

3.3.2 太陽フレア予測

草野 完也 (名古屋大学)

(2020年3月23日受付、2021年5月31日公開)

3.3.2.1 序論

太陽系最大の爆発現象である太陽フレアは最も激しい宇宙天気擾乱の原因である。それゆえ、その発生予測は太陽地球圏予測における最重要課題の一つといえる。太陽コロナにおける突発的現象である太陽フレアの発生機構の詳細は未だ明確に理解されていないため、その予測はこれまで経験的な方法に依存せざるを得なかった。しかし、2010年代に入り、衛星からの太陽面ベクトル磁場観測が安定かつ継続的に実施されたことで、太陽フレアの理解と予測に向けた研究は新しい時代を迎えつつある。本章では太陽フレア予測研究の必要性とその方法を経験的予測と物理予測に分けて解説すると共に、予測の評価方法の概要と今後の展望について述べる。

3.3.2.2 太陽フレア予測の必要性

太陽フレアは太陽光球面と太陽大気(彩層、コロナ)中で発生する爆発現象であり、様々な宇宙天気擾乱の原因となる。太陽フレアの予測は宇宙天気予報における重要課題である。ただし、太陽フレアにおいて「予測すべき情報(predictand)」や予測のためのリードタイム(どれほどフレアが発生する前に予測すべきか)は、注目する宇宙天気影響によって異なる。太陽フレアからの電波、X線、(極端)紫外線など様々な波長の電磁放射は光速で伝搬し、フレア発生の観測と同時に地球に到達する。また、太陽フレアで加速された後、直接地球に到達するインパルシブな太陽高エネルギー粒子(Solar Energetic Particles; SEP)はフレア発生の後、数十分から数時間で地球に到達する。それゆえ、それらの初期影響に備えるためには、フレア発生そのものを事前に予測する必要がある。また、フレア発生のみならず、フレアの電磁放射や高エネルギー粒子フラックスの強度やスペクトルも重要なpredictandである。太陽フレアに影響を受ける人工衛星の運用や宇宙飛行士の作業スケジュール、航空機のフライトプランなどを変更するためには数日から数時間を要すると思われるので、それ以上に長い太陽フレアの事前予測が求められる。一方、磁気嵐の原因となるコロナ質量放出(Coronal Mass Ejection; CME)が地球に到達するのは、フレア発生から十数時間~数日後である。それゆえ、たとえフレア発生の後であっても、CMEの性質(速度、規模、磁場、地球への到達時刻など)を正確に予測するこ

とができれば、CMEに起因する磁気嵐に備えることができる。

本章では主に、太陽フレアの発生とその規模（主に解放エネルギー量）の事前予測について論じる。太陽フレアの規模については通常、GOES 衛星（米国の Geostationary Operational Environmental Satellite）によって測定される軟 X 線のエネルギーフラックスの最大値によって表 1 のようにクラス分けされている。これを GOES フレアクラスと呼ぶ。例えば、1-8Å の波長域のエネルギーフラックス $F_{1-8\text{\AA}}$ が 10^4Wm^{-2} を超えるフレアは X クラスフレアと呼ばれ、大型フレアに分類される。 $F_{1-8\text{\AA}}=3 \times 10^4 \text{Wm}^{-2}$ のフレアは X3 クラスフレア、 $F_{1-8\text{\AA}}=5 \times 10^{-6} \text{Wm}^{-2}$ は C5 クラスフレアである。

最大エネルギーフラックスである $F_{1-8\text{\AA}}$ とフレアの全放射エネルギー E との関係に関する多くの統計的研究がなされており、その結果は $F_{1-8\text{\AA}} \propto E^{0.84-1.75}$ の範囲に分布していることから、GOES フレアクラスはフレアの総エネルギーの近似的な指標になっている (Reep & Knizhnik 2019)。我が国の情報通信研究機構 (NICT) など多くの宇宙天気予報機関では、24 時間以内に発生する最大の GOES フレアクラスについての予報を毎日発している (Kubo, Den & Ishii 2017)。

表 1. フレアクラスの分類

$F_{1-8\text{\AA}}$ (Wm^{-2})	GOES フレアクラス
10^4 以上	X
$10^5 \sim 10^4$	M
$10^6 \sim 10^5$	C
$10^7 \sim 10^6$	B
$10^8 \sim 10^7$	A

3.3.2.3 太陽フレア予測の方法

突発現象である太陽フレアを正確に予測する方法は未だに確立していないが、様々な方法がこれまでに試みられている。それらは、「経験的予測 (empirical prediction)」と「物理予測 (physics-based prediction)」に大別することができる。経験的予測とは過去の観測データより、太陽フレアの発生とその性質の決定に関係する可能性のある観測量を経験的に抽出し、それらを「予測のための情報 (predictor)」として利用し、過去の観測から predictor と predictand の間の統計的関係をもとに未来予測を実施する方法である。後述するように、近年ではそのために機械学習を用いた新たな方法が多数提案されている。ただし、経験的に見出された predictor が太陽フレア発生と因果関係を本当に持つかを判断するためには、慎重な分析が必要となる。また、太陽フレアの発生とその規模の決定には複数の要因が関与している可能性がある。それゆえ、優れた経験的予測を実現するためには、正確かつ客観的な評価を通して真に有用な predictor を見出す必要がある。太陽フレア予測の評価については 3.3.2.5 章で後述する。

一方、物理予測は物理法則に従う太陽フレアの発生機構に基づき、観測可能で有用な predictor を導くことで、予測を実現する方法である。しかし、未だに太陽フレアの発生機構は十分解明されていないため、物理予測は開発途上であり、宇宙天気予報運用としてはまだ実用化されていない。物理予測の実現のためには、仮説をたてそれに基づく予測を客観的に検証することによって、研究を深化させることが必要である。著者らが近年取り組んでいるそうした取り組みについても後述する。

現在、各国の宇宙天気予報機関が運用している太陽フレア予測は基本的に経験的予測による。しかし、これまでに様々な predictor が提唱されているものの、その予測能力は未だに限定的であり、太陽フレアの発生と性質を決定づけるパラメタについては未だ明確に理解されていない。特に、極めて発生頻度は低い（例えば、10年に1度や100年に1度）、大きな社会影響を与える超巨大フレアの規模や発生位置、様々な性質を事前に予測することは宇宙天気災害を未然に防ぐためとても重要な課題であるが、未だ挑戦的な課題となっている。以下では、経験的予測と物理予測の現状について、いくつかの取り組み例を紹介する。

3.3.2.4 経験的予測の試み

これまでに様々な観測量を predictor とする経験的予測が提唱され、利用されている。経験的予測は前述したように経験的に predictor となりそうなパラメタに注目し、そのパラメタとフレア発生の統計的な関係を用いて、未来のフレア発生を予測する方法である。ここでは、はじめにこれまで predictor として提唱されてきたいくつかのパラメタを説明する。その後、統計的なデータから予測判別する代表的な方法について紹介する。

