

2019年第49回  
天文・天体物理若手夏の学校

集録

太恒

## 謝辞

2019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、理論天文学宇宙物理学懇談会、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、野辺山宇宙電波からのご支援、また、企業・個人(プログラム集参照)からご寄付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

a1	田中 宏樹	太陽の CaK 線観測による紫外線放射の推定
a2	富野 芳樹	部分電離プラズマ中での衝撃波の形成と発展
a4	高橋 陽也	X 線天文衛星「すざく」を用いた地球大気散乱太陽 X 線鉄輝線のテール構造の起源の探求
a5	岡本 壮師	Kepler 望遠鏡を使った太陽類似星のスーパーフレアの検出
a6	栗山 直人	IIn/Ibn 型超新星の親星における爆発的な質量放出の研究
b1	石川 遼太郎	スペクトル線幅から探る太陽光球プラズマダイナミクス
b2	木村 なみ	京都大学飛騨天文台望遠鏡を用いたフィラメント噴出・消失の 3 次元速度場の導出
b3	谷 竜太	太陽極域磁場観測の概観
b4	岩崎 巧実	狭帯域フィルターを用いた金属欠乏星の搜索
c1	古谷 侑士	光球で起こるアネモネジェットの数値的研究
c2	關 嵩覚	恒星フレアによる元素合成の可能性の数値的研究
c3	鷲ノ上 遥香	ゼロ・低金属量星におけるコロナループ加熱
c4	河合 敏輝	機械学習と数値計算を用いた微小フレアの検出およびエネルギー推定
c5	山崎 大輝	2017 年 9 月 6 日に大規模フレアを起こした活動領域のコロナ磁場外挿による不安定解析
c6	木原 孝輔	宇宙天気予報研究のための太陽黒点分類機の開発



a1

太陽の CaK 線観測による紫外線放射の  
推定

京都大学大学院 理学研究科

田中宏樹

## 太陽の CaK 線観測による紫外線放射の推定

田中宏樹 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

太陽活動は、11 年で極大期と極小期をむかえる周期変動をしている。この太陽活動が地球の気候に与える影響について研究がなされてきている (宇宙気候学)。影響として、まず考えられるのは、太陽の全エネルギー放射であるが、これは 11 年周期で 0.1%程度しか変化していない [Lean (1998)]。一方で、太陽紫外線の 1000-2000 Å 領域は、11 年周期で 2-100%と変化が大きく [Bertello (2010)]、地球大気の上空で吸収されることで、地球の気温変化に影響を与えていると考えられている。しかし、紫外線は地上に届かないため、人工衛星による観測が必須であるが、初めて人工衛星が打ち上げられたのは 1967 年であり、それ以前の観測はない。そのため、100 年規模の紫外線放射強度の時間変化や、紫外線が地球の気候に与える影響は明らかにされていない [Bertello (2010)]。

そこで、紫外線と CaK 線は、どちらも太陽の彩層が起原であり、相関が強いと考えられている [Lean (1987)] ことを利用する。CaK 線は、地上観測が可能のため、各地の天文台で観測結果が残されている。[観測波長幅と観測開始年が、それぞれ京都大学 (0.74 Å, 1928 年)、国立天文台 (0.5 Å, 1917 年)、Kodaikanal(0.5 Å, 1907 年)、Mt.Wilson(0.2 Å, 1915 年)] これと、現在の CaK 線と紫外線による観測を組み合わせることで、紫外線放射の 100 年規模の変動が地球の気温の変化に与える影響を調べる研究への応用も期待される。

本研究では、飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) による、2010 年 8 月 22 日、2012 年 8 月 1 日、2018 年 5 月 5 日の可視光線 CaK 線の強度と、人工衛星 SDO の紫外線観測装置 AIA による同日の紫外線 1700 Å の強度との相関を求めた。DST の波長分解能を生かして、CaK 線の積分する波長幅を変え、どの波長幅が紫外線放射強度と相関がよいのかを調べた。

その結果、相関が良い波長幅は 0.74 Å であると分かった。今回の結果からは、京都大学の観測データの重要性が示唆される。

## 1 Introduction

地球の平均気温は、ここ 100 年間で 0.8 °C 上昇したことが分かっている。地球気温の変化の原因は様々なものがあるが、その中で太陽の活動による地球気温の変化については明らかにされていない。太陽の活動による地球の気温の変化の原因としての候補は、現在以下の 3 つが挙げられている。

- (1) 太陽全エネルギー放射の変動
- (2) 太陽磁場の変動による宇宙線量の変動によって、地球の雲の量が変化する
- (3) 太陽の紫外線放射量の変動

(1) について、太陽全エネルギー放射は、太陽の 11 年周期で 0.1%程度しか変化していないので、地球の気温変化に与える影響としては小さいとされている。また、(2) については、宇宙線による雲の形成のメカ

ニズムが明らかにされておらず、今後の研究次第であると考えられている。(3) 紫外線は、11 年周期で 2-100%と変化が大きく、地球大気の上空で吸収されることで、地球の気温変化に影響を与えていると考えられている。しかし、紫外線は地上に届かないため、人工衛星による観測が必須であるが、初めて人工衛星が打ち上げられたのは 1967 年であり、それ以前の観測はない。そのため、100 年規模の紫外線放射強度の時間変化や、紫外線が地球の気候に与える影響は明らかにされていない。そこで、紫外線と CaK 線は、どちらも太陽の彩層が起原であり、相関が強いと考えられている [Lean (1987)] ことを利用する。CaK 線は、地上観測が可能のため、各地の天文台で観測結果が残されている。これを利用し、過去 100 年間の太陽紫外線放射を再現する関係を作る。

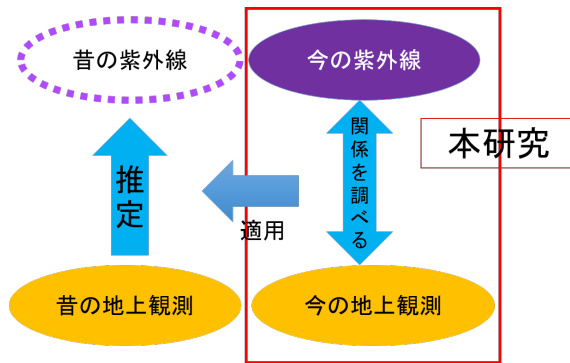


図 1: 昔の紫外線放射の推定

過去の CaK 線地上観測は、世界中の天文台で残されているが、観測開始の年と、観測波長幅に違いがある。それを以下の (図 2) に示す。波長幅とは、CaK 線の吸収線付近で、スペクトルの積分する波長領域のことである。

観測所	Kodaikanal	Mt. Wilson	Mitaka	Arcetri	Sac. Peak	Kyoto
期間	1907-1999	1915-1985	1917-1974	1931-1974	1965-2002	1928-1969
波長幅	0.5Å	0.2Å	0.5Å	0.3Å	0.5Å	0.74Å

図 2: 世界の天文台の CaK 線観測年と観測波長幅

## 2 Methods

### 2.1 Observations

飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) で、CaK 線の吸収線付近を分光観測した。観測日時は、2010 年 8 月 22 日 (黒点なし活動領域)、2012 年 8 月 1 日 (黒点あり活動領域)、2018 年 5 月 5 日 (ほぼ静穏領域) であり、できるだけ活動状態が異なる太陽の面を観測した。また、SDO (人工衛星) でとられた、同じ日、ほぼ同じ時刻 (5 分以内)、同じ領域の紫外線 1700 Å のデータを切り出した。

### 2.2 Analytical Methods

CaK 線の過去のデータは、(図 2) で示したように、観測波長幅が異なる。そのため、波長幅を変えて CaK

線の明るさの画像を作成した。その次に、CaK 線と紫外線 1700 Å 強度の散布図を書き、相関係数を求めた。相関係数は、紫外線 1700 Å のピクセル  $(i, j)$  の強度を  $x_{(i, j)}$  CaK 線のピクセル  $(i, j)$  の強度を  $y_{(i, j)}$  として、以下の式で求められる。(n はピクセル数、 $\bar{x}$ 、 $\bar{y}$  はそれぞれデータ  $x_{(i, j)}$ 、 $y_{(i, j)}$  の平均)

$$r = \frac{s_{xy}}{s_x s_y} \quad (1)$$

$$s_{xy} = \frac{1}{n} \sum_{(i, j) \in \text{全ピクセル}} (x_{(i, j)} - \bar{x})(y_{(i, j)} - \bar{y})$$

$$s_x = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{(i, j) \in \text{全ピクセル}} (x_{(i, j)} - \bar{x})^2}$$

$$s_y = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{(i, j) \in \text{全ピクセル}} (y_{(i, j)} - \bar{y})^2}$$

散布図の上に最小二乗法による一次関数フィッティングで代表的な直線を引き、CaK 線から紫外線 1700 Å を近似的に再現できるようにした。

## 3 Results

(図 3)-(図 8) に、それぞれの観測結果を示した。CaK 線代表的な波長幅の画像と紫外線 1700 Å の画像をそれぞれ 1 組ずつ示している。さらに、(図 12) は、波長幅を変えたときの、CaK 線と紫外線 1700 Å の相関関係の変化である。

## 4 Discussion

(図 3)-(図 8) のように、3 つの観測日全てにおいて、CaK 線と紫外線の明るい領域 (プラージュ) はほぼ同じ場所にあることが分かる。また、散布図 (図 9)-(図 11) から、CaK 線と紫外線の明るさに正の相関関係があり、やや広がりがあるものの、一次関数フィッティングができると考えられる。(図 12) から、相関係数は、おおよそ波長幅を広げると大きくなっていることや、異なる年を比較したとき、活動が激しくなるほど相関係数が大きくなることが分かる。過去の天文台の波長幅 (図 2) と比較すると、波長幅が一番

大きい Kyoto のデータが、紫外線 1700 Å と相関係数が大きく、過去の紫外線放射を推定する上で最もよい指標になると考えられる。

## 5 Conclusion

今回の研究から、100 年近く行われている CaK 線の地上観測から、紫外線を近似的に再現する一つの方法を得ることができた。今回の観測からは、活動が激しい領域ほど、また CaK 線の波長幅が大きいほど、紫外線 1700 Å との相関係数が大きくなる可以说える。過去のデータの中では、Kyoto が波長幅 0.74 Å と最も大きく、Kyoto のデータの重要性が示唆される。今後の展望としては、今回調べたのは 1700 Å であったが、他の紫外線の波長 1600 Å などについても調べる、画像の中で静穏領域と活動領域に分けて調べるなどがある。そして、最終的には、紫外線放射を最もよく再現する指標を探す必要がある。

## Reference

- J. Lean & J. Rind, 1998, J. Climate 11, 3069  
Bertello L., Ulrich R.K. & Boyden J.E., 2010, Solar Phys., 264, 31  
Lean, J.L., 1987, J. Geophys. Res., 92, 839.

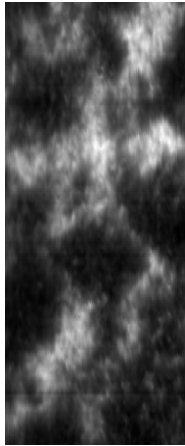


図 3: CaK 線 2010/08/22

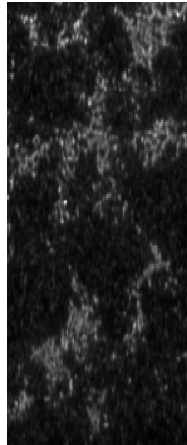


図 4: 紫外線 1700 Å  
2010/08/22

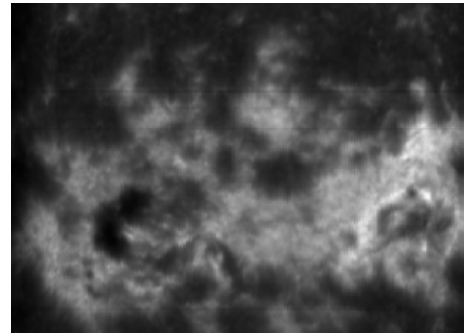


図 5: CaK 線 2012/08/01

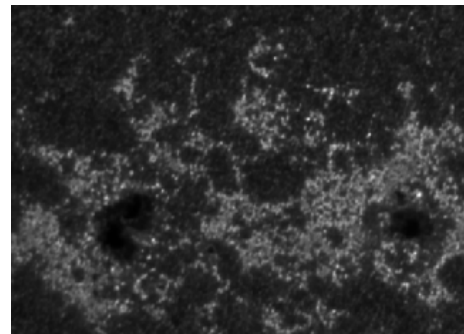


図 6: 紫外線 1700 Å 2012/08/01

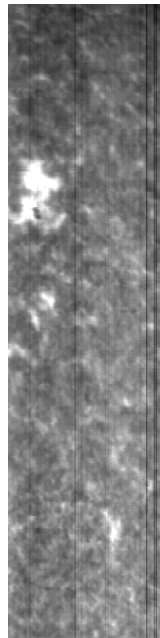


図 7: CaK 線 2018/05/05

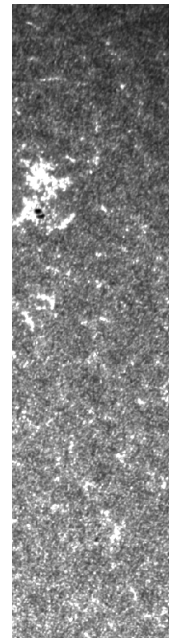


図 8: 紫外線 1700 Å  
2018/05/05

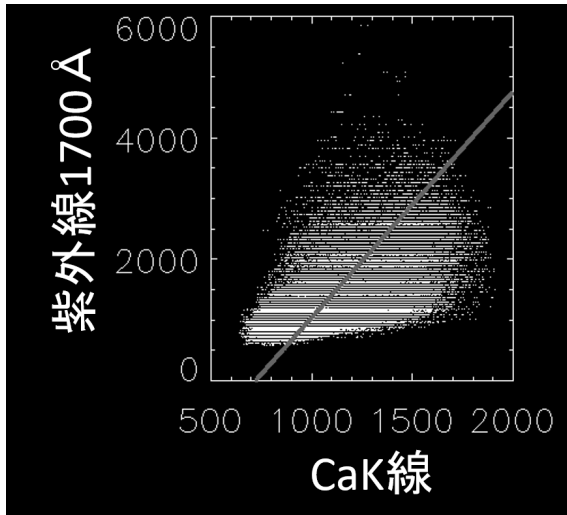


図 9: CaK 線と紫外線 1700 Å の散布図 2010/08/22

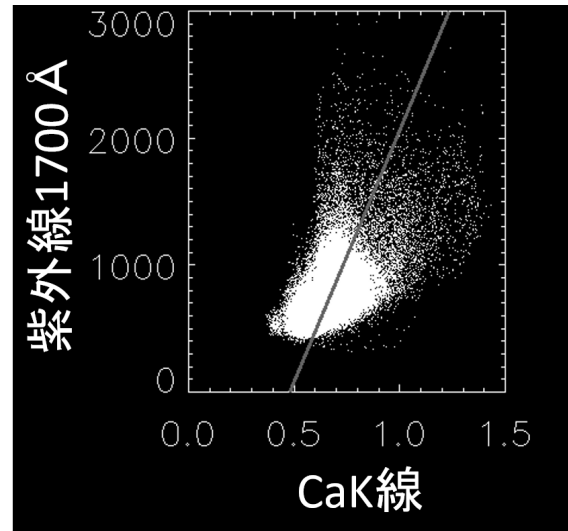


図 11: CaK 線と紫外線 1700 Å の散布図 2018/05/05

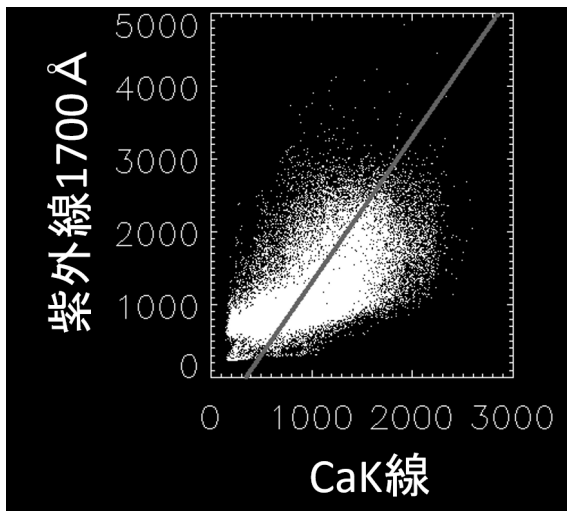


図 10: CaK 線と紫外線 1700 Å の散布図 2012/08/01

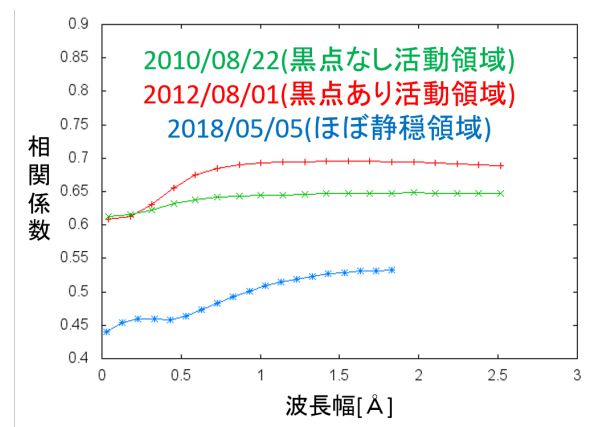


図 12: 波長幅を変えたときの、CaK 線と紫外線 1700 Å の相関係数の変化

a2

部分電離プラズマ中での衝撃波の形成  
と発展

京都大学大学院 理学研究科

富野 芳樹

## 部分電離プラズマ中での衝撃波の形成と発展

富野 芳樹 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

太陽の彩層は約一万度の部分電離プラズマで、そこではジェット現象、爆発現象が盛んに起こっている。これらの現象の起源の一つとして磁場のつなぎ変え (磁気リコネクション) によって磁気エネルギーを解放するモデルが考えられている (Takasao et al. (2013) ほか)。Takasao et al. (2013) のような研究ではイオン、電子、中性粒子の混在する彩層を簡単のため 1 流体の電磁流体と近似して数値計算している。しかし、中性流体とプラズマ (電離成分) が混在している実際の彩層の大気を 1 流体として扱うことの妥当性は明らかではない。そこで彩層の大気を中性流体とプラズマの 2 流体の方程式で今後計算するための足がかりとして Hillier et al. (2016) に着目した。Hillier et al. (2016) では中性流体とプラズマ (電離成分) が混在した流体中で磁気リコネクション後に生じる衝撃波がどのように形成・発展するかを調べている。初期条件としては一様な熱力学量を採用し、磁場を折り曲げることによって衝撃波を発生させ、2 流体の方程式を解くことで衝撃波の時間発展を計算した。Hillier et al. (2016) の結果は 2 流体を 1 流体に近似した場合の計算結果と異なっており、部分電離している場合には中性流体の存在を無視できないことが示唆されている。最後に、Hillier et al. (2016) の初期条件を彩層でのパラメータに変更した上で重力を考慮した場合に 2 流体がどのように時間発展するのか、1 流体の電磁流体シミュレーションの結果とどう変わってくるのかを調査している現在の自身の研究について述べる。

## 1 Introduction

太陽大気は下から光球、彩層、コロナという三層から構成されている。それぞれでの典型的な温度は光球・彩層が一万度、コロナは百万度である。このように、光球・彩層は水素の電離エネルギー (13.6 eV) に対応する温度である約十万度より低温であるため、完全電離プラズマではなく部分電離プラズマによって構成されている。また、観測事実として太陽彩層ではジェット現象や爆発現象が盛んに発生していることがわかっており、これらの現象の起源は磁場の繋ぎ変え (磁気リコネクション) であると考えられている (図 1)。つまり、彩層では磁場と部分電離プラズマが相互作用しながら多様な突発現象を起こしているということである。

これらの現象を理解するために、磁気リコネクションにより生じる衝撃波の構造やジェット、磁場の形を調べる数値シミュレーションが盛んに行われてきた。過去の多くの研究 (例えば Takasao et al. (2013)) ではイオンと電子と中性粒子の混在する彩層を簡単のために一流体の電磁流体と近似して計算を行なっ

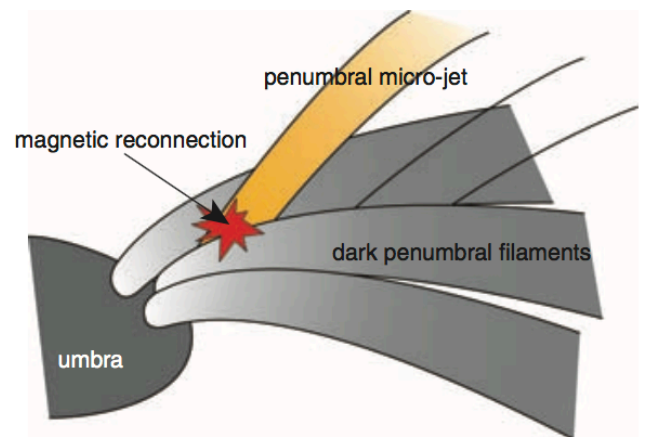


図 1: 彩層で起きる半暗部マイクロジェットのリコネクションのモデル。Kaysukawa et al. (2007) より。

ている。しかし、磁場に対するプラズマ (電離成分) と中性流体の振る舞いは明らかに異なっているため、実際の彩層では各流体成分の運動の違いにより生じる現象が起きている可能性がある。そこで彩層大気で

中性流体とプラズマの二流体の方程式を計算するための足がかりとして本稿では Hillier et al. (2016) を取り上げる。Hillier et al. (2016) は中性流体とプラズマが混在した流体中で磁気リコネクション後に生じる衝撃波がどのように形成・発展するのかを一流体近似で計算した場合と二流体で計算した場合で比較を行なっている。その数値計算の詳細な設定を 2 節で、結果と考察を 3 節で述べる。4 節では Hillier et al. (2016) の結論を示した後、彩層に適した初期条件かつ重力を考慮した場合に 2 流体がどのように時間発展するのかを調査している現在の自身の研究について述べる。

## 2 Methods

今回の計算で用いた中性流体の方程式は以下のようなものである。( $\gamma = 5/3$ )

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

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_n \mathbf{v}_n) + \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{v}_n \mathbf{v}_n + P_n \mathbf{I}) = -f_{np} \quad (2)$$

$$\frac{\partial e_n}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{v}_n (e_n + P_n)] = -g_{np} \quad (3)$$

$$e_n = \frac{P_n}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho_n \mathbf{v}_n^2 \quad (4)$$

$$P_n = \rho_n R_g T_n \quad (5)$$

プラズマの方程式は以下のようなものである。

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{v}_p) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p \mathbf{v}_p) + \nabla \cdot \left( \rho_p \mathbf{v}_p \mathbf{v}_p + P_p \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{4\pi} + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \mathbf{I} \right) = f_{np} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( e_p + \frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[ \mathbf{v}_p (e_p + P_p) + \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right] = g_{np} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v}_p \times \mathbf{B}) = \mathbf{0} \quad (9)$$

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p}{c} \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (11)$$

$$e_p = \frac{P_p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho_p \mathbf{v}_p^2 \quad (12)$$

$$P_p = 2\rho_p R_g T_p \quad (13)$$

$f_{np}, g_{np}$  は以下のような式である。

$$f_{np} = \alpha_c (T_n, T_p) \rho_n \rho_p (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_p) \quad (14)$$

$$g_{np} = \alpha_c (T_n, T_p) \rho_n \rho_p \left[ \frac{1}{2} (\mathbf{v}_n^2 - \mathbf{v}_p^2) + 3R_g (T_n - T_p) \right] \quad (15)$$

$$\alpha_c (T_n, T_p) = \alpha_c (T_0) \sqrt{\frac{T_n + T_p}{2T_0}} \quad (16)$$

$f_{np}$  は二流体間の摩擦を表しており、 $g_{np}$  は二流体間の摩擦による加熱及び熱輸送を表したものである。一流体近似の場合は式 (5) から式 (12) を用いるが、式 (7) と式 (8) の右辺は 0 とする。

次に初期条件と規格化について述べる。初期に密度 ( $\rho_p = 0.1, \rho_n = 0.9$ ) と圧力と温度は一様であるとし、流体は静止しているとする。また磁場 (以後  $\mathbf{B}/\sqrt{4\pi}$  を  $\mathbf{B}$  と表す) については

$$B_x = 0.3B_0 \quad (17)$$

$$B_y = \begin{cases} -B_0 & x > 0 \\ B_0 & x < 0 \end{cases} \quad (18)$$

とする。また、規格化は衝突の時間スケール  $\tau_c$  とアルフベン速度  $V_A$  が 1 になるように  $\alpha_c(T_0)(\rho_n + \rho_p) = \tau_c^{-1} = 1, V_A = B_0/\sqrt{(\rho_n + \rho_p)} = 1$  とする。

最後に実際の計算領域と境界条件について述べる。Hillier et al. (2016) では 1.5 次元計算でシミュレーションを行っている。つまり、解くべき変数は  $\rho, P, v_x, v_y, B_x, B_y$  であり、それらの変数は  $x, t$  にのみ依存している。また、初期条件で  $y$  軸対称であるので、 $x = 0$  で反射境界条件を用いて  $x > 0$  のみを計算する。もう片方の境界は自由境界条件を用いる。



### 3 Results&Discussion

#### 3.1 一流体近似

まず一流体近似の結果を図 2、図 3 に示す。Hillier et al. (2016) で解いた一流体近似の結果は Sedov-Taylor 点源爆発の解 (Sedov et al. 1959) のように自己相似的なものであるため横軸を  $x/t$  というように時間  $t$  で規格化している。

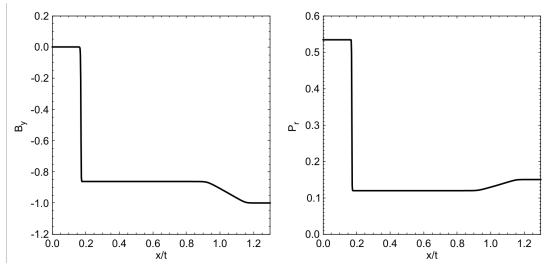


図 2: 左: $B_y$ , 右:圧力 ( $x/t = 1.3$  での値は各物理量の初期値に一致。)

