



9. 太陽面爆発現象の予測

9. Prediction of Solar Explosive Phenomena

草野 完也

KUSANO Kanya

名古屋大学宇宙地球環境研究所

(原稿受付：2024年1月24日)

太陽活動は宇宙天気変動の主要な原因である。特に、強力な太陽フレアや大規模なコロナ質量放出（CME）のような太陽面爆発現象は通信・測位・電力・航空などの社会インフラや宇宙における人類の活動にとって潜在的なリスクでもある。それゆえ、宇宙天気の社会影響を未然に防ぐために太陽面爆発の発生と性質を事前に予測することが求められている。しかし、突発現象である太陽面爆発を正確に予測することは未だにできていない。本章では太陽面爆発現象の発生予測の現状と最新の取り組みについて解説する。

Keywords:

solar flare, coronal mass ejection, prediction, forecasting, space weather, the Sun

9.1 はじめに

社会経済活動にも多大な影響を与え得る宇宙天気擾乱現象の主要な原因は太陽活動にある。特に、太陽表面及びその上空の太陽大気（コロナ）において発生する太陽フレアやコロナ質量放出(CME)などの太陽面爆発現象は、強力な電磁波放射、大規模な磁化プラズマの放出、大量の高エネルギー粒子の加速放出を通して多様な宇宙天気現象を引き起こす。それらは通信・測位・電力・航空・人工衛星の運用障害や宇宙飛行士の被曝の原因にもなる。そのため、宇宙天気擾乱による影響と被害を軽減するために、太陽面爆発現象の発生と性質を事前に予測することは重要である。突発現象である太陽面爆発現象の予測において、その発生の有無と規模は最も重要な「予測すべき情報 (predictand)」である。さらに、太陽フレアの電磁放射スペクトルと時間変動、CMEの速度・形状・伝播方向・磁場構造、高エネルギー粒子のスペクトルと伝播などを予測することも宇宙天気の社会影響を軽減するために必要となる。

突発現象である太陽面爆発の発生機構はまだ完全に解明されていないため、現状の予測能力は十分とはいえない。しかし、人工衛星からの連続した太陽観測と高度な計算モデルの発達によって、太陽フレアとCMEの予測研究は現在大きく発展している。本章では、太陽面爆発現象の科学的理解とその予測研究の現状及び今後の展望について解説する。

9.2 太陽面爆発現象

太陽フレアは電波からガンマ線まで様々な波長での電磁波放射の急増現象として観測される。フレアの規模は

地球軌道で観測される軟X線強度の極大値で分類され、その強度が 10^{-4} W/m²を超える大型フレアはXクラスフレアに分類される。例えば、放射強度が 9.8×10^{-4} W/m²に達したフレアはX9.8クラスフレアと呼ばれる。

一方、CMEはコロナを形成する約100万度の高温プラズマが磁場と共に惑星間空間に放出される現象である。フレアやCMEは大量の高エネルギー粒子も加速し、それらは太陽表面に降り注ぐと共に惑星間空間にも放出される。また、コロナ中の磁場に支えられた1万度程度の温度をもつ比較的高密度のプラズマ集合体であるフィラメント（或いは、太陽外縁に存在する場合はプロミネンスと呼ばれる。）が急激に上昇する現象（フィラメント噴出）が観測される場合もある。

太陽フレア、CME、フィラメント噴出は全て太陽面爆発現象であり、いずれも太陽大気中に存在する磁場のエネルギーがプラズマの熱及び運動エネルギーとして突発的に解放されることで発生する。ただし、爆発の形態はイベントによって異なり、一つの爆発イベントにおいてフレア、フィラメント噴出、CMEが常に現れるわけではない。CMEを伴うフレアは噴出型フレア (eruptive flares)、伴わないフレアは非噴出型 (non-eruptive flares) 或いは閉じ込め型フレア (confined flares) と呼ばれる。

太陽コロナ磁場は太陽内部と表面に流れる電流によって作られるポテンシャル磁場とコロナ中に流れる電流によって作られる非ポテンシャル磁場からなる。このうち、非ポテンシャル磁場のエネルギーのみが太陽面爆発で解放可能なエネルギー、すなわち自由エネルギーを担っている。これは太陽表面（光球面）のプラズマ圧がコロナ磁場の磁気圧に比べて非常に高いため、太陽面爆発の際

