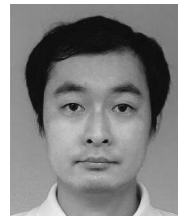


観測データ駆動型磁気流体シミュレーション による太陽フレア・プラズマ噴出の研究



金子 岳 史

〈名古屋大学宇宙地球環境研究所 〒464-8601 愛知県名古屋市中種区不老町〉

e-mail: kaneko@isee.nagoya-u.ac.jp

太陽大気中ではフレアと呼ばれる爆発現象や、それに伴うプラズマ噴出現象が発生する。太陽では光球磁場をベクトル成分まで精度良く観測できるため、観測データを境界条件として磁気流体方程式を数値的に解く観測データ駆動型磁気流体シミュレーションが行われる。本研究では、新たなデータ駆動手法を開発し、実際に連続して発生した太陽プラズマ噴出現象の再現に成功した。また、放射と熱伝導を含めた太陽フィラメント形成磁気流体シミュレーションと併せ、データ駆動型シミュレーション研究の今後の展望を紹介する。

1. 太陽フレア・プラズマ噴出

太陽大気中では、フレアと呼ばれる爆発現象が発生する。太陽フレアは強いX線や大量のプラズマを宇宙空間へ放出することがあり、宇宙飛行士や航空関係者の被曝、人工衛星の故障など、宇宙空間や超高層大気環境を利用する社会インフラに影響を及ぼす。フレアの物理メカニズム解明と予測手法の確立は、太陽物理学の最重要課題の1つであるとともに、テクノロジーに依存した現代社会にとっても重要になる。他の恒星へ目を向けると、太陽フレアより桁違いにエネルギーが大きいスーパーフレアが多数観測されている [1]。太陽でも、過去にXクラス（現代の観測で最大規模）の数十倍以上のエネルギーを持つフレアが発生したことが、木の年輪や南極氷床の放射性同位体の解析、あるいは過去の記録文献から示唆されている [2-5]。過去と言っても660BC, 775AD, 1859ADなどで、太陽の年齢と比べればつい最近である。今後、太陽ではどの程度巨大なフレアまで発生しうるのだろうか？ この問いに答えるためには、フレアによるエネルギー解放を定量的に説明可能

な理論モデルを確立する必要がある。

巨大なフレアは強い磁場が密集する黒点上空で発生する。特に、逆向きの磁場が隣接しており、且つ、面積の大きい黒点で巨大なフレアが発生しやすい傾向にある [6]。フレアの基本的なメカニズムは磁気リコネクションと磁気流体不安定であると考えられている。磁気リコネクションとは、逆向きの磁場が磁気拡散によって互いにつなが換わる物理素過程である。太陽フレアにおいて、磁気リコネクションには2つの役割があり、1つは磁気エネルギーの熱・運動エネルギーへの変換、もう1つは磁場構造（トポロジー）の変化である。図1にフレアの磁気エネルギー解放メカニズムの概要を示す。光球（太陽表面）からコロナ（上空のプラズマ大気）へかけて伸びるアーチ形のループ磁場を考える（パネル (a)）。例えば、正極と負極の間に収束運動があると、逆向きの磁場が互いに接近し、磁気リコネクションが発生しやすくなる。磁気リコネクションにより2本のループがつながり換わり、上空には長いヘリカル形の磁束管が形成される（パネル (b)）。磁束管は、磁気流体不安定の条件を満たしている場合、力学非平衡状

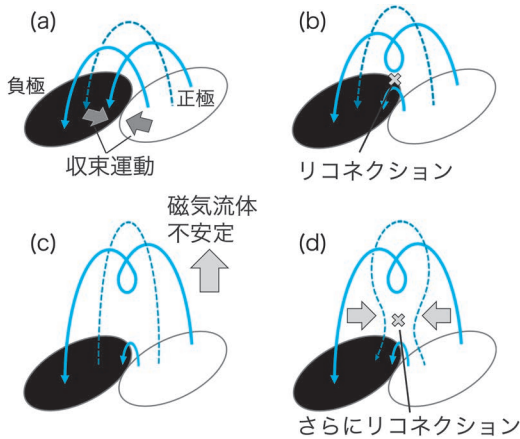


図1 フレアのメカニズムの概要。青の実線と破線は光球からコロナへかけて伸びる磁力線を表す。実線は初期段階でリコネクションを起こす磁力線、破線で表される磁力線は、実線で表される磁力線を周囲から覆っている。白と黒のパッチは光球面上の鉛直磁場を表す。

