

太陽風速度, コロナ磁場, および光球磁場の ローテーション平均値の長周期変化

Long-term Variations of Rotation Averages of Solar Wind Speed, Coronal Magnetic Field and Photospheric Magnetic Field

袴田 和幸* 徳丸 宗利† 藤木 謙一†
K. Hakamada* M. Tokumaru† K. Fujiki†

*Department of Natural Science and Mathematics, Chubu University, Kasugai, Aichi, 487-8501, Japan

†Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Toyokawa, Aichi, 442-8507, Japan

Abstract We study long-term variation of solar wind speed (SWS) observed by the IPS method by STE-Lab in Nagoya University, coronal magnetic field ($\log_{10} |B_{r,sou}|$) and photospheric magnetic field ($\log_{10} |B_{r,pho}|$) calculated by the RF-model with the photospheric magnetic data observed by NSO/Kitt Peak in the USA for thirteen Carrington rotations during about eleven years from the maximum phase of solar activity cycle 22 to the maximum phase of cycle 23. We classified SWS into two categories, by using both the value of $\log_{10} |B_{r,sou}|$ and the one of $\log_{10} |B_{r,pho}|$; the inside-group in the range of $-1.5 \leq \log_{10} |B_{r,sou}| < 0.0$ and $-1.0 \leq \log_{10} |B_{r,pho}| < 1.5$, and the outside-group outside the above range. We found that SWS of inside-group depends on both $\log_{10} |B_{r,sou}|$ and $\log_{10} |B_{r,pho}|$, showing acceleration by magnetic fields, for both the case (1) based on the analysis of every Carrington rotation and the case (2) based on the analysis of thirteen average values of thirteen rotations. On the other hand, it is found that SWS of outside-group is independent of the magnetic fields, showing the steady quiet solar wind, for both case (1) and case (2),

要旨 惑星間シンチレーション観測の方法により求めた太陽風速度 (SWS , 名古屋大学太陽地球環境研究所) と, 光球磁場観測値 (アメリカ国立太陽観測所, キットピーク) をもとにコロナ磁場 RF-model で計算したコロナ磁場動径成分の強度 ($\log_{10} |B_{r,sou}|$) および光球磁場動径成分の強度 ($\log_{10} |B_{r,pho}|$) の長周期変動について, 第 22 太陽活動極大期から第 23 極大期の約 11 年間にわたって, 13 個のカリントンローテーションについて調べた。 $\log_{10} |B_{r,sou}|$ と $\log_{10} |B_{r,pho}|$ の値により SWS をインサイドグループ ($-1.5 \leq \log_{10} |B_{r,sou}| < 0.0$ かつ $-1.0 \leq \log_{10} |B_{r,pho}| < 1.5$ の範囲内のグループ) とアウトサイドグループ (その範囲外のグループ) の二つのグループに分けた。その結果, インサイドグループでは, (1) 1 カリントンローテーション毎のデータを用いて, 13 個のローテーションを別々に調べた場合も, (2) 13 個のカリントンローテーション毎に, まず, 平均値を求め, それらの 13 組の平均値を用いて調べた場合も, 共に, SWS が $\log_{10} |B_{r,sou}|$ と $\log_{10} |B_{r,pho}|$ の両方に比例しており, インサイドグループの太陽風が低速風から高速風まで磁場で加速されていることが分かった。またアウトサイドグループでは, (1), (2) の両方の場合で, 共に, SWS が $\log_{10} |B_{r,sou}|$ と $\log_{10} |B_{r,pho}|$ のどちらにも依存しておらず, アウトサイドグループの太陽風が磁場で加速されない定常的な低速風であることが分かった。

キーワード：太陽風速度 コロナ磁場 光球磁場 ローテーション平均値 長周期変動

1 序論

太陽コロナから惑星間空間へと吹き出す太陽風は、コロナ磁場を引き伸ばし惑星間磁場をつくりだす [Parker¹⁾]。この惑星間磁場と地球磁場との相互作用により、地球磁気圏内に磁気エネルギーが流入し、その結果、磁気圏嵐が発生する [Akasofu and Chapman²⁾, Hakamada and Akasofu³⁾]。このように、太陽－惑星間空間－地球磁気圏は、互いに、磁場を通して密接に関係しており、地球に対する太陽の影響を考えるうえで、惑星間磁場とコロナ磁場との関係について調べるのが重要となる。地上からコロナ磁場を直接観測することは不可能であるので、直接観測できる太陽光球磁場の値から、コロナ磁場モデルを用いて、コロナ磁場を外挿する手法がとられる。袴田⁴⁾, Hakamada and Kojima⁵⁾ は光球磁場動径成分の計算値と光球磁場観測値とを一致させる Radial Field Model (RF-Model) と呼ばれるコロナ磁場モデルを開発した。本論文では Hakamada and Kojima⁵⁾ の RF-Model を用いる。

太陽は、地上の観測者からは、約 27.3 日で自転しているように見える。この見かけの 1 自転周期をカリントンローテーション (CR, Carrington Rotation) と呼ぶ。太陽の状態が 1 自転周期の間に大きく変わらないならば、1 自転周期の間の連続観測により、太陽表面全体の状態を知ることが出来る。こうして得た太陽表面上の物理量の分布を、経度方向には、カリントン経度 0° からカリントン経度 360° までの 360° の間で、また、緯度方向には、北緯 90° から南緯 90° までの ±90° の間で、平面上に展開した図 (シノプティックチャート) として描くことができる。太陽風速度観測値は CR 1830, CR 1844, CR 1855, CR 1870, CR 1887, CR 1898, CR 1901, CR 1909, CR 1925, CR 1939, CR 1950, CR 1964, および、CR 1976 の 13 ローテーション (表 1) で良いデータがそろっているの、アメリカ合衆国・国立太陽観測所 (NSO/Kitt Peak) の光球磁場観測値もこの 13 ローテーションのシノプティックチャートのデータを用いた。RF-model をこの光球磁場データに適用し、(1) コロナ中では定常的な電流は流れておらず、(2) 太陽をとりまくソース面と呼ばれる球面上ではコロナ磁場が動径方向を向いている、という仮定の下に、コロナ磁場の磁気スカラーポテンシャル (Ψ) を求める。この Ψ から、コロナ磁場の三成分 (B_r : 動径成分, B_θ : 緯度角成分, B_ϕ : 方位角成分) を計算し、この三成分を用いて磁力線をトレースする

表 1 : 本解析で用いた 13 カリントンローテーションの、通し番号 (No.), ローテーション番号 (Rot.No.), ローテーションの開始年月日, および、相対黒点数のローテーション平均値 (RI, International Relative Sunspot Number)

No	Rot.No.	Rotation の開始年月日	RI
1	CR 1830	1990 年 6 月 11.4549 日	142.9
2	CR 1844	1991 年 6 月 28.2606 日	170.4
3	CR 1855	1992 年 4 月 23.4357 日	88.5
4	CR 1870	1993 年 6 月 6.4772 日	42.6
5	CR 1887	1994 年 9 月 12.9583 日	20.4
6	CR 1898	1995 年 7 月 10.0903 日	11.6
7	CR 1901	1995 年 9 月 29.8103 日	22.5
8	CR 1909	1996 年 5 月 5.2837 日	6.3
9	CR 1925	1997 年 7 月 15.5059 日	16.0
10	CR 1939	1998 年 8 月 1.3214 日	90.1
11	CR 1950	1999 年 5 月 28.5213 日	124.4
12	CR 1964	2000 年 6 月 13.3296 日	140.3
13	CR 1976	2001 年 5 月 6.7222 日	91.2

