

ニュージーランド地磁気観測網データを用いた プラズマ圏質量密度季節変動の研究

A study of annual variation in plasmaspheric mass density using data from the New Zealand magnetometer array

尾花 由紀^{*1}, 井田 恭平^{*1, *2}
Yuki Obana^{*1}, Kyohei Ida^{*1, *2}

Abstract

Equatorial plasma densities at $L = 2.6$ Re at 170°E are studied using magnetic data obtained at the Middlemarch and the Eyrewell stations in New Zealand. The mass density is the lowest in the December, the second and the third lowest in the June and the April months, respectively, and the highest in the September month. This arises because the configuration of the geomagnetic field causes an asymmetry in ionospheric solar illumination at conjugate points. At the New Zealand meridian the $L = 2.6$ Re field line has its foot point near 45° geographic latitude in the southern hemisphere but near 54° latitude in the northern hemisphere. In December, the extended hours of darkness in the northern hemisphere would allow the plasmasphere to drain.

1. はじめに

プラズマ圏は高度約 1000km から地球半径数倍程度までの領域に存在する、電離圏起源の冷たい (~ 1 eV) プラズマが高密度 (~ 10000 #/cc) に濃集した領域である。プラズマ圏の密度分布やその時間変化は領域内に存在するプラズマ波動や磁気流体波の特性を決定し、波動の伝播に影響を及ぼす。これらの波動は波動・粒子相互作用を介して放射線帯粒子の加速・消失メカニズムにかかわっていると考えられており、これら一連の過程を通して eV 帯のプラズマ圏プラズマが MeV 帯の放射線帯粒子の消長に関与しているのである。ゆえに、プラズマ圏の分布を明らかにし、また精度の高いモデルを構築することは、宇宙天気を予報し、宇宙の安全利用を広げる意味でも重要であるが、現状ではまだ十分な知見がそろっていないと言いき難い。

プラズマ圏の観測手段としては、まず人工衛星で軌道沿いのプラズマ粒子を直接観測する手法が挙げられる。宇宙プラズマの直接観測は人工衛星時代の到来とともに始められ、様々な粒子種の密度や組成比など、多くの事実を解明してきた[1]。しかし、プラズマ圏粒子は磁気圏に存在するプラズマの中で最も低エネルギーのものであり、その直接観測は衛星帯電による遮蔽の影響を受けやすいという本質的な弱点を抱えている。そのため、近年では eV 帯の直接粒子観測は行われていない。

*1 大阪電気通信大学 工学部 基礎理工学科, *2 株式会社フォーラムエンジニアリング

一方、様々なリモートセンシング技術が開発され、現在に至るまで多くの観測成果をもたらしている。VLF 周波数帯の *whistler* 波を用いて赤道面電子密度を推定する方法では、プラズマ圏の基本構造や磁気圏擾乱に伴って縮小・拡大する描像が明らかにされた[e.g., 2]。また Reinish et al. [3]は IMAGE 衛星からの *sounding* 観測により、磁力線沿いの電子密度分布を明らかにした。1990 年代の後半には、 He^+ の共鳴散乱光を利用してプラズマ圏の 2 次元スナップショットを撮像する技術が開発された。のぞみ衛星[4]、IMAGE 衛星[5]、かぐや衛星[6]などに搭載されたカメラにより、プラズマ圏の全体像が明らかにされ、様々な局所構造が発見された。これらの構造は *shoulder*, *plume*, *notch* などと呼ばれ、その形成過程を解明することは現在のプラズマ圏研究の重要課題である。上記の手法は電子や He^+ など、特定の種類の荷電粒子を測定するものであるが、プラズマ圏プラズマを構成する全粒子種の寄与を合算したプラズマ質量密度を測定する手法もある。これには ULF 周波数帯の地磁気脈動が、しばしば磁力線共鳴振動の特徴を示すことを利用する。地磁気や衛星観測の磁場・電場等のデータから共鳴振動周波数を抽出し、磁力線の形状と磁力線沿いの密度分布をモデルで与えることで、赤道面のプラズマ質量密度を推定する方法である [e.g., 7]。本研究でも、この手法を用いる。

