## 2018年度第48回 天文・天体物理若手夏の学校

集録集



## 謝辞

2018年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎 物理学研究所 (研究会番号:YITP-W-18-02)を始 め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、 一般社団法人 豊橋観光コンベンション協会、光 学赤外線天文連絡会、高エネルギー宇宙物理連絡 会、野辺山宇宙電波観測所からのご支援、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

# オーラルアワード(太陽・恒星分科会)

順位	講演者	所属	学	講演タイトル
			年	
1位	谷口大輔	東京大学	M1	近赤外線高分散分光器 WINERED を用い
				た Y,Jバンドのライン強度比からの晩期型
				巨星有効温度の決定
2位	河合敏輝	名古屋大学	M1	深層学習と数値計算を用いたナノフレアの
				検出およびエネルギー導出手法の開発
3位	木原孝輔	京都大学	M1	深層学習による画像認識を用いた太陽フレ
				ア予報システムの開発

ポスターアワード(全分科会)

順位	分科会名	講演者	所属	学	講演タイトル
				年	
1位	星惑	安部大晟	名古屋大学	M1	分子雲中におけるフィラメント形
					成と星形成開始条件の解明に向
					けた数値シミュレーション
2位	星惑	櫻庭遥	東京工業大	M2	エンスタタイトコンドライト集
			学		積による地球大気形成
3位	銀河	安藤誠	東京大学	M1	COSMOS領域における原始銀河
					団コアの探索

## index

al	Sato Tatsuki	全対流層星の自転周期と X 線光度の関係
a2	御堂岡拓哉	星風衝突連星系 WR 125 の X 線での初検出
a3	谷口大輔	近赤外線高分散分光器 WINERED を用いた Y,Jバンドのライン強度比からの晩期型巨星有効
		温度の決定
a4	關嵩覚	恒星フレアにおけるリチウム合成の可能性
a5	河合敏輝	深層学習と数値計算を用いたナノフレアの検出およびエネルギー導出手法の開発
a6	木原孝輔	深層学習による画像認識を用いた太陽フレア予報システムの開発
a7	山崎大輝	飛騨天文台 SMART 望遠鏡の偏光観測からコロナ磁場を推定するコードの開発
b1	OUCHI RY-	持続的なエネルギー散逸に対する、星の外層の力学的な応答
	OMA	
b2	田口健太	爆発直後のスペクトルで迫る、新星爆発の様相
b3	鷲ノ上遥香	ゼロ・低金属量星でのコロナループ加熱と X 線放射
b4	古谷侑士	浮上磁場を伴わないコロナジェットの生成機構、および光球・彩層スケールへの応用の可能性
c1	石川遼太郎	ひので衛星で探る太陽光球面乱流の発達過程
c2	阿部仁	Hinode-IRIS-ALMA によるプラージュ領域同時観測
c3	徳田怜実	撮像観測による太陽彩層微細構造の3次元速度場の解析
c4	町田亜希	飛騨天文台 SMART/SDDI で観測された浮上磁場領域とアーチフィラメントシステム
c5	大西隆平	種族 II 矮新星で初めて観測されたスーパーアウトバースト
c6	河合広樹	軟X線、Hα線、可視連続光による巨大恒星フレア同時多波長観測の成果
c7	杉田龍斗	単独 G 型主系列星に対するスーパーフレア調査

——index

a1

## 全対流層星の自転周期とX線光度の関係

佐藤 樹 (中央大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

小質量星は数百万 K の高温のプラズマを持ち、定常的に X 線を放射しており、この X 線光度と自転の関 係は、恒星ダイナモの振る舞いを表していると考えられる。太陽型星のように対流層と放射層の2つの層の 境界 (タコクライン) では、効率的にダイナモが駆動すると考えられている。一方で、スペクトルタイプ M4 以降の晩期 M 型星は、全てが対流層のみでありタコクラインを持たない為、ダイナモがどのように働くの かは分かっていない。Wright et al. 2011 及び Wright et al. 2016 では、回転のパラメーターに対流運動 を考慮したロズビー数(R。)を用いて、晩期 M 型星も含めた小質量星の回転と X 線放射の関係を結びつけ た。その結果、小質量星はそのスペクトル型に依らず、Ro<0.13の天体は全放射光度で正規化した定常 X 線 光度  $(L_X/L_{bol})$ が $10^{-3} erg s^{-1}$ で一定になり、 $R_o > 0.13$ の天体では $L_X/L_{bol} = 10^4 - 10^8 erg s^{-1}$ の範囲で、 L<sub>X</sub>/L<sub>bol</sub> ∝ R<sub>o</sub><sup>-2.70</sup> の冪乗則に従って減少する事を示した。この観測事実は、恒星ダイナモが放射層を持た ない晩期 M 型星にまで拡張できる事を示唆している。しかし、Ro>0.13の天体のサンプル数は、太陽近傍 13 pc 以内の 4 天体のみであったため、我々は Ro>0.13 の晩期 M 型星を 33 pc 以内からサンプリングする ことで、天体の統計数を増やし、L<sub>X</sub>/L<sub>bol</sub> と R<sub>o</sub>の関係が放射層を持つ恒星と同様になるかを調査した。具 体的には、X線天文衛星 Chandra と XMM-Newton のアーカイブデータを用いて、全7天体を解析し、各 天体の定常 X 線光度 (0.2-2.4 keV) を算出した。その結果、我々のサンプルから得られた冪は β=-2.4±1.46 であり、先行研究と矛盾が無いことが分かった。このことから、我々の結果も、晩期 M 型星の X 線放射機 構が太陽型星と同様であり、タコクラインの有無には依らないことを示唆する。

## 1 Introduction

## 1.1 小質量星の内部構造

小質量星における星の内部構造は、スペクトル型 によって変化する。我々の身近にある太陽は G 型主 系列星であり、その内部構造は核の外側に放射によっ てエネルギーを伝達する放射層、さらにそのの外側 に対流によってエネルギーを伝達する対流層がある。 このように大きく 2 層で構成される小質量星は部分 対流層星と呼ばれ、スペクトル型が K の晩期から M の早期に属する。一方で、スペクトル型が M の晩期 から L に属する小質量星は、対流層のみによって構 成される全対流層星である。

### 1.2 Rotation-activity

小質量星の対流層では自転による差動回転によっ て、定常的に磁場の拡散や磁気エネルギーの放出が 起こっており、これらに伴い X 線も放出されると考 えられている。このように、定常 X 線光度と星の回 転の関係は、恒星ダイナモの振る舞いを表す。先行 研究 (Wright et al. 2016)では、回転のパラメーター に対流運動を考慮したロズビー数 ( $R_o$ )を用いて、  $R_o$ <0.13 の晩期 M 型星と部分対流層を含めた小質量 星の回転と X 線放射の関係を結びつけた。(図 1) 一 方で  $R_o$ >0.13 の晩期 M 型星は 4 天体のみわかって おり、統計的な議論を行う上では不十分である。そ こで我々は、自転周期の長い晩期 M 型星の X 線光度 を求め、全対流層星において  $L_X/L_{bol} \propto R_o^{\beta}$ の関係 が 部分対流層星と同様かどうかを調査した。



図 1:小質量星ににおける Rotation-actuvityの関係 ドットは部分対流層星と自転周期が20日以上の全対 流層星、色付きは自転周期が20日以上の全対流層星

## Reference

Wright, & Drake 2016 Natur.535..526W

Wright 2011ApJ...743...48W

——index

a2

## 星風衝突 WR 連星系 WR 125 の長周期 X 線光度変動

御堂岡 拓哉 (東京大学大学院 理学研究科天文学専攻)

## Abstract

Wolf-Rayet 星 (WR 星) の多くは連星系であり、特に両者の星風衝突によって高温ガスが形成されているも のを「星風衝突 WR 連星 (Colliding Wind Wolf-Rayet Binaries; CWWB)」と呼んでいる。一般に、楕円 軌道を持つ長周期 CWWB は近星点付近でダストを生成し、周期的に赤外線増光する。今回のターゲットで ある WR 125(WC7+O9) は 1990–1993 年にかけてダストによる赤外線増光が報告されている。また X 線で は 1981 年に Einstein 衛星で初検出され、1991 年の ROSAT 衛星の観測の視野内にも入っている。我々は 2016–2017 年に Swift 衛星、XMM-Newton 衛星により計 33ksec の即応観測を行った。この間に有意な光度 変動が得られなかったことから、WR 125 は少なくとも周期 25 年以上の長周期 CWWB であると考えられ る。 今回我々は、赤外線増光の報告から近星点付近であったと推測される 1991 年の ROSAT による指向観 測データに注目した。解析の結果、ROSAT/PSPC では有意に X 線は受かっておらず、近星点から十分遠い と推測される 1981 年の Einstein、また 2016–2017 年に Swift で観測されたフラックスよりも低い値を示し た。つまり X 線光度は、連星間距離に反比例して変動するという予想に反して、近星点付近で低エネルギー X 線が減光していることが示唆される。

## 1 Introduction

Wolf-Rayet 星(WR 星)の多くは連星系を成し (Rosslowe & Crowther 2015)、両者からの星風の衝 突により 10<sup>7</sup> – –10<sup>8</sup> K の温度をもつ高温プラズマを 放出する。これを Colliding Wind Wolf-rayet Binary (CWWB) という。 楕円軌道を持つ長周期の CWWB においては、近星点を通過する際にダスト起源の赤 外線増光が起こることがわかっている (Williams et al. 1992)。また、CWWBの多くは星風の衝突時に X 線も放出する。連星間距離の違いによりプラズマは 様々な性質を持つため、X 線観測は星風パラメータ を得るために重要である。そのため、我々はこれま で CWWB である WR 星の X 線モニタリングを行っ てきた。過去に観測した天体には WR 19、WR 140 が挙げられるが (Sugawara et al. 2015)、これらは比 較的明るく、また軌道周期もわかっており X 線観測 しやすいと考えられた。

今回観測対象に選んだ WR 125 は主星が WC7 型、 伴星が O9 型の (van der Hucht 2001)CWWB であ る (Williams et al. 1994)。1981 年に X 線天文衛星 Einstein で初めて検出されており (Pollock 1987)、そ の時の光度は  $1.4 \pm 0.4 \times 10^{33}$  erg s<sup>-1</sup>@0.2–4.0 keV だった。1991年にはX線天文衛星 ROSAT でも指向 観測が行われたが有意にX線は検出されていなかっ た (Pollock et al. 1995)。また、1990~1993年に一度 だけダストによる赤外線増光が確認されて (Williams et al. 1992, 1994) 以来赤外線での増光は見られてい ないため、非常に長周期であることが示唆されてい る。そこで我々は WR 125の長期的、短期的な光度 変動を確認するため複数回の即応観測を依頼した。

## 2 Observations and Data Reduction

Table 1 は X 線天文衛星 Swift と XMM-Newton で の観測ログとそれぞれのカウントレートを示してい る。我々は 2016 年 11 月 28 日から 2017 年 3 月 16 日 にかけて Swift で計 12ksec の観測を行った。今回用 いた X-ray Telescope(XRT) は 0.3–10 keV に感度を 持つ X 線望遠鏡であり、2 次元画像とスペクトルが得 られる Photon-counting (PC) Mode を用いて観測を 行った。また、得られたデータをもとに Swift-XRT data products generator<sup>1</sup>を用いてライトカーブ、ス

 $<sup>^{1}</sup> http://www.swift.ac.uk/user\_objects/index.php$ 

Catallita /Datastan	mode	Obs. ID	Start time [UT]	Ermonung times (les)	$\dot{C}$ @0.3–1.5keV <sup>a</sup>	$\dot{C}$ @1.5–10.0keV <sup>a</sup>
Satellite/Detector				Exposure time (ks)	$(10^{-2} \text{ counts s}^{-1})$	$(10^{-2} \text{ counts s}^{-1})$
Swift/XRT	Photon-Counting	00034826001	2016-11-28T01:50	4.8	$0.87 {\pm} 0.25$	$1.5 \pm 0.32$
Swift/XRT	Photon-Counting	00034826002	2016 - 12 - 17T13:27	4.7	$0.57 {\pm} 0.20$	$1.7{\pm}0.34$
Swift/XRT	Photon-Counting	00034826003	2017-03-16T06:19	2.3	$0.62 {\pm} 0.31$	$1.2{\pm}0.42$
XMM/EPIC	Full frame	0794581101	$2017-05-11T08:43^{b}$	21.5	$5.2 {\pm} 0.49$	$15.5 {\pm} 0.80$

表 1: Observation logs and the count rates with Swift and XMM-Newton

<sup>a</sup> Observed count rates of each energy band. The rate of XMM-Newton used EPIC-pn detector. <sup>b</sup> Starting time of MOS1-observation.

 $\underline{\mathbf{z}}$  2: The best-fitting parameter of spectral fitting

Parameter	I Babs apec	I Babs 'varabs' vapec
Interstellar absorption		
$N_{\rm H}(10^{22}~{\rm cm}^{-2})$	$1.6{\pm}0.10$	0.7(fixed)
Circumstellar absorption		
$N_{\rm He}(10^{20}~{\rm cm}^{-2})$		$8.2 {\pm} 0.64$
Thermal plasma		
kT(keV) <sup>a</sup>	$2.3{\pm}0.16$	$2.2 {\pm} 0.17$
E.M. $(10^{56} \text{ cm}^{-3})^{\text{b}}$	$3.55{\pm}0.22$	$1.61{\pm}0.04$
$F_{\rm x}(10^{-13} {\rm ~erg~ cm^{-2} s^{-1}}) {\rm ~c}$	7.9	7.6
$L_{\rm x} (10^{33} {\rm ~erg~s^{-1}})^{\rm d}$	4.4	4.0
$\chi^2/dof$	197/135	189/135

<sup>a</sup> Plasma temperature

<sup>b</sup> The emission measure in  $cm^{-3}$ 

 $^{\rm c}$  The absorbed flux (0.5-10.0 keV)

<sup>d</sup> The absorption-corrected luminosity (0.5-10.0 keV). We calculated by assuming a distance of 4.1 kpc (Gaia Collaboration 2018).

ペクトルを作成した (Evans et al. 2007, 2009)。

また、2017 年 5 月 11 日に XMM-Newton で 21.5ksec の観測を行った。The European Photon Imaging Camera (EPIC) は X 線反射鏡と CCD 検 出器により 0.2–12.0 keV のエネルギー帯域の X 線の 結像、分光を行う。我々は ESA の SAS Data Analysis Threads<sup>2</sup>を参考にし、SAS version 15.0.0 を用い て 0.3–10.0 keV におけるライトカーブ、スペクトル を作成した。また、以下のスペクトル解析には HEA-SOFT version 6.22.1 と XSPEC version 12.9.1p を 用いた。



⊠ 1: The spectra of WR 125 and the bestfitting models

The solid lines show their fitting models respectively. This model is *TBabs\*varabs\*vapec*.

## 3 Results&Analysis

即応観測の結果、Swift で座標 (19h 28m 15.6s, +19° 33′ 20.9″)を中心とする半径 2.7 秒角の領域に 90%の信頼度で X 線を検出した (Evans et al. 2014) 。Gaia Collaboration (2018) によると WR 125の 座標は (19h 28m 15.61s, +19° 33′ 21.53″) であるた め、WR 125 からの X 線検出は確からしいといえる。

Swift の3回のデータを minimum 10 でビンまと め、Swift に比べ観測時間が長く photon count 数の 大きかった XMM の MOS1、MOS2、PN のデータ を minimum 15 でビンまとめし、合計 6 つのデータ を用いて XSPEC でスペクトル解析を行なった。太 陽組成は wilm(Williams et al. 2000) に設定し、星間 吸収と光学的に薄い高温プラズマを仮定したモデル

 $<sup>^{2}</sup>https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-thread-timing$ 

https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-thread-epic-filterbackground

https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-thread-mos-spectrum

https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-thread-pn-spectrum

(*TBabs\*apec*)でフィッティングを行なった。まず別々 のパラメータでフィッティングしたところエラーの 範囲でパラメータが一致したので6データ同時フィッ トを行なった。Table 2. はベストフィット時の各パラ メータを表す。

銀河系内の WR 星カタログ (Vuong et al. 2003) によると B バンドと V バンド間の色超過 E(B-V) は 1.66 であり、選択減光  $R_V$  を銀河系内の平均値 3.1(Cardelli et al. 1989) と仮定したところ、Vuong et al. (2003) での式を用いて  $N_{\rm H}$  は 0.81 × 10<sup>22</sup> cm<sup>-2</sup> だと推定された。

理論値に対してベストフィットの値は 1.6 × 10<sup>22</sup> cm<sup>-2</sup> とかなり大きく出ており、星間吸収だけ でなく WR 星周辺に吸収に起因する物質が存在する と考えられる。よって WR 星付近の吸収を考慮する ためモデル varabs を導入し、TBabs の N<sub>H</sub> は理論値 である 0.8 × 10<sup>22</sup> cm<sup>-2</sup> に固定した。また熱的プラズ マにもアバンダンスを設定できるよう vapec にモデ ルを変更して同時フィッティングを行った。ここで化 学組成だが single WC7 star である WR90 の abundance (Dessart et al. 2000) を参考に C、O、Ne の 値を定めた。その他の abundance は Fe と同様にし、 Fe は free parameter にしてフィットした。もちろん、 WC型のWR星であるためHとNは0である。そ うして得られたパラメータが Table 2. の右側である。  $\chi^2/dof$ は189/135(=1.40)と単純なモデルと比べ少 しだけよくなっており、WC7型であることを考慮し て設定したアバンダンスは大きく間違ってはいない ことがわかった。また、吸収を無視して求めた光度 とプラズマ温度はCWWBの典型値といえる (Gagné et al. 2012).