態となり、上昇する（パネル (c)）。磁束管が上昇すると、磁束管下部では減少した磁束を補うために周囲の磁場が引き込まれ、さらにリコネクションが進行する（パネル (d)）。このように、磁気リコネクションと磁気流体不安定のフィードバックがうまく働くことにより、爆発的なエネルギー解放が生じると考えられている [7, 8]。現実の磁場構造はもっと複雑であり、また、異なる物理メカニズムが相互作用しながら非線形成長するため、各観測イベントについて最終的なエネルギー解放量を定量的に説明するのは容易ではない。

非線形現象の解明には数値シミュレーションによる研究が有効である。太陽では、高時空間分解能の観測データが大量に得られるため、数値シミュレーションの結果を強く制限することができる。例えば、光球磁場はベクトル成分まで詳細な2次元面分布を観測することができる。数値シミュレーションでは、光球磁場データから力学平衡を仮定して上空のコロナ磁場を外挿し、初期条件として利用することがある [9]。コロナ磁場は直接観測することが難しいため、観測データと数

値モデルを組み合わせることによって3次元磁場構造を推定し、磁気流体不安定の臨界条件や蓄積されている磁気エネルギーの診断が行われている [8]。本稿では、観測データと磁気流体シミュレーションを組み合わせた太陽フレア・プラズマ噴出研究について概説したのち、筆者が最近提案した新たなシミュレーション手法と今後の展望について紹介する。

2. 磁気流体シミュレーション研究

太陽フレア研究で用いられる磁気流体シミュレーションを大別すると、以下の3つに分けることができる。

- 1) データ模倣シミュレーション
- 2) データ拘束シミュレーション
- 3) データ駆動シミュレーション

データ模倣 (data-inspired) シミュレーションとは、観測データを直接使わないシミュレーションである。人間が観測データを見て (インスパイアされて)、観測的に許される範囲で初期条件や境界条件を設定し、シミュレーションを行う。シンプルな磁場構造を仮定することが多く、一般的な物理メカニズムの解明やパラメータ依存性の調査を目的として実施されることが多い。データ拘束 (data-constrained) シミュレーションでは、観測データを初期条件の一部として用いる。基本的には、観測された光球磁場データから力学平衡状態のコロナ磁場を外挿し、初期条件とする。境界条件は人為的に変化させ、新たな磁場要素を追加したり、何らかの速度場を導入することで、フレアを再現する。多くの場合、時間発展後の磁場は観測と整合しないが、フレアを駆動する様々な可能性を、現実的な磁場構造を踏まえた上で議論できる。データ駆動 (data-driven) シミュレーションでは、観測磁場の時系列データを用いることで、初期状態から時間発展まで観測と整合的にし、フレアの原因となった磁場の変化まで再現する。データ駆動シミュレーションの手法開発は世

界中で行われているが、まだ課題も多い。以降はデータ駆動シミュレーションについて概説する。

2.1 データ駆動シミュレーション

データ駆動シミュレーションでは、光球磁場の時系列データを、磁場の時間発展方程式の下部境界条件として用いる。これにより、現実的な磁場構造だけでなく、現実的な時間発展も再現可能になると期待される。先行研究では、これまで様々なデータ駆動シミュレーションが試みられており、比較研究も行われている [10]。大きく分けて2通りの方法があり、1つは磁場データを直接シミュレーションの下部境界へ導入する方法 [11]、もう1つは、磁場の時系列データから電場を計算して下部境界領域へ導入する方法 [12, 13] である。なぜ直接磁場を導入するのではなく、電場を導入する方法が考案されたのかを簡単に説明する。まず、シミュレーション内の磁場の時間発展は、以下のファラデーの法則

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \vec{E} \tag{1}$$

を数値的に解いて求める。ここで、 \vec{B} は磁場、 \vec{E} は電場、 c は光速、 t は時間を表す。電気抵抗がない場合、電場は

$$\vec{E} = -\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \tag{2}$$

で与えられる。ここで \vec{v} はプラズマ速度を表す。力学平衡解を求める場合、最終的には全領域で $\vec{v} = \vec{E} = 0$ になることが求められるため、初めから境界電場を0としておき、徐々に緩和させる。一方、磁場の時間変動解を求める場合、式(1)からも明らかな通り、正確な電場を与えなければ磁場の時間発展は再現できない。このような理由から、データ駆動シミュレーションでは、磁場だけでなく電場（もしくは速度場）を与える必要があると考えられている。電場は観測磁場の時系列データから求めることができる。例えば、 n 番目

