

HALLEY 彗星の ION TAIL の擾乱とさきがけで  
観測された太陽風構造  
( I ) さきがけ磁場観測と太陽圏構造

斎藤 尚生\*・湯元 清文\*・平尾 邦雄\*\*・小山孝一郎  
伊藤 富造・中川 朋子\*・小島 正宣\*\*\*

(1987 年 3 月 3 日受理)

Ion Tail Disturbances of Comet Halley and the Solar Wind  
Structure as Observed by SAKIGAKE

( I ) Sakigake/ IMF Observation and Heliospheric Structure

By

Takao SAITO, Kiyohumi YUMOTO, Kunio HIRAO, Ko-Ichiro OYAMA  
Tomizo ITOH, Tomoko NAKAGAWA, and MASANOBU Kojima

**Abstract:** In order to study the interaction between the solar wind measured by Sakigake and ion tail disturbances of comet Halley, more than 500 photographs of the comet taken on the ground during this apparition are surveyed. The focus of the present study is the December 31, 1985, event, when various types of disturbances occurred, including an outstanding disconnection event (DE)-like knot. Analysis of the Sakigake /IMF data reveals that comet Halley did not encounter the heliospheric neutral sheet on that day, demanding a new explanation for the DE-like event, different from the Niedner-Brandt model. During this event the comet encountered a high-speed solar wind stream

---

\* 東北大学理学部

\*\* 東海大学工学部

\*\*\*名古屋大学空電研究所

from a coronal hole tongue of the sun. The event can be explained by a dynamic pressure model, according to which the DE-like plasmoid was caused by a sudden increase in the dynamic pressure of the solar wind. A result of a computer simulation is found to support this interpretation.

The above-stated results were briefly reported already in Geophysical Research Letters. The present work is to report these in detail by separating these into three parts; I, II, and III. (Since different researchers contributed different parts in this detailed work, this is divided into the three parts.) In Part I, the heliospheric structure is obtained from the Sakigake /IMF observation.

## 1. 緒 言

Halley 彗星の今回出現中に最も多く各方面で引用され注目された Ion Tail の擾乱は、1985 年 12 月 31 日の晩の disconnection event (DE) 状の knot 現象である。さきがけによる磁場 data を解析した結果、この DE 状擾乱は従来の説では解釈できず、新しい model が必要であることがわかった。そこで dynamic pressure model (動圧変動, 通称風の息 model) を propose し、その特質を速報した (Saito, et al., 1986 a,b)。

第 I, II, III 部から成る本論文は、その英文速報を詳述したものである。I 部ではさきがけ磁場観測資料の解析, II 部では Halley 彗星の tail 擾乱, III 部では動圧変動 model が述べられている。各部において contribute した研究者とその割合を大きく異にする。詳論文で 3 部分に分けた理由はここにある。

第 I 部では次のことが述べられる。さきがけに搭載した ring core 磁力計は、1985 年 2 月 19 日に太陽風磁場観測を開始して以来今日まで、一度も故障なく順調に良質の data を伝送してきている。そこで本論文では全期間の sector polarity の 27 日回帰 diagram を作成し、特に有名な 1985 年 12 月 31 日の Halley 彗星擾乱時の太陽圏構造を推定する。

## 2. 走査線法 (Scanning method)

太陽光球面上の複雑磁場は、太陽風流源面 ( $r=2.5 R_{\odot}$ ) 上では非常に単純化されてほとんど双極子型分布となる。この磁場は太陽風によって(太陽座標系では) radial に惑星間空間に放出され、(静止座標系では) spiral な太陽圏磁気中性面を形成する(図 1)。従って、地球やさきがけで観測された IMF polarity を、三次元 Archimedian spiral にそって太陽の source surface に戻して、流源面上磁場分布図を作ることができる。

太陽自転軸は地球軌道の 9 月 8 日(黄経経度  $-14^{\circ}$ ) 方向に  $7.25^{\circ}$  傾いている。地球に対して太陽は 27 日で自転している。従って流源面上の subearth point は、緯度方向に 1 年周期で、経度方向に 27 日周期で流源面上を scanning することになる(図 2)。

そこで観測された太陽風 parameter (例えば sector polarity) を spiral 原点に戻して

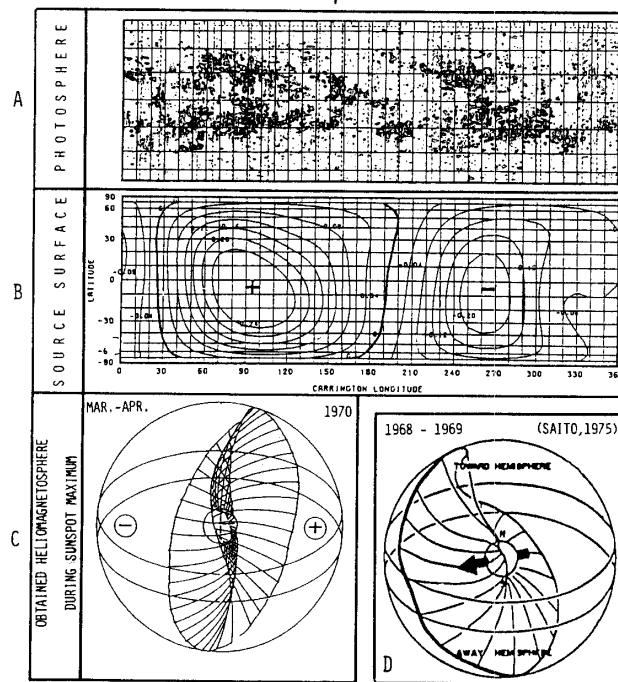


図 1. (A) 光球面と(B)流源面上の磁場分布と(c)太陽圏中性面

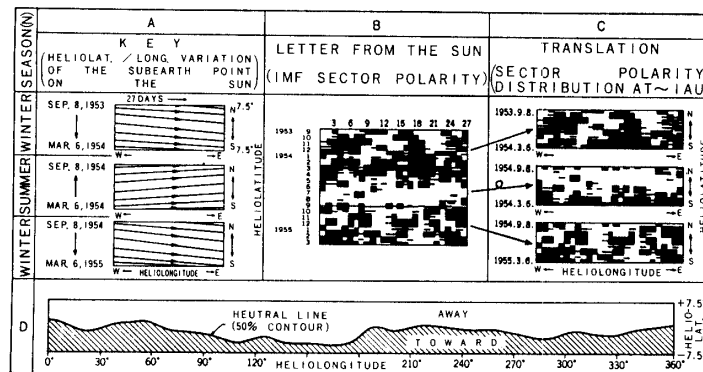


図 2. 走査線法による流源面上磁気中性線の求め方.

