

太陽風の基本構造について – MTI の研究者が知っておくべき太陽風の仕組み – [講演: 片岡龍峰 (理化学研究所)]



電気通信大学 細川 敬祐

1 はじめに

良く知られているように、極域電離圏のプラズマ対流は太陽風や惑星間空間磁場 (Interplanetary Magnetic Field: IMF) の変化に伴ってダイナミックに変動している。実際、我々が極域電離圏プラズマの振る舞いを考察する際には、IMF の時系列データに見られる変動との関連性を解析し、その影響を議論することが多い。しかし、そのような研究の大部分が、あたかも太陽風の変動を単なる数値として扱っているのが現状である。しかし、太陽風は決して数字が飛んできているのではない。その背景には、各種パラメータ (プラズマ密度、速度、温度、磁場の強度・方向) の振る舞いを支配するような物理構造が存在しているのである。そのような構造を理解した上で、外的擾乱要因としての太陽風・IMF と電離圏擾乱の間の関連性を議論することによって、太陽活動が電離圏に与える影響をより深く理解することが可能になると考えられる。

本稿では、そのような太陽風の基本構造に関して、MTI をフィールドとする研究者が最低限知っておくべき事項を整理する。まず、第 2 章では、磁気流体力学の基礎を解説し、太陽風の変動原理を示す。第 3 章では、太陽風の周期性を決定する要因である大規模構造 (CME, CIR) について解説する。第 4 章では、極域電離圏対流の時間変化

を作り出したり、サブストームをトリガーしたりするような太陽風の微細構造について概要をまとめる。また、太陽風と磁気圏・電離圏の相互作用を調べる際に重要となる衛星からの時間遅れの問題についても実際の事柄を述べる。

2 太陽風の変動原理

太陽風プラズマのような電導性流体の中では流体の運動が磁場の変化をもたらし、電流を誘起する。その電流と磁場との相互作用から流体への力が生じ (ローレンツ力: $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$)、流体の運動が変化する。通常の流体力学の基礎方程式系とマクスウェルの方程式を組み合わせることで、電磁流体の振る舞いを記述できるようにしたのが磁気流体力学 (Magnetohydrodynamics: MHD) である。ここでは、MHD をベースにして、太陽風の変動原理を簡単に解説する。MHD は、以下のような方程式系によって記述される。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla U = -(\gamma - 1)U \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

式 (1) は質量保存の式である。ここで、 ρ は MHD 流体の質量密度、 $\mathbf{v}$ は流速ベクトルを表す。式 (2)

は、運動方程式である。 P は圧力、 $\mathbf{j}$ と $\mathbf{B}$ はそれぞれ電流、磁場ベクトルを示す。ここでは変位電流を考えないため、 $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ としてよい。式 (3) は、エネルギー方程式である。 U は内部エネルギーを表し、

$$U = \frac{P}{(\gamma - 1)\rho}$$

のように書くことができる。比熱比 γ は自由度によって決まるため通常の流体であれば $5/3$ であるが、太陽風は、その内部に存在する微細構造の影響によって断熱膨張よりも少し熱くなっており完全に断熱膨張とは言えない。 $\gamma = 1.46$ を用いて数値計算を行うと観測を良く再現することが知られている。また、ここで示されている圧力 P と実際に衛星に搭載されているプラズマ粒子観測機器によって得られるプロトン温度の間の関係は以下ようになる。

$$P = 2nkT_i$$

これは、プロトンと電子は同じ温度であると仮定していることを意味する。式 (4) は、誘導方程式である。この式の導出は、まず速度 $\mathbf{v}$ で動く系における電場 $\mathbf{E}'$ をガリレイ変換（相対論的效果を考慮しないローレンツ変換）によって得る。

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

速度 $\mathbf{v}$ で動く系において電場 $\mathbf{E}'$ が解消するために、

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$$

が成り立ち、ファラデーの法則

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$$

に代入することで、誘導方程式が得られる。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

つまり、この誘導方程式は、流れに乗った系の電場は解消することを示している。これは、同時に磁

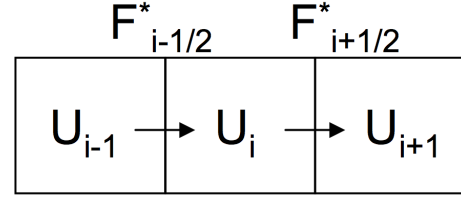


図 1: 有限体積法による離散化の過程を模式的に示した図 [講演者提供].

場凍結の原理 (frozen-in condition) が成り立っていることを意味する。ここで述べた式 (1) から式 (4) からなる方程式系によって MHD 流体の振る舞いが記述される。この方程式系における基本パラメータは 8 つである。密度、圧力 (温度)、速度 3 成分、磁場 3 成分である。この方程式系を SI 単位系にする場合は、 $\mathbf{B}$ を $\mathbf{B}/\sqrt{\mu_0}$ に、 $\mathbf{j}$ を $\sqrt{\mu_0}\mathbf{j}$ に置き換えればよい。

式 (1) から式 (4) は、以下のようにテンソルを用いて保存形式に書き変えることができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \mathbf{v} \\ e \\ \mathbf{B} \end{pmatrix} + \nabla \cdot \begin{pmatrix} \rho \mathbf{v} \\ \rho \mathbf{v} \mathbf{v} + P_t \mathbf{I} - \mathbf{B} \mathbf{B} \\ (e + P_t) \mathbf{v} - \mathbf{B} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \\ \mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v} \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{matrix} : \text{質量保存} \\ : \text{運動量保存} \\ : \text{エネルギー保存} \\ : \text{誘導方程式} \end{matrix} \quad (5) \end{aligned}$$

ここで、 P_t はガス圧 (プラズマ圧) と磁気圧を足し合わせた全圧を示す。

$$P_t = P + \frac{B^2}{2}$$

また、 e は、運動エネルギー、内部エネルギー、磁気エネルギーを足し合わせた全エネルギーを示す。

$$e = \frac{\rho v^2}{2} + \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2}$$

この保存形式を 1 次元に書き下すと以下になる (今の場合は x について考えている)。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}(\mathbf{U})}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