ことにより、コロナ磁場の三次元構造を可視化した。

電波星からの電波は、惑星間空間を伝播する間に、太陽風中の電子密度の揺らぎにより散乱され、互いに干渉しあい、その強度が時間的に変動する。この現象を惑星間シンチレーション (IPS, Interplanetary Scintillation) と呼ぶ。Hewish, Scott, and Wills⁶⁾ がこの現象を最初に発見して以来、多くの研究者が太陽風速度の推定に IPS を用いて来た [詳しくは Kojima and Kakinuma⁷⁾ を参照せよ]。南北の高緯度から赤道まで、広い緯度範囲にわたって太陽風速度を推定することが出来る IPS 観測は、太陽圏内の太陽風大規模構造を推定するのに適した方法である。Jackson et al.⁸⁾, Kojima et al.⁹⁾, Asai et al.¹⁰⁾ は、太陽の 1 自転周期にわたって精度良く太陽風速度を推定するために、Computer-Assisted Tomography (CAT) の原理を用いる方法を開発した。本論文では、この CAT 法を用いて描いた、太陽風速度のシノプティックチャートを用いる。

図 1 に、CR 1800 (1988 年 3 月 15.2874 日) から CR 2000 (2003 年 2 月 20.2892 日) までの 201 カリントンローテーションの間 (約 15 年間) における、相対黒点数の 1 カリントンローテーション平均値 (黒丸), および、13 点移動平均値 (青丸) の時間変動を示す。図中の大きな赤丸は、表 1 に載せた CR 1830 から CR 1976

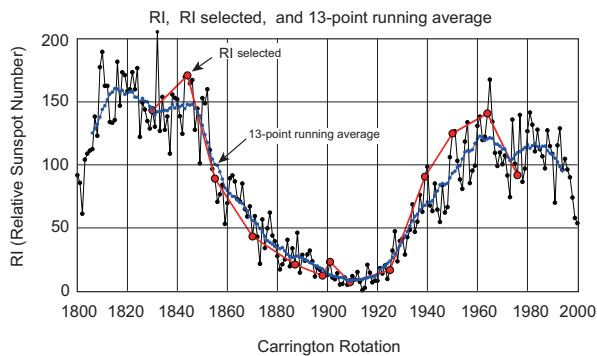


図 1 :第 22 太陽活動周期の極大期 (CR 1820 付近) の少し前の CR 1800 から, 第 23 周期の極大期 (CR 1960 付近) の少し後の CR 2000 までの 201 ローテーションの間 (約 15 年間) における, 相対黒点数の長周期変動を示す。縦軸は相対黒点数の 1 カリントンローテーション平均値 (RI, International Relative Sunspot Number) を示し, 横軸はカリントンローテーション番号 (CR, Carrington Rotation Number) を表す。

までの, 13 ローテーションの相対黒点数 (RI-selected) を示している。相対黒点数の多い時期は太陽活動が活発な時期であり, 相対黒点数の少ない時期は太陽活動が静かな時期であると考えられる。CR 1910 あたりが第 22 太陽活動周期と第 23 周期の間の極小期にあたる。図 1 から分かるように, 表 1 で示す期間は, 第 22 太陽活動周期の極大期 (CR 1830 あたり) から次の第 23 太陽活動周期の極大期 (CR 1964 あたり) までの約 1 太陽活動周期 (約 11 年) をカバーしている。袴田他¹⁵⁾ は, 1 カリントンローテーション毎のデータを用いて, 太陽風速度とコロナ磁場の膨張率との間に負の強い相関があることを示した。本論文では, 表 1 で示した 13 カリントンローテーションの, 光球磁場動径成分, コロナ磁場動径成分, および, 太陽風速度の長周期変動に着目し, 重回帰分析, 重相関分析および偏相関分析などによりそれらの間の関係について調べる。

2 解析方法

本論文では, まず, 光球磁場動径成分とコロナ磁場動径成分, および, 太陽風速度の三種類のシノプティックチャートを描く。これら三種類のシノプティックチャートは, すべて, 三種類の物理量を, 共に, ソース面と呼ばれる, 太陽半径 ($R_{\odot}$) の 2.5 倍の半径 (r) を持つ球面 ($r = 2.5R_{\odot}$) 上に展開した図であるので, 直接

比較することができる。この直接比較により, 太陽風に対する磁場の影響を推定できるようになる。ここでは, まず, これらのシノプティックチャートの描き方について説明し, その後, これらのパラメーターを用いて重回帰解析, 重相関解析と偏相関解析などを行う。

2.1 太陽風速度のシノプティックチャート

電波星から地球に到達する電波は, 惑星間空間を伝播する際, 太陽風の中を通過する。太陽風は密度が不均一なので, 電波は散乱され互いに干渉しあうため, 電波強度には, Interplanetary Scintillation (IPS) と呼ばれる揺らぎが生ずる。地球からは多数の電波星が見えるので, 我々は, 惑星間空間の低緯度帯から高緯度帯まで, 広い緯度範囲にわたって IPS を観測することができる。地上の多点観測地における IPS 観測値を用いて電波強度の相関をとることにより推定した太陽風速度から, CAT 法 (Computer Assisted Tomography Method) を用いて, 惑星間空間内の太陽風速度分布を推定することができる (*Jackson et al.*⁸⁾, *Kojima et al.*⁹⁾, *Asai et al.*¹⁰⁾)。したがって, 我々は, IPS 観測により太陽圏内部の太陽風の大規模な三次元構造を推定することが出来る (*Fujiki et al.*¹¹⁾, *Tokumaru et al.*¹²⁾, *Tokumaru, Kojima, and Fujiki*¹³⁾, *Tokumaru, Kojima, and Fujiki*¹⁴⁾)。 *Kojima et al.*¹⁶⁾, *Kojima et al.*¹⁷⁾, や *Ohmi et al.*¹⁸⁾ は太陽風速度のデータとコロナ磁場の RF-model を用いて, 低速太陽風とコロナ磁場の構造の関係について幅広く調べている。彼等は, 太陽風は惑星間空間を吹き抜ける際, IPS 観測により推定した速度を保ったままほぼ一定の速度で動径方向に吹いていると仮定し, この推定速度を $r = 2.5r_{\odot}$ のソース面上に投影した後, CAT 法により太陽風速度のシノプティックチャートを完成させた。この論文では我々は CAT 法により, コロナ磁場の計算に用いた期間と同じ, CR 1830 から CR 1976 までの 13 カリントンローテーションの太陽風速度 (SWS) のシノプティックチャートを描いた。太陽風速度 (SWS) のシノプティックチャートは, コロナ磁場動径成分 ($B_{r,sou}$) のシノプティックチャートや光球磁場動径成分 (B_{r-pho}) のシノプティックチャートと同様に, ソース面上の, 緯度方向 (θ_s) と経度方向 (ϕ_s) 共に 1° 毎に, 総計 180×360 個の太陽風速度データを用いて描かれている。図 2g, 2h に CR 1830 (太陽活動極大期付近) と CR 1909 (太陽活動極小期付近) におけるソース面上での SWS の

