

# 星の磁気圏と星風

鏑木 修\*

## 1. はじめに

1950年代末に米ソの人工衛星打上げ競争によって幕を開けた宇宙空間（太陽系内程度の空間をさすものとする）の直接探査時代の到来によって、地球磁気圏の磁場、プラズマ粒子、波動現象に関する総合的な理解は飛躍的な進歩を遂げた。地球ばかりでなく、1970年代には本格的な惑星探査が始まり、地球以外の内・外惑星や太陽の磁気圏の現場観測 (*in situ* observation) も行われた。その結果、惑星磁気圏（水星、地球、木星、土星等）間の類似点や相異点を総合的に比較研究することが可能となり、「惑星比較磁気圏学」と呼ばれる新分野が形成されている。

天体物理学の分野での現場観測となると、近い将来にはとても不可能であるから、観測は天文学的方法によらざるを得ない。恒星の磁場に関しては、パルサー、白色矮星、A・B型特異星（大沢、天文月報70巻9号）の他に、直接又は間接的に磁場の存在が確かめられている星はそう多くはないが、このことは観測限界以下の磁場（ $\leq 500$  ガウス）の存在を否定するものではない。むしろ種々の理由で、磁場を持たない星の方が考えにくい。太陽はこの良い例で、もし太陽が他の恒星程度の遠距離にあったら、表面で数ガウスの平均磁場は検出できない。このように星の磁気圏の研究は観測的には非常に困難であるが、A・B型特異星やパルサーの磁気圏に対する興味から、理論的にはかなり詳しく調べられている。

一方、星から周囲の星間空間に向かう連続的なプラズマ流出（特に超音速、超アールヴェン速度のもの）を星風と呼ぶ。星風の最も身近な例は太陽風で、パーカー（1958）によってその存在が理論的に予言され、人工衛星の観測によって直接確かめられた。太陽風は、高温コロナの圧力勾配によって加速される熱圧風である。太陽の重力場は幾何学的にはドラパール・ノズルのように断面積をしぼる働きをするために超音速流が可能となる。星風の加速機構としてはこの他に、明かるい星の輻射場で加速される光圧風や、磁場が星の自転でプラズマを振り回す際に働らく遠心力によって加速される遠心力風等がある（岡本、天文月報69巻9号）。パルサーからのプラズマ流は後者に属すると考えられている。

最近の、人工衛星からの紫外線やX線の観測により、

コロナの存在とプラズマの流出は、物理状態が異なる様々な型の星に対してかなり普遍的な現象であることがわかってきた（尾崎、天文月報74巻5号）。木星磁気圏においても木星風の存在を主張する人々があり、実際に外向きのプラズマ流が一度だけボイジャー2号によって観測された（西田・寺沢、科学50巻9号）。従って一般に、星風を伴った磁気圏が星の大気と星間空間の間のかげ橋となっているわけで、磁場と流れを同時に決定する理論によってのみ、現実的な磁気圏構造の決定、質量・角運動量の放出速度の算出が可能となる。このような観点から、星の磁気圏と星風理論の歴史と現状をながめてみよう。

## 2. 磁気圏理論のあゆみ

磁気圏モデルとして最も荒い近似のものは、磁気圏を真空とみなすものである。主にA型特異星への応用を考えて、ドイツ（1955）は回転星の周囲の真空電磁場を計算した。星の磁場を双極子磁場で代表させると、一般の斜回転（自転軸が磁軸と一致しない回転）の場合、近距離（ $r \ll r_L$ 、ただし  $r_L = c/\Omega$  は光円柱の半径）では双極子磁場と星の内部の電荷分離による四重極電場が卓越しているが（平行回転の場合はこれが無限遠まで正しい）、中距離（ $r \sim r_L$ ）から遠距離（ $r \gg r_L$ ）では次第に角振動数  $\Omega$ （星の自転角速度）の電磁波に移行する（鏑木、天文月報72巻6号）。この電磁波は、その後パルサーが発見されると、その磁気圏での粒子加速の源動力としても取上げられた（ガン・オストライカー、1969）。また、ゴールドライク・ジュリアン（1969）は、パルサー表面で四重極電場が非常に強く金属状の中性子表面から電子又は陽子を引き出すのに充分であり、従ってパルサーの周囲は真空ではあり得ないと結論した。真空解はまた、最近では太陽磁気圏の磁気中性面の形状を推定するためにも応用されている（鏑木・吉井、1979）。

