

要 旨
本研究では、太陽面における自由磁気エネルギーの解放機構およびコロナ質量放出（CME）の駆動モデルを明らかにすることを目的に、太陽フレアとそれに伴う CME の統計的解析を行った。ひのでフレアカタログおよび SOHO CME カタログから C8 クラス以上のフレアイベントを抽出し、物理量の相関関係を分析した。その結果、フレアの規模や継続時間が大きいほど CME を伴う噴出型フレアへ発展する割合が有意に高くなることが示された。また、フレアエネルギーと CME エネルギーの間には指数 1.20 のべき関係が確認され、これはプラズモイド不安定による高速磁気リコネクションモデルと整合的である。さらに、大規模なフレア群ほどべき指数が抑制される（負の相関）傾向が見られ、磁気ループ形成における非自己相似的な時間発展の可能性が示唆された。

1. Introduction

太陽面における磁気エネルギー解放過程として、電磁波による太陽フレア（Flare）と物質的な質量放出現象であるコロナ質量放出（Coronal Mass Ejection; CME）が知られている。
[3][5][11][18][25]

太陽フレアは磁気リコネクションによって駆動される。そのモデルは、X 字型のリコネクション点を考えた、CSHKP モデルで説明される。
[2][10][14][21]

一方で、磁気リコネクションについては、その駆動モデルが Sweet-Parker モデルをベースとし長い電流シートがプラズモイド不安定によって分裂することで高速リコネクションが達成されるモデルや、無衝突効果によって Petschek リコネクションが達成されるモデルなどが提案されている。ミュレーションにおいてはプラズモイド不安定が支持されるものの、実際に太陽でどの機構が引き起こされるかは明らかになっていない。
[1][15][17][19][22]

一部のフレアでは、磁気リコネクションによって磁気ループのヘリシティが増大し、キンク不安定によって鉛直方向に引き伸ばされ、トラス不安定によって CME を伴う、噴出型フレア

（Eruptive Flare）へと発展する。
[12][13]

CME についても、これらの不安定によって引き起こされるだろうことは支持されているものの、どのようなタイムスケールやモデルでループの自由磁気エネルギーが解放されるかは明らかになっていない。
[4][7]

本研究は、噴出型フレアにおけるフレアと CME の諸物理量を比較することで、その駆動機構へ示唆を与えることを目的とした。

2. Methods

ISAS によるひのでフレアカタログ[27]に載る C8 クラス以上のフレアイベントを対象に、その物理量をカタログから抽出した。C8 クラス以上を対象とするのは、極大期には背景放射がこれに準ずるほど大きくなり、これによる偏差を抑えるためである。フレアフラックスおよび継続時間から線形近似することでフレアエネルギーを算出した。

また、SOHO による CME カタログ[8]から、フレアの 1 時間以内に同じ活動領域上で発生した CME をそのフレアによる噴出と定義して、それらを抽出した。この定義では、同定し逃すイベントは発生する一方で、その区間内に噴出でない

CME が発生する可能性は非常に低く，誤同定はほとんど発生しないと考えられる．

3. Results

3. 1. 噴出率

はじめに，フレアパラメータごとに噴出型フレアへと発展した割合を表 1 に示す．

全体の噴出率は 3 ～ 4 割程度で，強い CME に限ると 2 割程度であることがわかる．典型的な CME エネルギーはフレアエネルギーの 1 0 0 倍

程度であることから，これは，エネルギー解放において CME による寄与が大きいことを支持する．

時期別にフレア噴出率に有意差はみられなかったが，2 4 周期で南北のピークがずれた影響が考えられる．

フレアクラス及び寿命別にはそれぞれ大規模化すると噴出率が有意に増大することがわかった．

これは，大規模なフレアが噴出型フレアへと発展しやすいことを表すと考えられる

表 1. フレアパラメータごとの噴出率. 左から，フレア発生時期別，フレアクラス別，フレア寿命別の噴出率. 表内左の数字は対象となった全データ数. 強 CME は 10^{31}erg 以上の CME を表す. ただし，フレア時期は横がサイクルごと，縦がサイクル内の段階ごとで，ピークは黒点相対数の極大の前後 6 か月と定義. M 強は M3.0 以上のフレア，M 弱は M3.0 未満のフレア.

