

磁気圏対流の発達に伴う内部磁気圏プラズマ密度の異常増加

Steep increase in plasma mass density associated with growth of magnetospheric convection

尾花 由紀^{*1}, 松緒 翔伍^{*1,*2}

Yuki Obana^{*1}, Shogo Matsuo^{*1,*2}

Abstract

Using the cross-phase analysis of geomagnetic data observed in Northern America, we determined the equatorial mass density at $L = 2.6$ and 2.9 during two geomagnetic storms in April 2001. On 25 April, in the late recovery phase of the first storm, the frequency of the field line resonances increased slightly in response to the reductions in the mass density of the plasma. From 25 to 27 April, the plasma mass density showed a clear diurnal variation associated with a linear increase in the plasma density in the daytime and a decrease in the plasma density at nighttime. The daytime increases in the plasma mass density were related to refilling rates ranging from 181 to 33 amu/cc/h over $L = 2.6$ – 2.9 . This result is comparable with the results obtained in previous studies. On the other hand, on 28 April, the second storm commenced, and the plasma mass density increased very steeply. The increase rate reached 473 and 118 amu/cc/h at $L = 2.6$ and 2.9 , respectively. These values are remarkably high in comparison with the refilling rate observed previously. Such an increase in the main phase of the storm can be qualitatively explained by the transfer of the plasma and/or the delay of the co-rotation due to the magnetic convection.

1. はじめに

地球磁場の勢力圏である地球磁気圏の中には、プラズマの温度・圧力等によって分類されるさまざまな領域がある。その中の一つであるプラズマ圏は内部磁気圏に位置し、電離圏起源と考えられる冷たいプラズマが高密度に濃集している領域である。プラズマ圏の外側の境界はプラズマ圏界面と呼ばれ、しばしば密度の急激な変化を伴う、明瞭な境界として観測される[1,2]。プラズマ圏界面は一般に、共回転する閉じた磁力線と対流する開いた磁力線の軌道の境界であると説明されており、磁気圏対流電場の消長に応答してプラズマ圏の大きさや形状もダイナミックに変化する[3]。磁気圏に数日間静穏な状態が続いた後は、プラズマ圏は電離圏からのプラズマ供給の結果飽和し、 $L \sim 8$ 程度まで拡大している。ひとたび磁気圏に擾乱が発生して磁気圏対流が強まると、プラズマ圏は外側から浸食され、プラズマ圏界面は地心距離 $2 \sim 3$ [Re]程度まで縮小し、磁束管内のプラズマ密度が大きく減少する。擾乱が収まり、磁気圏対流が収まると、再び共回転領域が拡大し、閉じた磁力線へと電離圏から徐々にプラズマが供給され、プラズマ圏は数日間かけて回復する[4]。この回復プロセスをプラズマ圏の再充填という。

プラズマ圏の浸食と再充填は磁気圏プラズマの起源や地球大気からの物質流出、地球大気組成

*1 大阪電気通信大学 工学部 基礎理工学科, *2 株式会社 新和製作所

の成り立ちを考えるうえで重要であるが、その詳細な描像やメカニズムにはいまだ不明な点が多い。例えば極域のイオン流出は H^+ , He^+ , O^+ の粒子種ごとに流出速度の高度プロファイルも明らかにされているが[5]、中低緯度のアウトフロー観測は流量が少ないうえ放射線帯粒子の影響で難しく、進んでいない。Krall et al. [6] の電離圏モデル数値計算によるとプラズマ圏の H^+ と He^+ の再充填率は太陽活動度に大きく依存し、それぞれ全く異なるふるまいを見せると予想されているが、観測で確かめた例はない。

そこで本研究では、地磁気多点観測データを用いたプラズマ密度の推定法を用いてプラズマ圏再充填を詳細に調べた。地磁気観測によって頻繁にとらえられる ULF 周波数帯の地磁気脈動が磁力線共鳴振動 (field line resonance: FLR) 的な性質を持つことは古くから知られており[7]、この共鳴振動数を地磁気データから抽出し、磁気圏赤道面におけるプラズマ質量密度を推定する。地上磁場観測は人工衛星による宇宙プラズマの直接観測に比べ安価に多点観測網が展開・維持でき、長期観測によって太陽活動度との関連などを調べる際に有利である。我々は 2010 年度からニュージーランド地磁気観測網の整備を始めており、本研究はそのための予備解析的な意義もある。

2. 観測手法

地磁気観測によって得られた ULF 周波数帯の地磁気脈動からプラズマ質量密度を見積もるためには、地磁気観測点ペアを選び、地磁気データから FLR 共鳴周波数を同定する。次に波動方程式を解くために適した地磁気モデルとプラズマ密度分布モデルを選択した上で、波動方程式を解いて観測から得た共鳴周波数を説明するプラズマ質量密度を求める。以下、各手順の詳細を説明する。