これらの観測結果をもとに、多数のプラズマ圏モデルが提案されてきた[e.g., 8, 9, 10]。モデルによって入力パラメーターの選択が少しずつ異なるが、おおむね磁気圏内の位置、磁気圏擾乱度、太陽活動度、日付(季節)などに応じたプラズマ密度を算出するものである。磁気圏内の位置は地球中心からの距離や緯度が考慮されており、経度による密度変化を考慮したグローバルなモデルは、我々の知る限り出ていない。しかしながら、近年のプラズマ圏研究では磁気圏擾乱に伴う局所構造の形成過程が重要な課題であり、また磁気圏環境が静穏な期間の密度についても、重大な経度依存が存在するとの研究が発表されている。

Clilverd et al. [11]は $L = 2.5 \sim 5.0 \text{ Re}$ のプラズマ圏電子密度の季節変化を調べた。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。解析の結果、アメリカ経度帯では最大の季節変化が見られる ($L = 2.5 \text{ Re}$ における 12 月/6 月の密度比が 2.6) 一方、アジア経度帯では季節変化がほとんど見られないことを指摘した。Menk et al. [12]では、Clilverd の解析をさらに進め、 $L = 2.5 \text{ Re}$ の電子密度、 He^+ 密度、質量密度すべてにおいてアメリカ経度帯では最大の季節変化が見られ、アジア経度帯では季節変化がほとんど見られないことを明らかにした。これらの研究では、電子密度と He^+ 密度については、人工衛星データを用いてすべての経度帯の調査が行われたが、質量密度については地磁気観測のデータを使うため、その観測点配置の偏りによる空白部分がある。特にニュージーランド経度線は Clilverd によって電子密度変化が詳しく調べられ、アメリカともアジアとも異なる季節変動が指摘されているにもかかわらず、質量密度は調べられていない。

我々は磁力線共鳴振動の詳細観測を目的に、2011 年 3 月よりニュージーランドに新しい地磁気観測網を展開してきた。本研究はこのデータを用いてニュージーランド経度帯のプラズマ圏密度を統計的に調べた初めての研究である。12 月/6 月の密度比を調べて Clilverd,

Menk との比較を行ったほか、4 月、9 月の密度も調べ、年変化と半年変化の特徴を明らかにし、その原因について考察を行った。

2. データと解析方法

データセット

本研究では、ニュージーランド地磁気観測網の Middlemarch (MDM 緯度 45.6°S, 経度 170.1°E, L 値 2.7 Re) と Eyrewell (EYR, 43.4°S, 172.4°E, 2.4 Re) で 2011 年 6 月、9 月、12 月、2012 年 4 月、6 月に観測された地磁気データを用いて解析を行った。MDM は大阪電気通信大学で、EYR は Institute of Geological and Nuclear Sciences (GNS Science) で運用している観測点で、いずれも一秒ごとに地磁気 3 成分を記録している。表 1 にこれらの観測点の詳細を、図 1 に位置を示す。2 点の中間点の L 値は $L = 2.6 \text{ Re}$ であるので、このデータからニュージーランド経度線上の $L = 2.6 \text{ Re}$ の磁気圏赤道面におけるプラズマ質量密度を得ることができる。ニュージーランド国内における地磁気観測は、これまで ULF 波動の解析に必要な高速サンプリングがほとんど行われてこなかった。1994 年から観測が行われている EYR でも 1 秒サンプリングが開始されたのは 2010 年以降である。磁力線共鳴振動周波数の精密な同定には 2 点以上の観測点データが不可欠であり、我々が MDM での観測を 2011 年 3 月に開始したことで初めてこの地域でのプラズマ質量密度の測定が可能となった。

