

## 3-2 太陽風—磁気圏—電離圏相互作用と磁気圏対流の発生

### 3-2 Generation of Convection in the Magnetosphere-ionosphere Coupling System

田中高史 (九州大学大学院理学研究科)  
TANAKA Takashi

#### 要旨

磁気圏の形成は、太陽風の動圧と磁気圏の磁気圧の釣り合いによって成り立っている。プラズマ力学の基本的な原理である凍結の原理が厳密に成り立てば、両者は交じり合わず、静かな磁気圏ができる。しかし、実際の磁気圏では磁気嵐やオーロラが発生し、太陽風のエネルギーが磁気圏内に流入することを示している。この磁気圏のエネルギーフローを理解する上でのキーポイントは磁気圏—電離圏対流である。磁気圏の比較的高 $\beta$ の領域に対流が生じたとすると、対流は凍結の原理に基づき磁場を運ぶ。これは低 $\beta$ 領域との境界でキンクを生じ、キンクはアルフェン波として低 $\beta$ 領域に伝えられる。このプロセスは、沿磁力線電流による磁気圏電離圏結合である。この時、沿磁力線電流は磁気圏で closure が必要であり、ダイナモとの結合が不可欠である。対流が励起されるのは、磁気圏対流内にエネルギー変換過程が組み込まれており、電離圏に電磁エネルギーを供給するメカニズムが働くからである。昼側リコネクションでは、開放された磁場のテンションは仕事をし、磁気圏の力学エネルギーが増加する。この力学エネルギーは、カスプで電磁エネルギーに変換される。カスプの低緯度側(昼側)がポンプであり、内部エネルギーを蓄えるように作動し、高緯度側(夜側)がダイナモであり、沿磁力線電流を生成する。これまでの磁気圏物理学では、カスプやプラズマシートなどの磁気圏プラズマ領域の生成と対流やダイナモなどの力学構造は結びついていない。しかし、内部エネルギーが運動エネルギーより卓越し、ダイナモが内部エネルギーで駆動される系を考えると、対流と磁気圏プラズマ領域は結合し、カスプやプラズマシートなどの構造は動力的になってくる。対流、電流系、磁気圏プラズマ領域はすべてカップルしたものであり、どれも単独に議論したのでは不完全である。すべてが自己無撞着な状態を考察する必要がある。対流はトポロジーを持った系での現象である。宇宙に普遍的な物理則というより、トポロジーのあるシステムを扱うのが地球惑星科学の特徴といえる。物理学では、より基本的な要素に分解することが重要であり、普遍的原理から現象を説明することを発見と呼ぶ。これに対し、地球惑星科学では形(トポロジー)の効果が重大であり、分解により本質が失われてしまう。複雑なものを複雑なまま扱うのが地球惑星科学であり、この点を強調して複合系の物理学と呼ぶ。

Based on the magnetosphere-ionosphere (M-I) coupling scheme, convection as a complex (compound) system is considered including the generation of plasma population regimes in the magnetosphere. To guarantee the self-consistency, the MHD simulation is adopted to analyze the problem. In these considerations, primary elements that must be set to a self-consistent configuration are convection flows in the magnetosphere and the ionosphere, field aligned current (FAC) systems, ionospheric currents, energy conversion processes, and plasma pressure. Then, global current systems coupled with plasma population regimes are derived from the magnetohydrodynamic (MHD) force balance controlling the convection. The magnetospheric model derived from this consideration is the closed magnetosphere with open cusp. Based on the convection model proposed in this paper, a suggestion is given for the substorm models in the next decade that they must develop from a modular model to a globally self-consistent model.

## [キーワード]

対流, 沿磁力線電流, ダイナモ, サブストーム, 状態遷移

Convection, Field-aligned current, Dynamo, Substorm, State transition

## 1 序論

太陽風はParkerの特異点を通過することによって、内部エネルギーをほとんど運動エネルギーに変換してしまうので、運動エネルギーだけが卓越した状態となる。磁気圏形成の第1の理由は、この片側だけから作用する太陽風の動圧によって、地球磁場が閉じ込められることにある。理想電磁流体(MHD)過程だけが成立すれば、太陽風プラズマと磁気圏プラズマは(たとえ存在しても)混合せず、静かな磁気圏が実現される。この場合マグネトポーズは接線不連続であることになる。しかし実際はそうはなっておらず、リコネクションを含む非理想MHD過程を通じ、太陽風プラズマの侵入が発生する。その結果、磁気圏はプラズマで満たされ、さらに運動量とエネルギーの侵入に対応し、磁気圏プラズマは、電離圏プラズマも巻き込んで、大規模な対流運動を開始する。オーロラや放射線帯の発生もこの対流の一環である。対流運動は同時に、電磁流体の法則に従って電流を発生させ、電離圏を介した大規模電流系が形成される。地上や磁気圏中で観測される様々な磁場変動は、この電流系の結果と考えられる(本特集3-4参照)。

侵入したプラズマは磁気圏中で一様に分布するわけではなく、カusp(cusp)、LLBL(low-latitude boundary layer)、マントル(mantle)、プラズマシート(plasma sheet)、環電流(ring current)領域など特定の領域に集まる傾向を示す。この磁気圏プラズマ構造は単一粒子(single particle)の描像や局所的なMHD的釣り合いである程度は理解される。また磁気圏プラズマ構造はそれぞれの領域での電流とも対応しており、磁化電流、ドリフト電流といった単一粒子描像に基づいた電流で、磁気圏磁場構造が一応は説明される(本特集3-1参照)。

プラズマ構造と電流系はお互いに独立ではなく、表裏一体の関係にあるのは明白であるが、それらは更に対流とも密接に関連している。し

かしながら、そのようなプラズマ構造、電流系と対流を結びつけた描像を更に進めるには、磁気圏・電離圏の3次元自己無撞着構造を考えなければならない。この場合、物理法則に反する構造を作ってはならないのはもちろんであるが、物理法則だけで三者の相互関係が理解できるわけではなく、それらの相互関係は磁気圏・電離圏領域に特有のトポロジーに依存している。ここにシミュレーション研究の必要性が発生し、地球惑星科学と物理学の相違点が浮かび上がる。

よく知られているように、対流の概念はDungey(1961)及びAxford and Hines(1961)に始まる。なかでもDungeyの対流は多くの人を魅了し、今でも多くの研究にその基礎概念として採用されている。沿磁力線電流(FAC)の発見(Iijima and Potemra, 1976)は、この対流の概念に新たな意味づけを与えるはずであった。しかしそれがなされるまでには、意外と長い時間がかかってしまった(Iijima, 2000)。その理由は、FACの電離圏closureは地磁気変動の原因としてよく研究が進んだ反面、FACの磁気圏closureの理解は、そのトポロジーが不明なためあまり進まなかったことによる。近年MHDシミュレーションによってFACの磁気圏closureが再現され(Tanaka, 1995)、対流と沿磁力線電流の関係が分かるようになり、プラズマ構造、電流系、対流の相互関係に対する理解が進んだ。対流システムの構造を理解することは、サブストーム(Akasofu, 1964)や磁気嵐などの擾乱現象だけでなく、SC(sudden commencement)やテーターオーロラのような一見独立した現象を理解する上でも、不可欠な基本的要素であることが認識されるようになった。

## 2 対流システムにおける磁気圏と電離圏の結合

磁気圏と電離圏が結合した系では、磁気圏の対流運動は電離圏をも巻き込んで進行し、対流

は磁気圏—電離圏系での擾乱現象の自由エネルギーを与える過程として、最も基本的な運動となる。この対流を考察するとき、プラズマの基本的変数はBV(磁場速度)かEJ(電場電流)かを明確に認識する必要がある。流体的な運動である対流を基に磁気圏物理を考えるためには、BVパラダイムでの思考が基本となる。なぜならば、流体的描像では基本変数はBVと考えることにより、力学の自己無撞着性が確保されるからである。ここでは磁場は流体に運ばれ、その結果ゆがみを生じ、電流を発生させる。すなわちJはBの変化の結果である(Parker, 2000)。

流体的モデルのBVパラダイムに対して、粒子モデルでは、粒子の運動が電流、電場を生じ、それが更に磁場変化を起こして粒子の運動をコントロールするわけだから、EJを基本変数と考える(Lui, 2000)。すなわちJは磁場変化の原因と考える。電流切断やリコネクションを磁気圏擾乱の基本過程ととらえれば、BVパラダイムではこれらを含めることができないので、磁気圏の物理はEJパラダイムの思考が中心となろう。しかし現在の段階では、それではグローバルな自己無撞着性を満たすことに難がある。

## 2.1 スラブモデル・グローバル電流系の発生

磁気圏と電離圏が結合していかに対流システムを構成するかを理解するため、まず図1に示すスラブモデルから考える。この図でMは磁気圏、Fは電離圏F領域、Eは電離圏E領域を示す。全体は磁場で結合されている。いまM領域にシア一運動が発生し、手前の部分が運動しようとした時の状態が描かれている。スラブモデルは簡単なアナロジーモデルであるが、磁気圏から電離圏への速度(電場)の投影は、グローバルな電流系を伴うことがよく理解できる。磁気圏の対流は凍結の原理により磁場を運搬する。しかし電離圏に対流がなければ、図1のように磁場にはゆがみが発生し、これは磁気テンションとして電離圏を加速し、またその反作用として磁気圏を減速し、対流運動をコントロールする。この相互作用がバランスする点が実際の解である。このようにスラブモデルの特徴は、BVパラダイムで対流をとらえるところにある。このモデルでは、電流は磁場のゆがみの結果であり、磁場

変化の原因ではない。また、電場は登場しても補助的な説明に使われるだけである。結果として電流は、FAC、電離圏電流、磁気圏電流からなる閉回路を形成する。

BVパラダイムでは電流は主要な変数でないが、電離圏E層の存在により、電流を考えないで対流の議論をすることは困難である。スラブモデルでも分かるように、電流は連続であるので、沿磁力線電流は一方で電離圏closureを伴い、他方では磁気圏closureを伴う。したがって、対流の力学を考察するには、これらのclosure過程を明らかにすることが不可欠である。対流が定常的に進むには、磁気圏において $J \times B$ の力に抗する力が必要である。この $J \times B$ の力に抗する力が仕事を行うことによって $J \cdot E$ を負に保ち、この作用はダイナモと呼ばれる。この過程でも、電流を考えることが磁気圏の力学を理解する助けとなる。すなわちダイナモ領域では、Vと $J \times B$ は反平行でなければならない。 $J \times B$ の力に抗する力(ダイナモドライバー)はダイナモのパワーを決めるが、その必要な大きさは、対流速度Vだけでなく電離層電気伝導度 $\Sigma$ にも依存する。

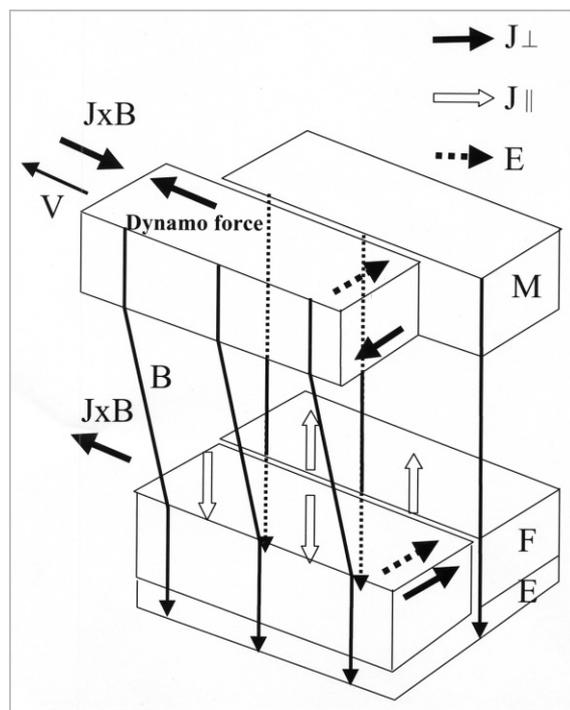


図1 対流のスラブモデル

Mは磁気圏領域、Fは電離圏F領域、Eは電離圏E領域を示す。

## 2.2 速度・電場の投影と電流系

対流システムにおける磁気圏と電離圏の結合を、磁気圏の電場が電離圏に投影されると説明すると、これはもっともな説明に思える。しかし凍結の原理

$$E + V \times B = 0 \quad (1)$$

に従って、磁気圏の速度が電離圏に投影されると説明し直すと、それはどのような力が働いた結果であろうかという素直な疑問が発生する。ここにはプラズマの基本変数は  $BV$  か  $EJ$  かという議論が反映されている。対流のような流体的描像に  $E$  を持ち出すと、運動方程式が隠れてしまい、力のバランスとしての力学から目がそれやすい。このように  $EJ$  パラダイムでは錯覚を招きやすいので、スラブモデルでなされたように、 $BV$  パラダイムで議論を進める必要がある。ただし電離圏  $E$  層の存在があるので、電流をまったく議論しないわけにはいかない。なぜなら電離圏  $E$  層では MHD は成立せず、そこでは電流回路のアナロジー ( $EJ$  パラダイム) が適用され、電流を考察することが不可欠となるからである。

*Sonnerup* (1980) は、粘性力をダイナモ作用として FAC を生成し、速度を電離圏に投影する対流モデルを考察した。このモデルのトポロジーは、スラブモデルより実際の磁気圏に近く、磁気圏—電離圏間の自己無撞着性を満たす点で教訓的である。しかし、対流はリコネクション駆動ではなく、まだ磁気圏対流としては現実的姿とはいえない。*Rice* モデルでは内部磁気圏だけを取り扱い、電場による粒子のドリフト運動を基に FAC を生成し、対流を電離圏に投影した (*Harel et al.*, 1981)。したがってこれは  $EJ$  パラダイムに属するモデルであるが、 $E$  の境界条件は仮定される。

さらに現実に近い磁気圏対流から FAC を生成し、電離圏に対流を投影するには、MHD シミュレーションが必要となる。しかし、磁気圏と電離圏ではその大きさが全く異なる。このスケールギャップを乗り越えて対流を数値的に投影するため、非構造格子を用いる MHD シミュレーションが研究されている (*Tanaka, 1995; Siscoe et al., 2000; Gombosi et al., 2000*)。以下のセクションでは、これらの非構造格子を用いた MHD シミュレーションの結果が考察の中心となる。