## 4 Discussion

我々は WR 125 からの X 線スペクトルを初めて取 得することに成功した。約半年間に渡りフラックス を比較したところ有意な変化がないことが確認でき たので、前回の近星点通過が 1993 年付近であったこ とを考慮すると軌道周期は 24 年以上であると考えら れる。また、WR 125 のスペクトル解析により WR 星周辺で大きく吸収を受けたこと、光度やプラズマ 表 3: Observed flux with Einstein, ROSAT and XMM-Newton in the 0.5–10.0 keV range

Obs. year	Satellite/Detector	Observed flux <sup>a</sup>
		$({\rm erg}~{\rm s}^{-1}~{\rm cm}^{-2})$
1981.3	Einstein/IPC	$1.5 \times 10^{-12}$
1991.8	ROSAT/PSPC	$<\!4.2{\times}10^{-13}$
2016.9 - 2017.4	$\rm Swift/XRT\&XMM/EPIC$	$7.9 \times 10^{-13}$

 $^{\rm a}$  We converted each count rate to the flux in the 0.5–10 keV range using model APEC with WebPIMMS.

温度などの星風パラメータは他の WC 型の WR 星に 典型的な値であることが確認された。

1981 年4月9日に Imaging Proportional Counter (IPC) 検出器で観測された Einstein 衛星のカウ ントレートは 0.0122 counts/s であった (sequence No. 8680)。また、ROSAT 衛星では Position Sensitive Proportional Counters (PSPC) 検出器を用い て 1991 年 10 月 28 日に 2.1 ksec の指向観測(seq.id RP170260N00)があったが WR 125 付近で有意に X 線は検出されていなかった。よって視野内で受かっ ていた点源のうち最も暗かった 0.005 counts/s より も低いカウントレートを示すといえる。

NASA の提供する WebPIMMS で *APEC* モデ ルを用いて Einstein のカウントレートを 0.5– 10.0 keV のエネルギー帯のフラックスに変換した ところ  $1.5 \times 10^{-12}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> だった。また同様 に ROSAT/PSPC での最小検出カウントレートをフ ラックスに変換したところ  $4.2 \times 10^{-13}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> だった。この値は 1991 年に ROSAT で観測された WR 125 の上限フラックスである。

表 3 は Einstein, ROSAT and XMM-Newton (Swift)の0.5–10.0 keVにおけるフラックスを表す。 赤外線増光の報告から近星点付近であったと推測さ れる1991年にROSATで観測されたフラックスは近 星点から十分遠いと推測される時期にEinstein,Swift で観測されたフラックスよりも低い値を示している。 つまりX線光度は、連星間距離に反比例して変動す るという予想 (e.g., Usov 1992)に反して、WR 140 やWR 21aと同様 (Sugawara et al. 2015)、近星点 付近で低エネルギーX線が大きく減光していること が示唆される。そこで我々は今回の減光理由につい て三つの仮説を立てた。 第一の仮説は WR 星や伴星が星風衝突領域の手前 に在る場合である。WR 連星系と地球が一直線に並 んでいる場合、WR 星または伴星の星風により星風 衝突領域が隠されることが考えられる。ちょうど隠 された状況を ROSAT が観測したというものである。

第二の仮説は星風加速不足による衝突領域の減少 である。星風衝突領域とは主星と伴星からの星風の 運動量が等しくなり、お互いの星風がぶつかる場所 のことである。運動量は星から失われるガスの質量 と速度の積で表される。一般的に損失ガスの質量は 主星のWR 星からのものが伴星からのガスより1桁 ほど多く、そのため衝突領域は伴星寄りになる。星風 の速度は有限なので、仮に連星の成す距離が近いと 伴星からの星風が十分に加速される前に主星からの 星風が伴星表面に到達し、赤道周辺から順に星風衝 突領域が消滅するという現象が考えられる。実際に WR 140やイータカリーナでは星風加速不足で衝突領 域が減少し近星点付近で flux が急激に減少したとい う観測結果が得られている (Sugawara et al. 2015)。

第三の仮説は星風衝突領域からの X 線が WR 星 星風に大きな吸収を受けている、というものである。 ROSAT の観測可能波長域は 0.1–2.0 keV 付近であ る。それに対し Swift は 0.3–10.0 keV、XMM は 0.3– 12.0 keV に感度を持つ。よって WR 星の吸収により ROSAT の観測可能な低エネルギー領域の X 線が吸 収され、観測できなかった可能性が考えられる。そ こで我々はどれほど吸収が大きくなると軟 X 線が検 出できなくなるか実験した。その結果ベストフィット で  $1.6 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> であった  $N_{\rm H}$  を  $1.0 \times 10^{23}$  cm<sup>-2</sup> に変化させると低エネルギー領域で検出できなくな ることがわかった。この値は連星間距離が小さくな ることで十分考えられる値であり、近星点付近では 実現可能な値であると考えられる。

WR 125 は軌道周期をはじめ、未だ解明されてい ない点が数多く存在する。我々は今後も観測を続けて いき軌道パラメータを決定することで星風パラメー タを推定することができるだろう。そうして初めて 今回の近星点付近での減光原因に制限がつけられる と考えている。

## Reference

- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, ApJ, 345, 245
- Dessart L., Crowther P. A., Hillier D. J., Willis A. J., Morris P. W., van der Hucht K. A., 2000, MNRAS, 315, 407
- Evans P. A., et al., 2007, A&A, 469, 379
- Evans P. A., et al., 2009, MNRAS, 397, 1177
- Evans P. A., et al., 2014, ApJS, 210, 8
- Gagné M., Fehon G., Savoy M. R., Cartagena C. A., Cohen D. H., Owocki S. P., 2012, in Drissen L., Robert C., St-Louis N., Moffat A. F. J., eds, Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 465, Proceedings of a Scientific Meeting in Honor of Anthony F. J. Moffat. p. 301 (arXiv:1205.3510)
- Gaia Collaboration 2018, Vizie<br/>R Online Data Catalog, 1345
- Luo D., McCray R., Mac Low M.-M., 1990, ApJ, 362, 267
- Myasnikov A. V., Zhekov S. A., 1993, MNRAS, 260, 221
- Pollock A. M. T., 1987, ApJ, 320, 283
- Pollock A. M. T., Bignami G. F., Hermsen W., Kanbach G., Lichti G. G., Masnou J. L., Swanenburg B. N., Wills R. D., 1981, A&A, 94, 116
- Pollock A. M. T., Haberl F., Corcoran M. F., 1995, in van der Hucht K. A., Williams P. M., eds, IAU Symposium Vol. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries; Colliding Winds; Evolution. p. 512
- Rosslowe C. K., Crowther P. A., 2015, MNRAS, 447, 2322
- Stevens I. R., Blondin J. M., Pollock A. M. T., 1992, ApJ, 386, 265
- Sugawara Y., et al., 2015, PASJ, 67, 121
- Usov V. V., 1992, ApJ, 389, 635
- Vuong M. H., Montmerle T., Grosso N., Feigelson E. D., Verstraete L., Ozawa H., 2003, A&A, 408, 581
- Williams P. M., van der Hucht K. A., Bouchet P., Spoelstra T. A. T., Eenens P. R. J., Geballe T. R., Kidger M. R., Churchwell E., 1992, MNRAS, 258, 461
- Williams P. M., van der Hucht K. A., Kidger M. R., Geballe T. R., Bouchet P., 1994, MNRAS, 266, 247

Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, ApJ, 542, 914

van der Hucht K. A., 2001, New Astronomy Reviews, 45, 135

——index

a3

## 近赤外線高分散分光器 WINERED を用いた Y,Jバンドのライン強度比からの晩期型巨星有効温度の決定法

谷口 大輔 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 M1)

## Abstract

恒星大気を特徴づけるパラメーターの中でもとりわけ重要なものの一つである有効温度を決定する手法は、これまで数多く考案されてきた.その中でも、星間減光や他の大気パラメーターからの影響を受けにくい経験的な温度指標となる「ライン強度比」(LDR)を用いた有効温度決定法に我々は着目した.本研究では、近赤外線高分散分光器 WINERED が取得できる Y (0.97–1.09  $\mu$ m), J (1.15–1.32  $\mu$ m) バンドの R ~ 28,000 のスペクトルを用い、LDR から晩期型巨星の有効温度を決定する手法を開発した (Taniguchi et al. 2018). この波長帯は低励起ポテンシャルの吸収線を数多く含むため、多数の吸収線ペアを用いて高い統計的精度を実現することが可能となる.我々が 81 の吸収線ペアを用いて作成した温度指標は、3700 <  $T_{\rm eff}$  < 5400 K かつ -0.5 < [Fe/H] < +0.3 dex の巨星に適用でき、最も良いケースで ±10 K の精度で有効温度を推定できる.

## 1 Introduction

恒星大気は主に有効温度  $(T_{\text{eff}})$ , 表面重力  $(\log g)$ , 金属量([Fe/H])で特徴づけられる.このうち,T<sub>eff</sub> はスペクトルの形に強い影響を与え、恒星スペクト ルの解析においてしばしば最初に決定する物理量と なっている. T<sub>eff</sub> を推定する手法はこれまで数多く開 発されてきたが、その中でも我々は高分散分光スペク トル中のライン強度比(line-depth ratio, LDR)を 用いた手法に着目した.この手法は、太陽と同程度か それ以下程度の有効温度の恒星では中性元素の低励 起吸収線の強度は高励起線に比べて T<sub>eff</sub> に敏感であ る (Gray 2008) ため、それらの吸収線の深さの比が T<sub>eff</sub>の良い指標となることを用いた手法である (Gray & Johanson 1991; Fukue et al. 2015, and references therein). LDR は観測のみに依存して較正した経験 的有効温度決定法なので、モデルを介した手法とは 異なりモデル選択に起因する系統誤差を生じない. 経 験的手法の中でも、LDR は星間吸収の影響を受けず、 また T<sub>eff</sub> 以外の恒星大気パラメーターに比較的影響 を受けにくいという特長を持つ.更に,多くの吸収 線ペアから推定した有効温度の平均を用いることで 高い統計的精度を達成することができ,金属量決定 に伝搬する誤差を減らすことができる他、モニター 観測で微小な有効温度の変化を捉えることもできる.

これまでの LDR を用いた有効温度決定手法の多く は可視光域の高分散分光スペクトルを用いてきた (e.g. Kovtyukh et al. 2003, 2006; Kovtyukh 2007). また, 近赤外線では, Sasselov & Lester (1990) が 1.1 µm 周辺の C<sub>I</sub> と Si<sub>I</sub> の吸収線の LDR を用いて Cepheid の相対的な有効温度と減光を推定したが、較正に用 いた天体と吸収線の数が限られていたため、その応 用は限られていた.これに対して,近年の近赤外線 高分散分光の発展により,近赤外線高分散分光スペ クトルから包括的に LDR で有効温度を決定すること が可能となってきた.近赤外線のLDRを用いた初の 包括的な試みとして, Fukue et al. (2015) はすばる望 遠鏡に搭載された IRCS を用いた観測により, Hバ ンド(1.50–1.65 µm)で LDR と T<sub>eff</sub> の関係を較正し た.しかしながら, H バンドでは低励起な吸収線の 数が少なく、また分子の吸収線とのブレンドも多い ため, T<sub>eff</sub>の良い指標となる吸収線のペアを9ペアし か見つけることができなかった.この結果,得られた T<sub>eff</sub>-LDR 関係を用いて推定した有効温度の統計的誤 差は~50Kほどであり、これは可視光のLDRを用 いて達成可能である ~ 5K (Kovtyukh et al. 2006) には遠く及ばないものであった. そこで我々は Y と Jバンドのスペクトルから包括的に LDR-T<sub>eff</sub> 関係を 求めることを初めて試みた (Taniguchi et al. 2018). この波長帯は数多くの低励起と高励起な吸収線を含

み (e.g. Meléndez & Barbuy 1999), 多数の有用な吸 収線ペアを見つけ, 可視光に匹敵する高い精度を達 成することが期待できる.

## 2 Observations

我々は Arcturus 等の恒星大気パラメーターがよく 分かっている 10 個の晩期型巨星を, 主に Gaia FGK benchmark stars (Blanco-Cuaresma et al. 2014) לל ら選んだ (表 1). これらの恒星は 3700 < T<sub>eff</sub> < 5400 K の範囲の有効温度を持ち, Arcturus 以外の9 天体は太陽程度の金属量を持つ. 我々はこれらの10天 体を2013年2月23日から2014年1月23日にかけて、 神山天文台荒木望遠鏡(D = 1.3 m)のナスミス台 に搭載した近赤外線高分散分光器 WINERED (Ikeda et al. 2016) を用いて観測した. WINERED は一度 の露光で z', Y, J バンド (0.91–1.35 µm) を R ~ 28,000 で高い効率(> 50%) で観測することができ る.我々のターゲットはどれも明るい(-2.3 < J < 2.0 mag)ので、各天体に対して 12-240 s の露光で S/N が 100 を超えている<sup>1</sup>. また, 各天体に対応して 大気吸収標準星として A0V 型星を観測した.

## 3 Data Analysis

我々は WINERED チームで開発されている一次 処理パイプラインを用いて通常の一次処理を行った 後,A0V 型星の観測スペクトルを用いた大気吸収線 補正 (Sameshima et al. 2018)を行った.その後に, 以下に述べる手法で $T_{\rm eff}$ に敏感な LDR の選定と,そ れらの LDR と  $T_{\rm eff}$ の間の関係の較正を行った.な お,以下の解析では,大気吸収線の影響が相対的に 少ない次数である 57–52次(0.97–1.09 μm)と 48–43 次(1.15–1.32 μm)のみを用いた.

#### **3.1** 吸収線の選定と深さの測定

LDR に用いる吸収線の選定のために,吸収線デー タベース VALD (Ryabchikova et al. 2015)を出発点

表 1: 観測した天体とそれらの大気パラメーター.

1、1. 町山	別した人			<u> </u>	•
Object	SpType	$T_{\rm eff}$ [K]	[Fe/H] [dex]	$J \max$	S/N
ε Leo	G1II	$5398 \pm 31$	$-0.06 \pm 0.04$	+1.63	332
× Gem	G8IIIa	$5029 \pm 47$	$-0.01 \pm 0.05$	+2.02	248
εVir	G8III	$4983 \pm 61$	$+0.15 \pm 0.16$	+1.31	290
Pollux	K0III	$4858 \pm 60$	$+0.13 \pm 0.16$	-0.52	287
μ Leo	K2IIIb	$4470 \pm 40$	$+0.25 \pm 0.15$	+1.93	226
Alphard	K3II-III	$4171 \pm 52$	$+0.08 \pm 0.07$	-0.36	291
Aldebaran	K5III	$3882 \pm 19$	$-0.37 \pm 0.17$	-2.10	141
$\propto$ Cet	M1.5IIIa	$3796 \pm 65$	$-0.45 \pm 0.47$	-0.62	290
δ Oph	M0.5III	$3783 \pm 20$	$-0.03 \pm 0.06$	-0.24	368
Arcturus	K0III	$4286 \pm 35$	$-0.52 \pm 0.08$	-2.25	264

スペクトル型と等級は SIMBAD (Wenger et al. 2000) より. 大気パラメーターは Heiter et al. (2015) と Prugniel et al. (2011) より. S/N は 53 次の観測スペクトルで測定した値.