黒点群の形態分類

最も古くから使われている太陽フレア予測の predictor は白色光で観測した黒点群の形態的性質、すなわちその「大きさ」や「形状」である。McIntosh (1990) は改訂 Zurich 黒点分類 (7タイプ)、各黒点群で最大の黒点の半暗部の形態 (6タイプ)、黒点の広がり (4タイプ) に関する分類をそれぞれ行い、各タイプのフレア発生確率を過去の観測データから統計的に求めることで、フレア予測を行うことを提唱した。黒点形状は地上から小型望遠鏡でも容易に観測可能であるため、この方法は長い間幅広く利用されており、多くの宇宙天気予報機関で現在も利用されている。しかし大型フレアである X クラスフレアは非常に稀にしか起きないため、最も X クラスフレアの発生確率が高い McIntosh 分類タイプの黒点群であっても、X クラスフレアが発生する確率は数%にすぎない (Gallagher, et al. 2002)。それゆえ、白色光観測による黒点の形態分類による大型フレアの発生予測能力は限定的である。

活動領域の磁場パラメタ

太陽フレアは磁気エネルギーの爆発的な解放現象であるため、黒点及び活動領域の磁場構造がフレア発生に関係することは容易に想像できる。それゆえ、太陽活動領域の磁場構造を予測に使う試みが多数提案されている。例えば、Hale (1919) は活動領域磁場の構造を 3 つの型について分類 (α :単極型、 β :単純双極型、 γ :複雑型) することを提唱した。その後、Künzel (1960) は異なる磁極の暗部が共通の半暗部を持つ δ 型を提唱した。これらは Mount Wilson 分類として現在でも使われている。Mount Wilson 分類の型は互いに排他的ではなく、例えば、複雑な磁極構造を持つ活動領域は $\beta\gamma$ 型や $\beta\gamma\delta$ 型として分類される。

Mount Wilson 分類と太陽フレアの関係についても統計的に解析されている。Sammis, et al. (2000) は Mount Wilson 分類ごとに黒点の面積とフレア・クラスとの関係を統計的に調べ、より複雑な磁場構造を持つより大きな黒点が大型フレアを発生させやすい傾向があることを示した。特に、 δ 型領域は他の型に比べて大型フレアをより発生しやすいことが示された。例えば、1987 年～1997 年に観測された X1 クラス以上のフレアの 82%、X4 クラス以上のフレアの 100% が δ 型領域で発生した。また、 $\beta\gamma\delta$ 型で $1000\mu\text{h}$ 以上¹の面積を持つ黒点が X クラス・フレアを 24 時間以内に発生させる確率は 40%であった。このことは磁場データは大型フレアの predictor として重要であることを意味する。ただし、磁場構造の Mount Wilson 分類と黒点面積だけでは大型フレアの半数以上を予測することがまだできない。それ故、フレア発生を決定する「隠されたパラメタ (hidden parameters)」があると考えられる。

この隠されたパラメタが何であるかを明らかにすることは、太陽フレアの発生機構の解明のためにとっても重要な課題である。そのために多くの研究がなされ、様々なパラメタがこれまで提案されている。その先駆的な研究として、Hagyard, et al. (1984) の磁気シアと太陽フレアの関係に関する研究がある。磁気シアとは、太陽表面のポテンシャル磁場²の水平成分を基準にして観測された水平磁場成分が成す角である。磁気中性線 (太陽表面磁場の太陽表面に対する法線成分の符号が変わる境界線、Polarity Inversion Line すなわち PIL と呼ばれる) 上でシア角が反時計回りの場合、シア角を正值で定義する。この符号のつけ方は、シア角が正值の場合、磁場の捻じれ (magnetic twist) が右手系の捻じれを持ち、正の磁気ヘリシティ (magnetic helicity) を生むことに対応する。逆に、磁場の水平成分がポテンシャル磁場に対して時計回りに回転し

¹ μh は micro-hemisphere を意味し、太陽半球面積の百万分の 1 を意味する面積の単位である。
<https://spaceweather.com/sunspots/history.html> によれば、1874 年以降に観測された最大黒点は 1947 年 4 月 3 日に観測された領域で、その面積は $6000\mu\text{h}$ 程度であった。興味深いことに、この領域で大きなフレアは発生しなかった (Taylor, P. O. 1989)。次に大きな黒点の記録は、1946 年 2 月 7 日に観測された領域で面積は $5000\mu\text{h}$ 程度あったとされる。

² ポテンシャル磁場は考える領域内に電流が流れていない場合の磁場である。太陽コロナのポテンシャル磁場 $\text{BP}=-$ は太陽表面上の法線磁場成分を境界条件としてラプラス方程式 $\nabla^2=0$ を解くことによって求めることができる。

ている場合、磁気シアを負値で定義する。磁気シアがゼロ度の場合、その点の磁場ベクトルはポテンシャル磁場に平行である。一方、シア角が ± 90 度に近づくとつれ、磁場は非テンシャル磁場成分をより多く有しているとみなすことができる。

ポテンシャル磁場はコロナ中に電流を持たない場であるため、太陽表面の法線磁場成分が変化しない限り、コロナ磁場の最小エネルギー状態はポテンシャル磁場 B_p で与えられる。それゆえ、シア角がより大きいと非ポテンシャル磁場がより大きく、フレアで解放可能な自由エネルギーもまたより大きいことに対応する。Hagyard, et al. (1984) は、ある X クラスフレアの発生前の太陽表面磁場ベクトルの観測データより、シア角の絶対値がある値 (80 度~85 度) 以上の領域が PIL に沿って一定程度存在する領域で X クラスフレアが発生することを見出した。このことから、PIL 上でのシア角の分布が predictor となる可能性を提唱した。

また、Martin, et al. (1985) は崩壊期の活動領域で発生する多くのフレアが正と負の磁束消失 (flux cancellation) に伴って発生することを報告し、flux cancellation の重要性を指摘した。Wang & Shi (1993) など多くの研究は活動領域における磁束消失 (flux cancellation) と共に磁束生成 (flux emerging) がフレア発生に関係する可能性を指摘している。一方、Kusano, et al. (2012) は、シア角の大きな PIL 近傍に現れる小スケール双磁極の向きが、大きな空間スケールのポテンシャル磁場成分または非ポテンシャル磁場成分の向きと逆である場合 (opposite polarity または reversed shear)、フレアが発生しやすいことをコンピュータシミュレーションと観測データから示した。彼らは、そうした小スケール双磁極がフレア発生のトリガとなると説明している。ただし、flux emerging、flux cancellation、opposite polarity、reversed shear などフレア発生の原因となる可能性がある磁場構造をパラメタ化し、それぞれがどれほどフレア発生予測に貢献するかを定量的に評価する研究は未だ十分になされていない。

PIL 近辺の磁場構造に注目したパラメタとして Schrijver (2007) が提唱する R パラメタがある。 R パラメタは PIL 上で法線磁場成分の勾配が強い点の近傍領域における符号なし法線成分磁束である。PIL 近傍の法線磁場が強くなるほど R パラメタは増加する。Schrijver (2007) は R パラメタの増加に伴い 24 時間以内に M1 クラス以上のフレアが発生する確率が上昇することを示した。しかし、 R パラメタが十分大きくても、X クラスフレアが 24 時間以内に発生する確率は 10~20% にすぎない。さらに、X4 クラス以上の巨大フレアの発生確率は、その場合でも 1% であった。このことは、巨大フレアの発生は R パラメタのみでは決定しないことを示唆している。その後、Falconer, et al. (2008) も強い磁場勾配や大きなシア角を持つ PIL の長さを太陽面爆発現象の predictor として提唱している。