地磁気観測点ペアの選択

今回解析に用いた地磁気データは北米に展開された the Magnetometers along the Eastern Atlantic Seaboard for Undergraduate Research and Education (MEASURE) 観測網の Clarkson University (CLK, 緯度 44.7°N, 経度 285.0°, L 値 3.1Re)、Millstone Hill (MSH, 42.6°N, 288.5°, 2.8Re)、The Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory (APL, 39.2°N, 283.1°, 2.4Re) の 3 観測点で得られたものである。いずれの観測点でもフラックスゲート型磁力計を用いて地磁気 3 成分を 1 秒毎に記録しており、本研究では H (南北) 成分を使用した。L 値とは磁力線が最も遠方に離れた点の地球中心からの距離で、単位の Re は地球半径である。これらの観測点から表 1 に示す観測点ペアを作

表 1 cross-phase 解析に用いた地磁気観測点ペア

観測点名	緯度	経度	L 値
CLK-MSH	43.7±1.1 °N	286.8±1.8 °	2.9±0.2 Re
MSH-APL	40.9±1.7 °N	285.8±2.7 °	2.6±0.2 Re

った。左から観測点名の3文字コード、ペアの中間地点における緯度、経度、L値を示している。本研究で行った解析では磁気圏赤道面におけるプラズマ質量密度が得られるので、このデータセットからは磁気圏の $L=2.6, 2.9 \text{ Re}$ におけるプラズマ密度が求められることになる。

FLR 周波数の同定

ULF 脈動から FLR 周波数を同定するには、観測点ペア間で振幅または位相同士を比較する。FLR 振幅は共鳴点で極大となる性質がある。また、共鳴周波数は磁力線の長さに依存するので、一般的に緯度の異なる観測点では高緯度側の観測点のほうが低い共鳴周波数を持つ。そのため観測点ペア間の振幅比スペクトルは双極子型の曲線を描き、双極子の中間または1を通る点がペアの中間地点における共鳴振動数として抽出される。これが振幅比法または **gradient** 法等と呼ばれる方法である[8]。また、FLR の位相は共鳴点の前後で大きく変化する性質があるので、2点間の位相差スペクトルは中間地点の共鳴振動数を中心に極大または極小を示す。これが **cross-phase** 法の原理である[9]。

本研究では、**gradient** 法、**cross-phase** 法両方を使って FLR 周波数を同定し、その差を周波数決定上の誤差範囲とした。図1は2001年4月27日17:30-18:30 UTにCLK-MSHで観測された地磁気H成分データを使った解析例である。観測点の地方時は $LT = UT - 5$ 時間なので正午過ぎの観測データである。上からCLKのパワースペクトル(a)、MSHのパワースペクトル(b)、CLK-MSH間のコヒーレンス(c)、位相差(d)、パワー比(e)を示しており、横軸はすべて周波数である。0-23 mHzの範囲ではコヒーレンスが一貫して0.9以上を保っており、CLKとMSHに共通の信号が入射していることが伺える。また位相差とパワー比には~14mHz周辺に特徴的な構造が見られる。位相差は極小を示し、パワー比は低周波数側で極大、高周波数側で極小となる双極子型の変化を見せていることからCLK-MSH中間点の共鳴周波数を $14.5 \pm 0.2 \text{ mHz}$ と同定した。

地磁気モデルの選択

上の手順で磁力線共鳴周波数が得られたので、次に波動方程式を解いて観測と一致する共鳴周波数を与えるプラズマ密度を計算する。FLR波動方程式を解くためには磁力線の形状と磁場強度の情報が必要であり、これはモデルから与える。本研究では、比較的L値の低い(<3)観測点ペアを使っているため、双極子磁場モデルを利用している。Singer et al. [10]によると、 $L < 5$ では、双極子は比較的良い近似であり、トロイダルモードの共鳴周波数における誤差は10%以下である。

プラズマ密度分布モデルの選択

FLR波動方程式を解くには磁力線沿いのプラズマ密度分布プロファイルも必要であり、これもモデルから与える。本研究では地球中心からの距離： r について密度が $\rho = \rho_{eq} r^{-m}$ で変化する指数関数モデルを用いた。 ρ は任意の点におけるプラズマ質量密度、 ρ_{eq} は磁気圏赤道面におけるプラズマ質量密度である。指数 m は Takahashi et al. [11] の提案する $-1 \sim 0$ に基づき、 $m = -1$ を採用した。

FLR 波動方程式を解く

最後に FLR 波動方程式を解き、観測と一致する共鳴周波数を与えるプラズマ密度を計算する。本研究では波動方程式を解く代わりに、トロイダルモード固有周期の近似式を用いた[12]。この近似式による誤差は、 $L=2.66$ で 0.9 % と見積もられている[12]。2001 年 4 月 27 日 17:30-18:30 UT における CLK-MSH の共鳴周波数 14.5 ± 0.2 mHz に対応する赤道面プラズマ質量密度は 1360 ± 40 amu/cc であった。