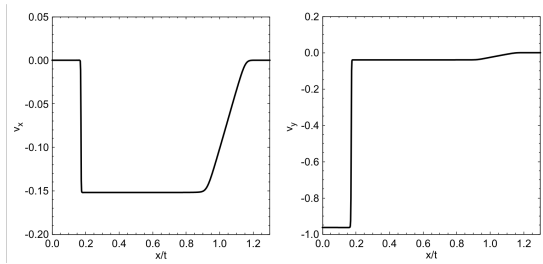


図 3: 左: $v_x$ , 右: $v_y$  ( $x/t = 1.3$  での値は各物理量の初期値に一致。)

$x/t \simeq 0.18, x/t \simeq 1.1$  でそれぞれ MHD の遅い衝撃波と速い膨張波を確認することができる。膨張波が通過した領域では圧力 (磁気圧とガス圧の両方) が減少し、内側に流体が加速されている ( $v_x < 0$ )、つまり圧力の低下に伴って流体が内側に吸い込まれていることがわかる。また衝撃波が通過した領域では  $y$  軸の負方向へ流体が激しく加速されている ( $|v_y| \simeq V_A = 1$ ) ことや内部エネルギー ( $P_r/(\gamma - 1)$ ) が大きく増加していることがわかる。衝撃波の位置と  $B_y$  の変化から、これらの流体の運動・内部エネルギーの増加は磁気エネルギー ( $B^2/2$ ) が解放されることで起きていることがわかる。

#### 3.2 二流体

次に二流体の方程式を解いた結果 (ここでは  $v_x$  のみ) を図 4 に示す。二流体の結果も一流体近似の結果と比較するために横軸を  $x/t$  としている。

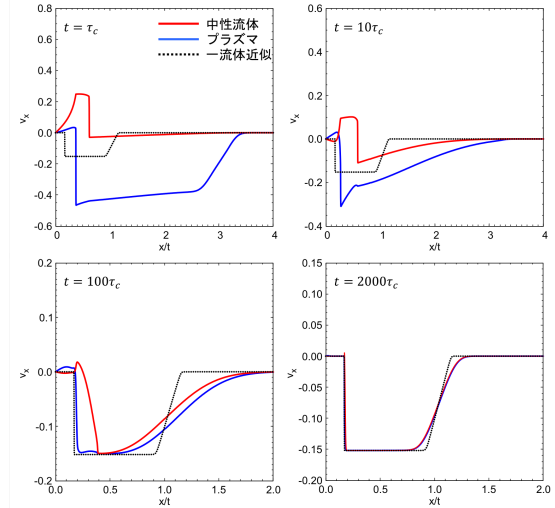


図 4: 赤線が中性流体、青線がプラズマ、点線が一流体近似を表しており、左上、右上、左下、右下の順に  $t = \tau_c, 10\tau_c, 100\tau_c, 2000\tau_c$  の結果。

$t = \tau_c$  でプラズマは磁場によって駆動されるので一流体近似の結果と似た振る舞いをしていいるが、中性流体は  $v_x > 0$  となっていて中心から外側に向かって加速されている。この原因は図 5 と  $f_{np}, g_{np}$  の意味を考えれば理解できる。

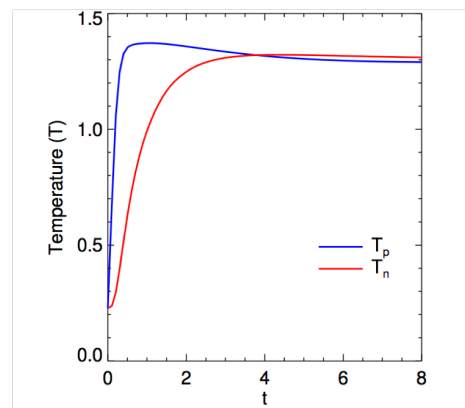


図 5:  $x = 0$  での初期の温度変化で赤線が中性流体、青線がプラズマ。(Hillier et al. (2016) より)

図 5 を見ると初期において原点付近でプラズマも中性流体も非常に素早く加熱されていることがわかる。これは磁場によって駆動されたプラズマが中性流体と衝突することによって、原点付近の中性流体を摩擦で加熱した結果である。このことにより中性流体の原点付近の圧力が急激に増加し、爆風が生じる。結果として中性流体には  $v_x > 0$  の爆風による衝撃波が形成されることになる。

$t = 10\tau_c$  になると爆風の衝撃波面より先で中性流体の速度  $v_x$  が負になっている。これはプラズマとの衝突を介して中性流体がプラズマに引きずられている効果を示すものである。 $t = 100\tau_c$  になると中性流体に生じた爆風の衝撃波面は消えてしまって、プラズマと中性流体の解の形が非常に似てきている。また一流体近似の結果で非常に特徴的であった遅い衝撃波と速い膨張波を形成し始めていることもわかる。 $t = 2000\tau_c$  になると中性流体とプラズマの解はほとんど一致していることがわかる。また、それらの解の形と一流体近似の解の形も非常に似ており、遅い衝撃波と速い膨張波を確認することができる。一流体近似とはプラズマと中性流体が十分に衝突を繰り返すことによって中性流体とプラズマが一体となって運動している状況を解いたものである。このように考えると、十分に時間がたてば二流体の方程式を用いて計算した結果と一流体近似の結果が近づいていくことは自然に理解できる。

## 4 Conclusion&Future Work

Hillier et al. (2016) では 3 節で見たように二流体の方程式を計算すると系の様子が四つの段階を経て一流体近似の結果に近づいていくことが述べられている。最初は中性流体に爆風が生じることで二流体の運動は全く異なったものになるが、最終的には衝突によって中性流体もローレンツ力を間接的に感じて二流体は一体となって運動する。これらの結果から各流体成分はそれぞれ異なった運動をして一流体近似では予想できなかった現象を起こすことがわかる。この結論をふまえて私は重力を考慮して、重力成層した環境で二流体がどのように運動をするのかを調べる予定である。彩層での  $100\tau_c$  (数秒程度) は流

体の時間スケール (10 ~ 1000 秒程度) に比べて非常に短い。しかし、重力を考慮した場合は衝撃波が上空に進むにつれて成長する (Suematsu et al. 1982) といった現象が起きる。そのため重力が存在する環境での一流体近似の妥当性 (特に半暗部マイクロジェットのような  $\sim 60$  s,  $\sim 2 \times 10^3$  km 程度の現象を一流体近似のモデルで扱うことの妥当性) を二流体の計算をせずに保証することはやはり難しいと考えられる。そのような考えのもと現在は Hillier et al. (2016) の再現を行って、重力を考慮した二流体の方程式の計算を試みている。

## Acknowledgement

多くの指導を頂いた指導教官の柴田一成教授と夏の学校準備の補助員の古谷侑士さんに感謝の意を申し上げます。そして、夏の学校準備ゼミで有意義なコメントをして頂いた太陽グループの先輩方に感謝の意を表します。

## Reference

- Takasao, S., Isobe, H., & Shibata, K. 2013, PASJ, 65, 62
- Hillier, A., Takasao, S., & Nakamura, N. 2016, A&A, 591, A112
- Sedov, L. I. 1959, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics, New York: Academic Press, 1959,
- Suematsu, Y., Shibata, K., Neshikawa, T., & Kitai, R. 1982, SoPh, 75, 99
- Katsukawa, Y., Berger, T. E., & Ichimoto, K., et al. 2007, Science, 318, 1594

a4

X線天文衛星「すざく」を用いた地球  
大気散乱太陽 X線鉄輝線のテール構造  
の起源の探求

埼玉大学大学院 理工学研究科  
高橋 陽也

# X 線天文衛星「すざく」を用いた地球大気散乱太陽 X 線鉄輝線のテール構造の起源の探求

高橋 陽也 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

「すざく」は 2005 年 7 月に打ち上げられ、2015 年までの約 10 年間運用された日本の X 線天文衛星である。この衛星の特徴の一つに、地上 550km の低軌道を周回していることが挙げられる。これにより宇宙からの荷電粒子を地磁気によってガードでき、バックグラウンドを小さく抑えられるという利点を持つ。しかしこの低軌道ゆえ、衛星の視野に地球が映り込み目標天体が見えなくなる「地没」という状態が、観測時間の 3 割程度を占めることになる。地没中の観測データは、目標天体の観測に使えないためこれまであまり活用されてこなかったが、その中には地球から衛星に向かってくる X 線が含まれている。例えば衛星の視野に太陽で照らされた昼地球が映り込んでいる間は、目標天体の代わりに地球超高層大気によって散乱された太陽 X 線を観測していることになるため、地没データから散乱に関与した地球大気と太陽 X 線の情報を得ることができる。本研究では太陽 X 線を直接観測した場合と地球大気散乱を介して観測した場合の観測結果の違いに注目した。「すざく」で観測された、2005 年 9 月の巨大太陽フレア時に地球大気で散乱された太陽 X 線のエネルギースペクトルを解析し、その結果 He-like Fe K 輝線ピークから低エネルギー側へ伸びるテール構造を発見した。太陽フレア時の鉄輝線は高温電離平衡プラズマからの放射とされ、APEC モデル (Astrophysical Plasma Emission Code Model) で説明されるが、見つかった構造はその APEC モデルには含まれていなかった。このテール構造の起源を調べるために、地球大気での太陽 X 線散乱シミュレーションの結果と実際の観測スペクトルを比較した。その結果、太陽 X 線が地球大気によってコンプトン散乱された際に生じる構造で説明できることがわかった。

## 1 Introduction

太陽フレアは太陽系における最大の爆発現象であり、多数の波長域での電磁波の増加によって観測される。太陽の活動が活発な時期に太陽黒点の付近で発生することが多く、小規模なものは一日三回ほど起こる。太陽フレアはコロナ中で磁気エネルギーが解放されることで起こるが、そこで発生した熱は最初磁気ループに閉じ込められ、ループ内部でエネルギーの再配分が行われた後に冷却していく。磁気ループの大部分は高温低密なコロナ中に存在するが、その足元は太陽表面の低温高密大気である彩層とつながっている。フレアにより発生したエネルギーがコロナから彩層に伝わると、そこで温度と圧力が急増し圧力勾配ができるため、高密プラズマがループを通じてコロナへ上昇していく。結果フレアループは高密プラズマで満たされ、熱制動放射で軟 X 線を

放射しながら冷却されていく。こうして放たれた X 線は周囲の鉄などの重元素イオンを電離させ、特性 X 線が放射される。

一般に、原子番号の大きい原子ほどイオン化する際の必要なエネルギーは大きく、また同じ元素でもより高階電離しているイオンの方が必要なエネルギーは大きくなる。このためプラズマの温度が低いときは主に軽い元素の輝線が観測されるが、温度が上昇すると重い元素の輝線が主となり、軽い元素はほとんど完全電離されてしまい輝線は弱くなる。数千万度もの温度になる太陽フレア時のコロナ高温プラズマからの放射では、鉄の K 輝線が目立つようになる。中性の鉄原子は 26 個の電子を持つが、そのうち 25 個の電子が電離し 1 個だけ電子が残っている状態の鉄イオンを H-like の鉄イオンと呼ぶ。同様に、2 個の電子を残すのみの状態の鉄イオンを He-like の鉄イオンと呼ぶ。また、これらのイオンから放たれる K

輝線のことを H-like Fe K 輝線、He-like Fe K 輝線と呼ぶ。それぞれの輝線のエネルギーはプラズマの静止系で 6.65keV, 6.97keV である。

光学的に薄い熱プラズマからの放射モデルは、米国の APEC モデル、欧州の SPEX モデルなど複数あるが、本研究では APEC モデルを使用する。スペクトル解析ソフトウェアである XSPEC を用い、太陽フレア時のコロナからの重元素輝線の様子を描いたものが図 1 である。この際、電子温度を 4keV、Abundance と norm を 1、Redshift を 0 とした。得られた図を見

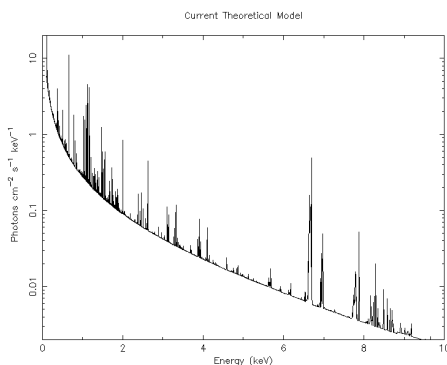


図 1: 高温希薄な電離平衡プラズマからの X 線放射モデル

ると、連続成分として熱制動放射、輝線として複数の特性 X 線が現れているのが分かる。本研究では、このうち He-like Fe K 輝線が見える 6.7keV 付近に注目して解析を行う。

## 2 観測機器

「すざく (Astro-E2)」は、1993 年稼働の「あすか (Astro-D)」に続く、日本の X 線天文衛星である。2005 年 7 月に打ち上げられ、2015 年までの約 10 年間運用された。優れた分光能力と軟 X 線から  $\gamma$  線までの広いエネルギー帯域 (0.3-600keV) での観測が可能な衛星である。地上から約 550km の低高度を周回していたため、衛星の視野に地球が映り込み目標天体が見えなくなる「地没」という状態が観測時間の 3 割程度を占めていた。「すざく」には XIS (X-ray Imaging Spectrometer) とよばれる、0.2-12keV のエネルギー帯域をカバーする X 線 CCD カメラが四台

搭載されていた。このうち XIS0、XIS2、XIS3 の 3 台は「表面照射型 CCD (Frontside Illuminated:FI)」、残りの XIS1 は「裏面照射型 CCD (Backside Illuminated:BI)」と呼ばれる。表面照射型は電極側、裏面照射型ではその反対側から X 線が入射するという違いがある。今回は XIS3 のデータを用いる。

## 3 スペクトル解析

今回用いたデータは、2005 年 9 月 7 日に超新星残骸 SN1006 を観測中に取得したものである。詳細は表 1 にまとめた。観測データは、衛星から出力される全データを含む uncleaned event と、地球指向時や天体からの X 線でない宇宙線由来のイベントなどの不要な情報を取り除いた cleaned event の 2 種類がある。本来の「すざく」の観測目標は天体であり、地没の時間帯などのデータは cleaned event から取り除かれている。そのため今回の解析では uncleaned event を使用する。配布されている event ファイルのうち任意の時刻のデータを得る際には、XSELECT というソフトウェアを使用した。以下の条件に従って uncleaned event のデータスクリーニングを行った。

まず、南大西洋異常帯 (SAA) 通過時間帯の除去を行った。ここで SAA とは地球の磁場に捕らえられた陽子や電子からなる放射線帯であるヴァン・アレン帯の異常構造のことである。ヴァン・アレン帯の地上からの高度は場所によって異なるが、その中でも地球の磁場が弱まるブラジル上空で地上に最も接近する。その下端の高度はおよそ 400km まで下がっており、同高度の周囲の地域と比較して放射線量が異常に多く検出される。高度約 550km を飛行する「すざく」はこの SAA の影響を受けるため、今回は SAA 通過時間帯に加え、通過から 436 秒までのデータも取り除いた。

次に、人工衛星の仰角である ELV の指定を行った。ここで仰角 ELV は衛星の向いている方向と地球接線とのなす角のことを指す。ELV=0 が地球の縁を示し、値が負の時は衛星が地球に指向していることを意味する。このほか、DYE\_ELV と NTE\_ELV という指定方法もあるが、こちらはそれぞれ地球の昼または夜部分の縁と衛星の向いている方向とのなす角

表 1: SN1006 の観測ログ

観測 ID	観測装置	観測開始時刻 (UT)	観測時間
100019010	XIS3	2005-09-07 17:52:34	501s

のことを指す。今回は太陽に照らされた昼地球が視野に入る時間帯のデータを得るために、 $ELV < -10$  と  $NTE\_ELV < 10$  という二つの指定を行った。また、統計をよくするために 1bin あたり最低 20 カウントが含まれるようにという指定で bin まとめを行った。

こうしてデータ処理された観測結果のスペクトルに対し、1 で示した高温希薄な電離平衡プラズマからの X 線放射モデルである APEC モデルでフィッティングを行う。APEC モデルのパラメータは電子温度を 4keV、Abundance を 1、Redshift を 0 で固定し、norm のみ free とした。また、連続成分として powerlaw を入れた。また鉄輝線周囲に注目しているため、5.5keV から 7.5keV までのデータ点のみを fit に用いた。その結果が図 2 である。Reduced chi-

#### 4 コンプトンショルダー構造によるテール成分の改善

地球大気による X 線の散乱は、主にトムソン散乱とコンプトン散乱の二種類に分けられる。トムソン散乱の場合は散乱前後で X 線のエネルギーは変化しないが、コンプトン散乱の場合は散乱角が大きくなるにつれ X 線のエネルギーが失われる。原点に静止した電子 (質量  $m_e$ ) にエネルギー  $E_0$  の X 線が入射し、入射方向とのなす角  $\theta$  の方向に散乱された X 線のエネルギーを  $E$  とする。X 線光子を粒子とみなした電子との衝突を考えて、運動量とエネルギー保存則から散乱後のエネルギー  $E$  は以下のような式で表せる。

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

この関係式は、コンプトンの公式と呼ばれる。この式から、前方 ( $\theta = 0^\circ$ ) に散乱された X 線の場合はエネルギーが変わらないが、それ以外の角度で散乱された X 線は散乱角に応じたエネルギーを失うことが分かる。

天体観測においても、輝線が出た後にまわりの物質によってコンプトン散乱されることで元の輝線からエネルギーが弱まった光子が出るのが分かっている。コンプトン散乱は散乱角に対してエネルギーの減少幅が異なるため、散乱前のエネルギーから 180 度散乱時のエネルギーまで連続的なスペクトル構造が形成される。こうしてコンプトン散乱によって生じる構造はコンプトンショルダー構造と呼ばれ、入射輝線の低エネルギー側で観測される。図 3 は実際の天体におけるコンプトンショルダー構造の観測例である (Watanabe et al. 2003)。天体は X 線連星 GX301-2 で、Chandra 衛星によって観測されたものである。観測対象である X 線連星から放たれた Fe K 輝線は、その天体の周囲にあるガスでコンプトン散乱される。その結果元の Fe K 輝線である 6.4keV から最もエネ

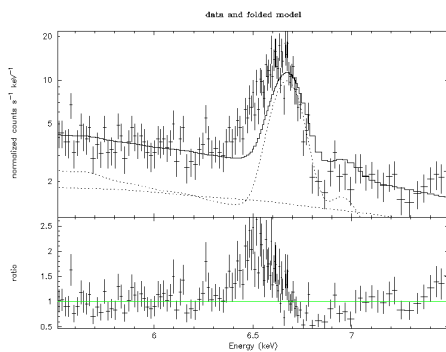


図 2: 大気散乱太陽 X 線鉄輝線スペクトルのフィッティング

squared の値は 2.3 であった。各観測データの値をモデルの値で割ったものである ratio が図 2 の下側に記載されており、6.5keV 付近でモデルより観測データの値が上回っていることが分かる。

メインピークから低エネルギー側にテール状に伸びるこの残差構造に対し、本研究では地球大気で散乱されたことによる太陽 X 線のエネルギー減少として説明できないか、と考えた。

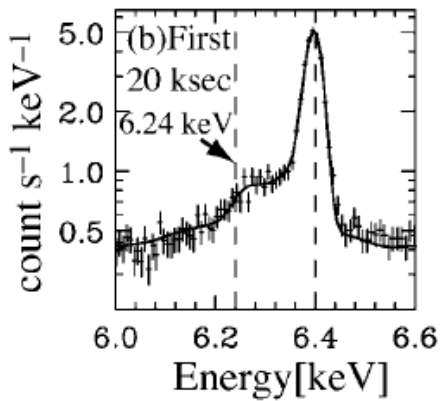


図 3: X 線連星 GX301-2 におけるコンプトンショルダー観測例 (Watanabe et al. 2003)

ルギーが減少する  $\theta = 180^\circ$  でのコンプトン散乱に対応する 6.24keV にかけて、連続的な構造が現れており、これがコンプトンショルダー構造であると考えられている。

6.7keV 付近の He-like Fe K 輝線ピークから低エネルギー側にのびる、この 6.5keV 付近のテール構造に対し、上記のコンプトンショルダー構造で説明できるかどうか確かめたい。そこで、地球大気による X 線散乱のシミュレーションを行い、その結果と 3 章の観測結果を比較することとした。シミュレーションには Geant4 を用いた。これは物質中における粒子の飛跡をシミュレーションするためのソフトウェアである。シミュレーションでは仮想的な地球大気構造に対して 1 章でも用いた APEC モデルを太陽 X 線として入射させた。大気による散乱後に観測される X 線スペクトルが計算されており、これにはコンプトン散乱によるコンプトンショルダー構造も考慮されている。

## 5 考察

シミュレーション結果と観測データを重ね合わせ、スペクトル形状の比較を行う。シミュレーション結果をモデルとして扱い、観測データに対してフィッティングすることで比較を行った。また鉄輝線周辺に注目しているため、フィッティングの際は 5.5keV 7.5keV

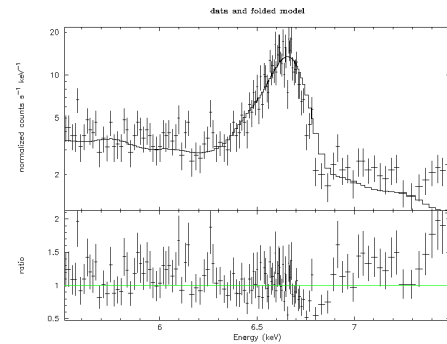


図 4: 大気散乱太陽 X 線モデルを用いた fitting

までのデータのみを用いた。その結果が図 4 である。Reduced chi-squared の値は 1.56 であった。図下側の ratio より、6.5keV 付近のテール構造に対してスペクトル形状がよく一致していることが見て取れる。したがって、シミュレーション結果と観測結果の鉄輝線テール構造が一致するという点から、観測データに含まれるテール構造がコンプトンショルダー構造由来として説明可能であるといえる。

## 6 まとめ

地球大気によって散乱された太陽フレア時の太陽 X 線鉄輝線に、太陽から放射される高温電離平衡プラズマからの X 線モデルに無いテール構造を発見した。そこで、太陽 X 線モデルの大気散乱シミュレーション結果と観測データを比較したところ、Fe K 輝線プロファイルがよく一致することが判った。よって、Fe K テール構造は太陽 X 線が地球大気に散乱された際に生じたコンプトンショルダー構造として説明可能であることが本研究を通して分かった。

## Reference

Watanabe et al., 2003, *ApJL*, vol.597, pp.L37-L40

a5

Kepler 望遠鏡を使った太陽類似星の  
スーパーフレアの検出  
京都大学大学院 理学研究科  
岡本 壮師



## Kepler 望遠鏡を使った太陽類似星のスーパーフレアの検出

岡本 壮師 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

恒星/太陽フレアとは恒星/太陽表面での突発的な爆発現象であり、太陽フレアは磁気嵐や放射線の照射などの形で人類文明に悪影響を及ぼしている。恒星フレアの中には観測史上最大級の太陽フレア (全エネルギー  $10^{32}$ erg) の  $10 - 10^6$  倍の規模のエネルギーのものがあり、スーパーフレアと呼ばれている。以前は太陽型星 (G 型主系列星) でスーパーフレアは起きないと考えられていたが、近年 *Kepler* 宇宙望遠鏡の測光観測データ (約 500 日分) の解析により、実際には数百個もの太陽型星でスーパーフレアが起きていることがわかった。特に、太陽類似星 (太陽のように年老いた自転周期の長い太陽型星) でも、数千年に一度の頻度で最大  $10^{35}$ erg 程度のスーパーフレアが起きることが発見され、太陽でもスーパーフレアが起きる可能性が示唆された。もし太陽でスーパーフレアが起こった場合我々の生活に深刻な影響を及ぼす可能性があるため、スーパーフレアを起こす太陽類似星の特徴・多様性を調べることは非常に重要である。ところが、その後分光観測や位置天文学衛星 *Gaia* によって恒星パラメータが修正され、従来の解析に混入していた太陽型星でない星は除外された。その結果、太陽類似星のスーパーフレア発生頻度等は変わらないもののサンプル数が減ったため、より多くのサンプルでの検証が急務となった。

そこで本研究では、これまで主系列星と判定されていなかったが、*Gaia* により太陽類似星と判明した星をサンプルに加えて、未解析の全期間の *Kepler* 衛星のデータ (約 1500 日分) でスーパーフレアの検出を行った。解析では、先行研究に従って光度曲線からスーパーフレアと思われる増光をプログラムで自動検出し、目視で確認を行った。これにより先行研究の統計を補強し、今後はスーパーフレアを起こす太陽類似星と太陽の違いまで議論ができると期待される。

## 1 Introduction

太陽フレアとは太陽表面で起こる爆発的な増光現象であり、黒点の磁場エネルギーが磁気リコネクションを通じて解放されることで生じていると考えられている。恒星においても太陽と同様に、表面の急激な増光が観測されており恒星フレアと呼ばれている。恒星フレアの中には観測史上最大級の太陽フレアの  $10 - 10^6$  倍のエネルギーを解放しているフレア「スーパーフレア」が存在する。スーパーフレアを起こしやすい星は、若くて自転周期が短い星、M,K 型星、近接連星などであり、太陽型星 (G 型主系列星) では起こらないと考えられてきた。しかし近年、*Kepler* 宇宙望遠鏡のデータ (約 500 日分) から、太陽型星においてもスーパーフレアが起きていることが発見された。(Maehara et al. 2013; Shibayama et al. 2014)

これらの先行研究では *Kepler Input Catalog(KIC)* を用いて恒星を

分類しているが、KIC は星半径などのパラメータに不定性が大きかった。2018 年 4 月公開の *Gaia* 衛星 *Data Release2* の距離データによって、*Kepler* 天体の大半で星半径が修正された。その結果、従来の解析には太陽型星でない星が約 40%混入していた可能性がわかり、サンプル数が減少したため、より多くのサンプルでの検証が急務となった。そのため今回はそのサンプル数を増やすことを目的として *Kepler* 衛星の全期間のデータ (約 1500 日分) からスーパーフレアを検出する。

## 2 Methods

*Kepler* の全期間の光度曲線 30 分間隔のものについて検出を行う。観測期間は 2009 年 3 月-2013 年 5 月であり、観測波長は約 400nm-900nm である。スーパーフレアを起こす天体は黒点による自転周期の光度変化