として Arcturus の WINERED スペクトル中に同定 されたラインリスト (Ikeda et al. in preparation) を用いた. このラインリストの中から, (i) 比較的孤 立した, (ii) とりわけ深いわけではない, (iii) 中性 の, (iv) Fe, Ti, Si, Cr, Ca, Ni, Mg, Na, Co, Al, Mn, K の吸収線のみを選んだ. この結果, Y バンド で 125 本と J バンドで 99 本の吸収線が残った. こ れらの吸収線に対して, 吸収線 i の恒星 n での深さ  $d_i^{(n)}$  を吸収線の底付近の数点を二次関数でフィッティ ングすることで決定した. また,  $d_i^{(n)} < 0.02$ を満た す弱い吸収線を除外した.

#### 3.2 吸収線ペアの選定

まず,得られた 122 本と 99 本の吸収線から,(i)両 方の吸収線が同じ次数に属し,(ii) それらの励起ポテ ンシャルが 1 eV 以上離れていて,(iii) ともに 4 天体以 上で検出されている,約 1500 の吸収線ペアを選んだ. それぞれの吸収線ペア *j* に対し,各天体での LDR,  $r_j^{(n)} \equiv d_i^{(n)}/d_{i'}^{(n)}$ を求め,LDR と  $T_{\text{eff}}$ の関係, $T_{\text{eff}} = a_j \log r_j + b_j$ を Total Least Squares 法 (Markovsky & Van Huffel 2007)を用いて推定した.更に,得ら れた関係から各天体の有効温度  $T_j^{(n)} \pm \Delta T_j^{(n)}$ を推定 した.ここから,各関係の分散が $\sigma_j > 150$  K となる 約 900 の吸収線ペアと,傾き  $a_j$ が正となる 21 ペア を除外した.

以上で得られた約 600 の吸収線ペアから同じ吸収 線が重複することがないような吸収線ペアのセット を選ぶことを考える.このようなセットは無数にある が,その中から (i) *T*eff と強く結びついていて, (ii) 2 本の吸収線の波長差が短いような,セットを選んだ.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>ここでの S/N は大気吸収線補正や連続光の精度を含んだ値 であり、もともとの S/N はこれより高いものである.



図 1: 得られた LDR-*T*<sub>eff</sub> 関係の例. 緑四角で示された Arcturus は関係の較正には含めていない. Taniguchi et al. (2018) より転載.

## 4 Results and Discussions

我々は最終的に Y バンドで 47 個と J バンドで 34 個の LDR- $T_{\text{eff}}$  関係を得た. これらの関係のうちの いくつかを図 1 に示した. また,これらの 81 ペアか ら得られる  $T_j^{(n)} \pm \Delta T_j^{(n)}$ の重み付き平均をとること で,各天体の LDR 温度  $T_{\text{LDR}}$ を決定した.

## 4.1 期待可能な有効温度決定精度

新たに天体を観測する際にどの程度の S/N で観測 する必要があるか事前に知っておくことは意義があ るだろう.そこで,全ての次数に対してある特定の S/N を与えた時に期待できる有効温度の統計的誤差  $\Delta T'_{\rm LDR}^{(n)} = \sqrt{1/\sum_j (1/\Delta T_j^{(n)})^2}$ を見積もった.ま たこれを用いることで, $\Delta T'_{\rm LDR}^{(n)} = 10$  K と 20 K に 達するために必要な S/N を見積もった (図 2).図 2 より,例えば 4000 K の天体の有効温度を±10 K 以 下の統計的誤差で決定するためには,S/N = 100 必 要になることが分かる.

## **4.2 LDR**-*T*<sub>eff</sub> 関係の金属量依存性

図 3 によれば、文献値の有効温度との差、 $T_{\rm LDR} - T_{\rm eff}$ は [Fe/H] にも $T_{\rm eff}$ にも明確な依存性を持たず、本手法は 3700 <  $T_{\rm eff}$  < 5400 K かつ -0.5 < [Fe/H] <



図 2: *T*<sub>LDR</sub> の統計的誤差が 10 K と 20 K それぞれに 達するために必要な S/N の推定値. Taniguchi et al. (2018) より転載.



図 3: 再決定した有効温度  $T_{LDR}$  と文献値  $T_{eff}$  の差の 有効温度依存性(左パネル)と金属量依存性(右パ ネル).緑四角は Arcturus を示す. Taniguchi et al. (2018)より転載.

+0.3 dex で有効であることが分かる.また,Fukue et al. (2015) によれば Arcturus は太陽より低い金属 量([Fe/H] = -0.52 dex) と太陽とは異なる組成比 ([Ti/H] = -0.313 dex, [Si/H] = -0.252 dex)を持 つ (Jofré et al. 2015) ため LDR- $T_{eff}$  関係から外れる と示唆されていたため,我々の関係の較正には含めな かった.これに対し,我々が得た Arcturus の $T_{LDR}$  は 文献の $T_{eff}$  に矛盾しないものであった (図 3) ものの, 丁寧に結果を見てみると Arcturus は他の天体とは異 なる挙動をしていた.具体的には,TiI (低励起)と FeI (高励起)のペアである 22 の吸収線ペアのみを用 いた場合に得られる有効温度は 4120±60 K, FeI (低 励起)とSiI (高励起)の14ペアのみを用いた場合は 4485±35 K であった.我々の選んだ吸収線ペアのう ちの約4割がこれらのペアで占められており,この両 者が打ち消し合うことによって  $T_{\text{LDR}} = 4312 \pm 36 \text{ K}$ という文献値  $T_{\text{eff}} = 4286 \pm 35 \text{ K}$  に近いが分散が大きい LDR 温度が得られたと考えられる.

## 4.3 先行研究の LDR との比較

他の波長域での代表的な LDR- $T_{eff}$  関係と今回の 結果を比較する.可視光域では,主系列星に対して は Kovtyukh (2007) が 161 天体を用いて 131 ペアの 関係を,巨星では Kovtyukh et al. (2006) が 215 天 体を用いて 100 ペアの関係を,超巨星では Kovtyukh et al. (2003) が 181 天体を用いて 105 ペアの関係を導 出し,どれも最も良いケースで ±5 K の統計的誤差で 有効温度を推定している.これに対して,Hバンドで は Fukue et al. (2015) が 9 天体を用いて 9 ペアの関 係を導出したが,その統計的誤差は ~ ±60 K であっ た.我々は  $Y \ge J$ バンドのメリットにより,近赤外 線ながら 9 天体で 81 ペアの関係を導出し,最も良い ケースで ±10 K という可視光に迫る精度で LDR- $T_{eff}$ 関係を導出することに成功した.

## 5 Summary and Conclusion

我々は近赤外線高分散分光器 WINERED の Y と J バンドで観測した 9 天体のスペクトルを用いて,81 の LDR- $T_{\text{eff}}$ 関係を導出した.この手法を用いれば, 近赤外線で銀河面の遠くまで見通しながら,可視光 の LDR に迫る高い統計的精度で有効温度を導出す ることが可能となる.また,±10 K の精度で 4000 K の有効温度を決定したい場合,S/N ~ 100 が必要と なる.

## Acknowledgement

本研究は松永典之先生他皆様との共同研究で す (Taniguchi et al. 2018). また,観測にあたっては 多くの皆様にご助力頂きました. ここに篤くお礼申 し上げます.

## Reference

- Blanco-Cuaresma, S., Soubiran, C., Jofré, P., & Heiter, U. 2014, A&A, 566, A98
- Fukue, K., Matsunaga, N., Yamamoto, R., et al. 2015, ApJ, 812, 64
- Gray, D. F. 2008, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres
- Gray, D. F., & Johanson, H. L. 1991, PASP, 103, 439
- Heiter, U., Jofré, P., Gustafsson, B., et al. 2015, A&A, 582, A49
- Ikeda, Y., Kobayashi, N., Kondo, S., et al. 2016, in Proc. SPIE, Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI, 99085Z
- Jofré, P., Heiter, U., Soubiran, C., et al. 2015, A&A, 582, A81
- Kovtyukh, V. V. 2007, MNRAS, 378, 617
- Kovtyukh, V. V., Soubiran, C., Belik, S. I., & Gorlova, N. I. 2003, A&A, 411, 559
- Kovtyukh, V. V., Soubiran, C., Bienaymé, O., Mishenina, T. V., & Belik, S. I. 2006, MNRAS, 371, 879
- Markovsky, I., & Van Huffel, S. 2007, Signal processing,  $87,\,2283$
- Meléndez, J., & Barbuy, B. 1999, ApJS, 124, 527
- Prugniel, P., Vauglin, I., & Koleva, M. 2011, A&A, 531, A165
- Ryabchikova, T., Piskunov, N., Kurucz, R. L., et al. 2015, Phys. Scr., 90, 054005
- Sameshima, H., Matsunaga, N., Kobayashi, N., et al. 2018, PASP, 130, 074502
- Sasselov, D. D., & Lester, J. B. 1990, ApJ, 360, 227
- Taniguchi, D., Matsunaga, N., Kobayashi, N., et al. 2018, MNRAS, 473, 4993
- Wenger, M., Ochsenbein, F., Egret, D., et al. 2000, A&AS, 143, 9

——index

a4

## 恒星フレアにおけるリチウム合成の可能性

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。未解明な存在量の中でも今回は現在の宇宙のリチウムの存在量、すなわち太陽と同時代 のリチウムの存在量に関して、その起源について考えていく。

それに対する寄与として考えられているのはビッグバン元素合成、宇宙線と星間物質との相互作用、超新星 爆発、新星爆発、小質量星の内部での合成である。しかしこれらの候補におけるリチウムの生成量を理論的 に計算すると、観測からわかっている現在の存在量に対して少なすぎるという結果が得られる。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。そこで、上述の候補の 中に恒星フレアにおける元素合成を加えることでより正確な説明となることが期待される。

恒星フレアとは、恒星大気における磁気エネルギーの爆発的解放現象である。このときに発生した衝撃波が ヘリウムなどの粒子を加速し、それが大気中の原子と衝突することで原子核反応が起こると考えられる。フ レアで加速された粒子によるリチウムの合成は <sup>4</sup>He + <sup>3</sup>He → <sup>6</sup>Li + p や <sup>4</sup>He + <sup>4</sup>He → <sup>7</sup>Li + p といっ た反応が主であるとされ、これまでに議論されている。

本研究ではフレアの粒子加速によって起こりうる反応を考察し、粒子に与えられるエネルギーやフレアの活動の時間変化などをパラメータとすることで合成される元素量を計算する。その計算結果によって実際に恒星フレアにおいて元素合成が起こっているか、さらにはそれが宇宙の化学進化に対して十分な寄与を与えているかを評価する。今回の発表ではより厳密に考える前段階として、考慮する反応を制限し、各種パラメータを簡単化して行った数値計算結果について述べる。

## 1 Introduction

現在のリチウムの起源としてはビッグバン元素合成 (Standard Big-Bang Nucleosynthesis, SBBN)、宇宙線と星間物質との相互作用 (Galactic Cosmic Ray, GCR)、超新星爆発 (Supernovae, SNe)、小質量星内部での合成 (以下での STARs は小質量星を表すとする)が考えられている。ここでの小質量星とは新星や赤色巨星などのことである。またリチウムは星の内部において $\gtrsim 10^6 [K]$ で簡単に崩壊してしまう。これらのことより、リチウムの起源を明らかにすることは起源となる様々な天体や現象の物理も明らかにすることができると期待される。

Prantzos (2012) によると現在のリチウムの起源の 寄与というのは表1のように見積もられている。た だしここで考えられている小質量星とは赤色巨星、漸 近巨星分枝、新星のことであり、また<sup>6</sup>Liの寄与と して銀河形成前のものは無いとしている。この結果

	表 1: 各起源の寄与 [%]					
	SBBN	GCR	SNe	STARs		
<sup>6</sup> Li		100				
$^{7}\mathrm{Li}$	12	18	< 20	50 - 70		

において、超新星爆発による寄与は最大で20%であ りここからファクター6程度小さくなる可能性があ る。さらには小質量星での合成というのはまだまだ 未解明でありここでの50-70%という値はそれ以外 の寄与の足りない部分を全てまかなうとした値であ る。本研究はここに新たな寄与としてフレアでの元 素合成が考えられるかということを調べていく。

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。

 ${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{7}\text{Li} + p + \gamma(478\text{keV})$  ${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{7}\text{Be} + n + \gamma(429\text{keV})$ 



図 1: 観測例:太陽フレアの X 線観測

以上のことよりフレアでどんな元素合成が起こり どれほど生成されるかを計算し、それが宇宙の化学 進化に十分な寄与をするかを調べる。

## 2 Methods

今回行った計算は今後の研究でより厳密に考えるた めの前段階として、考慮する反応を制限しパラメータ を簡略化した計算である。手法としては thick target interaction model を採用し Tatischeff et al. (2006) やその引用文献である Parizot & Lehoucq (1999) を 参考にした。

thick target interaction model とは加速された粒 子が大気中で減速するときに核反応を起こすという モデルである。ここで加速粒子のエネルギースペク トルと周囲の組成は仮定として与えるものとする。こ れによって計算される生成量は

$$Q_r = \sum_{ij} n_j \int_0^\infty \frac{dEv_i(E)\sigma_{ij}^r(E)}{\dot{E}_i(E)}$$
$$\times \int_E^\infty dE' N_i(E') \exp\left[-\int_E^{E'} \frac{dE''}{\dot{E}_i(E'')\tau_i^{ine}(E'')}\right]$$

で与えられる。ここで各添字の意味は*i* が加速粒子、 *j* が周囲の粒子、*r* がこの二つが反応することによっ て生成された粒子を表す (*ine* は非弾性を意味する inelastic のこと)。また他の量の意味は Q が生成量、 v が速度、 $\sigma$  が i と j によって r が生成される反応の 反応断面積、 $\dot{E}$  がエネルギー損失率、N が加速 (入 射) 粒子のエネルギースペクトル、 $\tau$  が入射粒子が周 囲の粒子と衝突して崩壊するまでの平均寿命となっ ている。これらの量の積分を核種 i と j について和 をとる、すなわち r を生成する反応全てについて足 し合わせることで最終的な生成量が得られる。

今回の計算の制限について、リチウムの生成反応 は  $\alpha + \alpha$  reaction のみを考えた。つまり <sup>7</sup>Li の生成は

<sup>4</sup>He + <sup>4</sup>He 
$$\longrightarrow$$
 <sup>7</sup>Li + p  
<sup>4</sup>He + <sup>4</sup>He  $\longrightarrow$  <sup>7</sup>Be + n

のみを考え (<sup>7</sup>Be は半減期約 53 日で電子捕獲して <sup>7</sup>Li になるので <sup>7</sup>Li の生成とみなす)、<sup>6</sup>Li の生成は

 ${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{6}\text{He} + p + p$   ${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{6}\text{Li} + d$   ${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{6}\text{Li} + p + n$ 

のみを考えた (<sup>6</sup>He は半減期約 0.8 秒で  $\beta$  崩壊して <sup>6</sup>Li になるので <sup>6</sup>Li の生成とみなす)。これらの反応 の反応断面積は Mercer et al. (2001) の値を用いた。

またパラメータの簡略化については以下の三つを 行った。

- *E<sub>i</sub>*は ionization loss のみを考慮する
- 入射エネルギースペクトルは power law を仮定 する: N<sub>i</sub>(E) ∝ E<sup>-s</sup>
- 入射粒子は周囲の粒子との衝突で崩壊しないものとする: τ<sup>ine</sup><sub>i</sub> → ∞

## 3 Results

以上のもとで行った計算結果は図2のようになった。 ただし入射エネルギースペクトルの規格化は1[erg]の エネルギーが10[MeV] 以上の陽子に与えられるとし、 加速された  $\alpha$  粒子と陽子の比が $\alpha/p = 0.1$  であると した。グラフを見るとどちらのリチウムも power law index が大きくなるにしたがって単調に減少している ことがわかる。このことは、power law index の増加



図 2: 計算結果

に伴い低いエネルギーをもった粒子の数が多くなり 反応が起こらなくなっていくことを表していると考 えられる。また今回はエネルギー損失率がionization lossのみと仮定したり、入射粒子の周囲の粒子との 衝突による崩壊を無いものとしたので、より厳密に 考えた場合の生成量はこの値よりも小さくなること が予想される。しかし今回考慮しなかった反応も存 在するためそれによる寄与も考慮して初めてフレア での生成量が正しく見積もることができる。

## Reference

Prantzos, N. 2012, A&A, 542, A67

- Kotov, Y. D., Bogovalov, S. V., Endalova, O. V., & Yoshimori, M. 1996, ApJ, 473, 514
- Tatischeff, V., Kozlovsky, B., Kiener, J., & Murphy, R. J., 2006, ApJS, 165, 606

