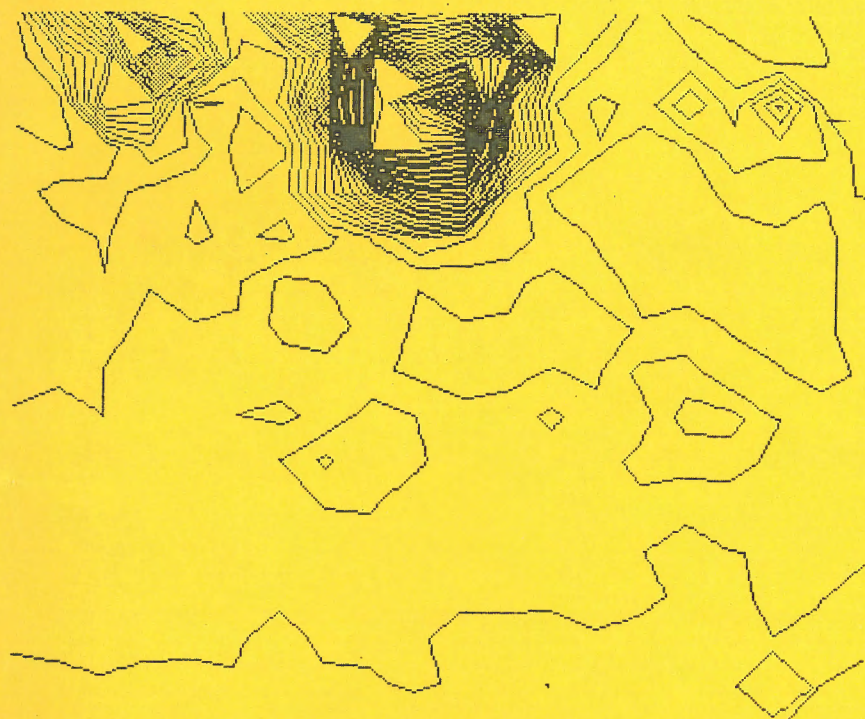
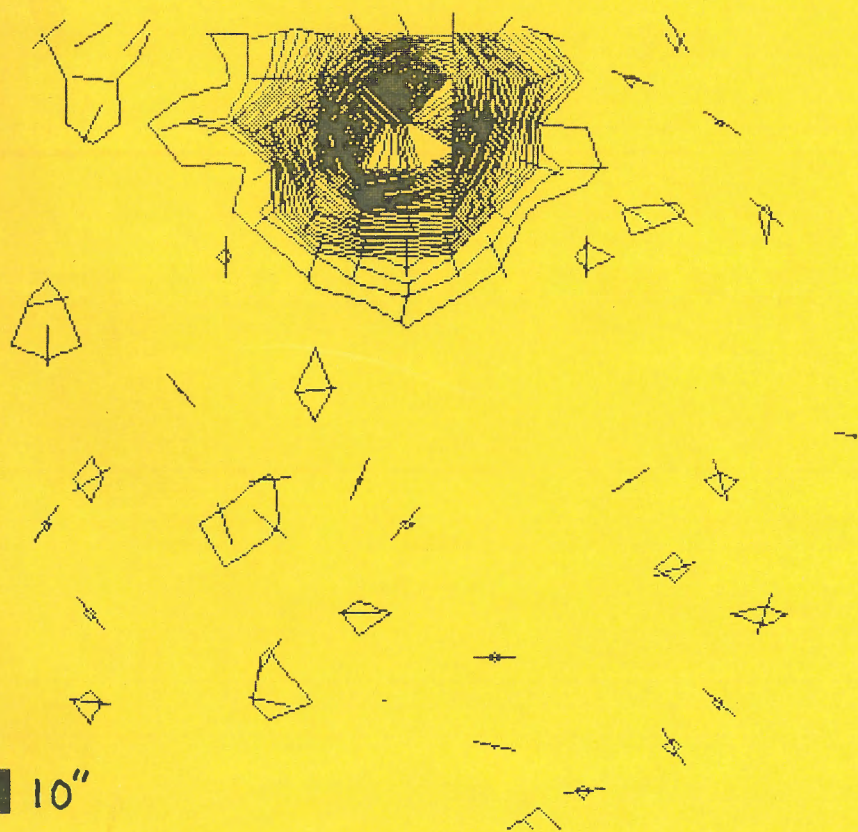


DATE 83: 01: 18 TIME 04: 52: 46 TO 05: 08: 09

CIRCULAR POLARIZATION



LINEAR POLARIZATION



10"

招
存

太陽磁場観測シンポジウム

一九八三年一月十八、十九日
於鴨方町民会館

はじめに

1976年より、西恵三・浜名茂男と私で多くの方々の御援助の下、開発・実験を重ねてきたマグネトグラフも、ようやく太陽面図をかけるようになりました。測定値の評価などまだこれからですが、特に偏光及視線速度の較正、偏光値の磁場への換算、ラスタースキャン追尾精度及図形ゆがみの検討など問題は多く残っています。これから一っつを今後観測をすいめながら解決していく予定です。

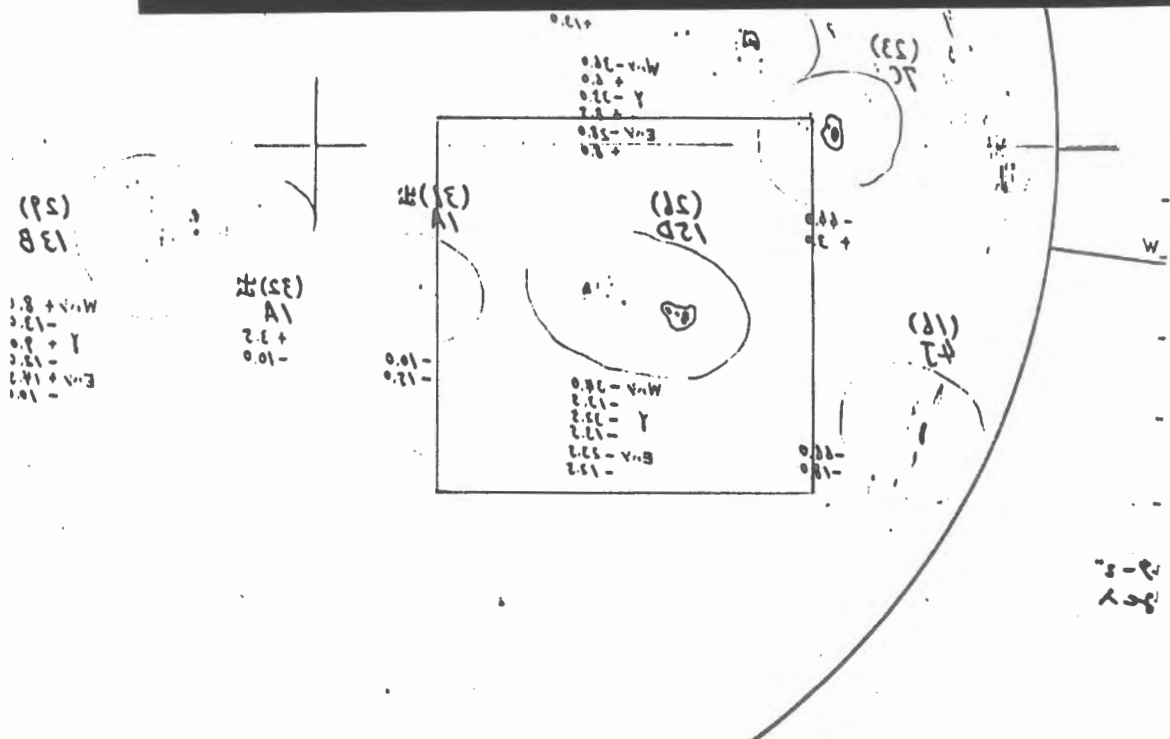
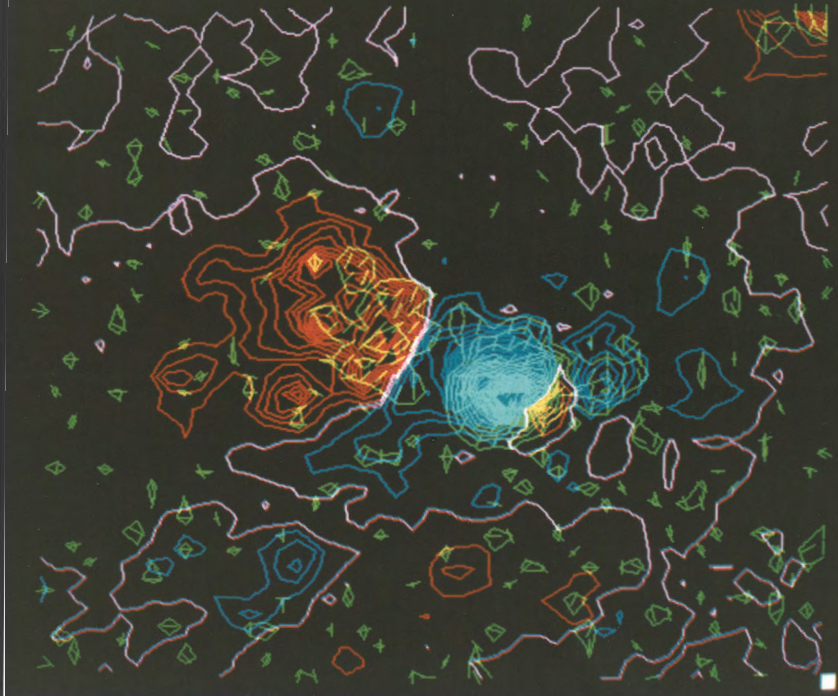
今回の「太陽磁場観測シンポジウム」は、安定して直線偏光も測定できる世界はじめととおこがましくも自負する岡山天体物理観測所のベクトル・マグネトグラフを、関心をお持ちの方々に見て頂き、あわせて、これからの観測テーマ・方法について助言をお願いすることでした。幸いにも日照に恵まれ、マグネトグラフの作動をお見せでき、且、二日間にわたる講演の中でこれからの観測への多くの示唆を得ました。器械はできあがったけれど天文学はこれからという段階ですが、次回にはぜひ、天文学を主とした集まりをしたいと思っております。

シンポジウム開催に当っては、総研A「太陽フレアに伴う高エネルギー現象の研究」(代表者 磯貝信三)より強い御支援を頂きました。また、総研A「太陽物理学を基礎とした太陽と恒星との比較研究」(代表者、川口市郎)、総研B「天体からの光と赤外放射の検出装置の開発と光学望遠鏡の構造」(代表者、山下泰正)からもたいへん助けて頂きました。いろいろお気遣いいただいた岡山天体物理観測所の方々とあわせて、深く感謝する次第です。

1983年 2月

東京大学東京天文台 牧田 貢

DATE 83: 01: 22 TIME 00: 06: 43 TO 01: 07: 56
 LINEAR POLARIZATION
 CIRCULAR POLARIZATION



太陽磁場観測シンポジウム・フォーラム 1983年1月18-19日

1月18日(火) 前9時-12時 座長 西 恵三

岡山マグネトグラフの性能・運用・将来	牧田 貢 …… 4
理論からマグネトグラフに期待したいこと	桜井 隆 …… 8
コロナループの立体構造について	R. Berton・桜井隆・内田豊 …… 17
黒英磁場の電気力学	鏑木 修 …… 21
乱対流による磁場の強化	海野和二郎 …… 24
スペース観測とマグネトグラフ、マグネトグラフによるフレア活動の観測について	田中 捷雄 …… 27

1月18日(火) 後1時-4時30分 岡山天体物理観測所マグネトグラフ見学

1月19日(水) 前9時-12時 座長 内田 豊

地上光学観測よりマグネトグラフに期待したいこと	末松 芳法 …… 32
サージ紅炎の発生領域について	久保田 諄 …… 36
プロミネンスとマグネトグラフ(附・光球磁場の各lineによる不一致)	平山 淳 …… 38
Wide-Band Polarization による黒英活動の診断	牧田 貢 …… 41
電波観測からマグネトグラフに期待したいこと	中島 弘 …… 44
マイクロ波S成分観測から求めた黒英上空の磁場	柴崎 清登 …… 50

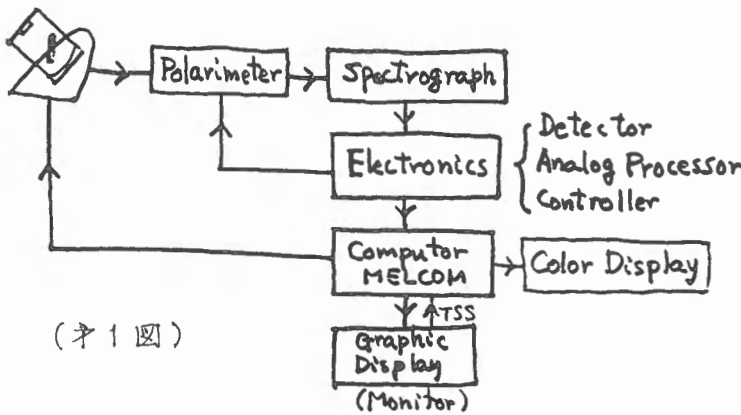
シンポジウム出席者 (アイウエオ順)

石田五郎 (岡山天体物理観)	柴崎清登 (空電研)	浜名茂男 (東京天文台)
内田 豊 (東京天文台)	柴田一成 (愛知教育大)	日江井栄二郎 (")
海野和二郎 (東大理)	清水 実 (岡山天体物理観)	平山 淳 (")
岡田隆文 (岡山天体物理観)	清水康広 (")	船越康宏 (飛騨天文台)
沖田喜一 (")	末松芳法 (京大理)	Rolan BERTON (東大理)
鏑木 修 (東北大理)	末元善三郎	牧田 貢 (東京天文台)
北原達正 (京大理)	田中捷雄 (東京天文台)	山下泰正 (")
久保田諄 (大阪経済大)	椿勲生夫 (滋賀大教育)	湯谷正美 (岡山天体物理観)
黒河宏企 (飛騨天文台)	中島 弘 (野山太陽電波)	渡辺悦二 (")
小矢野久 (岡山天体物理観)	西 恵三 (東京天文台)	渡辺鉄哉 (東京天文台)
桜井 隆 (東大理)	栗本祐慈 (岡山天体物理観)	

岡山天体物理観測所のマグネトグラフは太陽磁場ベクトルを求めようとするベクトルマグネトグラフであって、直接にはゼーマン効果で生ずるスペクトル線の偏光を測定する。

1. 構成

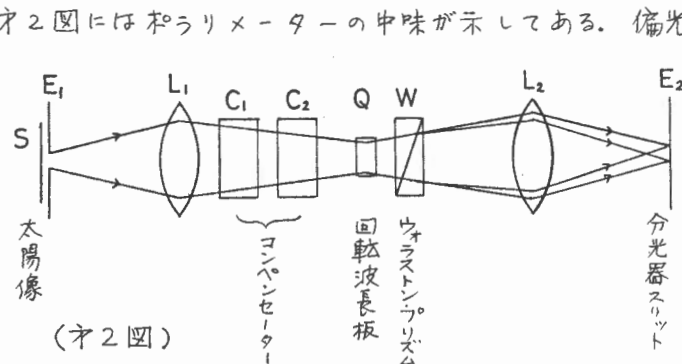
オ1図で示したように、太陽クーデ望遠鏡からの光はポラリメーターで変調され、分光器に送られ、ネトマルで受けて電気系で位相検波、増中され、計算機のディスクに格納される。格納と同時に端末のグラフィックディスプレイ上にはターの一部がチャートレコー



(オ1図)

ドと同様に表示されター取込が順調かどうかをみるモニターになっている。電気系にはポラリメーターや波長シフターを制御する部分もある。また計算機からは望遠鏡を制御して太陽像をラスタースキャンする命令がでる。観測後ディスクに入ったターを処理してカラーディスプレイ上に磁場や速度の分布図を直ちにかくことができる。

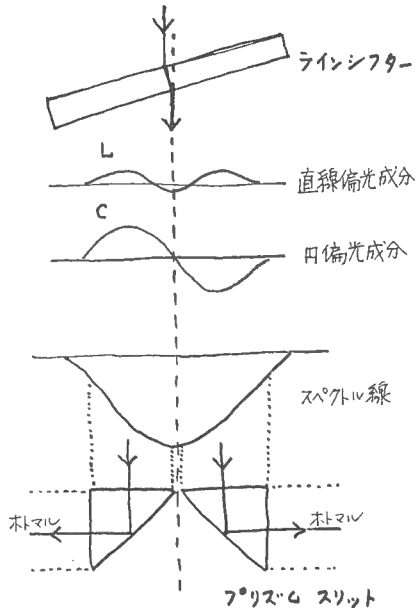
オ2図にはポラリメーターの中味が示してある。偏光解析部は回転波長板とウオラストンプリズムからなり、回転周波数は40 Hzである。電場による変調を利用するポッケルセル型の解析装置とくらべると一枚の波長板の回転で全偏光成分



(オ2図)

を求められるという利点をもっている。ただし回転による光束のふれの影響を充分に除く工夫が必要である。二台のコンペンセーターは望遠鏡光学系内の二枚の斜鏡によって生ずる偏光を消去するためのもので、直線偏光を消す平行平板と位相を戻すバビネ型コンペンセーターからなっている。スペクトル線の偏位を測るためのラインシフターには平行平板を使用している。

(オ3図)



補助装置としてはポラリメーター入ロット上の太陽像をH α フィルターを通してビデオにとることができる。また望遠鏡にだかせた光学系で観測点の連続写真をとることができる。これらは観測場所の確認と、その状況を知るのに役立つ。

観測はオ3図に示すように偏光をはかるべきスペクトル線 (FeI 5250Å) をラインシフターで受光部分の中心にもってきて、スペクトル線プロファイルに含まれる円偏光と直線偏光の成分をプリズムスリットでほぼ片側ずつ平均したような形でとっている。

