

太陽磁気多重極子軸対称成分の長周期変動

Long-term Variations of Axially-symmetric Components of

Solar Magnetic Multipoles

袴田 和幸

Kazuyuki Hakamada *

Abstract We study long-term variations of axially-symmetric components of solar magnetic multipoles during three (21, 22, 23) solar activity cycles about in 35 years from 1615 Carrington rotation through 2089 Carrington rotation. We use the RF-model, the potential field and source surface model, for the coronal magnetic field. The magnetic field is assumed to be the potential field and can be expanded into a spherical harmonic series. It is found that the coefficient of the axial dipole moment, g_1^0 , shows a periodic sinusoidal variation along with the solar activity cycle. It is also found that g_5^0 shows a similar periodic sinusoidal variation to the one of g_1^0 . Although the sinusoidal variations of g_1^0 and ones of g_5^0 are almost out of phase, the polarity change of g_5^0 is followed by the one of g_1^0 . This phenomenon can be used to predict the time when the solar magnetic field shows polarity reversal.

キーワード：太陽磁場 磁気多重極子モーメント 長周期変動 磁極反転

1 序論

太陽は恒星系に対して約 25.4 日を周期として自転しているが、地上の観測者から見た太陽の見かけの自転周期は約 27.3 日である。この一自転周期をカリントンローテーション (Carrington rotation, CR と省略する) と呼ぶ。したがって、太陽が一回自転する約 27.3 日の間、地上から太陽の観測を続ければ、太陽表面全体にわたる物理量の状態を知ることが出来る。この様にして観測した太陽全面上の物理量の分布を、経度方向に 360 度、緯度方向に北緯 90 度から南緯 90 度まで $\pm 90^\circ$ の平面に展開した図をシノプティックチャートという。この論文では、1615 カリントンローテーション (CR 1615, 1974 年 5 月 22.3327 日) から 2089 カリントンローテーション (CR 2089, 2009 年 10 月 13.5595 日) までの約 35 年間にわたり、アメリカ合衆国国立太陽観測所 (NSO, Kitt Peak) で観測された光球磁場のシノプティックチャートを用いる。Hakamada and

Kojima¹⁾の開発したコロナ磁場モデル (Radial-Field model, RF-model) とこのシノプティックチャート上の光球磁場観測値を用いて求めたスカラー磁場ポテンシャルの球関数展開係数から太陽磁場の多重極子モーメントを求める。本論文では、この多重極子モーメントのうち、太陽の自転軸に対して軸対称な成分の長周期変動について調べる。多重極子軸対称成分の時間変動は、太陽内部で太陽磁場を発生させているダイナモ機構に関係していると考えられる。本論文の結果と太陽ダイナモ理論の計算結果とを比較する。CR 1615 から CR 2089 までの期間の、1 カリントンローテーション平均の相対黒点数 (RI) の時間変化を図 1 に示した。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。図 1 から分かるように、この期間は、第 21 太陽活動周期から第 23 太陽活動周期までの約 3 太陽活動周期 (約 35 年) をカバーしている。また、CR 1640, CR 1780, CR 1910 付近が、それぞれ、第 21 太陽活動周期、第 22 太陽活動周期、第 23 太陽活動周期が開始する極小期にあたる。

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

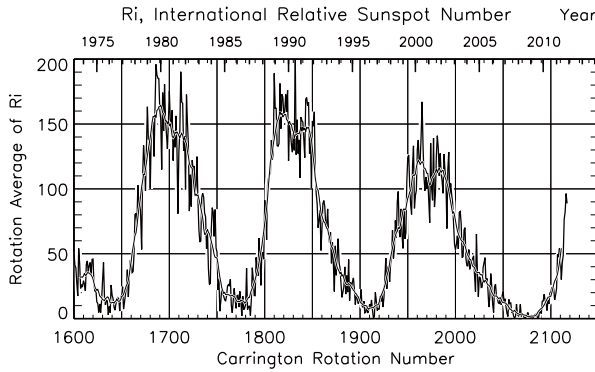


図 1：相対黒点数 (RI) の長周期変動。縦軸は相対黒点数の 1 カリントンローテーション平均値を示し、横軸はカリントンローテーション番号を示す。上の図枠には年も示してある。滑らかな実線は 25 点移動平均値の変動を示す。

2 コロナ磁場の RF-モデル

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ポテンシャルモデルについて述べる。

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は流れていない ($j=0$) と仮定する。 $j=0$ の仮定より、磁場 ($\mathbf{B}$) は、次式のように、スカラー磁気ポテンシャル (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。

2.1 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

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

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。ただし、 $r_{\odot}$ は太陽半径である。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。

2.2 ソース面の導入

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。 $\Psi(r_s, \theta, \phi) = 0$ 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.*²⁾ の論文を基に $r_s = 2.5r_{\odot}$ とおく。

