
2021年第51回 天文・天体物理若手夏の学校
太陽・恒星分科会 集録集

■ 謝辞

2021年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、宇宙線研究者会議(CRC)からのご支援により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

太陽・恒星分科会

■ index

太恒 1	古谷 侑士	スケール則を用いた、質量噴出を伴う太陽静穏領域小規模フレアと活動領域でのフレアの統一的理解
太恒 2	石神 瞬	輝線強度比を使ったポストフレア領域の電子密度評価
太恒 3	井上 大輔	太陽ジェット現象における FIP 効果の研究
太恒 4	柴田 健吾	太陽フレアからのガンマ線の起源解明を目指したシミュレーション研究
太恒 5	大津 天斗	京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI を用いた“星としての太陽活動現象”と H α スペクトルの対応に関する研究
太恒 6	浪崎 桂一	可視光測光・分光同時観測で迫る恒星スーパーフレアにおける熱的メカニズム
太恒 7	岡田 寛子	狭帯域フィルターを用いた金属欠乏星探査
太恒 8	谷口 大輔	ひまわり衛星が明かすベテルギウスの大減光の謎
太恒 9	白戸 春日	SMART/SDDI による太陽大気における波動の伝播と磁場との関係の観測的研究
太恒 10	児山 真夕	磁気音波による彩層加熱における磁場構造の依存性について
太恒 11	松田 有輝	光球での振動によるエネルギー輸送について
太恒 12	森塚 章恵	「ひので」衛星の高空間分解能観測を用いた太陽リムにおけるドップラー速度の解析
太恒 13	橋本 裕希	飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡を用いた分光観測によるプロミネンスの温度・密度診断
太恒 14	木田 祐希	光球ベクトル磁場観測を用いた、フラックスロープ形成モデルの検証
太恒 15	福満 翔	深層学習を用いた太陽高解像度画像のシーイング除去
太恒 16	吉田 南	惑星間空間磁場予測のための太陽極域磁場評価
太恒 poster1	黄 天銳	大質量星の晩期の質量放出に関する研究
太恒 poster2	木原 孝輔	到達時間の長い太陽高エネルギー粒子イベント群に対する詳細解析
太恒 poster3	石川 遼太郎	太陽光球磁気要素における速度構造とスペクトル線幅の関係

太恒1

スケール則を用いた、質量噴出を伴う太陽静穏領域小
規模フレアと活動領域でのフレアの統一的理解

京都大学 理学研究科附属天文台
古谷 侑士

スケール則を用いた、質量噴出を伴う太陽静穏領域小規模フレアと活動領域でのフレアの統一的理解

古谷侑士 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽静穏領域では、小規模な突発的増光（フレア）を伴う質量噴出現象が観測されている。これらの現象は、光球磁場の時間変動や視線方向速度の推定から、磁力線の繋ぎかえ（磁気リコネクション）による磁気エネルギーの解放が起源になると考えられている。そのため、これらの現象は、コロナ質量放出を伴う活動領域のフレアのミニチュア版であると指摘されている。しかし、これまで静穏領域で見られる小規模フレアについて、活動領域のフレアで成立するスケール則 (Shibata & Yokoyama 1999) を満たすかどうか調べられたことはなかった。そこで、本研究では質量噴出を伴う静穏領域小規模フレアについて、SDO/AIA を用いて空間スケール、温度、電子密度、emission measure を求めて Shibata & Yokoyama (1999) のスケール則と比較を行い、活動領域のフレアと統一的な理解が可能かを検証した。解析は 2019 年 9 月 7 日に飛騨天文台 SMART/SDDI の H α 線で発見された 35 例の静穏領域小規模フレアを伴う質量噴出現象を対象とした。これらのイベントについて、Hannah & Kontar (2012) で提案されている方法を用いて、SDO/AIA の 6 チャンネルからフレアが起きている領域での differential emission measure (DEM) を求めた。そして、推定された DEM から、フレアが起きている領域での温度、電子密度、emission measure を求めた。解析の結果、フレアが起きている領域の空間スケール L 、温度 T 、電子密度 n_e 、emission measure EM はそれぞれ $900 \text{ km} \leq L \leq 6600 \text{ km}$, $6.07 \leq \log T \leq 6.25$, $9.18 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 3.19 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $3.6 \times 10^{42} \text{ cm}^{-3} \leq EM \leq 1.51 \times 10^{45} \text{ cm}^{-3}$ のようになった。また、Shibata & Yokoyama (1999) のスケール則と比較を行ったところ、コロナ磁場が 5 G の場合とよく一致することがわかった。これは、静穏領域の磁場が活動領域に比べて小さいことと整合的である。本講演ではこれらの結果の詳細を報告する。

1 Introduction

太陽静穏領域では、小スケールの彩層温度のプラズマが噴出を伴う小規模フレアが観測されている (Hermans & Martin 1998; Kontogiannis et al. 2020)。この現象の空間スケールはおおよそ 10^4 km で、寿命は数分から数十分であり、彩層ネットワークの境界で発生する。

質量噴出を伴う静穏領域小規模フレアは、複数の共通の性質を持つことから、大規模なフィラメント噴出/フレアのミニチュア版であると考えられている。先行研究では主に以下の共通点が確認されている (Hermans & Martin 1998; Ren et al. 2008; Innes et al. 2009; Kontogiannis et al. 2020)。(1) 大多数のイベントが光球磁場の消失を伴う (2) 噴出前にフィラメントは polarity inversion line 上空に存在する (3) 噴

出速度が超音速である (4) 噴出後に coronal dimming が観測される (5) 小規模なコロナ質量放出や coronal wave を伴うことがある

一方で、質量噴出を伴う静穏領域小規模フレアについて、活動領域のフレアについて成立する scaling law (Shibata & Yokoyama 1999) を満たすかどうか調べられたことはなかった。Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law ではフレアのピーク時の emission measure EM と温度 T について、以下の関係が成立する。

$$EM \simeq 10^{48} \left(\frac{B}{50 \text{ G}} \right)^{-5} \left(\frac{n_0}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right)^{17/2} \text{ cm}^{-3} \quad (1)$$

ここで、 B はコロナ磁場、 n_0 はフレアループ周囲のコロナの数密度である。Shibata & Yokoyama (1999)

の scaling law はフレアが彩層蒸発で形成された高密度なプラズマであること、および磁気リコネクションによる加熱と熱伝導による冷却の釣り合いを仮定して導かれる。そのため、質量噴出を伴う静穏領域小規模フレアが Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law の関連を調べることは、静穏領域小規模フレアの形成機構が大規模なフレアと共通であることを定量的に示すことに繋がる。また、近年では Solar Orbiter/EUI によって、さらに小規模な (~ 1000 km) 静穏領域フレア (campfire) が発見されている (Berghmans et al. 2021)。そのため、大規模なフレアとの統一的な観点で比較することは、今後より小規模なものが盛んに観測されるであろう静穏領域フレアの理解を深める上で重要である。

そこで、本研究では質量噴出を伴う静穏領域小規模フレアについて、differential emission measure (DEM) と温度の統計解析を実施し、Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law との比較を試みた。以下ではまず DEM 解析の詳細を述べる。その後 Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law との比較を議論する。

2 Observations and Data Analysis

解析に使用するイベントの選定ため、SMART/SDDI、および SDO/AIA の 2019 年 9 月 7 日の 1 日分の太陽全面データを確認した。これらのデータから 35 例の質量噴出を伴う静穏領域小規模フレアを同定し、解析を実施した。

DEM 解析を実施した時刻、および空間領域の選定は以下の通りである。まず、光度曲線を確認することで、AIA 193 の intensity が最大となる時刻を求めた。この時刻のデータに対して、AIA 171, 193 の intensity が周囲より 5 倍以上明るい領域と AIA 131, 211 が周囲より 7 倍以上明るい領域をそれぞれ抽出し、それらを合わせたものを DEM 解析を実施する領域とした。なお、coronal bright point の場合等、周囲の intensity が大きい場合上の方法で DEM 解析を実施する領域を抽出できない場合は、AIA 171, 193 の intensity が周囲より 3 倍以上、AIA 131, 211 が

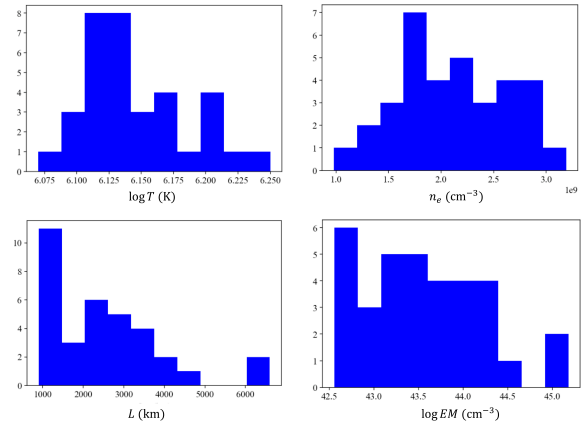


図 1: 静穏領域小規模フレアにおける温度、電子密度、空間スケール、emission measure のヒストグラム。

周囲より 5 倍以上明るい領域とすることで、DEM 解析を実施する領域を抽出した。そして、DEM 解析を実施する領域の面積の平方根を取ることで、イベントの空間スケール L を定義した。

DEM 解析は AIA 94, 131, 171, 193, 211, 335 の 6 チャンネルに対して、Hannah & Kontar (2012) の方法を用いることで実施した。DEM 解析の入力値には sunpy の aiapy.calibrate を用いて作成した level 1.5 data を使用した。DEM は $5.5 \leq \log T \leq 6.7$ の範囲で $d \log T = 0.05$ の間隔で求めた。

DEM を求めた後、各ピクセルで emission measure EM (cm^{-5})、温度 T 、電子密度 n_e を以下の方法で求めた。

$$EM = \int DEM(T) dT \quad (\text{cm}^{-5}) \quad (2)$$

$$T = \frac{\int DEM(T) \times T dT}{\int DEM(T) dT} \quad (3)$$

$$n_e = \sqrt{\frac{EM}{L}} \quad (4)$$

その後、emission measure (cm^{-3}) については全ピクセルの総和に 1 ピクセルの面積を掛けることで、温度と電子密度については各ピクセルの EM で重み付けした平均を取ることで、各イベントの emission measure、温度、電子密度と定義した。

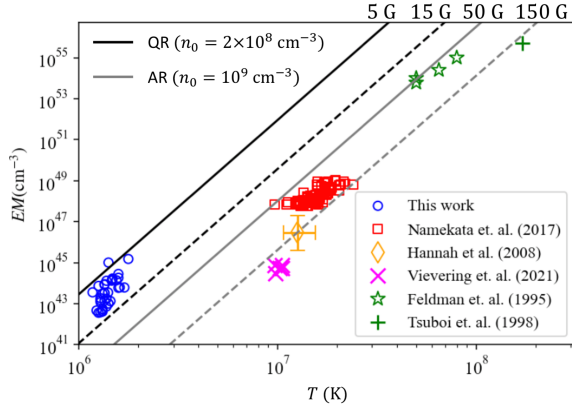


図 2: 静穏領域小規模フレアと他のフレア、および Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law との比較。静穏領域小規模フレア (This work)、M クラス以上の太陽フレア (Namekata et al. 2017)、マイクロフレア (Hannah et al. 2008)、A クラス未満のフレア (Vievering et al. 2021)、恒星フレア (Feldman et al. 1995)、T Tauri 星フレア (Tsuboi et al. 1998) の分布を示す。黒線、灰色線はそれぞれ $n_0 = 2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 10^9 cm^{-3} の時の Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law を示す。

3 Results

静穏領域小規模フレアについての DEM の統計解析の結果を図 1 で示す。各物理量の最小値と最大値は、それぞれ $900 \text{ km} \leq L \leq 6600 \text{ km}$, $6.07 \leq \log T \leq 6.25$, $9.18 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 3.19 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $3.6 \times 10^{42} \text{ cm}^{-3} \leq EM \leq 1.51 \times 10^{45} \text{ cm}^{-3}$ のようになった。また、それぞれの物理量の平均値は、 $L_{\text{mean}} = 2500 \text{ km}$, $\log T_{\text{mean}} = 6.15$, $n_{e\text{mean}} = 2.09 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $EM_{\text{mean}} = 1.30 \times 10^{44} \text{ cm}^{-3}$ となった。

静穏領域小規模フレアと他のフレアの emission measure vs 温度の分布を図 2 で示す。図 2 から、静穏領域小規模フレアでは、Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law の $B = 5 - 15 \text{ G}$ の場合に相当することがわかる。これは、静穏領域の磁場が活動領域より 10 倍程度小さいことと整合的な結果である。

4 Discussion

静穏領域小規模フレアが Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law を満たすことは、静穏領域小規模フレアにおいても熱伝導による冷却と彩層蒸発が働いていることを示唆するが、これは本研究で実施した統計解析の結果からも推察できる。まず、冷却機構については、熱伝導率と輻射冷却率を以下のように見積もることで確かめられる。

$$L_{\text{cond}} = \frac{\kappa_0 T^{7/2}}{L^2} \sim 4 \times 10^{-3} \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{7/2} \left(\frac{L}{5 \times 10^8 \text{ cm}} \right)^{-2} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (5)$$

$$L_{\text{rad}} = n_e^2 Q(T) \sim 2 \times 10^{-4} \left(\frac{n_e}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right)^2 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (6)$$

ここで、 $\kappa_0 \sim 10^{-6} \text{ cgs unit}$ は Spitzer 熱伝導係数、 $Q(T)$ は 10^6 K 程度での冷却関数である (Klimchuk et al. 2008)。これに、統計解析で得られた平均値 $L_{\text{mean}} = 2500 \text{ km}$, $\log T_{\text{mean}} = 6.15$, $n_{e\text{mean}} = 2.09 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ を代入することで、 $L_{\text{cond}} \sim 3 \times 10^{-2} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, $L_{\text{rad}} \sim 8.7 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ が得られ、熱伝導による冷却率が優勢なことが確認できる。

図 3 に本研究で解析した静穏領域小規模フレアと campfire (Berghmans et al. 2021) の温度と各ピクセルの emission measure のヒストグラムを比較したものを示す。図 3 から、温度も emission measure も本研究で解析した静穏領域小規模フレアが僅かに大きくなっているが、両者がおおよそ同じ値であることがわかる。これは、より小規模 (1000 km 未満の空間スケール) の静穏領域のフレアでも、Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law が整理することを示唆する。

5 Conclusion

本研究では、他のフレアとの統一的な理解を目標として、質量噴出を伴う静穏領域小規模フレアに対して DEM 解析を統計的に実施した。結果として、各物理量は図 1 のようになり、また $B = 5 - 15 \text{ G}$ とした場合に Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law

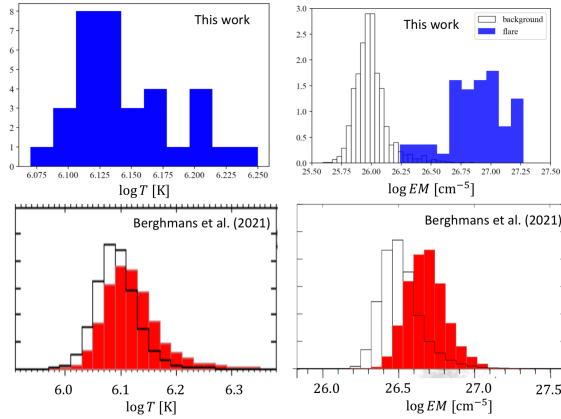


図 3: 本研究で解析した静穏領域小規模フレア、および campfire の温度と各ピクセルの emission measure のヒストグラム。上段: 本研究で求めた静穏領域小規模フレア。下段: campfire (Berghmans et al. (2021) Fig.8 より)。それぞれの図で色が付いていないヒストグラムは、背景のものを表す。

を満たすことがわかった。さらに、本研究で求めた静穏領域小規模フレアの DEM や温度は campfire のものと類似しており、より小規模な静穏領域のフレアでも Shibata & Yokoyama (1999) の scaling law を満たすことを示唆する結果になった。

今回得られた結果は、質量噴出を伴う静穏領域小規模フレアについて、少なくともフレアに関しては大規模なフレアのミニチュア版になっているという描像を支持している。今後は、SMART/SDDI を用いた $H\alpha$ 線の解析によって彩層プラズマの質量噴出をより詳細に解析し、大規模なフィラメント噴出との比較を行う予定である。

Acknowledgement

本研究は山崎大輝氏、石井貴子氏、大辻賢一氏、浅井歩氏、一本潔氏、柴田一成氏との共同研究です。貴重なコメントを数多くくださった共同研究者の皆様に、ここで改めて感謝いたします。SDO のデータは NASA/SDO と AIA science team の提供によるものです。また SMART/SDDI のデータは飛騨天文台の提供によるものです。

Reference

- Berghmans, D., Auchère, F., Long, D. M., et al. 2021, arXiv:2104.03382
- Feldman, U., Laming, J. M., & Doschek, G. A. 1995, ApJL, 451, L79. doi:10.1086/309695
- Hannah, I. G., Christe, S., Krucker, S., et al. 2008, ApJ, 677, 704.
- Hannah & Kontar, A&A, 539, A146, 2012
- Hermans & Martin, NASA Conference Publication, 2442, 369, 1986
- Innes, D. E., Genetelli, A., Attie, R., et al. 2009, A&A, 495, 319.
- Klimchuk, J. A., Patsourakos, S., & Cargill, P. J. 2008, ApJ, 682, 1351.
- Kontogiannis, I., Dineva, E., Diercke, A., et al. 2020, ApJ, 898, 144.
- Namekata, K., Sakaue, T., Watanabe, K., et al. 2017, PASJ, 69, 7.
- Ren, D. B., Jiang, Y. C., Yang, J. Y., et al. 2008, ApSS, 318, 141.
- Shibata & Yokoyama, ApJ, 526, L49, 1999
- Tsuboi, Y., Koyama, K., Murakami, H., et al. 1998, ApJ, 503, 894.
- Vieevering, J. T., Glesener, L., Athiray, P. S., et al. 2021, ApJ, 913, 15.

太恒2

輝線強度比を使ったポストフレア領域の電子密度評価

総合研究大学院大学 物理科学研究科天文科学専攻
石神 瞬

輝線強度比を使ったポストフレア領域の電子密度評価

石神 瞬 (総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

フレアは太陽大気で起きる爆発現象であり、磁力線の繋ぎ換えにより、エネルギーを解放していると考えられている。エネルギーが解放される際に放射される強力な電磁波や高エネルギー粒子は宇宙天気 zu 大きな影響を与える。特に、X 線や極端紫外線 (EUV) は宇宙環境への影響が大きく、深刻な問題を起こす場合がある。このため、これらの強度・継続時間の推定は宇宙天気を予報する上で欠かせないものである。

電子密度は X 線・EUV の放射過程を決める要素の一つである。このため、フレアループ内の電子密度を精度よく測定することは、X 線・EUV の影響を推定する上で重要である。そこで本研究では、3–6MK の比較的温 度の高いプラズマに対して有効な、ArXIV の 2 輝線の強度比を計算し、ポストフレア領域の電子密度を評価した。方法として、ひので衛星搭載の極端紫外線分光装置 EIS の観測波長全域を含むスペクトルを解析した。そして、有効面積の波長較正の妥当性や、ブレンドした輝線の影響などを踏まえたうえで、得られた輝線強度比と原子データベース CHIANTI の計算結果を使い、電子密度を求めた。これは先行研究の結果とも一致するものであり、ArXIV の輝線強度比は高温プラズマの電子密度診断をする上で有力であることが明らかになった。

1 Introduction

フレアは、太陽の大気中で発生する爆発現象であり、そのエネルギーは $10^{29} - 10^{32}$ erg にもなる。この際に、X 線や極端紫外線 (EUV) が放出されるが、これらは宇宙飛行士の被曝や通信障害、衛星の故障などの問題を引き起こす。

標準的なフレアのモデルとしては、磁気リコネクションに基づく CSHKP モデルがある。このモデルでは、磁力線の間でつなぎ変えが起こることでエネルギーが解放され、新たにフレアループが形成される。

プラズマの電子密度は EUV の放射強度や継続時間を決める要素の一つである。よって、これらの値を正確に見積もるためには、フレアループ内の電子密度を求める必要がある。プラズマの電子密度は、視線長 L を仮定してエミッションメジャー $n_e^2 L$ から求めることが多い。他の方法としては、ある特定の同一イオンから放射される 2 輝線の強度比を用いることで求められる。この手法では視線長を仮定する必要がない。これまで使われてきた FeXII や FeXIII (Young et al. 2009, Watanabe et al. 2009) では 1–2MK のプラズマに対して感度があり、比較的温 度の高いポストフレアループ内のプラズマ密度は求められなかった。そこ

で我々は極端紫外線撮像装置 EIS を使い、ArXIV から放射される 2 輝線の強度比 ($187.96\text{\AA}/194.40\text{\AA}$) から、プラズマの電子密度を求めた。ArXIV は 3–6MK のプラズマに対し、感度があるため、ポストフレアループ内の密度を計算することができる。

2 Instruments & Method

「ひので」に搭載されている EUV 撮像分光器 EIS の短波長側 ($170\text{--}212\text{\AA}$) の波長帯を用いて観測を行った。分光器の感度は波長依存性 (図 1) があるため、波長の異なる輝線の強度比を求める際には波長校正が必要である。波長校正には電子密度・温度に依存しない輝線の強度比 (例えば FeVIII) を使った。また、ArXIV の強度 $187.96\text{\AA}$ と $194.40\text{\AA}$ の比を使用し電子密度を求めた。ArXIV $187.96\text{\AA}$ の輝線には FeXXI とブレンドしており、この輝線の強度が強くなる ~ 10 MK のプラズマが視線方向に重なる場合は ArXIV $187.96\text{\AA}$ 輝線を使い電子密度を求めることはできないため注意が必要である。

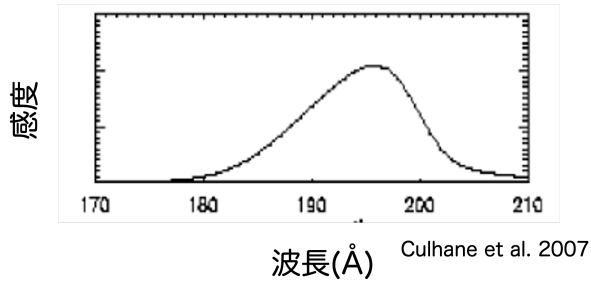


図 1: EIS の短波長側の感度の波長依存性 (Culhane et al. 2007)

3 Data

解析した観測データは 2011 年 4 月 11 日に発生した B クラスフレアである。このデータは、冷却過程にある状態のフレアを観測したものと考えられる (図 2)。

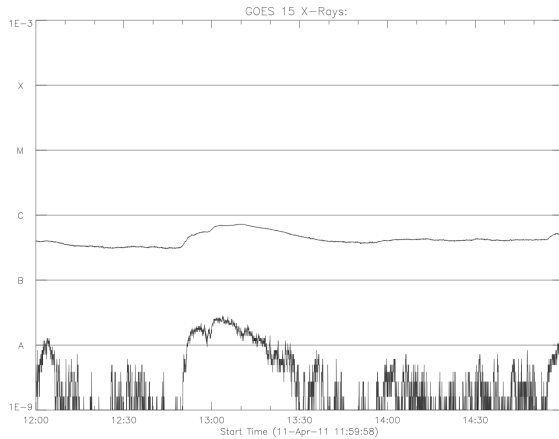


図 2: 2011 年 4 月 11 日に発生した B クラスフレアのフラックスの時間変化。13:23 から 1 時間分光観測を行ったため、得られたデータは冷却中のフレアのスペクトルに相当する。

4 Results & Discussion

結果は図 3 である。白線の実線で囲った部分をフレアリングと定義した。この白線は取得した強度の合計が $10000 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ 以上の領域である。また、白線の破線で囲った部分は、密度の誤差が 15% 以下の

部分である。このようにして求められた電子密度は $10^{10} \leq n_e \leq 10^{10.5} \text{ cm}^{-3}$ であり、典型的なコロナの密度 $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ よりも高くなっていることがわかった。また、この値は過去にエミッションメジャーから測定された B クラスフレアの電子密度 (DelZanna et al. 2011) と一致し、ArXiv の輝線強度比は高温プラズマの電子密度診断をする上で有力であることが明らかになった。

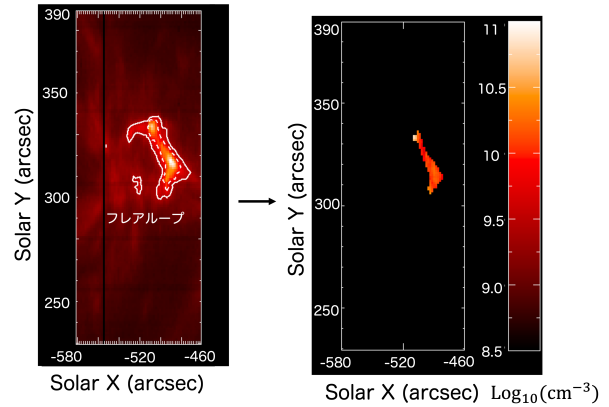


図 3: 左図は観測したフレアの強度分布である。白線の実線で囲った部分をフレアリングと定義した。この白線は取得した強度の合計が $10000 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ 以上の領域である。また、白線の破線で囲った部分は、密度の誤差が 15% 以下の部分であり、右図に輝線強度比から測定された電子密度分布を示す。

5 Reference

1. Young et al., Astronomy and Astrophysics, 495, 2, 587-606, 2009
2. Watanabe et al., The Astrophysical Journal, 692, 2, 1294-1304, 2009
3. Culhane et al., Solar Physics, 243, 1, 19-61, 2007
4. Del Zanna et al., Astronomy and Astrophysics, 526, A1, 14, 2011

太恒3

太陽ジェット現象における FIP 効果の研究

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
井上 大輔

太陽ジェット現象における FIP 効果の研究

井上 大輔 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽大気中では、多様な磁気プラズマ活動現象が発生している。太陽彩層は温度約 1 万度で部分電離状態にあるものの、非常にダイナミックな磁気プラズマ現象が起きていることが太陽観測衛星「Hinode」などによって分かっている。太陽上層大気のコロナでは重元素の組成比が太陽表面の光球の組成と異なり、特に、第一電離ポテンシャル (First Ionization Potential, FIP) が低い (約 10 eV 以下) 元素の割合がコロナ中で光球中と比べ大きくなる、という現象 (FIP 効果) がしばしば観測的に得られている。太陽の磁場の強い活動領域上空でのプラズマ中 (Widing & Feldman 2001) や太陽風中 (von Steiger et al. 2000) のような領域では FIP 効果が定常的な現象として現れる。また、恒星コロナの元素組成では、晩期スペクトルの星になるにつれて、FIP 効果とは真逆の現象 (低い FIP をもつ元素の割合がコロナ中で小さくなる) の「逆 FIP 効果」に転ずることも観測的に分かっている (Wood & Linsky 2010)。FIP 効果は彩層中で電離したイオンが選択的に大きく力を受けることで中性粒子との振る舞いに違いが出るために生じる。したがって、FIP 効果の強さを調べることで、部分電離プラズマのダイナミクスの理解に迫ることができる。発表者は、太陽で起こるジェット現象について FIP 効果の空間・時間変化の研究を行っている。そこで本発表では 2017 年 4 月 2 日に発生したフレアに伴うジェットについて、FIP 効果の空間変化を調べた結果を報告する。本研究では、Hinode に搭載された極端紫外線撮像分光装置 (EIS) による観測データから低 FIP および高 FIP の元素の輝線強度比を求め、FIP 効果の強さを調べた。また、時間変化や FIP 効果の定量的評価についても言及する。

1 Introduction

太陽観測衛星「Hinode」などによる分光観測における重要な観測事実として、太陽コロナの様々な領域における元素組成が、下層の光球のものと比べて異なっていることがよく知られている。とくに、第一電離ポテンシャル (First Ionization Potential, FIP) が低い元素の割合がコロナ中で光球中と比べ大きくなる、という現象 (FIP 効果) が観測的にしばしば得られている。一般的に、約 10 eV 以下の FIP をもつ元素の割合が大きくなり、10 eV より大きい FIP をもつ元素の割合は光球組成と変わらないとされている。FIP 効果による組成変化の程度は観測する領域や現象によって変化するが、典型的には低い元素の割合が光球組成と比べコロナ中で 3-4 倍大きくなる。太陽の磁場の強い活動領域上空でのプラズマ中 (Widing & Feldman 2001) や太陽風中 (von Steiger et al. 2000) のような領域では、FIP 効果は定常的な現象として現れる。

一方で、FIP 効果とは真逆の現象 (低い FIP をも

つ元素の割合がコロナ中で小さくなる) の「逆 FIP 効果」がみられる観測例もある。太陽では太陽大気での爆発現象 (太陽フレア) 中 (Baker et al. 2020) や活動領域中のごく一部の小さな領域 (Doschek & Warren 2019) で逆 FIP 効果が観測されている。また、恒星コロナにおいても晩期スペクトルの星になるにつれて元素組成の変化が FIP 効果を示すものから逆 FIP 効果を示すものに転ずることも観測的に分かっている (Wood & Linsky 2010)。

FIP 効果は彩層中で電離したイオンが選択的に大きく力を受けることで、中性粒子との振る舞いに違いが出るために生じる。FIP 効果を説明する有力なモデルとして、彩層中の部分電離プラズマ、Alfvén 波と関連する ponderomotive force model がある (Laming 2015)。このモデルにより、FIP 効果は空間的に様でなく、彩層磁場活動の活発さに依存することが観測的に示唆されており、磁場に起因する波動と粒子の相互作用により引き起こされると考えられている。

そこで本研究では、2017 年 4 月 2 日に Hinode に

搭載された極端紫外線撮像分光装置 (EIS) によって観測された、フレアに伴うジェットについて FIP 効果の空間変化を調べた。FIP の低い元素の輝線として Ca XIV(186.61 Å)、Ni XVI(185.23 Å)、FIP の高い元素の輝線として Ar XIV(187.97 Å) を採用し、これらの輝線強度比から FIP 効果の発現について調べた。また、輝線強度と温度勾配に関連する量である differential emission measure(DEM) を複数の Fe の輝線強度から算出し、FIP 効果が発現していることの正当性を確かめた。

2 Observations and Analysis Method

EIS は 2 つの観測波長バンド (171-212 Å、245-291 Å) をもち、波長分解能は 22.3 mÅ である。本研究では、2017 年 4 月 2 日に発生した C8.0 フレアに伴うジェットの観測について解析を行った。本観測は、2" スリットを用いて 70" × 248" の視野で行った (図 1 参照)。

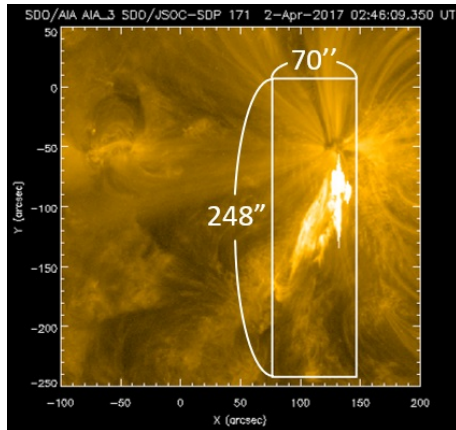


図 1: SDO/AIA 171 画像と EIS スキャン領域

観測データのキャリブレーションは SolarSoft による通常の手順で行った。観測された波長のうち、FIP 効果の発現について調べるために Ca XIV(186.61 Å)、Ni XVI(185.23 Å)、Ar XIV(187.97 Å) を用いた。FIP 効果の発現を調べるときには低 FIP 元素の輝線強度と高 FIP 元素の輝線強度との比を指標として扱う。この比が大きいほど、FIP 効果が強く現れてい

ることを示す。ただし、Ca XIV と Ni XVI の輝線にはそれぞれ Fe VIII(186.599 Å、185.213 Å) がブレンドしており、Ca、Ni 成分のみを算出するためには Fe 成分を差し引く必要がある。そこで、次の 2 つの仮定を置き、計算を行った。1 つ目は、黒点周辺の低温領域では、Ca、Ni に比べ Fe が卓越しているという仮定である。Ca XIV、Ni XVI の形成温度はそれぞれ $\log T \sim 6.7, 6.5$ であるのに対し、Fe VIII の形成温度は $\log T \sim 5.7$ と 1 桁ほど異なる。黒点周辺の低温領域では $\log T < 6.0$ が卓越しているため (AIA171 の画像、後述する DEM による検証 (図 3) から)、この領域でのスペクトルはほとんど Fe VIII により形成されていると考えられる。2 つ目の仮定は、ジェット領域において Ca XIV にブレンドしている Fe VIII と、Ni XVI のスペクトルにブレンドしている Fe VIII の成分比が低温領域と同じであるという仮定である。あらかじめ黒点周辺の低温領域で Ca XIV と Ni XVI の強度比を計算しておき (仮定 1 により Fe VIII の強度比となっている)、この強度比を用いてジェット領域での Ca、Ni の強度の差分を取ることにより、Fe VIII 成分を差し引く。これを、低 FIP 元素の情報が入った値とみなす。以下に、計算式を示す。

$$(\text{FeVIII 成分比}) = \frac{\text{CaXIV 中の FeVIII}}{\text{NiXVI 中の FeVIII}} (= a) \quad (1)$$

$$(\text{差分}) = a \times (\text{ジェット領域での NiXVI 強度}) - (\text{ジェット領域での CaXIV 強度}) \quad (2)$$