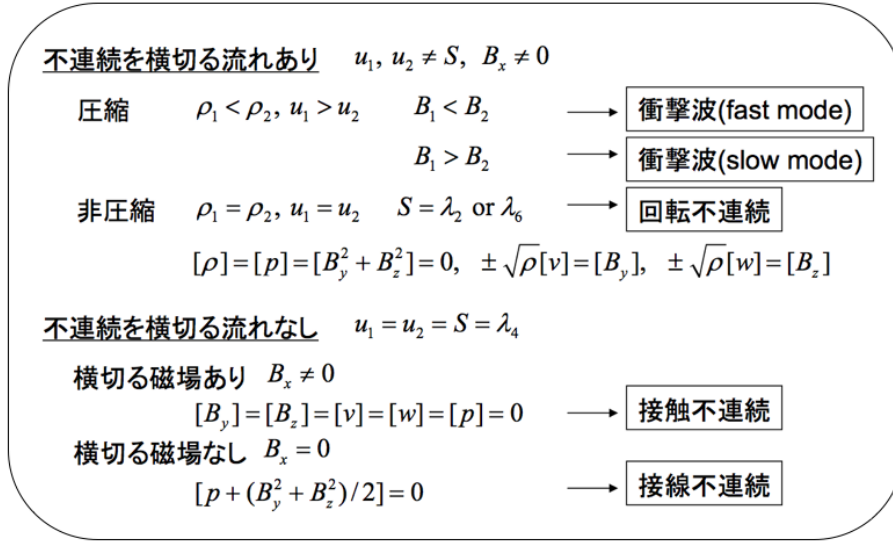


図 2: ランキン-ユゴニオの関係式から導かれる MHD 的な不連続構造のまとめ [講演者提供].

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ B_y \\ B_z \\ e \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p + B^2/2 - B_x^2 \\ \rho uv - B_x B_y \\ \rho uw - B_x B_z \\ B_y u - B_x v \\ B_z u - B_x w \\ (e + p + B^2/2)u - B_x(\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \end{pmatrix}$$

ここで, u, v, w は流体の速度ベクトル $\mathbf{u}$ の 3 つの成分を表している. 式 (6) は微分方程式であるが, 流体中に, ある箱を想定すると, その箱の中の物理量 $\mathbf{U}$ が, 箱に出入りするフラックス $\mathbf{F}(\mathbf{U})$ によって記述できるということを意味している. 数値シミュレーションでは, 有限体積法によって

図 1 のように離散化を行い, 以下の式で表される保存則を

$$\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1/2} - \mathbf{F}_{i-1/2}}{\Delta x} = 0$$

3 方向について同時に適用することで 3 次元での計算を行っている.

磁気流体中には不連続構造が頻繁に発生する. 式 (6) を, S という速度で動く不連続に乗った系で書き直すとランキン-ユゴニオの関係式 (Rankin-Hugoniot relation) が得られる.

$$S[\mathbf{U}] = [\mathbf{F}] \quad (7)$$

ここで $[\]$ は, 不連続における物理量のジャンプを示している. このランキン-ユゴニオの関係式は, ある不連続を通過する物理量のジャンプは, 基本量とフラックスで制限されることを意味している. ランキン-ユゴニオの関係式より図 2 に挙げるような不連続構造が存在することが分かっている. この図中では, 添え字の 1 が上流における物理量, 添え字の 2 が下流における物理量を示している. これらの不連続構造の中でもっとも頻繁に観測されるもののひとつが衝撃波 (fast mode) である. この衝撃波では下流で密度と磁場が増加

する。太陽風が超音速で磁気圏に吹き付けることによって形成される bow shock も fast mode の衝撃波である。もう一つ重要な不連続として、接線不連続 (tangential discontinuity) が挙げられる。この不連続性は衝撃波のように不連続を横切る流れがなく、また横切る磁場もない。MHD 的にはガス圧と磁気圧の和がインターフェースにおいてジャンプしないという条件のみで記述される。例えば上流側で密度が低く、下流側で密度が高い場合は、上流側で温度が高いか磁場が強ければ、ジャンプコンディションを満たすこととなり、インターフェースが保たれることになる。この接線不連続は異なる性質を持つプラズマを隔てるインターフェースとして存在することが多い。例えば、磁気圏界面 (Magnetopause) もこの接線不連続に属する構造である。

式 (6) の保存形式のフラックス部分を以下のようになにヤコビアンで表し、

$$A(\mathbf{U}) \equiv \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{U}}$$

保存形式の MHD 方程式を移流方程式に書き直すと以下ようになる。

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + A \frac{\mathbf{U}}{\partial x} = 0 \quad (8)$$

こうすることで、ヤコビアンの固有値 (特性速度) として MHD の基本波動を全て導出することができる。

$\lambda_{2,6} = u \mp c_a$: Alfvén 波

$\lambda_{1,7} = u \mp c_f$: 磁気音波 (fastmode)

$\lambda_{3,5} = u \mp c_s$: 磁気音波 (slowmode)

$\lambda_4 = u$: エントロピー波

ここで、 c_a , c_f , c_s は以下のように表される。

$$c_a = \frac{|B_x|}{\sqrt{\rho}},$$

$$c_{f,s} = \left(\frac{\gamma p + |\mathbf{B}|^2 \pm \sqrt{(\gamma p + |\mathbf{B}|^2)^2 - 4\gamma p B_x^2}}{2\rho} \right)$$

ここで表された波の中で Alfvén 波が MHD 波動の中でもっとも基本的な波となる。

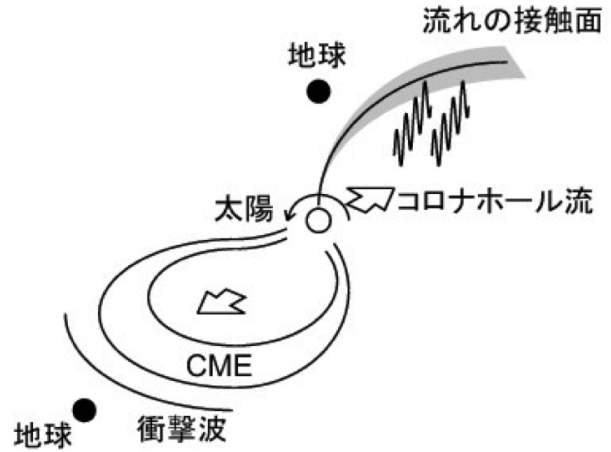


図 3: CME とコロナホール起源の構造 (CIR) の模式図。下側が CME, 上側が CIR を示す [講演者提供]。

3 太陽風の大規模構造

ここでは、図 3 に模式的に示されている二つの大規模な構造 (CME と CIR) についてその概要を述べる。これらの大規模構造は、数日にわたって発生し、地球の磁気圏・電離圏に磁気嵐・電離圏嵐などの大きな変動をもたらす。

3.1 コロナ質量放出: CME

コロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection: CME) は、フレアに伴って太陽コロナのプラズマが大量に惑星間空間へと放出される現象である。CME は、太陽風プラズマの爆風であり、巨大磁気嵐の源となる大規模構造である。図 4 に 2003 年 10 月に起きた Halloween Storm と呼ばれる巨大磁気嵐前後の期間に、SOHO 衛星によって捕らえられた CME を示す [Gopalswamy et al., 2005]。この画像では、コロナグラフ (LASCO: Large Angle and Spectrometric Coronagraph) と極端紫外線望遠鏡 (EIT: Extreme ultraviolet Imaging Telescope) によって取得された画像が重ねて表示されている (中心部が EIT, 外側が

