



Title	地球電子放射線帯内側領域における動径拡散係数
Author(s)	小松, 研吾; 渡部, 重十
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 71, 61-70
Issue Date	2008-03-15
DOI	https://doi.org/10.14943/gbhu.71.61
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/32760
Type	departmental bulletin paper
File Information	71-61.pdf



地球電子放射線帯内側領域における動径拡散係数

小松 研吾

北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻

渡部 重十

北海道大学大学院理学院宇宙理学専攻

(2008 年 1 月 7 日受理)

Radial diffusion coefficient for the inner part of the Earth's electron radiation belt

Kengo KOMATSU

Division of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science, Hokkaido University
and

Shigeto WATANABE

Department of Cosmosciences, Graduate School of Science, Hokkaido University

(Received January 7, 2008)

The radiation belts are the region that energetic charged particles are trapped by Earth's magnetic field. The radiation belts have been observed by a lot of satellites and researched by theoretical approach since the discovery of it. The electron radiation belt is separated into two regions called the outer belt and the inner belt by the slot region in which the flux is very small. It is well known that the outer belt flux vary by several orders of magnitude associated with geomagnetic disturbances (e.g., Baker et al., 1994) and the exact mechanism of such variations has been a puzzle so that the outer belt flux variations have been well researched to explain this in two-decade. On the other hand, the inner belt is more stable and the flux variation in the inner belt is smaller than that of the outer belt so that the inner belt has not been attracted much attention.

A radial diffusion model can reproduce an equilibrium structure of the electron radiation belts (Lyons and Thorne, 1973). Radiation belt electrons are supplied from the outer boundary of the radiation belt, and the flux is arranged by the balance of intensity of the diffusion and the loss due to pitch-angle scattering by whistler mode waves in the magnetosphere.

The electron flux variations of the radiation belt can be investigated by using a radial diffusion model with time-dependent radial diffusion coefficients and a time-dependent outer boundary condition. Brautigam and Albert (2000) investigated the outer belt electron flux variation by using the time-dependent radial diffusion model. The time-dependent radial diffusion coefficients formulated by Brautigam and Albert (2000) are customarily used in the time-dependent radial diffusion model. They parameterised the amplitude of

the electrostatic field variation as a linear function of Kp index, and applied them to the electrostatic coefficient derived by Cornwall (1968). They were also formulated the electromagnetic coefficient as a function of Kp index. Because these coefficients are based on the observation of the outer belt, it is not appropriate to apply them to the slot and the inner belt regions. In fact, extrapolating these diffusion coefficients to the slot and the inner belt and doing numerical simulation, the slot is not formed and the electron flux near the Earth region is extremely large.

In this study, in order to find a radial diffusion coefficient that can apply the inner part of the electron radiation belt as well as the outer belt, we performed some simulations by using the time-dependent radial diffusion model assuming that several types of the amplitude and the profile of the electrostatic field variation. The results show that the amplitude of the electrostatic field variation depends on L and is smaller toward the Earth.

I. は じ め に

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っている。

Van Allen らにより 1958 年に発見されて以降、放射線帯は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。

電子放射線帯は（そのエネルギー帯にも依るが）約 $1.1-2.5R_E$ (R_E は地球半径 = 6,378 km) に存在する内帯と呼ばれる領域と約 $3.0-7.0R_E$ に存在する外帯と呼ばれる領域に分かれており、二重構造をしている (Fig.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。外帯は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いるが (e.g., Baker et al., 1994), その詳細な機構は明らかにされておらず、この 20 年間に精力的に研究されてきた。一方、内帯は外帯に比べ電子フラックスの変動が

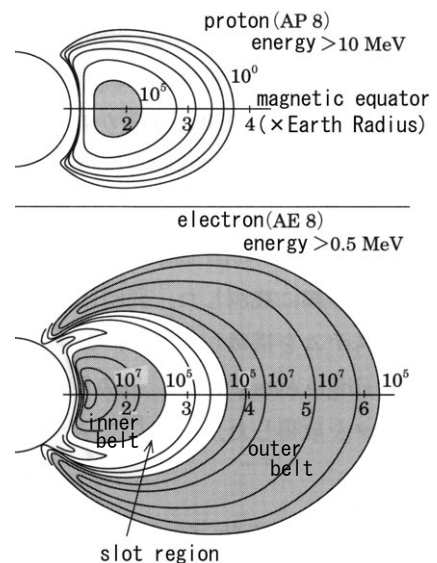


Fig. 1. The proton (> 10 MeV) and the electron (> 0.5 MeV) flux ($[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$) profiles from the NASA proton radiation belt model (AP8) (top) and the electron radiation belt model (AE8) (bottom) (Ondou and Marubashi, 2000).