分布を示す。CR 1830 では 400 km s^{-1} 以下の低速の太陽風がソース面全面を覆っている、一方、CR 1909 では、 700 km s^{-1} 以上の高速太陽風が広く南北の高緯度帯を覆い、 400 km s^{-1} 以下の低速太陽風が赤道に沿って細い帯状に伸びている。赤道付近の低速太陽風の帯は、コロナ磁場のシノプティックチャート (図 2f) に現れている赤道付近の磁気中生線とよく似た形をしている。

2.2 太陽磁場とコロナ磁場のシノプティックチャート

ここでは、太陽光球磁場動径成分とコロナ磁場動径成分の計算方法とシノプティックチャートの描き方について述べる。

2.2.1 コロナ磁場の Radial Field Model

ここでは、まず、太陽光球磁場の観測値を外挿しコロナ磁場を推定するコロナ磁場 Radial Field Model (RF-model) について述べる。

コロナ全体にわたるような大きな空間構造を持ち、かつ太陽の自転周期よりも長い時間安定して存在するような大規模なコロナ磁場を考えることにする。このような条件下では、局所的で短時間しか流れないようなコロナ中の電流は無視出来るので、コロナ中では大規模な磁場構造に影響を与えるような電流 ($\mathbf{j}$) は流れていない ($\mathbf{j} = 0$) と仮定する。 $\mathbf{j} = 0$ の仮定より、磁場 ($\mathbf{B}$) は、次式のように、磁気スカラーポテンシャル (Ψ) により表される。

$$\mathbf{B} = -\nabla\Psi. \quad (1)$$

ここで $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ であるので、

$$\nabla \cdot \nabla\Psi = \Delta\Psi = 0, \quad (2)$$

のようなラプラス方程式を得る。

2.2.2 磁場のスカラーポテンシャルの展開

球面調和関数を用いて、この Ψ を展開すると

$$\begin{aligned} \Psi(r, \theta, \phi) = r_{\odot} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\theta) & \left[\left\{ c_n^m \left(\frac{r}{r_{\odot}} \right)^n + \right. \right. \\ & + (1 - c_n^m) \left(\frac{r_{\odot}}{r} \right)^{n+1} \Big\} g_n^m \cos m\phi + \left\{ d_n^m \left(\frac{r}{r_{\odot}} \right)^n + \right. \\ & \left. \left. + (1 - d_n^m) \left(\frac{r_{\odot}}{r} \right)^{n+1} \right\} h_n^m \sin m\phi \right], \end{aligned} \quad (3)$$

と表せる。式 (3) で用いている、 (r, θ, ϕ) は、太陽の中心を原点とした空間極座標を表す。ここでは、太陽の中心から地球向きで、太陽赤道面内にある軸を x 軸、この x 軸から太陽の自転の向きに 90° 回した軸を y 軸とする。この場合、 x - y 平面が太陽赤道面となるので、 x - y 平面に垂直で太陽の北極に向く z 軸は太陽自転軸と一致する。また $P_n^m(\theta)$ はシュミット関数、 c_n^m , d_n^m , g_n^m , h_n^m は未知の定数である。スカラーポテンシャルを用いてコロナ磁場を表すと、その磁力線はすべて閉じてしまう。太陽風によりコロナ中の磁力線の一部は惑星間空間へと引き出されるので、その様子をモデルで表すために、ソース面と呼ぶ半径 $r = r_s$ の仮想的な球面を導入し、この球面上で $\Psi(r_s, \theta, \phi) = 0$ であると仮定する (Altshuler and Newkirk¹⁹), Shatten, Wilcox, and Ness²⁰)。 $\Psi(r_s, \theta, \phi) = 0$ のとき、磁力線はソース面に垂直になり、ソース面上では、 B_r (動径成分) のみが大きさをもち ($B_r \neq 0$)、 $B_\theta = B_\phi = 0$ となる。ソース面に到達した磁力線はその球面から外では動径方向を向いて惑星間空間へと広がってゆく。またこの仮定を用いると、式 (3) より、

$$c_n^m = d_n^m = -\frac{1}{\left(\frac{r_s}{r_{\odot}}\right)^{2n+1} - 1} \equiv c_n, \quad (4)$$

と表すことが出来る。ソース面の半径 r_s の値の取り方により磁場構造の形が変わるが、ここでは Hoeksema et al.²¹) の論文を基に $r_s = 2.5r_{\odot}$ とおく。

2.2.3 コロナ磁場の三成分

太陽の中心を原点とする空間極座標では、コロナ磁場 $\mathbf{B}$ は磁気スカラーポテンシャル Ψ を用いて

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= -\nabla\Psi \\ &= -\frac{\partial\Psi}{\partial r}\hat{r} - \frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial\theta}\hat{\theta} - \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial\Psi}{\partial\phi}\hat{\phi}, \end{aligned} \quad (5)$$

と表すことが出来る。ここで、先に球面調和関数で展開した Ψ を用いれば、コロナ磁場の三成分 (B_r , B_θ , B_ϕ) は次のように書き表すことができる。

$$\begin{aligned} B_r &= -\frac{\partial\Psi}{\partial r} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left[(1 - c_n)(n+1)\left(\frac{r_{\odot}}{r}\right)^{n+2} - \right. \\ &\quad \left. - nc_n\left(\frac{r}{r_{\odot}}\right)^{n-1} \right] P_n^m(\theta) \times \\ &\quad \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi), \end{aligned} \quad (6)$$