と $n+1$ 番目の観測磁場データ \vec{B}^n, \vec{B}^{n+1} と観測時間幅 τ が与えられたとき、

$$\frac{\vec{B}^{n+1} - \vec{B}^n}{\tau} = -c \nabla \times \vec{E}^I, \tag{3}$$

を逆に解けば、インバージョン電場 \vec{E}^I が得られる。式(1)を解くとき、 \vec{E}^I を与えた部分では観測磁場が数値的に再現され、それ以外の領域では電場は式(2)に基づき計算され、結果的に観測磁場の変化を反映した3次元的な磁場の物理解が得られることになる。一方で、正確な電場を求めるのは難しく、様々な改良が試みられている。まず、観測磁場データは光球面上の2次元データであり、高度方向の情報がない。そのため、式(3)右辺の鉛直微分項を含めて完全に解くことができない。また、電場はゲージ不変量であるため、適当なスカラー ϕ を

$$\vec{E} = \vec{E}^I - \nabla \phi, \tag{4}$$

の形で加えることができるが、ゲージがシミュレーション結果に影響を与えることが実証されている [14]。これは、下部境界のPoyntingベクトル $\vec{F} = \vec{E} \times \vec{B}$ が ϕ に依存しており、磁気エネルギーの供給量が変わるからである。もともとシミュレーション領域では、電場は式(2)で物理的に一意に決まる。これに対して、異なるゲージを持つ電場を境界で接続させると、結果として異なる解になってしまう。適切なゲージは基本的に不明である。先行研究では、いくつかの異なるゲージでシミュレーションを行い、結果を比較し、現実により近いものを選んで議論するのが一般的である。

2.2 新たなデータ駆動手法： $\vec{E} \times \vec{B}$ 駆動

我々は、電場によるデータ駆動手法の課題を踏まえた上で、新たなデータ駆動手法を提案した [15]。まず、電場を求める手法としては、先行研究で提案されたポロイダル-トロイダル分離法 (poloidal-toroidal decomposition [16]) を採用した。この手法では、磁場をポロイダル成分とトロ

イダル成分のスカラーポテンシャルで表し、複数のポアソン方程式を解くことで電場を求める。この手法は、副産物として電場の鉛直微分も得られるため、2次元磁場データから、電場の3次元構造をある程度決めることができる。ゲージ変換としては、

$$\vec{E} \cdot \vec{B} = (\vec{E}' - \nabla \phi) \cdot \vec{B} = 0 \quad (5)$$

という条件を採用した。これは、シミュレーション内で計算される電場はもともと

$$\vec{E} \cdot \vec{B} = (-\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{B} = 0 \quad (6)$$

が成り立つためである。このようなゲージ変換を行うと、

$$\vec{v}' = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (7)$$

のように電場を速度場へ変換することができる。試しに式(7)を式(2)の右辺へ代入すると、

$$\begin{aligned} -\frac{\vec{v}'}{c} \times \vec{B} &= -\frac{(\vec{E} \times \vec{B}) \times \vec{B}}{B^2} \\ &= \vec{E} - \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{B^2} \\ &= \vec{E} \end{aligned}$$

となり、電場 \vec{E} をかけたことと等価になることが分かる(定義上、磁場に垂直な電場成分しか再現できないため、もともとの電場をゲージ変換により磁場と垂直にしておく)。我々の手法では、式(7)で求められるインバージョン速度場 \vec{v}' をシミュレーションの下部境界領域に導入することで、電場と磁場の両方が再現される。従来の手法では、境界領域とそれ以外の領域で電場の定義が異なっていたが、本手法では電場を式(2)により一貫して定義できる。ここまでファラデーの式に注目してきたが、磁気流体シミュレーションではプラズマの運動方程式を連立させて解く。速度場を与えることで、運動方程式の境界条件を与えることにもなる。結果として、磁場の凍結(磁場

とプラズマの磁力線垂直方向の運動が一致する)が保証される。

3. 太陽プラズマ噴出現象の再現

新たに提案した手法の有効性を実証するために、実際に発生したプラズマ噴出イベントをターゲットとして磁気流体シミュレーションを実施した。

3.1 観測されたプラズマ噴出現象

本研究で対象としたのは、2017年11月4-5日に同じ領域から連続して2回発生したプラズマ噴出現象である。観測は、京都大学飛騨天文台に設置された太陽磁場活動望遠鏡SMART (Solar Magnetic Activity Research Telescope) に近年搭載された多波長分光装置SDDI (Solar Dynamics Doppler Imager [17]) によって実施された。図2に観測結果を示す。パネル(a1)-(a6)はH α 線ブルーシフト側波長(H α -0.5 Å)の観測結果で、矢印で示した黒い部分が紙面手前方向に運動するプラズマを表す。パネル(b1)-(b6)はH α 中心線による観測結果であり、温度10⁴ K程度のプラズマが発する光を捉えている。この領域では、11月4日23:40頃と5日2:50頃の2度に渡りプラズマ噴出が発生した。1度目は、プラズマの噴出(パネル(a2), (a3))とともにH α 線の増光(パネル(b3))が見られた。2度目のプラズマ噴出時(パネル(a5), (a6))には、H α 中心線にも細長い影が現れ(パネル(b5), (b6))、フィラメントが噴出したと考えられる。フィラメントについては4章で説明する。図3にプラズマ噴出が発生した領域の光球磁場の時間変化を示す。観測は米国NASAの太陽観測衛星SDO (Solar Dynamics Observatory) に搭載された光球磁場観測装置HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) で実施された。この領域は黒点のように1000 Gを超える強い磁場はなかったが、100 G程度の正極(白)と負極(黒)のペアで構成されていた(パネル(a), (b))。時間とともに負極が正極へ接近し、最終的