式 (2) の差分と Ar XIV の強度で比を取ることにより、FIP 効果の発現を調べる。

また、DEM の算出に用いた輝線は Fe X(184.537 Å)、Fe XI(184.793 Å)、Fe VIII(185.213 Å)、Fe VIII(186.599 Å)、Fe XII(186.887 Å)、Fe XXI(187.929 Å)、Fe XI(188.217 Å)、Fe IX(188.497 Å)、Fe XII(192.394 Å)、Fe XI(192.627 Å)、Fe XI(192.814 Å)、Fe XII(195.179 Å)、Fe XIII(202.044 Å)、Fe XIII(203.827 Å)、Fe XIV(274.204 Å)、Fe XV(284.163 Å) である。DEM の表式、及び輝線強度との関係式は以下の通りである。

$$DEM(T) = N_e^2 \frac{ds}{dT} \quad (3)$$

$$I_{Fe+m,ij} = Ab_{Fe} \int C_{Fe+m,ij}(N_e, T) DEM dT \quad (4)$$

ただし N_e は電子密度、 s は視線方向の長さ、 T は温度、 $I_{Fe+m,ij}$ は輝線強度、 Ab_{Fe} は Fe の相対的な元素量、 $C_{Fe+m,ij}(N_e, T)$ は contribution function である。DEM を求める際には光球中の組成 (Asplund et al. 2009) を仮定し、元素データについては CHIANTI データベースを参照する。この DEM を黒点周辺の低温領域とジェット領域に対して算出し、輝線の寄与をおおまかに把握することで前述した FIP 効果の発現を調べる方法の正当性を確かめた。ジェット領域については、ジェットが青方偏移しているためにスペクトルが静止成分とジェット成分で分かれているため、あらかじめ静止成分は差し引いたうえで DEM 計算を行った。

3 Results and Discussion

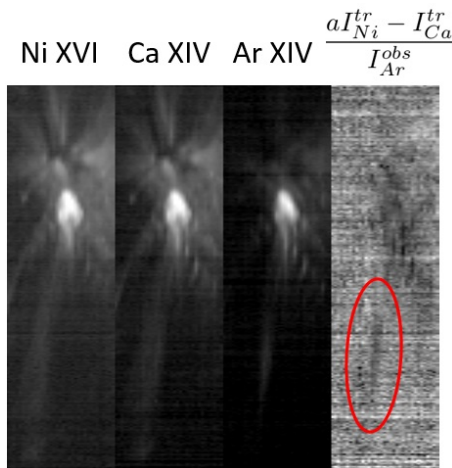


図 2: Intensity map と FIP 効果の発現。左から、Ni XVI、Ca XIV、Ar XIV、差分の図。赤い丸がジェット領域。

図 2 は Ni XVI、Ca XIV、Ar XIV の Intensity map と前述の方法で算出した低 FIP 元素の強度 (Ni と Ca

の差分) と高 FIP 元素の強度 (Ar) との比の図である。最も右の図では白色が正の値、黒色が負の値を示している。図の上部が黒点周辺の低温領域であり、強度比は値がほとんど 0 となった。また、赤い丸で示されたジェット領域では、比は負の値をとった。これは、低 FIP 元素である Ca の増強によるものであると考えられ、FIP 効果が発現していることを示している。しかし、この結果は定性的なものであり、定量的に FIP 効果により Ca や Ni が光球組成と比べて何倍程度増強しているのかについてはこの結果だけでは分からない。また、前述の通り、非自明な仮定を 2 つ置いた解析となっており、仮定の正当性については他の方法により確かめる必要が残っている。これらに関しては Future Work として DEM の解析をさらに進め、光球組成を仮定して計算した DEM から想定される輝線強度と観測による輝線強度との差を考慮することにより、強度の違いが元素組成によるものであることを確かめる予定である。

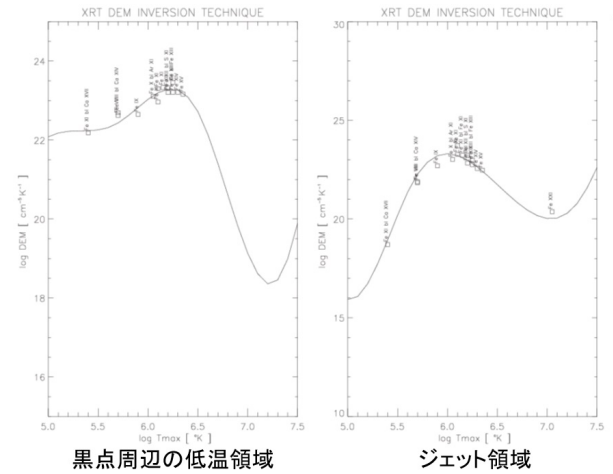


図 3: 温度と DEM の関係。横軸が温度で $\log T = 5.0 - 7.5$ 。縦軸が DEM。左が黒点周辺の低温領域、右がジェット領域のもの。

また、図 3 は DEM の計算結果である。黒点周辺の低温領域では $\log T < 6.0$ がジェット領域と比べて大きくなっている。また、ジェット領域では $\log T > 6.4$ の高温部の落ち込みが小さくなっている。このことから、低温領域では Fe VIII が卓越し、ジェット領域では高温成分が含まれているということが示唆されている。ただし、この結果は概ねの傾向を示すもの

であり、前述した内容の解析を進めることで詳細な結果を得る予定である。

4 Conclusion

本研究では、2017 年 4 月 2 日に発生したフレアに伴うジェットを分光観測し、FIP 効果の発現を調べた。解析の結果、低 FIP 元素の強度差分と高 FIP 元素の強度がジェット領域では負の値を示し、FIP 効果が発現していることを確認した。また、DEM の計算により、黒点周辺の低温領域では $\log T < 6.0$ の温度帯の寄与が大きく、ジェット領域では $\log T > 6.4$ の高温部の温度帯の寄与が大きくなっている傾向がみられた。DEM の解析結果により、FIP 効果の発現を調べた際の解析手法について、一定の正当性を確かめることができた。

今後の私の研究計画として、DEM の解析をさらに進め、DEM から推定される各輝線の強度を観測された輝線強度との差を出すことにより FIP 効果の定量的見積もりを目指す。また、今回は空間変化を主に調べたが、ジェット発生前/後についても今回と同様の解析を行い、時間変化についても調べる予定である。

Reference

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., et al. 2009, ARA&A, 47, 481.
- Baker, D., van Driel-Gesztelyi, L., Brooks, D. H., et al. 2020, ApJ, 894, 35.
- Doschek, G. A. & Warren, H. P. 2019, ApJ, 884, 158.
- Laming, J. M. 2015, Living Reviews in Solar Physics, 12, 2.
- von Steiger, R., Schwadron, N. A., Fisk, L. A., et al. 2000, J. Geophys. Res., 105, 27217.
- Widing, K. G. & Feldman, U. 2001, ApJ, 555, 426.
- Wood, B. E. & Linsky, J. L. 2010, ApJ, 717, 1279.

太恒4

太陽フレアからのガンマ線の起源解明を目指したシ
ミュレーション研究

大阪大学 理学研究科宇宙地球科学専攻
柴田 健吾

太陽フレアからのガンマ線の起源解明を目指したシミュレーション研究

柴田 健吾 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

フェルミ γ 線宇宙望遠鏡等による観測により、太陽フレアおよびコロナ質量放出 (CME) の発生に伴って GeV オーダーの高エネルギー陽子が放出されることが分かっているが、このような高エネルギー陽子の生成メカニズム、つまり陽子の加速機構はよく理解されておらず、宇宙プラズマ物理における重要な未解決問題となっている。フレアや CME で加速された陽子は太陽表面と衝突することにより γ 線を放出することがあるが、我々はその γ 線に注目することで陽子の加速機構を解明することを目指している。 γ 線放射の原因となる陽子がどのように加速されるのかを調べるためにはフレアから CME に至る包括的なモデリングをする必要があるため、今回はその第一歩として、Takahashi et al. (2017) を参考にフレアを含む CME の初動段階について二次元の磁気流体シミュレーションを行った。衝撃波構造を調べ、粒子加速のプロセスとして提唱されているプラズモイド衝突説の妥当性を調べたところ、理論の前提となるプラズモイドの進行方向に垂直な衝撃波が存在する事実は確認することができたが、衝撃波との衝突によるプラズモイドの歪みは確認することができなかった。

1 イントロダクション

太陽フレアは磁気リコネクションと呼ばれる物理過程によって駆動される爆発現象であり、しばしばコロナ質量放出 (CME) と呼ばれるプラズマ放出現象を引き起こす。CME は周囲の惑星大気や星間空間に大擾乱をもたらすため、惑星系の進化を考える上でフレアや CME の果たす役割は重要である。

太陽フレアおよび CME における重要な未解決問題の一つに、フレアの発生から CME に至るまでの過程で非熱的な陽子・電子がどのように加速されるのかというものがある。磁気リコネクションに伴う粒子の加速は宇宙で普遍的に起きているものと考えられているので、太陽フレアおよび CME における粒子の加速機構を解明することは宇宙物理の進展のために重要であるが、未だ謎が多い。これまでに、CME に伴う衝撃波によって陽子が加速されること (Reames et al. 1996) や磁気リコネクションが生じる微細磁場構造内での衝撃波を介した閉じ込め加速 (Nishizuka & Shibata 2013) などが主張されているが、リコネクション領域から CME に至るまでの包括的な加速機構の研究はあまりされていない。

我々は太陽フレアの最高エネルギー放射である γ 線に注目して粒子加速機構と観測の関係を解き明か

すことを目指している。フレアや CME によって十分に加速された陽子は太陽表面に衝突することで γ 線放射を引き起こすことがある。太陽フレアからの γ 線放射に関しては、近年フェルミ γ 線宇宙望遠鏡による統計的なデータが揃い出したが、様々なライトカーブのパターンが見られることが分かっている。例えば、太陽フレア直後のみ強い γ 線放射が起こる (M. Ajello et al. 2021) こともあれば、太陽フレアが終わってからしばらく一定の γ 線放射が続く (Ackermann et al. 2014) こともある。つまり、太陽フレアからの γ 線放射は様々な加速場所・機構で加速された陽子が複合的に関与して発生するものと考えられる。したがって、 γ 線を生み出すような陽子がどのように加速されるのかに注目しながら、フレアと CME の双方を含むモデリングをし、観測と比較することで包括的な加速機構の解明につながると期待できる。

我々はまずフレアや CME の衝撃波構造を理解し、提唱されている加速プロセスの妥当性を調べるために過去の研究 (Takahashi et al. 2017) の追試としてフレアを含む CME の二次元 MHD シミュレーションを行った。シミュレーションの手法についてはセクション 2 で、結果はセクション 3 で、議論や今後の展望についてはセクション 4 で述べる。

2 シミュレーションの設定

2.1 基礎方程式

基礎方程式は以下の通りである。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right] - \rho \mathbf{g} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + c \nabla \mathbf{E} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\Gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left(\frac{\Gamma}{\Gamma - 1} p \mathbf{v} + \frac{1}{2} \rho v^2 \mathbf{v} + \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right) = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}, \quad (4)$$

$$\mathbf{E} = \eta \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (5)$$

ここで、 $\rho, p, \mathbf{v}$ はそれぞれガスの密度、圧力、速度を表す。 $\mathbf{B}, \mathbf{E}, \eta$ はそれぞれ磁場、電場、磁気拡散係数を表す。また $\mathbf{g}$ は重力加速度である。 Γ は比熱比で、本計算では熱伝導冷却の効果を近似的に取り入れるために $\frac{5}{3}$ より少し小さめに $\Gamma = 1.2$ とした。本計算では公開コード Athena++ (Stone et al. 2020) を使用した。

2.2 初期条件と境界条件

初期の密度分布や磁力線の様子を図 1 に示す。シミュレーションの設定は Takahashi et al. (2017) と同じであるので、詳細な数式などの情報は元論文に譲る。フレアと CME の双方を見たいので、わずかに彩層を含んだ太陽コロナを計算領域とする。計算領域下部から高さ 20 万 km のところに磁力線の輪の中心があるが、これはフラックス・ロープと呼ばれる紙面に垂直でねじれのある磁束管を表す。フラックス・ロープの下側には磁力線の輪がほどけている領域があり、ここが磁気リコネクションが発生する領域である。電流シートの大きさ 10^{10} cm、典型的な Alfvén speed 500 km s^{-1} に対し磁気レイノルズ数が 2.8×10^4 になるように一様な電気抵抗を挿入した。また磁場の強さは、最も磁場が強くなるフラックス・ロープで $\beta = 0.01$ となるようにした。

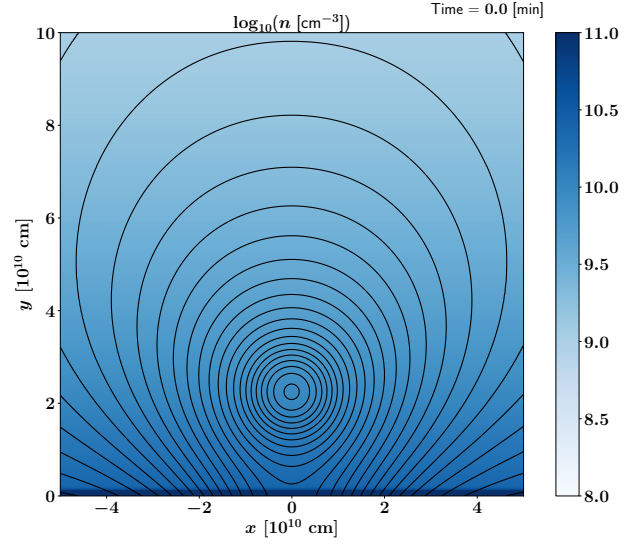


図 1: シミュレーションの初期条件のスナップショット画像。濃淡は数密度を表し、実線は磁力線を表す。

計算領域下部の境界では、磁場および速度を固定し、初期条件の状態を保つようにした。密度、圧力に関しては反射境界条件を用いた。計算領域上部および左右の境界に関しては、自由端条件を課した。

3 結果

シミュレーション開始から 4.1 分、22.5 分、54.6 分経った際の CME の様子を図 2 に示す。色の濃淡は数密度を表し、黒の実線は磁力線を表す。計算を開始してしばらく経つと、フラックス・ロープの下側で磁力線のつながり変わり（磁気リコネクション）が発生する。磁気リコネクションが発生すると、磁気張力によって鉛直上向きにガスが流れる。このアウトフローにより、フラックス・ロープの中心付近にガスがたまり、CME となって上方へ放たれてゆく。時刻 54.6 分 (図 2 右) ではリコネクション領域に閉じた磁力線の微細構造が見られる。これはリコネクション領域にある磁力線が電流の影響によってちぎられることでできる構造で、プラズモイドと呼ばれる。プラズモイドと粒子加速の関係についてはセクション 4 で後述する。

陽子が加速される機構として、衝撃波加速が有力視されている (Reames et al. 1996) ことから、CME

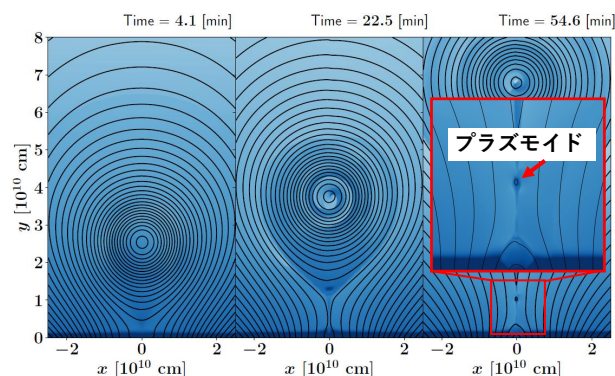


図 2: CME の時間発展。濃淡は密度を表し、実線は磁力線を表す。密度のスケールレンジは図 1 と同じである。

における衝撃波構造を調べておくことは重要である。そこで、衝撃波の構造を可視化するために $\text{div } \mathbf{v}$ の時間変化を図 3 に示す。図 3 で青色の領域が $\text{div } \mathbf{v} < 0$ となる領域、つまり衝撃波が立っている領域である。時刻 4.1 分 (左) で CME の頭上に見られる衝撃波は先端衝撃波と呼ばれ、CME の初動に伴い発生する衝撃波である。先端衝撃波は高速で広がるため、すぐに見えなくなった。また、時刻 22.5 分 (中央) や時刻 54.6 分 (右) を見ても分かるように、CME の下側や両サイドにも衝撃波が生じることが分かる。

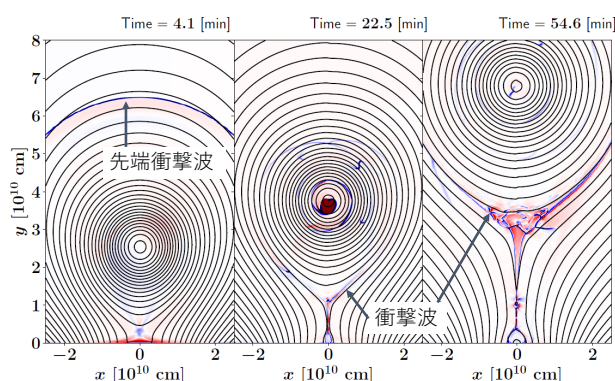


図 3: $\text{div } \mathbf{v}$ の時間変化。赤い領域は $\text{div } \mathbf{v} > 0$ を表し、青い領域は $\text{div } \mathbf{v} < 0$ を表す。実線は磁力線を表す。

4 議論

セクション 3 では CME およびリコネクション領域での衝撃波の構造を確認した。本セクションでは現在提唱されている加速プロセスの妥当性について議論する。

まず、Reames et al. (1996) など提唱されている先端衝撃波による加速であるが、これは γ 線放射の原因となる陽子の主な加速場所にはなにくそうである。先端衝撃波は時間とともに大きく広がるため、ここで加速された陽子が太陽表面に衝突するときには衝突場所の広がりがあるはずである。しかし、これはフレアループの足元に局在化した γ 線ソース (Lin et al. 2003) を説明できないため、先端衝撃波による陽子加速は γ 線放射の主因ではないと考えられる。

次に Nishizuka & Shibata (2013) で提唱されている、リコネクション領域でプラズモイドと衝撃波が衝突することによって陽子加速が起こるというシナリオ (プラズモイド衝突説) について考える。これは、磁気リコネクションによって生じた fast mode shock とプラズモイドが衝突することでプラズモイドを構成する磁力線が歪み、その中に陽子が閉じ込められることでフェルミ加速が起こるというシナリオである (図 4)。このシナリオの妥当性を調べるため、1)

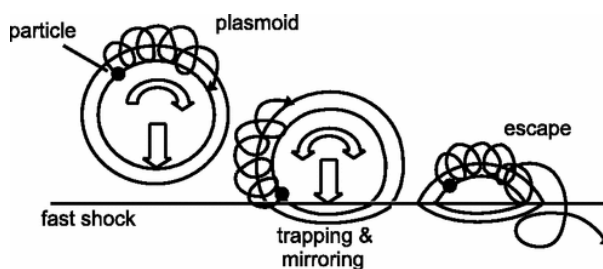


図 4: プラズモイドと衝撃波の衝突の模式図 (Nishizuka & Shibata 2013)。衝突で歪んだ磁力線ループの中に陽子が閉じ込められ、その中でフェルミ加速が起こると考えられている。

プラズモイドの進行方向に垂直な衝撃波ができるか、2) プラズモイドを構成する磁力線の歪みが見られるか、の 2 点を確認した。1) に関しては、本シミュレーションで確かめることができた。図 5 はプラズモイ

ドがリコネクション領域から下のフレアループに向かって放出されているところであるが、プラズモイドの進行方向に垂直な衝撃波が形成されていることが分かる。一方で、2) のプラズモイドの歪みは確認することができなかった。プラズモイドが歪むほどの強い衝突は起こらない可能性がある。いずれにせよ、このプラズモイド衝突説は今後も検証作業が必要であろう。

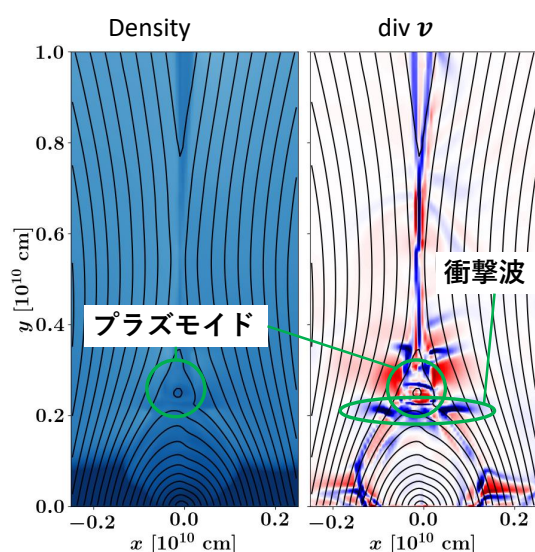


図 5: 時刻 71.6 分におけるシミュレーションの数密度 (左) および $\text{div } \mathbf{v}$ (右) のカラーマップ。プラズモイドは下へ向かって進んでいる。緑の楕円で囲っているように、プラズモイドの進行方向に垂直な衝撃波が存在することが分かる。

5 まとめ・今後の展望

我々は太陽フレアからの γ 線放射に着目して粒子の加速機構の包括的な理解を目指している。目的の達成のためにはフレアから CME に至るまでの包括的なモデリングが必要であり、今回はその第一歩として CME の初動段階について二次元の磁気流体シミュレーションを行い、CME やリコネクション領域でどのような衝撃波構造が生まれるのかを調べた。この結果をもとにプラズモイドと衝撃波が衝突することで陽子が加速されるシナリオの妥当性を検証したところ、理論の前提となるプラズモイドの進行方

向に垂直な衝撃波が生じることは確認できたものの、衝突によるプラズモイドの歪みは確認することができなかった。これにはさらなる検証作業が必要であろう。

今後の研究としては、より現実的な CME のシミュレーションをするために計算領域を三次元に拡張することを考えている。二次元と三次元では乱流の性質が大きく異なるため、次元を増やしたときに衝撃波の構造がどう変わるかを調べることは重要である。また、磁力線に沿った熱伝導の効果を取り入れた計算も視野に入れている。一通り磁気流体計算が終わった後は、シミュレーションで得られた磁場構造を背景場として用いて、テスト粒子を置き粒子の軌跡について調査する予定である。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、大阪大学宇宙進化グループ助教の高棹真介氏には多大な助言とご指導を頂いた。ここに、厚くお礼申し上げます。

Reference

- James M. Stone et al 2020 ApJS 249 4
- Reames et al., 1996, ApJ, 466, 473
- Nishizuka & Shibata, , Phys. Rev. Lett, 110, 051101, 2013Phys. Rev. Lett, 110, 051101
- Takahashi et al., 2017, ApJ, 848, 102
- Ackermann et al., 2014, ApJ, 787, 15
- M. Ajello et al 2021 ApJS 252 13
- R. P. Lin et al 2003 ApJ 595 L69

太恒5

京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI を用いた“星としての太陽活動現象”と $H\alpha$ スペクトルの対応に関する研究

京都大学 理学研究科宇宙物理学専攻
大津 天斗

京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI を用いた “星としての太陽活動現象”と $H\alpha$ スペクトルの対応に関する研究

大津 天斗 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

太陽フレアは太陽大気における、突発的な磁気エネルギー解放現象である。近年では、太陽に比較的似た恒星でも太陽フレアのような突発的なエネルギー解放現象が観測されており (Maehara et al. 2012)、特に最大級の太陽フレアの 10 倍以上のエネルギーが放出される現象はスーパーフレアと呼ばれる。スーパーフレアの発生機構は未解明であり、その解明のため恒星フレアの研究が活発に進められている。

現在の観測技術では、表面を空間分解して観測可能な恒星は太陽に限られる。そのため、太陽を遠くの恒星のように観測する、つまり、太陽活動現象の詳細な観測データを空間積分することで、太陽フレアと恒星フレアの直接比較を行うことが、恒星フレアの理解に繋がると考えられる。こうした観点から、太陽のデータを空間積分し、恒星と太陽の $H\alpha$ スペクトルを比較する研究が行われている。その結果、太陽のプラズマ噴出観測例と定性的によく似た現象が恒星でも確認された (Namekata et al. submitted)。しかしながら、このような比較研究はまだ少なく、太陽のデータの積極的な活用が期待されている。

本研究では、より様々な太陽活動現象と $H\alpha$ スペクトルの対応を、飛騨天文台 SMART/SDDI の $H\alpha$ 線太陽全面像 (波長分解能 $0.25\text{\AA}$ で $6562.8 \pm 3\text{\AA}$ or $9\text{\AA}$ の範囲のスペクトルも取得可能) のデータを用いて調べた。その中で、フレア、太陽面内あるいはリム外へのプラズマ噴出などについて、空間積分した $H\alpha$ スペクトルを調べた結果、フレアは高速成分をもたない増光として、太陽面内のプラズマの噴出/落下はそれぞれ blue/red 側の吸収として、視線速度をもつリム外へのプラズマの噴出は中心波長からシフトした増光として現れることなどを確認した。本講演では、これらの結果の詳細を報告し、恒星フレア研究における太陽観測データの有用性について、今後の展望を議論する。

1 Introduction

太陽フレアは太陽大気中の突発的なエネルギー解放現象であり、その発生機構は磁気リコネクションによる磁気エネルギーの解放であると考えられている。また、太陽フレアに伴ってプラズマが噴出することもある。近年では、恒星においても突発的な増光現象が数多く観測されており (Maehara et al. 2012)、太陽フレアに対して恒星フレアとよばれている。恒星フレアの発生機構は太陽フレアと同様であると考えられているが、一方で、最大級の太陽フレアの 10 倍以上のエネルギーを解放するスーパーフレアという現象も観測されており、スーパーフレアも含めたフレアの統一的理解を目指して活発に研究が進められている。

太陽フレアの研究では太陽表面を空間分解可能で

あり、フレアやプラズマの噴出といった活動現象を実際に見ることができる。一方で、恒星フレアの研究では得られる観測量は空間積分されており、その観測結果が恒星のどのような現象を反映したものなのか、解釈が難しい。こうした背景から、太陽の観測データを空間積分し、遠くの恒星としての太陽の観測データに変換したうえで、恒星の観測と太陽の観測を比較する研究が行われている。その結果、太陽のプラズマ噴出の $H\alpha$ 線観測データと定性的によく似た現象が恒星でも確認された (Namekata et al. submitted)。

このように、太陽の観測データを恒星の研究に活用することが可能である。しかしながら、太陽を遠くの恒星のように扱った解析例はまだ少なく、より多様な解析例が必要とされている。そこで、本研究では恒星観測との比較に向けて、様々な太陽活動現

象の $H\alpha$ 線観測データを空間積分し、活動現象と空間積分スペクトルの対応関係を調べた。

2 Methods

2.1 Instruments

本研究では、京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI のデータを用いた。SMART/SDDI は太陽全面を $H\alpha$ 線で撮像分光観測することが可能であり、太陽表面のフレアの様子やプラズマの運動を追うことができる。また、SMART/SDDI のデータを用いることで太陽面内の任意の領域において、空間積分した $H\alpha$ 線スペクトルを作成することが可能である。

2.2 Analytical methods

まず、注目する太陽活動現象が起こっている領域内で $H\alpha$ 線スペクトルを空間積分した。この際、活動現象以外の変動成分を取り除くため静穏領域のデータで補正を行った。次に、空間積分したスペクトルから活動現象が起こる前のスペクトルを引くことで差分スペクトルを作成した。この差分スペクトルは、活動現象によるスペクトルの変化を表しており、差分スペクトルが正であれば増光が、負であれば吸収が生じたことを表す。さらに、差分スペクトルを、太陽全面で積算した continuum で規格化した。この規格化した空間積分スペクトルの差分は、“遠くの恒星としての太陽”の明るさに対する活動現象によるスペクトルの変動を表す。このようにして得られた、規格化した空間積分スペクトルの差分を、横軸を時間、縦軸を $H\alpha$ 中心からの波長差として図示した。カラーマップは増光が白、吸収が黒となるように定義した。

2.3 Event list

本講演では、(1) 2017 年 2 月 19 日 フィラメント消失（プラズマの落下を伴う）、(2) 2017 年 6 月 19 日 太陽面外へのプラズマ噴出、(3) 2021 年 4 月 20 M1.1class フレア・プラズマの落下の 3 イベントにつ

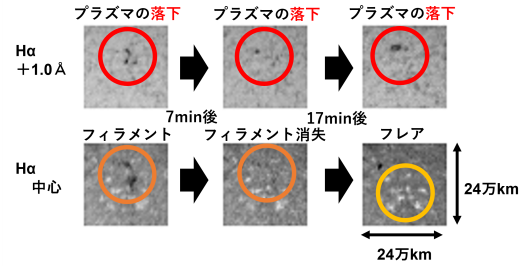


図 1: イベント (1) の時間発展。上段が $H\alpha+1.0 \text{ \AA}$ 、下段が $H\alpha$ 中心のデータである。一番左の列は 2017 年 2 月 19 日 05:28 UT のデータである。

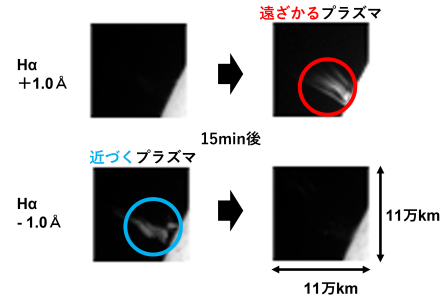


図 2: イベント (2) の時間発展。上段が $H\alpha+1.0 \text{ \AA}$ 、下段が $H\alpha-1.0 \text{ \AA}$ のデータである。左の列は 2017 年 6 月 19 日 04:32 UT のデータである。

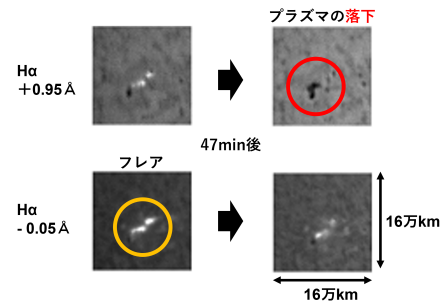


図 3: イベント (2) の時間発展。上段が $H\alpha+0.95 \text{ \AA}$ 、下段が $H\alpha-0.05 \text{ \AA}$ のデータである。波長ずれの補正を行ったため、半端な波長になっている。左の列は 2021 年 4 月 19 日 23:38 UT のデータである。

いて、解析結果を報告する。イベント (1)、(2)、(3) の時間発展をそれぞれ、図 1、図 2、図 3 に示す。

イベント (1) では、図 1 下段の橙丸で示したように $H\alpha$ 線で見えていたフィラメントが上空へと噴出し、見えなくなった (フィラメント消失)。フィラメントが噴出する間、図 1 上段の赤丸で示したように、プラズマが落下する様子も観測された。また、図 1 下段の黄丸で示したようにフィラメント消失後、フレア (B3.0 class) による弱い増光も観測された。

イベント (2) では、図 2 下段の青丸で示したようにプラズマが太陽面外へと視線方向に近づく成分をもって噴出、その後図 2 上段の赤丸で示したように視線方向に遠ざかる成分をもって落下する様子が観測された。

イベント (3) では、まず、図 3 下段の黄丸で示したようにフレア (M1.1 class) が発生した。その後、フレアの増光が減衰したあたりで、図 3 上段の赤丸で示したようにプラズマの落下が観測された。

3 Results

(1) 2017 年 2 月 19 日 フィラメント消失 (プラズマの落下を伴う)

イベント (1) の解析結果は図 4 のようになった。図 4 の特徴として、blue 側に高速成分もつ吸収が現れ、red 側に低速の吸収が現れている。また、blue 側に高速成分の吸収が現れ始めたあたりで、 $H\alpha$ 中心近傍の増光が生じていることも確認できる。

(2) 2017 年 6 月 19 日 太陽面外へのプラズマ噴出

イベント (2) の解析結果は図 5 のようになった。図 5 の特徴として、blue 側に shift した増光が現れ、その増光が red 側に shift した増光へと移っていく様子が確認できる。

(3) 2021 年 4 月 20 日 M1.1class フレア・プラズマの落下

イベント (3) の解析結果は図 6 のようになった。図 6 の特徴として、 $H\alpha$ 中心近傍に増光が現れている

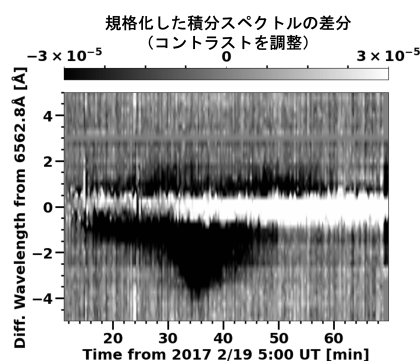


図 4: イベント (1) の解析結果。横軸を時間、縦軸を $H\alpha$ 中心からの波長差として規格化した積分スペクトルの差分を図示した。白が増光、黒が吸収を表す。