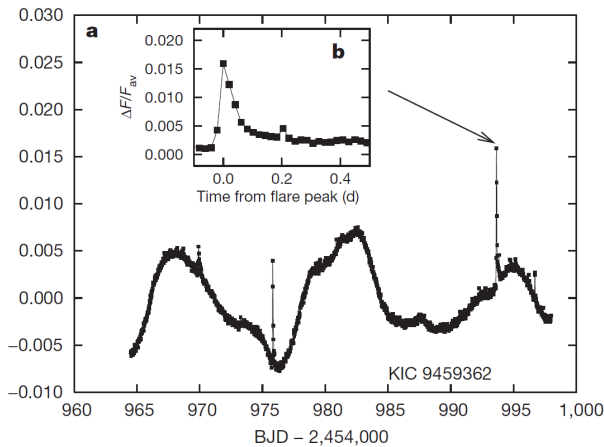


図 1: *Kepler* 衛星の観測データを用いて発見された太陽型星におけるスーパーフレア (Maehara et al. 2013)。横軸は時間 [day] で縦軸はフラックス  $\Delta F/F_{av}$  を表している。

が観測されることが期待されることから、McQuillan et al. (2014) により自転周期が観測されているものを対象にし、自転周期成分を high-pass filter を用いて除去した。これ以降の処理は先行研究 (Maehara et al. 2013; Shibayama et al. 2014) に倣い、自転周期を取り除いた光度曲線についてフラックスの差分をとり、その差分の分布を調べた。フレアの閾値は  $3\sigma$  の3倍を超えるものとした。近接する星からの影響を取り除くために、12 秒角以内に他の星が存在する天体、24 秒角以内に同時にスーパーフレアが観測されている天体を除去した。これは典型的な開口のピクセル数が 30 ピクセルであり、開口半径を 3 ピクセル=12 秒角と想定したためである。これによりスーパーフレアの候補が約 30% 減少した。その後、残った全てのスーパーフレア候補に対し目視にて確認を行った。恒星半径などのパラメータは *Gaia Data Release 2* のものを使用した。

### 3 Results

図 2 が今回の *Kepler* 衛星のデータの解析によって得られた太陽型星の周期とスーパーフレアを起こす星の分布であり、517 天体から 4273 個のスーパーフレアが検出された。また、スーパーフレアを起こ

す太陽類似星 (自転周期 20 日以上、有効温度 5600K の太陽型星) については、41 天体で 56 個のスーパーフレアが検出された。先行研究 (Notsu et al. 2015) との比較を表 1、表 2 に示す。

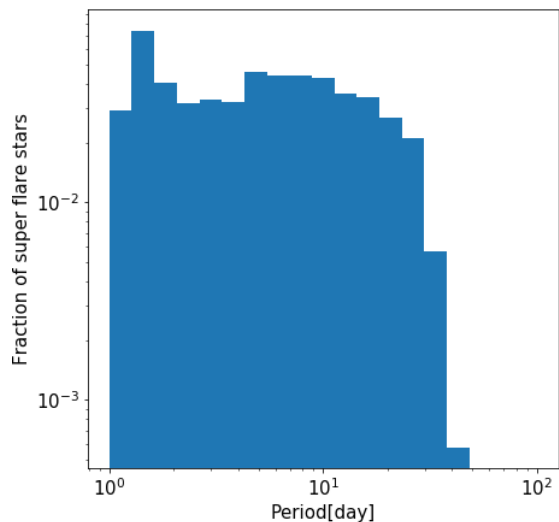


図 2: 今回の解析でスーパーフレアが検出された太陽型星の分布図

	$N_{star}$	$N_{flare}$
今回の解析	517	4273
先行研究	113	527

表 1: 太陽型星についての比較

	$N_{star}$	$N_{flare}$
今回の解析	41	56
先行研究	~1	3

表 2: 太陽類似星についての比較

### 4 Conclusion

先行研究に対しサンプル数が大幅に増えた。特に、太陽類似星の増加した割合が大きい。しかし、先行研究については、更にピクセルデータについて検証

した結果でのサンプル数である。フレアによる急激な増光が観測されるピクセルは、そのフレアの観測された星の point spread function に一致していなければならない。今後は今回の解析で発見されたスーパーフレアに対してもこのピクセルデータの確認を行い、議論を行う必要がある。

## Reference

- Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., et al. 2012, *Natur*, 258, 478
- Shibayama, T., Maehara, H., Notsu, S., et al. 2013, *ApJS*, 209, 5
- Notsu, Y., Maehara, H., Honda, S., et al. 2019, *ApJ*, 876, 58
- McQuillan, A., Mazeh, T., & Aigrain, S. 2014, *ApJS*, 211, 24

a6

IIIn/Ibn 型超新星の親星における爆発的  
な質量放出の研究

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

栗山 直人

## IIn/Ibn 型超新星の親星における爆発的な質量放出の研究

栗山 直人 (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

大質量星の進化後期には静水圧平衡モデルでは説明することができない現象が存在する。星周物質との相互作用によって輝き、狭い輝線を有することで知られる IIn/Ibn 型超新星の親星は、恒星進化の後期段階において激しい質量放出を経験することが知られており、その質量放出率は定常的な質量放出モデルでは説明できないほど高く、動力学的な爆発的な質量放出イベントの存在が示唆されている。また、重力崩壊の数十年前に親星が短いタイムスケールで増光するという観測例も存在し、質量放出との関連が議論されている。このような爆発的な質量放出を説明するモデルはいくつか存在するが、現時点では質量放出を引き起こすエネルギー源の解明には至っていない。爆発的な質量放出のメカニズムを恒星進化の観点から検討する際には、親星の外層にエネルギーが運ばれた際の質量放出量や光度などの観測的特徴を知ることが重要である。そこで我々は、1次元恒星シミュレーションコード MESA を用いて作成した複数の超新星の親星モデルの外層に炭素またはネオン燃焼由来を想定して様々な大きさのエネルギーを注入し、質量放出を起こすまでの過程を輻射流体力学計算することによって、質量放出量や光度曲線、星周物質の分布などを求めた。観測との比較を行うことによって、爆発的な質量放出のメカニズムやエネルギー源を特定することが期待される。

### 1 Introduction

大質量星は進化末期 (重力崩壊の数十年前から数十年前) に、短時間で光度の大幅な変化を伴う激しい質量放出を起こし、放出された物質が密度の高い星周物質を形成することがある。実際に観測においても、IIn 型超新星の親星が重力崩壊の数十年前に一時的に大幅に増光するという現象が報告されている (e.g. Elias-Rosa et al. 2018)。

質量放出によって形成された濃い星周物質の中で重力崩壊型の超新星爆発が起きると、超新星イジェクタと星周物質との相互作用が熱源となって超新星として輝く (see Chugai 1997; Smith 2017)。星周物質はイジェクタに比べて速度が非常に遅いため、このような超新星のスペクトル中には狭い輝線がみられる。星周物質が水素組成であるかヘリウム組成であるかによって、観測される超新星の分類はそれぞれ IIn 型または Ibn 型となる。

Kiewe et al. (2012) は Chugai & Danziger (1994) において導出された輝線の光度と親星の質量放出率の関係を用いて、IIn 型超新星親星の質量放出率が  $0.026 - 0.12 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  であると見積もった。この値は標準的な恒星の質量放出モデル (like Vink et al.

2001) では説明できないほど高く、現在の標準的な恒星進化モデルには取り入れられていない爆発的な質量放出の存在が示唆されている。

しかしながら、超新星親星における爆発的な質量放出のメカニズムやエネルギー源はわかってない。爆発のエネルギー源を説明するための先行研究はこれまでも行われてきた (e.g. Quataert & Shiode 2012; Shiode & Quataert 2014; Moriya 2014; Woosley et al. 2007; Smith & Arnett 2014)。いずれの先行研究においても、大質量星の進化後期には核燃焼のタイムスケールが外層の力学時間と同程度かより短くなるという点が重要になっている。恒星の外層が燃焼の変化に対応できない場合、静水圧平衡は成り立たなくなるために動力学的な扱いをしなければならない。

このような爆発的な質量放出のエネルギー源の研究に対して、エネルギーが恒星外層に運ばれた際に外層がどのように振る舞うのかを調べることも重要である。この問題は恒星モデルの外層にエネルギーを注入し、その後の振る舞いを流体シミュレーションすることで調べられる。Smith (2014) は爆発的な質量放出のメカニズムを Super-Eddington winds と non-terminal explosions の 2 つに分類した。前者は持続

表 1: MESA で作成した超新星親星モデルの詳細

Model	$M_{ZAMS}$	$Z$	$R$	$T_{\text{eff}}$	$M_{\text{He core}}$	$M_{\text{H env}}$	$E_{\text{envelope}}$	Time to CC	Burning stage
RSG1	$11M_{\odot}$	0.02	$730R_{\odot}$	3400K	$3.9M_{\odot}$	$6.1M_{\odot}$	$-2.2 \times 10^{47}$ erg	10 yr	Ne burning
RSG2	$20M_{\odot}$	0.02	$1085R_{\odot}$	3500K	$6.3M_{\odot}$	$12.7M_{\odot}$	$-4.7 \times 10^{47}$ erg	0.8 yr	Ne burning
YSG1	$50M_{\odot}$	0.01	$1380R_{\odot}$	4700K	$20.6M_{\odot}$	$0.5M_{\odot}$	$-3.1 \times 10^{46}$ erg	10 yr	C burning
BSG	$15M_{\odot}$	$2 \times 10^{-4}$	$58R_{\odot}$	11000K	$3.7M_{\odot}$	$10.3M_{\odot}$	$-1.9 \times 10^{49}$ erg	8 yr	Ne burning
WR1	$50M_{\odot}$	0.01	$0.7R_{\odot}$	220000K	$19.8M_{\odot}$	—	$-5.3 \times 10^{50}$ erg	0.8 yr	C burning
WR2	$50M_{\odot}$	0.01	$0.6R_{\odot}$	240000K	$19.8M_{\odot}$	—	$-6.0 \times 10^{50}$ erg	15 day	C burning

的な Super-Eddington なエネルギー注入に、後者は瞬間的なエネルギー注入に対応していると考えられる。Super-Eddington なエネルギー注入を行った際の恒星外層の数値計算はこれまでも Quataert et al. (2016); Fuller & Ro (2018); Ouchi & Maeda (2019) らによって行われてきた。その一方で、non-terminal explosion を扱った研究は多くない。Owocki et al. (2019) は主系列星の外層に瞬間的にエネルギーを注入し外層の振る舞いを調べた。

それに対して我々の研究対象は重力崩壊直前の超新星親星である。我々は 1 次元恒星進化計算コード MESA (Paxton et al. 2011, 2013, 2015, 2018) を使用して作成した II<sub>n</sub>/I<sub>bn</sub> 型超新星親星モデルの外層の底にエネルギーを注入し、その後の外層の振る舞いを 1 次元輻射流体数値計算し、質量放出量や光度曲線、星周物質の分布を求めた。

## 2 Set up and Methods

### 2.1 Making Progenitor

我々は 1 次元恒星進化計算コード MESA を用いて 6 つの親星モデル RSG1, RSG2, YSG, BSG, WR1, そして WR2 を作成した。ただし RSG は赤色超巨星, YSG は黄色超巨星, BSG は青色超巨星, WR は Wolf-Rayet 星を意味する。各モデルの詳細および密度分布が表 1 と図 1 に示されている。

RSG1, RSG2, BSG の 3 モデルについては、燃焼光度が高く爆発的質量放出との関連が考えられる Ne 燃焼段階を採用した。一方で YSG1, WR1, WR2 の各モデルについては、Ne 燃焼が重力崩壊のわずか数日前に始まるため、Ne 燃焼によって爆発的質量放出が起きたとしても空間的な広がりを持った星周物質を重力崩壊までに形成することができないと考え、C

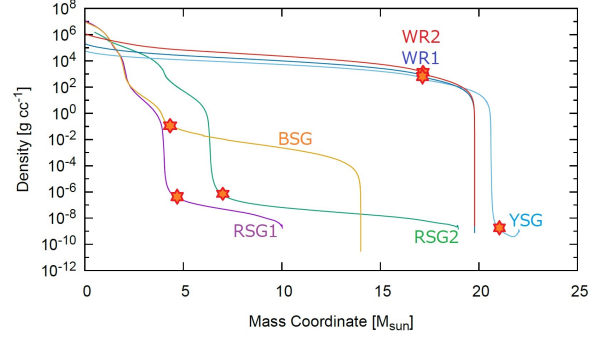


図 1: 超新星親星モデルの密度分布図。赤星印はエネルギー注入位置を示している。

燃焼段階を採用した。これらのモデルは以下で述べる輻射流体計算において初期データとして用いられた。

### 2.2 1-D Radiation Hydrodynamical Simulation

我々は親星モデルの外層 (WR1,2 モデルではヘリウム外層, その他のモデルでは水素外層を指す) の底にエネルギーを注入し、その後のふるまいを輻射流体計算することによって質量放出のメカニズムを調べた。数値計算では以下のラグランジュ座標系での保存形流体方程式を用いた。

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

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

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

ただし  $m$  は質量座標,  $t$  は時刻,  $r$  は半径,  $\rho$  は質量密度,  $v$  は速度,  $E$  はエネルギー密度,  $p$  は圧力,  $g$  は重力加速度, そして  $L$  は光度を表す。これらの方程式系を PPM 法 (Colella & Woodward 1984) によって解

いた。輻射輸送の計算にはフラックスリミッターを導入した拡散近似を用いた (Levermore & Pomraning 1981; Shigeyama & Nomoto 1990).

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

状態方程式には HELMHOLTZ (Timmes & Swesty 2000) を用いた。

モデルへのエネルギー注入時間  $\tau$  と注入率  $dE/dt$  は次式で表される。

$$\tau \simeq \frac{0.5 \times E_{\text{outer}}}{L_{\text{nuc}}} \quad (5)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_{\text{inject}}}{\tau} \quad (6)$$

ただし  $E_{\text{outer}}$  は外層の全エネルギー、 $L_{\text{nuc}}$  は星全体の核燃焼によるエネルギー生成率、 $E_{\text{inject}}$  は注入したエネルギー量を表す。ただし、WR1,WR2 モデルについては  $\tau$  が外層の力学時間よりも十分に長くなり、動力的な爆発を引き起こすことができないので、例外的に 1[s] 間でエネルギーを注入した。つまり、WR1,2 モデルで実際に爆発を引き起こすためには  $L_{\text{nuclear}}$  を大きく上回るエネルギー源が必要であるといえる。

### 3 Results

図 2 には各モデルに様々な大きさのエネルギーを注入した際の質量放出量が示されている。BSG,WR1,WR2 等、外層の圧力が高くきつく束縛されているモデルほど  $|E_{\text{inject}}/E_{\text{envelope}}|$  に対する質

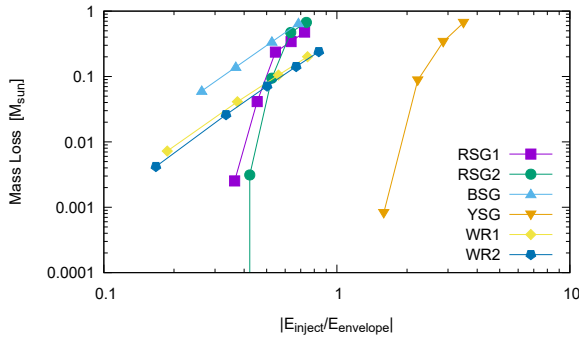


図 2: 各モデルにおける質量放出量。横軸は (注入したエネルギー)/(モデルの外層のエネルギー) という比の絶対値になっている。

量放出量が高い傾向にあり、逆にもっとも束縛の弱い YSG モデルでは質量放出の効率が悪いことがわかる。Kiewe et al. (2012) で見積もられた質量放出率  $0.026 - 0.12 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  は、これらの計算における

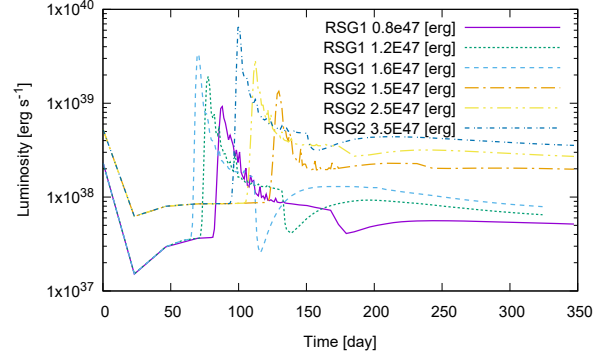


図 3: RSG1,2 モデルに各エネルギーを注入した際の光度曲線。注入したエネルギーの大きさが右上のラベルに記されている。エネルギーを注入し始めた時刻が 0[day] に対応する。

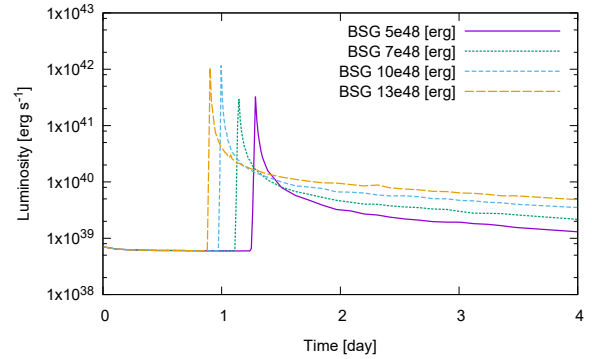


図 4: BSG モデルに各エネルギーを注入した際の光度曲線。注入したエネルギーの大きさが右上のラベルに記されている。エネルギーを注入し始めた時刻が 0[day] に対応する。

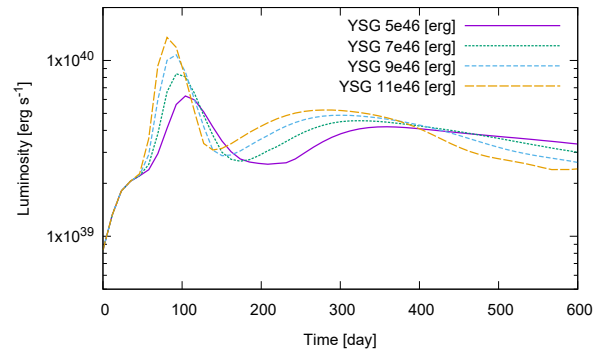


図 5: YSG モデルに各エネルギーを注入した際の光度曲線。注入したエネルギーの大きさが右上のラベルに記されている。エネルギーを注入し始めた時刻が 0[day] に対応する。

1 回の爆発によって再現できている。図 3,4,5 には各モデルでの爆発的質量放出時の光度曲線が示されている。ただし WR1,2 モデルについては計算コスト上の都合から光球を空間分解できなかったために光度は求められなかった。

## 4 Discussion & Conclusions

本研究では、星周物質との相互作用によって輝く超新星の親星における爆発的な質量放出のメカニズムとエネルギー源を特定するという目的のために、親星外層にエネルギーを注入した際の外層の振る舞いを輻射流体計算し、観測的特徴量 (光度, 質量放出等) を求めた。

Kiewe et al. (2012) が示すように、観測から求められた IIn 型超新星親星の質量放出率と、星周物質の速度は多様であり、これらの観測結果を再現することができるように親星モデルや質量放出メカニズムに制限を付けることが今後の課題である。

また、我々の計算結果から重力崩壊時における星周物質の分布を求めることもできる (図 6)。重力崩

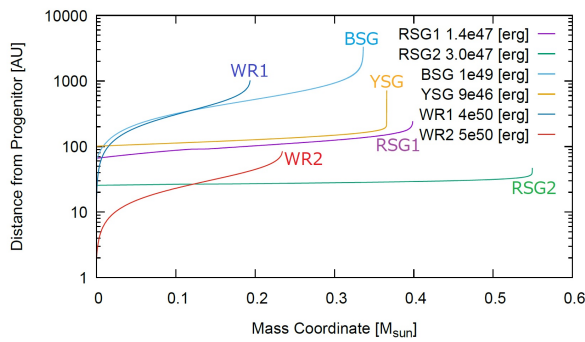


図 6: 親星の重力崩壊時における、質量放出によって形成された星周物質の分布図。

壊時に星周物質が親星からどれほどの距離に位置するかは、その速度に加えて爆発的質量放出が重力崩壊のどれほど前に起きたかに依存する。一般に核燃焼が生み出す全エネルギーは、恒星進化の後期になればなるほど高くなるので重力崩壊直前のほうが質量放出に有利であると思われるが、その一方で重力崩壊直前に質量放出が起きたのでは観測から示唆される位置まで星周物質が広がることができないとい

う問題が存在する。恒星進化理論と超新星観測の両側面から質量放出モデルを探ることが求められる。

また本研究によって得られた光度曲線から、超新星親星における爆発的な質量放出が突発天体サーベイで検出可能かどうかについて議論を行ってゆく必要もある。

## Acknowledgement

本研究は東京大学の茂山俊和准教授との共同研究です。また本研究に対するコメントをくださった方々に感謝申し上げます。

## Reference

- Chugai, N. N. 1997, *Ap&SS*, 252, 225
- Chugai, N. N. & Danziger, I. J. 1994, *MNRAS*, 268, 173
- Colella, P. & Woodward, P. R. 1984, *Journal of Computational Physics*, 54, 174
- Elias-Rosa, N., Van Dyk, S. D., Benetti, S., et al. 2018, *ApJ*, 860, 68
- Fuller, J. & Ro, S. 2018, *MNRAS*, 476, 1853
- Kiewe, M., Gal-Yam, A., Arcavi, I., et al. 2012, *ApJ*, 744, 10
- Levermore, C. D. & Pomraning, G. C. 1981, *ApJ*, 248, 321
- Moriya, T. J. 2014, *A&A*, 564, A83
- Ouchi, R. & Maeda, K. 2019, *ApJ*, 877, 92
- Owocki, S. P., Hirai, R., Podsiadlowski, P., & Schneider, F. R. N. 2019, *MNRAS*, 485, 988
- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, *ApJS*, 192, 3
- Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, *ApJS*, 208, 4
- Paxton, B., Marchant, P., Schwab, J., et al. 2015, *ApJS*, 220, 15
- Paxton, B., Schwab, J., Bauer, E. B., et al. 2018, *ApJS*, 234, 34
- Quataert, E., Fernández, R., Kasen, D., Klion, H., & Paxton, B. 2016, *MNRAS*, 458, 1214
- Quataert, E. & Shiode, J. 2012, *MNRAS*, 423, L92
- Shigeyama, T. & Nomoto, K. 1990, *ApJ*, 360, 242
- Shiode, J. H. & Quataert, E. 2014, *ApJ*, 780, 96
- Smith, N. 2014, *ARA&A*, 52, 487
- Smith, N. 2017, *Interacting Supernovae: Types IIn and Ibn*, ed. A. W. Alsabti & P. Murdin, 403
- Smith, N. & Arnett, W. D. 2014, *ApJ*, 785, 82
- Timmes, F. X. & Swesty, F. D. 2000, *ApJS*, 126, 501
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, *A&A*, 369, 574
- Woosley, S. E., Blinnikov, S., & Heger, A. 2007, *Nature*, 450, 390



b1

スペクトル線幅から探る太陽光球プラ  
ズマダイナミクス

国立天文台

石川 遼太郎

## スペクトル線幅から探る太陽光球プラズマダイナミクス

石川 遼太郎 (国立天文台 D1)

### Abstract

太陽光球面静穏領域では粒状斑の対流運動によって、対流セル境界に沿った磁場構造が形成される。このような領域を分光観測した場合、ドップラー速度や明るさだけでなく、スペクトル線幅も対流運動と関連した空間分布を有している (Khomenko et al. 2010)。しかしながらこのような線幅の変化の要因は特定されておらず、1) 非熱的な乱流運動と、2) 視線方向のドップラー速度勾配の2つが主な候補として挙げられている。理論的には前者が対称的にスペクトルを広げるのに対して、後者はスペクトルを非対称に広げる。両者の寄与を定量的に切り分けることで、スペクトル線幅から非熱的な乱流運動を捉えることが可能になる。本研究ではひので衛星による Fe I 6301.5 Å 線の分光データを使用し、バイセクター解析によりスペクトル線の非対称性と線幅の両方を解析した。これにより速度勾配によってスペクトル線幅が増大する傾向が確かめられた。また時間変化を調べたところ、粒状斑が消滅する過程において速度勾配の発達と線幅の増大が確認され、この線幅の増大は速度勾配だけでは説明できないことを発見した。この線幅の増大を説明するためには、1.6 km/s 程度の乱流が必要である。

### 1 導入

太陽光球面は粒状斑と呼ばれる対流セルで埋め尽くされており、粒状斑は生成・消滅を繰り返すなど乱雑な時間変化を示す。このような乱雑な運動は光球面において磁場構造形成とポインティングフラックスの生成に大きく貢献し、コロナ加熱・太陽風加速のためのエネルギー源となりうることで放射磁気流体計算によって提唱されている。特に近年、粒状斑よりも小さなスケールの速度構造が大きなエネルギーを保有している可能性が指摘されている (Rempel 2014) が、現状の観測装置では空間分解できず、その観測的検証は困難を極めている。Khomenko et al. (2010) は撮像観測から、粒状斑境界の下降流レーンでスペクトル線幅が増大することを明らかにしたが、その要因が空間分解能以下の微小スケールの運動なのか、視線方向の速度勾配によるもの (Gadun et al. 1997) なのかを分離することが出来なかった。本研究では偏光分光観測を行うことで、このような空間分解能以下のスケールの運動を定量的に評価し、またその空間分布と時間発展を明らかにすることを目的とした。

### 2 観測

本研究では「ひので」衛星に搭載された可視光望遠鏡 (Solar Optical Telescope; SOT) の偏光分光観測装置 (Spectro-Polarimeter; SP) で観測されたデータを解析した。空間分解能は  $6300\text{\AA}$  で  $0''.3$  で、これは太陽表面で約 200 km に対応する。SOT-SP は Fe I 6301.5 Å 線と Fe I 6302.5 Å 線を、 $21.5\text{ m\AA/pxel}$  のスペクトルサンプリングで観測している。SP の Line-spread-function はガウシアンで良く近似でき、装置起因のスペクトル線の非対称は無視可能である (Lites et al. 2013)。

スリットをスキャンすることで太陽面の一定の領域について面的に偏光分光観測することが可能である。本研究では2種類の観測データを解析した。一つは一度だけスキャンしたデータであり、広い観測領域を確保することができる。もう一方は狭い観測領域を何度もスキャンしたデータである。このデータを解析することで、時間変化を追うことが可能である。