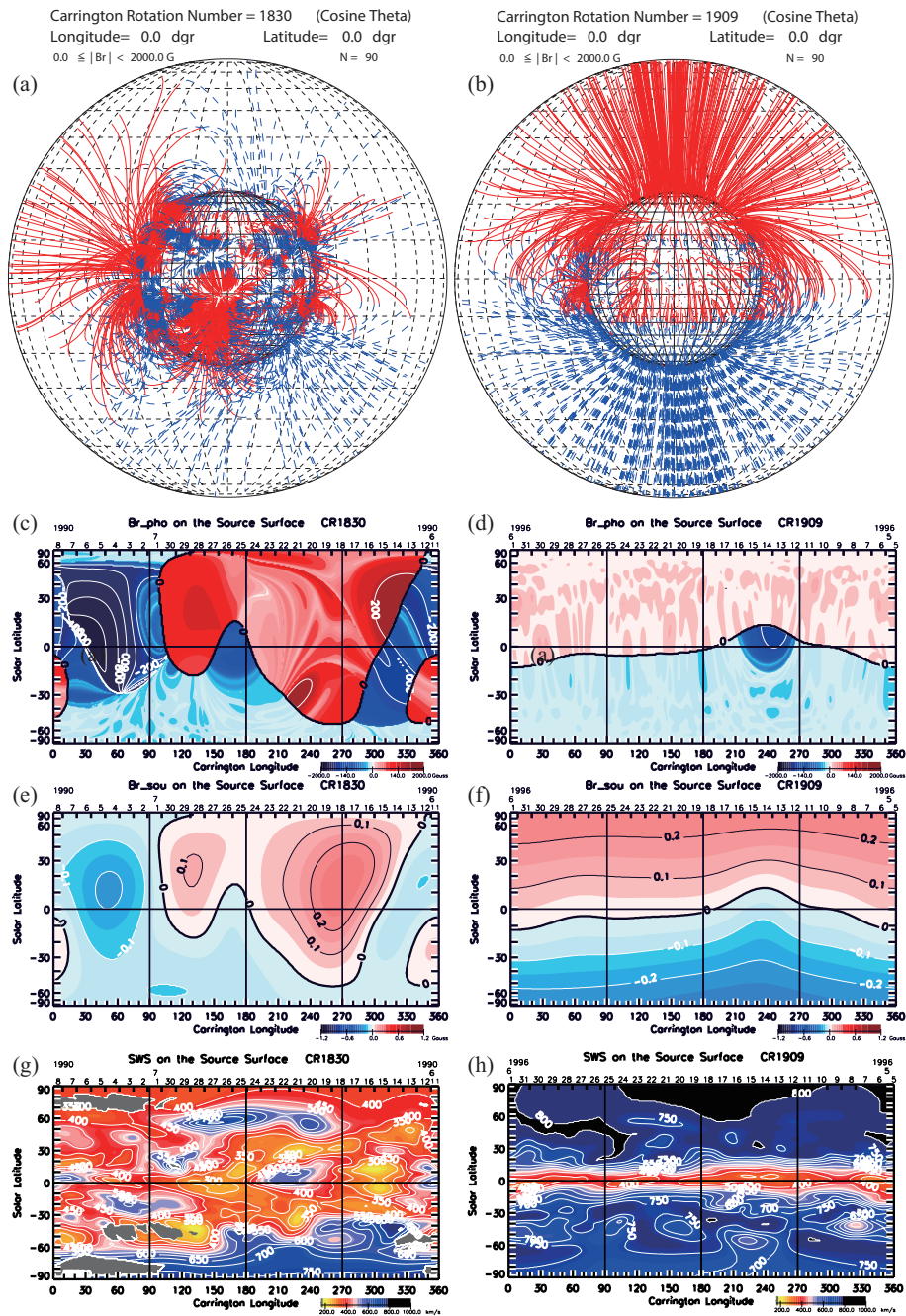


図 2：図は上段から順に、コロナ磁場の三次元構造，光球磁場動径成分，ソース面磁場動径成分，および太陽風速度のシノプティックチャートを示す。図の左側 (a), (c), (e), (g) は極大期 (CR 1830), 右側 (b), (d), (f), (h) は極小期 (CR 1909) における状態に対応している。(a), (b) では、赤色の実線は太陽から遠ざかる向きの磁力線，青色の破線は太陽に近づく向きの磁力線を示す。(c), (d), と (e), (f) では、赤色はソース面から出る向きの極性の磁場領域，青色はソース面に入る向きの極性の磁場領域を示す。(g), (h) では、赤色は低速太陽風の領域，青色は高速太陽風の領域を示す。

$$\begin{aligned}
B_\theta &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \\
&= -\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left[(1 - c_n) \left(\frac{r_\odot}{r} \right)^{n+2} - c_n \left(\frac{r}{r_\odot} \right)^{n-1} \right] \frac{dP_n^m(\theta)}{d\theta} \times \\
&\quad \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi), \quad (7)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B_\phi &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \phi}, \\
&= \frac{1}{\sin \theta} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n m \left[(1 - c_n) \left(\frac{r_\odot}{r} \right)^{n+2} + c_n \left(\frac{r}{r_\odot} \right)^{n-1} \right] P_n^m(\theta) \times \\
&\quad \times (g_n^m \sin m\phi - h_n^m \cos m\phi). \quad (8)
\end{aligned}$$

これらの式の中で、 g_n^m と h_n^m が未知である。これらの g_n^m と h_n^m が分かれば、上式を用いてコロナ中の任意の座標点 (r, θ, ϕ) におけるコロナ磁場の三成分 (B_r , B_θ , B_ϕ) を計算することが出来る。

2.3 ポテンシャルの球関数展開係数

Wang and Sheeley²²⁾ は光球磁場が太陽表面に垂直であると仮定する (radial field assumption) 手法を提唱した。本論文では、理論的に求めた光球磁場動径成分と観測値から推定した光球磁場動径成分とを比較することにより、コロナ磁場ポテンシャルの球関数展開係数を求める RF-model (Hakamada and Kojima⁵⁾) を用いる。

光球面上では、半径 r が太陽半径に等しい ($r = r_\odot$) において、 $B_r(r_\odot, \theta, \phi)$ の係数部分を次式のように簡単な形に表わすことが出来る。

$$\begin{aligned}
(1 - c_n)(n+1) \left(\frac{r_\odot}{r} \right)^{n+2} - nc_n \left(\frac{r}{r_\odot} \right)^{n-1} \\
= (n+1) - c_n(2n+1) \\
\equiv \hat{c}_n. \quad (9)
\end{aligned}$$

これを用いると、 $B_r(r_\odot, \theta, \phi)$ は次のようになる。

$$\begin{aligned}
B_r(r_\odot, \theta, \phi) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \hat{c}_n P_n^m(\theta) \times \\
&\quad \times \{g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi\}. \quad (10)
\end{aligned}$$

太陽光球磁場が太陽表面に垂直であるとする、光球磁場の観測値 $B_l^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi)$ (line-of-sight component,

視線方向成分) を用いて、次式のように、光球磁場の動径成分 $B_r^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi)$ を推定することが出来る。

$$B_r^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi) = \frac{B_l^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi)}{\sin \theta}. \quad (11)$$

この $B_r^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi)$ も又、球面調和関数を用いて、次式のように級数展開することが出来る。

$$\begin{aligned}
B_r^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\theta) \times \\
&\quad \times \{a_n^m \cos m\phi + b_n^m \sin m\phi\}. \quad (12)
\end{aligned}$$

ここで、 a_n^m と b_n^m は $P_n^m(\theta)$ の直交性により次の様に、 $B_r^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi)$ を用いて計算することが出来る。

$$\begin{aligned}
\begin{Bmatrix} a_n^m \\ b_n^m \end{Bmatrix} &= \frac{2n+1}{4\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} B_r^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi) \times \\
&\quad \times P_n^m(\theta) \begin{Bmatrix} \cos m\phi \\ \sin m\phi \end{Bmatrix} \sin \theta d\theta d\phi, \quad (13)
\end{aligned}$$

光球磁場の計算値の式 (10) と観測値の式 (12) との比較から、次式のような係数の間の関係式を得る。

$$\begin{cases} \hat{c}_n g_n^m = a_n^m \\ \hat{c}_n h_n^m = b_n^m \end{cases} \quad (14)$$

前述の式 (13) で表わされるように、 a_n^m と b_n^m は観測値 $B_r^{\text{obs}}(r_\odot, \theta, \phi)$ を用いて計算することが出来る。また $\hat{c}_n$ も、式 (9) のように、 n を用いて計算することが出来る。従って、級数展開の各項の係数 g_n^m と h_n^m は次式のように計算出来る。

$$g_n^m = \frac{a_n^m}{\hat{c}_n} \quad (15)$$

$$h_n^m = \frac{b_n^m}{\hat{c}_n} \quad (16)$$

これらの係数 g_n^m と h_n^m 及び B_r , B_θ , B_ϕ を求める式 (6), (7), (8) を用いれば、コロナ中のあらゆる場所で、コロナ磁場の三成分 (B_r , B_θ , B_ϕ) を計算することが出来る。

