金星探査機“あかつき”の現状と今後

中村正人
宇宙科学研究所

我々は失敗したのか？

- 失敗とは成功しないこと
- 成功基準を前もって決めてある
- 天皇陛下の手術の成功基準
  - 陛下が日常的な生活に戻れること
- 成功基準をサクセスクライテリアとも呼ぶ

金星探査機“あかつき”の場合

- ミニマムサクセスクライテリア(^_^;)
  - 雲が東西方向に１周する１週間にわたって、金星周回軌道上からいずれかのカメラによって画像を連続的（数時間毎)に取得し、全球的な雲の構造を捉える。
- フルサクセスクライテリア(^_^)/
  - 雲領域の大気構造が変動する時間スケールである２年間にわたって以下の全ての観測を行う。
    - 1μmカメラ（IR1）、2μmカメラ（IR2）、紫外イメージャ（UVI）、中間赤外カメラ（LIR）によって金星の画像を連続的(数時間毎)に取得し、３次元的な大気運動を明らかにする。
    - 金星で雷放電が起こっているか否かを把握するために雷・大気光カメラ(LAC)を用いた観測を行う。
    - 電波科学により金星大気の温度構造を観測する。
- エクストラサクセスクライテリア(^O^)
  - 以下のいずれかを達成する。
    - 太陽活動度の変化に伴う大気構造の変化を捉えるために、４地球年を超えて金星周回観測を行う。
    - 1μmカメラ（IR1）により金星の地表面物性あるいは火山活動に関するデータを得る。
    - 2μmカメラ（IR2）により地球軌道より内側での黄道光の分布を観測する。
- 何時までに行うとは書いてない(^_^;！

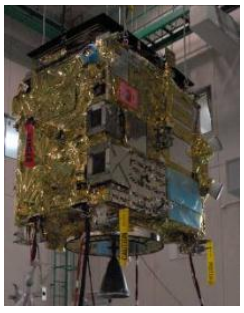
従って基準に従えば、まだ“あかつき”が成功か失敗かの結論は出ていない(^_^;

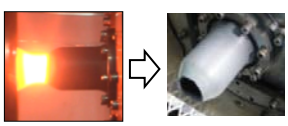
一般の感覚とは異なるので、ここに寄りかかって良いわけではないが、まだ盛り返す余地はある

あかつきの躓き

4

- 平成22年12月7日に金星周回軌道への軌道投入を実施．主エンジンの燃焼開始後約152秒後に大きな姿勢変動が発生し，約158秒で燃焼が中断．金星周回軌道投入に失敗し太陽周回軌道を飛行するに至った



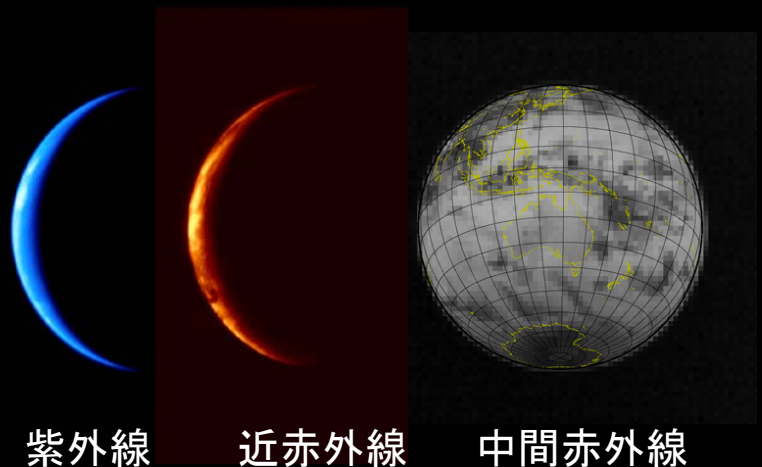


軌道投入マヌーバ(VOI-1)の運用計画・実際

2010年5月21日6時58分22秒

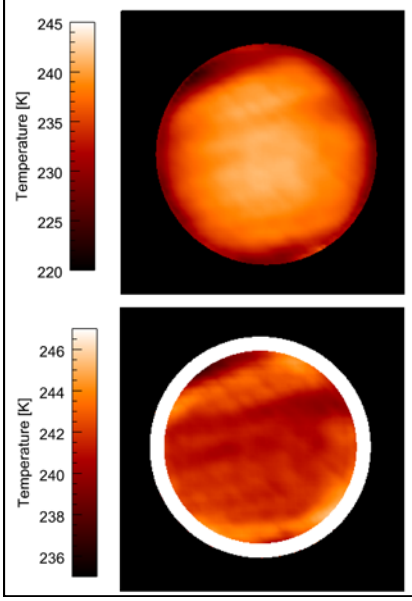
7時25分
探査機
分離

打ち上げ後13時間で地球を撮影



紫外線　近赤外線　中間赤外線

金星近くからの金星撮像



再接近の2日後に60万kmの距離から金星を撮影

283nm　　0.9μm

10 μm：雲頂からの熱放射
・・初めて見る構造

躓き後の経緯(1)

■主推進エンジンの状況

2011年9月に行った主推進エンジンの動作試験の結果、このエンジンはこれ以上稼働させることが出来ない事が判った。代わりに今後は12機の姿勢制御エンジン(Reaction Control System: RCS)を軌道制御に用いる事とした。

■酸化剤の投棄

探査機の重量を出来るだけ軽くするため、RCSでは使用しない酸化剤65kgを2011年10月に無事投棄した。

躓き後の経緯 (2)

- **ここまでの軌道制御**

  あかつきを2015年に金星と会合させるため、現状の軌道を変更する必要があった。2011年11月1，10，21日の3回に分けてこの軌道変更を行いトータルで約260m/sのΔV制御に成功した。

- **探査機の状態**

  主推進エンジンを除く全てのシステムの状態は良好。

- **期待される金星周回軌道**

  遠金点が当初予定より高くなることは避けられない。2015年投入の場合、赤道周回軌道では近金点が下がっていくため金星に衝突する。これを避けるためには極軌道に近い軌道をとるべきである。2016年投入ではこの条件は緩和される

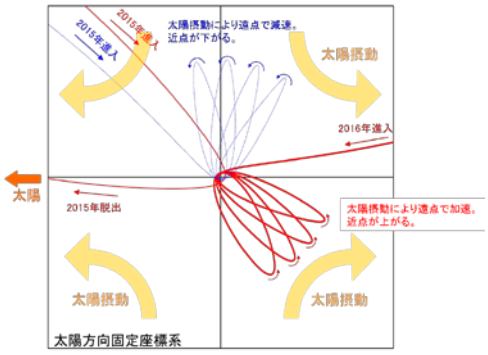
金星周回軌道の方針

10

探査機寿命を勘案しつつ，2015年以降の金星周回軌道再投入を検討している．

ある例）2015年に金星周回軌道に投入する場合，太陽摂動による近金点高度が低下することを緩和させるため，極軌道に近い軌道を選ぶ必要がある．遠金点高度は当初の目標と比較して高くなる．

別の例）2015年の金星再会合時に金星スウィングバイを行い，2016年に金星周回軌道に投入する場合には，太陽摂動の効果を考慮しても赤道面に近い軌道を選択できる可能性がある．このケースにおいても遠金点高度は当初の目標と比較して高くなる．

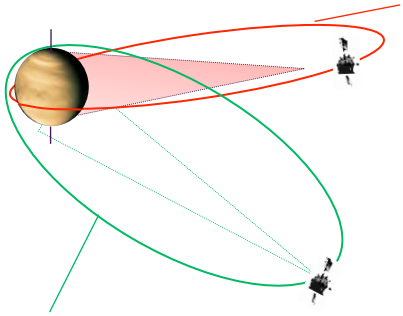


金星赤道面に近い軌道に投入した場合の周回軌道の一例

11

金星再投入した後の観測軌道について，現在大きく分けて2つの軌道が考えられる．それぞれの軌道で得られる科学的成果について検討を進めている．

北
南



赤道面に近い周回軌道のケース

- **高速大気循環メカニズム**
  放熱面を南北に向けた基本姿勢のまま，あかつきの観測機器を金星に向けることができ，概ね当初の計画通りに大気の運動を連続モニタすることができる．ただし遠近点距離が大きくなることによる観測精度への影響がある(空間分解能の低下)．
- **雲の近接撮影や雷の観測**
  観測頻度が計画よりも低下するものの，雲の形成プロセスを調べるという目的は概ね達せられることが期待される．

極軌道に近い周回軌道のケース

- **高速大気循環のメカニズム**
  あかつき探査機の熱設計上の関係で，軌道上のどの範囲から，搭載観測機器を金星に向けることができるかには制限があり，これを熱や迷光の観点から詳細に検討する必要があるが，観測時間に制約が生じる可能性が高い
- **雲の近接撮影や雷の観測**
  観測頻度が計画よりも低下するものの，雲の形成プロセスを調べるという目的は概ね達せられる．

12

あかつきは最終的に成功することができるか？

- 燃料はほとんど消費していない
- すでに２０１５年に金星に再会合する軌道に乗っている。（このままほっておくと金星に衝突）
- 主推進器は壊れているが、姿勢制御エンジンを使って金星の周りを回ることは可能
- 太陽に近づくときの熱環境の厳しさが最大の山。探査機表面を被っている断熱材が次第に劣化してくる
- 探査機を２０１５年まで壊さず維持し、日本の金星探査計画を最終的に成功に導く事が我々の方針

本当の失敗とは何か？

- 最初に決めた成功基準で成功と失敗を語るのはつまらない
- “はやぶさ”は最後まで自己を高める努力をした
- “あかつき”もあきらめない
- 本当の失敗とは成功基準云々ではなく、やるべき事があるのにそれを行わず、あきらめ失望してしまうこと

MELOS 火星大気オービター構想

今村剛、小郷原一智（ISAS/JAXA）、MELOS オービターチーム

１．MELOS 計画

火星探査計画 MELOS (Mars Exploration with Lander-Orbiter Synergy)の検討が日本の惑星科学コミュニティにおいて進められている。これは 2020 年頃に周回機と着陸実証機（若干の科学観測機器を含む）を火星に送り込むという構想であり、周回機の主たる目標は火星気象、とくにダスト輸送プロセスの解明である。サブテーマとして水循環と大気化学を掲げる。以下ではこの火星オービターの狙いを簡単に紹介する。

２．凍結粉塵惑星の気候の理解に向けて

火星の気候はどのような仕組みで決まっているのだろうか。また、どのような変遷を経て現在の姿に至ったのだろうか。そこに地球型惑星の気候の安定性や、ハビタブルゾーンを決める要因を理解するための手がかりがある。

火星では大気中に浮遊する微細な鉱物粒子（ダスト）が太陽放射を吸収することが大気の熱構造や運動を支配する。薄い CO_2 大気の温室効果は気温を数℃上げるにすぎないが、ダストは数十℃の温度変化をもたらす。ダスト気象学は火星気候理解の鍵である。火星の大気ダスト量がどう決まっているのかという問題は、現在の火星気象の探求にとどまらない広がりを持つ。たとえば、火星のダストは長期的な環境変化においてどのような役割を果たしてきたのだろうか。地球が火星のような dusty な状態を経験したことが無いとしたら（あるいはあるとしたら）それはなぜだろうか。鉱物エアロソルの分布は惑星一般でどのように決まるのだろうか。もともと液体の水を擁した惑星でも、それが一旦全球凍結状態に陥れば、陸地から供給されるダストの放射効果が重要となるかもしれない。これはいわゆるスノーボールプラネットの持続時間に関わる問題でもある。

しかるに火星ダストの輸送過程に関する我々の理解は限られている。傾圧帯の前線活動での巻き上げや小規模なつむじ風（ダストデビル）による巻き上げがあることが分かっているが、ダスト輸送そのものが観測されたことはほとんど無く、様々な気象過程がそれぞれどれほど寄与しているかは明らかでない。半経験的なパラメタリゼーションを採用した数値モデルによりダスト輸送が計算されてきたが、これまでに観測された大規模なダストストームの年々変動や長期的な地表ダストの移動が全く再現されない。上述の問題意識に答えるためには様々な条件下でのダストの挙動を予言できる必要があるが、それを可能にする物理的理解には距離がある。このあと述べるミッション提案はダスト輸送の物理メカニズムに切り込もうとするものである。

地球気象において水の潜熱や放射効果が重要であるのに対し、現在の火星において水の寄与は限定的である。しかし氷雲や極冠や地表の霜はアルベドに影響しており、また水がダスト表面に凝結することがダストの沈降をもたらす可能性がある。水蒸気が光解離して生じる HOx ラジカルは光化学を駆動する。地下氷床は熱慣性を大きくすることにより地表温度に影響している。過去には自転軸変動などの天体力学強制に伴って水蒸気量が大きく変化し、氷床が低緯度まで発達する時代が繰り返し訪れたと考えられており、長いスパンで見たときの水の重要性は現在の火星とは異なるだろう。

火星大気の水蒸気量には日サイクル、季節サイクル、より長い時間スケールでの変動があることが知られている。しかし水蒸気の輸送そのものが観測されていないために、これらの変動が極冠やレゴリスや地下氷床といった様々なリザーバーとのどのような交換によって生じるのかはほとんど分かっていない。そこでダスト輸送に加えて水蒸気輸送の理解も目標に掲げる。

ダスト気象学と水循環の理解は地質記録の解読にも道を拓くと期待される。極冠の氷の層

構造は氷に含まれるダストの増減によるものと考えられ、極冠と大気との間の水とダストの出入りの歴史を反映する。いつか直接探査が及ぶであろう、地下の氷床や氷河も同様である。気候変化に伴って水とダストの輸送がどう変わるかが分かれば、これらの記録から古気候の再現も可能となるはずである。

３．ブレイクスルーのシナリオ

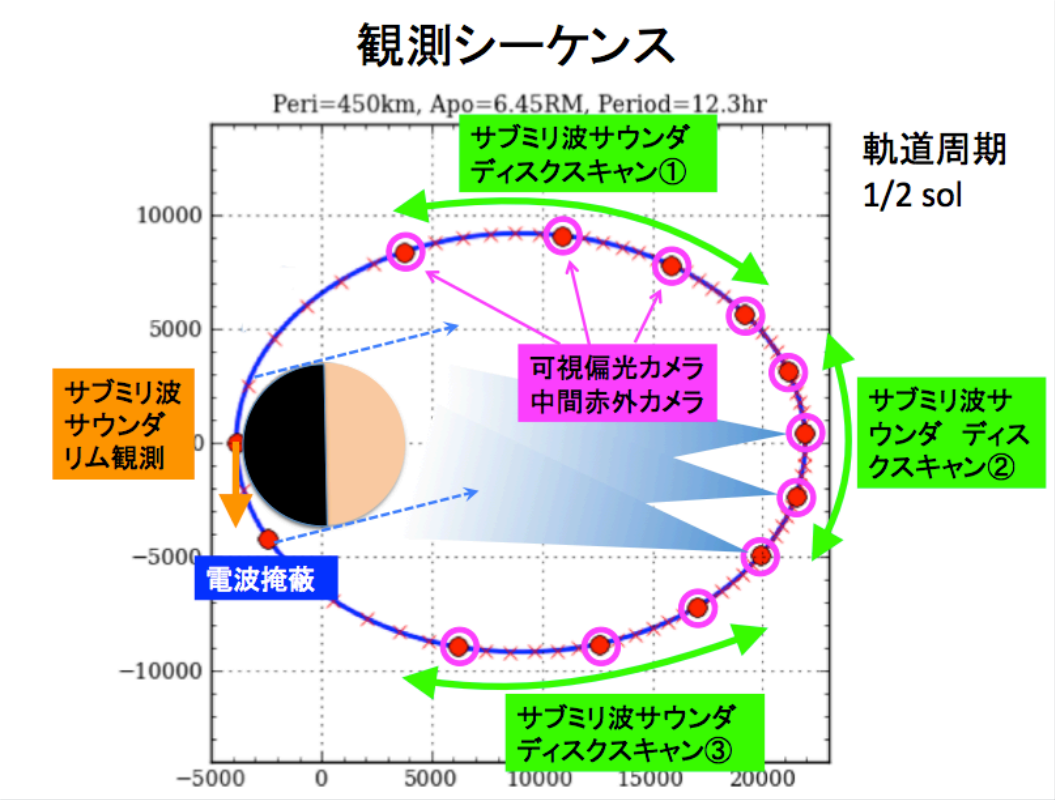
3.1　時間・空間分解能

これまで火星の気象を本格的に観測したミッションとして NASA の Mars Global Surveyor や Mars Reconnaissance Orbiter がある。また ESA は Mars Trace Gas Orbiter を計画している。しかしこれらは低高度の極軌道衛星ゆえに

- 各時刻において衛星直下の狭い範囲しか見ないのでカメラの視野内の気象現象の時間発展を追いかけられない
- 惑星スケールの現象はまる 1 日のデータをつなぎ合わせて再現できるが、隣り合う軌道が経度にして 30° ほど離れているために、千キロ程度以下の現象はとらえられない

といった制限がある。多くのダストストームは数百～数千キロ（メソ～総観規模）、あるいはそれ以下のスケールを持つため、従来型の観測ではダスト輸送を捉えることができない。水蒸気輸送も同様である。

MELOS 火星オービターは高軌道からのグローバルな連続観測により、火星大気中の物質輸送を可視化する。検討中の軌道は軌道傾斜角 9.97° 、近火点高度 450 km、遠火点 6.45 火星半径、軌道周期 1/2 火星日（12.3 時間）であり、遠火点が昼側に固定されたほぼ赤道周回の軌道である。この軌道からは 1 周回の間に特定の半球内の気象現象の時間発展を半日にわたって追跡可能であり、2 周（1 火星日）で全球をカバーする。1～2 時間おきに取得された画像データからは、個々の気象擾乱が成長しつつあるのか衰退しているのか、どのような背景風があるのかといった、力学過程を特定するための情報も得られる。1 周回のうちに広い太陽位相角をカバーすることになるが、これは後述の偏光観測に有利である。



3.2　偏光撮像と熱赤外リム撮像

従来のダスト観測の別の問題点として、可視カメラ（MGS/MOC、MRO/MARCI など）では原理的に浮遊ダストと地表ダストの区別がつかないことが挙げられる。それでも視認できる縁のはっきりしたダスト雲だけがこれまでは研究対象たりえた。実際にはダストが短時間のうちに局所的に巻き上げられるときのみ明瞭なダスト雲になると思われるので、少なからぬダスト現象を見逃している可能性がある。実際、火星地表の継続的な撮像観測から、明瞭なダストストームの発生が確認されないまま地表ダストが吹き払われるケースが報告されている。赤外分光（MGS/TES など）は浮遊ダストと地面を区別できるが、サンプリングが経度方向に疎らなので、惑星スケールの現象しか見ることができなかった。

我々は可視波長の偏光撮像によって浮遊ダストと地表ダストを区別する。地表・雲・ダストの偏光度が異なる太陽位相角依存性を示すことを利用して、1 周回中の連続撮像により位相曲線を描いてこれらを分離するとともに、ダストの粒径や数密度情報を抽出する。また撮像ごとに、場所による偏光度の違いからこれらを分離できるので、1 周回中の時間変化をとらえることもできる。遠火点から十数 km の解像度を確保する。

一方で偏光観測からは高度情報が得られないので、これを補うべく熱赤外波長でのリム撮像によりダストの高度分布を得る。近年 MRO/MCS により地表から離れたところにダスト混合比極大がよく見られることが明らかになっており、このような高度分布が作られるプロセスは今後の火星気象学における重要テーマである。ダストの 3 次元分布の時々刻々の変化をとらえることにより 3 次元輸送に切り込むことができる。熱赤外撮像はまた、昼夜両方でダストの水平分布を可視化することもできる。

3.3　3 次元気温分布と微量気体

物質循環の研究のためには 3 次元力学場情報を欠かすことができない。従来の火星ミッションでは MGS/TES など赤外分光計により惑星スケールの温度場が得られてきた。しかしここではもっと小さなスケールにまで興味がある。ダスト雲の内外の温度を同じように計測できることも本研究のために重要であるが、赤外ではそうはいかない。そこで我々は、550-620 GHz 帯をカバーするサブミリ波サウンダを、従来型のリム観測に加えて直下視で用いる。この観測により、気温の 3 次元分布、水蒸気の 3 次元分布、同位体（H_2O, CO)、微量気体（CO, H_2O, H_2O_2, HO_2, O_3 など)、地表面温度と物性、ドップラーシフトによる風速（リム観測の場合）を得る。視線方向を走査することにより数百 km の水平分解能を達成する。

サブミリ波サウンダは、水循環の理解の鍵となる数百 km 解像度の水蒸気分布とその変動も初めて可視化する。日変化までとらえることは重要なポイントである。水蒸気の長距離輸送は日変化サイクルの残差であり、日変化サイクルの理解が最初のステップと考えられるからである。

微量気体計測ではダストや雲や気象場の情報が同時に得られることを生かして、粒子表面反応など気象場と結合した大気化学と輸送の理解を目指す。これは微量気体の高感度検出に最適化した ESA の Trace Gas Orbiter とは異なる視点である。

気温計測には電波掩蔽も用いる。この方法では地球から見た火星の縁付近（朝方と夕方）の鉛直気温分布を高い精度で計測する。

3.4　局所気象の高解像モニタ

偏光カメラは遠火点からは十数 km の解像度しか持たず、メソスケール現象の観測には限界がある。そこで、限られた地点を高解像度で撮像する狭視野のカメラの搭載をオプションとして検討している。MELOS ミッションにおいて同時に火星に送り込む予定の着陸機の周辺の局地気象を観測することも考えられる。

3.5　データ同化

ダストや水蒸気の時空間変動を解釈するために、全球的な力学場を観測データと数値モデルから再構築する。データ同化と呼ばれるこのような試みは、地球気象学においては経験が

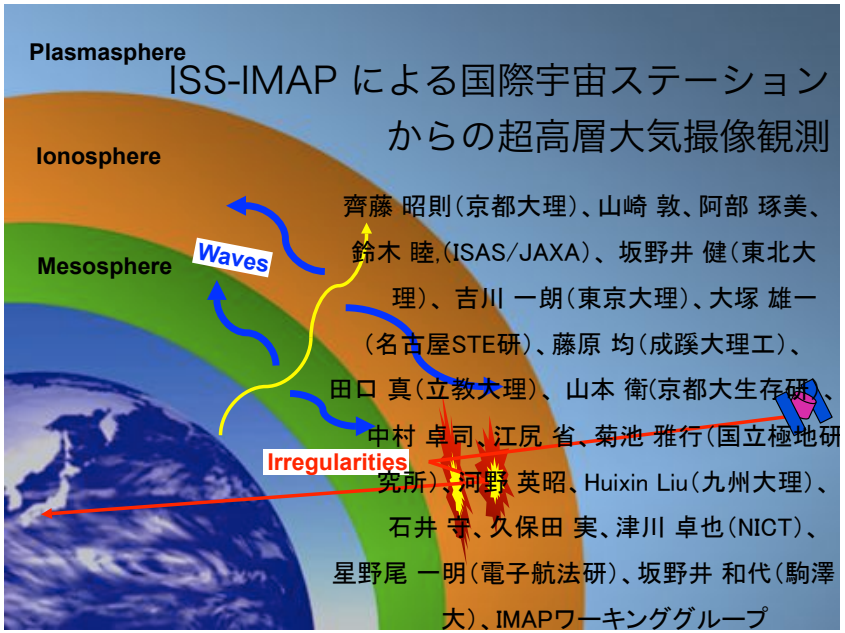
蓄積されているが、惑星探査分野では火星について初期的な試みがあるのみである。最終的にはダストも力学場と同時にデータ同化することを視野に入れる。

４．まとめ

高高度からのグローバルな連続リモートセンシングを軸とする火星オービターを検討している。従来の火星ミッションでは分からなかった多様な時空間スケールの現象を同時にとらえ、ダストを中心に物質輸送の素過程の解明を目指す目論みである。候補となる搭載観測装置は以下のものである。

（１）可視偏光カメラ（ダスト・氷雲・地表）
（２）サブミリ波サウンダ（気温・水蒸気・同位体比・微量気体・地表温度・風速）
（３）中間赤外カメラ（ダスト・気温・地表温度）
（４）電波掩蔽用の超高安定発振器（鉛直気温分布）
（５）狭視野カメラ（ダスト・雲）　＊オプション機器

近年、火星には欧米から多くの探査機が送り込まれ、火星に関する我々の理解は 10 年前と比較にならないレベルにある。これまで惑星探査に関わってこなかった国でも火星探査の機運が盛り上がっており、今や世界の注目が火星に集まっていると言える。しかしそれだけに、残されている課題は難問揃いであり、後発の我が国が画期的な成果を挙げるのは容易でない。その中にあってこのオービター計画は、金星探査機「あかつき」などの開発実績をベースにした堅実な手法で諸外国にない斬新な視点を火星環境科学に導入しようとする、筋の良いアプローチであると考えられる。



ISS-IMAP による国際宇宙ステーションからの超高層大気撮像観測

齊藤 昭則(京都大理)、山崎 敦、阿部 琢美、鈴木 睦,(ISAS/JAXA)、坂野井 健(東北大理)、吉川 一朗(東京大理)、大塚 雄一(名古屋STE研)、藤原 均(成蹊大理工)、田口 真(立教大理)、山本 衛(京都大生存研)、中村 卓司、江尻 省、菊池 雅行(国立極地研究所)、河野 英昭、Huixin Liu(九州大理)、石井 守、久保田 実、津川 卓也(NICT)、星野尾 一明(電子航法研)、坂野井 和代(駒澤大)、IMAPワーキンググループ

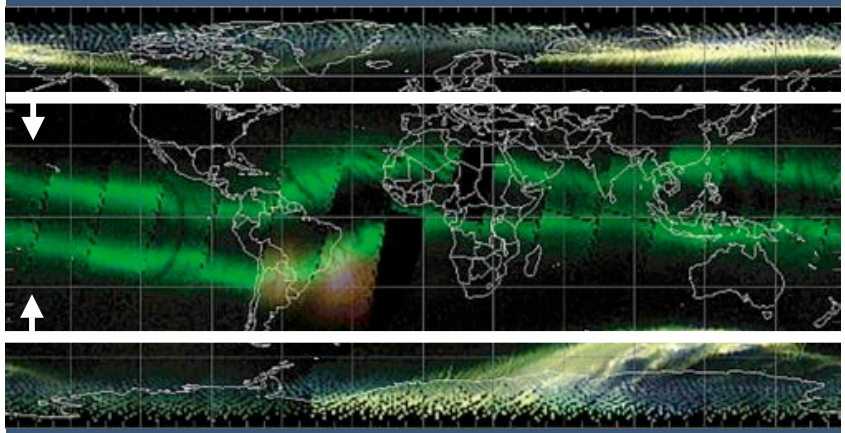
ISS-Ionosphere, Mesosphere, upper Atmosphere, and Plasmasphere mapping missionの概要

- 国際宇宙ステーション「きぼう」曝露部第２期利用のポート共有利用ミッション
- 他の4つのミッション(GLIMS[雷観測]等）と曝露部ポートを共有する (MCE)
- 2つの撮像装置：可視光(Nadir)と極端紫外光(Limb)による地球超高層大気の撮像観測
- 2012年2月：種子島へ輸送
- 2012年夏　観測開始予定 (HTV3号機による打ち上げ)

ISS-IMAPコアメンバー

- 総括
  齊藤昭則(京都大学)、山崎 敦、 阿部琢美(JAXA/ISAS)
- VISI:可視近赤外撮像装置
  坂野井 健 (東北大学)、大塚 雄一 (名古屋大学)、田口 真 (立教大学)、江尻 省 (国立極地研究所)
- EUVI:極端紫外撮像装置
  吉川 一朗 (東京大学)、山崎 敦 (JAXA/ISAS)
- MDP:ミッション・データ処理装置
  菊池 雅行 (国立極地研究所)、鈴木 睦 (JAXA/ISAS)
- 観測
  山本 衛(京都大学・電離圏)、中村 卓司(国立極地研究所・中間圏)、河野 英昭(九州大学・プラズマ圏)
- 数値モデル
  藤原 均(東北大学)、陣 英克(情報通信研究機構)
- 宇宙利用システムへの影響
  石井 守(情報通信研究機構) 星野尾 一明(電子航法研究所)

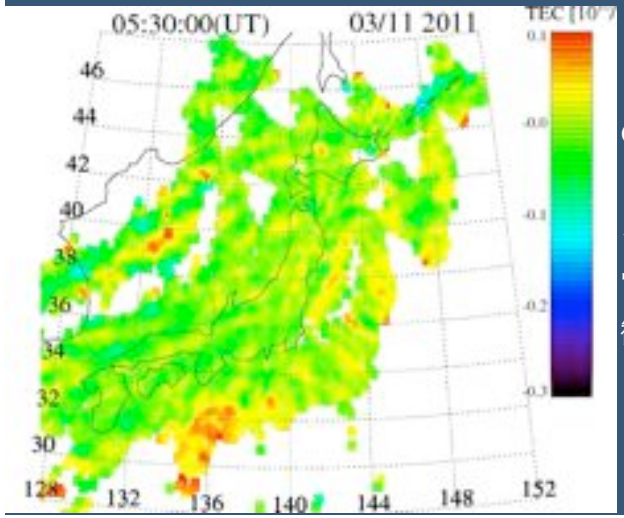
先行観測：低軌道衛星TIMEDによる遠紫外線観測



TIMED/GUVIによるFUV撮像のcomposite map

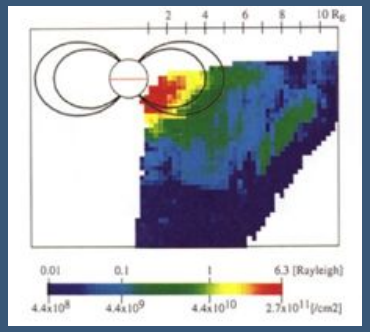
[Christensen et al., 2003]

下層大気からの大気波動の鉛直伝搬例：2011年3月11日東北太平洋沖地震後の電離圏変動

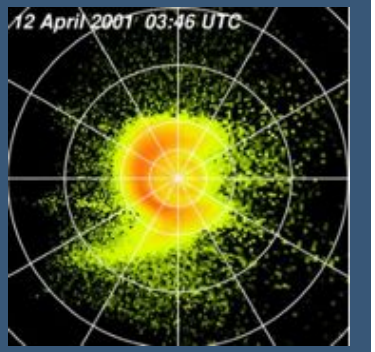


GPS受信機網による高度350kmを中心とする全電子数(TEC)の観測

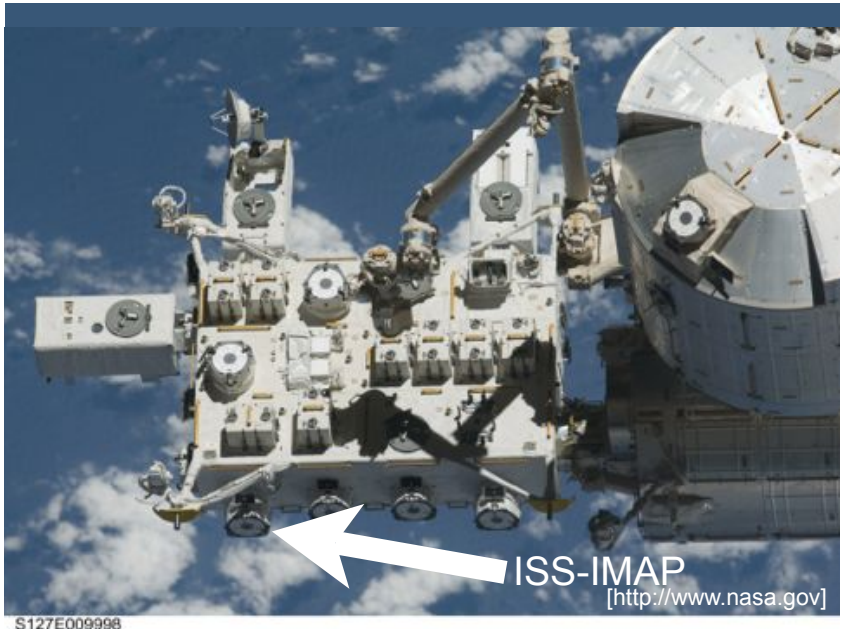
極端紫外光によるプラズマ圏の撮像



のぞみ衛星による極端紫外光撮像 [Yoshikawa et al., 2000]



IMAGE衛星による極端紫外光撮像 [Foster et al., 2000]

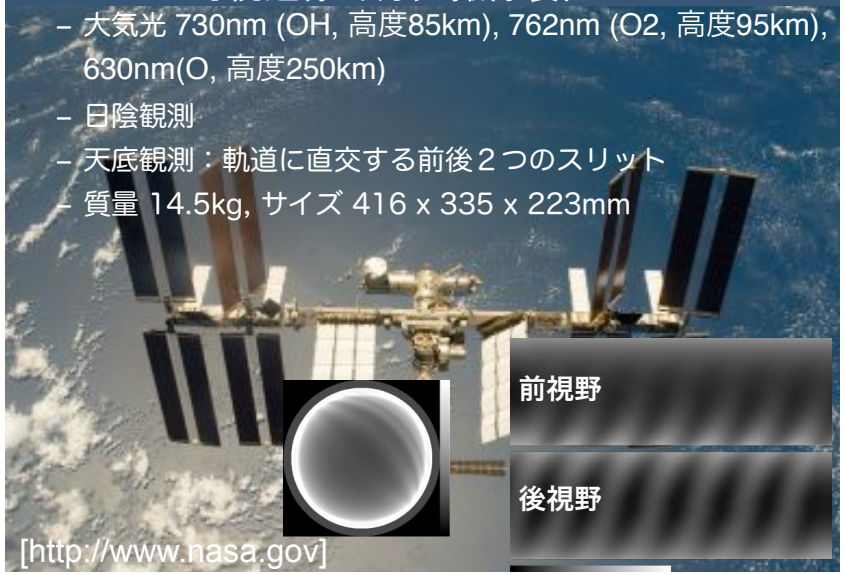


VISI

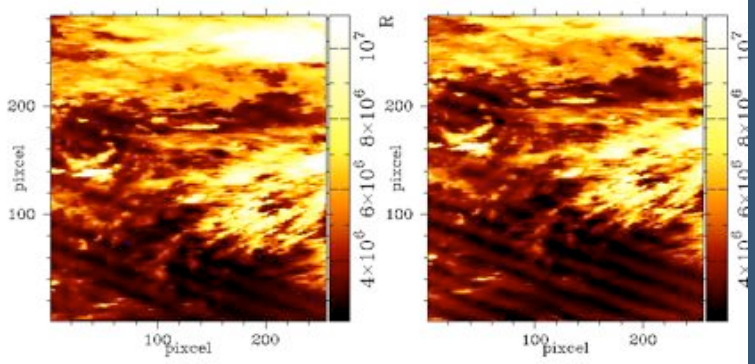
EUVI

可視近赤外分光撮像装置：VISI

- 大気光 730nm (OH, 高度85km), 762nm (O2, 高度95km), 630nm(O, 高度250km)
- 日陰観測
- 天底観測：軌道に直交する前後２つのスリット
- 質量 14.5kg, サイズ 416 x 335 x 223mm

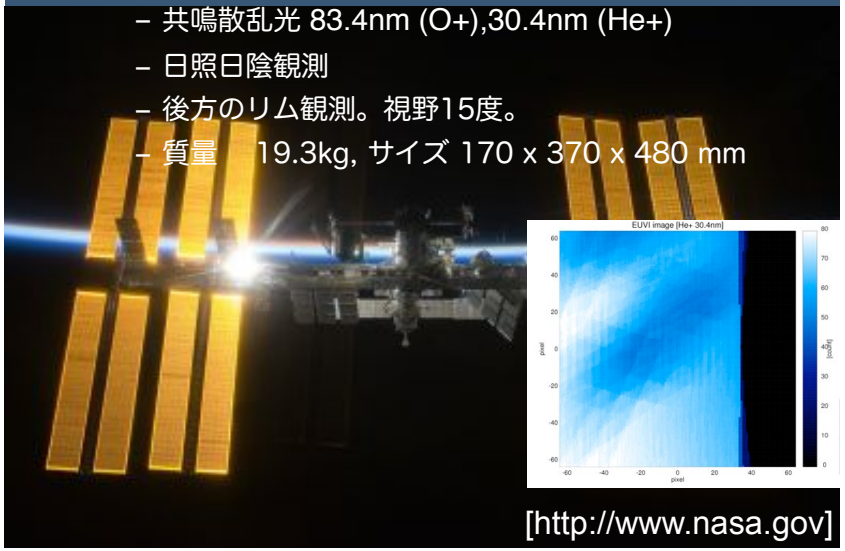


VISIの2視野による中間圏大気光観測シミュレーション



極端紫外光撮像装置：EUVI

- 共鳴散乱光 83.4nm (O+),30.4nm (He+)
- 日照日陰観測
- 後方のリム観測。視野15度。
- 質量　19.3kg, サイズ 170 x 370 x 480 mm



まとめ

- ISS-IMAPは国際宇宙ステーションから可視光と極端紫外光で地球超高層大気の撮像観測を行う。
- ISS：中低緯度、他の観測装置との同時観測
- VISI：大気光
  - 730nm (OH, Alt. 85km), 762nm (O2, Alt 95km), 630nm(O, Alt. 250km)
  - Nadir 45 deg. FOV, Forward and Backward slits
- EUVI：共鳴散乱光
  - 83.4nm (O+), 30.4nm (He+)
  - Limb 15 deg. FOV
- 2012年に観測開始予定。

S-310-40 号機による夜間中緯度電離圏領域における電波伝搬解析
－観測結果速報－

石坂 圭吾，深澤 達也(富山県大),
阿部 琢美，北野谷 有吾，井口 恭介(ISAS/JAXA),
遠藤 研，熊本 篤志（東北大）

１．はじめに

夜間に内之浦にて中波帯ラジオ放送を受信すると，昼間は受信不可能な放送を受信することができる．これは，中波帯電波を吸収する電離圏 D 領域が夜間は消滅するため，電波の反射高度が上昇し，昼間よりも遠方に中波帯電波が伝搬可能になるためである．しかし，夜半ごろになると，突然放送波が受信できなくなる場合がある．これは，夜間に発生したスポラディック的に発生した D 層もしくは E 層が発生し，放送波が昼間と同じような高度で反射もしくは吸収されたと考えられる．電波伝搬の異常が見られるときにおいて，山川に設置されているイオノグラム観測によると，下部電離圏にはスポラディック E 層 (or D 層)は確認されていない．このことから，夜間に局所的な電子密度増加領域が発生し，中波帯ラジオ電波の電波伝搬に影響を与えていると推測される．このような中波帯電波が異常伝搬をしている際の，電離圏環境は調査されておらず，夜間電離圏下部領域の電子密度プロファイルは得られていない．また，夜間におけるスポラディック D 層もしくは E 層の発生原理については未解明である．そこで，中波帯電波の異常伝搬する原因の特定を目的として，電離圏下部領域内において直接電波伝搬観測と電子密度計測を行い、電離圏環境と電波障害の関係について調査する．

本ロケット実験は 2011 年 12 月 19 日 23:48 (JST)に内之浦宇宙空間観測所にて実施された．ロケットは打ち上げ後，最高高度 180 km に達した．また，搭載機器はすべて正常動作し，有益な観測が行われた．本報告では，S-310-40 号機搭載の科学観測装置による初期観測結果について述べる．

２．S-310-38 号機観測ロケット実験概要

本ロケット実験では，夜間の電波伝搬異常時の電離圏中の様子を調査する．そのため，地上において，NHK 熊本第 2 放送波(873kHZ)を観測し，5 分程度受信できない状態が継続していることを確認したのち，ロケットを打ち上げる．本ロケット実験計画の模式図を図 1 に示す．本ロケット実験では，4 つの電波を同時に観測する．これは，図 1 に示すように 1 つの送信局からロケットまでの伝搬路において，高電子密度領域が存在している場合，急激な減衰が見られる．しかし，その他の送信局からの電波では，減衰が見られない場合，ロケットの飛翔位置と地上送信局との位置関係を用いることにより，電波を減衰させる局所的な高電子密度領域の位置と大きさを推定することが可能となる．なおロケットの高度に関しては，できるだけ高度方向の電子密度プロファイルを調査するため，最高高度は 180 km 程度とし，ロケット打ち上げ角は，76 度程度とする．

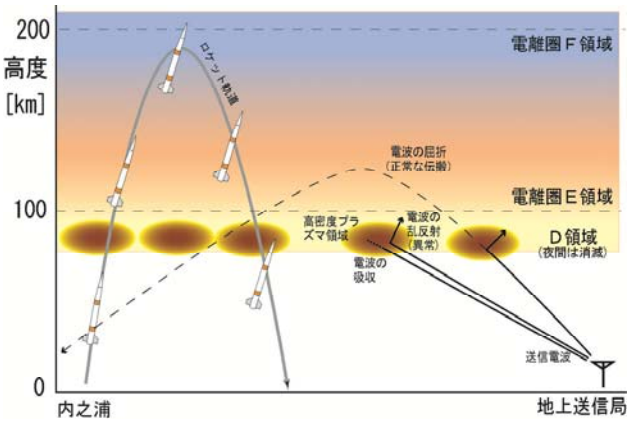


図 1 ：S-310-40 号機観測ロケット実験概要

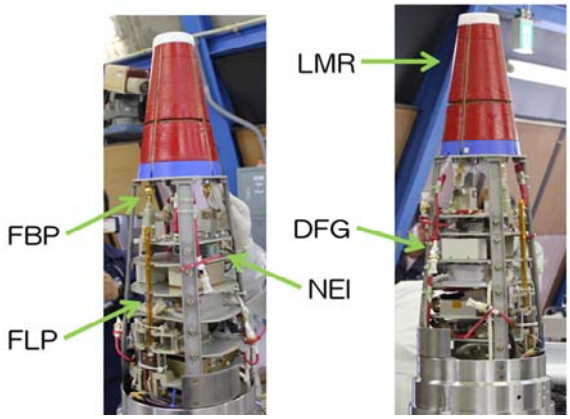


図 2　S-310-40 号機搭載科学観測装置外観

表 1　科学観測装置一覧

搭載機器名	測定項目
長波・中波帯電波受信機 (LMR)	中波・長波帯電波伝搬特性
ラングミューアプローブ (FLP)	電子温度・密度
固定バイアスプローブ(FBP)	電子電流・イオン電流
インピーダンスプローブ (NEI)	電子密度
地場計測器 (DFG)	磁場
地平線撮像姿勢計 (HOS)	ロケット姿勢

図 2 は S-310-40 号機に搭載された科学観測機器の外観であり，表 1 は科学観測装置一覧である．S-310-40 号機には 6 種類の科学観測装置が搭載されている．中波・長波帯電波受信機は，図 3 に示すように地上から発信されている電波時計用電波 60 kHz (1, JJY)，中波帯放送波 873 kHz (2, NHK 熊本第 2 放送)，無線航行用ビーコン 405 kHz(3, 南大東空港)，大阪から送信されている中波帯放送波 666kHz(4, NHK 大阪第 1 放送)をロケット軌道上で受信し，得られた電波伝搬特性から電離圏中の電子密度プロファイルを推定することができる．図 3 中の青矢印はロケットの飛翔方向を示しているが，本ロケット実験では，ロケットから見ると，北・南・東方向から伝搬してくる電波を受信することにより，電離圏中の電子密度プロファイルの微細構造の推定が可能となる．また，地上から電波を受信することができるようにループアンテナを電波透過性のノーズコーン内に展開している．これにより地上－電離圏間の電波伝搬特性が得られる．

図 3　ロケットで観測する電波の送信局の位置
本文中の番号と地図上の番号が対応している．

電子密度プロファイルを観測するものとしてラングミューアプローブ・固定バイアスプローブおよびインピーダンスプローブが搭載されている．ラングミューアプローブはロケットに搭載されたガラス封じ円筒型ラングミューアプローブを用いて電子温度と電子密度の測定を行う．また，固定バイアスプローブは，直径 3cm の球プローブに直流電圧を印加し，プローブに流入する電流をモニタすることで電流の変化を測定する．特に本ロケットでは，2 つの球プローブを搭載し，一方には正，他方には負の電圧を印加し，それぞれ電子電流とイオン電流を測定する．インピーダンスプローブはロケットに搭載された長さ 1.2 m のリボンアンテナ(Be-Cu)をプローブとする標準型インピーダンスプローブによって，電離圏プラズマ中の UHR 周波数を検出し，ロケットの軌道に沿った電子密度プロファイルを高精度で得ることができる．本ロケット実験では，これらの電子密度観測結果を相互比較し，クロスチェック観測が可能である．

本ロケットには，S-310-38 号機に搭載されたデジタル方式フラックスゲート磁力計を改良した磁力計が搭載されている．S-310-40 号機に搭載された磁力計は，新たに分解能 16bit のデルタ-シグマ DAC を組み込んだものとなっている．磁力計による姿勢決定の目標精度は，主磁場とロケット機軸の成す角度 2° 以内である．

また，ロケットの姿勢を決定する機器として，地平線センサーが搭載されている．地平線センサーは，波長 10～15μm 付近の熱赤外線領域において大気からの放射を検出し，ロケットから見た地平線方向を決定する．上述の磁力計のデータと合わせて，搭載された観測機器のデータ解析を行う際に重要となるロケットの姿勢を正確に決定することが可能である．

３．S-310-40 号機観測結果

地上での電波観測において受信強度が減衰していることを確認したのち，S-310-40 号機観測ロケットは，2011 年 12 月 19 日 23:48 (JST)に内之浦宇宙空間観測所から打ち上げられた．ロケットは，打ち上げ後 210 秒で最高高度 180 km に達した．以下に S-310-40 号機観測実験により得られた初期観測結果を記す．

図 4 はロケット上昇時に得られたラングミューアプローブ(FLP)，固定バイアスプローブ(FBP)，インピーダンスプローブ(NEI)，長波・中波帯電波観測装置(873 kHz)の観測結果である．これらのパネルの縦軸は高度[km]である．横軸はそれぞれの観測機器の出力に応じた単位になっている．なお，FLP，NEI の観測はノーズコーン開頭後のセンサー展開・プローブ伸展後(ロケット打ち上げ後 62 秒，高度約 79 km)から行われた．

FLP，FBP，NEI の観測結果から，電子密度のメインピークが高度 104 km 近傍にあり，電子密度は 5.7 x 10^3 cm^{-3} と観測されている(図 4 中の緑の水平線)．このとき，873 kHz の電波観測結果をみると，高度約 100 km 付近から徐々に電波強度が減衰しており，電子密度のメインピークの高度付近においても電波強度の急激な減衰は見られない．また，高度 104 km 以上の領域において，電子密度は 2.0 x 10^3 ～ 3.0 x 10^3 cm^{-3} でほぼ一定となっている．そのため，観測された電波伝搬特性をみると，電波強度が減衰することなく高度 180 km の領域まで伝搬している．これはこれまで観測された電子密度プロファイルと比べると低い電子密度プロファイルとなっているため，電波が電離圏下部領域で反射・吸収されず，上空まで伝搬していること示唆している．

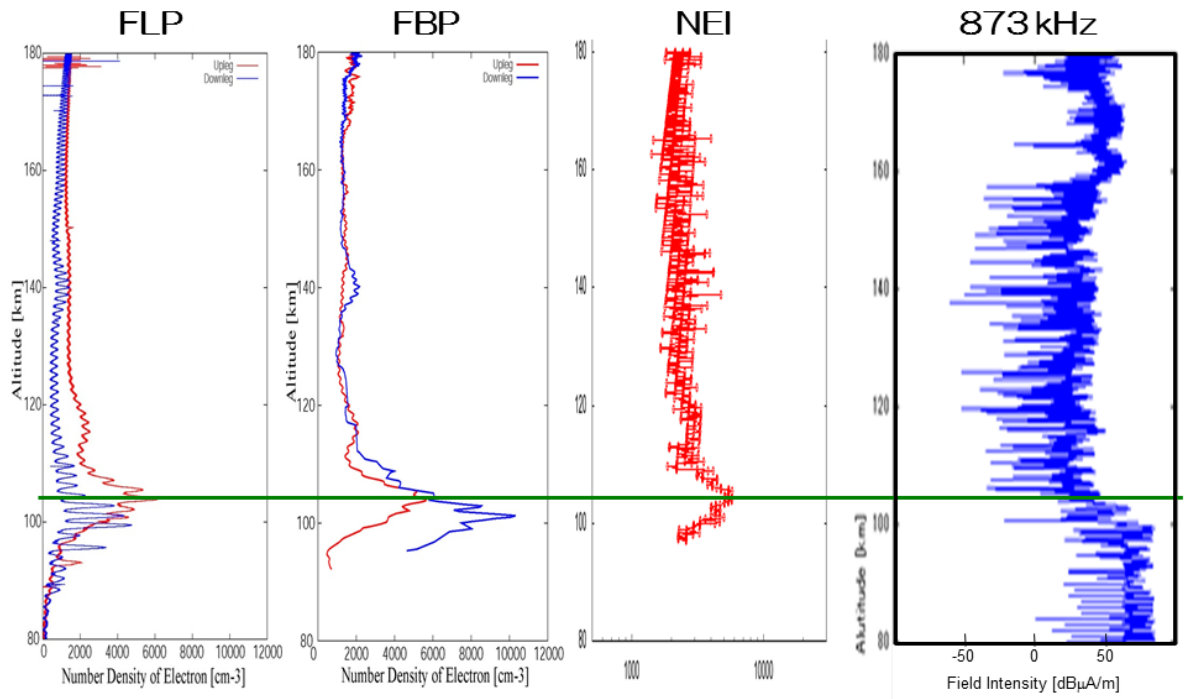


図 4　FLP，FBP，NEI，873kHz 電波(LMR)の観測結果

図 5 はデジタル方式フラックスゲート磁力計(DFG)の観測結果である．図 5 上図を見るとロケットのスピン周期は，デスピンによりスピンダウンし，大気に再突入するまで約 0.7 Hz で安定してスピンしている．また，図 5 下図は，DFG により観測された地磁気姿勢角である．地磁気姿勢角は，機軸と磁力計から算出した磁場ベクトルのなす角で定義される．図 5 下図より，打上げからデスピン・ノーズコーン開頭の間，ロケットはほぼ一定の姿勢を維持し，大気に再突入するまで約 15 度の角度で歳差運動をしている．

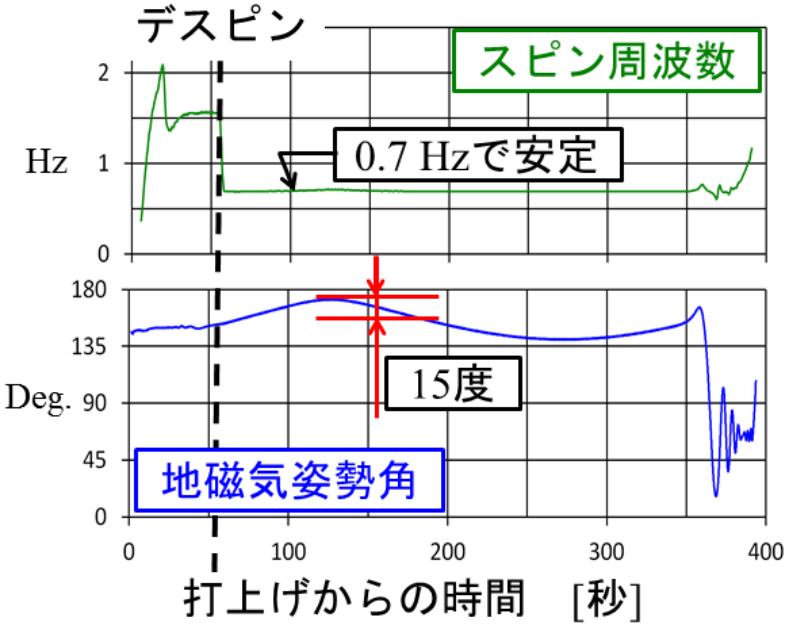


図 5　DFG による観測結果．(上：スピン周期，下：地磁気姿勢角)

４．まとめ

本報告では 2011 年 12 月に打ち上げられた S-310-40 号機観測ロケットに搭載された科学観測装置の初期観測結果について述べた．搭載機器はロケット飛翔中，正常動作し，電離圏中の有益な観測が実施できた．電離圏中の電子密度プロファイルを計測するために搭載されたラングミューアプローブ，固定バイアスプローブ，インピーダンスプローブ，長波・中波帯電波観測装置によって得られた結果から，ロケット上昇時の高度 104 km 付近に電子密度のピークが見られた. なお, 観測されたメインピークの電子密度は 5.7 x 10^3 cm^{-3} であった．本ロケット実験において改良型のデジタル方式フラックスゲート磁力計が搭載され，ロケット軌道上において正常動作し，宇宙空間での動作が実証された．

本ロケット実験は，夜間地上で電波が受信できない時の電離圏中の電子密度を直接観測および電波を用いて，総合的に観測した．今後，各観測装置によって得られた観測結果を総合し，電離圏中の電子密度構造の調査を行う．これにより，夜間における電波の異常伝搬発生時の電離圏プラズマ密度構造と電波伝搬の関係について解明する．そして，中波帯放送を含む電波の電離圏中の伝搬に関する情報を提供することができ，安定した電波利用を行うための基礎データを提供することができると期待される．

電離圏観測手法の衛星航法利用援助への応用

斎藤　享
独立行政法人電子航法研究所

1　背景

全球衛星航法 (Global Navigation Satellite System: GNSS) において、電離圏による伝播遅延は最も大きな誤作要因の一つである。電離圏による伝播遅延の大きさは、衛星受信機間の単位面積あたりの全電子数 (total electron content: TEC) に比例する。地上基準局の観測データを基に補正情報を生成するディファレンシャル衛星航法システムである地上補強型衛星航法システム (Ground-based augmentation system: GBAS) や、静止衛星補強型衛星航法システム (Satellite-based augmentation system: SBAS) においては、TEC の大きさそのものではなく TEC の空間不均一性が大きな誤差要因となる。近年 GNSS は高い安全性が要求される航空航法においての利用が進んでおり、TEC 空間勾配を確実に検出することは大変重要となっている。GNSS を航空航法に利用するにあたっては、GNSS 信号を様々な視点からチェックすることにより、TEC 空間勾配による誤差が航空機に取って危険なものにならないように対策が取られている。このような安全対策は過剰に行うと利用可能な場合においても利用不可となることがあり、実用に耐えるシステムとするためには、安全対策と利用可能性を両立させる必要がある。このことから、GNSS をより高度に利用するためには、より効率的な TEC 空間勾配の検出方法を開発することが非常に重要である。

2　磁気低緯度電離圏異常の影響

中緯度域においては磁気嵐に伴う電離圏電子密度の急増 (Storm enhanced density: SED) に伴い極めて大きい TEC 空間勾配が存在することが知られている (Pullen et al., 2009)。SED は発生頻度が比較的低く、日本においては前太陽周期の中で 2 回発生が確認されているのみである (e.g. Maruyama and Kawamura, 2006)。この SED に伴い観測された TEC 空間勾配は Pullen et al. (2009) により観測されたものに比べ小さいものであった。

日本を含む磁気低緯度において大きな TEC 空間勾配を伴う現象としてはプラズマバブルが挙げられる。日没付近の磁気赤道で発生するプラズマバブルは、南北方向に発達する局所的な電子密度の急減であり、東西 100 km 程度の幅を持ち、内部は外部に比べて 1 桁以上電子密度が低い。内部と外部の境界は極めて薄い（20~30 km 程度）ため、局所的に極めて大きな TEC 空間を伴いうる。プラズマバブルは発生頻度も高く (アジア域では、高太陽活動期の春分・秋分の夜間には頻繁に発生する)、GNSS に影響を与える TEC 空間勾配 (電離圏異常) として無視できないものである。そのため、プラズマバブルに伴う電離圏異常を監視し、効率よく検出することが必要となる。

これまで電離圏異常の監視は、GNSS 信号そのものを用いて行われてきた。GNSS を用いるシステムにおいて、GNSS を用いた電離圏監視を行おうとすることは自然であるが、それが必ずしも最前の方法とは限らない。GNSS 衛星は見かけの動きが遅く、全天に 10 機程度しかないため、「点」の観測となり、局所的な電離圏の変動に対して、見逃しの可能性が残る。見逃しの可能性が高ければ、その分システムを保守的にせざるを得ず、高度な利用が妨げられる。

電離圏の観測研究は過去長期間にわたって行われてきており、GNSS 以外のプラズマバブル観測方法も数多く開発され用いられてきた。むしろ、GNSS を利用する電離圏観測手法の方が新しいものである。

それらの中には、効率的に電離圏異常を検出するという目的に適した手法もいくつか存在する。本研究では、電離圏異常、特に日本において重要性の高いプラズマバブルについて、それが存在する場合には確実に警報を発し、存在しない場合は確実に存在しないことを保証する監視システムについて、いくつかの具体的手法を挙げて考察する。

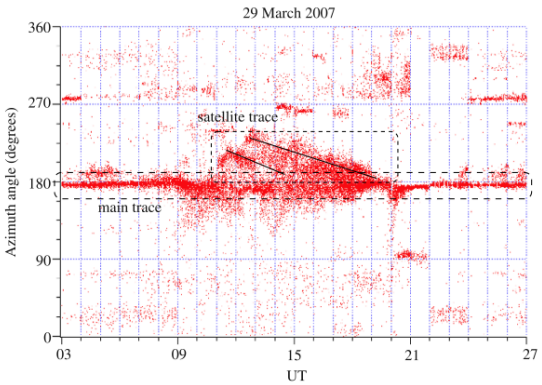


図 1: プラズマバブルに伴う短波赤道横断非大圏伝播 (Saito et al., 2008)

3 電離圏観測手法を用いた電離圏異常監視

電離圏観測手法が衛星航法利用のためのプラズマバブルの監視に利用可能となるためにはいくつかの条件がある。第一に、監視システムは常時利用可能でなければならない。従って、天候、時間帯などの制限を受ける光学機器を用いた観測方法は有効ではなく、電波を用いる観測手法が適している。次に、従来の方法に比べて効率的に異常検出が行える必要がある。さらに、実利用システムとしては、得られる効果に対して高価でないことが必要である。最後に、安全性設計が可能であることも必要である。

GNSS 以外によるプラズマバブルの観測方法としては、

1. 非干渉散乱レーダー (Tsunoda and White, 1981; Hysell et al., 2006)
2. 干渉散乱レーダー (Fukao et al., 2004)
3. 短波赤道横断伝播 (Maruyama and Kawamura, 2006; Saito et al., 2008)
4. 低軌道衛星ビーコン観測 (Yamamoto, 2008; Thampi et al., 2009)

などが挙げられる。これらのうち、比較的安価で広範囲を監視可能と考えられる、3 及び 4 について、衛星航法のための電離圏異常監視システムとしての検討状況を紹介する。

3.1 短波赤道横断伝播

赤道を超えて伝播する HF 電波が夜間において時に大圏方向から外れた方向から到来することは古くから知られていた (Röttger, 1973)。近年の高精度の HF 電波到来方向探査装置を用いた研究 (Maruyama and Kawamura, 2006; Saito et al., 2008) により、HF 赤道横断伝播の非大圏伝播はプラズマバブルに伴うものであり、到来方向を観測することにより移動速度まで推定できることが示されている。図 1 は、情報通信研究機構により茨城県大洗町に設置された方向探査装置による Radio Australia 放送波の到来方向であり、プラズマバブルに伴うと考えられる非大圏伝播がはっきりと捉えられている。

これは、以下のように説明できる。プラズマバブルが発生していない場合、反対半球から発射された図 3.1 の点線のように電波は大圏経路を通って到来する。プラズマバブルが発生すると、それに伴う電離圏下部の波状構造により反射された電波が大圏方向から大きく外れた方向から到来しうる (図 3.1 実線)。鏡面反射のように反射点が送受信点の中間の緯度 (この場合地理赤道付近) であると仮定することによりプラズマバブルの存在する経度を推定することができる。

図 1 の到来方向の分布の分散が大きいことからも分かるように、本手法によるプラズマバブルの位置、速度の推定精度は高くない。しかしながら東西数 1000 km の広域を一度に監視できる点において優れている。また、非大圏伝播が見られない場合にプラズマバブルが存在しないことを保証することは可能である。

さらに位置推定精度を向上させるためには、赤道横断伝播する電波の伝播距離を測定することが有効と考えられる。これまでに、赤道横断伝播する電波の到来方向の変動に伴って伝播距離が変動すること

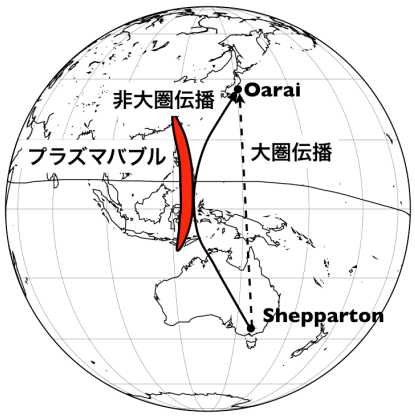


図 2: 短波赤道横断非大圏伝播とプラズマバブル

が見いだされており (Saito et al., 2011)、今後の発展が期待できる。

ここでは手法の有効性を示すために Radio Australia 放送波を用いたが、今後実際に監視システムとして利用する場合には、独自の電波を送信する必要がある。

3.2 低軌道衛星ビーコン観測

低軌道を周回する衛星は、見かけの移動速度が大きく、電離圏を広範囲に監視することに適している。実際、低軌道傾斜角で赤道付近を周回する低軌道衛星の多周波ビーコン電波を用いた差分ドップラー観測により、プラズマバブルが発生し発達する様子が捉えられている。Thampi et al. (2009) さらに、複数の観測点を設置することにより、トモグラフィーにより電離圏電子密度の高度分布を導出することも可能である (Thampi and Yamamoto, 2010)。図 3 は、ベトナム・Bac Lieu において観測されたプラズマバブルに伴う電離圏全電子数の変動である。

本手法は、過去に NNSS などの衛星航法で用いられた多周波ビーコンと原理的に同じものである。衛星ビーコン観測は低仰角まで利用可能であり、仰角 5° まで利用した場合東西 3000 km 程度の覆域を持つ。ビーコン受信機は極めて安価に製作可能であるうえ (Yamamoto, 2008)、過去に NNSS 等の衛星航法で用いられたものもあるため、技術的な問題はない。ただし、本手法では赤道周回のビーコン送信衛

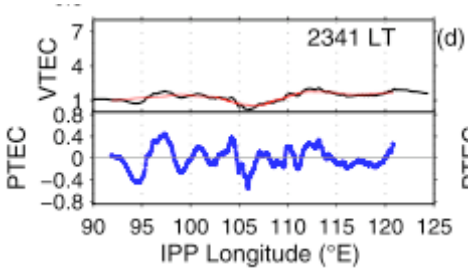


図 3: 衛星ビーコンにより観測されたプラズマバブルに伴う電離圏全電子数変動 (Thampi et al., 2009)

星を維持する必要がある。現在、これらを衛星航法利用のための電離圏異常監視システムとして利用する場合の利点と問題点について検討を行っているところである。

4 まとめ

本研究では、日本の位置する磁気低緯度において、衛星航法の高度利用の障害となる電離圏異常を効率的に監視する方法について検討を行った。低緯度電離圏で最大の問題となるプラズマバブルについて、広範囲を効率的に監視するために効果的と考えられる手法のうち、短波赤道横断伝播、衛星ビーコン電波観測の 2 つについて検討状況を紹介した。

短波赤道横断伝播は、非大圏伝播を検出することによりプラズマバブルの広域監視が可能であり、少なくとも一定の経度域での電離圏異常がないことを示すことが可能である。これに加えて伝播距離を測定することにより、プラズマバブルの位置と移動速度の推定精度の向上が期待できる。

衛星ビーコン観測による電離圏全電子数観測は、赤道周回衛星を用いることにより東西 3000 km 程度の範囲を監視することを可能とする。実際にプラズマバブルに伴う電離圏波状構造が捉えられており、こちらも有効な手法として期待できる。

今後、これらのプラズマバブル監視法の効果の定量的な評価と、プラズマバブル以外の電離圏異常検出方法の検討を行っていく予定である。

参考文献

Fukao, S., Y. Ozawa, T. Yokoyama, M. Yamamoto, and R. T. Tsunoda, First observations of the spatial structure of F region 3-m-scale field-aligned irregularities with the Equatorial Atmosphere Radar, *J. Geophys. Res., 109,* A02304, doi:10.1029/2003JA010096, 2004.

Hysell, D. L., M. F. Larsen, C. M. Swenson, and T. F. Wheeler, Shear flow effects at the onset of equatorial spread F, *J. Geophys. Res., 111,* A11317, doi:10.1029/2006JA011963, 2006.

Maruyama, T., Extreme enhancement in total electron content after sunset on 8 November 2004 and its connection with storm enhanced density, *Geophys. Res. Lett., 33,* L20111, doi:10.1029/2006GL027367, 2006.

Maruyama, M., and M. Kawamura, Equatorial ionospheric disturbance observed through a transequatorial HF propagation experiment, *Ann. Geophys., 24,* 1401–1409, 2006.

Pullen, S., Y. S. Park, and P. Enge, Impact and mitigation of ionospheric anomalies on ground-based augmentation of GNSS, *Radio Sci., 44,* RS0A21, doi:10.1029/2008RS004084, 2009.

Röttger, J., Wave-like structures of large-scale equatorial spread-F irregularities, *J. Atmos. Terr. Phys., 35,* 1195–1206, 1973.

Saito, S., T. Maruyama, M. Ishii, M. Kubota, G. Ma, Y. Chen, J. Li, C. Ha Duyen, and T. Le Truong, Observations of small- to large-scale ionospheric irregularities associated with plasma bubbles with a transequatorial HF propagation experiment and spaced GPS receivers, *J. Geophys. Res., 113,* A12313, doi:10.1029/2008JA013149, 2008.

Saito, S., M. Yamamoto, and T. Maruyama, Plasma bubble monitoring by HF trans-equatorial arrival angle and propagation distance measurements, Proceedings of URSI 2011, 2011.

Thampi, S. V., M. Yamamoto, R. T. Tsunoda, Y. Otsuka, T. Tsugawa, J. Uemoto, and M. Ishii, First observations of large-scale wave structure and equatorial spread F using CERTO radio beacon on the C/NOFS satellite, *Geophys. Res. Lett., 36,* L18111, doi:10.1029/2009GL039887, 2009.

Thampi, S. V, and M. Yamamoto, First results from the ionospheric tomography experiment using beacon TEC data obtained by means of a network along a longitude of 136° over Japan, *Earth Planets Space, 62,* 359–364, 2010.

Tsunoda, R. T., and B. R. White, On the generation and growth of equatorial backscatter plumes: 1. Wave structure in the bottomside F layer, *J. Geophys. Res., 86,* 3610–3616, 1981.

Yamamoto, M., Digital beacon receiver for ionospheric TEC measurement developed with GNU Radio, *Earth Planets Space, 60*, e21–e24. 484, 2008.

東北地方太平洋沖地震に伴う電離圏変動の数値シミュレーション

松村充[1,2], 品川裕之[3], 津川卓也[3],
齊藤昭則[1], 大塚雄一[4], 家森俊彦[5]
[1]京都大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
[2]日本学術振興会特別研究員DC
[3]情報通信研究機構
[4]名古屋大学太陽地球環境研究所
[5]京都大学大学院理学研究科附属地磁気世界資料解析センター

1.導入

2011年東北地方太平洋沖地震（M9.0）の直後に電離圏全電子数（TEC）の変動が観測された [Saito et al., 2011; Tsugawa et al., 2011]. 震央付近で観測された変動の周波数のうち, 最も振幅が大きかったのは4.5mHzで, 次に振幅が大きかったのは3.7mHzと5.3mHzであった [Saito et al., 2011]. これらの周波数は地表と熱圏下部の間で捕捉される音波の共鳴振動数に対応し, 捕捉された音波が高高度に漏れ出したものがこのTEC変動を引き起こしたことを示している.

また, 震央付近から同心円状に伝播するTEC変動も観測された [Tsugawa et al., 2011]. その位相速度は140-780m/sであった.

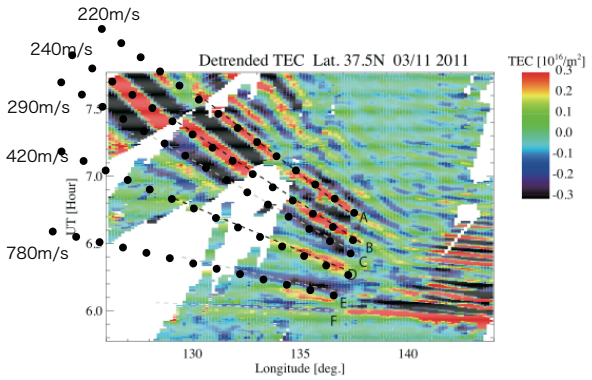


図１：観測されたTEC変動 [Matsumura et al., 2011]. 緯度は同心円状の波面の中心と同じ.

本研究の目的は, 観測された現象を数値シミュレーションで再現することにより, 現象の物理的なメカニズムを明らかにし, また波源の情報を推定することである. 今回の観測では時間的にも空間的にも高い分解能で電離圏変動の情報が得られたことから, この現象を精密に再現できるようなモデルは, 他の現象に適用した場合にも高い再現性を得られることが期待される.

2.モデル

本研究ではShinagawaら[2007]の２次元の中性大気圏-電離圏結合モデルを改良し３次元に拡張した. 計算領域は高度方向に0~600km, 緯度・経度方向にそれぞれ-2000~2000kmとした. 格子幅は高度方向に1km, 緯度・経度方向にそれぞれ50kmとした. 計算領域の中心は震央の位置（北緯38°, 東経143°）とした. 平衡状態をつくった後, 高度0kmで擾乱を与えることにより, 地震後の大気-電離圏変動を再現した.

中性大気モデルは非線形非静力学圧縮性流体方程式系で構成されている. 流体はO, N_2, O_2から成る１流体である. 基本場の密度,・温度・組成は経験モデルNRLMSISE-00から与えた. 日時は地震発生時, F10.7=121, AP=37に設定した. 基本場は水平方向に一様で時間的に一定とした. 背景風, コリオリ力, イオンドラッグは無視した.

電離圏モデルのイオンはO^+のみから成る. イオン生成率は太陽天頂角に依存しないと仮定した. イオン・電子温度は中性大気の基本場と等しく, 電子密度はイオン密度と等しいと仮定した. イオンはほぼ磁力線に沿って動くと仮定し, 磁力線は双極子型とした. 電場の影響は無視した.

波源は震央付近の海面変動を想定し, 周期10秒, 最大振幅1m/sの正弦波型の鉛直速度変動を直径250kmの領域内に与えた. さらに震央から伝播する津波も波源になっている場合の計算も行った. 津波として, 周期2000秒, 波長400km, 最大振幅10cm/sの正弦波型の鉛直速度変動を与えた. 周期と波長は津波としては典型的な値である [Occhipinti et al., 2006; Hickey et al., 2009].

3.結果と考察

図１はシミュレーションで得られた震央付近のTEC変動で, 500秒の移動平均を引いたものである. 0-30分, 30-50分に明瞭な波束が見られる. 図３(a)

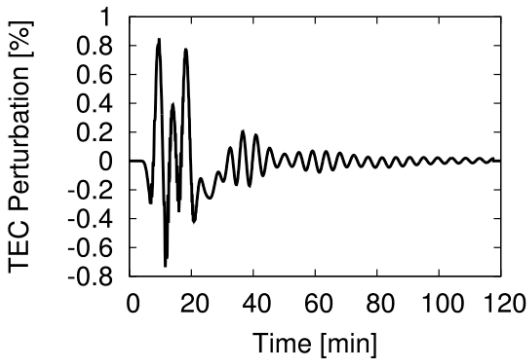
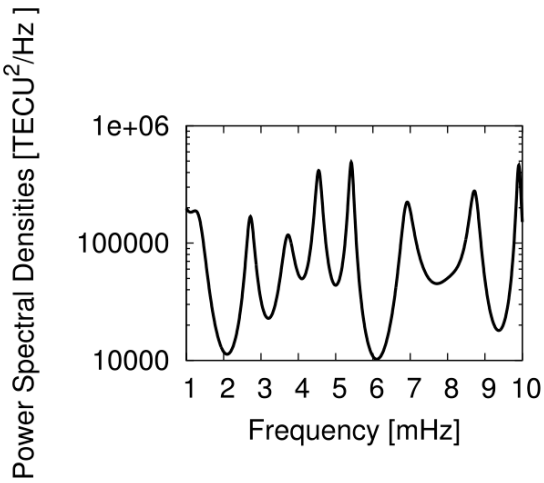
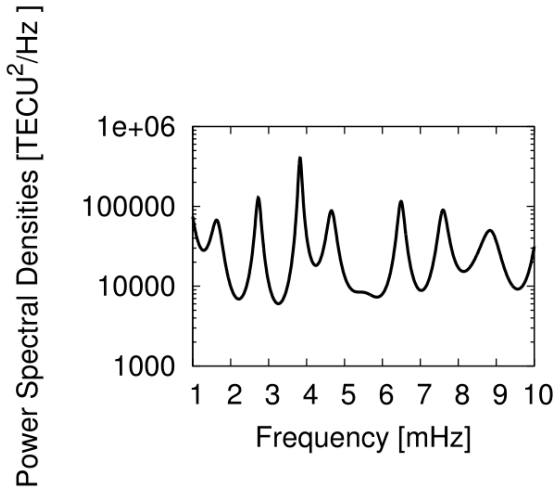


図２：500秒の移動平均を引いたTEC変動.



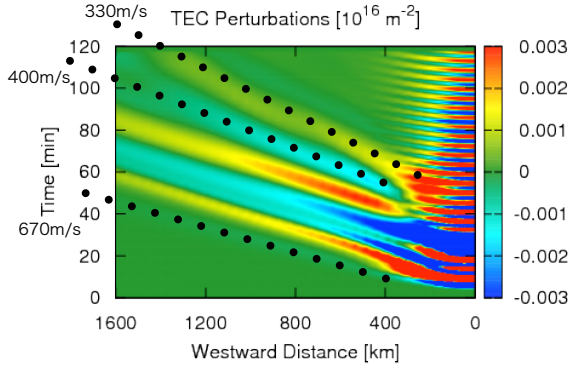
(a) 2-47分後



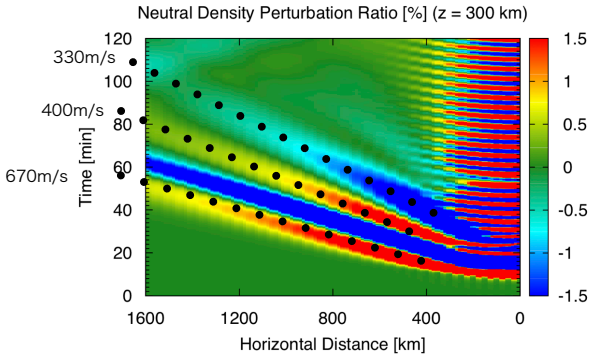
(b) 18-63分後

図３：TEC変動のパワースペクトル.

(b)はTEC変動のパワースペクトルで, 図３(a)は計算開始後2-47分, 図３(b)は計算開始後18-63分後のものを表している. 図３(a)では5.4mHzおよび4.5mHzに, 図３(b)では3.8mHzにピークが見られる. これらはいずれも地表と熱圏下部の間で捕捉される音波の共鳴周波数に対応しており, 観測と同様に捕捉された音波が高高度に漏れ出したものがこのTEC変動を引き起こした考えられる. 図２で見られた波束は共鳴モード間のうなりと考えられる. 高周波側の共鳴モードが先に現れることは Rolland ら[2011]の観測結果とも調和的である. 音波共鳴モードは高周波のモードの方が音波の捕捉が弱く, 高高度に漏れやすいことが理論的に知られており[Kobayashi, 2007], シミュレーションの結果はそれによるものと考えられる.



(a) TEC変動.



(b) 中性大気密度変動.

図４：(a)TEC変動と(b)高度300kmにおける中性大気密度変動.

図４は波源の中心と同じ緯度におけるTEC変動および高度300kmにおける中性大気密度変動の時間変化を表している. いずれも卓越する位相速度は330, 400, 670m/sであり, 330m/sより遅いものの振幅は著しく小さい. 図５は高度300kmで鉛直波数が0になるモードの波長と位相速度の関係を表している. この図は音波モードの場合は赤い曲線より上側のモードは鉛直伝播可能, 下側のモードはevanescenceであることを, 重力波モードの場合は緑の曲線より下側は鉛直伝播可能, 上側はevanescenceであることを示している. この図を用いると, シミュレーションで得られた変動のうち, 330, 400m/sのものは内部重力波モード, 670m/sのものはevanescenceであることが示される.

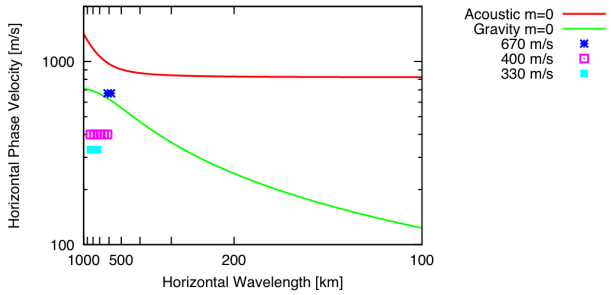


図５：高度300kmで鉛直波数が0になるモードの波長と位相速度の関係.

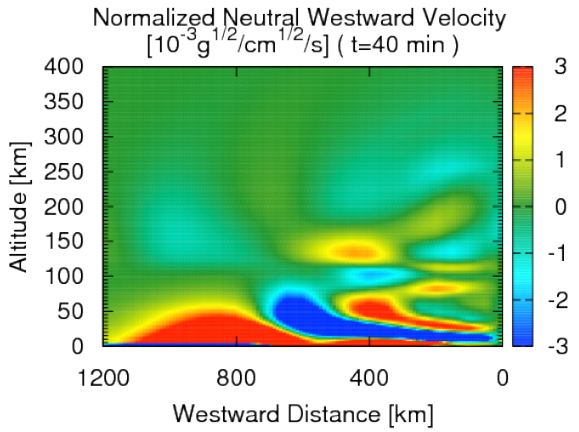


図６：基本場の密度の平方根で規格化された西向き中性風速の高度分布（40分後）.

これらのモードが下層大気から伝播してきたものか, 熱圏で励起されたのかを確かめるために, 波面の鉛直断面を調べた. 図６は基本場の平方根で規格化された西向き中性風速の高度分布を表している. 時間は40分後である. この図から, 高度100kmの上下で波面の連続性はないことが見て取れる. このことは, 図４の変動を引き起こした波がいずれも高度100km以上で励起されたことを示している.

このシミュレーションでは330m/sより遅い波の振幅が小さいが, 図１に見られるように観測されたTEC変動は330m/sより遅い波の方が振幅が大きい. この原因として, 実際には津波によって励起された内部重力波も電離圏変動を引き起こしていることが考えられる. 津波の位相速度はおよそ200m/sであり, それと同じ位相速度の内部重力波が大気中でも励起されることが過去の研究で報告されている[Occhipinti et al., 2006; Hickey et al., 2009].

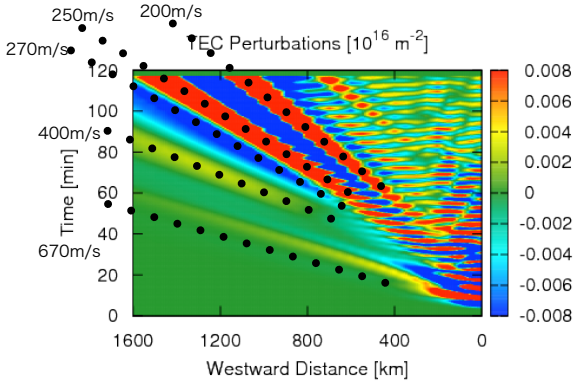


図７：津波を模した伝播性の波源を加えた場合のTEC変動.

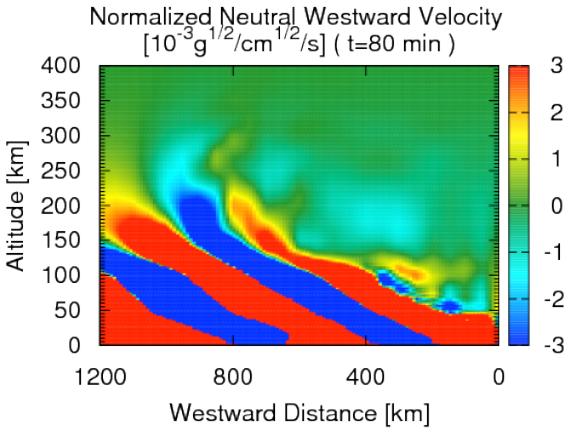


図８：基本場の密度の平方根で規格化された西向き中性風速の高度分布（伝播性の波源を加えた場合, 80分後）.

そこで, 津波の典型的な周期と波長を持った伝播性の波源を加えてシミュレーションを行ったところ, 図７のようなTEC変動が得られた. 200-270m/sの波の振幅が大きくなっていることが見て取れる. また, 図８の水平風速の高度分布が示すように波面は高度0kmから伸びており, 伝播性の波源によって励起された内部重力波が, 位相速度の遅いTEC変動を引き起こしたと考えられる.

4.まとめ

３次元の中性大気-電離圏モデルを用いて2011年3月11日の東北地方太平洋沖地震後の電離圏変動のシミュレーションを行った. 震央付近で観測と同様に音波共鳴由来の3.8, 4.5, 5.4mHzの変動が見られ, 4.5, 5.3mHzのモードが先に現れることを示した. また, 震央付近から遠方に伝播する変動も再現され, このうち330-670m/sの変動は熱圏で励起されることを示した. 200-270m/sの変動は, 内部重力波が津波によって海面で励起され, 電離圏まで伝播することによって引き起こされることを示した.

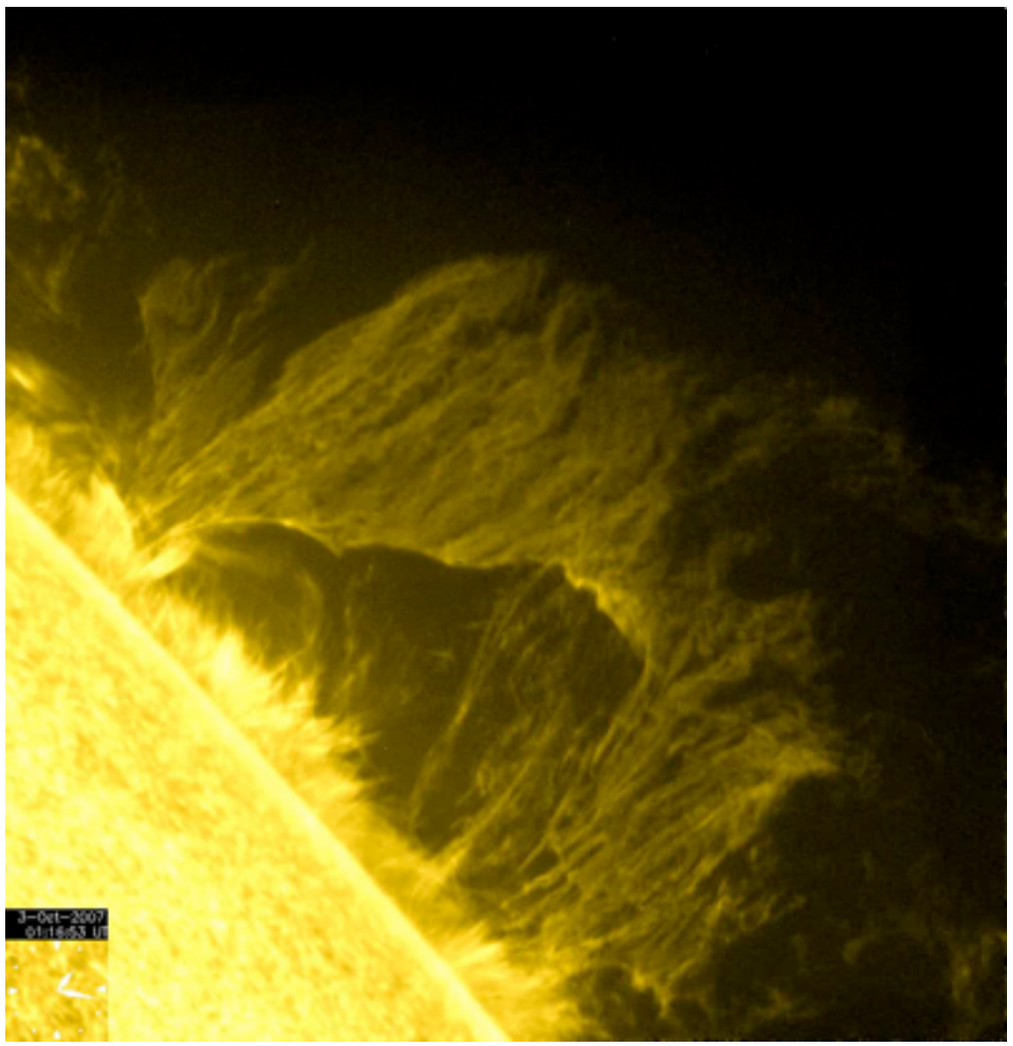
5.参考文献

(1) Hickey, M. P., G. Schubert, and R. L. Walterscheid, The propagation of tsunami– driven gravity waves into the thermosphere and ionosphere, J. Geophys. Res., 114, A08304, doi: 10.1029/2009JA014105, 2009.
(2) Kobayashi, N., A new method to calculate normal modes, Geophys. J. Int., 168, 315–331, doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03220.x, 2007.
(3) Matsumura, M., A. Saito, T. Iyemori, H. Shinagawa, T. Tsugawa, Y. Otsuka, M. Nishioka, and C. H. Chen, Numerical simulations of atmospheric waves excited by the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, Earth Planets Space, 63, 885–889, 2011.
(4) Occhipinti, G., P. Lognonné, E. A. Kherani, and H. Hebert, Three- dimensional waveform modeling of ionospheric signature induced by the 2004 Sumatra tsunami, Geophys. Res. Lett., 33, L20104, doi:10.1029/ 2006GL026865, 2006.
(5) Rolland L. M., P. Lognonné, E. Astafyeva, E. A. Kherani, N. Kobayashi, M. Mann, and H. Munekane, The resonant response of the ionosphere imaged after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, Earth Planets Space, 63, 853–857, 2011.
(6) Saito, A., T. Tsugawa, Y. Otsuka, M. Nishioka, T. Iyemori, M. Matsumura, S. Saito, C. H. Chen, Y. Goi, and N. Choosakul, Acoustic resonance and plasma depletion detected by GPS total electron content observation after the 2011 Tohoku earthquake, Earth Planets Space, 63, 863–867, 2011.
(7) Tsugawa, T., A. Saito, Y. Otsuka, M. Nishioka, and T. Maruyama, Ionospheric disturbance detected by GPS total electron content observation after the 2011 Tohoku earthquake, Earth Planets Space, 63, 875–879, 2011.

太陽彩層とは？

～次々と明らかになる活動的な姿～

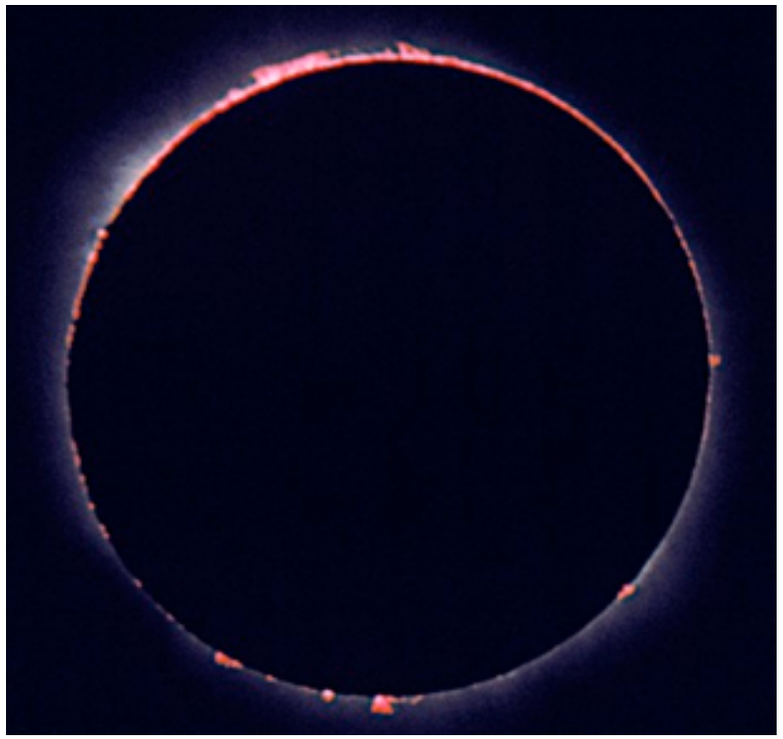
岡本丈典（国立天文台）



- 彩層について
- ひのでが見た彩層
- 彩層の重要性

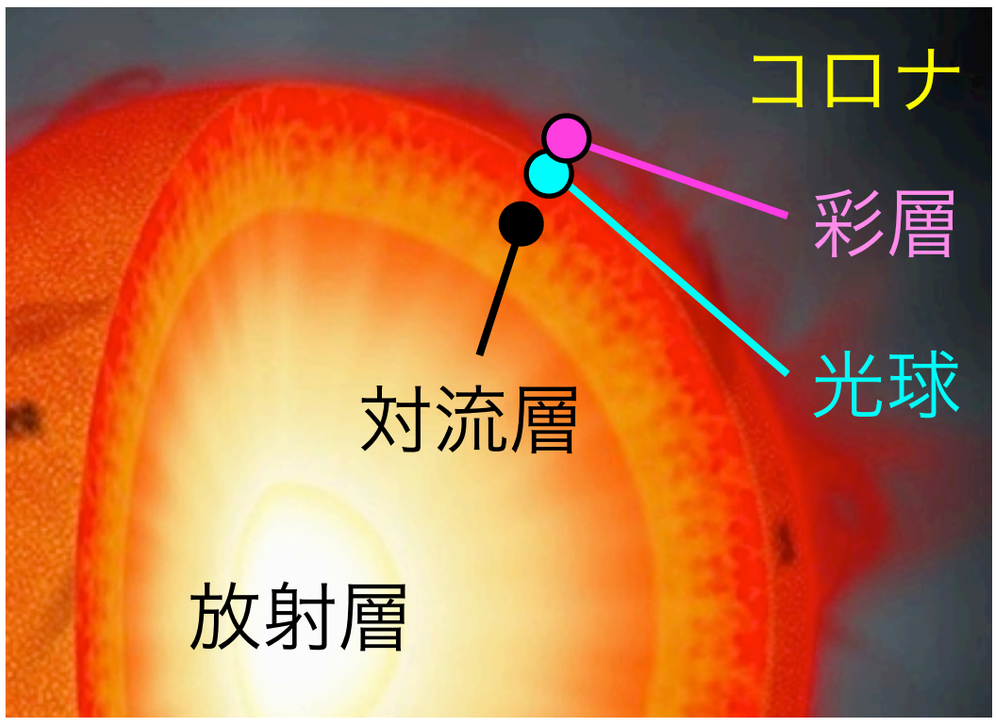
（集録用に再編集）

太陽彩層



皆既日食時に赤く輝く層

- 中性水素が主体（6563Å：赤い光）
- 他に電離カルシウム等の金属元素も放射に貢献
- 10,000度程度で、高温のコロナ・低温の光球をつなぐ領域

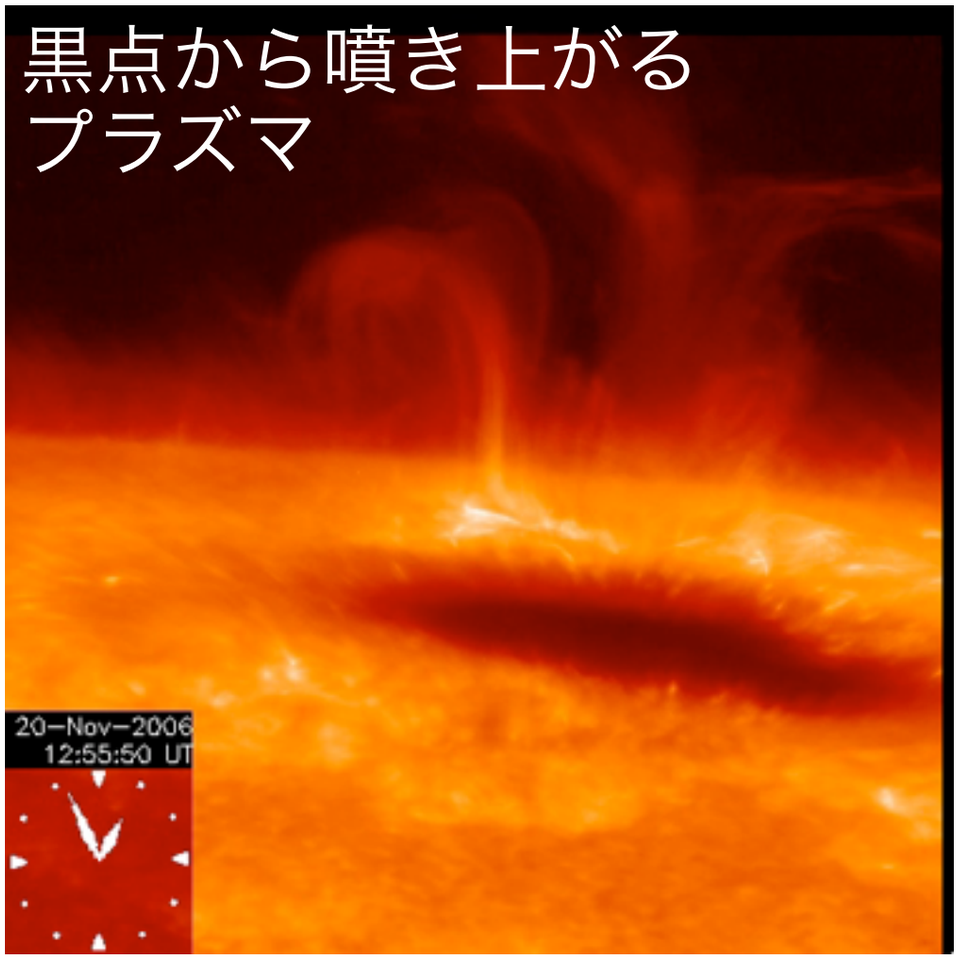


1,000,000度

10,000度

6,000度

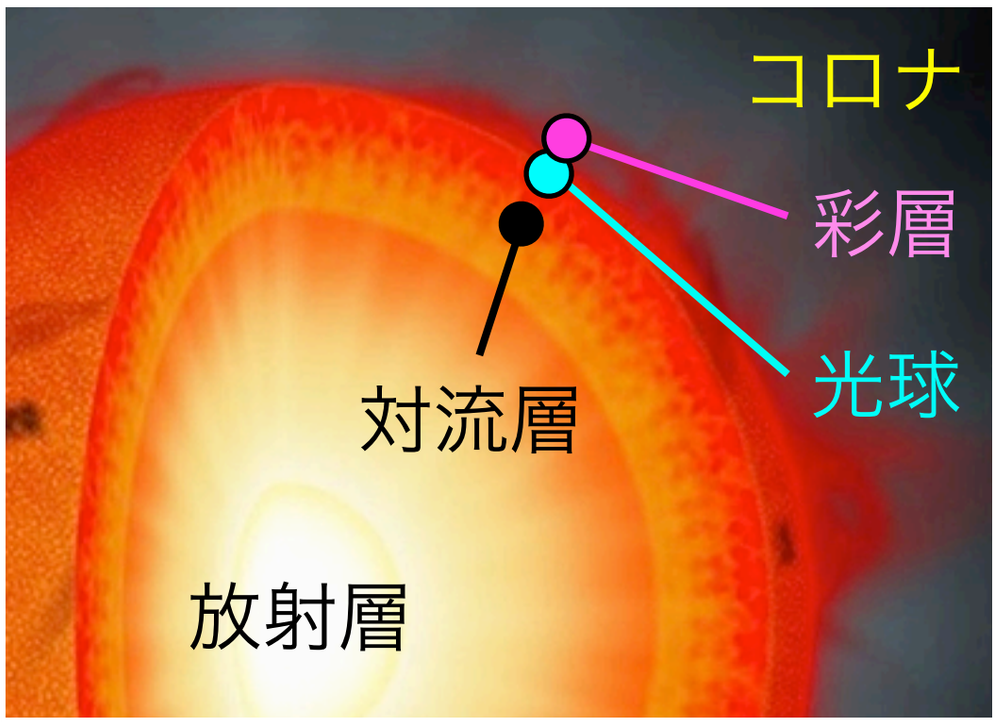
激しい爆発現象・フレアを引き起こすコロナや、常時対流にかき回されている光球に比べると、彩層は相対的におとなしい領域であると考えられていた。



しかしながら、太陽観測衛星「ひので」が見た太陽彩層は驚くべきことに、とても活動的であることが明らかとなった。

mpeg 動画は以下のページを参照。

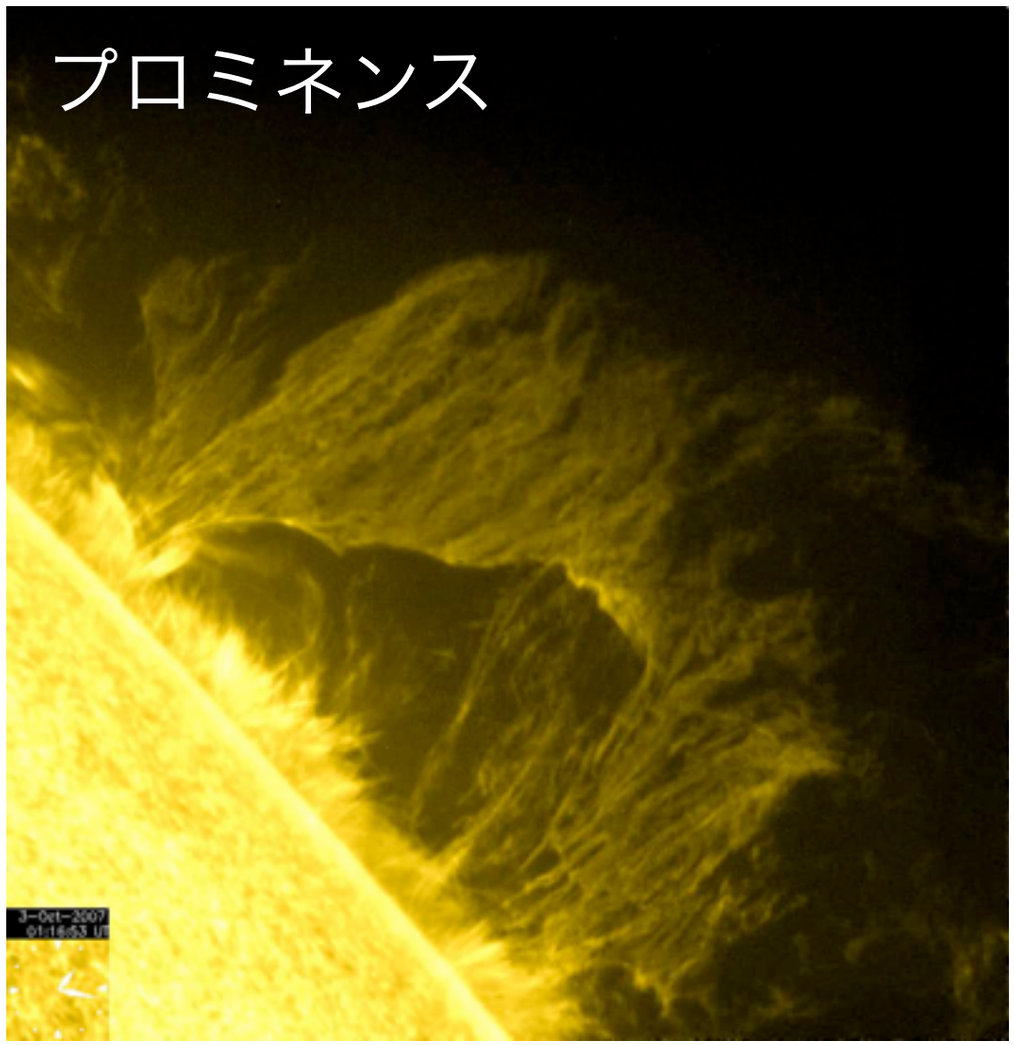
http://hinode.nao.ac.jp/~joten/hinodemovie/hinodemovie.html



1,000,000度

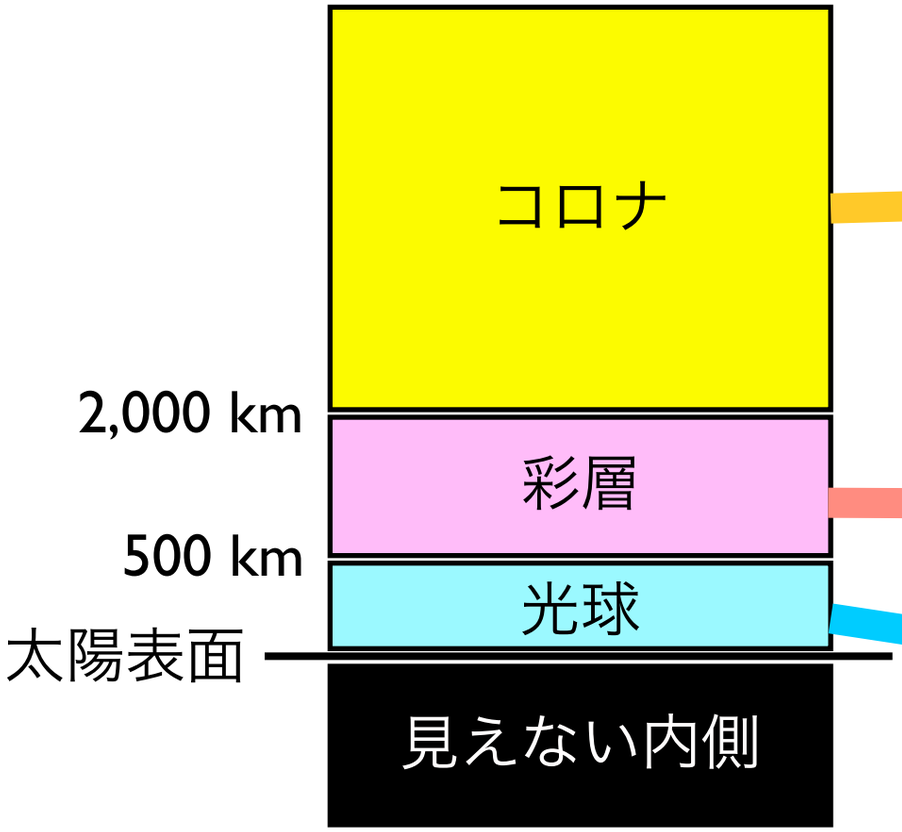
10,000度

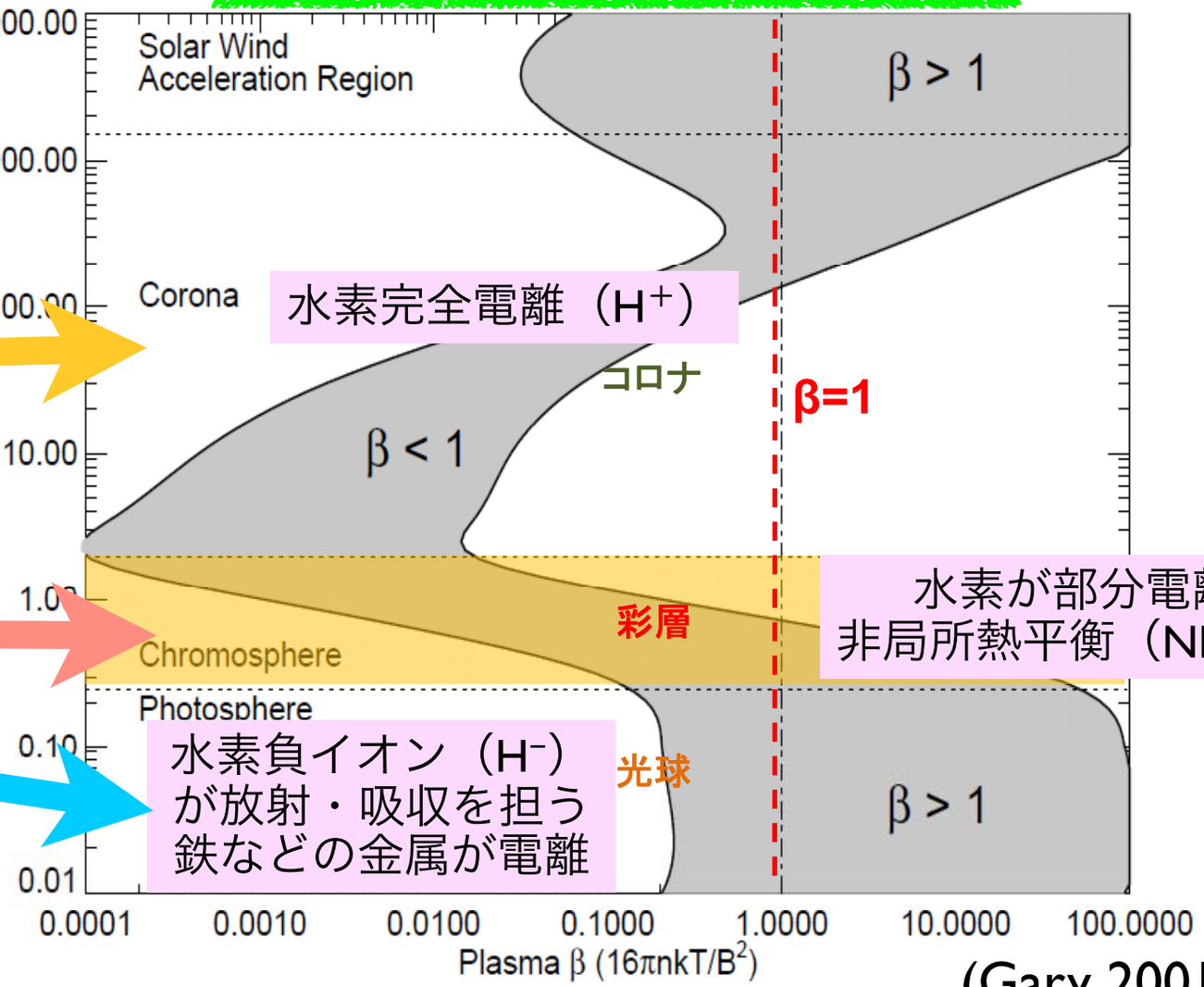
6,000度



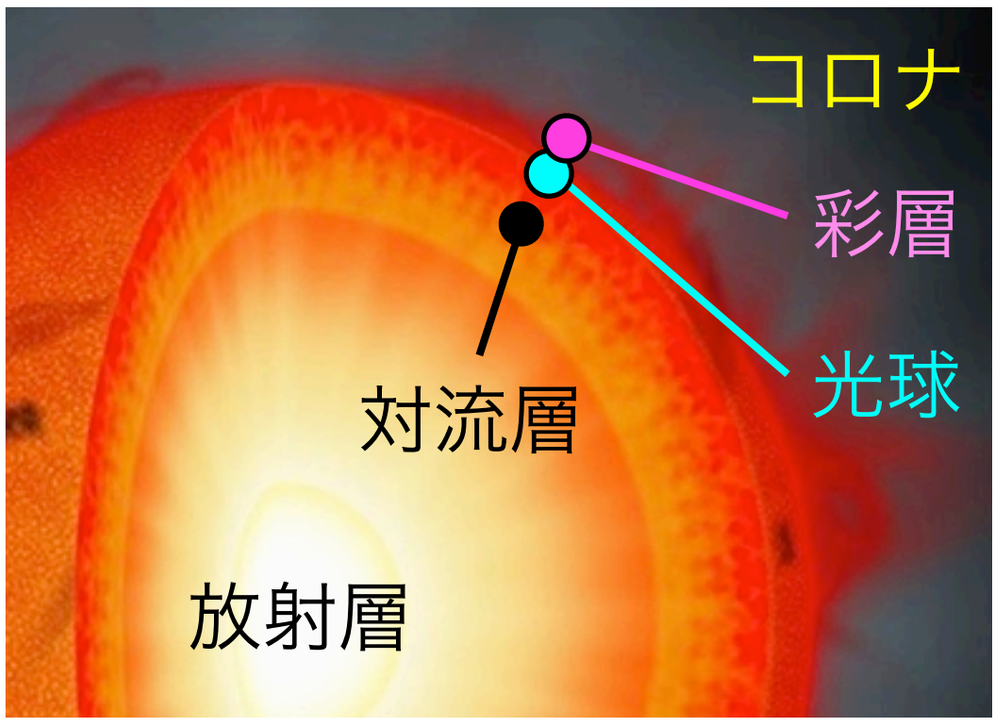
プラズマβ の高さ分布

（1次元大気モデル）





(Gary 2001)



古典的な1次元大気モデルにおいて、光球はプラズマβが 1以上、コロナは 1以下であるが、彩層はその中間のβ～1 に位置する。つまり、表面ではガスが支配的だが、彩層は磁場が支配し始める世界であり、これが彩層のダイナミクスを複雑にしている。