## 3 FACの電離圏 closure と電離圏対流

FACの電離圏 closure プロセスは、地磁気学の中心テーマとして、ビルケランド以来研究されてきた古典的問題である (*Kamide et al., 1996; Cowley, 2000*)。電離圏対流をポテンシャル電場  $\phi$ 、2次元電気伝導度テンソルを  $\Sigma$ 、FAC を  $J_{\parallel}$  で表すと、電離圏 closure は

$$\nabla \cdot \Sigma \nabla \phi = J_{\parallel} \quad (2)$$

と記述され、基本的にはエネルギー損失過程である。電場をポテンシャルで表したことにより、電離圏の運動は渦運動だけであり ( $\text{div}V=0$ )、磁場は定常 ( $\partial B/\partial t=0$ ) と仮定したことになる。図2上に、この関係を図示したものを示す。またこれと対比するため、図2下に、誘導電場の場合を示す。この場合は、発散・収斂運動が発生し、磁場は定常ではあり得なくなる。

よく知られているように、 $\Sigma$  一定であれば、電流 closure に関与するのは Pedersen 電流だけであり、Hall 電流は電離圏中で閉じることになる。実際は EUV 電離と粒子降下の電離により  $\Sigma$  が一

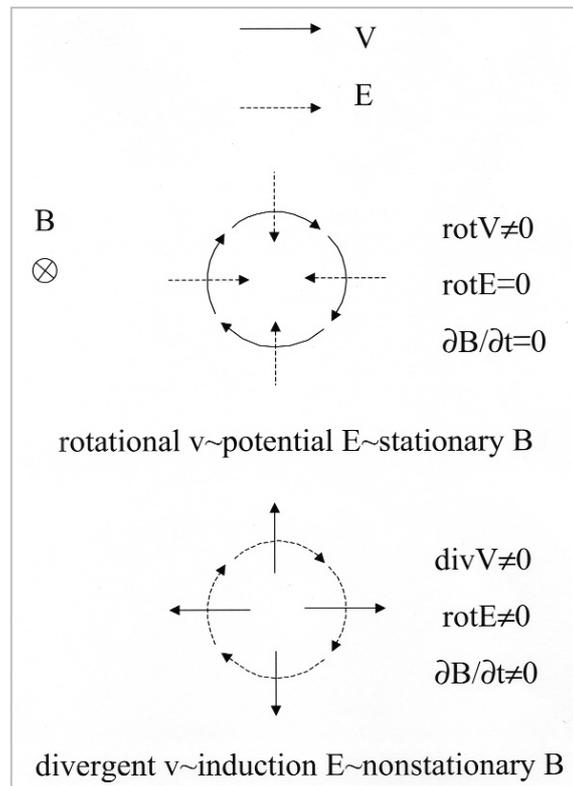


図2 プラズマ中の速度と電場の関係

上はシア—運動、下は発散・収斂運動を示す。

様でないので、Hall 電流も電離圏 closure に関与する。またオーロラオーバルでの  $\Sigma$  の非一様性は、cowling 伝導度を生み出し、電流ジェットという地磁気学の中心的概念を生成することはよく知られている。

電離圏 closure における対流と FAC の関係を近似的に表現すれば、対流のシアーに FAC が存在するといえる。この関係は、図3に示した対流ポテンシャルと FAC の関係から理解できる。この図で、左は  $\Sigma$  が一様の場合、右は EUV 電離と粒子降下の電離により  $\Sigma$  が一様でない場合を示し、等高線は  $\phi$  を、カラーコードは  $J_{\parallel}$  を示す。  $\Sigma$  が一様の場合、ポーラーキャップの反太陽向き流とオーバルの太陽向き流の作るシアーに region1 電流がほぼ対応し、オーバルの太陽向き流とより低緯度の静止域の間のシアーに region2 電流がほぼ対応する (Cowley, 2000; Tanaka, 2001)。しかし  $\Sigma$  が一様でない場合では、対流シアーと電流の関係がややずれてくるのが見られる。これは  $\Sigma$  非一様の下で電流の連続性を保つため、電離圏での電荷蓄積とそれによる静電場が発生するためである。このように速度(電場)の投影は、磁気圏から電離圏への一方通行ではない。

## 4 FACの磁気圏 closure

実際の磁気圏は複雑なトポロジーを持っており、スラブモデルのような磁気圏 closure は現実的な姿ではないが、その原理は同様に適用される。実際の系では磁気圏は必ずしも非圧縮でなく、電離圏の近くが低ベーター非圧縮である。しかしスラブモデルと同様に磁気圏の対流が凍結の原理に基づき磁場を運ぶと、これは低ベーター領域との境にキックを生じ、キックが低ベーター領域中を伝搬していく(図4)。このプロセスは、スラブモデルと同様なFACによる磁気圏領域と電離圏領域の結合である。この時、FACによる電荷の蓄積傾向は、低電位の所に正、高電位の所に負であり、当然対流を阻止する方向である。したがって対流を進めるには、ダイナモとの結合が不可欠である。これらの原理はスラブモデルと同様であり、対流はダイナモとFACを伴って駆動される。まずFACがどのような経路を通りダイナモと結びつくかを考察しなければならない (Stern, 1983)。

### 4.1 磁気圏対流とダイナモ

これまでの議論で分かるように、FACの磁気圏 closure にはダイナモが必要であるが、ダイナモが実現されるには、エネルギーが供給されね

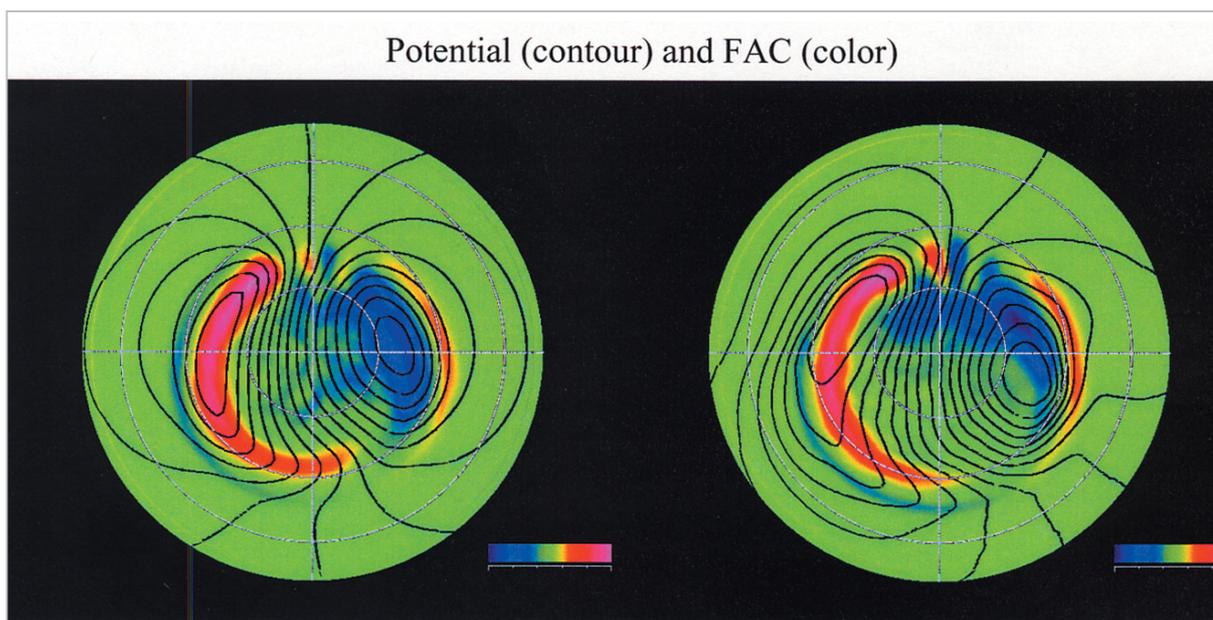


図3 電離圏ポテンシャルとFAC

カラーはFAC、等高線は電位を示す。左は電離圏電気伝導度一様の場合、右は非一様の場合。

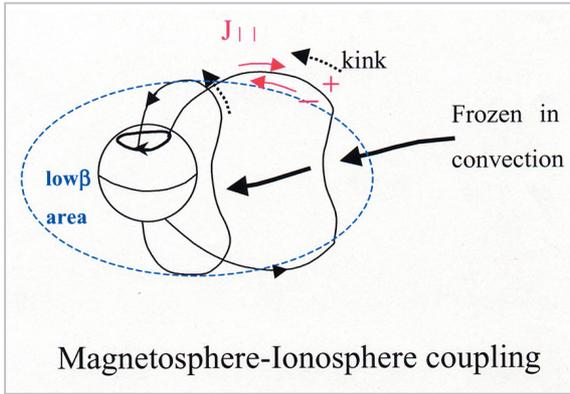


図4 磁気圏—電離圏結合の模式図

点線矢印はキンクの伝搬、実線矢印はFACを示す。

ばならない。対流が定常的に励起されるのは、磁気圏対流内にエネルギー供給過程が組み込まれており、最終的には電離圏に電磁エネルギーを供給するメカニズムが働くからである。そのためには、力学エネルギー（運動エネルギーないしは内部エネルギー）が電磁エネルギーに変換される必要がある。しかしながら実際の磁気圏でのダイナモ作用を考察するには、FACの磁気圏 closure 経路を具体的に知ることが不可欠である。

近年ではMHDシミュレーションによって、FACが磁気圏でどのように閉じているかが計算されるようになった (Tanaka, 1995; Siscoe et al., 2000)。図5に region1 電流の磁気圏 closure の計算例を示す。対流に最も中心的役割を果たす region1 電流はカスプの高緯度側で閉じる。FACは低ベーター領域で磁力線に沿っているが、この領域を出てより高高度では必ずしも磁力線に沿わなくなる (Tanaka, 1995)。Region1 電流がカスプ高緯度側で閉じることを考察するため、 $J \cdot E$  の分布を調べるのが有効である。図6に、12時—0時子午面と赤道面での  $J \cdot E$  の分布を示す。この図は惑星間空間磁場 (IMF) が南の時の状態であり、サブストーム成長相に当たる。  $J \cdot E$  はポーショックでは負であるが、これは太陽風が超音速から亜音速に減速され、運動エネルギーを失って磁場を圧縮していることに対応する。またマグネトポーズでは  $J \cdot E$  正であり、リコネクションで発生した鋭く曲がった磁場のテンションが、プラズマにエネルギーを与えていることに対応する。

カスプの高緯度側からマントルにかけての領

域では  $J \cdot E$  が負となり、図5からここが region1 電流の湧き出し領域となっていることが分かる。図6に書き込んである磁力線を見ると、 $J \cdot E$  に強く色がつく領域の磁力線は、磁気圏でも電離圏でも (1) のカスプを構成する磁力線であることが分かる。(2) のポーラーキャップとローブの磁力線上では、エネルギー変換は見られない。磁気圏の形成の第一要因は、太陽風動圧である。この段階では、磁気圏はクローズである。図5で

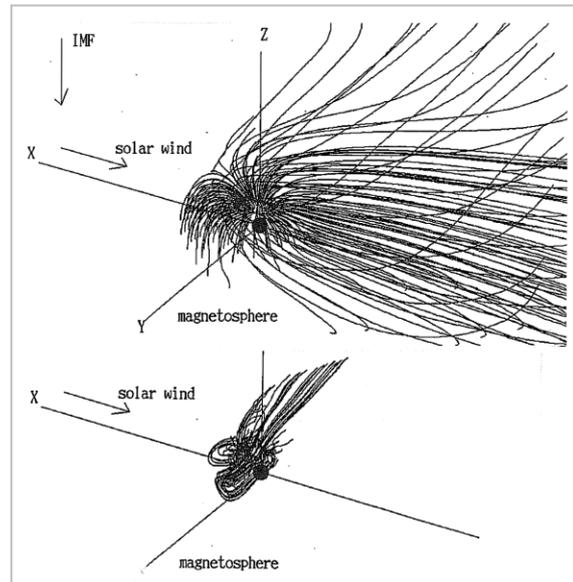


図5 磁気圏磁場(上)とregion1電流(下)

+y、+zの1/4領域を描いてある。条件は成長相に当たる期間。

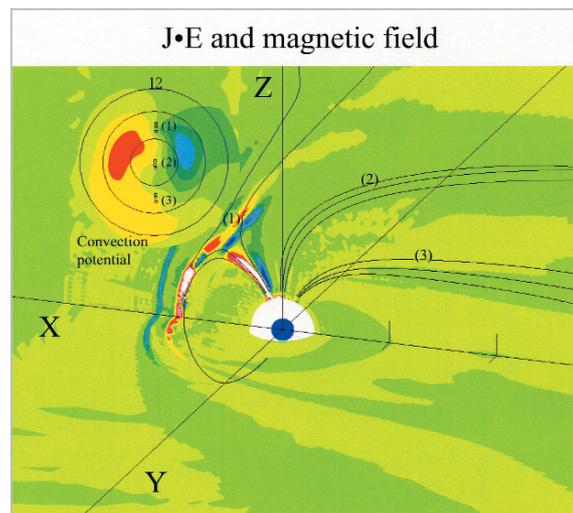


図6 磁気圏の磁場と  $J \cdot E$  の分布

12-0時子午面と赤道面が描いてある。電離圏のカラーは電位、円は緯度60度、70度、80度を示す。

はリコネクションでオープンなのはカスプであり、そこに力が働き、エネルギー変換が起こることが示されている。Dungeyのように磁気圏全体がオープンとはならない。したがって、カスプとポーラーキャップには明確な区別がある。

一方シミュレーションで再現されたregion2電流は、プラズマシートの内側端で閉じる(Tanaka, 1995)。これは部分環電流のトポロジーであり、前から予想されていた形状とほぼ一致する(Cowley, 2000)。電流はプラズマシートの内側端では磁場に垂直であり、これが内部磁気圏の経度方向に $\nabla P$ がある領域で $J_{\parallel}$ に変換され、磁力線に沿って電離圏に(から)流れ込む(流れ出す)。region2電流のダイナモはこの経度方向に $\nabla P$ がある領域であり、プラズマシート部分では $J \cdot E$ はむしろ正になる。このような構造のFACは、Riceモデルで計算されたFACである。

