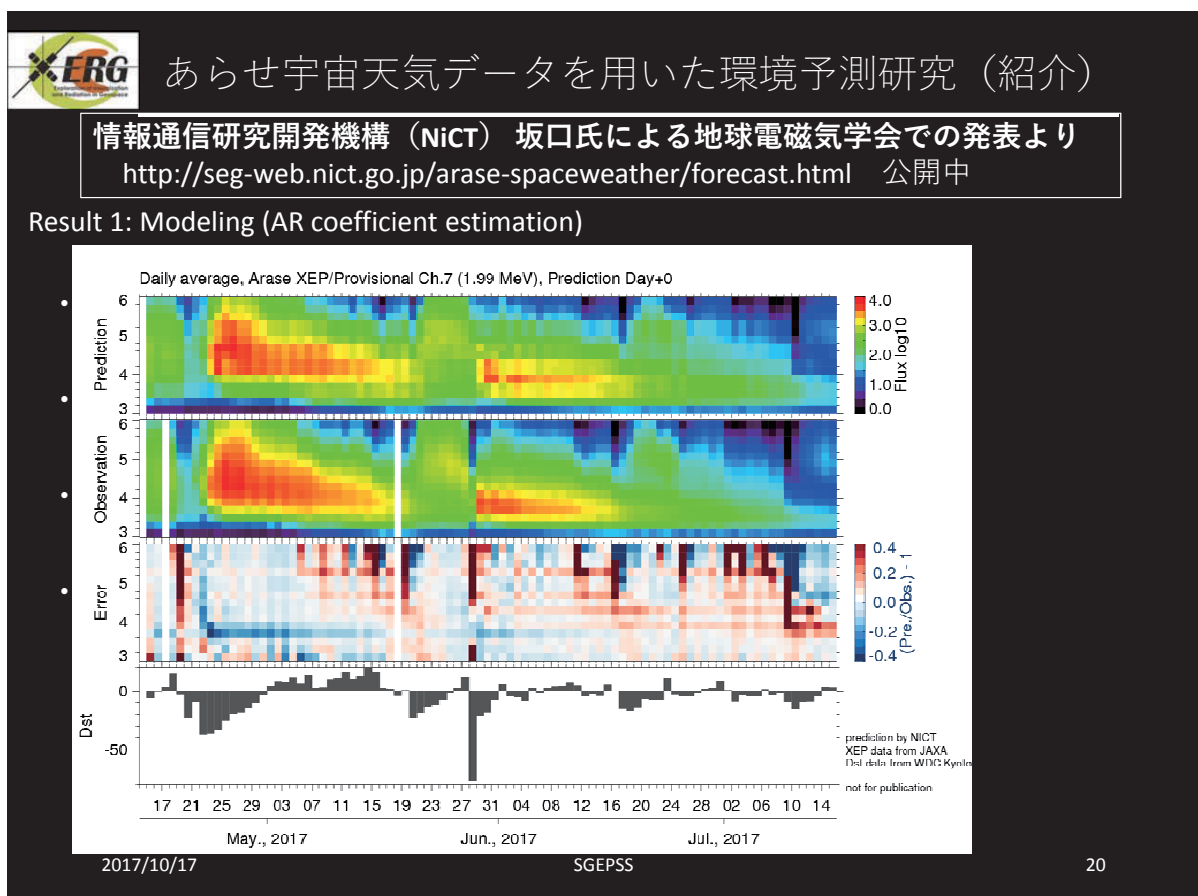


環境情報の発信 あらせ宇宙天気データリアルタイム公開



あらせ衛星可視運用時の
宇宙天気リアルタイムデータ

SEES (JAXA) ページから
他衛星データとともに公開



宇宙放射線環境と衛星内部帯電障害

K. Koga and H. Matsumoto
JAXA

T. Nagatsuma
NICT

宇宙環境シンポジウム 2017

Contents

1. Statistics of resent satellite anomaly
2. Internal charging
3. Satellite anomaly caused by internal charging
4. Internal charging simulation using MUSCAT
5. Concept of customized space weather

宇宙環境シンポジウム 2017

Statistics of satellite anomaly caused by the space environment

Koons, et. al., Aerospace Corp. Report, TR-99, 1999

Satellite Anomaly Analysis: 1973-1997

“ESD(Electro Static Discharge) & Charging” and “SEU(Single Event Upset)” are the most frequently cited causes of on-orbit anomalies

Satellite Digest News (SDN)

95 anomalies have been reported for the period of 1997 - 2009 in the geostationary satellite orbit. 32(about 33%) cases of these anomalies were due to the space environment except the operation mistake and the design error.

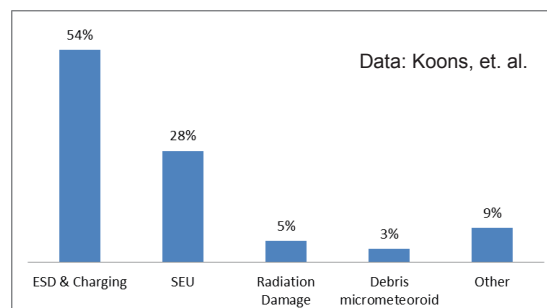
Choi, et. al., SPACE WEATHER, VOL. 9, 2011

Local time and seasonal dependence of anomaly above 32 cases

21:00LT~9:00LT: 72%

9:00LT~21:00LT: 28%

Most of the geostationary satellite anomaly occurred at midnight and in the morning sector. They conclude that the surface charging with the particle injected from the magneto tail along with the magnetic storm is the main causes of anomalies at GEO.



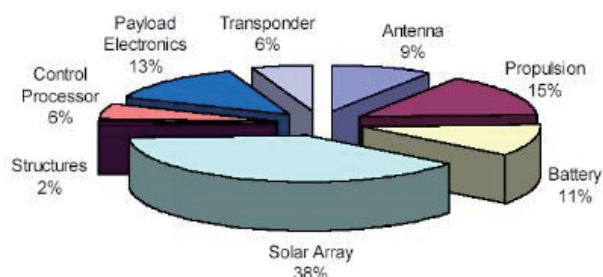
宇宙環境シンポジウム 2017

Statistics of insurance payment on orbit of commercial satellite

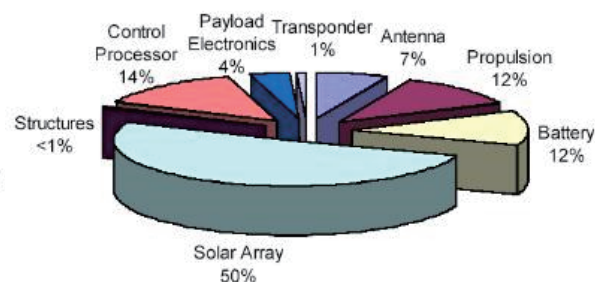
Frost & Sullivan analyzed the on-orbit performance of the major commercially available satellite buses and considered the strengths and weaknesses of their manufacturers in order to determine which satellite bus (or platform) is more reliable.

According to the value of claims by anomaly type, “Solar Array” accounts for 50%. Mitigation of solar array anomaly is very important.

Number of Insurance Claims by Anomaly Type



Value of Claims by Anomaly Type



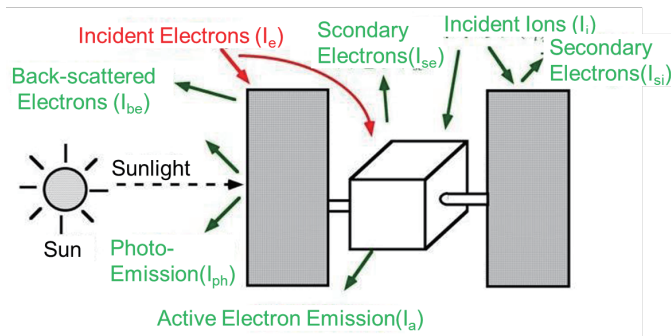
source: Frost & Sullivan and Airclaims

Commercial Communications Satellite Bus Reliability Analysis
<http://www.lr.tudelft.nl/index.php?id=29218&L=1>

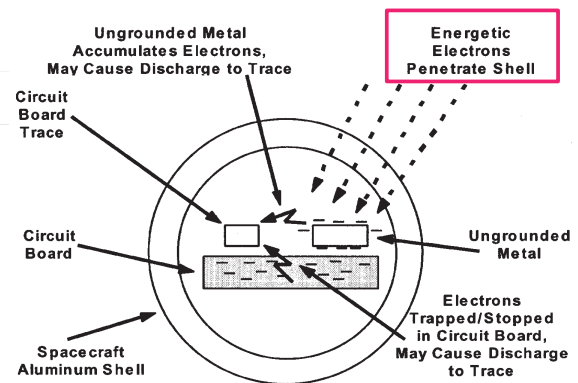
宇宙環境シンポジウム 2017

Surface charging and internal charging

Surface charging



Internal charging



NASA-HDBK-4002

宇宙環境シンポジウム 2017

Internal Charging

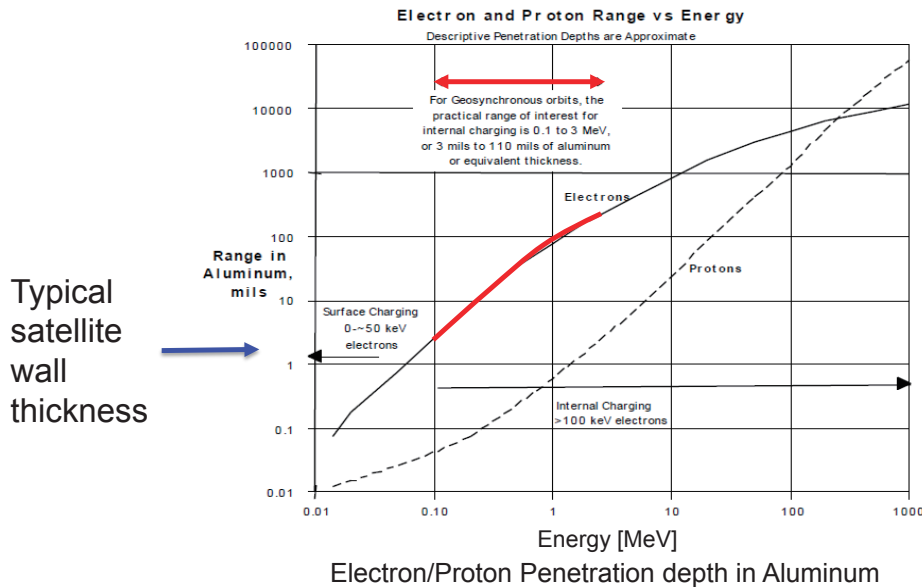
- Internal charging is caused by the electrons, which exceed the energy of 0.1 MeV at the radiation belt, that penetrate the outer wall of the spacecraft.
- Internal charging occurs at the circuit board, coaxial cable or dielectric.
- Charging at the conductor which is not grounded.
- If this charging level exceeds the voltage proof, discharge will occur and causes a malfunction at the weak point, such as the defect of material or needle shape projection.

宇宙環境シンポジウム 2017

Internal charging at GEO

The energy range of electrons at the radiation belt which may cause the internal charging is,
Above 0.1 MeV (below this energy, electron cannot penetrate the typical wall of spacecraft)

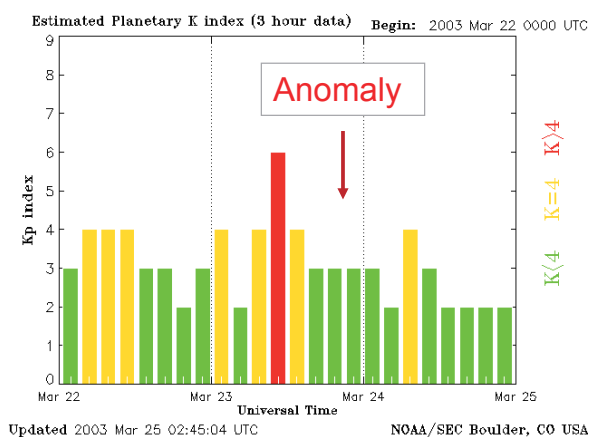
Less 3.0 MeV (above this energy, flux is not enough to cause the charging)



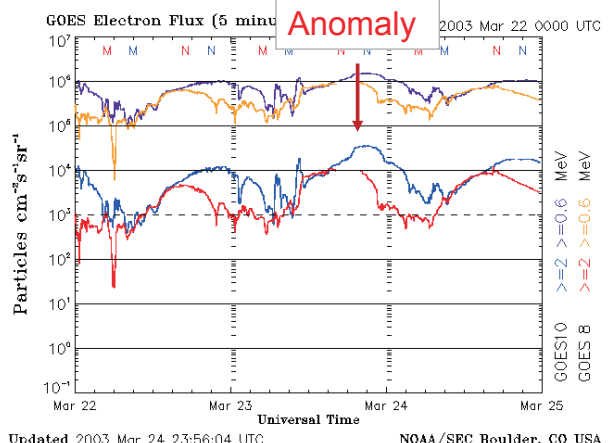
宇宙環境シンポジウム 2017

Example of satellite anomaly

- Earth Sensor Assembly (ESA) of Data relay satellite (DRTS) on the geostationary orbit has shifted to the redundant system (sensor A -> B) on March 23, 2003.
- Anomaly was caused by the increase of the noise of ESA.



Estimated Kp



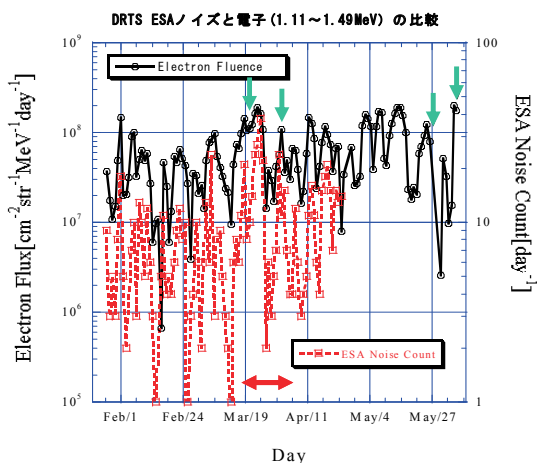
GOES high energy electrons

宇宙環境シンポジウム 2017

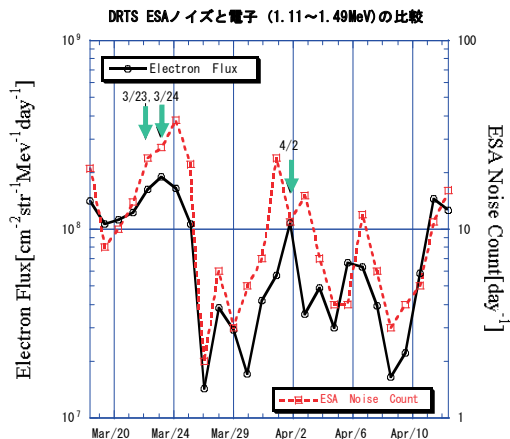
Relationship between the ESA noise and high energy electrons

- Space environments were analyzed, and it is found that there is a relationship between the noise counts and electron flux (1.11-1.49MeV).
- => probably caused by internal charging

DRTS ESA noise vs. electron flux (1.11-1.49MeV)



2004 February~March



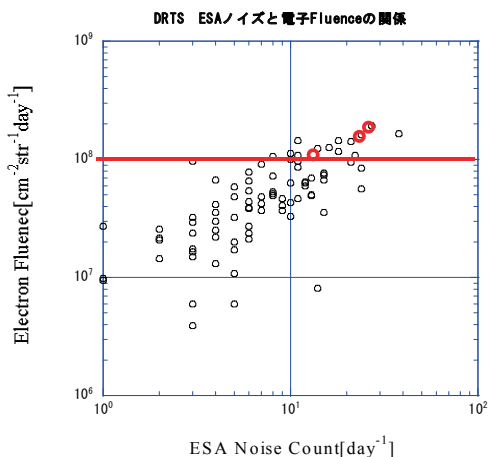
2004 3/20-4/10

宇宙環境シンポジウム 2017

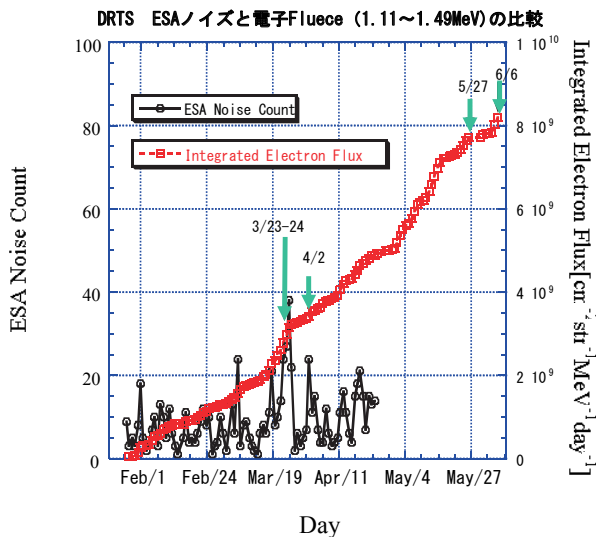
Threshold level of electron flux related anomaly occurrence

- Anomaly occurred above the electron flux of $10^8(\text{cm}^{-2}\text{str}^{-1}\text{day}^{-1})$. (left figure)
- Also, this phenomena occurred when the flux rapidly increase.(right figure)

ESA Noise vs. electron fluence [1 day]



ESA Noise vs. integrated electron flux



宇宙環境シンポジウム 2017

MUSCAT (Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool)

GUI

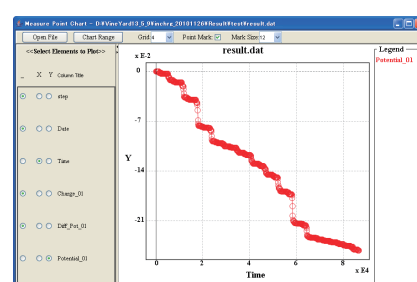
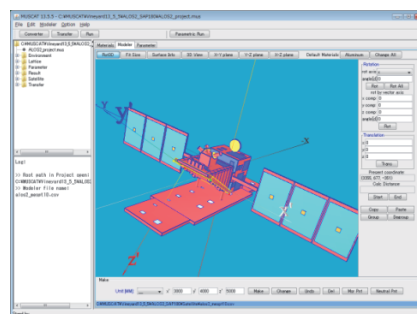
MUSCAT is the charging analysis tool for satellite design. The development of MUSCAT commenced in 2006, and was completed with cooperation from the researcher in 2009.

Surface charging

The computer code used with MUSCAT is a hybrid of PIC (Particle In Cell) and PT (Particle Tracking), aiming to calculate the charged analysis within half a day.

Internal charging

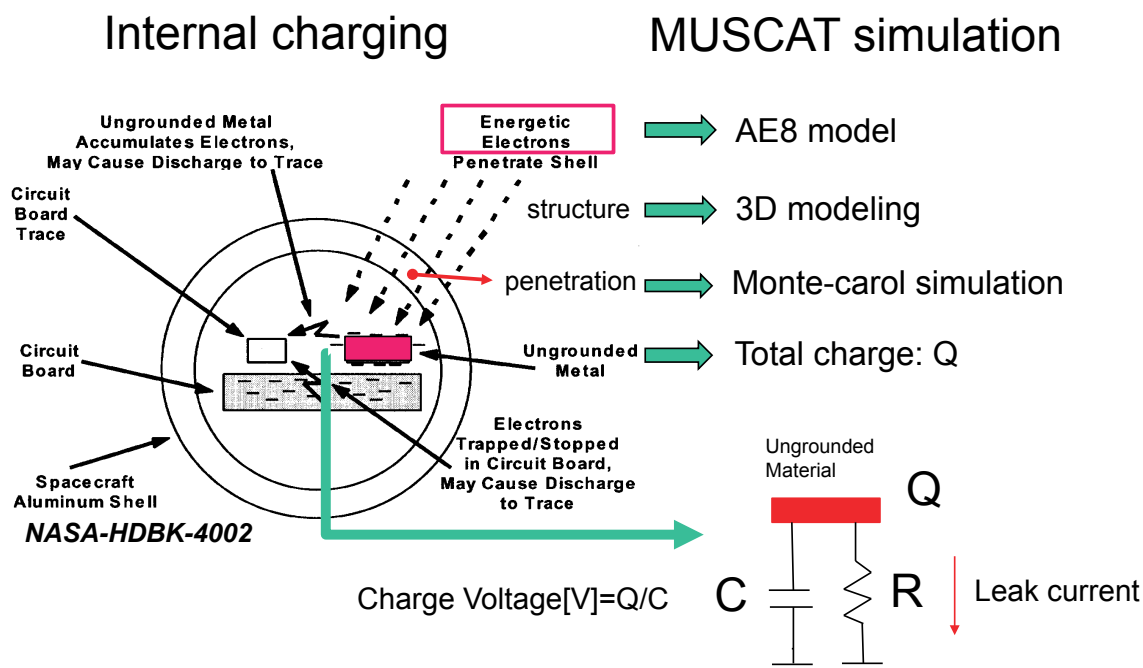
Using Monte Carlo simulation for penetration of high energy electrons.



MUSCAT is available from MUSE (MUSCAT Space Engineering Co., Ltd.).



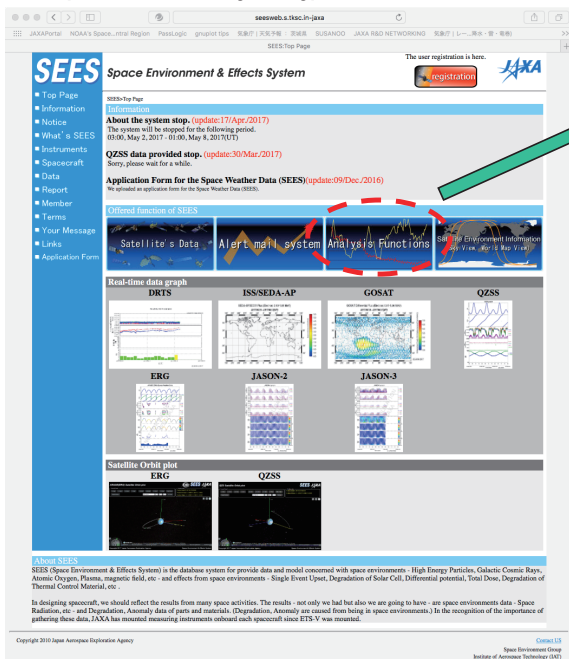
MUSCAT internal charging simulation



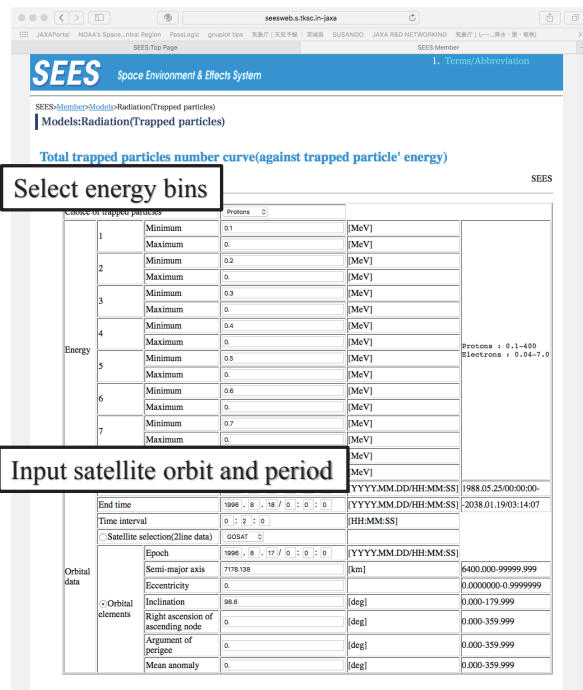
MUSCAT (Input of space environment)

Space Environment & Effects System

<http://sees.tksk.jaxa.jp>



AE8 (radiation belt electron model) calculation

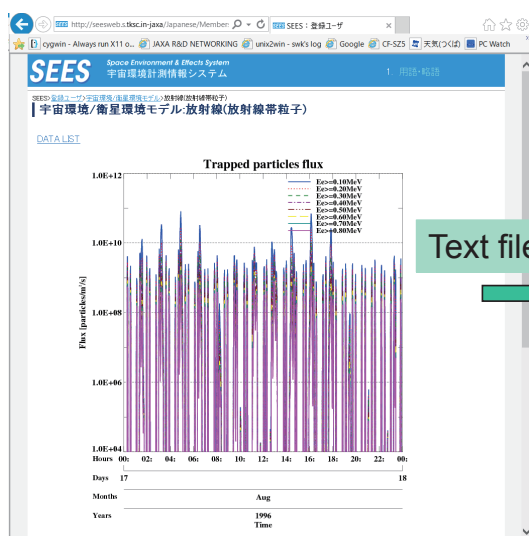


宇宙環境シンポジウム 2017

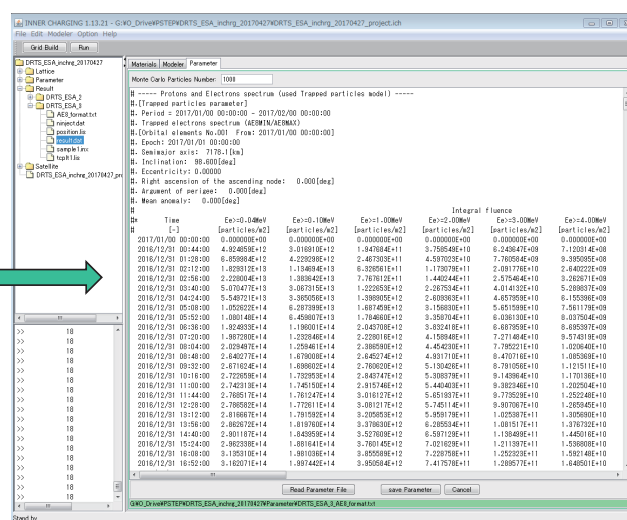
MUSCAT (Input of space environment)

Calculate the electron flux using SEES according to the satellite orbit with AE8 model.

Input the electron flux trend to the MUSCAT



Text file



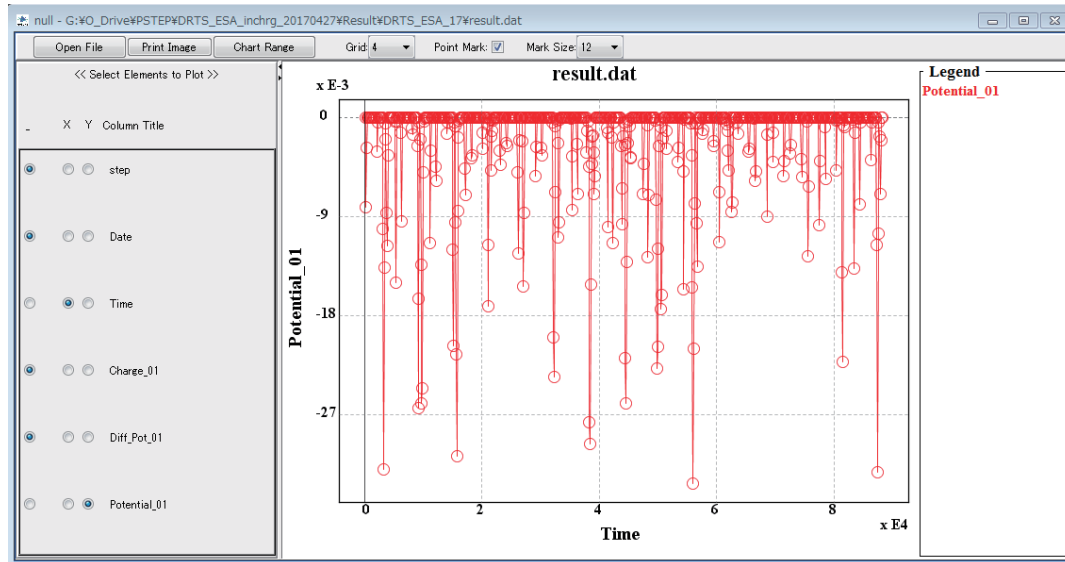
宇宙環境シンポジウム 2017

Example of internal charging calculation

Potential trend of the sample

Case 1

Charge \div Leak (small resistance)



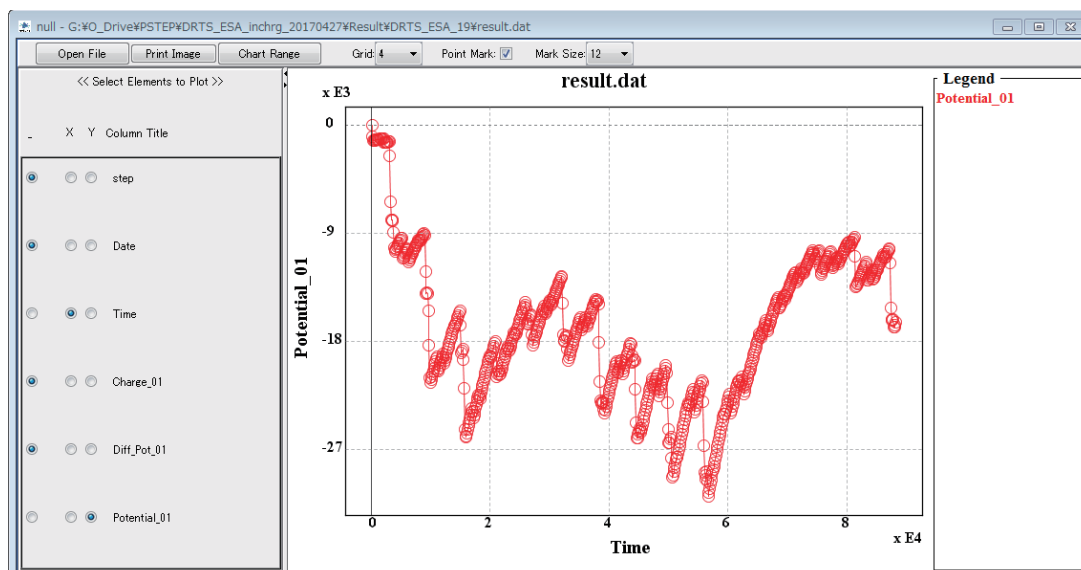
宇宙環境シンポジウム 2017

Example of internal charging calculation

Potential trend of the sample

Case 2

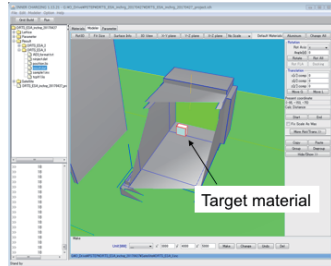
Charge > Leak (large resistance)



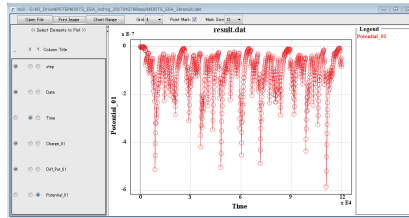
宇宙環境シンポジウム 2017

Concept of SECURES for internal charging

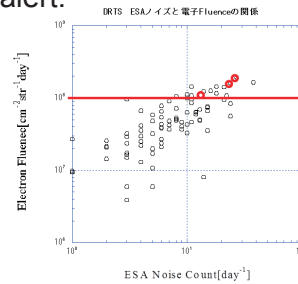
- 1) Customer selects the weak point of internal charging for the operating satellite.



- 2) Simulate the charging level using MUSCAT.



- 3) Clarify the relationship between charging level and space environment. And decide the threshold level of high energy electrons for alert.



- 4) PSTEP A03 output High energy electron prediction

Exceed threshold level!



宇宙環境シンポジウム 2017

No1

HTVの帯電測定機器の開発とHTV-6における軌道上実験の結果

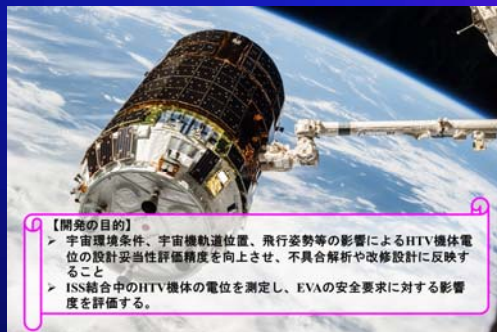
○奥村哲平、大川恭志、河本聡美
(宇宙航空研究開発機構)

2017年11月6日-8日

宇宙環境シンポ
神戸コンベンションセンター



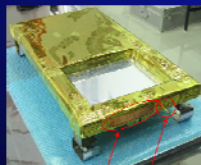
Introduction



【開発の目的】

- 宇宙環境条件、宇宙機軌道位置、飛行姿勢等の影響によるHTV機体電位の設計妥当性評価精度を向上させ、不具合解析や改修設計に反映すること
- ISS結合中のHTV機体の電位を測定し、EVAの安全要求に対する影響度を評価する。

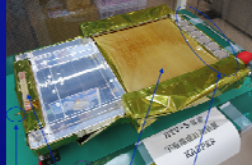
ATOTZE-mini module



- 1: SCM probe
- 2: Thin-G probe

+ Both SCM and Thin-G are charging monitor.

KASPER module



- 1: Thin-G probe
- 2: LP-probe
- 3: SCM
- 4: CDM
- + Uninstalled SCM
- + Added LP-probe, CDM and SCM
- + LP-probe measures plasma density

No2

背景



【Kounotori Integrated Tether Experiment】
略してKITE

- 700mの導電性テザーを進展させてテザーのダイナミクスを調べる
- 電子を放出させてテザーによる電子収集特性を調べる

【KITEにおける環境測定役割】

- EMF（テザー伸展時より発生）や電子収集時のHTV電位を計測し、理論を検証する
- プラズマ密度を軌道上で実測し、軌道上での電子収集特性の検証を行うための基礎データを取得する

No3

HTV-6に搭載した装置：LP-POM

LP-POMはTREK-3G、SCM、LPの三種類のセンサを搭載。

名称	測定対象	範囲
TREK-3G	電位	-50V～150V
SCM	電位	-50V～150V
LP	プラズマ電流	$1 \times 10^{10} \text{m}^{-3} \sim 1 \times 10^{12} \text{m}^{-3}$ のプラズマ密度相当の飽和電子電流



LP-POM@HTV-6



TREK-3Gのプローブ



LP
SCMのプローブ

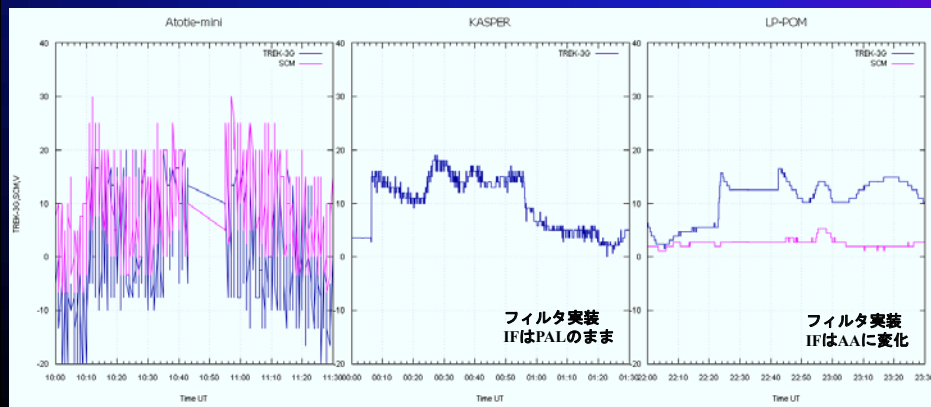
No4

観測精度の向上

【SNを改善】

以下が改善のポイント

- ✓ KASPERからはフィルタを実装
- ✓ LP-POMからHTVとのインターフェースがPALからAAに変更。PALは仕様上、Atotieシリーズとインターフェースすると有効bit数が200程度まで下がるが、AAに変わったことによりインターフェースが最適化されHTV仕様通りの256bitが使用可能になった。



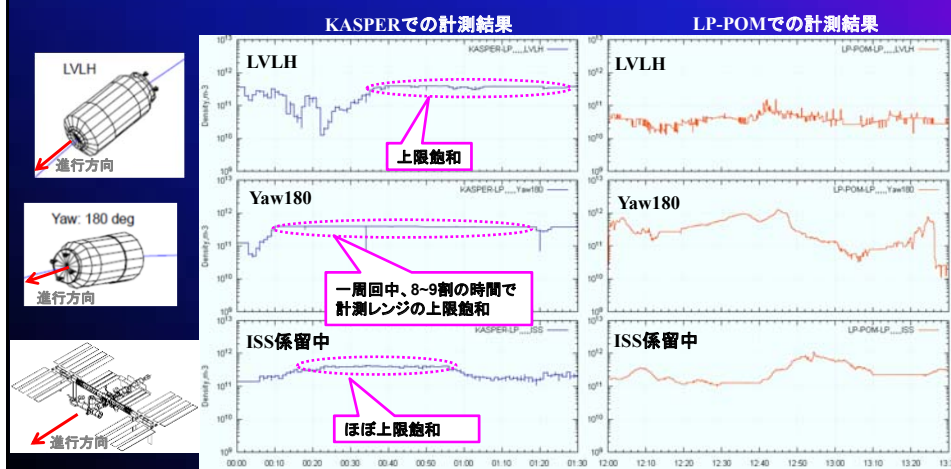
No5

プラズマ密度の観測範囲を最適化

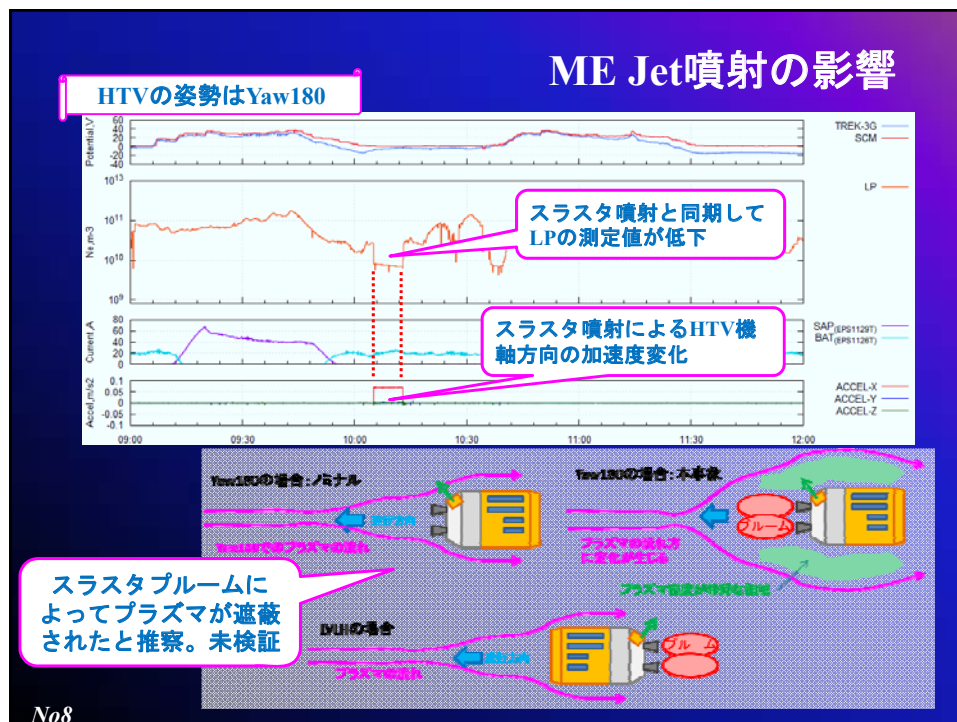
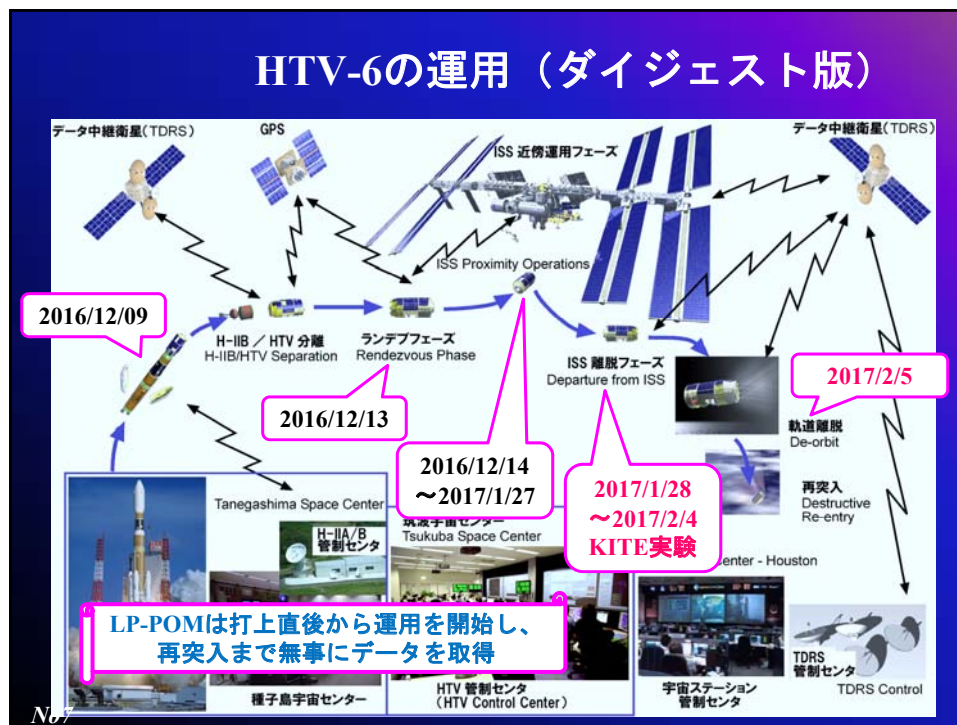
【LPの観測範囲を適正化】

LP-POMでは、 $1 \times 10^{10} \text{m}^{-3}$ から $1 \times 10^{12} \text{m}^{-3}$ のプラズマ密度に相当する電子電流が測定可能なように測定レンジを適正化した。

補足：KASPERのLPは $8 \times 10^9 \text{m}^{-3}$ から $3 \times 10^{11} \text{m}^{-3}$ のプラズマ密度に相当する電子電流を測定



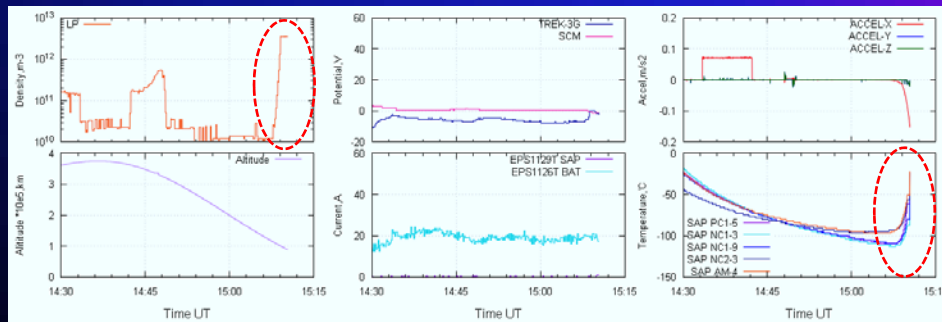
No6



再突入前の測定データ

○ 再突入前のプラズマ環境

再突入前にプラズマ密度の急激な上昇を測定した。同じタイミングで、SAP表面の温度も急上昇している。



「HTV機体前方に発生し始めた再突入プラズマを計測している」と推定しているが、未検証。

No9

まとめ

- HTV-4、HTV-5に搭載した観測装置を改良してHTV-6に搭載し、HTV-6運用期間中、継続して電位とプラズマ密度を計測した。
- LP-POMで計測したプラズマ環境は、IRIのモデルとよく一致していた。
- 電子源によるHTVの電位制御実験をおこなった。HTVの有意な帯電緩和を確認した。
- 特異事象として、ME jet噴射によるプラズマ観測への影響や、再突入前の急なプラズマ密度上昇を確認した。

No10

非接地孤立金属体における周辺電界変化による単極帯電について

Unipolar Electrification on a Non-grounded Floating Metal Exposed by the Surrounding Fluctuated Electrostatic Fields

本田昌實
Masamitsu Honda

(株) インパルス物理研究所
Impulse Physics Laboratory, Inc.

