

太陽活動領域の彩層高度での非ポテンシャル磁場の観測



川 畑 佑 典

〈国立天文台 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: kawabata.yusuke@nao.ac.jp

太陽フレアの未解決問題の一つとして、駆動機構の解明が挙げられる。このためには磁場の3次元構造を把握することが重要だが、現状の偏光分光観測で測定できる磁場は、主に太陽表面の光球のみに限られており、太陽大気中の3次元磁場を把握することは難しい。そこで力学的平衡かつ低プラズマβを仮定した非線形フォースフリー磁場外挿という手法がよく用いられている。しかし、この手法では境界条件として与える光球磁場がフォースフリーの仮定を満たしていない点が欠点として指摘されている。本研究ではHe I 1083 nmの偏光分光観測から光球より上空の彩層の磁場を測定することで上空の磁場のねじれ（非ポテンシャル性）を調べた。さらに同時に測定された光球磁場から外挿を行い彩層高度で比較を行なった。両者の違いは水平磁場成分で大きく、偏光観測から得られた彩層磁場の方がより大きなねじれ構造を示した。光球磁場からの外挿モデルがねじれを過小評価する可能性について1例を示し、将来的な彩層磁場を用いた外挿モデルの必要性を提示した。

1. 太陽フレアの駆動機構と観測

1.1 フレア発生と活動領域の3次元構造

太陽フレアは電波からX線に至るまで幅広い波長帯の電磁波が急激に増光する現象として定義され、数千Gの強い磁場を持つ活動領域でしばしば発生する。太陽フレアのエネルギー源は太陽大気に蓄積された磁気エネルギーであり、磁気リコネクションを通して熱・運動エネルギーに変換される。太陽フレアに伴い、太陽大気中のプラズマが大量に宇宙空間に放出されることがあり、コロナ質量放出と呼ばれている。太陽フレアやコロナ質量放出は太陽圏の環境に多大な影響を与えるため、太陽系の環境変動の理解のために非常に重要な研究課題である。

太陽フレアにおける未解決問題の1つとして駆動機構の解明が挙げられる。活動領域が出現してから太陽フレアが発生するまでにはいくつかの段

階が存在する（図1）。①高い磁気エネルギーを持つ、ねじれた磁力線の形成（エネルギー蓄積過程）、②ねじれた磁力線の噴出（駆動過程）、③反平行磁場のつながり（磁気リコネクション）による粒子加速・加熱過程（エネルギー解放過程）。この中で、①の蓄積過程で、コロナの磁場がどう進化することで、②のフレア駆動につながるのか、がこの問題の焦点となる。

近年この駆動機構の候補として考えられているのがトーラス不安定 [1] やキンク不安定 [2] といった磁気流体力学不安定である。トーラス不安定はねじれている磁場の上空の磁場による下向きの力と上向きのフープ力の間で生まれる不安定性であり、磁場Bの鉛直方向の減少率

$$n(z) = -\frac{z}{|B|} \frac{\partial |B|}{\partial z} \tag{1}$$

で評価される。キンク不安定は磁力線のねじれによる不安定性で、磁力線にそったねじれの総量

①ねじれた磁力線の形成 (エネルギー蓄積過程) ②ねじれた磁力線の噴出 (駆動過程) ③磁気リコネクション (解放過程)