活動領域における磁場構造の複雑さを定量化することでフレア予測に役立てようとする試みもこれまで多くの研究者によってなされている。Abramenko (2005) は活動領域磁場のマルチフラクタル解析によって、McAteer, et al. (2005) はフラクタル次元解析により、それぞれ複雑な磁場構造を持つ活動領域がより活発にフレアを発生させる傾向を報告している。また、Georgoulis & Rust (2007) は磁場分布を一定の基準で複数の要素に分割し、その間を繋ぐ磁束量の構造からフレアの発生しやすさを推定する方法を提唱している。

2010年にNASAの太陽観測衛星 Solar Dynamics Observatory (SDO) が打ち上げられ、同衛星に搭載されている Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) が太陽全面のベクトル磁場観測を連続的に開始した (Scherrer, et al. 2012)。これにより各活動領域の様々な磁場パラメータとフレア活動の関係に関する広範な研究が可能になった。近年では各活動領域について多くの磁場パラメータを計算し、機械学習を用いてフレア発生の predictor としてより有用なパラメータを抽出する試みが多数行われている。例えば、Bobra & Couvidat (2015) は SDO/HMI が 4 年間観測した太陽光球面ベクトル磁場を使い、各活動領域について 25 の異なるパラメータを計算すると共に、それらを使った M クラス以上のフレア予測を support vector machines (SVM) (Cortes & Vapnik 1995) を使った機械学習により行い、比較的良い予測ができることを示した。さらに彼らはどのパラメータがフレア予測により貢献するかを評価した。その結果、total unsigned current helicity や total magnitude of Lorentz force など少数のパラメータが予測向上に役立つことを報告した。これらのパラメータはベクトル磁場観測によってはじめて与えられる。それゆえ、視線方向磁場だけでなく、ベクトル磁場の観測データがフレア予測に有効であると考えられる。ただし、Bobra & Couvidat (2015) の結果は完全な予測からは程遠いものであった。その後、同様の研究が多くの研究者により進められており、様々な磁場パラメータに基づく経験的予測が試みられている。

前兆現象としてのコロナ活動

Gaizauskas (1989) によれば、様々な波長帯での観測によってフレア発生の前に小規模な発光現象が観測されることがあり、それらは preflare、preflash、preheating などと呼ばれている。例えば、Martine (1980) は H α 線や 5303Å コロナ緑線の観測からフレア発生前の発光について指摘している。また、フレア前の発光のみならずフィラメント (磁場に支えられたコロナ中の低温高密度プラズマ) の運動など様々な現象がフレアの前兆現象の候補として報告されている。

Canfield, et al. (1995) は軟 X 線によってシグモイド (sigmoid) と呼ばれる S (または逆 S) 字型構造が観測された領域で噴出現象が起きやすいことを指摘した。その後現在に至るまで、シグモイドとフレアやコロナ質量放出 (CME) などの爆発現象の関係について多くの研究がなされている (Rust & Kumar 1996, Moore, et al. 2001)。

Harra, et al. (2001) は輝線スペクトルの観測から活動領域での非熱的速度がフレア発生の前に増加する場合があることを報告している。Zhou, et al. (2016), Tan, et al. (2016), Chen, et al. (2019) などはフレアの発生前に活動領域中で観測される様々な振動現象を報告している。Imada, et al. (2014) はフレアの前に大規模なコロナループが拡大する現象を報告している。これら以外にもそれぞれの活動領域における過去のフレア活動からその後のフレア活動を予測する試みが Wheatland (2004) などによって提案されている。一方、Park, et al. (2018) は太陽表面磁場の連続観測データより光球面速度を推定し、PIL 付近の特徴的な光球面速度とフレア発生との確率的な関係を報告している。

予測判別手法

あるパラメタを Predictor として利用し、フレアの発生確率を判別するための一つの方法として discriminant analysis (DA) がある。これは注目するパラメタのベクトル x の関数として、注目するクラスのカラのフレアが発生した場合の数 $N_f(x)$ とフレアが発生しなかった場合の数 $N_q(x)$ を過去の観測から求め、 $N_q < N_f$ となる x のパラメタ空間領域を見出し、 x がその領域にある時にフレア発生を予測する方法である。Leka & Barnes (2003, 2007) は活動領域の様々な磁場パラメタについて DA を使ってフレア発生確率を求め、予測を実施するための方法を開発している。

近年では、様々な機械学習アルゴリズムを応用して統計データより特定のパラメタ空間におけるフレア発生予測を確率的に行う試みが急速に拡大している (Qahwaji & Colak 2007, Muranushi et al. 2015, Bobra & Couvidat 2015, Nishizuka et al. 2017, Florios et al. 2018)。

3.3.2.5 物理予測の試み

英国の天文学者エドモンド・ハレー (1656—1742) がニュートン力学に基づいてハレー彗星の回帰を予測して以来、ニュートン力学は天体軌道予測に不可欠な方法論となった。また、かつて経験的な方法に頼らざるを得なかった気象現象の予測においても、湿潤大気の力学法則を基本とする数値予測が今や強力な方法論となっている。これは、観測データの拡大と精密な計算モデル及びコンピュータの進歩による成果である。ただし、気象予測は天体軌道計算のように全てを力学法則から計算することは現代においても難しく、雲過程などの複雑なプロセスの計算には依然としてパラメタリゼーションと呼ばれる経験的手法が使われている。こうした予測研究の歴史は、科学技術の発展に伴い、経験的予測から物理法則を第 1 原理とする物理予測への進展がみられ、そのことが我々の予測能力の向上にも貢献してきたことを物語っている。

さらに、物理予測の試みは新しい発見をもたらす様々な機会を我々に与えることができる。例えば、海王星の存在は天王星の軌道運動の不規則性により実際の観測的な発見の前にすでに予測されていた。物理法則を通じた現象の「予測」と「理解」は互いを刺激しあい、近代科学を発展させてきたといえる。

この過程は太陽フレアや様々な宇宙天気現象の予測でも同様に繰り返されるであろう。我が国では、新学術領域研究「太陽地球圏環境予測 (PSTEP)」がそうした観点から新たな宇宙天気予測研究を目指して実施された³。太陽フレアの物理予測は未だ実用化されていないが、そのための研究は近年急速に進展している。本章では著者らの取り組みを基に、太陽フレアの物理予測の現状と今後の課題を議論する。

³ <https://www.pstep.jp/>

<http://www.isec.nagoya-u.ac.jp/pstep/>

フォースフリー場 (force-free field)

物理予測を実現するためには、現象の物理機構を理解する必要がある。しかし、太陽フレアの発生機構は未だ十分に解明されていない。それゆえ、物理予測の実現のためには仮説実証型の研究が必要となる。すなわち、まず仮説を立て、それに基づく予測を実施し、それを評価することによって仮説そのものを検証する試みの繰り返しである。それによって、理解と予測能力を互いに発展させることができる。