概要—衛星構体や内部電子装置等に存在する非接地の孤立金属体の帯電は、高エネルギーの荷電粒子によるものとされる事が多いが、地上の実験では、孤立金属体の周辺で電界の変動があった時にも静電荷が誘導する。実験によれば、この孤立金属体に誘導する電荷は周辺の電界が変化した時にのみ生じ、電荷分布は、金属体全体が同一の極性（単極帯電）になる事を確かめた。更に、電界（印加電圧）の極性が同一であっても、増減の方向によって誘導電荷の極性は反転する事も確かめた。

I. はじめに

物体が静電気（静電荷）を帯びる理由は、①摩擦剥離、②静電誘導、③イオン注入、等があり、中でも②の静電誘導によるものは、全体像の認識が困難なことが多く、障害原因になっているにも拘らず、報告されるケースは少ない¹⁾。

この静電誘導の説明としては、“被誘導物体に生じる電荷は帯電体に近いところには帯電体と反対の極性、遠いところには帯電体と同じ極性の電荷が生じる”とされている。図1

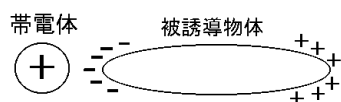


図1：教科書上の静電誘導

帯電体(+)が被誘導物体(導体)に近づいた場合、帯電体に近いところには-電荷が、遠いところには+電荷が現れ、それらの数(電荷量)は等しい。(図では+6qと-6q)この現象の説明の根底には；ア)異符号の電荷は引き合う、イ)閉じた系では電荷は保存される、ウ)導体には自由電子がある、を大前提としている。

しかし、現実の静電誘導の世界では帯電体の大きさや形状は千差万別であり、「帯電体に近いところ」、「帯電体から遠いところ」の様な位置関係が明確にはならない状況も有り得る。例えば、円筒形の導体の内側にある非接地の孤立金属体の電荷誘導である。

今回は銅製の円筒の中に非接地の導体を入れ、銅円筒の電圧(電界)を変化させて、この時の非接地導体の電荷誘導について実験を行なったので報告する。

II. 実験と結果

2.1 実験装置構成

実験装置一式は接地してある金属製の机(幅1.2m、奥行0.75m、高さ0.7m)表面に導電ゴムマットを敷き、この上に展開している。図2、図3

静電界源：銅円筒(底面は円板で閉じている)
直径 100mm(外径) 高さ 200mm 厚み 3mm
銅円筒単体の静電容量 $C=10\text{pF}$

被誘導物体（高さ 100mm の塩ビパイプで絶縁）

① 銅円板 直径 80mm 厚み 0.1mm
面積（両面） $S=10053\text{mm}^2$ 、静電容量 $C=9.2\text{pF}$ （表面電位計の誘導板の静電容量を含む）

②鉄板（角型） 50mm x 50mm 厚み 3mm
面積（両面） $S=5600\text{mm}^2$ 、静電容量 $C=5.1\text{pF}$
（表面電位計の誘導板の静電容量を含む）

DC 高圧電源：Hamamatsu HTV C448A

+ - max 1.5kV（今回は－出力のみ使用）

電位測定器：非接触型表面電位計

春日電機 KSD-0303 (max 9999V)

電荷量測定器：春日電機 ナノクーロンメータ
NK-1001 (max 99.99nC)

静電容量計：YHP 4332A LCR Meter

高周波電流プローブ：TEK CT-6

250kHz-2GHz $Z_t=5\Omega$ (5mV/1mA)

オシロスコープ：①TEK 684C (DC-1GHz)

②TEK 6606 (DC-6GHz)

導電ゴムケーブル：（株）コシフジ 約 $3\text{G}\Omega/\text{m}$



図 2：実験装置の全容

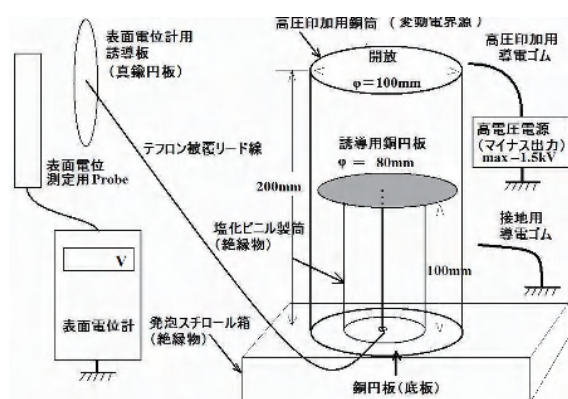


図 3：実験見取り図（被誘導物体＝銅円板）

2.2 高電圧の印加と接地方法

導電ゴムの使用

静電界源としての銅円筒（以降「銅筒」）は良好な絶縁を保つ為、発泡スチロール（体積抵抗率 $\rho > 10^{15}\Omega\text{cm}$ ）箱の上に置いている。図 3 高圧接触時の火花放電を防止する為、高圧印加及び高圧接地は約 $2\text{G}\Omega$ の抵抗値を持つ導電ゴムケーブル（長さ約 60cm）を用いる。

非接触で誘導電位を測定する

銅筒内の円板（非接地孤立金属体）にはテフロン被覆のリード線を取り付け、銅筒底面の小穴を通して表面電位計用の誘導板（真鍮：直径 70mm）に接続して誘導電圧を非接触で測定する。図 4 誘導する電荷量は nC オーダかそれ以下の為、入力抵抗の低い接触型の電圧測定器（例：DMM の電圧測定）は使えない。状況に応じ、表面電位計にはペン書きチャートレコーダ（渡辺測器 SR6322）を接続して、誘導電位の変化を記録紙に記録する。

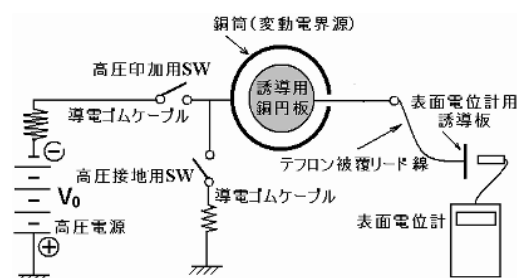


図 4：高圧の印加／接地と誘導電圧の測定

高圧の印加

高電圧（出力電圧 V_0 ）電源に繋がれた導電ゴムを銅筒に数秒間触れる（図 4 中の高圧印加用 SW を ON する）事により、銅筒が規定の電圧（ $0\text{V} \rightarrow V_0$ ）に荷電され、負電界（ $-E$ ）を銅筒内外に形成する。

高圧の接地

既に高圧（ V_0 ）に帯電している（図 4 中の高圧印加用 SW は OFF）銅筒に、接地された導電ゴムを数秒触れる（図 4 中の高圧接地用 SW を ON する）事により、銅筒の電位は降下（ $V_0 \rightarrow 0\text{V}$ ）し、正電界（ $+E$ ）を銅筒内外に放出する。

2.3 高電圧印加／接地時の誘導電圧

高電圧印加（電界増大）時の測定手順

- ①誘導用の銅円板と銅筒を同時に接地してゼロ電位にする。
- ②銅筒へ高電圧（ V_0 ）の導電ゴムを数秒触れ、荷電する。以降この操作を“ON”と称する。
- ③直後に銅円板に誘導した電圧（ V_i ）を表面電位計で読み取る。

接地（電界減少）時の測定手順

- ①銅筒へ高電圧を印加する前に、銅円板に接地用導電ゴムを触れたままにして接地状態を保つ。
- ②高電圧（ V_0 ）の導電ゴムを銅筒に数秒触れて荷電する。（接地用導電ゴムは触れたまま）
- ③銅円板から接地用導電ゴムを離してから、改めて銅筒を接地用導電ゴムで接地する。以降この操作を“OFF”と称する。
- ④直後に表面電位計の数値（ V_i ）を読み取る。

予備実験結果の概要

- i) 高電圧（ $V_0 = -500\text{V}$ ）が加わった導電ゴムを銅筒の何れの場所（上部、底部、内側）に触れても、表面電位計には数百Vの表示が出る。
- ii) 接地用導電ゴムを銅円板、リード線、表面電位計用の誘導板、などの何れの箇所に触れても表示電圧はゼロになる。
- iii) 銅筒への印加電圧（ V_0 ）を -1kV にして“ON”を5回試行した結果、銅円板の誘導電圧（ V_i ）は -560V が最小で、最大は -880V が得られた。指示極性はすべてマイナスであった。
- iv) V_0 を -1kV のままで“OFF”を5回試行した結果、銅円板の誘導電圧 V_i は $+450\text{V}$ が最小で、最大は $+700\text{V}$ が得られた。極性はすべてプラスであった。

印加電圧と誘導電圧の関係：銅円板

銅筒に対して高電圧（マイナス極性）を印加した時（ON）と、高電圧に帯電している銅筒を接地した時（OFF）の誘導電圧（ V_i ）を調べた。印加電圧（ V_0 ）は、 -500V 、 -750V 、 -1000V 、 -1250V とした。測定の結果、銅円板の誘導電圧は、概ね印加電圧に比例することがわかった。図5 高電圧印加時（ON）の銅円板の誘導電圧極性は全てマイナス、接地時（OFF）の誘導電圧極性は全てプラスであった。

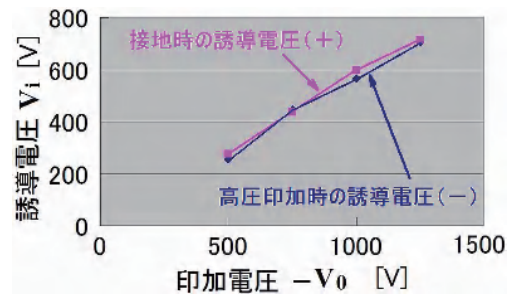


図5：印加電圧と銅円板の誘導電圧の関係

印加電圧（ V_0 ）を -500V 、 -750V 、 -1000V 、 -1250V とした時のON時、OFF時の銅円板に誘導した電圧をプロットした。誘導電圧（ V_i ）の極性は、ON時は全てマイナス、OFF時は全てプラスになるがグラフ上では、区別していない。

印加電圧と誘導電圧の関係：角型鉄板

銅筒内部に鉄板（角型： $50\text{mm} \times 50\text{mm}$ 厚み 3mm ）を入れ、銅円板と同じ方法で高電圧印加時（ON）、接地時（OFF）の角型鉄板の誘導電圧を調べた。図6

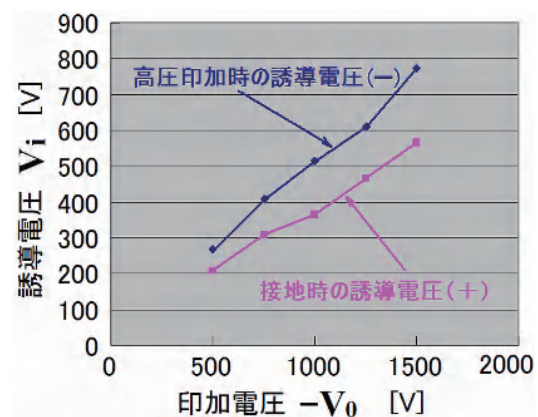


図6：印加電圧と角型鉄板の誘導電圧の関係

印加電圧（ V_0 ）を -500V 、 -750V 、 -1000V 、 -1250V 、 -1500V とした時のON時、OFF時の角型鉄板に誘導した電圧をプロットした。誘導電圧（ V_i ）の極性は、ON時は全てマイナス、OFF時は全てプラスになるがグラフ上では、区別していない。

2.4 印加電圧と放電電流の関係

誘導帯電した銅円板に 50Ω で終端した接地導体（真鍮球）に触れた時に流出する（放電）電流を高周波電流プローブ（TEK CT-6 図7）で測定した。図8～図11

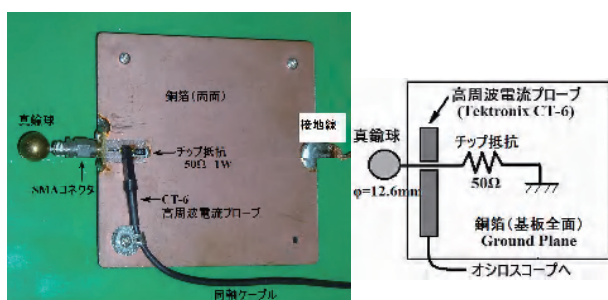


図 7 : 放電電流測定基板

両面基板 (FR-4, 100mmx100mm, t=1.6mm,) に装着した高周波電流プローブ (TEK CT-6) と等価回路。放電電流は 50Ω のチップ抵抗を通して接地された銅箔 (基板の両面) に流れ込む。

放電電流波形

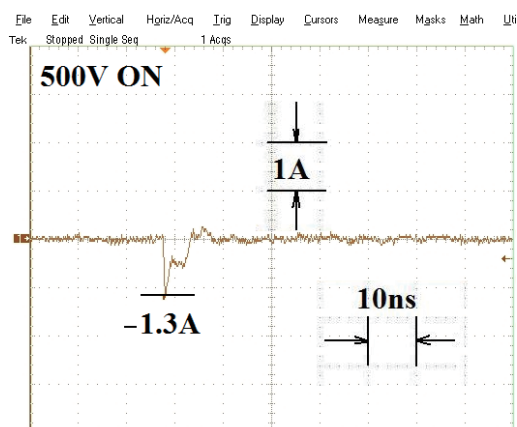
V₀=500V ON 図 8

図 8 : V₀=500V ON $i_p = -1.3A$
垂直軸 (V) : 1A/div, 水平軸 (H) : 10ns/div

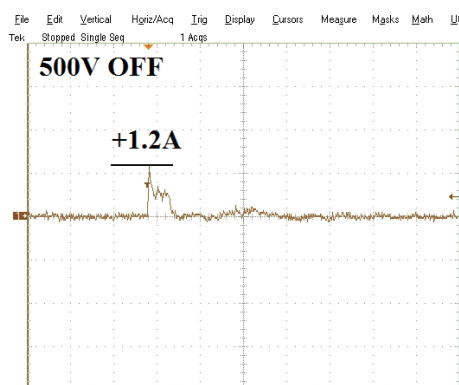
V₀=500V OFF 図 9

図 9 : V₀=500V OFF $i_p = +1.2A$
V : 1A/div, H : 10ns/div

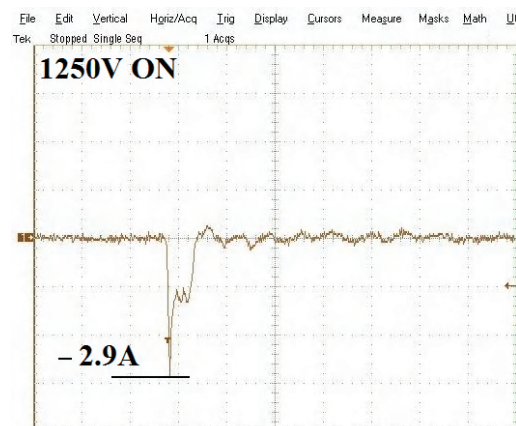
V₀=1250V ON 図 10

図 10 : V₀=1250V ON $i_p = -2.9A$
V : 1A/div, H : 10ns/div

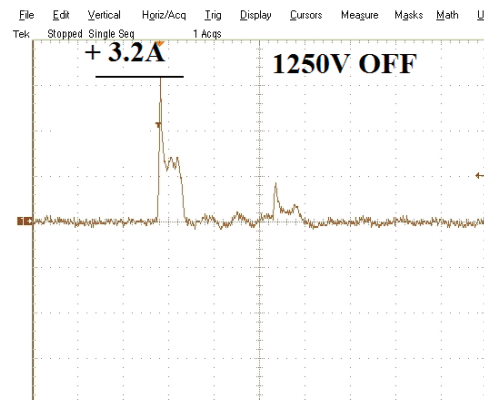
V₀=1250V OFF 図 11

図 11 : V₀=1250V OFF $i_p = +3.2A$
V : 1A/div, H : 10ns/div

2.5 プリント基板 (PCA) の誘導電荷量

高周波回路用のテフロン基板 (107mm x 138mm t=0.8mm、部品未実装) を高さ 29mm の塩ビパイプ (直径 18mm) を介して電界放出板 (銅板、300 mm x 250mm, t=1mm) に載せて、誘導電荷量を調べた。高電圧を印加/接地する銅板 (電界放出板) は発泡スチロール箱 (絶縁物) に載せている。図 12

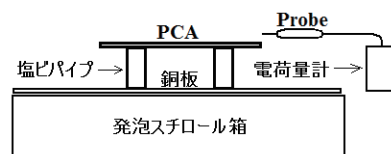


図 12 : PCA の誘導電荷量測定見取り図

プリント基板の誘導電荷量

このプリント基板（PCA）の裏面（図13）は6個に分割されたグランドプレーン（GRD PLN #1～#6）があり、夫々の銅板 ON（高電圧印加）時、OFF（高電圧接地）時に誘導する電荷を電荷量測定器（ナノクーロンメータ）で調べた。

図14、図15

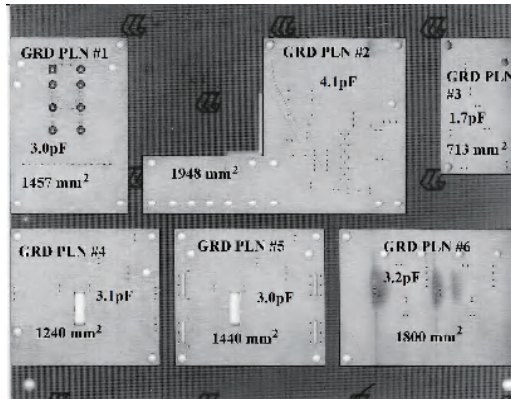


図13：グランドプレーン配置

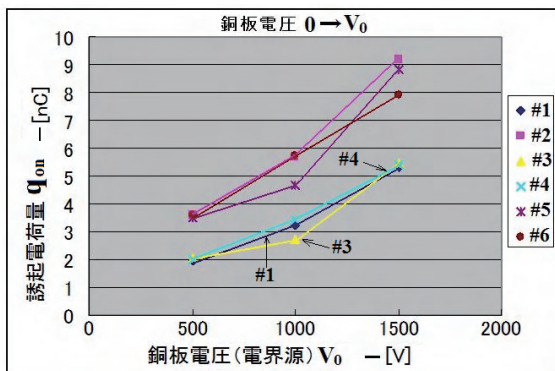


図14：印加電圧と誘導電荷量の関係---ON時

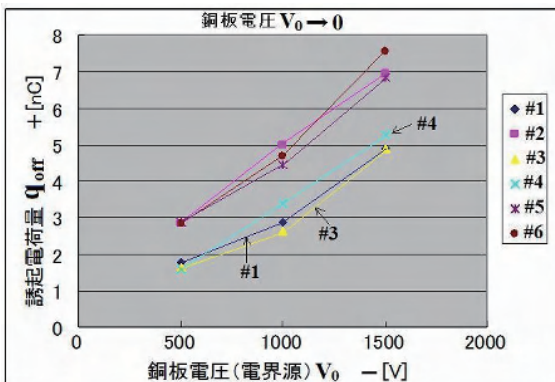


図15：印加電圧と誘導電荷量の関係---OFF時

PCA 電荷誘導実験のまとめ

1) グランドプレーン（孤立金属体）に誘導する電荷は、異なった場所であっても同一極性の電荷（単極電荷）が分布する。この極性支配要因はこれまでの実験結果と同様、電界の増減の方向にのみ依存する²⁾。

2) グランドプレーンの誘導電荷量は概略、面積に比例する。

2.6 PCA の放電電流波形

部品搭載側の信号トレース（Signal Trace 1, 面積 S=68mm², C=1.3pF）と、裏面のグランドプレーンの一番面積の大きい部分（Ground Plane #2, S=1948mm², C=4.1pF）に誘導した電荷を放電させた時の電流波形を調べた。図16

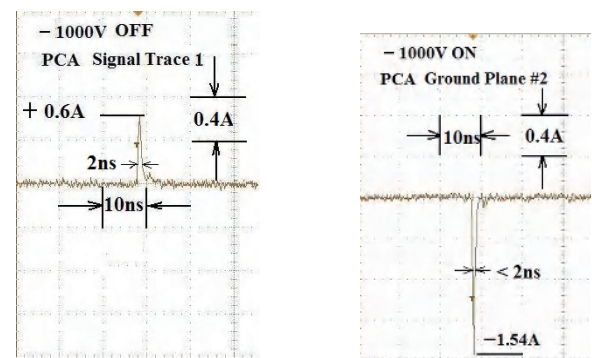


図16：左 信号トレース -1000V OFF
右 グランドプレーン -1000V ON

III. まとめ

非接地の孤立金属体の周辺で静電界が変動すると、同一の極性の電荷が金属体全体に誘導する→“単極帯電”。この誘導電荷の極性は変動電界の増減の方向に一致する。

参考文献

- 1) 本田、磯福、“誘導 ESD に曝された情報ケーブルにおける過渡雑音の測定”．静電気学会講演論文集 Vol.12, pp. 20-26, 静電気学会、2011 年。
- 2) 本田、“変動静電界による非接地状態にある金属体の単極電荷誘導と隣接金属体への放電事象について” 第9回「宇宙環境シンポジウム」論文集、JAXA-SP-12-017、2012 年。

放電実験衛星「鳳龍四号」の実験結果と地上試験結果の比較検討

○福田大, 豊田和弘, 趙孟佑 (九州工業大学)

Comparison of experimental results of Arc Event Generator and Investigation Satellite “HORYU-IV” and ground experiment results

Hiroshi Fukuda, Kazuhiro Toyoda and Mengu Cho
(Kyushu Institute of Technology)

1. 目的および背景

超小型人工衛星「鳳龍四号」は、2016年2月にH-IIA ロケット30号機の相乗り小型副衛星として打ち上げられ、低地球軌道に投入された。本衛星の開発には、2014年10月から2016年1月の2年2ヶ月を要した。

鳳龍四号のメインミッションは、「高電圧化した太陽電池上で発生する放電現象の観測」である。鳳龍四号の前進である鳳龍式号では、宇宙環境下で約350Vの高電圧発電に成功し¹⁾、放電実験の実施を行っていた。鳳龍四号では、鳳龍式号のシステムを改良し、地上で行っている放電実験と同等のデータ(放電電流及び放電発光)を取得する事が出来る。これにより、太陽電池上のどこで、どのような放電が発生したかを見ることが出来る。

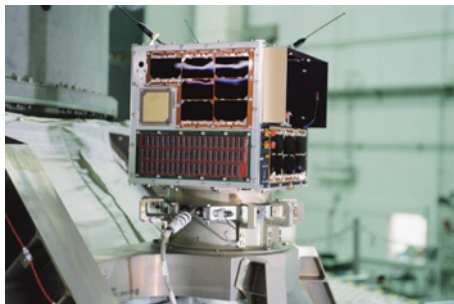


図1 H-IIA ロケットに取付けられた鳳龍四号²⁾

2. 鳳龍四号

2.1 諸元

図2に鳳龍四号の外観図を、表1に概要を示す。鳳龍四号は約40cm立方、10kgの超小型人工衛星である。衛星外面には衛星の電源となる太陽電池パネルだけでなく、多くの実験用のコンポーネントが搭載されている。通信にはアマチュア無線のUHF帯、VHF帯、2.4GHz帯の3つの周波数を使用している。

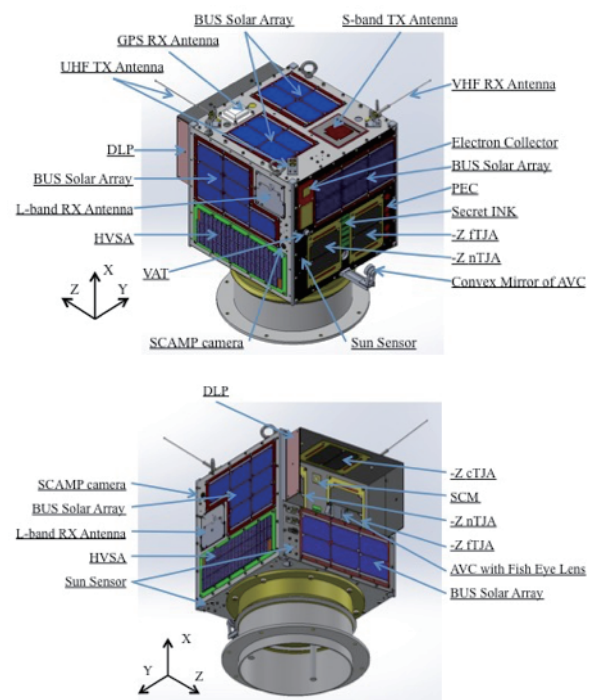


図2 鳳龍四号の外観

表1 鳳龍四号の概要

サイズ	450×420×430 [mm]
重量	10 [kg]
軌道	564- [km] 31[deg]

2.2 高電圧実験システム (メインミッション)³⁾

放電実験の高電圧バイアス源には、高電圧太陽電池 (High Voltage Solar Array : HVSA) を用いている (図3)。高電圧太陽電池は58個のスフェラーアレイ® (表2) で構成されており、最大420V発電することが出来る。鳳龍四号は姿勢制御として沿磁力線制御を採用しており、常に1軸を中心に回転している。このため、高電圧太陽電池を衛星の2面に対角線上に配置し、互いに直列に接続することで常に高電圧の発電を可能としている。高電圧太陽電池は放電実験の高電圧バイアス源として使用するため、高電圧太陽電池上で放電が発生することを防ぐ必要がある。こ

のため、全ての電極露出部分をシリコン系接着剤 (RTV) でグラウティングしている。

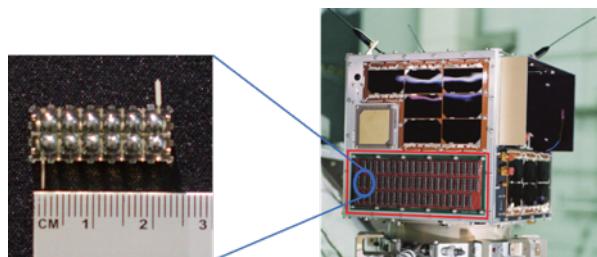


図3 スフェラーアレイ®と高電圧太陽電池

表2 スフェラーアレイ®の仕様

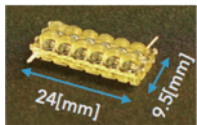
	V_{oc}	7.27 [V]
	I_{sc}	2.3 [mA]
	P_{max}	13.5 [mW]
	Size	2.4×9.5 [mm]

図4に放電実験システムのブロックダイアグラムを示す。放電発生時のノイズによる衛星全体への影響を低減するために、衛星バスから絶縁されており、独自のGNDを持っている。放電実験では太陽電池サンプルの1枚が高電圧バイアス源に接続され放電環境を構築する。放電が発生した際には、高電圧太陽電池に並列に接続されたキャパシタに蓄えられた電荷が放出される。太陽電池サンプル上には、電子コレクタと同電位の電極を搭載している。これは、放電発生時の放電電流のルートが形成されるように搭載している。

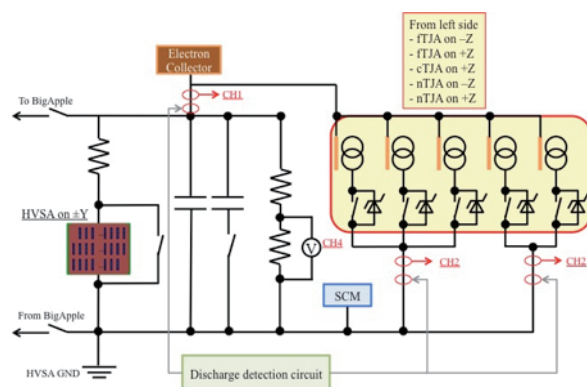


図4 高電圧実験システムのブロック図
放電実験用の太陽電池サンプルは3種類5枚を±Z面に搭載している。

- ・ ノミナル型太陽電池：±Z面
- ・ ETFEフィルムラップ型太陽電池：±Z面
- ・ 半導電性コーティング型太陽電池：+Z面

図5、図6に各種太陽電池サンプルの特徴を示す。ノミナル型太陽電池は、カプトンテープが貼られたア

ルミサブストレート上に太陽電池を貼った物である。ETFEフィルムラップ型太陽電池はノミナル型太陽電池に厚さ12.5μmのETFE (Ethylene Tetra Fluoro – Ethylene)で覆い、周辺プラズマからのイオンの侵入を防ぐ役割を果たしている。一方、半導電性コーティング型太陽電池は、ノミナル型太陽電池に対しATO (Antimony Tin Oxide)をコーティングすることで、太陽電池カバーガラスに帯電した電子を衛星構体に流出させることが出来る。フィルムラップ型及びコーティング型太陽電池は、サブミッションとしてノミナル型太陽電池と比べ、放電抑制が出来るか否かの検証を行うために搭載されている。

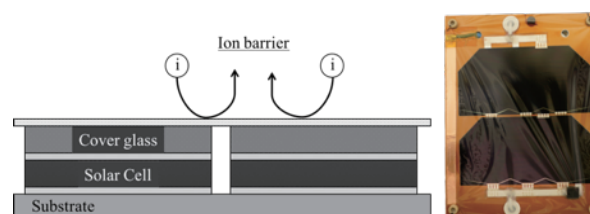


図5 フィルムラップ型太陽電池

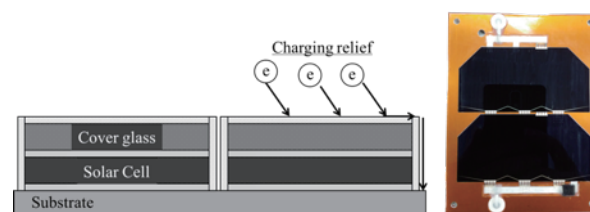


図6 コーティング型太陽電池

+Z面のミッション用太陽電池が搭載されている部分は、5cm程度窪んでおりフードの形をしている(図7)。これはメインミッションで放電発光を撮影する際、太陽光が直接太陽電池に当たらないよう、意図的に影を作るためである。+Z面の放電発光撮影用カメラはこのフード内に設置されており、魚眼レンズ備えたCCDカメラを搭載している。このカメラで+Z面のフード内部を全て撮影することが出来る。-Z面の放電発光撮影用カメラは衛星内部に搭載されている。-Z面は衛星外部にアームを伸ばしており、先端部分に曲面鏡を取り付けている。衛星内部のカメラで曲面鏡に反射した-Z面全体を撮影する仕組みである。

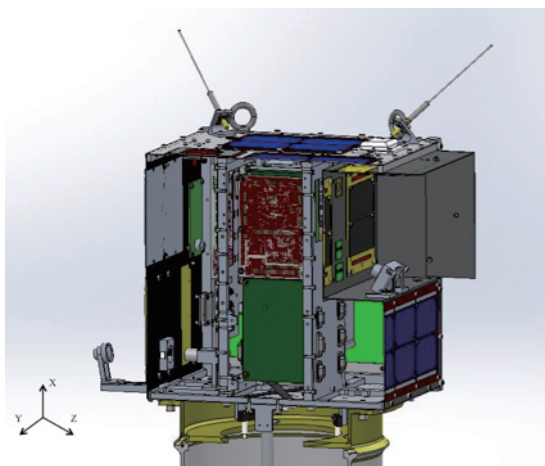


図7 鳳龍四号の断面図

放電実験では、放電電流測定用のオシロスコープ（On-Board Oscilloscope : OBO）及び放電発光撮影用カメラ（Arc Vision Camera : AVC）も同時に起動している。OBOは電流トランスで電圧に変換された放電電流を計測しており、同時に2箇所（図4中電子コレクタ直下及び太陽電池直下）の電流が測定可能であり、また高電圧太陽電池で発電された電圧も測定可能である。測定モードはシングルチャンネルモードまたはマルチチャンネルモードの選択を行うことが出来る。シングルチャンネルモードでは、CH1のみを計測し、マルチチャンネルモードでは、CH1, CH2（またはCH3）及びCH4の3箇所の測定を行う。OBOシステムは衛星バスGNDを使用しているため、発電電圧は絶縁アンプを介し測定している。OBOシステムは6MHzのサンプリング周波数で計測を行っている。鳳龍四号にはAVCを2つ搭載している。放電が発生した際に、OBOシステムからのトリガ信号を受け撮影を行う。撮影は2.8フレーム120fpsで行われ、トリガの前後の写真を撮影することが出来る。実際の実験では、1枚の太陽電池に対して放電実験を行うため、AVCはどちらか片方のみが起動する。

3. 軌道上実験結果⁴⁾

鳳龍四号の打ち上げ後、1週間でメインミッションの立ち上げを行い、30分間の試験で2回の放電を取得することが出来た。試験時のパスは図8中に示す通りであり、放電発生箇所も併せて示している。放電#1-2では放電発光の撮影にも成功している。図9に計測した放電電流を示す。放電電流はピーク約60A、パルス幅約2 μ sの非常に急峻な波形を計測することが出来た。図10に撮影した放電発光を示す。図中左

上部の太陽電池縁に小さな光を見ることが出来る。この光が放電発光である。

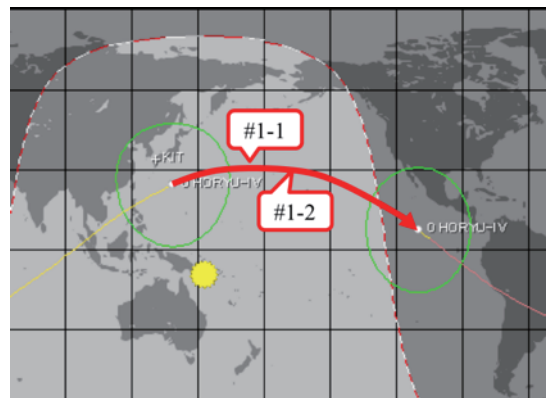


図8 第1回目試験パスと放電発生箇所

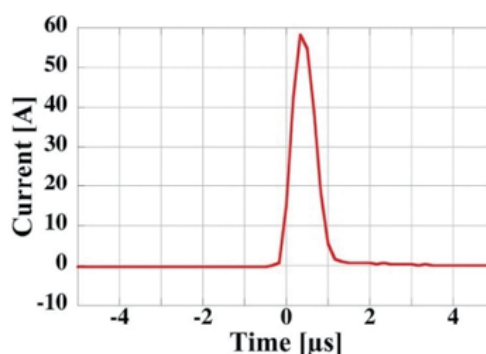


図9 放電#1-2時の放電電流波形

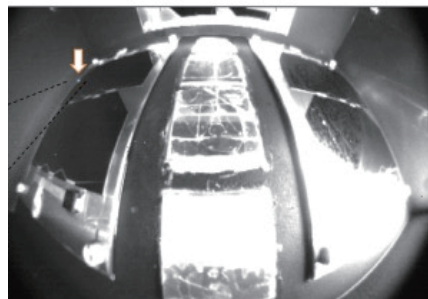


図10 放電#1-2時の放電発光写真

これまでの放電試験で取得することが出来た放電電流波形を3つのカテゴリーに別ける。

- タイプ1：高ピーク電流、短時間
- タイプ2：高ピーク電流、短時間＋振動
- タイプ3：低ピーク電流、長時間

以下に各タイプの放電電流波形の例を示す。なおタイプ1は図9である。

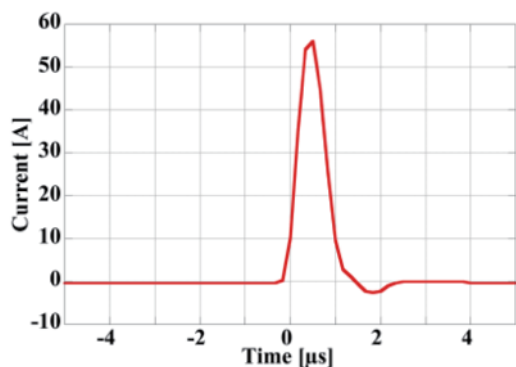


図 10 放電電流 (タイプ 2)

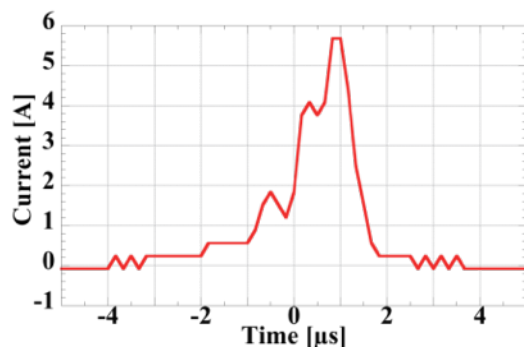


図 11 放電電流 (タイプ 3)

4. 地上実験結果

軌道上試験ではこれまでに 3 パターンの放電電流が計測出来ているが、地上試験でも同様の放電電流が取得できるかを確認するために地上試験を行った。地上実験では、鳳龍四号の EM を使用して実験を行い、試験時のプラズマ密度は $9.98 \times 10^{10} [\text{m}^{-3}]$ で、 $2.0 \times 10^{-3} [\text{Pa}]$ の圧力の下 100 分間の放電実験を行った。図 12 はバイアス電圧、回路基板温度そして放電検知のタイミングを示したグラフである。

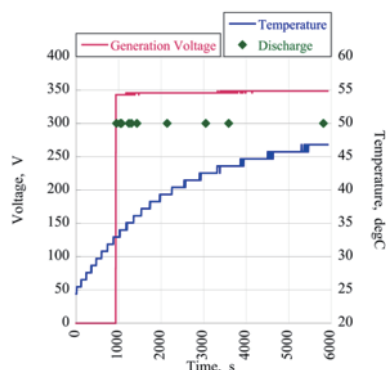


図 12 放電実験時のデータ

バイアス電圧、回路基板温度、放電のタイミング

この放電実験を通して、10 回の放電が発生し 3 つのタイプの放電電流波形を取得することが出来た。表 3 に放電発生タイミングと放電電流のタイプを示す。

表 3 放電発生時間と放電電流の分類

#	放電検知時間 [秒]	放電電流タイプ
1	952	A
2	1037	A
3	1066	A
4	1242	B
5	1302	A
6	1431	A
7	2141	A
8	3049	C
9	3588	C
10	5817	B

タイプ A~C の放電電流と放電発光の写真を以下に示す。

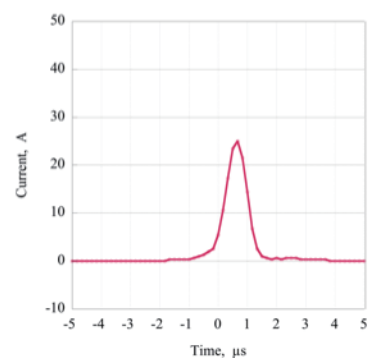


図 13 地上実験での放電電流#1



図 14 地上実験での放電発光#1

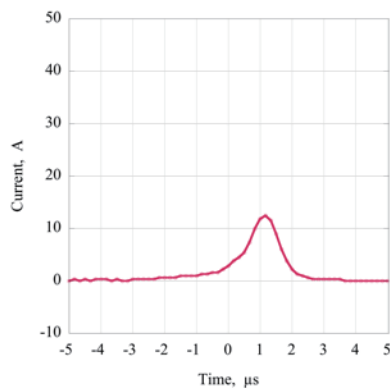


図 15 地上実験での放電電流#4

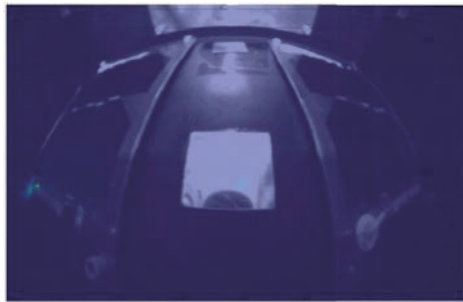


図 16 地上実験での放電発光#4

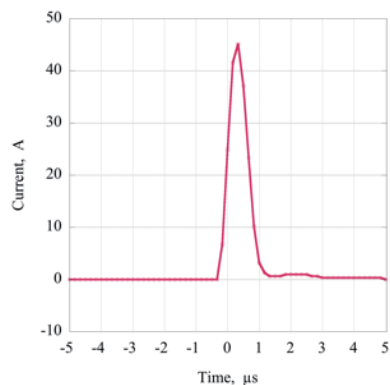


図 17 地上実験での放電電流#9



図 18 地上実験での放電発光#9

放電のタイプ分けは、放電電流のピーク値、波形の形を元に行っている。タイプ A~C はそれぞれピーク値が、約 25A・12.5A・45A であった。放電発生箇所は左下に集中している。放電発光の撮影は魚眼レンズ

で撮影されたものである。図 19 に写真にマッピングしたものを示す。

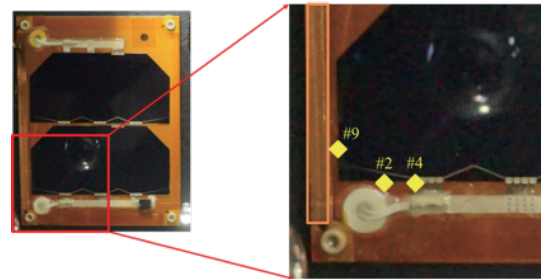


図 19 地上実験での放電発生箇所

放電発生箇所とサンプル上の電極間距離に応じて、放電電流のピーク値が変わることが見て取れる。

5. まとめ

2016 年 2 月に打ち上げられた超小型人工衛星「鳳龍四号」で複数回の放電実験を行い、放電電流波形に基づき 3 つのカテゴリに別けることが出来ている。地上試験でも同様の放電電流が取得できるかを確認するために地上試験を行った。地上試験では、鳳龍四号の EM を用いて行った。放電電流は軌道上で得られたものと似た波形を得られている。放電電流のピーク値は、放電発生箇所と電極間の距離に応じて変化していることが見て取れる。

参考文献

- 1) T. Yoke, S. Iwai, A. Khan, H. Masui, M. Iwata, K. Toyoda and M. Cho, "Development of mission payloads onboard high voltage technology demonstration satellite HORYU-II," IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 41, no. 12, pp. 3477-3486, 2013.
- 2) "H-IIA F30 Piggyback Payload" : <http://jda.jaxa.jp/result.php?lang=j&id=732e418b959d1311b20ba7766120c700>
- 3) Shimizu, T., Fukuda, H., Toyoda, K., and Cho, M., "Development of an In -Orbit High-Voltage Experimental Platform: HORYU-4", IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 43, no. 9, pp. 3027-3040, 2015.
- 4) Shimizu, T., Fukuda, H., HORYU-IV team., Toyoda, K., Cho, M. : INITIAL RESULTS FROM IN-ORBIT HIGH VOLTAGE EXPERIMENT ON HORYU-IV, 14th Spacecraft Charging Technology Conference, ESA/ESTEC, Noordwijk, NL, 04-08 APRIL 2016



地震先行現象検証衛星：Preludeの開発

Precursory electric field observation CubeSat demonstrator

児玉 哲哉 (JAXA)

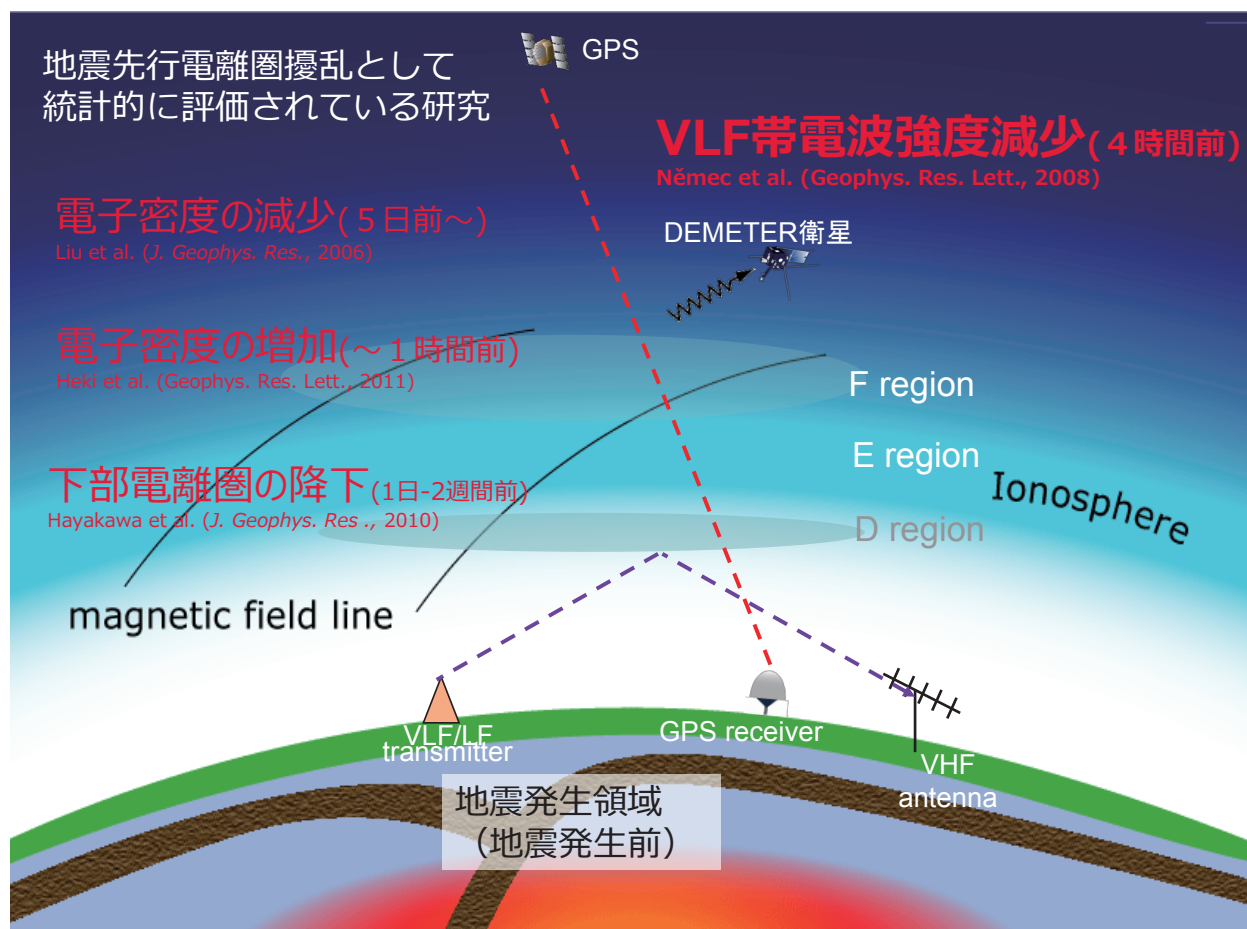
山崎 政彦 (日本大学理工学部航空宇宙工学科)

鴨川 仁 (東京学芸大学)

Jean-Jacques Berthelier (LATMOS, France)

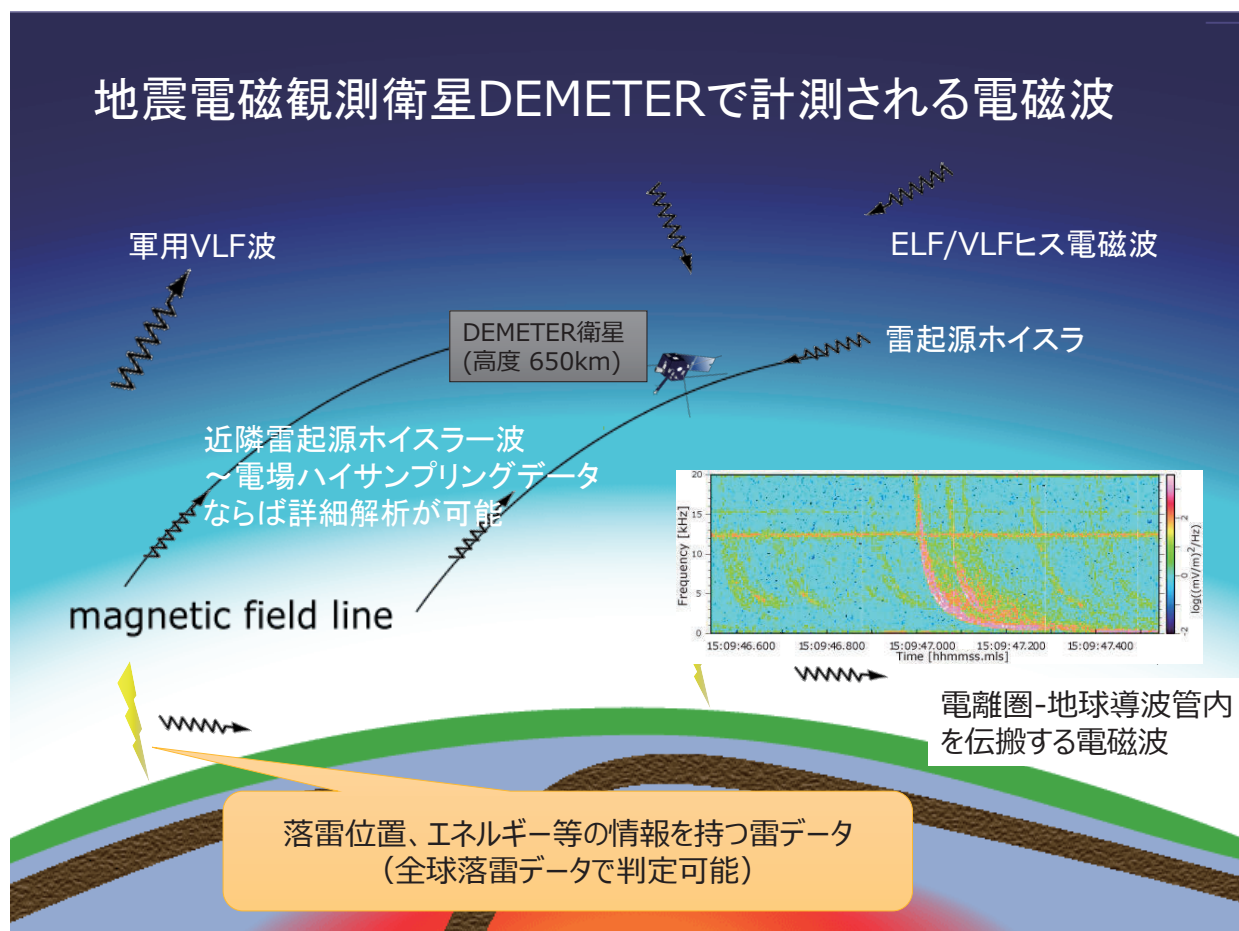
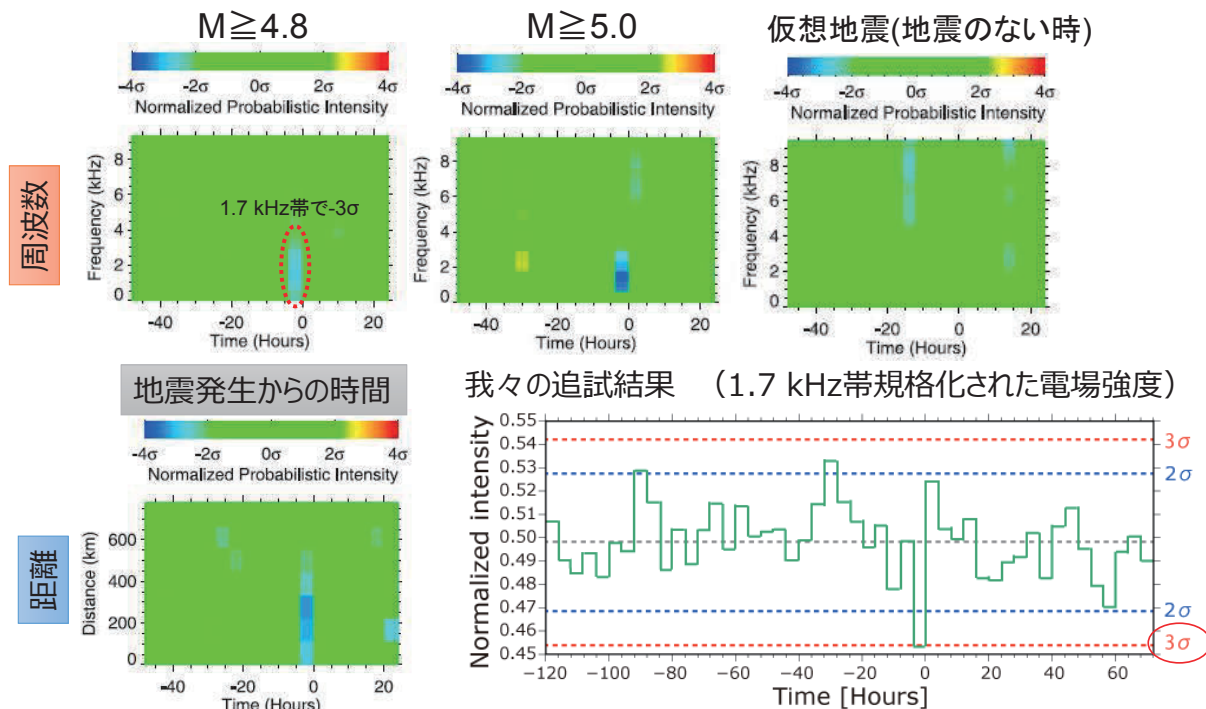
長尾 年恭 (東海大学海洋研究所)

1



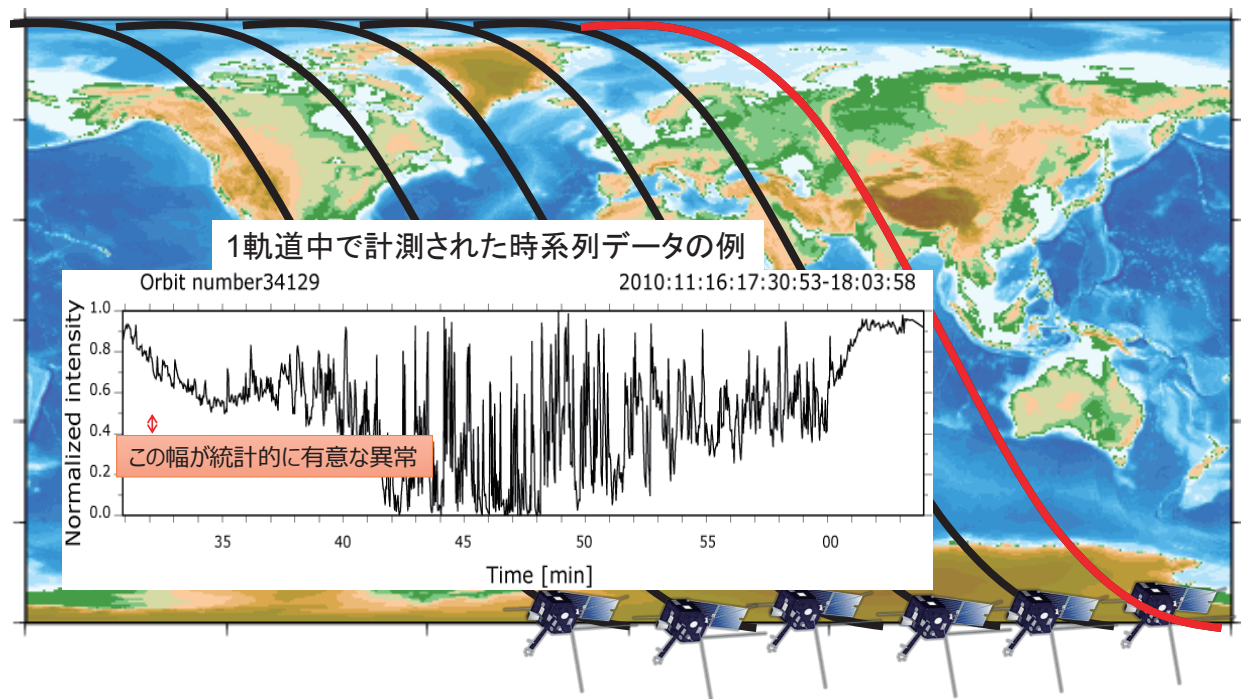
先行研究：夜間VLF帯電場強度減少 ～仏DEMETER電場データによる解析

Nemec *et al.* (Geophys. Res. Lett., 2008)



