

学位論文

衛星観測とモデリングによる地球放射線帯の研究

A study of Earth's radiation belt by the satellite observations and modeling

小松 研吾

KOMATSU Kengo

北海道大学 大学院理学研究科 地球惑星科学専攻
Division of Earth and Planetary Sciences,
Graduate School of Science, Hokkaido University

2008年6月申請

要旨

高度数 100 km から 50,000 km 以上に渡って、数 100 keV から数 10 MeV の高エネルギーの荷電粒子が地球磁場に捕らわれており、その領域を放射線帯と呼ぶ。

特に電子で構成される電子放射線帯は地磁気の活動に伴って電子フラックスが時間的・空間的に激しく変動することが知られており、その変動に関して、これまでに理論・観測の両面において精力的に研究がなされてきた。古典的には電子フラックス変動は電磁場擾乱によって生じる動径拡散による外側境界からの流入とそれに伴う加速で説明されてきたが、近年、外帯中心域での電子加速メカニズムとして波動粒子相互作用による直接加速の存在が示唆されている。しかし、未だ詳細な変動機構は明らかになっていない。また、内帯は外帯に比べ電子フラックスの変動が小さく安定に存在しており、これまであまり注目されてこなかった。

外帯中心域での直接加速が存在したとしても、その後の電子フラックスの再配置に動径拡散の機構が重要な役割を果たしていると考えられる。特にスロット領域や内帯では電子フラックスの時間的・空間的構造は動径拡散によって支配されていると考えられる。したがって、放射線帯全体のダイナミクスを理解するためには動径拡散係数の動径分布を知ることが重要である。

本研究では、動径拡散モデルを構築し、外側境界フラックス、消失の効果、動径拡散係数の各パラメータが、放射線帯電子の空間構造や電子フラックスの変動にどのような影響を与えるのかについて調べた。

また、2002年に宇宙航空研究開発機構によって打ち上げられた衛星つばさ (MDS-1) による放射線帯粒子の観測データを用いて、異なるエネルギーにおける各粒子種の空間分布について解析した。また、地磁気の変動に伴う放射線帯電子フラックスの変動の様子も解析した。更に、比較的静穏な期間での 0.40-0.91 MeV の電子フラックスの観測値から電子の消失の時定数 (寿命) を求めた。 $L = 2.7$, $L = 3.0$, $L = 3.3$ におけるこのエネルギーの電子の寿命は数日から数 10 日程度であり、これはプラズマ圏ヒスについて理論的に得られる値とほぼ一致する。

時間変化を考慮した動径拡散モデルでは Brautigam and Albert (2000) により定式化

された Kp 依存の動径拡散係数が慣習的によく用いられる。この動径拡散係数は磁場擾乱とサブストームに伴う対流電場擾乱の概念を基にした理論を用いて、外帯における電場や磁場の観測とを併せた経験的な動径拡散係数をスロット領域・内帯まで外挿してシミュレーションを行うとスロット領域・内帯での電子フラックスが極めて過大になり、観測結果を再現することができない。スロット領域を形成する消失の効果が強めた場合でも、スロット領域への電子の過剰な流入は避けられず、動径拡散係数の空間分布が不適切であることが明らかとなった。

つばさによる電子フラックスの観測値を用いて動径拡散係数を見積もると、 $2.5 < L < 4.0$ の範囲では Brautigam and Albert(2000) による静電場擾乱による動径拡散係数よりも空間勾配がきつくなることがわかった。ただし、 $L < 2.5$ では高い精度での電子フラックスの空間分布や時間変化、消失の時定数が必要となるため、今回用いたデータと手法では動径拡散係数の厳密な特徴を捉えることは困難である。

この動径拡散係数は、スロット領域や内帯では磁場擾乱よりもむしろ静電場擾乱による効果大きい。これまで動径拡散を引き起こす対流電場擾乱の大きさは磁気圏全体に渡って一様であると考えられてきた。しかし、本研究の結果から、そのような条件では観測で得られる電子放射線帯のスロット領域・内帯をシミュレーションによって再現することができないことがわかった。したがって、対流電場擾乱の大きさは磁気圏内で一様ではないと考える必要がある。そこで、つばさの電子フラックスの観測値から得た動径拡散係数から静電場擾乱の大きさを見積もった。その結果、 $2.5 < L < 4.0$ の範囲で静電場擾乱は空間的に勾配を見いだした。

以上の結果から、対流電場擾乱の大きさを L の 1 次関数として地球へ近づくほど小さくなるモデルを仮定し、シミュレーションを行った。その結果、スロット領域・内帯を形成し、観測で見られるように、磁気嵐時にスロット領域に流入した電子がその後、内側へ流入し内帯と一体となる様子を再現することができた。ただし、このモデルでも大きな磁気嵐時に流入する電子が過大となる。これは、Brautigam and Albert(2000) の磁場擾乱による動径拡散係数が大きすぎることによる。磁場擾乱による動径拡散係数を便宜的に $1/10$ とし、対流電場擾乱の大きさを L の 1 次関数とした場合のシミュレーションを行うと全ての領域で電子フラックス変動の様子が観測とよく合うことがわかった。

観測で見られるような内帯での動径拡散を再現しつつ電子フラックスが過大とならないためには、静電場擾乱の大きさが L に依存し、地球に近づくにつれて小さくなっていく必要がある。このことは、動径拡散を引き起こすサブストームに伴う対流電場の振動の大きさが磁気圏全体で一様には伝わらず、地球に近づくにつれて減衰することを示唆する。

目次

要旨	i
第 1 章 研究背景と目的	1
1.1 放射線帯	1
1.1.1 電子放射線帯	2
1.1.2 陽子放射線帯	2
1.1.3 その他の粒子	3
1.2 放射線帯電子フラックスの変動	3
1.3 放射線帯電子の輸送	7
1.4 本研究の目的	8
第 2 章 放射線帯のモデリング	11
2.1 Fokker-Planck 方程式	11
2.2 動径拡散係数	12
2.3 波動粒子相互作用による消失	13
2.4 境界条件	15
2.5 数値計算の手順	17
第 3 章 数値計算	19
3.1 計算設定	19
3.2 平衡構造	19
3.3 動径拡散係数の修正	21
3.4 外側境界条件の影響	22
3.5 消失の効果	24
第 4 章 衛星つばさによる放射線帯の観測	27
4.1 衛星つばさ (MDS-1)	27

4.1.1	衛星概要	27
4.1.2	放射線吸収線量モニタ (SDOM)	28
4.1.3	重イオン観測装置 (HIT)	28
4.2	データセット	28
4.3	空間構造	30
4.4	放射線帯粒子フラックスの変動	31
4.5	動径拡散係数	55
4.5.1	解析手法	55
4.5.2	結果	56
4.6	消失の時定数 (寿命)	58
4.6.1	解析方法	58
4.6.2	結果	58
第 5 章	数値計算結果と観測結果の比較	61
5.1	静電場擾乱の動径分布	61
第 6 章	結論	69
	謝辞	73
付録 A	放射線帯粒子の運動	75
1.1	磁場内の荷電粒子の運動	75
1.1.1	旋回運動	75
1.1.2	バウンス運動	76
1.1.3	ドリフト	77
1.2	断熱不変量	78
付録 B	Fokker-Planck 方程式	81
2.1	Liouville の定理	81
2.2	Boltzmann 方程式	82
2.3	Fokker-Planck 方程式	83
2.4	微分フラックス	87
	参考文献	89

第 1 章

研究背景と目的

1.1 放射線帯

放射線帯は地球磁場に捕らわれた高エネルギーの荷電粒子が集まった領域である。その領域は高度約 1,000 km から 50,000 km 以上にわたって広がっており、主に数 100 keV から数 10 MeV の陽子や電子からなる高エネルギーの粒子の集まりである。

放射線帯は Van Allen らによって 1958 年に打ち上げられた Explorer I (1958 年 1 月), III (1958 年 3 月), IV (1958 年 7 月) の放射線計測により発見され (Van Allen et al., 1958; Van Allen and Frank, 1959), 続く Pioneer I (1958 年 10 月), III (1958 年 12 月), IV (1959 年 3 月), Sputnik III (1958 年 5 月) などの観測によってその構造が明らかとなった (図 1.1)。Van Allen らにより 1958 年に発見されて以降、放射線帯は SAMPEX (Baker et al., 1993), CRRES (Vampola, et al., 1992) などの多くの人工衛星による観測が行われ、理論的なアプローチと共にその空間的・時間的構造が調べられてきた (Freeman, 1964; McIlwain, 1966; Williams et al., 1968; Lyons and Thorne, 1973)。

放射線帯粒子は太陽風粒子を根本的な源として、磁気圏への侵入時やその後の磁気圏内での未知・既知の様々な過程を経ることで加熱を受けて、地球磁気圏内では最も高エネルギーの粒子となっている。したがって、放射線帯の研究は磁気圏内で起こる様々なダイナミクスを解明する上で重要である。また、地球で観測される宇宙線などの高エネルギー粒子が宇宙空間でどのようにして生成されるかという粒子加速機構を知る手がかりとなる。

1.1.1 電子放射線帯

数 10 keV から数 MeV の高エネルギー電子からなる電子放射線帯は約 $1.1 - 2.5 R_E$ (R_E は地球半径 = 6378 km) に存在する内帯と約 $3.0 - 7.0 R_E$ に存在する外帯に分かれており、二重構造をしている (図 1.1). 内帯と外帯の間は電子フラックスが急激に減少しており、スロット領域と呼ばれる。内帯の起源としてアルベド中性子崩壊による説明がある (Walt, 1996). 高エネルギーの宇宙放射線 (~ 10 GeV) が地球の高層大気に衝突することで生じるアルベド中性子が、宇宙空間に飛び出す間に崩壊し高エネルギーの電子を生成する (CRAND:the Cosmic Ray Albedo Neutron Decay). それが地球磁場に捕捉され放射線帯粒子になるというものである。陽子放射線帯はこの機構によって説明できる可能性があるが、電子については CRAND による供給だけでは不十分であると考えられている (Beutier and Boscher,1995). 外帯の電子フラックスのピーク位置はおよそ $4.0 - 5.0 R_E$ に存在し、太陽活動に伴う太陽風速度の変化や磁気嵐などの磁気圏環境の変化に伴い、電子フラックスが空間的にも時間的にも激しく変動することが知られており (Baker et al., 1994), その変動メカニズムの解明は近年の放射線帯研究の中心課題となっている (e.g. Horne, 2007).

1.1.2 陽子放射線帯

数 100 keV から数 10 MeV の高エネルギー陽子からなる陽子放射線帯は $1.1 - 4.0 R_E$ に存在する。電子放射線帯とは異なり一重の構造である (図 1.1). 陽子放射線帯は電子放射線帯に比べ、比較的安定に存在している。磁気嵐に伴う陽子フラックスの変化は電子の場合ほど激しいものではなく、外縁部での変動は見られるが中心領域での変化はあまり見られない。陽子放射線帯は主として、アルベド中性子の崩壊によって生じた陽子であると考えられている (Beutier and Boscher,1995). 陽子放射線帯の研究は Albert et al (1998a,b) による衛星 CRRES の観測や Bourdarie et al. (1997) のシミュレーションなどがあるが電子放射線帯ほどよく調べられていない。

1.1.3 その他の粒子

放射線帯には上記の粒子の他に、より重い 粒子や重イオンが存在する。これらは粒子フラックスが非常に小さく放射線帯の主要な成分ではないため、これまでにほとんど調べられていない。しかし、電子や陽子に比べ質量が大きく、そのエネルギーは大きいので、地球近傍での人類の宇宙活動にとってはこれらの粒子空間分布やフラックス強度、その変化などを調べることは重要であると考えられる。

1.2 放射線帯電子フラックスの変動

放射線帯が発見された当初、放射線帯は一般には安定に存在しているものと考えられていた。しかし、その後の多くの衛星による観測により、太陽活動に伴う太陽風速度の変化や地球磁気圏の電磁場擾乱によって、特に電子放射線帯外帯の電子フラックスは空間的にも時間的にも激しく変動することが再発見された (e.g., Baker et al., 1994). Li et al., (1997), Li and Temerin (2001), Friedel et al., (2002) などにレビューや総括的な議論がある。

放射線帯電子フラックスの変動は、典型的には磁気嵐に伴って起こることが知られている (Baker et al., 1986)。電子フラックスは磁気嵐主相において数時間程度で急激に減少し、回復相で数時間から数日かけて回復する。電子フラックスはエネルギーの低いものの方が早く回復し、エネルギーの高いものの回復は遅い傾向にある (Li et al., 1997; 1999)。更に、電子フラックスの回復増加は L 値の低い領域 ($L \sim 4$) から始まる (Baker et al., 1994; Li et al., 1997, 1999; Obara et al., 2001)。磁気嵐に伴う放射線帯電子フラックスの変動は磁気嵐を引き起こす太陽風の構造によってその様子が異なり、CIR (Co-rotating Interaction Region) による磁気嵐の際の電子フラックスの増加は、CME (Coronal Mass Ejection) によるもの場合に比べて大きく、磁気嵐の大きさに依存しないことがわかっている (Miyoshi and Kataoka, 2005)。また、磁気嵐後に放射線帯電子フラックスが磁気嵐前の値を超えて増加するのは磁気嵐の半数であるという統計結果もある (Reeves et al., 2003)。

一方、内帯は外帯に比べ電子フラックスの変動が小さく安定に存在しているが、大きな

磁気嵐時には外帯の電子がスロット領域を埋め、内帯まで進入してくる様子が観測されている (Baker et al., 1994; 小松・渡部, 2007).

地磁気の活動に伴う放射線帯電子フラックスの時間的・空間的な変動, すなわち, 高エネルギーの放射線帯電子の生成・消滅・輸送に関して, これまでに理論・観測の両面において精力的に研究がなされてきたが, 未だ詳細な機構は明らかになっていない.

放射線帯粒子は磁力線の周りを螺旋状に運動する旋回運動, 南北にあるミラーポイントと呼ばれる地点を磁力線に沿って往復運動するバウンス運動, 地球の周囲を回るドリフトの三つの周期的な運動をする (第二章参照). この周期的な運動に対して, その運動それぞれの周期にわたって不変な量 (断熱不変量 (M, J, Φ)) を定義することができる.

磁気嵐時にリングカレントが発達すると誘導磁場によって地球磁場は弱められる. 磁場の減少の時間スケールが粒子のドリフト周期よりも短ければ, すなわち, Φ を保存したまま地球磁場が小さくなると, 地球の周りを回る粒子の軌道は磁場の弱い外側へ移動する. このとき, M, J も保存しているので粒子のエネルギーは減少する. これにより, あるエネルギーの粒子フラックスは減少することになる. また, 磁場が元の状態に戻ると, 粒子フラックスも元の状態に戻る. このような粒子フラックスの増減はリングカレント効果と呼ばれる (Dessler and Karplus, 1961; McIlwain, 1966; Kim and Chan, 1997). しかし, この効果によって見積もった電子フラックスの減少よりも, 観測される電子フラックスの減少の方が大きく, この効果だけでは不十分であることがわかる (Kim and Chan, 1997). また, 大気への降下による電子の消失やマグネトポーズへの流出による消失が観測されていること (Desorgher et al., 2000), 磁場が完全に元の値に回復する前に電子フラックスが, 磁気嵐前の値を超えることがあることなどから (e.g. Baker et al., 1986; Nagai, 1988), この効果以外の機構が必要である (Li et al., 1997).

電子フラックスの変動を説明する古典的な機構は動径拡散である (Lyons and Thorne, 1973). 動径拡散は放射線帯の外側境界の比較的低エネルギーの電子が第一, 第二断熱不変量が保存されたまま, 地球磁場の擾乱によって第三断熱不変量が破れることで内向きの拡散が起こるというものである (Fälthammar, 1965). 第一, 第二断熱不変量の保存により, 電子が磁場の強い地球側へ移動することで断熱的に加熱されて電子のエネルギーが増加する (ベータトロン加速, フェルミ加速). 詳細は次項で述べるが, 他の様々な機構が存在したとしても, 電子フラックスの再配置には動径拡散の機構が重要な役割を果たしていると考えられる. 特にスロット領域や内帯では電子フラックスの時間的・空間的構造は動径拡散によって支配されていると考えられる. 本研究では, この機構を主題として考える.

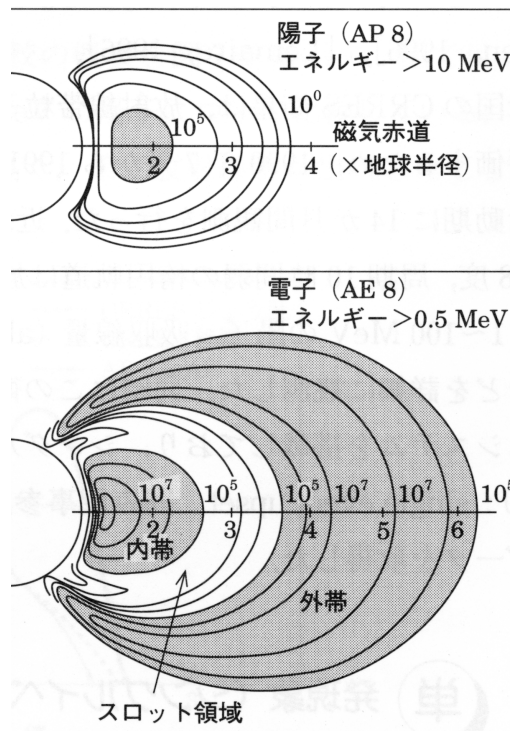


図 1.1 陽子放射線帯 (> 10 MeV) (上) と電子放射線帯 (> 0.5 MeV) (下) の空間構造. フラックスの単位は $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. NASA 陽子放射線帯経験モデル (AP8) と電子放射線帯経験モデル (AE8). (恩藤・丸橋, 2000)

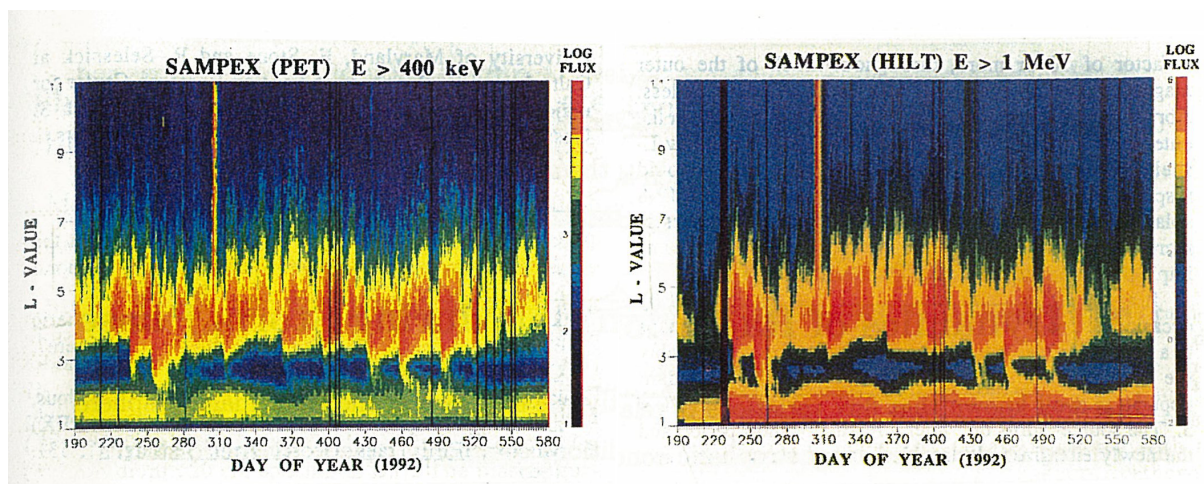


図 1.2 SAMPEX 衛星によって観測された 1992 年 7 月から 1993 年 7 月までの電子フラックス変動の様子 (Baker et al., 1994).

内部磁気圏にはプラズマ圏ヒスや雷起源のホイッスラー波などが存在し (e.g. Thorne et al., 1973; Abel and Thorne, 1998), これらと放射線帯電子が相互作用 (波動粒子相互作用) は放射線帯電子の消失に大きな役割を果たす (Lyons and Thorne, 1972; Abel and Thorne, 1998; Albert, 1999).

プラズマ圏ヒスはプラズマ圏内で定常的に観測される数 100Hz 付近に強度のピークを持った 5-50pT 程度の広帯域のプラズマ波動である (Thorne et al., 1973). プラズマ圏ヒスはこの波動の発生機構はエネルギーの低い電子のサイクロトロン共鳴不安定であると考えられている (Thorne et al., 1973). 雷起源のホイッスラー波は数 kHz 程度の振動数を持っており, 電離圏を透過して内部磁気圏内を伝播する. 高エネルギー電子とこれらホイッスラー波との相互作用により, 電子のピッチ角散乱が起って電子のミラーポイントが地球に近づき, 電子が大気と衝突することで消失が起こる (Lyons et al., 1972; Thorne et al., 1973). スロット領域はこの効果により形成される (Lyons and Thorne, 1973). しかし, これらの波動の強度やスペクトルの時間変化などの詳細は未だよくわかっておらず, 衛星などによる観測が必要である.

近年, 放射線帯電子と磁気圏内の波動との相互作用は放射線帯外帯電子の加速機構として注目されている (e.g. Horne and Thorne, 1998; Summers et al., 1998). 磁気嵐に伴う放射線帯電子フラックスの増加は動径拡散だけでは不十分であることが指摘されており (Brautigam and Albert, 2000; Miyoshi et al., 2003), また, 動径拡散のみでは観測で得られる位相空間密度が外帯中心域でピークを持つ構造を得られないことなど理論・観測の両面から外帯中心域での直接加速の存在が示唆されている (Brautigam and Albert, 2000; Miyoshi et al., 2003). 電子加速機構としては磁気圏内に生じる ULF/VLF 波と電子との波動粒子相互作用が提案されており, 準線形理論による数値シミュレーションでは共鳴によって数 keV の電子が数 MeV に統計的な加速が起こることが知られている (Liu et al., 1999; Summers and Ma, 2000a; 2000b). また, 近年では非線形効果を含めた数値シミュレーションによって波動の発生機構の解明と電子加速の定量的な評価の研究が行われている (e.g. Omura and Summers, 2006). しかし, これらは直接観測は未だなされておらず, 粒子と波動の同時観測によってこれを明らかにする衛星打ち上げの計画がなされている (Shiokawa et al., 2006).

過去には, 放射線帯電子の起源や電子フラックスの変動の原因として木星放射線帯電子が惑星間空間磁場を通して地球へやってくるという機構も考えられたが (Baker et al., 1979), 地球放射線帯フラックスの量や変動の周期を説明できないため現在では否定されている.

電子放射線帯はその外側境界が静止軌道のすぐ内側にあるため、電子フラックスの変動がその軌道上にある宇宙機器へ及ぼす影響は非常に大きい。より地球に近い場所では、放射線帯電子だけでなくよりエネルギーの高い陽子も存在し、国際宇宙ステーションなどでの宇宙開発において放射線帯粒子が機器や人体に致命的な影響を与えるため（恩藤・丸橋, 2000）、放射線帯粒子フラックスの変動の機構を理解することはこのような側面からも重要である。

1.3 放射線帯電子の輸送

放射線帯電子の源は主として磁気圏尾部のプラズマシートであると考えられる (e.g. Obara et al, 2000; Miyoshi et al., 2003)。この電子が内部磁気圏へ輸送される間に加速され、高エネルギーの放射線帯電子を形成している。3つの周期運動（旋回、バウンス、ドリフト）に対するそれぞれの周期にわたって不変な量（断熱不変量 (M, J, Φ) ）のうち、第三断熱不変量の不変性が最も破れやすく、第一不変量の不変性が最も破れにくい。第一、第二断熱不変量保存したまま地球磁場の擾乱によって第三断熱不変量が破れ内向きの拡散が起こると、すなわち粒子が磁場の強い領域へ移動すると粒子のエネルギーが増加する（ベータトロン加速・フェルミ加速）(Dessler and Karplus, 1961)

動径拡散の機構は Fälthammar (1965) によって理論的に考察された。彼は磁気圏内にランダムな電磁場擾乱が生じることによって動径拡散が起こることを示し、静電場擾乱と磁場擾乱による動径拡散係数を一般的な場合について定式化した。また、Cornwall (1968) はサブストーム時の対流電場の変化のモデルとして、磁気圏全体に一樣にかかった対流電場がランダムに急激な上昇と指数関数的な減衰をすると仮定した場合の静電場擾乱による動径拡散係数を求めた。

Lyons and Thorne (1973) は上記の動径拡散係数を用いて動径拡散モデルによる数値計算を行い、地磁気平穏時における電子放射線帯の平衡構造を再現した。この計算では、Lyons et al. (1972) によって導かれたプラズマ圏ヒスによる電子の消失の効果も考慮しており、これにより、スロット領域の形成も再現している。これは、電子放射線帯の平衡構造は動径拡散の強さと電子のピッチ角散乱による消失のバランスによって電子フラックスの大きさと分布が決まることを示している。

Brautigam and Albert (2000) は時間発展を考慮した動径拡散モデルを用いて、磁気嵐時の外帯電子フラックス変動について調べた。彼らは観測に基づいて、動径拡散のパラメ

タである静電場擾乱の大きさを Kp の一次関数として与え, Cornwall (1968) によって導かれた静電場擾乱による動径拡散係数に適用した. また, 磁場擾乱による動径拡散係数も異なる L 値における磁場擾乱の観測を基に Kp の関数として定式化した. 更に, 時間変化する外側境界での電子フラックスを静止軌道での衛星観測に基づいて与えた. この数値計算と観測結果の比較により, 彼らは $M \leq 314 \text{ MeV/G}$ の電子では観測をよく再現されるが, $M \geq 700 \text{ MeV/G}$ の電子では磁気嵐回復相に外帯で観測される位相空間密度の負の勾配を再現することはできず, 直接加熱の機構が存在する可能性を示唆した.

放射線帯外帯電子フラックスの古典的には電子フラックス変動は電磁場擾乱によって生じる動径拡散による外側境界からの流入とそれに伴う加速で説明されてきたが, 上述の結果や前項でも述べたように, 多くの理論・観測両面から外帯中心域での直接加熱の存在が示唆され, これが重要であると考えられてきているが, 決定的な証拠は未だ不十分である.

外帯中心域での直接加速が存在したとしても, その後の電子フラックスの再配置に動径拡散の機構が重要な役割を果たしていると考えられる. 特にスロット領域や内帯では電子フラックスの時間的・空間的構造は動径拡散によって支配されていると考えられる. したがって, 放射線帯全体のダイナミクスを理解するためには 動径拡散係数の動径分布を知ることが重要である.

1.4 本研究の目的

上で述べたように, 放射線帯電子が動径拡散を起こす機構は未だ明確にはなっていないが, Fälthammar (1965) や Cornwall (1968) に基づく, ランダムな電磁場擾乱のモデルは, 平衡構造を再現可能であることから, 特に地球近傍においては, 妥当なモデルであると考えられる. 時間発展を考慮した動径拡散モデルでは Brautigam and Albert (2000) によって導入された動径拡散係数が慣習的によく用いられる. しかし, 彼らのモデルでは, 外帯における電場や磁場の観測に基づいて得られたものであり, これらをそのままスロット領域・内帯に適用するのは適切ではない. 実際, これらの拡散係数をスロット領域・内帯に外挿して数値シミュレーションを行うと動径拡散が強すぎ, スロット領域は再現されず, 地球近傍での電子フラックスの値は過大になってしまう. また, 内部磁気圏の電磁場観測が不十分であることや, そもそもの内部磁気圏全体に渡る擾乱の同時観測は困難であることから, 動径拡散係数の動径分布を実験的に知ることは難しいと考えられる.

Brautigam and Albert (2000) のモデルでは, スロット領域や内帯での動径拡散は磁場

擾乱よりもむしろ静電場擾乱に効果が大いと考えられる。そこで本研究では、静電場擾乱の大きさと動径方向の分布が異なるいくつかモデルを仮定し、独自に構築した動径拡散モデルの数値コードを用いた数値シミュレーションを行い、その結果と衛星「つばさ」による電子フラックスの観測データと比較することで外帯から内帯まで統一的に扱うことのできる動径拡散係数を見つける。また、「つばさ」の電子フラックスのデータから動径拡散係数を直接見積もり、モデルと比較を行う。それらの結果より静電場擾乱の大きさと動径方向の分布について考察する。

第 2 章

放射線帯のモデリング

2.1 Fokker-Planck 方程式

放射線帯粒子の運動は 3 つの周期的な運動によって特徴付けることができる。それは 1) ローレンツ力による粒子の位置での磁力線周りの運動 (旋回運動), 2) 南北 2 点のミラーポイント間の磁力線方向の運動 (バウンス運動), 3) (主に) ∇B ドリフトの効果による地球の周囲を回る運動 (ドリフト運動) である。これら 3 つの周期運動に対して 3 つの断熱不変量, 磁気モーメント M , 縦の不変量 J , 磁束不変量 Φ が定義でき, 磁気圏内の電磁場の変化の周期がそれぞれの運動の周期よりも長ければ保存される。ドリフト運動の周期が最も長いので, 磁束不変量の不変性が最も破れやすい (付録 A 参照)。

放射線帯粒子の動径拡散は放射線帯内の電磁場擾乱によって粒子の磁束不変量の不変性が破れることで起こる。このような動径拡散は粒子の 3 つの断熱不変量 (M, J, Φ) を変数とした位相空間の密度分布関数 f を考え, 次の Fokker-Planck 方程式によって記述できる (付録 B 参照)。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{i,j} \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) \quad (2.1)$$

ここで, $i = 1, 2, 3$ で, $(J_1, J_2, J_3) = (M, J, \Phi)$ であり, $D_{i,j}$ は位相空間中の拡散テンソルである。 M, J の保存を仮定すると上式は Φ に関する 1 次元の拡散方程式となり, 純粋な動径拡散を表す。更に, 磁気赤道面上での地球中心からの距離を r_{eq} , 地球半径を R_E とし $L = r/R_E$ という L シェルパラメタもしくは L 値を導入すると, 上式はヤコビアン $1/L^2$ を用いて (M, J, Φ) から (M, J, L) へ変数変換でき, L に対する拡散方程式を得る。

また、実際には M と J の破れにより、これらの次元に対する拡散が生じているので、これを消失項として与え、上式は

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) - \frac{f}{\tau_c} - \frac{f}{\tau_{wp}} \quad (2.2)$$

と書くことができる (Schulz and Lanzerotti, 1974; Walt, 1994). ここで、 D_{LL} は動径拡散係数であり、 τ_c と τ_{wp} はそれぞれ、放射線帯電子とプラズマ圏の冷たいプラズマ (~ 1 eV) とのクーロン衝突、磁気圏内に存在するホイッスラー波と放射線帯電子との相互作用の結果生じる電子のピッチ角散乱による電子の寿命である.

この方程式を異なる M に対して複数解き、次の関係式によって f から j (または j から f) への変換を行う (Schulz and Lanzerotti, 1974).

$$j(E, L, t) = p^2 f(M(E), L, t) \quad (2.3)$$

これにより、求めるエネルギー E の電子フラックス $j(E, L, t)$ を得る.

2.2 動径拡散係数

動径拡散の機構は Fälthammar (1965) によって理論的に考察された. 彼は粒子のドリフト振動数と磁気圏内のランダムな電磁場擾乱がある相関関係を持つと、動径拡散が起こることを示し、磁気赤道面上にある粒子に対する、静電場擾乱 ($\text{rot} \mathbf{E} = 0$ の場合) と磁場擾乱 ($\text{rot} \mathbf{E} \neq 0$ の場合) による動径拡散係数を一般的な場合について定式化した.

$$D_{LL}^E = \frac{L^6}{8R_E^2 B_0^2} \sum_{n=1}^N P_n(L, n\nu)_{\nu=\nu_d} \quad (2.4)$$

$$D_{LL}^M = \frac{\pi^2}{2} \left(\frac{5}{7} \right)^2 \frac{R_E^2 L^{10}}{B_0^2} \nu_d P_A(\nu_d) \quad (2.5)$$

ここで、 ν は電場擾乱もしくは磁場擾乱の角振動数、 ν_d は粒子のドリフト振動数、 P_n は電場擾乱の n 次のパワースペクトル密度、 P_A は磁場擾乱のパワースペクトル密度である.

