

## 2-4 太陽風磁気ロープ

### 2-4 Interplanetary Magnetic Flux Ropes

丸橋克英

MARUBASHI Katsuhide

#### 要旨

太陽風磁気ロープはコロナガス噴出現象 (CME : coronal mass ejection) で形成され、太陽コロナの磁場を地球へ運んでくる。この結果、地球では、強い南向きの太陽風磁場が 10 時間以上も続き、大きな磁気嵐を引き起こすことがある。したがって、太陽風磁気ロープの磁場構造を、CME 発生領域の磁場構造から、CME 発生時に予測できる可能性がある。この可能性について太陽風磁気ロープの研究を主体に解説することが本稿の目的である。主要なテーマは (1) 太陽風磁気ロープと太陽コロナ磁場との関係、(2) 磁気嵐の発達における太陽風磁気ロープの役割、(3) 太陽風磁気ロープに関する今後の研究課題の 3 点である。太陽風磁気ロープの磁場構造を、その起源となった CME の発生領域における太陽磁場と比較すると、両者の間に一定の幾何学的関係があることが分かる。この幾何学的関係が、CME 発生領域の磁場構造の観測から磁気ロープの磁場構造と、地球で観測される太陽風磁場の変化を予測できる可能性の根拠となる。一つの磁気嵐を例にとり、その原因となった太陽風磁気ロープの形状について解析結果を示す。この結果は太陽風磁気ロープの伝搬を 3 次元的に考察する必要性を示唆する。最後に、太陽風磁気ロープの一層の理解に導く今後の研究課題を列挙する。

The purpose of this review is to examine the possibility of predicting large geomagnetic storms from solar observations. We focus on three topics: (1) the relationship between coronal magnetic fields and interplanetary magnetic flux ropes, (2) the role of magnetic flux ropes in geomagnetic storms, and (3) further studies needed for improving our ability to predict geomagnetic storms based on our knowledge of interplanetary magnetic flux ropes. Evidence is presented that the magnetic structures of magnetic flux ropes are strongly controlled by large-scale magnetic fields in the solar source regions of coronal mass ejections. The relationship suggests the possibility of predicting the variations in interplanetary magnetic fields based on solar observations at the time of launch of coronal mass ejections. An analysis of one particular geomagnetic storm reveals the necessity of further precise knowledge on the global topology of flux ropes in interplanetary space. Finally, we suggest some important problems to be studied in the future.

#### [キーワード]

太陽風, 惑星間空間磁場, 太陽風磁気ロープ, コロナガス噴出現象, 太陽磁場, フィラメント消失  
Solar wind, Interplanetary magnetic field, Interplanetary magnetic flux rope,  
Coronal mass ejection, Solar magnetic field, Filament disappearance

## 1 まえがき

宇宙空間の電磁場、プラズマ環境、放射線環境、さらに電離圏、超高層大気の状態を宇宙天気と呼ぶ[1]。磁気嵐は、太陽フレアやコロナガス噴出 (CME : coronal mass ejection、以下、

CME と略称する。) のような太陽の突発的な活動現象と並んで、宇宙天気を激しく変動させる二大現象の一つである。磁気嵐は、磁気圏が太陽風擾乱からエネルギーを供給されて、電離層、超高層大気に至るまで、内部の状態を大きく変える現象である。磁気嵐を引き起こす太陽風擾

乱には幾つかの種類が知られている[2]。その中で、CMEに伴って太陽コロナから飛び出したプラズマの塊が大きな磁気嵐の原因になっていることが多い。このプラズマの塊はプラズマ雲と呼ばれる。

太陽風の観測データを調べて、CMEによって発生したプラズマ雲に固有なプラズマと磁場の特性を見付け出す試みは、太陽風擾乱研究の重要な課題として、太陽風観測の開始以来ずっと続けられてきた[3][4]。(1) 双方向性の高温電子流[5]、(2) 異常に低いプロトン温度[6]、(3) 磁気ロープと呼ばれる磁力線の束をねじったような磁場構造[7]の三つがプラズマ雲の最も広く見られる特性として知られている。本稿の主題である太陽風磁気ロープとは、CMEで発生したプラズマ雲の磁場が磁気ロープ構造を持つ部分を指している。

太陽風から磁気圏へのエネルギー伝達には、太陽風中の磁場(IMF: Interplanetary Magnetic Field、以下、IMFと略称する。)が重要な役割を果たしている。特に、IMFの南向き成分が大きいと太陽風から磁気圏へのエネルギー伝達が効率的に行われる[8]。太陽風磁気ロープはその内部に強い南向きのIMFを持つことが多く、大きな磁気嵐が発達する原因となる。また、その前面に衝撃波が発達する場合には、衝撃波の後側に強い南向きIMFを発生させ、磁気嵐の発達に寄与する。このように、太陽風磁気ロープは磁気嵐の発達を決定する重要な因子となっている。一方、太陽風磁気ロープの磁場構造は、CME発生領域の磁場構造をある程度保存して運びだしていることが指摘されている[9]~[12]。これらの事実は、CME発生領域の構造がCMEで発生する太陽風磁気ロープの構造と磁気嵐の発達を決定付ける重要な因子であることを示している。ここに太陽風磁気ロープの研究が、将来、磁気嵐の予報に結びつく可能性を見ることができる。

本稿の目的は太陽風磁気ロープの研究が磁気嵐の予報へと発展する可能性について解説することである。2では、太陽風磁気ロープの形状を求める解析法を解説する。その上で太陽風磁気ロープの構造とCME発生領域の磁場構造の関係について述べる。3は太陽風磁気ロープが原因となった磁気嵐について簡単に紹介する。最後に、

4ではCMEとプラズマ雲、太陽風磁気ロープとの関係を更に明らかにするための研究課題について考察する。

## 2 太陽風磁気ロープとCME

磁気ロープと呼ばれる磁場構造は、希薄な宇宙プラズマがしばしばフィラメント状の不均一性を持つことと関連して調べられた[13]。磁気ロープ構造を持つプラズマ雲にはじめて注意を向け、磁気雲(magnetic cloud)と名づけたのはBurlagaらのグループ[14]であるが、観測された磁場の変化を磁気ロープで説明することは、それに続く解析を待たねばならなかった[15][7]。その後、太陽風磁気ロープのモデルに多くの改良がなされ[16][17]、解析法も次第に発展してきた[18][10]。その研究の成果として、太陽風磁気ロープの生成がCMEの発生と密接に関係していることが明らかになった。

### 2.1 磁気ロープ

外力が働かない状態で静力学的平衡にあるプラズマは

$$-\nabla p + \vec{J} \times \vec{B} = 0 \quad (1)$$

を満たす。ここで、 $p$ はプラズマ密度、 $\vec{J}$ は電流密度、 $\vec{B}$ は磁束密度である。プラズマが十分に希薄で圧力が無視できるほど小さい場合には、第2項の電磁的な力も働かない状況が実現される。つまり、磁場のあるプラズマでは電流は磁場と平行又は反平行にしか流れることができない。このような状態の磁場を「力が働かない磁場(force-free field)」と呼ぶ。 $\vec{J} = \text{rot} \vec{B} / \mu_0$ に注意すると、電流が磁場と平行に流れる条件は

$$\text{rot} \vec{B} = \alpha \vec{B} \quad (\alpha > 0) \quad (2)$$

$$(\nabla \alpha) \cdot \vec{B} = 0 \quad (3)$$

と表される。

最も簡単な例として、 $\alpha = \text{一定}$ の場合を考え。これは「 $\alpha$ 一定の力が働かない磁場」と呼ばれている。軸対称を仮定して(2)を円柱座標 $r, \varphi, z$ の成分で書くと

$$-\frac{dB_z}{dr} = \alpha B_\phi \quad (4)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rB_\phi) = \alpha B_z \quad (5)$$

となる。 $B_\phi$ を消去すると

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + \alpha^2 \right] B_z = 0 \quad (6)$$

を得る。この方程式の解は0次のベッセル関数

$$B_z = AJ_0(\alpha r) \quad (7)$$

で与えられる ( $A$ は任意の定数)。(4)を用いると  $B_\phi$  が次式のように求められる。

$$B_\phi = AJ_1(\alpha r) \quad (8)$$

電流が磁場と反平行に流れる場合については

$$\text{rot} \vec{B} = -\alpha \vec{B} \quad (\alpha > 0) \quad (9)$$

から出発し、同様にして

$$B_z = AJ_0(\alpha r) \quad (10)$$

$$B_\phi = -AJ_1(\alpha r) \quad (11)$$

が得られる。

電流が磁場に平行な場合と反平行な場合について、円筒形で軸対称な構造の内部磁場を模式的に描くと図1のようになる。ただし、軸における磁束密度を  $B_0$  とし、軸に平行な磁場が0になる面をこの構造の外部境界と考えている。ここに描かれた磁場のパターンから磁気ロープという名称が理解されよう。(7)、(8)で与えられる磁気ロープを電流と磁場が平行という意味で平行型 (parallel type)、また(10)、(11)で与えられる磁気ロープを反平行型 (anti-parallel type) と呼ぶ。また、磁力線のねじれ方向から、それぞれ、右ねじ型と左ねじ型と呼ぶこともある。 $B_z$  と  $B_\phi$  の大きさの軸からの距離による変化を図2に示す。