scanning させれば、流源面上の磁場分布が求まり、sector boundary 分布が求められる。この方法は走査線上の光の強弱や色彩の変化で TV 画面を作るのと似ており、走査線法 (scanning method) と呼ばれる。

一般に太陽風流源面上の磁気中性線 (solar sector boundary) を求めるには、表 1 のような 4 通りがある。もともになる観測データの欠測期間をうまく補い合うと、一世紀位の間の sector boundary の変化を求めることもできる。それぞれの方法にはそれぞれの長所短所があり、最も有効に使う為にはそれぞれ条件のよい期間をよく選ぶ必要がある。

scanning method について言えば、(1) 中性線が余り時間変化せぬ安定した期間である

第1表 流源面上の中性線を求める4通りの方法

No.	方 法	使用データ	類似方法	長 所	短 所
1	SCANNING	INTERPLANETARY AND/OR TERRESTRIAL		PIMF を含む 多種データ使用可	時間分解能不良 緯度幅狭い 中性面安定の要
2	POTENTIAL	PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD	RUNNING MEAN AREA 法	TIME RESOLUTION 良	極磁場誤差大
3	MIDLINE	K-CORONA INTENSITY	MBC 法	簡 便	経度方向分解能不良 流源面より低高度 極大期使用不可
4	MIN.-V	INTERPLANETARY SCINTILLATION (IPS)	MIDLINE 法	天候に INDEP.	多価関数不可

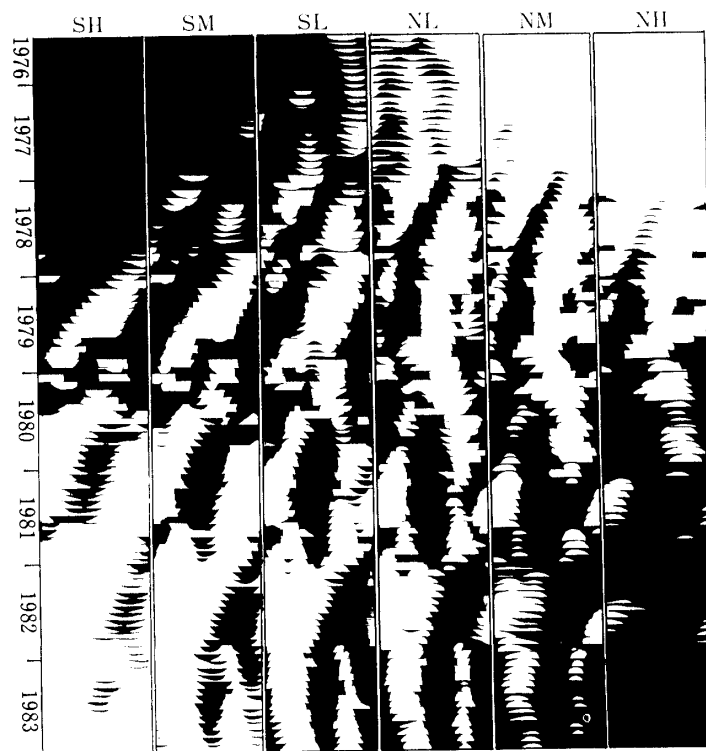


図3. 流源面上磁場の南北非対称微分回転. S, N は南北半球, L, M, H は低, 中, 高緯度帯をそれぞれ表わす.

こと, (2) 中性線の緯度幅が狭い期間であること, が望ましい. そこで日面緯度別の流源面磁場自転速度 (図3) を調べてみる. 図から明らかなように, 太陽活動極小期には双方の条件を共に満たしていることがわかる. 従ってさきがけ飛翔時の, 本論文で議論しよう

としている期間は、安心して scanning method が使える期間であることがわかる。

### 3. さきがけ軌道に対する走査線

前節図 1 で地球軌道に対する scanning line が求められたが、本研究ではさきがけ軌道に対するそれを求める必要がある。

図 4 に、黄道面に投影した地球とさきがけの軌道が画かれている。さきがけは黄道座標経度  $15^\circ$  の方向で、 $1.5^\circ$  の最大黄緯になるような軌道で翔んでいる。地球は黄経  $-14^\circ$  で  $7.25^\circ$  の最大日面緯度になる。従ってさきがけに達した太陽風の, sprial source の日面緯度  $\phi_{ks}$  は両者の組合わせで次のようになる。

