

第9回宇宙環境シンポジウム
平成24年11月5日、東京都市大学

シミュレーションはどこまで磁気圏変動を再現するか

田中高史(九州大学名誉教授)

1. 磁気圏研究の方法

磁気圏-電離圏(M-I)結合系においては、太陽風変動に起因するさまざまな擾乱が観測されますが、それらはその場所に原因・結果がそろっているわけではなく、グローバルな構造変化の一端として発生しているわけです。観測はあくまでも部分です。従来の磁気圏物理学では、部分を観測して全体を推定するというのが、一般的な研究方法と言えます。他の多くの科学では実験室で全体が把握できますが、これが出来ないのが磁気圏物理学最大の困難です。全体構造はカートゥーンで表示されますが、その不確かさを権威で補ってきたのが、従来の磁気圏物理学と言えましょう。全体が分からないということは、たとえ間違っているとしても否定もできないということであり、権威による正当化が有効に作用し得ることになります。

推定は物理学の一般的な法則に則って行われますが、これは3次元空間トポロジーに対して意外と無力です。磁気圏ではそれほど高級な物理法則は作用していないにもかかわらず、その3次元構造の複雑性のため、推定が迷走し、理解が困難となってしまいます。中でも不確定なのが、領域1沿磁力線電流(R1FAC)の起源です。R1FACが整然としたグローバル構造を持ち、M-I変動を伝達していることは、飯島先生によって発見されました(Iijima and Potemura, 1976; Iijima, 2000)。R1FACの起源は磁気圏の全体構造に依存し、磁気圏対流を決定する最重要要素と思われませんが、その起源は依然として不明確です。重大なことは、この不明確さは、磁気圏物理学の最重要課題であるサブストームの理論にも伝搬するという、波及の大きさです。本報告を読んでいたければ、磁気圏の全体構造を研究し、FACの構造を確定しないと、サブストームの理解もできないことが分かって来るはずで

ポストローム電流系(Bostrom, 1964)やカレントウェッジ(McPherron et al., 1973)という構造は、間接的にですがR1FACの起源を記述しており、広く信じられています。電流を観測してトレースしたわけではありません。あくまでも推定で、カバランスやエネルギー保存などの力学を考えると、正しくない可能性が大です。しかし現実にはこれらは多くの研究者に信じられ、世界の大権威が磁気圏物理学の土台に据えています(Akasofu, 2003; Nishida, 2011; Haerendel, 2011)。このような土台があやふやであるのが磁気圏物理学の現状であるとすれば、多くの研究に無駄な力が費やされてしまいます。部分を重視せざるを得ない磁気圏物理学では、全体モデルが物理法則偏重になり易いという傾向があり、リコネクションや電磁流体(MHD)の破れがサブストーム解明の鍵であるというような思考が、強くなりすぎてしまいます(Nagai et al., 1998; Lui et al., 1999)。

絶対的に正しいと思われるダンジェー対流(Dungey, 1961)も、力の釣り合いやFACの生成を考えると、必ずしも正しくありません。対流は磁気圏全体構造そのものと言っても過言ではありませんが、従来はその力学は比較的安易に考えられていました。安易な土台の上に学問を構築すると、全体が蜃気楼になってしまいますので、注意が必要です。磁気圏物理学の弱点を埋めるには、全体を作って部分を解析するという研究方法が必要です。そのためにシミュレーションが研究されています。本報告では、シミュレーションによる全体構造の再現と、再現された構造の力学解析を通じて、磁気圏物理学は新たな進展に向かう、ということを示したいと思います。特に磁気圏対流を力学的に理解すること、それがサブストームの研究に大きな影響を波及させることに、記

述の力点を置きたいと思います。

2. シミュレーションによる磁気圏研究

シミュレーションは磁気圏の全体構造を研究するのに大きな威力を発揮します。用いられるのは MHD シミュレーションですが、一般的な MHD シミュレーションとはやや異なり、M-I 結合系に特化したものがが必要です。M-I 結合系では、磁気圏と電離圏はその大きさが極端に異なるにもかかわらず、同じ貢献度を持っていると考えられています。シミュレーションで双方を同じ貢献度で計算するためには、格子構造がそれに適合している必要があります。またこのような格子を作る際に、格子の集積点や継ぎ目は計算の安定性を損なうので、避ける必要があります。最近の超並列計算機では、1000以上の CPU による MPI-OMP ハイブリッド並列シミュレーションが行われます。これらに適合するには、格子構造がそれにマッチするように構成されていることが最も重要です。以上の条件を全て満たすために、12面体分割ブロック化三角格子が開発されています。

磁気圏ではショックや不連続も発生するので、これらに耐える計算安定性を確保する必要があります。このために有限体積 TVD スキームが用いられます。内部磁気圏ではプラズマベータが極端に小さくなるので、それに対応した数値安定性が必要になります。このためにはポテンシャル磁場消去形式の MHD 方程式を用い、それに対応した TVD スキームの修正を行います (Tanaka, 1995)。

さらに divB クリーニング、電離圏ポアソンソルバー、MPI データ転送、OMP 挿入を加えてプログラムが構成されます。12面体分割ブロック化三角格子による計算では、計算速度が確保できれば、三角格子の分割を上げ、無限に解像度を上げることが出来ます。また極端入力に対しても、安定に計算できます。

シミュレーションから全体が正確に構築されているかどうかは問題となりますが、これを確認するのは観測です。全体の計算から観測される部分を引き出すのは簡単ですから、確認はすぐ出来ます。従来の磁気圏物理学では観測は推定の出発点ですが、この研究方法では観測はシミュレーション結果の確認です。さて数値解が得られれば、3次元トポロジーの研究だけではなく、カバランスやエネルギー保存などの力学過程も調べられます。これらは観測からは困難な研究です。シミュレーション結果が観測と食い違う場合は、シミュレーションの改良が必要です。これは磁気圏現象に対する洞察、観測データの読み方、基礎物理学の理解、スキームの知識、計算機のアーキテクチャー、コンパイラの構造の知識等から、人眼データ同化を行います。ここに個人の修行の結果が全て集約されます。

シミュレーションによれば、カートゥーンに対応するものが、計算結果から書けます。描かれた図は、基礎方程式に記述される (MHD の) 範囲で、力学を満たしていることが重要です。力学を満たさないものは自然界にも存在しないはずですが、逆に、カートゥーンが正しければそれはシミュレーションの解として書けるはずですが。

3. 磁気圏対流と FAC

磁気圏が形成される第1の理由は、太陽風動圧と磁気圧のバランスであるというのは、良く知られている、チャップマン-フェラーロ理論です。このモデルで生成されるのは静かな磁気圏で、観測されるオーロラや地磁気変動を起こすには、もう一歩進んで、磁気圏対流が必要です。ダンジェー対流では、まずリコネクションによって開磁場が生成され、その開磁場の磁気張力が磁気圏プラズマに運動量を与え、その結果対流が駆動されると理解されます (Dungey, 1961)。第1図左にダンジェー対流のカートゥーンを示します。このモデルの所以は、惑星間空間磁場 (IMF) が南向き

になると、M-I 変動が激しくなるという観測です。このような図では多くの場合、極冠から出た磁力線でも比較的地球に近いところで太陽風につながってる様に描かれていますが、これは磁気張力で磁気圏プラズマを引っ張りたいという願望のなせるところでしょう。実際は極冠の磁力線はローブの中を遠方まで走り、簡単には太陽風に繋がりません (Tanaka, 2007)。簡単に太陽風に繋がるのは、カスプの磁力線です。カートゥーンは、多少なりとも実際を変形して書けるということです。

3-1. 領域1 (R1)FAC

ダンジェー対流では FAC がなくても対流が理解できそうな気もしますが、第1図にも示されているように電離圏対流がある以上、FAC は不可欠です。これがなければ、電離圏ポテンシャルはゼロとなり、対流は停止するはずですが。ダンジェー対流で FAC のエネルギー変換を考えてみると、磁気圏対流のエネルギーは電離圏で消費され、その供給源は太陽風の減速となるので、ダイナモは太陽風中に在ることになります。STE 研から出されている小口先生の本に、次のような記述があります。Poynting Flux は、共通の電流ループの上でダイナモ電流の流れる所 ($J \cdot E < 0$) で発生し、電力消費が卓越する所 ($J \cdot E > 0$) に収束する。相異なる、独立の二つの電流回路にはそれらをつなぐ Poynting Flux は存在しない。したがって、もし、磁気圏での電力消費が太陽風の Poynting Flux によるものであるなら、太陽風のダイナモ領域と磁気圏の消費領域とは共通の電流ループで結ばれていなければならない。ということで、第1図右のダンジェー対流に即して描かれた FAC システム (Stern, 1983) は、小口先生の記述どおりに描かれています。しかし、FAC がチャップマンフェラーロ電流を突き破って太陽風中に出て行くところは、何か不自然ではあります。

ダンジェー対流では圧力場は出てきませんので、対流に関与する力は、加速度と磁場張力です。ではシミュレーションで作った対流でもそうなっているのでしょうか。第2図にシミュレーションで再現した対流中での、力とエネルギー変換の分布 (子午面内) を示します。これを見ると、 $J \times B$ はほとんど ∇P と釣り合っていて、磁気張力で対流を励起するというイメージとは異なっています。静止状態であればこのような釣り合った力は何も作用しないでしょう。しかし釣り合った力の場合対流がよぎっていると、加速度はなくても、エネルギー変換が発生します。このことは $J \cdot E$ の分布から理解できます。 $J \cdot E$ は書き直すと

$$J \cdot E = (J \times B) \cdot V = (\rho \, dv/dt + \nabla P) \cdot V \approx \nabla P \cdot V$$

となって、対流が高圧側から低圧側によぎる場所、すなわちカスプの高緯度側がダイナモになることが分かり、これは第2図の結果でもそのようになっています。この結果はダイナモが運動エネルギーではなく、熱エネルギーで励起されていることを示します。電流でいえば、ダイナモ電流は磁化電流であり、FAC が慣性電流と結びつくことはない、となります。次に、このカスプに蓄えられた熱エネルギーがどこから来たかを考えます。それは第3図の結果を見ると分かります。第3図は各種の速度分布 (子午面内) を示したものです。この図では、磁気圏の中で磁場垂直速度の速い場所は、サブソーラーからカスプにかけての、マグネットポーズ付近だけです。この場所では確かに開磁場による磁気張力によってプラズマが加速されています。しかしこの流れはカスプをよぎる事ができず、カスプの熱エネルギーに変換されてしまいます。それに関連して、カスプには磁場平行流が発生しています。磁気圏の大部分では磁場垂直流、すなわち対流はゆっくりとした準定常流です。ダンジェーのメカニズムは対流にはならず、マグネットポーズ流を作るだけです。

以上を要約すると以下のように理解できます。開磁場はマグネットポーズ付近のプラズマを加速し、運動エネルギーを与えるが、その運動エネルギーはすぐに熱エネルギーに変換され、カスプに蓄えられる。そして蓄えられた熱エネルギーがダイナモを駆動し、R1FAC を発生させる。R1FAC は電離圏に供給され、散逸を伴う電離圏対流を維持し、全体の対流を維持する。結果として対流