		23c	24c	25c						
					C	全CME	0.22	～15分	全CME	0.22
					667	強CME	0.10	893	強CME	0.10
初期 439, 777	全CME	0.31 0.39			M弱	全CME	0.30	15～45分	全CME	0.32
	強CME	0.23 0.22			1652	強CME	0.16	1464	強CME	0.18
ピーク 258, 1115	全CME	0.39 0.27			M強	全CME	0.50	45～75分	全CME	0.53
	強CME	0.25 0.15			470	強CME	0.35	268	強CME	0.41
減衰 23, 363	全CME	0.35 0.34			X	全CME	0.73	75分～	全CME	0.70
	強CME	0.17 0.23			114	強CME	0.66	187	強CME	0.55
全体	全CME	0.35 0.34 0.32								
	強CME	0.17 0.23 0.18								

3. 2. エネルギーの関係

次に、噴出型フレアのみに着目して、その両者のエネルギーの関係を図1に示す。両者の関係は扱ったデータ内の全区間において統一的な傾向で

説明されるように伺え、CME エネルギーがフレアエネルギーよりも優勢であることを示した

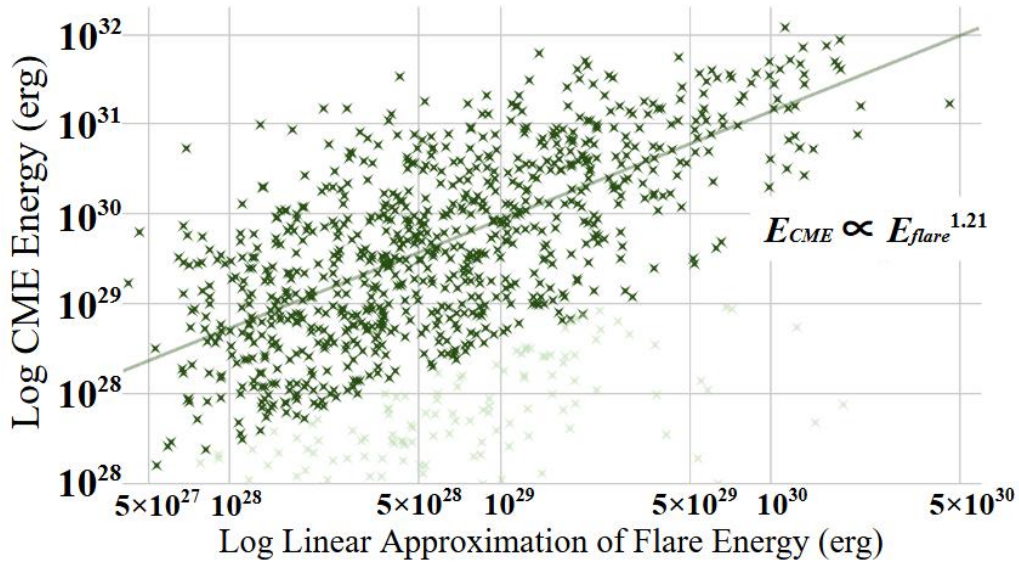


図1. 噴出型フレアにおけるフレアと CME のエネルギー関係 (両対数). フレアエネルギーはフラックスの時間発展を線形近似することで算出. CME エネルギーはカタログ値. CME エネルギー推定においては視線方向速度の影響で過小評価されることが多く、その効果を見捨てるべく線形回帰下位 15 % のデータを無効データとして扱った.

CME エネルギーは推定誤差が大きいため、低エネルギー側では分散が相対的に大きく出て回帰の精度を下げる可能性がある。そのため、高エネルギー側 25% のデータに限って回帰を行い、全体の回帰とすることとした。

3. 3. 黒点群ごとの回帰

上位 25 % のデータは指数 1.198 ± 0.008 (95%CI) によって十分に ($R=0.521$) 回帰されることがわかった。べき関係による回帰の妥当性