また、Cornwall (1968) はサブストーム時の対流電場の変化のモデルとして、磁気圏全体に一様にかかった対流電場がランダムに急激な上昇と指数関数的な減衰をすると仮定した場合の静電場擾乱による動径拡散係数 D_{LL}^E を求めた.

$$D_{LL}^E = \frac{1}{4} \left(\frac{c\Delta E}{B_0} \right)^2 \left\{ \frac{T}{1 + (\frac{\Omega_d T}{2})^2} \right\} L^6 \quad [\text{cm}^2/\text{sec}] \quad (2.6)$$

$$\Omega_d = \left(\frac{3Mc}{qL^2 R_E^2} \right) \left(1 + \frac{2MB}{m_0 c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad [/\text{sec}]$$

ここで、単位系は Gauss 単位系を用いており、 $T(= 2.5 \times 10^3 [\text{sec}])$ は電場の減衰時間、 Ω_d は電子のドリフト角振動数、 B はその位置での地球磁場 (ここでは双極子磁場 $B = B_0/L^3$, $B_0(= 3.11 \times 10^{-1} [\text{Gauss}])$ を仮定)、 q は電子の電荷、 c は光速である。 $\Delta E([\text{esu}])$ は静電場擾乱の振幅である。

時間変化する D_{LL}^E を考えるためには ΔE の時間変化を考える必要がある。Brautigam and Albert (2000) は静穏期 ($Kp \sim 1$) と活動期 ($Kp \sim 6$) において観測に基づいて得られた ΔE の値 (それぞれ 0.1mV/m , 1.4mV/m) (Lyons and Thorne, 1973; Lyons and Schulz, 1989) から ΔE を Kp の一次関数として与え、上記の静電場擾乱による動径拡散係数に適用した。

$$\Delta E_{\text{BA}}(Kp) = 0.26(Kp - 1) + 0.1 \quad [\text{mV/m}] \quad (2.7)$$

Lanzerotti and Morgan (1973) と Lanzerotti et al.(1978) は磁場擾乱による動径拡散係数に関して (2.5) より $D_{LL}^M = D_0^M L^{10}$ の関係を基にして、 $L = 4$ と $L = 6.6$ における磁場変動の観測から得られた異なる地磁気状態での D_0^M を求めた。更に、Brautigam and Albert (2000) は $D_{LL}^M = 10^{aKp-b} L^{10}$ を仮定し、 a, b を Lanzerotti and Morgan と Lanzerotti et al. による $L = 4, 6.6$ における値から最小自乗法を用いて決定し、次の関係式を導出した。

$$D_{LL}^M(Kp, L) = 10^{(0.506Kp-9.325)} L^{10} \quad [R_E^2/\text{day}] \quad (2.8)$$

本研究では (2.6), (2.7), (2.8) を用いる。

2.3 波動粒子相互作用による消失

プラズマ圏ヒスや雷起源のホイッスラー波は内部磁気圏内を伝播し、高エネルギー電子との共鳴を起こして電子のピッチ角散乱を引き起こす。また、冷たいプラズマと高エネルギー電子とのクーロン衝突によってもピッチ角散乱が起こり、散乱を受けピッチ角がロスコーン角より小さくなった高エネルギーは地球大気へ降下して放射線帯から消失する (Lyons et al., 1972; Thorne et al., 1973)。

プラズマ圏ヒスは数 100Hz 付近に強度のピークを持ち、5-50pT 程度の広帯域のプラズ

マ波動で定常的に観測される (Thorne et al., 1973). プラズマ圏ヒスの発生機構はエネルギーの低い電子のサイクロトロン共鳴不安定であると考えられている (Thorne et al., 1973). また, 雷起源のホイッスラー波は数 kHz 程度の振動数で 5-20pT 程度の強度である (Abel and Thorne, 1998b). これらの波動の強度やスペクトルの時間変化などの詳細は未だよくわかっていない.

波動粒子相互作用による消失のタイムスケール (寿命) τ_{wp} は電子のバウンス軌道に渡って平均したピッチ角拡散方程式を解くことによって得られる (Lyons et al., 1971; 1972).

$$\frac{d}{d\alpha_0} \left[D_{\alpha\alpha} T \sin 2\alpha_0 \frac{dg}{d\alpha_0} \right] + \frac{T \sin 2\alpha_0}{\tau_{wp}} g = 0 \quad (2.9)$$

ここで, α_0 は磁気赤道面上での電子のピッチ角, $g(\alpha_0)$ は電子のピッチ角分布, T はバウンス周期に関する関数で

$$T(\alpha_0) \simeq 1.30 - 0.56 \sin 2\alpha_0 \quad (2.10)$$

である (Halmin et al., 1961). $D_{\alpha\alpha}(\alpha_0, B_w)$ はサイクロトロン共鳴とランダウ共鳴を考慮しバウンス平均したピッチ角拡散係数である.

クーロン衝突によるこの消失のタイムスケール (寿命) τ_c は $< 2\text{MeV}$ の電子に対しては Wentworth et al.(1959), Lyons and Thorne (1973) より

$$\tau_c = 3 \times 10^8 E[\text{keV}] / N(L) \quad [\text{sec}] \quad (2.11)$$

と与えられる. ここで, E は電子のエネルギー, N はプラズマ圏のプラズマの数密度で

$$N(L) = 1000 \times (4/L)^4 \quad [/\text{cm}^3] \quad (2.12)$$

とする (Lyons and Thorne, 1973).

本研究では Abel and Thorne (1998) に基づいてヒスおよび雷により励起されるホイッスラー波について考慮し, プラズマ圏内ではその強度 B_w を時間的にも空間的にも一定として, この方程式を Albert (1994) と同様にシューティング法で解いた. ピッチ角拡散係数の計算においては, 波面法線角についての積分を各サイクロトロン共鳴数 n (本研究では $n = \pm 5$ まで) 毎に行い, さらに放射線帯粒子のバウンス軌道の平均値を得るために緯度に関して積分する必要がある. 従って, この計算には非常に大きな計算時間を要する. そこで, ピッチ角拡散係数全体に対する寄与が十分小さい波面法線角, サイクロトロン共鳴数, 緯度での計算を省くことで計算時間を節約する (Albert, 1994). こうして, 波動粒子相互作用による消失時間を予め解いて表を作成しておき, (2.2) を解く際に参照する. ま

た, 消失の効果はプラズマポーズ以内とし, 位置は Moldwin et al.(2002) より Kp の関数として

$$L_{pp} = 5.39 - 0.382Kp \quad (2.13)$$

と与える. また, τ_{wp}, τ_c は時間的に一定であるとする.

図 2.1 は上記の方法で求めた 650 keV の電子の寿命を L に対してプロットしたものである. ヒスの強度, 雷起源のホイッスラー波の強度はそれぞれ $B_h = 35\text{pT}$, $B_l = 10\text{pT}$ とした. $L < 1.5$ ではクーロン衝突, $1.5 \leq L \leq 2.3$ では雷起源のホイッスラー波, $L > 2.3$ ではプラズマ圏ヒスによる消失が効いていることがわかる. これにより, スロット領域が形成される.

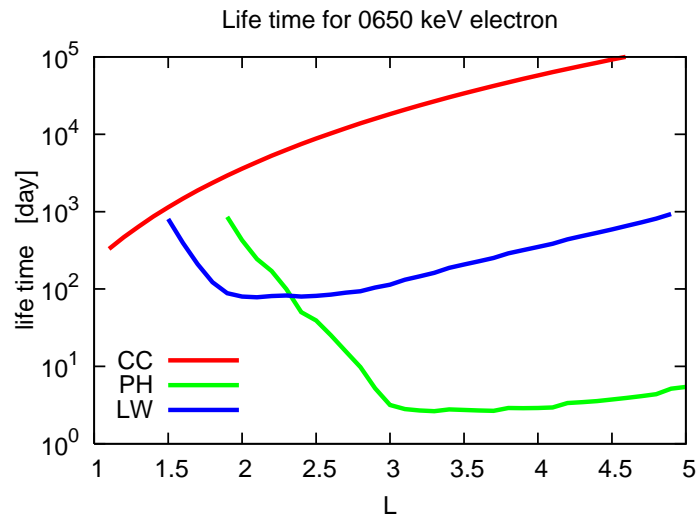


図 2.1 650 keV 電子の寿命. CC は Coulomb Collision, PH は Plasmaspheric Hiss, LW は Lightning induced Whistler を表す.

2.4 境界条件

地球のごく近傍では, 放射線帯粒子は大気との相互作用によってエネルギーを失って放射線帯から失われる. そこで, 内側境界 ($L = 1.0$) では電子微分フラックスを $j(E, t) = 0$ とする.

放射線帯粒子はプラズマシートから供給されるとする. そこで, 外側境界はプラズマシートの電子フラックスを与える. プラズマシートの電子数やフラックスのエネルギー分

布は太陽風の変化に伴って変化することが知られている (Ebihara and Ejiri, 2000). プラズマシートの電子微分フラックス分布 $j_{ps}(E, t)$ は kappa 分布であると仮定して以下の式で与える (Fok et al., 2001; Zheng et al., 2003).

$$j_{ps}(E, t) = n_{ps}(t) \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{4\pi(\pi\kappa)^{3/2}\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(\frac{E^2}{2m_0 E_0(t)^3} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{E}{\kappa E_0(t)} \right)^{-\kappa-1} \quad (2.14)$$

ここで, m_0 は電子の静止質量である. プラズマシートの電子密度 n_{ps} と分布のピークを決める電子のエネルギー E_0 は太陽風密度 n_{sw} と速度 v_{sw} から

$$n_{ps} = 0.025 n_{sw} + 0.395 \quad [/\text{cm}^3] \quad (2.15)$$

$$E_0 = 0.0128 v_{sw} - 1.92 \quad [\text{keV}] \quad (2.16)$$

のように与え, $\kappa = 4$ とした (Ebihara and Ejiri, 2000; Zheng et al., 2003).

図 2.2 は異なる v_{sw}, n_{sw} に対して (2.14) を図示したものである. ここでは v_{sw}, n_{sw} の値は地球軌道での典型的な場合と太陽表面爆発などで大きな値を持つ場合について与えた. 粒子源となる外側境界でのフラックスは 1 ~ 2 オーダー程度変わることがわかる.

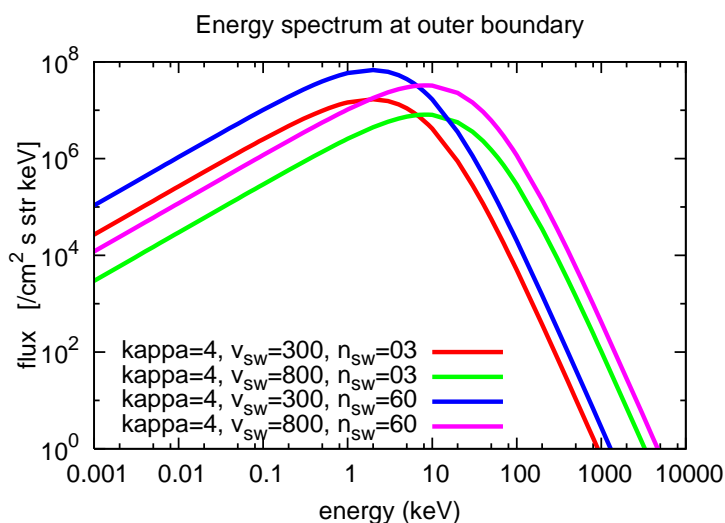


図 2.2 異なる太陽風パラメタにおける外側境界フラックス. v_{sw}, n_{sw} がそれぞれ 300km/s, 3cm^{-3} (赤), 800km/s, 3cm^{-3} (緑), 300km/s, 60cm^{-3} (青), 800km/s, 60cm^{-3} (紫) の場合.

2.5 数値計算の手順

式 (2.2) を中心差分化し陰解法によって解く. $F \equiv \frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L}$ とおくと, (2.2) は

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial F}{\partial L} - \frac{f}{\tau} \quad (2.17)$$

と書けるので, 時間格子点を i , 空間格子点を n で表すと

$$\frac{f_n^{i+1} - f_n^i}{\Delta t} = L_n^2 \left[\frac{F_{n+1/2}^{i+1} - F_{n-1/2}^{i+1}}{\Delta L} \right] - \frac{f_n^{i+1}}{\tau_n} \quad (2.18)$$

となる. このとき,

$$F_{n+1/2}^{i+1} = \frac{D_{n+1/2}}{L_{n+1/2}^2} \frac{f_{n+1}^{i+1} - f_n^{i+1}}{\Delta L} \quad (2.19)$$

$$F_{n-1/2}^{i+1} = \frac{D_{n-1/2}}{L_{n-1/2}^2} \frac{f_n^{i+1} - f_{n-1}^{i+1}}{\Delta L} \quad (2.20)$$

である. これらを整理すると

$$-r \frac{D_{n+1/2}}{L_{n+1/2}^2} f_{n+1}^{i+1} + \left(r \frac{D_{n+1/2}}{L_{n+1/2}^2} + r \frac{D_{n-1/2}}{L_{n-1/2}^2} + \frac{1}{\tau} + 1 \right) f_n^{i+1} - r \frac{D_{n-1/2}}{L_{n-1/2}^2} f_{n-1}^{i+1} = f_n^i \quad (2.21)$$

ただし,

$$r = \frac{L_n^2}{(\Delta L)^2} \Delta t \quad (2.22)$$

である. 更に,

$$A = -r \frac{D_{n+1/2}}{L_{n+1/2}^2} \quad (2.23)$$

$$B = r \frac{D_{n+1/2}}{L_{n+1/2}^2} + r \frac{D_{n-1/2}}{L_{n-1/2}^2} + \frac{1}{\tau} + 1 \quad (2.24)$$

$$C = -r \frac{D_{n-1/2}}{L_{n-1/2}^2} \quad (2.25)$$

と置くと, (2.21) は

$$f_n^{i+1} = -\frac{A}{B} f_{n+1}^{i+1} - \frac{C}{B} f_{n-1}^{i+1} + \frac{1}{B} f_n^i \quad (2.26)$$

となる. $f_{n+1}^{i+1}, f_{n-1}^{i+1}$ の初期値をそれぞれ f_{n+1}^i, f_{n-1}^i として, f_n^{i+1} が収束するまで繰り返し計算し, 次の時間ステップへ進む.

粒子の動径拡散は等 $M(, J)$ 上で起こり, 粒子が動径拡散をすると粒子のエネルギーはベータトロン加速の効果によって変化するため, 全 L で等エネルギー E の粒子フラックスを求めるためには, 複数の異なる M について ($M = \text{const.}$ として)(2.2) を解く必要がある. このときの M は各空間格子点上で E となる M である.

本研究では (2.7) で必要となる太陽風速度と数密度は ACE SWEPAM level 2 データを用いた. 太陽風速度と密度の 1 時間毎の値を記録したデータを取得し, これを用いた. このデータは <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/index.html> から利用することができる.

地磁気擾乱の指数である Kp , Dst インデックスは The Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR) のデータを用いた. Kp は 3 時間毎に得られる指数である. また, Dst インデックスは 1 時間毎のデータを取得し, これを用いた. このデータは <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp> からユーザ登録をした上で利用することができる.

第 3 章

数値計算

本章では、まず、本研究で用いる動径拡散モデルで与えられるパラメタが放射線帯の構造にどのような影響を与えるかについて数値計算の結果から考察する。

3.1 計算設定

磁気赤道面上で $\alpha_0 = 90^\circ (J = 0)$ の電子について考える。 L の格子は $L_{\min} = 1.0$ から $L_{\max} = 9.0$ までとし、格子間隔は $\Delta L = 0.1$ とした。時間間隔は $\Delta t = 1$ [hour] とした。

3.2 平衡構造

初期状態として全ての L について $f(L) = 0$ から始めると放射線帯の外側境界から電子が流入してくる様子がわかる。図 3.1 は磁気圏の静穏期の状態を想定し、 $Kp = 1.5 (E = 0.23 \text{ mV/m})$, $n_{\text{sw}} = 3 \text{ cm}^{-3}$, $v_{\text{sw}} = 400 \text{ km/s}$ とした、650 keV の電子フラックスの計算の結果である。プラズマ圏ヒスと雷によるホイッスラー波の強度は Lyons and Thorne (1973) や Abel and Thorne (1998) を参考に磁気圏で観測される典型値として、それぞれ $B_h = 35$ [m γ], $B_l = 10$ [m γ] とした。上図は放射線帯全体の電子フラックスが 0 の状態から始めて 3, 10, 30, 90, 180 日後の電子フラックスを L に対してプロットしたものであり、下図は計算を始めてからの 1 年間の電子フラックスの変化の様子をカラープロットで

表したものである。計算開始後、電子は外側境界から地球方向へ拡散し 10 日程度で外帯が形成される。その後、電子は波動粒子相互作用による消失の影響を受けながら更に内側へ拡散し、 $L \sim 3$ にスロット領域が形成されると共に内帯が形成される。この条件の下では平衡状態に達するまでに半年程度かかる。

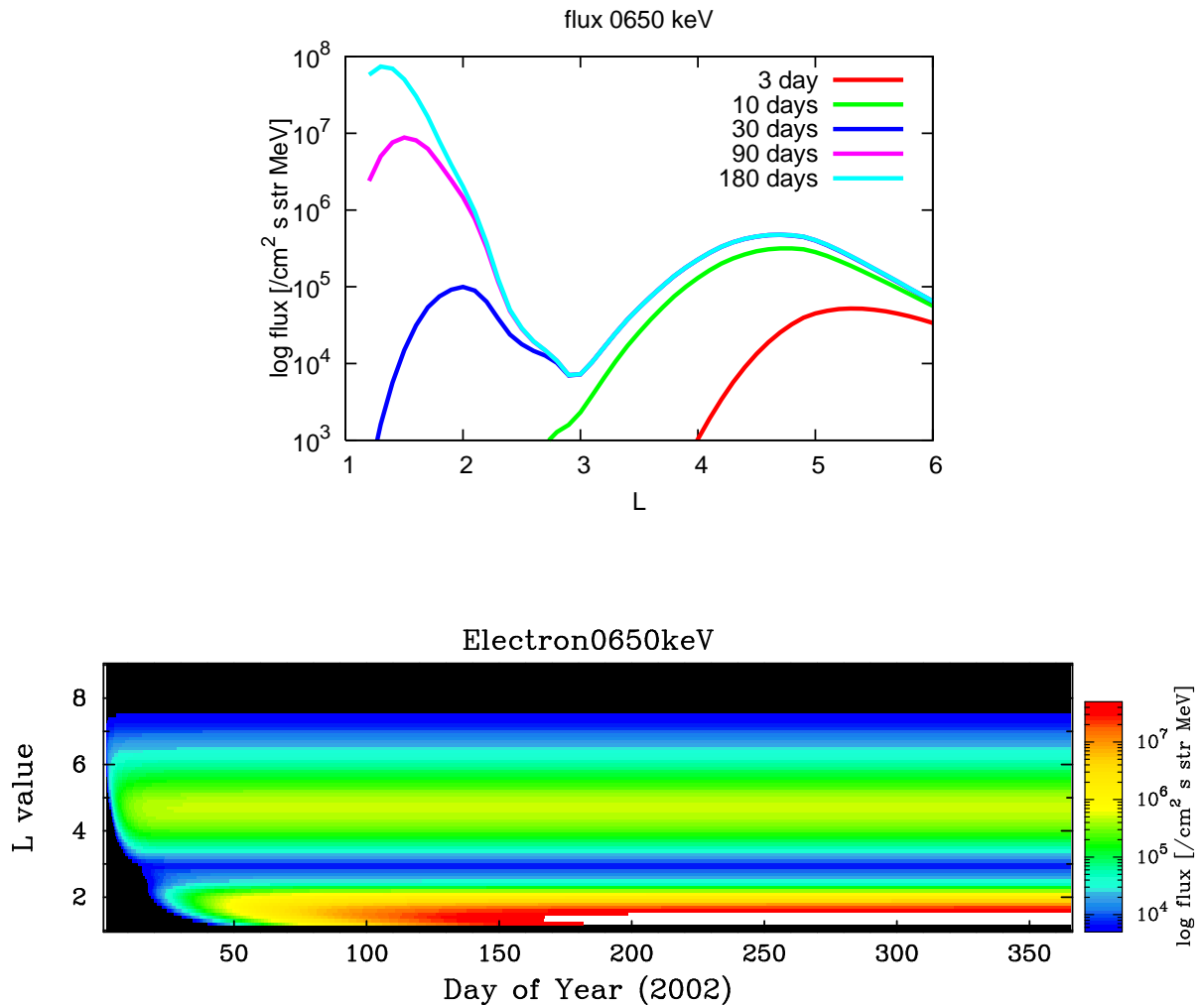


図 3.1 計算により得られる電子フラックスの動径拡散の様子。外側境界からの電子の流入過程。外帯が形成され、その後、スロット領域と共に内帯が形成される。

図 3.2 は上記の条件で平衡構造となるまで計算した 650keV と 1450keV の電子フラックスである。高エネルギーの方がフラックスが小さいこと、外帯のピーク位置やスロット領域がより地球に近くなることを再現していることがわかる。

また、このようにして求めた平衡構造を時間変動を考慮した計算の際の初期条件として

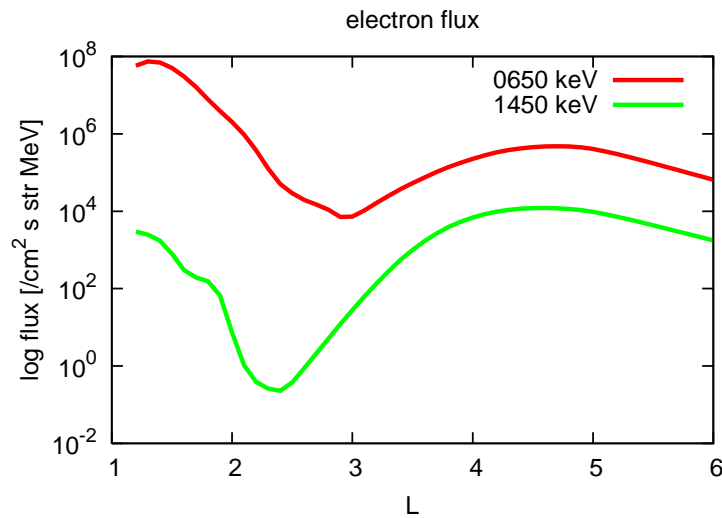


図 3.2 計算により得られる 650 keV と 1450 keV の電子放射線帯の平衡構造.

用いる.

3.3 動径拡散係数の修正

Brautigam and Albert (2000) による動径拡散係数は外帯における電場や磁場の観測に基づいて得られたものであり, スロット領域・内帯に適用するのは適切ではない. 図 3.3 はこれらの動径拡散係数を用いて, 2002 年の 1 年間について 650 keV の電子フラックス変動の数値シミュレーションを行い, 電子フラックス変動の様子をカラープロットで表したものである. 衛星「つばさ」による観測 (図 4.12(最下段)) と比較するとスロット領域・内帯に電子が過剰に流入しているのがわかる. この結果の主たる原因は動径拡散係数がスロット領域・内帯において過大であるためと考えられる (小松・渡部, 2007). スロット領域や内帯での動径拡散は磁場擾乱よりもむしろ静電場擾乱に効果が大いと考えられる. そこで, 本研究では静電場擾乱による拡散係数に注目し, まず, (2.7) を以下のように与え, 外側境界フラックスや消失の効果などの他のパラメタが放射線帯粒子フラックス変動とその空間構造にどのような影響を与えるかを調べた.

$$\Delta E(Kp) = \Delta E_{BA}/C \quad (3.1)$$

ここで, C は > 1 の定数とする.

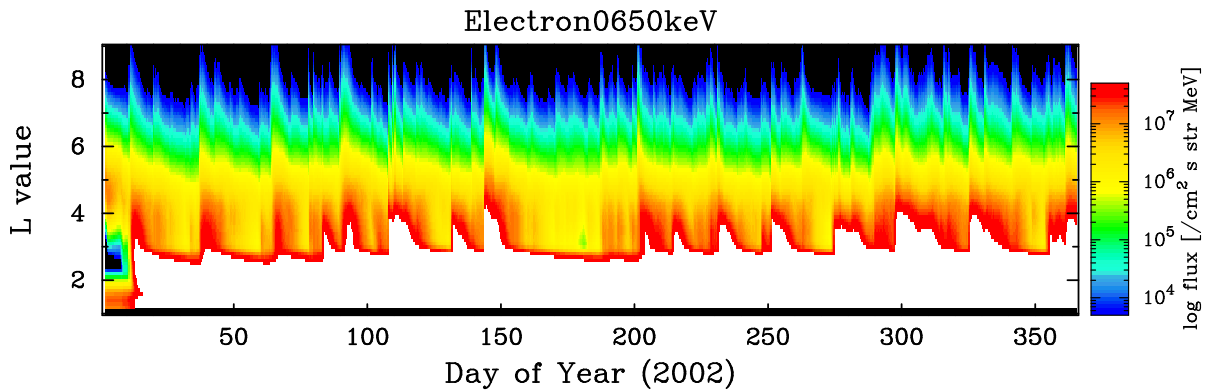


図 3.3 シミュレーションから得られる 650 keV の電子フラックス変動の様子. Brautigam and Albert (2000) の D_{LL} を用いた. 白い部分はカラーバーの上限を超えていることを示す. スロット領域が再現されず, 内帯のフラックスも極めて大きくなっていることがわかる.

3.4 外側境界条件の影響

本項では外側境界フラックスの変化が放射線帯の構造に与える影響について考察する.

放射線帯の粒子源はプラズマシートの比較的エネルギーの高い粒子である. この粒子の数密度とエネルギースペクトルは太陽風数密度と太陽風速度に強く依存することが知られている (e.g. Ebihara and Ejiri, 2003). 外側境界電子フラックス (2.14) は, そのエネルギースペクトルの違いによって放射線帯の構造に影響を与える.

動径拡散は M が保存するため, 内側へ行くほど粒子のエネルギーは大きくなる. 地球近傍に存在する, あるエネルギーの粒子は, その位置へ拡散してくる前に外側境界にあるときにはそのエネルギーは低い. したがって, 生成や消失の効果がない場合には, 外側境界での粒子フラックスのエネルギースペクトルは等エネルギーで見た場合の放射線帯粒子フラックスの空間分布に対応する. また, 生成や消滅があっても, 外側境界での粒子フラックスのエネルギースペクトルが放射線帯粒子フラックスの空間構造に影響を与えることがわかる.

図 3.4 は (2.14) で $\kappa = 3 - 5$ として 650keV の電子フラックスの平衡構造を求めたも

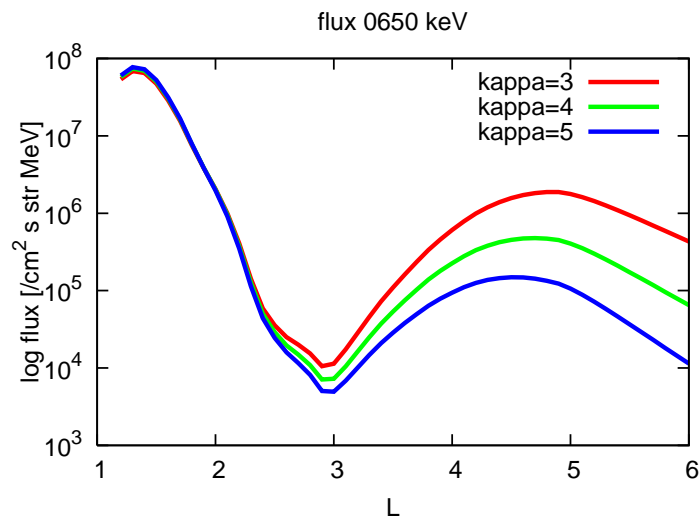


図 3.4 κ を 3–5 とした場合の平衡構造. ($Kp = 1.5$, $v_{sw} = 400$ km/s, $n_{sw} = 3$ cm $^{-3}$).

のである ($Kp = 1.5$, $v_{sw} = 400$ km/s, $n_{sw} = 3$ cm $^{-3}$). 等エネルギーで見た場合, 外側境界でエネルギーの高い粒子は外帯を形成し, エネルギーの低い粒子は内帯を作る. したがって, エネルギースペクトルの傾きが大きい (κ の値が大) と外帯が発達し, その反対 (κ の値が小) では内帯が発達する.

次に, 外側境界フラックスの時間変動が放射線帯粒子フラックスの構造にどのような影響を与えるかについて調べた. 図 3.5(上) は 2002 年の太陽風粒子数密度と太陽風速度を ACE SWEPAM のデータを用いて与えて外側境界フラックスを時間変動させ, 動径拡散係数を時間変化させなかった ($Kp = 3$) 場合のシミュレーション結果である. $L = 5$ 付近よりも外側での電子フラックスが大きくなる変動している様子が見られ, それよりも内側での変動が見られなくなることがわかる. 一方, 図 3.5(下) は $v_{sw} = 400$ km/s, $n_{sw} = 3$ cm $^{-3}$ として外側境界フラックスを固定し, 動径拡散係数を同じく 2002 年の Kp の観測値を与えて変動させた場合のシミュレーション結果である. この場合は先の場合と反対に $L = 5$ 付近よりも外側での電子フラックスの変化がほとんど見られず, それ以下の領域での電子フラックスの変動が見られることがわかる. これより, 外帯の中心域よりも外側の電子フラックスの変動は境界フラックスの変動に支配され, スロット領域・内帯の電子フラックスの変動は動径拡散に支配されていると考えられる.

このことは定性的には次のように説明できる. まず, L の大きな領域では動径拡散係数が L の小さな領域に比べて非常に大きいため ($0.1 \sim$ 数 R_E^2/h), 外側境界でのフラックスの増減がその領域でのフラックスにすぐに反映される. 一方, L の小さな領域は動径拡散

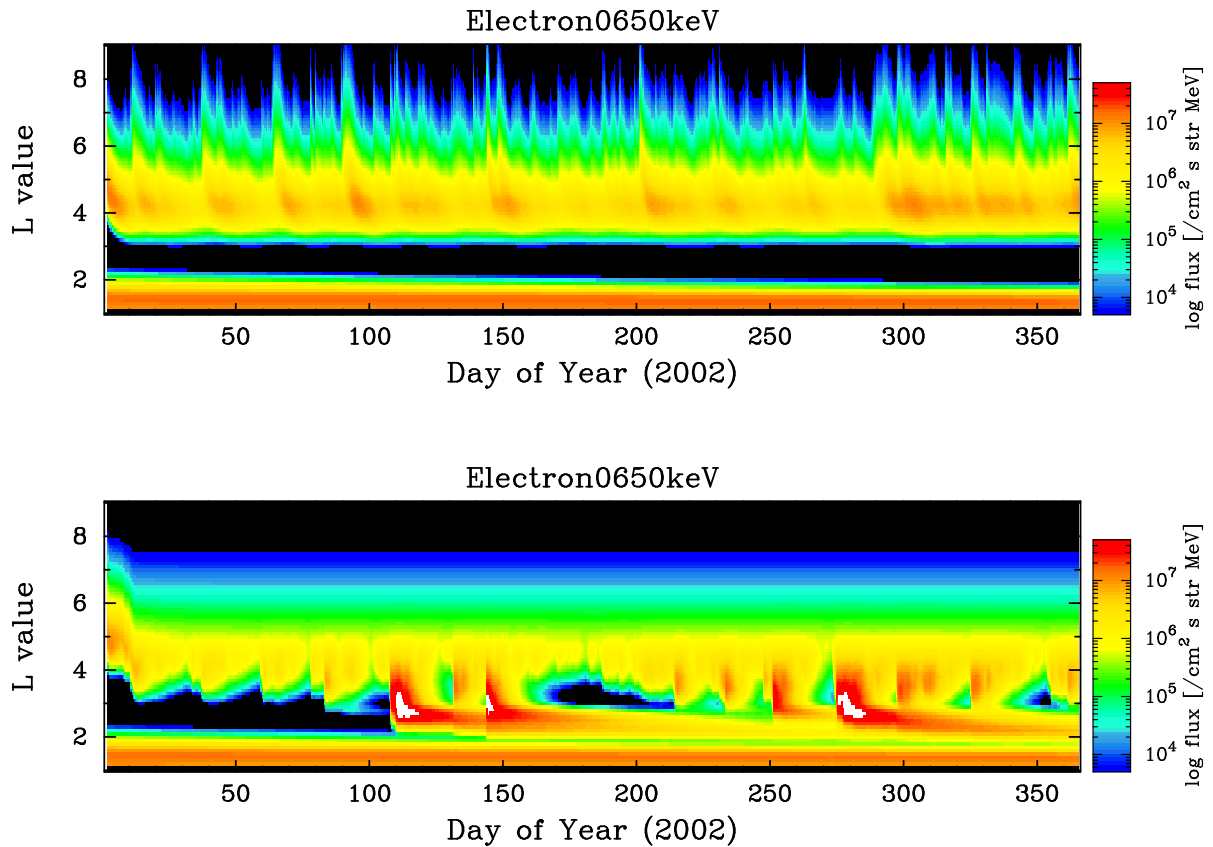


図 3.5 D_{LL} を時間的に一定とした場合 ($Kp = 1.5$) (上) と外側境界フラックスを固定したシミュレーション ($v_{sw} = 400 \text{ km/s}$, $n_{sw} = 3 \text{ cm}^{-3}$) (下).