## 2.1 パラメータの定義

本研究で使用したパラメータを表1にまとめた。ここで  $\langle \cdot \rangle$  は各データセットにおける全視野・全時間に亘る平均値を示す。 $I_c$  は平均値で規格化した連続光の明るさを示す一方で、 $\hat{I}$  は各ピクセルにおいて連続光と最小値で規格化した明るさである。視線方向の速度勾配を評価するために、バイセクター解析を使用した。バイセクター解析はスペクトル線の各明るさにおいて中点をとることで、ドップラー速度の視線方向変化を捉える手法である。バイセクター解析によって、 $\hat{I} = 0.05, 0.5, 0.7$  においてドップラー速度を求めた。さらに速度差  $\Delta v$  を  $v_{0.05} - v_{0.7}$  をして定義した。この速度差  $\Delta v$  は速度勾配を反映していると考えられる。正の速度差  $\Delta v > 0$  は下層ほどブルーシフトしている（下層ほど上昇流が強い）ことを示しており、負の速度差  $\Delta v < 0$  は下層ほどレッドシフトしている（下層ほど下降流が強い）ことを示している。またスペクトル線幅の代表値として  $\hat{I} = 0.5$  における全幅、すなわち FWHM を使用した。磁場強度の指標として偏光度  $P_{\text{tot}}$  を用いた。

表 1: The definitions of the parameters

parameter	definition
$I_c$	$I_c \equiv \frac{I_{\text{continuum}}}{\langle I_{\text{continuum}} \rangle}$
$\hat{I}$	$\hat{I} \equiv \frac{I - \min(I_\lambda)}{I_{\text{continuum}} - \min(I_\lambda)}$
$v_{0.05}$	Doppler velocity at $\hat{I} = 0.05$
$v_{0.5}$	Doppler velocity at $\hat{I} = 0.5$
$v_{0.7}$	Doppler velocity at $\hat{I} = 0.7$
$\Delta v$	$\Delta v \equiv v_{0.05} - v_{0.7}$
FWHM	Full width at $\hat{I} = 0.5$
$P_{\text{tot}}$	$P_{\text{tot}} \equiv \int \frac{\sqrt{Q_\lambda^2 + U_\lambda^2 + V_\lambda^2}}{I_{\text{continuum}}} d\lambda$

## 3 結果

### 3.1 線幅はどこで広がるか？

先行研究によって、視線方向の速度勾配がスペクトル線幅の増大に寄与し得ることは指摘されてきた

(Gadun et al. 1997)。 $\Delta v$  と FWHM の関係についての、観測的な結果を図 1(a) に示した。これは  $\Delta v$  と FWHM についての 2 次元ヒストグラムである。 $\Delta v$  の絶対値が大きいとき、FWHM が増加していることが克明に見て取れる。しかしその一方で、各  $\Delta v$  において FWHM の分布は大きな分散を示しており、これは視線方向の速度勾配では説明できない FWHM の変化が存在することを示唆している。すなわち、速度勾配以外の線幅増大メカニズムが必要である。

磁場の影響を明らかにするため、偏光度  $P_{\text{tot}}$  の大きな領域のみに着目して同様のヒストグラムを作成した (図 1[b])。閾値は  $P_{\text{tot}} > 2.0\%$  とした。これは光球面の equipartition 磁場強度である 450 G に相当する。図 1(b) から、強い磁場を伴う領域は負の  $\Delta v$  を伴うことが見て取れる。これは、光球面ではプラズマ  $\beta$  が大きく磁場が下降流レーンに掃き集められるためであると考えられる。

図 2 は  $\Delta v$  (横軸) と FWHM (縦軸) そして  $I_c$  (色) の関係を示した図である。各ビンの  $I_c$  は対応したピクセルの平均値である。粒状斑 ( $I_c \gtrsim 1.1$ ; 赤色) では  $\Delta v$  が約 0.5 km/s であるのに対して、下降流レーンでは  $\Delta v$  が負の値で約 -1.0 km/s 程度であることがわかる。また強い磁場を伴う領域は線幅が大きい。

連続光の明るさ  $I_c$  が 1.0 程度の領域は大きく 3 種類に分類できる。1 つ目は磁場が強い領域で、負の  $\Delta v$  を示す。2 つ目は FWHM が小さく、 $\Delta v$  もほぼ 0 km/s の領域である。これは粒状斑と下降流レーンの境界にあたる (Khomenko et al. 2010)。最後に 3 つ目は FWHM が大きく正の  $\Delta v$  を有する領域である。

### 3.2 時間変化

いつ速度勾配が発達し、いつ線幅が発達するのかを明らかにするために、粒状斑の時間変化に伴う物理量変化を調べた。図 3 は消滅する粒状斑の時間変化の一例を示している。

初期段階 ( $t = 0 \sim 200$  sec) では、 $I_c > 1.1$  で明るさに変化はほとんどなく、上昇流速度が -0.5 km/s から -2 km/s まで発達し、さらに正の速度勾配と FWHM も増加した。その後、約 100 秒の間に明るさは 1.10 から 0.85 まで急激に暗くなった。それに

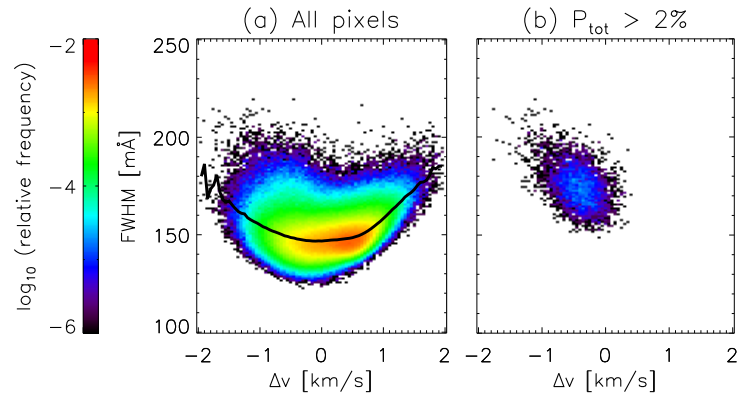


図 1:  $\Delta v$  と FWHM の 2 次元ヒストグラム。(a) は視野内全てのピクセルについて、(b) は偏光度  $P_{\text{tot}}$  の大きなピクセルのみについてプロットしたもの。黒線は各  $\Delta v$  における平均の FWHM を示している。

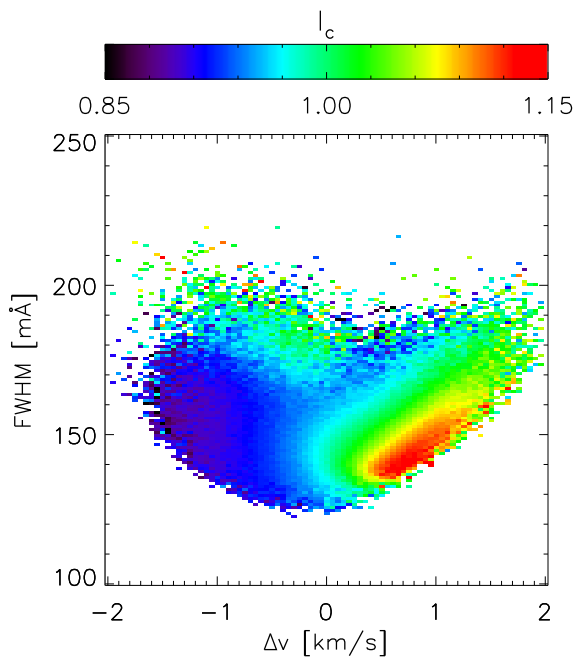


図 2:  $\Delta v$  と FWHM と  $I_c$  の関係。

伴い  $\Delta v$  と FWHM は大きく減少し、ドップラー速度  $v_{0.5}$  は上昇流から下降流へと大きく変化した。この期間に  $P_{\text{tot}}$  の時間変化は見られなかった。

このような粒状斑の消滅過程において、 $\Delta v$ -FWHM 図の右上の領域を通ることを発見した。また消滅す

る際にあるタイミングで  $\Delta v = 0$  となる。この時にも FWHM は  $170 \text{ mÅ}$  程度であり、最小値の  $120 \text{ mÅ}$  と比べて非常に広い。このスペクトル線幅増大は視線方向の速度勾配では説明できないものである。

## 4 議論

図 1 から、視線方向の速度勾配以外にもスペクトル線幅を広げる要因があることが示唆された。また時系列解析から、粒状斑が消滅する際に速度勾配とスペクトル線幅が発達するが、その線幅は速度勾配だけでは説明できないことを示した。ここで粒状斑消滅過程について、 $\Delta v = 0$  の時のスペクトル線幅増大を乱流によるものと仮定すると、乱流速度は  $1.6 \text{ km/s}$  と推定できた。粒状斑が消滅する過程で正の速度勾配が発達したが、これが乱流を駆動した可能性がある。

## Reference

- Gadun, A. S., Hanslmeier, A., & Pikalov, K. N. 1997, A & A, 320, 1001-1012
- Khomenko, E., Martínez Pillet, V., Solanki, S. K., et al. 2010, APJL, 723, L159-L163

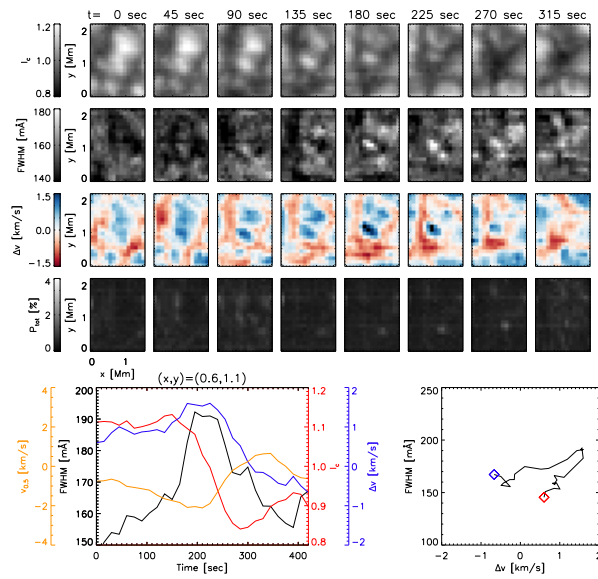


図 3: 消滅する粒状斑の時間変化の一例。上のパネルは、上から順に  $I_c$ , FWHM,  $\Delta v$ ,  $P_{tot}$  の時間変化を示している。左下のパネルは消滅する粒状斑が位置する  $(x,y)=(0.6,1.1)$  における FWHM (黒)、 $\Delta v$  (橙)、 $I_c$  (赤)、 $\Delta v$  (青) の時間変化を示している。この時間変化を  $\Delta v$ -FWHM 図上にプロットしたものが右下のパネルに表示されている。赤いダイヤモンドが取り出した最初のフレーム ( $t = 0$  sec) を示しており、青いダイヤモンドが最後のフレーム ( $t = 420$  sec) を示している。

b2

京都大学飛騨天文台望遠鏡を用いたフィ  
ラメント噴出・消失の 3 次元速度場の  
導出

京都大学大学院 宇宙物理学教室

木村 なみ

# 京都大学飛騨天文台望遠鏡を用いたフィラメント噴出・消失の 3 次元速度場の導出

木村 なみ (京都大学大学院 宇宙物理学教室 M1)

## Abstract

太陽活動による地球周辺空間の環境変動を宇宙天気という。太陽面爆発（フレア）や噴出現象が起こると、地球では磁気嵐や放射線の増加などの影響を受けるため、宇宙天気予報が重要視されている。特に太陽コロナ中で発生する冷たいプラズマの噴出・消失現象（フィラメント噴出・消失）は、太陽のプラズマを大量に惑星間空間に噴出する現象（コロナ質量放出; CME）との関連も高く、磁気嵐の原因の一つと言われている。しかし、フィラメント噴出・消失とコロナ質量放出、磁気嵐との関係性は未だ明らかになっていない。プラズマが実際に惑星間空間に噴出しているか否か判断するためにはフィラメントのプラズマの速度場を精確に測定する必要があるためであるが、 $H\alpha$  線中心波長のみによる彩層撮像観測では、フィラメントの視線速度を求めることができないからである。そこで、本研究では  $H\alpha$  線多波長観測から噴出・消失するフィラメントに「クラウドモデル」を適用することでその視線速度を算出する手段を開発した論文 [1] をレビューする。当研究では、Becker のクラウドモデル [2] を用いてプラズマの速度や温度を測定した先行研究をもとに、京都大学飛騨天文台フレア監視望遠鏡の  $H\alpha$  線中心波長に加え、 $H\alpha - 0.8\text{\AA}$  と  $H\alpha + 0.8\text{\AA}$  の波長で観測することでフィラメントの視線方向における移動を捕捉できるようになった。本発表では 2016 年に飛騨天文台に実装された太陽磁場活動望遠鏡 (SMART)・Solar Dynamics Doppler Imager (SDDI) を用いて、より広い波長域でクラウドモデルの適用が可能となった例 [3] も合わせて紹介する。さらにこの手法を用いて統計解析を行う、自らの研究計画についても述べる。

## 1 Introduction

太陽面を  $656.3\text{nm}$  に中心波長をもつ  $H\alpha$  線で観測すると、彩層の様子を知ることができる。ディスク状に確認できる、長さ  $60\text{-}600\text{Mm}$  幅  $0.4\text{-}1.5\text{Mm}$  ほどの黒い筋模様に見えるものをフィラメントといい、 $10^6$  度のコロナに浮かぶ  $10^3 \sim 10^4$  度の低温のプラズマである。フィラメントの筋模様がディスク上から消え、惑星間空間に飛び出して消えたように見えることがあり、これをフィラメント噴出・消失現象という。この現象は、太陽のプラズマを大量に惑星間空間に噴出する現象（コロナ質量放出; CME）との関連も高いことから、磁気嵐の原因の一つと言われている。

しかし、フィラメント噴出・消失現象とコロナ質量放出現象の関係は未だ理解が進んでいない。太陽コロナを観測する際には、太陽とその周囲を覆って減光させる必要があるため、消失したフィラメント

が惑星間空間に噴出してコロナ質量放出現象を発生させている過程を観測することができないのである。また、 $H\alpha$  線中心単一波長での観測ではフィラメント消失現象の視線方向速度を測定できず、フィラメントが惑星間空間に噴出したかを判断できない。

そこで、フィラメント消失現象のドップラーシフト量を計測し、三次元速度場を求める必要がある。今回紹介する Morimoto and Kurokawa (2003) では、京都大学飛騨天文台フレアモニター望遠鏡 (FMT) の、 $H\alpha$  線中心と青色側及び赤色側ウイングを用いてフィラメント消失現象の同時観測を行い、Beckers, J. M.(1964) のクラウドモデルを用いることでフィラメント消失現象の視線速度を導出する手法を開発した。

## 2 Observations

彼らは京都大学飛騨天文台のフレアモニター望遠鏡 (FMT) の  $H\alpha$  中心望遠鏡、 $H\alpha$  赤色側ウイング望

遠鏡、H $\alpha$  青色側ウイング望遠鏡で太陽全面像の同時観測を行なった。各望遠鏡の波長を以下に示す。長短両ウイングの 2 波長で観測することにより、フィラメント消失現象の視線速度を得ることができる。それぞれの画像は 2 秒間隔で撮影、記録される。1996 年 9 月以降については 1 分間隔でデジタル記録も行なっている。

表 1: フレアモニター望遠鏡 (FMT) のフィルター特性

望遠鏡名	中心波長
H $\alpha$ 中心望遠鏡	6562.8Å
H $\alpha$ 青色側ウイング望遠鏡	6563.6Å
H $\alpha$ 赤色側ウイング望遠鏡	6562.0Å

## 2.1 events

飛騨天文台のフレアモニター望遠鏡 (FMT) のデータベースの中から、(1) 太陽観測衛星「ようこう」搭載軟 X 線望遠鏡や太陽観測探査機 SOHO 搭載極紫外線望遠鏡と比較するために、フィラメント長が 60Mm 以上であり、(2) イベント全体を通じて観測が雲や日の入りで中断されていない、5 つのフィラメント消失現象を選択し、三次元速度場解析を行った。

表 2: フィラメント消失現象のリスト

番号	時刻 (UT)	場所
1	1992 年 11 月 05 日 00:15-02:15	S20W17
2	1999 年 02 月 16 日 01:42-04:15	S27W18
3	2000 年 01 月 19 日 00:28-01:47	N08W18
4	2000 年 01 月 28 日 05:35-06:20	S28W20
5	2000 年 05 月 08 日 04:19-07:40	S21W03

## 3 Results

本研究以前のプロミネンスの観測的研究では、プロミネンスの先行部分の運動のみを解析しており、噴出現象全体を理解する上では不十分である。したがってフィラメント消失現象の運動を理解するため

には、フィラメント各点における視線方向速度と視線垂直方向速度を求め、三次元速度場を導出する必要がある。

### 3.1 視線方向速度

フィラメントは下部の太陽表面からの放射を散乱させるため、周囲に対して光度が低くなる。そこで、H $\alpha$  線中心からの波長差 ( $\Delta\lambda$ ) で観測したフィラメントの上の点 ( $x$ ) に対し、フィラメントの光度  $I_p$  と周囲の背景光度  $I_{RO}$  の比をコントラスト  $C(\Delta\lambda)$  として定義した。

$$C(x, \Delta\lambda) = [I_p(x, \Delta\lambda) - I_{RO}(\Delta\lambda)] / I_{RO}(\Delta\lambda) \quad (1)$$

コントラストには波長依存性があり、観測された光度から現象のドップラーシフト量を推測することが可能である。そのため、視線速度は (1) FMT 画像からフィラメントの H $\alpha$  線プロファイルを得て (2) 観測されたコントラスト値に最もよく一致するドップラーシフト量を計算することで導出できる。しかし、FMT は 3 波長のみでの観測のため、H $\alpha$  線プロファイルを得る際には多少の過程が必要となる。また、全イベントにおいて彩層からの背景光の H $\alpha$  線プロファイルとして、Kurucz et al.(1984) による参照 H $\alpha$  線プロファイルを用いた。

フィラメント消失現象における物理量や運動を導出するために Beckers のクラウドモデル (Beckers, 1964) を使った。フィラメントの真下の彩層光度  $I_{RO}(\Delta\lambda)$  を観測することは不可能なので、代わりにフィラメント周辺の平均光度  $I_C(\Delta\lambda)$  を用いた。

$$I_{RO}(\Delta\lambda) = I_C(x, \Delta\lambda)_x \quad (2)$$

ここで  $\tau_0$  を波長中心における光学的厚みとすると、光学的厚み  $\tau(\Delta\lambda)$  は以下のようにかける。

$$\tau(\Delta\lambda) = \tau_0 \exp -[\Delta\lambda - \Delta\lambda_s / \Delta\lambda_D]^2 \quad (3)$$

これを用いてコントラスト  $C$  は以下のようにかける。

$$C(\Delta\lambda) = \left[ \frac{S}{I_{RO}(\Delta\lambda)} - 1 \right] \{1 - \exp[-\tau(\Delta\lambda)]\} \quad (4)$$

各物理量は、 $S$  は源泉関数、 $I_{RO}$  はフィラメント真下の彩層光度、 $\tau$  は光学的厚みである。

最低 4 波長でコントラスト値を得られれば、4 つの不定値である厳選関数  $S$ 、光学的厚み  $\tau$ 、ドップラ



幅 $\Delta\lambda_D$ 及びドップラーシフト量 $\Delta\lambda_S$ を求めることが可能である。しかし FMT で得られるデータは 3 波長のみであり、かつ観測波長は波長中心に対して対象であるため、ドップラーシフトしていない  $H\alpha$  線プロファイルに対しては 2 つのコントラスト値しか利用することができない。

そこでこれらのデータ不足を補うため、本研究では 2 つの仮定を設けた。(1) フィラメント消失現象が発生する時刻 ( $t=0$ ) 以前では、フィラメントは全体的に静止しドップラーシフトはしないこととし、その他 3 つのパラメータを一様とみなす。光学的厚みとドップラー幅については、イベント開始後も一定とする。(2) 両ウイングにおけるコントラスト値が最少となった時点のドップラーシフト量を  $0.8\text{\AA}$  とする。フィラメント消失以前の  $H\alpha$  線中心のコントラスト  $C_1$  と青色側ウイングのコントラスト  $C_2$  について以下の関係式を得る。

$$C_1 = \left[ \frac{S}{I_{RO}(0)} - 1 \right] \{1 - \exp(-\tau_0)\} \quad (5)$$

$$C_2 = \left[ \frac{S}{I_{RO}(0.8)} - 1 \right] \times \left[ 1 - \exp \left\{ -\tau_0 \exp \left[ - \left( \frac{0.8}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] \right\} \right] \quad (6)$$

また、静穏フィラメントにおいては、ドップラー幅の変動が小さく、ドップラー幅の平均値は  $0.26\text{\AA}$ 、標準偏差は  $0.02$  (Kubota 1968; Jefferies Orrall 1958)。そこでフィラメントのブルーシフトの最大値が  $0.8$ 、ドップラー幅  $\Delta\lambda_D$  を固定すると、青色側ウイングにおける最小コントラストについて以下の式を得る。

$$C_3 = \left[ \frac{S}{I_{RO}(-0.8)} - 1 \right] [1 - \exp(-\tau_0)] \quad (7)$$

(for  $|\Delta\lambda_{Smax}| \geq 0.8\text{\AA}$ )

さらに望遠鏡の有効透過幅の効果を補正するために、透過関数をガウス型とみなしコントラストを以下のように書き換える。

$$C_{FMT} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} C(\Delta\lambda) \exp[-(\frac{\Delta\lambda - \Delta\lambda_{obs}}{\Delta\lambda_W})^2] d\Delta\lambda}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-(\frac{\Delta\lambda - \Delta\lambda_{obs}}{\Delta\lambda_W})^2] d\Delta\lambda} \quad (8)$$

$\Delta\lambda_W$  は有効透過幅、 $\Delta\lambda_{obs}$  はフィルターの中心波長である。散乱光の影響も考慮に入れた。観測されたコントラスト ( $C_1, C_2, C_3$ ) を補正することで実際のコントラスト ( $C'_1, C'_2, C'_3$ ) に変換した。この時、観測されたコントラストを最もよく再現するパラメータの組み合わせを求めた。次に、得られた実際のコントラストを式 (5) – (7) に代入し、フィラメントの物理パラメータ ( $S, \tau_0, \Delta\lambda_D$ ) と  $H\alpha$  プロファイルを求めた。このプロファイルを波長シフトさせることで、様々なドップラーシフト量におけるフィラメントのコントラストプロファイルを計算した。

### 3.1.1 1999 年 2 月 16 日に発生したイベント

コントラストの観測値と式 (5)-(7) よりフィラメントの物理パラメータ  $[S, \tau_0, \Delta\lambda_D] = [0.12, 3.1, 0.26]$  となり、 $H\alpha$  プロファイルを得られる。このプロファイルから、有効透過幅と散乱光の影響を取り除く補正をかけると、フィラメントのドップラーシフト量の変化に伴うコントラストプロファイルは図 1 のようになる。A 点における視線速度の時間変化は図 2 のように表され、コントラストの変化と一致している。

### 3.2 視線垂直方向速度

FMT の連続画像中でフィラメントを平均距離  $15\text{Mm}$  間隔のブロップに分割し、それぞれの動きを追跡した (図 3)。また、視線垂直方向速度を用い、フィラメントの各部分の軌道を求めた。ピクセル位置  $[x(t), y(t)]$  で速度  $[v_x, v_y]$  が検出された場合、このピクセル上の物体は時刻  $t + \delta t$  の画像では  $[x(t + \delta t), y(t + \delta t)] = [x, y] + \delta t \times [v_x, v_y]$  に移動する。

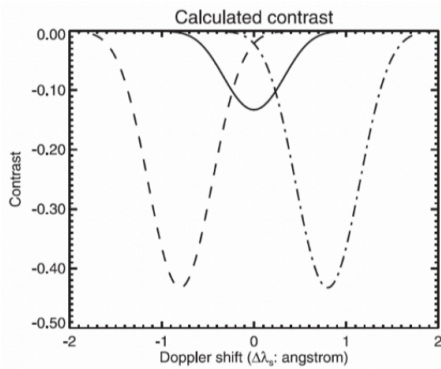


図 1: 1999 年 2 月 16 日のイベントのコントラストプロファイル

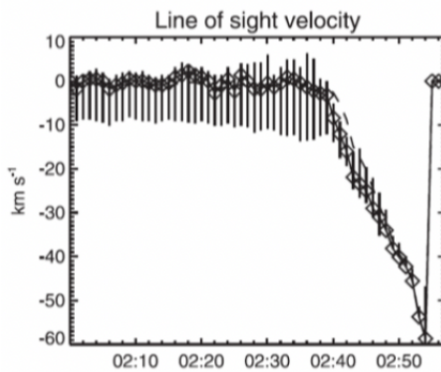


図 2: 導出された 視線速度 (正:前進運動、負:後退運動)

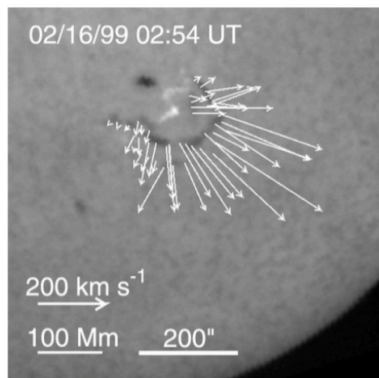


図 3: 1999 年 2 月 16 日の 02:45UT に FMT で観測された H $\alpha$  線中心画像

## 4 Discussion&Conclusion

今回紹介した論文では、H $\alpha$  線中心画像、青色および赤色ウイング画像を用いて、フィラメント状の

各ピクセルにおいて視線速度と視線垂直速度の両方を導出する方法を初めて確立した。三次元速度場を導出する過程で 4 つの不定値を求めるため 4 波長での観測が要求されたが、FMT では最大 3 波長までの観測しかできずデータが不足した。そこでフィラメント消失のドップラーシフトを時間的に一定とみなし、3 つのパラメータの値を仮定せざるを得なかった。現在京都大学飛騨天文台太陽磁場監視望遠鏡には H $\alpha$  チューナブルフィルター SDDI が設置され、H $\alpha$  線中心から  $\pm 9 \text{ \AA}$  の波長域まででの観測が可能になった。観測可能波長域が拡大したことで、観測波長域の狭い FMT では検出できなかった高速度の現象を捉えることが可能になった。また、観測波長点が 3 点から 73 点に増加したことで、観測される H $\alpha$  プロファイルのフィッティングの精度が向上した。そこで、空間的・時間的にフィラメント消失後に CME が続いていると考えられる、太陽ディスク面で発生した 2016/8/10 と 2016/11/4 の 2 イベントの三次元速度場を導出する。フィラメント噴出運動を三次元的に解析することで CME との関連性を議論することが可能になるだろう。