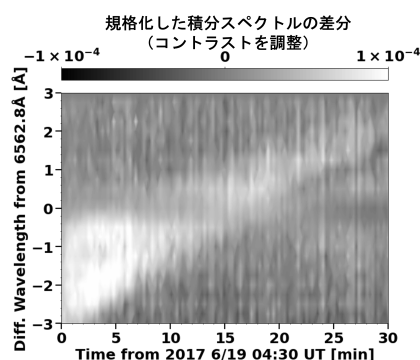


図 5: イベント (2) の解析結果。図の形式は図 1 と同様。

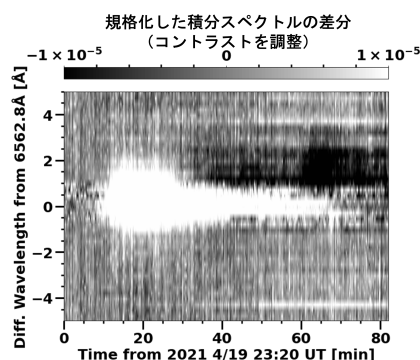


図 6: イベント (3) の解析結果。図の形式は図 1、図 2 と同様。

ことがわかる。また、この増光が減衰したあたりで、red 側に吸収が現れていることも確認できる。

4 Discussion

先行研究では、太陽フレアは $H\alpha$ 中心近傍の増光として、太陽面内のプラズマの噴出/落下はそれぞれ blue/red 側の吸収として差分スペクトルに現れるという定性的な対応関係を得ている (Namekata et al. submitted)。以下では、解析結果と活動現象の対応関係について、(A) 既知の対応関係（先行研究と同様の対応関係）、(B) 新たに得られた対応関係の 2 つに分けて議論する。

(A) 既知の対応関係

太陽面内の噴出/落下と blue/red 側の吸収

イベント (1) の解析結果 (図 4) では blue/red 側の吸収が、イベント (3) の解析結果 (図 6) では red 側の吸収がそれぞれ確認された。イベント (1) では、フィラメントが噴出する様子、すなわち、太陽面内でプラズマが視線方向に近づく様子が観測されており、このようなプラズマによって積分スペクトルが blue 側に偏った結果、図 4 の差分スペクトルに blue 側の吸収が現れたと考えられる。同様にして、イベント (1) とイベント (3) の red 側の吸収は太陽面内のプラズマの落下に対応していると考えられる。

太陽フレアと $H\alpha$ 中心近傍の増光

イベント (3) の解析結果 (図 6) では $H\alpha$ 中心近傍の増光が確認された。イベント (3) では M1.1 class フレアが観測されており、図 6 の増光はこのフレアに対応していると考えられる。

(B) 新たに得られた対応関係

フィラメント消失と $H\alpha$ 中心近傍の増光

イベント (1) の解析結果 (図 4) には $H\alpha$ 中心近傍の増光も現れている。この増光は、blue 側に高速成分の吸収が現れ始めたあたりから生じている。これは、フィラメントの噴出が活発になったあたりから増光が生じていることを意味する。したがって、イベント (1) の増光は暗く見えていたフィラメントが

噴出して見えなくなること（フィラメント消失）に対応していると考えられる。ただし、イベント (1) では B3.0 class フレアも観測されており、後半の増光にはフレアの増光成分も含まれると考えられる。

太陽面外の視線速度をもつプラズマと shift した増光

イベント (2) の解析結果 (図 5) では $H\alpha$ 中心からシフトした増光が確認された。太陽面外にプラズマが存在すると、光を放つ領域が増えるため増光が生じる。さらにイベント (2) では太陽面外のプラズマが視線速度をもっていたため、図 5 にシフトした増光として現れたと考えられる。

5 Conclusion

本研究では、恒星研究への応用に向けて、様々な太陽活動現象と $H\alpha$ 線空間積分スペクトルの差分の、定性的な対応関係を調べた。その結果、先行研究と同様の対応関係に加え、「フィラメント消失と $H\alpha$ 中心近傍の増光」、「太陽面外に存在する視線速度をもつプラズマと $H\alpha$ 中心から shift した増光」という新たな対応関係を得ることができた。太陽面外へのプラズマ噴出現象については解析例が少ないため、今後さらに解析例を増やす予定である。また、太陽の観測データを用いて、星に対してどの程度の規模の現象まで検出可能か、空間積分スペクトルからどのような物理量を導けるかについて調べることも今後の課題である。

Acknowledgement

本研究は、浅井歩准教授、一本潔教授、石井貴子氏、今戸智也氏、行方宏介氏との共同研究です。本研究、および夏の学校準備を支えてくださった全ての方々に深く感謝いたします。

Reference

1. Maehara, H., et al. 2012, Nature, 485, 478
2. Namekata, K., et al. submitted

太恒6

可視光測光・分光同時観測で迫る恒星スーパーフレア における熱的メカニズム

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
浪崎 桂一

可視光測光・分光同時観測で迫る恒星スーパーフレアにおける熱的メカニズム

浪崎 桂一 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

恒星の表面で発生するフレアは、磁気エネルギーが熱エネルギーおよび粒子の運動エネルギーに変換される爆発現象であると知られており、太陽で見られる一般的なフレアのエネルギーは $10^{29} \sim 10^{32}$ erg 程度である。一方、最大級の太陽フレアの 10 倍以上のエネルギーを解放するスーパーフレアが近傍の恒星において確認されている (Maehara et al. 2021)。これまでスーパーフレアの研究は主に測光観測で行われてきているため、恒星光がどのように加熱され、どのように運動するのかほとんどわかっていない。太陽フレアの発生時にはコロナ中で加速された粒子が彩層上部に流れ込み、彩層大気を加熱し下方に圧縮することで赤方偏移する $H\alpha$ 輝線が観測される (Ichimoto & Kurokawa 1984)。故に恒星フレアにおいても $H\alpha$ 線の観測から加熱機構を推定できると期待される。ところが小規模な恒星フレアにおける赤方偏移した $H\alpha$ 線の観測は数例報告されているものの (Houdebine et al. 2015)、スーパーフレアにおける $H\alpha$ 線輪郭の詳細な性質や加熱機構は未だわかっていない。

本研究では活発なフレア星である M 型星 YZ CMi (年齢 5 Gyr、自転周期 2.8 日、温度 ~ 3000 K) を対象として、TESS 衛星による可視光測光観測とせいめい望遠鏡を用いたこれまでにない高精度・高時間分解能での $H\alpha$ 線分光観測を行った。その結果、2021 年 1 月 24 日には 10^{34} erg 程度のスーパーフレアの観測に成功した。同フレアにおいて可視連続光 (白色光) の増光に伴い、数 100 km/s で赤方偏移する $H\alpha$ 線の非対称性成分が見られた。また、 $H\alpha$ 線のスペクトル形状解析から得た非対称成分の赤方偏移速度は、白色光の減衰と似た形で減速していることがわかった。

1 Introduction

太陽フレアとは、太陽表面において磁気エネルギーが熱エネルギーや運動エネルギーに突発的に変換される爆発現象で、 $10^{29} \sim 10^{32}$ erg 程度のエネルギーを解放する。恒星表面の磁力線が捻られたり、また変形したりすることで、磁力線のつなぎ代わり、いわゆる磁気リコネクションが発生する (図 1)。その際、リコネクションポイントでの磁気張力によりリコネクションジェットが発生し、磁気ループ内の硬 X 線源に衝突することでショックが生まれる。その領域で磁束管内の粒子が加速され、磁気ループに沿って彩層上部のフットポイントへ流れ込む。結果として、フットポイントで粒子密度が上昇し、圧力上昇と加熱が起こることで、フレア発生時には $H\alpha$ 線で強く輝くことが知られている。また、彩層上部の圧力勾配により彩層蒸発と呼ばれる上昇流が発生する。この上

昇流は我々観測者から見た場合、逆向きのベクトルを持っていることになるので、本来の $H\alpha$ 線の固有波長から短波長側へ青方偏移する Blue-shift という現象として観測される。またその反作用として、加熱された彩層領域の下部で彩層凝縮が起こり、これは逆に長波長方向への赤方偏移を生み、この現象は Red-shift と呼ばれる。つまり、フレア中の $H\alpha$ 線に Red-shift が観測された場合、それは彩層凝縮によるものであると解釈されている (Ichimoto & Kurokawa 1984)。

近年、生命が生存可能 (habitable) な系外惑星に関する研究が精力的に行われており、ハビタブルゾーンに惑星を持つ恒星も発見されている。また、その多くが低温で小質量な M 型星であることも先行研究 (Linsky, J. 2019) により判明しているが、これらの恒星で発生するフレアが太陽フレアと同様の粒子加速や彩層加熱機構で説明できるものなのか、現状で

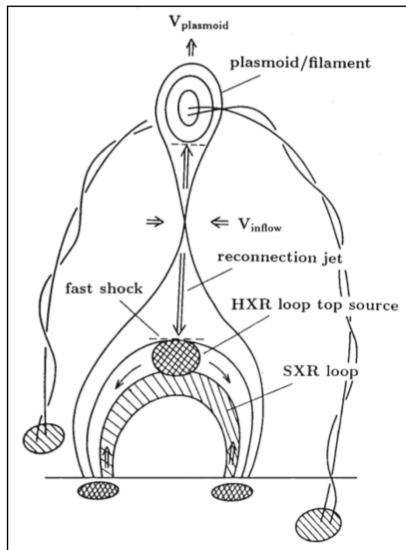


図 1: フレア発生機構の概念図 (Shibata et al. 1995)。コロナ領域にある磁力線が変形し、(reconnection jet の起点において) 磁気リコネクションが発生する。その際に発生した reconnection jet が硬 X 線源に衝突することで、高エネルギー電子が非熱的に加速され、陽子などでその軌道が曲げられることで制動放射による硬 X 線 (HXR : Hard X Ray) を放出する。また、彩層に侵入した高エネルギー電子は彩層を加熱し、彩層蒸発と呼ばれる上昇流を発生させる。これによって運ばれた粒子は、彩層加熱時に約 1000 万度まで加熱されているため軟 X 線 (SXR : Soft X Ray) を放出する。

は判明していない。ここで M 型星は低温ゆえに比較的暗く、さらに磁気活動が強いため非常に活動的であるので、太陽以上に系外惑星がフレアの影響を受ける可能性がある。M 型星のフレア機構を確立することで、系外惑星への影響と habitability をより正確に評価することができる。

また、恒星においてはスーパーフレアと呼ばれる、最大級の太陽フレアの 10 倍以上のエネルギーを解放する巨大フレアが観測されている (Maehara et al. 2021)。巨大フレアが我々の太陽でどの程度の頻度で発生するのか、また発生した際の影響について調査するためにも、恒星におけるスーパーフレア研究は不可欠である。しかし、フレアはエネルギーの増大に反して発生頻度が下がる特徴をもつため、その観

測例の数は未だ十分とは言えない。この現象に対する知見を得るためにも、太陽より活発な若い太陽型星や M 型星を対象として観測する必要がある。

2 Observations

可視光測光観測は TESS 衛星 (Ricker et al. 2015) によって得られたデータを使用し、Maehara et al. (2021) と同様の解析手法により可視連続光 (白色光) の変化を捉えた。また、せいめい望遠鏡 (Kuritar et al. 2020) と面分光装置 KOOLS-IFU (Matsubayashi et al. 2015) を用いた低分散 ($R \sim 2000$) 分光観測によって得られたデータを使用し、フレアに伴う $H\alpha$ 線の強度やその line profile の変化を高時間分解能 (~ 1 min) で捉えた。これらの測光観測と分光観測を同時に行うことで、 $H\alpha$ 線の非対称成分が可視連続光の増光のどのタイミングで生じるのか調査することが可能になる。本研究で観測対象とした天体は YZ CMi で、非常に活発なフレア星として知られている M 型星である (Kowalski et al. 2010)。今年 1 月に約 1 ヶ月間にわたって同時観測がなされた。

3 Results

2021 年 1 月 24 日、 10^{34} erg 程度のエネルギーを持つスーパーフレアの観測に成功した。

図 2 は TESS のライトカーブと、 $H\alpha$ 線の連続光に対する強度を表す等価幅の時間変化である。この白色光と等価幅の増加からそれぞれのエネルギーを算出したところ (Shibayama et al. 2013)、白色光のエネルギーは 7.86×10^{33} erg で、 $H\alpha$ のエネルギーは 3.81×10^{31} erg であった。また、このスーパーフレア中における $H\alpha$ 線のスペクトル形状を解析したところ、 $H\alpha$ 輝線の Red-shift が見られた (図 3)。

図 3 のカラーマップにおいて、長波長側に対して約 5 時間という長時間にわたって数 100 km/s で Red-shift が優勢となる $H\alpha$ 線の非対称成分が見られる。さらにフレア発生直後の line profile では、Blue/Red の両側に対して 800 km/s 以上の速度を持つ成分があり、かなり広域に広がっていることもわかった。

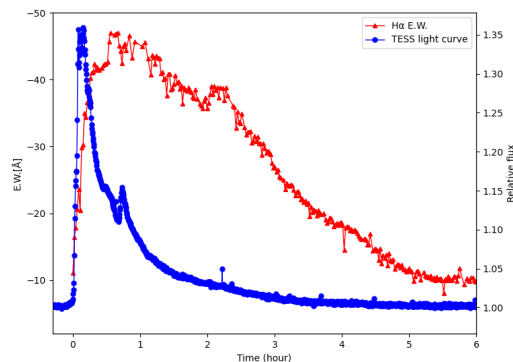


図 2: TESS のライトカーブと $H\alpha$ 線の等価幅の時間変化。横軸:フレア発生時 (Time = 0 h) からの時間、右縦軸:連続光に対する強度、左縦軸:等価幅 [$\text{\AA}$]。白色光の変動 (青線)、 $H\alpha$ 輝線の等価幅の変動 (赤線)。

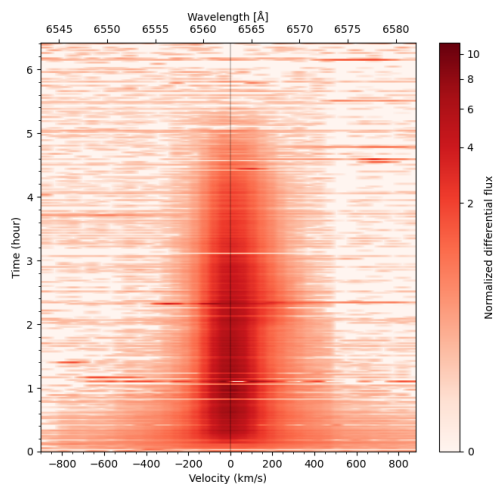


図 3: $H\alpha$ の差分スペクトルの時間変化。縦軸:フレア開始からの時間 [h]、上横軸:波長 [$\text{\AA}$]、下横軸: $H\alpha$ の固有波長からのずれに対応した速度 [km/s]。また右の color bar は、連続光に対する $H\alpha$ の強度において、フレア中の $H\alpha$ 線のスペクトル形状から非フレアのスペクトル形状を差し引いた差分スペクトルの強度を反映している。

4 Discussion

$H\alpha$ 線の長波長側への非対称成分に関して、その時間変化を調べるためにフィッティングによる解析を行

なった。スペクトル線は一般的に固有の線スペクトルに加えて、エネルギー準位の広がりを表す Lorentz 分布を持っているため、スペクトル線に幅が生じている。さらに、Gaus 分布で表される粒子のランダム運動による広がりも考える必要がある。したがって、実データに対するフィッティングにはこれらの分布をたたみ込み、線幅拡大の影響を考慮した Voigt 関数を用いた。

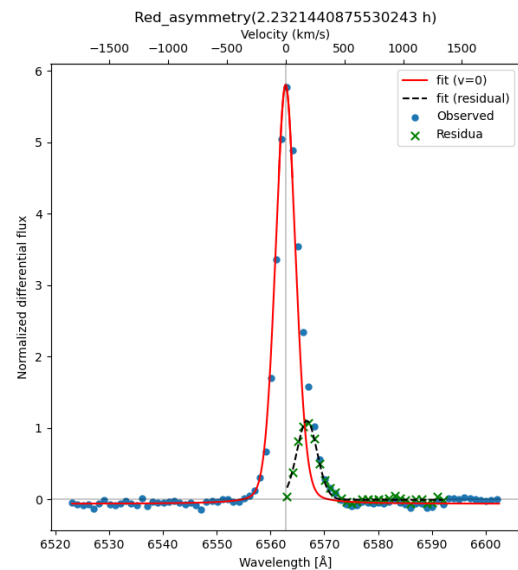


図 4: $H\alpha$ 線スペクトルに対するフィッティング。観測データ (青点)、短波長側への Voigt 関数での fit (赤実線)、差分 (緑バツ)、差分への fit (黒破線)。

具体的な解析手法として、まず $H\alpha$ 固有の線スペクトル波長の位置より短波長側にあるデータに対してフィッティングしたものを長波長側に折り返す。折り返したフィッティング関数と実データの差に対してさらにフィッティングを行い (図 4)、そのピーク位置の波長を取得することで Red 側への超過成分を評価した。

図 5 は、取得した波長を $H\alpha$ 線の固有波長に対して速度変換したものを図 2 に加えた図である。これを見ると、等価幅の減少時間に比べて、Red-shift の速度の減衰時間の方が短いことがわかる。

白色光との対応を見てみると、 $H\alpha$ の Red-shift の速度は白色光の時間変化に近い形で減衰しているこ

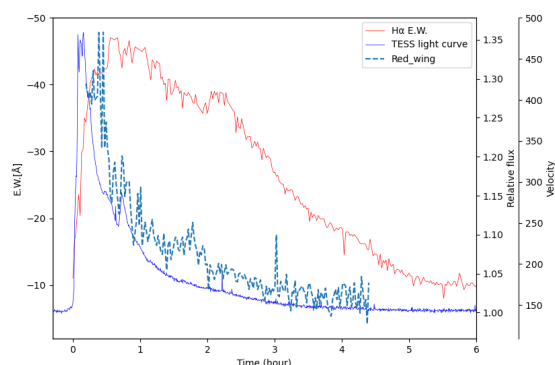


図 5: $H\alpha$ 線の Red-shift と等価幅の時間変化。 $H\alpha$ の等価幅 (赤実線)、TESS による白色光の時間変化 (青線)。Red-shift の広がり (wing) を黒破線のピーク波長に対応した速度 (青破線) で表す。白色光と Red-shift の速度が似た形で減衰している。

とがわかる。ここで、白色光の時間変化のタイムスケールはエネルギー解放のタイムスケールとほとんど等しいことが先行研究 (Namekata et al. 2017) により判明している。もし白色光と Red-shift が関連性があれば、加速された非熱的粒子と間接的な反作用による彩層凝縮の間に相関があることになり、恒星フレアにおけるフレア発生機構に関して何か新たな示唆が得られる可能性がある。ただし、フレア開始直後の高速な Red-shift は $H\alpha$ 輝線の線幅拡大に引きずれている可能性があるので、図 4 において短波長側へのフィッティング関数 (赤線) の幅の時間変化と Red-shift の速度変化を比較してみるなど、追加の検討を十分に行う必要がある。

5 Conclusion

本研究において、可視連続光測光観測と低分散分光観測を用いて、M 型星スーパーフレアにおける $H\alpha$ 線の Red-shift を観測した。 $H\alpha$ 線のスペクトル形状の時間変化と白色光の時間変化のタイムスケールの相関について、より詳細に解析することで、恒星フレアにおける粒子加速やそれに伴う彩層蒸発/凝縮の物理に迫ることができると考えている。今後もフレア

星の観測を続けることで、フレアの発生機構に関する正確な定性的理解に繋がっていきたいと考えている。

Acknowledgement

京都大学の野上大作准教授のご指導のもと、本研究を進めるにあたり多くのご意見をくださった方々に感謝申し上げます。

Reference

- Maehara, H., Notsu, Y., Namekata, K., et al., 2021, *PASJ*, 73, 44
- Ichimoto, K. & Kurokawa, H. 1984, *Solar Physics*, 93, 105
- Houdebine, E. R., Foing, B. H., Doyle, J. G., et al., 1993, *A&A*, 274, 245
- Linsky, J. 2019, *Host Stars and their Effects on Exoplanet Atmospheres: An Introductory Overview*, Lecture Notes in Physics, Volume 955. ISBN 978-3-030-11451-0. Springer Nature Switzerland AG, 2019.
- Kowalski, A. F., Hawley, S. L., Holtzman, J. A., et al. 2010, *ApJL*, 714, L98.
- Shibata, K., Masuda, S., Shimojo, M., et al., 1995, *ApJ*, 451, L83.
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003.
- Kurita, M., et al. 2020, *PASJ*, accepted
- Matsubayashi, K., Ohta, K., Iwamuro, F., et al. 2019, *PASJ*, 71, 102
- Shibayama, T., Maehara, H., Notsu, S., et al. 2013, *ApJS*, 209, 5.
- Namekata, K., Sakaue, T., Watanabe, K., et al. 2017, *ApJ*, 851, 91.

太恒7

狭帯域フィルターを用いた金属欠乏星探査

甲南大学 自然科学研究科物理学専攻
岡田 寛子

狭帯域フィルターを用いた金属欠乏星探査

岡田 寛子 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

金属欠乏星とは、水素とヘリウム以外の元素である重元素、すなわち金属の少ない恒星である。これらは宇宙の初期に誕生した星であり、形成当時の情報を保持していると考えられる。よって、金属欠乏星を観測することで、その星が生まれた古い時代の宇宙の元素組成などの情報を得ることができる。金属欠乏星の探査方法のひとつとして、狭帯域測光観測という方法がある。SkyMapper 望遠鏡を用いた狭帯域測光による金属欠乏星探査について報告した先行研究 (G.S. Da Costa et al. 2019) についてのレビューを行う。SkyMapper 望遠鏡は南半球の空の約 17200deg^2 に対して全 6 バンド (u, v, g, r, i, z) で観測を行っている。このうち、v バンドフィルターは恒星の金属量が低くなると弱くなるカルシウムイオンの吸収線 (CaHK) に感度があり、v バンドの明るさから金属量を推定することができる。SkyMapper の測光によって選択された金属欠乏星候補天体は 2.3m 望遠鏡によって分光追観測が行われた。追観測が行われた候補天体 2618 個のうち、93% の天体が $[Fe/H] \leq -2.0$ を満たしており、非常に効率的に候補天体が選択されていることがわかった。今回用いた選択方法では、炭素の組成が鉄の量に比例する C-normal 星が多く、金属量に関してほとんどバイアスがない。低分散分光で観測されたこれらの天体の金属量分布関は、 $-4.0 \leq [Fe/H] \leq -2.75$ において、 $(\log N)/[Fe/H] = 1.5 \pm 0.1$ の冪乗則的な傾きを持つが、 $[Fe/H] \sim -4.2$ で急激に低下する。この限界値は、現在の星形成に類似したダストによるガス冷却プロセスによって低質量の星を形成するための閾値とであると考えられる。また、自身の研究内容である 105cm シュミット望遠鏡 Tomo-e Gozen Camera による金属欠乏星探査について紹介する。

1 Introduction

ビッグバンで生成されたのは、水素とヘリウム、微量のリチウムなどの軽元素であり、それ以外の多様な元素はすべて星の核合成によって生成された。宇宙の初期に誕生した大質量星は、超新星爆発で一生を終え、生成した炭素や酸素などの元素を宇宙空間にばら撒く。その重元素を含むガスから誕生した次世代の星が内部で元素を合成し、超新星爆発によって宇宙空間に元素を齎す。このサイクルを繰り返し、現在に至るまで宇宙には多様な元素が増えていった。

水素やヘリウム以外の元素である重元素は、まとめて金属という。また、恒星に含まれる金属の割合を表した指標を金属量といい、 $[Fe/H]$ と表記する。これは、恒星の鉄と水素の比と太陽の鉄と水素の比を常用対数で表した数値であり、

$$[Fe/H] = \log \frac{(Fe/H)_{star}}{(Fe/H)_{sun}}$$

である。太陽と比べ、金属をあまり含まない恒星を金属欠乏星 (metal-poor star) という。これらは金

属が少なかった宇宙の初期に誕生した星であり、形成当時の情報を保持していると考えられる。よって、金属欠乏星を観測することで、その星が生まれた古い時代の情報を得ることができる。

金属欠乏星の探査方法のひとつとして、狭帯域測光観測という方法がある。本稿では、SkyMapper 望遠鏡を用いた探査観測について報告した先行研究 (G.S. Da Costa et al. 2019) について紹介する。SkyMapper による金属欠乏星候補天体の選出方法を 2 節で、選出された候補天体の追観測結果を 3 節で述べる。4 節では G.S. Da Costa et al. (2019) の結論を示し、105cm シュミット望遠鏡 Tomo-e Gozen Camera を用いて金属欠乏星探査を行っている自身の研究について述べる。

2 Methods

SkyMapper 望遠鏡は南半球の空の約 17200deg^2 に対して全 6 バンド (u, v, g, r, i, z) で観測を行っている。このうち v バンドは、恒星の金属量によって強度が異なり、恒星の金属量が少なくなるほど吸収線が弱くなるカルシウムイオンの吸収線 (CaHK) に感度がある。そのため、v バンドの明るさから金属量を推定することができる。 $(v-g)-1.5(g-i)$ と $(g-i)$ の 2 色図を図 1 に示す。SkyMapper によって観測されたデータを白黒で示しており、金属量が既知である天体を金属量ごとに色で分類しプロットしている。また、 $[\text{Fe}/\text{H}]=0, -1.0, -2.0, -3.0, -4.0$ のアイソクロンを紫の実線で示している。既知の金属欠乏星とアイソクロンの位置の関係が良好で、金属欠乏星以外の天体からの汚染の少ない $0.4 \leq (g-i)_0 \leq 1.0$ 、そしてアイソクロン $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -2.0$ を候補天体の選択範囲とした。

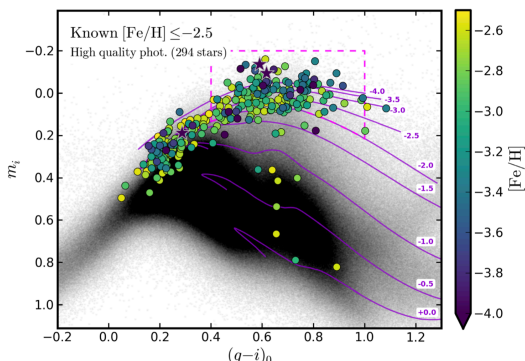


図 1: $m_i = (v-g)-1.5(g-i)$ と $(g-i)$ の 2 色図 (G.S. Da Costa et al. 2019)。SkyMapper によって観測されたデータを白黒で示しており、金属量が既知である天体を金属量ごとに色で分類しプロットしている。また、 $[\text{Fe}/\text{H}]=0, -1.0, -2.0, -3.0, -4.0$ のアイソクロンを紫の実線で示している。また、SkyMapper によって選択された範囲をピンクの破線で示している。

3 Results & Discussion

サイディング・スプリング天文台にある 2.3m 望遠鏡で、SkyMapper によって選択された金属欠乏星候補

天体の分光追観測が行われている。WiFeS の Integral Field Unit (IFU) で、B3000 と R3000 のグレーティングを使用し、分解能 $R \sim 3000$ のスペクトルを得ている。青色のスペクトルは、波長 $\lambda 3400 - 5800\text{\AA}$ をカバーしており、CaHK において 1 ピクセルあたりの S/N が約 20 以上になるよう露光時間を設定している。観測データとモデルスペクトルのフィッティングによって、恒星のパラメータを決定した。観測されたスペクトルとフィッティングの例を図 2 に示す。

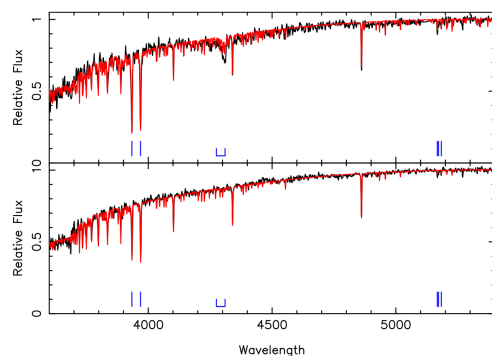


図 2: 2.3m 望遠鏡で観測された金属欠乏星候補天体のスペクトル例を黒線で示す (G.S. Da Costa et al. 2019)。星は、SMSS J121615.75 - 281249.1 (上段) と SMSS J182845.79 - 354022.8 (下段)。ベストフィッティングモデル (赤線) によって得られたパラメータはそれぞれ、 $T_{\text{eff}}/\log(g)/[\text{Fe}/\text{H}] = 4925/1.625/-3.25, 4925/1.5/-4.0$ である。

このようにして得られた金属量 $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{fitter}}$ が 8m 望遠鏡での高分散分光追観測を行う天体を選択するのに有用であるかを判断するために、 $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{fitter}}$ と高分散分光法によって測定した金属量 $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{highdispersion}}$ の関係を調べた (図 3)。図 3 は、 $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{fitter}} < -3.0$ の星を選択し高分散分光法によって追観測を行うことで、高確率で成果が得られることを示唆している。

SkyMapper によって選択され、2.3m 望遠鏡で分光追観測を行った 2618 個の金属欠乏星候補天体のうち、1081 個 (41.4%) が $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{fitter}} \leq -2.75$ 、485 個が $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{fitter}} \leq -3.0$ である。全体では 93% の天体が $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{fitter}} \leq -2.0$ を満たしており、非常に効率的に候補天体を選択していることが分かる。

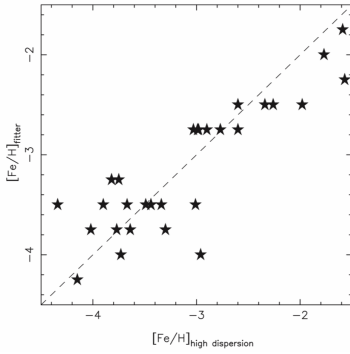


図 3: 高分散分光法によって得られた文献値 $[Fe/H]_{high\,dispersion}$ と 2.3m 望遠鏡の低分散分光法でフィッティングし得られた値 $[Fe/H]_{fitter}$ の関係 (G.S. Da Costa et al. 2019)。破線は 1 : 1 を示している。

追観測が行われた天体の金属量分布関数 (MDF) を図 4 に示す。MDF は、 $-4.0 \leq [Fe/H] \leq -2.75$ において、 $(\log N)/[Fe/H] = 1.5 \pm 0.1$ の冪乗則的な傾きである。そして、 $[Fe/H] \sim -4.2$ で急激に低下する。この限界値は、現在の星形成に類似したダストによるガス冷却プロセスによって低質量の星を形成するための閾値とで考えられる。

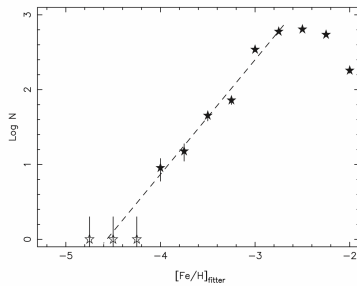


図 4: SkyMapper で選択され、低分散分光によって求めた金属量 $[Fe/H]_{fitter}$ を持つサンプルの MDF (G.S. Da Costa et al. 2019)。ポアソン統計に基づくエラーバーを示す。破線は $[Fe/H]_{fitter} = -2.75 \sim -4.0$ の点を最小二乗法でフィットしたもの。傾きは $(\log N)/[Fe/H] = 1.5 \pm 0.1$ 。

4 Conclusion & Future works

金属欠乏星は、宇宙初期の元素組成を現在に伝える重要な天体である。金属欠乏星の探査方法のひとつとして、狭帯域測光という方法がある。これは観測領域にある全天体の情報を得られる効率的な探査方法である。SkyMapper 望遠鏡による探査では、恒星の金属量が少ないと弱くなる吸収線 CaHK に感度のある v バンドの明るさから、金属欠乏星候補天体を選択した。選択された候補天体を 2.3m 望遠鏡によって低分散分光追観測した結果、93%の天体が $[Fe/H]_{fitter} \leq -2.0$ を満たしており、非常に効率的に候補天体を選択していることが分かった。

我々は木曾 105cm シュミット望遠鏡 Tomo-e Gozen Camera を用いた、9-12 等の明るい恒星に注目した狭帯域金属欠乏星探査を行っている。約 30 平方度の領域で、波長 400nm、436nm、520nm、860nm 付近の光だけを透過する狭帯域フィルターを用いた観測である。これらはそれぞれ CaHK, CH, Mg, CaIR triplet に対応する波長である。Tomo-e Gozen によって金属欠乏星候補天体を選択し、なゆた望遠鏡 MALLS を用いて分光追観測を行う予定である。

Reference

G.S. Da Costa et al. 2019, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

太恒8

ひまわり衛星が明かすベテルギウスの大減光の謎

東京大学 理学系研究科天文学専攻
谷口 大輔

ひまわり衛星が明かすベテルギウスの大減光の謎

谷口 大輔 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 D2)

Abstract

最も近くにある赤色超巨星であるベテルギウスは、2019 年末から 2020 年初頭にかけて可視光で大きく (~ 1.2 mag) 減光し、天文研究者のみならず一般社会からの注目も集めた。この大減光の原因として、(1) 有効温度の低下、(2) 大規模な質量放出による星周減光の増加、の二つの仮説が提案されている。しかし、この両者が大減光に寄与したとする説と、前者のみだとする説の間で未だ決着がついていない。

そこで我々は大減光時の星周減光増加の有無を検証するため、気象衛星ひまわり 8 号 ($0.45\text{--}13.5\ \mu\text{m}$, 16 バンド) が 2017 年から 2021 年にかけて撮影した画像を用いた測光を試みた。得られた光度曲線のうち、まず可視光と近赤外線の光度曲線を光球のモデルスペクトルと比較することで、有効温度の低下と星周減光の増加の両方が大減光に同程度寄与していた可能性を示唆した。更に、 $10\ \mu\text{m}$ にあるシリケートダストの輝線バンドの光度曲線を輻射輸送モデルと比較することで、大減光時の星周ダスト形成を確認した。

1 イントロダクション

ベテルギウス (α Ori, HD 39801) は最も近くにある赤色超巨星であり、その有効温度は $T_{\text{eff}} = 3611 \pm 38\ \text{K}$ 、光度は $\log(L/L_{\odot}) = 4.91^{+0.14}_{-0.13}$ である (Taniguchi et al. 2021)。ベテルギウスは $168^{+27}_{-15}\ \text{pc}$ という非常に近距離にいるため (Joyce et al. 2020)、赤色超巨星の大気構造や質量放出等を (場合によっては空間分解して) 研究するためにしばしば用いられてきた (e.g. Ohnaka et al. 2011; O’Gorman et al. 2017)。

ベテルギウスは平常時には約 400 日周期で $\sim \pm 0.2$ mag の半周期的変光を示す (Kiss et al. 2006; Lloyd 2020)。これに対し、2019 年 10 月からベテルギウスは可視光で大きく減光を始め、2020 年 2 月には観測史上最も暗い $V \sim 1.6$ mag にまで達した (Guinan et al. 2019, 2020; Sigismondi 2020)。これは平常時よりも約 1.2 等級も暗く、「ベテルギウスの大減光」(The Great Dimming of Betelgeuse) と呼ばれている。では、この大減光はなぜ発生したのだろうか？

大減光の発生からこの 1 年半の間に多くの研究者やアマチュアがベテルギウスの観測や研究を行い、現在では主に 2 つの仮説が有力視されている；有効温度 T_{eff} の低下説と減光 $A(V)$ の増加説である。この前者を検証するため、大減光中のベテルギウスの

可視光スペクトルが複数の分光器によって観測された (Levesque & Massey 2020; Začs & Puķītis 2021; Alexeeva et al. 2021)。これらの観測スペクトルと 1 次元モデル大気 (角度方向に一律で黒点/白斑がないもの) を仮定したモデルスペクトルとの比較により、 T_{eff} は確かに大減光時に減少したが、それはたったの $\sim 100\ \text{K}$ 前後であることが示唆された。この程度の温度低下では可視光等級は ~ 0.5 mag しか減少せず、 ~ 1.2 mag の大減光を説明するには不十分である。この結果は温度低下以外の効果、例えば新たに生成された星周ダストによる減光、も大減光に寄与している可能性を示唆した (e.g. Levesque & Massey 2020; Dupree et al. 2020)。

なお、平常時のベテルギウスに関しては、星間減光と星周減光の総和は $A(V) \sim 0.6$ mag (Levesque et al. 2005)、うち星間減光は $\ll 0.1$ mag だと推定されている (Green et al. 2019; Leike et al. 2020)。このことから、平常時のベテルギウス方向の減光はほぼ全てベテルギウスから放出された星周ダストに起因するものであることが分かる (Dupree et al. 2020; Montargès et al. 2021)。

しかしながら、これまでの研究では大減光時にベテルギウス周囲でのダスト生成が増加したことを直接示す証拠は存在しない。例えば、大減光直前に光球からガス雲が放出されたことが発見され

ているが (Dupree et al. 2020), ガス雲中でのダスト形成の有無が明らかでない。また, 大減光前後の偏光強度の変化 (Cotton et al. 2020; Safonov et al. 2020) は星周ダスト量変化の他にダストの空間分布変化によっても説明される。大減光中に光球の南半分のみが暗くなっていたことが明らかになっているが (Montargès et al. 2020), これも新規のダスト雲の出現と局所的な光球表面温度低下の両者で説明がつく (Montargès et al. 2021).