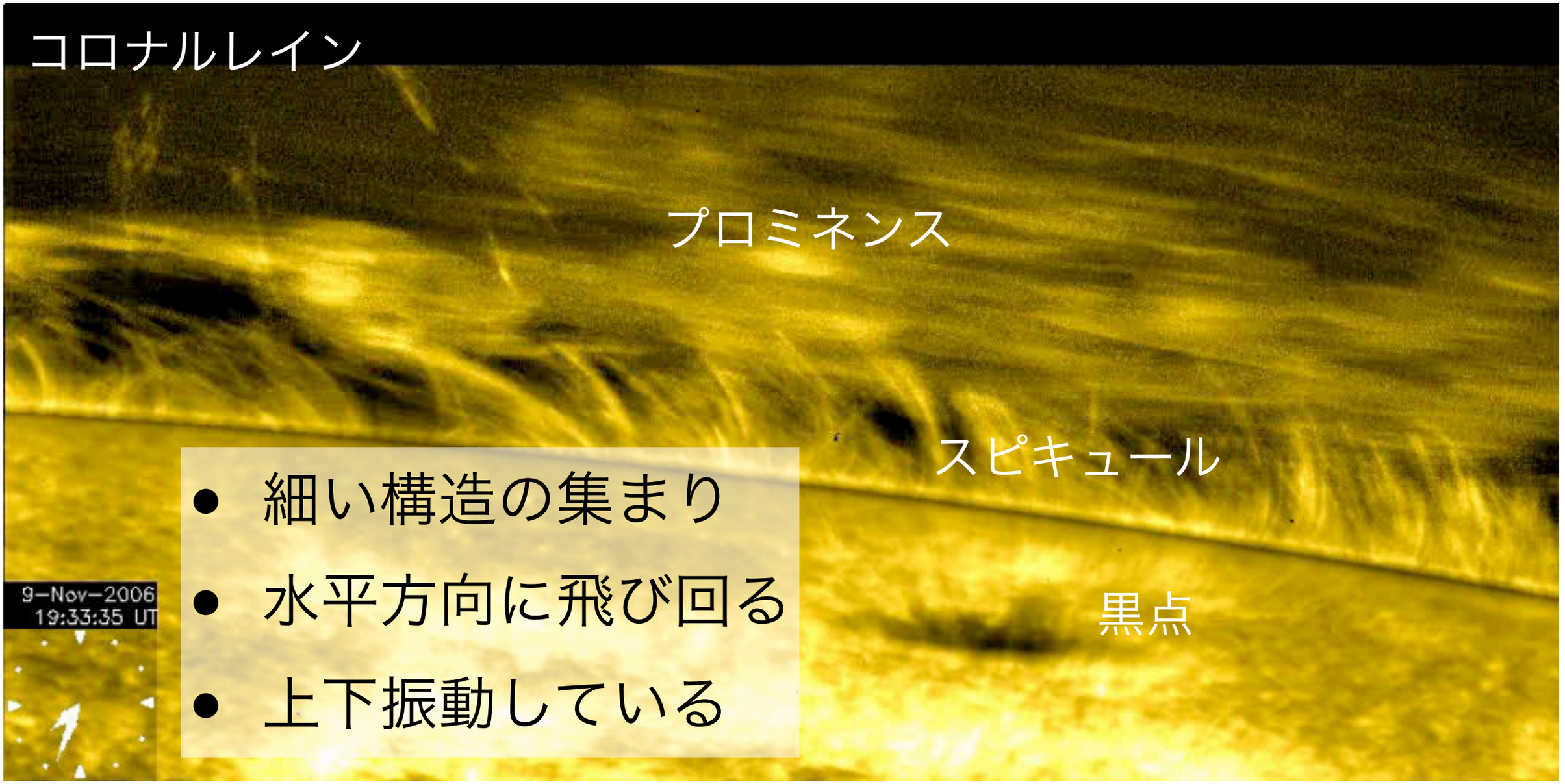
注：太陽物理学において、プラズマβのガス圧には中性ガスの圧力を含む

ひのでが見た彩層

彩層の代表的構造

プロミネンス・スピキュール

1万度程度のプラズマ



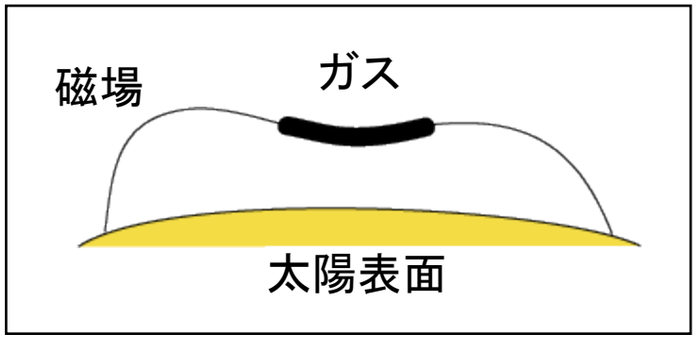
- 細い構造の集まり
- 水平方向に飛び回る
- 上下振動している

プロミネンスの運動

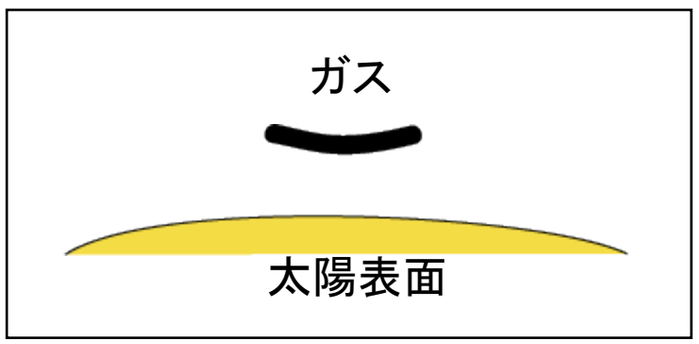
プラズマの動き → 磁場の動き → 物理量の導出

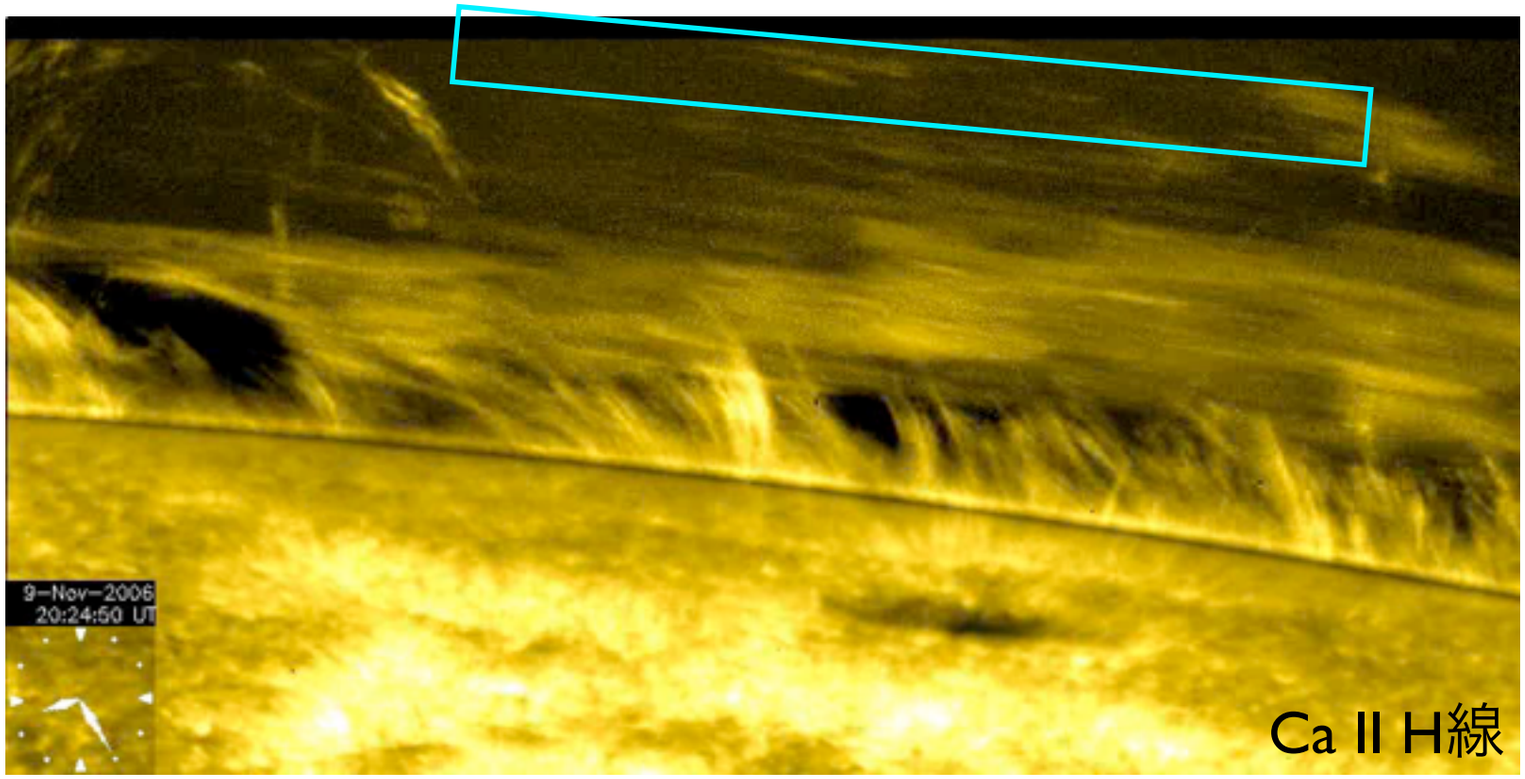
（上下振動）　（波動の伝播）

真実



観測



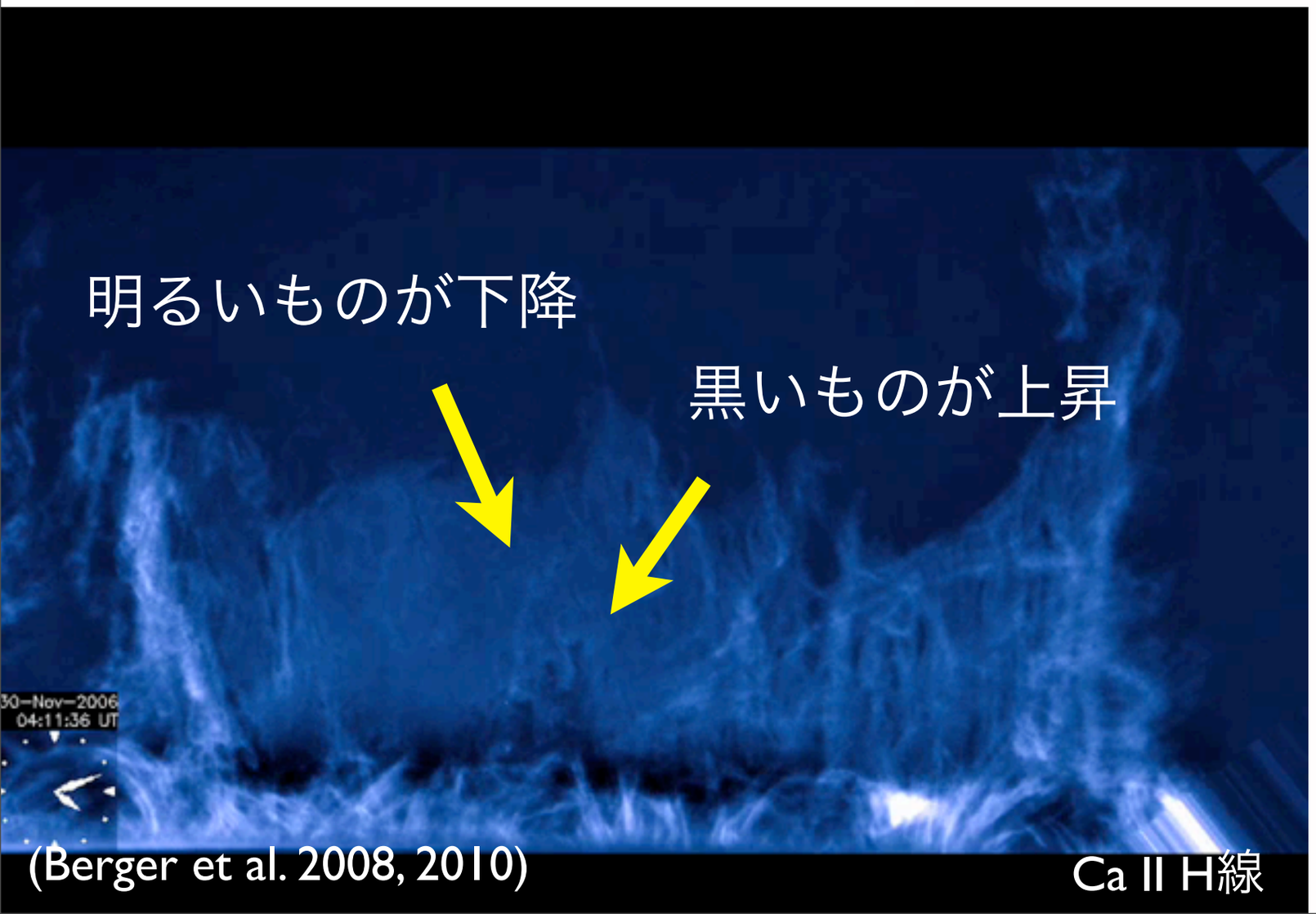


(Okamoto et al. 2007)

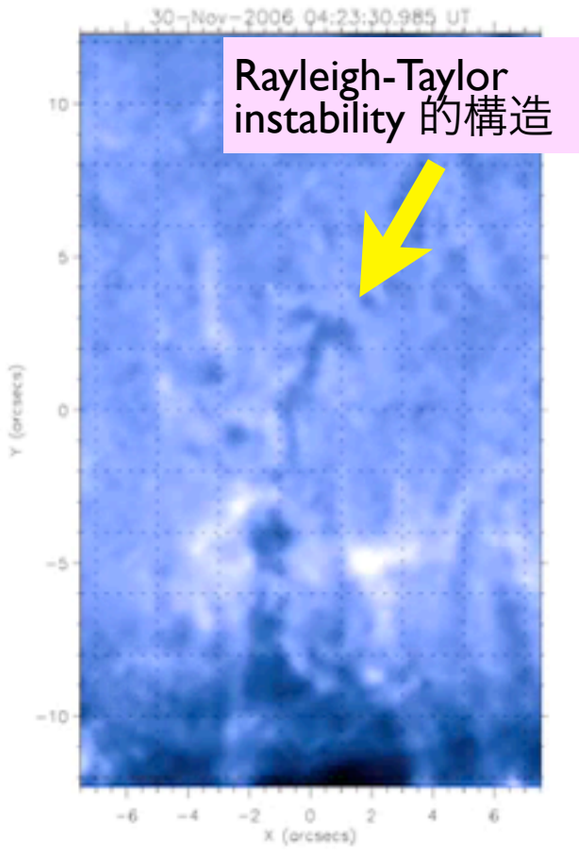
これらの動画では物理量の情報が容易には得られない。しかし、見えている微細構造は磁場に沿って存在しているため、これらの動きを調べることによって、磁場の運動を調べることができる。この研究では、磁場の振動からコロナを伝わる Alfven 波を検出することに成功した。

ひのでが見た彩層

しかし、プラズマβ～1 の世界では磁場の形状が容易に推定できないものも数多く存在する。このような構造の中では非常に複雑な現象が色々観測されている。下の例では、コロナに浮かぶプロミネンス内に、Rayleigh-Taylor 不安定によると考えられる浮上構造（暗い泡のような構造）などが観測されている

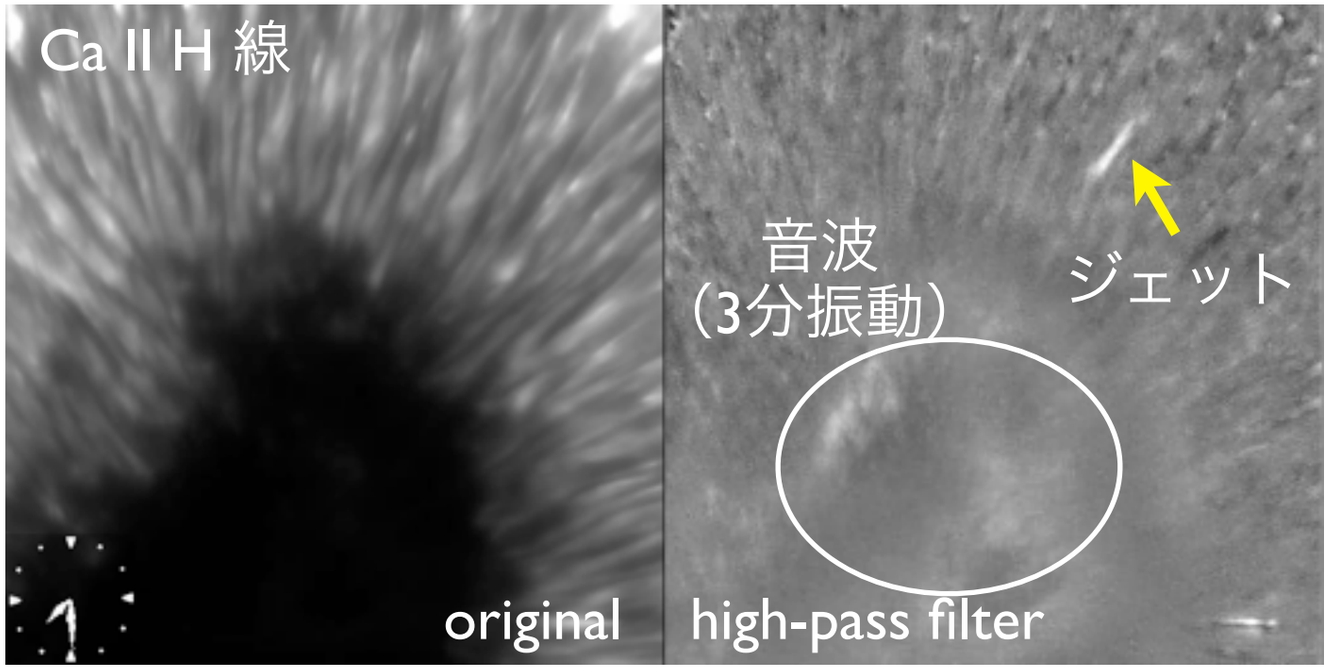


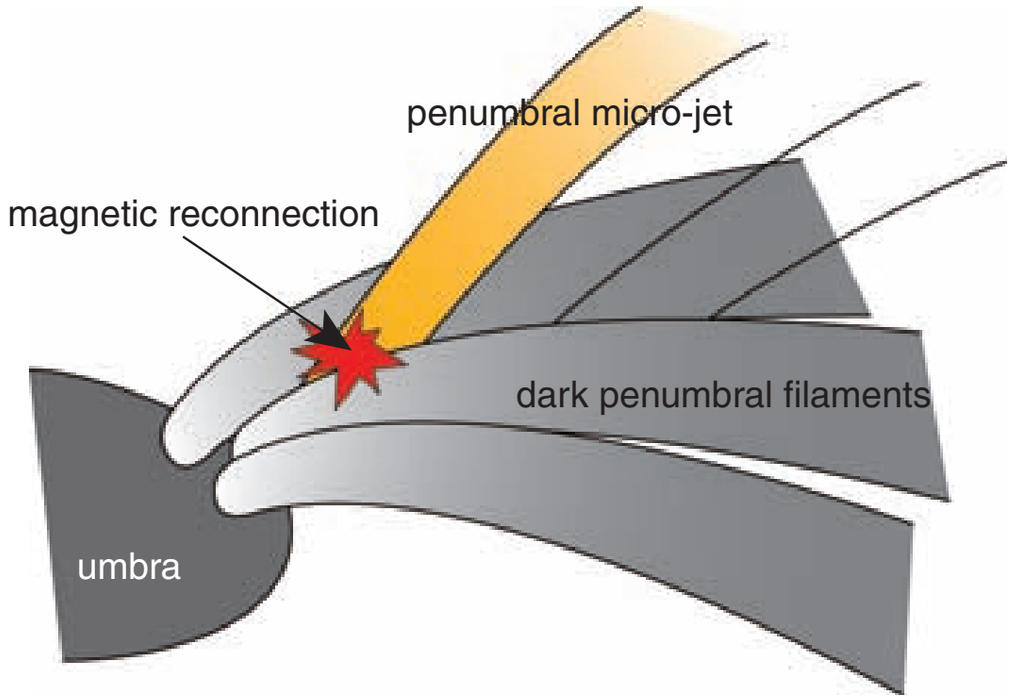
左図の一部を拡大



ひのでが見た彩層

黒点の半暗部





半暗部の磁場同士の磁気リコネクション
(Katsukawa et al. 2007)

黒点の半暗部は両手の指を交差させたような磁場構造をしている。これらの磁場同士がリコネクションすることにより発生していると考えられるジェットが観測された。時間スケールが非常に短く（～数秒）、これまで観測されたことがなかった。
また、動画でみると、黒点内部には 3分振動による波動のパターンが見られる。

加熱問題

彩層・コロナは太陽表面よりも熱い

	表面	彩層	コロナ	
温度	6,000度	10,000度	1,000,000度	
密度	10^{-7}	10^{-13} ~ -12	10^{-15} ~ -14	g/cm^3
放射エネルギー	$10^{10.5}$			$erg/cm^2/s$
力学的エネルギー	$10^{8\sim9}$			$erg/cm^2/s$
必要なエネルギー		$10^{6.5\sim7.5}$	$10^{5.5\sim7}$	$erg/cm^2/s$

エネルギー源豊富

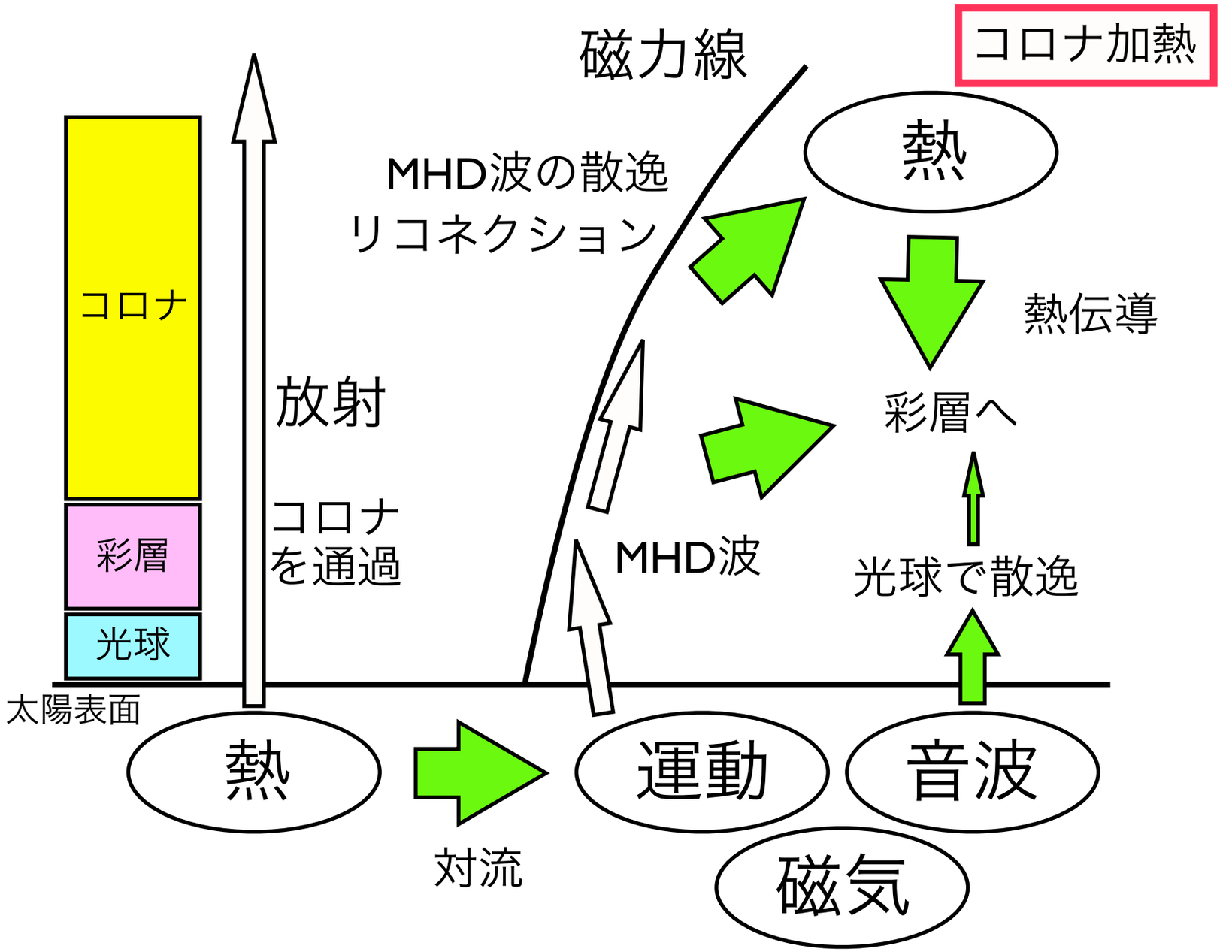
彩層はコロナの10倍必要

まとめ・彩層の重要性

彩層は光球とコロナのインターフェイス

太陽内部から来た熱を持ったプラズマが太陽表面で冷えることにより対流が駆動されている。この対流が太陽表面を叩くことにより音波が生成されるが、ほどんどが彩層で散逸する上、エネルギー量も彩層加熱には5倍足りない。

重要なのは、太陽面から彩層・コロナに向かって生えている磁力線の存在である。対流が磁力線を揺すり波動を励起、あるいは磁力線を捻ることにより上空にエネルギーを輸送し、それが彩層・コロナ中で散逸することで熱を供給していると考えられる。

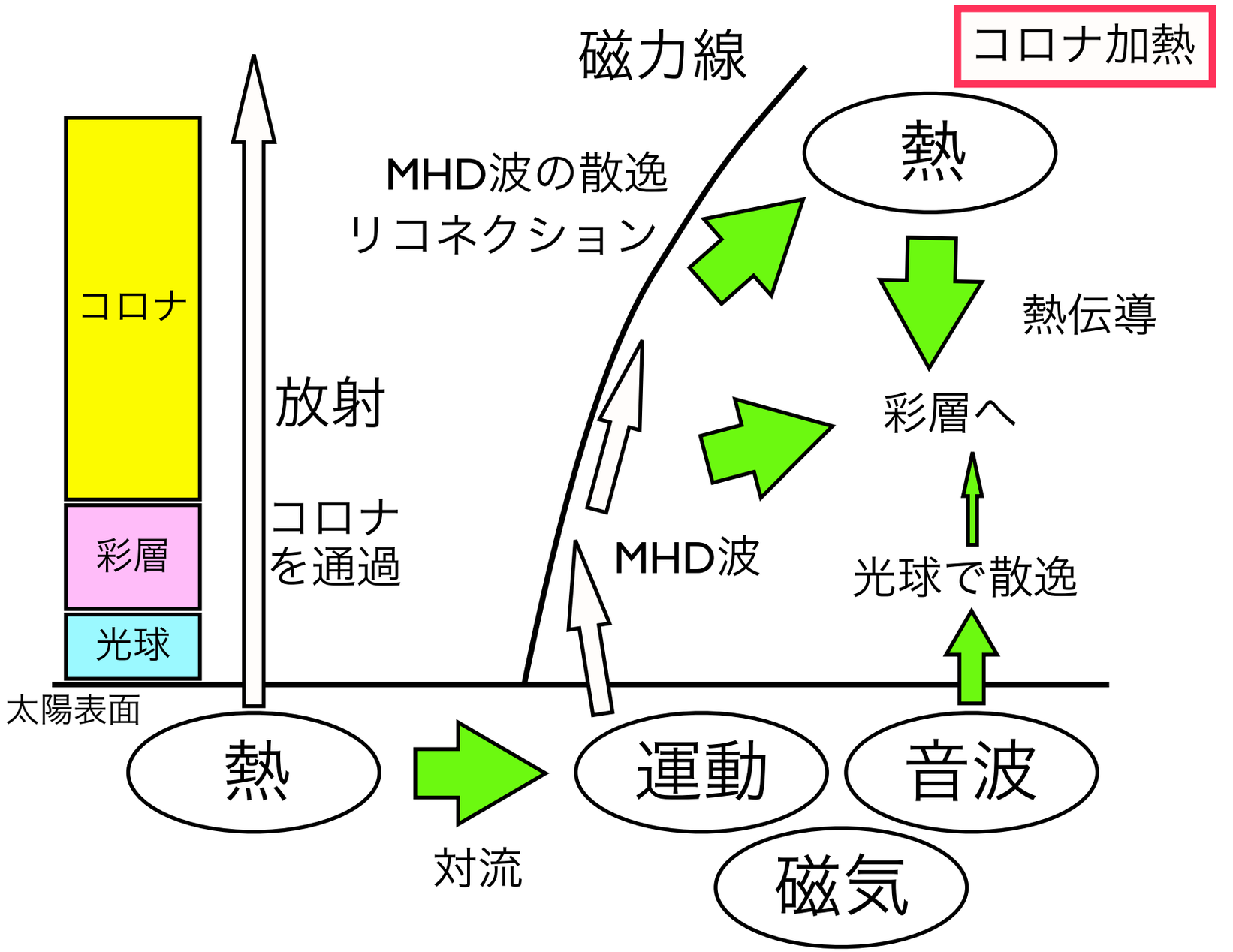


まとめ・彩層の重要性

彩層は光球とコロナのインターフェイス

現在、彩層・コロナ中の波動の存在は観測的に明らかになってきているが、それ以外の過程（波の励起源・散逸現場）がまだ未発見である。

中間層の彩層が弱電離プラズマであることがエネルギー輸送に影響している可能性もある。



彩層と電離圏のパラメータ比較と物理アナロジー整理

磯部洋明
京都大学宇宙総合学研究ユニット
Email: isobe@kwasan.kyoto-u.ac.jp

概要

太陽彩層と地球電離圏は、共に部分電離プラズマであること、上空の希薄な大気（太陽コロナ／地球磁気圏）と磁力線を介して結合していること、下層大気（太陽対流層・光球／地球対流圏・成層圏・中間圏）からの波動によるエネルギー輸送があることなど、様々な物理的類似点があり、両者の比較から有益な知見を得られる可能性がある。本論文では彩層と電離圏の物理パラメータと類似点、相違点を整理し、主に太陽物理の立場から見て有益な比較研究の可能性のあるいくつかの物理現象を挙げる。

1. イントロダクション

彩層とは、可視光で見た太陽の表面である光球と、高温希薄な大気であるコロナとの間の、厚さ数千 km 程度の領域を指す。近年特に「ひので」衛星可視光望遠鏡の観測により、磁気リコネクションに伴うジェット現象(Shibata et al. 2007; Katsukawa et al. 2007)、アルフベン波的な（横波で圧縮性の弱い）磁気流体波動(Okamoto et al. 2007; Okamoto & DePontieu 2011)、乱流的な微細磁場の浮上(Ishikawa et al. 2007)など、それまで考えられていたよりも活発な磁気的活動現象が彩層で起きていることが明らかになってきた（図 1)。彩層は、光球下の非熱的エネルギー（対流の運動エネルギーと磁場のエネルギー）が磁場を介して上空のコロナ・太陽風に輸送される際の通り道であるが、強い重力成層のためわずか数千 km の間に密度やプラズマベータが大きく変動するので、衝撃波の形成や波動のモード変換など、エネルギー輸送の形態が大きく変化しうる領域でもある。従って彩層の物理過程を理解することは、コロナの加熱、太陽風の加速、フレアの発生など、太陽の磁気的活動現象を理解する上で重要である。

地球電離圏は電離度が低く中性粒子とプラズマの相互作用が重要であること、上空の高温希薄なプラズマ（磁気圏）と磁力線を介して結合していること、下

層（対流圏・成層圏・中間圏）からの波動によるエネルギー輸送があることなど、太陽彩層といくつかの類似点があり、両者の比較研究は何らかの有益な知見をもたらすのではと期待される。実際、電離圏で考えられているような中性粒子によるダイナモ作用を太陽フレアのモデルに応用するといった研究が 80 年代頃まではいくつかあったが(例えば Sen & White 1972; Kan, Akasofu & Lee 1983)、「ようこう」衛星の活躍などにより太陽フレアの磁気リコネクションモデルがほぼ確立してからは、むしろ磁気圏のサブストームと太陽フレアの比較が盛んに議論されるようになってきた（例えば Terasawa, Shibata & Scholer 2000; Lin, Cramner & Farrugia 2008)。しかし、上述のように太陽彩層の研究に大きな進展が見られ、特にその弱電離プラズマといった側面が注目されるようになってきていることからすれば（例えば Khomenko & Collados 2012)、再び電離圏との比較を試みることは意義のある事であろう。本論文ではまず彩層と電離圏の物理パラメータを整理し、その類似点と相違点をまとめて、主に太陽物理の立場から見て、比較研究が有益な可能性のあるいくつかの物理現象を議論する。

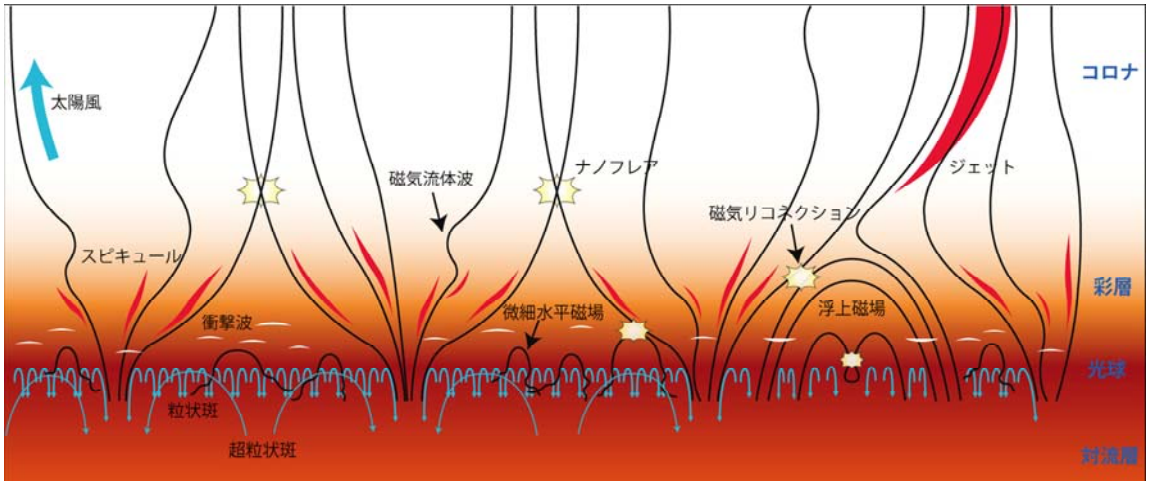


図 1 太陽大気の模式図

2. 物理量の比較

図 2 に太陽大気と地球高層大気の典型的な温度分布を示す。後述のように太陽大気ではコロナといえども衝突が比較的頻繁なので、電子、イオン、中性粒子の温度はほぼ同じであると考えられる。(ただしコロナ中では、特にフレア直

後などは電子とイオンの温度は異なり得る。cf. Imada, Hara & Watanabe 2009）一方電離圏では一般に電子、イオン、中性粒子の順に温度が高い。

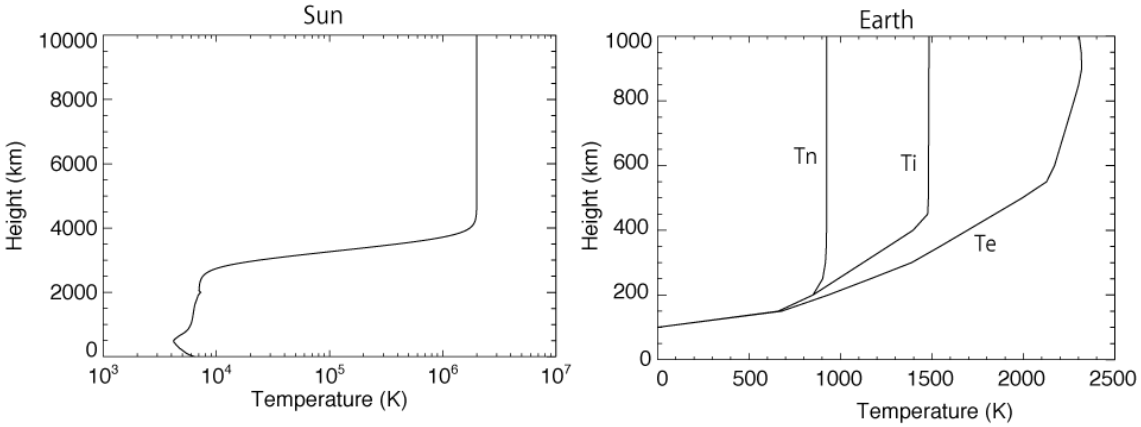


図２：太陽大気（左）と地球高層大気（右）の高度方向の温度分布。

図３には密度分布を示す。太陽大気の密度分布は、高さおよそ 2000km の彩層までは VALC モデルを用い、上空は図 2 のような温度分布での静水圧平衡を仮定して計算した。まず彩層、電離圏ともに電離度の低い弱電離プラズマであることがわかる。ここで太陽大気の組成は、個数密度（質量）比で水素が 91(7.0.5)%、ヘリウムは 8.9(27.5)%、残りが 1(3)%未満であり、場所によらずほぼ一定である。重元素は微量にしか存在していないが、彩層から遷移層の放射冷却や彩層中の電子の供給には、これらの微量な重元素が大きく寄与している。一方電離圏では様々な種類の分子、イオンが存在していて、その存在比は高度によって大きく変化する。

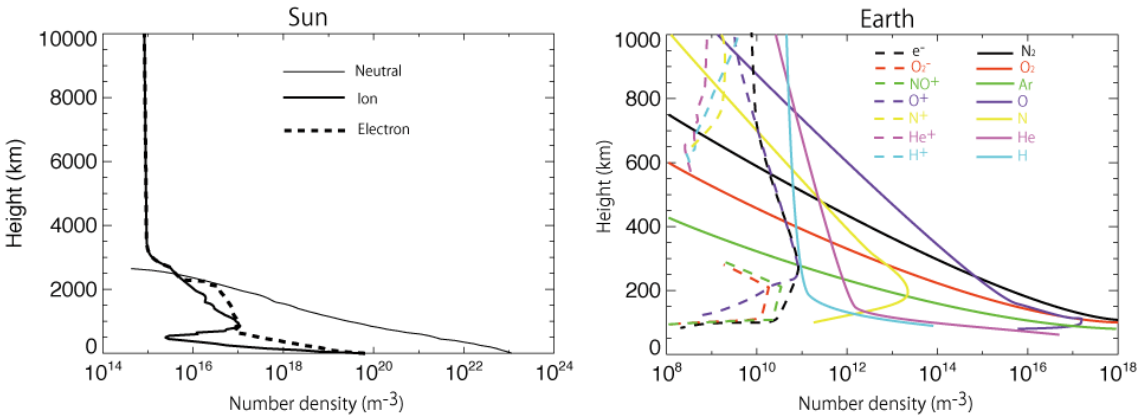


図３：太陽大気（左）と地球高層大気（右）の高度方向の密度分布。地球高層

大気の密度分布はMSIS90大気モデル（中性）とIRI95大気モデル（イオン）によっており、太陽活動が低い時に相当する。

図４にはイオン−中性衝突周波数ν_{in}、電子−中性衝突周波数ν_{en}、イオンサイクロトロン周波数Ω_i、電子サイクロトロン周波数Ω_eの高度分布を示す。太陽大気の衝突周波数はVALCモデルから、サイクロトロン周波数は光球（高度h=0km)での磁場強度を1500Gとして、磁場がガス密度の0.3乗に比例するようなモデルを用いて計算している。実際には磁場強度は場所によって大きく変動するので、図中の値はあくまで平均的な値である。

図４から分かるように、太陽では光球から彩層低部にかけて（h<1000km)、地球では電離圏低部（h<125km）の領域では、$\nu_{in}>\Omega_i$であるからイオンは中性との衝突により磁場への凍結が破れて中性大気に引きずられる一方、$\nu_{ie}<\Omega_e$であるから電子は磁場に凍結している。従って、中性粒子の運動がイオンと電子の運動のずれを引き起こし、電流（Hall電流）が流れる。これは地球では電離圏ダイナモとしてよく知られた現象であるが、太陽でこれに起因する現象が観測的に同定されたことはない。

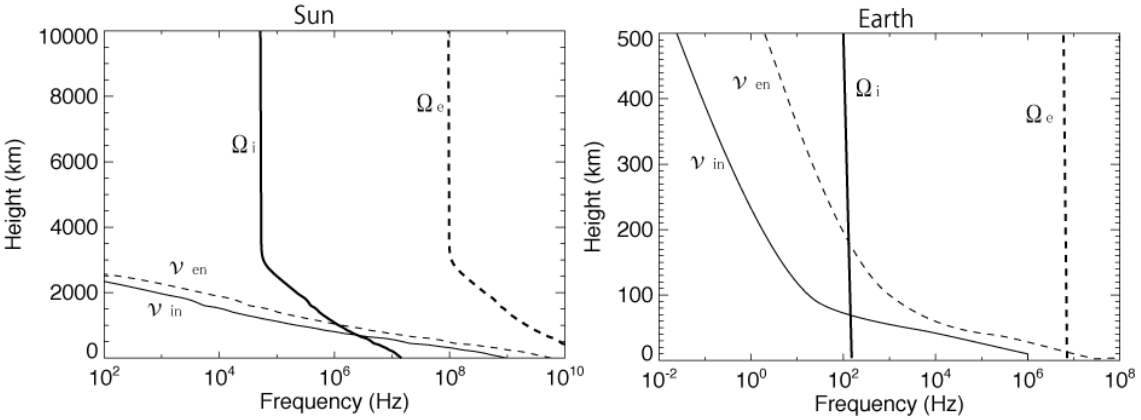


図４：太陽大気（左）と地球高層大気（右）のイオン−中性衝突周波数ν_{in}、電子−中性衝突周波数ν_{en}、イオンサイクロトロン周波数Ω_i、電子サイクロトロン周波数Ω_eの高度分布

図５に平均自由行程とスケールハイトを示す。彩層の平均自由行程が高々1m程度なのに対し、彩層観測されている現象のスケールは1000〜10000km程度あるので、彩層は完全衝突プラズマであることが分かる。一方コロナ中の電子

の平均自由行程は数千 km あり、フレア中など密度が高くなる場合はさらに短くなる。一方コロナ中の磁気ループの長さは典型的には数万 km、ループの太さは数千 km であるため、コロナは平均自由行程と現象のスケールに大きな差がなく、微妙に衝突が効くようなレジームにある。ただしスケールハイトに比べれば平均自由行程は常に小さいため、重力成層という観点からは連続的な流体として扱うことができる。一方、電離圏上部ではスケールハイトよりもイオンの平均自由行程が大きくなることから、この領域では熱拡散が支配的となる。

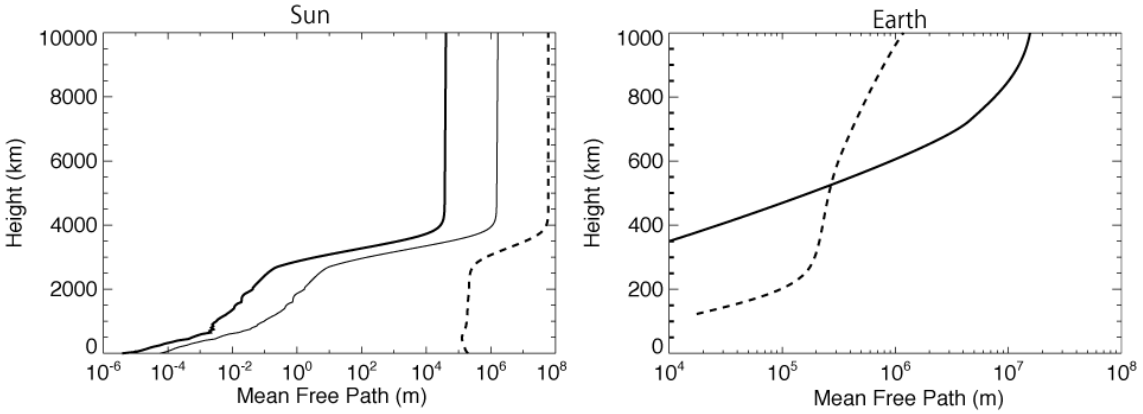


図５：太陽大気（左）と地球高層大気（右）のイオン平均自由行程（太実線)、電子平均自由行程（細実線)、スケールハイト（破線)。ただし地球高層大気の電子平均自由行程は示されていない。

3. 彩層の理論的取り扱いと中性粒子の効果が発現するスケール

前章で見たように彩層は弱電離プラズマであるが、衝突によるプラズマと中性流体のカップリングが強いため、大局的なダイナミクスを記述する上では１流体と見なすことができる。このことを示すために、イオンの運動方程式で JxB 力と中性大気との衝突項のバランス考える。

$$\nu_{ni}\rho_n\left(V_n - V_i\right) \approx \frac{J\times B}{c} \quad (1)$$

この式を中性流体とイオン流体の相対速度について解いて、彩層の典型的な値を代入すると

$$V_n - V_i \approx \frac{B^2}{4\pi L \nu_{ni}\rho_n} \approx 100\left(\frac{V_A}{10\mathrm{km/s}}\right)^2\left(\frac{L}{100\mathrm{km}}\right)^{-1}\left(\frac{\nu_{ni}}{10^3\mathrm{Hz}}\right)^{-1}\mathrm{cm/s} \quad (2)$$

となる。彩層中は常に 1km/s から 100km/s 程度の流れや波動が行き交っており、

それに比べて中性流体とイオン流体の間の約 100cm/s の相対速度は無視できるほど小さい。従って、彩層の大局的なダイナミクスを記述する上において、中性流体とプラズマはほぼ一体となって動くと考えてよく、1 流体の磁気流体力学(MHD)がよい近似となる。

なおこのことと関係して、太陽物理学で彩層や光球のプラズマベータと言うとき、通常は β ＝（中性流体のガス圧＋プラズマの圧力）／磁気圧という定義を用いる。一方地球電離圏のコンテクストでは通常 β ＝プラズマの圧力／磁気圧であり、中性流体の圧力は含まない。これはしばしば太陽物理学者と地球物理学者で議論する際の誤解の元となるので注意が必要である。

次に誘導方程式は以下のようなものがよく使用される(Krishan & Varghese 2008; Khomenko & Collados 2012）。

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times [V_n \times B - \frac{J \times B}{en_e} + \frac{(J \times B) \times B}{c\nu_{ni}\rho_n} - \frac{4\pi\eta}{c} J] \quad (3)$$

ここで右辺第 1 項は「中性流体による」移流項、第 4 項は通常のオーム拡散、第 2 項は Hall 効果である。第 3 項は中性流体とイオン流体の衝突に起因する項で、天文分野ではしばしば両極性拡散(ambipolar diffusion)と呼ばれ、電離圏分野だとペダーセン抵抗に相当するものである。両極性拡散、Hall 効果、オーム拡散の比はスケールによらずプラズマパラメータだけで決まり、磁場強度にもよるが、多くの場合彩層の中部から上部では両極性拡散>>Hall 効果>>オーム拡散、彩層低部から光球では Hall 効果>オーム拡散>>両極性拡散となる。

一方移流項に対する Hall 効果や両極性拡散の相対的な大きさはスケールに依存する。上の式(3)で右辺第 1 項の移流項によりも第 3 項の両極性拡散項が大きくなる条件を長さスケールで表し、彩層の典型的な値を代入すると

$$L < \frac{V_{An}\rho_n}{\nu_{in}\rho_i} \approx 1\text{–}10km \quad (4)$$

となる。ここで J≈cB/4πL を用いた。Hall 効果が効くスケールは式(4)で ν_{in} を Ω_i で置き換えることで得られ、数値的にはやはり 1-10km 程度である。観測されている彩層の現象のスケールは 1000-10000km 程度なので、中性粒子の効果が大局的なダイナミクスに効かないことはこの議論からも分かる。一方、磁気リコネクションや高周波波動など、小さいスケールが重要な現象では、Hall 効果や両極性拡散が重要な役割を果たしている可能性は高い。しかし、現在の太

陽観測の空間分解能は高いものでも 100km 程度なので、これらのスケールを分解して見ることは今のところできていない。

4. 物理アナロジー

本節では太陽と地球高層大気の間で物理的アナロジーがなりたちそうないくつかの現象について簡単に述べる。

4.1 太陽風と地球の極風

地球の極域からは極風(polar wind)と呼ばれるイオン流出が観測されている(Schunk & Nagy 2000; Ogawa et al. 2009)。太陽から流れ出るプラズマの代表的な例は太陽風だが、これ以外にフレア時に起こる彩層蒸発という現象がある。太陽風を加速するエネルギーが光球からアルフベン波などを介して上空へ伝わる、つまり「下から」来るのに対し、彩層蒸発はコロナ中で磁気リコネクションにより解放されたエネルギーが熱伝導や高エネルギー粒子により「上から」彩層へと伝わり、彩層を急激に加熱して上向きの圧力勾配を作ることで爆発的な上昇流が発生する現象である(Yokoyama & Shibata 1998)。

極風でも粒子の降り込みなどによる上空からのエネルギーが重要だとすると、太陽風よりも彩層蒸発の方により類似点があるかもしれない。ただし 2 節で述べたように、太陽大気ではスケールハイト>平均自由行程であるため圧力勾配による加速といった流体的描像が適用できるのに対し、電離圏上部ではスケールハイト<平均自由行程であるため、熱拡散が支配的で流体的描像が適用できないのが異なる点である。

4.2 下層からの波動：音波 or 重力波？

彩層中では、対流層・光球で発生した音波が強い重力成層により振幅が増大し、非線形効果で衝撃波となってプラズマの加熱や加速を引き起こす(Suematsu et al. 1982; Carlsson & Stein 1997; Kato et al. 2011)。一方で彩層中での内部重力波はまだはっきりした観測的証拠がない。一方地球大気では対流圏の上空に対流安定な大気があるという構造は同じであるにも関わらず、内部重力波による運動量輸送が上空のダイナミクスに重要な役割を果たしている一方、音波に関しては地震など限られた場合を除いてあまり議論されてない(Saito et al. 2011)。何がこのような違いを生んでいるのかは興味深い問題であ

る。

4.3 浮上磁場、プロミネンスバブルとプラズマバブル

プラズマバブルは地球の電子密度の低い「プラズマバブル」が電離圏上部まで上昇する現象で、地球の低緯度地方で起こるレイリーテイラー不安定に起因する現象と考えられている(Ossakow 1981; 丸山 2006)。太陽大気での磁場を伴うレイリーテイラー不安定現象としては、太陽の内部で作られた磁場が上空に浮上する現象(Isobe et al. 2005; 2006)がよく知られているが、この他に最近は「ひので」の観測により、プロミネンス中でもレイリーテイラー不安定に起因するらしい「バブル」状の構造が見えてきている(Berger et al. 2011; Hillier et al. 2012)。

4.4 共役オーロラとフレアリボン

地球の南北の極域で同じ磁力線につながっている領域では、時間空間的に類似したオーロラがしばしば観測され、共役オーロラと呼ばれる(Sato et al. 2005)。オーロラサブストームと太陽フレアの類似性はしばしば指摘されているが(Terasawa, Shibata & Shcoler 2000)、フレア時の彩層のツーリボン（フレア時の彩層はしばしば正負の磁極に対応する 2 本のリボン状に光る）でも、磁力線でつながった共役点が同じような時間的振る舞いをすることが知られている(Asai et al. 2003)。共役オーロラはオーロラサブストームのオンセットや、磁気圏−電離圏結合の物理に関する有益な情報をもたらすと考えられており、太陽フレアにもその知見が活かせる可能性がある。

5. まとめ：類似点と相似点

最後に彩層と電離圏の類似点と相似点を箇条書きにして整理する。まず両者に共通の類似点としては

- 弱電離プラズマであり、中性粒子とプラズマの相互作用が重要
- 強い重力成層により密度が何桁も変わる
- プラズマベータ（中性流体の圧力を含む）が $\beta>1$ から $\beta<1$ へ遷移する領域である
- 上空の完全電離、無衝突な領域（コロナ／電離圏）と磁力線を介して結合している

- 上空からの高エネルギー粒子の降り込みと上空へのプラズマの流出がある
- 下層からの波動によるエネルギー・運動量の供給がある。重力成層により振幅が増大して非線形効果が効くことが重要
- $\Omega_e > \nu_{en}$ はほぼ全体で成り立つ
- 上部は $\Omega_i > \nu_{in}$ であるのに対し、下部は $\Omega_i < \nu_{in}$（ダイナモ領域）になっている

などが挙げられる。一方相違点としては

- 太陽大気の組成はほぼ水素でヘリウムが（個数で）10%程度でほぼ一定なのに対し、電離圏の組成は高さや物理状態により様々である
- コロナへは光球・彩層を通ってエネルギーが供給されるのに対し、磁気圏への主なエネルギー供給源は太陽風
- 磁気圏と電離圏の磁場強度非は 1000ー10000 程度あるのに対し、コロナと彩層の磁場強度比はせいぜい 100 でもっと小さい場合も多い
- 電離圏はより無衝突に近く、プラズマと流体の相互作用、中性流体の風によるダイナモ効果が重要なのに対し、彩層では 1 流体 MHD がよい近似
- 電離圏では流速<音速、太陽では流速ー音速
- 下層からの波動の伝播は、地球は主に重力波、太陽は主に（磁気）音波。

などが挙げられる。

3 章で議論したように、電離圏で見られるような中性粒子とプラズマの相互作用に起因する現象（例えば Hall 電流、ペダーセン電流を介した磁気圏–電離圏結合）は、太陽でも起きているが、恐らくそのスケールが現在の観測の空間分解能よりはるかに小さい。しかし、本格的に観測が始まりだした電波望遠鏡 ALMA(http://alma.mtk.nao.ac.jp/j/)では、0.01 秒角(ー7km)の空間分解能で彩層下部の様子を観測できる可能性がある。電離圏と彩層の比較研究の一層の進展が望まれる。

参考文献

- Asai, A., Ishii, T. T., Kurokawa, H., Yokoyama, T., Shimojo, M. “Evolution of Conjugate Footpoints inside Flare Ribbons during Great Two-Ribbon Flare on 2001 April 10”, 2003, ApJ, 586, 624
- Berger, T., Testa, P., Hillier, A., Boerner, P., Low, B. C., Shibata, K., Schrijver, C., Tarbell, T., Title, A. “Magneto-Thermal Convection in Solar Prominences”, 2011,

Nature, 472, 197

- Carlsson, M., Stein, R. F. “Formation of the Solar Calcium H and K Bright Grains”, 1997, ApJ, 481, 500
- Hillier, A., Berger, T., Isobe, H., Shibata, K. “Numerical Simulations of the Magnetic Rayleigh-Taylor Instability in the Kippenhahn-Schlüter Prominence Model. I. Formation of Upflows”, 2012, ApJ, 746, 120
- Imada, S., Hara, H., Watanabe, T. “Ion Temperature and Non-Thermal Velocity in a Solar Active Region: Using Emission Line of Different Atomic Species”, 2009, ApJ, 705, L208
- Ishikawa, R. et al. “Transient Horizontal Magnetic Fields in Solar Plage Regions”, 2008, A&A, 481, L25
- Isobe, H., Miyagoshi, T., Yokoyama, T., Shibata, K. “Filamentary structure on the Sun from the magnetic Rayleigh-Taylor instability”, 2005, Nature, 434, 478
- Isobe, H., Miyagoshi, T., Yokoyama, T., Shibata, K. “Three-Dimensional Simulation of Solar Emerging Flux Using the Earth Simulator I. Magnetic Rayleigh-Taylor Instability at the Top of the Emerging Flux as the Origin of Filamentary Structure”, 2006, PASJ, 58, 423
- Kato, Y., Steiner, O., Steffen, M., Suematsu, Y. “Excitation of Slow Modes in Network Magnetic Elements Through Magnetic Pumping” 2011, ApJ, 730, +24
- Katsukawa, Y., et al. “Small-Scale Jetlike Features in Penumbral Chromosphere”, 2007, Science, 318, 1594
- Khomenko, E., Collados, M. “Heating of the Magnetized Solar Chromosphere by Partial Ionization Effects” 2012, ApJ, 747, 87
- Krishan, V., Varghese, B. A. “Cylindrical Hall-MHD Waves: A Nonlinear Solution“ 2008, Sol. Phys., 247, 343
- Lin, J.,Cranmer, S. R.;,Farrugia, C. J., “Plasmoids in Reconnecting Current Sheets: Solar and Terrestrial Contexts Compared”, 2008, JGR, 113, A11107
- Ogawa, Y., Häggström, I., Buchert, S. C., Oksavik, K., Nozawa, S., Hirahara, M., van Eyken, A. P., Aso, T., Fujii, R., “On the Source of the Polar Wind in the Polar Topside Ionosphere: First Results from the EISCAT Svalbard Radar”, 2009, GRL, 36, L24103
- Okamoto, T. J., De Pontieu, B. “Propagating Waves Along Spicules”, 2011, ApJ, 736, L24
- Okamoto, T. J. et al. “Coronal Transverse Magnetohydrodynamic Waves in a Solar

Prominence", 2007, Science, 318, 1577

- Shchunk, R. W., Nagy, A. F. "Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry" 2000, Cambridge University Press
- Ossakow, S. L. "Spread-F theories – A review" 1981, J. Atmos. Terr. Phys. 43, 437
- Saito, A., Tsukawa, T., Otsuka, Y., Nishioka, M., Iemori, T., Matsumura, M., Saito, S., Chen, C. H., Goi, Y., Choosakul, N. "Acoustic Resonance and Plasma Depletion Detected by GPS Total Electron Content Observation after the 2011 off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake", 2011, Earth Planets Space, 63, 863
- Sato, N., Kadokura, A., Ebihara, Y., Deguchi, H., Saemundsson, T. "Tracing Geomagnetic Conjugate Points Using Exceptionally Similar Synchronous Auroras", 2005, GRL, 32, L17109
- Shibata, K. et al. "Chromospheric Anemone Jets as Evidence of Ubiquitous Reconnection", 2007, Science, 318, 1591
- Suematsu, Y., Shibata, K., Nishikawa, T., Kitai, R. "Numerical Hydrodynamics of the Jet Phenomena in the Solar Atmosphere I – Spicules", 1982, Sol. Phys., 75, 99
- Terasawa, T., Shibata, K., Scholer, M. "Comparative Study of Flares and Substorms", 2000, Adv. Space. Res., 26, 573
- Yokoyama, T., Shibata, K. "A Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Simulation of Chromospheric Evaporation in a Solar Flare Based on a Magnetic Reconnection Model", 1998, ApJ, 494, L113

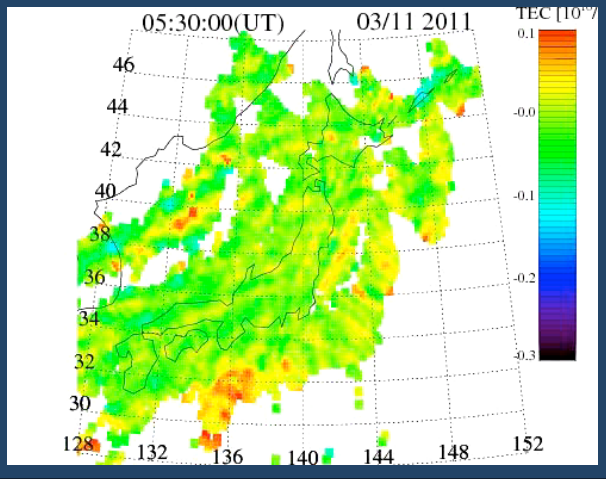
2011 年東北地方太平洋沖地震後による大気波動が起こした電離圏変動

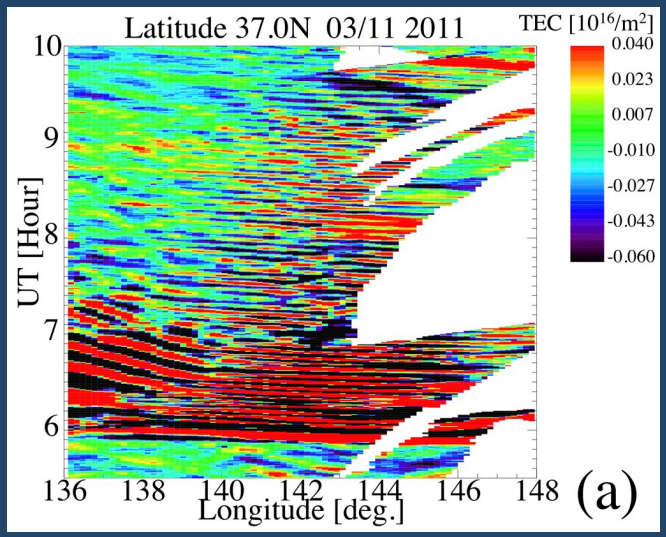
齊藤昭則、松村 充、家森俊彦、陳 佳宏（京都大・ 理学研究科）
津川卓也、西岡未知（NICT）
大塚雄一（名古屋大 STE 研）

磁気圏からのエネルギー流入が少ない中低緯度域では下層大気からの大気波動・潮汐による影響が重要

電離大気は、中性大気波動のトレーサーか？
「電離圏は熱圏の写し絵のようなものでしょう」か？

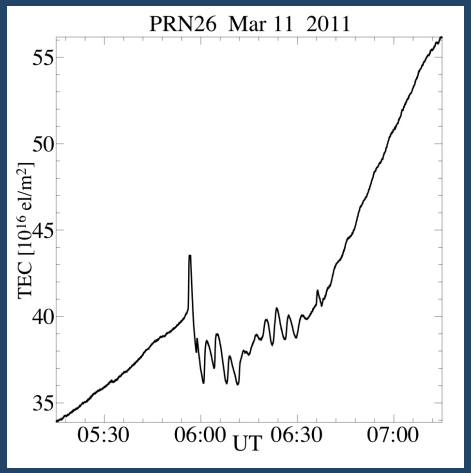
2011年東北地方太平洋沖地震後の電離圏変動
音波の鉛直伝搬と大気重力波の水平伝搬





[Saito et al., 2011]

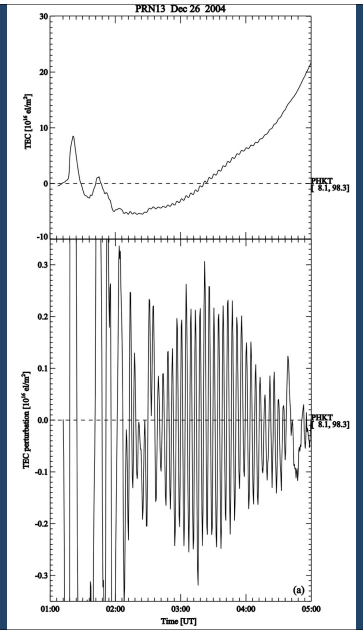
震央付近の共鳴構造：地面と高度100kmの間の音波の共鳴



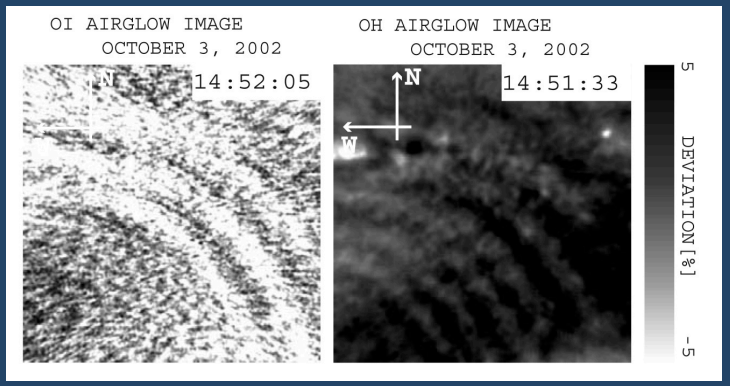
[Saito et al., 2011]

2004年スマトラ地震後の
4分周期変動

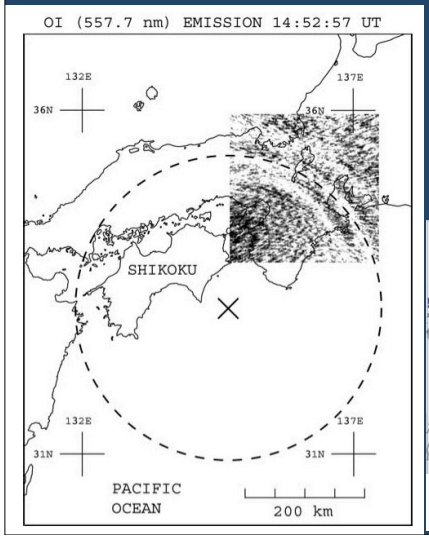
[Choosakul et al., 2009]



中間圏大気光観測で見られた同心円状の波状構造
高度80−95km、波長35km

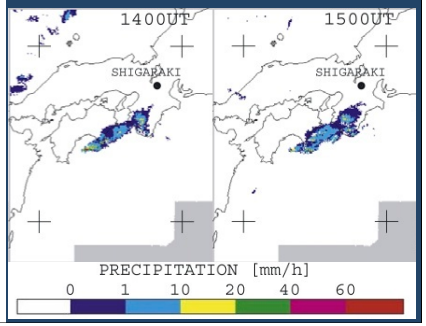


[S. Suzuki et al., 2007]

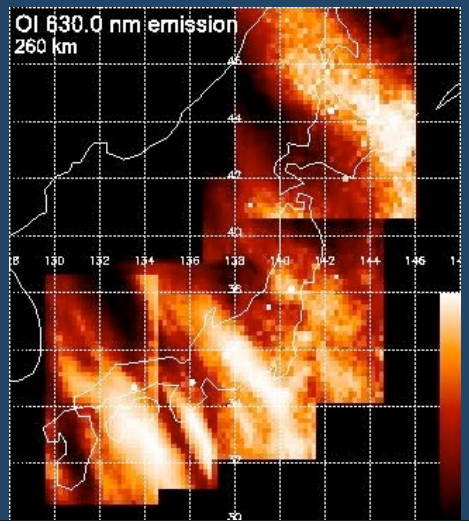


中間圏大気光観測で見られた雨雲によって励起された同心円状の波状構造

[S. Suzuki et al., 2007]

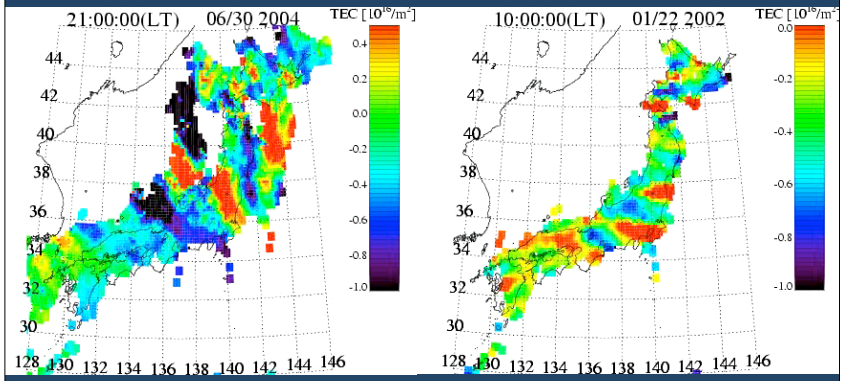


630nm大気光（高度250km)の
5台の全天カメラによる同時観測

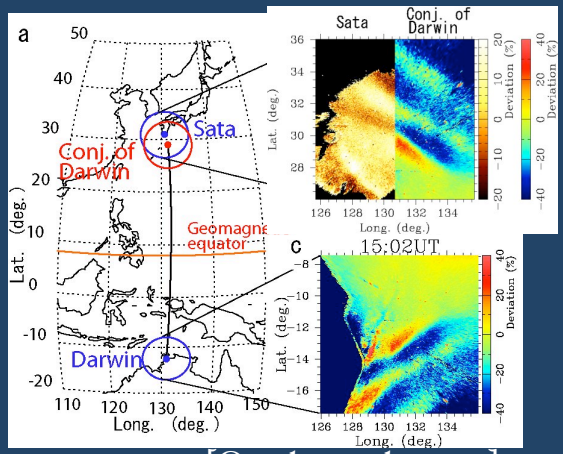


[Saito et al., 2001]

夜のMSTIDと昼のMSTID



波動構造の磁気共役性：MSTID



[Otsuka et al., 2005]

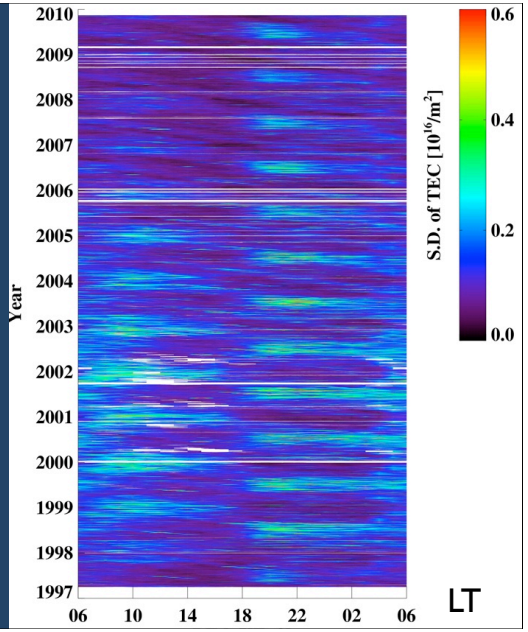
MSTID appears simultaneously in the geomagnetic conjugate regions. The structures showed clear coincidence.

The structure of MSTID is not formed by local conditions, but mapped along the geomagnetic field line.

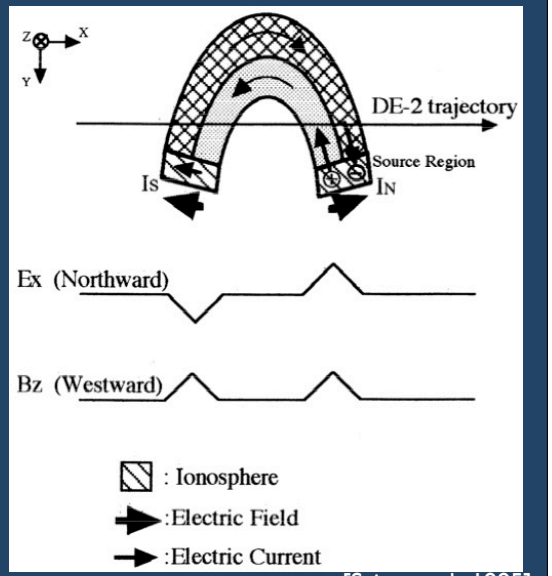
MSTID活動度

1997年-2009年

- Measured by standard deviation of TEC whose time scale is less than one-hour during the geomagnetic quiet days (Total Kp<20)
- Summer nighttime and Winter daytime maximum.
- Larger amplitude during the solar maximum period.



想定される電流系



[Saito et al., 1995]

まとめ

- 下層大気からの波動によるエネルギー流入が中間圏・熱圏・電離圏（特に中低緯度）の変動性の原因
- 水平スケール10km-1,000kmの波動のマッピングが重要
- 電離大気は 電波観測、光学観測 で計測しやすいため、中性大気のトレーサーとして使うことが出来る。
- しかし、電流と磁力線を介した不安定性による電離大気の構造も夜間にF領域の電気伝導度が支配的になる時に生じる。

電離圏プラズマバブルの光学・電波観測

大塚　雄一、塩川和夫(名大 STE 研)、小川忠彦(NICT)、
山本衛、横山竜宏(京大 RISH)

1. プラズマバブルとは

赤道上空では、地球の磁力線は水平になるため、赤道電離圏特有の現象が現れる。その一つがプラズマバブルとよばれる現象である。プラズマバブルとは、電離圏中でプラズマの穴(プラズマ密度の低い域)が生じる現象であり、プラズマバブル内部では、その周りに比べてプラズマ密度が百分の 1 以上も低くなる。赤道域電離圏においてプラズマバブルは日没直後に発生し、電離圏下部(高度 200 km 付近)から電離圏上部まで上昇する。時には、高度 2,000 km 以上に達することもある。この現象は、水中で生じた泡が水面に向かって上昇する様子に似ていることから、"バブル(泡)"と名付けられている。水中では浮力、プラズマ中の場合には電場が上向きの力としてはたらくので、バブルは上昇する。

2. 全天大気光イメージャーによる磁気共役点観測

2001 年 11 月 12 日の夜間に、同一の磁力線で結ばれた、鹿児島県佐多とオーストラリアのダーウィンで、超高感度 CCD カメラを用いた全天大気光イメージャーによってプラズマバブルを同時に観測することに成功した[*Otsuka et al.*, 2002]。図 1a に、佐多町で 2001 年 11 月 12 日 15:44UT(00:44 LT)に観測された波長 630.0 nm の大気光の全天画像を示す。全天画像の上が北、左が東であり、真中が佐多町の天頂にあたる。画像中、大気光の暗い領域が南から北に伸び、

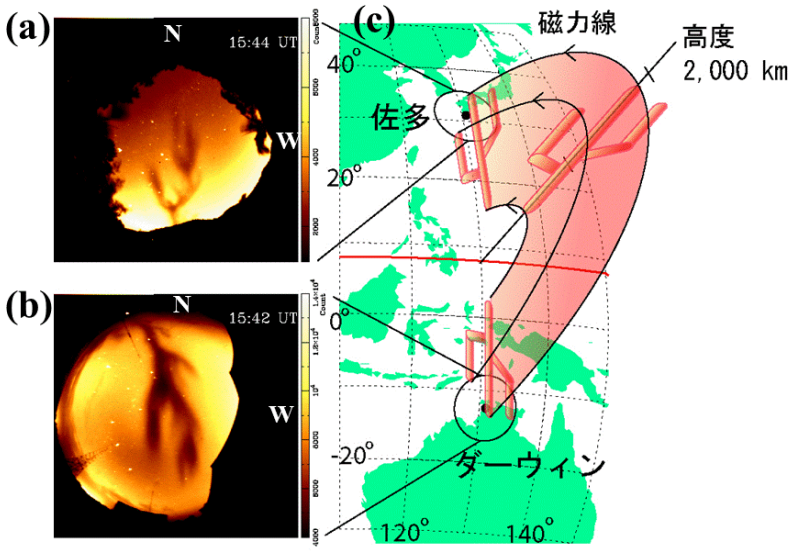


図 1 ：2001 年 11 月 12 日夜間に磁気共役の関係にある佐多(a)とダーウィン(b)で同時に観測された 630nm 大気光の全天画像。両画像中に見られる大気光の減光領域がプラズマバブル。(c)両画像において鏡像の関係にあることから、プラズマバブルが磁力線に沿った構造をもつことが分かる。

数箇所で枝分かれしていることが分かる。これが大気光イメージャーで捉えられたプラズマバブルである。波長 630.0 nm の大気光は、高度 250 km 付近の酸素原子が出す光である。この酸素原子は酸素イオンと酸素分子との衝突によってつくられるので、大気光の発光強度は酸素イオンの密度、つまりプラズマ密度に比例する。したがって、大気光の暗い領域はプラズマ密度が減少していることを表している。図 1b に、ほぼ同時にダーウィンで観測された 630.0 nm 大気光の全天画像を示す。この画像も、上が北、左が東、真中が天頂である。佐多町で観測された 630.0 nm 大気光強度の減少領域と上下対称の構造が観測されており、図 1c に示すようにプラズマバブルの構造が磁力線に沿っていることが分かる。このプラズマバブルは、磁気赤道では高度約 1800km に達していた。

3. レーダーによる沿磁力線不規則構造の観測

京都大学によって、インドネシアのスマトラ島に赤道大気レーダー(Equatorial Atmosphere Radar; EAR; 0.20°S, 100.32°E; 磁気緯 10.6°S)が建設され、沿磁力線不規則構造(Field-Aligned Irregularity; FAI)の観測が 2002 年から開始された[*Fukao et al.*, 2003]。EAR はアクティブ・フェーズド・アレイを採用しており、ビームを高速に広範囲に走査することにより、高度-経度断面での FAI 二次元構造を直接観測することができる、という利点がある。

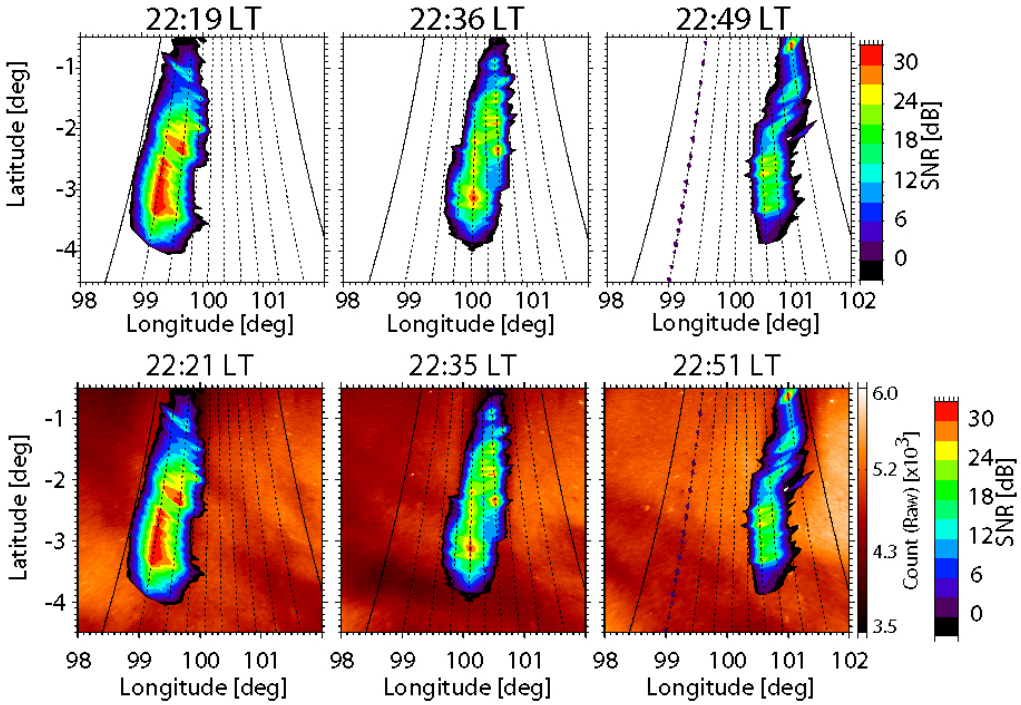


図 2: (上)2003 年 4 月 1 日夜間に赤道大気レーダーで観測された FAI エコーの SN 比の水平二次元分布。南緯 0.5－4.5 度、東経 98.0－102.0 度の範囲を示す。(下)630nm 大気光の水平二次元分布と重ねたもの。FAI がプラズマバブルの内部全体で起こっていることが分かる。

EAR によって観測される FAI とプラズマバブルの構造との関係を調べるため、2003 年 3 月 25 日から 4 月 9 日までの 15 晩に FAI と大気光の同時観測を行った。図 2 に、4 月 1 日 22-23 時 LT と翌 2 日 01-03 時 LT に大気光イメージャーによって観測された 630nm 大気光の水平二次元分布を地理座標系で示す。この時、大気光発光高度を 250km とした。図中、EAR 上空を東向きに移動するプラズマバブルによる 630nm 大気光の減光が見られる。

FAI エコー領域とプラズマバブルの空間構造の関係を明らかにするため、22-23 時 LT に観測された FAI エコー領域を磁力線に沿って 630nm 大気光発光高度(250km と仮定)に投影し、大気光の構造と比較した(図 2)。その結果、FAI はプラズマバブルの内部(大気光減光領域)全体で起こっていることが明らかになった[*Otsuka et al.*, 2004]。この結果は、過去に行われた結果[*Tsunoda and Towle*, 1979; *Szuszczewicz et al.*, 1980]と同様であるが、本研究により初めて二次元分布での比較に成功した。また、図より、FAI エコー強度は、プラズマバブルの内部で最も強いことが分かる。メータースケールの FAI は、low-frequency drift wave あるいは、lower hybrid drift (LHD) wave により生成されると考えられている[*Ossakow*, 1981]。LHD wave は、背景のプラズマ密度がある値よりも低い場合にのみ起こり、プラズマ密度が低いほどその不安定の成長率が大きくなる[*Huba et al.*, 1978]。従って、FAI エコー強度がプラズマバブル内部で最も強いことは、観測された FAI が LHD wave により生成されていることを示唆している。

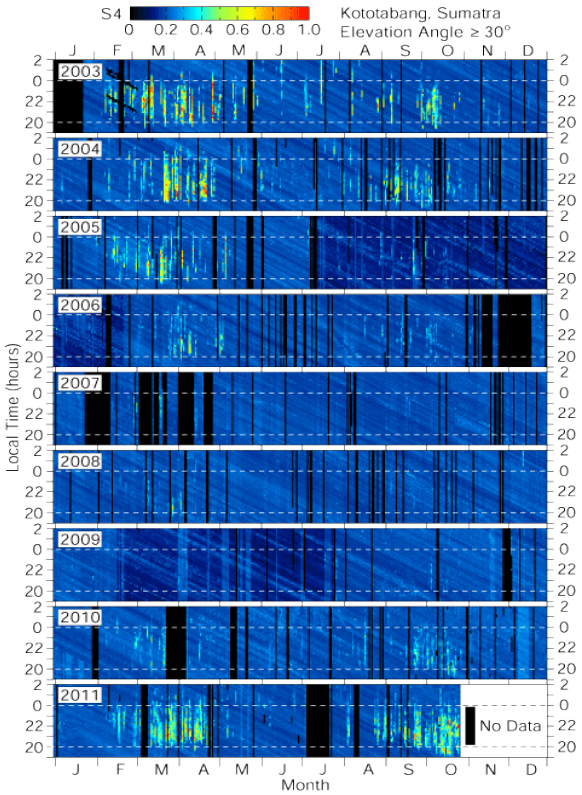


図 3: インドネシア・コトタバンにおいて 2003-2011 年に観測された GPS シンチレーション(S4)の地方時・季節変化。

4. GPS によるシンチレーション観測

プラズマバブルの内部には、様々な空間スケールをもつプラズマ密度の疎密構造(イレギュラリティ)が存在する。人工衛星から送信された電波は、イレギュラリティによって回折され、地上で受信されるときに電波の強度を強め合ったり弱め合ったりする。このため、受信信号の振幅や位相が変動する(シンチレーション)。シンチレーションを起こすイレギュラリティの空間スケールは、フレネル半径 $\sqrt{2\lambda z}$ (ここで、λは送信電波の波長、zは地上の受信点からイレギュラリティまでの距離)で現される。本研究では、GPS 衛星から送信される L1 波(1.5GHz)を受信するため、フレネル半径は約 400m である。

図 3 に、シンチレーションの強さを示す指標である S4 インデックスの地方時・季節変化を示す。図から、シンチレーションは日没後(19LT=12UT)から真夜中(01LT=18UT)の間に起こることが多いことが分かる。季節変化については、3-4 月と 9-10 月に多い。但し、3-4 月の方が、9-10 月よりも発生頻度が高いことが分かる。また、シンチレーション発生頻度の年々変動から、シンチレーション発生頻度、つまりプラズマバブルの発生頻度は、太陽活動度と正の相関があることが分かる。

5. Rayleigh-Taylor 不安定

プラズマバブルは、プラズマ不安定の一種であるレーリー・テーラー不安定によって生成される[例えば、*Kelley*, 1989]。図 4 に示すように、赤道域 F 層の下部を考える。この高度領域では、プラズマ密度は高高度ほど高くなる。赤道域電離圏では、日没直後に磁力線を横切る東向きの電流が流れる。この東向き電流の原因は二つあり、その一つは、重力 **g** とイオン・中性大気間の衝突によって生じる **gxB** 方向(東向き)の電流である。もう一つは、日没線付近で生じる E 領域電子密度の不均一が原因で生じる東向き電場離による Pedersen 電流である。ここで、プラズマ密度分布の小さな高度変化を考える。低高度から高高度に持ち上げられた部分は、周囲に比べてプラズマ密度が小さく、逆に低高度に押し下げられたところでは、周囲よりもプラズマ密度が大きくなる。Pedersen 導電率はプラズマ密度に比例するため、プラズマ密度変動は Pedersen 導電率変動に相当する。この Pedersen 導電率の不均一の中を電流が流れると、電流の一様性を保つため、分極電場が生じる。この分極電場は、プラズマ密度の減少(増大)領域にお

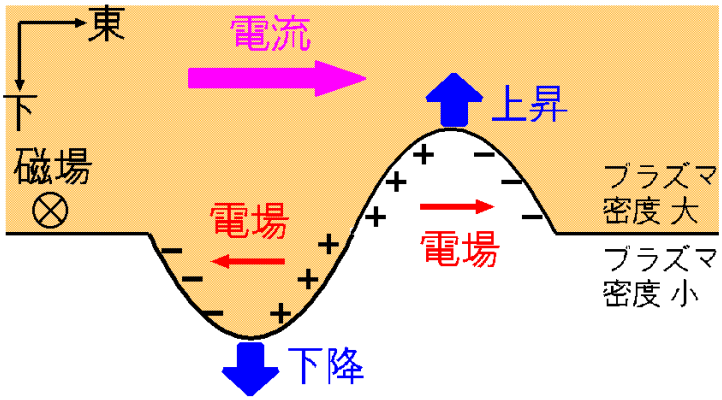


図 4: 赤道域電離圏において Rayleigh-Taylor 不安定を説明する模式図。赤道域における F 領域下部の東西-鉛直断面。磁場は水平であり、高高度ほどプラズマ密度が大きく密度が大きい。電流が東向きの時、不安定になる。

いて、東(西)向きとなる。この分極電場 **E** により、プラズマは **ExB** ドリフトするため、プラズマ密度の減少(増大)領域はさらに上昇(下降)し、不安定となる。この不安定が、プラズマバブルの原因である。

6. まとめ

プラズマバブルは、赤道電離圏において電子密度が急激に減少する現象である。プラズマバブルの内部には、電子密度の疎密構造があり、HF/VHF/UHF レーダーはレーダーの送信電波の半波長に相当する沿磁力線不規則構造(FAI)からの散乱を観測することがきる。本研究では、送信周波数 47MHz の赤道大気レーダーを用いることにより、約 3 メーター・スケールの FAI を観測し、FAI がプラズマバブル内部全体に存在することを示した。また、GPS 衛星から送信される電波を用いることにより、フレネル・スケールに相当する 400m 程度の電子密度の疎密構造を観測することができる。インドネシア・コトタバンにおいて GPS シンチレーション観測を継続することにより、シンチレーションが、春・秋の日没後に多いこと、太陽活動度と正の相関があることが明らかになった。プラズマバブルの発生機構は、Rayleigh-Taylor 不安定で説明される。

参考文献

Fukao, S., H. Hashiguchi, M. Yamamoto, T. Tsuda, T. Nakamura, and M. K. Yamamoto, T. Sato, M. Hagio, and Y. Yabugaki, The Equatorial Atmosphere Radar (EAR): System description and first results, *Radio Sci., 38*(3), 1053, doi:10.1029/2002RS002767, 2003.

Huba, J. D., N. T. Gladd, and K. Papadopoulos, Lower-hybrid-drift wave turbulence in the distant magnetotail, *J. Geophys. Res., 83*, 5217-5226, 1978.

Kelley, M. C., The Earth's ionosphere, Plasma Physics and Electrodynamics, Academic, SanDiego, Calif, 1989.

Ossakow, S, Spread-*F* theories – a review, *J. Atmos. Terr. Phys., 43*, 437-452, 1981.

Otsuka, Y., K. Shiokawa, T. Ogawa, and P. Wilkinson, Geomagnetic conjugate observations of equatorial airglow depletions, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 10.1029/2002GL015347, 2002.

Otsuka, Y., K. Shiokawa, T. Ogawa, T. Yokoyama, M. Yamamoto, and S. Fukao, Spatial relationship of equatorial plasma bubbles and field-aligned irregularities observed with an all-sky airglow imager and the Equatorial Atmosphere Radar, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L20802, 10.1029/2004GL020869, 2004.

Szuszczewicz, E. P., R. T., Tsunoda, R. Narcisi, and J. C. Holmes, Coincident radar and rocket observations of equatorial spread *F*, *Geophys. Res. Lett., 1*, 537-540, 1980.

Tsunoda, R. T. and D. P. Towle, On the spatial relationship of 1-m equatorial spread *F* irregularities and depletions in total electron content, *Geophys. Res. Lett., 6*, 873-876, 1979.

地球・惑星電離圏のシミュレーション方法

品川裕之[1]，陣 英克[1]，三好勉信[2]，藤原 均[3]，
田中高史[1,2]，寺田直樹[4]，村田健史[1]

1 (独)情報通信研究機構，2 九州大学，3 成蹊大学，4 東北大学

１．はじめに

地球や惑星の大気圏上部は、超高層大気と呼ばれ、中性気体と電離気体(プラズマ)が混在した領域である。高度数1000kmまでは中性大気密度が電離大気密度より大きく弱電離の状態になっている（図１）。電離圏は、昼間は太陽X線や極端紫外線（EUV）による電離でイオンと電子が生成され、夜間ではイオンと電子の再結合により電子密度が減少し、比較的規則正しい日変化をしている。しかし、太陽フレアが起きると強いX線により、主に下部電離圏で電子密度が急激に上昇する。また、CMEやコロナホールによって磁気嵐が起きると、磁気圏からの高エネルギー粒子により急激に電子密度が上昇するほか、熱圏大気の加熱・膨張が起こり、大気密度の増加や風系の変化で間接的に電離圏に変動が現れる。さらに、近年、下層大気で生成される様々な波動の一部が超高層大気にまで伝搬し、電離圏に大きな影響を与えることが明らかになってきている。すなわち、電離圏は、外部からのエネルギー入力によって複雑に変動するシステムであると言える。ここでは、それらを定量的に解析するために有効な数値シミュレーションについて簡単に述べる。

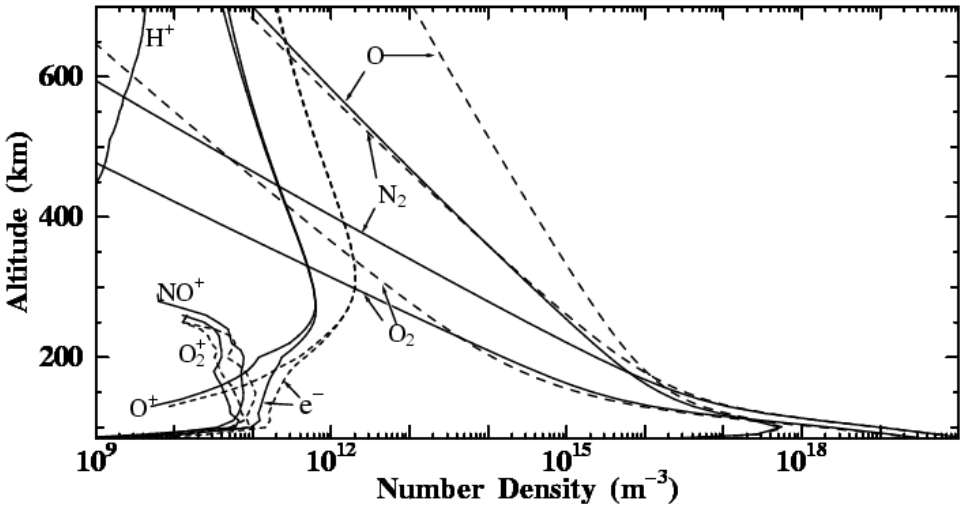


図１．地磁気静穏時、中緯度正午における太陽活動極小(実線)、極大期(点線)の春分時の密度分布。経験モデル（IRI2007、NRLMSISE-00）に基づく。

2　地球電離圏のシミュレーション

2.1　電離圏モデルの歴史

地球大気の上空に導電性の層（電離圏）があるらしいことは、電波通信が始まった19世紀後半にはすでに推測されていたが、その物理過程に関して本格的に研究が始まったのは、1957年の国際地球観測年(IGY)頃からである。1970年頃からはコンピュー

タの発達により、電離圏の数値モデルが構築されるようになった。今日の電離圏モデルの基本となる「鉛直１次元イオン拡散モデル」は、米国ユタ州立大学のSchunkらのグループによって開発され、中緯度電離圏の基本的な構造と日変動の再現に初めて成功した[1]。その後、1980年代に入ると、米国のいくつかのグループで全球３次元モデルが開発された[2]。これにより、磁気嵐に伴う極域擾乱がグローバルな電離圏環境にどのような影響を与えるかをモデル上で調べることができるようになった[3][4][5]。

電離圏は、太陽X線や極端紫外線（EUV）の影響のほか、磁気圏からの電場・電流や降り込み粒子（オーロラ粒子)、下層大気圏からの波動など、さまざまな影響を受け、極めて複雑に変動するという点が特徴である。初期の電離圏モデルでは、熱圏や磁気圏の影響を観測データに基づく経験モデルなどから与えていたが、1990年代には磁気圏モデルや熱圏大気モデルが発展し、2000年頃には、初期の磁気圏−電離圏−熱圏結合モデルが開発された[6]。近年では、各領域のモデルがさらに精密化されるとともに、下層大気圏から熱圏−電離圏までを含む統合モデルの開発が進められている[7]。

2.2　電離圏シミュレーション方法

これまで世界各地の研究機関で多くの電離圏モデルが開発されており、基本的な手法は確立しているが、使われる方程式系や数値的取り扱いなどは、簡単なものから非常に厳密なものまでさまざまな種類がある[8]。ここでは、最も一般的に使われている基本的な方法を紹介する。

電離圏の振る舞いは、イオンと電子からなる流体方程式で表すことができる。多くの電離圏モデルで用いられる一般的な方程式系は以下である。

連続の式

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \bullet \left(n_i \mathbf{v}_i\right) + P_i - L_i \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

イオンの運動量の式

$$\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} = -\left(\mathbf{v}_i \bullet \nabla\right)\mathbf{v}_i - \frac{1}{m_i n_i}\nabla p_i - \nu_{in}\left(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n\right) + \mathbf{g} + \frac{e}{m_i}\left(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}\right) \quad \cdots \quad (2)$$

電子の運動量の式

$$\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} = -\left(\mathbf{v}_e \bullet \nabla\right)\mathbf{v}_e - \frac{1}{m_e n_e}\nabla p_e - \nu_{en}\left(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_n\right) + \mathbf{g} - \frac{e}{m_e}\left(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}\right) \quad \cdots \quad (3)$$

イオンのエネルギーの式

$$\frac{3}{2} n_i k \frac{\partial T_i}{\partial t} = -\nabla \bullet q_i - \sum_t \frac{n_i m_i \nu_{it}}{m_i + m_t}\left[3k\left(T_t - T_i\right) + m_t\left(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_t\right)^2\right] \quad \cdots\cdots\cdots \quad (4)$$

電子のエネルギーの式

$$\frac{3}{2} n_e k \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\nabla \bullet q_e + Q_e \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (5)$$

ここに、n 密度, $\mathbf{v}$ 速度, P 粒子生成率, L 粒子消滅率, m 質量, k ボルツマン定数, ν_{ab} a粒子のb粒子に体する運動量輸送衝突周波数, p 圧力（$=nkT$ ）, $\mathbf{g}$ 重力加速度, q 熱

流速, Q 正味の加熱率。添字 i, n, e はそれぞれi種のイオン、n種の中性粒子、電子を表し、添字 t はすべての粒子を表す。

連続の式(1)においては、イオン生成は、太陽X線と極端紫外線（EUV）が中性粒子を直接電離する光電離に加え、電離してできた電子（光電子：Photoelectron）がさらに周りの中性大気を電離する２次電離の寄与も存在する。光電子による電離を厳密に計算するのは複雑であるので、通常簡単な近似式が用いられる。また、イオンと中性粒子の間には、多くの化学反応が存在するため、あるイオンから別の種類のイオンが作られており、これも生成に含まれる。イオンの消滅は、イオン化学反応を通じて起きるが、最終的には、解離性再結合によってイオンと電子が結びついて、中性粒子に戻って消滅する。高度200 km以下の領域では、光化学過程が支配的であるが、高度200 km以上の電離圏のF層領域では、式(1)の右辺第１項の輸送の項が重要となる。この領域では、イオンの拡散過程や電場による対流の影響が支配的になる。

イオンの運動方程式(2)では、左辺第１項の時間変化や右辺第１項の慣性項は比較的小さいので無視することもあるが、電離圏上部では必ずしも小さくない。さらに厳密にはイオンの粘性項を付け加える場合もある。電子の運動方程式(3)では、時間変化や慣性項は通常無視することができる。

イオンと電子のエネルギーの式(4),(5)では、左辺第１項の局所的な時間変化は小さく、近似的に無視しても良く、加熱、冷却項と熱伝導の項のバランスで表すことができる。不確定要素として、上部境界条件として与える熱流速がある。これを加えないと現実的なイオン温度、電子温度にならないことが知られており、観測にできるだけ合うように適当な値が与えられている。

電離圏シミュレーションでは、基本的にはこれらの式を解くのであるが、地球電離圏の場合、電離圏高度では固有磁場が十分強く、磁力線の形は変わらないとして良いので、運動方程式を解く際には、多くの場合、便宜上次の方法が取られている。

まず、運動方程式の時間変化の項を無視して、速度を磁力線に平行な成分（添字//）と垂直な成分（添字⊥）に分ける。

$$\mathbf{v}_i = \mathbf{v}_{i//} + \mathbf{v}_{i\perp} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (6)$$

磁力線に垂直方向のイオンの運動は、以下で表される。

$$\mathbf{v}_{i\perp} = \mathbf{v}_n + \frac{e}{\nu_{in} m_i}\left(\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v}_{i\perp} \times \mathbf{B}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (7)$$

これを$\mathbf{v}_{i\perp}$について解くことにより、速度を求めることができる。

一方、磁力線に平行方向の運動を電子とイオンについて書くと

$$0 = -\frac{1}{n_e m_e}\nabla p_{e//} - \nu_{en}\left(\mathbf{v}_{e//} - \mathbf{v}_{n//}\right) - \frac{e}{m_e}\mathbf{E}_{//} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (8)$$

$$0 = -\frac{1}{m_i n_i}\nabla p_{i//} - \nu_{in}\left(\mathbf{v}_{i//} - \mathbf{v}_{n//}\right) + \mathbf{g}_{//} + \frac{e}{m_i}\mathbf{E}_{//} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \quad (9)$$

となる。

式(8)と(9)から、$\mathbf{E}_{//}$を消去すれば速度が求まる。今、非常に簡単な場合を考えて、イオンi が主イオンであるとして、$n_i = n_e$, $\nu_{in} >> \nu_{en}$の近似を使うと、以下のように書ける。

$$\mathbf{v}_{i//} = -\frac{e}{m_i n_i \nu_{in}}\left(\nabla p_i + \nabla p_e\right) + \frac{\mathbf{g}_{//}}{\nu_{in}} + \mathbf{v}_{n//} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (10)$$

式(10)で表される磁力線に平行な運動は、磁力管内の拡散であり、磁力線に垂直な方向は、衝突を含んだ**E×B**ドリフトとなる（式(7)）。この場合、**E**は、高緯度では主に磁気圏の対流電場、中低緯度では主に「ダイナモ電場」となる。

2.3　電離圏ダイナモ電場の導出

前述のように、電離圏の振る舞いを記述するには電場**E**を求める必要がある。電離圏の電場は、高緯度では磁気圏電場、低緯度では熱圏中性風による「ダイナモ電場」が卓越するが、磁気圏や熱圏の状態によって大きく変動するため、時々刻々電場を与えてやる必要がある。

ダイナモ電場モデルの基本的な方程式系は以下のようになる。

電流の連続の式

$$\nabla_\perp \bullet \mathbf{J}_\perp = -\nabla_{//} \bullet \mathbf{J}_{//} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (11)$$

オームの法則

$$\mathbf{J}_\perp = \sigma_P \mathbf{E}_\perp + \sigma_H \hat{\mathbf{b}} \times \mathbf{E}_\perp + \sigma_P \mathbf{v}_n \times \mathbf{B} + \sigma_H \hat{\mathbf{b}} \times \mathbf{v}_n \times \mathbf{B} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (12a)$$

$$\mathbf{J}_{//} = \sigma_0 \mathbf{E}_{//} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (12b)$$

静電場の式

$$\mathbf{E}_\perp = -\nabla_\perp S \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (13)$$

$\mathbf{J}_\perp$, $\mathbf{J}_{//}$は、それぞれ電流ベクトルの磁力線に垂直および平行成分である。σ_P（Pedersen電気伝導度）とσ_H（Hall電気伝導度）は、磁場と垂直方向の電離圏電気伝導度、σ_0は磁場に沿った方向の電気伝導度であり、次のように表される。

Pedersen電気伝導度

$$\sigma_P = \frac{n_e e}{B}\left(\frac{\nu_{in}\Omega_i}{\nu_{in}^2 + \Omega_i^2} + \frac{\nu_{en}\Omega_e}{\nu_{en}^2 + \Omega_e^2}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (14)$$

Hall電気伝導度

$$\sigma_H = \frac{n_e e}{B}\left(\frac{\Omega_e^2}{\nu_{en}^2 + \Omega_e^2} - \frac{\Omega_i^2}{\nu_{in}^2 + \Omega_i^2}\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (15)$$

平行電気伝導度

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e\left(\nu_{en} + \nu_{ei}\right)} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (16)$$

ここに、Ω_i, Ω_eは、それぞれイオンと電子のジャイロ周波数で、$\sigma_0 >> \sigma_P, \sigma_H$とする。

通常、ダイナモ電場モデルでは磁力線に沿っては等ポテンシャルを仮定し、電離圏

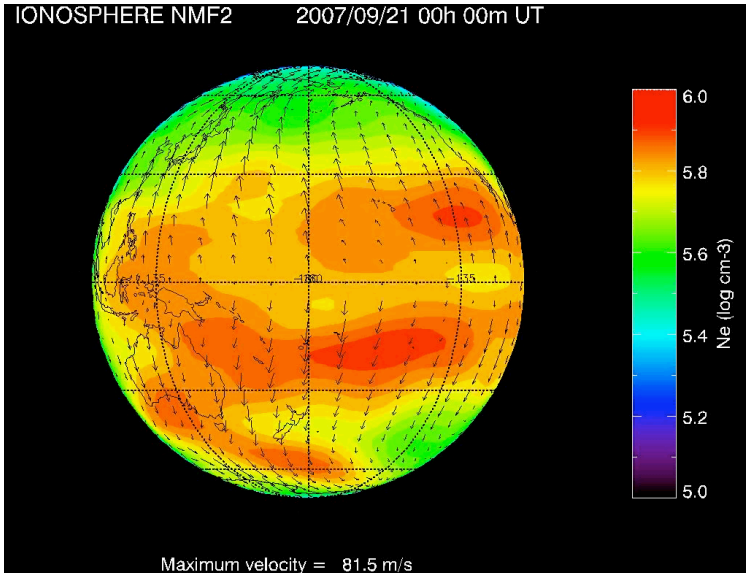


図２．NICT の大気圏−電離圏結合モデルで求められた電離圏電子密度の最大値のグローバル分布の例。赤道を挟んで南北に電子密度の極大が現れる傾向（赤道異常）が再現されている。

ポテンシャルSの式を解く。原理的には、磁力線座標を用いて、電離圏電流に関して適当な境界条件を与え、電流について磁力線に沿った積分を行うとSに関する２次の楕円型偏微分方程式が得られるので、数値的に解を求めることができる。解法の詳細については、例えば[9]に解説がある。

2.4　磁気圏の影響

電離圏の振る舞いを再現するには、磁気圏からの影響をできるだけ正確に与えなくてはいけない。しかし、磁気圏変動に対する電離圏の応答と電離圏変動の磁気圏へのフィードバック過程、すなわち磁気圏-電離圏相互作用過程は、未だに十分に解明されていない大きな課題である。この問題に関しては、数値シミュレーション研究が有効な手段であるが、モデルの結合においては、お互いの情報をどのように交換するかが問題となる。特に、磁気圏からのオーロラ粒子による電離に対応する極域電離圏電気伝導度をどのように与えるかが重要となる。我々の磁気圏モデルでは、球殻状の電離圏を仮定して、磁気圏内部境界（r =3 R_E）のパラメータを電離圏上に磁力線に沿って投影する（図３）。

情報通信研究機構（NICT）の磁気圏モデルでは、電離圏の高度積分した電気伝導度を使うが、これらは、(1) 太陽極端紫外線（EUV）による電気伝導度成分、(2) ディフューズオーロラ粒子による電離に相当する成分(磁気圏モデル中のプラズマシートの P, ρ の関数とする)、(3) ディスクリートオーロラ粒子による電離に相当する成分(磁気圏モデル中の極域の沿磁力線電流の関数とする) の３つの成分によって決まるとしている。この関数は、観測をできるだけ良く再現するように経験的に与えられている。

高度積分した電離圏の電気伝導度を Σ とすると、磁気圏によって作られる電離圏中のポテンシャルΦは、以下の式を解くことにより求められる。

$$\nabla_h \bullet \left[\Sigma \bullet \left(-\nabla_h \Phi \right) \right] = J_{//} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (16)$$

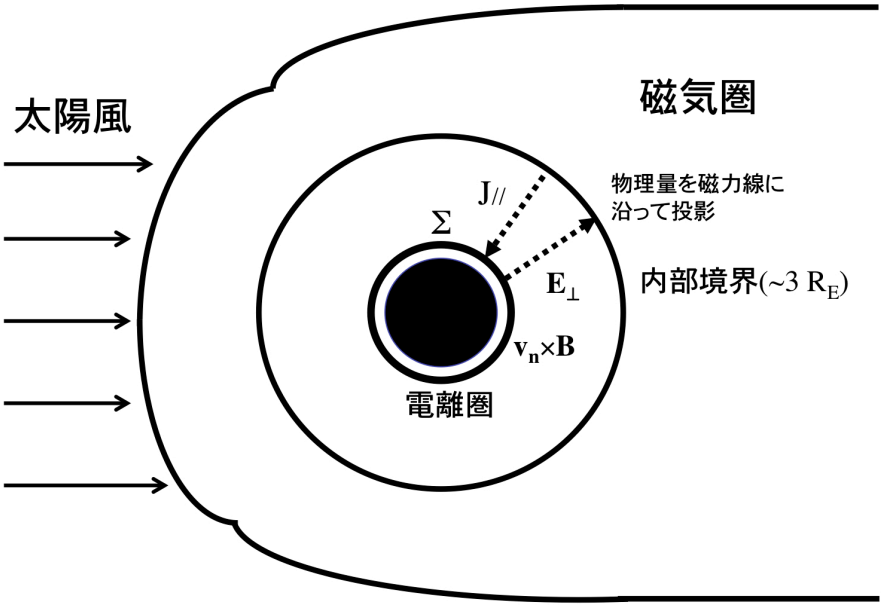


図３．磁気圏-電離圏結合スキームの模式図。磁気圏モデルでは、地球半径の３倍の球殻が内部となる。ここでの物理量を磁力線に沿って投影することにより電離圏と結合する。

求められたポテンシャルΦまたは $\mathbf{E}_\perp$ を、磁力線に沿って磁気圏の内部境界に投影することによって磁気圏モデルの境界条件とする。この方法は、良く使われる方法ではあるが、必ずしも完全に self-consistent なスキームではないので注意を要する。図４に磁気圏 MHD モデルで求められた電離圏上のポテンシャルの分布計算例を示す。極域で磁力線がほぼ鉛直下向きであることから、電離圏の対流は電位の等高線に沿うことになる。

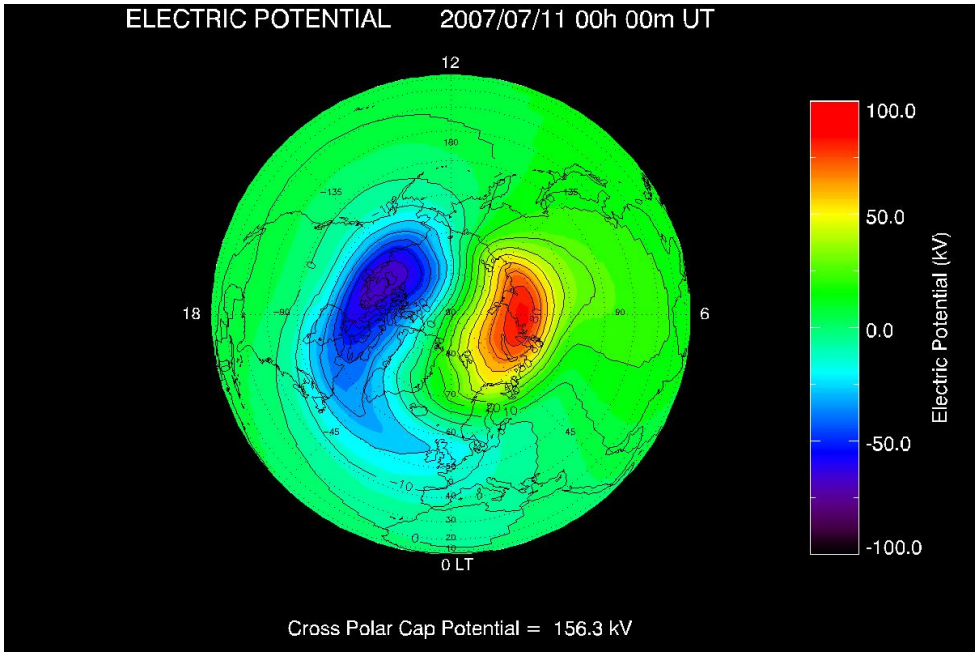


図４．NICTの磁気圏モデルによって求められた極域電離圏ポテンシャルの分布例。

2.4　熱圏モデル

熱圏モデルは、気象の研究で用いられる通常の大気モデルと本質的には変わらないが、衝突を介した電離圏との運動量やエネルギーの交換過程やジュール加熱などが含まれる。基本方程式は、以下のようになる。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \bullet \left(\rho \mathbf{v}_n\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (17)$$

運動量の式

$$\frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial t} = -\left(\mathbf{v}_n \bullet \nabla\right)\mathbf{v}_n - \frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} - 2\Omega \times \mathbf{v}_n - \nu_{ni}\left(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i\right) + \frac{1}{\rho}\nabla\left(\mu \nabla \mathbf{v}_n\right) \cdots (18)$$

エネルギーの式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\left(\mathbf{v}_n \bullet \nabla\right)T - \frac{R}{C_v}T\left(\nabla \bullet \mathbf{v}_n\right) + \frac{1}{\rho C_v}\frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z}\right) + \frac{Q}{C_v} \quad \cdots\cdots\cdots (19)$$

状態方程式

$$p = \rho R T \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (20)$$

ここに、ρ 中性大気質量密度、 $\mathbf{v}_n$ 中性大気の速度、p 圧力、Ω 地球の自転角速度ベクトル、R 比気体定数（$=R^*/M$, R^*: 普遍気体定数, M: 分子量）、T 中性大気温度、C_v 定積比熱、η 分子粘性、κ 熱伝導係数、Q 正味の加熱率（加熱率-冷却率）、である。

熱圏大気は、さまざまな組成からなるので、実際には、上記の方程式の他、組成比を与える方程式が含まれる。また、多くのグローバル熱圏モデルでは、鉛直の運動方程式に静力学近似を用いて、方程式系を簡単化した「プリミティブ方程式系」が用いられるが、数 10km スケールの構造を精度良く取り扱う場合には、上記の基本流体方程式を直接解く非静力学系が用いられる。最近では、非静力学大気モデルを用いて、津波による音波が電離圏に与える影響を調べるのに応用されている[10]。

3.　惑星電離圏のシミュレーション

木星、土星、天王星、海王星などの強い固有磁場を持つ惑星の電離圏は、上で述べた地球電離圏シミュレーションの方法で解くのが一般的である。一方、金星や火星電離圏（図５）などでは、固有磁場がほとんど無いため、プラズマβの値が大きく、太陽彩層などと同様、電磁流体力学方程式系が広く用いられている。ただし、イオンのラーマー半径が平均自由行程（10～100km）を超える領域に対して、より厳密な取り扱いを行うため、イオンを粒子、電子を流体として取り扱う「ハイブリッドモデル」もしばしば用いられる。

近年、太陽風-金星・火星電離圏相互作用のシミュレーションが盛んに行われており、地球とは異なるプラズマ環境の様子が再現されつつある[12]。また、火星の場合には、局所的に地殻起源の磁場があり、これと太陽風磁場が相互作用することにより、磁気リコネクションや粒子の加速などが起きる場合があると考えられている。この過程は、太陽彩層などと類似している。ただし、惑星においても、電離大気と中性大気は、別々の流体として取り扱われ、中性大気も含めた方程式系は用いられない。

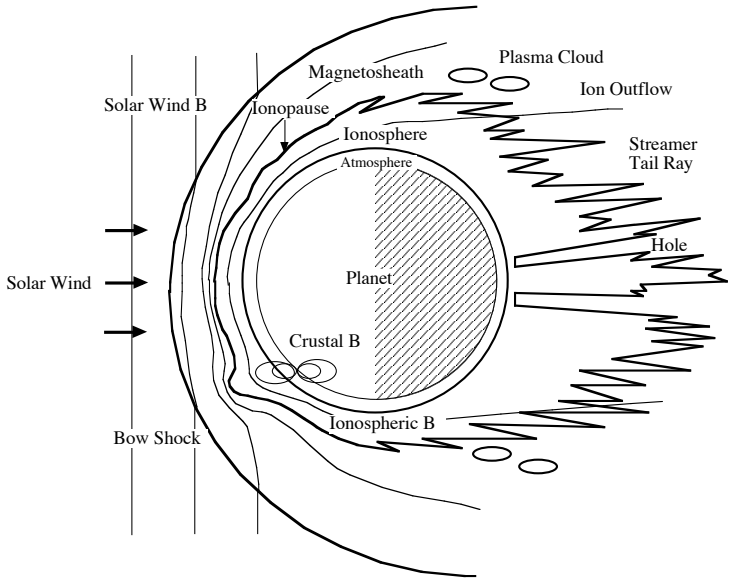


図５．火星周辺の磁力線、プラズマ構造の模式図［11］

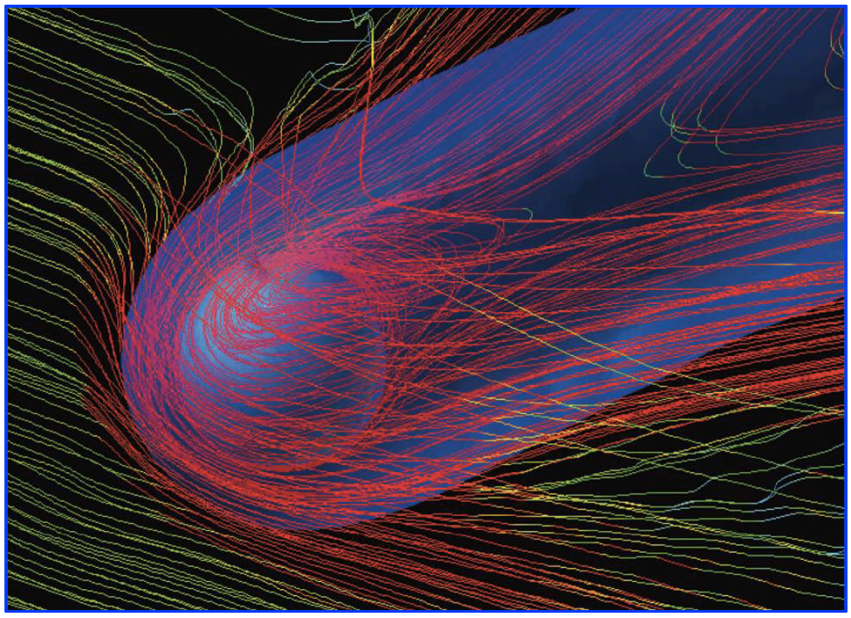


図６．MHD シミュレーションによって求められた火星周辺の磁力線構造［12］

4.　むすび

ここでは、電離圏シミュレーション方法についてその概要を述べた。電離圏は、それ自体は比較的静的なシステムであるが、外力が与えられた時には極めて複雑な反応を起こすシステムである。電離圏の研究は、基本的には、さまざまな外力（相互作用過程を含む）が与えられた時のプラズマ・中性大気がどのように分布・運動するかを精密に調べるのが目的であると言える。最近の傾向として、電離圏そのものの物理過程を調べる研究から、磁気圏-電離圏結合や大気圏-電離圏結合とそれに伴う現象の解

明に研究に重点が移ってきている。そのためには高精度で self-consistent な数値モデルを用いたシミュレーションは必要不可欠である。

太陽彩層との比較の観点からは、下層大気で生成された音波が上層の大気にどのような影響を及ぼすかが興味深い。このテーマでは、太陽、地球ともシミュレーション研究が行われており、協力して研究できる可能性がある。また、太陽彩層で行われている MHD シミュレーションと地球磁気圏や金星・火星電離圏で行われている MHD シミュレーションの違いも詳細に調べていく必要がある。

磁場構造においては、太陽彩層は地球電離圏よりもむしろ火星電離圏のほうに似ている。火星には地殻起源の局所磁場があり、太陽風磁場との相互作用もあると考えられているが、その物理過程はまだ十分に解明されていない。今後、太陽彩層との比較をすることによって、研究の新しい展開があるかもしれない。

参考文献

[1] Schunk, R. W., and J. C. G. Walker, “Theoretical ion densities in the lower ionosphere”, Planet. Space Sci., Vol. 21, pp. 1875-1896, 1973.

