On the cause of a magnetospheric flux transfer event –M. Lockwood and M. A. Hapgood–

北海道大学理学部地球科学科
惑星大気物理学研究室
奥 朋之–OKU Tomoyuki–

2001 年 5 月 9 日 (水)

目 次

本論文の位置付け **2**

Abstract **3**

1 Flux Transfer Event Models **4**
1.1 Flux Rope Model 5
1.2 Two-dimensional(2-D) Reconnection Pulse Model 7
1.3 Multiple X-line Model 10

Appendix **12**

A 磁気圏 **12**
A.1 磁力線再結合 12
A.2 磁気圏での磁力線再結合 13
A.3 地方時におけるカスプ領域の変遷 18

B 磁力線凍結 **18**

参考文献 **21**

本論文の位置付け

カスプ領域に侵入する粒子を考える上で、磁気圏境界面付近での太陽風粒子の振る舞いや、その近辺での磁力線の構造は、非常に重要なものとなっている。というのは、電荷を帯びた粒子はほとんど磁力線に凍結しているという性質を持っているため、同じ磁力線上に存在する磁気圏境界面とカスプ領域がその磁力線自身、またはその磁力線上を運動する荷電粒子を通じて、密接な関係を持っているからである。この磁気圏境界面で起きる現象の内、最も重要で、かつ現在も議論が続いているものの 1 つとして、今回取り上げるこの FTE(Flux Transfer Event) が挙げられる。この FTE の成因は現在のところ大きく分けて 2 つの理論が提唱されている。ここではその議論の内、開いた低緯度境界層 (Low Latitude Boudary Layer) の磁力線が膨張することで生じるという概念を提唱する Lockwood and Hapgood[1994] を紹介する。

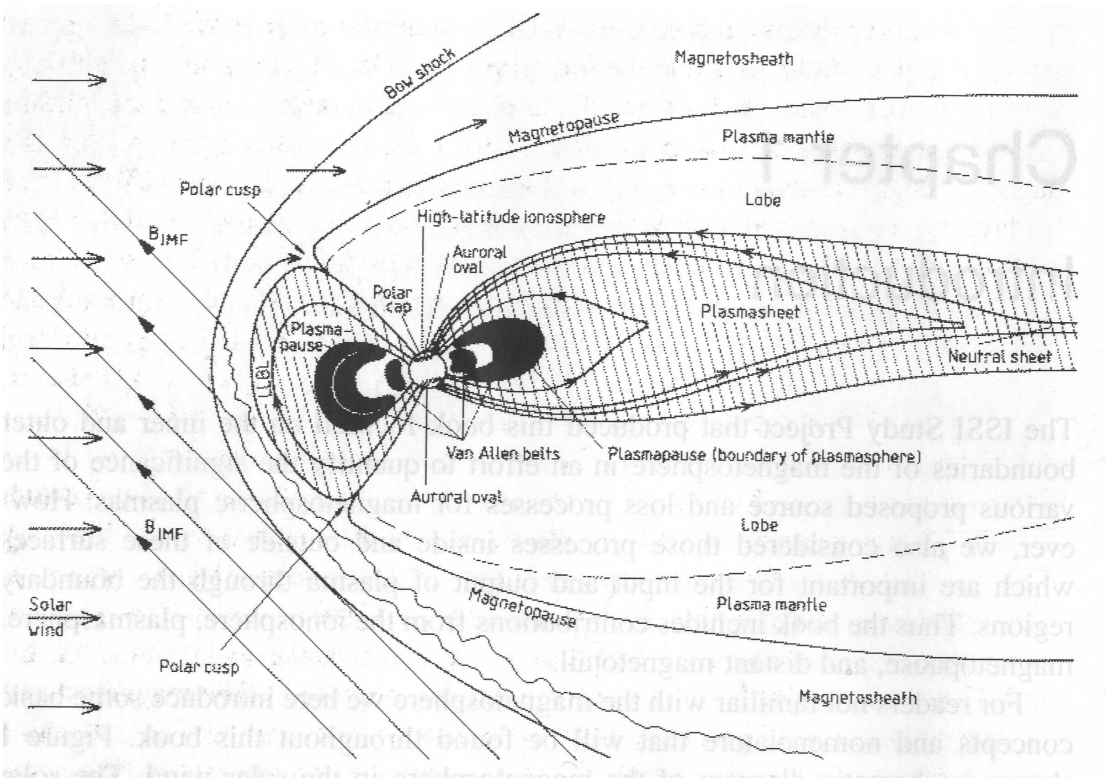


図 1: 夕方側から見た子午線面での磁気圏構造 [Hultqvist, 1999]。磁気圏境界面とカスプ領域が同じ磁力線で結ばれていることがよく判る。

Abstract

FTE(Flux Transfer Event) とは

・・・FTE とは基本的に Russel and Elphic[1978] によって発見された図 2 のような磁場変動のことである。Flux Transfer Event と命名されたのは、1.1 節で示すように、彼らが磁気圏境界面を貫く太陽

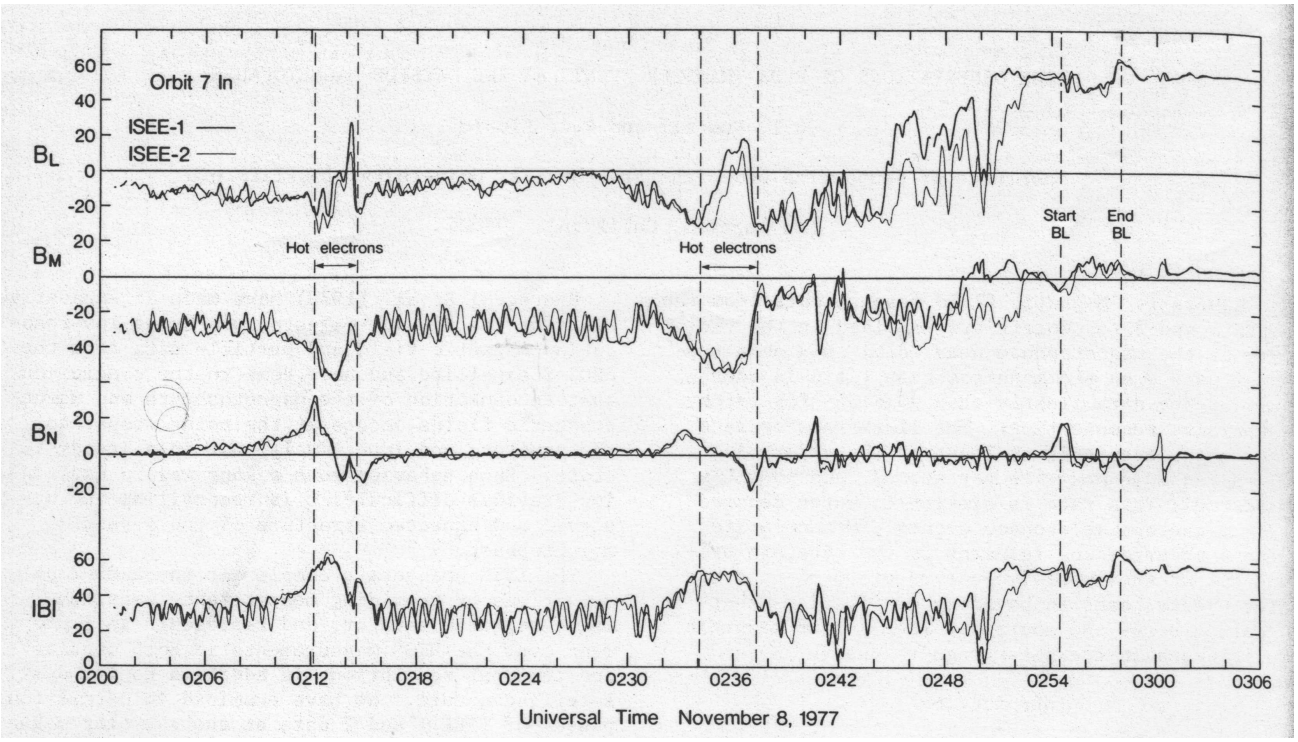


図 2: ISEE1,2 による磁場の測定結果 [Russel and Elphic, 1979]。濃い線が ISEE1 によるもので、薄い線が ISEE2 によるものである。横軸が標準時間、縦軸が磁場の強さ (nT) であり、12 秒間の平均を取ってある。L は北極方向、M は夕方方向、N は磁気圏境界面に垂直な方向に取って、ISEE1 は $(10.16, -1.77, 5.07)$ Re の位置におり、ISEE2 は $(231, -181, 192)$ km だけ離れていた。Hot electrons と記されているのが Russel and Elphic[1979] が FTE と呼ぶ対となった磁場の変動である。

風粒子の侵入を想定しからである。実際にこのような粒子の侵入が、Smith and Owen[1992] などによって確認されている。この FTE の成因を巡って、Russel and Elphic[1978] 以降、大きく分けて