## 2.2 磁気ロープの解析法

観測された太陽風の磁場変化を磁気ロープモデルに当てはめ、磁気ロープの方向やサイズを決定することができる。この解析は磁気ロープ

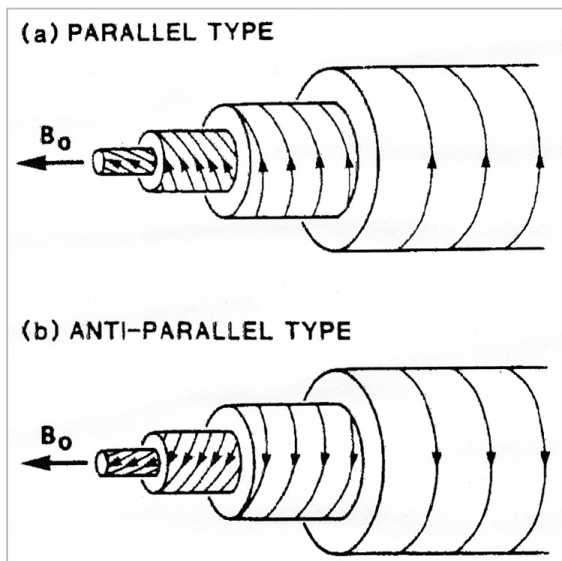


図1 磁気ロープの内部磁場の模式図

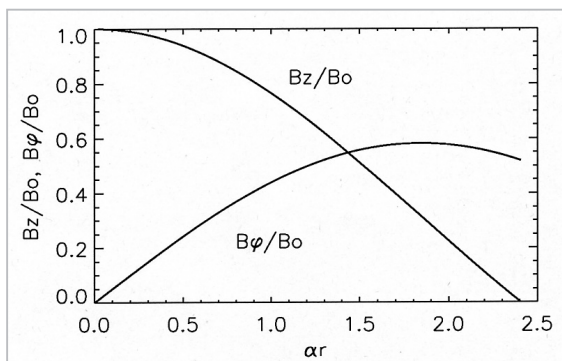


図2  $B_z$  と  $B_\phi$  の半径方向の変化

の発生や磁気圏との相互作用を考察する上で重要である。ここでは、自己相似的に膨張する「 $\alpha$ 一定の力が働かない磁場」で記述される円筒型の磁気ロープモデル[17]を使った非線形最小二乗法によるフィッティング[10]について解説する。

自己相似的に膨張して時間  $t_0$  を経過し、半径  $R_0$  になった円筒型の磁気ロープが人工衛星に出会ったとすると、その後の時間  $t_0 + t$  における半径  $R$  と半径方向への膨張速度  $\vec{v}$  は、円筒に固定した円柱座標  $r, \phi, z$  を用いて次式で与えられる[17]。

$$R = R_0(1 + t/t_0) \quad (12)$$

$$\vec{v} = v_r \vec{e}_r \quad (13)$$

$$v_r = r/(t + t_0) \quad (r \leq R) \quad (14)$$

また、磁気ロープの内部磁場構造は次の式で表される。

$$\vec{B} = B_\phi \vec{e}_\phi + B_z \vec{e}_z \quad (15)$$

$$B_\phi = sB_0 J_1(\alpha r)/(1+t/t_0) \quad (16)$$

$$B_z = B_0 J_0(\alpha r)/(1+t/t_0)^2 \quad (17)$$

ここで  $B_0$  は円筒の軸における磁束密度の大きさで、その磁場の方向に  $z$  軸をとってある。 $s$  は磁力線のねじれ方向を表すパラメータで、 $s = 1$  は平行型、 $s = -1$  は反平行型の磁気ロープに対応する。 $\alpha$  は  $\alpha R$  がベッセル関数  $J_0$  の最初のゼロ点となるように選ばれる。

上の式で与えられる磁気ロープを人工衛星が横切るときに観測される磁場や太陽風速度を計算するには、磁気ロープの空間における傾きとその中を通過する人工衛星の幾何学的な関係を仮定しなければならない。磁気ロープの傾きを磁気ロープの軸磁場の方向で表し、地心黄道座標 (Geocentric Solar Ecliptic coordinate) O-XYZ を基準に、その緯度角  $\Theta$ 、経度角  $\Phi$  で与える。衛星は地球から太陽に向かう方向 (X 方向) に磁気ロープを横切るものとして、衛星軌道と磁気ロープの軸との距離を衝突パラメータとして  $P$  で表す。ただし、磁気ロープのどちら側を人工衛星が通過したかに応じて、 $P$  は  $\vec{e}_x \times \vec{e}_z$  の方向を基準に正負の値をとる。観測される太陽風速度は、磁気ロープが全体で動く  $-X$  方向の速度  $U$  と膨張速度の  $X$  成分との和と考える。

まとめると、自己相関的に膨張する円筒型磁気ロープモデルで観測データを再現するのに必要なパラメータは、磁気ロープ形と太さを決めるパラメータ  $s$ 、 $B_0$ 、 $R_0$ 、 $t_0$ 、衛星軌道との幾何学的な関係を定めるパラメータ  $\Theta$ 、 $\Phi$ 、 $P$ 、磁気ロープが流れる速さ  $U$  の八つである。このモデルを観測で得られた磁気ロープ中の磁場と太陽風速度に合わせ、非線形最小二乗法でパラメータを決定する。ただし、パラメータ  $s$  は観測された磁場ベクトルの  $YZ$  面における回転の方向から簡単に決めることができる。図1で二つの構造を紙面のこちら側から向こう側に横切る場合を考えると、平行型では反時計回り、反平行型では時計回りに磁場ベクトルが回転することが分かる。また、七つのパラメータを与えると衛星が磁気ロープを横切るのに必要な時間が決まるの

で、磁気ロープの継続時間から、残りの七つのパラメータの間に一つの関係式が得られる。

最小二乗法の詳細は付録に記す。図3はこの方法でフィッティングをした結果の1例である。磁場と太陽風速度のモデル値を太い線で観測データに重ねて示してある。縦の破線は衝撃波が観測された時刻を示す。図3の下部には磁場ベクトルを  $XY$  面、 $XZ$  面、 $YZ$  面に投影した図が示してある。2本の縦線で示した磁気ロープの部分に対応して、磁場ベクトルが  $YZ$  面で反時計回りに回転している様子を見ることができる。この解析から得られたパラメータを表1に示す。図4はこの磁気ロープを模式的に描いたもので、円筒の表面のトロイダル磁場だけが図示してある。軸は黄道面から約  $11^\circ$  南に傾き、太陽方向から  $238^\circ$  回転した方位を向いている。この図は磁気ロープが膨張しながら白い矢印で示すように太陽から地球に向かって飛んでくる様子を示して

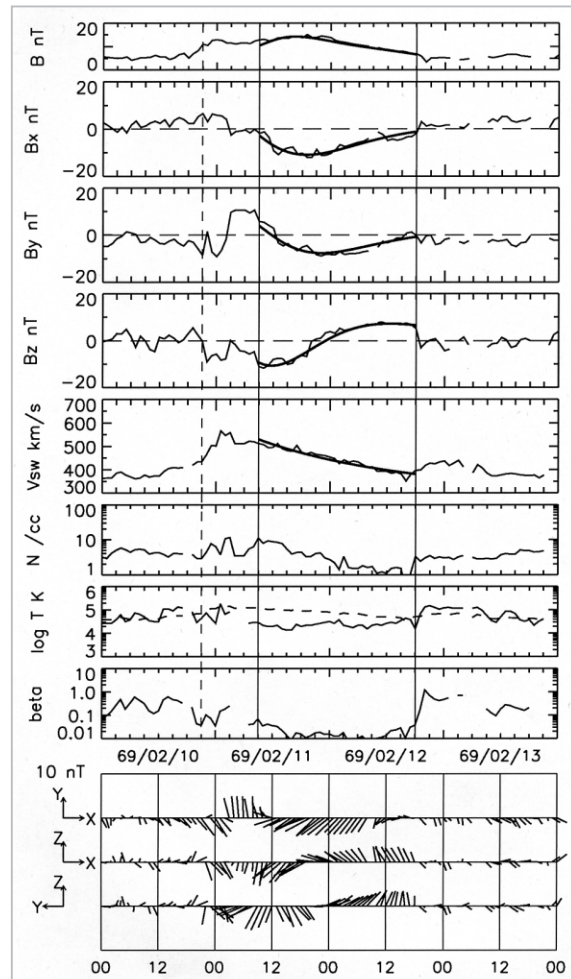
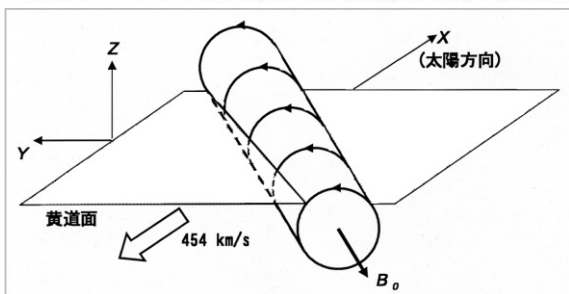


図3 太陽風磁気ロープのモデル当てはめ例

**表1** 図3の磁気ロープに関するパラメータ  
(円筒型モデルによるフィッティング)

パラメータ	数値
$s$	1 (平行型)
$B_0$	20.3 nT
$R_0$	0.12 AU
$t_0$	56 時間
$\Theta$	-10.9 度
$\Phi$	238 度
$P$	$-0.32R_0$
$U$	454 km/s



**図4** 図3の磁気ロープの配位模式図

いる。相対的に人工衛星は X 軸に沿って進み、磁気ロープ軸の北側を通過しながら、はじめに南向きの磁場を観測し、次第に北向きの磁場を観測する。図3で磁気ロープの中で観測された太陽風速度が500km/sから400km/sに減少しているのは、磁気ロープの膨張速度が全体の流れに加わっているためである。また、磁場の大きさが非対称に変化していることも磁気ロープの膨張によって説明される。