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。本研究では電子放射線帯についてのみ考える。

電子放射線帯の平衡構造は動径拡散モデルによって再現することができる (Lyons and Thorne, 1973). 放射線帯電子は主にプラズマシートから供給され、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。

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。

外側境界での電子フラックスや動径拡散係数の時間変化を考慮すれば、放射線帯電子フラックス変動の様子を調べることができる。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 $M \leq 314 \text{ MeV/G}$ 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ことを示唆した。これまでに、多くの理論的研究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、観測的な証拠は未だ不十分である。本研究では外帯中心域での直接加熱については考慮しないことにする。

時間発展を考慮した動径拡散モデルでは彼ら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。彼らは異なる地磁気状態において観測された静電場擾乱の大きさに合うように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から得られた動径拡散係数に合わせ、 Kp の関数として定式化した。これらの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、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。

上記のモデルでは、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大きい。すなわち、静電場擾乱による動径拡散係数の方が磁場擾乱によるものよりも大きい。そこで本研究では、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ために、独自に構築した動径拡散モデルの数値コードを用いて、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、計算を行った。

II. 動径拡散モデル

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)

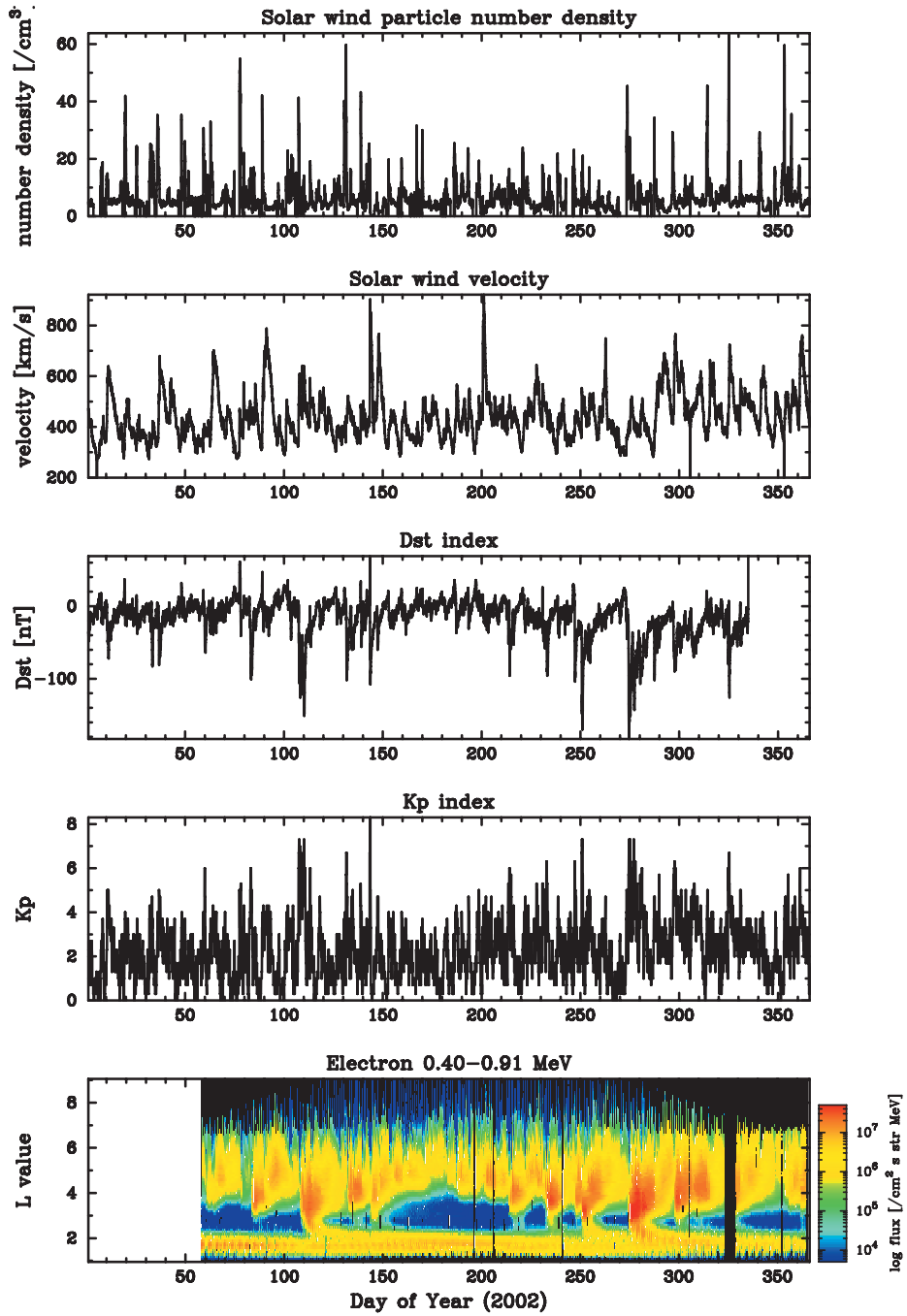


Fig. 2. Solar wind parameters (number density [cm^{-3}], velocity [km/s]), indices of the geomagnetic activity (Dst index [nT], Kp index) and the electron flux ($[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{str}^{-1} \text{MeV}^{-1}]$) variation in 2002.

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。磁束不変量の不変性が最も破れやすい。

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、次の方程式によって記述できる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{i,j} \frac{\partial}{\partial J_i} \left(D_{ij} \frac{\partial f}{\partial J_j} \right) \quad (1)$$

ここで、 $(J_1, J_2, J_3) = (M, J, \Phi)$ 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。ヤコビアン $1/L^2$ を導入すると (M, J, Φ) から (M, J, L) へ変数変換 ($L = r/R_E$, r : 地球中心からの距離) 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

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

と書くことができる (Schulz and Lanzerotti, 1974)。ここで、 D_{LL} は動径拡散係数で次節で詳しく述べる。 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。