[2] Sojka, J. J., and R. W. Schunk, “A theoretical study of the global F-region for June solstice, solar maximum, and low magnetic activity”, J. Geophys. Res., Vol. 90, pp. 5285-5298, 1985.

[3] Fuller-Rowell, T. J., et al., “Interactions between neutral thermospheric composition and the polar ionosphere using a coupled ionosphere-thermosphere model”, J. Geophys. Res., Vol. 92, pp. 7744-7748, 1987.

[4] Roble., R. G., E. C. Ridley, A. D. Richmond, R. E. Dickinson, “A coupled thermosphere/ionosphere general circulation model”, Geophys. Res. lett., Vol. 15, No. 12, pp. 325-1328, 1988.

[5] Roble., R. G., and E. C. Ridley, “A thermosphere-ionosphere-mesosphere- electrodynamics general circulation model (TIME-GCM): Equinox solar cycle minimum simulations (30-500 km)”, Geophys. Res. lett., Vol. 21, No. 6, pp. 417-420, 1994.

[6] Raeder, J., Y. L. Wang, and T. J. Fuller-Rowell, “Geomagnetic storm simulation with a coupled magnetosphere-ionosphere-thermosphere model”, in Space Weather: Progress and Challenges in Research and Applications, pp. 377-384, P. Song, H. J. Singer, and G. Siscoe, editors, Geophysical Monograph, No. 125, AGU, Washington, D.C., 2001.

[7] Jin, H., Y. Miyoshi, H. Fujiwara, H. Shinagawa, K. Terada, N. Terada, M. Ishii, Y. Otsuka, and A. Saito, Vertical Connection from the tropospheric activities to the ionospheric longitudinal structure simulated by a new earth’s whole atmosphere-ionosphere coupled model, J. Geophys. Res., 116, A01316, doi:10.1029/2010JA015925, 2011.

[8] Solar-terrestrial energy program: Handbook of ionospheric models, 296 pp., edited by R. W. Schunk, 1996.

[9] 陣 英克, 電離圏ダイナモについて, 情報通信研究機構 季報, 宇宙天気予報特集, Vol. 55, 185-195, 2009. (http://www.nict.go.jp/publication/shuppan/kihou.htm)

[10] Shinagawa, H., T. Iyemori, S. Saito, and T. Maruyama, A numerical simulation of ionospheric and atmospheric variations associated with the Sumatra Earthquake on December 26, 2004, Earth Planets Space, Vol. 59, 1015–1026, 2007.

[11] Shinagawa, H., The ionospheres of Venus and Mars, Adv. Space Res., Vol. 33, 1924-1931, 2004.

[12] Terada, N., Y. N. Kulikov, H. Lammer, H. Lichtenegger, T. Tanaka, H. Shinagawa, and T. Zhang, Atmosphere and water loss from early Mars under extreme solar wind and EUV conditions, Astrobiology, Vol. 9, 55-70, 2009.

下部対流圏レーダーで観測された
対流境界層の平均像とその季節変動について

中城智之[1]、小倉佑基[1]、佐々木健治[1]、斎藤陽一朗[1]
橋口浩之[2]、山本真之[2]、山中大学[3]、深尾昌一郎[1]
[1]福井工業大学、[2] 京都大学生存圏研究所、[3] 海洋研究開発機構

1. 序論

大気境界層は、地面の摩擦の影響により発生する乱流が支配的となっている大気層と定義され、私たちの生活に直接影響を及ぼす重要な大気層である。しかし、その大気運動は非常に複雑で、今もって詳細な実態は明らかにされていない。本研究では、大気境界層の詳細を観測可能な唯一の観測測器である下部対流圏レーダー（Lower Troposphere Radar、以下 LTR）のデータ解析により、日々変動する大気境界層の実態を解明することを目的とする。

2. 下部対流圏レーダー

2-1. LTR の構成および性能

本研究では、京都大学信楽 MU 観測所に設置されている LTR で 2000 年から 2006 年にかけて取得されたデータ(未解析)について解析を行った。この LTR の外観および性能緒元を図 1 および表 1 に示す。送受切り替え型パルスレーダー方式が採用されており、パルス状に変調された電磁波をある繰返し時間でアンテナから順次放射する。そして標的に散乱されたエコーをアンテナで受信する。

図 1　京都大学信楽 MU 観測所の LTR

表 1　京都大学信楽 MU 観測所の LTR の性能緒元

項　目	性　能
アンテナ形式	アクティブフェイズドアレイ方式
アンテナ開口	16 ㎡（4m×4m）
ビーム幅	4 度
送信周波数	1.3575GHz
アンテナ利得	33dB
ピーク電力（平均電力）	2kW(428W)
パルス幅	0.67 / 1.0 / 1.33 μs （選択）
パルス繰り返し時間	25 / 50 / 100 μs （選択）
最小距離分解能	200m
時間分解能	1～10 分
観測範囲	1～10km

2-2. LTR 観測における標的

乱流によって大気の屈折率は空間的に変化するが、放射された電磁波は屈折率の空間変化率の大きい場所で強く散乱される[1]。すなわち、乱流構造定数、

$$C_n^{\ 2} = \frac{\left\langle (n(r+\delta r) - n(r))^2 \right\rangle}{|\delta r|^{2/3}}, \tag{1}$$

が大きな場所で強く散乱される。ここで、n は大気の屈折率で以下の式で表される。

$$n = 1 + 7.66\times10^{-5}\frac{p}{T} + 3.73\times10^{-1}\frac{e}{T^2}. \tag{2}$$

$p[hPa]$ は大気圧、$e[hPa]$ は水蒸気圧、$T[K]$ は気温である。すなわち、気圧、気温、水蒸気量の空間変化率の大きい場所が観測によって検出される。また、電波の波長の半分の空間スケールを持つ乱流によるブラッグ散乱をレーダーは選択的に受信する。LTR では波長が 22cm であるため、10cm 程度の空間スケールの乱流を観測していることになる。

2-3. 観測で求められる乱流の情報

LTR の観測では、大気乱流に関して、標的までの距離以外に以下の諸量が求められる。

（１） 背景の 3 次元風速

図 2（右）のように、天頂および天頂から東西南北に 15 度傾いた 4 方向の計 5 方向に順番に電波を放射しており、各方向からのエコーの周波数のドップラー量から乱流の 3 次元の背景風速が求められる。

（２） 乱流構造定数

エコーの受信電力の平均値は以下の式で表される[1]。

$$\overline{P_r} = 4.16\times10^{-3}\frac{\pi P_t A_e \cos\theta \Delta r^2}{cTr^2\lambda^{1/3}} C_n^{\ 2}. \tag{3}$$

ここで、$P_t[W]$ は送信電力、$A_e[m^2]$ はアンテナの開口面積、θ はビームの天頂角、$\Delta r[m]$ は距離分解能、c は光速、$T[s]$ はパルス繰返し時間、$r[m]$ は標的までの距離、$\lambda[m]$ は電波の波長であり、既知の量である。したがって、観測されるエコー強度から乱流構造定数が求められる。ただし、現在はエコーの受信電力の相対値のみを扱っており、乱流構造定数の絶対値はわからない。本稿では、エコー強度に標的までの距離の２乗についての補正を行った量を改めてエコー強度と呼ぶことにする。

（３） 乱流の強さ

アンテナのビーム幅は 4 度（表 2）であり、高度 1km では水平方向に約 70m の分解能である。また、解析に用いたデータは 1.33μ 秒のパルス幅で得られており、鉛直方向には 200m の分解能となる（表 2）。この体積中に存在する空間スケール約 10cm の乱流が電波を散乱する状況では、エコーのスペクトルは周波数方向にある拡がりを持って観測される。この拡がりをエコーのスペクトル幅として観測し乱流の強さを推定できる。

3. データ解析

3-1. 晴天日における対流境界層の平均像と季節変動

対流境界層の平均像を求めるため、2000 年に得られたデータから最も理想的な状況である晴天日のデータのみを抽出し、乱流構造定数（相対値）、スペクトル幅および東西方向（u）と鉛直方

向（w）の風速について、季節ごとに平均を行った。季節の定義は、春は 3，4，5 月、夏は 6，7，8 月、秋は 9，10，11 月、冬は 12，1，2 月である。

晴天日の判定のため、信楽 MU 観測所から約 5km の距離にある気象庁アメダスのデータを使用した。判定条件は、日照時間が 1 日 24 時間のうち 20%の 4.8 時間以上ある日とした。判定条件に合致した日は、春が 46 日、夏が 41 日、秋が 39 日、冬が 24 日であった。

図 2 に春の平均像を示す。上段がエコー強度の相対値、下段がスペクトル幅である。8 時頃から 15 時頃にかけてエコー強度が約 65dB と大きい領域が上昇していき、その下方にスペクトル幅の大きい領域が存在している。この構造はすべての季節に共通して見られ、信楽における過去の観測結果（[2] Hashiguchi et al., 1995）とも一致しており、晴天日の対流境界層の基本構造と考えられる。対流境界層の最高到達高度および上昇速度、エコー強度の最大値は季節によって表 2 のように変動し、いずれも夏季に最大値となる。このことは、日射の強さの変動に起因していると考えられる。

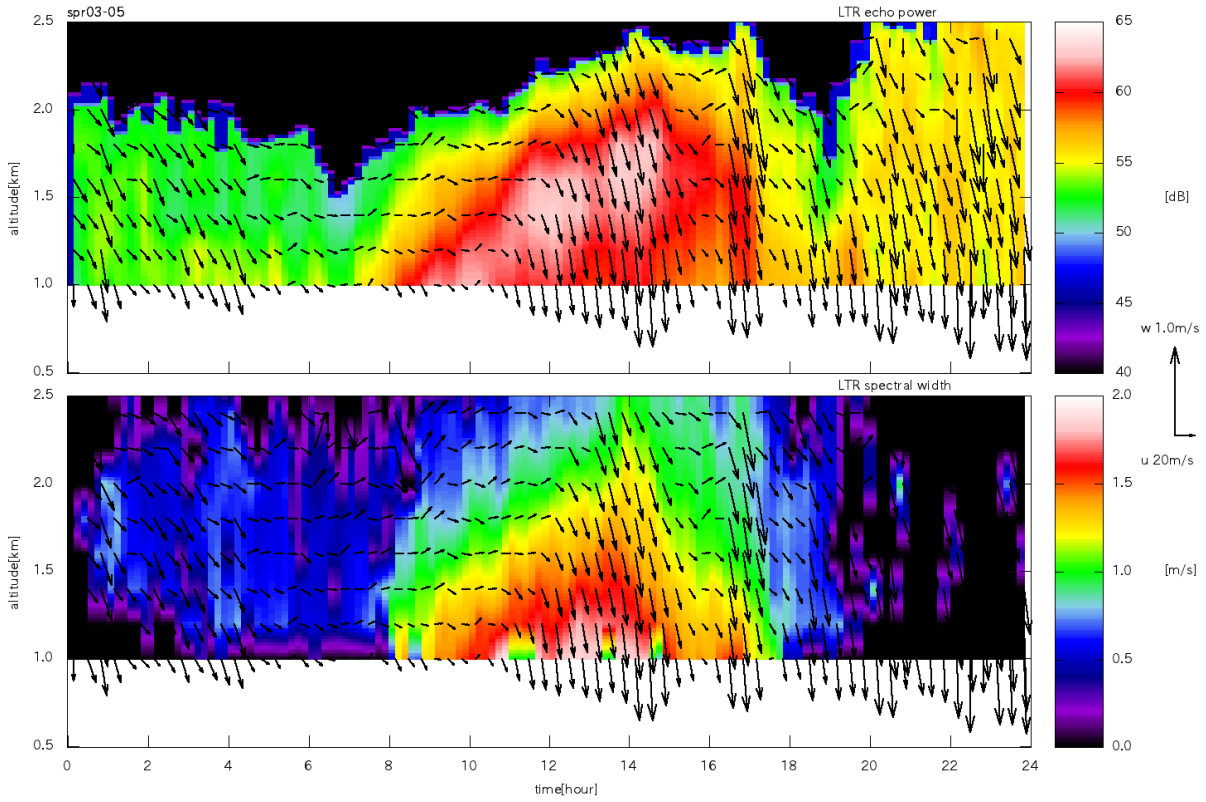


図 2　2000 年のデータを用いて得られた春の平均像。上がエコー強度、下がスペクトル幅である。

表 2.　対流境界層の季節変動

	春（3-5 月）	夏（6-8 月）	秋（9-11 月）	冬（12-2 月）
最高到達高度	2km	2.5km	1.8km	1.5km
上昇速度	0.05m/s	0.08m/s	0.08m/s	0.05m/s
最大エコー強度	65dB	70dB	55dB	50dB

また、図 3 の対流境界層内では、数 10cm/秒の下降流が卓越している。この特徴は、春および

夏に強く現れるが全ての季節において見られる。昼間の対流境界層内でこのような下降流が観測される確率は 60%から 90%となっており、晴天日の対流境界層内において頻繁に出現する。Hashiguchi et al(1995)では、対流境界層内では強い上昇流が発生することが報告されているが、平均に用いた日数が 3 日間と少ないためと思われる。

一方、UHF 帯の大気レーダーにおいて晴天日の対流境界層内で下降流が頻繁に観測されることは以前から指摘されており、昆虫のエコーを観測しているとの理解が一般的である（[3]W.M. Angevine, 1997 その他）。

3-2. 下部対流圏レーダーとラジオゾンデのデータ比較

しかしながら、明らかに大気からのエコーを観測していると思われる場合でも下降流が卓越する例が多数見られる。図 3 は、LTR によって晴天日の対流境界層の特徴的な結果が得られた 2001 年 8 月 15 日について、LTR とラジオゾンデのデータの比較を行った結果である。LTR のデータ取得時刻は 11:40 と 11:50、ラジオゾンデの放球時間は 11 時 44 分 47 秒である。

図 3 において、左から、(a)大気屈折率の水蒸気圧の項の波数スペクトルの高度分布、(b)エコー強度と混合比、(c)スペクトル幅と温位、(d)鉛直流の速度を表している。エコー強度とスペクトル幅、鉛直流の速度が LTR の観測量であり、大気屈折率の水蒸気圧の項のスペクトルの高度分布、混合比、温位がラジオゾンデの観測データからの算出量である。この日は、対流境界層内で下降流が卓越しており、(d)では高度 1－2km での下降流として表れている。

(a)の大気屈折率の水蒸気圧の項の波数スペクトルの高度分布は、ラジオゾンデで観測される温度、気圧を用いて 30m ごとに（2）式によって計算される大気屈折率における、第 3 項の水蒸気圧の項だけを計算し、高度を変数としてフーリエ変換して求めた。フーリエ変換に用いたデータ点数は 15 点で、高度にして 420m である。すなわち、高度方向に 420m の分解能となる。スペクトルを求めては 1 点ずつ（30m ずつ）データをずらしていき、移動平均的にスペクトルを求めている。この方法で求められる水蒸気に関係する屈折率擾乱の空間スケールは、60m から 500m である。LTR が観測している乱流の空間スケールは約 10cm であり、両者の比較により、卓越する乱流の特徴を推測できる。また、(b)では、LTR で観測されるエコー強度における水蒸気の影響を見るために、水蒸気の量を表す混合比とエコー強度の比較を行った。さらに(c)では、温位を計算し、大気層の安定度を見ると同時に、境界層の発達高度についても比較を行った。

(a)を見ると、高度 2km 弱で、ほぼすべての空間スケールで擾乱が発生している。同じ高度で LTR でも強いエコーが観測されており、対流境界層の上端における様々な空間スケールの乱流が混在していること、すなわち大気混合の特徴をよく示している。また、(b)を見ると、エコー強度と混合比の高度変化は概略合っているように見受けられる。特に、高度 2km 弱で混合比とエコー強度のピークが良く一致している。

一方、1.5km 以下は、ラジオゾンデでは屈折率の大きな擾乱は観測されていない。しかし、エコーは比較的強く観測されており、100m 規模の乱流よりも 10cm 規模の乱流が強いことを示している。さらに、スペクトル幅が広く、かつ温位が一定になっており、この高度以下では対流による大気の撹拌が充分に進行したと考えられる。すなわち、対流境界層内では対流によって撹拌が進み、空間スケールの大きな乱流から小さな乱流へエネルギーが渡された結果、小さな空間スケールの乱流が卓越する状態になっていると推測される。

以上から、この時間に LTR で観測されたエコーは昆虫からではなく、水蒸気を含む大気からのエコーである可能性が高いと考えられる。

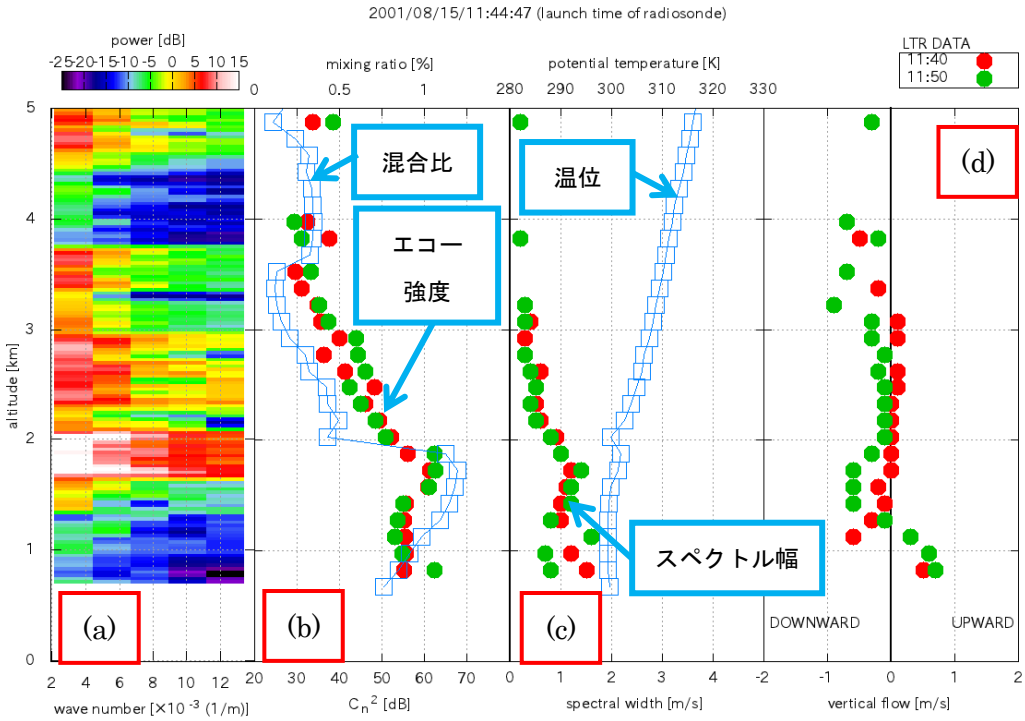


図 3　典型的な大気境界層が LTR で観測された 2001 年 8 月 15 日における LTR とラジオゾンデのデータの比較。(a)屈折率の第 3 項のスペクトルの高度変化、(b)エコー強度と混合比、(c)スペクトル幅と温位、(d)鉛直流の速度を表している。赤と緑の丸は LTR、一番左のグラフおよび青の四角はラジオゾンデのデータである。

3.　結論

信楽 MU 観測所における晴天日の大気境界層について、未解析の LTR データを用いて平均像と季節変動を求めた。その結果、エコー強度とスペクトル幅について Hashiguchi et al(1995)と同じ平均像が得られ、日射の影響による季節変動を確認できた。しかし、対流境界層内では、Hashiguchi et al(1995)とは異なり、下降流が卓越することが示された。

対流境界層内の下降流については、昆虫からのエコーとする従来の理解に対して、ラジオゾンデとの比較の結果、大気からのエコーが得られていると考えられる場合でも下降流が卓越する例が見出された。したがって、LTR で観測される下降流については、乱流による電波の散乱機構など、昆虫も含む様々な原因を慎重に検討していく必要がある。

参考文献

[1] 深尾昌一郎，浜津享助　共著：“気象と大気のレーダーリモートセンシング”，京都大学学術出版会(2005)

[2] Hashiguchi, H., M.D.Yamanaka, T. Tsuda, M.Yamamoto, T.Nakamura, T.Adachi, S.Fukao, Diurnal Variations of the Planetary Boundary Layer Observed with An L-band Clear-Air Doppler Radar, *Boundary-Layer-Meteorology*, **74**, 419-424, 1995.

[3] Angevine, W. M., Errors in Mean Vertical Velocities Measured by Boundary Layer Wind Profilers, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **14**, 565-569, 1997.

航空安全運航を目指した次世代ウィンドプロファイラによる乱気流検出・予測技術の開発

川村誠治[1]・橋口浩之[2]・山本衛[2]・東邦昭[2]・足立アホロ[3]・
梶原佑介[4,3]・別所康太郎[4,3]・黒須政信[5]

1：情報通信研究機構，2：京都大学生存圏研究所，3：気象庁気象研究所，
4：気象庁観測部，5：日本航空

1. はじめに

グローバリゼーションの進展とともに、航空機による旅客・輸送需要が増大しており、我が国でも東京国際空港の再拡張事業や成田国際空港の滑走路延長事業等による航空交通量の大幅な増大・過密化が見込まれている。このような状況の下、航空機の安全運航を維持していくことは最重要課題となっている。

航空機の運航に重大な支障をもたらす要因として、種々の気象現象が挙げられる。中でも大気中の乱気流（ウィンドシアーを含む）は、航空機自体に防止装置が装備可能な着氷現象などとは異なり、機体の改良・改善で対処しうるものではなく、基本的には回避するしか方法がないものである。国土交通省運輸安全委員会で報告された2000～2009年の大型機での事故例を表1に示すが、この期間中に発生した事故全体の半数以上で乱気流が原因であり、負傷者数も重傷者の6割、軽傷者の3割を乱気流によるものが占めている。現状では乱気流の観測データはパイロットからの機上気象報告（Pilot Weather Report; PIREP）のみであるが、PIREP はパイロットの主観も入り、かつ常時ある地点・高度を観測できるものではない。このため、精密に乱気流の有無を常時把握できる新たな観測機器の開発が待たれている。一方、各種の乱気流予測技術は、この PIREP データに基づいて開発されており、その予測精度にはまだ改善の余地があると言える。

そこで、2011 年 7 月に鉄道・運輸機構「運輸分野における基礎的研究推進制度」により、「航空安全運航のための次世代ウィンドプロファイラによる乱気流検出・予測技術の開発」プロジェクトを開始した。本研究では、図 1 に示すように、地上から航空機の巡航高度までの観測が可能な次世代ウィンドプロファイラのプロトタイプを開発し、リモートセンシングによる乱気流検出技術の確立を目指している。さらにそのウィンドプロファイラの観測データを検証データとして、乱気流の予測精度を向上させ、航空機事故防止の礎となることを目的とする。

本研究により得られた成果は、将来、気象庁などで現業の気象観測に使われるウィンドプロファイラ網に組み込まれ、大気監視・乱気流観測の一翼を担うことになると期待される。さらに、乱気流の予測精度が向上することで、航空機の安全な運航に寄与することが期待される。本報告では、プロジェクトの概要と進捗について紹介する。

表1. 2000～2009 年の大型機での事故件数と負傷者数

事故件数	うち乱気流によるものの件数	負傷者数		うち乱気流によるものの負傷者数	
		重傷	軽傷	重傷	軽傷
27 件	15 件	32 人	173 人	20 人	57 人

2.　次世代ウィンドプロファイラの開発

2.1　中型ウィンドプロファイラの開発

ウィンドプロファイラは、地上から上空に向けて電波を発射し、大気中の屈折率の乱れなどによって散乱されて戻ってくる電波を受信・処理することで、上空の風向風速等を高時間分解能で測定する気象リモートセンシング観測機器の一つである。現在、気象庁が大気の常時監視に運用している現業用ウィンドプロファイラでは、平均的な観測可能高度は約3～5km 以下に限られ、高々度の乾燥した領域ではデータが得られにくい[Ishihara et al., 2006]。このため、航路上の乱気流を直接観測するには不十分なものとなっている。

この現状を打破するため、次世代のウィンドプロファイラを開発し、高々度・乾燥域での観測を可能とする。具体的には、現業用ウィンドプロファイラと同等の性能を有する、既有の研究用小型ウィンドプロファイラ2台を合成・改修し、送信出力及び送信パルス幅の増大による高出力化とアンテナサイズの拡大及びパルス圧縮の多ビット化による高感度化を施した次世代の中型ウィンドプロファイラを開発する。

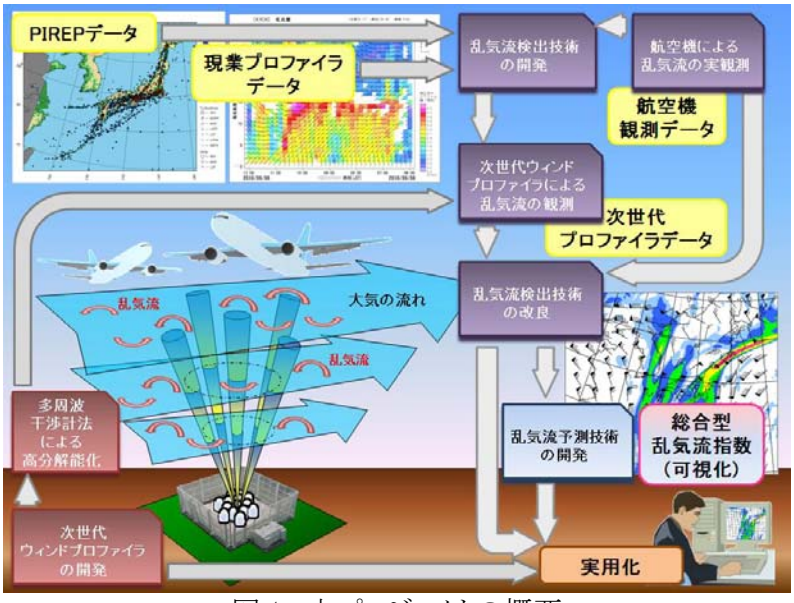


図 1. 本プロジェクトの概要

2.2 多周波干渉計法による高分解能化

上記で開発する中型ウィンドプロファイラでは、高々度まで観測するため、送信パルス幅を増大させる。単一の周波数を用いる通常のパルスレーダーでは、高度分解能はパルス幅で規定されるため、送信パルス幅の増大は高度分解能の低下につながる。これを解決するため、送信周波数をパルス毎に切り替え、多周波干渉計法（レーダーイメージング法）により、高度分解能を向上させる技術を適用する[Luce et al., 2001]。これは、異なる送信周波数で得られた受信信号間の位相差の情報を利用することで、送信パルス幅より細かい高度分解能を得る手法である。これにより、短パルスの既存ウィンドプロファイラよりもむしろ高度分解能を向上させることが可能となる。以上により、現業用のウィンドプロファイラでは難しかった高々度・乾燥域での大気観測が優れた高度分解能で行われることになり、高度 10km 程度までの乱気流の常時監視が可能となる。

3.　乱気流検出技術の開発

3.1 現業用ウィンドプロファイラ観測データを用いた乱気流検出技術の開発

ウィンドプロファイラが大気から得る情報には、主に散乱体のドップラー速度、受信強度、スペクトル幅の3つがある。ドップラー速度からは鉛直流を含む風速三成分が、受信強度からは降水の有無等が分かるが、スペクトル幅は散乱体の運動のばらつきを示す指標であり、乱気流の強さに関する情報が得られる。スペクトル幅は乱気流のほか、ウィンドプロファイラから発

射する電波のビームに広がりがあること等、様々な要因により広がることが知られているが、これらを適切に補正することで、乱気流の寄与を推定することが可能である。本研究では、気象庁の現業用ウィンドプロファイラの低高度における観測データを利用し、スペクトル幅を適切に補正して、まず、低高度で乱気流を検出する手法を開発する。また、PIREP による乱気流の情報を用いて、開発された検出技術の検証を試みる。気象庁のウィンドプロファイラは全国 31 ヶ所に設置されており、10 年程度の連続観測データが存在するため、様々な状況に対応した開発・検証が可能である。

3.2 航空機による乱気流の実観測

上記で検証に用いる PIREP は、機上のパイロットからの主観に基づく気象通報であり、通報される乱気流の強度・場所・高度・時間には誤差が含まれる。一方、航空機には機体に各種のセンサーが設置されており、その位置や時刻、気圧高度、風向、風速、鉛直加速度、前後方向の加速度、左右方向の加速度、ヘディング、上昇速度、ピッチ角、ロール角、ドリフト角といったデータが記録されている。これらのデータからは、飛行中の機体の揺れの程度、すなわちその空域の乱気流の強さなどを客観的に推定することができる。そこで PIREP で乱気流があったと報告された事例について、これらの航空機観測データを収集・保存し、PIREP データの精度評価を行う。また、ウィンドプロファイラによる乱気流推定結果そのものとも比較し、その乱気流検出技術の検証を行う。

3.3 次世代ウィンドプロファイラ観測データを用いた乱気流検出技術の改良

2 節で述べた次世代ウィンドプロファイラを用いて、連続観測を実施し、この観測データを用いて、乱気流検出技術の改良や次節で述べる予測技術の改良を行う。また、GPS ラジオゾンデなどとの比較観測を実施し、ウィンドプロファイラの性能評価を行う。次世代ウィンドプロファイラの設置場所は、小金井市の情報通信研究機構を想定している。この近傍の空域では 2008 年度から横田基地に関わる分が一部開放され、羽田・成田空港を離着陸する旅客機と、巡航高度で通過する旅客機からの PIREP が高度 2-10km に満遍なく分布するようになった（図 2）。この豊富な PIREP データを検証に用いて、3.1 節で開発された低高度での乱気流検出技術を大幅に改良し、低高度から高々度まで対応した次世代ウィンドプロファイラによる乱気流検出を可能にする。この際、航空機による乱気流の実観測データを用いた検出技術の精度評価もあわせて実施する。検出技術の改良後、次世代ウィンドプロファイラで得られた観測データを再解析し、次世代ウィンドプロファイラによる乱気流観測データセットを作成する。このデータセットを用いて、次の予測技術の改良を行う。

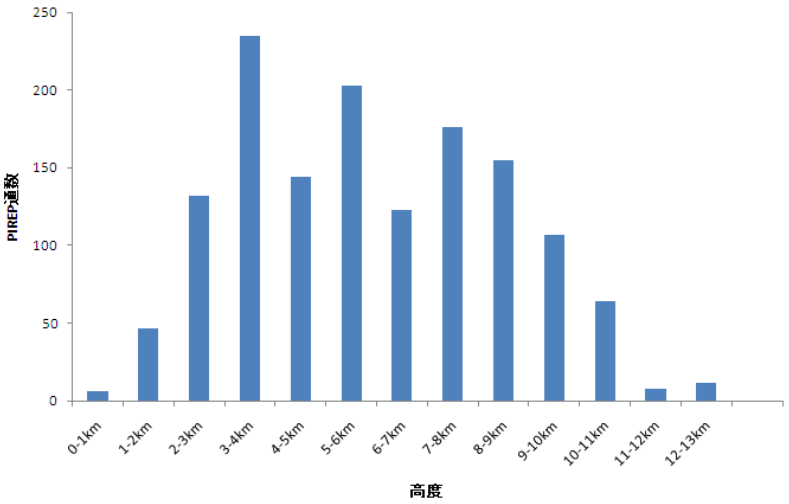


図 2. 設置予定地付近で通報された PIREP の高度分布（2010 年）

4. 次世代ウィンドプロファイラによる乱気流観測データを用いた乱気流予測技術の開発

これまで、各国で気象数値予報モデルの結果を利用した様々な乱気流予測技術が開発さ

れてきた。この開発の際、検証用データとして PIREP が用いられているが、PIREP には様々な誤差が含まれていることが知られている。また PIREP を検証用データとして使う上で最も注意すべきことは、PIREP は航空機が通過したある高度・時刻での乱気流の情報でしかなく、PIREP 通報がない高度・時刻では乱気流の有無が不明という点である。

本研究では、次世代ウィンドプロファイラの観測から、高々度・乾燥域においても、定常的に乱気流の有無が判別できるようになる。乱気流の発生には、KH(シア不安定)波・対流雲・山岳波・中層雲・トランスバースバンドといった様々な要因が考えられる。本研究では、まず気象庁が実際に運用しているメソスケール気象予測モデルの結果から、その要因別に予測指数を作成する。その上で、次世代ウィンドプロファイラによる観測データセットを検証データとして用いることで、それらの指数を統計的に組み合わせ、総合的な指数とする。これにより、データセット中の高々度・乾燥域での乱気流の有無を反映した、気象予測モデルを用いた乱気流予測技術が確立される。

5. まとめ

本研究の次世代ウィンドプロファイラ開発で得られた成果が気象庁の次世代大気監視システムに組み込まれることで、システムの観測範囲は高々度・乾燥域まで拡大し、高度分解能も向上するなど、乱気流に限らず通常の気象データの観測能力・精度も大幅に向上することが期待される。これにより、より詳細な風の鉛直分布データが気象庁の観測データ解析システムに組み込まれ、航空機や船舶などの安全運航・運行に必要な風の実況監視の精度向上に役立てられる。さらに、風の分布は、例えば湿度を含んだ大気の収束や発散をもたらすなど降雨の発生にも深く関わっている。このため、観測データの解析結果を数値予報システムの初期値とすることで、風をはじめとした気象予報全体の精度も向上する。

現在開発中の次世代ウィンドプロファイラのプロトタイプの外観を図3に示す。本年度で2台のレーダを合体・改修を行ったが、次年度からはさらに改良を加えながら、観測を開始する予定である。

図 3. 次世代ウィンドプロファイラのプロトタイプとして開発された LQ-13

謝辞

本研究は、独立行政法人鉄道建設・運輸施設整備支援機構「運輸分野における基礎的研究推進制度」による支援を受けています。

参考文献

Ishihara, M., Y. Kato, T Abo, K. Kobayashi and Y. Izumikawa, Characteristics and performance of the operational wind profiler network of the Japan Meteorological Agency, *J. Meteor. Soc. Japan*, **84**, 1085-1096, 2006.

Luce H., M. Yamamoto, S. Fukao, D. Helal, and M. Crochet, A frequency radar interferometric imaging technique applied with high resolution methods, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **63**, 221-234, 2001.

4-4.pdf

雲頂高度データベースの作成と熱帯擾乱への適用

西 憲敬[1] 濱田 篤[2] 大井川正憲[3] 重 尚一[1]
（1:京都大院・理 2:東京大・大気海洋 3:京都大・生存圏）

静止気象衛星 MTSAT 赤外データと雲レーダー搭載衛星 CloudSat のデータを比較することによって，静止衛星観測のみで雲頂高度を推定するルックアップテーブルが主に濱田によって作成された(Hamada and Nishi 2010)．このルックアップテーブルは，CloudSat と MTSAT の同時観測事例を抽出し，雲レーダエコー頂高度を MTSAT の赤外 11μm 帯の輝度温度(Tb)および 11μm 帯 Tb と 12μm 帯 Tb の差の 2 つのパラメタで回帰することによって作成される．さらに衛星天頂角による補正などを行い，赤道大気レーダー領域にも適用できるように改良した第 1 版を完成させて CTOP データとして公開している．

Fig.1 に，作成された雲頂高度推定テーブルを示す．このテーブルは，MTSAT-1R の衛星直下点付近のものであるが, 同様の方法で直下点以外の熱帯領域用のものも作成している.インドネシアはやや視野辺境域にあるが,そこでの赤道レーダーによる鉛直流観測結果を雲頂高度推定値とともに表示したのが Fig.2 である．従来の方法で推定された雲頂よりもかなり高い雲頂が推定されており，05-10 UTC 付近にみられているおそらく雲内で卓越しているとみられる上昇流の上端と比較してみても，CTOP データの雲頂推定は妥当なものであると考えられる．

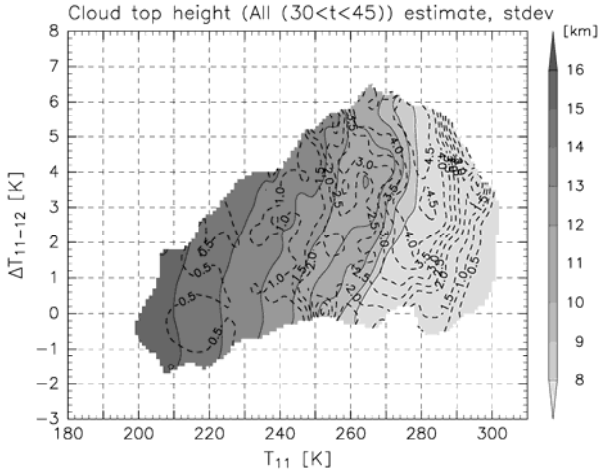


Fig.1 静止衛星スプリットウィンドウ観測による雲頂高度推定テーブル．EAR 領域の衛星天頂角で補正されている．横軸は MTSAT-1R の 11μm Tb，縦軸は 11μm Tb と 12μm Tb の差で，陰影が雲頂高度推定値，破線の等値線が標本標準偏差を示している．

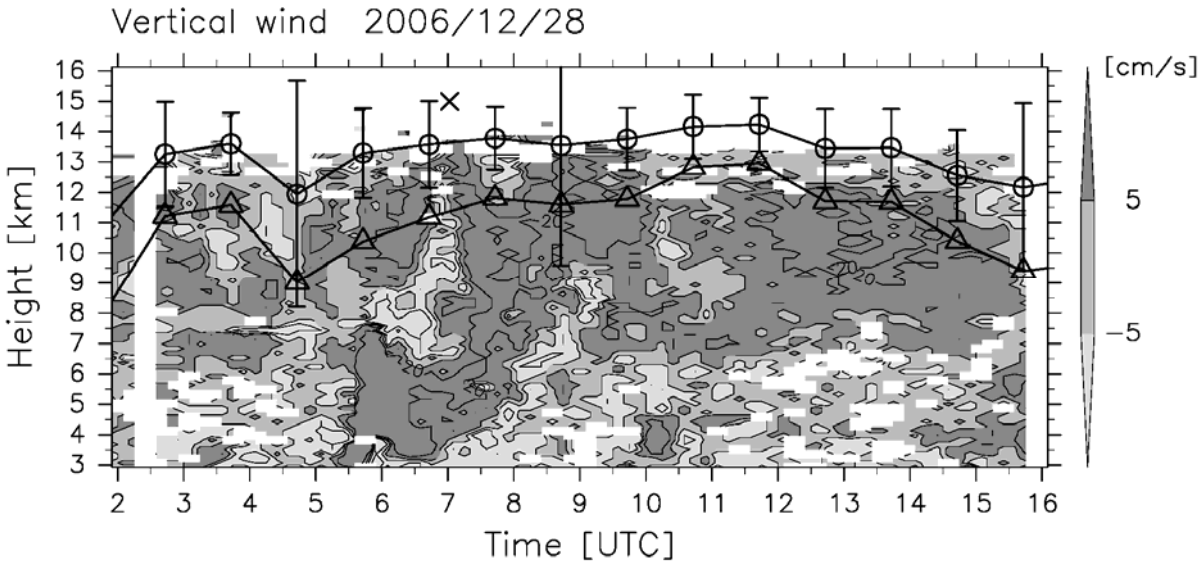


Fig. 2 赤道大気レーダー(EAR)適用例の時間高度断面図．陰影および等値線は 2006 年 12 月 28 日の EAR 標準観測による鉛直流を示している．〇印およびエラーバーは本手法による雲頂高度推定値および標準偏差(±2σ)を，△印は旧来の赤外 1 チャネル法による雲頂高度推定値の時系列を示している．×印は CloudSat が EAR 直近を通過したときのエコー頂を示している．

データの公開は,2011 年秋より京都大学生存圏データベース(http://database.rish.kyoto-u.ac.jp/)の一部として行われている．容量の関係から期間を限定しているが,リンク先のサーバには 2005 年以降の全期間利用な形で提供されている．

(http://www-clim.kugi.kyoto-u.ac.jp/hamada/ctop/)

以下にこの生存圏データベースプロダクトの概要を示しておく．

静止衛星雲頂高度プロダクト(生存圏データベース)

- 静止衛星スプリットウインドウ(~11, ~12μm)観測を CloudSat 衛星雲レーダエコー頂と比較することで作成した 2 次元ルックアップテーブルを用いて，経験的手法により雲頂高度や光学的厚さを推定しています．推定精度を示すために標準偏差も合わせて与えられています．
- 水平分解能：0.04 度 x 0.04 度
- 時間分解能：毎時
- 変数：11μm 輝度温度，輝度温度差(11μm−12μm)，雲頂高度推定値および標本標準偏差，可視光学的厚さ推定値および標本標準偏差
- フォーマット：NetCDF

- 一般にデータ範囲は衛星毎に異なるので，複数の衛星にまたがる期間のデータを利用する際はご注意ください.

衛星	領域	期間	アクセス
MTSAT-1R	80E-160W, 20S-20N	最新 2 年間	データ / OPeNDAP
MTSAT-2	85E-155W, 20S-20N		データ / OPeNDAP

さらに過去のデータについてのプロダクトへのリンクがあります.

この CTOP データは,熱帯のさまざまなスケールの雲現象に適用可能である．特に,雲頂高度の高い,巻雲系の雲や乱層雲・積乱雲などには良い推定精度をもつ.発表では,ITCZ 域でみられる東西に 3000km スケールをもつ雲帯の南北分裂や,比較的低い雲頂高度(6-9km)をもつ 1000km スケールの長命な雲クラスターの追跡例について紹介した．雲頂高度が正しくわかることによって、循環場との関係や雲システムの発達・衰退がよりよく把握できる.

今後は,他の静止衛星や極軌道衛星への適用,温度の季節変化が大きな中緯度域での雲頂温度・高度推定法の開発などを行っていく予定である.

References

Nishi, N., M. K. Yamamoto, T. Shimomai, A. Hamada, and S. Fukao, 2007: Fine structure of vertical motion in the stratiform precipitation region observed by a VHF Doppler radar installed in Sumatra, Indonesia. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, **46**, 522--537.

Hamada, A. and N. Nishi, 2010: Development of a cloud-top height estimation method by geostationary satellite split-window measurements trained with CloudSat data. *J. Appl. Meteor. Climatol*, **49**, 2035-2049.

スプライトストリーマと不均一ヘイローの関係

三宮 佑介[1*], 高橋 幸弘[1], 佐藤 光輝[1], 工藤 剛史[1], 小林 縫[1], 山田 大志[1], 島 侑奈[1], NHK 宇宙の渚[2], H. Stenbaek-Nielsen[3], M. McHarg[4], R. Haaland[5], T. Kanmmae[3], S. Cummer[6], Y. Yair[7], W. Lyons[8]

1. 北海道大学, 2. NHK 宇宙の渚プロジェクト 3. *Geophysical Institute (GI), Univ. of Alaska, Fairbanks,* 4. *US Air Force Academy,* 5. *Fort Lewis College,* 6. *Duke University,* 7. *Open University of Israel,* 8. *FMA Research*

1. はじめに

雷雲地上間放電に伴う高高度放電発光現象は成層圏, 中間圏, 熱圏下部で発生し, その中で最も主要な現象の一つに挙げられるのがスプライトである. スプライトは主に正極性の雷雲地上間放電(+CG)に伴い, ＋CG 開始後数 ms から 100 ms 後に発生し, その発光継続時間は 10 から 100 ms であることが明らかにされている. またスプライトは発光の際にストリーマ放電による微細構造を持つ事も明らかにされている. そのストリーマ放電に先行して, しばしばスプライトヘイローと呼ばれるぼんやりとした発光がある スプライトヘイローの内部には不均一構造が確認されており, スプライトヘイローの下部から発生するスプライトストリーマとの関係が指摘されている. そこで本研究では, 先行するスプライトヘイローとそれに続くスプライトストリーマの関係を調べ, ストリーマの発生条件やメカニズム解明を明らかにする事を目的としている. 今回は, NHK「宇宙の渚」プロジェクトのために実施された観測キャンペーン中に航空機から観測されたハイスピードカメラによる観測画像を用いて, スプライトヘイローからスプライトストリーマへの進展速度を計算した.

2. 観測・解析概要

北海道大学のグループは NHK, アラスカ大学フェアバンクス校, デューク大学, アメリカ空軍アカデミーなどと協力し, 2011 年 6 月 26 日から 2011 年 7 月 11 日までアメリカコロラド州においてスプライト航空機観測キャンペーンを実施した. このキャンペーンは, 世界で初めてスプライトを航空機 2 機からハイスピードカメラにより同時に観測する事に成功した. NHK チームが搭乗する航空機には, PhantomV710 ハイスピードカメラと EMCCD カメラを, アラスカ大チームが搭乗する航空機には, PhantomV7.1 ハイスピードカメラとビデオフレームレートのパンクロマチック CCD カメラ(Watec WAT-902 ULTIMATE)をそれぞれ搭乗した. ハイスピードカメラのフレームレートは共に 8,000 から 10,000 fps である. 本キャンペーンで航空機のハイスピードカメラによって同時観測されたスプライトは 28 イベントであり, どちらか一方のハイスピードカメラのみ観測されたイベントを合わせると 60 イベントを越えるスプライトを観測出来た. 観測されたイベントの内, PhantomV710 で

観測された 2011 年 7 月 5 日 08:50:50UT に観測されたイベントについて，スプライトヘイローとスプライトストリーマの進展速度を，1 フレーム毎に進展位置を記録し計算した．

3. 結果

2011 年 7 月 5 日 08:50:50UT に観測されたイベントの親雷放電の位置は北緯 44.8232 度，西経 96.4024 度，航空機の位置は北緯 46.7444 度，西経 96.5138 度，ピーク電流値は 102 kA，であった．このイベントについて，図 1 に発光開始から 4 ms を積分した画像を示す．図 1 の①と②はそれぞれ今回，進展速度を計算したスプライトヘイロー，スプライトストリーマに関係するカラムを示している．図 1 中の黄破線はストリーマが進展した水平スケールを表している．図 2a はスプライトヘイローの不均一構造を，図 2b はそれに続くスプライトストリーマとカラムを示した．図 2a のスプライトヘイローの周囲より明るい部分の分布が図 2b のカラムの分布と一致しているように見える．

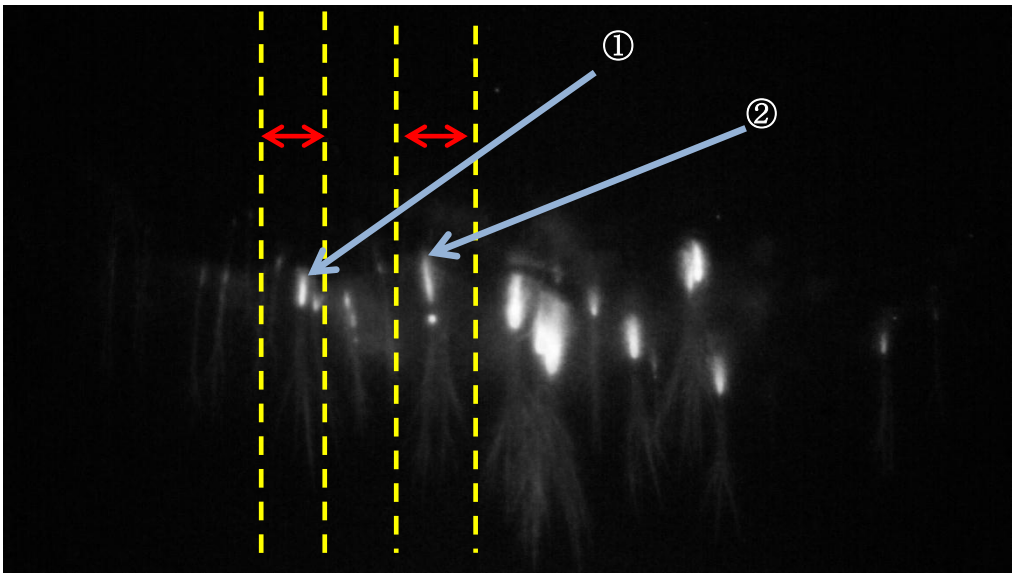


図 1. 発光開始から 4 ms を積分した画像

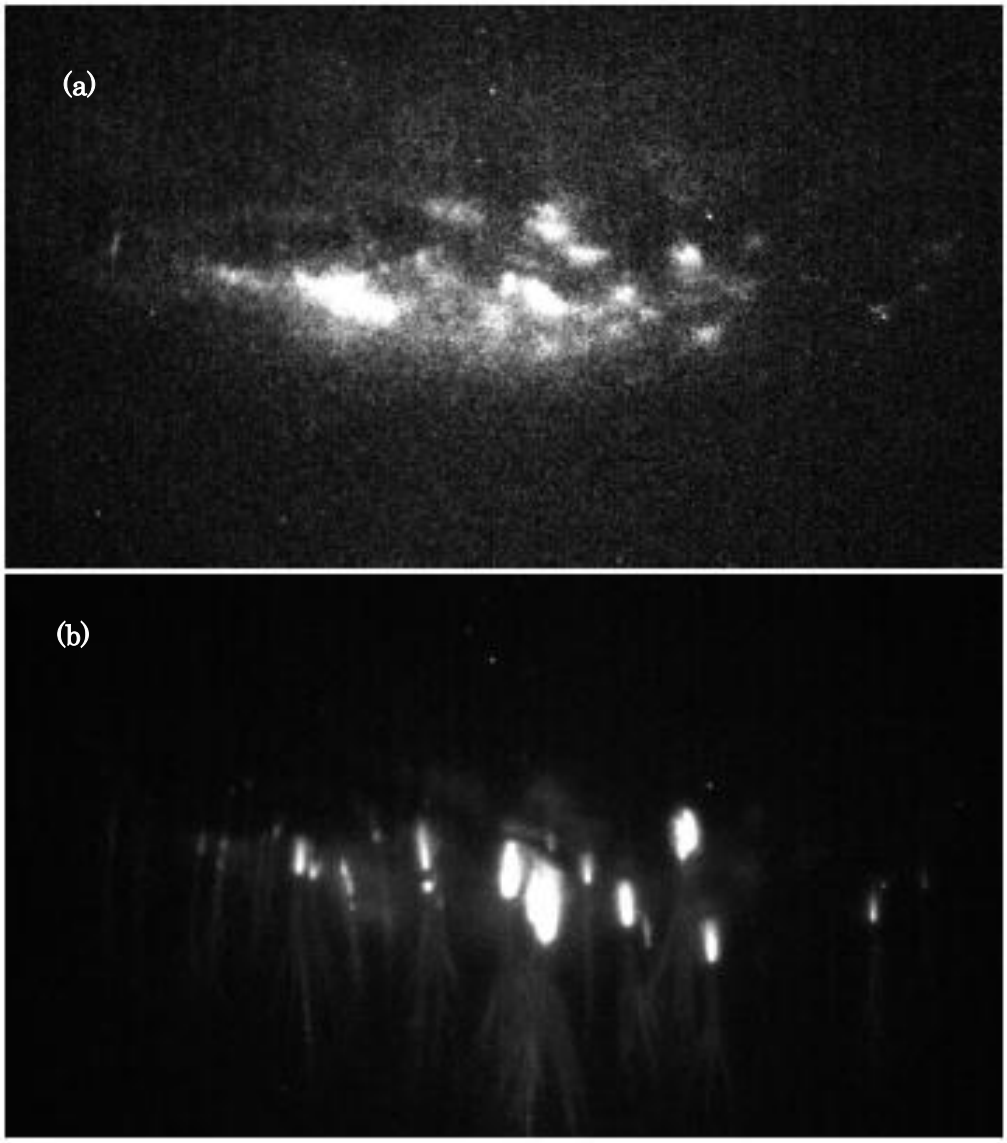


図 2. (a) スプライトヘイローの不均一構造, (b) スプライトストリーマとカラムの水平分布

3-1. 図 1 の①の部分について

続いて観測されたスプライトのハイスピード画像から進展位置を 1 フレーム毎に記録し, 求めた進展速度について示す. 図 3 は, 図 1 に示した①の部分について記録した進展の位置をプロットしたものである. スプライトストリーマが進展するにつれ 3 度分岐しており, その分岐点を分岐 a, 分岐 b, 分岐 c とした.

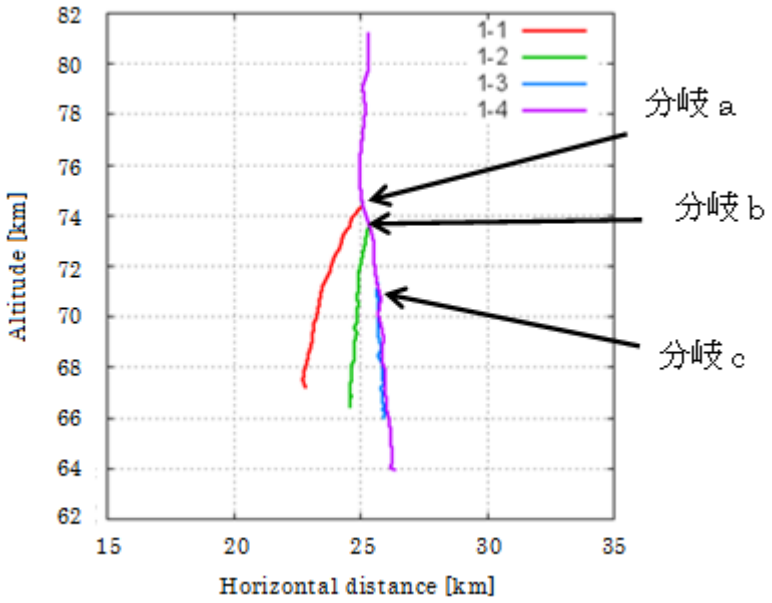
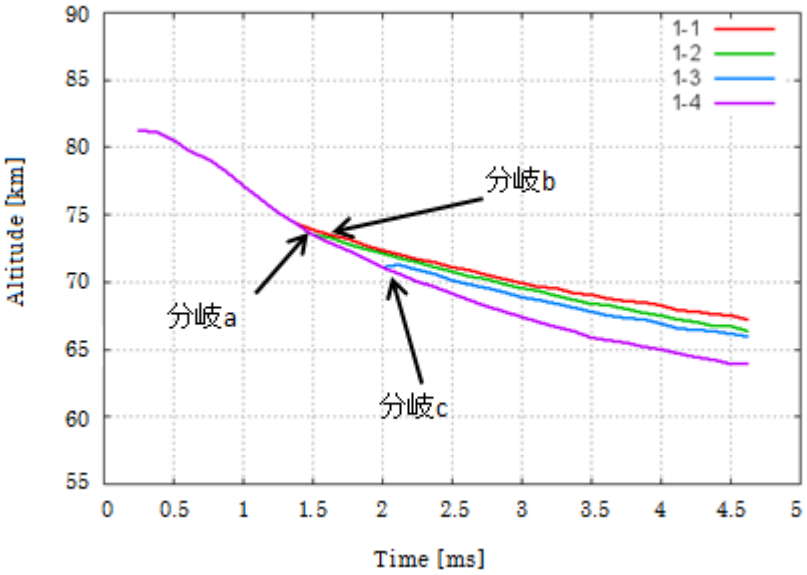


図 3. 図 1 の①の部分についてスプライトストリーマの進展位置のプロット

図 4(a)は進展位置の時間変化を示しており，横軸が時間，縦軸が高度である．また，図 4(b)は鉛直方向の進展速度を示しており，横軸が時間，縦軸が速度である．それぞれの線の色と分岐点は図 3 と対応している．(※時間は親雷放電発生時ではなく，任意)

(a)



(b)

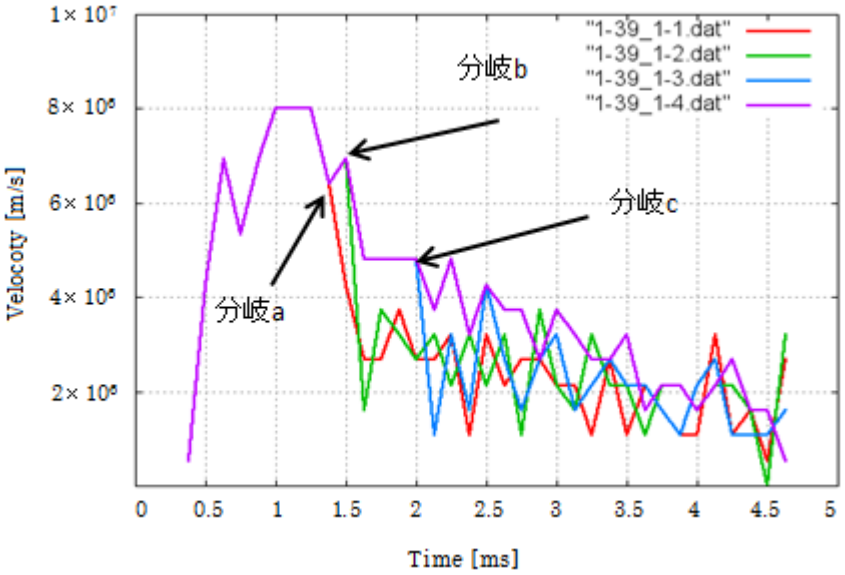


図 4. (a) 進展位置の時間変化, (b) 鉛直方向の速度

スプライトヘイローからスプライトストリーマまで継続して鉛直方向の速度を計算してみると，図 4(b)のような速度変化が見られた．スプライトヘイローの下部からスプライトストリーマが進展し始めたのは，およそ 0.8 ms 辺りであった．また，ピーク速度は 8.0×10^6 m/s であり，その後は指数関数的に速度が減少していくように見える．

3-2. 図 1 の②の部分について

図 5 は，図 1 に示した②の部分について記録した進展の位置をプロットしたものである．スプライトストリーマが進展するにつれ 5 度分岐しており，その分岐点を分岐 d，分岐 e，分岐 f，分岐 g，分岐 h とした．図 6(a)は進展位置の時間変化を示しており，横軸が時間，縦軸が高度である．また，図 6(b)は鉛直方向の進展速度を示しており，横軸が時間，縦軸が速度である．それぞれの線の色と分岐点は図 5 と対応している．(※時間は親雷放電発生時ではなく，任意)

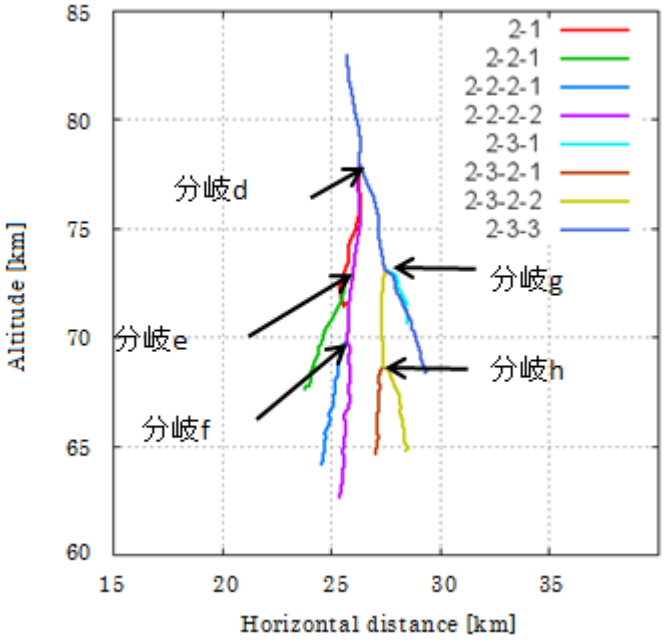
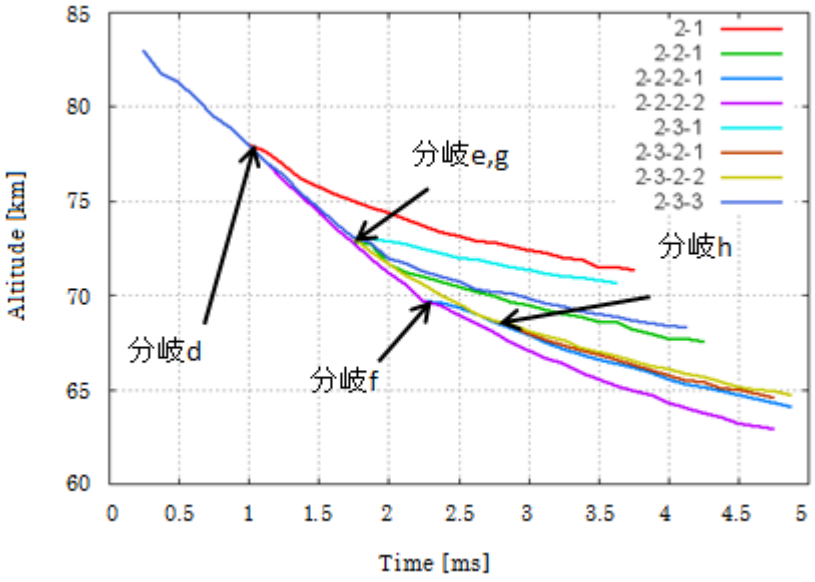


図 5. 図 1 の②の部分についてスプライトストリーマの進展位置のプロット

(a)



(b)

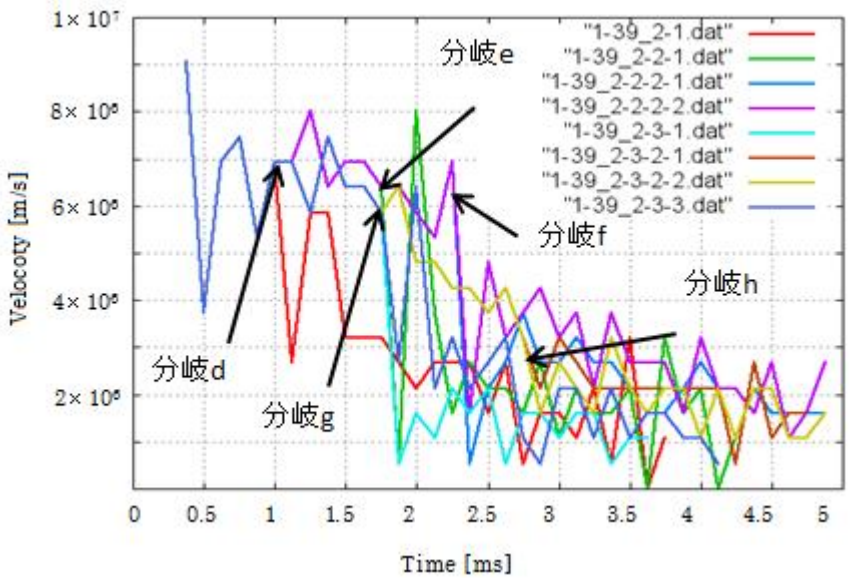


図 6. (a) 進展位置の時間変化, (b) 鉛直方向の速度

②についても①と同様にスプライトストリーマの鉛直進展速度を計算した．ストリーマが進展し始めたのは，およそ 0.6 ms 辺りであった．また①の速度ピークのタイミングとは違い，②の速度ピークは記録し始めの 9.1×10^{6} km であった．速度の減少は①と同様に指数関数的である．

4. まとめ

本研究では, 2011 年 6 月 26 日から 2011 年 7 月 11 日までの間に NHK「宇宙の渚」プロジェクトの観測キャンペーンで，航空機により撮影された光学データをもとにスプライトヘイローとスプライトストリーマの進展速度を計算した．今回のスプライト観測キャンペーンでは28イベントのスプライトを2機の航空機から同時にハイスピードカメラで観測し，どちらか一方のハイスピードカメラで観測できたイベントを含めると，60 イベントを越える．

今回は観測された 2011 年 7 月 5 日 08:50:50UT のイベント中の 2 か所のスプライトヘイローの不均一部分に注目し，スプライトヘイローとスプライトストリーマの関係を調べるための初期解析として，進展速度を継続して求めた．同じイベント中で進展速度を比較した結果，ピーク速度は異なり，また速度が減少していく様子はどちらも指数関数的であることがわかった．

今後はさらにイベント数を増やし，イベント毎の速度変化の特徴を調べる必要がある．さらに光量の度数分布や，二次元 FFT 法を用いることによって，より詳細なスプライトヘイローの不均一構造を捉え，スプライトストリーマ発生の位置との関係を明らかにする必要がある．

参考文献

[1] Luque, A and U. Ebert, Emergence of sprite streamers from screening-ionization waves in the lower ionosphere, Nature Geoscience, PP757-760, October 2009, DOI:10.1038/NGEO0662.

[2] Stenbaek-Nielsen, H. C., M. G. McHarg, High time-resolution sprite imaging: Observations and implications, J. Phys. D: Appl. Phys., 41, pp234009

[3] Moudry, D., Stenbaek-Nielsen, H. C., Sentman, D., and Wescott, E., Imaging of elves, halos and sprite initiation at 1ms time resolution, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 65 (2003) 509-518, DOI: 10.1016/S1364-6826(02)00323-1

スプライトの発光継続時間と落雷規模の関係

Relationship between the charge moment change of parent CG and the duration of sprites' light emission

Takeshi Kudo[1], Yukihiro Takahashi[1], Mitsuteru Sato[1],
Taishi Yamada[1], Nui Kobayashi[1], Yusuke Sanmiya[1],
Tomohiro Inoue[2], H C Stenbaek-Nielsen[3], Matthew G McHarg[4],
Ryan K Haaland[5], Takeshi Kammae[3], Yoav Yair[6],
Walter A Lyons[7],Steven A Cummer[8]

1. Hokkaido University
2. Japan Broadcasting Corp. NHK Cosmic Shore Project
3. University of Alaska
4. US Airfoce Academy
5. Fort Lewis Collage
6. Open University
7. FMA Research
8. Duke University

本研究は，NHK「宇宙の渚」プロジェクトよりデータ提供を受けています．

Introduction

What determine sprite structure?

■ Spriteについて

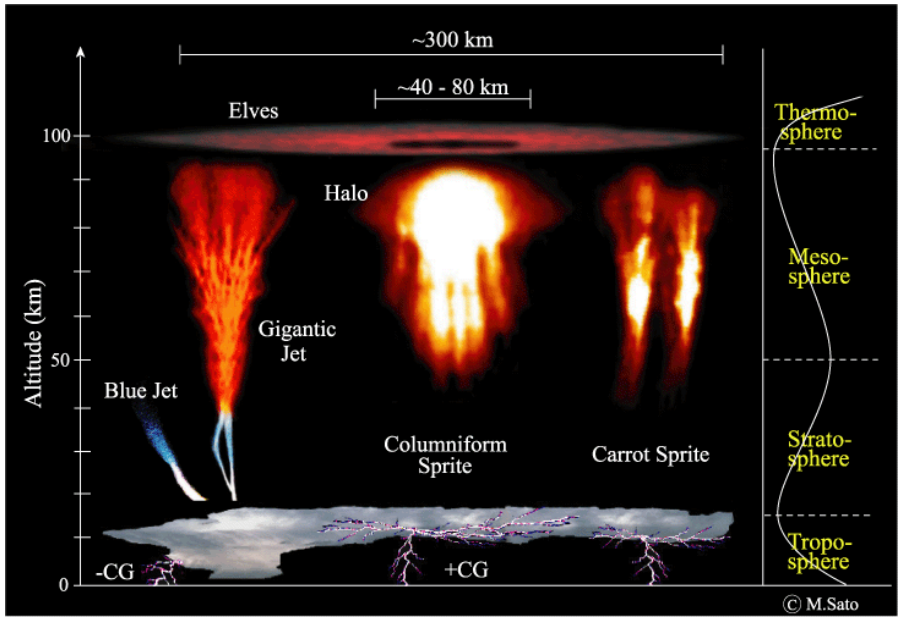


Fig.1 Illustration of TLEs. [*Sato,* 2004].

・雷雲上空に発生する高高度発光現象の1つ
・正極性落雷(+CG)に伴って発生

スプライトの基本的な発生メカニズムとして，QE-Modelが支持されている.

・大規模な正極性落雷に伴い，雷雲上空に準静電場が印加
・準静電場により電子が加速され，中性大気との衝突により発光

形状の多様性を決定する要因や、時空間構造など，未解明な問題が多い

Introduction

What determine sprite structure?

雷雲及び雷放電に伴い周囲に形成される電場E

$$4\pi\varepsilon_0 E \approx \frac{M}{r^3} + \frac{1}{cr^2}\cdot\frac{dM}{dt} + \frac{1}{c^2 r}\cdot\frac{d^2M}{dt^2}$$

準静電場項　誘導電場項　放射電場項

ε_0 : 真空の誘電率
c : 光速
r : 電荷（親雷）からの距離
M : 電荷モーメント（中和電荷量と放電距離の積）

準静電場の強さは落雷の
電荷モーメントに比例

上空の電子密度・電気伝導度は
準静電場の大きさに比例

⇩

【モデル計算】
電場の緩和時間は準静電場が
大きいほど短くなる[*Pasko et al.*, 1997]

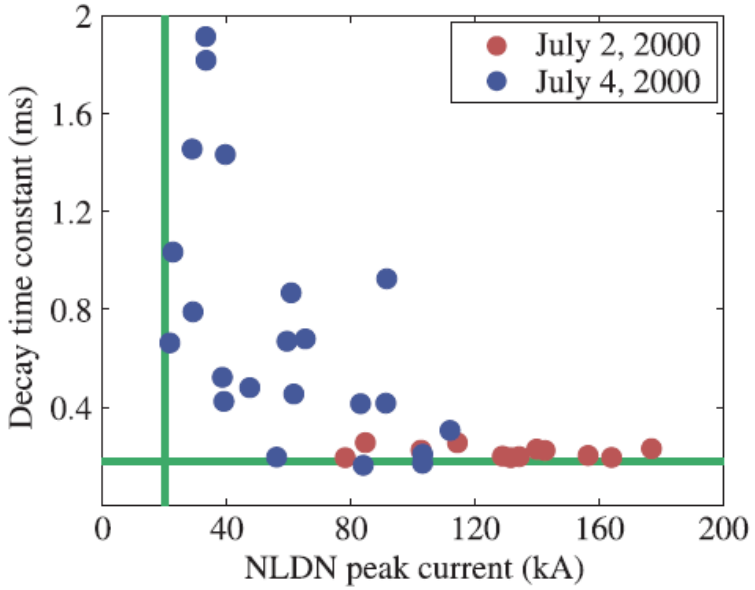


Fig.3 Decay time constants versus NLDN peak current for selected sprite events. [*Gerken et al.*, 2004]

親雷のピーク電流値と発光減衰時間
に相関がある
（spriteの形状については考慮無し）

電荷モーメント（Charge Moment Change）が大きい場合に，spriteが発生しやすいことは観測により明らかになっているが[*Hu et al.*, 2002]，
上記モデル結果の妥当性を定量的に評価する観測結果は示されていない．

Motivation

準静電場∝電荷モーメント
準静電場∝電子密度・電気伝導度
準静電場∝1/電場緩和時間

⇨

電荷モーメント∝1/電場緩和時間
電場緩和時間 → spriteの発光継続時間

電荷モーメント（CMC）とsprite発光継続時間の関係を調べることで，spriteの発生および形状などの発生条件の解明につながるのでは？

航空機からの光学観測と，地上での雷放電電磁波観測を行い，spriteを引き起こす親雷の電荷モーメント（CMC）とスプライトの発光継続時間および形状との関係を明らかにする．

⇧

航空機およびHigh-Speed Camera観測の利点

■ 航空機観測
- ・地上に比べ近距離での撮影可能
  （雲の影響を受けにくい）
  → S/Nがよくなる

■ **High-Speed Camera**
- ・高い時間分解能により発光の時定数が求まる
- ・spriteの形状，時間変化が判別可能

⇧

spriteの全体的な形状に関する統計的解析が少ない
特定の形状（例えばカラム形）に絞った解析

Observation

Aircraft Campaign in US

- 2011年スプライトキャンペーン in US
  2機の小型ジェット機にカメラ搭載
  場所：アメリカ・コロラド周辺
  観測期間：2011年6月27日～7月10日

  本キャンペーンはNHK「宇宙の渚」との共同プロジェクト

Fig.4 picture of the jets used for the campaign.

Fig.5 Inside the NHK aircraft.

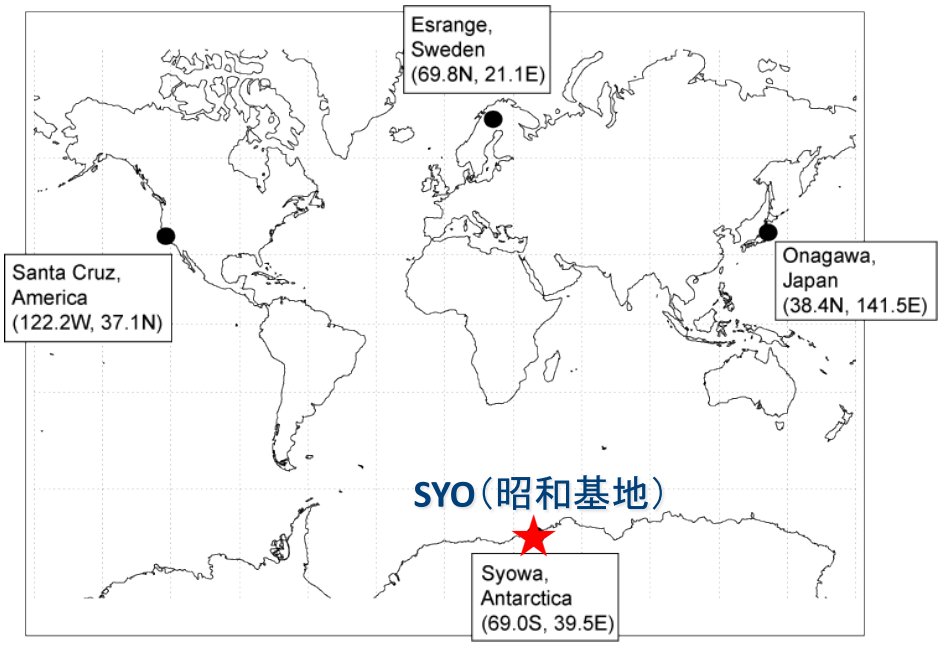


Fig. 6 GEON (Global ELF Observation Network) operated by Hokkaido University.

- 地上雷電磁波観測
  北海道大学が運用するGEON (Global ELF Observation Network）でELF帯のsfericを期間中連続観測実施

Observation

Camera and ELF observation system

Fig. 7 NHK high-speed camera and EMCCD.

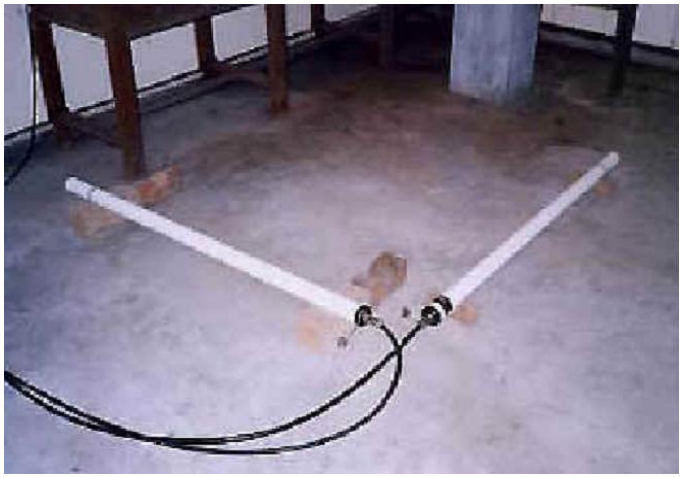


Fig.8 Magnetic search-coil antenna

■ NHKカメラの仕様

High-Speed Camera (Phantom V710)

- Pixel size: 1280×720
- FOV: 41°×37°
- Frame Rate: 8,000 or 10,000
- panchromatic

EM-CCD Camera

- Pixel size: 1024×720
- FOV: 67°×37°
- Frame Rate: 30fps
- color

■ ELF帯雷電磁波観測システムの仕様

station name	Syowa(SYO)
Location	39.506°E, 69.018°S
Sampling frequency	400Hz
Low pass filter	100Hz
High pass filter	1Hz
GPS	IRIG-E

Data

Case selection

期間中，64イベントのHigh-Speed Imageの取得に成功（NHK Camera）

【解析イベントの抽出】

大部分がFOVから外れた場合，S/Nが悪い場合，ELF波形が同定できない場合を除いた結果，22例について解析

Table1. 22sprite events.

sprite形状	Column	Carrot	Clione	Jellyfish	Hybrid	total
	4	4	3	9	2	22

観測日別取得数	7月3日	7月5日	7月6日	7月11日
	6	6	2	8

本発表では，Column，Carrot以外のspriteを，以下のように分類する．

■ **Clione**

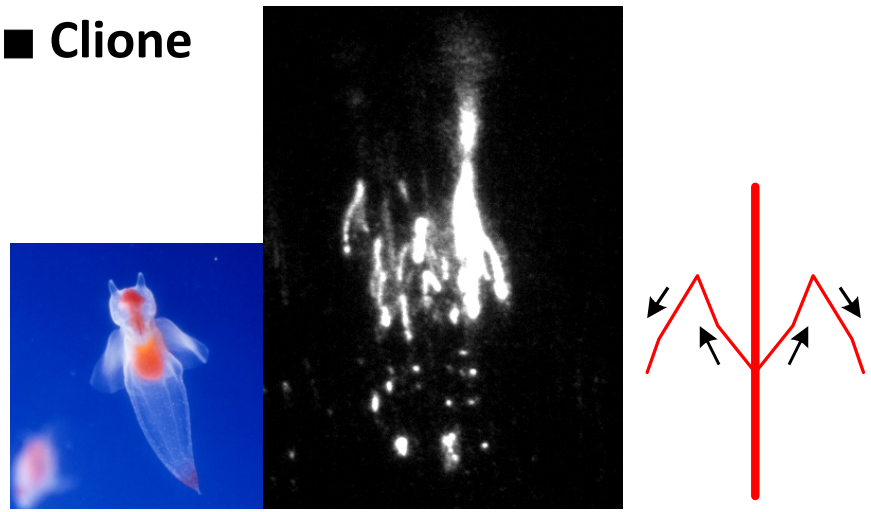


Fig.9 Clione type.

■ **Jellyfish (Large Carrot)**

Fig.10 Jellyfish type.

Methods

CMC, rise time and decay time

スプライトの発光継続時間と，親雷のCMC(Charge Moment Change)[Ckm]，
ピーク電流値（Ipeak）[kA]の関係を調べる.

■ **CMC（Charge Moment Change)**

・CMCはNormalized Amplitude Method [Yamashita et al., 2011]を用いて算出
観測地点から1000kmの距離で観測されるELF振幅値を1と正規化し，
観測地点から落雷地点までの距離とELF振幅値の関係式からCMCを算出する.

■ **Ipeak**　NLDN(National lightning Detection Network)　落雷データを使用

■**発光継続時間　rise time(t1), decay time(t2)**

・NHK High-speed Cameraの画面全体の相対的
な光量を計算し，light-curveを求める.

・Light-curveのピークの前後20%になる値を求め
ピークまでに立ち上がる時間をrise time(t1),
ピークから20%値に減衰する時間をdecay time(2)
とする.

rise time(t1), decay time(t2)とCMC、Ipeakを比較

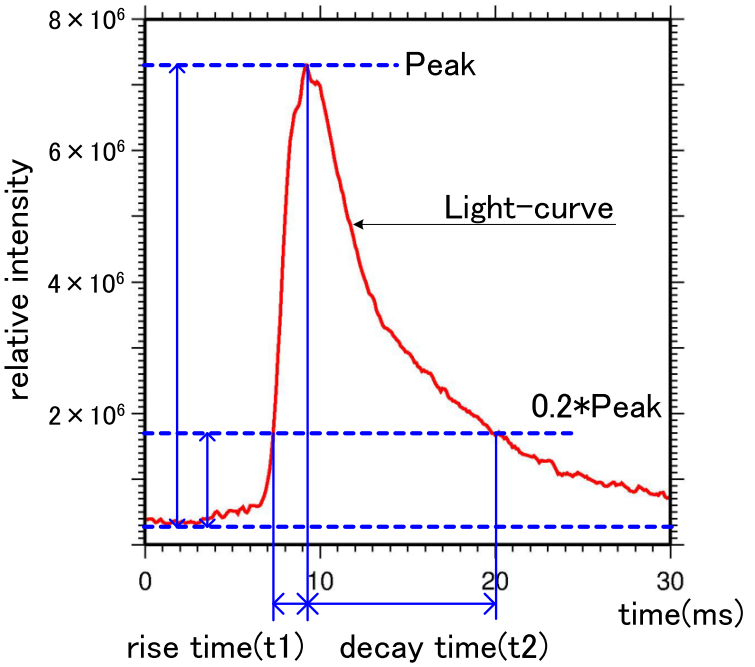


Fig. 11 Schematic diagram of Light-curve.

Methods

confirm the light-curve

■ Light-Curveの検証

解析対象22イベントのうち
20イベントは右図のように
背景ノイズの影響が少ない.

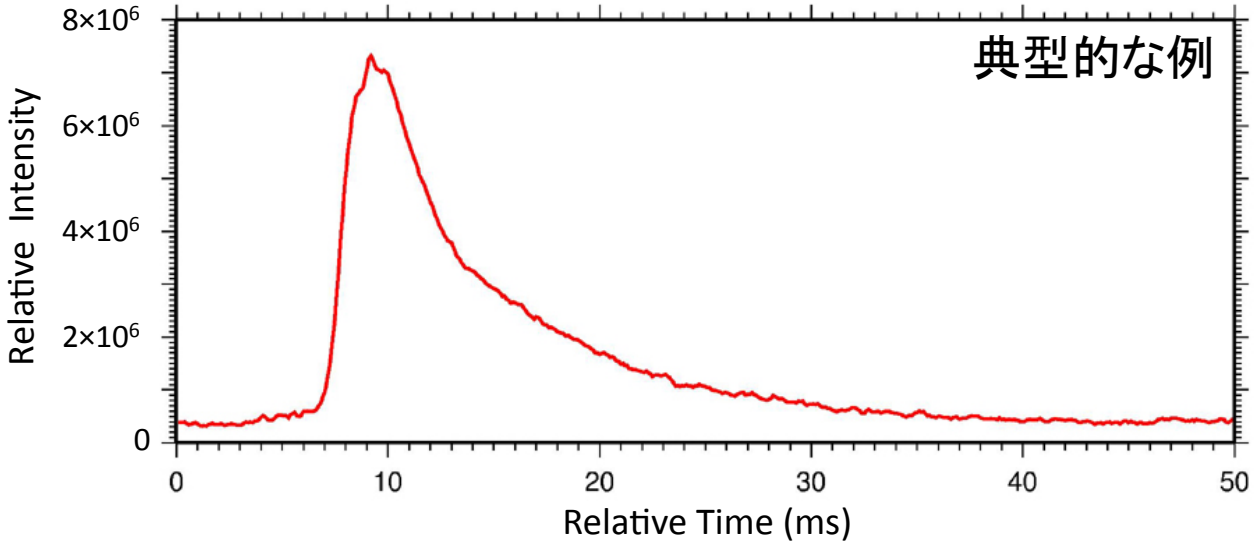


Fig.12 Light-curve at 6:35:11UT on 07/05/2011.

解析対象22イベントのうち
2イベントは右図のように
背景ノイズの影響が大きく
rise time(t1), decay time(t2)
の決定に影響が出る.
S/Nが5以上のものとした.

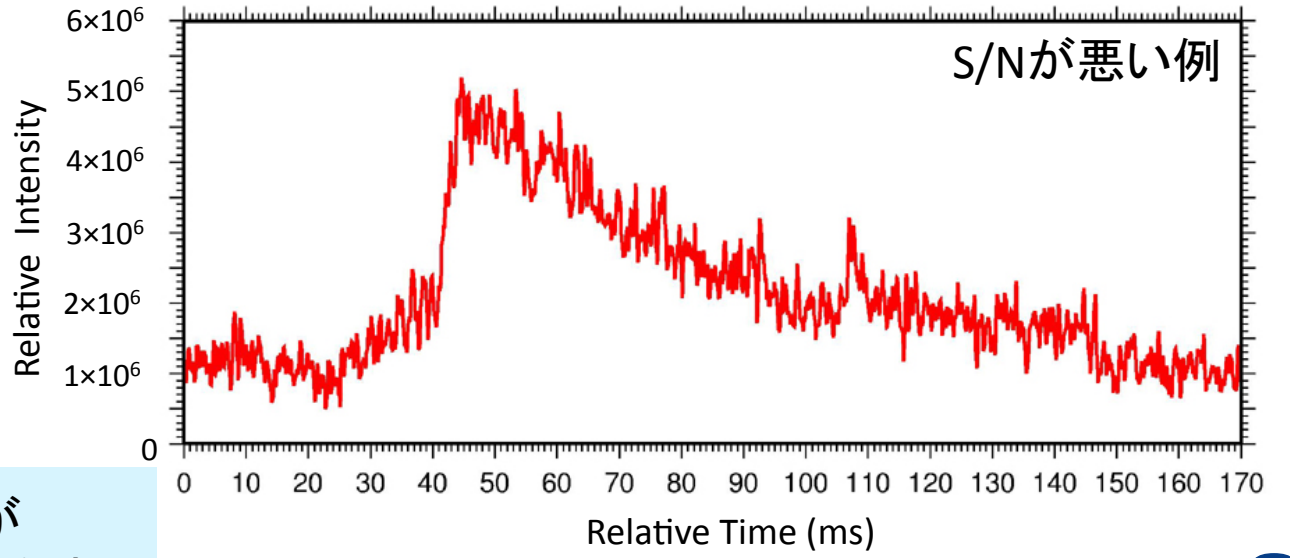


Fig.13 Light-curve at 5:7:55UT on 07/11/2011.

rise time(t1)とdecay time(t2)が
確実に決定できる20イベントを解析

Methods

7 comparisons

- Ipeak vs CMC
- rise time (t1) vs decay time (t2)
- CMC vs decay time (t2)
- Ipeak vs decay time (t2)
- CMC vs decay time (t2)
  - spriteの連続発生有無
  - elves,haloの発生無し

Result

Statistical analysis

全イベント：20

Column
Carrot
Clione
Jellyfish (Large Carrot)
Hybrid (Co: Column, Ca: Carrot, J:Jellyfish)

■ CMC vs Ipeak

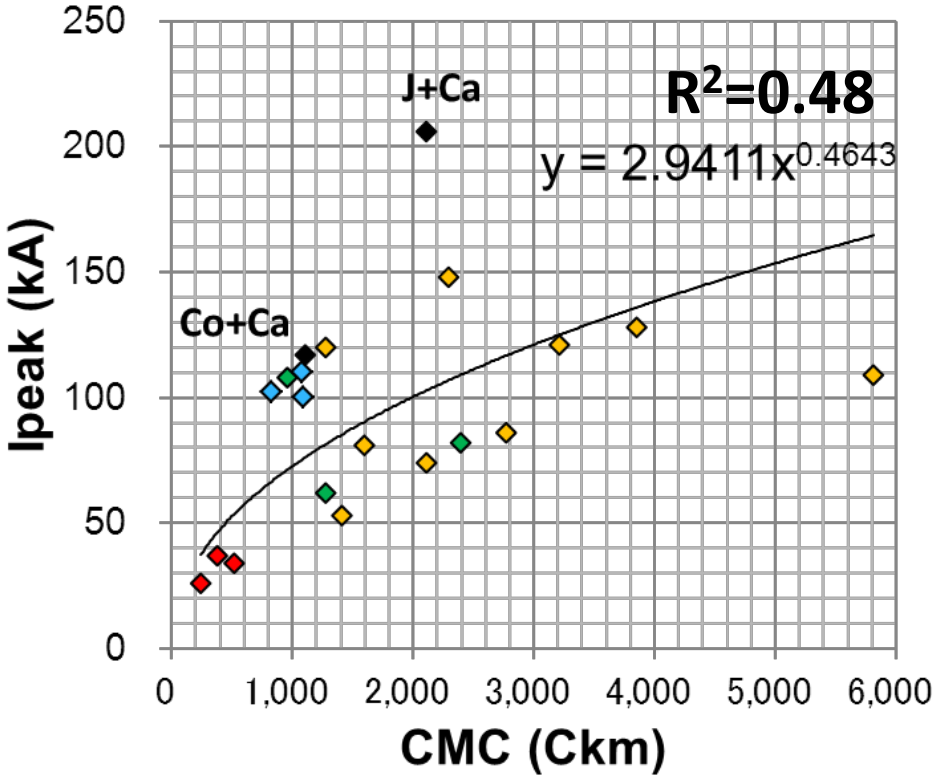


Fig.14 Charge Moment Change vs Ipeak.

CMCとIpeakの間に相関が見られる

■ rise time (t1) vs decay time(t2)

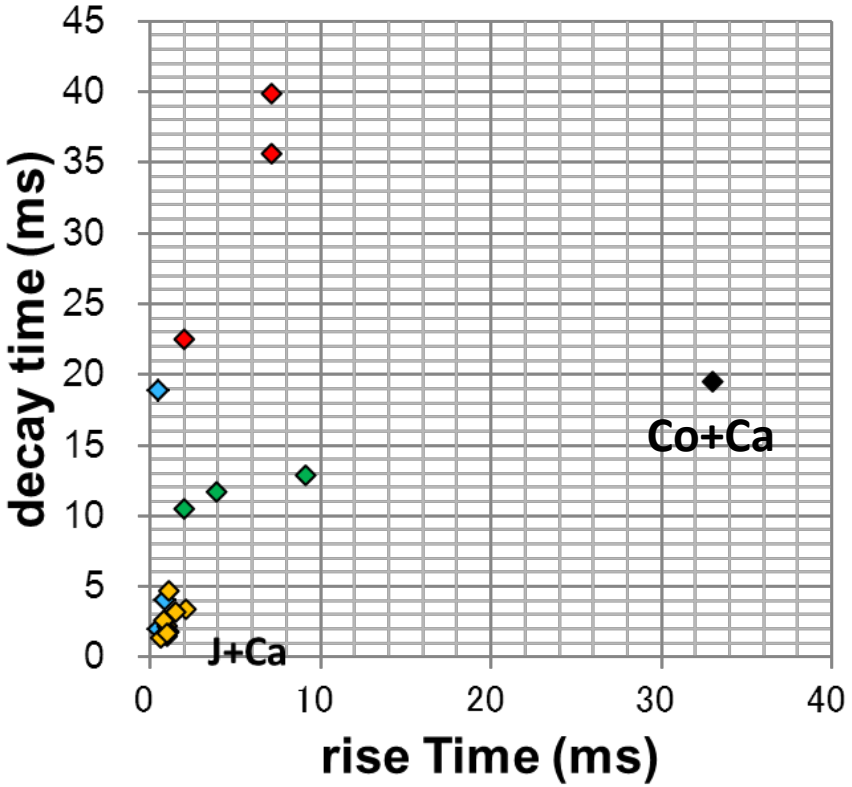


Fig.15 rise time (t1) vs decay time (t2).

spriteの形状ごとに特徴的な分布

Result

Relationship between the CMC/Ipeak and the decay time

全イベント：20

■ CMC vs decay time (t2)

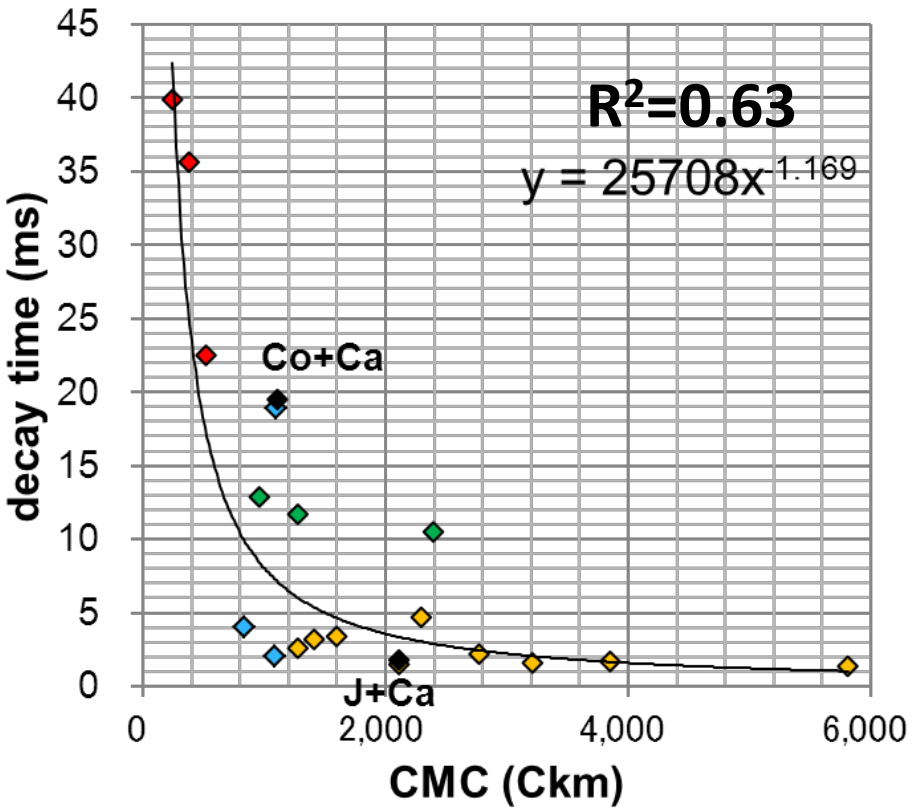


Fig.16 CMC vs decay time (t2)

CMCとdecay timeの間に強い相関

■ Ipeak vs decay time (t2)

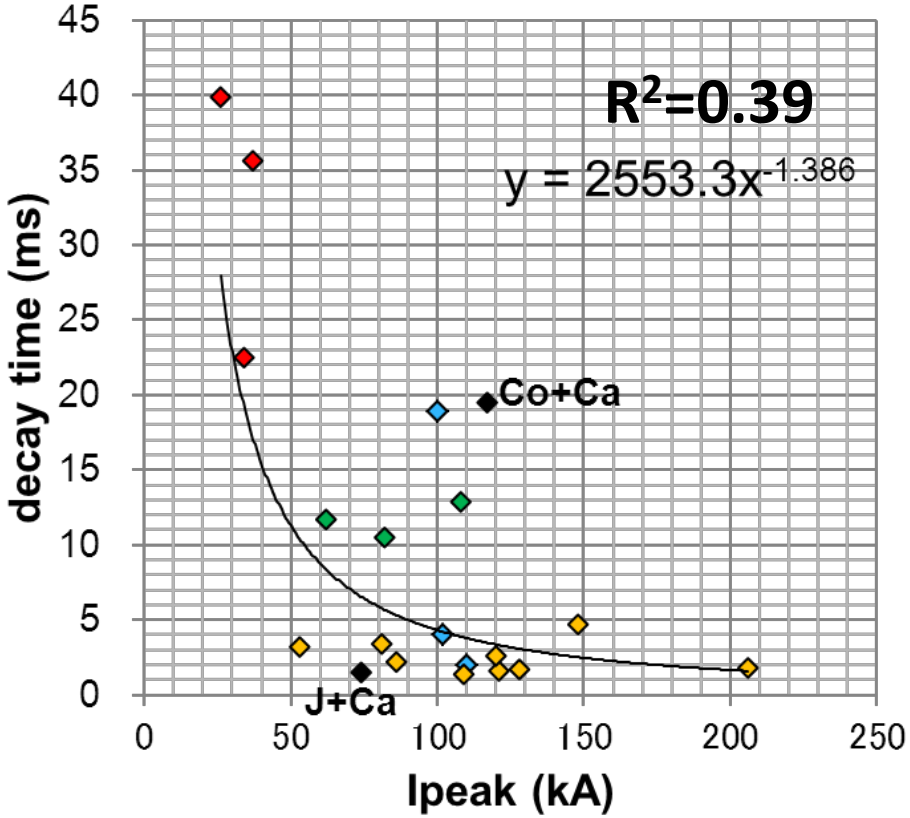


Fig.17 Ipeak vs decay time (t2)

全体の分布は先行研究の結果に近い

Result

Relationship between the CMC and the decay time

■ CMC vs decay time (t2)

spriteの連続発生の影響はあるか

Column
Carrot
Clione
Jellyfish (Large Carrot)
Hybrid (Co: Column, Ca: Carrot, J:Jellyfish)

a. 数100ms以内にspriteが連続しない場合

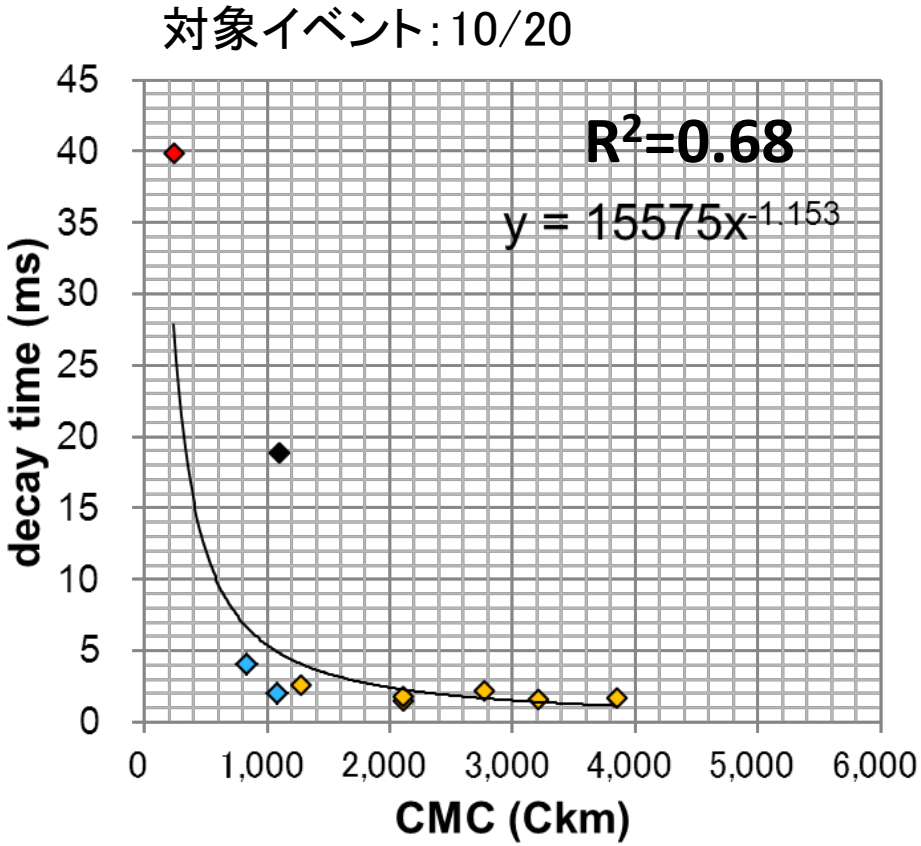


Fig.18 CMC vs decay time (t2)

b. 数100ms以内にspriteが連続する場合

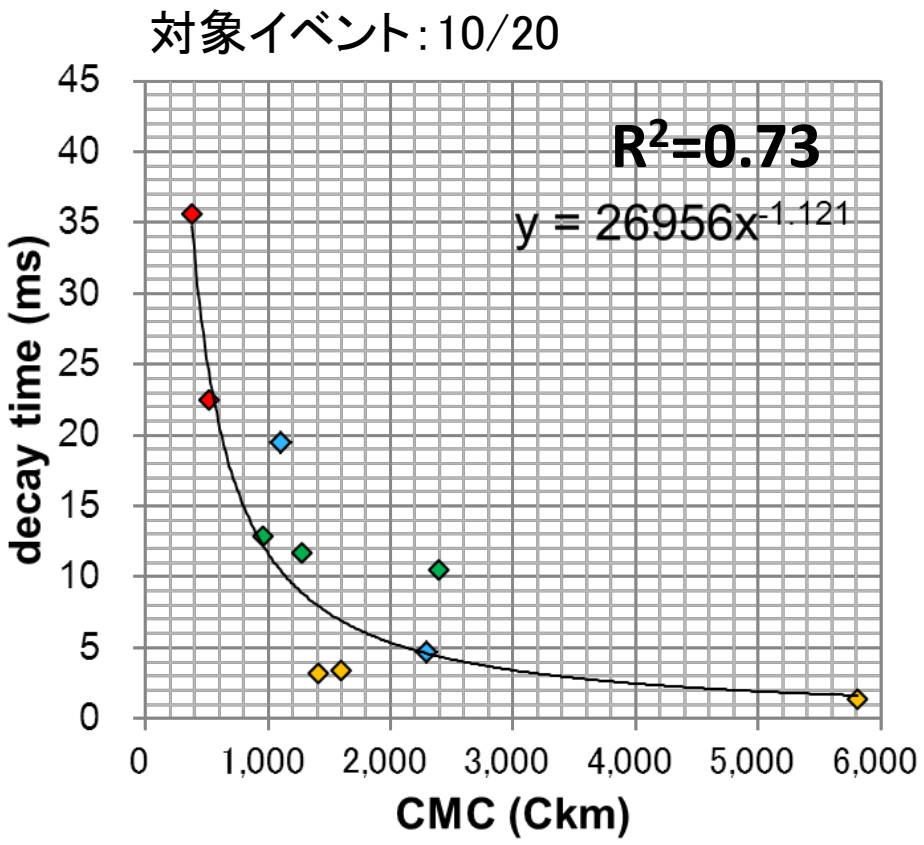


Fig.19 CMC vs decay time (t2)

spriteが連続する場合、1回目のspriteのdecay timeが長くなる傾向

Result

Relationship between the CMC and the decay time

■CMC vs decay time (t2)

elves, haloの影響はあるか

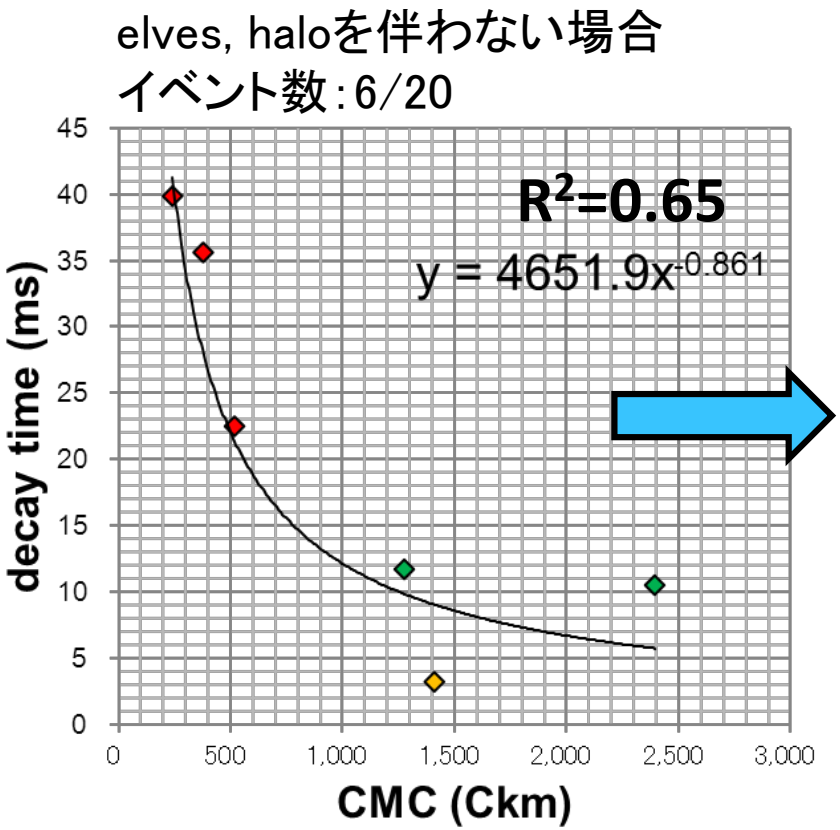


Fig.20 CMC vs decay time (t2).

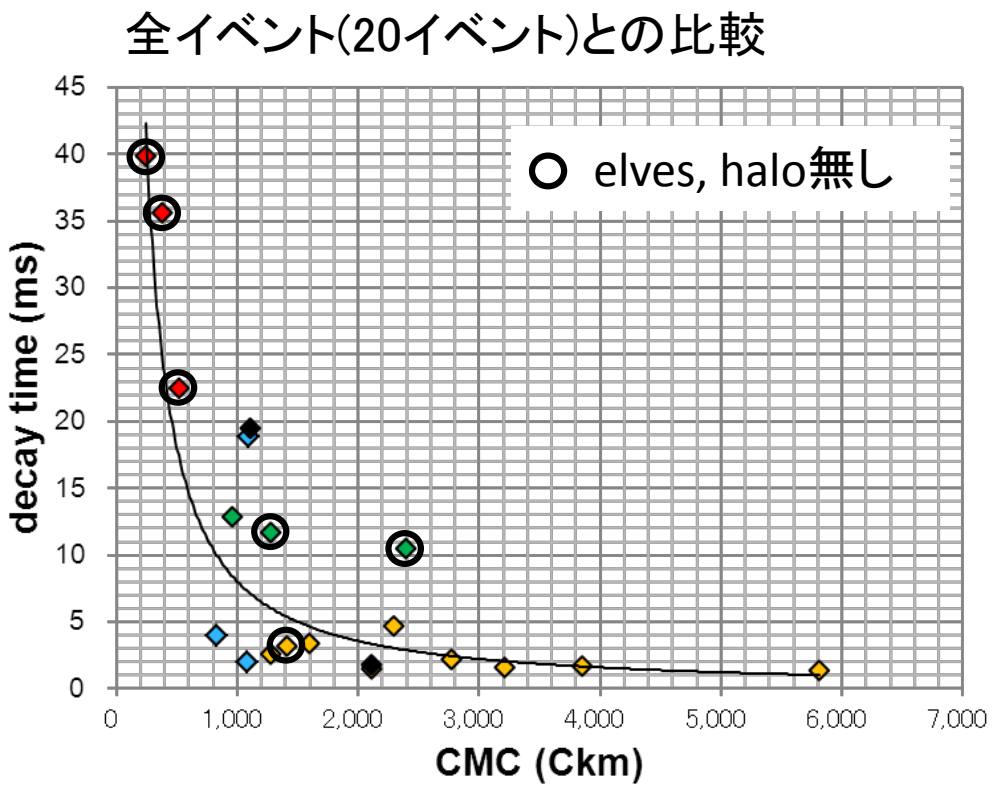
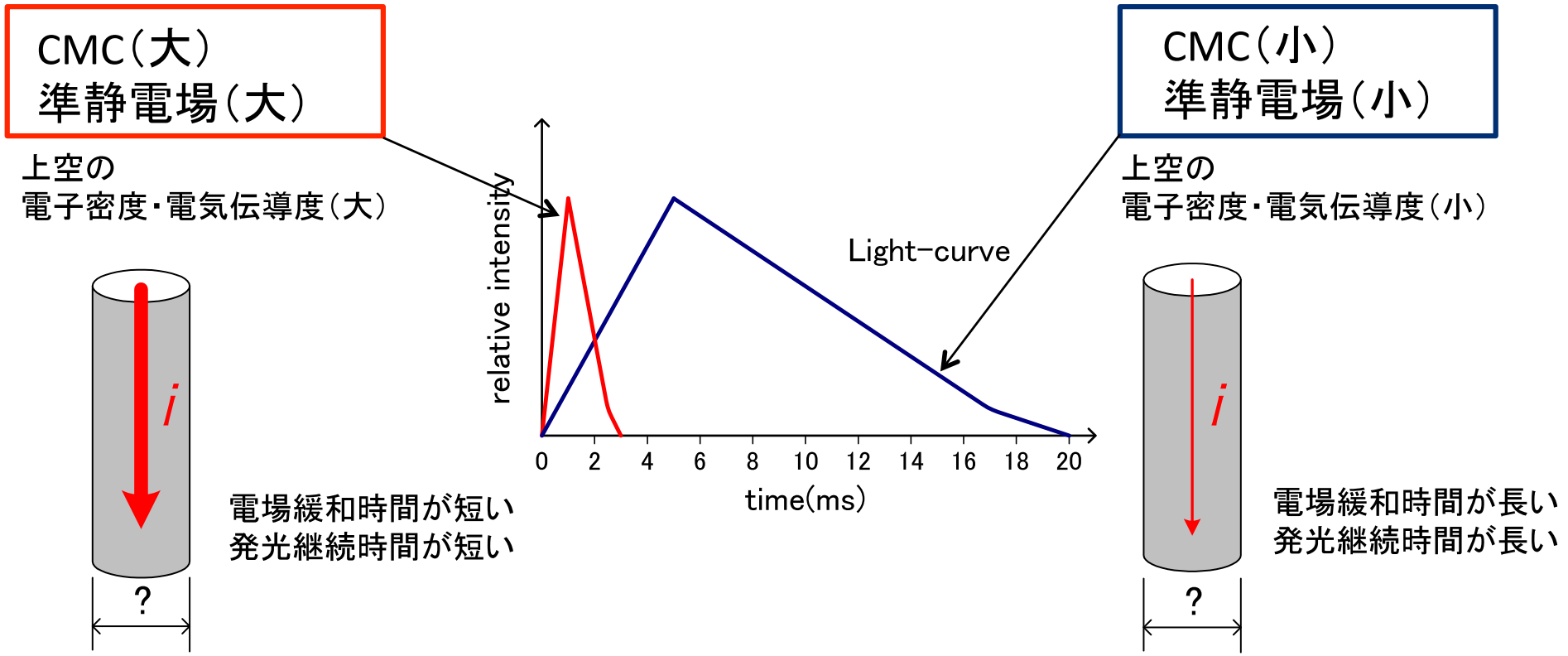


Fig.21 CMC vs decay time (t2).

elves,haloの有無がCMCとdecay timeやsprite形状の関係に影響している可能性

Discussion

■ CMCとdecay time（≒発光継続時間）の関係



■ elves, haloの有無とsprite形状への影響

elves, haloを伴わない場合，CarrotタイプやClioneタイプに集中
これらは発光継続時間も長い

elvesを伴わない場合 → Electro Magnetic Pulse（小） → ピーク電流値（小）
EMPもしくは放電初期の電荷量の違いが，sprite形状に影響を与えている可能性

Summary

・2011年6月27日－7月10日の期間にNHK「宇宙の渚」プロジェクトと共同で，航空機・地上同時sprite観測キャンペーンを実施した.

・High-Speed Cameraを航空機に搭載し，上空からspriteを撮影するとともに，親雷から放出されるELF帯のsfericを北海道大学が運用するGEONで連続観測した.

・spriteの大部分がHigh-Speed Camera画面内に収まり，S/Nが確保され，ELF波形が同定できた20イベントについて，spriteの発光継続時間とCMCやIpeakとの関係を調べた.

・CMCとdecay timeの間に強い相関が見つかった（R^2~0.63）.
　ピーク電流値に比べ，より強い関係を持っている.
　CMCが大きいほどdecay timeが短くなる → QE-Modelを支持する結果

・spriteが数100ms以内に連続して発生する場合，1回目のspriteのdecay timeが連続しない場合に比べ長くなる傾向が見られた.

・elves，haloを伴わない場合，decay timeが長くなる傾向が見られ，CMCが同じ値でも，elves, haloを伴っている場合はdecay timeが短い.

