

太陽磁場自転周期の m 数依存性と そのコロナホールおよびフレアに及ぼす影響

齋藤 尚生* 大木 俊夫*

M-NUMBER DEPENDENCE OF ROTATION PERIOD OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD AND ITS EFFECT ON CORONAL HOLE AND SOLAR FLARE

By

Takao SAITO and Tosio OKI

The photospheric magnetic field is revealed to rotate with different solar rotation periods depending on its m-number, or its longitudinal range. The m-dependent rotation reveals the unexplained solar cycle variation of the 28-day period of the IMF 2-sector structure in inclining/minimum years and of the 27-day period in the declining/minimum years. The m-dependent rotation reveals also the unexplained 155-day periodicity in the occurrence of solar flare clusters, suggesting a motion of the sunspot field relative to the large-scale field. The IMF sector structure is closely related to recurrent geomagnetic storms, while the flare occurrence is related to sporadic SC storms. Hence, the m-dependent rotation is quite important in the study of the STE forecast.

要 旨

磁場からみた太陽の自転周期が、磁場領域の大きさ (m-number) によって異なる事実が見出された。この事実から、従来謎とされていた IMF (惑星間空間磁場) の 2 磁区構造 (2-sector) と 4 磁区構造 (4-sector) の交換則と、フレアの顕著な 155 日周期性という観測事実が説明された。この m 数依存性の発見が、将来の太陽地球間環境 (STE) 予報に果たすべき重要な役割について論じられた。

1. 緒 論

狭義の STE 予報とは、究極的には太陽を原因とする地球電磁圏擾乱の予報である。電磁圏擾乱の基本要素はサブストーム (substorm) であり、その発生時を事前に予報することは学問上は非常に有用である。しかし、個々のサブストームは年間数千個も発生するので、「明日

サブストームが起こる」と言えば 100% 近く当たる。これでは予報とは言えない。このことは毎日必ず発生する無感微小地震の発生が学問上は極めて大事であるにもかかわらず、その予報が実用上はほとんど無意味であることに似た面がある。

一個一個のサブストームは太陽風磁場の南転に深い関係を持つ。つまり個々のサブストームの精度よい発生時期の予知は、太陽風中に二次的に発生するマイクロな乱流過程に係わっている。従ってあとで述べるマクロ過程とは別の予知手段を必要とする。相手が乱流であるために観測にもとづく経験則をたてることが手法としては賢明であろう。たとえば ISEE-3 のようにラグランジェ点 (磁気圏の上流点) での太陽風諸パラメータのモニター値と発生時刻との相関研究などがそれである。これはサブストームの半日以内の予報であり、いわば短期予報に当たる。毎日数回の割合でほとんどかならず発生するサブストームの短期予報が (特殊な場合を除いて) 実用上無意味であるのに対して、本論文で述べるのは半日以上前の中期、および長期予報である。通総研が目指す実用的な予報はこれを目指しているはずである。

* 東北大学理学部
Onagawa Magnetic Observatory and Geophysical
Institute, Tohoku University

予想では、いつ（1日以内の精度で）、どの程度の（中程度以上の）サブストームが起こるかの2条件を言う必要がある。（地震の場合「どこで」起こるかが第3の条件として必要となるが、日本での実用的予報としては、場所の予報は時刻と活動度の予報ほど必要ではない。）ほとんど小規模で終わる孤立したサブストームよりも、実用上必要なのは、中・大規模に発達するサブストーム「群」の予報であろう。即ちそれは回帰性および突発性磁気嵐の予報となる。換言すればそれぞれ Sg（緩始）型磁気嵐と、Sc（急始）型磁気嵐にほぼ対応すると言ってよい。両者ともサブストーム群の集積効果として記述でき、後者はそれに先立つ sc 効果が加わると言う点で前者と区別される。

太陽側の原因を考えると、回帰性磁気嵐はコロナホールに関係し、突発性磁気嵐は（LDE: long duration event 型の）太陽フレアもしくはフィラメント消失（DB: dispulsion brisque）に対応する。これらコロナホールとフレアと DB という3種類の太陽現象は、いずれも背後で太陽磁場によって操られている。つまり STE 予知研究は、極論すると太陽磁場の構造と変化の研究に帰着される。特に磁気嵐発生の予知問題となると、太陽磁場の自転の性質を調べるのが極めて有用となる。

本論文では、先ず太陽風流源面（solar source surface）磁場の南北非対称回転などについて簡単に述べる。次に新たに見出された事実、即ち太陽磁場の自転速度が磁場領域の大きさ（m-number）によって異なるという事実について述べる。最後にこのm数依存性が、従

来謎とされていた太陽風とフレアの性質の一部を説明するのに大変有用であることを述べる。

2. 流源面磁場の南北非対称微分回転

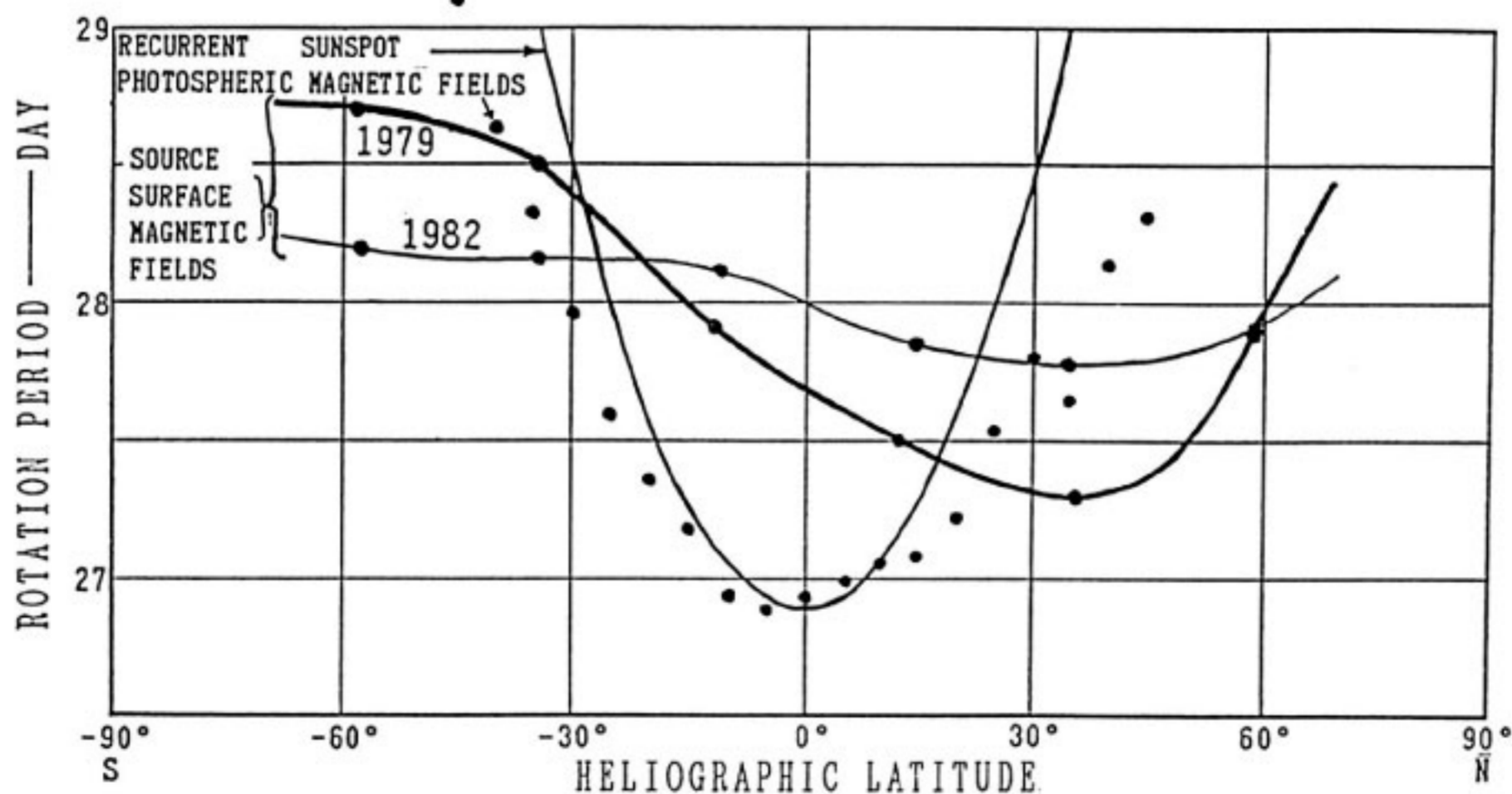
最初に太陽磁気圏の自転について重要な流源面磁場の微分回転について簡単に述べる。先の論文⁽¹⁾で述べた方法により、反転期（reversing phase）の1979年と、エクスカージョン期（excursion phase）の1982年のみを例にとって緯度帯別の自転周期を調べると第1図の通りになる。比較のために回帰型の太陽黒点および光球面磁場の自転周期⁽²⁾を掲げておく。