### 2.3 太陽風磁気ロープと太陽コロナ磁場

太陽風磁気ロープを発生させる太陽の活動現象を同定する目的で行われた解析の一例[10]を紹介する。この解析では、まず、1965年から1978年までの期間に観測された太陽風磁気ロープのうちで、磁場ベクトルの滑らかで大きな回転が観測された12例の現象を選び、磁気ロープモデルへのフィッティングを行い、磁気ロープのパラメータを決定した。次に、この解析で得られた磁気ロープの流れる速さをもとに、太陽で発生した時刻を±1日の誤差で推定し、その時間幅内に起きた太陽の活動現象を拾い出した。太陽の活動現象としては、メートル波帯の「II型/IV型太陽電波バーストを伴った太陽フレアとH $\alpha$ 線」で観測されるフィラメント消失現象を取り上げ

た。これらはいずれもプラズマ雲の発生と関係が深いと考えられてきた現象である[19][20]。

この解析の結果、12例のうち9例の太陽風磁気ロープについて、推定される太陽での発生時間幅の範囲、地球と太陽を結ぶ線から±30°の経度内でフィラメント消失があったことが確認された。また、太陽フレアとの対応は見られなかった。図5は太陽風磁気ロープとフィラメント消失の対応を太陽面上でまとめたものである。フィラメントは太陽面の鉛直方向の磁場が極性を変える境界線(中性線と呼ぶ)に発生する。消失したフィラメントを円で囲み、フィラメントのおよその方向を破線で、中性線両側の磁場極性を+(外向き)、-(内向き)で示してある。磁気ロープはそれぞれの対応するフィラメント上に投影して、その軸の磁場の向きを長い矢印で、円筒の表面のトロイダル磁場を矢印の先端付近に示してある。各図上部の日付を表す線からフィラメントに向かう矢印は、±12時間の誤差で推定したフィラメント消失の時刻を示している。

この図から、太陽風磁気ロープと対応するフィラメント消失の関係について以下の法則性が見いだされる。

- (1) 太陽風磁気ロープの軸の方向は、おおよそ、消失したフィラメントの方向に沿う傾向がある。
- (2) 太陽風磁気ロープの外側、手前側のトロイダル磁場の方向は太陽面磁場の中性線の上空にできるループ状の磁場の方向と一致する。
- (3) 太陽風磁気ロープの軸の磁場とトロイダル磁場の関係は、南半球のフィラメント消失に対応するものは平行型、北半球のフィラメントに対応するものは反平行型である(各図の下にそれぞれの磁気ロープのねじれの向きを平行型をP(parallel)、反平行型をA(anti-parallel)で記入してある。)

ここで議論しているフィラメント消失はプロミネンスの噴出と同じものである。1980年に打ち上げられたSMM衛星によって観測されたCMEの統計によれば、プロミネンスの噴出はCMEの発生に伴って最も高い比率で観測される現象である[21]。ただし、SMMで観測されたCMEの中にも対応する顕著な太陽の活動現象が

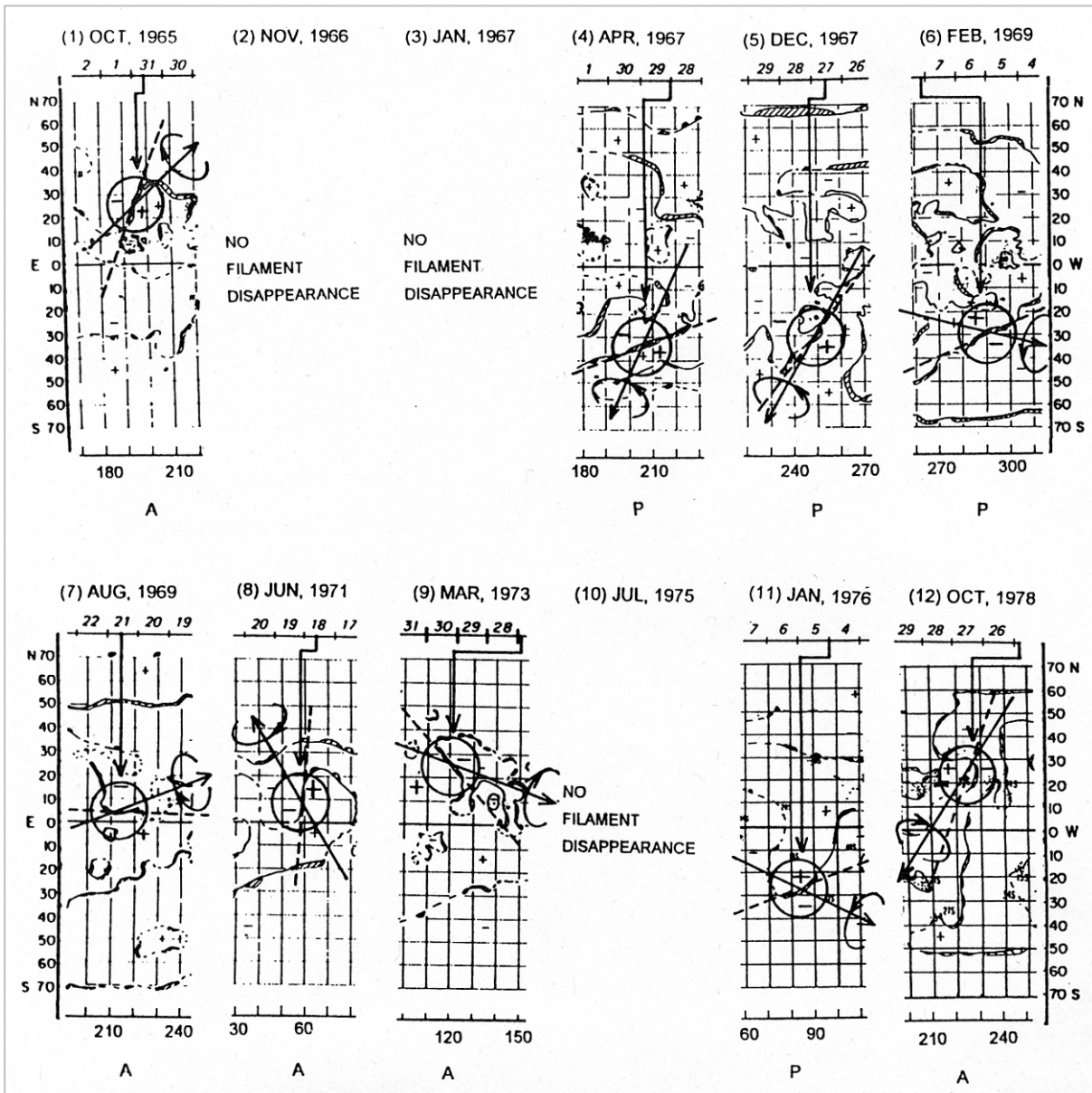


図5 太陽風磁気ロープと対応するフィラメント消失

ない例が少なくない。このことは図5で3例の太陽風磁気ロープについて対応する顕著な太陽活動現象が見つからなかったことと符合する。図6は典型的なCMEの観測例を示す。フィラメント又はプロミネンスはこの例のようにCMEの一部として噴出されることが多く、一般には、前面の明るいループ、そのすぐ後の暗い部分及びプロミネンスがCMEを構成しているといわれている[22]。フィラメントの詳細な観測によれば、フィラメント自体が磁気ロープのようにねじれた磁場構造を持ち、ねじれの向きが南半球と北半球では反対になっている[23][24]。

上に述べたことを総合すると、太陽風磁気ロ

ープの生成について以下のようなシナリオが考えられる。

「CMEが発生する直前には、その発生領域のフィラメント上空のコロナでは磁場のねじれが南半球では平行型、北半球では反平行型に成長して磁気ロープに近い構造が既にできている。この構造があまり方向を変えずに伸びて、膨張しながら惑星間空間へと広がり太陽風磁気ロープとして観測される。」

太陽面にループ状の磁力線をアーケード状に並べ、その両側の足元を互いに反対方向にずらす運動を与えると不安定が生じてCMEが起きるといふ磁気流体力学(MHD)に基づくシミュレー

シヨンの結果が[25]報告されている。このシミュレーション研究も上に述べたシナリオを支持している。このシナリオによれば、磁気ロープは図6に見るようなCME構造の暗い部分及びプロミネンスを含む領域を占めていると考えられる。また、このシナリオに従って、CME又は消失したフィラメントの周囲の太陽磁場構造をもとに、どんな太陽風磁気ロープが飛び出したか、おおよその推定が可能である。ただし、消失したフィラメントの方向と対応する太陽風磁気ロープの方向がずれていることについては、コロナ磁場とフィラメントが存在する彩層領域の磁場構造の違いや時間変化を考慮したもっと詳しい解析が要求される[26]。

