

光球面磁場データによる太陽フレア解析

山本 哲也

〈名古屋大学 太陽地球環境研究所 〒464-8601 愛知県名古屋市長不老町〉

e-mail: tyamamot@stelab.nagoya-u.ac.jp

太陽フレアなど、多くの太陽活動現象のエネルギー源は磁場である。そのため、世界中で光球面磁場の観測が精力的に行われてきた。一方、フレアを定量的に理解するための磁場データの解析研究はそれほど進展していなかった。本稿では、太陽フレア望遠鏡（国立天文台、三鷹キャンパス）の磁場データ解析から得た結果を紹介する；(1)太陽フレアの特徴的パラメータと、太陽光球面の磁場パラメータとの相関関係；(2)光球面の磁場パラメータを用いた、フレアの軟X線光度曲線の再現。

1. 序 章

1.1 太陽フレア

これまで多くの解説記事で説明されてきたように、太陽フレアは太陽系内最大のエネルギー解放現象である。大規模な太陽フレアでは、その解放エネルギーが 10^{22} - 10^{25} Jに達する。Galileoが太陽表面に黒点を発見し¹⁾、Carringtonが黒点上空の発光現象（太陽フレア）を発見し²⁾、Haleが黒点中の強い磁場（ $\sim 3,000$ G）を発見した³⁾。このような歴史的経緯のもと、太陽フレアのエネルギー源は磁場エネルギーであると推測されてきた⁴⁾。

以前の太陽フレアの問題の一つは、10分程度のタイムスケールで膨大なエネルギーを解放するエネルギー解放機構であった。1960年代、ParkerやPetscheckにより、磁気リコネクションによる磁気エネルギー解放機構が提唱された。1990年代以降、「ようこう」、「SoHO」などの衛星の軟X線・極紫外線観測により、磁気リコネクションに関する観測的証拠が次々と得られ、磁気リコネクションの数値計算結果と比較された⁵⁾。一方、磁場強度とフレアについての観測的研究は

それほど盛んではなかった。本研究の動機は、磁場データ（以下、マグネトグラム）から得られるパラメータとフレアの基本的な関係を調べることである。

磁場観測については、1950年代にBabcockが偏光測定からのマグネトグラム取得を実用化し⁶⁾、精度の高い磁場観測を可能にした。以降、分光観測、フィルター観測による光球面磁場の観測が、世界中の観測所で盛んに行われた。次に、国立天文台（三鷹キャンパス）の太陽フレア望遠鏡⁷⁾について紹介する。

1.2 太陽フレア望遠鏡

太陽フレア望遠鏡は、その名のとおりに、太陽フレアのエネルギー解放機構の解明が目的である。4連の望遠鏡（口径 $25\text{ cm} \times 2, 15\text{ cm} \times 2$ ）のフィルター観測により、活動領域の白色光画像、 $H\alpha$ 線画像、マグネトグラム、ドップラーグラムを同時に観測することができる。1992年の観測開始後、1995年より定常観測が行われてきた。図1に、太陽フレア望遠鏡で取得されたマグネトグラムの1例を載せる。

太陽フレア望遠鏡のマグネトグラムの特色の一つは、水平方向磁場（図1の矢印）を観測できる

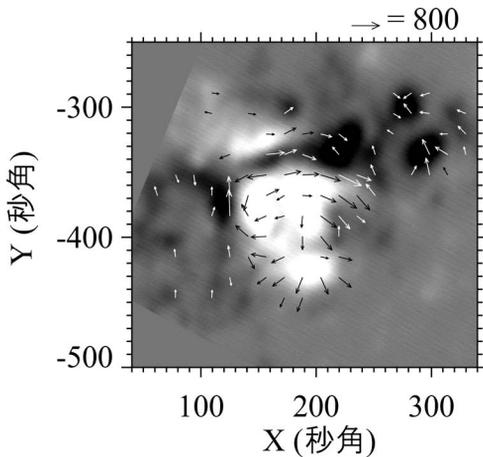


図1 活動領域10486のマグネトグラム (2003年10月30日午前2時45分観測). 背景場は視線方向の磁場強度 (白が正極, 黒が負極) を示す. 矢印は視線方向に垂直な磁場成分を示す (単位はG). 矢印は17秒角 (arcsec) ごとに表示 (1秒角~725 km).