Institute for Space-Earth Environmental Research (ISEE), Nagoya University, Nagoya, AICHI 464-8601, Japan

author's e-mail: kusano@nagoya-u.jp

に光球面上での法線方向磁場はほぼ変化しない為である。また、コロナではプラズマベータ値が1に対して非常に小さいため、爆発が発生する前の状態では磁場のエネルギーが熱や重力エネルギーに比べて圧倒的に大きい。それゆえ、磁場のみで力の釣り合いがほぼ成り立っていると考えられるため、フォースフリー磁場が爆発前の静穏なコロナ磁場の良いモデルとなる。フォースフリー磁場の電流は磁力線に沿って流れており、その電流によって作られる非ポテンシャル磁場は捻じれた磁力線構造と磁気ヘリシティを作る。そのため、太陽黒点磁場の捻じれは非ポテンシャル磁場とそれが担う自由エネルギーの指標にもなる。

太陽フレアは主に黒点を形成する太陽表面磁場の極性が反転する領域（磁気中性線）の上空と周辺で発生する。これは極性の異なる磁場の再結合（磁気リコネクション）がエネルギー解放のために主要な役割を果たすためであると考えられている。一方、CMEはコロナ中に流れる電流にかかるローレンツ力を駆動力としたプラズマ放出現象である。探査機による直接測定によって、太陽コロナから放出され惑星間空間を伝播するCME内部にも電流が作る捻じれた磁場構造が存在することが見出されている。これはCMEが発生した太陽活動領域*1での捻じれた磁力線構造に起因するものである。それゆえ、CMEは太陽活動領域磁場から惑星間空間への磁気ヘリシティの放出と考えることもできる。

9.3 太陽面爆発現象の予測方法

突発現象である太陽面爆発を予測するための様々な方法が提案されているが、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、予測に有用な観測量を経験的に抽出し、それらを「予測のための情報 (predictor)」として利用することで、predictorとpredictandの間の統計的関係をもとに未来を予測する方法である。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。

一方、物理予測は物理法則に基づいてpredictandの決定に有用かつ観測可能なpredictorを導くことで、予測を実現する方法である。しかし、物理予測は開発途上である。そのため、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の発生予報はほとんど経験的予測によるが、その予測能力は未だに限定的である。特に、大きな社会影響を与える巨大フレアの規模や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非常に重要であるが、観測例が少ないため経験的予測の適用性はまだ十分に評価できていない。

9.4 太陽フレアの経験的予測

これまでに様々な観測量を太陽フレアのpredictorとする経験的予測が提唱され、利用されている。ここでは、

太陽フレア予測のpredictorとして提唱されてきた代表的なパラメータのいくつかを紹介する。

ほとんどの太陽フレアは太陽表面に現れる黒点あるいはその周辺で発生する。黒点は太陽内部のダイナモ過程によって生成された磁束管が上昇して太陽表面を横切った断面に対応しており、その周辺に活動領域を形成する。すなわち、フレアはこうして形成された黒点や活動領域に非ポテンシャル磁場として蓄積されたエネルギーが解放されることで発生する。黒点は小型望遠鏡による白色光観測で容易に確認できるため、黒点とフレアの関係については経験的に良く知られている。そのため、最も古くから使われている太陽フレア予測のpredictorは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[1]。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Xクラスフレアの発生確率が最も高いMcIntosh分類タイプの黒点群であっても、Xクラスフレアの発生確率は数%にすぎない[2]。それゆえ、黒点の形態分類のみによる大型フレアの発生予測能力は限定的である。

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と考えられる。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ある。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[3]。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[4]。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[5]。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ている。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 μh 以上*2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できない。それ故、フレア発生を決定する「隠されたパラメータ」があると考えられる。

*1 太陽表面で磁場が強い領域。しばしば、黒点を含む。

*2 μh はmicro-hemisphereを意味し、太陽半球面積の百万分の1に対応する面積の単位。

この隠されたパラメータを見出すために多くの研究がなされてきた。例えば、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[6]。磁気シアとは、太陽表面のポテンシャル磁場の水平成分と観測された水平磁場成分が成す角である。シア角が ± 90 度に近づくにつれ、磁場は非テンソル磁場成分をより多く有しており、フレアで解放可能な自由エネルギーもより大きい。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 80 度 ~ 85 度以上の領域が磁気中性線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、磁気中性線上のシア角の分布が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[7]。Wang & Shi (1993) など多くの研究は磁束消失 (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[8]。一方、Kusano et al. (2012) は、100通り以上の様々なコンピュータシミュレーションの結果と観測データの比較から、捻じれた構造をもつ大きなスケールの磁場の向きと磁気中性線*3に現れる小スケール磁場の向きが逆である場合、フレアが発生しやすいことを示した[9]。彼らはそうした小スケール磁場がフレア発生のトリガとなることを提唱している。