及び外れ値の議論のため、黒点群ごとに回帰してそのべき指数 (Index) のヒストグラムを図2の通り作成した。

すると、黒点群ごとには分散が抑制される傾向が見られ、ヒストグラムの尖度も 1.312 となり、べき回帰が妥当であることが示唆された。

一方、ヒストグラムの歪度は 0.388 となり、高 Index 側にデータ値を与える機構の存在が示唆された。

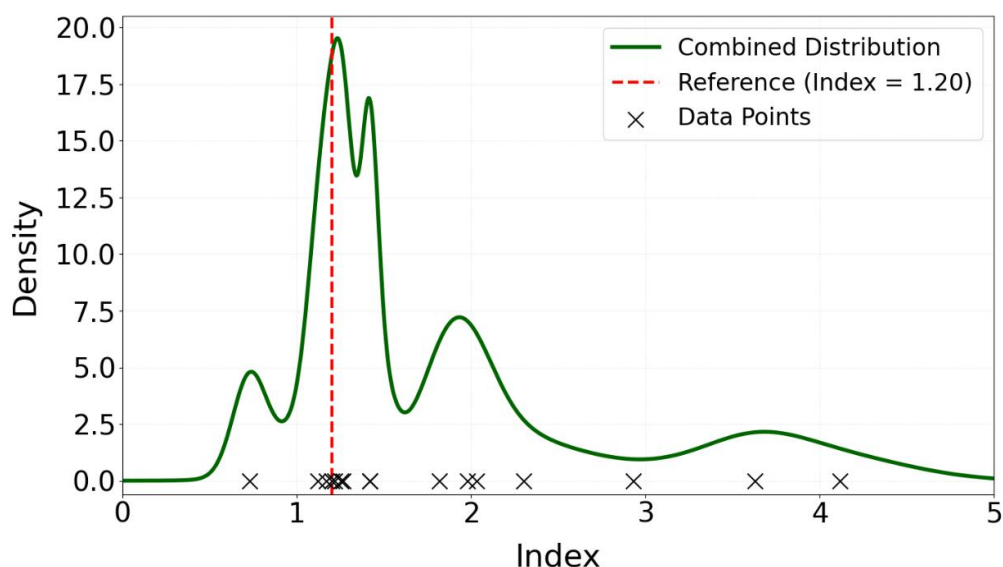


図2. 黒点群ごとの回帰による指数のヒストグラム. 対象は噴出型フレアが5回以上記録された34群のうち、回帰時の相関係数が0.6以上であった16群とした. これは、途中で大規模なリコネクションなどによって磁気構造が大きく変化したと考えられるデータでは指数が不安定になると考えられるためである. 図の線は回帰の標準誤差から正規分布を仮定して足し合わせたものである.

3. 4. CME 各パラメータとフレアエネルギー

噴出型フレアではCMEはフレアによって駆動されるので、その特徴量はフレア特徴量とよく相関することが期待される.

そこで、CME運動エネルギーのパラメータで

ある平均噴出速度と噴出質量とのどちらがより強力に物理的意味をもつ傾向が強いのかを調べるため、それぞれとフレアエネルギーとの関係を図3の通り調べた.