太陽フレアのような大きなスケールの磁化プラズマ現象では電磁流体力学 (MHD) が良い近似となる。また、太陽フレアは磁場に蓄積されたエネルギーの爆発的な解放現象であるため、何らかの MHD 不安定性 (Bateman 1978) が関与していると考えられる。すなわち、フレアが起きる前に安定な平衡状態であった太陽活動領域の磁場が不安定化することとフレアが発生することには強いつながりがあるはずである。

活動領域のコロナプラズマではプラズマ β (磁気圧に対するプラズマの熱的圧力の比) が 1 より十分小さいため、フレアが発生する前の安定平衡状態 (力のつり合いが成り立った安定状態) はローレンツ力 $J \times B = 0$ を満たすフォースフリー磁場 (force-free field: FFF) で近似できると考えられる。ここで、 J は電流密度、 B は磁束密度である。このことは、電流が磁場に平行に流れることを意味する。MHD では電束電流は無視できるので、電流密度は $J = \mu_0^{-1} \nabla \times B$ で与えられる。 μ_0 は真空の透磁率である。このため、フォースフリー磁場はフォースフリー方程式

$$\nabla \times B = \alpha B$$

を満たさなくてはならない。 α はフォースフリーパラメータと呼ばれる擬スカラー場⁴である。上式の発散 ($\nabla \cdot$) をとり、マクスウェル方程式 $\nabla \cdot B = 0$ を用いると

$$B \cdot \nabla \alpha = 0$$

を導くことができる。すなわち、 α は磁力線関数であり、磁力線に沿って一定な値を持つ。もし、 α が空間的に一様であれば、フォースフリー方程式は磁場に対する線形方程式となる。その解を線形フォースフリー場 (linear force-free field: LFFF) と呼ぶ。これに対して、 α が磁力線ごとに異なる値を持つ場合の解は非線形フォースフリー場 (nonlinear force-free field: NLFFF) と呼ばれる。

太陽表面の磁場ベクトル観測データを境界条件として使い、フォースフリー方程式を数値的に解き、NLFFF を近似的に求めるための方法がいくつか開発されている (Schrijver et al. 2006, Inoue 2016)。NLFFF は磁場の 3 次元構造を近似的に再現できるため、それを用いて不安定性の評価が可能となる。このため、NLFFF はフレアの予測にも重要な情報を与えると考えられる。ただし、現在可能な磁場ベクトル観測は光球面磁場に限られる。光球面はコロナと異なり、プラズマ β が大きいため、圧力や重力を無視することができない。このため、光球面ではフォースフリー条件が成り立たないという問題がある。これを克服し、圧力や重力を考慮したより現

⁴ 座標の回転変換に対しては通常のスカラー場と同じく不変であるが、鏡像変換に対して絶対値は不変で符号が変わるスカラー場を擬スカラー場と呼ぶ。

実に近い3次元磁場を求めるための方法の開発も進められている (Miyoshi, et al. 2020)。

キンク不安定性 (kink instability) とトーラス不安定性 (torus instability)

MHD 不安定性には数多くのモードが存在するが、太陽フレアの発生機構となり得る MHD 不安定性として古くから考えられてきたものに、キンク不安定性とトーラス不安定性がある。

キンク不安定性 (Kruskal, et al. 1958) はトーラスプラズマ中に流れる電流によって駆動する電流駆動型不安定性である。トーラス・プラズマの一部を円柱プラズマとして近似して考えてみよう。この円柱プラズマ内に円柱の中心軸に沿って電流が流れる場合、この電流が折れ曲がる (キンク) 変形を受けると、電流が作る磁場 (ポロイダル磁場) がキンク変形の外側で弱まり、内側で強まるため、変形がさらに成長する。これがキンク不安定性が成長する基本メカニズムである。もし軸方向の電流に沿った磁場 (トロイダル磁場) があると、その張力が変形を抑制し安定化させる効果を持つ。それゆえ、電流がある閾値を超え、ポロイダル磁場による不安定化がトロイダル磁場の安定化を凌駕するときのみキンク不安定性は成長できる。この閾値は磁力線の磁気ツイスト数 (magnetic twist number, T_w) で与えられる。磁気ツイスト数は磁力線が円柱の中心軸の周りを回転する数である。それぞれの磁力線のまわりの磁場を、磁力線に沿った微小な円柱磁場の連なりによって近似するならば、各磁力線の磁気ツイスト数はフォースフリーパラメタ α を使って

$$T_w = \frac{1}{4\pi} \int \alpha dl$$

で与えられる (Berger & Prior 2006)。ここで積分は磁力線に沿った線積分である。 T_w がある閾値 T_c を超えると (すなわち、 $T_w > T_c$ のとき) キンク不安定性は成長する。

周期系、すなわちトーラスの場合、 $T_c = 1$ である⁵。太陽コロナ磁場の場合、磁力線は太陽表面に足を持つ。この境界条件が安定化に効くため、 T_c は 1 より大きくなる。閾値 T_c は磁力線の形状や境界条件の種類に依存するが、Hood & Priest (1979) によれば一様なツイストを持つフォースフリー磁場の場合、 $T_c = 1.65$ である。

一方、トーラス不安定性はトーラス電流系 (図 1a の J_{torus}) に常に外向きにかかるフープ力 (hoop force) によって駆動される不安定性である。トカマクなどのトーラス・プラズマ閉じ込め実験では図の紙面に垂直 (紙面に向かう方向) の外部磁場 B_{ext} をかけることによってフープ力を打ち消して平衡状態を作る。この外部磁場がトーラスの主半径 R の関数であり、その減衰率 (decay index)