2. 性能

5250Å附近で調べたマグネトグラフの性能は次のようである。

- ① 1秒の観測時間ではショットノイズが測定精度をきめている。光量は分光器の入口及び出口の大きさを共に 5mm×50μm にした時 1.7×10^8 photon/secであった。量子効率10%をとるとこの時の1秒間測定の S/N ~ 4×10^3 である。たいていの場合マグネトグラフの測定精度はこのショットノイズできまわっているといえる。
- ② ポラリメーターで測定した信頼できる最小の偏光値は 10^{-4} である。これより小さい値についてはまた調べていない。(これをやるには100秒の時定数に相当する実験が必要である)
- ③ 視線速度については較正が行われていないのではつきり云えないうが、最小の読みとり値は 10m/sec の程度である。
- ④ ラスタースキャンは主望遠鏡に並んだ光電ガイド望遠鏡のセンサーで行われ、送り中の最小及び追尾精度は角度 1" となっているが、今後の観測で精度の検討がなされねばならぬ。
- ⑤ 一番精度を悪くしているのはバビネ型コンペンセーターである。内面反射によ

る直線偏光のスペクトル縞を生じ、いろいろの工夫にもかかわらず振幅 10^{-3} を大きく下まわるのは難しい。干渉縞は 1°C の温度変化でスペクトル線の中ほど偏位するので直線偏光のケタもそれに応じて変動することになる。

偏光度を磁場に換算するには厳密には大気モデルを知らなければならぬが、粗い近似では (J.W. Evans 1966) 10^{-3} の偏光度なら、視線方向の磁場成分 (longitudinal) で 1 G、視線に直角方向の磁場成分 (transverse) で 100 G である。なお前者の円偏光は磁場に比例するが、後者の直線偏光はその自乗に比例する。

3. 運用

常時マグネットグラフによる観測を行うことは磁場の太陽面現象に果す大きな役割から考えて望ましいのであるが、現状ではまず実現できそうもない。従来の岡山天体物理観測所の観測プログラムに従って運用し、それに関心ある方々の参加を希望したい。なお、期間を限ったの同時観測乃至同対象観測は充分可能と思われる。

4. 将来

岡山の太陽クーテ望遠鏡は本来偏光観測を主目的としていなかったこと等からマグネットグラフの開発調整段階で明らかになった事からをのべてみたい。

①太陽は充分明るく光量の莫では今まで全く問題がないとされてきたが、マグネットグラフの測定精度がショットノイズで制約を受けることから明らかのように、より精密或はより高速に観測しようとする、もっと光量が必要になる。この問題の解決には三つ考えられ、 α は望遠鏡の口径を大きくすること、 β は分光器のスリットをもっと用けられるよう分光器の分散を大きくすること、現在のスリット中は角度の 0.6 に相当し、これ以上開くと波長分解能が落ちてしまう。(スペクトル線がぼけてしまう)。このためには分光器の焦点距離を長くする、大きい角分散の回折格子にかえる、光学系をもっと明るくする等の改造が必要になる。 γ は受光器までの光学系をできるだけ減らし光量損失を少なくすることである。

②測定精度を一番悪くしているのはコンペンセーターのつくる直線偏光縞である。これを取り除くのは原理的に難しいように思えるので、ポラリメーター以前の斜鏡をなくしてコンペンセーターを不要にしたい。

③観測位置の精度をたすためラスタースキャンで動かす部分をできるだけ軽くしたい。今は器械偏光を小さくするため鏡筒をぶらわっているので相当の回転モーメントがある。

④大型太陽望遠鏡の光学系を真空に入れると像質の良くなることは広く認められている。偏光測定の際の問題は真空槽の窓のひずみがどんな偏光を生ずるかである。平行平板をひずませると容易に 10^{-3} 程度の円偏光を生ずることは実験で

確かめられる。

⑤ 偏光解析装置としては波長板回転型が光束のふれに注意を払いさえすれば最上と思われる。ポッケルセル型は動く部分のないのが利点であるが、一個では偏光成分を全部きめられない。金属電極面での表面反射が大きい。変調成分に偏光成分のカップリングがある等欠点が多い。

以上の諸点を考慮して現在新しい太陽望遠鏡のデザインを模索中であるが、矛盾する制約をどう克服するかで苦心をしている。

参考文献

1. J.W. Evans, 1966, "Solar Magnetographs", Atti del Convegno sui Campi Magnetici Solari, p.3.
2. M. Makita, S. Hamana, H. Kawakami and K. Nishi, 1982, "High Accuracy Measurement of the Instrumental Polarization of the Solar Coudé Telescope at the Okayama Astrophysical Observatory", Ann. Tokyo. Astron. Obs. 19, 24.

理論からマグネトグラフに期待したいこと

東京大学 天文学教室 桜井 隆

1. はじめに

岡山天体物理観測所にできた新しいマグネトグラフを使って、これまでできなかったようなことが可能になるか、あるいはこれまでも観測されていたが不確かであったことがどれだけ確実なものになるか、について主に三つのテーマについて考えてみたい。

- 1) コロナの磁場構造の決定
- 2) フレアに関連した磁場の变化
- 3) 極磁場の決定

いずれの場合にも、岡山のマグネトグラフが円偏光・直線偏光両方に対して高い検出精度を持っており、適当なモデルを仮定してこれを光球での磁場ベクトルに引き直すことができれば、これまでの Babcock 型の視線方向磁場のみを測るマグネトグラフより一歩進んだ研究が可能であることを強調したい。

2. コロナの磁場構造の決定

よく知られているように、コロナのループ、ストリーマー、ホールなどの構造は磁場によって決められていると考えられるが、コロナの磁場は直接測定する方法がないため、現在は光球での磁場の測定値から計算によってコロナの磁場構造を推定している。

(i) ポテンシャル磁場近似

最も簡単な磁場の計算法は、コロナには電流が流れていないと仮定し、いわゆるポテンシャル磁場 ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ 従って $\mathbf{B} = -\nabla\phi$, $\nabla^2\phi = 0$) を求めることである。求める解は、光球での磁場の視線方向成分 B_z を使って

$$(1) \quad \phi(\mathbf{r}) = \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') B_z(\mathbf{r}') dS'$$

と書ける。積分は光球面上で行われる。 $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ はグリーン関数と呼ばれ、方程式

$$(2) \quad \nabla^2 G = 0, \quad -\ell \cdot \nabla G = \delta_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

に従う。 ℓ は視線方向の単位ベクトル、 δ_2 は二次元 (境界面上) のデルタ関数である。式の意味は、グリーン関数はポテンシャルが満たすべきラプラス方

程式を満たし、従ってその線型結合としてできる ψ もラプラス方程式を満足する。 G の作る磁場の視線方向成分はデルタ関数なので、それに重み B_ℓ をつけて積分すると境界値も再現される： $-\ell \cdot \nabla \psi = B_\ell$ 。

グリーン関数の作る磁力線は下図のようになる。 $\ell = m$ 従って $B_\ell = B_n$ (は光球での法線, B_n は磁場の法線成分) の場合には通常の Schmidt 法に帰着し、単に monopole の作る磁場である。 $\ell \neq m$ の場合には monopole と line dipole の合成である。

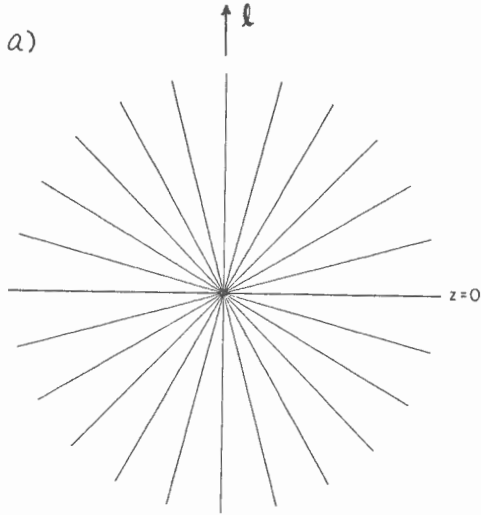
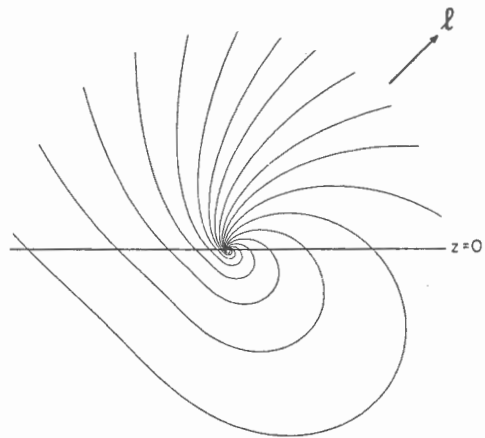
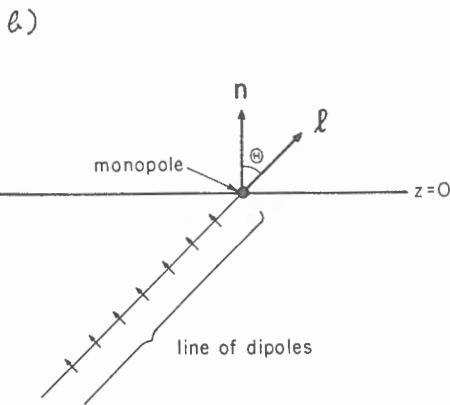


図1 ポテンシャル磁場のグリーン関数
 a) $\ell = m$ の場合
 b) $\ell \neq m$ の場合
 (Sakurai 1982)



この方法の問題点を考えるため、図2のような二つの磁場配位を例にとり、みる。(a)、(b)ともコロナの磁場の形は同じであるが、(a)は光球面では磁場が垂直に立っているのに対し、(b)では光球の磁力線がコロナとなめろかにつながって光球に対して垂直でない。(a)の場合、 B_ℓ から B_n を求めるから普通の Schmidt 法を使えばよい。(b)の場合、図1(b)のグリーン関数を用い

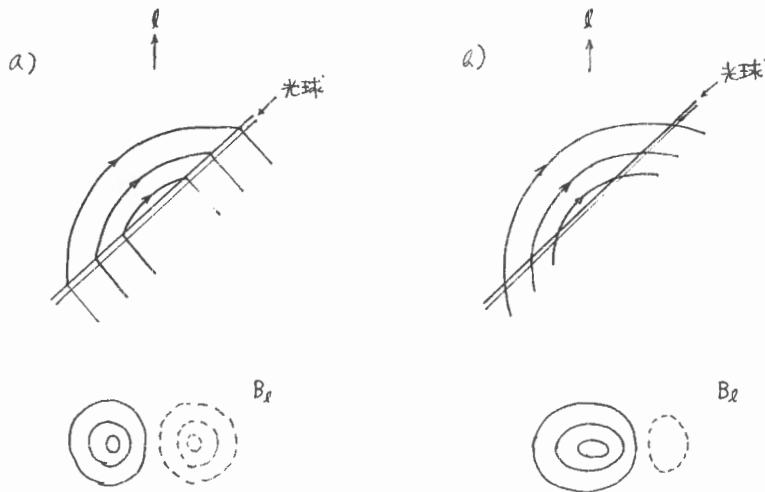


図2

れど正しい答が得られる。実際は B_r だけ観測していても (a), (b) どちらが (一般にはどちらでもないはずだが) 実現しているのかわからないから、(b) の場合に Schmidt 法を使ったり、(a) の場合に図 1 (b) のグリーン関数を使うと正しい解が得られる。このような不確定性は $l=m$ の場合には起こらないが、一般に disk center から離れた領域 ($l \neq m$) を扱うときに問題になる。これを解決するには、ポテンシャル近似がよりよく成り立つと思われる、できるだけ高い所 (彩層) でできる line を使って B_r を観測するが、あるいは光球での磁場ベクトルを求め、これから法線成分 B_n を出し、普通の Schmidt 法を使うか、のどちらかであろう。ベクター・マグネトグラフなる後者の方法が可能である。

(ii) force-free field 近似

ポテンシャル磁場は与えられた境界条件に対するエネルギー最小の状態であるから、フレアのエネルギー蓄積などの問題を考えるには、電流の効果も考慮しなければならない。コロナのような希薄なプラズマではガス圧、重力は無視できると考えられるから、磁場の平衡状態は

$$(3) \quad (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0$$

あるいは

$$(4) \quad \nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$$

で与えられる。 α は磁場に沿っては一定である (未定の) パラメータである。磁場ベクトルが測定できれば、微分により α を求められる。 disk center 近く

にある領域においては

$$(5) \quad \alpha = \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) / B_n$$

である (光球を x - y 面とする)。

force-free 磁場は のような iteration によって計算される。境界条件として、 B_n の分布と、 $B_n > 0$ の領域での α の分布を指定する (a)。まず観測された B_n をもとにポテンシャル磁場を計算する (b)。その磁力線の上に

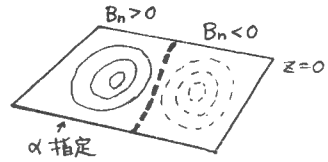
$$(6) \quad \mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} \Rightarrow \frac{c\alpha}{4\pi} \mathbf{B}$$

という電流を分布させる (c)。この電流のために磁場の形が変わるから、再び磁力線を計算する (d)。(c)、(d) をくり返して収束すれば force-free 磁場が得られる。

図4は計算例で、(a) は二つの黒点 (コイル) が作るポテンシャル磁場、(b) は黒点の中心部で $\alpha = 0.3 / a_s$ (a_s は黒点の半径)、まわりは $\alpha = 0$ の force-free 磁場である。一般に $\alpha \neq 0$ になると磁力線はよじれ始め、 $\alpha > 0$ なら右ねじ、 $\alpha < 0$ なら

図3

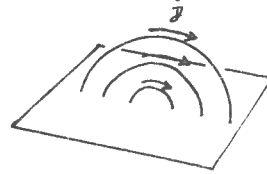
a) 境界条件



b) ポテンシャル磁場



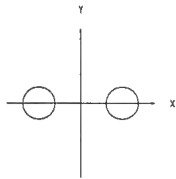
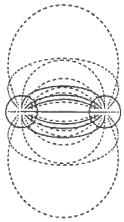
c) 電流を分布させる



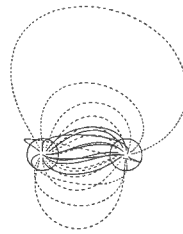
d) 電流による磁場の変化



a) $\alpha = 0$



b) $\alpha = 0.3 / a_s$



(Sakurai 1981)

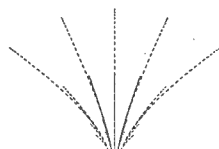
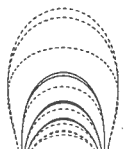
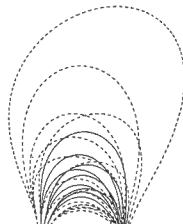


図4



左ねじのらせんができる。

この方法には実用上、様々な問題がある。まず、光球近くでは force-free 近似が成り立たない。しかし例えば電流と磁場の様子が右図のようであるとして、適当な面積にわたって j_z を平均すれば

コロナでの j_z が得られるだろう。これは $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ から来る $\iint j_z dx dy$ の連続性による。

もう一つの問題点は、コロナの磁場のよじれが、 α の値についてかなり敏感だということである。即ち、右図のような磁束管を考えると、磁束と電流の保存から

$$(7) \quad \frac{B_\phi}{B_z} \approx a(z)\alpha$$

つまり a の大きい（磁場の弱い）コロナの方が、よじれの程度が大きくなる。逆に光球近くでは

α が大きくても磁力線はあまりよじれない。図7(b)は図4(b)と同じ例で $\alpha = 0.5/a_s$ の時の光球上での磁場ベクトルを表したもので、ポテンシャル磁場 (a) と比べてわずかな差しかない（黒点の磁場を 3000 G とした時、ポテンシャル磁場からのずれは ≤ 250 G）。コロナの磁力線は図4(b)よりももっとよじれている。

しかしこのような困難にもかかわらず、フレアのエネルギー蓄積過程を定量的に扱うにはこの方

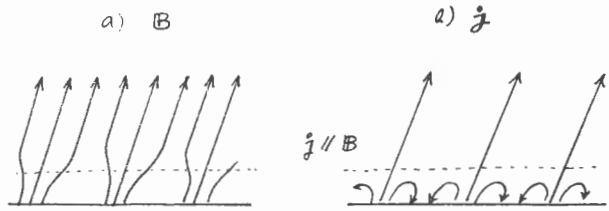


図5

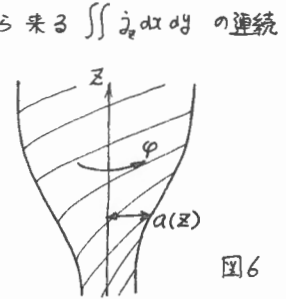
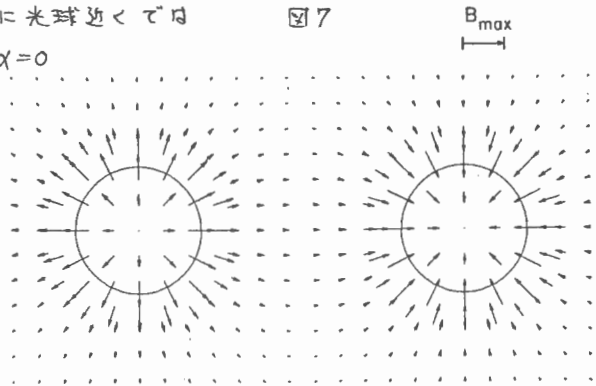
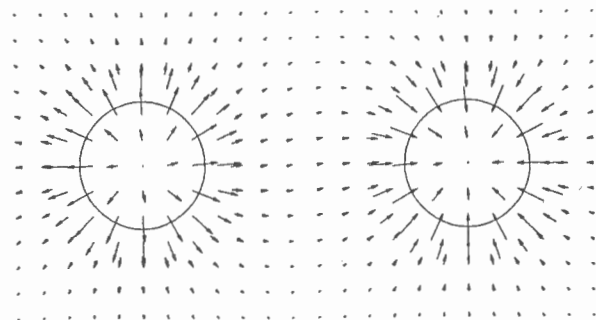