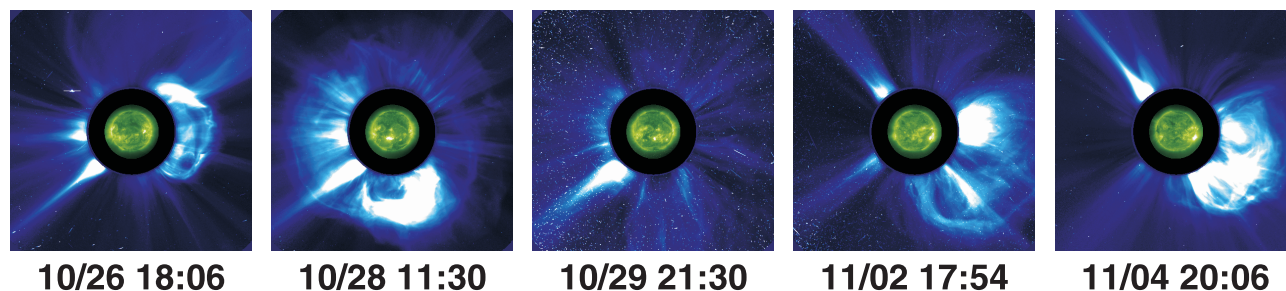


図 4: SOHO 衛星の EIT, LASCO 観測器によってとらえられた 2003 年 10 月の Halloween 磁気嵐前後の CME [Gopalswamy et al., 2005].

LASCO). 明るいループ状の領域が太陽から爆発的に放出されていることが見て取れる。磁場が歪むことで蓄積されたエネルギーが爆発的に解放されることで CME が起こると考えられているが、そのトリガメカニズムについてはまだはっきりと理解されていない。図 3 に示されているように、惑星間空間を伝搬する CME の前面には衝撃波が形成される。この衝撃波のシース領域および CME の内部では、密度・速度・磁場強度が増加しており、地球近傍の超高層大気に擾乱を引き起こす要因となる。また、CME は内部に磁気ロープ構造（磁気雲: Magnetic Cloud）を含んでいる場合が多い。Magnetic Cloud 中の磁場は値は大きいものの変動が比較的小さいことが知られている。この領域の磁場が安定に南向きを向いているような場合、磁気嵐などの擾乱の発達に大きく寄与する。

CME は基本的にトランジェントな現象で、その時間スケールは数分から数時間である。また、基本的には太陽活動の極大期において卓越する構造であることも知られている。発生頻度は極大期では平均して 1 日に 1-2 回程度と言われているが、150 日周期でその発生頻度が変動していることが知られている [Richardson and Cane, 2005]。この 150 日周期は太陽の脈拍のようなものであるが、その原因はまだ明らかになっていない。一般に、CME は突発的なものであるために、回帰性の擾乱とは関係がないと考えられている。しかし、数太陽自転周期（1 太陽自転周期: 27 日）に

わたって特定の活動領域において CME が頻繁に起こるような場合には、CME 起源の擾乱が回帰的に現れることがある [Crooker and McAllister, 1997]。よって、回帰性磁気嵐などの回帰的な現象が、CME と全く関係しないわけではない。

3.2 コロナホールと CIR

地球周辺の超高層大気環境に影響を及ぼすもうひとつの構造として、コロナホール起源の高速太陽風がある。コロナホールでは、太陽面の磁場が他の活動領域と比較して弱く、開いた磁場構造をしている。この領域では周囲よりもコロナのプラズマ密度が低いため、紫外線・X 線の観測などでは暗く見える。図 5 は、太陽活動周期 23 期（1996–2007 年）中に起こった 9 つの強い磁気嵐の原因となったコロナホールの紫外線（SOHO/EIT）による観測結果である [Richardson et al., 2006]。コロナホールが白い矢印で示されている。図 3 に模式的に示されているようにコロナホール起源の高速太陽風はそれに先行する低速太陽風と相互作用し（基本的には圧縮し）、共回転相互作用領域（CIR: Co-rotating Interaction Region）を形成する。この領域では、圧縮によって密度・温度（圧力）・磁場強度が増加しているため、地球近傍の超高層大気に擾乱を引き起こす要因となる。

コロナホールからの高速流は、基本的に極小期で卓越する構造である。太陽表面のある場所に同じようなコロナホールが出現している時定数（期

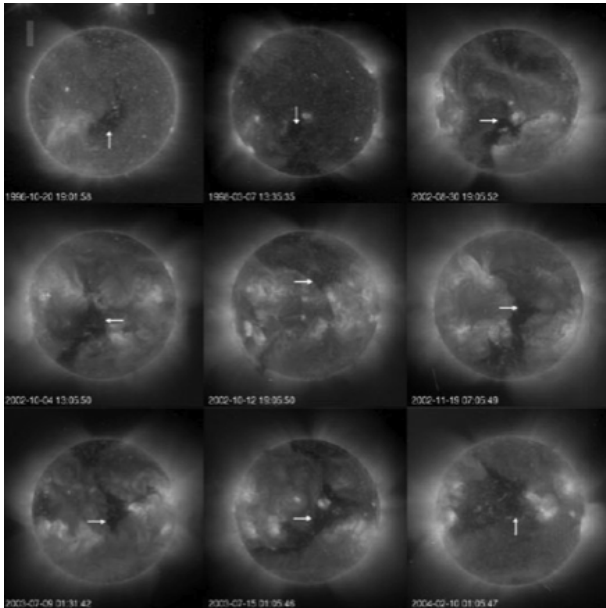


図 5: 太陽活動周期 23 期 (1996–2007 年) 中に起こった 9 つの強い磁気嵐の原因となったコロナホールの紫外線 (SOHO/EIT) による観測 [Richardson et al., 2006].