Parizot, E., & Lehoucq, R., 1999, A&A, 346, 221

Mercer, D., Austin, S., Brown, J., et al., 2001, Phys. Rev. C, 63, 065805

——index

a5

## 深層学習と数値計算を用いたナノフレアの検出およびエネルギー導出手法 の開発

河合 敏輝 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

本研究の目的は、ナノフレアがどれだけ太陽コロナの加熱に寄与しているかを測定するため、ナノフレアの 検出およびエネルギー導出を行う手法を確立することである。そのために、様々なエネルギーのナノフレア によって加熱されるコロナループの流体一次元数値計算を Hinode/XRT で疑似的に観測し、観測される輻 射の時間変化を入力した際、注入されたフレアのエネルギーの時間変化を出力するよう、深層学習を用いて Deep Neural Network (DNN)を学習させる、という新たな手法を提案する。また、提案する手法と先行研 究で使用されている既存の手法のエネルギー導出の精度をシミュレーション内において比較する。既存の手 法には2つの仮定がある。ナノフレアによってコロナループが5 MK まで加熱されることと、発生したナ ノフレアのエネルギーはコロナループの熱エネルギーの変化量に等しいということである。提案する手法で は、学習に用いた流体数値計算の設定自体が仮定となる。今回は 560 個の数値計算結果を用いて DNN を学 習させる。結果として、既存の手法では 10<sup>25</sup> erg 程度より小さなフレアのエネルギーを正しく導出すること はできなかったが、提案する手法では、そのような非常に小さなナノフレアであっても、比較的正確にエネ ルギーを導出することができた。ナノフレア発生前のコロナループが完全に熱的・力学的に平衡状態ではな いため、ナノフレアのエネルギーが非常に小さい場合、非平衡状態に由来する密度や温度のわずかな変動が 熱エネルギーに与える影響が、ナノフレアによる熱エネルギーの変化に対して支配的となり、既存の手法で はエネルギー導出が正確に行うことができなかったと考えられる。実際のナノフレアは本研究で用いた数値 計算設定よりも熱的・力学的に非平衡状態で発生していると考えられるため、実際の観測においても、提案 する手法がナノフレアの検出およびエネルギー導出により適していることを示唆している。

## 1 Introduction

約6,000Kの光球表面に対して、太陽コロナの温度 は1MKを超える高温状態となっている。しかし、ど のようなメカニズムでコロナがこのような高温状態 に加熱されているか詳細はわかっておらず、コロナ 加熱問題として長年議論が続けられている。コロナ を加熱するのに必要なエネルギーは領域によって異 なるが、光球からのエネルギーの約 0.01 – 1% がコ ロナ加熱に用いられれば、そのような高温状態を維 持できる(表 1)。

コロナ加熱問題を説明する有力な仮説に、波動加熱 説とナノフレア加熱説と呼ばれているものがある。波 動加熱説とは、光球面からコロナへと伸びる磁力線 が、光球における対流運動によって揺すられ、エネ ルギーが波となってコロナへと伝わり、それがコロ ナにおいて散逸することによってコロナを加熱して いるというモデルである。一方、ナノフレア加熱説 とは、コロナにおいて小規模な爆発現象が多量に発 生することによって、コロナを加熱しているという モデルである。本研究では、ナノフレア加熱説に着

光球からのエネルギー流束 [erg/cm <sup>2</sup> /s]					
熱エネルギー	$\sim 10^{10}$				
運動エネルギー	$\sim 10^9$				
コロナ加熱に必要なエネルギー流束 [erg/cm <sup>2</sup> /s]					
活動領域	$\sim 1 \times 10^7$				
静穏領域	$\sim 3 \times 10^5$				
コロナホール	$\sim 8 \times 10^5$				

表 1: 光球からのエネルギー流速およびコロナ加熱に 必要なエネルギー流束 (Withbroe & Noyes 1977)

#### 目する。

フレアのエネルギーごとの発生頻度分布は、べき乗 則に従い、フレアのエネルギー *E* を用いて以下の式 で表される (Shimizu 1995)。

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

この式における $\alpha$ が $\alpha > 2$ を満たす場合、より小さな フレアによる加熱が支配的になると言える。Hinode 衛星に搭載された X-Ray Telescope(XRT) による活 動領域の観測によって、 $10^{25.5} \leq E \leq 10^{27.5}$  erg において、 $\alpha > 2$ を満たす結果となった (Uemura 2018)。しかし、検出した全てのフレアについてコ ロナに注入されたエネルギー流束 Fin を導出すると、  $F_{in} \simeq 5.6 \times 10^4 \text{ erg}$ となり、活動領域を高温状態に維 持するのに必要なエネルギー流束 ( $\simeq 1 \times 10^7$  erg)と 比較すると非常に小さな値となった。Uemura (2018) によると、 $\alpha > 2$ が $E \simeq 10^{23}$  erg まで保持される場 合、活動領域を加熱するのに十分なエネルギーフラッ クスが存在することになる。しかし、Uemura (2018) の結果を見ると、 $E \leq 10^{25.5}$  erg のフレアの検出お よびエネルギー導出が正確に行えていない可能性が ある。そこで、そのような微小なフレアの検出およ びエネルギー導出を行う手法を開発する必要がある。 本研究では、以下の一連の過程によってナノフレア の検出およびエネルギー導出を行う手法の開発を目 指す。まず、様々なエネルギーのフレアによって加熱 されるコロナループを一次元流体シミュレーション によって再現し、XRT による疑似的な観測を行い、 放射強度の時間発展を取得する。コロナループに注 入されたフレアのエネルギーと、その際の放射強度 の時間発展の組み合わせをデータセットとして取得 する。そして、それらのデータセットを用いて Deep Neural Network (DNN) に学習させることによって、 放射強度からその際のフレアのエネルギーを算出で きるようにする。さらに、シミュレーション内にお いて Shimizu (1995) や Uemura (2018) で使われて いた手法とその精度を比較することによって、実際 の観測への適用の可否を考察する。

## 2 Methods

コロナ中にはコロナループと呼ばれるアーチ状の 構造が存在している。このループは磁力線の束であ り、これらが磁気再結合を起こすことによってエネ ルギーの解放、つまりフレアが発生する。そこで、コ ロナループに沿った1次元の流体運動およびエネル ギー輸送を解くため、CANS<sup>1</sup>という宇宙流体シミュ レーションのパッケージを使用する。基礎方程式は 以下の通りである。

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

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

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

$$p = \frac{k_B}{m} \rho T \tag{5}$$

式中のSはループ断面積、 $\gamma = 5/3$ は比熱比、 $k_B$ は ボルツマン定数、gは重力加速度、Hは定常加熱、  $H_f$ はフレアによる加熱、Rは放射冷却、 $\kappa$ は熱伝導 度をそれぞれ表す。仮定として、コロナループは変 形せず断面積が一様、非粘性・圧縮性流体として扱 い、重力を考慮する。さらに、フレアを発生させる 前にループに沿って一様な定常加熱を与えることで、 力学的・エネルギー的にほぼ平衡な状態を維持し、そ れを初期状態とする。フレア $H_f$ は、

$$H_f = H_{f0} \cdot q(t) \cdot f(x) \tag{6}$$

$$q(t) = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \tanh \frac{t}{0.1\tau_0} \right\} \left\{ 1 - \tanh\left(\frac{t - \tau_f}{0.1\tau_0}\right) \right\}$$
(7)  
$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x - L)^2}{2w_t^2}\right] \cdot \frac{1}{2} \left\{ 1 + \tanh\left(\frac{x - 20\mathcal{H}_0}{3\mathcal{H}_0}\right) \right\}$$

$$\sqrt{2\pi} \begin{bmatrix} 2w_f^2 \end{bmatrix} 2 \begin{bmatrix} (3H_0) \end{bmatrix}$$
(8)

という式で表される。ただし $H_{f0}$ 、 $au_f$ 、 $w_f$ 、Lはそ れぞれ注入エネルギー、注入時間、加熱範囲、ルー プ長をそれぞれ表す。

シミュレーションの各パラメータは表2の通りである。

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Coordinated Astronomical Numerical Software; http://www-space.eps.s.u-tokyo.ac.jp/yokoyama/etc/cans/

のデフォルトに従う。フレアによるエネルギーをラ 行う。

パラメータ	値
ループ長 <i>L</i>	$60 { m Mm}$
ループ半径 <i>r</i>	$5 { m Mm}$
遷移層位置 $x_{tr}$	3 Mm, $57$ Mm
シミュレーション時間 $ au_{sim}$	3000  sec
フレア発生時刻 $t_f$	$1  \mathrm{sec}$
フレア数	1
フレア継続時間 $ au_f$	120  sec
フレア発生場所 $x_f$	$30 { m Mm}$
フレアエネルギー $\int \int H_f dt dx$	$10^{23} - 10^{28} \text{ erg}$
定常加熱 H	$2 \times 10^{32} \text{ erg/s}$

表 2: 流体シミュレーションに用いた各パラメータ。

シミュレーションからコロナループの各グリッドにお ける温度および密度のパラメータの時間発展を取得 する。各グリッドは単温度(isothermal)とみなし、 それらのパラメータを用いて CHIANTI(Del Zanna et al. 2015) から、各グリッドにおけるスペクトル を取得する。ただし、エミッションメジャー EM は  $EM = \rho^2$ とし、制動放射による放射もスペクトル に含む。それらのスペクトルをコロナループ全体で 積分し、取得したスペクトルの時間発展を XRT の Al-poly フィルタ (Narukage et al. 2014) を用いて疑 似的に観測し、輻射強度の時間発展を得る。

ここからは、Shimizu (1995) や Uemura (2018) で使 われていた既存の手法と今回提案する手法で過程が 分かれる。既存の手法ではナノフレアによってコロ ナループが 5MK 程度にまで加熱されると仮定して いる。そのような仮定を置くことで、フィルタの感 度情報などからコロナループの熱エネルギーを算出 することが可能となる。ノイズ以上の放射強度の急 な上昇をフレアの発生とみなし、フレア発生前と急 な上昇のピークにおける熱エネルギーの差分を、フ レアによって解放されたエネルギーと定義する。た だし、本研究ではコロナループの体積は自明である と仮定する。

記載されたもの以外のパラメータについては CANS のエネルギーの時間発展と、その際の疑似観測から得 た放射強度の時間発展の対応を DNN に学習させる。 ンダムに設定し、同様のシミュレーションを 600 回 作成した 600 個のデータセットのうち、560 個を学習 用のデータセットとして使用する。残りのデータセッ トは DNN の汎用性を確かめるためのテストデータと して用いる。活性化関数にはランプ関数(Rectified Linear Unit : ReLU)

$$f(x) = \begin{cases} 0 & (x \le 0) \\ x & (x > 0) \end{cases}$$
(9)

を用いる (Glorot et al. 2011)。 誤差の指標となる損 失関数には回帰問題で一般的に使用される平均二乗 誤差を用いる。各学習において誤差逆伝播法 (LeCun et al. 1989) を用いて各フィルタおよび全結合層の重 み、バイアスに対する勾配を求め、損失関数を減少 させる方向へと微小変化を繰り返すことで DNN を 最適化していく。最適化手法には Adam (Adaptive moment estimation)

$$m_{t+1} = \beta_1 m_t + (1 - \beta_1) \nabla E(\mathbf{w}^t) \tag{10}$$

$$v_{t+1} = \beta_2 v_t + (1 - \beta_2) \nabla E(\mathbf{w}^t)^2$$
 (11)

$$\hat{m} = \frac{m_{t+1}}{1 - \beta_1^t} \tag{12}$$

$$\hat{v} = \frac{v_{t+1}}{1 - \beta_2^t} \tag{13}$$

$$\mathbf{w}^{t+1} = \mathbf{w}^t - \alpha \frac{\hat{m}}{\sqrt{\hat{v}} + \epsilon} \tag{14}$$

を使用した (Kingma & Ba 2015)。ただし **w**<sup>t</sup> は t 回 目の学習におけるフィルタもしくは全結合層の重み、 バイアスを表す。また、 $m_0 = 0$ 、 $v_0 = 0$ 、 $\alpha = 0.001$ 、  $\beta_1 = 0.9$ 、 $\beta_2 = 0.999$ である。それぞれの手法につ いて、シミュレーション内におけるフレアのエネル ギーの導出精度を検証する。

#### 3 **Results and Discussion**

結果として、既存の手法ではフレアのエネルギー が $E \gtrsim 10^{25}$  erg の時は正確にエネルギーを求めるこ とができるが、それよりもエネルギーの小さなフレ アに関しては大きな誤差を持つようになった(1)。 提案する手法においては、コロナに注入したフレア これは、コロナループの初期状態が完全には平衡状



図 1: シミュレーション内におけるフレアのエネル ギー導出の精度の検証結果。横軸は実際にシミュレー ションに注入したエネルギー、縦軸はそれぞれの手 法で導出したフレアのエネルギーを表す。青点が破 線の近くに分布するほど精度が高い。データセット は DNN の学習に用いたものとは異なるものを使用 している。上:既存の手法を用いた場合。下:深層 学習に基づく手法を用いた場合。

態とはなっていないため、発生したフレアのエネル ギーが極めて小さい場合、温度や密度のわずかな変 動が熱エネルギーに及ぼす影響が支配的となり、正 しくエネルギーの導出ができなくなった。その一方 で、提案した手法では、そのような小さなフレアで あっても比較的正確にエネルギーを導出することが 可できた。実際のフレアは今回のシミュレーション より熱的・力学的に非平衡なコロナループにおいて 発生する可能性が高い。そのため、既存の手法によっ て求められる最小のフレアのエネルギーも、実際に はもっと大きくなる。以上のような点から、実際の 観測においても、提案した手法がナノフレアの検出 およびエネルギー導出により適している可能性があ る。今後は、シミュレーションの設定のバリエーショ ンを増やすなどして、学習させた DNN を実際の観 測に適用させ、ナノフレアのコロナ加熱への寄与を 算出することを目指す。

## Reference

Shimizu, T. 1995, PASJ, 47, 251

- Uemura, R. 2018, Master's thesis
- Narukage, N., Sakao, T., Kano, R., Shimojo, M., Winebarger, A., Weber, M., & K. K. Reeves 2014, Sol. Phys., 289, 1029
- Del Zanna, G., Dere, K.P., Young, P. R., Landi, E., & Mason, H. E. 2015, A&A, 582, A56

Withbroe, G.L, Noyes, R.W., 1977, ARA&A, 15, 363

- Glorot, X., Bordes, A., & Bengio, Y. 2011, Proceedings of the 14th International Conference on Artificial Intelligence and Statistics, 315
- LeCun, Y., Boser, B., Denker, J. S., Henderson, D., Howard, R. E., Hubbard, W., & Jackel, L. D. 1989, Neural Computation, 1(4):541
- Kingma, D. P. & Ba, J. L. 2015, Conference paper at International Conference on Learning Representations

——index

a6

## 深層学習による画像認識を用いた太陽フレア予報システムの開発

木原 孝輔 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室 M1)

## Abstract

太陽フレア(太陽面爆発)とは、太陽大気における磁気エネルギーの爆発的解放現象である。太陽フレア は、その最大 X 線強度によって規模が分類され、プラズマの放出現象や宇宙放射線の増加などをしばしば伴 う。これらの現象は、通信障害や航空機乗員の被曝などを引き起こし、現代社会に大きな影響を与える可能 性が高い。そのため、地球近傍空間の環境変動である宇宙天気を予報する研究が行われている。特に、宇宙 天気の擾乱源である太陽フレアの発生を予報することが重要である。しかし、これを物理的に予報するのは 困難である。そこで近年、大量の太陽観測データに対して、データ間の関係性を見つけ出す機械学習の手法 を用いることで、太陽フレアを予報する試みがなされている。機械学習を用いた従来の研究(Nishizuka et al. (2017) など)では、磁場などの物理量やその時間変化などに着目し、規模の大きいフレアが発生するか 否かを予報している。対して Muranushi et al. (2015) は、太陽画像そのものがもつ特徴に着目し、ある時 刻から 24 時間以内に観測される最大の X 線強度を予報した。これは、(a) 物理量に着目することなく画像認 識の手法を用いた点、(b) 太陽フレアに関連する様々な現象の数値を予報できる汎用性を持つ点、で他には ない研究となっている。今回は Muranushi et al. (2015) が用いた画像認識の手法を、新たな手法である深 層学習に変更し、24 時間以内の最大の X 線強度をより精度よく予報することを試みた。深層学習は機械学 習の中でも、Krizhevsky et al. (2012) をはじめ画像認識の分野で近年著しく発展している手法である。予 報に用いる画像データとして、SDO 衛星に搭載されている極端紫外線の観測装置 AIA、磁場強度の観測装 置 HMI のデータを用意し、それぞれの画像に対して異なる予報精度を得た。本講演では、今回得られた予 報精度についていくつかの先行研究と比較し、議論する。