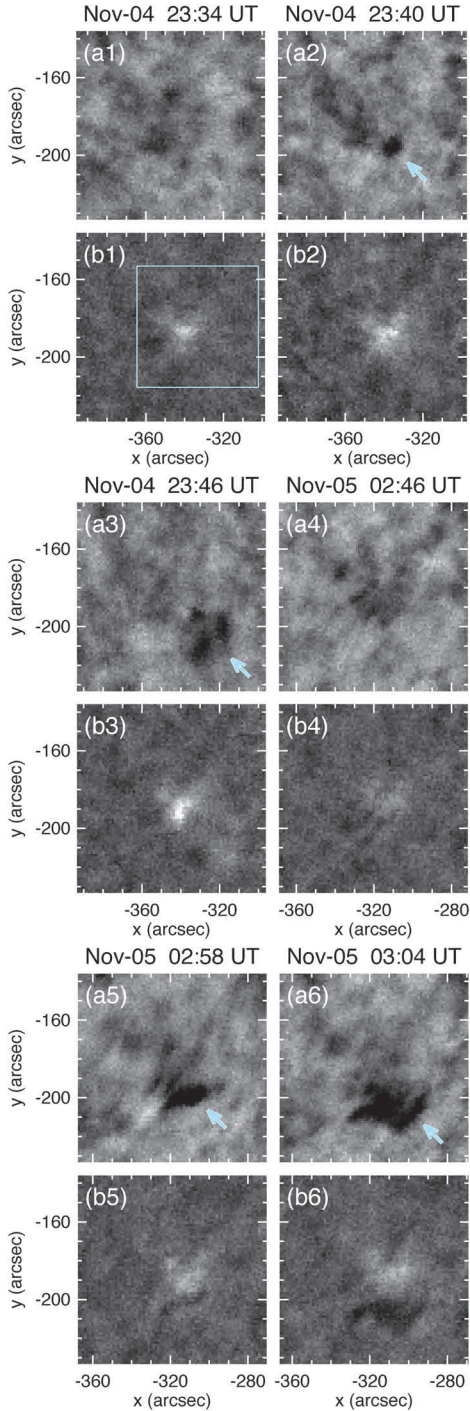


図2 H α 線によるプラズマ噴出現象の分光観測 (SMART/SDDI). パネル (a1)–(a6) は H α –0.5 Å, パネル (b1)–(b6) は H α 線中心の図. 縦軸と横軸の単位は秒角.

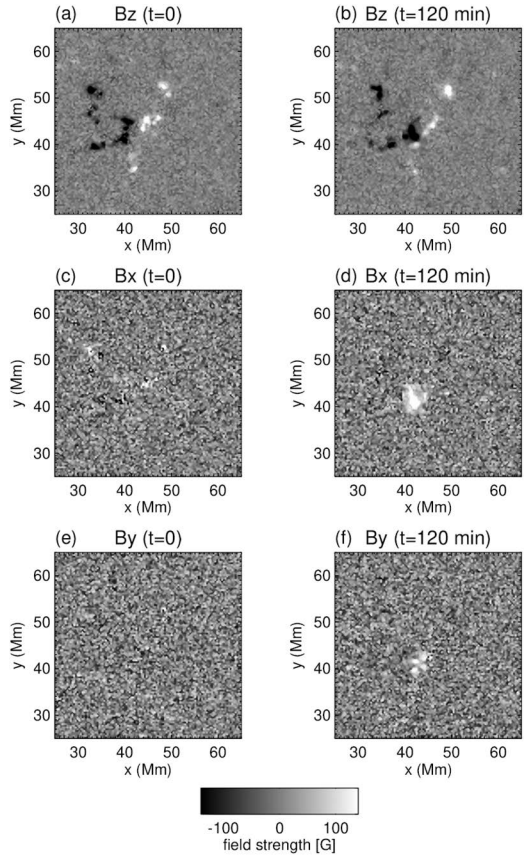


図3 図2 (b1) の四角で囲まれた領域内の光球ベクトル磁場の時間変化 (SDO/HMI). パネル (a), (b) は鉛直磁場, パネル (c)–(f) は水平磁場を表す. $t=0$ は 2017/11/4 22:58 UT に対応する. グレースケールは符号付きの磁場強度を表す. ここでは2時間分の時間変化を示しているが, 実際には12分おきの時系列データが得られている. 縦軸と横軸の単位はメガメートル ($1 \text{ Mm} = 10^3 \text{ km}$).