放射線帯電子は磁気圏内に存在するホイッスラー波との相互作用や冷たいプラズマとのクーロン衝突によってピッチ角散乱を生じる。散乱を受けピッチ角がロスコーン角より小さくなった電子は地球大気に降下して放射線帯から消失する。

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} は波動粒子相互作用によるピッチ角散乱を考え、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)。

$$\frac{d}{d\alpha_0} \left[D_{\alpha\alpha} T \sin 2\alpha_0 \frac{dg}{d\alpha_0} \right] + \frac{T \sin 2\alpha_0}{\tau_{wp}} g = 0 \quad (3)$$

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係する関数で $T(\alpha_0) \simeq 1.30 - 0.56 \sin 2\alpha_0$ (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。

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 を一定として（ヒスは $B_w = 35$ [mγ],

雷によるホイッスラー波は $B_w = 10 [\text{m}\gamma]$ この方程式を Albert (1994) と同様にシューティング法によって解いた. 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).

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 Wentworth et al.(1959), Lyons and Thorne (1973) より

$$\tau_c = 3 \times 10^8 E[\text{keV}] / N(L) \quad [\text{sec}] \quad (4)$$

と与える. 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 $N(L) = 1000 \times (4/L)^4 \text{ [cm}^3]$ とする.

本研究では消失の効果はプラズマポーズ以内のみとし位置は Moldwin et al.(2002) より Kp の関数として

$$L_{pp} = 5.39 - 0.382 Kp \quad (5)$$

と与える. また, τ_{wp}, τ_c は時間的に一定であるとする.

境界条件は内側境界を $L = 1.0$ とし, そこでの電子微分フラックスを $j(E, t) = 0$ とする. また, 外側境界を $L = 9.0$ とし, プラズマシートの電子微分フラックス分布 $j_{ps}(E, t)$ が κ 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).

$$j_{ps}(E, t) = n_{ps}(t) \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{4\pi(\pi\kappa)^{3/2}\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(\frac{E^2}{2m_0 E_0(t)^3} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{E}{\kappa E_0(t)} \right)^{-\kappa-1} \quad (6)$$

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

$$n_{ps} = 0.025 n_{sw} + 0.395 \quad [\text{cm}^3] \quad (7)$$

$$E_0 = 0.0128 v_{sw} - 1.92 \quad [\text{keV}] \quad (8)$$

のように与え, $\kappa = 4$ とした (Ebihara and Ejiri, 2000; Zheng et al., 2003). 本研究では太陽風速度と数密度は ACE SWEPAM のデータを用いた.

f から j (または j から f) への変換は $j(E, L, t) = p^2 f(M(E), L, t)$ の関係式を用いる (Schulz and Lanzerotti, 1974). 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.