## Acknowledgement

研究を進めるにあたり指導教官の浅井歩氏にはテーマの決定以前から議論の場を多数設けていただきました。飛騨天文台の大辻 賢一氏には、三次元速度場解析の手法を一から教えていただきました。また同研究室の木原さんには補助員になっていただき、丁寧にご指導いただきました。宇宙物理学教室の皆様にも研究の糧となるアイデアをいただきました。この場を借りて厚く御礼申し上げます。

## Reference

Morimoto T., Kurokawa H., 2003, PASJ, 55, 503  
 Beckers J. M., 1964, PhDT Seki,D.,Otsuji,K.,Ishii,T., et al. 2016, ApJ, 843, L24

b3

太陽極域磁場観測の概観  
東京大学大学院 理学系研究科  
谷 竜太

## 太陽極域磁場観測の概観

谷 竜太 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

黒点数や磁場の極性など、太陽活動は 11 年の周期で変動するが、その機構 (太陽ダイナモ) は完全には理解されていない。今回はその機構を理解するために太陽極域の磁場の時間変化に注目する。Hinode/SP で極域の研究をした Petrie (2017) を紹介し、その手法から将来行いたい研究について議論する。

### 1 Introduction

太陽では黒点の発生数や極性が 11 年周期で変動している。これを太陽活動周期と言い、それを担う機構が太陽ダイナモである。この活動周期を説明する Babcock-Leighton model というモデルを 2 節で述べる。また、3 節では Hinode/SP を用いて極域の研究をした Petrie (2017) を紹介し、現在わかっていないことと今後自分が行いたい研究について述べる。

たがって、極へ向かう子午面還流や乱流拡散の効果は、太陽ダイナモの一翼を担う重要な物理プロセスである。

### 2 Babcock-Leighton model

活動領域の拡散・移流によって磁極の反転が引き起こされるという事を説明するモデルである。以下では双極型の活動領域の磁気要素を考え、先行/後行の要素を太陽回転方向に対して前方/後方とする。

1: 低緯度帯に双極型の活動領域が浮上する。双極型の活動領域は、浮上する際 Joy's law(先行黒点が赤道に近い) と Hale law(先行/後行黒点の磁性が各半球で反対になる) に従って先行黒点が赤道に近い場所に生成される。各半球で反対の磁極となる (図 1 左)。

2: 次に、乱流拡散と子午面還流によって後行黒点が選択的に高緯度へ移流する (図 1 中)。乱流拡散とは対流によるその場での拡散であり、子午面還流とは赤道から極域に流れる循環流 (~10 m/s) である。

3: 北/南極に後行成分が蓄積し、元の磁極と相殺し合うことで極磁場の磁束量が減少する。さらに後行成分が蓄積することによって極磁場の反転が起こる (図 1 右)。

このような極性反転のモデルを Babcock-Leighton model と呼び、約 11 年周期で極性が反転する。し

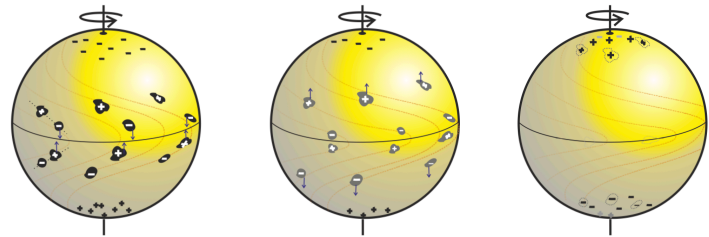


図 1: Babcock-Leighton model の概要図 (Charbonneau (2010) より)

### 3 Previous research

Petrie (2017) では Hinode/SP を用いて 2013-2016 年の 3 月に南極のベクトル磁場を観測し、南極の極域磁場が反転する様子やグローバルな太陽磁場が単純な topknot 構造ではないことを示した。

太陽の極性は 11 年周期で反転している (2 節)。地球から太陽を見たとき、極域は球体の縁に相当するため、射影の効果により実質的な空間分解能が低下

する。また、視線方向の観測だけでは  $B_r, B_\theta$  成分と  $B_\phi$  成分を分解することができない。Hinode/SP は高い空間分解能 (0.3 秒角) を持ち、更にベクトル磁場の観測が可能のため、上記の問題点をカバーできる。以下では Hinode/SP を用いた太陽の極域磁場の反転の様子を議論する。

図 2 は 2013-2016 年 3 月の南極の磁場強度の分布図である。2013 年の南極では正極磁場が卓越しており、2014, 2015 年では負極磁場が極域に侵入し、2016 年には負極磁場が卓越している。すなわち、磁場の反転が起きている。

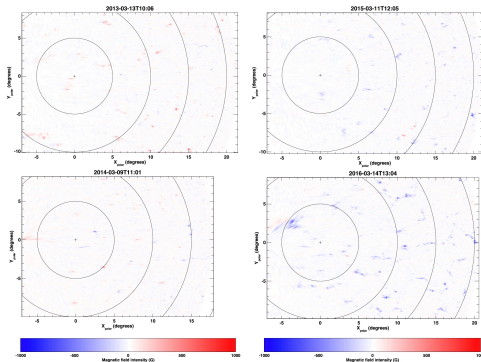


図 2: 2013-2016 年 3 月の南極の磁場強度の分布図。左上が 2013 年 3 月で右下が 2016 年 3 月である。また、赤/青色は正/負の磁場を表す。

図 3 は 2013-2016 年 3 月の南極各緯度における平均磁場強度のグラフである。これより 2013 年から 2016 年までにかけて磁性が反転したことや、平均磁場強度の緯度方向分布に偏りがあることが分かる。

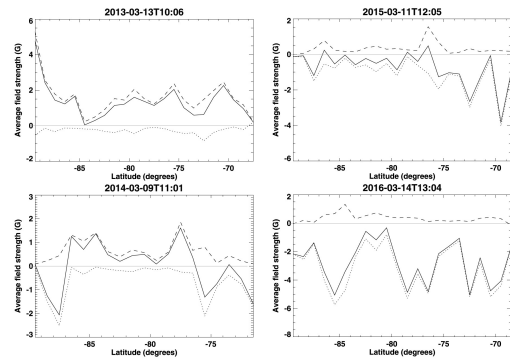


図 3: 2013-2016 年 3 月の南極における、経度方向平均した磁場強度 (図 2 を経度平均したもの)。左上が 2013 年 3 月で右下が 2016 年 3 月である。また、実/破線が正/負の平均磁場強度で、点線が全体の平均磁場強度を表す。

図 4 は 2016 年 3 月の全球ベクトル磁場を元に PFSS モデル (Petrie 2013) を用いて計算した全球コロナ磁場である。左は SOLIS/VSM(空間分解能 1.1”)のみを用いて作成したモデルであり、右は極域のみ Hinode/SP(空間分解能 0.3”)に置き換えて作成したモデルである。低分解能だと南極付近のみから磁力線が湧き出しているのに対し、高分解能だと磁力線の湧き出し位置が空間的に広がっている。

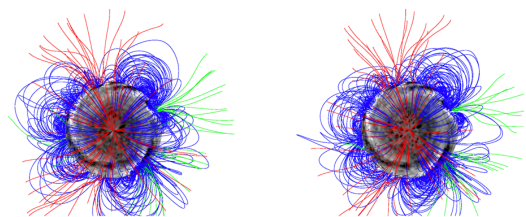


図 4: 緑/赤色が正/負の開いた磁力線で、青色が閉じた磁力線

以上より、南極の極域磁場が反転の様子が示された。また、高空間分解能観測によって、全球コロナ磁場は単純な topknot 構造をしているわけではないことがわかった。

## 4 Conclusion & Future Works

Petrie (2017) は、Hinode/SP の高空間分解能を用いて太陽極域の磁気パッチを観測することで、南極の極域磁場が反転している様子を示した。この結果を説明するために Babcock-Leighton model は有用である。このモデルでは、極域磁場の反転を実現するメカニズムとして、活動領域の子午面還流による輸送や、対流による乱流拡散を仮定している。しかし、Petrie (2017) の“各緯度における平均磁場強度の解析(図 3)”では時間分解能が 1 年と荒く、詳細な移流の様子はわからなかった。この時間分解能を 1 ヶ月に向上させることで、子午面還流により磁極が反転する時間変化を明らかにしたい。また、Hinode/SP を用いることで、極域でのベクトル磁場の時間変化を追跡し、極域の拡散係数を求めたい。これらの研究によって、ダイナモ機構の解明に貢献したい。

## Reference

Petrie 2013, *Solar Phys.*, 292, 13

Petrie 2017, *Astrophys. J.*, 768, 162

Charbonneau 2010, *Solar and Stellar Dynamos*, Springer

b4

狭帯域フィルターを使った金属欠乏星  
検索

甲南大学大学院 自然科学研究科 物理学  
専攻

岩崎 巧実

## 狭帯域フィルターを使った金属欠乏星搜索

岩崎 巧実 (甲南大学大学院 自然科学研究科 物理学専攻 M1)

### Abstract

金属欠乏星とは、太陽と比べて重元素、すなわち金属の量が少ない恒星を指す。これらは金属がまだ少なかった時代の宇宙で誕生したため、古い星が多い。ゆえに金属欠乏星を観測することで、宇宙初期の情報を得ることができる。その金属欠乏星の搜索方法に、狭帯域フィルター (narrow band filter, NB) を用いた観測がある。NB 観測では、恒星からの光を対物プリズムに比べて少ない素子に集められるため、暗い天体でも観測できる。また見た目の距離が近い天体でも、NB は互いの光を分離できる。中でも、 $\text{Ca}^+$  の吸収線である Ca H & K 線 (各々 3968.5 Å、3933.7 Å) に高い感度を持つ NB が、金属欠乏星の搜索に有用である (Starkenburger et al. 2017)。この吸収線は、金属量の小さい恒星ほど強度が弱くなるという特徴があるため、金属量の比較に利用できる。NB400 は、Ca H & K 線を含む 3900-4000 Å の波長の光だけを透過するため、同じ波長域に感度を持つ v バンドフィルターと比較すると、Ca H & K 線に対して感度が高い。それにより、他の元素によるスペクトルに埋もれることなく、恒星の Ca H & K 線を観測できる。

今回は、2019 年 3 月に行われた、東京大学木曾観測所 105cm シュミット望遠鏡を使った金属欠乏星の NB 観測の観測結果について述べる。一度に広範囲を観測できるこの望遠鏡で、金属欠乏星を効率よく検出できる NB400 を使うことで、多くの金属欠乏星をまとめて見つけられることが期待される。また、その観測結果から、よりよい金属欠乏星の搜索方法についても議論を行う。

## 1 Introduction

誕生直後の宇宙は、水素とヘリウム、微量のリチウムのみで占められており、現在のように多種多様な元素は存在していなかった。したがって、この時代に生まれた最古の星たちは、主に水素とヘリウムのみで構成されていた。これらの星はやがて寿命を迎えると超新星爆発を起こし、星内部で合成した炭素や酸素といった重元素を宇宙空間にもたらす。先代の恒星が撒き散らした元素から次世代の星が生まれ、その内部で元素を合成して、超新星爆発で宇宙空間にばらまかれ、そこからさらに次の世代の星が生まれ、というサイクルを繰り返してきたことで、宇宙には重元素が増えていった。

これらの水素やヘリウム以外の元素を指す重元素は、まとめて「金属」と呼ばれる。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、 $[\text{Fe}/\text{H}]$  という表記で表す。これは、恒星の鉄と水素の質量比と太陽の鉄と水素の質量比を常用対数で表した数値なので、例えば金属量が太陽の 1/100 なら、 $[\text{Fe}/\text{H}] = -2$  となる。太陽と比べ、金属をあまり含まない古い恒星を金属欠乏星 (metal-poor star) という。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情報を得ることができる。

そこで我々は東京大学木曾観測所 105cm シュミット望遠鏡を用いて、全天の金属欠乏星を搜索すべく、狭帯域フィルターを用いた観測を 2019 年 3 月に行った。一度に広範囲を観測できるこの望遠鏡で、金属欠乏星に対して特徴的な波長の光を捉えられるフィルターを使った観測を行うことで、効率的に、一網打尽に金属欠乏星を見つめることを目指した。



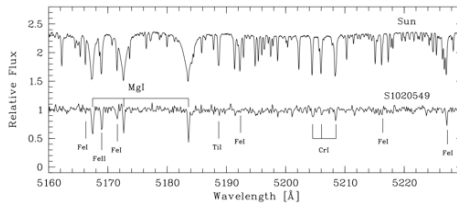


図 1: 太陽と金属欠乏星のスペクトル ([https://space.mit.edu/home/afrebel/group/Frebel\\_Research\\_Group.html](https://space.mit.edu/home/afrebel/group/Frebel_Research_Group.html))。

## 2 Observations

従来の観測方法では、13-4 等級よりも暗い金属欠乏星が多く見つかった (Frebel et al. 2006, Yanny et al. 2009)。一方、9-12 等級程度の明るい金属欠乏星は、あまり見つけれられていない。これは、この等級の金属欠乏星の数が少なすぎるわけではなく、単純に観測が行き届いていないことが原因である。したがって、あまり観測されていない、かつ高分散分光もしやすいこれらの恒星を絞って、探索を進めていった。今回の観測では、シュミット望遠鏡の Tomo-e Gozen カメラに取り付けられている狭帯域フィルター (narrow-band filter、NB) を用いた。今回用いたフィルターには 4 種類あり、波長 400nm、436nm、520nm、860nm 付近の光だけを透過する。このうち、400nm 付近の光を透過する NB400 フィルターは、カルシウムイオンの吸収線 (Ca H & K lines, 3968.5 Å, 3933.7 Å) を観測するのに適している。恒星のスペクトルのうち、この吸収線は図 2 のように、恒星の金属量によって強度が変化するという特徴がある (Starkenburg et al. 2017)。

したがって、NB400 での恒星の等級を比較することで、その星の金属量のある程度見積もることができる。

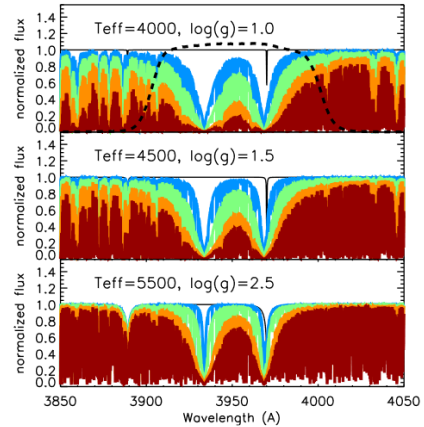


図 2: 金属量ごとの Ca H & K 線の強度の計算結果 (Starkenburg et al. 2017)。赤は  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ 、橙は-1、緑は-2、青は-3 となっている。黒い点線は NB400 の透過する範囲を指す。

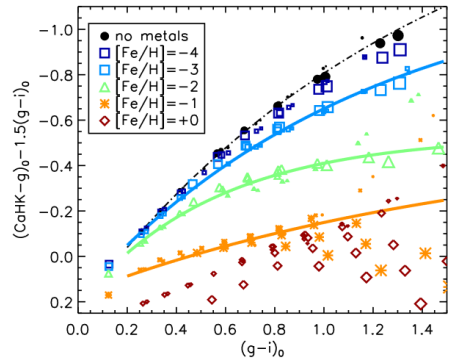


図 3: 金属量ごとの NB400 の等級の計算結果 (Starkenburg et al. 2017)。記号の大きさは星の表面重力に対応している。

## 3 Results

2019 年 3 月、もともと組成のわかっているターゲットの恒星約 100 個の観測を、シュミット望遠鏡で上記の 4 種類の狭帯域フィルターを用いて行った。そのうち、NB400 での観測結果が図 4 である。多少ばらつきは見られるが、ある程度金属量によって図 3 のようにターゲットの星が

分離したことがわかる。また、NB436、NB520、

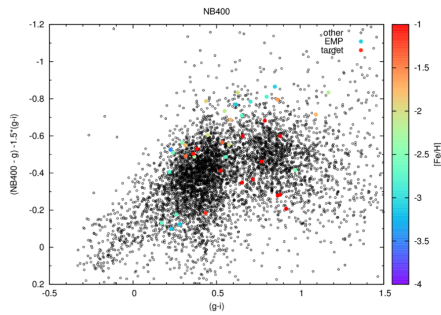


図 4: NB400 での観測結果。色は金属量に対応している。ターゲットの星は色付きで、同時に写った他の星は黒色で示している。

NB860 での観測結果を、それぞれ図 5、図 6、図 7 に示した。NB436、NB520 は NB400 と同様に、それぞれ炭素の量、および表面重力によってターゲットの星が分離した。しかし、NB860 は異なる金属量どうしの星が混ざり合った結果となった。

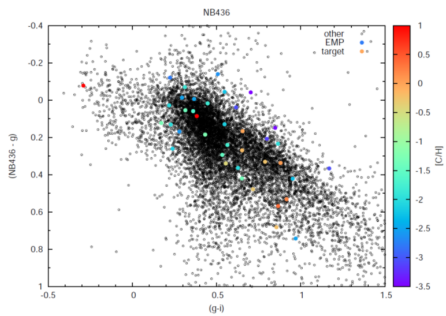


図 5: NB436 での観測結果。色は炭素の量に対応している。ターゲットの星は色付きで、同時に写った他の星は黒色で示している。

## 4 Discussion

今回の観測では、100 個程度の恒星を観測したが、将来的には全天に分布する金属欠乏星を探索すべきである。しかし、現状では NB400 で

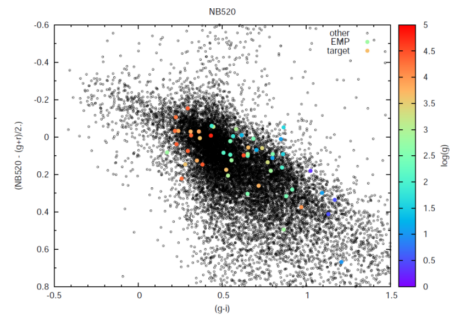


図 6: NB520 での観測結果。色は表面重力に対応している。ターゲットの星は色付きで、同時に写った他の星は黒色で示している。

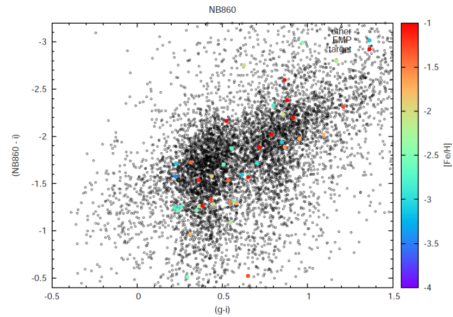


図 7: NB860 での観測結果。色は金属量に対応している。ターゲットの星は色付きで、同時に写った他の星は黒色で示している。

は 15 等級程度の星まで見えてしまうため、12 等級程度の星まで観測できればよい本研究では深すぎるといえる。また、84 枚のチップすべてを使って観測すると、一晩で 1600 平方度の撮影ができるが、狭帯域フィルターのある区画のチップ 21 枚だけを使って観測すると、時間もかかりすぎるため、より浅く観測を行う必要がある。浅く観測を行うと、従来の深い観測よりも写る天体の数が減るため、カメラのチップ 84 枚を一気に使わないとアストロメトリが解けず、天体の座標を決められないことにも注意が必要である。

## 5 Conclusion&Future Works

宇宙初期に生まれたとされる金属欠乏星を観測することで、古い時代の宇宙の情報が得られる。その金属欠乏星を探索する方法として、Ca H & K の吸収線の強度によって星を狭帯域フィルターで分けるといふものがある。シュミット望遠鏡での観測結果から、星を金属量ごとに分けることができたが、全天を探索するためには、より浅く観測して、アストロメトリを一気に解く必要がある。

また、図 3 と図 4 から、金属欠乏と考えられる星を選ぶための図を図 8 に示す。これらの星を、

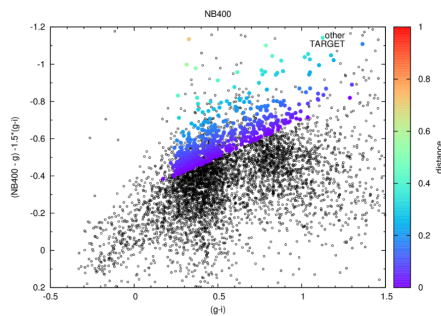


図 8: NB400 の観測結果における次回のターゲットの選択。色は斜めに走る境界線からの y 軸方向の距離を表している。また、温度は 4200-6500K に限定している。

x 軸に表面温度、y 軸に見た目の等級で表した図が図 9 である。この中から、より金属欠乏であると考えられる暖色で示されている星を選び、観測を今後行う予定である。

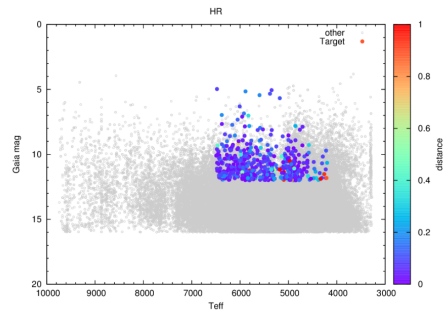


図 9: NB400 の観測結果における次回のターゲットの選択。色は図 8 と同じ。また、温度は 4200-6500K に、等級は 12 等より明るい星に限定している。

Yanny, B. and Newberg, H. J. and Johnson, J. A. et al. 2009, ApJ, 700(2), 1282

## Reference

- Frebel, A. and Christlieb, N. and Norris, J. E. et al. 2006, ApJ, 652(2), 1585
- Starkenbug, E. and Martin, N. and Youakim, K. et al. 2017, MNRAS, 471(3), 2587-2604

c1

光球で起こるアネモネジェットの数値的  
研究

京都大学大学院 理学研究科宇宙物理学  
教室

古谷 侑士

## 光球で起こるアネモネジェットの数値的研究

古谷 侑士 (京都大学大学院 理学研究科宇宙物理学教室)

### Abstract

太陽大気では、足元に光るループを伴うジェット現象がコロナと彩層で観測されている。これらのジェットは、足元の形状がイソギンチャク (sea anemone) のように見えることからアネモネジェットと呼ばれる。注目すべきは、アネモネジェットはコロナと彩層で空間スケールが 10 - 1000 倍異なるが、スケールに依らず同様の形状をしており、磁力線の繋ぎ変え (磁気リコネクション) で統一的に説明できる点である。アネモネジェットのスケール普遍性から、彩層やコロナだけでなく光球でも 100 km 程度のアネモネジェットが存在していると予想できる。しかし、磁気エネルギーが優勢でない光球 ( $(\text{ガス圧})/(\text{磁気圧}) \sim 1 - 10$ ) で、磁気エネルギーが優勢なコロナ・彩層と同様に磁気リコネクションによる磁気エネルギーの解放でジェットができるのかは自明ではない。また、光球・彩層では密度は高さと共に指数関数的に減少する一方、電磁流体波のエネルギーフラックスがほぼ一定に保たれるため、波の速度が高さと共に急速に増加し、衝撃波を形成すると考えられる。光球アネモネジェットから生じた電磁流体波もこのメカニズムによって成長して上層へ影響を与えると考えられるが、どのように成長するか定量的には明らかではない。そこで、発表者は 3 次元電磁流体シミュレーションによって光球アネモネジェットについて研究している。数値計算の結果、光球でも磁気リコネクションによりジェット現象が確認された。また、電磁流体波の一種である遅い磁気音波がジェットと共に発生し、上層へ伝搬していくのも確認された。

## 1 Introduction

太陽大気は表面からおよそ 500 km までが光球、500 km から 2000 km までが彩層、それより上空がコロナと呼ばれる 3 層で構成される。これらの各層では様々な種類のジェット現象が観測されている。特に彩層・コロナでは足元に光るループを伴うジェット現象が多数報告されており、その足元の形状がイソギンチャク (sea anemone) のように見えることからアネモネジェットと呼ばれている (図 1)(Shibata et al. 1994)(Shibata et al. 2007)。

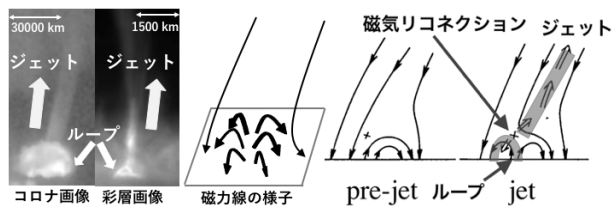


図 1: アネモネジェットの撮像画像 (左図) と 3 次元的な磁力線の様子 (中図)、およびその理論モデル

表 1: 各層でのアネモネジェットの物理量

領域	空間長スケール (km)	速度 ( $\text{km s}^{-1}$ )	寿命 (s)
コロナ	$10^4 - 10^5$	$100 - 10^3$	$10^3 - 10^4$
彩層	$10^3 - 10^4$	$10 - 100$	$100 - 10^3$
光球?	$10 - 100$	$1 - 10$	$10 - 100$

アネモネジェットの空間スケールや速度はコロナと彩層で大きく異なっている (表 1)(Singh et al. 2011)。しかし、両者の速度は起こっている領域での Alfvén 速度程度であり、寿命を Alfvén 時間で規格化した値はおよそ 100 程度となる。これらの性質は、アネモネジェットがその空間スケールに依らず磁場と関連した共通のメカニズムで起こることを示唆している。実際、磁力線の繋ぎ変え (磁気リコネクション) に基づく理論モデルで観測される特徴をよく説明できることがわかっている (Yokoyama & Shibata 1996) (Takasao et al. 2013)。

アネモネジェットのスケール普遍性に注目すると、表 1 のような物理量をもつアネモネジェットが光球でも起こっていることが期待できる。ところが、太

陽光球が磁場が優勢な環境にない ( $\beta = (\text{ガス圧})/(\text{磁気エネルギー}) \sim 1-10$ ) ことを踏まえると、上空の  $\beta \ll 1$  の彩層やコロナと同様に磁気リコネクションでジェットを作ることができるかは自明ではない。また、観測的に検証を試みても、現在の太陽望遠鏡の空間分解能は最高のもので 70 km 程度であるため、100 km 程度のジェットの存在を検証するのは難しい。