その後磁気圏理論は主としてパルサー・モデルの基礎づけをめざして発展するが、真空近似より一段精度の高い無動力場 (force-free field) 近似、さらに高次の遠心力風近似が集中的に調べられた。この方向への議論の概略はゴールドライク・ジュリアン（1969）によって与えられたと言って良い。図1に彼らの予想図（平行回転の場合）を転載した。

物理量の時間変化の原因がすべて星の回転にある場合、マクスウェル方程式より電場は一般に

\* 東北大理 Osamu Kaburaki: Steller Magnetospheres and Stellar Winds

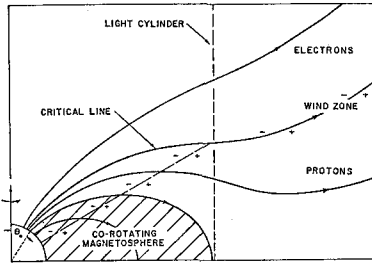


図 1 パルサーの磁気圏。ゴールドライク・ジュリアン (1969)。

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{B} = -\text{grad } \Phi \quad (1)$$

の形に書けることがわかる。ここで  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  は電場, 磁場を,  $\mathbf{u} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}$  は共回転の速度場を表わす。  $\Phi$  は回転系のスカラー・ポテンシャルで, 静止系のポテンシャル ( $\phi$ ,  $\mathbf{A}$ ) とは一般相対論的変換則

$$\Phi = \phi - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{A})/c \quad (2)$$

で結ばれている。真空電場に対しては  $\Phi \neq 0$  であるが, パルサー表面から荷電粒子が磁力線に沿って引き出されその結果磁力線が等電位になると考えると,  $r \rightarrow 0$  で  $\Phi \rightarrow 0$  だから全空間で  $\Phi = 0$  となる。そのときの電荷分布が図 1 に与えられている。従ってこの場合, パルサー磁気圏のプラズマは空間の一定の領域には一種類の電荷しか存在しない完全電荷分離プラズマである。

さらにパルサーの強磁場 ( $\sim 10^{12}$  ガウス) のため電磁力以外の力が無視できる (無動力場近似) とすると, 運動方程式は

$$\mathbf{E} + (1/c) \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

に到着する。ただし  $\mathbf{v}$  はプラズマ粒子の平均速度で, この式は準中性プラズマ中での MHD 条件と同じ形をしている。この式と (1) 式 ( $\Phi = 0$  として) からプラズマの速度場は一般に

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} + \kappa \mathbf{B} \quad (4)$$

となる。すなわち, 光円柱上で閉じる磁力線で囲まれた領域 (共回転域) ではプラズマは中心星と共回転する ( $\kappa = 0$ ) が, その外側の領域 (星風域) では磁力線に沿った流れも可能 ( $\kappa \neq 0$ ) であり, またこの流れが双極子磁場を開く働きをする。相対論的要請によってプラズマの速度は光速を超えることができないので, (3) 式における第二項の存在は重要である。流れの方位角成分は, 光円柱付近になると共回転から遅れははじめ, その結果磁力線が回転の後方になびくことになる。ここが真空解とは本質的に異なる点で, このことによってプラズマによるエネルギー・角運動量放出 (これはプラズマの質量を無視する極限ではゼロになる) の他に, 平行回転の場合にも, 電磁場によるそれらの放出 (電磁波による放出ではない) が可能となる。