図6

a) $\alpha = 0$



b) $\alpha = 0.5/a_s$



法は重要であり、正確な磁場ベクトルの測定がここでも期待される。

3. 磁場の变化とフレア

フレアのエネルギー源が磁場であるならば、磁場の变化とフレアの間には密接な関連が予想され、また実際そのような観測の報告も多い。これはフレアモデルとの関連で二つの型に分けられる。一つは、新しい磁場領域の誕生 (emerging flux) に伴ってフレアが起こるというもので、シナリオとしては既存の磁場領域との間に電流層ができて、リコネクション等によってエネルギーが解放されることになる (右図)。もう一つは、光球の速度場のためにもともとあった磁場がよじろれたり歪められたりして、磁場に沿った電流が流れ、この電流のエネルギーが解放されてフレアを起こす、というものである。

後者の例として、NASA/Marshall Space Flight Center のベクター・マグネトグラフの観測を示す (Krall et al. 1982)。図9 (a), (b) は視線方向の磁場成分の contour と、transverse field vector を表示したもので、ほぼ1日距てた磁場ベクトルの变化を示している。(a) では transverse field B_t はほぼ neutral line に垂直になっていて、ポランシカル磁場的な、歪みの少ない状態である。矢印で示されるような黒点の運動の結果、(b) では B_t が neutral line に平行に走るようになり、エネルギーを蓄えた配位になっている。H α フレアの位置 (c) も B_t の大

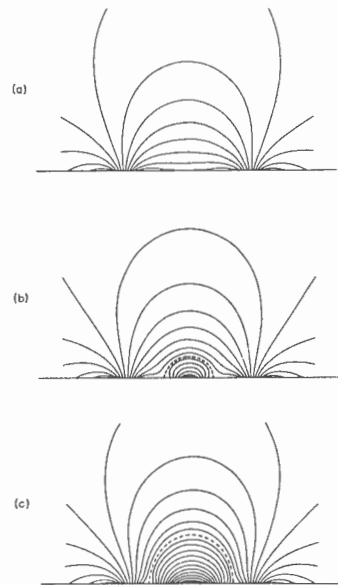


図8 emerging flux と電流層の成長 (Uchida & Sakurai 1977)

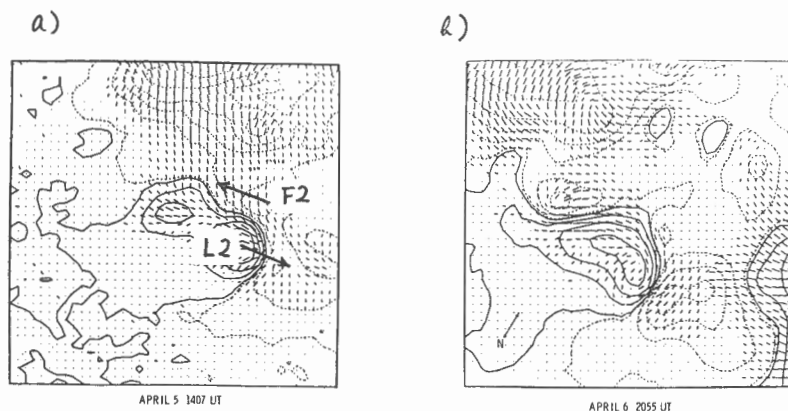
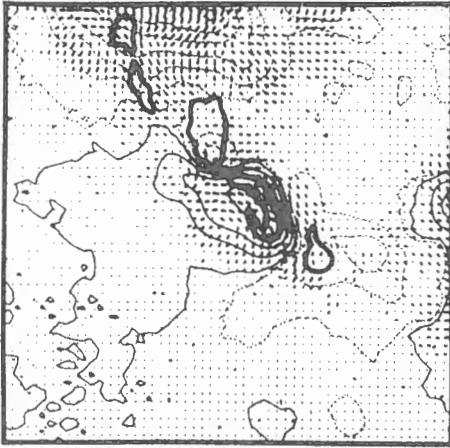
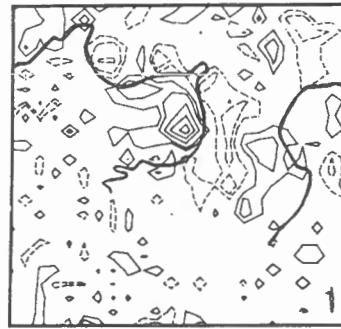


図9
磁場ベクトルの
変化と黒点の
運動

c) H α フレアの位置



d) 電流分布



さい部分にある。数値微分によって電流 j_z の分布を求めると (d) のようになり、黒点 F2 と L2 の相対運動から期待される、正の α と consistent である。B $_t$ の測定にはまだ問題点が多く、結果の正しさが十分保証できるまでには至っていないと思われるが、こういうアプローチに沿って、前節 (ii) で述べたような数値計算を行なうと、光球の速度場に対応するコロナの磁場変化を追跡できるはずである。

もっと短い時間内での変化として、Patterson & Zirin (1981), Zirin & Tanaka (1981) が報告している、magnetic transient という現象がある。これは高時間分解能のビデオマグネトグラフでフレア領域を観測すると、数分間に視線方向の磁場が局所的に変化する、というもので、disk center から離れた領域で見つかっていることから、光球面に平行な磁場成分の変化、即ち新しい flux の出現ではなく、磁場の方向のみが変化する磁場構造の再配置 (re-configuration) の現象であろうと著者たちは示唆している。この観測に対しては、フレアによって line profile が時間的に変化するのを磁場の变化と見誤まっているのだという批判がある。

4. 極磁場の決定

limb に近い領域では磁場の観測自体の精度も落ちてくると思われるが、それ以外に、磁場が光球面にほぼ垂直に立っているとすると視線方向の磁場はほとんど小さくなり、実際に光球面にどのくらいの flux があるのかわからなくなる。一方、極域の磁場はダイナモ理論との関連でも、太陽風の磁場構造を決める上でも重要である。通常のマグネトグラフの観測からこれを求めるには、例えば Svalgaard et al. (1978) のように、太陽の自転軸が $\pm 7^\circ$ ぶん回るために極の視線方向磁場が一年間で正弦波的に変化するとその振幅から求め、約 10 G くらいとい

う値を得ている (図10)。コロナの磁場構造、特にストリーマーやコロナ・ホールの形を磁場の計算と比較すると、極域にはこのくらいの flux を置かないと観測との一致が得られないし、またこの極域 flux は地球軌道近辺での太陽からの全磁束とほぼ等しく、太陽風の磁束はほとんど極域から供給されるのではないかと著者たちは示唆している。磁場ベクトルを測定できれば、もっと直接的に極磁場についての情報が得られるはずである。

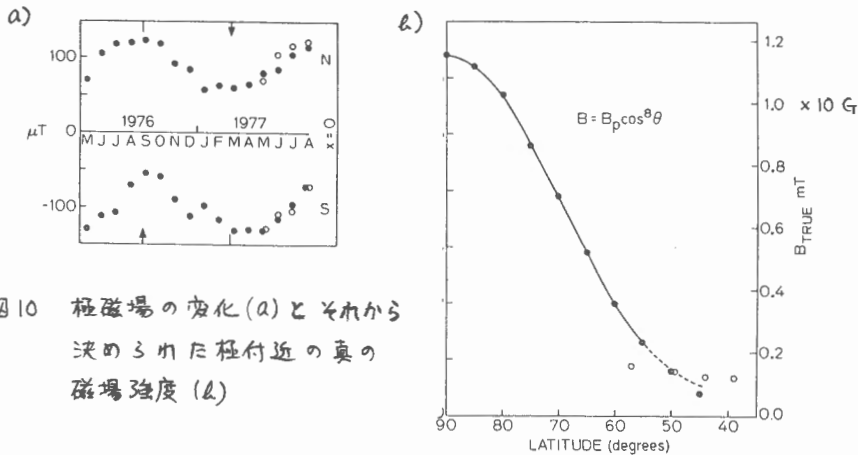
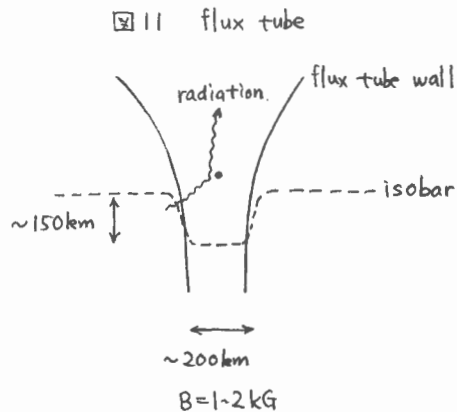


図10 極磁場の变化(a)とそれから決めた極付近の真の磁場強度(b)

5. まとめ

以上の議論は、偏光の観測値から磁場 B への読みかえが十分な確実さで行なえるという仮定の上になり立つものである。これは例えば、光球付近の大气磁場が均一であるが、実際は光球付近では磁場が flux tube に分かれているために、様々な問題が現れる。まず flux tube はまわりに比べて密度・圧力が低いために flux tube 内部は明るい flux tube wall からの radiation で照らされ、吸収線の weakening が起こる。flux tube 内に速度場があればさらに状況は複雑になる。図11のような配置の中での輻射輸送のシミュレーション (図12) の結果から、Stenholm & Stenflo (1978) はマグネトグラフが与える磁場強度は flux tube のモデルに強く依存し、従って良い flux tube model を作ることが不可欠であると強調した。



もし flux tube が太陽面上のどこでも、また太陽活動周期のいつでも同一であれば、このような universal な flux tube model を確立し、偏光のデータを磁場のラータに読みかえることができる。もし universal な flux tube が存在せず、活動域と静穏域、活動周期の極大と極小とかで flux tube の性質が異なるのであれば、吸収線のプロフィールを測定すると、多数本の吸収線を用いると、flux tube のパラメータも同時に決めつつ磁場を求めるような手続きをとらねばならない。ルーチン観測的に磁場のデータを集めるとすれば、さしあたっては黒点以外では flux tube はどれも同じであるとして、理論モデルなり empirical model なりを使って真の磁場を推定するのが実用的な妥協点であろう。黒点磁場は今までのマグネットグラフでは (saturation のための) 正しく測られていないように思える。ポラリメータによる観測 (Kawakami 1982) のようにプロフィールを記録して磁場を求める (波長方向に detector を並べるなどして) ことができれば、黒点の磁場から静穏域の磁場まで同一の機械で測定でき、活動領域の磁場の研究には得るところが大きいと考えられる。

文献

Kawakami, H. 1982, Thesis, Tokyo University
 Krall, K.R. et al 1982, Solar Phys. 79, 59.
 Patterson, A.P. and Zirin, H. 1981, ApJ. 243, L99.
 Sakurai, T. 1981, Solar Phys. 69, 343.
 ——— 1982, Solar Phys. 76, 301.
 Stenholm, L.G. and Stenflo, J.O. 1978, A&Ap 67, 33.
 Svalgaard, L. et al. 1978, Solar Phys. 58, 225.
 Uchida, Y. and Sakurai, T. 1977, Solar Phys. 51, 413.
 Zirin, H. and Tanaka, K. 1981, ApJ. 250, 771.

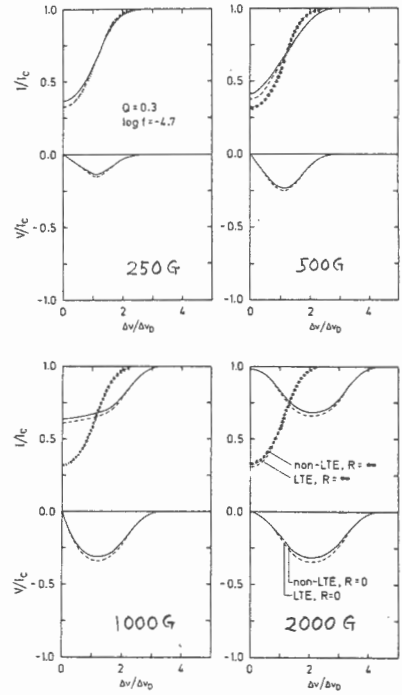


図12 flux tubeの内(—)と外(……)での line profile の計算

コロナ・ループの立体構造

THREE-DIMENSIONAL STRUCTURE OF CORONAL LOOPS

R. Berton, T. Sakurai and Y. Uchida

INTRODUCTION

In order to restore the three-dimensional structure of coronal magnetic loops above solar active regions, one can use the measured photospheric magnetic field $B_{||}$ (line-of-sight component) and extrapolate it to the corona through physical assumptions about \vec{B} :

- * Potential field - i.e. current-free - (Schmidt , 1964 ; Semel , 1967 ; Altschuler and Newkirk , 1969)
- * Solenoidal model (Uchida and Sakurai , 1977)
- * Force-free field (Sakurai , 1979 , 1981)

And this kind of approach has been widely used up to now .

A more general approach , not relying on a model but only on the accuracy of the data , consists in :

1- Restoring the geometric , three-dimensional shape of loops from the change of their aspect on X-ray pictures , due to the rotation of the sun . (A relatively good time stability is of course required)
At that step , comparison with the corresponding calculated current-free or force-free field structure may prove to be very useful .

2- Extrapolating \vec{B} (model-free) from photospheric magnetograms , since :

- * At the photosphere :

$$\vec{\tau} = \frac{\vec{B}}{B} \quad (\text{ geometry derived from 1- })$$

$$B_{||} = \vec{B} \cdot \vec{\tau} \quad (\text{ line-of-sight component provided by magnetograms })$$

are known ; so that \vec{B} is perfectly known at that level .

- * Above the photosphere :

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad \text{everywhere}$$

Thus , solving this latter equation should yield the vector \vec{B} everywhere above the studied region .

3- Determining the coronal electric current \vec{J} , since :

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu} \text{curl } \vec{B}$$

and studying their spatial distribution , time evolution and relation with flares .

At present , step 1- is being completed , so that this part only will be presented and discussed in detail in this paper .

RESTORING THE GEOMETRIC SHAPE

A- Digital image processing

* The picture is scanned (microdensitometer , aperture 100 x 100 μm) , digitized and recorded on magnetic tape (array 1400 x 1400 points) . The full disk is covered .

* Because the raw photographic density does not show well enough the features we are interested in (bright loops) , we applied successively :

a- picture enhancement methods

either a simple removal of background :

$$O = I - S * I \quad S : \text{filter}$$

\uparrow \uparrow \uparrow
 output input filtered
 data data

or an iterative process (Sofue and Reich , 1979)

$$\begin{cases} O^{(0)} = I \\ O^{(k+1)} = \text{Inf} (O^{(k)}, S * O^{(k)}) \end{cases} \quad S : \text{filter}$$

b- an edge recognition method (Bijaoui and Froeschlé , 1980)

the quantity L defined as :

$$L = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}$$

vanishes along curves γ whose equivalent in one dimension are inflexion points .

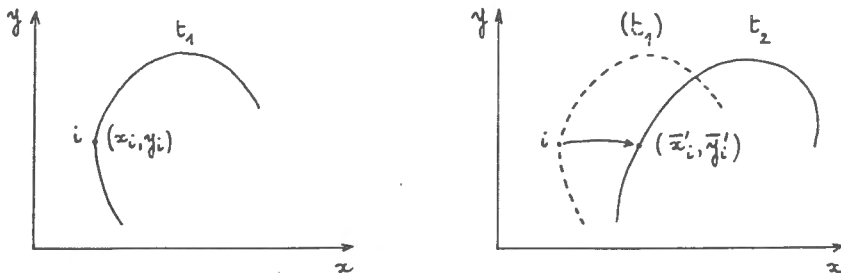
So , by applying a- and b- , bright loops can be displayed in a satisfying way , even in active regions (saturated) , as far as they do not evolve too fast and diffuse around .

B- Determination of altitude

If we observe a bright X arch (whose shape is thought to be close to the magnetic field structure) at two times t_1 and t_2 (in practice $t_2 - t_1 = 12$ hours or so , which corresponds to a rotation of the sun by about 7 degrees) , then its aspect on the plane of the sky is different .

The method hereafter applied is the following :

1- a set of points of coordinates (x_i, y_i) is selected along the arch at time t_1 (see sketch)



2- a set of corresponding values \bar{h}_i for the altitude along this arch is assumed . The third coordinate \bar{z}_i is thus fixed , since:

$$x_i^2 + y_i^2 + \bar{z}_i^2 = (R_o + \bar{h}_i)^2$$

3- each triplet (x_i, y_i, \bar{z}_i) is rotated to the time t_2 , i.e. by an angle

$$\varphi = \omega (t_2 - t_1)$$

where ω denotes the angular velocity of the sun , using the relation :

$$M. \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ \bar{z}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{x}'_i \\ \bar{y}'_i \\ \bar{z}'_i \end{pmatrix}$$

where M denotes the rotation matrix , which reads :

$$M = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \psi \sin \varphi & \cos \psi \sin \varphi \\ -\sin \psi \sin \varphi & 1 + \sin^2 \psi (\cos \varphi - 1) & \sin \psi \cos \psi (\cos \varphi - 1) \\ -\cos \psi \sin \varphi & \sin \psi \cos \psi (\cos \varphi - 1) & 1 + \cos^2 \psi (\cos \varphi - 1) \end{pmatrix}$$

It depends only on φ and ψ , angle between the sun's rotation axis and the sky plane .

From the pairs (\bar{x}'_i, \bar{y}'_i) obtained after rotation , a curve can be drawn and compared to the arch actually observed at time t_2 . The better the overlapping , the more suitable the set of \bar{h}_i .

Therefore , an optimal set \bar{h}_i can be determined by successive trials , as far as the arch dealt with does not evolve too fast (faster than half a day) . If it does , the method must be modified .

RESULTS AND PROSPECT

* In one case (Active region Mac Math 12508) , a realistic set \bar{h}_i has been found , consistent with calculated force-free structures . The values \bar{h}_i lie in the range between 0. and 0.2 solar radius , and the arch is inclined at 45 degrees above the photosphere .

* What can be done from now on ?

a- the accuracy in matching data and coordinate grid can be improved .

→ error on (x_i, y_i) due to approximate positioning of limb and disk centre , and determination of the solar radius .

b- other active regions can be studied .