解析対象とする地震の選定

Němecらの統計的結果に基づいて、衛星の時系列データから異常の大きい地震を選定する



解析対象とする地震を重ね

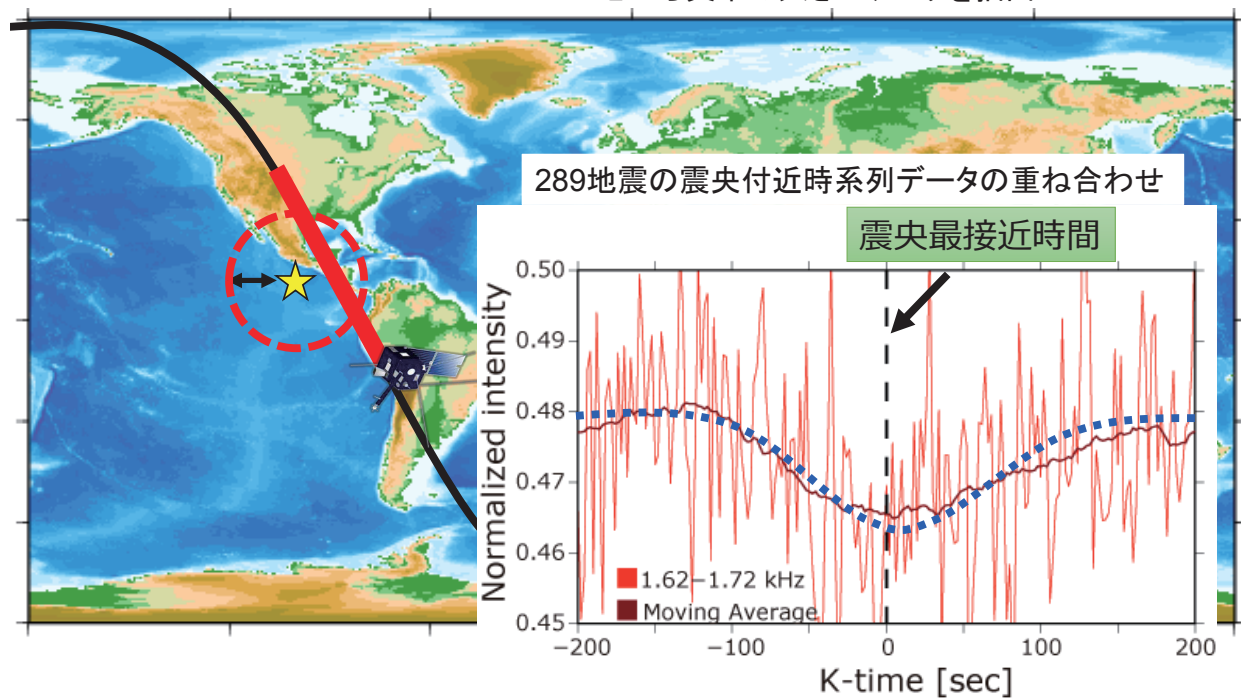
統計結果の条件

時間：4時間前以内

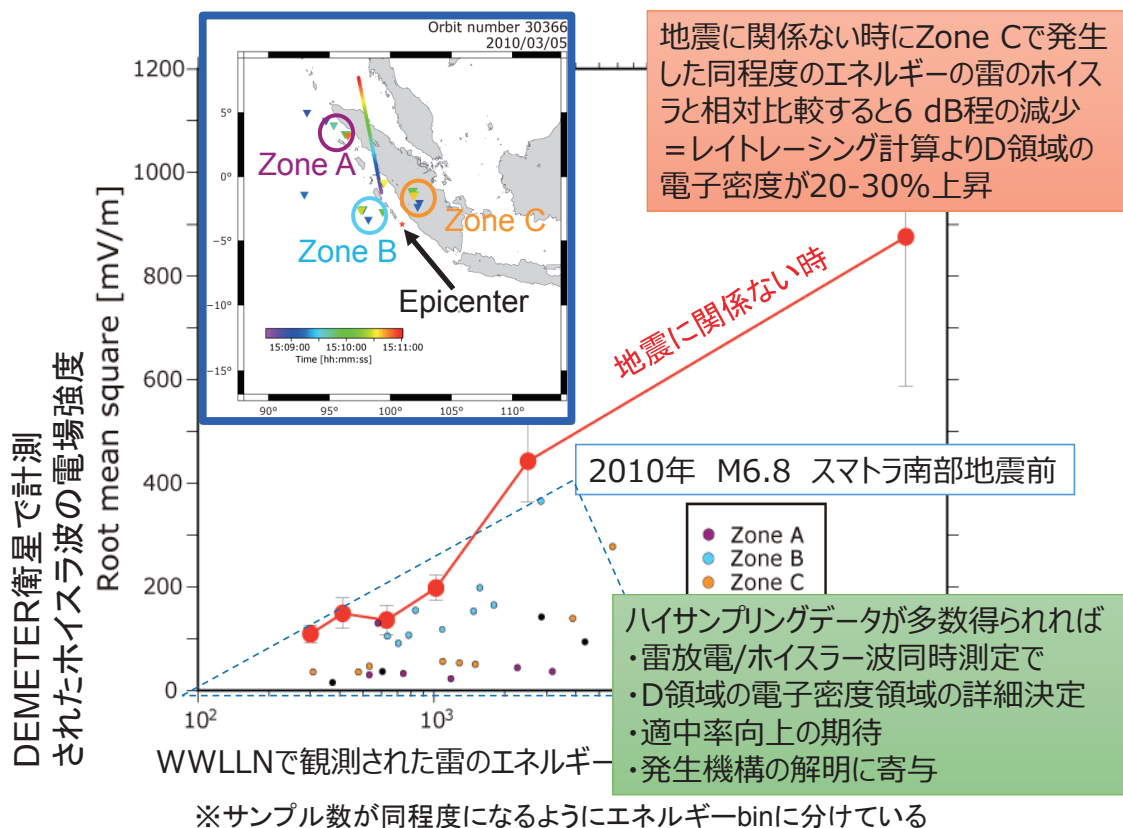
空間：震央から330 km以内



289地震の震央付近時系列データの重ね合わせから異常の大きいデータを抽出



事例解析：地震前電離圏D領域電子密度20-30%上昇



Preludeミッションシーケンス

Prelude

展開フェーズ

フェーズ①: 展開していない状態



フェーズ②: 太陽電池パネルを展開

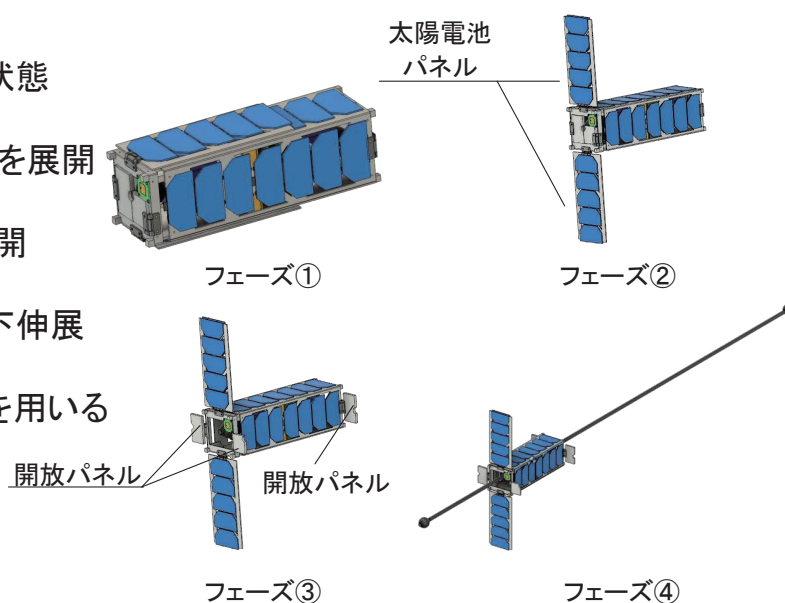


フェーズ③: 開放パネルを展開



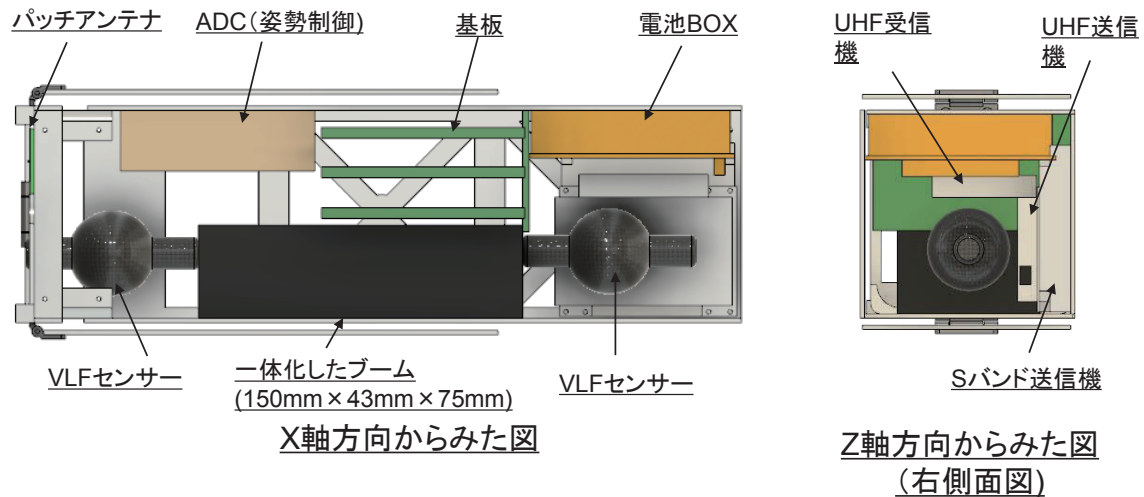
フェーズ④: VLFセンサを上下伸展

※各パネルの展開にヒンジを用いる



3U衛星規格に準拠した設計：無理

Prelude

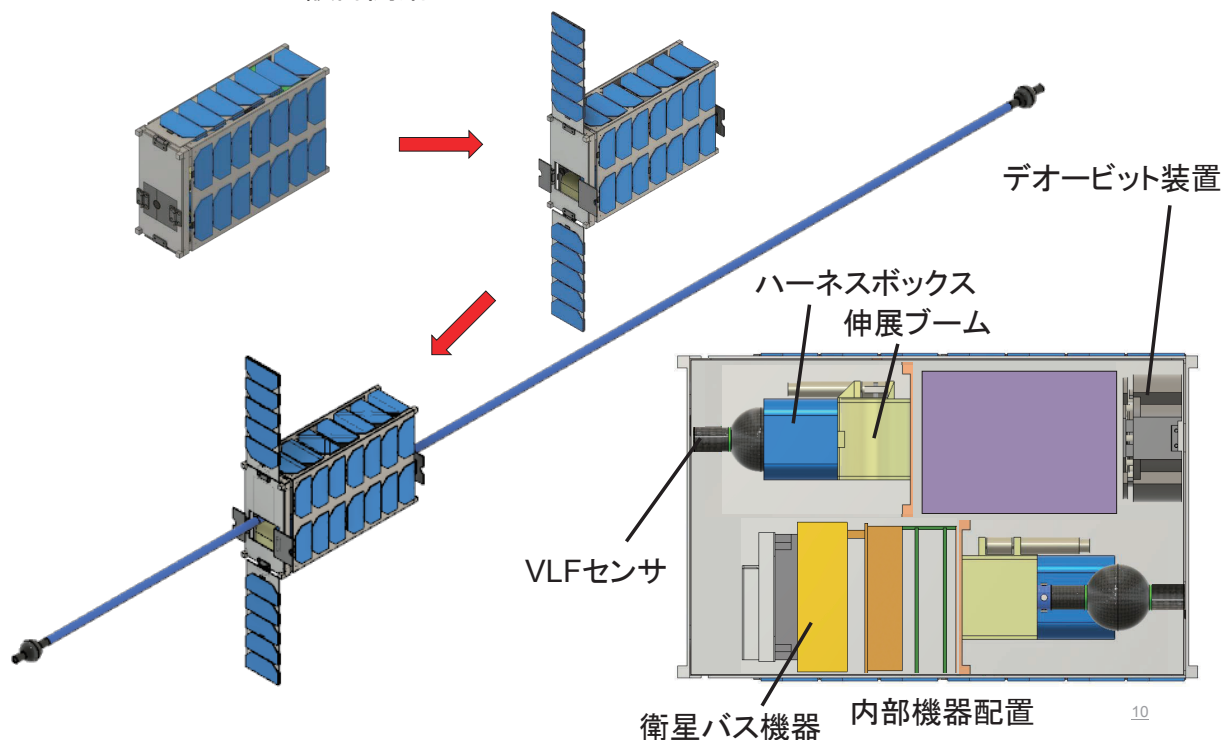


9

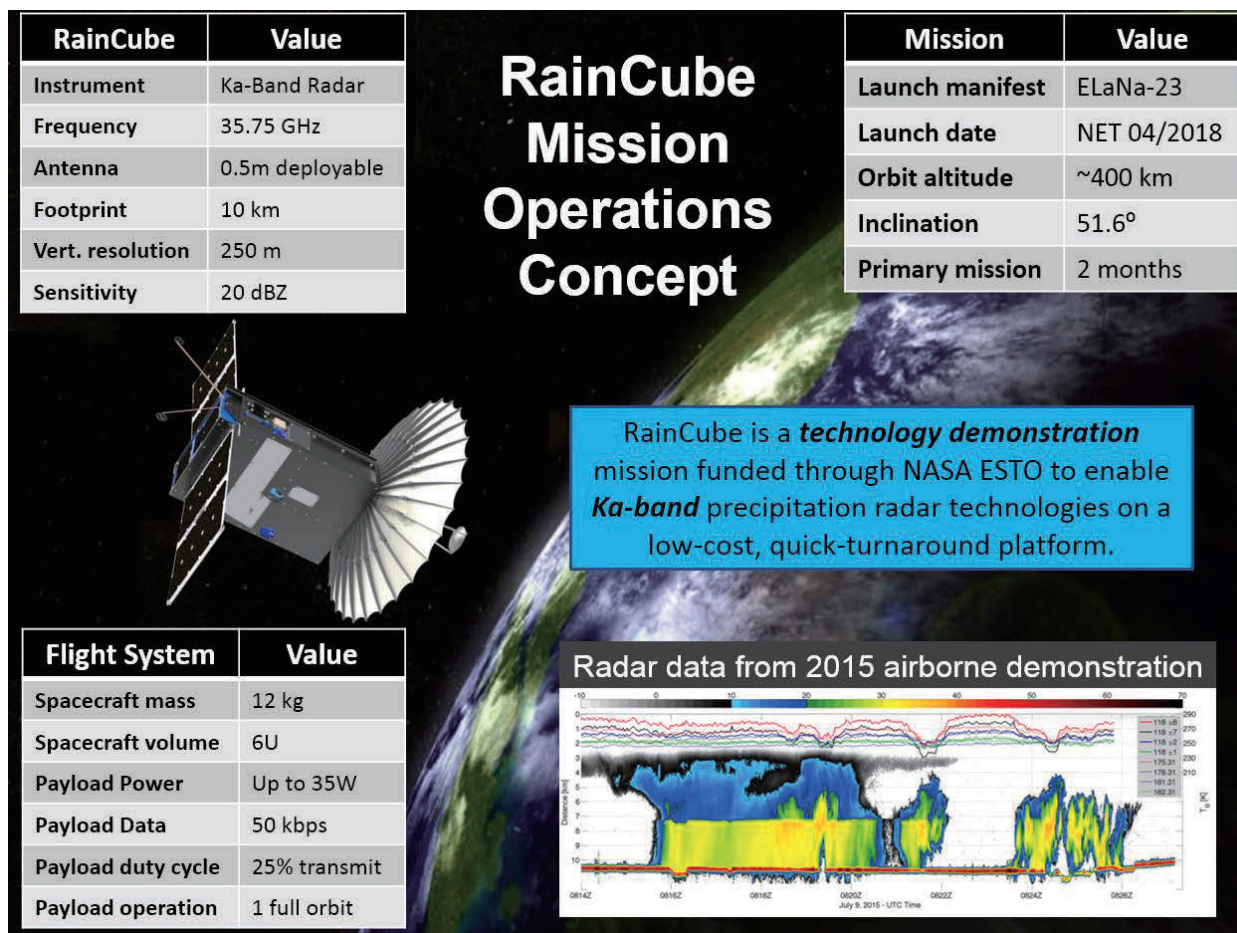
Prelude Sat

Prelude

- 3Uから6Uにして設計開始



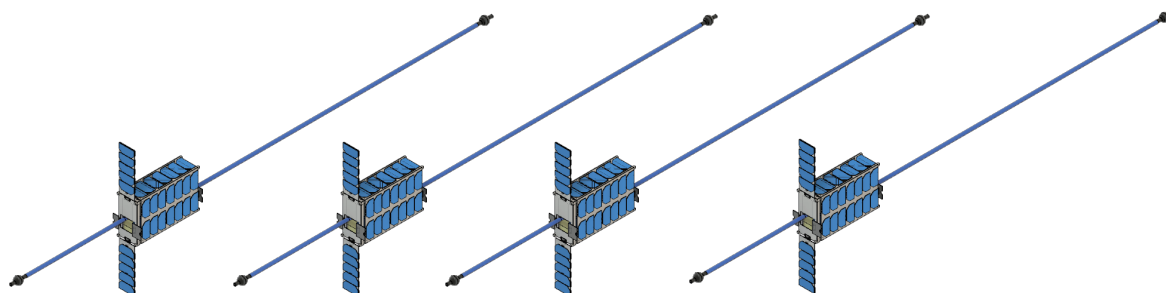
10



おわりに

Pre|lude

- まず資金集め！
- 1機じゃどうしようもない(Oyama et al., 2016)
- しかし6Uで130kgのDEMETERと同等の成果が実証できれば、次の衛星群は圧倒的に低いコストで実現可能に！！



電子線照射された宇宙機用表面材料の温度依存性を考慮した電荷蓄積シミュレーション

○菅原 洋平, 渡邊 力夫 (東京都市大学)

Charge deposit simulation of surface material which was irradiated electron beam for spacecraft considered temperature dependence

Youhei Sugahara, Rikio Watanabe (Tokyo City University)

1 背景

宇宙機表面は主に熱制御などの目的で誘電体に覆われている。誘電体は抵抗が高く電荷を通しにくい、一度電荷が蓄積すると電荷散逸に時間がかかる。その誘電体が宇宙環境(プラズマ環境, 放射線環境)で帯電すると、蓄積された電荷によって誘起される電界・電位によって放電が生じ、絶縁破壊や金属の融解を起こす可能性がある。Fig. 1 に示す通り、放電に起因する事故は宇宙機故障の主要原因の一つであり、設計段階から帯電事故防止のための誘電体帯電解析を行う必要がある [1]。

誘電体帯電に大きな影響を与えるのは、誘電体自体の電荷蓄積特性であり、それは体積抵抗率で評価される。本研究室では電荷蓄積法[2]を用いた誘電体体積抵抗率の計測を行っている。これは、真空チャンバー内で誘電体試料に電子線を照射し、その際表面に誘起される電位の減衰履歴から体積抵抗率を算出する手法である。体積抵抗率に影響を与えるパラメータは多岐にわたるため、パラメータの依存性を調査するためには、膨大な実験時間を要する。この点、数値シミュレーションによるパラメータ検討は比較的容易である。誘電体帯電現象のシミュレーションでは、MC (Monte Carlo) 法による電荷蓄積分布の解明が行われている。

本研究室でもポリイミドを対象とした電荷蓄積シミュレーションが行われている[3]。Fig. 2 に 20 keV の電子を入射させたときのポリイミドフィルム内部の電荷蓄積分布を示す。縦軸は電荷密度 $[C/m^3]$ 、横軸は試料深さ $[\mu m]$ である。グラフ中の四角に囲まれた値はそれぞれ飛程を表している。飛程とは電子の到達する最大距離を指す。図からわかるように、シミュレーション値は理論値の約3倍となっており、電子が奥深くまで到達しすぎている。また誘電体帯電には温度変動が大きく影響する。低温下では電荷の移動度が小さくなるため、電荷散逸しにくくなり結果的に放電のリスクが高くなる。地球周回軌道における環境温度は $-150^{\circ}C \sim 120^{\circ}C$ の間で変動すると言われており、温度の影響を考慮する必要がある。温度の影響を取り入れたシミュレーションとしては Paulmier [4]による研究がある。この研究では低温と常温を扱っている

が、高温は扱っていない。さらにどの物理現象の温度依存性がどの程度電荷蓄積に影響するか明らかになっていない。当研究室においては、宇宙機が晒される温度環境を模擬した極低温から高温域にいたる条件下における実験が行われているが、特に極低温域における電荷蓄積特性は不明な点が多い。よって、本研究では数値シミュレーションを用いて、誘電体帯電に対する温度の影響を明らかにすることを目的とする。

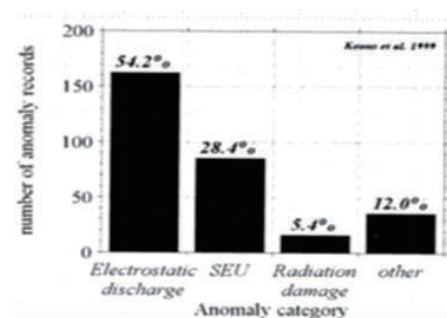


Fig. 1 Satellite failure statistics by space environment [1]

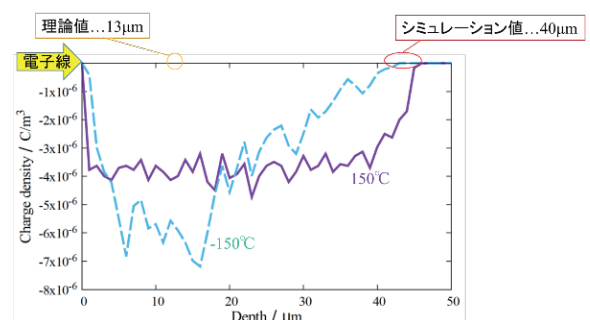


Fig. 2 Charge density distribution (Kapton film) [3]

2 研究手法

2.1 対象試料

本稿では、ポリイミドフィルムを計算対象とする。宇宙機の表面材料として利用されており、また本研究室では体積抵抗率計測実験が行われているため比較・検討することができる。

2.2 手法概要

まず MC 法を用いた電子散乱シミュレーションを行い、電子線照射されたポリイミドフィルム内の電荷蓄積分布を取得する。その後、電子線照射後の内部電界による電荷の移動を計算することで表面電位履歴を得ることができる。実際の計算手順を Fig. 3 に示す。

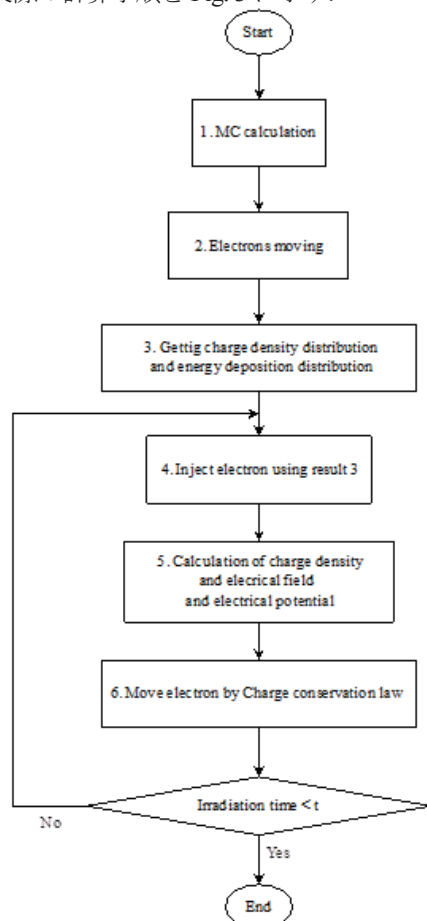


Fig. 3 Simulation procedure

2.3 電子散乱モデル

誘電体内部に侵入した電子は、誘電体を構成する原子と衝突反応を起こす。これを電子散乱と呼ぶ。この散乱現象には大別して弾性散乱と非弾性散乱がある。弾性散乱とは原子自身のポテンシャルによって入射電子の速度ベクトルが変化する現象であり、エネルギーの授受がない。一方、非弾性散乱はエネルギー損失を伴う散乱現象を指す。例として電離が挙げられる。本シミュレーションでは弾性散乱と非弾性散乱（電離とフォノン効果）をモデル化し、計算を行った。電離は最も多く入射電子のエネルギーを減衰させる現象である。

フォノン効果は入射電子のエネルギーが 100 eV 以下になると発生する現象であり、温度依存性があるため温度変化の影響を考慮することができる。本研究ではこれらの散乱現象を、発生する確率で表した散乱断面積という物理量を用いて扱う。そして、散乱断面積による確率と乱数を用いた MC 法を利用することで散乱現象を再現した。

2.4 温度依存性

2.4.1 フォノン効果

誘電体帯電の温度依存性は、電荷が誘電体中を移動する際の移動度に表れる。微視的には、誘電体を構成する原子間の格子振動状態が温度により変化するためであるとされている。この現象はフォノン効果と呼ばれる。この現象を衝突断面積として数式化したものが式 (1) に示す Flohlich の断面積である[5]。格子振動を量子化して考え、格子振動をボース粒子(=フォノンと呼ぶ)とみなし、粒子と電子の衝突と置き換えることで、散乱反応の 1 種とみなすことが可能となる。Fig. 4 にその計算結果を示す。横軸はエネルギー [eV]、縦軸は散乱断面積 [m²]である。実線は 423 K、点線は 123 K のときの断面積である。比較すると 423 K の方が 123 K よりも大きな値となっていることが分かる。これは温度が高いほど格子振動が活発になるため、フォノン効果の発生確率である散乱断面積の値も大きくなったと考えられる。423 K と 123 K では両者の差はいずれのエネルギーでも 3 %程度であった。

$$\lambda^{-1} = \frac{1}{a_0} \left[\frac{n(T)}{2} + 1 \right] \left[\frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 \epsilon_\infty} \right] \frac{\Delta E}{E} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - (\Delta E/E)}}{1 - \sqrt{1 - (\Delta E/E)}} \right) \quad (1)$$

$$n(T) = 1 / (e^{\Delta E / kT} - 1)$$

ϵ_0 : 比誘電率, ϵ_∞ : 屈折率, ΔE : 損失エネルギー [eV]

E : 入射電子エネルギー [eV], a_0 : ボーア半径 [m],

k : ボルツマン定数 [eV/K], T : 温度 [K]

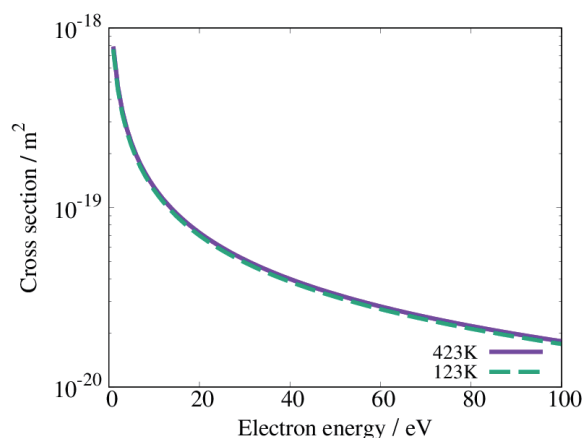


Fig. 4 Cross section of phonon interaction

2.4.2 RIC (Radiation Induced Conductivity)

RIC (Radiation Induced Conductivity : 放射性誘起導電率) とは電子線照射による材料の一時的な導電率上昇現象である。この効果は有機絶縁材料の熱や力学的特性に影響を与えることは少ないが、電気的特性には大きな影響を及ぼす。放射線照射により生成された電子やイオンなどの電気伝導キャリアが残存する場合には、電気絶縁性、導電率や誘電特性が変化し、経過時間とともに一定値に収束していく。本研究では、式(2)によりこの効果を取り入れた [6]。

$$\sigma_{\text{RIC}} = k_{\text{RIC}} \dot{D}^{\Delta} \quad (2)$$

σ_{RIC} : 放射性誘起導電率 [$1/(\Omega \cdot \text{m})$], Δ : 比例定数

k_{RIC} : 比例定数 [$\text{s}/(\text{rad} \cdot \Omega \cdot \text{m})$], D : 線量率 [rad/s]

k_{RIC} と Δ はそれぞれ実験によって求められた値を使用した。またこれらの値には温度依存性があると報告されている[6]。 k_{RIC} は温度が上昇するとその値も高くなり、逆に下降するとその値も小さくなる。 Δ はトラップ分布により温度の影響の度合いが異なるが、温度が影響する場合は 0.5~1.0 の間で値が変化する。従って、温度変化に対応した値を用いることで内部電界による電荷移動の温度依存性を考慮することができる。線量率 \dot{D} は電子散乱シミュレーションによるエネルギー蓄積分布から計算した。

2.4.3 DRIC (Delayed Radiation Induced Conductivity)

DRIC とは 2.4.2 で示した RIC の残存効果である。RIC は放射線照射中の効果であったが、DRIC は照射後の効果を指しており表面電位の減衰過程に影響を与える。一般的には時間の経過とともにその効果が小さくなっていく。本稿では式 (3) に示す Weaver ら[7]によるモデル式を適用した。

$$\sigma_t = \frac{\sigma_0 T}{(T + bt)} \quad (3)$$

σ_t : DRIC [$1/(\Omega \text{m})$], σ_0 : RIC [$1/(\Omega \text{m})$], T : 温度 [K],

b : 係数, t : 時間 [s]

2.5 電子追跡計算

電子の運動は電子を粒子とみなし、非相対論的に取り扱った。従って追跡はクーロンの式と運動方程式に導かれる以下の式を用いた。

$$r_{i+1} = r_i + vdt + (e/m)E(dt^2/2) \quad (4)$$

$$v_{i+1} = v_i + (e/m)Edt \quad (5)$$

r : 位置座標[m], v : 速度[m/s], e : 素電荷[C], E : 電界[V/m], dt : 時間ステップ[s], m : 質量[kg]

2.6 電界・電位計算

電界・電位の計算は一次元 Poisson 方程式を用いた。電子散乱シミュレーションにより、電荷密度が求まるためそこから計算することができる。

$$\frac{\partial E(r)}{\partial r} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \rho(r) \quad (6)$$

$$\frac{d\phi(r)}{dr} = -E(r) \quad (7)$$

ϕ : 電位[V], ϵ_0 : 真空の誘電率[F/m], ϵ : 比誘電率

ρ : 電荷密度[C/m³]

2.7 電荷移動計算

内部電界による電荷の移動は電荷保存則によって計算される。

$$\frac{d\rho}{dt} = -\text{div}J \quad (8)$$

電流密度 J はオームの法則によって求めた。

$$J = \sigma E \quad (9)$$

導電率 σ は(2)式を、電界 E は(5)式によって計算された値をそれぞれ代入する。

3 電子散乱シミュレーション

ここでは Fig. 3 に示した 1~4 の手順に沿って計算を行った。

3.1 計算モデル

計算モデルは電子線照射実験と同等の Fig. 5 を用いる。今回は電子追跡計算を 3 次元で行い、電界・電位計算は 1 次元で行った。境界条件は以下のように設定した。

$$E(0)=0, \phi(D)=0$$

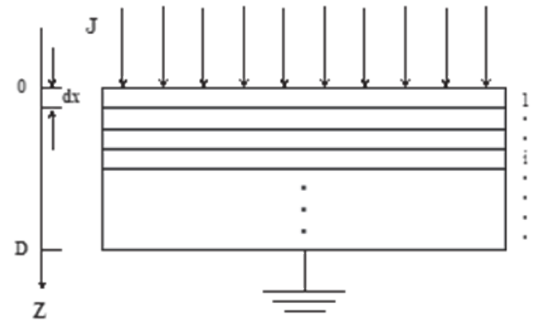


Fig. 5 Simulation model

3.2 計算条件

計算条件を Table. 1 に示す。

Table. 1 Calculation condition

モデル形状 / m	X,Y: 3×10^{-2} Z: 5×10^{-5}
照射エネルギー / keV	20
粒子数	10^7
閾値 / eV	1
温度 / K	123/423

モデル形状は実験で使われている試料と同じ形状である。照射エネルギーは実験でよく使われる 20 keV を選択し、閾値は 1 eV とした。温度は先行研究と比較するために表記のものとした。

3.3 計算結果

計算結果を Fig. 6 に示す。

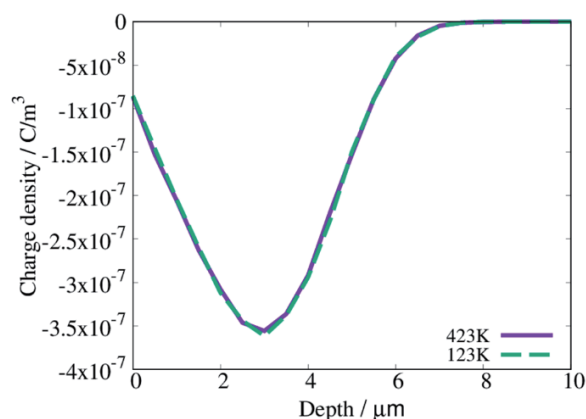


Fig. 6 Charge density distribution

縦軸は電荷密度[C/m³], 横軸はZ方向の深さ[μm]である。電子散乱の温度依存性を調べるため, 温度を 123 K と 423 K に設定して比較を行っている。点線が 123 K の分布であり, 実線が 423 K の分布を表している。

比較すると両者に顕著な差は見られなかった。飛程は 123K の方が 423K よりも 0.3μm 大きな値となった。これの理由としてはフォノン効果の散乱断面積の温度影響が小さかったためだと考えられる。Fig.4 より 423K と 123K のフォノン効果の散乱断面積の差は 3 %程度である。以上の理由から温度による影響は見られなかったと考えた。次に先行研究で課題となっていた飛程を比較した結果を Table. 2 に示す。

Table. 2 Comparison of range

理論値	本稿	先行研究
6.2μm	8.0μm	40μm

理論値は Gledhill の式 [8]を用いて計算した。本研究の計算結果はより理論値に近く, 先行研究から大幅に改善でき, より実現象に近づけることができたと考えられる。

4 表面電位履歴計算

次に Fig. 3 の 4~6 の部分の計算を行った。Fig. 5 の計算結果を用いて, 実験と同程度の電子を照射した状態を再現し, その後の表面電位の減衰を計算した。そして計算結果を実験結果と比較・検討した。

4.1 計算条件

計算条件を Table. 3 に示す。

Table. 3 Calculation condition

電流密度 [nA/cm²]	3.5
照射時間 [s]	60
緩和時間 [s]	259200
温度 [K]	293/100

電流密度, 照射時間は実験結果と比較するために Table. 3

の値に設定した。また温度依存性を検討するために 293 K と 100 K の 2 つの条件でシミュレーションを行った。

4.2 計算結果

Fig. 7 にシミュレーションで得られた表面電位履歴を示す。縦軸は負の表面電位 [V], 横軸は時間 [h]を表す。まず減衰開始直後の初期表面電位に着目すると 100 K が -2900 V, 293 K が -2750 V となっており 100 K のほうが 150 V 程度低い値となった。この理由としては 100 K の方が 293 K と比較して RIC の値が小さいため, 電子線照射中に抜け出た電子が少なく, 表面電位が低くなったと考えられる。また両者のグラフの傾きに注目すると 293 K の方が 100 K よりも大きく, 表面電位が早く減衰していくことがわかる。これらの結果より表面電位に対する温度依存性を再現できた。

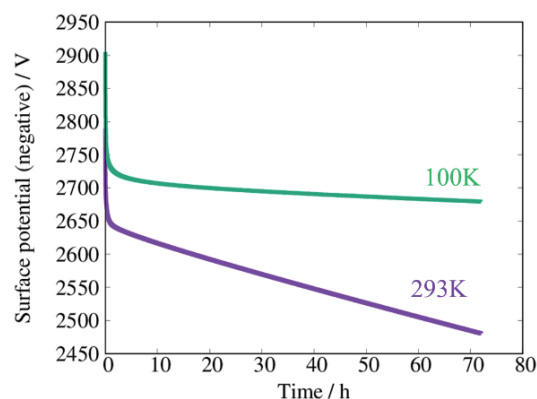


Fig. 7 Simulation result of surface potential history

Fig. 8 に 293 K における実験結果[9]とシミュレーション結果の比較を示す。

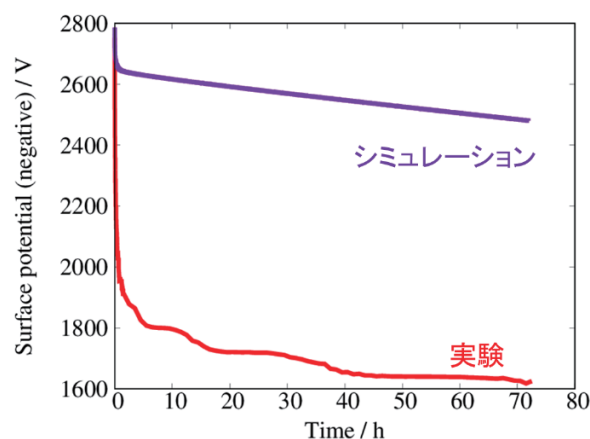


Fig. 8 Comparison of surface potential history (293 K)

縦軸は負の表面電位 [V], 横軸は時間[h]を表す。まず減衰開始から 1 h までの短時間領域を比較すると, 表面電位の減少量が実験結果の方が 7 倍程度大きいことがわかる。原因の一つとして挙げられるのはシミュレーションでは内部電界による照射電子の移動を考慮していないことである。これを考慮することで試料から抜け出る電子

の量が増え、表面電位の減少量が増えると思われる。また 1 h 以降の長時間領域を比較すると両者のグラフの傾きは概ね一致している。

Fig. 9 に 100 K における実験結果 [10]とシミュレーション結果の比較を示す。比較した結果を示す。

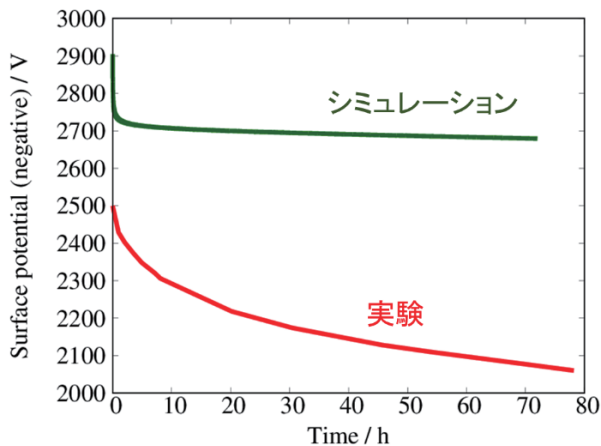


Fig. 9 Comparison of surface potential history (100 K)

縦軸は負の表面電位 [V], 横軸は時間 [h]を表す。シミュレーション結果と実験結果を比較すると両者は全く異なる傾向を示した。原因としては適用した DRIC の式が 100 K では有効ではなかった可能性がある。この部分に関しては現在も調査中である。

5 体積抵抗率計算結果

シミュレーションから得られた表面電位履歴から体積抵抗率を計算した。計算は実験と同じように減衰開始から 1 h までを短時間領域、それ以降を長時間領域と定めた。Table .4 に計算結果を示す。

Table. 4 Volume resistivity (Ωm)

	293K		100K	
	短時間	長時間	短時間	長時間
実験	5.1×10^{13}	3.3×10^{17}	5.5×10^{15}	1.7×10^{17}
シミュレーション	2.4×10^{13}	1.7×10^{17}	2.9×10^{13}	8.3×10^{17}

293 K の場合、実験結果とシミュレーション結果は短時間領域と長時間領域ともにオーダーレベルで一致した。しかし、値としてはシミュレーションの方が実験の 2 倍程度の大きさとなった。一方、100 K の場合、短時間領域ではシミュレーション結果は実験よりオーダーが 2 つ低い値となった。長時間領域ではオーダーは一致したが値は 5 倍程度大きくなった。

6 まとめと今後の課題

ポリイミドフィルムに電子線を照射した場合の電荷蓄積シミュレーションを行い、フォノン効果と RIC に温度依存性を考慮した。電子散乱シミュレーションではフォノン効果による温度効果は見られなかった。RIC を考慮した電荷移動シミュレーションでは RIC による温度効果

を確認することができた。シミュレーションにより得られた表面電位履歴を実験結果と比較すると 293 K の場合では概ね傾向が一致し、体積抵抗率もオーダーレベルで一致した。しかし短時間領域での電位減少量は実験のほうが 7 倍程度大きな値となった。100 K では短時間領域での傾向が一致せず、体積抵抗率はシミュレーションの方がオーダーが 2 つ大きい結果となった。今後はまず照射電子の移動をシミュレーションに加える予定である。これにより短時間領域での表面電位減少量が増え、より現実に近い状態になると考えられる。さらに 100 K では今回用いた DRIC の式が有効ではない可能性が高いため、再調査を行い検討する。また電荷移動計算の際にオームの法則を用いたが、高電界時にはオームの法則は成り立たず、チャイルド則に従う。そのためオームの法則の適応が妥当であったか検討する必要がある。これらの課題が解決でき次第、二次元解析への拡張やパラメータ依存性の検討を行っていく予定である。

7 参考文献

- [1] H.C.Koons et.al:6th Space craft Charging Technology, pp.7-11, 1998.
- [2] A.R.Frederickson et.al: "IEEE transaction on nuclear science, vol.50, no6 " : pp2284~2291, 2003.
- [3] 森岡祐貴：東京都市大学修士論文: 2011.
- [4] T. Paulmier et.al: 14th Spacecraft Charging Technology Conference, ESA/ESTEC, Noordwijk, NL, 04-08 APRIL 2016.
- [5] J. Llacer, et.al: J. Appl. Phys. 40 (1969) 2766, 1969.
- [6] J. C. Gillespie: Utah State University graduate theses, 2013.
- [7] L. Weaver et.al: Journal of Applied Physics, Vol. 48, No.7, July 1977.
- [8] J. A. Gledhill: J. Phys. A, Math., Nucl. Gen., Vol.6, September 1973.
- [9] 八幡雅寿：東京都市大学卒業論文, 2014.
- [10] Yuki Shibuya, et. al. , 31st ISTS, , 2017-c-18, 2017.

プラズマ波動環境下における人工衛星帯電現象の 数値モデリング

桐山 武士^{1*}、三宅 洋平²、臼井 英之¹、加藤 雄人³

1. 神戸大学大学院システム情報学研究科、2. 神戸大学計算科学教育センター、3. 東北大学
大学院理学研究科

*176x208x@stu.kobe-u.ac.jp

1. 研究背景

現在、人工衛星システムは、重要な社会インフラであり、衛星障害がおこると社会に多大な影響を与える。従来の研究で、衛星帯電は衛星障害の大きな要因となっていることが明らかにされている。しかし、太陽活動度によってダイナミックに変動する時間変動の効果を取り入れた衛星帯電研究はあまり進められていない状況である。

衛星帯電現象に影響を及ぼす時間変動の要因の一つとして宇宙空間特有の電磁波である「プラズマ波動」の作用が考えられる。しかし、プラズマ波動が衛星電位に及ぼす影響に関しては未解明な部分が多く、ダイナミックに変動する実際の宇宙環境下の衛星電位を正確に予想するためには、プラズマ波動が帯電現象に及ぼす影響を明らかにする必要がある。本研究では、我々研究チームが独自に開発した衛星環境シミュレータ「EMSES」[1]を用いてプラズマ粒子シミュレーションを行い、プラズマ波動環境下における衛星帯電現象の詳細を明らかにする。

2. 衛星帯電の概要

衛星は宇宙プラズマ中で電氣的に浮遊しており、様々な荷電粒子が衛星に干渉する。衛星表面と外部の宇宙プラズマ間でやりとりされる荷電粒子には、衛星に流入するプラズマ電子・イオン、太陽光照射面から放出される光電子、プラズマ電子が衛

星に流入することで生じる二次電子、後方散乱粒子がある。これらの荷電粒子による電流により、宇宙空間に対して衛星表面に電位差が生じる。この電位差を衛星の浮遊電位と呼ぶ[2]。また、衛星の浮遊電位は、衛星を負に帯電させる電流と正に帯電させる電流が均衡するように決められる。よって、衛星を負に帯電させる電流を正にとると各電流の関係は以下の式で定義される。

$$\begin{aligned} I_e(\phi_{sc}) - I_i(\phi_{sc}) - I_{ph}(\phi_{sc}) \\ - I_{se}(\phi_{sc}) - I_{back}(\phi_{sc}) = 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

式(1.1)中に示される各項は衛星に出入りする電流を示しており、衛星電位 ϕ_{sc} の関数である。

3. シミュレーション手法

本研究では、衛星プラズマ環境シミュレータ「EMSES」を用いる。EMSES の大きな特徴として、シミュレーション空間内で内部境界として、衛星を模した導体を任意の形状で配置することが可能である。これにより帯電などの衛星プラズマ相互作用過程を、自己整合性を維持しつつ解析できる。

EMSES の計算アルゴリズムを説明する。EMSES では 1step 毎に粒子の速度・位置更新、電流密度・電荷密度、電磁場の更新が行われる。そして、空間上で任意の位置座標を取り得る粒子の速度位置情報と、格子点上に離散的に定義された電磁界情報に関連付けるため、Particle-in-Cell 法

[3]が用いられる。これにより、電磁界と粒子の相互作用を時間空間的に矛盾なく解き進めることが可能である。

4. シミュレーションモデル

本研究で扱うシミュレーションモデルを Fig.4.1 に示す。シミュレーション空間は一辺 128 m の立方体形状である。背景プラズマのデバイ長は 17 m である。空間の各辺の長さはデバイ長に対して 7.5 倍である。空間内は背景プラズマで満たされており、空間全体として電荷の準中性が保たれている。衛星の構造は各辺 4 m の立方体であり、シミュレーション空間の中心に位置し、静止状態であるものとする。次にシミュレーション空間について説明する。太陽光が+z 方向から入射することを想定し、光電子が衛星の+z 面から放出される。以降、この光電子放出面を P 面とする。今回想定する宇宙環境においては、衛星帯電に対する 2 次電子、後方散乱粒子の影響は他の荷電粒子種に比べて極めて小さいため、本シミュレーションでは、考慮しないものとする。背景磁場は+z 方向に計算空間に一様に与える。

プラズマ波動現象を再現するためにシミュレーション領域に強制的に、変動電場を印加する。この変動電場ベクトル E は、xy 平面内において一定周期で回転する右旋円偏波であり、以下の式で表される。

$$E_x = E \cos \omega t \quad (4.1)$$

$$E_y = E \sin \omega t \quad (4.2)$$

E 、 ω は波動電界の振幅、角周波数である。変動電場は強制的に印加するものであり、背景プラズマには依存しない。本シミュレーションでは、波長は計算空間より十分大きいことを想定しており、変動電場は空間内で一様である。プラズマ波動により生じる磁場の変動は無視する。

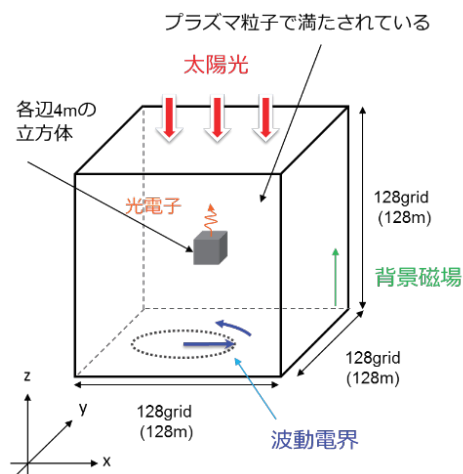


Fig. 4.1 シミュレーションモデル

次に、主要なプラズマパラメータを Table 1.1 に示す。プラズマ圏の外側の領域を想定し、パラメータを定めた。また、光電子電流密度は、人工衛星表面での典型的な値 $20 \mu\text{A}/\text{m}^2$ より大きくした。このように値を設定した理由は、プラズマ波動が衛星帯電に与える影響に関して、光電子が大きな役割を担っていることが示唆されており[4]、今回はその効果を強調するためである。その他のパラメータは実際の観測結果[4]に基づいている。

Table 1.1 プラズマパラメータ

背景プラズマ密度： n_0	20 /cc
背景電子温度： T_e	100 eV
背景イオン温度： T_i	100 eV
背景磁場強度： B_0	600 nT
光電子電流密度： J_{ph}	$160 \mu\text{A}/\text{m}^2$
光電子温度： T_{ph}	3 eV
波動電界強度： E_{wave}	100~400 mV/m
波動電界周波数： f_{wave}	7~28 kHz

5. 波動電界印加シミュレーション

5.1 衛星周りの光電子密度と空間電位構造の関係

まず、 $E_{wave}=400 \text{ mV/m}$ 、 $f_{wave}=7 \text{ kHz}$ の値にお

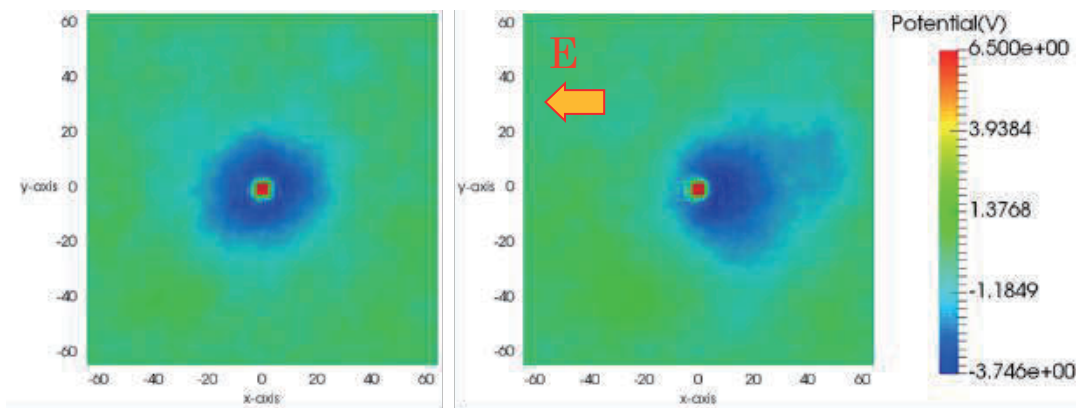
けるシミュレーションと、波動電界を印加しないシミュレーションを行い、波動電界が衛星電位に及ぼす影響を検証する。

Fig.5.1 に 2 つのシミュレーションのある時間の P 面における空間電位、光電子数密度分布を示す。この瞬間において、波動電界の向きは $-x$ 方向である。Fig.5.1 に基づきまず、(1) 全般的な電位の構造について説明する。本シミュレーションでは、シミュレーション空間の境界を基準電位 (0 V) としている。衛星部分の電位は正であり、最も高い。衛星の外側では、衛星からの距離がおおよそ 10 m の場所まで電位が急激に減衰する。それより外側になると再び電位は上昇し、基準電位に漸近する。衛星が正に帯電し、衛星近傍の電位が負になるのは、常に衛星から一定量の光電子が放出されているためである。さらに、(a) では、衛星周りの電位

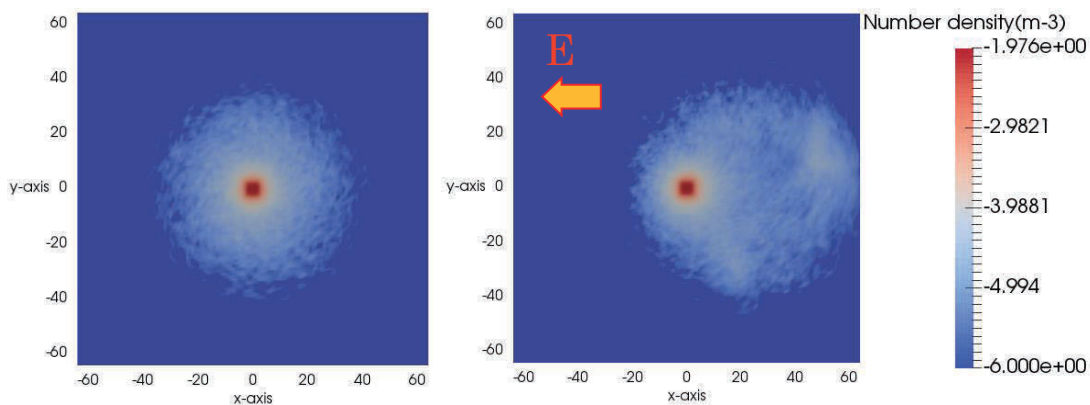
が均一に低くなっているのに対し、(b) では衛星から見て波動電界ベクトルとは逆方向で電位が低い領域が多い。また、それぞれのシミュレーションで、波動電界の約 2 周期相当の時間の衛星電位の平均値をとると、それぞれ 6.46 V、6.66 V となり、(b) では、(a) に比べて、 ϕ_{sc} はおおよそ 20% 上昇することがわかる。

(2) は、光電子の数密度を背景プラズマ密度 20 /cc で規格化した値の、常用対数をとったものである。図において衛星の放出面が最も光電子数が多いことがわかる。衛星は正に帯電しているため、放出された光電子の一部は、衛星に引き寄せられる。しかし、背景に波動電界があると、放出された光電子は変動電場の力を受けることになる。今の場合、波動電界は図において $-x$ 方向であるので、光電子は右側に力をうける。これより衛星から右

(1) 衛星周りの空間電位分布



(2) 衛星周りの光電子数密度



(a) $E_{\text{wave}} = 0 \text{ mV/m}$

(b) $E_{\text{wave}} = 400 \text{ mV/m}$

Fig 5.1 衛星周りの光電子数密度と空間電位

側に離れていく光電子数が多くなり、(b)のように光電子の数密度に偏りができる。その結果、衛星に引き寄せられる光電子数が減少する。これらから、実効的な光電子電流の増加が衛星電位の上昇の要因であることが予想される。

5.2 波動電界強度、周波数に対する衛星電位と光電子電流量の依存性

衛星電位の波動電界強度、波動電界周波数に対する依存性をみると、Fig.5.2 に示す結果が得られた。このような結果の要因として考えられる光電子電流量に着目して検証する。

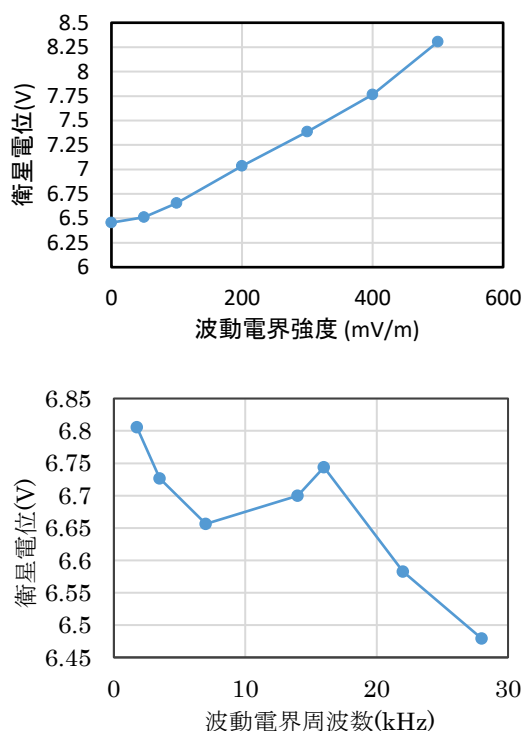


Fig 5.2 波動電界強度、周波数の衛星電位に対する依存性

波動電界強度、波動電界周波数による衛星電位の変化と正味の光電子放出量の変化との関係について検証する。この際、波動電界の影響のみを考慮するために、衛星電位を人為的に一定に固定するシミュレーションを行う。

まず、波動電界強度に対する依存性を調べる。

Fig.5.3 において、赤線が衛星から放出される正味の光電子量の時間平均値、青線が衛星に流入する背景プラズマ電子量の時間平均値の増加率である。両者を比較すると、正味の光電子放出量の方が上昇率の変化率が大きい。すなわち正味の光電子放出量の方が波動電界の影響を強く受けている。光電子の単位時間当たりの放出量は一定であるので、波動電界の強さが大きくなるにつれて、衛星への光電子の流入量が減っていることになる。これは、波動電界強度が大きくなると、電場から受ける力の影響で衛星から離れる光電子が増え、衛星に戻ってくる光電子数が少なくなることで、と整合性のある結果である。

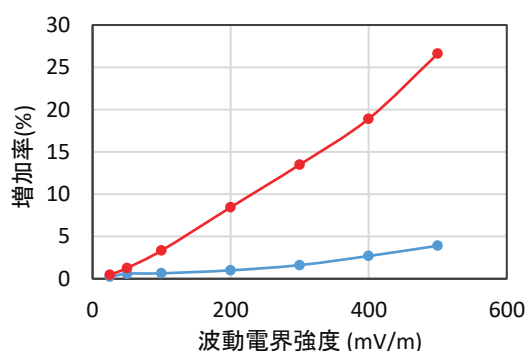


Fig 5.3 波動電界強度に対する正味の光電子放出量(赤線)背景電子流入量(青線)の依存性

続いて、波動電界周波数に対する依存性について調べる。波動電界周波数に対する正味の光電子放出量(赤線)と背景電子流入量(青線)の依存性をFig.5.4 に示す。Fig.5.4 において、赤線と青線を比較すると、光電子量の方が上昇率の変化が大きい。また、変化率に差はあるが背景プラズマ電子流入量、正味の光電子放出量ともに 7 kHz 以下の周波数では、周波数が低いほど、増加率が大きい。7 kHz 以上の周波数では、16 kHz 付近でピークになり、それ以降増加率が 0 に漸近する。まず、低周波数になるにつれて増加率が大きくなり、高周波数になるにつれて増加率が 0% に近づく。この要因について考察する。空間の電位構造から考えると、

衛星から放出された光電子が衛星から離れるためには、衛星周辺に形成されている電位障壁を超える必要がある。光電子が放出されてから、ピークに到達するまでの時間を S_w とする。また、波動電界の回転周期を T_w とする。このとき光電子が電位障壁を乗り越えるための条件は $S_w < T_w$ となる。低周波数では、波動電界の周波数が高くなるにつれて、 T_w は小さくなり、 T_w と S_w の差が縮まる。これにより、衛星から離れていく粒子が減り、 ϕ_{sc} は $E_{wave}=0$ の場合のそれに近づいていると推測される。次に 16 kHz 付近でピークとなる現象について考察する。このようになる要因として、背景磁場の影響が考えられる。背景磁場による光電子のサイクロトロン周波数 W_c は 16.8 kHz である。 W_c 付近に近づくにつれて ϕ_{sc} が高くなっているが、これにはサイクロトロン共鳴現象が関与している。この現象により、加熱された荷電粒子は大きく振動することになるため、光電子は波動電界から力を受けたときに衛星から離れやすくなり、 ϕ_{sc} は上昇すると考えられる。

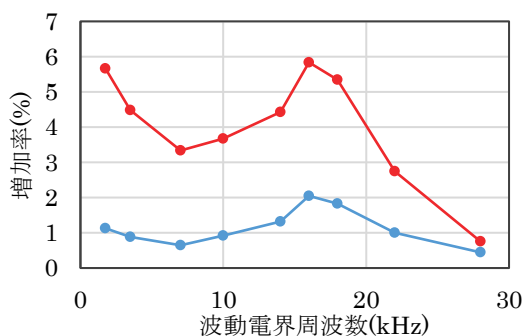


Fig 5.4 波動電界周波数に対する正味の光電子放出量(赤線)と背景電子流入量(青線)の依存性

7. まとめと今後の課題

今回のシミュレーションにより、波動電界を印加することによる衛星電位の上昇を確認した。また、波動電界による光電子の空間分布の変化による衛星周辺の空間電位の分布の変化を解明した。さらに、衛星電位の上昇の要因が正味の光電子放出量の増加であることを解明した。

今後の課題として、衛星電位の波動周波数依存性の詳細な物理機構の解明や、光電子/背景電子電流それぞれに対して波動電界が及ぼす影響に関する詳細な解析をすることがあげられる。

参考文献

- [1] Y. Miyake and H. Usui, “New electromagnetic particle simulation code for the analysis of spacecraft-plasma interactions”, *Physics of Plasmas*, Vol.16, No.6 (2009).
- [2] D. Hastings, and H. Garrett, *Spacecraft-Environment Interactions*, Cambridge University Press, pp. 143-152 (1996).
- [3] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, McGraw-Hill, New York (1985).
- [4] D. M. Malaspina, R. E. Ergun, A. Sturner, J. R. Wygant, J. W. Bonnell, A. Breneman and K. Kersten, “Chorus waves and spacecraft potential fluctuations: Evidence for wave-enhanced photoelectron escape” *Geophysical Research Letters*, Vol. 41, No. 2, pp. 236-243 (2004).