磁気中性線近辺の磁場構造に注目したパラメータとしてSchrijver (2007) が提唱する*R*パラメータがある[10]。*R*パラメータは磁気中性線上で法線磁場成分の勾配が強い領域における符号なし法線成分磁束である。Schrijver (2007) は*R*パラメータの増加に伴い24時間以内に軟X線放射強度が 10^{-5} W/m^2 以上 (M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*パラメー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 $10\sim 20\%$ にすぎず、X4クラス以上の巨大フレアの発生確率は 1% であった。このことは、巨大フレアの発生は*R*パラメー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磁気中性線の長さを太陽面爆発現象のpredictorとして提唱している[11]。

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[12, 13]。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[14]。

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[15]。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) 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[16]。さらに彼らはどのパラメータが予測に貢献するかを評価した。その後、機械学習を利用した様々なフレア予測が試みられている[17, 18]。

9.5 太陽フレア予測の運用モデル

現在、各国の宇宙天気予報機関で運用されている太陽フレア予測のほとんどは経験モデルに基づいて行われている。名古屋大学宇宙地球環境研究所の国際ワークショップを通してそれらの予測能力を共通の基準で比較する試みが行われた[19-21]。このワークショップでは2016年から2017年までに発生した214回の太陽フレアをサンプルとして、各国で運用されている19種類の予報モデルをtrue skill statistic (TSS) やAppleman skill score (ApSS) など複数の予測指標を用いて評価した。

その結果、いずれも一定の予測能力を持つことが示された。しかし、きわめて高い予測能力を持つモデルは無く、評価順位は評価指標に依存して様々に変化することが分かった。また、従来の統計データを用いた予報と機械学習を用いた予報の予測能力には大きな差は見いだせなかった。

各活動領域における過去のフレア活動履歴を利用することで、フレア予測能力が高まることも示された。これは、比較的大きなフレアを発生させる活動領域では複数回のフレアが繰り返し発生するためであると考えられる。実際に、現在のフレア予報は過去のフレア履歴に強く影響されているため、活動領域で最初に起きる大型フレアを予測することや最後に起きた大型フレアの後に静穏状態となることを正確に予測する能力は低いことが示されている[21]。

9.6 太陽面爆発のオンセット問題と不安定性

十分に信頼性の高いフレア予測がいまだに実現していない理由の一つは、「フレアやCMEがいつ、どこで、どのように発生するのかを決定する要因は何であるか?」という「太陽面爆発のオンセット問題」が未解明であるためである。そこで、この問題を解決するため、様々なオンセットモデルが提案されている。それらは磁場の形態学的変化に着目した磁気リコネクションモデルと電磁

*3 太陽表面での法線磁場成分の極性が反転する境界線。

流体力学 (MHD) 不安定性に着目した不安定性モデルに大別できる。

磁気リコネクションモデルとして広く知られているものに tether-cutting リコネクションモデル[22]と breakout リコネクションモデル[23]がある。tether-cutting リコネクションモデルは磁気中性線の上で捻じれた長い磁力線が形成された後に、その上を跨ぐ磁力線がその足元でつなぎ替わることにより、捻じれた磁力線を太陽につなぎ留めることが出来なくなるため噴出型フレアが発生するというものである (図1)。一方、breakout リコネクションモデルでは磁気中性線上の捻じれた磁力線の上に反平行磁場が存在し、そこでの磁気リコネクション (breakout リコネクション) が進むことで、捻じれた磁力線がさらに上昇し噴出型フレアが発生すると考える (図2)。両モデルともそれを示唆する観測例は存在するが、それぞれのモデルがどれほど現実を捉えているのかを定量的に評価することはできていない。また、いずれのモデルでも磁気リコネクションの発生を前提としており、原因となる磁気リコネクションがいつ、どこで発生するのか、それを何が決定するのかを説明してはい