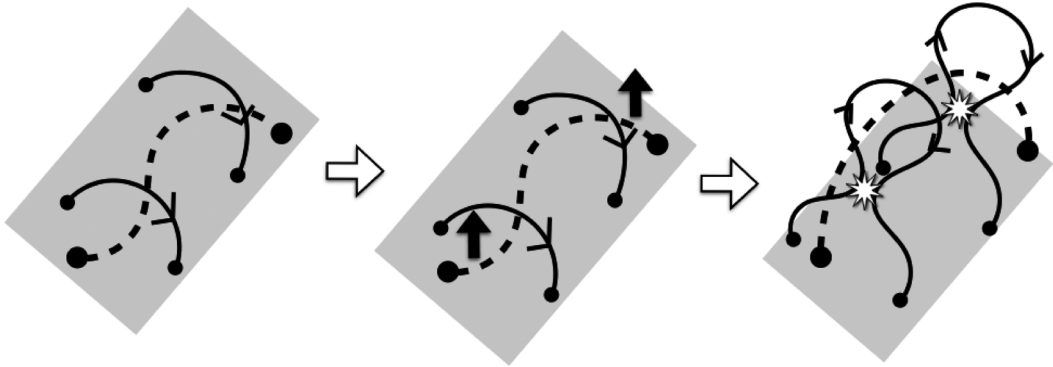


図1 活動領域出現からフレア発生までの過程. ねじれている磁場 (破線) が形成・噴出することで上空の磁場 (実線) を持ち上げて磁気リコネクションを誘発し、太陽フレアを引き起こす。

$$T_w = \frac{1}{4\pi} \int \alpha dl \quad (2)$$

で評価される。αは単位長さあたりのねじれ、lは磁力線にそった長さを示している。両者とも共通するのは、不安定化の条件として、3次元的な磁場構造が重要であるということである。つまりこれらの不安定性をフレアの駆動機構として実証するためには太陽大気磁場を3次元的に測定する必要がある。

1.2 太陽の磁場観測

太陽で磁場を測定する際には主に偏光観測が用いられる。例として図2に太陽観測衛星「ひので」で取得されたFe I 630.2 nmにおける偏光観測のデータを示す。この吸収線は太陽光球面を反映し、光球に磁場が存在する場合、ゼーマン効果により偏光信号が現れる。視線方向に対して平行な磁場が存在する場合は円偏光に信号が生じ、視線方向に対して垂直な磁場が存在すれば直線偏光に信号が生じる。この信号の大きさは輻射輸送方程式に従うため、逆問題を解くことで磁場を導出することができる。

一方で偏光観測から太陽大気の3次元的な構造を得るのは困難である。その理由として上空のコロナではそもそも磁場強度が小さいということ

と、コロナは暗いため磁場導出をするための十分なS/Nを確保することが困難だからである。

2. 3次元磁場外挿モデル

2.1 非線形フォースフリー磁場 (Nonlinear force-free field) 外挿

上記の観測的困難を解決するために、近年では、太陽表面の磁場観測データから上空の磁場を推定する非線形フォースフリー磁場 (Nonlinear force-free field; NLFFF) 外挿が用いられ始めている [3]。NLFFF外挿は、

1. コロナではプラズマに働く力はローレンツ力が支配的、
 2. フレア発生前のプラズマは力学的に平衡状態、
- という二つの仮定から成る。これらから導かれるのは太陽大気ではローレンツ力が0になるという式、

$$j \times B = 0, \quad (3)$$

であり (jは電流、Bは磁場)、マクスウェル方程式の一つである

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (4)$$

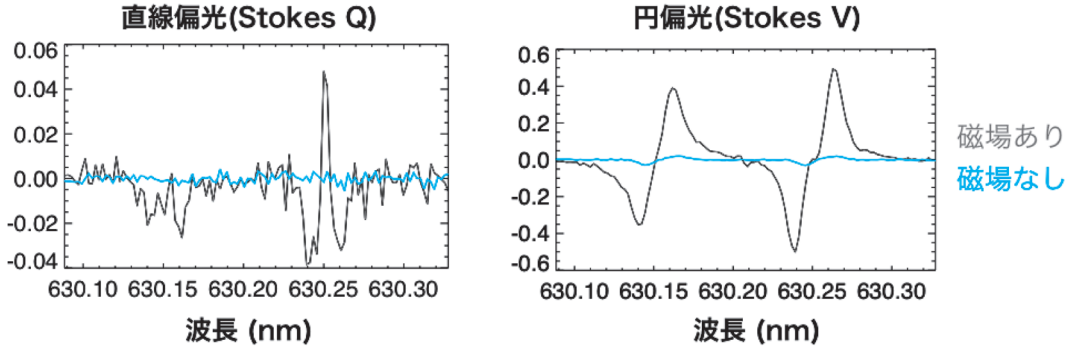


図2 「ひので」による Fe I 630.2 nm の偏光測定。磁場が太陽大気に存在すると偏光信号が現れる。

を加えた二つの式を用いることで上空の磁場を外挿計算する。式 (3) はマクスウェル方程式の $\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j}$ を用いると