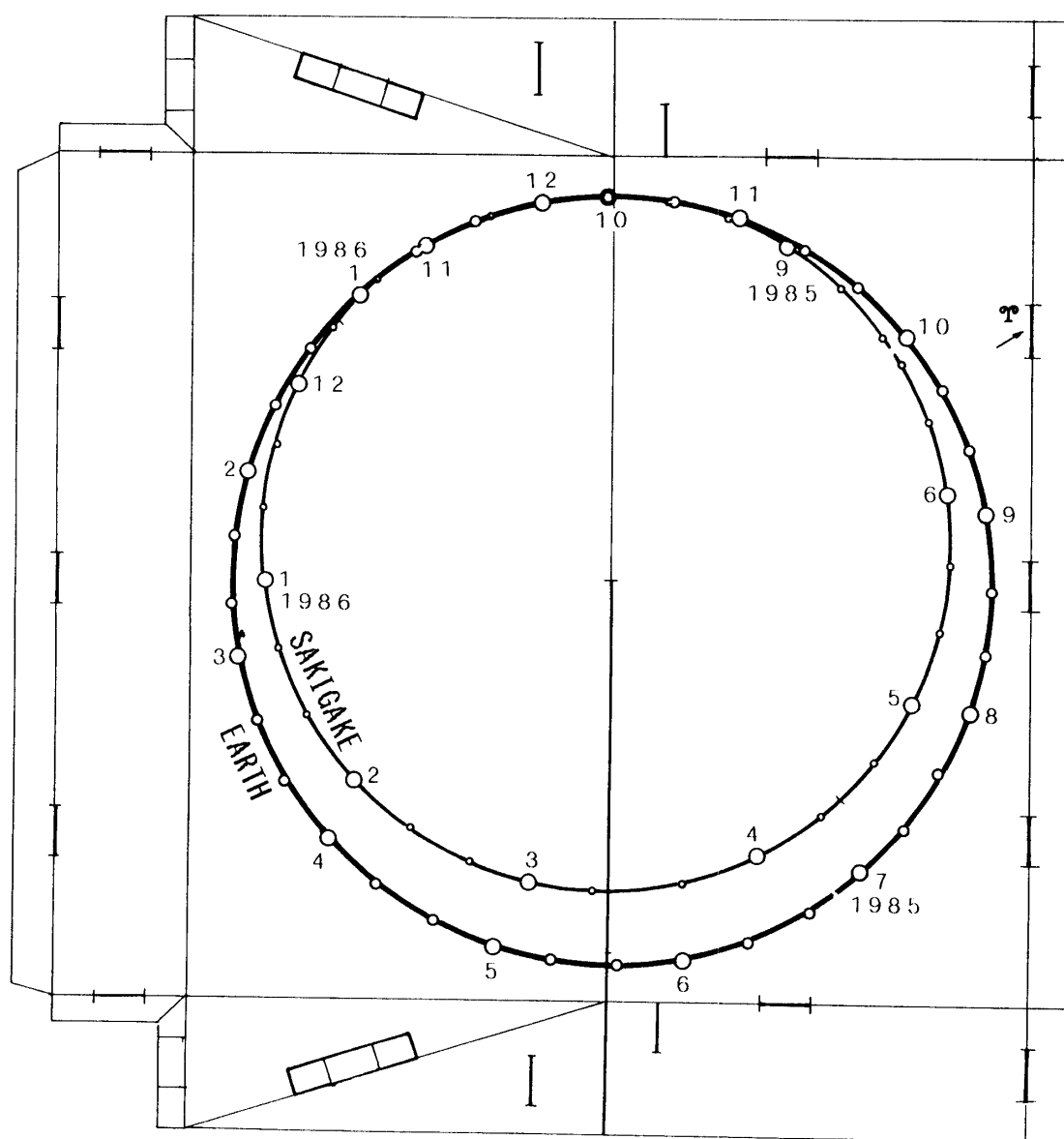


図 4. さきがけと地球の公転軌道。図 II-4 と組み合わせると立体 model ができる。

$$\phi_{ks} = 8.59^\circ \cos(\theta - 9.15^\circ) \quad (1)$$

$\theta$  はさきがけの黄経で、軌道表又は図から知ることができる。

一方さきがけに達した太陽風の、spiral source の Carrington longitude  $\Lambda_{ks}$  を求めてみる。いま、

$L_{\odot k}$  : 太陽からさきがけまでの距離 (AU).

$\Delta\Lambda_{k,ks}$  : sub-Sakigake point  $\Lambda_k$  と  $\Lambda_{ks}$  との経度差。

$t_{\odot k}$  : 太陽さきがけ間の太陽風 travel time (day).

$V$  : さきがけが観測した太陽風 speed (km/s).

$\Lambda_{\oplus}$  : sub-earth point の Carrington longitude, いわゆる  $L_0$ .

$\Delta\Lambda_{k\oplus}$  : さきがけと地球の経度差。

とすると、

$$\begin{aligned} t_{\odot k} &= \frac{1.5 \times 10^8 L_{\odot k}}{86400 \cdot V} \\ &= 1.736 \times 10^3 L_{\odot k} / V \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Delta\Lambda_{k,ks} &= \frac{360}{27} t_{\odot k} \\ &= 2.315 \times 10^4 L_{\odot k} / V \end{aligned} \quad (3)$$

$$\Lambda_{ks} = \Lambda_{\odot} + \Delta\Lambda_{k\oplus} + \Delta\Lambda_{k,sk} \quad (4)$$

$$\Lambda_{ks} = \Lambda_{\odot} + \Delta\Lambda_{k\oplus} + 2.315 \times 10^4 L_{\odot k} / V \quad (5)$$

いま最も遅い solar wind が吹き出す solar sector boundary を求めるのが目的なので

$$V = \text{const} = 350 \text{ km/s} \quad (6)$$

として式(5)に代入すると、

$$\Lambda_{ks} = \Lambda_{\odot} + \Delta\Lambda_{k\oplus} + 6.614 L_{\odot s} \quad (7)$$

ここで  $\Lambda_{\odot} = L_0$  は理科年表から読み取る。

$\Delta\Lambda_{k\oplus}$  : さきがけの軌道表又は図から読み取る。

$L_{\odot s}$  : さきがけの軌道表又は図から読み取る。

とすると問題の  $\Lambda_{ks}$  を知ることができる。

(1)式と(7)式を組み合わせでさきがけ太陽風源点の日面経緯度を求めることができる。尚、sector boundary ではなく太陽風速の source surface 上分布を求める場合には、(5)式を用いればよい。