とプラズマ領域の形成が表裏一体となります。ダンジェー対流との違いは、ここにあります。この対流とプラズマ領域形成の結合を見れば、部分から全体を連想することが、いかに困難かが分かるでしょう。

第4図にシミュレーションで再現されたFACを示します。FACは流れる方向を示す矢印付きの線、および球上のカラーで示してあります。R1FACは、これまでに述べたようなプロセスに従って、カスプを通るように形成されています。ダイナモはカスプ内の熱エネルギーで駆動されますから、FACは当然磁気圏内部にあります。シミュレーションは力のバランス、エネルギーの保存、凍結の原理から構成されており、その解は当然にこれらの力学法則を満たしています。また逆にこれらの力学法則を満たさないものは解から自動的に除外され、無理に解にしようとするれば、数値不安定になって、シミュレーションそのものが停止します。従って適合した解が得られるという事は、これまでに述べた力学構造が正しいことの証明です。また適合した解が得られない理論は、力学的な間違いを含むといえます。第4図ではR2FACも再現されていますが、これは後述するようにプラズマシートで生成されます。

3-2. 対流とはなにか

ここで対流とはどのような運動を指しているのかを、もう少し明確にする必要があるでしょう。第5図に、スラブモデルによって、対流の模式的構造を示します。まず磁気圏スラブMがシア一流に乗って移動するときの力学を考えます。スラブの移動は電場と等価ですから、電離圏Eにこの電場が投影され、電離圏にはペダーセン電流が発生します。同時にスラブMの移動は凍結の原理に従って磁場を変形させ、シアーに沿ってFAC(J_{\parallel})を発生させます。これらの電流に磁気圏のダイナモ電流を加え、電流ループを閉じる必要がありますが、ダイナモ電流はスラブを停止させるような力を発生するはずで、そこでそれに対抗する力が必要となり、これにはフローのブレーキか高圧領域からのプラズマの噴出しかが考えられます。前者では運動エネルギーが、後者では熱エネルギーがダイナモを駆動することとなります。このようにシア一流、電場、FAC、電離圏電流、ダイナモ電流、ダイナモ駆動力、力学エネルギー源がセットとして揃った状態が対流です。

シミュレーションではダイナモを駆動するのは熱エネルギーで、ダイナモ電流は磁化電流であるという結果です。対流は圧力傾度を突っ切る準定常流で、加速減速を伴わなくてもダイナモを駆動します。電離圏電場はポテンシャル電場であるので、加速減速を伴うには、ポテンシャル線が密になったり、疎になったりを繰り返す必要があります。M-I結合を通じて、このような不自然な加速減速流は排除されると考えられます。

第5図で分かるとおり、対流ではシア一流はFACと同一です。またシア一流は電場の発散と等価であり、電荷層と等価になります。したがってシア一流に等価な電場は、電離圏でのFAC closureにとっても不可欠です。磁気圏で最大のシア一流は、ローブ/極冠の反太陽向き流と内部磁気圏/オーロラオーバルの太陽向き流の間にあります。従ってここにR1FACが存在するのはごく自然です。第4図の結果もそのようになっています。R1FACは、プラズマシートとローブの間を、延々と $X=20\sim 30R_e$ の中尾部まで走る、というような想定を述べる人もいますが、対流シアーを考えれば、これが如何に非現実的かが分かるでしょう。FACがシア一流と共存して存在するのは、低ベータ領域の場合です。プラズマシートのようなベータがそれほど小さくない領域では、流れがあっても磁場は捻じ曲げられて、磁場垂直電流になります。従って、プラズマシートで間欠慣性流(BBF)のシアーのようなものがあったとしても、FACには結びつきません。

前述のように、ダイナモからはPoynting Fluxが発散しますが、その実態はアルフェン波です。アルフェン波は電離圏との間を何回もバウンスし、その先端に流れる慣性電流が磁気圏プラズマ

に運動量を与えます(Kan and Sun, 1996)。定常状態ではアルフェン波はFACそのものです。FACは磁場に垂直な運動を原因領域から追従領域に伝えます。飯島先生の理論を借りれば、FACはストレスを伝えるとも表現できます。このように、対流とは磁気圏と電離圏の間で、アルフェン結合の完成した状態といえます。

ダンジェー対流では、電離圏対流とFACはおまけのようにくっついている存在です。世界的な大権威と話したとき、対流では電離圏はマイナーだから無視してよい、と言っていたのを思い出します。しかし実際には電離圏が主要散逸領域であり、磁気圏の散逸はわずかです。このような構造では磁化電流ダイナモの形成が対流励起の主役であり、このような視点からはダンジェー対流は間違いという結論になります。ダイナモは磁気圏の全体構造であり、部分の観測からは最も推定しにくい存在です。これが、従来の磁気圏物理学ではFACとダイナモが抜けたものになってしまった理由でしょう。

3-3. 領域2(R2)FAC

よく知られているように、磁気圏にはテイルが形成され、サブストーム変動を担う中心的構造を形成しています(Hones et al., 1984)。伸ばされたテイルの形成は、磁気圏尾部の電流シートとそれを担うプラズマの存在を想定させます。プラズマはプラズマシートを形成し、安定的に閉じ込められています。従って、それを可能にする磁場の力と電流系が存在しているはずで、まずプラズマシートとローブの圧力の釣り合いに対応するy方向の電流が、プラズマシート表面にあることとなります。プラズマシートのX方向のプラズマ分布は、磁気活動度によって変動しますが、 $X = -3.5 \sim -8 R_E$ でピークとなって、あとは反太陽方向に行くに従って、単調減少します(Spence et al., 1998; Lui and Hamilton, 1992; Wang et al., 2001)。この-X向きのプラズマ傾圧力はX向きの磁気張力とバランスする必要があります。さらに内側エッジでは-y方向の電流(逆環電流)がプラズマシートの内側を支え、昼側に向かっては、経度方向にプラズマ傾圧力を支える電流系が必要になります。

R1FACがカスプで駆動されるのに対し、R2FACはプラズマシートで駆動されます。この駆動機構は、上述のプラズマシート電流系と密接な関係を持っているはずで、これに関して、Vasyliunas(1970)の理論がありますので、それを第6図に示します。この図は、プラズマシートの高圧部に付着する磁化電流と、それに付随した力バランスを考察した結果です。Vasyliunasの理論では J_{\perp} の発散が図中の式のように与えられます。これは次のようにも理解されます。環電流と逆環電流はそれぞれ、-X向きとX向きのプラズマ傾圧力を支える必要があります。しかしながら磁場は内部に行くほど強くなるので、両向きのプラズマ傾圧力がほぼ等しいなら、磁化電流は内側の方が小さくなります。その差分がR2FACとなって電離圏に向かうというのがVasyliunas理論です。

Vasyliunas理論は磁化電流からFACを生成するという点で、カスプで生成されるR1FACと類似しています。しかしながらVasyliunas理論で考察されているのは、力バランスだけですので、これにエネルギー変換を加える必要があります。そのため点線で示した対流を考えます。これを加えても力バランスには大きな影響はありません。この対流は尾部から高圧部にかけては、低圧側から高圧側に向かっていて、磁場が仕事をし、高圧を溜めるように作用しています。また高圧部から昼側にかけては、高圧側から低圧側に向かっていて、ダイナモとして作用します。

第6図は、R2FACがプラズマシートを支え、プラズマシートがR2FACのダイナモを形成するという、自己無撞着構造になっていることが分かります。対流はR2FACと共存するシア一流も形成しますので、その点でも力学を満たす構造となっています。この全体はまさに部分環電流と呼ばれている構造です。第7図にシミュレーションから描いた部分環電流を示します。この図に描かれ

る圧力と電流は、Vasyliunas 理論のと通りの構造を示しています。これはまさに、力学的に正しければシミュレーションでもそれが再現されるということを実証するものです。

4. ポストローム電流系

第 8 図に Cowley (2000) による M-I 電流系を示します。シミュレーションによって描かれる電流系が登場したのは、1995 年以降ですから (Tanaka, 1995; Siscoe et al., 2000)、この電流系はシミュレーションの結果をかなり参考にして描いたと思われます。FAC、部分環電流、マグネトポーズ電流の繋がりは、シミュレーションで得られた結果 (第 4 図) をよく表現しています。一方もっと古くから伝承されている電流系に、第 9 図で示されるポストローム電流系があります (Bostrom, 1964)。この図では電流は破線で書いてあります。これは、古くから磁気圏物理学とオーロラ物理学の中核に据えられている重要な電流系です。第 8 図と第 9 図を比較すると、その思想の違いは明瞭ですが、さてどちらが正しいかとなると、結論を得るのは容易なことでは無いようです。違いは明瞭でも、直接見る手段が無いからです。

ポストローム電流系では、同一子午面で、up と down 両方の FAC がダイナモ電流に結合しています。Vasyliunas の理論から、このような結合では、ダイナモ電流は磁化電流ではあり得ないことが分かります。従ってダイナモ電流は流れの減速による、慣性電流です。第 9 図で赤道面上に J_{\perp} が流れるチャンネルに沿って、流れは減速し、かつ流れに伴う電場がポテンシャル電場であるので、 $VB_z = \text{constant}$ ですから、チャンネルに沿って、流れの減速と同時に磁場の増加が起こります。そうすると増加した磁場の磁気圧に対して力バランスが成り立ちません ($F?$ で示した力が無い)。すなわちポストローム電流系は力学的につじつまの合わない電流系です。

これまでのシミュレーションで、主要な FAC 系として、ポストローム電流が解として得られたことはありません。このことはポストローム電流系が力学を満たしていないということの、当然の帰結です。

5. サブストームの再現

磁気圏変動のうちで最も重要なものはサブストームです。これを再現できれば、磁気圏変動は全て再現できると断言できます。IMFBz 南転の後のサブストームのシーケンスは、成長相 (第 1 図の電離圏対流が強化され、プラズマシートが薄くなる)、オンセット (赤道側のオーロラが突然輝きを増す)、拡大相 (電離層にジェット電流が流れ、オーロラが拡大する)、回復相と分けられていますが (Baker et al., 1996)、その最大の特徴は不連続性の発現 (オンセット) です (Lui, 1996, 2001)。なぜ M-I システムに不連続性が発現するか、を解明するに足る再現が必要です。

従来の思考では不連続性を特定領域の不安定として理解しようとし、何処で何が閾値となるかを探求しました (Lui, 1996, 2001)。オンセット時のオーロラの様相は極めて衝撃的で、これを見て多くの研究者が、サブストームは MHD の破れだと解釈するのは自然です。これに対しシミュレーションの解析では、サブストームを M-I 対流の発展と変動として理解できます。この研究では、M-I 結合シミュレーションによって、観測されるサブストームとそっくりな数値サブストームを作り、数値解の解析から、サブストームを多圏間結合系における力学構造の自己無撞着的変動として理解しました (Tanaka et al., 2010)。