以上より, $\alpha_0 = 90^\circ (J = 0)$ の電子について, 異なる M 毎に ($M = \text{const.}$ として) (2) を解く. 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 $\Delta t = 1 \text{ [hour]}$ とした.

III. 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. 彼は磁気圏内に電磁

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 D_{LL}^E を求めた。

$$D_{LL}^E = \frac{1}{4} \left(\frac{c\Delta E}{B_0} \right)^2 \left\{ \frac{T}{1 + (\frac{\Omega_d T}{2})^2} \right\} L^6 \quad [\text{cm}^2/\text{sec}] \quad (9)$$

$$\Omega_d = \left(\frac{3Mc}{qL^2 R_E^2} \right) \left(1 + \frac{2MB}{m_0 c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad [/\text{sec}] \quad (10)$$

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。 $\Delta E([\text{esu}])$ は静電場振動の振幅である。

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) は異なる地磁気状態において観測された静電場擾乱の大きさに合うように静電場擾乱の大きさを 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。

$$\Delta E_{BA}(Kp) = 0.26(Kp - 1) + 0.1 \quad [\text{mV/m}] \quad (11)$$

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から得られた動径拡散係数に合わせ、 Kp の関数として定式化した。

$$D_{LL}^M(Kp, L) = 10^{(0.506Kp - 9.325)} L^{10} \quad [R_E^2/\text{day}] \quad (12)$$

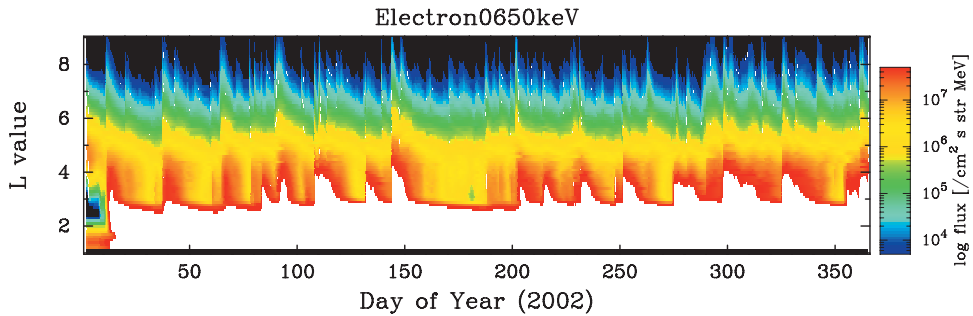


Fig. 3. The electron differential flux variation obtained from the simulation (650 keV) used the Brautigam and Albert D_{LL} . The slot region is filled with many particles from the outer belt and the inner belt flux is also extremely large.

これら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。 Fig.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った結果である。衛星「つばさ」による観測 (Fig.2) 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)。そこで、本研究では静電場擾乱による拡散係数に注目し、静電場擾乱の大きさとその動径方向の依存性について以下のようなモデルを考え、動径拡散モデルによるシミュレーションを行って検証した。

$$\Delta E(Kp) = \begin{cases} \Delta E_{BA}/C & (13a) \\ \Delta E_{BA}/C & (L \leq L_{pp}) & (13b) \\ (\Delta E_{BA}/C) \times L & (13c) \end{cases}$$

ここで、 C は定数とする。

IV. 結果と議論

Fig.4 の 3 枚のパネルはそれぞれ (13a), (13b), (13c) で $C = 8$ とした場合の計算結果である。外帯においては電子フラックスの絶対値に多少の差は見られるが、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進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、スロット領域に進入した電子のその後の動径拡散の様子にいくつかの違いが見られる。

衛星「つばさ」による観測結果 (Fig.2) では大きな磁気嵐時にスロット領域に進入した電子は次第に地球方向へ拡散していく様子が見られる。(13a) と (13b) を用いた計算結果 (Fig.4 (上段), 同 (中段)) では、そのどちらにおいても大きな磁気嵐時にスロット領域に進入した電子はその場で徐々に消失していき、それ以上地球側へ拡散していかないことがわかる。一方、(13c) では、スロット領域に進入した電子はその場で消失する前に更に地球側へ徐々に拡散していく様子が見られる (Fig.4 (下段))。計算結果の方が観測結果に比べ拡散する速度が遅いという違いがあるが、観測結果も同様の傾向を示す。