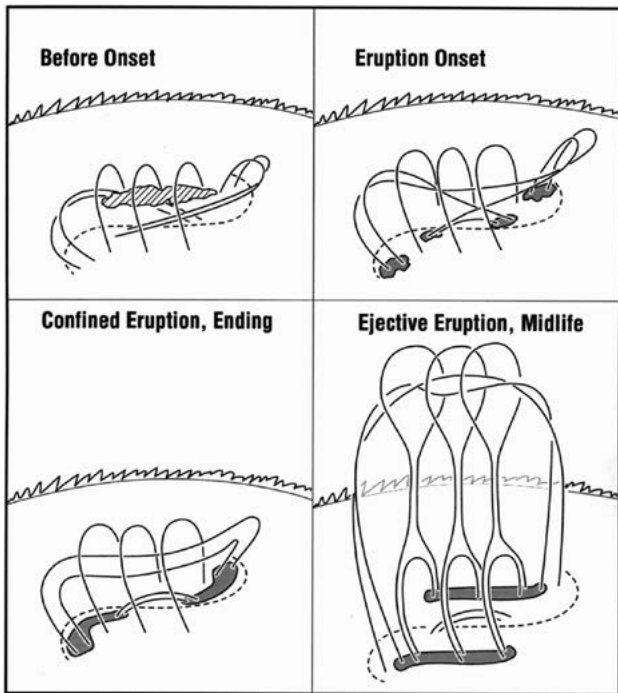


図1 tether-cutting リコネクションモデルのイラスト。引き延ばされた磁力線をつなぎ留める磁力線がリコネクションを受け、噴出が始まる ([22]より引用)。

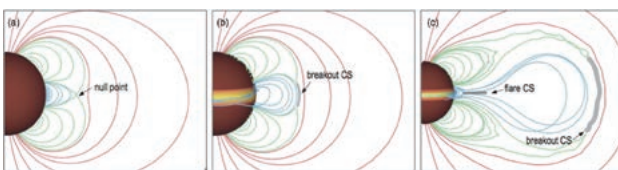


図2 breakout リコネクションモデルに関する数値シミュレーション結果。太陽表面で磁場の捻じれが増加することにより、磁場の向きが反転する null point 上でリコネクションが進み噴出が進行する ([24]より引用)。

ない。その意味でオンセット問題を十分に解決するものにはなっておらず、太陽面爆発の予測のための有用性は限られる。

これに対して、不安定性モデルでは理想MHD不安定性がその結果として磁気リコネクションを駆動することで太陽面爆発が発生すると考える。その代表例として、キンク不安定性とトーラス不安定性に注目したモデルがある。キンク不安定性はプラズマ柱に沿って流れる電流が十分強い場合、プラズマ柱に沿った磁場の安定化を凌駕してプラズマ柱の変形を引き起こす不安定性である。キンク不安定性は磁力線の周りを磁力線が回転する数であるツイスト数 T_w が一定の閾値を超えた場合に発生する。

一方、円環状のトーラス電流にはトーラスを外向きに拡張するフープ力が常に存在する。力の釣り合いを成り立たせるためにはそれを打ち消すために、トーラス電流が作る磁場と反対方向の外部磁場が必要となる。しかし、外部磁場がトーラスの半径方向に急激に減衰すると、トーラスがわずかに拡大した場合、フープ力を打ち消すことができず、トーラスは不安定化して拡大する。太陽コロナの電流は正磁極と負磁極を繋ぐループ型の磁力線に沿って流れているが、太陽表面上で法線磁場成分が変化しない境界条件は太陽内部の鏡像電流と等価であるため、トーラスプラズマのアナロジーを適用できる。すなわち、コロナ中の電流ループは外部磁場の減衰率 n が一定値を超えると不安定化して上昇をはじめ、噴出型フレアやCMEの発生を引き起こすと考えることができる。

これらの不安定性モデルが適用できるならば、臨界パラメータである T_w や n を計測することにより不安定性の発現を予測できる可能性がある。しかし、臨界パラメータの評価のためにはコロナ磁場の構造を知る必要があるが、コロナ磁場を直接観測することは困難である。そこで、観測可能な太陽表面 (光球面) 磁場を境界条件としてコロナ磁場の3次元構造をフォースフリー磁場モデルに基づいて近似的に数値計算で求める試みが行われている。