## 1 Introduction

太陽フレア (太陽面爆発)とは、太陽大気における 磁気エネルギーの爆発的な解放現象である。太陽フ レアが発生すると、宇宙空間にプラズマを放出、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。フレアに伴って地球上空で観測された 軟 X 線強度が、 $10^{-4}$ W·m<sup>-2</sup>を超えると X クラス、  $10^{-5}$ W·m<sup>-2</sup>を超えると M クラス、というように、 大きいものから X、M、C の順に太陽フレアの規模 が分類される。

太陽フレアが発生すると、地球周辺空間の環境が 変化し、この環境変動は宇宙天気と呼ばれる。例え ばプラズマの放出によって、電力網への損害や電波 障害が、宇宙放射線によって、宇宙飛行士や航空機 乗員の被曝、人工衛星の故障など、様々な被害が発 生する可能性がある。このように、太陽フレアは現 代社会のインフラに大きな影響を与えることが想定 されるため、太陽フレアの発生を事前に予測するこ 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。そこで近年、機械学習の手法を用いて太陽 フレアを予報しようという研究がなされている。機 械学習とは、データ間の関係性をコンピュータに発 見させる研究手法である。一般に機械学習には大量 のデータを必要とするが、太陽については長年の観 測データが蓄積されているため、機械学習に最適な 対象と言える。多くの先行研究では、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)から、その領域でフレアが発生するか否かを予 報している (Ahmed et al. 2013; Bobra & Couvidat 2015; Liu et al. 2017; Nishizuka et al. 2017, 2018)。 これに対し、Muranushi et al. (2015)では、太陽の 全面画像が持つ画像的な特徴から、その画像の時刻 より24時間以内に観測される最大のX線強度を予報 している。Muranushi et al. (2015)は、(a)物理量か らの予報ではなく、画像的な特徴からの予報、いわ ゆる画像認識の手法を用いている点、(b)発生の有無 ではなくX線強度という数値を予報する点、の2点 で他の先行研究にはない手法を用いている。特に(b) については、X線強度に限らず、例えば太陽活動に よる地磁気の擾乱の度合いなど、太陽活動に由来す る様々な現象に伴う数値を予報できる、という点で 汎用性が期待される。そこで本研究では、Muranushi et al.(2015)が用いた画像認識の手法を、深層学習と いう彼らが用いていない新たな手法に置き換えて計 算を行い、より良い予報精度を得ることを試みた。

深層学習は機械学習の手法の一つである。人間の 脳細胞を模したニューラルネットワークという計算 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)を用いて計算を行うため、深層学習 と呼ばれている。この深層学習という手法は、特に 画像認識 (Krizhevsky et al. 2012)において近年著し い発展を遂げており、画像認識を用いた太陽フレア 予報システムを構築する上で非常に有力な方法とい える。

## 2 Methods

#### 2.1 Data Preparation

比較のため、データは Muranushi et al. (2015) と 同期間のものを使用した。SDO 衛星に搭載されてい る太陽面磁場強度観測器 HMI と、極端紫外線撮像装 置 AIA の画像データのうち、2011 年 1 月 1 日から 2012 年 12 月 31 日までの毎時 00 分のデータを用意 し、予報する材料とした。また、用意した画像と同 期間の GOES 衛星の 1 – 8Å のデータから、画像の 時刻より 24 時間以内に観測される最大の X 線強度 を抽出し、予報対象とした。詳細なデータセットの 準備については Muranushi et al. (2015) を参照され たい。先行研究からの大きな変更点は

Muranushi et al. (2015) では用いていない深層
 学習の手法を用いて、画像認識を行なった

(2) Muranushi et al. (2015) が予報材料とした HMI
 以外にも、AIA の画像も用いて画像認識を行い、
 どの画像が最も予報に有効かを調べた

の2点である。

#### 2.2 Deep Learning

計算には Facebook が開発したオープンソース深 層学習用ライブラリ PyTorch<sup>1</sup>を使用した。表1が今 回用いたネットワークの詳細である。

表 1: 今回計算に用いたネットワー	ク
--------------------	---

	Layer	Filter	Stride	Output
	input			(256, 256, 1)
1	convolution	(11,11)	(4,4)	(62, 62, 32)
2	maxpooling	(3,3)	(2,2)	(31, 31, 32)
3	convolution	(9,9)	(1,1)	(31, 31, 128)
4	maxpooling	(3,3)	(2,2)	(15, 15, 192)
5	convolution	(3,3)	(1,1)	(15, 15, 192)
6	convolution	(3,3)	(1,1)	(15, 15, 128)
7	maxpooling	(3,3)	(2,2)	(7,7,128)
8	fully connected			1024
9	fully connected			1

深層学習の詳細については、教科書など詳しい文 献 (岡谷 2015: Goodfellow et al. 2016: Shallue & Vanderburg 2018) を参考にされたい。ここでは、表 1の概要を説明するに止める。まず、input として 256 ピクセル四方に圧縮した1 ch の画像を入力した。そ の後、convolution 層と maxpooling 層において、画 像の特徴を抽出した新しい特徴量マップを作成した。 例えば1層目の convolution 層では、256×256×1 ch の画像から、62×62×32 ch の特徴量マップを作成し た。Filter は抽出の際に注目する特徴量のピクセルサ イズ、Stride は抽出を行う間隔のピクセルサイズで ある。これらの操作を重ね、7層目の maxpooling 層 の出力結果として、7×7×128 chの特徴量マップを得 た。これを 8 層目の fully connected 層で 1024 要素 のベクトルに変換したのち、最終的に9層目の出力 として、X線強度の値を予報した。以上の9層で画

 $<sup>^{1}\</sup>mathrm{https://pytorch.org}$ 

像を変換し、その際の変換に用いるパラメータを調 整して最適なパラメータを得るのが、本研究で行なっ た学習の一連の流れである (厳密には、maxpooling 層は最大値を取り出す操作をするのみで学習するパ ラメータを持たないため、これを層に数えないこと が多い)。このように、画像を階層的に変換し、その 際の最適なパラメータを膨大な量の画像から計算し て最終的な出力を得るのが、深層学習を用いた画像 認識の一般的な手法である。

## **3** Results

AIA が観測する波長帯のうち、7 波長 (94Å、131Å、171Å、193Å、211Å、304Å、335Å)と HMI の磁場 強度マップの計8種を用いて計算を行なった結果、現 時点で最も相関が見られたのは、94Åを用いた場合 である (図1)。横軸が予報対象である X 線の観測値 を、縦軸が計算で得られた X 線強度の予報値を示し ている。斜めの線は、観測値と予報値が等しくなる 点である。



図 1: 本研究の結果、及び Muranushi et al. (2015) の結果。右図は Muranushi et al. (2015)の発表資料 より作成。横軸が X 線強度の実際の観測値、縦軸が 予報値を表す。

図1左図より、本研究ではわずかに右上がりの相 関は見られるが、正解である斜めの線からは大きく 外れている。現時点では、先行研究からの大幅な予 報精度向上には至っていないことが分かる。

## 4 Discussion

図1では、観測値が横に大きく広がっているのに 対し、予報値が10<sup>-6</sup> – 10<sup>-5</sup>W·m<sup>-2</sup>に偏っている のが分かる。これらはCクラスフレアを予報してい ることに相当する。Cクラスよりも大きな太陽フレ アの発生頻度は低く、今回用いたデータの期間では、 X クラスは15 回、M クラスは244 回、C クラスは 2584 回発生している。このため、用いたデータの大 部分が C クラスフレアであり、そのデータ量に影響 されて、このような偏りが得られた可能性が考えら れる。

この他にも、深層学習に関連する問題として、今 回用いたネットワークがフレアに関係する画像的特 徴を抽出できていない可能性が存在する。2.2節で説 明したネットワークの構成は、ユーザーが深層学習 を適用する問題に合わせてチューニングする必要が ある。調整次第では今回の結果を大きく上回る予報 結果を得る可能性もあり、今後の課題としたい。

また、用いるデータごとに異なるチューニングを 行う必要性も考えられる。本研究では、8 種類の画 像を使った結果の比較を目的としたが、同時に全種 の画像に対するチューニングは行えないため、AIA 94Åの画像を基準にチューニングを行なった。この 波長は今回使用した画像の中で最も波長が短く、太 陽を X 線で見た画像に近い。そのため、X 線の予報 に有効である可能性を仮定し、AIA 94Åの画像を基 準とした。用いる画像の種類によって結果が変化し たことから、この仮定の検証にはさらなるチューニ ングと計算が必要である。

## 5 Conclusion

本研究では、深層学習による画像認識を用いて、 太陽フレアによる X 線強度の値の予報を試み、Muranushi et al. (2015) からの予報精度向上を試みた。 波長による予報結果の違いが見られたが、現時点で は、大幅な向上には至らなかった。今後はより良い予 報を行うため、深層学習内部のパラメータのチュー ニングなどを継続して行う予定である。 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

## Acknowledgement

本研究を行うにあたり、株式会社ブロードバンド タワー根本茂氏、柴田一成教授、浅井歩准教授をは じめ、多くの方々にお世話になりました。また本研 究では、SDO、GOESのデータを使用しています。 本研究および発表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

- Ahmed, O. W., Qahwaji, R., Colak, T., et al. 2013, SoPh, 283, 157
- Bobra, M. G. & Couvidat, S. 2015, ApJ, 798, 135
- Goodfellow, I., Bengio, Y., Courville, A., et al. 2016, Deep Learning (MIT Press)
- Krizhevsky, A., Sutskever, I., & Hinton, G. E. 2012, NIPS, 25, 1106
- Liu, C., Deng, N., & Wang, J. T. L. 2017, ApJ, 843, 104
- Muranushi, T., Shibayama, T., Muranushi, Y. H., et al. 2015, Space Weather, 13, 778
- Nishizuka, N., Sugiura, K., Kubo, Y., et al. 2017, ApJ,  $835,\,156$
- Nishizuka, N., Sugiura, K., Kubo, Y., et al. 2018, ApJ,  $858,\,113$
- Shallue, C. & Vanderburg, A. 2018, AJ, 155, 94
- 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)
——index

a7

# 飛騨天文台 SMART 望遠鏡の偏光観測からコロナ磁場を推定するコード の開発

山崎 大輝 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

#### Abstract

太陽フレアは、コロナ磁場に蓄えられたエネルギーの突発的解放現象である。これまでの研究から、コロナ 磁場に蓄積されたエネルギーは磁気リコネクションによって解放されることがわかってきたが、エネルギー の蓄積過程や磁気リコネクションを起こすきっかけは未だに明らかになっていない。これらを解明するため には、コロナ磁場を測定し、その時間発展を調べる必要がある。しかし、コロナは非常に希薄であるため、 コロナ磁場を直接測定することは困難である。そのためコロナ磁場は、一般的に直接測定が可能な光球磁場 を外挿することで間接的に求められる。京都大学飛騨天文台 SMART 望遠鏡は、光球磁場を測定するため に、光球の偏光観測を行っている。SMART 望遠鏡は他の観測装置よりも時間分解能が高いため、磁場の時 間発展をより詳細に調べることができると期待されている。しかし、SMART 望遠鏡で得られた偏光データ から光球磁場を導出するコードは未だ開発途上であり光球磁場が正しく求められない 問題があった。そこで SMART 望遠鏡で得られた光球の偏光データから光球磁場を導出するコードの改良を行なった。

本研究では事前にモデル大気を用いて偏光のデータベースを作り、観測データとの比較を行うことで磁場 を導出する方法を採用した。これによって活動領域についてもより精度良く光球磁場を導くことに成功した。 さらに、SMART 望遠鏡で得られた光球磁場からコロナ磁場を導出するべくによって開発されたコードの実 装も行った。

# 1 Introduction

## 1.1 光球磁場導出について

太陽フレアは、コロナと呼ばれる太陽大気中にお ける磁気エネルギーの解放現象である。太陽フレア のメカニズムが磁気リコネクションによるものであ ることは理論的にも観測的にも明らかにされてきた (Shibata & Magara 2011); (Priest & Forbes 2002)。 しかし、フレア発生のトリガーメカニズムが何であ るかについてはまだ明らかにされていない。

太陽フレアの研究のためには、太陽光球磁場の高時間分解能での観測が求められる。光には磁場の存在する大気を通過する際に磁場の方向によって、特定の偏光成分にのみ吸収を受ける性質がある。そこで太陽光球磁場は、吸収線スペクトルの偏光観測から理論的に偏光の輻射輸送方程式を解くことで得られる。(Landi Degl'Innocenti 1976)

#### 1.2 コロナ磁場外挿について

磁気リコネクションの起こっているコロナはその 密度が低すぎるために、直接は磁場を求めることは できない。そこで十分に密度の高く、観測可能な太 陽光球の磁場データを用いて、磁束管のコロナ中で の力学平衡を仮定して MHD 方程式を解く外挿計算 によって3次元的に求められる。(Inoue 2016)

コロナ磁場外挿については、将来研究としてその 具体的な内容を紹介する。

#### 2 Instruments

京都大学飛騨天文台には、Solar Magnetic Activity Research Telescopr(SMART) 望遠鏡 (Ueno et al. 2004) と呼ばれる太陽磁場活動望遠鏡がある。 SMART 望遠鏡は T1, T2, T3, T4 の計 4 種類の望 遠鏡で構成されており、T4 は太陽光球の偏光観測を 行なっている。観測波長は FeI (6302.5Å) を中心に -160mÅ, -80mÅ, 80mÅ, 160mÅ の 4 点である。



#### 図 1: SMART T4 光路図

装置的な性能に関しては既存のマグネトグラフと の比較において、時間分解能は 30 秒-60 秒 とひの で衛星 (Kosugi et al. 2007) の Solar Optical Telescope(SOT) 望遠鏡 (Tsuneta et al. 2008); (Suematsu et al. 2008); (Shimizu et al. 2008); (Ichimoto et al. 2008) の1時間よりも優れ、測光精度は $3 \times 10^{-4}$ と Solar Dynamics Obserbatory(SDO) 衛星 (Pesnell et al. 2012) の Helioseismic Magnetic Imager(HMI) 望遠鏡 (Schou et al. 2012) の  $10^{-3}$  よりも優れてい る。SMART T4 の基本的な性能は表1にまとめた。

表 1: SMART T4 の基本的な性能

口径	$250\mathrm{mm}$
視野	$320 \times 240 \mathrm{arcsec^2}$
ピクセルスケール	$1600 \times 1200$
フィルターの半値幅	160mÅ
観測中心波長	$6302.5 \text{\AA}$
偏光測定精度	$3 \times 10^{-4}$

# 3 Methods

#### 3.1 先行研究とインバージョン方法

光球の偏光観測データから、ベクトル磁場データ へとインバージョン (変換) するためには、一般的に は偏光の輻射輸送方程式を解く必要がある。SMART T4 のインバージョンコードには直接的な輻射輸送方 程式の計算ではなく、ルックアップテーブル方式を採 用した。ルックアップテーブル方式とは、あらかじめ モデル大気 (Holweger & Mueller 1974)を用いた計 算により偏光度を表す Stokes Parameter(I, Q, U, V) を準備しておき、 観測で得られた Stokes Parameter と最も適合するものを見付け、ベクトル磁場へ変換 する方法である。

先行研究 (Fukuoka 2014) において SMART T4 搭 載のインバージョンコードの開発は試みられたもの の実用化には至らなかった経緯がある。図 2 は左側 に磁場強度、右側に方位角についてのそれぞれの相 関図 (横軸: HMI, 縦軸: T4) である。HMI と比べて T4 に磁場強度の低い領域があること、また HMI と T4 の方位角について反相関の様子が見られることが わかる。



図 2: 先行研究でのベクトル磁場相関図

本研究では先行研究におけるこれらの課題を克服 すべくインバージョンコードの3カ所に改良を加え た。実装された新しいインバージョンコードの性能 を評価検証するために2016年9月6日の活動領域 NOAA AR12585 について SMART T4によるベク トル磁場データと HMIのベクトル磁場データの比較 を行った。

#### 3.2 偏光デモジュレーションの見直し

本研究では、まず先行研究における方位角の反相 関の問題に着目した。SMART T4のカメラで得られ る光は図1の光路図上にある回転波長板を通ること で偏光変調を受けている。この光に対して、偏光復 調(偏光デモジュレーション)を行うことで、実際の

#### 偏光度を測定することができる。

光の偏光度を表す指標 Stokes Parameter(I, Q, U, V) について、I は光の強度を表し、Q, U はそれぞ れ向きが $\pi/2$ ずれた直線偏光を、V は円偏光を表す 量となっている。偏光デモジュレーションにおける Stokes Parameter の導出方法を見直したところ、直 線偏光を表す Q と U について取り違えがあったため その修正を行った。