#### 4. Solar sector boundary

図5に、さきがけの磁力計で計測した太陽風磁場 sector polarity の27日回帰図を示す。

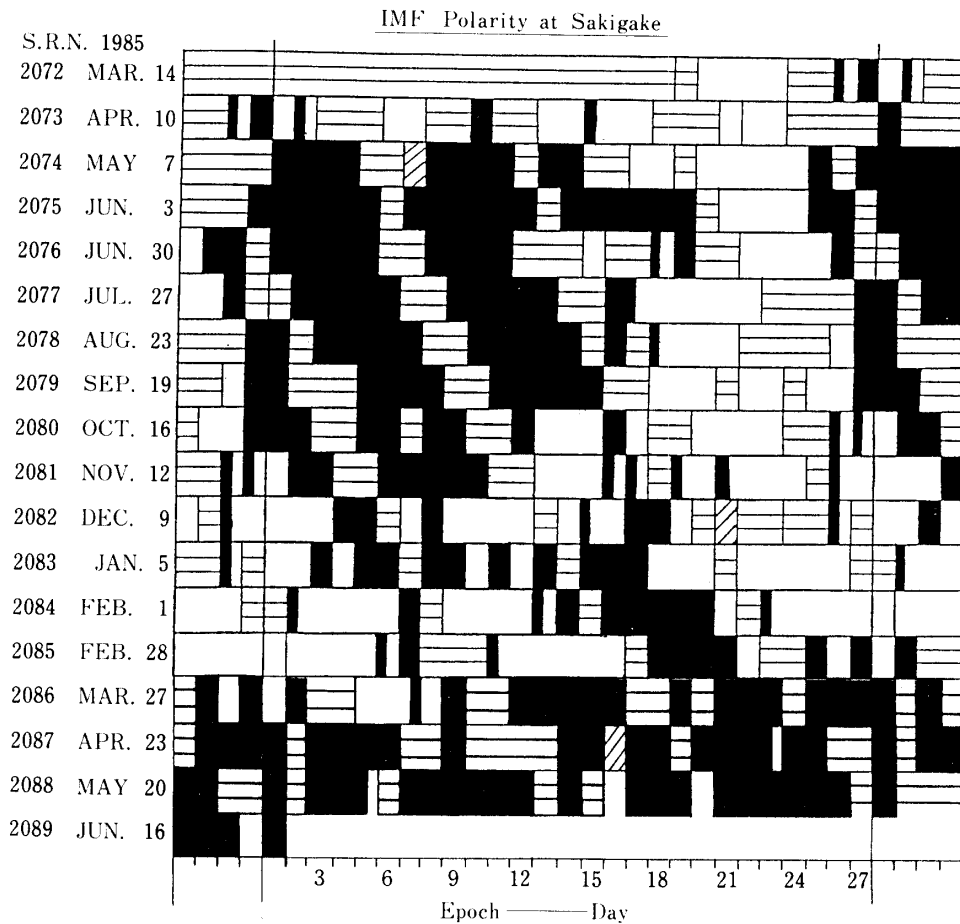


図 5. さきがけで観測された daily sector polarity の 27 日回帰図。

このデータから太陽圏中性面を求めるために、Away → 0, Toward → 10 を基調とする次のような数値化をおこなう。

Away(A)	0	(略号を A とする)
(A) $N_o$ record(A)	0	(Away に挟まれた $N_o$ record)
(A) $N_o$ record (T)	0~10	(Toward まで比例補間)
AT 又は TA	5	(A と T が 50 % づつ観測された日)
(T) $N_o$ record(A)	10~5	(Away まで比例補間)
(T) $N_o$ record(T)	10	(Toward に挟まれた $N_o$ record)
Toward(T)	10	(略号を T とする)

次に、9-lattice running average をすることによって観測値の平滑化をおこなう。即ち solar rotation  $i$  番目, epoch  $j$  番目の日の、数値化された sector polarity を  $P_{ij}$  とすると、9 LRA を施した polarity  $\overline{P}_{ij}$  は、

$$\overline{P}_{ij} = (P_{i-1,j-1} + P_{i-1,j} + P_{i-1,j+1} + P_{i,j-1} + P_{i,j} + P_{i,j+1} + P_{i+1,j-1} + P_{i+1,j} + P_{i+1,j+1}) / 9$$