日時の選択

磁気圏擾乱によるプラズマ密度変化の影響を極力避けるために、以下の手順でデータを選択を行った。まず国際 10 磁気静穏日 (地磁気擾乱指数の一種である Kp 指数を基に、擾乱が小さい順に各月上旬位 10 日を選んだもの) の中から Dst 指数 (磁気嵐の大きさを表す指数。磁気嵐の際、内部磁気圏に発生する環電流が地球磁場を減少させる大きさで表される。単位は nT) が -50 nT 以上下がった日から 2 日以内、または -100 nT 以上下がった日から 3 日以内の日は除外して、各月 5 日ずつを選んだ。これは、磁気嵐が発生するとプラズマ圏が外側から剥ぎ取られて密度が下がり、回復に数日かかるといわれているためである。回復に要する時間は L 値が大きくなるほど長くなり、Obana et al. [7] の報告では $L = 2.6 \text{ Re}$ で 3 日程度とされている。ただし、ごく小規模の磁気嵐ではプラズマ圏の剥ぎ取りも小規模であるため、Dst 指数の変化が -50 nT 未満の場合は考慮外とし、 -100 nT 未満の場合は 2 日以内を除外するにとどめた。なお、2011 年 6 月に限り、データに欠損が多く 3 日分のみの解析となった。選択した静穏日の一覧を表 2 に示す。さらに、日変化の影響を避けるために、地方時 9:30–14:30 時のデータのみを用いた。一日 24 時間のデータを平均せず、正午付近の時間帯のみを用いるのは、磁力線共鳴振動がよく検出されるのが電離層に日が当たっている時間帯に限られるためである。そのためまず安定した観測が得られない夜側を除外した。また朝方・夕方は季節によって日が当たる時刻・当たらない時刻が大きく変化するうえ、南北半球間で著しい電離層電気伝導度の非対称が生じて共鳴振動のモードが変化する

など、より複雑な問題が生こりやすい時間帯なので除外した。

解析方法

本研究で示すプラズマ質量密度は、地磁気観測データから抽出した磁力線共鳴振動周波数から求めたものである。磁力線上に励起する共鳴振動基本波の周期: T は、近似的に

$$T = 2 \int \frac{1}{v_A} dl \quad (1)$$

で表される。ここで v_A はアルヴェン速度、 dl は磁力線沿いの微小長さである。 v_A は磁束密度: B_0 、プラズマ質量密度: ρ 、真空の透磁率: μ_0 から

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (2)$$

と与えられるので、磁場モデルと磁力線沿いのプラズマ密度プロファイルを仮定することで、共鳴周期 (周波数) に対応する磁気赤道面のプラズマ質量密度が逆算できる。本研究では双極子型の磁場と地心距離に反比例してプラズマ密度が減少するモデルを仮定して計算を行った。また地磁気データから磁力線共鳴振動を抽出するにあたっては、磁力線共鳴の緯度方向の空間構造を利用して、緯度がわずかに異なる観測点間で H (南北) 成分の振幅比を調べる **gradient** 法[13]と位相差を調べる **cross-phase** 法[14]を組み合わせ用いた。1秒値地磁気変動データにサンプリング点数 2048 の高速フーリエ変換を適用して周波数解析を行い、MDM/EYR の H 成分パワー比が 1 を通過する点 (**gradient** 法) または H 成分の位相差が最大となる点 (**cross-phase** 法) を共鳴周波数として手作業で抽出する。**gradient** 法と **cross-phase** 法の結果得られる共鳴周波は多くの場合完全には一致せず、わずかにずれる。本研究ではこれを抽出された共鳴周波数が持つ不確実性の範囲とした。なお、(1) 式は近似式であるので実際の解析にあたっては磁気流体波動方程式を解く必要があるが、本研究では波動方程式を解く代わりに Vellante and Förster [15] の提案した近似式を用いた。上記の手順で推定される赤道面プラズマ質量密度は $L = 2.6 \text{ Re}$ で得られた共鳴周波数が 18.7 mHz の場合 2520 amu/cc (1 cc 当たり原子質量単位: atomic mass unit) である。近似や仮定によって生じる誤差の大きさについては Obana and Matsuo [16] で詳しく議論したのでそちらを参照されたい。