には正極と負極が互いに打ち消しあった. 負極の接近に伴い, 磁場の水平成分が強くなっていることも分かる (パネル (c)–(f)). 2度のプラズマ噴出は, このような正極と負極の収束運動に伴う磁場変化によって生じたと考えられる.

3.2 データ駆動シミュレーションの結果

SDO/HMIの光球磁場データを用いてデータ駆動シミュレーションを実施し, SMART/SDDIの観測結果と比較した. シミュレーションでは, 磁

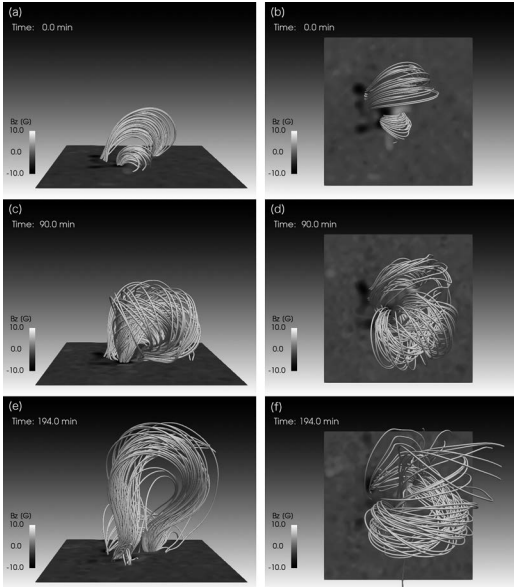


図4 データ駆動シミュレーションの結果. 線は磁力線を表す. パネル (a), (b) は噴出前, パネル (c), (d) は1度目の噴出時, パネル (e), (f) は2度目の噴出時の磁場構造を示している. 左列は横から見た場合, 右列は上から見た場合に相当する.

場時系列データをインバージョンして速度場を導出し, これを下部境界領域へ導入する. 基礎方程式は磁気流体方程式であるが, ガス圧は磁気圧に比べて十分小さいと仮定し, 内部エネルギーの式は省略した. 図4にシミュレーションの結果を示す. 観測同様, 2度の噴出が再現された. 噴出前 (パネル (a), (b)) はアーチ状であった磁場が, 磁気リコネクションによってヘリカルな磁束管構造へと変化し (パネル (c)-(f)), 上空へ噴出した. 図5はシミュレーションの下部境界領域に再現された磁場分布である. 観測 (図3) と比較すると, 正極と負極の収束運動や, 強い水平磁場の出現をよく再現できている. Lowpass filter をかけて細かい観測ノイズを除去する必要があったため, 磁場構造は全体的にぼやけている.

観測の図2 (a3), (a6) と, シミュレーションの図4 (d), (f) をそれぞれ比較すると, $H\alpha$ 線で

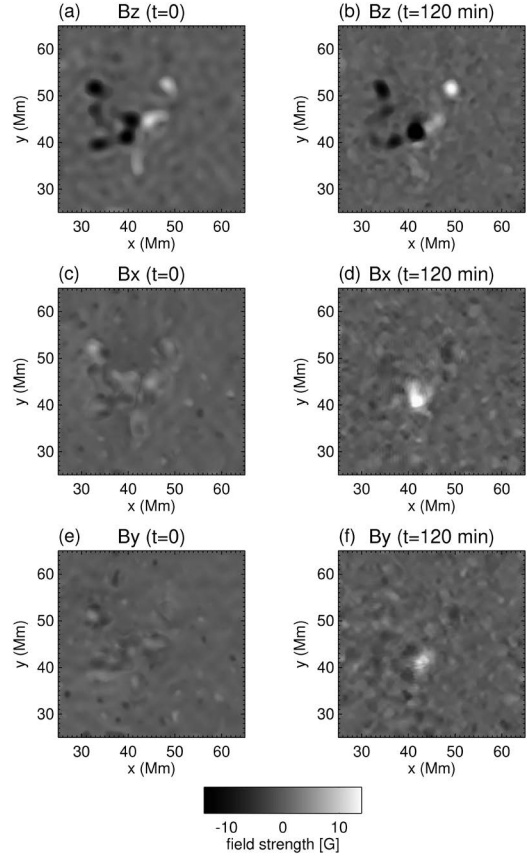


図5 シミュレーションの下部境界領域に再現された磁場分布.