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha(x) \mathbf{B}, \tag{5}$$

とも書ける。 α は単位長さあたりの磁場のねじれに対応し、一般には空間座標 x に依存する。 $\alpha = 0$ を仮定すると式 (5) は線形の方程式となり、解析的に解くことが可能になる。このとき磁場は最もエネルギーが低い状態となり、ポテンシャル磁場と呼ばれる。現実でフレアを多発するような活動領域ではポテンシャル磁場の3次元的な構造とは異なるねじれた磁場（非ポテンシャル磁場）を持っていることが多い。このポテンシャル磁場からのエネルギーの差分が太陽フレアのエネルギー源となる。フレア発生前の活動領域では、X線撮像観測によりねじれた磁場構造がよく見られることも知られている [4]。このようにねじれた磁場を計算するために α が空間に依存して値を持つ場合を考えると、式 (5) は非線形となり、解析解は存在せず数値的に解くことになる。そのような磁場は非線形フォースフリー磁場と呼ばれる。この式に太陽表面の観測データを境界条件として与えることで、上空の磁場の外挿が可能になる。

2.2 NLFFF外挿を用いた研究とその弱点

定常的に太陽表面のベクトル磁場を観測することのできる太陽観測衛星「ひので」やSDO衛星

(Solar Dynamics Observatory) の登場により、NLFFF外挿手法を用いた研究が進められてきている。筆者らも「ひので」で観測された光球磁場データに対してNLFFF外挿を適用することで、フレアを引き起こした活動領域の3次元磁場構造を調べる研究を進めてきた [5, 6]。

一方で、NLFFF外挿には欠点が存在する。ローレンツ力が支配的という仮定が、光球では成り立たない可能性があることが指摘されているのである [7]。上空のコロナではガス圧は磁気圧に比べて十分に小さいのに対し、光球では黒点の中心部を除けばガス圧優位となる。活動領域のフォースフリー性を統計的に調べた研究はあるが [8, 9]、光球磁場を用いたフォースフリー磁場が一般に妥当かどうかはまだ結論には至っていない。

3. 彩層磁場の観測

上記で述べたNLFFF外挿の弱点を克服する手段として有望視されているのが、光球より上空の彩層磁場を測定する、というものだ。彩層高度ではプラズマ β (ガス圧/磁気圧) が十分に小さいと考えられているので、彩層磁場を境界条件としてNLFFF計算をすることで、外挿モデルの精度が向上することが期待されている。

3.1 彩層磁場取得の難しさ

しかし彩層磁場情報を偏光観測から取得するた

めには光球と比較していくつかの難点が存在する。まず彩層は光球に比べて磁場の強度が小さくなるため、精度よく磁場を測定するためには、高い偏光測定精度を求められる。次の難点は彩層スペクトル線が持っている高度情報の広さである。例として太陽彩層の観測として有名なH α 線を考えると、吸収線の中心部では彩層高度の情報を持っているが吸収線の端になると光球上部の情報を反映する。つまり輻射輸送方程式の逆問題を解く際に高度に依存した大気モデルを考慮する必要が出てくる。さらに、彩層において多くの原子は非局所熱力学平衡であり、原子準位分布は輻射の影響をうける。つまりボルツマンやサハの式のみでは原子準位分布が決まらず統計平衡の式を解く必要がある。

3.2 He I 1083 nmの観測

筆者は今回彩層磁場を研究する上でHe I 1083 nmのスペクトル線を採用した。He I 1083 nmの吸収線の特徴として遷移の下位の準位 ($2s^3S$) は彩層温度における粒子同士の衝突では形成されず、コロナの紫外線照射を通して形成されるという点がある。したがってコロナからの紫外線が照射される薄い層のみがスペクトル形成に反映される。そのため大気モデルはシンプルな仮定で妥当とな

る。解釈が難しい点としては、ゼーマン効果のみでなく原子偏向やハンレ効果の影響で偏光信号に影響があることが知られている。筆者らはこれらの効果を考慮した上で彩層磁場を導出し、活動領域の非ポテンシャル構造を持った磁場を調べることに挑戦した。