→ elves, haloを伴う場合，短時間に強い電場が加わり絶縁破壊が起こり，瞬間的に電流が流れる？

→ elves, haloを伴わない場合，時間をかけて絶縁破壊が起こるため，発光が複雑な構造になりやすい？

SMILESによる中層大気化学と力学についての成果概要

塩谷雅人（京大生存圏研), 鈴木睦（ISAS/JAXA), °佐野琢己（ISAS/JAXA),
SMILES ミッションチーム

1. ミッション目的とこれまでの経過

超伝導サブミリ波リム放射サウンダ（SMILES）は、「4K 機械式冷凍機と超伝導技術を用いたサブミリ波帯リム放射サウンダの世界初の技術実証」というエンジニアリング的側面と、「中層大気微量成分のグローバルな時空間分布に関する観測実験」というサイエンティフィックな側面とを持ち合わせる。2010 年 4 月の観測停止後もデータ解析は精力的におこなわれ、従来の宇宙機からの地球大気観測を凌駕する性能を持つことを科学的に実証しつつある。本稿ではこれ以降、サイエンスの成果について述べる。

2. SMILES 観測の概要

SMILES 観測装置は、JAXA と NICT が共同で開発し、2009 年 9 月に HTV 1 号機に格納された状態で H-IIB ロケット 1 号機によって種子島宇宙センターより打ち上げられた。その後、国際宇宙ステーション（ISS）の日本実験棟（JEM）に取り付けられ、装置各部の初期チェックアウトを完了したあと、同年 10 月から定常的な大気観測を開始し、サブミリ波受信機系の局部発振器が故障するまで約半年間にわたって観測データを取得した[1]。

極低温冷却された超伝導検出器を用いて、大気微量分子の発する 624～650GHz 帯のサブミリ波を測定し、アンテナを上下させて 20～80km 程度の高度帯における大気リム観測を実現する。また、アンテナの水平方向を ISS の進路から左 45° にしたことにより、ISS の軌道傾斜角（51.5°）に対して観測対象緯度帯を北緯 65°～南緯 38° とし、人間活動のより活発な北半球を重点的に観測した。観測対象とする分子種は、オゾン及びその同位体を始め、塩素・臭素等化合物など、中層大気のオゾン化学反応にとって重要な役割を持つラジカル種を主なターゲットとしている。

3. 観測プロダクトの改定状況

SMILES の高次処理データ（L2 データ）は、研究公募の応募グループにのみ限定して、2010 年初頭から 5 回にわたって改良を重ねながら提供を行なってきた。最新のバージョン 2.1 は、2012 年 3 月より一般にも公開を開始している[2]。

塩素総量を議論するうえで重要となる HCl 及び ClO について、SMILES の観測は、これまでの中層大気における塩素系化学反応の知見から期待される分布を良く再現できており、これは現状で最も詳細な化学輸送モデル（米国 NCAR 開発の WACCM [3]）の計算結果と合致している。一方、従来の衛星観測（EOS-Aura/MLS, Scisat-1/ACE 等）では

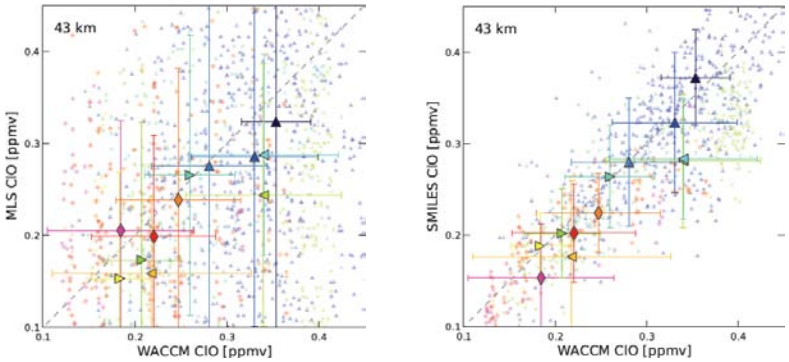


Fig. 1　SD-WACCM のモデル計算と、EOS-Aura/MLS, SMILES それぞれの観測データの対応関係

HCl が上層ほど増加するなど、大気化学の知識からはずれた分布になっており、かつ誤差も大きいことから（Fig. 1)、SMILES による塩素化合物の観測は従来よりも高い確度をもった数値を提示できると考える。そのことにより、モデルによって予測値に幅のあった塩素量のトレンドの議論に、少ない点数ではあるが「ピン止め」の役割を果たせる。

4.　SMILES データから見える大気の時間変化

SMILES では 10 月から翌年 4 月までという約半年間の観測データしか得られなかったが、いくつかの興味深い時間変化を捉えている。例えば、オゾンの緯度・高度分布において、通常であれば赤道上空成層圏（~30km）を中心にオゾン濃度の極大が見られるところ、SMILES の観測期間には特徴的な「へこみ」が期間の前半と後半に二度見られる（Fig. 2)。これは、中部成層圏の準二年周期振動（QBO）にともなう鉛直流変動が影響し、それに上部成層圏の半年周期振動（SAO）が変調を加えていると考えられる。

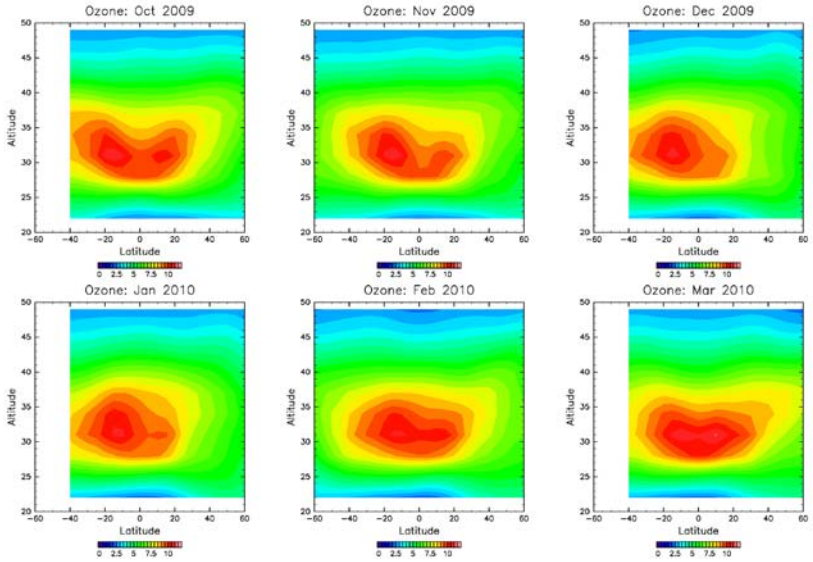


Fig. 2　オゾン分布の季節進行（2009 年 10 月～2010 年 4 月）

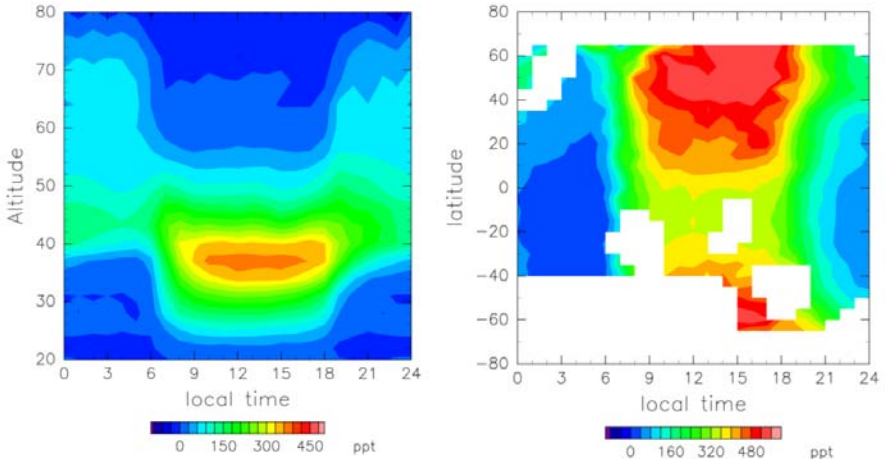


Fig. 3　高度別（緯度 南北 10°）及び緯度別（高度 37km）の ClO 日変化

また、SMILES は太陽非同期軌道から観測するため、ある地点について異なった地方時の観測データを取得することができる。2010 年 2～4 月のデータを利用し、地方時 1 時間・緯度 5 度の刻みで整理して、ClO の日変化を高度別（Fig. 3 左）及び緯度別（Fig. 3 右）に描くことができる。これより、成層圏上部や高緯度域において、安定系の塩素化合物（HCl）が日照時に光分解して化学活性の高い形（ClO）に変化していることが見て取れる。

5.　2010 年 1 月の北極域オゾン変動

最後に、この年に観測された特徴的な気候条件と成層圏オゾンをめぐる化学的条件を総合的に捉えた例を示す。2010 年 1 月下旬に成層圏突然昇温が発生し、それに伴って北極上空の大気波動が活発化した結果、極渦がヨーロッパ上空に迫り出した（Fig. 4 左上）。

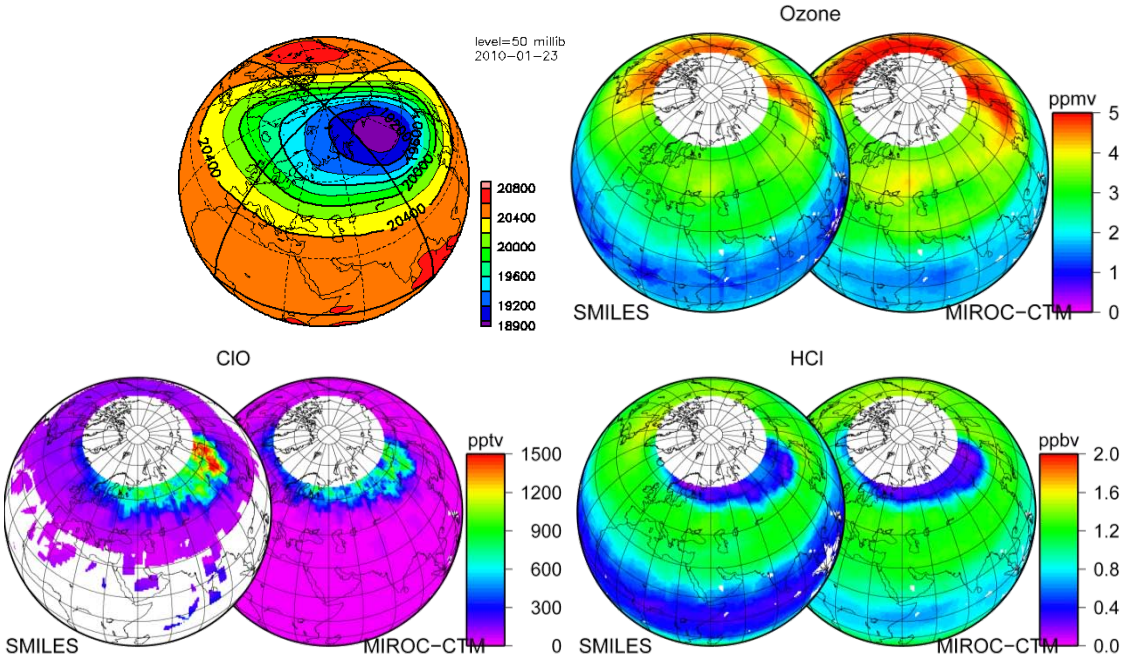


Fig. 4　2010 年 1 月の北極域における極渦条件とオゾン等の変動

それによって、極渦内部の低オゾン・高 ClO・低 HCl の気塊が SMILES の観測可能緯度帯でも検出できている。(各々 Fig. 4 右上・左下・右下) なお、この現象については、国立環境研の化学輸送モデル[4]とも良い一致をみており、この時期の SMILES 観測による描像の妥当性を補強するものとなっている。

6. まとめ

SMILES は、約半年という短い期間ではあるが、これまでの宇宙機観測を遙かに上回る精密な大気サブミリ波スペクトルを測定し、そのデータから大気微量成分の高度分布を高い精度で導出することができた。また、ClO や BrO などの日変化を明快に記述し、中層大気の化学に関する重要な寄与をすると同時に、化学輸送モデルの計算結果との整合性を力学・化学の両側面から支持する結果を提示している。今後さらにデータ処理システムの改訂を重ねることによって、より高精度のプロファイル算出を目指すとともに、さらなる精密な科学的論議を展開していく。

参考文献

[1] Kikuchi, K., et al. (2010), Overview and early results of the Superconducting Submillimeter-Wave Limb-Emission Sounder (SMILES), J. Geophys. Res., 115, D23306, doi:10.1029/2010JD014379.

[2] http://www.jaxa.jp/press/2012/03/20120305_smiles_e.html

[3] Garcia, R. R., et al. (2007), Simulation of secular trends in the middle atmosphere, 1950–2003, J. Geophys. Res., 112, D09301, doi:10.1029/2006JD007485.

[4] Akiyoshi, H., et al. (2006), Ozone decrease outside Arctic polar vortex due to polar vortex processing in 1997, J. Geophys. Res., 111, D22311, doi:10.1029/2005JD006540.

SMILES 観測で明らかになった中層大気オゾンの日変動

○坂崎貴俊・藤原正智（北大環境科学院）・塩谷雅人（京大生存圏研）・鈴木睦（ISAS/JAXA）・秋吉英治（国立環境研究所）・Douglas Kinnison (National Center for Atmospheric Research)

1. はじめに

中層大気オゾンの日変動は力学/光化学の両過程に支配されている。そのグローバルな描像の理解は、異なる観測ローカル時刻(LT)を持つ衛星間のデータ比較、オゾンに係る放射計算の精緻化、化学気候モデルの検証等にとって不可欠である。過去には地上リモセン観測（ライダー）による研究(e.g., Schneider et al., 2005; Haefele et al., 2008)が多くなされてきた半面、グローバルなオゾン日変動の観測は太陽”非”同期衛星である UARS/MLS (e.g., Huang et al., 1997)、TIMED/SABER (e.g., Huang et al., 2010)によるものに限られる。しかも、特に成層圏領域においては UARS と SABER で一致した結果が得られていない。つまり、未だにオゾン日変動のグローバルな描像は得られていないと言える。

その折、2009 年—2010 年の半年間に渡り、太陽”非”同期衛星である SMILES（超伝導サブミリ波リム放射サウンダ: Superconducting Submillimeter-Wave Limb-Emission Sounder）が大気微量成分を高精度でグローバルに観測することに成功した(Kikuchi et al., 2010)。本研究では SMILES データを中心に、他の衛星観測/化学気候モデルデータと併せて統合的に解析し、中層大気オゾン日変化の全体像を把握することを目的とする。

2. 使用データ・解析手法

まず衛星観測データとして以下の二種類のデータを使用した。

1. SMILES 観測データ（Version 2.0）
2. SABER 9.6μm 観測データ(Version 1.07)

このうち SABER データについては、特に低高度（20-30 km）において異常値が多数含まれることが報告されており(Rong et al., 2010)、中央値からのずれ（標準偏差）の 3 倍を閾値としてスクリーニングを行ったものを解析に使用した（Imai et al., in preparation）。

その他に、化学気候モデル二種類および再解析データのオゾンも解析した。

3. SD-WACCM モデルアウトプットデータ
4. CCSR/NIES Nudging CTM モデルアウトプットデータ
5. MERRA 再解析データ

ここで、SD-WACCM は GEOS-5 解析データを、CCSR/NIES CTM は ERA-Interim データを、それぞれモデルにナッジングさせて計算したものであり、現実場を反映したデータセットとなっている。これらのデータについては、SMILES 観測が行われた観測時刻/場所のデータを用意して使用した。

SMILES は 30 日の観測で 24 LT をカバーする。背景場の変化によるサンプリング問題を軽減するため、以下の手法を用いて日変動成分を抽出した。まず、ascending node、descending node それぞれに対して、各高度レベル、緯度 5 度ごとに 1 日のデータを平均する。続いてこれらのデータについて 30 日移動平均（これを日平均と見なす）を計算し、元の時系列から取り除く。最後に、得られた残差時系列データを用いてローカルタイムコンポジットを行い、日変化成分を抽出した。以下では、各緯度・高度における期間平均値（気候値）で規格化した日変動成分を用いて議論を行う。

3. 結果と議論

図 1 には各データで得られた赤道上のオゾン日変動（気候値に対する割合）のローカル時刻―高度断図を示す。まず、SMILES と CCMs (SD-WACCM, CCSR/NIES CTM)の結果は全高度領域において定量的にも極めて良い一致を示すことがわかる。一方で、SABER は成層圏内で定量的にやや異なる挙動を示している。これらの結果から、SMILES および CCMs で得られた結果が、現実場のオゾン日変動を忠実に反映しているものと考えられる。中層大気オゾン日変化のグローバルかつ正確な観測的描写が、SMILES によって世界で初めて実現したと言っても過言ではないだろう。別の見方をすれば、化学気候モデル中のオゾン日変動が初めて正当に評価されたとも言える。

図 2 は特徴的な高度レベルにおける日変動のローカル時刻―緯度断面図を示す。各高度において、オゾン日変動の特徴は以下のように解釈される。高度 50 km 以上の領域（図 2a）では、オゾンは日中に最小、夜間に最大となる日変化を示す（振幅最大 100%）。これは、夜間のオゾンが日の出後急速に光解離し（$O_3 + hv \rightarrow O + O_2$）、日没後に再結合し、オゾンが再生成することによる。これより下層の領域でもこの機構は存在するが、$[O]/[O_3]$比が小さいために他の反応に比べて目立たない。高度 30 km―45 km では日の出後に極小、午後に極大をとる日変化を示す（図 2c）が、高度 45―50 km の領域ではこれに加えて真昼に極小をとる（図 2b）。これらの日変化は Pallister and Tuck (1983)による光化学のモデル計算でも再現されており、彼らによれば、日の出後の極小は NO_x によるオゾン破壊、午後の極大は O_2 の光解離による O_x 増加、真昼の極小は HOx によるオゾン破壊によると考えられる。つまりこの高度領域においても光化学によってオゾンの日変化が生じている。最後に高度 20―30 km の領域では熱帯において振幅 2―3%の一日周期成分が卓越している（図 2d）。この領域ではオゾンの光化学寿命は十分に長いためトレーサ的に振る舞い、力学的な輸送によって支配される。図 3a には MERRA で得られた高度 22 km における日変動を示す。この領域においては MERRA も SMILES の結果をよく再現している。図 3b にはオゾンが鉛直移流によってのみ生じていると仮定して推定したオゾンの日変化である。つまり、

$$\frac{\partial [O_3]'}{\partial t} = -w' \frac{\partial [O_3]}{\partial z} \quad (1)$$

によって推定を行った。ここで$[O_3]'$は推定されるオゾン混合比の日変化成分、w'は鉛直風の日変化成分（つまり大気潮汐に伴う潮汐風）、$[O_3]$はオゾン混合比の気候値を示す。図 3b と 3a を比較すると、鉛直輸送が日変化を支配していることがわかる。

4. まとめ

SMILES データおよび、現実場データにナッジングした化学気候モデルデータを用いて、高度 20―80 km 領域における中層大気オゾンの日変動の描像を明らかにした。SMILES と化学気候モデルデータの結果は定量的にも非常に良く一致し、この結果は光化学と力学の重ね合わせとして理解できた。一方 SABER の結果は高度 20―40 km の領域で定量的に異なる様相を示していた。これらの結果から、SMILES と CCMs で得られた結果が真の値に近いと考えられ、SMILES によって世界で初めてオゾン日変化を正確に観測することに成功したと言える。これらの結果は、放射計算の精緻化、異なる観測時刻(LT)を持つ衛星のデータ比較等に有益な情報となるだろう。また、化学気候モデルが”準観測データ”として扱えることを示唆している。

参考文献

[1] Haefele, A., K. Hocke, N. Kampfer, P. Keckhut, M. Marchand, S. Bekki, B. Morel, T. Egorova, and E. Rozanov (2008), Diurnal changes in middle atmospheric H_2O and O_3: Observations in the Alpine region and climate models, *J. Geophys. Res.*, 113, D17303, doi:10.1029/2008JD009892.

[2] Huang F. T., C. A. Reber, and J. Austin (1997), Ozone diurnal variations observed by UARS and their model simulation, *J. Geophys. Res.*, 102(D11), 12,971—12,985.
[3] Huang F. T., H. G. Mayr, and J. M. Russell III, and M. G. Mlynczak (2010), Ozone diurnal variations in the stratosphere and lower mesosphere, based on measurements from SABER on TIMED, *J. Geophys. Res.*, 115, D24308, doi:10.1029/2010JD014484.
[4] Kikuchi, K. et al. (2010), Overview and early results of the Superconducting Submillimeter-Wave Limb-Emission Sounder (SMILES), *J. Geophys. Res.*, 115, D23306, doi:10.1029/2010JD014379.
[5] Pallister, R. C., and A. F. Tuck (1983), The diurnal variation of ozone in the upper stratosphere as a test of photochemical theory, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 109, 271—284.
[6] Ricaud, P., J. de La Noe, B. J. Connor, L. Froidevaux, J. W. Waters, R. S. Harwood, I. A. Mackenzie, and G. E. Peckham (1996), Diurnal variability of mesospheric ozone as measured by the UARS microwave limb sounder instrument, *J. Geophys. Res.*, 101, 10,077—10,089.
[7] Rong, P. P., Russell III, J. M., Mlynczak, M. G., Remsberg, E. E., Marshall, B. T., Gordley, L. L., and Lopez-Puertas, M.: Validation of TIMED/SABER v1.07 ozone at 9.6 µm in the altitude 5 range 15–70 km, *J. Geophys. Res.*, D04306, 114, doi:10.1029/2008JD010073, 2008. 2010
[8] Schneider, N., F. Selsis, J. Urban, O. Lezeaux, J. De La Noe, and P. Ricaud (2005), Seasonal and diurnal ozone variations: Observations and modeling, *J. Atmos. Chem.*, 50, 25—47.

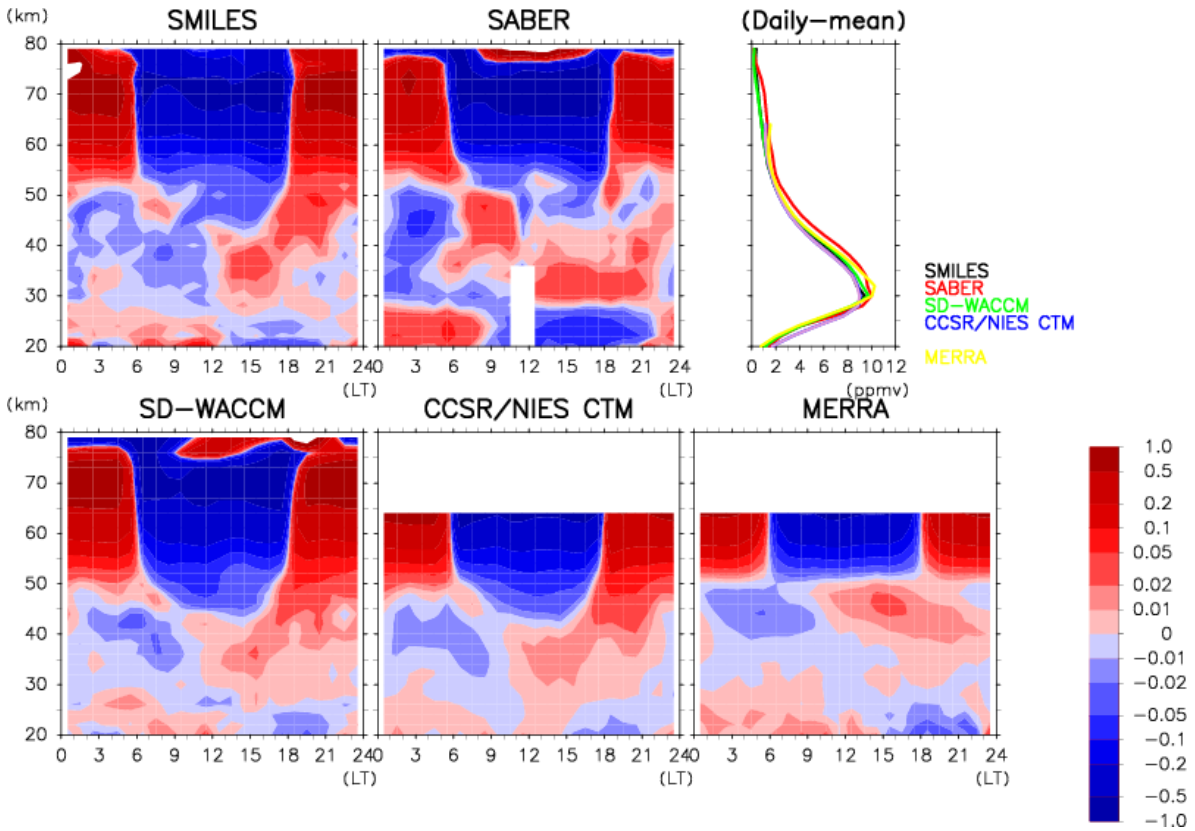


図 1: 各々のデータセットで得られたオゾン日変化成分（日平均値で規格化）の時刻(LT)—高度断面図（10°S-10°N 平均）。カラーバーは図の右側に示す（対数スケールであることに注意）。図中の実線はゼロの値を示す。（右上図）は日平均値の高度プロファイルを示す。

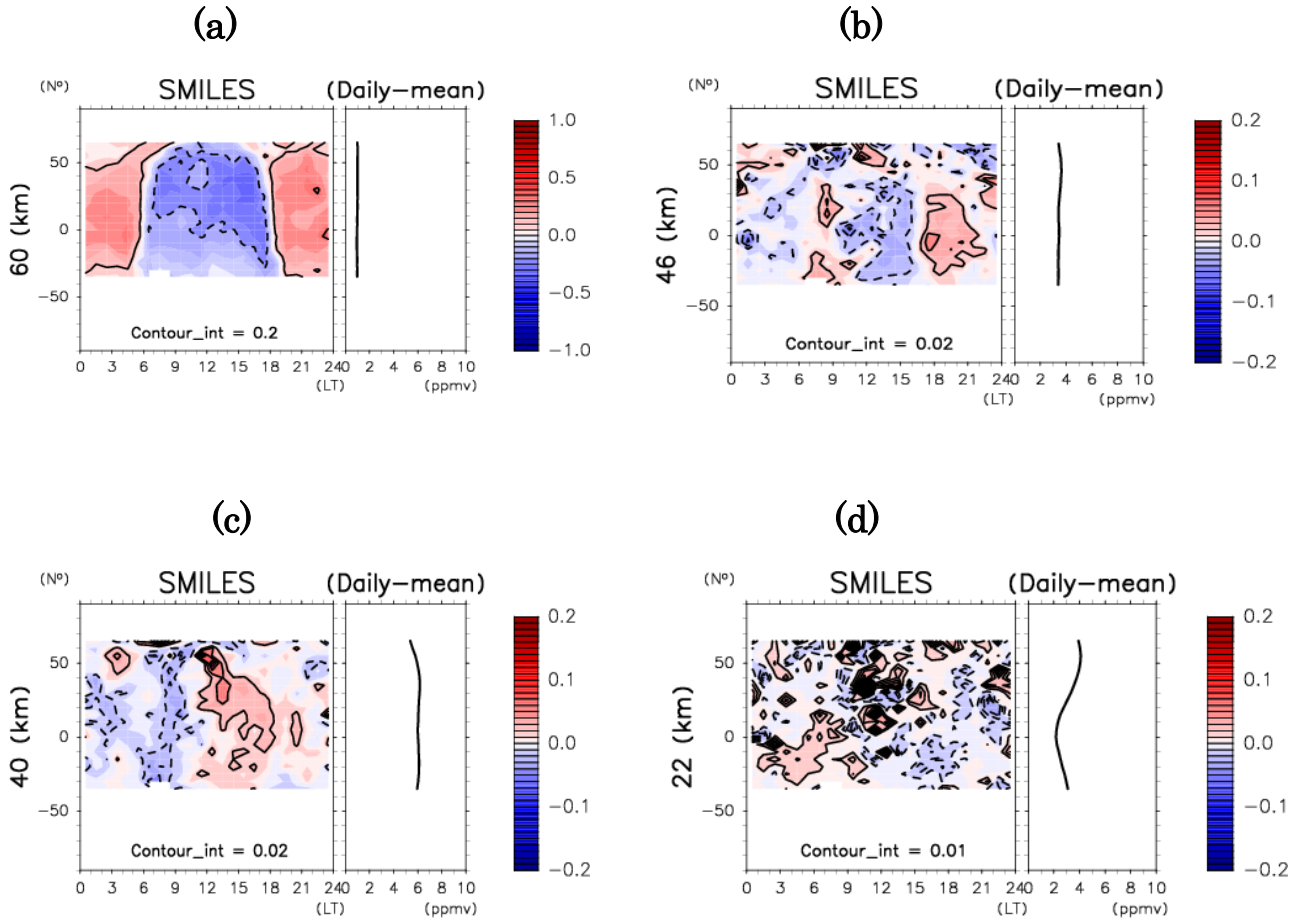


Figure 2: SMILES で得られた各高度(60 km, 46 km, 40 km, 22 km)におけるオゾン日変化成分(平均値で規格化)の時刻(LT)—緯度断面図。右パネルは平均値を示す。カラーバーは図の右側に示す。コンター間隔は図中に示す。

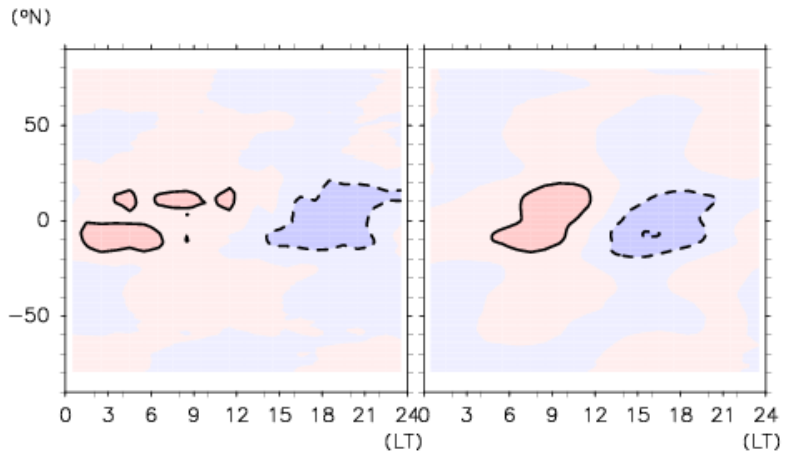


図 3: （左）MERRA で得られた高度 22 km における日変化成分の時刻—緯度断面図。（右）左図と同じ。ただし、鉛直移流の日変化成分によって引き起こされる成分。コンター間隔は 0.01。

SMILES 観測結果から導かれた、ClO + HO_2 --> HOCl + O_2 の反応速度について

鈴木　睦, 眞子直弘(ISAS, 千葉大環境リモートセンシング研究センター),
光田千紘(富士通 FIP), 高橋けんし, 塩谷雅人(京大生存圏研)

1. 初めに

無機塩素化学種(HCl, ClO, HOCl, $ClONO_2$, Cl 等)は成層圏化学において重要であることは良く知られている. しかし, HCl の存在量, 無機塩素化学種の総量, [HCl 以外]/[HCl], [ClO]/[HOCl]などが十分な精度では決定できておらず. 成層圏無機塩素系化学種の化学は未だ半定量的の議論の段階に留まっていると言える. これは十分な精度の衛星観測が実現できず, またモデル計算の基礎となる化学反応速度が低温において±50%程度の不確定さを持つためである(Fig. 1).

ISS/JEM/SMILES は 4K 冷却された検出系を持ち, HCl, ClO, HO_2, HOCl などの重要な化学種を, 既存の大気球あるいは衛星観測に比較して非常に精密に (小さい理論推定誤差) 測定可能である. HOCl は, これまで衛星観測が困難であり, 大気球実験[1](FIRS-2, Mk IV)や EBVISAT 衛星搭載の MIPAS の結果[2]が報告されているのみである. (Aura/MLS 及び Odin/SMR は HOCl を測定しデータが公開されているが論文としての成果公表はない.)

HOCl に関しては, ClO+HO_2 による生成反応 (R1) について近年議論がされている. (F50 等は, JPL2011[3] における反応分類番号)

$$HO_2 + ClO \rightarrow HOCl + O_2 \qquad F50 \qquad (R1)$$

反応(R1)について, Kovalenko ら[4]は Mk IV および FIRS-2 を用いた大気球実験とモデル計算から, JPL2006 とは異なる Stimpfle の値[5]がより適切であると報告した. von Clarman らは, ENVISAT/MIPAS の結果からこれを支持している.[6]　もし, これが正しいとすると下部成層圏での O_3 破壊の見積もりが大きく修正されることになる.[4]

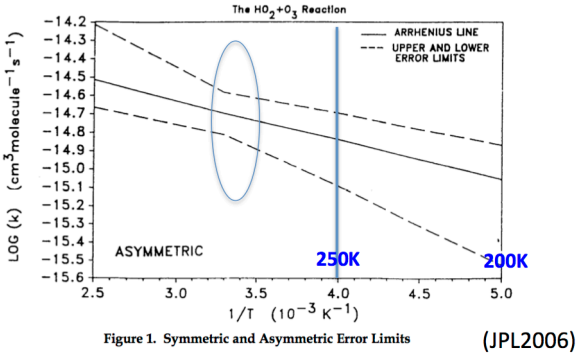


Fig. 1 反応速度が成層圏温度領域 200~250K で常温(円内の領域)より大きな誤差を持つ説明図(HO_2+O_3 の例) (JPL2006)[1].

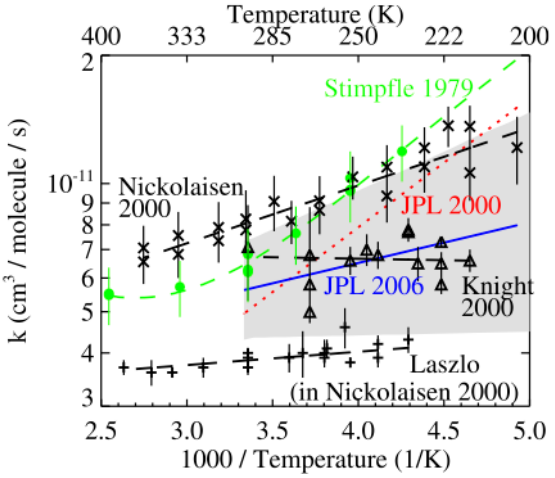


Fig.2 k_1 の各温度での値. JPL2006(青)は, Stimpfle(緑)より成層圏の温度領域で遅い (Kovalenko et al. 2007 より).

HOCl の生成消滅に着目すると，下部成層圏(高度 30km 以下)では，反応(R1-R3)が主要であり．定常状態近似から式(1)のような関係が記述できる．[2]

$$OH + HOCl \rightarrow H_2O + ClO \qquad F15 \qquad (R2)$$

$$HOCl + h\nu \rightarrow OH + Cl \qquad (R3)$$

$$[ClO] = [HOCl]\frac{j_3 + k_2[OH]}{k_1[HO_2]} \qquad (1)$$

高度 30km 以上ではその他の反応を無視できない．高度 50km 以下では,反応(R4)は(R2)より一桁速く，それ以外の反応は無視できる．従って高度 20-50km に適用できる定常状態近似での関係式は、式(2)として表現する事が適切である．

O + HOCl --> OH + ClO	F5	(R4)
OH + Cl_2 --> HOCl + Cl	F9	
OH + OClO --> HOCl + O_2	F11	
OH + Cl_2O --> HOCl + ClO	F12	
OH + Cl_2O_2 --> HOCl + ClOO	F13	
OH + $ClNO_2$ --> HOCl + NO_2	F16	
Cl + HOCl --> products	F88	

$$[ClO] = [HOCl]\frac{j_3 + k_2[OH] + k_4[O]}{k_1[HO_2]} \qquad (2)$$

SMILES は，[ClO], [HOCl], [HO_2] を測定できる．HOCl の光乖離速度(j3)は，503 nm より短波長の可視紫外線の flux を多重散乱を考慮した放射伝達計算で求め，それに吸収断面積を掛け合わせることで計算可能である．そのため，k_2, k_4が正確であるとして，[OH], [O]をモデル計算から求めことで，式(2')として，k_1を実験的に推定できる．本研究では，広い温度条件下で，k_1を 1/T に対してプロットする事で，k_1 としてどの値が妥当かの評価を試みた．

2. 検討に用いたデータ

[O], [OH]のモデル計算結果としては，GEOS-5 気象解析データを入力として SMILES 観測期間の再現を行った WACCM の計算結果(Specified Dynamics WACCM)を用いた．これまで我々は，可視紫外の flux としては，O_3などの大気鉛直分布を与え MODTRAN 5.0 により計算してきた．しかし MODTRAN に内蔵されている最も高精度な disort 16 stream アルゴリズムで計算された flux 量から求めた j_3 は，SD-WACCM から得られる結果 j_3 と，SMILES 観測期間中の様々な大気状態において，1%以内で一致した．MODTRAN を用いての j_3計算には，SMILES 全期間の計算に PC 1 台を使用した場合，1 年程度の計算時間が必要であり，本研究では SD-WACCM が与える j_3 を用いた．

SMILES L2 ver 2.1 では HOCl 処理が改善され，WACCM との比較では高度 35km 近傍で良い一致が得られる．HOCl の line は，輝度温度が 1K 程度と非常に弱いだけでなく，非常に強い O_3の line のすそ野に位置し，相対的に HOCl より強い $O_3\nu_{1,3}$ホットバンド(~10K)及び O_3同位体($O^{18}OO$, ~4K)に挟まれており，導出の難易度が高い(Fig. 3). Ver. 2.1 では，高度 35km 以外の高度においても，より妥当と考えられる SD-WACCM 再現計算値により近い値が得られた(Fig. 4).

ClO, HO_2は，SMILES は 4K 冷却でありこれまで最良とされていた Aura/MLS を大きく上回る精度が得られる．しかし，多数データの平均を行うと，SMILES と MLS は比較的良い一致を示す(Fog. 5). ClO, HO_2は高度 30-50km では，SMILES は SD-WACCM モデル計算と非常に良い一致を示した。

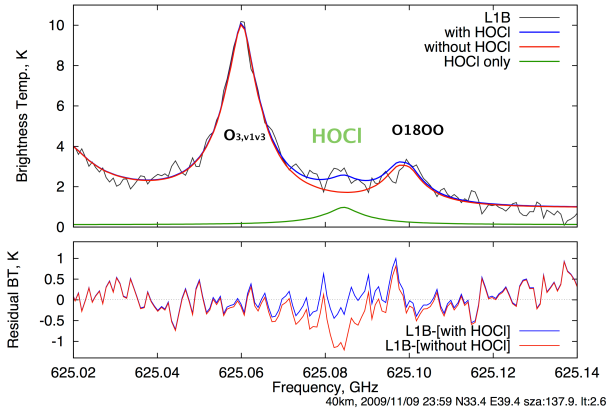


Fig. 3 SMILES Band A における HOCl 観測（スペクトル残差が小さい夜間の例, 高度 40km）

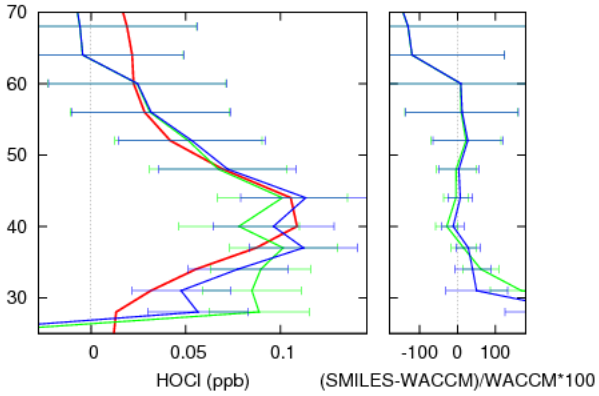


Fig. 4 SMILES ver 2.1 での HOCl 平均鉛直分布(緑)

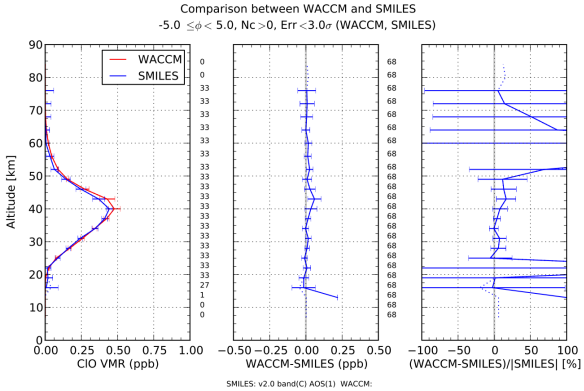


Fig. 5 SMILES, Aura/MLS ClO の赤道域での鉛直分布, 平均値左, 絶対差中央, 層大差右.

3. 結果

式(2)を変形すると, k1 を計算する事ができる.

$$k_1 = \frac{[\mathrm{HOCl}]\left(j_3 + k_2[\mathrm{OH}] + k_4[\mathrm{O}]\right)}{[\mathrm{ClO}][\mathrm{HO_2}]} \qquad (3)$$

SMILES の HOCl, ClO, HO_2 の値が最新の JPL 値を用いた SD-WACCM の結果に近い事は, JPL2006 ないし 2011 が実際の大気を良く表現していることを強く支持している.

式(3)に, SMILES により観測された, HOCl, ClO, HO2 値を代入し, SD-WACCM, により, OH, O の値, k2, k3 に JPL2011 を用いた結果は, JPL2011 に近い. しかし, データの分散など, SMILES HOCl 値の信頼性から今後もう少し研究を行う必要がある.

References

1) D. G. Johnson,W.A. Traub, K.V. Chance,and K.W. Jucks, Estimating the abundance of CIO from simultaneous remote sensing measurements of HO_2, OH, and HOCI

2) R. Sander et al., "Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies evaluation number 15", JPL Publication 06-2 (2006).

3) L. Kovalenko, et al., "Observed and modeled HOCl profiles in the midlatitude stratosphere: Implication for ozone loss*", GRL,* **34**, L19801, doi:10.1029/2007GL031100 (2007).

4) R. M. Stimpfle, et al., "Temperature dependece of reaction of ClO and HO2 radicals",*JCP,* **71** (12): 5183–5190 (1979).

5) T. von Clarmann, et al., "HOCl chemistry in the Antarctic Stratospheric Vortex 2002, as observed with the Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding (MIPAS)"

国際宇宙ステーションからの雷放電と高高度発光現象の観測（GLIMS）の概要と現状

牛尾知雄（阪大工）、佐藤光輝（北大理）、森本健志（阪大工）、鈴木睦（ISAS/JAXA）、
芳原容英（電通大）、石田良平（大阪府大）、菊池雅行（極地研）
坂本祐二（東北大）、Ivan Linscott、 Umran Inan（Stanford Univ.）
高橋幸弘（北大）

1. はじめに

大きな中和電荷量を有する雷放電に伴って，雷雲上空で発光する高高度発光現象（図 1 参照）が発見されたのは近年のことである。その代表的なものはスプライトと呼ばれ，雷放電に伴って放射あるいは変化する電界がその発生源と言われているが，未だその原因と構造を決定する要因はよく分かっていない。

このようなことから，雷放電から放射される電磁波が電離圏や磁気圏にどのような影響を及ぼしているのかその結合過程の理解，また宇宙空間から全球で生起している雷放電の位置を標定する装置の基礎開発を念頭に国際宇宙ステーションからの雷放電と高高度発光現象の観測計画（Global Lightning and sprIte MeaSurements: GLIMS）が立案された。この計画は，宇宙航空研究開発機構 （JAXA）国際宇宙ステーション「きぼう」日本実験棟船外実験プラットフォーム第二期ポート共有利用ミッションの一つとして選定され，2012 年の打ち上げとその後の数年間にわたり雷放電及び高高度発光現象の観測を行う予定になっている。本稿では，この GLIMS 計画の概要，背景および目的を述べる。

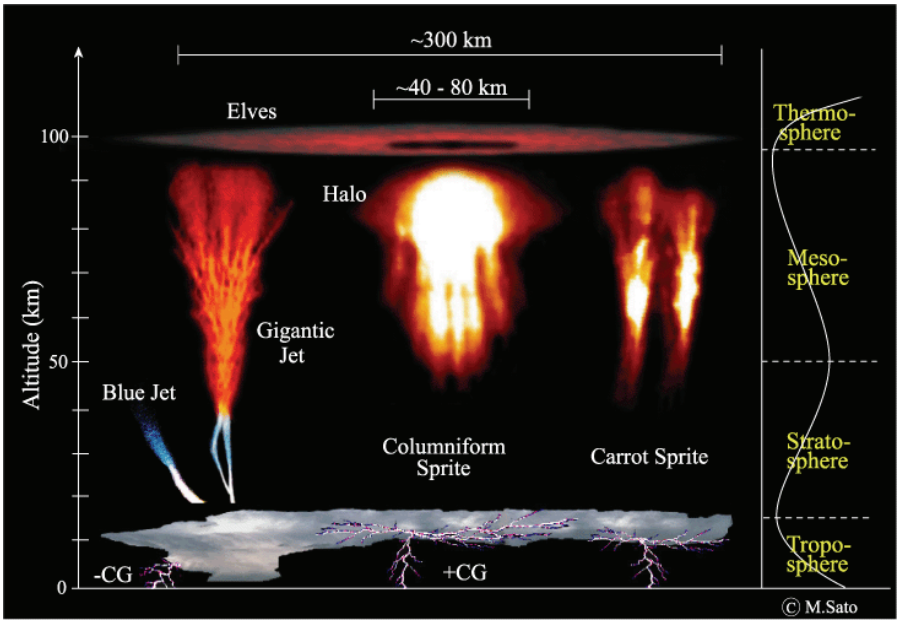


図 1　雷放電と高高度発光現象の模式図

2.　科学的背景と目的

〈2･1〉　背景

対流圏の大気が地表からの加熱により不安定な成層を成すとき、その不安定を解消するため積乱雲あるいは雷雨が発達する。一般的に雷雨は対流セルあるいは降水セルと呼ばれる秒速十数メートル程度の激しい上昇気流、下降気流を含む対流の単位の集合体で構成されており、各々の対流セルは発達期、成熟期、消滅期という特有のライフサイクルを持つ。このライフサイクル中で、発達期のあられを主成分とする降水の形成に伴い雲内で電荷分離が進行し電荷が蓄積される。そして、大気の絶縁破壊強度を越えたとき放電という形態をとって、雲内の電荷が中和される。これを雷放電と呼び、以上を総称して雷放電現象と呼んでいる。

このような雷放電は我々に最も身近な自然現象の一つであるにもかかわらず、全地球規模での発生頻度や分布といった最も基本的な描像について、長い間明らかになっていなかった。衛星からの最初の雷放電観測は我が国の ISS-ｂ衛星による VHF 帯の観測である。この衛星による観測は，当初の目的の副産物として得られたものであるが，宇宙空間からの雷放電観測の可能性を示したものであり，全球の雷放電分布を初めて明らかにした。その後、雷放電を観測することに特化した最初の衛星は，NASA・マーシャル宇宙飛行センターによる MicroLab-1 衛星に搭載された OTD (Optical Transient Detector)や，熱帯降雨観測衛星(TRMM)に搭載された LIS (Lightning Imaging Sensor)である。これらの衛星観測によって得られた観測データから，例えば全球の放電頻度は約 50 flashes/s という結果が得られている[(1)]。これらの衛星による光学観測は，検出効率を 90%近くにまで高めることに成功し

ており，雷放電の全球分布・時間変動のみならず，気象予測モデルに雷放電データを同化させることで，激しい気象現象の予測精度を大幅に向上させることがわかった。これらのことから、米国では次期静止気象衛星に雷観測センサを標準装備することが計画されている。

雷放電の分布とその変動は，OTD や LIS などの光学観測によって明らかになってきたが，放電の識別や放電過程の同定は，VHF 帯の観測によって可能となる。一般に，雷放電に伴って放射される電磁波の帯域は広く，中でも VHF 帯広帯域電磁波は、放電進展過程から放射される。この VHF 帯の電磁波動は電離層のプラズマ周波数より高いため，衛星高度からも観測が可能である。ロスアラモス国立研究所は，1997 年に FORTE (Fast On-orbit Recording of Transient Events) 衛星を打ち上げ，衛星軌道上から雷放電起源の広帯域 VHF 帯電波を観測することに世界で初めて成功している。この観測結果によると，a) Narrow Bipolar Events (NBEs) と b) Cloud-to-Ground events(CG) の 2 種類の放電形態に関する結果が公表されている[(2)]。NBE は，1 マイクロ秒以下の持続時間を持つ雲内起源の 100 m オーダーの放電イベントであり，放射エネルギーは EIRP 換算で 100 kW 以上である。衛星高度で観測される雷放電起源の VHF 放射ではもっとも強いが光の放射は弱い。一方，CG イベントは負極性リーダ或いは帰還雷撃過程からの放射であり，数十ｋA の電流により放射される。しかしながら，FORTE 衛星には VHF アンテナが 1 成分のみ搭載されており，標定装置としての機能は有していない。このため，FORTE では，全球的に発生する雷からの VHF 電波を検出することはできるが，検出した VHF 帯電波がどの雷から放射されたのかという情報 (位置情報) は得られない。

一方，雷雲上空で発生する過渡的な発光現象(TLEs: Transient Luminous Events)の存在は，1989 年に米国の R. Franz らによって初めて確認された[(3)]。1990 年代初頭には，米国において精力的な地上光学・電波観測が行われ，この過渡的な発光現象は雷雲地上間放電(CG: Cloud-to-Ground discharge)に伴って雷雲上空で発生することが明らかにされた[(4), (5)]。TLEs はその発生形態の違いから，スプライト，エルブス，ブルージェット，巨大ジェットなどに分類されている．このうちスプライトの発生メカニズムとしてこれまでに提唱されているのは，雷雲上空の準静電場による絶縁破壊メカニズム(準静電場モデル)[(6)]である。しかし，この準静電場モデルでは，例えば(a)スプライトを発生させる雷放電のエネルギーは数 1000 C･km を必要とするが，このような正極性 CG はごくまれにしか発生しない。しかし現実には，電荷モーメントは数 100C･km とエネルギーの小さい正極性 CG でもスプライトは発生する点[(7)]，(b)スプライトが必ずしも CG の直上で発生せずに最大 50 km の位置ずれが起こる点，(c)カラム状などスプライトの複雑な構造形成が説明出来ない点，等の問題点があることが指摘されている。これに対して，雷放電の水平方向への進展に伴う電流によって放射される EMP の効果などが注目されているが，この説を観測的に証明するためには，先行して生起する雷放電とスプライトを同時観測し，その水平空間分布を特定することが重要となる。

〈2･2〉 目的

以上のことから，GLIMS ミッションでは，国際宇宙ステーション(ISS)の日本実験モジュール(JEM)曝露部(EF)に設置されるポート共有利用実験装置内部に，CMOS カメラ 2 台，フォトメタ 6 台で構成する光学観測機器と，VLF レシーバ 1 台と，VHF センサ 2 台からなる干渉計機器を設置し，全球的な雷放電，高高度放電発光を観測する。その目的は，１）雷放電および高高度放電発光の全球分布とその変動を太陽非同期観測から求めること，２）スプライト水平構造の観測と対応する雷放電進展過程の時間・空間分布の差及び放射される電磁パルス強度との対応関係の特定，３）高高度放電発光現象の分光観測による窒素分子イオン発光の確認と電子エネルギーの特定，４）スプライトを含む TLEs の発生条件の特定，である。また，GLIMS では，サイエンスアウトプットを最大限にするために，JEM-GLIMS とほぼ同時期に打上げられる ISS での雷・地球ガンマ線観測ミッション(ASIM)と，小型衛星からの雷・地球ガンマ線観測ミッション(TARANIS)と連携した観測を行う予定になっている。

3. ミッション機器

スプライトは，典型的には 2-3 ms，長いもので 100 ms を越える発光継続時間と，50 km 程度の広がり，1 km 程度のカラム状のサブ構造から成っており，天底観測からこの水平構造とその時間変化を観測するには，1 km，１ ms 以上の分解能が要求される。また，対応する雷放電の放電過程も例えば，進展するステップトリーダ過程は平均 27 ms，帰還雷撃は数 10 μs，K 変化は数 ms の持続時間を有しており，これらを分解するためには，ミリ秒単位の時間分解能が要求される。これに対して，本ミッションでは，CMOS カメラでは、最高 2 ms の時間分解能と 1 km 以下の空間分解能，フォトメタでは 50 μs の時間分解能を装備することにより，高高度放電発光の水平構造の特定と雷放電撮像を行うこととしている。一方，搭載する VLF レシーバでは，雷放電から放射された VLF 帯電磁波動のうちホイッスラー波となって電離圏を突き抜けてくるプラズマ波動を，10 μs の時間分解能で観測し，VHF 干渉計では 10 km の空間分解能 10 μs の時間分解能を想定し，雷放電から放射される EMP 放射過程を時間的・空間的に特定して，高高度放電発光現象との同期観測によってその時空間的差を求める。

各観測器の目的と性能を表 1 に,その外観写真を図 2 に示す。全ての観測機器のデータは，データ処理プロセッサの内部バッファメモリに逐次一時保存されるが，過渡発光が CMOS カメラによって検出されると，全機器にトリガ信号が発生され，過渡発光が発生した前後を含むデータを取り込む。トリガしたイベントに高高度放電発光現象が存在するかをデータ処理プロセッサにてソフトウェアで検出し，存在が確認されればデータを ISS のデータ通信回線を介して地上に伝送する。光学観測は ISS が地球の夜側を飛翔する間に行い，昼側

を飛翔するときは観測器の電源は切断し観測待機状態とする。VHF 干渉計観測は夜側・昼側ともに観測器は稼働状態にあり、雷放電の発生を検出する役を担う。

表１　GLIMS ミッションの搭載機器の目的と機能

CMOS カメラ	
（目的）	雷放電および高高度放電発光現象の発光形態の情報を得る
（機能）	視野 28.3°×28.3°内に発生する過渡発光の撮像観測（512×512 pixels）を，2 波長（λ=762nm，785nm），時間分解能 2ms，9ms，34ms（可変）で行う。
フォトメタ	
（目的）	雷放電および高高度放電発光現象の絶対光量の情報を得て，窒素分子の電子温度の算出を行う。
（機能）	視野 87°，43°内に発生する過渡発光の絶対光量の時間変化を 20 kHz のサンプリング周波数，6 波長（150-280nm，337±5nm，762±5nm，600-900nm，316±5nm，392±5nm）で観測する
VLF レシーバ	
（目的）	雷放電および高高度放電発光現象からの VLF 帯電磁放射の情報を得る
（機能）	周波数帯 1 - 40 kHz の VLF 帯プラズマ波動を 100 kHz のサンプリング周波数で観測する
VHF 干渉計	
（目的）	雷放電からの VHF 電波を検出し雷放電路の時間・空間進展過程の情報を得る
（機能）	ポート共有利用実験装置の底面部に 2 台の VHF パッチアンテナを 1.8m 離して設置し，70-100 MHz の VHF 電波を検出し干渉計観測を行う
SHU	
（目的）	各観測機器の制御およびデータ処理とバスとのインタフェースを行う
（機能）	オンボードトリガ機能を装備し、トリガしたイベントの圧縮保存、バス部へのデータ転送を行う。また、テレメータ・コマンド処理機能も装備する
GPS レシーバ	
（目的）	GPS 衛星からの電波を受信し GLIMS 機器の時刻較正を行う
（機能）	GPS レシーバを搭載し 2 μs の絶対時刻精度を保証する

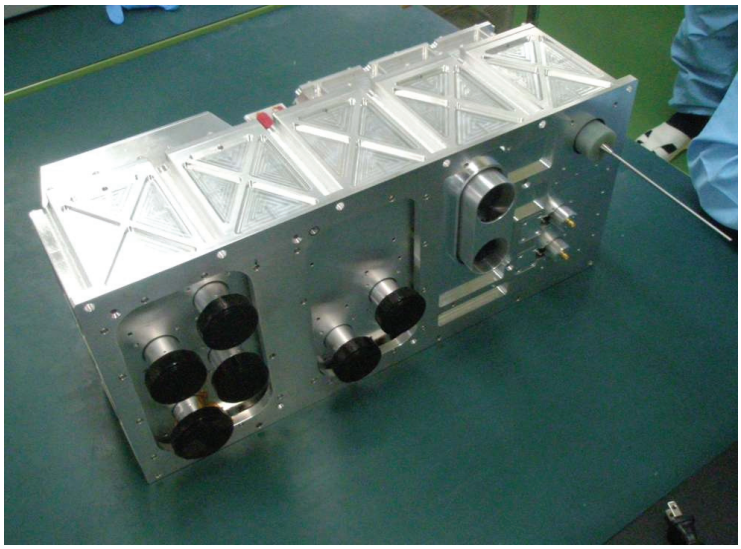


図 2　観測機器の外観写真

4.　経過と今後の予定

GLIMS ミッションは，2007 年 2 月に行われた JEM 暴露部第二期利用ポート共有実験装置の公募において選定されて以来，同年 11 月暴露部分科会による選定，同年 12 月宇宙理学委員会内ワーキンググループの設立，2008 年 3 月のミッション定義審査会(MDR)，システム要求審査会(SRR)，2008 年 8 月のシステム定義審査会(SDR)を経て，2008 年 11 月に開発移行した。その後，2009 年 7 月基本設計審査会(PDR)，2010 年 1 月詳細設計審査会(CDR)を経て，電磁適合性試験，振動・衝撃試験を実施した。そして，認定試験後審査会・出荷前審査会(PQR/PSR)を 2010 年 11 月に終了した。打上げは，2012 年中を目指している。

これまで，非常にハードなスケジュールとハードルを研究開発チーム一同経験してきた。関係各所には多大な迷惑もおかけしてきた。心からお詫び申し上げると共に，今後も試験を通過し，予定通り観測開始に無事移行できることを心から祈っている次第である。

文　　献

（1） Christian, H.J., R.J. Blakeskee, D.J. Boccippio, W.L. Boeck, D.E. Buechler, K.T. Driscoll, S.J. Goodman, J.M. Hall, W.J. Koshak, D.M. Mach, and M.F. Stewart, Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector, *J. Geophys. Res.*, 108, 4005, doi: 10.1029/2002JD002347, 2003

（2） Suszcynsky, Linford, Musfeldt, Jacobson, Heavner, and Pongratz, VHF lightning detection and storm tracking from GPS orbit, *Los Alamos workshop on lightning monitoring from space*, Santa Fe, 2004

（3） Y Franz, R.C., R.J. Nemzek, and J.R. Winckler, Television image of a large upward electrical discharge above a thunderstorm system, *Science*, 249, 48-51, 1990

(4) Lyons, W.A., Sprite observations above the U.S. High Plains in relation to their parent thunderstorm systems, *J. Geophys. Res.*, 101, 29641-29651, 1996
(5) Sentman, D.D, E.M. Wescott, D.L. Osborne, D.L. Hampton, and M.J. Heavner, Preliminary results from the Sprite94 aircraft campaign: 1. Red sprites, Geophys. Res. Lett., 22, 1205-1208, 1995
(6) Pasko, V.P., U.S. Inan, T.F. Bell, and Y.N. Taranenko, Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere, *J. Geophys. Lett.*, 102, 4529-4561, 1997
(7) Y. Hobara, N. Iwasaki, T. Hayashida, M. Hayakawa, K. Ohta, and H. Fukunishi, Interrelation between ELF transients and ionospheric disturbances in association with sprites and elves, Geophys. Res. Lett., 28, 935-938, 2001.

国際宇宙ステーションからの雷放電・高高度発光現象観測ミッション(GLIMS)の概要と現状
- 理学観測機器 -

佐藤光輝[(1)], 牛尾知雄[(2)], 森本健志[(2)], 鈴木睦[(3)], 山崎敦[(3)], 芳原容英[(4)],
石田良平[(5)], 菊池雅行[(6)], 坂本祐二[(7)], Ivan Linscott[(8)], Umran Inan[(8)], 高橋幸弘[(1)]

(1)北海道大学 大学院理学研究院, (2)大阪大学 大学院工学研究科, (3) ISAS/JAXA,
(4)電気通信大学 大学院情報理工学研究科, (5)大阪府立大学 工学研究科, (6)国立極地研究所,
(7)東北大学 大学院工学研究科, (8)スタンフォード大学 電子工学科

1. JEM-GLIMS の科学目的

雷雲地上間放電に伴う高高度放電発光現象（TLEs: Transient Luminous Events）を, 国際宇宙ステーション(ISS: International Space Station)日本実験モジュール(JEM: Japanese Experiment Module)曝露部(EF: Exposed Facility)から観測する計画が 2007 年から進行しており, このミッションを JEM-GLIMS (Global Lightning and sprIte MeasurementS on JEM-EF)と呼んでいる [*Ushio et al.*, 2011]。JEM-GLIMS は高度約 400 km の ISS 軌道上から, 高度 40-90 km の成層圏・中間圏で発生する TLEs を真上から観測するミッションであり, その科学目的は以下にまとめられる。詳細については, *Ushio et al.* [2011]および本シンポジウムの牛尾らの講演(5-4.pdf)を参照のこと。

(A) TLEs の発生条件および発生メカニズムの特定
- ✓ TLEs の水平空間分布を観測的に特定
- ✓ TLE 励起雷放電の特性を JEM-GLIMS および地上観測網データで特定
- ✓ 数値シミュレーションによる雷雲上空の電場の時間・空間変化を推定
- ✓ 観測とモデルとの比較により TLEs の発生条件とメカニズムを解明

(B) TLEs の全球発生頻度分布の特定
- ✓ 緯度±51°帯, 全 LT の掃引観測による TLEs の網羅的検出
- ✓ 全球的な発生分布と頻度の特定
- ✓ TLEs が地球大気に与える化学効果の定量的推定

(C) TLEs 励起電子のエネルギー推定
- ✓ TLEs 発光のスペクトル観測
- ✓ 中性大気励起電子のエネルギー推定と電場強度推定

2. JEM-GLIMS の理学観測機器

JEM-GLIMS の機器は, 表 1 に示す 5 つの理学機器で構成される。光学観測器は 2 種類あり, 1 つは CMOS センサを用いた CMOS カメラ(LSI: Lightning and Sprite Imager)で, もう 1 つは空間分解能をもたないが絶対光量を測定するフォトメタ(PH: PHotometer)である。一方, 雷放電からの電磁波動を観測する電波観測器も 2 種あり, 1 つは 1-30 kHz 帯の VLF 波動を観測する VLF レシーバ(VLFR: VLF Receiver), もう 1 つは 70-100 MHz 帯の VHF 波動を基線長 1.5 m 離れた 2 式のアンテナで受信する

表 1　JEM-GLIMS 搭載理学機器の種類と仕様

名称	ID	仕様
CMOS カメラ	LSI	2 式の CMOS カメラ 512×512 pixels, FOV = 28.3°×28.3°, fps = 29 – 500, 10 bit LSI-1: λ = 762±5 nm,　LSI-2: λ=740-830 nm
フォトメタ	PH	6 式のフォトメタ（PH1 – PH6） λ(PH1) = 150-280 nm, λ(PH2) = 337±5 nm, λ(PH3) = 762±5 nm, λ(PH4) = 600-900 nm, λ(PH5) = 316±5 nm, λ(PH6) = 392±5 nm fs = 20 kHz, FOV(PH1-3, -5,-6) = 43°, FOV(PH4) = 87°, 12 bit
VLF レシーバ	VLFR	1 式の VLF アンテナ f = 1-30 kHz, fs = 100 kHz, 16 bit, L=15cm monopole アンテナ
VHF 干渉計	VITF	2 式の VHF アンテナ f = 70-100 MHz, 8 bit, patch アンテナ, 基線距離=1.5 m
理学機器制御ユニット	SHU	機器電源 ON/OFF, パラメタ設定, トリガ, データ取得/圧縮, テレメトリ・コマンドインタフェース

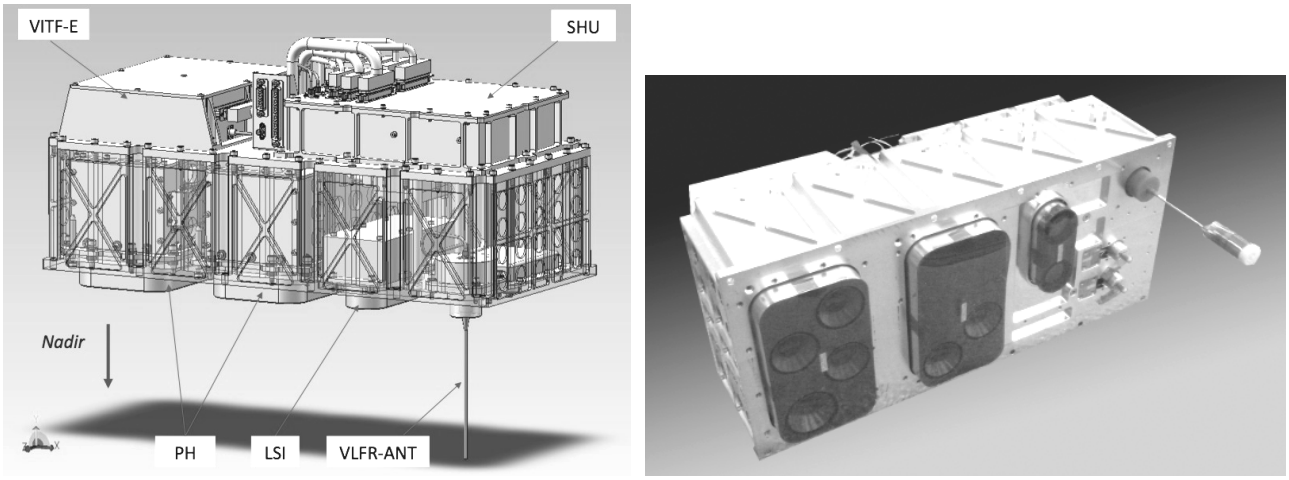


図 1.（左）JEM-GLIM の全体概念図（ただし, VITF アンテナ部を除く）。（右）JEM-GLIMS フライトモデルの完成状態の写真。

VHF 干渉計(VITF: VHF InTerFerometer)で構成される。これらの理学機器を制御し, イベントトリガ処理, データ取得・圧縮処理, コマンド受信, テレメトリ送信機能をもつ理学機器制御ユニット(SHU: Science instruments Handling Unit)で構成される。

これらの機器は, ポート共有実験装置(MCE: Multi-mission Consolidated Equipment)と呼ばれるバス部に搭載されるが, 搭載性を容易にするために箱構造をもつ 1 つの筐体に全理学機器を組付けることとした。図 1（左）に示すのは箱構造に組付けた状態の全体概念図であり, 図 1（右）は完成状態の JEM-GLIMS 機器フライトモデルの写真である。この図は JEM-GLIMS の地球指向面から撮影したものであり, LSI 光学系, PH 光学系, VLF アンテナ部は箱構造から突出した形状をとっている。

3. LSI

JEM-GLIMS では, 雷発光と高高度放電発光を天底観測する。スプライトは雷放電発生後に約 1 ms 程度の遅延時間をもって発生することから, 30 fps のビデオフレームレートで画像取得するカメラを用いた天底撮像観測では両者を時間的に分離することができない。しかし, 異なる観測波長帯を 2 台

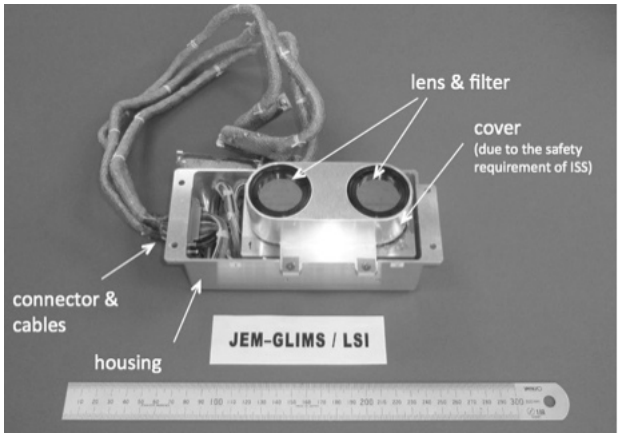


図 2. LSI フライトモデルの写真。

表 2. LSI の諸元

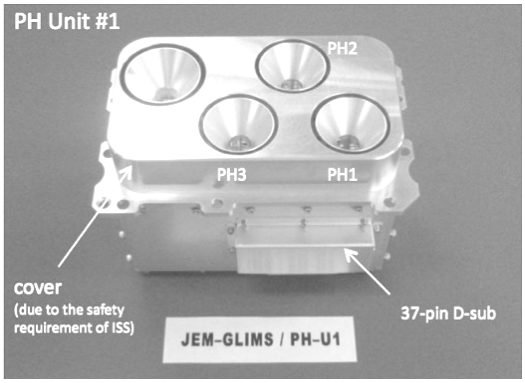
項目	数値
波長	740-830 nm (LSI-1) 762+/-5 nm (LSI-2)
FOV	28.3° × 28.3°
光学系	F=1.4, f=25mm
検出器	CMOS (STAR-250)
ピクセル数	512 × 512
感度@SNR=10	6.9E-6 W/m^2
分解能	10 bit
空間分解能	0.55 km/pix @nadir @ground
時間分解能	34.5ms, 8.6ms, 2.1ms 可変
寸法	185 × 87 × 75 mm^3
質量	0.7 kg
電力	0.8 W

のカメラによって同時撮像することで，これらを分離することが可能となる。このため，検出器に CMOS センサを用いた雷・スプライトカメラ(LSI: Lightning and Sprite Imager)を 2 台搭載することとした [*Sato et al.*, 2011a]。 図 2 に LSI の写真を，表 2 に LSI の仕様をまとめる。

雷放電の発光は可視域全体にわたってスペクトルのピークが存在するが，波長 740-830 nm の帯域にも窒素原子と酸素原子による発光輝線が存在する。一方，モデル計算により予測されているスプライトの発光スペクトルによると，波長 762 nm の発光は酸素分子によって吸収され，大気の透過率が 0.2 程度と低い。また，波長 762 nm の窒素分子の発光はスプライト発光のなかでも最も強度が高い。つまり，低高度の雷放電発光は酸素分子によって吸収され発光強度が減衰するが，酸素分子による吸収がほとんど寄与しない高高度で発生するスプライト光は，発光強度がほぼ減衰しない。以上のことから，1 台のカメ ラには波長 740-830 nm の広帯域フィルタを装着し，主に雷光を検出する。もう 1 台のカメラには波長 762 nm で FWHM=10 nm の狭帯域フィルタを装着し，主にスプライト光を検出する。このようにして，雷発光とスプライト発光を同時に分離検出する。カメラの検出器には STAR-250 型 CMOS センサを用いる。このセンサを使うことのメリットは，300 kRad ものドーズ量に耐えるほど圧倒的に耐放射線性に優れることと，能動的に冷却する必要がないので低消費電力を容易に達成できることである。CMOS センサのピクセル数は 512×512 であり，高度 400 km の ISS 軌道上から視野 28.3°×28.3°の範囲を観測した場合，1 ピクセルサイズの空間分解能は 0.5 km となり，これによって要求仕様である 1 km/pix の空間分解能を達成する。光学レンズに関しては，F1.4, f=25 mm の民生品 C-マウントコンパクトレンズを使用し，この光学系の前面にフィルタを装着する。また，CMOS センサの画像トリミングをコマンドであらかじめ設定しておくことによって，撮像時間分解能を最高 2 ms まで上げることができる。

4. PH

LSI はスプライト発光の発生形態を撮像観測するが，これとは別にスプライトの発光強度を測光するフォトメタ (PH: PHotometer)も JEM-GLISM では搭載する[*Sato et al.*, 2011b]。LSI では 2-34 ms の時間



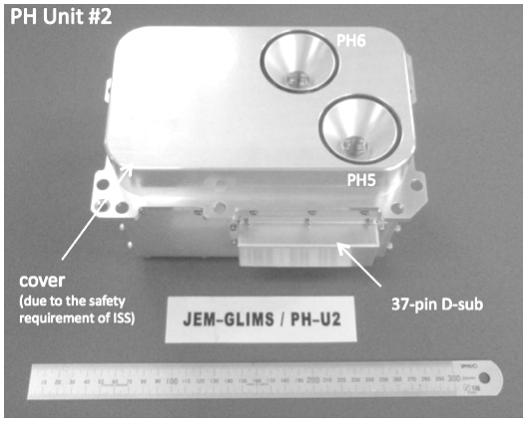


図3. PHフライトモデルの写真。(上)PH1-4を搭載したユニット#1,(下)PH5,6を搭載したユニット#2。

表 3. PH の諸元

項目	数値
波長	150-280 nm (PH1) 337+/-5 nm (PH2) 762+/-5 nm (PH3) 600-900 nm (PH4) 316+/-5 nm (PH5) 392+/-5 nm (PH6)
FOV	42.7° (PH1,2,3,5,6) 86.8° (PH4)
光学系	F1.5 (PH1,2,3,5,6) F1.72 (PH4)
検出器	PMT (PH1,2,3,5,6) PDD (PH4)
ピクセル数	512 × 512
感度@SNR=10	6.9E-6 W/m^2 (PH1,2,3,5,6) 6.9E-6 W/m^2 (PH4)
高圧	0-1000 V
分解能	12 bit
サンプリング周波数	20 kHz
寸法	209 × 136 × 130 mm^3
質量	2.3 kg (for Unit#1) 2.0 kg (for Unit#2)
電力	5.4 W

分解能で撮像観測を行うが，PH ではより高速の 20 kHz サンプリング，20 μs の時間分解能で測光観測を行う。図 3 に PH のフライトモデルの写真を，表 3 に PH の仕様をまとめる。

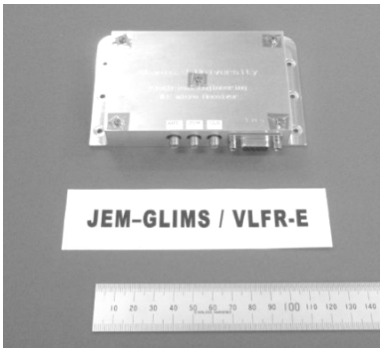
地上からの光学観測では，地球大気による吸収・散乱のため，スプライトの近紫外光の絶対強度測定は困難が伴った。このため，JME-GLIMS では特に近紫外域でのスプライト発光輝線を重点的に測光観測する。近紫外域でのスプライト発光のうち発光強度が強い，窒素分子の 1st positive band および 2nd positive バンド，窒素分子イオンの 1st negative band を測定する。観測視野は 42.7°とし，LSI の視野 28.7°×28.7°をほぼ包絡する。一方，地球ガンマ線(TGF)という雷放電に伴うガンマ線放射が存在し，JEM-GLIMS では TGF を引き起こした親雷放電も観測する予定である。雷放電によって加速された逃走電子は地球の磁場に沿って飛来するため，その元となる雷放電を検出するためには，より広範囲の領域を監視する必要がある。このため，視野を 87°とするフォトメタをもう 1 台搭載する。観測する波長域は，大気による吸収・散乱の影響を受けにくい波長 600-900 nm とする。このように JEM-GLISM では 6 台のフォトメタを搭載している。表 3 の仕様にあるとおり，フォトメタは広視野を要求する。このため光学系は，フィルタ位置で焦点を結ぶテレセントリック屈折光学系を採用する。PH1-3，PH5，PH6 の光学系の有効口径は 12 mm であり，F=1.5 である。一方，PH4 の光学系の有効口径は 6 mm であり，F=1.72 となっている。光検出素子には，浜松ホトニクス製のメタルパッケージ光電子増倍管(PMT)を用い，高圧電源供給素子として 1 inch 型の超小型高電圧電源素子(HV)を搭載する。一方で，雷の光量はもともと大きいため，PH4 の光検出器には，HV を使用しないフォトダイオード(PDD)を採用した。PMT は 500 V で駆動する予定で，ゲインは 5-7×10^5 程度になる。PMT からの出力信号は，2 段のアナログアンプによってさらに増幅され，A/D 変換される。

5. VLFR

雷放電により放射される電磁波のなかでも最も強度が大きい VLF 帯波動を受信するため，微小モノポールアンテナとエレクトロニクス部からなる VLF レシーバ(VLFR: VLF Receiver)を JEM-GLIMS に搭載する。VLFR のエレクトロニクス部は，米国の Stanford 大学が開発したものであり，すでに RISING-1（東北大が開発し，2009 年に打上げた超小型衛星）に搭載された実績があり，これと全く同型の装置を JEM-GLIMS にも搭載している。 VLFR のアンテナは，15 cm の長さをもつ微小モノポールアンテナで，MCE 底面から突き出るように設置している。雷放電から放射された VLF 波動は，電離圏でホイッスラー波に変換され，そのホイッスラー波は磁力線に沿って磁気圏を伝搬する。ISS が飛行するのは地理緯度±51°帯であるが，この緯度帯では磁力線は傾斜しているため，地心方向に向いたアンテナでも十分にホイッスラー波を検出可能と考えている。図 4 に VLFR のエレクトロニクス部(VLFR-E)と VLFR アンテナ部(VLFR-ANT)の写真を載せる。 また，VLFR の仕様を表 4 に示す。

6. VITF

雷放電の放電電流の進展過程で放射される VHF 波帯インパルス性電磁波を，2 台のアンテナで受信しディジタル記録する。これにより，2 台のアンテナで受信した電波の到達時間差から，雷放電位置に相当する電磁波の到来方向を推定することができる。このディジタル干渉法を用い，スプライトを励起した雷放電の放電進展過程を明らかにすることを目的として，2 台の VHF アンテナとデータ処理エレクトロニクスを開発し搭載した [*Morimoto et al.*, 2011]。図 5 に VHF 干渉計 (VITF : VHF IntTerFerometer) のエレクトロニクス部とアンテナ部の写真をのせる。また，表 5 に VITF の仕様を載せる。



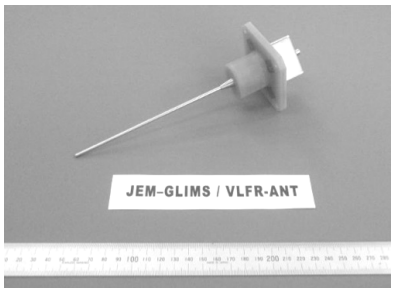
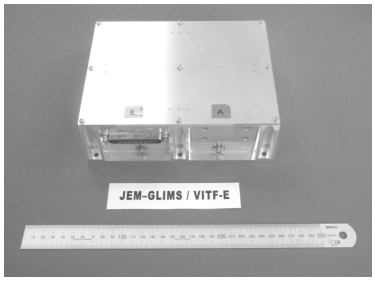


図 4.（左）VLFR-E,（右）VLFR-ANT の写真。

表 4. VLFR の諸元

項目	数値
周波数帯域	1-30 kHz
分解能	14 bit
サンプリング周波数	100 kHz
アンテナタイプ	微小モノポール
アンテナ長	15 cm
寸法	185 × 87 × 75 mm^3
質量	0.3 kg
電力	8 W



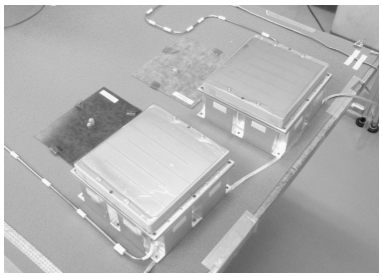


図 5.（左）VITF-E,（右）VITF-ANT の写真。

表 5. VITF の諸元

項目	数値
周波数帯域	70-100 MHz
分解能	8 bit
サンプリング周波数	200 MHz
アンテナタイプ	パッチ型
アンテナ長	15 cm
寸法（エレクトロニクス部）	208 × 180 × 57 mm^3
寸法（アンテナ部）	192 × 192 × 105 mm^3
質量	9.25 kg
電力	9.8 W

アンテナは ISS/JEM への搭載性の観点から，パッチ型のアンテナとし，ポート共有利用実験装置の底面に取り付け天底方向を指向するように設置した。観測する周波数は 70-100 MHz 帯とし，アンテナ後段に設置する帯域通過フィルタおよび増幅器もこれに順ずる。ポート共有実験装置内部に設置するデータ処理用のエレクトロニクスでは，受信信号をサンプリング周波数が 200 MHz，分解能が 8 bit で A/D 変換して記録する。雷放電から放射される VHF 波帯電磁波はインパルス的であるため，内部メモリを分割し，設定閾値を超えた際に数マイクロ秒間の波形を記録するシーケンストリガ手法を用いる。すなわち，外部コマンドにより計測を開始した A/D 変換器は設定した閾値を越える信号が入力された際に，1 フレーム(=数マイクロ秒)分のデータを記録する。電磁波の到来方向推定のためには，2 系統の完全同期が必須であり，両 A/D 変換器間でクロックを共通または同期し，一方の信号を基準として閾値判定を行い他方へのトリガを行う。一般に，一回の雷放電から放射される VHF 波帯の電磁波は数千パルスであることが知られており，本ミッションでは，このうち強い 100 パルス程度をターゲットに機器の設計を行った。到来方向推定精度は 1.5°を見込むが，これは想定視野内で発生した雷放電位置を，幅約 10 km の(楕)円状の地域に推定することに相当する。

7. SHU

JEM-GLIMS の全ての理学機器を制御するユニット装置を，理学機器制御ユニット(SHU: Science instrument Handling Unit)とよび，1 台搭載している[*Kikuchi et al.*, 2011]。この SHU の主要な機能は表 6 にまとめられるが，理学機器の電源制御，イベントトリガ機能，データ取得，データ圧縮，GPS との時刻同期，コマンド・テレメトリ機能に大別される。SHU は CPU と FPGA の両方のプロセッサを搭載しており，CPU は主にデータ圧縮，テレメトリへのサイエンスデータ送信・制御を担っている。一方，FPGA はそれ以外の機能を主に有している。図 6 に，SHU のフライトモデルの写真を載せる。

8. 観測モードとデータ量

JEM-GLIMS は，ISS が地球の夜側を飛行するときに観測を行う。この観測モードは TLE モードとよばれ，全理学機器を ON にし，LSI もしくは PH でトリガをかけて過渡発光現象発生時の全機器データ

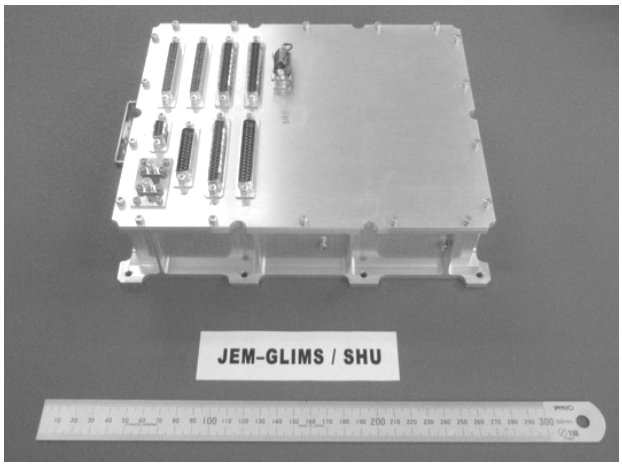


図 6. SHU フライトモデルの写真。

表 6. SHU の諸元

項目	数値
主要機能	・ 電源制御 ・ データ取得 ・ イベントリガ ・ データ圧縮 ・ GPS 時刻同期 ・ コマンド・テレメトリ I/F
FPGA	Xilinx Vertex II
CPU	SH2
S-RAM	8 MB×2 for FPGA 8 MB for CPU
Mass Memory	128 MB
寸法	208 × 180 × 57 mm^3
質量	1.7 kg
電力	10.3 W

を取得していくモードである。1 イベント当たりのデータ量は，LSI 画像の圧縮を行わない場合は，4.35 MB であるが，SHU にて LSI 画像を可逆圧縮すると，データ量は 1.14 MB にまで圧縮される。テレメトリの回線速度は，通常運用では 5.8 kbps であるため，1 日あたり 53 イベントのデータを取得することができる。台湾の FORMOSAT-2 衛星の TLE 観測の実績からすると，強度の大きい雷発光でトリガをかけた場合，およそ 100 イベントあたり 1 イベントに TLEs が含まれている。このため，JEM-GLIMS の観測では，2 日で 1 イベントの TLEs を，1 月に 15 イベントの TLEs を検出することが可能であると期待される。

一方，1 年間の定常運用が完了後，ITF モードでも観測を行う。これは，ISS の飛行領域が昼側夜側を問わず VITF と LSI にて観測を行うモードであり，主に雷放電の全球発生分布のサーベイ観測を目的として行われる。トリガは VITF か LSI のどちらかの機器で行う。データ圧縮した場合，1 イベントあたりのデータ量は 346 kB であるため，1 日あたり 181 イベントの雷放電イベントを取得することが出来る。

9. まとめ

JEM-GLIMS は現在種子島宇宙センターに移送され，最終機能試験とノンフライトアイテム取り外しが完了した。今後は，MCE が曝露パレットに搭載され，HTV への組付け，HTV の組立て，フェアリング取付け，H-II B ロケットの組立てと進行していき，7 月 21 日 11:18 JST に ISS に向け打ち上げられる予定である。約 2 ヶ月の初期運用期間を経て，秋から定常運用を開始する予定である。

参考文献

Kikuchi, M., M. Sato, A. Yamazaki, M. Suzuki, and T. Ushio, Development of Science Data Handling Unit (SHU) for Global Lightning and Sprite Measurements (GLIMS) onboard Japanese Experiment Module (JEM) of ISS, *IEEJ Trans. FM*, **131** (12), pp. 989-993, 2011.

Morimoto, T., H. Kikuchi, M. Sato, M. Suzuki, A. Yamazaki, and T. Ushio, VHF Lightning Observations on JEM-GLIMS Mission - Gradual Approach to Realize Space-borne VHF Broadband Digital Interferometer -, *IEEJ Trans. FM*, **131** (12), pp. 977-982, 2011.

Sato, M., Y. Takahashi, M. Kikuchi, M. Suzuki, A. Yamazaki, and T. Ushio, Lightning and Sprite Imager (LSI) onboard JEM-GLIMS, *IEEJ Trans. FM*, **131** (12), pp. 994-999, 2011a.

Sato, M., Y. Takahashi, M. Suzuki, A. Yamazaki, and T. Ushio, Six-Channel Spectrophotometers (PH) Onboard JEM-GLIMS, *IEEJ Trans. FM*, **131** (12), pp.1000-10005, 2011b.

Ushio, T., M. Sato, T. Morimoto, M. Suzuki, H. Kikuchi, A. Yamazaki, Y. Takahashi, Y. Hobara, U. Inan, I. Linscott, Y. Sakamoto, R. Ishida, M. Kikuchi, K. Yoshida, and Z. Kawasaki, The Global Lightning and Sprite Measurement (GLIMS) Mission of the International Space Station - Concept and Overview -, *IEEJ Trans. FM*, **131** (12), pp. 971-976, 2011.

「あかつき」中間赤外カメラによって観測された金星雲頂温度分布の特徴

田口　真（立教大理）、二口将彦（立教大理）、福原哲哉（北大理）、佐藤光輝（北大理）、今村　剛（宇宙研）、中村正人（宇宙研）、上野宗孝（宇宙研）、鈴木　睦（宇宙研）、岩上直幹（東大理）、はしもとじょーじ（岡山大理）

1.　はじめに

金星探査機「あかつき」が無情な力学法則に従って金星から引き離されつつある 2010 年 12 月 9、10 日、中間赤外カメラ(LIR) [Fukuhara et al., 2011]は金星撮像を行った。当初予定されていた周回軌道と比較すると遙か彼方の距離からシャッターを切られた画像には、まるで望遠レンズを忘れて運動会に出向いたお父さんが撮った我が子の写真のようにぽつんと小さく金星が映っていた。得られた画像のうちの貴重な 1 枚である 32 枚積算画像の積算前画像を全てダウンロードしても、金星像のデータ量は高々20 kB 程度である。そこから搾り取るように、金星雲頂高度領域の温度構造についての情報を抽出した。

2.　観測

撮像観測時の状況を表 1 にまとめた。9 日に無積算画像及び 32 枚積算画像を各 1 回、10 日に無積算画像を 1 回の撮像観測を行った。9 日、10 日の撮像距離はそれぞれ 60 万 km 及び 89 万 km であった。あかつきは金星のほぼ赤道面上、真夜中の方向にいた。32 枚積算画像を取得するには約 128 秒の時間がかかる。あかつきは通常と異なる姿勢で撮像を行ったため、姿勢を安定させることができず、撮像中に視野方向が方位角及び高度角方向にそれぞれ約 3 画素分ゆっくりとドリフトした。そこで、積算前画像の画素を 10×10 のサブピクセルに分割し、金星中心が一致するように位置補正して重ね合わせた。そのようにして合成された 32 枚積算輝度温度分布と、2 枚の無積算輝度温度分布を図 1 に示す。視野方向の空間スキャンのおかげで、32 枚積算画像は本来の画素サイズで決まる空間解像度よりも若干高い解像度となった。

LIR によって得られた温度は低緯度での 243 K からポーラーカラーの 237 K まで変化している。Zasova et al. [2007]の夜側子午面温度分布を適用できるとすると、これらの温度は低緯度で高度 63 km、ポーラーカラーで 58 km に対応する。Zasova et al. [2007]は波数 1218 cm^{-1} での雲の光学的深さを求め、光学的深さが 1 となる高度を雲頂高度として子午面温度分布図にプロットした。これらの高度は低緯度での 66 km から、極域での 60 km まで低下する。温度子午面分布が Venera 15 による観測時と変わっていないと仮定すると、LIR による観測はより低い高度が見えていたと解釈される。電波掩蔽観測による温度高度分布または Venus Express (VEX)/VIRTIS による特定高度における温度観測結果と比較することによって、観測された温度差が温度分布の変動によるのか、雲の光学的深さ分布の変動によるのか区別できるであ

表 1. LIR 金星撮像観測

Date	Time [UT]	Distance [km]	*M*	*N*	Sub-spacecraft Point		Subsolar Point	
					Lon.	Lat.	Lon.	Lat.
Dec. 9, 2010	00:13:58–00:16:06	600,000	32	32	67.2°	1.4°	–84.1°	–1.8°
Dec. 9, 2010	00:40:11–00:40:14	605,000	1	1	67.3°	1.4°	–84.0°	–1.8°
Dec. 10, 2010	02:00:11–02:00:14	886,000	1	1	68.2°	1.6°	–80.8°	–1.9°

ろう。

全ての画像で金星ディスク中心から周辺へ向かうに従って輝度温度が下がるリムダークニング効果がはっきりとわかる。これについては後述する。

9 日の 2 回の撮像結果を比較すると、温度分布はほとんど変化ないが、9 日と 10 日の温度分布を比較すると、赤道域付近で明らかに温度の低下が見られる。

その他に、両半球高緯度に存在するコールドカラーの低緯度側境界が東に向かうほど高緯度へ偏っている様子や中低緯度の帯状構造とその中にあるさらに小さい構造が見られる。32 枚積算画像でも両極のポーラーダイポールは判然としないが、かすかにポーラーカラーよりも高温になっている領域が極域に存在するように見える。過去の観測ではポーラーダイポールの長軸方向の境界は緯度 70° まで降りてきている。もし LIR 観測時にポーラーダイポール長軸が LIR 視線方向を向いていたとしたら、ポーラーダイポールの高温領域がもっとはっきりと映っていたであろう。両極ともにポーラーダイポール長軸は LIR 視線方向と直交する方向を向いていたのかもしれない。

3. 解析結果と考察

① リムダークニング

リムダークニング効果は LIR の視線方向の天頂角が大きいほど、同じ高さの光学的深さが深く見えることによる。リムダークニング効果が顕著に現れるのは、光学的に薄い雲が温度勾配が大きい高度領域に広く分布している場合である。逆にある高度から下で急激に雲の光学的厚さが大きくなっている場合には、どの方向から見ても温度は一様に見える。このように、リムダークニング効果は雲分布と温度分布に依存する。そこで、観測されたリムダークニングから雲の分布の情報を抽出した。

雲の高度分布をインバージョンによって求めるほどの情報は含まれていないので、雲高度分布を与えて、それに乗じるファクターと分布全体を上下させる高度シフトの 2 つのパラメターをフィッティングによって求めた。雲分布は Takagi and Iwagami [2011]のモード 1 及びモード 2 粒子分布、温度分布は Seiff et al. [1985]による温度モデルを利用した。モード 1 及びモード 2 粒子の分布を同時に独立して修正する（パラメターを 4 つとする）と解が一意に

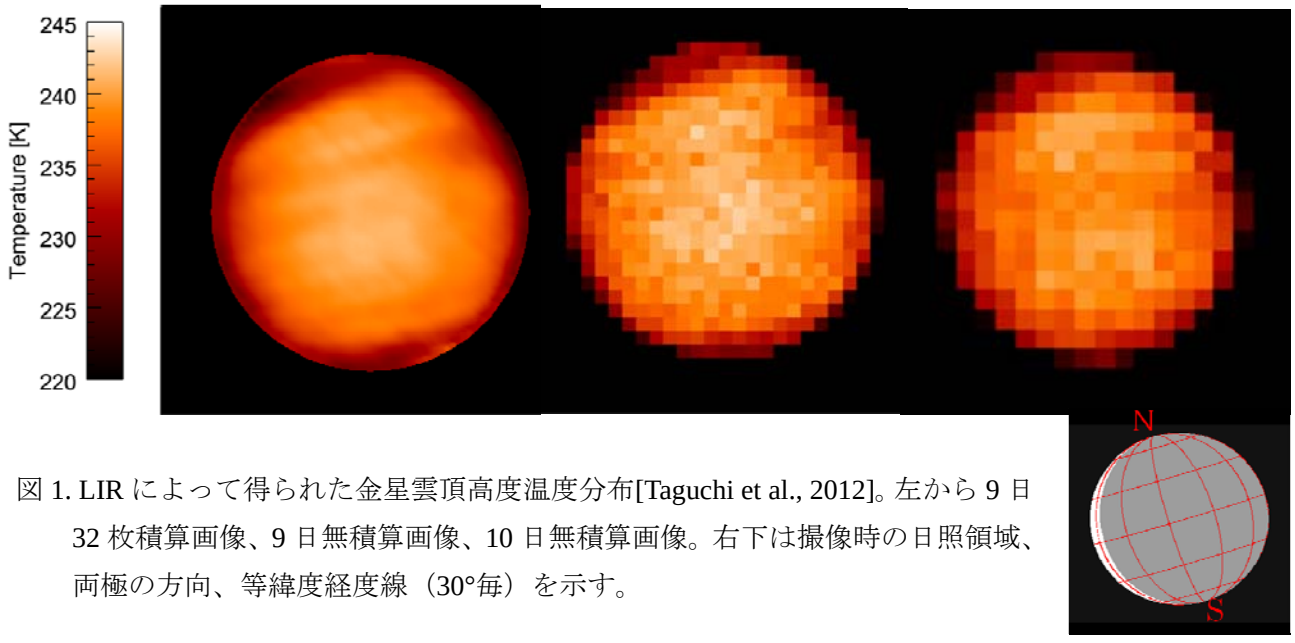


図 1. LIR によって得られた金星雲頂高度温度分布[Taguchi et al., 2012]。左から 9 日 32 枚積算画像、9 日無積算画像、10 日無積算画像。右下は撮像時の日照領域、両極の方向、等緯度経度線（30°毎）を示す。

表 2. リムダークニングフィッティング結果

Lat [°]	Cloud Particle Mode	Optical Depth	Height [km]
<30	1	13.4%	-2.5
<30	2	305%	-8.0
45	1	22.4%	-4.9
45	2	105%	-6.7

求まらない。したがって、モード 1 またはモード 2 粒子のどちらか一方を動かし、もう一方は固定した。緯度 30°以下と 45°帯の 2 つの領域に分けてフィッティングを行った。結果を表 2 に示す。

いずれのケースでも雲頂よりも上の光学的厚さを薄くする傾向である。緯度 30°以下でモード 2 を動かしたケースでは光学的厚さを 305%に増やしているが、高度を 8.0 km も下げているので、ある高度での光学的厚さは薄くなっている。この結果から、雲頂よりも上の靄層の光学的厚さが薄くなって、より低い高度が見えているが、雲頂よりも下の雲分布はあまり変わっていないと解釈できる。

② 紫外画像との比較

リムダークニング補正を施した輝度温度分布（図 2）を VEX 搭載 Venus Monitoring Camera (VMC)によって得られた紫外画像と比較した。VMC が観測している 4 波長のうち紫外域のコントラストが高い波長 365 nm の画像を用いた。この波長では LIR よりもやや高度が高い 70 km 付近を見ていると考えられる。これまで紫外領域で金星を撮像すると Y 字を横倒しにしたような構造が見られることがわかっている。紫外領域で見られる構造は未知の紫外吸収物質の分布を反映していると考えられている。昼間側紫外域で見られる構造が LIR による夜側輝度温度分布とどのように対応するか調べた。これらの光で見える高度でのスーパーローテーションの周期が 4 日であることを考慮して、LIR 撮像の約 2 日前、4 時間前、2 日後の VMC 画像を選んだ。VEX の軌道は遠金点が南極上空に固定されているため、VMC 画像には主に南半球が映っている。図 3 に座標展開した VMC 画像を示す。4 時

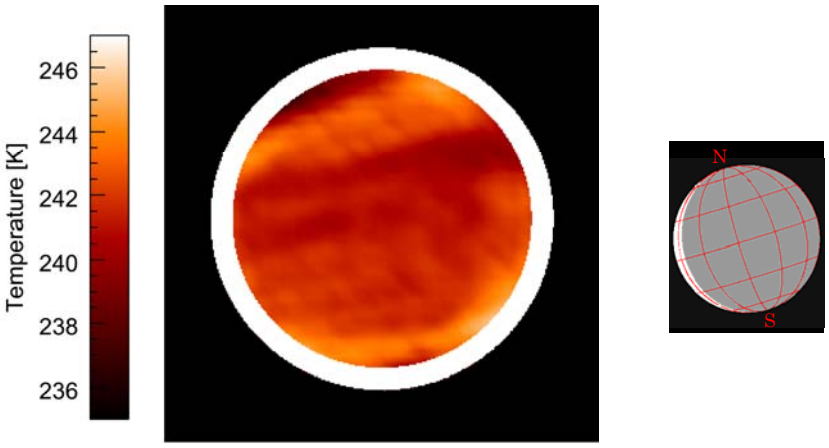


図 2. 2010 年 12 月 9 日に LIR によって撮像された 32 枚積算金星画像にリムダークニング補正を施した輝度温度分布。リムに近い領域（白いドーナツ状の領域）は背景宇宙空間からの放射の混合を完全に除去できていない可能性があるので、データから除いた。右の図は図 1 と同様。

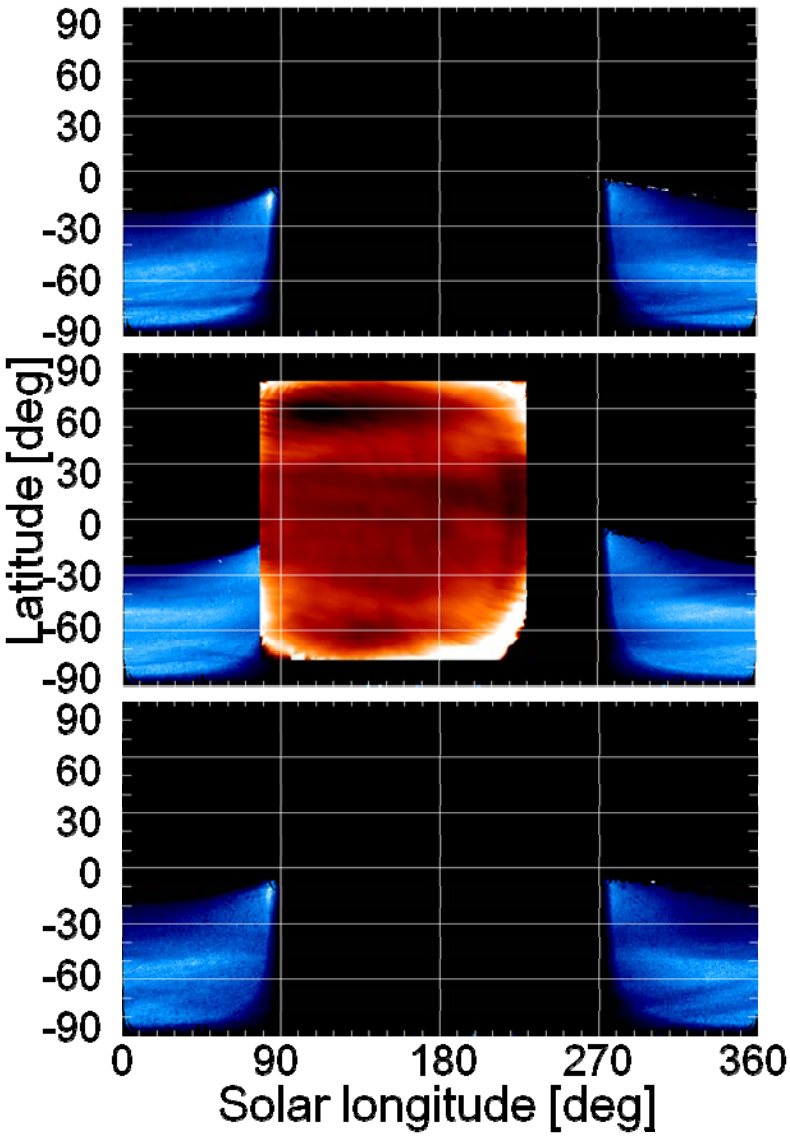


図 3. 中間赤外と紫外画像の昼夜比較。上から LIR による中間赤外画像取得の約 53 時間前の VMC による紫外画像、同 4 時間前の紫外画像と中間赤外画像、同 42 時間後の紫外画像。横軸は 0°が真昼、90°が朝方を示す。

間前の紫外画像には中間赤外画像を重ねて表示してある。

紫外画像にはいくつかの帯状構造が見られ、時間的に変化している。緯度 45°から 60°には常に明るい帯状の領域が見られる。一方、輝度温度分布には緯度 45°を中心とする高温の帯状領域が見られる。紫外と赤外で明るく見える緯度帯は若干ずれているが重なっている領域もある。しかも、両者は昼側と夜側という見ている半球の違いがある。しかし、もし紫外で昼側で明るく見られる構造が夜側まで保たれていて、赤外で明るく見える領域と対応していると考えるならば、紫外吸収物質が少ない領域ではモード 1 雲粒子が赤外域で光学的に薄く低い高度まで見えていると考えられる。すなわち、未知の紫外吸収物質とモード 1 雲粒子の間に何らかの関係があることを示唆している。また、紫外吸収物質の寿命は少なくとも 2 日はあると考えられる。

③　測光観測との比較

2011 年 3 月にあかつきは金星をほぼ太陽方向から観測する位置にいた。距離が遠いため、金星視直径は LIR の 1 画素が張る角度とほぼ同じであった。数画素にまたがって落ちた金星からの赤外光強度を積分し、金星昼面全面の平均的な輝度温度を求めた。観測された輝度温度の時間変化を図 4 に示す。この期間の平均輝度温度は 225 K であった。この値は過去の観測結果に近い。一方、図 2 に示す 2010 年 12 月 9 日の金星輝度温度の平均値はおよそ 240 K であった。これらの温度差は、昼夜の雲分布の違いが現れているとすると興味深い。2011 年 3 月の観測は 1 画素程度の非常に小さい金星像から輝度温度を求めたので、見落としている誤差要因があり、そのために低く見積もられている可能性がある。しかし、多少の誤差があるにしてもこの温度差は有意であろう。2010 年 12 月の観測と 2011 年 3 月の観測の間に雲頂高度付近の温度に時間変化があったのか、それとも昼夜間の温度差を反映しているのか判然としない。また、図 4 には 2011 年 3 月 23~24 日にかけて低温傾向が認められる。この時期はちょうどあかつきが金星から見て内合の位置を通過した時期に当たっている。これは実際に起こった自然変動を検出したと見るべきであろうが、この原因は LIR 観測データだけからは何とも言えない。今後、他のカメラによる観測及び VEX 電波掩蔽観測結果と比較したい。

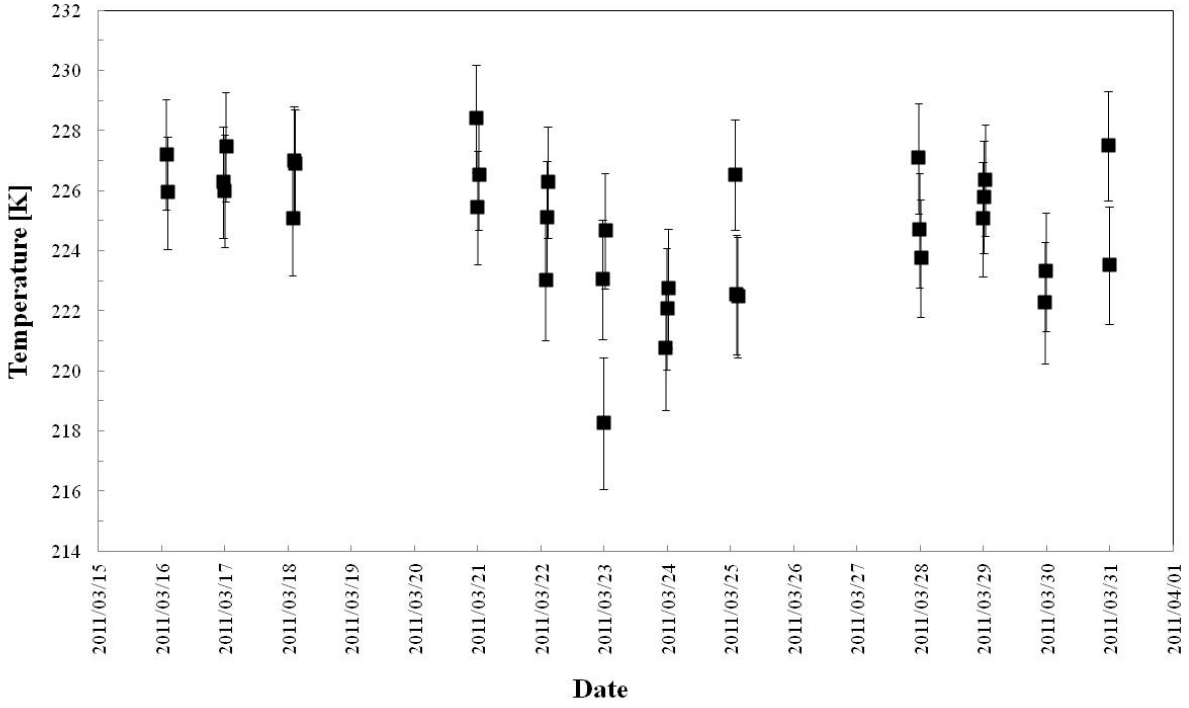


図 4. LIR による金星測光観測の結果。

4.　結論

あかつき搭載 LIR による 2010 年 12 月 9, 10 日の金星撮像観測及び 2011 年 3 月の金星測光観測データを用いて、金星雲頂高度付近に見られる温度構造について考察した。過去の雲頂温度との比較、中低緯度の帯状領域中に見られるパッチ上構造、ポーラーダイポールの位相、夜側靄層を構成する粒子の高度分布、紫外吸収物質と靄層の分布の関連、昼夜の温度差に関して、興味深い情報を引き出すことができた。しかし、残念ながらデータ量が十分ではないため、どれも確定的な結論を得ることはできない。次の金星周回軌道投入に成功し、より高い空間分解能で金星像を連続撮像することができれば、これらの問題に一定の解答を得ることができると期待される。

参考文献

Fukuhara, T., M. Taguchi, T. Imamura, M. Nakamura, M. Ueno, M. Suzuki, N. Iwagami, M. Sato, K. Mitsuyama, G. Hashimoto, R. Ohshima, T. Kouyama, H. Ando, and M. Futaguchi, 2011, LIR: Longwave Infrared Camera onboard the Venus Orbiter Akatsuki, *Earth Planets Space*, **63**, 1009–1018, doi:10.5047/eps.2011.06.019.

Seiff, A., et al., 1985, Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100km altitude, *Adv. Space Res.*, **5(11)**, 3–58.

Taguchi, M., T. Fukuhara, M. Futaguchi, M. Sato, T. Imamura, K. Mitsuyama, M. Nakamura, M. Ueno, M. Suzuki, N. Iwagami, and G. L. Hashimoto, 2012, Characteristic features in Venus' nightside cloud-top temperature obtained by Akatsuki/LIR, *Icarus*, in press, 10.1016/j.icarus.2012.01.024.

Takagi, S. and N. Iwagami, 2011, Contrast sources for the infrared images taken by the Venus mission AKATSUKI, *Earth Planets Space*, **63**, 435–442.

Zasova, L. V., N. Ignatiev, I. Khatuntsev, and V. Linkin, 2007, Structure of the Venus atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **55**, 1712–1728.

あかつき搭載紫外イメージャによる金星測光観測

山田 学[1], 山崎 敦[1], 渡部 重十[2]

1. はじめに

“超回転” と呼ばれる金星大気の高速循環の研究は紫外域での地上観測から始まったといっても良く, マリナー 10 号, パイオニア・ビーナス周回機やガリレオ, ビーナスエクスプレスといった金星探査機において紫外光による撮像が繰り返し行われてきた. 「あかつき」に搭載された紫外イメージャ (UVI: Ultraviolet Imager) の特徴は, これら探査機が実施してきた未同定紫外吸収物質をとらえる波長 365nm だけでなく, 雲の成分である硫酸の材料となる二酸化硫黄 (SO_2) が主に吸収を担う波長 320nm 以下の波長 283nm の二波長で観測を行う点である [1]. 283nm で見る金星の雲模様が従来 365nm で見てきた雲模様とどのように異なるのか誰にもわからないが, 雲の動きを追いかけることで大気の動きを可視化するだけでなく, 光化学や雲物理と密接に関係する SO_2 や未同定吸収物質の挙動や, それらと風速場の関係を比較できると考えられる. また, 同時に観測を行う他のカメラとの連携によりこれまで不可能であった 3 次元的な大気の動きを知ることが期待できる [2].

本研究では太陽公転軌道を航行中の「あかつき」の 4 台のカメラを用いて 2011 年 3 月と 5 月の期間に実施した金星測光キャンペーン [3] で得られた紫外二波長のデータを用い, 「紫外 Y 字模様」に関連し約 4 日周期で変化することが予想される 365nm 測光と SO_2 の動きを示す 283nm 測光結果を比較する.

2. 観測概要

図 1 に, VOI から 2011 年 7 月までの太陽・金星固定回転座標での「あかつき」の軌道をしめす. VOI から約一ヶ月後の 2011 年 1 月 7 日に現在の軌道での一回目の遠日点を通過した. 3 月 13 日頃,「あかつき」金星間距離が 1270 万 km と極小になった. これは,「あかつき」が金星を追い抜くような位置関係となるためである. その後, 3 月 22 日, 太陽と金星の間を「あかつき」が通過した. このとき,「あかつき」から見て金星は昼面のみが見える, 満月ならぬ “満金星” の状態になる. その後, 4 月 17 日に一回目の近日点通過を経験し, 7 月 28 日に二回目の遠日点を通過した.

2010 年 3 月は “満金星” を含む広い位相角で測光する貴重な機会であることに加え, 惑星スケールの波動や雲の時間変化を検出できる可能性があった. そこで, ほぼ 4 日で一周する大気の流れを念頭に, 最低でも一日一回の観測を行うことを目指した. 1 セットの観測では, 4 つのカメラの 5 波長 (283nm, 365nm, 0.90 μm, 2.02 μm, 10 μm) での撮像を 3 回実施し精度をあげることとした.

実際の観測は図 1 の太線で示した軌道にいる二つの期間に実施した. 4 月 17 日の近日点前後約 1 ヶ月ほどは, 太陽からの強い輻射に耐えるため, 「あかつき」の熱に強い面を太陽方向に向けておく必要があった. このため, カメラ視野を金星に向けた姿勢を長時間維持できないため, 可視運用中に各機器の温度をモニタしながら衛星の姿勢を変えて金星を撮像し, もとの熱的に安全な姿勢に戻すという観測を行うことになった. このため, 3 月の観測は当初 6 時間毎の観測を計画していたが, 可視運用のある月曜日から金曜日まで 5 日連続の観測が連続観測となった. 5 月中旬は, 熱的に安全な姿勢のままでカメラ視野に金星が入ることを利用して 10 日連続の観測が出来た.