係数が小さい ($10^{-5} \sim 10^{-2} R_E^2/h$) ので、外側境界フラックスの増減に対するその領域でのフラックスの変動の応答が遅く、消失によって変化は弱められる。また、磁気嵐によって Kp が大きくなると動径拡散の効果が強まり (動径拡散係数が大きくなる) 内側領域のフラックスが増加し、その後 Kp が弱まると消失の効果によって粒子が消失しフラックスの変動が生じることになる。

3.5 消失の効果

次に、ホイッスラー波の強度の違いによる放射線帯の構造への影響について調べる。

ホイッスラー波の強度を大きくした場合、消失の効果が大きくなりスロット領域が拡大する。図 3.6 は磁気圏の静穏期の状態を想定し、 $Kp = 1.5$ ($E = 0.23\text{mV/m}$), $n_{\text{sw}} = 3\text{cm}^{-3}$, $v_{\text{sw}} = 400\text{km/s}$ とし、プラズマ圏ヒスと雷によるホイッスラー波の強度を $B_w = 70 [\text{m}\gamma]$, $B_w = 20 [\text{m}\gamma]$ とした 650 keV 電子の計算結果である。この値は観測で得られている最も大きい値を想定した場合である。図 3.6 と図 3.1 とを比較するとスロット領域が拡大していることがわかる。

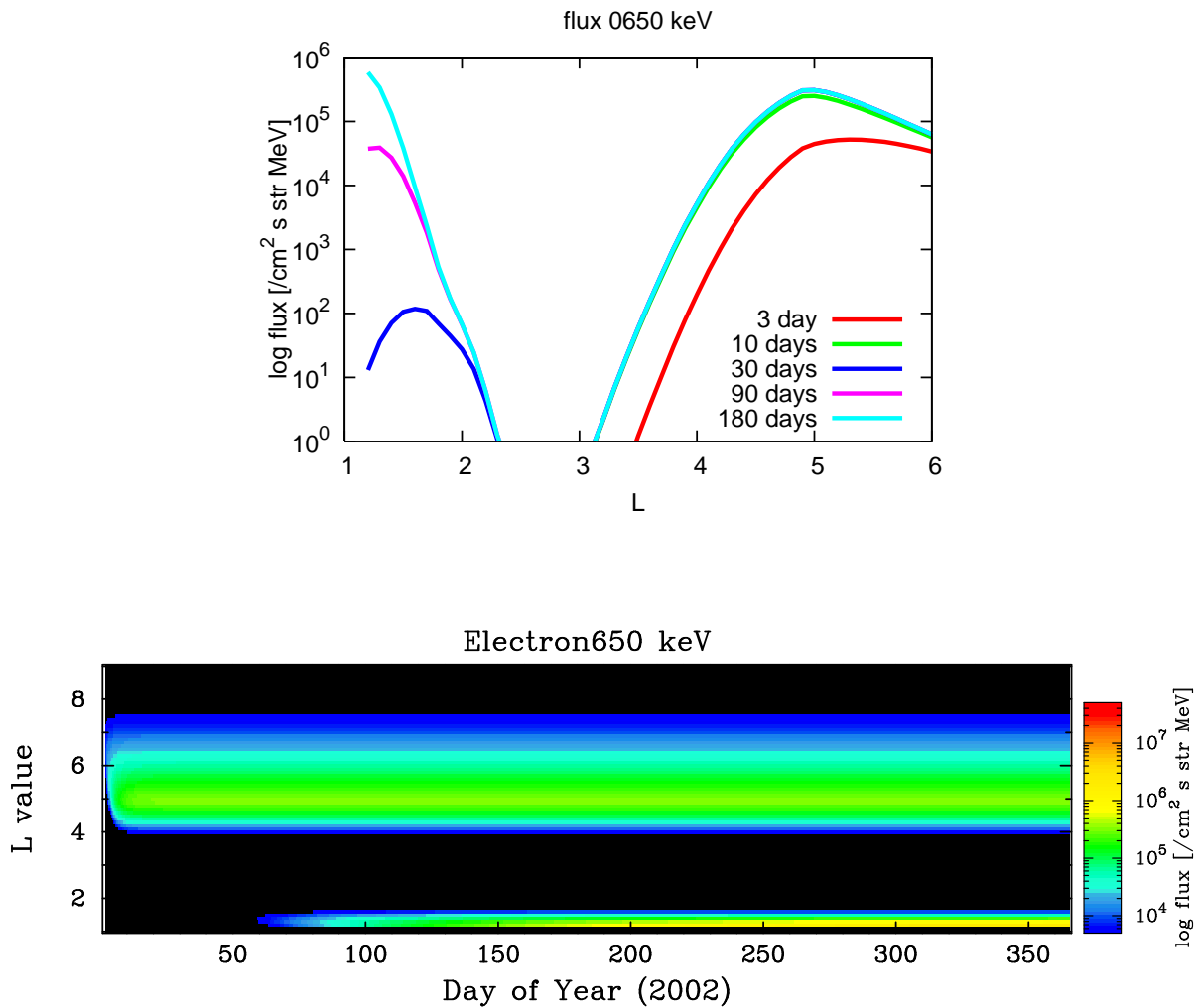


図 3.6 ホイッスラー波の強度を大きくした場合のシミュレーション結果 ($B_w = 70 [\text{m}\gamma]$, $B_w = 20 [\text{m}\gamma]$).

図 3.7 は動径拡散係数を (2.6) のまま ((3.1) とせずに) 時間変化を考慮し、 $B_w = 70 [\text{m}\gamma]$, $B_w = 20 [\text{m}\gamma]$ として計算した結果である。図 3.3 の場合にはスロット領域が形成されなかったが、非常に強いホイッスラー波を与えると $3 < L < 4$ の付近に進入した電

子が強い消失を受けてスロット領域を形成する。しかし、この場合でも内帯に電子が過剰に流入することがわかる。このことから、(2.6)を再考する必要があると考えられる。

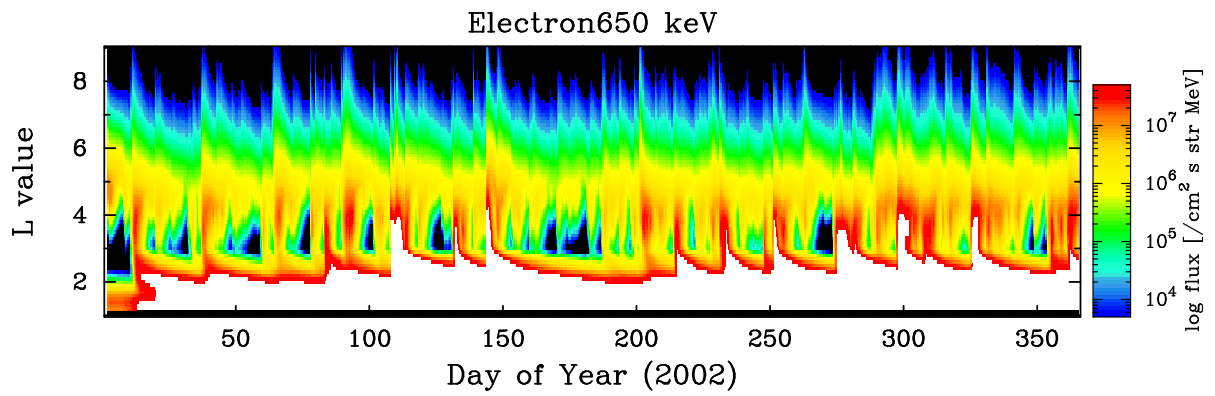


図 3.7 図 3.3 と同様のシミュレーション結果。ただし、 $B_w = 70$ [m γ], $B_w = 20$ [m γ]として消失の効果を大きくした。

第 4 章

衛星つばさによる放射線帯の観測

4.1 衛星つばさ (MDS-1)

本研究では衛星「つばさ」(MDS-1) に搭載された宇宙環境計測装置 (SEDA) と重イオン観測装置 (HIT) によって観測された放射線粒子のデータを用いた。

4.1.1 衛星概要

衛星つばさ (MDS-1:Mission Demonstration test Satellite-1) は宇宙航空研究開発機構 (JAXA : Japan Aerospace Exploration Agency) によって 2002 年 2 月 4 日に H-IIA ロケット試験機 2 号機により種子島宇宙センターから打ち上げられた。MDS-1 は近地点高度約 500 km, 遠地点高度約 35000 km, 軌道傾斜角約 28.5° の静止トランスファー軌道を周期約 10 時間 35 分で周回した (表 4.1)。MDS-1 には宇宙環境計測装置 (SEDA:Space Environment Data Acquisition equipment) が搭載され, 宇宙放射線環境の計測を行った。SEDA は, 放射線量吸収線量モニタ (SDOM:Standard DOse Monitor), 重イオン観測装置 (HIT:Heavy Ion Telescope), 積算吸収線量計 (DOS:Dosimeter) 及び磁力計 (MAM:MAgnetoMeter) の各コンポーネントからなる。また, この期間は太陽活動の極大期にあたる。

近地点高度	約 500 km	軌道傾斜角	約 28.5°	スピンレート	約 5.0 rpm
遠地点高度	約 35000 km	周期	約 10 h 35 m		

表 4.1 MDS-1 主要諸元 (出典：実験成果報告書)

4.1.2 放射線吸収線量モニタ (SDOM)

放射線吸収線量モニタ (SDOM:Standard DOse Monitor) は質量の小さい電子, 陽子, 粒子のエネルギースペクトルを計測した. 計測したエネルギー範囲は電子 0.40-50 MeV(5 チャンネル), 陽子 0.91-250 MeV(12 チャンネル), 粒子 6.51-270 MeV(4 チャンネル) であり (表 4.3), 計測間隔は 2 sec / 8 sec である.

計測範囲	電子	0.5 ~ 50 MeV
	陽子	0.9 ~ 250 MeV
	粒子	6.7 ~ 270 MeV
計測間隔	2 sec/8 sec	

表 4.2 SDOM 主要諸元 (出典：実験成果報告書)

4.1.3 重イオン観測装置 (HIT)

重イオン観測装置 (HIT:Heavy Ion Telescope) は質量の大きい, ヘリウムから鉄までの重イオンの核種, エネルギー及び入射方向を計測した. 計測エネルギー範囲は 24-155 MeV である.

4.2 データセット

本研究で用いたデータは, 2002 年 2 月 27 日 00:00:00 から 2003 年 9 月 24 日 12:11:01 の期間に電子 1 - 2 チャンネル, 陽子 1 - 12 チャンネル, 粒子 1 - 4 チャンネルで計測されたもので, 計測間隔は 8 [sec] である. また重イオンフラックスのデータについても計測

	電子		陽子		粒子
1	0.40 – 0.91 MeV	1	0.91 – 1.14 MeV	1	6.51 – 11.91 MeV
2	0.90 – 2.00 MeV	2	1.08 – 1.50 MeV	2	12.90 – 23.88 MeV
3	1.65 – 4.98 MeV	3	1.46 – 2.01 MeV	3	26.54 – 43.31 MeV
4	6.13 – 10.87 MeV	4	1.96 – 2.70 MeV	4	65.13 – 137.18 MeV
5	9.96 – > 20 MeV	5	2.66 – 3.74 MeV	5	—
6	—	6	3.73 – 5.38 MeV	6	—
7	—	7	5.73 – 7.98 MeV	7	—
8	—	8	6.59 – 15.22 MeV	8	—
9	—	9	10.57 – 26.44 MeV	9	—
10	—	10	21.82 – 43.51 MeV	10	—
11	—	11	39.22 – 78.94 MeV	11	—
12	—	12	94.27 – 212.04 MeV	12	—

表 4.3 計測粒子の各チャンネルのエネルギー範囲 (出典：実験成果報告書)

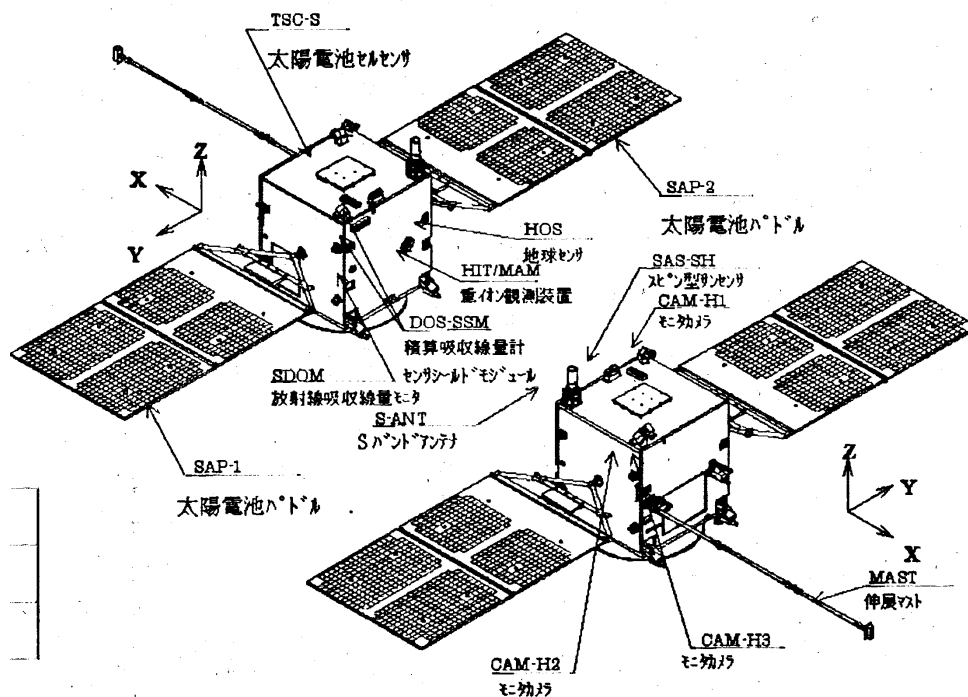


図 4.1 「つばさ」外観 (出典：実験成果報告書).

間隔は 8 [sec] である.

4.3 空間構造

まず, 電子, 陽子, 粒子, その他の重イオンに関する放射線帯全体の各粒子の計測エネルギー範囲毎に粒子フラックスの空間分布を調べた. 粒子フラックス分布は磁気経度方向に一様であると仮定し, 各チャンネル毎の粒子フラックスの全期間のデータを磁気緯度 1° - 高度 500km 毎のピンにわけて足し合わせ, 足し合わせた総数で割った平均値をプロットした.

図 4.2 は電子に関する平均構造である. 電子フラックスの分布はおよそ $L = 1.1 - 2.2$ に内帯, $L = 3.0 - 7.0$ に外帯があり, およそ $L = 2.2 - 3.0$ の範囲で電子フラックスが急激に減少しているスロット領域を見ることができ, 既によく知られているように二重構造をしていることがわかる. また, エネルギーの高いものに比べ, 低いものの方が電子フラックスが大きいことが確認できる.

図 4.3, 図 4.4 は陽子に関する平均構造である. エネルギーが 0.91 - 5.38 MeV までの陽子フラックスの分布はおよそ $L = 2.5 - 3.0$ のあたりにピークを持ち, 外側は $L = 3.0 - 4.0$ 以上に渡って分布していることがわかる. 5.38 MeV よりも大きいエネルギーの陽子フラックスについては $L = 1.5 - 2.0$ のあたりにピークを持っている. ピークの位置は高エネルギーのものほど地球に近い場所に存在し, フラックスの値は小さくなっていく. 陽子放射線帯は電子のような二重の構造は持っていない. また, エネルギーが 0.91 - 1.14 MeV と 1.08 - 1.50 MeV の図には $L = 2$ のあたりに二つ目のピークが現れて見えるが, これは計測器の特性によるものである可能性がある.

図 4.5 は 粒子に関する平均構造である. $L = 2.0 - 2.5$ にピークを持ち, エネルギーの低いもの (8.51 - 11.91 MeV) では $L = 3.5$ 以上に渡り分布している. 粒子は陽子と同様エネルギーの高いものほど地球に近いところにフラックスのピークを持ち, やはりその値は小さくなっている.

図 4.6 は重イオンに関する平均構造である. 重イオンは $L = 2.5$ の辺りにフラックスのピークを持っている. また, その大きさは電子, 陽子, 粒子に比べて非常に小さいことがわかる.

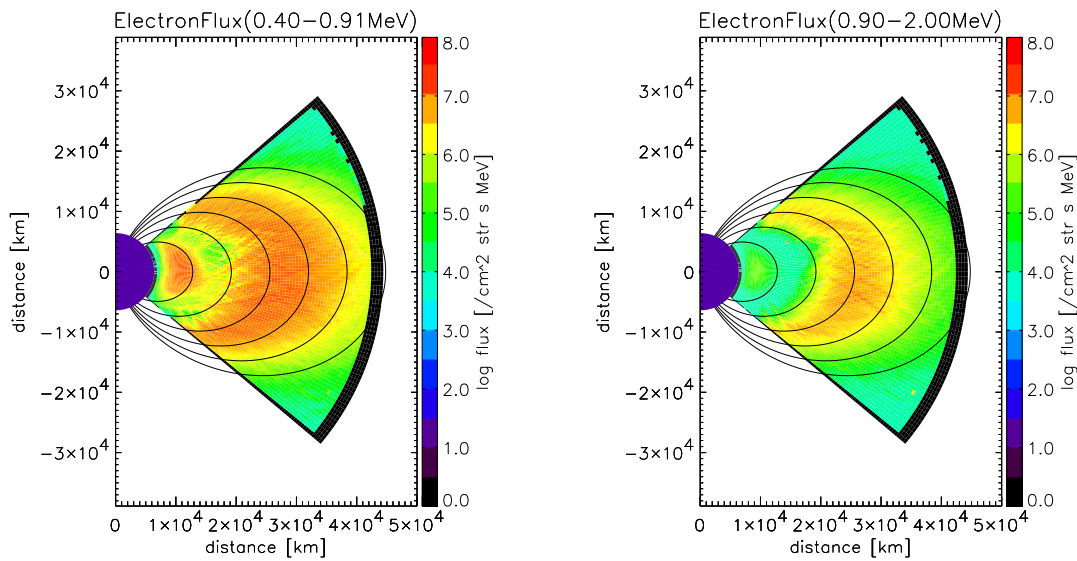


図 4.2 電子フラックス分布. 「つばさ」による 2002 年 2 月から 2003 年 9 月までの平均値. 実線は $L = 2$ から $L = 7$ までの双極子磁場の磁力線を表し, $(0,0)$ を中心とした紺色の半円は地球を表している.

地球の磁気軸が自転軸に対して 11.7° 傾いていることと, 磁場の双極子の中心が地球中心からずれていることにより, 西経 40 度南緯 30 度の辺りを中心とした南太平洋上空は磁場が弱く, 他の地域に比べて放射線帯が低高度にまで広がることが知られている. この地域を南大西洋異常地域 (SAA: South Atlantic Anomaly) と呼ぶ (図 4.7).

平均構造を調べたときと同様に, 全観測期間のデータを緯度 1° - 経度 1° - 高度 2000 km のビンにわけて足し合わせ, 足し合わせた総数で割った平均値を求めプロットした. 図 4.8 は高度 500 km - 2500 km(上) と高度 2500 km - 4500 km(下) の電子 ($0.40 - 0.91$ MeV) の緯度 - 経度分布である. 経度 320° - 緯度 -30° の辺りの電子フラックスが大きくなっていることがわかる. 分布の全体の傾向として \sim 型になっているのは, 磁気軸は自転軸から 11.7° 傾いていることによる. また, 電子以外の粒子についても同様である.

4.4 放射線帯粒子フラックスの変動

放射線帯粒子フラックスの変動の様子を調べるため, 1 軌道毎の粒子フラックスを全データ期間に渡りプロットした.

図 4.13 はエネルギー $0.40 - 0.91$ MeV とエネルギー $0.90 - 2.00$ MeV の電子フラック

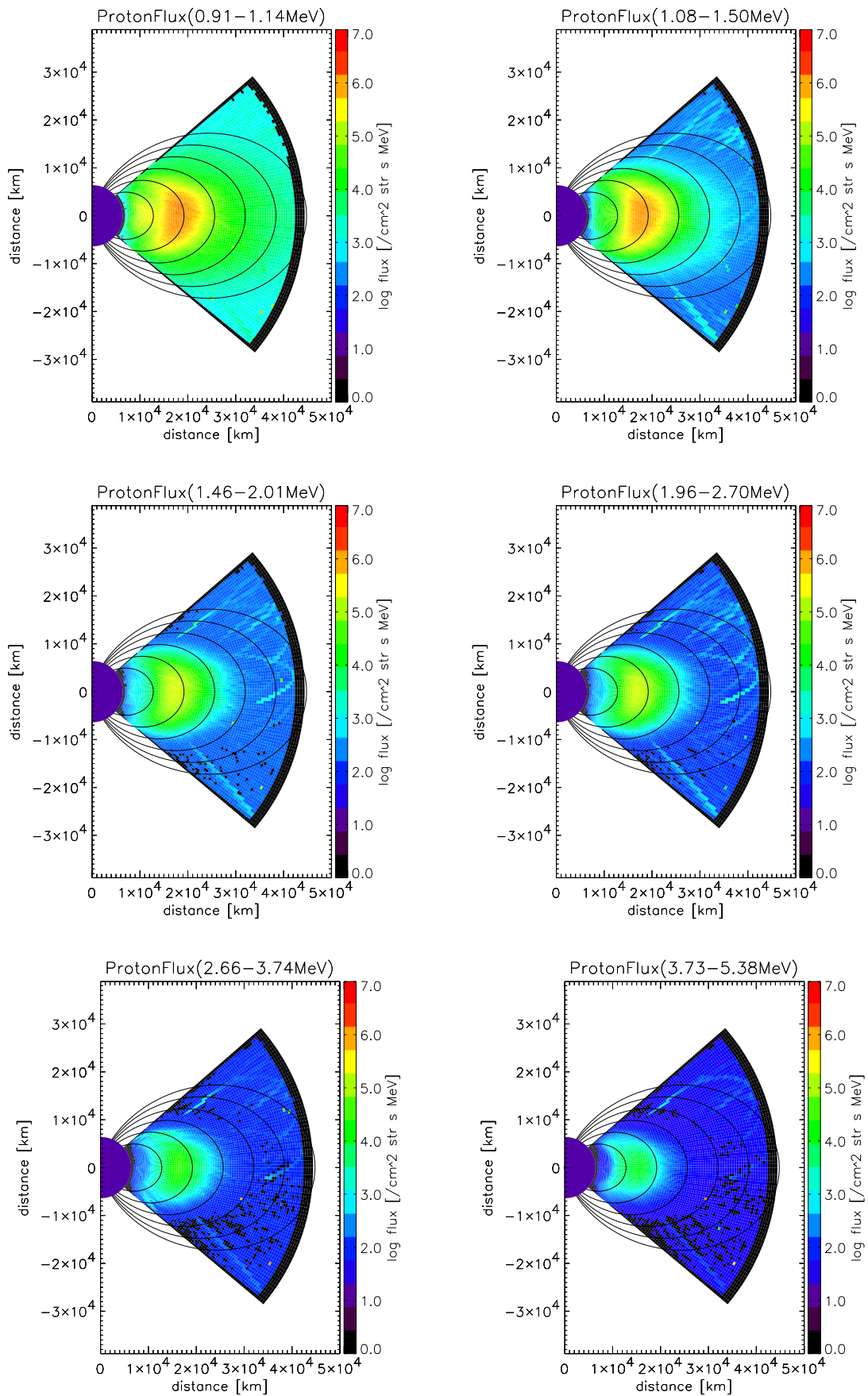


図 4.3 図 4.2 と同じ。ただし、陽子フラックス分布 (チャンネル 1 - 6)。

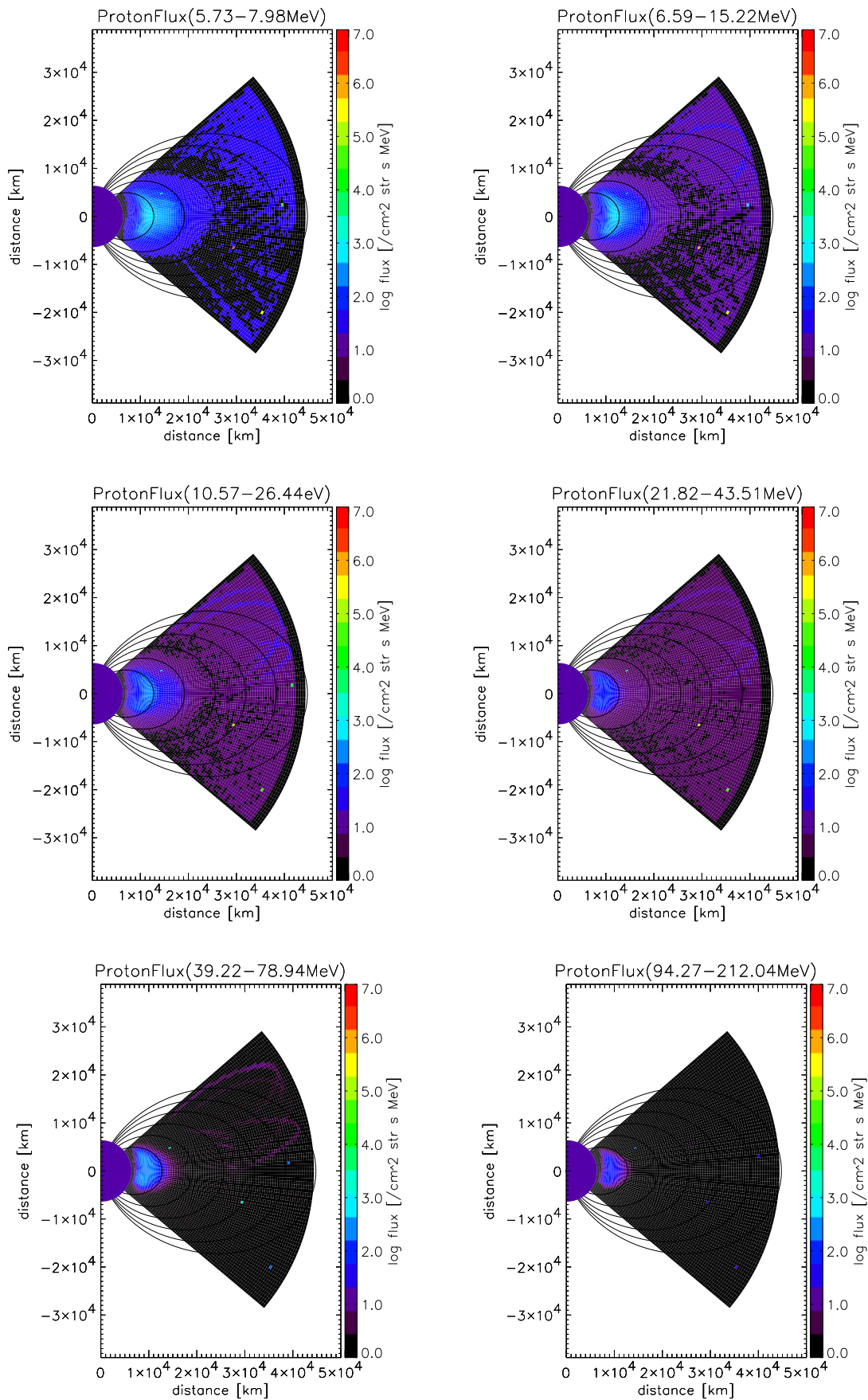


図 4.4 図 4.2 と同じ。ただし、陽子フラックス分布 (チャンネル 7 - 12)。

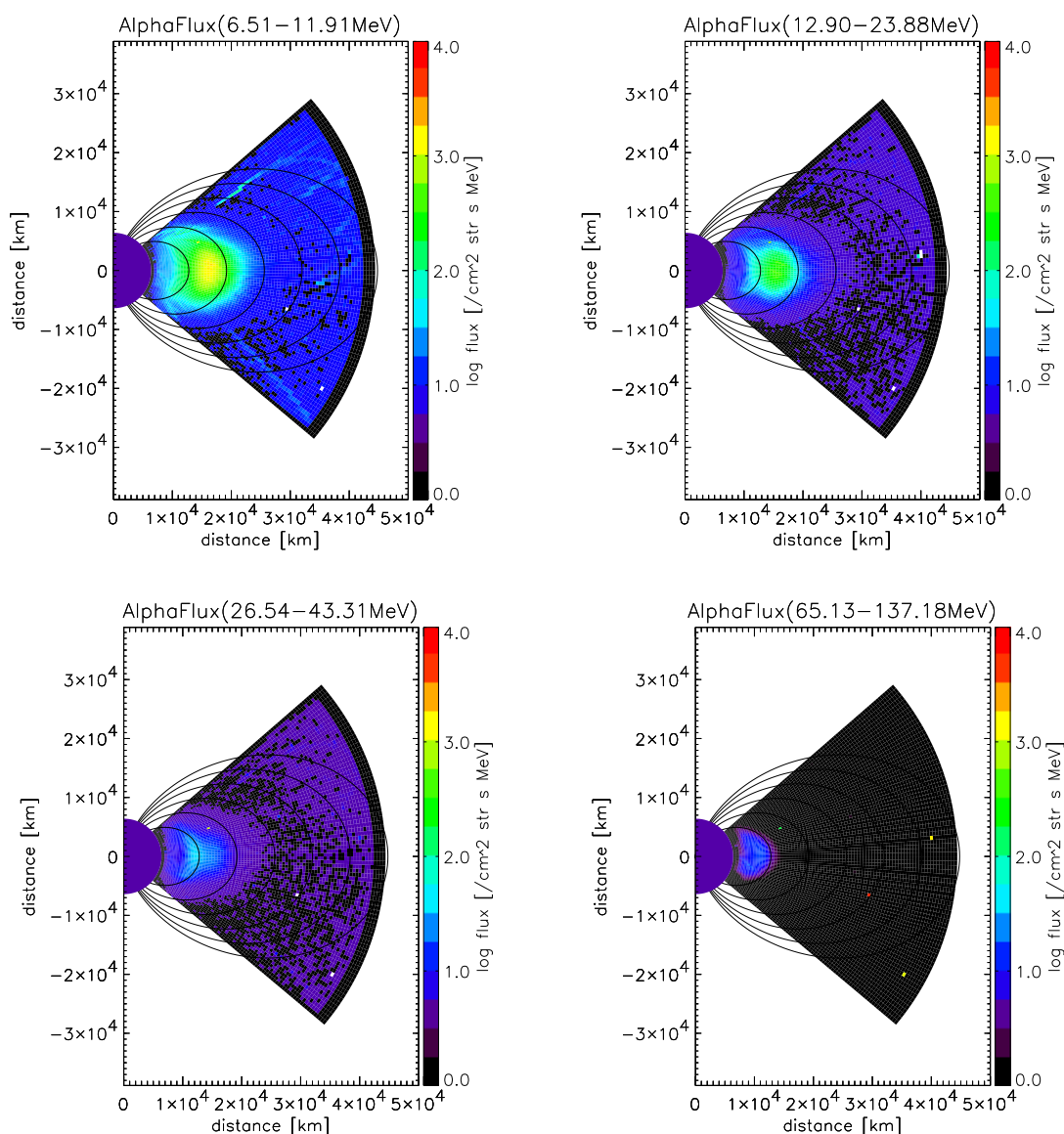


図 4.5 図 4.2 と同じ。ただし、粒子フラックス分布 (チャンネル 1 - 4)。

スの変動の様子を示したものである。 $L = 3 - 7$ にかけての外帯が非常に激しく変動している様が見られる。外帯に比べ内帯は比較的電子のフラックス変動が少なく、安定に存在していることもわかる。また、エネルギーの低い方ではスロット領域を埋めるように電子フラックスが流入している様子も見られる。エネルギーの高い方の電子フラックスの値は低エネルギーのものに比べ低くなっており、スロット領域を埋めるような現象も見られない。

図 4.14 から図 4.19 は陽子フラックスの変動の様子を示したものである。エネルギーの低いもの (~ 2.70 MeV) に関しては外縁部でフラックスの増減が見られるが中心領域は安

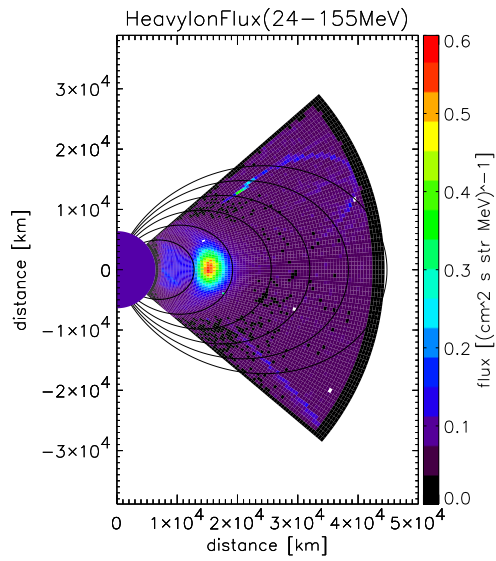


図 4.6 図 4.2 と同じ. ただし, 重イオンフラックス分布.