#### 4.2 対流によるエネルギー変換

あらためて、カスプからポーラーキャップを横切る対流の力バランスを考察してみよう(図7)。理由は後で述べるが、ここでは磁気圏内の速度は小さく

$$J \times B = \nabla P \quad (3)$$

が成立するとする。カスプの低緯度では、対流は低圧側から高圧側に向かう。流れが圧力に抗して可能なのは磁気テンションが働いているからであり、電磁ポンプ作用による。このときの仕事を考えてみると、電磁力は仕事をしている方であり、プラズマは仕事をされている。まさに電磁ポンプである。カスプの高緯度側はすべて逆であり、プラズマが仕事をし、ダイナモを駆動している。すなわち、磁場がする仕事 $dW$ は

$$dW = F \cdot ds = (J \times B) \cdot V dt \quad (4)$$

であるから、対流 $V$ が $J \times B$ に平行なら磁場は仕事をし、 $J \cdot E$ が正でポンプ作用が起こり、対流 $V$ が $J \times B$ に反平行なら磁場は仕事をされ、 $J \cdot E$ が負でダイナモが実現されることになる(Tanaka, 2000a)。

図8上に示すように、対流の加速・減速を通じてダイナモは可能かもしれない。この場合は $J \times B$ は動圧と釣り合うことになる。しかし、この過程での磁気圏対流は、圧縮性分を含み、電

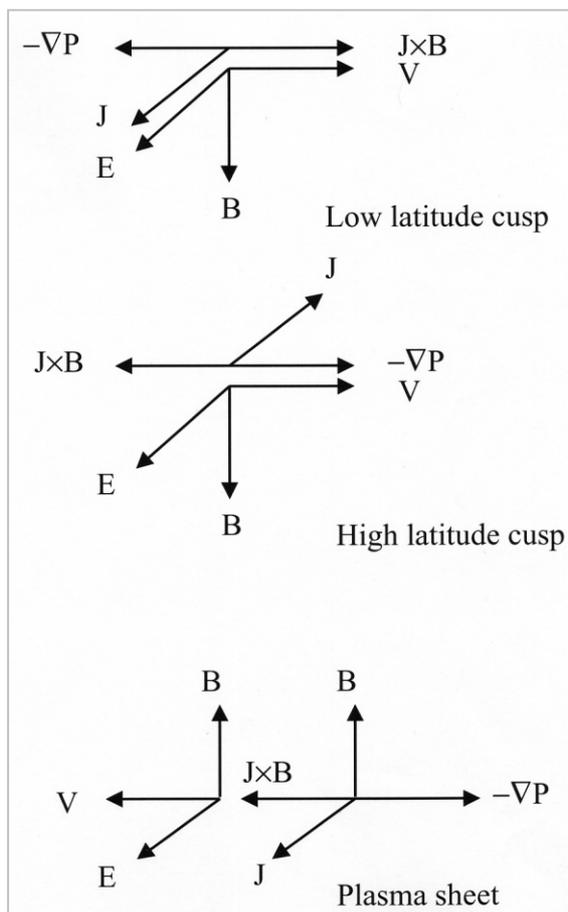


図7 磁気圏中の各場所での力のバランス

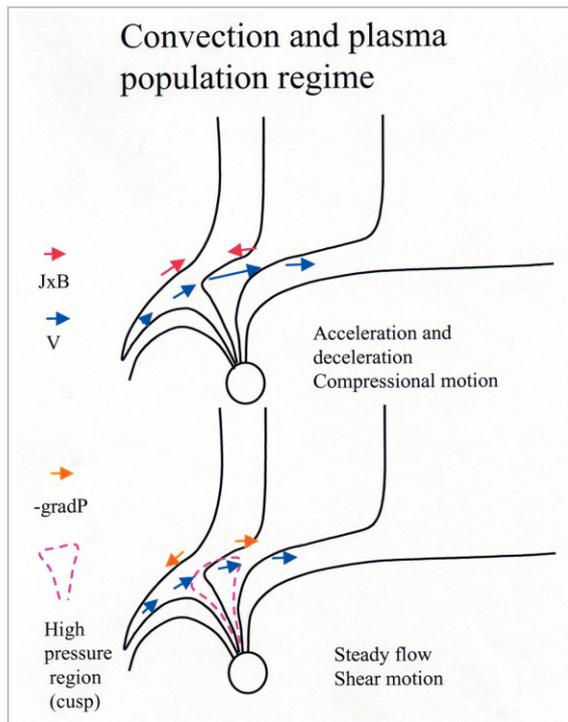


図8 カスプでのエネルギー変換過程の概念図

上は運動エネルギーが卓越する場合、下は内部エネルギーが卓越する場合。

離圏の沿磁力線電流と電離圏対流とからなる低ベーターシア運動に自己無撞着的に接続されにくくなる。図8下のように、全体として流れが定速である対流の方が、圧縮性成分を含まないので、電離圏対流とスムーズにつながり、全体の自己無撞着性をよく満たすことができる。この場合はカスプの存在がダイナモにとって不可欠であり、ダイナモは内部エネルギーで駆動さ

れる。この考え方を更に確認するため、図9に磁気圏内の内部エネルギーと運動エネルギーの比較を示す。一般に磁気圏内部では、運動エネルギーは小さく、加速・減速によるエネルギー変換は主役にならない。このことは、後に述べるような状態遷移によるシステムの変化を発生させる潜在要因ともなる。

カスプと同様な考え方をプラズマシートにも

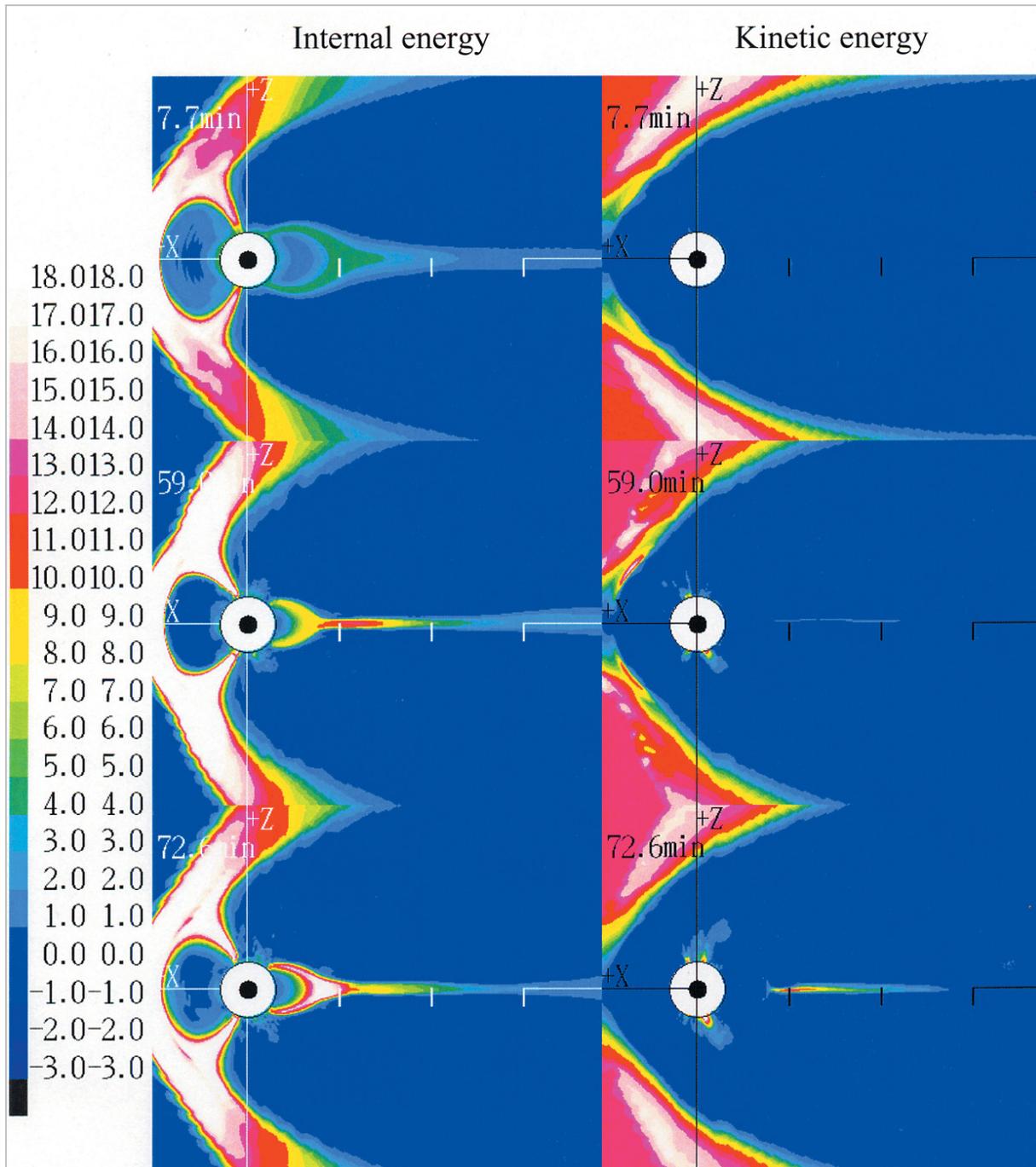


図9 磁気圏中の運動エネルギーと内部エネルギーの分布

上から下に静穏磁気圏、サブストーム成長相、拡大相の場合を示す。

適用すると、対流がエネルギー変換システムであることが更によく理解できる。プラズマシートでも(3)の関係が成り立ち、磁気テンションと圧力傾度は釣り合っている。対流 $V$ は $J \times B$ に平行 $-\nabla P$ に反並行であり、常に電磁エネルギーが力学エネルギーに変換される。その結果、プラズマシート全体がポンプとなり、プラズマシートの内端には常に内部エネルギーが蓄えられる構造になっている。この内部エネルギーをソースとして、プラズマシート内端から昼側へ向かう対流がregion2電流を駆動する。この対流 $V$ は $J \times B$ に反平行、 $-\nabla P$ に並行となっている。

それではプラズマシートのポンプを駆動するエネルギーは、どこから輸送されるのだろうか。それは磁気圏尾の $\theta$ 電流系によってなされることは明白である。 $\theta$ 電流系の駆動エネルギーは、region1電流とまったく同じで、マントルで発生する。マントルで発生した電磁エネルギーをプラズマシートに輸送するのが $\theta$ 電流系であるといえる。

以上のように磁気圏対流はエネルギー変換機構であり、太陽風のエネルギーを電磁エネルギーへ、更に内部エネルギーへ、そして再び電磁エネルギーへと変換を繰り返し、全体として自己無撞着な構造を実現している。

### 4.3 対流とプラズマ構造の結びつき

これまでの磁気圏物理学では、カスプやプラズマシートなどの磁気圏プラズマ領域の生成は局所的な力学の結果であり、対流やダイナモなどのグローバルな力学構造には直接は結びついていない。プラズマ領域の生成はあくまでも形の問題であり、動力学ではなかった。しかし、内部エネルギーが運動エネルギーより卓越し、ダイナモが内部エネルギーで駆動される系を考えると、対流と磁気圏プラズマ領域は結合し、カスプやプラズマシートなどの構造は動力的になってくる。カスプやプラズマシートがなければ、対流の自己無撞着性が実現されない。カスプはregion1電流生成のため不可欠であり、プラズマシートはregion2電流生成のため不可欠である。

対流、電流系、磁気圏プラズマ領域はすべてカップルしたものであり、どれも単独に議論し

たのでは不完全である。すべてが自己無撞着な状態が、図10に示す複合系である。リコネクションで駆動されるサブストーム成長相の対流、圧縮で駆動されるSC対流、さらにダイポーラリゼーション(双極子化)を伴うサブストームオンセット時の対流など、すべてこのシステム上で発生しており、それらはトポロジーが異なるものの、グローバルな自己無撞着性を実現するための原理は同一である。

対流はトポロジーを持った系での現象である。宇宙に普遍的な物理則というより、トポロジーのあるシステムを扱うのが地球惑星科学の特徴といえる。物理学では、より基本的な要素に分解することが重要であり、普遍的原理から現象を説明することを発見と呼ぶ。これに対し、地球惑星科学では形(トポロジー)の効果が重大であり、分解により本質が失われてしまう。複雑なものを複雑なまま扱うのが地球惑星科学であり、形が系の自己無撞着性と結びつくシステムである点を強調して、複合系の物理学と呼ぶ。また複合系にはもう一つの意味が込められている。それは状態の遷移が可能なシステムという意味である。

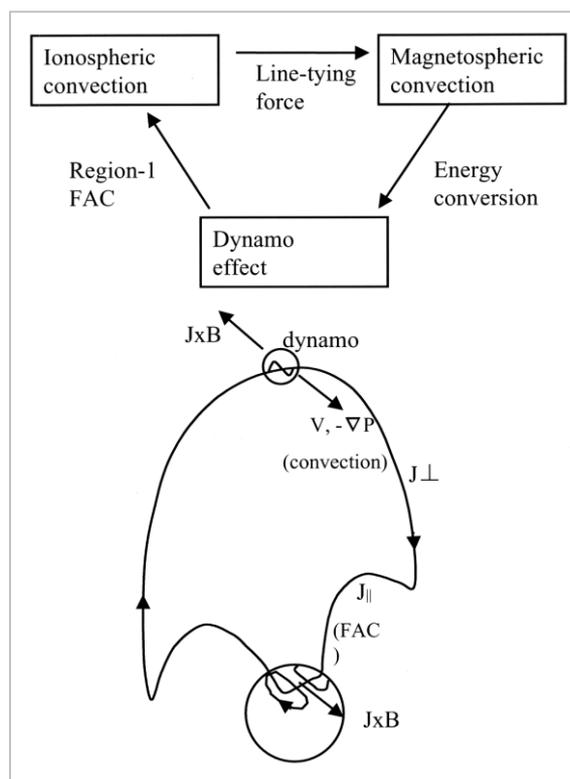


図10 複合系の模式図

## 5 より一般的な場合の対流構造

これまで主に南向き IMF を想定して磁気圏—電離圏対流システムを考察してきた。それではもっと一般的な場合の対流はどうなるであろうか。サブストームなどの磁気圏—電離圏擾乱現象を考察する場合、背景となる磁気圏構造として、真南向きの IMF や真北向きの IMF に対する構造を考えるのが一般的であるが、現実には真南や真北の時はほとんどない。より一般性を持たせるためには、斜め南と斜め北を考えることが必要である。