2.4 磁力線のトレース

$d\mathbf{r}$ を磁力線の線要素とすると、磁力線の線要素と磁場とは平行、 $d\mathbf{r} \parallel \mathbf{B}$, であるので、磁力線を表す式は

$$d\mathbf{r} \times \mathbf{B} = 0,$$

与えられる。前述のように B の三成分が計算できれば、この式をルンゲ・クッタ法等を用いて数値的に解くことにより、 dr を求め、磁力線を順次トレースすることができる。

図 2a に CR 1830 (太陽活動極大期付近)、図 2b に CR 1909 (極小期付近) における、コロナ磁場三次元構造の例を載せる。図中の赤色の実線と青色の破線は、それぞれ、磁場の極性が正 (太陽から遠ざかる向き) と極性が負 (太陽に近づく向き) の磁力線を示している。光球面から出る磁力線の密度は、光球磁場の強さに比例するように描いてある。CR 1830 では、光球面上に強い双極性の磁場領域が多数現れる結果、それに伴う閉じた磁力線領域が多数出現し、コロナ磁場は複雑な構造を示している。一方、CR 1909 では光球面は広い範囲にわたって弱い単極性の磁場で覆われ、コロナ磁場全体は、概ね、磁気双極子と似た型をしており、南北の高緯度帯に開いた磁力線領域が現れているのが分かる。

2.5 太陽風速度分布

図 3 は、横軸にソース面磁場動径成分強度の常用対数 ($\log_{10} |B_{r_sou}|$)、縦軸に光球磁場動径成分強度の常用対数 ($\log_{10} |B_{r_pho}|$) をとった場合の太陽風速度 (SWS) の分布をカラー濃淡図、および、等高線図により表示した図である。この図は、13 個のカリントンローテーションの全データの平均値を用いて描いた。 B_{r_sou} と B_{r_pho} の強度は 3 桁から 4 桁程度変動するので、図 3 では、それらの絶対値の常用対数を用いている。図 3 を描く際、横軸 ($\log_{10} |B_{r_sou}|$) 方向には SWS の 3 点移動平均値を、縦軸 ($\log_{10} |B_{r_pho}|$) 方向には SWS の 5 点移動平均を用いた。等高線に表示してある数字の単位は km s^{-1} である。図中に太い黒線で示す、 $-1.5 \leq \log_{10} |B_{r_sou}| < 0.0$ かつ $-1.0 \leq \log_{10} |B_{r_pho}| < 1.5$ の長方形の領域内では、 SWS は、左側の緑色から右側の薄いピンク色で表される値まで変化し、等高線が、おおむね、縦方向に延びていることから、 SWS が $\log_{10} |B_{r_sou}|$ に強く依存していることが分かる。この長方形の領域内部をインサイドと呼び、この領域外部をアウトサイドと呼ぶことにする。アウトサイドでは等高線の間隔が広く、 SWS は、緑色で表される、ほぼ一定の値を持ち、 $\log_{10} |B_{r_sou}|$ と $\log_{10} |B_{r_pho}|$ にほとんど依存しないことが分かる。インサイドでは、 SWS を表す重回帰式は $SWS =$

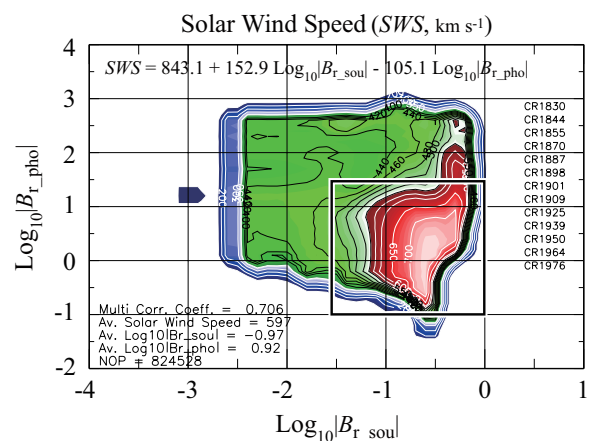


図 3 : 太陽風速度 (SWS) の、コロナ磁場動径成分強度 ($\log_{10} |B_{r_sou}|$) と光球磁場動径成分強度 ($\log_{10} |B_{r_pho}|$) に対する依存性をカラー濃淡図および等高線図により表示。等高線上の数字の単位は km s^{-1} 。

$843.1 + 152.9 \log_{10} |B_{r_sou}| - 105.1 \log_{10} |B_{r_pho}|$ となり、重相関係数 r はかなり高い値 ($r = 0.706$) を持つ。13 カリントンローテーション全体の、ソース面上における、太陽風速度の平均値 (Av. Solar Wind Speed = 597 km s^{-1})、コロナ磁場動径成分の強度と光球磁場動径成分の強度の常用対数の平均値 (Av. $\log_{10} |B_{r_sou}| = -0.97$, Av. $\log_{10} |B_{r_pho}| = 0.92$)、および、用いたデータの総数 (NOP = 837 266) も、また、図中に示した。

2.6 太陽風速度と磁場強度の長周期変動

図 4 はインサイドグループのデータの長周期変動を示す。上から順に、太陽風速度 (SWS) のローテーション平均値、光球磁場動径成分 ($\log_{10} |B_{r_pho}|$) のローテーション平均値、および、コロナ磁場動径成分 ($\log_{10} |B_{r_sou}|$) のローテーション平均値を示す。三者共、図 1 に示すような太陽活動の変化に連動している。 SWS は太陽活動極大期付近で遅く、極小期付近では速くなっている。 $\log_{10} |B_{r_pho}|$ は極大期付近で大きく、極小期付近で小さくなっている。 $\log_{10} |B_{r_sou}|$ は $\log_{10} |B_{r_pho}|$ と逆相関がある。図 5 はアウトサイドグループのデータの長周期変動を示す。図 4 と同様に、上から順に、 SWS , $\log_{10} |B_{r_pho}|$, および、 $\log_{10} |B_{r_sou}|$ を示す。図中の SWS は太陽活動に依存せず、ほぼ 450 km s^{-1} の値で一定であるが、

$\log_{10} |B_{r_sou}|$ と $\log_{10} |B_{r_pho}|$ は太陽活動度に連動して、共に、極大期付近で大きく、極小期付近で小さくなっている。図から、アウトサイドグループの SWS は、 $\log_{10} |B_{r_sou}|$ と $\log_{10} |B_{r_pho}|$ の、いずれにも依存しないことが分かる。従って、アウトサイドグループの太陽風は、磁場により加速を受けず常に一定の速度で噴出するような定常太陽風に相当すると考えられる。