間) は数ヶ月から半年と言われている。よって、数太陽自転周期の間は同じ領域にコロナホールが位置していることになる。このため、27 日周期で同じ領域に存在するコロナホールが地球の方向へ顔を向けることとなり、CIR の形成を通じて回帰性の擾乱 (回帰性磁気嵐など) を引き起こす。最近、低高度衛星による熱圏大気の観測から、熱圏中性大気の性質を特徴づける様々なパラメータ (大気組成など) に 9 日周期の変動が見られることが分かっている [Lei et al., 2008]。この 9 日周期は、太陽表面に 3 つのコロナホール領域が存在し、27 日の自転周期中、9 日毎に地球の方向へ顔を向けることによってつくられていると考えられる。

太陽風は極小期で高速となることが知られている。図 6 は、Ulysses 衛星による太陽風速度の観測を示している [McComas et al., 2003]。Ulysses 衛星は、太陽活動の極小期 (1994–1995 年) と極大期 (2000–2001 年) に太陽系を広い緯度にわたって観測した。この観測によると、極小期には速度

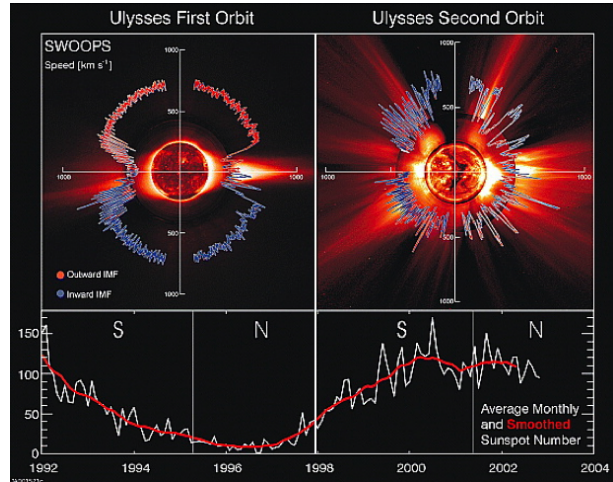


図 6: Ulysses 衛星によって観測された太陽活動極小期と極大期における太陽系高緯度領域の太陽風速度の分布 [McComas et al., 2003].

が速く密度の低い高緯度の領域と速度が遅く密度が高い低緯度の領域がはっきりと分かれている。逆に、極大期付近では、太陽風は全体として速度が遅く密度の低い状態がほぼ全ての緯度において見られていることが分かる。また、極小期には安定したスピードの太陽風が広い領域で見られるのに対して、極大期では速度は遅いものの変動が激しいことも分かっている。

3.3 CME と CIR の構造

ここでは、CME と CIR に伴う太陽風の基本パラメータの特性を整理する。図 7 は、CME と CIR に伴う太陽風の基本パラメータの特性を模式的に示したものである [Kataoka and Miyoshi, 2006]。左に示された CME は、その前面に衝撃波を形成し、そこでは全ての物理量 (磁場、速度、密度、温度) に急激なジャンプが存在する。速度は 2000 km s^{-1} 、磁場は 60 nT を超えることもあり、巨大な磁気嵐を引き起こしうる。また、図中に B_i で示されている磁場の成分が、衝撃波のシース領域で非常に乱流的であることも分かる。衝撃波の後方では、磁場強度・速度・密度がゆるやかに減

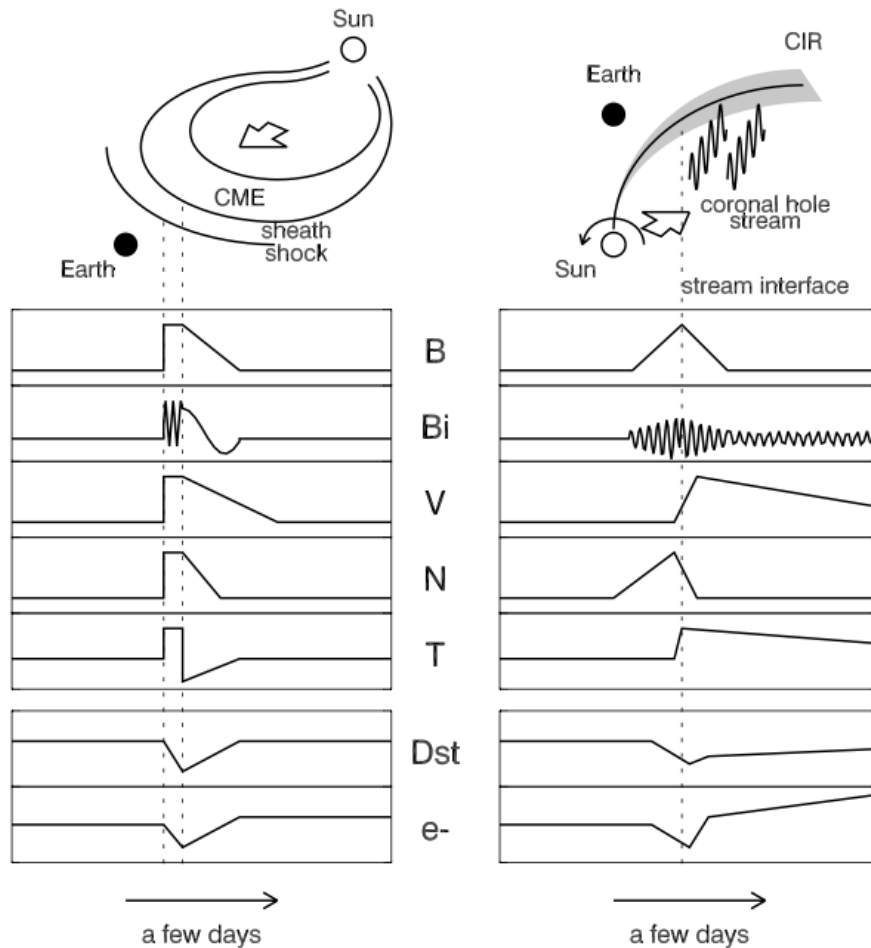


図 7: CME と CIR に伴う太陽風基本パラメータの典型的変動パターンを模式的に示したもの [Kataoka and Miyoshi, 2006].

少していく。この領域には、前にも述べたように magnetic cloud と呼ばれる磁気ロープ構造が見られることが多い。Magnetic cloud 中のプラズマは低温であるが、磁場強度が強い。しかし、磁場の変動自体は非常に安定しており、ゆるやかに回転するという特性を持つ。これは、この領域には磁場の乱流がないということを意味している。

図 7 の右側には、CIR 周辺の基本パラメータの挙動が示されている。CIR は、低速と高速の太陽風のインターフェースであるため、先行する低速太陽風の部分が圧縮され、密度が高くなっており、ときに 100 cc^{-1} を超えることもある。これは、CIR にはもともと密度の高いカレントシート

(セクター境界) が埋め込まれていることが多いことにも起因する。密度は、インターフェースの後方でドロップする。磁場強度はインターフェースのところでピークを迎えるように増加するが、CME の時ほどは増加せず、せいぜい 20 nT 程度である。速度と温度は、インターフェースの後方で増加する。CIR のインターフェースは接線不連続である場合が殆どであり、インターフェースの上流では密度が高く下流では温度が高いことによってジャンプコンディションを満たしている。図中に B_i で示されている磁場の成分に着目すると、CIR の近傍および下流では非常に乱流的になる傾向が見られる。これは、Alfvén 波に伴う磁場