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

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

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せる。

$$B_r = -\frac{\partial\Psi}{\partial r}$$

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

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

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

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。

2.4 光球磁場の動径成分

*Wang and Sheeley*³⁾ 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。この論文では *Wang and Sheeley*³⁾ と同じように、光球磁場が太陽表面に垂直であるとする仮定を用いる。この仮定のもとに、理論的に求めた磁場の動径成分と光球磁場の観測値から推定した動径成分とを比較し、*Hakamada and Kojima*¹⁾ が開発したコロナ磁場の RF-model の方法により、コロナ磁場ポテンシャルの球関数展開係数を求める。

2.4.1 光球磁場動径成分の計算値

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。

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

2.4.2 光球磁場動径成分の観測値

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。

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

2.5 磁場の計算値と観測値との比較

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。

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

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。

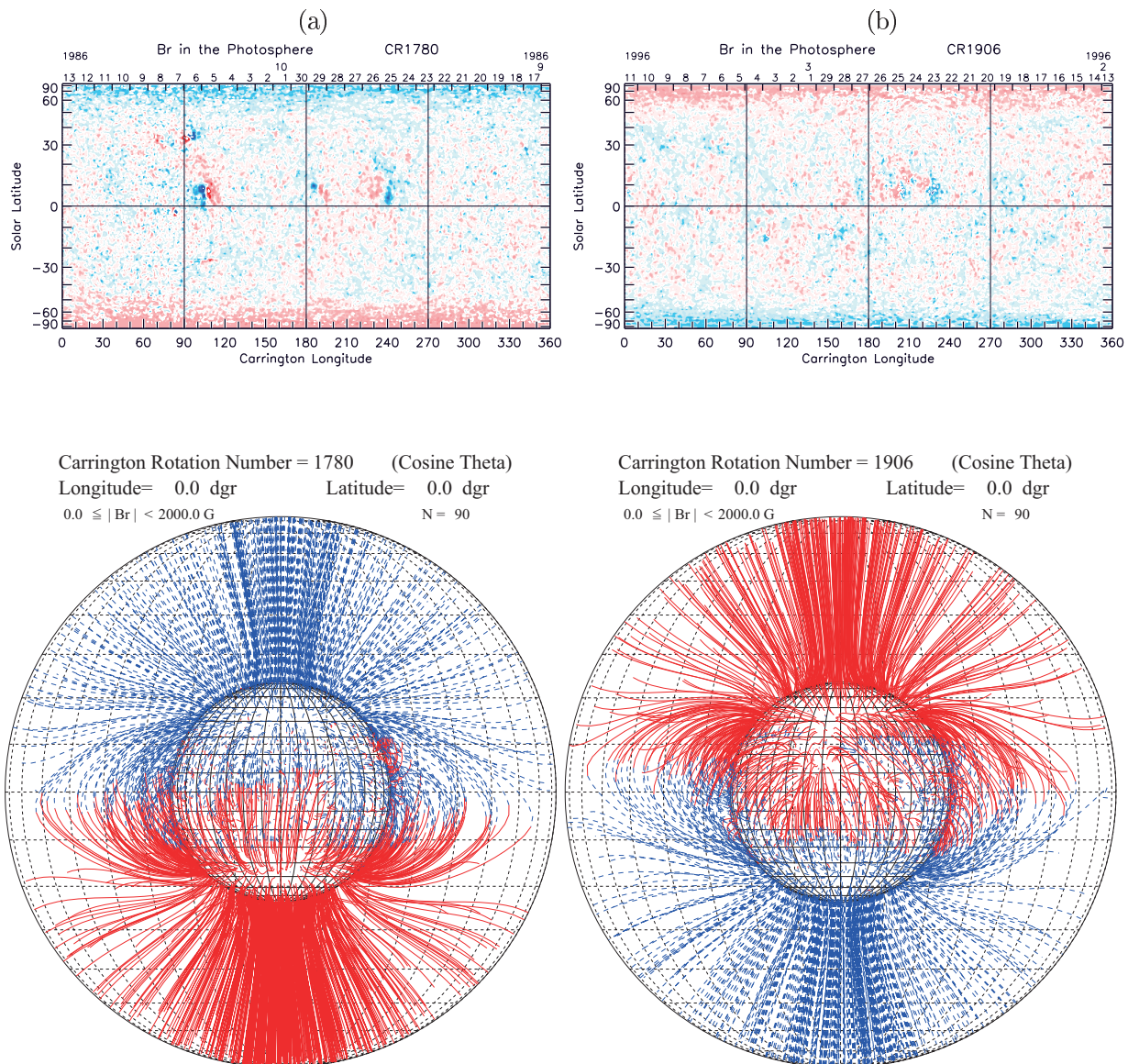


図 2 : Kitt Peak における光球磁場観測値のシノプティックチャート (上段) とコロナ磁場のポテンシャルモデル (RF-model) を用いて描いたコロナ磁場の三次元構造 (下段) の図。両方の図中で、赤 (灰色, 実線) は、極性が正 (太陽から遠ざかる向き) の磁場を、また青 (黒色, 破線) は、極性が負 (太陽に近づく向き) の磁場を示す。(a) は太陽活動極小期付近の 1780 カリントンローテーション (CR 1780) における図で、(b) は次の太陽活動極小期付近の CR 1906 における図である。(a), (b) 共に、コロナ磁場三次元構造はカリントン経度 0° 、日面緯度 0° から見た図であり、内側の球面と外側の球面は、それぞれ、光球面とソース面 (半径が太陽半径の 2.5 倍の球面) を表している。磁力線の密度は光球磁場の強度に比例するように描いてある。(a), (b) を比較すると、南北両極の磁場の極性が反転しているのが分かる。