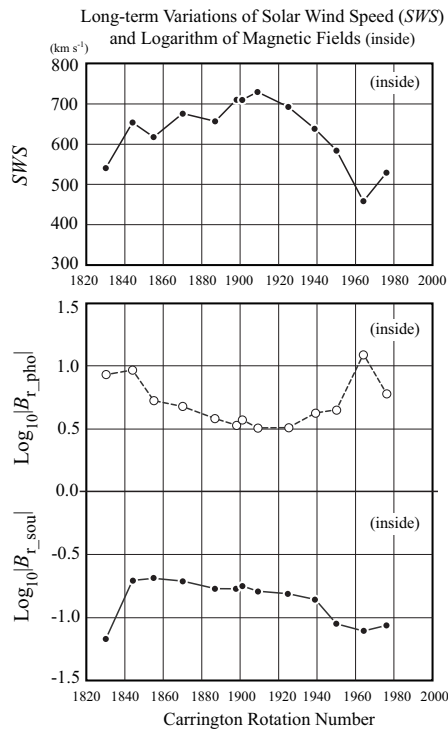


図 4：インサイドグループの長周期変動。上から順に、(上段) 太陽風速度 (SWS)、(中段) 光球磁場動径成分 ($\log_{10} |B_{r_pho}|$)、および、(下段) コロナ磁場動径成分 ($\log_{10} |B_{r_sou}|$) のローテーション平均値。横軸はカリントンローテーション番号を表す。

2.7 重相関と偏相関の長周期変動

図 6 はインサイドグループ (上段) とアウトサイドグループ (下段) のそれぞれのグループで、太陽風速度 (SWS)、光球磁場動径成分 ($\log_{10} |B_{r_pho}|$)、および、コロナ磁場動径成分 ($\log_{10} |B_{r_sou}|$) の間に、 $SWS = A + B \log_{10} |B_{r_sou}| + C \log_{10} |B_{r_pho}|$ で表される関係があるとした場合における、それぞれのグループの、重相関係数 ($r_{SWS-B_{r_sou}-B_{r_pho}}$) の長周期変動を示す。インサイドグループの重相関係数の値は、太陽活動極大期付近では小さく (~ 0.25)、太陽活動下降期から上昇期にかけては大きくかつ一定

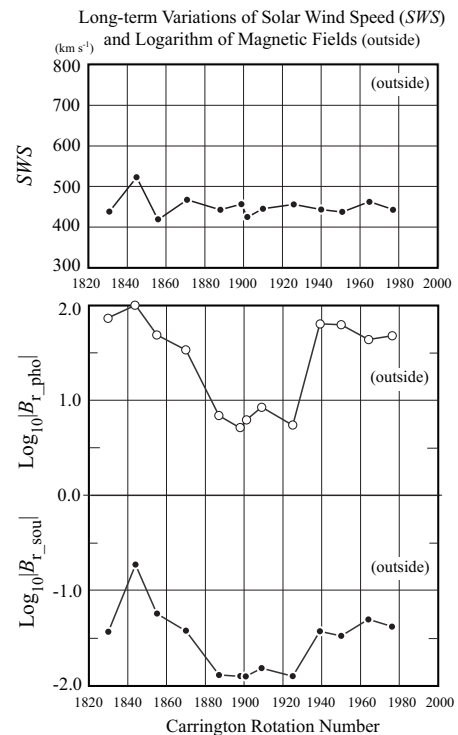


図 5：アウトサイドグループの長周期変動。図 4 と同じ物理量。

である (~ 0.66)。図 7 は、インサイドグループ (上段) とアウトサイドグループ (下段) のそれぞれのグループで、太陽風速度 (SWS) とコロナ磁場動径成分 ($\log_{10} |B_{r_sou}|$) の間の偏相関係数 ($r_{p-SWS-B_{r_sou}}$) の長周期変動 (黒丸と実線)、および、太陽風速度 (SWS) と光球磁場動径成分 ($\log_{10} |B_{r_pho}|$) の間の偏相関係数 ($r_{p-SWS-B_{r_pho}}$) の長周期変動 (白丸と破線) を示す。インサイドグループでは、偏相関係数 $r_{p-SWS-B_{r_sou}}$ は重相関係数 $r_{SWS-B_{r_sou}-B_{r_pho}}$ とよく似た傾向を示しているが、偏相関係数 $r_{p-SWS-B_{r_pho}}$ は太陽活動の上昇期と下降期の二つの時期に対応する二つの谷を持っている。一方、アウトサイドグループでは、右端の一つの黒丸を除き、 $r_{p-SWS-B_{r_sou}}$ 、 $r_{p-SWS-B_{r_pho}}$ 、共に、太陽活動度に関係なく、小さな値を保っている。

3 結果と討論

本論文では、ほぼ 1 太陽活動周期分 (約 11 年間) の 13 カリントンローテーションについて、(1) 光球磁場動径成分 (2) コロナ磁場動径成分、および (3) 太陽風速度、の 3 種類のシノプティックチャートを直接比較した。図 8 に、この解析で用いた 13 個のカリントンローテーションの平均値をインサイド (黒丸) と

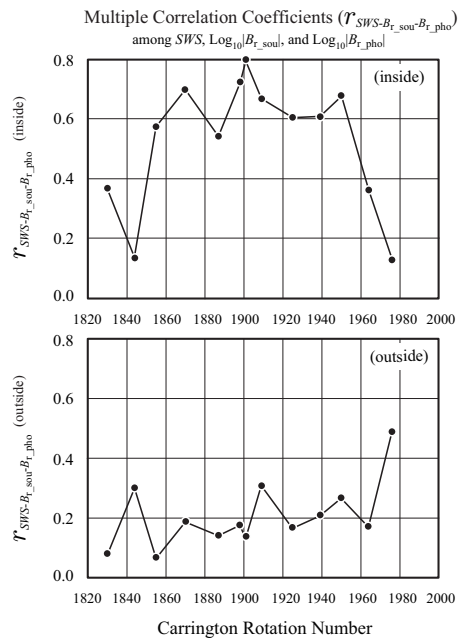


図 6：インサイドグループ (上段) とアウトサイドグループ (下段) の重相関係数の長周期変動。

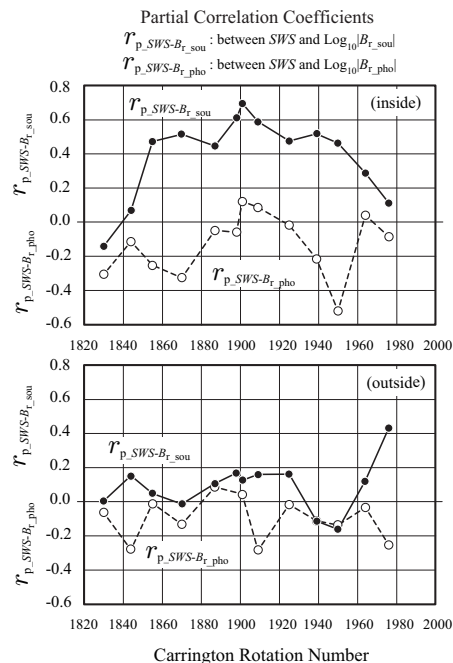


図 7：インサイドグループ (上段) とアウトサイドグループ (下段) のそれぞれのグループの偏相関係数の長周期変動を示す。太陽風速度 (SWS) とコロナ磁場動径成分 ($\log_{10}|B_{r,sou}|$) の間の偏相関係数 ($r_{p,SWS-B_{r,sou}}$) の長周期変動を黒丸と実線で示し、太陽風速度 (SWS) と光球磁場動径成分 ($\log_{10}|B_{r,pho}|$) の間の偏相関係数 ($r_{p,SWS-B_{r,pho}}$) の長周期変動を白丸と破線で示してある。