サブストームの数値解が、どのくらい現実と似ているかの確認としては、さまざまな比較が可能です。本報告の例では、観測が明確で、かつ原因領域に近いものとして、静止軌道磁場 (Nagai, 1982; Lu et al., 1999) の比較を、第 10 図に示します。この例では、南向 IMF がポーショックに達した時点 $t=0.0 \text{ min}$ として、オンセットは $t=52.7 \text{ min}$ となっています。第 10 図では、成長相、

爆発的成長相、ダイポーラリゼーション、D デフレクションの全てがよく再現されているのが見られます。示していませんが、このほかにも地上の磁場変動(Kamide et al., 1996)や、尾部のダイポーラリゼーション(Runov et al., 2009)でも良い再現が見られています(Tanaka et al., 2010)。このようにサブストームシミュレーションは、数値解から力学過程を調べようとする動機を与えるに十分な程に進展しています。

5-1. M-I 結合対流の発展とプラズマシートの滞留

IMFBz が南転した後の成長相では、対流が発達します。ここではダンジェー対流ではなく、ダイナモの形成と FAC によって駆動される対流を考えます。磁気圏から電離圏に供給される FAC に駆動され、M-I 結合対流が進みます。ダンジェー対流では昼側で発生する開磁場が夜側に到達するのに時間が掛かるため、夜側の電離圏対流の発達は遅れると予想されますが、実際には電離圏対流は昼夜同時に発達します。これは FAC がカスプに蓄えられた熱エネルギーで駆動されるためです。もっと正確には、太陽風-磁気圏相互作用ではヌルーセパレーター構造を考える必要があります (Watanabe et al., 2007; Tanaka et al., 2010)。これに関しては本報告では詳細を省きますが、けっこう古くから知られていた構造です(Cowley, 1973; Siscoe et al., 2001)。つまりダンジェー対流の昼側リコネクションという表現も、実はそれほど正確でないということです。数学的には、ヌルーセパレーター構造は、微分可能ベクトル場の理論です。しかしながら多くの磁気圏研究では、ヌルーセパレーター構造を無視して簡略なりコネクションによる理解がなされています。これも全体は見えないという効果の一つでしょう。

成長相の最大の特徴は、近地球プラズマシートの薄化です(Hones et al., 1984)。この力学に関しては、プラズマシートが上下 (ローブ) から圧縮されるためであるという理解が広がっていますが (Baker et al., 1996)、これも部分から全体を推定するのに失敗した例です。シミュレーション結果の解析から、これは間違えることが分かっています。プラズマシートはその形状から、内部磁気圏やローブに比べて第5図の M-I 結合が疎になります。それに反して、内部磁気圏はオーロラオーバルと対流系を形成し、またローブは極冠電離圏と対流系を形成します。その結果プラズマシートだけが滞留し、プラズマシート地球側から対流によって磁場とプラズマが運び出されても、その分の補給が出来ず、結果として、プラズマシート薄化が起こります(Tanaka et al., 2010)。しかし、電離圏対流から見るとこの滞留は全く見えません。プラズマシート薄化という緩衝 (貯めていたものを放出する) を通じて、成長相の M-I 結合が維持されているわけで、磁気圏と電離圏の運動のずれが薄化として発現しているともいえます。この間でも、プラズマシート全体で地球向き磁気張力と反地球向き圧力傾力とは釣り合い、静的力バランスが保持されます。このことは第11図から見て取れます。

第11図は、サブストームに伴うプラズマシートの力バランスを、 $-X$ 軸に沿って、 P と V_x と共に描いたものです。これは観測では決して描けない結果です。左上が成長相に相当し、プラズマシート全域で、 $J \times B$ (2) と $-\nabla P$ (1) はバランスしています。

5-2. 磁場とプラズマの力バランス変更

大局的には滞留を解消するのがオンセットであり、オンセットの遠因は、ヌルーセパレーター構造の発展に伴う、中尾部のフラックスロープと中性線 (NENL) の形成です。これによってプラズマシートの力バランスがどのように変化して行くかが、シミュレー

ションから調べられます。第11図右上に、NENL（フラックスロープ）形成により、静的力バランスのずれとそれによる地球向き流れ（ V_x ）が広がって行くのが見られます(3)

(4)。 V_x は内部磁気圏（ $-9 R_e$ ）に達してブレーキングを発生し(5)、この間、圧力(6)、環電流(7)、逆環電流(8)が次第に増加します。静的力バランスは始めフラックスロープの周辺でずれてから、これが全体に広がるのに5分を要し、全体に広がったところで位相空間の状態遷移が起こり、内部磁気圏の圧力が急増します(11)。この5分はオンセットの前駆期間（プレカーサー）に相当します。内部磁気圏の圧力上昇は、ブレーキによる圧力の小山より遥かに大きな山になります。遷移の基本は、プラズマシートの力バランスの変更です。第11図の右下から、オンセット後は、内部磁気圏（ $9 R_e$ 以内）で静的力バランス(9)、中尾部（ $9 \sim 20 R_e$ ）で動的力バランス(10)の2極構造になっているのが分かります。動的力バランスはオーバーテンションの状態(10)で、これはBBFに対応し(Angelopoulos et al., 1992)、滞留の解消を促します。

力学システムでの急激な変動は、位相空間の特異点で、状態遷移が起こる時に発生する、というのは力学系の一般理論ですが、サブストームのような現実システムでそれが示された例は希でしょう。第12図に、変動（ $-X$ 軸上の流れと圧力）の時間シーケンスをまとめたものを示します。中尾部で、NENL(フラックスロープ) はオンセットの5分以上前には発生しています。オンセットに向けて地球向き流が発達し（プレカーサー）、それが内部磁気圏に達すると、高圧域の急成長が起こるのが分かります。オンセット後は中尾部で高速流（BBF）が発生します。BBFは高圧域の主要部に達する前にブレーキを生じますが、カレントウェッジで想定しているような、R1FACとは結合は起こりません。電離圏に流れ込むのは、高圧域の磁化電流から発生するR2FACです。第12図でも見られるように、磁気張力と加速度が釣り合うBBFでは、定常的構造というよりも、常時変動する構造が現れます。

拡大相ではNENLは反太陽方向に後退して行きます。内部磁気圏の圧力は低下して行きますが、FACの減少にはならないようです。

5-3. 部分環電流とグラドループ電流系の生成

オンセット後には、内部磁気圏では上昇した圧力が強化された磁気張力と再バランスします（第11図右下）。これが爆発的成長相、双極子化、インジェクションです。双極子化は必ずしも尾部電流の減少ではありません。結果として強い部分環電流が形成されます。第13図はこの時の全体電流系（第5図）に、シミュレーションから得られた圧力、流れを重畳して描いたものです。R1FACはカスプから供給され、R2FACと結合し、全体としてグラドループ電流系を形成します。電流系は、その強度は強くなるものの、全体のトポロジーは第8図と一緒です。このモデルでは、尾部の変動を電離圏に伝えるのはR2FACです(Hashimoto et al., 2011)。これはカレントウェッジではR1FACが尾部の変動を電離圏に伝えることと、大きく異なります。

第13図のモデルではサブストームでもダイナモ電流は磁化電流であり、慣性電流からはFACはできないとの条件を満たします。一般的にも、シミュレーションで慣性電流からFACが発生するという解が作られることはないようです。このことは、圧縮運動は電離圏から見えないということの別の面であると思われます。非常に興味深いことに、この原則はサブストームとは全く関係ないように見える、磁気嵐急始（SC）とも類似性があります。圧縮運動は電離圏から見えないため、SCのPRIでは、最大の磁気圏変動が発生する

にもかかわらず、最小の電離圏変動しか観測されません (Fujita et al., 2003a, 2003b)。

部分環電流から供給される R2FAC は、電離圏で一番近くのアークから R1FAC に繋がるのが自然です (第 1 3 図)。このためオンセットは赤道側アークから始まります。これで長い間サブストーム最大の謎とされていた、オンセットはなぜ赤道側のアークから始まるか (Samson, 1992)、という問題が解決されます。実際オンセット前後の FAC を描いてみると、R1FAC の増加は、確かに赤道側から増加が始まっています (第 1 4 図)。

6. 磁気圏研究の今後

自然はそのままで複雑なのが普通ですが、これを構成する要素に分解すれば、統一法則で理解できると信じられてきました。しかし、磁気圏変動のような環境を構成する自然では要素よりも複合性が主役になり、それに適合した接近手段が必要になります。磁気圏の基本構造である対流は、部分ではなく全体を自己無撞着的に理解する必要があり、多くの磁気圏変動はこの構造を元に再解釈されることを説明しました。シミュレーションはサブストームでも現実的に再現するところまで進化してきました。この場合でも部分でなく、全体を再現しているところが今までと大きく異なります。その結果、状態遷移という全体構造からサブストームの不連続性を説明する道を開くことが出来ます。

第13図には、まだ続編も予想されます。②の高圧形成はダイポーラリゼーションによる磁気張力との力バランスの基に生成されますが、内側を考えれば、さらに内部(放射線帯)との圧力バランスも必要です。すなわち静止軌道と放射線帯のバランス回復のプロセスが必要でしょう。このプロセスも対流の基本原理に基づくはずです。全体構造から追求して行けば、対流ーサブストームー放射線帯というように、今まで直接結びつけることが出来なかった変動でも、一直線に貫通することが可能でしょう。

Pi2 はどのように励起されるか、オーロラバルジやオメガ構造はなぜ出来るか、サブストームは放射線帯を形成するか、KH 不安定は Pc5 になるか、MP クロッシングは B に依存するか、磁気圏電場は如何にして低緯度電離圏に及ぶかなど、古くから良く知られているが、全体像が依然不明という問題はたくさんあります。これらはシミュレーションによって解決することが可能です。

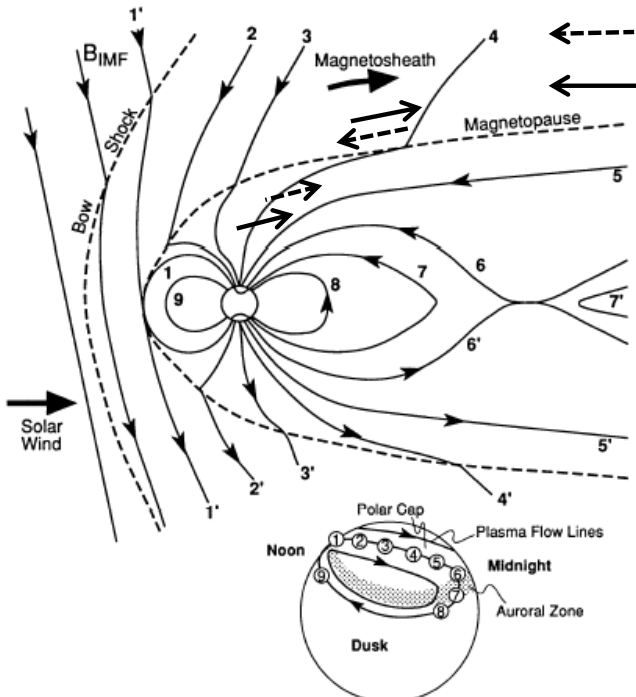
参考文献

- Akasofu, S. -I. (2003), A source of auroral electrons and the magnetospheric substorm current systems, *J. Geophys. Res.*, 108, A4, 8006, doi:10.1029/2002JA009547.
- Angelopoulos, V., W. Baumjohann, C. F. Kennel, F. V. Coroniti, M. G. Kivelson, R. Pellat, R. J. Waker, H. Luhr, and G. Paschmann, Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 97, 4027, 1992.
- 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.
- Baumjohann, W., G. Paschmann, and H. Luhr, Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 95, 3801, 1990.
- Bristow, W. A. (2009), Relationship between substorm onset and locations and nightside convection pattern features, *J. Geophys. Res.*, 114, A12202, doi:10.1029/2009JA014576.
- Bostrom, R., A model of the auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, 69, 4983, 1964.
- Cowley, S. W. H., A quantitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and interplanetary field of arbitrary orientation, *Radio Sci.*, 8, 903, 1973.
- Cowley, S. W. H., Magnetosphere-ionosphere interactions: A tutorial review, in *Magnetospheric current systems, Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.91, AGU,