Of course , further investigation may either provide accurate three-dimensional structure , or reveal time variations (or presence of electric currents) . In that latter case , calculation of force-free field structures including currents , and comparison with data (Iterative process) , can yield the currents distribution indirectly , and the location of energy storage and release in flares could be studied .

REFERENCES

- Altschuler , M. , Newkirk , G. , Jr. , 1969 , Solar Phys. , 9 , 131 - 149
- Bijaoui , A. , Froeschlé , M. , 1980 , Astron. Astrophys. , 87 , 250 - 251
- Sakurai , T. , Uchida , Y. , 1977 , Solar Phys. , 52 , 397 - 416
- Sakurai , T. , 1979 , Publ. Astron. Soc. Japan , 31 , 209 - 230
- Schmidt , H. , U. , 1964 , NASA Solar Flares Symposium , NASA SP-50 , 107
- Semel , M. , Annales d'Astrophysique , 30 , 513 - 551
- Sofue , Y. , Reich , W. , 1979 , Astron. Astrophys. Suppl. , 38 , 251 - 263

黒点磁場の電気力学

鈴木 修 (東北大・理)

I. 磁力線のねじれと光球速度場

太陽表面磁場が、一般に *potential field* からずれている(従って大気中に電流が存在する)ことは良く知られている。このような電流系の分布や起源を考える上で光球での磁場と速度場の情報はきわめて重要であり、この点のみから見てもベクトル・マグネットグラフの完成の持つ意義はきわめて大きいと言えよう。ここでは話を黒点及びその周囲の磁場構造に限定するが、これに関していくつかの興味深い報告がある。

1. *isolated spot* の周囲の $H\alpha$ fibril の構造が放射状からずれて、螺旋状構造を示すものが多い(ただし一周にわたり一様にひねれていることはまれ)。黒点群中で近接する spot 間では大きなねじれを示すことが多い。Nakagawa や Raadu 等¹⁾ は、 $H\alpha$ 構造が終層での磁力線構造を反映しているものとして、これを *force-free field* ($\text{rot } B = \alpha B$, $B \cdot \text{grad } \alpha = 0$; $\alpha \neq 0$) で表現することを試みた。彼等は α が全領域で一定の場合を論じたが、このような *fitting* には限界があり、最近 Sakurai²⁾ は $\alpha \neq \text{const.}$ の場合にこの様な議論を拡張している。
2. Mahita 等³⁾ は、約 50 例の黒点に関する *wide band* の *polarization* 観測から、*penumbra* の磁力線がねじれていると結論している。ねじれの向きは磁場の極性にかかわらず、磁力線の進む方向に対して右ねじになっている。また *solar cycle* による反転はない。
3. 黒点磁場と速度場の関連では、Martres 等⁴⁾ の *polarity-helicity rule* が知られている。これによれば時計(反時計)まわりの *vortex motion* のある spot では、その磁場強度が向きも含めて $\partial B/\partial t > 0$ ($\partial B/\partial t < 0$) の方向の時間変化をする。Unno 等⁵⁾ は、このような *vortex motion* が光球と黒点の相対流⁶⁾ 中で先行する黒点群が流れを乱すことによる *wake* として形成可能であることを指摘するとともに、上記の法則を *photospheric dynamo* によって説明した。

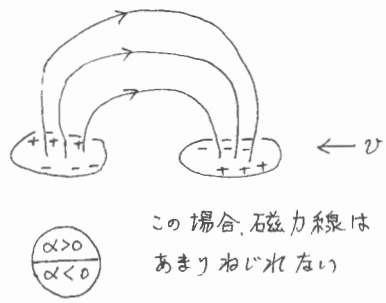
II. photospheric dynamo

光球での電気伝導度、黒点の *size* に対して $v \sim 10$ m/sec の流れの *magnetic Reynolds number* はかなり大きいので一応 $\sigma \rightarrow \infty$ の極限の *ideal MHD* 近似が適用できる状況⁷⁾ はあるが、ここで考えるような問題ではいくつかの原理的に不都合な点が存在する。その一例は、磁力線を完全に凍結したまま *vortex motion* が長時間続くと、磁力線は際限なくねじれ従って電流は際限なく増え続けることである。しかし実際には速度場が一定であればいずれ定常状態に達し、一定の電流

が流れるはずである。この定常電流を決めるためには α は有限で残しておく必要がある。また、磁場構造中の定常流の解が急激な勾配を持つことにより R_m (mag. Reynolds number) が減少する可能性もある。そこで α を現実の有限値にとり、一般化した Ohm の法則で結ばれた電場と電流に積極的に注目してゆくの が *dynamo model* の立場である。この意味で *ideal MHD* 近似より一段階精度の高い近似であるが、連続的な媒質を発電部と外部回路に便宜上分けて考える等の理想化が行なわれる。定常状態では $\partial B/\partial t = \text{rot}(\frac{1}{c} \times B) - \gamma \Delta B$ (α は等方として) で決まる *rotation* を持った起電力 $\frac{1}{c} \times B$ が電流を維持する ($\gamma \rightarrow 0$ の極限では起電力は *rotation-free* で従って電流は仕事をすることができない)。実際の光球面では温度が比較的低い α で水素が不完全電離をしていること、また中性原子との衝突頻度とジャイロ振動数の関係から *Hall* 電流が流れやすい状態になっている (従って α は非等方) 点等は、地球の *ionospheric dynamo layer* と良く似ている。

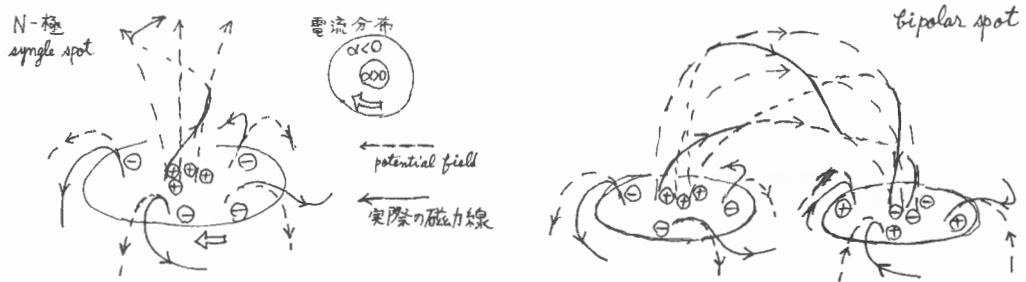
I で見たような磁力線のねじれを生じる電流は、黒点磁場中を流れる *photospheric flow* による起電力で維持できる。

黒点磁場は光球下の対流層で作られその層の運動と光球の運動が相対速度 (一樣な) を持てば、黒点は工学的に应用されている *MHD* 発電機とほぼ同じ状況となる。また糸層・コロナでは $\alpha \sim 0$ だからほぼ磁力線に沿った電流が流れる。これが外部回路に相当する。相対運動が *vortex motion* の場合、



磁力線に沿った外部回路を流れる電流による磁力線のねじれは定性的には下図のようになる。このねじれは、あるところまで磁力線が *vortex motion* に凍結してひねられたと考えたりと同様な構造をしている。

糸層中では電流と磁力線の向きが多少ずれることは可能で、この場合には *photospheric dynamo* による糸層 *plasma* の加速が起るはずである。 *dynamo model* 的な考え方で I で見たような現象の背後にある法則を探ることは興味深いが、それと同時に現象そのものを観測面から充分におさえることも必要であろう。



references

- 1). Nakagawa, Y. et al. 1971: *Solar Phys.* 19, 72.
Raadu, M.A. and Nakagawa, Y. 1971: *Solar Phys.* 20, 64.
Nakagawa, Y. and Raadu, M.A. 1972: *Solar Phys.* 25, 127.
Nakagawa, Y. et al. 1973: *Solar Phys.* 30, 421.
- 2). Sakurai, T. 1979: *Publ. Astron. Soc. Japan* 31, 209.
Sakurai, T. 1981: *Solar Phys.* 69, 343.
- 3). Makita, M. et al. 1982: 日本天文学会秋季年会予稿集
Makita, M. 1982: 高山シンポジウム集録
- 4). Martres, M.-J. et al. : 1973 *Solar Phys.* 32, 365.
Martres, M.-J. et al. 1972: *Publ. Astron. Soc. Japan* 34, 299.
- 5). Unno et al. 1981: *Publ. Astron. Soc. Japan* 33, 495.
- 6). Beckers, J.M. 1976: *Nature* 260, 227.
Howard, R. and Harvey, J. 1970: *Solar Phys.* 12, 23.

乱対流による磁場の強化

海野和二郎 (東大理), N. Rudraiah (Bangalore University)

アブストラクト スーパーグラニュレーションを中心とした対流層のモデルを考へ、磁場の強化、磁力管の形成にあずかる非線型磁気対流を論ずる。

1. 序論 対流層中の磁場の形成強化はダイナモ作用による。作られた磁場は磁力管を形成し強い非一様性を示すと考へられるが、通常の経度平均を扱うダイナモでは磁力管の形成は明らかではない。最近吉村(1983)が3次元の計算を行ないその形成過程を示すことに成功した。しかし、磁場が充分強くなつて等分配磁場強度に達すると対流を阻止するので、運動学的ダイナモでは充分に磁力管形成を論ずることはできない。次の2点が問題である。第1は太陽対流層中の乱対流の振舞をモデル化すること。第2は磁場と対流のコンシステントな解を得ることである。

2. 対流層モデル 対流層モデルは混合距離理論によつてつくられるようにして久しい(例として Spruit, 1974)。しかし、太陽5分振動のような時間変化する系での乱対流の働きや、運動学的ダイナモにおけるように対流のパターンが重要な場合には、混合距離理論は極めて不十分である。ケフエウス型変光星の脈動に対し、混合距離理論を拡張して時間依存性を入れた海野の理論を用いると、物理的に意味のない激しい空間的振動があらわれることをゴンゴと尾崎が示した。対流に非局所的な取扱いが必要なのは明らかであるが、その最も簡単な扱いは対流の線型モードの計算である。しかし、線型固有函数は対流層上部にピークがあり、どんな組合わせでもエネルギー一定に保たれないという話が出されてきた。この難題は線型モードの計算に乱流の渦粘性、熱伝導性を考慮すれば解決することと Antia, Chitre, Narasimha (1981)が見出し、Narasimha, Antia (1985)の結論は、要するに混合距離理論は概念的には成立つてはいるが、混合距離はスケーリングの1/2倍では小さく約10倍くらいであるということになる。

混合距離を大きくする影響はいささかあるが、まず温度勾配が断熱に近くなり温度のゆがみは減少する。超粒粒斑(S.G.)にはほとんど温度変化を伴はない理由の一つである。速度は小さくなり渦拡散係数は大きくなる。対流層はほぼ中立安定に近く、その中で対流はおよそ40%速度でダイナミクスに動きまわると言へる。恐らく太陽塵学に要求される対流層モデルはこのようなモデルになるものと思われ、S.G.が何故最大の渦の中で卓越したものであるかは明らかでないが、渦粘性の深さへの依存の様子が関係しているように思われる。その、これはついでに Chitre 等 (1983)は乱流圧の影響でその存在

という計算をしている。一方、近藤と海野(1983)は、対流不安定系と安定系の2層モデルで、流入対流を論じた。S.G.を対流上層で駆動された下層への流入対流とみますと、渦拡散係数(速度と混合距離の積)が急激に下層へ増大しているから入りまて広がった渦がS.G.のピークを形成すると考えるのが自然である。Narasimha, Antia (1982)をみると、S.G.に対応する渦(線型モード)は球調和関数 $Y_2^m(\theta, \varphi)$ での l の値が100程度のもに対応するが、その固有周波数の半値巾の大きなものはやはり極波長と同程度である。このことは、S.G.が自分自身のつくる渦拡散係数のもとに行い臨界の安定条件をみましているという考えとコンシステントであり、概念的には混合距離の考え方が成立することを意味している。但し、混合距離としてはスケールハイトの10倍くらいにとる必要がある。Spruit (1979)を改ざるとすれば、 $l = 100 \text{ km} + \min.(\text{distance from the edge of conv. zone}, 10H)$ ということになるであろう。混合距離説論の概念でよいということは一層モデルでよいという意味であり、磁気対流を考える基本モデルが簡単に済むので大いに物かる。

3. 非線型定常対流および過安定対流上磁場の強化 非線型磁気定常対流は Galloway, Proctor, Weiss 等のグループが近年精力的に研究を進めているが(Proctor, Weiss 1982 参照), Rudraiah (1981)はあつて意味ではもつと一般的にかつ広範囲を研究を行っている。(Rudraiah, Kumudini 1982). 取扱いは範囲は, Boussinesq 流体, 一層モデル(粘性, 熱伝導, 磁気拡散などの係数一定), 臨界レイレー数の近傍, 自由境界, 固定境界温度, 鉛直境界磁場などの制限がある。これらの制限をとりはずすと取扱いは非常に面倒になる。S.G.にこの問題を応用しようとすると、定性的議論の段階ではこれらの制限は必ずしも不当ではない。右に、解釈には相当気をつけると結論を誤るおそれはある。

この問題を定義する基本量は2つあり、1つはレイレー数 λ , もう1つはチャンドラセカール数 Q である。慣用表記で、 $\lambda = \alpha \beta g d^4 / \nu$, $Q = H \sigma d^2 / \rho \nu \lambda_m$ である。他に、プラントル数 $\sigma (= \nu / \kappa)$, 磁気プラントル数 $B (= \lambda_m / \kappa)$ も基本量であるが乱対流に対しては、それぞれ0.4, 0.6程度の定数と考えてよいであろう。(Nakano, Fukushima, Uno, Kondo 1979). Narasimha, Antia モデルを用い、 κ, ν, λ_m を推定し、混合距離を又さくとしたことに対応して Spruit モデルの β と下げて用いければ、 λ が数値的に決定できる。当然のことながら λ は $\lambda_c (= 658)$ のオーダーに出る。 $\lambda \leq 3\lambda_c$ くらいの範囲で Rudraiah 理論は使えるようである。 Q の決定には H (磁場の初期値) を $1 \sim 10^3 G$ とおき λ に仮定して用いると $Q \approx 10^4 \sim 10^2$ くらいの範囲となる。

非線型対流理論では $\lambda = \lambda_0 + \epsilon \lambda_1 + \epsilon^2 \lambda_2 + \dots$ に展開して物理量 $f = \epsilon f_0 + \epsilon^2 f_1 + \dots$ のように展開する。過安定をとまはは、振動数が振動にのみならず t を考慮して時間 t を t^* / p とおき $p = p_0 + \epsilon p_1 + \epsilon^2 p_2 + \dots$ のようにとる。まず、 Q をおくと、無

臨界値で臨界の固有値 λ_c および固有関数が解析的に求まる。これは通常のレ
 ーレー・ベッセル問題に他ならない。境界条件を最も簡単な場合にこのように
 修正する速度成分の固有関数は $\sin z$ とファクターとして1項で表わせる。こ
 の解型解を非線形項に入れ、その次の次数の方程式系をたてる。その際、解が有
 限に求まるように非線形項の共鳴項が無くなるという条件から固有値の補正が
 求められる。ついで固有関数の補正が求められる、その高次は進む。 λ を z とすれば
 $\lambda = \lambda_c + \epsilon \lambda_1 + \epsilon^2 \lambda_2 + \dots$ から λ の中 ϵ が求まる。実際は、 $\lambda_1 = 0$ となり、対流による
 熱エネルギー輸送は ϵ^2 近似では λ_2 で与えられることになる。計算は水平面の区画がス
 トリワックの場合(2次元ローレンツ)、一般矩形、種別矩形(一辺が無限大)、正方形、六
 角形すべての場合について計算するのは相当な仕事である。磁場と回転共存の
 場合もあり、過安定の場合も存在すると大層である。この仕事は Rudraiah グループ
 の何人かが総力を上げて取り組んだ。

$Q < 10^{-2}$ (kinematic regime) では、熱エネルギー輸送は定常2次元ローレンツが最
 も効率よく、 $Q \geq 1$ (dynamic regime) では、過安定の振動的な対流が卓越する。
 後者の場合は臨界ローレンツ数が大きく、対流が安定にならなくなるところまで行か
 ないと渦拡散係数は小さくなり、 $\lambda > \lambda_c$ 、 $Q \gg 1$ とする場合は $\lambda < \lambda_c$ で対流が非
 常に抑制された場合とがでてくるであろう。後者は黒雲形成になるものと思われ
 える。前者の場合は振動対流であるが、もし対流する現象が視測的に無いならば、
 対流層内の磁場の強さに上限があることに気がつくであろう。即ち、S.G.が対流層
 内部の磁場の強さに対して Γ は Γ の役割をやることになる。磁場がどれくらい
 強度にまで達するかについては、いれゆる均分配(運動エネルギーと局所的)の強度
 によるであろう。それは初期値にあまりよらずに Γ を Γ で Γ と Γ と思われ
 る。この計算は目下進行中であり、その結果をみて判断しなければならぬ。系
 の時間的変化の問題、異なる境界条件の場合など今後検討すべき課題がない。
 i.e., magnetocvection のプロトタイプが S.G. に出現されているという考えが
 確立できたら、充分他助を達しなると考えられるであろう。

スペース観測とマグネットグラフ, マグネットグラフによるフレア活動の観測について

田中捷雄 (東京天文学)

1. スペース観測とマグネットグラフ

今後予定されているあるいは提案されているスペース観測プログラムと(バクトル)マグネットグラフとの共同観測の意義について述べる。

a) SMM / (バクトル) 1984年

SMMがシャトルに付子修復を経た後、紫外観測(UVSP), 軟X線観測(XRP)などが実施される予定であり、マグネットグラフとの共同観測により光球の磁場構造や速度場と形ローゴフのガイダンス、加熱と関連がけの機会が生じる。現在ゴゴフ加熱の描像と(バクトル)磁場に付子付された光球(対流層)とゴゴフのelectrodynamic couplingの概念が重要視されている。ローゴフの上付近の物理状態と(バクトル)脚と根元の状態(磁場, 速度場)の同時測定が加熱のモード決定の上で重要となり、このように共同観測の意義は大きい。