3. 解析結果

解析期間の宇宙天気概況

本研究では 2001 年 4 月に発生した二つの磁気嵐に伴うプラズマ密度変化を調べるために、4 月 20 日から 5 月 6 日の 17 日間に北米大陸の中緯度帯で観測された地磁気データを解析した。図 2 は該当期間の宇宙天気概況を示すデータである。上から太陽風のプロトン密度(a)、太陽風速度(b)、惑星間空間磁場 (Interplanetary Magnetic Field: IMF) 強度(c)、惑星間空間磁場南北成分 (IMF_Bz、北向きが正)(d)、Dst 指数(e)を示す。横軸は日付で目盛は UT の 0 時を示す。

4 月 21 日後半、太陽風プロトン密度と IMF 強度が急激に上昇し、続いて IMF_Bz は大きく負方向に振れ、30 時間ほど $<-10\sim-5$ nT を保持した。このような変化は高速太陽風の前面に生じる圧縮領域に典型的だがこのイベントでは太陽風速度は $400\sim 300$ km/s で終始しており、高速太陽風の到達は確認されなかった。太陽風は低速であったが、IMF_Bz が南向きとなったことで磁気圏内の対流を引き起こしたのであろう。磁気嵐の指標である Dst 指数が 21 日 23 時以降急激に下がり始め、

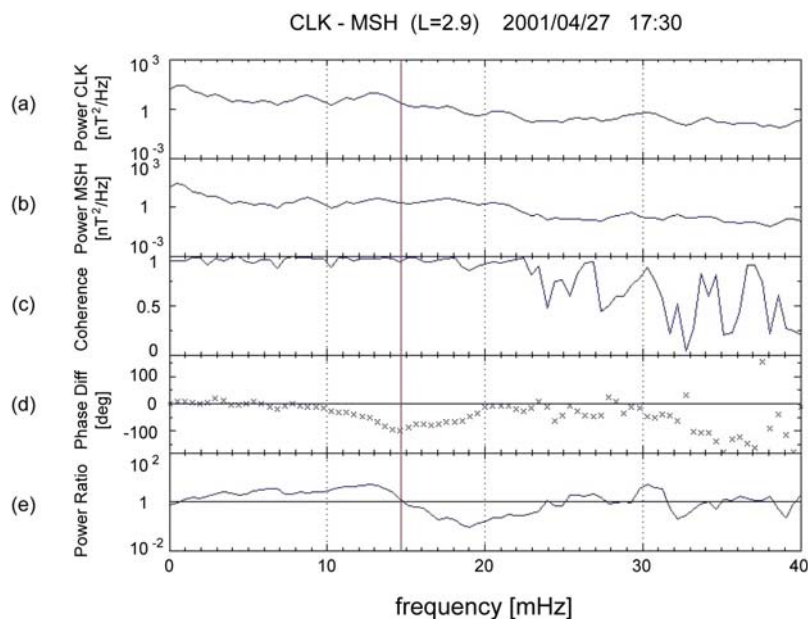


図 1 2001 年 4 月 27 日 17 : 30 - 18 : 30 UT に CLK - MSH で観測された地磁気変動南北成分のスペクトル解析結果

22日16時には-102 nTに達した。このことから21日23時から磁気嵐が発生しており22日16時までが主相、それ以降の数日間が回復相と読み取れる。この磁気嵐を便宜上「磁気嵐1」とした。23日後半から27日までの間、IMF_Bzは概ね0~5nTの間で推移しており、磁気嵐1は穏やかに回復していった。

28日に入ると再び太陽風の擾乱が到達する。このときは太陽風プロトン密度、IMF強度、太陽風速度すべてが急増し、典型的な高速太陽風による圧縮構造の特徴を示している。一方 IMF_Bz ははじめ北向き成分を示し、のちに南向きに転じた。そのためDst指数は28日2時以降一時的に上昇して28日6時に41nTに達し、その後急減して29日4時に-47nTに達した。このことからまず太陽風動圧の高まりによって磁気圏前面が圧縮され、28日6時から29日4時が磁気嵐の主相、そのあとを回復相と読み取ることができる。この磁気嵐を「磁気嵐2」とした。