表 2：インサイドグループとアウトサイドグループ別に、それぞれ 13 個のカリントンローテーション平均値を用いて計算した、重相関係数、重回帰係数、および、偏相関係数。

	Inside	Outside
重相関係数 r	0.993	0.760
重回帰係数 A	1015.0	708.5
重回帰係数 B	264.3	116.2
重回帰係数 C	-222.2	-59.7
偏相関係数	Inside	Outside
$r_{p,SWS-\log_{10} B_{r,sou} }$	0.800	0.742
$r_{p,SWS-\log_{10} B_{r,pho} }$	-0.780	-0.629
$r_{p,\log_{10} B_{r,sou} -\log_{10} B_{r,pho} }$	0.433	0.931

アウトサイド (白丸) のグループに分けて描いた相関図を示した。上段は、 SWS と $\log_{10}|B_{r,pho}|$ との相関図である。インサイドグループ (黒丸) の相関係数は $r = -0.800$ 、アウトサイドグループ (白丸) の相関係数は $r = 0.250$ であった。下段は、 SWS と $\log_{10}|B_{r,sou}|$ との相関図である。インサイドグループ (黒丸) の相関係数は $r = 0.818$ 、アウトサイドグループ (白丸) の相関係数は $r = 0.549$ であった。両方の図において、インサイドグループ (黒丸) では、共に、太陽風速度 (SWS) が磁場 ($\log_{10}|B_{r,pho}|$, $\log_{10}|B_{r,sou}|$) に強く依存しているが、アウトサイドグループ (白丸) では、太陽風速度の磁場依存性は弱いことが分かる。

表 2 に、 SWS , $\log_{10}|B_{r,sou}|$, $\log_{10}|B_{r,pho}|$ の 13 組のローテーション平均値の間に、ローテーション毎に計算した場合と同じように、 $SWS = A + B \log_{10}|B_{r,sou}| + C \log_{10}|B_{r,pho}|$ の関係があると仮定し、インサイドグループ (黒丸) とアウトサイドグループ (白丸), それぞれ, 図 8 中の 13 個の値を用いて計算した、重相関係数, 重回帰係数, および, 偏相関係数を示す。インサイドグループでは、重相関係数 ($r \sim 0.993$), 偏相関係数 ($r_{p,SWS-\log_{10}|B_{r,sou}|} \sim 0.800$, $r_{p,SWS-\log_{10}|B_{r,pho}|} \sim -0.780$) 共に、非常に高い値を得た。ここで、インサイドグループとアウトサイドグループ別に、 $V = A + B \log_{10}|B_{r,sou}| + C \log_{10}|B_{r,pho}|$ の経験式に、表 2 で示した重回帰係数をあてはめた後、図 8 中で用いた $\log_{10}|B_{r,sou}|$ および $\log_{10}|B_{r,pho}|$ の 13 個のローテーション平均値を代入して太陽風速度の推定値 (V) を計算し、太陽風速度の観測値 (SWS) と比較した (図 9)。それぞれのグループ毎に、図 9 中の

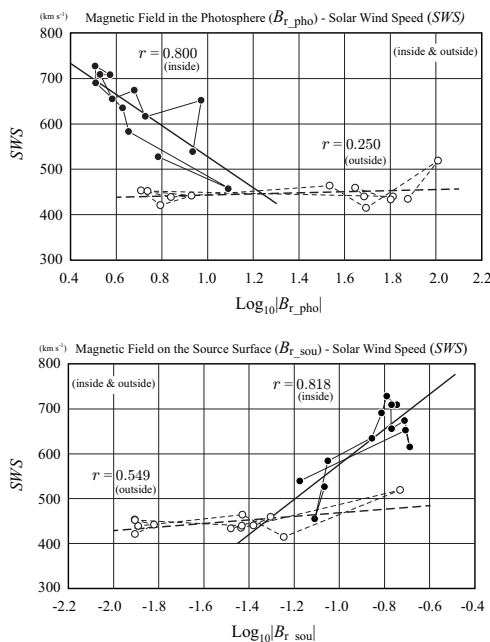


図 8：インサイド (黒丸) とアウトサイド (白丸) のグループに分けて描いた、 SWS と $\log_{10}|B_{r_pho}|$ との間 (上)、 SWS と $\log_{10}|B_{r_sou}|$ との間 (下) の相関図。両方の図で、黒丸は良い相関を示し、白丸は弱い相関を示している。

13 個の値から相関係数と回帰式を求めた結果、インサイドグループでは、非常に大きな相関係数 ($r = 0.930$) と原点を通り傾き 1.0 を持つ回帰式が得られた。これは観測値 (SWS) がコロナ磁場の動径成分 (B_{r_pho}) と光球磁場の動径成分 (B_{r_sou}) を用いた経験式により、良く再現できることを示している。

4 結論

本論文では、CR 1830 (1990 年 6 月 11.4549 日、第 22 太陽活動周期の極大期) から CR 1976 (2001 年 5 月 6.7222 日、第 23 太陽活動周期の極大期) までのほぼ 1 太陽活動周期分 (約 11 年間) の 13 カリントンローテーションについて、(1) 太陽風速度 (SWS)、(2) コロナ磁場動径成分 ($\log_{10}|B_{r_sou}|$)、および (3) 光球磁場動径成分 ($\log_{10}|B_{r_pho}|$) の 3 種類の物理量を直接比較した。これらの物理量をインサイドグループとアウトサイドグループに分け、三種類の物理量の間には $SWS = A + B \log_{10}|B_{r_sou}| + C \log_{10}|B_{r_pho}|$ の関係があると仮定し、重回帰解析、重回帰解析、偏相関解析等を行った。

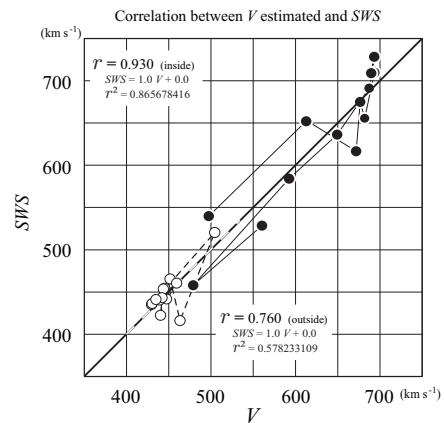


図 9：太陽風速度の推定値 (V) と観測値 (SWS) との相関図。インサイド (黒丸) とアウトサイド (白丸) のグループに分け、それぞれ、13 個のカリントンローテーション平均値を用いて計算した、相関係数と回帰式を示した。経験式が観測値を良く再現している。