観測された噴出プラズマの形状とシミュレーションの磁束管構造はよく似ており, 射出方向も同じであることが分かる. 不安定化した磁束管内に捕捉されたプラズマが $H\alpha$ 線ブルーシフトの起源であると考えられる. 図6に, 領域内に蓄積されている磁場の自由エネルギー (実線) と, プラズマの運動エネルギー (破線) の時間変化を示す. Time=80-90 min と time=180-190 min の急激な運動エネルギーの増加が噴出に対応している. これらの時刻に磁場の自由エネルギーは減少しており, 磁気エネルギーが運動エネルギーに変換されていることが分かる. また, 全自由エネルギーに対する解放エネルギーの割合は10%程度であること, 1度目の噴出後しばらくして再びエネル

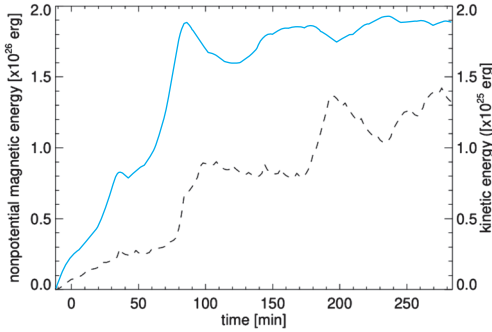


図6 エネルギーの変化. 実線は磁場の自由エネルギー (nonpotential energy, 左軸), 破線はプラズマの運動エネルギー (kinetic energy, 右軸) を表す.

ギー蓄積が始まり (time=120-170 min), 新たに蓄積されたエネルギーが2度目の噴出で消費されたことも分かる. 今回のイベントでは収束運動によって持続的にエネルギーの蓄積が見られた. また, エネルギー解放率が10%程度であった理由としては, 磁場構造の主に南側のみが不安定化したこと, リコネクション発生高度より上側の磁場のみが噴出することなどが考えられる. 今回のイベントに限らず, フレアやプラズマ噴出は同じ領域から複数回発生することが多い. なぜ1度で全ての自由エネルギーが消費されないのかは一般的に不明であり, 領域ごとに理由が異なる可能性もある. 今回ターゲットとした領域は, 黒点と比べて空間スケールが小さく, 磁場も弱かったが, 基本的なエネルギー解放メカニズムは黒点フレアと同様であった点は興味深い. 今後様々な活動領域を対象としてデータ駆動シミュレーションを実施し, 解放エネルギー量を決める物理メカニズムを解明したい.

4. 加熱? 冷却?

磁気リコネクションは磁気エネルギーを熱エネルギーや運動エネルギーへ変換するため, 基本的にプラズマは加熱・加速される. 実際, 3章で紹介したプラズマ噴出イベントでは, 1度目の噴出

時にはH α 中心線などで弱い増光(微弱なフレア, 図2 (b3))が見られ, プラズマ温度の上昇が示唆される. 一方, 2度目の噴出時には, H α 中心線に細長い暗い構造が形成されている. このような構造はフィラメント(プロミネンス)と呼ばれ, 低温高密度のプラズマ雲が背景からの光を遮って暗く映る. コロナの温度が100万K以上であるのに対し, フィラメントの温度は1万K以下であり, 密度は周囲のコロナの10-100倍ほど高い. フィラメントは磁場の正極と負極が接する磁気中性線に沿って形成されることが知られており, フレアも正極と負極の間で発生するため, フレア発生時にフィラメントが飛び出していく様子がしばしば観測される. 磁気中性線上は, 低温から高温まで幅広い温度のプラズマが存在する, 熱力学的に変動の激しい領域である. では, 低温高密度プラズマの由来は何であろうか? 理由の1つとして, プラズマからの輝線放射による熱不安定(熱非平衡)が挙げられる. コロナプラズマからの輝線放射を足し合わせると, 30万K以上では, 低温になるほど放射が強くなる傾向がある. そのため, プラズマの温度が下がると放射冷却が強くなり, さらに温度が下がるというフィードバックが働き, 暴走的に低温化する. ただし, 通常のコロナは対流層から磁場を介したエネルギー注入があり, また, 熱伝導による緩和のタイムスケールは放射冷却のタイムスケールよりずっと短いため, 熱的に安定な状態を保っている. 熱不安定が発生するのは, 磁気リコネクションにより磁場構造が変化し, エネルギー輸送の経路が変わってしまったことが一因と考えられる. 我々は, 磁気リコネクションが熱不安定による急激な低温化を引き起こす可能性について調べるため, 熱伝導と放射冷却を考慮した磁気流体シミュレーションを行った[18, 19]. このシミュレーションではエネルギー方程式も省略せずに解いている. 図7に結果を示す. 本シミュレーションではひとまず観測磁場を使わず, シンプルなアーチ型の磁場構造