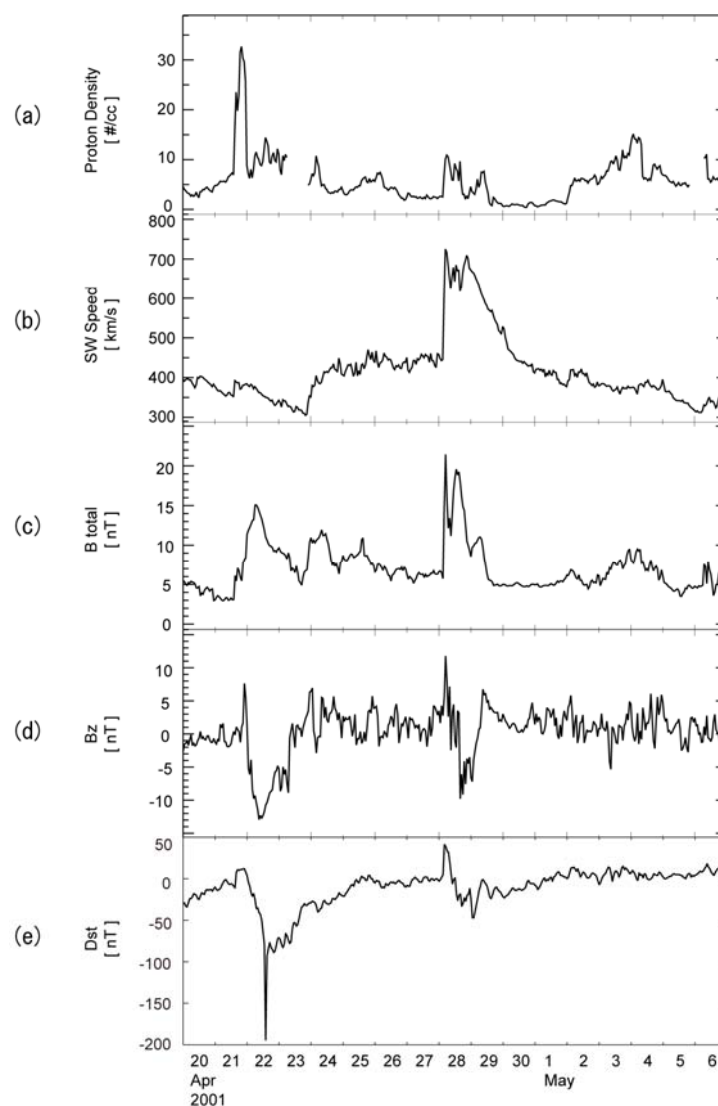


図2 4月20日から5月6日の太陽風プロトン密度(a), 太陽風速度(b), IMF強度(c), IMF南北成分(d), Dst指数(e)

プラズマ密度の日日変化

図3はMSH-ALP、CLK-MSHのデータから求めた2001年4月20日から5月6日のプラズマ質量密度である。それぞれL=2.6 (a) とL=2.9 (b) の磁気圏赤道面における値に相当する。データの分布に偏りがあるのは時折、磁力線共鳴振動の検出が困難になるためである。たとえば電離層電導度が低い夜間は磁力線共鳴振動の減衰が強く、検出が困難になる。また、地磁気変動に磁気圏擾乱成分が卓越した場合、逆に磁気圏環境が静穏過ぎて脈動のエネルギー源が弱すぎる場合、磁力線共鳴領域の幅が観測点ペア間の距離と大幅に異なる場合などには、昼側でも検出が困難となる。

はじめの数日間、プラズマ密度は約2000~2500 amu/cc (L=2.6)、1000~1300 amu/cc (L=2.9) で不規則に推移している。25日に入ると磁気嵐1の開始に伴いプラズマ密度がわずかに下がるが、L=2.9でも800amu/ccを下回ることなく、完全な浸食は起こらなかったとみられる。25日から27日までは日中の密度上昇と、夜間観測が不可能な時間帯の密度低下を繰り返す。そして28日の日中プラズマ密度は急激に上昇し、それ以降密度の高い状態が保たれる。すなわち磁気嵐1の回復相後期から連続的な密度上昇が表れ始め、磁気嵐2の主相に合わせて急激な密度上昇が起こっていた。このイベントでは磁気嵐に伴う一般的なプラズマ密度の変動とは全く異なる変化が観測されたと言える。