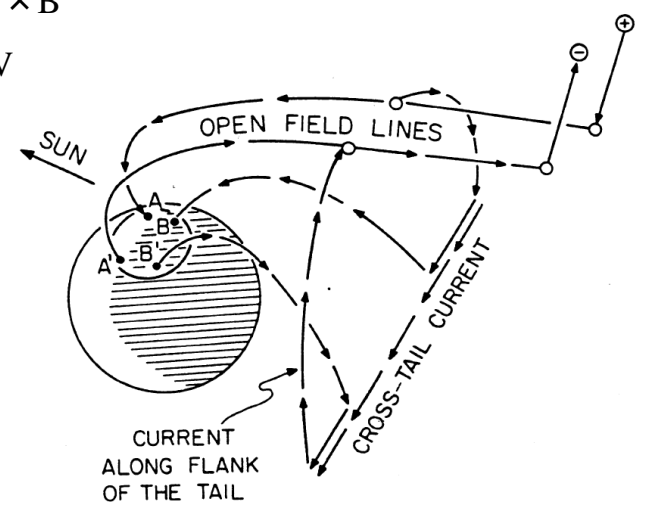
- Washington, D. C., 2000.
- Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, 1961.
- Fedder, J. A., S. P. Slinker, J. G. Lyon, and R. D. Elphinstone, Global numerical simulation of the growth phase and the expansion onset for a substorm observed by Viking, *J. Geophys. Res.*, 100, 19,083, 1995.
- Fedder, J. A., S. P. Slinker, and J. G. Lyon, A comparison of global numerical simulation results to data for the January 27-28, geospace environment modeling challenge event, *J. Geophys. Res.*, 103, 14,799, 1998.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, K. Hosokawa, and M. Itonaga (2003a), A numerical simulation of geomagnetic sudden commencement: 1. Generation of the Field-aligned current associated with preliminary impulse, *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1416, doi:10.1029/2003JA009763.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, and M. Itonaga (2003b), A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 2. Plasma processes in the main impulse, *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1417, doi:10.1029/2003JA009407.
- Haerendel, G. (2011), Six auroral generators: A review, *J. Geophys. Res.*, 116, A00K05, doi:10.1029/2010JA016425.
- Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, S. Watari, and M. A. Abdu (2011), Polar-equatorial ionospheric currents driven by the region 2 field-aligned currents at the onset of substorms *J. Geophys. Res.*, 116, A09217, doi:10.1029/2011JA016442.
- Hones, E. W., Jr., T. Pytte, H. I. West Jr., Association of geomagnetic activity with plasma sheet thinning and expansion: A statistical study, *J. Geophys. Res.*, 89, 5471, 1984.
- Iijima, T., Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, in *Magnetospheric Current Systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., pp. 107-129, AGU, Washington, D. C., 2000.
- 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.
- Kamide, Y., W. Sun, and S. -I. Akasofu, The average ionospheric electrodynamics for the different substorm phases, *J. Geophys. Res.*, 101, 99, 1996.
- Kan, J. R. and W Sun, Substorm expansion phase caused by an intense localized convection imposed on the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 27,271, 1996.
- Lu, G., N. A. Tsyganenko, A. T. Y. Lui, H. J. Singer, T. Nagai, and S. Kokubun (1999), Modeling of time-evolving magnetic fields during substorms, *J. Geophys. Res.*, 104(A6), 12,327–12,337, doi:10.1029/1999JA900145.
- Lui, A. T. Y., Current disruption in the earth's magnetosphere: Observations and models, *J. Geophys. Res.*, 101, 13,067, 1996.
- Lui, A. T. Y., Current controversies in magnetospheric physics, *Rev. Geophys.*, 39, 535, 2001.
- Lui, A. T. Y., and D. C. Hamilton, Radial profiles of quiet time magnetospheric parameters, *J. Geophys. Res.*, 97, 19,325, 1992.
- Lui, A. T. Y., K. Liou, M. Nose S. Ohtani, D. J. Williams, T. Mukai, K. Tsuruda, S. Kokubun, Near-Earth dipolarization: Evidence for a non-MHD process, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2905, 1999.
- McPherron, R. L., C. T. Russell, and M. P. Aubrey, Satellite studies of magnetospheric substorm on August 15, 1968, 9, Phenomenological model for substorms, *J. Geophys. Res.*, 78, 3131, 1973.
- Nagai, T., Observed magnetic substorm signatures at synchronous altitude, *J. Geophys. Res.*, 87, 4405, 1982.
- Nagai, T., M. Fujimoto, Y. Saito, S. Machida, T. Terasawa, R. Nakamura, T. Yamamoto, T. Mukai, A. Nishida, S. Kokubun, Structure and dynamics of magnetic reconnection for substorm onset with Geotail observations, *J. Geophys. Res.*, 103, 4419, 1998.
- Nishida, A., Understanding substorms in the magnetotail: Early development and recent progress, *Chin. J. Space Sci.*, 2011, 31(3), 1-153.
- Runov, A., V. Angelopoulos, M. I. Sitnov, V. A. Sergeev, J. Bonnell, J. P. McFadden, D. Larson, K. -H. Glassmeier, and U. Anster (2009), THEMIS observations of an earthward-propagating

- dipolarization front, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L14106, doi:10.1029/2009GL038980.
- Samson, J. C., L. R. Lyons, P. T. Newell, F. Creutzberg, and B. Xu, Proton aurora and substorm intensification, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 2167, 1992.
- 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.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.41, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Siscoe, G. L., G. M. Erickson, B. O. U. Sonnerup, N. C. Maynard, K. D. Siebert, D. R. Weimer, and W. W. White, Global role of E_{\parallel} in magnetopause reconnection: An explicit demonstration, *J. Geophys. Res.*, 106(A7), 13015, 2001.
- Sonnerup, B. U. O., Theory of low-latitude boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 85, 2017, 1980.
- Spence, H., M. G. Kivelson, R. J. Walker, and D. McComas, *J. Geophys. Res.*, 94, 5264, 1989.
- Stern, D. P., The origin of Birkeland current, *Rev. Geophys.*, 21, 125, 1983.
- 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.
- Tanaka, T., Magnetosphere-ionosphere convection as a compound system, *Space Sci. Rev.*, 133, doi:10.1007/s11214-007-9168-4, 2007.
- Tanaka, T, A. Nakamizo, A. Yoshikawa, S. Fujita, H. Shinagawa, H. Shimazu, T. Kikuchi, and K. K. Hashimoto (2010), Substorm convection and current system deduced from the global simulation, *J. Geophys. Res.*, 115, A05220, doi:10.1029/2009JA014676.
- Vasyliunas, V. M., Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in *Particle and Field in the Magnetosphere*, edited by B. McCormac, P. 60, D. Reidel, Hingham, Mass., 1970.
- Wang, C. P., L. Lyons, M. W. Chen, and R. A. Wolf, Modeling the quiet time innerplasma sheet protons, *J. Geophys. Res.*, 106, 6161, 2001.
- Watanabe, M., G. J. Sofko, K. Kabin, R. Rankin, A. J. Ridley, C. R. Clauer, and T. I. Gombosi (2007), Origin of the interhemispherical potential mismatch of merging cells for interplanetary magnetic field BY-dominated periods, *J. Geophys. Res.*, 112, A10205, doi:10.1029/2006JA012179.

Convection and FAC in the early stage of study



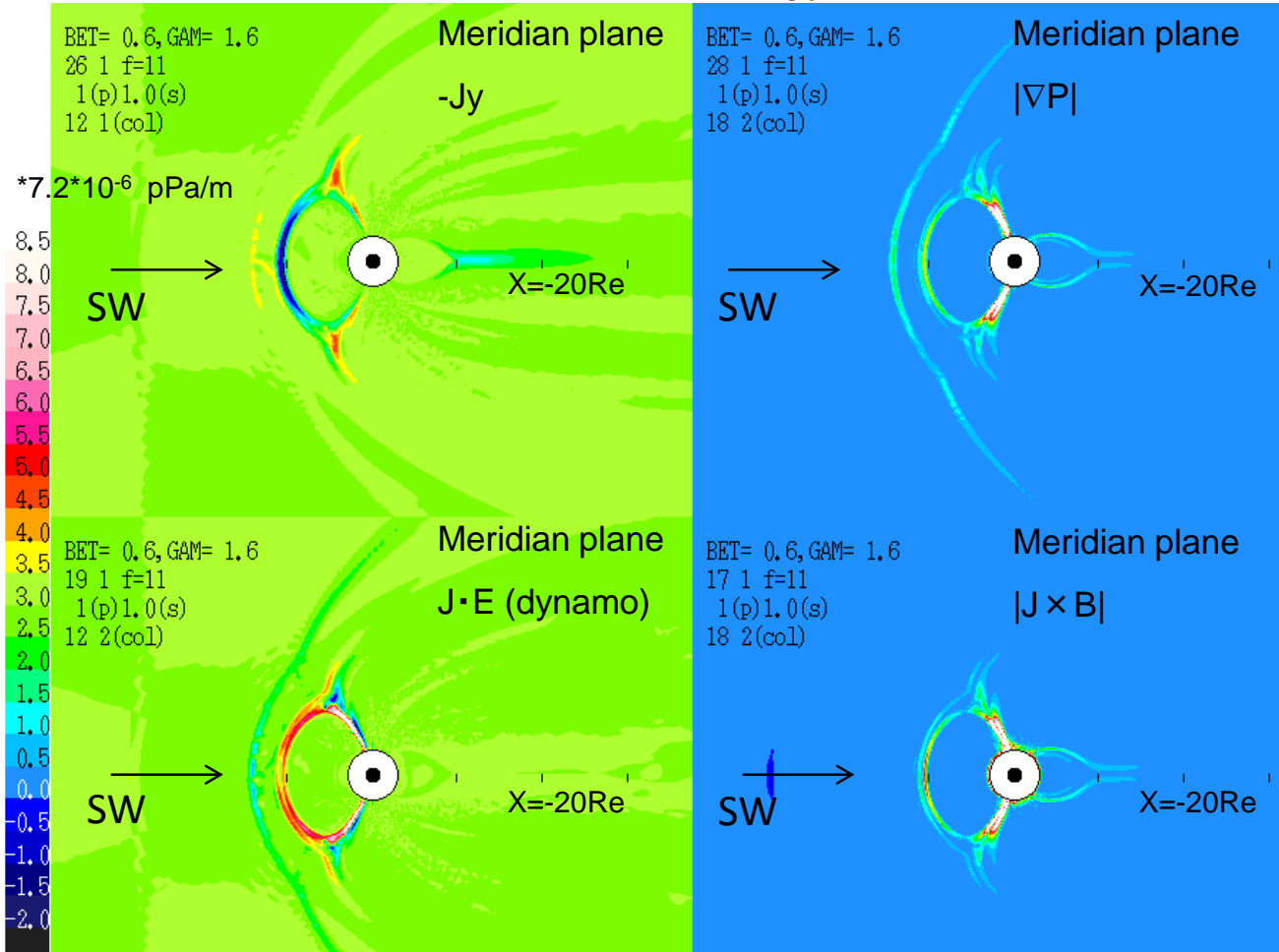
Dungey (1961)