4. 外挿モデルと直接観測の比較

この章では、彩層高度での活動領域の磁場を偏光観測により直接測定し、光球からの磁場外挿手法によってどの程度精度良く彩層磁場を再現するか、について調べた研究について解説する(図3)。偏光観測からは厳密に観測高度を決定することはできないが、ここではHe I 1083 nmが観測する高さを光球から1,500 kmと仮定して比較している。

4.1 ひのでの光球磁場観測と非線形フォースフリー磁場外挿

光球磁場観測には太陽観測衛星「ひので」に搭載されている可視光磁場望遠鏡の偏光分光装置(Fe I 630.2 nm)を用いた(図4左)。磁場ベクトルの導出には、高さ方向に物理量一定であるMilne-Eddington大気を仮定した。

非線形フォースフリー磁場の計算手法はいくつ

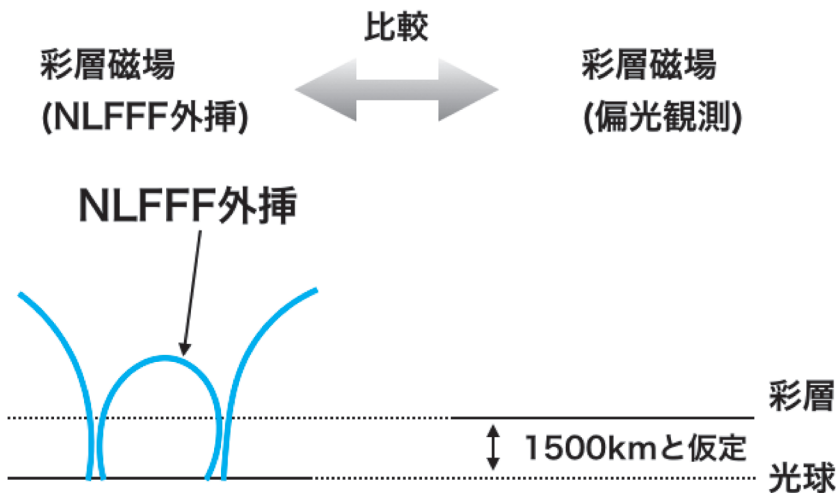


図3 NLFFF外挿と偏光観測による彩層磁場測定の比較。

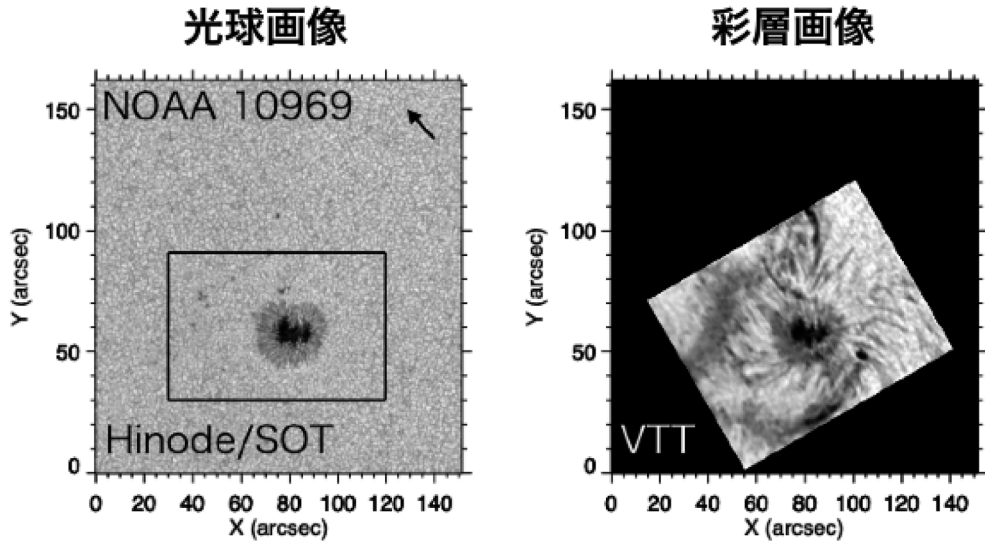


図4 ひのでで撮られた光球画像（可視連続光，左図）と Vacuum Tower Telescope（VTT）で撮られた彩層画像（He I 1083 nm）. 左図の黒枠は図5の視野を示している.