#### 3.3 散乱光補正

次に、HMI のベクトル磁場データと比較した際に T4 の方が全体的に磁場強度が低く出ている問題に着 目した。それぞれの観測プロファイルの比較を行った ところ、T4 の方が HMI と比べて吸収線が浅くなっ ていることを発見した。

装置由来の散乱光の混入の可能性を考え、散乱光 を Continuum の明るさの 10% 刻みで定義し観測さ れた光度から引いて磁場強度を計算した。それぞれ について HMI と比較を行ったところ、Continuum の 40% 程度の明るさの散乱光の混入を仮定することで 磁場強度についての HMI と T4 の相関がよくなるこ とがわかった。

#### 3.4 モデルとの比較方法の変更

さらに、散乱光補正を行った上でも HMI と比較し て T4 で磁場強度の低い領域が存在する問題に着目 した。この問題の領域が本来磁場強度が 3000G 程度 である黒点暗部に集中していることがわかった。

ルックアップテーブル方式を採用した SMART T4 のインバージョンコードでは、モデルとの比較の際に Stokes I, Q, U, V についてモデルと観測の残差を計 算することで残差が最小になる点におけるベクトル 磁場を導出している。黒点暗部における吸収線では 磁場強度が十分強いため Zeeman 効果によってプロ ファイルが分離していることに加えて、ガスの運動 による Doppler shift も確認される。これら Zeeman 効果による分離と Doppler shift のクロストークの影 響を減らすために、残差計算における Stokes I への 重み付けを20%から2%へと変更した。

# 4 Results

偏光デモジュレーションの見直し、散乱光補正、モ デルとの比較方法の変更の3点の改良を経て、2016 年9月6日の活動領域 NOAA AR12585 について SMART T4によるベクトル磁場データと HMI のベ クトル磁場データの相関は図3の通りとなった (左 側に磁場強度、右側に方位角について横軸: HMI,縦 軸: T4 で示してある)。また、相関係数の変化は表2 にまとめた通りである。

方位角についての相関係数のみ著しく低いのは、 180 度不定性のためであると考えられる。



図 3: 本研究でのベクトル磁場相関図

表 2: T4 と HMI ベクトル磁場の相関係数変化

	磁場強度 B	方位角 $\chi$	視線角 $\gamma$
改良前	0.88	-0.31	0.80
改良後	0.90	0.50	0.86

# 5 Discussion

本研究における偏光観測データから光球ベクトル 磁場変換過程の見直しによって、先行研究と比較し てその導出精度に改善は見られたものの未だ課題は 残っている。ひとつめの課題としては、方位角の180 度不定性の除去があげられる。また、ふたつめとし ては、黒点暗部における磁場強度のより正確な導出 があげられる。ここでは、主にふたつめの課題につ いて議論する。



図 4: 静穏領域での観測プロファイル (左) と黒点暗 部での観測プロファイル (右)

図4の右側は、SMART T4の現在のインバージョ ンコードでは正しく磁場強度を導出できていない典 型的な黒点暗部における Stokes I の観測プロファイ ルである。図4左側の様に、観測する波長4点の間 に吸収線の底が見られる場合はベクトル磁場への変 換は既存のアルゴリズムでも容易であるが、右側の 様に吸収線の全体像が見られなくなっている場合は Zeeman 効果による吸収線の分離と Doppler shift の クロストークのために変換が正しく行われていない と考えられる。

モデルとの比較方法の変更によって、ある程度ク ロストークの影響は排除できた。更なる改善のため には、吸収線に現れる Zeeman 効果による分離幅と Doppler 幅の足し合わせの量を新たな拘束条件とし てモデルとの比較を行う、新しいアルゴリズムの開 発が必要であると考えている。

#### 明らかにすることができるだけでなく、エネルギー 蓄積量や電流密度分布の推定などから起こりうるフ レアの規模を予測する研究にも繋がると考えられる。

特に、SMART T4 の様な 30 秒-60 秒 という高時 間分解能での光球磁場観測が可能になれば、このデー タを用いてより詳細なエネルギーの蓄積過程の解明 にも繋がると考えられる。

# Reference

Shibata, & Magara 2011, Living Rev., Solar Phys., 8, 6

- Priest, & Forbes 2002, A&A Rev., 10, 313
- Landi Degl'Innocenti 1976, Astron. Astrophys. Suppl., 19, 7
- In oue 2016, Progress in Earth and Planetary Science.,  $3,\,1$
- Ueno, Nagata, & Kitai 2004, Proc. SPIE, 5492, 958
- Kosugi, Matsuzaki, & Sakao 2007, Sol.Phys., 243, 3
- Tsuneta, Ichimoto, & Katsukawa 2008, Sol. Phys., 249, 167
- Suematsu, Tsuneta, & Ichimoto 2008, Sol. Phys., 249, 197
- Shimizu, Nagata, & Tsuneta 2008, Sol. Phys., 249, 221
- Ichimoto, Lites, & Elmore 2008, Sol. Phys., 249, 233
- Pesnell, Thompson, & Chamberlin 2012, Sol. Phys., 275, 3
- Schou, Scherrer, & Bush 2012, Sol. Phys., 275, 229
- Holweger, & Mueller 1974, Sol. phys., 39, 19
- Fukuoka 2014, Master Thesis

# 6 Future work

SMART T4のインバージョンコードの残された課 題を克服するとともに、T4で得られたベクトル磁場 を用いた研究についても考える。

コロナ磁場外挿研究は、直接観測することのでき ないコロナ磁場について、観測可能な光球磁場を境 界条件として与えることで MHD 方程式を解くこと でコロナ磁場を導出する研究手法である。

コロナ磁場外挿は、コロナの3次元的な磁場構造を

——index

b1

# 持続的なエネルギー散逸に対する、星の外層の力学的な応答

大内 竜馬 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

大質量星は可視光で極めて明るく輝く爆発現象 (超新星) によって一生を終える。これらの大質量星は、恒 星進化の途上で、恒星風などによって星間空間へ質量放出を行う。そのような質量放出の性質を理解するこ とは、銀河の化学進化を考える上で重要である。近年、様々な観測事実から、一部の大質量星は超新星直前 に、極めて高い質量放出率を示すことが明らかになってきた (Smith & Arnett 2014)。その値は、これまで 標準とされてきた恒星風では説明ができない。このような進化晩期の激しい質量放出に対する有力な説の一 つが、流体力学的な重力波 (gravity waves) である (Quataert & Shiode 2012)。この理論では、星のコア内 部の対流により励起された重力波が外層へと伝わり、そこでエネルギーが持続的に散逸されることにより、 質量放出が起きる。しかし、エネルギー散逸分布には不定性が大きく、観測から得られている質量放出をど の程度まで説明できるかは分かっていない。

本研究の目的は、大質量星内部に持続的なエネルギー散逸を様々な値、分布で与え、それによって引き起こ される質量放出の性質を明らかにすることである。それにより、質量放出の原因としての重力波理論の妥当 性を検証する。一次元恒星進化計算コード MESA を用いて超新星直前まで進化計算を行った大質量星の外層 の底に、様々な値のエネルギー注入率を人為的に与え流体計算を行った。本計算により、エネルギー注入率 が十分大きい場合は、数年程度で星の外側に濃い星周物質が形成されることが分かった。また、エネルギー 注入率と注入位置を様々に与えた場合、これらの星周物質の性質がどのような影響を受けるかを調べた。

# 1 Introduction

大質量星  $(M \gtrsim 8M_{\odot})$  の星は中心で核反応を行い、 中心に鉄族元素でできたコアを作ると、それ以上核 反応によってエネルギー生成を行うことができなく なる。このようなコアは最終的に重力崩壊し、それ に伴って生じる外向きの衝撃波によって、外層全体 が吹き飛ばされる。このような現象を超新星と呼ぶ。

これまでの恒星進化理論では、星は力学平衡を保ち ながら、このような爆発を迎えると考えられてきた。 しかし、近年様々な観測事実から、一部の大質量星 は超新星が起きる直前 (数年前〜数十年前)に非常に 高い質量放出率 ( $\dot{M} \gtrsim 10^{-2} M_{\odot} \mathrm{yr}^{-1}$ )を示すことが 明らかになってきた (Smith & Arnett 2014)。この ような高い質量放出率の証拠としては、親星が超新 星直前に放出したと思われる非常に濃い星周物質と 超新星の相互作用が観測されている (Schlegel 1990) ことに加え、親星の爆発直前の増光が観測されてい ることなどがある (Ofek et al. 2014)。

このような高い質量放出率は、標準的な恒星風で

は説明ができない。超新星が起きる数年前は、コア 内部でネオンや酸素などの重元素の燃焼が起きる時 期に対応する。そこで、超新星直前の高い質量放出 率は、このような晩期の核燃焼と関連があるのでは ないかと考えられてきた (Arnett & Meakin 2011)。

進化晩期の質量放出に対する有力な仮説の一つと して、重力波理論がある。本理論は、コア内部におい て励起された重力波が外層へと伝播し、そこで起き る持続的なエネルギーの散逸によって質量放出を説 明できるのではないかというものである (Quataert & Shiode 2012)。しかし、理論の不定性のため、外 層のどの位置に、どの程度のエネルギー散逸率が得 られるかはあまり制限されていない。そのため、本 理論によってどの程度の質量放出率が説明できるか は分かっていない。

そこで、本研究はこのような外層への持続的なエ ネルギー散逸によって、観測から得られているよう な質量放出の性質をどの程度まで再現できるかを明 らかにすることを目的とした。そのために、エネル 定のエネルギー散逸率を星の外層に与え、流体計算の輻射流体計算を STELLA を用いて行う。今回は、 を行った。

#### $\mathbf{2}$ Methods

恒星進化計算、流体計算には、主に公開コードで ある MESA を用いる (Paxton et al. 2011)。MESA は一次元恒星進化コードであり、星の内部構造を記 述する基礎方程式を数値的に解くことで、星の進化 が計算できる。また、近年 MESA は、衝撃波の取り 扱いを含んだ流体計算も可能となった。

計算の具体的な手順は次のようにする。まず、大 質量星に対して前主系列星から超新星直前まで、静 水圧平衡を仮定して進化計算を行う。その後、この 星の外層に一定のエネルギー散逸率を与えて流体計 算を行う。エネルギー散逸率は一定の半径周りに以 下のようなガウス分布で与える。

$$\epsilon_{inject} = \frac{L_{dep}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(r-R_{dep})^2}{2\sigma^2}\right)$$

変化させるパラメータは、エネルギー散逸率 L<sub>dep</sub>、 散逸位置 R<sub>dep</sub> である。

これらの計算は、初期質量を 30M<sub>☉</sub>の星に対して行 った。 $L_{dep}$ の値としては $1 \times 10^{38}, 1 \times 10^{39}, 10^{40}$ erg/s を、また  $R_{dep}$  は 20,100,450 $R_{\odot}$  を与えた。

さらに、これらのエネルギー散逸によって形成さ れた星周物質が超新星の光度曲線に与える影響を調 べるため、一次元コードである STELLA(Blinnikov et al. 1998) を用いて輻射流体シミュレーションも 行った。STELLA は、質量座標で記述された流体の 基礎方程式を、固定されたバンドで平均化されたイ ンテンシティの角運動量についての方程式と同時に 陰的に解くことで、超新星の光度曲線を計算するこ とができる。

今回光度曲線の計算には、上記とは異なる初期質 量が 13M<sub>☉</sub> の星を用いた。計算手法は次のようにし た。まず  $13M_{\odot}$  の星を上述のように MESA を用い て、進化晩期まで進化計算を行う。次に、星の表面付 近  $(R_{dep} = 450 R_{\odot})$  に  $1 \times 10^{39}$  erg/s のエネルギー注 入率を与え、MESAを用いて流体計算する。これに よって様々な時刻における星周物質の密度構造を得

ギー散逸率の値、散逸位置をパラメータとして、一 て、これを爆発直前の星表面に接続し、超新星爆発 エネルギー注入開始から1年、5年、9年後の密度構 造を計算し、これら三モデルに対して輻射流体計算 を行った。

#### 3 Results

#### 3.1 エネルギー注入位置の影響

図1~3は、エネルギー注入率が異なる場合におけ る、星の密度分布の時間進化を書いたものである。上 から順に、R<sub>dep</sub> = 20,100,800R<sub>☉</sub>の場合に対応して いる。また、参考のために各図には、傾きが-2の 直線もプロットしてある。



$$\boxtimes$$
 1:  $L_{dep} = 5 \times 10^{39} \text{ erg/s}, R_{dep} = 20 R_{\odot}$ 



 $\boxtimes$  2:  $L_{dep} = 5 \times 10^{39} \text{ erg/s}, R_{dep} = 100 R_{\odot}$ 



 $\boxtimes$  3:  $L_{dep} = 5 \times 10^{39} \text{ erg/s}, R_{dep} = 800 R_{\odot}$ 

図1~3から次のようなことが分かる。まず、エネ ルギー散逸が星の表面付近ではなく内部の方で起こ る場合、星の内部 (初期半径よりも内側の領域)の密 度構造は、数年程度で大幅に変化するということで ある (図1,2)。一方、エネルギー散逸が表面付近で 起きる場合 (図3) は、星の初期表面より外側に wind が発達するが、星の内部の密度構造に大きな変化は 見られないことも分かる。

また、発達した wind の先端には密度のピークが見 られる。この密度ピーク、すなわち wind の先端は、 エネルギー散逸の位置が外側であるほど、同時刻に おいてより外側に位置する。

もしも wind が定常であるなら、 $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v =$  const. となり  $\rho \propto r^{-2}$  となるはずである。図を見る と、特に密度ピーク近辺ではこの関係が成り立って いないことが分かる。これはすなわち、wind は定常 には至っていないことを意味する。

#### 3.2 異なるエネルギー注入率の影響

図 4、5 は、 $R_{dep} = 800R_{\odot}$ の位置にそれぞれ  $L_{dep} = 5 \times 10^{38}, 1 \times 10^{40} \text{ erg/s}$ のエネルギー散逸率 を与えたときの密度分布の時間進化である。また密 度分布に加えて、質量放出率  $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$ を半径の 関数として載せてある。

これらの結果と図3より以下のことが分かる。ま ず、エネルギー注入の位置が同じ場合、注入率が大 きいほど、同時刻に置いて密度ピークはより外側に 位置する。



 $\boxtimes$  4:  $L_{dep} = 5 \times 10^{38} \text{ erg/s}, R_{dep} = 800 R_{\odot}$ 



 $\boxtimes$  5:  $L_{dep} = 1 \times 10^{40} \text{ erg/s}, R_{dep} = 800 R_{\odot}$ 

さらに、wind の密度分布は $\rho \propto r^{-2}$ からはずれて いることも分かる。

# 3.3 超新星の光度曲線に対する星周物質の 影響

最後に、これらの形成された星周物質によって 超新星の光度曲線がどのような影響が受けるかを STELLA を用いて計算した結果が以下の図である。 ただし、Method で述べたように、用いた星の初期質 量は上の計算とは異なり 13M<sub>☉</sub> である。

図6の紫色の光度曲線は、windを接続していない 場合の結果である。これは標準的な(IIP型)超新星の 光度曲線であり、光度がほぼ一定となる「プラトー」 が見られることが特徴である。図より、エネルギー注 入開始から一年後の星周物質を接続した場合は、光 度曲線のプラトーが星周物質がない場合よりも短く なることが分かった。一方、注入から三年後、五年 により、エネルギー注入率が十分大きい場合は、数 後の wind の密度構造を接続した場合は、プラトーが 長くなることが分かる。



図 6: 様々な星周物質を仮定した場合における光度曲 線の比較

#### Discussion 4

図6より、爆発直前の外層へのエネルギー注入に よって、プラトーが異常に長い超新星を説明できる 可能性がある (Dasridar et al. 2018)。プラトーの 時期は、光球面はほぼ水素の電離面と一致する。光 球面が外層のより内側に進行していくのに対し、外 層は外側に膨張するため、光球の半径ひいていは光 度がほぼ一定となる。これがプラトーの原因である。 光学的に厚い星周物質が星の外側にあると、水素の 電離面は最初はより外側に位置することになる。こ れが、濃い星周物質を接続したモデルでプラトーが 長くなる原因と考えられる。しかし、この説明では、 星周物質が非常に近傍に存在する時にプラトーが短 くなることを説明できない (エネルギー注入から1年 後の星周物質を接続したモデルの場合)。

#### Conclusion 5

大質量星内部に持続的なエネルギー散逸を様々な 値、分布で与え、それによって引き起こされる質量放 出の性質を明らかにするために、一次元恒星進化計 算コード MESA を用いて流体計算を行った。本計算 年程度で星の外側に濃い星周物質が形成されること が分かった。