存続同時期にNASAのTDRS衛星に付子付のデータ取得が検討されているが実現された場合、(バクトル)とバクトル磁場の同時観測は硬X線放射領域と磁場構造と関連がけの見地が最大重要となり。現在ゴゴフ域の硬X線源については光球の観像磁場に基づき(ポラリカル)磁場計算との比較が行われている(桜井)。高エネルギー電子が磁気ポトル域中で加速されたことが示唆されている。バクトル磁場が測定された場合磁気ポトルの形状と電流を伝導系(フォースフリー)磁場の計算が決定し(バクトル)中子帯が可能となり、加速場と電流エクスプレッションと関連がけが出来るであろう。また低い硬X線源(footpoint source)とゴゴフ源(coronal source)が栄える原因として加速の起る磁場形状の相異が候補としており、バクトル磁場測定に基づき(実証的)比較が必要である。(バクトル)とマグネットグラフの共同観測は是非実現させたいものである。

b) Spacelab 2 1984年

UV域の高分解能スペクトル観測(NRL)と可視-UV域のフルゲ-マグネットグラフ(Lockheed)が搭載される予定であり、同一域でバクトル磁場測定と比較する中(バクトル)よりflux concentrationの領域の磁場の強度がどうなる、(バクトル)結果の起る領域の磁場の形態はどうか、(バクトル)に興味ある内題を伺った。

c) SOT (Solar Optical Telescope) 1989年

1.25 mの中口径のミラー型付子付の超高空間分解能の観測がシャトルに於て実施される

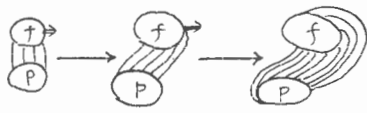
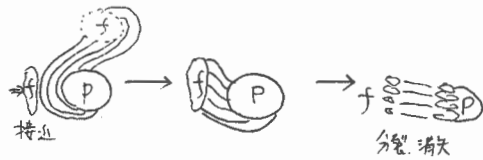


図2 mode A の進化 (観測)



mode B の進化 (観測)

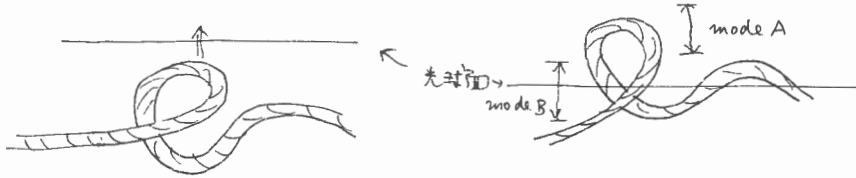


図3 twisted ring の浮上 (モデル)

一方黒点群の decay phase の evolution をみると上記 mode A とは逆の mode B (図2) の変化がみられる。即ち既に存在していた半暗部が三つが次第に小さくなくなり、最後にはぽろ黒点が誕生する時と同じような黒点同士が結合して AFSS が現れると共に、黒点はその筋に沿って斜めに面積が減少する。最終的に黒点が消える例もみられた。この場合でも黒点同士の半暗部 (horizontal field) に下向きと上昇運動がみられる。mode A と mode B の変化はまたこの型黒点群の発生期と衰退期にみられるので図3 のような twisted knot 合体が対流層から引き出される過程とこの理解出来るであろう。

このような evolution は複雑な型黒点群の局所的な部分のみみられるので低分解能観測からは見逃される事が多いと思われる。mode A, B の変化の内は強い7つがぽろ黒点の上を1つ外側で起す。mode A, B の例として1972 Aug と1974 July の2活動域についてその図4a, b に示した。(7つは地球斜傾に示した)。

以上の議論はすべて white light magnetogram = "黒点の高分解能白色光写真" に与えられる筋と磁場の azimuth と伝達してトポロジカルな磁場既位を推定して行なわれるのであるが、ベクトル磁場の測定が可能な事と更に定量的な検討が出来るとある。特に他所についてはこの情報は twisted knot の形状を決めるのに重要である。

大7つ活動域の図3のようなトポロジカルな磁場の twisted した領域が対流層から引き出される過程とこの理解されること、他のトポロジカルな磁場の部分はどうなるかがある。7つ2つの太陽磁場の対流層よりキロガウスの2階階の磁場とすると、強い磁場には浮力が効いて内側から外に浮上するから図5のよう非一様リングと最終的に太陽から出ていくのは3つである。この考えはベクトル磁場の測定も重要と思われる。この場合必ず太陽面を平行な磁場の成分が

図4a

1972 Aug.
5 黒点の
進化

A, B は
④-2 mode A,
mode B の進
化領域を
表す

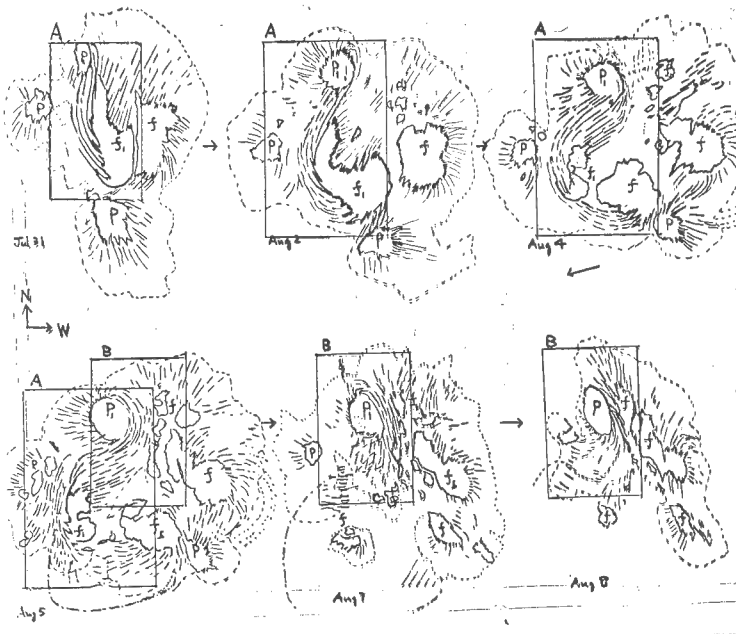
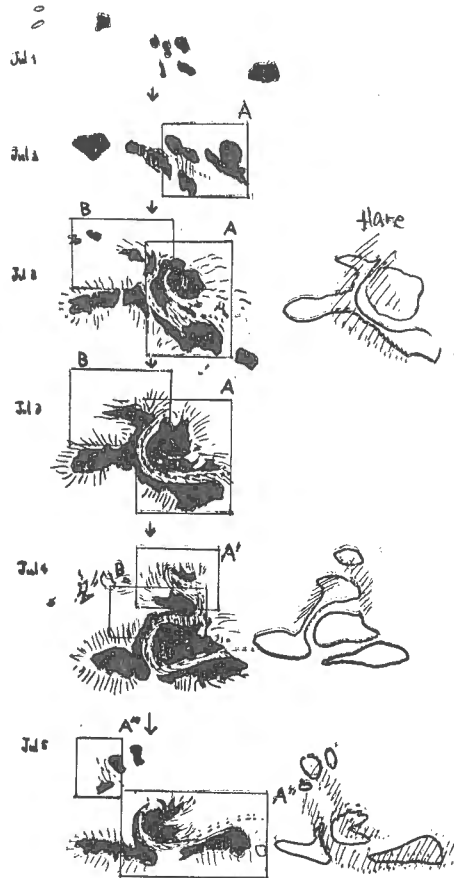


図4b

1974 July 地域



だけであることが期待される(再結合が太陽内部から有効に行われる限り)。ベクトル磁場測定の感度を上げれば太陽の内部でそのような現象が起るかがわかる。太陽内部にあたるベクトル磁場測定は長期間実施する重要性は言うまでもないであろう。

最近の磁場浮上モデルのいくつかの役割について言及する。静電域にみられるEAR (Ephemeral Active Region), 活動域のAFS, 大規模な活動に伴うS型 twisted knot, 3次元磁場形状の複雑単純化を向かわる太陽活動は双極型磁場構造の浮上過程で起ると云えるようである。この中には通常 $\beta < 1$ 内での下向き disturbance (電流, 磁場擾乱) の散逸により加熱が起るといふ electrodynamic coupling の考えは存在し、 $\beta < 1$ 磁場が high β 域から low β 域に浮上する過程で自発的に散逸が起るといふ dynamical heating の考えを支持しているようである。活動域の一見定常的に見える $\beta < 1$ 域もその寿命は数時間か一日であり、同じ $\beta < 1$ の中で散逸が起ることも示すものは存在する。loop 浮上に伴う dynamical heating についても今後の検討が必要である。

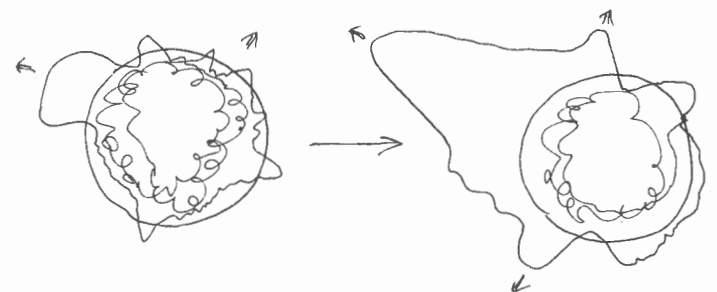


図5 太陽内部のトロイダル磁場の浮上と惑星内空内への散逸 (モデル)

地上光学観測からマグネットグラフに期待したい

こと

京大・理 末松芳法

I. はじめに

現在までの太陽物理の知識によると、光球より上の太陽大気中で起こる活動現象は、何らかの形で磁場に関係していることは明らかである。光学観測にかかわらず、他の波長域の観測でも、それによって得られるイメージは、磁気エネルギーの放出、磁場構造の変化、磁力線に沿ったエネルギー或いは物質の流れ等に起因していると考えられる。しかし、その具体的な現象の解釈となると観測・理論両面での不十分さから、はまりしたことが言えないのが現状である。

特に地上光学観測においては、地球大気の中さぎのために望遠鏡本来の解像度を十分発揮できない場合が多い。それでも観測方法と観測対象の選択性において地上からでも意義のある観測が可能と思われる。特に一つの領域を長時間にわたって観測したり、同じような現象を数多く集める場合には当然の間地上観測以外にない。この際、磁場の精度良い情報が伴えば、先に述べたように、現象の理解に大いに役立つと思われる。

ここでは光学観測 (Filtergram, Velocitygram) とマグネットグラフの同時観測という点から、いくつか興味ある現象について述べてみたい。以下の話は次の二つのいずれかに含まれる。

- 1) optical features と magnetic elements (マグネットグラフのシカル) の対応付け。
- 2) 現象の運動、寿命等と磁場の変化の対応付け。

II. Magnetic Elements

ここの話は必ずしも地上観測を念頭に置いた話ではないが、太陽活動現象の基本要素である magnetic elements の個々の性質について詳しく知ることは興味あることである。ここで magnetic elements とは一本の磁束管で表わされると考えられるもので、次頁の表に示す sunspot から facular point までそれぞれおおよその磁束密度と磁束密度が対応づけられている (Zwaan, 1978)。このうち facular point になると対象が小さすぎるために、磁場の占める領域と輝点として見える領域が一致しているのかどうか、磁場の強さがいかにかはっきりしないことが多いが、Ramsey et al. (1977) によるマグネットグラムによると 0.3 までの磁場構造が見えており、近いうちにこれらの疑問も解決されるかもしれない。

このような磁場の高空間分解能観測に依らずとも今までいくつか magnetic elements の磁束と大気構造に一意的な関係があることが示唆されている。

	Active Region			Quiet Region		
	Sunspot			Magnetic Knot	Facular Point	(Ephemeral Active Region)
$\Phi (10^{18} \text{ Mx})$	3×10^4	500	250-25	~ 10	~ 0.5	100
$B (\text{G})$	2900 ± 400	2400 ± 200	2200 ± 200	1500	1500	
$R (10^3 \text{ km})$	11.5	2.0	1.8-0.7	0.5	0.1	
$\frac{\Delta I_c}{I_c}$	← dark →			← bright →		?
	flare, spray, surge, moustache fibril, thread, plage etc.			spicule	macrospicule	

Frazier (1978) によると Line Profile と磁束の間には連続的な関係があり (下図左) Spruit and Zwaan (1981) によると elements の直径と明るさの間にも一対一関係があることが示唆される (下図右)。磁場と例えはある波長域の Filtergram での明るさとの間に一意的な関係がつけられれば, Filtergram だけからでも磁場についての情報がかかり得られることになり非常に有益である。また大気加熱について考えの上でも重要である (例えば マグネトグラフ と Ca II K の同時観測)。更に細かいことを言えば, 明るさの変化と磁場の変化 (強弱, 向き) を知ることは興味深いことである。

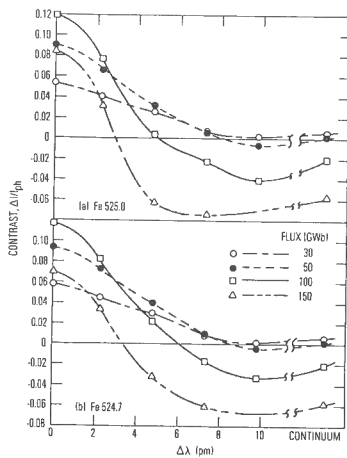


Fig. 2a and b. Observed statistical contrast of faculae and pores. These observations were made of an active region at $\mu = 0.91$. The contrast profiles are labelled by the observed facular magnetic flux. a Fe λ 525.002 nm. b Fe λ 524.706 nm

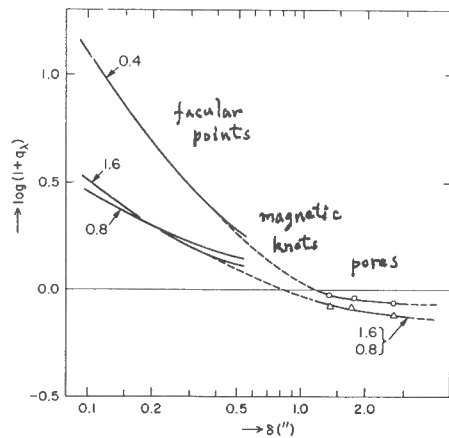


Fig. 5. Intrinsic contrast q_A as a function of diameter δ derived from measured $Q_A(\delta)$ for facular points (data below $0''.5$). Also shown are contrasts for pores ($\delta > 1''.2$), and the assumed interpolations (broken). The difference between the curves for $\Delta\lambda = 1.6$ and $\Delta\lambda = -0.8$ is not significant.

Ⅳ 活動領域

A) 進化

活動領域の出現の最初の兆は非常にコンパクトで明るい plage による特徴がけられ、AFSの出現・成長に伴って facular point, pore, sunspot というふうな magnetic elements が表われてくる。この sunspot が成長する際にこれと同じ極の pore, facular point が sunspot に流木込む現象が見られる(MFI; Magnetic Flux Inflow)。逆に spot が成長してしまつてマゲネトグラフの観測で sunspot から magnetic element が離れて行く様子が見られる(MFO; Magnetic Flux Outflow) (Vrabc, 1974)。この外向きの element の運動は 2km/sec 程度で sunspot のまわりの速度場とどのような関係に在るかわからない。興味ある点として

- 1) MFI, MFO の磁束の分布と、個々の elements と Filtergram 上での対応物の関係特に fibril, Moustache, H α bright point との関係。
- 2) MFI, MFO と速度場の関係、特に Evershed flow との関係。
- 3) sunspot の decay rate とその形状の関係。

Sunspot が崩壊した後には enhanced network が残るが、この寿命は4日程度と言われている。この enhanced network の大きさや磁場の強さ、速度場との関係、またどのようにして QR network の element に変化していくのか、一つの element の一生はどのようなことか知らぬことは興味深い。

B) Sunspot

Zwaan (1968) によると磁場は dark core で強く、また dark core を囲む spot は崩壊がゆるやかで、umbral dots や light bridge を含む spot は崩壊が速いとされている。このような sunspot 内の微細構造と磁場の関係を知らねば spot 以外からの影響をあまり受けない umbral lines (e.g. Ti I 6064.6) での観測が望ましい。もしこのような line でのマゲネトグラフが可能な continuum, H α , Ca II などとの同時観測により umbral dots, flash, brightening, flare と磁場構造との関係、速度場との関係がより精確にあかると思われる。

C) Surge

Surge は satellite polarity の出現場所や evolving magnetic flux の領域に現われるという観測がある。surge はジェット現象としての規模も大きく、磁場の変化の詳しい様子がわかればプラズマの加速についての情報が得られると思われる(久保田氏参照)。

D) Moustache (Ellerman bomb)

H I Balmer lines や Ca II H, K のスペクトルで特徴づけられるこの現象は、特に AFS の下、penumbra の端、 $V_{11}=0$ 線によく見られる。moustache は small surge を伴う場合があり、facula が同じ場所に見られることもある。最近

の Kitai (1983) の NLTTE 計算による色層中に $\Delta T = 1500 \text{ K}$, $\rho/\rho_0 = 5$ の変化を与え、*moustache* のスペクトルが再現されることか示される。このように状況がどのようにしてつくられるのか興味あるところであるが、H α Filtergram (H α EIA) とマグネットグラフによる磁場・速度場の同時観測による数多い観測が必要と思われる。

IV Ephemeral Active Region

マグネットグラフ, Xray の観測により, 太陽面一面に小さな ($\sim 10^4 \text{ km}$) bipolar region が出現 (日に数百個, 寿命一日程度) していることがわかってきた。光学からの観測で興味あることは, この領域が flare brightening や mass ejection を起こすことがある点である。Marsh (1978, 右図) によると, bipolar 島の距離内に一つの極と network の element が接近すると flaring が起こる。この単純な磁場構造をいかにして, EAK の磁場の変化と H α Filtergram 等の同時観測は, 磁場のエネルギー解放機構について示唆を与えるものと思われる。

References

Frazier E.N. 1978, *As. Ap.* **64**, 351
 Kitai R. 1982, submitted to *Sol. Phys.*
 Marsh K.A. 1978 *Sol. Phys.* **59**, 105
 Ramsey H.E. et al. 1977, *Ap.J.* **215**, L41
 Spruit H.C. and Zwaan C. 1981 *S.P.* **70**, 207
 Vrabcic D. 1974 *IAU Symp.* **56**, 201
 Zwaan C. 1968 *Ann. Rev. As. Ap.* **6**, 135
 Zwaan C. 1978 *Sol. Phys.* **60**, 213

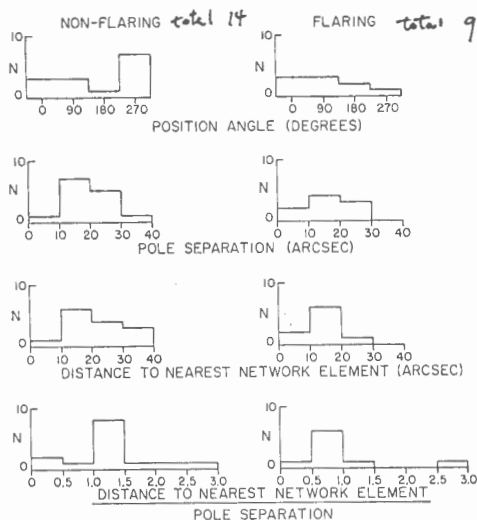


Fig. 3. Histograms of geometric properties of ephemeral regions, used for a comparison between the flaring and non-flaring regions. Note the difference in the d/s values between flaring and non-flaring regions, as illustrated by the fourth pair of histograms.