Stern (1983)

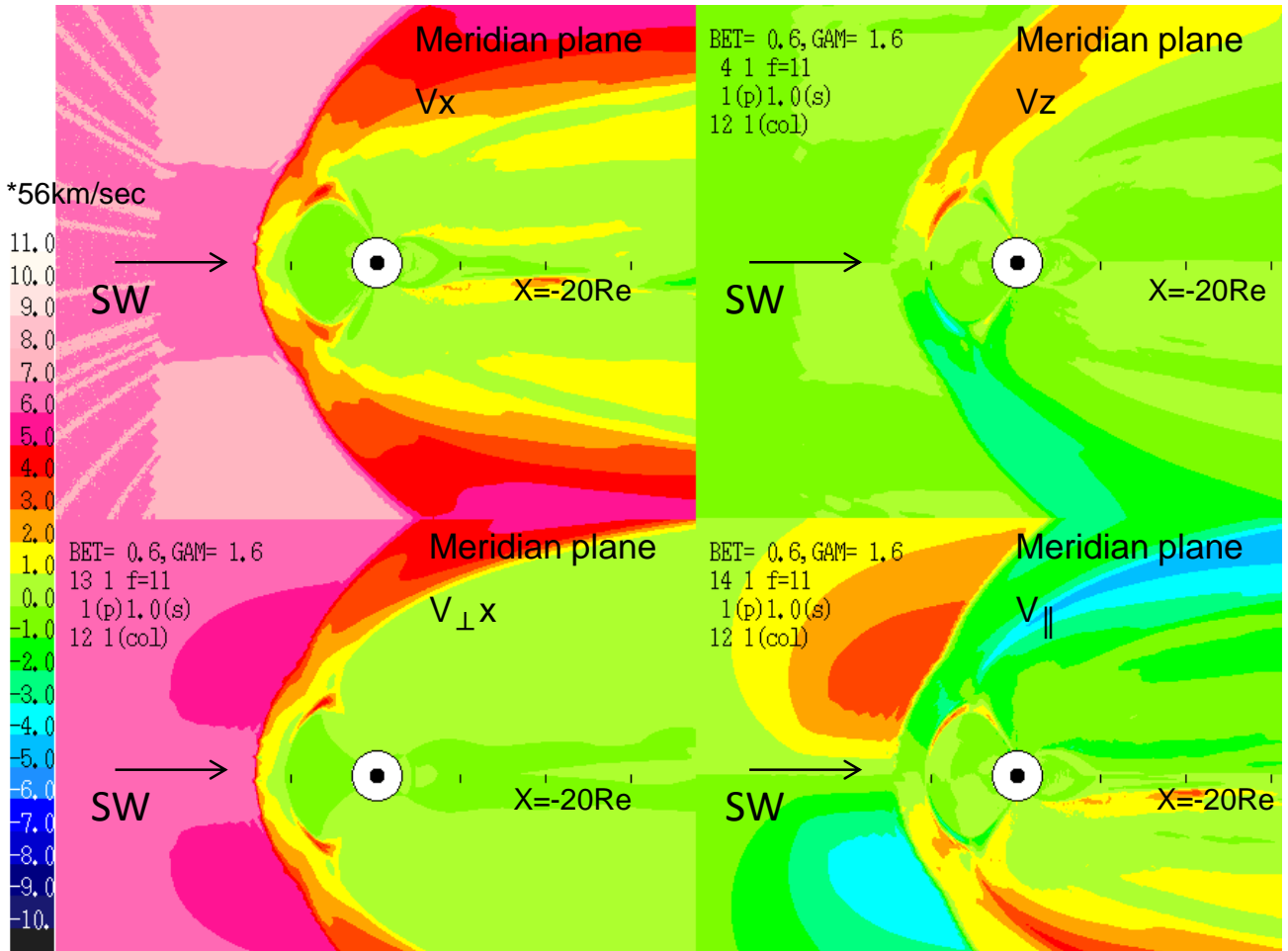
Figure

Force balance and energy conversion



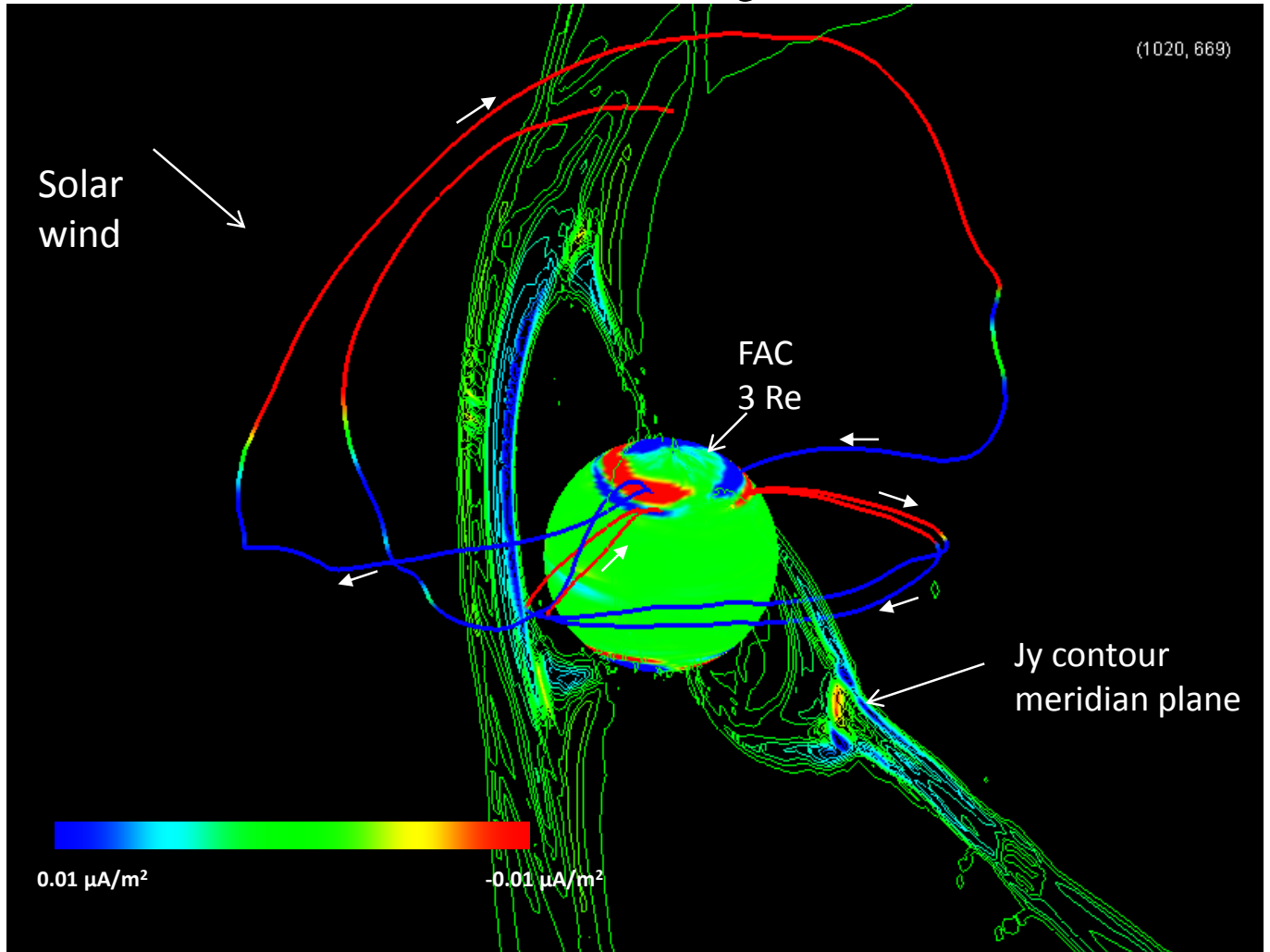
Figure

Plasma flow velocities



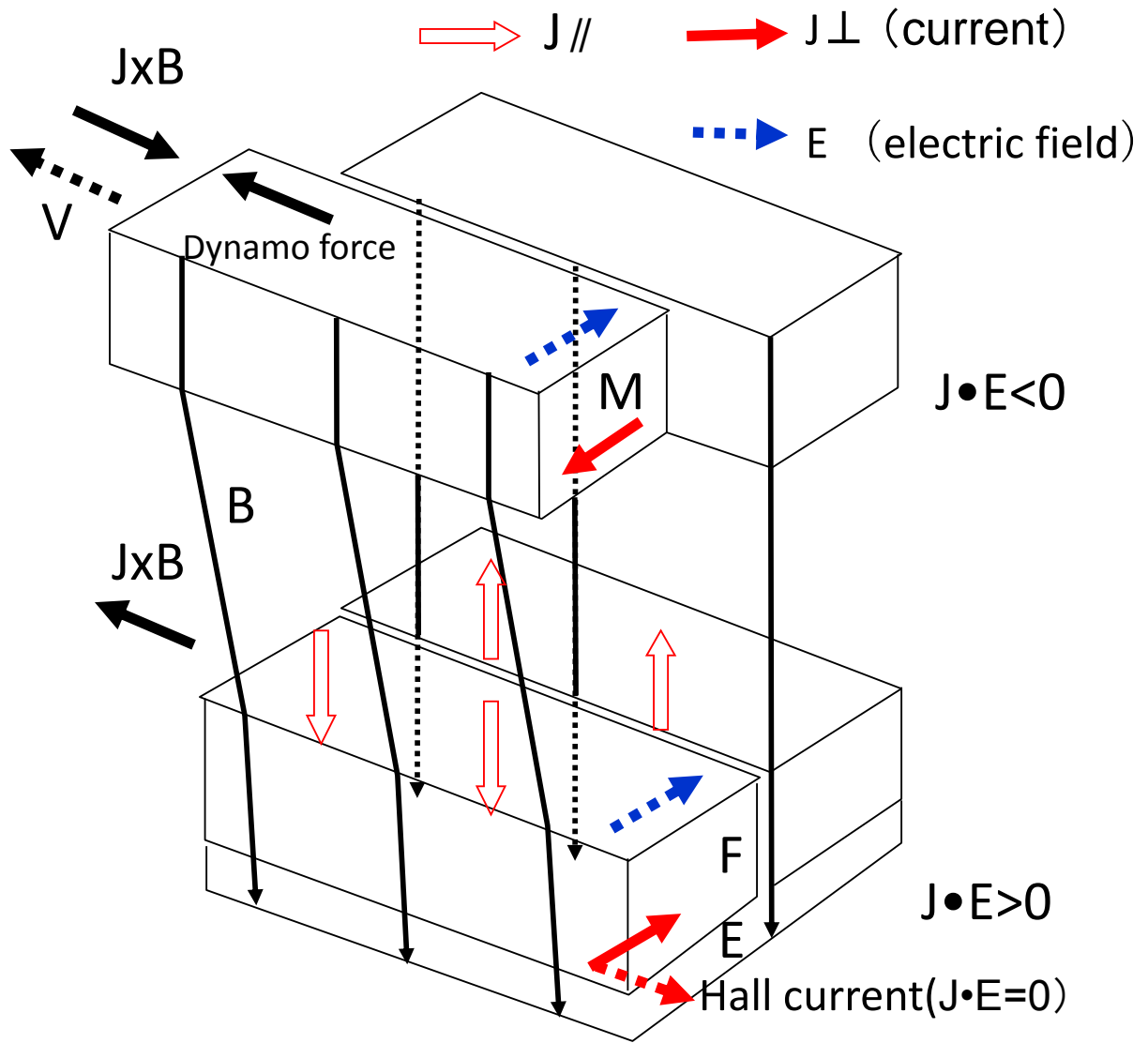
Figure

Simulated field aligned current