とで，ベテルギウスの有効温度と星周ダスト量の時間変化を決定する（3章）．

ひまわり 8 号は日本の気象衛星で、東経 140.7 度の赤道上空 35,786 km の静止軌道上を公転している (Bessho et al. 2016). ひまわり 8 号は 2015 年 7 月 7 日から運用を開始し、10 分に 1 回地球全面を可視近赤外線カメラ (Advanced Himawari Imager; AHI) で撮影している. ひまわり 8 号は地球の他に地球の縁の位置する宇宙空間も観測しているため、ひまわり 8 号を「宇宙望遠鏡」として活用することができるのである (図 1).

38

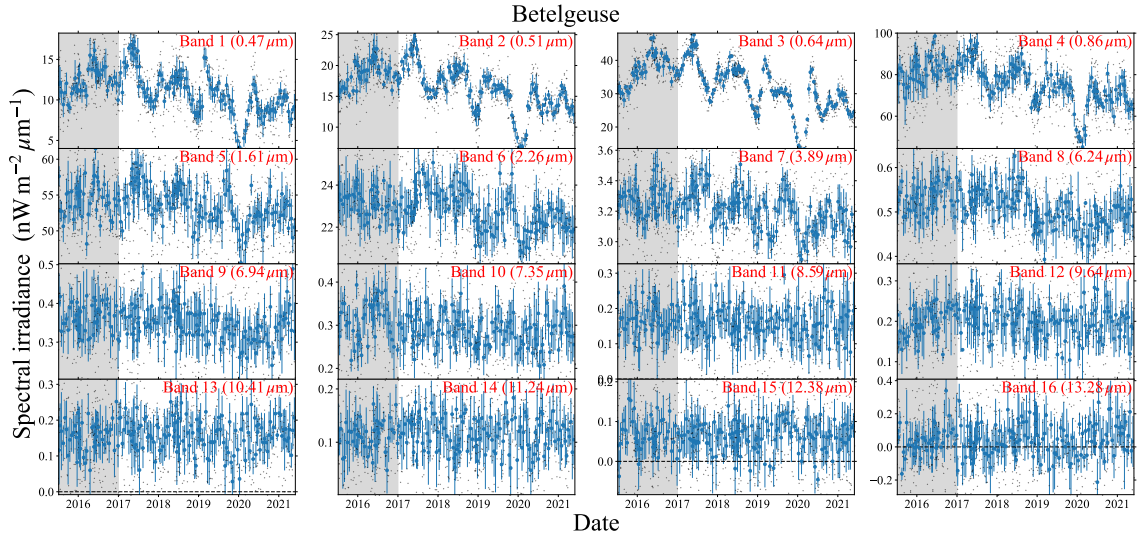


図 2: ひまわり衛星によるベテルギウスの光度曲線. 各パネルが各バンドでの光度曲線を示す. 灰色で塗りつぶされた 2015–16 年のデータはフラックス校正に問題があることが判明したため解析に用いていない.

3 ベテルギウスの大減光の要因

我々のひまわり衛星による測光データは、気象衛星を天文衛星として用いるという新しいアイデアを導入することで、(i) 太陽に間断されことなく一年中連続的な光度曲線が得られた、(ii) 大気中の水蒸気に妨げられて地上観測が難しい中間赤外線波長帯でも光度曲線が得られた、という 2 点に優位性がある. 本研究ではこれらの点を活かしてベテルギウスの大減光の原因に迫った. 具体的には、まず $0.45\text{--}8\mu\text{m}$ の光度曲線を光球のモデルスペクトルと比較することで、半径 R 、有効温度 T_{eff} 、 V バンドでの減光 $A(V)$ を推定した. 続いて、 $9.64\mu\text{m}$ の光度曲線を星周ダストによる輻射輸送計算と比較することで、 $10\mu\text{m}$ での星周ダストの光学的厚み τ_{10} を決定した. ここで得られた $A(V)$ と τ_{10} の時間変化は星周ダスト量の時間変化に対応すると考えられるため、これらを用いて大減光時に星周ダスト生成が増加していたかを検討した.

図 3 は得られたベテルギウスのパラメーターの時間変化を示す. この図から直ちに示唆されることとして、半径の時間変化は 10% 未満であり、これはベテルギウスの大減光にほとんど寄与していない. これに対し、有効温度は大減光時に平常時よりも約 140 K

減少しており、これは V バンド等級を約 0.6 mag 低下させる. また、 $A(V)$ は平常時より約 0.6 mag 低下しており、これも V バンド等級を約 0.6 mag 低下させる. つまり、大減光は有効温度低下と星周減光増加が同程度寄与して発生したものだとする説を支持する結果が得られた.

続いて、 $A(V)$ と τ_{10} の時間変動を見比べてみると、 τ_{10} は $A(V)$ より約 224^{+19}_{-4} 日の遅延を伴って時間変化していることが示唆された. もし $A(V)$ と τ_{10} が同じダスト/ガス雲の時間変化を捉えているならば、この遅延は $A(V)$ と τ_{10} の時間変化が雲中の異なる物質によって起きていることを示唆する. 考えうるシナリオとして、まず光球から放出されたガス雲が冷えてアルミナなどのダストを形成する (Höfner & Olofsson 2018; Gupta & Sahijpal 2020) ことで $A(V)$ が増加し、その後更に冷えてシリケートダストを形成することで τ_{10} が増加するというシナリオが考えられるが、今後の詳細な理論モデルが待たれる.

Acknowledgement

本研究は山崎一哉氏並びに宇野慎介氏との共同研究です. ここに篤くお礼申し上げます.

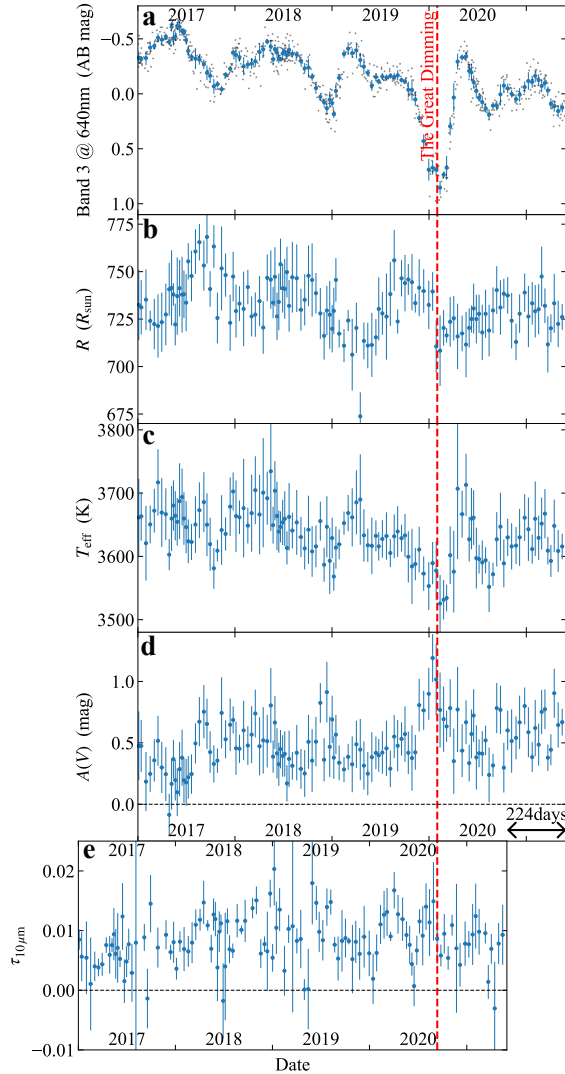


図 3: ベテルギウスの大気パラメーターの時間変化. 各パネルは上から順に, 649 nm にあるバンドでの AB 等級, 半径 R , 有効温度 T_{eff} , 減光 $A(V)$, $10\mu\text{m}$ での光学的厚み τ_{10} を表す.

Reference

- Alexeeva, S., Zhao, G., Gao, D.-Y., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2108.03472
- Bessho, K., Date, K., Hayashi, M., et al. 2016, Journal of the Meteorological Society of Japan, 94, 151
- Cotton, D. V., Bailey, J., De Horta, A. Y., Norris, B. R. M., & Lomax, J. R. 2020, Research Notes of the American Astronomical Society, 4, 39
- Dharmawardena, T. E., Mairs, S., Scicluna, P., et al. 2020, ApJ, 897, L9
- Dupree, A. K., Strassmeier, K. G., Matthews, L. D., et al. 2020, ApJ, 899, 68
- George, S. V., Kachhara, S., Misra, R., & Ambika, G. 2020, A&A, 640, L21
- Green, G. M., Schlafly, E., Zucker, C., Speagle, J. S., & Finkbeiner, D. 2019, ApJ, 887, 93
- Guinan, E., Wasatonic, R., Calderwood, T., & Carona, D. 2020, The Astronomer's Telegram, 13512, 1
- Guinan, E. F., Wasatonic, R. J., & Calderwood, T. J. 2019, The Astronomer's Telegram, 13341, 1
- Gupta, A., & Sahijpal, S. 2020, MNRAS, 496, L122
- Harper, G. M., DeWitt, C. N., Richter, M. J., et al. 2020a, ApJ, 893, L23
- Harper, G. M., Guinan, E. F., Wasatonic, R., & Ryde, N. 2020b, ApJ, 905, 34
- Höfner, S., & Olofsson, H. 2018, A&ARv, 26, 1
- Joyce, M., Leung, S.-C., Molnár, L., et al. 2020, ApJ, 902, 63
- Kalluri, S., Alcalá, C., Carr, J., et al. 2018, Remote Sensing, 10, 177
- Kiss, L. L., Szabó, G. M., & Bedding, T. R. 2006, MNRAS, 372, 1721
- Kravchenko, K., Jorissen, A., Van Eck, S., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2104.08105
- Leike, R. H., Glatzle, M., & Enßlin, T. A. 2020, A&A, 639, A138
- Levesque, E. M., & Massey, P. 2020, ApJ, 891, L37
- Levesque, E. M., Massey, P., Olsen, K. A. G., et al. 2005, ApJ, 628, 973
- Lloyd, C. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2006.15403
- Montargès, M., Cannon, E., Kervella, P., et al. 2020, ESO Telescope Sees Surface of Dim Betelgeuse, ESO Press Release ESO2003 <https://www.eso.org/public/news/eso2003/>
- Montargès, M., Cannon, E., Lagadec, E., et al. 2021, Nature, 594, 365
- O’Gorman, E., Kervella, P., Harper, G. M., et al. 2017, A&A, 602, L10
- Ohnaka, K., Weigelt, G., Millour, F., et al. 2011, A&A, 529, A163
- Safonov, B., Dodin, A., Burlak, M., et al. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2005.05215
- Sigismondi, C. 2020, The Astronomer's Telegram, 13601, 1
- Taniguchi, D., Matsunaga, N., Jian, M., et al. 2021, MNRAS, 502, 4210
- Yokota, H., & Sasaki, M. 2013, Meteorological Satellite Center Technical Note, 58, 121
- Začs, L., & Puķītis, K. 2021, Research Notes of the American Astronomical Society, 5, 8

太恒9

SMART/SDDIによる太陽大気における波動の伝播と 磁場との関係の観測的研究

京都大学 理学研究科宇宙物理学教室
白戸 春日

SMART/SDDI による太陽大気における 波動の伝播と磁場との関係の観測的研究

白戸 春日 (京都大学 理学研究科)

Abstract

太陽大気は、光球から彩層・コロナにかけて温度が急上昇している。そのメカニズムは未だ解明されておらず、彩層・コロナ加熱問題と呼ばれているが、有力な説のひとつとして、波動が伝播することでエネルギーを輸送するという波動加熱説が考えられている。静穏領域の彩層は、超粒状斑の境界上で比較的磁場の強いネットワーク領域 (NR) と、超粒状斑の内部で磁場が弱いインターネットワーク領域 (INR) とに分けられる。これまでの理論研究から、光球で励起された音波は、NR の磁力線が傾いた領域であれば cutoff 周波数 (約 4 mHz) よりも低い周波数の波も上へ伝播出来ると考えられており、実際に観測でも確かめられている。また、波動には音波以外に磁気音波や Alfvén 波なども考えられる。このように、波動の伝播と、NR 及び INR との関係を調べるのが非常に重要である。本研究では、京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI を用いて 12 時間半連続観測された $H\alpha(6563 \text{ \AA})$ の撮像分光データを使用し、disc center の静穏領域 246 arcsec 平方を解析した。そして $H\alpha$ プロファイルから、コンティニウムの強度、line center および wing でのドップラーシフトなどのパラメータを抽出し、フーリエ解析および位相差解析を行った。その結果、center と wing 双方のドップラーシフトのパワーマップは、3 分周期および 5 分周期でも、NR よりも INR で強かった。一方、center の強度のパワーマップは、3 分周期でも 5 分周期でも、INR よりも NR で強かった。コンティニウム強度と line center でのドップラーシフトの位相差については、cutoff 周波数を境にエバネッセントから上への伝播波に変化していた。line center のドップラーシフトと wing のドップラーシフトの位相差については、全周波数で ± 10 度以内の小さな値しか検出されなかった。さらに、line center での強度とドップラーシフトの位相差には、NR と INR の間で大きな違いがあることが分かった。本講演では、解析で得られた結果を紹介し、今後の研究計画について述べる。

1 Introduction

太陽大気は内側から光球、彩層、コロナの順に層を成している。その温度は光球表面が約 6000 K であるのに対し、彩層は約 1 万 K、コロナは約 100 万 K というように、上層大気ほど高温であることが観測的に知られている。コロナは常に熱伝導や放射冷却、太陽風の影響などによってエネルギーを失っているため、100 万 K を維持するためにはそれだけのエネルギーが補われる必要がある。Withbroe & Noyes(1977) より、コロナのエネルギー収支は静穏領域で約 $3 \times 10^5 [\text{erg/s/cm}^2]$ 、活動領域で約 $1 \times 10^7 [\text{erg/s/cm}^2]$ と見積もられている。また、静穏領域の彩層加熱に必要なエネルギー量は $1.41 \times 10^7 [\text{erg/s/cm}^2]$ と見積もられている (

Vernazza, Avrett, & Loeser(1981))。一方、光球の放射エネルギー量は約 $6.3 \times 10^{10} [\text{erg/s/cm}^2]$ である。したがって光球の放射のうち、極大期であっても 1/10000 が上層に注入されればコロナのエネルギー収支は成立する。しかしそのメカニズムは未だ解明されておらず、「彩層・コロナ加熱問題」と呼ばれている。これは現代の太陽物理学が抱える大きな問題のひとつとして世界中で日夜研究が行われている。

そのメカニズムとして現在有力とされているものは 2 つあり、「波動説」と「ナノフレア説」と呼ばれている。波動説とは波が伝播することによってエネルギーを輸送するというもの、ナノフレア説とは小さなフレア爆発がたくさん起こることによって大気を加熱するというものである。現在では、これらの両方が作用してコロナのエネルギー収支が成立して

いると考えられている。

太陽は表面对流層を持った恒星であり、光球表面では粒状斑と呼ばれるセル状のパターンが見えている。そしてその乱流運動の圧力変動によって、様々な周期の音波が励起されている。また、太陽には磁場も存在することから、太陽大気の波動には、音波の他に磁気流体波がある。磁気流体波には圧縮性縦波の磁気音波と、非圧縮性横波の Alfvén 波がある。しかし、こうした波が密度成層した大気中を上方に伝播していくことを考えた場合、縦波は振幅が非線形化し衝撃波になって彩層で効果的に散逸してしまう、一方横波はコロナまで到達出来るもののエネルギーを散逸しにくい、という難点がある。

波の伝播を考える際に重要な概念のひとつに、cut-off 周波数がある。これは、重力成層した大気中の場合約 4 mHz である。これよりも低周波の音波は上層に伝播出来ずエバネセントとなる。これまでの理論研究から、磁力線が傾いた領域では、そうでない領域での cutoff 周波数より低周波の波も一部上層に伝播出来ると考えられており (Suematsu 1990)、実際に観測で確かめられている (e.g., Kontogiannis et al. 2010)。このように、波の伝播と磁場との関係を調べることで、波動による彩層・コロナ加熱問題を考える上で非常に重要である。

彩層下層部では、対流で磁力線が掃き寄せられて磁場が強くなっている領域 (ネットワーク領域、以下 NR) と、そのせいで磁力線が無く磁場が弱くなっている領域 (インターネットワーク領域、以下 INR) とで網目構造になっている。光球ではガス圧が優勢だが彩層では磁気圧が優勢になるため、NR に掃き寄せられた磁力線は彩層で一気に拡がる。このため、彩層 NR では磁力線が傾いている。したがって本研究では、波動による彩層・コロナ加熱問題を考えるため、飛騨天文台 SMART/SDDI (Ichimoto et al. 2017) の太陽全面分光撮像データを用いて、速度や強度などのパワーや位相差を計算し、波の伝播と磁場との関係を観測的に調べた。本講演では、その解析結果を述べ、それを受けて今後の将来研究について紹介する。

2 Observations

解析したデータは、2019 年 5 月 4 日に京都大学附属飛騨天文台 SMART/SDDI で取得された 12 時間 30 分の分光撮像データで、波長は $H\alpha$ center (6563 Å) から ± 3 Å の間の計 25 点である。 $H\alpha$ 線は形成高度が光球から彩層上層部までと広範囲に渡るため、高さ方向の波の伝播を調べるのに適している。解析領域は disc center の静穏領域 246 arcsec 平方である。この領域を追尾しながら切り出し、 $H\alpha$ プロファイルから line center のドップラーシフト及び強度、wing のドップラーシフト、コンティニウムの強度を抽出した。また、磁場の空間分布のプロキシとして、line center ± 0.5 Å での平均強度も得た (図 1)。

これらの時系列データに対しフーリエ変換を行い、パワースペクトルやパワーマップ、位相差を計算した。さらに、line center ± 0.5 Å の平均強度のデータを用いて、NR と INR での結果の比較も行った。

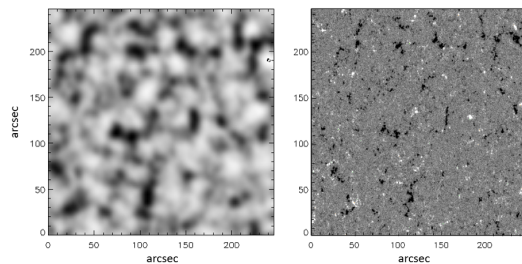


図 1: line center ± 0.5 Å の平均強度の空間画像と SDO/HMI の同時刻同領域磁場マップ。黒と白は磁場垂直成分の N 極と S 極を示している。黒い部分が NR に相当し、両画像で NR の空間位置が一致していることが分かる。

3 Results

3.1 パワースペクトル

図 2 は空間平均したパワースペクトルで、上から順に、コンティニウムの強度、line center のドップラーシフト、wing のドップラーシフトである。図のように、光球では 5 分周期にピークがあること、彩層では 5 分周期と 3 分周期にピークが見られた。このことから、重力成層した大気中の音波の cutoff 周波数 (約 4 mHz) より低周波の波も彩層に伝播していることがわかる。

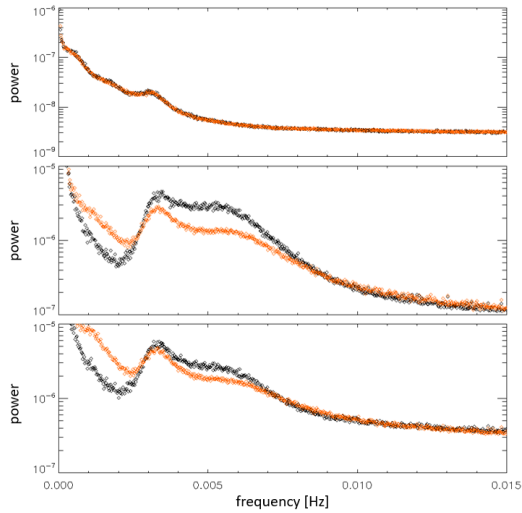


図 2: 上パネルがコンティニウムの強度、中パネルが line center のドップラーシフト、下パネルが wing のドップラーシフトの、空間平均したパワースペクトル。オレンジ色が NR、黒色が INR を表す。

3.2 パワーマップ

図 3 は、パワースペクトルでピークが見られた 5 分周期及び 3 分周期における、line center 及び wing のドップラーシフトの解析領域全体のパワーマップである。図のように、line center でも wing でも、5 分周期及び 3 分周期ともに、INR でパワーが強くなっていることが分かる。

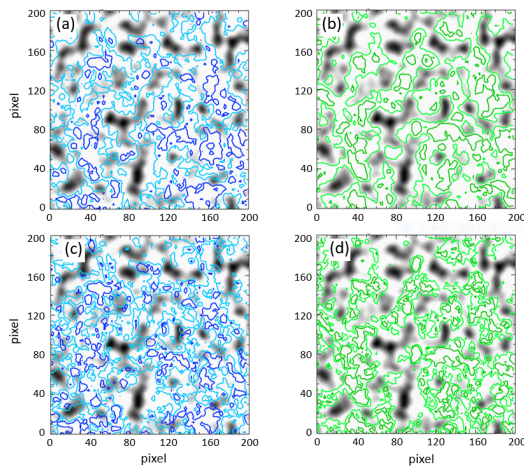


図 3: (a) と (b) が line center におけるドップラーシフト、(c) と (d) が wing におけるドップラーシフトで、(a) と (c) が 5 分周期、(b) と (d) が 3 分周期のパワー分布をコンタで示している。背景は $\pm 0.5 \text{ \AA}$ の平均強度。

3.3 位相差

図 4 は、得たパラメータの中でペアを 3 つ作ってそれらの位相差を計算し、空間平均して表示したものである。

上パネルの (コンティニウムの強度) - (line center のドップラーシフト) では、NR 及び INR ともに、cutoff 周波数 (約 4 mHz) を境に周波数の増加に伴ってエバネッセントから伝播状態に変化する様子が見られた。また、2.3 mHz で位相差が 180 度不連続になっていることが確認された。

中パネルの (line center の強度) - (line center のドップラーシフト) では、NR と INR の間に大きな違いが出た。全体的に負であることと、5 分周期あたりでの位相差が同じ値であることは共通している。しかし、 $H\alpha$ line center の強度と物理量との関わりが現在よく分かっていないため、この違いに対する物理的解釈は難航している。

下パネルの (line center のドップラーシフト) - (wing のドップラーシフト) では、驚いたことに、NR と INR 共に殆ど位相差が検出されなかった。そこで、 ± 10 度の範囲を拡大して表示したところ、完全にゼロではないことが分かった (図 5)。NR と INR の間には拡大しても違いは無く、周波数に対し波打つような分布である。とはいえパワースペクトルでははっきりとパワーが検出されていることから、この結果の解釈として考えられるのは、 $H\alpha$ wing のドップラーシフトは彩層下層部ではなく、line center と同じような高さの速度を反映している、ということである。

4 Discussion and Conclusion

パワースペクトル及びパワーマップから、5 分周期、3 分周期ともに彩層上層部でもパワーが存在していること、さらに、3 分周期のみならず 5 分周期も INR で強いことが分かった。また、コンティニウムの強度と line center のドップラーシフトの位相差から、cutoff 周波数を境に上への伝播状態に変化する様子が見られた。2.3 mHz には 180 度位相差が不連続になる様子も検出された。line center の強度とドップラーシフトの位相差からは、NR と INR で大

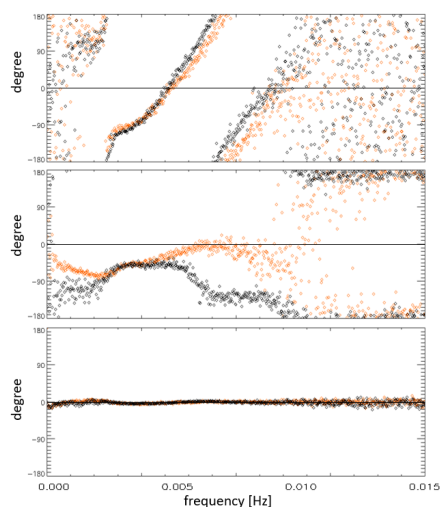


図 4: 上パネルが (コンティニウムの強度) - (line center のドップラーシフト)、中パネルが (line center の強度) - (line center のドップラーシフト)、下パネルが (line center のドップラーシフト) - (wing のドップラーシフト) の、角振動数に対する位相差を表す。オレンジ色が NR、黒色が INR を表す。

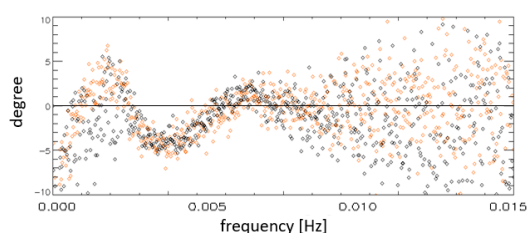


図 5: (line center のドップラーシフト) - (wing のドップラーシフト) の位相差図について、 ± 10 度の範囲を拡大して表示

きく異なる有意な結果を得たものの、物理的解釈が難しい。line center と wing のドップラーシフトの位相差では、 ± 10 度以内という非常に小さな値しか検出できなかった。このことから、 $H\alpha$ の wing が見ている高度は line center のそれと近い可能性があることが分かる。

5 Future Work

まず、5 分周期のパワーが INR で強く検出された理由、line center と wing のドップラーシフトの位相差が非常に小さかった本当の理由、2.3 mHz で位相差に不連続が見られた理由について引き続き調べる。それと並行して、line center の強度と物理量との関わりを現在開発中の nLTE コードで確かめる。また、

飛騨天文台のドームレス太陽望遠鏡で最近得た観測結果も同様に解析していきたい。更に、今回は定性的な部分のみにとどまったが、定量的な側面も充実させる必要がある。

次に、こうした解析が一通りできたら、斜め方向から観測される領域を新たに選び、同様の解析を行うことで、磁力線の傾きとの関連を調べていきたい (図 6)。

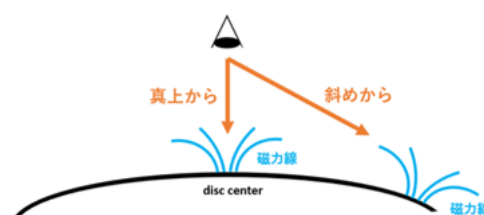


図 6: 太陽表面を斜めから観測した場合のイメージ図。水色の線が磁力線を表しており、斜めから観測することで、真上からの観測では分からなかった磁力線方向の変動などを調べることが出来る。

Acknowledgement

指導教員である京都大学理学研究科一本潔教授、日々様々な助言を下さった博士課程後期の先輩方、刺激を下さった同輩および後輩の皆様に心より感謝申し上げます。

Reference

- Ichimoto, Ishii, & Otsuji, et al. 2017 Solar Phys
- Kontogiannis, Tsiropoula, & Tziotziou, 2010, A & A, 510, A41
- Suematsu, 1990, LNP, 367, 211
- Vernazza, Avrett, & Loeser, 1981, ApJS, 45, 635V
- Withbroe & Noyes 1977, ARA & A, 15, 363W

太恒 10

磁気音波による彩層加熱における磁場構造の依存性について

東京大学 理学系研究科地球惑星科学専攻
児山 真夕

磁気音波による彩層加熱における磁場構造の依存性について

児山 真夕 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

彩層やコロナといった太陽上層大気を非熱的に加熱するメカニズムの 1 つとして、磁力線を伝播する磁気流体波によりエネルギーを運ぶ「波動加熱説」が提案されている。本研究では、磁気音波のうち、彩層の加熱に寄与すると考えられている磁気音波に注目した。磁気音波は、カットオフ周波数 (5.2 mHz) 以下の成分は彩層に伝播しないと言われているが、Bel & Leroy (1977) の理論計算によれば、光球面に対する磁力線の傾きによってカットオフ周波数が変化するという結果が得られている。さらに、McIntosh & Jefferies (2006) によって、プラズマ β が小さく ($\beta \leq 1$)、磁力線が光球面の法線方向に対して 30° 以上傾いている領域で、5.2 mHz 以下の波動が彩層に伝播していることが観測的に明らかになった。

本研究の目的は、この結果をより詳細な磁場データを用いて検証することである。そこで、光球での磁場強度と磁力線の傾きに依存して低周波数の波動がどの程度彩層に伝播しているかを調べた。解析には、2018 年 2 月 8-12 日にひので衛星と IRIS 衛星が行ったブラージュ領域の同時観測データを用いた。はじめに、ひので衛星可視光・磁場望遠鏡 (SOT) スペクトロポラリメーター (SP) による視野 $3'' \times 82''$ 、時間分解能 21s の偏光分光データと、IRIS 衛星の SP と同じ視野内の分光データで位置合わせを行った。次に MgIIk 線のドップラー速度を測定することで彩層に伝播する波動の周波数成分を調べ、SP データから求めた背景磁場構造の特徴ごとにそれらを分類した。その結果、光球で磁力線の傾きが 50° 以上の領域では、5 mHz 以下の成分が卓越していることがわかった。これは、磁力線の傾きにより、実効的な重力が小さくなりカットオフ周波数が減少したことで、低周波数の成分が彩層に伝播したと考えられる。