ことである. 水平方向磁場が重要な理由は, 水平方向磁場と, 視線方向磁場から計算されるポテンシャル磁場により, 水平方向磁場の歪み (磁気シア) が測定可能だからである. この磁気シアの総和が, 太陽フレアのエネルギー源となる磁場の自由エネルギーとなる. 磁気シア強度 (B_{sh}) は以下のように定義される.

$$B_{sh} = \frac{(B_t - B_p) \cdot A_p}{|A_p|} \quad (1)$$

B_t は水平方向磁場 (x, y 成分), B_p はポテンシャル磁場の水平方向成分, A_p は視線方向磁場 (z 成分) から求めたベクトルポテンシャルである.

別稿において, 磁場のねじれ (磁気ヘリシティー) を説明した. 磁気シアも磁気ヘリシティーもポテンシャル磁場から歪んだ磁場成分を示す. 本稿と別稿における数式が示すように, 磁気シアは局所的な歪みであり, 磁気ヘリシティーは磁場の歪みの積み重ねである磁力線の正味のねじれである.

1.3 磁気シアと磁気エネルギー

以下, 磁場の自由エネルギーについて説明す

る. 磁場の自由エネルギーとは, 全空間中の磁気エネルギーと, ポテンシャル磁場のエネルギーとの差である. ポテンシャル磁場は, 正極と負極を最短距離で結ぶ磁力線から構成される. 小学校の教科書などに出てくる, 棒磁石, U字磁石から伸びている磁力線の図を思い浮かべて欲しい. このポテンシャル磁場の特徴の一つは, その磁場エネルギーが取り得るエネルギーの最低状態を示す, ということである (まるで外力を受けていないときのバネのように). したがって, フレアを引き起こすためには, ポテンシャル磁場を歪ませた磁場配置, つまり磁気シアが必要となる.

実際, 磁気シアとフレアの関係を示唆する観測結果は多く報告されている. Hagyardらは, 光球面の磁気シアが強い領域でフレアが発生すると報告している⁸⁾. また, 軟X線で観測した太陽コロナには, シグモイドループと呼ばれる (逆) S字状にねじれたループを示す活動領域がある⁹⁾. コロナ中のプラズマは, 磁気ループに対して平行運動のみが可能である (磁気流体力学における, アルフベンの凍結). そのため, このシグモイドループはコロナ中に蓄積された磁気シアを示すと考えられてきた. Caneldらは, シグモイドループをもつ領域は, もたない領域に比べ, フレアなどの活動度が有意に高いことを報告している¹⁰⁾.

1.4 黒点データによる解析

黒点スケッチは, マグネトグラムよりも観測の歴史が長く, データが豊富にある. Sammisらは, 黒点スケッチの解析結果から, 黒点の最大面積がその黒点上で発生したフレアの最大規模と良い相関関係をもつことを見いだした¹¹⁾. ここでいうフレアの規模とは, GOES衛星で観測された1-8 Åの軟X線フラックスの最大値である. ただし, この相関関係の中でフレアの最大規模は, ある黒点面積に対し2桁程度の幅をもつ.

Sammisらの研究結果は, 太陽物理学者が以前より抱いていた印象, つまり, 「大きな黒点であれば規模の大きなフレアが発生する」ことを定量

的に裏づけた。しかしながら、この研究には改善の余地がある。太陽フレアのエネルギー源は磁場であるが、Sammisらの研究には、黒点の面積のみがパラメーターとして使われており、磁場強度のデータが組み込まれていないからである。この改善のためには、マグネトグラムの解析が必要である。

2. 結 果

以下では、二つの課題について報告する。(1) 光球面磁場とフレアの規模との基本的な相関関係¹²⁾。(2) 得られた光球面磁場を入力変数にした、フレアの包括的理解の進展。(2)については、これまでの理論研究を応用して、GOES光度曲線の再現を試みた¹³⁾。

2.1 磁場パラメーターとフレアパラメーターの相関関係

2.1.1 各活動領域の最大規模フレア

解析した領域は、1997年から2003年までに太陽フレア望遠鏡が観測した20例の活動領域である。これらの領域で発生した最大規模のフレアについて、フレアが発生した領域における磁場パラメーターと、軟X線光度曲線から得られるフレアパラメーターとの相関関係を調べた。