表面帯電を引き起こす MEO 軌道プラズマ環境と衛星電位の統計解析

寺岡 毅, 川内 諒太, 中村雅夫
大阪府立大学

1. はじめに

人工衛星を運用中に、プラズマ環境に起因した表面帯電が起こり、溜まった電荷が放電することにより故障を引き起こすことがある。人工衛星の宇宙環境由来の故障原因のうち、約半数が衛星帯電に伴う放電が原因で、さらにその約半分が表面帯電が原因という報告[1]もあり、衛星軌道におけるプラズマ環境の解析は重要な課題といえる。表面帯電の原因となるプラズマ環境は、GEO (Geostationary Earth Orbit) 軌道について解析された例は多いが、MEO (Medium Earth Orbit) 軌道について解析された例は少ない。それは地球周辺の放射線帯の高エネルギー粒子により生じるコンタミやノイズが激しく、精度の良いプラズマ環境の観測データが十分に存在しなかったからである。本研究では、2012年に打ち上げられ、放射線対策がなされた Van Allen Probes 衛星の観測データを用いて、表面帯電を引き起こす MEO 軌道プラズマ環境の解析を行った。本稿では、まず表面帯電を引き起こすプラズマ環境と衛星電位との対応を明らかにするため、衛星電位と平均電子温度の相関を取り、その結果について述べる。次にプラズマ環境をより正確に再現できると考えられるイオン・電子を2成分の密度・温度によるプラズマ環境の算出を試行し、衛星電位と平均電子温度の相関を取り、その結果について述べる。2成分を求める際には、電子フラックスのエネルギー・スペクトラムに表れる2つの成分分布の分離度が最大となるように閾値を機械的に設定し、モーメント法を用いて電子を2成分として求めた。そし

て、算出したプラズマ環境下で、SPIS (Spacecraft Plasma Interaction System) による帯電シミュレーションを行い、シミュレーション電位と観測衛星電位の比較・検討を行った。

2. Van Allen Probes 衛星

Fig. 1 に示す Van Allen Probes 衛星は、NASA が地球周囲の放射線帯 (Van Allen 帯) の調査を目的として、2012年8月30

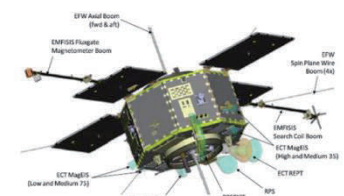


Fig. 1 Van Allen Probes 衛星外観

日に打ち上げた2機編隊の衛星である。2機の衛星は、Van Allen Probes A, Van Allen Probes B と区別され、軌道要素は、Table1 に示すように近地点約 700 km, 遠地点約 30,000 km, 軌道傾斜角 10° , 周期 8~9 時間の楕円軌道で MEO 軌道を周回する。MEO 軌道は、高度約 2,000 km から、約 36,000 km までの地球周回軌道である。

Table 1 Van Allen Probes 衛星軌道要素

打ち上げ日時	2012年8月30日(UT)
2機の衛星	VAP-A, VAP-B
近地点	約600km
遠地点	約30,000km
軌道傾斜角	10°
軌道	楕円軌道
周期	約8~9時間

観測衛星電位は、電場観測機器 EFW (Electric Field and Wave Instruments) と粒子観測機器 HOPE (Helium Oxygen Proton Electron) を用いた。EFW は、衛星電位、電場、プラズマ波動の観測している。衛星電位は、衛星構体から衛星回転軸方向に衛星に対して対象に伸びた長さ約 7m の

2本のブームと回転面内に伸びた長さ約50mの4本のブームの先についた6つのプローブセンサーから求められる。ただし、求められる衛星電位は、-200~200Vの範囲までである。また、地球の影に入った時や衛星の姿勢次第では正しく求めることができない。粒子計測機器HOPEは、1eV~50keVの範囲において、12~16%のエネルギーステップで、ヘリウム、酸素、イオン、電子を観測する。HOPE観測データは、データ内容に対応して、Levelで分けられ、各LevelについてそれぞれLevel0:生データ、Level1:カウントレイト、Level2:フラックスなど、Level3:密度、温度、ピッチなどとなっている。観測衛星電位は、EFWの観測レンジである-200V~+200Vについては、EFWの観測データを用い、-200V以下については、HOPEのイオン観測データに表れるフラックスのカットオフエネルギーから求めた値を用いた。

HOPE/Level2公開データのエネルギースペクトラムから、HOPE/Level3公開データの密度・温度を算出していると考えられる式を(1),(2)式に示す。等方性を仮定し、モーメントをとって、密度・温度を算出している。実際に、(1),(2)式を用いて算出した結果とHOPE/Level3公開データが一致することを確認した。

$$\begin{aligned} \text{密度 } n_{(e,i)} &= \frac{4\pi e}{m} \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_0^\infty f(E_\infty) \sqrt{E_\infty} dE_\infty \\ &= 2\pi \sqrt{\frac{2m}{e}} \sum_{E>E_{\min}} \frac{F(E)}{E} \sqrt{E \mp \phi_m} \Delta E \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{温度 } \theta_{(e,i)} &= \frac{2}{3en} \pi m \left(\frac{2e}{m}\right)^{\frac{5}{2}} \int_0^\infty f(E_\infty) \sqrt{E_\infty}^3 dE_\infty \\ &= 2\pi \frac{2}{3n} \sqrt{\frac{2m}{e}} \sum_{E>E_{\min}} \frac{F(E)}{E} (E \mp \phi_m)^{\frac{3}{2}} \Delta E \quad (2) \end{aligned}$$

ここで、 $F(E)$:フラックスの相乗平均
[cm⁻²s⁻¹sr⁻¹keV⁻¹], E :エネルギーの相乗平均[eV],
 ΔE :エネルギーチャンネルの幅[eV], ϕ_m :衛星電位

[V], e :1.6×10⁻¹⁹[C], n :密度[cm⁻³], m :イオン電子質量[kg], θ :温度[eV]を表す。

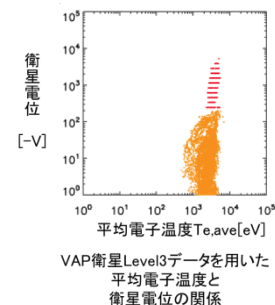
3. 電子温度と衛星電位の相関

静止軌道プラズマ環境において、LANL衛星の観測データを用いた平均電子温度 $T_{e,ave}$ と衛星電位の対応を表す経験的な相関関係[4][5]があると報告された。具体的には、 $T_{e,ave}$ が、約800eV以上のときに、衛星電位と良い線形の相関がみられる。

ここで、平均電子温度 $T_{e,ave}$ は、(3)式で表され、低温成分温度 $T_{e,low}$ と高温成分温度 $T_{e,high}$ の2成分の温度を密度比 $n_{e,low}:n_{e,high}$ で内分した温度と定義される。ただし、電子低温成分密度は、準中性状態を仮定し1~100eVのイオン密度を代用し、電子低温成分温度は、5eVと仮定している。これは、低温成分は、観測データにおいて二次電子成分や光電子成分など低エネルギーで大量に観測される衛星由来成分と分離することができないため、宇宙環境由来の電子低温成分密度・温度を正確に算出することができないためである。高温電子成分は、30eV~45keVのエネルギースペクトラムから、算出している。

$$T_{e,ave} = \frac{n_{e,low} \times T_{e,low} + n_{e,high} \times T_{e,high}}{n_{e,low} + n_{e,high}} \quad (3)$$

中軌道においても平均電子温度 $T_{e,ave}$ と衛星電位との対応を表す関係が成り立つか確かめる。そこで、平均電子温度 $T_{e,ave}$ の算出に用いる低温成分



LANL衛星データを用いた 平均電子温度と衛星電位の 経験的な関係式[4]		VAP衛星Level3データを用いた 平均電子温度と 衛星電位の関係
低温成分密度	$n_{p,low}$	イオン密度(1eV~100eV)を代用
低温成分温度	$T_{e,low}$	5.0eV
高温成分密度	$n_{e,high}$	30eV~45keVのエネルギー スペクトラムから算出
高温成分温度	$T_{e,high}$	200eV~45keVのエネルギー スペクトラムから算出

Fig. 2 Van Allen Probes 衛星 Level3 データを用いた経験的な関係)

電子密度は、1~100 eV のイオン密度を代用し、電子低温成分温度は、5 eV と仮定した。高温成分については、200eV~45keV のエネルギースペクトラムから算出した。このようにして HOPE/Level3 データから算出した平均電子温度 $T_{e,ave}$ と衛星電位との対応を表す関係を Fig.2 に示す。平均電子温度 $T_{e,ave}$ が約 600 eV から衛星電位が-1 V 以下の帯電を引き起こすことが見て取れる。ただし、平均電子温度と衛星電位の間に明確な相関があるとは言えない結果となった。

4. 2 成分密度・温度プラズマ環境導出の検討

中軌道において平均電子温度と衛星電位の間に明確な相関が見られなかった原因について、平均電子温度の算出に用いた観測値に着目した。今回用いた観測値 HOPE/Level3 公開データは、モーメント法による 1 成分のイオン・電子の密度・温度である。1 成分で表された密度と温度は、HOPE/Level2 公開データのエネルギースペクトラムを正確に反映した値ではなく、200 eV~45 keV までのエネルギーチャンネルごとで求めた密度・温度を積分した結果となっている。よって、エネルギースペクトラムで観察されるプラズマの分布状態の情報が失われた値となっている。実際に Fig.3 に示す電子のエネルギースペクトラムを見ると、14 eV~約 50 eV と約 1 keV~45 keV の範囲に一つずつ山なりの分布が存在していること

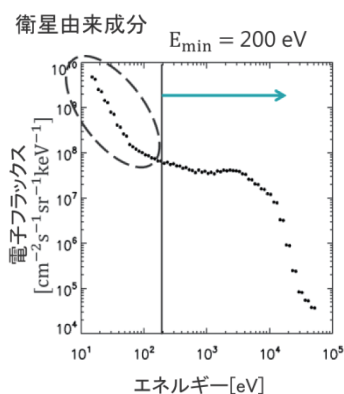


Fig. 3 HOPE/Level2 公開データのエネルギースペクトラムの一例

が分かる。14 eV~50 eV は、二次電子成分や光電子成分など低エネルギーで大量に観測される衛星由来成分によるものと考えられる。

HOPE/Level3 データにおいては、

200 eV~45 keV までのエネルギースペクトラムから、200 eV~1 keV の成分と 1 keV~45 keV の高温成分を分けることなく、1 成分の密度と温度として算出していると考えられる。そのため、1 keV~45 keV の高温成分を、HOPE/Level3 データの示す密度と温度に反映できていないと考えられる。

実際に、本シンポジウムの川内ら[6]の発表で、HOPE/Level3 データ、シングルマクスウェル分布でフィッティングしたプラズマ環境、ダブルマクスウェル分布でフィッティングしたプラズマ環境での衛星帯電シミュレーションによる衛星電位の観測衛星電位との比較・検討が行われた。その結果、電子とイオンをそれぞれ 1 つの温度成分とするプラズマ環境より、2 つの温度成分とするプラズマ環境の方が、表面電位のシミュレーション計算結果が観測衛星電位に近い結果となった。つまり衛星帯電を引き起こすプラズマ環境をより適切に表すには、電子とイオンの温度・密度をそれぞれ 2 成分として、算出する必要があることが示唆された。シミュレーション結果は、観測衛星電位よりも正に大きい結果となったため、電子のエネルギースペクトラム見られる高温成分を適切に表すことができれば、観測衛星電位とシミュレーション結果が近い値となると考えられる。そこで HOPE/Level2 データから、モーメント法によりプラズマ環境を 2 成分で表す方法を試行した。モーメント法による 2 成分の算出では、低温成分と高温成分を分けるエネルギーの閾値を設定することで、機械的にプラズマ環境を算出することができる。しかし、エネルギースペクトラムにマクスウェル分布のフィッティングを行うことでプラズマ環境を求める場合は、エネルギースペクトラムの素性をよく表す目的関数の設定が難しいことやエネルギースペクトラムに 2 つの分布をフィッティングする際には、低温成分密度と温度、高温成分密度と温度の計 4 変数となり、目的関数を最小に

する最適解を見つけることが困難であると考えられる。

今回は、2つの分布の分散が最大となるように閾値を設定する判別分析法[7]を参考にして、閾値を設定した。なお、この方法は画像の白黒化などの二値化処理に広く用いられ、大津の二値化とも呼ばれている。その閾値設定方法について概説する。今、HOPE/Level2 データの72ステップに分けられたエネルギーチャンネルを14 eVから順に0から71まで番号を振る。閾値となるエネルギーチャンネルを $t(0 \leq t \leq 71)$ 番目とする。0 ≤ tの範囲をbackgroundクラスとし、そのフラックス: ω_b , 平均: μ_b , 分散: σ_b^2 と定義する。同様に $t \leq 71$ の範囲をforegroundクラスとし、そのフラックス: ω_f , 平均: μ_f , 分散: σ_f^2 と定義する。0 ≤ t ≤ 71におけるフラックスを ω_t と定義すると、backgroundクラスとforegroundクラスの重みは、それぞれ

$$W_b = \frac{\omega_b}{\omega_t}, W_f = \frac{\omega_f}{\omega_t} \text{となる。ついで、各クラスに重み}$$

をつけたクラス内分散 σ_W^2 を $\sigma_W^2 = W_b \sigma_b^2 + W_f \sigma_f^2$ と定義する。クラス内分散 σ_W^2 を最小とするtを閾値tとする。また、2つのクラス間の広がりを表すクラス間分散 σ_B^2 が、最大となるtを閾値tとしてもよい。クラス間分散 σ_B^2 は、

$$\begin{aligned} \sigma_B^2 &= \sigma_T^2 - \sigma_W^2 \\ &= W_b(\mu_b - \mu)^2 + W_f(\mu_f - \mu)^2 \\ &= W_b W_f (\mu_b - \mu_f)^2 \end{aligned}$$

ここで、 σ_T^2 は、0 ≤ t ≤ 71における分散、 μ は、 $\mu = W_b \mu_b + W_f \mu_f$ である。

Fig.4に閾値設定を行った結果の一例を示す。データは、2013年2月20日14時19分のVan Allen Probes-Aで、観測衛星電位は-63 Vである。この例では、832 eVでクラス間分散が最大となり、閾値となった。よって、200 eV~832 eV (閾値)と832 eV (閾値)~46 keVの範囲で、それぞれモーメント法により算出を行い、それぞれ中温成分と高温成分と定義した。Fig.5に、2013年2月8日のVan Allen Probes-AのHOPE/Level3データ

(黒)と中温成分(青)と高温成分(赤)について時系列の変化を示した。電子密度については、中温成分と高温成分の和を緑色で示している。3時42分~5時48分において、HOPE/Level3データでは、4時に電子密度が 2 cm^{-3} に達した後、5時48分にかけて電子密度が減少していることが分かる。ただし、中温成分と高温成分の2成分でみると、3時42分から4時48分で高温成分が約6割を占め、電子温度については、HOPE/Level3データ

(黒)に対して、高温成分温度(赤)が高く算出されており、高温成分を適切に算出されていると考えられる。

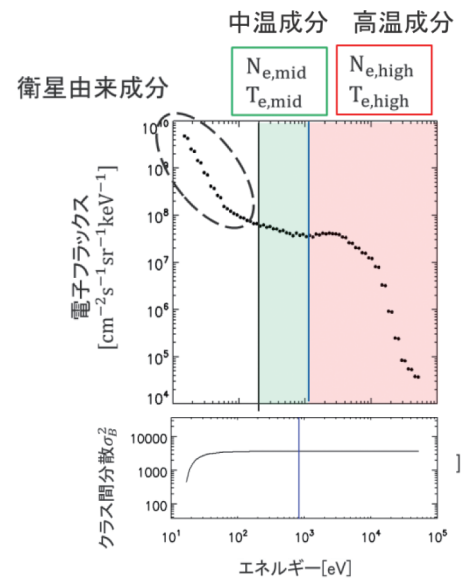


Fig. 4 クラス間分散と閾値の設定方法と中温成分と高温成分のエネルギー範囲

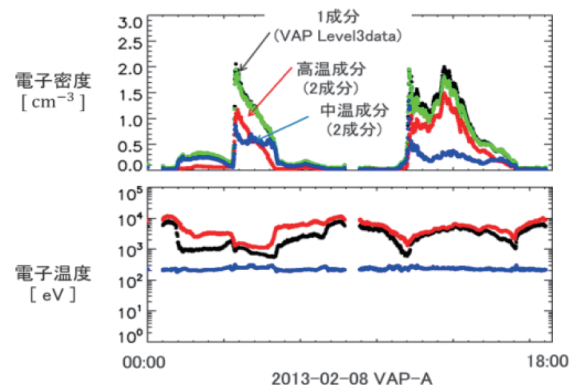


Fig. 5 HOPE/Level3 データ(黒)と中温成分(青)と高温成分(赤)の電子密度(上)と電子温度(下)の時系列データ (Van Allen Probes A, 2013年2月8日0時から18時まで)

5. 2成分電子密度・温度と衛星電位の相関

Fig.6 に中温成分と高温成分の密度・温度と衛星電位の散布図を示す. Fig.7 に中温成分と高温成分の2成分を用いた平均電子温度 $T_{e,ave}$ と衛星電位の散布図を示す. Fig.7 より, 中温成分密度・温度と高温成分密度・温度と衛星電位との間に明確な相関関係は見られなかった.

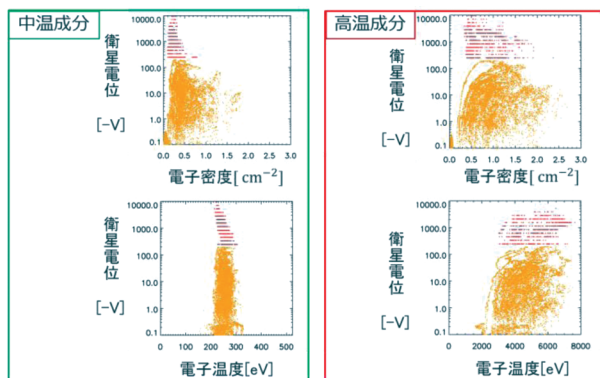
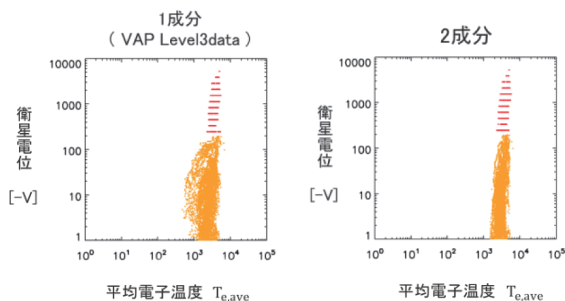


Fig. 6 中温成分電子密度 (左上), 中温成分電子温度 (左下), 高温成分電子密度 (右上), 高温成分電子温度 (右下) と衛星電位の関係図, (2013 年, Van Allen Probes A)



$$T_{e,ave} = \frac{n_{p,low} \times 5eV + n_{e,high} \times T_{e,high}}{n_{p,low} + n_{e,high}} \quad T_{e,ave} = \frac{n_{e,mid} \times T_{e,mid} + n_{e,low} \times T_{e,high}}{n_{e,mid} + n_{e,high}}$$

Fig.7 中温成分と高温成分の2成分を用いた平均電子温度 $T_{e,ave}$ と衛星電位の散布図(Van Allen Probes A, 2013, 4 < L)

6. 帯電シミュレーションの2成分密度・温度使用の検討

川内ら[6]が行ったシミュレーションの入力として, 本研究結果を利用した結果を検討する. Table.2 に表面帯電を引き起こしたプラズマ環境について, HOPE/Level3 データの示す電子密度・温度と本手法により, 2成分で算出した電子密度・温度の結果を示す. シミュレーションに用いるソフトの SPIS は, 欧州で開発された衛星帯電シミュレーション

ソフトウェアである. プラズマ環境 (イオン・電子の密度・温度) を設定することで, そのプラズマ環境における人工衛星の衛星電位, 分離電圧, 宇宙空間

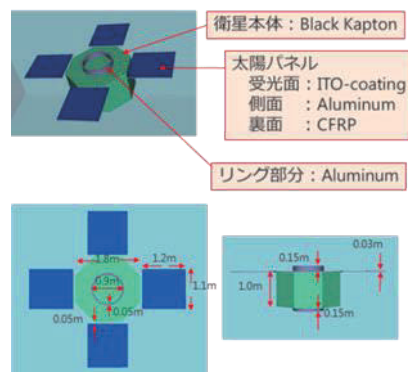


Fig. 8 SPIS を用いた Van Allen Probes 衛星のシミュレーションモデル

間とやり取りする電流成分などのシミュレーションが行える. Fig.8 に衛星帯電シミュレーションに用いたシミュレーションモデルを示す.

Fig.9 に HOPE/Level3 データの示す電子密度・温度と本手法により 2成分で算出した電子密度・温度のプラズマ環境で SPIS によるシミュレーションを行った結果を示す. 2013 年 3 月 17 日 22 時 19 分と 2013 年 3 月 28 日 0 時 49 分の Van Allen Probes-A で観測した日陰時のデータで, 観測衛星電位はそれぞれ -5,226 V と -9,623 V ある. Fig.9 から, 2013 年 3 月 17 日 22 時 19 分について

Table 2 シミュレーションを行ったプラズマ環境

	イオン		電子				シミュレーション電位[V]	観測衛星電位[V]
	密度 [cm ⁻³]	温度 [eV]	密度 [cm ⁻³]	温度 [eV]	密度 [cm ⁻³]	温度 [eV]		
2013-03-28/00:49								
1成分 (VAP Level3data)	0.88	14369	0.62	5972			-789	-5,226
2成分	0.88	14369	0.17	230	0.42	7573	-3,440	
2013-03-17/22:19								
1成分 (VAP Level3data)	0.56	14086	0.76	6958			-5,482	-9,632
2成分	0.56	14086	0.23	222	0.51	9067	-6,454	

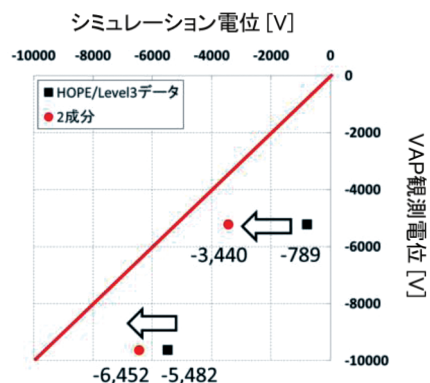


Fig. 9 HOPE/Level3 データとモーメント法により算出した2成分のプラズマ環境下でのシミュレーション結果

HOPE/Level3 データプラズマ環境下でのシミュレーション電位は-5,482 V であり、2 成分プラズマ環境下でのシミュレーション電位は-6,454 V となり、観測衛星電位-9,632 V に近づいたことが分かる。2013 年 3 月 28 日 0 時 49 分については、HOPE/Level3 データプラズマ環境下でのシミュレーション電位は-789 V であり、2 成分プラズマ環境下でのシミュレーション電位は-3,440 V となり、観測衛星電位-5,226 V に近づいたことが分かる。両方のケースで、本結果を用いた方が、良い結果となることが示された。

7. まとめ

衛星帯電を引き起こすプラズマ環境をより適切に表すため、電子の温度・密度をそれぞれ 2 成分として、算出し利用する検討をおこなった。本稿では、HOPE/Level2 データのエネルギー Spektrum で 2 つの分布の分離度が最大となるように閾値を機械的に設定し、モーメント法を用いて電子を 2 成分として求めた。平均電子温度と衛星電位の関係について調べた結果、電子 1 成分、電子 2 成分ともに静止軌道の研究結果でみられるような良い相関が得られなかった。しかし、SPIS によるシミュレーションの入力パラメータとして検討したところ、電子を 1 成分 (HOPE/Level3 公開データ) とした環境よりも、今回求めた電子を 2 成分として環境の方が、観測衛星電位に近づく結果となり、2 成分で表すことの重要性が明らかになった。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金新学術領域研究「太陽地球圏環境予測」(PSTEP) 予報システム班(A01)、次世代宇宙天気予報のための双方向システムの開発 (MEXT/JSPS 科研費 15H05813) の助成を受けたものです。

参考文献

[1] H. C. Koons et al., "*The impact of the space environment on space systems*",

Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference, Air Force Research Laboratory, 77 AFRL- VS-TR-20001578, pp.7-11 (1998)

- [2] Karen Kirby et al. "*Radiation Belt Storm Probes—Observatory and Environments*" URL:<http://link.springer.com/article/10.1007/s11214-012-9949-2>
- [3] SPACEFLIGHTIOI.COM, URL:<http://spaceflight101.com/rbsp/mission-design-timeline/>
- [4] V.A.Davis, M.J. Mandell, M.F. Thomsen (2008), "*Representation of the measured geosynchronous plasma environment in spacecraft charging calculations*", Journal of Geophysical Research, 113(A10204), doi:10.1029/2008JA013116.
- [5] M.F.Thomsen et.al., "*Statistical properties of the surface-charging environment at geosynchronous orbit*", in Space Weather, VOL.11, 237-244, doi:10.1002/swe.20049,2013
- [6] 川内諒太, 寺岡毅, 中村雅夫, 長妻努, 石井守, 衛星帯電予報のための衛星表面電位のリアルタイム推定手法の開発, 第 14 回宇宙環境シンポジウム, 2017
- [7] Nobuyuki Otsu, "A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms", IEEE TRANSACTIONS ON SYSTEMS, MAN, AND CYBERNETICS, VOL. SMC-9, NO.1, JANUARY, p62, 1979

極域飛翔体周辺のプラズマじょう乱に関する粒子シミュレーション

佐々木紫*, 臼井英之, 三宅洋平 (神戸大学), Wojciech J Miloch (オスロ大学)

*E-mail: yukari1425b@gmail.com

極域電離圏では、様々な空間スケールをもつプラズマ密度の疎密構造が形成されることが知られている。しかし、飛翔体周辺に生じるウェイクやシースといったプラズマじょう乱が飛翔体による「その場」観測に及ぼす影響は、十分に理解されているとは言い難い。そこで、数値シミュレーションを利用し、飛翔体周辺のじょう乱を時間的及び空間的に解析することでその発生メカニズムを解明する。本論文ではプラズマ粒子シミュレーションの結果から見出された、ウェイク構造の歪みと電子の運動の関連性について報告する。

1. 目的および背景

ノルウェーでは極域電離圏における電磁気環境観測のために ICI キャンペーンと呼ばれるロケット実験が行われている[1]。飛翔体により宇宙空間にプラズマじょう乱が生じ、観測に干渉するおそれがあると考えられており、実際に ICI-3 ロケットにおいてプラズマじょう乱による観測データの誤差が確認された[2]。観測データの誤差要因を特定し、現象の本質を浮き彫りにするためにはプラズマ粒子の運動やそれによって生じる電磁場変動を仮想空間上で再現できる、数値シミュレーションが有効であると考えられる。本研究では 3 次元プラズマ粒子シミュレーションを実施することで、飛翔体周辺のじょう乱の発生メカニズムを明らかにすることを目的とする。

2. 計算手法とモデル

本研究では、PIC(Particle-in-Cell)法[3]を採用した 3 次元衛星環境シミュレータ「EMSSES」を利用する。本手法では格子点上に与えられた電磁場と空間上の任意の位置・速度をとる粒子との相互作用を解き進める。

図 1 のように 20cm 立方の衛星を模した完全導体を 128cm 立方のシミュレーション空間内の中心に設置した。なお、本シミュレーションでは、衛星の代わりに周辺プラズマが相対的に衛星速度で流れる衛星静止系を採用している。

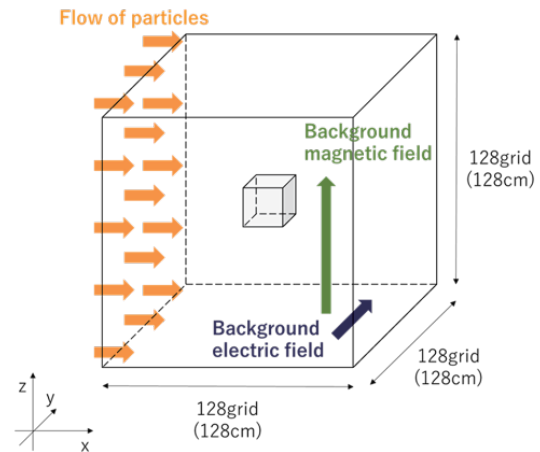


図 1 シミュレーション空間モデル

パラメータは背景プラズマ密度 $n_0 = 1.0 \times 10^5$ [/cc]、背景電子温度 $T_e = 3000$ [K]、背景イオン温度 $T_i = 1500$ [K]、プラズマ流速 $v_{flow} = 3C_{ia}$ 背景磁場強度 $B_0 = 50$ [μ T] とした。ここで C_{ia} はイオン音速である。また、 $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_{flow} \times \mathbf{B}$ を満たす \mathbf{E} を背景電場として与

えた。このような一様電場は磁場に凍り付いた (frozen-in) プラズマ流を導入するために必要であり、現実の衛星観測でも検出可能な電場である。

粒子一つ一つの運動を調べる際にはテスト粒子シミュレーションを利用する。テスト粒子シミュレーションとは、EMSES シミュレーションにより出力された定常状態での電磁場のデータを利用して、粒子の運動方程式のみを解くシミュレーション手法である。この手法では粒子の初速度 v_0 を自由に設定することができる。

3. シミュレーション結果

前章で述べた空間モデル及びパラメータで EMSES シミュレーションを行うと、時間が進むにつれて衛星電位の値は収束し、負に帯電することが分かった。したがって、本研究では 5×10^{-6} [s] 以降の状態を「定常状態」と定義する。

衛星—プラズマ空間でのじょう乱のうち代表的なものとしてウェイク領域[4]が挙げられる。これはプラズマ空間を進行する衛星の後方(プラズマ流の下流)にできるほぼ真空の領域を指し、衛星が壁となり後方に粒子が回り込みにくくなるため生じる。

無磁場の場合の電子密度分布及び電位分布を

図 2 に示す。図の中央に位置する正方形が衛星に相当する。衛星の右隣に青色、すなわち電子密度がほぼ 0 の空間が見られる。この空間がウェイク領域である。電子はイオンよりも熱速度が大きく衛星の後方に回り込みやすいため、ウェイク領域の電位は負で上下(Y 方向)に対称な形状であることが分かる。

一様磁場を与えた場合の電子密度分布及び電位分布を図 3 に示す。ただし電位分布に関しては、 $\mathbf{E} = -\text{grad}(\phi)$ を満たす背景電位 ϕ を取り除いた値を表示している。衛星の右隣にウェイク領域が広がっているが、その形状は電子密度、電位分布のどちらも図 2 のそれらとは異なり、衛星を貫く X 軸に対して、上下に非対称であることが判明した。この結果は、電子が磁化されることにより、ウェイク領域に歪みが生じることを示唆している。

定常状態では衛星およびウェイク領域はその周辺よりも電位が低いため、衛星近傍においては、図 4 に示すように周辺から衛星の向きの電場が生じる。本研究では磁場は常に +Z 方向であるため、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの方向は反時計回りとなる。このドリフト運動とプラズマ流のベクトル和をとると、その方向は図 3 におけるウェイク領域の歪む方向を説明できる。

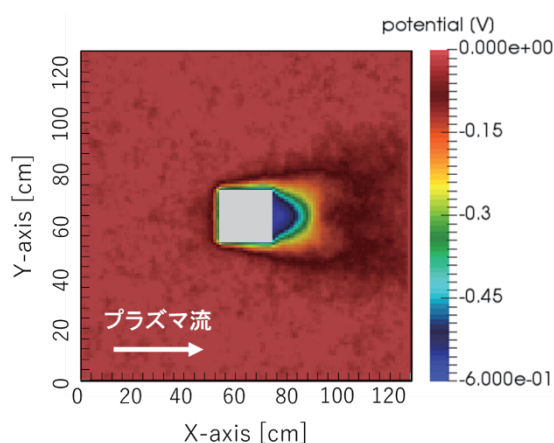
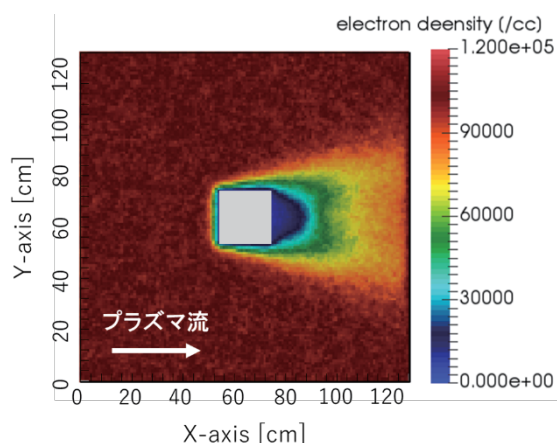


図2 無磁場での電子密度分布(左)及び電位分布(右)

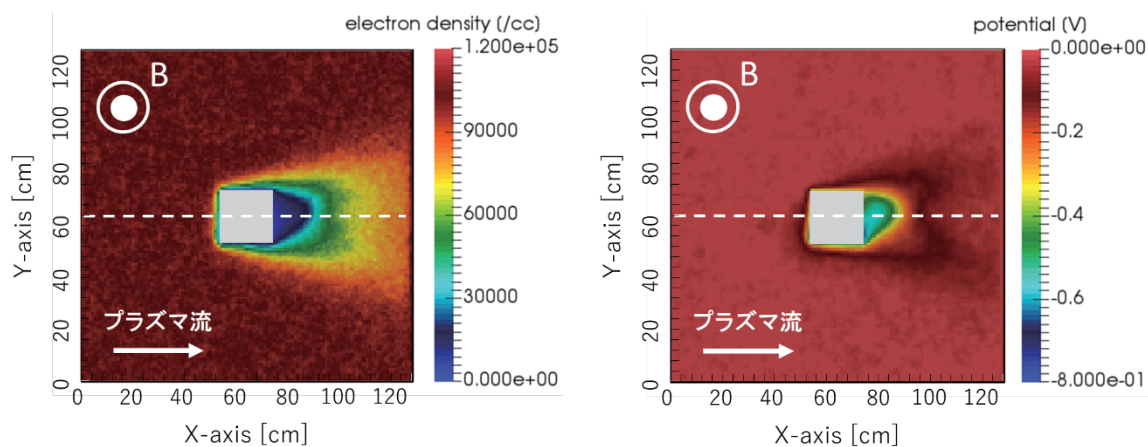
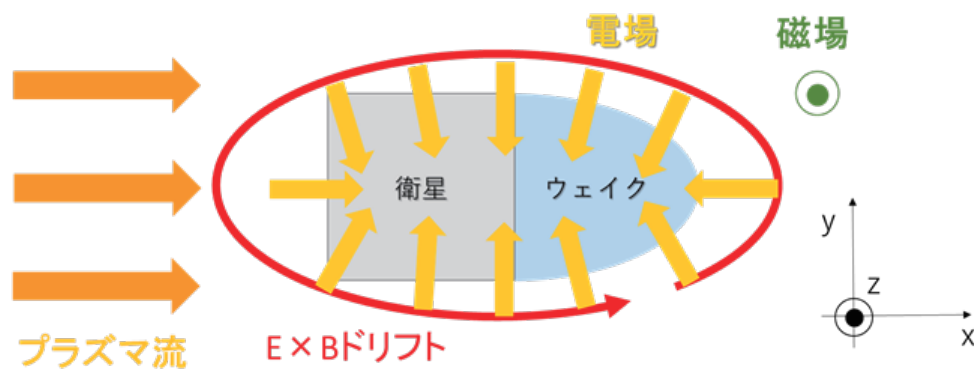


図3 一様磁場を与えた場合の電子密度分布(左)及び電位分布(右)

図4 $E \times B$ ドリフトの概念図

なお、 $E \times B$ ドリフトの方向は電荷の正負によらないが、イオンは電子と比べて熱速度がはるかに小さいため、ウェイク領域の非対称性にはほぼ寄与しないと考えられる。

テスト粒子シミュレーションを実行したときの電子の運動の軌跡を図5に示す。ただし $v_{th} = (\sqrt{8k_b T_e / \pi m_e}, 0, 0)$ とする。初期座標は赤色の十字で示した地点である。衛星より上に配置した電子は反時計回りの円運動をしながら+X方向に進むが、衛星近傍に到達すると押し戻され衛星に吸収される(青色の軌跡)か、衛星近傍を反時計回りに運動し、衛星より下に到達する(赤色の軌跡)ことが判明した。また、衛星より

下に配置した電子は下流、すなわちウェイク領域付近では右上に運動する(黄色の軌跡)傾向にある。

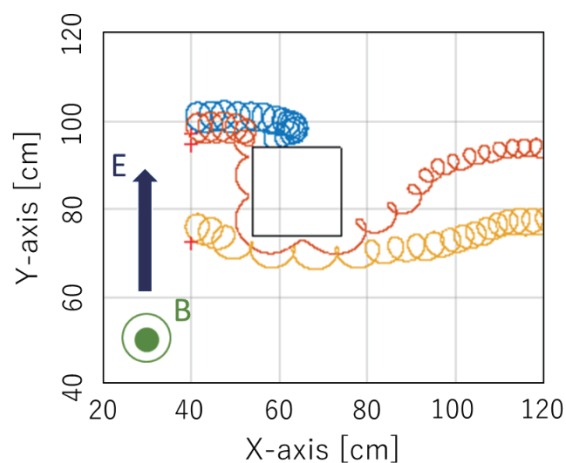
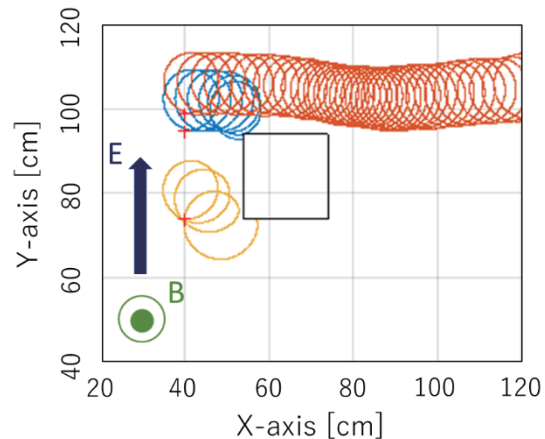
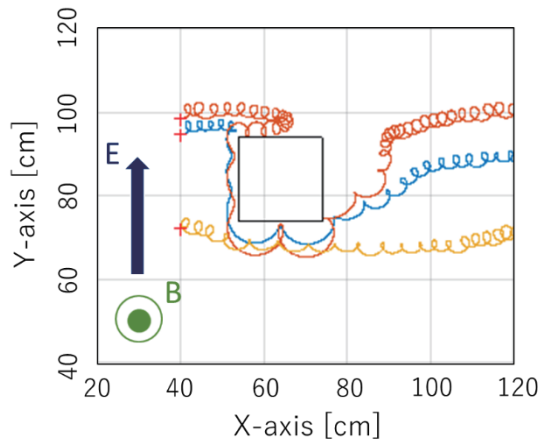


図 5 電子の運動の軌跡 ($v_0 = v_{th}$)図 6 電子の運動の軌跡 ($v_0 = 0.5v_{th}$ (左), $v_0 = 2v_{th}$ (右))

続いて、初速度を $v_0 = 0.5v_{th}$ 及び $v_0 = 2v_{th}$ に変更して同様のシミュレーションを行ったときの電子の運動の軌跡を図 6 に示す。 $v_0 = 0.5v_{th}$ とすると、衛星より上に配置した電子が反時計回りに運動する様子が図 5 と同様に見られた。しかし、 $v_0 = 2v_{th}$ とすると、この傾向が見られなくなった。初速度を大きくすることでラーマー半径が大きくなり電子が衛星近傍に滞在する時間が短くなる。衛星から遠ざかると周辺から衛星の向きの電場の値が減少し、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの影響も小さくなる。以上の理由から $v_0 = v_{th}$ 及び $v_0 = 0.5v_{th}$ と運動方向の傾向が異なると考えられる。

4. 結論と今後の課題

宇宙飛翔体周辺に生じるプラズマじょう乱が、極域電離圏観測ロケットによる「その場」観測に及ぼす影響を明らかにするため、PIC 法に基づくプラズマ粒子シミュレーションを実施した。

その結果、磁化された電子のダイナミクスに起因して、衛星後方に非対称のウェイク構造が形成されることが明らかになった。このことは、衛星近傍に生じる電場と一様磁場による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトと、プラズマ流とのベクトル和により説明できる可能性が示唆された。また、テスト粒子シミュレーションにより、衛星近傍に到達する電子は、その速度によって運動方向の傾向が異なることが分かった。

図 7 に示すように、衛星の中心を X 方向に貫く軸上(図 3 の破線部)の電位をプロットすると、ウェイク領域内に衛星($54 \leq X \leq 74$ の範囲)よりも電位の低い空間があるという結果が得られる。つまり、衛星からウェイク領域に向かう向きにも電場が生じており、図 8 の破線部のようなドリフト運動をしてウェイク領域に入り込む電子が存在する可能性がある。

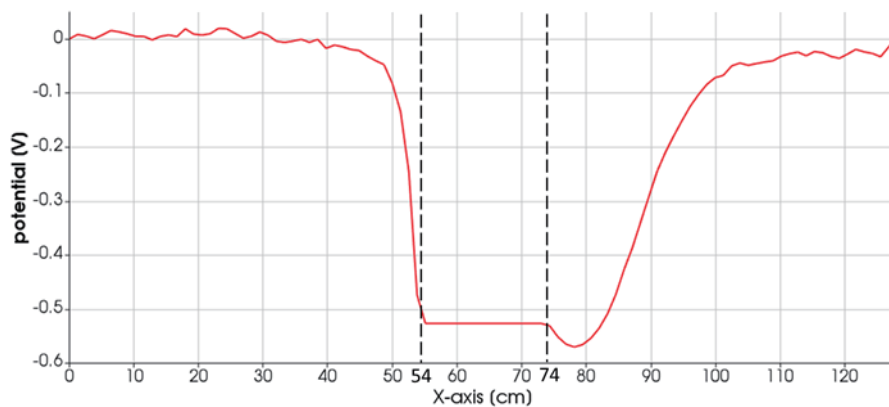
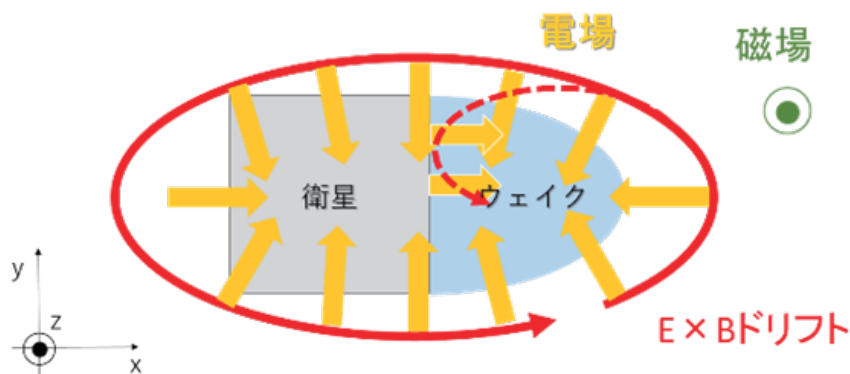


図7 衛星の中心をX方向に貫く軸上の電位

図8 $E \times B$ ドリフトの概念図

ウェイク領域内を通るプローブが検出する電流の値のうち、誤差がどれだけ含まれるか予測するためには、ウェイク領域に侵入する電子の軌跡、速度、数量といった情報が必要である。引き続きテスト粒子シミュレーションを行うことにより、それらを特徴づけることを今後の課題としたい。

参考文献

- [1] UiO: Department of Physics, “The ICI series of sounding rockets,”
<https://www.mn.uio.no/fysikk/english/research/projects/ici/>
- [2] Darian, D., Marholm, S., Paulsson, J. J. P., Miyake, Y., Usui, H., Mortensen, M. and

Miloch, W. J., “Numerical simulations of a sounding rocket in ionospheric plasma: Effects of magnetic field on the wake formation and rocket potential,” *JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH-SPACE PHYSICS*, Vol. 122, No. 9, pp. 9603–9621 (2017)

- [3] Pritchett, P. L., “Particle-in-cell simulation of plasmas – A tutorial,” *SPACE PLASMA SIMULATION*, Vol. 615, pp. 1–24 (2003)
- [4] Svenes, K. R. and Trøim, J., “Laboratory simulation of vehicle-plasma interaction in low Earth orbit,” *PLANETARY AND SPACE SCIENCE*, Vol. 42, No. 1, pp. 81–94 (1994)