図7は膨張しながら伸展する太陽風磁気ロープ

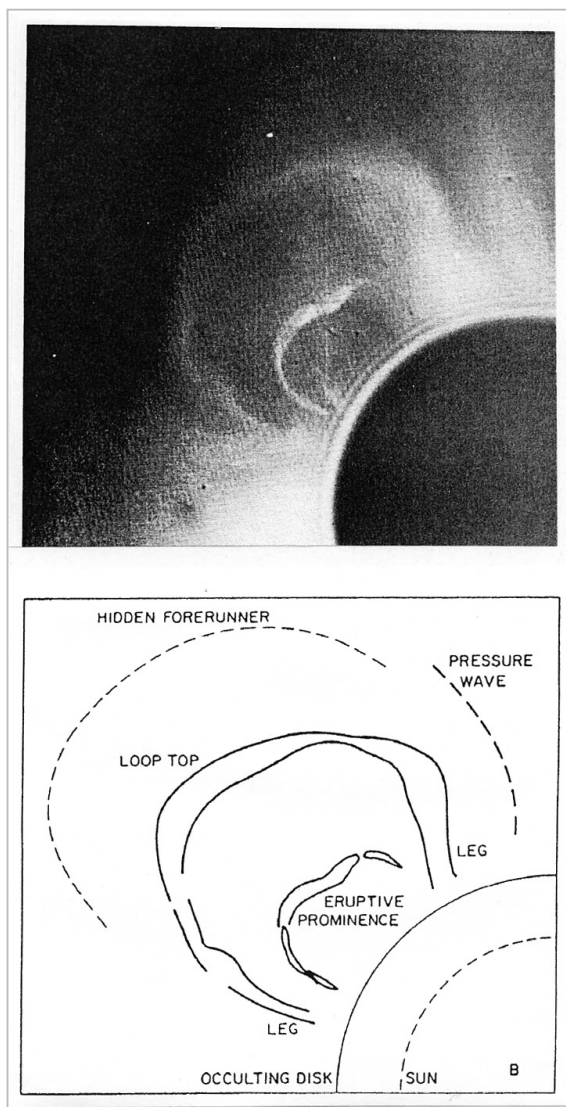


図6 SMM衛星で観測されたCMEの典型例

を模式的に示す。(a)は黄道面に平行な磁気ロープが広がる場合、(b)は黄道面に垂直な磁気ロープが広がる場合を表す。(c)は(a)の場合の内部磁場を反平行型として示してある。この図は磁気ロープが長さの方向に60°程度の幅をもって噴出して太陽から半径方向に広がり、その両端は太陽の自転によって西に進んでいるものとして描いてある。(b)の図では太陽の自転の効果を表現できないので、子午面に回転投影した図を示した。

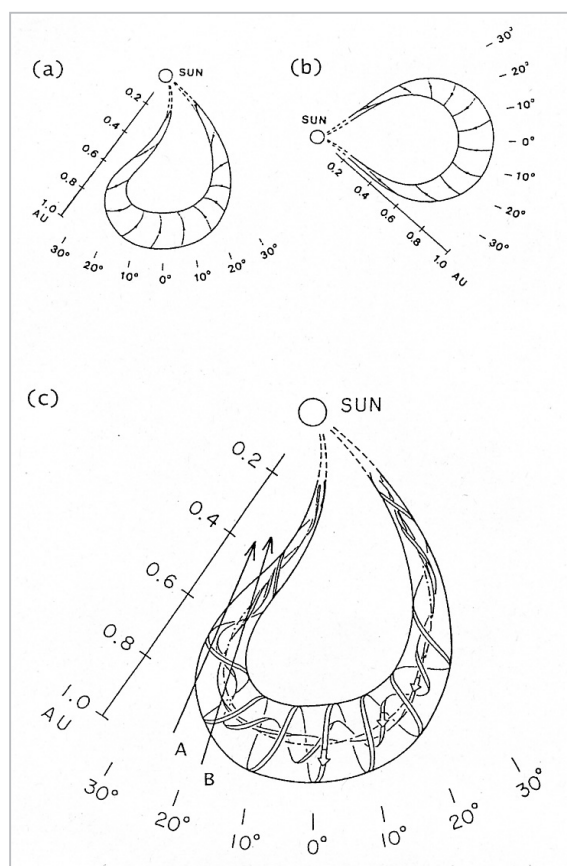


図7 膨張しながら伸展する太陽風磁気ロープの全体像模式図

## 2.4 太陽風磁気ロープの新しい解析法

円筒型磁気ロープモデルによる太陽風磁気ロープの解析は、プラズマ雲の磁場構造の理解を大きく進展させた。しかしながら、この単純化されたモデルは、当然、多くの問題を残している。最近、二つの方面から磁気ロープの新しい解析法が開発されつつある。一つは曲がった太陽風磁気ロープについてのモデルの拡張[10]であり、もう一つはプラズマの圧力を考慮した解析

[27]である。この二つの新しい解析について簡単に紹介する。

太陽風磁気ロープが図7のような形状を持つとすると、人工衛星がその中心付近を通過した場合の観測は、円筒型のモデルで問題なく近似することができる。しかしながら、人工衛星が図6(c)にA、Bの矢印で示したような通過をする場合には、磁気ロープの曲率が重要な要素となってくる。このような場合に近似する一つの方法は、長い円筒を円形に曲げてできるトーラス型の磁気ロープモデルを用いることである。ただし、円筒型磁気ロープについては力が働かない磁場配位が厳密に求められるが、トーラス型の磁気ロープに対応する力が働かない磁場の厳密解は求められていない。トーラスの大半径(major radius)が小半径(minor radius)に比べて十分に大きいという条件の下での近似解だけが求められている[28]。ここでは更に簡単化して、磁気ロープの軸が円形をしているだけで、内部の磁場は軸からの距離  $r$  だけの関数であり、(15)、(16)、(17)で与えられると仮定してモデルとする。

このモデルを用いてフィッティングを行った例を図8に示す。図で分かるように、フィッティングの結果は良好である。このフィッティングで求められたパラメータは表2に示す。トーラス型モデルでは、トーラスの小半径で表される磁気ロープの太さ  $R_0$  のほかに、トーラスの大半径で表される軸が描く円の半径  $R_c$  がパラメータに加わる。また、全体の傾きはトーラスの軸が張る平面の法線の方向、 $\Theta_n$ 、 $\Phi_n$ で与え、軸の磁場のX成分が太陽方向を向くか反対方向を向くかを、 $d=1$ と $d=-1$ で表す。衝突パラメータは衛星軌道のY座標  $P_Y$ とZ座標  $P_Z$ で表してある。この解析で得られた太陽風磁気ロープの幾何学的な概略を図9に示す。表2のパラメータはトーラスがXZ面からわずかに $18^\circ$ 傾いた平面内にあり、そのかなり西側に寄ったところをX軸に沿って、人工衛星が通過したことを表している。

ここで重要なことは、図8のベクトル表示から分かるように、人工衛星が磁気ロープを通過する間磁場の方向がほとんど変化していないことである。これは図9から分かるように、人工衛星は磁気ロープの軸にほとんど平行に通過してい

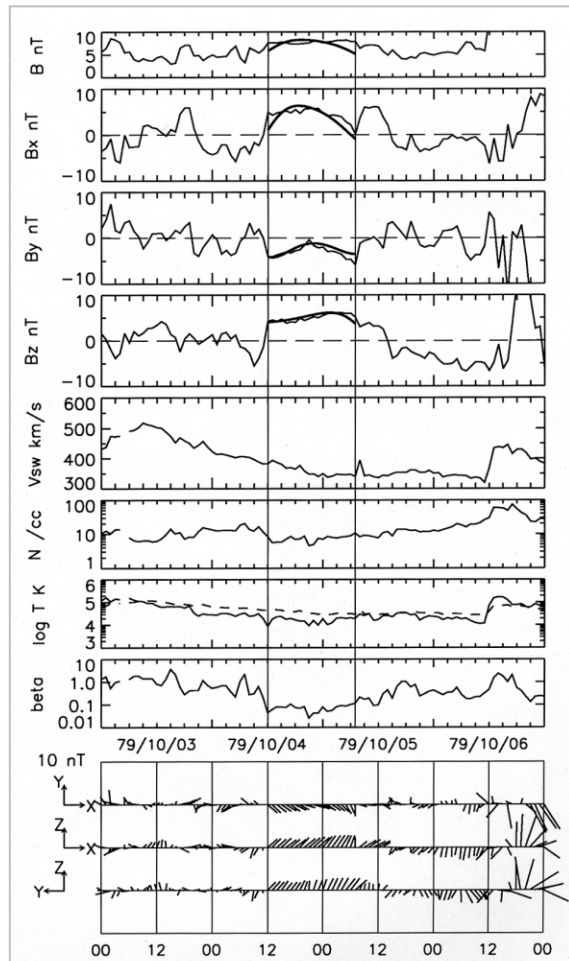


図8 トーラス型モデルでフィッティングされた観測例

ることで理解される。直線型の円筒形の磁気ロープではそのような場合は存在しないことは明らかである。このように、トーラス型の磁気ロープモデルの導入により、これまで説明できなかった太陽風磁場の変化を合理的に説明するこ

表2 図8の磁気ロープに関するパラメータ (トーラス型モデルによるフィッティング)

パラメータ	数値
$s$	-1 (反平行型)
$d$	1 (太陽方向)
$B_0$	11.3 nT
$R_c$	0.193 AU
$R_0$	0.025 AU
$t_0$	144 時間
$n$	18.1 度
$n$	271 度
$P_Y$	-0.58 $R_0$
$P_Z$	-0.14 $R_0$
$U$	359 km/s



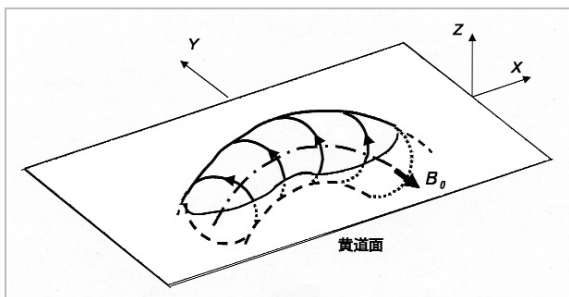


図9 図8の磁気ロープの幾何学的配位

とが可能になる。

太陽風磁気ロープの中でプラズマ圧力は磁場の圧力に比べて小さいが、完全に無視できるとは限らない。そのような場合、プラズマ圧力の影響で磁場の構造が力の働かない磁場からどのようにずれるかは興味ある問題である。最近、プラズマの圧力を無視しない太陽風磁気ロープの解析法が開発された[27]。