表 1 地磁気観測点の緯度、経度、L 値

観測点名	コード	緯度	経度	L 値
Eyrewell	EYR	-43.4°	172.4°	2.4Re
Middlemarch	MDM	-45.6°	170.1°	2.7Re

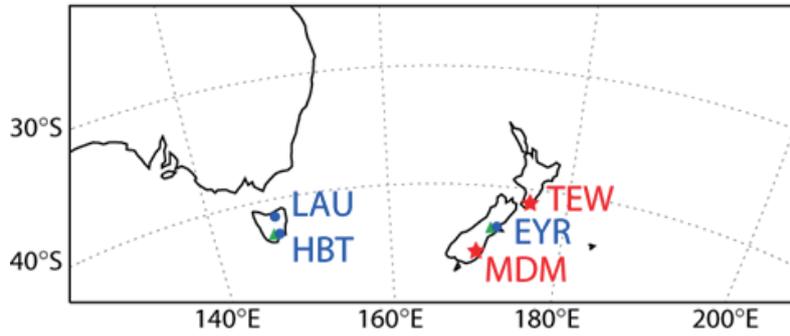


図1 地磁気観測点の位置。星印は大阪電気通信大学が運営しているもの、丸印は他の研究グループが運営しているものを示す。

表2 選択した静穏日

年月	選択した静穏日				
2011年6月	12	14	16		
2011年9月	1	2	16	19	23
2011年12月	6	15	16	17	26
2012年4月	9	11	15	16	30
2012年6月	14	15	21	22	23