- 再結合率が高まった結果、開いた低緯度境界層 (Low Latitude Boundary Layer, LLBL) の磁力線が膨張することの起因している。
- 定常的な磁力線の再結合が行われている中で、磁気圏境界域 (magnetosheath) の圧力の増加した結果、磁気圏境界面 (magnetopause) がぎざぎざになったものである。

という 2 つの理論が提唱されてきた。

対象とその特徴

日時 ・・・1984 年 10 月 28 日 10 時 46 分頃

観測衛星 ···Active Magnetospheric Trancer Explorer(AMPTE) UKS and IRM

特徴 ···低緯度境界層の内側が非常に浅い磁気圏 FTE(Flux Transfer Event)

本論文で行われた内容

···磁気圏境界面で観測されるイオンから、カスプ領域で観測されるイオンの分配関数を再現するモデルを利用し、中心にある磁気圏境界域起源であるイオンとそれを取り囲む磁気圏のイオンの間を連続的に発展させ、再現した。

結果

- そのイベントの境界層を囲む磁力線よりかなり早く再結合する磁力線で構成されていると考えればそのイベントの中心にある高い圧力を説明できた。
- 接線方向の圧力バランステストの影響を受けやすい磁気圏境界面の変遷パラメータは核の境界における磁場回転を独立させるが、そのバランステストから回転不連続面でも接線不連続面でもなく、遅いショック面であると思われる流線構造が明らかになった。
- この構造の磁気圏側で弱い回転不連続面でイオンが反射している証拠が見つかった。
- このイベントの構造は低緯度境界層が開いているという条件下の下に、解析的な MHD 理論や MHD と多次元シミュレーションを用いて予言されてきた特徴と一致しているものとなっている。

考察

- この構造の dHT 速度は磁気圏境界域での流れの速度と特に違っており、イオンのデータから推論されるには、FTE が磁気圏境界域での高い圧力衝撃によって起こされるぎざぎざではなく、新しく開いた磁力線の動きと一致していることを示しているように思われる。
- しかし、FTE を 2 つの衛星が観測し、次に磁気圏境界域に現れるまでの長い時間に磁気圏境界域での流れのパターンが変化する可能性を否定することは出来ない。というのはこのような特別な場合において、このテストが決定的でないからである。
- 磁力線再結合が起きてからの経過時間を解析してみると、ある衝撃が起きることでまず、イベントの核が再結合し、次の衝撃でイベントの境界層が再結合することが分かったからである。

結論

この解析では、立証こそ出来なかったが、FTE は、再結合率が高まることで生じる低緯度境界層の磁力線の膨張の結果、低緯度境界層へ太陽風粒子が侵入することに起因しているという概念を補完することに成功した。

1 Flux Transfer Event Models

FTE(Flux Transfer Event) の概略

- Russel and Elphic[1979], Haerendel et al[1978][1]
  ···ISEE1, 2 によって昼間側磁気圏境界面で観測された双極子的な N 軸方向の磁場変動から磁力線を移動する粒子の存在を想定し、このような現象を FTE(Flux Transfer Event) と名付けた。

- Rijnbeek et al.[1984][2]
  ··· 統計的に磁気圏境界域もしくは惑星間空間の磁場の向きが南向きのときに、この FTE が観測されることが多く、磁力線再結合との関連性が推定される。

- Kawano et al. [1992] , Borodkova et al. [1995] , Sanny et al.[1995]
  ··· これと似たような現象が磁気圏境界面から地球寄りの領域でも確認され、南向きの惑星間空間磁場 (Interplanetary Magnetic Field, IMF) のときに起こる傾向がほとんどない、もしくは全くないように思える。

- Sibeck and Newell [1995]
  ··· 磁気圏境界域の磁力線が再結合したのならば、同じパスの前後に FTE として観測されるはずであり、磁気圏境界域の磁場の向きは再結合している間に変化すると考えられ、磁気圏境界域での磁場の向きと磁気圏での FTE は関連していないと考えた。

しかし、これらの議論は南向きの惑星間空間磁場のときに FTE は起こりやすいということに異論を唱えるものではなかった。図 3 ~ 4 は磁気圏境界面、あるいは電離圏で観測された FTE を説明するため提案された、4 つのモデルするとを描いたものである。

1.1 Flux Rope Model

- モデルの特徴とその説明
  ···Flux Rope Model は Russel and Elphic[1978] によって提案された最初の FTE モデルである。

  - 図 3(a)
    ··· 磁気圏境界面上の比較的短い x-line($1R_E$ 以下) で磁力線再結合が 3 次元的に起きている
  - 図 3(b)

FTE の名称	流管の動き (GSM)	磁場の向き	
		磁気圏境界域	磁気圏
standard polarity(北半球)	北向き	太陽方向	地球方向
reverse polarity(南半球)	南向き	地球方向	太陽方向

  - 図 3(c)
    1. 新しく再結合した磁力線は、湾曲したことによる磁気張力や磁気圏境界域での流れに引きずられることによって、磁気圏境界面前面から磁気圏尾部へと流れていく。
    2. この流れる軌跡は図 3(c) のようになり、沿磁力線電流 (Field Alined Current, FAC) を誘起する。

- Flux Rope Model で説明される磁気圏の性質

[1] Russel and Elphic はこのような現象を正確には Russel and Elphic[1978] で FTE(Flux Transfer Event) と名付けている。

[2] この Lockwood and Hapgood[1998] では、他に Berchem and Russel[1984] , Southwood et al.[1986] , Kuo et al.[1995] も挙げている。

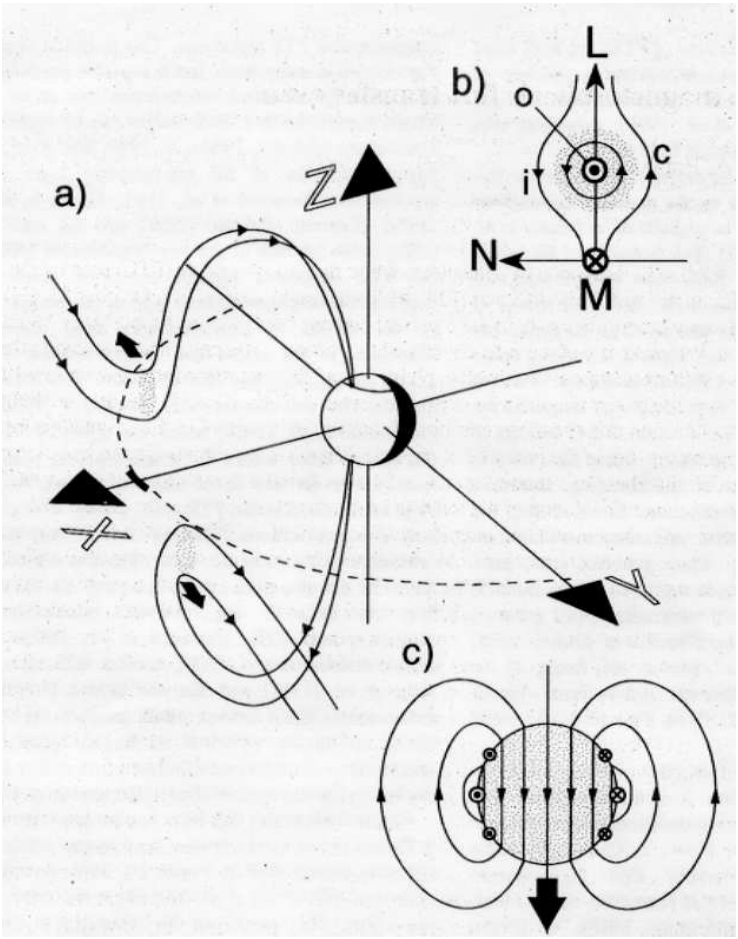


図 3: 磁気圏 FTE を説明するために Russel and Elphic[1978] が提案した fossil flux tube model の模式図 [Lockwood and Hapgood, 1998]。a). GSM 系での XYZ 軸で、中緯度、地方時 15 時方向から眺めたときの磁気圏。点線は磁気圏境界面上の磁気赤道、濃い線は x-line($1R_E$ 以下) である。新しく開いた磁力線は近似的に円形の流管となっており、再結合域 (reconnection site) から濃い矢印方向に離れていく。また、小さい矢印は磁力線の向きを示している。b). 磁気圏境界面に垂直に切った磁気圏境界面の断面図。LMN 軸で取ってあり、i は惑星間空間の磁気圏境界域の、c は閉じたままの磁気圏の磁力線を示しており、開いてねじれた磁力線 o を囲んでいる。c). 北極方向から見下ろしたときの電離圏。矢印が磁気圏対流を示しており、⊙、⊗ は沿磁力線電流 (Field Aligned Currents, FAC) を示している。

  - FTE 本来の磁場の変動
  - FTE の中心部分での磁気圏起源のイオンと磁気圏境界域起源のイオンとの混在
  - 南向きの惑星間空間磁場のときに、電離圏の磁力線が極方向に流されていくこと
  - 東西方向の磁場によって引き起こされるカスプ領域の運動

- 結論
  - Flux Rope Model は散発的で局所的な磁力線再結合を必要とした。
  - 報告された多くの FTE の特徴とその起源、カスプ領域の電離圏での変遷などを説明した