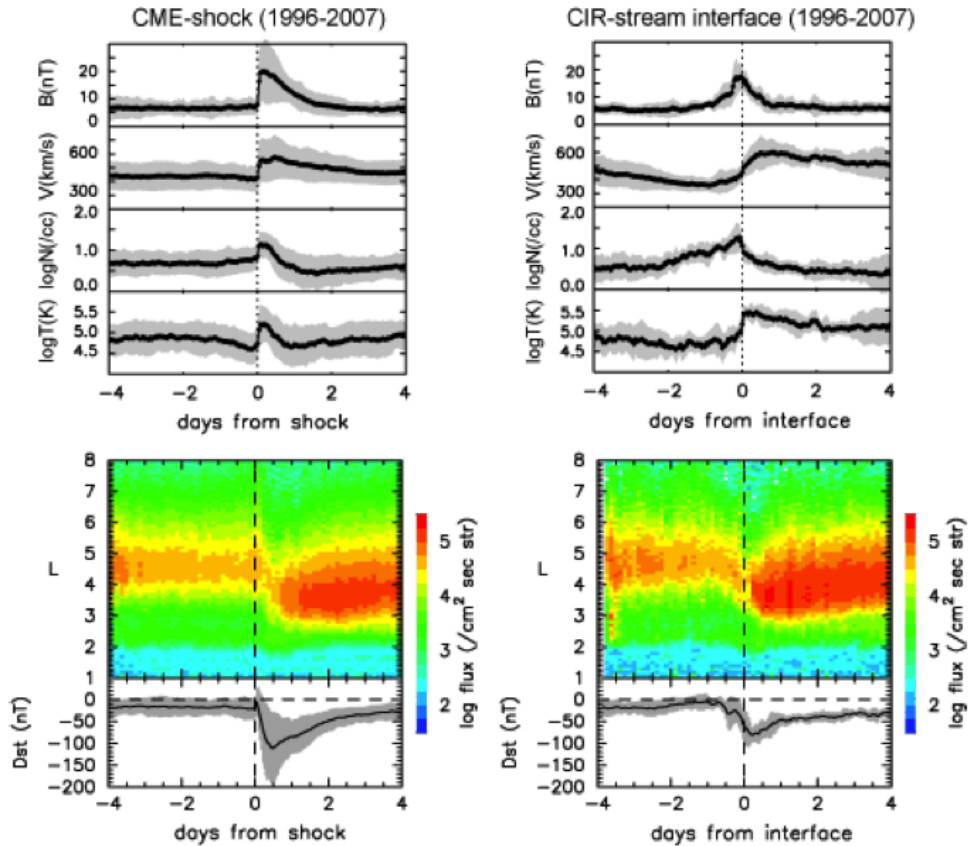


図 8: 1996–2007 年の磁気嵐を CME 起源と CIR 起源に分類し, superimposed epoch analysis を用いて変動の平均的な描像を求めたもの [講演者提供].

の乱流が存在していることを示す.

CME と CIR の違いを簡単に言うならば, 縦に押すか (CME) 横に押すか (CIR) ということになる. CME は, 正面からグーで殴られるようなもので, CIR は横っ面をひっぱたかれるようなものとも言える. 全体として CME のほうが物理量の増加 (特に磁場強度) は大きい傾向がある. 巨大磁気嵐のほとんどが CME によって引き起こされるのもそのためである. ただ, 上でも述べたが, CIR の近傍では磁場の変動が激しいという特徴がある. これにより, CME の時には見られないような影響を磁気圏に及ぼす.

図 7 では, CME, CIR の近傍における物理量の変化を模式的に示したが, 図 8 には 1996–2007 年の磁気嵐を CME 起源と CIR 起源に分類し, su-

perimposed epoch analysis を用いて変動パターンの平均的な描像を導き出したものを示す. この図は, Kataoka and Miyoshi [2006] によってなされた同様の研究結果に最近の磁気嵐を加えたものである. 基本的には, 図 7 で述べたような構造が見られている. CME では, 衝撃波のフロントで磁場・速度・密度・温度がすべてジャンプしていることが分かる. また, CIR について見てみるとインターフェースの上流で密度が増加し, 下流で速度・温度が増加している. また, 磁場はインターフェースでピークを迎えている. 下段の 2 つのパネルには放射線帯電子のフラックス (カラー) と Dst 指数が示されている. ここで注目すべきことは, CME のほうが Dst で指標化される磁気嵐の規模は大きい, 放射線帯電子のフラックスは

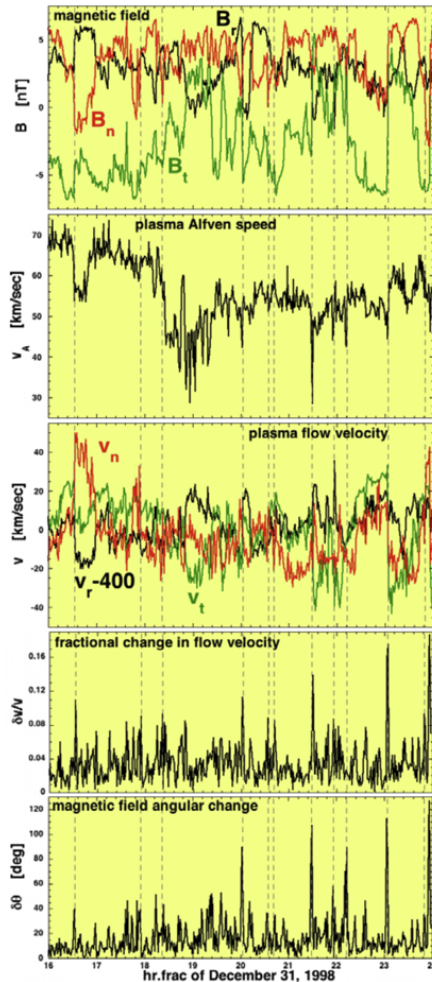


図 9: ACE 衛星によって観測されたある日の太陽風の物理量. 横軸は 8 時間 [Borovsky, 2008].

むしろ CIR のほうが大きくなっているということである. これは, CIR のインターフェースの下流側で長く続く電磁場の乱流的な変動が放射線帯の電子加速に寄与しているためであると考えられる. このように, 少なくとも磁気嵐や放射線帯の粒子環境に関しては, CME と CIR は異なる影響を与えていることが分かる. これは, 太陽風を数値データとして取り扱うだけでなく, その数値変動を作り出す大規模構造を把握した上で磁気圏・電離圏へのインパクトを評価しなければならないことを示唆する.



図 10: 太陽風の微細構造の概念図 [Borovsky, 2008].