プラズマと磁場の変化が2次元的でz方向に変化がないとすると、磁場Bはこの方向を基準にした直交系x、y、zで以下のように表される。

$$B = (\partial A(x, y) / \partial y, -\partial A(x, y) / \partial x, B_z) \quad (18)$$

これを(1)に代入し、 $\partial / \partial z \equiv 0$ に注意するとプラズマ圧力pもBzもベクトルポテンシャルA(x, y)だけの関数になることが分かる[29]。(1)は以下のように変換される。

$$\begin{aligned} & \partial^2 A / \partial x^2 + \partial^2 A / \partial y^2 \\ & = -\mu_0 (d/dA) \{ p(A) + [B_z(A)]^2 / 2\mu_0 \} \end{aligned} \quad (19)$$

z方向が正しく選ばれたとすると、衛星軌道がxz面に含まれるようにx軸を定義してx軸上のベクトルポテンシャルは

$$A(x, 0) = \int_0^x (\partial A / \partial \xi) d\xi = \int_0^x -B_y(\xi, 0) d\xi \quad (20)$$

これを用いて観測データから

$$P_i(x, 0) = [p(x, 0) + B_z^2(x, 0) / 2\mu_0] \quad (21)$$

を計算することができる。z軸が正しく決定されていればA(x, 0)対P<sub>i</sub>(x, 0)のグラフは衛星がz軸に近づくとときとz軸から遠ざかるときの対称性から、一つの曲線上に並ぶはずである。実際の

解析では、このことを利用して最小二乗法により正しいz軸を決定する。その上で正しいx軸、y軸を求め、次の式で任意のyについてベクトルポテンシャルA(x, y)、磁場B<sub>x, y</sub>(x, y)を計算する。

$$A(x, y \pm \Delta y) \cong A(x, y) + (\partial A / \partial y)_{x, y} (\pm \Delta y) + (1/2) (\partial^2 A / \partial y^2)_{x, y} (\pm \Delta y)^2 \quad (22)$$

$$B_x(x, y \pm \Delta y) \cong B_x(x, y) + (\partial^2 A / \partial y^2)_{x, y} (\pm \Delta y) \quad (23)$$

$$B_y(x, y \pm \Delta y) \cong B_y(x, y) - (\partial^2 A / \partial x \partial y)_{x, y} (\pm \Delta y) \quad (24)$$

この解析から得られた太陽風磁気ロープの一例を図10に示す。この解析法は、磁気ロープ内部の磁場構造について対称性のほかには何も仮定しないで磁気ロープ型の磁場が求められる点で、非常に興味をひくものである。

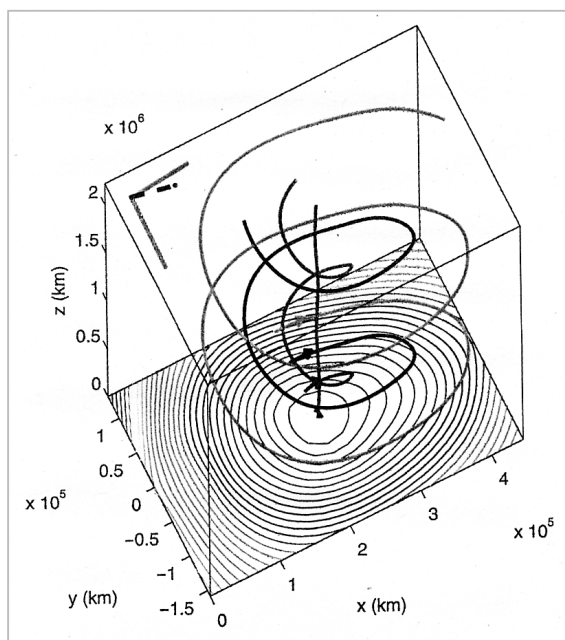


図10 ベクトルポテンシャルの関数として計算された磁気ロープ例[28]

### 3 太陽風磁気ロープと磁気嵐

1978年から1979年に発生したDstが-100以下まで下がる10例の大磁気嵐[30]、1971年から

1986年に発生した最大の五つの磁気嵐[31]について、磁気嵐発達の原因となった強い南向きのIMFが、どのぐらい太陽風磁気ロープで説明できるのか再検討がなされた[7]。その結果、ほとんどすべての場合に太陽風磁気ロープの存在が確認された。ここでは、その中の多くの示唆を与える一例、1978年11月25日の磁気嵐についての検討結果を紹介する。

図11はこの磁気嵐前後のIMF、太陽風プラズマ、 $Dst$ の変化を示す。磁気嵐の急激な開始を表すSCは12時22分UTに観測された。これに対応する太陽風の衝撃波観測の時刻を破線で示す。前後の太陽風の変化から判断すると、この衝撃波はコロナホールから定常的に吹き出し、11月26日に600 km/sの速度に達した高速の太陽風によって形成された共回転性の衝撃波であったと考えられる[32]。図の最上部の水平の太い実線は、

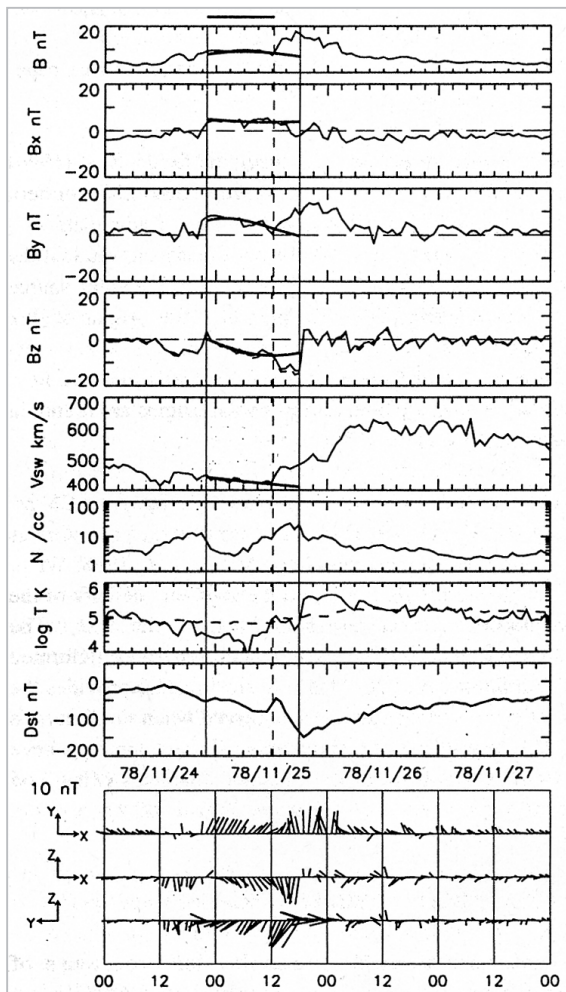


図11 1978年11月25日の磁気嵐と対応する太陽風の変化

双方向性の高温電子流[5]が確認された時間帯を示す。また、プロトン温度 $T$ のグラフで破線は太陽風速度から統計的に期待されるプロトン温度[33]の変化であり、1本目の実線から衝撃波までの時間には、異常に低いプロトン温度[6]が観測されている。1で紹介したように、これらはCMEで発生したプラズマ雲が観測されている証拠と考えられる。太陽風速度 $V_{sw}$ 、密度 $N$ 、プロトン温度 $T$ の変化から、プラズマ雲と高速流が2本目の実線の時刻に接触していると解釈される。

以上のことから、2本の実線の間は太陽風磁気ロープがあり、破線からは衝撃波によって磁場が強い変形を受けていると解釈するのが合理的である。この解釈に従って、衝撃波の後のデータを無視して2本の実線の間領域について円筒型磁気ロープモデルを当てはめた結果が滑らかな実線で書き込んである。表3に決定されたパラメータを示す。

表3 図11の磁気ロープに関するパラメータ (円筒型モデルによるフィッティング)

パラメータ	数値
$s$	1 (平行型)
$B_0$	15.4 nT
$R_0$	0.12 AU
$t_0$	141 時間
$\Theta$	-29 度
$\Phi$	140 度
$P$	0.85 $R_0$
$U$	427 km/s

この解析から以下の結論が導かれる。この磁気嵐を発達させた大きな南向きIMFは太陽風磁気ロープの後部の南向き磁場が、後から追いついた高速太陽風による衝撃波によって強められたものである。表3にあるように、人工衛星はこの磁気ロープの軸からかなり離れたところを通過している。このため、観測された磁場ベクトルのYZ面での回転は小さい。これが従来の解析では、この部分の磁場変化を磁気ロープに結び付けて考えてこなかった理由である。