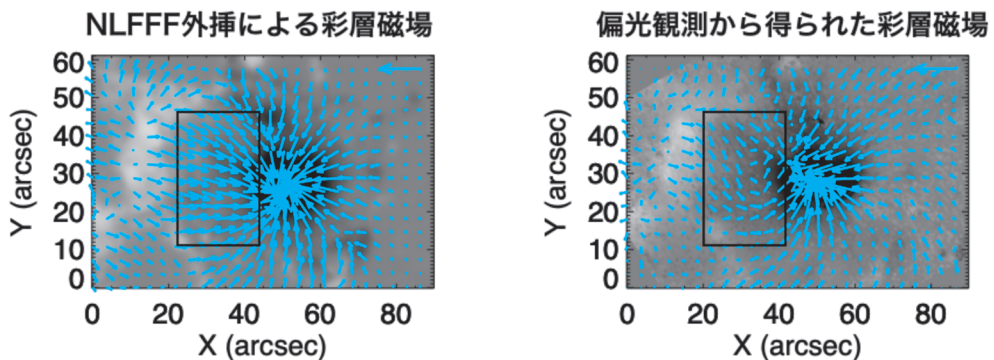


図5 NLFFF外挿による彩層磁場と偏光観測による彩層磁場の比較. 背景の白黒は垂直磁場成分，矢印は水平磁場成分を表す.

か種類があるが [3], 本研究では磁気流体力学緩和法を用いて計算を行った [10]. 磁気流体力学緩和法ではまず, 観測から得られた光球の垂直磁場 (B_z^{obs}) を底部境界条件として与え, 解析的に計算可能なポテンシャル磁場 (B^{pot}) を導出し, 初期条件として用いる. この初期条件では底部境界での垂直磁場は観測と整合する ($B_z^{pot} = B_z^{obs}$) が水平磁場は観測と異なる ($B_{xy}^{pot} \neq B_{xy}^{obs}$). この状態から底部境界条件を実観測に徐々に近づけながら ($B_{xy}^{pot} \rightarrow B_{xy}^{obs}$) ゼロ β の磁気流体力学方程式を解

き最終的に緩和させることで力学的平衡かつフォースフリーな磁場構造を得る.

4.2 彩層磁場観測

彩層磁場の測定はスペイン, テネリフェ島にある Vacuum Tower Telescope による He I 1083 nm の偏光分光観測のデータを用いた (図4右). 彩層磁場の導出には, HAZELコード [11] を用いて, 一定の厚みを持ち一様なスラブを仮定したモデルのもと, ゼーマン効果, 原子偏向, ハンレ効果を考慮しながら輻射輸送方程式の逆問題を解く.

4.3 彩層磁場比較

図5に光球磁場から外挿した彩層磁場とHe I 1083 nmの偏光観測で得られた彩層磁場の2次元分布を示す。背景の白黒は太陽面に対して鉛直な磁場強度、青矢印は太陽面に水平な磁場強度を示している。太陽面垂直磁場は両者とも類似した分

布をしているが、水平磁場に明確な違いが見えることがわかる。特に黒枠で囲まれた垂直磁場の極(黒白)の間の領域において、偏光観測から得られた彩層磁場の方が大きくねじれた構造がみられる。