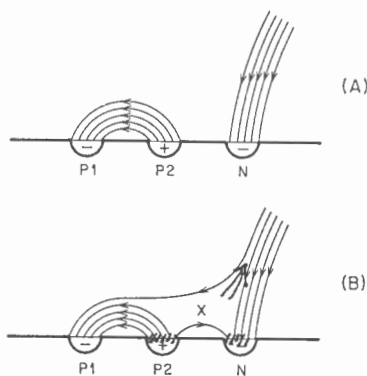


Fig. 4. A schematic illustration of the interaction of an ephemeral region P1-P2 with a network element N. In (B), reconnection has occurred, resulting in the transfer of network flux to P1, and the creation of a new bipolar region P2-N. Energy release presumably occurs at X, with a resulting H α brightening and upshooting surge.

サージ紅炎の発生領域について

久保田 諄 (大阪経済大)

サージ紅炎は彩層から上方のコロナの中に $100 \sim 200 \text{ km s}^{-1}$ の速度で一定の方向に放出されるガスである。サージ紅炎は直線あるいは放物線状の軌跡を画いてコロナ中を移動するが、ふたたび上昇の時と同じ道筋をたどって発射地裏に落下する。ガスのたどる経路が同じことから、その経路は磁力線に沿ったものと考えられ、従って、その発生にも磁場が大きく関与していると考えられる。

Martres et al (1968) によれば、サージ紅炎の発生する場所は一般的に活動領域の中でも若い Evolving Magnetic Structure (EMS) である。また Roy (1973) はサージ発生領域は非常に強い magnetic field concentration の縁の近くで、磁場の勾配の急激に変化する場所であるという。これまでに観測されているサージ紅炎の発生場所を分類すると次のようになる。

1) サテライト黒点

大きい黒点の半暗部の縁の近くに、それと反対の極性をもった小さなサテライト黒点があり、その上でサージ紅炎が発生する。サテライト黒点は微小であり、白色光による観測では検出できないこともあるが、サテライト黒点に近い黒点の半暗部の構造が潰れてしまったり、半暗部のフィラメントの並びが複雑に乱れた場合、そのサテライト黒点の上でサージ紅炎が発生する。どのサテライト黒点もサージ紅炎を産み出すのではなく、Emerging new flux の場合に限られる。また、これと似た形態として Arch filament System (AFS) にサージ紅炎の現われる場合がある。AFS の根元からサージ紅炎が発生し、AFS の構造に沿って伸びる。

2) 磁気フィヨルド

例之ほ 正の極性をもった大きい領域の中に 反対の負の極性をもった小さい磁場領域が発生することがある。これはサテライト極性である。このサテライト極性と主極性の領域の間の磁場の勾配の最も大きい部分のサージ紅炎発生の温床となっている。サージ紅炎が終ると サテライト極性の磁場の flux は著しく減少する (Roy 1973)。この場合は 1) のサテライト黒点をマグネットグラフで観測した場合である。

3) 黒点の中の明るいブリッジ

黒点の暗部を横切る形で現われる明るいブリッジの縁にサージ紅炎が並んで噴き出すことがある。両側の暗部の磁気極性は同じ場合とたがいに反対になっていることがある。両側の極性が同じ場合には細いブリッジの中に検出できない程度のサイズの反対の極性部分の存在する可能性もある。磁場の勾配の最も急な領域がサージ紅炎の温床となっていることを暗示している。

4) 黒点群から遠く離れたところに現れるサージ紅炎

大きいサージ紅炎が黒点や黒点群から遠く離れて現われたり、あるいは、黒点の構造

やその磁場に何ら変化を示さないものがある。これは 非常に小さいスケール (<200km)

の Emerging new flux によるものかも知れない。

5) 非熱運動の急激に増加する小領域 (Gopashik 1981)

6) たがい反対方向に流れるガスの境界附近

ムスタツシェ はガス噴出を伴うことが知られている。これはサージ紅炎と同種類の現象と考えて良い。川口, 北井 (1973) はたがいに反対方向に流れるガス流の境界附近に一列に並んだムスタツシェを観測した。

重要度の高いフレアはほとんどサージ紅炎の噴出を伴っているが、ここに列挙したのは重要度の低いフレア、特にサブフレアと関連されたH α 輝線から噴出したものである。したがって、サージ噴出領域の特徴は一般のフレア発生領域のそれと良く似通っている。しかし、速度場の観測結果についてはバラエティが多く、まだ明確な知識を持つに至らない。

1971年以降 花山天文台及び船橋天文台に於て、サージ紅炎の根元(噴出点)の特徴を知るため 磁気敏感線や不敏感線などの吸収線のスペクトル撮影を試みているが、まだ良好な結果が得られていない。1971年8月27日 および 1974年6月2日に観測されたサージ紅炎は上述のサージ発生領域の分類の1)あるいは2)に該当するものであったが、この発生領域の速度場については判明しない。スペクトル撮影では観測領域の分光蓋の入射スリットに限定されるので、二次元的に領域を調べるには多くの時間と労力を必要とし、また多くのサージ紅炎を見逃しているのが成功しない原因である。マグネットグラフを使って二次元的に活動領域を観測すればこの困難は解消されるであろう。

サージ紅炎は活動領域内の同一地点から反復して噴出する傾向がある。そのような領域をたとえば 2'x2' 程度の範囲にわたって、30分間に1回の割合でマグネットグラムとペロステイグラムが得られるならば(系統的に)、サージ発生領域の特徴、特に光球ガスの速度場について 貴重な情報が得られるであろう。

「プロミネンスとマグネトグラフ (附: 光球磁場の各lineに於て不一致)」

東京大学東京モテ台 平山 淳

Feb. 2, 1983

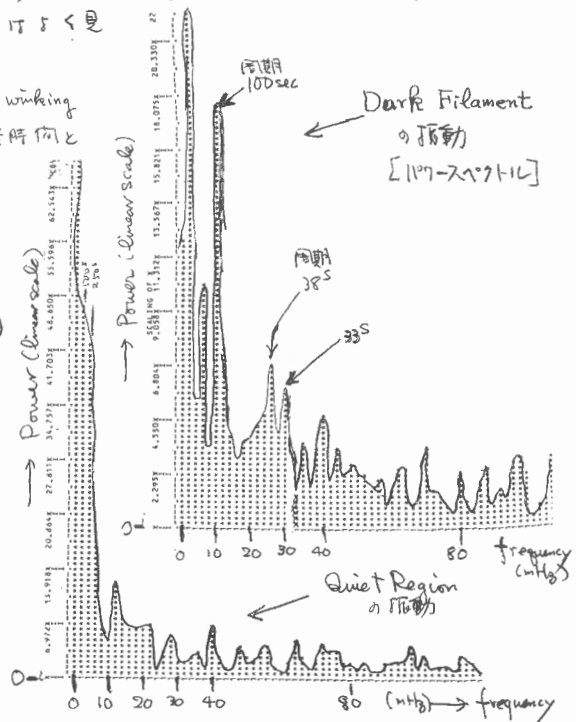
[1] Oscillation の観測 —— 予備報告 ——

従来の観測は2つある。Line外では Landman et al (ApJ 21, 886, 1979) が、 O_3 の振動として強度は30分, lineの幅とshiftは20分の同周期的(一回のみ)な運動を見出ししている(スワフトル観測)。Disk内の観測では, Malherbe et al (AA 103, 124, 1981) が P. Mein の subtractive spectrograph で、H α による line of sight vel. ± 720 s 向, 30s 間隔で2次元の領域について測り、dark filament の中は周囲に比べて振動が殆んどない結論としている。Power spectrum をみると、dark fil. の中に約 200 ~ 300 s の component があるようにみえるが、周囲からの流れ込み(やはり 200 ~ 300 s の向に max power あり)のことを考えて否定的な結論にしているのではないかと思われる。

岡山マグネトグラフの使い初めとして、Oct 29, 1982 に CaK_3 により dark filament の oscillation を測る試みを行った (1st order, no filter, 300 μ m mask, HV=1050V)。積分時間は 2s, 500s 間 darkest point に固定して測り(狭く $11'' \times 0.6''$)、引続ぎ同じ時間だけ周囲の quiet region を測た。結果を power spectrum として表わすと下の図のようになる。quiet region と異なる点、約 100s 及び、30 ~ 40s に 10⁻⁷ 外集中して見ることである。1 回限りの観測なので、今後続ける予定である。なお、5250 Å で光球をみると、5分振動はよく見えていた。

従来、plane に於て遠方の dark filament の winking が観測され、周期として 10 ~ 50 分、減衰時間として 6 ~ 26 分が得られ、その説明として復元力と magnetic tension と考えて垂直方向の振動 (Hyder, ZAp 63, 78 '66)・水平方向の振動 (Kleczek & Kuperus, SP 5, 72 '69) が論じられた。

いまのみにせよ周期は $P \sim L/v_A$ ($v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$) となり $v_A = 35$ km/s ($B = 5G, n_H = 10^{17}$) とすれば $P = 20$ 分のためには、 $L = 4$ 万 km となり prom. 全体が振動していることと consistent になる。今回得られた $P = 100s, 30-40s$ から L を求めると、3500 km, \pm $v = 1000-1400$ km となり、dark filament の中の個々の fibril が mag. tension を生じているが、又は prom. の幅が tension を生じさせているか、あるいは狭い話ではない。なお音速は約 10 km/s であり、復元力には効いていないと思われる。



[2] Prominence Material は 不斷に 落下しつゝあるか？

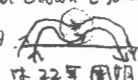
昔の観測には Rudolph (1934), Newton (1935) があり、近年では Maltby (SP 46, 199), Kubota (1980, Japan-France Seminar on Solar Phys., p178) 等で、few km/s で upward と downward motion が入り乱れてゐるといふ結果に就てゐる。dark filament の edge で其 velocity は大抵のことがある。

一方、Dunn の Prominence Movie には、大抵 $15-30 \text{ km/s}$ で落下しつゝあると云ふことであるが (Engvold, SP 49, 203, 1976) に、其の各微細構造が分離してみえるとき、bright point が出現すると $2-10 \text{ min}$ 同様にこれを止まりその後 descend するとゐる。微細な filament が垂つてゐるといふは落下運動はよく分らず 10 km/s 以下らしい。その 15 km/s は $H\alpha$ の $\lambda = 0.32 \text{ \AA}$, Zeeman の $\Delta\lambda = 0.19 \text{ \AA}$ である。

disk での観測と limb での観測は異なる点があるといふことであるが、解法は二つあると思われる。一つは limb でみているのを極めて faint で disk では観測しにくからず、 $15-30 \text{ km/s}$ で実際ものが落下し、dense になると 1 km/s 以下に落ちておちり落下すると考へる。もう一つは、limb 上の観測は見かけの運動 (wave 的) と考へた場合である。前者であるならば、pedestal prom. の filament の中心高は 7 万 km で 1500 km 、高は 1 万 km で 400 km (Engvold 同) のため、 $15-30 \text{ km/s} \times (\frac{r}{R})^2 = 1-2 \text{ km/s}$ の落下速度が下層で漸次工れるが、密度が下層程下ること (Felt, PASJ 16, 104, 164: 電子密度の scale height = 21000 km , 全密度の scale height = 17000 km) を考へれば、 $0.03-0.06 \text{ km/s}$ の落下速度となる。いふにせよ、disk でみたとき各場所での velocity の dispersion が大きいので、net に落下しているかどうかを定めるのは極めて難しい。マグネトグラフで繰り返し観測してみるのがよい。ただし、adjacent atmosphere の velocity も、透けて見えてゐるとすれば差引かぬはらばらしいが、ある程度まで $(K_2, H\beta)$ 彩層と比べて落下してゐることからして、彩層がその速度でみて静止してゐるかどうかを推してよく見舞がある。

[3] Prominence の磁場 —— 従来の観測 ——

従来の観測を簡単にまとめておく。Magnetograph には一般に $B_{||}$ 測だけあり、Hanle effect では prom 上で磁場が水平であると仮定すれば、その面内での傾きを測る。両者を用いた結果を与えて有り (Leroy, IAU Colloq 44, 56, 1979), quiescents と actives も $3-8 \text{ G}$ が平均値で、active prom. では大抵 $(50-200 \text{ G})$ ものものがある。③ $H\alpha, D_3, \text{Mint}$ の同じ緯度を与える (参考照)。

④ prom の中の磁場は太陽面に平行らしい。⑤ filament の長軸と磁場の傾きは、active region filament で 15° (磁場の filament に λ 傾いてゐる), polar crown で $30-40^\circ$ 。
⑥ 光球の磁場の向きとの関係は、Kippenhahn-Schlüter 的  である。⑦ 高層程磁場強い。⑧ polar crown の磁場の向きは 22 年周期に於ては、光球磁場の向きと一致してゐる (これは H 工者の

	λ	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$ (Landé no.)
H α	6563	1.045
(H β)	4861	1.048 (Zinn)
H γ	5876	1.11
H δ	4471	1.04
Na D $_1$	5890	1.33
Na D $_2$	5896	1.17
Mg b $_1$	5184	1.75

Lyot の polarization の観測にも考慮に入れてゐる。上記の他に HAO-Sac Peak の軸上 vector magnetograph の新しい D_3 による結果もある (House, Smart, SP 20, 63, 1972) があり、1971 年頃までの詳しい review は、D.M. Rust (AFRL-72-0048, 1972) にある。また、Hanle effect は種々の効果効くので、line の速度が多少しく現在のところ D_3 によることとされてゐる。

上記⑤の関係 (いゝかきると filament は光球の $B_{||}$ の中性線上にあること) 以外に、光球の速度場は prominence の下はゼロに近いといふ再確認は必要ない観測がある (Martens et al, SP 46, 1976)。

[4] 用いた吸収線において偏角が異なる問題 [地球磁場]

磁場測定のプロットはよく知られていることであるが、従来の \$B_{||}\$ の観測で \$H\$ line により 2 度以上の差が出る。我々をマズした理由を思い出したので、Harvey の review (Highlights of Astronomy, Vol 4, Part II, 223-229, 1977, IAU) 等から図のみ示して、覚え書とする。

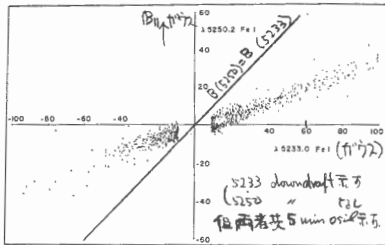
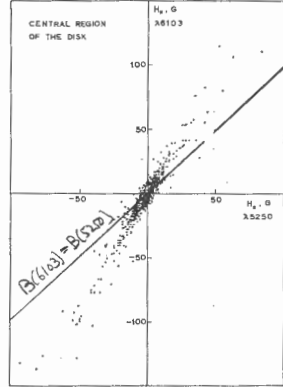


Figure 6. Simultaneous measurements of $B_{||}$ in Gauss with the 5233 and 5250 Å spectrum lines. A systematic discrepancy is obvious. (Harvey and Livingston, 1969)
 上 SP10 283 '69

この discrepancy は
 弱い field では
 消える (Harvey fig 9
 & U. Gopasyuk fig 2b).
 一つの原因: 実際の
 1-2 K 程度の \$g\$ 係
 の不一致が \$B_{||}\$ values
 graph で saturate する



↑ Gopasyuk et al SP21, 307, 1973

Figure 7. Center-to-limb variation of mean discrepancies in measures of $B_{||}$ with pair of spectrum lines at the Mt. Wilson (dashed), the Crimea (solid) and the Kitt Peak (dash-dot) observatories. (Howard and Stenflo, 1972; Praxler and Stenflo, 1972; Gopasyuk et al., 1973)

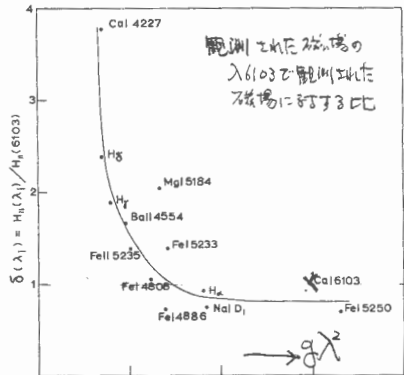
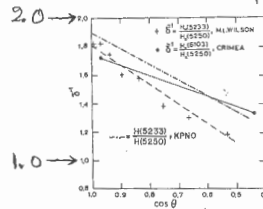


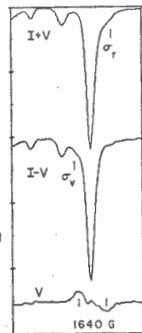
Fig. 3. A plot of the values $\delta(\lambda) = B_{||}(\lambda)/B_{||}(6103)$ versus magnetic sensitivity (g^2 -factor) for the different spectral lines. Through the points a freehand curve has been drawn.
 Gopasyuk et al SP21 307, 1973



(Harvey Fig)

↑ discrepancy of center-limb variation.
 (解法は 1.0: 弱い層で \$B_{||}\$ が飽和するから saturation effect がある, limb では discrepancy が大きい)

6103 Å line は基準とする \$g\$ 係の異なる line 程 \$B_{||}\$ 値が出る. excitation potential とは関係ない. chromosphere とは関係ない.