図3はJing et al. (2018) がフォースフリー磁場モデルを使い様々な中規模以上の太陽フレアが発生した太陽活動領域におけるフレア発生直前のツイスト数 T_w と磁場の減衰率 n を評価した結果である[25]。キンク不安定性とトーラス不安定性の臨界値はそれぞれ $T_w \sim 1.5$, $n \sim 1.5$ 程度であると理論的に考えられている。それゆえ、もしこれらの不安定性がフレア発生の原因であれば、フレア直前にそれらは臨界値近傍に接近することが期待される。しかし、図3からそのような振る舞い見て取ることはできない。この結果はキンク不安定性とトーラス不安定性がフレア発生の直接の原因となる場合が多くないことを示唆している。ただし、図3の黒丸で示した非噴出型フレアの場合の減衰率は全て0.75以下であるのに対し、噴出型フレアの場合の減衰率は1.5程度まで幅広く分布している。このことはCME形成にトーラス不安定性が一定の関係性を有している可能性を意味している。

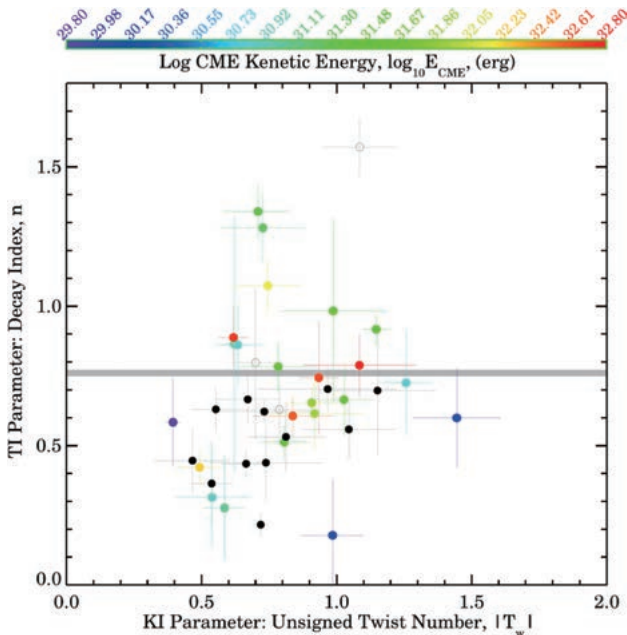


図3 様々な活動領域におけるフレア直前のツイスト数 T_w と磁場の減衰率 n 。マークの色は噴出型フレアに伴って発生した CME の運動エネルギーを示す。黒丸は CME を伴わない非噴出型フレア ([25] より引用)。

9.7 太陽フレアの物理予測の試み

磁気リコネクションと MHD 不安定性をそれぞれ個別の原因とするのではなく、両者の相互作用によって太陽面爆発の発生を説明するフィードバックモデルも提唱されている。例えば、微小なりコネクションが不安定性を生み出し、その成長がさらなる磁気リコネクションを駆動することにより、磁気リコネクションと MHD 不安定性が相乗的に成長することによって太陽面爆発が発生するというものである [26, 27]。

Ishiguro and Kusano (2017) はそうしたフィードバックモデルを定式化することをめざして電流の流れる捻じれた 2 つの磁気ループの tether-cutting リコネクションの結果生まれる磁場構造 (ダブルアーク) の安定性を数値的に解析した [28]。その結果、ダブルアークは新たなパラメータ

$$\kappa = \frac{\int T_w d\Phi}{\Phi_{\text{over}}}$$

が閾値 ($\kappa_0 \sim 1.5$) を超えると不安定化して上昇し、磁気リコネクションと共に相乗的に成長し得ることを提唱した (図 4)。パラメータ κ の分子は磁力線のツイスト数をリコネクション磁束 ϕ で積分したものであり、ダブルアーク内のポロイダル磁束に対応する。一方、分母はダブルアークにかかる外部磁束である。それゆえ、この不安定性 (ダブルアーク不安定性) は捻じれた磁場の磁気リコネクションによる不安定化効果と外部磁場による安定化効果の競争を経て発生する。

さらに Kusano et al. (2020) はダブルアーク不安定性によってフレア発生を予測することをめざして、その臨界条件 ($\kappa > \kappa_0$) から大型フレアを予測するための新たな