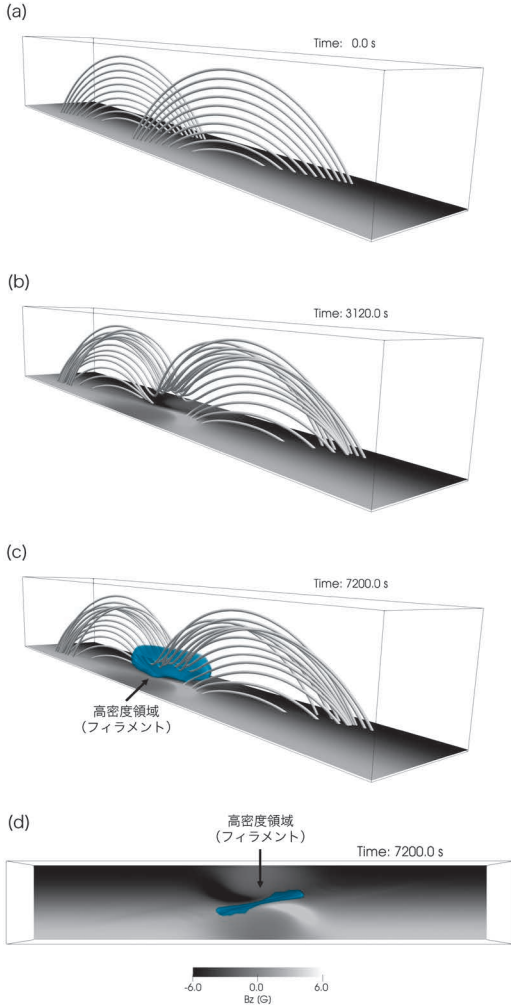


図7 熱伝導と放射冷却を考慮した磁気流体シミュレーションの結果。線は磁力線を表し、高密度領域（フィラメントに相当）を3次元等値面に表示している。底面のグレースケールは鉛直磁場を表す。パネル (d) はパネル (c) を上から見た図で、磁力線は表示していない。

を初期条件とした（パネル (a)）。下部境界には正極と負極の収束運動を模倣する形で速度場を与えた。収束運動により磁気リコネクションが発生し、磁場構造は磁束管へと変化する（パネル (b)）。リコネクションにより一時的に温度は上昇するが、最終的には冷却に転じ、低温高密度のフィラメントが形成された（パネル (c), (d)）。フィラメント形成前の熱収支を確認すると、磁束

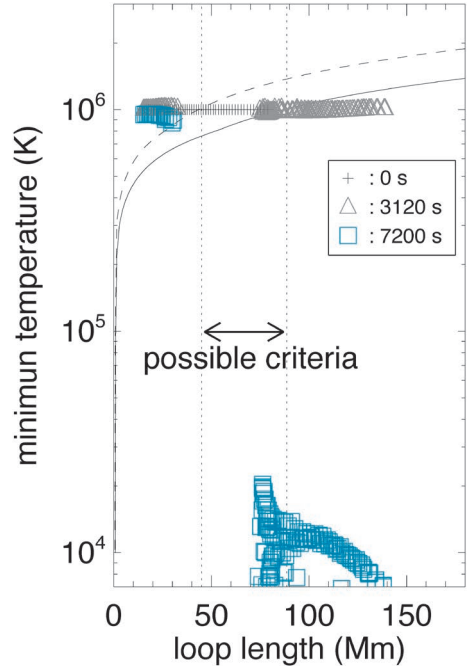


図8 磁力線の長さ（loop length）と温度の関係。各点が異なる磁力線ループを表す。十字は初期状態、三角はリコネクション発生直後、四角は熱不安定発生後を表す。実線と破線は、温度 10^6 Kで、密度がそれぞれ $n=5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $n=1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ の場合の熱不安定の臨界条件を表す。磁力線の長さ（loop length）が臨界長（possible criteria）に達すると熱不安定が生じる（臨界長は密度や温度に依存するため、この図中では幅がある）。

管内に捕捉された比較的高密度（周囲のコロナ密度の数倍）のプラズマの放射冷却が背景の加熱を上回っていた。また、長い磁力線では温度勾配が小さくなるため、熱伝導も効きにくくなっており、最終的には熱不安定が生じた（温度は100分の1に低下、密度は数十倍に増加）。