運動方程式 (3) で慣性項を無視したことはプラズマ質量をゼロとすることと同等であるが, この極限ではプラズマ流のエネルギー密度もゼロになるので閉じた磁力線を変形して図 1 のような開いた構造にすることはできない。従って図 1 のような磁気圏を予想する場合, (3) 式を使っていながら少なくとも光円柱の近くでは暗黙のうちに慣性力の効果を取り入れているわけである。また無質量近似 (無動力場近似と同等) では, プラズマ流を加速するのに力は不要でその結果流速は不定となる。そこでゴールドライク・ジュリアンは, 加速領域を磁気圏の境界に押しつけた。星の自転の単極誘導 (天文月報 72 巻 6 号) によって生じた星間空間との電位差はすべてこの境界領域に存在して, 極側では電子を赤道付近では陽子を流出させると考えた。ただし, このモデルでは陽子の流出する磁力線の根元の方には電子が分布することになり, 陽子の供給に難点がある。この矛盾の重大性は後に, 岡本 (1974) の詳しい計算によっても指摘された。しかし, 何らかの理由によりパルサー磁気圏にも他の恒星のように準中性プラズマが存在すればこの矛盾は救われる。一つの可能性はスタロック (1971) が提唱したように  $r$  線による電子・陽電子の対発生であるが詳しいことは今後の課題である。

ゴールドライク・ジュリアンの半定量的な議論を精密化する努力は, 以後多くの人々によって試みられた。その結果, 無動力場磁気圏の基礎方程式に関する同様な結果が 1973 年に異なった人々によって相次いで報告されることになった。しかし, この方程式が準中性プラズマにおいても物理的に意味のある解を持ちそうもないことがメステル (1973), メステル他 (1976) 等によって示された。近距離での解を延長して光円柱の外へつなげようとすると, どうしても不合理な結果を生じるのである。このことは無動力場近似の不完全さを示すもので, 全空間にわたって意味のある解を求めるためには少なくともプラズマの慣性を無視できないことはすでに注意したとおりである。そこで人々の関心は, 遠心力風近似 (運動方程式で慣性力を考慮に入れるが圧力, 重力は無視する) で物理的な解を求める方向に移っていった。

話は前後するが, パーカーの太陽風理論の延長として, ウェーバー・デイヴィス (1967) は, 赤道面内に螺旋状の磁場を仮定して問題を解き, パーカーの音速点以外の臨界点としてアールヴェン点と磁気音速点が現われることを示した。マイケル (1969) は, この方法を相対論的遠心力風に適用して, アールヴェン点に相対論的効果の入ったディッケ・アールヴェン点を得たが, 解を一意に決定する臨界条件が不足していた。この欠点は, ゴールドライク・ジュリアン (1970) によって圧力, 重力も考慮に入れることによって除かれた。解はウェーバー・デ

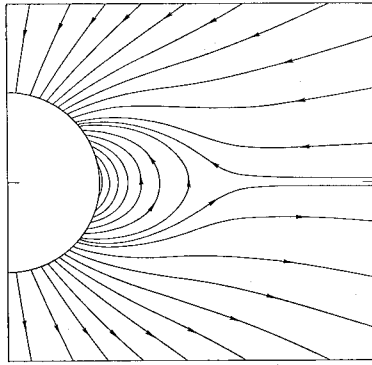


図 2 太陽磁気圏磁場の数値解. ニューマン・コップ (1971).