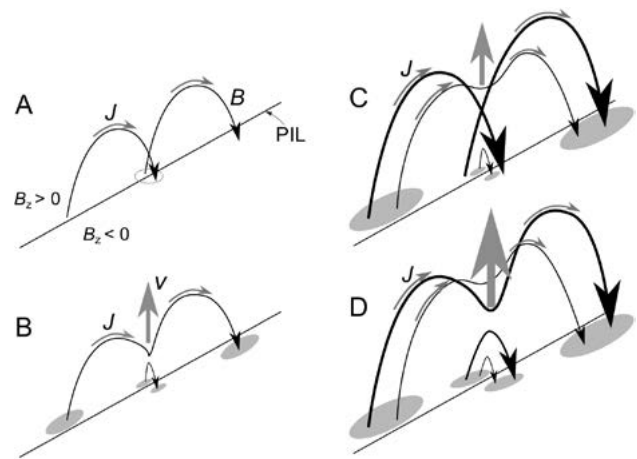


図4 ダブルアーク不安定性のイラスト。(A) 電流 J の流れる 2 つの磁力線が、(B) 磁気中性線上でリコネクションしてダブルアークが形成される。(C) ダブルアークが不安定化することで上昇し、(D) さらにリコネクションを駆動することで相乗的に成長する結果、フレアが発生する ([29] Fig.1 を基に改訂)。

スキーム (κ スキーム) を開発した [29]。以下にその方法と結果を説明する。 κ 値を評価するためにはフレア発生前の磁気リコネクションの位置と磁束量を知る必要があるが、そのような精密観測は現状では困難である。そこで、フォースフリー磁場モデルを利用して、フレア発生のトリガとなる微小なりコネクションが磁気中性線上で起きると仮定した上で、 κ パラメータの臨界条件を満たすために必要な磁気リコネクション領域の臨界半径 r_c を磁気中性線上の全ての点で求めた。さらに、もし各点で臨界条件が満たされた場合にダブルアーク不安定性が解放することができる自由エネルギー E_r をダブルアークと交差する磁力線構造から計算した。

図 5 はその結果であり、第 24 太陽周期に現れた大型黒点を有する 198 の太陽活動領域の磁気中性線上の点について E_r と r_c の関係を示している。図 5A は観測後 20 時間 X2 クラス以上の大型フレアが発生しなかった領域を、図 5B は中心子午線からの経度が ± 50 度以内で X2 クラス以上の大型フレアが発生した全ての領域についてのフレア直前の結果である。 $E_r > 2 \times 10^{31}$ erg かつ $r_c < 1$ Mm の領域で両者の間に明確な違いがあることがわかる。大型フレアが起きなかった全ての活動領域ではこの条件を満たす点が無かったのに対して、大型フレアが起きた 7 領域中 6 領域ではこの条件を満たす点が存在していた。さらにその条件を満たす点はそれぞれの領域のフレア発生位置と一致することも確認された (図 6)。この結果は多くの大型フレアの発生において、磁気中性線上の小規模リコネクションをトリガとして成長するダブルアーク不安定性が役割を果たしていることを意味している。

これらの結果は κ スキームが大型フレアの発生をその位置まで正確に予測できる可能性を示している。ただし、 κ スキームを日々の予測運用に利用するためには解決すべきいくつかの課題がまだ残っている。例えば、 κ スキーム