図8は各磁力線の長さ（loop length）と温度の関係を時間ごとに表している。実線と破線は熱不安定の臨界条件を表している。初期温度は典型的なコロナ温度 10^6 Kである（図中の十字点）。リコネクションにより、2つの磁力線がつながって1つの磁力線になるため、磁力線は長くなる（図中の三角点）。臨界長を超えた磁力線では熱不安定が生じ、低温

化していることが分かる（図中の四角点）。このように、磁気リコネクションは基本的にプラズマを加熱するが、同時に磁力線の形状を変えて熱エネルギーバランスを崩す働きもあり、場合によっては急激な低温化を引き起こすことがある。本メカニズムは、2次元の場合に関しては先行研究で理論だけが提案されていた [20]。筆者はこれを3次元に拡張し、さらに数値シミュレーションによって初めて実証した。

5. 今後の展望

今後の研究では、放射や熱伝導などの物理プロセスと観測データの両方を取り入れたデータ駆動シミュレーションを実施したい。これが実現できれば、低温高密度なフィラメントの有無も含めて太陽フレア・プラズマ噴出を再現できると考えられる。また、本研究で対象としたプラズマ噴出は小規模イベントであったが、物理メカニズムは黒点で発生するフレアと基本的に共通であった。今後、巨大黒点を含む様々な空間スケールの磁場データを使ってシミュレーションを行い、フレアに関する様々なスケール則（例えばX線エネルギー vs 運動エネルギー [5]）の解明や、多波長観測の解釈にも役立てたい。様々な黒点フレアを再現することができるようになれば、フレアの事前予測など、実社会応用への展望も開ける。また、太陽研究で得られた理論モデルを拡張し、恒星フレアの研究へ応用することも将来的には可能になると考えられる。太陽研究で培ったフレアモデルを恒星研究を通して一般化できれば、今後の太陽におけるスーパーフレアや巨大質量放出の可能性について、経験的ではなく物理的に答えることができるようになることを期待している。

謝 辞

本稿の内容は筆者の博士論文や投稿論文に基づいています。この場を借りて共著者の方々に深く感謝いたします。本稿の執筆を勧めていただいた

岩井一正編集委員には大変お世話になりました。本稿を校閲していただいた編集委員の方々にも厚くお礼申し上げます。

参考文献

- [1] Maehara, H., et al., 2012, *Nature*, 485, 478
- [2] Cliver, E. W., & Dietrich, W. F., 2013, *J. Space Weather Space Clim.*, 3, A31
- [3] Miyake, F., et al., 2012, *Nature*, 486, 240
- [4] O'Hare, P., et al., 2019, *Proc. NAS*, 116, 5961
- [5] Moschou, S., et al., 2019, *ApJ*, 877, 105
- [6] Sammis, I., et al., 2000, *ApJ*, 540, 583
- [7] Fan, Y., 2010, *ApJ*, 719, 728
- [8] Kusano, K., et al., 2020, *Science*, 369, 587
- [9] Inoue, S., et al., 2018, *Nat. Commun.*, 9, 174
- [10] Toriumi, S., et al., 2020, *ApJ*, 890, 103
- [11] Jiang, C., et al., 2016, *ApJ*, 828, 62
- [12] Cheung, M. C. M., & DeRosa, M. L., 2012, *ApJ*, 757, 147
- [13] Hayashi, K., et al., 2018, *ApJ*, 855, 11
- [14] Pomoell, J., et al., 2019, *Sol. Phys.*, 294, 41
- [15] Kaneko, T., et al., 2021, *ApJ*, 909, 155
- [16] Fisher, G. H., et al., 2010, *ApJ*, 715, 242
- [17] Ichimoto, K., et al., 2017, *Sol. Phys.*, 292, 63
- [18] Kaneko, T., & Yokoyama, T., 2015, *ApJ*, 806, 115
- [19] Kaneko, T., & Yokoyama, T., 2017, *ApJ*, 845, 12
- [20] Pneuman, G. W., 1983, *Sol. Phys.*, 88, 219

Numerical Studies of Solar Flare and Plasma Eruption Using Data-Driven MHD Simulation

Takafumi KANEKO

Institute for Space-Earth Environmental Research, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, Aichi 464-8601, Japan

Abstract: Solar flares and subsequent plasma eruptions are the explosions in the solar atmosphere. The vector magnetic fields can be measured in the solar photosphere, while not in the upper corona. We developed a numerical method of data-driven magnetohydrodynamic (MHD) simulations, where the time series data of the photospheric magnetic fields are used as a boundary condition. Using the newly developed data-driven method, we successfully reproduced successive solar plasma eruptions in the observation. We also introduce a numerical approach to include radiative cooling and thermal conduction in the MHD simulations to reproduce solar filaments and their eruptions.