JAXAにおける宇宙環境防護に関する研究紹介

宇宙航空研究開発機構
松本 晴久

2017年11月8日

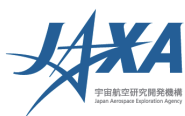
第14回 宇宙環境シンポジウム

神戸大学 先端融合研環境統合研究拠点コンベンションホール

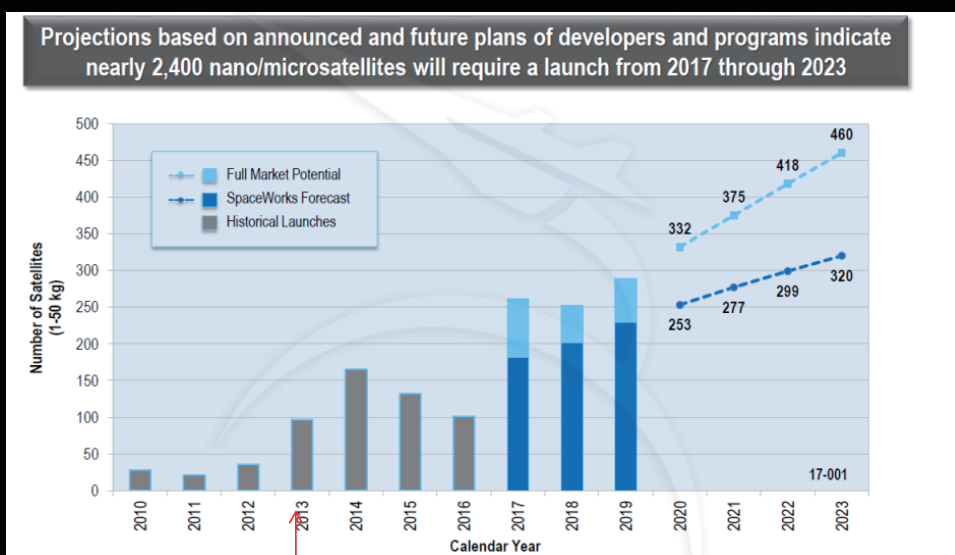


目次

- 背景
 - 小型衛星マーケットの拡大
 - 有人探査
- 研究の目的・範囲・目標
- 研究の現状
- まとめ



背景： マイクロ/ナノ衛星マーケットの拡大

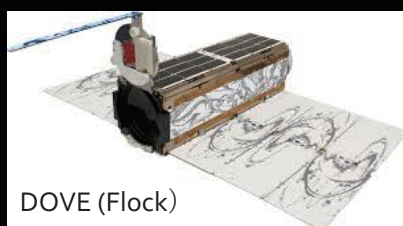


2013年から増加

当初予定よりも成長は鈍化しているものの2013年から増加している。



ナノ衛星の成功例



Flock1 3バンド
Flock2 3バンド+近赤外域
5kg, 3U(30cm×10cm×10cm)

- 2017年打ち上げの362機の内135(37%)がDOVE (Flock) 衛星で占める。

【相乗りの打ち上げの例】

- 2017年2月15日、インドの地球観測衛星カートサット2D (Cartsat-2D) (高度505km SSO)と103機の相乗り衛星が搭載され打ち上げられた。
- インドは、地球の太陽光吸収率と反射率を測定する装置、宇宙放射線による民生機器への影響を調べるシングルイベントアップセットモニタを搭載するINS-1Aと、惑星間空間のバックグラウンド観測のためのライマンアルファ線観測装置、小型リモートセンシング用Origamiカメラを搭載するINS-1Bの2機を、10kg級小型衛星バスの検証を兼ねて搭載している。
- 残り101機の内訳は、米国のDove (Flock-3P) 88機、Lemur 8機、イスラエルのBGUSat、カザフスタンのAl-Farabi-1、オランダのPEASSS、スイスのDIDO-2、UAEのNayif-1となっている。



小型衛星マーケットの変化 教育からビジネスに使用

■ 小型衛星コンステレーション運用の例

■ 通信衛星： ORBCOMM、OneWeb

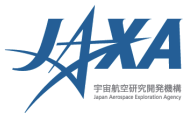
■ リモートセンシング：

DOVE Flock-3p, Skybox Imaging (google)

■ 科学衛星；BRITE



超小型衛星・小型衛星で、民生部品が使われて成功しているなかで、今後、ビジネス向けの超小型衛星の発展が予想されている。
商用目的になると、投資効果を最大にするため、軌道上寿命が、**3年～5年と伸びる事が必然条件**である。そうすると、放射線耐性のうちでトータル・ドーズ耐性が、まず、民生部品の放射線耐性値に近づいて、それが**大きな使用制限**になる。また、シングルイベントやシングルイベントラッチアップを**抑える工夫（評価方法、放射線防護等）**が必要となる。



背景：有人探査

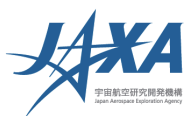
■ 火星無人探査

	1960	1970	1980	1990	2000	2010
火星周回軌道	△ Mariners 4号(米)				△△△ Mars Odyssey号(米) Mars Express号(欧州) Mars Reconnaissance (米)	△
火星表面着陸		△ マルス3号(ソ連) Viking 1 (米)				MAVEN(米) MOM (インド)
火星表面の無人探査				△ Mars Pathfinder(米) Spirit Opportunity (米)	△ Curiosity (米)	△

■ 火星有人探査

- NASA 2030年に有人火星探査を行うことを表明
- アメリカの民間企業SpaceXやオランダの非営利団体Mars Oneが、それより早い2020年代に人類を火星に送ることを計画

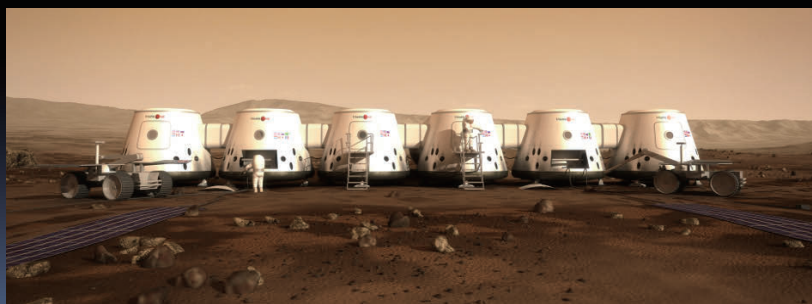
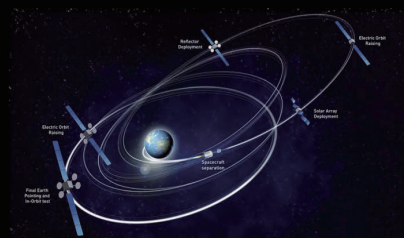
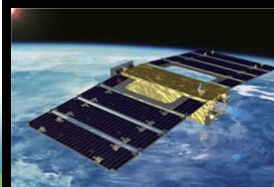
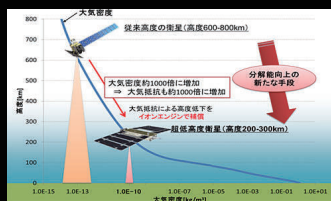
有人火星探査は、長期間の無重力、長期間の閉鎖空間と大量の放射線被ばくが非常に高いリスクになる。



研究の目的

- 超低高度衛星
- オール電化衛星
- 有人探査

- 宇宙機や人を過酷な宇宙環境から防護する技術確立し、宇宙利用を拡大する。



研究範囲

「放射線防護」「中性大気防護」「汚染防護」「紫外線防護」「帯電防護」の5つのテーマについて実施する。

宇宙機と人を宇宙環境から防護する技術



		放射線		中性大気	汚染	紫外線	帯電
影響 (例)		人：被ばく	部品：放射線損傷による誤作動、永久故障等	表面材料の機械的・熱光学的劣化	光学性能劣化 観測感度低下 熱光学特性変化	熱光学・機械特性変化	放電に伴う電源関係等の不具合
防護		・遮蔽技術と線量低減・効果の検証	電子部品：パッケージにより対策	・耐AOコート ・多量の原子量の大きい大気成分への対策	・付着防護・抑制	紫外線防護技術	帯電防護技術
モデル化・予測	影響		放射線耐性試験	・超低高度における中性大気密度の研究	・影響評価試験 ・J-SPICE2 (入力用材料パラメータの取得)	・劣化予測の高度化	地上での帯放電試験
	環境	・宇宙船内線量予測 ・放射線 (GCR、太陽陽子、捕捉陽子) モデル		惑星別モデルの検討		NA	・MUSCATの高精度化
観測	宇宙	・被ばく線量管理 ・ダイヤモンド検出器	・XEP-e	・軌道上材料劣化評価	・QCMによる軌道上観測	軌道上材料評価	APD型電子計測装置
	地上	NA	NA	NA	・汚染管理最適化	NA	NA



研究の現状

- 放射線遮蔽技術
 - 「異種材料の組合せ」による効果的な遮蔽
 - ミッション汎用性の高い「被ばく線量予測ツール」の開発
 - 月/火星面上の「実製造を視野に入れたレゴリスの遮蔽材」の開発または選定
- 環境モデル・ツール
 - 銀河宇宙線モデル (CREME96に代わる日本独自のモデル、ロケット軌道等にも利用できるモデル)
 - 太陽陽子モデル (被ばく線量算出で重要なモデル。実測値と近い離の少ない、適用エネルギー範囲(1~200(or 1000)MeV)の大きなモデルを目指す。)
 - 捕捉陽子モデル (変動を考慮したモデル)
- 放射線計測
 - 宇宙飛行士の被ばく管理支援ならびに被ばく管理支援技術の向上
 - ダイヤモンド検出器
- ERG搭載XEP-eデータの解析



銀河宇宙線モデル(1)

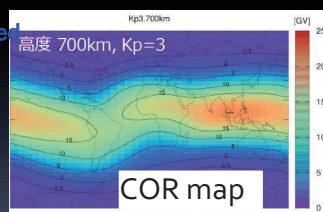
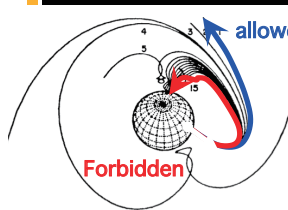
磁気カットオフ(COR)の作成

COR 理論値と SEDA-AP/HIT, SDOM の観測データ比較

①COR 理論値の算出

→ 高度、緯度、経度、COR[GV] のテーブルデータ

- 方法 : Back-tracing method (Force: Lorentz, $E=0$, 4次のルンゲクッタ法で anti-proton 追跡)
- 地磁気モデル : Tsyganenko model
- 計算コードは茨城高専の三宅先生の協力にて作成



GCR モデルの選定

Matthiä, Daniel, et al. "A ready-to-use galactic cosmic ray model." *Advances in Space Research* 51.3 (2013): 329-338.

→ ISO モデルの考え方に基づいたモデル。Wholf Number が宇宙線変動パラメータな点は CREME96 と同じ。

Wholf number の算出に用いるデータが異なる。

- ✓ ISO (CREME96) : 太陽黒点数
- ✓ D. Matthia : ACE/CRIS の炭素フラックスデータ

観測 (粒子)	年	観測値とモデルのずれ		
		Matthia	ISO	BO-10
ACE/CRIS (Fe)	2001	8%	73%	58%
BEES (H)	1998	4%	17%	5%
HEAO-3 (C)	1979	6%	7%	7%

陽子フラックスの最悪環境

CREME96, CREME86 で選択可能な Carrington級 + 年1、10回起きるプロトンイベントのフラックスの選択



銀河宇宙線モデル（２）

低高度GCRフラックスの計算検討

（ロケット高度用）100 km以下での銀河宇宙線フラックス

→ JAEAで開発した **PARMA** (PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere) のコードを使用（前述のCOR検証結果の共有を前提に協力）

①モデル概要

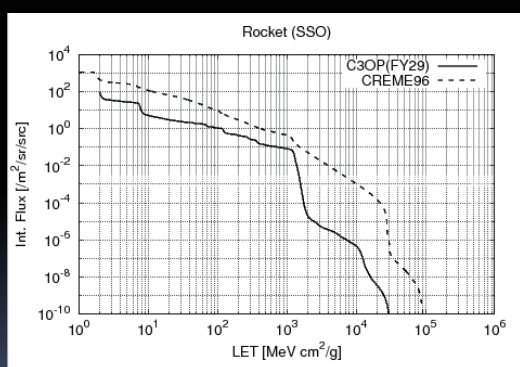
大気の影響を考慮したモデル（高度100 km 以下）

・言語：Fortran

・銀河宇宙線モデル：D. Matthia et al. 2013

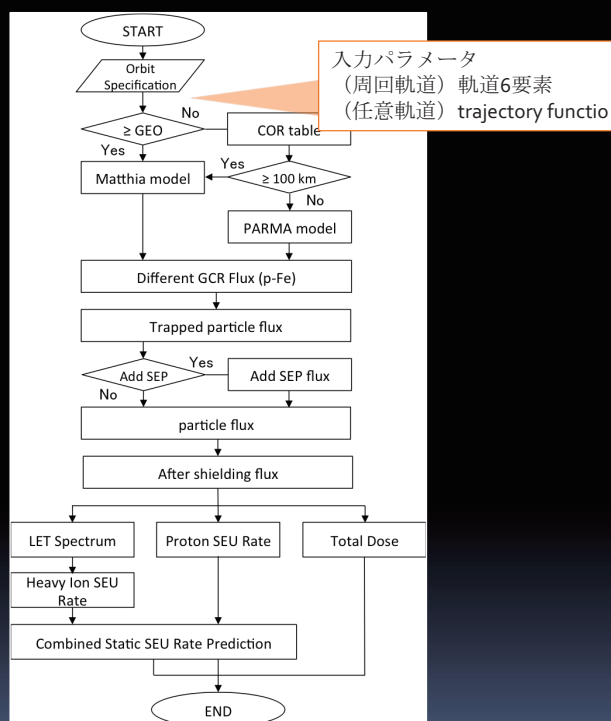
RANG計算

HZETRN2015を使用することにした。



ロケット軌道（SSO）におけるCREME96と開発したモデルの差

計算プロセス



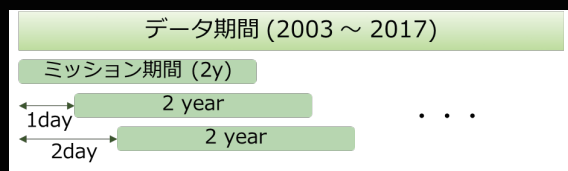
11



太陽陽子モデル解析手法

JAXA（ISO）モデルと同じ手法を利用

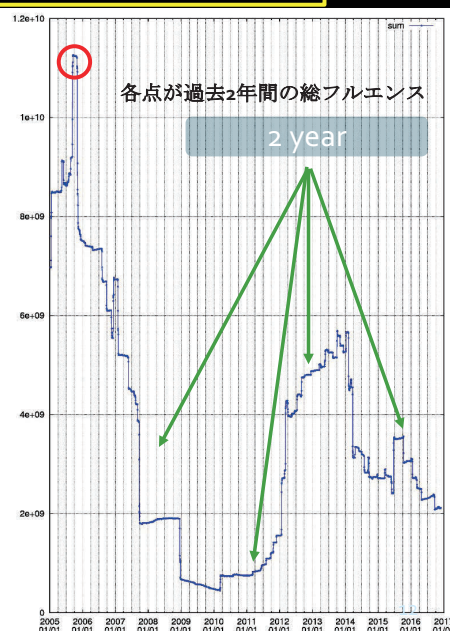
DRTSおよびGOESが計測した太陽プロトンデータから
求めたいミッション期間ごとの積算値を取得

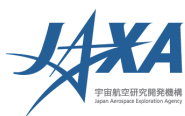


各点から最も大きな積算値
（ワーストケース）

→ 2年間の太陽陽子数の
予測値とする

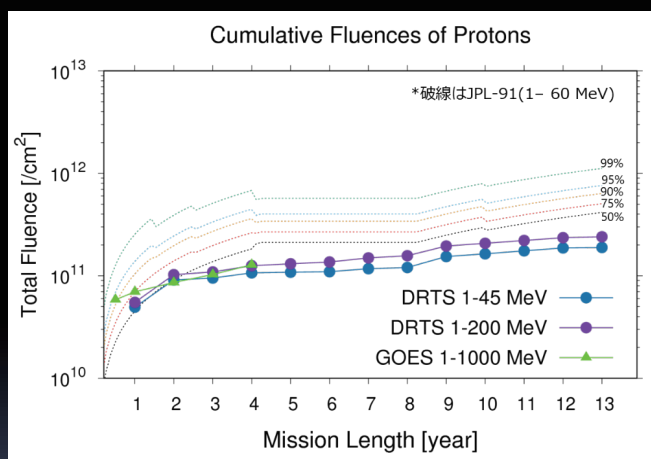
1, 2, 3, 4...年と、データ期間における
プロトン量の予測値を計算...





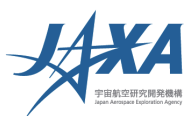
太陽陽子モデル

- DRTS (2002年-2017年) 1-200MeV、及びGOES (2010年-2017年) 1-1000MeVのデータを用いた太陽陽子モデルを作成した。業界標準として使用されているJPL-91モデルは、実測値よりも高く見積もってしまうという欠点があった。それに対して、今回の予測値は、より実測値に近い値を見積もることができる。



1986～2010年のGOESデータを解析し、本研究のモデルを完成させる

13

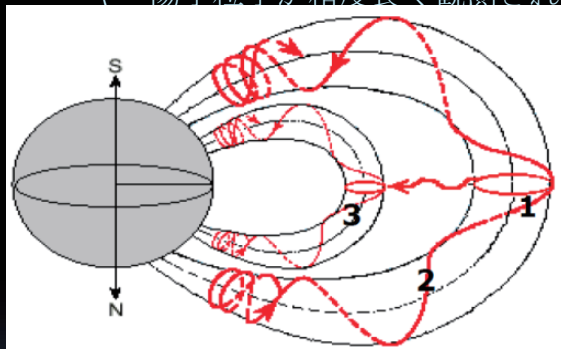


捕捉陽子モデル

GOSAT観測データ(50keV～150MeV,2009年～：約8年) を中心に開発中。

■ イベント現象

- LPT2は、天頂方向からの粒子を観測しているが、磁気赤道での二重電荷交換による(限られた時間だけ捕捉される) Fluxを確認。低エネルギー陽子粒子が精度良く観測されていることが実証できた。



$\text{H}^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}^+ + \text{H}^+$, リングカーレント
 $\text{H}^+ + \text{O} \rightarrow \text{H}^+ + \text{O}^+$, 地球近傍大気
 *は、エネルギー粒子(原子)の意味
 図1 二重電荷交換の原理

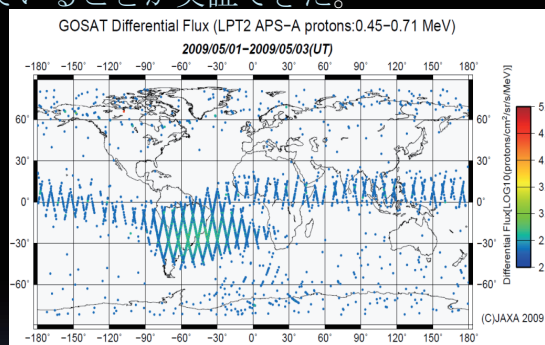
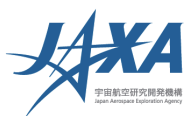


図2 GOSATで観測されたデータ

14



捕捉陽子モデル

■ データクリーニング

- 昨年度、地球半径1.8Re以下でのAPS-AとAPS-BセンサのFluxの不一致が確認され、検出器正面外からの高エネルギー陽子の侵入がコンタミになっていると推測した。今年度、検出器に様々な方向から一様に粒子を入射させるシミュレーションを実施し、実際の観測データをシミュレーションで概ね再現できた（エネルギースペクトルをPower-law: AE^{-1} として仮定）。（図3参照）
- APS-A, APS-Bに対して個別にシミュレーションを、周りにある他の検出器を通り抜けてくる粒子もあるため、検出器全体でシミュレーションを行う必要がある。（図4参照）

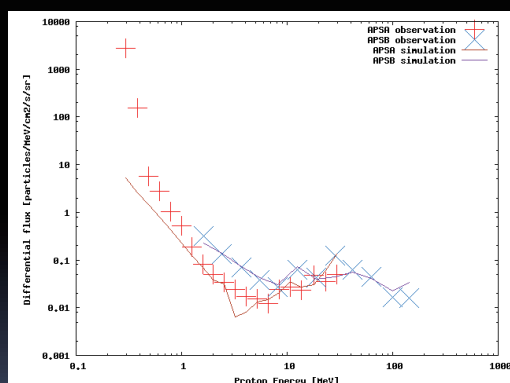


図3 実測(x)とシミュレーション(実線)との比較

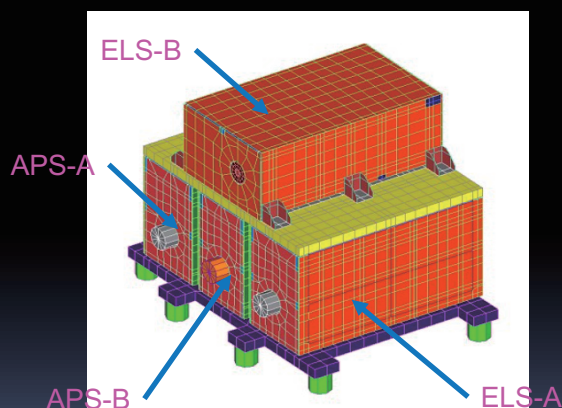


図4 検出器の全体図

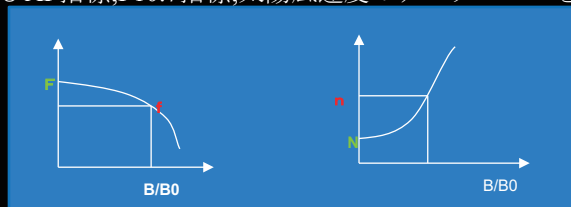
15



捕捉陽子モデル

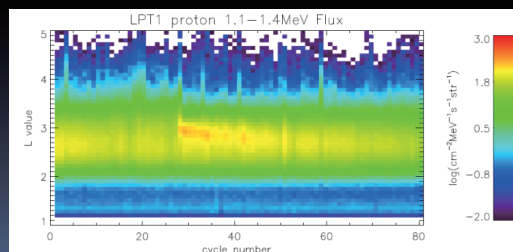
■ モデル作成手順

- GOSAT衛星で観測された各点（L,B/B0（衛星の磁力線上の点と磁気赤道との交点の磁場の強さB、B0の比）のフラックスfから磁気赤道上のフラックスFを求める。同様に観測点での $\sin^n(\alpha)$ でフィッティングしたnから赤道上でNをもとめる。これらのデータからBL座標による放射線帯モデルを構築する。これらの選出のためL*,ミラーポイントの全磁気力、ロスコーン角を算出するプログラムの開発及びAP指標,F10.7指標,太陽風速度のデータベースを整備した。



■ 長期変動

- データセットが完了した、2009年5月～12月（8か月）データを用いて陽子の変動を確認した。2009年は、太陽活動極小期で高エネルギー陽子を伴うフレアは、発生していない。但し、太陽からの低エネルギー陽子(>3MeV)が、度々観測されており、磁気嵐と共に3Reの領域まで入り込む様子や拡散する様子も確認された。
高エネルギー（3MeV<）は、安定している。
- 太陽極大期を含む2017年までのデータを解析し、長期変動を予測させるための変動指標、拡散の様子明らかにし、モデルを完成させる。





まとめ

- 放射線を中心とした防護研究の環境モデル・ツール（銀河宇宙線モデル、太陽陽子モデル、捕捉陽子）の現状について報告しました。
- 今後、これらのツールを実際の研究・設計等に活用して頂き、問題点等のフィードバックを通じてより良いものにして行く。
- 研究成果が、有人・無人探査の国際競争力のみならず、宇宙利用拡大につなげていきたい。

2017. 11. 8 (水)

第 14 回宇宙環境シンポジウム

神戸大学先端融合研究環境統合研究拠点

コンベンションホール



銀河宇宙線に対する 遮蔽設計の確立に向けた検討

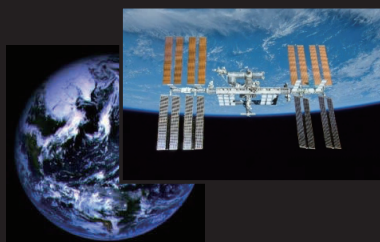
国立研究開発法人宇宙航空研究開発機構

○後藤亜希, 島崎一紀

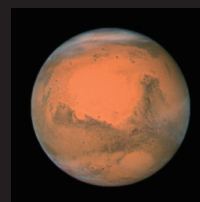
Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA)

○Goto, A. and Shimazaki, K.

次世代有人探査ミッション

国際宇宙ステーション
(ISS)

次世代有人探査ミッション

月近傍 (シスルナ) ステーション 火星面探査
月面探査

地磁気圏内 (地磁気遮蔽あり)

地磁気圏外 (地磁気遮蔽なし, 高線量率)

次世代ミッションにおいて宇宙飛行士の健康被害を防止するためには,
放射線防護技術の確立が必須

⇒ 本発表: 「銀河宇宙線 (GCR)」に対する遮蔽設計の確立

目次



1. 地磁気圏外における宇宙放射線環境
2. GCR 遮蔽の難しさ
3. 遮蔽設計確立に向けた PHITS による検討
 - ✓ 新規遮蔽材料
 - ✓ 既存遮蔽材料を用いた最適化
4. まとめ

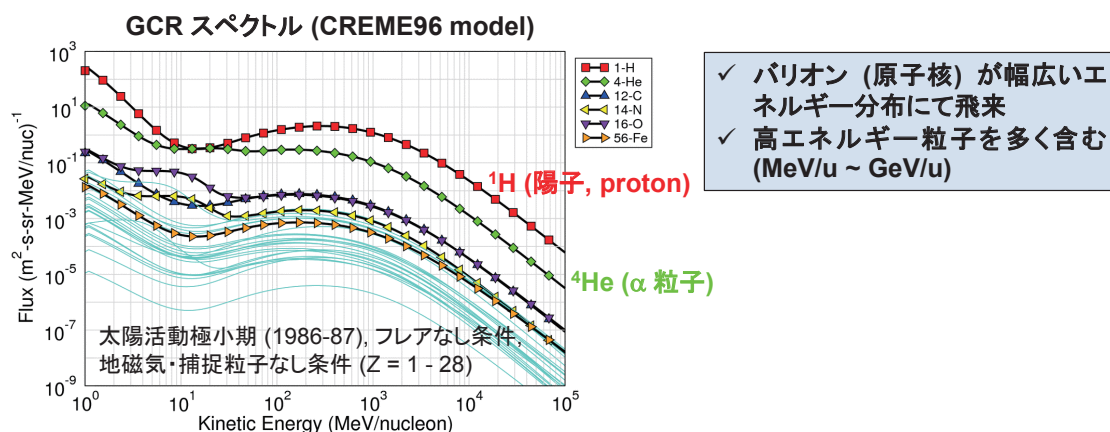
地磁気圏外における宇宙放射線環境



- 一次宇宙線 (宇宙に起源する放射線): 銀河宇宙線 (GCR), 太陽粒子線 (SEP)

銀河宇宙線 (GCR)

- 太陽系外より定常的に飛来する高エネルギー粒子
 - ✓ 粒子エネルギー: $\sim 10^{20}$ eV
- 98% バリオン (原子核), 2% 電子
 - ✓ バリオンは, 陽子 ($\sim 85\%$), α 粒子 ($\sim 14\%$), Li 以上の原子核 ($\sim 1\%$) からなる



Tylka, A. J. et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 44 (1997), pp.2150-2160. 2/17

GCR 遮蔽の難しさ

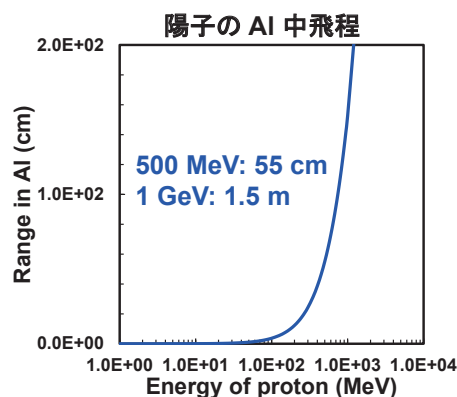


- GCR 遮蔽手段: **遮蔽材料の設置**
- 3 点の制限
 - 1) 高エネルギー粒子の遮蔽が困難 (物理的制限)
 - 2) 輸送重量の制限 (ミッション要求)
 - 3) 材料の制限 (化学的制限)

1) 高エネルギー粒子の遮蔽が困難

荷電粒子 (質量 m , 速度 v , 電荷 z) の阻止能
(n : 物質の原子密度, Z : 物質の原子番号)

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2 e^4}{mv^2} nZ$$



⇒ 高エネルギー粒子の“現実的な厚さの”物質による遮蔽は困難

NIST, PSTAR. 3/17

GCR 遮蔽の難しさ



- GCR 遮蔽手段: **遮蔽材料の設置**
- 3 点の制限
 - 1) 高エネルギー粒子の遮蔽が困難 (物理的制限)
 - 2) 輸送重量の制限 (ミッション要求)
 - 3) 材料の制限 (化学的制限)

2), 3) 輸送重量／材料の制限

- ロケットの輸送能力には限界あるため, **単位質量あたり遮蔽効果の高い材料**が要求
- 宇宙放射線遮蔽: 原子番号 (Z) の小さい元素が有効; 水素 ($Z = 1$) が最も有効

水素 (^1H)

- ✓ 電荷質量比 (Z/A) が最大
⇒ 静電相互作用による荷電粒子の遮蔽に有効
- ✓ 原子核質量が中性子質量と同程度, 自身は中性子持たない
⇒ 弾性散乱による二次中性子の減速に有効, 中性子ビルドアップの抑制

ポリエチレン (PE, $(\text{CH}_2)_n$): 水素重量濃度 14 wt%

PE より単位質量あたり遮蔽効果の高い材料の報告なし

4/17

GCR 防護の必要性



- ISS ミッションでは、被ばく線量制限値を設定することで被ばく管理を行っている

JAXA が定める ISS 搭乗宇宙飛行士の生涯実効線量制限値*

宇宙初飛行の年齢	男性 (mSv)	女性 (mSv)
27-30	600	500
31-35	700	600
36-40	800	650
41-45	900	750
≥ 46	1000	800

JAXA 規定: 国際宇宙ステーション搭乗宇宙飛行士放射線被曝管理規定
(2013. 6. 26 改正)

* 寄与がん死亡率が 3% 超えないよう設定

次世代 (地磁気圏外) ミッション: 高線量率環境かつ長期間 (数百～1,000 日間)

⇒ 1 回のミッション参加にて,
被ばく線量が制限値を超える (健康被害リスクが高くなる) 可能性がある
(深宇宙における GCR により, > 1 mSv/day となる可能性あり)

⇒ 放射線防護技術の確立が必要不可欠

5/17

目次

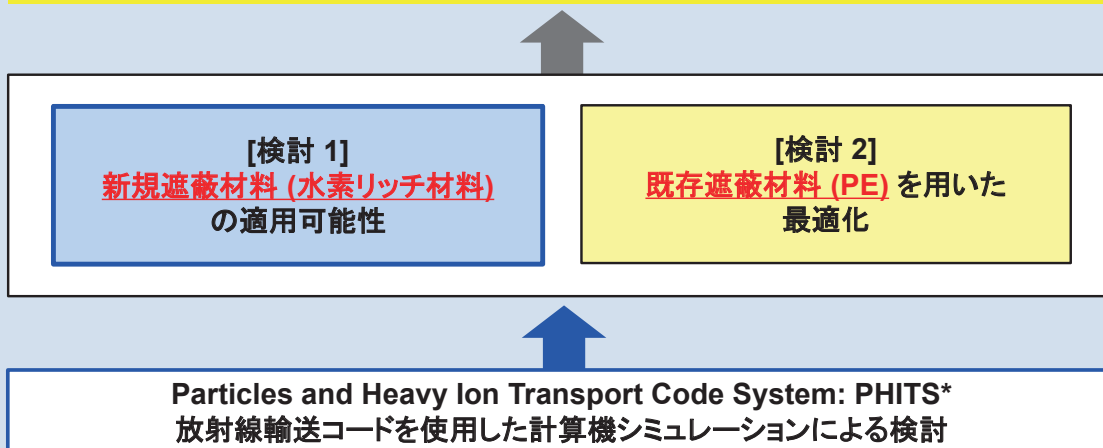


1. 地磁気圏外における宇宙放射線環境
2. GCR 遮蔽の難しさ
3. 遮蔽設計確立に向けた PHITS による検討
 - ✓ 新規遮蔽材料
 - ✓ 既存遮蔽材料を用いた最適化
4. まとめ

[本検討] 遮蔽設計確立に向けた検討



将来有人探査ミッション実現に向けた
GCR に対する「効果的な遮蔽設計」の確立



*PHITS: 日本原子力研究開発機構 (JAEA), 高度情報科学技術研究機構 (RIST), 高エネルギー加速器研究機構 (KEK), 他複数の機関が共同で開発を行っている, 粒子重イオン輸送計算汎用モンテカルロコード

T. Sato et al., J. Nucl. Sci. Technol. 50:9, 2013. 6/17

[検討 1] 新規遮蔽材料の適用可能性



- 水素貯蔵材料: 水素エネルギー輸送に使用される
- PE より水素重量濃度の高い水素貯蔵材料: **軽量かつ効果的な GCR 遮蔽材料**になり得るか?

水素貯蔵材料の水素重量濃度・密度

水素貯蔵材料 (室温大気圧下: 固体)	組成	水素重量濃度 [wt%]	密度 [g/cm ³]
アンモニアボラン	NH ₃ BH ₃	20	0.78
水素化ホウ素リチウム	LiBH ₄	19	0.67
(参考) ポリエチレン (PE)	(CH ₂) _n	14	0.90

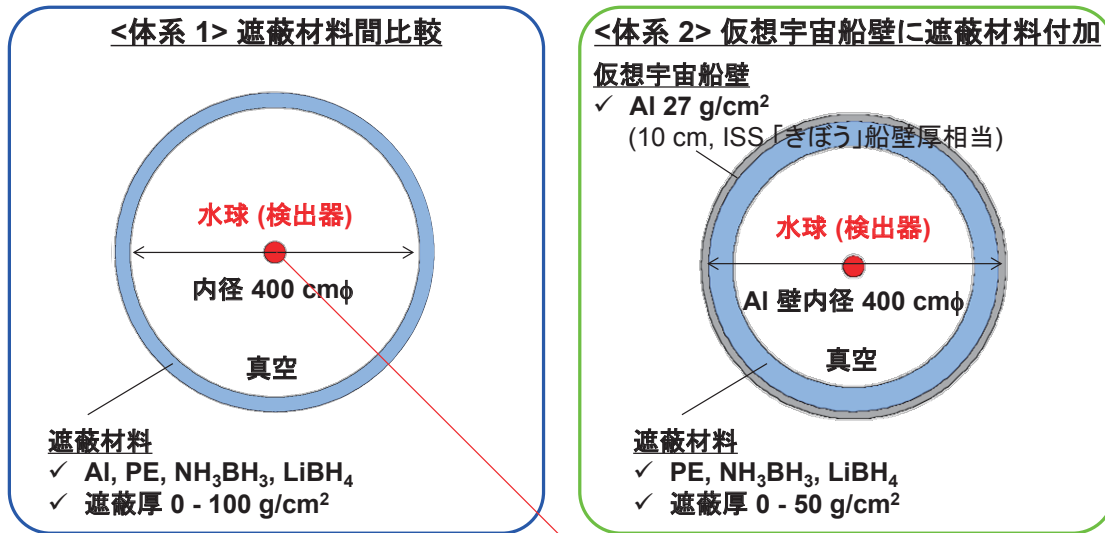
⇒ PHITS を用いた放射線輸送計算 (計算機シミュレーション) にて,
NH₃BH₃, LiBH₄ の GCR に対する遮蔽効果を調査

[検討 1] 新規遮蔽材料の適用可能性



計算条件: 線源・体系

- ・ 実宇宙環境に近い「等方線源-球殻体系」モデルにて計算実施
- ・ PHITS ver. 2.87/3.00 使用
- ・ JAXA スーパーコンピュータプレポストシステム (SORA-PP): 並列化計算 (11 or 23 コア)



水球 (30 cmφ) の線量当量 [Sv]* をモンテカルロシミュレーションにて算出

* 吸収線量 [Gy] (J/kg) に ICRP 60 にて定義された放射線加重係数 Q(L) を乗じた値

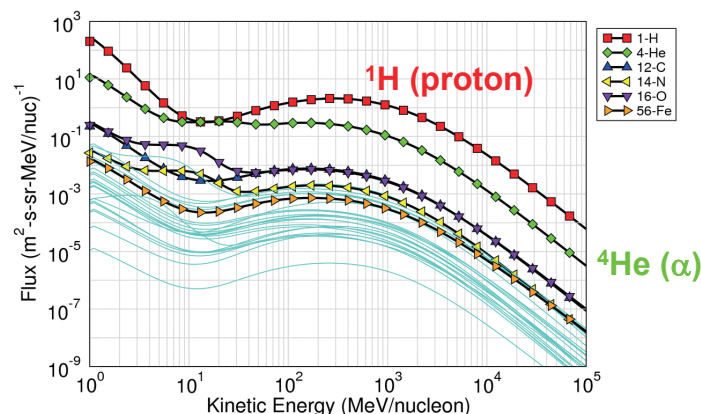
8/17

[検討 1] 新規遮蔽材料の適用可能性



計算条件: GCR 線源モデル

- ・ CREME96 モデル
- ・ Z: 1 ~ 28 (H ~ Ni)
- ・ 太陽活動: 太陽活動極小期 (フレアなしモデル), 1986 ~ 1987
- ・ 軌道: 地球近傍惑星間 (地磁気なし, 捕捉粒子なし)



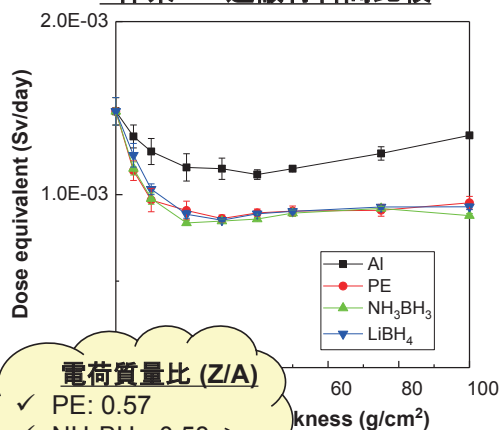
Tylka, A. J. et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 44 (1997), pp.2150-2160. 9/17

[検討 1] 新規遮蔽材料の適用可能性

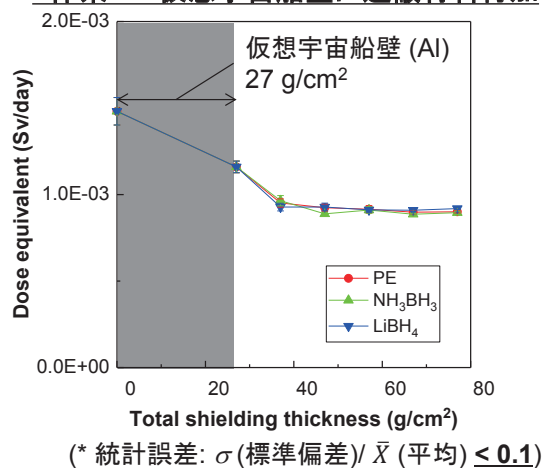


計算結果: GCR 線源照射による水球の線量当量*

<体系 1> 遮蔽材料間比較



<体系 2> 仮想宇宙船壁に遮蔽材料付加



(既存の固体材料の中で最も水素重量濃度が高い) 水素貯蔵材料の
宇宙放射線に対する遮蔽効果は **PE と同程度であり**、
新規遮蔽材料候補として適切でない

⇒ 遮蔽材料の組成改良: 軽量かつ効果的な遮蔽に対する解ではない

10/17

[本検討] 遮蔽設計確立に向けた検討



将来有人探査ミッション実現に向けた
GCR に対する「効果的な遮蔽設計」の確立

[検討 1]
新規遮蔽材料 (水素リッチ材料)
の適用可能性

[検討 2]
既存遮蔽材料 (PE) を用いた
最適化

Particles and Heavy Ion Transport Code System: PHITS*
放射線輸送コードを使用した計算機シミュレーションによる検討

*PHITS: 日本原子力研究開発機構 (JAEA), 高度情報科学技術研究機構 (RIST), 高エネルギー加速器研究機構 (KEK), 他複数の機関が共同で開発を行っている, 粒子重イオン輸送計算汎用モンテカルロコード

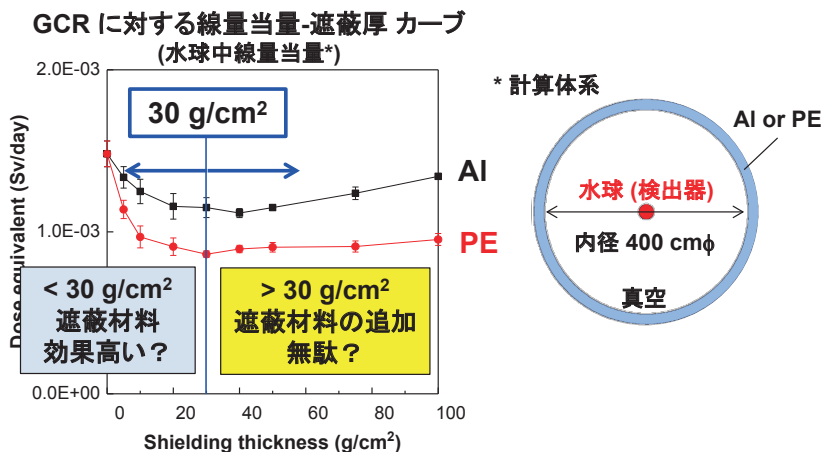
T. Sato et al., J. Nucl. Sci. Technol. 50:9, 2013. 11/17

[検討 2] 既存遮蔽材料 (PE) を用いた最適化



- GCR に対する線量当量-遮蔽厚カーブの傾向

- ✓ AI 球殻内の線量当量: 約 30 g/cm^2 にて極小, $> 30 \text{ g/cm}^2$ にて遮蔽厚増大に伴い増大
⇒ 核破砕 (fragmentation) に伴う二次中性子の生成
- ✓ PE 球殻内の線量当量: 約 30 g/cm^2 以降変化小さい
⇒ 水素が二次中性子を停止, 抑制



Ray-tracing による宇宙船の遮蔽環境解析

⇒ 適切な場所への最低限の PE 付加により, 船内の線量当量を最小化?

12/17

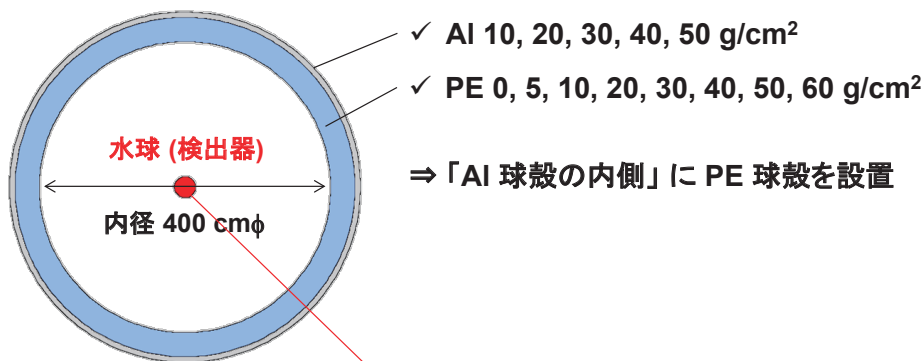
[検討 2] 既存遮蔽材料 (PE) を用いた最適化



計算条件: 線源・体系

AI/PE 2 層球殻の遮蔽効果を調査し, AI 厚 $< 30 \text{ g/cm}^2$ or $> 30 \text{ g/cm}^2$ にて, PE の遮蔽効果に差が生じるか 検証

- 実宇宙環境に近い「等方線源-球殻体系」モデルにて計算実施
- PHITS ver. 3.00 使用
- JAXA スーパーコンピュータプレポストシステム (SORA-PP): 並列化計算 (11 コア)
- 線源: CREME 96 model (Solar Min), 等方線源

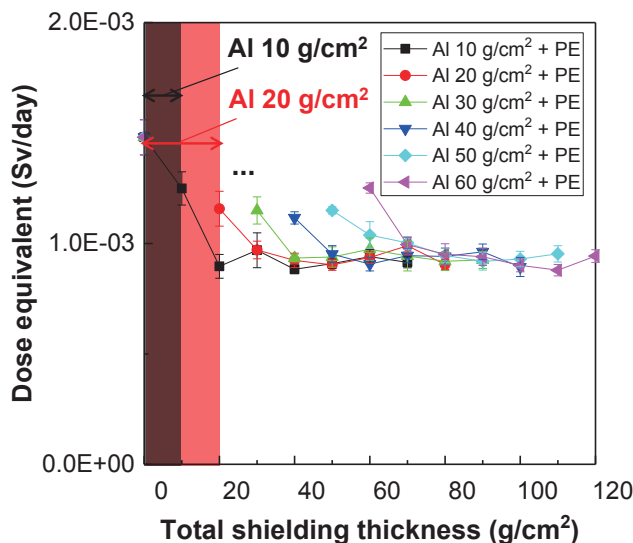


水球 ($30 \text{ cm}\phi$) の線量当量 [Sv] をモンテカルロシミュレーションにて算出

13/17

[検討 2] 既存遮蔽材料 (PE) を用いた最適化

計算結果: GCR 線源照射による水球の線量当量*



(* 統計誤差: σ (標準偏差) / \bar{X} (平均) ≤ 0.1)

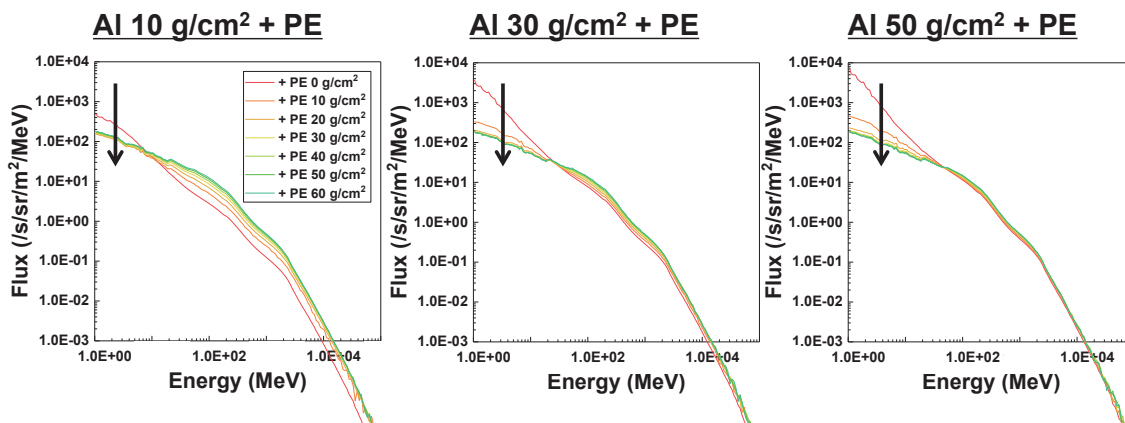
✓ Al 壁厚 (> 30 g/cm² or < 30 g/cm²) に関わらず, 10 – 20 g/cm² の PE 付加により線量当量は最低値となる

⇒ 10 – 20 g/cm² の PE 付加は線量当量低減に有効であり, それ以上の厚さは無駄

14/17

[検討 2] 既存遮蔽材料 (PE) を用いた最適化

計算結果: 球殻 Void 空間の中性子フラックス



✓ PE 10 – 20 g/cm² 付加: 数十 MeV 以下中性子低減

✓ PE > 20 g/cm² 付加: 数十 MeV 以下中性子数ほぼ変化なし

⇒ Al 球殻の内側に PE を 10 – 20 g/cm² 付加すると,
数十 MeV 以下二次中性子量 (Al/PE 球殻での中性子生成量-停止量) が平衡に達する

15/17

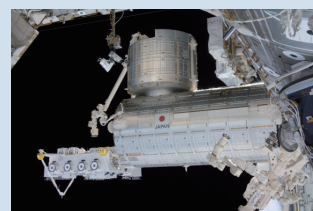
[検討 2] 既存遮蔽材料 (PE) を用いた最適化



今後の課題

1. 実宇宙船に近い体系での PE の遮蔽効果傾向

- ✓ 円筒形状
- ✓ ISS「きぼう」、月近傍ステーション相当形状



ISS「きぼう」

2. 他の「線量」での PE の遮蔽効果傾向

- ✓ 被ばく管理に使用する実効線量当量 (effective dose equivalent)* などでの傾向
(* 放射線荷重係数, 組織荷重係数を加味した全身の線量)



次世代有人探査ミッションにて適用可能な
遮蔽設計の最適化

遮蔽材の設置量・設置位置の最適化, 宇宙服の適用, 等

16/17

目次



1. 地磁気圏外における宇宙放射線環境
2. GCR 遮蔽の難しさ
3. 遮蔽設計確立に向けた PHITS による検討
 - ✓ 新規遮蔽材料
 - ✓ 既存遮蔽材料を用いた最適化
4. まとめ

まとめ



- 次世代有人探査ミッションの安全な実現に向けて, GCR に対する効果的な遮蔽設計確立のため, PHITS コードを用いた以下検討を実施
 - ✓ 新規遮蔽材料 (水素リッチ材料) の適用可能性
 - ✓ 既存遮蔽材料 (PE) を使用した最適化
- 遮蔽材料の組成改良が, GCR の遮蔽効果に与える影響は小さく, PE 設置以上に軽量かつ効果的な遮蔽は困難
- AI 球殻 (仮想船壁) 内に PE を設置すると, AI 厚に関わらず線量当量は低減するが, PE > 20 g/cm² の設置は無駄
- 今後, 宇宙船内の線量を最小化する遮蔽材の設置量, 設置位置などについて, 検討を進める

熱プラズマ放出による環状電流を用いた 磁気シールド強化手法の検討

○梶村好宏、三上杏太(明石工業高等専門学校 電気情報工学科)、福井公貴(明石工業高等専門学校 機械・電子システム工学専攻)、萩原達将、山川 宏(京都大学 生存圏研究所)

1. 目的及び背景

我々人類は、地球の固有磁場と大気により有害な宇宙線から守られて生活している。しかしながら 20 世紀中盤以降、人類は地球の大気圏外・地球磁気圏外の宇宙空間へと活動の場を広げた結果、宇宙線の脅威に直接曝されるようになった。今後飛躍的に増加する宇宙観測機器や探査機を、宇宙線や太陽風から防御するため、また、地球外の有人飛行を行う際に、高エネルギーの太陽風や宇宙線から身を守るための防御方法の開発は、喫緊の課題となっている。宇宙線の種類とエネルギーをまとめた図を図 1 に示す。図に示したように、人体被ばくに影響を及ぼすエネルギーは 100~1000 [MeV]であることが言われている。現在までに様々な研究が行われているが、100[MeV]を超える高エネルギー帯については防御手法が確立されていない。宇宙線から人体及び宇宙機を防御するための手法の一つとして磁気シールドがある。