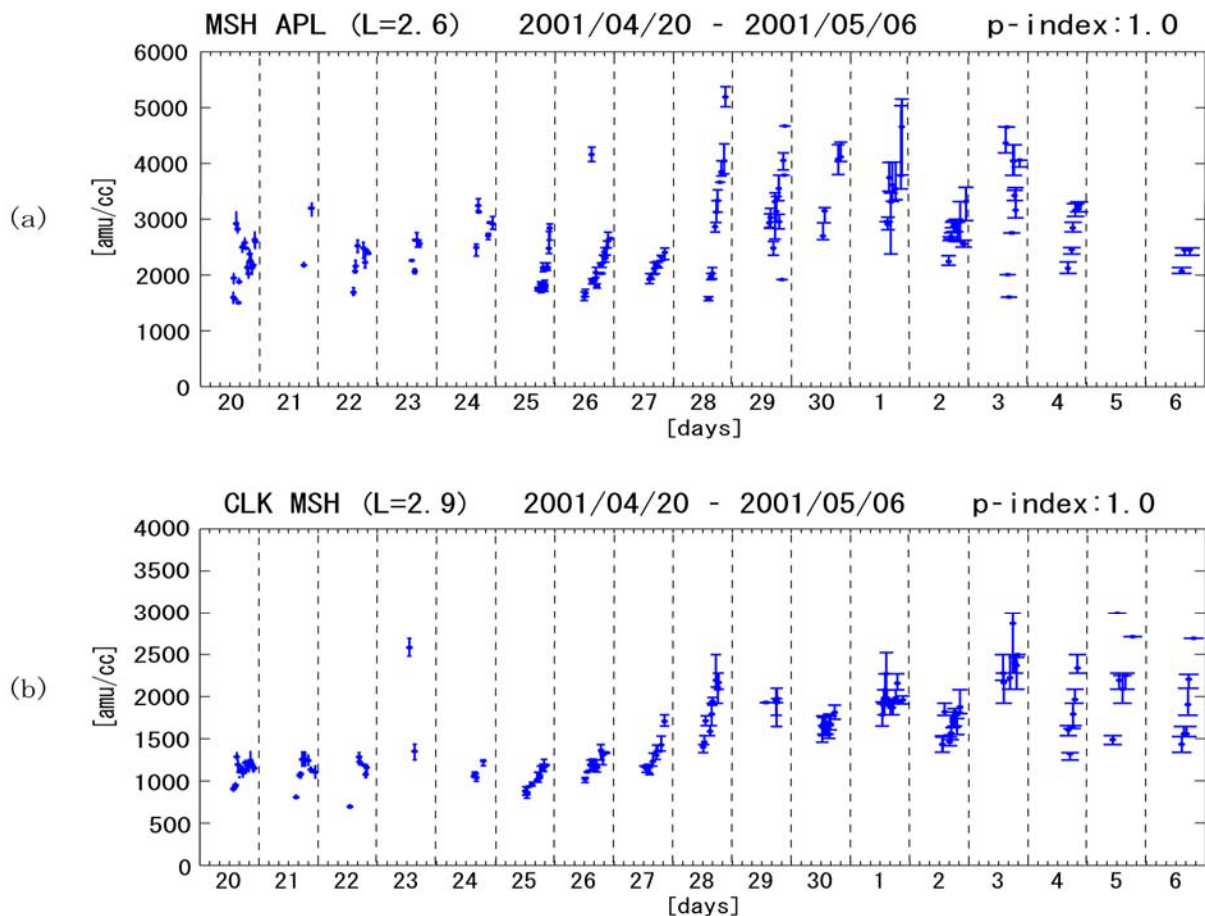


図3 4月20日から5月6日のL=2.6 (a)とL=2.9 (b)におけるプラズマ質量密度

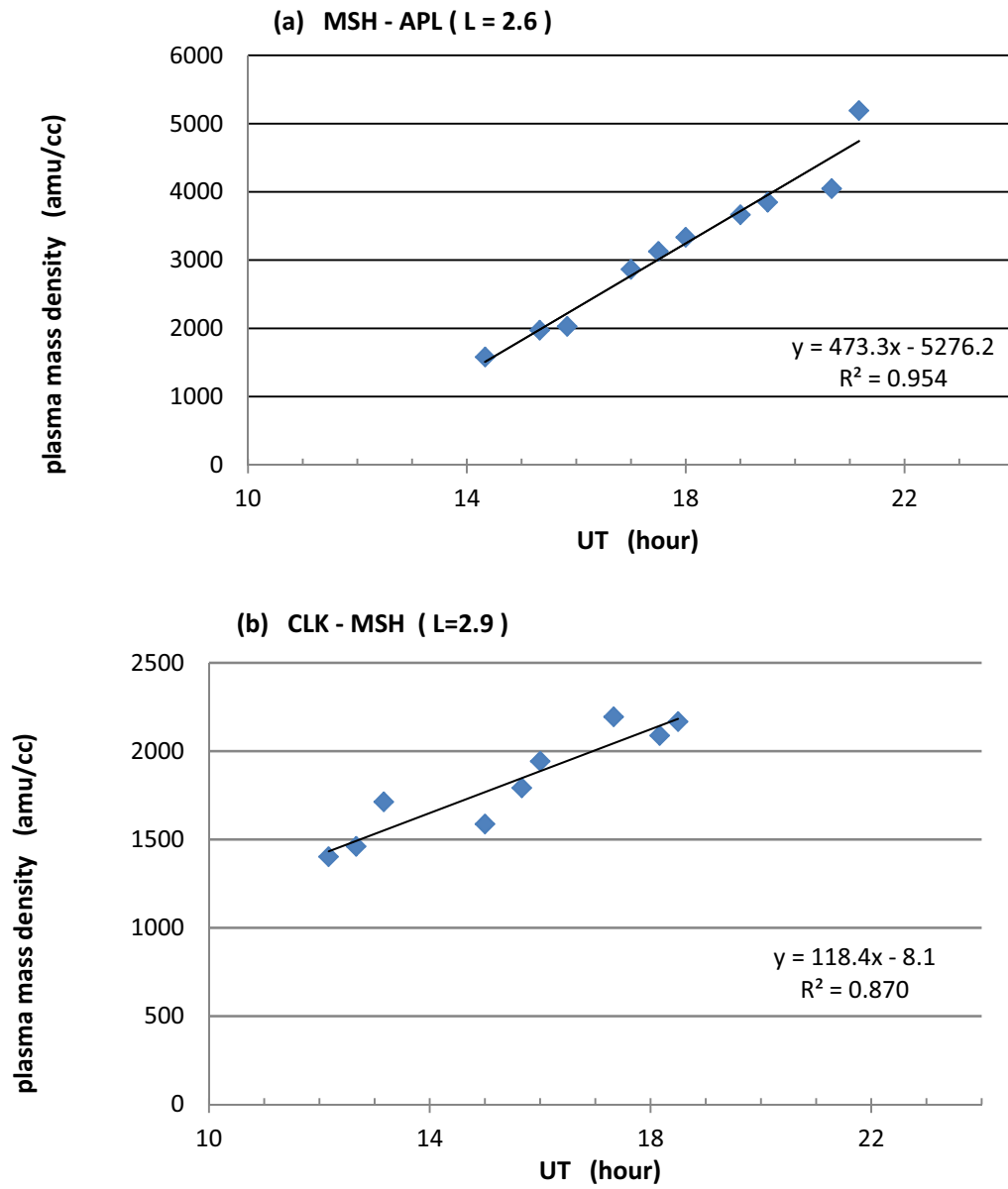


図4 4月28日のL=2.6 (a)とL=2.9 (b)におけるプラズマ質量密度の時間変化

プラズマ密度の単位時間当たり変化量

次に4月25-28日の単位時間当たりのプラズマ密度上昇率を計算した。図4は4月28日のL=2.6 (a) と L=2.9 (b) におけるプラズマ密度の時間変化を示している。図中の直線はデータに最もよく一致する直線を最小二乗法により求めたもので、その傾きから1時間あたりのプラズマ密度増加量はL=2.6で473 amu/cc/hour、L=2.9で118 amu/cc/hourと算出された。同様の解析を4月25日~27日の各データについても行った結果を表2に示す。比較のため、過去のデータ解析研究の結果も合わせて掲載している。本研究による2001年4月28日の観測以外はいずれも磁気嵐が回復相に入った直後1~3日の密度上昇を調べたものである。我々の結果も含め、ほとんどの解析結果で同一イベント内ではL値の小さいほうが単位時間当たりの密度上昇率が大きい。これはL値が大きい磁束管ほど長く、電離圏における単位面積当たりの体積も大きくなるためと考えられる[14]。

また、今回解析した結果のうち4月25日~27日の密度上昇率は過去の解析結果と同程度の大きさであったのに対し、4月28日の密度上昇率は突出して大きかった。2001年6月19日の密度変化も同程度に大きいがこのイベントではL値の大きい観測点でより高い上昇率が見られ、通常とは違った密度上昇メカニズムが働いていたのかもしれない。