各領域の最大規模のフレアを選んだ理由は、Sammisらの結果において、各領域の最大規模のフレアが、黒点の最大面積と良い相関を示していたからである。ここでの「最大規模フレア」の定義は、そのフレアの軟X線フラックスのピーク値が、同じ領域で発生した最大フレアの軟X線フラックスのピーク値の0.2倍以上であること、とした。各パラメーターについては、磁場パラメーターが、フレアが発生した領域における視線方向磁場強度の平均値と、磁気シア強度の平均値(\bar{B}_{sh})、特徴的長さ(面積の平方根、 L)である。フレアパラメーターは、軟X線フラックスのピーク値(F_X)と増光時間(τ)である。 τ は、 $0.5F_X$ から F_X に増光するまでに要した時間である。

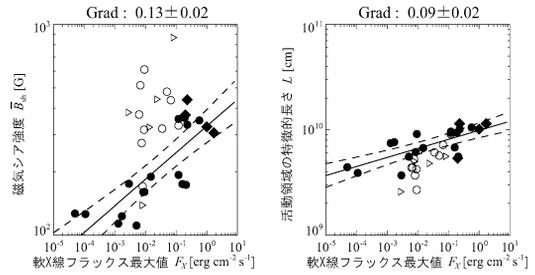


図2 横軸は軟X線フラックスの最大値、左図の縦軸は磁気シア強度、右図の縦軸はフレアが発生した領域の特徴的長さを示す。黒いシンボルは最大規模フレア、白抜きシンボルは小規模フレアを示す。実線と破線は、最大規模フレアについての線形フィッティングの結果。Yamamoto & Sakurai (2009, PASJ 61, 75)の図5を再録。

図2は、一部のパラメーターの分布図である。この図の黒いシンボルが、最大規模フレアである。プロットの結果、 F_X は、磁場パラメーターと良い相関をもつことがわかる。一方、ここに図は載せないが、 τ はほぼ無相関であることが示された。

2.1.2 最大規模フレアと小規模フレア

次に、ある2領域で発生した小規模なフレア(15例)についても相関関係を調べた。図2の白いシンボルが小規模フレアを示す。結果、小規模フレアは、最大規模フレアとは異なる領域に分布することがわかる。しかし、フレアのエネルギー源が磁場であることから、規模の大小に関係なく、エネルギーの次元においては一致した相関関係をもつだろうと推測した。

そこで、光球面の磁気シアとフレア領域の特徴的長さから、擬似的に磁場の自由エネルギー($E_{pht,F}$)を計算し、軟X線フラックスの時間積分値(E_X)と比較した。 $E_{pht,F}$ は次の式から求めた。

$$E_{pht,F} = \frac{\bar{B}_{sh}^2}{8\pi} L^3 \quad (2)$$

図3が、これらのパラメーターの分布図である。図3において、2種類のフレアは一致して帯状に分布している。この結果は、フレアのエネル

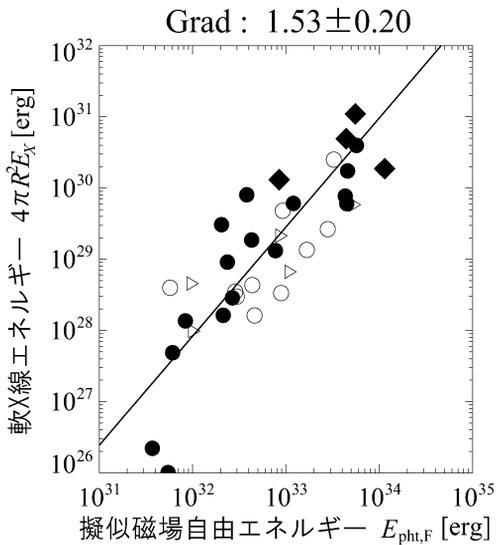


図3 横軸は擬似的に求めた磁場の自由エネルギー、縦軸は1 AUにおける、時間積分した軟X線フラックス。各シンボルの意味は前図と同様。実線は全シンボルについての線形フィッティングの結果。Yamamoto & Sakurai (2009, PASJ 61, 75)の図6を再録。