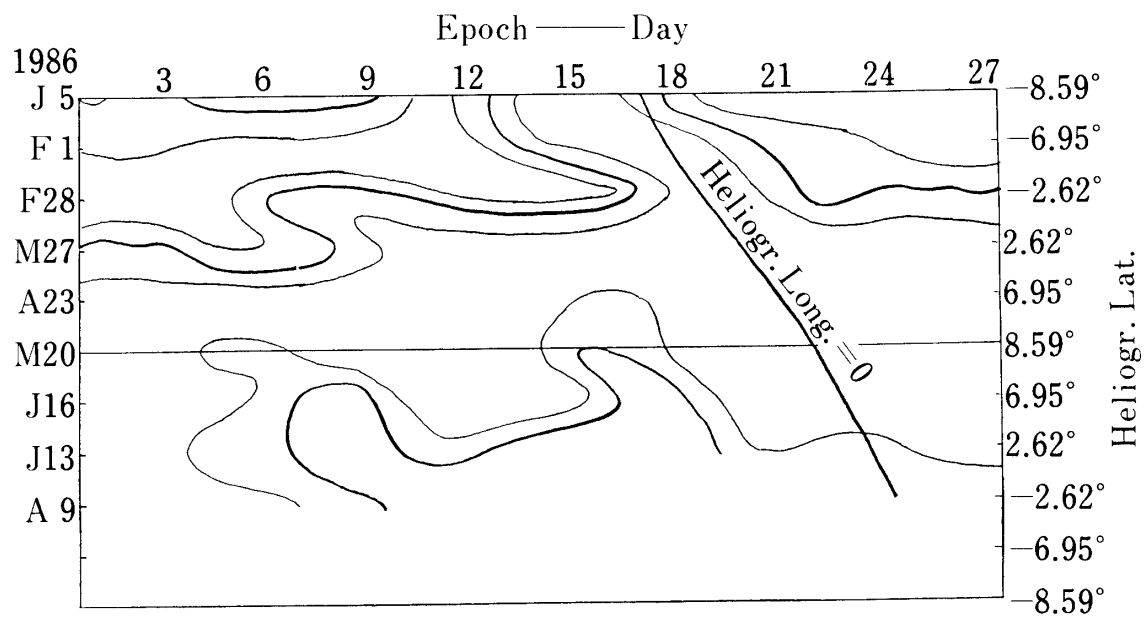


図6. 図5から求めた磁気性線（太線）

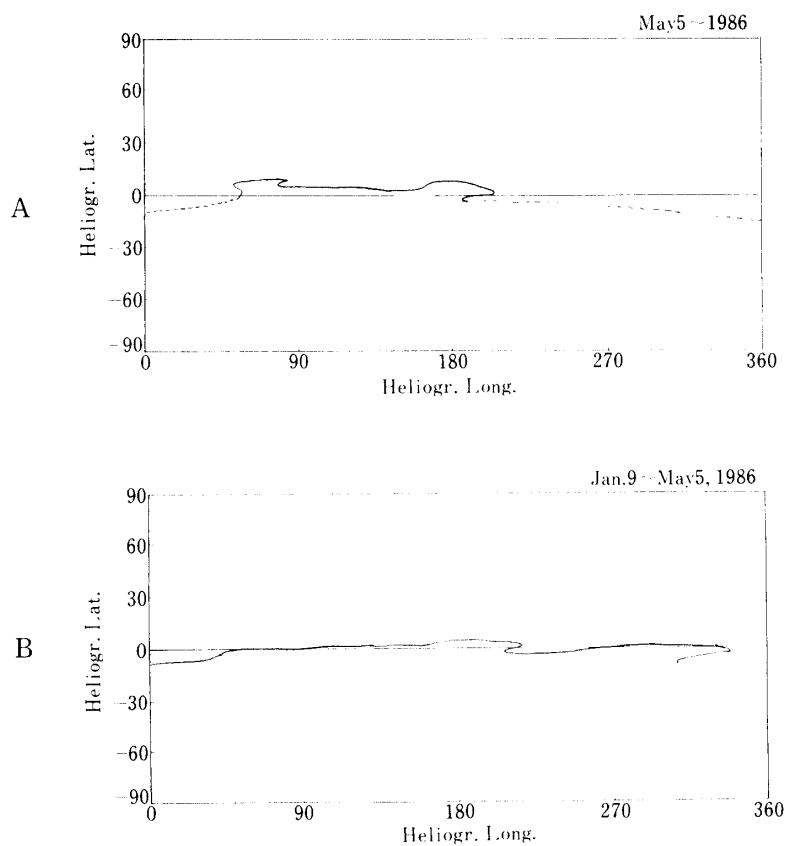


図7. 流源面に投影した磁気中性線



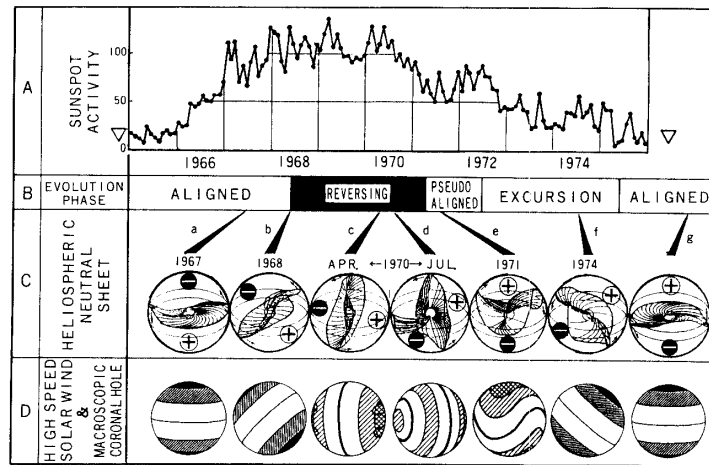


図 8. 太陽圏中性面および太陽風速分布の 11 年変化.

この  $P_{ij}$  に対する代表的な contour line を引いたのが図 6 である. 図中の横線はそれぞれ最大, 最小日面緯度に達した時の solar rotation を表わし, 右端に各 rotation の日面緯度が表示されている. 左端は各 rotation の 1st day が示されている. 図中縦の一本の曲線は, Archimedian source point が Carrington longitude の  $0^\circ$  を通過した日時を示す.

この, epoch-rotation の座標系を, 日面緯度経度座標系に変換して solar sector boundary ( $P_{ij}=5$  の線) を表示したのが図 7 A, B である.

これ等の図から, 次のことがわかる.

- (1) 太陽圏中性面は, 二半球 model (図 8) から期待されたように, A  $\rightarrow$  B の順に平坦化している.
- (2) 波打った sector boundary の位相は, min-V 法や potential 法で求めた sector boundary の位相とよく合致する.
- (3) 波打った sector boundary の「振幅」(緯度幅)は, min-V 法による振幅とよく一致し, Potential 法による振幅は少し大きい値を示す. このことから, あとで述べる

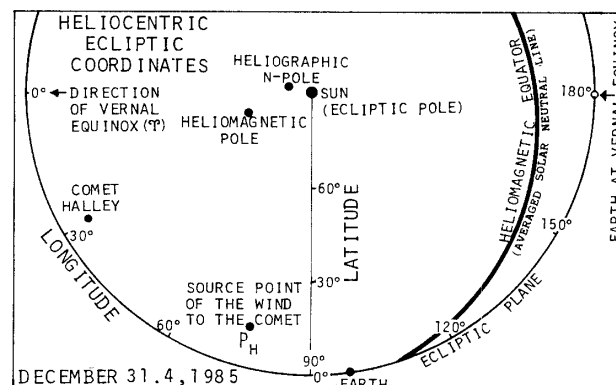


図 9. 1985 年 12 月 31.4 日の太陽・地球, Halley 彗星の位置関係.

ように本研究による scanning 法が正しく, potential 法は欠陥があることが見出される。

#### 4. 中性面と HALLEY 彗星の位置関係

12月31日の HALLEY 彗星, 太陽・地球・さきがけの位置関係を図9に表わす。彗星とさきがけは太陽経度にして  $118^\circ$  かけ離れている。もし太陽面上の太陽関連分布が時間変化しないと仮定すると, 太陽自転速度で補正すれば, 経度差  $118^\circ$  は約9日分の差に相当する。即ち, 12月31日に HALLEY 彗星に吹きつけた太陽圏と同一経度の太陽風が, 1月9日にさきがけに吹きつけたことになる。そこでこの日に観測された太陽風速をその日の前後のそれと較べると, 風速ははっきりと最少値を示した(OYAMA, 1986)。一般に太陽磁気圏中性面が通過する時には風速は最低になる。となると次のような結論が導かれるように思われる。即ち「12月31日に HALLEY 彗星は太陽圏中性面を通り抜け, その為に DE (状

第2表 太陽・地球・HALLEY 彗星間の幾何学的位置関係

	緯度	経度	経度原点
地心赤道座標系	$\delta$	$\alpha$	
地心黄道座標系	$\beta$	$\lambda$	春分点方向
日心黄道座標系	$\theta$	$\phi$	"
日心 CARRINGTON 座標系	$B$	$L$	
日心双極子座標系	$\Phi$	$A$	$L = 0$

位置又は方向	SUFFIX	緯 度	経 度	備 考
太陽自転軸北極	R	$\delta_R = 63.8^\circ$ $\theta_R = 82.8^\circ$	$\alpha_R = 19^h 04^m$ $= 286.0^\circ$ $\phi_R = -13.8^\circ$	
太陽方向	S	$\beta_s = 0.0^\circ$	$\lambda_s = 279.7^\circ$	
太陽等価中心双極子北極	D	$\theta_D = 69.4^\circ$ $B_D = 75^\circ$	$\phi_D = 18.7^\circ$ $L_D = 115^\circ$	
地球	E	$\theta_E = 0.0^\circ$ $B_E = -2.9^\circ$	$\phi_E = 98.4^\circ$ $L_E = 181.3^\circ$	日心距離 0.98 AU それぞれ $B_0, L_0$ に同じ
HALLEY 彗星	H	$\delta_H = 24.0^\circ$ $\delta_H = (-2.2^\circ)$ $\beta_H = 7.8^\circ$ $\theta_H = 8.8^\circ$ $B_H = 14.0^\circ$	$\alpha_H = 19.4^\circ$ $\alpha_H = (334.5^\circ)$ $\lambda_H = -24.3^\circ$ $\phi_H = 29.4^\circ$ $L_H = 112.3^\circ$	日心距離 1.02 AU
彗星衝突太陽風源	C	$\theta_C = 14.1^\circ$ $B_C = 14.0^\circ$ $\Phi_C = 24.6^\circ$	$\phi_C = 75.2^\circ$ $L_C = 159.0^\circ$	仮定太陽風速 507 km/s Travel time 3.5 日