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。

3 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

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

で与えられる。前述のように $\mathbf{B}$ 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、 $d\mathbf{r}$ を求め、磁力線を順次トレースすることができる。

図 2 に太陽活動の静穏な時期における 2 カリントンローテーションの光球磁場のシノプティックチャートと RF-model により求めたコロナ磁場三次元構造の例を載せる。図 2a と図 2b は、それぞれ、(a) 太陽活動の静穏な時期 CR 1780 と、(b) 次の活動周期の静穏な時期 CR 1906 に対応している。上段の、光球磁場シノプティックチャート中の、赤色 (灰色) は磁場の極性が正 (太陽から遠ざかる向きの極性) の磁場領域を示し、青色 (黒色) は磁場の極性が負 (太陽に近づく向きの極性) の磁場領域を示す。下段の、コロナ磁場三次元構造の図中の赤色 (灰色) の実線と青色 (黒色) 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。太陽活動極小期付近では、光球面は広い範囲にわたって弱い磁場で覆われ、コロナ磁場はおおむ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。(a) CR 1780 と (b) CR 1906 を比較すると、極域における光球磁場およびコロナ磁場の両者とも、その磁気極性が南北で反転しているのが分かる。

4 結果

本論文では、CR 1615 (1974 年 5 月 22.3327 日、第 21 太陽活動周期の極小期の前) から CR 2089 (2009 年 10 月 13.5595 日、第 23 太陽活動周期の極大期の後)

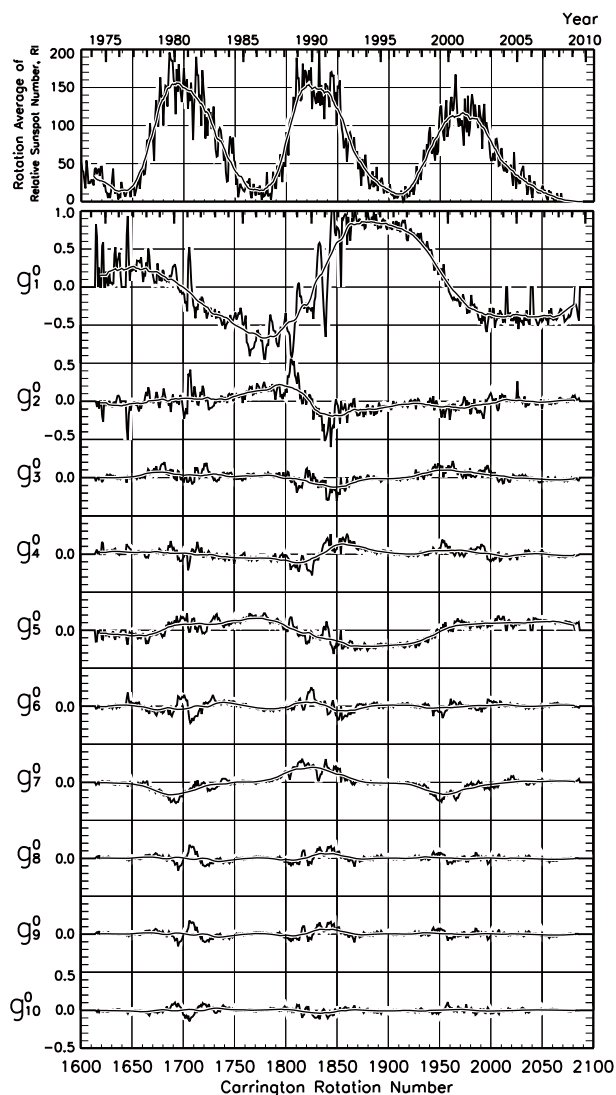


図 3：相対黒点数 (RI) の長周期変動と磁気多重極子モーメントの長周期変動。横軸はカリントンローテーション番号を示す。上の図枠には年も示してある。

までの約 35 年の間の 474 カリントンローテーションについて、キットピークの光球磁場観測値のシノプティックチャートとコロナ磁場の RF-model を用いて太陽磁場の球面調和関数の係数を計算した。図 3 の最上段の欄には図 1 に示した相対黒点数 (RI) の時間変動を示してある。その下の欄には、太陽磁気多重極子のうち自転軸に平行な双極子モーメント、 g_1^0 の長時間変動