イヴィスの場合と同様、音速点、磁気音速点での臨界条件によって決まる。しかし、これらの取扱いは磁気圏理論として見ると、初めから仮定した磁場に対して赤道面内でのみ流れを求めているという点で、はなはだ不満足である。この制限をはずした議論は、その後いくつか現われたが、現在のところ岡本(1978)の相対論的遠心力風理論が最も精密である。これによれば、非相対論的なアールヴェン点は、相対論的效果により前述のディッケ・アールヴェン点と純アールヴェン点に分歧する。前者は超相対論的極限(無質量近似)で光円柱に漸近するが、後者は無限遠点に漸近する。また圧力を無視した結果として、磁気音速点も無限遠に存在する。解は、この無限遠点での臨界条件で形式的に定まる。しかし、位置の函数としての物理量の具体値は、無限遠点における事実上未知の境界値を与えない限り求まらない。

具体的に磁場と流れを解いた例として、ニューマン・コップ(1971)による数値解を図2に示した。これは太陽風に対する自転の影響を無視して、流れは遠方で動径方向を向くという境界条件で解かれたものであり、遠心力風ではないが基本的には図1と同じ構造を持っていることがわかる。ただし図1では無質量近似をしているために、アールヴェン点は光円柱上にある。

以上に紹介した星風理論は、いずれもMHD条件が使われていることを注意しておく。

### 3. オームの法則における慣性の効果

ゴールドライク・ジュリアンはプラズマの慣性を無視したために、加速領域が磁気圏境界に圧縮されてしまったが、運動方程式に慣性項を残せばこれが電磁力と釣り合うため磁力線に沿った電位差を維持することができる。従って、プラズマの慣性によって運動方程式だけではなく、MHD条件も修正をほどこす必要がでてくる。この場合、加速領域は磁気圏内部から境界にわたって広く分布することになる。

完全電荷分離プラズマでは一定の空間領域には一種類の荷電粒子しか存在しないので、プラズマの記述には各領域ごとに一流体近似の運動方程式が一本ですむ。この方程式中の慣性項はうまく電場・磁場に繰込むことが可能で、その結果、式は繰り込んだ電場・磁場に対するMHD条件の形にまとまることが知られている(ワン, 1978; ライト, 1978)。プラズマはこの繰込んだ磁場に沿って運動するため、一般には真の磁力線を横切ることになる。

準中性プラズマでは電子とイオンに対する二本の運動方程式が必要で、これらのたし算・引き算からプラズマ全体としての運動方程式と一般化されたオームの法則が求まる。従って後者は慣性項を含んでいるが、これを無視する近似でMHD条件(3)を得る。このことはアルダヴァン(1976)やワン(1978)によって指摘されたが、それにもかかわらずMHD条件が使われ続けたのは、準中性プラズマでは慣性項による電場は $(1/c)\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 電場に比べて、電荷分離度に比例した微量量になると思われたからである。しかし筆者(1981a)は、光円柱を越えて矛盾なくつながる解を得るためには、仮に小さくてもこの項を考慮に入れることが必要不可欠であることを、真空中で共回転するプラズマ球(半径 $< r_L$ )という単純化した問題に対してマックスウェル方程式を厳密に解いて示した。形式的な解は見かけ上光円柱(無質量近似でのアールヴェン点に相当)で発散するが、(1)式で $\Phi \neq 0$ として求めた正しい解では自動的に分子にも同じ因子が現われて発散を止めていることがわかる。このことは、将来得られるべき星風問題の正しい解と臨界点の関係を示唆しているようだ。

共回転プラズマ( $\mathbf{v}=\mathbf{u}$ )に対して(1)式中の $\Phi$ をゼロとすればMHD条件を得るが、 $\Phi \neq 0$ ならこれが一般化されたオームの式を表わしているはずである。この場合には、プラズマの慣性による補正項は $\text{grad } \Phi$ の形にまとまることになる。実際、運動方程式と連立させて形を決めると $\Phi$ は遠心力ポテンシャルに比例することが示せる(鍋木, 1981b)。従って共回転の場合磁力線の凍結はまだ破れていないが、矛盾のない解を得るためにはオームの式における慣性項が無視できないことを示している。一般の運動の場合はもっと複雑になるが、慣性の効果が回転系でのスカラー・ポテンシャルを決め、それを通して電磁場が修正を受けるという事情は変わらない。遠心力風では、遠心力の存在がゼロでない $\Phi$ を与え、その結果回転によって生じる電荷分布が修正を受け、この修正された電場によってプラズマ加速が行われることになる。従って、遠心力加速とゴールドライク・ジュリアンの電場加速とは一見別物のようだが、実は同じ現象の別の側面であることがわかる。もちろん共回転近似