4 太陽風の微細構造

前のセクションでは, CME, CIR に伴う数日にまたがって変動するような大規模な構造について紹介した. ここでは, もっと短い時間スケールで変動する構造について述べる. 図 9 は, ACE 衛星によって観測されたある日の太陽風の物理量である. 横軸は 8 時間である. 一番上に示されている磁場の各成分と, 真ん中に示されている速度の各成分に着目すると点線が引かれたタイミングで連動して変化していることが分かる. このことから, このような比較的短い時間スケール (数分–数時間) で変動する構造は, Alfvén 波による擾乱であることが示唆される. また, 図 9 に見られるような磁場と速度の急な変化のほとんどは, 接線不連続 (tangential discontinuity) であることも観測的に示されている. 接線不連続面は, 性質の異なるプラズマのインターフェースとなりうる. つまり, ここで考えているような太陽風の微細な時間変化は, 異なる性質をもつプラズマのフラックスチューブが絡まり合って存在していることによって形作られていると考えられる. それを模式的に示したものが図 10 である [Borovsky, 2008]. 図中の色の違いはプラズマの性質の違いを示し, 異なるプラズマが複雑に絡まり合って存在していることが見て取れる. ひとつひとつのフラックスチューブの半径は (図 10 右図がその断面を示す) 1 AU でだいたい地球半径の 100 倍程度である.

CME や CIR といった大規模な構造は, 磁気嵐

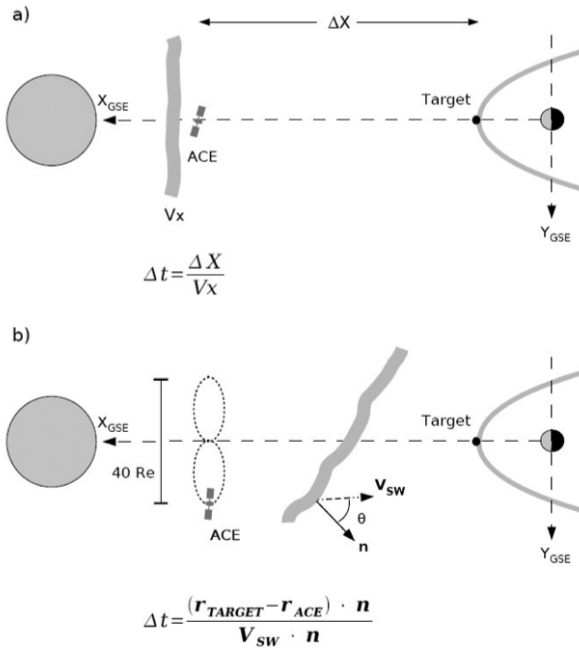


図 11: ACE 衛星から磁気圏界面までの時間遅れの計算方法を模式的に示したもの [Mailyan et al., 2008].

や電離圏嵐などの数日継続するような大規模な擾乱を地球の超高層大気にもたらす。一方、ここで考えているような数分から数時間の細かな磁場・速度の変動は、サブストームや極域対流の変化といった数時間スケールの現象と関連していると考えられる。例えば、磁場南北成分が急に北向きになるとサブストームがトリガーされる。また、磁場の方向がパタパタと変化することで、極域のプラズマ対流パターンは時々刻々動的に再構築される。これらの太陽風の微細構造の振る舞いを理解しておくことは、磁気圏・電離圏における比較的短周期の現象の起源を考える上で非常に重要である。

太陽風の微細構造と磁気圏・電離圏における諸現象の間の関連性を考察する際に問題となるのは、衛星によって太陽風の変動が観測されてから、その変動が地球の磁気圏・電離圏まで到達するまでの時間差である。CME, CIR のような長周期の現象の場合は、時間差の影響が相対的に小さくな

るが、短周期の変動に関しては、時間差の見積もりに誤差があるに対応関係を詳細に考察することができなくなる。現在、太陽風のプラズマ・磁場観測を行っている衛星はいくつかあるが、最もよく使われるのは、太陽と地球を結ぶ線上において、双方の重力が釣り合う L1 ラグランジュポイント（地球から約 $220 R_e$ 上流）で観測を行っている ACE 衛星である。また、Wind 衛星や Geotail 衛星もその軌道上のある部分において、地球へ到達する太陽風を計測することができる。

太陽風観測衛星から電離圏までの時間遅れは、基本的には以下のような式で表せるとされてきた [Lockwood et al., 1989; Khan and Cowley, 1999].

$$T_{si} = T_{sb} + T_{bm} + T_{mi}$$

ここで、 T_{si} は衛星から極域電離圏までの時間差、 T_{sb} は衛星から bow shock までの時間差、 T_{bm} は bow shock から magnetopause までの時間差、 T_{mi} は、magnetopause から極域電離圏までの時間差である。

まず、衛星から bow shock までの時間差 (T_{sb}) について考える。図 11a に示されているように、太陽風の波面（擾乱構造のフロント）が太陽と地球を結ぶ線に対して垂直である場合は、衛星から bow shock までの距離を衛星によって観測されたプロトン速度の x 成分で割れば、時間差を導出することができる。ただし、図 11b に示されるように太陽風の波面が傾いている場合には、波面の傾きを考慮して割り算をする必要が出てくる。波面が極端に傾いている事例を図 12 に示す [Kataoka et al., 2002]。この例では、4 機の衛星によって同じ太陽風の変化を捕らえている。注目すべきは、Wind 衛星よりもはるかに下流側にいる Geotail 衛星のほうが変化を先に観測したということである。図中には波面の向きがベクトルで示されているが、やはり波面が極端に傾いており、この傾きによって Wind 衛星が変化を観測するのが遅れたと考えられる。

単一の衛星観測から太陽風の波面を推定するためにはいくつかの手法がある。もっとも簡単な

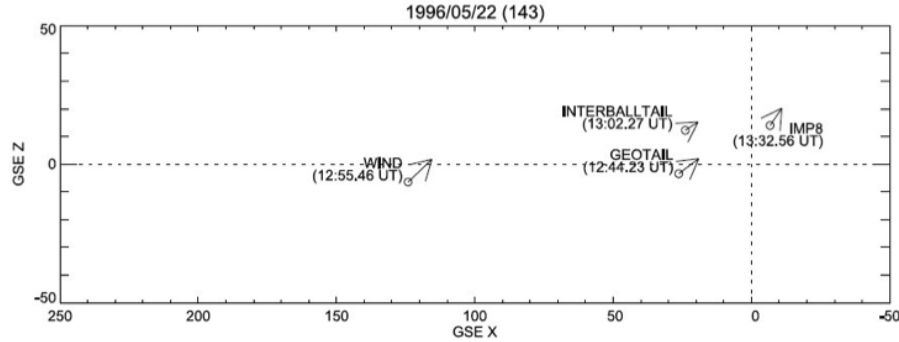


図 12: 極端に傾いた太陽風波面の例 [Kataoka et al., 2002].