そこで、本研究では 3 次元電磁流体 (MHD) シミュレーションにより、光球でもアネモネジェットが存在するかどうかを検証した。

## 2 Methods

数値計算には Athena++ (Stone et al. 2008) を用いた。基礎方程式は以下の通りである。

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (e + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi})}{\partial t} + \nabla \cdot ((h + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{4\pi}) \mathbf{v} - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B}) = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{v} - \frac{\rho R}{\mu(\gamma - 1)} \frac{T - T_0}{\tau_{\text{cooling}}} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4)$$

$$p = \frac{\rho R T}{\mu} \quad (5)$$

ここで、 $e$  は流体の内部エネルギー、 $T_0$  は初期の温度、 $\tau_{\text{cooling}}$  は光球での平均的な冷却時間、 $\mu$  は平均分子量である。また、 $\mathbf{g}$  は重力加速度であり、 $\mathbf{g} = (-g, 0, 0)$  である。

初期条件としては温度が一様な静水圧平衡を仮定した。磁場配置は以下のポテンシャル場を設定した (Wyper et al. 2018)。

$$\mathbf{B} = (c_1 \cos \theta, c_1 \sin \theta, 0) + \sum_{i=1,16} \nabla \times \mathbf{A}_i \quad (6)$$

$$\mathbf{A}_i = \frac{b_i x_i^3}{2[x_i'^2 + (y_i' - y_c)^2 + z_i'^2]^{3/2}} \times [-z_i' \mathbf{e}_y + (y_i' - y_c) \mathbf{e}_z] \quad (7)$$

ここで、 $c_1 = -0.8$ 、 $\theta = -22^\circ$  は背景場の傾き、 $x_i' = x - x_i$ 、 $y_i' = y - y_i$ 、 $z_i' = z - z_i$  である。 $b_i, x_i, y_i, z_i$  は表 2 で与えた。

表 2: 双極場のパラメータ

i	$b_i$	$x_i$	$y_i$	$z_i$
1	-1.35	-1.0	-0.5	-1.0
2	-1.35	-1.0	-0.5	-0.5
3	-1.35	-1.0	-0.5	0
4	-1.35	-1.0	-0.5	0.5
5	-1.35	-1.0	-0.5	1.0
6	-1.35	-1.0	0	-1.0
7	-1.35	-1.0	0	0
8	-1.35	-1.0	0	1.0
9	-1.17	-1.0	-1.5	-1.0
10	-1.17	-1.0	-1.5	-0.5
11	-1.17	-1.0	-1.5	0
12	-1.17	-1.0	-1.5	0.5
13	-1.17	-1.0	-1.5	1.0
14	-1.17	-1.0	-1.0	-1.0
15	-1.17	-1.0	-1.0	0
16	-1.17	-1.0	-1.0	1.0

下部境界の速度場は以下のように与えた (Pariat et al. 2009), (Wyper et al. 2018)。

$$v_x = 0 \quad (8)$$

$$\mathbf{v}_\perp = \nu_0 g(B_x) \mathbf{e}_x \times \nabla B_x \quad (9)$$

$$g(B_x) = k \frac{B_r - B_l}{B_x} \tanh \left( k \frac{B_x - B_l}{B_r - B_l} \right) \quad B_l \leq B_x \leq B_r$$

$$= 0 \quad \text{otherwise} \quad (10)$$

ここで、 $k = 4.0$ 、 $\nu = 0.002$ 、 $B_l = 0.15$ 、 $B_r = 3.6$  である。また、熱力学量は初期の値を保つように設定し、磁場は勾配を持たないように与えた。その他の境界は全て開境界とし、物理量の勾配を 0 とした。

数値計算の規格化には空間スケールとして  $L = 10$  km、速度のスケールとして  $c_s = \sqrt{RT_0/\mu} \sim 6.70 \times 10^5$  cm/s、さらに光球底面での密度  $\rho_0 = 1.0 \times 10^{-7}$  g cm $^{-3}$  を使用した。

計算領域としては  $[x_{\min}, x_{\max}] \times [y_{\min}, y_{\max}] \times [z_{\min}, z_{\max}] = [0, 40] \times [-17.5, 7.5] \times [-5, 5]$  を使用



した。格子間隔は  $dx = dy = dz = 0.05$  と設定した。また、アネモネ型の磁場を十分に空間分解するために  $[0, 10] \times [-12.5, -2.5] \times [-2.5, 2.5]$  では格子間隔を半分にした。

### 3 Results

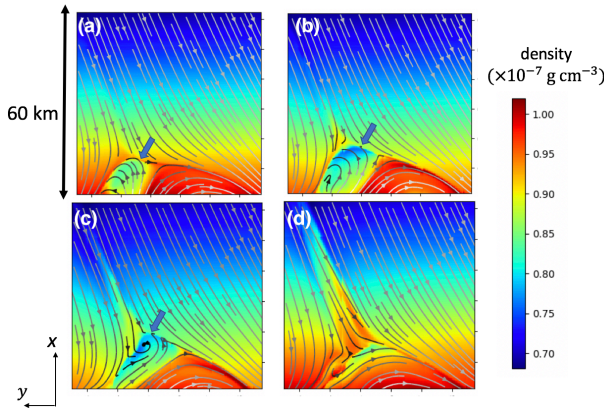


図 2:  $z = 0$  平面での計算結果。(a):  $t = 60$  での密度分布と磁力線。(b):  $t = 81$ 。(c):  $t = 90$ 。(d):  $t = 111$ 。青色の矢印は捻れた磁束管を示している。

図 2 は  $z = 0$  平面での時間発展を示している。図 2(a) より、底面でのシア運動によって磁力線が捻られて低密度な磁束管が形成されることがわかる。底面でのシア運動により磁気エネルギーが注入されることと、磁束管の上の方が背景場と磁気リコネクションを起こすことで磁束管を上から押さえつける磁気圧が減少する結果、磁束管は徐々に上空へ浮上していく (図 2(b))。やがて磁束管全体が背景場と磁気リコネクションを起こし (図 2(c))、激しいジェット現象が起こった (図 2(d))。

図 3 は磁束管が背景場と磁気リコネクションしている様子を示している。磁気リコネクションは主に  $xz$  平面で起こり、磁気リコネクションによってプラズマは  $z$  軸方向に Alfvén 速度程度まで加速されている。

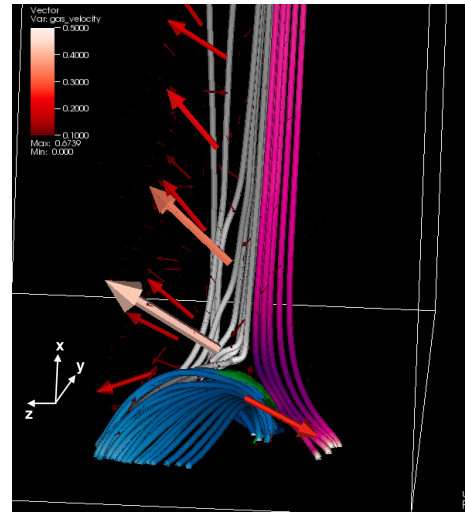


図 3:  $t = 99$  での計算結果。青色と赤色の曲線は磁気リコネクションを起こす前の捻れた磁束管と背景場を表す。灰色の曲線は磁気リコネクションした後の磁力線を表す。矢印は速度ベクトルを、緑色の曲面は電流シートを表す。

### 4 Discussion

図 2 で示されたように、底面のシア運動で磁束管が形成され、それが上空に浮上していき激しい磁気リコネクションを起こすことでジェットが形成されるのは、コロナでの数値計算の結果と一致する (Wyper et al. 2018)。このことは、光球のように磁場が優勢でない環境でも、上層と同様のメカニズムでジェットが形成される可能性を示唆する。

図 3 で示されているように、磁気リコネクションによるプラズマの加速は主に  $z$  軸の方向に働き、その後何らかの力が働くことで図 2 に見られるように背景場に沿ってジェットが形成されている。ジェットを駆動するメカニズムについては、コロナや彩層で冷たいジェットを駆動するメカニズムの一種である (Yokoyama & Shibata 1996) (Takasao et al. 2013)、プラズマが磁力線と共に運動するために生じる遠心力が考えられるが、現在研究を進めている段階である。

また、光球アネモネジェットによって形成される遅い磁気音波が上層大気へ影響を与えるかを調べるために、磁気リコネクションによって形成された磁力線に沿った 1 次元計算を行なった。簡単のため磁場

を無視し、3次元計算の結果から熱力学量と速度のみを磁力線に沿って初期の擾乱として与えた。初期条件は光球・彩層では 6000 K、コロナでは  $10^6$  K の静水圧平衡で与えている。計算の結果、重力成層の影響で音波が高さと共に成長し強い衝撃波を形成した(図 4)。また、衝撃波が彩層・コロナの遷移層(接触不連続面)と衝突することで、接触不連続面が高さ 3000 km 程度まで打ち上げられた。このメカニズムで打ち上げられた接触不連続面が彩層で見られるジェット現象の一種であるスピキュールの起源となることは多くの先行研究で指摘されており(Suematsu et al. 1982)(De Pontieu et al. 2004)、本研究は下層での音波の起源として磁気リコネクションによるジェット現象が関連する可能性を示唆している。

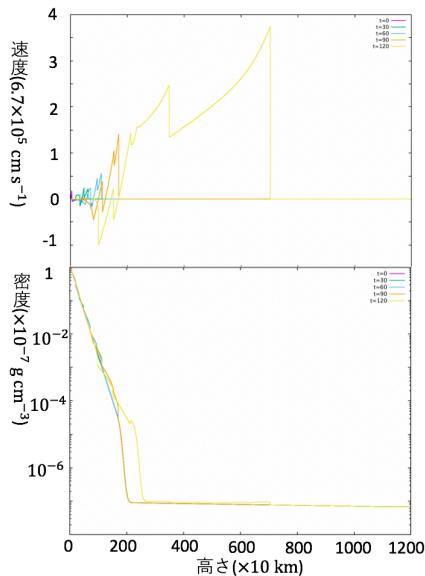


図 4: 磁気リコネクションによって形成された磁力線に沿った遅い磁気音波の伝播をコロナ(初期条件では 2000 km より上空)まで計算した結果。

## 5 Conclusion

本研究では 3次元 MHD 計算により、光球でも磁気リコネクションによってジェットができることを世界で初めて確認した。また、簡単な 1次元計算ではあるが、ジェットから生じた遅い磁気音波が上層へ成

長しながら伝播し、スピキュールの起源になる可能性を示した。

今後は磁場の強さやアネモネ型の磁場の空間スケールを変化させた結果ジェットがどのように変化するか計算することが必要になる。また、輻射輸送も考慮して現実的な対流運動のもとジェットが形成されるかも調べるべきである。観測方面からは 2020 年から科学観測を開始する主鏡 4m の DKIST により空間分解能およそ 20 km を達成できるため、本研究で存在が示唆された光球アネモネジェットを観測的に検証できる可能性がある。

## Acknowledgement

本研究で行なった 3次元計算には国立天文台天文シミュレーションプロジェクトのスーパーコンピュータ Cray XC50 を使用させて頂きました。ここで深く感謝の意を申し上げます。また、多くの助言を頂いた指導教官の柴田一成氏にも感謝の意を申し上げます。

## Reference

- De Pontieu, B., Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, *nat*, 430, 536
- Pariat, E., Antiochos, S. K., & DeVore, C. R. 2009, *apj*, 691, 61
- Shibata, K., Nitta, N., Strong, K. T., et al. 1994, *apjl*, 431, L51
- Shibata, K., Nakamura, T., Matsumoto, T., et al. 2007, *Science*, 318, 1591
- Singh, K. A. P., Shibata, K., Nishizuka, N., & Isobe, H. 2011, *Physics of Plasmas*, 18, 111210
- Stone, J. M., Gardiner, T. A., Teuben, P., Hawley, J. F., & Simon, J. B. 2008, *apjs*, 178, 137
- Suematsu, Y., Shibata, K., Neshikawa, T., & Kitai, R. 1982, *solphys*, 75, 99
- Takasao, S., Isobe, H., & Shibata, K. 2013, *pasj*, 65, 62
- Wyper, P. F., DeVore, C. R., & Antiochos, S. K. 2018, *apj*, 852, 98
- Yokoyama, T., & Shibata, K. 1996, *pasj*, 48, 353



c2

恒星フレアによる元素合成の可能性の  
数値的研究

京都大学大学院 理学研究科

關 嵩覚

## 恒星フレアによる元素合成の可能性の数値的研究

關 嵩覚 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

現在さまざまな場所でリチウムの存在量が観測されているが、それに対する理論的な説明は未だ与えられていないものが多い。それらに対する説明として、フレアによって水素やヘリウムが加速され大気中の粒子と反応することでリチウムが生成されるというモデルが提案されてきた (Ryter et al. 1970 など)。しかしこのモデルでは反応による二次粒子の効果を考えていない。一方で太陽フレアの X 線観測の結果が、フレアにおけるリチウム合成の可能性を示唆している (Kotov et al. 1996 など)。さらには近年見つけてきたスーパーフレアという最大級の太陽フレアの 10 倍以上のエネルギーのフレアが存在が、今まで考えられていた以上の元素合成反応が起こる可能性を与えている。またフレアが活発な星ではリチウム組成が多くなっているのではないかという提案もある (Honda et al. 2015)。

そこで本研究では、従来は考えられていなかった二次粒子の効果やリチウム以外の元素の合成、スーパーフレアが存在を考慮に入れたうえで元素合成計算を行っている。その結果としてフレアにおいて元素合成が起こっているのか、またそれが恒星の化学組成に対して寄与を与えているのかを評価する。我々はこれらの効果を厳密に考える前段階としていくつかの仮定を置いたテスト計算を行った。具体的には、彩層蒸発によって生じた温度・密度の上昇したプラズマの熱運動に起因する元素合成のみを仮定し、考慮する核種、反応は 495 種の同位体とそれらが含まれる反応とした。また太陽組成を初期値とし、温度・密度の値をフレア及び光球～彩層の典型的な値を考慮したものに固定して計算を行った。本講演ではこのテスト計算の結果と今後の展望について述べる。

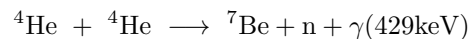
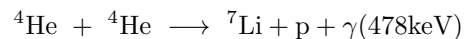
### 1 Introduction

リチウムという元素はその起源として、ビッグバン元素合成や宇宙線と星間物質との相互作用などがあり、宇宙の様々な現象や天体と関係している。またリチウムは  $\gtrsim 10^6$  [K] の恒星内部において簡単に崩壊してしまうため、それを利用して恒星の年齢の推定に用いられるなど非常に重要な元素である。したがってその組成や起源を明らかにすることは、以上のような現象や天体の物理を明らかにすることにもつながることが期待される。

Ryter et al. (1970) は、T Tauri 型星の表面におけるリチウム量が星間空間のリチウム量よりも大きいという問題に関して、T Tauri 型星自身がリチウムの生成源となるモデルについて考察した。ここで、磁気活動が活発な T Tauri 型星では、フレアによって加速された粒子からリチウムが生成されるのではないかという考えから、恒星フレアによるリチウム合成というモデルが提唱された。また Ryter et al. (1970)

をさらに進めた研究の Canal (1974) によると、フレアで加速された陽子や  $\alpha$  粒子によって生成されるリチウム量は表 1 のように見積もられている。ここで、 $\gamma$  は power law を仮定した加速陽子と加速  $\alpha$  粒子のフラックスの power law index である。

また、フレアでのリチウム合成の示唆として Kotov et al. (1996) などがある。リチウムの合成では次式のようにガンマ線を出すことがわかっており、このエネルギーの光子がピークを作っているのが図 1 から分かる。



したがって、本研究では恒星フレアによる元素合成について厳密な計算を行い、本当に元素合成が起こっているのかを確かめ、その影響を見積もる。

表 1: 合成されたりチウム量 (水素原子一つに対する量) [sec<sup>-1</sup>]

Isotope and Contribution	$\gamma = 2$	$\gamma = 2.5$	$\gamma = 3$	$\gamma = 4$	$\gamma = 6$
<sup>6</sup> Li :					
$p + C, N, O, Ne$	$4.4 \times 10^{-21}$	$5.0 \times 10^{-22}$	$6.7 \times 10^{-23}$	$1.6 \times 10^{-24}$	$2.0 \times 10^{-27}$
$\alpha + C, N, O, Ne$	$1.8 \times 10^{-20}$	$3.9 \times 10^{-21}$	$9.6 \times 10^{-22}$	$8.2 \times 10^{-23}$	$1.5 \times 10^{-24}$
$\alpha + \alpha$	$8.8 \times 10^{-20}$	$2.4 \times 10^{-20}$	$6.4 \times 10^{-21}$	$4.8 \times 10^{-22}$	$2.8 \times 10^{-24}$
Total	$1.1 \times 10^{-19}$	$2.8 \times 10^{-20}$	$7.4 \times 10^{-21}$	$5.6 \times 10^{-22}$	$4.6 \times 10^{-24}$
<sup>7</sup> Li :					
$p + C, N, O, Ne$	$7.8 \times 10^{-21}$	$9.1 \times 10^{-22}$	$1.2 \times 10^{-22}$	$2.4 \times 10^{-24}$	$1.4 \times 10^{-27}$
$\alpha + C, N, O, Ne$	$3.1 \times 10^{-20}$	$6.6 \times 10^{-21}$	$1.6 \times 10^{-21}$	$1.2 \times 10^{-22}$	$1.1 \times 10^{-24}$
$\alpha + \alpha$	$7.2 \times 10^{-19}$	$2.1 \times 10^{-19}$	$5.9 \times 10^{-20}$	$5.0 \times 10^{-21}$	$4.0 \times 10^{-23}$
Total	$7.6 \times 10^{-19}$	$2.2 \times 10^{-19}$	$6.1 \times 10^{-20}$	$5.1 \times 10^{-21}$	$4.1 \times 10^{-23}$

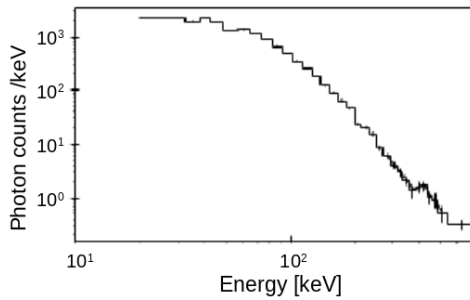
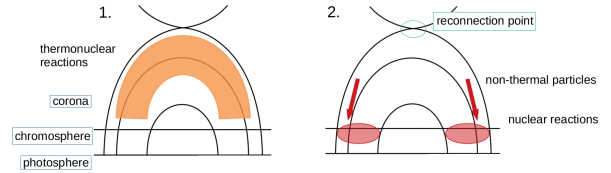


図 1: 観測例:太陽フレアの X 線観測



の二つを考える。

また、合成量を見積もる計算式として次の微分方程式を全ての  $i$  について連立して解く。

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{jkl} \left[ -\langle \sigma v \rangle_{ij} n_i n_j + \langle \sigma v \rangle_{kl} n_k n_l \right] \quad (2)$$

ここで  $n$  は数密度を表し、添字の  $i, j, k, l$  は次式で表される反応式で関係づけられた核種を指定するものである。

$$i + j \longrightarrow k + l \quad (3)$$

今回行ったテスト計算は、上述の「post flare loop における熱的な運動をする粒子による元素合成」についてのもので、温度・密度を固定、495 種の同位体について考慮し、太陽組成を初期値とした。また、これらの値はフレア及び光球～彩層の密度の典型的なものを考慮し、持続時間・温度・密度を自ら設定して計算を行った。

## 2 Methods

Canal (1974) においては次式によってリチウムの合成量を見積もっている。

$$F_{Li} = \sum_m n_m \int_{Q_m}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (1)$$

ここで、 $E$  は反応を起こす粒子の運動エネルギーで添字の  $m$  は  $^4\text{He}, C, N, O, Ne$  を表す。 $n_m$  は  $m$  で指定される核種の水素原子を単位とした存在量、 $Q_m$  は合成反応を起こすエネルギーの閾値、 $\sigma$  は反応断面積、 $\phi$  は陽子と  $\alpha$  粒子のフラックスである。

これに対し、本研究ではフレアによって起こる可能性がある元素合成として

1. post flare loop における熱的な運動をする粒子による元素合成
2. フレアによって加速された非熱的な運動をする粒子による元素合成

### 3 Results

テスト計算では、上述のパラメータを表 2 のように設定した。case[1] は現実のフレアでも起こり得るだろう典型的なもので、case[2] はこれとの比較のための非現実的なものである。これを踏まえて、以下に

表 2: テスト計算で用いたパラメータ

	持続時間 [sec]	温度 [K]	密度 [g/cm <sup>3</sup> ]
case[1]	10 <sup>3</sup>	10 <sup>7</sup>	10 <sup>-13</sup>
case[2]	10 <sup>4</sup>	3.0 × 10 <sup>7</sup>	10 <sup>-7</sup>

テスト計算結果を示す。図 2 と図 3 に関して case[1]

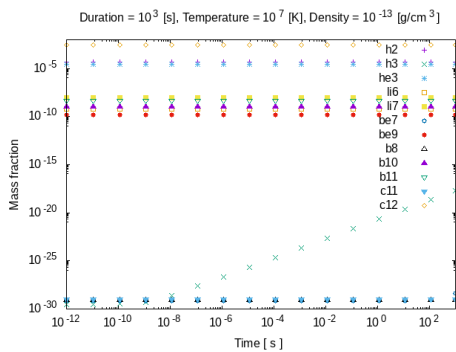


図 2: 軽元素の組成の時間変化-case[1]

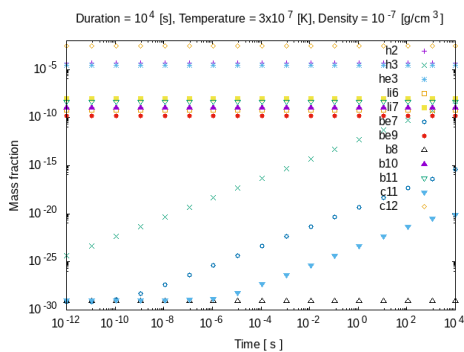


図 3: 軽元素の組成の時間変化-case[2]

では <sup>3</sup>H とわずかに <sup>7</sup>Be の増加が見られ、case[2] では <sup>3</sup>H, <sup>7</sup>Be, <sup>11</sup>C の増加が見られる。

また図 4 と図 5 に関して、ここでいう最終的な組成とは、計算終了時に存在する不安定な原子核が崩壊して安定になるまで十分時間が経過した後にお

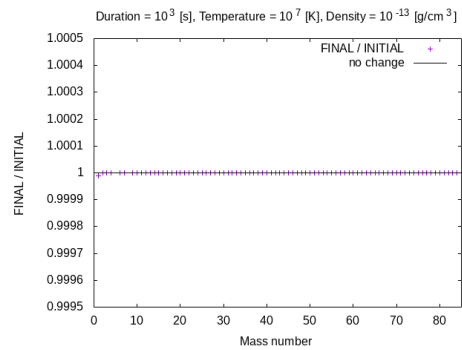


図 4: 初期組成と最終的な組成との比-case[1]

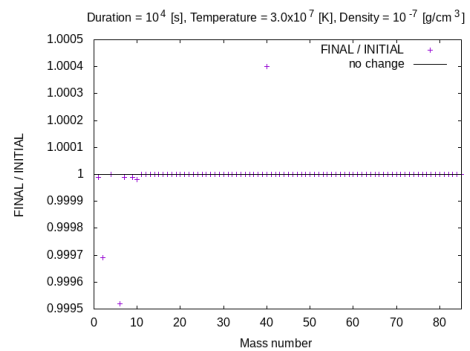


図 5: 初期組成と最終的な組成との比-case[2]

る組成のことである。時間変化の図においてはどちらの case でも元素合成による組成の変化が見られたが、初期組成に対する変化の割合を考えると、case[1] では影響は見られず、case[2] においてはいくつかの核種で初期組成に対する変化が見られる。

### 4 Discussion

今回のテスト計算は、温度と密度を固定しているという点で、かなり現実の物理を簡略化しているが、この部分を厳密に取り扱っても結果が大きく変わることはないだろうと思われる。したがってフレアに伴う post flare loop での熱的な運動をする粒子による元素合成については、合成は起こるものの全体の組成に対して影響を与えるほどの量は起こらないと考えられる。ただし、非現実的な仮定の結果を見るに、これほどの密度であれば、post flare loop での熱的な粒子による元素合成でも組成に影響を与える可

能性があると考えられる。これらのことから、恒星フレアによる元素合成では、粒子の持つ運動エネルギーがより高いエネルギーに到達し、post flare loop に比べてより密度の大きい光球～彩層で反応が起こると考えられる非熱的な運動をする粒子による元素合成が重要になってくると思われる。

## Reference

- Ryter, C., Reeves, H., Gradsztajn, E., & Audouze, J. 1970, A&A, 8, 389
- Kotov, Y. D., Bogovalov, S. V., Endalova, O. V., & Yoshimori, M. 1996, ApJ, 473, 514
- Honda, S., Notsu, Y., Maehara, H., et al. 2015, PASJ, 67, 85
- Canal, R. 1974, ApJ, 189, 531

c3

ゼロ・低金属量星におけるコロナループ  
加熱

東京大学大学院 総合文化研究科

鷲ノ上 遥香

## ゼロ・低金属量星におけるコロナループ加熱

鷲ノ上 遥香 (東京大学大学院 総合文化研究科)

### Abstract

近年の宇宙論研究では、現在の宇宙にも生き残る小質量初代星の存在が示唆されている。我々は理論的側面から小質量初代星の性質を探るため、輻射の観点において重要な役割を担うゼロ・低金属量星のコロナループについて着目した。本研究では Alfvén 波によるコロナループ加熱の 1 次元磁気流体数値シミュレーションを様々な金属量星に対して行い、ループの動的進化および物理量の金属量依存性を調べた。シミュレーションの結果、全ての金属量星において  $T \approx 10^6 \text{K}$  までコロナが加熱されたが、輻射冷却の抑制によって金属量が少ないほど高温・高密度のコロナが形成されることが分かった。特にゼロ金属量星のコロナループは太陽金属量星の数十倍も高密度であるという結果が得られ、これに対応して低金属量星ループからはより強い X 線・紫外線が放射される傾向にあることが明らかになった。