1 Introduction

太陽大気は内側から順に約 6000K の下層大気である光球、1 万 K の彩層、100 万 K のコロナと続いている。熱源は太陽内部に存在することから、上層の大気の方が低温になることが期待されるが、実際は温度最低層と呼ばれる光球と彩層の境界を超えると温度が上昇していく。このように熱源から離れた上層大気を非熱的に加熱するメカニズムは未解明であり、「コロナ・彩層加熱問題」と呼ばれている。上層大気へエネルギーを運搬する非熱的なメカニズムの 1 つとして、磁力線に沿って伝播する磁気流体波 (MHD 波) によりエネルギーを運ぶ「波動加熱説」が提案されている。MHD 波のうち、圧縮性のある磁気音波は彩層で衝撃波に変わり、その散逸が彩層大気の加熱に寄与する可能性がある。

磁気音波は、温度最低層でのカットオフ周波数 (5.2 mHz) 以下の成分は彩層に伝播しないと言われているが、Bel & Leroy (1977) の理論計算によれば、光

球面に対する磁力線の傾きが大きくなるほど、磁力線に沿った実効的な重力が小さくなるため、カットオフ周波数が小さくなるという結果が得られている。さらに、McIntosh & Jefferies (2006) によって、プラズマ β が小さく ($\beta \leq 1$)、磁力線が光球面の法線方向に対して 30° 以上傾いている領域で、5.2 mHz 以下の波動が彩層に伝播していることが観測的に明らかになった。本研究では、磁力線が光球面に対して傾いているブラージュ領域について、彩層大気へのエネルギー散逸量を定量的に見積もり、その背景磁場の角度依存性を調べた。

2 Observations

本研究では、2018 年 2 月 8-12 日にひので衛星と IRIS 衛星が行なったブラージュ領域の同時観測データを用いた。観測したブラージュ領域は 5 日間で、太陽中心座標で $(x, y) = (-533'', -35'')$ から $(x, y) =$

(226'', -5.2'') に移動した。観測時間は約 1 時間である。はじめに、ひので衛星可視光・磁場望遠鏡 (SOT) スペクトロポリリメーター (SP) による視野 $3'' \times 82''$ 、時間分解能 21s の偏光分光データと、IRIS 衛星の SP と同じ視野内の分光データで位置合わせを行った。位置合わせの結果得られた、SP の視野と IRIS 衛星のスリット位置の動きを図 1 に示す。これを参考に、IRIS 衛星のスリット位置と重なる SP データを解析に用いた。

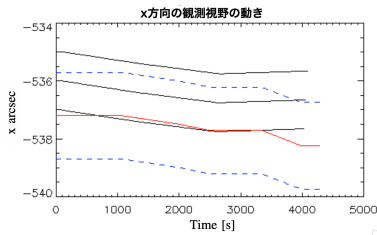


図 1: 2018 年 2 月 8 日の観測における x 方向の観測視野の動き。SP の視野の左端・右端 (青点線)、SP の視野中心 (赤線)、IRIS のスリット位置 (黒線) を示す。

次に IRIS 衛星で観測された MgIIk 線についてウィングとコアでのドップラー速度を測定した。ラインの最大値の 40% の位置をウィングとした。SP は光球、ウィングは彩層下部、コアは彩層上部の情報を示す。ドップラー速度の時間変化からフーリエ変換を用いて、それぞれの高度での周波数パワーを調べた。

3 Results

SP から得られたドップラー速度と MgIIk 線のウィング・コアから得られたドップラー速度について、それぞれの時間変動からフーリエ変換を用いて彩層に伝播する波動の周波数成分を調べ、SP データから求めた背景磁場の角度でそれらを分類した。図 2 に光球 (a)、彩層下部 (b)、彩層上部 (c) における周波数パワーを示す。1.5mHz 以下の成分は光球面の対流による振動成分と考えられるため、フーリエ変換をする前に $k-\omega$ 図を用いて除外した。SP データから得られた光球での周波数パワーを見ると、磁力線が光球面に対して 30° 以上傾いている領域で低周波数

(5mHz 以下) の成分が大きくなっていることがわかる (図 2(a))。一方、彩層では磁力線が 50° 以上傾いている領域でパワーが小さくなり、 50° 以下では大きな角度依存性は見られない (図 2(b,c))。これは、観測する視野が非常に狭いため、磁力線の傾きが大きい程、光球面で観測した波動が彩層での観測視野から外れてしまうことが原因の一つと考えられる。

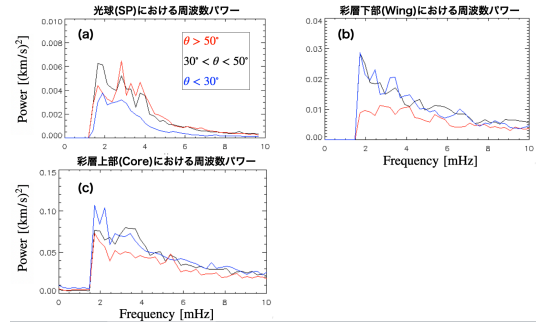


図 2: 光球 (a)、彩層下部 (b)、彩層上部 (c) における 5 日間の平均周波数パワーを示す。光球面の法線に対する磁力線の角 θ で分類している ($50^\circ < \theta < 90^\circ$ (赤線)、 $30^\circ < \theta < 50^\circ$ (黒線)、 $0^\circ < \theta < 30^\circ$ (青線))。

それぞれの高度において、周波数パワーを 5 日間で平均し、以下の式 (Sobotka et al. 2016) を用いてエネルギーフラックスを求めた。

$$F = \int_{\nu_{ac}}^{\nu_{max}} \rho P_\nu(\nu) v_{gr}(\nu) d\nu \quad (1)$$

ここで、 ρ と P_ν はそれぞれ密度と観測で得られた周波数パワーである。密度と温度は大気モデル VAL-F の値を用いた (Vernazza et al. 1981)。また、 v_{gr} 、 ν_{ac} は群速度とカットオフ周波数であり、以下のように定義される。

$$v_{gr} = c_s \sqrt{1 - (\nu_{ac}/\nu)^2} \quad (2)$$

$$\nu_{ac} = \frac{\gamma g \cos \theta}{4\pi c_s} \quad (3)$$

γ は単原子分子の比熱比、 c_s は音速、 g は表面重力 $g = 279[\text{m/s}^2]$ 、 θ は光球面に対する磁力線の角度である。光球面、彩層下部、彩層上部のそれぞれにおけるエネルギーフラックスを求めることで、それぞれの差分から光球、彩層に散逸されるエネルギー量を見積もることができる。

光球面の法線に対する磁力線の角を θ とし、 $30^\circ < \theta < 60^\circ$ を 5° ずつに区切り、低周波数 (3-6mHz) と高周波数 (6-10mHz) の平均を比較した (図 3)。

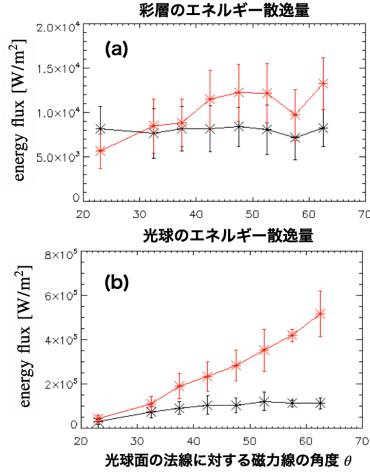


図 3: 彩層 (a) と光球 (b) のエネルギー散逸量。赤線は 3-6mHz の平均、黒線は 6-10mHz の平均を示す。

この結果から、低周波数成分でエネルギーフラックスに角度依存性が見られた。また、彩層でのエネルギー散逸量を見ると、 $\theta = 30^\circ$ の前後で低周波数と高周波数のエネルギーフラックスが逆転している。 $\theta > 30^\circ$ で低周波数の波動がエネルギー散逸に寄与するという結果は先行研究の結果と一致する (McIntosh & Jefferies 2006)。さらに周波数 3-7mHz のそれぞれでエネルギーフラックスを求めた (図 4)。

今回使用した大気モデル VAL-F の値から求めた温度最低層における音速と式 (3) から、カットオフ周波数は 4.6mHz であった。図 4 から 4mHz 以下は角度に依存してエネルギーフラックスが大きく変化しており、 $\theta > 50^\circ$ で 4mHz 以下の波動によるエネルギーフラックスが 4mHz 以上の周波数成分のエネルギーフラックスを上回っている。以上のことから、光球面の法線に対して磁力線が傾いている領域では、カットオフ周波数以下の成分が大気加熱に影響を与えていることがわかる。

4 Discussion and Conclusions

本研究では、光球、彩層下部・上部における波動の速度変動からエネルギーフラックスを求め、光球か

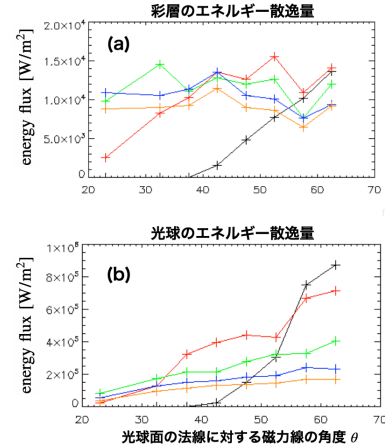


図 4: 彩層 (a) と光球 (b) のエネルギー散逸量。3-7mHz の周波数ごとに分類した (黒線: 3mHz、赤線: 4mHz、緑線: 5mHz、青線: 6mHz、橙線: 7mHz)。

ら彩層で散逸され则认为されるエネルギー量を定量的に見積もった。活動領域における彩層加熱に必要なエネルギー量は $10^4 [\text{W/m}^2]$ であり、今回得られた結果から低周波数成分 (3 ~ 6mHz) はこれを満たしていることがわかった (Withbroe & Noyes 1977)。つまり、磁力線が光球面の法線に対して傾いている領域では、カットオフ周波数以下の波動成分が大気の加熱に寄与していると言える。一方で、角度 θ の大きさによってはエネルギー散逸量が $10^4 [\text{W/m}^2]$ より大きくなっている。彩層は非常に活動的な振る舞いを見せる領域であり、今回の観測でもリコネクションなどの波動以外の要因で加熱が起こっていることが推測され、これによりエネルギー散逸量が大きくなっていると考えられる。

Reference

- Bel, N. & Leroy, B. 1977, A&A, 55, 239
- McIntosh, S. W. & Jefferies, S. M. 2006, ApJ, 647, L77
- Sobotka, M., Heinzel, P., Švanda, M., et al. 2016, ApJ, 826, 49
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, ApJS, 45, 635
- Withbroe, G. L., & Noyes, R. W. 1977, ARA&A, 15, 363

太恒 11

光球での振動によるエネルギー輸送について

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻
松田 有輝

光球での振動によるエネルギー輸送について

松田 有輝 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

光球よりも上層の彩層・コロナは、光球よりも温度が高い。しかし太陽のエネルギー源が内部にあることを考えると、上空に行くほど温度が下がるはずである。したがって、上層に向かって何らかのメカニズムによってエネルギーを伝播させる必要がある。本研究では、エネルギーを運ぶメカニズムの一つである振動に注目し、光球から彩層へのエネルギー輸送を考えた。太陽光球は 5 分振動など、様々な周波数の変動が重なって振動している。太陽の振動は速度場で最も顕著だが、強度や吸収線の幅など、他の観測量も振動を示す。これらの振動は、太陽大気の色度と密度の変化によって引き起こされる。振動の時系列に対してフーリエ変換を行うことで、周波数ごとの振幅や各振動間の位相差を導くことができる。そこで得られた速度変動と温度変動の位相差から各周波数の振動がエネルギーをどのように運ぶのかが分かる。

しかし、このような振動の観測と位相差の解析から太陽光球下部において 5 分振動によるエネルギー輸送が下向きであることが示されている (Ichimoto et al. 1990)。今回、この結果の検証に加えて、形成高度の違う複数の吸収線を用いることで高度によってエネルギー輸送に違いが出てくるのか研究を行った。

観測は京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡の水平分光器を用いて、光球内の様々な高度で形成された吸収線が存在する波長領域 ($6495 \pm 10 \text{ \AA}$)、彩層で形成される吸収線である $\text{H}\alpha$ ($6563 \text{ \AA}$)、 Ca II ($8542 \text{ \AA}$) を含む波長領域で同時に分光スキャンを行った。吸収線の中心波長と等価幅の時間変化から、その吸収線の形成高度での速度と温度の時間変化を求め、その変動の位相差の解析を行った。その結果、光球では上部、下部ともに 5 分振動によるエネルギー輸送が下向きであることが分かった。本講演では、光球、彩層の観測から得られた結果を詳しく紹介し、このような現象の解釈について報告を行う。

1 Introduction

太陽大気は内側から、約 6000 K の光球、約 1 万 K の彩層、約 100 万 K のコロナで構成されている。太陽のエネルギー源は中心核での核融合エネルギーのみであることを考えると、上空に行くほど温度が下がるはずである。しかし、太陽大気は上層ほど温度が高い構造となっている。このためには何らかのメカニズムでエネルギーを上層へと輸送しなければならない。本研究ではエネルギー輸送の方法として波動に注目し、ある周期の振動（今回は特に 5 分振動と 3 分振動）のエネルギー輸送が上向きであるか、下向きであるか調べるために解析を行った。

2 Analysis

波動の解析方法は、まず観測された吸収線のプロファイルから、その吸収線の等価幅と中心波長を求める。LTE 計算によって、等価幅の温度依存性が分かっており、等価幅の時間変動を温度の時間変動に変換することができる。また、ドップラー速度の計算により、中心波長の時間変動から速度の時間変動を求めることができる（速度は下向きを正にとる）。このようにして得られた、速度と温度の時間変動に対してフーリエ変換を行うことで、周波数ごとの波に分解する。そして、各周波数で速度と温度の位相差を取り、エネルギー輸送の方向を考える。エネルギー輸送の方向はエネルギーフラックスを考えることで分かる。音波のエネルギーフラックスは式 (1)

で表される。

$$\mathbf{F} = \delta p \mathbf{v} = \left(\frac{T}{c_p} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right)^{-1} \delta T \mathbf{v} \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{F}$ はエネルギーフラックス、 p は圧力、 $\mathbf{v}$ は速度、 T は温度、 c_p は等圧比熱、 V は体積を表す。等圧下で体積 V を温度 T で偏微分した値は正となるので、エネルギーフラックス $\mathbf{F}$ の符号は温度変化と速度の積 $\delta T \mathbf{v}$ と同じである。したがって、速度と温度を考えることでエネルギー輸送の方向を求めることができる。速度と温度の位相差が 90 度以下の場合、温度が最大の時に下向きの速度を持っていることを表している。このときエネルギーフラックスは下向きとなり、この波は下向きにエネルギーを運んでいるということになる。また、速度と温度の位相差が 90 度以上の場合、温度が最大の時に速度が上向きであることを表している。このときエネルギーフラックスは上向きであり、この波はエネルギーを上向きに運んでいることを表している。

先行研究 (Ichimoto et al. 1990) では、光球下部で形成された Mn I (5432 Å) の吸収線に対して上記の解析を行った。その結果、光球で卓越する周期が 5 分の振動において、速度と温度の位相差が約 35 度であり、すなわち、エネルギーを下向きに運んでいることが分かった。しかし、光球よりも上層の彩層の方が温度が高いことを考えると、この結果は直感から外れるものである。

本研究ではこの結果の検証に加え、形成高度の異なる多数の吸収線を用いて、高度によるエネルギー輸送の向きの違いについて調べた。

3 Observations

観測は 2021 年 5 月 4 日に京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡を用いて行った。スリットの前にあるガラスキューブを回転させ、disk center 付近をスリットでスキャンすることで、分光した波長情報に加え、空間 2 次元情報を得た。スリット方向は 305 arcsec (約 2 万 km)、スキャン方向は 134 arcsec (約 9 千 km) で、空間サンプリングは 0.89 arcsec (約 60 km) であった。観測時間は 8:50-14:50 (JST) の約

6 時間で、観測データの時間間隔は 16.5 秒であった。観測した波長領域は光球で形成された吸収線が多数存在する領域である 6495 ± 10 Å、彩層で形成される吸収線である H α を含む領域である 6563 ± 10 Å、同じく彩層で形成される吸収線である Ca II を含む領域である 8542 ± 17 Å で、3 つの波長領域を同時に観測した。

4 Results

観測した波長領域の 1 つである 6495 ± 10 Å にある光球で形成された 6 本の吸収線に対して解析した結果を紹介する。なお、彩層で形成された吸収線を含む波長領域の解析は、現在解析途中であるため本講演では紹介しない。

まず、光球下部で形成された吸収線である Fe I (6498.9 Å) の解析結果を図 1 の上のグラフに示す。5 分振動、3 分振動ともに位相差は 90 度よりも小さい。したがって、エネルギーは下向きに運ばれていることが分かった。これは先行研究 (Ichimoto et al. 1990) と同じ結果であった。また、5 分振動よりも 3 分振動の方が位相差が 90 度に近く、エネルギーを下向きに運ぶ量は少ないことも分かった。

次に光球上部で形成された吸収線である Fe I (6495.0 Å) の解析結果を図 1 の下のグラフに示す。下部の結果と同様にエネルギーは下向きに運ばれており、また、5 分振動よりも 3 分振動の方がエネルギーを下向きに運ぶ量は少ないことも分かった。

最後に形成高度によるエネルギーの運ばれる向きの違いをみるために、全 6 本の吸収線の結果から 5 分振動と 3 分振動の位相差をそれぞれのプロットした (図 2)。ここから 5 分振動、3 分振動ともに高度による変化はあまりないことが分かった。また、5 分振動よりも 3 分振動の方が全体的に 90 度に近く、エネルギーを下向きに運ぶ量は小さいことも高度による変化はなかった。

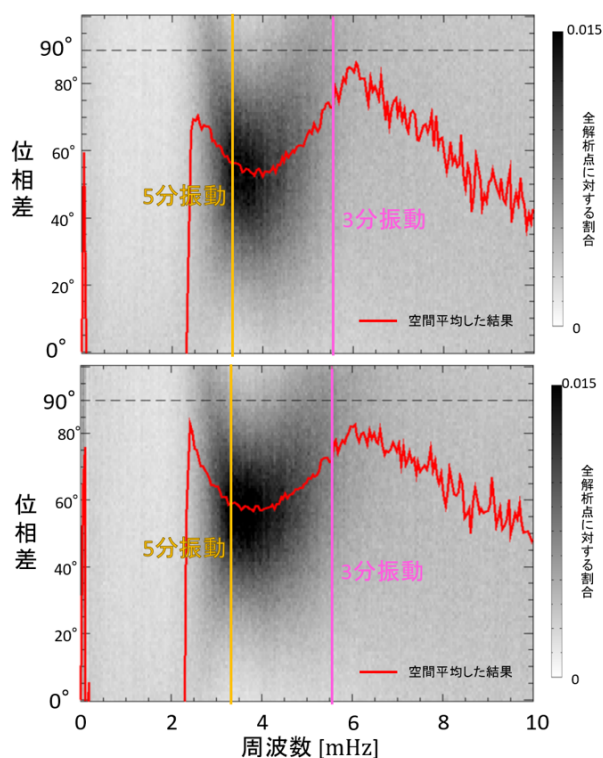


図 1: 光球での速度変化と温度変化の位相差
上のグラフが光球下部、下のグラフが光球上部での結果。
背景色は全解析点に対する結果の割合で、赤線が結果を空間平均したもの。

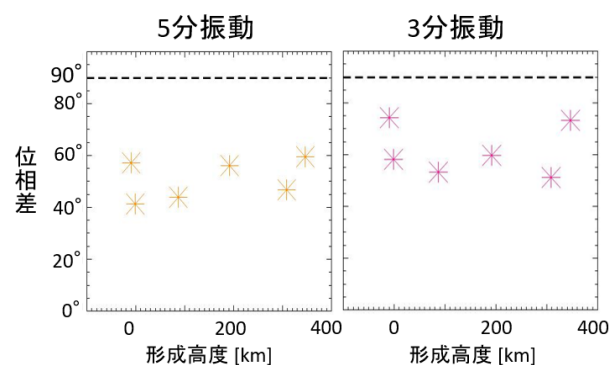


図 2: 速度と温度の位相差の高度による違い
6 本の吸収線の解析の結果から、5 分振動と 3 分振動の位相差を取り出し、それぞれの形成高度でプロットしたもの。

5 Summary

複数の吸収線の観測から、その吸収線の形成高度での速度と温度の位相差を求め、エネルギーが運ばれる向きについて調べた。その結果、光球では 5 分

振動、3 分振動ともにエネルギーは下向きに運ばれていることが分かった。また、3 分振動は 5 分振動よりもエネルギーを下向きに運ぶ量は小さいことも分かった。エネルギーを運ぶ方向も、5 分振動よりも 3 分振動の方が運ぶエネルギー量が小さいという関係も、高度による違いが見られなかった。

光球において 5 分振動、3 分振動がエネルギーを下向きに運ぶということは、別の方法でエネルギーを上向きに運ばれる必要がある。その方法としては 3 分よりも高周波の波や磁場によるエネルギー輸送が考えられる。

6 Future work

今回エネルギーの運ばれる向きは分かったが、定量的にエネルギー量を算出することができていない。そのために理論モデルとの比較を行い、実際にどのくらいのエネルギーが下向きに運ばれているのか考えていきたい。また、今回彩層で形成される吸収線である $H\alpha$ 、 $Ca II$ も同時に観測を行ったが、彩層領域では LTE 計算が適応できないため、温度を求めることができなかった。NLTE 計算など別の方法を用いて温度を求め、光球との比較を行えるようにしたいと考えている。

Reference

Ichimoto, K. et al. 1990, LNP, 367, 205

太恒12

「ひので」衛星の高空間分解能観測を用いた太陽リム
におけるドップラー速度の解析

東京大学 理学系研究科天文学専攻
森塚 章恵

「ひので」衛星の高空間分解能観測を用いた太陽リムにおけるドップラー速度の解析

森塚章恵 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽表面对流は温度・速度場によって平均スペクトル線の形状を変化させる。太陽面中心から縁(リム)に向かって対流運動と視線方向の関係が変化するため、観測される平均スペクトル線の形状が変化する。特に平均スペクトル線から求められるドップラー速度はリムに向かって赤方偏移していくことが知られており、これはリム効果と呼ばれている。しかし、リム境界までのリム効果を調べた研究はなく、リム境界におけるスペクトル線形成の定量的評価は未だできていない。本研究では、平均スペクトル線のドップラー速度を用いて、リム境界において太陽表面对流がスペクトル線に与える影響を定量的に明らかにすることを目的とした。解析には「ひので」衛星の可視光磁場望遠鏡が観測したスペクトル線の Fe I 630.15 nm を使用し、リム境界の静穏領域におけるドップラー速度を求めた。「ひので」衛星の高い空間分解能を活かしてリム境界までの太陽表面を粒状斑、間隙、磁場の強い領域に分けて解析を行い、それぞれがリム効果に与える影響について着目した。その結果、リムに向かって粒状斑のスペクトル線は約 500 m/s 赤方偏移するが、間隙のスペクトル線はほぼ一定の値を保っていることが得られた。未だ明らかにされていなかった 80 度から 90 度においてドップラー速度は粒状斑と間隙どちらも一定の値になった。これらの結果から、リム効果は赤方偏移して観測される粒状斑によって引き起こされ、リム効果の影響は 80 度以降で飽和することが分かった。さらに、リム境界から外側約 1 秒角以内では Fe I 630.15 nm が吸収線ではなく輝線として現れ、リム境界内側の吸収線に対して青方偏移していることが確認できた。本研究の成果は、高精度な恒星スペクトル線診断技術の開発に役立てることができ、ドップラー法による系外惑星探索に役立つと考えられる。

1 導入

太陽は空間分解できる唯一の恒星であり、その表面には粒が敷き詰まったような対流模様が見える。対流模様は明るい上昇流の粒状斑と暗い下降流の間隙に分けられる。対流の温度や速度場は平均スペクトル線の形状を変化させる。平均スペクトル線から求められた太陽面のドップラー速度は光球面中心から縁(リム)にかけて赤方偏移することが知られている。(Löhner-Böttcher et al. 2019)。太陽面中心では上昇流が明るいことにより平均スペクトル線のドップラー速度は青方偏移して観測される(Dravins 1975)。リムに向かうにつれて水平流の影響を受けるため青方偏移が増加するが、さらにリムに近づくと青方偏移が減少し始める。そしてリム近傍において、平均スペクトル線は赤方偏移して観測される。この太陽面からの角度に依存した波長偏移はリム効果と呼ば

れており、太陽面に対して視線方向が変わることにより引き起こされる。太陽表面は凸凹とした三次元構造を持っていると知られている。粒状斑部分は'丘'のように盛り上がりが見え、間隙部分は'谷'のように沈み込んで見える。リムに向かうにつれて三次元構造を斜めに見ることになり、手前の構造が奥の構造を隠すようになる。さらに、リム近傍では粒状斑の水平流を観測した際に、背景にある粒状斑の壁面の明るいことにより水平流のうち赤方偏移部分がよく見えると定性的に考えられている。しかし、この視線方向と三次元構造の関係は定量的に示されていない。

太陽表面のドップラー速度の研究は Adam (1959) 以前からされている。Löhner-Böttcher et al. (2018) はレーザー周波数コムを開発を行い地上観測における絶対波長の精度を向上させ、太陽面 72 度までのドップラー速度を数 m/s の精度で観測した。その結

果、太陽面中心 0 度からリム近傍の 72 度の間で Fe I 630.15 nm のドップラー速度は -110 m/s から 82 m/s に変化することを示した。de la Cruz Rodríguez et al. (2011) は 72 度までの数値計算を行い、太陽面中心 0 度から 72 度の間で Fe I 630.15 nm のドップラー速度は -188 m/s から 108 m/s に変化することを示した。Cegla et al. (2018) は 80 度までの数値計算を行い、太陽表面を粒状斑、間隙、磁氣的輝点、磁氣的間隙の 4 つに分類しドップラー速度を求めた。その結果、太陽面中心に対してリム近傍では粒状斑が赤方偏移しており、間隙が青方偏移していた。数値計算は太陽面中心において観測を再現できるが、リムに向かうにつれて合わなくなる。そのため 80 度以降のドップラー速度は明らかにされていない

本研究の目的はリム境界近傍の静穏領域におけるドップラー速度から対流の三次元構造を定量的に示すことである。そのため高い空間分解能を持つ「ひので」衛星の可視光望遠鏡が観測したスペクトル線の Fe I 630.15 nm を使用する。

太陽表面对流によるスペクトル線の偏移や形状の変化を明らかにすることは、他の恒星表面对流の理解へと繋がるのが期待されている。恒星表面对流は恒星スペクトル線の偏移を引き起こすことが知られている (Dumusque et al. 2015)。黒点通過時に引き起こされるドップラー速度は表面对流が抑制されることによる速度変化も含まれており、対流の角度依存性によってドップラー速度の変動が異なることがわかっている (Bauer et al. 2018)。

2 観測

本研究では「ひので」衛星 (Kosugi et al. 2007) に搭載された可視光望遠鏡 (SOT: Tuneta et al. 2008; Suematsu et al. 2013; Ichimoto et al. 2008) の偏光分光観測装置 (SP) で 2007 年 9 月 6 日 00:28:28 ~ 05:57:47 UT に観測された北リム近傍のデータを解析した。SP は Fe I 630.15 nm と Fe I 630.25 nm をスペクトル分解能 21.5 mÅ/pixel で観測できる。空間分解能はスリット方向 (南北) に 0.16 秒角、スキャン方向 (東西) に 0.15 秒角である。露光時間は 1 スリットあたり 9.6 秒である。視野は南北方向に 162 秒

角、東西方向に 297 秒角である。図 1 の左図に連続光強度分布を示している。

リムまでのドップラー速度の角度依存性を解析するために正確な空間座標を求めた。まず、各スリットに沿った連続光強度の最大勾配を使用することで各スリットのリムの位置を決めた。次に、各スリットのリムの位置を円フィットさせることで太陽面中心の座標を求めた。そして各ピクセルの太陽面中心からの距離を使用することで各ピクセルの角度を求めた。図 1 の左図には太陽面中心からの角度 $\theta = 65, 70, 75, 80, 85, 90$ を白線で示している。

解析には SP で観測される Fe I 630.15 nm のスペクトル線を使用した。図 1 の右図はリムから ± 1 秒角以内のスペクトル線の形状を示している。Fe I 630.15 nm のスペクトル線は太陽面内部では吸収線として観測され (青)、リムの外側約 1 秒角以内では輝線として観測される (赤)。また、Lites et al. (2010) で示されているように、リムの周り -0.3 ~ 0.5 秒角以内で吸収線と輝線が重なったプロファイルが見られる。本研究には吸収線と輝線のみを使用し、重なったプロファイルは除いている。

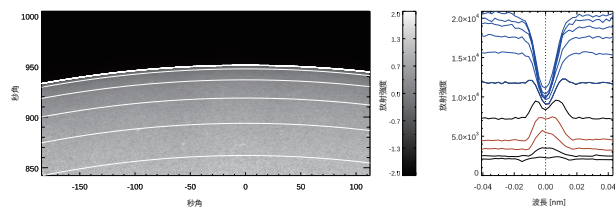


図 1: 左: 北リムのデータから得られた連続光強度分布。視野は 162.1 秒角 $\times$ 297.1 秒角である。白線は太陽中心からの角度 $\theta = 65, 70, 75, 80, 85, 90$ を示す等高線である。右: Fe I 630.15 nm のスペクトル線プロファイル。青線が太陽面内で観測される吸収線を示し、赤色がリム境界外側約 1 秒角以内で観測される輝線を示している。

3 方法

SP の波長較正ではスリット方向の吸収線の最小強度の波長を平均して求まる波長を波長中心としている Lites & Ichimoto (2013)。そのため、スリット内に

系統的な変化がある場合、波長中心は影響を受ける。63 度～88 度の各角度で平均プロファイル求めた。吸収線の平均プロファイルに放物線フィットをすることでドップラー速度を求めた。図 2 のアスタリスクシンボルは SP で得られた平均スペクトル線の最小放射強度のドップラー速度を示している。このドップラー速度はリムに向かって青方偏移から赤方偏移に変化している。SP で得られた 63 度～80 度のドップラー速度を線形フィットさせ、 $\mu = 0.4$ では -91 m/s を得た。Löhner-Böttcher et al. (2019) は地上望遠鏡を用いて Fe I 630.15 nm のドップラー速度を様々な角度で観測しており、 $\mu = 0.4$ では 18 m/s だと述べている。図 2 のダイヤモンドシンボルは Löhner-Böttcher et al. (2019) の観測した値を示している。そのため、オフセットとして 186 m/s を設定した。

それに加えて、バイセクター解析を行った。スペクトル線の最小強度を 0、連続光強度を 1 とした時、0.1～0.9 のドップラー速度を計算した。各角度のドップラー速度は平均スペクトル線の全バイセクターと最小放射強度で得られたドップラー速度を平均した値とする。輝線のドップラー速度は波長重心から求めた。

SOT の高い空間分解能を活かして、太陽表面で観測されるスペクトル線の分類分けをした。連続光強度に閾値を設けて、明るい粒状斑と暗い間隙に分けた。また、磁場の効果を考慮するために偏光度を用いた。閾値には静穏領域の 3 倍の偏光度である 6% を使用し、磁気的な領域と非磁気的な領域に分類した。

4 結果・議論

図 3 はドップラー速度を太陽面中心からの角度の関数として示している。各線は粒状斑 (青)、間隙 (赤)、磁場の強い領域 (緑) に対応している。空間分解せずに求めたドップラー速度は黒い実線で示している。輝線のドップラー速度は三角シンボルで示し、リムを 0 秒角とした距離の関数で示している。

空間分解せずに求めたドップラー速度はリムに向かって青方偏移が減少し、リムにおいて赤方偏移した値になる。ドップラー速度の値は Löhner-Böttcher et

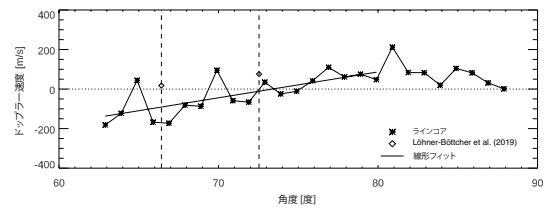


図 2: 太陽面中心からの角度の関数としての平均スペクトル線の最小放射強度のドップラー速度。アスタリスクシンボルは SP から得られたドップラー速度を示している。黒の実線は 63 度～80 度のドップラー速度を線形フィットを示している。ダイヤモンドシンボルは Löhner-Böttcher et al. (2019) で示されたドップラー速度を示している。