図12はこの太陽風磁気ロープの考えられる形状の概略と、その発生に対応するフィラメント消失を示す。丸で囲んだ南半球のフィラメント

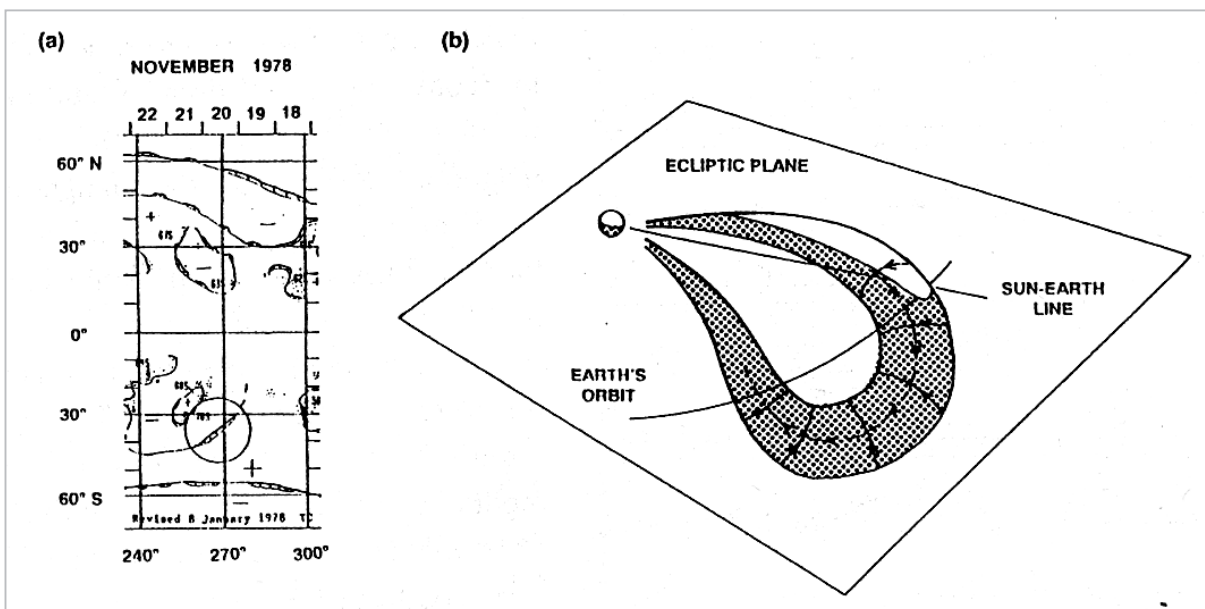


図12 11月25日観測の磁気ロープの形状と対応するフィラメント消失

はパリ天文台の記録によれば、11月19日に観測され20日には消えていた。つまり、フィラメント消失から地球近傍で磁気ロープが観測されるまでに、少なくとも4日と12時間の時間が経過している。一方、太陽風磁気ロープの平均の速さ427 km/sから推測すれば、その先端はフィラメント消失から97時間で地球に到達する。したがって、2.3で述べた一般則に適合して南半球から平行型の磁気ロープが発生し、先端部は軸の方向をおよそフィラメントの方向に保ちながら広がった。この先端部が地球軌道よりも遠くへ到達したところになって、その西側の足の部分が地球をかすめて通過したと解釈される。

この解析結果は将来の太陽風磁気ロープの研究に対して、幾つかの示唆を与える。その第一はIMFの回転角が小さくとも太陽風磁気ロープに遭遇した観測が存在することである。つまり、大きな回転角を頼りにするだけでは多くの磁気ロープ構造を見逃してしまう。第二は地球近傍で検出された太陽風磁気ロープの方向とCMEで発生した直後の磁気ロープの方向を比較する場合の注意点である。そのような比較には、人工衛星の観測が太陽風磁気ロープ全体のどの部分を見たものかを正しく評価することが前提として必要である。第三は、太陽と地球を結ぶ線の東側で発生した太陽風磁気ロープの足の部分は、先端部が地球の軌道を通り過ぎた後でも存在し

続け、地球で観測される可能性があるということである。

#### 4 今後の研究課題

太陽風磁気ロープの研究は太陽風データの解析で始まり、得られた磁気ロープの構造を太陽の現象と比較することにより、必然的にCMEとの結びつきの研究へと発展してきた。太陽風磁気ロープの太陽コロナにおける発生から地球軌道への伝搬の理解を進めるには、太陽風データの解析においても、CMEとの比較においても解決しなければならない問題が多い。

太陽風の観測から太陽風磁気ロープを選び出し、その形状を決める解析に関して三つの問題を指摘することができる。第一に、太陽風データから磁気ロープ構造を選び出すことは必ずしも簡単ではない。磁気ロープ内部では磁場の変化が滑らかであることに着眼して、磁気ロープを自動的に検出する試みもなされているが[34]、更に詳細なアルゴリズム開発が必要である。さらに、磁気ロープを見付けてもその境界、特に後側の境界を指すことが困難な例は少なくない。境界の選び方は磁気ロープの幾何学的パラメータの決定に大きな影響を及ぼす。理論的には磁気ロープの境界は接触不連続面になっていると考えられるので、高時間分解のデータで弱い不

連続面でも検出できるアルゴリズムを開発することは有益であろう。

第二の更に重要な問題は、最小二乗法で決定される磁気ロープの幾何学的パラメータは非常に強く、モデルの選び方に依存することである。 $\alpha$ 一定の力が働かない磁場構造は磁気ロープの一つの極端な構造であり、現実の構造がこのモデルに一致している保証はない。円筒型磁気ロープの磁場の強さが半径方向にどのように変化するかによって、最小二乗法で求めた軸の方向は変わってくる。磁場構造を仮定しない解析<sup>[27]</sup>で得られる磁場の分布が、 $\alpha$ 一定の力が働かない磁場とどの程度一致するかを調べれば、有益な情報が得られるであろう。太いトラス(大半径が小半径の数倍)形の磁気ロープの正確な数式を計算することも求められる。また、同一の太陽風磁気ロープの磁場変化が円筒型磁気ロープモデルでもトラス型磁気ロープモデルでも同程度に説明できる例も存在する。このような場合、境界の不連続面の方向が決定できれば、どちらのモデルが適合するかを判定することができる。

最後に、惑星間空間における太陽風磁気ロープ全体の形状についての問題について述べる。図7の模式図は多くの磁気ロープ観測を重ね合わせて描いた、いわば、想像図である。図6のようなCMEのどの部分がどのように太陽風に乗って広がるかについて、現在ではMHDシミュレーションの計算に頼らざるを得ない状況である。太陽コロナと太陽風をつないだ3次元シミュレーションはようやく始められた初期の段階である<sup>[35]</sup>。観測からのアプローチとしては、複数の人工衛星によって同一太陽風磁気ロープを別の場所で観測すること<sup>[36]</sup>が有望である。そのようなデータを詳しく解析すれば、惑星間空間における全体の形状についてだけでなく、内部の磁場分布についても重要な情報が得られるであろう。

太陽風磁気ロープをCMEと結び付けることに関連して、三つの問題を考察しよう。第一に、太陽面上又は太陽コロナ中に、観測された太陽風磁気ロープの発生領域と発生時刻を同定する上での問題である。地球に向けて磁気ロープを飛び出させるような太陽面の中心付近で発生したCMEはハローCMEとして観測されるが、一

般には検出が難しい。軟X線の長時間放射<sup>[37]</sup>(LDE: Long Duration Event)、SOHO衛星で発見されたEIT波<sup>[38]</sup>、フィラメント噴出などが同時に発生した場合にはCMEの発生時刻や発生領域が推定されるが、CMEが発生しても、太陽に目立った活動現象がない場合もある。また、これらの現象が観測されても太陽風磁気ロープの発生とその現象を結び付けて考える根拠は、時間的な関係と磁場の類似性など、間接的なものである。この問題の解決は非常に困難であるが、いろいろな観測機の検出感度の向上による軽減が期待される。ACE衛星の最新のイオン組成分析器SWICS(Solar Wind Ion Composition Spectrometer)では磁気ロープ内部で、 $0.2 \times 10^6\text{K}$ 以下の低温で生成されるイオンと $4 \times 10^6\text{K}$ で生成されるイオンが混在する特異な状態が観測されている<sup>[39]</sup>。その解析を太陽コロナの詳細な解析と比較することにより、磁気ロープがコロナのどの領域で生成されたかを推定することも可能になる。このような解析により、太陽風磁気ロープの太陽コロナにおける発生領域を結び付ける新しい情報が得られつつあると言えよう。

次に、太陽風磁気ロープの方向とフィラメントから推定される太陽面磁場の中性線の方向との関係について考察しよう。図5で見たように、両者は互いに不規則にずれている。「ようこう」衛星の軟X線望遠鏡(SXT)の観測では、CMEが発生した後にアーケード構造が観測されることが多い。そのようなアーケード構造から推定されるコロナの磁場は一般に太陽面磁場よりも構造が単純化されていて、アーケードはフィラメントよりも中性線に沿って長く伸びているという観測結果が報告されている<sup>[40]</sup>。この磁場のアーケードは磁気ロープ構造が太陽コロナから飛び出した跡と考えられ、その太陽面に沿って伸びる方向と飛び出した磁気ロープの方向がおおよそ一致することが想像される。また、惑星間空間では太陽風磁気ロープが沿う面は、IMFの空間分布から決定される磁気中性面とは一致しないとの指摘もされている<sup>[41]</sup>。太陽面の磁気中性線、軟X線のアーケード、太陽風磁気ロープ、IMFの中性面の相互の関係は本質的にMHDシミュレーションの研究課題であるが、詳細なデー

タ解析によってもより明確にできる問題である。

最後に、磁気ロープが太陽コロナから飛び出し、惑星間空間を伝搬する間に起きる磁気ロープの変形、速度の変化についての考察が必要である。磁気ロープの変形は太陽風の観測と太陽のCME発生領域の観測を比較する際に考慮しなければならない問題である。MHDシミュレーション研究が進めば正しい評価が可能になるが、現在では、同一の磁気ロープを複数の飛翔体により、太陽からの距離が違う場所で観測して得られたデータを比較するという方法に頼らざるを得ない。伝搬中の速度変化は地球近傍で観測された太陽風磁気ロープが太陽から飛び出した時刻を推定する際に必要な情報である。Solwind衛星、SMM衛星で観測されたCMEの速度と金星探査機PVOや人工惑星Heliosで観測された太陽風磁気ロープの速度を比較して、加速、減速を統計的に評価した研究<sup>[42]</sup>が報告されている。