源である磁気エネルギーとエネルギー解放の結果である軟X線フラックスとの間にある、比例関係を示唆していると考えられる。

2.1.3 フレアの最大規模の予測

また、磁場パラメーターと F_X の相関関係を応用して、発生しうる最大規模フレアの F_X の予測を試みた¹⁴⁾。現在の研究結果からは、フレアの発生領域を予測することは困難なため、一定角度以上の磁気シアをもつ領域の磁場パラメーターを用いた。

回帰分析における予測の同時信頼区間を計算した結果、最大規模のフレアの F_X を、ファクター4程度の誤差で予測できるという結果を得た。次に、2004年以降に発生した4例の最大規模フレアについて、この予測の誤差幅をテストした。3例のフレアの F_X は誤差幅の範囲内であり、残りの1例ではわずかに誤差幅を上回る F_X を示した。

本研究により、ある活動領域で発生しうるフレアの最大規模を、マグネトグラムから定量的に予

測することが可能になった。フレア予測の先行研究については、黒点の形態分類を指標として、過去に発生したフレアの頻度をもとに、ある範囲のフレア規模の発生率を予測する方法がある¹⁵⁾。しかし、これまでの結果だけでは、本格的な太陽フレア予測としては不十分である。太陽フレアの発生時刻、発生場所、規模について、定量的な予測を実施することが現在の目標である。

2.2 軟X線光度曲線の再現

2.2.1 各活動領域の最大規模フレア

マグネトグラムから得られる磁気シア強度を既存の太陽フレアの理論モデルに組み込むため、軟X線光度曲線の再現を試みた。

1991年の科学衛星「ようこう」の打ち上げ以降、観測（データ解析）、数値計算の両面から、太陽フレアに関する研究は大きく進歩した。しかしながら、太陽フレアの象徴的な結果である、軟X線フラックスの再現を試みた研究は数例を数えるのみであり、磁気シア強度を含めた研究は行われていなかった。

本計算では、軟X線フラックスの最大値 (F_X) と増光時間 (τ) を再現するために、いくつかの仮定のもと、二つのフリーパラメーター f_1 , f_2 を求めた。 f_1 は光球面とコロナ中の磁場強度比を表し、 f_2 は磁気リコネクションにおける磁場流入速度のマッハ数を表す。本計算では、フレアループが200本のループ要素から構成されると仮定した。軟X線光度曲線を再現するために、フレアループの構造を単純化し、内側のループから外側のループへと連続してフレアの温度と密度を与え、放射と熱伝導を含む冷却過程を計算した。200本のループの放射フラックスの積算により、軟X線フラックスを求めた。

熱伝導フラックスと放射フラックスの計算のためには、フレアループの空間スケールと、フレアループ中の温度、電子数密度が必要となる。光球とコロナの間の磁束量保存を使うと、磁場強度比 f_1 からフレアループの空間スケールを見積もるこ

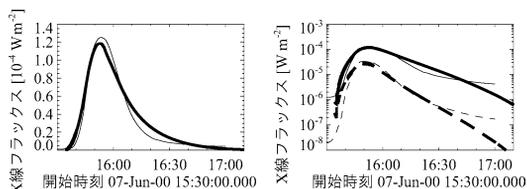


図4 左図, 1-8 Åの軟X線フラックスの観測値(実線)と計算値(太線). 右図, 対数スケールでの表示. 破線と太破線は, 0.5-4 ÅのX線フラックスの観測値と計算値. Yamamoto & Sakurai (2010, PASJ 62, 755)の図5を再録.

とができる. フレアループ中の温度は, 柴田と横山によるフレアループ温度のスケーリング則¹⁶⁾から求めた. このスケーリング則は, 熱伝導とエンタルピーフラックスのバランスから導かれる. フレアループ中の電子数密度は, フレアループ中のガス圧と磁気圧のバランス(プラズマ $\beta=1$)を仮定して求めた.

放射フラックス(放射冷却関数)から1-8 Åの軟X線放射フラックスを計算するために, CHIANTI^{17), 18)}を用いてフレアから放出されるX線スペクトルを計算し, GOES衛星の検出器の感度を考慮した1-8 Åの放射冷却関数を求めた.