$$n = - \frac{R}{B_{\text{ext}}} \frac{dB_{\text{ext}}}{dR}$$

が臨界値 n_c を超えると、外向きの変位に対してトーラス電流は不安定となる (Shafranov 1966)。

⁵ この不安定化条件はトカマクなどのトーラス・プラズマに流す電流の限界値を与え、その限界は Kruskal-Shafranov limit と呼ばれている。

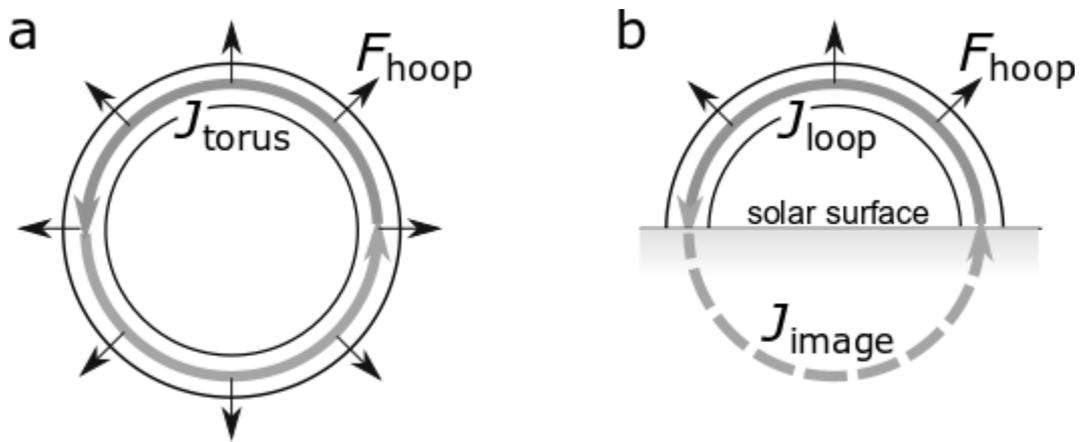


図 1. a. トーラス電流系、b. 太陽コロナ中のループ電流系におけるトーラス不安定性の基本原理。

Kliem & Török (2006) はこの不安定性が太陽面からの噴出現象（噴出フレア、CME）の原因となることを提案した。太陽コロナ中の電流ループは太陽表面に足を持つが、太陽表面（光球面）上で磁場の法線成分はフレアのような短い時間ではほとんど変化しない。この磁場の境界条件はコロナに流れるループ電流 J_{loop} のイメージ電流 J_{image} が太陽内部に流れることと等価である（図 1b）。それゆえ、コロナ中の電流にはトーラス電流系と同じように外向きのフープ力がかかる。このフープ力はトーラス系の場合と同様に、ループ電流に直交する外部磁場によって打ち消され、平衡状態が作られている。しかし、トーラス系と同様に外部磁場の減衰率 (n) が臨界値 n_c を超えるとき電流ループは不安定化し、噴出現象が発生すると考えられる。臨界減衰係数 n_c の値は電流ループや外部磁場の構造に依存するが、典型的には $n_c \sim 1.5$ 程度である。

太陽表面磁場の観測データから前述した NLFFF を求めることで、実際の活動領域の T_w や n など評価することが原理的には可能である。Jing, et al. (2018) は M5 クラス以上のフレア 38 イベントについて、フレア発生直前の活動領域の T_w と n を NLFFF を使って統計的に解析した。しかし、ほとんどの領域でこの 2 つのパラメタの値は不安定性の理論的な臨界値より小さいものであった。同様の研究は Duan, et al. (2019) によっても行われたが、やはり不安定性の理論的臨界値と観測データとに明瞭な関係は見出されなかった。ただし、これらの解析では n が大きな場合、噴出型のフレアが発生する傾向がみられた。それゆえ、キンク不安定性とトーラス不安定性の臨界条件からフレア発生を予測することは今のところできていない。しかし、トーラス不安定性が噴出型フレアや CME の形成に関係していることが示唆されている。

ダブルアーク不安定性 (double-arc instability) と κ スキーム

太陽フレアでは MHD 不安定性と同時に磁気リコネクションが重要な役割を果たすと考えられている。特に、MHD 不安定性と磁気リコネクションが互いを駆動し、相乗的に成長するというシナリオは、太陽フレアの爆発的な振る舞いを説明する有力なモデルである (Zhang & Dere

2006, Welsch 2018)。また、Moore et al. (2001) はシア角の大きな2つの磁気ループがその足元で磁気リコネクション (tether-cutting reconnection) を受けることが、太陽フレアや噴出現象発生の原因となることを観測データの形態学的な解析から提唱している。

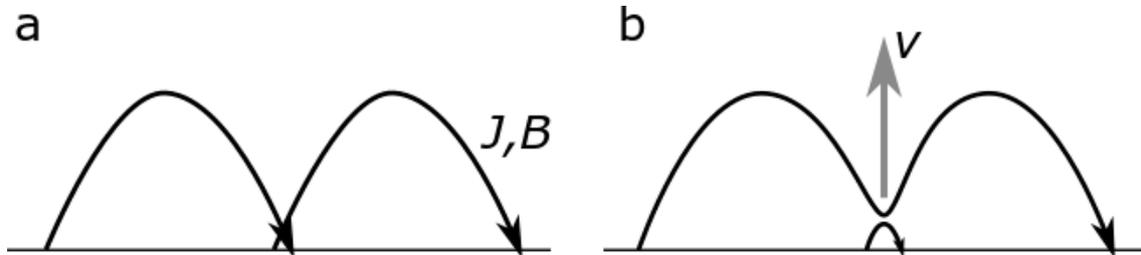


図 2. ダブルアーク不安定性の発生過程。電流が磁力線に沿って流れる2つの磁気ループ (a) が磁気リコネクションによってダブルアークを形成する (b)。ダブルアークが不安定化すると、フープ力によって上昇を開始する。

Ishiguro & Kusano (2017) はこうしたシナリオに基づき、フレア発生を説明する新たな MHD 不安定性を見出した (図 2)。すなわち、彼らは磁力線に沿って流れる電流を持つ2つの磁気ループ (図 2a) が磁気リコネクションによってダブルアークを形成することを考え、その安定性を数理的に解析した。その結果、臨界条件

$$\kappa = \frac{\int T_w d\phi}{\Phi_{over}} > \kappa_0$$

を満たすとき、ダブルアークはフープ力によって不安定化し上昇を開始することが見いだされた。これを「ダブルアーク不安定性」と呼ぶ。 κ パラメタの分子の積分はダブルアークを形成する磁束について行われ、分母はダブルアークを覆う磁束 (overlying flux) を表す。ダブルアークが上昇すると磁気リコネクションがさらに進み、正のフィードバックを通して不安定性は爆発的に成長し、フレアを発生させると考えられる。ここで、閾値 κ_0 の厳密な値は磁場の空間構造に依存するが、通常 0.1 程度である。

さらに、Kusano, et al. (2020) はダブルアーク不安定性の理論に基づく大型フレアの予測スキーム (κ スキーム) を開発した。 κ スキームでは、ダブルアークを形成する磁気リコネクションが磁気中性線 (PIL) の近傍で起きると仮定し、上記の不安定化条件を満たすために必要な PIL 上の磁気リコネクション領域の最小半径 r_c とダブルアーク不安定性によって解放可能なエネルギー E_r を求めることができる。彼らは、 κ スキームで第 24 太陽周期 (2008 年~2019 年) において X2 クラス以上の巨大フレアを太陽中心付近で起こした7つの活動領域すべて (全9イベント) を解析した。その結果、そのうち、6活動領域で起きた7イベントにおいて、巨大フレアの発生前に E_r が 4×10^{31} erg を超えると共に、 r_c が 1Mm 以下に減少する点を見出した。また、大きな黒点を持ちながら巨大フレアを起こさなかった 198 領域の解析も行い、少数の例外を除きそうした領域では上記の条件を満たす点が現れなかったことも確認した。 r_c が 1Mm 以下に減少する点では、微小な磁気リコネクションが巨大フレアを引き起こすことができるため、そうした点の存在は巨大フレアが発生する可能性が大きいと考えることができる。実

際、フレアの初期リボン発光とそうしたフレア予測点を比較したところ、小さな r_c を持つ予測点を中心としてフレアリボンが出現し拡大することが示された(図3)。このことはMHD不安定性の理論に基づいて巨大フレアの発生のみならずその位置を(僅かな例外を除いて)予測できる可能性を意味している。さらに、 κ スキームの予測能力の高さから、 κ 値に大きな影響を与えるPIL近傍の磁束捻じれ密度(magnetic twist flux density)の分布が巨大フレア発生を決定づける重要なパラメタであることが新たに見出された。すなわち、この研究は不安定性理論に基づいて巨大フレアの正確な予測を実現するのみならず、フレア発生機構の理解にも大きな貢献を与えるものとなった。