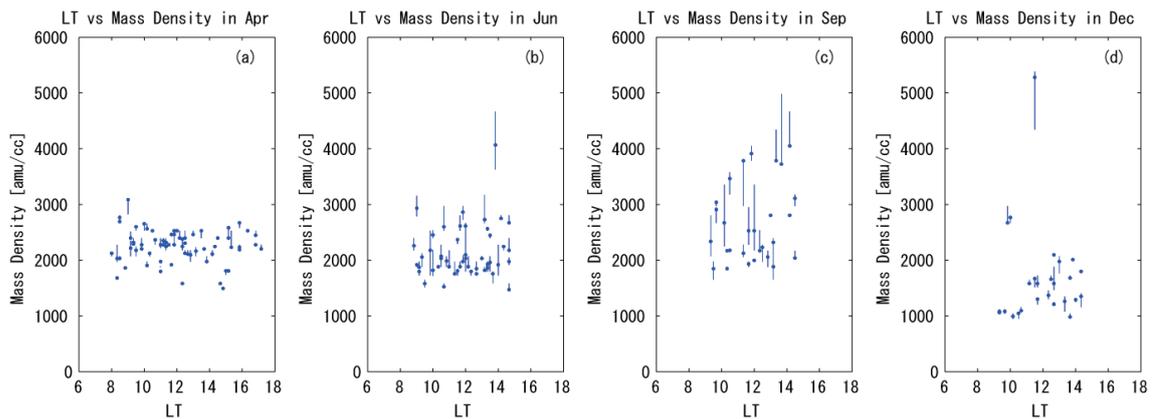


図2 地磁気データから推定された赤道面プラズマ質量密度の地方時依存性。

(a) - (d) はそれぞれ4月、6月、9月、12月のデータを示す。

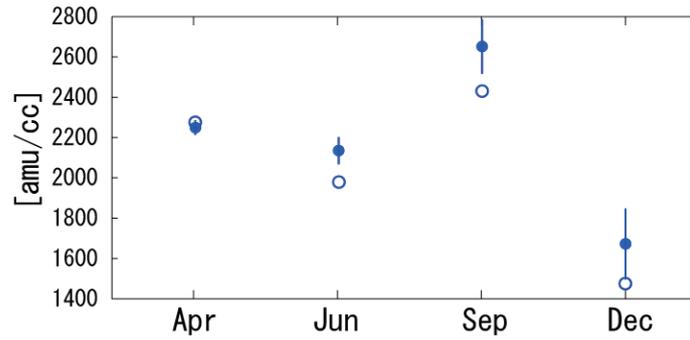


図3 月ごとのプラズマ質量密度の平均値（黒丸）、統計誤差（縦線）、および中央値（白丸）

3. 解析結果

図2は算出されたプラズマ質量密度を示す。(a)-(e)はそれぞれ4月、6月、9月、12月の質量密度で、横軸を観測点の地方時とし、すべての結果を重ねて表示している。エラーバーはgradient法とcross-phase法を使って共鳴周波数を同定する際に生じる不確実性に対応する密度の誤差範囲である。4月と6月には地方時依存は見られない(a, b)。一方9月と12月には、午後に密度の分散が大きくなる傾向が見てとれる(c-d)。しかしながら、磁気嵐後のプラズマ圏再充填に相当するような著しい日変化は見られなかった。

これらのデータから月ごとの平均値と中央値を求めた結果が図3である。黒丸が平均値、エラーバーが平均誤差、白丸が中央値を表す。平均値、中央値いずれにおいても12月の密度が最も低く、9月の密度が年間で最も高い傾向を示した。6月の密度を基準にすると、12月/6月の密度比は平均値で0.78、中央値で0.75。同じく4月/6月の密度比は1.05と1.15、9月/6月の密度比は1.24と1.23であった。

このような季節によるプラズマ密度の変化を理解するには、解析の対象となった磁力線がどの位置にfoot pointを持つか考慮する必要がある。Foot pointとは、磁力線をトレースしてある高度(ここでは電離圏高度)に下した時の足元の点である。図4は国際標準地球磁場(International Geomagnetic Reference Field: IGRF)モデルを用いて $L = 2.6 R_e$ の磁力線の高度100kmにおけるfoot pointを世界地図にプロットした図である。地理的な緯度経度に対し、foot pointの描線が蛇行していることが見て取れる。例えばニュージーランド経度線では $L = 2.6 R_e$ のfoot pointは南半球で南緯 44.5° 、北半球で北緯 54.4° にあり、地理緯度にして約 10° 北半球の方が高緯度に位置している。そのため、6月と12月で冬半球同士の日照を比較したとき、6月の冬半球(南半球)の方が12月の冬半球(北半球)よりよく日が当たるといった非対称が生じる。プラズマ圏プラズマは電離圏を期限としているので、日照の非対称が密度に影響すると考えられるのである。第4章では、この効果について、先行研究の結果とも比較しながら議論を展開する。なお、図4の青枠はMenkの結果で12月の密度上昇が見られた経度帯、黄枠は密度の年変化がほとんどないとされた経度帯を示す。