参考図 (1640 G)

spot 外で \$\sigma\$-comp. が分離された例

Figure 4. The 15648 Å line observed in opposite circular polarizations in a network field element. The difference spectrum at the bottom shows separation of the σ components corresponding to a mean line-of-sight field strength of 1640 G. (Harvey and Hall, 1975) BAAS 7, 459.

↑ 上の図に示した line の表
 * simple triplet
 g Lande factor
 S ≡ $|B_{||}(\lambda)| / |B_{||}(6103)|$ (5233, 5235 は, 上の Harvey の Livingston?) 参照
 ↑ 上の mag. map の表

No.	$\lambda, \text{Å}$	Element	$\chi(\text{eV})$ LEVEL	g	$g\lambda^2$	α	$\Delta\lambda, \text{mÅ}$	N	$\delta(\lambda)$
1	4102 (H β)	H I	10.15	1.06	17.8	1.31	70-170	1	2.38
2	4227*	Ca I	0.00	1.00	17.9	1.31	47-133	2	3.77
3	4340 (H γ)	H I	10.15	1.06	20.0	1.59	60-190	1	1.88
4	4554	Ba II	0.00	1.17	24.2	-	37-104	2	1.66
5	4808*	Fe I	3.24	1.33	30.8	-	31-80	7	1.05
6	4886	Fe I	4.14	1.46	34.9	-	33-78	1	0.72
7	5184	Mg I	2.70	1.25	33.6	1.26	36-104	4	2.04
8	5233	Fe I	2.93	1.30	35.6	-	75-250	-	1.38
9	5235	Fe II	3.21	0.93	25.5	-	-	-	1.38
10	5250*	Fe I	0.12	3.00	82.7	0.86	28-90	21	0.69
11	5896 (D $_1$)	Na I	0.00	1.33	46.2	1.06	80-230	3	0.74
12	6103*	Ca I	1.87	2.00	74.5	0.90	42-139	-	1.00
13	6563 (H α)	H I	10.15	1.05	45.2	1.18	250-500	18	0.92

Wide-Band Polarization による黒点活動の診断

牧田 貢 (東京天文台)

5250 Å を中心とした 15 Å 中で黒点の偏光を測定した。円偏光については吸収プロフィールが波長に関して反対称なので積分した効果は円偏光を打ち消すはずである。ところが観測では円偏光が検出される (Illing et al 1974)。これを説明するためには短波長と長波長側の σ 成分が各々別々の saturation effect を受けなければならない。考えられる唯一の原因は物質の流れの深さ変化によるスペクトル線の非対称である。

オ1図は岡山での wide-band とスペ

クトル線

wing での

観測、及び

Meudon の

マグネトグラ

ラムを同一

の黒点につ

いて、く

らべたも

のである。

最も奇妙な

黒点は neutral line ($H_{||} = 0$)

の上で wide-band 円偏光が存

在し、しかも直線偏光の強さと

良い相関を示していること

である。いいかえれば円偏光

など生ずるはずもない trans-

verse field のところに最も

強く wide-band 円偏光が検出

されている。このような観測

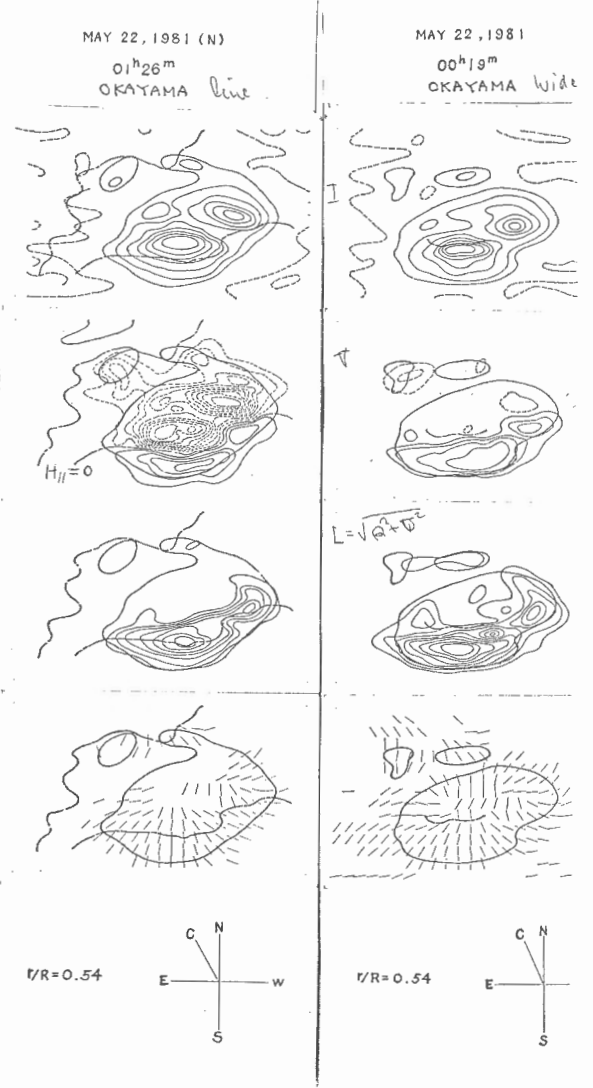
例は特殊ではなく、現在までの

数十例から一般的な現象であ

ると思われる。直線偏光から

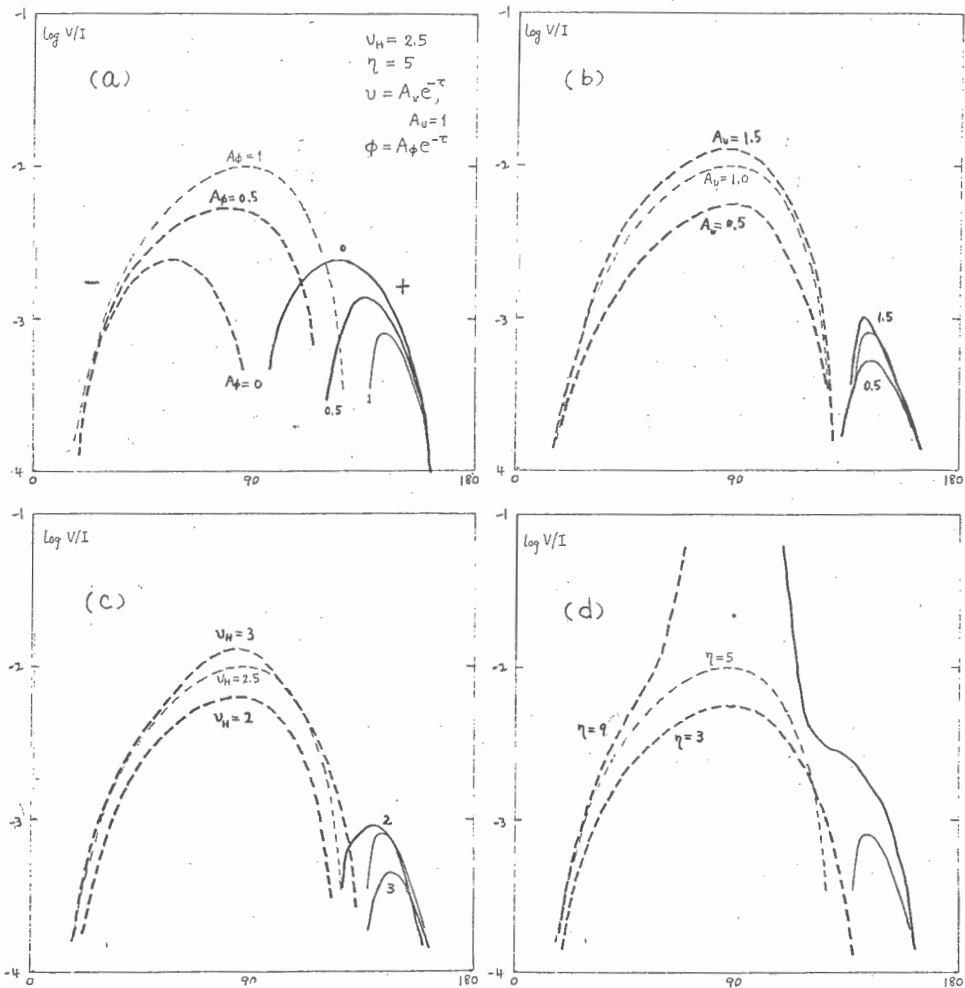
円偏光をつくり出すには

(オ1図)



magneto-optical effect があるが、これを妨がすためには、ちょうど結晶軸に対して直線偏光面を傾けて入れなければ円偏光が生じないように、結晶軸に当る磁場を見通しに対して傾けてやらなければならない。オ2図aは簡単な大気モデルでその効果を磁場の傾きに対して示したもので、速度勾配効果 ($A_v \neq 0$) のみの時には transverse field で円偏光のなかったものが、傾き ($A_\phi \neq 0$) と共に生じてくる。このようにして生じた円偏光は高分散スペクトルで検出されるべきであるが、量が小さく且ドップラー中程度の鋭い波長依存性のため検出は容易ではない。従来のマグネトグラフの観測では充分広い波長中で積分を行っているのでこの影響は打ち消されて、たとえば neutral line の場所が大きく移り変ると

(オ2図)



いうことはないと思われる。

モデル数値計算のパラメーターとしては、磁場の方位角 (ϕ) のほかに、視線速度 (v)、スペクトル線強度 (τ)、磁場の強さ (B_H) がある。それらの影響をオ 2 図 b, c, d にオ 2 図 a の標準状態からのずれとして示す。2b は速度勾配がきついほど偏光度の高いことを示している。2c は磁場が強いほど偏光度が大きく、且逆極性の領域が磁場の逆向きの方向にくりこんでいる。このことは 2a のぬいれの場合と同様に黒点の太陽縁側に異った極性の wide-band 円偏光が見られないうことと関連してくる。3d はスペクトル線の強さとの関係であるが磁場の傾き 90° のあたりに不安定があってこの計算がまちがいを含んでいそうである。しかし、強い線になると共に表面しか見ないのでぬいれの効果が小さくなり、傾き 90° をはさんで極性が逆転するという性質は表わしているように思う。従って黒点の wide band 偏光の継続観測から上記 4 個のパラメーター、特に、速度勾配やぬいれの変化を知ることができたら大へん有意義なことと思う。

参考文献

1. R.M.E. Illing, D.A. Landman and D.L. Mickey, 1974~75, *Astron. Astrophys.*, 35 327, 37 97, 41 183
2. J.M. Beckers, 1969, *Solar Phys.* 9 372. (使用した式にまちがひあり)
3. M. Makita, 1980, *Japan-France Seminar on Solar Physics*, p.99.

電波観測からマフネトグラムに期待したいこと

東京天文台・野辺山太陽電波観測所 中島 弘

I. はじめに.

マイクロ波観測の立場から、マフネトグラムに対する期待を書いてみたい。

太陽からのマイクロ波放射の杆構として、静かな太陽からは磁場の影響を受けて熱的放射が主であるが、S-成分(活動領域)になると Gyroresonance Absorption が主となり、P-成分になると synchrotron 放射が主となる放射杆構となる。即ち、S-成分、P-成分からのマイクロ波放射の強さと偏波率は、マイクロ波放射が發生しているコロナの磁場の影響を強く反映している。

マイクロ波観測の利点の一つは、コロナの磁場の状態を推定することが可能であることである。マイクロ波観測によって得られたコロナの磁場と、マフネトグラムによって得られた地球近辺の磁場の対応から、我々は太陽フレアに伴う磁場配置の下にエネルギーをたぐエネルギーを解放しているかといふ問題を立体的に明らかにすることができよう。

マイクロ波観測のもう一つの利点は、その放射域の磁場の強さの程度によって、数 10 KeV - 数 MeV の範囲の電子の振舞を明らかにすることができるとである。マイクロ波放射域が比較的高いコロナの中にある場合には、弱い磁場に対応して MeV 領域の粒子の生成についての場所と構造の情報を、マイクロ波観測は与えることができよう。

以上のように、マイクロ波観測とマフネトグラムによる観測との間に首尾よく対応がつかない場合には、マイクロ波観測が 10" 以下の角分解能をもつ二次之像であることが極めて重要と思われる。その意味では、現在日本の太陽電波カルーザで進められている大型太陽電波写真儀*の将来計画が実現した時こそ、マフネトグラムの観測も一層重要性を増すと思われる。

この報告では、最近の VLA (Very Large Array) 全体による観測の中から、将来の太陽電波とマフネトグラムの共同観測の芽を存する上での例をとりあげてみる。VLA による太陽観測は、時間分解能 10 秒で 1 秒角以内の二次之像が得られる。視野が狭くフーリエ成分のサンプリングが少ない、大きな P-成分では受信機がサチツてしまう、較正に問題があるなど、等の問題があるが、ここにはその主には立ち入らないで、今後の研究の動向をたぐるという意味でとりあげた。

* 大型太陽電波写真儀; 短波 24 x 一トル波帯 (17 GHz and/or 35 GHz) で 10" 角以下・二次之、時間分解能 1 秒、左右両偏波受信、アテナ数約 200 台。

II. 最近の観測から

1. S-成分の観測

図-1は、VLAによる5 GHzの観測(大まな黒円)とSMM衛星によるSoft X-Ray Line Emissionの観測(太い実線)とで、キットピローの2次元マップのcontourは $\pm 0.1, \pm 0.3, \pm 0.7, \pm 1.1, \pm 1.6, \pm 2.1$ K Gauss)に重ね合わせたもの(Schmahel et al., 1982)。

斜線を施した部分に注目すると、この部分には強い2次元波とX-Rayの放射が伴っており、一方地球には強い磁場がない。

Soft X-Ray Lineの観測からは $T_e = 2.7 \times 10^6$ K, $N_e V = 1.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ の値が求まる。対応する5 GHzの観測からは、 $T_B = 2-3 \times 10^6$ K であるから、この部分の電波源は5 GHzの光学の厚くなく水素H α の厚い。上記Soft X-Rayの値からFree-Freeによる光学の厚さを計算すると0.3であるから、5 GHzの2次元波放射の大部分はGyroresonance absorptionにより説明されることはならない。

3rd Harmonics²⁾のGyroresonanceが知られているとして、この電波源の磁場の強さは600 Gauss程度である。 $T_B = 2-3 \times 10^6$ K から、電波源の高さはTransition Regionより高い層で2000 km以上となる。2次元波の強さは地球面磁場のPotential Field又はForce-Free Fieldの仮定を用いて2次元磁場を計算した結果、この磁場は600 Gaussより弱く小さい。このことから、著者は、この中に600 Gauss程度の磁場を作る電流の流れがあるはずだと推論している。

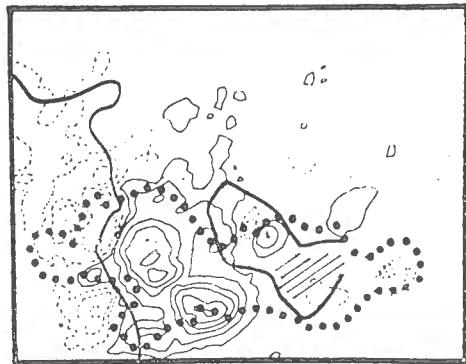


図-1

2. Preflare Activities の観測

また、爆発しようとするフレア-前の活動領域の状態を詳しく観測することは、フレア-解放の機構を研究する上で重要である。White-Light TransientやEruptive Prominenceがフレア-の発生直前に観測されていることはよく知られているが、SkylabのSoft X-Rayの解析等ではまだ確定的証拠はない。

Kai et al. (1982) は野辺山の17 GHz干渉計のデータを統計的に解析した結果を報告している。1978年9月から1979年12月までの観測データを10 sfu以上の1-2 sfu 100 個をとりあげ、その内訳を調べてみると、

- (i) 約25%の1-2 sfu X線1-2 sfu あり前に極めて弱い1-2

ト (偏波率は比較的高い) に伴われていた (図-2 にその例を示す),

(ii) X 線心-2 トは、極めて弱いバーストの 10 分から 35 分後に発生していき、と述べている。

Preflare Activities の正体は何だろうか。この点に関して、Kundu et al. (1982) の VLA の観測は興味深い。

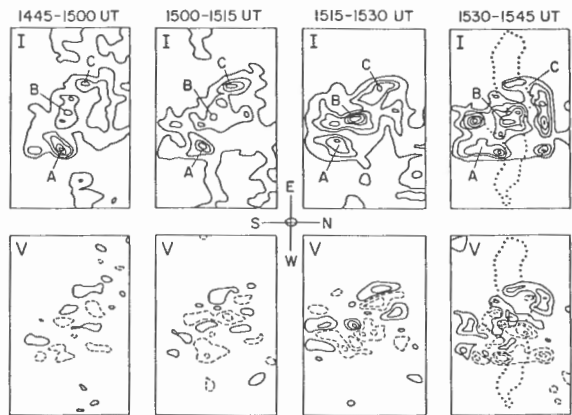
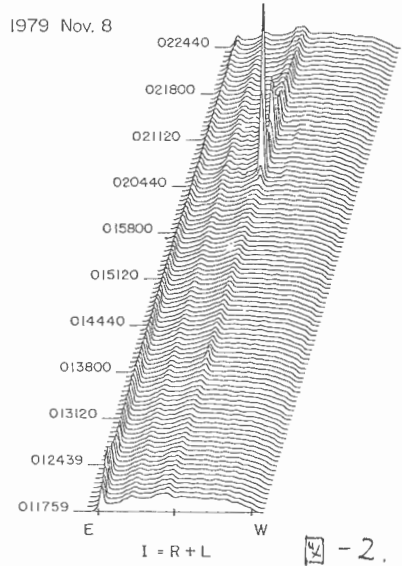
図-3 は、1980 年 6 月 25 日の 15:50 UT に始った心-2 トの、前約 1 時間の活動領域の変化を 5 GHz で観測したものである。I と V の図は、それぞれ左右円偏波の和と差の成分に対応している (Contour は最初の level の 10^6 K, その後 2×10^6 K の割合)。V に示した実線と破線は、互いに逆の偏波を示す。15:30-15:45 UT の図の点線部分は、120 秒にわたる心-2 トの広がりを示す。