では、運動方程式、オームの式、マックスウェル方程式を厳密に満足する解はない。

星の磁気圏の理論が天体物理 (astrophysics) の分野ではパルサーの発見が刺激となって発展して来たことは前節で述べた通りだが、他方、宇宙空間物理学 (space physics) の分野では、バイオニア 10号・11号による木星磁気圏の観測結果を説明することが大きな課題の一つであった。木星の場合、比較的強い磁場と太陽から遠くに位置することによって、水星、地球に比べて太陽風の影響が小さく惑星固有の磁気圏がよく発達している点で恒星の場合に近い。また自転周期が約 10 時間と短いこともあって、パルサーの磁気圏との類似性を強調する人も多い。木星磁気圏で特徴的なことは、磁場の赤道面近くに共回転域から薄い電流層が形成されており、その結果双極子磁場は外側に向かって長く引伸ばされた形を持っていることである。このような磁気圏の形は、ゲルツ (1976)、グリーンソン・アックスフォード (1976)、ヒルカーバリー (1978) 等による半経験的方法、あるいは遠心力と電磁力の釣合いを単純化したモデル計算である程度良く再現されている。

このような電流層の形成は、実はプラズマの慣性が磁気圏構造に与える影響のうち最も顕著な一例である。MHD 条件を使って求めたニューマン・コップの解 (図 2) でも、電流層は共回転域の外側の赤道面上に非常に薄い層として広がっている。これはプラズマが磁力線を凍結して流れ出している (従って慣性項の存在のため) に生じたものである。アーヴェン点以内では、この層は二枚に分かれて共回転域と星風域の境界を形成している。しかし MHD 条件に慣性項を入れて修正すると、一般にプラズマは磁力線をすり抜けて流れることができるので、共回転域と星風域の明確な区別はなくなり境界層は消失する。そのかわり、慣性ドリフト電流によって維持される赤道面環状電流層が近似的共回転域の内部まで貫ぬくことになる。この領域における慣性ドリフト速度は共回転速度に比べて十分に小さいが、プラズマを構成する全粒子が電流に寄与するので、この電流は準中性プラズマにおいては携動電流 (convection current) を上ま