- このモデルから考えられる磁気圏対流の決定的証拠が得られなかった。
- その一因として、3 次元のモデルであったことが考えられる。

1.2 Two-dimensional(2-D) Reconnection Pulse Model

- モデルの特徴とその説明
  - 図 4(a)
    - 磁力線再結合が FTE の成因であるという点は図 3(a) と同じ
    - 図 3(a) に比べて非常に長い x-line
    - 運動していく方向に対して垂直な方向に、磁力線が円筒上に巻かれている
    - 再結合した磁力線が M 軸方向の成分を持っていない
  - 図 4(b)
    1. 再結合した磁力線が dHT 速度 (de Hoffman-Teller velocity)V_{HT} でノーズ近傍から離れていく。
    2. この dHT 速度は流入領域 (inflow region)[3] ではアルフベン速度で決まり、磁気圏境界面の接線方向の電場 E_t とは無関係になる。
    3. 一方、流出領域では $V_{HT} = E_t/B_n$ で与えられるため、E_t が増加すれば、V_{HT} を一定に保つために B_n が増加しなければならない。
    4. 磁気圏境界面を貫く磁場 B_n が増加すると図 4(b) のようになる[4] 。
  - 図 4(c)
    $\cdots +y$ 方向の惑星間空間磁場が加わったときの磁気圏対流
- Two-dimennsional Reconnection Pulse Model で説明される磁気圏の性質
  - Flux Rope Model によって説明された性質
  - x-line が磁気圏境界面上に広がりを持つことで、x-line の境界層近辺に存在する逆流する粒子の存在
  - カスプ領域で観測される階段状のイオンのエネルギースペクトル
  - FTE の端で観測される加速された粒子の存在
- 結論
  - 2-D Reconnection Pulse Model は Flux Rupe Model から発展してきただけに、非常に多くの共通点を抱えている。
  - 磁気圏で観測される他の特徴だけでなく、カスプ領域で観測される電離圏の特徴も説明できた。

[3] この場合、磁気圏内部。図 4(b) では-N 方向。
[4] このようにふくらみが出来ることは Scholer[1988] によって MHD シミュレーションを用いて再現された。

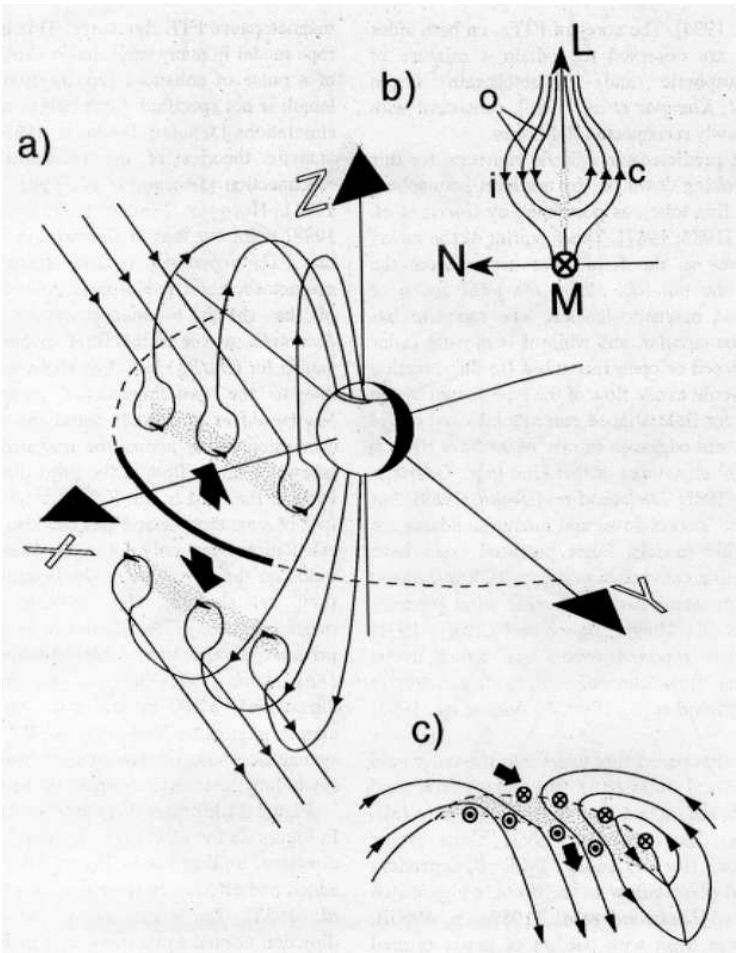


図 4: 図 4 と同じ様に描いた 2-D Reconnection Pulse Model[Lockwood and Hapgood, 1998]。x-line の長さ、FTE の起こる領域の広さは任意である。

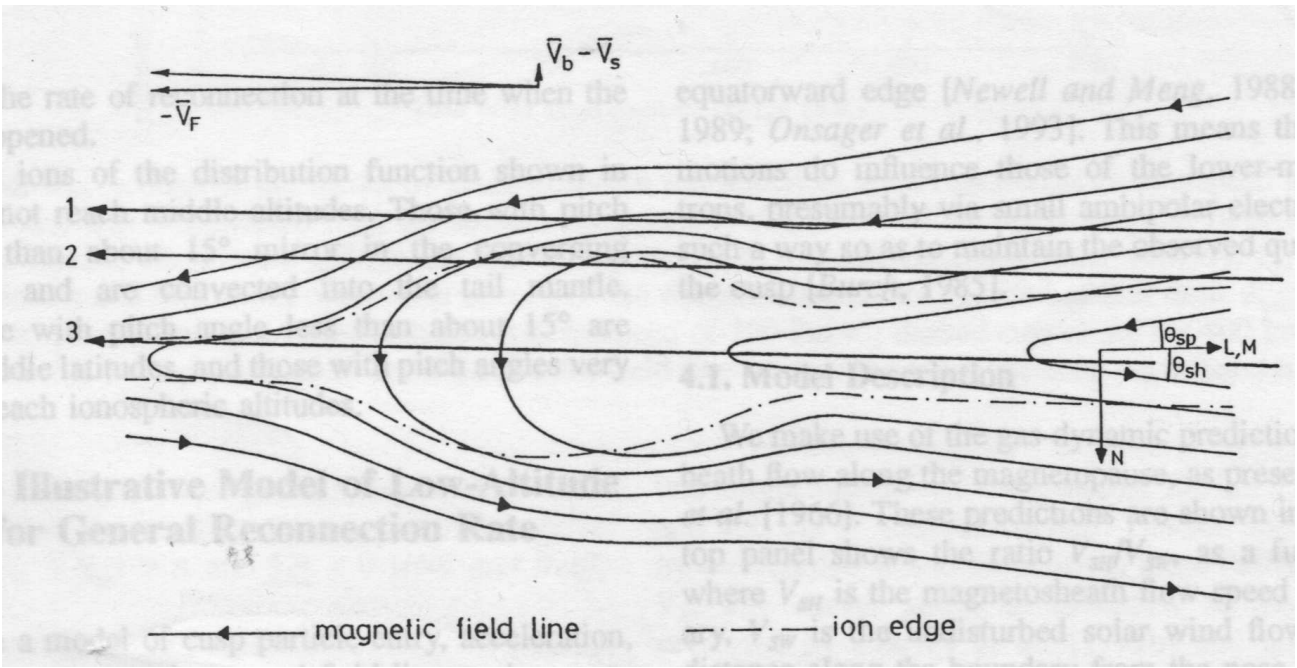


図 5: 磁気圏境界面で時間変動する磁力線再結合の特徴を示す概念図 [Lockwood and Smith, 1994]。磁力線再結合はこの図の左側で起きており、回転不連続となった磁力線を dHT 系において 2 次元で表現している。平面 LM は回転不連続面上の面であり、N は太陽方向に向かってこの回転不連続面に垂直な面となっている。実線で描かれた矢印が磁力線を表し、点線で描かれたのがイオン端 (ion edge) である。この回転不連続面と磁気圏側の磁力線の成す角が θ_{sp}、磁気圏境界域となす角が θ_{sh} である。また上図に描かれている V_F はこの回転不連続な開いた磁力線が流れる速度であり、この場合、dHT 系の進行速度を示す。V_b は境界面の N 軸方向に進む速度、V_s は衛星の N 軸方向の速度を表す。1、2、3 は衛星の通過する領域を表している。

1.3 Multiple X-line Model

- モデルの特徴とその説明
  - 図 6(a)
    - 図 3、4 と同じ様に、磁力線再結合する
    - 図 4 と同じ様に長い x-line である
    - 再結合した磁力線が捻りあって結び付いている
  - 図 6(b)
    - x-line と膨張が低緯度領域からだんだんと発達
    - 連続的で非常に強い B_N が必要
- Multiple x-line Model で説明される性質
  - 不連続な磁気圏境界域起源のイオンの入射
- 結論
  - Multiple X-line となるほど強い B_N を観測することはそれほど難しくなく、Multiple X-line として FTE が説明される可能性もある。
  - FTE の境界での加速された粒子の存在が説明できていない。
  - 昼間側で観測されるオーロラの移動が多種多様に輝いて観測されていることと関係していると思われる。