表2 プラズマ密度の単位時間当たり変化量

Source and Date	Increasing Rate of Plasma Mass Density [amu/cc/hour]						
	L=2.0	L=2.3	L=2.6	L=2.9	L=3.1	L=3.3	L=3.8
Our Observation							
25 Apr 2001	-	-	181	40	-	-	-
26 Apr 2001	-	-	52	33	-	-	-
27 Apr 2001	-	-	79	58	-	-	-
28 Apr 2001	-	-	473	118	-	-	-
Chi et al., 2000							
25 Sep 1998	200	-	-	-	-	-	-
Obana et al., 2010							
11 Mar 2004	-	248	110	-	-	39	13
25 Apr 2001	-	-	-	27	19	-	-
26 Apr 2001	-	-	-	32	23	-	-
18 Jun 2001	-	-	-	46	70	-	-
19 Jun 2001	-	-	-	98	106	-	-

4. 考察

本研究の解析結果から、磁気嵐 2 の主相期間にあたる 4 月 28 日に突出して大きなプラズマ密度上昇率が観測された。しかしはじめに述べたように、磁気圏対流の消長と連動して起こるプラズマ圏の密度変動は通常、対流の発達とともに密度低下を起こす。本研究の解析期間に常とは逆の密度変化が起こっていた理由を考察する。