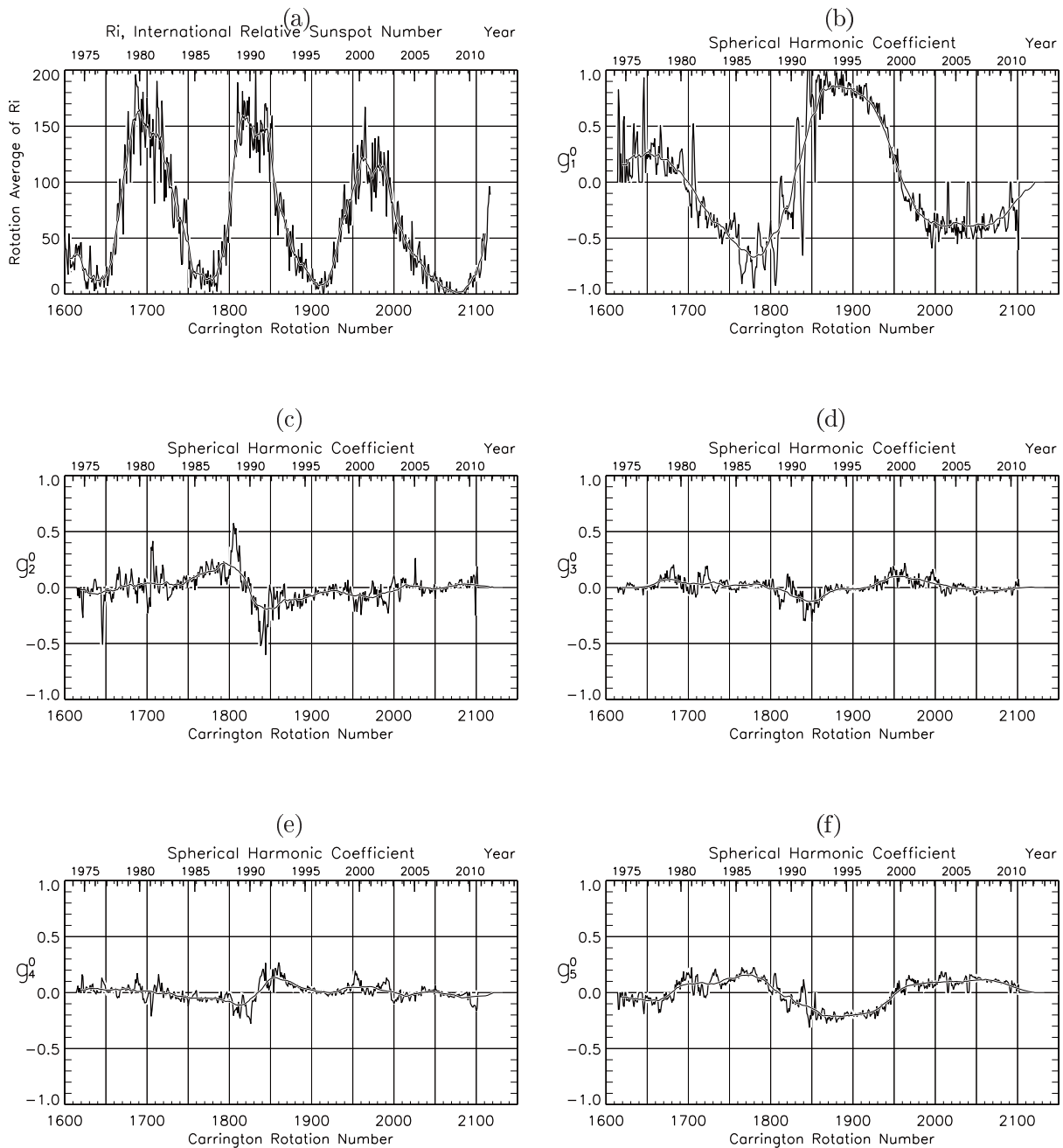


図 4 : (a) 太陽活動度 (相対黒点数, RI) の時間変動, (b)~(f) に示してある太陽自転軸に対称な磁気多重極子モーメントの時間変動と比較するために載せた, (b) 太陽磁気双極子モーメント, g_1^0 , の時間変動, (a) に示す RI の変動にあわせて, 周期的に極性が反転するのがよく分かる。(c) 磁気多重極子モーメント, g_2^0 , の時間変動, (d) 磁気多重極子モーメント, g_3^0 , の時間変動, (e) 磁気多重極子モーメント, g_4^0 , の時間変動, (f) 磁気多重極子モーメント, g_5^0 , の時間変動, g_5^0 は g_1^0 と, ほぼ逆位相で, 極性が周期的に変動しているように見える。