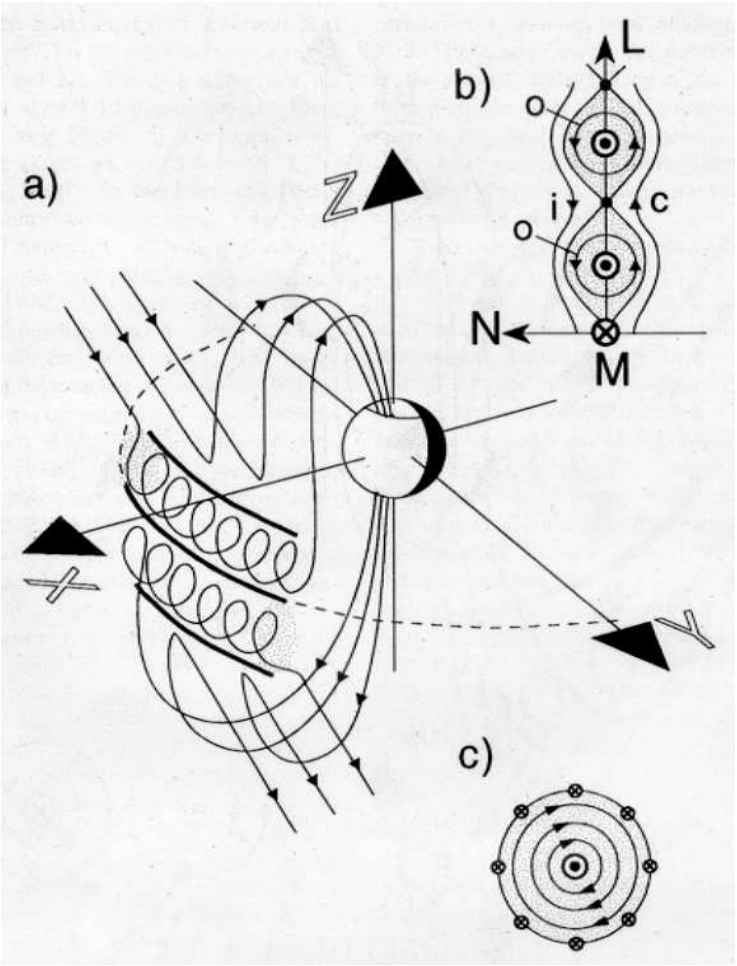


図 6: 図 3 と同じ様に描いた Multiple Reconnection x-line Model の模式図 [Lockwood and Hapgood, 1998]。

Appendix

A　磁気圏

地球の磁気圏は通常、閉じている。閉じているというのは地球磁場が惑星間空間磁場と結びつかず、双極子磁場として存在したままであるということである。しかし、変動する惑星間空間磁場が南向きの成分を持ったときに磁力線再結合という現象で惑星間空間磁場と地球磁場は結びつき、地球磁気圏の一部は閉じた状態でなくなってしまう。このように開いた地球磁場は太陽風プラズマの侵入を許し、地球磁気圏にその運動量、エネルギーが流入されることになってしまう。

A.1　磁力線再結合

超音速で地球へと接近してくる太陽風粒子はその太陽風粒子自身が荷電しているため、地球のように磁場をもつ惑星に Chapman and Ferraro の示した点 Q を除いて、直接落下することはできない。これはアルフベンによって示された「異なる磁力線に凍結したプラズマは決して交じり合うことはない」[Axford, 1984] というプラズマの磁力線凍結 (flozen-in)(参照．Appendix B) という性質のためで、この場合惑星間空間磁場 (Interplanetary Magnetic Feild) に凍結した太陽風プラズマは地球磁場に捕捉されないということになる。この磁力線凍結の条件

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B}) \tag{A.1}$$

は”理想的な MHD(Magnetohydro Dynamics)”が成り立つときに導かれる。通常、磁気圏においては電気伝導度 σ がほとんど無限大と考えられるため理想的な MHD が適用できると考えられている。この惑星間空間磁場に凍結したプラズマは地球をかすめて吹き抜けていき、地球は惑星間空間に尾をもった非常に大きな太陽風の空洞領域を作り、この空間が磁気圏と呼ばれている。

しかし、理想的な MHD 方程式は成り立たない場合もある。つまり、

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \boldsymbol{B} \tag{A.2}$$

において確かに有限な大きさをもつ電流に対しては電気伝導度が無限大であると見なせるが、非常に大きい電流に対しては電気伝導度は有限な値であるために A.2 式の拡散項が確かに存在し、磁力線凍結の原理が完全に成り立たない。磁力線凍結の原理が破られる最も重要な例として、ここでは Dungy[1958, 1961] が提唱した磁力線再結合を挙げる。そのプロセスは

(a). 反平行な磁力線によって磁気中性面で電流が誘起される。
(b). 磁気中性面で抵抗が生じると A.2 式の拡散項のために磁場のエネルギーが熱エネルギーに変換され、失われた磁場のエネルギーを補完するように反平行な磁力線が接近する。
(c). A.2 式の拡散項によってさらに磁場のエネルギーが失われた結果、X 点で回転不連続な磁力線が構成される。
(d). 磁場のエネルギーが失われ続けることで磁力線の組換えが起こり、それぞれの磁力線は磁気張力によって離れていく。

というものである (参照．図 7)。こうして磁力線凍結の原理が破られると回転不連続と呼ばれる「く」の字型の磁力線が構成され、それぞれの磁力線に凍結していたプラズマが交じり合う。

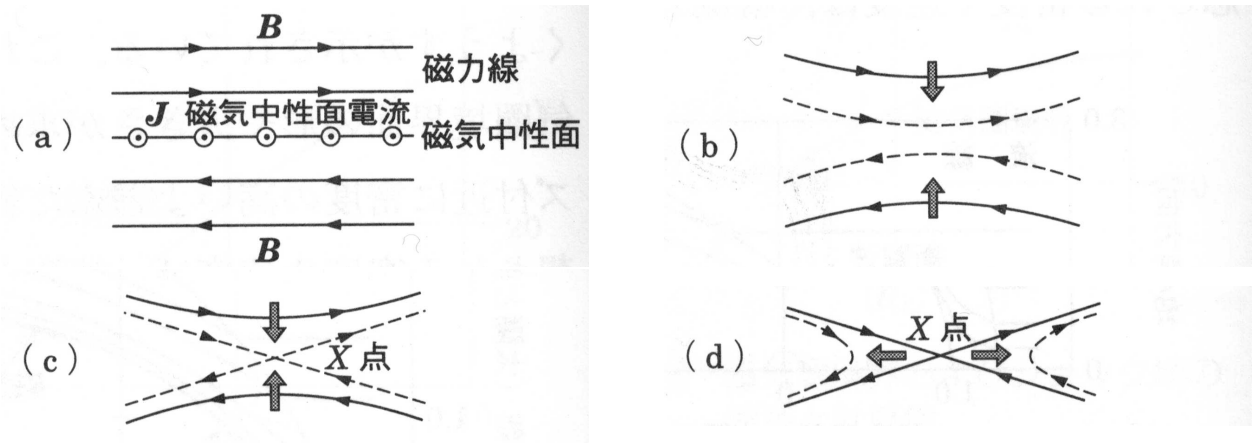


図 7: 磁力線再結合を示す模式図 [恩藤忠典，丸橋克英, 2000]。

A.2 磁気圏での磁力線再結合

バウ・ショックと磁気圏境界面の間にある磁気圏境界域のノーズ (nose) 部分[5] ではバウ・ショックで弱められた太陽風が沈滞している。惑星間空間磁場は太陽風に凍結しているために惑星間空間磁場も磁気圏境界域に磁気圏を覆うように沈滞し、圧縮される (参照．図 8,9) [Crooker et al., 1985]。この太陽風に運ばれてくる惑星間空間磁場[6] は非常に複雑な構造をしていて、地球から太陽方向 (x 軸)、朝方側から夕方側 (y 方向)、南から北 (z 方向) にそれぞれ成分を持ち、常に変動している。一方、平面と見なされた太陽風が地球磁場と接する点での地球磁場の向きは $+z$ 方向 (北向き) である。すると、惑星間空間磁場が $-z$ 方向 (南向き) の成分を持てば 2 つの磁力線同士は反平行となる。反平行の磁力線はその間に強い磁気中性面 (x-line) 電流を作る。電気伝導度はこのような大きな電流に対しては有限の大きさとなるので、ノーズ付近に構成された磁気中性面において抵抗が生じ A.1 節で示した磁力線再結合が起きる。