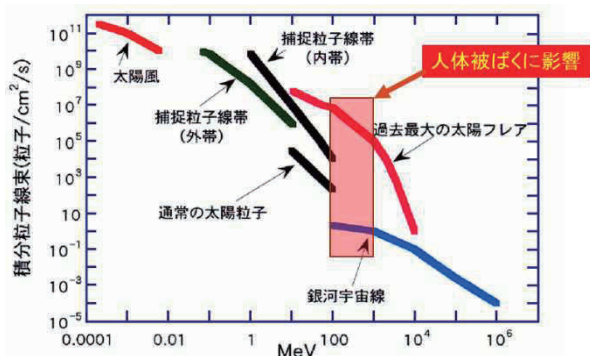


図 1 宇宙放射線の種類とエネルギースペクトル¹⁾

磁気シールドは、地球磁気圏と同様にローレンツ力を用いて宇宙線の侵入を防ぐものである。また、磁気シールドは少ないコストで宇宙線を防御可能なだけでなく、宇宙線のエネルギーの大きさに合わせて強度を変化させることができるという利点もある。本研究では、太陽風プラズマや宇宙放射線からの人体保護及び宇宙機防御のための磁気シールドを、コイルの生成磁場によって形成することに加え、宇宙機から噴射したプラズマが磁場に捕捉されて生じる環状電流によって、磁気シールド性能を向上させ、制御する手法の開発と性能の定量的評価を、数値解析を用いて明らかにする。これまでに、さまざまな遮蔽技術が研究されているが、主として実壁を用いる手

法で、2013 年にはロシアが身体を拭くために大量に ISS に常備されているウェットタオルに着目し、板状に積み重ねて作成した遮へい体によって 37%の被ばく線量の低減効果を実証している。しかしながら、ロシアの研究結果は、低エネルギー放射線を対象にしており、高エネルギー放射線、かつ時間的に変化するような太陽フレアや放射線の防御に対応するためには、エネルギー強度やタイミングに合わせてシールドの強弱を制御できることが望ましい。また、強い磁場は、逆に宇宙機に影響を与える可能性があることから、宇宙機から遠方に磁場を生成可能な環状電流を用いる必要がある。この手法にもっとも適した手法が本提案の人工の磁気シールドである。磁気シールドを強化する手法として、コイル近傍から熱的なプラズマを噴出し、磁場勾配ドリフトによって、コイル近傍にコイル電流と同じ方向に流れる環状電流（リングカレント）を生じさせ磁気モーメントを増加させる手法を提案する。この環状電流は、磁気圏の拡大に伴い、宇宙放射線からの防御を行う磁気シールドの増強が期待される。本研究は、コイルとリングカレントを利用し図 1 に示した範囲の宇宙線から人体や宇宙機を保護するために必要な磁荷の大きさ、それを達成するために必要なコイル電流及びリングカレント電流の大きさを明らかにすることを目的とする。そのために、コイルのみの場合とリングカレントが加わった場合の磁気シールド性能を定量的に評価するために粒子トラッキング手法を用いたシミュレーションを行う。

2. 数値解析手法

2.1 宇宙線の運動方程式

電磁場 \vec{E} 、 \vec{B} の中での速度 \vec{v} で運動する質量 m 、電荷 q の宇宙線の運動方程式は、式(1)で表される。

$$m\vec{v}' = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (1)$$

本研究では、電界 $\vec{E}=(0,0,0)$ として、式(1)について 4 次の Runge-Kutta 法を用いて、粒子 1 つ 1 つの運動の軌跡を追跡するシミュレーションを行った。

2.2 磁気双極子

磁場を使用した磁気シールドのシミュレーションを行うために、円形コイルが発生させる磁場を式(2)

の磁気双極子磁場で表す。 Q_m は磁気双極子の磁荷 \vec{r} は磁荷から宇宙線までの相対的な位置ベクトルを表している。

$$\vec{B} = \frac{Q_m}{4\pi} \frac{\vec{r}_1}{|\vec{r}_1|^3} - \frac{Q_m}{4\pi} \frac{\vec{r}_2}{|\vec{r}_2|^3} \quad (2)$$

2.3 リングカレントを利用した磁気圏拡大

リングカレントを利用した磁気圏拡大の原理を図2に示す。探査機周囲に、熱速度のみをもったプラズマを放出し、探査機に搭載したコイルが作る磁場にトラップさせ、磁場勾配ドリフトを生じさせることにより、プラズマ電流によるリングカレントを形成する。リングカレントは、コイル電流と同方向に流れるため、コイル電流による磁気モーメントにリングカレントによる磁気モーメントが加算され、磁気モーメントが増加し、磁気圏拡大につながる。

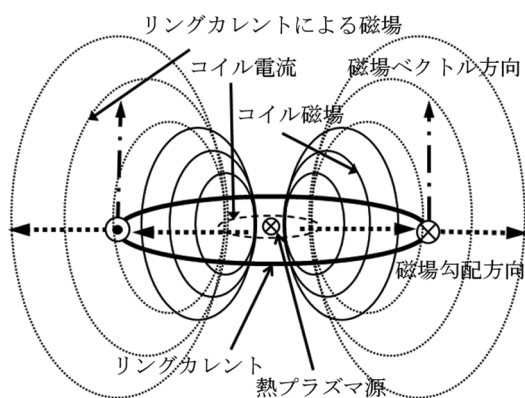


図2 リングカレントを利用した磁気圏拡大

3. 実験方法

本研究では、磁荷の大きさと宇宙線の初期速度を変化させた場合、およびリングカレントを形成した場合の磁気シールドの性能を評価する。

3.1 規格化

シミュレーションを行う上で、まず表1のように各値を規格化した。

3.2 シミュレーション条件

シミュレーションモデルを図3に示す。先行研究のシミュレーション⁴⁾を再現するにあたって、表2に示す条件でシミュレーションを行った。表2は規格化後の値である。本研究では、宇宙機の居住空間を想定し、 $r < 0.1(10[m])$ に宇宙線が入ったとき、磁気シールドを突破されたと判定した。また、先行研究のシミュレーション条件に加えて、宇宙線の初期速度を10000,20000としてシミュレーションを行った。その時のシミュレーション条件を表3に示す。また各初

速度の時に宇宙線が持つ運動エネルギーを表4に示す。

表1 規格化前後の物理量の対比

	実際の大きさ	規格化後の大きさ
距離	100[m]	1
速度	10[km/s]	1
時間	0.01[s]	1
磁束密度	1.004[μT]	1

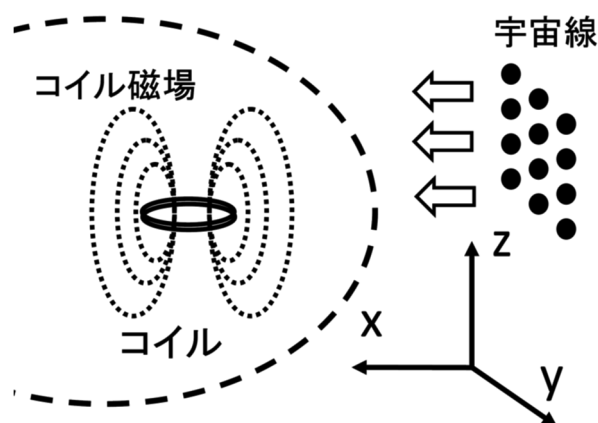


図3 シミュレーションモデル

表2 再現時のシミュレーション条件

正負の磁荷の位置	(0,0.001,0), (0,-0.001,0)
宇宙線の初期位置 \vec{x}	(-1000, -1.0 < y < 1.0 -1.0 < z < 1.0) yz平面に250000個を 0.004間隔で配置
宇宙線の初期速度 \vec{v}	(1000,0,0)
磁荷の大きさ Q_m	$1.0 \times 10^4 \sim 1.0 \times 10^6$
時間 t	0~5.0
刻み時間 dt	0.000001

表3 本研究で設定したシミュレーション条件

正負の磁荷の位置	(0,0.001,0), (0,-0.001,0)
宇宙線の初期位置 \vec{x}	(-1000, -1.0 < y < 1.0 -1.0 < z < 1.0) yz平面に250000個を 0.004間隔で配置
宇宙線の初期速度 \vec{v}	(10000,0,0), (20000,0,0)
磁荷の大きさ Q_m	$1.0 \times 10^4 \sim 1.0 \times 10^7$
時間 t	0~1.0, 0~0.5
刻み時間 dt	0.00000025, 0.0000001

表 4 宇宙線の持つ運動エネルギー

規格化後の値	$v_0 = 10000$	$v_0 = 20000$
運動エネルギー	57[MeV]	320[MeV]

3.3 磁気圏拡大時のシミュレーション条件

本研究では、探査機に搭載されたコイルの半径を2[m]とする。探査機からプラズマを放出し、磁場勾配ドリフトによってこのコイルの外側にリングカレント形成されたと仮定し、シミュレーションを行う。なお、リングカレントの半径を2.5[m]と仮定し、流れる電流の大きさを50,100,200[A]と変化させた時シールドとしての性能が向上するか解析した。

4. 実験結果

4.1 磁気シールドの性能評価

宇宙線の初期速度($v_x=1000,10000,20000$)の場合における磁荷の大きさに対する突入個数の変化を図4に示す。ただし、リングカレント電流の大きさは、磁荷の大きさに換算した。本研究では、総エネルギーの9割を防御できたとして、残りの1割に相当する1200個(図4の黒線)以下の突入個数の場合、磁気シールドとして機能すると判定した。初期速度 v_x が20000の場合、磁気シールドとして機能する磁荷の大きさは 4×10^7 程度であると計算され、それを達成するためには半径2[m]のコイルに127[A]を流し、半径10[m]のリングカレントに200[A]のリングカレント電流を流す必要があることが分かった。図4では、磁荷が0から増加するにつれて、突入個数が増加している。これは、磁場によって、宇宙線粒子がコイル中心に集められ捕捉されているためである。一方、ある磁荷の値を境に突入粒子が減少する。これが磁気シールドの顕著な効果である。

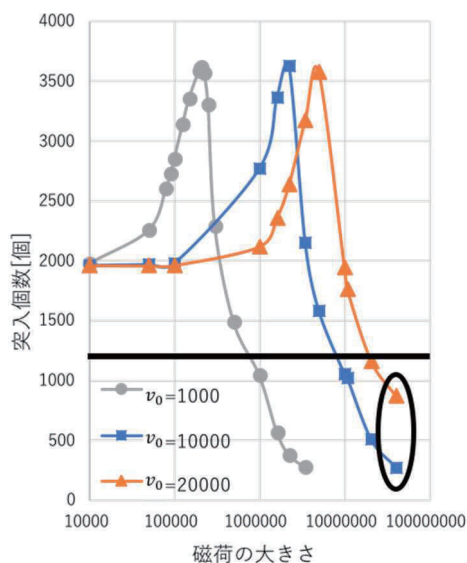


図 4 磁荷の大きさに対する突入個数

4.2 推力の見積もり

各条件の場合に、太陽風から得られる推力について評価を行った。過去の研究より磁気圏の代表長に対応する推力値が数値解析と実験によって明らかにされている^{3,5)}。コイル磁場($Q_m=1.0 \times 10^6$)のみの場合、0.000394[μN]、リングカレント($r=10$ [m], $I=200$ [A])を形成した場合(図4の黒丸部分)、0.0159[μN]の推力が得られることがわかった。

5. まとめ

本研究で明らかになったことを以下に示す。

- ・リングカレントを形成した場合、磁気シールドの性能が向上することがわかった。
- ・コイル($r=2$ [m], $I=127$ [A])に加え、リングカレント($r=10$ [m], $I=200$ [A])の場合($Q_m=4.03 \times 10^7$ に相当)、320[MeV]の高エネルギーの宇宙線に対して、磁気シールド(放射線を9割減少可能)として機能することがわかった。
- ・推力の評価の結果、リングカレントによる磁気圏拡大によって磁気モーメントが増加し、推力も増大することがわかった。

参考文献

- 1) 宇宙船搭乗員の放射線防護, 藤高和信, 放射線と産業, 63, 11 - 24, 1994.
- 2) Kajimura, Y., Usui, H., Funaki, I., Ueno, K., Numani, M., Shinohara, I., Nakamura, M., and Yamakawa, H.: 3D Hybrid Simulation of Pure Magnetic Sail including Ion-Neutral Collision Effect in Laboratory, Journal of Propulsion and Power, 26, 1, 2010, pp. 159-165.
- 3) Kajimura, Y., Funaki, Matsumoto, M., Shinohara, I., Usui, H., and Yamakawa, H., Thrust and Attitude Evaluation of a Magnetic Sail by 3D Hybrid PIC Code, Journal of Propulsion and Power, Vol. 28, No. 3, May-June, 2012, pp. 652-663.
- 4) 佐藤拓馬: 有人宇宙飛行へ向けた磁気シールドの数値解析, 高知工業高等専門学校電気工学科, 準学士論文, 2010.
- 5) Fujita K. "Particle Simulation of Moderately - Sized Magnetic Sails.", Journal of Space Technology and Science, Vol. 20, No.2, 2005.



2017. 11. 8
第14回宇宙環境シンポジウム
@神戸大学 先端融合研究環統合研究拠点コンベンションホール

ダイヤモンド半導体の被ばく線量計への応用に関する研究

○上野遥^a、松本晴久^a、金子純一^b、
平野慎太郎^b、小林進悟^c

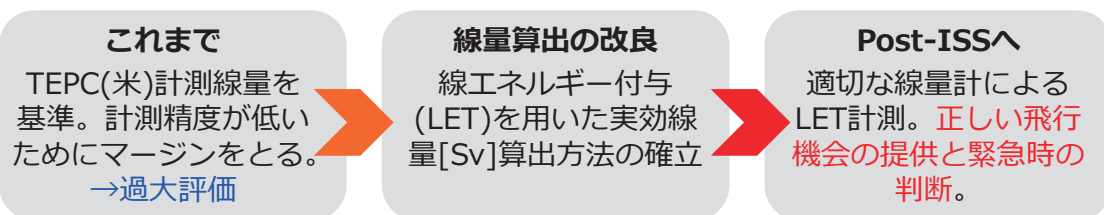
^a JAXA, ^b 北海道大学, ^c 量子科学技術研究開発機構



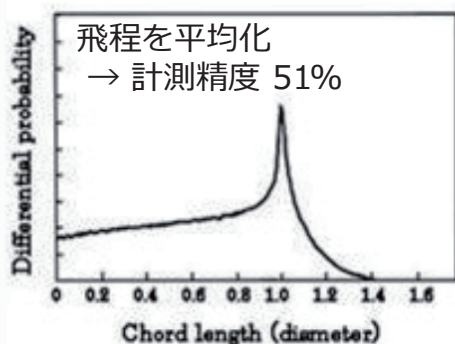
研究の背景 (1/2)



- ・ ポスト国際宇宙ステーション(ISS)での被ばく管理の検討



TEPCの応答関数



ISS 宇宙飛行士の生涯実行線量制限値

初飛行年齢	男性 [mSv]	女性 [mSv]
27 - 30	600	500
31 - 35	700	600
36 - 40	800	650
41 - 45	900	750
46 以上	1000	800

癌死亡率が3%を超えない線量に設定



研究の背景 (2/2)



理想的な宇宙被ばく線量計に必要な条件

① LET 計測	④ 高線量場での計測
② 生体組織等価性	⑤ 長期安定性（センサ劣化、耐放射線性）
③ 混合線種場での計測	⑥ 計測精度 < 30% (ICRP勧告より)

既存の技術

項目	TEPC (米)	PS-TEPC (日)	RRMD (日)
センサ	生体等価ガス	生体等価ガス	シリコン半導体 (固体)
生体等価性	○	○	×
LET計測	×	○	○
全方向性	○	○	×
長期安定性	×	×	○
精度	> 35%	< 30%	~ 10%

2017.11.8 第14回宇宙環境シンポジウム@神戸大学 先端融合研究環境統合研究拠点コンベンションホール

3

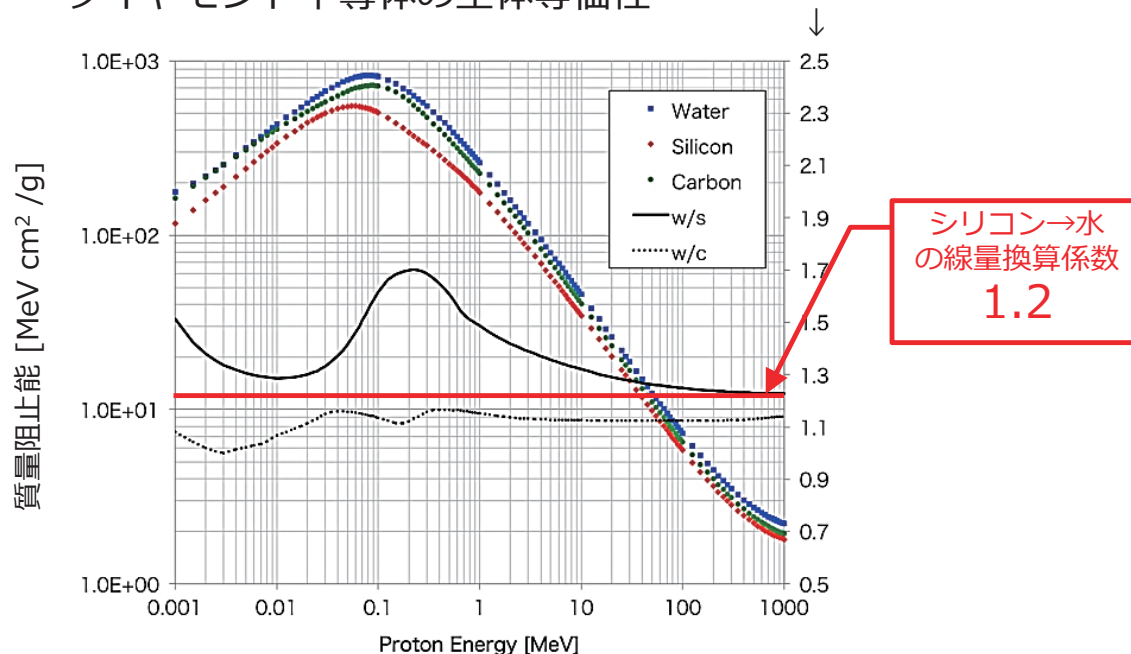


本研究の目的



ダイヤモンド半導体の生体等価性

水に対する比率



2017.11.8 第14回宇宙環境シンポジウム@神戸大学 先端融合研究環境統合研究拠点コンベンションホール

4



開発・研究項目



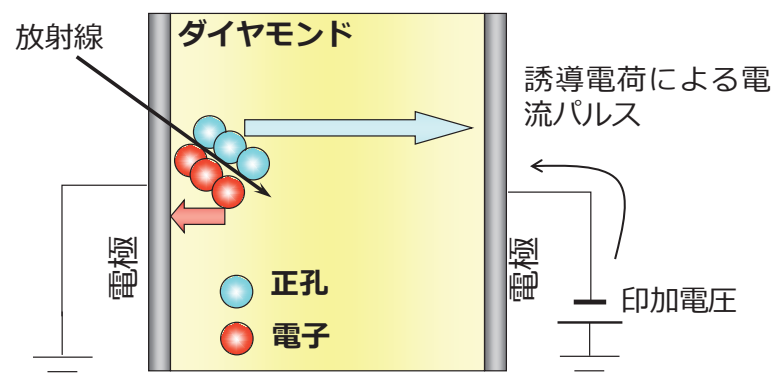
- 高電荷収集率ダイヤモンド結晶合成技術の確立
 - プラズマCVD法
 - 北海道大学との共同研究（歩留まりが良い）
- エネルギー分解能の評価（proton, Fe）
 - シリコン検出器との比較
- ポーラリゼーションの有無
 - パルスのカウントが減少し、パルスのピークが低下する現象
 - プロトンの長時間照射により検証する
- 積層型ダイヤモンドセンサの開発可能性の検証
 - ダイナミックレンジ（プロトンから鉄イオンまで）の確保のため
- 結晶の一様性の確認
 - 位置検出器への応用のため

2017.11.8 第14回宇宙環境シンポジウム@神戸大学 先端融合研究環統合研究拠点コンベンションホール

5



ダイヤモンド放射線検出器動作原理



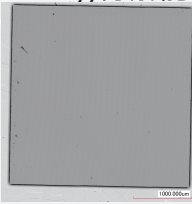
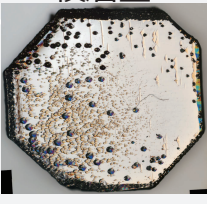
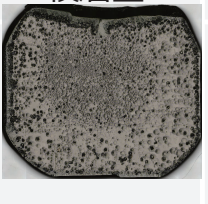
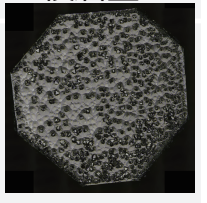
- 全空乏層型であり、基本的に電離箱と同様の放射線検出原理をとる。
- 構造欠陥や不純物、粒界等による電荷キャリア捕獲が性能に大きく影響する。

2017.11.8 第14回宇宙環境シンポジウム@神戸大学 先端融合研究環統合研究拠点コンベンションホール

6



試験したダイヤモンド結晶一覧

評価対象	E6_01	Hu_01	Hu_02	Hu_03
合成元	Element Six	北大	北大	北大
項目	Energy分解能	積層型	積層型	積層型
レーザ顕微鏡観察				
面積	~10 mm ²	~ 25 mm ²	~ 25 mm ²	~ 25 mm ²
膜厚	322 um	87 um	70 um	94 um
電荷収集率※ (e ⁻)	99.1 %	~98.6 %	~101.2 %	~97.2 %
電荷収集率 (h)	99.3 %	~99.5 %	~99.7 %	~98.7 %

※電荷収集率：シリコンとダイヤモンドの平均電子・正孔対生成エネルギーをそれぞれ 3.62 eV, 13.6 eVとして算出。

2017.11.8 第14回宇宙環境シンポジウム@神戸大学 先端融合研究環境統合研究拠点コンベンションホール

7

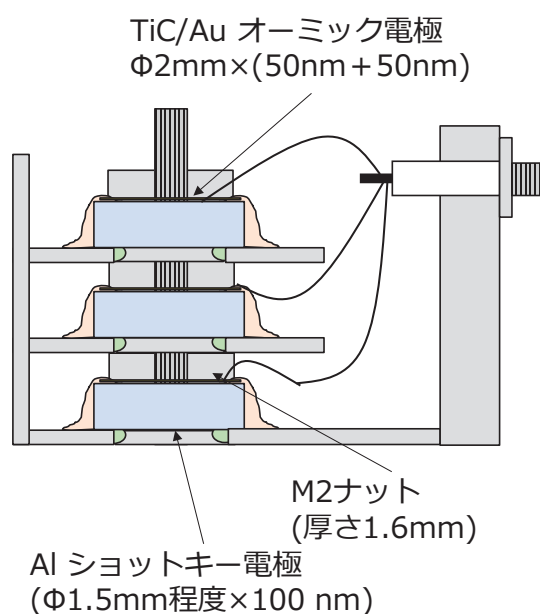
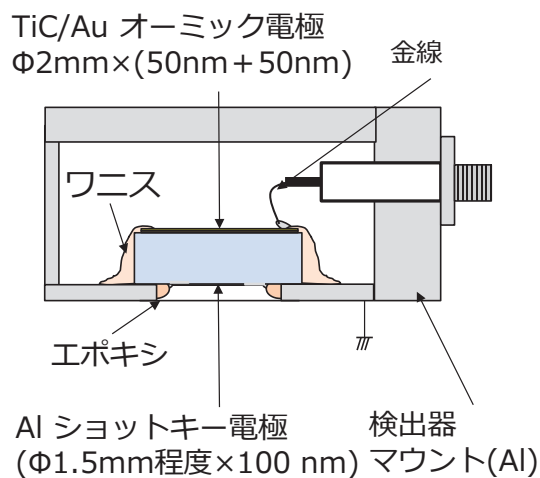


センサ構造



単層型（エネルギー分解能）

積層型



2017.11.8 第14回宇宙環境シンポジウム@神戸大学 先端融合研究環境統合研究拠点コンベンションホール

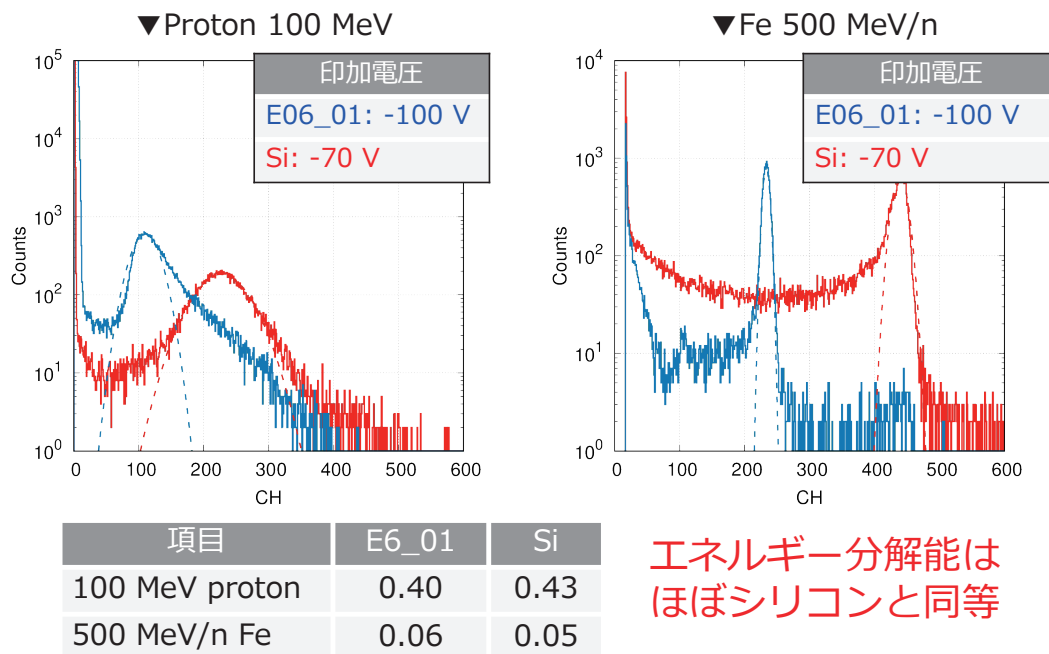
8



照射試験（エネルギー分解能）



- ダイヤモンド(320 μm)と Si (80 μm) のヒストグラム比較



2017.11.8 第14回宇宙環境シンポジウム@神戸大学 先端融合研究環境統合研究拠点コンベンションホール

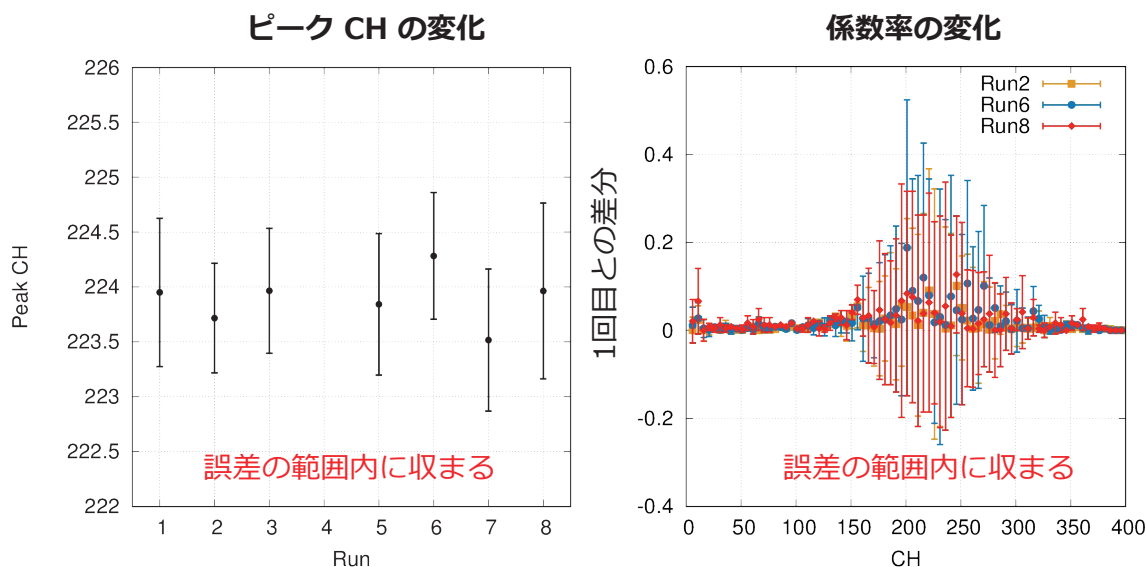
9



照射試験（長時間照射）



- ポーラリゼーションが起きるかの確認
 - パルスのカウントが減少し、パルスのピークが低下する現象
 - 15分間照射し、データ取得（約5分間）を8回繰り返し（計2h）



2017.11.8 第14回宇宙環境シンポジウム@神戸大学 先端融合研究環境統合研究拠点コンベンションホール

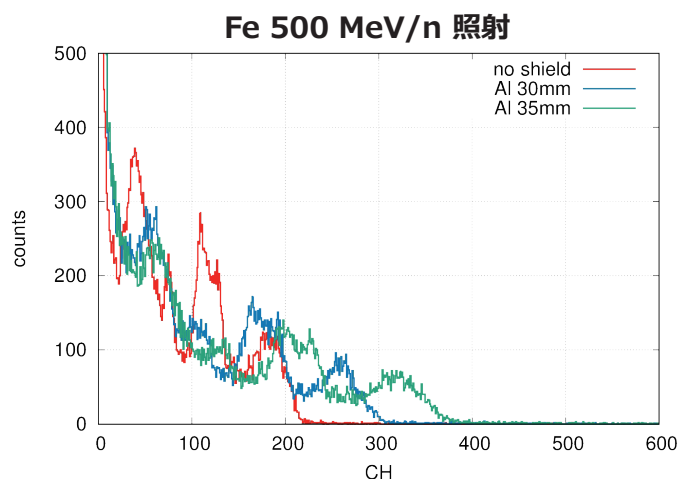
10



照射試験（積層型の可能性）



- 3枚積層し、一つの信号ラインから読み出す



→ 複数の山が観測された

原因

- ・ ビームが並行光でない
- ・ ビームをコリメートできていない
- ・ センサ間の幅が大きい

↓
1段目まで入射できたイベント
2段目 "

...

と、出力電圧が複数のパターンに分かれてしまった。

試験のセットアップならびに
センサの構造の改良の余地有り



結論と今後の課題

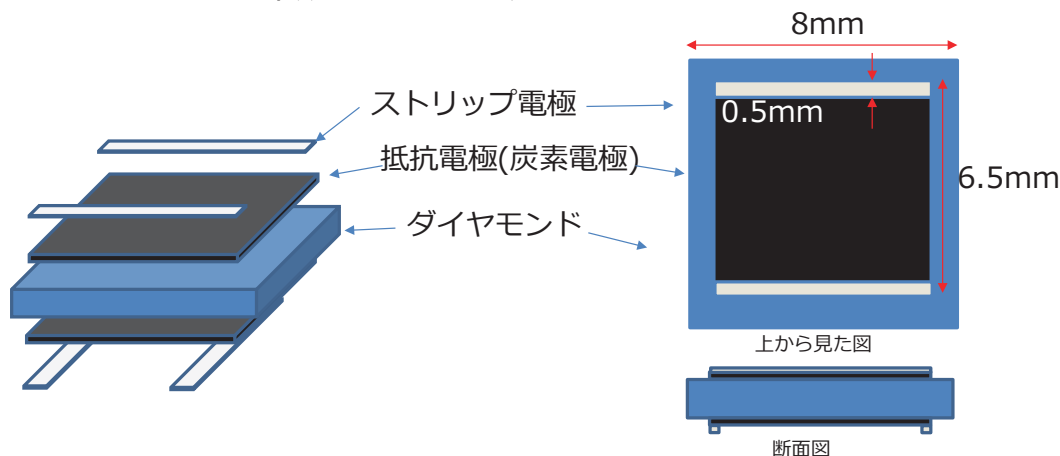


- 本年度の研究項目
 - ① エネルギー分解能の評価 (proton, Fe)
 - ✓ プロトンと鉄のエネルギー損失を計測し、その分解能はシリコンとほぼ同等であることが確認された
 - ② ポーラリゼーションの有無
 - ✓ 長時間計測により、出力電圧のピーク値および計測率について有意な変化は観測されなかった
 - ③ 積層型ダイヤモンドセンサの開発可能性の検証
 - ✓ 3層から1chでの読み出しができることは確認されたが、構造や試験のセットアップの問題により、完全な動作確認ができなかった。改良が必要。
- 今後のスケジュール
 - － 位置検出型センサの試作と動作テスト



抵抗分割型位置検出器製作案 JAXA

ダイヤモンド試料両面に炭素電極をベタ蒸着
 → ストリップ電極を交差するように両面に製作する
 アイデアは文献[1][2]から引用



[1] M. Ciobanu, M. Pomorski, E. Berdermann, C. Bunescu, H. Comişel, V. Constantinescu, M. Kiš, O. Marghitu, M. Träger, K.O. Voss, P. Wieczorek, Simulations and Test Results of Large Area Continuous Position Sensitive Diamond Detectors, Diam. Relat. Mater. 65 (2016) 115–124.

[2] A. Banu, Y. Li, M. McCleskey, M. Bullough, S. Walsh, C.A. Gagliardi, L. Trache, R.E. Tribble, C. Wilburn, Performance evaluation of position-sensitive silicon detectors with four-corner readout, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 593 (2008) 399–406.



謝辞



- 本研究で実施した照射試験は、放医研重粒子線がん治療装置の共同利用の一環として行なわれた。
- 共同利用時にご協力いただいた関係者に深く感謝したい。

帯電体衝突放電現象の 光電界センサによるタイムドメイン測定

Time Domain Measurement of Collision ESD Using Optical E-Field Sensor

大津孝佳¹, 荻島規宏¹, 田代治己¹, 大沢隆二²

Takayoshi OHTSU¹, Norihiro OGISHIMA¹, Haruki TASHIRO¹, and Ryuji OSAWA²

沼津工業高等専門学校¹,

(株)精工技研²

National Institute of Technology, Numazu College¹,

SEIKOH GIKEN Co., Ltd.²

【要旨】

静電気放電は、kV レベルの高電圧かつ GHz までの高周波な帯域を持つ高エネルギーな現象である。特に、帯電体の衝突時の静電気放電では高周波の放射電界が生じる。この放電時に発生する放射電界は電子デバイスの破壊や誤動作の原因となるため、放電現象の詳細な観察が重要である。しかし、従来のモノポールアンテナでは、周波数による感度の依存性から詳細な波形の測定できなかった。そこで、本研究では光ファイバによるノイズ耐性、GHz 帯域までの周波数特性、5V 以下の高感度特性を有する導波路型光電界センサを用いた測定を行った。特に、移動帯電体の衝突放電現象の観察を行った。その結果、放射電界の減衰波形が観察でき、その減衰時間がピークによらず一定であることなどが明らかとなった。

1. はじめに

電子デバイスの静電気耐力は、高周波化・高性能化とともに低下をしている。この対策として、保護技術の開発が急務とされる。静電気放電は、kV レベルの高電圧かつ GHz までの高周波な帯域を持つ高エネルギーな現象である。特に、帯電体の衝突時の静電気放電では高周波の放射電界が生じる。この放電時に発生する放射電界は電子デバイスの破壊や誤動作の原因となるため、放電現象の詳細な観察が重要である^[1-7]。

しかし、通常のアナテナによる測定方法では、測定波形の伝送路が金属の同軸ケーブルであるため、信号の減衰や、周波数による感度の依存性が現れ、放電現象の時間波形としての観察は困難である。測定波形の伝送路に

金属ケーブルを用いない測定方式として光電界センサがある。光電界センサは、光ファイバを用いてセンサヘッドにレーザ光を入射して、その波長の変化によって電界を計測する方式である。このため、伝送路での測定波形の減衰や周波数特性の影響は抑えられるが、従来の光電界センサでは感度が低いことが課題となっている。そこで、本研究では、光導波路型の光電界センサを用いて放電現象の観察を行った。この方式は、従来の光電界センサに比べて高感度である^[8-9]。本研究ではこれらの特徴を活かして、特に帯電体衝突放電現象の観察を行った。放電現象を時間波形として測定することで、詳細な電界変化との関係を明らかにした。

2. 光導波路型光電界センサ

光電界センサによる電界計測では、光ファイバを使用しており、センサヘッドの入出力信号をレーザ光として伝送する点が特徴である。本研究では、光電界センサの光導波路型を用いた。この方式は、光電界センサの特徴である光ファイバによるノイズ耐性と広い周波数帯域を持ち、更に高感度な測定が可能である。このため、微弱な電位変化をとらえることが出来る。Fig.1 に光導波路型光電界センサの概略図を示す。

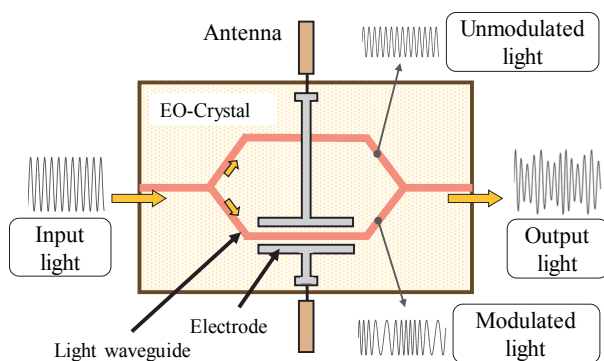


Fig.1 光電界センサ

EO 結晶（電気光学結晶）に電圧が印加されると屈折率が変化するという電気光学現象（ポッケルス効果）を利用する。また、光導波路形光電界センサでは、EO 結晶表面上に光が通過する光導波路が形成されており、一度分岐した後合流するマッハ・ツェンダー干渉計を形成している。光電界センサの動作原理は以下の通りである。

- ① コントローラから光ファイバを通してレーザ光をセンサに入射させる。
- ② 入力光はセンサチップ上の光導波路により二分され、一方のみアンテナと接続した電極間を通過する。
- ③ 電極間に生じた電圧に対応して、レーザ光はポッケルス効果による位相変調を起こす。
- ④ 分岐して位相変調されたレーザ光と無変調光を再び合成することで、振幅変調光として出力される。
- ⑤ センサ出力光をコントローラへ戻し、電気信号に変換して測定波形を出力する。

3. 実験方法

本実験には、Fig.2 に示す光電界センサとモノポールアンテナを用いて下記の実験を行った。

- (1) 光電界センサとモノポールアンテナの周波数特性の比較
- (2) 帯電体衝突放電現象の観察

光電界センサは光導波路型を使用し、アンテナとして平板アンテナ（49×74 mm）を用いた。センサは 10 m の光ファイバにより接続されている。また、モノポールアンテナは 5 mm とし、長さ 1.0 m の同軸ケーブルを用いている。これらを用いて周波数感度特性の比較と衝突 ESD の観察を行った。



(a) 光電界センサ

(b) モノポールアンテナ

Fig.2 光電界センサとモノポールアンテナ

衝突放電現象（以下、衝突 ESD）の観察は光電界センサとモノポールアンテナを Fig.3 に示すように固定し、同時計測した。Fig.4 に衝突 ESD の観察に使用した放電発生モデルを示す。このモデルでは、アクリルパイプ（内径φ8 mm）の中に 2 本の真鍮棒（長さ 15 cm）を入れている。一方の真鍮棒はパイプ内を自由に移動でき、アクリルパイプと摩擦帯電する。もう一方はパイプの端に固定されており、これと帯電した真鍮棒が接近することにより放電を発生させる。

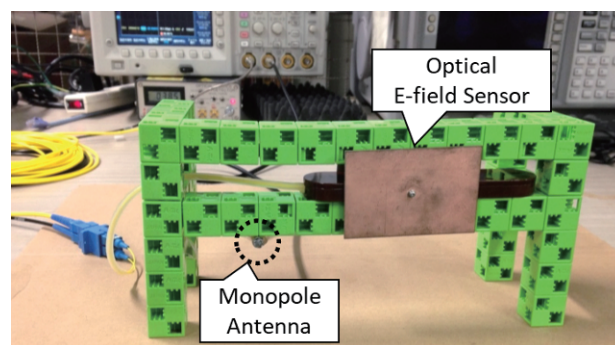


Fig.3 実験システム

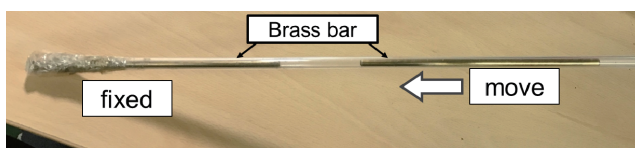


Fig.4 衝突 ESD の発生モデル

4. 実験結果及び考察

4.1 アンテナ感度の周波数特性

Fig.5 に光電界センサとモノポールアンテナのアンテナ感度を示す。モノポールアンテナは同一形状の 4 本での実験を行った。これより、モノポールアンテナでは低周波帯域ほど減衰し、高周波帯域が強く現れるのに対し、光電界センサでは 0.1 [MHz]~1 [GHz] の範囲の周波数に対して概ね一定な周波数特性を持つことが確認できた。また、その感度はモノポールアンテナの高周波帯域に比べても、高感度であり、広帯域で高感度な電界計測が可能なが分かった。

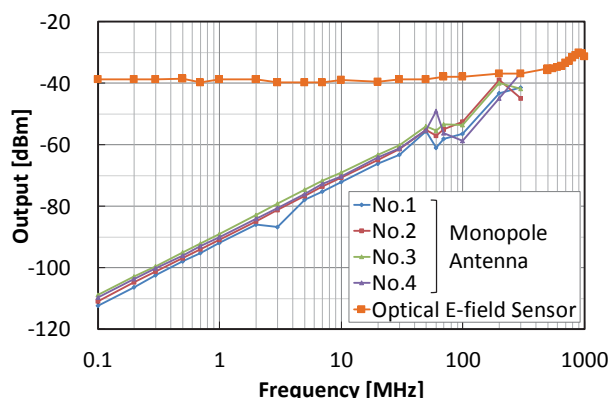


Fig.5 アンテナ感度の周波数依存性

4.2 衝突 ESD の観察

Fig.6 に移動帯電体の衝突 ESD について光電界センサとモノポールアンテナでの測定結果を示す。光電界センサによる測定では波形が減衰する様子が確認できるが、モノポールアンテナによる測定では確認できない。この差は、Fig.5 に示したアンテナ感度の違いによるものである。モノポールアンテナでは低周波帯域でアンテナ感度が低く、オシロスコープには本来の波形と異なる形で現れる。Fig.7 は Fig.6 の -0.2 μ s~0.8 μ s の間を拡大したものである。光電界センサの波形より、メイン電界変動の前にコロナ放電に起因する小さな変動がみられることがわかる。

ここで、光電界センサの急峻な電界の立ち上がり時間とモノポールアンテナでノイズ発生時間の差の 0.05 μ s は光ファイバの長さによる時間遅れに起因するものである。モノポールアンテナの波形は主放電に於ける電界の急峻な立ち上がりに対応していることが分かる。

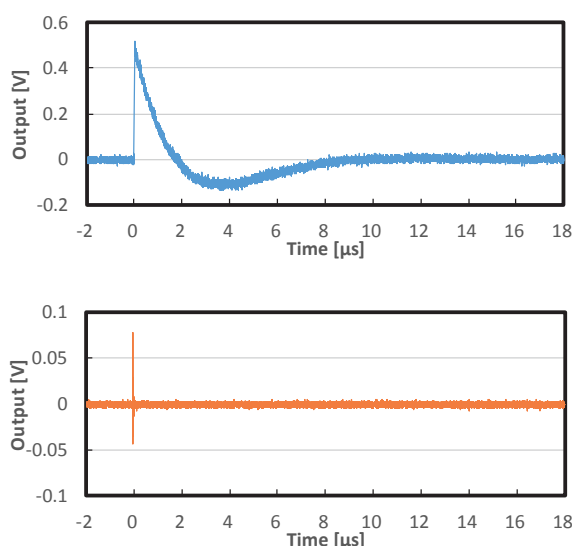
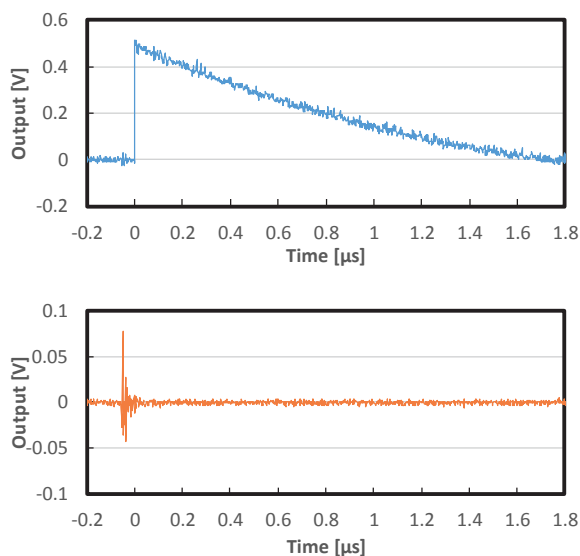
Fig.6 衝突 ESD の観察結果
上が光電界センサ、下がモノポールアンテナFig.7 衝突 ESD の観察結果(-0.2~0.8 μ s)
上が光電界センサ、下がモノポールアンテナ

Fig.8 に衝突 ESD の代表的な放電波形を示す。波形サンプル No.1 は振幅の大きいもの、波形サンプル No.2 は平均的なもの、波形サンプル No.3 は振幅の小さいものである。また、

Fig.9 に測定数 24 回の放電波形の上ピークから下ピークまでの時間間隔(t_{p-p})を示す。これより、ピーク電圧によらず減衰に要する時間は、ほぼ一定($3.8\mu\text{s}$)であることが分かった。

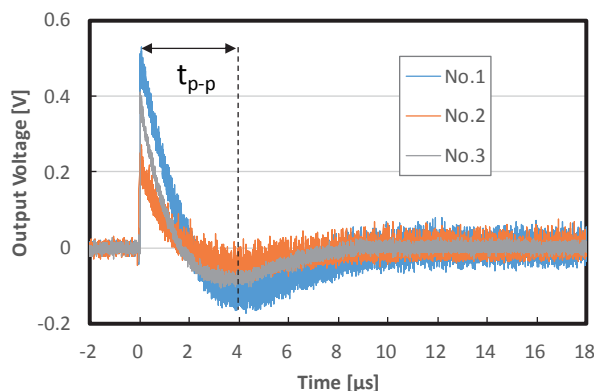


Fig.8 衝突 ESD 波形の観察

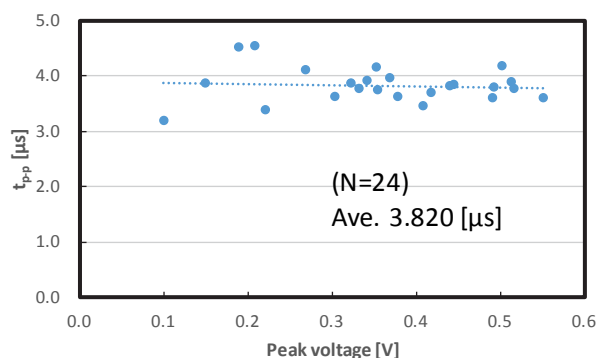


Fig.9 衝突 ESD 波形の減衰時間

参考文献

- 1) H.Tian and J.K.Lee: IEEE Trans. Magn., Vol.31, No.5, 2624, 1995.
- 2) Takayoshi Ohtsu, Hitoshi Yoshida and Noriaki Hatanaka: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-23, 173, 2001.
- 3) Takehiko Hamaguchi, Takayuki Ichihara and Takayoshi Ohtsu: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-24, 119, 2002.
- 4) A. Wallash and M. Honda: EOS/ESD Proceedings, EOS-19, pp.382-385.1997.
- 5) M. Honda and Y. Nakamura: EOS/ESD Proceedings, EOS-9, pp.96-103. 1987.
- 6) Takayoshi Ohtsu, "Study on ESD/EMI Phenomena for Magnetic Reproducing Head", IEEEJ Trans.FM, Vol.130, No5, 473-478 (2010)
- 7) Takayoshi Ohtsu, "Study on ESD Phenomena of Magnetic Head by 1ns Pulse ESD", APEMC, Beijing, China (2010)
- 8) 大沢隆二:「光電界センサによる電波測定の技術と実測例」, pp. 33-47, RF ワールド No.12, CQ 出版社, 2010.
- 9) 大沢隆二:「光電界センサを用いた新しい計測技術－ESD 電界/電圧の精密測定－」, 静電気学会誌, Vol.39, No.4, pp. 142-147, 2015.

5. まとめ

光電界センサとモノポールアンテナを用いて、アンテナ感度の比較および帯電体衝突放電現象の観察を行い以下のことが明らかとなった。

- (1) 周波数特性が平坦であるため、広い帯域の周波数成分を持つ波形が測定できる。
- (2) 衝突 ESD ではメイン電界変動の前にコロナ放電に起因する小さな変動がみられる。
- (3) 衝突 ESD の減衰波形の減衰時間はピークによらず一定であることが分かった。
- (4) 静電気放電は高帯域であるため、光電界センサを用いることは有効である。

極低温下で帯電したポリイミドフィルムの表面電位と体積抵抗率評価

澁谷優樹, 渡邊力夫, 宮坂明宏 (東京都市大学)

Surface Potential History and Volume Resistivity of Polyimide Film at Cryogenic Temperature

Yuki Shibuya, Rikio Watanabe, Akihiro Miyasaka (Tokyo City University)

1 はじめに

宇宙機はプラズマや放射線環境に曝されながら飛行するが, このような宇宙環境下において宇宙機は帯電することがある. 宇宙機帯電は静電放電に至ることがあり, 絶縁材料の破壊を引き起こしたり, 放電時に発生するECMが電子機器に不具合を起こすことがある. 宇宙機帯電は宇宙機の寿命を大きく左右する要因となるため, 設計段階から帯電放電を考慮することは必須となった.

そこで, 日本では衛星帯電解析ソフトウェア MUSCAT (Multi Utility Spacecraft Charging Analysis Tool) [1]が開発された. MUSCAT を用いることで, 宇宙機帯電に起因するリスク評価が可能となった. MUSCAT を用いて帯電解析を行うためには, 材料のパラメータが必要となる. 材料パラメータには, 体積抵抗率, 二次電子放出係数, 光電子放出係数, 誘電率などがある. 本研究室では, 体積抵抗率に着目して研究を行っている. 体積抵抗率は電荷の移動度に影響を及ぼし, 帯電の緩和時間を左右するパラメータである.