まず第一の性質として、極磁場が反転する1979年には微分回転的であるのに対して、安定した回帰性磁気嵐の発生した1982年は剛体回転的であるところに特徴がある。エクスカージョン期には顕著なコロナホールが現れるので、剛体回転をすることは理にかなう。

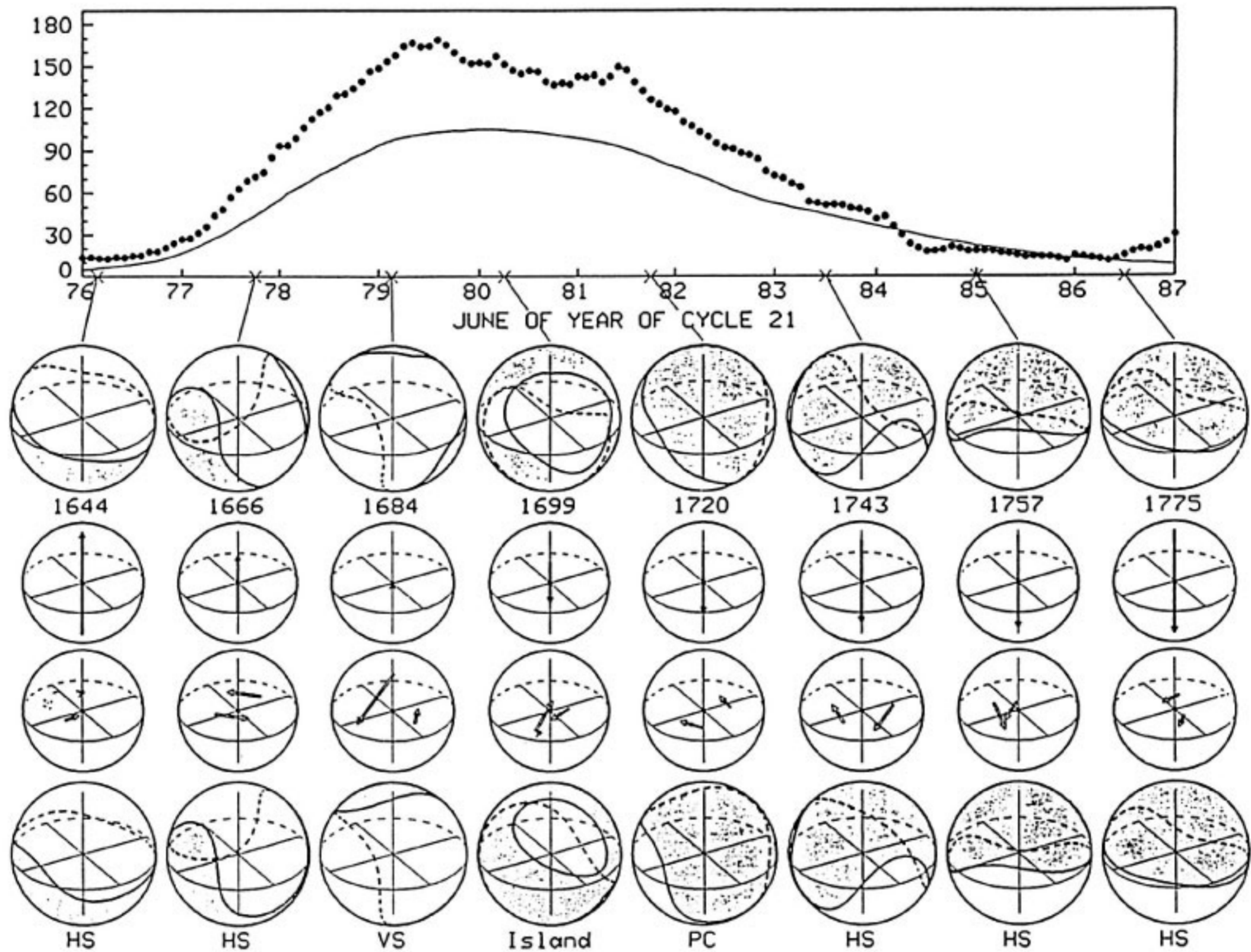
しかし2番目の性質として両年とも、南半球と北半球で違う周期の自転をしていることがわかる。つまり捻れていくのであり、特に太陽磁気中性面が反転しつつある1979年に甚だしい。このことは赤道面の視線経度（view longitude）から見ると、流源面上の磁気中性線が8の字型に捻れる事実⁽³⁾⁽⁴⁾や、太陽圏の磁気中線面が垂直に立った鞍型構造（vertical saddle）⁽⁵⁾を形成する事実と一致する（第2図参照）。

ではなぜ中性面が垂直鞍型となって捻れていくのか？この時の流源面上の磁場分布を見ると、南半球が双極子型（ $m=1$ ）であるのに対して北半球は4重極子型（ $m=2$ ）である。つまり以下で検討するような単極磁場領