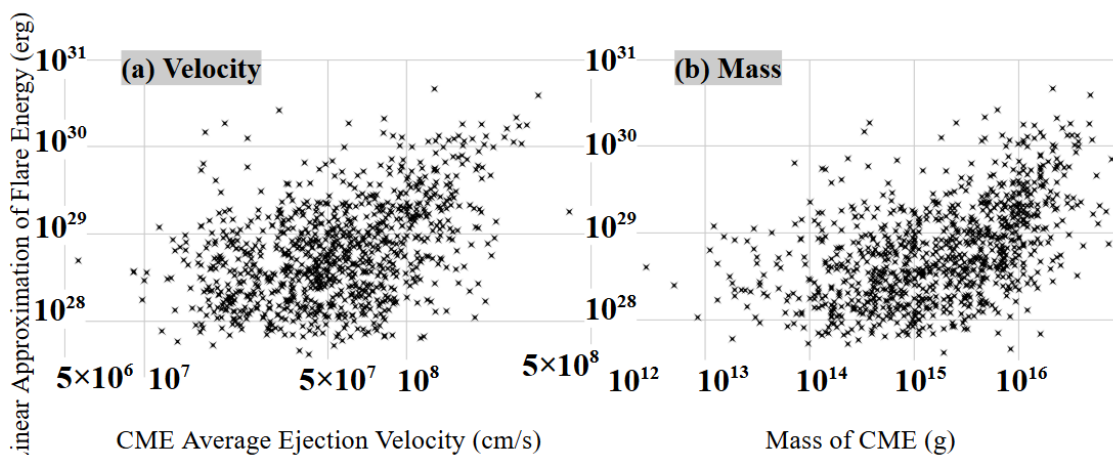


図3. CME パラメータとフレアエネルギーの関係. (a)はCME平均噴出速度とフレアエネルギーの関係, (b)はCME噴出質量とフレアエネルギーの関係を示す. それぞれカタログ値で、速度の分散効果を抑えるため、図1での回帰補正下位15%データは除いてある.

順位相関係数を調べると、(a)では0.402、(b)では0.506となり、質量が比較的フレアエネルギーとよ

く対応する傾向にあることがみられた。

4. Discussions

4. 1. 磁気リコネクション過程について

結果 2 で、CME エネルギーがフレアエネルギーの 1.2 乗に比例する関係が得られた。

フレアエネルギーはリコネクション領域の磁気エネルギーと評価できる。また、CME エネルギーは磁気ループの自由磁気エネルギーであり、これはキンク不安定の臨界条件による浮上過程を伴って起こるので、大局的には磁気エネルギーと比例すると考えられる。

磁気エネルギーのスケーリングは磁場 B 、長さ L に対して B^2L^3 である。磁気リコネクション過程を考えると、磁場の大きさは大局的に差が小さく、長さによってフレアエネルギーが決定される。スケーリングの次数からも、大局的關係は磁場に比べ長さによる寄与が大きいと考えられ、ここではそれにのみ着目する。

リコネクション領域の長さを L_{rec} 、厚さを δ 、磁気ループの長さを L とすると、フレアエネルギー E_{flare} 及び CME エネルギー E_{CME} は、

$$E_{flare} \propto L_{rec}^2 \delta$$

$$E_{CME} \propto L^3$$

と考えられる。

磁気ループはその形成段階においても線形に時間発展することを仮定して、 $L_{rec} \propto L$ とすると、結果で $E_{CME} \propto E_{flare}^{1.20}$ を得たことから、

$$L_{rec} \propto \delta^{0.50}$$

においてこれは成立する。

このアスペクト比は Sweet-Parker モデルでのリコネクション領域のアスペクト比と整合しており、少なくとも十分大規模な太陽フレアはプラズマモイド不安定によるリコネクションが駆動していることが示唆された。

4. 2. CME 噴出過程について

結果 4 から、具体的な機構はわからないものの、噴出における優位な条件や時間発展を推測することができる。

平均噴出速度はその地点でのアルヴェン波速度と関係があると考えられ、磁場による依存性がある。一方、平均噴出質量は、コロナ密度は凡そ一緒なので、磁気ループの空間スケールとの関連が考えられる。

すると、結果で平均噴出質量が速度に比べてよりフレアエネルギーと一対一に対応する傾向が強かったことは、噴出において空間スケールがより優先的に決定される傾向が強いことを示唆する。

ここから、噴出過程では噴出空間スケールが決定される機構が優先的に働くことが推測され、これは、トラス不安定での不安定面を超えた部分として考えると整合する。

この結果は、先述のスケーリングにおいて L を優位なパラメータとして議論したことを支持する。

4. 3. 高 Index データの駆動機構について

結果 3 のヒストグラムで歪度が高くなり、高 Index データを駆動する機構がある可能性が示唆されていた。

これを検証するため、Index と諸物理量との関係を調べたところ、図 4 に示すように CME 平均噴出質量と Index との間に t 値 -1.65 のやや有意な負の相関が認められた。