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る。このことは、動径拡散を引き起こす静電場擾乱の大きさが磁気圏全体で一様ではなく、地球側ほど擾乱が強く抑制されていることを示唆する。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。

本研究では D_{LL}^E は朝側から夕側へかかる対流電場の擾乱のみを考慮し、その変動はランダムに急激な上昇と指数関数的な減衰を繰り返すと仮定したモデルを用いており、また、 D_{LL}^M は Fälthammar の式を基に磁場擾乱の観測結果を Kp の関数として組み込んだものであって、

このようなモデルが現実には即した妥当なものであるのかは定かではない。特に外帯においては近年、Pc-5 ULF 波動のドリフト共鳴による動径拡散が動径拡散の主要因であるとする研究もあり (Elkington et al., 1999; Elkington et al., 2003), これは本研究で用いたランダムな磁場の擾乱を仮定したモデルでは表現できない可能性がある。内帯は地球に近く、磁場の変形が起こりにくいため動径拡散はそのような磁場擾乱や変動よりもむしろ静電場擾乱による効果が大きいと考えられるが、本研究で用いたモデルの仮定（朝夕へかかる対流電場のランダムな擾乱、急激な上昇と指数関数的な減衰など）が妥当なものであるかどうかは人工衛星などの電場の観測によって検証する必要がある。

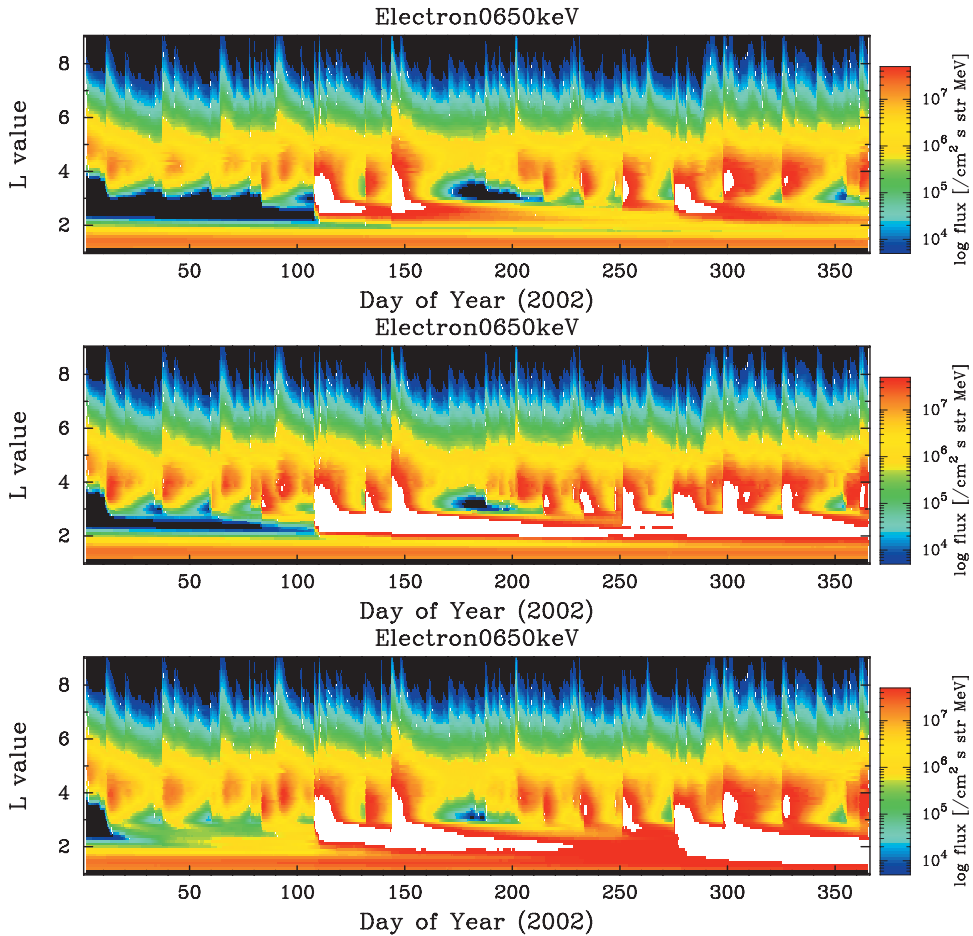


Fig. 4. The results of the simulations (650 keV) used $C = 8$ in (13a) (top panel), (13b) (middle panel) and (13c) (bottom panel).