図 10 を見れば判るように磁力線再結合によって開いた磁力線は太陽に向かって腹を突き出すように湾曲しているので 磁気張力を受け真っ直ぐになろうとする。さらに、バウショックの外側にある開いた磁力線は太陽風プラズマに凍結されているため、地球をかすめていく太陽風プラズマの動きに引きずられ夜側に流されていく。この磁気張力と太陽風プラズマの運動のために、この開いた磁力線に沿って流れたプラズマは尾の部分にためられる。すると磁気圏の尾部領域には反平行な磁力線が密に存在するようになり、赤道面上にローブを 2 つの部分に分けるプラズマシートが発達する。このプラズマシートで反平行な磁力線が十分密に構成されるとこのプラズマシートで磁気中性面電流が生じ磁力線再結合が起こる。尾部でこのような磁力線再結合が起きると、地球側の閉じた磁力線には磁気張力が働き太陽側に戻されていくが、もう一方の惑星間空間に開いた磁力線は惑星間空間にプラズマとともに流される。また、この領域では磁力線が反平行に存在するので磁気圧が非常に弱い反面、磁力線再結合の結果太陽風起源の非常に熱いプラズマが存在する。また、南向きの惑星間空間磁場は東向きの電場に相当するのでこの電場と地球磁場による電場ドリフトが存在する。このドリフトによってプラズマシートのプラズマは太陽方向、つまり地球に向かって運動する。地球付近では先に述べたように密度や磁場が強くなるため、磁場勾配や圧力勾配によるドリフトがプラズマにかかりプ

[5]磁気圏境界域のもっとも太陽側に近づいた領域のこと。地球磁気圏が尾をもった形をしていることからその尾に対して鼻 (nose) と呼ばれている。

[6]惑星間空間、磁気圏境界域では普通、磁気圧に比べ太陽風の動圧のほうが大きい。このために Appendix B で述べるハイベータの状態となっており、太陽風が惑星間空間磁場を引きずるように運動している。

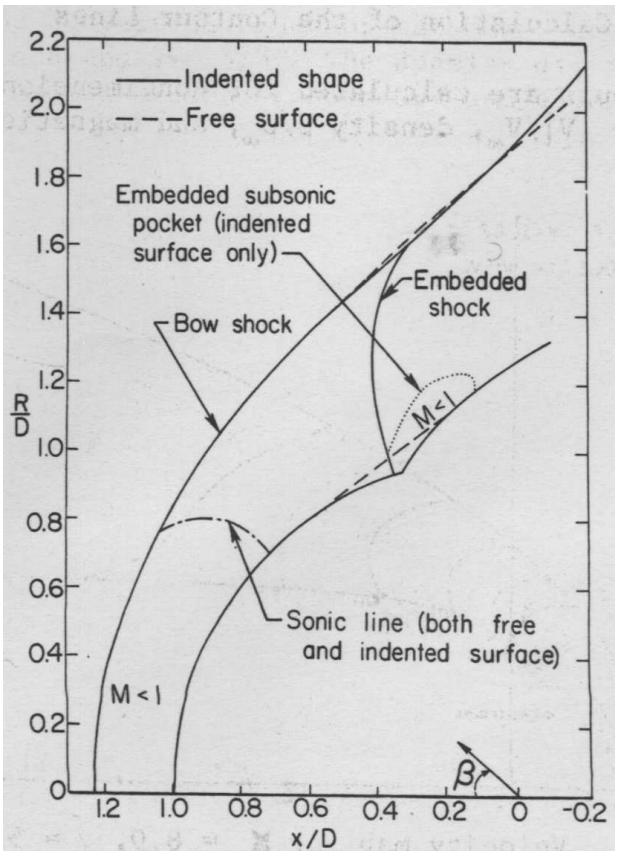
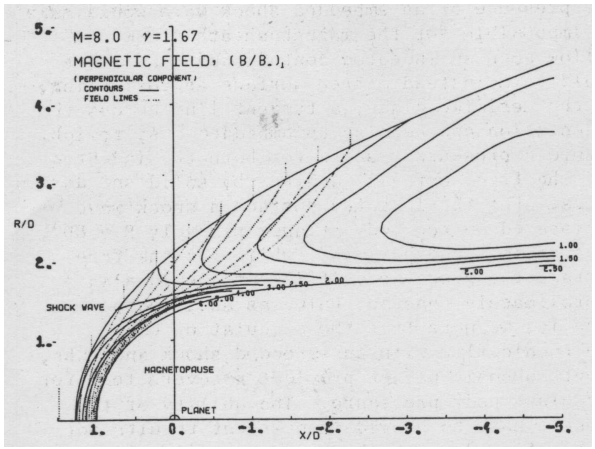


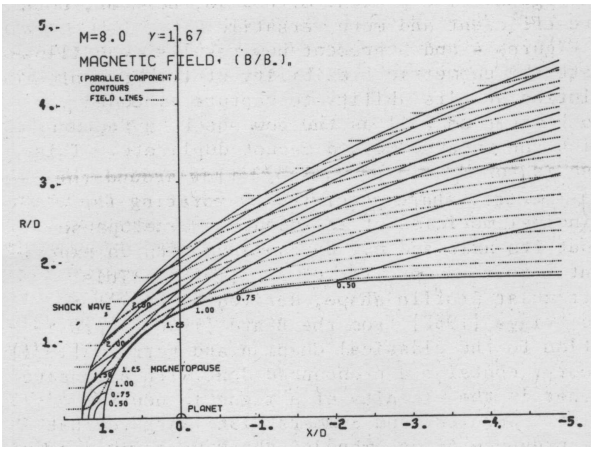
図 8: Spreiter and Stahara[1980] による磁気圏境界域での太陽風進入シミュレーション。$M_\infty = 5$、$\gamma = 5/3$ を仮定したときのバウ・ショック、磁気圏境界面、超音速・亜音速境界。図中央あたりに位置する三角状の領域が外側のカスプ領域 (exterior cusp) である。

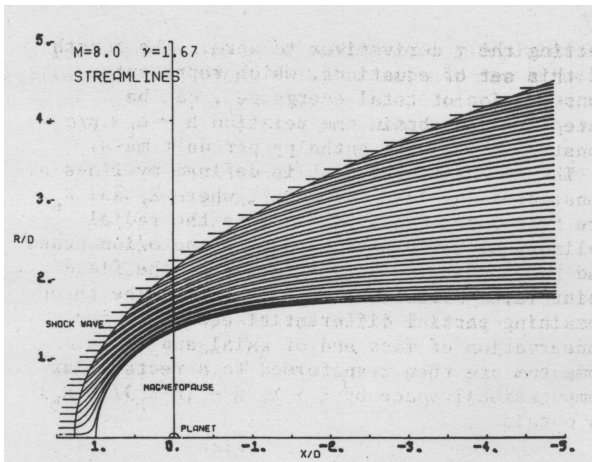
ラズマは地球前面に回りこんでくる。結果、プラズマシートは地球前面にも形成されることになる。このプラズマシートの形成に伴って磁気圏内部に構成される磁気圏対流を示したのが図 A.2 である。

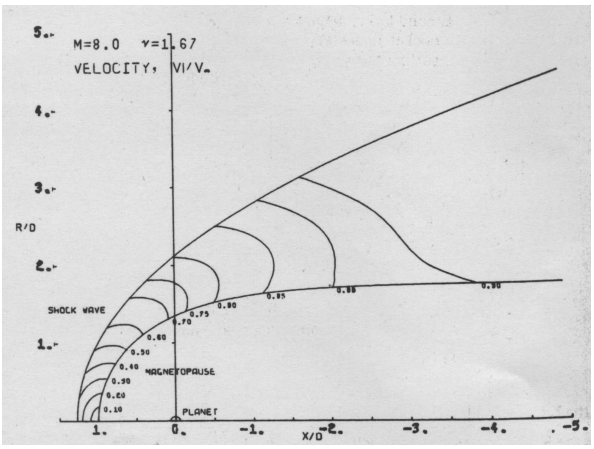
また A.2 式を見れば判るように磁気圏境界域において磁場が大きくなればなるほど A.2 式の拡散項は無視できなくなり、磁場のエネルギーがより拡散され、磁気中性面でより磁力線再結合が起きやすくなる。磁場がこのように強くなると開いた磁力線の運動速度は磁気圧によって決まるので磁力線の運動もより速くなっていく。低緯度境界層にあるこの開いた磁力線の運動が磁気圏尾部領域から磁気圏前面に向かう磁気圏対流よりも速ければ、再結合した開いた磁力線がマントル領域に溜められることになる。つまり、低緯度境界層の磁力線がマントル領域に溜められることになり、低緯度境界層が薄くなりマントル領域が厚くなる。このように低緯度境界層が薄くなる現象のことを”侵食 (erosion)”現象と呼び、カスプ領域に着目して考えると極方向の端はマントル領域が厚くなっていくので変化しないが、カスプ領域の赤道方向の端がより赤道方向に移動していくように見えるはずである。このことは Burch[1973] や Carbery and Meng[1988] によって衛星を用いて観測された。また、次節以降に述べるようにカスプ領域からは磁気圏境界域起源の粒子が侵入するため、昼間側で観測される赤い線状のオーロラの位置によってもこの”侵食”現象は確認されている。