は、太陽風の変化を接線不連続面であると仮定し、上流と下流の磁場の外積を取って波面の法線ベクトルを出す方法である [Horbury et al., 2001ab; Knetter et al., 2004]. 接線不連続面では、インターフェースを貫く磁場がなく、上流と下流の磁場は波面に対して接線方向の成分しか持たないためこのような導出が可能になっている。もうひとつの手法は、Minimum Variance Method と呼ばれるもので、不連続面を横切る際の磁場の variance を最小にするように波面推定を行うというものである (MVAB: Sonnerup and Cahill [1967]). 近年, Weimer and King [2008] によって、推定した波面の法線ベクトルが磁場に垂直であるという拘束条件を加える手法が提案されている (MVAB-0). 図 13 に、これらの手法によって単一の衛星データから波面を推定したうえで時間遅れを計算し、それを複数衛星による観測から見積もられた時間遅れと比較した結果を示す [Mailyan et al., 2008]. 一番左が、波面が太陽と地球を結んだ線に対して垂直方向にフラットであると仮定した場合で、 ± 10 分程度の誤差があることが分かる。上流と下流の磁場の外積を取ることで波面を推定し、その効果を含めて時間遅れを計算した場合が左から 2 番目のパネルに示されている。この場合、誤差は多少小さくなり ± 5 分程度の範囲に収まる。MVAB 法を用いた場合 (左から 3 番目のパネル) は、フラットな波面を仮定した場合よりも誤差が大きくなるが、拘束条件を加えた

MVAB-0 法では誤差は最も小さくなり、 ± 5 分の範囲内にほぼ収まる。この結果は、精密な議論をする場合には波面を推定した上で時間遅れを計算する必要があることを示しているが、波面を推定したとしてもその誤差は ± 5 分程度の範囲に存在していることも意味している。これは、単一の衛星データから時間遅れを計算することの限界を意味するもので、図 12 の事例のように、複数の衛星を用いて変動の伝搬をモニターすることの重要性を表している。

次に、bow shock から magnetopause までの時間遅れ (T_{bm}) について考える。 T_{bm} は以下のように示せる [Lockwood et al., 1989; Khan and Cowley, 1999].

$$T_{bm} = (X_b - X_m) / \langle V_{sh} \rangle$$

ここで、 X_b は地球中心から bow shock までの (GSE X 座標上の) 距離、 X_m は magnetopause までの距離、 $\langle V_{sh} \rangle$ は bow shock と magnetopause に挟まれた magnetosheath における平均的な太陽風速度である。 X_b は、bow shock のモデルからだいたい $X_b = 1.33X_m$ と考えられている [Fairfield, 1971]. また、太陽風プラズマは magnetosheath で大きく減速されるため、 $\langle V_{sh} \rangle = V_{sw}/8$ 程度と言われている [Spreiter and Stahara, 1980]. これらを考慮して T_{bm} を計算することになるが、 X_b や $\langle V_{sh} \rangle$ は変動が大きくなり誤差を生む要因となる。これ

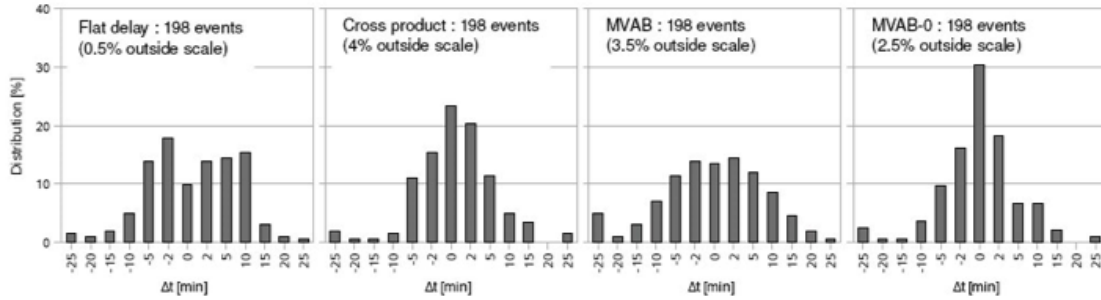


図 13: 時間遅れの推定に生じる誤差の大きさを手法別に比較したもの [Mailyan et al., 2008].

を解消する一つの有用な方法は、静止衛星 GOES が計測している磁場の南北成分と太陽風の動圧を比較することである。例えば、動圧が増加した場合、magnetopause が内側に押され、かつ magnetopause を西向きに流れる電流が増加する。この影響が静止軌道における磁場の南北成分に変化をもたらす。このタイミングを利用することで、太陽風の変動が magnetopause に到達した時刻を精度良く知ることができる。ただ、この方法はあくまでも太陽風に動圧の変化（密度もしくは速度の増加・減少に対応）がある場合にのみ利用できる。密度や速度に変化がなく、磁場だけが変わるような構造について時間遅れを正確に求めることは難しく、見積もった時間差には常に誤差が含まれていることを念頭においておく必要がある。

最後に、magnetopause から極域電離圏までの時間遅れ (T_{mi}) について述べる。Magnetopause から電離圏まで Alfvén 波によって変動が伝えられると考え、Alfvén 速度を考慮して計算をすると、時間差は 2–3 分と考えられる [Khan and Cowley, 1999]。しかし、Ridley et al. [1998] や Maynard et al. [2001] は、magnetopause から電離圏まで変動が伝わるのに 8 分程度必要であるという観測例を示している。つまり、実際の時間遅れは、極域電離圏のどの領域で（昼間側か夜側か?）、どのような規模の変動を（変動の立ち上がりかピークか?）考えるかによって 2–3 分から 10 分程度までのばらつきをもつのではないかと考えられる。

最後に時間遅れを計算済みのデータ（OMNI

データ）を紹介する。OMNI 2 と呼ばれるデータは、Hourly, Daily, Monthly average として提供されているもので、時間単位の統計解析に有用である。このような時間分解能の粗いデータを用いる場合は、時間遅れの計算に含まれる誤差について考慮する必要はあまりない。High Resolution OMNI と呼ばれるデータは bow shock の先端までの時間遅れを、インターフェースの外積を取る方法と MVAB-0 を組み合わせた方法を用いて複合的に計算している [Weimer and King, 2008]。1 分と 5 分の時間分解能のデータが提供されている。時間遅れに含まれる誤差よりも短い時間分解能でデータが提供されていることからわかるように、この High Resolution OMNI データについては時間遅れの誤差がまだ含まれている可能性があり、参考程度にデータを利用するのが賢明である。これまで述べてきたことをまとめると、やはり複数の衛星（GOES, Geotail, Wind, ACE, IMP8, Interball, SOHO）のデータを見比べて、時間差や衛星間のパラメータの違いなどをチェックするのが最も安全な方法であるといえる。