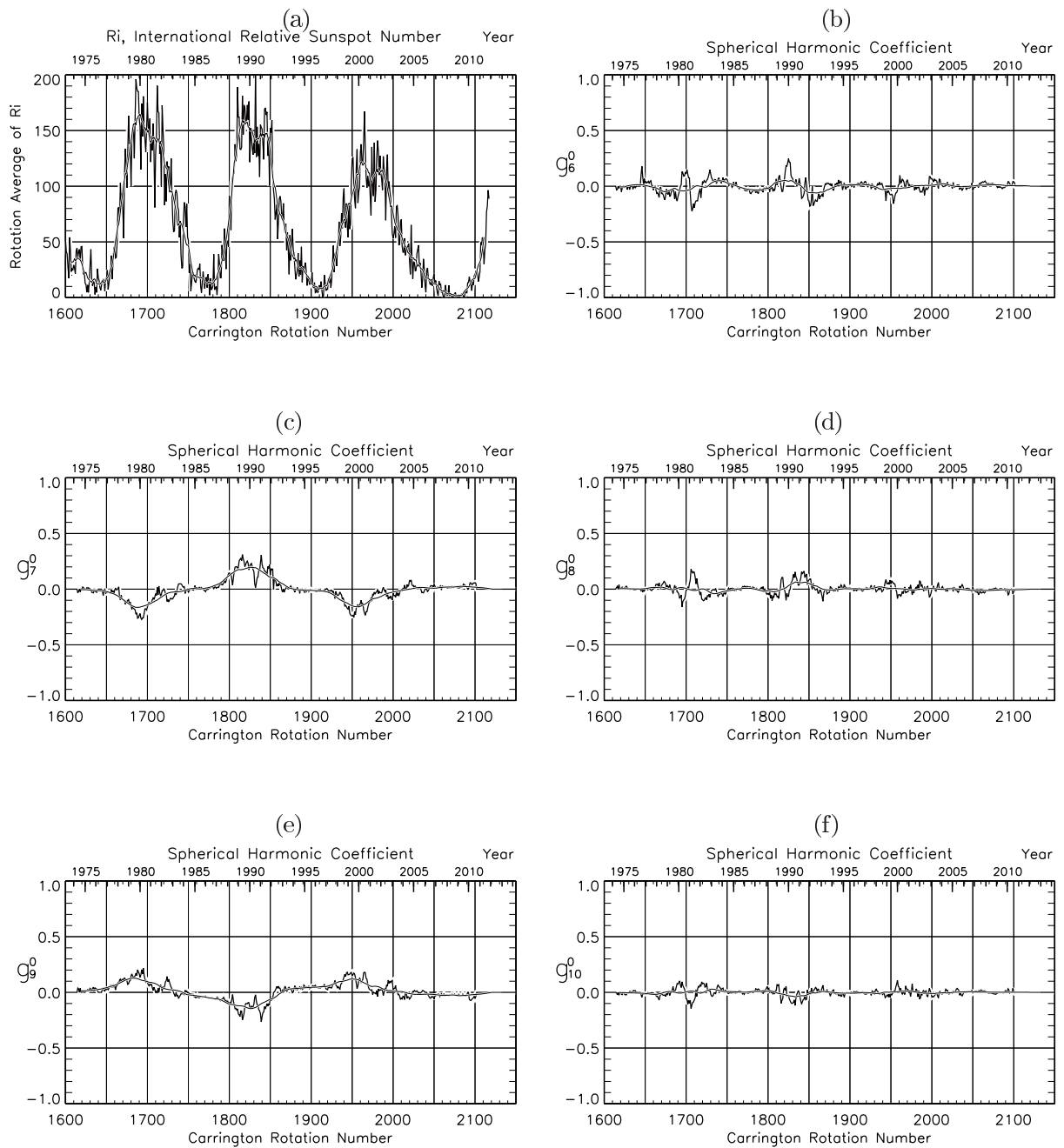


図 5 : (a) 図 3 (a) と同じ太陽活動度 (相対黒点数, RI) の時間変動, (b)~(f) に示してある太陽自転軸に対称な磁気多重極子モーメントの時間変動と比較するために載せた。(b) 磁気多重極子モーメント, g_6^0 , の時間変動, (c) 磁気多重極子モーメント, g_7^0 , の時間変動, (d) 磁気多重極子モーメント, g_8^0 , の時間変動, (e) 磁気多重極子モーメント, g_9^0 , の時間変動, (f) 磁気多重極子モーメント, g_{10}^0 , の時間変動, (b)~(f) のすべての図において, (a) に示す太陽活動度 (相対黒点数, RI) の変動にあわせて, 振幅が増減している。係数の次数が上がるにしたがい, 変動の振幅は小さくなるようにみえる。