### 5.1 斜め南 IMF

IMF の  $yz$  面での回転は、IMF が磁気圏とコンタクトして最初に発生する現象である、昼側リコネクションの構造に大きく影響するであろう。昼側リコネクションの構造には、反並行 (anti-parallel) マージングと成分 (component) マージングの二つの考え方があがるが (Crooker, 1990)、MHD シミュレーションの結果では反並行マージングが支持される (Ogino et al, 1986; Tanaka, 1999)。図 11 に MHD シミュレーションによって求めた、IMF が斜め南の時の昼側リコネクションの様子を示す。ここで破線はリコネクションラインを示すが、リコネクションラインは遠方では IMF に直交し、これは成分マージングでも変わらないが、地球近くでは南北のカスプに収斂する。この構造が反並行マージングに特徴的なものである。まず図 11 で着目することは、閉磁場自体が左右対称でないことである。これはリコネクション直前には、IMF が draping により変形するだけでなく、リコネクションにかかわる地球磁場も変形されることを示す (Cowley, 1973)。通常これは、拡散領域の存在と表現される。

図 11 には別の奇妙な構造が発生するのも分かる。それは、1、2、6、7 のように比較的中心から離れた所の IMF は、地球磁場と 1 対 1 にリコネクトする配位が取れるが、中心にある 3、4、5 の IMF はどれもすべてカスプの 1 本の磁力線とリコネクトしなければならないことである。すなわち、南のカスプと北のカスプに挟まれた中心部に、リコネクションのデッドゾーンができ、このデッドゾーンはすべてカスプにしわ寄せされ

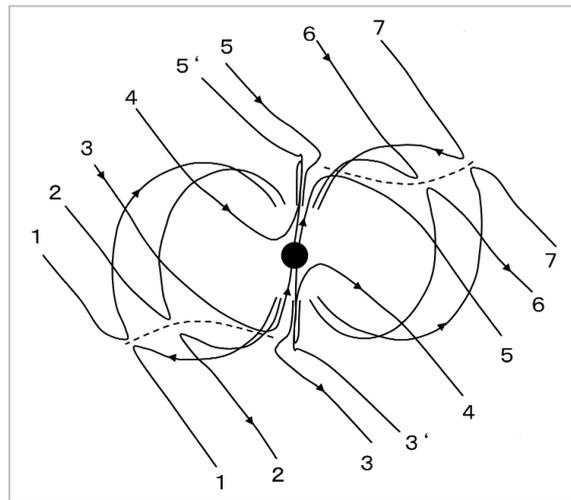


図 11 IMF が斜め南の時の昼側リコネクション

る。しかし、この構造について深く考察した研究はまだないようである。FTE やカスプ電離圏の非定常構造とかかわっている可能性がある。

斜め IMF すなわち  $B_y$  の効果が最もはっきりと見られる現象は、電離圏対流セルの構造である。この問題は衛星観測、レーダー観測、磁場観測の多方面から追及されてきた (Heppner and Maynard, 1987; Weimer, 1995; Ruohoniemi and Greenwald, 1996)。図 12 に  $B_y$  効果によるセル非対称を示す (Tanaka, 2001)。 $B_{y+}$  と  $B_{y-}$  に対して、セル構造は朝夕の反対称を示すが、かといって完全ミラー対照でもない。まずカスプ付近では対流が  $B_{y-}$  では夕方側に、 $B_{y+}$  では朝方側に向かう。これは  $B_y$  によるテンションが原因であると説明される。図 3 右から  $B_{y-}$  ではカスプの対流が夕方に向かうことに対応し、朝方の region1 電流が夕方の方の region1 電流の高緯度側に沿って、夕方の方に伸びているのが分かる。ダイナモが対称性を失い、より 3 次元構造となっていることが予想される。ダイナモの 3 次元構造、夕方の方に伸びた朝方 region1 電流構造とカスプ FAC と呼ばれるものの関係など、まだ未解明の点が残る。

次にポーラーキャップ中央では、 $B_{y-}$  では対流はまっすぐ 12 時から 0 時に向かうが、 $B_{y+}$  では 9 時から 21 時へと斜めになる。セル全体の配置は、 $B_{y-}$  でも  $B_{y+}$  でも夕方セルは昼側に、朝方セルは夜側に移動し、時計回りの回転を示す。また全体としていつも夕方セルが優勢となるが、これは Atkinson and Hutchison (1978) によって

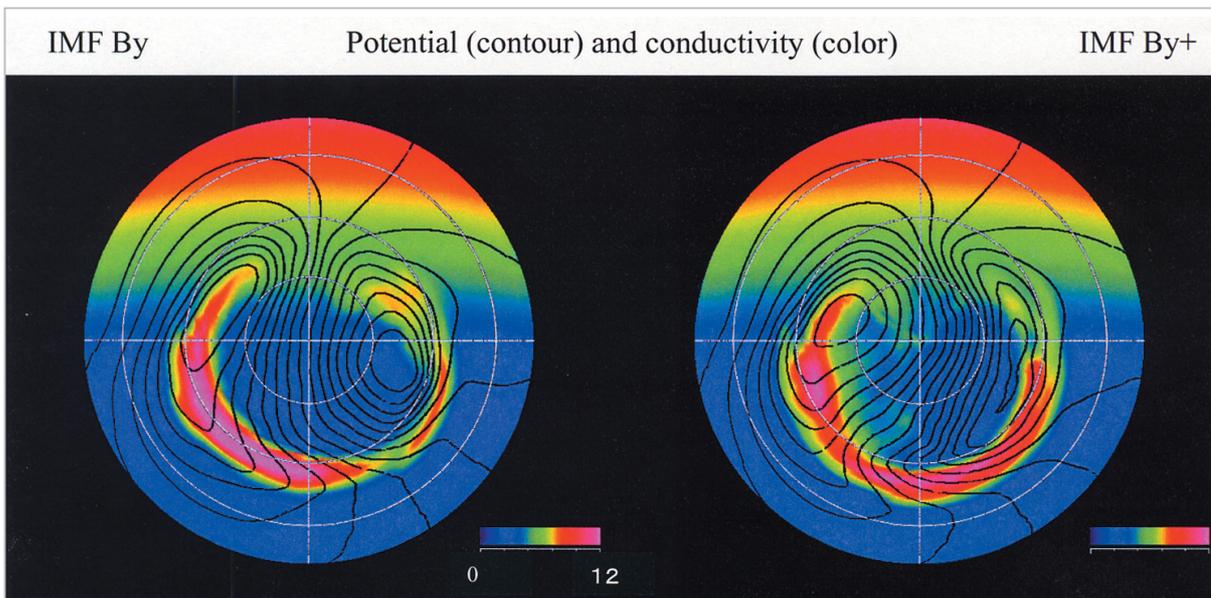


図 12 電離圏ポテンシャル分布に対する By 効果

カラーは電気伝導度、等高線は電位を示す。左は By -、右は By + の場合を示す。

示されたように、昼夜の電気伝導度の違いによって Hall 電流が不連続となるため、日没線に沿ってこれを阻止する電荷蓄積が起き、電位分布が変調を受けるためである。しかしこれだけでは時計回りの回転は発生せず、これはもっとグローバルな釣合いの結果である (Tanaka, 2001)。

夜間では、対流はオーロラオーバルの影響を強く受ける。真夜中付近では、等電位線はオーバルに入ると朝側へ振れる。これは西向き電流ジェットに伴う cowling 伝導度の発生に対応する。真夜中では電流ジェットはいつでも西向きでなければならないので、等電位線が朝方に振れる構造は逆には(夕方に振れるようには)なりえない。したがって、By に対してミラー対称にならない。By+ の時は、カスプで等電位線が朝方に集まってしまうので、これらをポーラーキャップで夕方に戻しておかないと、オーロラオーバル中での等電位線の朝方への振れと西向き電流ジェットが作り出せない。このためポーラーキャップ中で等電位線が斜めになる。これらの構造は、ハラング不連続 (Harang, 1946) の発生とも関与する。西向き電流ジェットではハラング不連続はオーバルの赤道端に引かれて発生し、東向き電流ジェットではオーバルの極端に引かれて発生する (Amm et al, 2000)。一般にハラング不連続は磁気圏対流に原因があると思われて

いるが (Erickson et al, 1991)、電離圏対流も十分原因となり得る。

南向き IMF の時の By 成分は、マグネトポーズの FTE や、これと関連するオーロラパッチ、昼側オーロラ移行 (dayside auroral transient) と呼ばれる、カスプ電離圏中の変動現象の発生にかかわっている (Newell and Sibeck, 1993)。しかし By のある昼側リコネクションは複雑な磁気圏構造を生み出す可能性があることを熟慮せず、パルスリコネクションというストレートな解釈で満足してしまう学派もある (Lockwood et al, 1995)。電離圏対流は非圧縮であるから、カスプの速い流れは等電位線の密集である。このためには小さい渦を発生させるか、図 12 のようにカスプで等電位線を曲げて密にするかである。パルスリコネクションには小さい渦に対応すると思われるが、その時の FAC、ダイナモがどう作られるかは答えられていない。図 8 に示した、カスプの磁気圏対流のエレメントとしての側面や、By のあるリコネクションを考えれば、カスプ電離圏中の変動現象を局所的問題としてでなく、別の面からとらえられるであろう。

昼側リコネクションと電離圏対流は By の効果が顕著であるが、夜側では IMF が斜めになっても (By が大きくなっても) テイルの構造などにはさほどの影響は見られない。

## 5.2 斜め北 IMF

まず IMF が真北の場合は、短い尾の磁気圏と、4セルの電離圏対流が実現される (Gombosi et al., 2000)。昼側リコネクションはカスプの高緯度側で起こり、IMF と短い尾を構成する閉じた磁場との間で両半球同時に起こる。その結果、真昼付近に太陽風プラズマで満たされた閉じた磁場一つができ、それに加えてテイルに地球と切り離された磁場一つできる。閉じた磁場は磁気圏の LLBL に同化し (Song and Russell, 1992)、側面を通過してテイルに移動 (対流) していき、再びリコネクション位置に戻る (Troshichev, 1990)。このような構造のため、一般に IMF が北向きの時には LLBL が厚くなる。

斜め北 IMF の場合の対流構造は最も複雑であり、ローブセル (lobe cell) と融合セル (merging cell) からなる磁気圏対流と、円型セル (round cell) と月型セル (crescent cell) からなる電離圏対流が実現される (Crooker et al., 1998; Tanaka, 1999)。ここでローブセルと融合セルは物理的構造に基づいた命名であり、前者は図 13 に示すように、プラズマシートには達せずローブの中をのみ対流し、一生開いた磁力線で過ごす対流 (タイプ 1 開磁力線) であり、後者は図 14、図 15 に示すように、プラズマシートに達しテイルリコネクション過程を経て、一部閉じた磁力線としての期間を過ごす対流 (タイプ 2、タイプ 3 開磁力線) である。これに対し電離圏の円型セルと月型セルは、形状からの分類であり、物理的には前者はローブセル (タイプ 1 開磁力線) と融合セル (タイプ 2 開磁力線) の両者を内包し、後者は融合セル (タイプ 3 開磁力線) のみから成り立つ。

ローブセルは図 13 で、IMF と 4 番の開磁力線のリコネクションから始まり、この結果 1 番のタイプ 1 磁力線が生成される。リコネクションでは 1 番の磁力線と共に、d で示した切り離された磁力線もできるが、これは地球から離れ対流には参加しない。1 番の磁力線は開磁力線のまま 2、3 と対流し、元の位置すなわち 4 番に至る。タイプ 1 磁力線は常にマグネトポーズ近くを移動し、プラズマシートには達しない。図 13 に示すように、タイプ 1 磁力線の根元は、電離圏中で円型セルの中央部を移動する (Crooker et al., 1998)。

融合セルは IMF と閉磁力線のリコネクション

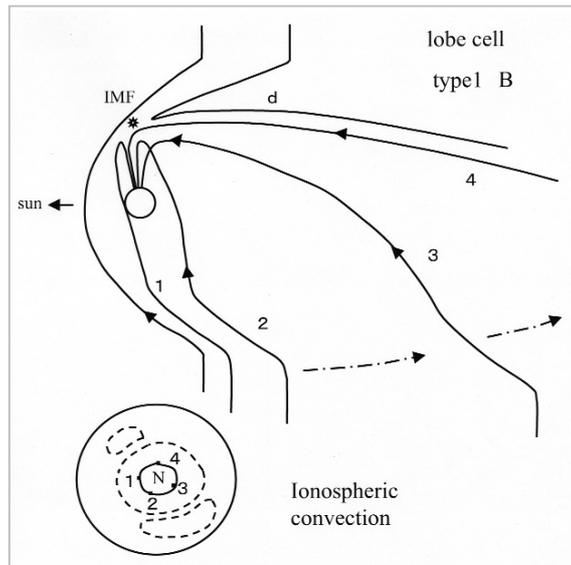


図 13 斜め北向き IMF の時のローブセル (タイプ 1 磁場)

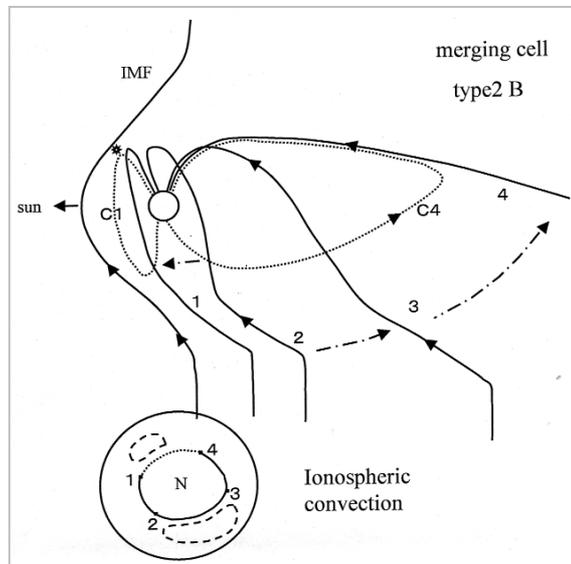


図 14 斜め北向き IMF の時のマーキングセル (タイプ 2 磁場)