上記の計算を, ある範囲の f_1, f_2 について行い, 観測値の F_X と τ を再現する f_1 と f_2 を求めた. 得られた結果の1例が図4である. 軟X線フラックスの特徴をよく再現している. 図4の右パネルでは, 18 Åのみならず, 0.54 Åのフラックスも再現できていることがわかる. このような, 2波長のフラックスの再現は, 平均温度とEmission Measure(密度の2乗と体積の積)についても, よく再現できていることを意味する.

2.2.2 フレアループの縮退速度

今回の計算の結果, これまでのモデルでは説明困難な, フレアループ上空の下降流の速度について説明可能なシナリオを提案することができた. これまでの軟X線, 極紫外線撮像観測によって, 太陽フレアの発生時にフレアループの縮む様子¹⁹⁾や, フレアループ上空からの下降流²⁰⁾の存

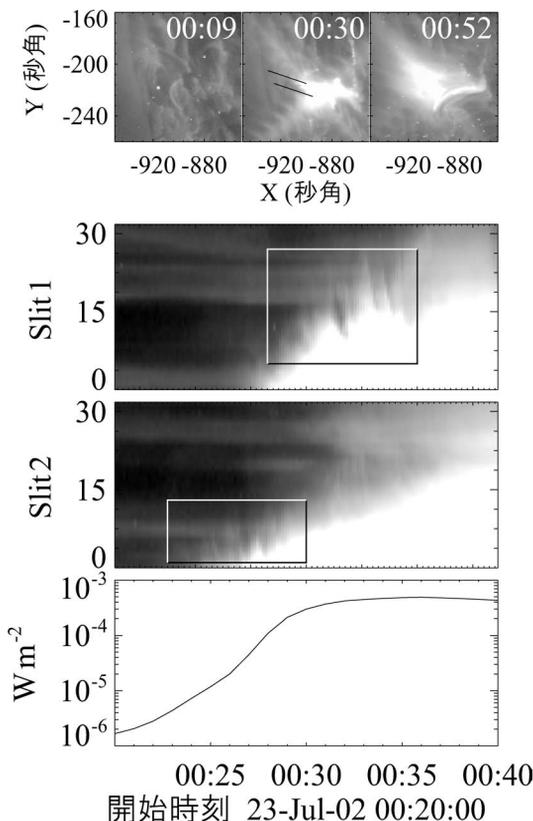


図5 上図, 195 Åの極紫外線画像(TRACE衛星). 00:30の画像の実線は強度分布を測定した二つのスリット(上がSlit 1, 下がSlit 2). 中央の2図, スリット上の強度分布の時間変化. y軸の単位は秒角. 矩形領域内部において, 下降流が顕著である. 下図, 1-8 Åの軟X線フラックスの観測値.

在が報告されてきた. 報告されているループの下降速度, および下降流の速度は, コロナ中の典型的なアルフベン速度($\sim 10^3 \text{ km s}^{-1}$)より1-2桁低い. 図5に, 浅井ら²⁰⁾により解析された下降流の1例を示す. 中央の二つのパネルがスリット上の強度変化を示す. 矩形領域の内部では, ループ上空に明暗構造が存在する. 時間変化を考えると, この明暗構造はループ方向に落ちていくプラズマを示している. これらの下降流の速度は 100 km s^{-1} 程度である.

これらの下降流を説明可能なシナリオは, ガス

圧に支えられたフレアループの収縮，である．本計算の結果，計算中のフレアループの高さはマグネトグラムを境界条件として得られるポテンシャル磁場ループの特徴的高度より高いことがわかった．（一般に，ポテンシャル磁場は，フレアによるエネルギー消費後のフレアループの形状に近いと考えられる．）本計算では，フレアループ中でプラズマ $\beta=1$ を仮定したので，フレアループは磁気リコネクション後にガス圧で支えられているとみなせる．時間の経過とともにフレアループは冷えてガス圧が減少する．結果，フレアループは縮小し，ポテンシャル磁場に近づくと解釈される．おもしろいことに，ループの縮む速度を概算すると，これまでに観測されたループの下降速度，あるいはループ上空の下降流速度と同程度になる．

今回の計算結果からは，ループの下降，およびループ上空の下降流の見え方を説明することはできないが，これらの下降速度をある程度説明できたことは有意義である．近年，観測から得られたマグネトグラムを境界条件とした3次元数値計算が試みられている．これらの計算結果において，フレアループの成長と下降流がどのように関係しているかは非常に興味深い．