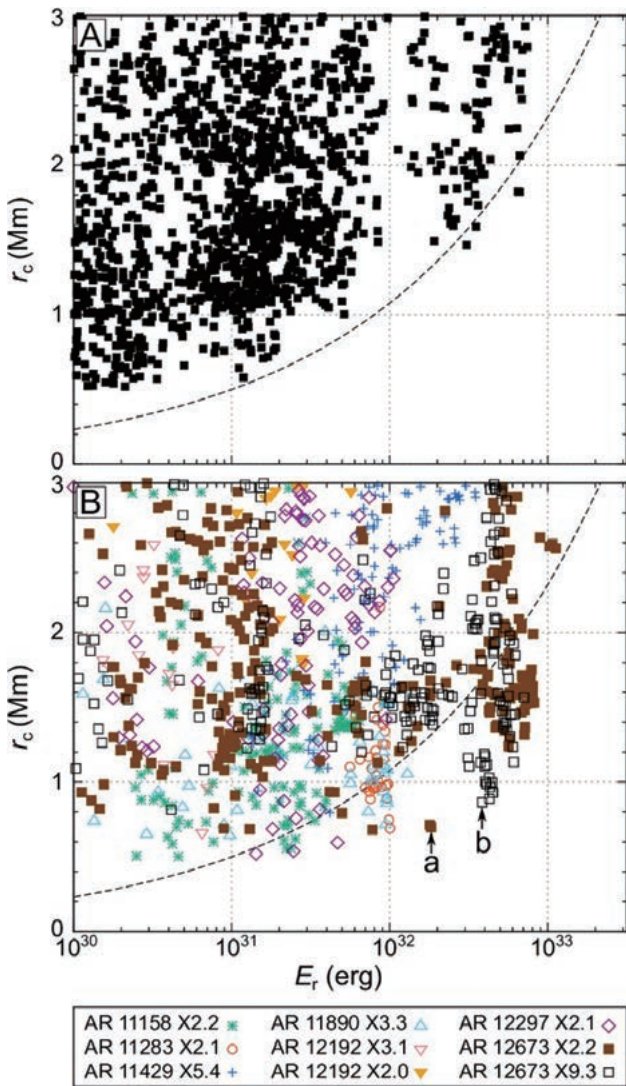


図5 E_r と r_c の関係。A: X2以上のフレアが20時間以内に発生しない大型黒点領域198個の結果。B: X2以上のフレアが発生した7活動領域の結果 ([29]より引用)。

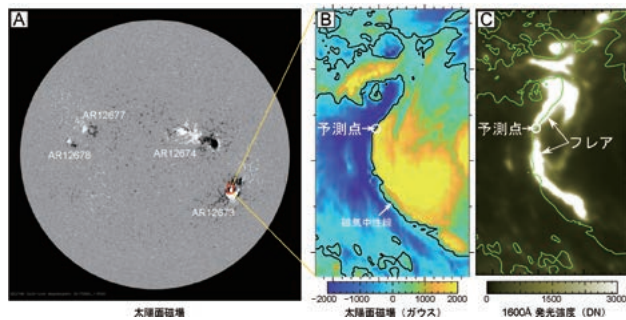


図6 2017年9月6日に活動領域(AR)12673で発生したフレア。左: SDO衛星で観測された太陽面磁場, 中央: AR12673の太陽面磁場分布と κ スキームによる予測点, 右: SDO/AIA1600 Åで観測されたフレアリボンと予測点 ([29] Fig.3を基に改訂)。

はフォースフリー磁場を求めるために大量の計算を必要とするため、リアルタイム予報運用の為にスキームの高速化を実現する必要がある。また、 κ スキームは7領域中1領域のみの大型フレアの発生を捉えることができなかったが、そうした例外的な領域の特徴を明らかにする

ことも太陽面爆発のオンセット問題を完全に解決し、その予測能力を高めるために必要な課題である。

9.8 CMEの発生予測モデル

前述したようにすべてのフレアがCMEを伴うわけではない。しかし、フレアの規模が大きくなるに従って、フレアがCMEを伴う割合は高くなることが知られており、Xクラス以上のフレアでは60%以上がCMEを伴う[30]。どのような領域で起きるフレアがCMEを伴う噴出型となるのかを明らかにすることはCMEの発生予測のために重要である。

Toriumi et al. (2017) は中型以上の51回のフレアについてCME伴うか伴わないかの区分に関するパラメータを探索した[31]。その結果、活動領域全体の面積に対するフレアリボンの面積、または活動領域全体の磁束に対するフレアリボン領域の磁束が大きいフレアがよりCMEを伴うことを見出した。フレアリボンとはフレアの際に正磁極と負磁極領域で磁気中性線にそってそれぞれ明るく輝く太陽表面領域である。フレアリボンはコロナで起きた磁気リコネクションの際に加速された高エネルギー粒子や加熱された高温プラズマが磁力線に沿って太陽表面に到達した結果、現れると考えられている。すなわち、フレアリボンは磁気リコネクションを受けた磁力線の太陽表面上の足に対応する。それゆえ、Toriumi et al. (2017) らが見出した知見は相対的に磁気リコネクション磁束量が多いほどCMEが形成されやすいことを示すと解釈することができる。

ただし、フレアリボンがどれほど拡大し得るかをフレア発生の前に予測することは難しい。そこで、フレア発生前にCME形成の可能性を評価するためには、活動領域の磁場構造から適切なパラメータを見出す必要がある。Lin et al. (2020) はフォースフリー磁場モデルを利用し、活動領域中で捻じれ T_w が一定以上に強い磁束と活動領域全体の磁束の比が、フレアが発生した際のCME形成と一定の関係を持つことを見出した。同様の研究としてはGupta et al. (2021) などもある[33]。彼らは非ポテンシャル磁場の磁気ヘリシティと活動領域全体の磁束の二乗の比が大きい領域ではフレアがCMEを伴いやすいことを示している。これまでに提唱されているパラメータによってフレアが発生した場合に噴出型となるか非噴出型となるかを完全に区別することはまだできていない。しかし、磁場の捻じれ、或いは非ポテンシャル磁場がCMEの発生に強く関係していることは示唆されており、それらはCME形成の予測にとって重要な知見となっている。