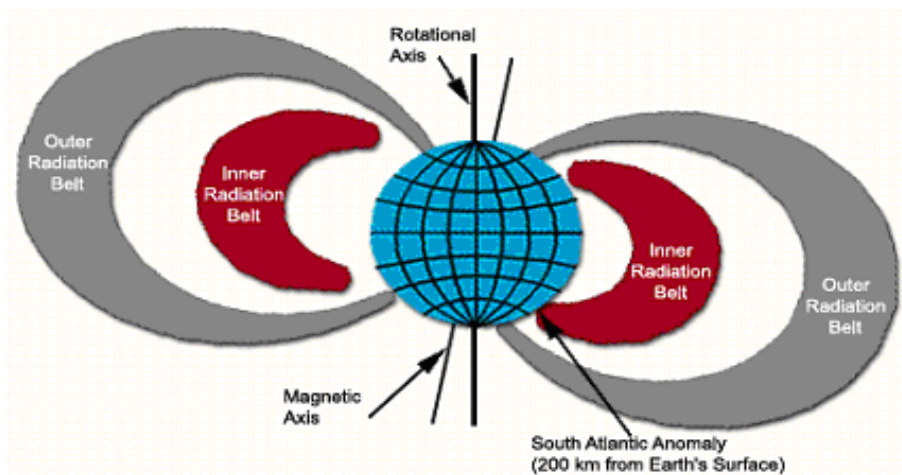


図 4.7 南大西洋異常地域の概念図 (Nelson Institute of Marine Research website より).

定に存在しており, 電子に比べ変動はあまり大きくないことがわかる. エネルギーの高いもの (2.66 MeV~) についてはほとんど変動は見られない.

図 4.20, 図 4.21 は 粒子フラックスの変動の様子を示したものである. 粒子も陽子と同様あまり激しく変動しておらず, かなり安定に存在している.

図 4.22 は重イオンフラックスの変動の様子を示したものである. 重イオンフラックスはその値が非常に小さい. 電子のような激しい変動は見られない.

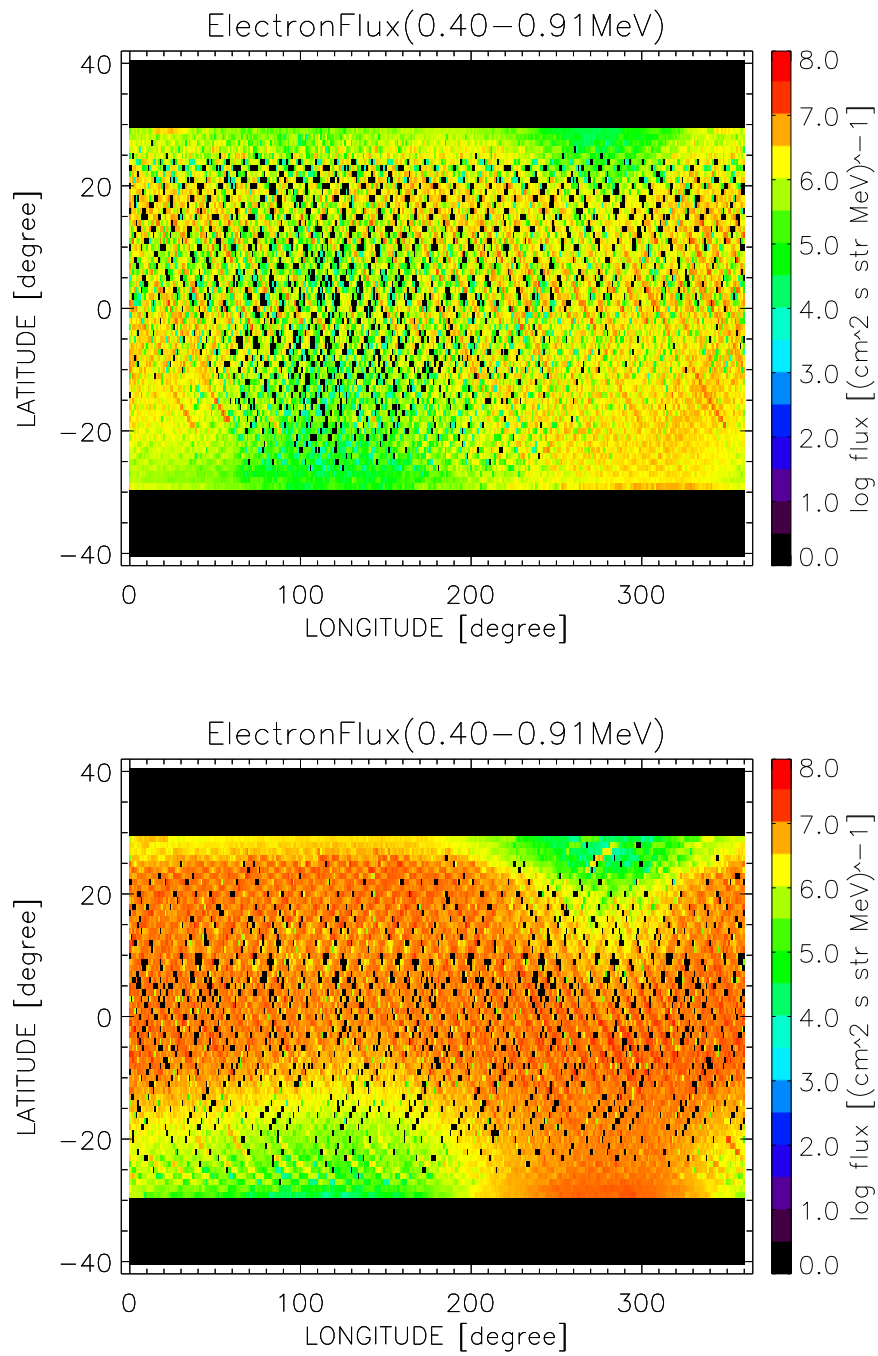


図 4.8 高度 500 km - 2500 km(上) と高度 2500 km - 4500 km(下) の電子フラックスの緯度 - 経度分布.

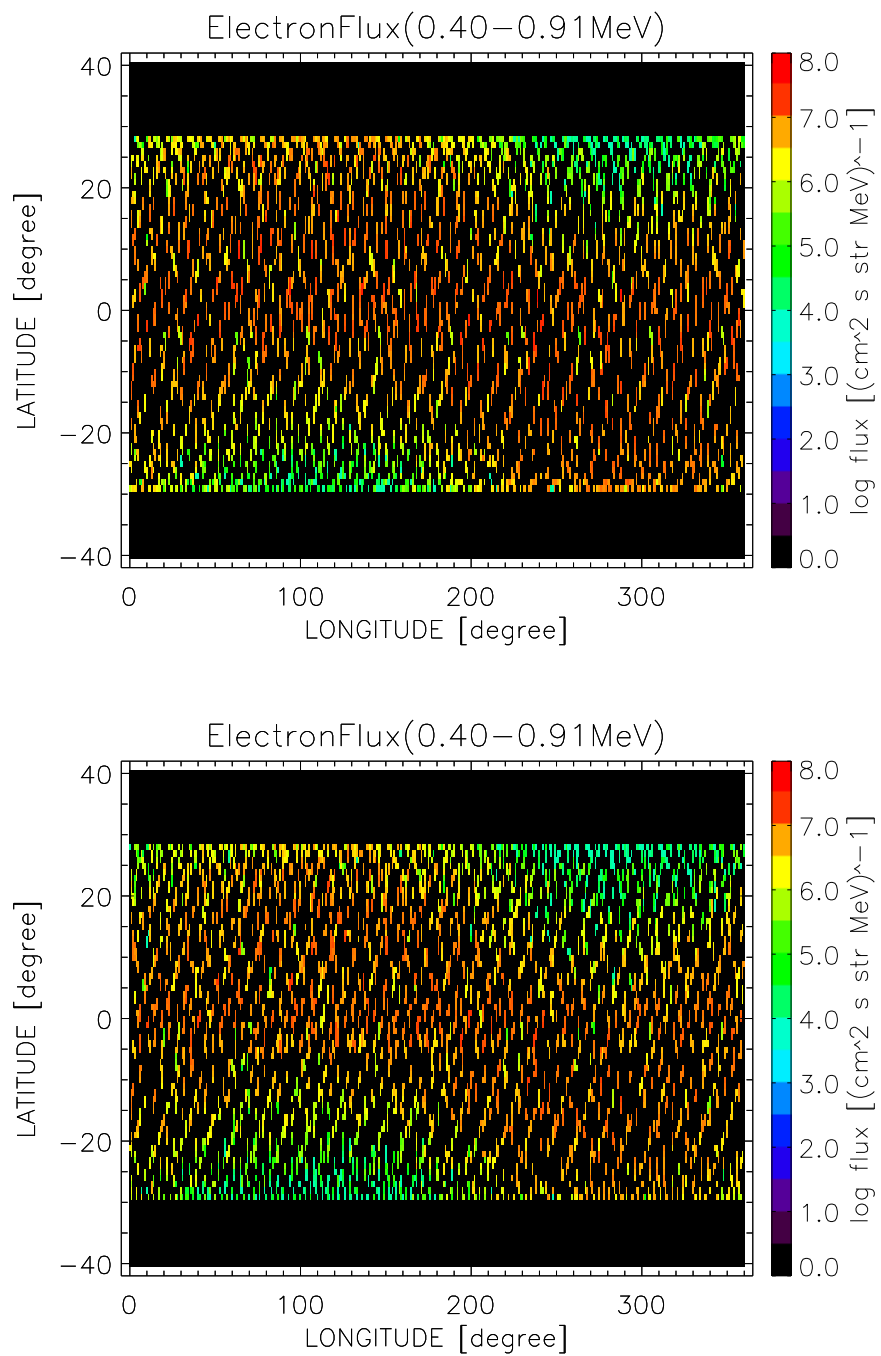


図 4.9 高度 22500 km - 24500 km(上) と高度 24500 km - 26500 km(下) の電子フラックスの緯度 - 経度分布.

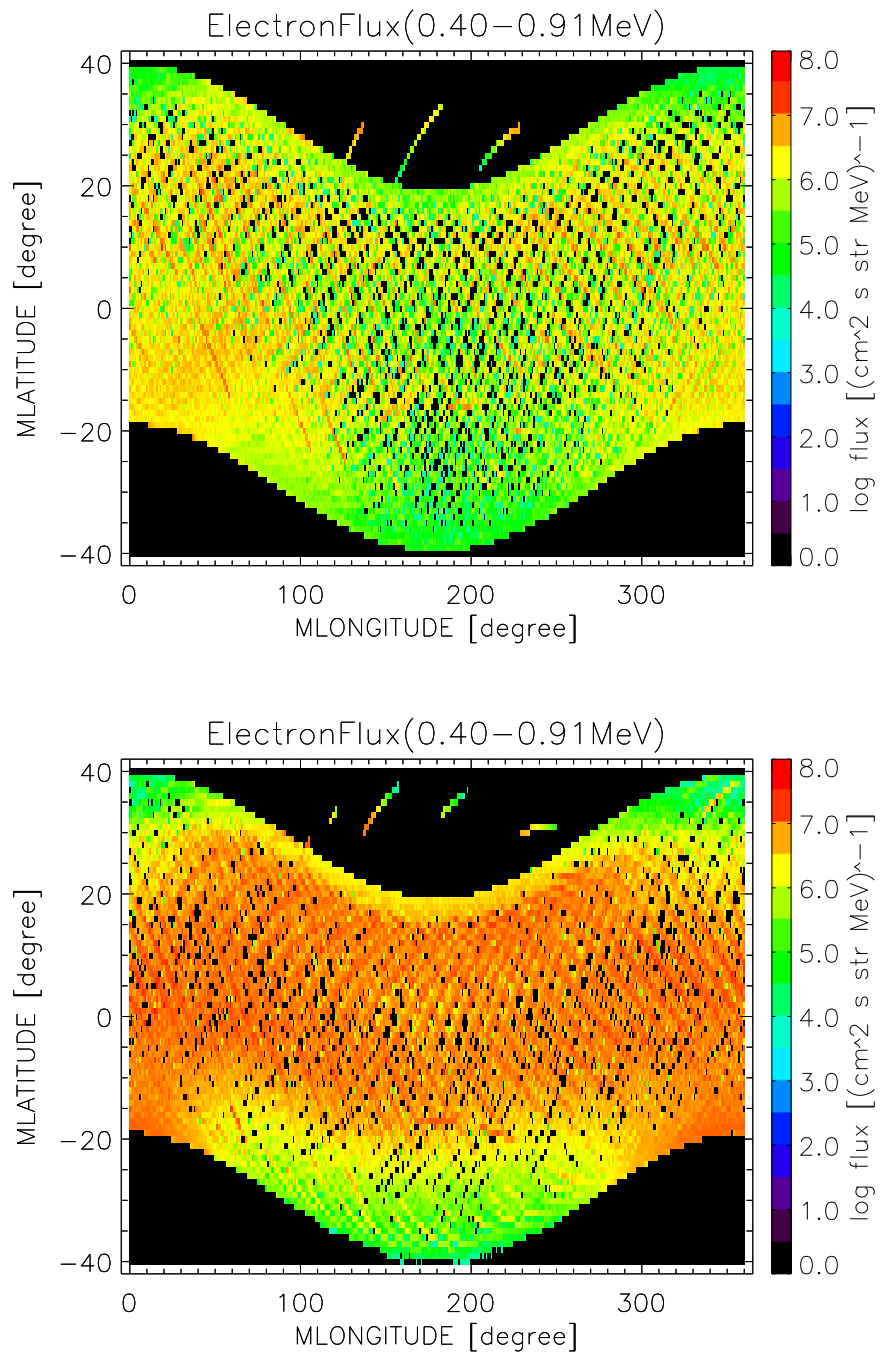


図 4.10 高度 500 km - 2500 km(上) と高度 2500 km - 4500 km(下) の電子フラックスの磁気緯度 - 磁気経度分布.

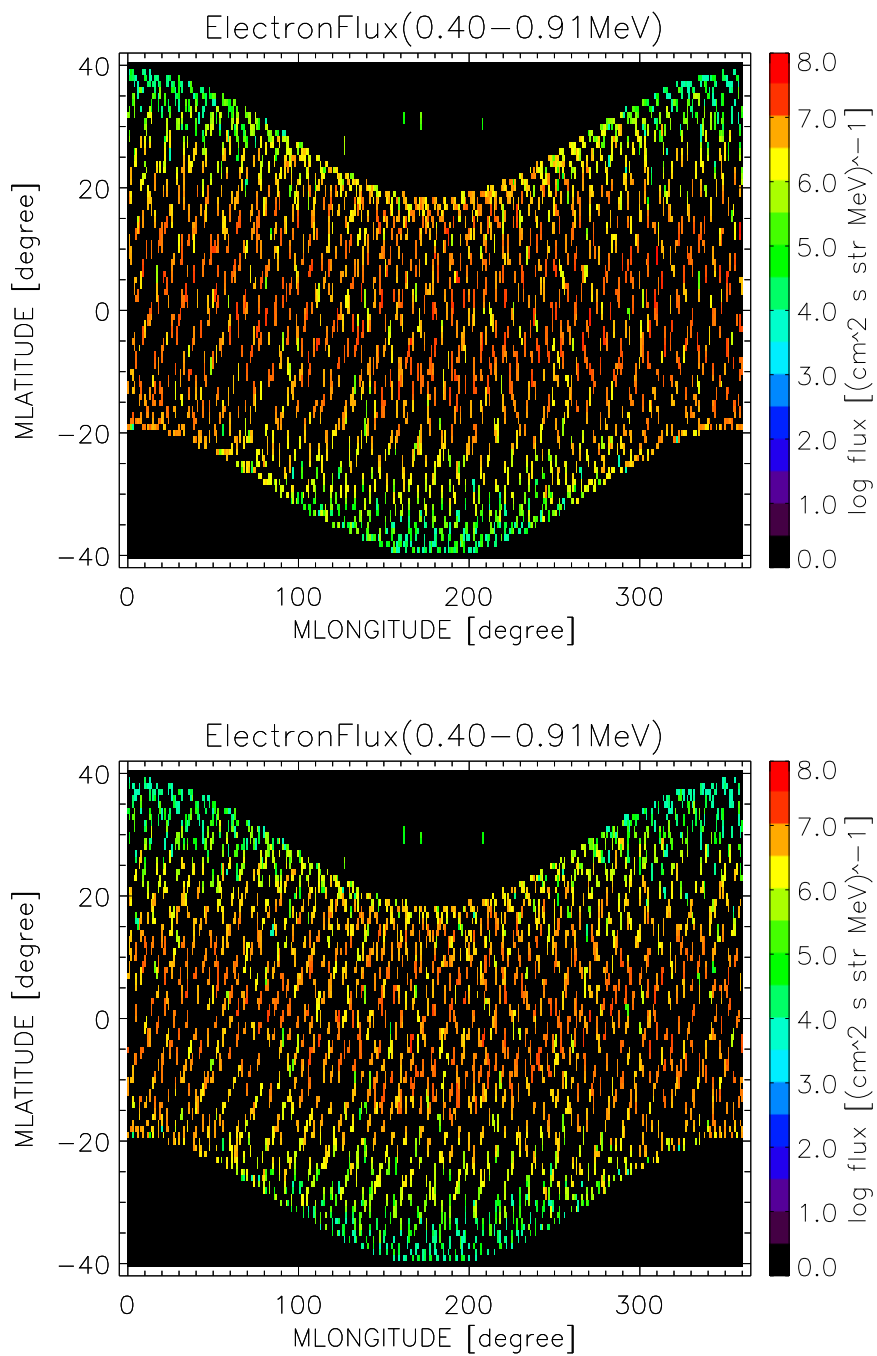


図 4.11 高度 22500 km - 24500 km(上) と高度 24500 km - 26500 km(下) の電子フラックスの磁気緯度 - 磁気経度分布.

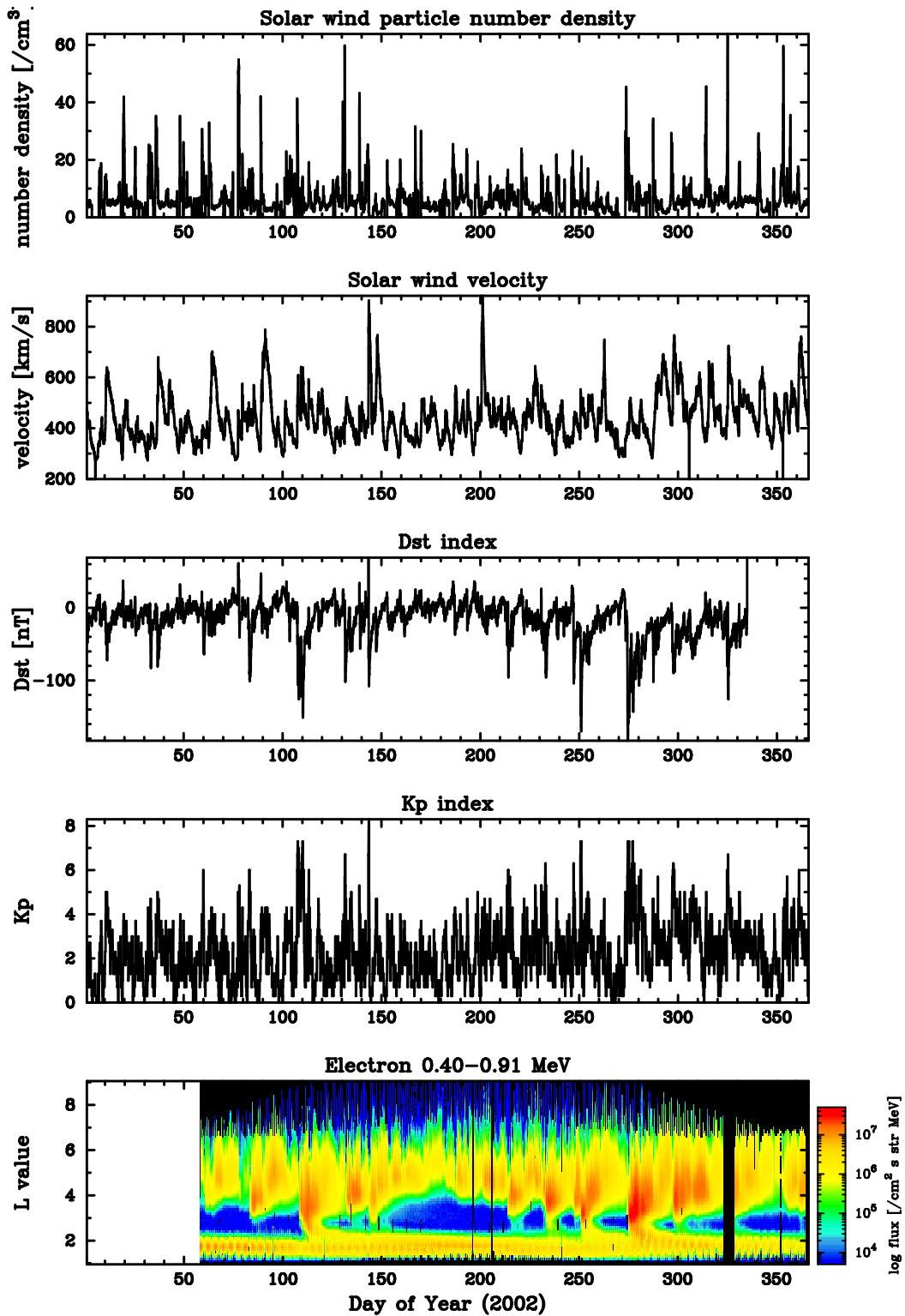


図 4.12 2002 年の太陽風・地磁気パラメータと放射線帯電子フラックスの変動の様子。上のパネルから太陽風数密度, 太陽風速度, Dst インデックス, Kp インデックス, 放射線帯電子フラックス。ACE, SPIDER, つばさの観測データより得た。

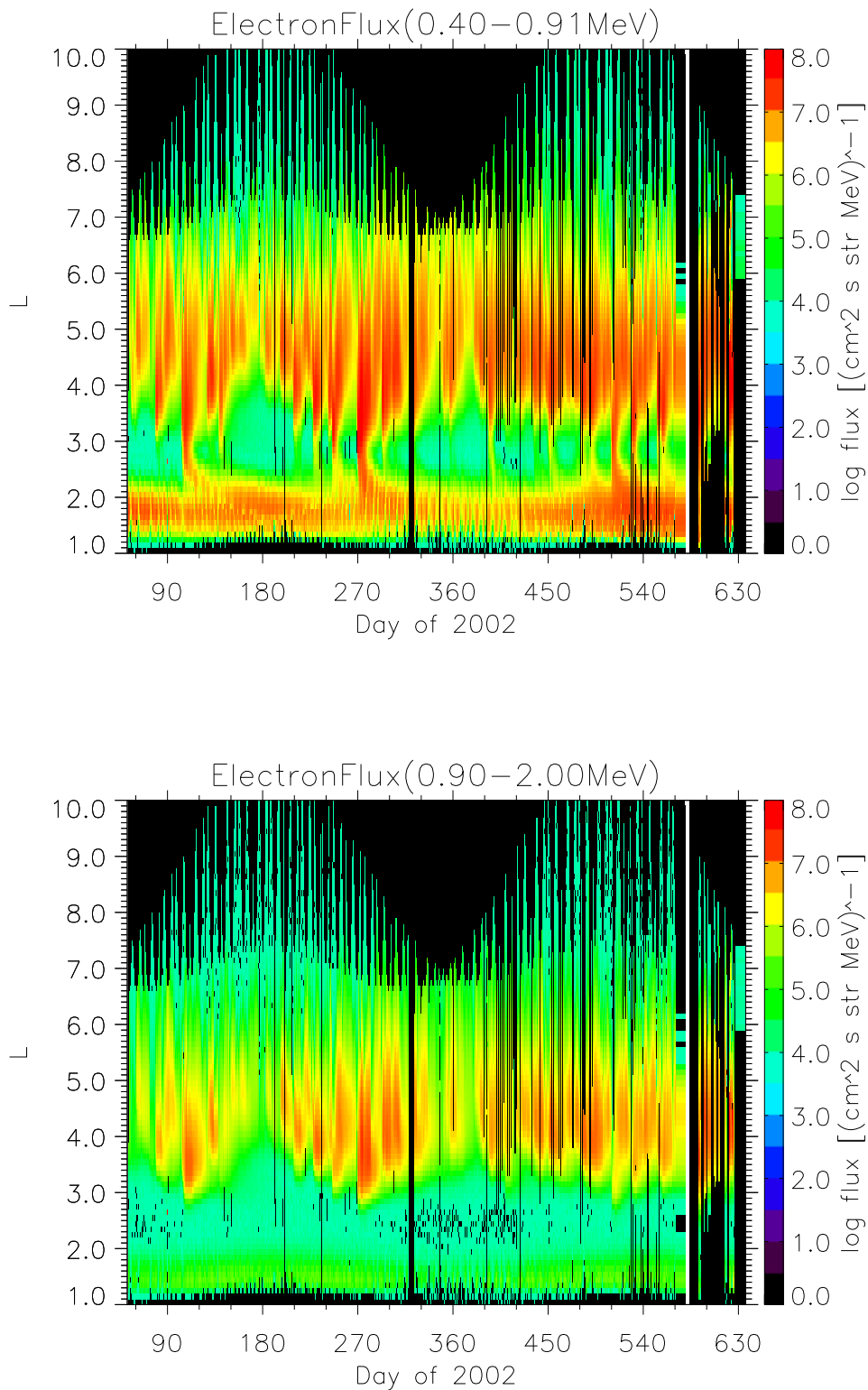


図 4.13 「つばさ」観測による 2002 年 02 月から 2003 年 9 月までの電子フラックスの変動の様子 ((上) チャンネル 1, (下) チャンネル 2).

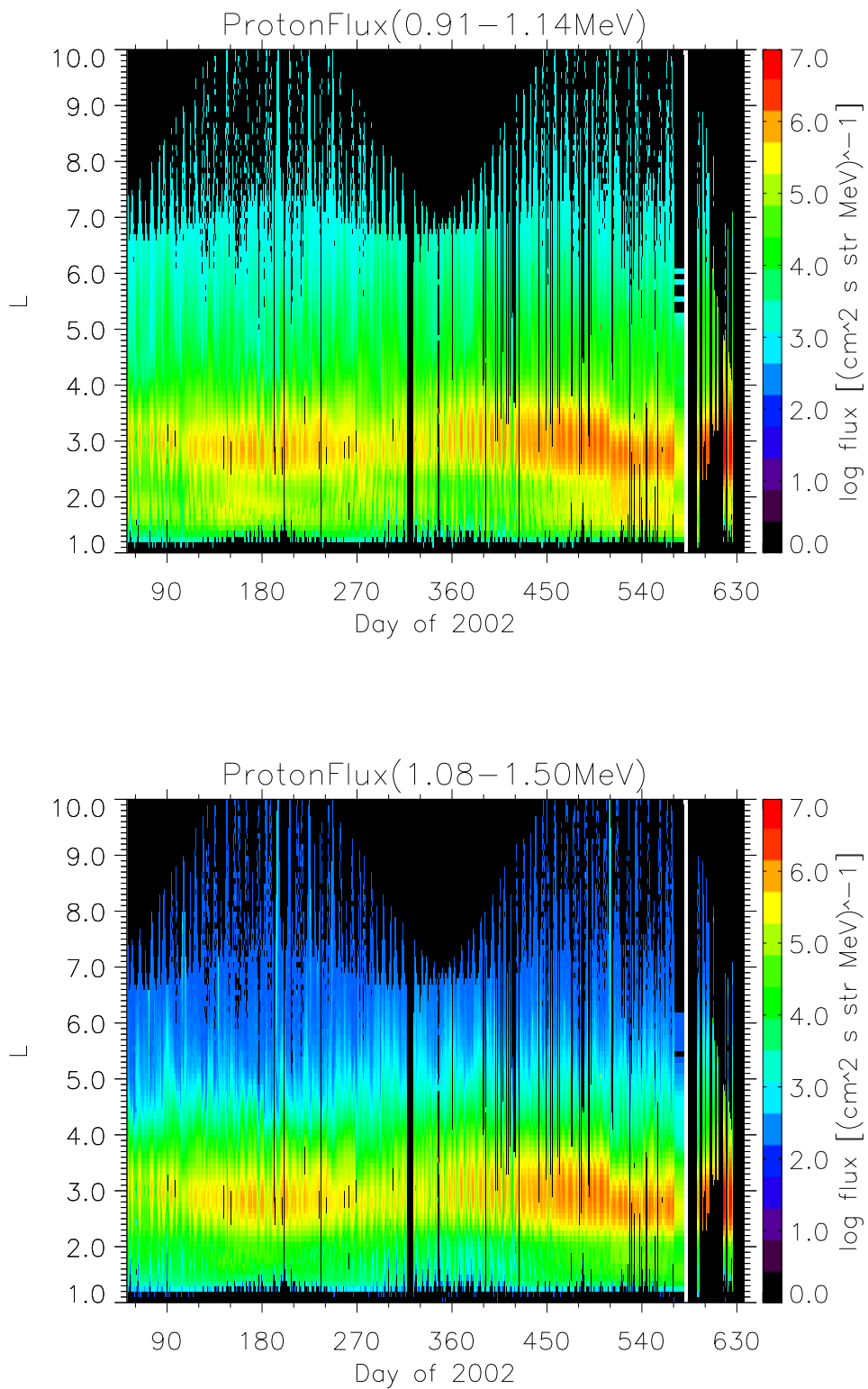


図 4.14 図 4.13 と同じ. ただし, 陽子フラックス ((上) チャンネル 1, (下) チャンネル 2).