体積抵抗率は温度の影響を受ける. 誘電体の体積抵抗率は温度が低くなるにつれて上昇し, 高温になると減少する. 常温下や高温下では, 式(1)に示すアレニウス型のモデル式に従って変化する[2]. 式(1)中の ρ は体積抵抗率, T は温度, U は活性化エネルギー, k はボルツマン定数である. Fig. 1 は温度と体積抵抗率の関係で, 式(1)の関係を示した一例である[3].

$$\rho(T) \propto \exp\left(\frac{U}{kT}\right) \quad (1)$$

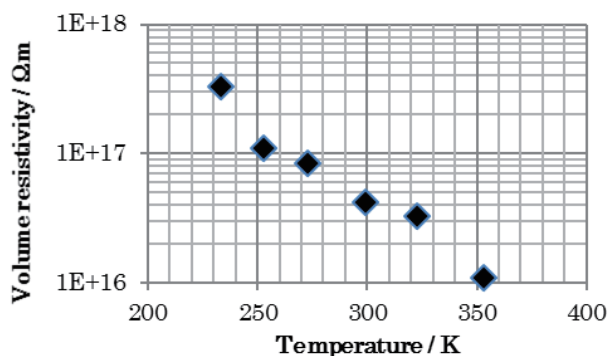


Fig. 1 Volume resistivity as function of temperature (Kapton® 200H) [3]

2 極低温下における誘電体の体積抵抗率

体積抵抗率が式(1)に示すアレニウス型に従うとすると, 絶対温度 0 K で発散するが, 実際はそうにはならないので, 別のモデル式を適用する必要がある. 極低温下においては, 格子振動に起因するフォノン効果が小さくなって, 電子がエネルギーを受け取り移動することが困難となる. このため移動度が極めて小さくなり, 材料の導電率も極めて小さくなる (体積抵抗率は上昇). 極低温下におけるモデルとしては, 広範囲ホッピング型 (Variable Range Hopping: VRH) モデルがある. このモデルについての詳細は後述する.

赤外線天文衛星は, 微弱な赤外線を観測するために望遠鏡部を数 K オーダーまで冷却する. 太陽から放たれる強力な赤外線を遮断するためにサンシールドを備えている. NASA が開発中の JWST[4]の場合, 5 層の Kapton® が用いられ, 最も低温側のサンシールド温度は 40 K になるとされている[5]. 他にも, JAXA と ESA が共同開発中の SPICA[6]も, サンシールドを備え, 低温側の温度は 50 K 程度になるとされている. ところが, 100 K を下回るような低温域における宇宙機用誘電体材料の電気的特性については研究例が少ない. 低温域では誘電体の体積抵抗率が上がるとされているため, 一度帯電すると緩和するまでに長い時間を要する可能性がある. よって, 低温域における帯電した誘電体の体積抵抗率と, 帯電後の表面電位履歴を取得することは重要である.

3 研究目的

低温下におけるポリイミドフィルムの帯電特性を明らかにする. 実験に用いる試料は Kapton® 200H で, 電荷蓄積法により表面電位履歴と体積抵抗率を求める. また, GM 冷凍機とヒータ, 温度コントローラにより, 極低温から高温域までの試料温度制御を可能にする. 低温下における体積抵抗率が得られた後は, VRH モデルを適用し比較を行う.

4 計測システム

体積抵抗率を求めるために, 電荷蓄積法 [7]を用いた. 真空チャンバー内に設置した試料に電子線を照射して試料を帯電させ, 電子線照射終了後の表面電位履歴から体積抵抗率を計算する手法である. 実験装置図を Fig. 2 に示す.

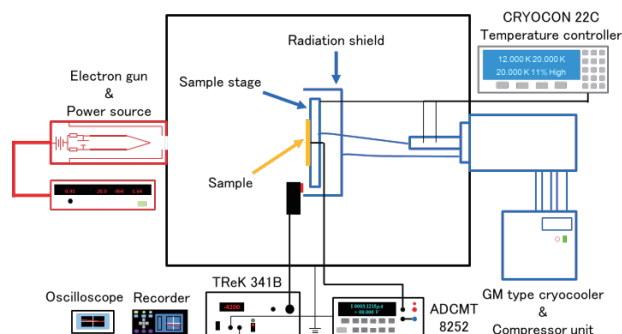


Fig. 2 Experimental setup

真空チャンバは、 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ Pa 以下まで圧力を下げることができる。赤い機器は電子銃と電源である。黒い機器は表面電位計、電流計、オシロスコープ、レコーダーである。青い機器は冷凍機関係で、今回新たに導入した機器である。GM 冷凍機、圧縮機ユニット、温度コントローラ、シリコンダイオード温度センサ、50 W ヒータで構成されている。また、極低温用のサンプルステージとシールドを新たに製作し実装した。機器の詳細を Table 1 に示す。

Table 1 Specifications of experimental apparatus

Appratus	Manufacture	Model number
Electron gun (Power source)	Choshu Industry	VE-056S, 50 keV (VP-058S)
Surface electrometer	Trek Japan	Model 341-B
Digital electrometer	ADC	8252
Data logger	Hioki	8430
Oscilloscope	Tektronix	DPO7104
GM type cryocooler (compressor unit)	Sumitomo Heavy Industries	V204SCP (U104EWA)
Temperature controller	Cryogenic Control Systems	Model 22C
Silicon diode Thermometer	Scientific Instruments Inc.	Si410A (Sample stage)

5 サンプルステージとクライオスタット

低温専用のサンプルステージを製作した。サンプルステージの 3D モデルを Fig. 3 に示す。

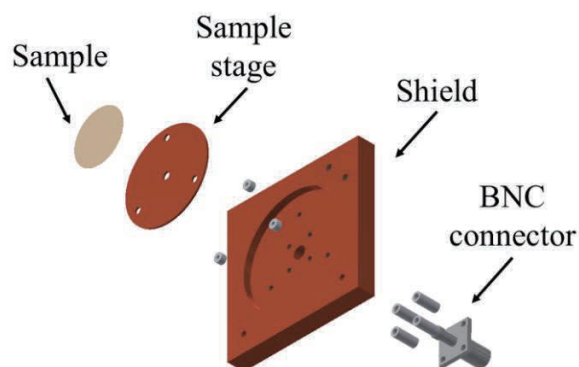


Fig. 3 Sample stage (3D model)

サンプルは、厚さ 1 mm の無酸素銅板 (JIS:C1020) 製サンプルステージに取り付けられる。サンプルステージは、断熱材を介して無酸素銅 (JIS:C1020) 製低温シールドに装着される。漏れ電流を計測する BNC 端子も備えている。

サンプルステージと冷凍機を接続するサーマルアンカーには、アース用銅線の被覆を剥がしたものを使用し熱伝導により冷却を行う。真空チャンバ内の様子を Fig. 4 に示す。

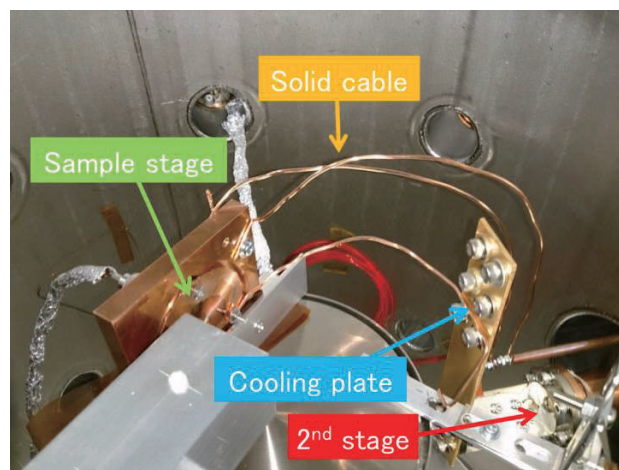


Fig. 4 Sample stage

真空中において冷凍機を起動し、サンプルステージの冷却試験を行った。その結果を Fig. 5 に示す。冷却試験の結果、冷凍機起動後 70 min で最低温度に到達することを確認した。到達温度は季節(冷却水温)によって多少変動する。真夏日の水温 32 度、冷却水流量 120 % の環境下でも 22 K 台に到達する。冷却水の水温が規定値(28 度以下)であれば 20 K 台に到達する。

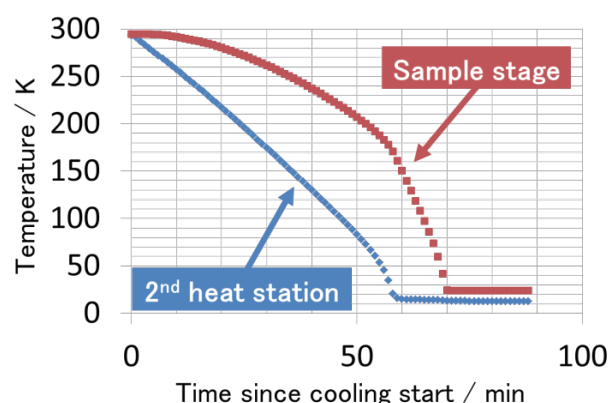


Fig. 5 Time history of sample stage temperature (cooling)

6 低温下における表面電位履歴計測実験

Table 2 に、実験条件を示す。

Table 2 Experimental conditions

Sample (Thickness)	Kapton® 200H (50 μm)
Electron beam energy, keV	20
Current density, nA/cm ²	1.14
Irradiation time, s	60
Vacuum level, Pa	10 ⁻⁵ ~ 10 ⁻⁶
Temperature, K	20 / 40 / 60 / 100 / 150

Fig. 6 に、表面電位履歴計測結果を示す。

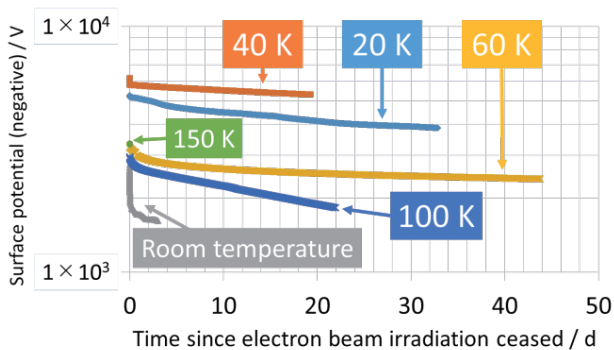


Fig. 6 Time history of surface potential (semi-log plot)

Fig. 6 の横軸は電子線照射終了後からの経過日数で、縦軸は表面電位の絶対値を対数で表示したものである。電子線を照射しているので、実際の電位は負である。Fig. 6 中の Room temperature は、先行研究で温度以外の条件が最も近い実験結果を比較対象として記載した[8]。

20 K, 40 K, 60 K, 100 K における表面電位履歴は、kV オーダーの電位を数日にわたって維持しており、Room temperature と比較して減衰が小さいことがわかる。特に、60 K の実験においては40 日以上経過しても-2 kV 以上まで減衰することはなかった。150 K については、計測時間が 353 s と短かったため、Fig. 6 の横軸のスケールでは変化が見にくくなっている。また、この研究においては計測開始初期の電位の変化が重要となるが、Fig. 6 では初期の変化が見にくい。そのため、Fig. 7 に時間軸を対数にしたグラフを示す。

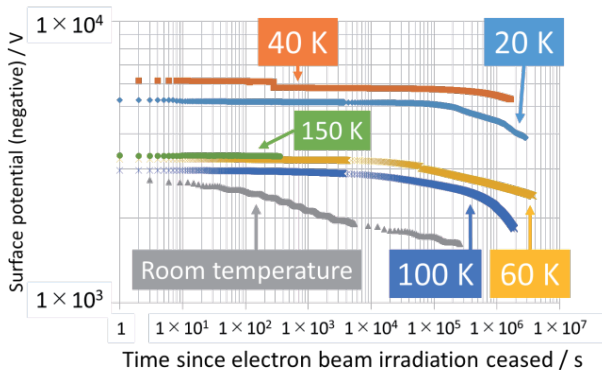


Fig. 7 Time history of surface potential (log-log plot)

Fig. 7 を見ると、低温下における計測開始初期の電位の減衰が小さいことがわかる。電子線照射終了後から 1 h までの間に減衰した電位は、Room temperature では 793 V であったが 20 K では 102 V, 40 K では 368 V, 60 K では 31 V, 100 K では 76 V, 150 K では 353 s の間に 20 V の減衰があった。しかし、初期電位は Room temperature が最も大きかった。低温下の初期電位については、温度が下がるほど初期電位が低くなるような傾向が見られた。この実験結果から、低温下では初期電位が負に大きく下がり、電位の減衰は小さくなることがわかった。

誘電体における電荷移動度は、温度が下がるほど小さくなる。試料内に入射した電子が移動し試料外に逃げていく時の移動が遅くなるため、電位の減衰が小さくなったと考えられる。初期電位が Room temperature と比較して低くなったのは、RIC (Radiation Induced Conductivity: 放射線誘起導電率) が関係している可能性がある。Gillespie らの研究によると、100 K における RIC の効果が 300 K におけるものより小さいという結果が得られている(ただし、Kapton® E) [9]。もし低温下の方が RIC の効果が小さいならば、導電率の一時的な上昇も小さいということになるため、試料に蓄積した電荷は移動しにくく、一方的に入射電子が蓄積することになる。つまり、低温下の方が初期電位が低く照射終了後の減衰も遅い、ということになる。ただし、先行研究では 100 K を下回る温度における RIC の効果については示されてはおらず、この推測で 100 K 以下の実験結果について説明することは難しい。100 K 以下の RIC の効果についての研究例を引き続き調査していく。

7 体積抵抗率の計算

表面電位履歴に、以下の減衰モデル[7]を適用し、体積抵抗率の計算を行った。

$$V(t) = V_0 e^{-\frac{t}{\tau_d}} \quad (2)$$

$$\rho = \frac{\tau_d}{\varepsilon} \quad (3)$$

式(2)及び式(3)の V_0 は初期電位、 τ_d は減衰時定数、 ε はサンプルの誘電率、 t は経過時間である。式(2)を表面電位履歴に適用すると、減衰時定数がわかる。その減衰時定数を式(3)に代入すると、体積抵抗率が計算できる。体積抵抗率計算結果を Fig. 8 に示す。

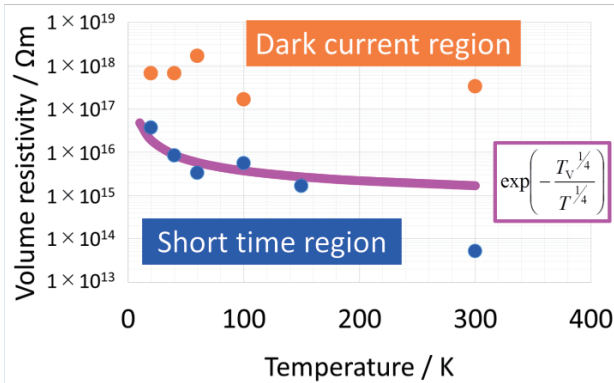


Fig. 8 Volume resistivity as function of temperature
(Kapton® 200H)

※Room temperature のデータは、論文中に温度の記載がなく不明であるため、ここでは 300 K とした。

短時間領域においては、Room temperature と比較して体積抵抗率が桁違いに上昇した。表面電位履歴の初期の傾きが小さいため、減衰時定数が大きくなり体積抵抗率も大きくなった。オーダーとしては、 $10^{15} \sim 10^{16} \Omega\text{m}$ であった。短時間領域に記載している曲線は、先行研究で示されていた理論式を基に作成したものである。パラメータ T_v は 11604 K とした[10]。短時間領域における体積抵抗率は、室温における結果以外において、この曲線と似た傾向にある。

長時間領域については、それぞれの温度の短時間領域の体積抵抗率よりも 1 桁～2 桁高い値であった。しかし、低温下における長時間領域の体積抵抗率は、理論式と一致するような傾向は見られなかった。この原因として、表面電位履歴の計測時間の不足が考えられる。まだ暗電流領域に達していない段階で計測を終了したため、実際に暗電流領域に達した後には体積抵抗率を計算したとすれば、Fig. 8 よりも更に大きい値になると考えられる。実験を中断した理由として、実験棟の停電や断水などといった施設管理やメンテナンスが原因である。

8 広範囲ホッピングモデル

電子が遠い準位へホッピングすることは、波動関数の重なりが小さいため困難である。低温でなければフォノン効果によりエネルギーを受け取り移動することができるが、低温ではエネルギーを受け取り移動することは困難となる。そうすると、結局は遠い準位へホッピングする方が有利になることがある。これが広範囲ホッピングの前提条件となっている[11][12]。

広範囲ホッピングの移動度と温度の関係を式(4)に、移動度と体積抵抗率の関係を式(5)に示す。

$$\mu \propto \exp\left(-BT^{-\frac{1}{4}}\right) \quad (4)$$

$$\rho = \frac{1}{ne\mu} \quad (5)$$

式(4)の μ は移動度、 T は温度、式(5)の n は数密度、 e は素電荷を示す。式(4)の形から、 $1/4$ 乗則とも呼ばれている。式(4)中のパラメータ B は、式(6)及び式(7)で示される[12]。

$$B = B_0 \left\{ \frac{\alpha^3}{kN(E_F)} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (6)$$

$$B_0 = 2 \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (7)$$

式(6)の k はボルツマン定数、 α はトンネル係数、 $N(E_F)$ は局在準位の密度を示す。現状では、 α と $N(E_F)$ がわからないため、これらのパラメータを求める方法を現在調査中である。これらのパラメータがわかれば、理論的に低温下における体積抵抗率がわかる可能性があると考えている。

9 電子線照射中の試料の温度上昇

試料裏面に温度センサを装着しており、電子線照射中でもノイズ等の影響を受けずに温度計測ができるようになったが、電子線照射中の温度上昇は観測できなかった。理由として、試料表面は温度上昇しているが試料裏面まで熱が伝わっていないことや、一定温度になるように制御しているために発熱した分冷凍能力を上昇させていることが考えられる。

電子線の照射により試料がどれくらい温度上昇するかを、簡単な式で計算した。前提条件として、試料表面 1 cm^2 の面積で考え、20 keV、1 nA/cm²、60 s 連続照射の電子線が全て熱に変換され、その熱が試料の温度上昇に全て使われ、放熱は一切考えない。この計算で問題になるのは、試料がどの深さで最も多くのエネルギーを落としているのかの見積もりである。この見積もり次第で温度上昇する体積が変わってくるため、温度上昇量も変わってくる。ここでは、エネルギー分布のシミュレーション結果を参考にした[13]。

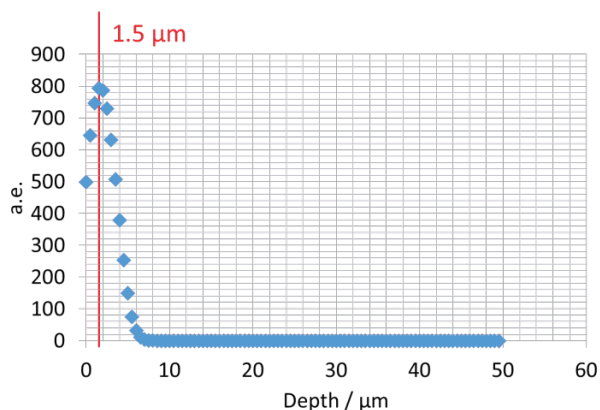


Fig. 9 Energy spectrum of Kapton®200H (20 keV, 1nA/cm²)

Fig. 9 のエネルギー分布のシミュレーション結果を見ると、試料深さ 1.5 μm の地点で最も多くのエネルギーを落としている。よって、面積 1 cm²、深さ 1.5 μm の体積で計算を行う。

電子ビームが持つ電力は、

$$20 \times 10^3 \times 1 \times 10^{-9} = 2 \times 10^{-5}$$

照射時間 60 s で、電力が全て熱に変換されたとすると、

$$2 \times 10^{-5} \times 60 = 1.2 \times 10^{-3}$$

となる。1.2 × 10⁻³ J の熱が全て温度上昇に使われたとして、温度上昇量を計算する。Kapton®200H の密度を 1.42 g/cm³、比熱を 1.1 J/(g・K) とする[14]。

$$\Delta T = \frac{1.2 \times 10^{-3}}{0.000213 \times 1.1} = 5.1$$

放熱を一切考えていない、温度上昇が高く見積もられる条件でも温度上昇は 5.1 K であり、実際はこれ以上の温度上昇はないと考えられる。FEM を用いたシミュレーション等で、放熱を考慮した温度上昇の計算が可能であると考えており、今後進めていく予定である。

10 まとめ

- 既存のチャンバに低温機器を導入し、最低温度 20 K までサンプルを冷却できるシステムを構築した。
- 低温下では、常温と比較して表面電位が負に大きく下がり、減衰しにくい状態となることがわかった。
- 短時間領域における体積抵抗率は、1/4 乗則とよく似た傾向を見ることができた。
- 広範囲ホッピングの式にある、トンネル係数と局在準位の密度を求める方法を調査している。
- 試料の温度上昇と温度分布を、FEM を用いてシミュレーションする予定である。

11 参考文献

- [1]. T. Muranaka, et. al., IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 36, No. 5, 2008.
- [2]. J. I. Minow, et. al., 45th AIAA Aerospace Science Meeting, 2007.
- [3]. 櫻井和也, 平成 23 年度東京都市大学修士論文.
- [4]. James Webb Space Telescope Official Site, <http://jwst.nasa.gov/>
- [5]. J. Arenberg, et. al., Space Telescope and Instrumentation 2016, Proc. of SPIE Vol. 9904 990405-1, 2016.
- [6]. 次世代赤外線天文衛星 SPICA, http://www.ir.isas.jaxa.jp/SPICA/SPICA_HP/index.html
- [7]. A.R.Frederickson, et. al., IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol.50, No.6, pp.2284-2291, 2003.
- [8]. 八幡雅寿, 平成 26 年度東京都市大学卒業論文.
- [9]. J.C.Gillespie, Utah State University Graduate Theses, 2013.
- [10]. D. C. Ferguson, et. al., International Conference on Space Technology, 2009.
- [11]. 大木義路 編著, “誘電体物性”, 培風館, 2006.
- [12]. Mott and Davis, “Electronic Processes in Non-Crystalline Materials Second Edition”, 1979.
- [13]. 菅原洋平, 平成 27 年度東京都市大学卒業論文.
- [14]. 東レ・デュポン株式会社 HP, http://www.td-net.co.jp/kapton/sort/hv_type/index.html

電子線照射後のポリイミド材料の光電子放出係数の変化に関する検討

鈴木 鼓太郎* 小林 侑介 三宅 弘晃 田中 康寛 (東京都市大学)
奥村 哲平 川北 史朗 高橋 真人 古賀 清一 (宇宙航空研究開発機構)

The Consideration of The Change of Photoelectron Emission Yield in Polyimide Material after Electron Beam Irradiation

Kotaro Suzuki* Yusuke Kobayashi Hiroaki Miyake Yasuhiro Tanaka (Tokyo City University)

Teppei Okumura Shiro Kawakita Masato Takahashi Kiyokazu Koga (JAXA)

1. はじめに

現在、私たちの生活する上で欠かせない気象観測衛星、GPS 衛星等の多くの宇宙機が運用されている。宇宙環境には高エネルギー荷電粒子等の放射線が存在し、宇宙機がこれらに曝されることで表面材料は帯電・放電し、宇宙機の運用異常へ陥る危険性がある⁽¹⁾。したがって、設計段階において電位解析を行い、帯電・放電を考慮した材料選定が求められる。我が国の衛星開発時における電位解析には、国産の衛星帯電解析ソフトウェア (Multi utility Spacecraft Charging Analysis Tool: MUSCAT) を用いて解析を行っている。この解析を実施するにあたり、衛星形状や表面材料の光電子放出係数、二次電子放出係数、体積抵抗率といった帯電に関する物性値が必要となる。本研究グループでは光電子放出(Photoelectron Emission : PE)に着目して研究を行っている。

これまで、本研究グループでは光電子放出係数測定が実施されてきたが、その測定の多くは BOL(Beginning Of Life) 時の材料を対象としていた。しかし、宇宙機の運用開始直後から EOL (End Of Life) 時にかけて常に宇宙環境に曝されることで、電子線等の荷電粒子によって表面材料の分子構造変化や、帯電するなど光電子放出特性が変化する可能性が考えられる。宇宙機の更なる長期運用を図るために、BOL 時から宇宙環境中で時間経過した材料の帯電特性を考慮した解析が必要

である。そこで、宇宙環境で時間経過後(電子線照射後)の試料の PE 測定を行う必要があり、装置の構築を行ってきた。その際、電子線照射後の電子線照射空間と測定空間が同一空間となっていた。同一空間であると、電子線照射直後にモータが動作せず電子線照射直後の測定できず、また電子線照射時に発生したコンタミネーションが測定系にあるファラデーカップに付着してしまつて測定時の S/N 比に影響を与える恐れがあった。

そこで上記の問題を解決するために、測定空間と照射空間を分離した測定系⁽²⁾で測定を実施した。そこで、ポリイミド材料に対し静止軌道(GEO : Geosynchronous Earth Orbit) 上で 1、3 年間運用した際に受ける電子の個数と同等線量の電子線を照射し、電子線照射試料の PE 測定を時間経過による差が生じるかを確認するために照射 30 分後、24 時間後で実施した。また電子線照射後にカラーセンターが発生しており、吸光度の変化がどのように変化しているかを確認するために吸光度測定を照射 24 時間後に行った。PE 測定、吸光度測定より、エネルギーバンドに変化が起きていると考えられるため、量子化学計算を実施し、試料の構造変化と光電子放出係数との関係を検討したので以下に報告する。

2. 測定原理⁽³⁾

2.1 光電子放出

光電子放出とは、材料に光子が照射した際に、材料内の電子が光子からエネルギーを吸収して高いエネルギー準位に励起し、表面のポテンシャル領域を超えて真空中に放出される現象のことである。放出する光電子のエネルギーを E_p [eV]、照射する光子のエネルギーを $h\nu$ [eV] (h はプランク定数 [$\text{m}^2 \cdot \text{kg/s}$]、 ν は光の振動数 [s^{-1}]、イオン化エネルギーを ϕ [eV] とすると、照射する光子のエネルギーと放出する光電子のエネルギーの関係式は(1)式で表せる。

$$E_p = h\nu - \phi_i \quad (1)$$

光電子放出係数は、別名量子効率である。量子効率 η [N.D.] は、照射光の光子数 n_p [個] に対して放出する光電子数 n_e [個] の割合のことを示し、以下の式で表す。

$$\eta = \frac{n_e}{n_p} \quad (2)$$

n_p はフォトダイオード(P.D.)への照射光を入射させた際に P.D. から出力される電流 $I_{p.d.}$ を測定し、(3)式を用いることで算出する。同式中の k は P.D. の量子効率(NIST の校正值)、 e は電気素量である。

$$n_p = \frac{I_{p.d.}}{e} \times \frac{1}{k} \quad (3)$$

n_e は(4)式に示すように、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。

$$n_e = \frac{I_F}{e} \quad (4)$$

2.2 吸光度測定

試料に短波長光を透過させた際、透過光は試料のエネルギーバンドギャップ ϕ_g [eV] に応じて吸収されるため、波長毎に入射光 I_0 [A] と透過光電流 I [A] との間に差が生じる。これらの比を(3)式のように用いることによって吸光度 A を算出することができる。

$$A = -\log_{10} \left| \frac{I}{I_0} \right| \quad (3)$$

吸収係数 α [m^{-1}] は以下のように示せる。

$$\alpha = \frac{A}{L} \ln 10 \quad (2)$$

この吸収係数からエネルギーバンドギャップ算出のための関係式(Tauc-Plot)を以下に示す。このとき k は材料毎の比例定数を示している。

$$(\alpha h\nu)^2 = k^2 (h\nu - \phi_g) \quad (3)$$

このプロットで示される変曲点における接線と x 軸との交点からエネルギーバンドギャップを算出できる。

3. 測定装置、試料及び測定条件

図1に測定装置の概略図を示す。同図より左側の電子線照射空間と右側の PE 測定空間がゲートバルブ(G.V.)に分離されており独立した真空排気系を有した構造となっている。よって、測定の際に照射空間で発生するコンタミネーションが測定時に影響を与える可能性が無くなり、電子線照射後の測定装置の冷却時間も不要になった。また本測定装置は電子線照射後、真空中で試料台をチャンバー間の移動することができるため、大気開放することなく PE 測定を行うことが可能である。

測定側のチャンバーにはサンプルステージ、光電子収集用ファラデーカップ F_c が取り付けられる。光源には浜松ホトニクス社製重水素ランプ光源(DL)、ENERGETIQ 社製レーザ一点灯方式のキセノンランプ光源(LDLS)を使用している。この2つの光源を組み合わせることにより、照射光は 110-2100 nm の範囲で照射可能となっている。また、この照射光は McPherson 社製真空紫外分光器により 110 – 580 nm の単波長光に分光される。こ

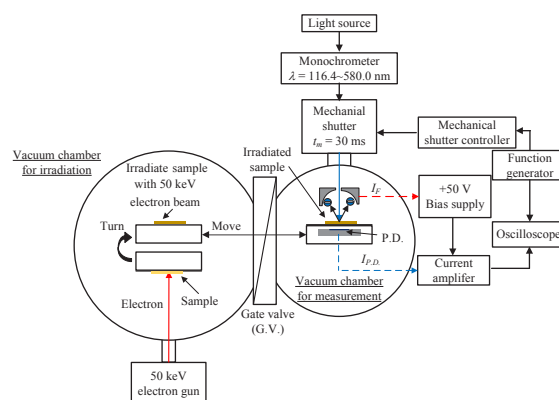


図1 測定システム

の分光は F_c 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 F_c によって収集される。その際、 F_c 及びフォトダイオードの出力信号は KEITHLEY 社製のカレントアンプを通して電圧に変換・増幅させ、オシロスコープで観測している。なお、本測定では、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。

本研究では、試料としてポリイミド材料 2 種類 (PI1, PI2) を使用した。これらを GEO 軌道で 1 年間運用した際に宇宙機に照射される電子の量を 10^{15} 個/cm² として、加速電圧 50 keV、電流密度 89 nA/cm² で 30, 90 min 間(GEO 軌道 1, 3 年分の電子数に相当)を行った。光電子放出電流測定は、電子線照射 0.5 時間、24 時間後(真空保持)に行った。吸光度測定においては試料台交換のために照射直後に大気圧下にて、吸光度測定用試料台への換装後、再び真空排気を行い照射 24 時間後に測定

を実施した。測定波長は PE 測定の際では 116.4 nm ~ 300 nm、吸光度測定では 400 nm ~ 580 nm である。実験は全て 10^{-5} Pa オーダーの真空環境下で実施した。

4. 測定結果

4.1 量子効率

図 2 に PI1、図 3 に PI2 の量子効率の算出結果を示す。それぞれ(a), (b)がそれぞれ GEO1,3 年相当の電子線照射、(c)が照射 0.5 時間後を比較した結果である。両図の縦軸は量子効率 η 、横軸は波長 λ [nm]とエネルギー換算値 $h\nu$ [eV]を示している。また、参照のために未照射試料の結果を合わせて示している。

図 2 の(a), (b)より電子線照射 PI1 は 1, 3 年分照射では量子効率が波長 200 nm において未照射時に比べて 1 年分照射が約 6 倍、3 年分照射が約 25 倍増加し、イオン化エネルギーは未照射時が 6.2 eV であるのに対し 1 年分照射が 5.8 eV、3 年分照射が 5.4 eV に変化した。図 3(a), (b)より電子線照

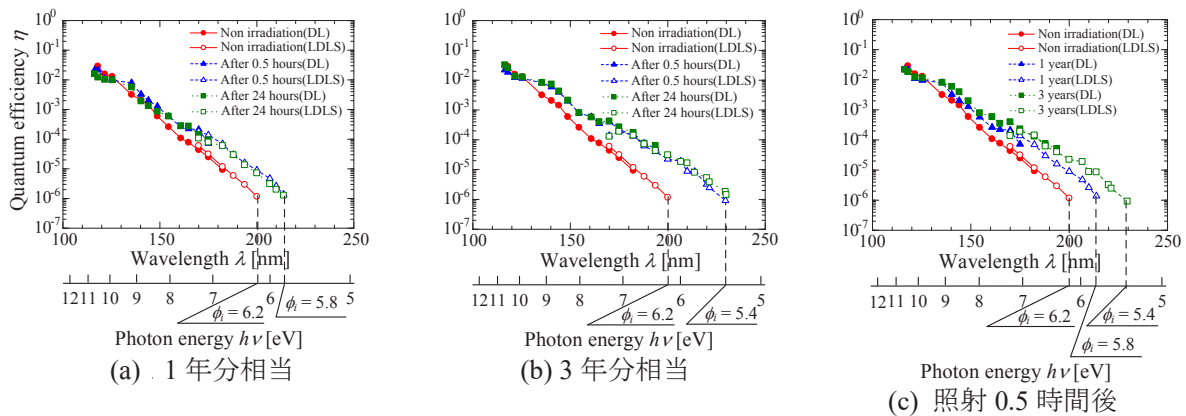


図 2 電子線照射前後の PI1 の量子効率

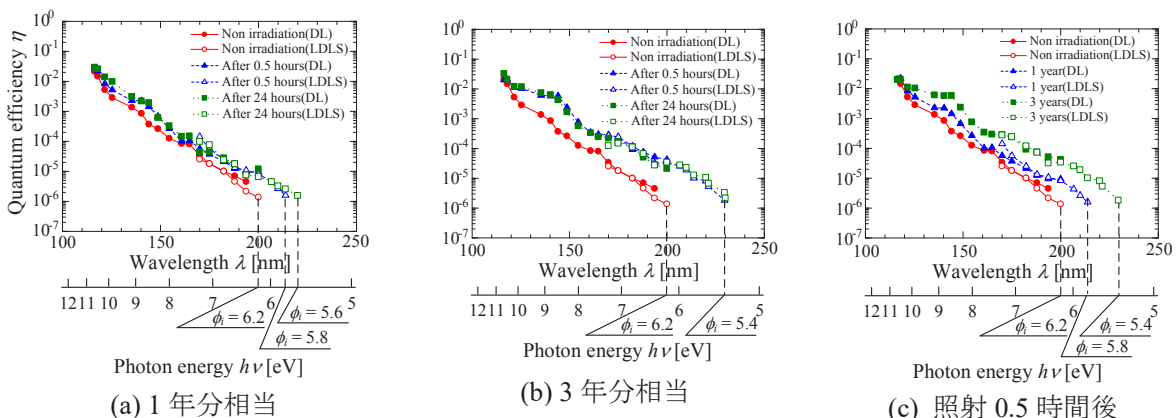


図 3 電子線照射前後の PI2 の量子効率

射 PI2 は 1, 3 年分照射では量子効率が波長 200 nm において未照射時に比べて 1 年分照射が約 8 倍、3 年分照射が約 19 倍増加し、イオン化エネルギーは未照射時が 6.2 eV であるのに対し 1 年分照射が 5.6 eV、3 年分照射が 5.4 eV に変化した。また両試料ともに、照射 24 時間後までの範囲で量子効率において大きな差異は確認できないことから、24 時間程度の時間経過による PE の量は変化しないことが分かる。

図 2 の(c)より電子線照射線量を 1 年分相当から 3 年分相当へ増加させると、波長 200 nm において PI1 では量子効率が約 4 倍、イオン化エネルギーが 5.8 eV から 5.4 eV へ低下した。また図 3(c)では、波長 200 nm において PI1 では量子効率が約 2 倍、イオン化エネルギーが 5.8 eV から 5.4 eV へ低下した。

4.2 吸光度測定

図 4 に吸光度測定、図 5 に Tauc-Plot の算出結果を示す。なお、両図の(a)が PI1, (b)が PI2 の結果となっている。

図 4 の吸光度測定結果より、両試料ともに電子線照射により吸光度が増加している。しかし、PI1 と PI2 で照射時における未照射時から差に差異が確認される。

図 5 の Tauc-Plot の(a), (b)より、エネルギーバンドギャップに関して、未照射, 1 年分, 3 年分照射の順で PI1 が 2.59 eV, 2.51 eV, 2.42 eV で、PI2 が 2.78 eV, 2.27 eV, 2.21 eV であった。よって、両試料ともに電子線照射後にエネルギーバンドギャップが低下している。また照射線量を増加すると、さらにエネルギーバンドギャップが低下していることが確認できる。さらに材料種によってエネルギーバンドギャップの変化が異なっていることが分かる。

4.3 測定結果から推察されるエネルギーバンド構造

4.1, 4.2 項で得られた結果を表 1 にまとめる。また、得られた結果を、エネルギーバンド構造モデルに整理し図 6 に示す。図中の VL は真空準位

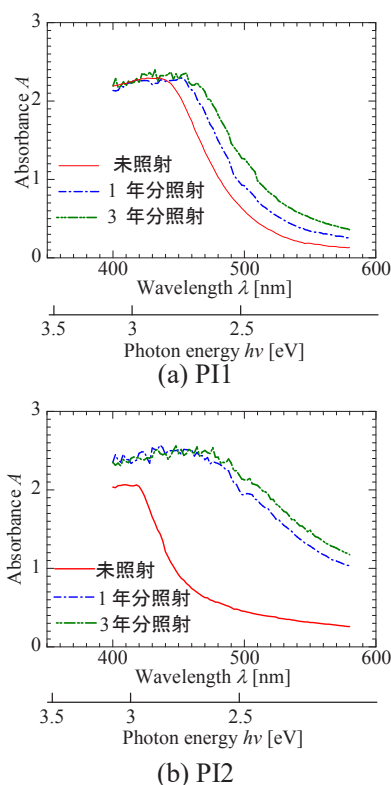


図 4 電子線照射前後の吸光度測定結果

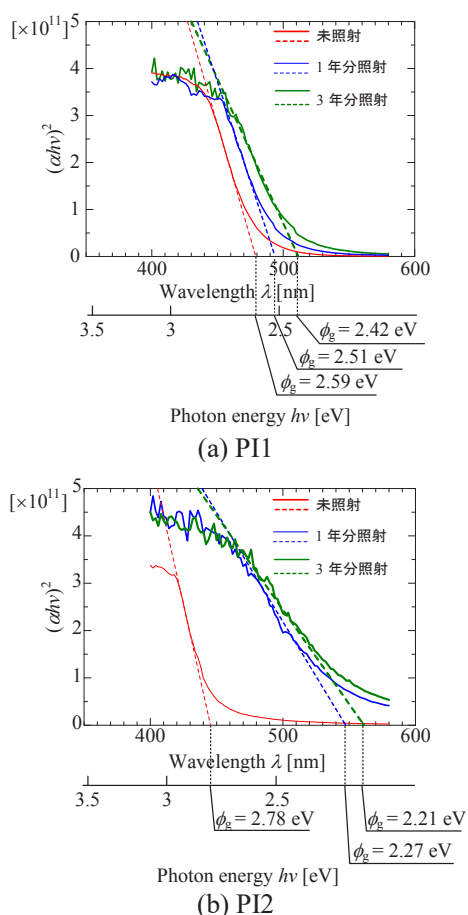


図 5 電子線照射前後の Tauc-Plot 算出結果

表 1 実験結果まとめ

	PI1			PI2		
	未照射	1年照射	3年照射	未照射	1年照射	3年照射
イオン化エネルギー ϕ_i	6.2	5.8	5.4	6.2	5.8	5.4
エネルギーバンド ギャップ ϕ_g	2.59	2.51	2.42	2.78	2.27	2.21

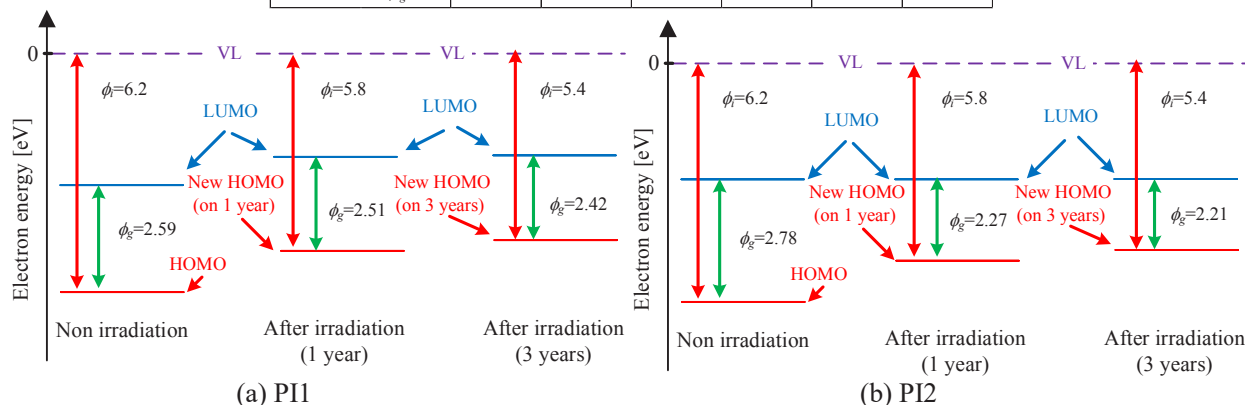


図 6 実験結果から推測されるエネルギーバンド構造

(Vacuum Level)を示す。LUMO は最低空軌道 (Lowest Unoccupied Molecular Orbital)を、HOMO は最高被占軌道(Highest Occupied Molecular Orbital)をそれぞれ示す。このように電子線照射によるエネルギーバンド構造の変化は材料の構造変化や帯電に起因することが予想される。そこで、このようなエネルギーバンド構造の変化を検討する一助として、量子化学計算によるエネルギーバンド構造の算出を行った。

5. 量子化学計算によるエネルギーバンド構造の解析

5.1 計算手法

PI1, PI2 について、分子軌道法を用いて前項で推測した分子構造のエネルギー準位計算を実施した。非常に長い主鎖を有する実際の高分子構造を模擬した計算を行うためには、大規模計算リソースと膨大な計算時間を要する。今回は傾向のみを得ることを目的として 1.5 分子の構造を用いて計算を行った。計算を実行したモデルは、①未帯電モデル、モデル全体を負帯電させた②負帯電モデル、PI1 はピロメリット酸無水物と 3,4'-ジアミノジフェニルエーテル、PI2 は 3,3',4,4'-ビフェニルテトラカルボン酸二無水物の縮重合反応であるため、それぞれの縮重合前のモデルを③分子鎖切

断分離モデルとした。

分子構造のモデリングには市販のソフト (Winmostar)を、市販の計算ソフトの Gaussian09 を用いた。尚、基底関数として B3LYP/6-31G を利用した^(4,5)。

5.2 計算結果

図 7 に各モデルのエネルギー準位を示す。同図中、縦軸は電子エネルギー E [eV]である。(a)が PI1、(b)が PI2 をそれぞれ示している。

同図と測定結果(表 1 を参照)を比較すると、照射後のイオン化エネルギーに関しては両試料ともに PI1 の実験値が 5.8 eV, 分離モデルでの計算値が 5.30 eV、PI2 の実験値が 5.8 eV, 分離モデルでの計算値が 5.42 eV と分離モデルの計算結果と近い値を示していることが分かる。一方で照射後のエネルギーバンドギャップに関しては、両試料ともに PI1 の実験値が 2.51 eV, 負帯電モデルでの計算値が 2.50 eV、PI2 の実験値が 2.27 eV, 負帯電モデルでの計算値が 3.03 eV と(PI2 に関しては、未帯電モデルとの差が近いことから)負帯電モデルの計算結果と近い値を示していることが分かる。このことから実際の電子線照射した試料では、分子鎖が切断・分離している箇所と、負帯電している箇所が混在していることが考えられる。また同図から電子線照射前後のモデルの差として

HOMO 準位までのエネルギー準位数が増加している。HOMO 準位までは被占軌道であるから電子が存在している、すなわち照射前後で電子の存在数が増加していることになる。これが実験結果における電子線照射後の光電子放出量が増加している要因ではないかと推察できる。

6. まとめ

今回、2 種のポリイミド材料を対象に GEO 運用時 1、3 年に相当する電子線照射を行い、PE 測定及び吸光度測定を行った。加えて、照射前後を想定し、量子化学計算によるエネルギー準位算出も実施した。

光電子放出電流測定では、PI1、PI2 ともに照射後に量子効率が增加し、イオン化エネルギーが低下した。また照射線量を増加させるとそれに伴って量子効率が增加し、イオン化エネルギーが低下した。

吸光度測定では PI1 では PI2 と比較し、吸光度が増加しており、照射線量の増加に伴い、吸光度も増加した。エネルギーバンドギャップを算出したところ、電子線照射後に PI1 は最大で 0.1 eV、PI2 は最大で 0.5 eV 変化した。

量子化学計算と実験結果の比較により、分子鎖切断と照射電子による帯電が混在していることが推測された。

今後は電子線照射試料において FT-IR 測定等の化学構造分析を実施し、電子線照射によって生じると予想される構造変化の同定を行う。

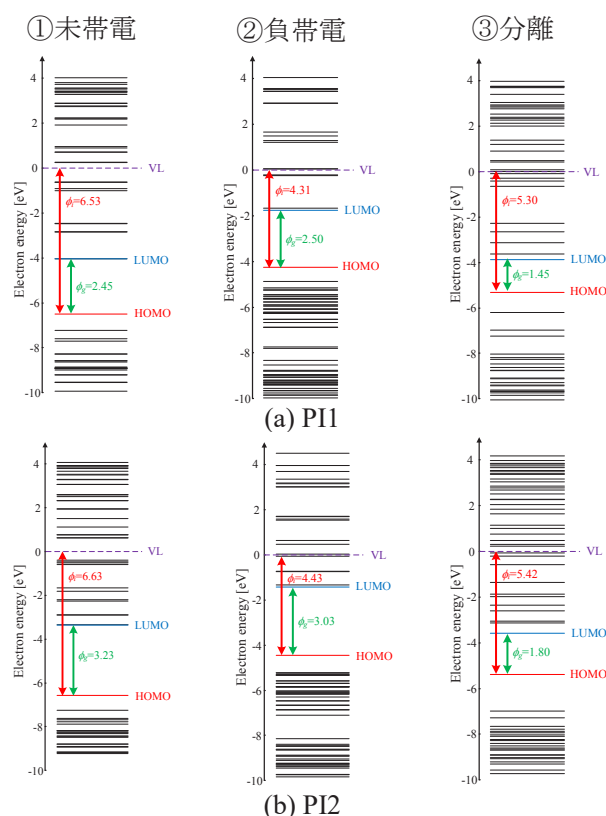


図7 計算によるエネルギーバンド構造

文 献

- (1) H. C. Koons et al: "The impact of the space environment on space systems", Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference, Air Force Research Laboratory, AFRL-VS-TR-20001578, pp.7-11, (1998)
- (2) 鈴木鼓太郎 他, 「ポリイミド材料における光電子放出係数と照射線量の関係」, 第 10 回宇宙環境シンポジウム, pp.157-161
- (3) 野村和史 他, 「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」, 第 13 回宇宙環境シンポジウム, pp.95-98
- (4) A. E. Frisch, M. J. Frisch, F. R. Clemente and G. W. Trucks, 2009, "Gaussian 09 User's Reference", Gaussian, Inc.
- (5) 早瀬悠二, 田原麻衣, 高田達雄, 田: 「高分子材料の静電ポテンシャル分布とトラップ深さの関係」, IEEJ Trans. FM, Vol.129, No7, pp.455-462(2009)

電子線照射フッ素系絶縁材料中の電荷蓄積特性

三好 雅仁*, 聖生 航大, 土方 規実雄, 三宅 弘晃, 田中 康寛(東京都市大学)

Charge Accumulation Characteristics in Electron Beam Irradiated Fluorine Insulating Material

Masahito Miyoshi*, Kouta Seiryu, Kimio Hijikata, Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka (Tokyo City University)

Abstract

The spacecraft is covered with insulating materials such as multilayer insulation and sunlight reflector. When exposed to high-energy charged particles on orbit, charging and discharging are caused, which may lead to operational abnormality. For the purpose of grasping charged properties, in this study, an electron beam irradiation test with different irradiation current density was carried out using OSR and fluorine insulating material which is a wire harness material. As a result, it was found that charge accumulation behaviors in the material are different depending on irradiation current density. We also reported the relationship between deterioration progress of materials due to repeated irradiation and charge accumulation.