### 1 Introduction

初代星は宇宙で最初に誕生した金属 (重元素) を含まない星であり、宇宙進化を探る上で重要な天体である。従来、初代星は質量が  $10^2 - 10^3 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$ : 太陽質量) 程度の大質量星であると考えられてきた (Omukai & Palla 2001 ほか)。一方で近年の研究では、大質量原始星周りの円盤が重力不安定性により分裂することが示されている (Clark et al. 2011; Greif et al. 2011)。これらの分裂片は後に中心星へ降着するものもあれば、降着せずに星として生き残る可能性も示唆されており、このような星は小質量初代星として存在することとなる。小質量星は長い寿命を持ち、質量が  $0.8 M_{\odot}$  以下の星の寿命は宇宙年齢を越える為、小質量初代星は現在の宇宙に生き残っている可能性がある。しかしながらこのような星は未だ発見されておらず、観測的な証拠は得られていない。

観測的進展に期待する一方、理論的に小質量初代星の性質を理解しておくことも重要である。一般的な恒星の特徴として、質量が太陽質量程度以下の小質量主系列星は表面对流層を持つ。この乱対流に起因して様々な磁気活動が励起され、上空のコロナが加熱される。本研究では波動加熱説に基づき、このうち特に重要な役割を果たす Alfvén 波に注目した。Alfvén 波は星表面から伸びる磁力線に沿って伝搬し、上空で散逸・熱化することで約 100 万度の高温大気であるコロナを形成する。恒星の磁力線構造には、恒

星風が駆動される宇宙空間に開いた構造と、主に X 線や紫外線によって輝く閉じたループ構造の 2 種類が存在する。コロナの状態は熱伝導や輻射冷却との釣り合いによって決定されるが、小質量初代星を含むゼロ・低金属量星では輻射冷却の効果が抑制されるため、星の金属量によってコロナの特性に違いが現れると考えられる。開いた磁場領域におけるコロナ・恒星風駆動の金属量依存性については Suzuki 2018 で調べられ、金属量が少ないほど高温で強い星風が吹き出ると報告されている。一方、輻射の観点で重要なループ構造の金属量依存性については調査されていない。従って、コロナループの金属量依存性及び小質量初代星コロナの特徴を理論的に明らかにすることで、初代星の観測可能性や初期宇宙進化の更なる理解に繋がることが期待される。

### 2 Method

本研究では、Alfvén 波の散逸によるコロナループ加熱の 1 次元磁気流体数値計算を行なった。ループの両端から速度擾乱を注入することで星の表面对流運動を再現し、磁気流体波を励起させた。また、星の金属量を  $Z = 1, 0.1, 0.01, 0.001, 0 Z_{\odot}$  ( $Z_{\odot}$ : 太陽金属量) の 5 パターンについて同様のシミュレーションを行い、コロナループの性質の金属量依存性を調査した。

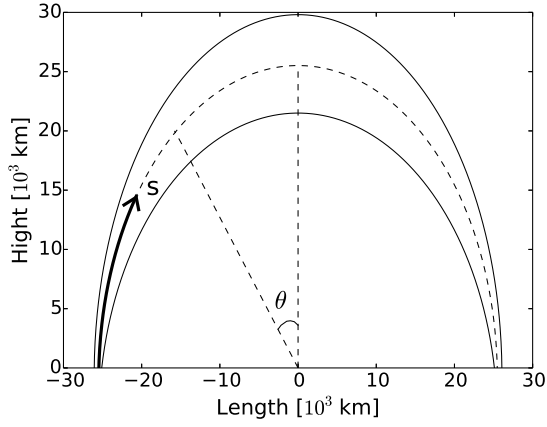


図 1: ループモデル構造

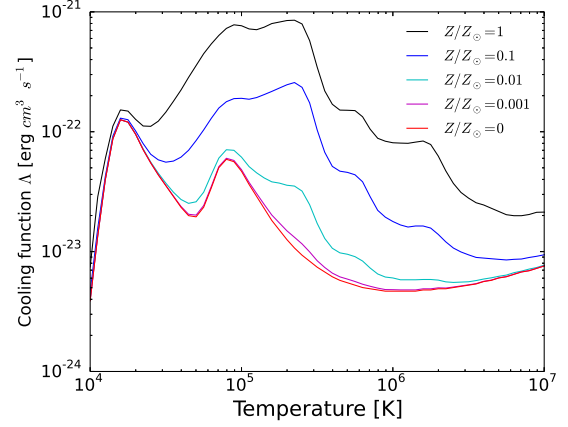


図 2: 輻射冷却関数

## 2.1 ループモデル

本研究では図 1 のような星表面に閉じた半円状の磁気ループをモデルとし (Moriysu et al.2004)、ループに沿った  $s$  方向についての 1 次元計算を行なった。さらにループには断面積 (expansion factor  $f(s)$ ) を与え、ループトップでの磁場が光球磁場の  $1/200$  となるような以下の磁場構造を仮定した。

$$f(s) = 200 \times \frac{1}{2} \left[ \tanh \left\{ a \left( \frac{-|s|/R + b}{h/R} + \frac{\pi}{4} \right) \right\} + 1 \right] \quad (1)$$

ここで  $a, b$  は  $f(s)$  の形状を決めるフリーパラメータ、 $R$  は星の半径、 $h$  はループの高さを表す。また、今回モデルとした星やループについての入力パラメータを表 1 に示す。本研究では星の金属量のみを変えて他のパラメータは同一に設定し、コロナループの金属量依存性を比較した。

表 1: 入力パラメータ	
質量 $M$	$0.8M_{\odot}$
半径 $R$	$5.13 \times 10^5$ km
ループ長 $l$	$8 \times 10^4$ km
光球磁場 $B_{ph}$	1.98 kG
有効温度 $T_{\text{eff}}$	5100K
速度擾乱 $\delta v$	1.0 km/s

## 2.2 磁気流体方程式

シミュレーションでは、熱伝導と輻射冷却を取り入れた以下の磁気流体方程式を解いた。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \frac{\rho GM}{R^2} \sin \theta \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{d}{dt} \left( e + \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi\rho} - \frac{GMh}{R^2} \cos \theta \right) \\ + \nabla \cdot \left[ \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{v} - \frac{B}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \right] \\ + \nabla \cdot F_c + q_R = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

$G, e$  はそれぞれ重力定数、内部エネルギーを表す。本研究ではループに沿った  $s$  方向についての 1 次元計算を行なっているが、磁気流体波の運動を解くために磁場  $\mathbf{B}$ 、速度  $\mathbf{v}$  は 3 成分計算を行なっている。また、 $F_c = \kappa T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial s}$  ( $\kappa$ : spitzer 熱伝導率) は熱伝導、 $q_R$  は輻射冷却率である。 $q_R$  は星の金属量に依存する項であり、本研究では光学的に薄い領域 (コロ



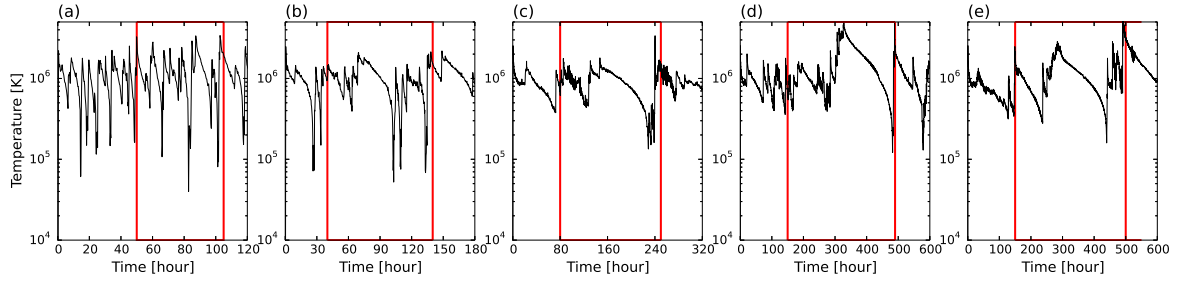


図 3: ループトップにおける温度の時間変化  
 (a)  $Z/Z_{\odot} = 1$  (b)  $Z/Z_{\odot} = 0.1$  (c)  $Z/Z_{\odot} = 0.01$  (d)  $Z/Z_{\odot} = 0.001$  (e)  $Z/Z_{\odot} = 0$

ナ) と光学的に厚い領域 (彩層) に分けてそれぞれ以下の表式を用いた。

コロナ領域 :

$$q_R = \Lambda n n_e \quad (6)$$

彩層領域 :

$$q_R = 4.5 \times 10^9 \rho (0.2 + 0.8 Z/Z_{\odot}) \quad (7)$$

式 (6) 中の  $\Lambda$  は冷却関数であり、各金属量の  $\Lambda$  は図 2 で示されている (Sutherland & Dopita 1993)。式 (7) は太陽観測から得られた彩層における冷却率  $q_R = 4.5 \times 10^9 \rho$  (Anderson & Athay 1989) をもとに、 $H\alpha$  による放射の割合から仮定した式である (Suzuki 2018)。

### 3 Results & Discussions

#### 3.1 コロナループの動的進化

初期状態として  $T_{\text{init}} = T_{\text{eff}}$  の等温ループを仮定し、Alfvén 波によって高温コロナが形成される様子をシミュレートした。計算の結果、すべての金属量星において  $T \approx 10^6 \text{K}$  のコロナが形成されることを確認した。また同時に、形成されたコロナループは時間が経つと急激に温度が下降して構造が崩壊し、再び高温コロナを形成するといった周期的進化を繰り返す様子が得られた。図 3 は各金属量星のループトップにおける温度の時間変化を表したグラフであり、これらの比較から金属量の多い星ほどループの動的進化が激しいという金属量依存性を発見した。こ

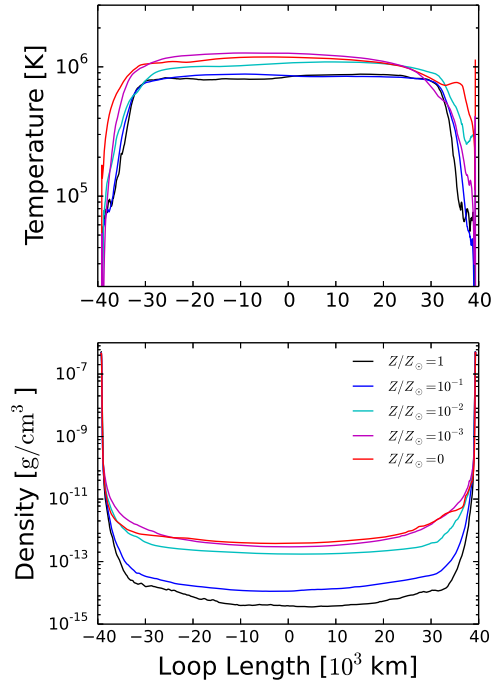


図 4: 各金属量星におけるコロナループの温度 (上図)・密度 (下図) 構造

のような傾向については、低金属量星では輻射冷却の効果がいいため、ループの冷却タイムスケール  $\tau_{\text{cool}} = ne/q_R$  が長くなることによって解釈できる。

#### 3.2 温度・密度の金属量依存性

コロナループの物理状態の金属量依存性を調べるため、温度・密度について図 3 の赤枠内でそれぞれ

時間平均を行なった (図 4)。図 4 より、低金属量星では輻射冷却の抑制によって高温・高密度のコロナが形成されることが分かる。特に、 $Z = 0$  の場合のコロナ密度は  $Z = Z_{\odot}$  に比べて約 80 倍も高くなる結果を得た。コロナが形成されると、熱伝導によって彩層が加熱され、彩層物質がコロナへと蒸発する現象が起こる (彩層蒸発)。より高温のコロナでは彩層蒸発が大きく効くため、彩層からコロナへの密度供給が大きい。また、光球-コロナ間の密度差が小さくなることにより Alfvén 波の反射が起きにくくなり、より多くの波がコロナへ透過することで効率的な加熱が起こる。輻射冷却の抑制に加えてこれらの効果が起因し、異なる金属量星の場合によって非常に大きな密度差があらわれる。

### 3.3 輻射フラックス

各金属量におけるコロナループの光度を調べるため、紫外線 ( $2 \times 10^4 \text{ K} \leq T \leq 5 \times 10^5 \text{ K}$ )・X 線 ( $5 \times 10^5 \text{ K} < T$ ) 領域の輻射フラックス  $L_{UV}, L_X$  を計算した。

$$L_{UV} = 4\pi R^2 \int_{s_{\text{at}T \geq 2 \times 10^4 \text{ K}}}^{s_{\text{at}T \leq 5 \times 10^5 \text{ K}}} \Lambda n n_e f(s) ds \quad (8)$$

$$L_X = 4\pi R^2 \int_{s_{\text{at}T \geq 5 \times 10^5 \text{ K}}} \Lambda n n_e f(s) ds \quad (9)$$

但し、ここではモデルのループが星の全球を覆っていると仮定して算出している。図 5 から、金属量が少ないほど  $L$  が大きい値をとる傾向にあることが分かったが、 $L$  には単調な金属量依存性が現れない結果となった。式 (8)(9) に示されているように、 $L$  の値は冷却関数  $\Lambda$  と密度の二乗  $n n_e$  によって決定される。低金属量星では 3.2 の結果 (図 4) より  $n n_e$  が非常に大きな値をとる一方、 $\Lambda$  の値は小さい (図 2)。各金属量によってどちらが支配的となるかが異なる場合があり、必ずしもあらわに金属量依存するわけではない。

## 4 Conclusion

本研究では様々な金属量星 ( $Z = (0-1)Z_{\odot}$ ) のコロナループ加熱の磁気流体数値計算を行い、その性

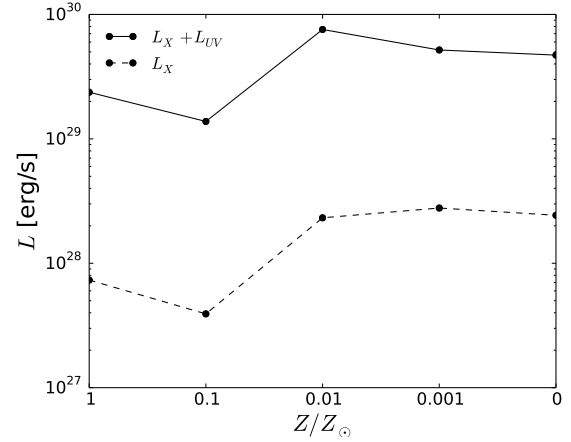


図 5: 各金属量星における輻射フラックスの比較

質の金属量依存性について調べた。輻射冷却効果の違いにより、金属量の低い星ほど高温・高密度のコロナが形成されることがわかり、ループからはより強い紫外線・X 線が放射される傾向にあることも示された。今回の数値計算ではループの純粋な金属量依存性を調べたが、ゼロ・低金属量星ループのより詳しい性質を探るためには、金属量を考慮したパラメータ (磁場構造や速度擾乱など) を用いてシミュレーションを行うことも今後必要であると考えられる。

## Reference

- Anderson, L. S., & Athay, R. G. 1989, ApJ, 346, 1010
- Clark, P. C., Glover, S. C. O., Smith, R. J., et al. 2011, Science, 331, 1040
- Greif, T. H., Springel, V., White, S. D. M., et al. 2011, ApJ, 737, 75
- Moriyasu, S., Kudoh, T., Yokoyama, T., & Shibata, K. 2004, ApJL, 601, L107
- Omukai, K., & Palla, F. 2001, ApJL, 561, L55
- Sutherland, R. S., & Dopita, M. A. 1993, ApJS, 88, 253
- Suzuki, T. K. 2018, PASJ, 70, 34

c4

機械学習と数値計算を用いた微小フレ  
アの検出およびエネルギー推定  
名古屋大学 宇宙地球環境研究所  
河合 敏輝

## 機械学習と数値計算を用いた微小フレアの検出およびエネルギー推定

河合 敏輝 (名古屋大学 宇宙地球環境研究所)

### Abstract

太陽物理学における未解決問題の一つに、コロナ加熱問題がある。コロナを加熱するメカニズムとして有力な仮説が二つ存在し、それぞれ波動の散逸による加熱モデル、磁気再結合に伴う微小な爆発現象による加熱モデルである。後者の仮説に基づき、微小な爆発現象（ナノフレア）によってコロナがどれだけ加熱されているかを推定することは、コロナ加熱問題の解決にあたって重要な課題である。そこで、本研究の目的は、ナノフレアの検出とエネルギー推定を高い精度で行う手法を開発することである。まず、ナノフレアによって加熱されたコロナループを一次元流体シミュレーションによって再現する。続いて、シミュレーション結果とスペクトル解析用データベース CHIANTI を用いて、コロナループのスペクトルの時間発展を取得し、それを衛星のフィルタに通すことで擬似的に観測する。様々なエネルギーおよび時間でフレアが発生するシミュレーションを多数 ( $\sim 3000$ ) 実行し、それぞれについて擬似観測を行い、データセットを作成する。そして、シミュレーションにおけるフレアの入力と擬似観測の結果の対応を多層ニューラルネットワークに学習させる。それによって、実際に観測したコロナループの放射の時間発展から、発生したフレアの検出およびエネルギーの推定が可能となる。今回の発表では新たに、複数の観測機器 (Hinode/XRT, SDO/AIA) を用いて検出と推定を行なった。また、推定した結果を再度シミュレーションに入力・擬似観測を行い、放射の時間発展の再現度から精度を検証する。結果として、いくつかのコロナループ観測から、妥当と示唆される微小フレアの検出・エネルギー推定を行うことに成功した。

## 1 Introduction

約 6,000 度の光球表面に対して、上空の希薄な大気であるコロナは 100 万度を超えると高温となっているが、どのようなメカニズムでコロナが加熱されているのか詳細は明らかにされていない。領域によって異なるが、光球からの流入するエネルギーフラックスのうち、0.01–1% がコロナを加熱するのに利用されればコロナを加熱するのに十分となる (Withbroe and Noyes 1977)。コロナ加熱問題を説明するモデルはいくつか提唱されており、特に有力なものに波動加熱モデルとナノフレア加熱モデルがある。波動加熱モデルでは、光球からコロナへと伸びる磁力線が光球表面の対流運動によって揺すられ、伝わった波が上空において散逸することによってコロナを加熱している。一方、ナノフレア加熱モデルでは、ナノフレアと呼ばれる非常に小さなエネルギーの解放現象がコロナ中で多量に発生することでコロナを加熱している。本研究では、後者のナノフレアモデルに焦点を合わせる。

Yohkoh 衛星の Soft X-ray Telescope (SXT; Tsuneta et al. (1991)) の活動領域観測から、フレアのエネルギーごとの発生頻度分布はべき乗則に従うことがわかった (Shimizu 1995)。

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\alpha} \times \text{Const.} \quad (1)$$

式中  $E$  がフレアのエネルギーを表しており、 $\alpha = 1.5 - 1.6$  となった。しかし、より小さなフレアによるコロナの加熱が支配的となるには、 $\alpha > 2$  という条件を満たす必要がある。その後、同様の観測が Hinode 衛星の X-Ray Telescope (XRT; Golub et al. (2007)) により行われ、フレアのエネルギーが  $10^{25.5} - 10^{27.5}$  erg の範囲で  $\alpha = 2.2 - 2.6$  という結果を得た。しかし、検出された全フレアのエネルギーフラックスは Withbroe and Noyes (1977) の要求に対して 1% 程度しか存在しないことがわかった。その一方で、 $\alpha > 2$  という条件が  $E = 10^{23}$  erg 程度まで保持されれば、コロナ加熱問題を説明するのに十分なエネルギーフラックスが存在することも示唆された。

機械学習とは、多数のデータの中から有用なパター

ンや特徴を抽出することで、なんらかのアルゴリズムを改良していく手法の名称である。本研究では、機械学習の一種である遺伝的アルゴリズム (GA) を利用している。GA は、生物の進化を模して組み合わせの最適化問題を解く手法である。本研究では、観測されたコロナループの EUV 放射の時間発展を最もよく再現するフレアのエネルギーおよび発生時刻の組み合わせを数値シミュレーションと GA を用いて導出することで、ナノフレアの検出・エネルギー推定手法の確立を目指す。

## 2 Observation

Solar Dynamics Observatory (SDO) 衛星の Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Lemen et al. (2012)) の 171 Å 帯域で 2018 年 5 月 30 日 03 : 00 – 04 : 00UT に観測された活動領域 12712 中のコロナループを観測した (図 1)。コロナループの時間発展を追うため、図 1 の白枠内を時間方向に積分し、平均以上の放射を持つ領域を取得し、その領域の時間発展をコロナループの時間発展を取得した (図 2 青線)。フレアなどの突発的な加熱とは異なる要因による、ゆっくりとした放射の変化の成分を除去するため、高速フーリエ変換によって周期 1,200 秒以上の成分を取り除いて解析を行った (図 2 橙線)。コロナループ自体の長さは約 60Mm であるが、観測領域は約 20Mm である。

## 3 Methods

### 3.1 数値シミュレーションおよび擬似観測

数値シミュレーションでは、CANS (Co-ordinated Astronomical Numerical Software; <http://www.astro.phys.s.chiba-u.ac.jp/netlab/astro/>) の太陽フレアパッケージを用いて、フレアによって加熱されるコロナループを一次元流体で計算する。基礎方程式は以下で

ある。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho S) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x S) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V_x S) + \frac{\partial}{\partial x}[(\rho V_x^2 + p) S] = \rho g S \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho V_x^2 \right) S \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho V_x^2 \right) V_x S - \kappa \frac{\partial T}{\partial x} S \right] = (\rho g V_x + H - R + H_f) S \quad (4)$$

$$p = \frac{k_B}{m} \rho T \quad (5)$$

式中の  $\gamma$ ,  $S$ ,  $g$ ,  $H$ ,  $R$ ,  $H_f$ ,  $k_B$ , および  $m$  は、比熱比、断面積、重力加速度、定常加熱 (フレア以外の背景加熱)、放射冷却、フレア加熱、ボルツマン定数、粒子平均質量を表す。ループの長さ、断面積は一定であり、断面積はループ方向に一様である。また、フレアが発生しなくてもコロナループが崩壊ないように背景加熱を定常的に注入する。コロナループの長さ、断面積は観測に合わせる。

数値シミュレーションで計算した物理量と SDO/AIA 171Å の温度応答関数 (Lemen et al. 2012) を用いて、コロナループの EUV 放射の時間発展を取得する。

### 3.2 遺伝的アルゴリズム (GA)

各遺伝子にはフレアのエネルギーと発生時刻の組み合わせの情報を持たせる。フレアのエネルギーはおおよそ  $10^{23} - 10^{27}$  erg の範囲であり、フレアは最大で 15 発まで発生するよう制限を設ける。初期遺伝子はランダムに 32 個生成する。それぞれの遺伝子からフレアの情報抽出し、そのようなフレアが発生した際のコロナループを上記の数値シミュレーションで計算し、擬似観測を行う。観測されたコロナループの放射の時間発展と比較し、二乗誤差を求め、各遺伝子の適応率を導出する。求めた適応率を基に、最も良い情報を持った遺伝子を残し、適応率の低い遺伝子は除去する。残った遺伝子の一部を二点交叉によって交配させ、適応率の高いフレア情報が次世代に引き継がれやすいようにする。また、局所解に陥ることを回避するため一定の確率 (0.5%) で突然変

異を発生させる。上記の作業を 120 回繰り返して、最終的に最も適応率の高かったフレア情報を採用する。

## 4 Results

図??は観測されたコロナループの放射の時間発展と、先述の手法によって再現された放射の時間発展である。上のパネルは時間差分、下のパネルは通常の Light curve を示す。また、下パネルの黒線および黒字は、フレアの発生時刻のそれぞれのエネルギーを表している (中央値を合わせて並べて記載している)。観測された放射の突発的な上昇や、減水時の時間発展を、一部を除いて再現している。

## 5 Discussion

本研究では、突発的な加熱を用いながらも電離非平衡過程などを無視している。そのような、現在のシミュレーションでは無視されている計算過程を解くことが今後要求される。また、他の観測機器、フィルタを用いて同様の解析を行うことで、解析の精度、結果の信頼性の向上が期待できる。実際、今回の結果でも放射の時間発展が正しく再現できていない箇所があり、改善が必要とされる。本手法の特徴は、放射の時間発展を再現することによってフレアの解析だけでなくコロナループの物理量もシミュレーション結果から導出することができる点であり、今後も様々な議論が期待される。

## Reference

- Golub, L., Deluca, E., Austin, G., et al. 2007, SoPh, 243, 63
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, SoPh, 275, 17
- Shimizu, T. 1995, PASJ, 47, 251
- Tsuneta, S., Acton, L., Bruner, M., et al. 1991, SoPh, 136, 37
- Withbroe, G. L., and Noyes, R. W. 1977, ARA&A, 15, 363
- Uemura, R., and Masuda, S. 2019, in press