から始まる。ここで融合セルの磁力線は電離圏で円型セル上にあるタイプ 2 と、電離圏で月型セル上にあるタイプ 3 に分かれる (Tanaka, 1999)。それらを磁気圏対流から見た時の違いは、説明が込み入ってくる。図 14 に示すタイプ 2 は、1、2、3、4 のところは、だいたいタイプ 1 と同じような対流構造である。しかし図 14 に示すように、4 番はテイルリコネクションを経て 4C のように閉じた磁力線になり、閉じた磁力線として C1 に戻る。図 14 のように、タイプ 1 磁力線の根元は、電離圏中で円型セルの外周部を移動する

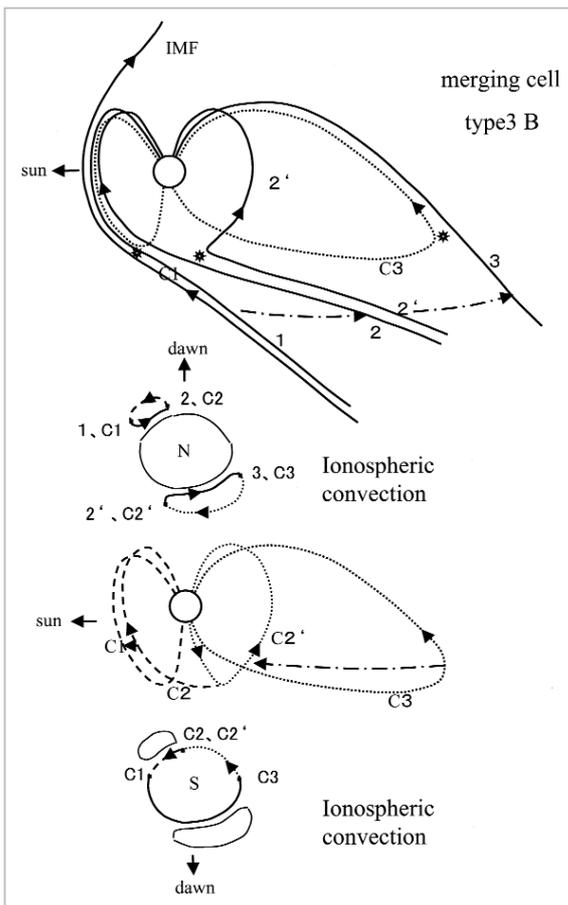


図15 斜め北向き IMF の時のマージングセル (タイプ3磁場)

(Crooker et al., 1998)。

タイプ3の磁力線は更に複雑な構造を示し、タイプ2の開閉構造に加え、セルの乗り換え構造が加わる(図15)。昼側リコネクションでできた1番の磁力線が2番までくると、C2'と再びリコネクションを起こし、2'に変わる。これに伴って電離圏上の根元もC2からC2'にスワップする。したがって1番から2番への対流は、リコネクションでできた開磁力線を月型セルに渡す役割を果たし、円型セル、月型セルに加えスワップセルとも呼べる第3の電離圏セルが出現する(Tanaka, 1999)。この9時頃に在る構造は、FACで見れば4層構造となるであろう。Ohtani and Higuchi(2000)は粘性セルを基に4層構造を考えたが、これはそれに対する別解を与える。タイプ3の磁力線はプラズマシートに最も近いところを移動し、反対半球のタイプ2とプラズマシート中でリコネクトする。タイプ3は磁気圏中で奇妙な運動を行う。図15の2'から3にかけて、夕方

から朝方に進んでいるが、リコネクトする前にまた夕方に戻る点である(Tanaka, 1999)。

結果として、斜め北向き IMF のときはねじれた磁場構造を持つ磁気圏尾ができる。融合セル中での夜側リコネクションは、このねじれた磁場構造の下で起きることになる。ねじれた磁場同士は反並行条件を満たせないで、更に遠方でねじり返し過程を経て、ようやくリコネクションを実現する。これがタイプ3の奇妙な運動の原因である。このように斜め IMF モデルは、なぜ遠尾部中性線ができるかの説明を与える。これはサブストーム成長相の初期条件として重要である。

以上に示した北向き IMF 下の対流は、南向き IMF 下の対流よりゆっくりしている。これは一般に、リコネクション構造によって地球磁場とつながる IMF が少なくなり、太陽風中の電場が少ししか侵入しなくなるからと説明される。図13、図14、図15からy座標がより大きい IMF は、電離圏ではより朝方側を反太陽向きに対流するのが分かり、電離圏では電場は確かに朝方から夕方に向かう。しかしこの説明はEJパラダイムであり、図10には対応していない。北向き IMF でも、対流はダイナモとFACで説明される必要がある。図8のようにテンションの解放が十分には発生せず、カスプの内部エネルギーが高まらないと理解するべきである。

### 5.3 IMFBy効果とテーターオーロラ

北向き IMF の下の磁気圏構造に関する興味深い現象として、テーターオーロラがある。テーターオーロラを研究するためには、北向き IMF 下の磁気圏構造をよく知ることが基本となる。テーターオーロラは、IMFの絶対値が10 nT以上でかつ北向きの期間が比較的長く続いている時、By成分が正から負へ、あるいは負から正へと大きく振れた後に出現する(Cumnock et al., 1997)。図16、図17、図18に、このような条件で負から正へ振れた場合のシミュレーション結果を示す。図16は電離圏に投影された磁気圏の圧力分布の発展であるが、はじめ朝方側のオーバルが膨れ、やがて本来のオーバルとの間に間隙が生じ、離れた部分が更に夕方側へ移動してテーターオーロラとなるのが見える。この間の

振る舞いは、観測をよく再現している (Cumnock et al, 1997)。

それではこの電離圏変動に対応して、磁気圏構造はどのように変化しているのでしょうか。図 17 に、 $x=15 \text{ Re}$  のところの  $yz$  面で、プラズマシートの発展 (温度分布) を描いた様子を示す。この図は、テイルから地球方向を見た時のものである。はじめは  $B_y$  負に対応してプラズマシートは反時計回りにねじれている。  $B_y$  が正に変わりある程度時間が経つと、ねじれが弱くなりかつプラズマシートが厚くなってくる。更に時間が経つと今度は反対にねじれようとし、中央の部分と端の部分との間にキックが発生する。このキック部分が電離層に投影されテーターオーロラになる。このときはローブが朝方の部分と、

夕方部分に分かれる。北半球で考えると、前者は  $B_y$  正の (新しい) IMF を元にしたローブであり、後者は  $B_y$  負 (古い) IMF を元にしたローブである。この構造は次の図 18 からよく分かるように、電離圏とも対応している。図 18 にはテイルから見た磁場構造と、その電離圏での根元の位置が示してある。朝方には新しいポーラーキャップがあり、その磁場は  $B_y$  正につながり、夕方には古いポーラーキャップがあり、その磁場は  $B_y$  負につながる。ここで着目することは、テーターオーロラ上空には閉じた磁力線が、極に張り出すようにして集積していることである。

シミュレーションから得られた各形態は、北向き IMF 下の対流構造からよく理解できる。いま負から正へ振れた場合の北半球を中心に考え

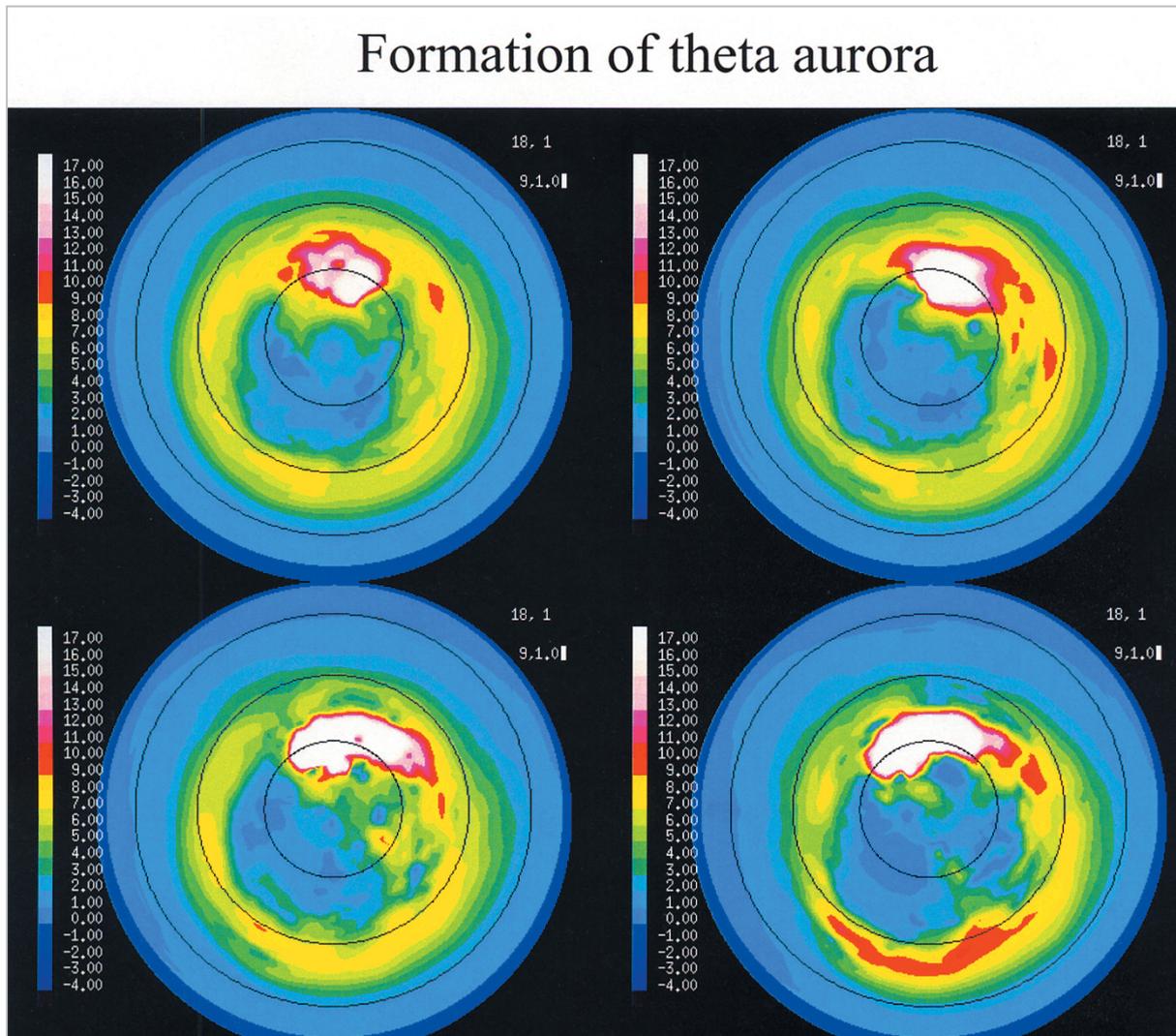


図 16 テーターオーロラの発達過程

時間は左上、右上、左下、右下に進み、0分から25分の間を示す。

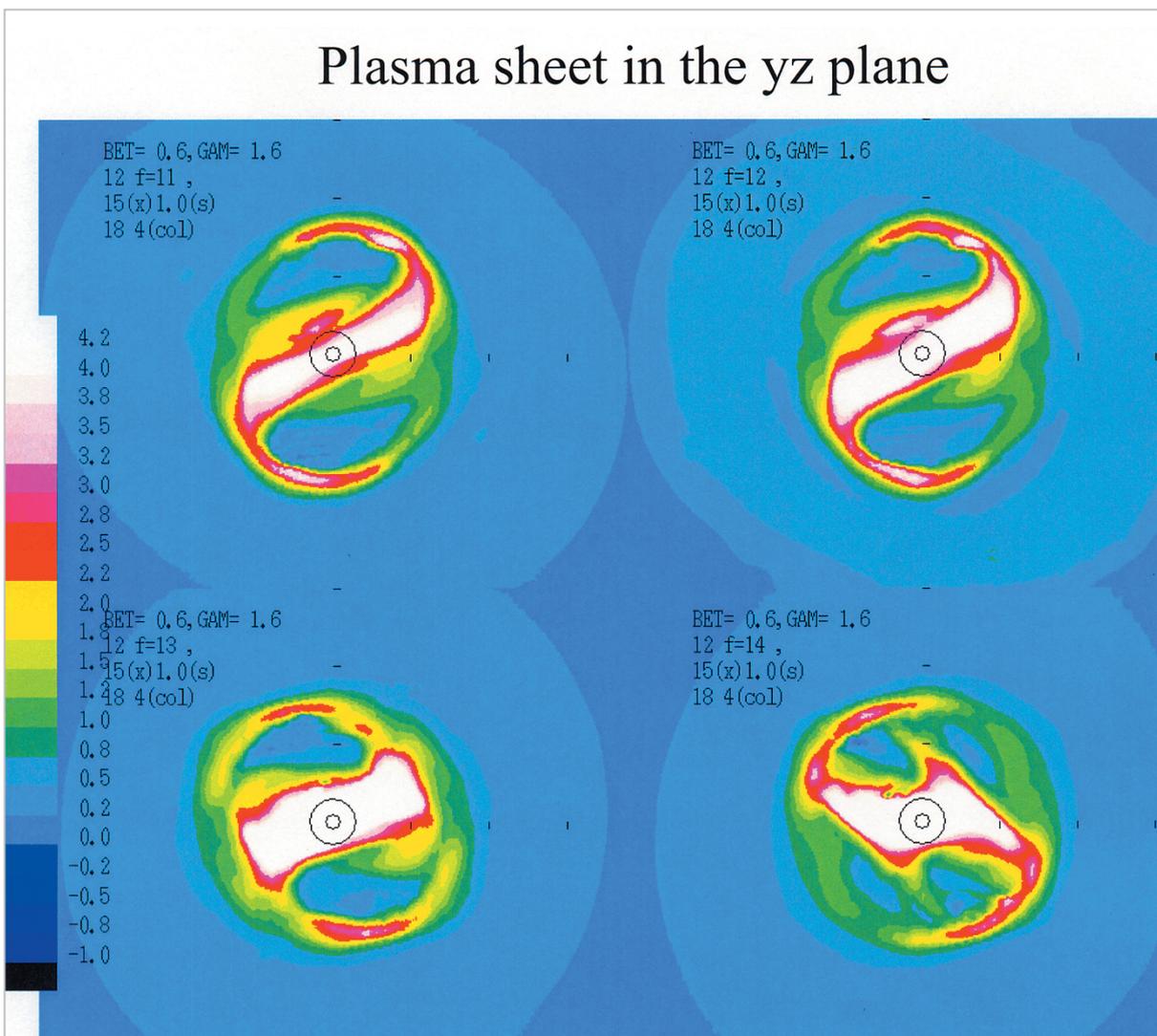


図 17 テーターオーロラに伴うプラズマシート構造の変動

時間は図 16 と同一。

ると、はじめは夕方側に月型セル、ポーラーキャップ中央から明け方側に円型セルがあることになる (Tanaka, 1999)。カスプで open となった融合セル上のタイプ 2 磁力線は、円型セルの上を反時計回りに移動し、夜側に至り南半球の朝方側にある月型セル上を移動してきたタイプ 3 磁力線とリコネクションを起こす (図 15 とは南北逆を考える)。それでできた閉じた磁力線は、朝方の磁気圏を通り再びカスプ付近のリコネクション領域に戻る。ところが  $B_y$  が正にスイッチすると、今度はポーラーキャップ中央には時計回りの新しい円型セルが出現し、古い対流に伴ってできた閉じた磁力線が朝方に戻る回路が遮断される。新しい対流では月型セルは朝方にでき、反時計回りとなるので、やはり古い対流でできた閉じ