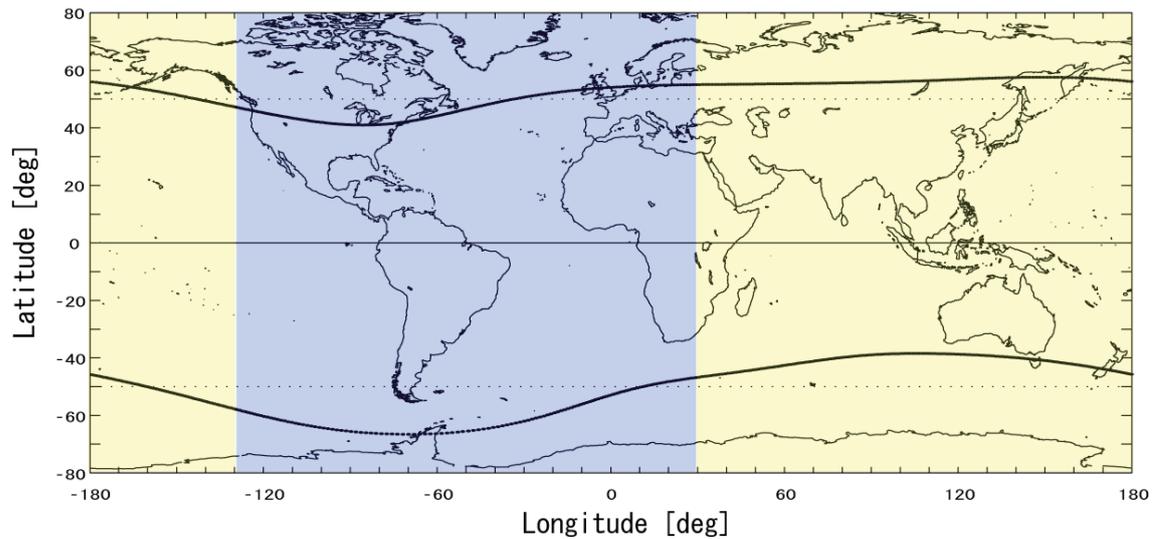


図4 L = 2.6 Re 磁力線の foot point の地理緯度変化。青枠は Menk の結果で 12 月の密度上昇が見られた経度帯、黄枠は密度の年変化がほとんどないとされた経度帯を示す。

4. 考察

静穏時の質量密度

本研究で得られた 4 月、9 月の密度平均値はそれぞれ 2250, 2652 amu/cc で、Obana et al., [7] が求めたヨーロッパ緯度帯の L = 2.6 Re, 3 月におけるプラズマ圏質量密度 (2519 amu/cc) とほぼ一致していた。この値は磁気圏がきわめて静穏な状態が 5 日間にわたって続いた後の「飽和した」プラズマ圏の密度であり、本研究の結果もほぼ飽和した状態に近いプラズマ圏の描像をとらえていると考えられるだろう。また Menk が算出した L = 2.5 Re の質量密度も概ね 2000-3000 amu/cc の範囲で推移しており、本研究の結果とほぼ一致する。

12 月/6 月密度比

図 3 で示すとおりニュージーランド経度帯では、6 月に比べ 12 月の密度が相対的に低くなっており、12 月/6 月の密度比は 0.78 であった。Menk が調べた様々な経度線上のプラズマ質量密度の 12 月/6 月の密度比は最低でも 0.9 程度であり、はニュージーランドに最も近いロシアとオーストラリア (経度差は 20 度程度) の 12 月/6 月密度比はほぼ 1 である。我々が得た値はそのどれよりも小さかった。しかしながら Menk の結果ではアメリカ経度帯の 12 月/6 月密度比が 2 以上となっており、年変化の振幅としては 0.78 は突出した値ではない。

前述のとおり、ニュージーランド経度帯の質量密度は過去に調べられていないが、電子密度や He⁺密度の年変化は過去の調査例がある。Clilverd は CRRES 衛星のデータを使って電子密度を調べ、この経度帯の 12 月/6 月密度比を 1.7 と結論付けた。Menk も CRRES 衛星のデータを使って同様の結果を出しているが、更に IMAGE-RPI のデータから電子密度の 12 月/6 月密度比を 0.84、IMAGE-EUV のデータから He⁺の 12 月/6 月密度比を 0.78 と算出して

いる。このように、12月/6月密度比はデータセットによって異なる年変化を示しているが、CRRES のデータはそのデータセットの選別方法から、著者らが論文中で磁気圏擾乱や夜側の影響が混じっている可能性を指摘している。RPI の電子密度、 He^+ 密度、我々の質量密度で12月/6月密度比がほぼ一致している事実からも、これらが静穏時のプラズマ圏を代表しているといえるだろう。