著者達の推定していることは、(i) 心-2 トのあとに 1 時間前には中心に $6-9 \times 10^6$ K (図-3 の A, B, C 成分) の電波源が存在した (Bipolar 構造を示す), (ii) 時間とともに偏波率強度と構造が変化すること、(iii) B 成分に注目すると、偏波率が時間とともに高くなり、心-2 トの直前には 40-80% の偏波率をもつ新しい電波源が出現し、驚いたことは B の中心付近では偏波の向きが逆転した、ことである。この変化は、Emerging Flux に対応している (Tajiri) と結論している。

このよう観測には S/N の良いターゲットをこの同時観測が必要である。

3. フレア - 観測

(1) 最近の Hinotori 衛星搭載の SXT 及び 35 GHz での計測の観測によれば、



Extended Burst はループの頂上から起ることを確かめようとする。インパルスバーストはここから放射場所かは今後の問題である。

Hoyng et al. (1982) が, SMM の Hand X-Ray Imaging (カウント数が少なく、あまり S/N 比はよくない) と VLA (15 GHz) との数を同一時間観測のうちの、インパルスバーストの1例を報告している。

図-4 の左側の図は, VLA の像 (20% のレベル) と, HXIS の像のうちの3つの Pixel A, T, B と, マグネトグラフから磁気中性線を示したものである。右側の図は 16-30 keV の HXIS の像であり, 数字は各々の Pixel (8" x 16" 角) のカウント数を示している。彼等はこの観測から, マグネトグラフはループの頂上の一部のみが輝いており, X-Ray では根本の部分のみが輝いている, と述べている。

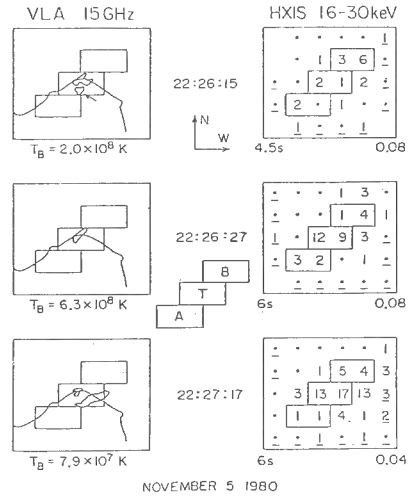
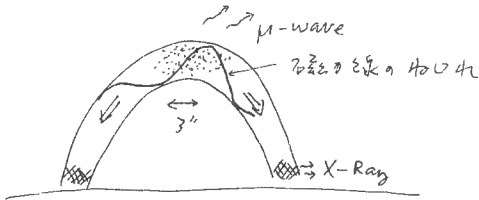


図-4.



マグネトグラフ電波源は, X-Ray と比べてかなり小さく, 電波源の両端には高い(互いに逆の)偏波率を示す(磁気中性線の上では偏波率=0)のは, ループの磁気線がわきわき起るためだと説明している。

このような観測の場合には, 地球面磁場の観測から予想されるコロナ磁場の構造と比較することはできず, 結論はもっと確実なものとなる。

(2) 図-5 は, 1981年4月1日に起こった大バーストを17GHzで観測したもので, 左側の図は各々の強度と偏波の東西分布を次の時刻々々にも重ねて示したものである。偏波分布 (V) の明さその27-11は強度分布 (I) の27-11の2倍である。一旦して明らかになるに, マグネトグラフ電波源は時刻々々にも西へ動く電波源と(動する方向は上昇部の結果と解することはできず), 偏波率大きく急速に明るさを増減させるインパルス電波源とが存在している。図-6 は, この二種類の電波源の各々のピークを明らしたとき, Hinotani 衛星による観測された Hand X-Ray 及び γ -Ray との時間^差比較したものである。東側のインパルス

この電波源は Hard X-Ray だ、西側の動く電波源は γ -Ray の時間変化とよく似ている。即ち MeV 領域のエネルギーを持つ電子は、上昇運動を電子場所に存在していることを示している。もしも、この電波観測が二次電磁波なら、この電波源は加速された電子が放射した電磁波だと仮定して、相対論的エネルギーを持つ電子の加速メカニズムを推定する。多くは電場による加速だと考えられる。

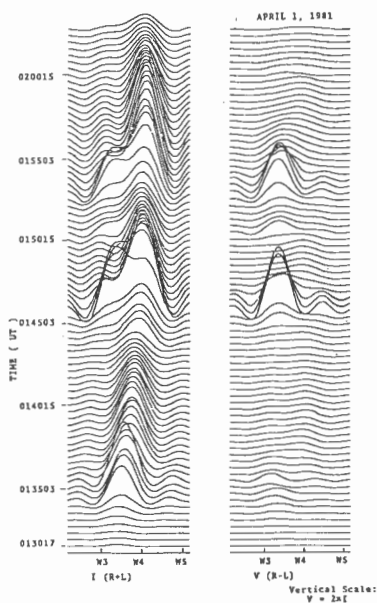


図 - 5.

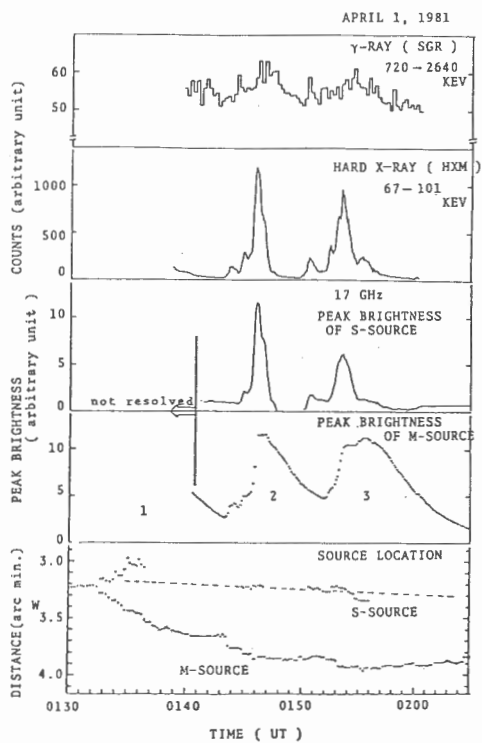


図 - 6.

III. まとめ.

II の観測例を参考に、この観測の要求としては次のような条件に付く必要がある。

(1) 分解能(空間)は悪くない、一日一枚の太陽全面の電波観測が望ましい。ハートは活動領域の位置がわかる。

(2) ハートの構造の変化や電波観測の時間変化を比較することが重要なので、特定の活動領域に対する電波干渉計と電波観測の共同観測が可能である。

(3) 電波観測の様子と電波観測の位置とを、正確に位置合わせを可

了とは、非常に大印である。マフネトからと正確に対応する H α 全長から
 こと、と同時に正確に方位角を定義したものは H α の太陽全面全長からこと、
 重要なところにはなるが。電波観測による二つの違いは、H α の太陽全面全長 →
 H α の太陽部分全長 → マフネトからとこの順序で観測せられたことか？

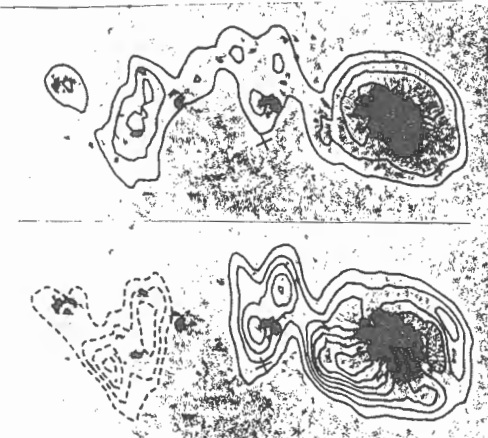
参考文献

Hoing, P., Marsh, K. A., Zirin, H., and Dennis, B. R. 1982, Submitted to ApJ.
 Kai, K., Nakajima, H., and Kosugi, T. 1982, Submitted to Astron.
 Soc. Japan.
 Kundu, M. R., Schmahl, E. J., Velusamy, T., and Vlahos, L. 1982, Astron.
 Astrophys. 108, 188-194.
 Nakajima, H. 1982, Proceeding of US-Japan Seminar.
 Schmahl, E. J., Kundu, M. R., Strong, K. T., Bentley, R. D., Smith, J. B.
 Jr., and Krall, K. R. 1982, Submitted to Solar Physo..

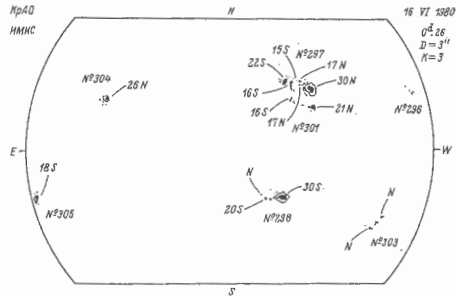
1. 序

光球面及び彩層の磁場は可視領域のスペクトル線のゼーマン効果を利用して測定することができる。又遷移領域では最近 SMMによる紫外領域のスペクトル線 (CIV、1548 Å、10万度K相当) を用いて黒点上空で1100ガウスを得ている (文献1)。磁力線の様子は彩層ではH-alpha線で見えるfibril、遷移領域やコロナでは紫外線・極端紫外線・軟 X線で見えるループ構造によって知ることができる。

電波特にマイクロ波帯では磁気共鳴 (g-r) 放射によって磁場の強さを知ることができる。パーストにおいては高エネルギー電子によってサイクロトロン周波数の数十〜数百倍の高調波が励起される。静穏時の黒点の上空では、サイクロトロン周波数の2倍及び3倍の周波数で g-r 吸収によって光学的に厚くなり、その温度の黒体放射となる。今観測周波数を5GHz (波長6cm) とすると第2高調波の共鳴は900ガウス、第3高調波の共鳴は600ガウスの等ガウス面で発生する。よってマイクロ波で高空間分解能の観測を行えばこの等ガウス面を描くことができる。



第2図. BBS0で撮られたH-alpha off-bandの黒点写真にWSRTで得た波長6cmの電波強度(上)と円偏波(下)を重ねたもの。電波強度は輝度温度50万度K、円偏波は40万度Kの等温線で示してある。

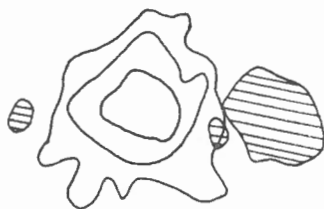


第1図. クリミア天文台で観測された1980年6月16日の黒点とその磁場強度。単位は100ガウス。文献2)より。

2. 観測結果

1980年6月にオランダのWesterborkの超合成型電波望遠鏡 (WSRT) を用いて波長6cmで太陽活動領域を観測した。その中6月16日のHale Region 16898 (AR2502) の先行黒点は直径が4万km (約1分角) もある大きな黒点で、比較的対称性がよく、光球磁場が3000ガウスであった。電波望遠鏡の空間分解能は東西4秒角南北10秒角で黒点の大きさより十分小さく、電波源の構造を分解することができる。観測は強度と円偏波で行ない、12時間の観測によって1枚ずつ得た。第1図にクリミア天文台で観測された6月16日の黒点スケッチと磁場を示す。電波で観測した黒点群は図の中のNo.297である。第2図にはBig Bear太陽観測所 (BBS0) で撮られた黒点の写真にWSRTで得た電波強度と円偏波を重ねてある。電波強度は輝度温度50万度K、偏波は40万度Kのステップの等温線で示してある。大きな先行黒点に伴った電波源は半暗部の外縁とはほぼ同じ拡がりをもっており、電波強度のピークは2百万度に達している。偏波の分布では、太陽面中心側と反対の太陽周辺側で強く100%近い偏波率を示し、その間に三日月形の落ち込み (5%以下) が見られる。

活動領域に伴なった電波源は S成分と呼ばれ、放射機構としては、熱制動 (f-r) 放射と強い磁場のもとでの熱電子による磁気共鳴 (g-r) 放射が上げられる。f-r 放射は高密度のプラズマにおいて有効である。コロナ中であれば軟X線で観測される。SMM衛星の軟X線観測装置XRPの Ne IX (13.45Å) の輝線 (350万度Kに相当) によるこの活動領域の観測によると、放射は先行黒点と後行黒点群の間に拡がっており (第3図)、先行黒点の上からの放射はみられない。この観測から黒点上空コロナでの電子密度は 10^9 cm^{-3} 以下であることがわかる。よって黒点上空からの電波放射は大部分g-r放射と考えられる。

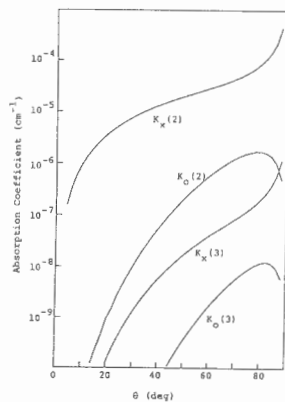


第3図. SMM衛星の軟X線観測装置XRPによるNe IXの輝線 (13.45 Å, 350万度K相当) の強度分布。斜線は黒点を示す。文献3)より。

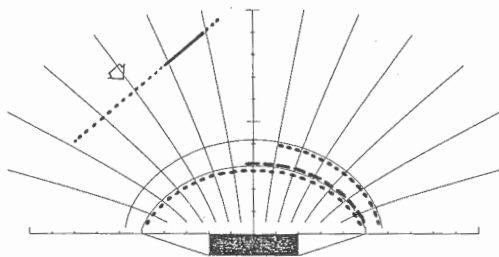
3. 磁気共鳴 (g-r) 放射

観測周波数がサイクロトロン周波数の2倍及び3倍になるところでは急激に吸収係数が大きくなり、光学的に厚くなってそこからの黒体放射が観測される。これがコロナ中であれば2百万度の電波輝度温度が観測されることになる。放射領域の厚さは磁場変化のスケールの数%以下である。吸収係数は温度・密度等にもよるが、電波の伝搬方向と磁力線のなす角に非常に敏感である。第4図に、波長6cm、温度2百万度、密度 10^8 cm^{-3} における第2、第3高調波での異常波と正常波の吸収係数を伝搬方向と磁力線のなす角の関数として示した。6月16日の先行黒点は比較的良好な対称性を示しているため、光球面で軸対称の磁場分布を仮定し、ポテンシャル磁場の仮定

のもとに、Schmidtの方法で上空の磁場を計算した結果が第5図である。光球面での磁場強度及び磁力線の天頂角分布は黒点中心からの距離の関数として、文献4)のモデルBを採用した。光球面の黒点中心の磁場強度はクリミア天文台の測定 (第1図) より3000 Gaussとし、第5図には900 Gaussと600 Gaussの等Gauss面の断面と磁力線が示してある。16日における黒点の太陽面中心からの離角は40度であるから、第5図を天頂角40度の方向から観測していることになる。第4図で示した吸収係数を用いて各共鳴層での正常波と異常波の光学的厚さを計算し、1を越えた部分を第5図の各層に示してある。異常波は点線で、正常波は破線で示した。この図より、手前 (太陽中心方向) の部分とりム側の一部に強い偏波を示す部分があり、その間に偏波の落ち込みがあることがわかる。これは観測された円偏波分布 (第6図) によく一致しており、大きな黒点に伴なった電波源が磁気共鳴吸収によるものであり、又黒点上空磁場が第5図に示されたような分布をしていることを示している。



第4図. 波長6cm (周波数5GHz)、温度2百万度、密度 10^8 cm^{-3} における第2、第3高調波の異常波 (X) と正常波 (O) の吸収係数を磁力線と伝搬方向とのなす角の関数として示す。



第5図. 文献4)のモデルBの黒点磁場分布よりSchmidt法で求めた黒点上空の磁場、光球面の黒点中心磁場を3000ガウスとし、900ガウスと600ガウスの等ガウス面の断面と磁力線を示す。又各等ガウス面において光学的厚さが1を越える部分を点線(異常波)と破線(正常波)で示す。

4. まとめ

以上1980年6月16日のWSRTによる波長6 cmの電波強度と円偏波分布の観測と、黒点のモデル磁場を用いた上空の磁場の計算から、波長6 cmの放射が600ガウスと900ガウスの等ガウス面から磁気共鳴吸収によって放射されたものであることがわかった。この黒点は比較的単純な構造をしていたため黒点のモデル磁場を用いることができたが、複雑な構造をした黒点ではそれぞれの黒点磁場を測定する必要がある。複雑な構造をした黒点は変化が活発でWSRTのような12時間かけて1枚の電波像を得るような装置には向かない。又構造が複雑な電波源の観測には合成ビームのサイドローブが小さいもの、すなわちアンテナが密に並んだ干渉計が必要となる。これらの点で現在国内の太陽電波グループが計画している「大型太陽電波写真真儀」が期待される。大規模なフレアを起す複雑な黒点群に伴った電波源構造及びその変化から、コロナ中の磁場の構造及びその変化をとらえることができる。



第6図. WSRTで観測した円偏波分布。輝度温度40万度Kの等温線で、実線は右回り、点線は左回り偏波を示す。

参考文献

- 1) Tadberg-Hanssen, E. et al. : 1981, *Astrophys. J.*, 244, L127-L132.
- 2) Solar Data Bulletin No.6, 1980, Main Astronomical Observatory, Academy of Science of the USSR.
- 3) Shibasaki, K. et al. : 1983 submitted to *Solar Phys.*
- 4) Gokhale, M.H., and Zwaan, C. : 1972, *Solar Phys.* 26, 52.