太陽風流源面と光球面における磁場の微分回転周期



第1図 太陽風流源面と光球面における磁場の日面緯度に対する自転周期



第2図 太陽圏中性面の太陽黒点周期とその3双極子モデルによる解釈。モデルによる計算結果が観測資料とよく一致していることに注意。

域の大きさ (m-number) によって自転周期が異なるためである可能性がある。そこで次節では太陽磁場自転の m 数依存性を検討する。

3. m-number 依存性を検討するに適した年の選定

いま無黒点時代が長く続く、たとえばマウンダーの極小期間 (Maunder's grand minimum) のように極端な場合を考える。太陽の双極子磁場は黒点磁場に乱されないで、自転軸に殆ど一致した双極子 (aligned dipole) ではほぼ完全に表現できるはずである。この場合は $m=0, n=1$ の成分だけとなり、m 数依存性を検討する期間としてふさわしくない。3 双極子モデル (triple dipole model) (第2図) では、たとえば1976年 (平行期; aligned phase) がこの場合に近い。従って双極子の自転軸に一致した成分 (平行成分) が消失して、赤道面に平行な成分 (赤道面平行成分; equatorial component) だけになる1979年が最も解析期間としてふさわしいことがわかる。なお第2図では、2個の光球面上の等

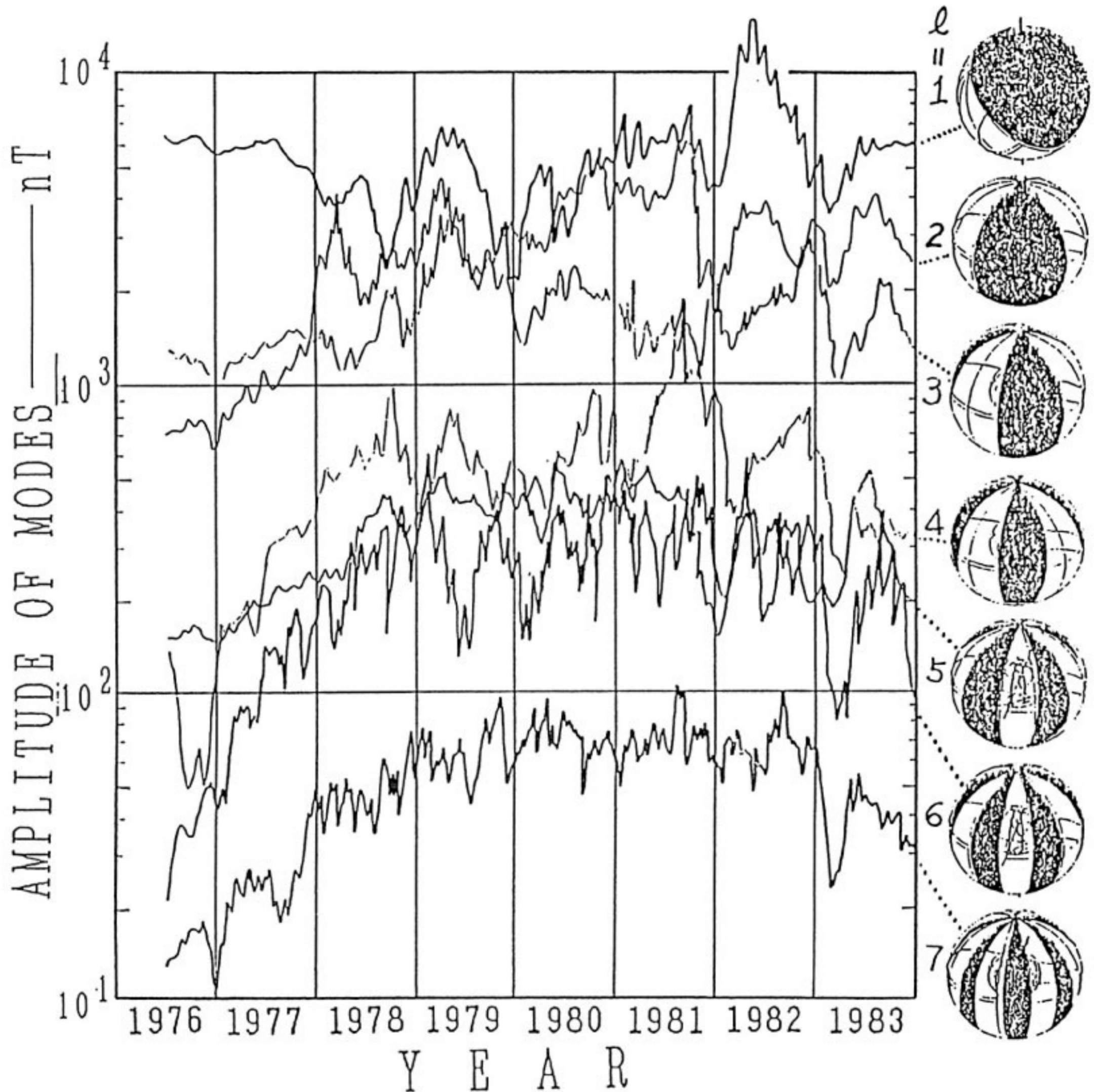
価双極子 (equivalent photospheric dipoles) の北半球成分 (黒矢印) が南に傾き、南半球成分 (白矢印) が北に傾いている。これは、赤道面に平行な双極子 (equatorial dipole) の他に、4重極成分が存在するためである。この成分が直立中性面を8の字型にねじり、垂直鞍型にしている原因である。

なお Marubashi et al.⁽⁶⁾ のデータ集を精査すると、同じ太陽活動極大期でも中性面はねじれずにほとんど垂直に立っていた場合がある。1959~1960年 (例えばキャリントンの自転番号 1421-1424, 1426) は、1967~1972年 (Rot. Nos. 1528, 1537, 1542, 1544, 1559, 1564, 1572.5, 1588.5) がこれにあたる。

さて、第2図に戻って m 数依存性を調べるのに1979年が最適であることが赤道平行双極子の観点から判明した。そこで次に m 数による磁場強度がこの年に揃っているかどうかを検討しよう。

第3図は、 ℓ 数別の太陽風流源面磁場の太陽活動周期変化 (solar cycle variation) を示す。 ℓ 数とは、軸の傾きを考慮しない一般的な双極子、4重極子、……成分