太陽風動圧の急増による磁気圏前面の圧縮

図 2 で示したように 28 日のはじめ、太陽風の密度・速度が急激に上昇している。これにより動圧が急増し磁気圏前面が圧縮されたと考えられる。実際 Dst 指数にも 40 nT の急激な上昇が観測されており、この圧縮の影響で昼側プラズマ圏も圧縮され密度の急上昇が起こったのかもしれない。しかし太陽風動圧変化が $L=2\sim3$ ほどの深内部磁気圏まで圧縮したと考えるのは難しい。また圧縮過程の終了後はプラズマ密度は高止まりすると考えられるが、実際には Dst 指数の立ち上がり後 20 時間以上にわたって継続的に密度上昇が観測されており、これを説明するのは難しいかもしれない。

対流による夜側からのプラズマ流入

磁気圏対流は磁気圏尾部から昼側へ向けて大規模なプラズマと磁束管の運動を引き起こすので、プラズマ圏浸食の初期段階で夜側のプラズマ圏界面が内側へ入り込む。このことは観測からも確かめられているが[15]、昼側方向へ移送されたプラズマがその後どこからどのように消費されるのか、いまだ明らかにはなっていない。本研究で観測された 4 月 28 日のプラズマ密度上昇は、夜側からのプラズマの輸送によるものかもしれない。IMF の南向き成分と Dst 指数、どちらの指標も磁気圏対流が少なくとも 29 日の初めごろまでは継続していたことを示しており、継続的なプラズマ供給が可能であったことを示唆している。しかしながら、このモデルでは朝方や夕方領域へのプラズマ供給は容易であるが、正午付近の領域へ供給するのは難しいかもしれない。今後モデル計算等を行って確認する必要があるだろう。

対流による共回転速度の遅延

磁気圏対流の増大によるもうひとつの影響として、午後側における磁束管の共回転の遅延を考える。磁気圏内の磁束管の運動は磁気圏対流電場と共回転電場の重ね合わせで生まれる電場に支配され、共回転が支配的なプラズマ圏内においても磁束管の回転速度は 10%程度共回転から遅れている[16]。磁気圏対流は午後側の共回転を妨げる方向に働くので、対流が強まればこの遅延はさ

らに増大する。その結果、午後側では地上の「定点観測」で東側からずれてきた磁束管を観測していることになり、電離圏からのプラズマ供給量が一定でもプラズマ密度上昇率が見かけ上、上昇すると考えられる。

今後の課題

4月28日のプラズマ密度異常上昇を定性的に説明するいくつかのモデルを考察した。すでに述べたように、いずれか一つのモデルで十数時間にわたって継続された密度上昇を説明するのは難しく、いくつかのメカニズムの複合と考えたほうがよいかもしれない。今後ほかの経度線の観測データや電子密度変化等と比較して全球的な密度変化を調べる必要がある。

また、夜側プラズマ圏界面の移動や午後側での共回転遅延は、プラズマ圏浸食期におけるプラズマ流失過程を考える上で重要で、夜側のプラズマがどこまで達し、その後どこからどのように流出するのかはまだ明らかになっていない。我々の解析結果は夜側のプラズマが昼側に一旦吹き寄せられていることを示唆している。さらに29日以降プラズマ密度が高止まりしていることから、流出メカニズムが作動するためには何らかの条件や閾値があり、このイベントでは作動しなかった可能性も示唆している。磁気嵐2はDst指数の最小値が -47nT に満たない小規模な磁気嵐であることが関係していたのかもしれない。今後さらに解析例を増やし、明らかにすべき課題である。

5. まとめ

2001年4月20日から5月6日に北米大陸の中緯度帯で観測された地磁気データを解析し $L=2.6, 2.9$ の磁束管における17日間のプラズマ密度変化を調べた。この期間には4月21日と28日に二つの磁気嵐が発生している。一つ目の磁気嵐ではプラズマ密度はわずかに減少し、回復相開始4日目から再充填とみられる連続的な密度上昇が見られた。平均的な密度上昇率は $L=2.6$ で $50\sim 180\text{ amu/cc/h}$ 、 $L=2.9$ で $30\sim 60\text{ amu/cc/h}$ であった。これは過去に観測された磁気圏回復相におけるプラズマ圏再充填率とほぼ一致する。一方4月28日に始まった磁気嵐ではプラズマ密度の減少は見られず、逆に28日に急激なプラズマ密度の上昇が観測された。プラズマ密度上昇率は $L=2.6$ で 473 amu/cc/h 、 $L=2.9$ で 118 amu/cc/h に達しており、過去の研究と比較しても突出して高い上昇率であった。

磁気嵐開始後に異常に高いプラズマ密度上昇が生じた理由を考えるために、太陽風動圧の急増による磁気圏前面の圧縮、対流による夜側からのプラズマ流入、対流による共回転速度の遅延の3つのモデルを考察した。夜側からのプラズマ流入と共回転速度の遅延は、密度上昇が十数時間継続的に続いたことを定性的によく説明できる。今回得られた結果は磁気嵐開始後、夜側から昼側へプラズマが移送され、午後側でよどみを形成したことを示しているのかもしれない。さらに