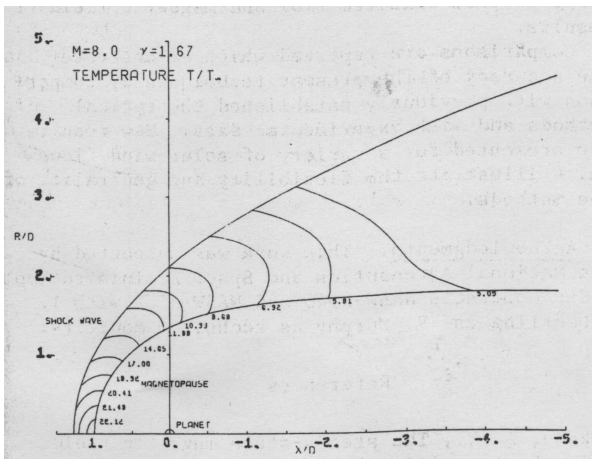
カスプ領域から進入した太陽風起源のプラズマは磁気圏対流によって磁気圏内の非常に広い領域に拡散されるだけでなく、カスプ領域の変化に伴い磁気圏内の他領域も大きく変化する。カスプ領域が磁気圏対流のドライバになっていると言われるのはまさにこのためである。また、図 10 を見ればマントル領域の境界面では磁力線は南向きとなっていることがよく判る。3 次元的にはカスプ領域の極側に位置する領域である。この領域でも惑星間空間磁場が北方向を向いたとき ($B_z < 0$) に磁力線再結合が起こるはずである [Dungey, 1963; Russel, 1972](参照．図 12)。実際に Gosling et al.[1991]、Pashmann et al.[1990]、Kessel et al.[1996] らによってこの北向きの惑星間空間磁場による磁力線再結合が起きることが確認されている。











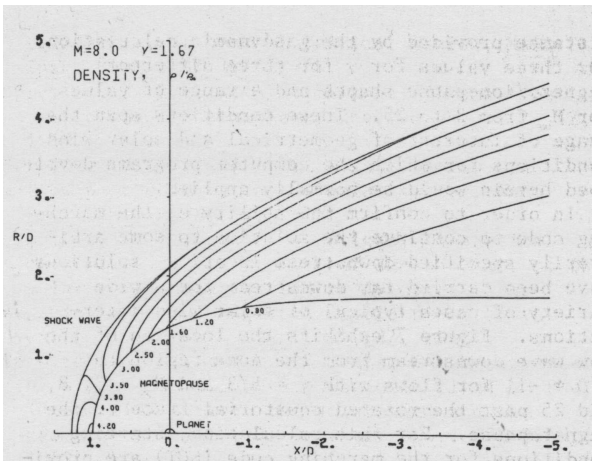


図 9: $M_\infty = 8$、$\gamma = 5/3$ を仮定したときの (左上) 磁気境界面に対して垂直な方向の磁束密度、(右上) 磁気圏境界面に平行な方向の磁束密度、(左中央) 太陽風粒子の流線、(右中央) 速度、(左下) 温度、(右下) 密度。それぞれは太陽起源を基準にした比で表している。

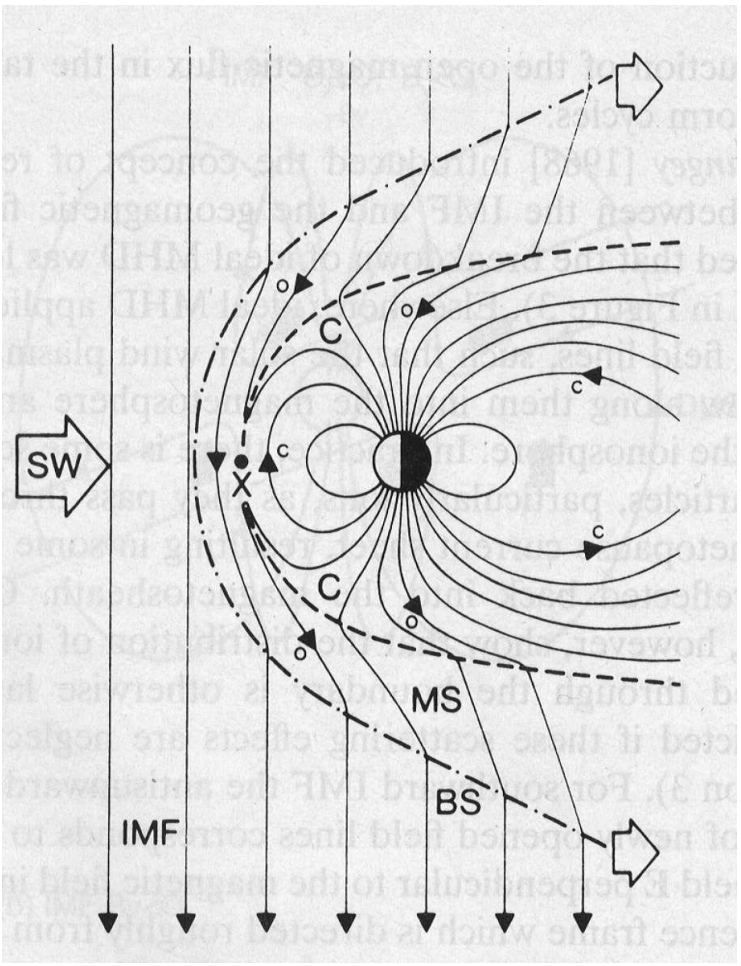


図 10: 再結合した磁力線が磁気圏尾部に流される概念図 [Smith and Lockwood, 1995]。c と書かれている磁力線は閉じた (closed) 磁力線、C はカスプ (Cusp) 領域、o は開いた磁力線 (open magnetosphere)、MS は磁気圏境界域 (magnetosheath)、BS はバウ・ショック (bow shock)、IMF は惑星間空間磁場)(Interplanetary Magnetic Field) を表している。

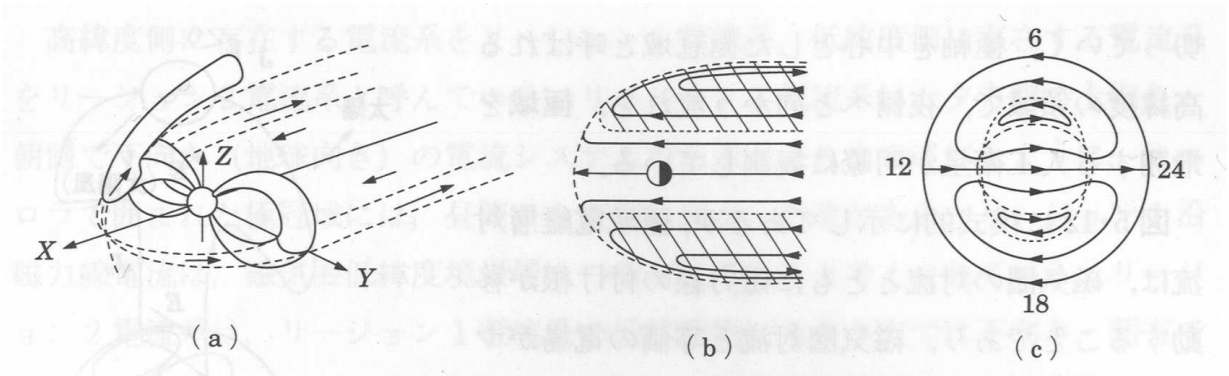


図 11: 磁気圏対流を示す概念図 [Cowley, 1982]。(a) は開いた磁力線によって磁気圏対流が起きる概念図。(b) は子午線面で見た磁気圏対流の図。(c) は赤道面で見た磁気圏対流の図。