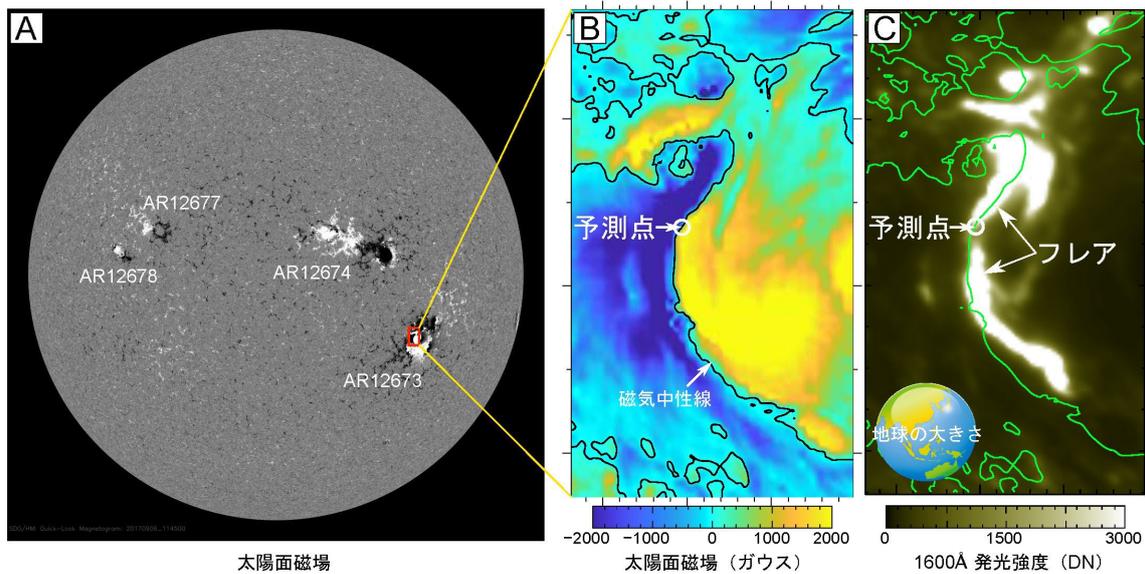


図3. κ スキームによる2017年9月1日に活動領域(AR)12673で発生したX9.3クラスフレアの予測例。左図: 太陽全面の視線方向磁場成分の分布。中央図: AR12673の法線成分磁場分布と κ スキームによる巨大フレアの予測点。右図: フレア予測点とSDO/AIA1600Åで観測されたフレアの初期リボン発光。地球の大きさを参考として表示している。

また、 κ スキームで予測できなかった例外的なフレアでは初期の2リボンが互いに離れて出現する特徴が見出された。これは初期の磁気リコネクションが太陽表面から離れた上空で起きたことに対応している。 κ スキームでは初期リコネクションはPILの近傍で起きることを仮定したため、そうした例外的なフレアを予測することができなかったと考えることができる。このように因果律に基づく物理予測では確率に基づく経験的予測と異なり、予測できなかったそれぞれのイベントについて仮説の再検証を通して「なぜ予測できなかったのか」を調べることが可能である。「失敗から学ぶ」ことにより、物理予測は科学の進歩をさらに促すことができるのである。

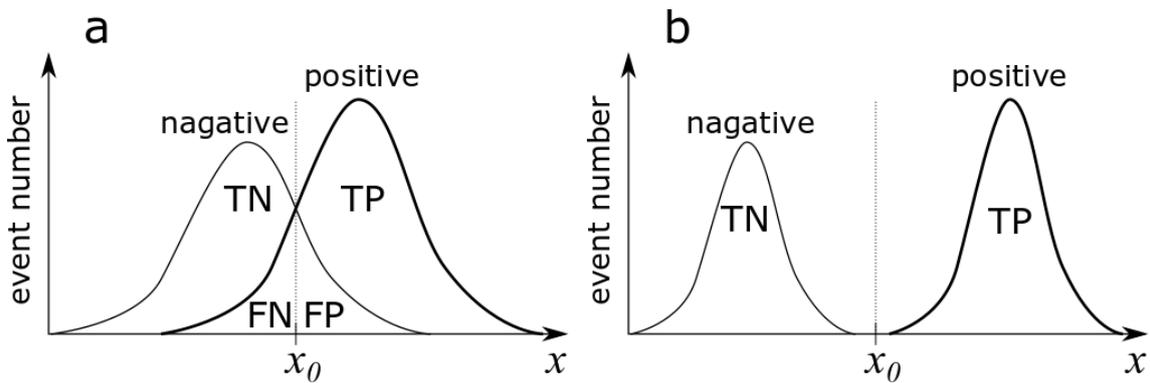


図 4. 予測パラメタ (predictor) x に対する予測が成功したイベント(positive)と予測が失敗したイベント(negative)の数の分布。a は一般的な場合を、b は理想的な予測の場合を表す。TP, TN, FP (FA), FN は True Positive, True Negative, False Positive (False Alarm), False Negative を意味する。

3.3.2.6 予測評価

あるパラメタ x を predictor として使い、明確な条件 (例えば、 X クラスフレアが 24 時間以内に発生する) についてフレア予測を行ったとしよう。もし閾値 x_0 を導入し、 $x > x_0$ の時にフレア発生を予測したとする。その予測結果を、「フレアが発生する」という予測が真であったイベント (true positive: TP) と偽であったイベント (false positive: FP あるいは false alarm: FA)、「フレア発生しない」という予測が真であったイベント (true negative: TN) と偽であったイベント (false negative: FN) に分類することができる (図 4a)。これを表としたものが contingency table であり、日本語ではしばしば分割表などと呼ばれている (表 2)。

イベントの発生を完全に予測できる場合 (図 4b)、 $FP=FN=0$ となる。そうした理想的な予測にどれほど近いかを表現するために様々な指標 (スキル・スコア) が提唱されている (Bobra & Couvidat 2015)。例えば、Probability of Detection (POD) あるいは Hit rate

$$POD=TP/(TP+FN)$$

は起きたイベントのうちで正確に予測できたものの割合を示し、理想的予測の場合に 1 となる。

表 2. 分割表 (contingency table)

	イベントあり	イベントなし
イベントありを予測	TP	FP (FA)
イベントなしを予測	FN	TN

Probability of False Detection

$$POFD=FP/(FP+TN)$$

はイベントが起きない場合のうちで予測に失敗した割合（起きないイベントを起きると予測した割合）を示し、理想的予測の場合に0となる。また、False Alarm Ratio

$$FAR=FP/(TP+FP)$$

は、イベントが起きるといふ予測のうちで失敗した割合を示し、理想的予測の場合に0となる。⁶

スキル・スコアは閾値 x_0 の選び方に依存する。一方、閾値の取り方に関係なく、predictor そのもののスキルを評価する方法に ROC 曲線 (Receiver Operating Characteristic Curve) がある。図 5 のように横軸を POFD、縦軸を POD からなるパラメタ平面を考えよう。いずれの範囲も 0 から 1 である。この時、閾値 x_0 を定めると POFD と POD は決定し、パラメタ平面に点を打つことができる。この点の位置は閾値 x_0 の取り方に依存する。もし、 x_0 が十分小さい場合は $POFD=1, POD=1$ となり、十分大きな場合には $POFD=0, POD=0$ となる。それゆえ、 x_0 を変化させるとこの2つの極端な場合（図 5 の左下と右上）を繋ぐ曲線を描くことができる。これが ROC 曲線である。ROC 曲線の下側の領域の面積を AUC (Area Under Curve) と呼ぶ。