の KNOT) が生じた。」これは今迄の NIEDNER 又は HONES MODEL 通りの結論なので大変都合よい様に思われる。然しこの結論は正しいのだろうか？

実はこの結論は正しくない。理由は次の通りである。

図 9 で明らかなように、この時期に太陽の自転南極は黄道面南極に対してさきがけの方に傾いていた。流源面中性線(地球で例えるならば DIP EQUATOR) から求められる磁南極は更にさきがけの方に傾いていた。さきがけ自身も黄道面よりも南、つまり磁南極側に近寄っていた。いまさきがけと HALLEY 彗星に達した太陽風が流源面を出発した点を、それぞれ  $P_H$  および  $P_K$  と名付けることにしよう。さきがけについて言えば、自転軸、磁軸、

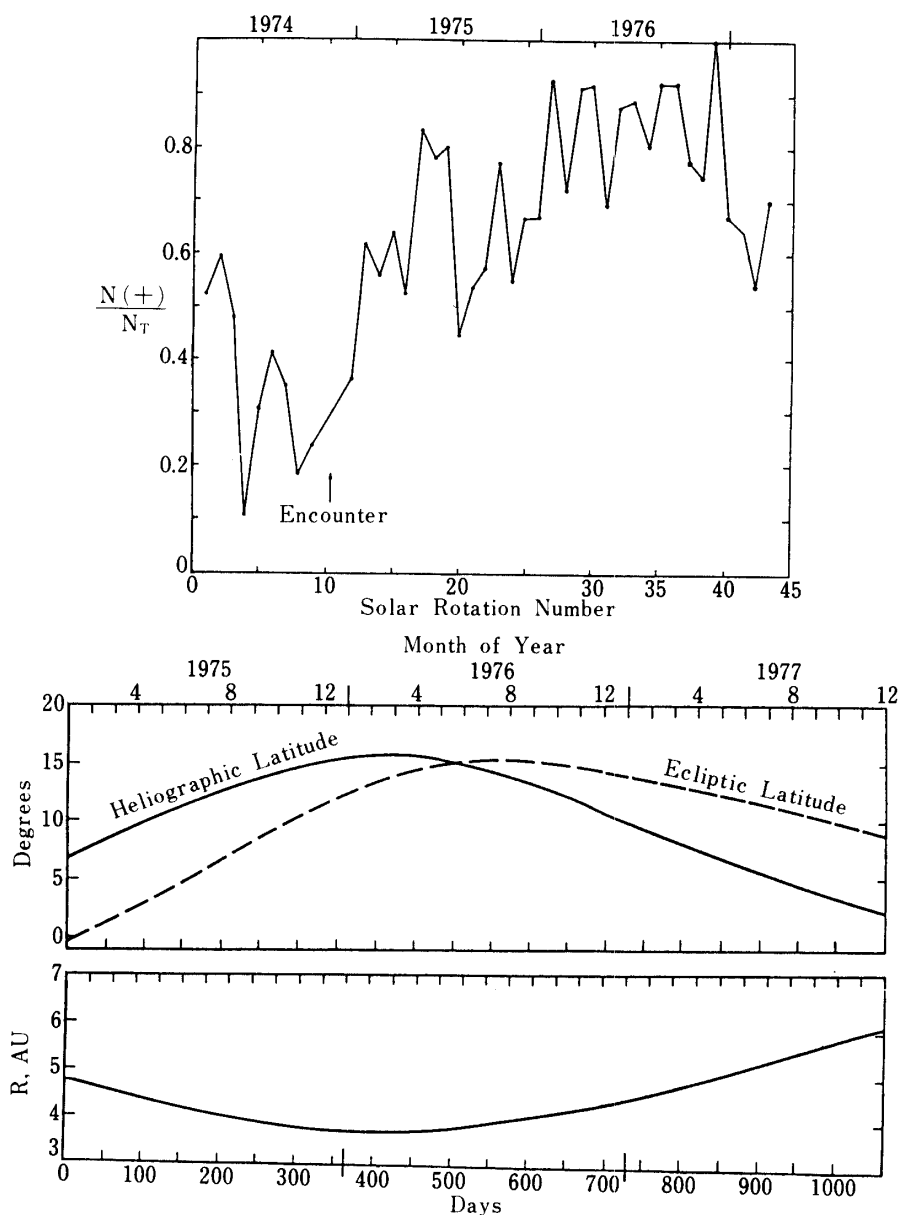


図 10. Pioneer 11 で観測された sector 構造消滅現象。

さきがけ位置の三者は揃って  $P_k$  を南にと移動させる効果をもっている。一方 HALLEY 彗星について言えば逆に、自転軸、磁軸、HALLEY 彗星位置の三者が揃って  $P_H$  を北へ北へと移動させる効果をもっている。つまりこの時の HALLEY 彗星と SAKIGAKE の経度差は、同時に  $P_H$  と  $P_k$  の緯度差も生じせしめているのである。

ALIGNED PHASE では風速の緯度勾配が急になる（第8図 Dg 参照）。だからこの  $P_H$  と  $P_k$  の緯度差は大きな速度差を生む。

事実、 $P_k$  は磁気中性線付近にあった。即ちさきがけは磁気中性面を通過したから低速流を観測したという結論自体は間違いない。しかし  $P_H$  の方は高緯度から伸びている CORONAL HOLE TONGUE の先端に位置している。即ち HALLEY 彗星は CORONAL HOLE からの高速流に突入したのである。この結論は空電研の IPS DATA を見ても明らかである。第9図における主要各点間の位置関係を定量的に計算した結果を第2表に示す。

結局、問題の KNOT 現象は、「太陽磁気中性面とは関係のない現象」だから、従来の NIEDNER-BRANDT MODEL（以下 NB MODEL と略す）では解釈できない。全く別の MODEL を導入する必要がある。

SAITO, et al. (1986 b) は、この KNOT 現象に対して、DYNAMIC PRESSURE (動圧) MODEL を提言した。本論文の第3部で、この MODEL が詳述される。

## 5. IAU における回帰性消滅現象

第5図および6図の回帰 DIAGRAM を見ると、さきがけが人類の SPACECRAFT による観測史上初めての現象を 1 AU で発見しつつあることがわかる。それは 27 日回帰の消滅現象である。このことは太陽圏中性面傾角が極めて小さくなって、有翼日論型になるという珍しい現象である。