各磁場ベクトル成分の比較として図6に2次元相関図を示した。垂直磁場成分は高い相関係数

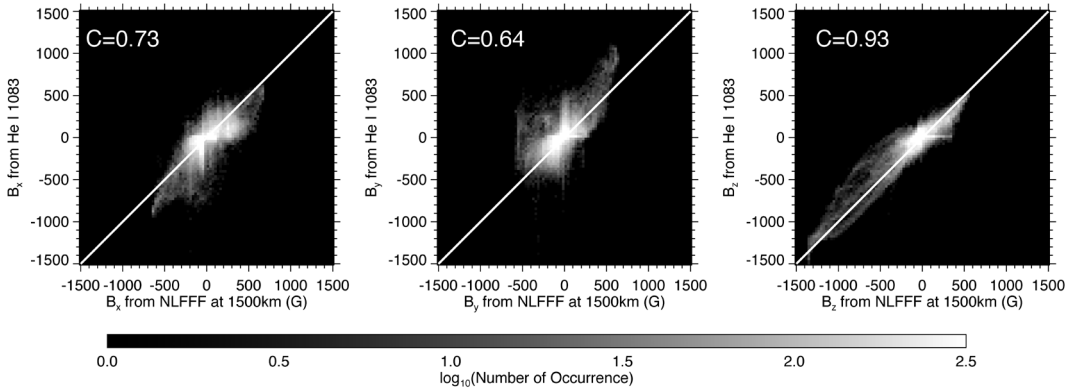


図6 NLFFF外挿と偏光観測による彩層磁場強度のx, y, z成分の相関図。x, yは水平方向, zは垂直方向を表す。

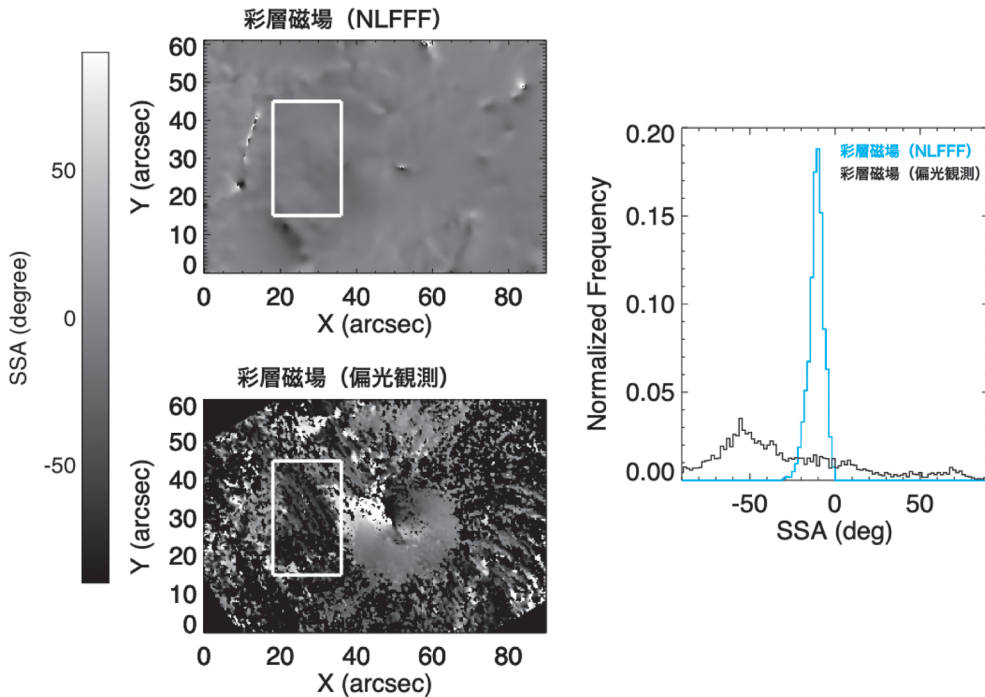


図7 NLFFF外挿と偏光観測による彩層高度でのSSA(符号付シア角)空間分布の比較(左図)とSSA値ヒストグラムの比較(右図)。

($C=0.93$) を示しているが水平磁場成分の相関係数は小さい ($C=0.73, 0.64$). 垂直磁場よりも水平磁場の方が分布にばらつきが大きいのは、水平磁場測定精度の方が悪いことが影響している可能性がある。また、外挿した水平磁場強度と比較すると偏光観測から直接導出した水平磁場強度の方が大きい傾向がある。

さらに両者の違いの定量的な評価の指標として、符号付きシア角 (Shear Signed Angle; SSA) を調べた。SSAとは磁場の方位角がポテンシャル磁場の方位角と何度異なっているかを示すものである。図7に彩層高度におけるSSAの空間分布を示す。偏光観測から直接導出した彩層SSAマップについては、偏光信号が小さかったピクセルを除いてある。図7右に特に違いが顕著であった領域(白枠部分)のSSAのヒストグラムを示している。NLFFF外挿で導出した磁場のSSAは10-20度である一方で、偏光観測から得られた磁場のSSAは約50度である。つまりNLFFF外挿で導出した場合、ポテンシャル磁場と方位角に大きな差はないが、実際に観測した彩層磁場は方位角が大きく異なり、強い非ポテンシャル性を持っていることがわかる。筆者らの論文 [12] では活動領域をもう一例、同様の手法で解析を行なったがNLFFF外挿が非ポテンシャル性を過小評価していた傾向は同じであった。