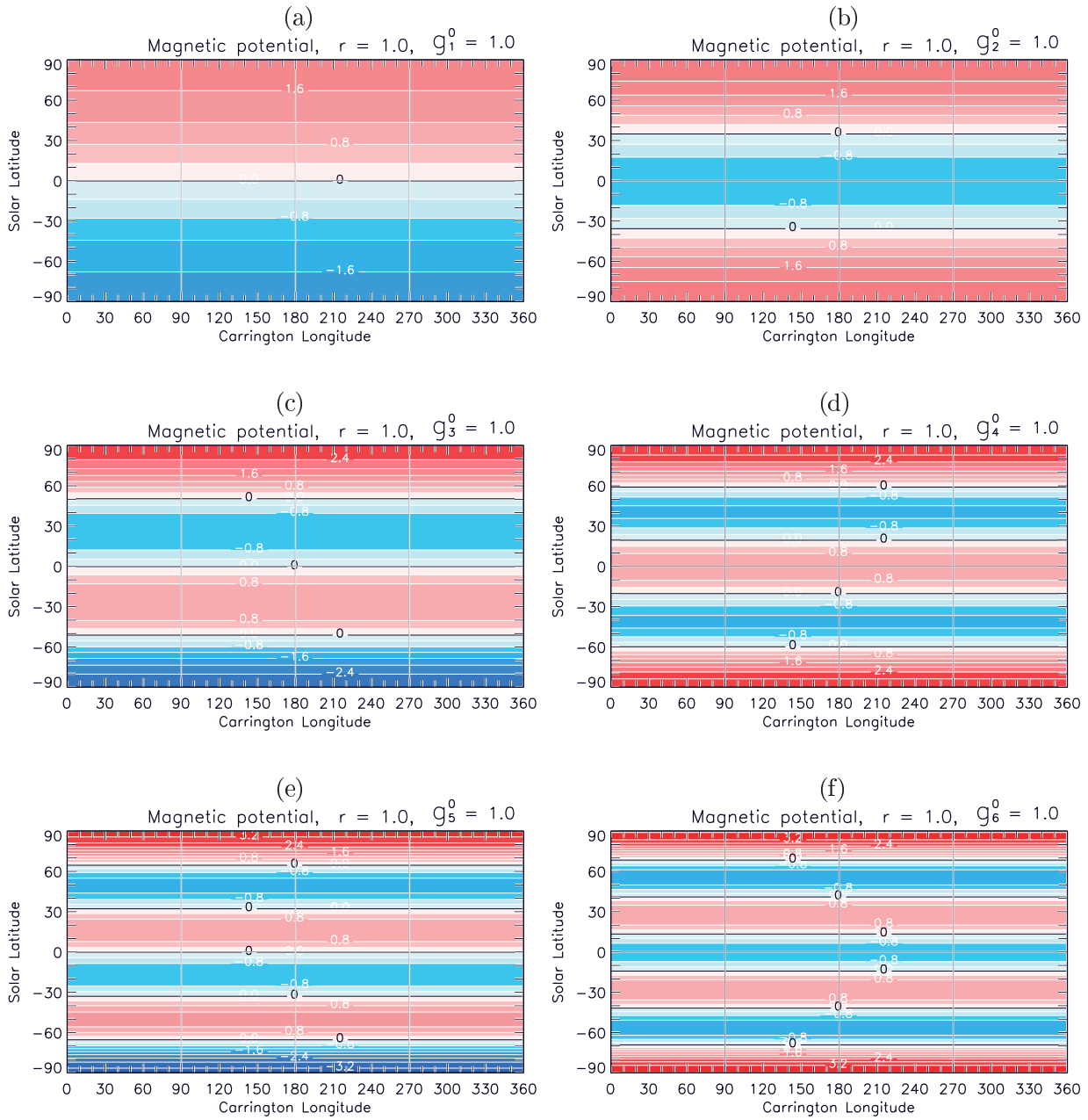


図 6 : (a) g_1^0 のみを 1 とした場合の磁気スカラーポテンシャルの分布から (f) g_6^0 のみを 1 とした場合の磁気スカラーポテンシャルの分布までの図は、太陽の自転軸に対して軸対称な成分の太陽面上における分布を示す。(a) から (f) へと、 g_n^0 の次数 n が 1 から 6 へと 1 ずつ増加するにつれて、磁気スカラーポテンシャルがゼロを切る数が 1~6 へと変わる。(a) $g_1^0 = 1$ とおき、他のすべての成分がない場合の磁気スカラーポテンシャルの分布。図の横軸はカリントン経度、縦軸は太陽面緯度を示す。 g_1^0 は双極子磁場成分にあたるので、磁気スカラーポテンシャルは北半球では正の値を持ち、南半球では負の値を持つ。(b) $g_2^0 = 1$ とおき、他のすべての成分がない場合の磁気スカラーポテンシャルの分布。(c) $g_3^0 = 1$ とおき、他のすべての成分がない場合の磁気スカラーポテンシャルの分布。(d) $g_4^0 = 1$ とおき、他のすべての成分がない場合の磁気スカラーポテンシャルの分布。(e) $g_5^0 = 1$ とおき、他のすべての成分がない場合の磁気スカラーポテンシャルの分布。(f) $g_6^0 = 1$ とおき、他のすべての成分がない場合の磁気スカラーポテンシャルの分布。