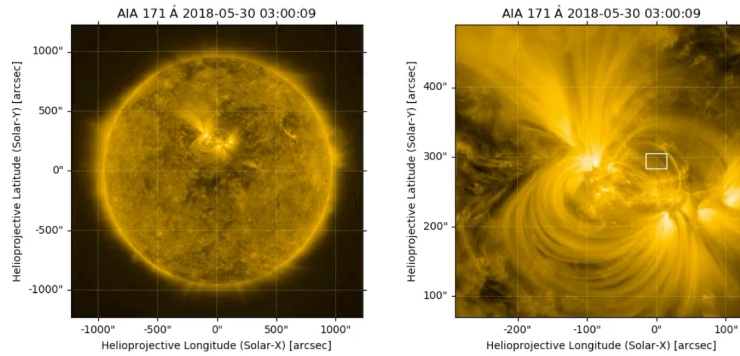


図 1: SDO/AIA 171Å の観測。左図: 全球画像。右図: 活動領域の拡大図および観測したコロナループのバウンディングボックス (白枠)。

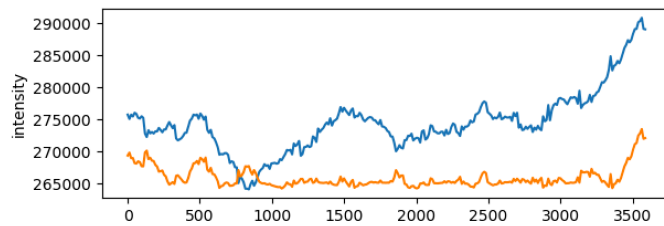


図 2: 図 1 で観測したコロナループの時間発展 (青線) および低周波成分を除去した結果 (橙線)。

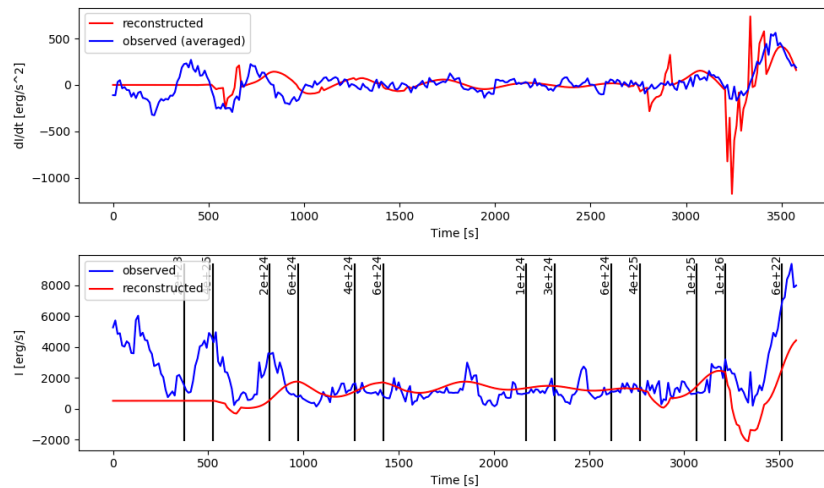


図 3: 上図: 観測されたコロナループの放射の時間発展の時間差分 (青線) および本研究の手法を用いた再構築結果 (橙線)。下図: 上図を light curve に直したもの。観測・再構築の中央値を合わせて表記している。

c5

2017年9月6日に大規模フレアを起こした活動領域のコロナ磁場外挿による不安定解析

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学  
教室

山崎 大輝



# 2017 年 9 月 6 日に大規模フレアを起こした活動領域のコロナ磁場外挿による不安定解析

山崎 大輝 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

## Abstract

太陽フレアとは、太陽外層大気コロナ中での磁気エネルギー解放現象である。これまでの研究から、エネルギー解放を引き起こす物理的な素過程が磁気リコネクション (磁力線のつながり変え) であることはわかってきたが、磁気リコネクションを駆動する物理は未だ明らかになっていない。また、大規模フレアに伴ってフィラメント (コロナ中に浮かぶ低温プラズマ) の噴出現象も確認されている。これらは、ともにコロナにおける磁場の不安定化とそれに伴うプラズマの力学非平衡化に起因する現象であり、コロナ磁場の情報が重要である。しかし、一般にコロナが希薄であるためコロナ磁場の直接観測はない。そのため、観測可能な光球磁場を境界条件としたコロナ磁場の外挿手法を用いた研究が行われている。

本研究では、X9.3 フレア発生の 2 日前である 2017 年 9 月 4 日 UT00:00 から 9 月 6 日 UT00:00 まで 12 時間刻みで Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager による光球ベクトル磁場データを境界条件とした非線形フォースフリー磁場外挿計算を行った。磁力線の捻れの時系列変化を定量的に解析することで、活動領域磁場のエネルギー蓄積過程を明らかにし、さらにはフレアの発生機構についても議論する。解析結果として、9 月 4 日 UT 午前の段階で X9.3 フレアを起こした磁気中性線周りにおける捻れの急激な増加が確認された。その後、さらなる急激な増加は確認されなかったことから、本活動領域では、2 日前の段階で大規模フレアを引き起こす可能性を有していたことが示唆された。

## 1 Introduction

### 1.1 太陽フレア

太陽フレアは、太陽の黒点を含む活動領域における上層大気コロナ中での突発的増光現象である。太陽フレアに伴って、コロナ中に蓄えられた磁気エネルギーが、熱エネルギー、運動エネルギー、粒子加速エネルギーなどの別の形に変換される。このエネルギー解放の物理的な素過程が磁力線のつながり変え (磁気リコネクション) であることはこれまでの観測および理論研究の両側面から明らかになった (Shibata & Magara 2011)。

太陽フレアにおけるシナリオは大きく分けて 2 つの段階からなる。1 つ目はエネルギー蓄積過程である。捻れた磁気フラックスの浮上や、浮上した磁束管を捻る光球のシア運動などによって、活動領域に磁気エネルギーや磁気フラックスが注入される段階である。2 つ目はエネルギー解放過程である。エネルギーが蓄積された活動領域が、Magnetohydrodynamics (MHD)

的な不安定によって、磁気リコネクションを起こし、エネルギー変換を起こす段階である。

太陽フレア研究においては、磁場構造の変化の観測的な研究は主にエネルギー蓄積過程について行われており、特にコロナ磁場の外挿手法を用いた 3 次元磁場構造変化やリコネクションによって解放される自由エネルギーの変化のシナリオはこれまでもよく研究されてきている (Toriumi & Wang 2019)。

### 1.2 活動領域 AR12673

活動領域 AR12673 は、2017 年 9 月 2 日の出現以来 9 月 10 日までに、27 回の M クラスフレアと 4 回の X クラスフレアを引き起こした Solar Cycle 24 で最も活発な活動領域であった。図 1 に示したのは、2017 年 9 月 4 日 UT00:00 から 9 月 6 日 UT20:00 までの GOES 衛星による太陽 X 線強度の時間変化である。

本研究ではこの活動領域 AR12673 のエネルギー蓄積過程に着目してコロナ磁場の外挿を行い、活動

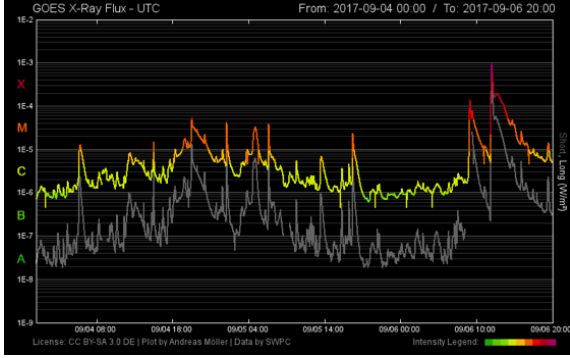


図 1: GOES 衛星による太陽 X 線強度全面積分の時間変化

領域上空のコロナ磁場に蓄積された磁力線の捻れの変化とこの活動領域の成長過程のシナリオについての解析と考察を行った。

## 2 Methods

### 2.1 観測データ

Solar Dynamics Observatory(SDO) 衛星 (Pesnell et al. 2012) に搭載された、Helioseismic and Magnetic Imager(HMI) 望遠鏡 (Schou et al. 2012) は 12 分ケーデンスで太陽全面の光球 3 次元磁場を観測している。本研究では、X9.3 フレア発生の 2 日前である 2017 年 9 月 4 日 UT00:00 から 9 月 6 日 UT00:00 まで 12 時間刻みで SDO/HMI による AR12673 の光球磁場データを用いた。

### 2.2 NLFFF 解析

太陽のコロナは非常に希薄であるため、その磁場の直接観測ができない。そこで、観測可能な光球 3 次元磁場を境界条件としたコロナ磁場の外挿手法である Non Linear Force Free Field(NLFFF) 解析を行った。NLFFF とは、与えられた境界条件に対して MHD における運動方程式の力学平衡を仮定し、以下のようなローレンツ力が 0 となるような磁場配置の解  $\mathbf{B}$  を与える手法である。

$$\begin{aligned}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} &= 0 \\ \therefore \nabla \times \mathbf{B} &= \alpha \mathbf{B}\end{aligned}$$

ここで、磁場構造を特徴付ける  $\alpha$  は force free  $\alpha$  と呼ばれる量である。 $\alpha = 0$  の時の磁場配置は Potential Field と呼ばれ、 $\alpha$  を空間に寄らず一定に決める時の磁場配置は Linear Force Free Field と呼ばれる。そして、 $\alpha$  を空間の関数として決める時を Non Linear Force Free Field と呼び、本研究では (Inoue 2016) による手法を用いて計算を行った。

### 2.3 Twist 解析

Potential Field と異なり、NLFFF では捻れた磁力線が再現される。また、磁力線の捻れはコロナ磁場に蓄積された自由エネルギーと密接な関係がある。外挿された NLFFF に対して、磁力線の捻れを定量的に評価するために以下の表式で定義される Twist( $T_w$ ) の値を計算した。Twist については (Berger & Field 1984) を参考にされたい。

$$T_w = \int_L \frac{\mu_0 \mathbf{J}_{\parallel}}{4\pi B} dl = \int_L \frac{\nabla \times \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}}{4\pi B^2} dl$$

また、磁力線の捻れと磁気フラックスの積である  $\tau_{\pm}$  を以下のように定義して、導出した。

$$\begin{aligned}\tau_+ &= \int_{T_w > 0.5} |B_z| \cdot T_w dS \\ \tau_- &= \int_{T_w < -0.5} |B_z| \cdot T_w dS\end{aligned}$$

ただし、 $T_w$  を計算した視野内のうち  $T_w > 0.5$  となる領域についてその値を積分したものを  $\tau_+$  とし、 $T_w < -0.5$  となる領域についてその値を積分したものを  $\tau_-$  とした。つまり、 $\tau_{\pm}$  はそれぞれ、視野内における正および負の捻れをもつ磁気フラックスの総和を表す量となっている。

## 3 Results

まず、図 2 に計算された NLFFF を示した。背景は  $T_w$  となっており、青が負の赤が正の捻れにそれぞ

れ対応している。緑は捻れの無い領域である。また、上書きされているのが外挿されたコロナの NLFFF 磁場構造であり、磁力線の色はその磁力線に流れる電流の大きさに対応している。紫は電流の大きさが 0 に近く、赤が電流の大きい磁力線に対応している。

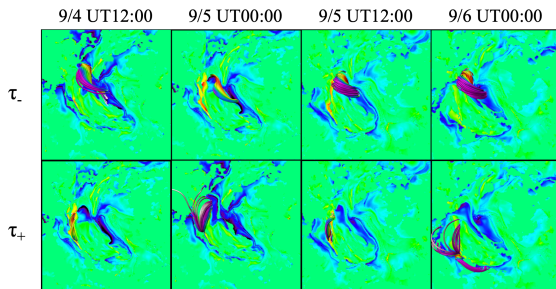


図 2: AR12673 の NLFFF 外挿の結果

次に、図 3 に  $\tau_{\pm}$  の時間変化を示した。 $\tau_{\pm}$  の計算に用いた磁気フラックス  $B_z$  が  $-1 < B_z < 1$  で規格化されているため図の縦軸は相対的な量を表している。

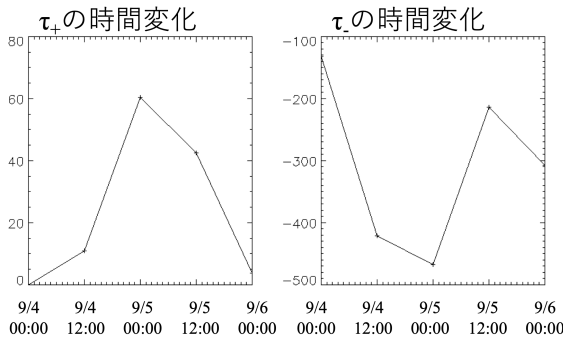


図 3: AR12673 の Twist の時間変化

## 4 Discussion

図 3 の  $\tau_{\pm}$  の時間変化に着目すると、AR12673 では 2017 年 9 月 4 日 UT12:00 から 9 月 5 日 UT00:00 の間にその値が大きく増加していることがわかった。これは、2017 年 9 月 6 日に発生した X9.3 フレアを引き起こす磁気エネルギーが 1 日前の段階で十分蓄積

されていたことを示唆する結果である。一方、9 月 5 日 UT00:00 から 9 月 5 日 UT12:00 の間に  $\tau_{\pm}$  の値の大きさがいずれも減少していることが確認された。図 1 の GOES 衛星の X 線強度変化に着目すると、9 月 5 日 UT00:00 から UT12:00 までの間に M クラスフレアが散発していることが確認できる。つまり、9 月 5 日 UT 午前における  $\tau_{\pm}$  の大きさの減少は、同時帯における M クラスフレアと関係があり、またこのフレアによって正負の  $T_w$  が対消滅を起こしたことを示唆する結果であると言える。図 2 の外挿された NLFFF から、9 月 5 日 UT 午前の間に磁力線の捻れが緩和されていることが確認できる。

## 5 Future work

今後の研究計画としては、上の考察を検証すべく、SDO 衛星の Atmospheric Imaging Assembly (AIA) 望遠鏡による極紫外線 (171Å) と紫外線 (1600Å) 画像データも用いてフレア発生領域を特定し、シナリオの裏付けを得ることが必要であると考えている。

## Acknowledgement

本研究は名古屋大学宇宙地球環境研究所草野完也教授 (所長) らのグループ井上諭特任助教との共同研究であり、井上特任助教による一連の懇切丁寧な研究指導および教育的な議論の場を多く設けていただいたことに心より感謝いたします。

## Reference

- Shibata, & Magara 2011, Living Rev., Solar Phys., 8, 6
- Toriumi, & Wang 2019, Living Rev., Solar Phys.
- Pesnell, Thompson, & Chamberlin 2012, Solar Phys., 275, 3
- Schou, Scherrer, & Bush 2012, Solar Phys., 275, 229
- Inoue 2016, Progress in Earth and Planetary Science., 3, 1
- Berger, & Field 1984, Journal of Fluid Mechanics, 147, 133

c6

宇宙天気予報研究のための太陽黒点分  
類機の開発

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学  
教室

木原 孝輔

## 宇宙天気予報研究のための太陽黒点分類機の開発

木原 孝輔 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室 M2)

### Abstract

太陽フレアとは、太陽大気において磁気エネルギーの解放を伴う爆発現象である。フレアはしばしばプラズマの放出や高エネルギー粒子の発生を引き起こし、停電や航空機乗員の被曝などの原因となる。そのため、フレアを事前に予報しようとする研究が数多く行われている。しかし、大きく複雑な黒点がフレアを起こしやすいこと (Sammis et al. 2000) は経験的に知られているが、発生トリガーとなる現象は未だ解明されていない。そこで近年、膨大な量の太陽観測データを生かし、機械学習の手法を用いてフレアの発生を予報する試みがなされている。ここで機械学習とは、大量のデータの特徴を機械に処理・学習させ、未知のデータに対する判断を得る手法の総称である。これまで、黒点周辺の画像特徴のみからフレアの発生を予報する研究 (Huang et al. 2018) が行われているが、黒点から抽出した磁場などの物理量を用いる研究 (Nishizuka et al. 2018) よりも予報精度は低い。しかし、太陽フレアのトリガー機構が未解明である以上、太陽画像には何らかの現象が隠されていると考えられ、画像を用いたフレア予報研究は重要である。そこで我々は、太陽画像から直接フレアを予報するのではなく、まず「大きく複雑な黒点がフレアに関連する」という経験則を用いて事前学習を行うことを試みた。その上でフレアを予報することで、先行研究と比べて高精度なフレア予報機を構築できる可能性がある。本研究では、この事前学習にあたる部分として、機械学習を用いた黒点の複雑さ (マウントウィルソン分類、マッキントッシュ分類など) の分類機を開発した。本講演では、これまでの結果と今後のフレア予報機の展望を報告する。

### 1 Introduction

太陽フレアとは、太陽大気において磁気エネルギーの解放を伴う爆発現象である。太陽フレアが発生すると、宇宙空間へのプラズマの放出、宇宙放射線の増加、軟 X 線の放射など、様々な現象を引き起こす。これらの太陽による地球周辺空間の環境変動は、宇宙天気と呼ばれ、電波障害や停電、宇宙飛行士や航空機乗員の被曝などの原因となる。そのため、太陽フレアの発生を事前に予報することが宇宙天気研究の一つの目標となっている。

しかし、太陽フレアは非常に複雑な過程を経て発生するため、その発生を物理的に予報することは困難である。大きく複雑な黒点が大きなフレアを起こしやすいこと (Sammis et al. 2000) は経験的に知られているが、発生トリガーとなる現象は未だ解明されていない。そこで近年、膨大な量の太陽観測データを生かし、機械学習の手法を用いてフレアの発生を予報する試みがなされている。機械学習とは、大量のデータを機械に処理させることでそのデータに存

在する関係性を機械に抽出させ、未知のデータに対する判断を得る研究手法である。これまでの機械学習による太陽フレア予報研究は、大きく分けて 2 種類の手法が存在する。1 つは、太陽の画像特徴からフレアの発生を予報する研究 (Muranushi et al. 2015; Huang et al. 2018 など)、もう 1 つは太陽の活動的な領域から抽出した物理量 (磁場強度やその時間変化など) を用いてフレア発生を予報する研究 (Bobra & Couvidat 2015; Nishizuka et al. 2017, 2018 など) である。前者の画像特徴を用いる予報は、後者の抽出した物理量を用いる予報に比べて予報精度は低い。しかし、太陽フレアのトリガー機構が未解明である以上、太陽画像には何らかの現象が隠されていると考えられる。そのため、太陽の画像特徴を用いたフレア予報研究は重要である。

そこで我々は、太陽画像から直接フレアを予報するのではなく、まず「大きく複雑な黒点が大きなフレアを起こしやすい」という経験則を用いて事前学習を行うことを試みた。この事前学習を用いてフレ

ア予報を行うことで、先行研究と比べて高精度なフレア予報機を構築できる可能性がある。本研究では、この事前学習に当たる部分として、機械学習を用いた黒点の複雑さ (マウントウィルソン分類) の分類機の開発を行った。マウントウィルソン分類とは、磁場の形状から黒点を大きく  $\alpha$  型 (単極群)、 $\beta$  型 (双極群)、 $\gamma$  型 (複雑群)、 $\delta$  型 (密接複雑群) の 4 つに分類する手法である (表 1)。黒点の複雑さは、これらの 4 種類あるいはその組み合わせで分類される。

表 1: マウントウィルソン分類

分類	特徴
$\alpha$	単極の黒点が存在
$\beta$	双極の黒点が存在
$\gamma$	2 つ以上の双極ペアが複雑に分布
$\delta$	反対の磁場極性を持つ暗部が近接し、半暗部を共有 (2)

$\delta$  型ほど磁場構造が複雑であり、大きなフレアを起こしやすいことが知られている (図 1)。

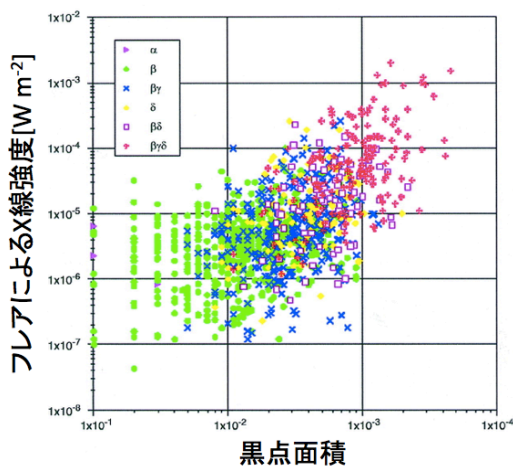


図 1: 黒点面積、黒点の複雑さと、太陽フレアによる X 線強度の関係。Sammis et al. 2000 より作成

## 2 Methods

### 2.1 Deep Learning

機械学習とは、人工知能の中核をなすアルゴリズムである。人工知能とは、人間が知能をもって行うことを、機械 (コンピュータ) にさせるという概念である。機械学習において、コンピュータは大量のデータ間に存在する関係性を様々なアルゴリズム (ランダムフォレスト、サポートベクターマシン、ニューラルネットワーク、など) を用いて発見する。その中でも、人間の脳を模した構造を用いるニューラルネットワークというアルゴリズムのうち、計算素子を階層的に重ねたディープニューラルネットワーク (DNN) を用いる手法を、深層学習 (Deep Learning) と呼ぶ。本研究ではこの深層学習を使用したため、以降は深層学習の呼び名で統一する。深層学習の詳細は、他の詳しい文献 (Krizhevsky et al. 2012; 岡谷 2015; Goodfellow et al. 2016 など) を参考にされたい。

本研究は黒点の複雑さ、つまり黒点の構造を認識する、画像認識の一種である。そこで、画像認識分野で一般的なニューラルネットワークである ResNet (He et al. 2015b) を用いて、黒点画像の特徴を学習させ、複雑さの分類を行なった。

### 2.2 Data Preparation

深層学習では、データ間の関係性を見つけ出すために大量のデータを必要とする。そこでまず、以下のページ [https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/sunspot-regions/usaf\\_mwl/](https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/sunspot-regions/usaf_mwl/) から黒点の分類データベースをダウンロードした。このデータベースでは、1 日に数回、太陽面状に存在する活動領域ごとに、複雑さの分類が記録されている。これを、太陽の磁場データを活動領域ごとで切り出したパッチデータベース SHARP (Spaceweather HMI Active Region Patch) と照合し、ほぼ同時刻に観測された黒点の画像 2 種 (視線方向磁場画像と連続光画像) と複雑さ分類のペアを 12186 組作成した。記録された黒点の分類には、 $\beta\gamma$  型、 $\gamma\delta$  型などいくつかの組み合わせが存在したが、 $\delta$  を含むものは  $\delta$  型、残りのうち

$\gamma$ を含むものは $\gamma$ 型のようにして、全分類を4つに再分類した(表2)。なお、観測機から見て太陽面上で東西60度以上にあるデータは学習には用いず、視線磁場画像は $\pm 100\text{G}$ をそれぞれ上限と下限として作成した。(図2)

表2: 本研究で再分類したマウントウィルソン分類と、作成したペアの数

再分類	記録された分類	作成したペアの数
$\alpha$	$\alpha$	3798
$\beta$	$\beta$	7582
$\gamma$	$\gamma, \beta\gamma$	600
$\delta$	$\beta\delta, \gamma\delta, \beta\gamma\delta$	206

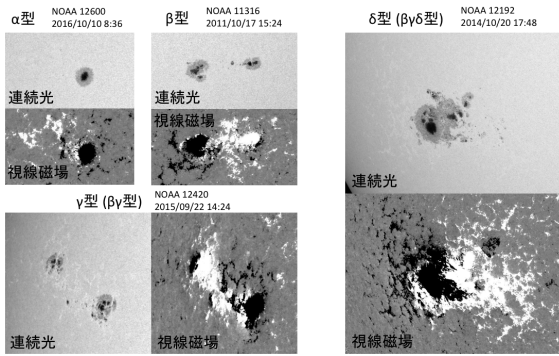


図2: 黒点の分類の例。連続光画像において、黒い部分が暗部、濃い灰色の部分を半暗部と呼ぶ。視線磁場画像の白は正極(N極)、黒は負極(S極)を表す。

以上のデータを全て用いた場合、数が少ない $\delta$ 型の学習に支障が出ることが考えられる。そのため本研究では、作成したペアの中から $\delta$ 型と同じ枚数分、各分類206枚ずつを用いて学習と分類を行った。

### 3 Results

$\alpha, \beta, \gamma, \delta$ の4つを分類した分類機の予報精度は60%であった。なお、この精度評価に用いたデータは分類機の学習とは別のデータを用いている。各分類ごとの分類精度は表3の通りである。

表3より、 $\alpha$ 型と $\delta$ 型の分類精度が高いが、 $\beta$ 型を $\alpha$ 型に誤分類する、あるいは $\gamma$ 型を $\delta$ 型に誤分類

表3: 各分類の分類精度と、誤分類した際の内訳

	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\delta$	合計
分類精度	91%	35%	36%	77%	60%
誤分類( $\alpha$ 型)	-	50%	4%	2%	19%
誤分類( $\beta$ 型)	8%	-	23%	5%	12%
誤分類( $\gamma$ 型)	1%	11%	-	17%	10%
誤分類( $\delta$ 型)	0%	2%	37%	-	14%

する結果が多く見られた。 $\alpha$ 型の黒点がより単純であり、 $\delta$ 型の黒点がより複雑であることから、この分類機は大局的に単純な黒点と複雑な黒点の2分類には成功していることが分かる。

### 4 Discussion

今回作成した分類機の問題点として、大きく以下の2点が挙げられる。

- (1)  $\beta$ 型を $\alpha$ 型に誤分類する
- (2)  $\gamma$ 型を $\delta$ 型に誤分類する

まず(1)について、 $\alpha$ 型と $\beta$ 型は連続光画像では違いがはっきりと判別できるが、 $\pm 100\text{G}$ を上限、下限として作成した視線磁場画像ではほとんど差異が見られない。 $\pm 100\text{G}$ という磁場の域値は、太陽面上の活動的な領域を広く表すが、小さな磁場も画像的な特徴として取り入れてしまう。結果的に、強い磁場が現れる場所である黒点が正しく視覚化されず、 $\alpha$ 型と $\beta$ 型の正しい分類を妨げていると考えられる。(2)についても同様のことが考えられる。 $\delta$ 型は半暗部を共有するという他の分類と異なる明確な特徴を持つが、 $\gamma$ 型、 $\delta$ 型はともに視線磁場画像では白と黒(正極と負極)が複雑に存在する画像となる。これによって、正確な分類ができていない可能性がある。

## 5 Conclusion & Future work

本研究では、太陽黒点の連続光画像と視線方向磁場画像から、黒点の複雑さを判別する分類機を作成し、その精度は 60% であった。分類の傾向から、視線方向磁場画像を視覚化の方法が、分類精度に影響を与えることが示唆された。この研究の目標である太陽フレアの予報には、視線磁場画像の情報は必須と考えられる。そこで今後は、最適な視線磁場画像の視覚化方法を同定して分類精度を向上させ、画像を用いた高精度なフレア予報機の構築を目指す。

## Acknowledgement

本研究は関大吉氏、株式会社ブロードバンドタワー 根本茂氏、浅井歩准教授、柴田一成教授との共同研究です。研究を行うにあたり、BBT ゼミのメンバーに大変お世話になりました。また本研究では、SDO のデータを使用しています。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

- Bobra, M. G. & Couvidat, S. 2015, ApJ, 798, 135
- Goodfellow, I., Bengio, Y., Courville, A., et al. 2016, Deep Learning (MIT Press)
- He, K., Zhang, X., Ren, S., & Sun, J. 2015b, arXiv:1512.03385
- Huang X., Wang H., Xu L., et al. 2018, ApJ, 856, 7
- Krizhevsky, A., Sutskever, I., & Hinton, G. E. 2012, NIPS, 25, 1106
- Muranushi T., Shibayama T., Muranushi Y. H., et al. 2015, SpWea, 13, 778
- Nishizuka, N., Sugiura, K., Kubo, Y., et al. 2017, ApJ, 835, 156
- Nishizuka, N., Sugiura, K., Kubo, Y., et al. 2018, ApJ, 858, 113
- Sammis I., Tang F., Zirin H., 2000, ApJ, 540, 583
- 岡谷, 2015, 機械学習プロフェッショナルシリーズ 深層学習 (講談社)