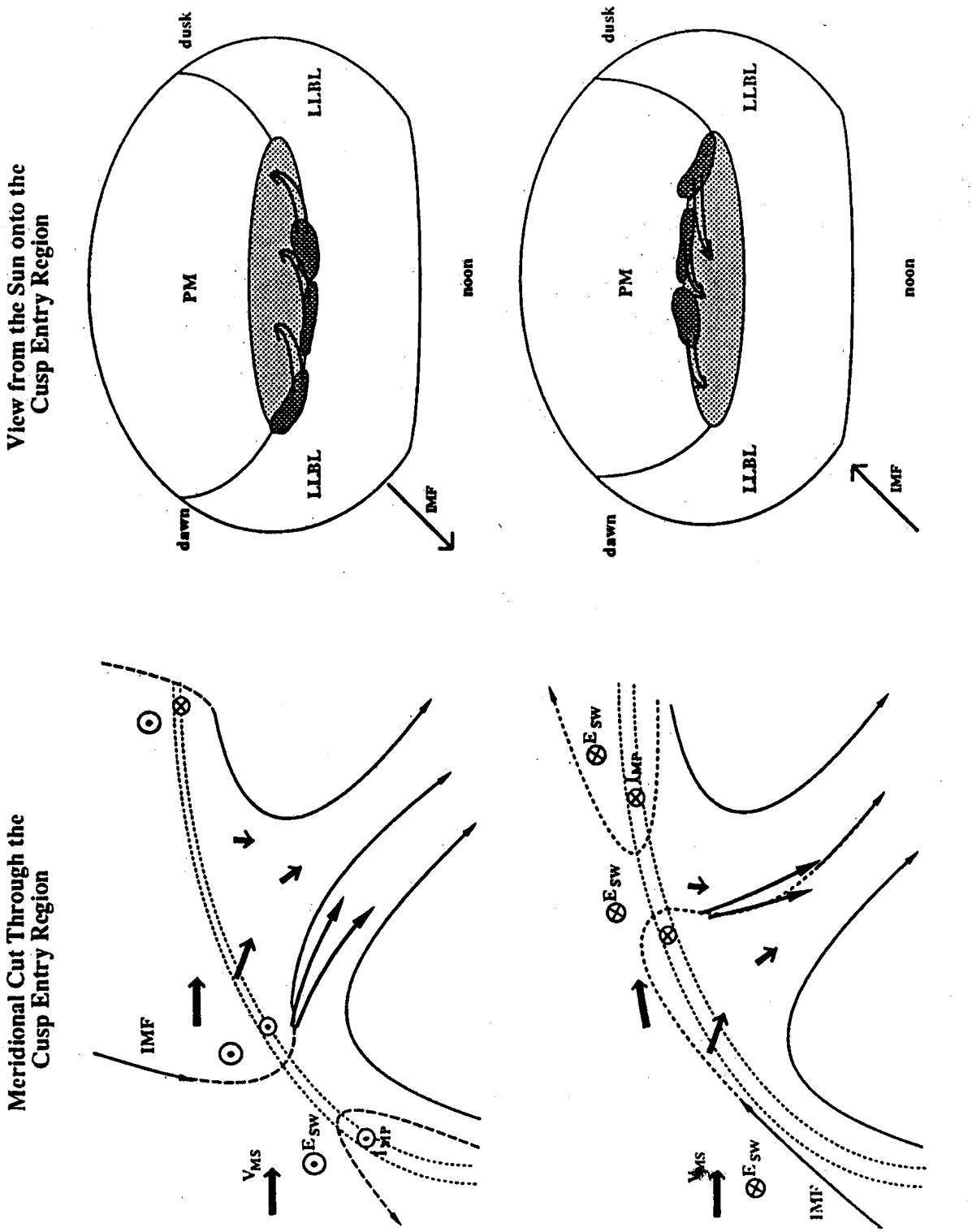


図 12: [左](上) 南向きと (下) 北向きの惑星間空間磁場のときに起こる磁力線再結合の概念図。[右] 濃い領域が磁気圏境界域のプラズマが加速されるような領域、薄い領域が磁気圏境界面のプラズマが加速されないような領域 [Woch and Lundin, 1992]。⊗ は紙面を貫く手前向きの電流を表し、⊙ は紙面を貫く向こう向きの電流を表す。

A.3　地方時におけるカスプ領域の変遷

A.2 節では惑星間空間磁場の z 成分だけを考えて議論した。しかしそこでも述べたように惑星間空間磁場は z 成分だけではないばかりか、惑星間空間磁場は z 方向成分に比べ y 方向成分が、通常かなり大きい。ここではその惑星間空間磁場が y 成分を持ったときに起こる磁気張力の影響について考える。

惑星間空間磁場の z 成分のみを考えている場合と違い、惑星間空間磁場に y 成分が存在すると磁気張力が y 成分も持つようになるため再結合した磁力線は図 13 のようになる。惑星間空間磁場の y 成分が正であるときには北半球で $-y$ 方向 (東から西へ)、南半球では y 方向 (西から東へ)、逆に惑星間空間磁場の y 成分が負であるときには北半球で y 方向に、南半球では $-y$ 方向に磁気張力が加わる。このため y 成分と z 成分を含めた磁気張力は図 13(上) のように斜めに働き、A.2 節で示した磁気圏対流は東西方向にも運動することとなる。昼間側磁気圏境界面でこのような東西方向に磁力線が運動すれば、同じ磁力線の電離圏領域でもそれに伴った東西方向への運動が起こることになる [Jorgensen et al., 1972; Atkinson, 1972; Cowley, 1982; Greenwald et al., 1990]。この東西方向の磁力線の運動は低高度電離圏での磁力線の流れをはじめて考えた科学者の名前を取って Svalgaard-Mansurrov 効果と呼ばれ、磁力線は図 13(下) の矢印が示すような運動をする。極域に行くに従って磁力線の東西方向の運動がなくなっているのは磁力線が真直ぐになり、東西方向の磁気張力が弱まるからである。

Svalgaard-Mansurrov 効果によって磁気圏対流が変化し磁力線の位置が変化すると、この磁力線にそって流れる沿磁力線電流 (Field aligned current, FAC) もその位置を変化させる (参照．図 13(下)) だけでなく、カスプ領域の存在位置も東西方向に変化する。つまり、地方時方向に広い範囲でカスプ領域が確認される。惑星間空間磁場の y 成分が非常に強いときに東西方向に流れるフラックス中にカスプ領域を Burch et al.[1985]; Lockwood and Smith [1989] が観測し、惑星間空間磁場の y 成分によってカスプ領域が地方時に移動することを Candidi et al.[1989] と Newell et al.[1989] が観測したことでこのようにカスプ領域が磁力線再結合が起きた磁力線によって運ばれることは証明されていると考えられている。

B　磁力線凍結

磁気圏における物理過程を考える際には電磁流体力学が必要不可欠であることは言うまでもない。なぜなら磁気圏そのものの定義が地球磁場がプラズマを支配する領域となっているからである。磁気圏においてはほとんどの場合、理想的な MHD 方程式が成り立つと考えられ、このとき、磁力線はプラズマに凍結する。これはアンペールの法則、ファラデーの法則、及びに流体方程式と等価なオームの法則から導かれる。つまり、

$$\mu_0 \boldsymbol{J} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B} \tag{B.3a}$$

$$-\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} \tag{B.3b}$$

$$\boldsymbol{J} = \sigma \left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B} \right) \tag{B.3c}$$

から電流密度 $\boldsymbol{J}$、電場 $\boldsymbol{E}$ を消去すれば

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \boldsymbol{B} \tag{B.4}$$

となる。この方程式は磁場の時間発展を示す方程式であり、磁気圏において電気伝導度が十分に大きく第 2 項目の拡散項では磁場はほとんど変化しない、つまり磁場の変動に大きく寄与するのは第一項

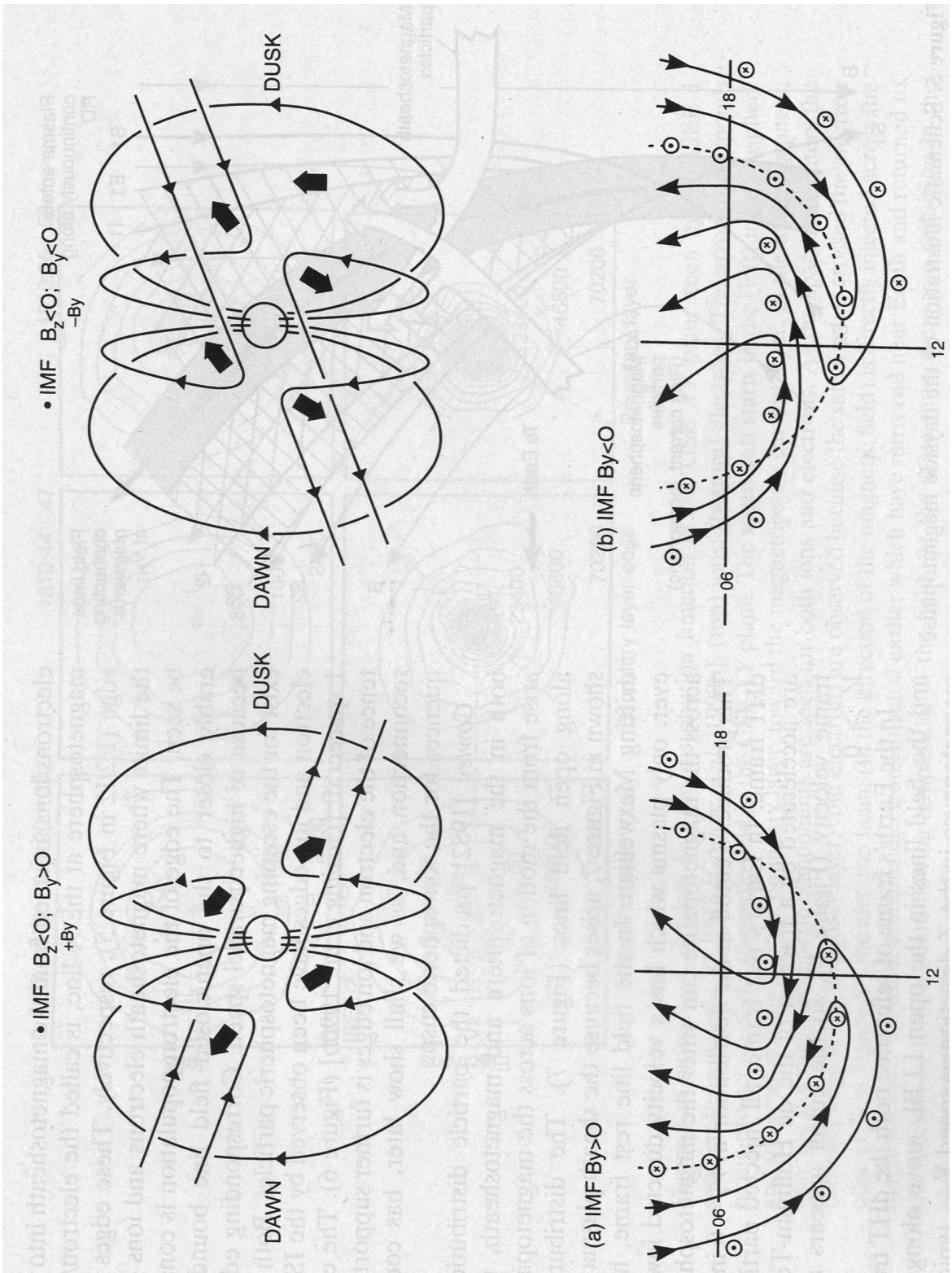


図 13: (上) 磁力線再結合した結果、新しく開いた湾曲した磁力線。(下) 北半球における電離圏中のプラズマの流れ。矢印は磁気圏対流を表し、$\otimes$ は地球向きの円磁力線電流、$\odot$ は地球から出て行く向きの沿磁力線電流を表す。(左)IMF が $B_y < 0$ のとき。(右)IMF が $B_y > 0$ のとき。[Cowley et al., 1991]