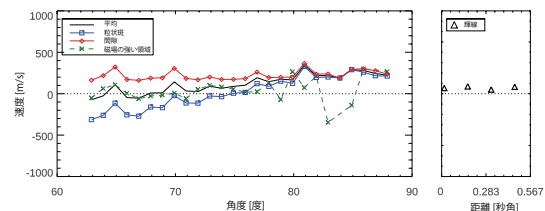


図 3: 太陽面中心からの角度の関数としてのドップラー速度。青線、赤線、緑線は粒状斑、間隙、磁場の強い領域に対応している。空間分解せずに求めたドップラー速度は黒線で示している。輝線のドップラー速度はリムからの距離の関数としてトライアングルシンボルで示している。

al. (2019) に対して約 100 m/s 青方偏移が小さいが、速度変化の大きさは 60 度から 72 度までに 300 m/s で整合的である。従来の観測や数値計算が困難とされていたリム近傍 80 度以降において、ドップラー速度は約 200 m/s 赤方偏移することが明らかになった。

粒状斑部分はリムに向かって -300 m/s から 200 m/s に変化している。80 度までに約 400 m/s 変動しており、Cegla et al. (2018) の数値計算と整合している。このことから、リム近傍のドップラー速度は粒状斑部分の赤方偏移によるものだと考えられる。

間隙は 200 m/s 赤方偏移した値で一定の値をとる。Cegla et al. (2018) の数値計算では間隙は青方偏移しており、今回の結果とは異なっている。観測の場合、十分な空間分解ができずに粒状斑の赤方偏移が含ま

れてしまうため、間隙の青方偏移が見えなくなっていると考えられる。

リムの外側約 1 秒角で観測される輝線はリム境界の吸収線と比較して赤方偏移の値が小さく、オフセットの誤差の範囲内で速度ゼロになる。輝線部分是对流を真横から観測しているため、水平方向対流が重なり速度はほぼ 0 m/s になると考えられる。先行研究において Fe I 630.15 nm の輝線の速度は解析されておらず、本研究で初めて得られた。

Reference

- Adam, M. G. 1959, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*
- Bauer, F. F. and Reinert, A. and Beeck, B. and Jeffers, S. V. 2018, *Astron. Astrophys.*
- Beckers, J. M. and Nelson, G. D. 1978, *Solar Phys.*
- Cegla, H. M. and Watson, C. A. and Shelyag, S. and Chaplin, W. J. and Davies, G. R. and Mathioudakis, M. and Palumbo, M. L., III and Saar, S. H. and Haywood, R. D. 2018, *Astrophys. J.*
- de la Cruz Rodríguez, J. and Kiselman, D. and Carlsson, M. 2011, *Astron. Astrophys.*
- Dravins, D. 1975, *Astron. Astrophys.*
- Dumusque, Xavier and Glenday, Alex and Phillips, David F. and Buchschacher, Nicolas and Collier Cameron, Andrew and Cecconi, Massimo and Charbonneau, David and Cosentino, Rosario and Ghedina, Adriano and Latham, David W. and Li, Chih-Hao and Lodi, Marcello and Lovis, Christophe and Molinari, Emilio and Pepe, Francesco and Udry, Stéphane and Sasselov, Dimitar and Szentgyorgyi, Andrew and Walsworth, Ronald 2015, *Astrophys. J. Lett.*
- Ichimoto, K. and Katsukawa, Y. and Tarbell, T. and Shine, R. A. and Hoffmann, C. and Berger, T. and Cruz, T. and Suematsu, Y. and Tsuneta, S. and Shimizu, T. and Lites, B. W. 2008, First Results From Hinode
- Lites, B. W. and Casini, R. and Manso Sainz, R. and Jurčák, J. and Ichimoto, K. and Ishikawa, R. and Okamoto, T. J. and Tsuneta, S. and Bellot Rubio, L. 2010, *Astrophys. J.*
- Lites, B. W. and Ichimoto, K. 2013, *Solar Phys.*
- Löhner-Böttcher, J. and Schmidt, W. and Stief, F. and Steinmetz, T. and Holzwarth, R. 2018, *Astron. Astrophys.*
- Löhner-Böttcher, J. and Schmidt, W. and Schlichenmaier, R. and Steinmetz, T. and Holzwarth, R. 2019, *Astron. Astrophys.*
- Kosugi, T. and Matsuzaki, K. and Sakao, T. and Shimizu, T. and Sone, Y. and Tachikawa, S. and Hashimoto, T. and Minesugi, K. and Ohnishi, A. and Yamada, T. and Tsuneta, S. and Hara, H. and Ichimoto, K. and Suematsu, Y. and Shimojo, M. and Watanabe, T. and Shimada, S. and Davis, J. M. and Hill, L. D. and Owens, J. K. and Title, A. M. and Culhane, J. L. and Harra, L. K. and Doschek, G. A. and Golub, L. 2007, *Solar Phys.*
- Tsuneta, S. and Ichimoto, K. and Katsukawa, Y. and Nagata, S. and Otsubo, M. and Shimizu, T. and Suematsu, Y. and Nakagiri, M. and Noguchi, M. and Tarbell, T. and Title, A. and Shine, R. and Rosenberg, W. and Hoffmann, C. and Jurcevic, B. and Kushner, G. and Levay, M. and Lites, B. and Elmore, D. and Matsushita, T. and Kawaguchi, N. and Saito, H. and Mikami, I. and Hill, L. D. and Owens, J. K. 2008, *Solar Phys.*
- Suematsu, Y. and Tsuneta, S. and Ichimoto, K. and Shimizu, T. and Otsubo, M. and Katsukawa, Y. and Nakagiri, M. and Noguchi, M. and Tamura, T. and Kato, Y. and Hara, H. and Kubo, M. and Mikami, I. and Saito, H. and Matsushita, T. and Kawaguchi, N. and Nakaoji, T. and Nagae, K. and Shimada, S. and Takeyama, N. and Yamamuro, T. 2008, *Solar Phys.*

太恒 13

飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡を用いた分光観測に
よるプロミネンスの温度・密度診断

京都大学 理学研究科宇宙物理学専攻
橋本 裕希

飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡を用いた分光観測によるプロミネンスの 温度・密度診断

橋本 裕希 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

プロミネンスは太陽コロナ中に浮かぶ低温高密度なプラズマである。プロミネンスの研究は長年行われてきたが、その温度、密度分布についての統一的な見解は得られていない。プロミネンスの温度、密度分布を推定する有力な手法として、観測したプロミネンスの輝線プロファイルを統計平衡モデルでインバージョンする方法が挙げられる。しかし、統計平衡モデルの主な入力パラメータは温度、密度、厚み、非熱速度と複数あるため、インバージョンを高精度で実施するのは難しい。したがって、温度や非熱速度などをあらかじめ別の方法で求めておくことで入力パラメータの数を減らし、インバージョンの精度を向上することが望まれる。

そこで、本研究では分光観測によりプロミネンスの温度、非熱速度の空間分布の推定を行った。そのために京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡を用い、プロミネンスから放射される $H\alpha$ (6563 Å)、 $H\beta$ (4861 Å)、 $Ca II$ (8542 Å) の 3 本の輝線を同時観測した。そして、観測した輝線プロファイルを 1 次元 single-slab モデルでフィッティングすることにより輝線幅を求めた。輝線幅は原子の熱速度と非熱速度によるドップラー効果に起因する。1 本の輝線のための観測ではこの 2 つの速度を分離することができないが、異なる原子（本研究では H と Ca ）それぞれで輝線幅を求めることで分離ができ、熱速度から温度を求めることができる。また、 $H\alpha$ と $H\beta$ を組み合わせてフィッティングすることで精度の向上を図った。以上の方法により求めたプロミネンスの温度は 8000 - 14000 K、非熱速度は 3 - 11 km/s であった。また、プロミネンスの外側で温度が高くなる傾向が見られた。

1 Introduction

プロミネンスとは、太陽コロナ中に浮かぶ低温高密度なプラズマである。その研究は 19 世紀から進められているが、温度・密度分布の統一的な見解は得られていない。プロミネンスの温度・密度の空間分布や時間変化を知ることは、プロミネンス中を伝わる波動のモードの特定やプロミネンスのエネルギー収支の理解につながるため、プラズマの加熱問題を理解する上でも重要な点である。

プロミネンスの温度・密度の推定には、観測された輝線強度を統計平衡 (non-LTE) モデルでインバージョンするという手法が一般的に取られている (Wiik et al. 1992; Heinzel et al. 1996; Zhang et al. 2019)。これは、プロミネンスの輝線形成には様々なプロセスが複雑に関わっており、輝線強度を温度・密度を用いて解析的に表すことができないためである。

統計平衡モデルによるインバージョンの手法を簡

単に説明する。まず、プロミネンスの密度、厚み、温度、非熱速度、高度といった物理量を仮定する。これらがインバージョンの入力パラメータとなるものである。次に、統計平衡モデルを用いて、仮定したパラメータの場合にプロミネンスから放射される輝線強度を計算する。そして、その計算された輝線強度を実際に観測された輝線強度と比較し、両者が一致するような入力パラメータを探す。

しかし、統計平衡モデルでのインバージョンでは入力パラメータの数が多いので、複数の入力パラメータの組が同じ値の輝線強度を出力するという問題がある。すると、観測されたある値の輝線強度を説明するパラメータが複数存在することになり、正確にパラメータを求めることができない（つまり、パラメータに縮退が生じる）。

統計平衡モデルにおける縮退の問題を解決するため、本研究では、入力パラメータのうち温度と非熱速度を 1 次元 single-slab モデルを用いてあらかじめ

求めることでインバージョンのパラメータ数を減らし、より高精度にインバージョンを行うことを目指した。以下では、1 次元 single-slab モデルによる温度と非熱速度の推定について述べ、インバージョンの実施については今後の課題とする。

2 Observation and data reduction

2021 年 5 月 4 日 6:56-8:01 (JST) に、京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡の水平分光器を用いてプロミネンス (図 1) を観測した。分光器のスリットを太陽のリムに対し平行に置き、太陽の動径方向にスキャンを行った。スキャンのステップは約 0.6 秒角であり、1 度のスキャンに 30 秒の時間を要した。このスキャンの間、H β (4861 Å)、H α (6563 Å)、Ca II IR (8542 Å) のスペクトルを、3 台のカメラを同期させて同時に取得した。

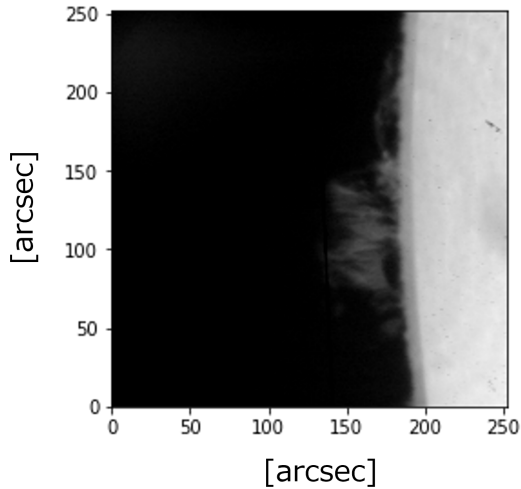


図 1: 観測したプロミネンスの H α 像。

得られたスペクトルに対し、ダーク処理、フラット処理を行った。そして、スリット上でプロミネンスの発光がない位置のスペクトルを差し引くことで、得られたスペクトルから散乱光を取り除いた。このようにして得られた輝線プロファイルを図 2 に示す。

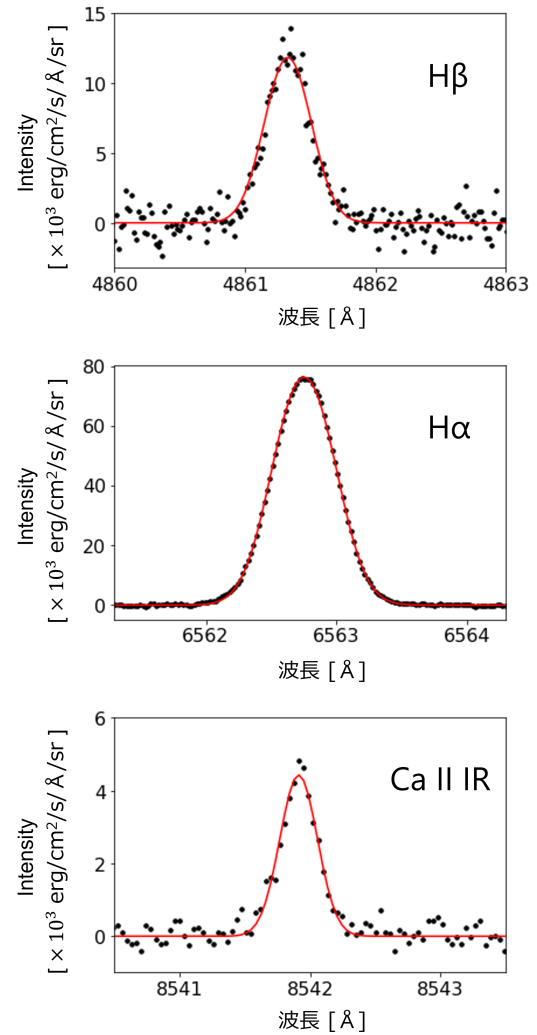


図 2: 得られた輝線プロファイルの例。上から順に H β 、H α 、Ca II IR である。黒点が観測データ、赤実線がフィッティングの結果を表す。

3 Methods

1 次元 single-slab モデルでは、プロミネンスが 1 つの均質な slab (平板) であるとし、その源泉関数を S 、観測者から見た光学的厚みを $\tau(\lambda)$ とする。ここで λ は波長である。すると、観測される輝線プロファイル $I(\lambda)$ は次の式で表される。

$$I(\lambda) = S(1 - e^{-\tau(\lambda)}) \quad (1)$$

$$\tau(\lambda) = \tau_0 \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_{\text{LOS}}}{\Delta\lambda_{\text{D}}} \right)^2 \right] \quad (2)$$

ここで、 τ_0 はライン中心での光学的厚み、 λ_0 は静止波長、 $\Delta\lambda_{\text{LOS}}$ は静止波長からのドップラーシフト、 $\Delta\lambda_{\text{D}}$ はドップラー幅であり、次の式で表される。

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{D}}}{\lambda_0} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} + \xi^2 \quad (3)$$

ここで、 T は温度、 ξ は非熱速度、 c は光速、 k はボルツマン定数、 m は原子質量である。未知数が T と ξ の 2 つなので、2 つの異なる質量の原子（本研究では H と Ca）による輝線を single-slab モデルでフィッティングしてそれぞれのドップラー幅を求めれば、 T と ξ を求めることができる。

しかし、この 2 本の輝線の選び方によってプロミネンスの推定温度が異なってしまうということが先行研究から分かっている。例えば、Suematsu et al. (1990) では $\text{H}\beta$ と Ca II IR を用い 6500 - 9000 K、Park et al. (2013) では $\text{H}\alpha$ と Ca II IR を用い 4000 - 20000 K という結果を得た。Okada et al. (2020) は複数の輝線の組み合わせで数値実験を行い、非熱速度と視線方向速度が非一様 (multi-slab) なプロミネンスから放射される輝線を single-slab フィッティングする場合は、光学的に薄い輝線を用いる方が正確に温度を推定できるという結論を得た。これは、光学的に薄い輝線の方が、single-slab と multi-slab でのプロファイルの形状変化が小さいためである。そして、光学的に薄い輝線である $\text{H}\beta$ と Ca II IR を用い 8000 - 12000 K という結果を得た。

Okada et al. (2020) を踏まえて、本研究でも $\text{H}\beta$ と Ca II IR を用いるが、本研究では $\text{H}\beta$ の輝線 1 本を single-slab フィッティングするのではなく、 $\text{H}\beta$ と $\text{H}\alpha$ を同時にフィッティングした。これは、本研究で得られた $\text{H}\beta$ のプロファイル (図 2) はノイズが大きく、それ単体のフィッティングではドップラー幅を正確に求めるのが難しいためである。この同時フィッティングは、フィッティングパラメータに対し次の 2 つの拘束条件を課して行った。

$$\left(\frac{\Delta\lambda_{\text{D}}}{\lambda_0} \right)_{\text{H}\beta} = \left(\frac{\Delta\lambda_{\text{D}}}{\lambda_0} \right)_{\text{H}\alpha} \quad (4)$$

$$\tau_{0,\text{H}\beta} = \frac{\tau_{0,\text{H}\alpha}}{7.2} \quad (5)$$

式 (4) の条件は、 $\text{H}\beta$ と $\text{H}\alpha$ で式 (3) の右辺が等しいことから要請される。式 (5) の条件は水素原子モデ

ルと single-slab モデルの仮定から要請される (Stellmacher & Wiehr 1994)。

なお、single-slab フィッティングは輝線のピーク強度 $\max(I(\lambda))$ がノイズの標準偏差の 5 倍以上になっている領域 (領域 1 とする) を選んで行った。さらに領域 1 のうち、 $\text{H}\alpha$ のフィッティングの残差が $\text{H}\alpha$ のピーク強度の 5% 以上になる領域 (つまり、プロファイルの形が single-slab モデルからずれている領域) では温度と非熱速度の推定を行わなかった。

4 Results

図 2 に黒点で示した観測プロファイルをフィッティングした結果が図 2 の赤実線である。このフィッティングにより、 $\text{H}\beta$ と Ca II IR のドップラー幅はそれぞれ 0.198 Å、0.133 Å と求まった。そして、これらのドップラー幅と式 (3) により、図 2 のプロファイルが得られた領域の温度は 1.00×10^4 K、非熱速度は 4.19 km/s と求まった。

同様の方法により、プロミネンスの全領域の温度と非熱速度を推定したものが図 3 である。温度は約 8000 - 14000 K の範囲であり、平均は 10100 K であった。また、プロミネンスの外側で高温になるという傾向が特にプロミネンス上部で顕著に見られる。一方、非熱速度は約 3 - 11 km/s の範囲であり、平均は 6.6 km/s であった。

5 Discussion

本研究で推定されたプロミネンスの温度は Okada et al. (2020) で得られた結果とコンシステントであり、光球放射以外の加熱源を示唆する結果になった。プロミネンスが光球放射との輻射平衡により維持されているとすると、その温度 (輻射平衡温度) は 4430 - 8280 K となるという計算結果が得られている (Heinzel et al. 2014)。本研究で実際に推定された温度が約 8000 - 14000 K と輻射平衡温度より高いということは、実際のプロミネンスは光球放射以外にも加熱されているということの証拠となり得る。

プロミネンスの外側で温度が高くなることについ

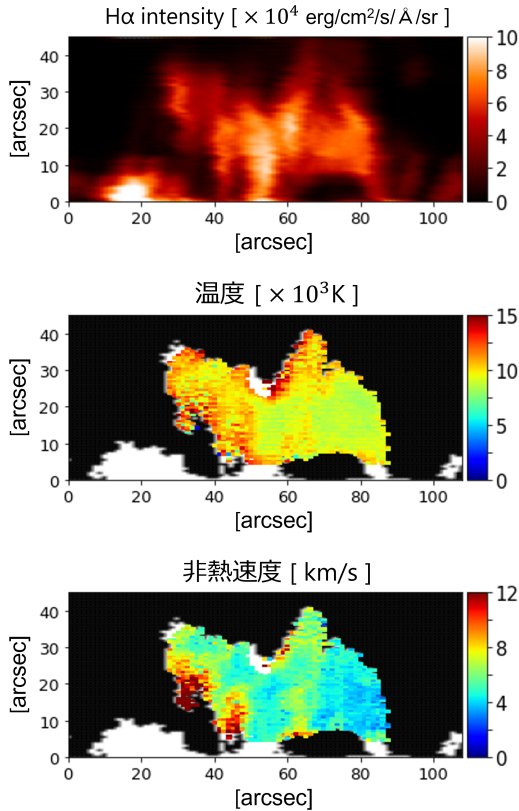


図 3: 上図: $H\alpha$ の intensity. 中図: 温度分布. 下図: 非熱速度分布. 中図と下図の白色の領域は領域 1 のうち温度と非熱速度の推定を行わなかった領域である。

ては、2つの解釈が考えられる。1つめは、プロミネンスの外側では内側より電子密度が低く、それにより放射冷却の効果が小さくなり温度が上昇するという解釈である（Hirayama 1971）。統計平衡モデルを用いたインバージョンによって電子密度の空間分布を詳細に知ることができれば、加熱への寄与を定量的に考察することができると考えられる。2つめは、波動や乱流によって加熱が起きているという解釈である（Okamoto et al. 2015）。波動や乱流が生じると、その場所では非熱速度が大きくなるはずである。実際、推定された非熱速度分布（図 3）ではプロミネンスの外側で非熱速度が大きくなっている場所が確認でき、このような場所では波動や乱流による加熱が起きている可能性が高いと考えられる。

6 Conclusion

本研究では、統計平衡モデルを用いたインバージョンよりプロミネンスの詳細な温度・密度分布を推定することを目的とし、そのインバージョンの精度を向上するために 1 次元 single-slab モデルにより温度と非熱速度の空間分布を推定した。結果として、温度は 8000 - 14000 K（平均 10100 K）、非熱速度は 3 - 11 km/s（6.6 km/s）であり、特に温度については外側で高くなる傾向が確認された。

今後は、温度と非熱速度を固定した場合に統計平衡モデルによるインバージョンの精度がどのくらい向上するのかを定量的に評価するとともに、実際観測したプロミネンスの詳細な密度分布の推定を行う予定である。

Acknowledgement

本研究は、一本潔教授、黄于蔚氏との共同研究です。また、飛騨天文台での観測の際には多くの方々にお世話になりました。ここで感謝の意を申し上げます。

Reference

- Okada, S., Ichimoto, K., & Machida, A. et al. 2020. *pasj*, 72(5), 71.
- Okamoto, T., Antolin, P., & De Pontieu, et al. 2015. *apj*, 809(1), 71.
- Heinzel, P., Bommier, V., & Vial, J.-C. 1996. *solphys*, 164(1-2), 211-222.
- Heinzel, P., Vial, J.-C., & Anzer, U. 2014. *aap*, 564, A132.
- Hirayama, T. 1971. *solphys*, 17(1), 50-75.
- Park, H., Chae, J., & Song, D. et al. 2013. *solphys*, 288(1), 105-116.
- Stellmacher, G., & Wiehr, E. 1994. *aap*, 290, 655-659.
- Suematsu, Y., Yoshinaga, R., Terao, N., & Tsubaki, T. 1990. *pasj*, 42, 187-203.
- Wiik, J.E., Heinzel, P., & Schmieder, B. 1992. *aap*, 260(1-2), 419-430.
- Zhang, P., Buchlin, É., & Vial, J.-C. 2019. *aap*, 624, A72.

太恒 14

光球ベクトル磁場観測を用いた、フラックスロープ 形成モデルの検証

京都大学 理学研究科宇宙物理学教室
木田 祐希

光球ベクトル磁場観測を用いたフラックスロープ形成モデルの検証

木田 祐希 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽フレアは太陽表面で見られる爆発的な増光現象である。フレアとは、コロナ磁場に蓄えられたエネルギーの解放現象であり、磁気リコネクションにより駆動される。そして、リコネクション領域上空にある構造の噴出が、Coronal Mass Ejection(CME) を引き起こすと考えられている。

CME のコアとなるねじれた磁力線の束をフラックスロープといい、この磁気流体力学不安定性が噴出に寄与すると考えられており、フラックスロープの形成、発達の過程については理論研究から様々なモデルが提案されている。

しかし、観測的にフラックスロープの捻れの変化を形成初期から連続的に調べたものは少なく、どのモデルが適切に現象を説明できるのか未だ議論が続いている。

そこで、本講演では様々なフィラメントの形成モデルのレビューと、モデル検証のための京都大学飛騨天文台 SMART 望遠鏡による観測について議論を行う。

1 Introduction

太陽フレアは太陽系内で発生する、最も高エネルギーの爆発現象である。太陽フレアについてはこれまで多くの研究がなされており、コロナ磁場に蓄えられた磁気エネルギーが磁気リコネクションにより開放されることにより発生すると考えられている [1]。

磁気リコネクション (Fig. 1 青丸内部で発生) はフラックスロープ (捻れた磁力線の束)(Fig. 1 赤線) の噴出により駆動され、フィラメント (磁力線にとわれた低温高密度のプラズマ) を噴出する。ここでフレアの統一モデル (CSHKP モデル) の説明をする。

まず、磁気中性線 (光球面で反対の極性の磁場に挟まれた境界線) 上空にフラックスロープが形成される。その後フラックスロープ直下で反平行な磁力線が接近し (青丸)、磁気リコネクションが発生する。これによりフラックスロープが噴出し、磁場に蓄えられたエネルギーが噴出する。

この一連の過程においては、フラックスロープの構造が磁気流体不安定性に関わっており、その形成過程が問題になってくる。しかし、この形成過程は未だ未解明な部分が多い。この形成プロセスについて、観測による制限を加えられないか議論する。

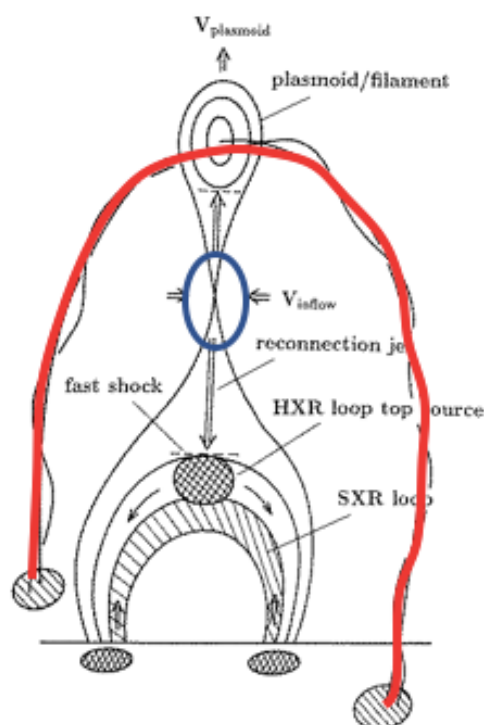


図 1: フレアモデル (CSHKP モデル) (Shibata et al. 1995) を加工したもの

2 Theories and Observations

フラックスロープの形成メカニズムについては、大きく分けて3種類考えられている。

光球面下から捻れた磁力線が浮上するモデル [2]、シアーした磁力線同士のリコネクションにより磁場が捻れるモデル [3]、シアーした磁力線と浮上磁場とのリコネクションにより磁力線が捻れるモデル [4] である。

これらのモデルの違いについて、シミュレーション結果から観測によりどのような違いが見えるかを考察する。

2.1 光球面下から捻れた磁力線が浮上するモデル

この論文 [2] はフィラメント付近の磁力線構造を再現することを目的として行ったシミュレーションである。Fig.2 の上図は磁力線の初期状態であり、光球面 (緑色の平面) 下 1.6 Mm に直径 1 Mm 磁の力線が捻れた状態にある。磁場強度は最大で 6500G であり、正弦波型の摂動を与え、時間発展を調べた。

その結果を表したのが Fig.2 の下図である。捻れた磁力線が浮上し、大きく分けて2種類の構造ができていることがわかる。一つは外側にあった磁力線 (赤線) の作るアーケード型の磁力線構造、もう一つは内側にあった磁力線 (白線) の作る、周囲とは逆の極性を持つ領域から出る構造である。このような構造は観測によって確かめられており (Aulanier et al. 1998; López Ariste et al. 2006)、シミュレーションとしてできる結果が観測と一致している。

また、磁力線浮上中には光球磁場が磁気中性線に沿って反対向きに動いており、これがモデル検証において重要になってくる。

2.2 シアーした磁力線同士のリコネクションにより磁力線が捻れるモデル

論文 [3] は、フィラメントの捻れた磁力線構造を光球表面での運動により作れるかを検証したシミュレーションである。

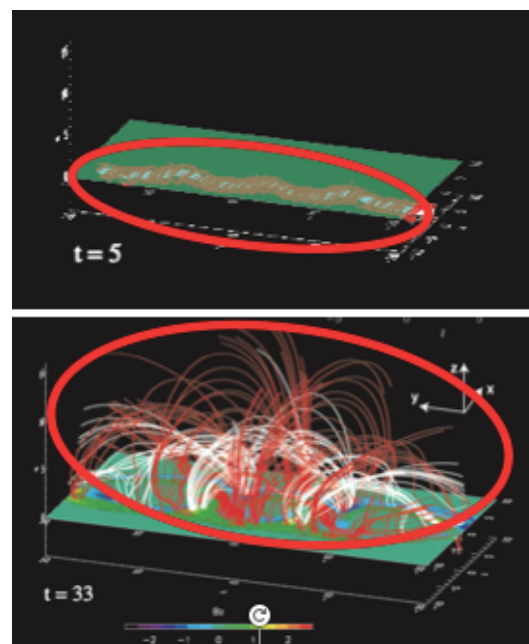


図 2: 初期状態の磁力線 (上) 浮上した後の磁力線 (下)(Magara 2007) を加工したもの

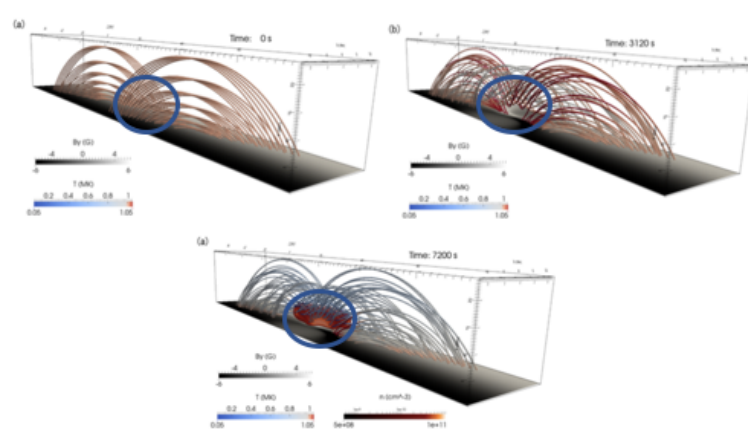


図 3: (Kaneko Yokoyama 2017) を加工したもの

この論文では、光球磁場を運動させてシアーした磁力線を変化させ磁気リコネクションを起こし、磁力線を捻っている。

その結果が Fig.3 である。Fig.3 左上図は初期状態を表している。磁気中性線について、シアーした (角度のついた) 磁力線が2組並んでいる。これらの磁力線を光球面に収束する流れにより動かし、磁力線の足元で磁気リコネクションを起こす。これにより磁力線

のループ構造が長くなり、磁力線が捻れる (Fig.3 右上図の青丸内)。この後、捻れた磁力線の内側のプラズマが冷却され、磁力線に囚われた低温高密のプラズマ (フィラメント) ができる (Fig.3 下図の青丸内)。

このように、磁気中性線に沿って収束する光球磁場の動きが重要になる。

2.3 シアーした磁力線と浮上磁場との磁気リコネクションにより磁力線が捻れるモデル

論文 [4] は、シアーした磁力線がねじれて噴出するまでを統一的に示した論文である。初期状態としてシアーした磁力線 (Fig.4 青丸) を与え、その下に磁場を浮上させて (Fig.4 赤丸) 噴出が起きるか調べた。ここではシアー角 (θ_0)、浮上磁場の方位角 (ψ_e) を変化させてパラメータサーベイを行った。

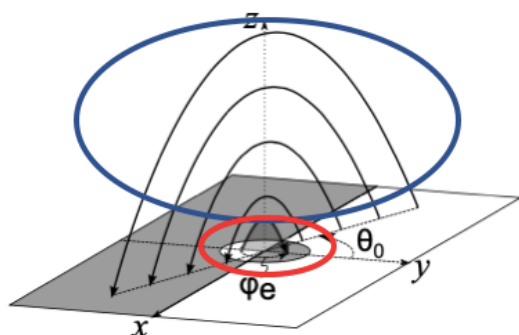


図 4: シミュレーションの初期状態
(Kusano et al. 2012) を加工したもの

シミュレーションの結果として、Fig.5 にあるような浮上磁場の配置の時に、シアーした磁力線と浮上磁場とでリコネクションが発生し、磁力線がねじれて噴出が発生した。

ここで、Fig.5 の白黒は磁場の極性を示しており、矢印はシアーした磁力線の向きを表している。このように、磁気中性線上に Opposite Polarity(OP) 型、Reversed Shear(RS) 型の浮上磁場が発生することで磁気リコネクションが発生し、フラックスロープを形成する。