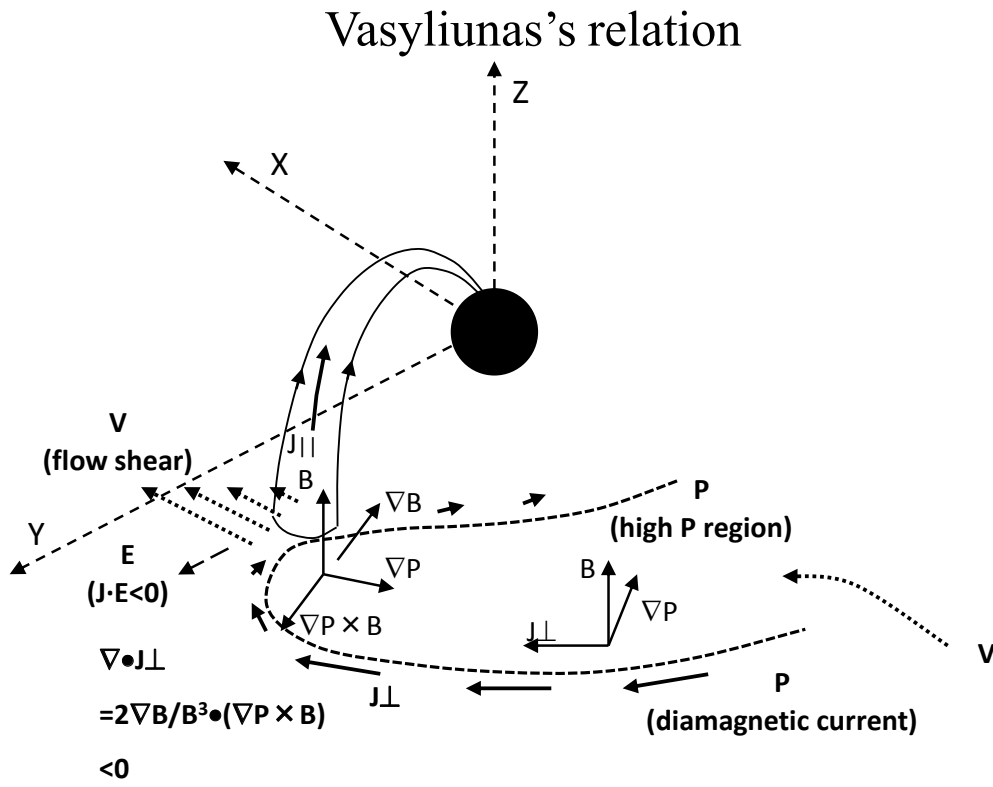


Figure

Slab model of convection

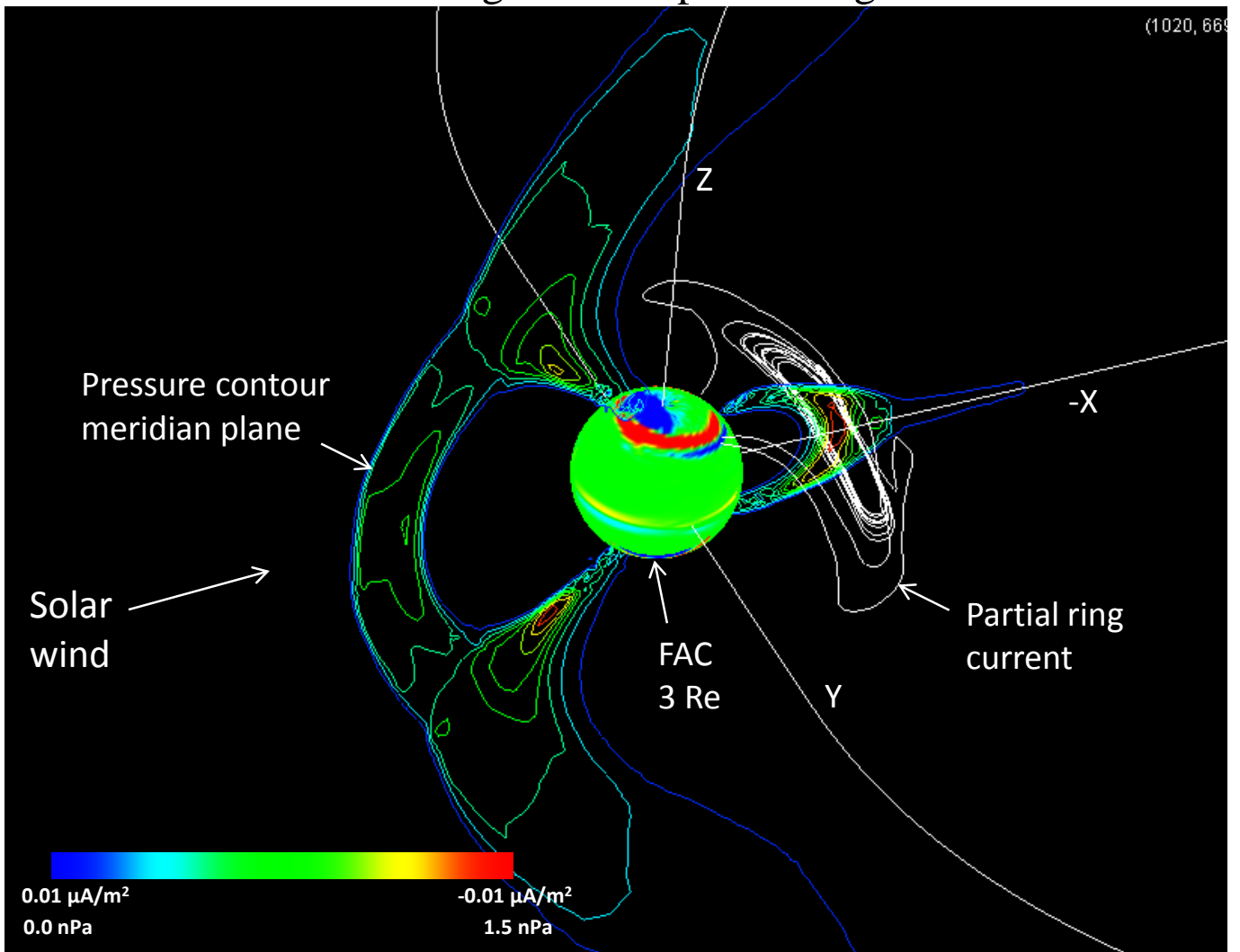


Figure



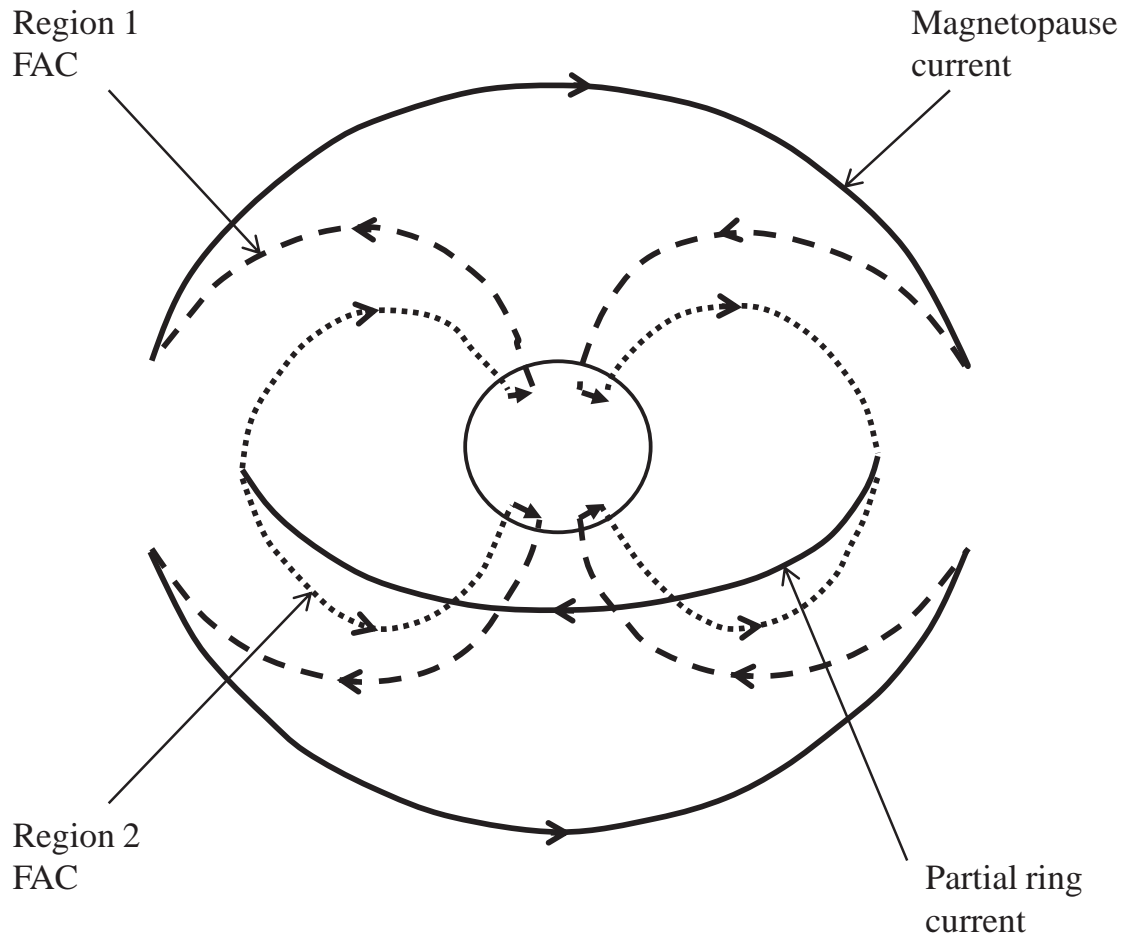
Figure

Plasma regimes and partial ring current



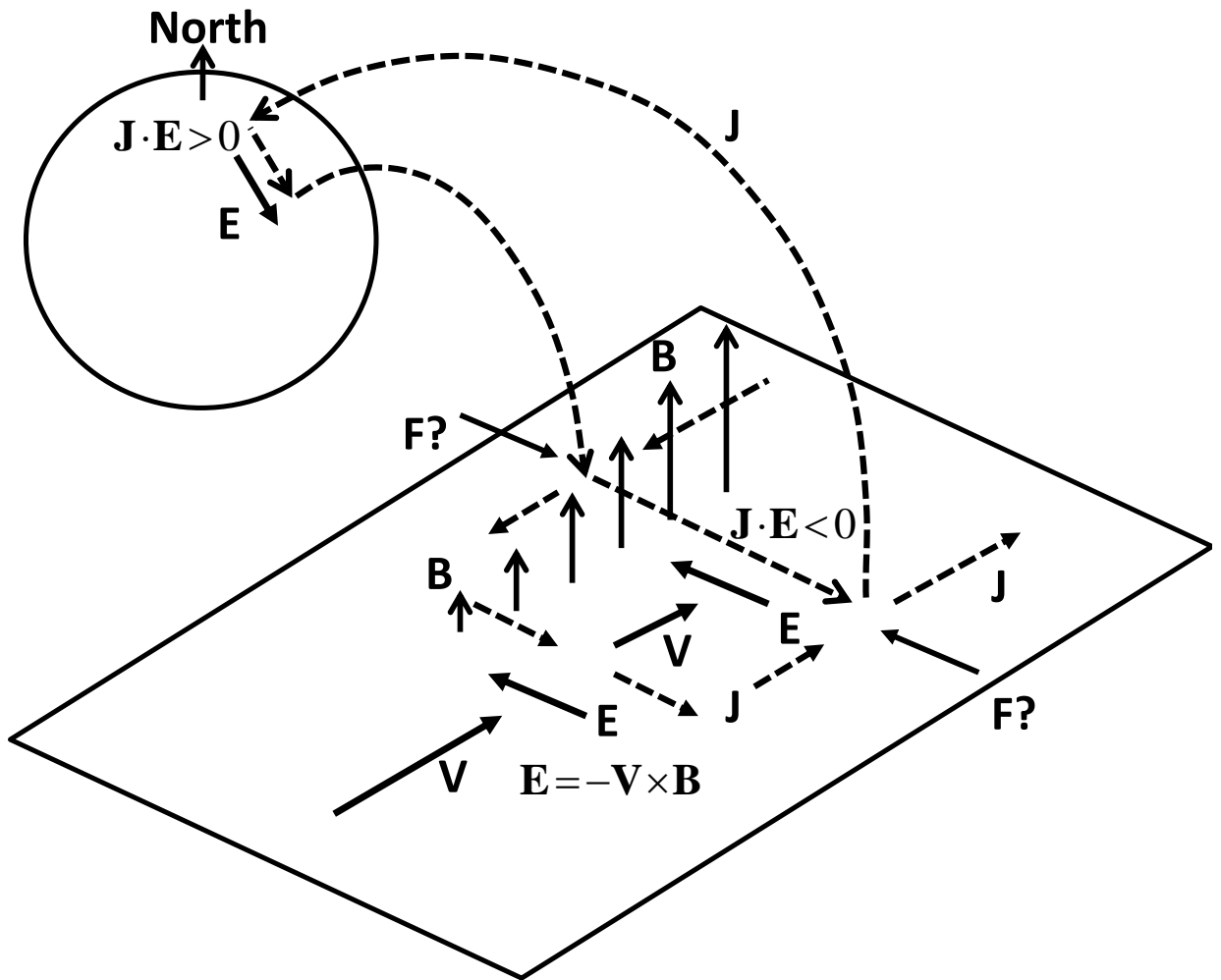
Figure

Field aligned current system