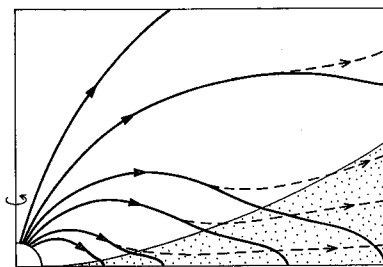


図 3 非 MHD 磁気圏。

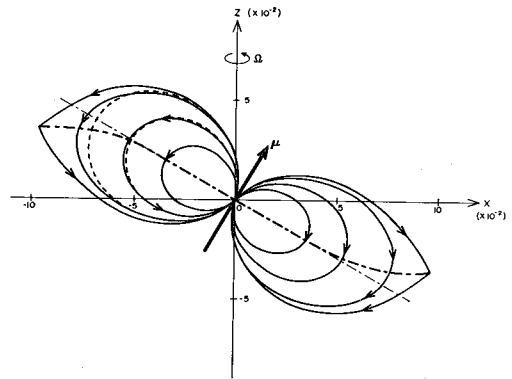


図 4 遠心力による双極子磁場の変形。

わる大きさにもなり得る。しかもこれが薄い層に集中している場合、星の双極子磁場を星の表面近くから大きく変形することが可能である。

以上を総合して遠心力風 (熱圧風、光圧風でも定性的には同様) を持つ磁気圏構造の予想図を図 3 に示した。これは筆者等 (柴田・鎬木・岡崎, 1980) の摂動計算による推定にも基いている。実線は磁力線を、点線は流線を表わし、影をつけた部分が電流層である。磁力線はすべて閉じているのが特徴である。電流層境界付近では、磁力線は流れと平行に近づくように変形されているが、赤道面内では流れは完全に直角に磁力線を横切る (方位角成分は省略してある) ことになるのでその速度はかなり小さいと思われる。このような動径方向の流れを可能にするためには、緯度方向の電場と経度方向の磁場が必要で、磁力線は電流層内で強くなびく必要がある。また電流層内では磁場が弱く粒子密度が高くなって、アルヴェン速度も他の領域に比べてずっと小さくなっているものと思われる。いずれにせよ、図 3 は図 1, 2 とはかなり違った構造をしているので、星風による質量・角運動量放出速度の計算は再検討が必要となる。

修正された MHD 条件を用いた遠心力風の完全な解はまだ求められていないので、共回転からのずれが小さい領域に対する解を外挿してもう少し遠心力風を持つ磁気圏についての推定をしてみよう (鎬木, 1981b)。図 4 に遠心力による双極子磁場の変形の一例を、斜回転の場合に示した。双極子磁場はその赤道面近くが遠方では次第にふくれてくるのが見られるが、この例では慣性ドリフト電流が考慮されていないので引伸ばし効果は小さい。これに対して、磁場の赤道面が次第に自転の赤道面に平行になるように曲げられる傾向ははっきり見られ、このことは遠心力の効果が効いていると思われている木星磁気圏で実際に観測されている。また、慣性力を考慮に入れたため光円柱の半径  $r_L$  の他に特徴的長さ  $r_M$  (非対論的 MHD 星風理論のアルヴェン点に相当) が現わ

表 1

	星の半径 $a$ (cm)	角速度 $\Omega$ (rad/sec)	表面磁場 $B_0$ (gauss)	相対論的 指標 $\sigma$ (non- dimensional)	光半径 $r_L$ (cm)	慣性半径 $r_M$ (cm)
カニ・ パルサー	$\sim 10^6$	$1.90 \times 10^3$ ( $P=0.33$ sec)	$\sim 10^{12}$	$2.3 \times 10^3$	$1.6 \times 10^8$	$3.6 \times 10^{10}$
太 陽	$6.96 \times 10^{10}$ ( $R_\odot$ )	$2.94 \times 10^{-6}$ ( $P=24.7$ d)	$\sim 1$	$1.0 \times 10^{-2}$	$1.0 \times 10^{16}$	$1.0 \times 10^{14}$ ( $1400 R_\odot$ )
木 星	$7.14 \times 10^9$ ( $R_J$ )	$1.76 \times 10^{-4}$ ( $P=9.92$ h)	$\sim 5$	$2.7 \times 10^{-2}$	$1.7 \times 10^{14}$	$4.6 \times 10^{12}$ ( $640 R_J$ )
$\sigma$ Ori E	$\sim 2.5 \times 10^{11}$ ( $3.5 R_\odot$ )	$6.11 \times 10^{-5}$ ( $P=1.19$ d)	$\sim 10^4$	5.9	$4.9 \times 10^{14}$	$2.9 \times 10^{15}$

れ、これが近似的共回転域と星風域のだいたいの境界を与える。従って遠心力風の速度  $w_\infty$  は、およそこの点での共回転速度の大きさになると考えられ、 $\sigma = r_M/r_L \sim w_\infty/c$  の関係が得られる。ただし、これは非相対論的議論の結果なので、 $\sigma \geq 1$  のときは  $w_\infty$  が相対論的になることを示すものと解釈する。 $\sigma$  は、星の半径  $a$ 、角速度  $\Omega$ 、表面磁場  $B_0$  を用いて

$$\sigma = \left( \frac{e B_0 \Omega^2}{m c^4} \right)^{1/3} a = (\Omega_{BL}/\Omega)^{1/3} \quad (5)$$