太陽風流面磁場モードの太陽周期変化



第3図 太陽風流源面磁場強度のモード別太陽黒点周期変化

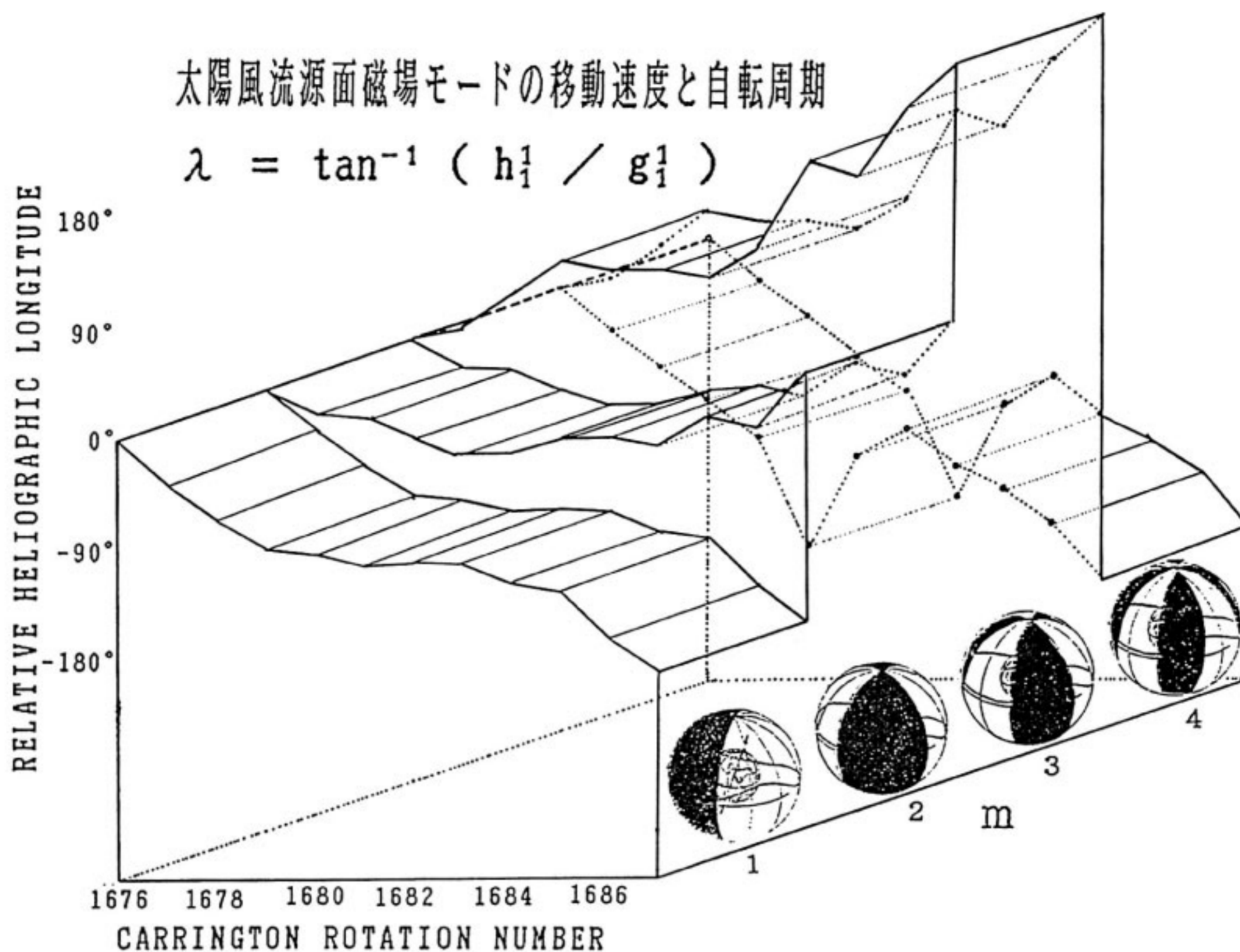
である。従って双極子が「回転」反転をする $l=1$ モードをのぞいては、 l 数は m 数と同じと考えても大過はない。第3図は Hoeksema et al.⁽⁷⁾ の線型スケールによる l 数別カーブを、大きさの相対的推移がよくわかるように同一の片対数図上に転写したものである。 $l=2\sim 7$ のカーブでは、黒点とその残余磁場 (remnant field) が、太陽活動周期より少し遅れるかたちで一様に増大している。それに対して、 $l=1$ の双極子項は、極磁場が反転する極大期に一番小さくなる。つまり問題の1979年頃には、各モードが比較的一様な値に近付いており、い

ろいろな m 数による自転周期の違いを解析するにふさわしい時期であることがわかる。

以上二つの理由から1979年を選び、次節で解析を行う。

4. 流源面磁場のモード別移動速度と自転周期

流源面磁場については、各キャリントン自転番号ごとに各 m , n に対する球面調和展開の係数 g_n^m , h_n^m が計算されている。そこでそれらの係数のうち g_l^1 , h_l^1 を取り出し



$$\lambda = \tan^{-1}(h_1^1/g_1^1)$$

を計算すると、この λ は、 $m=1$ (赤道面上に横たわった双極子) の原点経度 λ_1 を表すことになる。(ちなみに equatorial dipole pole の位置 λ_p は、 $\lambda_p = \lambda_1 + 90^\circ$ で与えられる)。従って λ_1 の位置を1979年の各キャリントン自転番号ごとに計算したのが第4図の $m=1$ に対するカーブである。このカーブの勾配が $m=1$ モードの移動速度を表すので、縦軸は相対値でよく、No. 1676 の値を 0° に規格化して表してある。この図から、赤道双極子磁場はキャリントン経度に対し決して固定しておらず、かなりなめらかに移動していることがわかる。またその地球からみた自転周期は右端の目盛りから約28日であることもわかる。一般に

$$\lambda = \tan^{-1}(h_m^m/g_m^m) \quad (m=1, 2, 3, \dots)$$

の式で $m=2, 3, 4$ に対して同様な計算を行い、相対キャリントン経度を計算したのが第4図の $m=2, 3, 4$ のカーブである。それぞれは明らかになめらかな移動をしており、 $m=2, 3, 4$ の大きさの磁場はそれぞれ約27日、

26日、及び28日の周期で自転していることがわかる。 $m=4$ は多少振動しかけており $m \geq 5$ では振動の分散が大きいため図示していない。これは流源面では高次項が急激に減る(第3図)ことから当然であろう。