回帰性の消滅現象は PIONEER 11 でも観測した（第10図）が、その場合とは次の2点

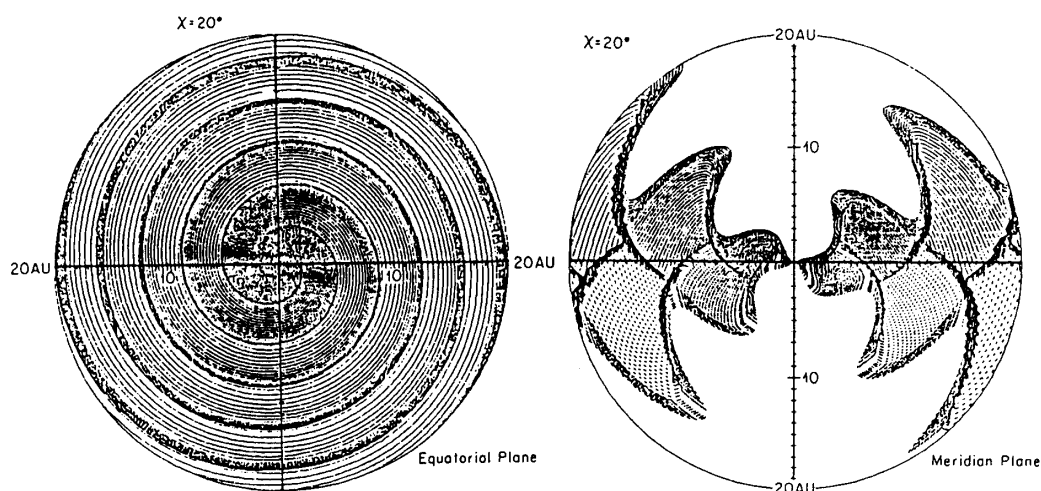


図 11. 外部太陽圏における磁気中性面平坦化現象。

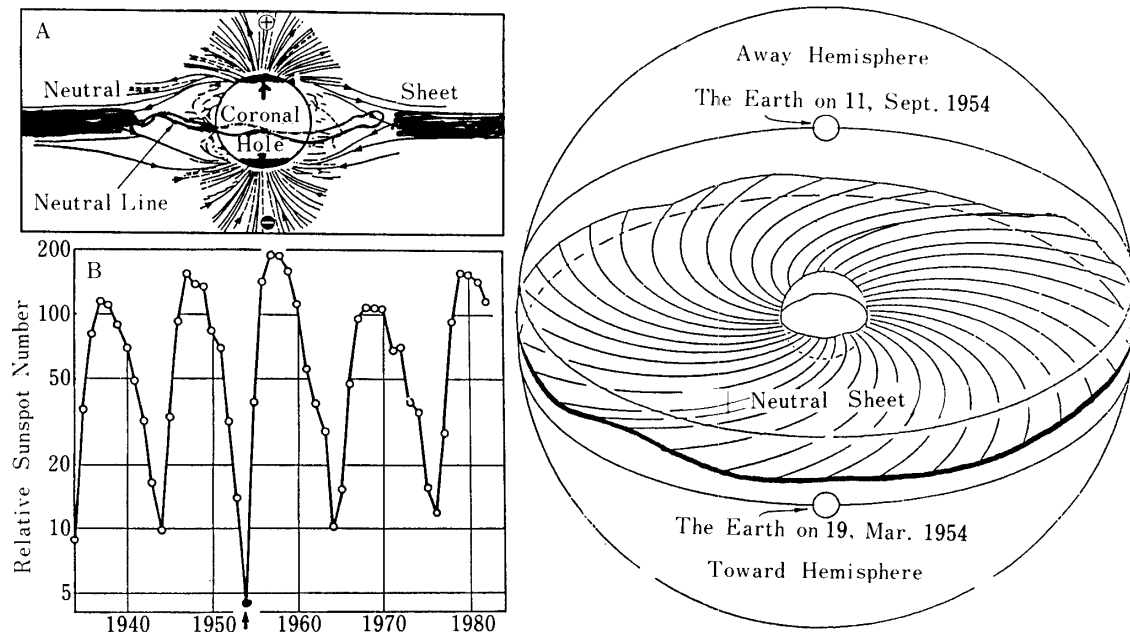


図 12. 1954 年に起ったと推定される非常に平坦な磁気中性面。

で異なっているので、今回が特筆すべき観測であることがわかる。

- (1) SPACECRAFT の黄緯が大きくなれば一般に必ず SECTOR 構造消滅現象が観測されるが、PIONEER 11 の場合緯度  $16^\circ$  であったのに対してさきがけは僅か  $8.6^\circ$  に過ぎない。
- (2) 太陽圏中心付近で中性面傾角が大きくても、一般に日心距離が増すと傾角が減少する。それは傾いた方向に存在する CORONAL HOLE からの高速太陽風が、波打った中性面の波頭に追いついて、波頭を潰す効果をおこすからである (第 11 図)。事実 PIONEER 11 が観測した時期は EXCURSION 期にあり、この期は最大  $46^\circ$  まで中性面が傾いたことが知られている。その点さきがけの位置 ( $\sim 1$  AU) で回帰性が消滅しているのは、傾角が太陽圏中心で既に僅か  $8.6^\circ$  以下であることを示している。

このような事実は、SPACRAFT が未だ 1 台も翔んでいない 1954 年に起こったことが推定されているだけである (第 12 図)。特に 1986 年以降の中性面平坦化が、人類の飛翔体観測史初まって以来最も進行している証拠を第 13 図に示す。1962 年以降、27 日回帰性消滅現象が一度も見られなかったことがこの図から明らかである。

図 7 の中性曲線は第 4 節で述べたように、位相では、Stanford data とほぼ一致しているが、振幅は小さい。しかしこの不一致では本研究が正しく Stanford data に修正の必要があると考える。理由は次の 4 項目である。

- (1) さきがけによる観測では太陽風速度が 27 日回帰性の消滅現象を観測した。
- (2) 柿沼・小島らによる 1 PS data でも min.-V 法から求めた中性線 (図 14) は、本研究によって得られた中性線と、位相、振幅もよく一致する。