図 2 に観測期間の探査機からみた金星視直径と金星の位相角 (太陽・金星・探査機角) の変化を示す. 図の丸印が観測実施日である. 3 月 13 日の「あかつき」金星間距離が極小となる時期で,「あかつき」からみた金

1. 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所
2. 北海道大学理学研究科

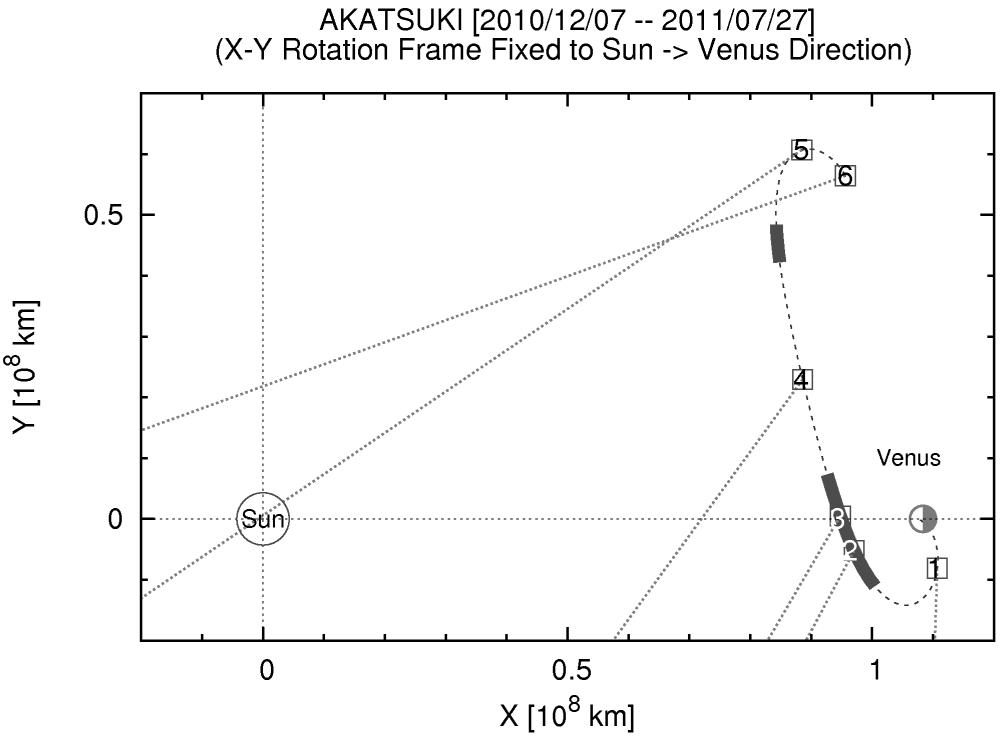


図 1: **2010** 年 **12** 月 **7** 日金星周回軌道投入失敗後から **2011** 年 **7** 月までの太陽・金星固定回転系座標での「あかつき」軌道 (鎖線)．実線の太くなっている区間中に金星測光観測を実施した．[1] **VOI** 後第 **1** 回目遠日点 **(2011/01/07)**，[2] 金星距離極小 **(2011/03/13)**，[3] 太陽金星間通過 **(2011/03/22)**，[4] **VOI** 後 **1** 回目近日点 **(2011/04/17)**，[5] あかつき外合 **(2011/06/25)** [6] **VOI** 後 **2** 回目遠日点 **(2011/07/28)**．点線は各点での地球方向である．

星の視直径は 0.055 度．最高解像度のカメラの 1 画素あたりの視野角は 0.012 度なので 4 ピクセル強程度のほとんど点のような金星像であった．

3. 画像処理内容

UVI の取得画像は機上にてダークノイズとスミア補正の画像処理をしたものである．これに以下の処理を施し, 金星からの総カウント数とした．

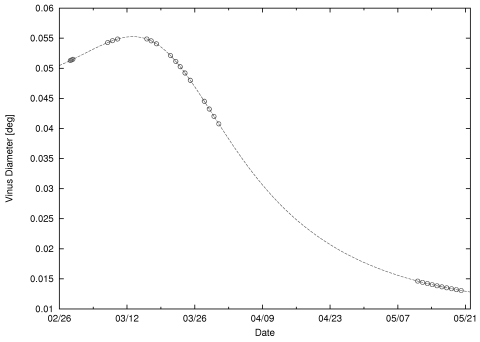
1. 地上試験での積分球画像を用いたフラット補正．
2. 金星画像中, 最大カウント値をもつ画素の ± 10 ピクセル分の画素値をすべて足し合わせる．

機上画像処理後の背景の深宇宙のカウント値のヒストグラムは値 0 を中心とした (およそ) ガウス分布のような分布となることを踏まえ, 金星を中心とする 21×21 ピクセルの領域のカウント値を単純に積分することで総カウント数とした．

4. 明るさ日変化の周期

図 3 に 283nm と 365 nm の金星測光結果を示す．横軸は観測日時, 縦軸は測光値を探査機と金星距離を 1AU と一定の距離にとした場合の値に直したものである．ほぼ同じ時刻に実施している 1 セット (3 回) の観測の総カウント数は 1% 程度の違いで精度良く測定できた．365nm, 283nm ともに大きな傾向として, 主に位相角による効果から, 満金星の時期付近で最大となっている．

位相角の時間変化がゆるやかな 3 月 22 日の満金星時期付近と, 5 月の観測時期に 365 nm に見られる 10% 程度の変化が 4 日周期の (スーパーローテーションに乗った) 模様の変化と考えられる．365 nm と



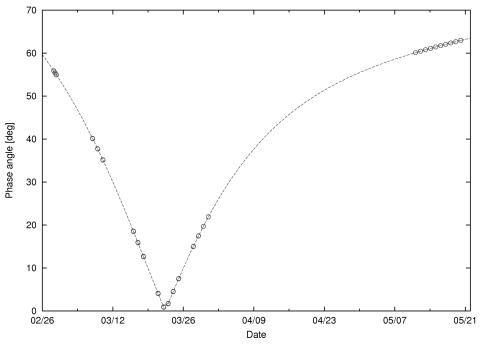


図 **2:** 金星測光キャンペーン中の探査機から見た金星視直径 (上図) および金星位相角 (下図)．丸で示した時刻に観測を実施した．

283nm を比較すると, 一方が明るくなった際に, 他方が暗くなるような傾向がみられた．

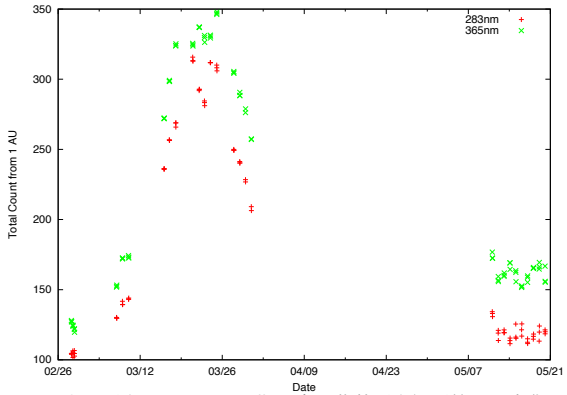


図 **3:** 金星測光キャンペーン期間中の紫外測光観測値の日変化．測光値は探査機・金星間距離を **1AU** とした値に焼き直している．

図 4 は, 5 月の 10 日間連続観測をした期間のデータを拡大したものである．365nm, 283nm の明るさをそれぞれ $I_{365\mathrm{nm}}$, $I_{283\mathrm{nm}}$ とし, 以下の単純な正弦関数を仮定し最小自乗フィッティングをした．

$$I_{365\mathrm{nm}} = a_1 sin((x + c_1)/b_1/2\pi) + d_1 \quad (1)$$
$$I_{283\mathrm{nm}} = a_2 sin((x + c_2)/b_2/2\pi) + d_2 \quad (2)$$

各波長の 4 つのパラメータの最小自乗値が小さくなる周期は共に 4.15 日付近であった．また明るさのピークを比較するとおよそ 1 日の位相ずれがあった．

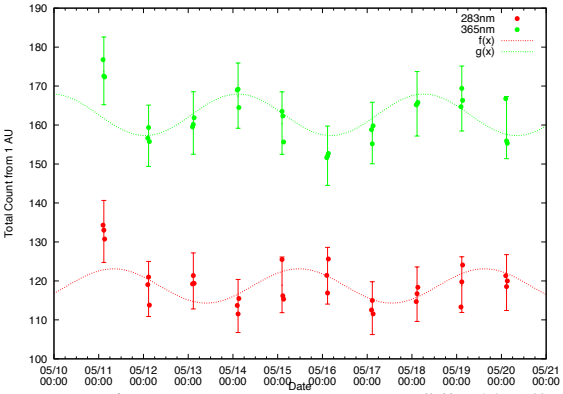


図 **4:** **2010** 年 **5** 月 **11** 日から **5** 月 **20** 日までの紫外測光観測値の日変化とフィッティングした正弦関数．

5. まとめ

「あかつき」搭載紫外イメージャを用いて 365nm と 283nm の 2 波長で測光観測を行った．365nm と 283nm に共に約 4 日周期の変動, ただし 1 日程度の位相差があった．未知吸収物質と SO_2 の輸送や光化学の違いを反映しているものと思われる．

参考文献

[1] 山田, 山崎，渡部, 今村, 2008，日本惑星科学会雑遊・星・人，Vol. 17(3)，pp. 189–192.

[2] Nakamura, M. et al., 2007, Planet. Space Sci., 55, 1831.

[3] 山田, 廣瀬，2012，日本惑星科学会雑 遊・星・人，Vol. 21(1)，pp. 71–73.

VEX/VMC-UV を用いた雲追跡

*小郷原一智（ISAS/JAXA）、神山徹（東大理）、山本博基（京大理）、佐藤尚毅(東京学芸大)、
高木征弘（東大理）今村剛（ISAS/JAXA）

1. はじめに

あかつきに搭載された 4 つのカメラによって複数高度における雲画像（輝度値データ）を得ることができる。また、あかつきの周回軌道角速度は、多くの部分でスーパーローテーションとほぼ同期するように決定されているので、スーパーローテーションに重なっている多くの波動を検出することが期待される。さらに、雲追跡によって輝度値データから水平風速の 3 次元分布が求められる。このような輝度値や風速のデータを解析することにより、長らく議論されてきたスーパーローテーションの維持機構や子午面循環の有無などに対して、決定的な情報が得られると期待される。本稿では、あかつきを想定して作成されたデータ処理方法と、それを Venus Express 搭載の Venus Monitoring Camera (VEx/VMC) の紫外画像に適用した事例を紹介する。

2. 探査機の姿勢誤差修正

図 1 のような機器座標系(x,y,z)を考える。金星雲層の経度 λ、緯度 φ における点 P(λ,φ)は、SPICE toolkit を使うことで機器座標系の点 P(x,y,z)に変換される。そして、P(x,y,z)が観測機器の CCD 面上の点 P'(x,y,-F)に投影される。点 P'がピクセル中心になるとは限らないので、周囲のピクセルの値を線形内挿し、点 P'の値とする。点 P'の値はすなわち点 P(λ,φ)の輝度値に対応し、得たい格子点すべてについて同様のことを行えば、輝度値の緯度経度マップが得られる。ただ、衛星の姿勢情報に含まれる誤差が大きい場合は注意が必要である。図 1 の機器座標系における金星の位置は衛星の姿勢情報を用いて決定されている。衛星の姿勢誤差が大きいと一部の金星雲層の点が、CCD 面上で宇宙に対応してしまう（図 2a）。したがって、衛星の姿勢情報を修正することが必要になる。観測機器の視線 ベクトルは一般には金星中心を通らず、金星を球と仮定すれば CCD 面上に金星は楕円として写る。この楕円の扁平率、大きさ、長軸の傾きは、衛星の姿勢と一対一に対応するので、高精度の楕円フィッティングによりこれらが決まれば、画像中の金星から原理的に衛星の姿勢を求め直すことが可能となる。

ここでは、*Ogohara et al.* (2012)の方法を用いて、金星像のリムに楕円フィッティングを施すことにより衛星の姿勢誤差を軽減する。図 2b は上記の方法で衛星の姿勢誤差を修正してから作成した金星の緯度経度マップである。図 2a でリム周辺に見えていた黒い部分（誤って宇宙をマッピングした部分）がなくなっていることが分かる。

3. 雲追跡

雲追跡に用いるアルゴリズムは、基本的に *Rossow et al.* (1990)や *JMA* (1980)で用いられたものに基づいている。雲追跡処理は、基本的に 2 時間間隔の 2 枚の画像間の相互相関を計算する方法で自動的に行われる（*Evans* 2000）。第一画像のターゲットエリアと第 2 画像のサーチエリアは 30 グリッド×30 グリッド（7.5°×7.5°）と 120 グリッド×90 グリッド（30°×22.5°）として、ターゲットエリアとの相互相関係数が最大となるような領域をサーエリア内で探索し、その領域とターゲットエリアとの位置の

差を選択された雲ターゲットの変位ベクトルとする。このようにして求めた変位ベクトルから、各フィルターの波長に対応する高度における水平風が求められる。ターゲットエリアを緯度経度両方向に 15 グリッドずつずらしていくことで、3.75°×3.75°の解像度の風速分布が得られる。これは多くの金星大気大循環モデルの解像度と同じ程度である。

図 3 は衛星の姿勢誤差を修正せずに雲追跡を行った結果と修正してから雲追跡を行った結果を示している。いずれも雲移動ベクトルの東西成分と南北成分である。東西成分に関する姿勢誤差修正の有り無しの差は 10 m s^{-1} ほどであり、スーパーローテーションがおよそ 100 m s^{-1} であることを考えれば、無視できないとはいえ小さい。しかし、南北風に関する差はおよそ 5 m s^{-1} で、南北成分
が数 m s^{-1}〜十数 m s^{-1} であることを考えればまったく無視できない。南北成分の正負まで異なっていることは重大である。何個かの雲移動ベクトルデータを平均すれば誤差が小さくなるわけではない。したがって、雲移動ベクトルを用いて解析するとき、特に低緯度に注目するときは、必ず衛星の姿勢誤差を修正してから雲追跡を行うことが必須であるといえる。

引用文献

Evans, A.N., 2000. Glacier surface motion computation from digital image sequences. *IEEE Trans. Geosci. Rem. Sens.* 38, 1064-1072.

JMA, 1980. The GMS Users' Guide, Issuue 1. *Tech. Rep., Meteorological Satellite Center*, Japanese Meteorological Agency, Tokyo.

Ogohara, K., T. Kouyama, H. Yamamoto, N. Sato, M. Takagi, T. Imamura, 2012, Automated cloud tracking system for the Akatsuki Venus Climate Orbiter data, *Icarus*, 217, 661—668.

Rossow, W.B., Del Genio, A.D., Eichler, T., 1990. Cloud-tracked winds from Pioneer Venus OCPP images. *J. Atmos. Res.* 46, 2053-2084.

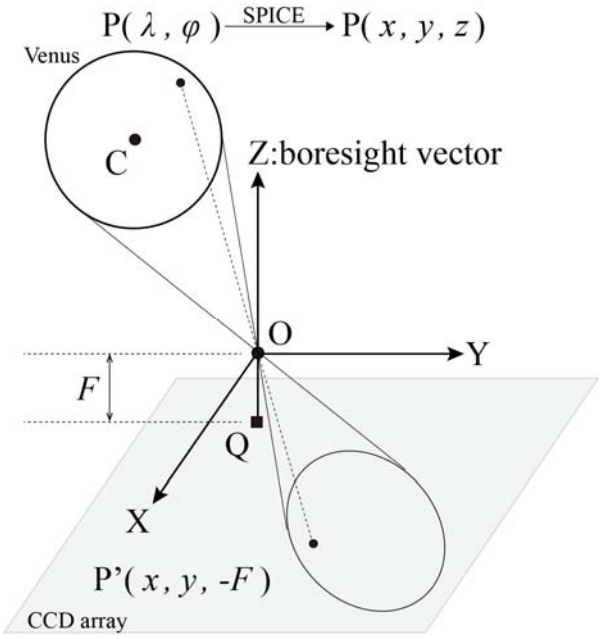


図 1. 緯度経度展開の概念図。O は測器の焦点、C は金星中心、Q は視線ベクトルが CCD 面と交わる点である。

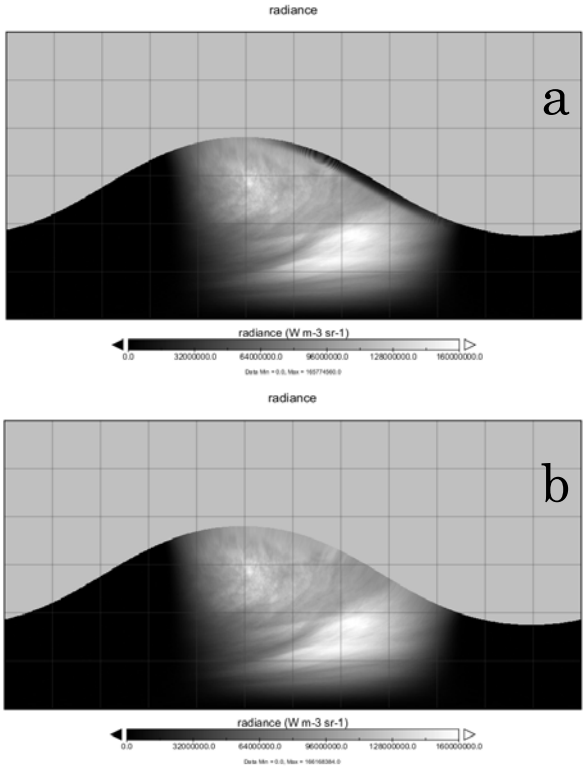


図 2. (a)衛星の姿勢情報を修正していない緯度経度マップ。(b)衛星の姿勢情報を修正した緯度経度マップ。いずれも VEx/VMC-UV の V0265_0003 を用いている。

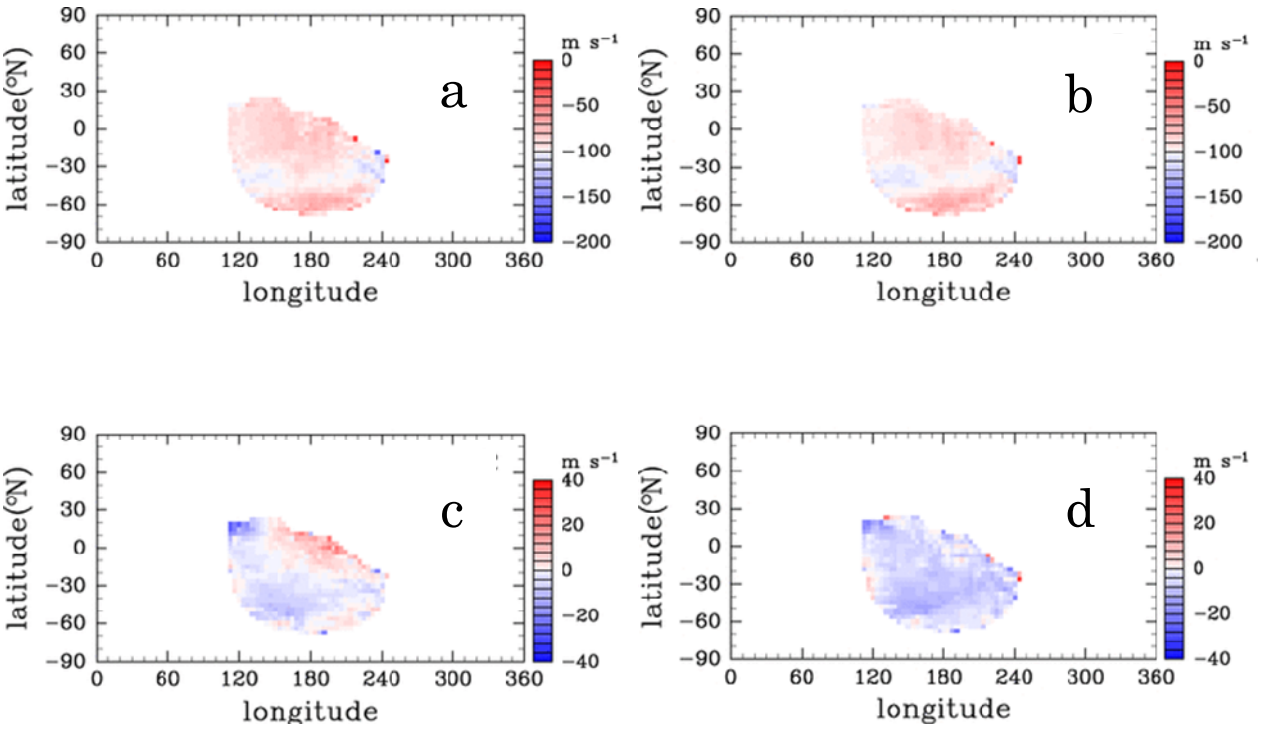


図 3. VEx/VMC の軌道 0030～0061 までを使って求めた雲移動ベクトルの東西成分と、南北成分の水平分布。(a)衛星の姿勢情報を修正せずに求めた東西成分。(b)修正して求めた東西成分。(c)修正せずに求めた南北成分。(d)修正して求めた南北成分。

火星大気の HDO/H_2O 循環：観測とシミュレーションによるアプローチ

黒田剛史(東北大理), 佐川英夫(NICT), 笠井康子(NICT), 笠羽康正(東北大理)

1　火星大気における HDO/H_2O 比検出の意義

現在の火星地表面には液体の水は存在しないと考えられているが，これまでの火星周回船や着陸船による観測では，過去の火星地表面に液体の水が潤沢に存在した証拠を示す地形がいくつも発見されている[Seibert and Kargel, 2001; Okubo and McEwen, 2007; McEwen et al., 2007; Squyres et al., 2009]．この水のうち多くは太陽風により宇宙空間に散逸したと考えられる一方で，北極氷床および地下水(地下氷)としてかなりの量の水が現在の火星に存在することも知られている．地下水(氷)は地表から 1m 以内の深さのところに広範囲に存在し[Malin and Edgett, 2000; Feldman et al., 2004]，北半球中緯度域のクレーターからそれが地表に噴き出している様子も観測されている[Byrne et al., 2009]．このような短期および長期的な水の動きを探る上で重要な指標となりうるのが，火星大気中および氷床の HDO/H_2O 比(以下「水(氷)の D/H 比」と称す)を測定することによる水の起源の推定である．

HDO(水分子中の水素原子が 1 つ重水素に置き換わっているもの)は H_2O よりも蒸気圧が低いため，宇宙空間に散逸しにくく，また氷の中にとどまりやすい．そのため大気中の氷雲など，大気と氷の間で水蒸気交換が活発に行われている領域の氷や水の D/H 比は次第に高くなると考えられる．一方で年代の古い氷床や地下水(氷)における HDO の割合は氷雲よりも低いままで保たれていると考えられ，両者の D/H 比を比較することで水の散逸の様子を可視化することができる．

さらに水の D/H 比の測定は，その空間・時間変化を詳しく見ることにより水循環における物理プロセスを可視化するツールとして利用可能である(地球大気での適用例として Frankenberg et al. [2009]など)．よって火星において同様の試みを行うことで，現在の火星環境における水循環の様子，特に地表～大気間の水蒸気の出入りを知るための手掛かりとなることが期待される．

表層過程から大気散逸に至るまでの火星大気における水の動きの模式図を図 1 に示す．我々は観測とシミュレーションから，同位体比を目印にこのような水の動きを追いかけていきたいと考えている．

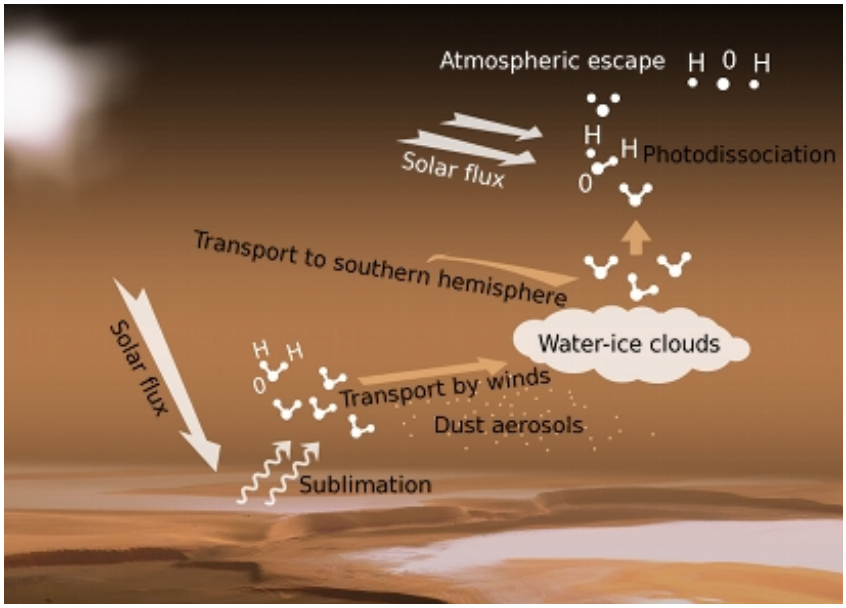


図 1：火星大気おける水の動きの模式図[ESA/AOES Medialab, 2011].

2　火星 HDO/H_2O 比分布の観測とシミュレーションの現状

観測によるHDOおよび水のD/H比の測定は，現状では火星周回軌道からの観測例はなく，地上望遠鏡および地球近傍のハーシェル宇宙望遠鏡からの観測が行われているのみである．火星大気中のD/H比は，全球平均で地球海洋の平均値(SMOW)[1]の 4〜7 倍程度の値が示されている[Owen et al., 1988; Krasnopolsky et al., 1997; Hartogh, personal communication]．またH_2OおよびHDOの昼面カラム積算量から算出された水のD/H比は，SMOWの 2〜8 倍と非常に大きな空間変化があることが示唆されている[Villanueva et al., 2008]．また水のD/H比の鉛直分布については観測例が存在しない．

HDO 循環の 3 次元シミュレーションは，Montmessin et al. [2005]による火星大気大循環モデル(MGCM)を用いたものが知られている．彼らによる水の D/H 比の計算結果は，低〜中緯度域の値は最新の観測結果[Novak et al., 2011]と定性的に整合する(図 2)．しかし観測では乾燥するほど水の D/H 比が高くなる傾向を示す結果も報告されており[Fisher et al., 2008]，これは冬の極域など水蒸気量が小さくなるところで水の D/H 比が著しく減少するシミュレーション結果とは逆の傾向を示している(図 3)．このことは大きな空間分布の存在と合わせて謎とされている点であり，その解明には地下水(氷)の D/H 比分布，大気〜表層間の水の交換過程，散逸の効果などについてのより詳しい知見が必要と考えられる．そのためのより詳しい観測とシミュレーション研究が今後期待される．

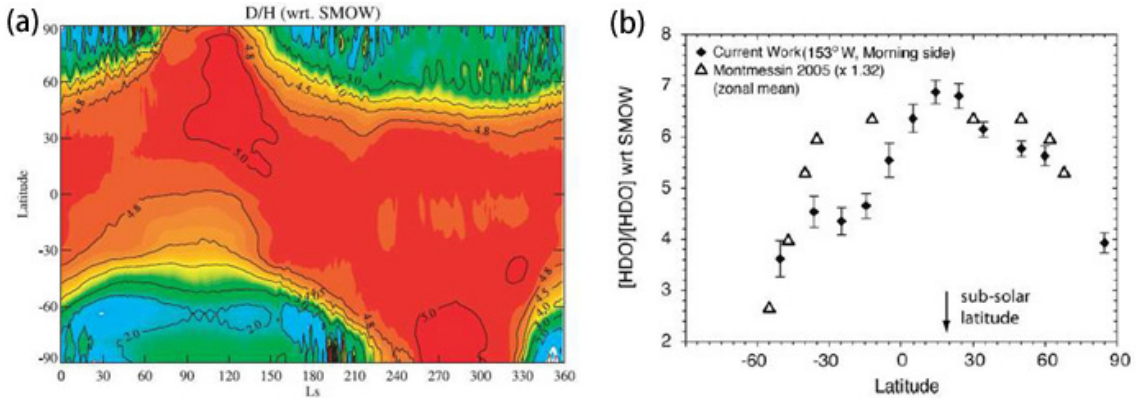


図 2：(a)シミュレーションによる水の D/H 比の季節－緯度変化[Montmessin et al., 2005], (b)北半球秋季(Ls=50°)における水の D/H 比緯度分布について観測とシミュレーションの定性的比較[Novak et al., 2011].

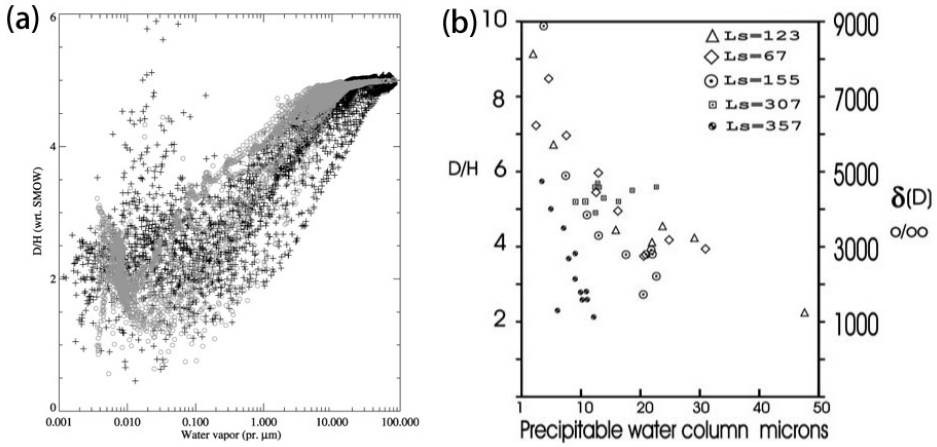


図 3：(a)シミュレーションによる水蒸気量(横軸)と水の D/H 比(縦軸)の相関[Montmessin et al., 2005]．灰色の円は南半球，黒色の十字は北半球の値．(b)Mumma et al. [2003]の観測による同様の相関[Fisher et al., 2008].

[1] D 原子/H 原子の比で~1.56×10^{-4} (HDO/H_2O 比では~3.12×10^{-4}).

3　FIRE/MELOS による HDO/H_2O 比の観測計画

火星の水循環および大気散逸について現在の状態を理解するためにも，水の D/H 比の空間・時間変化を詳しく測定することが必要で，今後は特に火星周回船からの観測が期待される．2016 年に打ち上げ予定の ExoMars Trace Gas Orbiter (EMTGO)は H_2O と HDO に感度のある測器を搭載予定で，これによって大気中の水の D/H 比分布について多くのデータが得られることが期待される．

それに続き，2020 年代初頭の打ち上げに向けて検討を行っている日本の火星探査機・MELOS 気象オービタでは，水の D/H 比観測に感度があるサブミリ波サウンダ FIRE (Far Infra-Red Experiment)の搭載を予定している．MELOS 気象オービタはダスト気象学の解明を主目的としているが，その中でサブミリ波サウンダはダストに対してほとんど感度がないことを逆手に取り，温度・物質組成などの「場」をダスト濃度に左右されずに，ダストを透かして観測することで，これらのダストストームによる影響を捉えることができる．FIRE/MELOS では 550-620GHz 帯を用いて，水蒸気やその同位体比，その他微量気体の 3 次元分布を観測する予定である．図 4 にこの周波数帯における Nadir および Limb の観測スペクトルのシミュレーション結果を掲載する．H_2O と HDO の両方のスペクトルがこの周波数帯に存在するため，H_2O と HDO の量を同時に観測することで大気中の水の D/H 比をより正確に求めることが可能である．またこれまでの地上観測や EMTGO で予定されている赤外観測よりも，ダストの影響を受けない分より正確なリトリーバルが可能である．さらに FIRE では地表面温度に加え地表～地下の物性も観測可能で，EMTGO 搭載の測器では検出が難しい地表～大気間の水の出入りを捉えることも目標としている．

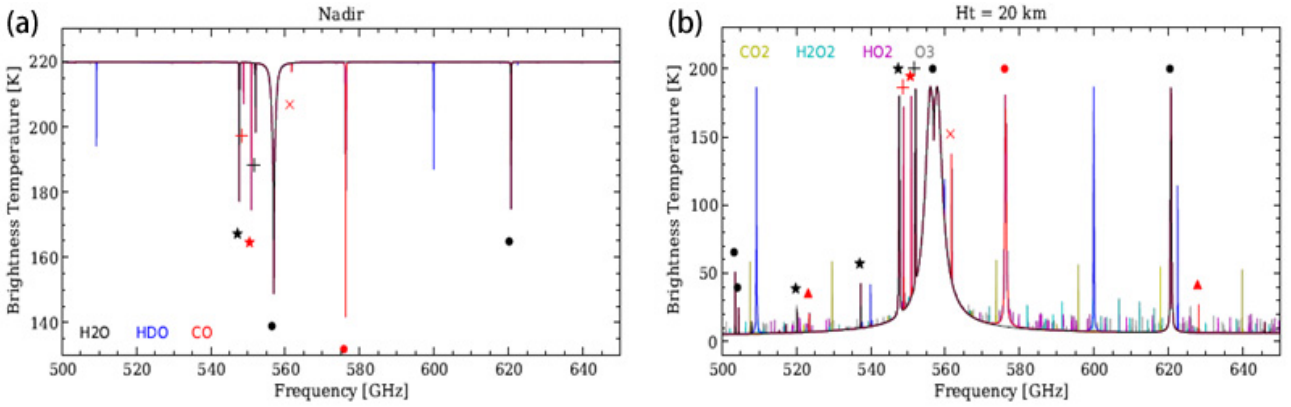


図 4 : FIRE の(a)Nadir 観測, (b)Limb 観測(tangential height=20km)にて観測が期待されるスペクトルのシミュレーション結果[Kasai et al., 2012]．それぞれ黒が H_2O，青が HDO の吸収線を示す．

4　DRAMATIC MGCM による HDO/H_2O 比のシミュレーション

データ同化シミュレーションによってFIREおよび先行観測により得られるデータの詳細な解釈を行うことを視野に入れ，我々は火星大気大循環モデルDRAMATIC MGCM[2] を用いたHDOを含む水循環シミュレーションに着手した．DRAMATIC MGCMは東京大学気候システム研究センター(現・大気海洋研究所気候システム研究系)などで開発されたMIROCモデル[K-1 model developers, 2004]をベースとしており，これまでに火星の物理パラメータ(惑星半径・大気組成・軌道要素など)，地表面パラメータ(地形・アルベド・熱慣性)，ダストと二酸化炭素の放射効果[以上Kuroda et al., 2005]，それに加えて水(H_2O)循環，水と二酸化炭素の氷雲・極冠形成[黒田ら, 2010] などが先立って導入されている．また表層の力学・熱力学・水蒸気フラックスの計算にあたり, Heavens et al. [2008]の地表面粗度パラメータを定性的に与えている．

[2] DRAMATIC = Dynamics, RAdiation, MAterial Transport and InteraCtions between them, 旧名称 CCSR/NIES(/FRCGC) MGCM.

HDOはMontmessin et al. [2005]にならい，従来の水循環スキームの中で水蒸気・氷雲および地表面氷のH_2Oに混ぜて導入し，相変化の際に水蒸気中と氷中のD/H比の比(α)を以下のように大気温度(T)の関数として与える(Merlivat and Nief [1967]の式 [3]).

$$\alpha = \frac{(\mathrm{HDO}/\mathrm{H_2O})_{\mathrm{ice}}}{(\mathrm{HDO}/\mathrm{H_2O})_{\mathrm{vap}}} = \exp\left(\frac{16289}{T^2} - 9.45 \times 10^{-2}\right) \quad (1)$$

なお α の値は T=160K, 180K, 200K の時それぞれ 1.72, 1.50, 1.37 となる．

Montmessin et al. [2005]では大気中の水蒸気の凝結に伴うD/H比の取り扱いとして 2 種類のケースを想定している．1 つはRapid isotopic Homogenization case (RH)で，水雲のように雲粒内のHDO分子の拡散性が十分大きい場合に適用でき，各グリッド／層において水蒸気中と氷雲中のD/H比の比が常に(1)式のαに維持される．もう 1 つはRayleigh Distillation case (RD)で，雲粒内のHDO分子が拡散しない氷雲を想定し，凝結して生じる氷雲中のD/H比と凝結前の水蒸気の総量におけるD/H比の比をαとするものである．理論的には火星に存在するような氷雲では雲粒内のHDO分子の拡散効果は無視できるほど小さいものではないとされているため，本研究の計算結果ではRHを想定している [4]．また地表面氷が昇華して水蒸気になる過程においては，本研究では発生する水蒸気中のD/H比は元の地表面氷のそれの 1/αとなるように与えている．

等温静止状態(200K)，大気中の水蒸気・氷雲なし，北極域 80°N 以北に大気中に無限に水を供給できる氷極冠(D/H 比は Krasnopolsky et al. [1997]の観測から火星の全球平均値とされる SMOW の 5.6 倍)を設定した初期条件から 12 火星年分の計算を行い，その間についての水蒸気(H_2O)のカラム積算量およびその D/H 比の計算結果を図 5 に示す．ダスト濃度の季節・緯度変化は Mars Climate Database の旧バージョンにおける”MGS scenario” [Lewis et al., 2001]に基づいている．

モデル結果は 12 火星年分の計算では定常状態に達せず，北極の永久氷極冠から水蒸気が供給され続けている．D/H 比も 5〜6 火星年目をピークとして減少傾向にある．Montmessin et al. [2005]では本研究と同様の初期条件から定常状態に達するまで 15 火星年分の計算を要しており，よってさらに数火星年分のスピンアップが必要と考えられるが，それは将来計画とする．また 12 火星年目の計算結果について，北半球夏至(L_s=90°)における水蒸気および氷雲中の HDO 量，また水蒸気の D/H 分布についての緯度－高度分布を図 6 に示す．ここまでのところの水蒸気の D/H 比の季節－緯度分布，および経度平均した緯度－高度分布は Montmessin et al. [2005]の結果と定性的に整合する．

5　まとめ

火星大気における HDO/H_2O 比測定の意義に基づいた，それの観測計画および MGCM によるシミュレーションについて現状の検討状況および進捗状況を記した．現状では実際の観測データの特徴をシミュレーションによる理論研究によってうまく説明できていない部分もあり，その解決のためにもより詳しい観測とシミュレーション研究の改良の両方を行っていく必要がある．DRAMATIC MGCM では今後氷雲形成における過飽和の効果，光化学過程，大気〜表層間の水の交換，大気粒子散逸過程などの導入を予定しており，これら様々な要素が火星の水同位体比分布に与える影響を理論的に検証するとともに，今後

---

[3] この式は-40°C~0°C についての実験結果より導出されたもので，火星大気環境はほとんどの場合でこの範囲よりも低温だが，とりあえずはこの式を低温側に外挿できるものと仮定して使用する．

[4] Montmessin et al. [2005]は RH と RD の計算結果を比較して，特に CO_2 極冠が縮退する春季の極域において HDO 量に差が出るものの(RH の方が最大 60%程度多くなる)，定性的な季節および緯度変化について大きな差はないと述べている．

の EMTGO や FIRE/MELOS による詳細な水同位体比観測に期待し，火星の気候変動解明に向けたアプローチへとつなげていきたいと考えている．

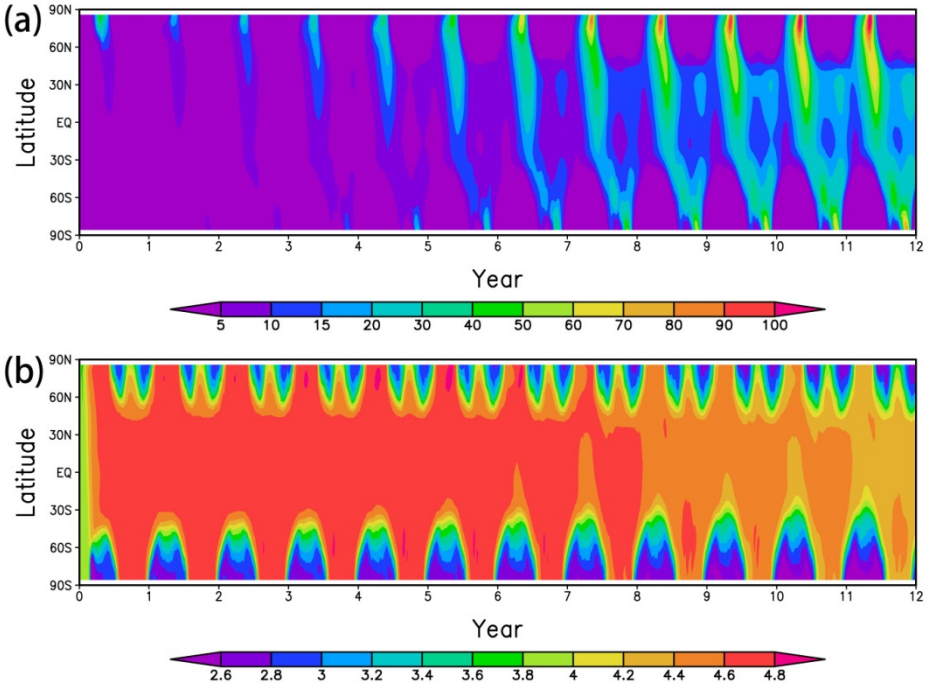


図 5：DRAMATIC MGCM による(a)水蒸気(H_2O)の経度平均カラム積算量[pr.μm]，および(b)水蒸気の D/H 比[×SMOW]の計算結果．それぞれ等温静止状態から 12 火星年後までの時間変化を示す．

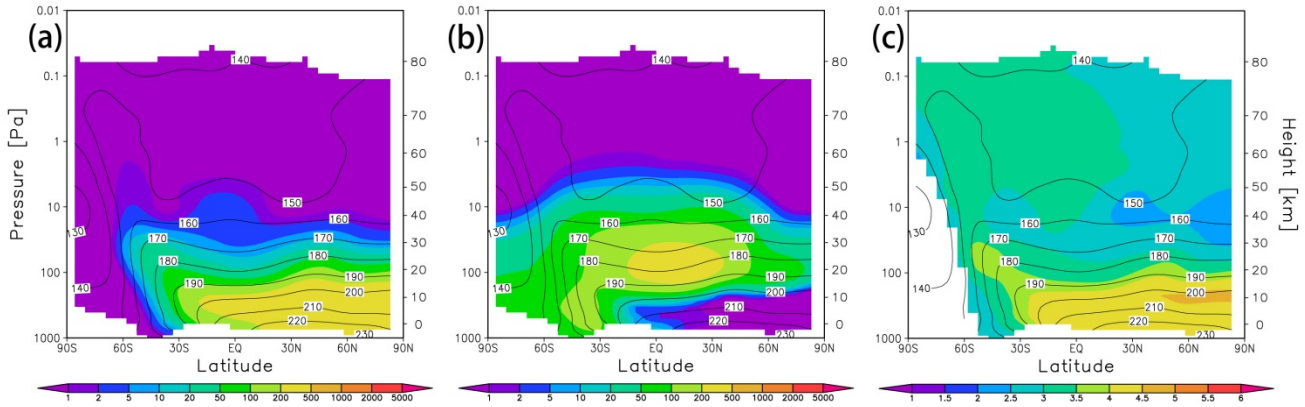


図 6：DRAMATIC MGCM による，等温静止状態から 12 火星年目の L_s=90°(北半球夏至)における経度平均(a)HDO 水蒸気量[ppb of mass], (b)HDO 氷雲量[ppm of mass], (c)水蒸気の D/H 比[×SMOW]の計算結果．各プロット内の黒コンターは温度[K]を示す．

参考文献

Byrne, S., C.M. Dundas, M.R. Kennedy, M.T. Mellon, A.S. McEwen, S.C. Cull, I.J. Daubar, D.E. Shean, K.D. Seelos, S.L. Murchie, B.A. Cantor, R.E. Arvidson, K.S. Edgett, A.Reufer, N. Thomas, T.N. Harrison, L.V. Posiolova, and F.P. Seelos (2009), Distribution of Mid-Latitude Ground Ice on Mars from New Impact Craters, *Science*, *325*, 1674-1676.

Feldman, W.C., T.H. Prettyman, S. Maurice, J.J. Plaut, D.L. Bish, D.T. Vaniman, M.T. Mellon, A.E. Metzger, S.W. Squyres, S. Karunatillake, W.V. Boynton, R.C. Elphic, H.O. Funsten, D.J. Lawrence, and R.L. Tokar (2004), Global distribution of near-surface hydrogen on Mars, *J. Geophys. Res.*, *109*, E09006, doi:10.1029/2003JE002160.

Fisher, D., R. Novak, and M, J. Mumma (2008), D/H ratio during the northern polar summer and what the Phoenix mission might measure, *J. Geophys. Res.*, *113*, E00A15, doi:10.1029/2007JE002972.

Frankenberg, C., K. Yoshimura, T. Warneke, I. Aben, A. Butz, N. Deutscher, D. Griffith, F. Hase, J. Notholt, M. Schneider, H. Schrijver, and T. Röckmann (2009), Dynamic Processes Governing Lower-Tropospheric HDO/H_2O Ratios as Observed from Space and Ground, *Science*, *325*, 1374-1377.

Heavens, N.G., M.I. Richardson, and A.D. Toigo (2008), Two aerodynamic roughness maps derived from Mars Orbiter Laser Altimimeter (MOLA) data and their effects on boundary layer properties in a Mars general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *113*, E02014, doi:10.1029/2007JE002991.

K-1 Model Developers (2004), K-1 coupled GCM (MIROC) description, *K-1 Tech. Rep.*, *1*, Univ. of Tokyo, 1-34. http://www.ccsr.u-tokyo.ac.jp/kyosei/hasumi/MIROC/tech-repo.pdf

Kasai, Y., H. Sagawa, T. Kuroda, T. Manabe, S. Ochiai, K. Kikuchi, T. Nishibori, P. Baron, J. Mendrok, P. Hartogh, D. Murtagh, J. Urban, F. von Schéele, and U. Frisk (2012), Overview of the Martian atmospheric submillimetre sounder FIRE, *Planet. Spa. Sci.*, *63-64*, 62–82.

Krasnopolsky, V.A., G.L. Bjoraker, M.J. Mumma, and D.E. Jennings (1997), High-resolution spectroscopy of Mars at 3.7 and 8 μm: A sensitive search for H_2O_2, H_2CO, HCI, and CH_4, and detection of HDO, *J. Geophys. Res.*, *102*, 6525-6534.

Kuroda, T., N. Hashimoto, D. Sakai and M. Takahashi (2005), Simulation of the Martian Atmosphere Using a CCSR/NIES AGCM, *J. Meteor. Soc. Japan*, *83*, 1-19.

黒田剛史, Paul Hartogh, 笠井康子, 佐川英夫, 青山友貴奈, 酒井大輔, 高橋正明 (2010), 火星大気における水循環：観測とシミュレーションの現状と将来計画, 第24回大気圏シンポジウム講演集, 宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究本部. http://www.isas.ac.jp/j/researchers/symp/2010/image/0218_proc/7-4.pdf

Lewis, S.R., M. Collins, and F. Forget (2001), Mars Climate Database V3.0 Detailed Design Document, European Space Agency Technical Report. http://www-mars.lmd.jussieu.fr/mars/esadoc/lmd/wp7/detailed_design.pdf

Malin, M.C., and K.S. Edgett (2000), Evidence for Recent Groundwater Seepage and Surface Runoff on Mars, *Science*, *288*, 2330-2335.

Merlivat, L., and G. Nief (1967), Merlivat, L., and G. Nief (1967), Fractionnement isotopique lors des changements d'ktat solide-vapeur et liquide-vapeur de l'eau a des tempbratures infbrieures a 0°C, *Tellus*, *19*, 122– 127.

McEwen, A.S., C.J. Hansen, W.A. Delamere, E.M. Eliason, K.E. Herkenhoff, L. Keszthelyi, V.C. Gulick, R.L. Kirk, M.T. Mellon, J.A. Grant, N. Thomas, C.M. Weitz, S.W. Squyres, N.T. Bridges, S.L. Murchie, F. Seelos, K. Seelos, C.H. Okubo, M.P. Milazzo, L.L. Tornabene, W.L. Jaeger, S. Byrne, P.S. Russell, J.L. Griffes, S. Martínez-Alonso, A. Davatzes, F.C. Chuang, B.J. Thomson, K.E. Fishbaugh, C.M. Dundas, K.J. Kolb, M.E. Banks, and J.J. Wray (2007), A Closer Look at Water-Related Geologic Activity on Mars, *Science*, *317*, 1706-1709.

Montmessin, F., T. Fouchet, and F. Forget (2005), Modeling the annual cycle of HDO in the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *110*, E03006, doi:10.1029/2004JE002357.

Mumma, M.J., R E. Novak, M.A. DiSanti, B. Bonev, N. Dello Russo, and K. Magee-Sauer (2003), Seasonal mapping of HDO and H_2O, in Sixth International Conference on Mars Atmosphere, Abstract 3186, Jet Propul. Lab., Pasadena, Calif.

Novak, R.E., M.J. Mumma, and G.L. Villaueva (2011), Measurement of the isotopic signatures of water on Mars; Implications for studying methane, *Planet. Spa.Sci.*, *59*, 163-168.

Okubo, C.H., and A.S. McEwen (2007), Fracture-Controlled Paleo-Fluid Flow in Candor Chasma, Mars, *Science*, *315*, 983-985.

Owen, T., J.P. Mailland, C. de Bergh, and B.L. Lutz (1988), Deuterium on Mars: The Abundance of HDO and the Value of D/H, *Science*, *240*, 1767-1770.

Seibert, N.M., and J.S. Kargel (2001), Small-Scale Martian Polygonal Terrain: Implications for Liquid Surface Water, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 899-902.

Squyres, S.W., A.H. Knoll, R.E. Arvidson, J.W. Ashley, J.F. Bell III, W.M. Calvin, P.R. Christensen, B.C. Clark, B.A. Cohen, P.A. de Souza Jr., L. Edgar, W.H. Farrand, I. Fleischer, R. Gellert, M.P. Golombek, J. Grant, J. Grotzinger, A. Hayes, K.E. Herkenhoff, J.R. Johnson, B. Jolliff, G. Klingelhöfer, A. Knudson, R. Li, T.J. McCoy, S.M. McLennan, D.W. Ming, D.W. Mittlefehldt, R.V. Morris, J.W. Rice Jr., C. Schröder, R. J. Sullivan, A. Yen, R.A. Yingst (2009), Exploration of Victoria Crater by the Mars Rover Opportunity, *Science*, *324*, 1058-1061.

Villanueva, G.L., M.J. Mumma, R.E. Novak, T. Hewagama,, B.P. Bonev, and M.D. DiSanti (2008), Mapping the D/H of water on Mars using high-resolution spectroscopy, Abstract 9101, Mars Atmosphere: Modeling and Observations Workshop, Williamsburg, VA. http://www.lpi.usra.edu/meetings/modeling2008/pdf/9101.pdf

北大ピリカ望遠鏡による金星観測計画

高橋幸弘 [1], 福原哲哉 [1], 濱本昂 [1], 尾崎彰士 [1], 渡邊誠 [1],
田中培生 [2], 大月祥子 [3], 神山徹 [3]
[1] 北海道大学, [2] 東京大学, [3] ISAS/JAXA

1. はじめに

2012 年 6 月 6 日に金星の日面通過がある。その前後、2 月半ばから 10 月半ばまでは視直径が 15 秒角以上と大きく、地上からの望遠鏡観測に適した時期である。北海道大学・大学院理学研究院・附属天文台のピリカ望遠鏡は 2011 年春から本格的な観測を開始し、同時に観測装置の整備を進めてきた。北海道大学は、海外を含む他大学・機関の協力を得ながら、この期間に金星観測キャンペーンを実施する予定である。ここでは、ピリカ望遠鏡を中心に、その計画内容について紹介する。

2. 観測キャンペーンとピリカ望遠鏡の概要

本観測キャンペーンは、視直径の大きい 4 月から 10 月をコア期間とし、ピリカ望遠鏡を集中的に金星観測に振り向け、継続的な観測を実施すると同時に、短期間に絞った Venus Express とピリカ望遠鏡の同時観測、さらに、光・赤外線大学間連携事業に参加する 7 大学及び国立天文台に呼びかけ、複数望遠鏡を連携運用した連続観測なども検討している。さらに、パリ天文台が中心となって国際的に中・大型望遠鏡を用いた連携観測が行われるが、そこにも参加して行く。光・赤外線大学間連携事業では、国内だけでなく、海外の複数の望遠鏡も使用できる可能性があり、日本単独でも長時間モニターが実現できるかもしれない。

ピリカ望遠鏡口径 1.6 m、f=19.2 m の反射望遠鏡であるが、図 1 に示すように、カセグレン焦点に加え、二つのナスミス焦点と大型の検出器を搭載するための大型のステージを有することが特徴である。またカセグレン焦点部には光線切替装置があり、5 方向に出力することができ、ナスミス

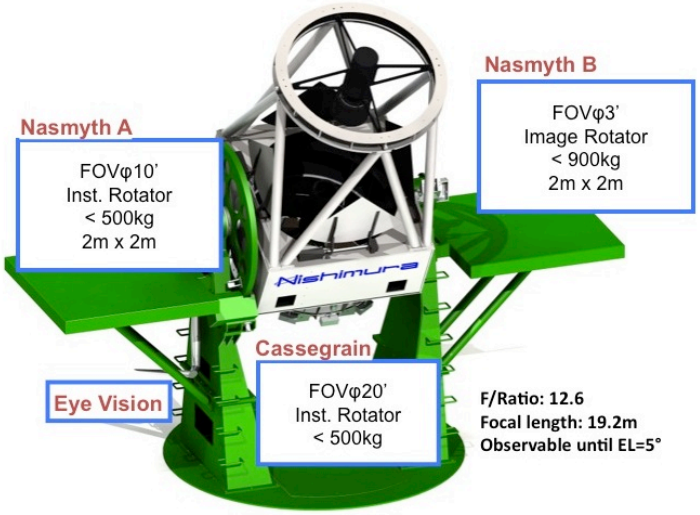


図1. ピリカ望遠鏡の概略

焦点と合わせて 7 台の観測器を同時搭載することが可能である。これは、複数波長での総合的な観測が求められる惑星観測に適している。現在、カセグレン焦点に 350-1050nm をカバーする多波長 CCD 撮像装置（MSI: Multi-Spectral Imager）及び 0.9μ-2.4μを波長分解能 2600 で観測できるグレーティング分光器 NICE（東京大学提供）などが装着され、運用できる状態にある。今後、東北大学などから、近赤外線カメラ、高分散分光器などを持ち込み、観測体制の充実を進めて行く予定である。

3. 附属天文台での観測項目

今回の観測キャンペーンでは、ピリカ望遠鏡及び同天文台に設置された赤外線カメラを用いて、以下の観測を行うことを検討している。

3.1 紫外測光（350-450 nm）　[MSI]

金星光度が数日の周期で変動し、それが、緯度的、時期的に変化するという報告があるが、その変化を連続的に捉えた研究はない。エアロゾルの変化などから、地上からの精密な測光は容易ではないが、比較する恒星の選び方等を工夫して、継続的に輝度をモニターすることを考えている。MSI には、中心波長 360, 365, 370, 380, 390 nm、 バンド幅（FWHM：10 nm）のガラスの干渉フィルター及び 400-720 nm をカバーする液晶波長可変フィルター（LCTF）が内蔵されており、主に 360 nm から 450 nm くらいのスペクトル撮像を実施することを計画している。これにより、雲の上の吸光物質の種類毎の分布に関する情報を得ることが可能である。

3.2 1μ帯スペクトル撮像　[MSI]

金星昼面を 1μ帯で撮像する太陽散乱光で低層雲の水平構造の推定ができるとされる。また金星夜面は地表からの熱赤外放射を見ることになり、地表面温度分布及び低層大気の情報が得られる。金星視直径の大きな 3 月から 8 月上旬にかけの時期は夜面の面積が大きく、地表からの赤外線観測に適している。MSI は 650-1050 nm をカバーする LCTF を有しており、これを使って緯度毎の低層雲の動きを追うことがひとつの目標である。

3.3 O2（1.27 μ）夜間大気光　[NICE]

夜間大気光の発光領域の位置は、熱圏高度の大気循環・波動を反映していると言われている。O2（1.27 μ）の発光の地上望遠鏡での観測はこれまでも行われており、緯度経度で 10 度オーダーの変化が報告されているが、その移動の過程については観測例がない。本キャンペーンでは NICE を用いて主に赤道付近のスキャンを行い、経度方向の移動の様子を捉えることを目標の一つとする。NICE のスリットは 10 秒角と短いので、中・高緯度を観測する場合には、スリットを南北方向にずらして、スキャンを数回繰り返す。2012 年 7 月 12 日から東大グループによってハワイの IRTF を用いた観測が

予定されており、その前の期間からの連続観測も目指す。

3.4 1.7 μ 帯での HCl/CO2 混合比 [NICE]

HCl 及び CO2 の混合比の分布は、大気循環のモデルに対する制約を与えると考えられる。過去の観測では高分散観測ができれば金星昼面での観測が可能だが、NICE のような中分散分光でも夜面の観測は可能性がある。ピリカ望遠鏡でもこの観測を試みる予定である。

3.5 熱赤外"撮像" [ボロメータカメラ]

あかつきに搭載されたボロメータカメラの技術をベースに、8-11 μ に感度を有するボロメータと、f=342 mm (F=1.6)のゲルマニウム望遠レンズを組み合わせて、金星の「撮像」を試みる。光学系はアマチュア望遠鏡用の架台に搭載し、ピリカ望遠鏡による他の観測と同時に運用する。14.2 秒角/ピクセルなので、内合付近で金星ディスクが 5-6 ピクセルに相当する。金星に対して視野を移動させながら連続的に撮影することで、ピクセル以下の解像度を達成することができる。

4. 同期観測にむけて

ピリカ望遠鏡でのマシンタイムを活かした連続観測に加え、Venus Express 及び国内外の地上望遠鏡によるネットワーク観測の調整を進めている。国内では北大、東大（木曽、Mini-TAO）、東工大、名大（南アフリカ）、京大、広島大、鹿児島大、国立天文台（石垣島、岡山）などが参加する大学間連携事業が進行中であり、そうした場所で惑星観測キャンペーンを積極的に提案して行く予定である。このような連携は世界的にも珍しく、日本の惑星観測が世界に貢献できるひとつの大きな可能性である。さらに、2012 年夏には、立教大学、東北大学、北海道大学と JAXA の共同実験として、気球望遠鏡による金星観測を計画している。こうした手段を駆使して、新しい惑星観測のスキームを確立して行くことが重要である。

北大ピリカ望遠鏡による土星のスペクトル撮像

北海道大学　大学院理学院　宇宙理学専攻
濱本昂，高橋幸弘，尾崎彰士，渡辺誠

1. はじめに

土星大気表層では積乱雲が定期的に発生することが知られている．通常の積乱雲(300 - 3,000 km)の約 10 倍以上の大きさのものは大白斑(Grate White Spots) と呼ばれており，土星での 1 年(29.5 地球年) に 1 度の割合で発生している．また発生する季節が土星北半球の初夏頃であることと合わせて，土星の季節性に関係している可能性が示唆されている．土星の季節性や周期的な現象を解明するためには，定期的且つ長期的な観測が重要である．

土星には主に NH_3(0.5 - 2 bar)，H_2O(2 - 9 bar)の2 種類の雲があり，過去に観測された大白斑の雲頂高度は1933年：0.25 bar，1960 年：0.1 bar，1990年：0.2 - 0.3 bar と推定されている．これらの雲高度は **Figure 1** のように，CH_4 吸収波長帯(619，727，890 nm)での反射率の変化と雲構造を仮定した放射伝達計算から推定される．土星湿潤対流モデルを用いた積乱雲対流のシミュレーションから，過去に観測された大白斑の雲頂高度に到達するためには H_2O 雲層からの対流が必要であると考えられている[Hueso and Sanchez-Lavega, 2004]．ただし，この研究では平行凝縮モデルから得られた土星の雲構造[Atreya & Wong, 2004]を元にしており，対流状態では雲構造自体が異なっている可能性があることに留意する必要がある．

2010 年 12 月に大白斑(37.7±0.8° N)が発生しており，30 年周期で予想される時期より約 10 年早い，発生後約 2 ヶ月で土星を経度方向に 1 周する過去最大規模である，という2点が特徴としてあげられる．土星探査期CassiniのImaging Science Subsystem(ISS)によるCH_4 吸収波長の観測画像と3層放射伝達モデル (gas/haze+gas/cloud)から雲頂高度が約 150 mbar であると推定されている[Sanchez-Lavega, et al., 2011, Nature]．ただし，現在は大白斑の成長過程における雲頂高度の推定しかされておらず，また大白斑のスペクトル情報は得られていなかった．

本研究では土星の定期的且つ長期的なモニタリング観測を視野に入れつつ，2010 年以降 2 度(2011 年 5 月，6 月)のスペクトル撮像を行った．

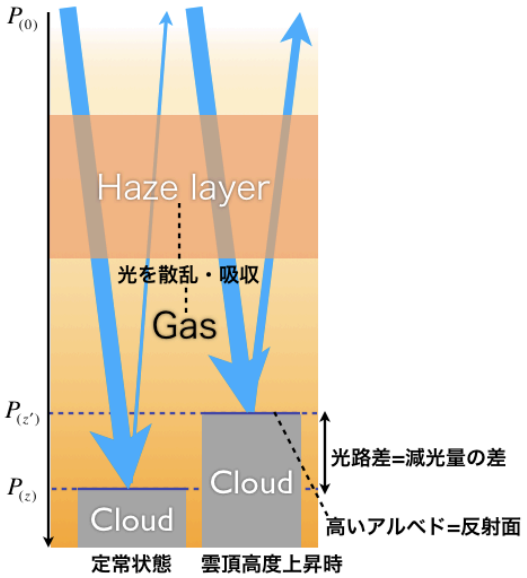


Fig. 1 CH_4 吸収波長における雲頂高度上昇の影響の概念図．雲頂高度が上昇すると入射した光の大気中の透過距離が短くなり，結果減光量が減って反射率が高くなる．この特性を用いて，CH_4 吸収波長での放射伝達の計算結果が観測された反射率に近づくよう雲構造モデルを調整し，雲頂高度を推定する．

得られた画像をから土星の二次元スペクトルデータ(400 - 1100 nm)を得ることに成功した．そのスペクトルデータと土星雲構造放射伝達モデルから大白斑の減衰過程における雲頂高度を推定することを目標に解析を進めている．

2. 観測概要

北海道大学では継続的に惑星の観測行うため、北海道名寄市に1.6m 光学望遠鏡(ピリカ望遠鏡) を有する北海道大学・大学院理学研究院・附属天文台を建設した。ピリカ望遠鏡には複数の観測装置が設置されており、その中の 1 つとして北海道大学が開発した可視マルチスペクトル撮像装置(MSI) がある。MSI は液晶波長可変フィルター(Liquid Crystal Tunable Filter ; LCTF) とEM-CCD を用いており、分光と撮像を短時間で同時に行うことが可能である。本研究では 2011 年 5 月 5 日，6 月

6 日にMSI を用いてスペクトル撮像観測を行った．観測の情報については **Table 1**に示す．

Table. 1

	2011年5月5日	2011年6月6日
波長領域 (nm)	400 - 1100	500 - 975
波長間隔 (nm)	7 - 20	3 -10
波長数	180	86
シーイング (″)	3.5	3
SystemⅢ longitude (°)	37.9-57.6	335.3-347.6

また，本研究では次項で述べる反射率の補正のため土星を観測した直後にスペクトル情報が既知の標準星も観測している．

3. 解析手法

今回の解析では、まず標準星の観測データを用いて地球大気の吸収と太陽光スペクトルの影響を取り除き，波長毎に各ピクセル毎の反射率を求めた．補正は以下の式で表される．

$$\frac{I}{F}(abs) = \frac{C_{saturn} \cdot F_{star}}{C_{star} \cdot F_{sun}}$$

それぞれ，C_{saturn}：土星の観測値，C_{star}：標準星の観測値，F_{star}：標準星のフラックス，F_{sun}：太陽のフラックスである．反射強度に変換した画像において，土星の地球直下点と大白斑の発生緯度(37.7 °N)のスペクトルをそれぞれの観測日についてプロットした．

4. 結果

Figure 2 と **Figure 3** で示されるスペクトルからはCH_4吸収(619、727、890 nm) が確認でき、各吸収の深さとスペクトル全体の概形は過去の観測で得られたもの[Karkoschka, 1994] と一致している。また 5 月と 6 月共通して，地球直下点おける連続帯の反射率は1994年の値とほぼ一致しているのに対して，CH4吸収帯(赤丸部分，727 nm, 890 nm)の反射率は1994年の値と比べて高いことが分かる．このことから1994年に比べて土星低緯度域において，雲頂高度が上昇している可能性が考えられる．一方，**Figure 2** の 450 - 650 nm で1994年の値とずれが見られる．これは，6月の観測では全波長のスキャンが約 15 分で完了したのに対し，5 月の観測は全波長のスキャンに30分かかっていたため天候の変化影響が強く出てしまったためと考えられる．ただ，同一画像内での地球直下点と大白斑発生緯度の相対的な比較は可能である．そこで，大白斑発生緯度のスペクトルを地球直下点のスペクトルで割ることによって **Figure 4** が得られた．**Figure 4** からCH_4 吸収帯(727，890 nm)において，5 月と 6 月で反射率の割合はほぼ一致している．このことから，この 1 ヶ月間の間で大白斑の雲頂高度に大きな変化が出ていない可能性が考えられる．

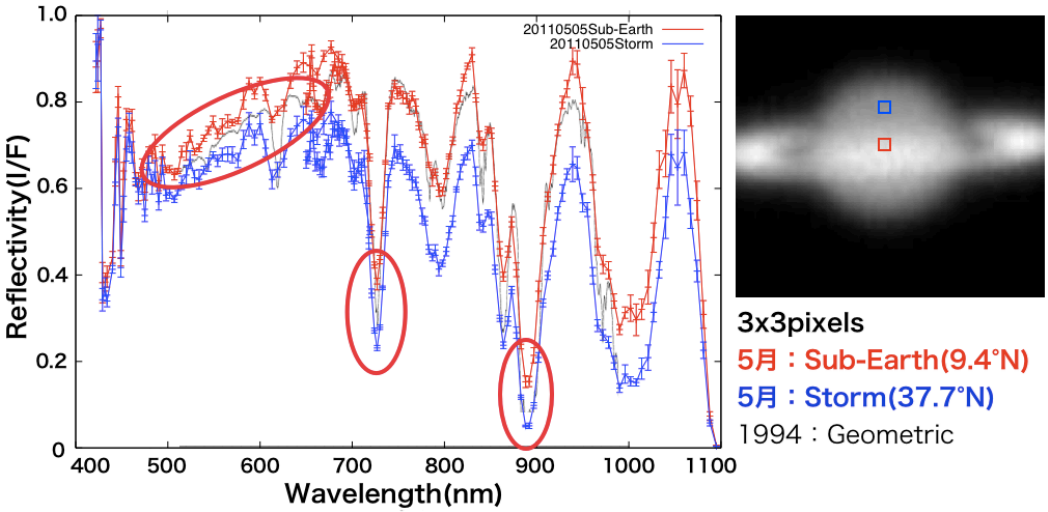


Fig. 2 2011 年 5 月 5 日の土星スペクトル(400 - 1100 nm)．赤線が地球直下点(9.4 °N)，青線が大白斑発生緯度(37.7 °N)，黒線は1994年の土星全体の反射率[Karkoschka,1994]を示す．

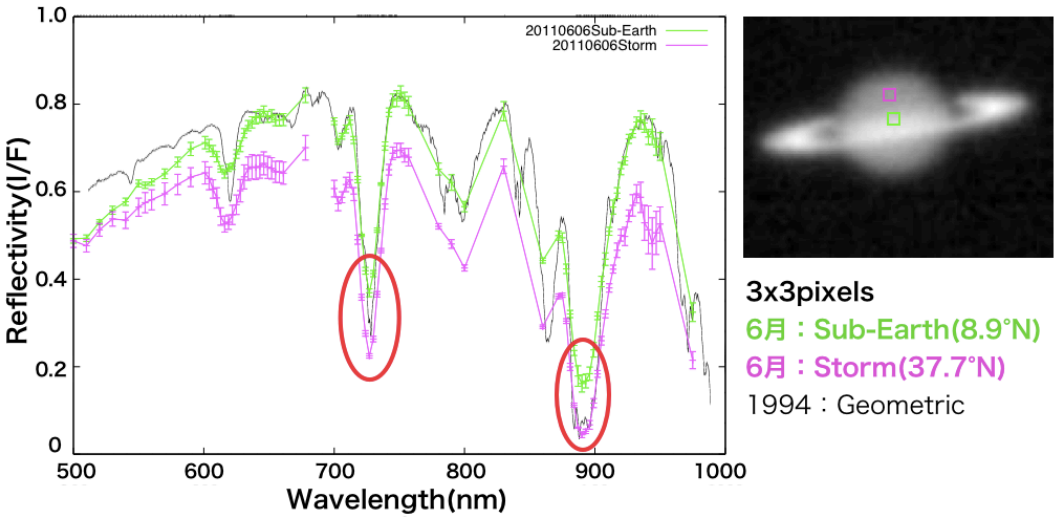


Fig. 3 2011 年 6 月 6 日の土星スペクトル(500 - 975 nm)．Fig 1 と同様に，緑線が地球直下点(8.9 °N)，紫線が大白斑発生緯度(37.7 °N)，黒線は1994年の土星全体の反射率[Karkoschka,1994]を示す．

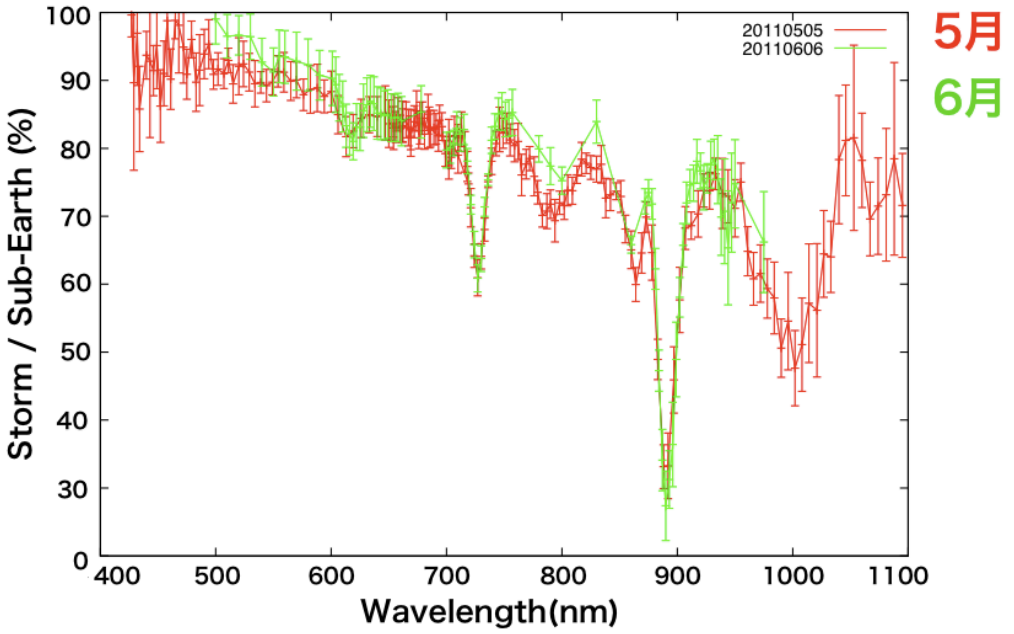


Fig. 4 土星における地球直下点の反射率に対する大白斑発生緯度の反射率の割合．赤線が5月，緑線が6月のデータを示す．

5. まとめ

本研究では2011年5月と6月にピリカ望遠鏡とMSIを用いて，土星大白斑のスペクトル観測を行った．得られた画像を反射率に変換し，地球直下点と大白斑発生緯度のスペクトルを比較した．その結果，5月と6月の間では大白斑の雲頂高度が大きく変化していない可能性が示唆された．一方で1994年の観測値と比較すると，低緯度(地球直下点)において，CH_4 吸収帯(727，890 nm)での反射率が高くなっており，1994年と比べて雲頂高度が上昇している可能性があることが分かった．

今後は大白斑が見られなくなった時期に同様の観測を行い，反射率の比較から雲頂高度の変化を調べ，また観測データと土星雲モデルの放射伝達計算を用いて定量的な雲頂高度を導出していく．

6. 参考文献

Acarreta, J. R., and A. Sanchez-Lavega (1999), Vertical Cloud Structure in Saturn's 1990 Equatorial Storm, Icarus 137, 24-33.

Atreya, S.K., and A. Wong (2004), Coupled clouds and chemistry of the giant planets a case for multiprobes, Space Science Reviews. 116: 121-136.

Fischer, G., W. S. Kurth, D. A. Gurnett, P. Zarka, U. A. Dyudina, A. P. Ingersoll, S. P. Ewald, C. C. Porco, A. Wesley, C. Go, M. Delcroix (2011), A giant thunderstorm on Saturn, Nature doi:10.1038/nature10205.

Hueso, R., and A. Sanchez-Lavega (2004), A three-dimensional model of moist convection for the giant planets Ⅱ: Saturn's water and ammonia moist convective storms, Icarus 172, 255-271.

Karkoschka, E. (1994), Spectrophotometry of the Jovian Planets and Titan at 300- to 1000-nm Wavelength: The Methane Spectrum, Icarus 111, 174-192.

Karkoschka, E., and M. Tomasko(2005), Saturn's vertical and latitudinal cloud structure 1991-2004 from HST imaging in 30 filters, Icarus 179, 195-221.

Sanchez-Lavega, A., T. del Rio-Gaztelurrutia, R. Hueso, J. M. Gomez-Forrellad, J. F. Sanz-Requena, J. Legarreta, E. Garcia-Melendo, F. Colas, J. Lecacheux, L. N. Fletcher, D. Barrado-Navascues, D. Parker, the International Outer Planet Watch Team(2011), Deep winds beneath Saturn's upper clouds from a seasonal long-lived planetary-scale storm, Nature doi: 10.1038/nature10203.

Temma, T., N. J. Chanover, A. A. Simon-Miller, D. A. Glenar, J. J. Hillman, D. M. Kuehn (2005), Vertical structure modeling of Saturn's equatorial region using high spectral resolution imaging, Icarus 175, 464-489.

超高分解能中間赤外ヘテロダイン分光装置の開発現状

中川広務（東北大理）、青木翔平（東北大理）、笠羽康正（東北大理）、村田功（東北大理）、Guido Sonnabend（ケルン大）、黒田壮大（東北大理）、岡野章一（東北大理）

概要

本発表では，新たに開発が進められてきた超高分解能中間赤外ヘテロダイン分光装置（MILAHI）の開発フェーズが無事に終了し，要求精度を達成することができたので，現況性能についてご報告する．本装置は 7-12μm の波長域を波長分解能 10^{7-8}，帯域幅 1GHz で取得することが可能な装置である．これまでの液体窒素タイプに代わって，常温タイプの量子カスケードレーザを新たに導入することで波長可変域を格段に広げ（$5cm^{-1}$），様々な分子種の観測を可能にした．さらに我々の実験では，外部共振器を組み合わせる事で $20cm^{-1}$ という非常に広い波長域をカバーすることが可能な EC-QCL の開発も進めている他，高出力の小型 CO_2 ガスレーザも選択可能なシステムとなっている．惑星・天体観測に必須の長時間積分は，局発光であるレーザ発振波長をガスセルフィードバックにより安定化させることで実現可能となり，6×10^7 という圧倒的な波長分解能を達成している．また，これまで広く用いられてきた音響素子分光器や巨大なフィルタバンク型分光器を最新の小型デジタル FFT 分光器に組み替えることで，高周波数分解能（64kHz:16384 チャンネル）、大ダイナミックレンジ、かつ利便性・安定性の高いシステムに改良された．感度も，10μm 帯でシステム雑音温度 3000K を達成し，観測対象の要求精度を十分に満たすレベルに達した．本装置を現在建設が進められている PLANETS 望遠鏡（東北大、ハワイ大、その他国際コンソーシアムが協力してハワイ・ハレアカラ山頂に建設を進めている惑星観測専用望遠鏡）のクーデ焦点に 2014 年度の実装を予定している．これにより既存機器では実現不可能な「超高波長分解能の惑星連続観測」を実現し，当該分野の進展に広く貢献していく．

1．序論

中間赤外域は回転振動遷移の芳醇な分子種線に恵まれ，惑星観測に非常に有用な分光領域である．この波長域の分子分光遠隔観測は，惑星大気研究にとって最も実績のある強力な研究手段の一つである．特に，高い波長分解能により分子プロファイルを完全に分解することができれば，圧力、温度、存在量、励起状態や風速、さらに鉛直構造に至る多くの基礎物理パラメータを得る事ができる．

加えて，地上観測の場合，地球大気の強い吸収線と混じり合う微弱な惑星大気の信号を分離するのにも高波長分解能が必要不可欠である．低波長分解能では地球大気と

の分離が不可能であり，これにより取得された惑星信号の信頼度は格段に落ちることが懸念される.

一方で,ラインプロファイルのドップラー広がりを測定するためには波長分解能が 10^5 以上，完全な分解には 10^7 の分解能が必要となる．それに対して，ファイブリペロやフーリエ分光器など現況における中間赤外の直接分光観測による最大の波長分解能は 10^5 程度に留まり，ラインプロファイルを完全に分解するには及ばない．また，直接観測では 10^5 を達成するにも 1m に及ぶ巨大な回折素子を用いる必要があるなど，小型化・汎用性の面でも難がある.

中間赤外領域において，最も波長分解能が高い分光手法としてヘテロダイン手法がある（Kostuik and Mumma, 1983）．赤外ヘテロダイン信号は，惑星からの信号を局発光（赤外レーザ）と重ね合わせ，そのビート信号を赤外検出器で高速検出することで得られる．重ね合わせで得られるビート信号は赤外光源の情報を保持したまま電波帯にダウンコンバートされるため，電波同様増幅・検出・解析することが可能となり，これにより圧倒的な波長分解能が達成される.

中間赤外ヘテロダイン分光装置が達成する超高波長分解能 10^7 は，高精度にラインプロファイルを測定可能にすることで，ミリ波・サブミリ波帯のヘテロダイン装置がするように，シングルラインから高精度の大気鉛直情報を得る事ができる．またこれは，ドップラー速度では 10m/s 相当の風速を分解可能であることを意味する．局発光源の出力が十分大きければ，装置ノイズは局発光源のショットノイズで決まり，量子雑音限界レベルの高感度を達成しうることも特筆すべき点である．さらに，分解能が装置サイズに依存しないため，非常にコンパクトな設計が可能であり，将来気球や飛翔体搭載機器としても期待が大きい.

我々東北大グループでは，地球大気中の微量大気成分観測のため，1980 年代より赤外ヘテロダイン分光器の開発を進め，地球オゾン等微量大気の鉛直構造の解明に貢献してきた（Okano et al., 1989; Fukunishi et al., 1990; Taguchi et al., 1989）．一方で，世界で赤外ヘテロダイン分光は，地球大気観測のみならず惑星大気観測でも大きな成果を挙げてきた（例えば，Kostuik et al., 1996; Fast et al., 2010）．さらに，これまで局発光の可変範囲の制約や出力不足により用途が限定的であったが，近年の量子カスケードレーザの目覚ましい発展に伴い，10^7 を達成しうる本手法は，惑星観測にとって非常に強力なツールとなってきている.ドイツ・ケルン大グループでは，量子カスケードレーザを用いた金星・火星の風速場観測が積極的に展開されている（例えば，Sonnabend et al., 2012; Sornig et al., 2012）.

一方で，時々刻々とダイナミックに変化していく惑星大気やその進化を理解する上

で，連続モニタリングは非常に重要である．例えば，火星大気を理解する上で，大気成分の時空間変動の特徴を明らかにし，大気–表層さらにはエアロゾルやダストとの相互作用を定量的に理解することは特に重要であるにもかかわらず，未解明な点が多い．日変化，季節変化，年変化，太陽活動変動など様々なタイムスケールの時間変動を理解することで，初めて火星大気の気象・気候システムを掌握することができる．しかし，現況においてそれを達成しうる観測拠点は世界に存在しない．大型望遠鏡のほとんどは公募制によるものであり，限定的な観測しか実現できず，飛翔体による観測も時空間的に限定的な情報が得られるにとどまる事が一般的である．

東北大学本グループでは，ハワイ大を始めとする国際コンソーシアムの協力の下，世界で初めてとなる「惑星観測専用望遠鏡 PLANETS」計画を推進している．我々は惑星専用の赤外ヘテロダイン分光器を新たに開発し，PLANETS 望遠鏡に実装することで，他に類を見ない中間赤外域超高分解能分光連続観測の実現を企図する．本研究では，装置の概要・コンセプトとその性能について，特筆すべき点について抜粋し，記述する．

2. 装置概略・性能

赤外レーザヘテロダイン分光装置（MILAHI）は、惑星大気の主成分・微量大気成分等の観測に適している 7-12μm の中間赤外波長域をカバーする受信機である．波長分解能は帯域 1GHz 中で 10^6 を達成しており，フィードバック方式を最適化することで 10^7 以上が今後見込まれている．詳細な仕様は，表 1 にまとめた．装置は，(70×1100×60)cm^3 の光学部を含むフロントエンドとエレキ部を含むバックエンドで構成されている．特徴的な構成要素を以下に記述する．

2.1. 局発光源（赤外レーザ）

観測波長は，局発光源の発振波長によって決まる．そのため，様々な観測対象・観測分子を網羅するためには，広い波長域をカバーする局発光源が必要となる．また，惑星からの微弱な信号を高い S/N で捉える為には長い積分時間が必要であることから，高い波長分解能を達成するためには長時間安定した発振波長が得られる事が重要である．また，局発光源の発振波長は，その駆動電流と温度を変化させることで調節することができる．しかし，これまでに用いられてきた液体窒素冷却型の量子カスケードレーザは温度を大きく変化させることができないため，$1cm^{-1}$ 程度の可変波長域しか獲得することができなかった．本装置では，より波長可変範囲を広げるため，常温冷却型の量子カスケードレーザを新たに導入した．図 1 に様々な温度・駆動電流による発振プロファイルを示す．本レーザでは，駆動温度を-30℃から 30℃まで変化可能であり，それにより $5cm^{-1}$ の波長可変範囲を達成することができている．

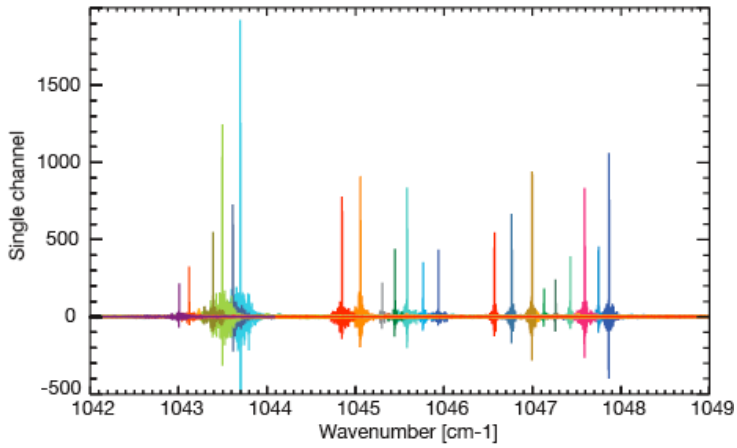


図 1. 常温駆動型量子カスケードレーザの発振プロファイル.

上記常温タイプの量子カスケードレーザは，ペルチェ素子により 0.1℃レベルで温度を制御している．これによる発振波長の安定度をガスセル実験で計測したところ，70MHz 程度達成できていることがわかっており（図 2），これは波長分解能で 2×10^6 に相当する．さらに，参照ガス吸収の底位置をフィードバックに波長安定化することで，20MHz つまり 7×10^7 の波長分解能を達成することができている．さらにガス圧等を最適化することでより高い安定度を獲得できることが見込まれている．

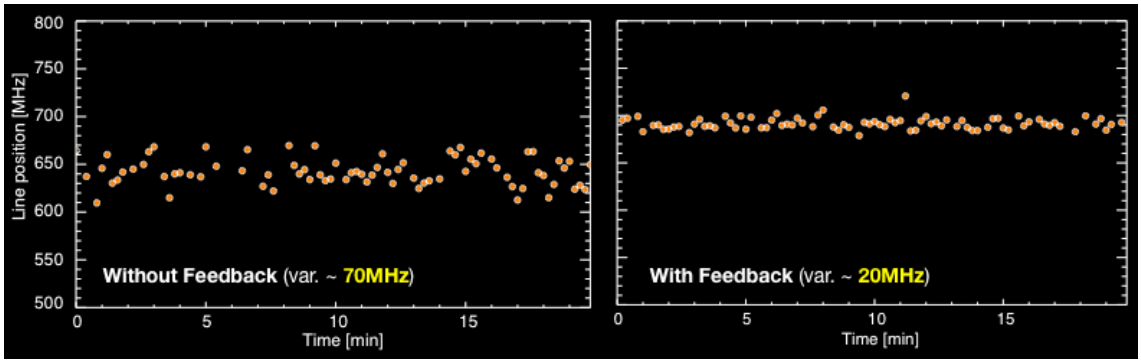


図 2. 常温駆動型量子カスケードレーザの波長安定度．参照ガスの吸収位置をモニタした結果を示す．左がガスセルフィードバック無し，右がフィードバック有りの際の吸収位置の変動結果.

2.2. デジタル FFT 分光器

バックエンドとして，従来先行研究では音響光学素子分光器（AOS）や巨大なフィルタバンク型分光器が用いられてきた（Sonnabend et al., 2008; Kostuik et al., 1996）. 本装置の基本的な要求として，(1) ドップラーシフトによる風速観測のため非常に高い周波数分解能，(2) 正確にラインプロファイルを得る為にリップルや定在波の少ない綺麗なベースライン，(3) 比較的広い帯域，(4) 汎用性が高くコンパクト等がある．以上の観点から，本装置では新たにデジタル FFT 分光器（DFS）を導入した．DFS は，近年

ミリ波・サブミリ波電波天文観測で幅広く用いられるようになった先端技術であり，高速 A/D 変換・FPGA による高速 FFT 処理により実現されたものである．主な優位点として，比較的広い帯域，高周波数分解能，高感度，大ダイナミックレンジ，低重量，小型かつ複雑な光学・機械部がないなどが挙げられる．

2.3. 観測視野と感度

ヘテロダイン受信機のエタンデュは $A\Omega \sim \lambda^2 cm^2 sr$ により決まる（A:有効開口面積，Ω:ビーム立体角，λ:波長）．よって，装置の視野は回折限界によって決まり，例えば10μm帯で1.5m望遠鏡の場合1.7”の視野となる．これは，同じくヘテロダイン受信が一般的に用いられているサブミリ・ミリ波領域のそれに比べ，非常に高い空間分解が可能となる（例えば 230GHz 帯で 30m 望遠鏡を用いた場合の視野は 12”程度となる）．つまり，火星のような小さい光源の分布を地上から取得することが可能となる．

装置の感度は，最も重要な性能の一つであり，検出限界は感度と観測積分時間によって決まる．感度は，温度が予め既知の小型黒体炉や常温光源等を用いて測定され，その結果を図3に示す．システム雑音温度が10μm帯で約3000K達成できていることがわかる．これは当該波長域における量子雑音限界1400Kの2倍程度であり，これは他のヘテロダイン受信機に比べて格段に良い数値である．3000K というシステム雑音温度は，1.5MHz 分解能 10 分積分時に輝度温度 38mK の差が区別可能であり，広がった天体に対して 0.48 $ergs/cm^2 cm^{-1} sr\ sec$ のフラックスが検出可能であることに相当する．

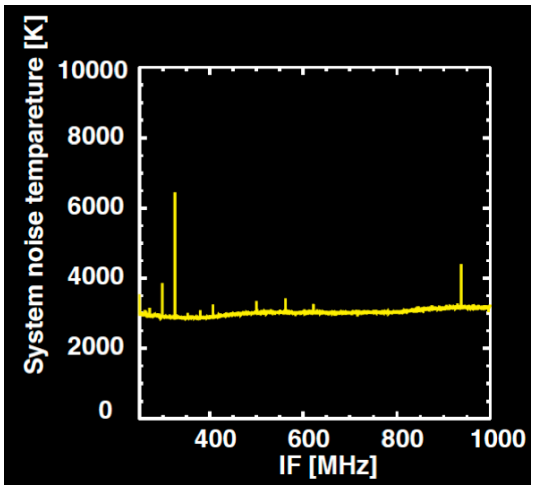


図 3. 10μm 波長帯におけるシステム雑音温度．

2.5. 試験観測結果

装置の総合評価のため，太陽を背景光源にした地球大気試験観測を東北大学実験室内で実施した．得られたスペクトルは紙面上割愛するが，計算結果と非常によい一致を示した．ノイズレベルもほぼ期待どおりであった．さらに，微弱な月光源を背景にして同様に地球大気試験観測を，東広島かなた望遠鏡(1.5m 鏡)のナスミス焦点に実装

し，2012 年 1 月に実施した(図 4)．1045.6cm^{-1}のオゾン吸収スペクトルであり，積分時間は約 30 分である．計算結果を水色実線で付して示した．背景光が微弱なためノイズレベルが大きいが，期待される吸収プロファイルが問題なく取得されていることがわかる．引き続き，かなた望遠鏡を用いて金星観測を実施した．天候不良のためスペクトル取得には至らなかったが，金星信号と局発光とのヘテロダイン信号取得に成功することができ，信号強度も期待値と同程度であったことをここに述べておく．

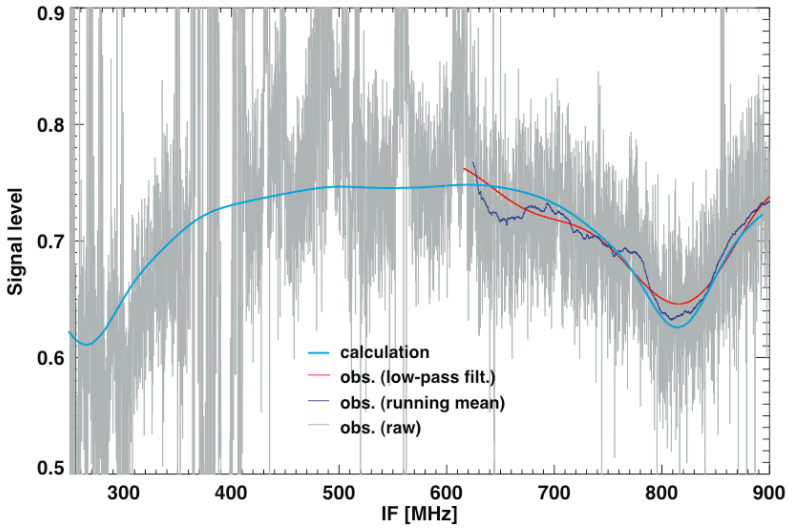


図 4．月光源にした地球大気オゾン吸収スペクトル．灰色線が観測結果，水色線が計算結果を示す．青色・赤色はそれぞれ移動平均処理・ローパスフィルタ処理した観測結果である．

3．結び

東北大学で長年開発が進められてきた超高分解能中間赤外ヘテロダイン分光装置（MILAHI）の開発が無事に終了し，観測に必要な要求精度を達成することができた．本発表では，特に波長分解能や感度等の現況性能について述べ，国内望遠鏡に実際に実装した際に得られた地球大気スペクトルを示した．現在は，本グループが所有する飯館望遠鏡(60cm 鏡)をハレアカラ山頂に移設する計画が進んでおり，2012 年度 11 月以降に移設が完了する予定である．本装置は，本年度実施される小型化・リモート制御化の後，ハレアカラ山頂に輸送され，新飯館望遠鏡のクーデ焦点に実装され，惑星大気試験観測が実施される予定である．

謝辞

著者らは，広島大学宇宙科学センター川端弘治を始め東広島かなた望遠鏡スタッフ・学生の皆様に感謝の意を述べたい．飯館望遠鏡での試験観測が困難な状況になった我々を温かく受け入れて下さり，また貴重な観測時間を割いてご協力いただきました．

高解像度気候モデルの開発－新しい観測成果との統合的理解を目指して－

渡辺真吾(JAMSTEC)

概要　近年、観測技術の発展や、データ同化技術の発展によって、観測事実に基づいて構成される中層大気の諸要素（温度・風・微量成分等）に関するデータの種類および時空間解像度は飛躍的に増加しつつある。理論をベースに観測とモデリングを両輪として発展しつつある大気科学分野において、観測データに匹敵する空間解像度を持った気候モデルを開発することは今や必然とも言える。大気波動の中でもとりわけ空間スケールが小さい内部重力波は、中層大気中での分布や性質に関して未知の領域がまだ残されており、高解像度の観測＆気候モデルを組み合わせた研究の魅力的なターゲットとなっている。 地球シミュレータを用いた我々の高解像度気候モデル開発の現状と将来展望について概観する。

モデル JAGUAR (JApanese General circulation model for Upper Atmosphere Research) は、地球シミュレータに最適化された大気大循環モデル MIROC-AGCM と、中間圏・下部熱圏(MLT)の物理過程を含む Kyushu-GCM の hybrid として開発された。モデルの概要は以下の通り。

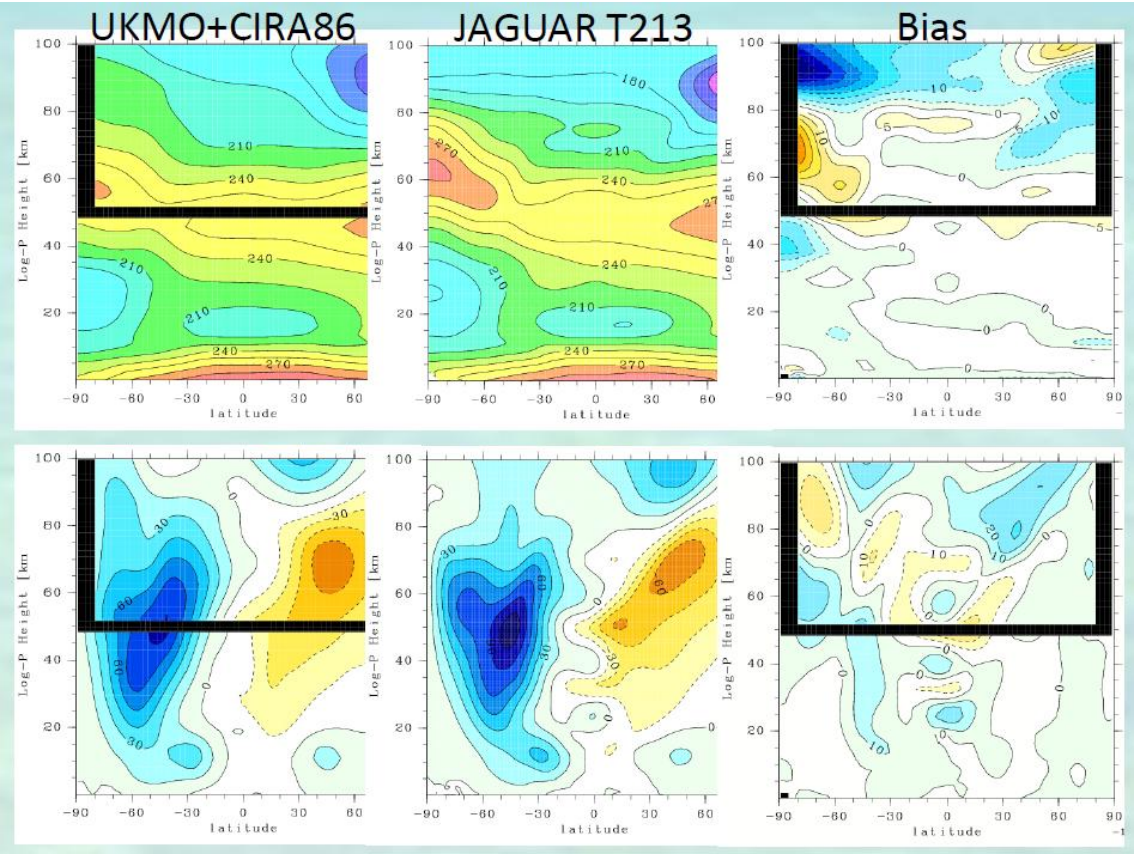
・地表～150 km の中性大気を対象とする全球気候モデル 中間圏・下部熱圏(MLT)領域の物理過程（O_2,O_3 短波放射、non-LTE 赤外放射過程・化学加熱・分子粘性・分子熱伝導・イオンドラッグ）を含む

・一般的な気候モデルに比して高い鉛直解像度(~500 m)が特徴 大気波動の伝播を正確に表現可能＆衛星リム観測、ラジオゾンデ、大気レーダーおよび GPS 掩蔽観測などの鉛直高解像度データと比較可能

・水平解像度は、従来は T213 （最短水平波長~190 km） => T639 （同 ~63 km）を開発中～気象庁 GSM 並の解像度。

結果　図は、モデル(T213 版)の 7 月の帯状平均東西風と温度の緯度・高度分布を、観測（UKMO+CIRA86）気候値と比較した結果を示す。モデルは観測される東西風と温度の分布を定性的に再現できている。一方、高度 50 km 以下に比べると、高度 50 km 以上の MLT 領域における再現性は少し見劣りするのが現状である。このことは、一つには、観測データの気候値としての代表性がやや不足（3 年間の平均）していることも関係している。もうひとつの重要な要因としては、MLT 領域での大気内部重力波の散逸の仕方とその分布に関して、モデル結果（散逸に関するパラメタリゼーションのチューニング）の不確実性が大きいことが関係している。統計的にみて正しい緯度・高度で重力波が散逸しない場合、波と平均流の相互作用の結果として決まる東西風の分布や、子午面循環の分布、温度の分布などが正しく再現できないことが知られている。

※ポスター発表で示したいくつかの図と結果に関しては論文投稿前なのでここでは省略。



図：（上段）帯状平均温度(K)、（下段）帯状平均東西風(ms^{-1})。左から、観測気候値、モデル結果、モデル結果の観測気候値からのバイアス。

今後の展望　今後は、高高度での詳細な風の観測が可能な南極昭和基地 PANSY レーダーなどの新しい観測成果とモデル結果を統計的に比較することによって、モデルの改良を行うとともに、観測事実のよりよい理解のためにモデル結果を援用できるような、観測-モデル統合研究を展開していきたい。

Software Development for Wind Profiler Signal Processing Using Python with NumPy and SciPy

Noor Hafizah Binti Abdul Aziz[1,2], Masayuki K. Yamamoto[1], Toshiyuki Fujita[1],
Hiroyuki Hashiguchi[1], Mamoru Yamamoto[1]
[1]Research Institute for Sustainable Humanosphere (RISH), Kyoto University, Japan.
[2]Faculty of Electrical Engineering, Universiti Teknologi MARA (UiTM), Malaysia.

1. Introduction

Wind profiler is a useful means to measure altitude profiles of vertical and horizontal wind velocities with high time and vertical resolutions (Hocking, 2011). Range imaging (RIM) is a technique that improves range resolution down to several ten meters by using frequency diversity and adaptive signal processing. RIM is useful for resolving fine-scale structure of atmospheric instability such as Kelvin-Helmholtz billows. Therefore RIM can be used for early detection of small-scale turbulence. In order to develop an algorithm that detects the small-scale turbulence automatically, a software with high portability (i.e. work under multiple platform) and generality (i.e. written by popular software language) is required to be developed. In developing software, we are using Python with SciPy and NumPy libraries.

2. USRP2 as a Radar Digital Receiver

USRP2 (Universal Software Radio Peripheral 2) is a software defined radio receiver. USRP2 is controlled by UHD ('Universal Software Radio Peripheral' Hardware Driver). UHD is available from C++ and Python. Software defined radar receiver is able to be developed using free and popular software languange. Because USRP2 does not have trigger terminal to start and stop data sampling, the leakaged of transmission signals are used for ranging. Oversampling facility is easy to be implemented because of high-time resolution data sampling up to 25 MHz is available. Data were collected by USRP2 and 1.3-GHz LQ7 transmission system (Imai et. al., 2007).

3. Python with NumPy and SciPy

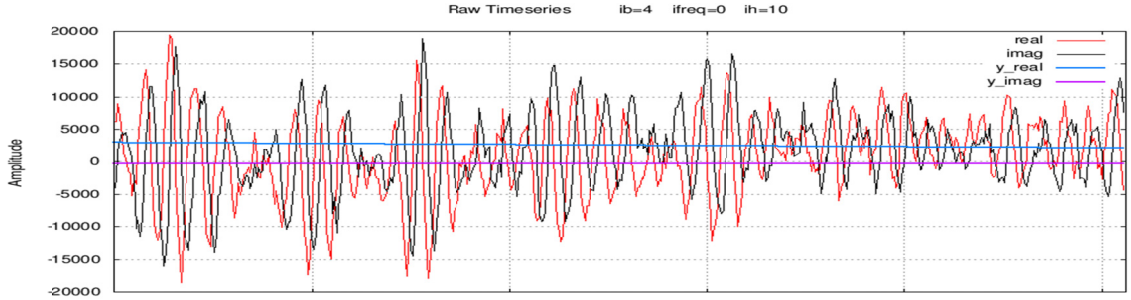
Python runs on Windows, Linux/Unix, Mac OS X, and has been ported to the Java and .NET virtual machines which is free to use, even for commercial products, because of its OSI-approved open source license. SciPy library is built to work with NumPy arrays which is the fundamental package needed for scientific computing with Python. NumPy and SciPy contain a powerful N-dimensional array object, sophisticated functions such as linear algebra, Fourier transform, and random number capabilities. Indexing like operations can be used in this data signal processing (example 'numpy.where' which returns array indices which satisfy given conditions). Other useful mathematical operators such as numpy.mean, numpy.max, numpy.empty, numpy.sum, numpy.array, numpy.copy and numpy.dot is used to increase the calculation and coding efficiency. Using Python, radar signal processing software has been developed in order to estimate spectral parameters (i.e. echo power, Doppler velocity and Doppler velocity variance).

4. Signal Processing Flow

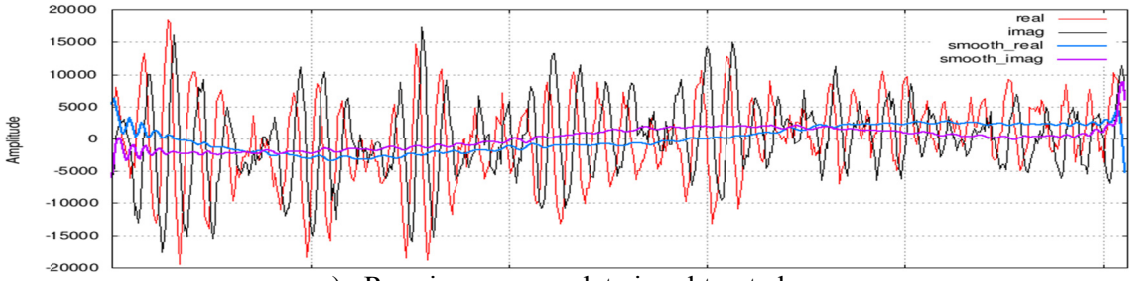
The signal processing starts from IQ signal detection and analog to digital (A/D) conversion which had been processed in USRP2. In the PC, the IQ signals are ranged, decoded, and averaged in time (i.e. coherent integration). Subsequently, in offline signal processing which developed using Python with NumPy and SciPy, it is divided into two parts: time series signal processing focused on clutter rejection and spectral parameter estimation. In the time series signal processing, DC component had been removed and then high-pass filtering is done by running mean method. Ranging, decoding and coherent integration are processed by online or offline. In the second section, there are three calculations: Doppler spectrum calculation by FFT, noise level estimation and spectral parameter (i.e. echo-power, Doppler velocity and Doppler spectrum) estimation by moment method.

Figure 1 shows a result of time series signal processing. Figure 1a shows a raw IQ time series data, and red and black curves show real and imaginary component, respectively. Figure 1b shows a time series after DC component is removed (black and red curves). Low frequency IQ signals computed by 100 points running average are shown by blue (real component) and purple (imaginary component) curves. Figure 1c shows the time series after the running-averaged data are subtracted (i.e., highpass filtered data). The time series data shown in Figure 1c are used for spectral moment estimation.

a) Raw time series



b) DC had been removed and low-frequency signals computed by 100 points running average



c) Running average data is subtracted

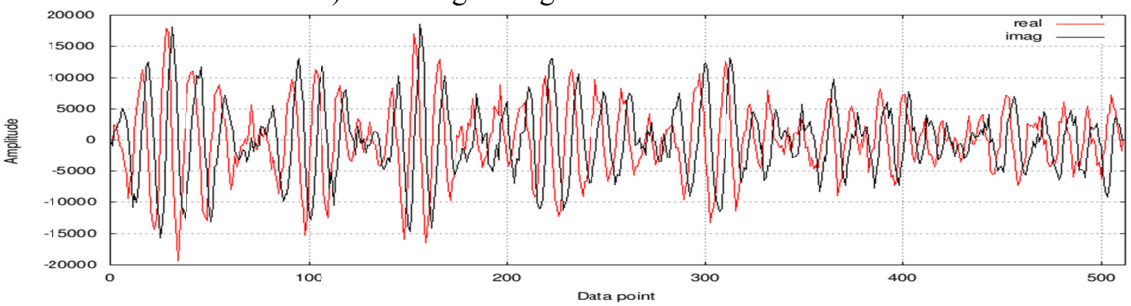


Fig. 1 : Example of received time series.

Figure 2 shows a result of spectral data using the time series shown in Figure 1. Red curve is a Doppler spectrum computed from raw time series (see Figure 1a) and black curve is a corrected Doppler spectrum from high-pass filtered time series (see Figure 1c). Clear-air echo exist in the range between 2 to 3 ms^{-1} and noise level is 92 dB. For executing FFT, scipy.fftshift and scipy.fftpack are used.

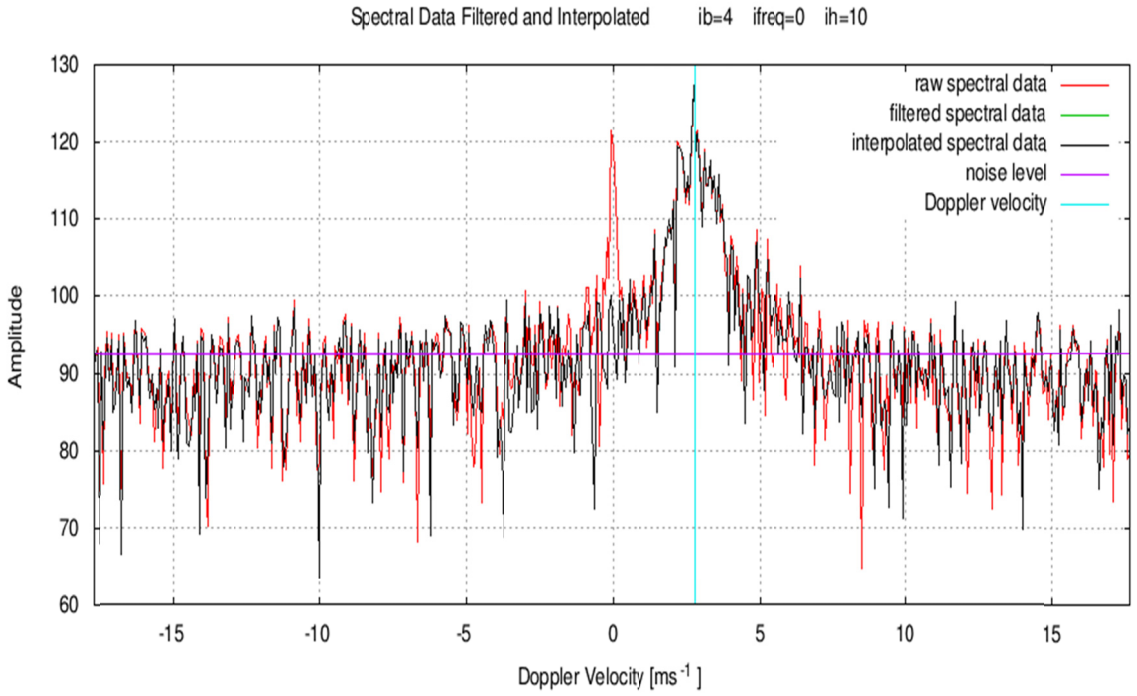


Fig. 2 : Example of spectral data.

In spectral parameter estimation, the following procedures are taken. (i) Noise level calculation using Hildebrand (1974), (ii) 5 points running mean (smoothing) to the Doppler spectra, (iii) peak search, (iv) determination of continuous Doppler velocity range where received power is greater than threshold (noise level + 3×(noise standard deviation)), and (v) spectral parameter estimation using the moment method. In the all procedures, numpy.where and numpy.max are used. Figure 3 shows a result of spectral parameter estimation. The black curve is raw Doppler spectrum and green curve is smoothed Doppler spectrum. The Doppler velocity range selected by smoothed Doppler spectrum and the threshold (blue dotted line) is used for spectral parameter estimation such as echo power, standard deviation and Doppler spectra. These calculations use numpy.mean, numpy.where and numpy.max.

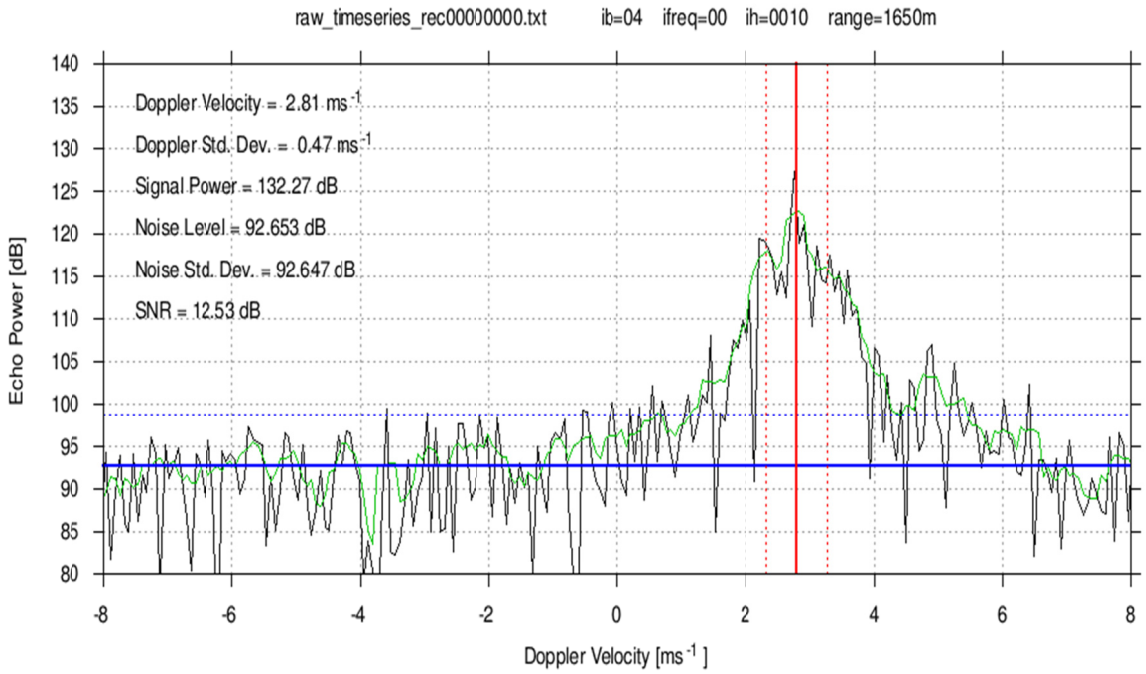


Fig. 3 : An example of spectral parameter estimation result.

5. Oversampling Result

Figure 4 shows a spectral parameter estimation result using original range resolution determined by 1-μs transmitted pulse width (150m), and Figure 5 shows a result of 10 times oversampling. The result demonstrates that even the simple oversampling can reveal the fine-scale vertical changes of received signals. The vertical variability of Doppler spectra is much clearer than no-oversampling scale. Therefore, oversampling is useful for high accurate reproduction of turbulence structure by further using RIM and for developing an algorithm to reveal fine-scale turbulence structure by decorrelating signals in range.

6. Conclusion

A radar signal processing software necessary for building detection algorithm of small-scale turbulence using RIM is being developed using Python with NumPy and SciPy package. Our results demonstrate that Python with NumPy and SciPy is a powerful tool for radar signal processing. The software includes the following functions remove clutter signals by high pass filtering, calculate Doppler spectrum using FFT, estimate noise level using method by Hildebrand (1974), find the Doppler velocity range where radar echo exists, and estimate spectral parameters with good accuracy. We showed the example that the software we developed is useful for mitigating clutter signals. Further we showed a capability of oversampling to reveal fine-scale structure of radar echo and wind velocity. Further development will be show in subsequent studies.

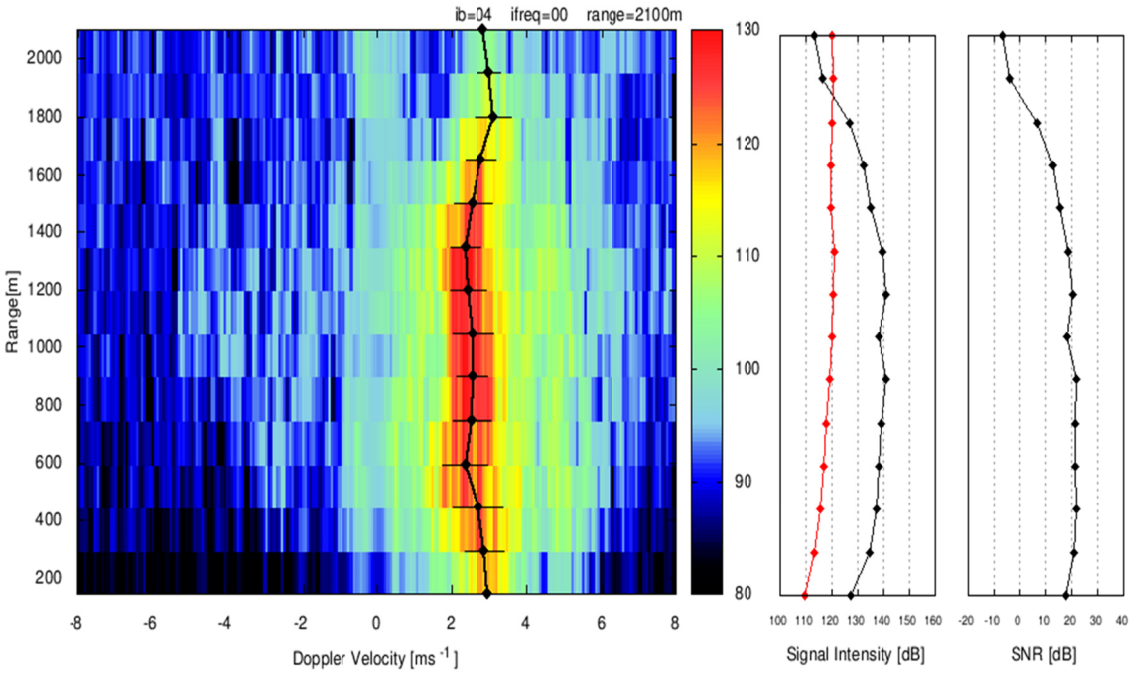


Fig. 4 : Result using 150-m resolution (i.e., without oversampling).