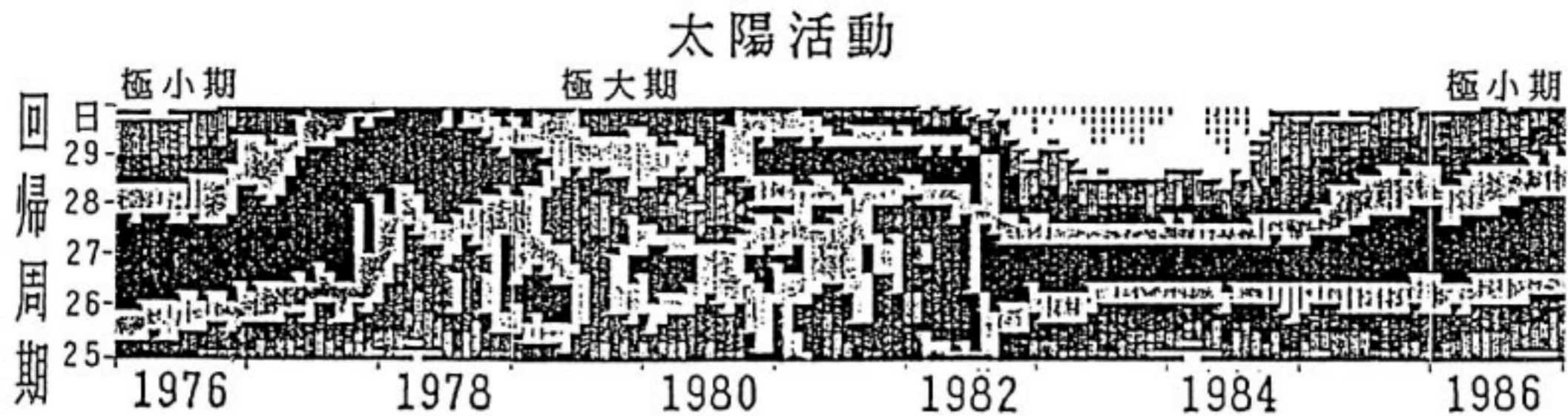
$m=1 \sim 4$ の磁場構造自転周期を今回見つけることができたのは流源面では低次項のみが生き残り、邪魔な高次項が急激に減少するからである。従来の光球面磁場直接測定値の解析では、高次項のみ卓越し、本論文のような双極子、4重極子項などは埋もれて算出不可能だったのである。

さてこのように太陽自転周期の m 数依存性が見出されると今までの謎が次節で述べるように解明されてくる。

5. 2セクターと4セクターの交替則

Svalgaard et al.⁽⁸⁾ は1926年以来半世紀間の太陽風磁場(IMF)の磁区構造データを調べた結果次のような法則性の存在を唱えた(第5図参照)。

(1) 半世紀間を通じてほとんど位相を変えずに26.84日周期の4-セクター構造が継続している。(以下記述を簡潔にするために、これを27日周期と呼ぶ。)



第5図 動自己相関図で表した、太陽風磁場セクター極性自転周期の太陽黒点周期依存性

(2) この構造と一緒に28日周期の2-セクター構造が持続し、これら2種類の周期性が併存するためにIMFの回帰性を一見複雑にしている。

(3) これらの構造には太陽活動周期による変化が存在する。上昇期から極大期にかけては4-セクターパターンが弱まり、2-セクターパターンが強まる。下降期及び極小期にかけては逆に2-セクターパターンが弱まり、4-セクターパターンが強まる。

Wilcoxがこの傾向にもとづいて再構築した回帰一覧図は主観的すぎて、観測データとの間の相違に疑問が残る。そこで、史上最も活動が激しかった太陽活動周期No. 19のIMF磁区構造に対して、本研究で移動自己相関図(running autocorrelation diagram)を作成した。ウィンドー幅は150日で、周期25日~30日部分だけを拡大した結果を第5図に示す。上記(1)(2)(3)の性質がほぼ保たれていることがわかる。

この経験的交替則に対する理論的な説明としては、偏向モデル(deflection model)⁽⁹⁾もひとつの候補であろう。すなわち実測⁽¹⁰⁾されたとおり、太陽高緯度からのストリーマー(streamer)が遅い自転周期で地球を掃いていくと考えるのである。しかしこのようなストリーマーは第5図に見られるように数年にわたって安定しているとは考えにくい。恐らく短期間の変動⁽¹¹⁾を起こす役割は果しているに違いない。従って数年安定した28日成分の観測事実を説明するには、太陽磁場の経度方向のひろがり(m-number)の効果を考える必要がある。

そこで前節で見出された自転周期のm数依存性で解釈するならば、次の通りになる。

(1) 複雑な光球面磁場の痕跡は、流源面上に常に $\ell=1, 2, 3, \dots$ のモードとして存在する。しかし太陽活動周期全体を通じて流源面上ではほとんど常に最も大きいのは双極子成分であり、D/Q比(双極子強度/四重極子強度)が1より小さくなるのは、11年間の内ほんの数太陽自転周期(solar rotation)のみである。流源面磁場としては、 $\ell>2$ のモードは卓越成分とはなり得ない。従って

IMF磁区構造の主成分としては2-セクターと4-セクターだけを論じれば大勢を議論したことになる。

(2) 11年間を通じてD/Q比が最も大きいのは極小期である。しかしこの時の双極子軸は、自転軸とほぼ一致しており、しかも地球は太陽赤道面すれすれに軌道運動する。従って僅かなQ成分が太陽圏中性面にかすかな2-waveの曲面を作っても地球に影響を及ぼす。これがm数依存性により27日周期の4-セクターパターンとして地球で観測される。この時期ではD成分は大きくても、双極子軸が自転軸にほとんど平行なので地球では2-セクターパターンとして観測し難い。