3. 太陽フレア望遠鏡の目的達成度

太陽フレア望遠鏡の設立時の目的は，太陽フレアに関するいくつかの疑問を解決することであった．以下，一本による天文月報の記事²¹⁾からの抜粋である．

- Q1. X線や電波で見えるであろうフレアの発生場所は，活動領域のどのような磁場構造と対応しているだろうか？
- Q2. フレアを発生させる最も重要な要因は何だろうか？ 磁場の強さ？ 電流の大きさ？ 電流の集中度？ それらの配置？ 周りとの関係？ 新しい磁力線の浮上？ 成長の速さ？ ……？

Q3. 磁場のねじれはなぜ生じるのか？ 光球のガスの運動が磁力線をねじっていくのだろうか，それとも元々内部でねじられた磁力線が表面に顔を出すのだろうか？

Q4. フレアの前後で磁場の配置にどのような変化が生じるだろうか？ また，それはフレアで解放されたエネルギーをうまく説明するだろうか？

これらの疑問に関するわれわれの理解はどの程度進んだのか？ 太陽フレア望遠鏡の観測結果を含めた研究の進展具合について，私見を以下に述べる．

A1. フレアの発生場所は磁場浮上領域か，磁気シアの強い領域が多い^{22), 23)}．これらは，以前よりフレアが発生しやすいと言われていた，磁気中性線付近や黒点の衝突領域に相当する．

A2. フレアのトリガー機構に関する観測的検証は未決着．現在のフレア（磁気リコネクション）発生のシナリオは2種類に大別される．

(1) 光球面からの磁場，速度場の摂動に起因．(2) 3次元磁場の非平衡状態への発達．今後，これらのシナリオを観測的に検証する研究が必要．

A3. Lekaは，マグネトグラムを丹念に解析して，ある活動領域のねじれた磁場構造の時間変化を報告している²⁴⁾．最近の磁気ヘリシティー入射量の解析結果からは，ダイナモ過程に生成された磁場のねじれと，光球面への浮上後に，光球のガスや対流層中の速度場で継続的に生成されるねじれ，両方の寄与が示唆されている²⁵⁾．

A4. フレアの発生後に（光球面あるいはコロナ中の）磁気シアが減少する観測例⁹⁾がある一方，増加する観測例²⁶⁾もあり，さらなる研究が必要．また，マグネトグラムを境界条件とする，コロナ磁場(Non-linear

force free field)の再現計算が進展している²⁷⁾。これにより、フレア前後のコロナ中の磁気エネルギーを定量的に評価できると期待される。

太陽フレア望遠鏡を含めた観測により、上記三つの問題は理解が進んでいるが、Q2のフレアトリガーの問題に関しては理解が進展していない。これについては、以下の二つの理由が考えられる。(1) フレア(磁気リコネクション)発生については、理論的なシナリオがいくつか提案されている。しかし、観測結果から検証できそうな、フレアの発生を定量的に判断するための理論(仮説)はまだない。(2) 光球面では、粒状斑が5分のタイムスケールで変動している。活動領域の磁気要素は粒状斑の影響を受けているが、5分より十分短いタイムスケールのマグネトグラムについては装置開発が進んでいる。

近年、太陽フレア望遠鏡の観測装置はリニューアルされた²⁸⁾。現在は、以下の三つのデータ取得を実施している。1. 活動領域の光球面偏光フィルター観測(可視光波長)。2. 活動領域の彩層偏光フィルター観測(可視光波長)。3. 太陽全面の光球面偏光分光観測(赤外線波長)。偏光分光観測は、赤外線波長の吸収線を観測対象にしており、可視光域よりも精度の高い磁場観測が可能である。解明を目指す研究課題は、フレア活動に加え、コロナ加熱、ダイナモ活動など、太陽の磁場活動の基本問題である。

4. ま と め

長期にわたって観測された、太陽フレア望遠鏡の磁場データの解析から、太陽フレアと光球面磁場についての基本的な関係を理解することができた。先述のように、光球面の磁場の観測は現在でも盛んに行われているが、太陽磁気活動を理解するためのマグネトグラムの解析研究については、いまだ不十分であるという印象が強い。太陽フレア、コロナ加熱、ダイナモ過程について、今以上