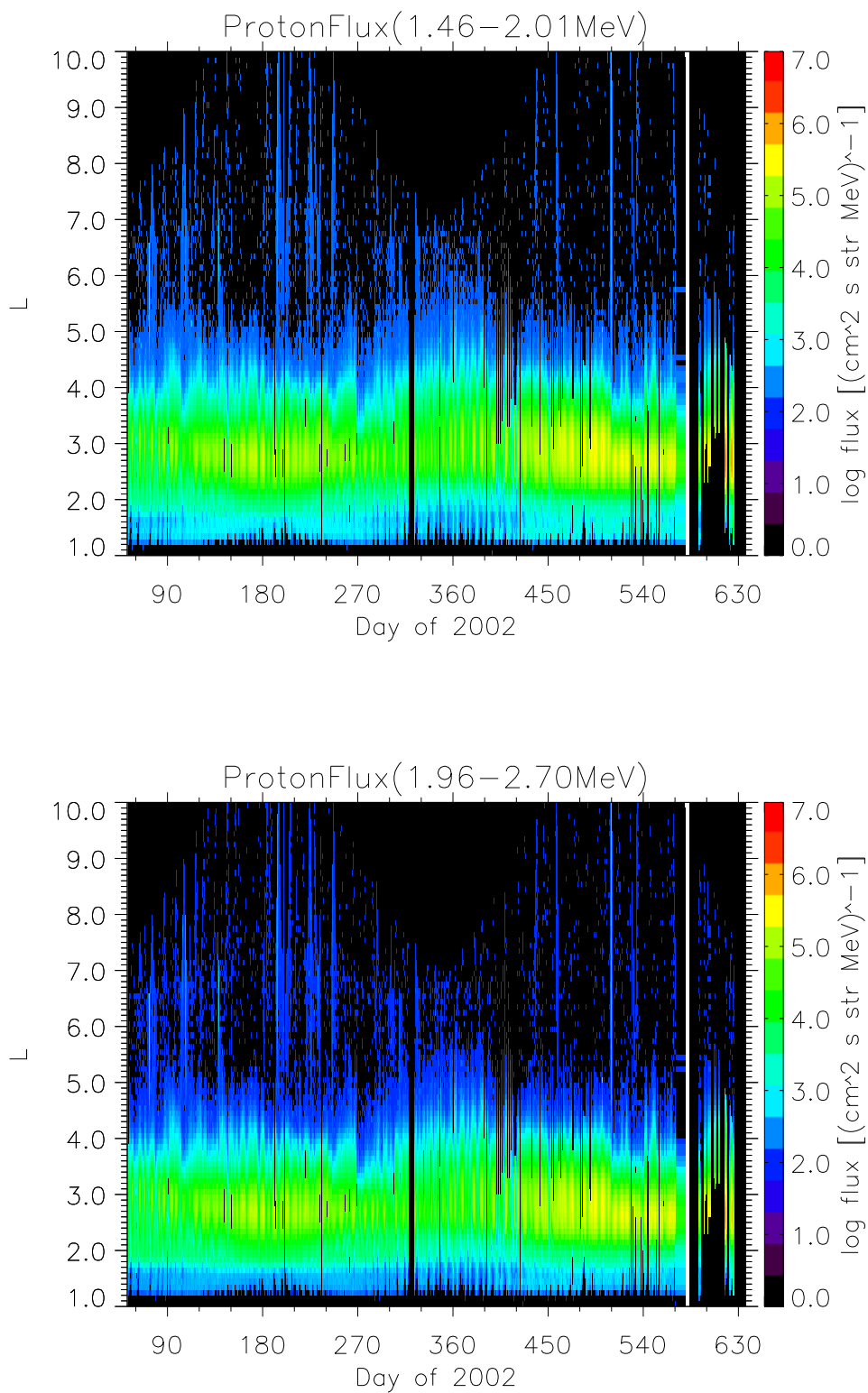


図 4.15 図 4.13 と同じ. ただし, 陽子フラックス ((上) チャンネル 3, (下) チャンネル 4).

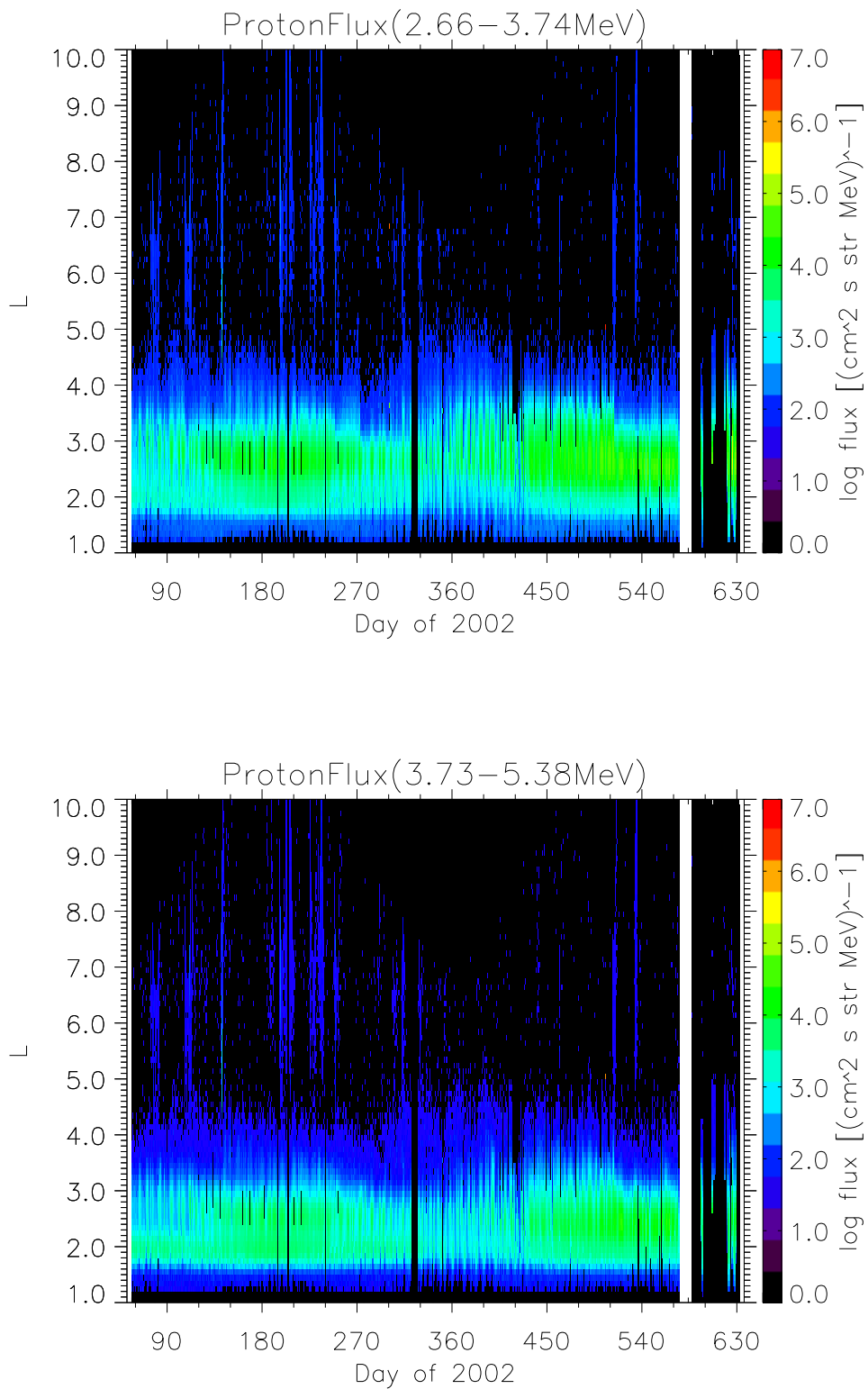


図 4.16 図 4.13 と同じ. ただし, 陽子フラックス ((上) チャンネル 5, (下) チャンネル 6).

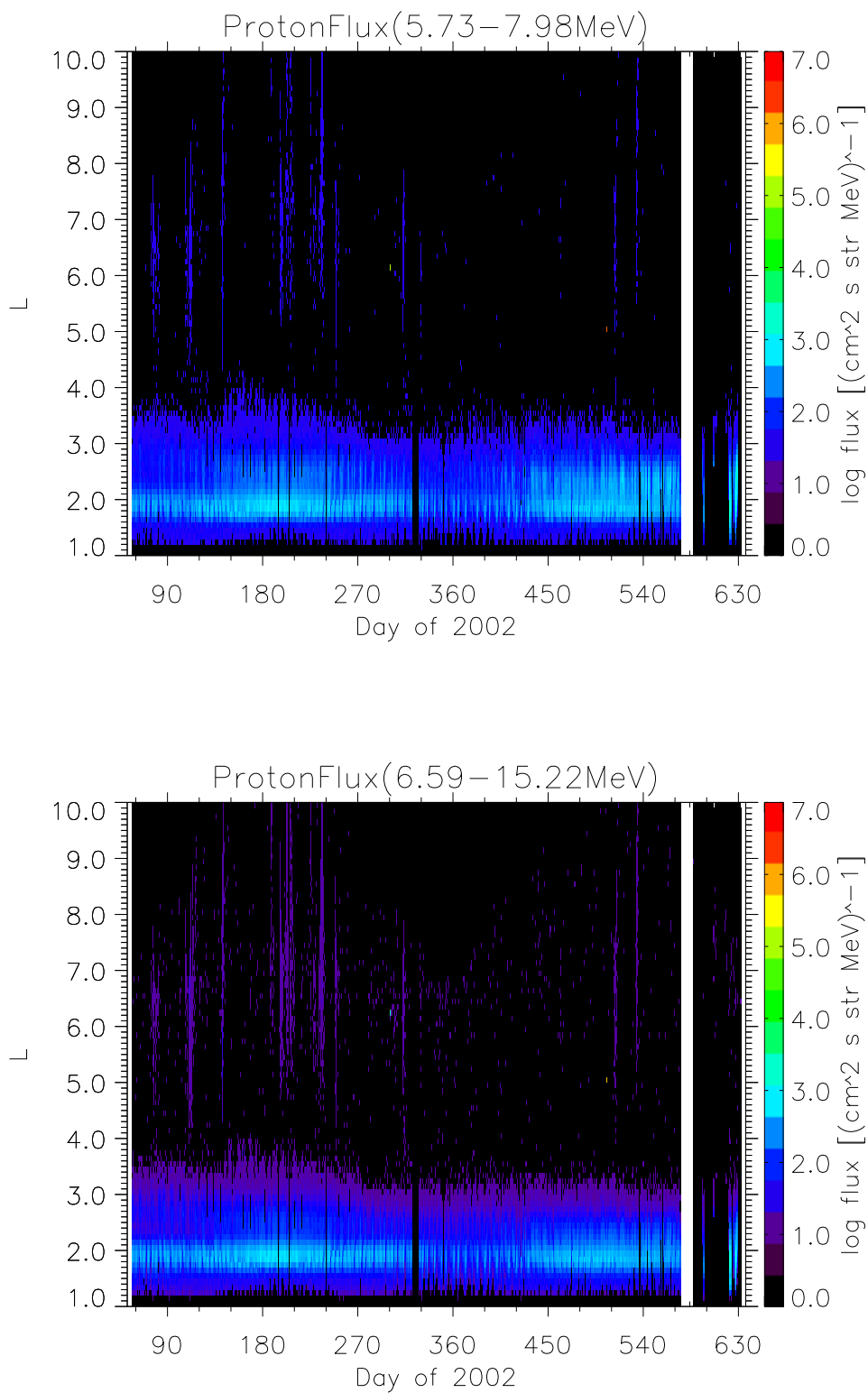


図 4.17 図 4.13 と同じ. ただし, 陽子フラックス ((上) チャンネル 7, (下) チャンネル 8).

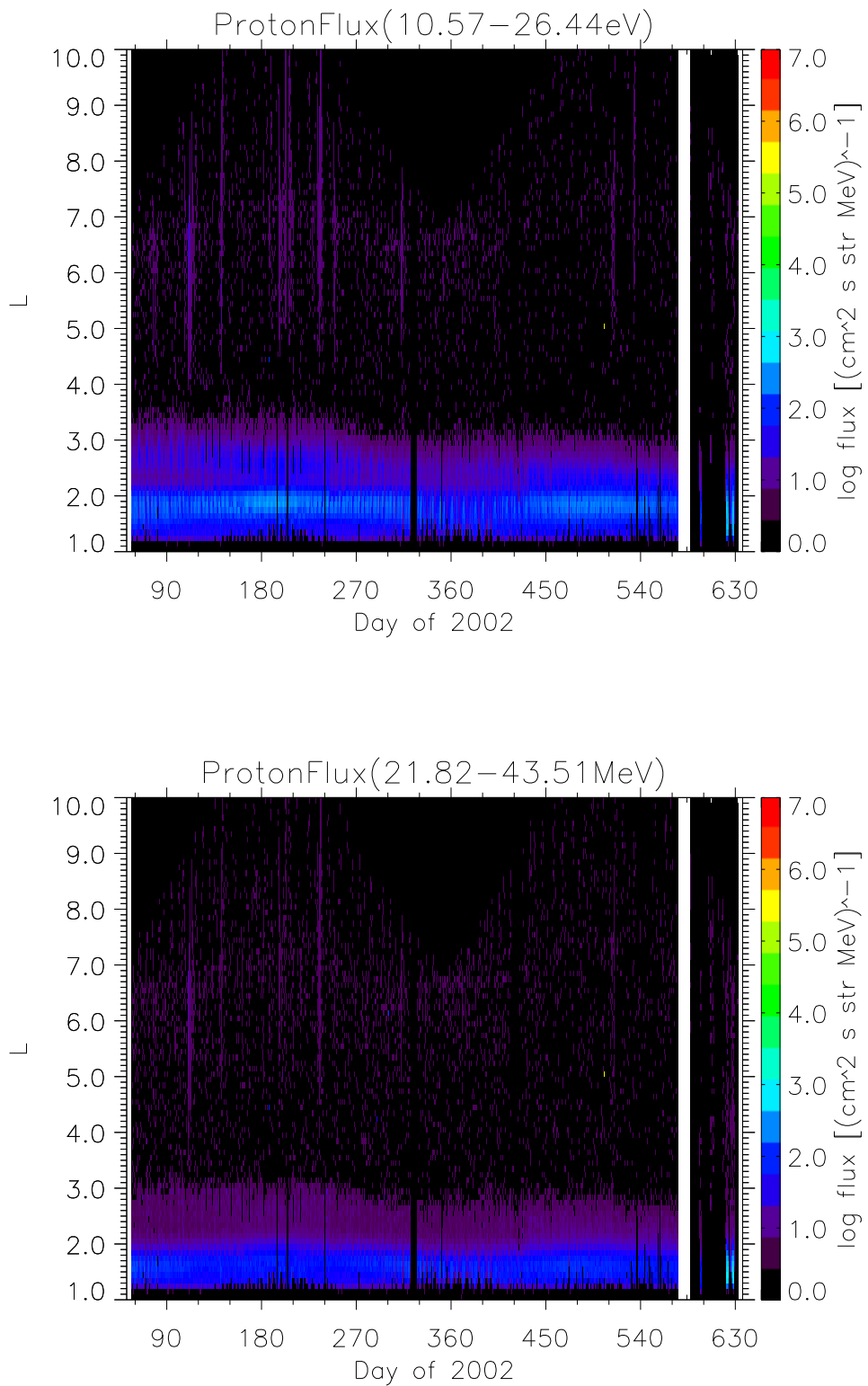


図 4.18 図 4.13 と同じ. ただし, 陽子フラックス ((上) チャンネル 9, (下) チャンネル 10).

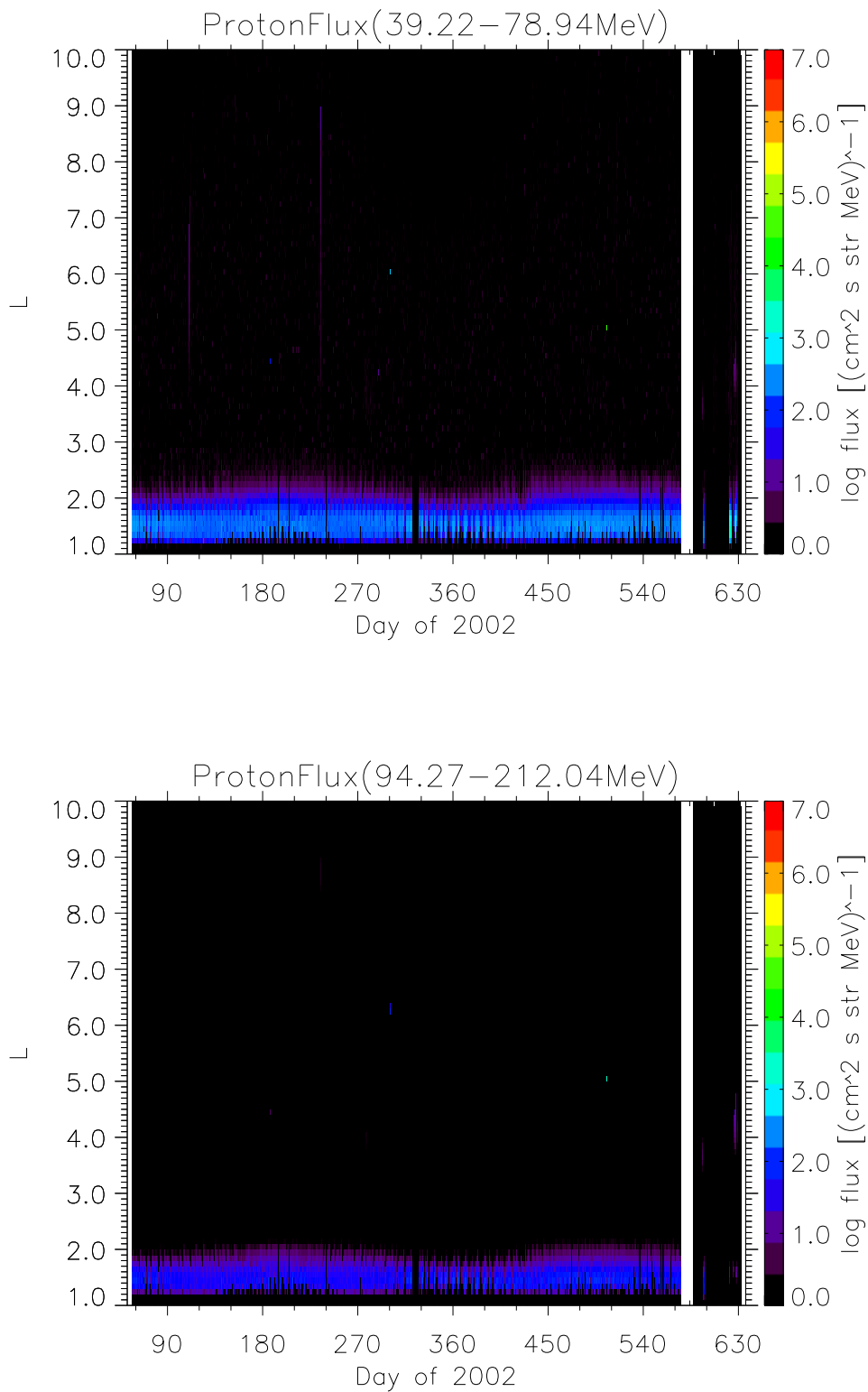


図 4.19 図 4.13 と同じ. ただし, 陽子フラックス ((上) チャンネル 11, (下) チャンネル 12).

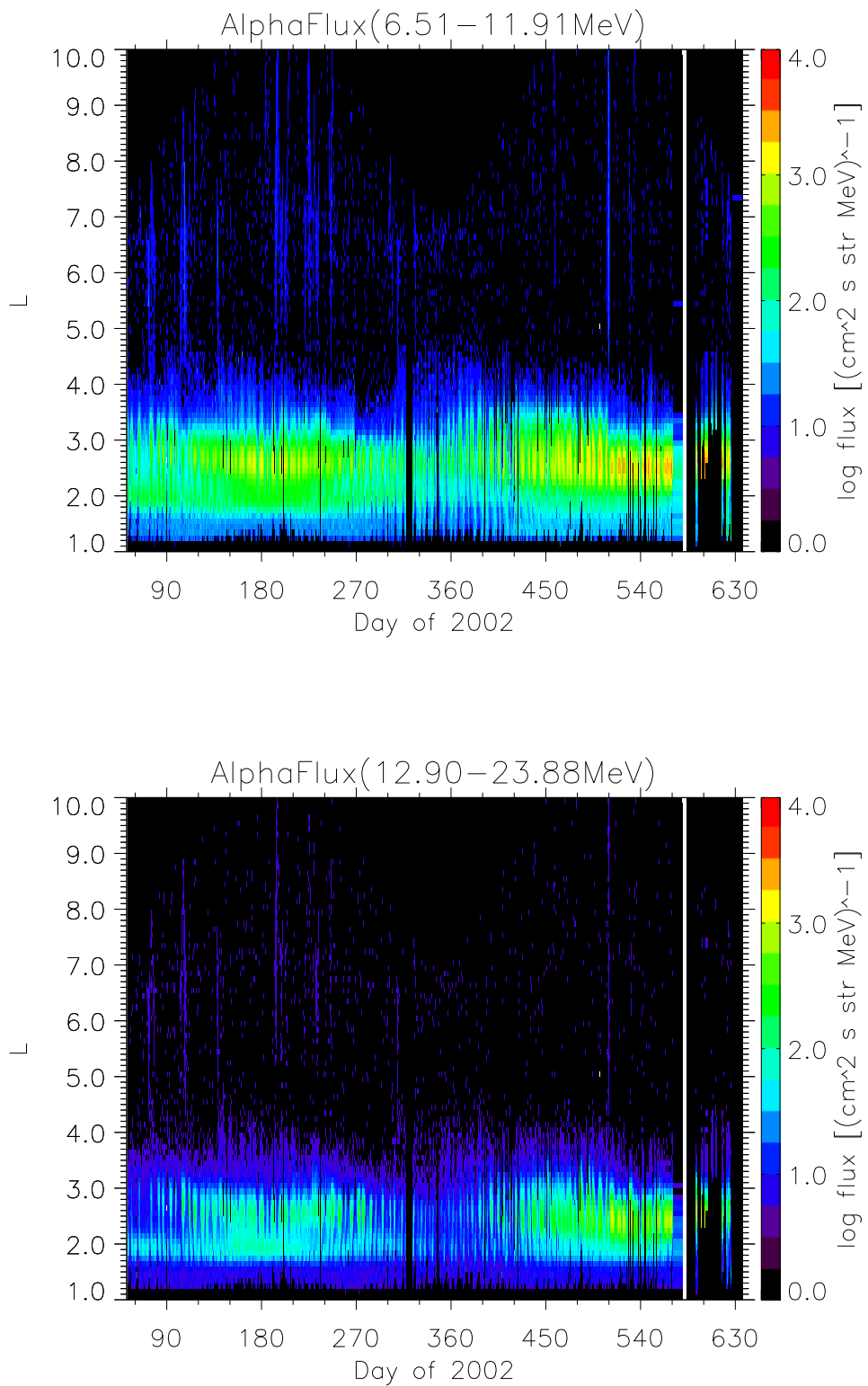


図 4.20 図 4.13 と同じ. ただし, 粒子フラックス ((上) チャンネル 1, (下) チャンネル 2).

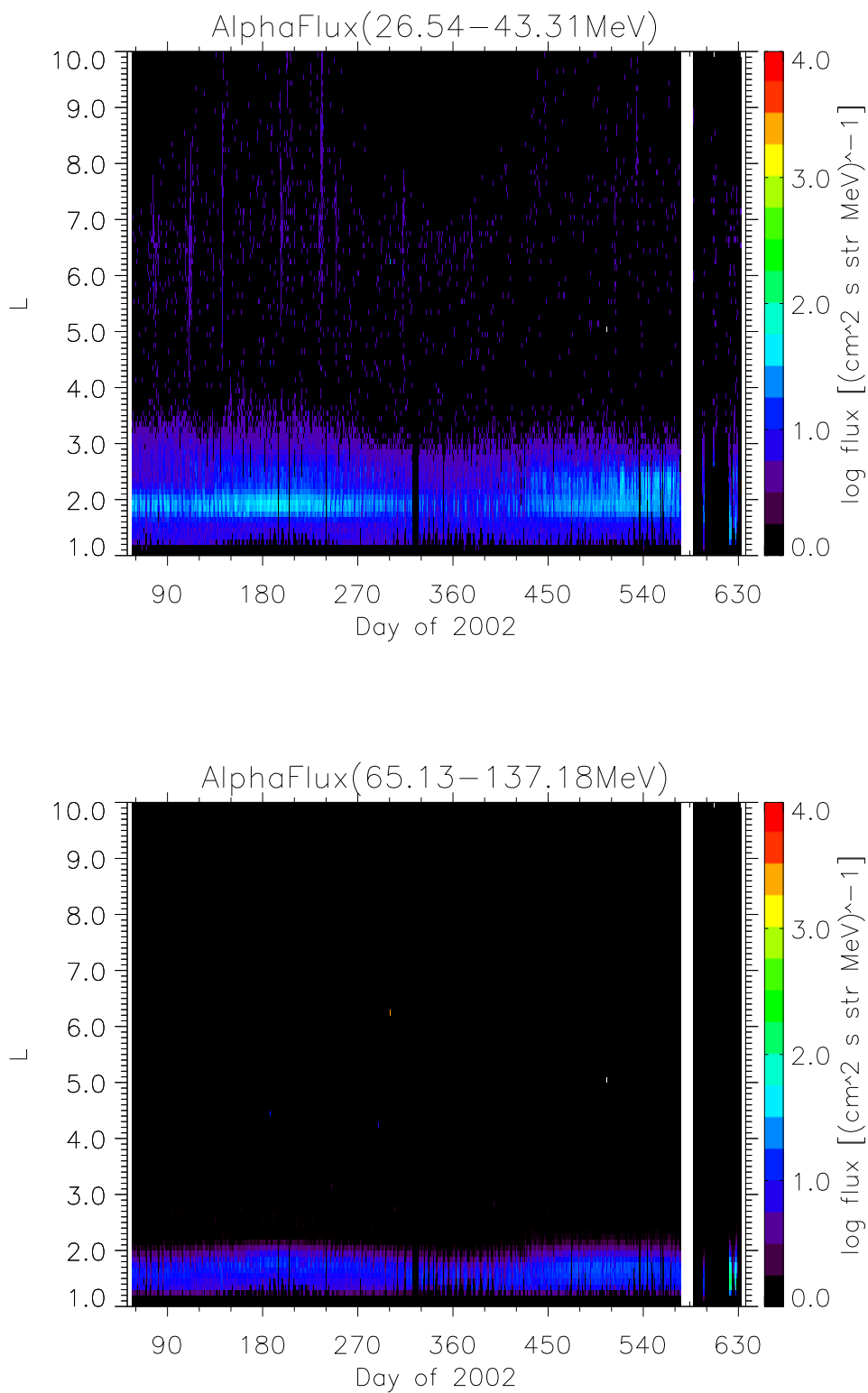


図 4.21 図 4.13 と同じ. ただし, 粒子フラックス ((上) チャンネル 3, (下) チャンネル 4).

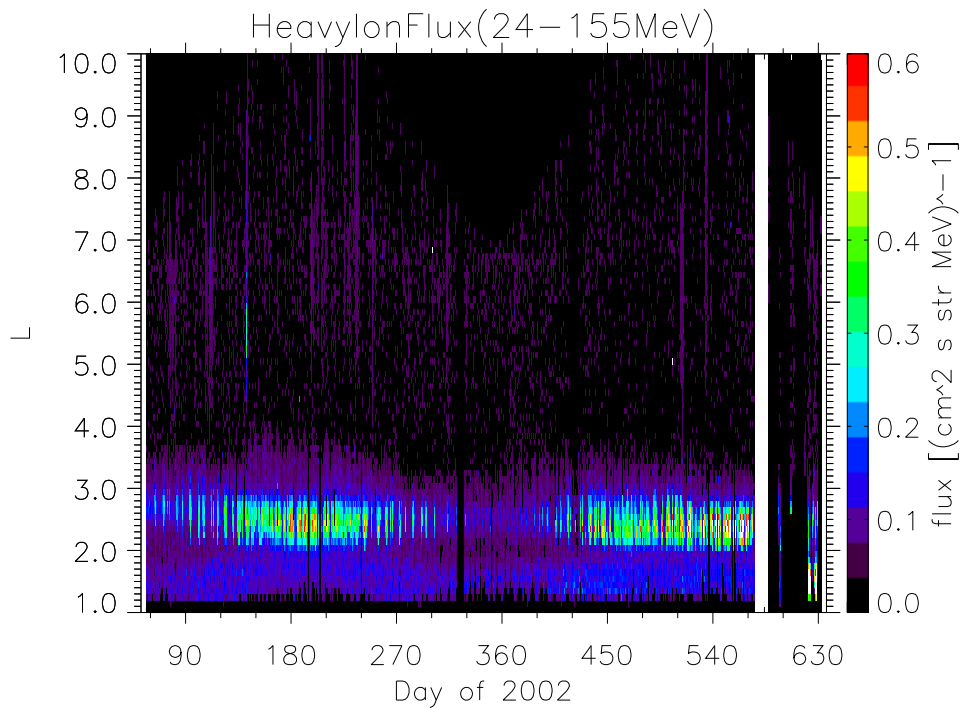


図 4.22 図 4.13 と同じ. ただし, 重イオンフラックス.

次に, 放射線帯粒子フラックスの変動と磁気嵐との関係をもっと詳細に見るために, 2002年4月の一ヶ月間について調べる. 図 4.23 は 2002年4月の電子放射線帯 (0.40 - 0.91 MeV) の様子を示している. 月の初めから Orbit 165 の辺りまでの地磁気が比較的静穏な期間に, 外帯の内側境界が徐々に外側へ向かっていき, スロット領域が広がっていく様子がわかる. その後, 磁気嵐が起こり, 磁気嵐主相では, 過去の研究で知られるように, 急激な電子フラックスの減少が確認できる. また, 回復相では磁気嵐前の値を越えて電子フラックスが増加しているのがわかる. 更に, Orbit 170 前後での大きな磁気嵐では大きな磁気嵐によってスロット領域を埋めるように高エネルギー粒子が侵入しているのがわかる. また内帯は比較的安定に存在している.

図 4.24 は図 4.23 と同期間の陽子放射線帯 (0.91 - 1.14 MeV) の様子を示している. 外縁部分の陽子フラックスは電子放射線帯外帯ほどではないが, 地磁気の変化に伴って変動していることがわかる. Orbit 165 辺りでの大きな磁気嵐時に多少の陽子フラックスの減少が見られるものの中心領域は比較的安定に存在していることがわかる.