5. まとめと今後の展望

本研究では活動領域の彩層磁場をHe I 1083 nmの観測で測定し、同時に測定した光球磁場からNLFFF外挿を行って比較した。直接観測から得られた彩層磁場の方が高い非ポテンシャル性を示したことから、上空にはこれまでモデルから見積もられたいよりも多くねじれた磁場が存在する可能性を示唆している。現状では彩層磁場の観測例が少なく、統計的な研究は困難である。しかし今後、大口径望遠鏡DKISTや国際気球実験SUNRISE-3で高精度な彩層磁場観測が予定され

ており、彩層に関する観測例が増え、統計研究も可能になると期待される。さらにその次に、将来的に取得した彩層磁場をNLFFF外挿に適用するためにも越えなければならない課題が存在している。その中の導出した磁場の高度の決定であるが、数値シミュレーションと深層学習を組み合わせた手法を用いる試みも始まっている [13]。こうした新技術を応用しながら、より精度の高い3次元磁場外挿モデルを開発し、太陽フレアの駆動機構の解明につなげていきたい。

謝辞

本稿の内容は筆者らが投稿した論文 [12]、および筆者の博士論文に基づいています。指導教員の清水敏文先生また共同研究者の井上諭氏、Andrés Asensio Ramos氏にはNLFFF外挿計算や彩層磁場導出において多大な協力をいただきました。最後にこのような場で執筆する場を与えてくださった西塚直人氏に感謝いたします。

参考文献

- [1] Kliem, B., & Török, T., 2006, Phys. Rev. Lett., 96, 255002
- [2] Kruskal, M., & Schwarzschild, M., 1954, Proc. Royal Soc. Lond. Ser. A, 223, 348
- [3] Wiegmann, T., & Sakurai, T., 2021, Living Rev. Sol. Phys., 18, 1
- [4] Kawabata, Y., et al., 2018, ApJ, 869, 99
- [5] Kawabata, Y., et al., 2017, ApJ, 842, 106
- [6] Kawabata, Y., et al., 2020, ApJ, 895, 105
- [7] Gary, G. A., 2001, Sol. Phys., 203, 71
- [8] Metcalf, T. R., et al., 1995, ApJ, 439, 474
- [9] Liu, S., et al., 2013, PASA, 30, e005
- [10] Inoue, S., et al., 2014, ApJ, 780, 101
- [11] Asensio Ramos, A., et al., 2008, ApJ, 683, 542
- [12] Kawabata, Y., et al., 2020, ApJ, 898, 32
- [13] Asensio Ramos, A., & Díaz Baso, C. J., 2019, A&A, 626, A102

Non-potential Field in Active Region at the Chromospheric Height

Yusuke KAWABATA

*National Astronomical Observatory of Japan,
Division of Theoretical Astronomy, 2-21-1
Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

Abstract: One of the unsolved problems of solar flares is to understand the onset mechanism. It is important to infer the three-dimensional structure of the magnetic field. However, the current Spectropolarimetric observations are mainly limited to obtaining the photospheric magnetic field, and it is difficult to understand the three-dimensional magnetic field structure. Therefore, the method of nonlinear force-free field extrapolation, which assumes the mechanical equilibrium and Low plasma beta, is often used. One disadvantage of this method is that the photospheric magnetic field obtained from the polarimetric observation given as a bottom boundary condition does not satisfy the force-free assumption. In this study, we investigate the magnetic field distribution above the photosphere by obtaining the chromospheric magnetic field from spectropolarimetric observations at He I 1083 nm. In addition, we extrapolated the magnetic field by using the photospheric magnetic field observed at the same time and compared it with that at the height of the chromosphere. The extrapolation from the photospheric magnetic field shows a larger torsional structure than that from the polarized spectroscopy, indicating that the extrapolation model from the photosphere underestimates the non-potentiality.