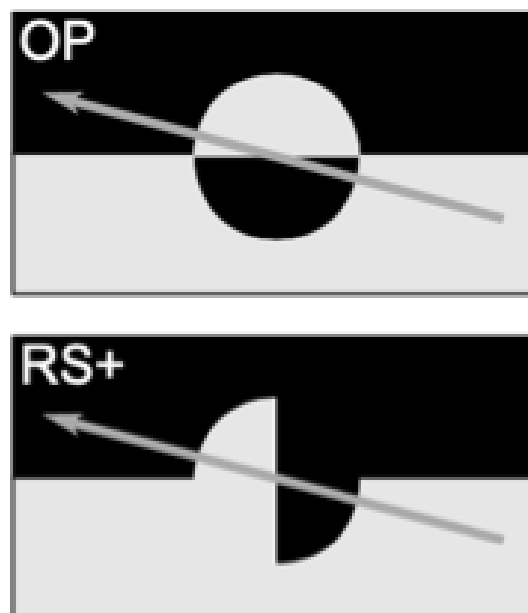


図 5: シミュレーション結果
(Kusano et al. 2012) を加工したもの

3 Discussion

それぞれのモデルでの磁気中性線付近での磁場は、磁力線が繋がった光球磁場が磁気中性線に沿って離れていけば捻れた磁場の浮上モデル、磁力線が繋がった光球磁場が磁気中性線に接近してリコネクションを起こすとシアーした磁力線同士のリコネクションによる捻れモデル、磁気中性線上に OP 型、RS 型の浮上磁場が発生しリコネクションを起こすと浮上磁場とシアーした磁力線とのリコネクションにより捻れるモデルと区別ができると考えられる。

この違いを峻別するためには、それぞれのモデルでの時間スケールの違いから、高時間分解能 (~ 1 分) で高精度 (SN 比 ~ 2000) な観測が必要になる。

4 Obsevation Plan

これらのモデルを検証するため、ベクトルマグネットグラフにより光球磁場を観測し、コロナ磁場を外挿して光球磁場の connectivity を求める観測が必要になる。また、フラックスロープ形成中のフィラメント周辺を光球磁場と紫外線・X 線を観測し、光球磁

場の運動と磁気リコネクションの関係をとらえ、また光球磁場の運動を解析して磁気中性線から離れるか、近づくか、浮上磁場が現れるか検証する観測が必要になる。

これらの観測を現在準備している。

Reference

- Shibata, K. and Magara, T., Living Rev. Solar Phys., 8, 6, 2011
- Kusano, K., Bamba, Y., Yamamoto, T., et al., apj, 760, 31, 2012
- Kaneko, T. Yokoyama, T., apj, 845, 12, 2017
- Magara, T., pasj, 59, 51, 2007
- Aulanier, G. Demoulin, P. aap, 329, 1125, 1998
- López Ariste, A., Aulanier, G., Schmieder, B., et al. aap, 456, 725, 2006

太恒 15

深層学習を用いた太陽高解像度画像のシーイング除去

東京大学 理学系研究科天文学専攻
福満 翔

深層学習を用いた太陽高解像度画像のシーイング除去

福満 翔 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽の地上観測にとって地球大気の揺らぎ (シーイング) は大きな障害となり、様々な大気層で生じる屈折率の変化は天体画像の解像度を劣化させる。劣化した画像を復元する方法の一つに、Multi-frame Blind Deconvolution (MFBD) がある。これは短時間に取得された複数枚の観測画像から劣化前の画像を最尤推定する手法である。MFBD は非常に有効な手法である一方で、計算コストが非常に高いという問題点があり、画像復元に膨大な時間を要する。この問題を克服するため、Asensio Ramos et al. (2018) では Encoder-decoder Network と Recurrent Neural Network (RNN) を用い、MFBD の作業を深層学習を用いて行う画像復元プログラムを作成した。Encoder-decoder Network では Convolutional Neural Network (CNN) のモデルが用いられている。CNN とは入力画像から特徴を抽出するための畳み込みフィルターを最適化することで、主に画像認識の分野で優れた性能を発揮するネットワークである。また RNN はある層の出力を次の層の入力に利用する再帰的構造を持ち、主に時系列データに対して用いられる。この二つのネットワークそれぞれで画像復元を試み、光球や彩層の画像について復元に成功した。一方で、いくつかの復元画像にはわずかに人工的な構造が現れることがあり、復元の精度については改善点が残る結果となった。本研究では、第一に Asensio Ramos et al. (2018) のネットワーク構造を用いたプログラムを作成し、太陽表面の観測画像に適用して学習から画像復元までを行った。第二に U-net (Olaf Ronneberger et al. 2015) と呼ばれるネットワーク構造を適用し、同様に解析を行なった。二つのネットワークの出力はともに MFBD 画像との Root-Mean-Square-Error, RMSE $\simeq 10^{-2}$ であり、MFBD 画像を高い精度で再現できた。一方でわずかに画像に現れた人工的な構造や、高空間周波数領域での出力画像と MFBD 画像の差は今後の課題である。

1 Introduction

シーイングを除去する方法の一つに補償光学がある。これは観測時にリアルタイムでシーイングを除去する方法であり、望遠鏡に入射した波面の乱れを波面センサーで捉え、可変形鏡と呼ばれる鏡を高速で変形させることにより波面を補正する。太陽観測における補償光学については大きく二つの問題点がある。それは、高次の波面揺らぎを補正することが難しいということと、太陽が広がった構造をしているがゆえに視野が限られるということである。そのためリアルタイム処理の補償光学のみでなく、画像の後処理によりシーイングを除去する手法がいくつか開発されており、その一つに Multi-frame Blind Deconvolution (MFBD) がある。MFBD は太陽が静止していると思わせる非常に短い時間内に多数の観測画像を取得し、それらから point spread function (PSF) との関係を満たすような真の天体画像を最尤推定する手法であ

る。MFBD により補償光学では処理が難しい成分まで除去することができる一方で、計算コストが膨大であるという問題点がある。この問題を克服するため、Asensio Ramos et al. (2018) では CNN と RNN を用いて画像復元を行うプログラムを作成し画像復元を試みた。解析には Swedish 1-m Solar Telescope の CRisp Imaging SpectroPolarimeter (CRISP) で得られた観測画像 (Fe I 6301-6302 Å, Ca II 8542 Å) を用い、光球や彩層の画像や偏光画像の復元に成功した。本研究では Asensio Ramos et al. (2018) のネットワークが Dunn Solar Telescope の Interferometric BI-dimensional Spectrometer (IBIS) によって得られた観測画像についても適用可能か検証を行なった。また自身で作成した U-net を用いたプログラムによる画像復元についても同様に試験を行なった。

2 Methods

解析には Dunn Solar Telescope の Interferometric BI-dimensional Spectrometer (IBIS) によって得られた観測画像 (830nm) を用いた。各画像の露光時間は 50 ミリ秒、ピクセルサイズは $0.082''$ である。観測期間は 2011 年 10 月 25 日で、ターゲット画像となる各 MFBD 画像は元画像 30 枚から推定されたものである。第一に Asensio Ramos et al. (2018) における Encoder-decoder Network の学習前のネットワーク構造を IBIS のデータに適用し、ネットワークの学習および画像復元を行なった。学習には元画像および MFBD 画像からランダムに切り出した 88×88 ピクセルの画像 3000 枚を用い、エポック数は 300 とした。ロス関数は以下のように定義した。

$$L = \sum_{i=1}^N \|\hat{I}(i) - I(i)\|^2$$

ここで $\hat{I}(i)$ は出力画像、 $I(i)$ は MFBD 画像である。最適化アルゴリズムには Adam を使用し、学習率は 3×10^{-4} とした。第二に U-net を用いたプログラムを作成し、同様にしてネットワークの学習および画像復元を行なった。エポック数は 150 とし、その他の学習に用いたパラメータについては Encoder-decoder Network と同じである。

3 Results

図 1 にそれぞれ元画像、MFBD 画像、二つのネットワークの出力画像を示す。この結果より、元画像と比較してより鮮明で MFBD 画像に近い出力画像を得ることができた。一方で Encoder-decoder Network の出力画像には人工的なものと考えられる構造が複数現れた。表 1 は図 1 に示したネットワークの出力画像と MFBD 画像を比較した結果である。評価指標として以下のような Root-Mean-Square-Error (RMSE) と相関係数 r を用い、画像全体と暗部、半暗部、粒状斑の各領域別に平均の明るさで規格化してそれらを算出した。

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i \sum_j (\hat{I}_{i,j} - I_{i,j})^2}$$

$$r = \frac{\sum_i \sum_j (\hat{I}_{i,j} - \hat{\mu})(I_{i,j} - \mu)}{\sqrt{\sum_i \sum_j (\hat{I}_{i,j} - \hat{\mu})^2} \sqrt{\sum_i \sum_j (I_{i,j} - \mu)^2}}$$

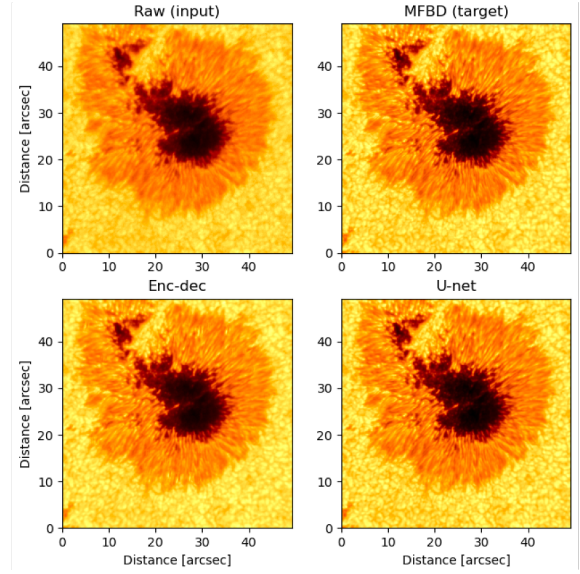


図 1: (左上) 元画像 30 枚のうちの 1 枚, (右上) ターゲットの MFBD 画像, (下) それぞれのネットワークの出力画像

表 1: 各ネットワークの出力画像と MFBD 画像の RMSE と相関係数

		Enc-dec ($\times 10^{-2}$)	U-net ($\times 10^{-2}$)
RMSE*	whole image	2.01	1.18
	umbra	2.93	1.24
	penumbra	1.99	1.14
	granule	1.91	1.17
		Enc-dec	U-net
相関係数	whole image	0.993	0.997
	umbra	0.984	0.997
	penumbra	0.960	0.986
	granule	0.839	0.935

* Root-Mean-Square-Error

ここで $\hat{I}(i)$ と $I(i)$ はそれぞれ出力画像と MFBD 画像、 $\hat{\mu}$ と μ はそれらの平均値、 N はピクセルの数である。RMSE については U-net の方が Encoder-decoder Network より低い値をとったが、総じて 10^{-2} のオーダーであり、ノイズのない理想的な観測画像のばらつき ~ 数% と比較して高い精度で復元ができていると言える。各領域別に RMSE を比較すると暗部

が最も高く、半暗部と粒状斑はそれより低い値となった。また相関係数については U-net の方が Encoder-decoder Network より高い値をとり、RMSE と同じ傾向を見せた。一方で各領域別に比較すると暗部が最も高く半暗部と粒状斑はそれより低い値であり、RMSE とは逆の傾向を見せた。その理由として、暗部は領域内での各ピクセルの値のばらつきが小さいのに対し半暗部や粒状斑はコントラストが高いため、標準偏差が大きくなり、結果として相関係数が低くなったと考えられる。さらに、図 2 には図 1 で示した 4 枚の画像のフーリエパワースペクトルを示す。この結果より、 $\lesssim 2 \times 10^{-1} \text{ pix}^{-1}$ のスケールでは元画像と比較して出力画像のパワーが上昇していることがわかる。U-net は MFBD 画像とほぼ同じ値をとるが、Encoder-decoder Network の出力はそれらよりわずかにパワーが低い結果となった。一方で $\gtrsim 2 \times 10^{-1} \text{ pix}^{-1}$ のスケールではその差は顕著になった。まず Encoder-decoder Network は高周波領域で再びパワーが上昇した。これらの周波数領域はノイズが実際の信号よりも支配的になるスケールであり、Encoder-decoder Network ではそのようなノイズを除去することができていないと考えられる。また U-net は滑らかにパワーが減少したものの、MFBD 画像の結果とは一致しなかった。今後はこのような高周波領域での出力画像とターゲット画像の一致が課題である。

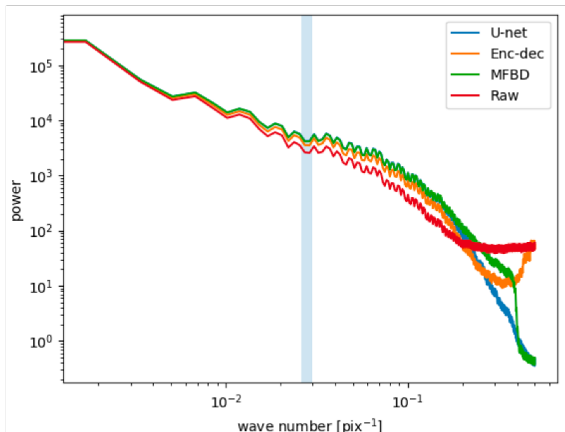


図 2: 各画像のフーリエパワースペクトル (水色の幅はおおよそその粒状斑スケール)

4 Conclusion

本研究では二つのネットワーク構造を用いて IBIS の観測データから画像復元を行なった。出力画像について RMSE と相関係数から評価を行い、全体的に高い精度で復元が行えていることを確認した。しかしながら部分的には人工的な構造が現れることがあり、実用化に向けては課題が残る結果となった。また各画像の空間周波数における動向から、高周波領域での出力画像とターゲット画像の差が明らかとなった。今後はこのような小さなスケールでの復元が十分に行えるようプログラムや学習方法の見直しが必要である。

Reference

- [1] Asensio Ramos, Cruz Rodríguez, & Pastor Yabar 2018, A&A, 620, A73
- [2] Olaf Ronneberger, Philipp Fischer, & Thomas Brox 2015, Springer, 9351, 234–241

太恒 16

惑星間空間磁場予測のための太陽極域磁場評価

東京大学/宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所理学
系研究科地球惑星科学専攻

吉田 南

惑星間空間磁場予測のための太陽極域磁場評価

吉田 南 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

地球を含む惑星や宇宙空間の電磁気的環境は、太陽が引き起こす様々な擾乱によって大きく変動を受ける(宇宙天気)。中でも、惑星間空間へ放出される太陽風は、主に太陽両極にあるコロナホールから伸びる、開いた磁力線(オープンフラックス)に沿って吹き出し、太陽圏磁場の基本的な構造を決める。したがって、宇宙天気現象を理解し正しく予測するためには、惑星間空間でのオープンフラックスの大きさや振る舞いを正確に求めることが必要である。オープンフラックスの1つの指標となる、太陽からの距離1 AUでの動径方向磁場強度 $|B_{r1AU}|$ は、ポテンシャル磁場(PFSS)モデルや磁気流体モデルといった、太陽光球面の磁場マップを利用してコロナ磁場を外挿するモデルを使うことで予測することができる。しかし、これらのモデルからの予測値は実測値から乖離している(オープンフラックス問題; Linker et al. (2017))。

この問題に対して Linker et al. (2017) は、低い空間分解能のため正しく観測されない光球の極域磁場が原因の一つであると指摘している。そこで本研究では、極域磁場の変化がオープンフラックスに与える影響について定量的に評価した。その結果、極域の磁場の過小評価は、原因の一つとして考えられるが、この原因だけでは解決に至らないことがわかった。また、外挿されたコロナ磁場の磁束量には緯度依存性が見られたため、これらが惑星間空間でどのように振る舞うのか、太陽風等を考慮した上での検討が必要である。

1 Introduction

オープンフラックスは、コロナホールから生じると言われ(Zirker, J. B. 1977)、太陽の活動的な粒子とともに惑星間空間へ伝播している。Wind 衛星は、太陽から1 AU地点におけるオープンフラックス密度を観測してきた。一方、光球磁場マップを用いてコロナ磁場を外装するモデルを使い、同じく1 AU地点での動径方向磁束密度 $|B_{r1AU}|$ を予測することができる。これらを比較するとき、観測されたコロナホールの領域と動径方向のオープンフラックス密度は、モデルによるオープンフラックス領域と磁束密度に、それぞれ一致するべきである。しかし、領域が一致するようにモデルの設定を行うと磁束密度が大きくなり、磁束密度が一致するようにモデルを設定すると領域が著しくずれる矛盾が生じる。例えば後者の場合、モデルで予測される磁束密度は、実測値の3分の1程度しかないことがわかっている(Linker et al. 2017)。この矛盾はオープンフラックス問題と呼ばれている。Linker et al. (2017) は、原因として(1)モデルに入力する光球マップの磁場が過小評価され

ている(2)実際にはコロナホール以外からもオープンフラックスが生じている、可能性を指摘している。本研究では、太陽の極域磁場が観測することが難しく、過小評価されている可能性があると考え、特に前者に注目する。Linker et al. (2017) では、空間分解能の低いデータを使用しているが、より高い分解能(0.3")のひので衛星の極域磁場データを利用することで予測の改善に繋がられる可能性がある。そこで、まず極域磁場の変化がどれほどオープンフラックス密度に影響を与えるのかを探るために、単純なモデルであるPotential Field Source Surface (PFSS)モデル(2章参照; 図1)に、SDO/HMIのシノプティックマップを用いて、磁場の振る舞いの変化を見た。

2 Methods

先行研究(Linker et al. 2017)では、CR2098(2010.06.16-07.13)の期間で $|B_{r1AU}|$ の予測値と実測値の比較が行われている。本研究ではこの期間に加えて、CR2099(2010.07.13-08.09)、CR2218

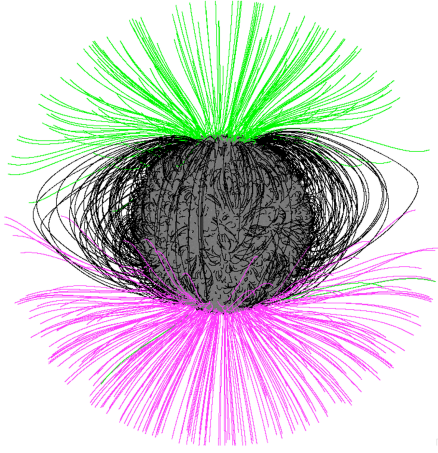


図 1: PFSS モデルによって描いた太陽から伸びる磁力線。閉じた磁力線は黒色、正の開いた磁力線は緑色、負の開いた磁力線はピンク色で示す。

(2019.06.02-06.29), CR2224 (2019.11.12-12.10), CR2227 (2020.02.02-03.01) の合計 5 期間のオープンフラックスの振る舞いについて調査する。最後の 3 期間は、極小期の中でも活動領域が少ない期間を選んだ。

予測値を求めるために使用する PFSS (Potential Field Source Surface) モデルは、観測された光球磁場のデータを入力し、球面調和関数を用いてコロナ磁場を外挿する。モデルの名前である source surface とは、太陽半径 ($r_{sun} = 6.96 \times 10^{10}$ cm) の R_{ss} 倍 ($1.5 \leq R_{ss} \leq 3.0$) の距離に設定される境界面のことである。通常は、 $R_{ss} = 2.5$ に設定することが多く、Linker et al. (2017) では $R_{ss} = 2.5$ または $R_{ss} = 2.0$ でコロナホール領域とオープンフラックス領域がよく一致している (図 2) ため、本研究でも $R_{ss} = 2.5$ に設定した。外挿する範囲は光球面から、この source surface 面までとなる。

PFSS モデルでは、大きく 2 つ制限を設けている。1 つ目は電流がないポテンシャル磁場を仮定していることである。そのため、

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla B = 0 \quad (2)$$

を満たす。2 つ目は境界条件として、source surface 面では全ての磁場が動径方向を向いていると仮定し

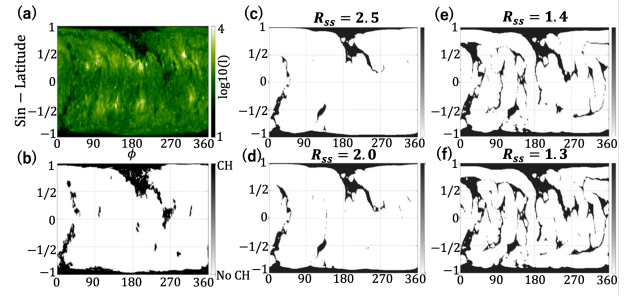


図 2: CR2098 におけるコロナホール領域とオープンフラックス領域 (いずれも黒色で示す領域) の比較。(a) EUV マップ、(b) (a) から検出したコロナホール領域、(c)-(f) PFSS モデルでのオープンフラックス領域。軸は全て (a) と同様で、(a), (b) は AIA、(c)-(f) は NSO/VSM のデータを使用。(Linker et al. (2017) より)

ていることである。

先行研究 (Linker et al. 2017) では PFSS モデルの入力マップとして、SDO/HMI、SOHO/MDI、SOLIS/VSM、ADAPT、GONG を使用し、1 つの Carrington Rotation (CR2098) についての評価を行っている。本研究では、M. L. DeRosa によって提供されているコード [<https://www.lmsal.com/derosa/pfsspack/>] を使用し、Joint Science Operations Center (JSOC) [<http://jsoc.stanford.edu>] で提供されている HMI の光球磁場 synoptic マップを入力し、複数の Carrington Rotation (前述) について評価を行った。入力するマップのグリッド数は [経度, 緯度] = [600, 300] に設定している。このとき、光球面から source surface までの高さ方向のグリッド数は 60 である。図 3 に示すように、 $|B_{r1AU}|$ が安定するグリッド数を設定している。

$|B_{r1AU}|$ の算出方法は以下のとおりである。まず、外挿したコロナ磁場を元に、source surface 面での動径方向の符号なし磁束 Φ_{us} を計算する。太陽の中心を原点とした球面座標系 (r, θ, ϕ) で考えると、

$$\Phi_{us} = \int_{R_{ss}} |B_r| dS = \sum_{ij} |B_r(i, j)| \Delta S \quad (3)$$

$$\Delta S = (r_{sun} R_{ss})^2 \sin \theta \Delta \theta \Delta \phi \quad (4)$$

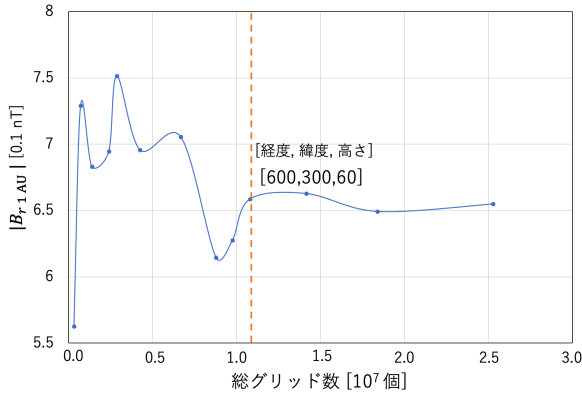


図 3: グリッド数に応じたオープンフラックス密度。横軸は経度方向、緯度方向、高さ方向のグリッド数を掛け合わせた数。

これより、太陽から 1 AU でのオープンフラックス密度 $|B_{r1AU}|$ は、緯度依存性がない (Smith & Balogh 1995) と仮定すると、以下の式から求められる。

$$\begin{aligned}
 |B_{r1AU}| &= \frac{|\Phi_{us}|}{4\pi r_{1AU}^2} \\
 &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{R_{ss}}{215} \right)^2 \int_0^{4\phi} \pi |B_r(R_{ss}, \theta, \phi)| d\Omega
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

3 Results

PFSS モデルから予測した $|B_{r1AU}|$ と、WIND 衛星によるその場観測の $|B_{r1AU}|$ の比較を表 1 に示す。

表 1: 実測値と予測値の比較			
Carrington Rotation	予測値 [nT]	実測値 [nT]	(予測値)/(実測値) [%]
CR2098	0.659	1.99	33.1
CR2099	0.616	1.87	32.9
CR2218	0.916	2.18	42.0
CR2224	0.921	2.08	44.2
CR2227	0.881	2.30	38.3

Linker et al. (2017) と同様に、予測値は実測値を大きく過小評価している。特に、極小期から少し外れ

ている CR2098, CR2099 の期間で顕著に見られる。

次に、予測値が実測値を過小評価する原因と考えられる、極域の磁束量の変化が $|B_{r1AU}|$ に対してどのような影響を与えるか調査した。まず、それぞれの CR において、入力する光球磁場マップの両極域 18° 分の磁束量を 2 倍から 8 倍まで変化させた際の $|B_{r1AU}|$ を図 4 に示す。

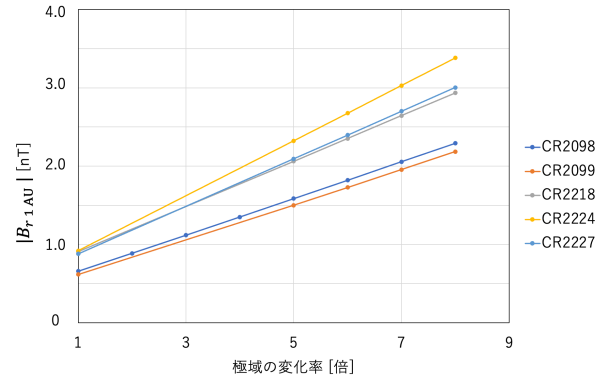


図 4: 光球磁場の両極域 18° 分の磁束量を n 倍させたマップを入力した時のオープンフラックス密度 $|B_{r1AU}|$ の変化。横軸は極域を何倍しているかを表す。

実測値 2.0-2.3 nT と同程度の値に達するのは、極小期では極域を 4-6 倍したとき、極小期を過ぎた期間では極域を約 7 倍した時であるとわかった。

さらに、source surface 面における磁束量の分布には緯度依存性があることがわかった (図 5)。極域の磁束量が増加すると、source surface 面では緯度 $\pm 60^\circ$ 付近の磁束量が増加している。

図 5 で見られるピークの特徴と、極小値が $\pm 0^\circ$ からずれている特徴は、図 6 で説明できる。

4 Discussion

オープンフラックスの予測値と実測値の乖離が、極小期を過ぎた期間の方が大きい。今回調査した 5 期間以外でも同様の傾向が見られるか、さらに調査が必要である。そして、PFSS モデルに入力する光球磁場マップの極域磁場が増加した場合、 $|B_{r1AU}|$ が増加し、特に 4-7 倍増加したときに実測値に近い値を取

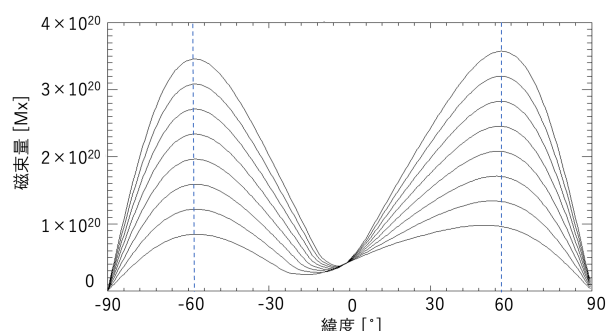


図 5: CR2098 における source surface 面での符号なし磁束の経度方向の和。横軸は緯度、縦軸は磁束量。一番下にある曲線は元の磁場マップの結果であり、極域の磁束量を増加させるほど緯度 $\pm 60^\circ$ 付近の磁束量が増加する。

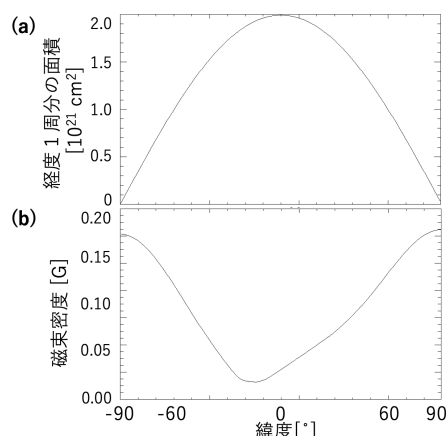


図 6: CR2227 における (a) 各緯度の経度 1 周分の面積の和、(b) (a) に対応する磁束密度（経度 1 周分の磁束量の平均）。図 5 は (a) と (b) をかけ合わせている。

ることがわかった。そのため、極域磁場の正しい評価は予測値を実測値に近づける可能性がある。しかし、HMI の観測が極域磁場を 4-7 分の 1 過小評価していると考えるのは非現実的であるため、他の原因もあると考えるのが妥当である。より空間分解能の高いひので衛星による観測結果を極域磁場に適用した場合についても、今後調査すべきである。また、光球の極域磁場は source surface 面において、緯度 $\pm 60^\circ$ 付近に大きく寄与していることがわかった。source surface 面での磁束が $\pm 60^\circ$ 付近で最大になるのは、

各緯度における磁束密度と面積のグラフ (図 6) を見ることで理解できる。

今回のオープンフラックスの計算では、太陽風を考慮せず、地球付近では動径方向の磁束量に緯度依存性がないことを仮定している。しかし、Khabarova (2013) は、距離依存性を見直して計算することで、動径方向の惑星間空間磁場には緯度依存性が見えることを述べている。従って、オープンフラックスが、source surface 面のどの領域から生じている磁場なのかを探る必要がある。地球付近の磁場に対して、source surface 面で最大の磁束量を持つ緯度帯の寄与が、実際には今回の計算より大きいことがわかれば、オープンフラックス問題がさらに改善される可能性がある。

今後は、ひので衛星で観測された極域磁場を適用してオープンフラックスを再評価する。同時に、地球付近の惑星間空間磁場に緯度緯度依存性があると仮定した場合も検討していく。

Reference

- Zirker 1977, RvGSP, 15, 257
- J. A. Linker, R. M. CAPLAN, & C. DOWNS 2017, ApJ 848 70
- Smith, E. J, & Balogh, A 1995, GeoRL, 22, 3317
- Tsuneta, S., Ichimoto, K. & Katsukawa, Y. 2008, ApJ, 688, 1374
- Khabarova, O. V. 2013, Astron. Rep. 57, 844

太恒 poster1

大質量星の晩期の質量放出に関する研究

東京大学 理学系研究科天文学専攻
黄 天銳

大質量星の晩期の質量放出に関する研究

黄 天銳 (東京大学大学院理学系研究科附属ビッグバン宇宙国際研究センター)

Abstract

多くの大質量星は進化の最終段階において大規模な質量放出が行われる。このような質量放出によって形成される高密度の星周物質と大質量星の崩壊に伴う超新星爆発の噴出物が衝突することによって一般的な超新星よりも明るい超高輝度超新星となることが知られており、観測もなされている。しかし、いまだにこのような大規模な質量放出のメカニズムは不明である。そこで本発表では既にわかっているこの質量放出の性質をレビューし、また、発表者が行っている研究で分かった他の性質についても発表を行う。

このような大規模な質量放出では、恒星のエンベロープの深いところでエネルギーが蓄積されることによって質量放出を伴う噴出が生じることが知られている。そのエネルギーが恒星全体の重力による束縛エネルギー以上であったら、星が崩れてしまうため、部分的な質量放出が起きるためには全体の束縛エネルギーよりも小さなエネルギーによる爆発であることが必要である。Kuriyama&Shigeyama(2020) では外層の束縛エネルギーの約 10%程度のエネルギーが注入されれば、星周物質のパラメータを説明できることが明らかにされた。しかし、その研究では外層の底での自由落下時間よりも短いタイムスケールでエネルギーが注入されるという質量放出するには理想的な仮定で計算している。そこで、本研究では注入時間によって、質量放出の様子がどのように変化するかを Kuriyama&Shigeyama(2020) のコードを発展させて計算することで、観測されている星周物質の多様性を説明する。

1 Introduction

大質量星の進化の最終段階では部分的な激しい質量放出が生じ、放出された物質によって星周囲に高密度の星周物質を形成することがある。このような高密度な星周物質に囲まれた大質量星が超新星爆発を起こした際、超新星の噴出物と星周物質が衝突し、それを熱源とする超高輝度超新星爆発として観測されている。また、そのような超新星は Ibn や Icn、IIIn 型超新星として分類される。

このような進化の最終段階における激しい質量放出の観測例は近年増えているが、そのメカニズムやエネルギー源に関しての理論的な理解は未だなされていない。Kiewe et al. (2012) では IIIn 型超新星爆発の輝線の光度から質量放出率が見積もられ、それはおよそ $0.026 \sim 0.12 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ とされた。この値は恒星風などの標準的な恒星の質量放出モデル (Vink et al. 2001 など) では説明できないほど高く、その標準モデルでは説明できない爆発的な質量放出の存在が示唆されている。これを説明するのに様々なメカニズムが提案されているが (Smith

& Arnett 2014, Woosley, Heger & Weaver 2002, Podsiadlowski et al. 2010, Quataert & Shiode 2012, Fuller & Ro 2018 など)、どのモデルにおいても、外層の奥底でエネルギーが溜まることで生じると考えられている。

Kuriyama&Shigeyama(2020) や Linial et al.(2021) では部分的な質量放出が生じるためには全体の束縛エネルギーのおよそ 10%のエネルギーの蓄積が必要であることを明らかにした。しかし、これらの研究では熱輸送のタイムスケールが力学的時間と同程度、もしくは短いという質量放出が生じるには理想的な仮定で計算をしている。そこで、本研究では熱輸送のタイムスケールの変化によって質量放出にどのような変化が生じるかについての研究を行った。

本研究ではこの一連の質量放出の数値計算を行うにあたり、Kuriyama&Shigeyama(2020) のコードを基に、同じエネルギーを注入する様々なタイムスケールに対してそれぞれ計算を行なった。また、初期に全エネルギーを注入した場合とエネルギーを注