で与えられる。ここで  $e$  は電荷素量、 $m$  はイオンの質量、 $\Omega_{BL}$  は光円柱上でのイオン・サイクロトロン振動数である。

いくつかの興味ある星々に対する  $\sigma$  の値を表にまとめた。 $\sigma$  が 1 を大きく越えるカニ・パルサーの場合、超相対論的な遠心力風が期待される。B型ヘリウム過剰星、 $\sigma$  Ori E も、熱圧や光圧が実際に無視できる程度なら相対論的な遠心力風が吹くことになる。一方、太陽と木星の場合  $r_M$  の値は実際に知られている共回転半径 (太陽で  $3 \sim 30 R_\odot$ 、木星の夜側で  $\sim 140 R_J$ ) よりかなり大き

いが、これは太陽風及び木星風 (これが実際あるとして) が実際は遠心力風ではなく熱圧風であることを意味している。熱圧力が遠心力の効き始めるよりずっと近距離で星風加速を完了し、その結果磁場を大きく変形し共回転をこわすためである。

#### 4. むすび

前節では主に遠心力風を持つ磁気圏の構造を議論したが、これはプラズマの慣性が磁気圏に与える影響を他の効果から分離して考えるためであり、さらに進んだ取扱いは一般に熱圧・光圧と重力も考えに入れる必要がある。そしてそれらの相対的重要度に応じて、色々なタイプの磁気圏が存在するわけである。最近特に大気圏外天文台の出現に伴う、観測手段の多様化と質の向上によって、これらのパラメーターを決める表面磁場、コロナ温度、速度場等に関する情報は増えつつある。理論の進歩と相まって、そろそろ「恒星比較磁気圏学」も可能になる時期に来たのではなからうか。

#### 豆 辞 典

##### ファイブリル・スレッド

これらは水素の  $H_\alpha$  線で活動領域及び活動領域周辺の特徴として見られるものの一つである。暗い (明るいものもある) 線状構造をしており、一端のみプラージュ或いはプラージュと呼ばれる明るい領域を伴うものをファイブリル、両端にプラージュ或いはプラージュを伴うものをスレッドという。

ファイブリルの長さは平均  $10^4$  km、幅は  $2 \times 10^3$  km で、寿命は 1 分から 20 分位までで長さの長いもの程寿命も長い。スレッドの長さは  $3 \times 10^8$  km から  $10^9$  km、幅は  $2 \times 10^3$  km、寿命については詳しく調べられていないが 5 分以上はあるようである。

スレッドは長いものになるとフィラメント (プロミネンス) と区別がつけにくくなるが、スレッド・ファイブリルは異なる磁極を結ぶ方向に伸びているのに対し、フィラメントは磁気中性線上に、即ち異なる磁極と磁極の

境界に沿って位置するので区別がつく。従ってスレッド・ファイブリルの観測からマグネットグラフでもわからない彩層での磁場の構造を知ることができる。もう一つ区別できる点は、スレッド・ファイブリルの端は  $H_\alpha \pm 0.5 \text{ \AA}$  の像でコントラストを増すのに対し、フィラメントでは全体に見えにくくなるということである。

多くの観測家たちは、ファイブリル・スレッドは本質的にはスピキュールと同じもので、唯スピキュールでは磁力線が太陽面にほぼ垂直になっているのに対し、磁力線がほぼ水平になっているという点が異なっていると考えている。実際、ファイブリルにも伸縮運動が見られ、マーシュ (1976 年) によると、これは斜めに傾いた管の中に  $30 \text{ km/s}$  程度の速度で射出された物質の運動として説明できるということである。

最近の数値計算の結果、彩層の物質が衝撃波によってループ状の磁力線に沿ってコロナ中にたたき出されたものをファイブリル、衝撃波により彩層中の磁力線に沿って物質が圧縮されたものをスレッドと考えるのがよさそうである。 (末松芳法)