さらに、注入位置が外側にあるほどまた注入率が 高いほど、同時刻においてより離れた位置まで星周 物質が形成されることを明らかにした。

また、これらの星周物質の密度分布は一般的には  $\rho \propto r^{-2}$ からはずれており、定常恒星風とはなって いないことも分かった。さらに、エネルギー注入が 星の内部深くで起こる場合、外層の密度分布は大き く影響を受けることが分かった。

最後に、このようなエネルギー注入によって形成 された星周物質の密度分布を、典型的な質量を持つ 大質量星の表面に接続し、STELLA を用いて超新星 爆発の輻射流体計算を行った。これにより、光度曲 線におけるプラトーの長さが大幅に変化することを 明らかにした。

# Reference

Arnett, W. D. and Meakin, C. 2011, ApJ, 733, 78

- Blinnikov, S. I. and Eastman, R. and Bartunov, O. S. et al. 1998, ApJ, 496, 454
- Dastidar, R. and Misra, K. and Hosseinzadeh, G. 2018, MNRAS, 479, 2421
- Ofek, E. O. and Sullivan, M. and Shaviv, N. J. et al. 2014, ApJ, 789, 104
- Paxton, B. and Bildsten, L. and Dotter, A. et al. 2011, ApJS, 192, 3
- Quataert, E. and Shiode, J. 2012, MNRAS, 423, 92
- Smith, N. and Arnett, W. D. 2014, ApJ, 785, 82
- Schlegel, E. M. 1990, MNRAS, 244, 269

—index

b2

# 爆発直後のスペクトルで迫る、新星爆発の様相

田口 健太 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

#### Abstract

新星の爆発開始後の進化の様子は2つの段階 (増光中、極大付近) に分けられる。理論的には増光中の新星に おいては白色矮星 (主星) に降着した水素ガスはまだ膨張を開始していないと考えられているが (Hillmann et al. 2014)、増光に要する時間は短いので、長らく分光観測による観測的な証拠がなかった。しかし、T Pyx の 2011 年のアウトバーストが増光中に分光観測され、極大付近とは異なることが確認された (Arai et al. 2015)。

本研究の目的は、この T Pyx の増光中のスペクトルがどういった物理的状況 (主星の温度、連星系の周囲に ある物質の化学組成など) で理解できるのかを調べることで、新星の爆発機構や質量降着過程のより詳細な理 解を得るである。そのために、中心に電子光子を出す星 (今回は白色矮星を想定) がある系の輻射輸送・電離 平衡・熱構造を、輻射輸送計算コード CMFGEN を用いて静的 1 次元で解くスペクトル計算を行い、T Pyx で観測されるスペクトルが再現できるか調べた。今回はその第 1 歩として、まずは前述の理論に則り、白色 矮星表面に降着した水素ガスはまだ膨張を開始していないと考えて、中心星の半径として地球半径の場合に ついて計算を行ったが、実際の観測で見られる可視域での金属の輝線は現れなかった。

# 1 Introduction: 本研究の背景

新星とは、白色矮星を主星にもつ近接連星系にお いて、光度が突然最大で5桁ほど増光する現象であ る。伴星からの質量輸送によって主星表面に水素ガ スが堆積し、その水素層の温度・密度が高くなって、 ある閾値に達した瞬間に表面で熱核暴走反応 (CNO サイクルの暴走反応) が発生して急激に増光する、と 考えられている (光度曲線に関しては図5を参照)。



図 1: 新星を起こす母天体の模式図

# 1.1 新星の従来の分光観測例: 増光後 · 極大付近で分光

新星は、明るい状態が1か月程度続くが、増光に 要する時間は~1 dと非常に短い (図5参照)。その ため、従来、新星の分光観測は増光が終わった後にな されてきたものばかりである。こうした、増光が終 わった後の分光観測で得られる、新星の"普通の"ス ペクトルを次に示す。この図のように、P Cygni 型 と呼ばれる、輝線とセットになった吸収線が新星の 普通のスペクトルの大きな特徴である。



図 2: 2008 年のはくちょう座の新星のスペクトル。P Cygni 型と呼ばれる、輝線とセットになった吸収線 (図中の矢印) が目立つ。 なお、次図のように、中心星から外向きへのガス の流れが存在すると考えれば、この特徴的なスペク トル線は理解できる(したがって、こういったスペク トルを示す新星は、外向きのガスの流れを有してい るということである)。



図 3: P Cygni 型のスペクトル線が得られる状況。中 心星からガスが放出されている状況において、我々に 近づいているガスは青方偏移した吸収線を作り、そ れ以外の方向へ移動するガスは吸収線よりも長波長 側に輝線を作る。

# 1.2 最近の分光観測例: 増光途中で分光 (Arai et al. 2015)

新星では P Cygni 型のスペクトル線が特徴的であ るとは言ったが、2011 年、再起新星 T Pyx が増光発 見後 4.4 h で分光観測された (Arai et al. 2015)。そ の結果、以下の図に示すように、従来 (図 2) とは違 い、吸収線がほとんど見られないスペクトルが得ら れた (なお、その後は従来のような吸収線スペクトル に移行することも確認されている)。



図 4: 再帰新星 T Pyx の増光中のスペクトル。図 2 とは異なり、吸収線がほとんど見られない。



図 5: 再帰新星 T Pyx の光度曲線と、図4のスペク トルが得られた時刻。

## 1.3 HR 図上での新星の進化理論

ここまで新星の観測的な特徴について紹介したが、 一方で、理論的には新星は次のような時間発展をす ると考えられている (Hillmann et al. 2014 を参照 した)。

- A. 最初は白色矮星表面にガスが降着するのみであ る。この点において、ある瞬間に核暴走が開始 する。
- B. 白色矮星表面で熱核暴走反応が開始すると、半 径一定で増光する。
- C. ~1 d である光度に達した後は、伴星から降着し 堆積したガスが輻射圧によって吹き飛ばされる。 その結果、外層が膨張して温度が下がる。なお、 この段階では光度はほぼ一定のまま維持される。



以上を HR 図上で書くと、次の通りである。

図 6: HR 図上での新星の進化理論 (Hillmann et al. 2014 を参照した)

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

## 2 Methods

Arai et al. (2015) で得られた増光中の新星のスペ クトルは、P Cygni 型の線がなく、新星のスペクト ルとしては特異的なものである。この特異的なスペ クトルを理解することは、次の2つの意味で重要で あると考えた。

- (1) 増光中は図3に示したような外向きのガスの流 れや、新星爆発に伴う噴出物が放出されておら ず、爆発前の新星の周囲の環境を反映したスペ クトルを見ているのかもしれない。そのため、こ のスペクトルの形成物質の情報を調べれば、爆 発前の新星周囲の情報が分かる可能性がある。
- (2) 図4のスペクトルの特異性は、新星の時間発展 が増光中(図6のB)と極大付近(図6のC)とで 大きく異なることに対応しているのかもしれな い。しかし、図6のように半径一定で新星は増 光するという理論ですら、今まで分光観測がな されていなかったため、十分な根拠がない。し たがって、このスペクトルを通して増光中の新 星の温度を検証できる可能性がある。

これらをモチベーションに、図4のスペクトルがど ういう物理的状況に対応しているのかを理解すること を目標として、本研究では CMFGEN というオープ ンソースのコードを用いたスペクトル計算を行った。

具体的には、スペクトルを考える上で最も重要で あると考えられる、主星の光度 L と半径 R、主星の 周囲のガスの放出率 M、外向きの速度 v、化学組成 を与えて、輻射輸送、電離平衡、熱構造を反復計算 で解いた。



図 7: 本計算で与えたパラメータ。スペクトルはこれ らに大きく依存すると考えられる。

本計算で与えたパラメータは以下の通り:

$$L = 1.8 \times 10^{3} L_{\odot}$$
  
 $R = R_{\oplus}$   
 $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} / \text{yr}$   
 $v = 940 \text{km} / s$   
元素組成は太陽と同じものを仮定

このうち、Lは図 5 と図 6 の比較から、終端速度 vは図 4 の線幅から見積もった。 $R = R_{\oplus}$ は理論的に 増光中は半径が一定だと考えているためである。



#### 3 Result

図 8: 前述のパラメータで行った計算結果。赤で示した重元素の輝線が全く出ていない。

## 4 Discussion

図8のように、C, N, O, Fe といった重元素の輝線 が全く出ていない。このため、この計算で与えたパ ラメータは間違っている可能性が高い。 具体的には、

- *R* = *R*<sub>⊕</sub> として与えた白色矮星の半径が桁で実際よりも小さすぎる
- 太陽組成で与えた C, N, O の割合が実際よりも (桁違いに) 少なすぎる

の2つの可能性が考えられると思われる。前者について補足すると、*R*が小さすぎる場合は、温度*T*が

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

大きすぎることになる ( $L = 4\pi R^2 \sigma_{SB} T^4$ )ので、金 属イオンが観測されるスペクトル線の電離階数より も過剰に電離されてしまうこととなるからである。

# 5 Conclusion

本研究では、新星は半径一定で増光する、という 進化理論 (Hillmann et al. 2014) を参照にパラメー タを与えて輻射輸送・電離平衡・熱構造を同時に解い てスペクトル計算を行ったが、観測された増光中の 新星のスペクトル (図 4) に見られるような金属の輝 線が全く見られないスペクトルが得られた。

これの原因は現在調べている所であるが、新星は 半径一定で増光する、と考えた前提が間違っている 可能性を含むものであることが分かった。

## 6 Future works

今後は、Rや元素組成などのパラメータを変えて 同様の計算を行い、図4のスペクトルを与えるよう な系の物理量を求めることで、HR 図上でのこの新 星の位置を調べたい。

さらに、東京大学木曽観測所の 105cm シュミット 望遠鏡に搭載される超広視野カメラ Tomo-e Gozen を用いた可視光サーベイや、京都大学岡山天文台の せいめい 3.8M 望遠鏡などの新しい観測装置の登場 によって、今後は同様のスペクトルの観測例が増え ていくことが期待できる。そうしたスペクトルにつ いても、本研究の手法を適用して、新星の増光段階 の理解を進めていきたい。

# Reference

- Hillman, Y., Prialnik, D., Kovetz, A., Shara, M. M., & Neill, J. D. 2014, MNRAS, 437, 1962
- Arai, A., Isogai, M., Yamanaka, M., Akitaya, H., & Uemura, M. 2015, Acta Poly-technica CTU Proceedings, 2, 25

Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1998, ApJ, 496, 407

Hillier, D. J., Davidson, K., Ishibashi, K., & Gull, T. 2001, ApJ, 553, 837 —index

b3

# ゼロ・低金属量星におけるコロナループ加熱とX線放射

鷲ノ上 遥香 (東京大学大学院 総合文化研究科)

# Abstract

太陽型の恒星は光球面下に対流層を持ち、これによって表面からは様々な磁気流体波が生じている。このう ちの Alfven 波という波は、恒星上層部のコロナを加熱する重要な役割を果たす。Alfven 波は磁力線に沿っ て進む横波で、エネルギーを上空に輸送し、熱エネルギーに変換することで上空のガスを加熱する。恒星表 面からは磁力線が伸びていて、宇宙空間へ開いた磁場構造と表面に閉じたループ状の磁場構造が存在するが、 コロナ加熱により開いた磁場領域では恒星風が駆動される。また、熱せられたガスは X 線を使って観測する ことができるが、放射される X 線は閉じたループ構造からのものが大半を占める。このコロナ加熱による恒 星風、X 線放射の原理は宇宙初期に形成された初代星にも適用することができる。

初代星についての理解は宇宙進化を探る上で非常に重要である。宇宙初期から現在まで存在し続けている星 があるとすれば、それは金属を含まず質量の小さなものである必要があるが、このような星は現在観測され ていない。従って、小質量初代星からのコロナや恒星風について調べることで、現存する初代星が観測され うるかどうかを理論的に推測することができる。恒星風については Suzuki(2018) で調べられ、初代星では 強い恒星風が吹き出ると報告されている。一方で、観測の観点からより重要な X 線放射を担うループ加熱は これまで研究されていない。そこで本研究では、このループ加熱についての MHD 数値シミュレーションに より、低質量星の金属量によって X 線放射強度にどのような違いが現れるかを調べる。ゼロ・低金属量環境 下では輻射冷却が抑制されるためにより高温のコロナが形成され、コロナループからは強い X 線が放射され ることが期待される。

# 1 Introduction

太陽型恒星は、約10<sup>4</sup>Kの光球の上空に10<sup>6</sup>Kほど のコロナという高温大気層を持つ。コロナの加熱機 構については、恒星の表面対流層から生じる Alfven 波が上空で散逸・熱化しコロナを温めるという波動 加熱説と、小さなフレアが無数に発生し、それらの エネルギーが足し合わされることによってコロナが 加熱されるナノフレア説の2通りがあるが、本研究 では Alfven 波によるコロナ加熱シミュレーションを 行なっている。Alfven 波は磁力線に沿って進む横波 で、非常に散逸しにくい性質を持つ。この性質によっ てエネルギーを上空までに運ぶことができ、その後 散逸して運んできたエネルギーを熱エネルギーに変 換することでコロナを温めている。

恒星表面から伸びる磁力線の構造は、宇宙空間へ 開いた磁場構造と表面に閉じたループ状のものが存 在する。2つの磁場構造のうち、開いた磁場構造では 温められたプラズマが外向きに加速され恒星風が駆 動されるが、閉じたループ構造では磁束管の中にプ ラズマが閉じ込められるためにプラズマの密度が高 くなり、これによって強い X 線が放射される。恒星 風やループからの X 線放射の現象は低質量・低金属 量星についても同様に起こる。今回は初代星の観測 可能性について示唆を与えるために、観測の観点か らより重要なコロナループからの X 線放射について 着目する。初代星は、宇宙初期に形成された金属を 含まない星である。現在まで生き残り続けている初 代星があるとすれば、宇宙年齢から考えてその質量 は0.8M<sub>の</sub>以下であると見積もられるが、ゼロ金属量 星は未だ観測されていない。従って、低質量・低金属 量星コロナループからの X 線放射について調べるこ とで、今後初代星が観測されうるかについて議論す ることができる。低金属量星では輻射冷却効果が抑 えられるためにより高温のコロナが形成され、ルー プからは強い X 線が放射されると考えられる。



図 1: コロナループモデル

# 2 Method

本研究では、コロナループの高さを 35000km と し、高さに依存するループ断面積 A(s)を与えた。こ れは、上空では磁気圧がガス圧よりも大きくなるた めに、高度を増すにつれてループが大きく広がる構 造となることを考慮した設定である。今回ループ頂 上での断面積を足元の約 200 倍とし、ループに沿っ た s 方向の初期磁場  $B_{s0}$  と定義して、 $B_{s0} = 1.47G$ で一定とした。また、ループ足元から速度の揺れ  $\delta v$ を s 方向とその垂直方向にそれぞれ注入することに よって対流層の動きを再現し、コロナを加熱させて いる。このほか星の質量を  $0.8M_{\odot}$ 、初期状態のルー プ温度を 6000K と設定した。

実際計算をするにあたっては、図1のコロナルー プを筒状に引き伸ばし、断面積とθに依存する重力 の値をs上の各点に与えることでループの1次元化 を行なった。この1次元モデルに対し熱伝導・輻射 冷却を考慮して以下の MHD 方程式を解いた。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \boldsymbol{v} = 0$$

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

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times \left( \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \right)$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left( e + \frac{v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi\rho} - GM \cos \theta \right)$$

$$+\nabla \cdot \left[ \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \boldsymbol{v} - \frac{B}{4\pi} \left( B \cdot \boldsymbol{v} \right) \right] + \nabla \cdot F_c + q_R = 0$$

e は内部エネルギー、 $q_R$  は輻射冷却率、 $F_c$  は熱伝 導フラックスである。また、ここではループ断面積



図 2: 冷却関数

*A が s* に依存して変化することを考慮し、任意のベ クトルを X として

$$\nabla \cdot X = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} A X$$

のように計算を行なっている。

輻射冷却については太陽型恒星の大気構造におい て、彩層領域とコロナ領域では光学的厚みが大きく 異なることから輻射冷却効率も異なり、冷却率の計 算法を分ける必要がある。光学的に薄いコロナ領域 (T≳ 10<sup>4</sup>K)と光学的に厚い彩層領域 (T ≲10<sup>4</sup>K) に 対してそれぞれ以下の式で冷却率の計算を行なった。 コロナ領域 :

ノ限域・

$$q_R = \Lambda \ nn_e$$

彩層領域 :

$$q_R = 4.5 \times 10^9 \rho \left( 0.2 + 0.8 \frac{Z}{Z_{\odot}} \right)$$

ここで $\Lambda$  [ergcm<sup>3</sup>s<sup>-1</sup>] は冷却関数、n、 $n_e$  はイオン、 電子の数密度であり、金属量 Z=0、 $Z = 0.01Z_{\odot}$ 、 Z=0.1 $Z_{\odot}$ 、Z= $Z_{\odot}$  に対する $\Lambda$ の値は図 2 によって示 されている。