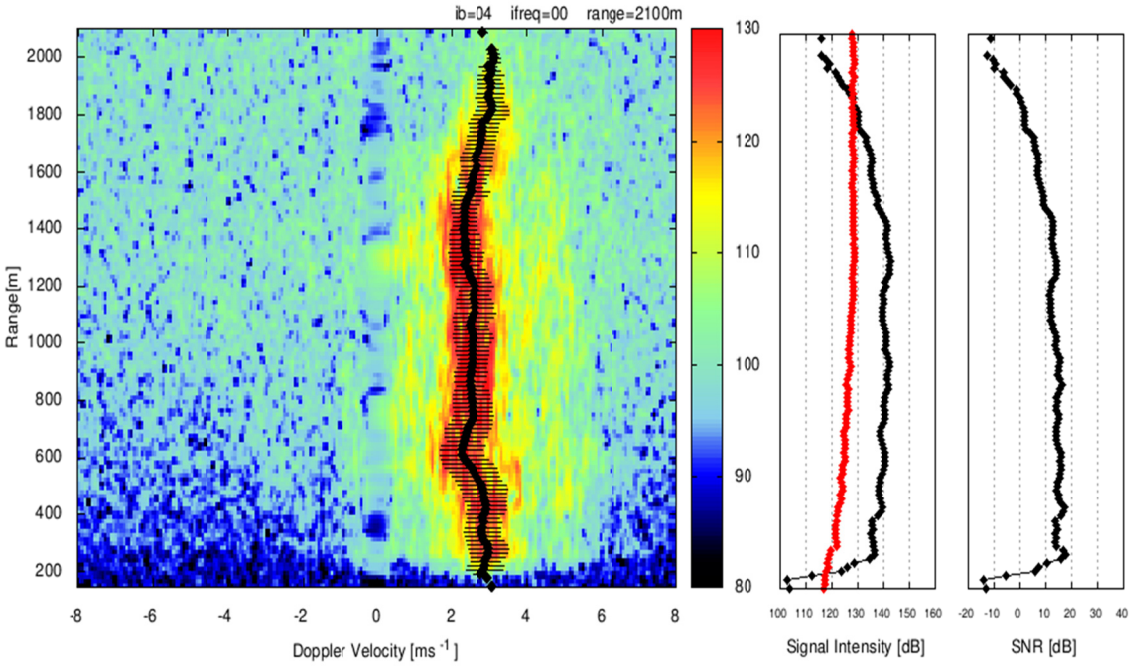


Fig. 5 : Result using 10-times (15-m) oversampling.

Acknowledgement

This research was supported by Adaptable and Seamless Technology Transfer Program through Target-Driven R&D (A-STEP) Exploratory Research (Research No. AS232Z00186A).

References

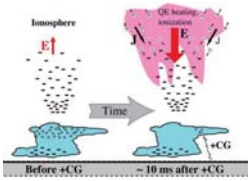
1. Hildebrand, P.H., and Sekhon, R.S., Objective Determination of the Noise Level in Doppler Spectra, Appl. Meterol., 13, 808-811, 1974.
2. Hocking, W.K., A review of Mesosphere-Stratosphere-Troposphere (MST) Radar Developments and Studies, circa 1997-2008, Journal Atmosphere Solar Terr. Phys., 73, 848–882, 2011.
3. Imai, K., Nakagawa, T., and Hashiguchi, H., Development of Tropospheric Wind Profiler Radar with Luneberg Lens Antenna (WPR LQ-7), Sumitomo Electric Technical Review, 38-42, 2007.

P-3 国際宇宙ステーションからの雷放電と高高度発光現象の観測（GLIMS）ミッション
－電波観測機器－

森本 健志，牛尾 知雄（大阪大学），佐藤 光輝（北海道大学），菊池 博史（大阪大学），鈴木 睦，山崎 敦（ISAS/JAXA）
高橋 幸弘（北海道大学），芳原 容英（電気通信大学），Umran Inan（スタンフォード大学）

Motivation and backgrounds

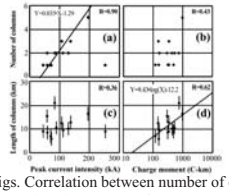
スプライト生成要因の問題



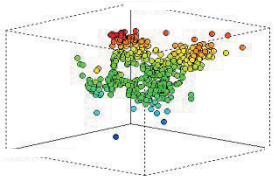
QE モデル
雷放電に伴う準静電場の変化に伴う電子の加速による絶縁破壊モデル

【問題点】
(a) 電荷モーメントが数100C･kmと小さくてもスプライトが発生する点
(b) スプライトが必ずしもCGの直上で発生せずに最大50 kmの位置ずれが起こる点
(c) CGとスプライトには数msから数100msの遅延時間が存在する点
(d) カラム状やキャロット状など異なった発生形態が生じる点
(e) 同時に複数のカラム状スプライトが発生する点

水平放電路からの電磁パルス



Figs. Correlation between number of columns and peak current [*Adachi et al.*, 2004]



雲放電のVHF電波観測の一例

雷放電路から放射される複数の電磁波パルス列が、局所的に強電界領域を形成して、スプライトの生成･水平構造を決定している可能性（e.g. カラムの空間分布）

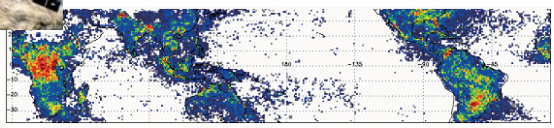
↓

スプライトの水平構造と雷放電に伴う電磁波の同時観測

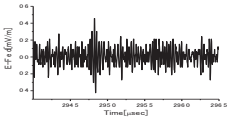
↓

衛星軌道上からの天底観測の必要性

人工衛星からの雷観測



TRMM/LIS
光学観測による位置標定
（分解能4km）

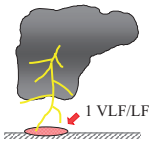


FORTE
VHF帯電磁波観測

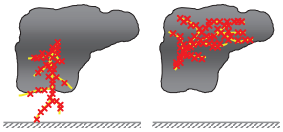
電磁波による雷観測

VLF/LF
帰還雷撃に伴う放射＜点電荷モデル＞
1雷撃につき1パルスのみ放射
低い空間分解能

VHF/UHF
リーダ進展に伴う放射＜放電進展モデル＞
対置雷撃･雲内放電を問わず
数千パルスを放射
枝分かれを伴うリーダの
進展様相を可視化
雲内放電を含む
一連の雷嵐活動を監視

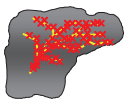


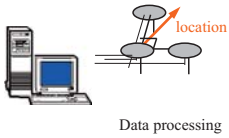
1 VLF/LF pulse／1flash



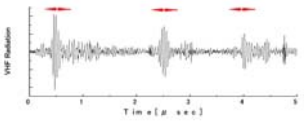
× Thousands of VHF/UHF pulses／1flash

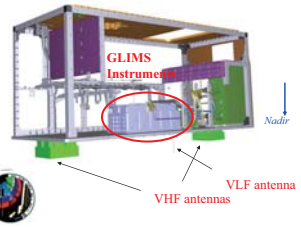
Ground base VHF Broadband Digital Interferometer
（地上用実用機として稼働中）



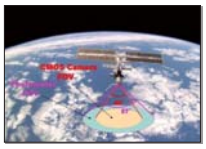


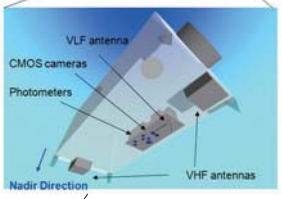
Bandwidth : 25-100MHz
Sampling rate : 200MHz
Resolution : 10 bit
Recording Time
: 2.5μsec × 2048pulses (Max)
Time interval between pulses : ≈ 1μsec

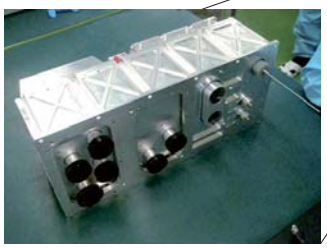




MCE (Multi-mission Consolidated Equipment)







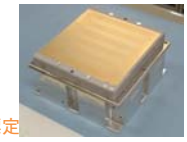
Mission sensors
- CMOS cameras :
  740　830nm, 762±5 nm
- Photometers :
  150-280nm, 316±5 nm, 337±5 nm
  392±5 nm, 762±5 nm, 600-900nm
- VHF interferometer: 70　100 MHz
- VLF receiver: 1　40 kHz

電波観測機器

スプライトを含むTLE 研究のゴ　ルは、その時空間構造の把握と、それをもたらすメカニズムの解明である。これまで、スプライトについては側面から見た時空間構造はほぼ明らかにされ、また発生の第一条件である大規模上空電場の生成については基本的な理論は提唱されている。しかし、水平構造の観測的把握はほとんどできていない。またメカニズムに関しても、エレメント（カラム）の数や水平分布、親落雷との大きな時間的･空間的ギャップなど基本的な特徴がまったく説明されていない。我々はその問題の鍵が、対地雷撃（落雷）および雲内放電からの電磁パルス放射と、放電電流の水平成分の寄与にあると考えている。その検証のために、TLE の光学観測機器と併せて、放電経路発達の時空間追跡ができるVHF 干渉計とVLF受信機で構成するGLIMS電波観測機器による観測によってスプライト発生に係る、親雷放電（mother lightning）に関する情報を得る。

VHF 干渉計

雷放電からのVHF電波を検出し雷放電路の時間･空間進展過程の情報を得る

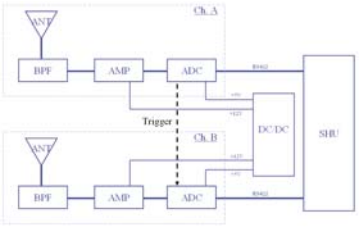


VITF antenna (one unit)

Type	: Patch type
Size	: 200 × 200 × 106 mm
Wight	: 3400 g
Bandwidth	: 70 – 100 MHz (S_{11} > -3dB)

VITF electronics unit

Heritage of BMW	: BPF, AMP, ADC
Size	: 180 × 210 × 60 mm
Wight	: 2400 g
Comm. I/F	: 2 Gbps RS-422
DC power	: 8.1 W (+12, +5 V)



- Bandwidth is 70-100 MHz.
- 130 VHF pulses with time duration of 2.5 μs are recordable.

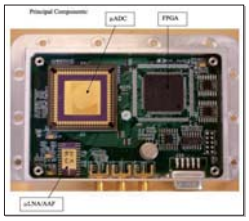
VLF 受信機

雷放電および高高度放電発光現象からのVLF電磁放射（ホイッスラ波）の情報を得る

Specification of VLFR

Frequency range	1 - 40 kHz
Sampling frequency	100 kHz
A/D resolution	16 bit
Antenna	Monopole

VHF receiver



Picture of VLF electronics

3D view of VLF antenna

JEM GLIMSミッションの成功基準

	ミ マムサクセス	フルサクセス	エクストラサクセス
全球分布	CMOSカメラもしくはVHF干渉計により、1年以上の観測を実施し、発生頻度分布の季節変化を確定	1 kmの位置検出精度、20 μsの絶対時刻精度で±51°の緯度帯の80 %以上を2年以上の期間観測を実施し、雷放電の気象モデルへの同化と高高度放電発光による大気組成変化の推定に資するデ タの取得	3年以上の観測を実施し，新たな放電形態をもつ高高度放電発光現象を発見する
水平構造	CMOSカメラおよびVHF干渉計により、1例以上のスプライト天底観測デ タを取得し、雷放電水平進展とスプライト水平構造の時間的 空間的差を確定	高高度放電発光を1 kmの空間分解能、10 μsの時間分解能で検出し、雷放電の放電過程を10 kmの分解能、10 μsの時間分解能で検出し、高高度放電発光の発生条件を明らかにする	雷放電水平電流のEMPによる発生条件を含めた新たな高高度放電発光発生メカ ズムの構築
VLF	－		VLF受信機により、雷放電起源のVLF波動を1例以上検出する

静止衛星及び APOLLO 観測に向けた
地表面 BRDF（二方向反射率分布関数）の影響評価

野口克行（奈良女子大）、アンドレアス・リヒター(ドイツ・ブレーメン大)
ジョン・P・バローズ(ドイツ・ブレーメン大)、 入江仁士(JAMSTEC)、北和之(茨城大)

地球環境衛星による対流圏微量成分の観測において、濃度導出の際に Differential Optical Absorption Spectroscopy（DOAS）という手法がしばしば用いられる。DOAS による濃度導出の際には、太陽光を光源として大気成分の吸収量を観測するが、天底観測の際には地表面からの反射光をみるため、地表面反射率（アルベド）の情報が必要となる。実際の地表面の反射率は太陽光の入射・出射方向に依存しており、この依存性は二方向反射率分布関数（BRDF）と呼ばれる。

従来の観測は主に太陽同期衛星によって行われており、少なくとも太陽天頂角の変化は観測中にそれほど大きくなかった。そのため、従来の観測ではランベルト面と呼ばれる等方的拡散面が仮定されることが多かった。しかし、視野角を大きく振るセンサの場合には視野角の変化による BRDF の影響があることが示された[Zhou et al., 2010]。また、静止衛星による観測を考えた場合、太陽天頂角が朝から夕に掛けて大きく変化することになり、ランベルト面近似がふさわしくない可能性がある。さらに、国際宇宙ステーション（ISS）への搭載を向けて計画が進められている APOLLO プロジェクトにおいても、ISS が太陽非同期軌道にあるために、やはり地表面 BRDF の考慮が重要になる可能性がある。

本研究は、静止衛星や APOLLO 観測を想定して、地表面 BRDF が対流圏微量成分の DOAS 観測に与える影響を見積もることを目的とする。地表面 BRDF を評価するため、本研究では、MODIS による実測値（BRDF プロダクト、MCD43B1）を利用し、東京付近の BRDF を求めた。図は、BRDF をπ倍して無次元化した BRF と呼ばれる値のローカルタイム・季節依存性である。図には、他の地球観測センサ（GOME・OMI）によって得られた東京付近のランベルト面近似によるアルベド値（従来の DOAS 観測で用いられていた値）も併せて載せている。時刻によって BRF 値が大きく変化していることがわかる。例えば、冬の午後では３０％近くも変化している。このような地表面反射率の変化が実際の DOAS 観測にどのような影響を与えるのか、今後の研究で明らかにする予定である。

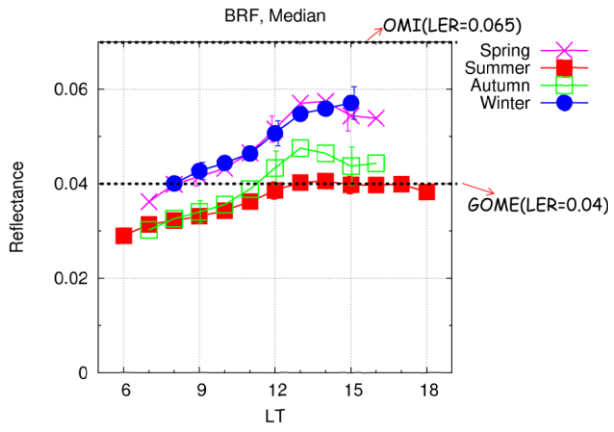


図　MODIS で観測された東京における BRF

Validation of stratospheric ozone data from the Superconducting Submillimeter-Wave Limb-Emission Sounder (SMILES) version 2.1

Koji Imai [*1], Makoto Suzuki [*2], Naohiro Manago [*2], Takuki Sano [*2],
Chihiro Mitsuda [*3], Yoko Naito [*4] and Masato Shiotani [*4]
[*1] TOME R&D Inc., [*2] ISAS/JAXA, [*3] Fujitsu FIP Corp., [*4] Kyoto University

Abstract

We present verification results of the SMILES v2.1 ozone product by comparing the coincidence statistics with other data sources (ACE-FTS, MLS, MIPAS, SMR, SABER and SD-WACCM). The agreement is within 10% in the altitude range from 18 km to 26 km. In the higher altitudes, although there is still very good agreement with SD-WACCM, the SMILES ozone shows negative slopes with respect to some satellite data.

1. Introduction

The Superconducting Submillimeter-Wave Limb-Emission Sounder (SMILES) was designed to be aboard the Japanese Experiment Module (JEM) on the International Space Station (ISS) as a collaboration project of Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA) and National Institute of Information and Communications Technology (NICT). SMILES was successfully launched and attached to the Japanese Experiment Module (JEM) on the International Space Station (ISS) on September 25, 2009. Mission Objectives are: i) Space demonstration of super-conductive mixer and 4-K mechanical cooler for the submillimeter limb-emission sounding in the frequency bands of 624.32–626.32 GHz and 649.12–650.32 GHz, and ii) global observations of atmospheric minor constituents in the stratosphere (O3, HCl, ClO, HO2, HOCl, BrO, O3 isotopes, HNO3, CH3CN, etc), contributing to the atmospheric sciences. In this study, we validate the SMILES v2.1 ozone product using other data sources (ACE-FTS, MLS, MIPAS, SMR, SABER and SD-WACCM).

2. SMILES ozone measurements

We focus on the ozone product based on the measurement by the Band B, which provides the longest measurement time (about 83 days in total with more than 1000 scans). We conservatively use non-flagged profiles and the altitude level data with a positive calculation error.

3. Definitin of the coincidence measurement

We use the satellite data sets obtained during the SMILES observing period from 12 October 2009 to 21 April 2010. Then, we define time and space criteria for coincidence with the SMILES measurement to be within ±2 hours, ±2° latitude and ±8° longitude, which are comparable or somewhat tight to other inter-satellite validation studies (e.g. Frodevaux et al., 2008; Jegou et al., 2008; Dupuy et al., 2009; Rong et al., 2009). There is large number of coincidence events in the northern mid-latitude region. It is because the SMILES measurement density is higher at these latitudes. On the other hands, for SD-WACCM, we extracted the nearest grid data from all the SMILES observing points. Thus the maximum

difference in time and space is half of the calculation time step and the resolution: ±0.25 hours, ±0.95° latitude and ±1.25° longitude.

4. **Methodology**

For the comparisons, the altitude is converted from geopotential height to geometric height to match the SMILES data. Thus the altitude shown in this study is expressed in geometric height. We also smooth and degrade the high-resolution profiles such as ACE-FTS and SABER by convolving the SMILES ozone averaging kernel functions. Both flagged data points and their corresponding coincident counterparts at each SMILES altitude levels are removed from the following comparisons.

5. **Comparisons**

Figure 1 shows the comparisons of vertical profile in the latitude bin between 55°N and 65°N. From the result, it is found that the agreement is within 10% in the altitude range from 18 km to 26 km. However, in the higher altitudes up to 50 km, although there is still very good agreement with SD-WACCM, the SMILES ozone appears to have a negative bias ~15% with respect to ACE-FTS, MLS, SAEBR and MIPAS. The latitudinal distributions in Figures 2 show that there is no clear latitudinal dependence at all altitude levels. Especially, the agreement between the SMILES and WACCM ozone is less than 10% in the altitude range from 20 km to 50 km at all latitudes.

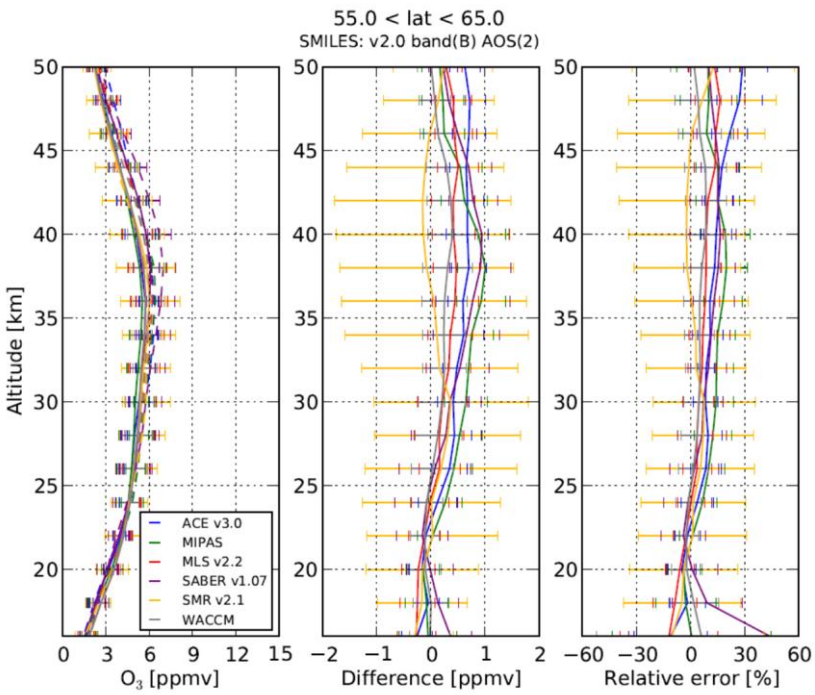


Figure 1 Comparisons of the average values (left) the averaged differences (middle) and the averaged percentage differences (right). The average values and their standard deviation are calculated from the coincident measurements with duplicated data being excluded, while the averaged difference, the averaged percentage difference and their standard deviations are calculated using all the coincident measurements.

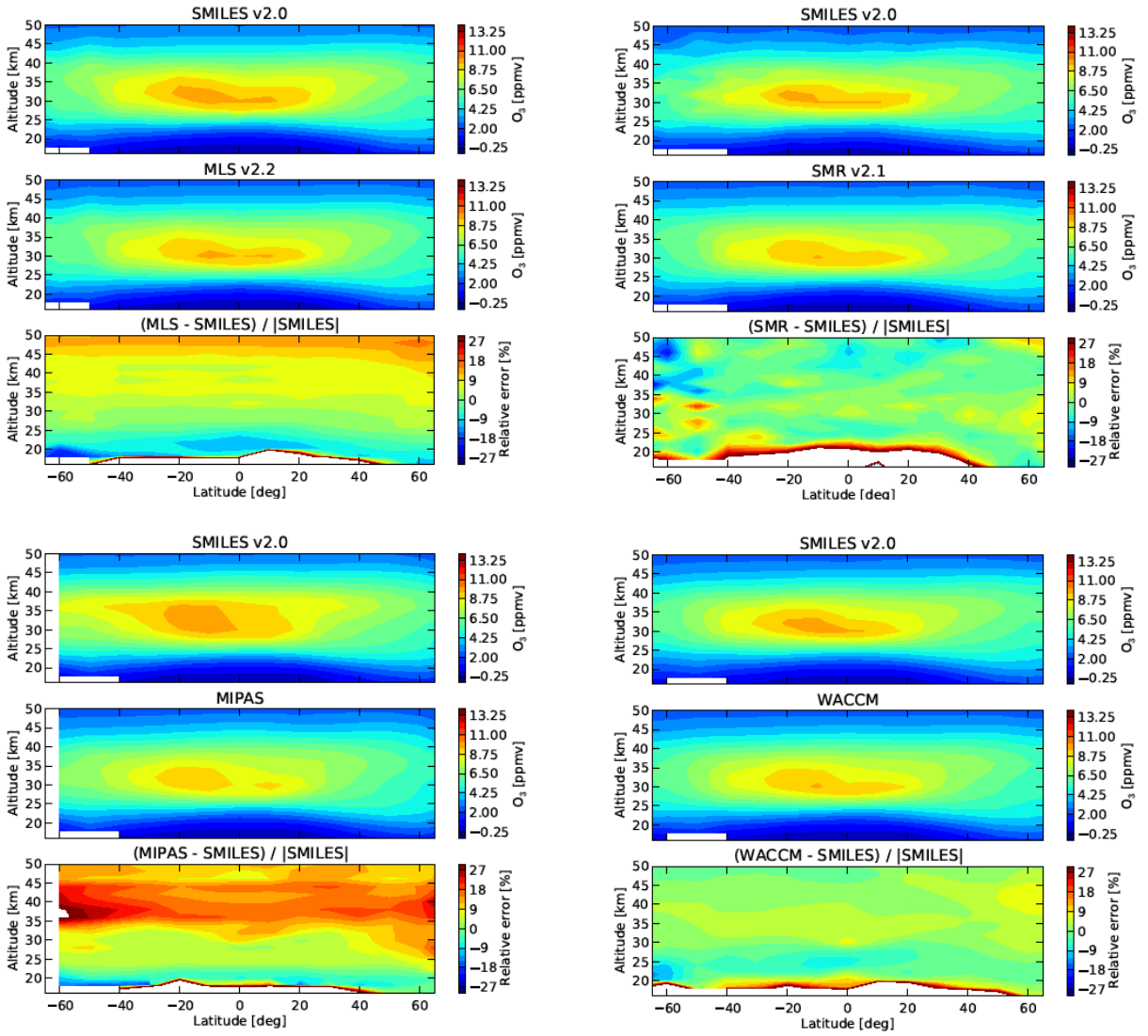


Figure 2 Contour plots of zonally averaged SMILES v2.1 ozone (top), for comparisons (middle) and the percentage difference (bottom).

Acknowledgement

The authors appreciate the following project teams to provide the data which need to prepare for this study: Aura/MLS, SciSat-1/ACE-FTS, Envisat/MIPAS, Odin/SMR, TIMED/SABER and SD-WACCM.

S-310-40 号機による電離圏中の電波伝搬特性観測　―速報―

深澤達也，石坂圭吾，岡田敏美(富山県立大学)
八木谷聡(金沢大学)，小嶋浩嗣(京都大学生存圏研究所)

1. 概要・目的

通常，夜間に中波帯ラジオ放送を受信すると，昼間は受信不可能な遠方のラジオ放送を受信することが出来る．これは，中波帯電波を吸収する電離圏 D 層が消滅するため，電波の反射高度が上昇し，昼間よりも遠方に中波帯電波が伝搬可能になるためである．しかし，内之浦において，夜間に突然放送波が受信できなくなる場合がある．これは夜間にスポラディック的に D 層もしくは E 層が発生し，放送波が昼間と同じような高度で反射もしくは吸収されたと考えられる．放送が受信できない時，山川に設置されているイオノグラム観測によると，電離圏下部にはスポラディック D 層もしくは E 層は確認されていない．この事から，夜間に電離圏中に局所的な電子密度増加領域が発生し，中波帯ラジオ電波の伝搬に影響を与えていると推測される．このような中波帯電波が異常伝搬している際の，電離圏環境は調査されておらず，夜間電離圏下部領域の電子密度プロファイルは得られていない．また，夜間におけるスポラディック D 層もしくは E 層の発生原理については未解明である．そこで，本計画では中波帯電波の異常伝搬する原因の特定を目的として，電離圏下部領域内においてロケットに搭載された長波・中波帯電波受信機を用いて，直接電波伝搬観測を行い，電離圏環境と電波障害の関係について調査する．

2. 内之浦における受信実験

2009 年 11 月 26～28 日にかけて，鹿児島県内之浦宇宙空間観測所(USC)において，中波帯電波の受信実験を行った．なお，受信に使用したのは周波数 873kHz の NHK 熊本第 2 放送である．図 1 に 3 日間の実験結果を示す．縦軸に受信強度[V]，横軸に時間[s]を示している．また，深夜 1 時前後で受信強度が減少しているのは，放送波が停波したためである．

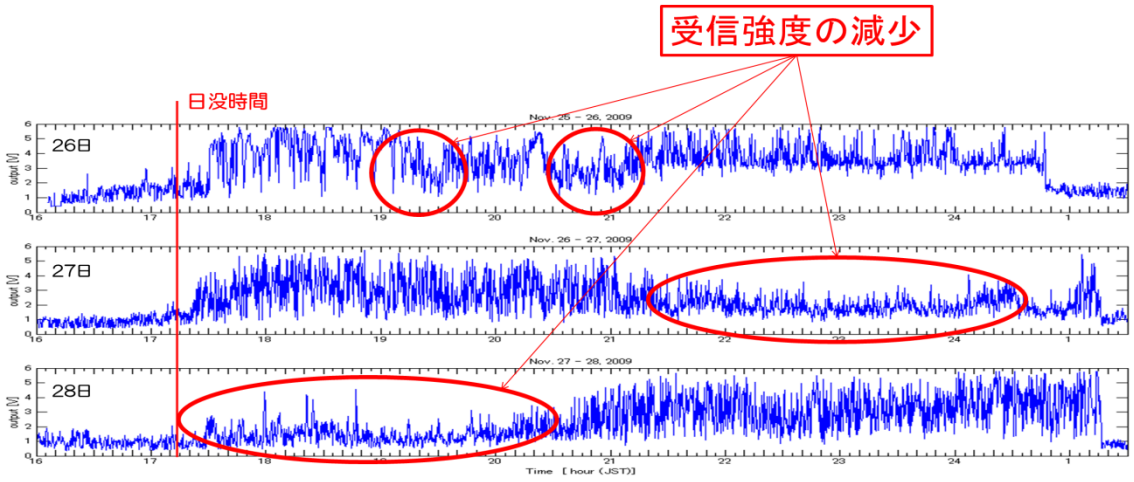


図 1　2009 年 11 月 26～28 日の観測結果

図 1 の結果を見ると，日没後の役 90～420 分の間において受信強度が減少している事が確認できる．しかし，減少している時間帯は定まっておらず，期間が短い時や長い時など，様々な状況がある．以上の事から電離圏下部領域中において，中波帯電波の伝搬に影響を与える現象

3. S-310-40 号機観測ロケット概要

2011 年 12 月 19 日 23 時 48 分(JST)に内之浦宇宙空間観測所より，S-310-40 号機観測ロケットが打ち上げられた．ロケットには複数の観測機器を搭載し，電離圏下部領域の観測を行う．中波・長波帯電波受信機を用いて，地上から 4 つの周波数帯の電波を受信し，その変化から電子密度構造の推定を行う．ロケットに搭載した受信機の外観を図 2 に示す．ロケット観測する電波の周波数を表 1 に，発信位置関係を図 3 に示す．なお，表 1 と図 3 の番号は対応している．異なる方向からの発信電波を同時に受信することで，中波帯電波の異常伝搬の原因とされる高電子密度領域の位置と大きさの推定が可能である．

図 2　受信機　(左 : ループアンテナ，中央 : メインエレクトロニクス，右 : プリアンプ)

表 1　LMR の受信周波数

番号	周波数[kHz]	名称	送信場所	出力[W]
1	60	標準電波	佐賀県はがね山	50k
2	873	NHK 熊本第 2 放送	熊本県大津町	500k
3	405	無線航行用ビーコン	沖縄県南大東島	1k
4	666	NHK 大阪第 1 放送	大阪府大阪市	100k

図 3　ロケット発射方向と発信位置

4.　観測結果

観測ロケットは 210 秒後に最高高度 180km に達し，393 秒後に観測を終え東南の海に落下した．873kHz 電波の観測結果を図 4 に示す．縦軸が受信強度[V]，横軸が打ち上げからの時間[sec]を示しており，上から X 軸，Y 軸，Z 軸となっている．打ち上げ後 60 秒後にノーズコーンが開頭し，受信強度が上昇していることから，受信機が正常に動作していることが確認できる．

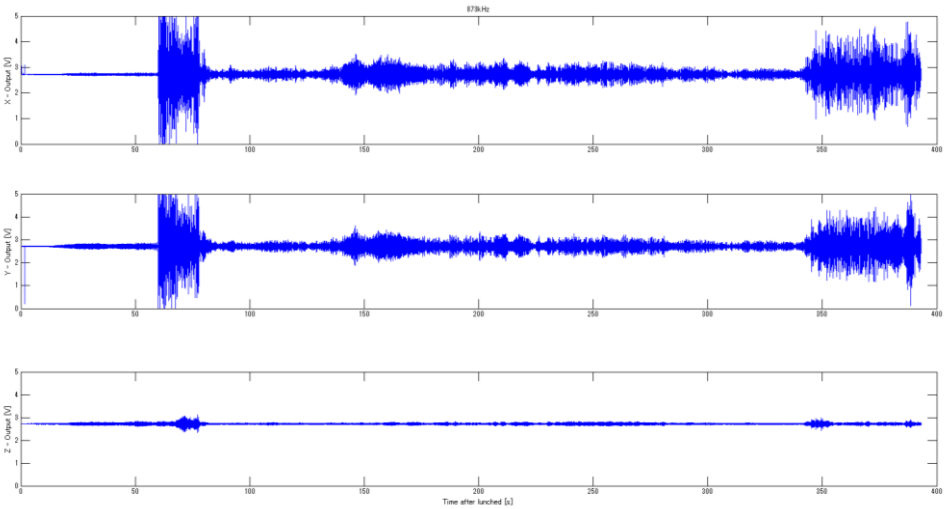


図 4　873kHz の出力波形

図 4 より，約 78 秒後に受信強度の減少が確認できる．これはロケットが電離圏に突入した事による減衰だと考えられる．そして，約 140 秒後に電波強度が増加している．その後 340 秒後に電離圏外を飛翔している事により，電波強度が増加している．

5.　上昇時の磁界強度の高度変化

図 5 はロケット上昇時に観測された 873kHz の電波の磁界強度の高度変化である．縦軸は高度，横軸は磁界強度である．これまでのロケット観測では電波は急激に減衰している様子が見られたが，図 5 を見ると電波強度はゆっくりと減衰している．また高度 175km 付近にも電波強度が増加していることがわかる．

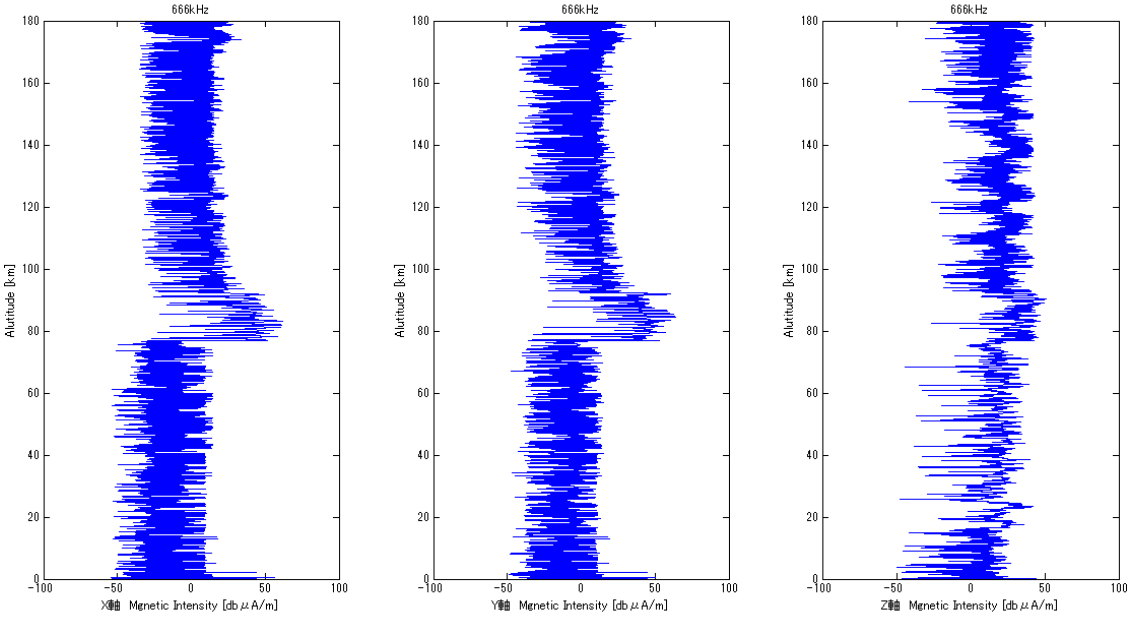


図 5　873kHz の磁界強度の高度変化

6. まとめ

冬期夜間においてラジオ電波の異常伝搬が発生する現象がある．その時の電離圏の様子を観測するために観測ロケットを用いて観測を行った．搭載した長・中波帯電波受信機は正常動作し，約 393 秒で観測を終了した．受信機の出力電圧から，電離圏内と圏外の飛翔時を確認することができ，140 秒後に電波強度の増加が見られた．また，上昇時の磁界強度の高度変化をみると，強度はゆるやかな減少をしている．これはこれまでのロケット実験とは異なった結果となった．

異常伝搬時の電子密度分布を推定する手法として, Full Wave 計算を用いた電波吸収法を用いる予定である．これは IRI モデルと，磁界強度の高度変化を用いた Full Wave 計算の結果とを比較することで電子密度構造を推定する手法である．また，周波数解析とドップラーシフトを利用する事で, 右旋波と左旋波, 上昇波と下降波に分離することが可能である．分離を行うことで電離圏中の電波伝搬の様子をより詳細に求めることができると予想される．以上の解析手法を利用することで，電子密度構造を求め，電波伝搬特性が得られると期待される．

S-520-26 号機による電離圏中の電場観測 –速報－

須田康介、石坂圭吾、岡田敏美
富山県立大学

はじめに

高度約 60km から 300km の中間圏・熱圏は熱圏の力学、温度や組織構造を決める重要な役割である。またその領域は電離圏と呼ばれ中性大気と電離大気（プラズマ）が共存し、相互に運動量の交換が行われている。このような粒子間の衝突や電場を介した運動量の交換（輸送）は理論的には古くから研究がなされているが、観測的な検証は不十分である。また、衛星が長時間その領域に滞在できない、地上観測も地域的に限定されることで観測ロケットによる観測が最も適しているといえる。本観測実験は S-520-26 号機観測ロケットを用いて明け方の F 領域のプラズマ運動・密度・温度とその変動、電場と中性大気風の直接観測を実施し、大気プラズマ相互作用の解明を目的とする。本研究では観測ロケットに電場観測装置を搭載し、電離圏中の DC 電場の観測を行う。

観測装置

本観測実験では DC 電場の計測センサとして機能する 2 対の電場計測アンテナを用いる。これにより、電離圏中のロケットのスピン軸に垂直な面内の電界成分を計測する。また、電場計測用アンテナの先端の電極とロケットとの間の電位差を計測する。

本観測実験で使用する電場観測装置（Electric Field Detector:EFD）アンテナ部、プリアンプ部、メインエレクトロニクス部で構成されている。図 1 に EFD の外観図、図 2 に EFD の構成図を示す。

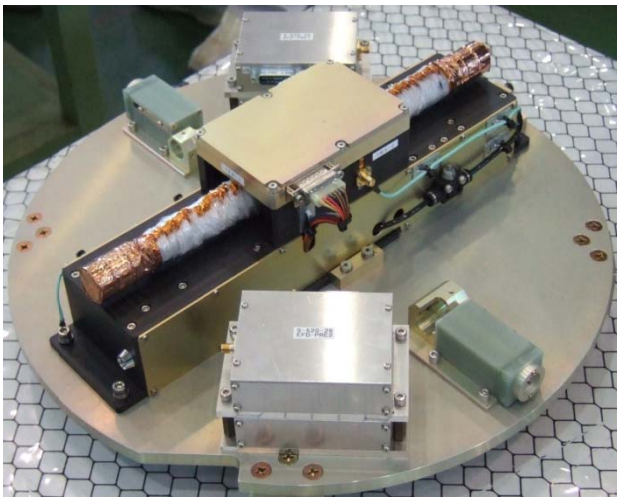


図 1　EFD 外観図

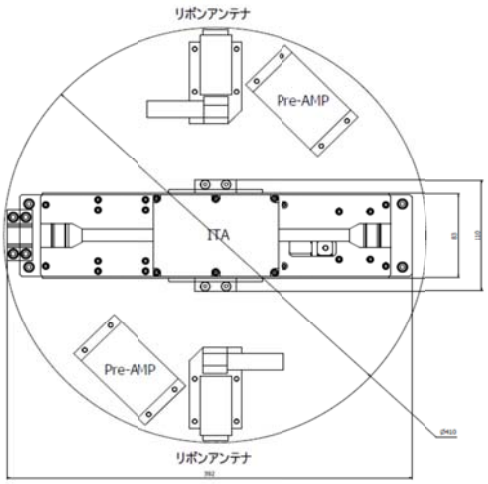


図 2　EFD 構成図

アンテナ部は 2 対のダイポールアンテナを用いるが、1 対は新開発のインフレターブルチューブアンテナ（ITA）を用いる。ITA はポリエステルフィルムからできており、アンテナブームとなるチューブに窒素ガスを吹き込んで伸展する。先端 10cm には銅箔が貼られており、電場を計測するための電極となる。全長は tip-to-tip 5m である。もう 1 対はリボンアンテナ（RA）を使用する。RA は火工品で蓋を開けることにより伸展する。先端から 10cm は導電性の Be-Cu 製のアンテナ本体が露出しており電極となる。その他は絶縁体で覆われている。RA の全長は tip-to-tip 2m である。図 3 は各アンテナの伸展時の写真である。

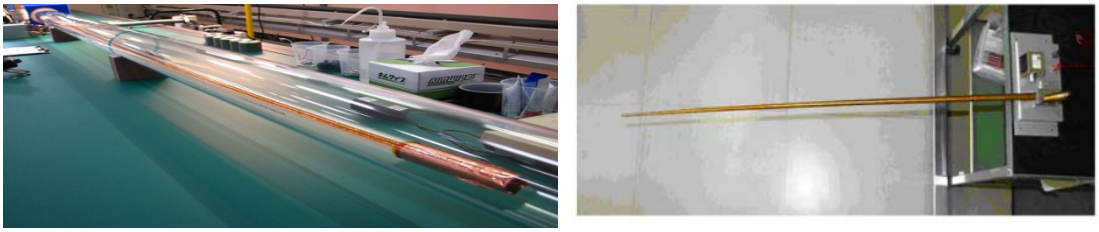


図 3　アンテナの伸展時の写真（左図：ITA、右図：RA）

プリアンプは Floating 電源方式を用いたのとなっており、S-520-23 号機に搭載した Floating 電源方式のプリアンプの改良型である。このプリアンプのダイナミックレンジは 0.1mV/m～200mV/m、プリアンプのゲインは 0dB である。プリアンプ 1 つの大きさは、70mm×110mm×34mm であり、重さは 250g である。

DC 電場用のメインエレクトロニクス部は、電場計測部、CAL 回路、Floating 電源回路から成る。電場計測部ではセンサ間の電位差を計測する Double Probe 計測を用いる。Double Probe 計測では、センサ間の信号は+20dB の差動増幅器を通過し、200Hz の低域通過フィルタを通過し、アナログテレメータに送出される。計測レンジは±1V である。

CAL 回路ではプリアンプ入力に印加する CAL 信号を生成する。CAL 信号はロケットが頂上付近でタイマ制御により印加される。

観測結果

S-520-26 号機観測ロケットは 2012 年 1 月 12 日、午前 5 時 51 分 00 秒に JAXA 内之浦宇宙観測所（鹿児島県肝付町）より打ち上げられた。ITA(Ex)は発射後 66 秒に伸展開始、RA(Ey)は発射後 58 秒に伸展を開始した。観測ロケットは発射後 278 秒に最高高度 298km に達した後、内之浦南東海上に落下した。

図 4 は ITA(Ex)と RA(Ey)のロケットの上昇時の電界強度－高度分布である。こ電界強度の計算の際は、ITA(Ex)の長さを 5.12m、RA(Ey)の長さを 2.25m とした。これはアンテナ長のとしてロケットの胴体部や観測装置の長さを考慮したものである。図 2 を見ると高度 240km 以下で RA(Ey)の電界強度が安定していない。これは RA の伸展に問題があり、伸展に時間がかかったと考えられる。それに比べ、ITA(Ex)の電界強度は安定しており、ITA の伸展には問題がなかったと考えられる。

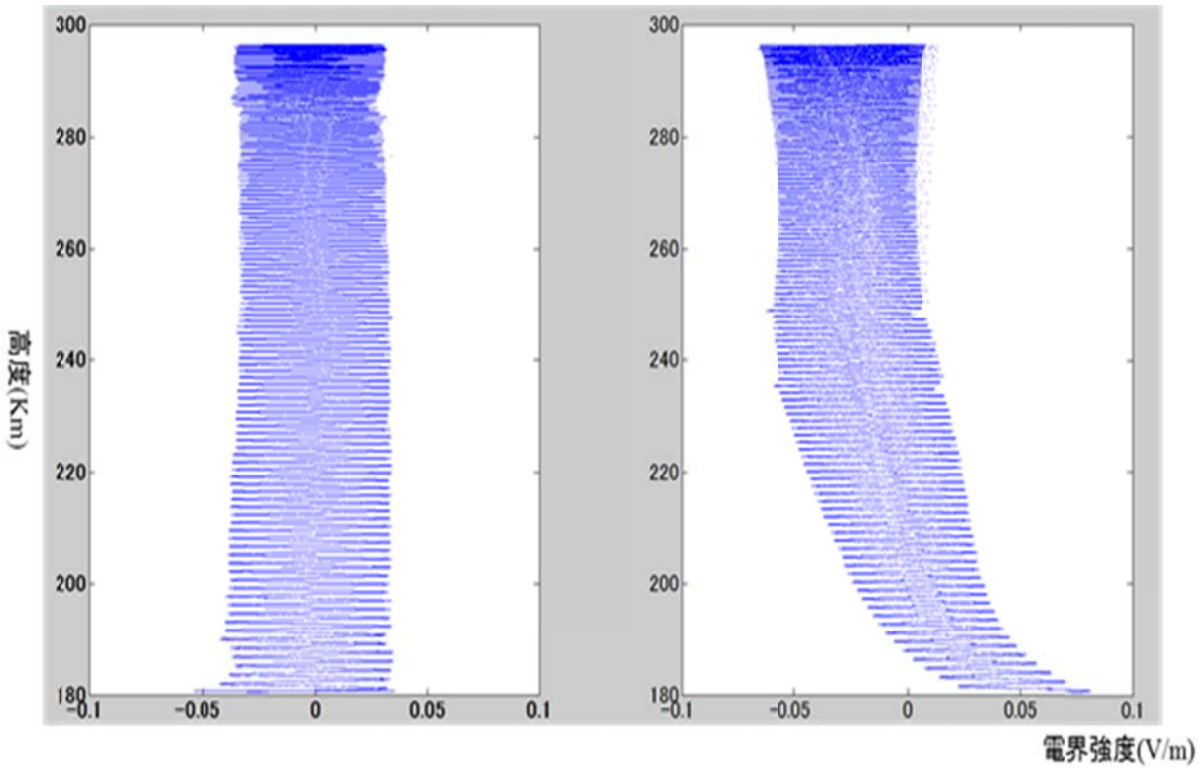


図 4　電界強度分布図（左図：ITA(Ex)、右図：RA(Ey)）

今後の課題

本観測実験で観測した DC 電場は、自然電場とロケットか地球磁場を横切って移動するために生じる誘導電場 $\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B}$の合成電場である。そのため今後の DC 電場の解析において、まず誘導電場の除去を行う必要がある。更に自然電場の絶対値及び方向を特定するには、2 軸のダイポールアンテナによって得られた 2 次元の電界値を 3 次元へ拡張する。具体的なの観測方法と手順を以下に示す。

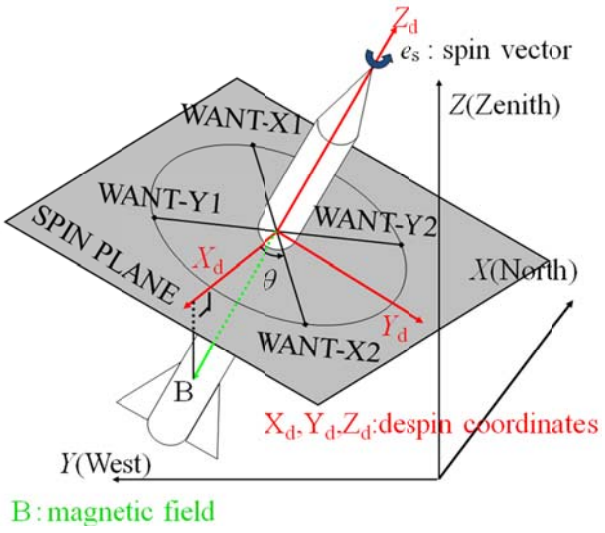


図 5　デスパン座標図

まず、図 5 は本解析で用いるロケットの座標系を示している。ロケットで観測されるデータは全てスピン座標系で観測されることになる。スピン座標系の x,y 軸はそれぞれのアンテナの x,y 成分であり、z 軸はロケットのスピンベクトル $\boldsymbol{e}_s$ に対応している。デスパン座

標系はこの座標系の x-z 軸面内に地球磁場が含まれるように定義したものである。

1. 地理座標、スピン座標で観測されたデータをデスパン座標系にそれぞれ変換する。
2. EFD 観測データから誘導電場を除去し、3 次元成分の自然電場に拡張
3. 地理座標系での自然電場の方向を求める

以上の解析を行い、自然 DC 電場の地理座標系での強度及び、方向を推定し、自然磁場との関係性、$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$ ドリフト速度を導出する。

S-310-40 号機ロケットによる夜間中緯度電離圏電子密度直接観測

遠藤 研, 小野 高幸, 熊本 篤志, 佐藤 由佳, 寺田 直樹, 加藤 雄人
東北大学大学院理学研究科

1. はじめに

地球の電離圏は、D 領域、E 領域、F 領域の主に 3 つに区分される。これらのうち D 領域は、日陰時にプラズマの再結合が進むため、一般に夜間は消滅するとされている。一方、地上から送信された中波帯電波は D 領域で吸収されるため、D 領域が存在する昼間は遠方に到達しないが、夜間は E 領域で屈折するために遠くのアンテナで受信できるというのが一般的な説である。

ところが、最近の観測から、遠方の地上局から送信される中波帯ラジオ放送が、夜間に一時的に受信できなくなる場合があることが分かってきた。その原因は、夜間に突発的に D 領域または E 領域に局所的な高密度プラズマ領域が発生し、電波の遠距離伝搬を妨げるためと推測されているが、その実態は良く分かっていない。

そこで、東北大グループは、電波の異常伝搬時における電離圏の電子密度直接観測を目的として、観測ロケット S-310-40 号機にインピーダンスプローブを搭載した。今回は、その初期解析結果を報告する。

2. インピーダンスプローブ

インピーダンスプローブはプラズマ中のアンテナインピーダンスの共振周波数から絶対電子密度を高精度に測定する観測機器である[1, 2]。図 1 は、プラズマ中における、プローブ等価容量の振幅・位相成分の理論計算値[3]である。UHR 周波数において、振幅成分は極小値をとり、位相成分は-180° から 0° へと変化する性質をもつ。つまり、インピーダンスプローブはこれらの情報からプラズマの UHR 周波数を同定することで電子密度を導出する機器である。従来の観測では振幅成分のみ測定されてきたが、今回の観測では位相成分の測定も同時に行った。

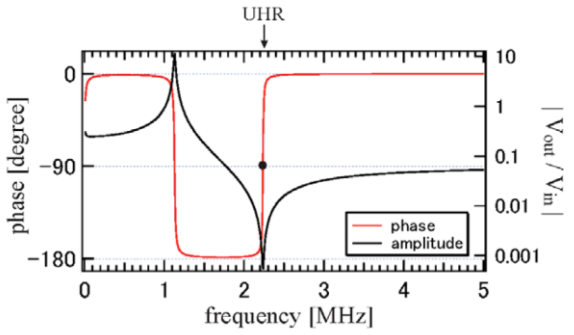


図 1. プラズマ中におけるプローブ等価容量の振幅・位相成分の理論計算 [3]

搭載したインピーダンスプローブは、印加信号の周波数を 0.1 MHz～21.1 MHz まで変化させる周波数掃引方式を採用しており、その時間分解能は約 130 msec とした。これは測定可能電子密度 10^3 ~ 6×10^6 /cc、高度分解能 ～250m に相当し、高度分解能については従来のものに比べ 4 倍向上した。

3. 観測結果

ロケットの打ち上げは鹿児島県にある内之浦宇宙空間観測所で行われた。打ち上げは、観測所に設置したアンテナで測定する電波受信強度が減衰した時間を狙い、2011 年 12 月 19 日 23 時 48 分に実施された。

インピーダンスプローブは高度 93km からロケットの最高到達高度 180km にわたり、振幅・位相両成分においてプラズマの UHR 周波数を検出した。観測データの一例を図 2 に示す。

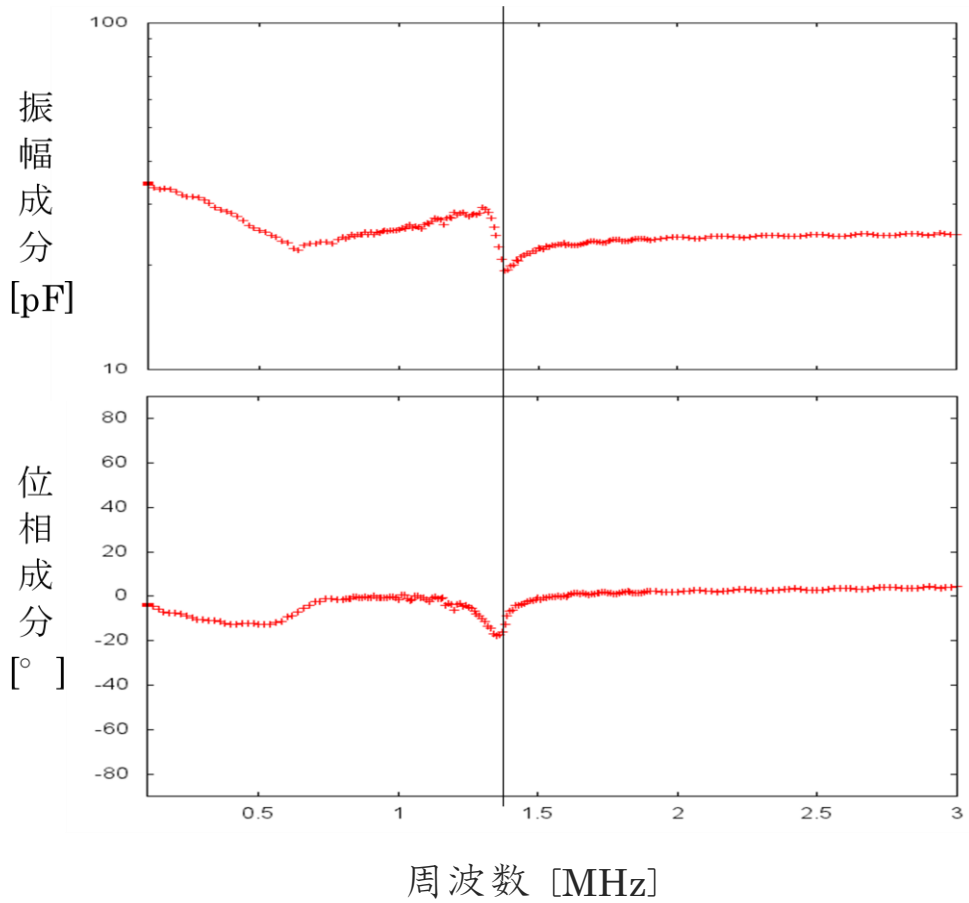


図 2. 観測で得られたデータ例（上昇時、高度 104.6 km）。図の縦線が UHR 周波数に相当し、本例では 1.38MHz を示している。電子サイクロトロン周波数は 1.22MHz。従ってプラズマ周波数は 0.64MHz。

振幅成分のデータから読み取った UHR 周波数から算出した電子密度の高度プロファイルを図 3 に示す。図 3 に見られる主な特徴は、

(1) 全体的には~10^3 /cc と低密度

(2) 上昇時、高度~104 km に電子密度~5.7×10^3 /cc のピーク

(3) 下降時、高度~100-102 km に電子密度~7.0×10^3 /cc のピーク

(4) 下降時、(2)以外にも高度~140 km、~96 km に電子密度の極大点

(5) 特に下降時、ロケット Wake の影響と思われる大きな電子密度変動

である。

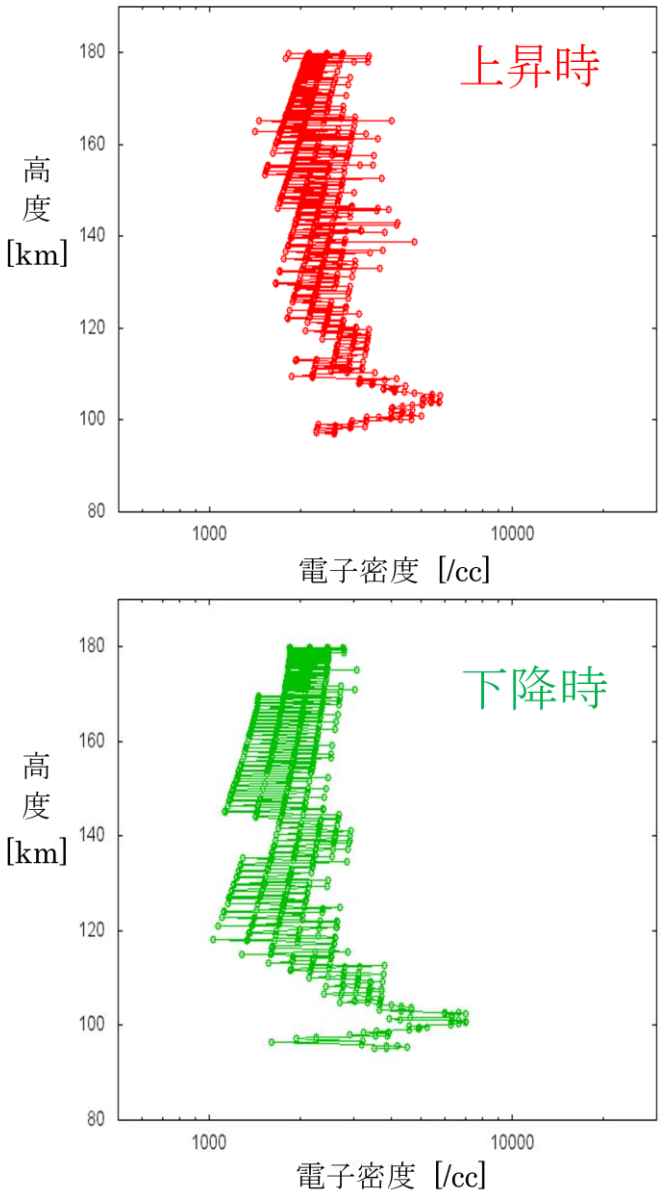


図 3. プラズマの UHR 周波数から求めた電子密度プロファイル。上が上昇時。下が下降時のもの。ただし、上昇時の高度 130～170 km のデータについては、UHR 周波数の読み取りが困難なものもあるため、暫定的な電子密度とした。

4. 議論

電子密度の高度プロファイルについて

上昇時、下降時の電子密度プロファイルと打ち上げ時刻における IRI-2007 モデルを重ねたものを図 4 に示す。図 4 から、「3. 観測結果」で挙げた特徴(2)～(4)の電子密度ピークは IRI モデルに比べ約 6 倍程度高いことが分かる。

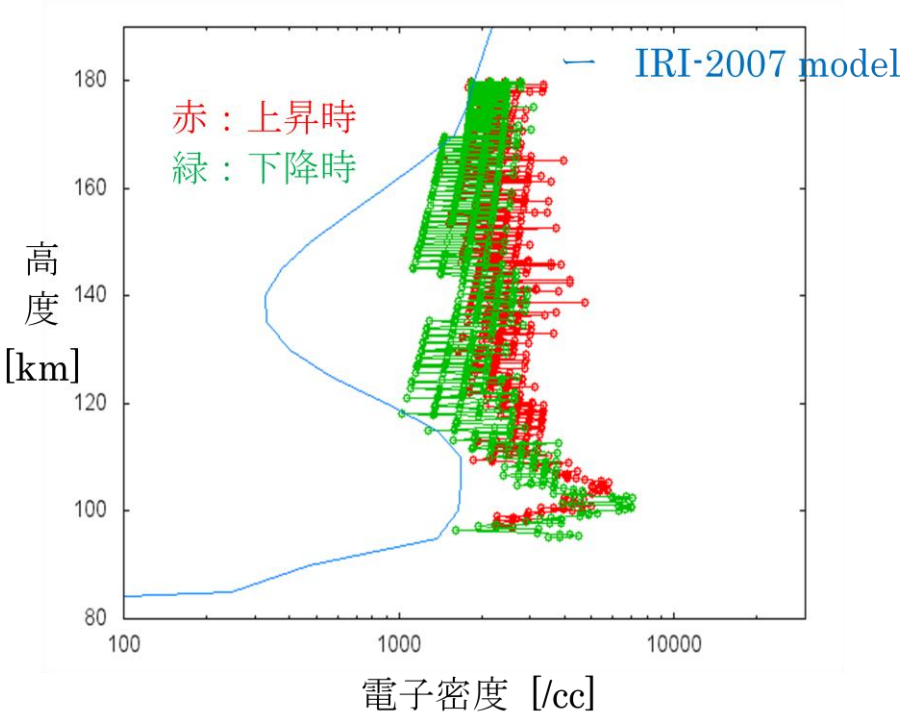


図 4. 測定電子密度プロファイルと IRI-2007 モデルとの比較

UHR 周波数より低周波側での共振について

図 2 に示した観測データ例から分かるように、UHR 周波数よりも低周波側に共振が生じる現象が、全高度域にわたって観測された。図 2 の共振周波数はプラズマ周波数に一致しており、この共振はプラズマ共鳴[e.g., 3]と考えられる。この観測結果は、電離圏低電子密度領域において、電子密度の導出に本共振が積極的に利用できる可能性を示唆している。

5. まとめ

冬季夜間に起こる電波の異常伝搬の原因を解明するために、2011 年 12 月 19 日 23 時 48 分に観測ロケット S-310-40 号機が打ち上げられた。東北大グループはロケットにインピーダンスプローブを搭載し、電子密度のその場観測を行った。インピーダンスプローブは等価容量及び位相の計測に成功し、測定された最高電子密度はロケット上昇時で~5.7×10^3 /cc、下降時で~7.0×10^3 /cc、対応する高度はいずれも 100~105 km であった。特に下降時のデータは Wake の影響を強く受けていた。また、プローブは UHR 周波数よりも低い周波数で

も共振を起こしていた。今後は、Wake の効果を取り除き、背景の電離圏電子密度プロファイルを求める予定である。

参考文献

[1] Balmain, K. G. The impedance of a short dipole antenna in a magnetoplasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.,* AP-12, 5, AP-12, 605, 1964

[2] Oya, H., and T. Obayashi, Measurement of ionospheric electron density by a gyro-plasma probe: A rocket experiment by a new impedance probe, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 20, 199, 1966

[3] Suzuki, T., On the impedance probe measurements in space plasmas, Ph. D. thesis, Tohoku University, 2011

フラックスゲート磁力計による科学観測ロケット S-310-40 号機の姿勢解析結果

井口 恭介[1,2], 松岡 彩子[2]
[1]総研大, [2] ISAS/JAXA

概要

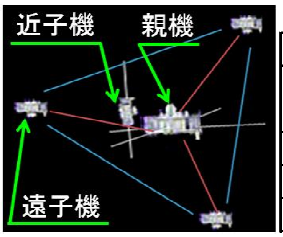
本研究では惑星磁気圏探査衛星に搭載するディジタル磁力計の精度を向上させるために、高精度なデルタ-シグマ DAC を独自に開発し、ディジタル磁力計に組み込むことで精度を向上させた。さらに、搭載機器のリソース削減のために、ディジタル磁力計に残されたアナログ回路を ASIC で開発し、小型、軽量、省電力な磁力計を開発している。

DAC : Digital to Analog Converter、ASIC : Application Specific Integrated Circuit

1. 研究背景 -次期磁気圏探査 SCOPE 計画-

SCOPE : cross-Scale COupling in the Plasma universE

SCOPE 計画は 4 機の衛星による地球磁気圏（主に、衝撃波、乱流、リコネクション領域）の同時多点、マルチスケール観測計画である。SCOPE 計画では電子スケール（1 km）から電磁流体スケール（10 万 km）までのスケールを同時に観測する。SCOPE 衛星に搭載するフラックスゲート磁力計では DC から約 100 Hz（電子スケール時間）での磁場測定が要求されている。電子スケール時間の観測ではイオンや電子の加速、加熱過程を解明すること及びリコネクションの発生、発達する過程を解明することを目的としている。加速過程はサイクロトロン周波数付近の波動や電磁流体波動の 1 つであるアルフヴェン波等に伴う波動粒子相互作用や、衝撃波、境界層遷移領域内部での磁場擾乱によって起こるとされている。



磁力計の目標性能

測定範囲	±4096 nT
精度	8 pT 20 ビット
ノイズ	5 pT/√Hz
線形性誤差	0.005 % F.S.
測定帯域	DC−128 Hz

図 1 SCOPE 衛星の観測のイメージ図（左）と SCOPE 衛星に搭載するフラックスゲート磁力計の目標性能（右）

SCOPE 衛星や将来の惑星磁気圏探査計画において磁場測定精度の向上および磁力計の小型、軽量、省電力化は重要な課題である。本研究では、SCOPE 衛星への中間目標として磁力計を開発し､それを科学観測ロケット S-310-40 号機に搭載した。科学観測ロケットでは磁力計による姿勢決定精度 2° が要求されている。この要求を満たすために磁場分解能 2 nT 以上、測定周波数帯域 DC から 10 Hz 以上を目標として磁力計を開発した。ここでは、磁力計の精度を向上させるために開発した高精度な DAC の設計、開発成果とそれを組み込んだ磁力計の開発成果を主に発表する。

2. フラックスゲート磁力計の測定原理

フラックスゲート磁力計はセンサ部と電気回路部（センサ励磁回路及び信号処理回路）で構成されている。図 2(a)は従来のアナログ磁力計の信号の流れを示したブロック図である。

センサは外部磁場に比例した信号を検出する。センサで検出された信号は信号処理回路内部の積分回路で積分される。積分された電圧はセンサにフィードバックされ、センサ内部にフィードバック磁場を発生させる。

このフィードバック磁場はネガティブフィードバックによって外部磁場をキャンセルするように制御される。外部磁場とフィードバック磁場の差がセンサで検出され、信号処理回路を通して再びセンサへフィードバックされる。フィードバック磁場は信号処理回路によって検出磁場がゼロ磁場になるように制御されるため、フィードバック磁場を測定することは外部磁場を測定することに等しい。

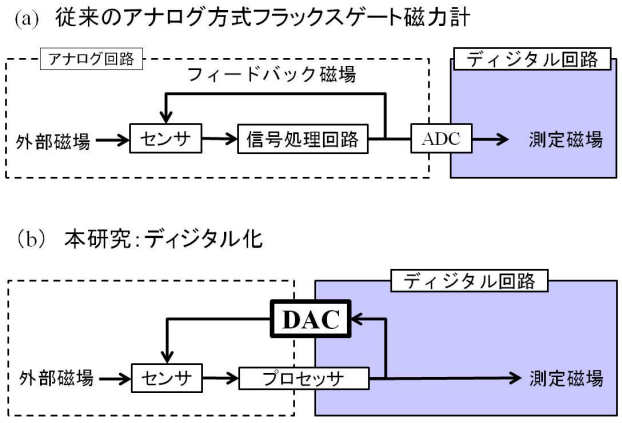


図 2 従来のアナログ磁力計(a)とディジタル化した磁力計(b)の信号の流れ

外部磁場が定常でもフィードバック磁場にノイズがあったり、量子化された値がフィードバックされたりする場合には、それらに起因するフィードバック磁場の変動がセンサで検出される。検出磁場の変動は信号処理回路を通して測定磁場に現れるため、フラックスゲート磁力計にとってフィードバック信号の高精度化は重要である。

3. ディジタル化による小型、軽量、省電力化

ディジタル方式は従来のアナログ回路をプロセッサに置き換えることで小型、軽量、省電力化を図れる。1990 年代中ごろから人工衛星への搭載に向けてフラックスゲート磁力計のディジタル化が提案された([Primdahl, et al., 1984]、[Auster, et al., 1985])。米国の THEMIS 衛星など、いくつかの衛星にはすでに搭載されている。これまでに衛星に搭載されたディジタル方式はアナログ方式に比べて、重量も電力も半分以下である。

ディジタル方式の基本的な構成を図 2(b)に示す。ディジタル方式では検出されたアナログ信号をディジタル信号に変換し、ディジタルデータをプロセッサの FPGA（Field Programmable Gate Array）に取り込む。取り込まれたデータをもとに FPGA の演算処理で検出磁場を求めて、積分を行う。フィードバック経路中に配置したディジタル-アナログ変換器（DAC : Digital to Analog Converter）に積分値を入力し、アナログ値に変換された信号（電圧）はフィードバック磁場を発生させる。

4. ディジタル化の課題と解決方策

前述のとおり、磁力計の測定精度はフィードバックの精度に強く依存する。そのためフィードバックに用いる DAC の分解能がそのまま磁力計の分解能に相当する。S-310-40 号機では分解能 16 ビット（2 nT に相当）、SCOPE 計画では 20 ビット（8 pT に相当）の DAC が必要となる。SCOPE 計画や将来の惑星磁気圏探査計画では、放射線耐性のあるデバイスが必要である。しかし、放射線耐性があり、磁力計に適した高精度、高分解能な DAC デバイスは現在製造されていないという問題がある。

米国の THEMIS 衛星に搭載されたディジタル磁力計のフィードバック回路では、390 nT～－390 nT の測定範囲で 12 ビット DAC を使用している。このとき、フィードバックの磁場分解能は 0.19 nT、線形性誤差は 0.0056%（0.23 LSB 相当）である。

±25000 nT の測定範囲では 12 ビットの DAC に加えて 6 ビットの DAC も使用されている。このダイナミックレンジにおける線形性誤差は 0.02 %と大きい。この方法の問題点は 3 つある。①DAC を 2 個使用しているため、サイズや消費電流が大きくなる。②ダイナミックレンジを絞ることでしか高精度を得られないためより磁場の強い磁気圏の観測では採用できない。③放射線耐性のある DAC デバイスの供給状況に応じて、使用できる DAC が制限される。

5. デルタ-シグマ DAC の設計

デルタシグマ DAC の特徴

デルタ-シグマ型の DAC は他の DAC に比べて 18～24 ビットと高精度である。さらに、DAC がカバーする周波数帯域は DC から 10 kHz 程度であるため、磁力計に組み込むことに適している。オーバーサンプリング比（OSR：Over Sampling Ratio）などのパラメータを変えると DAC の精度が変わるという特徴を持つ。「OSR を変えてデルタ-シグマ DAC の性能を向上させること」と「それを実現するための回路やプロセッサ使用率の増大」は対立する関係にあるため、パラメータのトレードオフが重要である。本研究では、磁力計に適した DAC のパラメータを設計と実機の性能評価から導き、ディジタル磁力計の精度を向上させた。さらに、宇宙で使用できるプロセッサとオペアンプだけを用いてデルタ-シグマ DAC を開発することにより耐放射線性デバイスへの依存度も軽減される。

デルタ-シグマ DAC の原理

図 3 に示すとおり、デルタ-シグマ DAC は変調器と後段のアナログローパスフィルタで構成されている。ディジタル入力（図 3 の x）はプロセッサ内部の変調器に入力された後、変調器から変調信号（図 3 の y）が出力される。変調器内部ではデルタシグマ DAC のノイズ源となる量子化ノイズ（図 3 の e）が発生する。

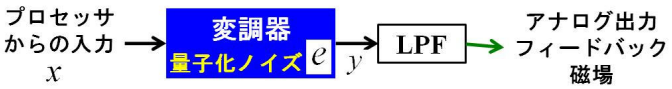


図 3　デルタ-シグマ DAC の構成

ディジタル入力 x と変調出力 y、量子化ノイズ e の関係は式(1)のようになる。この式から量子化ノイズだけが微分されていることがわかる。

$$y = x + \frac{de}{dt} \qquad (1)$$

図 4 に周波数空間における量子化ノイズ e の特徴を示す。変調方式をとらない DAC の量子化ノイズは DC からナイキスト周波数まで一様に広がっている。一方、デルタ-シグマ DAC は量子化ノイズを微分しているので、低周波域のノイズは抑えられて高周波域のノイズは大きくなる。量子化ノイズ e はアナログフィルタを通ることで高周波域のノイズがカットされ、ノイズの小さい、高精度な DAC が実現される。

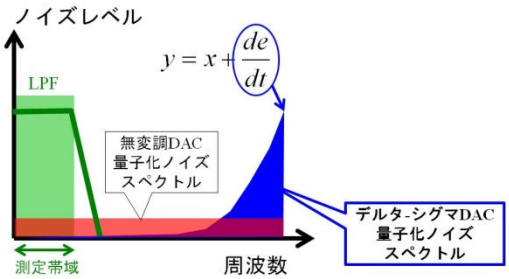


図 4　周波数空間における量子化ノイズの分布

デルタ-シグマ DAC の設計

アナログフィルタのカットオフ周波数 f_c と変調器の演算周波数 f_0 の比はオーバーサンプリング比と呼ばれ、式(2)のように表される。

$$OSR = \frac{f_0}{2f_c} \qquad (2)$$

OSR を上げると変調される周波数帯域が高周波域までシフトし、低周波域のノイズは小さくなる。計算機を用いた設計では OSR を変化させ、デルタ-シグマ DAC の精度評価を行った。その結果に基づいて OSR を 677 とした。変調器には 1 ビット、2 次型の Boser-Wooley 型を採用し、アナログローパスフィルタには 4 次のバターワース型を採用した。

6. デルタ-シグマ DAC 試作モデルの開発成果

図 5 に開発したデルタシグマ DAC の試作モデルを示す。図 5 左側の回路がアナログローパスフィルタで、右側の回路が FPGA で実現されたデルタ-シグマ変調器である。

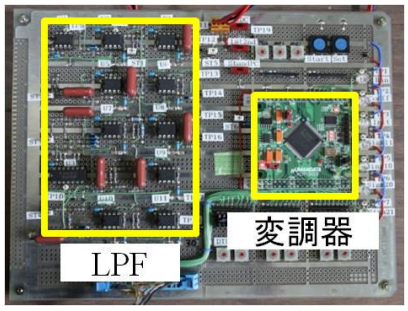


図 5　開発したデルタ-シグマ DAC の試作モデル

図 6 にデルタ-シグマ DAC の性能評価方法を示す。デルタ-シグマ DAC は PC から入力されたディジタル値をアナログ値に変換する。アナログ出力はアナログ-ディジタル変換器（ADC：Analog to Digital Converter）でディジタル値に変換されて PC に取り込まれる。このディジタル入力とディジタル出力を比較することでデルタ-シグマ DAC の性能を評価する。

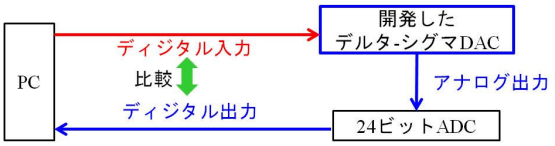


図 6　デルタ-シグマ DAC の評価方法

図 7 にディジタル入力値と出力値の一例を示す。ディジタル出力には開発したデルタ-シグマ DAC のノイズと測定器である ADC のノイズが含まれている。

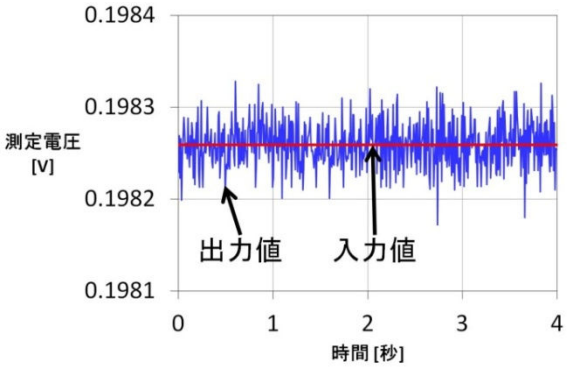


図 7　デルタ-シグマ DAC の入出力データ

横軸は時間、縦軸は測定電圧である。ディジタル入力とディジタル出力を比較して、デルタ-シグマ DAC の諸特性を評価した。

線形性誤差の評価結果

図 8 にデルタ-シグマ DAC の入出力特性を示す。図 8 の測定結果を直線で近似し、近似直線と測定結果のずれを線形性誤差として評価した。下に凸に湾曲した線（緑線）が近似直線と測定結果の差であり、右スケールにその値を示す。この曲線の最大値と最小値が 500 μV なので、フルスケール 5 V に対して線形性誤差は 0.01 %以下であることがわかる。

分解能の評価結果

DAC の分解能は測定したノイズの標準偏差をもとに評価した。図 9 にノイズを測定した結果を示す。デルタ-シグマ DAC は入力値に依存した特定周波数のトーンノイズを発生させる。トーンノイズの影響を評価するため、DC 入力値ごとにノイズを測定した。図 9 の 10 μV 以下の塗りつぶされた領域は ADC のもつノイズを示している。観測ロケットで要求される分解能は 80 μV であり、ADC の測定精度（10 μV）は DAC を評価するのに十分な精度を持っている。観測ロケットで実際に測定する磁場範囲において、測定したノイズの標準偏差は約 20 μV であり、これは 18 ビット、0.5 nT に相当する。したがって、開発した DAC は要求分解能 80 μV（16 ビット、2 nT）を満足している。また、設計計算と同様、入力値が大きいときにはノイズが大きい。

周波数特性の評価結果

デルタ-シグマ DAC が設計した周波数帯域を持つことを確かめるために周波数特性を評価した。デルタ-シグマ DAC に正弦波を入力し、デルタ-シグマ DAC から出力される信号の振幅比からカットオフ周波数を、位相遅れから時間遅れを計算した。図 10 に振幅比と時間遅れの結果を示す。振幅比が-3 dB になるカットオフ周波数は 67 Hz であり、設計値の 65 Hz とほぼ等しい。観測ロケットで要求されている測定周波数帯域 DC-10 Hz よりも十分高い周波数まで磁場を測定できる。時間遅れは 4.6 から 5.4 msec であり、これはアナログフィルタによる時間遅れ 5 msec とほぼ等しい。時間遅れの許容誤差は 5 msec±2.5 msec 以内であり、要求を十分満足している。

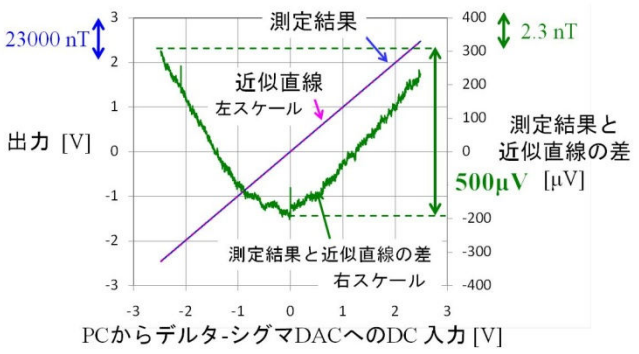


図 8　デルタ-シグマ DAC の入出力特性

横軸は PC から DAC への入力値、左縦軸は出力値である。右縦軸は近似直線と測定結果の差である。

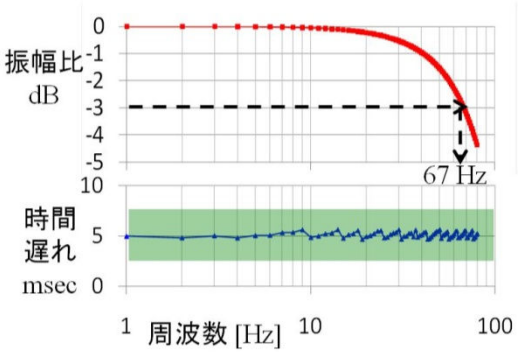


図 10　周波数特性の評価結果

上図の縦軸は振幅比（デシベル）、下図は時間遅れ（msec）である。横軸は入力した周波数である。カットオフ周波数は 67 Hz、時間遅れは約 5 msec±0.4 msec であり観測ロケットの要求を満足している。

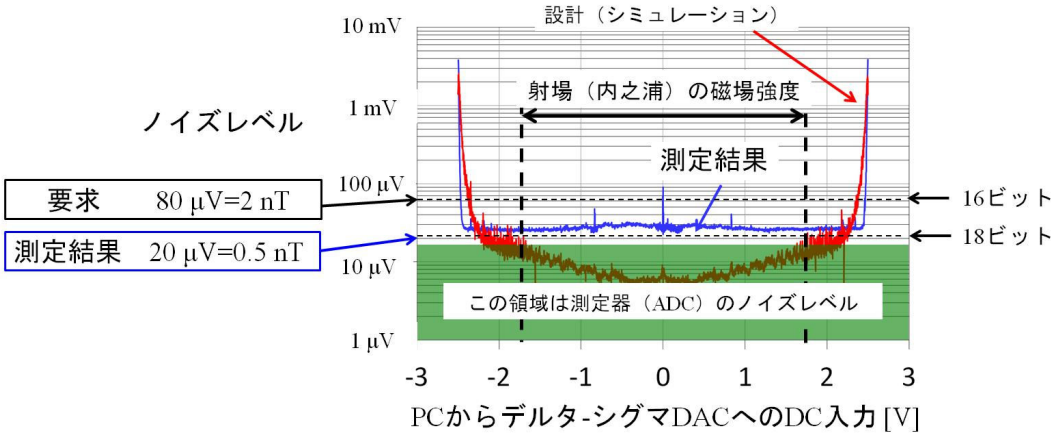


図 9　デルタ-シグマ DAC のノイズレベルと分解能

横軸は PC から DAC への入力値、縦軸はノイズの標準偏差である。観測ロケットで実際に測定する磁場範囲において、DAC の分解能は要求値（80 μV、16 ビット）を満足している。

7.　S-310-40 号機に搭載した磁力計の開発成果

図 11 に科学観測ロケット S-310-40 号機に搭載したフラックスゲート磁力計を示す。図 11 の左側は磁力計の信号処理回路のうち、デルタ-シグマ DAC が占有している領域を示している。変調器は検出磁場を計算する FPGA に組み込まれているため、変調器は寸法上、リソースを使用していない。図 11 右側はセンサ部、電気回路部を組み込んだ搭載直前の状態である。表 1 に開発した磁力計の性能評価結果を示す。磁力計の分解能は 17.1 ビットであったため、開発した磁力計は要求された磁場分解能 16 ビット、2 nT を満足している。また、磁力計の分解能はデルタ-シグマ DAC の分解能（18 ビット）とほぼ同等であったため、磁力計の分解能は DAC の分解能で制限されていることがわかる。したがって、デルタ-シグマ DAC の分解能をさらに向上させることで磁場分解能 20 ビットの磁力計を開発することが可能である。開発した磁力計は 14 Hz の磁場変動まで測定でき、ロケットのスピンに伴う磁場変動を十分測定できる。線形性誤差はデルタ-シグマ DAC の線形性誤差に比べて 3 倍大きいが、これは測定システムの影響によると考えられ、今後、試験方法の改善策を構築する。

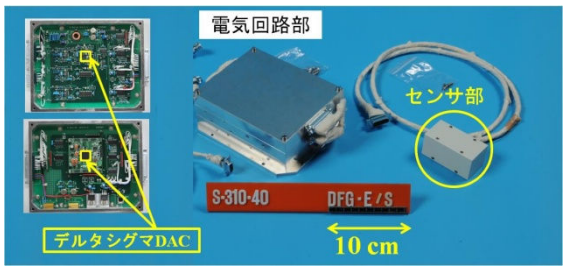


図 11　観測ロケットに搭載した磁力計

表 1　開発した磁力計の性能

分解能	0.79 nT (17.1ビットに相当)
周波数帯域	DC-14 Hz@-3dB
線形性誤差	0.03%以下

8.　S-310-40 号機のフライトデータ解析結果

科学観測ロケット S-310-40 号機は夜間中緯度電離圏領域における電波伝搬解析を目的として 2011 年 12 月 19 日 23 時 48 分（JST）に内之浦宇宙空間観測所から打上げられた。

このロケット実験では磁力計のフライトデータからスピン周波数と地磁気姿勢角を解析する。図 12 に打上げ後 80 秒から 90 秒のフライトデータを示す。この測定軸はほぼスピン面内にあり、スピンに伴う磁場変動がよく表れている。図 12 において 0 nT と測定データが交差する時刻を取り出し、スピン周期を求める。図 13 に打上げ直後から着水する時までのスピン周波数を示す。打上げ直後から 60 秒の間、観測ロケットは約 1.5 から 2 Hz でスピンし、60 秒後にデスピンを行った。打上げ後 60 秒から大気に再突入するまでロケットは 0.7 Hz で安定したスピンをしていた。

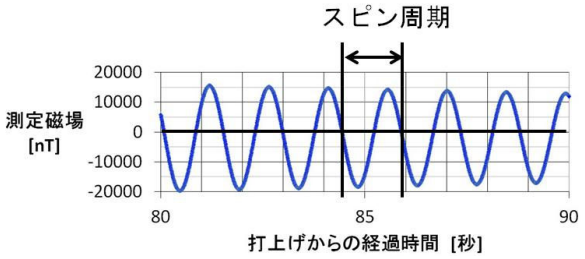


図 12　打ち上げ後 80 秒から 90 秒の磁場データ

横軸は時間、縦軸は測定磁場である。感度軸はほぼスピン面内にあり、スピンに伴う磁場変動が観測されている。

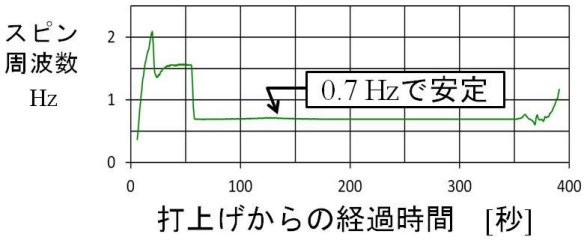


図 13　観測ロケットのスピン周波数

60 秒後にデスピンが行われ、スピン周波数は 0.7 Hz で安定していた。

図 14 に地磁気姿勢角の定義を示す。地磁気姿勢角はスピン面に鉛直上向きのベクトルと磁場のなす角である。磁力計の感度軸は厳密にはスピン面内とスピン軸方向ではないため、フライトデータをスピン面内磁場とスピン軸方向の磁場に座標変換しなければならない。ここでは感度軸がスピン面内およびスピン軸方向を向いているとして算出した地磁気姿勢角の速報値を示す。図 15 に打上げ中の地磁気姿勢角を示す。デスピンが行われる 60 秒まで、地磁気姿勢角は安定しており、その後、大気に再突入するまでの間に約 15° の角度でロケットが才差運動をしていることがわかった。今後、厳密にスピン面内磁場とスピン軸方向の磁場に変換して詳細な解析を行う。

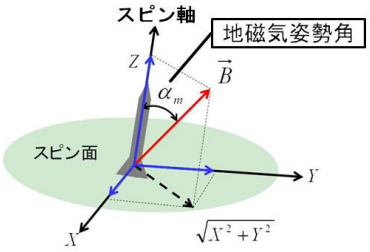


図 14　地磁気姿勢角の定義

α_m は地磁気姿勢角を、X、Y、Z は磁力計の感度軸を表す。

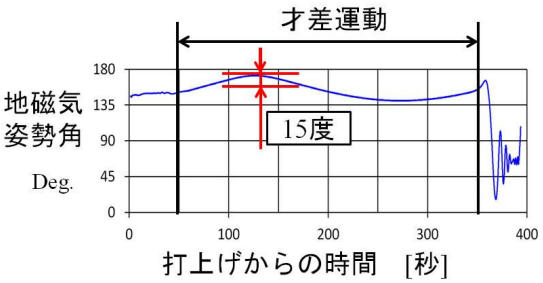


図 15　地磁気姿勢角の時間変化

打上げ直後の地磁気姿勢角は約 145 度であった。60 秒から 350 秒の間にロケットは約 15 度で才差運動をしていることが分かった。

9.　ASIC 開発によるリソースの削減

ASIC：Application Specific Integrated Circuit

図 16 に示すようにディジタル磁力計の信号処理回路には検出した磁場を増幅するためのアンプやバンドパスフィルタがある。本研究ではこの残されたアナログ回路を ASIC 化することにより、ディジタル磁力計のさらなる小型、軽量、省電力化を目指す。現在、ASIC 開発は磁力計のための仕様決定と回路設計、シミュレーションによる性能確認、レイアウトまでを終了している。図 17 にレイアウトしたアンプとバンドパスフィルタを示す。チップは 5mm 角で、設計した回路はそのうちの 5 分の 1 の面積で実現できた。今後、ASIC の性能評価基板の製作、性能評価試験を行う。

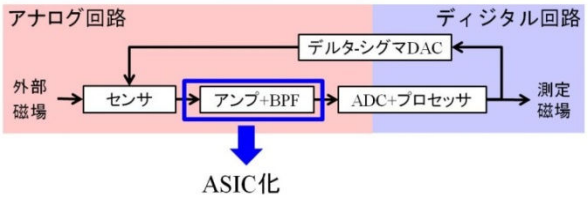


図 16　ディジタル磁力計のうち ASIC 開発する要素

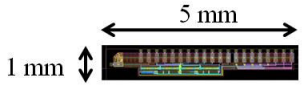


図 17　アンプとバンドパスフィルタのレイアウト

10.　まとめ

ディジタル磁力計の高精度化のためにデルタ-シグマ DAC のパラメータ設計と試作モデルの開発及び性能評価実験を行い十分な精度が得られた。開発した DAC を磁力計に組み込み、性能を評価した結果、17 ビットの高精度な磁力計の開発に成功した。そして開発した磁力計を観測ロケットに搭載した。現在、フライトデータの解析を行っている。さらに、ディジタル磁力計のリソース削減のためにアナログ回路の ASIC 開発に着手しており、非常に小型な ASIC の設計に成功した。ASIC は製作中であり、今後性能評価を行う。

WIND-II キャンペーンにおいて観測された電離圏電子密度及びプラズマ波動

遠藤 研，小野 高幸，熊本 篤志，佐藤 由佳，寺田 直樹，加藤 雄人
東北大学大学院理学研究科

1. はじめに

地球の電離圏 E 領域、F 領域はプラズマと中性粒子が共存する領域である。中性粒子と異なりプラズマは電磁場により力を受け運動するので、両者は別々に運動しようとしながらも、衝突や電場を介して運動量を交換しながら複雑な運動をしていると考えられている。しかし、その運動量交換に関する観測的な検証はこれまであまりなされてこなかった。その理由は電離圏、特に F 領域における中性大気風速の観測技術が確立されていないからである。

現在考えられている F 領域での中性風観測方法の一つが、観測ロケットからリチウムを放出し、その共鳴散乱光を中性大気のトレーサーとして使用するものである。その世界初の試みとなる WIND-I（Wind measurement for Ionized and Neutral atmospheric Dynamics study –I）キャンペーンが 2007 年 9 月に内之浦宇宙空間観測所で行われ、既に中性風の観測に成功している[1]。

地上からの中性風観測とともにリチウム放出実験で重要な観測が、放出の影響による電離圏擾乱のその場観測である。リチウムの一部は太陽光の照射により電離すると考えられるため、プラズマの密度、温度などの基本諸量の観測はリチウム放出のモニターとしての役割を担う。このようなロケットによるプラズマのその場観測もまた WIND-I キャンペーンで行われており、その際に東北大グループはインピーダンスプローブとプラズマ波動受信機を搭載し、取得した電子密度及びプラズマ波動データはリチウムの放出を示す基本データとして非常に重要な役目を果たした。

そして今回、引き続きリチウム放出実験技術の確立を目的とし、2012 年 1 月 12 日に WIND-II キャンペーンが行われた。東北大グループは前回同様、インピーダンスプローブとプラズマ波動受信機を搭載し、リチウム放出前は背景の電離圏電子密度プロファイル、リチウム放出後は放出によって引き起こされる電離圏擾乱時の電子密度とプラズマ波動を測定した。今回はその初期解析結果を報告する。

2. 観測機器

インピーダンスプローブはプラズマ中のアンテナインピーダンスの共振周波数から絶対電子密度を高精度に測定する観測機器である[2, 3]。搭載したインピーダンスプローブの測定可能電子密度範囲は、ロケット上昇時は $10^3 \sim 2\times10^6$ /cc、下降時は $10^3 \sim 7\times10^6$ /cc とした。下降時に測定の上限を引き上げたのは、下降時に予定されていたリチウム放出に備えるためである。

プラズマ波動受信機は tip-to-tip が 5m のダイポールアンテナで測定した電場を FFT し、スペクトルを出力する方式をとった。測定の周波数帯域は MF 帯、VLF 帯の 2 帯域あり、MF 帯は 20 kHz～22.0 MHz、VLF 帯は 300 Hz～20.25 KHz とした。

両機とも時間分解能は 250 msec であり、これは高度分解能 ～500 m に相当する。WIND-I キャンペーンの時に比べ分解能は 2 倍向上したことになる。

3. 観測結果

ロケットの打ち上げは鹿児島県にある内之浦宇宙空間観測所で行われた。リチウムの共鳴散乱光を充分な S/N で観測するために、打ち上げは電離圏が日照し始める 5 時 51 分に実施された。リチウムの放出は下降時に 3 回（X+401s、441s、459s）予定されていた。ロケットは高度 298 km まで到達し、上昇時、下降時ともにインピーダンスプローブ及びプラズマ波動受信機は正常に動作した。

インピーダンスプローブのデータから求めた電子密度の高度プロファイルを図 1 に示す。

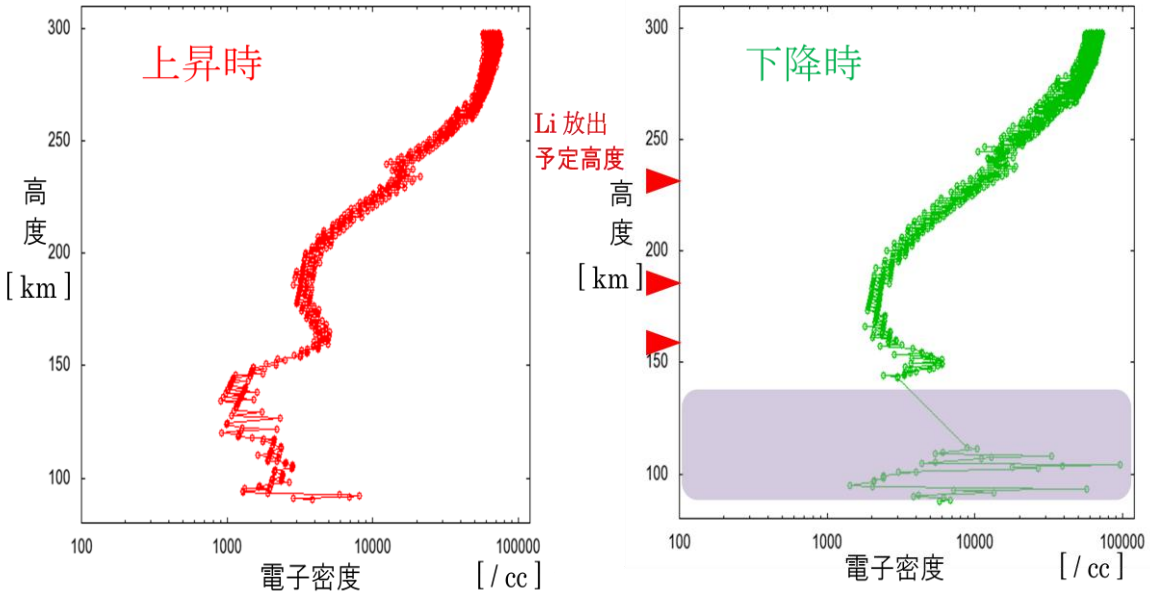


図 1. インピーダンスプローブのデータから求めた電子密度高度プロファイル。左がロケット上昇時、右が下降時のもの。下降時の 90～130 km の領域の網掛けは、データが乱れ、UHR 周波数が読み取りにくい又は読み取れない高度域を示す。

図 1 から伺える電子密度分布の主な特徴は、

(1) 上昇時、高度 92 km、165 km に電子密度の極大点

(2) 上昇時、高度 235～245　km に電子密度の不規則構造

(3) 上昇時、高度～295 km で最大電子密度～7.6×10^5/cc

(4) 下降時、高度 245～250 km に電子密度の不規則構造

(5) 下降時、高度 151 km に電子密度の極大点

(6) 下降時、高度約 141 km 以下(X+469s 以降)でリチウム放出の影響と見られる波形の乱れ、及び電子密度の増加

である。

次に、プラズマ波動受信機によって得られた電場の交流成分の全飛翔時間にわたるダイナミックスペクトルを図 2 に示す。ただし、図 2 は pixel 上の関係で、幾らか間引きされたものとなっている。

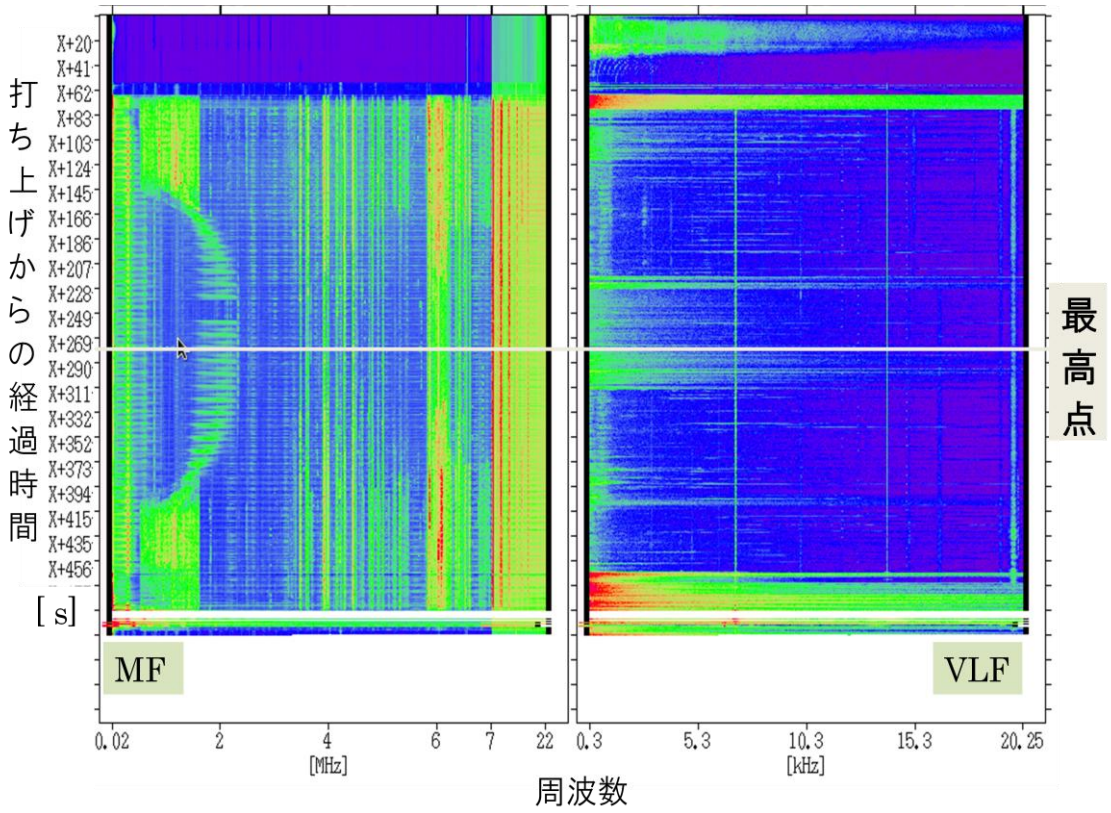


図 2. プラズマ波動受信機により得られたダイナミックスペクトル。左図が MF 帯、右図が VLF 帯のものを示している。縦軸が打ち上げ（X 時刻）からの時間、横軸が周波数を表す。横軸の目盛りが一部等間隔でない箇所があるのは、計測の周波数分解能の違いによるもの。色は波動強度を示し、暖色ほど強度が高いことを表している。

今回は、特徴的な波動についてのみ着目し詳細を見るため、X+120s～260s 及び X+360s～500s のダイナミックスペクトルを拡大したものを、それぞれ図 3、4 に示す。これらは間引きの無いデータである。

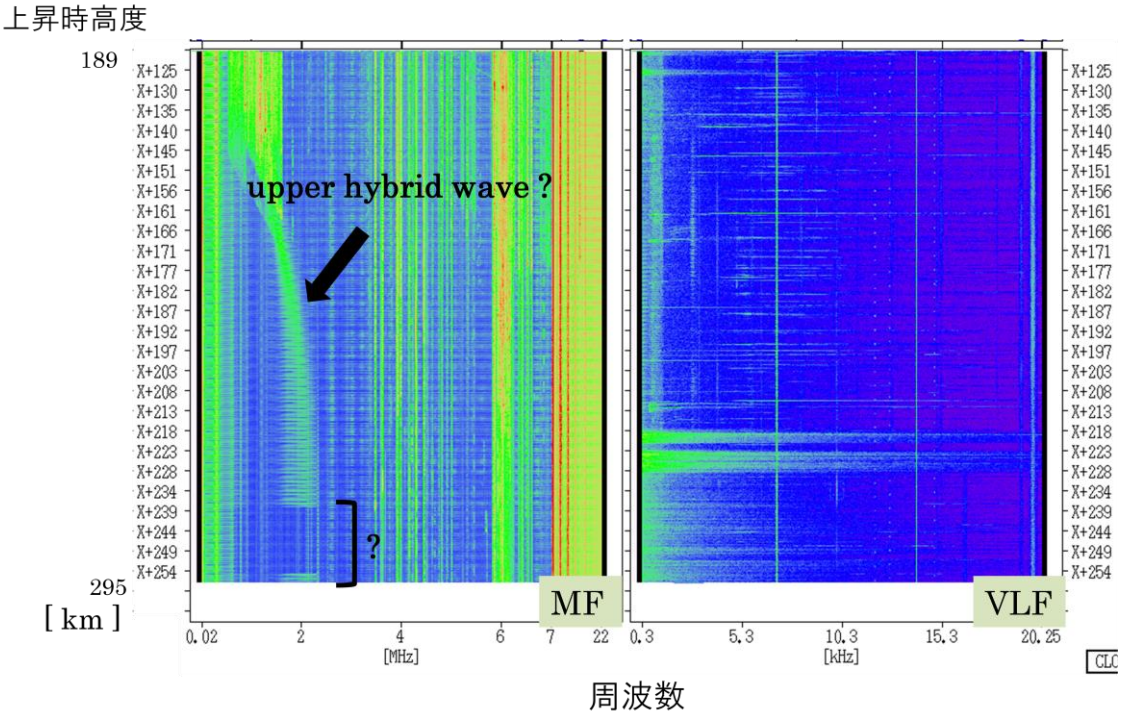


図 3. プラズマ波動受信機から得られたダイナミックスペクトル（X+120s～260s）

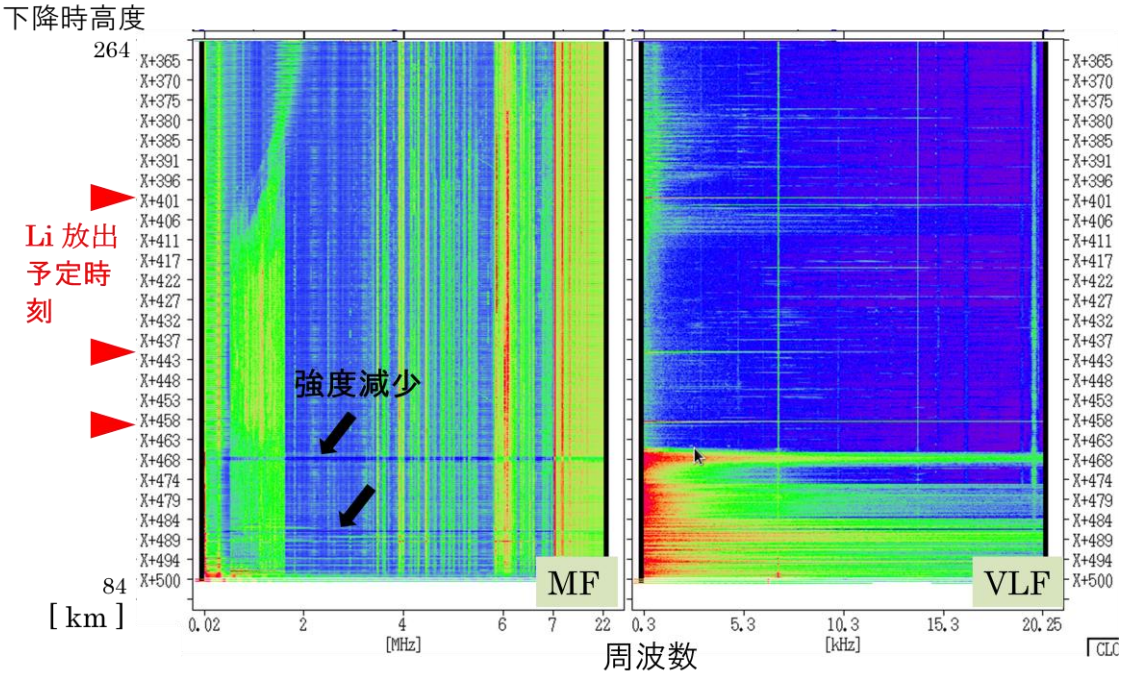


図 4. プラズマ波動受信機から得られたダイナミックスペクトル（X+360s～500s）

図 2～4 について、MF 帯に現れた特徴のうち目立ったものを挙げると、

(1) X+160s～400s(高度約 240 km 以上)において、約 1.3～2.5 MHz に upper hybrid wave [e.g., 4]と見られる波動を観測。

(2) (1)の波動は Wake の影響と思われる周期的な強度・周波数変動を伴う。

(3) (1)の波動は X+239s～256s に消失。

(4) X+469s（下降時、高度 140 km）及び X+488s（下降時、高度 107 km）で波動強度の低下。

4. 議論

打ち上げ当初の予定では、リチウム放出は下降時に3回行われる予定であった。しかし、インピーダンスプローブやプラズマ波動受信機が示すロケット下降時のデータのうち、上昇時と大きく異なる部分は X+469s 以降（高度 141 km 以下）であることから、実際には 1 回目と 2回目の放出は行われず、3回目に予定されていた放出のみ実行された可能性が高い。X+469s において受信機で観測された波動強度の低下は、放出によるプラズマ密度の増加を示唆しているが、同時刻のインピーダンスプローブでは UHR 周波数を検出できておらず、波形の乱れとして影響が現れているのみである。これは、インピーダンスプローブの測定可能電子密度を超えた可能性を示す結果であるが、今後詳細な検討を要する事項である。

5. まとめ

熱圏中性大気と電離圏プラズマの結合過程の解明を目的とした地上-ロケット総合観測、WIND-II キャンペーンにおいて、東北大のグループは、観測ロケット S-520-26 号機にインピーダンスプローブとプラズマ波動受信機を搭載し、両機とも測定開始から着水まで正常に動作し続けた。インピーダンスプローブの測定結果から、ロケット上昇時は高度 92km、165km、下降時は 151km で電子密度が極大となる領域が存在していたこと、高度 240～250 km に不規則構造が形成されていたことなどが明らかになった。一方、プラズマ波動受信機は高度約 240km 以上で upper hybrid wave と見られる波動を観測した。上空でのリチウム放出は 3 回予定されていたが、放出の影響と考えられる電子密度増加、及びプラズマ波動強度の減少は、3 回目の放出予定時刻の約 10 秒後と約 29 秒後にのみ観測された。そのうち、約 10 秒後の電子密度増加はインピーダンスプローブの測定可能範囲を超えていたためか、UHR 周波数を検出することができなかった。

今後は、VLF 帯で観測された波動も含め、より詳細な解析を進めていく予定である。

参考文献

[1] 山田“WIND ロケット実験における Li 共鳴散乱光の絶対発光強度測定に基づくガス化 Li 放出量の推定”, 特別研究報告, 高知工科大学, 2010

[2] Balmain, K. G. The impedance of a short dipole antenna in a magnetoplasma,

IEEE Trans. Ant. Prop., AP-12, 5, AP-12, 605, 1964

[3] Oya, H., and T. Obayashi, Measurement of ionospheric electron density by a gyro-plasma probe: A rocket experiment by a new impedance probe, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 20, 199, 1966

[4] Suzuki, T., On the impedance probe measurements in space plasmas, Ph. D. thesis, Tohoku University, 2011

観測ロケット S-520-26 号機から地上までのビーコン実験結果速報

山本衛（京大・生存圏研）, Paul Bernhardt （米 NRL）,
Matthew Wilkens（米 NRL）, 横山竜宏（京大・生存圏研）

１．ロケットビーコン観測

衛星やロケットに 2 波のビーコン(Dual-Band Beacon; DBB)送信機を搭載し、地上の受信機で 2 波の伝搬遅延の差を測定することによって、衛星・ロケットから地上までの全電子数(Total Electron Content; TEC)が観測できる。今回、2012 年 1 月 12 日に打上げられた観測ロケット S-520-26 号機から地上までの DBB 観測が実施されたので速報する。

ロケットからのビーコン観測の場合、衛星＝地上間のビーコン観測とは違って発射時の TEC 値がゼロであるため、TEC の絶対値の推定が容易という特徴がある。ロケット上昇時・下降時の TEC の時間変動から電子密度の高度プロファイルが求められる。またロケットの水平移動とともに電子密度の変動が観測されことから、ロケット飛翔方向に沿って観測点を並べることによって、トモグラフィ解析からロケット軌道を含む鉛直断面内の電子密度の 2 次元分布が推定できると期待される。

ロケットに搭載されるビーコン送信機からは、周波数 150 MHz と 400 MHz の 2 波の無変調波(各出力 1 W)が発射される。正確な TEC 測定を行うため、2 波の周波数の比が正確に 3 対 8 の比率になるよう制御されている。送信アンテナは 150 MHz 用に 2 本、400 MHz 用に 4 本がロケット外壁に取り付けられる。ロケットに搭載される送信機・フィルタ・分配器・アンテナの概要を図 1 に示す。

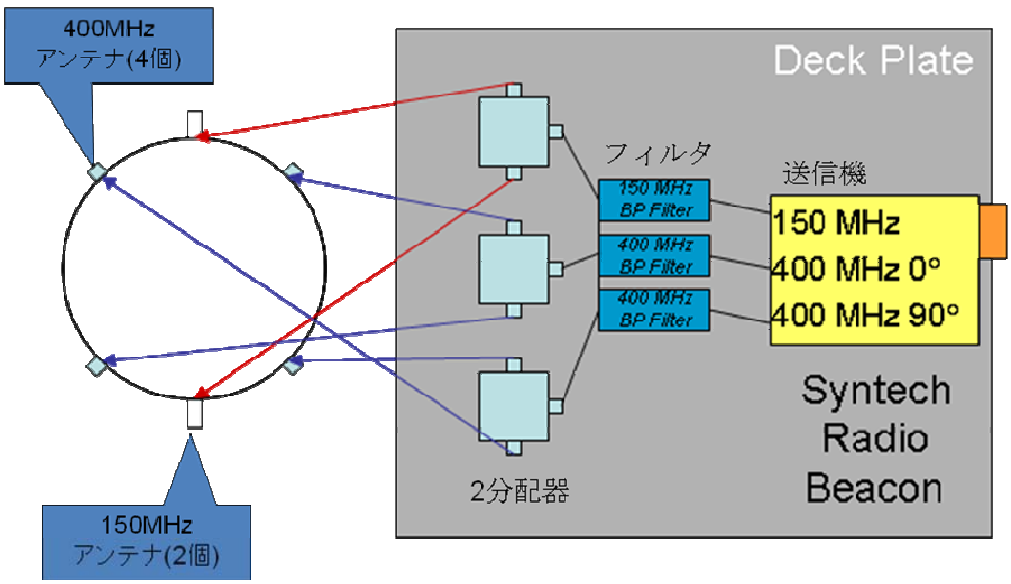


図１　ロケット搭載機器の概念図

２．観測の状況

今回の DBB 観測では、地上観測点は図２に示す６カ所に配置した。受信機はアナログ受信機３台（米国製）とディジタル受信機６台である。内之浦・垂水・薩摩川内には両方の受信機を設置した。その他のサイトはディジタル受信機のみである。ロケット打上げ後の信号受信（アナログ受信機、ディジタル受信機とも）に成功した。前回（2007 年）の S-520-23 号機で行った同様の実験では、400MHz の送信波が発射２分後に途絶えたが、今回は問題なかった。信号強度は強く着水まで受信できた。内之浦での受信結果を図３に示す。ロケットの飛翔に伴うドップラー周波数の変化が現れている。内之浦から最も遠い信楽においても信号は捉えられた。

洋上のボート（内之浦から約 50km 沖合い）については、ロケット打上げ時には配備できなかったが、2011 年 12 月 27 日の初めの打上げトライ時（天候条件で中止）に配備して観測を試みたところ、地上の発射台にあるロケットからのビーコン信号を捉えることができた。これによって、今後の観測では洋上からの観測も可能であることが確かめられた。