太陽風磁気ロープの構造とCMEとの関係を更に明らかにする上で有益と思われる将来の研究課題を以下にまとめる。

- (1) 太陽風磁気ロープに由来する多様なIMF変化を検出するアルゴリズムの開発
- (2) 磁気ロープ境界の不連続面及び磁気ロープと背景太陽風との相互作用の解析
- (3) いろいろなモデルによる太陽風磁気ロープ解析の比較
- (4) トーラス型の太い磁気ロープを記述する数式の導出
- (5) 同一太陽風磁気ロープの複数人工衛星によ

る観測データの解析

- (6) 磁気ロープ内のイオン組成、イオン電離価数などの解析
- (7) CME発生領域で形成される軟X線アーケードと太陽風時期ロープの比較
- (8) 太陽コロナと太陽風を結び付けた3次元MHDシミュレーション

## 5 むすび

大きな磁気嵐が発達する原因となる南向きの強いIMFは、太陽風磁気ロープによって太陽から運ばれてくることが多い。これまでの研究結果によれば、太陽風磁気ロープはCMEの発生とともに太陽コロナから飛び出し、周囲の磁場構造を保存しながら太陽風に乗って広がってくるものと考えられる。この考えに従えば、太陽のCME発生領域の磁場構造の観測からどんな磁気ロープが飛び出したかを推定し、磁気嵐の予報に応用する方法が近い将来に開発できる可能性が示唆される。本稿では、上の考えを導く研究結果を解説し、この方向を進展させる研究課題を指摘した。

## 謝辞

ここで紹介した非線形最小二乗法のプログラム作成には、田中高史元上席研究員と森弘隆主任研究員に指導を受けた。両氏に感謝する。

## 参考文献

- 1 恩藤忠典, 丸橋克英, 宇宙環境科学 (オーム社, 2000).
- 2 B.T. Tsurutani and W.D. Gonzalez, "The interplanetary causes of magnetic storms: A review", in Magnetic Storms, Geophys. Monogr. Ser., Vol. 98, edited by B.T. Tsurutani, W.D. Gonzalez, Y. Kamide, and J.F. Arballo, AGU, Washington, D.C., pp. 77-89, 1997.
- 3 J.T. Gosling, "Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space", in Physics of Magnetic Flux Ropes, Geophys. Monogr. Ser., Vol. 58, edited by C.T. Russell, E.R. Priest, and L.C. Lee, AGU, Washington, D.C., pp. 330-364, 1990.
- 4 M. Neugebauer and R. Goldstein, "Particle and field signatures of coronal mass ejections in the solar wind", in Coronal Mass Ejections, Geophys. Monogr. Ser., Vol. 99, edited by N.U. Crooker, J.A. Joselyn, and J. Feynman, AGU, Washington, D.C., pp. 245-252, 1997.
- 5 J.T. Gosling, D.N. Baker, S.J. Bame, W.C. Feldman, R.D. Zwickl, and E.J. Smith, "Bidirectional solar wind

- electron heat flux events", *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, pp. 8519-8535, 1987.
- 6 I.G. Richardson and H.V. Cane, "Regions of abnormally low proton temperature in the solar wind", *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, pp. 23,397-23,412, 1995.
- 7 K. Marubashi, "Physics of interplanetary magnetic flux ropes: Toward prediction of geomagnetic storms", *Adv. Space Res.* Vol. 26, no. 1, pp. 55-66, 2000.
- 8 W.D. Gonzalez, J.A. Joselyn, Y. Kamide, H.W. Kroehl, G. Rostoker, B.T. Tsurutani, and V.M. Vasyliunas, "What is a geomagnetic storm?", *J. Geophys. Res.*, Vol. 99, pp. 5771-5792, 1994.
- 9 K. Marubashi, "Structure of the interplanetary magnetic clouds and their solar origins", *Adv. Space Res.* Vol. 6, no. 6, pp. 335-338, 1986.
- 10 K. Marubashi, "Interplanetary magnetic flux ropes and solar filaments", in *Coronal Mass Ejections*, *Geophys. Monogr. Ser.*, Vol. 99, edited by N.U. Crooker, J.A. Joselyn, and J. Feynman, AGU, Washington, D.C., pp. 147-156, 1997.
- 11 V. Bothmer and R. Schwenn, "Eruptive prominences as sources of magnetic clouds in the solar wind", *Space Sci. Rev.*, Vol. 70, pp. 215-220, 1994.
- 12 V. Bothmer and R. Schwenn, "The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind", *Ann. Geophys.*, Vol. 16, pp. 1-24, 1998.
- 13 H.アルヴェーン, C.-G.フェルトハマー (大林治夫訳), *宇宙電気力学* (講談社 1980), 5. 5節
- 14 L.F. Burlaga, E. Sittler, F. Mariani, and R. Schwenn, "Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations", *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, pp. 6673-6684, 1981.
- 15 H. Goldstein, "On the field configuration in magnetic clouds", in *Solar Wind Five*, *NASA Conf. Publ.*, No. 2280, pp. 731-733, 1983.
- 16 L.F. Burlaga, "Magnetic clouds and force-free fields with constant alpha", *J. Geophys. Res.*, Vol. 93, pp. 7217-7224, 1988.
- 17 C.J. Farrugia, L.F. Burlaga, V.A. Oshrovič, I.G. Richardson, M.P. Freeman, R.P. Lepping, and A.J. Lazarus, "A study of an expanding interplanetary magnetic cloud and its interaction with the Earth's magnetosphere", *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, pp. 7621-7632, 1993.
- 18 R.P. Lepping, J.A. Jones, and L.F. Burlaga, "Magnetic field structure of interplanetary magnetic cloud", *J. Geophys. Res.*, Vol. 95, pp. 11,957-11,965, 1990.
- 19 F.E. Cook and C.G. McCue, "Solar-terrestrial relations and short-term ionospheric forecasting", *Radio Electronic Engineer*, Vol. 45, pp. 11-30, 1979.
- 20 J.A. Joselyn and P.S. McIntosh, "Disappearing solar filaments: A useful predictor of geomagnetic activity", *J. Geophys. Res.*, Vol. 86, pp. 4555-4564, 1981.
- 21 D.F. Webb and A.J. Hundhausen, "Activity associated with the solar origin of coronal mass ejections", *Solar Phys.*, Vol. 108, pp. 383-401, 1987.
- 22 R.M.E. Illing and A.J. Hundhausen, "Disruption of a coronal streamer by an eruptive prominence and coronal mass ejection", *J. Geophys. Res.*, Vol. 91, pp. 10,951-10,960, 1986.
- 23 J.L. Leroy, V. Bommier, and S. Sahal-Bréchet, "New data on the magnetic structure of quiescent prominences", *Astron. Astrophys.*, Vol. 131, pp. 33-44, 1984.
- 24 S.F. Martin, R. Bilimoria, and P.W. Tracadas, "Magnetic field configurations basic to filament channels and filaments", in *Solar Surface Magnetism*, edited by R.J. Rutten and C.J. Schrijver, *NATO ASI Series C*, Vol. 433, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, pp. 303-338, 1994.
- 25 Z. Mikic, D.C. Barnes, and D.D. Schnack, "Dynamical evolution of a solar coronal magnetic field arcade", *Astrophys. J.*, Vol. 328, pp. 830-847, 1988.
- 26 D.F. Webb, R.P. Lepping, L.F. Burlaga, C.E. DeForest, D.E. Larson, S.F. Martin, S.P. Plunkett, and D.M.

- Rust, "The origin and development of the May 1997 magnetic cloud", *J. Geophys. Res.*, Vol. 105, pp. 27,251-27,259, 2000.
- 27 Q. Hu and B.U.Ö. Sonnerup, "Reconstruction of magnetic flux ropes in the solar wind", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 28, pp. 467-470, 2001.
- 28 G. Miller and L. Turner, "Force free equilibria in toroidal geometry", *Phys. Fluids*, Vol. 24, pp. 363-365, 1984.
- 29 P. Sturrock, *Plasma Physics, An Introduction to the Theory of Astronomical, Geophysical and Laboratory Plasma*, Cambridge Univ. Press, New York, p. 209, 1994.
- 30 B.T. Tsurutani, W.D. Gonzalez, F. Tang, S.I. Akasofu, and E.J. Smith, "Origin of interplanetary southward magnetic fields responsible for major magnetic storms near solar maximum (1978-1979)", *J. Geophys. Res.*, Vol. 93, pp. 8519-8531, 1988.
- 31 B.T. Tsurutani, W.D. Gonzalez, F. Tang, and Y.T. Lee, "Great magnetic storms", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 19, pp. 73-76, 1992.
- 32 H.V. Cane and I.G. Richardson, "What caused the large geomagnetic storm of November 1978?", *J. Geophys. Res.*, Vol. 102, pp. 17,445-17,449, 1997.
- 33 R. Lopez, "Solar cycle invariance in solar wind proton temperature relationships", *J. Geophys. Res.*, Vol. 92, pp. 11,189-11,194, 1987.
- 34 H. Shimazu and K. Marubashi, "New method for detecting interplanetary flux ropes", *J. Geophys. Res.*, Vol. 105, pp. 2365-2373, 2000.
- 35 J.A. Linker and Z. Mikic, "Extending coronal models to Earth orbit", in *Coronal Mass Ejections*, *Geophys. Monogr. Ser.*, Vol. 99, edited by N.U. Crooker, J.A. Joselyn, and J. Feynman, AGU, Washington, D.C., pp. 269-277, 1997.
- 36 T. Mulligan, C.T. Russell, B.J. Anderson, D.A. Lohr, D. Rust, B.A. Toth, L.J. Zanetti, M.H. Acuna, R.P. Lepping, and J.T. Gosling, "Intercomparison of NEAR and Wind interplanetary coronal mass ejection observations", *J. Geophys. Res.*, Vol. 104, pp. 28,217-28,223, 1999.
- 37 S.W. Kahler, "The morphological and statistical properties of solar X-ray events with long decay times", *Astrophys. J.*, Vol. 214, pp. 891-897, 1977.
- 38 B.J. Thompson, J.B. Gurman, W.M. Newmark, J.S. Delaboudinier, O.C. St. Cyr, S. Stezelberger, K. P. Dere, R.A. Howard, and D.J. Michels, "SOHO/EIT observations of the 1997 April 7 coronal transient: Possible evidence of coronal Morton waves", *Astrophys. J.*, Vol. 517, L151-L154, 1999.
- 39 G. Gloeckler, L.A. Fisk, S. Hefti, N.A. Schwadron, T.H. Zurbuchen, F.M. Ipavich, J. Geiss, P. Bochsler, and R.F. Wimmer-Schweingruber, "Unusual composition of the solar wind in the 2-3 May 1998 CME observed with SWICS on ACE", *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 26, pp. 157-160, 1999.
- 40 S. Watari, T. Detman and J.A. Joselyn, "A large arcade along the inversion line observed on May 19, 1992 by Yohkoh and enhancement of interplanetary energetic particles", *Solar Phys.*, Vol. 169, pp. 167-179, 1996.
- 41 N.U. Crooker, J.T. Gosling, and S.W. Kahler, "Magnetic clouds and sector boundaries", *J. Geophys. Res.*, Vol. 103, pp. 301-306, 1998.
- 42 G.M. Lindsay, J.G. Luhmann, C.T. Russell, and J.T. Gosling, "Relationships between coronal mass ejection speeds from coronagraph images and interplanetary characteristics of associated interplanetary coronal mass ejections", *J. Geophys. Res.*, Vol. 104, pp. 12,515-12,523, 1999.