図 4b のように理想的な予測が可能な場合、ROC 曲線は $POFD=0, POD=1$ を通る矩形関数（図 5 の破線）となり、AUC は 1 となる。図 4a のように予測能力がある程度ある場合には ROC 曲線は図 5 の実線で示すような曲線となる。一方、predictor の関数としてイベントが発生した分布関数と発生しない分布関数が完全に重なる場合には、その predictor は予測能力を全く持たない。この場合、 $POD=POFD$ となり、AUC は 0.5 である。そこで、AUC がどれほど 0.5 を超えて 1 に近い値をとれるかが、その predictor の予測性能の評価となる。

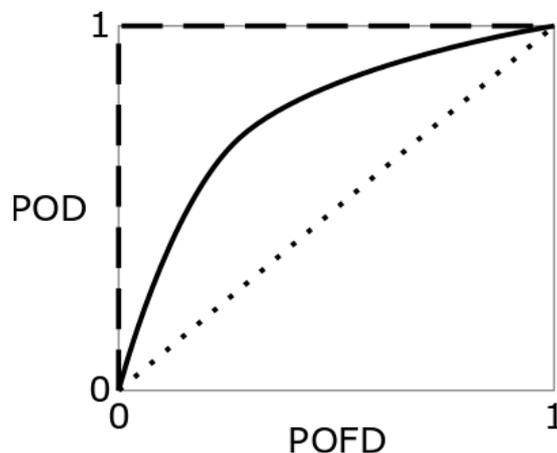


図 5. ROC 曲線 (Receiver Operating Characteristic Curve)。破線は理想的な予測が可能である場合、点線は予測能力が全くない場合、実線はやや予測能力がある場合を示す。

⁶ 文献によっては、上式の POFD を False Alarm Ratio (FAR) と呼ぶものもあるので用語の定義に注意すべき。

Crown (2012) は NOAA Space Weather Prediction Center が 1996 年 5 月から 2008 年 12 月まで行ったフレア予測の評価を行った。24 時間以内に X クラスフレアが発生するイベントに関して、その結果は TP=50, FP=67, FN=52, TN=31315 であった。TN が他の要素に対して大きな値をとることは、X クラスフレアが非常に稀にしか起きない現象であることを示している。この予測のスコアは、POD=0.42, FAR=0.57, POFD=0.0021 である。

Barns, et al. (2016) , Leka, et al. (2019a) , Leka, et al. (2019b) は現在運用されているフレア予測の相互評価を行った。その結果は、突出して優れた予測手法は存在していないというものであった。評価スコアによって予測能力の評価結果が変わるため、予測評価は複数のスコアを使って複眼的に行うべきと彼らは結論している。また、現在運用されている予測スキームではそれぞれの活動領域で最初に発生する大型フレアと最後に発生する大型フレアを正確に予測することはほとんどできていないことも示された (Park, et al. 2020) 。このことは現在のフレア予測が、各活動領域で発生したフレア活動そのものによってバイアスされていることを示唆している。

3.3.2.7 まとめ

現在、各宇宙天気予報機関で運用されているフレア予測のほとんどは経験的予測に依存しており、過去 30 年間、残念ながらフレア予測の能力に大きな進展はみられていない。しかし、2010 年代に入り、太陽面ベクトル磁場の衛星観測が実現したことにより、様々な予測パラメタ (predictors) が試されている。また、機械学習によって最適な predictor と予測スキームを見出す努力が続けられている。さらに、MHD 不安定性の理論に基づく先進的な物理予測への挑戦が近年開始された。

天体軌道予測や気象予測のように、太陽フレア予測についても経験的予測から物理予測への進展が今後進むと筆者は考えている。同時に、物理予測研究によってこれまで謎であった太陽フレアの発生機構が解明される可能性が高い。太陽フレアの予測と理解を目指した研究は今まさに新たな時代を迎えつつある。

謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP15H05814 の助成を受けたものです。

参考文献

- Abramenko, V. I. Multifractal Analysis of Solar Magnetograms. *Solar Phys.* **228**, 29 (2005)
- Barnes, G. et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. I. Results from the ‘All-Clear’ Workshop. *Astrophys. J.* **829**, 89 (2016)
- Bateman, G. MHD instabilities, Cambridge, Mass., MIT Press (1978).
- Berger, M. A. & Prior, C. The writhe of open and closed curves. *J. Phys. A Math. Gen.* **39**, 8321 (2006)
- Bobra, M. G. & Couvidat, S. Solar Flare Prediction Using SDO/HMI Vector Magnetic Field Data with a Machine-learning Algorithm. *Astrophys. J.* **798**, (2015)
- Canfield, R. C., Hudson, H. S. & McKenzie, D. E. Sigmoidal morphology and eruptive solar activity. *Geophys. Res. Lett.* **26**, 627–630 (1999)
- Chen, X. et al. Quasi-periodic Pulsations before and during a Solar Flare in AR 12242. *Astrophys. J.* **878**, 78 (2019)
- Cortes, C. & Vapnik, V. Support-vector networks. *Mach. Learn.* **20**, 273–297 (1995)
- Crown, M. D. Validation of the NOAA Space Weather Prediction Center’s solar flare forecasting look-up table and forecaster-issued probabilities: VALIDATION OF SWPC FLARE PROBABILITIES. *Space Weather* **10**, (2012)
- Duan, A. et al. A Study of Pre-flare Solar Coronal Magnetic Fields: Magnetic Flux Ropes. *Astrophys. J.* **884**, 73 (2019)
- Falconer, D. A., Moore, R. L. & Gary, G. A. Magnetogram Measures of Total Nonpotentiality for Prediction of Solar Coronal Mass Ejections from Active Regions of Any Degree of Magnetic Complexity. *Astrophys. J.* **689**, 1433 (2008)
- Florios, K. et al. Forecasting Solar Flares Using Magnetogram-based Predictors and Machine Learning. *Solar Phys.* **293**, (2018)
- Gaizauskas, V. Preflare Activity. *Solar Phys.* **121**, 135–152 (1989)
- Gallagher, P. T., Moon, Y.-J. & Wang, H. Active-Region Monitoring and Flare Forecasting I. Data Processing and First Results. *Solar Phys.* **209**, 171–183 (2002)
- Georgoulis, M. K. & Rust, D. M. Quantitative Forecasting of Major Solar Flares. *Astrophys. J.* **661**, L109–L112 (2007)
- Hagyard, M. J., Smith, J. B., Jr., Teuber, D. & West, E. A. A Quantitative Study Relating Observed Shear in Photospheric Magnetic Fields to Repeated Flaring. *Solar Phys.* **91**, 115–126 (1984)
- Hale, G. E., Ellerman, F., Nicholson, S. B. & Joy, A. H. The Magnetic Polarity of Sun-Spots. *Astrophys. J.* **49**, 153 (1919)
- Harra, L. K., Matthews, S. A. & Culhane, J. L. Nonthermal Velocity Evolution in the Precursor Phase of a Solar Flare. *Astrophys. J.* **549**, L245 (2001)
- Hood, A. W. & Priest, E. R. Kink Instability of Solar Coronal Loops as the Cause of Solar Flares. *Solar Phys.* **64**, 303–321 (1979)
- Imada, S., Bamba, Y. & Kusano, K. Coronal behavior before the large flare onset. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **66**, (2014)
- Inoue, S. Magnetohydrodynamics modeling of coronal magnetic field and solar eruptions based on the photospheric magnetic field. *Prog. in Earth and Planet. Sci.* **3**, 19 (2016)
- Ishiguro, N. & Kusano, K. Double Arc Instability in the Solar Corona. *Astrophys. J.* **843**, (2017)