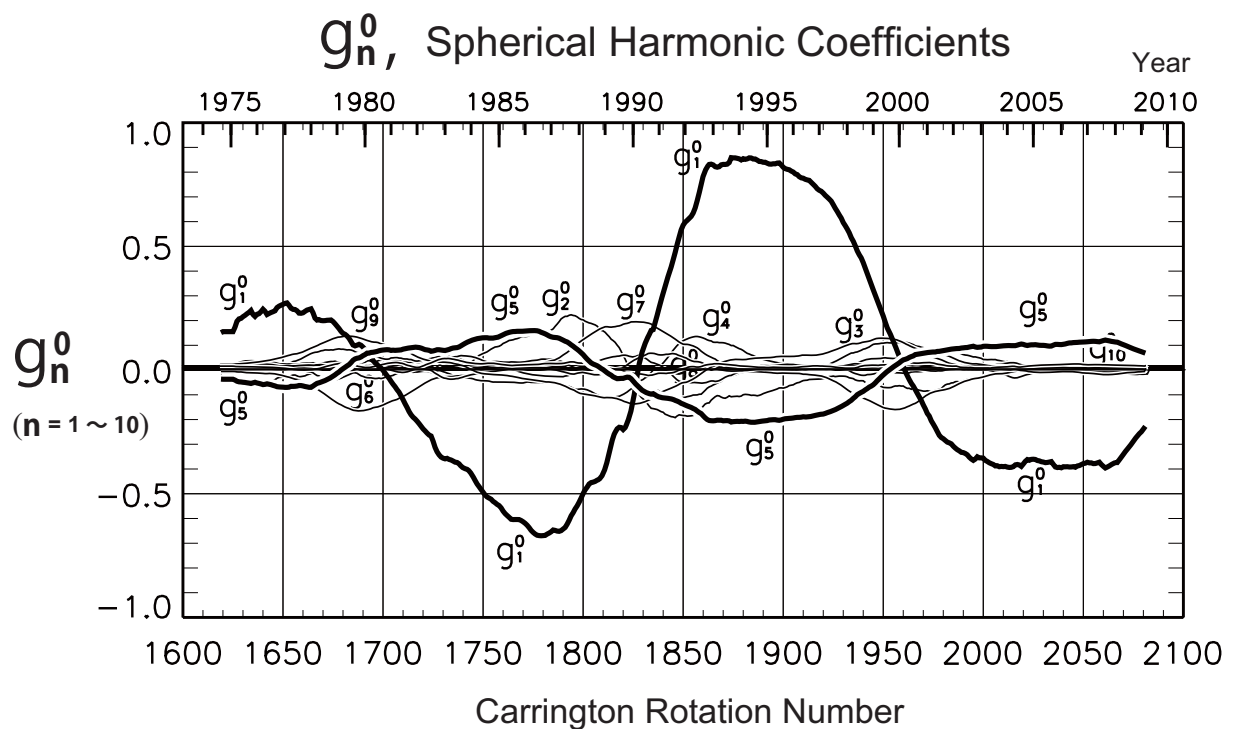


図 7 : g_1^0 から g_{10}^0 までの磁気多重極子モーメントの長周期変動を重ねて示した。 g_1^0 と g_5^0 は太い実線で示し、他のモーメントは灰色の実線で示した。 g_1^0 と g_5^0 は、ほぼ逆位相で変動している。

を示し、以下順次、高次の太陽磁気多重極子モーメント、 g_n^0 ($n = 2, \dots, 10$)、の長時間変動を示してある。 g_1^0 が正のとき、磁気双極子は北を向き、負のとき南を向いている。図 3 から、この 3 回の太陽活動周期の間に、太陽の双極子磁場は北(正)、南(負)、北(正)、南(負)と向きを反転させているのが分かる。 g_n^0 は磁気スカラーポテンシャルを球面調和関数に展開する際の、 $\cos$ の項のうち $m = 0$ となる場合の係数で、太陽自転軸に対して軸対称な成分にあたる。図 4、図 5 には、個々の多重極子モーメント毎の長時間変動の図を示した。図 4a は図 3 に示したものと同一相対黒点数(RI)の長時間変動である。図 4a は、図 4b、4c、4d、4e、4f との比較のために載せた。図 4b は磁気双極子モーメント(g_1^0)の時間変動を示す。この図 4b は、袴田⁴⁾が示したものと同一図である。図から分かるように、 g_1^0 は太陽活動度 RI の変動に伴い、ゆっくりと、また、滑らかに、大きさと向きを変化させている。図 4c から図 4f までは、それぞれ、磁気多重極子モーメント(g_2^0 から g_5^0)の時間変動を示す。