付録

太陽風磁気ロープモデルのフィッティングは、人工衛星が磁気ロープに入ってから出るまでの間に観測した太陽風の速さと磁場の3成分について実行する。観測データをN個として、フィッティングを行う観測データを、N次元のベクトル  $Y_0$  で表す。一方、M個のパラメータ  $X_1, \dots, X_M$  を使ってモデルから計算されるN個の対応する値をN次元ベクトル  $Y$  とし、関数  $F$  を使って以下のように表す。

$$Y = F(X_1, \dots, X_M) \quad (A1)$$

または、 $X_1, \dots, X_M$  をM次元のベクトル  $Z = Z(X_1, \dots, X_M)$  を用いて

$$Y = F(Z) \quad (A2)$$

フィッティングの目指すことは、 $|Y - Y_0|$  を最小にするパラメータ  $X_1^{(m)}, \dots, X_M^{(m)}$  を求めることである。

仮に求める値に近いパラメータ  $X_1^{(k)}, \dots, X_M^{(k)}$  が与えられたとすると、対応するベクトル  $Y^{(k)}$  は以下のように近似できる。

$$Y^{(k)} = Y^{(m)} + \sum (\partial F(Z^{(k)}) / \partial X_i^{(k)}) (X_i^{(m)} - X_i^{(k)}) \quad (A3)$$

$Y^{(k)}$  と  $Y_0$  の差を  $R$  と書くと

$$R = Y^{(k)} - Y_0 = Y^{(m)} - Y_0 + \sum (\partial F(Z^{(k)}) / \partial X_i^{(k)}) (X_i^{(m)} - X_i^{(k)}) \quad (A4)$$

パラメータ  $X_1^{(k)}, \dots, X_M^{(k)}$  のうちで  $i$  番目のパラメータを  $\Delta X_i$  だけ変化させたときの  $Y$  の変化分を  $P_i$  と書くと

$$P_i = F(X_1^{(k)}, \dots, X_i^{(k)} + \Delta X_i, \dots, X_M^{(k)}) - F(Z^{(k)}) = (\partial F(Z^{(k)}) / \partial X_i^{(k)}) \Delta X_i \quad (A5)$$

これを(A4)に代入すると

$$R = Y^{(m)} - Y_0 + \sum [(X_i^{(m)} - X_i^{(k)}) / \Delta X_i] P_i \quad (A6)$$

$Z^{(k)}$  が  $Z^{(m)}$  に近づくに従って  $Y^{(m)} - Y_0$  は0に近づくので、この部分を無視して、

$$R = \sum x_i P_i \quad (A7)$$

と書くと、この式は観測値とモデル値の差のうちで、それぞれのパラメータ変化に応じたモデル値の変化ベクトルに依存する部分を表す式になっていることが分かる。ここで、

$$x_i = (X_i^{(m)} - X_i^{(k)}) / \Delta X_i \quad (A8)$$

$$\therefore X_i^{(m)} = X_i^{(k)} + x_i \Delta X_i \quad (A9)$$

これは、 $X_i^{(k)}$  を  $X_i^{(m)}$  に近づける補正式となっている。

一方、M個のベクトル  $P_i$  をM個の規格直交ベクトル  $Q_i$  に変換したとすると、最小二乗の意味で残差ベクトル  $R$  は以下のように表される。

$$R = \sum s_j Q_j \quad (A10)$$

$$s_j = (R \cdot Q_j) \quad (A11)$$

$P_i$  から  $Q_i$  への変換は、 $P_1$  を規格化して  $Q_1$  とし、次に  $P_2$  から  $Q_1$  に平行な成分を引きさった後に規格化して  $Q_2$  をつくるというように、以下、同様な計算を順次行うことで求められる。式で書くと

$$P_i = \sum a_{ij} Q_j \quad (i \geq j) \quad (A12)$$

$$a_{11} = \sqrt{(P_1 \cdot P_1)} \quad (A13)$$

$$Q_1 = P_1 / a_{11} \quad (A14)$$

.....

$$a_{\mu+1, j} = (P_{\mu+1} \cdot Q_j) \quad (i \geq j) \quad (A15)$$

$$a_{\mu+1, \mu+1} = \sqrt{\{(P_{\mu+1} - \sum a_{\mu+1, j} Q_j) \cdot (P_{\mu+1} - \sum a_{\mu+1, j} Q_j)\}} \quad (A16)$$

$$Q_{\mu+1} = (P_{\mu+1} - \sum a_{\mu+1, j} Q_j) / a_{\mu+1, \mu+1} \quad (A17)$$

(A7)に(12)を代入し  $Q_i$  の係数を比較すると

$$s_j = \sum x_i a_{ji} \quad (j \geq i) \quad (A18)$$

これを  $x_j$  について解いて

$$x_M = s_M / a_{MM} \quad (A19)$$

$$x_{M-i} = (s_{M-i} - \sum x_j a_{j, M-i}) / a_{M-i, M-i} \quad (j > M-i) \quad (A20)$$

この  $x_l$  ( $l = 1, \dots, M$ ) を用いて、(A9)を考慮して

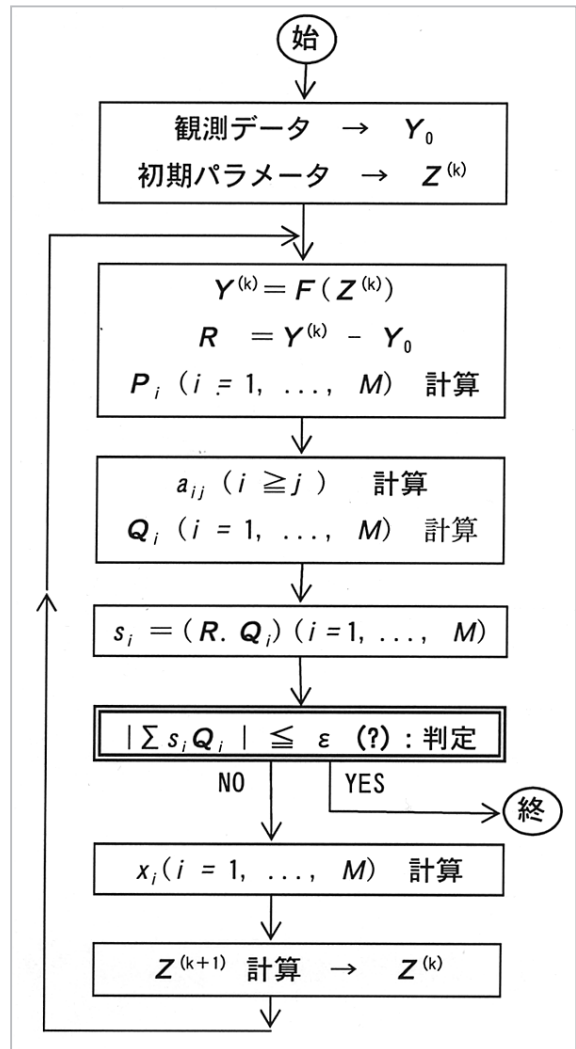
$$X_l^{(k+1)} = X_l^{(k)} + f_l x_l \Delta X_l \quad (l = 1, \dots, M) \quad (A21)$$



により、パラメータの補正を収束するまで繰り返す。ただし、ここで  $f$  は計算の安定性をよくするためのフィードバック因子で、 $0 < f < 1$  の範囲で適当に選択する。収束の判定は

$$|\sum s_i Q_i| \leq \varepsilon \quad (\varepsilon \approx 10^{-6}) \quad (A22)$$

で行う。計算の手順をフローチャートで図A1に示す。



図A1 非線形最小二乗法による最適パラメータの計算手順



まる ぼし かつ ひで  
丸橋克英  
電磁波計測部門太陽・太陽風グループ  
特別研究員 理学博士  
太陽地球間物理学