た磁力線の戻り道を遮断する。このため、 $B_y$  負のローブ磁場から作られる閉じ力線は、夜側に蓄積され、テーターオーロラとなる。

## 6 Transient な対流の挙動

磁気圏－電離圏対流システムの構造を考察することは、あらゆる磁気圏－電離圏現象を考える基礎である。すべての擾乱現象はこの基本的構造の上に成り立っており、対流の変動ととらえることによって、その理解が大きく進展する。ここでは非圧縮性の電離圏と圧縮性の磁気圏が、自己無撞着性を満たしつつ同時に太陽風の変化に対応するには、どのような構造を実現したら一番効率的かが問われる。

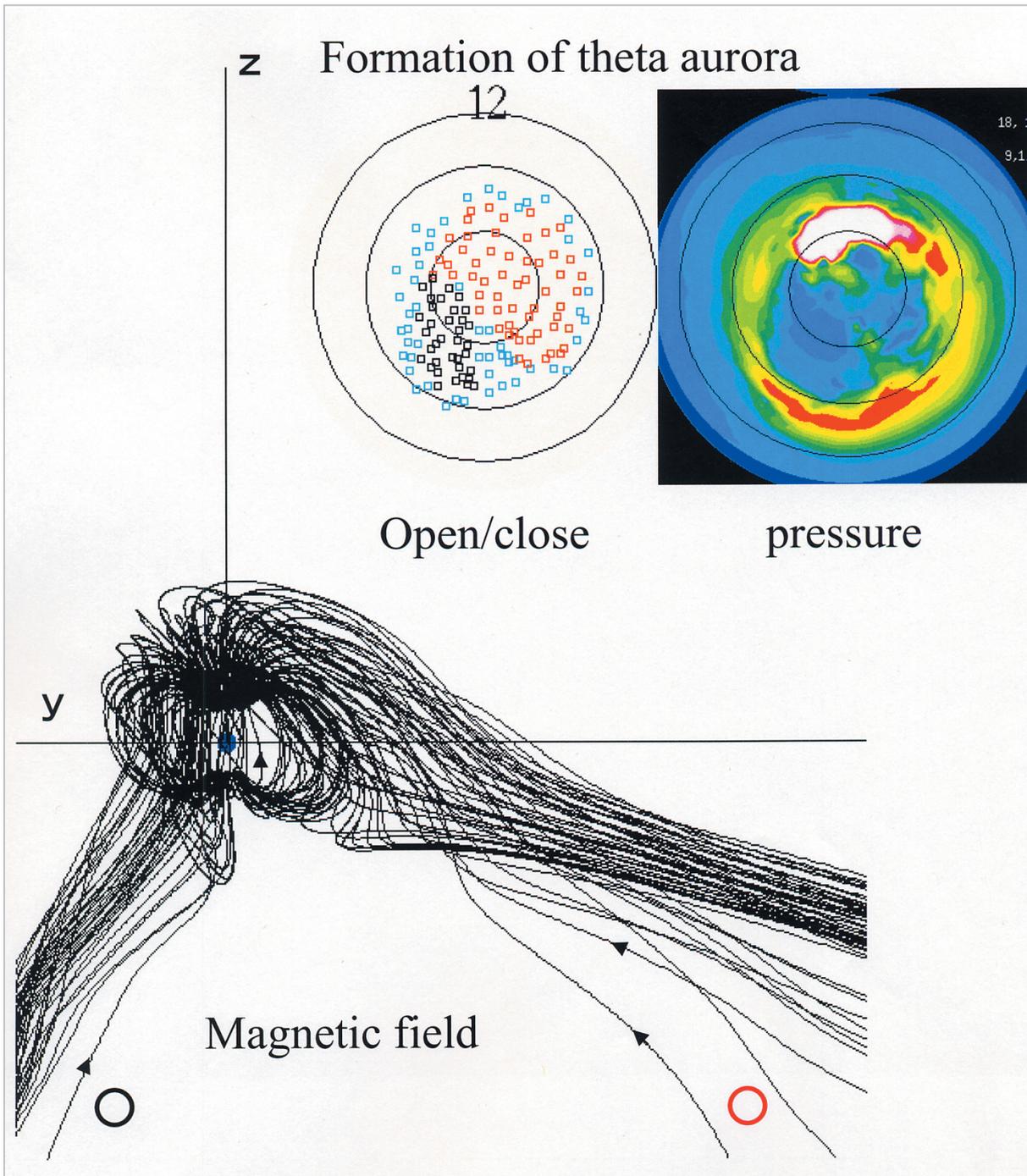


図 18 テーターオーロラ発生時の磁気圏構造

電離圏中の黒丸は  $B_y -$  の磁場の根元、赤丸は  $B_y +$  の磁場の根元、青丸は閉磁場の根元を示す。円は緯度 60 度、70 度、80 度を示す。比較のため、図 16 右下の図を並べて示す。

### 6.1 電離圏対流の再構築

対流の励起は太陽風にアンカーされた IMF が磁気圏プラズマをテイル方向に引っ張り、また夜間リコネクション後の磁力線が縮み、プラズマを太陽方向に引っ張り返すからであると説明されることも多い。これは Dungey の磁気圏が余りに素晴らしいアイデアだったため、その後の

人々がこれに無条件に支配されすぎているためであろう。このような説明をすると矛盾をきたす問題としてよく知られているのが、磁気圏対流と電離圏対流の応答時間差の問題である (Ridley et al, 1997; Khan and Cowley, 1999; Murr and Hughes, 2001)。

IMF が北向きから南向きになった時、電離圏

対流はカスプ付近でまず強くなる。これは昼側リコネクションの下にカスプがあるという常識に合致する。Dungeyの対流イメージに従うと、速い磁気圏対流がテイルに達するには30分ぐらいかかるので、夜の電離圏でも対流が強くなるのはこの(30分の更に)後であると信じる人が結構いる。そう考える理由は“磁気圏尾は昼側で起こった変化を知らずして、どうして下の(夜の)電離圏対流を励起できるか。”の迷言からよく分かるであろう。しかし現実には、夜の対流も昼の対流と同じようにすぐにIMFの変化に应答する(Ridley et al, 1997; Murr and Hughes, 2001)。この解釈として、カスプの情報は、アルフェン速度の速い電離圏中を伝搬し夜間に達すると説明されている(詳しくは本特集3-3参照)。

この説明は電離圏の非圧縮性を述べたものと等価である。すなわち、電離圏電場がポテンシャルで表せ、電離圏の運動は渦運動だけであり( $\text{div}V=0$ )、磁場は定常( $\partial B/\partial t=0$ )と仮定することが正しいことを示している。FACの電離圏closureでは、(2)式の成立が必要十分条件である。すなわち $J_{\parallel}$ の供給があれば、夜間電離圏でも対流は発生する。ここでも、問題はダイナモの具体的な場所、構造を議論しなければならないことである。FACはどこまでもFACでなく、低ベーター域だけでFACであり、高ベーター域ではすぐ磁場に非並行になる。このことを反映して、region1電流のダイナモは比較的昼側に近いところにある(図6)。それが電離圏の应答が速い原因である。

当然の帰結として、今度は電離圏対流が磁気圏対流を支配することがあるか、という疑問が発生する。このようなことがあると、今度は磁気圏対流の方でなにか矛盾をきたすような気がしてくる。しかし、この問題はすぐ解決できる。磁気圏ではシアー性の運動に加え、圧縮性の運動も可能であり、これらを組み合わせることにより矛盾を吸収できるからである。これが典型的に現れるのが、次に述べるサブストーム成長相の対流である。

## 6.2 遠尾部中性線と成長相

北向きのIMFが南向きに変化すると、anti-parallelマーキングの特性により、昼側リコネクシ

ョンが発達する。観測から、磁気圏対流はプラズマシートの薄化を伴って進み、電離圏では2セル対流とそれに伴う電流が徐々に強化されていくのが見られる。これはよく知られている成長相の様相である(Baker et al, 1996)。前に述べたように、太陽風速度から類推すると、磁気圏対流が夜側まで達するには30分以上はかかると予想されるにもかかわらず、電離圏では5分程度で夜側まで含めて2セル対流となってしまう。明らかに非圧縮の電離圏が、シアー運動だけを選択的に起こしている結果である。

プラズマシートの薄化の説明としてflaring angle説がよく持ち出される(Baker et al, 1996)。これは昼側リコネクションによってopenになった磁力線が対流で夜側に溜まり、flaring angleがより開いた形状になるため、ローブが太陽風の圧力をより強く受け、ローブの磁気圧が高くなり、これがプラズマシートを圧縮するためプラズマシートが薄くなるとする説である。すぐ分かるように、この説は局所的MHDバランスもしくは単一粒子描像に基づく磁気圏像の延長上にある。

これに対し、対流を基本としたグローバルな磁気圏像で考えると、プラズマシートの薄化は、対流発達に伴う磁気圏対流と電離圏対流の“づれ”が原因で発生する(Tanaka, 2000b)。図19にIMFが斜め北から斜め南に変わったあと30分の時の、成長相の磁場トポロジーを示す。見てすぐ分かるように、まだ斜め北向きIMF構造を引きずっている。南向きIMFはまだ磁気圏表面近くを占めているだけで、芯の方は依然北向きIMFである。この構造下での成長相のメカニズム説明を図20に示す。昼側リコネクションの発達に伴い、昼から夜に向かう磁気圏対流は強化されるが、遠尾部中性線はすぐには消滅しないので、プラズマシートの還流はすぐにはこれに追従しない。この行きは速いが帰りは遅い対流は、圧縮成分を伴い直接には電離圏に投影できない。しかし、電離圏は磁気圏のことをすべて知る必要はない。ただ電離圏から見て磁気圏対流がシアー流と見えることだけが条件である。プラズマシートにたまっているプラズマを掃き出して、すなわち発散流を形成して、電離圏に対してはシアー流を形成できる。この反作用で、

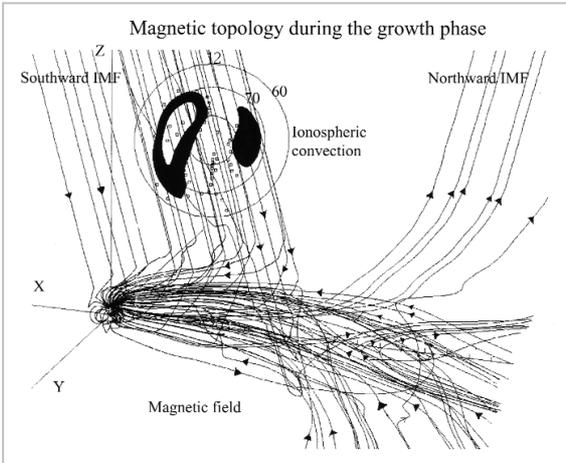


図 19 成長相の磁気圏磁場構造  
IMF 変化の 30 分後の様子を示す。

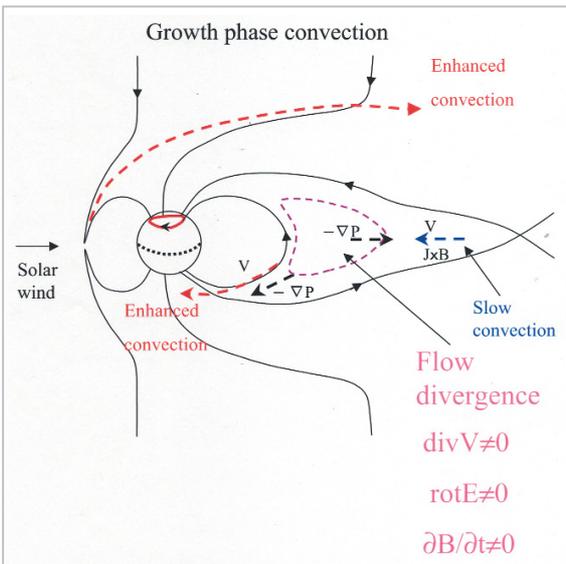


図 20 成長相の対流構造の概念図  
赤線は対流の中で増加した部分を示す。

プラズマシートから昼側に出ていくフラックスが、プラズマシートに遠尾部から供給されるフラックスを上回り、薄化を起こす。このように成長相のプラズマシート薄化は、対流発展の当然の帰結である。図2を思い起こせば、発散流は  $\partial B / \partial t \neq 0$  であり、まさに薄化が起こって当然である。