この変動は、地磁気が地理座標に対して傾いていることに起因すると考えられる。ニュージーランド付近では $L = 2.6 \text{ Re}$ の磁力線は南半球で約 45° 、北半球で約 54° の地緯度に foot point を持つ (図 4)。そのために12月は北半球の電離層がより長い時間に日が当たらない状態になり、プラズマ圏密度が下がるのだろう。Richards et al. [17] は Field Line Interhemispheric Plasma (FLIP) モデルを使って磁束管沿いのイオン密度とイオン温度、電子温度を計算し、観測された密度変化の経度依存性を説明しようと試みた。その結果、プラズマ圏密度をコントロールするのは電離層密度ではなく、電離層の熱的な圧力であると述べている。アメリカ経度帯の場合、 $L = 2.5 \text{ Re}$ の磁力線の foot point は北半球で低緯度、南半球で高緯度に偏っており、その緯度差は20度以上に及ぶ。6月には南半球が冬となり、電離圏への日照が非常に少なくなる。その結果電子温度とイオン温度が下がり、電離層の熱的圧力が下がった結果、プラズマ圏の密度が下がるのだろうと述べている。これと逆のことがニュージーランド経度帯でも起きていると考えられるかもしれない。

4月、9月の密度上昇

また、Menk, Clilverd とともに4月9月の密度は調べられておらず、本研究の新しい結果である。4月9月ともに年間で最も高い密度を示しており、半年周期の密度変化が存在することを示している。先述のモデルで考えると、この時期は両半球にほぼ等分に日照があるので夜側の電離層圧力が比較的下がりやすく、密度が高く保たれているのかもしれない。

プラズマ圏の下部に位置し、力学的につながっている電離圏では、これまでにさまざまな季節変化、年変化、半年変化が報告されており、今後プラズマ圏観測と詳細を比較する必要がある。

5. まとめ

ニュージーランドの MDM、EYR で観測された地磁気データを用いて $L = 2.6 \text{ Re}$ の静穏時のプラズマ圏質量密度を4月、6月、9月、12月それぞれについて調べた。その結果、4月と9月に密度の極大があり、12月よりも6月の方がプラズマ密度が高いことが分かった。ニュージーランド経度帯では $L = 2.6 \text{ Re}$ の磁力線の foot point は北半球で高緯度、南半球で低緯度に偏っており、その緯度差は約10度である。12月には北半球が冬となり、電離圏への日照が少なくなった結果、電離層の熱的圧力が下がり、プラズマ圏密度が下がるのだろう。この考えに基づけば、4月9月に密度が極大となることも定性的に説明できる。

謝辞

本研究で使用したEyrewell地磁気観測点のデータは、GNS ScienceのTony Hurst博士より提供いただきました。また、国際10静穏日とDst指数は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より提供されました。Middlemarchにおける地磁気観測は、名古屋大学太陽地球環境研究所との共同研究で行っています。またこの研究はJSPS科研費24740333と大阪電気通信大学スタートアップ研究費の助成を受けて行われました。