に多くの情報がマグネトグラムから引き出せるはずである。太陽フレア望遠鏡だけでなく、科学衛星ひので、飛騨天文台のSMART望遠鏡、その他の観測所でも多様な磁場観測が実施されている。今後の創造的なマグネトグラム解析研究に期待したい。

以上、お堅い文章になってしまったがご容赦願いたい。いつかは、平山 淳名誉教授の「ペル一日食雑記」²⁹⁾のような、読者を朗らかな気分させる記事を書きたい。

謝 辞

太陽フレア望遠鏡のアイデアを出された故 田中捷雄教授と、桜井 隆教授をはじめとする建設を担当された皆さん、観測当番の皆さんに感謝します。本稿の内容は、筆者の博士論文³⁰⁾の一部を含みます。大学院生時代に指導していただきました国立天文台の桜井教授には、研究と論文作成に関して、重要かつ適切なコメントをいくつもいただきました。また、本稿第3章についてもコメントをいただきました。国立天文台の勝川行雄助教からは本稿について有益なコメントを数多くいただきました。

参考文献

- 1) ガリレイ G. (山田慶児, 谷 泰訳), 1976, 星界の報告 (岩波文庫), 「太陽黒点に関する第二書簡」を併収
- 2) Carrington R. C., 1859, MNRAS 20, 13
- 3) Hale G. E., 1908, ApJ 28, 315
- 4) 桜井 隆, 1995, 天文月報 88, 61
- 5) 柴田一成, 1996, 天文月報 89, 60
- 6) Babcock H. W., 1953, ApJ 118, 387
- 7) Sakurai T., et al., 1995, PASJ 47, 81
- 8) Hagyard M. J., et al., 1984, Sol. Phys. 91, 115
- 9) Sakuri T., et al., 1992, PASJ 44, L123
- 10) Caneld R. C., Hudson H. S., McKenzie D. E., 1999, GRL, 627
- 11) Sammis I., Tang F., Zirin H., 2000, ApJ 540, 583
- 12) Yamamoto T. T., Sakurai T., 2009, PASJ 61, 75
- 13) Yamamoto T. T., Sakurai T., 2010, PASJ 62, 755
- 14) Yamamoto T. T., Sakurai T., 2009, Space Weather 7, S04007
- 15) Gallagher P. T., Moon Y.-J., Wang H., 2002, Sol. Phys. 209, 171
- 16) Shibata K., Yokoyama T., 2002, ApJ 577, 422
- 17) Dere K. P., et al., 1997, A&ApS 125, 149
- 18) Landi E., et al., 2006, ApJS 162, 261
- 19) Reeves K. K., Seaton D. B., Forbes, T. G., 2008, ApJ 675, 868
- 20) Asai A., et al., 2004, ApJL 605, L77
- 21) 一本 潔, 1991, 天文月報 84, 161
- 22) Li H., et al., 2000, PASJ 52, 465
- 23) Li H., et al., 2000, PASJ 52, 483
- 24) Leka K. D., et al., 1996, ApJ 462, 547
- 25) Yamamoto T. T., Sakurai T., 2009, ApJ 698, 928
- 26) Wang H., et al., 1994, ApJ 424, 436
- 27) Schrijver C. J., et al., 2008, ApJ 675, 1637
- 28) 桜井 隆, 2010, 国立天文台ニュース 206, 3, http://www.nao.ac.jp/naojnews/data/nao_news_0206.pdf
- 29) 平山 淳, 1967, 天文月報 60, 30
- 30) 山本哲也, 2007, 博士論文 (東京大学)

Solar Flare Analysis with Magnetic Field Data on the Photosphere

Tetsuya YAMAMOTO

Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa, Nagoya 464-8601, Japan

Abstract: Magnetic fields are energy sources of many solar active phenomena. Observations of magnetic fields on the photosphere have been attempted. On the other hand, analysis of magnetic field data is not so many. In this paper, we report results obtained from analysis of magnetic field data observed by Solar Flare Telescope at Mitaka; (1) correlations between characteristic parameters of solar flares and those of magnetic fields on the photosphere; (2) reproduction of X-ray light curves of solar flares derived from magnetic parameters on the photosphere.