### 6.3 サブストームオンセット

磁気圏—電離圏擾乱がいかに激しくなっても、それが徐々に発達したなら、人はそれをサブストームとは呼ばないであろう。なぜオンセットで不連続性が顕在化するかを説明することが、

サブストーム研究最大の問題である。オンセットを特徴付けるものはダイポーラリゼーションであるが、それはまぎれもなく  $\partial B / \partial t \neq 0$  であり、磁気圏対流の収斂性を示す(図2)。当然この収斂運動は電離圏には投影されない。逆に言えば、磁気圏はこのように電離圏に投影されない運動を、磁気圏内だけで閉じて形成する必要がある。

図21下のNENL (near-earth neutral line) モデル (Baker et al, 1996) では、流れの収斂を(ダイポーラリゼーションを)、NENL からの高速流のパイルアップであると説明する。したがって運動は速進波であり、磁場、流体とも同じように圧縮され、それらの圧力はテイル向きとなり、これにバランスする地球向きの力は動圧ということになる。この構造は図6のポーショックと同一であり、 $J \cdot E$  は負で、朝方向きの電流が発生することになる。この電流が current wedge であると考えられている。このモデルでの不連続性は、NENL が急激に発達するからである。リコネクションは不安定でもある必要があり、それ

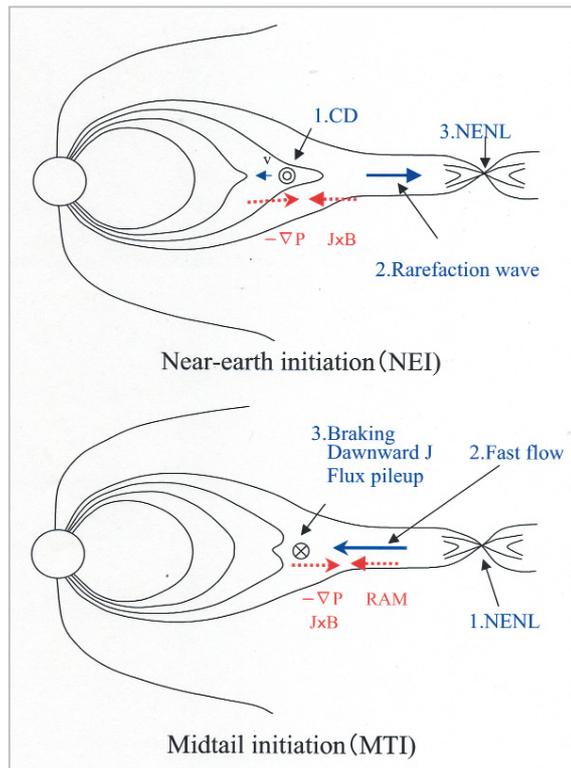


図 21 二つのサブストームモデルの概念図

上が CD モデル、下が NENL モデルを示す。どちらもオンセットには主因があると考えているので、順番が付く。

は運動論的過程の結果であるとされる。ただしこのモデルは、図9の結果とは合わない。このモデルでは現象は1、2、3の順でテイルから内部磁気圏へと進む。このモデルの弱点は、オンセット前からある静穏アークが輝く順序(赤道側から極側へ進む)と矛盾すること、IMFの北転でオンセットが誘起される事実(Lyons, 1997)が説明できないことである。

ダイポーラリゼーションにrot演算を施せば、それは電流切断(CD)でもあり、BVパラダイムでは両者は同一のものである。NENLモデルとは逆に、CD(=ダイポーラリゼーション)がオンセットの不連続の担い手であり、NENLはCDの結果発生する擾乱がテイルに伝搬し、トリガーされるとするのが、図21上のCDモデルである(Lui, 1996)。このモデルでは現象は1、2、3の順で内部磁気圏からテイルへと進む。CDはやはり不安定であり、運動論的過程である。このモデルを推奨する人は、ダイポーラリゼーションに伴う激しい磁場の振動から非MHD的過程を連想し、磁場とプラズマのスリップさえ起きていると考えているようである。したがって、このモデルはEJパラダイムに所属する。CDモデルは、静穏アークが輝く順序はよく説明する。

これまでの二つのモデルがオンセットの原因を局所的不安定に求めるのに対し、状態遷移モデル(Tanaka, 2000b)では、オンセットを対流の発展上に位置づける。成長相ではz方向のプラズマ圧と磁気圧バランスが力バランスにとって支配的になるのに対し、ダイポーラリゼーションは、伸ばされた磁場の収縮によるテンションの復活であると考えられる。復活したテンションは、インジェクションで形成された高压部のテイル向き $-\nabla P$ と釣り合う。すなわち、テンションがプラズマを閉じ込め、対流の収斂を可能にし、これによって磁気圏と電離圏が一部バラバラでも対流運動が可能になるのがオンセットである。プラズマは磁場の収縮に伴い、磁力線に沿って集められるから、遅進波の変動となる。図22に、プラズマシート内の圧力分布の発展過程を示す。圧力分布の変動はKistler *et al.* (1992)により観測された変動と同様に、オンセット後に10Re以内の場所で極大を形成する。このときの変動は急激であり、1分以内に分布が成長相の分布から、

拡大相の分布に遷移する。

状態遷移モデルでは、IMFの北転によるトリガーも説明できる。電離圏対流の減速は、プラズマシートから昼側へ出ていくフラックスを減少させ、そこでの流れの収斂を起しやすくするからである。IMFの北転によるトリガーはLyons(1995)にも示されているが、その理論は弱まった太陽風電場が磁気圏へ侵入し、対流を減速することに由来する説明である。これはParker(2000)によって指摘されたEJパラダイムの誤りを犯している。

NENLモデルとCDモデルでは、どちらもオンセットを演出する主役がいると思込んでいる。これに対し状態遷移モデルでは主役はいない。これは恐慌の経済モデル、磁性体のIsingモデル、あるいはサブストームの雪崩モデル(Chapman *et al.*, 1998)に似ている。これらのモデルは協力現象であり、主役は存在せず、多くの似たようなエレメントが相互作用しながら共存する。そして、相互作用系の状態遷移が恐慌であり、磁化であることになる。サブストームでは、図10の相互作用系が状態遷移を起こすのがオンセットであるが、経済モデルや磁性体モデル程のエレメント数はなく、かつエレメント自体がそれぞれポロジを持っている。これらのことか

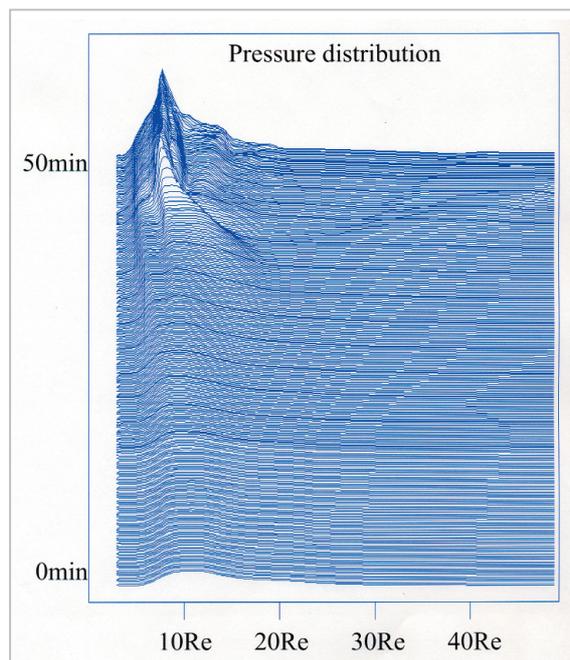


図22 サブストームに伴うプラズマシート圧力分布の発展

ら、経済モデルや磁性体モデルのように複雑系と呼ぶには条件が違いすぎるので、複合系と呼ぶ。このような状態遷移のアイデアは Tanaka (2000b) 以前にも、Atkinson (1991) などが示している。

#### 6.4 擬爆発と SMC

サブストームとよく似ているが異なるカテゴリーに分類される現象として、擬爆発 (Pseudo breakup) と SMC (steady magnetospheric convection または convection bay) がある。前者はオンセットまではサブストームと同一の形態を示すが、極方拡大 (poleward expansion) や WTS (westward traveling surge) を伴わず、磁気圏全体に変動が及ぶ前に現象が停止してしまうものであり (Pulkkinen et al, 1998)、後者は擾乱規模はサブストーム並であるが、オンセットという明確な不連続を示さず始まり、いつの間にか拡大相 (expansion phase) が実現されてしまうものである。(Yahnin et al, 1994; Sergeev et al, 1996)。SMC では強い 2 セル型の電離圏セルが定常的に実現される。

NENL モデルで擬爆発を説明すると、一たん開始したりコネクションが何らかの原因で途中で止まったとなる。これに対し、状態遷移モデルでの説明は以下ようになる。普通は図 19 の遠尾部中性線が消滅すると合わせて内部磁気圏で状態遷移が起こり、サブストーム拡大相となるが、遠尾部中性線が消滅する前に状態遷移が起これば、オンセットの不連続は実現されるが、この時は図 19 に見られる芯の構造のためまだ NENL 形成ができないので、拡大相に至らず擬爆発で終わってしまう。また状態遷移が起こらず、あるいは一端に起こってしまった後に対流が促進され、遠尾部中性線が消えた状態が維持されれば SMC となる。このように状態遷移モデルでは擬爆発、SMC を簡単に説明できる。

#### 6.5 SC と対流

SC (sudden commencement) は急により強い太陽風動圧を受けたときの磁気圏の非定常応答である。このとき磁気圏は、強い動圧に対して新たな平衡状態を実現しなければならない。この問題は古くから研究されてきた伝統的問題であ

り、第 1 近似では、Chapman-Ferraro 電流が増大すると解釈される。したがってビオザパールの法則を解く問題と誤解されやすい。何度も述べたように、磁気圏—電離圏系の変動は対流の応答としてとらえられなければならない。磁気圏は決して真空ではなく、SC はビオザパールの法則ではなく、対流の物理、すなわち複合系の物理で解釈されねばならない。典型的 SC の地上磁場変動のパターンは、はじめに短時間水平成分が減少し、次に急激な増加を示し、その後しばらく増加したレベルが維持される。はじめの減少を PRI (preliminary reverse impulse) と呼び、それに続く増加を MI (main impulse) と呼ぶ。

最近の MHD シミュレーションによる SC 研究の結果では、複合系の物理から解釈された SC 像が明らかになってきた。図 13、図 14、図 15 の状態から SC になった時の計算結果を、図 23、図 24 に示す。図 23 には PRI の段階での、昼側磁気圏構造と磁場・電流線を示す。この段階では、磁気圏を圧縮性の運動が伝搬し、伝搬の前面には分極電流ができる。また媒質の非一様性により、分極電流は FAC と結合する。中段から、強化された CF 電流、分極電流、FAC の三者がグループとなり、PRI 電流系を形成する様子が分かる。上段を見れば、FAC が流れ込む領域から出る磁場はマグネトポーズよりずっと内側にあることが分かる。図 23 の  $J \bullet E$  を見れば、ダイナモは CF 電流であり、これは太陽風の動圧が仕事をしているためであることが分かる。分極電流の所では運動を伝えるため、圧縮された磁気圏磁場が前方の磁気圏プラズマを押ししており、 $J \bullet E$  は正である。このように PRI でもトポロジーは異なるものの、図 10 の構造ができている。

図 24 では MI の対流を示す。まず右下に、高い動圧が加えられた後の電離圏対流の発展を示す。2 コマ目はまだ PRI の残存が見られ、3 コマ目に MI が発達し、以後 MI が徐々に減衰する。図の左上と中央には、3 コマから 4 コマにかけての電離圏対流と磁場構造が示してあり、電離圏対流に描かれた小円は、中央の図に描かれた磁力線の根元である。高緯度には北向き IMF に伴うロープセルが見られるが、それとは別に夕方低緯度にある電離圏対流セルは、region 1 電流を伴うセルであり、これが MI 対流である。電離圏対流

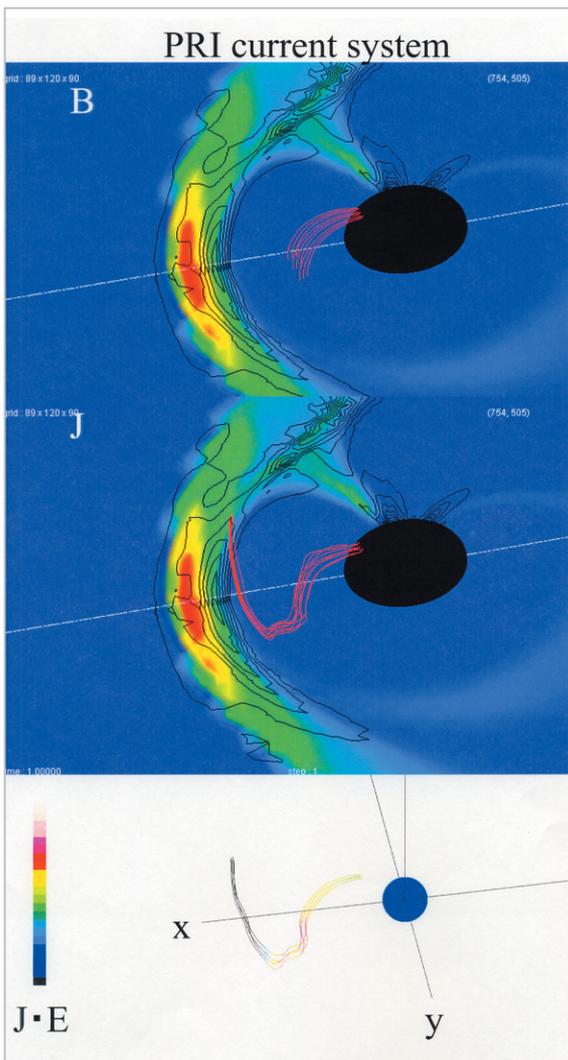


図 23 PRI (preliminary reverse impulse) 時の、昼側磁気圏構造と電流系とエネルギー変換 ( $J \cdot E$ )