入し続ける場合に関しては自己相似解を作りそれぞれ理論的な計算を行い、衝撃波が breakout する位置や、放出する質量について比較を行った。

2 Methods

外層の奥底にエネルギーが注入され、質量放出が生じる様子を輻射流体シミュレーションを用いて計算した。コードとしては Kuriyama&Shigeyama(2020) のコードをもとにしており、次の流体方程式をのラグランジュ座標系で計算している。

$$\frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} - \frac{\partial(4\pi r^2 v)}{\partial m} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 4\pi r^2 \frac{\partial p}{\partial m} = g \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial(4\pi r^2 v p)}{\partial m} = v g - \frac{\partial L}{\partial m} \quad (3)$$

また、光度 L に関しては Shigeyama & Nomoto (1990) と同様の手法の拡散近似法を用いており、 L を次のように近似した。

$$L = -\frac{16\pi^2 a c r^4}{3\kappa} \frac{\partial T^4}{\partial m} \lambda \quad (4)$$

3 Results

図 1、図 2 は流体計算で計算を行った、エネルギーを注入する時間ごとの放出された質量および、エネルギーを表している。

それぞれ、質量放出やエネルギー放出が生じるエネルギーを注入する時間の臨界点付近ではテイラー展開していると考え、これらのグラフが線形であることと無矛盾である。これらのグラフを線形でフィッティングした際、 $t_{inj} = 2.7 \times 10^6$ s でエネルギーが放出されなくなることがわかった。

また、質量放出、エネルギー放出が生じる場合において、外層へのエネルギーを注入する時間がどのような影響を与えるかを考えるために、まず衝撃波の進化の様子を追った。また、初期に全エネルギーを注入した場合とエネルギーを注入し続ける場合に関しては前者が注入するエネルギーと密度、後者に関してはエネルギー注入率と密度を用いて無次元化

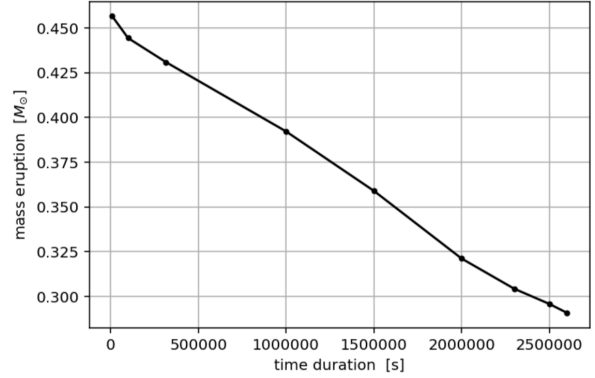


図 1: 外層に対するエネルギー注入時間と放出される質量

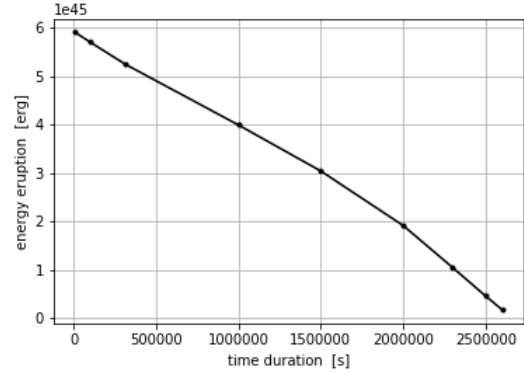


図 2: 外層に対するエネルギー注入時間と放出されるエネルギー

をし、それぞれで自己相似解を作り、衝撃波の進化の様子の比較を行った。ただし、密度プロファイル $\rho = \rho_0 r^{-3/2}$ で仮定した。

$$R_{shock} \propto \left(\frac{E_0 t^2}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{7}} \quad (5)$$

$$R_{shock} \propto \left(\frac{L_0 t^3}{\rho_0} \right)^{\frac{2}{7}} \quad (6)$$

図 3 は流体計算の結果および、自己相似解を用いた計算結果から得られる外層内を伝わる衝撃波の進化の様子を表している。

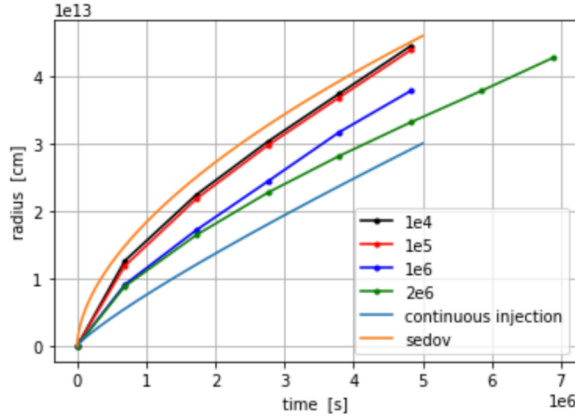


図 3: 外層内を伝わる衝撃波の時間進化の様子

また、赤色超巨星 (RSG) の晩期では静水圧平衡を仮定した時、外層における密度プロファイルは次のようにかける。

$$\rho_{RSG} = \rho_0 \left(\frac{R_*}{r} - 1 \right)^{3/2} \quad (7)$$

衝撃波が外層を伝わることで質量が放出される状況を考えているため、衝撃波が breakout する場所が重要になるが、breakout する位置は光学的深さ τ と衝撃波の速度 v_{shock} を用いて次のように書けることが知られている。

$$v_{shock} = \frac{c}{\tau} \quad (8)$$

$\tau = \kappa \rho$ に留意すれば、衝撃波の速度ごとの breakout の位置を解析的に求めることができる。

$$\tau = \kappa \rho_0 R_* \left((3-x) \sqrt{\frac{x}{1-x}} - 3 \sin^{-1} \sqrt{x} \right) \quad (9)$$

ただし、

$$x = \Delta r / R_* = (R_* - r) / R_* \quad (10)$$

また、脱出速度も解析的に計算することができ、それは次のようにあわせる。

$$v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM(r)}{r}} \quad (11)$$

ただし、

$$M(r) = M_* - 4\pi \rho_0 R_*^3 f(x) \quad (12)$$

$$f(x) = \left(\frac{3 \sin^{-1} \sqrt{x} + \sqrt{x(1-x)}(8x^2 - 2x - 3)}{24} \right) \quad (13)$$

衝撃波速度が脱出速度の 0.5 程度あれば質量放出することができるため、(Matzner & McKee 1999 など) 以上のことからエネルギーの注入時間を変えて行った流体計算の結果それぞれに対して、質量放出をする段階および、放出される質量が得られる。

例えば、エネルギー注入時間が 10^4 sec では図 4 のようになり、脱出速度より早いところで物質を外に追い出していることがわかる。

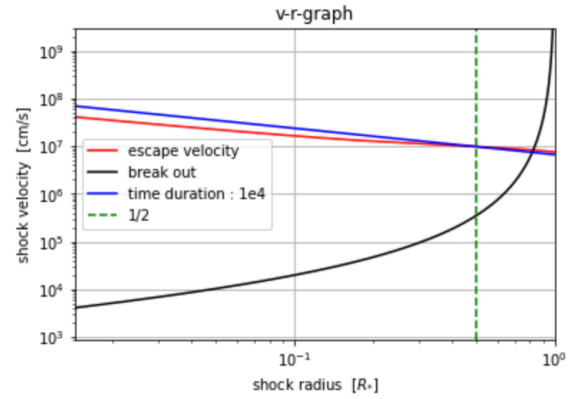


図 4: 位置ごとの脱出速度および、衝撃波の breakout に必要な速度

4 Discussion & Conclusion

本研究では、進化の晩期における超赤色巨星での爆発的な質量放出のメカニズムとそのエネルギー源に制限を与えるために、外層にエネルギーを注入する際の時間を変えて数値計算することによって、それによる質量放出率などの物理量の違いを求めた。Kiewe et al. (2012) でも示されている通り、IIIn 型超新星爆発の観測から、このような RSG の爆発的な質量放出による、質量放出率や星周物質の速度には大きな多様性があることがわかっている。このような観測結果を再現できるようなモデルに対し、制限を

付けるのが今後の課題である。

また、外層内を伝わっていく衝撃波の時間進化の様子を自己相似解を用いて表す点において、本研究では式 (5)、(6) のような比例関係を用いて表したが、自己相似解を用いてエネルギー収支を考えることによってこれらの比例係数が定まるため、これらを定めるのが喫緊の課題である。

加えて、本モデルでは外層奥底で 1 回の連続的な爆発であり、球対称な状況を仮定をしているが、現実の晩期の RDG ではこのような状況で爆発が生じるとは限らないため、爆発メカニズムやエネルギー源を探るためにはより一層の詳細な議論が必要である。

Acknowledgement

本研究は東京大学の武井勇樹さん、津名大地さん、および茂山俊和教授との共同研究です。また、本研究で用いた輻射輸送コードを開発した栗山直人さんに深く感謝申し上げます。

Reference

- Coughlin, E. R., Quataert, E., Fern´andez, R., & Kasen, D. 2018a, MNRAS, 477, 1225
- Kiewe, M., Gal-Yam, A., Arcavi, I., et al. 2012, ApJ, 744, 10
- Kuriyama N., Shigeyama T., 2020, A&A, 635, A127
- Linial I., Fuller J., Sari R., 2021, MNRAS, 501, 4266-4275
- Matzner C. D. & McKee C. F., 1999, ApJ, 510, 379
- Nakar E. & Sari R., 2010, ApJ, 725, 904
- Shigeyama, T. & Nomoto, K. 1990, ApJ, 360, 242
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, A&A, 369, 574

太恒 poster2

到達時間の長い太陽高エネルギー粒子イベント群に対する詳細解析

京都大学 理学研究科附属天文台
木原 孝輔

到達時間の長い太陽高エネルギー粒子イベント群に対する詳細解析

木原 孝輔 (京都大学理学研究科 附属天文台 D2)

Abstract

太陽高エネルギー粒子 (Solar Energetic Particle; SEP) は、太陽フレアやコロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection; CME) といった太陽の突発現象に伴い発生する、高エネルギー粒子の放出現象である。SEP は、高緯度を航行する航空機における被曝や人工衛星の障害など、社会基盤に与える影響が大きく、宇宙天気分野における重要な研究対象である。CME の放出速度が速いほど、付随する SEP イベントの規模が大きくなること (Kahler 2001) が知られている一方、CME と SEP の関係性についてはまだ明らかになっていない点が多い。特に、SEP がどのようなタイムスケールで地球へと到達し、継続するか、については、SEP の予報の観点からも解明が求められる。

これに対し我々は、主に SEP の到達時間などのタイムスケールを対象に、SEP と CME の特徴に対する統計解析を実施した。その結果、太陽面から観測者へと伸びる磁力線の足元付近で発生した CME は、観測者への到達時間が短い SEP を伴いやすいことなどが分かった (Kihara et al. 2020)。一方で、このような CME 由来であっても、到達時間が長い SEP イベントが数例存在することが判明した。これらの特異イベントを理解することは、SEP のタイムスケールを統一的に理解する上で重要となる。

そこで本研究では、上記の到達時間が長い SEP イベントと、同じような条件の CME から発生し到達時間が短い典型的な SEP イベントを対象に、詳細なイベント解析を実施した。その中で、付随する太陽フレアの情報や、CME の放出状況、太陽周辺での粒子加速を示す電波バーストの情報などを解析した。本講演では、これまでの解析で得られた各イベントの特性を紹介するとともに、到達時間の違いを生む原因となる加速描像について考察する。

1 Introduction

太陽高エネルギー粒子 (Solar Energetic Particle; SEP) は、太陽フレアやコロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection; CME) といった太陽の突発現象に伴い発生する、高エネルギー粒子、あるいはその粒子放出イベントを指す。SEP は、宇宙飛行士や、高緯度を航行する航空機乗員への放射線被曝、人工衛星への放射線被害、などの原因となり、最も注意すべき宇宙天気現象の 1 つである。SEP はその発生源によって、大きく 2 種類に分けることが一般的である。1 つは、太陽フレアのリコネクション時によって粒子が加速される Impulsive SEP、もう 1 つは、CME によって駆動された衝撃波で粒子が加速される Gradual SEP である (Reames 1999, 2013)。このうち Gradual SEP イベントは、Impulsive SEP イベントに比べて発生期間が長く、観測される領域も広いことから、宇宙天気現象を考える上ではより注意が必要な現象である。

SEP イベントのタイムスケールと CME のパラメータの間に相関がある (Pan et al. 2011; Kahler 2005, 2013) ことが報告されているが、それらを説明する具体的な SEP の加速の描像はまだ明らかになっていない点が多い。SEP イベントのタイムスケールは、地球への影響を考える上でも非常に重要であり、SEP の予報の観点からも解明が求められる重要なパラメータである。そこで我々は、SEP を伴いやすい CME の特徴は何か、CME と SEP のタイムスケールはどのように関連しているか、を明らかにするため、2011 年から 2017 年に観測された 257 例の CME に対し、SEP の有無と発生のタイムスケールを調査した。その結果、観測機器から見て、太陽面上の東経 20 度から西経 100 度で発生した CME は高い確率で SEP を伴っており、また、太陽面から観測者へと伸びる磁力線の足元付近で発生した CME は、観測者への到達時間が短い SEP を伴いやすいことなどが分かった

(Kihara et al. 2020)。

これらの結果は、SEP のタイムスケールとその発生源となる CME の間に統計的な傾向があることを示した重要な結果である。一方で、付随する SEP の到達時間が短くなる傾向にある位置で発生した CME でも、到達時間が長い SEP イベントを伴う例が存在することが判明した。これらの特異なイベントを理解することは、SEP のタイムスケールを統一的に理解する上で重要である。本講演では、到達時間が短い典型的な SEP イベント (short TO イベント, TO は onset time を指す。Kahler (2005) より引用) と、到達時間が長い特異な SEP イベント (long TO イベント) と、をそれぞれ 2 例ずつ抽出し、いくつかの観測例を元に両者の共通点と相違点とを紹介する。

2 Observations

今回解析に用いたイベントは、表 1 で示される 4 つのイベントであり、short TO イベントは 2011 年 8 月 4 日、2014 年 4 月 18 日の 2 例、long TO イベントは 2013 年 9 月 29 日、2017 年 7 月 14 日の 2 例である。CME の情報は、LASCO CME カタログ (Yashiro et al. 2004) を参照している。いずれも太陽面上で西経 30 度付近で発生したフレアが CME を伴っており、CME の放出速度は 1179 km s^{-1} から 1315 km s^{-1} と、比較的高速である。GOES 衛星で観測された SEP のプロトンフラックスは、13.6 pfu から 182 pfu (proton flux unit; $\text{particles cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$) であった。また、問題となるプロトンの到達時間 (TO) は、CME が太陽面で放出された時刻から、GOES 衛星で初めてバックグラウンドを超えるプロトンが観測されるまでの時間で定義される。TO は、short TO イベントでは 60 分前後、long TO イベントでは 140 分前後と、2 倍以上の差が生まれている。先行研究 (Kihara et al. 2020) では、SEP の特徴とその発生源となった CME の特徴を調べた。本研究ではさらに、CME の発生源となったフレアや太陽表面の状況、CME 発生後の電波バーストについて詳細に調査した。

3 Results

3.1 H α observation

図 1 は、各イベントのフレア発生前後の H α 観測画像である。2011 年 8 月 4 日の short TO イベントでは活動領域のフィラメントが噴出していることが見られるほか、2013 年 9 月 29 日の long TO イベントでは静穏領域に存在する巨大フィラメントが噴出する過程が見られる。一方、残りの 2 例のイベントについては明らかなフィラメント噴出は発生していない。

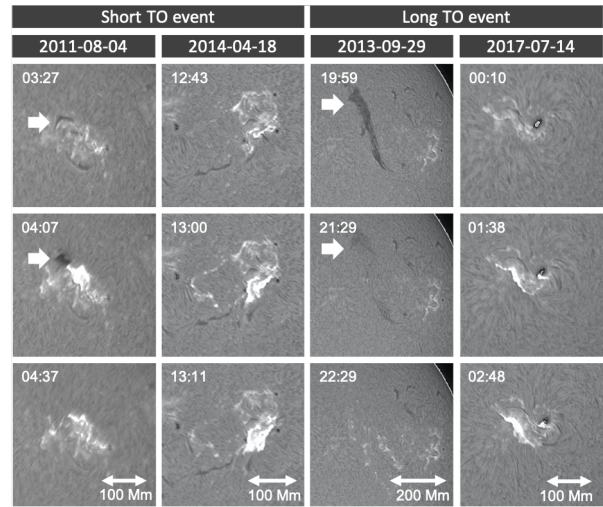


図 1: フレア発生前後の H α 観測画像

3.2 magnetogram

図 2 は、各イベントのフレア発生時刻の太陽面の視線方向磁場を表したものである。いずれも SDO 衛星搭載の観測機 HMI によるものである。まず、2013 年 9 月 29 日の long TO イベントでは、噴出したフィラメントは静穏領域上空にある。そのため、周囲の活動領域の磁場の影響は低いと考えられ、ここでは詳細には触れないこととする。2つの short TO イベントでは、噴出源となった活動領域は磁極が入り乱れた構造をしており、複雑な磁気中性線 (正極と負極の境目) を形成している。一方で、2017 年 7 月 14 日の long TO イベントは、比較的単純な構造の双極磁場を形成しており、磁気中性線も short TO イベントほど複雑ではないことが分かる。

表 1: 解析に用いたイベント

date	TO (min)	CME speed (km s ⁻¹)	Ip (pfu)	flare location	flare class	flare start	flare peak
2011-08-14	56 (short)	1315	80.1	N19W36	M9.3	03:41	03:57
2014-04-18	62 (short)	1239	58.5	S20W34	M7.3	12:31	13:03
2013-09-29	138 (long)	1179	182	N17W29	C1.3	21:43	23:31
2017-07-14	158 (long)	1200	13.6	S06W29	M2.4	01:07	02:09

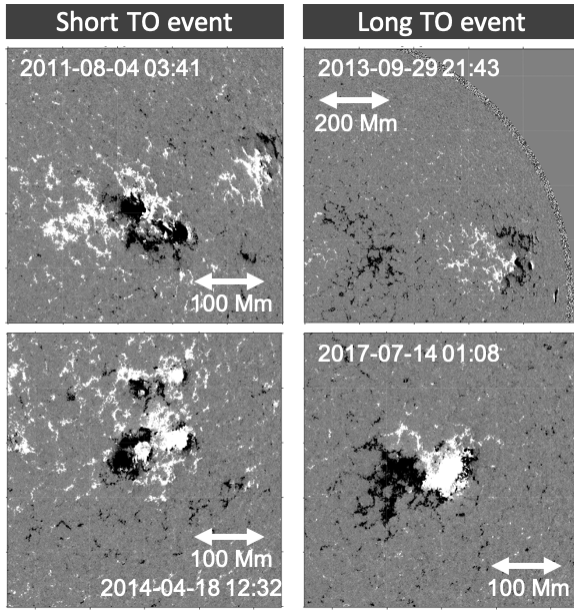


図 2: フレア発生時の視線方向磁場

3.3 Radio burst

太陽周辺で観測される電波バーストはその発生機構や周波数によりいくつかの種類に分けられるが、中でも II 型の電波バースト (type II バースト) は、衝撃波による粒子加速に対応すると考えられている。さらに、type II バーストは、発現周波数が 0.1 から 10 MHz の場合は DH type II (decametric-hectometric)、10 から 100 MHz では metric type II と呼ばれる。この発現周波数は周囲のプラズマ密度と密接に関係しており、周波数が高いとより太陽上空で、周波数が低いとより太陽表面に近いところで衝撃波による粒子加速が発生していることが分かっている (Gopalswamy et al. 2013)。

図 3 は WIND 衛星の観測機 WAVES による、DH 帯の電波バーストの観測結果である。いずれも図中

の矢印で示されるように、DH 帯で type II バーストが観測されている。また、観測される 10 MHz に対応する粒子加速の高さはおよそ 2.5 R_☉ である。図 4

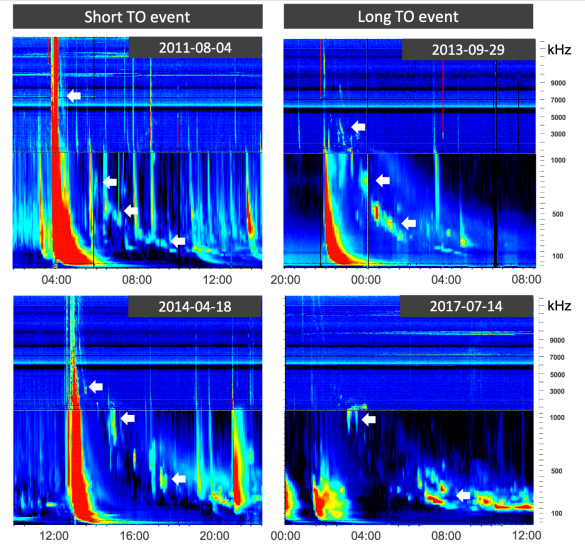


図 3: WIND/WAVES による DH 帯の電波観測

はいくつかの観測地・観測機器による metric 帯の電波バーストの観測結果である。short TO イベントでは metric type II が観測されている一方で、long TO イベントでは 2013 年 9 月 29 日イベントでは観測されず、2017 年 7 月 14 日イベントでは判別はやや難しいものの、明確には観測されていない。

4 Discussion

以上の結果より、short TO イベントと long TO イベントを区別する観測事実として、以下の点が挙げられる。

1. short TO イベントは複雑な磁場構造を持つ活動

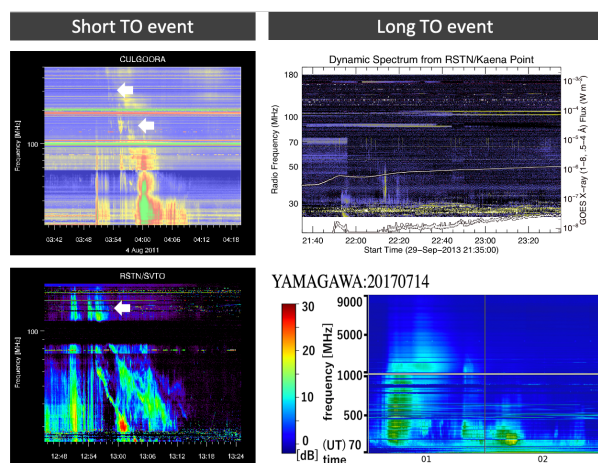


図 4: 各地の観測所による metric 帯の電波観測

領域のフレアによるものであり、long TO イベントは比較的単純な活動領域、あるいはフレアには強く関連しないフィラメント噴出によるものである。

2. short TO イベントは metric type II バーストが観測され、太陽面に近い位置 ($\sim 1.2 R_{\odot}$) で衝撃波による加速が起こっている一方、long TO イベントでは DH type II バーストのみが観測され、加速現場はおおよそ $2.5 - 3.1 R_{\odot}$ の高さである。

これらをまとめると、short TO イベントではフレアの突発的なエネルギー解放により、フレア発生後すぐに太陽大気中の低い位置で衝撃波による粒子加速が発生した。long TO イベントでは、比較的穏やかなフレアあるいは噴出によって太陽面付近では衝撃波は発生せず、比較的高い位置で衝撃波が発生している。中でも 2017 年 7 月 14 日イベントについては、フィラメントが高い位置に形成されていた可能性があり、この位置に対してより詳細に調査することが今後の課題と言える。また、突発的なフレア (short TO イベント) によって CME が 1200 km s^{-1} 程度まで加速されることは予想に難くない。一方で、比較的穏やかなフレアあるいは噴出由来である short TO イベントでも同等の速度まで加速されている。これらのイベントではフィラメントが長時間に渡って力を受け続けていることが示唆され、CME の加速メカニズムという点からも大変興味深い結果である。

5 Conclusion

Kihara et al. (2020) によって判明したプロトンの到達時間が統計的傾向にそぐわないイベントを受け、4 例のイベントに対して発生源であるフレアあるいは粒子加速の情報を調査した。その結果、到達時間の短い特異なイベントは比較的穏やかなフレア・噴出に伴い、高い位置で粒子加速が起こっている可能性が示唆された。

Acknowledgement

本研究は、八代誠司氏、新田就亮氏、浅井歩准教授との共同研究です。また、SDO、GOES といった人工衛星をはじめ、各地の観測機器のデータを多数使用しています。本研究を支えてくださった全ての方々に、深く感謝いたします。

Reference

- Gopalswamy, N., Xie, H., Mäkelä, P., et al. 2013, *Advances in Space Research*, 51, 1981
- Kahler, S. W. 2001, *JGR*, 106, 20947
- Kahler, S. W. 2005, *ApJ*, 628, 1014
- Kahler, S. W. 2013, *ApJ*, 769, 110
- Kihara, K., Huang, Y., Nishimura, N., et al. 2020, *ApJ*, 900, 75
- Pan, Z. H., Wang, C. B., Wang, Y., et al. 2011, *SoPh*, 270, 593
- Reames, D. V. 1999, *SSRv*, 90, 413
- Reames, D. V. 2013, *SSRv*, 175, 53
- Yashiro, S., Gopalswamy, N., Michalek, G., et al. 2004, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109, A07105

太恒 poster3

太陽光球磁気要素における速度構造とスペクトル線幅 の関係

総合研究大学院大学 物理科学研究科天文科学専攻
石川 遼太郎

太陽光球磁気要素における速度構造とスペクトル線幅の関係

石川 遼太郎 (総合研究大学院大学)

Abstract

太陽光球面には対流セルと共に空間的に小さな磁場構造（磁気要素）が遍在している。このような磁気要素と対流運動（速度は $1\sim 2$ km/s 程度）の相互作用は太陽大気中の諸現象の駆動源として重要だとされている。しかしながら磁気要素と相互作用する空間スケールの小さな速度構造を観測することは、現状の観測装置では困難である。分光観測によって得られるスペクトル線の線幅はこのような空間分解能以下の速度構造に感度がある。特に磁気要素においては大きな速度勾配と広いスペクトル線幅が観測されている (Ishikawa et al. 2020)。

Buehler らは偏光分光観測を行い磁気要素における大気構造を調べた (Buehler et al. 2015)。結果として磁気要素中心ではなく、磁気要素を囲むようにして強い下降流が存在すると結論した。またこの領域において 5 km/s 程度の微小乱流の存在が示唆された。一方で速度勾配による線幅増大と微小乱流による線幅増大を正しく分離することは一般に困難であり、結果の解釈には慎重にならざるを得ない。

そこで本研究では磁気流体計算を用いて線幅の広いスペクトル線の起源を調べた。まず MURaM (Vögler et al. 2005; Riethmüller et al. 2017) によって得られた太陽光球静穏領域の大気構造についてスペクトル線診断を行った。結果として磁気要素中心よりもその周囲において広い線幅を持つスペクトル線が得られ、この領域においては強い速度勾配があることが分かった。一方で微小乱流は 1 km/s 程度と先行研究に比べて小さな値となった。加えて観測装置の空間分解能を考慮して計算を行ったところ、ひので衛星可視光望遠鏡の空間分解能ではこのような構造を分解できず、磁気要素における線幅の広がりとして観測されることが分かった。本講演では磁気要素近傍における速度構造とスペクトル線形状の関係について議論する。

1 Introduction

太陽光球面には対流セルと共に空間的に小さな磁場構造（磁気要素）が遍在している。このような磁気要素と対流運動（速度は $1\sim 2$ km/s 程度）の相互作用は太陽大気中の諸現象の駆動源として重要だとされている。しかしながら磁気要素と相互作用する空間スケールの小さな速度構造を観測することは、現状の観測装置では困難である。分光観測によって得られるスペクトル線の線幅はこのような空間分解能以下の速度構造に感度がある。

Ishikawa et al. (2020) は太陽観測衛星「ひので」に搭載された可視光望遠鏡偏光分光観測装置を用いて太陽光球におけるスペクトル線幅の変化と対流運動の関係を調べた (図 1)。その結果、粒状斑が消滅する過程に伴って突発的かつ局所的なスペクトル線幅の増大が発生することが分かった。このスペクトル線幅増大は単純な速度勾配では説明できず、 1 km/s

程度の微小乱流の存在を示唆していることが示された。粒状斑の消滅に伴う線幅増大に関連した磁場の増大は観測されなかったが、磁気要素においても大きな速度勾配と広いスペクトル線幅が観測された。

Buehler らは偏光分光スペクトルのインバージョンを行い磁気要素における大気構造を調べた (Buehler et al. 2015)。結果として磁気要素中心ではなく、磁気要素を囲むようにして強い下降流が存在すると結論した。またこの領域において 5 km/s 程度の微小乱流の存在が示唆された。一方で速度勾配による線幅増大と微小乱流による線幅増大を正しく分離することは一般に困難であり、結果の解釈には慎重にならざるを得ない。

そこで本研究では数値シミュレーションで得られた大気構造を調べることで、磁気要素周辺のスペクトル線幅の解釈について考えることを目的とした。用いた数値シミュレーションは MURaM コード (Vögler

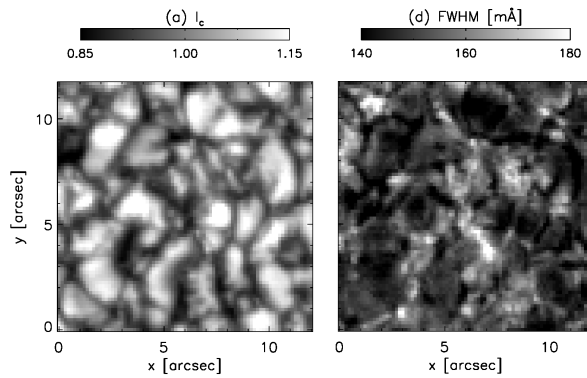


図 1: ひので衛星によって得られた連続光強度とスペクトル線幅の空間分布 (Ishikawa et al. 2020)

et al. 2005) によって計算された太陽光球の磁気流体シミュレーション結果 (Riethmüller et al. 2017) である。

2 Results

まずシミュレーション大気と輻射輸送計算から模擬観測偏光分光スペクトルを調べたところ、磁気要素の中心ではなくその近傍で光球スペクトル線幅の増大が確認された。これは先行研究 (Buehler et al. 2015) の結果と整合する特徴である。一方で空間構造が非常に小さいために、ひので衛星の空間分解能では磁気要素とその周囲を分解できず、磁気要素での線幅増大のように観測されることも明らかになった。

次にこの磁気要素近傍における鉛直速度構造を調べた。結果として、複雑な速度分布が存在していることが分かった。速度勾配はスペクトル線幅を広げる効果を持つため、光球面上空の速度構造について線形回帰で表現できるならかな「速度勾配」と線形回帰からのズレとして定義した「微小乱流成分」に分離し微小乱流成分の分布に着目した。ここから磁気要素の近傍において微小乱流成分が発達していることが分かった (図 2)。

得られた微小乱流速度は 1 km/s 程度であり、先行研究のインバージョンで得られた値よりも小さかった。

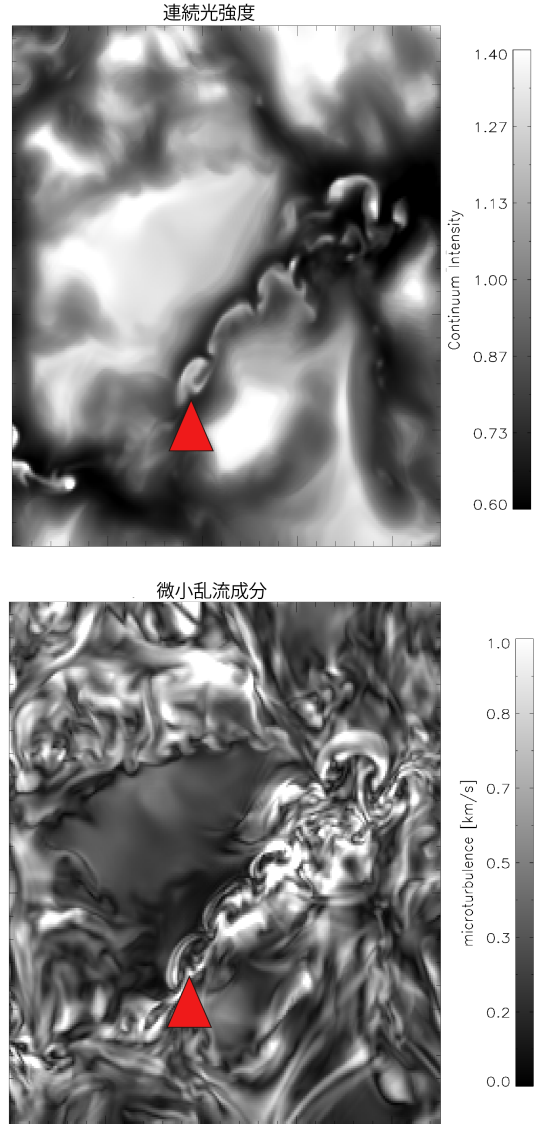


図 2: 数値シミュレーション大気における連続光強度分布と鉛直速度構造から得られた微小乱流成分の分布。赤で示した領域が磁気要素

Reference

- Ishikawa, R.T. et al. 2020, ApJ, 890, 138
- Buehler, D. et al. 2015, A&A, 576, A27
- Vögler, A. et al. 2005, A&A, 429, 335-351
- Riethmüller, T.L. et al. 2017, ApJ, 229, 16