目であると考れば

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B}) \tag{B.5}$$

と書き直すことができる。この方程式の意味するところは『プラズマと磁力線は結びついて同じ運動をする』ということである。つまり、プラズマの運動の方が磁場の運動に比べ優越しているときはプラズマの運動は磁力線に支配されプラズマの運動とともに磁力線が運動し、逆に磁場の運動が優越しているときにはプラズマの運動は磁場に支配され磁力線に沿ってのみしかプラズマは運動できない。このことはファラデーの法則を再適用し、速度を $\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V}_{\perp} + \boldsymbol{V}_{\parallel}$ と磁力線に垂直な方向と平行な方向に分解すれば

$$\boldsymbol{E} + \boldsymbol{V} \times \boldsymbol{B} = \boldsymbol{E} + \boldsymbol{V}_{\perp} \times \boldsymbol{B} = 0 \tag{B.6}$$

となり磁力線に垂直な運動は磁場に支配される、または磁力線の運動はプラズマの垂直な運動に支配されることが分かる。

参考文献

[1] Atkinson, G. *Magnetospheric flows and substorms*, p. 203. Magnetosphere-Ionosphere Interactions. Universitetsforlaget, Oslo, Norway, 1972.

[2] Axford, W. I. *Magnetic field reconnection*, Vol. 30 of *Magnetic reconnection in Space and Laboratory Plasmas*. AGU, Washington, D. C., 1984.

[3] Burch, J. L. Rate of erosion of dayside magnetic flux based on a quantitative study of polar cusp latitude on the interplanetary magnetic field. *Radio Sci.*, Vol. 8, p. 955, 1973.

[4] Burch, J. L., P. H. Reiff, J. D. Menietti, R. A. Heelis, W. B. Hanson, S. D. Shawhan, E. G. Shelley, M. Sugiura, D. R. Weimer, and J. D. Winningham. IMF B_y dependent plasma flow and Birkeland currents in the dayside magnetosphere ,1, Dynamics Explorer observations. *J. Geophys. Res.*, Vol. 90, p. 1577, 1985.

[5] Candidi, M., G. Mastrantonio, S. Orsini, and C.-I. Meng. Evidence for the influence of the interplanetary magnetic feild azimuthal component on the polar cusp configuration. *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, p. 13585, 1989.

[6] Carvery, J. F. and C.-I. Meng. Correlation of cusp width with AE(12) and B_z. *Planet. Space Sci.*, Vol. 36, p. 157, 1988.

[7] Cowley, S. W. H. The causes of convection in the earth's magnetosphere: A review of developments during IMS. *Rev. Geophys.*, Vol. 20, p. 531, 1982.

[8] Cowley, S. W. H., J. P. Morelli, and M. Lockwood. Dependence of convective flows and particle precipitation in the high-latitude dayside ionosphere on the X and Y components of the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.*, Vol. 96, p. 5557, 1991.

[9] Crooker, N. U., J. G. Luhmann, C. T. Russell E. J. Smith, J. R. Spreiter, and S. S. Stahara. Magnetic field draping against the dayside magnetopause. *J. Geophys. Res.*, Vol. 90, p. 3505, 1985.

[10] Dungey, J. W. *Cosmic Electrodynamics*. Cambridge Univ. Press, 1958.

[11] Dungey, J. W. The interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 6, p. 47, 1961.

[12] Dungey, J. W. *The structure of the ionosphere or adventures in velocity space*, p. 526. The Earth's Environment. Gordon and Breach, New York, 1963.

[13] Gosling, J. T., M. F. Thomsen, S. J. Bame, R. C. Elphic, and C. T. Russell. Observations of reconnection of interplanetary and lobe magnetic field lines at the high-latitude magnetopause. *J. Geophys. Res.*, Vol. 96, p. 14097, 1991.

[14] Greenwald, R. A., K. B. Baker, J. M. Ruohoniemi, J. R. Dundeney, M. Pinnock, N. Mattin, J. M. Leonard, and R. P. Lepping. Simulations conjugate observations of dynamic variations in high-latitude dayside convection due to changes in IMF B_y. *J. Geophys. Res.*, Vol. 95, p. 8057, 1990.

[15] Haerendel, G., G. Paschmann, N. Sckopke, H. Rosenbauer, and P. C. Hedgecock. The frontside boundary layer of the magnetopause and the problem of reconnection. *J. Geophys. Res.*, Vol. 83, p. 3195, 1978.

[16] Hultqvist, B. *Introduction*, Vol. 88 of *Space Science Reviews*, chapter 1, p. 2. KLUWER ACADEMIC PBLISHERS, LONDON, 1999.

[17] Jorgensen, T. S., E. Friis-Christensen, and J. Wilhjelm. Interplanetary magnetic direction and high latitude ionospheric currents. *J. Geophys. Res.*, Vol. 77, p. 1976, 1972.

[18] Kessel, R. L., S. H. Chen, J. L. Green, S. F. fung, S. A. Boardsen, L. C. Tan, T. E. Eastman, J. D. Carven, and L. A. Frank. Evidence of high-latitude reconnection during northward IMF: Hawkeye observations. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 23, p. 583, 1996.

[19] Lockwood, M. and M. A. Hapgood. On the cause of a magnetospheric flux transfer event. *J. Geophys. Res.*, Vol. 103, pp. 26453–26478, 1998.

[20] Lockwood, M., and M. F. Smith. Low altitude signatures of the cusp and flux transfer events. *Geophys Res. Lett.*, Vol. 16, p. 879, 1989.

[21] Lockwood, M. and M. F. Smith. Low and middle altitude cusp particle signatures for general magnetopause reconnection rate variations: 1. theory. *J. Geophys. Res.*, Vol. 99, p. 8531, 1994.

[22] Newell, P. T., C.-I. Meng, D. G. Siebeck, and R. Lepping. Some low-altitude cusp dependencies on the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.*, Vol. 94, p. 8921, 1989.

[23] 恩藤忠典, 丸橋克英. 宇宙環境科学. オーム出版局, 2000.

[24] Pashmann, G., B. U. O. Sonnerup, I. Papamastorakis, W. Baumjohann, N. Sckopke, and H. Luhr. The magnetopause and boundary layer for small magnetic shear: Convection electric fields and reconnection. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 17, p. 1829, 1990.

[25] Rijnbeek, R. P., S. W. H. Cowley, D. J. Southwood, and C. T. Russel. A servey of dayside flux transfer events observed by the isee 1 and 2 magnetometers. *J. Geophys. Res.*, Vol. 89, p. 786, 1984.

[26] Russel, C. T. *The configuration of the magnetoshphere*, p. 1. Critical Problems of magnetic Physics. Natl. Acad. of Sci., Washington, D. C., 1972.

[27] Russel, C. T. and R. C. Elphic. ISEE observations of flux transfer events at the dayside magnetopause. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 6, p. 33, 1979.

[28] Scholer, M.,. Magnetic flux transfer at the magnetopause based n single X-line bursty reconnection. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 15, p. 291, 1988.

[29] Sibeck, D. G. and P. T. Newell. Interplanetary magnetic field orientation for transient events in the outer magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, p. 175, 1995.

[30] Smith, M. F., and M. Lockwood. Earth's magnetosheric cusp. *Rev. Geophys.*, Vol. 34, pp. 233–260, 1996.

[31] Smith, M. F. and C. J. Owen. Temprature anistropes in a magnetopause penetration parameter and FTE occurence. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 19, p. 1907, 1992.

[32] Spreiter, J. R. and S. S. Stahara. A new predictive model for determining solar wind-terrestrial planet interactions. *J. Geophys. Res.*, Vol. 85, pp. 6769–6777, 1980.

[33] Woch, J., and R. Lundin. Signatures of transient boundary layer process observed with Viking. *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, p. 1431, 1992.