図 4.25 は 粒子放射線帯 (6.51 - 11.91 MeV) の様子を示している. 中心領域の 粒子フラックスの変化はほとんど見られないが, Orbit 165 辺りで起こった磁気嵐の回復相で

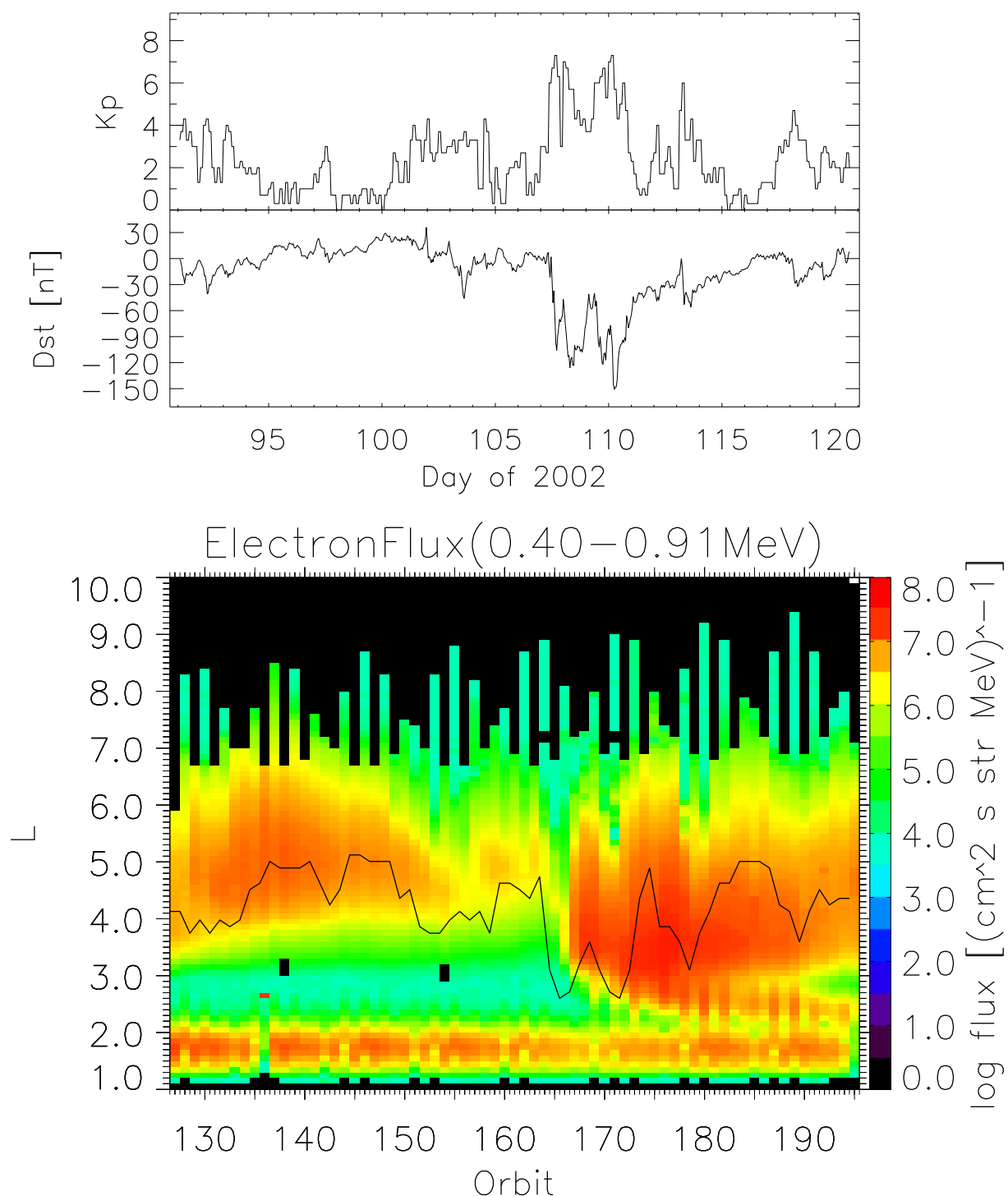


図 4.23 2002 年 4 月の一ヶ月間の「つばさ」観測による電子フラックス ($E = 0.40 - 0.91 \text{ MeV}$)(最下段). 最上段は K_p , 二段目は Dst , である. 最下段のパネル中の実線はプラズマポーズの位置を表している.

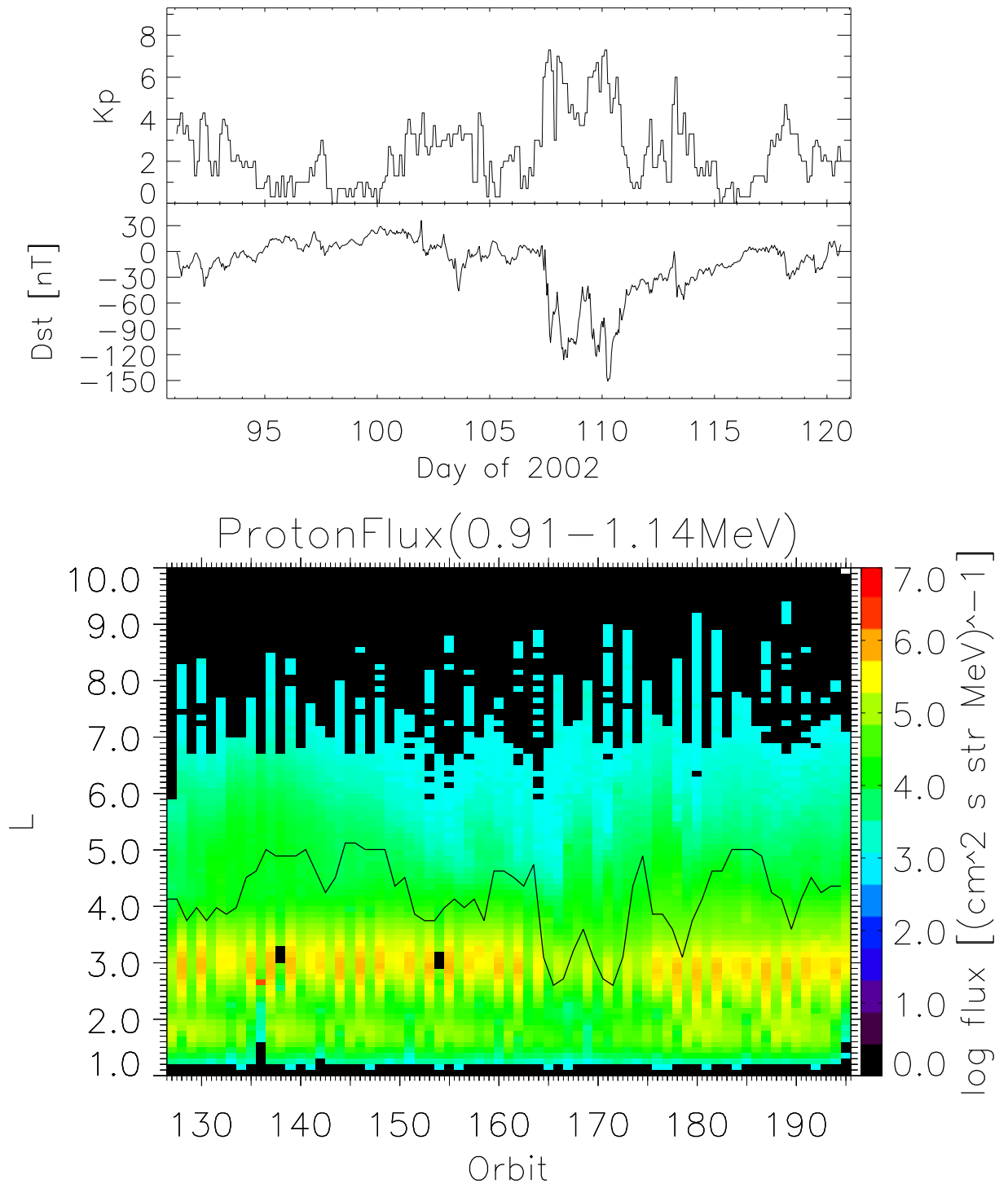


図 4.24 図 4.23 と同じ. ただし, 陽子フラックス (0.91 - 1.14 MeV).

外部から 粒子が流入している.

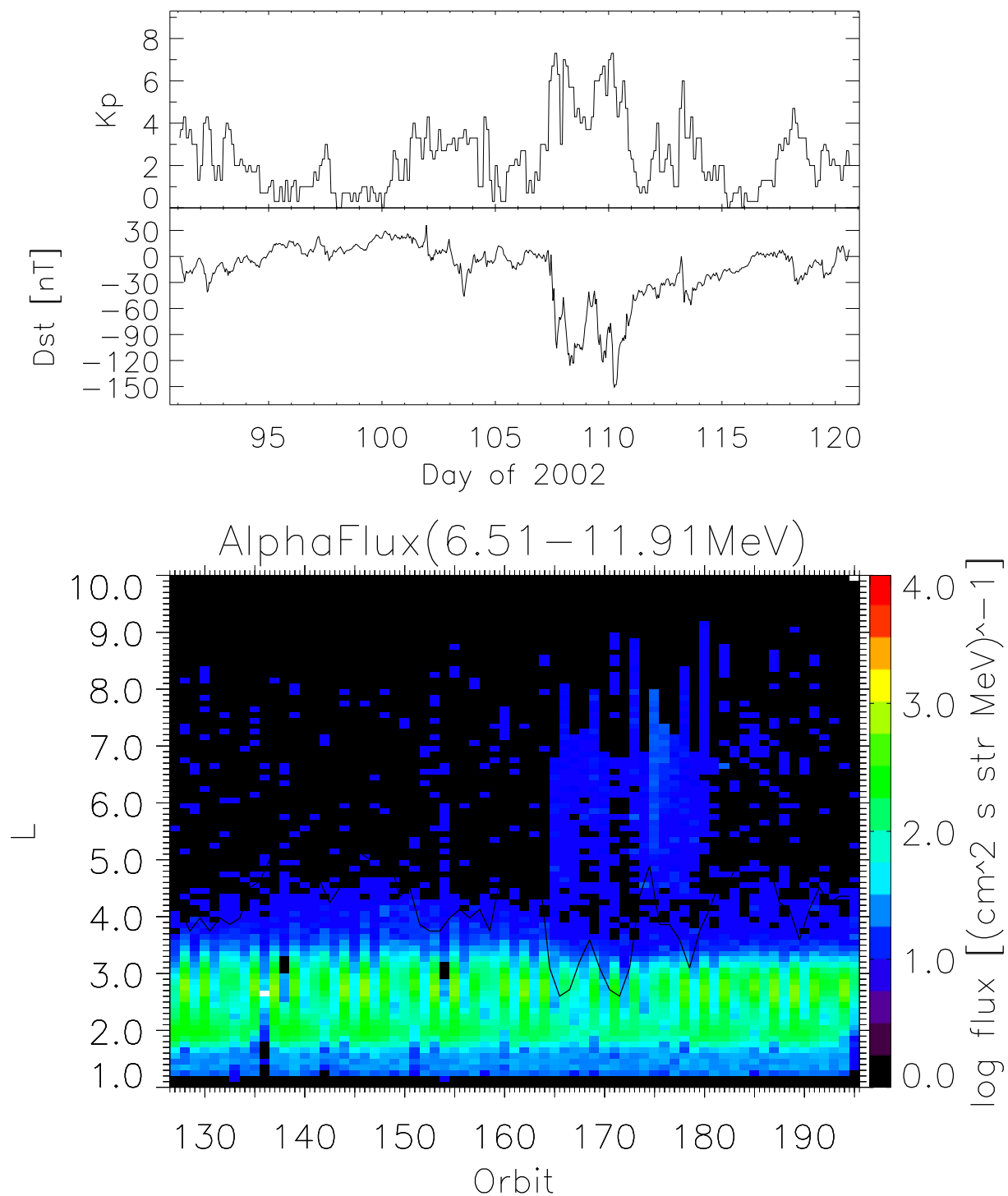


図 4.25 図 4.23 と同じ. ただし, 粒子フラックス (6.51 - 11.91 MeV).

図 4.26 は重イオンフラックス (24 - 155 MeV) の様子を示している。粒子フラックスの変化はほとんど見られない。粒子と同じ期間で外部からの粒子の流入がある。

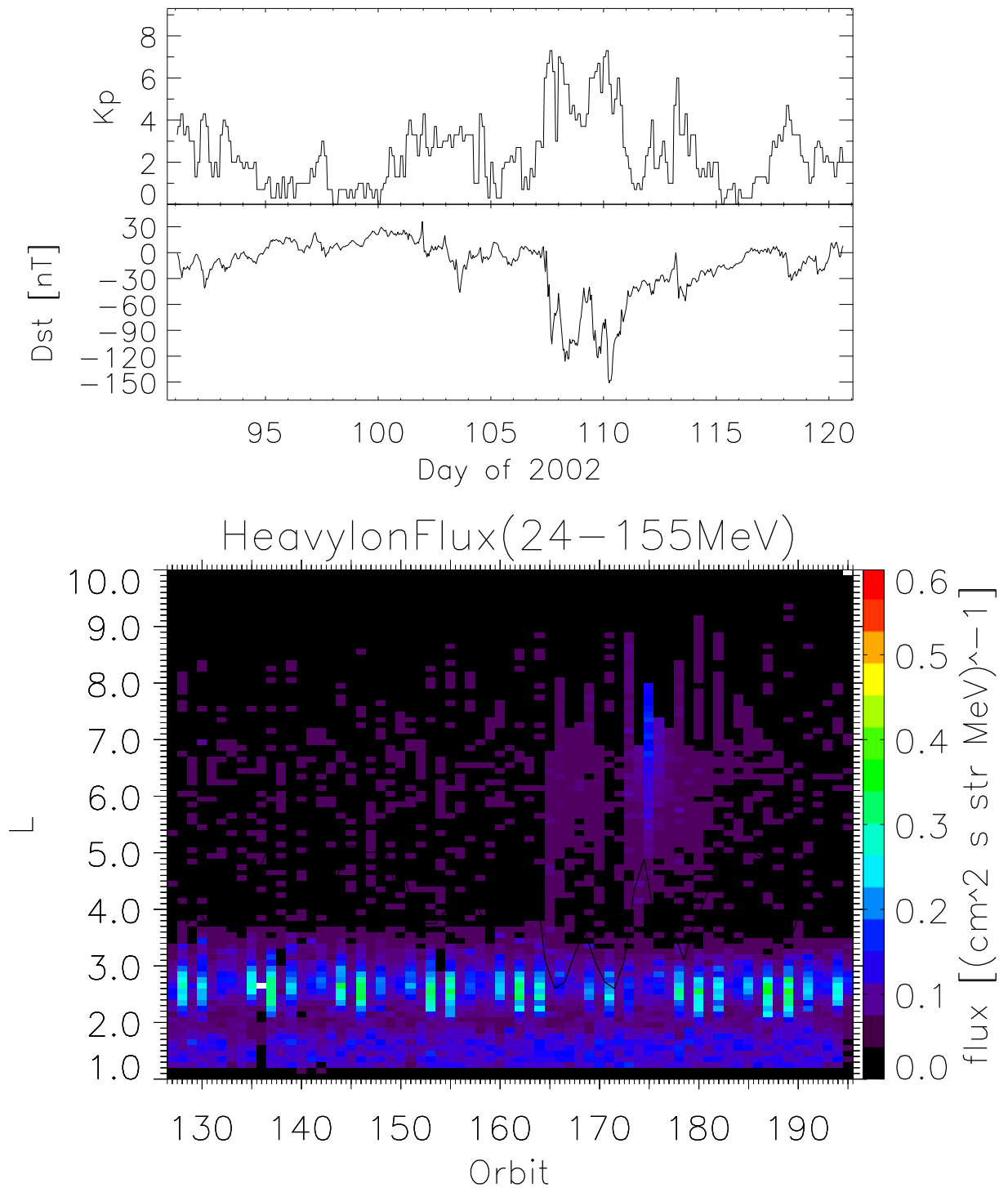


図 4.26 図 4.23 と同じ。ただし、重イオンフラックス (24 -155 MeV)。

4.5 動径拡散係数

第 2 章では理論的なアプローチからの動径拡散係数を考えたが、ここでは、つばさの観測データから動径拡散係数を見積もる。

4.5.1 解析手法

観測した電子フラックスから動径拡散係数を求める。まず、Newkirk and Walt (1968) と同様の方法を用い、動径拡散の方程式 (2.2) を L について積分し、以下を得る。

$$D_{LL} = \frac{\int_{L_1}^{L_2} \frac{1}{L^2} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{f}{\tau} \right) dL}{\left[\frac{1}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right]_{L_1}^{L_2}} \quad (4.1)$$

これを、次のように差分化する。

$$D_{LL}(L, t) = \frac{\frac{1}{L} \left(\frac{f(L, t + \Delta t) - f(L, t)}{\Delta L(L, t)} + \frac{f}{\tau} \right) \Delta L}{\frac{1}{L_2^2} \left(\frac{f(L_2, t) - f(L, t)}{\Delta L} \right) - \frac{1}{L_1^2} \left(\frac{f(L, t) - f(L_1, t)}{\Delta L} \right)} \quad (4.2)$$

つばさによる観測値として得られるのは位相空間密度 $f(M, J, L, t)$ ではなく電子フラックス $j(L, E, \alpha, t)$ であるので、(2.3) を用いて変換を行わなくてはならない ($\alpha = 0$ と見なす)。また、電子の動径拡散は等エネルギー空間ではなく等 M 空間で起こるので等 M の f を知る必要があるが、そのためには j のエネルギースペクトルを知る必要がある。ここでは、エネルギースペクトルは $j = j_0 E^\gamma$ の形となると仮定し、2 つのレンジの観測値を用いて j_0 と γ を決める。エネルギースペクトルがわかれば任意の $j(E, L)$ に対応する $f(M, L)$ を得ることができる。ある L での 2 つのエネルギー E_1, E_2 のフラックスをそれぞれ j_1, j_2 とすると

$$\gamma = \frac{\log_{10} j_2 - \log_{10} j_1}{\log_{10} E_2 - \log_{10} E_1}$$

$$\frac{j}{j_1} = \left(\frac{E}{E_1} \right)^\gamma \quad (4.3)$$

となる.

本研究ではつばさの電子観測の2チャンネル(エネルギーレンジが0.40-0.91 MeVと0.90-2.00 MeVのもの)の電子フラックスの観測値を0.65 MeVと1.45 MeVの電子フラックスの値と見なし, これらのエネルギーと電子フラックスを E_1, E_2, j_1, j_2 とする.

τ はプラズマ圏ヒスと雷起源のホイッスラー波, プラズマ圏プラズマとのクーロン衝突を考慮し, 第2章で求めたものを用いる.

Δt はつばさの2周期(21時間)とし, $\Delta L = 0.1$ 毎のピンに分け, $L_1 = L - \Delta L/2$, $L_2 = L + \Delta L/2$ とした.

L の大きい領域では電子フラックスの変動が速いため, 精確な動径拡散係数を得るには短い時間スケール(数時間程度)で得られた電子フラックスのデータが必要になる. 逆に, L の小さい領域では(2.6)や観測(Newkirk and Walt, 1968a,b)から動径拡散係数の値は外帯に比べ非常に(2~3桁程度)小さくなることが期待される. そのため, 精確な動径拡散係数を得るには(4.2)の各項を精度よく得られなくてはならない. また, 内帯($L \leq 2.5$)では電子フラックスの空間変化が非常に大きいので, 精確な動径拡散係数を得るには空間解像度の大きな電子フラックスを得る必要がある($\Delta L \sim 0.01$ 程度(Newkirk and Walt, 1968a)). $\frac{\partial^2 f}{\partial L^2}$ が小さいところでは隣り合うピンからの流入出量が同程度となるため誤差が大きくなる. しかし, ここでは電子フラックスのデータは衛星の軌道に渡る平均値を用い, 時間幅が21時間であり, $\Delta L = 0.1$ であるので精確な動径拡散係数の値を得るのは困難である.

4.5.2 結果

図4.27の(a),(b),(c),(d)はそれぞれ軌道248から251の電子フラックスの観測値から得られた動径拡散係数である. これらの期間は磁気嵐の回復相で, 外帯の電子フラックスが増大した後の軌道を選んだ. また, この期間での K_p の値は0.3~3.3であった. +は得られた動径拡散係数で, 黒いものは得られた値が負であることを示す. $L < 2.5$ や $L > 4.0$ の範囲では, 得られた動径拡散係数の値が負となるものがある. これは上述した, 電子フラックスのデータの問題により, 精確な動径拡散係数を得られなかったことを意味する. したがって, この範囲では得られた動径拡散係数の誤差は大きいと言える. 実線は(2.6)で $K_p = 3.0$ とした場合(緑), (2.8)で $K_p = 3.0$ とした場合(青)の値である.

得られた動径拡散係数は $10^{-4} \sim 10^0 R_e^2/\text{Day}$ で L に対して勾配を持ち、おおよそ静電場擾乱による動径拡散係数の実線に沿っているが、 $2.5 < L < 4.0$ の範囲に着目すると緑の実線に比べてやや勾配がきついことがわかる。

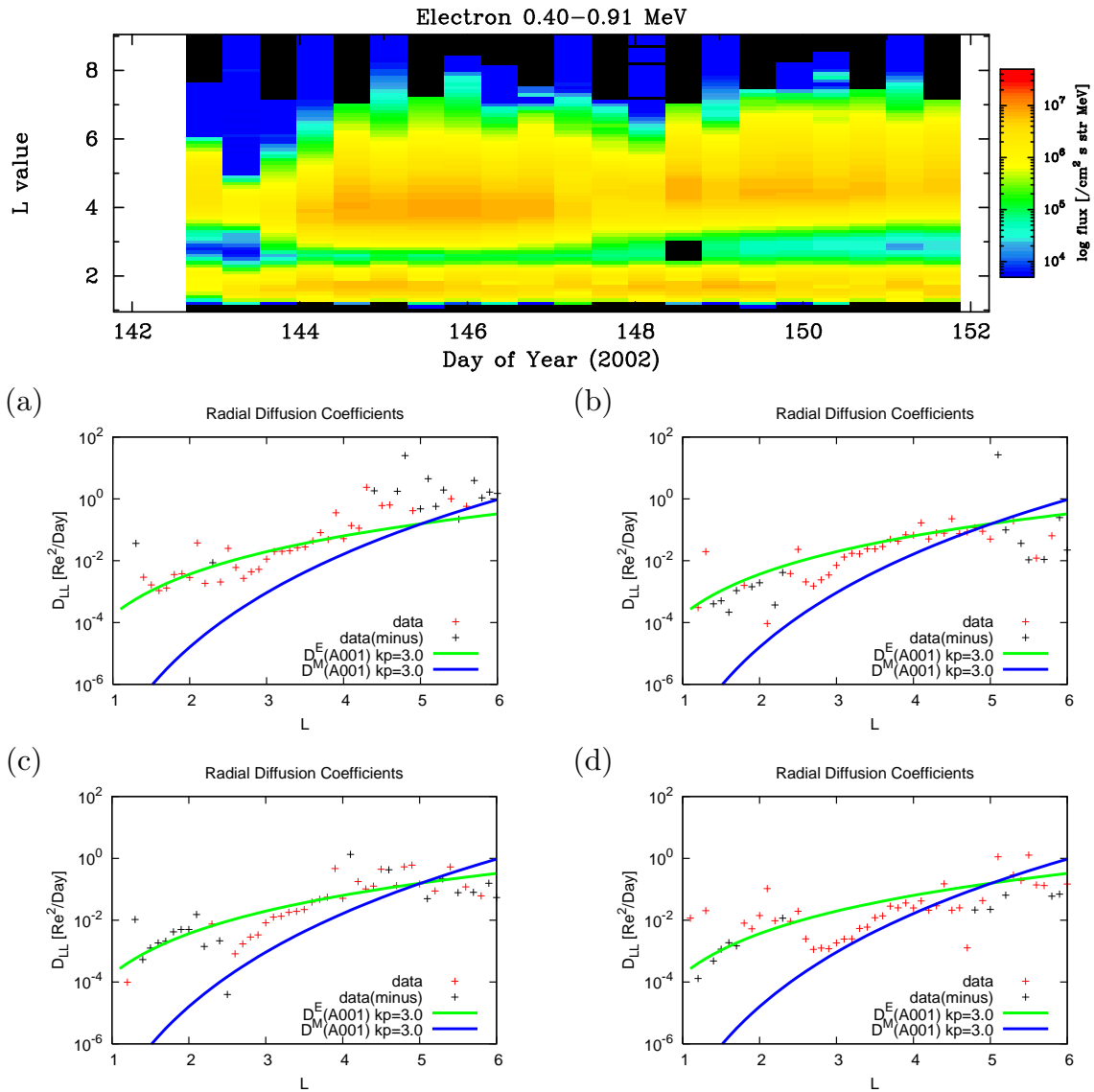


図 4.27 つばさによって観測された軌道 245 から 265 までの電子フラックス (最上段) と軌道 248(a), 249(b), 250(c), 251(d) の電子フラックスの観測値から得た動径拡散係数.

4.6 消失の時定数 (寿命)

4.6.1 解析方法

時刻 t における放射線帯粒子フラックス $f(t)$ は粒子の寿命を τ として

$$f(t) = f_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.4)$$

とかけると仮定する (f_0 は初期状態の粒子フラックス).

時刻 t_1 と t_2 におけるフラックスを $f(t_1), f(t_2)$ とすると

$$\frac{f(t_1)}{f(t_2)} = \exp\left(\frac{t_2}{\tau} - \frac{t_1}{\tau}\right) \quad (4.5)$$

$$\tau = (t_2 - t_1) / \log\left(\frac{f(t_1)}{f(t_2)}\right) \quad (4.6)$$

となる.

$f(t_1), f(t_2)$ をつばさの異なる軌道における電子フラックスの観測値より与え, 軌道間の時間差を $t_2 - t_1$ として与えることで電子の寿命 τ が得られる.

4.6.2 結果

$L = 2.7, 3.0, 3.3$ における寿命をそれぞれ軌道 405 から 417, 軌道 126 から 140, 軌道 202 から 214 の 0.40-0.91MeV 電子フラックスの観測値より求めた. これらの軌道は磁気嵐時にスロット領域へ進入した電子が, その後徐々に消失していく期間であり, 比較的静穏な時期である ($Kp = 1 \sim 2$). 寿命を求める際に必要な 2 つの軌道の電子フラックスのデータは 2 軌道おきに用いている. 図 4.28 はその結果を図示したものである. 実線は第 2 章で述べた方法で理論的に求めた, プラズマ圏プラズマとのクーロン衝突 (赤), 雷起源のホイッスラー波 (青), プラズマ圏ヒス (緑) による 650keV の電子の寿命である. 観測値より得られた電子の寿命は +, x, * で表してある.

$L = 2.7$ では 2 オーダ程度, $L = 3.0, 3.3$ では 1 オーダ程度のばらつきがあるが, それぞれ, 数日 ~ 数 10 日, 約 1 ~ 6 日, 1 ~ 3 日 という値が得られた. また, 地球から遠い位置

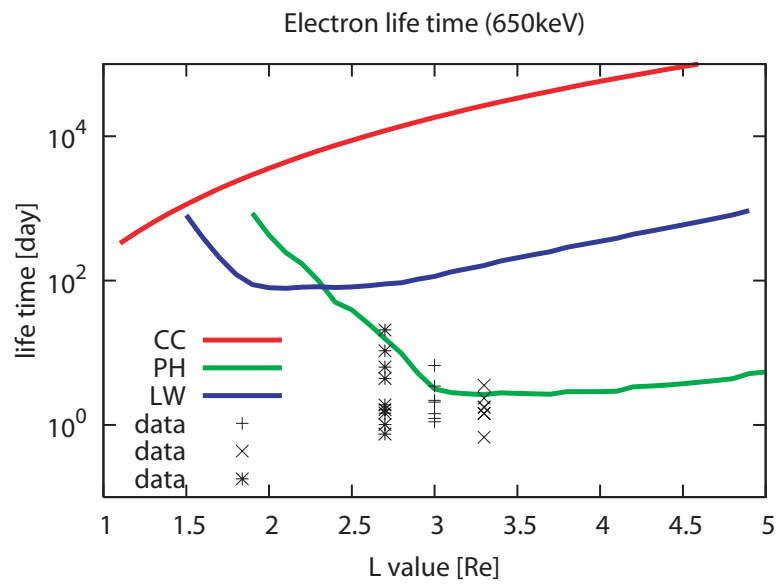


図 4.28 つばさ観測による 0.40-0.91MeV の電子フラックスから求めた電子の消失の時定数.

ほど電子の寿命は小さくなっていることがわかり、これはおおよそプラズマ圏ヒスを考慮した場合の理論値と一致している。したがって、この領域での消失は主にプラズマ圏ヒスによる効果であることがわかる。

第 5 章

数値計算結果と観測結果の比較

衛星つばさの観測による電子フラックス空間構造・時間変動の様子とシミュレーション結果とを比較を行う。また、その結果から内部磁気圏における電場擾乱の大きさの分布についての考察を行う。

5.1 静電場擾乱の動径分布

過去の研究 (Lyons and Williams, 1980; Lyons and Schulz, 1989) から外帯では磁気嵐主相では $\Delta E = 1 \sim 1.5 \text{ mV/m}$ 程度であると見積もられているが、第 3 章で述べたように、この値をそのまま L の全ての領域で適用するとスロット領域・内帯では動径拡散が大きすぎる (図 3.3)。

ここで、動径拡散を引き起こす静電場擾乱について考察する。(2.7) で与えられる動径拡散を引き起こす静電場擾乱は、サブストームに伴ってランダムに生じる磁気圏対流電場の振動である。磁気圏の全電場は $E = -\nabla\Phi_E$ と書け、

$$\Phi_E = -\frac{V_\Omega}{L} + V_0 L^2 \sin \phi + \Delta V(t) L \sin \phi \quad (5.1)$$

である。ここで、第 1 項は共回転電場ポテンシャル、第 2 項は対流電場ポテンシャル、第 3 項は対流電場ポテンシャルの変動成分である。動径拡散に寄与するのはサブストームに伴った短い時間スケール ($\ll \tau_D$: τ_D はドリフト周期) での電場ポテンシャル変動で、 $\Delta V(t)$ はランダムに急激な上昇をし、指数関数的な減衰とする。また、 ϕ は太陽方向

からの角度である。動径拡散はこの変動成分の動径方向成分により生じ、

$$\Delta E = -\Delta V(t) \cos \phi \quad (5.2)$$

である。この静電場の変化は磁気圏全体に渡って瞬時に一様に生じるとこれまでは考えられてきた (e.g. Chen et al., 1992; Brautigam and Albert, 2000)。しかし、(2.6),(2.7) をそのまま用いたシミュレーション結果や、つばさによって観測された電子フラックスから動径拡散係数を見積もった動径拡散係数が (2.6) に比べてやや勾配がきつい勾配を持つことなどから ΔE は空間に一様ではなく、地球方向に向かうにつれて小さくなっている可能性がある。

そこで、このことを確かめるために、前章でつばさ観測による電子フラックスの値から得た動径拡散係数より (2.6) を用いて ΔE を求めた。ただし、 L の大きいところは磁場擾乱による効果が支配的であり、 L の小さいところでは前章で述べたように、動径拡散係数の値が実際よりも大きく見積もられるので、 $2.5 < L < 4.0$ の範囲のみ意味のある値である。

図 5.1 は軌道 248-251 の動径拡散係数から求めた ΔE である。 $2.5 < L < 4.0$ において $\Delta E = 0.1 - 0.6$ mV/m であり、 L に対して一様ではなく勾配を持っていることがわかる。

そこで次に、 ΔE に対して以下のようなモデルを与えてシミュレーションを行い、つばさによる観測結果と比較した。

$$\Delta E(Kp) = (\Delta E_{BA}/C) \times L \quad (5.3)$$

ここで、 C は > 1 の定数とする。(5.3) は (5.1) の第 3 項が

$$\Delta V(t)L^2 \sin \phi \quad (5.4)$$

となり、対流電場擾乱の大きさが地球に近づくにつれて減衰することを仮定している。

図 5.2 は最上段のパネルから順にそれぞれ、つばさ観測による 0.40-0.91 MeV の電子フラックスの変動、(3.1) で、(5.3) で $C = 8$ とした場合の 650 keV の電子について 2002 年の 1 年間のシミュレーションを行った結果である。シミュレーション結果はいずれの場合においても、外帯に対してはその変動の様子に大きな違いは見られない。また、どの場合についても、スロットが形成され、大きな磁気嵐時には電子の流入に過剰な部分が見られるが、内帯も再現されている。しかし、スロット領域に流入した電子のその後の動径拡散の様子について、つばさによる同時期の電子フラックス変動の観測結果と詳細な比較を行うと次のことが言える。

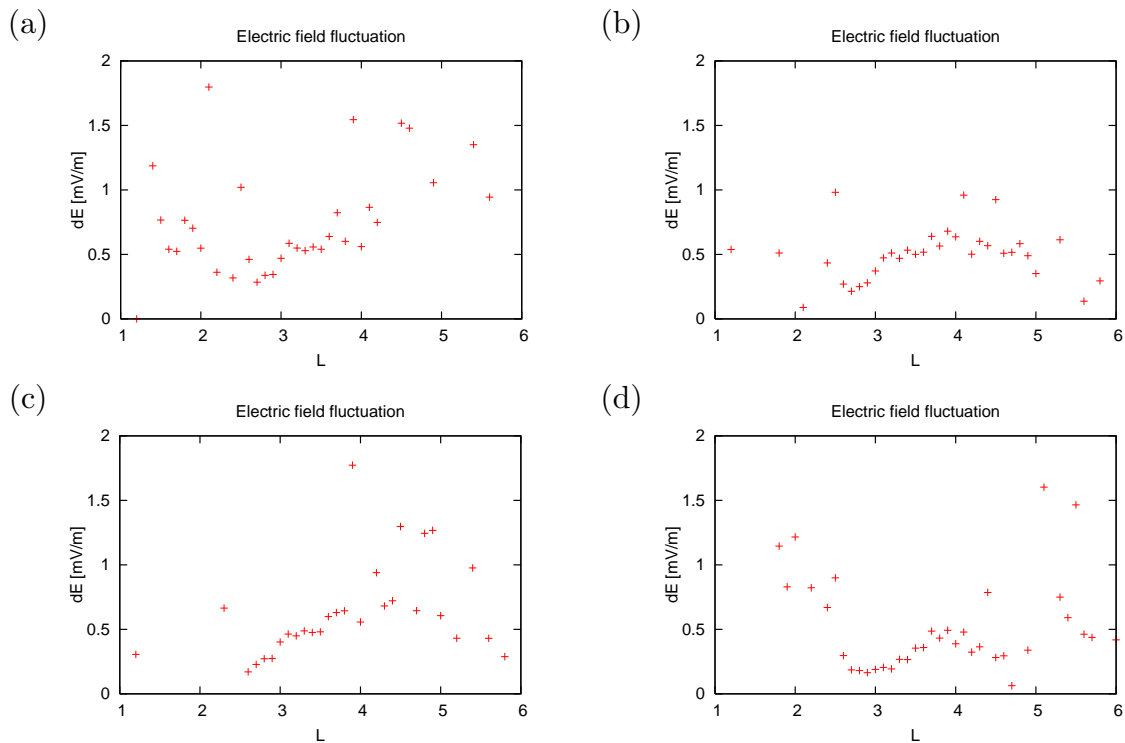


図 5.1 軌道 248(a), 249(b), 250(c), 251(d) の動径拡散係数から求めた ΔE .