Key Word: Fluorine Insulating Material, Electron Beam irradiation, OSR, Space charge, Charge Accumulation

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下で運用されているため、機内の温度を一定に保つ必要がある。そこで宇宙機表面には、ポリイミド系絶縁材料を用いた多層断熱材(Multi-Layer Insulation)やフッ素系絶縁材料を用いた太陽光反射材 OSR(Optical Solar Reflector)などが覆われている。しかし、宇宙機は、電子・陽子等の高エネルギー荷電粒子に曝されているため、宇宙機表面で帯電し、帯電量が大きくなると放電事故が引き起こされる。帯電・放電現象により搭載機器の誤作動や故障を引き起こし、宇宙機の運用不能に陥る危険性もある[1]。したがって、宇宙機設計において、宇宙機表面材料の電気絶縁特性を把握することは重要となる。また、宇宙機の信頼性の向上のために宇宙環境に優れる材料の開発が重要となっている。これまでの研究では、圧電素子誘起圧力波(PIPPW)法やパルス静電応力(PEA)法[2, 3]を用いて電子線照射中における絶縁材料の内部帯電現象の解明を試みてきた。しかし、これまでの研究では電子線の照射電流密度が比較的高い条件で行われており、電子線の照射電流密度による電荷蓄積の依存性について検討していない。そこで本研究では、OSR やワイヤーハーネスなどの材料であるフッ素系絶縁材料に着目し、複数の電流密度において電子線照射試験を行い、照射電流密度による空間電荷蓄積量・挙動の検討した。さらに、電子線の繰り返し照射による材料の劣化進度と電荷蓄積との関連についても検討を行ったので以下に報告する。

2. PEA 法原理

図1にパルス静電応力法の原理図を示す。電極で挟んだ試料にパルス電界を加えることにより、空間電荷の蓄積した各位置で電荷密度に比例したパルス静電応力が瞬間的に発生し、試料に蓄積している電荷が微小変位し、圧力波が発生する。これが接地電極を伝搬して圧電センサー素子に到達し、電圧信号に変換される。このとき、圧電素子に到達する圧力波は試料内の電荷蓄積位置(=圧力波発生位置)によって到達時間が異なるため、検出する信号の時間差より空間電荷分布を、また信号強度は蓄積電荷量に比例する為、空間電荷蓄積量の分布を取得する事が出来る。圧電素子より出力された電気信号は、増幅器で増幅して、オシロスコープで計測する。また、測定結果は電圧信号波

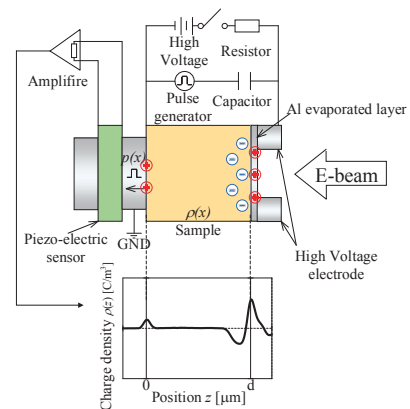


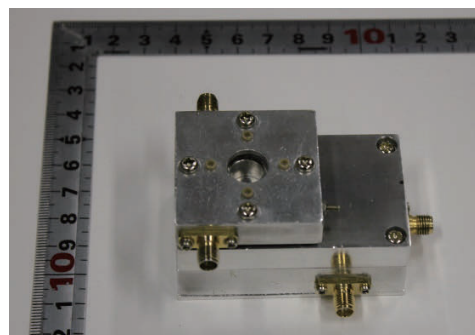
図1 PEA 法原理図

形であるため、電荷量に校正し空間電荷分布を得ている。

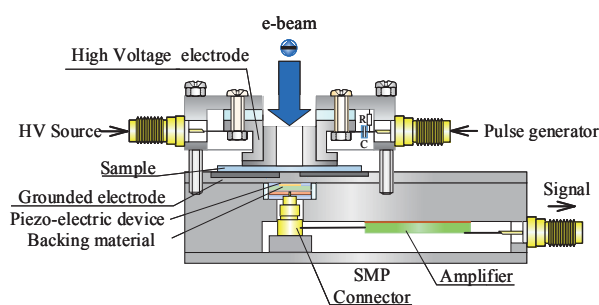
3. 実験装置

3.1 空間電荷測定装置

図 2 に PEA 法を用いた空間電荷測定装置の概略図を示す。本装置は荷電粒子を試料に照射するため、高電圧電極に照射孔を設けており、照射下での空間電荷分布計測を可能としている。装置は縦 60 mm、横 40 mm、高さ 25 mm と従来の装置より小型であり、比較的小さなチャンバーにも対応できるようになっている。圧電素子には厚さ 9 μm のポリフッ化ビニリデン (Poly Vinylidene Fluoride: PVDF) を使用しており、位置分解能は約 10 μm である。



(a)写真



(b)概略図

図 2 小型空間電荷測定装置

3.2 電子線照射装置

図 3 に電子線照射用真空チャンバーの概略図を示す。真空排気時は、大気圧から 10^{-2} Pa まではロータリーポンプ、 10^{-2} Pa 以下ではターボ分子ポンプを用いる事により、チャンバー内圧力を 10^{-5} Pa まで排気可能となっている。電子線照射時は、陰極に接続されたフィラメントに直流電源を用いて電流 I_f を流すことで加熱し、同時に電子加速用高電圧 $V(<0)$ を陰極に印加すると、陰極から、接地した陽極に向かって電子が照射される。このとき、陰極と接地電極間の電位差が電子の加速電圧 V となり、回路を流れる電流が電子線の電流 I となる。このシステムを用いることで、本装置では加速エネルギーが 100 keV までの電子線照射が可能となっている。

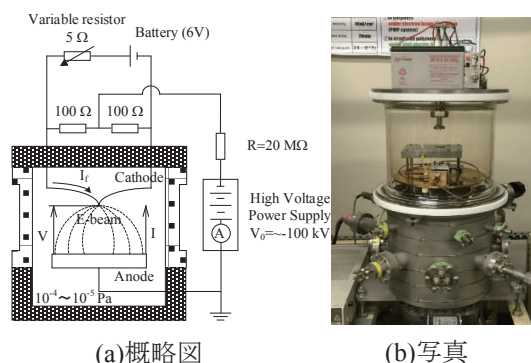


図 3 電子線照射用真空チャンバー

4. 測定試料および実験条件

測定試料には、照射面に Al 蒸着が施された公称厚さ 100 μm の ETFE および FEP フィルムを用いた。加速エネルギーは 40、60 keV、照射電流密度は 5、10、20 nA/cm^2 で電子線を 2×10^{-4} Pa 以下の真空環境下で照射し、電子線照射中に 20 分、照射停止後 20 分間で空間電荷分布測定を行った。また、測定間隔はいずれも 30 秒間隔である。

5. 測定結果および考察

5.1 電子線照射絶縁材料中の空間電荷分布

図 4、5 に電子線照射 ETFE、FEP の空間電荷分布測定結果を示す。同図中の(A)、(B)はそれぞれ加速エネルギー 40 keV、60 keV を、(a)~(c)はそれぞれ照射電流密度 5 nA/cm^2 、10 nA/cm^2 、20 nA/cm^2 の電子線照射時の空間電荷分布測定結果を示している。また、同図中の赤線、緑線、青線、橙線はそれぞれ電子線照射直後、最大負電荷蓄積時、照射終了直前時、照射終了 20 分後における波形である。図中破線は、(1)式に示す Kazt-Penfold の実験式より算出した電子の最大飛程である。(1)式中、 E は加速エネルギー [MeV]、 ρ は密度 [g/cm^3] であり、 R は最大飛程 [μm] を表している。

$$R = \frac{0.412}{\rho} \times E^{1.26-0.00954 \ln E} \quad (1)$$

また、電子線は図の右側から照射しており、試料/電極界面の正電荷ピークは試料内部の蓄積負電荷による誘導電荷である。同図より各試料内の負電荷蓄積部が(1)式で算出した電子の最大飛程付近に多量に蓄積していることが分かる。ETFE および FEP のいずれの結果においても電子線照射により計算飛程近傍に多量の負電荷がするが、蓄積する電荷量は時間経過とともに飽和し、さらに電子線照射中にも関わらず、減少している。試料内の負電荷分布は、ETFE においては図 4 より 40 keV 照射時には、全て

の電流密度において、電子の計算飛程極近傍に負電荷蓄積ピークが観察される。

60 keV 照射時においては、照射開始初期においては 40keV 同様に最大飛程の照射側手前の位置に負電荷蓄積のピークが観察され、5nA/cm²では計算飛程を超えて照射面から 40.9 μm の位置に負電荷ピークが観察されるが、10、20nA/cm² 照射においては計算飛程の手前 24.7 μm の位置に負電荷ピークが観察され、照射電流密度によって負電荷蓄積分布が異なる現象が得られた。また、この電荷分布は照射時間の経過とともに、計算飛程を中止に 2 つのピークに分離していく事が確認される。

FEP においては、図 5 より 40 keV 照射時は全ての電流密度において、計算飛程近傍であるおよそ 16.7 μm に負電荷蓄積のピークが観察される。

また、60 keV 照射時においては、計算飛程の位置を中心に 9.2 μm 程度に渡って分布している事が分る。

5.2 各試料における蓄積総電荷量の経時変化

前節の図 4、5 より ETFE、FEP においては、電子線照射中に内部に負電荷蓄積した後、減少する傾向であることが観測された。この現象を明確にするために、図 6、7 に図 4、5 中の各試料の試料内部の負電荷蓄積部の積分電荷量の経時変化を示す。これらは、図 4、5 の試料内負電荷蓄積部の積

分量である。

図 6(A)より ETFE の 40 keV 照射時において、照射電流密度 5 nA/cm² では電子線照射開始 5 分で -0.09 mC/m² で飽和し、その後照射中にも関わらず蓄積電荷量がわずかではあるが減少していることが分かる。

照射電流密度 10 nA/cm² では、電子線照射により照射開始 2 分 30 秒で -0.12 mC/m² まで蓄積し、照射開始 5 分に蓄積電荷量が -0.10 mC/m² まで減少し、照射開始 17 分 30 秒で -0.12 mC/m² まで蓄積した後に飽和していることが分かる。

20 nA/cm² では、照射開始 1 分程度で飽和に達し、その後約 -0.065 mC/m² で一定値を取っていることが分かる。

更に同図(B)より 60 keV 照射時においては、5 nA/cm² では照射開始 4 分 30 秒で -0.17 mC/m² まで蓄積し、その後照射後 10 分 30 秒で -0.13 mC/m² まで一度減少するものの、初期飽和値まで蓄積し飽和していることが分かる。

10、20 nA/cm² では共に同様の傾向が得られており、照射開始 1 分でおおよそ -0.22 mC/m² まで蓄積し、その後照射中にもかかわらず減少するものの、10 分には -0.18 mC/m² と一定値を取っている。以上より、電子線の照射電流密度が大きい方が、電子線照射

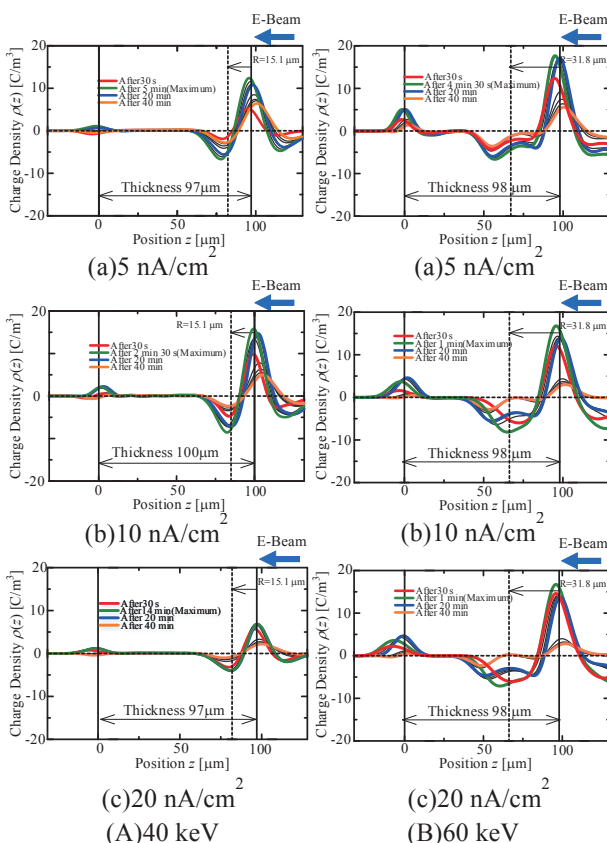


図 4 電子線照射 ETFE の空間電荷分布測定結果

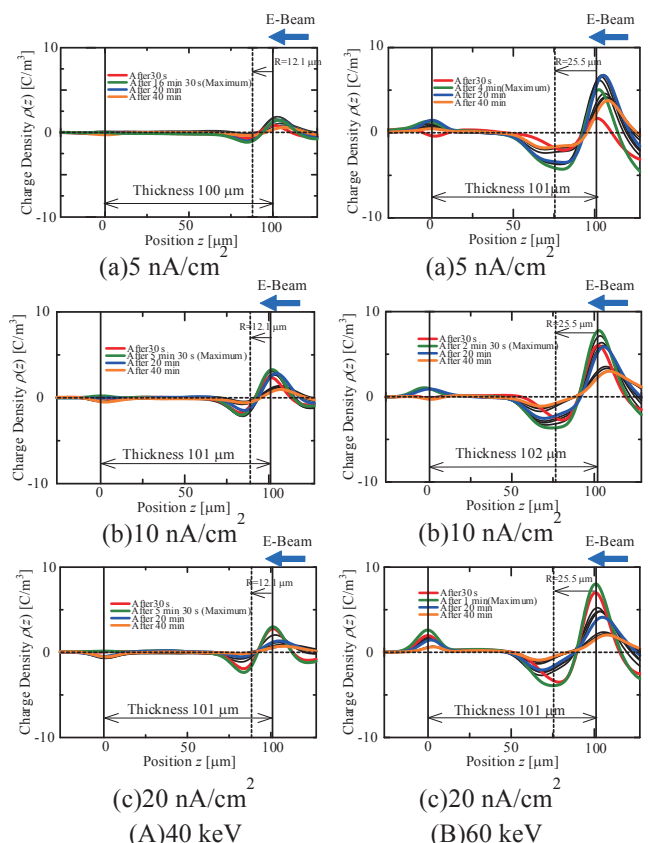


図 5 電子線照射 FEP の空間電荷分布測定結果

後の蓄積電荷量の減衰も早いく、減少量も大きい傾向にある。

図 7(A)より、FEP における 40 keV 照射時において 5、10 nA/cm² では図 5 の電荷蓄積分布からも分るように、蓄積量が少なかったため、積分電荷量の経時変化としては明確な挙動が得られなかったが、20 nA/cm² 照射時においては、照射開始 5 分 30 秒で -0.03 mC/m² まで蓄積し、その後徐々に減少し、照射開始 20 分で -0.01 mC/m² まで減少している。

同図(B)の 60 keV 照射時においては、5 nA/cm² では、電子線照射により照射開始 4 分で -0.12 mC/m² まで蓄積し飽和している。10、20 nA/cm² では、飽和に達するまでの時間は、それぞれ照射開始 2 分 30 秒と 1 分で -0.10 mC/m² まで蓄積し、その後照射中に徐々に蓄積量が減少し、照射開始 20 分でそれぞれ -0.07、-0.05 mC/m² まで減少していることが分かる。これより電子線の照射電流密度が大きいほど、電子線照射中の蓄積電荷量の減衰も早い傾向にある事が分かる。

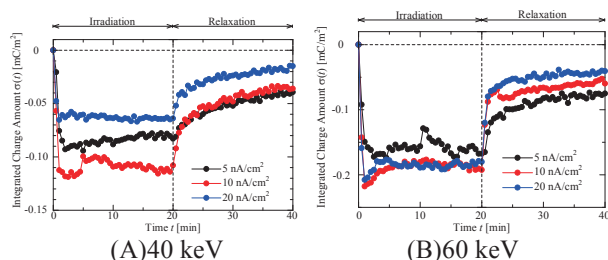


図 6 電子線照射 ETFE の蓄積電荷量の経時変化

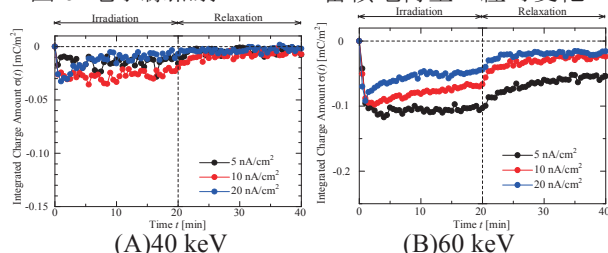


図 7 電子線照射 FEP の蓄積電荷量の経時変化

5.3 照射中における負電荷蓄積の増減

これまでに示した実験結果に基づき、ETFE 及び FEP 内に蓄積する電子の挙動を考察する。まず、試料内に侵入する電子はエネルギーを失いながら、ある侵入深さまで到達するが、本測定によって観察された電荷蓄積位置は計算飛程の近傍となり、電子線の加速エネルギーに依存する。試料内の蓄積負電荷量は照射中に飽和に達するが、これは蓄積した電荷により発生する電界により、照射面の試料内へ注入された電子が電極側に引き戻され、注入電子量と平衡状態になっているものと推察する。

また本試験では飽和に達したのちに、ETFE にお 60 keV 照射時に蓄積電荷量が飽和(本試験の場合-

0.2 mC/m²)に達した後、電荷量が徐々に減少していき、FEP においても、40、60 keV 両照射条件下で蓄積電荷電荷量が照射中に徐々に減少していき、その減少量は照射電流密度が大きい程大きく観察されている。これは電子線照射中に、試料の導電率が放射線誘起伝導 (RIC: Radiation Induced Conductivity)により変化した為と考えられる。RICにより電子が通過した領域の導電率が上昇し、同じ電界においても、電極側に引き戻される電荷の量が増加してしまったために、飽和状態の後に総電荷量の減少が観測されたと考えられる。RICが発生する原因として、電子線照射により試料の構造の変化が考えられる。すなわち、電子のエネルギーが原子間の結合を切断し、ラジカルなどを発生させて、分子構造を変化させたために導電率が変化したと考えられる。

5.4 照射時間による電荷蓄積特性の変化

前節までに、電子線照射により材料の導電率が変化する可能性について示した。電子線を繰り返し照射によりことにより、その減少が顕現化し、電荷蓄積特性も大きく変化する事も考えられる。これを確認するために、電子線照射を複数回実施する繰り返し照射試験を行った。

照射条件は、加速エネルギー及び電流密度は 4 章に示したものと同様である。繰り返し条件は、20 分照射及びそれに引き続く照射終了後 20 分間緩和を設けた計 40 分を 1 サイクルとし、5 nA/cm² で 3 サイクル、10、20 nA/cm² で 2 サイクル実施した。

図 7、図 8 に繰り返し電子線照射した際の ETFE および FEP の試料内蓄積負電荷量の経時変化を示す。各図の(A)、(B)はそれぞれ 40、60 keV を、(a)から(c)はそれぞれ 5、10、20 nA/cm² の結果を示している。同図より殆どのケースにおいて電子線の繰り返し照射により電荷蓄積量が飽和傾向にあることがわかる。ETFE において 40 keV 照射時に、蓄積量が 5、10、20 nA/cm² でそれぞれ、-0.10、-0.08、-0.06 mC/m² と電流密度の増加に伴い、蓄積負電荷量が減少していく事が分かる。したがって、照射電流密度によって照射領域部における RIC が上昇したものと考えられる。FEP においては、5 nA/cm² では 40、60 keV とともに飽和傾向にあったが、10、20 nA/cm² では繰り返し照射により蓄積電荷量が減少していることがわかる。照射時間にともない RIC の発生強度が上昇し導電率が上昇している事が推察され、ETFE と比較し FEP の方が電子線に対する反応が大きい材料であることが考えられる。

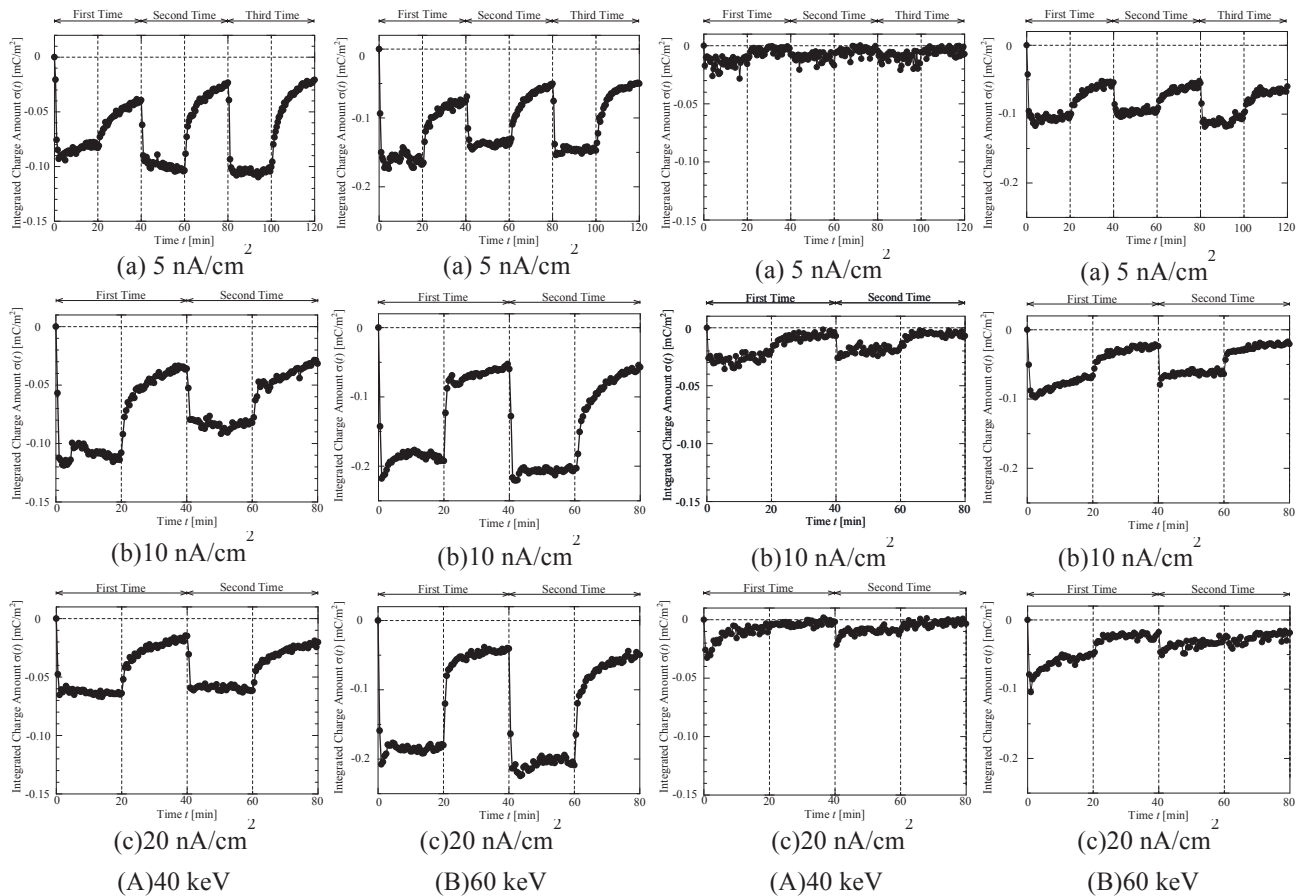


図8 繰り返し電子線照射 ETFE の蓄積電荷量の経時変化

図9 繰り返し電子線照射 FEP の蓄積電荷量の経時変化

5. 結論

電子線照射中における空間電荷分布測定結果から、ETFE、FEP において蓄積電荷量が高電流密度照射時に減少傾向であり、低電流密度照射時には飽和傾向であった。これは電子線照射にともない照射領域部の導電率上昇が発生するが、照射電流密度が高い程導電率の上昇度が高い傾向であることが考えられる結果が得られた。また、蓄積電荷量においては FEP の方が少ないことが分かった。繰り返し電子線を照射することで、FEP においては蓄積した負電荷が減少し続けることが分かった。したがって FEP の方が電子線照射時間の増加にともない導電率が上昇する材料であることが考えられる。

6. 参考文献

- [1] 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] T. Takada, "Acoustic and Optical Methods for Measuring Electric Charge Distributions in Dielectrics", IEEE Trans. DEI, Vol. 6, No. 5, pp.519-547 (1999).
- [3] Tatsuo TAKADA, Hiroaki MIYAKE and Yasuhiro TANAKA, Pulse Acoustic Technology for Measurement of Charge Distribution in Dielectric Materials for Spacecraft, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 34, No. 5, pp. 2176-2184, 2006

陽子線照射フッ素系絶縁材料の正・負電圧印加時における空間電荷特性

千葉 潮*, 三好 雅仁, 三宅 弘晃, 田中 康寛 (東京都市大学)

Characteristics of Space Charge Accumulation in Fluoride Film Irradiated by a Proton under DC Stress

Ushio Chiba, Masahito Miyoshi, Hiroaki Miyake and 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) や太陽光反射材である Optical Solar Reflector (OSR) が使用されている。これらの絶縁材料は宇宙空間において、電子や陽子などの高エネルギー荷電粒子線に曝されることにより帯電・放電現象が発生し、衛星の運用異常を引き起こす。衛星運用異常の要因の過半数以上が帯電・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 や OSR などに使用される絶縁材料等の絶縁特性評価が重要となる⁽¹⁾。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報告がされているが、プロトン照射絶縁材料の電荷蓄積特性に関する研究は、当研究グループを除き実施されていない⁽²⁻⁵⁾。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 Electroacoustic : PEA)法を用いた放射線照射下で材料内の空間電荷分布の直接計測が可能な小型空間電荷測定装置を開発し、陽子線照射環境下におけるポリイミド材料の電荷蓄積特性を含む絶縁特性の評価を行ってきた。

本報告では、OSR やワイヤーハーネス等で用いられる ETFE(ethylene-tetrafluoroethylene) および FEP(fluorinated ethylene-propylene copolymer)における陽子線照射中の空間電荷分布計測、及び照射試料における直流荷電による絶縁特性の評価を行った。また、陽子線照射後の材料の構造変化等も検討する為、X 線光電子分光(X-ray photoelectron spectroscopy: XPS)測定を実施し、プロトン照射試料における帯電物性と材料構造との関連についても考察を行ったので以下に報告する。

2. 測定

2.1 パルス静電応力法による空間電荷測定原理

図 1 に PEA 法の原理図を示す。電極で挟んだ試料に時間幅 t_p がナノ秒のパルス電界を印加することにより、電荷蓄積位置において電荷量に比例した静電応力が t_p 秒間作用

し、電荷が蓄積している箇所が微小変位する。この微小変位により発生したパルス状圧力波が試料内、接地電極を伝搬し、圧電素子に到達して電圧信号に変換される。信号電伝搬の時間差により電荷分布を、信号強度から電荷量を得る事が出来る。圧電素子から出力される電圧信号はアンプで増幅され、オシロスコープで観測される。この電圧波形を伝達関数除去等の信号処理及び電荷量校正を施すことによって空間電荷分布を得ることができる⁽⁶⁾。

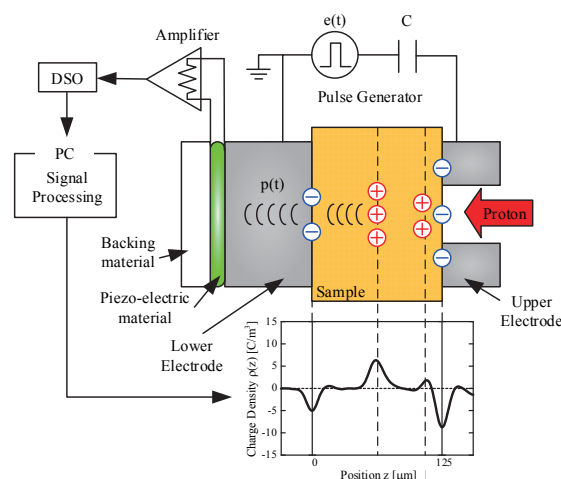


Fig.1 Principle of PEA method

2.2 空間電荷測定システム

図 2 に PEA 法を適用した空間電荷測定システムの概略図を示す。本システムは、空間電荷測定装置本体(以下センサユニット)、パルスジェネレータ、アンプ、アンプ用直流電源、デジタルストレージオシロスコープ、PC から構成され、空間電荷装置本体は真空チャンバー内に設置される。

センサユニットは荷電粒子を試料に照射するため、図 1 に示すように高電圧電極に照射口を設けており、放射線照射下での空間電荷分布計測を可能としている。また、装置のサイズは縦 40 mm、横 40 mm、高さ 37 mm と従来の空間電荷測定装置と比較し小型であり、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。パルスジェネレータから $v_p = 120V$ 、 $t_p = 7\text{ ns}$ のパルス電圧を出力し試料に印加する。圧電素子は PVDF(厚さ 9 μm)を使用しており、装置の位置分解能は約 10 μm である。

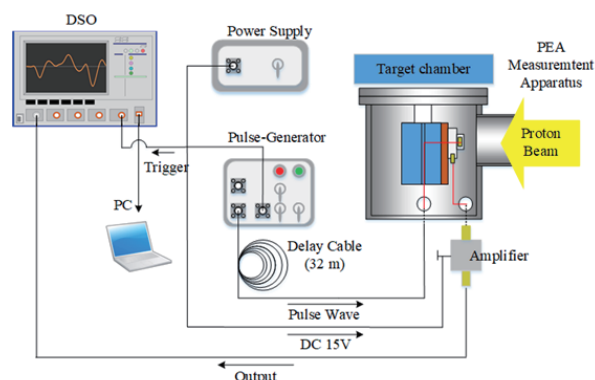


Fig.2 Schematic diagram of space charge measurement system for irradiation

3. 測定試料および実験条件

3.1 陽子線照射下における空間電荷計測

測定試料に照射面側に Al 蒸着を施した厚さ 100 μm の FEP を用いた。陽子線照射には量子科学技術研究開発機構 高崎量子応用研究所所有の 3MV タンデム加速器を利用した。加速エネルギー 2.0 MeV、電流密度 30 nA/cm² の陽子を 30 分間照射し、その際の空間電荷分布を測定した。尚、陽子線照射は 1×10^{-5} Pa にて実施した。

3.2 陽子線照射 ETFE, FEP の直流課電時の空間電荷計測

測定試料として厚さ 100 μm の ETFE、FEP を用いた。加速エネルギー 1.5、2.0 MeV、電流密度 30 nA/cm² の陽子を測定試料に 30 分間照射し、照射 1 日および 365 日経過後の試料に直流課電をし、その際の空間電荷分布を常温大気圧下にて測定した。本測定に用いた空間電荷測定装置は、通常の空間電荷測定装置を用いた⁹⁾。直流課電は 25 ~ 100 kV/mm (25 kV/mm 毎) に相当する正及び負電圧を印加し、印加 30 分及びそれに引き続いての短絡 10 分間の空間電荷分布測定を行った。各測定における実験条件とその表記方法を表 1 に示す。表示名は「試料の頭文字(エネルギー, 日)」とし、照射 1 日、365 日後の 1.5 MeV 照射 FEP 及び FEP をそれぞれ $F_{(1.5,1)}$ 、 $E_{(1.5,1)}$ 、 $F_{(1.5,365)}$ 、 $E_{(1.5,365)}$ と表記する。以下同様に 2.0 MeV 照射試料においても $F_{(2.0,1)}$ 、 $E_{(2.0,1)}$ 、 $F_{(2.0,365)}$ 、 $E_{(2.0,365)}$ とする

Table.1 Measurement Condition

irradiation time	current density	energy	sample 1day		sample 365day	
			ETFE	FEP	ETFE	FEP
30 min	30 nA/cm ²	1.5 MeV	$E_{(1.5,1)}$	$F_{(1.5,1)}$	$E_{(1.5,365)}$	$F_{(1.5,365)}$
		2.0 MeV	$E_{(2.0,1)}$	$F_{(2.0,1)}$	$E_{(2.0,365)}$	$F_{(2.0,365)}$

4. 実験結果および考察

4.1 プロトン照射下における FEP 内のリアルタイム空間

図 3 にプロトン照射中・後の FEP 内空間電荷分布を示す。同図中、(a)においては照射開始直後(30 秒)、10、20、30 分後の空間電荷をそれぞれ黒、赤、青、緑で示しており、(b)においては照射終了直後(30 秒)、5、10 分後を

それぞれ黒、赤、青で示している。また、プロトンは同図電荷分布図の右側から照射し、陽子線の計算飛程を黒の破線で示している。

同図(a)より、照射直後から照射面から試料内約 45 μm の位置において正電荷の蓄積が確認され、照射 10 分後まで同じ位置において正電荷蓄積が 20 C/m³ まで増加し、電極表面には電極誘導負電荷が観測された。その後、正電荷の蓄積は計算飛程も超え、試料全体へ分布し蓄積されているのが確認された。

同図(b)より、照射終了直後から 5 分後まで電荷正蓄積は減少していくが、5 分から 10 分までは大きな減少は確認されなかった。また、照射中に最大電荷蓄積が観察された位置より照射面と反対側の電極面(図中左側)にかけて正電荷の蓄積が残存していることがわかる。このことから、陽子が侵入・通過した領域での材料の導電率の上昇が考えられる。

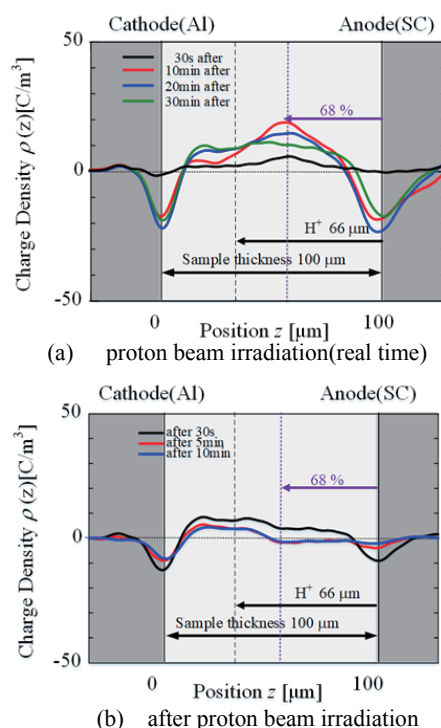


Fig.3 Space charge distribution in FEP during and after proton beam (2.0 MeV, 30 nA/cm²) irradiation

4.2.1 FEP における直流課電時の空間電荷分布

図 4 に陽子線照射 1 日及び 365 日後の FEP に直流課電した際の空間電荷分布を示す。なお、陽子線は同図空間電荷分布図の右側から照射した。

同図(a)(c)より、 $F_{(1.5,1)}$ と $F_{(1.5,365)}$ では正電圧印加時電圧上昇にともない徐々に試料内部に正電荷の蓄積が確認され、75 kV/mm 印加時から、それらの試料内正電荷が電極から注入していく様子も確認できる。1 日後の試料では計算飛程を超えて蓄積正電荷が移動していく様子が確認できるが、365 日後の試料では試料内の正電荷は計算飛程内に留まった状況と、照射後の緩和時間経過による差も確認できる。次に負電圧印加時であるが、同図(b)より $F_{(1.5,1)}$ の負電

圧時においては 75 kV/mm 印加時に絶縁破壊が生じた為、正電圧印加時との顕著な差を計測する事は出来なかったが、同図(d)の $F_{(1.5,365)}$ の負電圧時より、負極(照射面)側の電極面誘導電荷が観測されず、試料内の照射時における正電荷の最大蓄積位置と計算飛程との間に負電荷が観測された。あたかも電極が試料内に入り込んでしまったような状況となっている。

以上の正負電圧を印加した際の試料内の電荷挙動は 2.0 MeVs 照射時である、同図(e)~(f)でも同様の傾向が観察されている。

4.2.1 ETFE における直流課電時の空間電荷分布

図 5 に陽子線照射 1 日及び 365 日後の ETFE に直流課電

した際の空間電荷分布を示す。なお、陽子線は同図空間電荷分布図の右側から照射した。同図(a)(c)より、 $E_{(1.5,1)}$ と $E_{(1.5,365)}$ では正電圧印加時電圧上昇にともない徐々に試料内部の陽子線照射時の正電荷蓄積位置に正電荷の蓄積が確認された。同図(b)(d)より、負電圧印加時も同様に電圧上昇にともない試料内に負電荷の蓄積が観測された。この電荷の蓄積は陽子線照射時に形成される正電荷蓄積ではなく、高電圧を印加した際に高電圧電極側からの電荷の注入によるものと考えられる。また、同図(e)~(f)の $E_{(2.0,1)}$ と $E_{(2.0,365)}$ でも 1.5MeV 照射時と同様に、陽子線照射時の正電荷蓄積位置に電極から注入されたと思われる電荷蓄積が観測された。

以上の結果より、FEP、ETFE 共に陽子線照射により試料

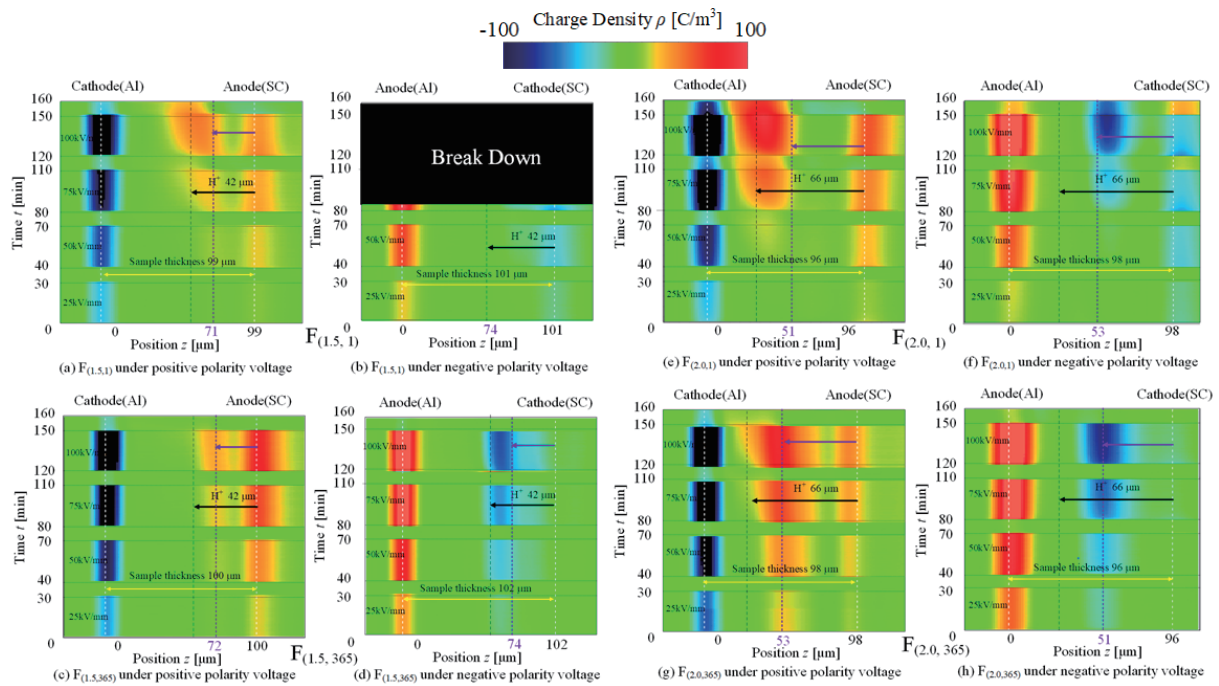


Fig.4 Space charge distribution in FEP under DC stress which are 1 day and 365 days after proton

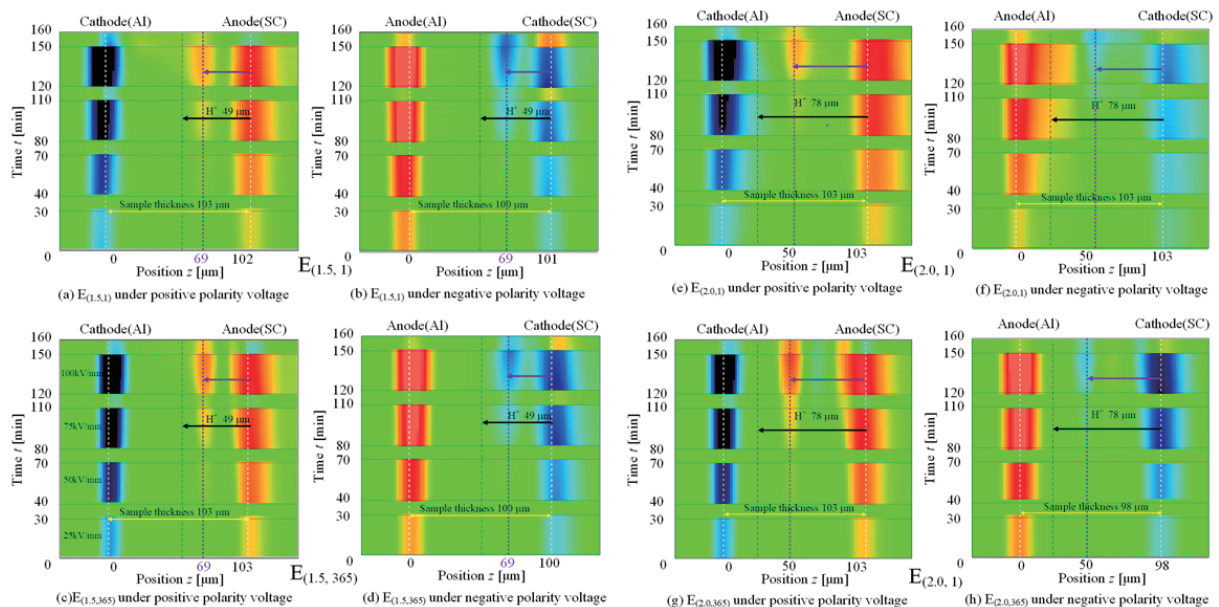


Fig.4 Space charge distribution in ETFE under DC stress which are 1 day and 365 days after proton

内部の照射領域における導電率が変化し、高電圧印加時に試料内部に電荷の注入が促進されたと考えられる。

5. XPS による陽子線試料の構造解析

前章までに、陽子線照射試料に高電圧印加した際に、未照射試料では観測されない電荷蓄積が観測され、照射 365 日後まで照射 1 日後の試料と同様の電荷分布が観測されることから、試料内に不可逆な構造変化が生じている事が推察される。そこで、X 線光電子分光(X-ray Photoelectron Spectroscopy: XPS)を用いて、照射試料の化学・電子構造解析を行った。試料測定試料には公称試料厚さ 50 μm の未照射及び陽子線照射 FEP を用い、照射終了後大気圧下において約 3 日経過した試料を用いて測定を行った。

照射条件は加速エネルギー 2.0 MeV、電流密度を 30 nA/cm^2 で 30 分間照射とした。照射はこの FEP を 2 枚積層した状態でを行い、上層および下層試料の照射面側の表面を用いて XPS 測定を実施した。尚、加速エネルギー 2.0 MeV で照射した際、上層の試料を貫通し、下層の試料表面より約 16 μm の位置が最大飛程試となる。照射試料においては上層試料で割れが生じている。

表 2 に FEP における XPS スペクトルを示す。1 列目に全体のスペクトル(0~1000eV)を、2 列目に C1s のスペクトルについて拡大したもの示している。また、1~3 行面にそれぞれ未照射、照射試料の上層、照射試料の下層のスペクトルを示している。縦軸は光電子数[counts]、横軸は結合エネルギー[eV]である。C1s スペクトルでは、ピーク分離処理を施し青線にて示している。またこのピーク分離処理の正確性を担保するため、分離したピークを合成し図中赤線で示している。

同表の C1s の拡大スペクトルより、未照射試料では主に C-C、CF₂、CF₃ のスペクトルが観測されたが、プロトン照射上層試料ではフッ素に関する結合ピークが減少し、C-C 結合に関するピークが相対的に増加していることが分かる。また、未照射試料では観測されなかったエーテル結合のピークが観測された。一方、プロトン照射下層試料ではエーテル結合の観測がされたが、フッ素や C-C に関する結合ピークの増減が上層試料に比べて少なく、未照射試料に類似したスペクトルが得られた。以上より、陽子線照射 FEP では陽子線の通過領域においては分子鎖切断、及び架橋が生じているものと推測される。また照射試料において検出されたエーテル結合については、試料の構成原子に酸素は無いため、照射後に大気圧下に試料を照射チャンバーから取り出した際に、試料がまだ活性状態にあり、その際にエーテル結合の生成が促進されたものと推察されるが、今後さらなる検討が必要である。

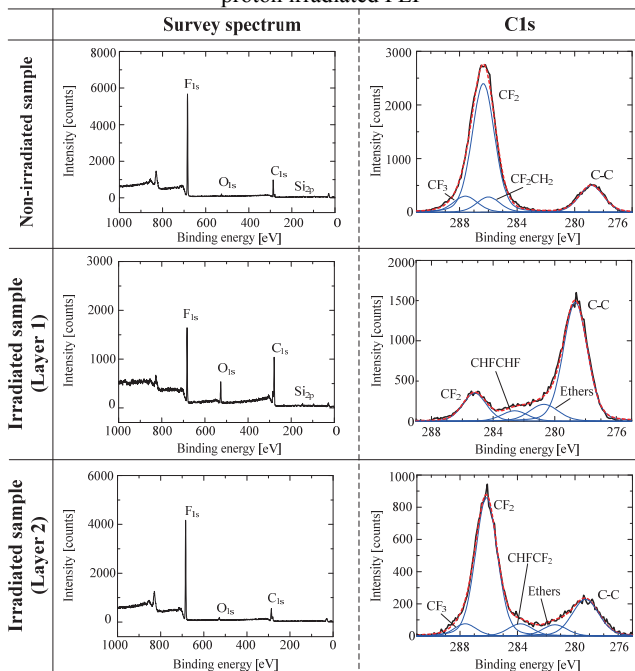
6. まとめ

陽子線照射によりフッ素系絶縁材料において恒久的な電気的特性の変化が生じた。これは、外部からの注入電荷による空間電荷蓄積と考えられる。また、XPS 解析を用いてプロトン照射によって照射試料のフッ素の欠落や架橋の発生し分子構造変化が変化した。今後の課題として、照射前後の試料

において導電率を図るための電流測定や空間電荷特性の再現性の取得等を行っていく予定である。

謝辞

Table 2 Comparison between XPS spectrum of non-irradiated and proton irradiated FEP



本研究の一部は科研費(JP15KK0216)、量子科学技術研究開発機構の施設共用制度の助成により行われた。

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, "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) Kenichiro Nagasawa, Masato Honjo, Hiroaki Miyake, Rikio Watanabe, Yasuhiro Tanaka, Tatsuo Takada, Charge Accumulation in Electron Beam Irradiated Various Polymers, IEEE International Symposium Electrical Insulating Materials, pp147-150,2008
- (4) Hiroaki MIYAKE, Yasuhiro TANAKA, Tatsuo TAKADA, Characteristic of charge accumulation in glass materials under electron beam irradiation, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 14, Issue 2, pp.520-528, 2007
- (5)Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka, Charge Distribution in Polymethyl Methacrylate and Quartz Glass Irradiated by Protons, Sensors and Materials, Vol. 29, No. 8, pp.1213-1222, August 2017
- (6) Tatsuo TAKADA, Hiroaki MIYAKE, Yasuhiro TANAKA, "Pulse Acoustic Technology for Measurement of Charge Distribution in Dielectric Materials for Spacecraft", IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 34, No. 5, pp.2176-2184, 2006
- (7)Y. Li, et. al: Pulsed Electroacoustic Method for Measurement of Charge Accumulation in Solid Dielectrics, IEEE Trans. DEI, Vol.1, No.2, pp.188-195, 1994.

第 14 回宇宙環境シンポジウム 講演プログラム

第14回 宇宙環境シンポジウム

於：神戸大学 先端融合研究環境総合研究拠点コンベンションホール
11月6日（月）受付：13:00-13:30

●13:30-13:40 開会の挨拶（臼井 英之）

●13:40-17:30 講演

セッション	開始	分	講演内容およびタイトル	講演者(所属)・共著
チュートリアル講演(1) (松本 晴久)	13:40	60	衛星帯電の基礎とその実例、関連技術の動向	豊田和弘(九工大)
	14:40	10	Short break	
	14:50	60	衛星帯電を引き起こす宇宙環境(宇宙天気)	長妻努(INICT)
	15:50	20	Coffee break	
宇宙環境・宇宙天気(1) (趙 孟佑)	16:10	20	QZS(みちびき)初号機とMAGDASによる磁気圏FAC—電離圏電流回路の同時観測に関する統計解析	○安倍松偉太、河野英昭(九大)、東尾奈々、越石英樹、松本晴久(JAXA)、Alexey Moiseev、Dmitry Baishev(IKFlA SB RAS)、魚住禎司、阿部修司、吉川顯正(九大)
	16:30	20	IMF By反転に伴う磁気圏応答	○三村恭子、小原隆博(東北大)、藤田茂(気象大学校)
	16:50	20	超小型深宇宙探査機PROCYONの軌道上姿勢外乱解析	○五十里哲(東大)、伊藤琢博(JAXA)、飯上遼、松下周平(東大)、稲守孝哉(名大)、船瀬龍(東大)
	17:10	20	衛星帯電予報のための衛星表面電位のリアルタイム推定手法の開発	○川内諒太、寺岡毅、中村雅夫(府大)、長妻努、石井守(INICT)

●18:30-20:30 懇親会 @老舗 神戸店(三ノ宮駅付近)

11月7日（火）受付：9:00-9:30

●9:30-16:10 講演

セッション(座長)	開始	分	講演タイトル	講演者(所属)・共著
宇宙環境・宇宙天気(2) (松本 晴久)	9:30	20	EISCAT_3D(次世代欧州非干渉散乱レーダー)による宇宙環境研究と監視(2)	○宮岡宏(極地研)、野澤悟徳(名大)、小川泰信、中村卓司(極地研)、大山伸一郎(名大)、藤井良一(情報・システム研究機構)、C.Heinzelman(EISCAT科学協会)
	9:50	20	惑星高層大気環境模擬のための複合分子線実験装置の構築と評価について	○大倉康太、藤本友介、北一貴(神戸大)、岩田裕(九工大)、Chee Sze Keat(メカノトランスフォーマ)、木本雄吾(JAXA)、横田久美子、田川雅人(神戸大)
	10:10	20	超低軌道宇宙環境におけるFEP/Agフィルムの劣化原因に対する考察	○藤本友介、北一貴、大倉康太(神戸大)、岩田裕(九工大)、横田久美子、田川雅人(神戸大)
	10:30	20	Investigation of Electrostatic Transportation of Lunar Dust Grains due to Ambient Plasma Conditions	○Necmi Cihan Orger、Jose Rodrigo Cordova Alarcon、Kazuhiro Toyoda、Mengu Cho(九工大)
帯電・放電実験およびシミュレーション(1) (臼井 英之)	10:50	20	Coffee break	
	11:10	20	あらせ衛星における帯電対策～サイエンスと安全の両面から～	○高島健、柴野靖子(ISAS)、ERGプロジェクトチーム
	11:30	20	宇宙放射線環境と衛星内部帯電障害	○古賀清一、松本晴久(JAXA)、長妻努(INICT)

帯電・放電実験およびシミュレーション(2) (古賀 清一)	11:50	70	Lunch (SCTC LOC meeting)	
	13:00	20	HTVの帯電測定機器の開発とHTV-6における軌道上実験の結果	○奥村哲平、大川恭志、河本聡美(JAXA)
	13:20	20	非接地孤立金属体における周辺電界変化による単極帯電について	○本田昌貴(インパルス物理研究所)
	13:40	10	Short break	
	13:50	20	放電実験衛星「鳳凰四号」による実験結果と地上試験結果の比較	○福田大、豊田和弘、趙孟佑(九工大)
	14:10	20	地震先行現象検証衛星:Preludeの開発	○児玉哲哉(JAXA)、山崎政彦(日大)、鶴川仁(学芸大)、Jean-Jacques Berthelier(LATMOS)、長尾年恭(東海大)
	14:30	20	電子線照射された宇宙機用表面材料の温度依存性を考慮した電荷蓄積シミュレーション	○菅原洋平、渡邊力夫(都市大)
帯電・放電実験およびシミュレーション(3) (三宅弘晃)	14:50	20	Coffee break	
	15:10	20	プラズマ波動電界環境下における人工衛星帯電現象の数値モデリング	○桐山真工、三宅洋平、臼井英之(神戸大)、加藤健大(東北大)
	15:30	20	表面帯電を引き起こすMEO軌道プラズマ環境と衛星電位の統計解析	○寺岡毅、川内諒太、中村雅夫(府大)
	15:50	20	極域電離圏飛翔体周辺のプラズマじょう乱に関する粒子シミュレーション	○佐々木紫、臼井英之、三宅洋平(神戸大)、Wojciech J Miloch(オスロ大)

●16:10-16:30 写真撮影

11月8日（水）受付：9:00-9:30

●9:30-14:00 講演

セッション(座長)	開始	分	講演タイトル	講演者(所属)・共著
宇宙放射線環境とその防護対策 (中村 雅夫)	9:30	20	JAXAにおける宇宙環境防護に関する研究紹介	○松本晴久(JAXA)
	9:50	20	銀河宇宙線に対する遮蔽設計の確立に向けた検討	○後藤亜希、島崎一紀(JAXA)
	10:10	20	熱プラズマ放出による環状電流を用いた磁気シールド強化手法の検討	○梶村好宏(明石高専)、三上杏太、福井公貴、萩原達将、山川宏
	10:30	20	ダイヤモンド半導体の被ばく線量計への応用に関する研究	○上野達、松本晴久(JAXA)、金子純一、平野慎太郎(北大)、小林進悟(QST)
帯電計測・材料特性 (臼井 英之)	10:50	20	Coffee break	
	11:10	20	帯電体衝突放電現象の光電界センサによるタイムドメイン計測	○大津孝佳、○荻島規宏、田代治己(沼津高専)、大沢隆二(精工技研)
	11:30	20	極低温下で帯電したポリイミドフィルムの表面電位と体積抵抗率評価	○澁谷優樹、渡邊力夫、宮坂明宏(都市大)
	11:50	70	Lunch	
	13:00	20	電子線照射後のポリイミド材料の光電子放出係数の変化に関する検討	○鈴木鼓太郎、小林南介、三宅弘晃、田中康寛(都市大)、奥村哲平、川北史朗、高橋真人、古賀清一(JAXA)
	13:20	20	電子線照射フッ素系絶縁材料中の電荷蓄積特性	○三好雅仁、聖生航大、土方規実、三宅弘晃、田中康寛(都市大)
	13:40	20	陽子線照射フッ素系絶縁材料の正・負電圧印加時における空間電荷特性	○千葉翔、三好雅仁、三宅弘晃、田中康寛(都市大)

●14:00-14:10 開会の挨拶（松本 晴久）

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-17-006
JAXA Special Publication

第14回 「宇宙環境シンポジウム」講演論文集
Proceeding of the 14th Spacecraft Environment Symposium

発	行	国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1 URL: http://www.jaxa.jp/				
発	行	日	平成30年1月15日			
電	子	出	版	制	作	松枝印刷株式会社

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等加工することを禁じます。
Unauthorized copying, replication and storage digital media of the contents of this publication, text and images are strictly prohibited. All Rights Reserved.