5 まとめ

太陽風の変動原理は MHD で記述することができる。衝撃波 (shock) と接線不連続 (tangential discontinuity) が特に重要な構造と言える。以下、

大規模構造と微細構造に関して要点をまとめる。

太陽風の大規模構造に関して

- CME と CIR に伴って、太陽風の磁場、速度、密度、温度は連動して特徴的な変化をする。しかし、物理量の変動パターンには両者の間で明確な違いが存在する。当然、磁気圏・電離圏応答も異なる場合が多いので、擾乱がどちらの構造によって引き起こされたのかを認識することが必要である。
- CME と CIR は周期性を作り出す主要原因となりうる。太陽周期、27 日周期、9 日周期が有名である。回帰性の擾乱は、CIR 起源の場合が多いが、CME が回帰的な変動を作り出すこともある。
- CME と CIR を明確に区別して統計解析を行うことで、結果をより精密にすることができる。第 23 期（1996–2007）の解析を行う場合は、既成のイベントリストを使うことができる。Zhang et al. [2007] の磁気嵐リストや Miyoshi and Kataoka [2008] の CIR リストが便利である。

太陽風の微細構造に関して

- 接線不連続面的な数分から数時間の磁場変化が基本となる。このような変動は太陽面を起源とする微細なプラズマフラックスチューブが絡み合っていることによるものと思われる。微細構造は、磁気圏・電離圏に比較的短周期の変動をもたらす。
- 微細構造と磁気圏・電離圏変動の対応を取る際には、太陽風観測衛星からの時間遅れを考慮する必要がある。波面が傾いている場合があるので、その傾きを考慮して計算を行うほうがよい。単一の衛星から波面を推定する方法には限界がある。また、bow shock から magnetopause, magnetopause から電離圏までの時間遅れの計算にも様々な誤差を生み出

す要因がある。5 分程度の誤差は常にあるものと考えなければならない。複数の衛星のデータを見比べて、時間差を見積もるのが最も安全な方法である。

参考文献

- Borovsky J. E., Flux tube texture of the solar wind: Strands of the magnetic carpet at 1 AU?, *J. Geophys. Res.*, **113**, doi:10.1029/2007JA012684, 2008
- Crooker, N., and A. McAllister, Transients associated with recurrent storms, *J. Geophys. Res.*, **102**, 14041, 1997.
- Gopalswamy, N., S. Yashiro, Y. Liu, G. Michalek, A. Vourlidas, M. L. Kaiser, and R. A. Howard, Coronal mass ejections and other extreme characteristics of the 2003 October–November solar eruptions, *J. Geophys. Res.*, **110**, doi:10.1029/2004JA010958, 2005.
- Horbury, T. S., Burgess, D., Franz, M., and Owen, C. J., Prediction of Earth arrival times of interplanetary southward magnetic field turnings, *J. Geophys. Res.*, **106**, 30,001, 2001a.
- Horbury, T. S., Burgess, D., Franz, M., and Owen, C. J., Three spacecraft observations of solar wind discontinuities, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, doi:10.1029/2000GL000121, 2001.
- Fairfield, D., Average and Unusual Locations of the Earth's Magnetopause and Bow Shock, *J. Geophys. Res.*, **76**, 6700, 1971.
- Kataoka R., H. Fukunishi, L. J. Lanzerotti, T. J. Rosenberg, A. T. Weatherwax, M. J. Engebretson, and J. Watermann, Traveling convection vortices induced by solar wind tangential discontinuities, *J. Geophys. Res.*, **107**, doi:10.1029/2002JA009459, 2002.
- Kataoka R., Y. Miyoshi, Flux enhancement of radiation belt electrons during geomagnetic storms driven by coronal mass ejections and corotating interaction regions, *Space Weather*, **4**, doi:10.1029/2005SW000211, 2006.

- Knetter T., F. M. Neubauer, T. Horbury, A. Balogh, Four-point discontinuity observations using Cluster magnetic field data: A statistical survey, *J. Geophys. Res.*, **109**, doi:10.1029/2003JA010099, 2004.
- Khan, H. and S. W. H. Cowley, Observations of the response time of high-latitude ionospheric convection to variations in the interplanetary magnetic field using EISCAT and IMP-8 data, *Ann. Geophys.*, **17**, 1306, 1999.
- Lockwood, M., P. E. Sandholt, S. W. H. Cowley, and T. Oguti, Interplanetary magnetic field control of dayside auroral activity and the transfer of momentum across the dayside magnetopause, *Planet. Space Sci.*, **37**, 1347, 1989.
- Mailyan, B., C. Munteanu, and S. Haaland, What is the best method to calculate the solar wind propagation delay?, *Ann. Geophys.*, **26**, 2383, 2008.
- Maynard, N., G. Siscoe, B. Sonnerup, W. White, K. Siebert, D. Weimer, G. Erickson, J. Schoendorf, D. Ober, and G. Wilson, Response of ionospheric convection to changes in the interplanetary magnetic field: Lessons from a MHD simulation, *J. Geophys. Res.*, **106**, 21429, 2001.
- McComas, D. J., H. A. Elliott, N. A. Schwadron, J. T. Gosling, R. M. Skoug, and B. E. Goldstein, The three-dimensional solar wind around solar maximum, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, doi:10.1029/2003GL017136, 2003.
- Richardson I. G. and H. V. Cane, The ≈ 150 day quasi-periodicity in interplanetary and solar phenomena during cycle 23, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, doi:10.1029/2004GL021691, 2005.
- Richardson I. G., et al., Major geomagnetic storms ($Dst \leq -100$ nT) generated by corotating interaction regions, *J. Geophys. Res.*, **111**, doi:10.1029/2005JA011476, 2006.
- Ridley, A., G. Lu, C. Clauer, and V. Papitashvili, A statistical study of the ionospheric convection response to changing interplanetary magnetic field conditions using the assimilative mapping of ionospheric electrodynamics technique, *J. Geophys. Res.*, **103**, 4023, 1998.
- Sonnerup, B. U. O. and Cahill, L., Magnetopause structure and altitude from Explorer-12 observations, *J. Geophys. Res.*, **72**, 171, 1967.
- Spreiter, J., and S. Stahara, A New Predictive Model for Determining Solar Wind-Terrestrial Planet Interactions, *J. Geophys. Res.*, **85**, 6769-6777, 1980.
- Weimer, D. R. and King, J. H., Improved calculations of IMF phase front angles and propagation time delays, *J. Geophys. Res.*, **113**, doi:10.1029/2007JA012452, 2008.
- Zhang, J., et al., Solar and interplanetary sources of major geomagnetic storms ($Dst \leq -100$ nT) during 1996?2005, *J. Geophys. Res.*, **112**, doi:10.1029/2007JA012321, 2007.