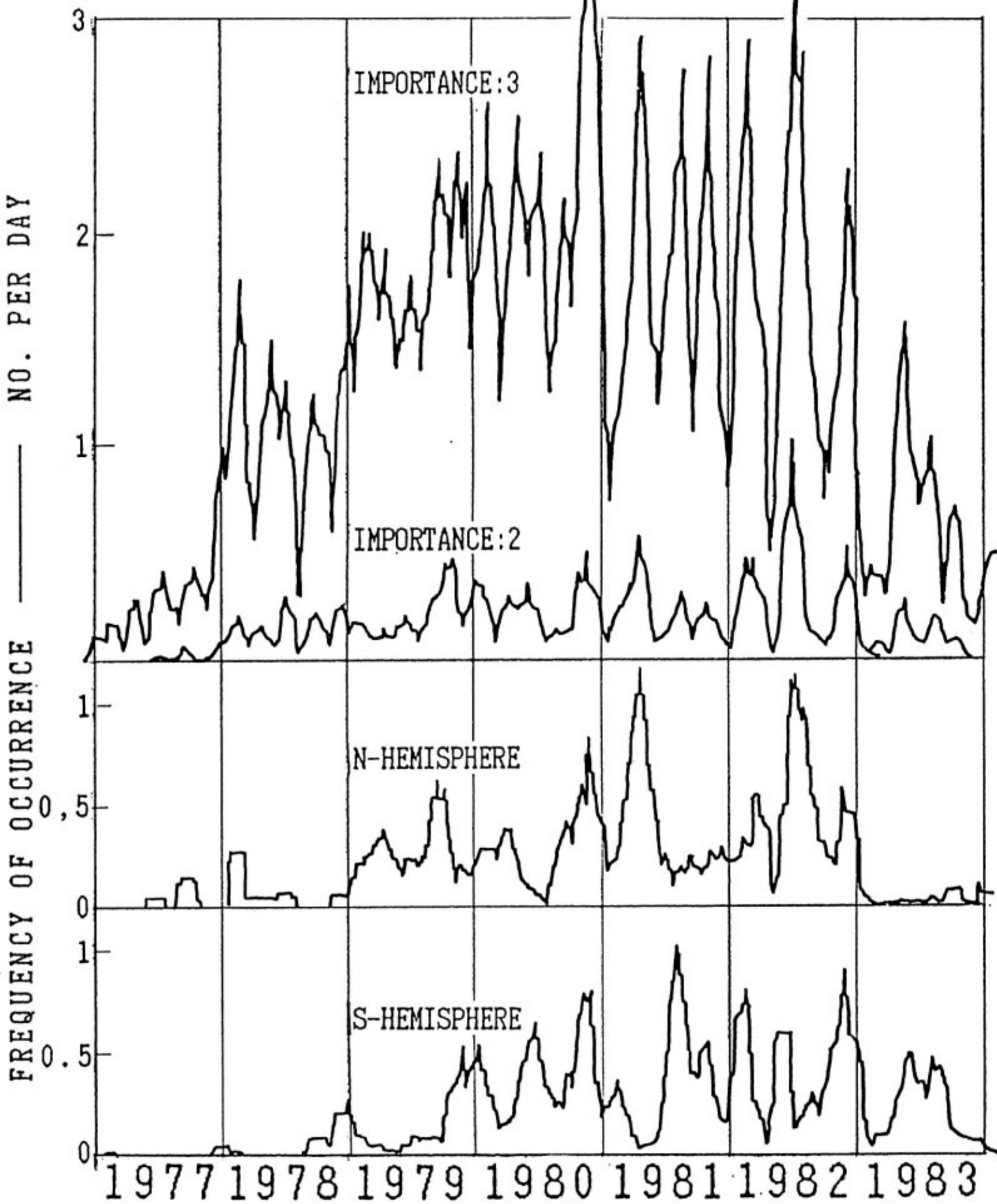
(3) 上昇期および極大期では双極子の極は低緯度付近にあり、数太陽自転のわずかな期間を除いては $D/Q>1$ となる⁽¹²⁾。そこで地球付近ではm数依存性にしたがって28日周期の2-セクターパターンが重なる。

以上のような説明によって、従来解釈不能だった2-セクターと4-セクターの交替則が、m数依存性によって明快に解釈できる。

6. フレア発生155日周期の説明

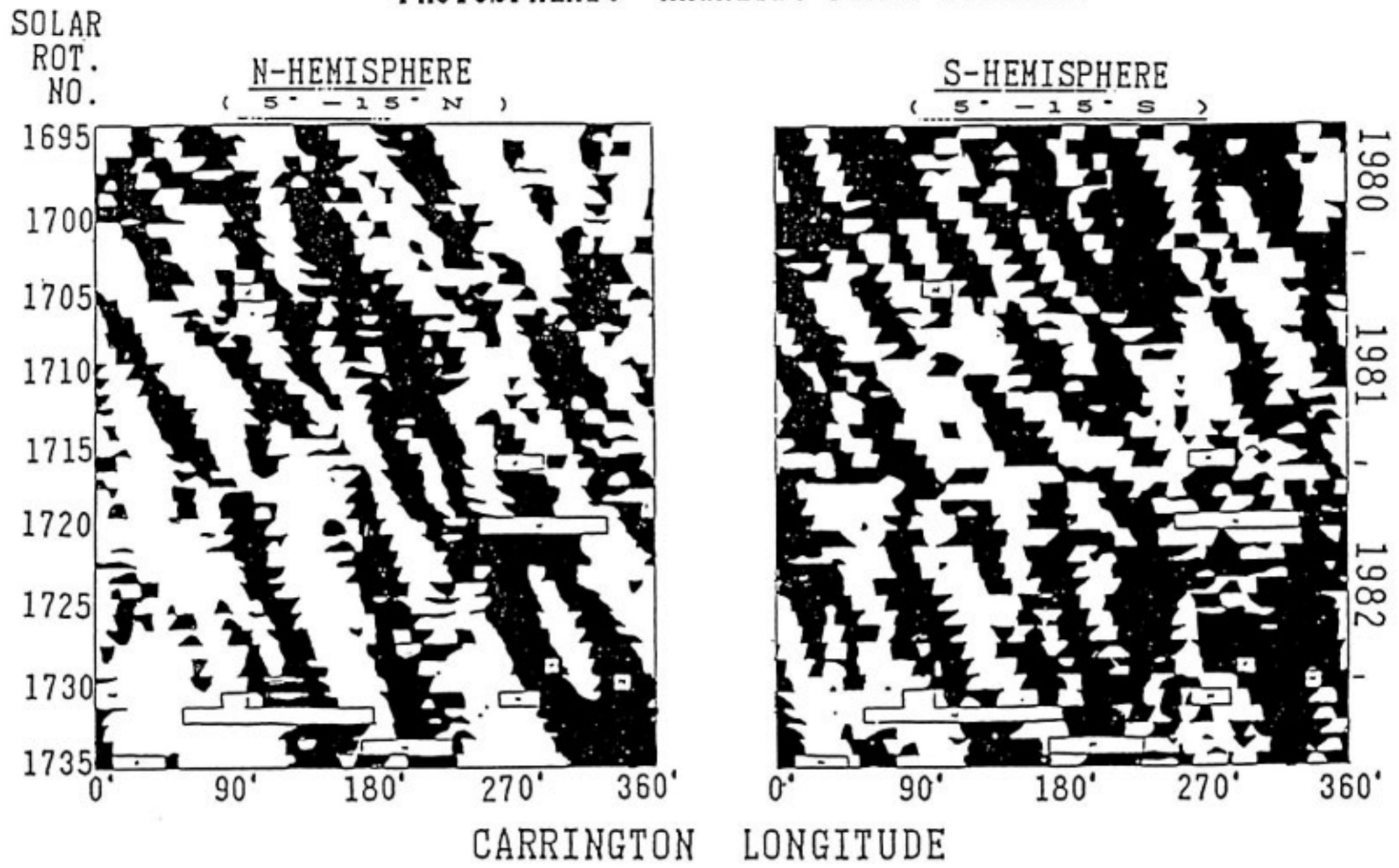
フレア発生に明瞭な、155日の周期性が見出されている⁽¹³⁾。第6図にその結果の一部を示す。この155日は、自転周期や1年や太陽活動周期の何れの公約数でも公倍数でもない。この半端なフレア発生周期は、m数依存性に関係している可能性がある。いま最も周期性の顕著な1981~1982年に着目して詳しく調べると、南北両半球とも $5^{\circ}\sim 15^{\circ}$ の緯度帯のフレアが役割のほとんどを担っていることがわかる。しかも155日周期のそれぞれの、或るピークは北半球のフレア群が加担し、他のピークは南半球のフレアが加担している。そこでいま $5^{\circ}\sim 15^{\circ}N$ および $5^{\circ}\sim 15^{\circ}S$ の緯度帯で、フレア群(F)が多数発生した太陽自転番号(SR)をキャリントン経度(λ)に対して印をつけ、これをF-RS- λ 図とする。一方、StanfordのWilcox Observatoryで観測した光球面磁場極性(P)の各展開図(Solar-Geophysical Data)か