上段では、カラーコードは 12-0 時子午面と赤道面での圧力分布、赤線は PRI が最もよく観測される領域から出る磁場を表す。また等高線は電流の強度を示す。中段は上段と同様の図で、赤線は電流になっている。下段は、電流上に  $J \cdot E$  をマッピングした図。

の二組の小丸は、それぞれローブセルと MI セルに伴う磁力線の根元の移動である。中段を見ると、ローブセルは図 13 の構造であり、すべて開いた磁力線からなる。一方 MI 対流はすべて閉じた磁力線だけから成り立っており、明らかにリコネクションにより励起される対流とは異なっている。PRI 終了時では、夜側に比べ昼側磁気圏が過剰に圧縮され、圧力バランスが狂った状態にある。この昼側の過剰圧縮をエネルギーソースとし、バランスを戻そうとする対流が MI である。磁気圏が新しい平衡状態に移行する過程は

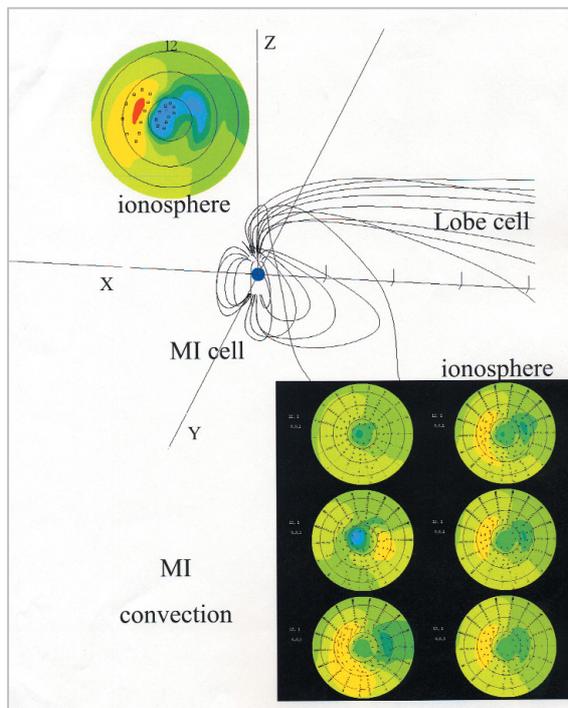


図 24 MI (メインインパルス) の対流構造

左上は電離圏ポテンシャルと磁場の根元の位置、中は磁場構造、右下は電離圏ポテンシャルの発展の様子を示す。

やはり対流であり、図 10 のプロセスである。

SC の時の磁気圏変動は、初期に磁気圏にエネルギーが注入される段階、すなわち PRI の時に激しく、これを消費する段階である MI ではむしろ穏やかである。それにもかかわらず、電離圏では PRI はわずかな変動であり、MI が大きな擾乱として観察される。その理由は、まさに図 2 の示す磁気圏－電離圏系の基本的力学の反映である。すなわち、PRI は圧縮運動であり、基本的には電離圏では見えない運動である。それは媒質の非一様によるモードの変換で、わずかに電離圏で垣間見られるのみである。これに反し、MI はシア運動であり、磁気圏－電離圏が結合した運動であるので、大きな擾乱として観察される。

## 7 結論

磁気圏物理学の基本過程は対流であり、ここでは与えられた太陽風条件に対し、磁気圏と電離圏がいかにか自己無撞着性を保ちつつ応答するかが問題となる。サブストーム、SMC、擬爆発、SC、磁気嵐など、どの宇宙天気現象を考えると、図 10 の対流構造をいかにか自己無撞着的に

実現するかを考察すると、おのずとその物理が見えてくる。

磁気圏—電離圏結合系の自己無撞着性を追及することの重要性、地球惑星科学ではトポロジ

ーのある系を扱うことが特徴的である点、さらに全体システムは協力現象として状態遷移が可能なことを含め、これらを複合系の物理と表現した。

## 参考文献

- 1 Akasofu, S. -I., "The development of the auroral substorm", *Planet. Space Sci.*, 12, 273, 1964.
- 2 Amm, O., P. Janhunen, H. J. Opgenoorth, T. I. Pulkkinen, and A. Viljanen, "Ionospheric shear flow situation observed by the MIRACLE network, and the concept of Harang discontinuity, in *Magnetospheric current systems*", *Geophys. Monogr. Ser.*, edited by S. Ohtani et al., p.227, AGU, Washington, D. C., 2000.
- 3 Atkinson, G., "A magnetosphere WAGS the tail model of substorms, in *Magnetospheric substorms*", *Geophys. Monogr. Ser.*, Vol. 64, edited by J. R. Kan, T. A. Potemra, S. Kokubun, and T. Iijima, p. 191, AGU, Washington D.C., 1991.
- 4 Atkinson, G., and D. Hutchison, "Effect of the day night ionospheric conductivity gradient on polar cap convection flow", *J. Geophys. Res.*, 83, 725, 1978.
- 5 Axford, W. I., and C. O. Hines, "A unifying theory of high latitude phenomena and the geomagnetic storm", *Can. J. Phys.*, 39, 1433, 1961.
- 6 Baker, D. N., T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann, and R. L. McPherron, "Neutral line model of substorms: Past results and present view", *J. Geophys. Res.*, 101, 12,975, 1996.
- 7 Chapman, S. C., N. W. Watkins, R. O. Dendy, P. Helander, and G. Rowlands, "A simple avalanche model as an analogue for magnetospheric activity", *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2397, 1998.
- 8 Cowley, S. W. H., "A qualitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and an interplanetary field of arbitrary orientation", *Radio Sci.*, 8, 903, 1973.
- 9 Cowley, S. W. H., "Magnetosphere-ionosphere interactions: A tutorial review, in *Magnetospheric current systems*", *Geophys. Monogr. Ser.*, edited by S. Ohtani et al., p.91, AGU, Washington, D. C., 2000.
- 10 Crooker, N. U., "Morphology of magnetic merging at the magnetopause", *J. Atmos. Terr. Phys.*, 52, 1123, 1990.
- 11 Crooker, N. U., J. G. Lyon, and J. A. Fedder, "MHD model merging with IMF By: Lobe cells, sunward polar cap convection, and overdraped lobes", *J. Geophys. Res.*, 103, 9143, 1998.
- 12 Cumnock, J. A., J. R. Sharber, R. A. Heelis, M. R. Hairston, and J. D. Craven, "Evolution of the global aurora during positive IMF Bz and varying IMF By conditions", *J. Geophys. Res.*, 102, 17,489, 1997.
- 13 Dungey, J. W., "Interplanetary magnetic field and the auroral zones", *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, 1961.
- 14 Erickson, G. M., R. W. Spiro, and R. A. Wolf, "The physics of the Harang discontinuity", *J. Geophys. Res.*, 96, 1633, 1991.
- 15 Gombosi, T. I., K. G. Powell, and B. van Leer, "Comment on Modeling the magnetosphere for northward interplanetary magnetic field: Effects of electrical resistivity by Joachim Raeder", *J. Geophys. Res.*, 105, 13,141, 2000.
- 16 Harang, L., "Polar geomagnetic storms", *J. Geophys. Res.*, 51, 353, 1946.
- 17 Harel, M., R. A. Wolf, P. H. Reiff, R. W. Spiro, W. J. Burke, F. J. Rich, and M. Smiddy, "Quantitative simulation of a magnetospheric substorm, 1, Model logic and overview", *J. Geophys. Res.*, 86, 2217, 1981.
- 18 Heppner, J. P., and N. C. Maynard, "Empirical high-latitude electric field models", *J. Geophys. Res.*, 92, 4467, 1987.
- 19 Iijima, T., "Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, in *Magnetospheric current sys-*

- tems ", Geophys. Monogr. Ser., edited by S. Ohtani et al., p.107, AGU, Washington, D. C., 2000.
- 20 Iijima, T., and T. A. Potemra, "The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad ", J. Geophys. Res., 81, 2165, 1976.
- 21 Kamide, Y., W. Sun, and S. -I. Akasofu, "The average ionospheric electrodynamics for the different sub-storm phases ", J. Geophys. Res., 101, 99, 1996.
- 22 Khan, H., and S. W. H. Cowley, "Observations of the response time of the high-latitude ionospheric convection to variations in the interplanetary magnetic field using EISCAT and IMP-8 data ", Annales Geophysicae, 17, 1306, 1999.
- 23 Kistler, L. M., E. Mobius, W. Baumjohann, and G. Paschmann, "Pressure changes in the plasma sheet during substorm injection ", J. Geophys. Res., 97, 2973, 1992.
- 24 Lockwood, M., S. W. H. Cowley, P. E. Sandholt, and U. P. Lovhaug, "Causes of plasma flow bursts and dayside auroral transients: An evaluation of two models invoking reconnection pulses and changes in the Y component of the magnetosheath field ", J. Geophys. Res., 100, 7613, 1995.
- 25 Lui, A. T. Y., "Current disruption in the earth's magnetosphere: Observations and models ", J. Geophys. Res., 101, 13,067, 1996.
- 26 Lui, A. T. Y., "Electric current approach to magnetospheric physics and the distinction between current disruption and magnetic reconnection, in Magnetospheric current systems ", Geophys. Monogr. Ser., edited by S. Ohtani et al., p.31, AGU, Washington, D. C., 2000.
- 27 Lyons, L. R., "A new theory for magnetospheric substorms", J. Geophys. Res., 100, 19,069, 1995.
- 28 Lyons, L. R., G. T. Blanchard, J. C. Samson, R. P. Lepping, T. Yamamoto, and T. Moretto, "Coordinated observation demonstrating external substorm triggering ", J. Geophys. Res., 102, 27,039, 1997.
- 29 Murr, D. L., and W. J. Hughes, "Reconfiguration timescales of ionospheric convection ", Geophys. Res. Lett., 28, 2145, 2001.
- 30 Newell, P. T., and D. G. Sibeck, "By fluctuation in the magnetosheath and azimuthal flow velocity transients in the dayside ionosphere ", Geophys. Res. Lett., 20, 1719, 1993.
- 31 Ogino, T., R. J. Walker, M. Ashour-Abdalla, and J. M. Dawson, "An MHD simulation of the effects of interplanetary magnetic field By component on the interaction of the solar wind with the earth's magnetosphere during southward interplanetary magnetic field ", J. Geophys. Res., 91, 10,029, 1986.
- 32 Ohtani, S., and T. Higuchi, "Four-sheet structure of dayside field-aligned currents: Statistical study", J. Geophys. Res., 105, 25,317, 2000.
- 33 Parker, E. N., Newton, Maxwell, and Magnetospheric Physics, in Magnetospheric current systems, Geophys. Monogr. Ser., edited by S. Ohtani et al., p.1, AGU, Washington, D. C., 1999.
- 34 Pulkkinen, T. I., D. N. Baker, M. Wiltberger, C. Goodrich, R. E. Lopez, and J. G. Lyon, "Pseudobreakup and substorm onset: Observations and MHD simulations compared ", J. Geophys. Res., 103, 14,847, 1998.
- 35 Ridley, A. J., G. Lu, C. R. Clauer, and V. O. Papitashvili, "Ionospheric convection during nonsteady interplanetary magnetic field conditions ", J. Geophys. Res., 102, 14563, 1997.
- 36 Ruohoniemi, J. M., and R. A. Greenwald, "Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations ", J. Geophys. Res., 101, 21,743, 1996.
- 37 Sergeev, V. A., R. J. Pellinen, and T. I. Pulkkinen, "Steady magnetospheric convection: A review of recent results ", Space Sci. Rev., 75, 551, 1996.
- 38 Siscoe, G. L., N. U. Crooker, G. M. Erickson, B. U. O. Sonnerup, K. D. Siebert, D. R. Weimer, W. W. White, and N. C. Maynard, "Global geometry of magnetospheric currents inferred from MHD simulations, in Magnetospheric current systems ", Geophys. Monogr. Ser., edited by S. Ohtani et al., p.41, AGU, Washington, D. C., 2000.

- 39 Song, P., and C. T. Russell, "Model of the formation of the low-latitude boundary layer for strongly northward interplanetary magnetic field ", J. Geophys. Res., 97, 1411, 1992.
- 40 Sonnerup, B. U. O., "Theory of low-latitude boundary layer ", J. Geophys. Res., 85, 2017, 1980.
- 41 Stern, D. P., "The origin of Birkeland current ", Rev. Geophys., 21, 125, 1983.
- 42 Tanaka, T., "Generation mechanisms for magnetosphere-ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling processes ", J. Geophys. Res., 100, 12,057, 1995.
- 43 Tanaka, T., "Configuration of the magnetosphere-ionosphere convection system under northward IMF condition with non-zero IMF By ", J. Geophys. Res., 104, 14,683, 1999.
- 44 Tanaka, T., "Field-aligned current systems in the numerically simulated magnetosphere, in Magnetospheric current systems ", Geophys. Monogr. Ser., edited by S. Ohtani et al., p.53, AGU, Washington, D. C., 2000a.
- 45 Tanaka, T., "The state transition model of the substorm onset ", J. Geophys. Res., 105, 21,081, 2000b.
- 46 Tanaka, T., "IMF By and auroral conductance effects on high-latitude ionospheric convection ", J. Geophys. Res., 106, 24,505, 2001.
- 47 Troshichev, O. A., "Global dynamics of the magnetosphere for northward IMF conditions ", J. Atmos. Terr. Phys., 52, 1135, 1990.
- 48 Weimer, D. R., "Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficients ", J. Geophys. Res., 100, 19,595, 1995.
- 49 Yahnin, A., M. V. Malkov, V. A. Sergeev, R. J. Pellinen, O. Aulamo, S. Vennerstrom, E. Friis-Christensen, K. Lassen, C. Danielsen, J. D. Craven, C. Deehr, and L. A. Frank, "Features of steady magnetospheric convection ", J. Geophys. Res., 99, 4039, 1994.



たなか たかし  
田中高史

九州大学大学院理学研究科教授  
理学博士  
磁気圏電離圏物理学