その結果、以下の結論を得た。図 4, 5, 6, 7 に示す様に、

1. インサイドグループでは SWS の時間変動は、太陽活動とは負の相関、 $\log_{10}|B_{r_pho}|$ とは負の相関、 $\log_{10}|B_{r_sou}|$ とは正の相関を示し、三者間の重相関係数は太陽活動極大期付近を除いて非常に高かった。一方、アウトサイドグループでは SWS は時間的に変動せず、ほぼ一定であったが、 $\log_{10}|B_{r_pho}|$ と $\log_{10}|B_{r_sou}|$ は共に太陽活動と正の相関を示した。その結果、三者間の重相関係数は常に小さかった。
2. インサイドグループでは SWS と $\log_{10}|B_{r_sou}|$ の間の偏相関係数は、重相関係数と同様に、太陽活動極大期付近を除いて非常に高かった。 SWS と $\log_{10}|B_{r_pho}|$ の間の偏相関係数は、太陽活動上昇期付近と下降期付近の二か所で負の谷を示した。一方、アウトサイドグループでは SWS と $\log_{10}|B_{r_sou}|$ との間の偏相関係数も、 SWS と $\log_{10}|B_{r_pho}|$ との間の偏相関係数も、共に、小さかった。
3. インサイドグループでは SWS と $\log_{10}|B_{r_pho}|$ は非常に良い負の相関を示し。 SWS と $\log_{10}|B_{r_sou}|$ は非常に良い正の相関を示した。

また、3 種類の物理量の、13 個のカリントン平均値を用いた解析結果 (図 8) のように、

参考文献

4. 一方、アウトサイドグループでは SWS の $\log_{10} |B_{r-pho}|$ と $\log_{10} |B_{r-sou}|$ の両者に対する依存性はほとんど無かった。

さらに、図9のように、

5. インサイドグループでは、カリントン平均値を用いても、 SWS は $\log_{10} |B_{r-pho}|$ および $\log_{10} |B_{r-sou}|$ との間で非常に高い重相関係数 ($r = 0.993$) を持ち、経験式 $V = 1015.0 + 264.3 \log_{10} |B_{r-sou}| - 222.2 \log_{10} |B_{r-pho}|$ で良く近似できることが分かった。

以上のことから、アウトサイドグループでは、太陽風速度がコロナ磁場と光球磁場のどちらにも依存しない定常状態の低速太陽風が出現し、インサイドグループでは、カリントンローテーション毎のデータでみる短周期的な変動も、カリントンローテーション平均値でみる長周期的な変動も、共に、太陽風速度がコロナ磁場と光球磁場に強く依存しており、定常状態の低速太陽風から、磁場で加速された高速太陽風まで広い速度幅を持つ太陽風が出現することが分かった。

参考文献

- (1) Parker, E. N., Theoretical studies of the solar wind phenomena, *Space Sci. Rev.* **9**, 325, 1969.
- (2) Akasofu, S-I. and Chapman, S., Solar-Terrestrial Physics, *Oxford University Press*, 1972.
- (3) Hakamada, K. and Akasofu, S-I., Simulation of three-dimensional solar wind disturbances and resulting geomagnetic storms, *Space Sci. Rev.*, **31**, 3, 1982.
- (4) 袴田和幸, コロナ磁場のポテンシャルモデル, *Research J.* **6**, 43, 1999.
- (5) Hakamada, K. and Kojima, M., Solar wind speed and expansion rate of the coronal magnetic field during Carrington rotation 1909, *Solar Phys.* **187**, 115, 1999.
- (6) Hewish, A., Scott, P. F., and Wills, D., Interplanetary scintillation of small diameter radio sources, *Nature*. **203**, 1214, 1964.
- (7) Kojima, M. and Kakinuma, T., Solar cycle dependence of global distribution of solar wind speed, *Space Sci. Rev.* **53**, 173, 1990.
- (8) Jackson, B. V., Hick, P. L., Kojima, M., and Yokobe, A., Heliospheric tomography using interplanetary scintillation observations 1. Combined Nagoya and Cambridge data, *J. Geophys. Res.* **103**, 12049, 1998.
- (9) Kojima, M., Tokumaru, M., Watanabe, H., Yokobe, A., Asai, K., Jackson, B. V., and Hick, P. L., Heliospheric tomography using interplanetary scintillation observations, 2. Latitude and heliocentric distance dependence of solar wind structure at 0.1 – 1 AU, *J. Geophys. Res.* **103**, 1981, 1998.
- (10) Asai K., Kojima, M., Tokumaru, M., Yokobe, A., Jackson, B. V., and Manoharan, P. K., Heliospheric tomography using interplanetary scintillation observations, 3. Correlation between speed and electron density fluctuation in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **103**, 1992, 1998.
- (11) Fujiki K., Kojima M., Tokumaru M., Ohmi T., Yokobe A., Hayashi K., McComas D. J., and Elliott H. A., How did the solar wind structure change around the solar maximum? From interplanetary scintillation observation, *Ann. Geophys.* **21**, 1257, 2003.
- (12) Tokumaru M., Kojima M., Fujiki K., and Hayashi K., Non-dipolar solar wind structure observed in the cycle 23/24 minimum, *Geophys. Res. Lett.* **36**, L09101, 2009.
- (13) Tokumaru M., Kojima M., and Fujiki K., Solar cycle evolution of the solar wind speed distribution from 1985 to 2008, *J. Geophys. Res.* **115**, A04102, 2010.
- (14) Tokumaru M., Kojima M., and Fujiki K., Long-term evolution in the global distribution of solar wind speed and density fluctuations during 1997–2009, *J. Geophys. Res.* **117**, A06108, 2012.
- (15) 袴田和幸, 小島正宜, 大見智亮, 徳丸宗利, 藤木謙一, 横辺篤史, 太陽風加速機構の解明 (–太陽風速度とコロナ磁場膨張率との相関–), *Research J.* **9**, 49, 2002.
- (16) Kojima, M., Fujiki, K., Hakamada, K., Ohmi, T., Tokumaru, M., and Yokobe, A., Low-speed solar wind associations with active regions near solar minimum, *Adv. Space Res.* **25**, 1893, 2000.

参考文献

- (17) Kojima, M., Fujiki, K., Ohmi, T., Tokumaru, M., Yokobe, A., and Hakamada K., Latitudinal velocity structures up to the solar poles estimated from interplanetary scintillation tomography analysis, *J. Geophys. Res.* **106**, 15,677, 2001.
- (18) Ohmi, T., Kojima, M., Yokobe, A., Tokumaru, M., Fujiki, K., and Hakamada K., Polar low-speed solar wind at the solar activity maximum, *J. Geophys. Res.* **106**, 24,923, 2001.
- (19) Altshuler, M. D. and Newkirk, G., Jr., Magnetic fields and the structure of the solar corona, I, Method of calculating coronal fields, *Sol. Phys.* **9**, 131, 1969.
- (20) Shatten, K. H., Wilcox, J. M., and Ness, N. F., A model of corona and interplanetary magnetic fields, *Sol. Phys.* **9**, 442, 1969.
- (21) Hoeksema, J. T., Wilcox, J. M., and Scherrer, P. H., Structure of the heliospheric current sheet in the early portion of sunspot cycle 21, *J. Geophys. Res.*, **87**, 10331, 1982.
- (22) Wang, Y-M. and Sheeley, N. R., Jr. On potential field models of the solar corona, *Astrophys. J.* **392**, 310, 1992.



袴田 和幸
昭和 22 年 3 月 24 日生
工学部共通教育科・教授
太陽圏の大規模構造及び
太陽風の加速機構の研究



徳丸 宗利
昭和 32 年 11 月 4 日生
名古屋大学太陽地球環境
研究所・教授
惑星間空間物理学



藤木 謙一
昭和 45 年 1 月 26 日生
名古屋大学太陽地球環境
研究所・助教
太陽物理学及び
太陽風物理学