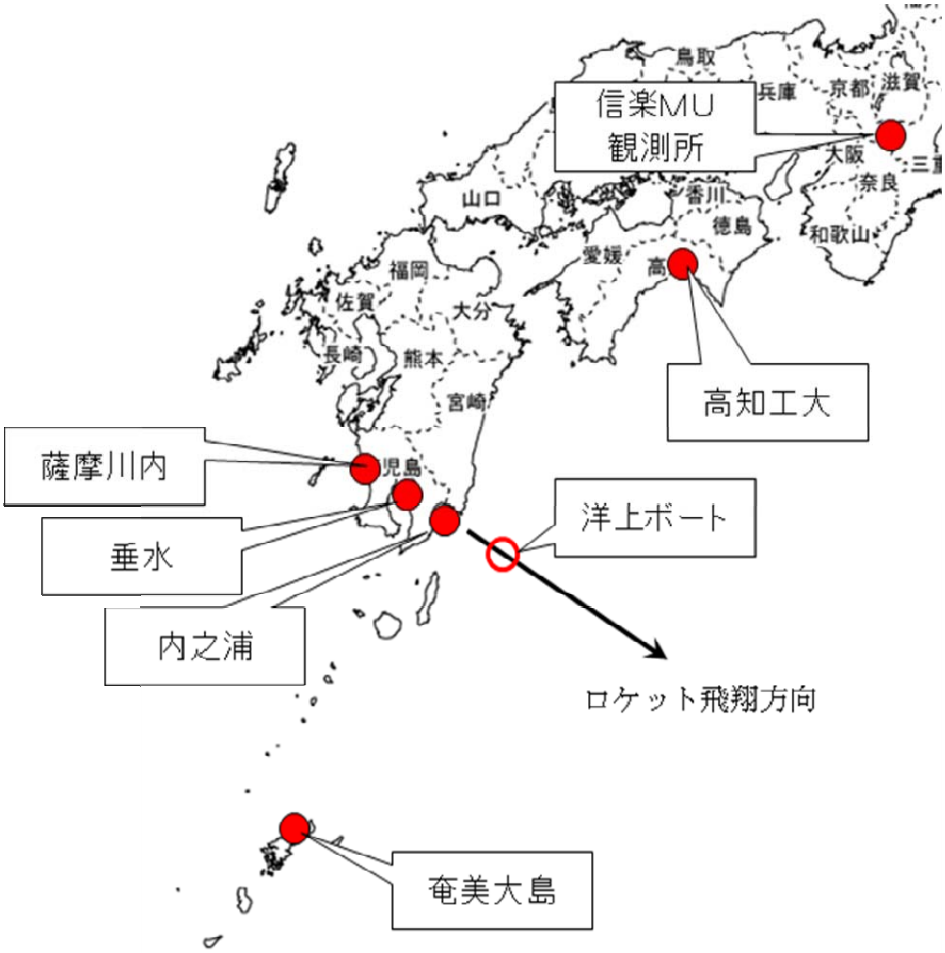
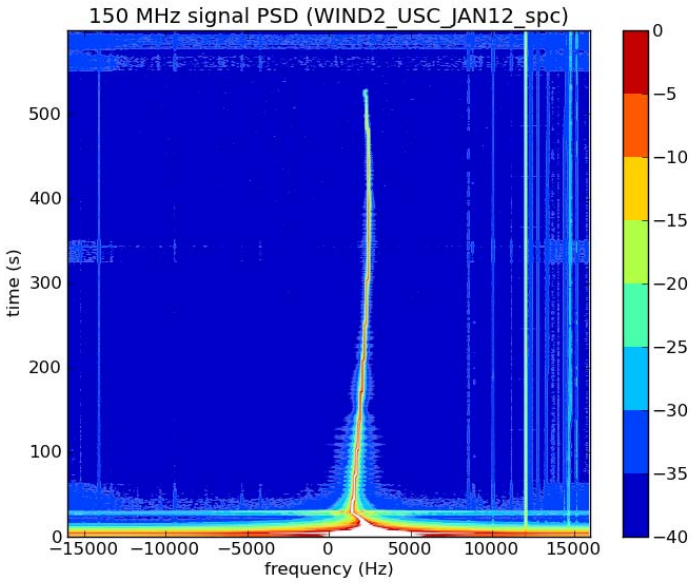


図２　地上受信点の配置図

アナログ受信機＋ディジタル受信機：内之浦・垂水・薩摩川内

ディジタル受信機のみ：奄美大島・高知工大・信楽MU観測所（・洋上ボート）



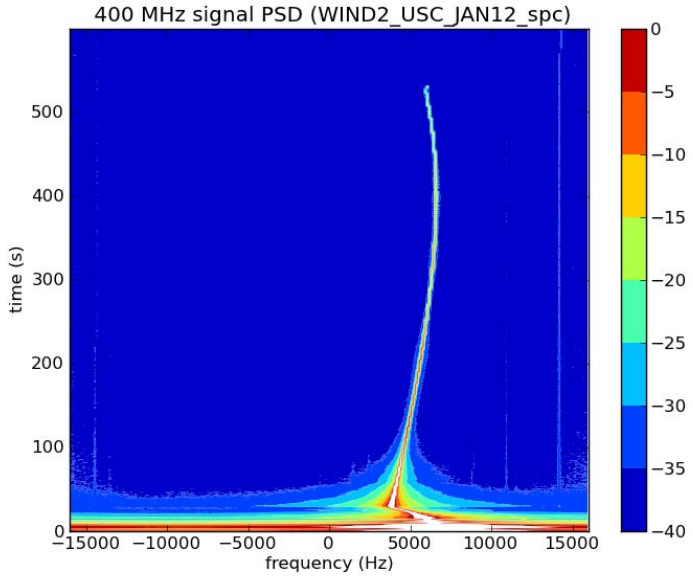


図３　ビーコン送信波のスペクトル
内之浦からの受信結果を示す。上下の図が、
それぞれ 150MHz と 400MHz に対応。

２．おわりに

今回の観測ではロケット搭載機器側の問題はなかった。受信された信号も充分に強い。現在は DBB 信号の解析を進めている。今後はまず電子密度プロファイルの推定を行い、引き続いてトモグラフィ解析に進んでいきたい。

航空機観測によるスプライトストリーマの立体構造の解明

小林縫[1], 佐藤光輝[1], 高橋幸弘[1], 山田大志[1], 工藤剛史[1], 三宮佑介[1], 柳芳紀[1], 井上智広[2],
NHK 宇宙の渚プロジェクト[2], H. Stenbaek-Nielsen[3], M. McHarg[4], R. Haaland[5],
T. Kammae[3],S. Cummer[6], Y. Yair[7], W. Lyons[8], J. Ahrns[3]
1; 北海道大学, 2; NHK, 3; Geophysical Institute (GI), Univ. of Alaska, Fairbanks,
4; US Air Force Academy, 5; Fort Lewis College, 6; Duke University
7; Open University of Israel, 8; FMA Research

1. はじめに

スプライトと呼ばれる成層圏, 中間圏, 熱圏下部(40-90 km)で発生する高高度放電発光現象は、1989 年の発見以来世界中で観測が行われてきた。この現象は、主に正極性の雷雲地上間放電(+CG)によって、+CG 開始後数 ms から 100 ms 後に雷雲上空に発生し、その発光継続時間は 10-100 ms であることが明らかになっている。また、これまでに行われた地上光学観測により、スプライトは発光の際にストリーマ放電による微細な構造をもつことも明らかにされている。しかし、その時間的・空間的発展や発生条件については未解明な部分が多く、それらに深く関わるスプライトの水平空間分布や、スプライトストリーマの立体構造も未だに明らかになっていない。特に、スプライトストリーマの立体構造が明らかになっていない理由として、地上からの多地点同時光学観測の実施が困難であること、地上光学観測では大気の散乱・吸収の効果でスプライトの微細構造が明瞭でないこと、さらにスプライトストリーマの立体的な時間・空間発展を明らかにするにはハイスピードカメラによる同時観測が必要となることが挙げられる。そこで本研究の目的は、スプライトの発生条件がどのように決まっているかを最終的に明らかにするため、航空機からのハイスピードカメラ観測データを用いて、スプライトの水平空間分布を特定することと、スプライトストリーマの時間的・空間的発展の物理機構を明らかにするためにストリーマの立体構造を特定すること、以上の 2 つである。

2. 観測・解析概要

北海道大学のグループは、NHK、アラスカ大学フェアバンクス校、デューク大学、アメリカ空軍アカデミーなどと協力し、2011 年夏季に北米コロラド州にてスプライト航空機観測キャンペーンを実施した。観測にはハイスピードカメラを用い、世界で初めて航空機 2 機からの同時観測を行った。NHK チームが搭乗する航空機には、PhantomV710 ハイスピードカメラと EMCCD カメラを、アラスカ大チームが搭乗する航空機には、Phantomv7.1 ハイスピードカメラとビデオフレームレートのパンクロマチック CCD カメラ(Watec WAT-902 ULTIMATE)を

それぞれ搭載した。ハイスピードカメラのフレームレートは共に 8000-10000 fps である。本キャンペーンでは、合計 28 イベントのスプライトが 2 機の航空機のハイスピードカメラによって同時観測された。その内、2 イベントについて三角測量を行い、水平空間分布を特定した。さらに、1 イベントについて複数の上向きストリーマをもつスプライトストリーマについて三角測量を行い、立体構造を特定した。

3. 結果と考察

水平空間分布

2011 年 7 月 3 日 05:20:49UT に観測されたイベントについての水平空間分布を図 1 に示す。図 1(a)は NHK のハイスピードカメラ画像のうち、スプライト開始から終了までの全フレームを足し合わせた積分画像である。このイベントではカラム型およびキャロット型スプライトがハイスピードカメラ画像の中央に映っており、広角の EMCCD カメラ画像データからもスプライト全体像がとらえられていると確認された。この図中の、a-f のカラム型およびキャロット型スプライトの位置を求めた。a, b, d についてはカラムの下端の、c, e, f については赤点部分の緯度・経度を求めプロットしたものが図 1(b)である。図 1(b)は縦軸に緯度、横軸に経度をとっており、”+”はカラムとキャロットの位置を示している。”+”に記されたアルファベットは左図と対応している。”★”は親雷放電の位置を、矢印はカメラの視野方向を示す。このうち e のみキャロット型のスプライトである。図 1(b)より、計 6 つのカラムとキャロットが水平方向に約 60 km の広がりを持ち、親雷放電の落雷位置に対し北西側半分に偏って分布していることがわかる。また、e のキャロットはその他のカラムより落雷位置から離れたところに分布している。一方、カラム a,b,c とカラム d,f はそれぞれ親雷放電からほぼ等距離に分布していることが判明した。

一方、2011 年 7 月 5 日 08:54:13UT に観測されたスプライトに対し、水平空間分布を推定した結果を図 2 に示す。図 2(a)は NHK の EMCCD カメラにより取得された画像のスプライトが映っている部分を切り出した図である。このイベントでは複数のカラム型スプライトが EMCCD 画像の中央に映っており、EMCCD カメラの視野角は十分に広いため、図 2(a)にはこのとき発生したスプライトの全体像がとらえられていることが確認できる。この図中の、a-h のカラム・キャロットの下端の緯度・経度を求めプロットしたものが図 2(b)である。図 1 と同様、縦軸に緯度、横軸に経度をとっており、”+”はカラムの位置を示している。”+”に記されたアルファベットは左図と対応している。”★”は親雷放電の位置を、矢印はカメラの視野方向を示す。図 2(b)より、8 本のカラムが水平方向に約 80 km の広がりを持ち、親雷放電の落雷位置に対し南西半分に偏って分布していることがわかる。また、図 2(a)には映っているがもう一方の航空機に搭載されたカメラによって取得された画像に映っていなかったために今回解析を行えなかったカラムが存在するが、解析を行ったカラムとの位置関係からすべて親雷放電の落雷位置に対し

南西方向に分布していることがわかる。以上より、両イベントでカラム・キャロットが親雷放電の落雷位置に対し偏って分布していることがわかった。このことから、スプライトの発生には親雷放電に対して対称に生じる準静電場の他に、非対称性を生じさせる条件が効いていることが示唆される。

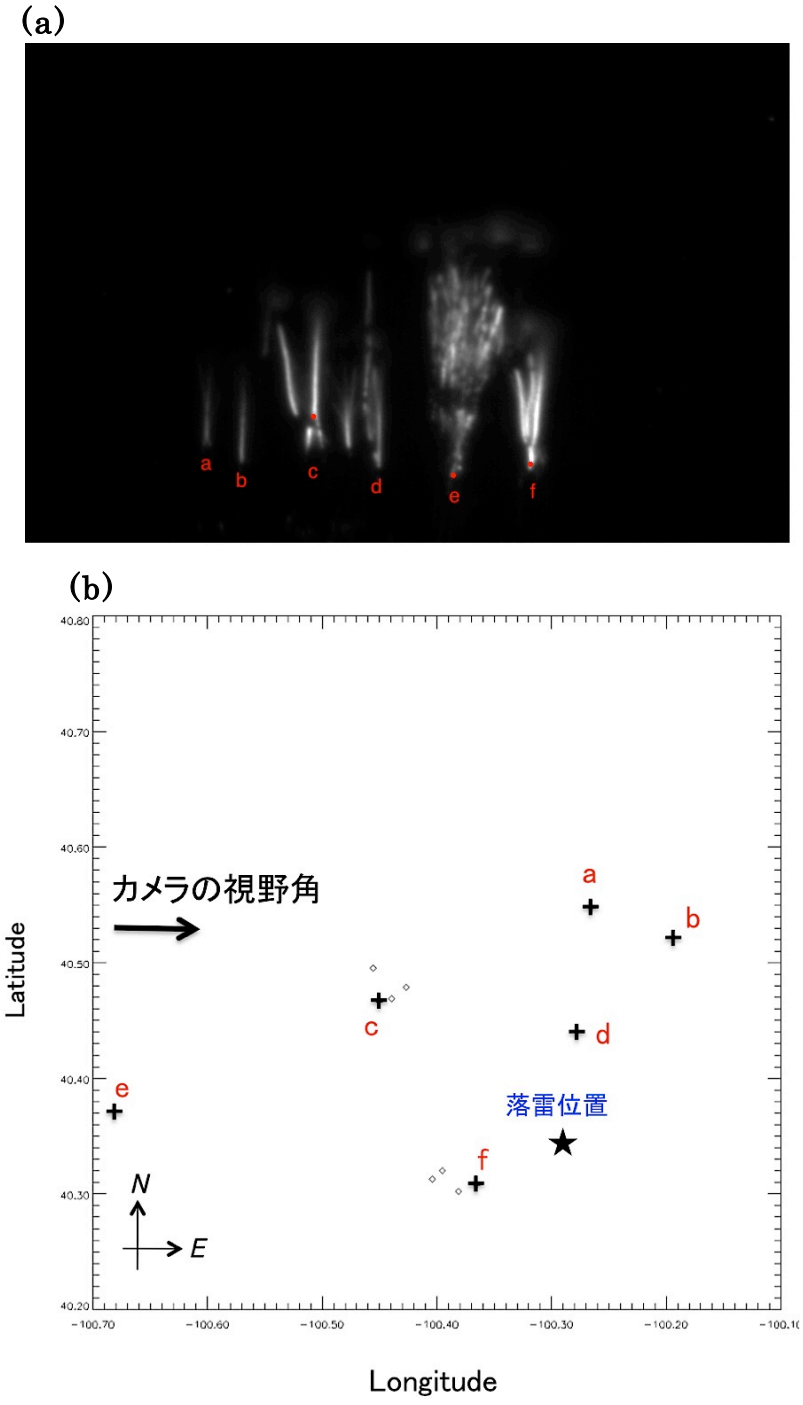
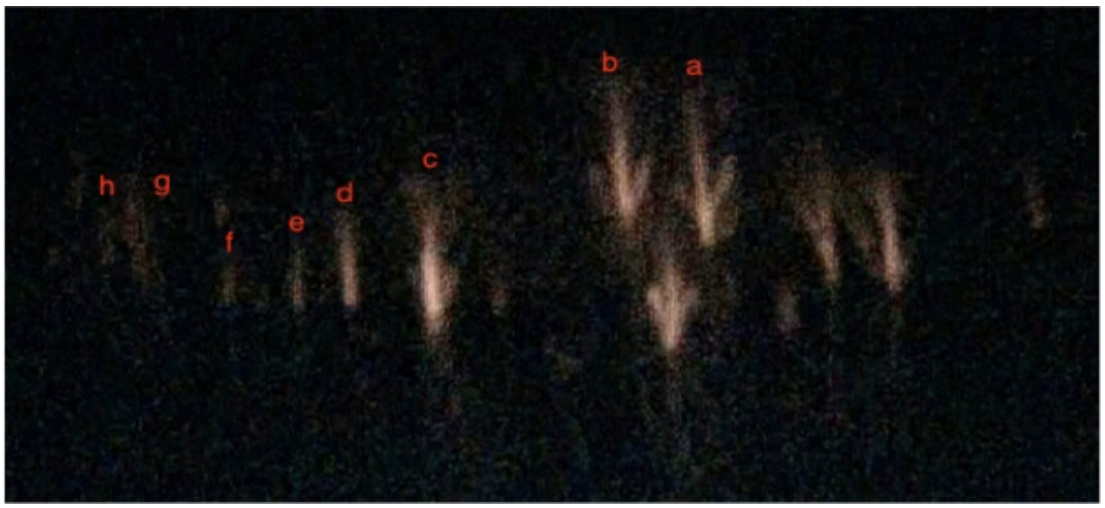


図 1　2011 年 7 月 3 日 05:20:49UT に観測されたスプライトの水平空間分布。(a)ハイスピード積分画像。 (b)スプライトの水平空間分布。

(a)



(b)

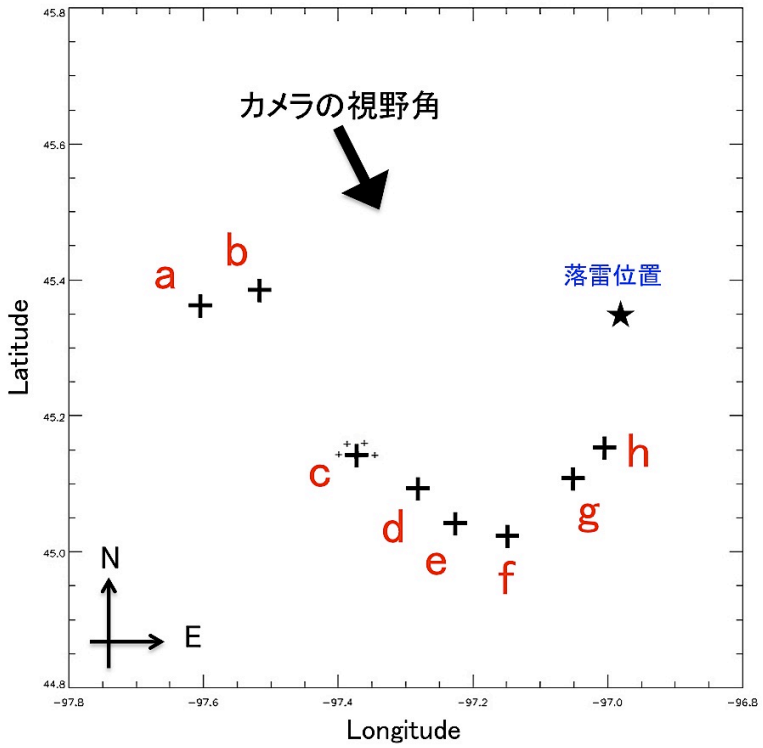


図 2　2011 年 7 月 5 日 08:54:13UT に観測されたスプライトの水平空間分布。(a)は、EMCCD 画像で、(b)はスプライトの水平空間分布を示す。

スプライトストリーマの立体構造

図 2 のカラム c について、立体構造を求めた。図 3(a)は、NHK のハイスピードカメラによって取得されたカラム c の画像を,発光開始から終了まで全フレームを積分した画像である。図 3(a)に赤点で示したカラムの各部分の緯度・経度・高度をそれぞれ求め、それを元にカラムの立体構造、ストリーマの進展速度と太さなどを求めた。カラム c は次のような時間空間発展をする。まず点 1 で発光し、その発光が点 8 に向かって下向きに進展する。これを下向きストリーマと呼ぶ。点 1 から点 8 へ数 ms の間棒状に発光が進展した後、下向きストリーマの下部から数本のストリーマが上向きに進展する。これを上向きストリーマと呼ぶ。今回は、上向きストリーマの上端として点 2,3,4,6 の位置を求めた。また点 3 の上向きストリーマの起点として点 5、点 6 の起点として点 7 の位置を求めた。この結果、下向きストリーマの上端高度は 81 km、下端の高度は 71 km、太さは 0.7 km、進展速度は 4.7×10^6 m/s となった。また、上向きストリーマの下端の高度は 72-73 km、上端の高度は 76-78 km、太さは 0.3 km、進展速度は 5.5×10^6 -5.6×10^6 m/s となった。ストリーマの進展速度は上下ともにこれまでの観測やモデルと一致する[*Cummer et al.*, 2006;*Ute and Luque.*, 2009]。

さらに、カラムの各部分の緯度・経度・高度をプロットし、スプライトストリーマの立体構造を再現したのが図 3(b)である。(b)の番号は(a)と対応している。図 3(b)は縦軸に高度、水平面に緯度・経度をとっている。また、図 3(b)を緯度・経度の平面にプロットしたものを図 4 に示す。図 4 は縦軸に緯度、横軸に経度をとっている。図 4 から、上向きストリーマは下向きストリーマを中心に放射状に進展していることがわかる。進展方向の水平距離は 4 本ともほぼ等しく約 2.5 km である。また、今回解析を行った上向きストリーマはすべて北半分に進展している。この方向はカラムに対する親雷放電の位置と一致している。このことから、落雷位置に近い程親雷放電による準静電場が強いために上向きストリーマが発生しているのではないかということが推測される。しかし、上向きストリーマの進展している方向はカメラの視線方向とも一致していることから、カメラに対して奥側に位置するストリーマは手前側に位置するストリーマと重複して観測された可能性もあり、より詳細な立体構造解析を今後進める方針である。

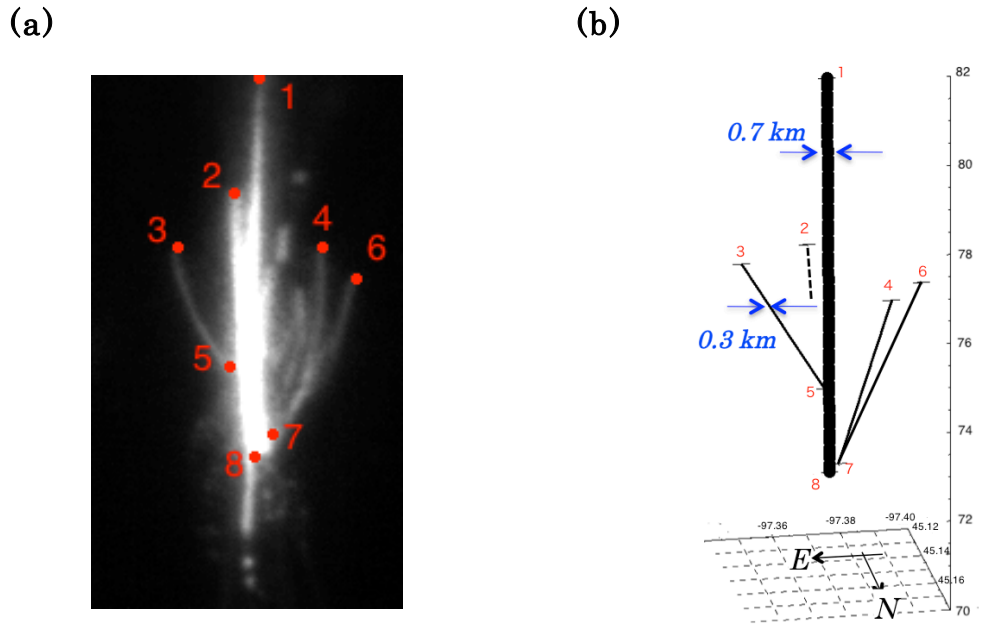


図 3　スプライトストリーマの立体構造。(a)はハイスピード積分画像(b)三角測量によって求めたストリーマの各部位の緯度経度高度をプロットした図。(a)と(b)に振られた番号は各部位の対応を示している。

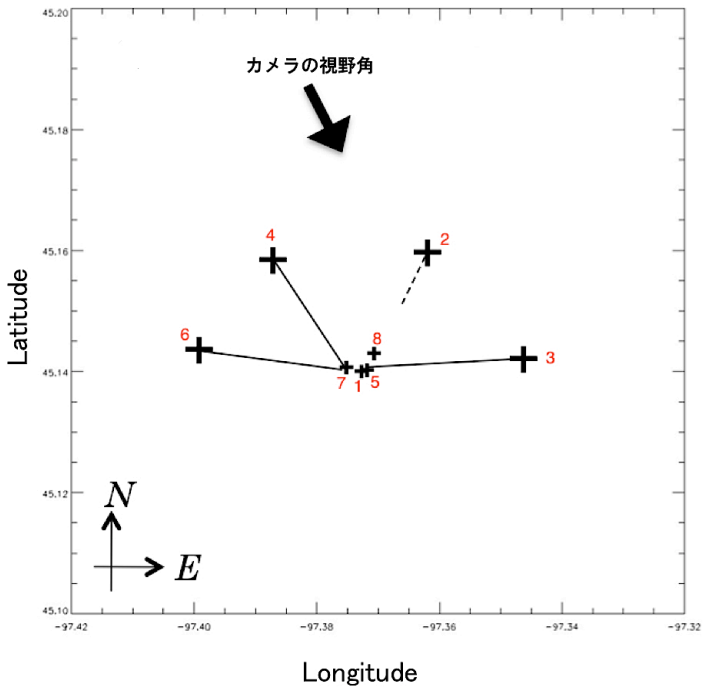


図 4　スプライトストリーマの平面図。図 3 を上から見た図でスプライトストリーマの水平構造を示している。各番号は図 3(a)(b)と対応している。

4. まとめ

本研究では、夏季北米でのスプライト航空機観測で撮影された光学データをもとに、スプライトストリーマの微細構造と水平空間分布について解析を行った。

2011 年の夏季米国のコロラド州で実施したキャンペーンでは、合計 28 イベントのスプライトが 2 機の航空機のハイスピードカメラによって同時観測された。その内、2 イベントについて三角測量を行い、水平空間分布を特定した。その結果、スプライトは、水平方向に 60-80 km の広がりをもって分布し、親雷放電からの距離は最高で 40 km 以上になる事が分かった。また、分布は親雷の落雷位置に対して対称にはならず、ある方向に偏在している事が明らかになった。この結果から、スプライトの発生には、親雷放電に対して対称に生じる準静電場の他に、非対称性を生じさせる条件が効いていることが示唆される。

さらに、1 イベントについて複数の上向きストリーマをもつスプライトストリーマについて三角測量を行い、立体構造を特定した。上向きストリーマは下向きストリーマを中心に放射状に進展しており、それらの下端の高度は 72-73 km、上端の高度は 76-78 km、太さは 0.3 km、進展速度は 5.5×10^6 -5.6×10^6 m/s であった。また、下向きストリーマの上端高度は 81 km、下端の高度は 71 km、太さは 0.7 km、進展速度は 4.7×10^6 m/s であった。ストリーマの進展速度は上向き・下向きともにこれまでの観測やモデルと一致する。スプライトストリーマの物理機構を解明するためには、今回得られたストリーマ構造の各高度と、イベントを発生させた親雷放電によって生じる準静電場、放射電磁界電場の時間変化を高度ごとに比較してみる必要があると考えられる。

参考文献

Cummer, S. A., N. Jaugey, J. Li, W. A. Lyons, T. E. Nelson, and E. A. Gerken (2006), Submillisecond imaging of sprite development and structure, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L04104, doi:10.1029/2005GL024969.

McHarg, M. G., H. C. Stenbaek-Nielsen, and T. Kammae (2007), Observations of streamer formation in sprites, *Geophys. Res. Lett.,* 34, L06804, doi:10.1029/2006GL027854.

Moudry, D. R., H. C. Stenbaek-Nielsen, D. D. Sentman, and E. M. Wescott (2003), Imaging of elves, halos and sprite initiation at 1 ms time resolution, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.,* 65, 509–518.

Luque, A., and U. Ebert (2009), Emergence of sprite streamers from screening-ionization waves in the lower ionosphere, *Nat. Geosci*., 2, 757–760, doi:10.1038/NGE0662.

VMC を用いた金星における雲層の風分布解析

土屋克彰（東京学芸大学）
佐藤尚毅（東京学芸大学）
松田佳久（東京学芸大学）
あかつき L3 チーム

1. はじめに

1-1. 金星における風

金星の大気観測が行われる前までは、金星の自転速度が遅いことに着目して、太陽の地面に対する動きを無視した理論が展開された。それは、昼側で大気が加熱されて上昇し、夜側では冷却されて下降するという考えである。これを夜昼間対流と呼ぶ。

しかし、1960 年代に大気の紫外線観測が行われ高速な東西流が発見された。上空 65km（雲層上端）で 100m/s の自転と同じ方向の風（太陽の動きと逆方向）が吹いていることが分かった。これは、大気が個体部分の 60 倍の速さで回転していることを示しており、スーパーローテーションと呼ばれるようになった。

金星には子午面循環も考えられており、スーパーローテーション生成を考えた場合、夜昼間対流に着目するよりも優位な点がある。金星では高速な東西風が吹いているため、東西方向の温度差は均されると考えられる。そのため、夜昼間対流は、夜昼間の温度差は小さくなり、対流も弱くなる。経度間対流も同様。しかし、子午面循環は、極と赤道の間の温度差に起因するため、高速な東西風が吹こうと温度差の一様性は保たれ影響を受けない。

1-2. 研究目的

以上のように金星には、特殊な気象現象が存在している。金星の気象について理解を深めることは、気象学の普遍的メカニズムを発見することにつながり、地球の未知なる気象現象の謎を解くのに役立つと予想される。しかし、未だに観測と解析結果が少ないのが現状である。そこで、本研究の目的は、観測と解析結果が未だに少ない、金星気象の解析データを得ることである。

2. 使用データ

ヨーロッパ宇宙機関（ESA）の衛星 Venus Express に搭載されている VMC（Venus Monitoring Camera）による風速測定の結果を用いる。風速測定の方法は、紫外画像に写った雲を追跡することで雲の速度場を出す手法である。連続した画像間で雲の移動の相関から風速を導き出している。

データは、金星の北半球低緯度から南半球中緯度の昼側における雲頂高度の東西風速と南北風速を求めたものを扱う。また、2006 年 5 月～2006 年 6 月（軌道２９～７２）の内、軌道３０、３１、３４、３８、４６、５１、５６、６０、６１の９つを使用した。

3. 解析方法

3-1. 解析方法の概要

fortran によるデータ解析を行った。軌道毎と軌道全てについて、時間平均したものを grads で出力し、時間平均と東西平均両方した結果とそのエラーバーを gnuplot で出力した。緯度幅、経度幅はそれぞれ 3.75°である。ただし、夜昼間対流の解析については、時間平均のみのデータを計算した。

東西風については、角速度一定の場合と角運動量一定の場合の東西風をそれぞれ求め、gnuplot で出力。時間平均と東西平均した東西風の風速は、どちらのカーブに近いかを比較した。また、回転周期を求めた。

3-2. 求めたパラメータ

①東西風：u

②回転周期：$T = 2\,(r\cos\varphi)\pi/u/60/60/24$

③南北風：v

④uv

⑤$u'v' = (u - \bar{u})(v - \bar{v})$

⑥東西風の角速度：ω

⑦東西風の角運動量：M

⑧夜昼間対流：u'v・u'

3-3. エラーバー

標本の不偏分散を標本数のルートで割った値。つまり、大きさ n の標本 $x_1, x_2, \cdots, x_n$ とすると、

$$\frac{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(x_1 - \bar{x})(x_2 - \bar{x})\cdots(x_n - \bar{x})}}{n - 1}\Big/\sqrt{n}$$

である。

この式の x にデータの値を n にデータ数を代入する。

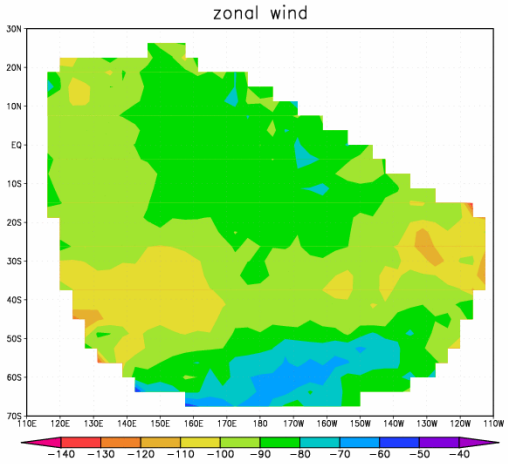
4. 結果

時間平均において、太陽直下点（172.3180°W）を 12:00、120°W 付近を 8:30、120°E 付近を 16:30 とする。

北向きと東向きを正とする。

4-1. 東西風

4-1-1. 東西風の時間平均と東西平均

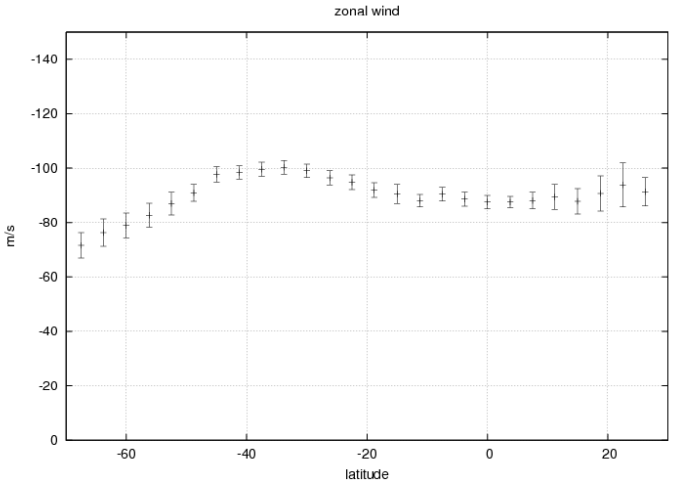


北、南両半球の 0°～20°について述べる。太陽直下点よりやや午前側に極小域（-70 ～-80 m/s）が見られる。正午から午後にかけて加速する。

20°S～50°S では、午前から正午にかけて減速し、その後再び加速する。風速は、20°N～0°と 0°～20S°よりも強い。正午では、-90～-100 m/s であるが、午前、午後では、-100 m/s 以上の風が吹いており、場所によっては、-110～-120 m/s の風速となる。この領域には、中緯度ジェットの存在が示唆される。

50°S 以南では、風速は-90 m/s 以下に落ちる。しかし、午前から正午にかけて減速し、再び午後には加速するパターンは、20°S～50°S で同様に見られる。

これを東西平均すると、北、南両半球の 0°～20°では、約-90 m/s で一定。南半球において、20°S～45°S にかけて加速する。33.8°S でピーク値-100.3 m/s となり、その後 45°S までは約-100 m/s で、その後、単調に減速する。

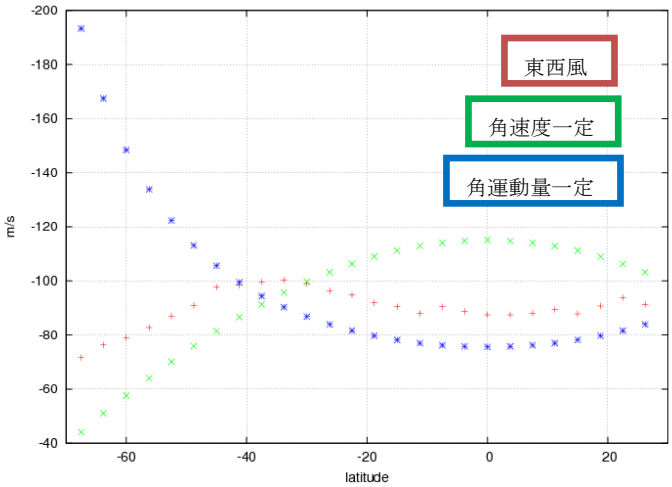


軌道別に見ても、低緯度で一定、で、その後加速し減速するというパターンはだいたい一致している。ピーク値は 30°S～48.8°S でみられる。

4-1-2. 等角速度と等角運動量の場合との比較

赤線が東西風速、緑線が等角速度の場合の東西風速、青線が等角運動量の場合の東西風速である。

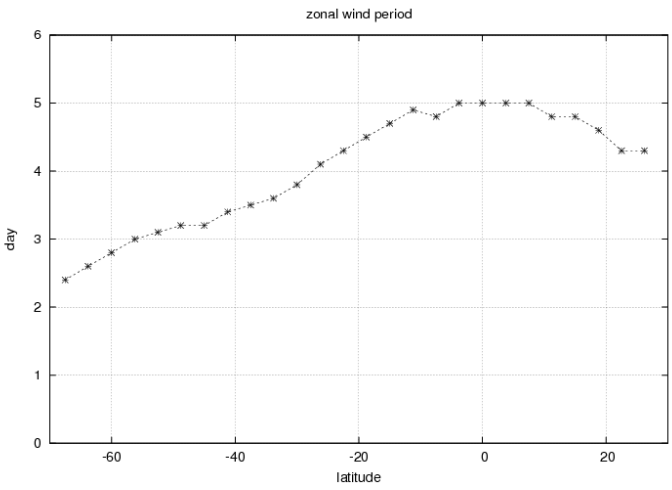
20°N～30°S 付近の範囲では、等角運動量に近いカーブで東西風が吹いており、その後等角速度に近いカーブとなる。



4-1-3. 回転周期

0°付近では、5 日で一定。それより高緯度では、北、南両半球において減少する。つまり、高緯度ほど大気は速く回転していることが分かる。

スーパーローテーション観測初期の報告では、スーパーローテーションが 4 日循環と呼ばれ、周期は 4 日とされている。しかし、本研究では 30°S 付近で 4 日、それより低緯度側では周期は長くなり、最大で 1 日ほど長い。30°S より高緯度側では短くなり最大で 2.5 日ほど差がある



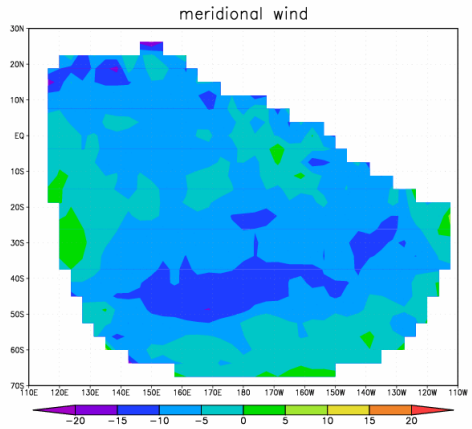
4-2. 南北風

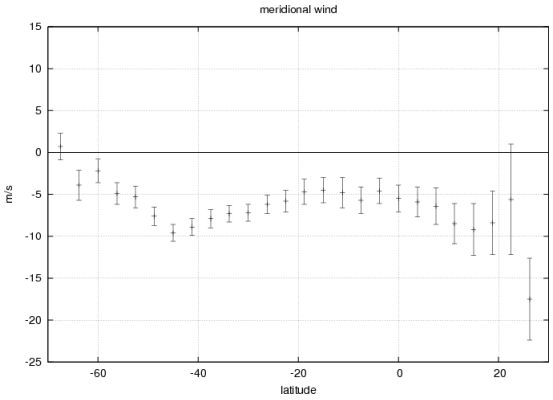
北半球と南半球ほぼ全域が北風となった。

高緯度と低緯度で弱く、太陽直下点付近は周りより風速は小さい。30°S～50°S で午前、午後ともに極大域が存在。大きさは、-10～-15 m/s である。午後の方が極大域は顕著である。50°S 以南では弱くなる。

これを東西平均すると、0°～20°S では約-5 m/s で一定。20°S～45°S で加速し、45°S で -9.6 m/s の極大値をとる。その後は減速し、67.5°S では、0.7 m/s の南風に転じている。低緯度で一定、その後加速し減速するのは、東西風のパターンに似ている。

20°N～0°では、加速し、一旦減速。その後急激に加速するという結果が得られた。しかし、20°N 付近のエラーバーが他と比べて大きく、信頼性は低い。



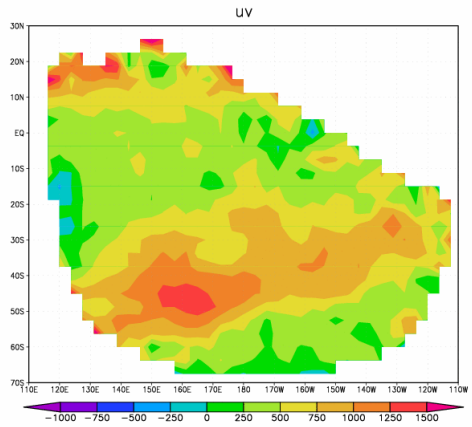


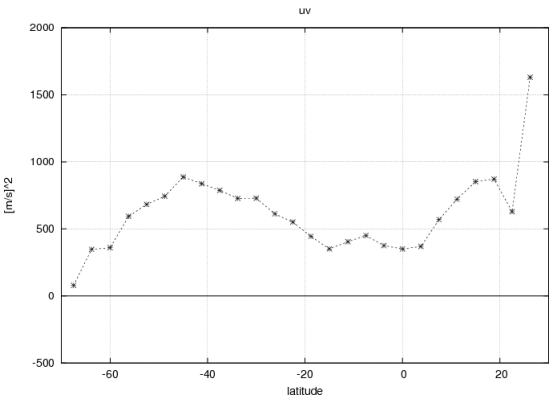
4−3. uv

全域で正となった。0°～20°S では一定で、20°N～0°よりも小さい値をとっている。20°S～60°S にかけて増加していき、30°S～60°S では極大値が存在。その後は減少する。全体的に午後ほど、大きい値は高緯度へシフトするようである。

これを東西平均すると、0°S～20°S で一定。20°～45°S で増加する。45°S 付近でピークを迎え、減少する。

北半球では、増加傾向にあるが、20°N 付近で減少と急激な増加と減少がある。

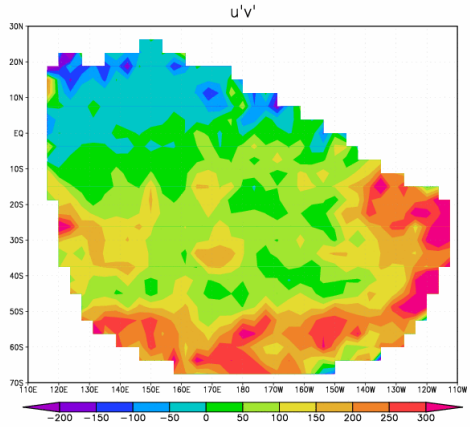


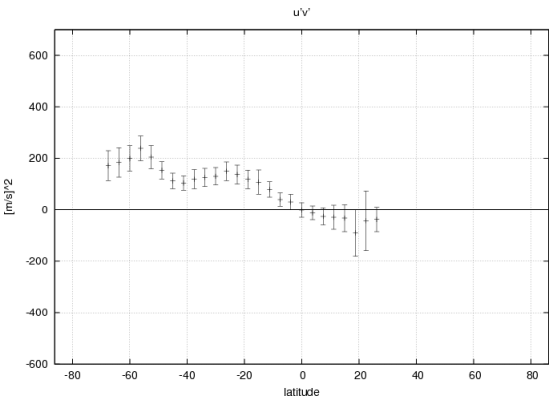


4-4. u'v'

北半球で負、南半球で正となっている。50°S 以南と午前で大きくなっている。

これを東西平均すると、北半球で負、南半球で正となった。0°～20°S まで増加し、20°S～40°S までは減少。40°S～60°S で再び増加し、その後減少する。増加と減少を繰り返している。北半球では、0°～20°N で減少し、その後増加する。0°～20°の範囲において、大きさは南半球の方が大きいが、対称的である。



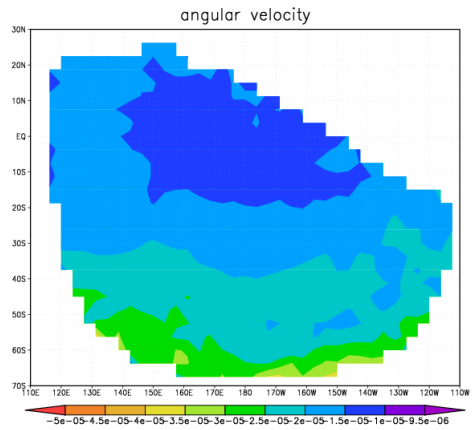


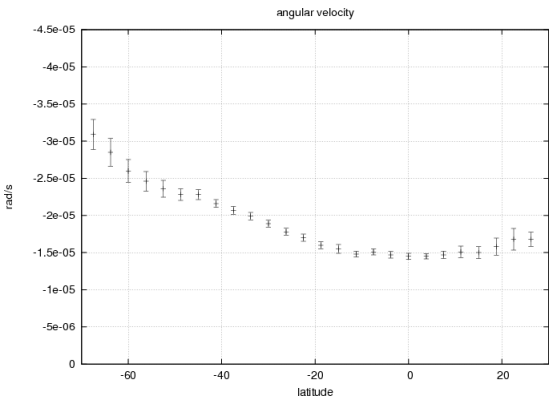
4-5. 東西風の角速度

北、南両半球の 0°～20°では、正午から午後にかけて増加する。

20°S 以南では高緯度に向かって増加。30°S～60°S で、-2×10^{-5}～-2.5×10^{-5} rad/s。60°S 以南では-2.5×10^{-5} rad/s より、大きな値となる。

これを東西平均すると、両半球において、0°～15°まではほぼ一定。それより高緯度側は、増加している。しかし、南半球の 45°S～50°S 付近では一定となる。



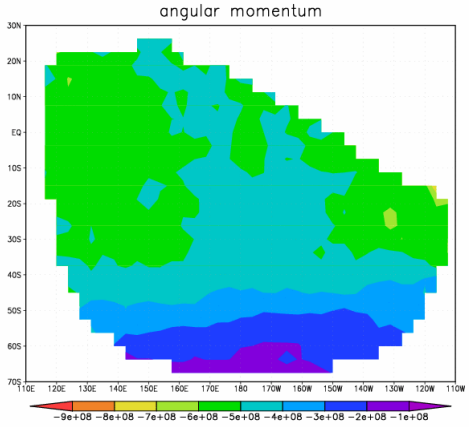


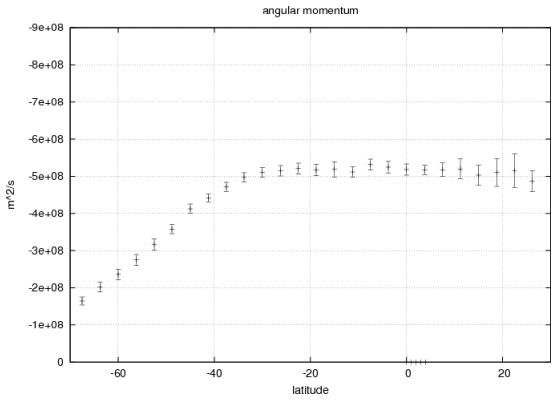
4-6. 東西風の角運動量

20°N～0°、20°S～40°S では、正午から午後にかけて増加。太陽直下点付近では周囲より値が大きい。40°S 以南では、高緯度ほど減少していく。

これを東西平均すると、北、南両半球 0°～30°で平均-5.19×10^8 m^2/s の一定値をとり、30°S 以南で単調に減少する。

軌道ごとでも、平均の結果と一致する。ただし、軌道６１については、低緯度の一定値が若干大きく、平均で-5.64×10^8 m^2/s である。

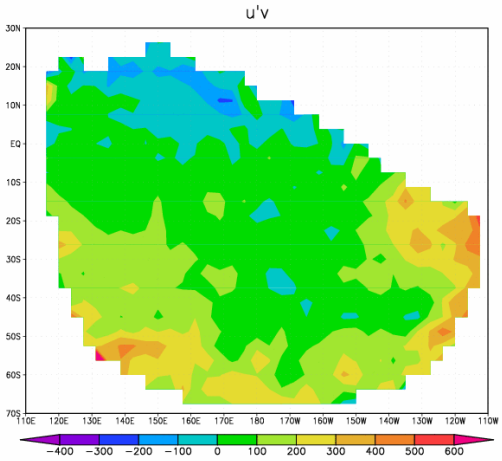




4-7. 夜昼間対流

4-7-1. 時間平均(u'v)

夜昼間対流は、温度最高点で上昇し、放射状に広がるので、u'v の正負で検知できると考えられる。温度最高点は、地球と同様に考えると太陽直下点よりもやや午後側と予想できる。もし、完全に検知できたとすると、北半球では温度最高点より午前側で正、午後側で負。南半球では午前側で負、午後側で正となるはずである。

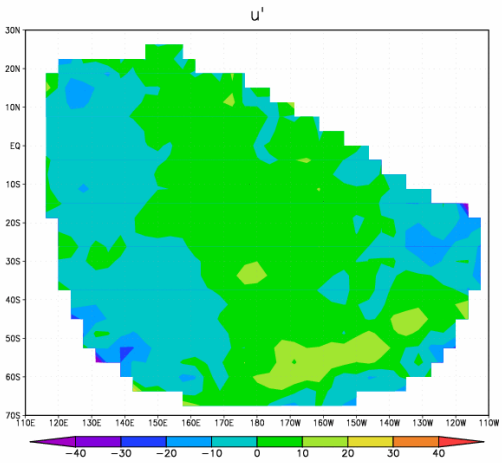


今、温度最高点を赤道上の 175°E 付近と考える。結果は、北半球午後側で負、南半球では午前側と午後側で正となり、南半球午前側では予想と反した結果が出てきた。しかし、20°S 以南において、175°E を基準に午前側と午後側を比べると、午後側の方が値は大きい。また、午前域には、僅かながら負の領域も解析されている。ただし、9:00 付近では、大きい値が存在する。

4-7-2. 時間平均(u')

u' は、夜昼間対流の東西成分で、午前側で正、午後側で負であると予想される。

ここで温度最高点を 160°E 付近と考えると、夜昼間対流の東西風の検知は成功している。しかし、10°S～40°S の 9:00 付近では、負となる値が解析された。



5. 考察

5-1. 東西風

スーパーローテーションが解析された。東西風の回転周期は、2.4～5.0 日と分かった。高緯度ほど周期は短い。自転周期は 243 日なので、48 倍～101 倍の速さで大気は回転していることになる。

時間分布は午前から正午にかけて減速し、正午から午後にかけて加速、各緯度の太陽直下点付近では極小となることが分かった。緯度分布は、高緯度＜低緯度＜中緯度の順に風速は強くなる。

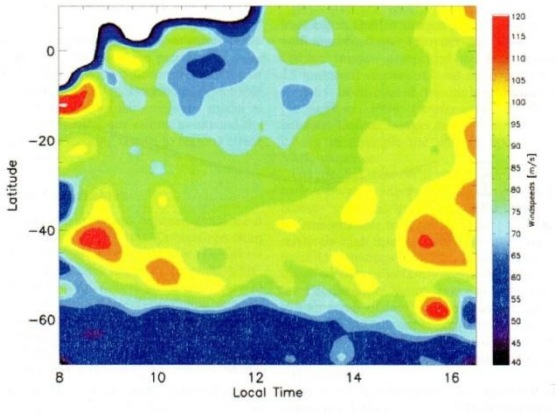
5-2. 南北風

解析した全域で北風となり、子午面循環は解析されなかった。

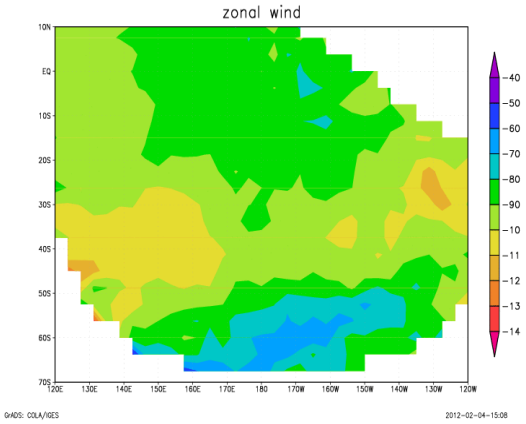
風速の変化する傾向は、東西風に似ていることが分かる。高緯度＜低緯度＜中緯度の順に風速は強くなることや低緯度で一定、中緯度にかけて加速しピーク後は減速するということである。

5-3. Moissl *et al.* (2009) との比較

5-3-1. 東西風の時間平均



Moissl *et al.* (2009) における
東西風の時間平均

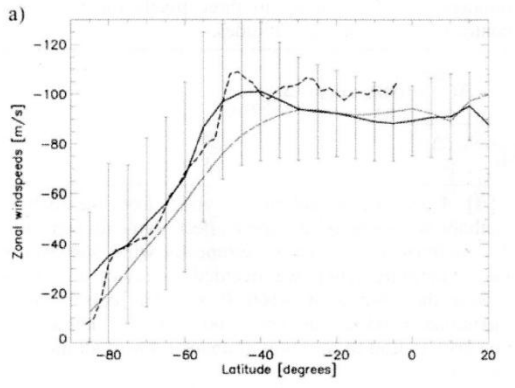


本研究における
東西風の時間平均

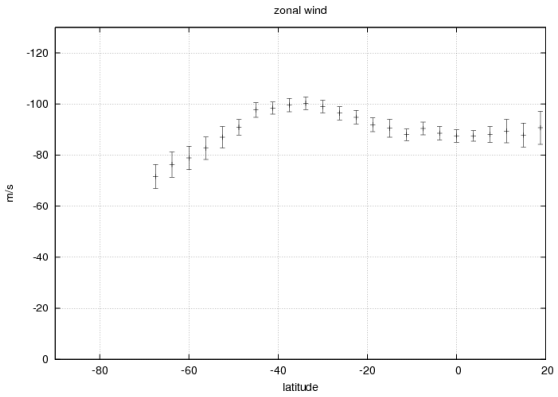
左図は先行研究の東西風の時間平均である。0°～20°S では、11:30 辺りで最小。20°S～40°S では、観測された全時間において一定である。40°S～60°S では、8:00 と 16:00 付近が最大であり、昼間はそれよりも遅くなる。全体的な傾向としては、午後に加速。60°S 以南では急激に風速は減少する。

全体的に本研究は一致した。東西風速の時間平均は、0°～20°S における最小値の出現する場所や、午後に加速するという風速の変化傾向がよく一致した。

5-3-2. 東西風の時間平均と東西平均



Moissl *et al.* (2009) における
東西風の時間平均と東西平均



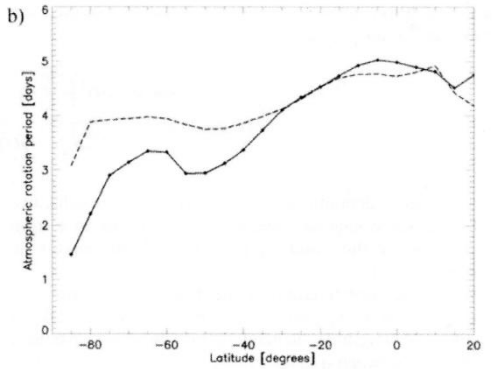
本研究における
東西風の時間平均と東西平均

左図は、先行研究の東西風の時間平均と東西平均である。実線が VMC 可視解析、点線が VMC デジタル解析、破線が VIRTIS であり、VMC から得た解析結果と VIRTIS から得た解析結果は、後者の方が 10 m/s ほど風速が強いが、よく一致している。低緯度では、水平

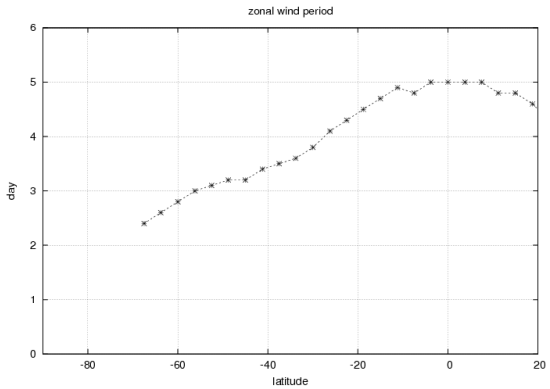
風速は 85～90 m/s でほぼ一定。20°S 付近から、除々に風速は増加し、45°S でピークに達する。その風速は、100 m/s で、中緯度ジェットの存在を示唆。45°S 以南では減少する。標準偏差は、高緯度に向かって増加する。理由は雲トラッキングが難しいからである。

結果はよく一致したが、100 m/s 以上の風が出現する範囲が本研究の方が広く、33.8°S～45°S である。また、高緯度の減速が本研究では弱い。

5-3-3. 東西風の回転周期



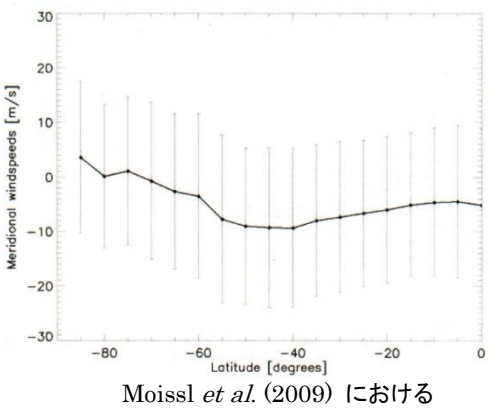
Moissl *et al.* (2009) における
東西風の回転周期の時間平均と東西平均



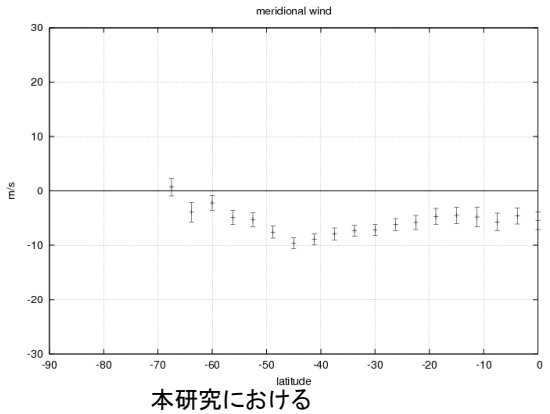
本研究における
東西風の回転周期の時間平均と東西平均

左図は、先行研究における東西風の回転周期である。実線が VMC 可視解析、点線が VMC デジタル解析である。低緯度から 50° S 付近の範囲では、値の大きさは近い。しかし、50° S 以南では異なる。本研究の方が周期は短くなる。

5-3-4. 南北風の時間平均と東西平均



Moissl *et al.* (2009) における
南北風の時間平均と東西平均



本研究における
南北風の時間平均と東西平均

左図では、先行研究の南北風の時間平均と東西平均が示されている。なお、北半球のデータは含まれていない。風速は 0～10 m/s の範囲で変化し、赤道で-5 m/s で、高緯度に向

かい徐々に増加。45°S～55°S 間でピーク値の-10 m/s となり、そこからは極に向かい減少する。このデータから、赤道と中緯度間でハドレー循環セルが立っていることが推定される。

しかし、子午面風のデータは精度が悪く、標準偏差は 13 m/s にもなる。また、夜側のデータを省いて子午面風速を導き出しているため、この点においても誤差が生じている。

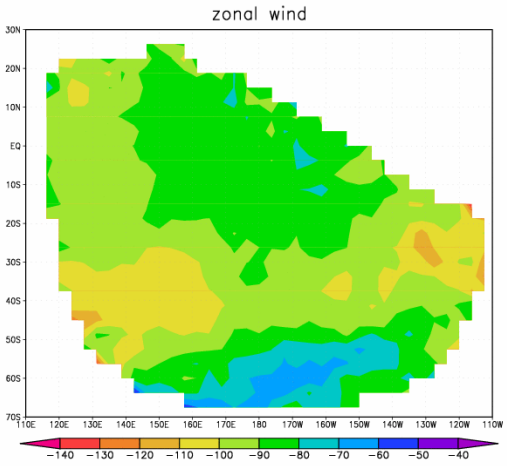
全体的に一致した。本研究でも夜側のデータを省いて南北風を導き出している。従って、熱潮汐波に伴う風である可能性がある。分離ができないので誤差が生じる。

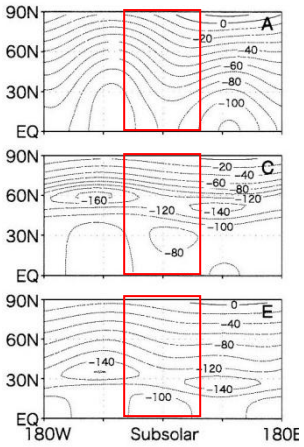
5-4. Takagi and Matsuda (2005) との比較

熱潮汐波によって生じる風をモデルで求めている。両半球対称な結果であり、南北風は北風と南風が入れ替わる。A～F は初期値などの違いである。

東西風に関しては、中緯度、低緯度、高緯度の順で風速は大きいことや午前よりも午後で風速が大きいことなどの変化傾向が一致した。

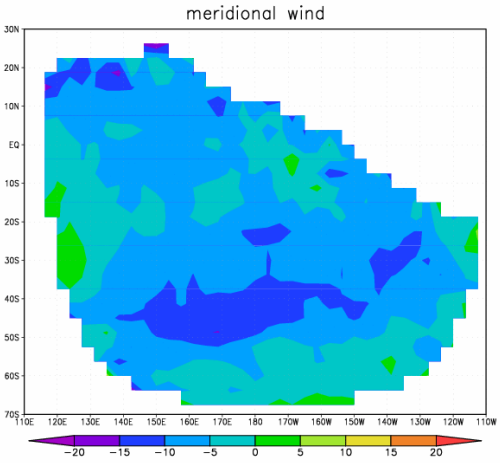
南北風に関しても変化傾向が一致した。

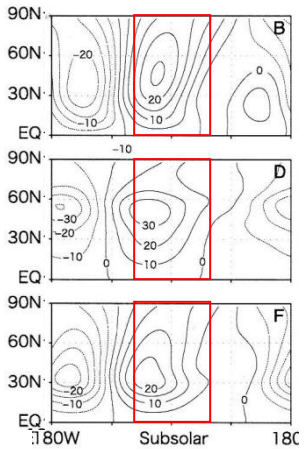




Takagi and Matsuda (2005)

東西風





Takagi and Matsuda (2005)

南北風

5-5. Rossow *et al.* (1990) との比較

アメリカ航空宇宙局が打ち上げた金星探査衛星で、OCPP 画像によって風速の解析を行ったものである。OCPP とは、金星の雲分布を測定する機器のことである。以下の図が結果である。

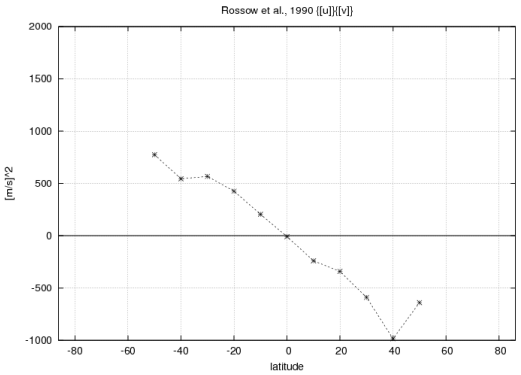
TABLE 8. Components of the time-averaged momentum transport in $m^2 s^{-2}$; positive values indicate northward transport of retrograde momentum. See (13) and (14) for definitions of the components.

Lat (deg)	$[U][V]$	$\{[U^*][V^*]\}$	$\{[u][v]\}$	$\{[u'v']\}$	$[U'V']$	$\{[U^*V^*]\}$	$-\{[U^*][V^*]\}$
−50	−603.1	−171.5	−774.6	172.8	2.0	−0.7	171.5
−40	−477.1	−67.2	−544.3	58.6	0.9	−9.5	67.2
−30	−474.3	−93.1	−567.4	95.1	−0.2	2.2	93.1
−20	−507.1	81.5	−425.6	−85.9	0.0	−4.4	−81.5
−10	−268.8	63.8	−205.0	−58.1	2.1	3.6	−63.8
0	−5.7	14.1	8.4	−13.3	0.8	0.0	−14.1
10	302.9	−63.2	239.7	77.8	1.0	13.6	63.2
20	414.3	−73.1	341.2	85.1	1.8	10.2	73.1
30	606.0	−16.6	589.4	37.5	0.6	20.3	16.6
40	894.7	90.1	984.8	−59.2	5.3	25.6	−90.1
50	699.9	−59.8	640.1	91.3	−10.2	41.7	59.8

Rossow *et al.* (1990) における

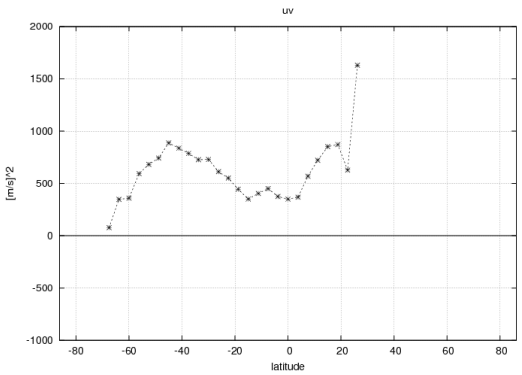
uv と u′v′ の時間平均と東西平均の結果

北向きと西向きを正とした場合、南半球における uv は北半球で正、南半球で負。u'v' は、10°N～30°N、50°N で正、40°N で負。0°～20°S で負、30°S～50°S にかけて正となり、南半球において、u'v' は中緯度ジェットを強化するという報告がある。



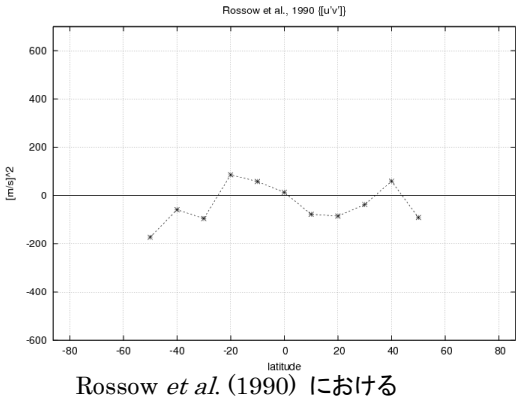
Rossow *et al.* (1990) における

uv の時間平均と東西平均のグラフ

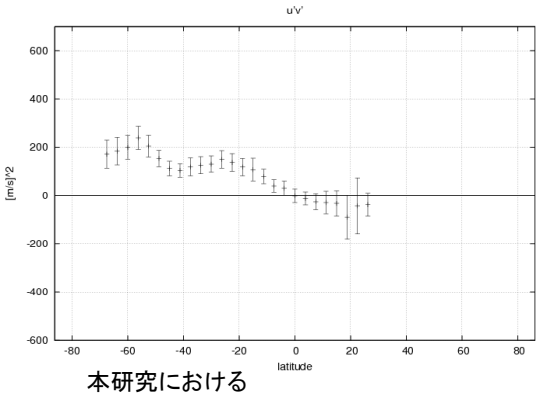


本研究における

uv の時間平均と東西平均のグラフ



Rossow *et al.* (1990) における
u′v′ の時間平均と東西平均のグラフ



本研究における
u′v′ の時間平均と東西平均のグラフ

左図は表の結果をグラフで出力したものである。北向きと東向きを正にした。本研究の結果とは、南半球の uv の符号と変化傾向が一致し、20°S と 40°S では値が近い。u′v′ は一致しなかった。

5-6. u′v′ の効果

等角速度と等角運動量の場合との比較より、東西風ピーク値の出る 33.8°S から低緯度側は等角運動量に近く、高緯度側は、等角速度に近いことが分かった。u′v′ は、高緯度で大きい値を示している。つまり、高緯度ではかき混ぜの効果が卓越し、角速度一定に近づけられていると考えられる。

uv の時間平均と **u′v′ の時間平均**より、uv は北半球と南半球で正だが、低緯度では南半球における同緯度の値より大きい。u′v′ は北半球で負、南半球では正である。低緯度において uv が南半球よりも北半球で大きくなる原因は、u′v′ が運動量を輸送したためであると考えられる。つまり、u′v′ は西向きの運動量を北半球では赤道側に、南半球では極側に輸送する。

5-7. 夜昼間対流

夜昼間対流は完全にとは言えないが解析できた。u′v は、午後側のみ解析でき、u′ ではよく解析できた。

u′v は午後側では夜昼間対流を示す分布となったが、午前側では示さない。しかし、20°S 以南において、175°E を基準に午前側と午後側を比べると、午後側の方が値は大きい。また、午前域には、僅かながら負の領域も解析されている。従って、夜昼間対流の存在は示唆される。

u′ では、10°S～40°S の 9:00 付近を除くと予想された結果を得ることが出来た。

温度最高点は、u′v では、およそ 1 時間分午後側に移動させ 13:00 付近とし、u′ ではおよそ 2 時間分移動させ 14:00 とした。以上から温度最高点は午後に傾くことが推測される。

まとめ

①東西風

・スーパーローテーションが解析された。
・回転周期は、2.4～5.0 日で固体部分の 48 倍～101 倍の速さで大気は回転している。
・時間に着目した変化傾向：午前から正午にかけて減速、正午から午後にかけて加速。
・緯度に着目した変化傾向：高緯度＜低緯度＜中緯度の順で風速は強くなる。
・東西平均すると、両半球 0°～20°で一定、20°S～40°S で加速し、40°S 付近で中緯度ジェットの存在が示唆される。40°S 以南では減速する。
・30°S より低緯度側では、等角運動量の場合の東西風と近く、30°S より高緯度側では、等角速度の場合の東西風と近い。
・先行研究とよく一致する。

②南北風

・両半球で北風となり子午面循環は解析されなかった。
・緯度に着目した変化傾向：高緯度＜低緯度＜中緯度の順で風速は強くなる。
・軌道別では、南半球の一部において南風が解析され、高緯度に存在する確率が高い。
・東西平均すると、両半球 0°～20°で一定、20°S～45°S で加速し、45°S で極大となる。その後は減速し、高緯度で南風に転じる。
・先行研究とよく一致する。

③ uv と u′v′

・先行研究（Rossow *et al.*, 1990）と比較すると、南半球の uv の符号と変化傾向が一致し、20°S と 40°S では値が近い。 u′v′ は一致しなかった。
・u′v′ は、高緯度でかき混ぜの効果が大きい。
・u′v′ は、西向きの運動量を北半球では赤道側に、南半球では極側に輸送する。

⑤角速度と角運動量

・角速度：ほぼ一定。
・角運動量：高緯度で小さい。

⑥夜昼間対流

・夜昼間対流は温度最高点付近でのみ解析された。
・u′v は午後で解析できた。午前ではできなかったが、傾向はみられる。
・u′ は 10°S～40°S の 9:00 付近以外でよく解析できた。
・温度最高点は午後に傾く。

金星大気における内部重力波の鉛直波数スペクトル

安藤紘基（東大・理)、今村剛（ISAS/JAXA）

1．背景

地球成層圏や中間圏では、鉛直伝搬する重力波が対流不安定やシアー不安定を通じて砕波して、それに伴う乱流拡散が砕波後の重力波の振幅を一定の値に制限する、いわゆる、飽和が生じる事が知られている。そして飽和した重力波の鉛直波数スペクトルの傾きが、高波数側で-3 になることが Dewan and Good (1986) や Smith et al. (1987) によって理論的に示唆され、その後、ラジオゾンデや GPS 電波掩蔽観測により、それが観測結果と整合的である事が示されている(e.g. Tsuda et al., 1989; Tsuda and Hocke, 2002)。

一方、地球以外の惑星大気における重力波が、このような飽和理論に従うか否かについては、まだ調べられた事がない。そこで我々は、Venus Express 電波掩蔽観測によって得られた鉛直温度分布から小規模の重力波（鉛直波長は 1.5-15 km)を検出し、それの鉛直波数スペクトルを計算し、さらに地球気象で構築されてきた飽和重力波の鉛直波数スペクトルと比較する事で、金星大気でも重力波が飽和するかどうか調べた。

2．解析手順

まず得られた温度分布に対して高度 65-80 km の範囲で 3 次関数をフィッティングする（図 1)。これを背景場の温度場 T_0 と見なし、元の温度分布からの残差を T'とする（図 2)。そして T'/T_0 を高度方向にフーリエ変換する事により、T'/T_0 の鉛直波数スペクトルを得ることができる。さらにこれらを赤道域(0°-20°)、中緯度（20°-50°)、高緯度（50°-80°)、極域（80°-90°）の 4 つの緯度帯に分類し、Tsuda and Hocke (2002) で与えられるような飽和理論スペクトルとそれぞれの緯度帯でのスペクトルを比較する。

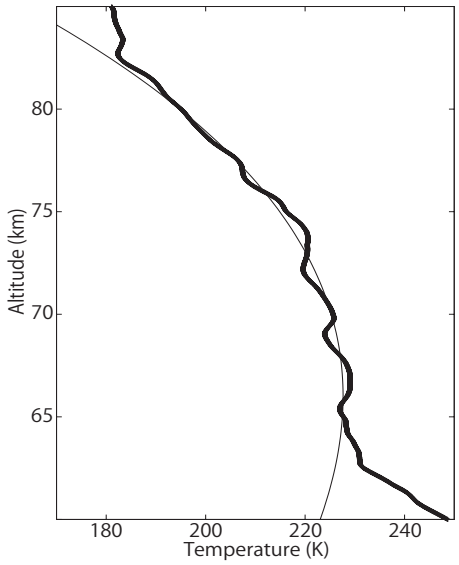


図 1 得られた温度分布（太い実線）に 3 次関数（細い実線）を高度 65-80 km にてフィッティングした例。

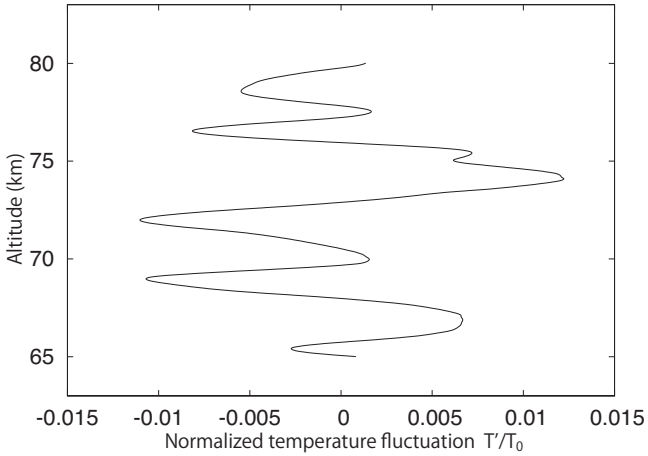


図 2 得られた温度擾乱 T'を背景場の温度分布 T_0 で規格化したものの高度分布。

3. 結果と考察

結果を図 3 に示す。まず全体的な特徴を述べると、低波数側では傾きは平たく、高波数側では右肩下がりという、地球成層圏や中間圏で見られるような形状が見られる。さらにどの緯度帯のスペクトルも、飽和理論値を上回っていない。

緯度ごとのスペクトルに着目すると、赤道域のスペクトルは他の緯度帯に比べて一桁程度、スペクトル密度が小さい。これは、重力波の励起源である、金星雲層中の対流層が、低緯度ほど薄いことが要因であると思われる。また中緯度帯のスペクトルの傾きは-4 に近い。中緯度帯には高度 70 km を中心とした強い東風ジェットが存在していることが過去の観測から示唆されており、背景風の鉛直構造に伴って重力波の鉛直波長は高度方向に変化するので、鉛直波数スペクトルの傾きが飽和理論曲線のそれよりも急になるのではないか、と推測している。

次に高緯度や極域のスペクトルに着目する。図 3 より、観測している重力波の支配的な鉛直波長は 5 km である。そして観測している高度領域の平均的な大

気安定度は 0.02 rad s^{-1} 程度である。よって内部位相速度は、16 m s^{-1} 程度であると見積もられる。Peralta et al. (2008) の Figure 5a を参考にして、水平波長を推察するとおよそ 100 km である。これらを基に重力波が放射減衰に打ち勝つか否かを計算したものを図 4 に示す。これを見ると、今回の観測高度範囲においては、水平波長 100 km、鉛直波長 5 km の波は放射減衰に打ち勝って成長出来ることが分かる。よって、対流層が高緯度ほど厚いことも考慮すると、高緯度や極域で重力波が飽和する可能性があることが示唆される。

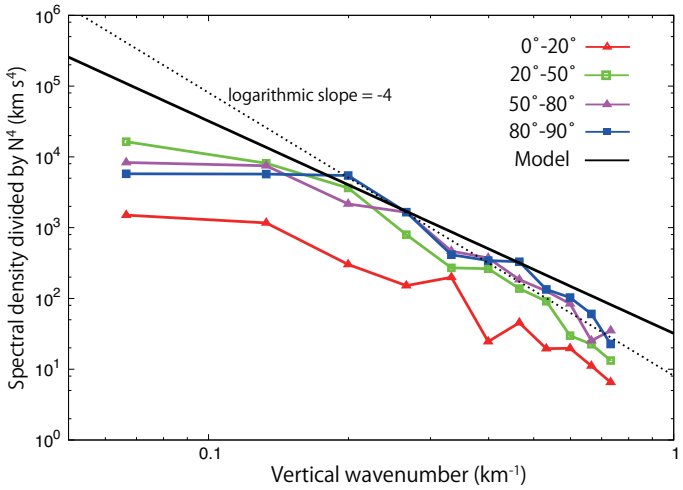


図 3　4 つの緯度帯における鉛直波数スペクトル。黒い実線は飽和理論スペクトルを表し、破線は log プロットでの傾きが-4 であることを示す。

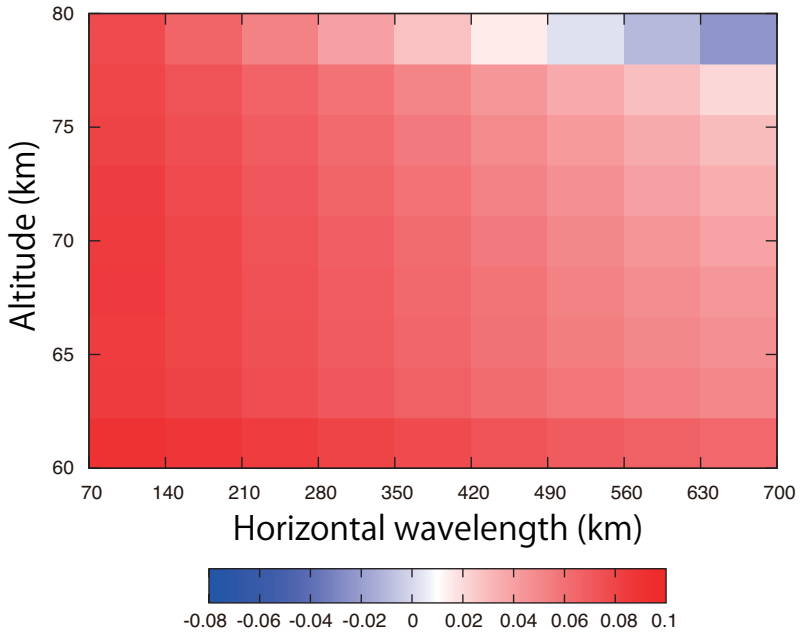


図 4　温度擾乱の高度方向の成長率。

4. まとめ

本研究では、金星大気における重力波の鉛直波数スペクトルを世界で初めて計算し、さらに地球気象で構築されてきた飽和理論と比較することで、重力波が飽和するか否か調べた。その結果、金星の高緯度や極域では重力波が飽和する可能性があることを示唆した。また赤道域や中緯度では重力波は飽和していない。それには、雲層中の対流層の厚さや背景風の鉛直構造が要因として挙げられる。

Venus Express による紫外/赤外画像を用いた

金星中高緯度の風速分布の研究

佐藤瑞樹（東北大理）、村田功（東北大環境）、笠羽康正（東北大理）、神山徹（東大理）

- **研究の背景と目的**

金星を紫外域で観測すると、昼面に濃淡模様が存在する。これは高度約 70km の雲頂高度付近に存在する未知紫外吸収物質の分布を反映したものとされ、この模様を追跡することで雲頂高度付近の全球的な導出されてきた。その結果、243 日周期の自転より遥かに速い 4 日周期で循環する東西風（スーパーローテーション）が存在することが明らかにされ、風速の緯度分布、時間変動などが調べられてきた。

一方、中赤外域の輝度分布からは温度分布を知ることができる。この波長の観測から、両極域に極渦と呼ばれる大気の渦が存在し、極付近に存在する polar dipole と呼ばれる高温域と、それを取り囲む polar collar と呼ばれる低温域の 2 つに分かれていることが明らかになった。dipole は波数 2 の楕円状の構造を持ち 2-2.5 日周期で回転している一方、collar は波数 1 の三日月状の構造を持ち、ローカルタイムに対して固定的であることがこれまでの観測から知られている [Piccioni et al., 2007]。

このように、金星の極域の温度分布は緯度分布、経度分布ともに大変特徴的なものであるが、その成因や維持機構は未だほとんど理解されていない。しかし、温度と風速の分布には互いに関係がある可能性が示唆されている。例えば dipole は大気の沈降による断熱圧縮の関与が指摘されており、紫外域の観測からも実際に極渦周縁部の緯度で極側に収束するような南北風が観測されている。このような風速分布と温度分布の関係を調べることは、金星の大気循環の成因に制約を与える鍵に成り得る。

紫外域で見える風速分布は、赤道から緯度 50 度付近まで東西風速がほぼ一定であり、極付近に向けて風速が直線的に減少していく。また、local time に対する経度分布を見ると、中緯度において local time が 12 時付近の経度で風速が極小になり、緯度 60 度付近の高緯度では明け方より夕方のほうが風速が速いことが指摘されている [Markiewicz et al., 2007; Sánchez-Lavega et al., 2008; Moissl et al., 2009]。しかし、dipole の経度構造に対応する風速の経度分布が存在するかどうかは分かっていない。本研究では、Venus Express のデータから温度場と風速場を比較し、特に高緯度における経度分布に着目することで、温度場と風速場の経度構造の関連性を調べることを目的としている。

- **観測データ**

本研究では、欧州宇宙機関 (ESA) の金星探査機 Venus Express (VEX) の観測データを用いた。VEX は、南半球に遠金点を持つ長楕円極軌道を 24 時間の周期で周回している。

風速場を調べる目的には、Venus Monitoring Camera (VMC) が撮影した紫外画像を用いた。VMC は波長 365nm で 512×512 px の画像を撮影している。撮影時間間隔が 1 時間の画像を 1 軌道あたり 7 枚用いた。視野内に全球が写っており、飽和している部分がなく、画像の汚れや輝度むらが無い画像を選定し用いた。

また、温度場を調べる目的には、VIRTIS-M-IR が撮影した中赤外画像を用いた。VIRTIS-M-IR は 1.03 μm から 5.12 μm までの 432 波長を観測している。本研究ではこのうち 3.80 μm と 5.05 μm の画像を解析に用いた。

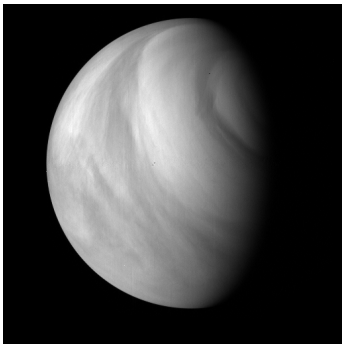


図 1　解析に使用した VMC 画像の例

V0436_0030_UV2

- **解析手法**

本研究では、相互相関関数を用いた雲の特徴追跡の手法により、紫外画像から風速分布を導出した。解析には、[Kouyama et al., 2012] による手法を高緯度向けに改良した手法を用いた。緯度経度マッピングを行ない、画像を極周りのポーラーステレオ図法に展開した。極付近の雲のスケールが大きいことに対応して、模様を強調するハイパスフィルタに、低緯度向けより大きな半径のものを用いた。

雲追跡の参照元にする範囲を決めるパラメータである Template size (TS) について、TS = 100px（緯度にして 20 度）、50px（同 10 度）、25px（同 5 度）のそれぞれを試行し雲追跡を行なった。雲追跡には、誤った場所を雲の移動先と判定してしまう誤ベクトルの発生が付き物であり、周囲から大きく向き・大きさが逸脱したベクトルとして現れる。TS = 100 px とすると誤ベクトルは少なくなるが、風速分布の空間解像度が低くなり、解析できる緯度の上限も低くなる。TS = 50 px にすると、より細かい擾乱まで見ることができるが、誤ベクトルが多く発生する。本研究では、TS = 100 px を主に用い、TS = 50 px を補助的に用いた。これらの場合、誤ベクトルを手動で除去した。TS = 25px は誤ベクトルが多すぎるため用いなかった。

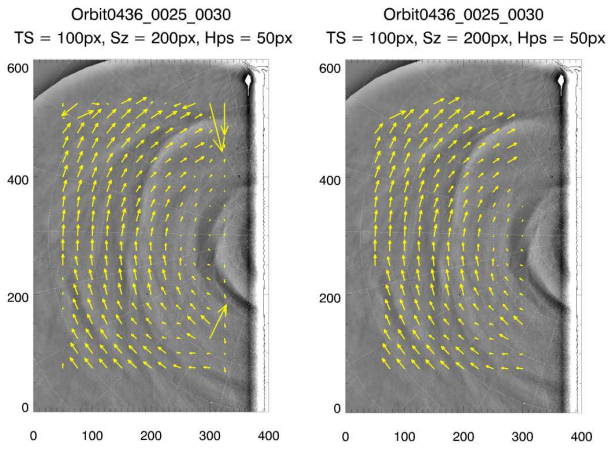


図 2　TS = 100px における雲追跡結果の例

（左）誤ベクトル除去前　（右）誤ベクトル除去後

- **結果と考察**

まず、本研究の手法の信頼性を検証し、正しい風速が導出されているか確かめるため、先行研究で多く求められている風速の緯度分布を求めた。そして、軌道 0436 の同一の 2 枚の画像を用いて、中高緯度向けである本研究の手法と、中低緯度向けである神山の手法による結果をそれぞれ比較した。

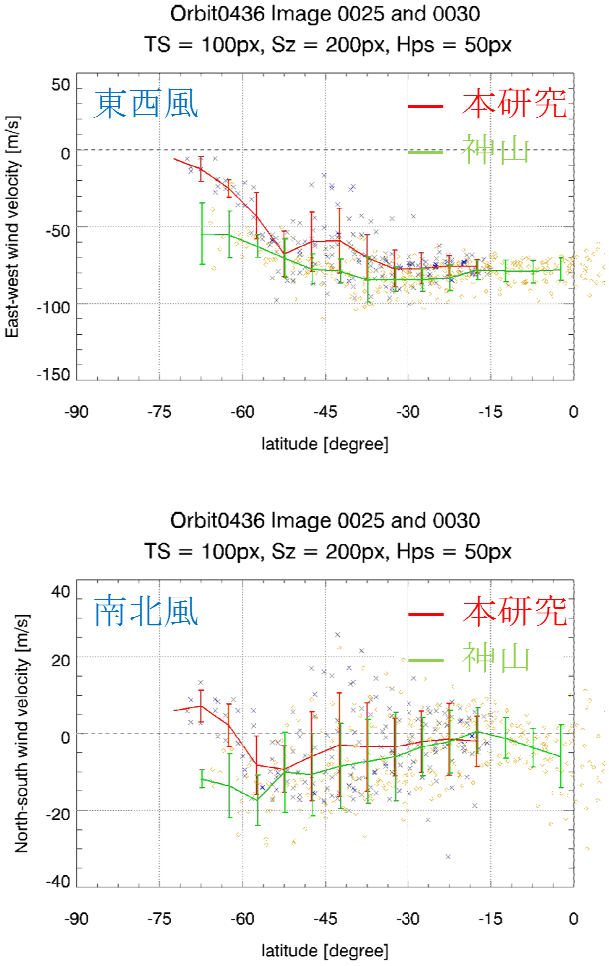


図 3　風速の緯度分布の導出結果
（上）東西風　（下）南北風

図 3 は、本研究の手法と神山の手法による風速の緯度分布の比較である。緯度 15 度から 60 度の範囲において、両者の結果は誤差バーに示した 1σ の範囲で一致している。その他の先行研究とも類似した風速分布の傾向を示していることから、本研究の手法には一定の信頼性があると考えられる。

一方、高緯度域では、神山や先行研究の結果よりも小さな値になった。これは、Template size が大きすぎたため、より移動幅の小さい極付近の雲移動に引きずられたためと考えられる。そこで、緯度 60 度以上の高緯度において、TS = 50px で再解析をした結果が図 4 である。その結果、高緯度域で求められる風速がより大きくなり、神山や先行研究の結果とよりよく一致するようになった。

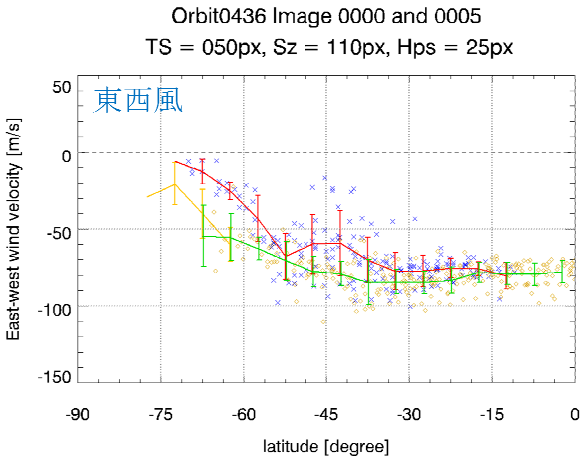


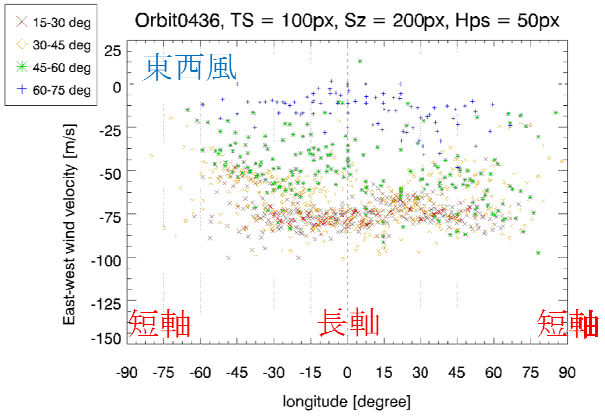
図 4　東西風の導出結果

赤が TS = 100px、オレンジが TS = 50px の場合

次に、経度分布を導出したが、経度の基準として、dipole の長軸経度を基準とした座標を定義した。これは、VIRTIS の中赤外画像における dipole を楕円でフィッティングし、その長軸経度を基準とした経度である。原則として波長 5.05μm の画像を用い、

データが欠如している場合には 3.80μm の画像を用いた。dipole の多くが含まれており空間解像度のよい画像を各軌道ごとに 1 枚選び、楕円でフィッティングを行ない、長軸経度を求めた。先行研究では、dipole は 2 日から 2.5 日程度の周期で回転しているとされているため、約 1 日ごとの長軸経度のデータから、内挿により画像間の時間の長軸経度を求めた。データが連続した 4 つの時期ごとに回転周期を求め、1.99 日から 2.09 日で一回転する経度座標を定義することができた。この長軸経度を基準とし、±90 度の範囲で定義される経度座標に、VMC データから求めた風速をプロットし、経度分布を求めた。

経度分布を上述の経度座標で求めたのが図 5 である。



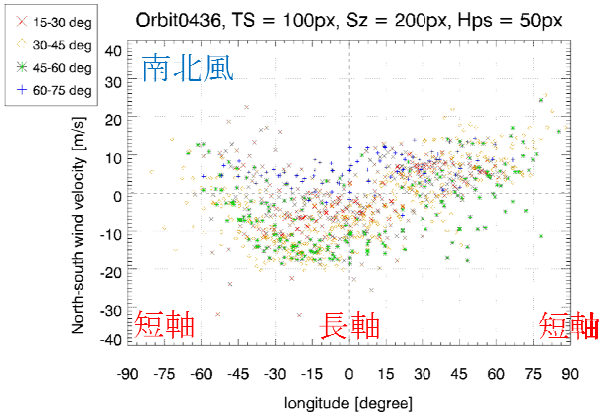
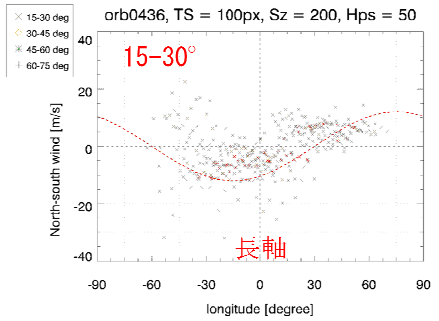
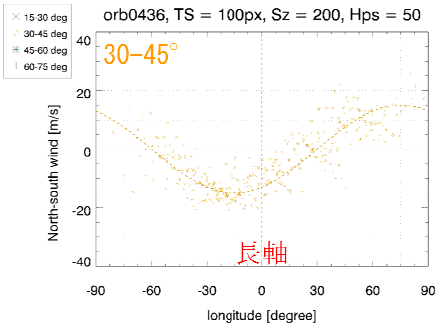


図 5　dipole の長軸経度を 0 度の基準にした風速分布

軌道 0436、0437、0438、0443、0456 の 5 軌道について、緯度 15-75 度までを 15 度幅で 4 つの緯度帯に分け、それぞれ風速の経度分布を求めた。その結果、東西風については明確な経度分布は見えなかったが、南北風には経度分布の存在が認められた。この経度分布は、波数 2 で近似することが可能である。南北風に波数 2 の経度分布が見られる場合、風の流線が楕円形で近似でき、dipole と関連する可能性が示唆される。

それぞれの緯度帯における南北風の風速分布を、サインカーブでフィッティングした結果が図 6 である。このようなフィッティングから、南北風の極小経度を求めることができる。もし風の流線が常に dipole に沿った楕円である場合、この極小経度は-45 度付近で一定であることが予想される。





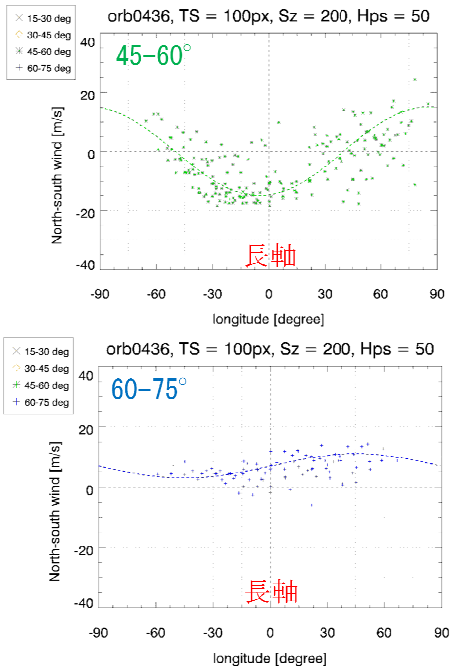


図 6　緯度帯ごとの南北風の経度分布をサインカーブでフィッティングした結果

しかし、解析に用いた 5 軌道の間では、極小経度は軌道ごとに大きく異なり、一定の傾向が見られなかった。また、軌道 0443 を除くと、緯度帯が異なると、極小経度も大きく異なっていた。local time との関連性を調べると、低緯度では極小経度が太陽直下点経度と近い傾向があった。これは先行研究でも同様の結果が得られており、熱潮汐波を見ている可能性が考えられる。一方、高緯度では dipole 基準の経度とも、local time とも一定の関係が見られなかった。これは、dipole の経度構造が風速分布の経度構造によって生じているものである可能性が低いことを示唆する結果であると考えられる。

- **まとめと今後の展望**

本研究では、中高緯度における風速場と温度場の関係性を調べ、特に経度分布に着目して解析を行なった。VEX の VMC による紫外画像から雲追跡により風速を導出した。これにより風速の緯度分布を導出し、先行研究との比較から本研究の手法の妥当性を検証した。また、VIRTIS-M-IR 画像の dipole を楕円フィッティングし、楕円の長軸経度を基準とした経度座標を定義した。この経度座標を用いて風速の経度分布を求め、南北風に波数 2 と解釈できる経度分布が存在することを見出した。しかし、dipole の長軸経度に対する南北風の極小経度は軌道により、また緯度帯により異なり、一定の関係性は見いだせなかった。これは、dipole の温度分布に見られる経度構造が、風速の経度構造によって作られているものではなく、波動現象など他の要因による寄与が大きい可能性を示唆する結果である。

今後の展望としては、解析対象データを増やすとともに、local time との相関を調べ、dipole の長軸経度とどちらが強い相関を示すか比較することや、4 日周期など他の周期で回転する経度座標でも解析し、波動現象との関連を見ることが考えられる。また、Template size をより小さくし、雲の回転を考慮した雲追跡や、誤ベクトルの除去など、手法を改良することによってもより精密な解析ができると考えられる。

- **参考文献**

Kouyama, T. et al. (2012), Horizontal structure of planetary-scale waves at the cloud top of Venus deduced from Galileo SSI images with an improved cloud-tracking technique, *Planet. Space Sci.*, **60**(**1**), 207-216.

Markiewicz, W. J. et al. (2007b), Morphology and dynamics of the upper cloud layer of Venus, *Nature*, **450**, 633-636.

Moissl, R. et al. (2009), Venus cloud top winds from tracking UV features in Venus Monitoring Camera images, *J. Geophys. Res.*, **114**, E00B31.

Piccioni, G., et al. (2007), South-polar features on Venus similar to those near the north pole, *Nature*, **450**, 637-640.

Sánchez-Lavega et al. (2008), Variable winds on Venus mapped in three dimensions, *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L13204.

熱朝夕波による運動量輸送と大気構造の関係

荒井宏明

東京大学
地球惑星科学専攻

1　研究背景・目的

金星や土星の衛星タイタンでは、自転と同じ方向に自転速度よりも遥かに高速の風が吹いている現象がみられる。これはスーパーローテーションと呼ばれ気象学における謎の一つとなっている。

図 1.1 は探査機によって観測された、金星の水平風速についてまとめられたものである。この観測結果からは、雲の存在する高度 60 km では 50 m s^{-1} 以上、観測によっては 100 m s^{-1} にも達する東西流が存在していることが分かる。金星の自転速度は赤道でも 1.8 m s^{-1} であり、大気が固体惑星の 50 倍以上の速さで回転している。

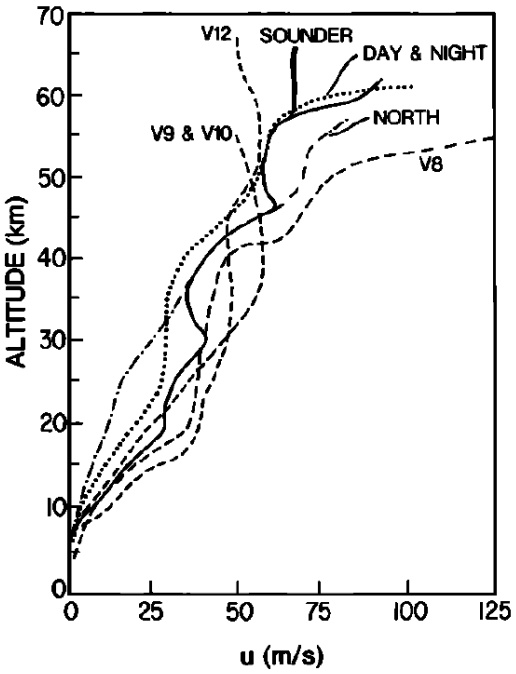


図 1.1: 旧ソ連の Venera プローブと米国の Pioneer Venus プローブにより得られた水平風速の鉛直分布 (Schubert et al., 1980). V は Venera によるデータ. それ以外は Pioneer Venus によるもの.

金星大気のスーパーローテーションについてはさまざまな研究がなされてきたが、未だその生成メカニズムについては結論が得られていない。さまざまな仮説の中で、重力波の

一つである熱潮汐波に注目したものがある (Fels and Lindzen, 1974; Takagi and Matsuda, 2007)。熱潮汐波とは太陽加熱によって励起された重力波であり、地面から見ると波の位相が太陽とともに動いていくものである。Fels and Lindzen (1974) によって、この熱潮汐波がスーパーローテーションを生成しているという理論が提唱された。熱潮汐波は地面から見た太陽と同じ方向の運動量を伴って雲層から上下に伝播する。その反動として雲層では太陽と逆方向の西向き (スーパーローテーションの方向) に大気が加速される、というのが Fels and Lindzen (1974) によるシナリオである。Takagi and Matsuda (2006) は現実的な金星大気の温度や放射緩和を仮定して球面上の線形計算で熱潮汐波の構造を計算した。彼らの計算によって、雲層から上側に伝わった熱潮汐波は放射緩和によってすぐに減衰してしまうが、雲層の下側ではニュートン冷却が弱いため波は地面まで届くことが分かった。地面まで届いた熱潮汐波は地面付近で減衰することで地面付近の大気を東向きに加速する。しかし地面との摩擦によってこの逆向きの風は打ち消され、結果として地面 (固体金星) から大気にスーパーローテーションを加速する方向の運動量が供給されることになる。Takagi and Matsuda (2007) ではさらに現実的な大気大循環モデルで熱潮汐波による大気の加速が計算され、子午面循環が入っていないなど不完全な点もあるが、スーパーローテーションに匹敵する風速が再現された。

以上のように、熱潮汐波による運動量輸送はスーパーローテーションを維持する上で重要な役割を果たしていると考えられる。現実的な金星大気での熱潮汐波の構造については Takagi and Matsuda (2005, 2006) により計算されているが、金星大気と異なる条件、例えば安定度が高い場合や、水平風速の鉛直分布を変化させた計算例はない。様々な条件下で熱潮汐波の構造を計算し現実的な金星の計算と比較することで、現実的な金星における熱潮汐波の伝播にとってどのような要素が重要な寄与をしているかを知ることができると考えられ、それにより熱潮汐波についての新たな知見が得られると予想される。またタイタンなど他の惑星の大気大循環に対する熱潮汐波の役割を考察する上でも熱潮汐波と背景場のパラメータとの関係を詳しく理解することは重要である。そこで本研究では現実的な金星での大気状態に加え、さまざまな条件下での熱潮汐波の構造とそれに伴う運動量輸送を調べることで、熱潮汐波による運動量輸送において、どのようなパラメータのどのような鉛直構造が本質的に重要であるかを精査していく。本研究では安定度、平均流の風速分布、太陽光加熱の分布、粘性をそれぞれ変化させ、それによる運動量フラックスの変化について調べた。

2　数値モデル

熱潮汐波の構造を計算するために、加熱による強制項を加えたプリミティブ方程式を、線形化したものを用いる。線形化ののち離散化することで方程式系は代数方程式となり計算機によって解くことができるようになる。本研究では二次元 $\log p$ 座標系でプリミティブ方程式を解く。

擾乱が満たす方程式は

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial u'}{\partial x} + w^* \frac{\mathrm{d}\overline{u}}{\mathrm{d}z^*} + \frac{\partial \Phi'}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} \tag{2.0.1}$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} - w^* = 0 \tag{2.0.2}$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z^*} = RT' \tag{2.0.3}$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial T'}{\partial x} + w^* \left(\frac{\mathrm{d}T_0}{\mathrm{d}z^*} + \kappa T_0 \right) = -a_N T' + \alpha \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} + Q \tag{2.0.4}$$

となる。これらの式は線形であるため、方程式の解は波数ごとの解の重ね合わせで表される。今、熱潮汐波について調べたいため、解は各変数について

$$u' = u'(z^*) \exp\left(i\frac{n}{a}x - i\frac{n}{a}\frac{2\pi a}{\tau_s}t \right) \tag{2.0.5}$$

のような形となる。n は東西波数であり $n = 1$ の場合は一日潮、$n = 2$ の場合は半日潮に対応している。また、a は惑星半径、τ_s は太陽日である。これにより時間微分、東西微分が

$$\frac{\partial}{\partial t} \to -i\frac{n}{a}\frac{2\pi a}{\tau_s} \tag{2.0.6}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \to i\frac{n}{a} \tag{2.0.7}$$

と置き換わるため式 2.0.1 から式 2.0.4 は

$$\left(-\frac{2\pi n}{\tau_s}i+\overline{u}\frac{n}{a}i\right)u'-\nu\frac{\partial^2 u'}{\partial z^2}+w^*\frac{\mathrm{d}U_0}{\mathrm{d}z^*}+i\frac{n}{a}\Phi'=0 \tag{2.0.8}$$

$$i\frac{n}{a}u'+\frac{\partial w^*}{\partial z^*}-w^*=0 \tag{2.0.9}$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z^*}-RT'=0 \tag{2.0.10}$$

$$\left(-\frac{2\pi n}{\tau_s}i+\overline{u}\frac{n}{a}i+a_N\right)T'-\alpha\frac{\partial^2 T'}{\partial z^2}+w^*\left(\frac{\mathrm{d}T_0}{\mathrm{d}z^*}+\kappa T_0\right)=q_n \tag{2.0.11}$$

となる。q_n は Q をフーリエ級数展開し、波数 n の成分を取り出したものである。

式 2.0.8 から式 2.0.11 を鉛直 N 層で離散化すると 4N 個の連立一次方程式ができる。

境界条件は上端と下端で $w^*=0$ とした。上端では本来、放射境界条件が適切であるが、熱潮汐波はニュートン冷却により上層で十分減衰されるので上端の境界条件も $w^*=0$ とした。

3　熱潮汐波による運動量輸送の背景場依存性

本章では、熱潮汐波の構造の背景場依存性を調べるために、さまざまな条件下での熱潮汐波の構造とそれに伴う運動量輸送を計算し、結果を比較した。背景場のパラメータを変えて熱潮汐波の計算を行う前に、現実的な金星大気のパラメータを用いた計算を行った。

モデルの中で実際に用いた背景場のパラメータは以下の通りである。

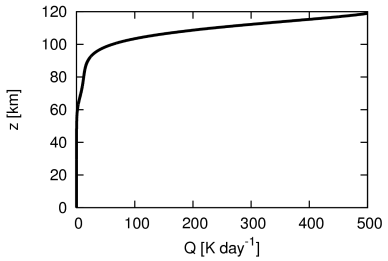


図 3.1: 基本場の計算に用いた太陽直下点での加熱率の半日潮成分の鉛直分布. Pechmann and Ingersoll (1984) により与えられた式から計算.

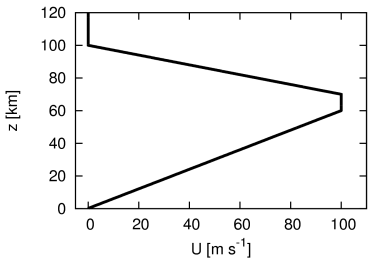


図 3.2: 基本場の計算に用いた風速の鉛直分布.

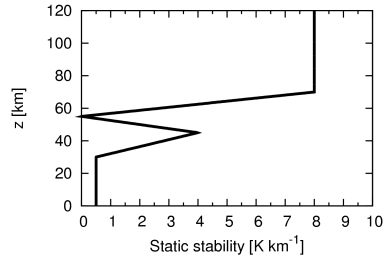


図 3.3: 基本場の計算に用いた安定度.

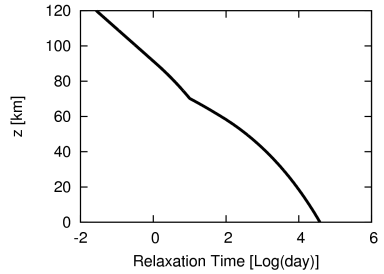


図 3.4: 基本場の計算に用いたニュートン冷却の緩和時間.

3.0.1 計算設定

モデル上端は高度 200 km、鉛直格子数は 2000 とした。上端は高度 200 km であるが、高度 120 km 以上は波を吸収させるためのスポンジ層としている。スポンジ層では背景場の気温、風速、ニュートン冷却の時定数などは 120 km と同じ値にし、また加熱強制はない。Takagi and Matsuda (2006) では 90 km 以上での加熱を人工的に減衰させているが、本計算では 120 km まで加熱を入れている。ニュートン冷却を取り入れてはいるものの、パラメータ設定によっては 120 km 付近でも強い振幅になる可能性があるので、余裕を持たせたスポンジ層をとることで、波を十分減衰させることができるようにした。

計算は半日潮の場合のみ行った。これは一日潮は半日潮よりも南北構造が複雑であり二次元モデルでは良い近似にならないことと、一日潮のスーパーローテーションへの寄与は少ないと考えられる (Takagi and Matsuda, 2006) ことによる。

3.0.2 結果

図 3.5 は T' の鉛直分布である。T' は高度 90 km で振幅最大となり、そこでの振幅は 20 K 程度である。図 3.6 は $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布である。波が下方に伝播しているかどうかは、密度の効果を考慮しなければならないので T' ではなく図 3.6 の $T'\sqrt{\rho}$ で見る。雲層の下部に安定度の低い領域があるが、波はその領域より下に伝わることができ、地面まで届いていることが分かる。

図 3.7 は T' が最大となる Local Time の鉛直分布である。図 3.8 は波によって輸送される運動量の鉛直フラックスの鉛直分布である。

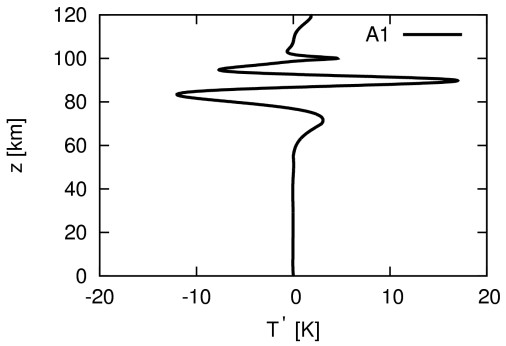


図 3.5: T' の鉛直分布.

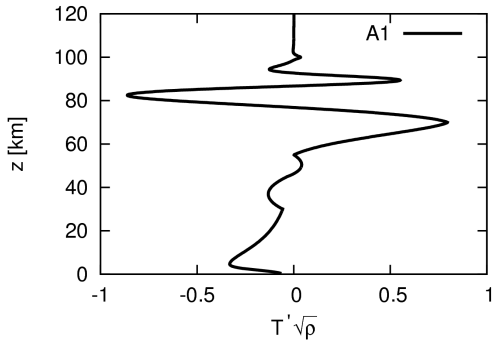


図 3.6: $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布.

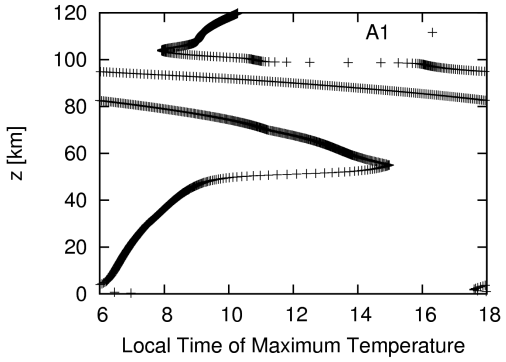


図 3.7: T' が最大値となる Local Time の鉛直分布.

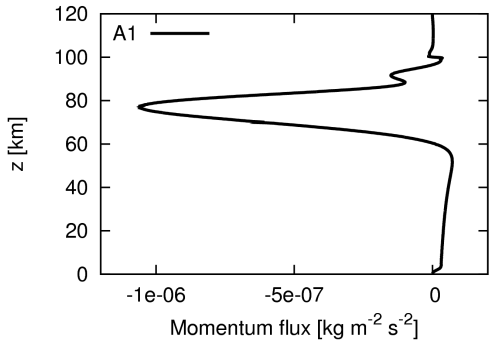


図 3.8: $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布.

3.0.3 考察

図 3.7 は波の位相を反映しているものだが、反射波の影響も反映されているためこの図だけから鉛直波長を判断することはできない。

図 3.5、図 3.6 からは雲層より上下に波が伝わり、下側に伝わった波は地面まで届いていることが分かる。また、上側に伝わった波は約 100 km 以上ではニュートン冷却により減衰されていると考えられる。高度 100 km でのニュートン冷却の時定数は 3.4 から 0.1 日程度であり、この時間内には群速度 0.01 m s^{-1} だと約 100 m しか進めないため、この高度ではニュートン冷却により波は即座に減衰される。以上のような波の大まかな特徴は Takagi and Matsuda (2005) と同じである。しかし、T' の振幅が半分程度であったり、位相や波長などに多少の違いはみられる。

雲層付近では運動量フラックスの鉛直勾配が負になっているため (図 3.8)、平均流は加速され、地表面付近では運動量フラックスの鉛直勾配が正であるため平均流は減速される。図 3.8 の鉛直勾配から減速率を計算するとその最大値は高度約 2 km で 3.2×10^{-4} m s^{-1} day^{-1} となる。Takagi and Matsuda (2006) による球面線形の計算により得られた値は高度 5 km で 2.4×10^{-4} m s^{-1} day^{-1} となっている。

本計算と Takagi and Matsuda (2005, 2006) による計算では二次元と球面といったモデルの違いや、安定度、加熱、粘性などの鉛直分布といった違いがあり、T' の値や位相などに差異がみられた。しかし本質的な波の構造は両者とも近い結果となっており、波の振幅に関しても同じオーダーであるため、背景場のパラメータの変化による熱潮汐波の構造の感度を調べる分には本計算で使用している二次元モデルで十分である。

次節以降ではこの基本場の結果を A1 と表記する。

3.1　安定度に対する依存性

本節では、安定度の高度分布が現実的な金星と異なる場合に熱潮汐波が輸送する運動量がどのように変化するかを調べる。熱潮汐波によるスーパーローテーションの駆動メカニズムでは、下層に伝わる波が重要となる。そこで下層の安定度として低いものから高いものまで 4 通りの値を仮定した。図 3.9 は与えた安定度の鉛直分布である。上層の安定度は 8 K km^{-1} とし、下層の安定度を 0.5 K km^{-1}、2 K km^{-1}、4 K km^{-1}、8 K km^{-1} とした。以下ではそれぞれの結果を B1、B2、B3、B4 と表記する。また A1 は基本場の結果である。

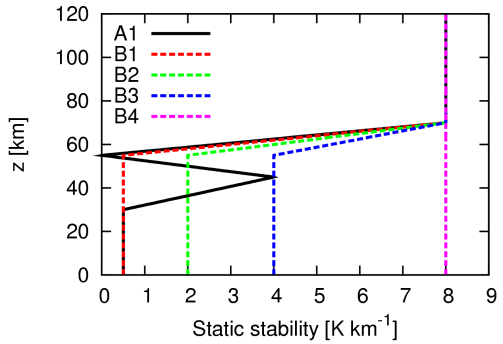


図 3.9: 与えた安定度の鉛直分布.