参考文献

- [1] Chappell, C. R., K. K. Harris, and G. W. Sharp (1970), A study of the influence of magnetic activity on the location of the plasmapause as measured by OGO 5, *J. Geophys. Res.*, 75, 50-56.
- [2] Park, C. G. (1974), Some features of plasma distribution in plasmasphere deduced from antarctic whistlers, *J. Geophys. Res.*, 79(1), 169–173.
- [3] Reinisch, B. W., et al. (2001), First results from the Radio Plasma Imager on IMAGE, *Geophys. Res. Lett.*, 28(6), 1167–1170, doi:10.1029/2000GL012398.
- [4] Nakamura, M., I. Yoshikawa, A. Yamazaki, K. Shiomi, Y. Takizawa, M. Hirahara, K. Yamashita, Y. Saito, W. Miyake (2000), 'Terrestrial plasmaspheric imaging by an extreme ultraviolet scanner on Planet-B', *Geophys. Res. Lett.*, 27, doi: 10.1029/1999GL010732.
- [5] Sandel, B. R., J. Goldstein, D. L. Gallagher, and M. Spasojević (2003), Extreme ultraviolet imager observations of the structure and dynamics of the plasmasphere, *Space Sci. Rev.*, 109, 25–46, doi:10.1023/B:SPAC.0000007511.47727.5b.
- [6] Yoshikawa, I., G. Murakami, G. Ogawa, K. Yoshioka, Y. Obana, M. Taguchi, A. Yamazaki, S. Kameda, M. Nakamura, M. Kikuchi, M. Kagitani, S. Okano, W. Miyake (2010), 'Plasmaspheric EUV images seen from lunar orbit: Initial results of the extreme ultraviolet telescope on board the Kaguya spacecraft,' *J. Geophys. Res.*, 115, A04217, doi: 10.1029/2009JA014978.
- [7] Obana, Y., F. W. Menk, and I. Yoshikawa (2010), Plasma refilling rates for $L = 2.3\text{--}3.8$ flux tubes, *J. Geophys. Res.*, 115, A03204, doi:10.1029/2009JA014191.
- [8] Carpenter, D. L., and R. R. Anderson (1992), An ISEE/whistler model of equatorial electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 97(A2), 1097–1108, doi:10.1029/91JA01548.
- [9] Berube, D., M. B. Moldwin, and J. M. Weygand (2003), An automated method for the detection of field line resonance frequencies using ground magnetometer techniques, *J. Geophys. Res.*, 108(A9), 1348, doi:10.1029/2002JA009737.

- [10] Ozhogin, P., J. Tu, P. Song, and B. W. Reinisch (2012), Field-aligned distribution of the plasmaspheric electron density: An empirical model derived from the IMAGE RPI measurements, *J. Geophys. Res.*, 117, A06225, doi:10.1029/2011JA017330.
- [11] Clilverd, M. A., N. P. Meredith, R. B. Horne, S. A. Glauert, R. R. Anderson, N. R. Thomson, F. W. Menk, and B. R. Sandel (2007), Longitudinal and seasonal variations in plasmaspheric electron density: Implications for electron precipitation, *J. Geophys. Res.*, 112, A11210, doi:10.1029/2007JA012416.
- [12] Menk, F. W., S. T. Ables, R. S. Grew, M. A. Clilverd, and B. R. Sandel (2012), The annual and longitudinal variations in plasmaspheric ion density, *J. Geophys. Res.*, 117, A03215, doi:10.1029/2011JA017071.
- [13] Baransky, L. N., J. E. Borovkov, M. B. Gokhberg, S. M. Krylov, and V. A. Troitskaya (1985), High-resolution method of direct measurement of the magnetic-field lines eigen frequencies, *Planet. Space Sci.*, 33(12), 1369 – 1374, doi:10.1016/0032-0633(85)90112-6.
- [14] Waters, C. L., F. W. Menk, and B. J. Fraser (1991), The resonance structure of low latitude Pc3 geomagnetic pulsations, *Geophys. Res. Lett.*, 18(12), 2293 – 2296.
- [15] Vellante, M., and M. Förster (2006), Inference of the magnetospheric plasma mass density from field line resonances: A test using a plasmasphere model, *J. Geophys. Res.*, 111, A11204, doi:10.1029/2005JA011588.
- [16] 尾花由紀, 松緒翔伍, ‘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’, 大阪電気通信大学研究論集 (自然科学編) 第 47 号 (2012 年).
- [17] Richards, P. G., T. Chang, and R. H. Comfort (2000), On the causes of the annual variation in the plasmaspheric electron density, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 62, 935–946, doi:10.1016/S1364-6826(00)00039-0.