- McAteer, R. T. J., Gallagher, P. T. & Ireland, J. Statistics of Active Region Complexity: A Large-Scale Fractal Dimension Survey. *Astrophys. J.* **631**, 628 (2005)
- Jing, J. et al. Statistical Analysis of Torus and Kink Instabilities in Solar Eruptions. *Astrophys. J.* **864**, (2018)
- Kliem, B. & Török, T. Torus instability. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 255002 (2006)
- Kruskal, M. & Schwarzschild, M. Some Instabilities of a Completely Ionized Plasma. *Proc. R. Soc. Lond. A Math. Phys. Sci.* **223**, 348 (1954)
- Kubo, Y., Den, M. & Ishii, M. Verification of operational solar flare forecast: Case of Regional Warning Center Japan. *Journal of Space Weather and Space Climate* **7**, A20 (2017)
- Künzel, H. Die Flare-Häufigkeit in Fleckengruppen unterschiedlicher Klasse und magnetischer Struktur. *Astron. Nachr.* **285**, 271 (1960)
- Kusano, K. et al. Magnetic Field Structures Triggering Solar Flares and Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **760**, 31 (2012)
- Kusano, K. et al. A physics-based method that can predict imminent large solar flares. *Science.* **369**, 587–591 (2020)
- Leka, K. D. & Barnes, G. Photospheric Magnetic Field Properties of Flaring versus Flare-quiet Active Regions. II. Discriminant Analysis. *Astrophys. J.* **595**, 1296–1306 (2003)
- Leka, K. D. & Barnes, G. Photospheric Magnetic Field Properties of Flaring versus Flare-quiet Active Regions. IV. A Statistically Significant Sample. *Astrophys. J.* **656**, 1173–1186 (2007)
- Leka, K. D. et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. II. Benchmarks, Metrics, and Performance Results for Operational Solar Flare Forecasting Systems. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 36 (2019a)
- Leka, K. D. et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. III. Systematic Behaviors of Operational Solar Flare Forecasting Systems. *Astrophys. J.* **881**, 101 (2019b)
- Martin, S. F. Preflare conditions, changes and events. *Solar Phys.* **68**, 217–236 (1980)
- Martin, S. F., Livi, S. H. B. & Wang, J. The cancellation of magnetic flux. II - In a decaying active region. *Aust. J. Phys.* **38**, 929 (1985)
- McIntosh, P. S. The Classification of Sunspot Groups. *Solar Phys.* **125**, 251–267 (1990)
- Miyoshi, T., Kusano, K. & Inoue, S. A Magnetohydrodynamic Relaxation Method for Non-force-free Magnetic Field in Magnetohydrostatic Equilibrium. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **247**, 6 (2020)
- Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S. & Lemen, J. R. Onset of the Magnetic Explosion in Solar Flares and Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **552**, 833–848 (2001)
- Muranushi, T. et al. UFCORIN: A fully automated predictor of solar flares in GOES X-ray flux. *Space Weather* **13**, 778 (2015)
- Nishizuka, N. et al. Solar Flare Prediction Model with Three Machine-learning Algorithms using Ultraviolet Brightening and Vector Magnetograms. *Astrophys. J.* **835**, (2017)
- Park, S.-H., Guerra, J. A., Gallagher, P. T., Georgoulis, M. K. & Bloomfield, D. S. Photospheric Shear Flows in Solar Active Regions and Their Relation to Flare Occurrence. *Solar Phys.* **293**, 114 (2018)
- Park, S.-H. et al. A Comparison of Flare Forecasting Methods. IV. Evaluating Consecutive-day Forecasting Patterns. *Astrophys. J.* **890**, 124 (2020)

- Qahwaji, R. & Colak, T. Automatic Short-Term Solar Flare Prediction Using Machine Learning and Sunspot Associations. *Solar Phys.* **241**, 195 (2007)
- Reep, J. W. & Knizhnik, K. J. What Determines the X-Ray Intensity and Duration of a Solar Flare? *Astrophys. J.* **874**, (2019)
- Rust, D. M. & Kumar, A. Evidence for Helically Kinked Magnetic Flux Ropes in Solar Eruptions. *Astrophys. J.* **464**, L199 (1996)
- Sammis, I., Tang, F. & Zirin, H. The Dependence of Large Flare Occurrence on the Magnetic Structure of Sunspots. *Astrophys. J.* **540**, 583–587 (2000)
- Scherrer, P. H. et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.* **275**, 207–227 (2012)
- Schrijver, C. J. et al. Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields Part I: A Quantitative Comparison of Methods. *Solar Phys.* **235**, 161 (2006)
- Schrijver, C. J. A Characteristic Magnetic Field Pattern Associated with All Major Solar Flares and Its Use in Flare Forecasting. *Astrophys. J.* **655**, L117–L120 (2007)
- Shafranov, V. D. Plasma Equilibrium in a Magnetic Field. *Reviews of Plasma Physics* **2**, 103 (1966)
- Tan, B., Yu, Z., Huang, J., Tan, C. & Zhang, Y. Very Long-Period Pulsations before the Onset of Solar Flares. *Astrophys. J.* **833**, 206 (2016)
- Taylor, P. O. Comparing the March 1989 Sunspot Group with Other Great Groups of the past. *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)* **18**, 65–69 (1989)
- Wang, J. & Shi, Z. The Flare-Associated Magnetic Changes in an Active Region - Part Two. *Solar Phys.* **143**, 119 (1993)
- Welsch, B. T. Flux Accretion and Coronal Mass Ejection Dynamics. *Solar Phys.* **293**, (2018)
- Wheatland, M. S. A Bayesian Approach to Solar Flare Prediction. *Astrophys. J.* **609**, 1134–1139 (2004)
- Zhang, J. & Dere, K. P. A Statistical Study of Main and Residual Accelerations of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.* **649**, 1100–1109 (2006)
- Zhou, G. P., Zhang, J. & Wang, J. X. Observations of Magnetic Flux-rope Oscillation during the Precursor Phase of a Solar Eruption. *Astrophys. J.* **823**, L19 (2016)