108 日に起きた大きな磁気嵐の際の電子フラックスの変動の様子に着目すると、観測ではスロット領域に流入した電子は徐々に地球方向へ流れていき、内帯と一体になるのがわかる。一方、図 5.2(中段) では、スロット領域まで流入した電子は、その後、それ以上内側へ流入して行かず、その場で徐々に消失していく。これは、シミュレーションで用いた D_{LL} が L の小さい領域で小さくなり過ぎているためであると考えられる。しかし、この領域での動径拡散の様子を再現可能なほど ΔE を大きくすれば (C を小さくする)、スロット領域と内帯での電子フラックスが大きくなり過ぎる。したがって、動径拡散係数を単純に増減するだけではこの問題を解決することはできず、このことから対流電場擾乱の大きさは磁気圏内で一様ではなく、スロット領域・内帯では小さくなっていると考えられる。

静電場擾乱の大きさを L の 1 次関数とし、地球に近づくにつれて小さくなると仮定する ((5.3)) と、より観測される電子フラックスの分布に近い結果を得ることができる。 $C = 8$ とした場合 (図 5.2(最下段)), 磁気嵐時にスロット領域へ進入した電子は更に内側へ徐々に進入し内帯と一体になっていく様子が見られる。

図 5.3 は (3.1) と (5.3)(共に $C = 8$) を用いた場合のシミュレーション結果で電子がス

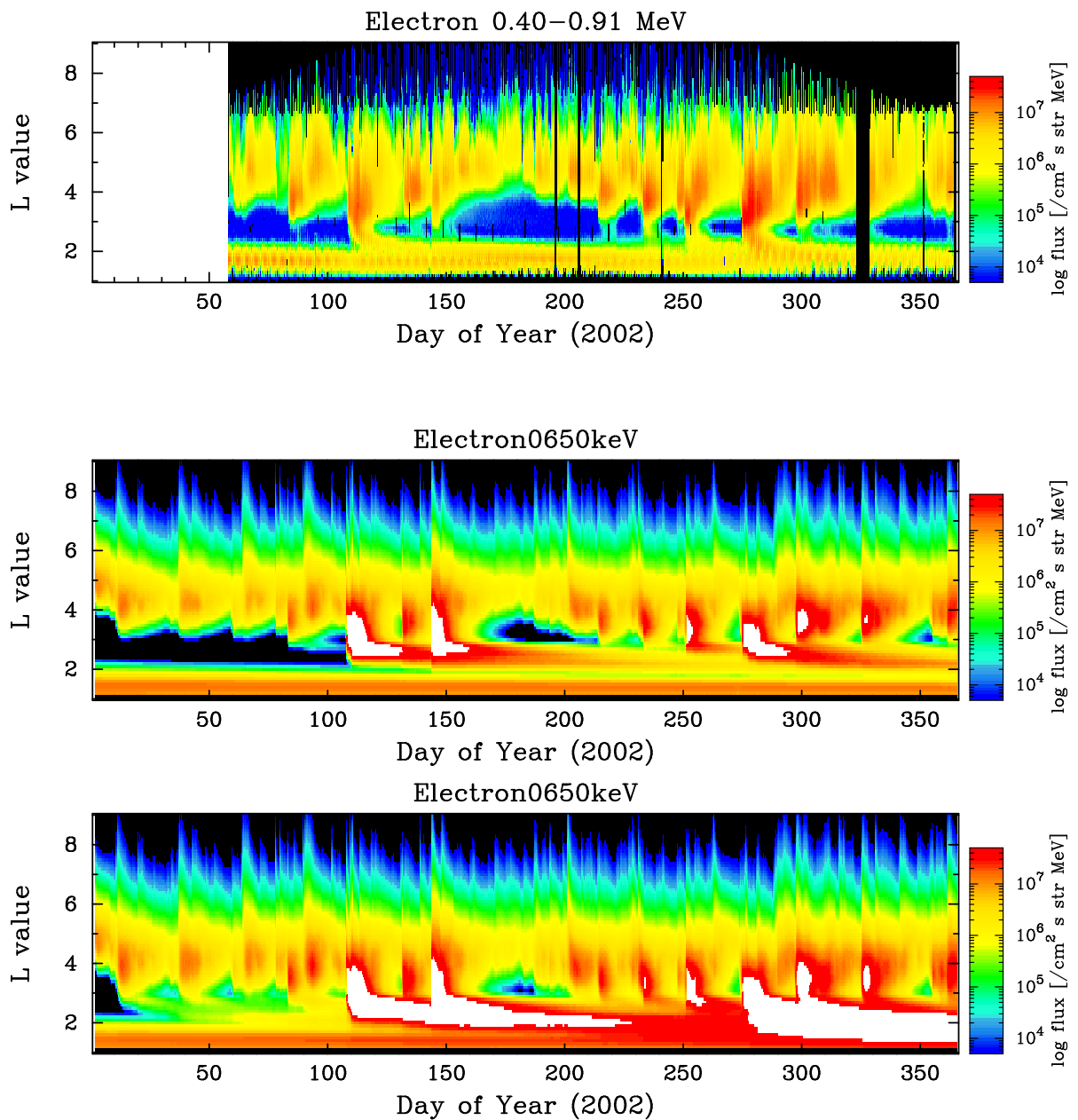


図 5.2 つばさ観測による 2002 年の電子フラックス (最上段) とシミュレーション結果. 2 段目と 3 段目はそれぞれ (3.1), (5.3), $C = 8$ とした場合.

ロット領域へ流入した後の電子フラックスを示している。(3.1) の場合 (上), スロット領域へ流入した電子 ($L = 2.0 \sim 3$) はその場で減衰している様子がわかる. 一方, (3.1) の場合 (下), 電子は徐々に内側へ移動していく様子が見られる. したがって, スロット領域や内帯での電子フラックスが過大にならず, また, スロット領域に進入した電子が観測で見られるような内向きの動径拡散をするためには ΔE は内側ほど小さくなっている必要が

あることがわかる。このことはサブストームに伴う対流電場の振動は磁気圏全体に一様に伝わるのではなく、地球に近づくにつれて減衰することを示唆している。

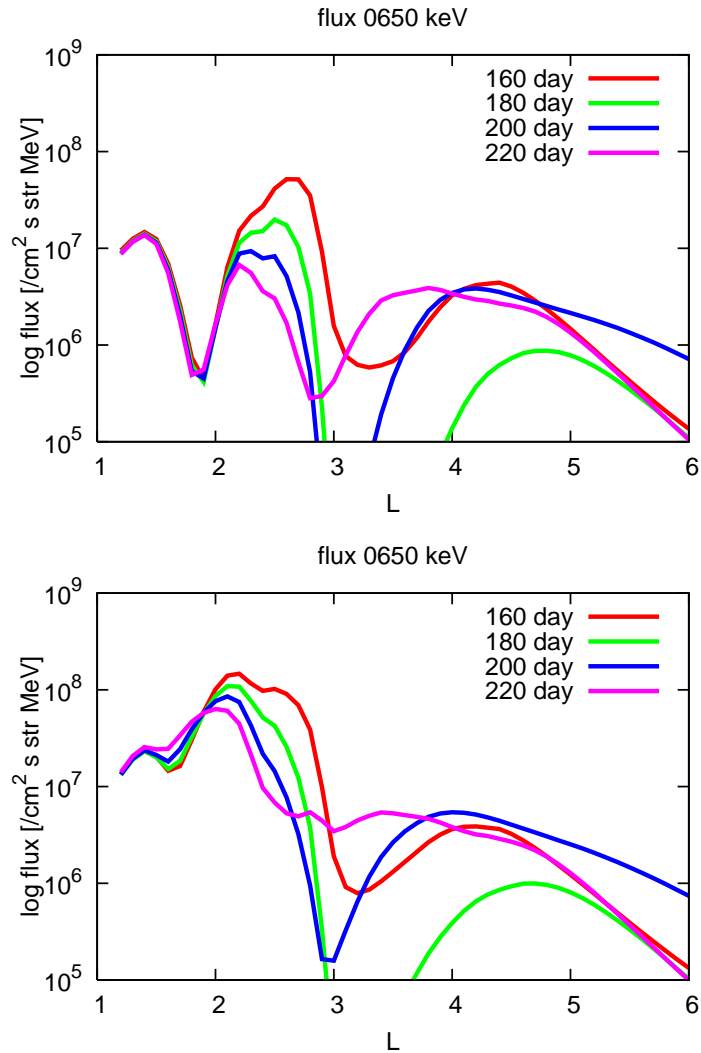


図 5.3 (3.1) と (5.3) で $C = 8$ とした場合のシミュレーション結果。

静電場擾乱の大きさが低 L で小さくなるモデルを用いたシミュレーションでもスロット領域へ流入する電子や内帯の電子フラックスがまだ多くなり過ぎる。図 5.4 は磁場擾乱による動径拡散係数のみを用いたシミュレーションの電子フラックス変動の様子である。外帯の電子フラックスは観測と同様の変動を示すが、磁気嵐によっては $L = 3 - 4$ 付近での電子フラックスが観測に比べて過大になっているのがわかる。また、大きな磁気嵐時にはスロット領域への電子の流入が見られるが、それ以外の時期のスロット領域・内帯での動径拡散は非常に弱く、流入した電子はそれ以上内側へ拡散せず、その場で消失していく

ことがわかる。電子の外側からの流入がないため初期値として与えたものが徐々に消失して減少している。すなわち、外帯では磁場擾乱による動径拡散係数が大きすぎることがわかる。ただし、スロット領域・内帯では静電場擾乱による動径拡散を考慮する必要がある。

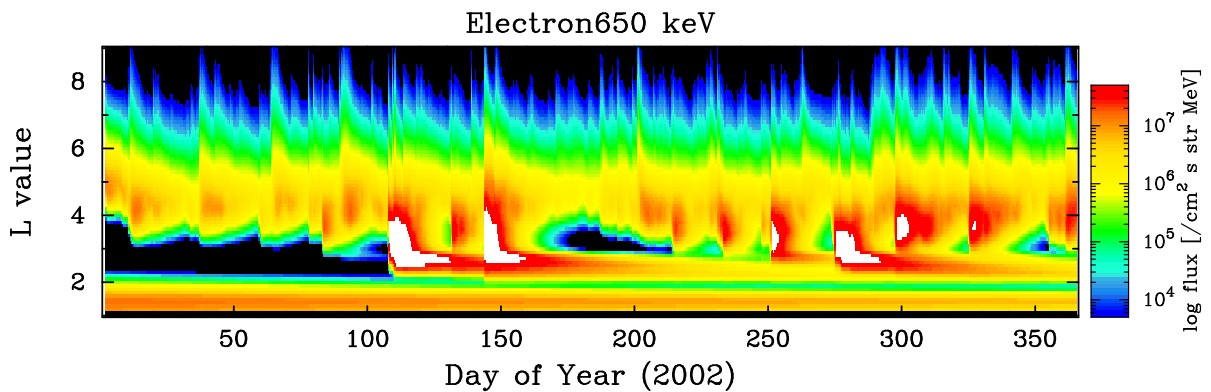


図 5.4 (2.8) のみを用いたシミュレーションによる電子フラックス変動の様子。

大きな磁気嵐時には (2.8) の磁場擾乱による動径拡散係数も大きすぎることがわかった。そこで、これを $1/10$ とし、(3.1), (5.3) を考慮してシミュレーションを行い、スロット領域・内帯での電子フラックスの変動に与える影響を調べる。(2.8) を $1/10$ とする明確な根拠はないが、スロット領域・内帯では静電場擾乱による動径拡散係数が支配的であり、これが電子フラックスの変動に与える影響を調べるために便宜的にこれを操作する。

図 5.5 は (3.1) で $C = 3$ とした場合 (上) と (5.3) で $C = 8$ とした場合 (下) のシミュレーション結果である。大きな磁気嵐時の過剰な流入は抑えられ、スロット領域へ流入した電子のその後の動径拡散の様子を見ても、観測される電子フラックス変動の様子がよく再現されている。しかし、上図では内帯電子フラックスが徐々に増加し過大になっていく様子がわかる。一方、下図では大きな磁気嵐時の電子の流入以外にそのような増加は見られず、観測を再現している。このことは、対流電場擾乱の大きさを一様に減少させるだけでは観測を再現できず、地球側へ向かうにつれて小さくなっている必要があることがわかる。

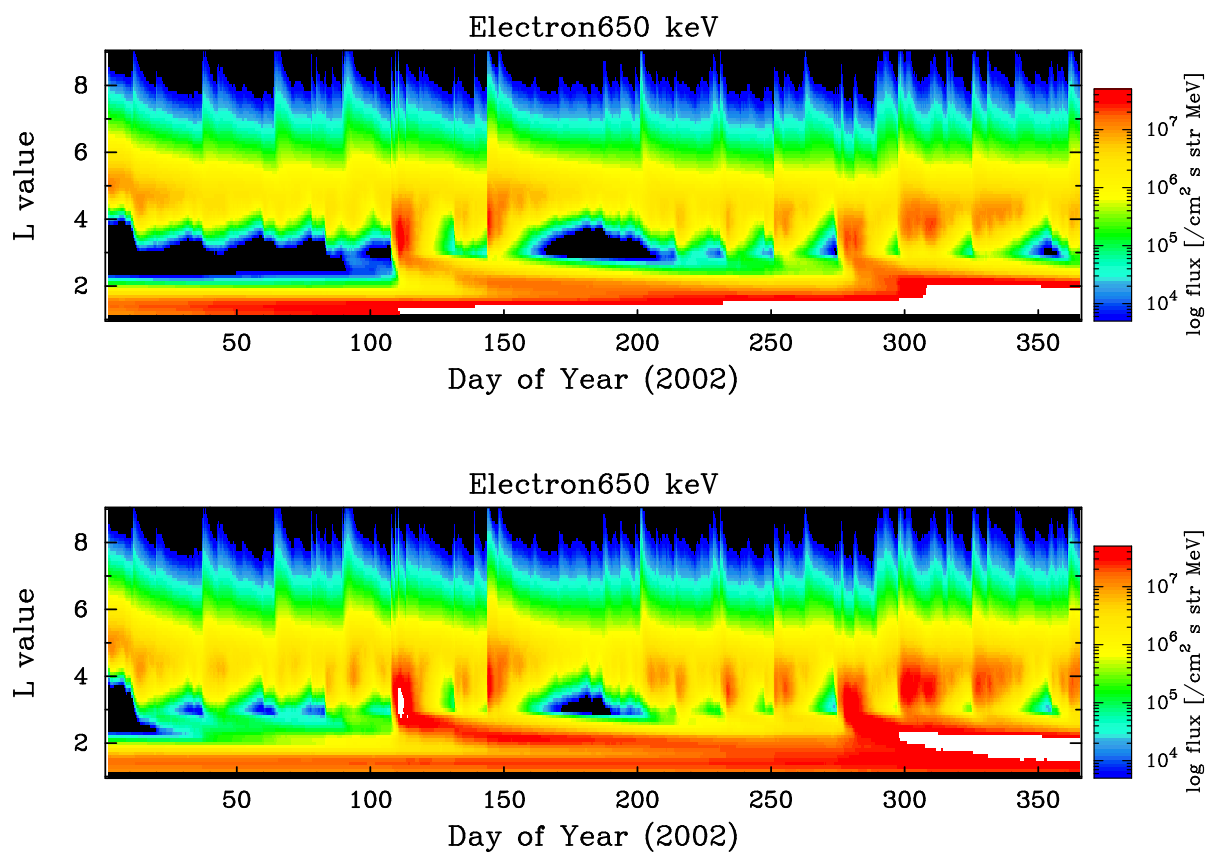


図 5.5 (2.8) を $1/10$ とし, (3.1) で $C = 3$ とした場合 (上) と (5.3) で $C = 8$ とした場合 (下) のシミュレーションによる電子フラックス変動の様子.

第6章

結論

本研究では、動径拡散モデルを用いたシミュレーションと、衛星つばさによる観測データの解析を行った。

つばさによる観測データから電子・陽子・その他の重イオンの異なるエネルギー帯での空間的平均構造を得られた。電子放射線帯の二重構造やその他の粒子も含め高エネルギーなものほど粒子フラックスが小さくピーク位置が地球側に近いことも確認できた。また、地磁気の変化に伴う放射線帯電子フラックスの変動の様子も確認され(図 4.12)、大きな磁気嵐時には外帯電子がスロット領域に流入する様子が見られ、その後、更に次第に地球方向へ拡散していく様子も見られた。

つばさによる電子フラックスの観測値から動径拡散係数を見積もった(図 4.27)。動径拡散係数は L の勾配を持ち、Brautigam and Albert(2000) による静電場擾乱による動径拡散係数の値に近い値 ($10^{-4} \sim 10^0 R_e^2/\text{Day}$) を得たが、 $2.5 < L < 4.0$ の範囲では勾配はよりきつくなることがわかった。また、 $L < 2.5$ では高い精度での電子フラックスの空間分布や $\frac{\partial f}{\partial t}$ と $\frac{f}{\tau}$ が必要となるため、今回用いたデータと手法では動径拡散係数の厳密な特徴を捉えることは困難である。

また、0.40-0.91MeV の電子フラックスの観測値から電子の消失の時定数(寿命)を求めた。磁気嵐後に電子フラックスの増加が起こった後、静穏な状態が続く期間での電子フラックスから、 $L = 2.7, L = 3.0, L = 3.3$ におけるこのエネルギーの電子の寿命を求めた。 $L = 2.7$ では数日から数10日程度、 $L = 3.0, L = 3.3$ では数日程度の値であり、プラズマ圏ヒスについて理論的に得られる値とほぼ一致する結果を得た(図 4.28)。従って、この領

域における消失の効果はプラズマ圏ヒスによるものと考えられる。

サブストームに伴う対流電場擾乱の概念を基にした理論 (Cornwall, 1968) と観測から導入され、慣習的に用いられている動径拡散係数 (Brautigam and Albert, 2000) を用い、消失の効果としてプラズマ圏内でのプラズマ圏ヒスや雷起源のホイッスラー波とクーロン衝突によるピッチ角散乱を考慮した動径拡散モデルを用いたシミュレーションにより、外側境界条件、消失の時定数、動径拡散係数が放射線帯の空間構造にどのような影響を与えるかについて調べた。本研究では、内側境界を $L = 1$ 、外側境界を $L = 9$ とし、スロット領域・内帯を含めた電子放射線帯のダイナミクスについて調べた。

地磁気静穏期を想定し ($Kp = 1.5$)、太陽風パラメタを一定 ($n_{sw} = 3.0 \text{ cm}^{-3}$, $v_{sw} = 400 \text{ km}$)、また、典型的なプラズマ圏ヒスと雷起源のホイッスラー波強度 ($B_h = 35 \text{ pT}$, $B_l = 10 \text{ pT}$) としたシミュレーションではスロット領域・内帯を持つ典型的な電子放射線帯の平衡構造を再現することができた。これは Lyons and Thorne(1973) の結果と調和的である。

しかし、地磁気擾乱を考慮し、 Kp と太陽風パラメタを観測値を用いて時間変動させたシミュレーションを行うとスロット領域・内帯において観測で得られる放射線帯の時間的・空間的構造を再現できず、電子フラックスが極めて大きくなる (図 3.3)。消失の効果を実験値の 2 倍に強めた場合 ($B_h = 70 \text{ pT}$, $B_l = 20 \text{ pT}$) でも、スロット領域への電子の過剰な流入は避けられない (図 3.7)。したがって、動径拡散係数が不適切であることがわかった。

また、動径拡散係数を固定し (Kp を一定)、外側境界フラックスの変動のみを与えたシミュレーションを行うと、外帯の電子フラックスの変動は見られるが、スロット領域・内帯での変動はほとんど見られなくなることがわかった。一方、外側境界フラックスを固定し ($v_{sw} = 400 \text{ km/s}$, $n_{sw} = 3 \text{ cm}^{-3}$)、 Kp の変化 (動径拡散係数の変化) のみ与えてシミュレーションを行うと、外帯の中心域 ($L \sim 5$) より外側での変動がほとんどなく、それより内側での変動が見られることがわかった。したがって、スロット領域・内帯での電子フラックスの変動は動径拡散に支配されていることがわかった。

動径拡散係数を小さく見積もることで、スロット領域・内帯への過剰な電子の流入を抑えることができる。しかし、大きな磁気嵐時にスロット領域へ流入した電子はその後、それ以上内側へ流入して行かず、その場で消失していくことがわかる (図 5.2(中), 図 5.3(上))。つばさによる観測では大きな磁気嵐時にスロット領域へ流入した電子は、その後、更に内

側へ流入し内帯と一体になる様子が見られる。内側への流入が生じる程度に動径拡散係数を大きくすると、上で述べたように、スロット領域への電子の過剰な流入が生じ、内帯での電子フラックスが極めて過大になる。したがって、動径拡散係数を単純に増減するだけではこの問題を解決することはできない。

これまで動径拡散を引き起こす、サブストームに伴う対流電場擾乱の大きさは磁気圏全体に渡って一様であると考えられてきた。しかし、本研究の結果から、そのような条件では観測で得られる電子放射線帯のスロット領域・内帯をシミュレーションによって再現することができないことがわかった。したがって、対流電場擾乱の大きさは磁気圏内で一様ではないと考える必要がある。

そこで、つばさ観測による電子フラックスの値から求めた動径拡散係数より ΔE を求めた (図 5.1)。その結果、 $2.5 < L < 4.0$ では L に対して勾配を持っていることがわかった。

以上の結果を踏まえて、対流電場擾乱の大きさを L の 1 次関数として地球へ近づくほど小さくなるモデルを仮定し、シミュレーションを行った。その結果、対流電場擾乱の大きさが L の 1 次関数とした場合に、スロット領域・内帯を形成し、磁気嵐時にスロット領域に流入した電子が、その後、内側へ流入し内帯と一体となる様子を再現することができた (図 5.2(下), 図 5.3(下))。ただし、このモデルでも大きな磁気嵐時に流入する電子が過大となる。これは、Brautigam and Albert(2000) の磁場擾乱による動径拡散係数が大きすぎることに由来することがわかった。磁場擾乱による動径拡散係数を便宜的に $1/10$ とし、対流電場擾乱の大きさを L の 1 次関数とした場合のシミュレーションを行うと全ての領域で電子フラックス変動の様子が観測とよく合うことがわかった (図 5.5)。

これより、観測で見られるような内帯での動径拡散を再現しつつフラックス過大とならないためには、静電場擾乱の大きさが L に依存し、地球に近づくにつれて小さくなっていく必要があることがわかった。このことは、動径拡散を引き起こすサブストームに伴う対流電場擾乱の大きさは磁気圏全体で一様には伝わらず、地球に近づくにつれて減衰することを示唆する。

また、ここでは詳細な解析を行っていないが、放射線帯の内側領域において動径拡散係数が強く減少する効果によって、外帯電子フラックスの変動やその構造に影響を与えることも考えられる。

謝辞

本論文を執筆するに当たっては、多くの方々にお世話になりました。

指導教員の北海道大学渡部重十教授には、学部、修士から本研究を進める上で熱心な議論、御指導をいただきました。また、なかなか研究の捗らない不肖な私を叱咤激励いただきました。大変感謝いたします。

北海道大学倉本圭教授には、本研究分野に関することのみならず、惑星科学全般に関しての多くの興味深い知識を与えてくださいました。また、私の研究に対する姿勢や方向性に対しても御助言くださいました。大変に感謝いたします。

北海道大学石渡正樹准教授、佐藤光輝講師には、折に触れて貴重な助言を頂き、研究の質を向上させていただきました。また、日々の研究生活の中で叱咤激励いただきました。

北海道大学小笹隆司教授には、審査会において本研究に対する本質的で重要な鋭いご指摘と議論をいただきました。

神戸大学高橋芳幸博士には、数値計算や解析手法に対する御助言をいただきました。また、研究の進め方や心構えなどの私の相談にも快く乗ってくださり、親身になって御助言くださいました。感謝いたします。

光田千紘博士、森川靖大氏、福井隆氏を始めとする惑星物理学研究室の皆様には、学問、研究に関する議論はもちろんのこと、彼女らの日々懸命に研究する姿には本当に励まされ、自らの気を引き締める助けとなりました。また、大学院生活のその他の様々な活動の中で、切磋琢磨できたことに心から感謝いたします。

最後に、本研究で用いた衛星「つばさ」のデータを提供してくださった、宇宙航空研究

開発機構総合技術研究本部の五家建夫博士, 同研究開発本部の小原隆博博士に深く感謝いたします. また, 本研究では ACE SWEPAM, SPIDER(Space Physics Interactive Data Resource) のデータを使わせていただきました. 関係者の皆様に感謝いたします.

付録 A

放射線帯粒子の運動

1.1 磁場内の荷電粒子の運動

1.1.1 旋回運動

磁場 B 内を速度 v で運動する電荷 q , 質量 m の荷電粒子の運動方程式は

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.1)$$

である。これより、磁場内の荷電粒子は角振動数

$$\omega_g = \frac{qB}{m} \quad (1.2)$$

旋回半径

$$r_g = \frac{v_{\perp}}{|\omega_g|} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (1.3)$$

で磁力線の周りを旋回運動する (図 1.1)。ここで、 v_{\perp} は粒子の速度の磁力線に垂直な方向成分である。粒子が磁力線に平行な方向の速度成分 v_{\parallel} 持つとき粒子は磁力線の周りを螺旋状に運動する。磁力線方向と粒子の速度方向とのなす角 α は

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right) \quad (1.4)$$

と書け、ピッチ角と呼ばれる。

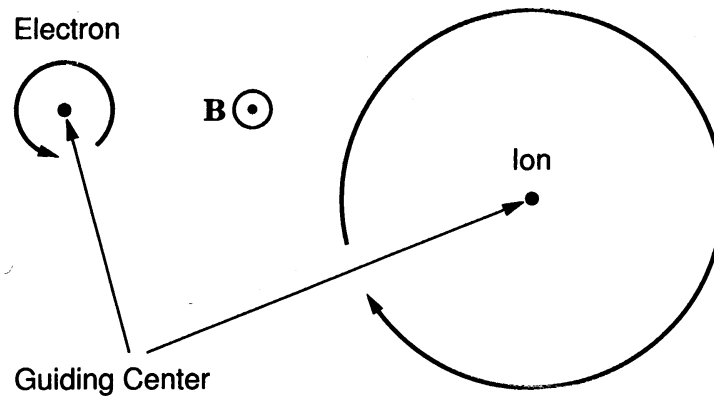


図 1.1 電子とイオンの旋回運動 (出典: Basic Space Plasma Physics).

1.1.2 バウンス運動

荷電粒子が旋回運動をするときこの粒子の磁気モーメント μ を次のように書くことができる.

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{mv^2 \sin^2 \alpha}{2B} \quad (1.5)$$

粒子が磁力線の周りを一周する間の磁場の空間変化, 時間変化が十分小さい場合には磁気モーメント μ は保存する. 地球の磁場のように磁力線の両端で磁場が強くなっているような場合には, 荷電粒子が螺旋運動をしながら磁場の強さが B_1 の場所から B_2 の場所へ移動すると, 磁気モーメントの保存から

$$\frac{\sin^2 \alpha_2}{\sin^2 \alpha_1} = \frac{B_2}{B_1} \quad (1.6)$$

という関係を得る. ここで α_1, α_2 はそれぞれ B_1, B_2 でのピッチ角である. 地球の磁場のように磁力線の両端で磁場が強くなっている場合, 粒子が磁力線に沿って磁場の弱い場所から強い場所へ移動すると, 上式より粒子のピッチ角は大きくなり $\alpha = 90^\circ$ になるところでそれ以上進むことができなくなる. この点をミラーポイントという. 放射線帯粒子は南北のミラーポイントの間を往復運動 (バウンス) する (図 1.3).

1.1.3 ドリフト

磁場に勾配があるある場合や、荷電粒子が湾曲した磁力線に沿って運動するような場合には、粒子はドリフトすることが知られている。荷電粒子の旋回運動において、(1.3) より、粒子が磁場の強い領域を通過するときはその旋回半径は小さくなる。一方、磁場の弱い領域を通過するときにはその旋回半径は大きくなる。従って、旋回運動する粒子の旋回中心は徐々に移動していく (図 1.2)。これを磁気勾配ドリフトといい、その速度 v_{∇} は

$$v_{\nabla} = \frac{\mu}{qB^2} (\mathbf{B} \times \nabla B) \quad (1.7)$$

と書くことができる。

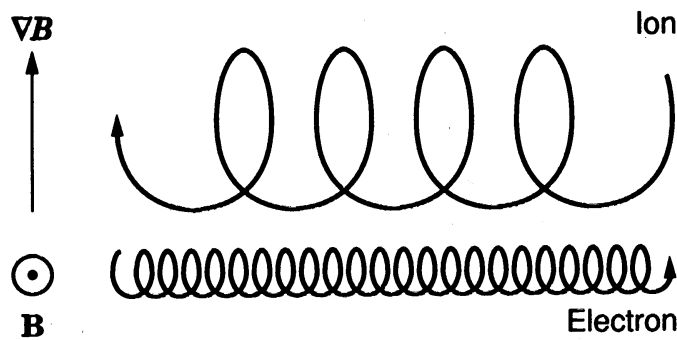


図 1.2 磁気勾配ドリフト (出典 : Basic Spase Plasma Physics).

荷電粒子が磁場 B 内を任意の力 F を受けながら運動する場合、(1.1) は

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \mathbf{F} \quad (1.8)$$

と書き換えることができ、このとき一般に旋回中心のドリフト速度 v_F は

$$\mathbf{v}_F = \frac{1}{\omega_g} \left(\frac{\mathbf{F}}{m} \times \frac{\mathbf{B}}{B} \right) \quad (1.9)$$

と書くことができる。

粒子が湾曲した磁力線に沿って運動するとき

$$\mathbf{F}_R = mv_{\parallel}^2 \frac{\mathbf{R}_c}{R_c^2} \quad (1.10)$$

の遠心力が働き, それによるドリフト (湾曲ドリフト) が起こる. 湾曲ドリフトの速度 F_R は (1.9) を (1.8) に代入して

$$\mathbf{v}_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{q} \frac{\mathbf{R}_c \times \mathbf{B}}{R_c^2 B^2} \quad (1.11)$$

となる.

結局, 放射線帯粒子は, 磁力線周りの旋回運動・南北のミラーポイント間のバウンス運動・磁気勾配や磁力線の湾曲による経度方向のドリフト (電子は東向き, イオンは西向き) の三つの周期的な運動をしていることがわかる (図 1.3).