Cowley (2000)

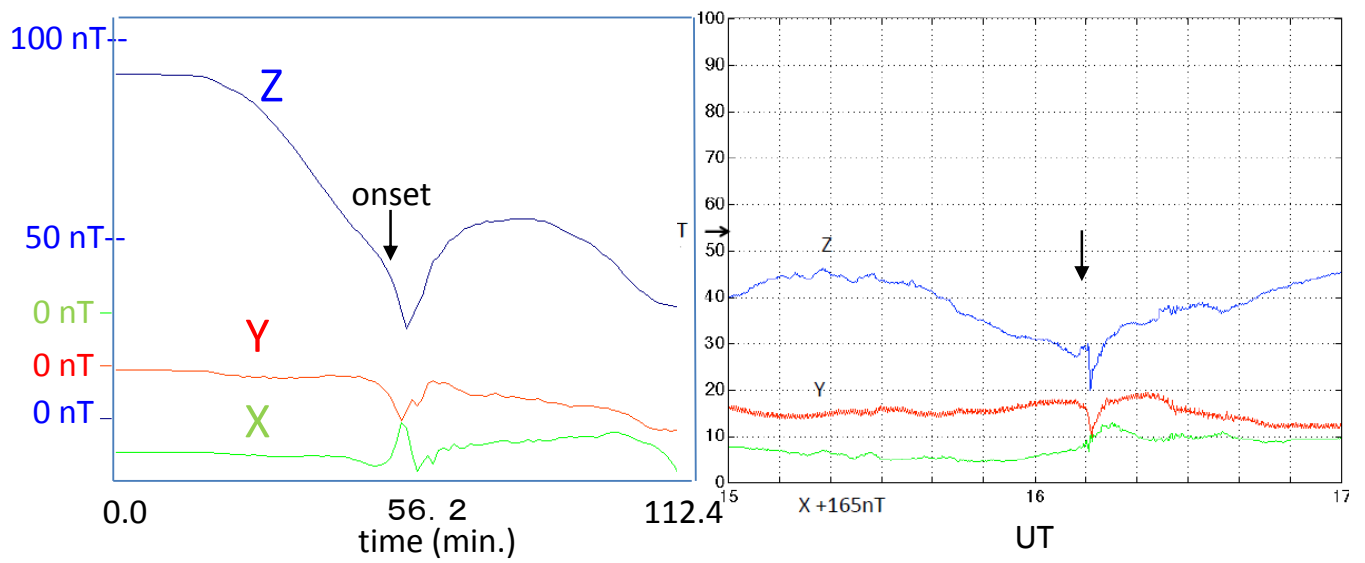
Bostrom's type 2 current system



Figure

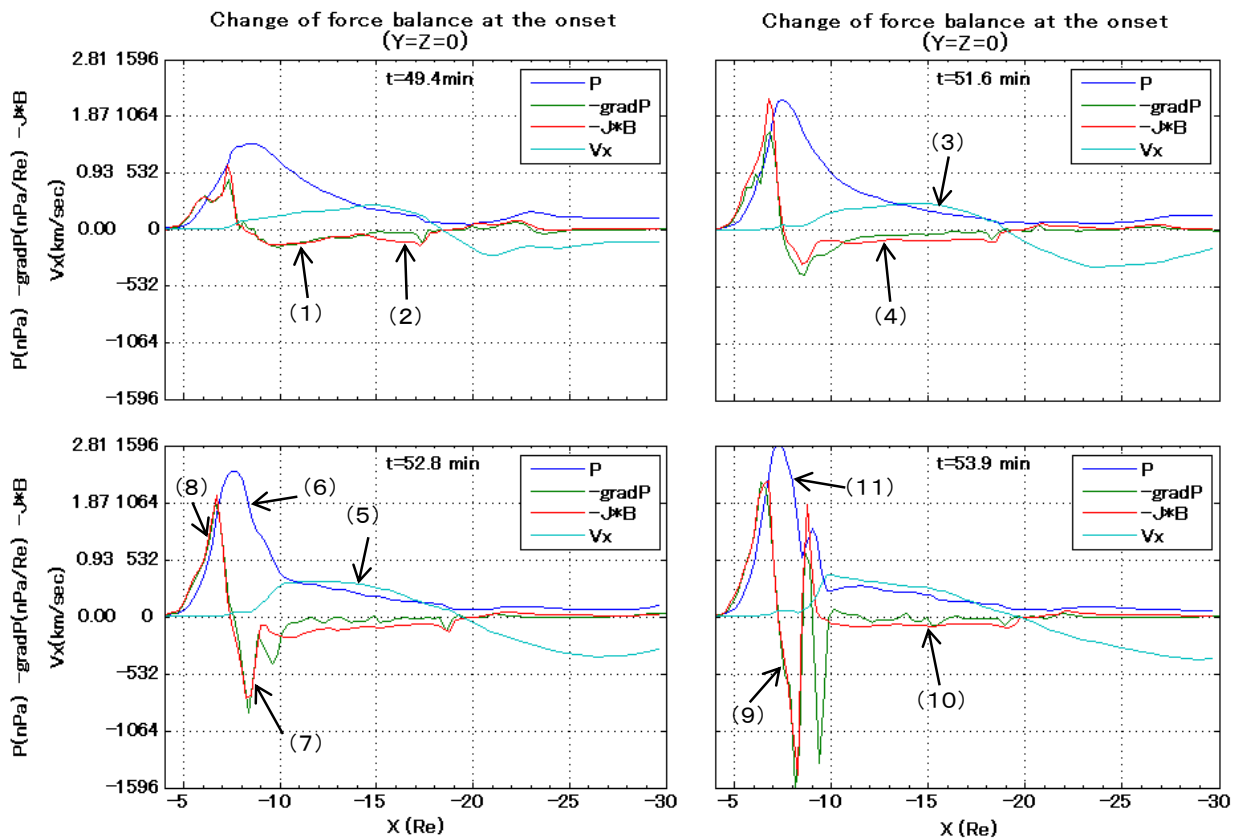
Simulated (left) and observed (right) dipolarization and D deflection
(geosynchronous orbit)

2008/4/13 ETS-VIII (Eto, 2012)