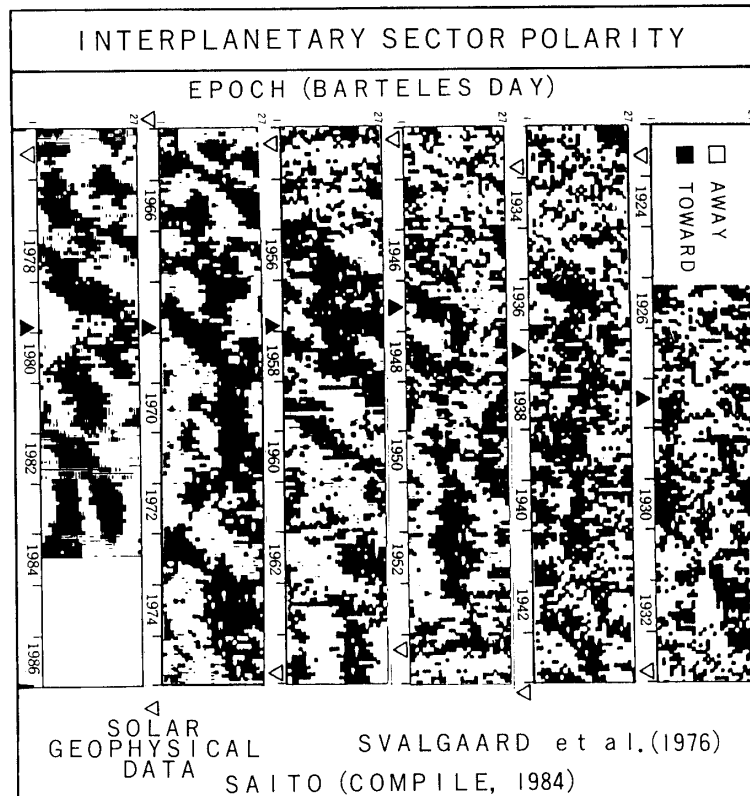


図13. 1926～1984年の sector polarity の27日回帰図。

- (3) 地球磁気圏の擾乱度を示すC9指数は1986年以降27日回帰性が弱くなった(第15図)。即ち(1)～(3)は共にさきがけ1MF観測からの結果を支持している。
- (4) Stanfordの1MF dataでは、中性線の緯度振幅が大きい。このことは source surfaceの磁気分布を計算する際に仮定されている極磁場が小さ過ぎるからだと考えられる。図8でも極磁場は11年変化をする筈であり、或る年に観測的に求めた polar cap field を constant として差引くと、極大期には振幅小、極小期には振幅大の結果が出る。従って極磁場を考慮に入れる時はその太陽周期変化も充分考慮に入れるべきであることが本研究から提言できる。

### 謝 辞

さきがけで観測された太陽風磁場に関する本研究は、小田稔所長を始め、打ち上げ班、プロジェクト班、そのほか多数の方達の御支援のたまものである。心から感謝の意を表わす次第である。

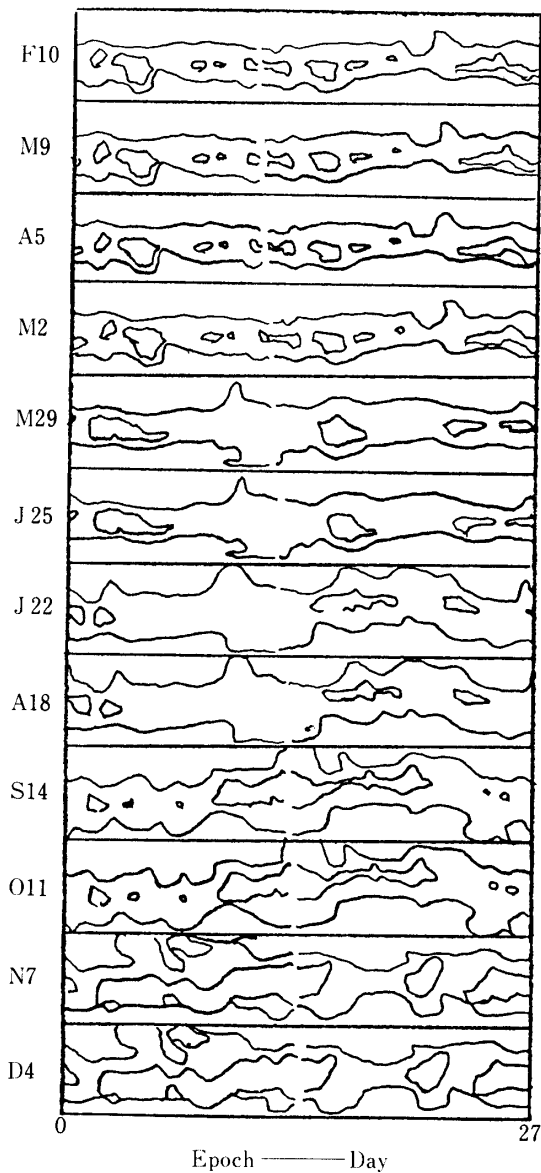


図 14. IPS の観測から求めた太陽風速緯度分布の 27 日回帰図。

64	A10	234 255 43. 42. .25 526 654 333 377
65	S6	3.3 364 434 22. .65 358 777 643 3.3
66	O3	5.2 575 566 644 45. 777 776 654 222
67	O30	1.6 355 345 535 522 478 655 554 323
68	N26	2.1 364 656 555 2.2 546 266 642 42
2069	D23	4.1 646 656 644 2.1 57 655 422 22
19	J19	1.3 36. 2.3 764 443 2.5 756 564 334
85	F15	2.3 .23 222 53. 574 542 765 6.2 12.
	M14	43 232 1.1 1.1 224 122 545 4.1 246.
2073	A10	33. 12. 2.1. 578 334 566 747 26. 223
74	M7	222 1.3 324 322 2.2 1.1 22. 1. 5.
75	J3	1.1 664 563 2.1 .2 .4 1.1 35 354
76	J30	24. 164 554 223 754 2.5 322 1.3 334
77	J27	43. 365 3.1 . . . 1.2 167 332 233 336
78	A23	425 444 436 . . . .2 233 32. 65 63.
79	S19	665 324 554 1.1 .3 377 64. 43 525
2080	O16	445 4.4 432 2. . .3. 146 643 4.1 452
81	N12	64 434 44. 12. .1. 526 744 232 1.1
82	D9	43 263 2.2 373 1.1 2.2 36. 756 52.
19	J5	56 343 . . . .2. 463 436 366 542
86	F1	1.1 123 713 355 45. 124 246 665 565
	F28	653 322 665 . . .252 2.1 22. 453 563
86	M27	542 122 4. 2. .35 12. 12 123 123
87	A23	332 2.3 2.1. 774 473 2.1 12. .2 2.2
88	M20	1.1 2.2 22. .34 423 2.1 32. 3.1 1.1
89	J16	122 1.1 2.2 .6 532 242 22. 1.1 1.1
2090	J13	1.1 12. . . .4 454 243 3.1 552 1.2
91	A9	3.1 23. 1.1 .4 666 543 435 64 35 22
92	S5	44. 122 576 45. preliminary
93	O2	

図 15. 地磁気擾乱 C9 指数の 27 日回帰図。