謝辞 本研究で用いた「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、情報通信研究開発機構の小原隆博博士に深く感謝致します。また、本研究では ACE SWEPAM のデータを使わせていただきました。

文 献

- Abel, B. and R.M.Thorne, 1998. Electron scattering loss in Earth's inner magnetosphere 1. Dominant physical processes, *J. Geophys. Res.*, **103**, 2,385-2,396.
- Albert, J.M., 1994. Quasi-linear pitch angle diffusion coefficients: Retaining high harmonics, *J. Geophys. Res.*, **99**, 23,741-23,745.
- Baker, D. N., J. B. Blake, L. B. Callis, J. R. Cummings, D. Hovestadt, S. Kanekal, B. Klecher, R. A. Mewaldt and R. D. Zwicki, 1994. Relativistic electron acceleration and decay time scales in the inner and outer radiation belts: SAMPEX, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 409-412.
- Brautigam, D. H. and J. M. Albert, 2000. Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **105**, 291-309.
- Cornwall, J. M., 1968. Diffusion processes influenced by conjugate-point wave phenomena, *Radio Sci.*, **3**, 740-744.
- Ebihara, Y. and M.Ejiri, 2000. Simulation study on fundamental properties of storm-time ring current, *J. Geophys. Res.*, **105**, 15,843-15,859.
- Elkington, S.R., M.K.Hudson and A.A.Chan, 1999. Acceleration of relativistic electrons via drift resonant interactions with toroidal-mode Pc-5 ULF oscillations, *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 3,273.
- Elkington, S.R., M.K. Hudson and A.A. Chan, 2003. Resonant acceleration and diffusion of outer zone electrons in an asymmetric geomagnetic field, *J. Plasma Phys.*, **108**, Issue A3, pp. SMP 11-1, CiteID 1116, DOI 10.1029/2001JA009202.
- Fälthammar, C.-G., 1965. Effects of time-dependent electric fields on geomagnetically trapped radiation, *J. Geophys. Res.*, **70**, 2,503-2,516.
- Fok, M.-C., T.E.Moore and W.N.Spjeldvik, 2001. Rapid enhancement of radiation belt electron fluxes due to substorm dipolarization of the geomagnetic field, *J. Geophys. Res.*, **106**, 3,873-3,881.
- Hamlin, D.A., R.Karpulus, R.C.Vik and K.M.Watson 1961. Mirror and azimuthal drift frequencies for geomagnetically trapped particles, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1.
- 小松 研吾・渡部 重十, 2007. 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.
- Lyons, L.R., R.M.Thorne and C.F.Kennel, 1971. Electron pitch-angle diffusion driven by oblique whistler-mode turbulence, *J. Plasma Phys.*, **6**, 589-606.
- Lyons, L.R., R.M.Thorne and C.F.Kennel, 1972. Pitch-angle diffusion of radiation belt electron within the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **77**, 3,455-3,474.
- Lyons, L.R. and R.M.Thorne, 1973. Equilibrium structure of radiation belt electrons, *J. Geophys. Res.*, **78**, 2,142-2,149.
- Moldwin, M.B., L.Downward, K.Rassoul, R.Amin and R.R.Anderson, 2002. A new model of the location of the plasmapause: CRRES results, *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2001JA009211.
- 恩藤 忠典・丸橋 克英, 2000. 宇宙環境科学, オーム社, 302pp.
- Schulz, M. and L. J. Lanzerotti, 1974. *Particle Diffusion in the Radiation belts*, in *Phys. and Chem. in Space 7*, Springer-Verlag, New York, 215pp.
- Wentworth, R.C., W.M.MacDonald and S.F.Singer, 1959. Lifetimes for trapped radiation belt particles determined by Coulomb scattering, *Phys. Fluids*, **2**, 499-509.
- Zheng, Y., M.-C.Fok and C.V.Khazanov, 2003. A radiation belt-ring current forecasting model, *Space Weather*, **1**, doi:10.1029/2003SW000007.