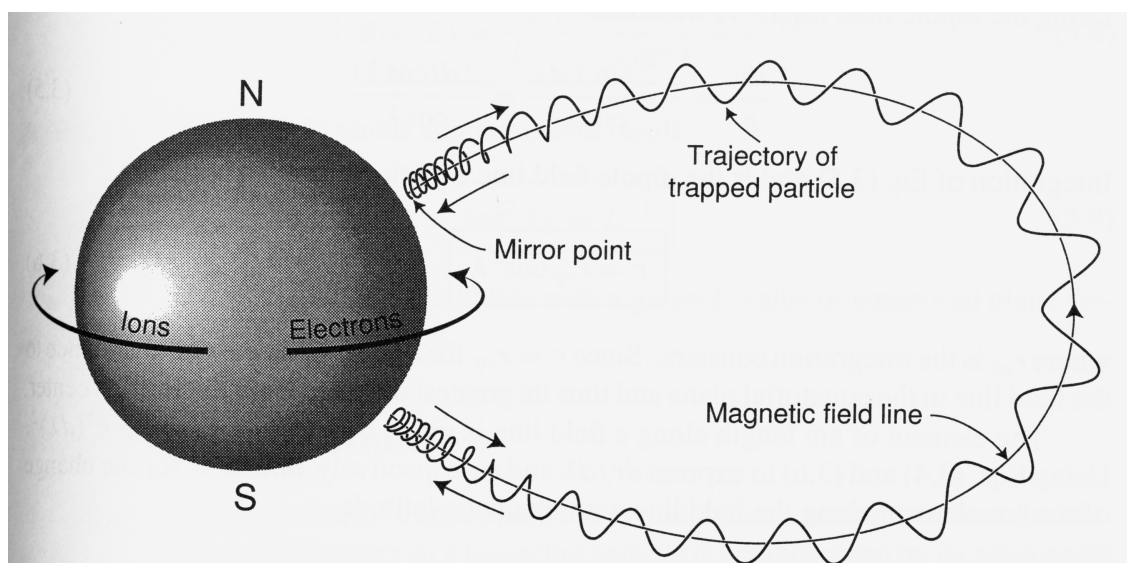


図 1.3 放射線帯粒子の運動の軌跡 (出典: Basic Space Plasma Physics).

1.2 断熱不変量

前節で述べた放射線帯粒子の三つの周期的な運動において, それらの角振動数が放射線帯内に生じる電磁場の振動の角振動数に比べて十分小さいとき, すなわち, 電磁場の振動が十分ゆっくりであるとき, 作用変数と呼ばれる次式で定義される量

$$J_i = \oint_i (\mathbf{p}_i + q\mathbf{A}) \cdot d\mathbf{l}_i \quad (1.12)$$

は不変量となる (朝永, 1969). ここで i は周期運動の別を表し, p_i は粒子の一般化運動量, l_i は一般化座標であり, 積分は周期運動にわたって行う.

作用変数 J_1 は旋回運動に関係する.

$$\begin{aligned} J_1 &= \oint_{s_1} m v_{\perp} \frac{v_{\perp}}{|\omega_g|} d\varphi + \oint_{s_1} q \operatorname{rot} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}_1 \\ &= \frac{2\pi p_{\perp}^2}{m|\omega_g|} - \frac{\pi q B v_{\perp}^2}{|\omega_g|^2} \\ &= \frac{\pi p_{\perp}^2}{|q|B} \end{aligned} \quad (1.13)$$

である. ただし, s_1 に関する積分は旋回運動する粒子の軌道に沿う周積分であり s_1 はその線素である. 更に上式と (1.5) から

$$J_1 = \frac{\pi p_{\perp}^2}{|q|B} = \frac{2\pi m}{|q|} \frac{p_{\perp}^2}{2mB} = \frac{2\pi m}{|q|} \mu = \frac{2\pi m_0}{|q|} M \quad (1.14)$$

を得る. ここで m_0 は粒子の静止質量であり, $M = \gamma\mu$ ($\gamma = \frac{m}{m_0}$) である. M は第一断熱不変量と呼ばれる.

作用変数 J_2 は, バウンス運動に関係する.

$$J_2 = \oint_{s_2} m v_{\parallel} ds_2 \equiv J \quad (1.15)$$

s_2 に関する積分はバウンス経路に沿った積分であり, s_2 はその線素である. J は第二断熱不変量と呼ばれる.

作用変数 J_3 は経度方向のドリフトに関係する. この場合, (1.12) の第一項は第二項に比べ非常に小さいので無視でき, J_3 は次のように書ける.

$$J_3 = \oint_{s_3} q \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}_3 = q \Phi \quad (1.16)$$

ここで Φ は経度方向のドリフトによって作られる軌道内の磁気フラックスであり, これを第三断熱不変量と呼ぶ.

放射線帯の物理を考える上で L 値を用いるのが便利である. L は一本の磁力線を示し, その磁力線が磁気赤道面と交わる点 r_{eq} が, 地球から地球の半径 R_E の何倍の位置にあるかを表すものである. すなわち, $L = \frac{r_{\text{eq}}}{R_E}$.

(1.16) は双極子磁場である場合には, 地表面の磁場の強さ B_0 と L を用いて

$$J_3 = q \Phi = 2\pi q B_0 \frac{R_E}{L^3} \quad (1.17)$$

と書ける.

付録 B

Fokker-Planck 方程式

2.1 Liouville の定理

放射線帯のような多数の粒子からなる系では、個々の粒子の運動を追うのは現実的には不可能であり、その平均的な振る舞いを調べる必要がある。多数の粒子からなる系において、ある粒子の力学的状態はその座標 (x, y, z) と速度 (v_x, v_y, v_z) 、時間 t によって指定することができる。もっと一般的に正準変数 $(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3)$ と時間 t で記述することができる。よってこの粒子は 6 次元空間中の一点で代表される。各粒子の代表点はこの空間内を運動し、この空間を位相空間^{*1} と呼ぶ。位相空間中の粒子の運動はハミルトンの運動方程式より

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial \mathcal{H}(q_i, p_i, t)}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial \mathcal{H}(q_i, p_i, t)}{\partial q_i} \quad (2.1)$$

$(i = 1, 2, 3, 4, 5, 6)$

で与えられる。位相空間における代表点の集合によって作られる微小体積 $\Delta = \delta q_1 \delta p_1 \delta q_2 \delta p_2 \delta q_3 \delta p_3$ の時間変化は、系の粒子が生成・消滅しなければ

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta}{dt} &= \frac{d(\delta q_1 \delta p_1 \delta q_2 \delta p_2 \delta q_3 \delta p_3)}{dt} \\ &= \left(\frac{d(\delta q_1)}{dt} \delta p_1 + \frac{d(\delta p_1)}{dt} \delta q_1 \right) \delta q_2 \delta p_2 \delta q_3 \delta p_3 \\ &\quad \dots \end{aligned}$$

^{*1} μ 空間

$$+ \left(\frac{d(\delta q_1)}{dt} \delta p_1 + \frac{d(\delta p_3)}{dt} \delta q_3 \right) \delta q_1 \delta p_1 \delta q_2 \delta p_2 \quad (2.2)$$

であり, このとき (2.1) より

$$\frac{d(\delta q_i)}{dt} = \delta \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \right) = \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial p_i \partial q_i} \delta q_i \quad (2.3)$$

$$\frac{d(\delta p_i)}{dt} = -\delta \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \right) = -\frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial q_i \partial p_i} \delta p_i \quad (2.4)$$

であるから (2.2) は

$$\frac{d\Delta}{dt} = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial p_i \partial q_i} - \frac{\partial^2 \mathcal{H}}{\partial q_i \partial p_i} \right) \Delta = 0 \quad (2.5)$$

となり, 運動の軌跡に沿って Δ は保存する.

Δ が保存するということは位相空間密度 $\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$ も保存する. すなわち

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{F}}{dt} &= \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{dq_i}{dt} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial q_i} + \frac{dp_i}{dt} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial p_i} \right) \\ &= \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_i} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial q_i} - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q_i} \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial p_i} \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.6)$$

2.2 Boltzmann 方程式

統計平均をとった位相空間密度 $\langle \mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \rangle = f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$ を用いると $\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$ は

$$\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) = f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) + \delta \mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \quad (2.7)$$

と書くことができる. ここで $\delta \mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$ は $\mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)$ の平均からのずれであり, $\langle \delta \mathcal{F}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \rangle = 0$ である. また, ハミルトニアン \mathcal{H} も同様にして

$$\mathcal{H}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) = H(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) + \delta \mathcal{H}(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \quad (2.8)$$

(2.7), (2.8) を (2.6) に代入して統計平均をとり, 2 次の微小量を無視すると

$$\begin{aligned} &\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) \\ &= \left\langle \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial (\delta f)}{\partial p_i} + \frac{\partial (\delta \mathcal{H})}{\partial p_i} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial (\delta f)}{\partial q_i} - \frac{\partial (\delta \mathcal{H})}{\partial q_i} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) \right\rangle \end{aligned} \quad (2.9)$$

を得る. ここで上式の右辺は今考えている時間スケールよりも小さな時間スケールで起こる現象による f の変化の平均であり, これを $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c$ で表すことにすると

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial H}{\partial p_i} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial H}{\partial q_i} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (2.10)$$

となる*2. ここで再び, (2.1), (2.8) を用いると上式は

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial q_i}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial q_i} - \frac{\partial p_i}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p_i} \right) &= \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \\ \frac{\partial f}{\partial t} + \dot{\mathbf{q}} \cdot \nabla_{\mathbf{q}} f + \dot{\mathbf{p}} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f &= \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \end{aligned} \quad (2.11)$$

となる. この方程式は Boltzmann 方程式と呼ばれる.

正準変数 p, q の代わりに作用変数 (J_1, J_2, J_3) とそれに共役な角変数 $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ を用いることができ, (2.11) は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\varphi}{dt} \cdot \nabla_{\varphi} f + \frac{d\mathbf{J}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{J}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (2.12)$$

と書くことができる. 角変数 $(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$ はそれぞれ, 旋回運動, バウンス運動, ドリフトにおける粒子の位相角を表している.

2.3 Fokker-Planck 方程式

放射線帯内の電磁場の振動が放射線帯粒子の周期的運動よりも短い時間スケールで起こり, 断熱不変量の破れが生じるとき, 粒子は位相空間内で確率的に振る舞うと仮定する. 作用変数 \mathbf{J} を持つ粒子が時間 Δt の後に $\Delta \mathbf{J}$ だけ変化するとき, その確率を $W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J})$ と書くとする

$$f(\varphi, \mathbf{J}, t + \Delta t) = \int f(\varphi, \mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) \quad (2.13)$$

の関係が成り立つ. このように $t + \Delta t$ での状態が時刻 t での状態だけで決まり, 過去の経歴に無関係に定まるとき, この過程を一般に Markoff 過程と呼ぶ. このとき

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \Delta t = f(\varphi, \mathbf{J}, t + \Delta t) - f(\varphi, \mathbf{J}, t) \quad (2.14)$$

*2 位相空間内の代表点の生成・消滅を表す.

となり, (2.13) の被積分関数を Taylor 展開すると

$$\begin{aligned} f(\varphi, \mathbf{J} - \Delta\mathbf{J}, t)W(\mathbf{J} - \Delta\mathbf{J}, \mathbf{J}) \\ = f(\varphi, \mathbf{J}, t)W(\mathbf{J}, \Delta\mathbf{J}) - \sum_r \frac{\partial(fW)}{\partial J_r} \Delta J_r + \sum_{r,s} \frac{1}{2} \frac{\partial^2(fW)}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s + \dots \end{aligned} \quad (2.15)$$

が得られる. $W(\mathbf{J}, \Delta\mathbf{J})$ の定義から

$$\int W(\mathbf{J}, \Delta\mathbf{J}) d(\Delta\mathbf{J}) = 1 \quad (2.16)$$

である*3. また

$$\begin{aligned} \int W(\mathbf{J}, \Delta\mathbf{J}) \Delta\mathbf{J} d(\Delta\mathbf{J}) &= \langle \Delta\mathbf{J} \rangle_t \Delta t \\ \int W(\mathbf{J}, \Delta\mathbf{J}) \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta\mathbf{J}) &= \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \end{aligned} \quad (2.17)$$

とおく.

ここで $\int W \Delta\mathbf{J} d(\Delta\mathbf{J})$ と $\int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta\mathbf{J})$ がそれぞれ Δt に比例するというのは以下の考察による.

$\Delta\mathbf{J}$ の r 成分 ΔJ_r はある粒子が i 番目に受けた変化 ΔJ_r^i の総和と考えると, $\Delta J_r = \sum_i \Delta J_r^i$ となる. したがって

$$\int W \Delta J_r d(\Delta\mathbf{J}) = \sum_i \int W \Delta J_r^i d(\Delta\mathbf{J}) \quad (2.18)$$

であり, i とともに, つまり時間 Δt とともに和の項が増えていく. したがって, $\int W \Delta\mathbf{J} d(\Delta\mathbf{J})$ は Δt に比例する.

また, 同様に $\Delta J_r \Delta J_s = \sum_{i,j} \Delta J_r^i \Delta J_s^j$ であり, もしこれらの変化が統計的に独立なら*4, $\Delta J_r^i \Delta J_s^j$ ($i \neq j$) の統計的平均はゼロである. すなわち

$$\begin{aligned} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta\mathbf{J}) &= \sum_{i,j} \int W \Delta J_r^i \Delta J_s^j d(\Delta\mathbf{J}) \\ &= \sum_i \int W \Delta J_r^i \Delta J_s^i d(\Delta\mathbf{J}) \end{aligned} \quad (2.19)$$

*3 Δt 後に何かしらの変化 $\Delta\mathbf{J}$ がある ($\Delta\mathbf{J} = 0$ の時は変化がなかったということの意味する).

*4 i 番目の変化がそれ以前の変化によらない (Markoff 過程).

となり, これもやはり i とともに, つまり時間 Δt とともに和の項が増えていく. したがって, $\int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J})$ は Δt に比例する.

(2.15) を (2.13) に代入すると

$$\begin{aligned} f(\varphi, \mathbf{J}, t + \Delta t) &= \int f(\varphi, \mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J} - \Delta \mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) \\ &\simeq \int f(\varphi, \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) \end{aligned} \quad (2.20a)$$

$$- \int \sum_r \frac{\partial(fW)}{\partial J_r} \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) \quad (2.20b)$$

$$+ \int \sum_{r,s} \frac{1}{2} \frac{\partial^2(fW)}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \quad (2.20c)$$

となる. 右辺第 1 項 (2.20a) は

$$\begin{aligned} \int f(\varphi, \mathbf{J}, t) W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) &= f(\varphi, \mathbf{J}, t) \int W(\mathbf{J}, \Delta \mathbf{J}) d(\Delta \mathbf{J}) \\ &= f(\varphi, \mathbf{J}, t) \quad (\because (2.16)) \end{aligned} \quad (2.21)$$

第 2 項 (2.20b) は

$$\begin{aligned} \int \sum_r \frac{\partial(fW)}{\partial J_r} \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) &= \sum_r \int \left(W \frac{\partial f}{\partial J_r} \Delta J_r + f \frac{\partial W}{\partial J_r} \Delta J_r \right) d(\Delta \mathbf{J}) \\ &= \sum_r \left(\frac{\partial f}{\partial J_r} \int W \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) \right) + \sum_r \left(f \int \frac{\partial W}{\partial J_r} \Delta J_r d(\Delta \mathbf{J}) \right) \\ &= \frac{\partial f}{\partial \mathbf{J}} \cdot \int W \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J}) + f \int \frac{\partial W}{\partial \mathbf{J}} \cdot \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J}) \quad (\because (2.17)) \\ &= \frac{\partial f}{\partial \mathbf{J}} \cdot \langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t \Delta t + f \frac{\partial}{\partial \mathbf{J}} \cdot \int W \Delta \mathbf{J} d(\Delta \mathbf{J}) \quad \left(\because \frac{\partial \Delta \mathbf{J}}{\partial \mathbf{J}} = 0 \right) \\ &= \frac{\partial f}{\partial \mathbf{J}} \cdot \langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t \Delta t + f \frac{\partial}{\partial \mathbf{J}} \cdot \langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t \Delta t \quad (\because (2.17)) \\ &= \nabla_v \cdot (\langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t f) \Delta t \end{aligned} \quad (2.22)$$

更に第 3 項は

$$\begin{aligned} \int \sum_{r,s} \frac{1}{2} \frac{\partial^2(fW)}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\ &= \sum_{r,s} \frac{1}{2} \int \left(W \frac{\partial^2 f}{\partial J_r \partial J_s} + \frac{\partial f}{\partial J_r} \frac{\partial W}{\partial J_s} + f \frac{\partial^2 W}{\partial J_r \partial J_s} + \frac{\partial W}{\partial J_r} \frac{\partial f}{\partial J_s} \right) \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{r,s} \int W \frac{\partial^2 f}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \int \frac{\partial f}{\partial J_r} \frac{\partial W}{\partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \int f \frac{\partial^2 W}{\partial J_r \partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \int \frac{\partial W}{\partial J_r} \frac{\partial f}{\partial J_s} \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
& = \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial^2 f}{\partial J_r \partial J_s} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial f}{\partial J_r} \frac{\partial}{\partial J_s} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
& \quad + \frac{1}{2} \sum_{r,s} f \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial f}{\partial J_s} \frac{\partial}{\partial J_r} \int W \Delta J_r \Delta J_s d(\Delta \mathbf{J}) \\
& = \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial J_r \partial J_s} \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \right) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left(\frac{\partial f}{\partial J_r} \frac{\partial}{\partial J_s} \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \right) \\
& \quad + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left(f \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \right) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \left(\frac{\partial f}{\partial J_s} \frac{\partial}{\partial J_r} \langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t \right) \\
& \hspace{25em} (\because (2.17)) \\
& = \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} (\langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t \Delta t f) \tag{2.23}
\end{aligned}$$

となり, (2.14) は

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \Delta t & = f(\boldsymbol{\varphi}, \mathbf{J}, t + \Delta t) - f(\boldsymbol{\varphi}, \mathbf{J}, t) \\
& = -\nabla_v \cdot (\langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t f) \Delta t + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} (\langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t f) \Delta t \tag{2.24}
\end{aligned}$$

となるので

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = -\nabla_v \cdot (\langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t f) + \frac{1}{2} \sum_{r,s} \frac{\partial^2}{\partial J_r \partial J_s} (\langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t f) \tag{2.25}$$

を得る. この項を Fokker-Planck の衝突項という. また, $\langle \Delta \mathbf{J} \rangle_t$, $\langle \Delta J_r \Delta J_s \rangle_t$ を Fokker-Planck 係数という. 更に,

$$D_{ij} \equiv \frac{1}{2} \langle \Delta J_i \Delta J_j \rangle_t \tag{2.26}$$

$$\Gamma_i \equiv \langle \Delta J_i \rangle_t - \frac{1}{2} \sum_j \frac{\partial}{\partial J_j} \langle \Delta J_i \Delta J_j \rangle_t \tag{2.27}$$

と置くと (2.25) は

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = - \sum_i \frac{\partial}{\partial J_i} (\Gamma_i f) + \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) \tag{2.28}$$

と書くことができる. ここで D_{ij} は拡散テンソル, Γ_i は動粘性係数である. 上式を (2.12) に代入すると

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i \frac{d\varphi_i}{dt} \frac{\partial f}{\partial \varphi_i} + \sum_i \frac{dJ_i}{dt} \frac{\partial f}{\partial J_i} = - \sum_i \frac{\partial}{\partial J_i} (\Gamma_i f) + \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) \tag{2.29}$$

を得る. これを Fokker-Planck 方程式と呼ぶ.

2.4 微分フラックス

あるピッチ角 α を持つ, 単位エネルギー E , 単位立体角 Ω 当たりの粒子フラックス $j_\alpha(E, \mathbf{x})$ と位相空間密度 $f(p_\parallel, p_\perp, \mathbf{x})$ の関係は

$$j_\alpha(E, \mathbf{x}) dE d\Omega = f(p_\parallel, p_\perp, \mathbf{x}) \frac{p}{m} p^2 dp d\Omega \quad (2.30)$$

で与えられる (Schultz and Lanzerotti, 1974). 粒子の全エネルギー $mc^2 = E + m_0c^2$ より

$$(E + m_0c^2)^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 = p_\parallel^2c^2 + p_\perp^2c^2 + m_0^2c^4 \quad (2.31)$$

従って, $m dE = p dp$ であるから

$$j_\alpha(E, \mathbf{x}) = p^2 f(p_\parallel, p_\perp, \mathbf{x}) \quad (2.32)$$

を得る.

参考文献

2003, 民生部品・コンポーネント実証衛星 (つばさ:MDS-1) 実験成果報告書, 宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部

Abel, B. and Thorne, R. M., 1998, Electron scattering loss in Earth's inner magnetosphere 1. Dominant physical processes, *J. Geophys. Res.*, **103**, 2385–2396.

Albert, J. M., 1994, Quasi-linear pitch angle diffusion coefficients: Retaining high harmonics, *J. Geophys. Res.*, **99**, 23741–23745.

Albert, J.M., Analysis of quasi-linear diffusion coefficients, *J. Geophys. Res.*, **104**, 2429-2441, 1999

Baker, D. N., P. R. Higbie, R. D. Belian, and E. W. Hornes, Jr., Do Jovian electrons influence the terrestrial outer radiation zone ?, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 531, 1979

Baker, D.N., J.B.Blake, R.W.Klebesadel, P.R.Higbie, Highly relativistic electrons in the earth's outer magnetosphere. I - Lifetimes and temporal history 1979-1984, *JGR*, vol. 91, p. 4265-4276, April 1, 1986

Baker, D.N., Mason, G.M., Figueroa, O., Colon, G., Watzin, J., Aleman, R.M., An overview of the solar, anomalous, and magnetospheric particle explorer (SAMPEX) mission. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensors* **31**, 531-541, 1993.

Baker, D. N., Blake, J. B., Callis, L. B., Cummings, J. R., Hovestadt, D., Kanekal, S., Klecher, B., Mewaldt, R. A. and Zwicki, R. D., 1994, Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 409-412.

- Beutier, T. and D.Boscher, A three-deminsional analysis of the electron radiation belt by the Salambo code, *Journal of Geophysical research*, **100**, 14853-14861, 1995
- Bourdarie, S., Boscher, D., Beutier, T., Sauvaud, J.A., Blanc, M., Electron and proton radiation belt dynamic simulations during storm periods: A new asymmetric convection-diffusion model. *J. Geophys. Res.*, **102**, 17,541-17,552, 1997
- Brautigam, D. H., and Albert, J. M., 2000, Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **105**, 291-309.
- Chen, M.W., M.Schulz, L.R.Lyons, and D.J.Gorney, Ion radial diffusion in an electrostatic impulse model for stormtime ring current formation, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 621-624, 1992
- Cornwall, J. M., Diffusion processes influenced by conjugate-point wave phenomena, *Radio Sci.*, **3**, 740-744, 1968.
- Desorgher, L., P. Buhler, A. Zehnder and E. O. Fluckiger, Simulation of the outer radiation belt electron flux decrease during the March 26, 1995, magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **105**, 21211-21224, 2000.
- Dessler, A.J. and R.Karplus, Some effects of diamagnetic ring currents on Van Allen radiation, *J. Geophys. Res.*, **66** 2289, 1961
- Ebihara, Y. and Ejiri, M., 2000, Simulation study on fundamental properties of storm-time ring current, *J. Geophys. Res.*, **105**, 15843-15859.
- Elkington, S. R., Hudson, M. K., and Chan, A. A., Acceleration of relativistic electrons via drift resonant interactions with toroidal-mode Pc-5 ULF oscillations, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3273, 1999.
- Elkington, S. R., Hudson, M. K., and Chan, A. A., Resonant acceleration and diffusion of outer zone electrons in an asymmetric geomagnetic field, *J. Plasma Phys.*, **108**, Issue A3, SMP 11-1, CiteID 1116, DOI 10.1029/2001JA009202, 2003.
- Fälthammar, C-G., Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation, *J. Geophys. Res.*, **70**, 2503-2516, 1965.

Fok, M.-C., Moore, T. E. and Spjeldvik, W. N., Rapid enhancement of radiation belt electron fluxes due to substorm dipolarization of the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3873-3881, 2001.

Friedel, R. H. W., G. D. Reeves, T. Obara, Relativistic electron dynamics in the inner magnetosphere - a review, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **64**, 265-282, 2002

Freeman, J.W., The morphology of the electron distribution in the outer radiation zone and near the magnetospheric boundary as observed by Explorer 12, *J. Geophys. Res.*, **69**, 1691-1723, 1964

Hamlin, D. A., Karpulus, R., Vik, R. C., and Watson, K. M., Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1, 1961.

Horne, R. B., Acceleration of killer electrons, *Nature physics*, **vol.3**, 590, 2007

Horne, R.B. and R.M.Thorne, Potential wave for relativistic electron scattering and stochastic acceleration during magnetic storms, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 3011, 1998

小松 研吾・渡部 重十, 地球放射線帯の動径拡散モデルの構築, 北海道大学地球物理学研究報告, **70**, 85-93, 2007.

Kim, H. and A. A. Chan, Fully adiabatic changes in storm time relativistic electron fluxes. *J. Geophys. Res.*, **102**, 22,107-22,116, 1997

Li, X., D. N. Baker, M. Temerin, T. E. Cayton, E. G. D. Reeves, R. A. Christensen, J. B. Blake, M. D. Looper, R. Nakamura, S. G. Kanekal, Multisatellite observations of the outer zone electron variation during the November 3-4, 1993, magnetic storm. *J. Geophys. Res.*, **102**, 14,123, 1997

Li, X., D. N. Baker, M. Teremin, T. E. Cayton, G. D. Reeves, R. S. Selesnick, J. B. Blake, G. Lu, S. G. Kanekal, and H. J. Singer, Rapid enhancements of relativistic electrons deep in the magnetosphere during the May 15, 1997, magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **104**, 4467-4476, 1999

Li, X., and M. A. Temerin, The Electron Radiation Belt, *Space Science Reviews*, **95**, 569-580, DOI:10.1023/A:1005221108016, 2001

- Liu, W. W., G. Rostoker and D. N. Baker, Internal acceleration process of relativistic electrons by large-amplitude ULF pulsations, *J. Geophys. Res.*, **104**, 17391-17407, 1999
- Lyons, L. R., Thorne, R. M. and Kennel, C. F., Electron pitch-angle diffusion driven by oblique whistler-mode turbulence, *J. Plasma Phys.*, **6**, 589-606, 1971.
- Lyons, L. R., Thorne, R. M. and Kennel, C. F., Pitch-angle diffusion of radiation belt electron within the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **77**, 3455-3474, 1972.
- Lyons, L. R. and Thorne, R. M., Equilibrium structure of radiation belt electrons, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2142-2149, 1973.
- Lyons, L. R. and D. J. Williams, A source for the geomagnetic storm main phase ring current, *J. Geophys. Res.*, **85**, 523-530, 1980
- Lyons, L. R. and M. Scholz, Access of energetic particles to storm time ring current through enhanced radial "diffusion", *J. Geophys. Res.*, **94**, 5491-5496, 1989
- McIlwain, C.E., Ring Current Effects on Trapped Particles, *J. Geophys. Res.*, **71**, 1966
- Miyoshi, Y., A. Morioka, T. Obara, H. Misawa, T. Nagai, Y. Kasahara, Rebuilding Process of the Outer Belt During November 3, 1993 Magnetic Storm, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1004, 2003
- Miyoshi, Y. and R. Kataoka, Ring current ions and radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, CiteID:L21105, DOI:10.1029/2005GL024590, 2005
- Moldwin, M. B., Downward, L., Rassoul, K., Amin, R. and Anderson, R. R., A new model of the location of the plasmopause: CRRES results, *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2001JA009211, 2002.
- Nagai, T., "Space Weather Forecast": Prediction of relativistic electron intensity at synchronous orbit, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 425-428, 1998
- Newkirk, L. L. and M. Walt, Radial diffusion coefficient for electrons at low L values, *J. Geophys. Res.*, **73**, 1013-1017, 1968a

Newkirk, L. L. and M. Walt, Radial diffusion coefficient for electrons at 1.76 μ L 5, *J. Geophys. Res.*, **73**, 7231-7236, 1968b

Obara, T., T. Nagatsuma, M. Den, Y. Miyoshi and A. Morioka, Main-phase creation of “seed” electrons in the outer radiation belt, *Earth Planet.Space*, **52**, 41-47, 2000

Obara, T., Y. Miyoshi, A. Morioka, Large enhancement of outer belt electrons during magnetic storms, *Earth Planets Space*, **53**, 1163-1170, 2001

Omura Y. and D. Summers, Dynamics of high energy electrons interacting with whistler-mode chorus emissions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **111**, DOI:10.1029/2006JA011600, 2006

恩藤 忠典・丸橋 克英, 宇宙環境科学, オーム社, 302pp, 2000.

Reeves, G. D., K. L. McAdams and R. H. W. Friedel, Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1529, DOI:10.1029/2002GL016513, 2003

Schulz, M. and Lanzerotti, L. J., *Particle Diffusion in the Radiation belts*, in *Phys. and Chem. in Space 7*, Springer-Verlag, NewYork, 215pp, 1974,

K. Shiokawa, , , K. Seki, Y. Miyoshi, A. Ieda, T. Ono, M. Iizima, T. Nagatsuma, T. Obara, T. Takashima, K. Asamura, Y. Kasaba, A. Matsuoka, Y. Saito, H. Saito, M. Hirahara, Y. Tonegawa, F. Toyama, M. Tanaka, M. Nose, Y. Kasahara, K. Yumoto, H. Kawano, A. Yoshikawa, Y. Ebihara, A. Yukimatsu, N. Sato, S. Watanabe and the Inner Magnetosphere Subgroup in the Society of Geomagnetism and Earth, Planetary and Space Sciences, ERG : A small-satellite mission to investigate the dynamics of the inner magnetosphere, *Advances in Space Research*, **38**, 1861-1869, 2006

Summers, D. and C.Ma, A model for generating relativistic electrons in the Earth's inner magnetosphere based on gyroresonant wave-particle interactions. *J. Geophys. Res.*, **105**, 2,625-2,639, 2000a

Summers, D. and C.Ma, Rapid acceleration of electrons in the magnetosphere by fast-mode MHD waves, *J. Geophys. Res.*, **105**, 15887-15896, 2000b

Summers, D. and R.M.Thorne, F.Xiao, Relativistic theory of wave-particle resonant

- diffusion with application to electron acceleration in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **103**, 20487, 1998
- Thorne, R. M., E. J. Smith, R. K. Burton and R. E. Holzer, Plasmaspheric hiss, *J. Geophys. Res.*, **78**, 1581, 1973
- Vampola, A. L., Osborne, J. V., Johnson, B. M., CRRES magnetic electron spectrometer AFGL-701-5A (MEA). *Journal of Spacecr. Rockets* **29**, 592-594, 1992.
- Van Allen, J. A., G. H. Ludwig, E. C. Ray, and C. E. McIlwain, Observations of high intensity radiation by satellites 1958 Alpha and Gamma, *Jet Propul.*, **28**, 588-592, 1958.
- Van Allen, J. A. and L. A. Frank, Radiation Around the Earth to a Radial Distance of 107,400 km, *Nature*, **183**, 430-434, doi:10.1038/183430a0, 1959
- Walt, M., *Introduction to geomagnetically trapped radiation*, Cambridge University Press, 1994
- Walt, M., Source and loss processes for radiation belt particles, in *Geophysical monograph 97 Radiation belts: models and standards*, edited by J. F. Lemaire, D. Heyndrickx, D. N. Baker, AGU, 1996
- Wentworth, R. C., MacDonald, W. M., and Singer, S. F., Lifetimes for trapped radiation belt particles determined by Coulomb scattering, *Phys. Fluids*, **2**, 499-509, 1959.
- Williams, D. J., J. F. Arems, and L. J. Lanzerotti, Observations at trapped electrons at low and high altitudes, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5673-5696, 1968
- Zheng, Y., Fok, M.-C. and Khazanov, C. V., A radiation belt-ring current forecasting model, *Space Weather*, **1**, doi:10.1029/2003SW000007, 2003.