9.9 最後に

本章では太陽表面爆発現象の発生予測に焦点をあて、その現状と課題について述べた。太陽フレアやCMEの社会影響を軽減するためには、爆発現象の発生のみならず、惑星間空間におけるCMEの伝搬や変形、高エネルギー粒子の加速と伝搬なども正確に予測する必要がある。特に、人間が近い将来、月面で安全に作業し、安心して生活を

する為には太陽フレアに伴う高エネルギー粒子の急増を事前に予測することが不可欠となる。そのための研究も盛んに進められている。

太陽フレアなどの太陽表面爆発現象はプラズマ中の突発的なエネルギー解放現象であるため、その物理過程はトーラスプラズマにおけるディスラプションなどとも関係していると考えられる。そうした現象の発生機構を理解するための研究と予測研究を相互に高めあう取り組みが求められる。そのためには個々の現象の専門的な研究のみならず、プラズマ物理学、太陽物理学、宇宙空間物理学などの学際的な連携が必要である。本稿がその一助になれば幸いである。

参考文献

- [1] P.S. McIntosh, *Solar Phys.* **125**, 251 (1990).
- [2] P.T. Gallagher *et al.*, *Solar Phys.* **209**, 171 (2002).
- [3] G.E. Hale *et al.*, *Astrophys. J.* **49**, 153 (1919).
- [4] H. Künzel, *Astron. Nachr.* **285**, 271 (1960).
- [5] I. Sammis *et al.*, *Astrophys. J.* **540**, 583 (2000).
- [6] M.J. Hagyard *et al.*, *Solar Phys.* **91**, 115 (1984).
- [7] S.F. Martin, *Solar Phys.* **68**, 217 (1980).
- [8] J. Wang and Z. Shi, *Solar Phys.* **143**, 119 (1993).
- [9] K. Kusano *et al.*, *Astrophys. J.* **760**, 31 (2012).
- [10] C.J. Schrijver, *Astrophys. J.* **655**, L117 (2007).
- [11] D.A. Falconer *et al.*, *Astrophys. J.* **689**, 1433 (2008).
- [12] V.I. Abramenko, *Solar Phys.* **228**, 29 (2005).
- [13] R.T.J. McAteer *et al.*, *Astrophys. J.* **631**, 628 (2005).
- [14] M.K. Georgoulis and D.M. Rust, *Astrophys. J.* **661**, L109 (2007).
- [15] P.H. Scherrer *et al.*, *Solar Phys.* **275**, 207 (2012).
- [16] M.G. Bobra and S. Couvidat, *Astrophys. J.* **798**, 135 (2015).
- [17] N. Nishizuka *et al.*, *Astrophys. J.* **835**, 156 (2017).
- [18] E. Camporeale, *Space Weather* **17**, 1166 (2019).
- [19] KD Leka *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **243**, 36 (2019).
- [20] KD Leka *et al.*, *Astrophys. J.* **881**, 101 (2019).
- [21] S-H. Park *et al.*, *Astrophys. J.* **890**, 124 (2020).
- [22] R.L. Moore *et al.*, *Astrophys. J.* **552**, 833 (2001).
- [23] S.K. Antiochos *et al.*, *Astrophys. J.* **510**, 485 (1999).
- [24] JT Karpen *et al.*, *Astrophys. J.* **760**, 81 (2012).
- [25] J. Jing *et al.*, *Astrophys. J.* **864**, 138 (2018).
- [26] J. Zhang and K.P. Dere, *Astrophys. J.* **649**, 1100 (2006).
- [27] B.T. Welsch, *Solar Phys.* **293**, 113 (2018).
- [28] N. Ishiguro and K. Kusano, *Astrophys. J.* **843**, 101 (2017).
- [29] K. Kusano *et al.*, *Science* **369**, 587 (2020).
- [30] S. Yashiro *et al.*, *J. Geophys. Res.* **110**, A12S05 (2005).
- [31] S. Toriumi *et al.*, *Astrophys. J.* **834**, 56 (2017).
- [32] PH Lin *et al.*, *Astrophys. J.* **894**, 20 (2020).
- [33] M. Gupta *et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **653**, A69 (2021).