噴出質量はループ空間スケールに強く依存するので、この関係は、大規模なフレアでは Index が抑制される傾向にあることを示している。

ただし、この傾向は磁気ループがその形成段階において非自己相似的な時間発展を示すことを示唆

しており、 $L_{rec} \propto L$ の仮定が一部では厳密でない可能性が考えられる。

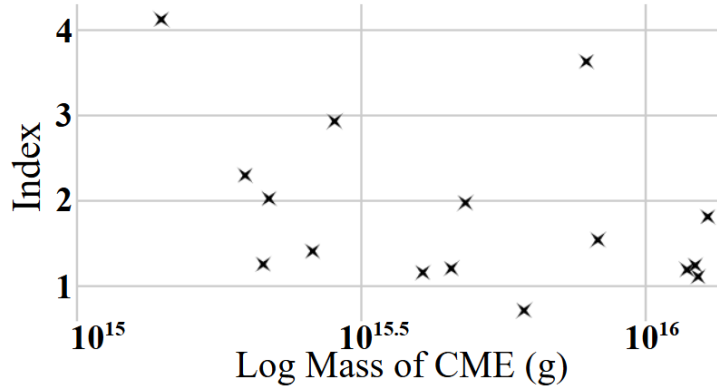


図4. Index と CME 平均噴出質量の関係. データは図2と同様, 5回以上記録され, 回帰時の相関係数が0.6を超えた16群. 相関係数は-0.411, t 値は-1.65とやや有意な負の相関が見られた. なお, 回帰上の傾きは-1.210で, 現象も十分有意であることがわかる. 平均噴出質量は噴出質量のカタログ値から噴出型フレアイベントでの平均値を利用した.

5. Conclusions

カタログデータの整理を通じて, 大規模なフレアが噴出型フレアへと発展しやすいことを示し, また, 噴出型フレアにおけるフレアとそれによる噴出との統計的関係を調べたところ, 両者のエネルギー間に指数1.20のべき関係が認められた. そこから, 太陽面での磁気リコネクションはプラズモイド不安定によって駆動されていることを示唆した.

また, 大規模なフレアでそのべき指数が抑制される傾向がみられ, これについて, 分布の変曲点を含めて今後検討したい.

References

- [1] Bhattacharjee, A. et al. 2009, Phys. Plasmas, 16, 112102.
- [2] Carmichael, H. 1964, NASA SP-50, 451.
- [3] Carrington, R. C. 1859, MNRAS, 20, 13.
- [4] Chen, J. 1989, ApJ, 338, 453.
- [5] Dungey, J. W. 1953, MNRAS, 113, 180.
- [6] Emslie, A. G., et al. 2012, ApJ, 759, 71.
- [7] Forbes, T. G., & Isenberg, P. A. 1991, ApJ, 373, 294.
- [8] Gopalswamy, N., Yashiro, S., Makela, P., et al. 2024, arXiv:2407.04165.
- [9] Gopalswamy, N., et al. 2005, JGR, 110, A09S15.
- [10] Hiraama, T. 1974, Sol. Phys., 34, 323.
- [11] Hodgson, R. 1859, MNRAS, 20, 15.
- [12] Hood, A. W., & Priest, E. R. 1979, Sol. Phys., 64, 303.

- [13] Kliem, B., & Török, T. 2006, Phys. Rev. Lett., 96, 255002.
- [14] Kopp, R. A., & Pneuman, G. W. 1976, Sol. Phys., 50, 85.
- [15] Loureiro, N. F., Schekochihin, A. A., & Cowley, S. C. 2007, Phys. Plasmas, 14, 100703.
- [16] Nishizuka, N., et al. 2010, ApJ, 711, 1062.
- [17] Parker, E. N. 1957, JGR, 62, 509.
- [18] Peterson, L. E., & Winckler, J. R. 1959, Phys. Rev. Lett., 3, 9.
- [19] Petschek, H. E. 1964, NASA SP-50, 425.
- [20] Shibata, K., & Tanuma, S. 2001, Earth Planets Space, 53, 473.
- [21] Sturrock, P. A. 1966, Nature, 211, 695.
- [22] Sweet, P. A. 1958, IAU Symp. 6, 123.
- [23] Takasao, S., et al. 2012, ApJ, 745, L6.
- [24] Toriumi, S., & Wang, H. 2019, Living Rev. Solar Phys., 16, 3.
- [25] Tousey, R. 1973, Space Research XIII, 713.
- [26] Vourlidas, A., et al. 2002, ApJ, 581, 726.
- [27] Watanabe, K., Masuda, S., & Segawa, T. 2012, Sol. Phys., 279, 317.
- [28] Yashiro, S., & Gopalswamy, N. 2009, IAU Symp. 257, 233.