図 3.10 は運動量フラックス $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布である。また図 3.11 は図 3.10 の高度 0 km から高度 60 km 部分を拡大したものである。

雲層より下では B1 のときは運動量フラックスはほとんど 0 である。B2 では輸送される運動量は A1 と同程度である。B3 や B4 の場合は運動量フラックスは A1 より大きい。しかし運動量フラックスは B3 と B4 の間ではあまり差はない。雲層より上では、下層の安定度が低いときのほうが運動量フラックスの絶対値は大きくなる

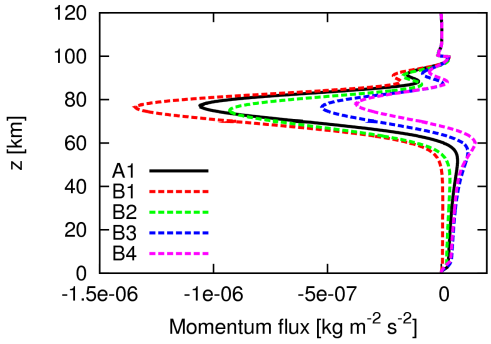


図 3.10: 運動量フラックス $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布.

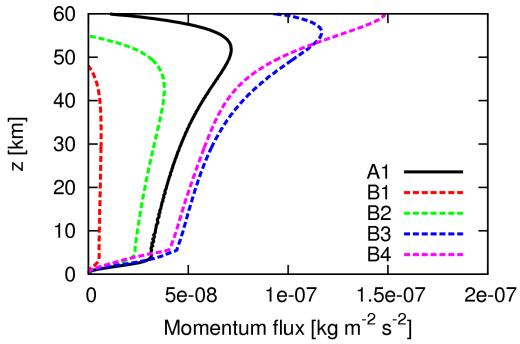


図 3.11: 3.10 を拡大したもの.

B1 のように安定度が低いときは、下層での運動量フラックスがほとんど無い。下層で一様に安定度が低い場合は、上層で励起された波が安定度が急激に変化している領域で反射され下層大気に侵入できていない可能性が考えられる。実際、下層の安定度が低いときに、上層での振幅、運動量フラックスが大きくなる傾向がある。この結果は下層で反射された運動量が上層に伝わっているためと考えて矛盾はない。現実的な金星は、雲層より下に安定度の高い領域が存在しており、この領域によって反射が抑えられていると推察される。この領域が無い場合、A1 から B1 の変化のように運動量フラックスは著しく減ってしまうと予想される。

3.2 平均流に対する依存性

平均流の強さも熱潮汐波の鉛直伝播にとって重要なパラメータである。内部位相速度 $c-\bar{u}$ の値によって、鉛直位相速度や鉛直群速度は大きく変わる。本節では、現実的な金星と異なる平均風速の鉛直分布の場合に、熱潮汐波によって輸送される運動量がどのように変化するかを調べる。

与えた平均水平風速分布は図 3.12 である。A1 では高度 70 km 以上でシアがあり風速を弱めていたのに対し、C1 では 70 km 以上は全て 100 m s^{-1} とした。C2 は全層で 0 m s^{-1}、C3 は全層で 100 m s^{-1} とした。

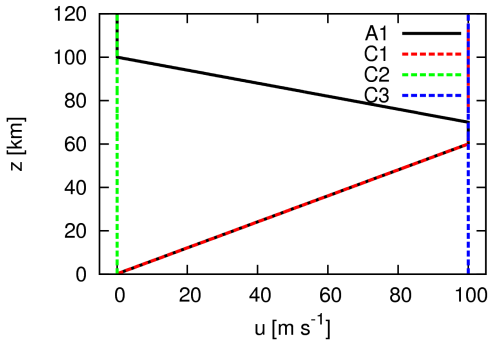


図 3.12: 与えた平均水平風速の分布.

図 3.13 は $T'\sqrt{\rho}$、図 3.14 は運動量フラックス $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布である。C1 の場合、下方に伝播する波の振幅は A1 より若干大きく (図 3.13)、下層での運動量フラックスも A1 より大きくなっている (図 3.14)。C2 では、波長が短くなり高度約 50 km から 60 km で強い振幅がみられるが、高度約 60 km より上側と 40 km より下側ではほとんど振幅はゼロである (図 3.13)。C3 の場合、上方には波が伝播しているが (図 3.13)、下方では著しく減衰する (図 3.13)。C3 では上層の運動量フラックスが大きくなるという特徴もみられる (図 3.14)。

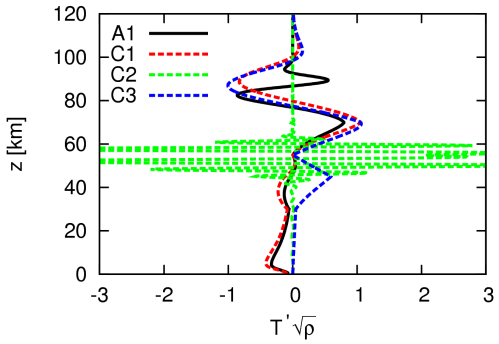


図 3.13: $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布.

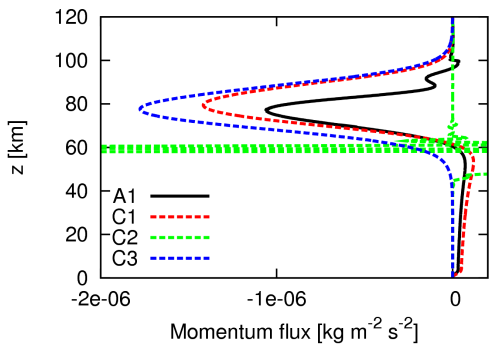


図 3.14: 運動量フラックスの鉛直分布.

C2 では群速度が遅く、 波長が短くなった結果、波が伝わらなくなっていると考えられる。粘性が ν のとき波の減衰の時間スケール τ は $\tau = D^2/\nu$ となる。ここで D は特徴的な長さである。D を波長 λ_m を用いて $\lambda_m/2\pi$ とすると、C2 の場合には高度 50 km での鉛直波長は約 2 km であるので、0.1 m^2 s^{-1} の粘性による減衰の時間スケールは 10 日程である。一方、群速度は 0.001 m s^{-1} 以下でありこの高度でのスケールハイト 7 km を波が通り抜ける時間は約 80 日になる。よって C2 の場合は波長が短い上に群速度が遅く

なるので、波は強く減衰を受け地表に届かなくなる。C3 では平均流と位相速度の差が大きいので鉛直波長が長く群速度も速くなる。その結果として下端で反射するために下層での運動量フラックスが小さくなると考えられる。

3.3 加熱域に対する依存性

金星では高度 45-70 km に雲層が存在し、特に高度 50-60 km で雲による太陽光の吸収による加熱が熱潮汐波の励起源となっている。本節では、この吸収層の分布が変わったことを想定し、加熱域の鉛直分布を変えていく。まず上層の加熱域をなくして計算した。次に太陽から大気に与えられるエネルギーを一定とした上で加熱域の広がり方を変える計算を行った。つまり、局所的に加熱が存在している場合や、広い領域にわたって加熱が存在している場合を想定した。さらに同じく太陽から大気に与えられるエネルギーを一定とした上で、加熱域の高度を変えた計算も行った。

3.3.1 加熱域の幅に対する依存性

系に流入する放射束密度の値が同じになるようにするためには加熱分布に密度と定圧比熱を掛けた $\rho c_p Q$ の鉛直積分値を等しくすればよい。本小々節の計算では A1 で用いた加熱率 Q を用いて $\rho c_p Q$ の鉛直積分値を計算した後、$\rho c_p Q$ の鉛直積分値が A1 のものと同じになり、かつ $\rho c_p Q$ が正規分布になるような加熱を与えた。中心は 65 km、半値幅を 5 km(実験番号 E1)、10 km(E2)、15 km(E3)、20 km(E4)、25 km(E5) とした。与えた加熱分布は図 3.15、$\rho c_p Q$ の分布は図 3.16 である。

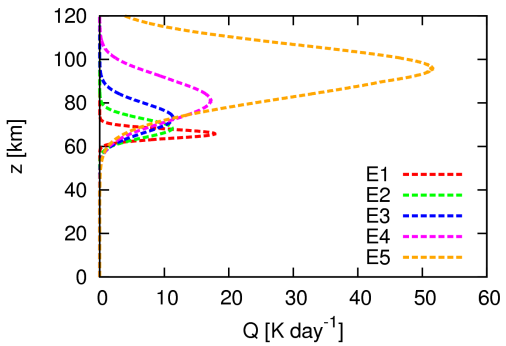


図 3.15: 加熱率 Q の鉛直分布.

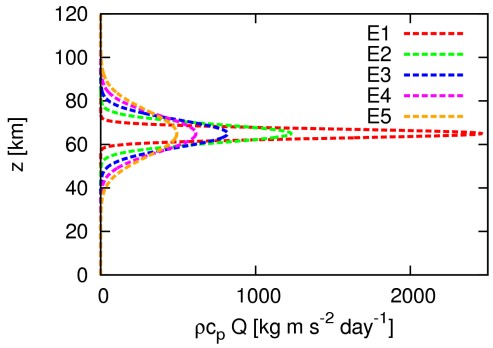


図 3.16: $\rho c_p Q$ の鉛直分布.

図 3.17 は $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布、3.18 は運動量フラックス $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布である。加熱

域の幅を広げるにつれ振幅は小さくなり (図 3.17)、雲層より下部では運動量フラックスも小さくなる (図 3.18)。

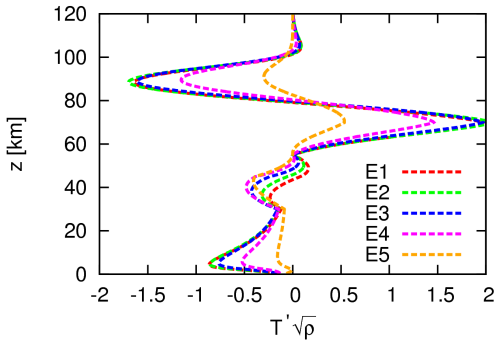


図 3.17: $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布.

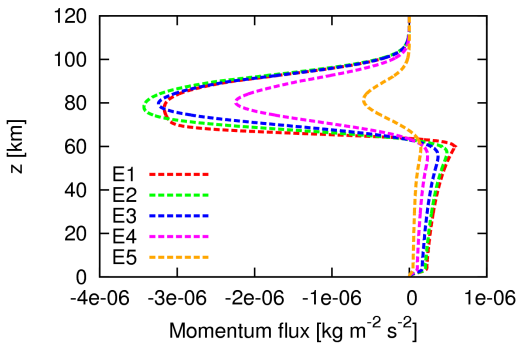


図 3.18: $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布.

加熱域の半値幅を広げると輸送される運動量が少なくなる (図 3.18)。これは加熱域の上部と下部で励起された波が干渉するためと考えられる。現実的な金星では、雲層が広がりを持ち、また雲層の上にもや層があるためこれらによる加熱域の分布は輸送される運動量を少なくしていると考えられる。

3.3.2 加熱域の高度に対する依存性

加熱分布に密度と定圧比熱を掛けた $\rho c_p Q$ の鉛直積分値が同じになるように、また $\rho c_p Q$ が正規分布になるように高度を変えて加熱を与えた。半値幅を 10 km とし、中心を 70 km(実験番号 F1)、71 km(F2)、72 km(F3)、73 km(F4)、74 km(F5) と変えた。加熱高度を大きくずらしてしまうと、励起高度での平均風速や安定度など他のパラメータも大きく変わってしまうので分布の中心の高度は近傍で安定度や平均風速が一定の 70km 近傍で変化させた。与えた加熱分布は図 3.19、$\rho c_p Q$ の分布は図 3.20 である。

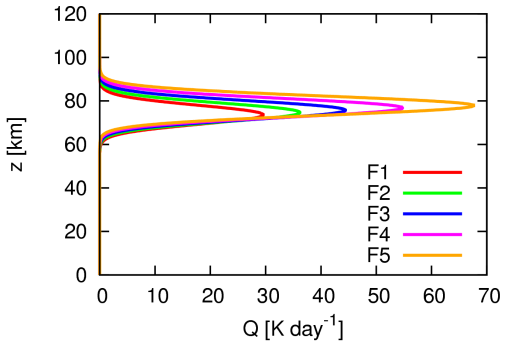


図 3.19: 加熱率 Q の鉛直分布

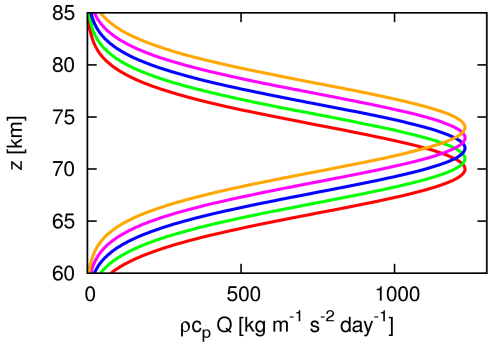


図 3.20: $\rho c_p Q$ の鉛直分布.

図 3.21 は $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布、図 3.22 は運動量フラックス $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布である。加熱高度が高くなると、高度 40km 付近の振幅は大きくなるが、高度 60 km 以上や地表面付近での振幅はわずかに小さくなる (図 3.21)。雲層から下での運動量フラックスは加熱高度が上がるにつれて大きくなる (図 3.22)。

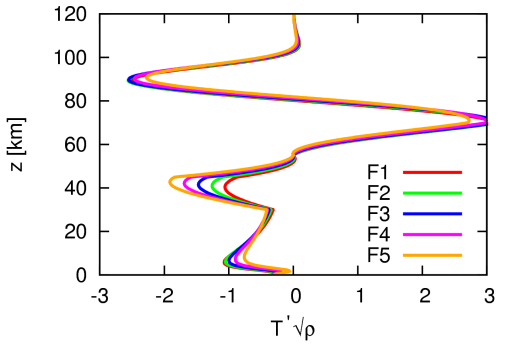


図 3.21: $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布.

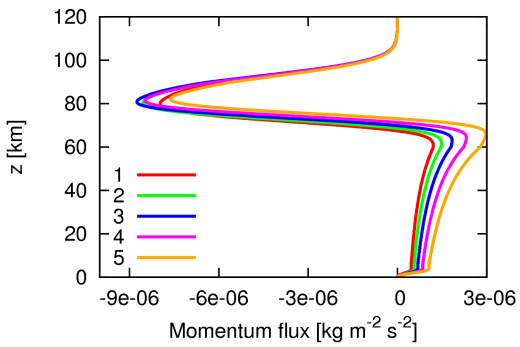


図 3.22: $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布.

同じエネルギーでも高い高度で波が励起されているときのほうが運動量フラックスが大きくなる (図 3.22)。これは次のように説明できる。T' は Q に比例しており、u' と w^* は T' に比例するとすると運動量フラックス $\rho\overline{u'w^*}$ は ρQ^2 に比例する。今、$\rho c_p Q$ の鉛直積分を保存させており、c_p の高度変化は他と比べて少ないとすると実質的に ρQ の鉛直積分が保存されていることになる。運動量フラックスと加熱率との間には $\rho\overline{u'w^*} \propto (\rho Q)^2/\rho$ が成り立つため、結果として加熱高度が密度が小さい上層にあればあるほど、運動量フラックスは大きくなることになる。

3.4　地表付近の粘性

地表付近の渦粘性は波を散逸させる要素として重要である。ほとんどの高度領域では地球での標準的な値を前提にすれば粘性はあまり効かないと思われるが、地表付近では境界層の対流などにより粘性が大きくなることが予想される。しかし、現実的な金星においてその粘性係数の値は分かっていない。本節では地表付近での粘性係数の値を変えたときの熱潮汐波の構造について調べる。

図 3.23 は与えた粘性係数の鉛直分布である。A1 では高度 5km 以下での粘性を 1.0 m^2 s^{-1} としているが、高度 5 km 以下で 0.01 m^2 s^{-1} としたものを G1、高度 5 km 以下で 0.1 m^2 s^{-1} のものを G2、10 m^2 s^{-1} にしたものを G3 とする。また、すべてのケースで高度 5 km 以上の粘性係数は 0.1 m^2 s^{-1} とした。

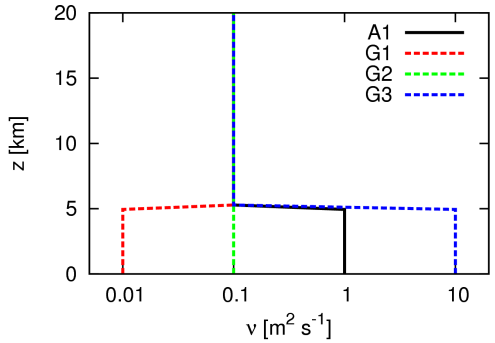


図 3.23: 与えた粘性係数の鉛直分布.

図 3.24 は $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布、図 3.25 は運動量フラックス $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布である。また図 3.26 は図 3.25 の高度 0 km から高度 60 km までの部分を拡大したものである。

雲層より下では、G1 の場合波は地表付近まで伝わっており振幅も最も大きいが (図 3.24)、運動量フラックスは A1 の 3 分の 1 ほどである (図 3.25)。G2 は振幅も運動量フラックスも A1 より小さく G1 より大きい (図 3.24、図 3.25)。G3 の運動量フラックスは、高度 30 km 以下では A1 とかなり近い値となっている。

雲層より上では、下層の粘性係数が低いほど振幅 (図 3.24)、運動量フラックス (図 3.25) ともに大きくなる。

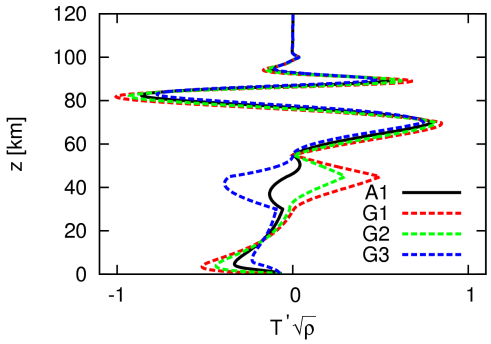


図 3.24: $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布.

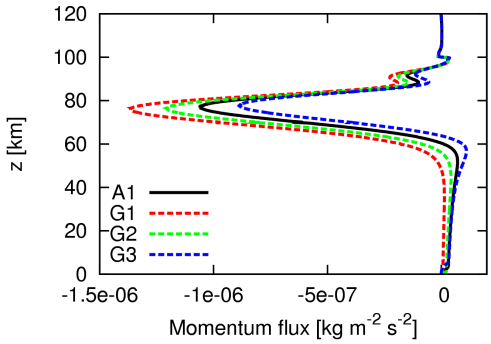


図 3.25: $\overline{\rho u'w^*}$ の鉛直分布.

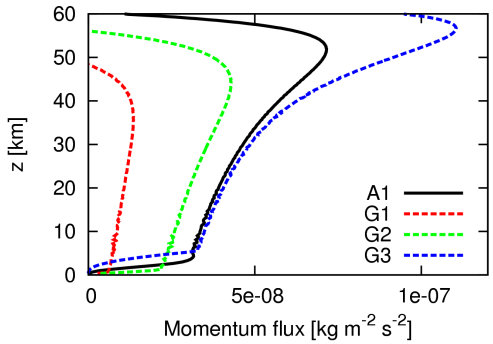


図 3.26: 3.25 を拡大したもの.

分散関係から見積もられる群速度、鉛直波長は図 3.27 や図 3.28 となる。

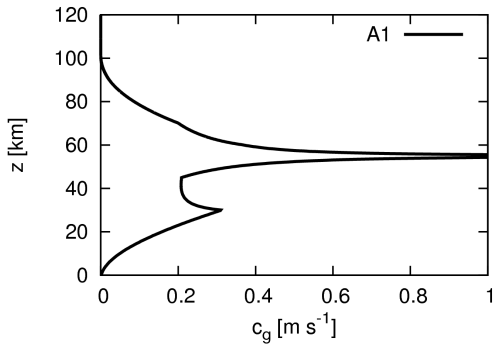


図 3.27: 分散関係から見積もられた群速度.

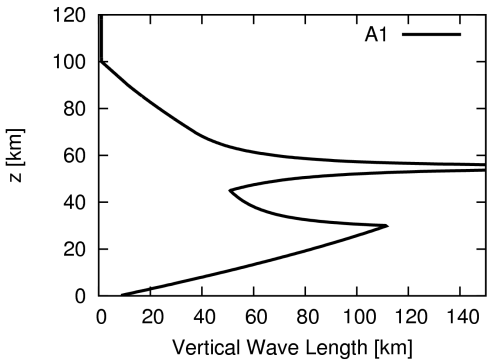


図 3.28: 分散関係から見積もられた鉛直波長.

地面付近での群速度を見積もると高度 0 km で 1.45×10^{-3} m s^{-1}、高度 5 km で 0.017 m

s^{-1} となる。よって波が5 km伝わるのに少なくとも約3-30日かかる。一方高度5 km以下での波長は1-3 kmなので3.2節と同様に粘性による緩和時間τを$\tau = D^2/\nu,\ D = \lambda_m/2\pi$から求めると、$\nu = 10$ m^2 s^{-1}のとき長くとも0.26日、同様に$\nu = 1.0$ m^2 s^{-1}のときは2.6日、$\nu = 0.1$ m^2 s^{-1}のときは26日になり、波が通り抜ける間に十分粘性によって散逸されることが分かる。

地表から5 kmの粘性係数が10 m^2 s^{-1}、1 m^2 s^{-1}、0.1 m^2 s^{-1}である場合は熱潮汐波は粘性により減衰されるが、0.01 m^2 s^{-1}のときは反射されると考えられる。そのため、0.01 m^2 s^{-1}のとき運動量フラックスは下層で小さくなる。

4　タイタン大気での熱潮汐波

大気のスーパーローテーションは金星固有の現象というわけではない。土星の衛星タイタンにおいても赤道での自転速度 11.7 m s^{-1} に対して高度約 270 km では 200 m s^{-1} という風が吹いており (Achterberg et al., 2008a)、スーパーローテーションが存在していることが分かっている。

金星同様、タイタンのスーパーローテーションもその生成・維持メカニズムは解明されておらず、またそのメカニズムが金星と同じものであるという必然性もない (戸叶 2011)。タイタンにおいて熱潮汐波による運動量輸送の計算例はない。ここではタイタン大気における熱潮汐波による運動量輸送を前章と同じ 1 次元モデルで計算し、タイタンでの熱潮汐波による運動量輸送がスーパーローテーションの生成・維持に寄与しうるかどうかを調べた。

これまでタイタン大気の気圧や気温などの値については Voyager I の観測などによって値が得られてはおり、風速も温度風の関係から推定されていたが (Flasar et al., 1981)、2005 年の Huygens 探査機によってより詳細なデータが得られた (Fulchignoni et al., 2005; Bird et al., 2005)。ここでは Huygens を含むこれまでの数々の観測により分かったタイタン大気の風速や気温などの値について述べる。

タイタンではエアロゾルによる可視光の吸収と、メタンによる長波の吸収により大気は加熱される (Tomasko et al. 2008)。Huygens に搭載された DISR (Descent Imager Spectral Radiometer) は上方、下方フラックスを波長 350-1600 nm の範囲で高度 150 km から地上まで測定した (Tomasko et al., 2008)。図 4.1 は測定されたフラックスと密度、定圧比熱などから Tomasko et al. (2008) によって求められた加熱率と、長波放射による冷却率である。また、図 4.2 は加熱率 Q に密度を掛けたものである。

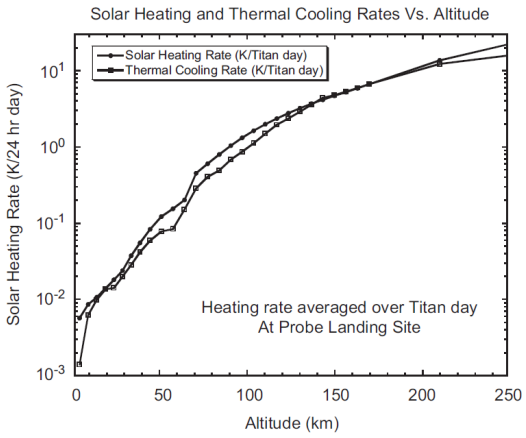


図 4.1: タイタンの加熱率 (Tomasko et al., 2008).

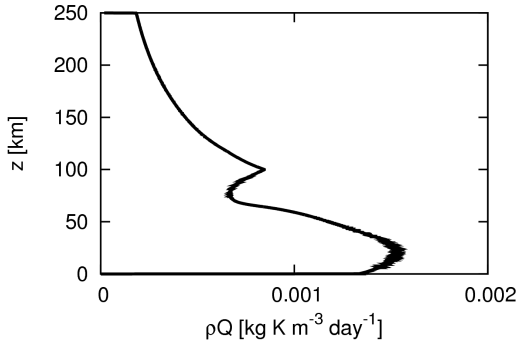


図 4.2: ρQ の鉛直分布.

Voyager I はタイタンをフライバイした際、気圧と気温を観測した。観測された気温から温度風の関係により、成層圏での強風の存在が示唆された (Flasar et al., 1981)。また、地球上から恒星の掩蔽を観測して気圧分布を求めることにより強風の存在が示唆された (Hubbard et al., 1993)。Voyager I や掩蔽の観測からは強風の風向までは分からなかったが、その後、地球からタイタン大気のエタン輝線のドップラーシフトを観測したところ、タイタンの強風が西風、つまり自転と同じ方向であり、その風速は 200 m s^{-1} であると推定された (Kostiuk et al., 2000)。

風速の詳細な高度分布は 2005 年の Huygens によるその場観測により得られた。Huygens は南緯 10 度付近をパラシュートで降下し、その際地球に向けて送信された電波のドップラーシフトを地上の追跡局で観測し水平風速が求められた。図 4.3 は Huygens により得られた水平風速の鉛直分布である。

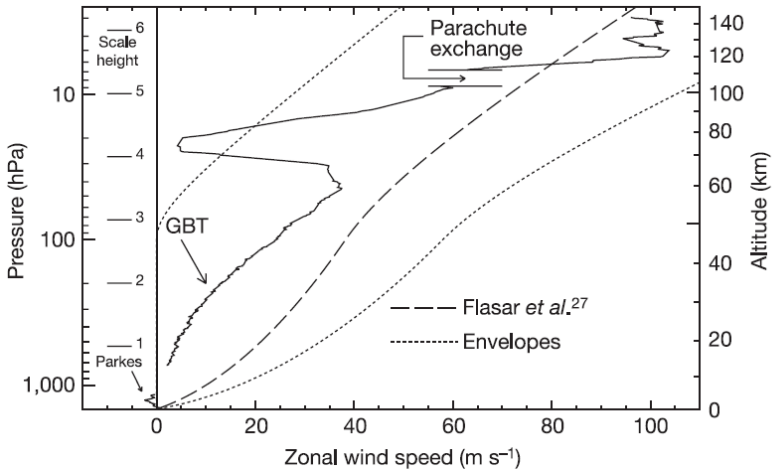


図 4.3: タイタンの水平風速 (Bird et al., 2005). 破線は Voyager I の観測を基にしたモデル (Flasar et al., 1994) での値.

タイタンの風速の高度分布は単調に増加する金星とは異なり多少複雑になっている。地表近くでは弱い西風が吹いており、高度 1-5 km までは 1-2 m s^{-1} の東風が吹いている。高度 5-13 km のデータは受信できず値が分かっていない。ただし、この間も探査機のカメラによる画像は撮影されており、その画像から探査機が強風に流されるようなことは無く、この高度域の風速は線形補間できそうであることが分かっている。高度 13 km から 60 km までは風速は単調に増加し、40 m s^{-1} に達するがその上では風速は弱まり、高度 70-77 km にはほぼ無風の領域が存在する。高度 77 km 以上では再び風速は増加する。直線的ではないが、単調に増加し高度 120 km 以上では風速は 100 m s^{-1} を超えている。

高度 140km 以上では Cassini に搭載された赤外分光計 (CIRS) から得られた輝度温度と温度風の関係により全球の風速が求められている (Achterberg et al., 2008a)。

安定度は気温の鉛直分布 (図 4.5)、および定圧比熱から計算した。図 4.4 は安定度の鉛直分布である。

地表から高度 40km 付近までは 1 K km^{-1} を下回る値となっている。高度 50 km から 100 km には安定度が高い領域が存在するが、高度 100 km 以上では平均的に 2 K km^{-1} を下回っており金星と比べると安定度はかなり小さいことが分かる。

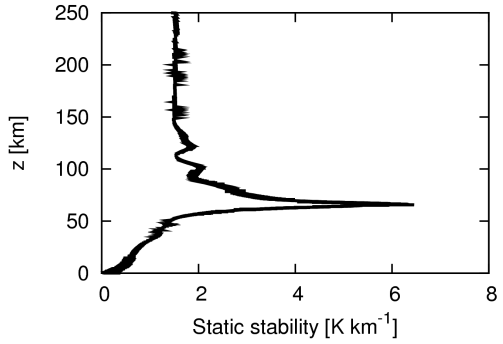


図 4.4: 気温の観測値 (図 4.5) と定圧比熱から求めたタイタンの安定度.

気温を図 4.1 の冷却率で割ることでニュートン冷却の緩和時間とした。

タイタンの鉛直渦粘性についても金星同様その値は分かっていないので、本計算では金星の計算で用いたものと同じ、地面から高度 5 km までは 1 m^2 s^{-1}、高度 5 km より上では 0.1 m^2 s^{-1} と仮定した。

定圧比熱は大気組成を N_2 が 98%、CH_4 が 2%とし、Tomasko et al. (2008) にならって $c_p = a + bT + cT^2 + dT^3 + e/T^2$ [J mol^{-1} K^{-1}] という近似から求めた。100-500 K の範囲で N_2 の係数は $a = 28.98641,\ b = 1.853978,\ c = -9.647459,\ d = 16.63537,\ e = 0.000117$ である (webbook.nist.gov)。タイタンの気温の範囲では定圧比熱の変化量は小さいので定圧比熱は 1051 J K^{-1} kg^{-1} 一定とした。

タイタンの気温は Voyager I の電波掩蔽によって求められていたが、Huygens も降下の際に気温を測定した。

高度 160 km 以上では気温は理想気体の状態方程式から求められている。Huygens は降下の際、空気抵抗によるって減速されているので、その減速率から密度が求められている。また密度と重力加速度から静水圧平衡の仮定のもと、気圧も求められる。大気の平均分子量は Engineering model を用いる。Engineering model とは Voyager の電波掩蔽、赤外干渉計 UVS 分光計によるデータを再解析して得られたモデルである (Yelle et al., 1997)。以上の値から気温を求めることができる。

高度 160 km 以下では Huygens はパラシュートにより降下しており、その際気温と圧力がセンサーにより測定されている。図 4.5 は HASI (Huygens Atmospheric Structure Instrument) によって測定されたタイタン大気の鉛直気温分布である (Fulchignoni et al., 2005)。

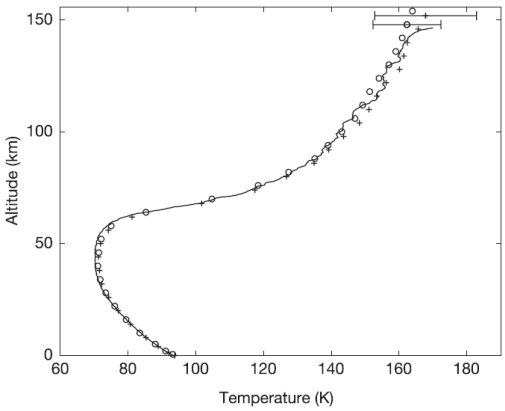


図 4.5: タイタンの気温鉛直分布 (Fulchignoni et al., 2005).

モデル上端は高度 400 km、鉛直格子数は 3000 とした。上端は高度 400 km であるが、高度 250 km 以上は波を吸収させるためのスポンジ層とした。

4.1 結果

図 4.6 は T' の鉛直分布である。振幅は高度 200 km で 0.04 K であり、これは金星と比べると極めて小さい。図 4.7 は $T'\sqrt{\rho}$ である。金星と異なり、高度 250 km でも減衰されていないことが分かる。図 4.8 は T' が最大値となる Local Time の鉛直分布である。金星では雲層から上下に波が伝播していたが、タイタンでは下層から上層に向けて波が伝わっていることが分かる。図 4.9 は波によって輸送される運動量フラックスの鉛直分布である。ほとんどの領域で値は負になっている。

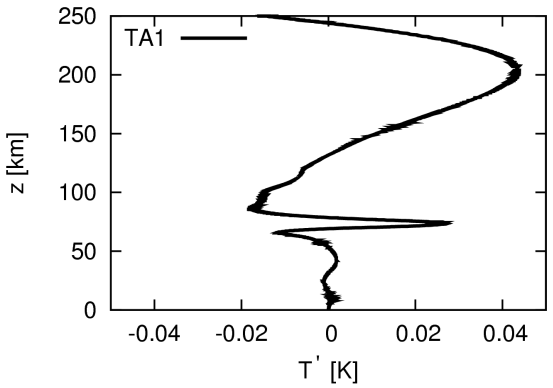


図 4.6: T' の鉛直分布.

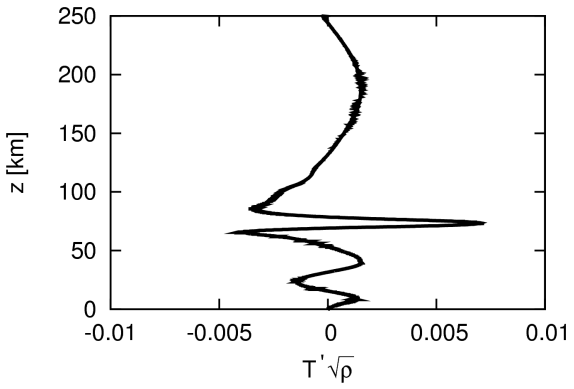


図 4.7: $T'\sqrt{\rho}$ の鉛直分布.

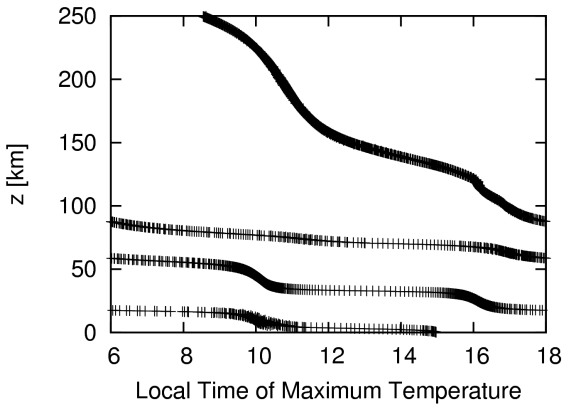


図 4.8: T' が最大値となる Local Time の鉛直分布.

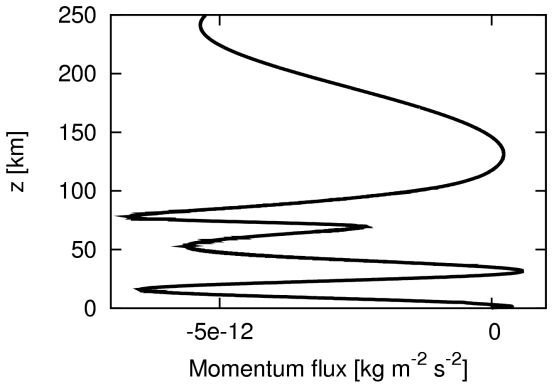


図 4.9: $\rho\overline{u'w^*}$ の鉛直分布.

4.2 考察

T' が最大値となる Local Time の鉛直分布から、タイタンでは熱潮汐波は地面付近から上層に向かって伝播していくことが分かる (図 4.8)。運動量フラックスが、ほとんどの高度で負である (図 4.9) こととも整合的である。これは図 4.2 にある通り、タイタンでは強い加熱域が地面付近にあるためと考えられる。このことからタイタン大気においては、金星の熱潮汐波のように、熱潮汐波によって地表付近に運ばれた運動量が固体部分と角運動量を交換してスーパーローテーションをもたらすというメカニズムは働かないと考えられる。

金星の雲層における対流

樋口武人（東大理）、今村剛（ISAS/JAXA）、高木征弘（東大理）、前島康光（名大地球水循環）、安藤紘基（東大理）

研究背景・目的

金星は高度約45-70kmに存在する硫酸の雲に覆われている。VEGAのBalloon観測で、赤道上空高度55 km付近にて対流に伴うと考えられる鉛直風が観測された(Crisp et al., 1990)。また、電波掩蔽観測により得られた気温分布から雲層下部50-55km付近に中立成層があることが知られており、対流活動の存在を示唆している(Tellmann et al., 2009)。この対流は下層大気からの上向き熱放射が雲底で吸収されることで生じていると考えられる。Baker et al., 1998 では、雲層高度での背景密度・温度分布や正味熱流束を仮定し、２次元完全圧縮モデルによって安定層へ貫入する対流が計算された。しかし、本来は放射輸送によって雲層を出入りする熱流束を拡散によって表現していることが問題点として挙げられ、雲層の対流の性質が理解されたとは言い難い。金星の雲層における対流の基本構造を決める要因を理解するためには、より現実的な放射加熱をもとにした対流計算を行う必要がある。

本研究では、非静力学なメソ気象数値モデルCReSS（Tsuboki and Sakakibara, 2007）を使って金星の雲層における対流計算を行っている。短波放射はBaker et al., 1998と同じであるが、長波放射は先行研究よりも現実に近い形で与える。今回は加熱強制の大きさや領域の大きさを変化させた場合の対流の様相について調べた。さらに、より現実的な金星の雲層における計算として、放射対流平衡計算から算出された長波放射加熱率を取り入れた場合の対流計算を行った。

計算内容

x-zの２次元計算で、計算領域を東西200km、高度40-60kmの領域を設定して計算を行った。計算設定を表１に示す。以下に示す(1)-(3)の場合における対流を調べた。

(1) 長波放射による加熱強制を変化させた場合

大気安定度と太陽放射加熱率はBaker et al., 1998と同じもの(図１、２)を使用した。長波放射加熱率は加熱勾配を大(type-A)、中(type-B)、小(type-C)の３種類を仮定し（図３）、それぞれの場合について対流計算を行った。その結果を図４に示す。

(2) 計算領域を変化させた場合

対流のアスペクト比の計算領域依存性を調べるため、東西領域を大きくした場合と南北方向にも構造を持つ３次元計算を行った。大気安定度と太陽放射加熱率は(1)と同じものを使用し、長波放射加熱率はtype-Bを用いた。東西領域を200kmから500kmに変化（x方向格子数を100から250に変化）させたときの計算結果を図５に示す。南北方向に格子数100、格子間隔2kmの南北領域200kmを加えた３次元計算結果を図６に示す。

(3) １次元放射対流平衡計算（池田ら, 2010）によって算出された長波放射を仮定した場合

初期温度はVIRAの温度データ（図７）を与え、全球平均加熱率(Tomasko et al., 1980)と、それをもとに行われた１次元放射対流平衡計算（池田ら, 2010）から算出された長波放射（図８）を仮定し、対流計算を行っ

た。その結果を図９に示す。

表１　計算設定

格子数	：x方向 100　z方向 40
格子間隔	：dx = 2000［m］ dz= 500［m］
計算領域	：x 方向　200km　z 方向　40-60km
境界条件	：側面：周期境
	上端下端：固定壁（上端と下端 2km にスポンジ層）
タイムステップ	：HE-VI 法時間積分 大:10s 小:2s
積分時間	：83.3 時間
初期水平風	：無風
初期温位擾乱	：最大値 10^{-3} K の擾乱を領域全体にランダムに設定
移流計算	：４次の中心差分に４次の数値粘性項を付加
乱流計算	：1.5 次のクロージャー
加熱強制	：短波放射と長波放射の重ね合わせ

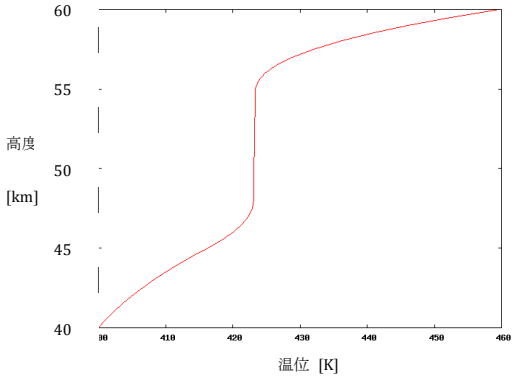


図１．Baker et al.,1998 で使用された大気安定度から求めた初期温位

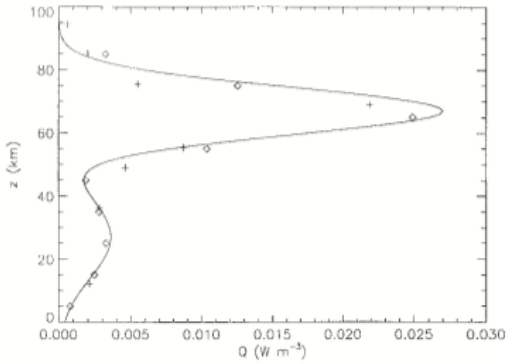


図２．Baker et al.,1998 で使用された太陽放射加熱率

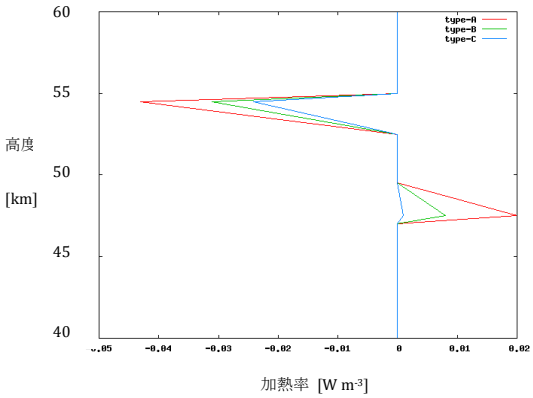


図３．３種類の長波放射加熱率。type-A, type-B, type-C はそれぞれ加熱強制大，中，小を示す。

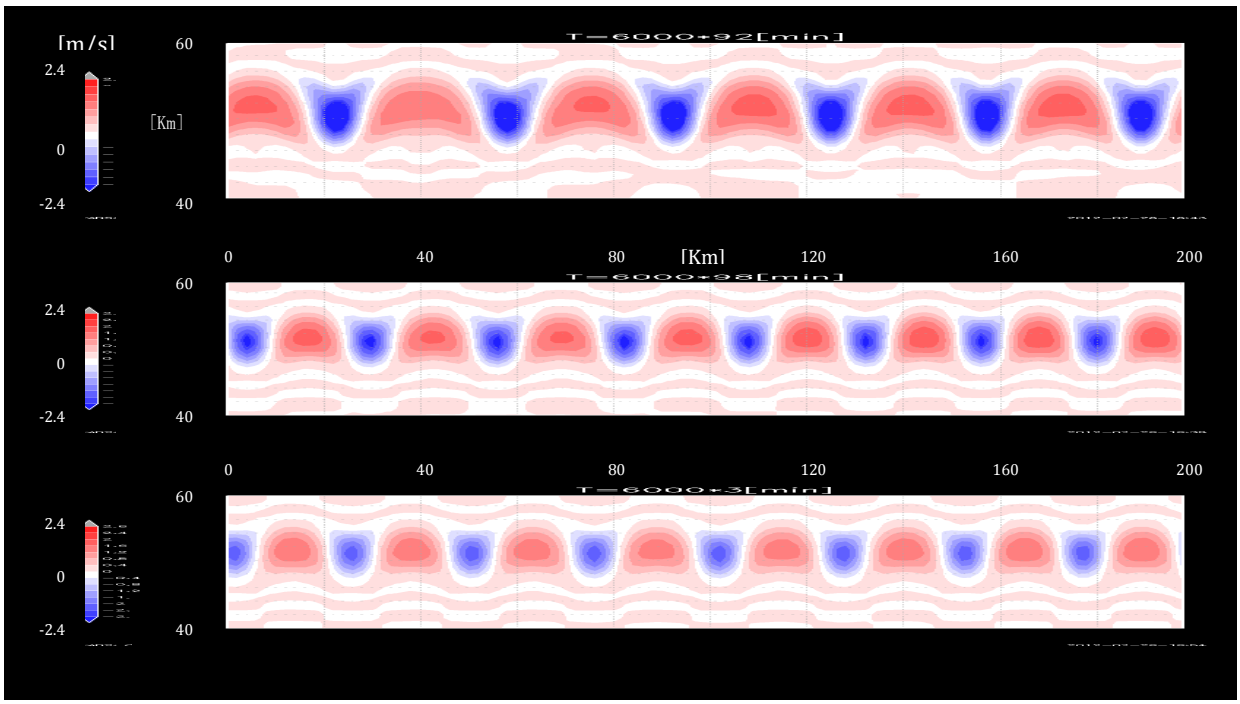


図 4. 対流計算結果。縦軸は高度[km]、横軸は緯度[km]、カラーコンターは鉛直速度[m/s]を示す。

[上；type-A　中；type-B　下：type-C]

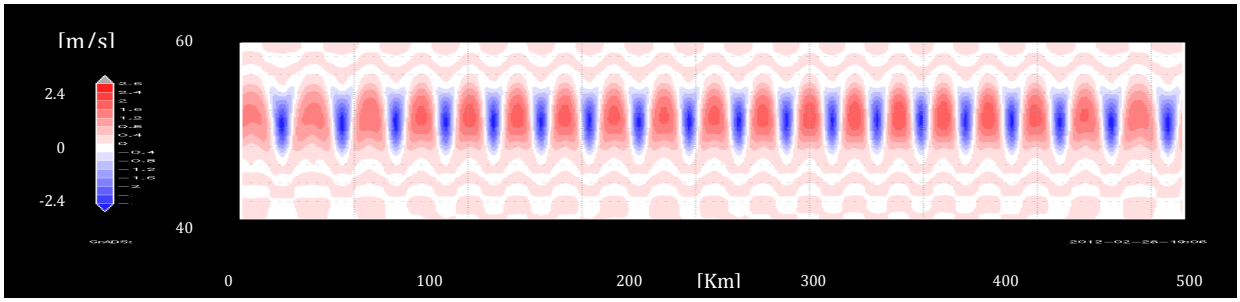


図 5. 水平領域 500km の場合の対流計算結果。

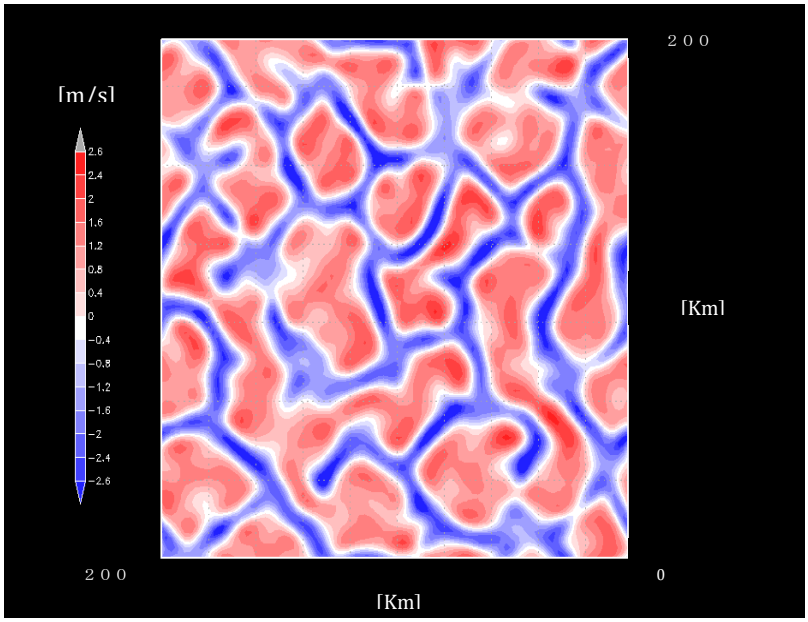


図 6. 3 次元の対流計算結果。高度 52km の水平断面で、縦軸は経度[km]、横軸は緯度[km]を示す。

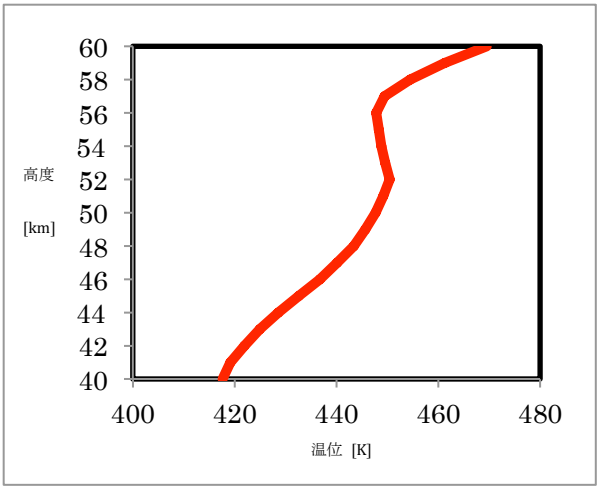


図 7. VIRA の温度データから求めた初期温位。

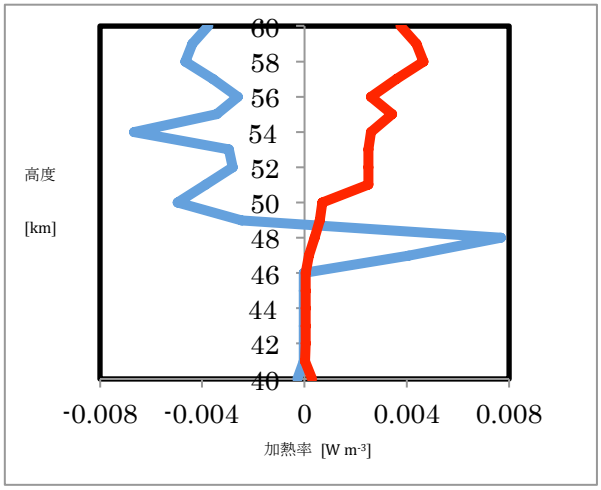


図 8. 赤線は全球平均加熱率(Tomasko et al., 1980)を示し、青線は全球平均加熱率をもとにした 1 次元放射対流平衡計算（池田ら, 2010）から算出された長波放射を示す。

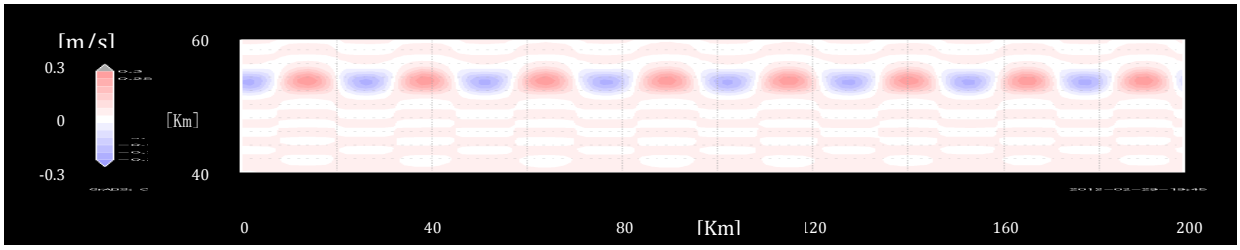


図 9. 1 次元放射対流平衡計算によって算出された長波放射を仮定した場合の対流計算結果。

まとめ

加熱強制を変化させた場合では鉛直速度に違いはあるものの、３つの計算ではアスペクト比が約 1:2〜1:3 程度に統一した対流の構造が確認された。大きな加熱強制を与えるとセルの数が減っているようにみえるが、これらの３つの計算だけでは加熱強制の大きさとアスペクト比に関連があるとは言い難い。水平領域を変化させた場合ではアスペクト比に大きな違いはなく、水平方向の領域依存は小さい結果となった。しかし、２次元計算ではほぼ定常な対流の構造がみられたのに対して、３次元計算では定常に落ち着かない構造が生じた。現実的な長波放射をとり入れた場合ではアスペクト比がおよそ 1:5 で、鉛直速度が最大 0.25m/s 程度の定常な対流が計算された。この値は Vega Balloon によって観測された鉛直風の大きさと同じか、やや小さな値になっている。

今後の方針

現在のグリッド間隔では、小さなスケールの乱流が表現されていない可能性がある。より細かいグリッド間隔で計算を行い、現在行っている計算の妥当性を検証していく。さらに太陽加熱も含めた加熱強制の変化させた場合の対流の様相を調べるとともに、対流が鉛直方向へ運ぶ熱フラックスの大きさを見積もる。

参考文献

Baker, R. D. , G. Schubert, and P. W. Jones, 1998: Cloud-level penetrative compressible convection in the Venus atmosphere, *J. Atmos. Sci.* ,55,3-18.

Crisp, D. , A. P. Ingersoll, C. E. Hildebrand, and R. A. Preston, 1990: Vega Balloon Meteorological Measurements, *adv. Space Res.* 10, 109-124

Kazuhisa Tsuboki and Atsushi Sakakibara, 2007: Numerical prediction of high-impact weather systems,*The Textbook for Seventeenth IHP Training Course in 2007*, 281pp.

Tellmann, S. M., P*ä*tzold, B. H*ä*usler, M. K. Bird, and G. L. Tyler, 2009: Structure of the Venus neutral atmosphere as observed by the Radio Science experiment VeRa on Venus Express, *J. Geophys. Res.*, 114, 1-19.

Tomasko, M. G., Doose, L. R., Smith, P. H., and Obell, A. P., 1980a: Measurements of the flux of sunlight in the atmosphere of Venus, *J. Geophys. Res.*, 85, 8118667–8

池田恒平, 高橋正明, 2010: 新しい金星大気放射伝達モデルを用いた放射対流平衡実験, 日本気象学会 2010 年度秋季大会講演予講集, 98, 155.

北大ピリカ望遠鏡による木星極域ヘイズの観測

北海道大学理学部　宇宙惑星グループ
尾崎　彰士
高橋幸弘、渡邊誠、渡部重十
福原哲哉、佐藤光輝、濱本昂

概要

木星極域ではヘイズと呼ばれるエアロゾルが存在することが知られている。

ヘイズは木星大気の上層に位置しているため、メタンの吸収波長でヘイズを観測することができる。

このヘイズの水平方向の構造には特徴があり、ヘイズの外周部に沿って波形が確認されているが、その構造の時間変化についてはまだ明らかになっていない。

今回、北大ピリカ望遠鏡を用いて木星極域ヘイズをメタンの吸収波長である889nmで観測を行い、得られた画像データからヘイズの外周部の波の経度情報を特定した。

得られた波の谷の経度と過去のカッシーニの観測を比較した。

序論

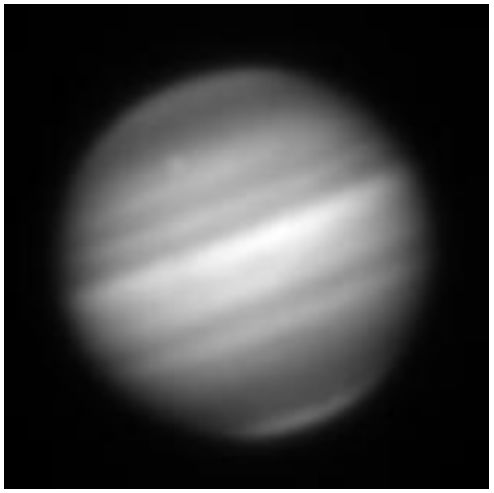
木星のヘイズ

ヘイズはレイリー散乱を起こすガスとエアロゾルから成る。

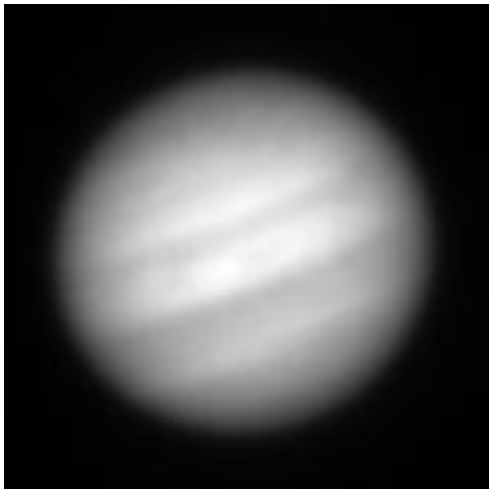
[*Strycker et al.*, 2011]

ヘイズは木星大気の上層に存在する。
そのため、メタンによる吸収が少なくメタン吸収の波長でヘイズの水平構造を見ることができる。

右図はメタン吸収が強い波長（889 nm）とメタン吸収が少ない波長（950 nm）で観た木星である。



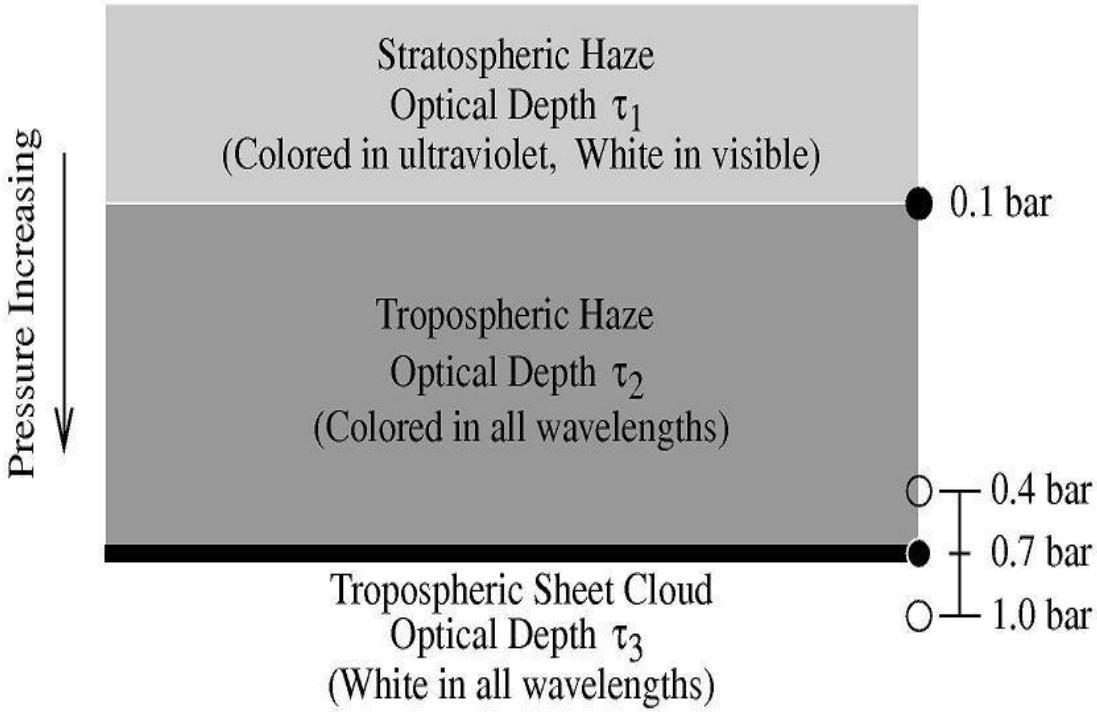
木星：889 nm



木星：950 nm

序論

木星のヘイズの鉛直構造



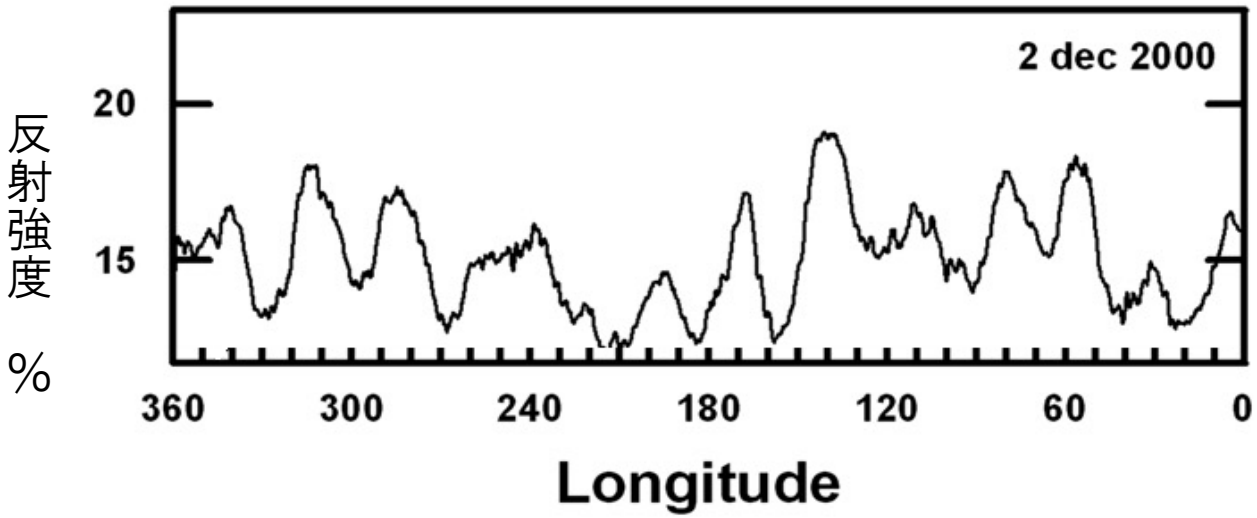
木星の雲の鉛直構造のモデルの概念図
[*Strycker et al.*, 2011]

889 nmで見えるヘイズは左図の成層圏のヘイズに対応しており、およそ0.01 barから0.1 barに存在している。

放射伝達計算を用いてヘイズ層の厚さが計算されてきたが、ヘイズの生成や構成物質はまだ明らかになっていない。

序論

木星の極域ヘイズの水平構造

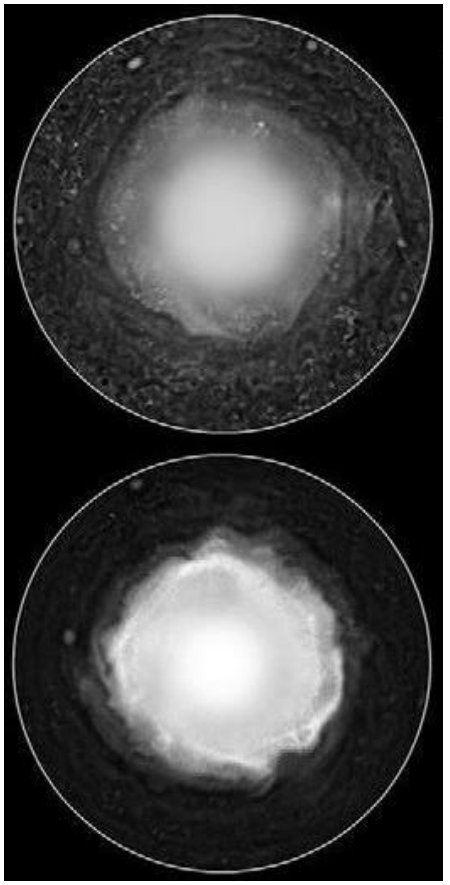


木星の67°Sでの反射強度

Cassiniの2000年の観測では北極の波の数は約5個、南極の波の数は12-14個が見られた。

→ロスビー波により南極のヘイズの波が出来ると示唆されている。

[*Sánchez-Lavega et al.*, 1998]



探査機Cassiniが2000年に890 nmで撮像した木星
（上図：北半球　下図：南半球）

[*Barrado-Izagirre et al.*, 2008]

本発表の目的

木星の極域にはヘイズが存在し、鉛直構造についてはモデル計算が行われてきたが、水平構造についての長期的な変動については調べられてきていなかった。

木星の極域ヘイズの水平構造の過去との変化を調べるために、地上望遠鏡を使い木星を観測し、得られた木星画像の南緯67°に沿って画像のカウント値測ることによりヘイズの波の経度方向の変化を調べた。

観測機器

ピリカ望遠鏡	
主鏡直径	1.6 m
合成焦点距離	19237.7 mm
分解能	0.063”@400nm
	0.17”@1100nm

MSI	
ピクセル数	512×512 pixels
ピクセルスケール	0.389”/pixel
視野	3.33’×3.33’

木星視直径＝約48”→約123pixel(視野の1/3)

液晶可変フィルター	波長域	FWHM
SNIR	650 - 1100 nm	7 - 10 nm

観測機器

ピリカ望遠鏡

ピリカ望遠鏡のカセグレン
焦点に設置されたMSI

観測概要

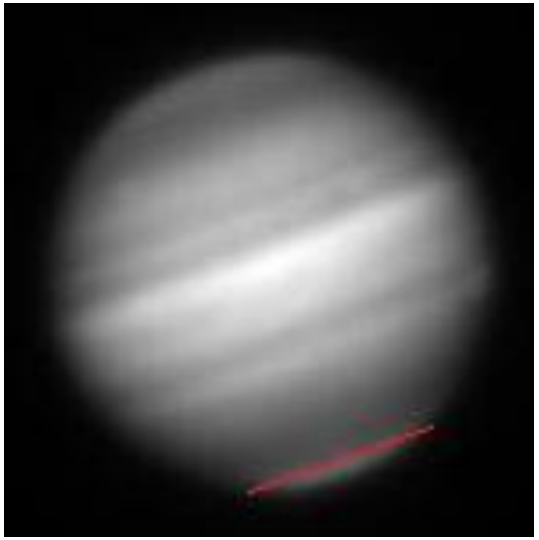
観測日時：2011年10月31日　19:30-23:55(Local Time)

観測場所：北海道大学理学研究院附属天文台
（東経142°　北緯44°　標高151m)

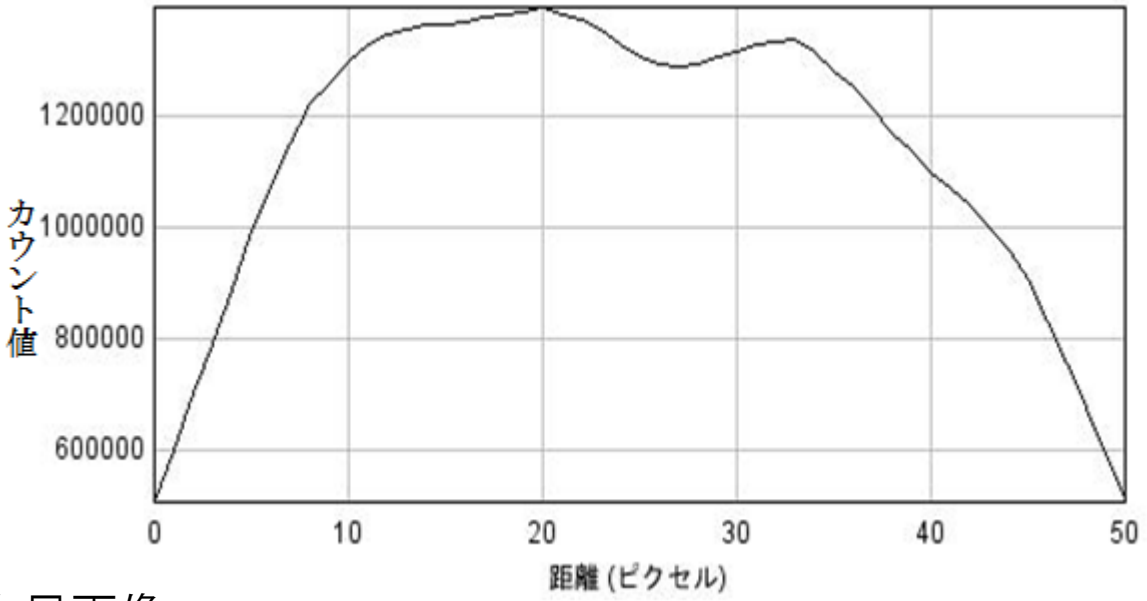
観測手法：観測波長　889 nm　(FWHM 9 nm)
露光時間　0.03 s　(一度に1000枚撮影)
撮影枚数　10/31　60枚
撮影間隔　3-4 min

観測環境：シーイング　10/31 1.7”

解析



2011/10/31 22:16（JST）の木星画像
（画像の上が北、右が西）

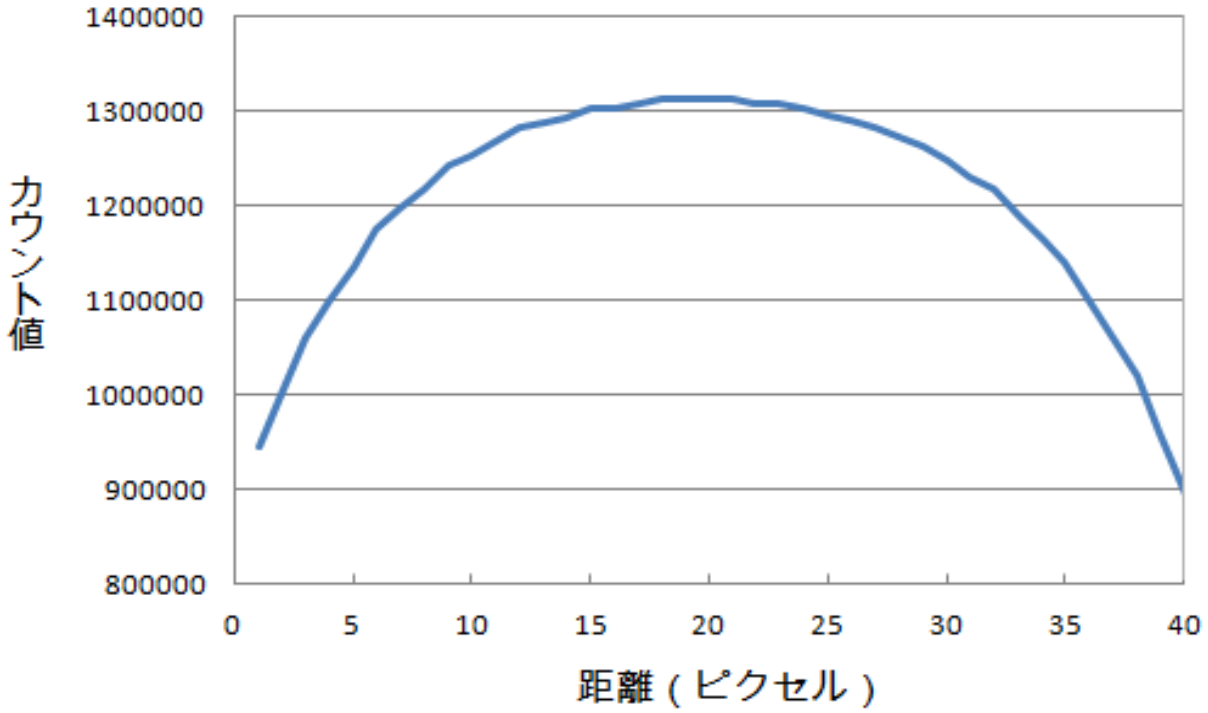


木星の南緯67°での Center-limb profile

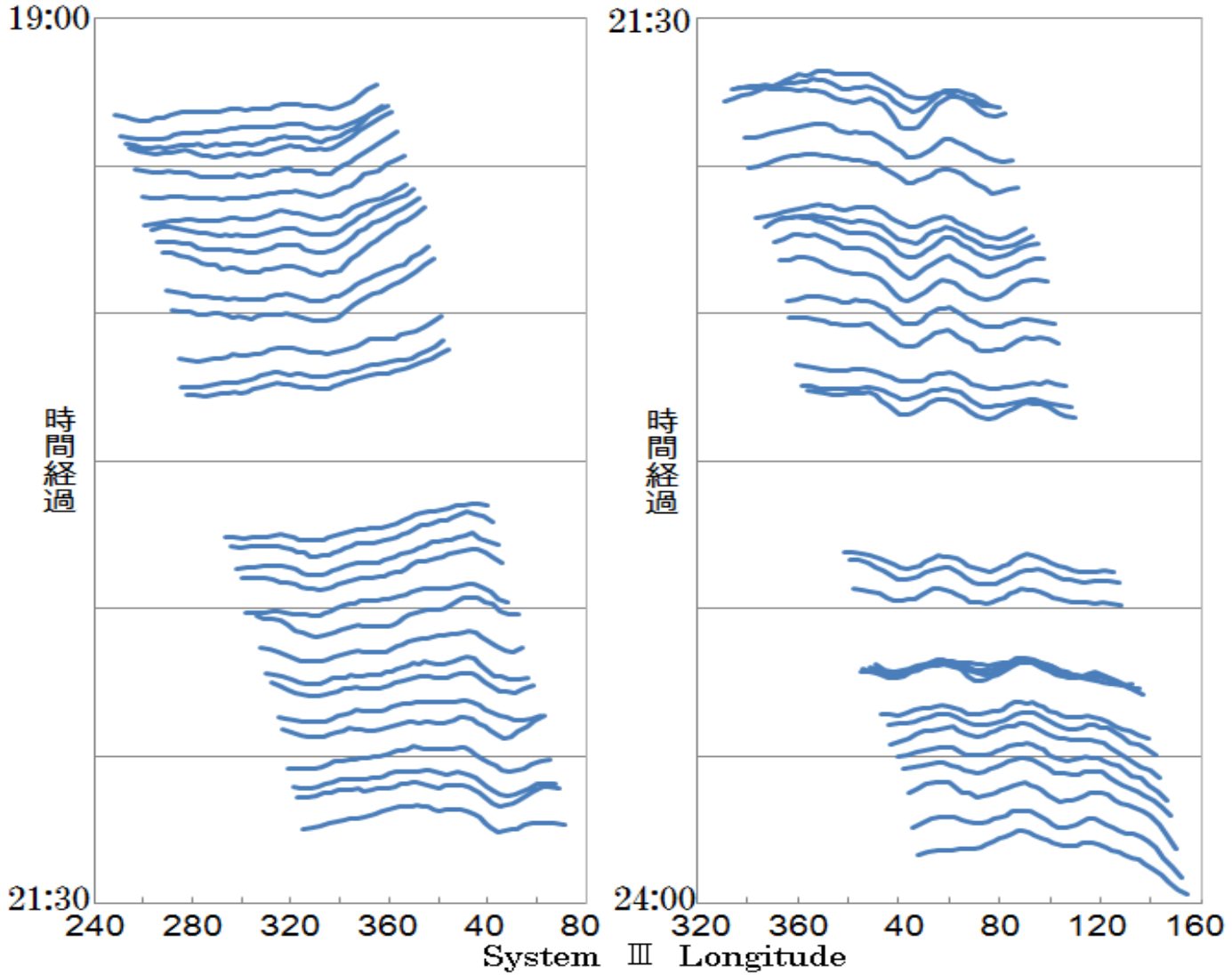
木星の南緯67°でのカウント値をプロットした。
上図の赤線が南緯67°の位置を示している。
ヘイズの波の谷の経度を求めるために、周辺減光の
補正を行う。

解析

周辺減光の補正

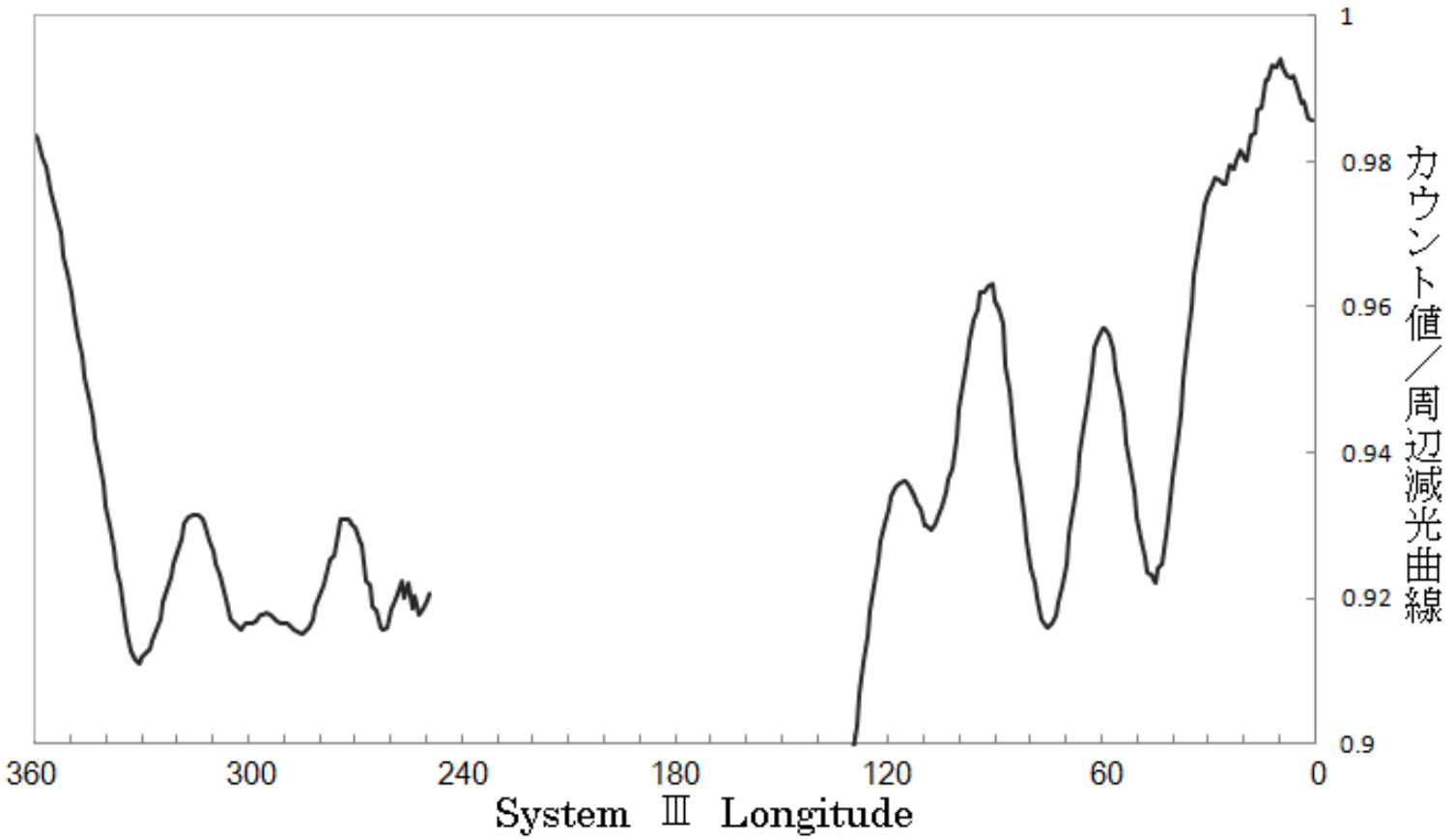


観測から得られた Center-limb profile (60枚分)を全て足し合わせることにより周辺減光を補正するための周辺減光曲線を作成した。



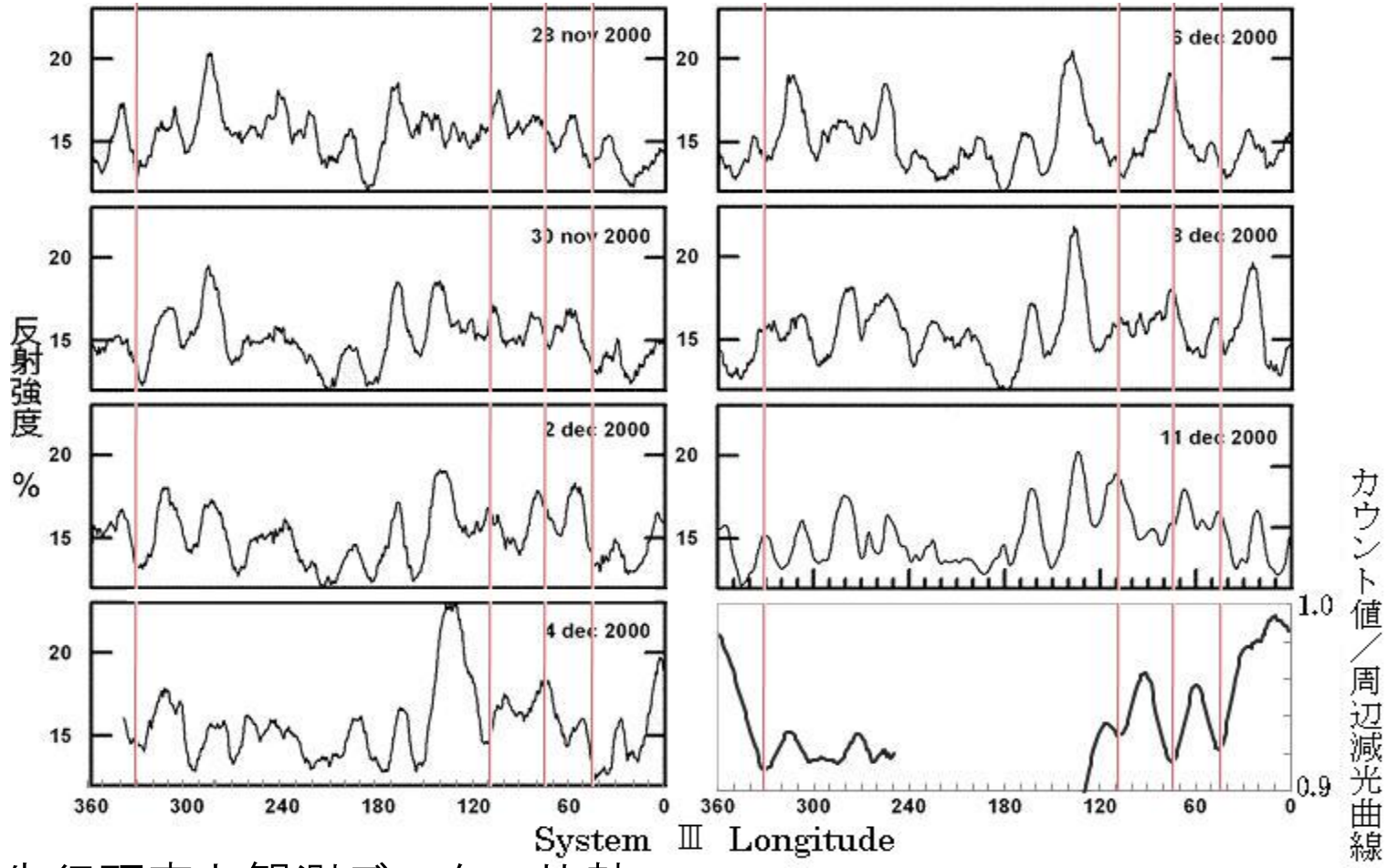
10/31の60枚の画像に対して周辺減光の補正を行い、得られた波形を時間経過に合わせて示した。左図は上19:30から21:40まで、右図は上から21:40から24:00に得られた波形を示している。

解析



得られた60個の波のデータを経度毎に値を平均して作成した、木星の南緯67°におけるヘイズの相対的な明るさの経度分布。波数は経度260°から120°にわたり6個見られており、この割合は過去の観測と比べると少なくなっている。また、強い振幅が0°のところで見られた。

結果



先行研究と観測データの比較
赤線は今回の観測で得られた波の谷の経度を表しており、その経度は過去の観測での谷の経度と一致していない。

木星の67°Sでの反射強度
[*Barrado-Izagirre et al.*, 2008]

まとめ

極域ヘイズには緯度67°付近に波状構造を持っている。この波がどのような周期で見られ、振幅の時間的な変化についてはまだ調べられていない。

2011/10/29-31に木星の地上望遠鏡観測を行った。観測は短い露光時間で大量に撮像し、その木星の位置を修正して画像を積算することで大気によるゆらぎの効果を減らした。その画像の南緯67°付近のカウント値を計測することで極域ヘイズの波状構造を調べた。

今回の観測でヘイズの波状構造が見られる緯度は2000年の観測と同じ南緯67°であったが、波数や振幅が強くなる経度、ヘイズの波の山と谷の出現する経度は過去と今回の観測で異なっていた。

今後の研究

今後は南極のヘイズの波構造を一月おきなど定期的に木星を観測することにより、ヘイズの波の周期や振幅の強度変化を調べていく。

北極の極域ヘイズについても長期的な観測を行い、ヘイズの明るさの経度依存性が存在するかを調べていきたい。

参考文献

Barrado-Izagirre, N., A. Sánchez-Lavega, S. Pérez-Hoyos, and R. Hueso(2008),
Jupiter's polar clouds and waves from Cassini and HST images: 1993–2006
Icarus, **194**, 173–185.

Sánchez-Lavega, A., R. Hueso, and J. R. Acarreta(1998),
A system of circumpolar waves in Jupiter's stratosphere.
Geophys. Res. Lett., **25**, 4043–4046.

Strycker, Paul D., Chanover, J. Nancy, Simon-Miller, A. Amy , Banfield, Don, Gierasch, and J.Peter(2011),
Jovian chromophore characteristics from multispectral HST images
Icarus ,**215**, 552–583.

Vincent, M.B., and 18 colleagues(2000),
Jupiter's polar regions in the ultraviolet as imaged by HST/WFPC2:
Auroral-aligned features and zonal motions.
Icarus,**143**, 205–222.

West, R.(1979.),
Spatially resolved methane band photometry of Jupiter. I. Absolute
reflectivity and center to limb variations in the 6190, 7250, and 8900 Å bands.
Icarus, **10**, 245–259.

「あかつき」の太陽コロナ電波掩蔽観測による電子密度変動スペクトルの解析

o宮本麻由 [1]mayu@ac.jaxa.jp、今村剛[2]、安藤紘基[1]
東京大学理学系研究科地球惑星科学専攻[1]、宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所[2]

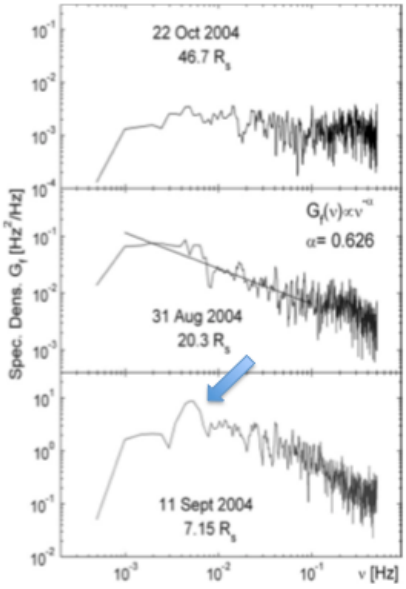
①目的・背景

太陽コロナの加熱や太陽風加速に関するメカニズムのプロセスの一端を解明すべく、電波掩蔽観測によって太陽コロナの密度変動の周波数特性を調べることが本研究の目的である。

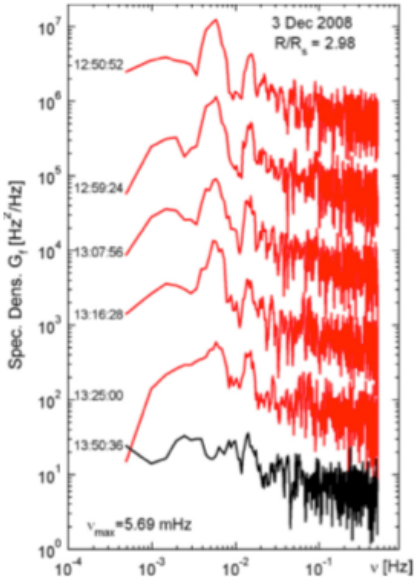
コロナ加熱のメカニズムに関しては、光球から伝播するアルフベン波の散逸によってコロナが加熱されるという波動加熱説という説がある。

また近年では、バックグラウンドにあるべき乗則のレベルに対して約3倍のスペクトル密度を持ち、周波数4mHz（およそ4分の変動間隔に相当）前後に現れるquasi-periodic component（QPC）と呼ばれる現象が3-40Rs(太陽半径)で報告されている(Efimov et al.,2011)。QPCは磁気音波に関係している準周期的な電子密度擾乱が源であり、磁気音波はコロナから生じる5分帯のAlfven波の非線形相互作用によって局所的に生じるという説がある。

今回の観測では先行研究よりも太陽近傍を見ているため、下部コロナの変動を見ることができる。



Efimov et al.,（2011）

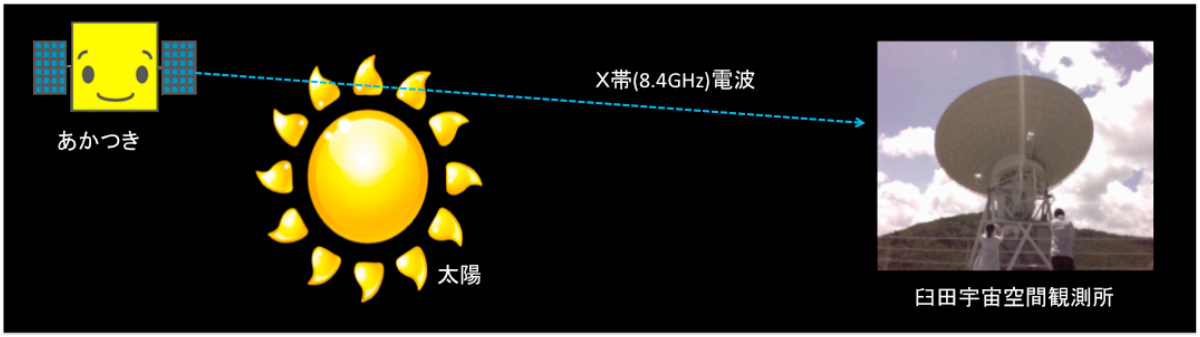


Efimov et al.,（2011）

②観測

電波掩蔽観測

- 地上局から見て探査機が太陽の背後へ入出する際、探査機から送信された電波が太陽コロナを通過し地上局に届くことを利用した観測。
- 電波の受信周波数(位相)や強度の時間変化を解析することで、太陽からの距離に応じた太陽風中の電子密度擾乱や太陽風速度の情報を得ることができる。



観測概要

- 2011年6月6日～7月8日で全16回、各6～7時間、最接近日は6月25日
- 6月24～27日は太陽衛星「ひので」と共同観測
- 太陽中心から 1.5～20.7R⊙(太陽半径)というこれまであまり観測されていない太陽近傍まで観測　（1R⊙ ＝6.960×10^8 m =0.004649・・・AU）
- 電波経路は太陽の北極域を通過
- 搭載USO（超高安定発振器）出力のX帯(8.4GHz)信号を地上局でオープンループ記録
- 500kHzサンプリング周波数

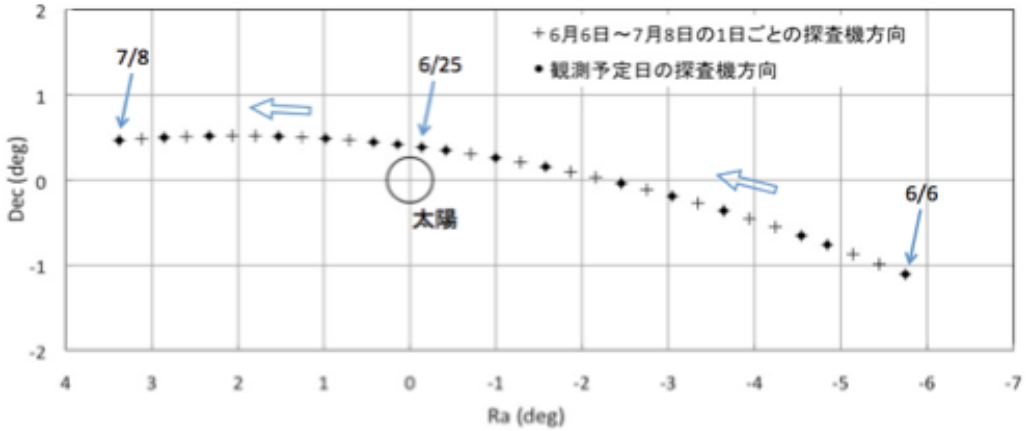
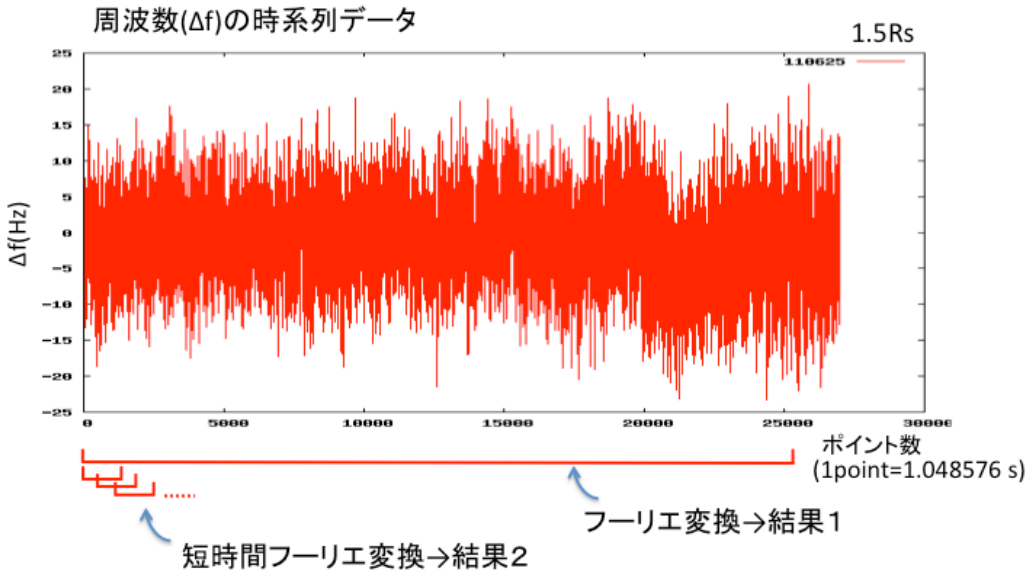


図２　太陽方向基準の、地球から見たあかつきの方向。右から左へと移動する。

③解析方法

あかつきから得られた周波数のずれの時系列データをフーリエ変換する。１日分のデータ（それぞれ6時間または7時間半）をフーリエ変換したものを結果1に、512ポイント（約538秒）ずつ短時間フーリエ変換したものの一部を結果2に示す。



④解析結果・考察

結果（1）：太陽からの距離に応じたパワースペクトル

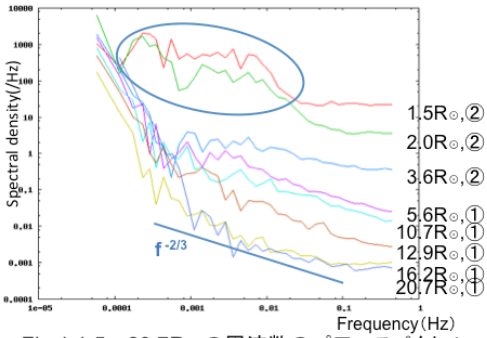


Fig.1 1.5～20.7R⊙の周波数のパワースペクトル

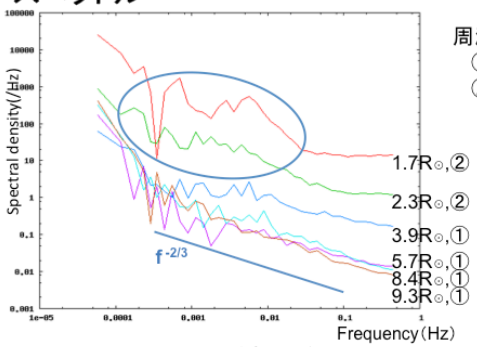


Fig2 1.7～9.3R⊙の周波数のパワースペクトル

周波数推定法：
①スペクトルフィッティング
②重心を求める方法

パラメータ
帯域幅:977
FFT長:1024

5.6Rsより外側の周波数データからは、標準的な太陽風速度(10^2～10^3km/s)を仮定するとおよそ波長10^3～10^6 kmの電子密度擾乱スペクトルが得られ、乱流のKolmogorov則に近い傾きが見られた。2.3Rsより内側では波長10^3～10^5 kmのスペクトルが得られ、ここでは波長およそ10^4 kmを境に短波長側では急峻、長波長側では平坦化という、遠方とは異なる特徴が見られた。また、ここから太陽近傍ではQPCが現れていることが予想できる。

結果（2）：短時間でのパワースペクトルの変動（1.5Rs）

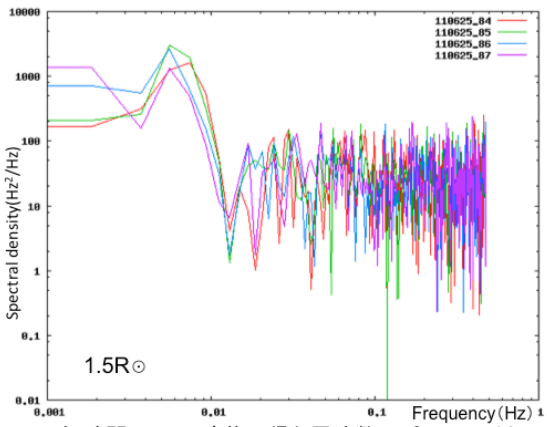


Fig.3 短時間フーリエ変換で得た周波数のパワースペクトル

1.5Rsでの周波数の時系列データを短時間フーリエ変換（512秒）するとQPCと似た現象が数多くみつかった。激しい時間変化を伴い、散在しているところもあれば、連続的に現れているところもあった。これらの一部をFig.3～5に示した。
Fig.3は連続してQPCと似た現象が現れたものである。896秒間ほど続いていたことになる。およそ5mHz（約3分周期）にQPCと似た現象が見られる。
Fig.4ではおよそ4mHzにQPCと似た現象が、10mHzにはその第二高調波が現れている。
Fig.5ではおよそ2～10MHZにかけて大きな膨みがみられる。これはQPCと似た現象と第二高調波が混合したものと考えられ、フーリエ変換の時間を変えれば分離できる。

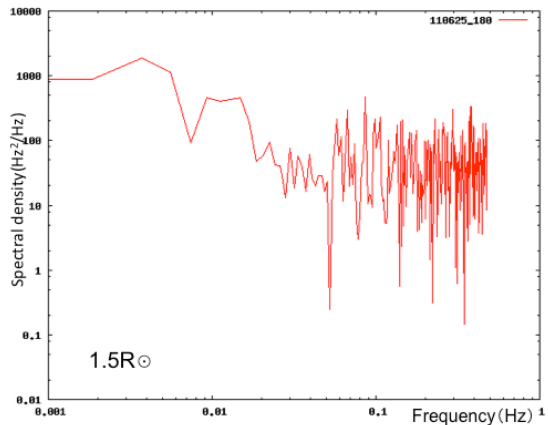


Fig.4 短時間フーリエ変換で得た周波数のパワースペクトル

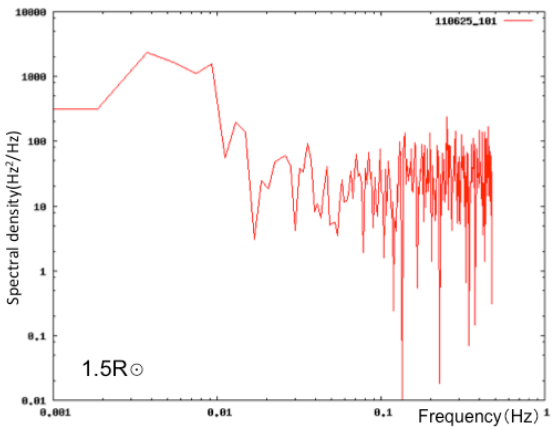


Fig.5 短時間フーリエ変換で得た周波数のパワースペクトル

⑤まとめ

- 周波数のパワースペクトルは太陽から遠い時、乱流のベキ乗則に従う。
- 今まで見られていない太陽近傍（1.5Rs～）でおよそ3分周期の変動を初めて見つけた。
- この現象は先行研究でEfimovによって報告されているQPCとよばれる現象と似ている。
- この現象は激しい時間変化を伴っている。
- この現象は散在していたり、連続的に現れたりする。

⑥今後の課題

- 今回見つかった3分周期の変動の振幅や発生頻度、太陽からの距離依存性を調べる。
- ひのでの観測との比較を行う。

参考文献

Efimov, A.I., Lukanina, L.A., Samoznaev, L.N., Rudash, V.K., Chashei, I.V., Bird, M.K., Pa¨tzold, M., Tellmann, S. Quasi-periodic fluctuations detected in MARS-EXPRESS coronal radio sounding observations. In: Maksimovich, M., et al. (Eds.), Solar Wind 12, AIP–CP 1216, pp.90–93, 2010.

A.I. Efimov, L.A. Lukanina, L.N. Samoznaev, V.K. Rudash, I.V. Chashei, M.K. Bird, M. Pa¨tzold, The MEX, VEX, ROS Radio Science Team. Quasi-periodic frequency fluctuations observed during coronal radio sounding experiments 1991–2009.Advances in Space Research 49 (2012) 500–508.

「あかつき」による太陽コロナの電波シンチレーション観測

今村剛（ISAS/JAXA)、安藤紘基、宮本麻由（東大理)、徳丸宗利（名大 STE 研）

１．観測の狙い

2011 年 6 月下旬に金星探査機「あかつき」が太陽をはさんで地球のほぼ反対側を通る機会（外合）があり、この際に太陽コロナの電波掩蔽観測を実施した。「あかつき」から地上局に向けて送信される電波は太陽の近くを通過する。この電波を臼田局で受信して位相や振幅の時間変動を分析することにより、コロナの密度揺らぎの空間スペクトルや太陽風加速などの情報を得る。観測時には 1-way とし、超高安定発振器（USO：Ultra-Stable Oscillator）を使用した。USO はもともと金星大気の構造を電波掩蔽で調べるために搭載されたものである。

太陽コロナの電波掩蔽観測は海外のミッションで行われたことがあり、日本でも「すいせい」や「のぞみ」を用いた観測実績があるが、今回は太陽表面まで 0.5 R_S（太陽半径）というあまり前例のない距離まで迫れること、S 帯に比べプラズマに感度の低い X 帯を使うことで太陽近傍まで良質のデータを取得できること、USO を持っていること、臼田局に高時間分解能の専用記録装置があることに強みがある。

観測はほぼ予定どおり実施され、我々は世界的にもユニークなデータを手にすることができた。以下では観測のセットアップ、外合運用、得られたデータについて述べる。

２．観測領域

電波の経路が太陽に最も近づいたのは 2011 年 6 月 25 日であり、このとき「あかつき」は地球から見て太陽の北極側にいた（図 1)。電波の最近接距離は太陽中心から約 1.5 R_S で、最小 SEP 角（太陽-地球-衛星角）は約 0.4 度である。このあたりではプラズマ密度は 10^7 cm^{-3} に達するとされる。コロナの特性が太陽からの距離によって変化する様子をとらえるために、約 1 ヶ月間にわたって全 16 回の観測を行い、1.5〜20.5 R_S の範囲をカバーした。太陽までの距離がとくに小さくなる 6/24〜6/27 には太陽観測衛星「ひので」との同時観測も実施した。観測条件を表 1 にまとめた。

３．観測手法

衛星からは USO を原振とする 1-way 無変調 X 帯信号を送信し、UDSC 64m で受信、水素メーザーに同期した局発信号のミキシングにより 100 kHz 程度までダウンコンバートしたのちオープンループ記録した。データの記録には電波天文学グループが整備した IP-VLBI 装置を使った。サンプリング周波数 500 kHz、記録帯域幅 250 kHz、ダイナミックレンジ 8 bits とした。

観測中は地上からのアップリンクを停止した。コマンド運用を行わない外合期間中は、AOS（入感：地上局から衛星が見え始める時間）から 1 時間と LOS（消感：地上から衛星が見えなくなる時間）前の 30 分間にテレメトリモニターを行う以外の時間は全て、電波掩蔽に割り当てた。1 回あたりの観測時間は概ね 5〜7 時間であった。

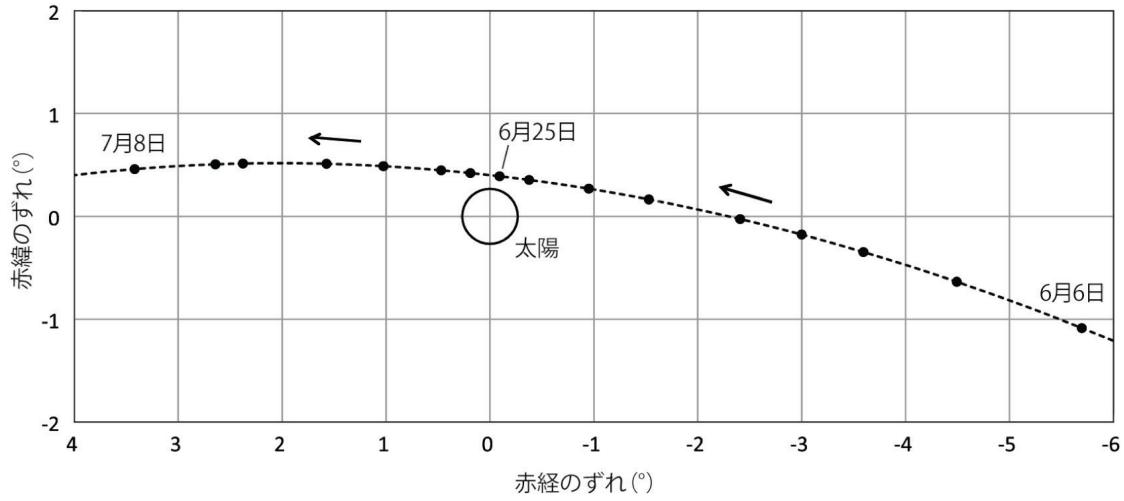


図１　太陽方向を基準とする、地球から見た「あかつき」の方向

表１　観測条件

観測日	観測開始/終了時刻(UT)	衛星-地球-太陽角(°)	光線-太陽間距離(R_S)	衛星-地球間距離(AU)	衛星-太陽間距離(AU)
6/ 6	01:30-04:30	5.39	20.51	1.69	0.68
6/10	01:56-06:56	4.19	15.98	1.70	0.69
6/13	01:00-07:00	3.33	12.68	1.71	0.70
6/15	01:00-07:00	2.76	10.54	1.71	0.70
6/17	01:00-07:00	2.21	8.44	1.72	0.70
6/20	01:00-07:00	1.41	5.39	1.72	0.71
6/22	01:00-07:00	0.91	3.48	1.73	0.71
6/24	01:00-07:00	0.49	1.89	1.73	0.71
6/25	00:00-07:30	0.40	1.53	1.73	0.72
6/26	00:00-07:30	0.46	1.74	1.73	0.72
6/27	01:00-07:00	0.62	2.38	1.74	0.72
6/29	01:00-07:00	1.06	4.05	1.74	0.72
7/ 1	01:00-07:00	1.53	5.85	1.74	0.72
7/ 4	01:00-07:00	2.25	8.58	1.74	0.73
7/ 5	01:00-06:00	2.48	9.48	1.74	0.73
7/ 8	01:17-06:00	3.19	12.16	1.75	0.73

４．観測データ（初期解析）

受信強度の変動量が太陽からの距離によって変化する様子を図２に示す。5 R_S以下では変動量が平均強度と同程度となっており、いわゆる強散乱の領域であることがわかる。信号スペクトルは図３のように太陽近傍で著しく広がっている。

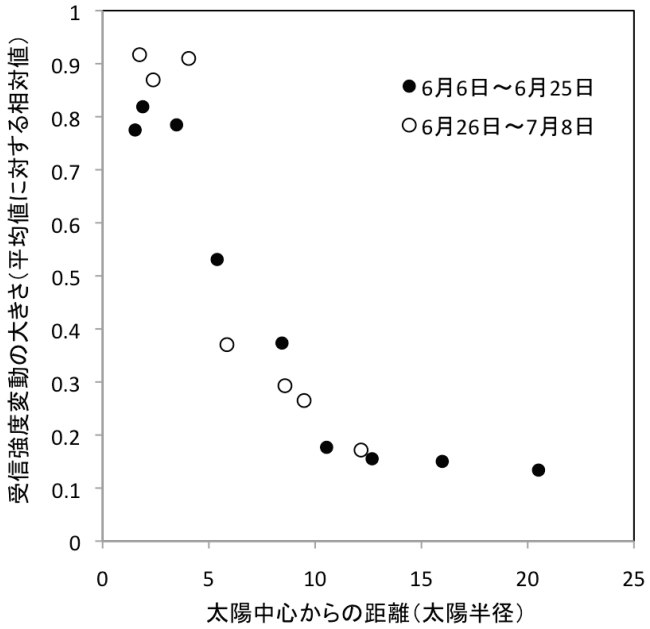


図 2　受信強度変動の大きさ（scintillation index）の距離依存性

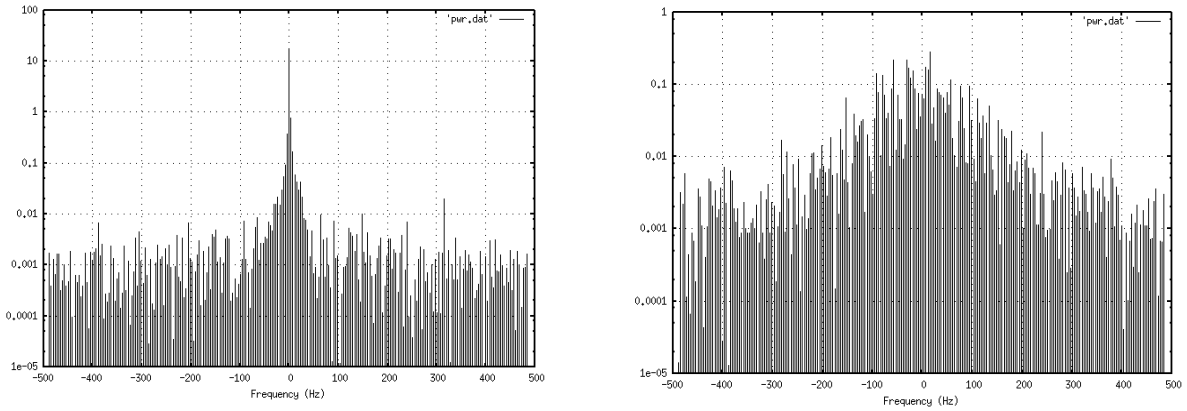


図 3　受信信号スペクトルの例。帯域 1 kHz。（左：20.5 R_S、右：1.7 R_S）

信号強度の時系列のパワースペクトルを図 4 に示す。信号強度の変動は主にコロナ中の微細な密度擾乱による電波の回折で生じる。スペクトル中の肩のような構造の周波数や形状が、密度擾乱の伝搬速度や乱流スペクトルといった情報を含む。2.3 R_S 以下では肩のような構造が高周波側と低周波側の両方に見られるが、これは強散乱の理論と整合的である。初期解析では太陽風が太陽からの距離と共に加速される様子が捉えられている。

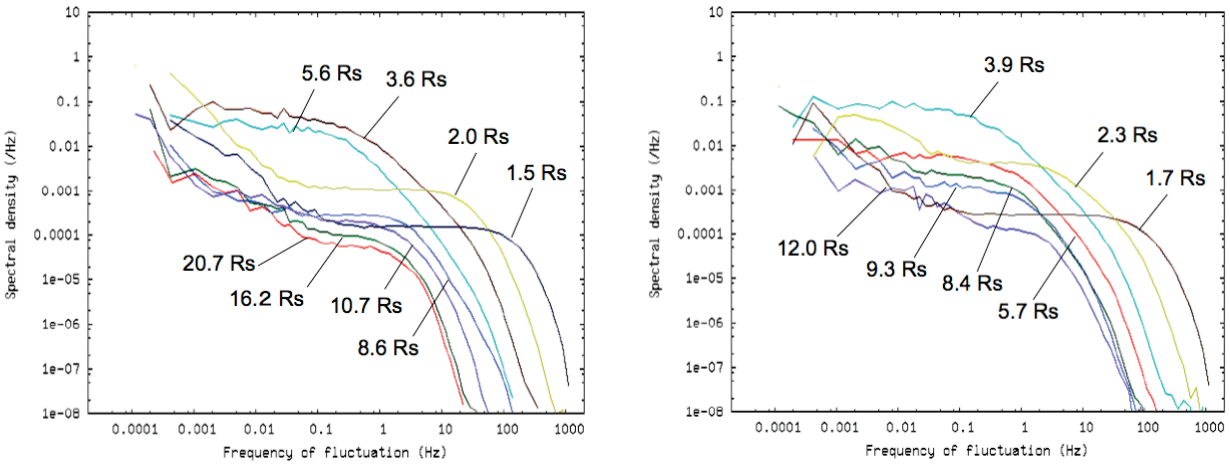


図 4　受信強度変動のパワースペクトル（左：6/6-6/25，右：6/26-7/8）

受信周波数の時系列のパワースペクトルを図 5 に示す。受信周波数の変動は主に、電波経路に沿って積分したコラム電子密度の変化がもたらす位相変化によって生じる。これらのスペクトルはコロナの密度変動スペクトルに対応する。3 R_S より遠方では Kolmogorov 乱流の冪乗則らしきものが見えるが、それより内側では 0.005 Hz 付近に盛り上がりが見える。これは何らかのエネルギー源、たとえば太陽光球の対流で励起される周期が数分の Alfven 波の存在を示唆するかもしれない。

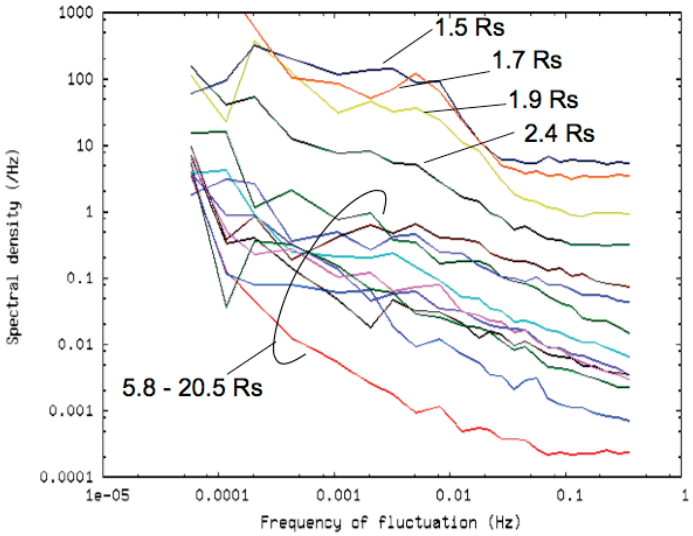


図 5　受信周波数変動のパワースペクトル