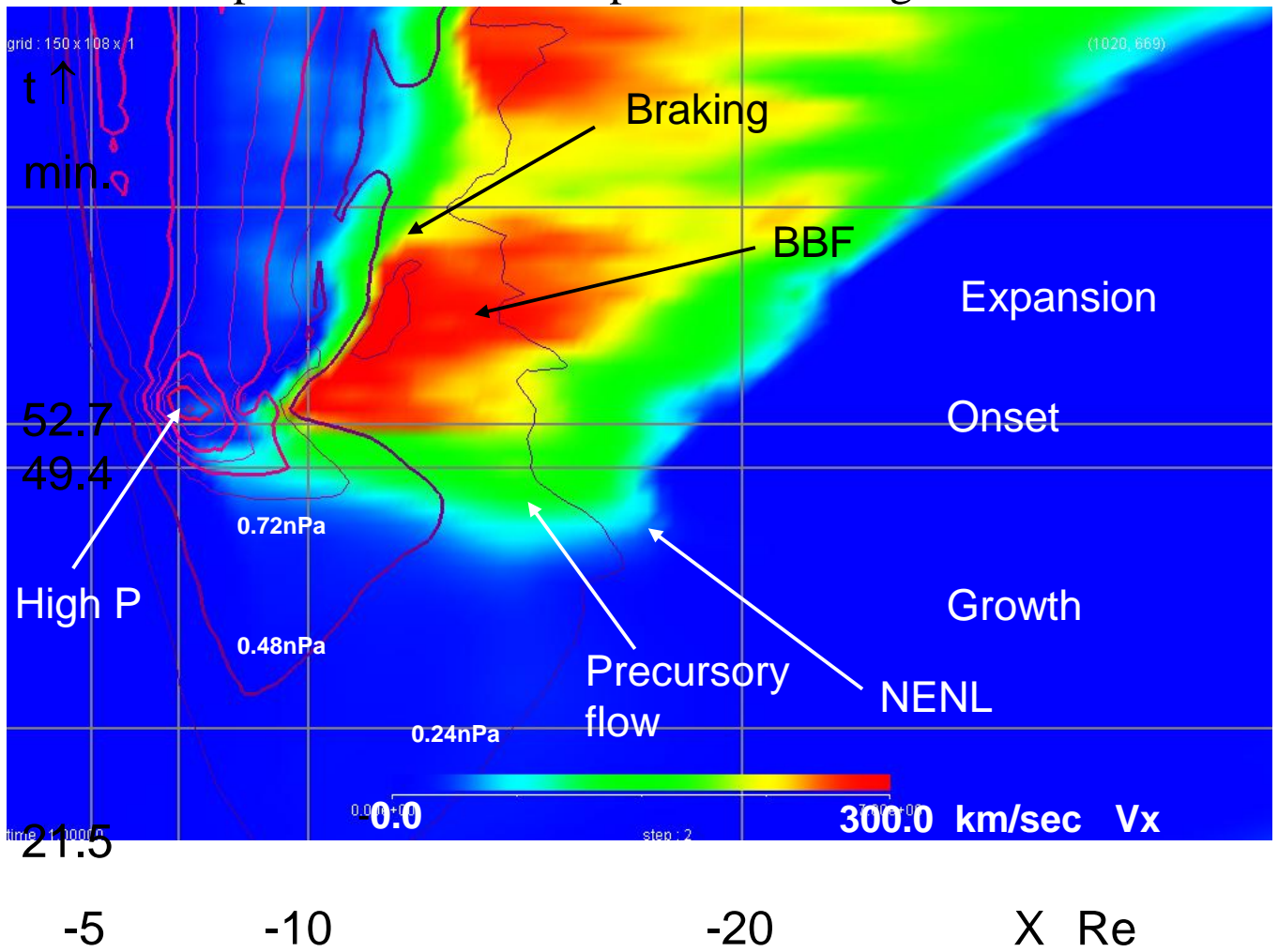
Figure

Plasma sheet force balance showing the state transition



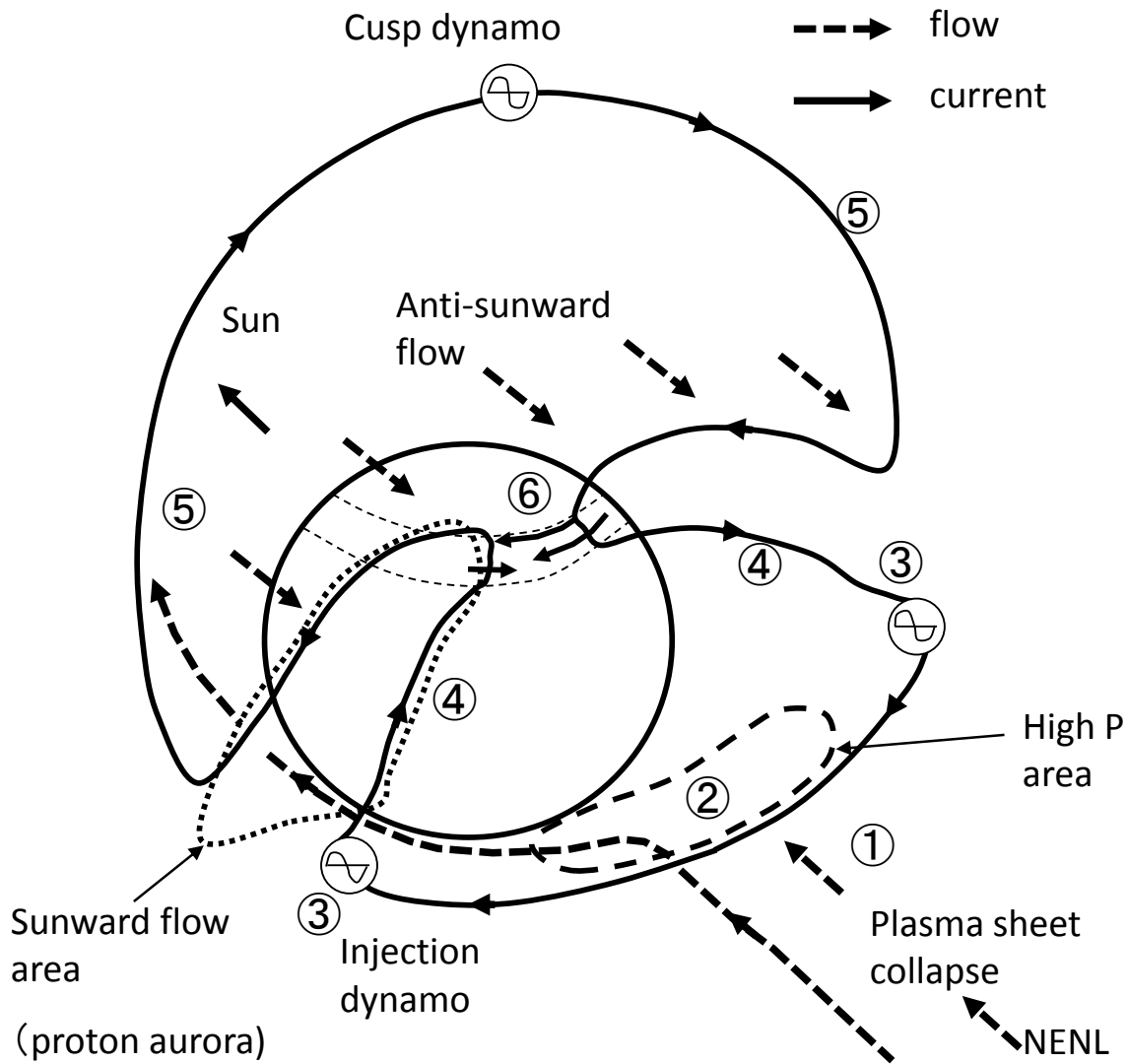
Figure

Developments of flow and pressure during the substorm



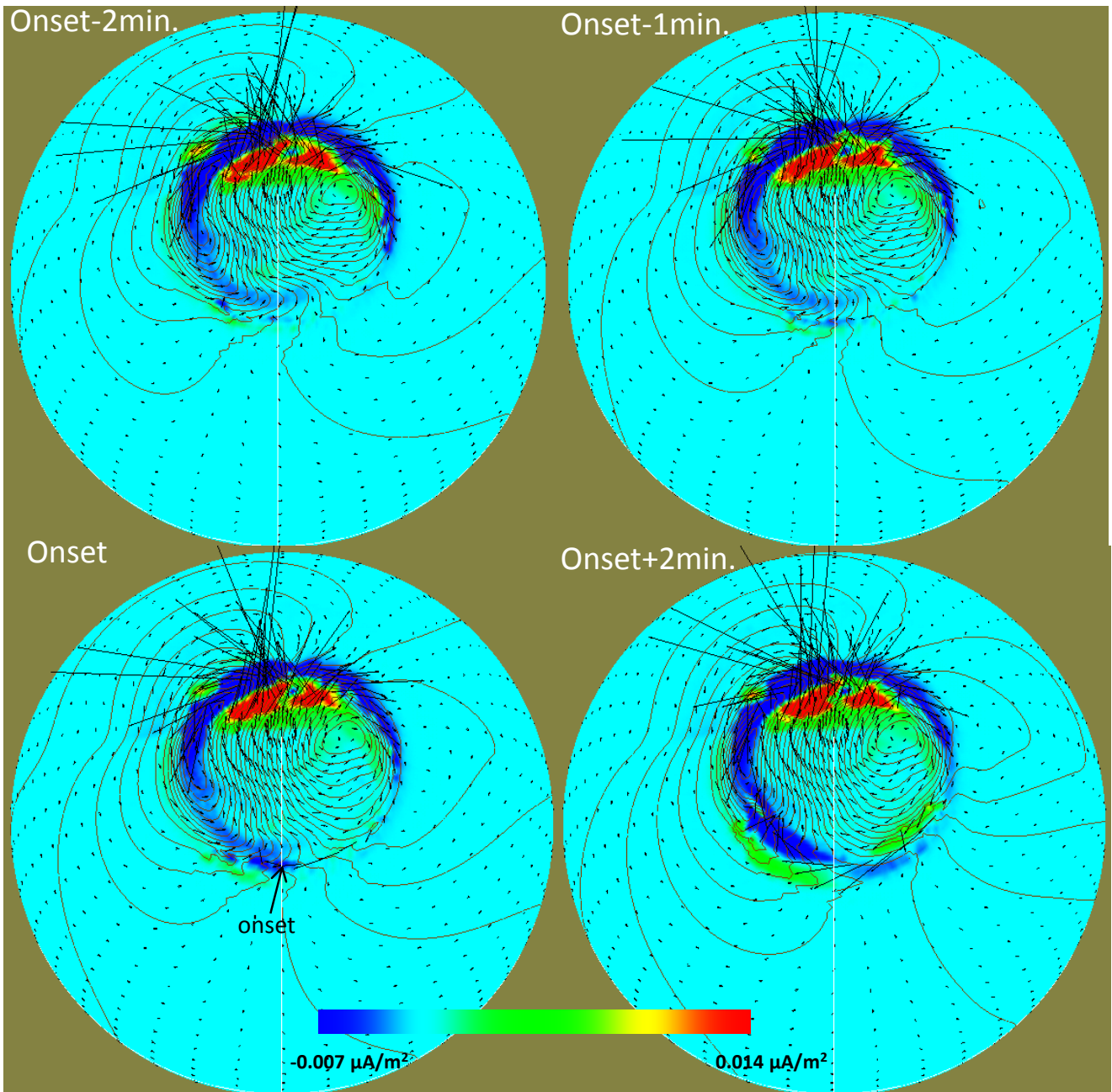
FigFigure

Region 2 current driven model of the substorm



Figure

Simulated substorm onset



Figure