他の経度線上でも解析を進め、全球的な密度変動を明らかにするとともに、モデル計算を行い数
量的比較研究を行ってプラズマ圏の浸食過程におけるプラズマ流出経路を解明することが今後の
課題である。

謝辞

本研究で使用した地磁気データは MEASURE 地磁気観測網で観測され、UCLA 地磁気データセンター
を通じて供給されました。データを提供いただきました Mark Moldwin 博士とカリフォルニア大学ロサンゼ
ルス校地球惑星物理学研究所および地球宇宙科学科の研究チームに感謝いたします。

参考文献

- [1] Park, C.G., “Whistler observation of the interchange of ionization between the ionosphere and the
protonosphere”, *J. of Geophys. Res.*, 75 (22), 4249-4260 (1970).
- [2] Chappell, C. R., K. K. Harris, and G. W. Sharp, “A Study of the Influence of Magnetic Activity on the
Location of the Plasmopause as Measured by OGO 5”, *J. of Geophys. Res.*, 75 (1), 50-56 (1970).
- [3] Nishida, A., “Formation of plasmopause, or magnetospheric plasma knee, by the combined action of
magnetospheric convection and plasma escape from the tail”, *J. Geophys. Res.*, 71, 5,669 (1966).
- [4] Park, C.G., “Some Features of Plasma Distribution in Plasmasphere Deduced from Antarctic Whistlers”,
J. of Geophys. Res., 79 (1), 169-173 (1974).
- [5] Abe, T., B. A. Whalen, A. W. Yau, S. Watanabe, E. Sagawa, and K. I. Oyama, “Altitude profile of the
polar wind velocity and its relationship to ionospheric conditions”, *Geophysical Research Letters*,
20(24), 2825-2828 (1993).
- [6] Krall, J., J. D. Huba, and J. A. Fedder, “Simulation of field-aligned H(+) and He(+) dynamics during
late-stage plasmasphere refilling”, *Annales Geophysicae*, 26(6), 1507-1516 (2008).
- [7] Sugiura, M., and C. R. Wilson, “Oscillation of the Geomagnetic Field Lines and Associated Magnetic
Perturbations at Conjugate Points”, *J. of Geophys. Res.*, Vol. 69, pp.1211 (1964).
- [8] Baransky, L.N., Y.E. Borovkov, M.B. Gokhberg, and S.M. Krylov, “The Gradient-Method of Measuring
the Resonance Frequencies of Magnetic-Field Lines”, *Izvestiya Akademii Nauk Sssr Fizika Zemli* (8),
74-91 (1985).
- [9] Waters, C.L., F.W. Menk, B.J. Fraser, and P.M. Oswald, “Phase-Structure of Low-Latitude Pc3-4
Pulsations”, *Planetary and Space Science*, 39 (4), 569 (1991).
- [10] Singer, H.J., D.J. Southwood, R.J. Walker, and M.G. Kivelson, “Alfven wave resonances in a realistic
magnetospheric magnetic field geometry”, *J. of Geophys. Res.*, 86, 4589-4596 (1981).
- [11] Takahashi, K., R.E. Denton, R.R. Anderson, and W.J. Hughes, “Frequencies of standing Alfven wave
harmonics and their implication for plasma mass distribution along geomagnetic field lines: Statistical
analysis of CRRES data”, *J. of Geophys. Res.-Space Physics*, 109 (A8) (2004).
- [12] Vellante, M., and M. Forster, “Inference of the magnetospheric plasma mass density from field line

- resonances: A test using a plasmasphere model”, *J. of Geophys. Res.-Space Physics*, 111 (A11) (2006).
- [13] Chi, P.J., C.T. Russell, S. Musman, W.K. Peterson, G. Le, V. Angelopoulos, G.D. Reeves, M.B. Moldwin, and F.K. Chun, “Plasmaspheric depletion and refilling associated with the September 25, 1998 magnetic storm observed by ground magnetometers at L=2”, *Geophysical Research Letters*, 27 (5), 633-636 (2000).
- [14] Obana, Y., F. W. Menk, and I. Yoshikawa, “Plasma refilling rates for L=2.3-3.8 flux tubes”, *J. of Geophys. Res.-Space Physics*, 115, A03204, doi:10.1029/2009JAA014191 (2010).
- [15] Murakami, G., M. Hirai, and I. Yoshikawa, “The plasmopause response to the southward turning of the IMF derived from sequential EUV images”, *J. of Geophys. Res.-Space Physics*, 112(A6), 7 (2007).
- [16] Sandel, B. R., J. Goldstein, D. L. Gallagher, and M. Spasojevic, “Extreme Ultraviolet Imager observations of the structure and dynamics of the plasmasphere”, *Space Science Reviews*, 109(1-4), 25-46 (2003).