FREQUENCY OF OCCURRENCE OF SOLAR FLARE



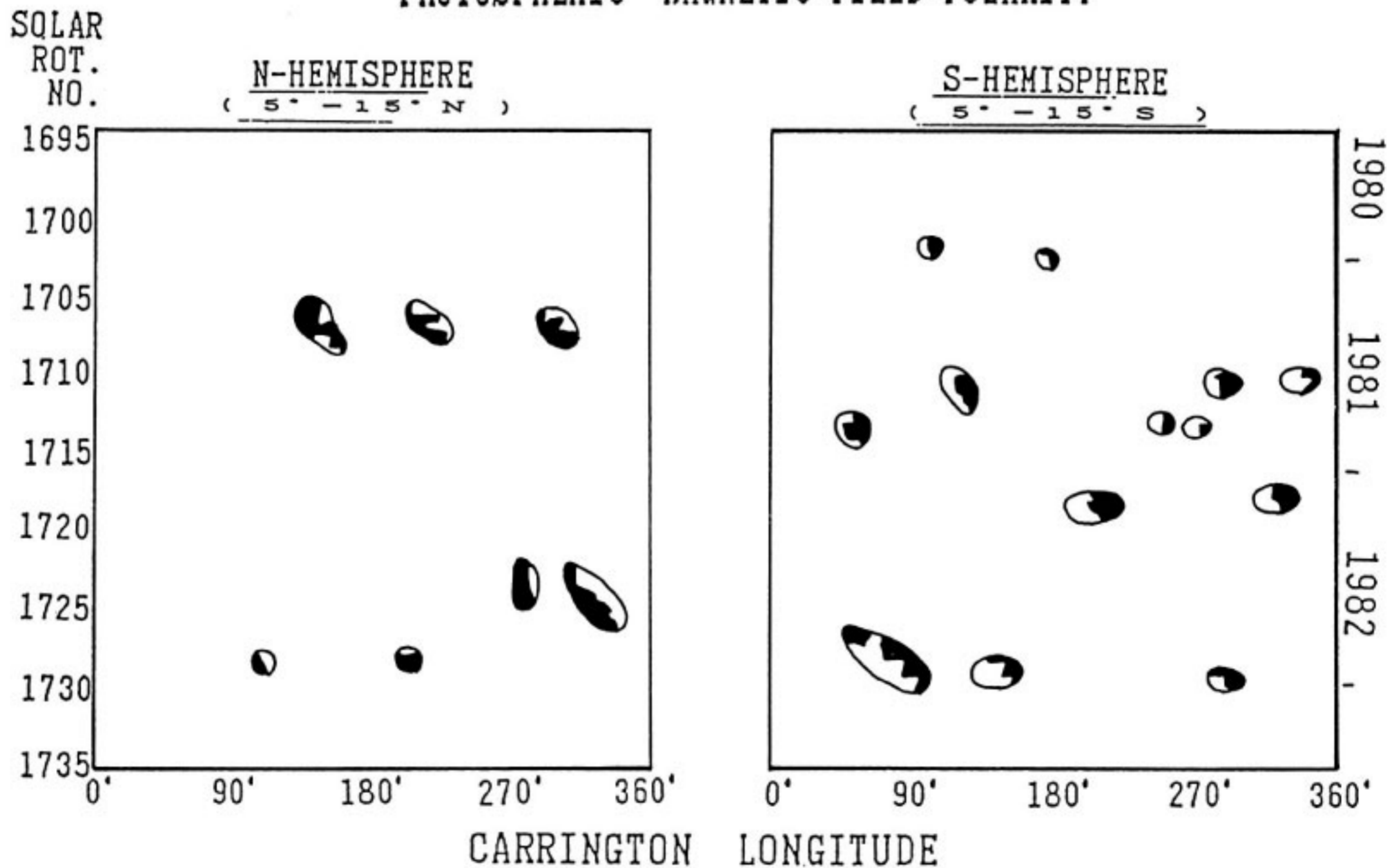
第6図 太陽フレアの発生頻度 (一本ほかによる)
 (上) 重要度2と3のフレア
 (中) 太陽の北半球に発生したフレア
 (下) 太陽の南半球に発生したフレア

PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD POLARITY

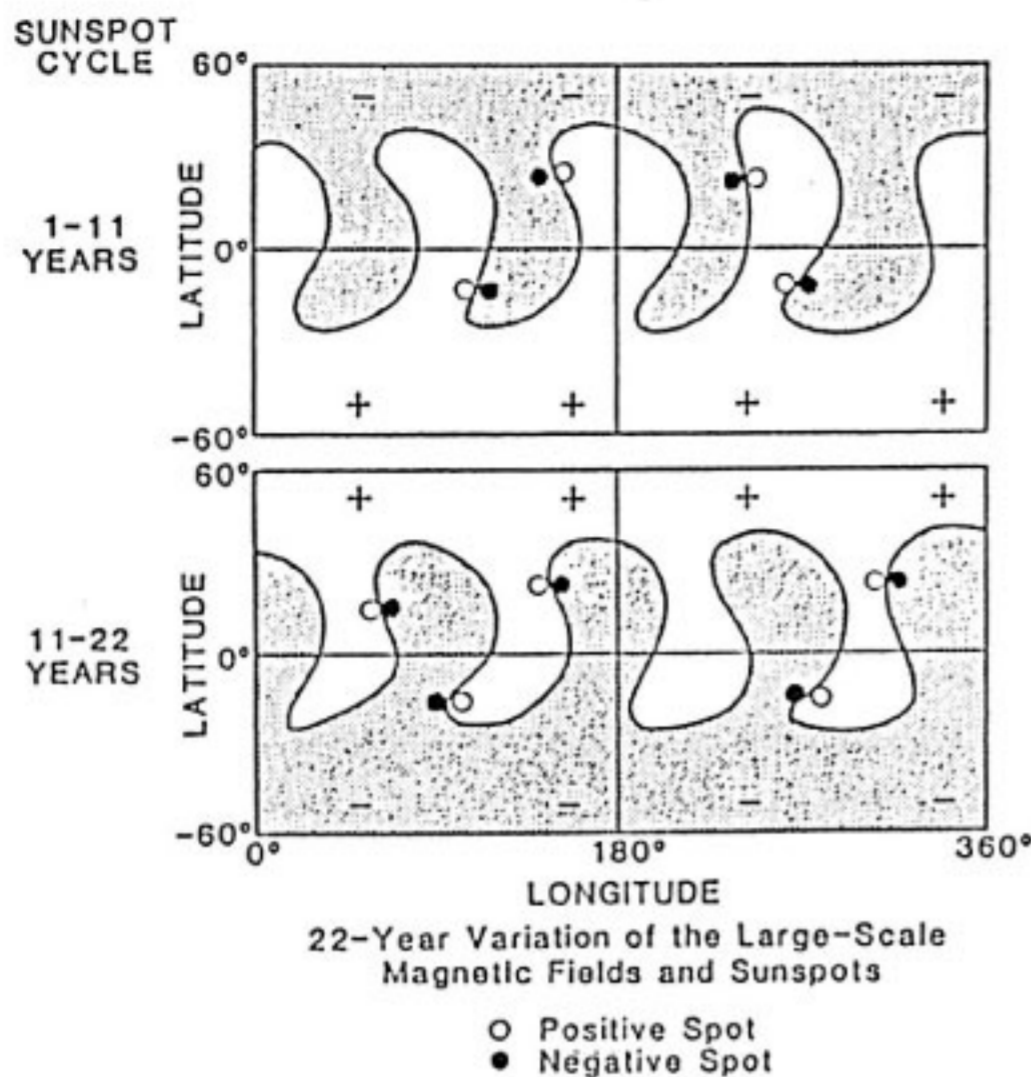


第7図 北(南)緯5°-15°の箇所の光球面磁場を、キャリントン経度とキャリントン自転番号に対して表した図

PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD POLARITY



第8図 太陽フレアが発生した経度と、光球面磁場極性の関係。ヘイル・ニコルソン法則がよく満たされている



第9図 光球面大規模磁場と、双極子型黒点磁場の極性に関する22年周期の説明

ら、 $5^{\circ}\sim 15^{\circ}\text{N}$ および $5^{\circ}\sim 15^{\circ}\text{S}$ 帯を切り取り、これを太陽自転番号 (SR) 順に並べると、P-SR- λ 図ができ上がる (第7図)。F-SR- λ 図と P-SR- λ 図を重ねると、フレアが磁場構造のどの場所で発生して155日周期を起しているかがわかる。そこで両図の共通部分を取り出すと、第8図ができ上がる。この図を見ると、南北両半球とも実に明瞭に Hale-Nicholson の法則を満たす場所でフレアが発生することがわかる。つまり、 m 数依存則に従えば m 数の小さな (即ち磁場構造の大きな) パターンの間を、 m 数の大きな (即ち構造の小さい) 双極型黒点磁場が、相対運動をするはずである。相対運動をしている間にも両者の極性が Hale-Nicholson の法則を満たす場所にさしかかった場合に双極磁場極性が一致して増幅され、フレアを発生すると考えることができる。この考えによれば155日という半端な周期は、ある効果的な m 数と、相対運動速度差で説明することができる。

たとえば Akasofu⁽¹⁴⁾ の Fig. 4 をそのまま引用したのが第9図である。この図のように $m=4$ を考え、磁場構造 $m=4$ の自転周期 (T_4) を第4図から28.3日と読みとり、太陽面緯度 10° における黒点の自転周期 T_s を図1から27.1日とする。地球からみた太陽の自転周期を $T_E=27.0$ 日、キャリントン自転周期を $T_C=27.27$ 日とし、 m 数依存モデルによるフレア発生周期を T_F とすると

$$T_F = T_E \cdot T_C / m(T_4 - T_s)$$

であるからそれぞれの数値を代入すると

$$T_F = 153.4 \text{日}$$

となり、観測された周期155日の誤差の範囲内でよく一致する。従って、謎とされていたフレア発生周期に見られる155日という奇妙な日数も、この m 数依存性モデルを適用することによってよく説明できた。

7. 討論と結論

STE 予報に必要なのは、太陽磁気圏構造を決定する流源面上の磁場の大規模構造である。流源面磁場を供給しているもとは光球面磁場しかあり得ない。しかし、光球面磁場は余りにも多重極子成分が卓越しているために、予報に必要な $m=1, 2, 3, 4$ のような低次項磁場は検出できない。本論文では高次項が消滅し、かつ地球磁気圏に直接影響を及ぼす流源面磁場を解析することによって、必要な m 数依存性を検出し得た。

本論文で見出された太陽自転周期の m 数依存性の事実にもとづいてコロナホール構造変化に重要なかわりを持つ太陽大規模磁場構造の複雑な変化を解明し、フレア発生の顕著な155日周期性を説明した。これらはそれぞれ回帰性磁気嵐および突発性磁気嵐に相当し、サブストーム群の活動度の予報に将来極めて有効な働きをしてくれる。

参 考 文 献

- (1) Saito, T. and T. Oki (1989a), Interaction between the heliomagnetosphere and the cometary magnetosphere. Laboratory and Space Plasmas, ed. by H. Kikuchi, Publ. by Springer-Verlag, 531-578.
- (2) Wilcox, J. M., Howard, R. (1970), Differential rotation of the photospheric magnetic field, Solar Physics, 13, 251-260.
- (3) 斎藤尚生 (1986), 太陽に関する巨大斑磁場 MODEL とその惑星磁場成因論への応用. 宇宙科学研究報告. 特集15号, 69-87.
- (4) Saito, T. and S.-I. Akasofu (1987), On the reversal of the dipolar field of the sun and its possible implication for the reversal of the earth's field, J. Geophys. Res., 92, A2, 1255-1259.
- (5) Saito, T., T. Oki, C. Olmsted and S.-I. Akasofu (1989b), A representation of the magnetic neutral line on the solar source surface in terms of the sun's axial dipole at the center and two equatorial dipoles in the photosphere. J. Geophys. Res., 94, Submitted.
- (6) Marubashi, K. and Watanabe, S. (1983), Radio

and Space Data, Synoptic maps of open magnetic fields in the solar corona from August 1959 to January 1974. Publ. by Rad. Res. Lab., M. P. T., Tokyo, 1.

- (7) Hoeksema, J. T., J. M. Wilcox and P. H. Scherrer (1983), The structure of the heliospheric current sheet: 1978-1983, *J. Geophys. Res.*, 88, 9910-9918.
- (8) Svalgaard, L. (1975), An Atlas of interplanetary sector structure 1957-1974, Stanford University Institute for Plasma Research Report No. 629.
- (9) Saito, T. (1965), *J. Geomag. Geoelectr.* 17, 23,
- (10) Saito, T. (1975), Two-hemisphere model of the

three dimensional magnetic structure of the interplanetary space, *Sci. Rept. Tohoku Univ.*, Ser. 5, 23, 37-54.

- (11) 大木俊夫・斎藤尚生 (1989), This issue.
- (12) Saito, T. (1989); Solar cycle variation of solar, interplanetary, and terrestrial phenomena. *Laboratory and Space Plasmas*, ed. by H. Kikuchi, Publ. by Springer-Verlag, 473-528.
- (13) Ichimoto, K., Kubota, J., Suzuki, M., Tohmura, I., and Kurokawa, H. (1985), *Nature* 136, 422.
- (14) Akasofu, S.-I. (1984), *Planet. Space Sci.* 32, 1469.