図 5a は、図 4a と同じ、相対黒点数(RI)の長時間変動である。図 5a は、図 5b、5c、5d、5e、5f との比

較のために載せた。図 5b から図 5f までは、それぞれ、磁気多重極子モーメント(g_6^0 から g_{10}^0)の時間変動を示す。図 4、図 5、のすべての磁気多重極子(g_1^0 から g_{10}^0)の大きさが RI の変動にあわせて増減しているように見える。増減の振幅は n が大きくなるにつれて小さくなる傾向がある。また、係数の符号が激しく変動するのは、空間的に小さな磁場領域が短い時間間隔で出現と消滅を繰り返していることを示している。これらの結果は袴田⁵⁾による磁気多重極子(g_1^0 から g_{10}^0)の長周期変動の解析結果と同じ傾向を示している。図 6 は、 g_1^0 のみを 1 とした場合の磁気スカラーポテンシャルの分布(図 6a)から、 g_6^0 のみを 1 とした場合の磁気スカラーポテンシャルの分布(図 6f)まで、磁気スカラーポテンシャルの太陽の自転軸に対して軸対称な成分の、太陽面上における分布を示す。 g_n^0 の次数 n が 1 から 6 へと 1 ずつ増加するにつれて、磁気スカラーポテンシャルがゼロを切る数が 1~6 へと変わる。図 7 には、 g_1^0 から g_{10}^0 までのすべての磁気多重極子モーメントの移動平均値を重ねて表示した。 g_1^0 と g_5^0 は太い実線で示し、他の磁気多重極子モーメントは細い灰色の実線で示した。図から分かるように、これら

g_1^0 と g_5^0 の二つの磁気モーメントは、ほぼ逆位相で変動しているが、 g_5^0 のほうが g_1^0 よりわずかに早く極性反転をしているように見える。 g_1^0 は正弦波に近い形で変動するのに対し、 g_5^0 は、極性反転後は、ほぼ同じ大きさを保ったまま推移しているようにみえる。これ等の原因は今のところ不明であるが、多分、太陽ダイナモに寄与する内部対流の変動の結果であろうと推定される。*Stenflo and Weisenhorn*⁶⁾は Mt. Wilson と Kitt Peak の光球磁場シノプティックチャートのデータを用いて軸対称磁気モーメントのパワースペクトル解析を行い、 g_1^0 、 g_3^0 、 g_5^0 が大きなパワーを持つことを示しており、また、*Durney*⁷⁾は太陽ダイナモモデルを持ちいて g_3^0 、 g_5^0 が大きなパワーを持つことを示した。これらの結果は、本論文の結果とも一致する。本論文の解析結果は、 g_5^0 の極性反転の時期が分かると、続いて起こる、太陽主磁場の反転の時期をあらかじめ予想することができることを示すもので、非常に興味深い結果である。

5 結論

この論文では、CR 1615 (1974 年 5 月 22.3327 日) から CR 2089 (2009 年 10 月 13.5595 日) までの約 35 年間にわたり、太陽光球面磁場シノプティックチャートの観測値を球面調和関数に展開し、太陽磁気多重極子軸対称成分の変動を三太陽活動周期にわたって調べた。このように長期間にわたって、太陽磁気多重極子の時間変動について調べたのはこの論文が世界で最初である。その結果、以下のようなことが分かった、

1. 太陽磁場の磁気双極子モーメント、 g_1^0 は磁気極性まで含めた太陽黒点の周期と同じ約 22 年を周期として、正弦波に近い形で、大きさをゆっくりと増減させると共に、その極性を滑らかに反転させる。
2. 太陽磁場の磁気多重極子モーメントのうち、 g_5^0 は g_1^0 と、ほぼ、逆位相で変動するが、 g_1^0 よりやや先行してその極性を反転させる。この事象を用いれば、太陽一般磁場の極性反転の時期を予想することができる。 g_1^0 が正弦波に近い形で変動するのに対し、 g_5^0 は、極性反転後は、ほぼ同じ大きさを保ったまま推移するようにみえる。

3. 太陽磁場の他の磁気多重極子モーメントは、相対黒点数で表されるような太陽活動周期と同じように、太陽活動極大期付近で大きくなり、かつ、極性を反転させることが多い。逆に言えば、これらの磁気多重極子モーメントが黒点生成に寄与していること推定される。

参考文献

- (1) 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.
- (2) 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.
- (3) Wang, Y.-M. and Sheeley, N. R., Jr. On potential field models of the solar corona, *Astrophys. J.* **392**, 310, 1992.
- (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) 袴田和幸, 太陽磁場磁気双極子成分の長周期変動, *Research J.* **17**, 97, 2010.
- (6) Stenflo, J. O., and Weisenhorn, A. L., Evolution of the Sun's Magnetic Polarities, *Solar Physics*, **108**, 205, 1987.
- (7) Durney, B. R., On the Power in the Legendre Modes of the Solar Radial Magnetic Field, *Solar Physics*, **180**, 1, 1998.



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