# 3 Results

加熱を始めてから数十分ほど経過すると、各金属 量星について準平衡状態が得られ、この時のループ

$Z/Z_{\odot}$	$\rho/\rho_{surface}$	T[K]	$L_{Xtop\odot}$
1	$6.6 \times 10^{-8}$	$5.8 \times 10^5$	1
0.1	$1.2 \times 10^{-7}$	$8.3 \times 10^5$	1.20
0.01	$3.5 \times 10^{-7}$	$9.0 \times 10^6$	1.76
0	$4.4 \times 10^{-7}$	$1.3 \times 10^{6}$	1.95

表 1: 準平衡状態コロナループにおける各物理量

密度・温度分布は図 3、密度・温度・ループ頂上にお ける X 線放射強度比の値は表 1 のようになった。金 属量が少ないほど密度・温度が高く、X 線放射強度 も大きくなることが確認できる。

密度は表面からの高さ 1000~3000km 付近で急激 に下がり、コロナ領域でおおよそ一定の値をとる。準 平衡状態は冷却と加熱の効果が釣り合った状態であ る。図2より同じ温度に対して金属量が少ない方が 冷却関数の値が小さいこと、また冷却率 $q_R = \Lambda nn_e$ の関係より、加熱と冷却を釣り合わせるためには金 属量が少ないものほど密度が大きくなる必要があり、 表1及び図3の結果には妥当な傾向があらわれてい ると評価できる。温度は図4のように表面から数千 km 地点までは彩層・温度変化が不安定な遷移層を 経てコロナ領域が形成されていることが確認できる。 加熱が始まるとすぐに急激な温度上昇があり、熱伝 導と輻射冷却の効果によって温度が均され、表1の 値に落ち着いていく結果となった。

X 線放射強度  $L_X$  は冷却関数と密度によって決まる 値であり、各金属量に対して図 2 の Λ の値、シミュ レーションよって得られた  $\rho$  を用いて  $L_X = \int_s A \Lambda$  $\rho^2$  で計算することができる。表1にはコロナのルー プ頂上における密度・温度をもとに計算した局所的 な X 線放射強度の比を載せている。

# 4 Conclusion

コロナループからの X 線放射強度の金属量依存性 を調べるため、熱伝導・輻射冷却を考慮した低質量・ 低金属量星における 1 次元 MHD 数値シミュレーショ ンを行なった。これにより、低金属量星では準平衡 状態でのコロナループの密度・温度が高くなる傾向 にあり、これによって X 線放射強度がより大きくな ることを確認した。今後は対流層からの速度注入値



図 3: コロナループにおけるプラズマ密度の金属量依 存性



図 4: コロナループ温度の金属量依存性

やループの磁場強度、断面積の与え方等パラメータ の調整を行い、より適切な状況下での計算結果をも とに議論を進めていきたい。

# Reference

Takeru K. Suzuki 2018, arXiv:1710.04478

- Ralph S. Sutherland, & M.A.Dopita 1993, ApJS 88,253S
- Satoshi Moriyasu, Takahiro Kudoh, Takaaki Yokoyama & Kazunari Shibata 2004, ApJ 601L.107M

——index

b4

# 浮上磁場を伴わないコロナジェットの生成機構、および光球・彩層スケー ルへの応用の可能性

古谷侑士 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

太陽大気では様々なジェット現象が観測されている。これまでの研究から、太陽大気でのジェットの物理に は磁場が重要な役割を果たすことはわかっているが、その詳細なモデルについては現在も議論が続いている。 それらのうち、コロナで見られるコロナジェットの従来の有力なモデルは、太陽内部からの浮上磁場が、元々 太陽大気に存在していた磁場と磁力線の繋ぎ変え (磁気リコネクション) を起こすことで、プラズマが加速さ れジェットが生成されるというものである。しかし、近年の観測で、このモデルでは説明できないようなコ ロナジェットが観測されてきた。そこで、Wyper et al(2018) では、磁束を浮上させる代わりに光球運動を 与えることで観測事実を説明するジェットを3次元シミュレーションで再現した。また、シミュレーション で得られたジェットのメカニズムとして、従来のモデルと異なる多段階のリコネクションによるモデルを提 唱した。最後に Wyper et al(2018) で得られたコロナジェットのモデルを、より小スケールのジェットに応 用する今後の自分の研究計画について述べる。

#### Introduction 1

太陽大気は下層から光球、彩層、コロナと呼ばれ る三層から構成されている。それぞれの層で典型的 な長さスケール L や温度 T が異なり、光球では L ~  $100 \,\mathrm{km}, T \sim 6000 \,\mathrm{K}$ 、彩層では $L \sim 1000 \,\mathrm{km}; T \sim$ 10000 K、コロナでは $L \sim 10^5$  km,  $T \sim 10^6$  K である。 図 1: 従来のジェットのモデル。(Shibata et al. 1992)

このように変化に富んだ太陽大気では様々なスケー ルで、様々な波長帯のジェットが観測されている。例 えば、彩層ではスピキュールと呼ばれる 10000Kの ジェットが観測されているし、コロナではX線ジェッ トが観測されている。これらのジェットの物理には磁 場が重要な役割を果たしているということはこれま での研究からわかっているが、その詳細な生成モデ ルについては現在も議論が続いている。そこで、本 これらの観測事実を、単なる磁束のループが浮上し 稿では特にコロナで見られるジェット(コロナジェッ ト)のモデルについて考えていきたい。コロナジェッ トの従来の有力なモデルは (Shibata et al. 1992) に べきだと考えられる。 よって提唱されている (図1)。このモデルによると、 太陽内部から磁束が浮上し(図1左の水色の磁力線)、 それが太陽大気に元々存在していた磁力線と磁気リ コネクションを起こすことでジェットが発生するとい 出を伴うコロナジェットを3次元シミュレーションで うものである。



より改変。

しかし、近年の観測により、ジェットが発生する前 後の時刻で磁束の浮上が見られないようなジェットが 見つかってきた (Kumar et al. 2018)。また、低温・ 高密ガスであるミニフィラメントの噴出を伴うジェッ トも多数見つかってきている (Sterling et al. 2015)。 てくるだけのモデルで説明することは難しく、磁束 の浮上を伴わないようなジェットのモデルを構築す

そこで、Wyper et al.(2018) では、磁束を浮上さ せる代わりに光球運動を与えることで、コロナにエ ネルギーを注入し、かつミニフィラメントの形成・噴 再現することに成功した。本稿では2節でその数値

シミュレーションの設定を述べ、3節でその結果につ いて述べる。さらに、4節でシミュレーションで得ら 度は全て一様の平衡状態とする。 れたジェットのモデルについて述べ、最後に Wyper トに応用する今後の自分の研究について述べる。

#### Methods $\mathbf{2}$

磁場の初期配置を図2のように与える。



図 2: 磁場の初期配置。底面の白黒は、光球での磁場 et al. 2018) より。 の垂直成分の強さを表す。(Wyper et al. 2018) より。

また、光球(下部境界)での速度を

$$v = \begin{cases} \frac{56.8k_B}{B_{\perp}} \tanh\left(k_B \frac{B_{\perp} - 0.8}{14.2}\right), (0.8 \le B_{\perp} \le 15) \\ 0 \quad \text{(otherwise)} \end{cases}$$
(1)

のように定める。

基礎方程式系としては、磁束の散逸、重力、熱伝 導、輻射を無視した以下の理想 MHD 方程式とする。

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

$$\frac{\partial(\rho \boldsymbol{v})}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{v} \boldsymbol{v}) + \boldsymbol{\nabla} P - \frac{1}{4\pi} (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B}) \times \boldsymbol{B} = 0$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (U\boldsymbol{v}) + P\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{v} = 0 \tag{4}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) = 0 \tag{5}$$

$$P = \rho RT$$

また、初期条件として、プラズマの密度、圧力、温

格子に関しては、小スケールの閉じた磁力線の中 et al.(2018)の結論とそれをより小スケールのジェッ で起こる現象と大スケールのジェットを同時に計算 するために、(Karpen et al. 2012) を参考にして、磁 場の勾配と強さを基に AMR を用いた (図 3)。



図 3: AMR の結果形成された格子の様子。(Wyper

#### Results 3

2節の設定でシミュレーションを行ったところ、 結果は図 4 のようになった。図 4 で、(a) は t =



(3) 図 4: シミュレーションの結果。(Wyper et al. 2018) より。

16 minutes, (b)  $l \ddagger t = 22 \text{ minutes}$ , (c)  $l \ddagger t =$ 31 minutesの磁力線と電流密度の分布を表している。 (6)電流密度は青色→白色→赤色の順に強くなる。黄色

の磁力線は光球運動で形成された、ミニフィラメン トを支える磁力線を表している。時間が進むにつれ、 後にはジェットと共に噴出していることがわかる。

#### Discussion 4

シミュレーションの結果得られたジェットのモデル について考察する。



図 5: ジェットのモデル。(Wyper et al. 2018) より。

まず、初期状態から光球運動によって、黄色のフィ ラメントを支える磁力線が形成される。また、光球 運動によって、系に磁気エネルギーが注入されるの で、フィラメントを支える磁力線が形成された場所 では磁気圧が上昇し、平衡状態が破れる。これによ り、水色の磁力線が上昇し、赤色の磁力線とオレン ジ色で表されたカレントシートで磁気リコネクショ ンを起こす。すると、上から押さえていた水色の磁 力線が減少するので、ミニフィラメントを支える磁 力線が上昇する。これによって、さらに水色の磁力 線が上に押され、赤色の磁力線と再び磁気リコネク ションを起こすことになる。このように、磁気リコ ネクションとミニフィラメントの浮上が繰り返され ると、やがて水色の磁力線が全てなくなってしまう。 すると、黄色のミニフィラメントを支える磁力線が 赤色の磁力線と磁気リコネクションを起こし、ミニ フィラメントが噴出する。このとき、激しい流れが 発生し、それによって紫色の部分で激しい磁気リコ ネクションが起こる。このリコネクションによって プラズマが激しく加速され、ジェットが形成される。

#### Conclusion&Future Work 5

Wyper et al.(2018) で行われた 3 次元シミュレー ションによって、従来の浮上磁場モデルとは異なり

光球運動を与えることでミニフィラメントの噴出を 伴うコロナジェットを形成することができた。このモ 黄色の磁力線が磁気中性線に平行な向きに発達し、最 デルの特徴として、従来のモデルとは異なり多段階 のリコネクションでジェットが形成されるという点が ある。

> また、今後の自分の研究としては、コロナジェット よりも小スケールの彩層・光球でのジェットをシミュ レーションで再現したいと考えている。彩層・光球は 単にコロナよりも長さスケールが小さいというだけ でなく、温度が 10<sup>4</sup> K 程度の弱電離プラズマとなっ ているため、中性粒子がジェットの形成に本質的な 役割を果たしている可能性がある。また、コロナは 磁気圧が優勢な環境であるため、ジェットの形成に 重力が本質的な役割を果たさなかったが、彩層・光 球では重力の効果も考えなければならない。そのた め、この研究によって、コロナより複雑な環境で形 成されるジェットの物理を解明したいと考えている。 特に、現在でも盛んに議論が続いているスピキュー ルの生成モデルを目標としたい。さらに、現在の望 遠鏡の空間分解能より小さいため未だに観測されて いないようなスケールのジェットをシミュレーション で作れるかどうかを調べてみたいと考えている。仮 にそのようなジェットが作れたなら、その結果は将来 の観測の指針になり、太陽物理学に新しい概念を与 えると考えている。このように研究の対象は多岐に 渡っているが、そのシミュレーションの具体的な方 法としてまずは Wyper et al.(2018) のようなコロナ ジェットのモデルでの磁場配置、境界条件を適用しよ うと考えている

# Acknowledgement

まず、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指導員の行方宏介氏に感謝の意 を申し上げます。そして、夏の学校準備ゼミで有意 義なコメントを頂いた太陽グループの先輩方に感謝 の意を表します。

# Reference

Shibata, K., Ishido, Y., Acton, L, W., et al. 1992PASJ

2018 年度 第 48 回 天文・天体物理若手夏の学校

Kumar,P.,Karpen,J.T., &Antiochos,S.K.,et al2018,ApJ Sterling,A.C.,Moore,R.L.,& Falconer,D.A.,2015,Nature Wtper,P.E.,DeVore,C.R., &Antiochos,S.K.,2018,ApJ Karpen,J.T.,Antiochos,S.K.,&DeVore,C.R.,2012,ApJ ——index

c1

# ひので衛星で探る太陽光球面乱流の発達過程

石川 遼太郎 (東北大学大学院 理学研究科)

## Abstract

活動領域だけでなく静穏領域にも磁場は存在する。活動領域の磁束は太陽の11年周期に従って増減するの に対して、静穏領域の磁場は11年周期とほとんど相関しないことが知られている。これは、静穏領域の磁 場形成が太陽のグローバルなダイナモに因るものではなく、ローカルな物理過程によってなされていること を示している。しかしながらこのローカルな物理過程の具体的な空間スケールなども良く分かっていない。 Rempel (2014) は光球面での微細な乱流によって、磁場が形成されることを RMHD シミュレーションで示 したが、光学観測の空間分解能を大きく下回るスケールであり、観測的な裏付けはとれていない。このような 光球面乱流は光球のスペクトル線の線幅を利用することで調べることが出来る。本研究では、ひので衛星に 搭載された可視光望遠鏡による偏光分光観測データを用いて光球面乱対流を調べた。Fe I 6301.5 Å と 6302.5 Å のスペクトル線の線幅から乱流速度を推定し、静穏領域の光球において、乱流が発達している領域の解析 を行った。その結果、線幅の広い領域が粒状斑よりも小さい構造(< 300 km)を持って分布していることが 分かった。光球面ドップラー速度と線幅のクロスコヒーレンスにおいても、同様の小規模スケールで相関が 見られた。さらに条件付平均によって対流セルの平均的なプロファイルを導出した。その結果乱流が強い領 域は、セル境界の中央だけでなくその両脇にも分布していることが分かった。これは粒状斑よりも小さな空 間スケールを持って、乱流領域が分布している証拠である。

# 1 Introduction

太陽活動領域だけでなく、静穏領域にも磁場は存 在する。黒点よりも磁束は少ないが、黒点のような 大きな構造は持たずに散在している。また、黒点は 太陽の11年の周期性に従ってその出現頻度が変化 する一方で、静穏領域の磁場強度は11年周期とほ とんど相関しないことが知られている。11年周期 は未だに未解決問題であるが、太陽のグローバルな ダイナモ機構にその原因が隠されていると考えられ ている。従って、静穏領域の磁場がそのような周期性 を持たないことは、それらがグローバルなダイナモ 機構とは無関係な、ローカルなダイナモによって形 成されていることを示している。そのようなプロセ スのことを、'local dynamo'や'small-scale dynamo' と呼ぶが、静穏領域の磁場を形成している物理過程 は何で、その物理現象は果たしてどれだけ微小なス ケールを有しているのだろうか。

まず最初に疑うべきは光球面を埋め尽くしている 粒状斑、すなわち熱対流運動である。Katsukawa & Orozco Suárez (2012) はひので衛星による観測デー タから、磁場や温度、速度場についてパワースペク トル解析を行った。その結果、温度や速度場のパワー スペクトルは粒状斑スケールでピークを持ち、高波 数成分(k > 1[/Mm])では k<sup>-4</sup> に従って急峻にパ ワーが落ちていることを示した。磁場のパワースペ クトルでも同様に粒状斑スケールにピークがある一 方で、高波数領域での傾きは緩やかであった。これ より、ダイナモを担う物理過程が粒状斑であると結 論付けた。その一方で Rempel (2014)は RMHD シ ミュレーション結果についてパワースペクトル解析 を行った。これによって非常に小さく(< 100 km 以 下)磁場の弱い(< 500 G)の磁場構造が、静穏領 域の磁気エネルギーの約 50 %を占めていることが示 された(Rempel 2014)。100 km 以下の運動は、現 在観測的には分解できない微小スケールである。

本研究では、Rempel (2014) で示唆された非常に 微小なスケールの物理過程に着目し、光球面のダイ ナモの起源を明らかにすることを目的とした。空間 分解できないような乱流的な運動は、スペクトル線 の線幅を広げる。本研究ではスペクトル線の線幅を 利用した。

# 2 Instruments and Observations

本研究ではひので衛星(Kosugi et al. 2007)に搭 載された可視光望遠鏡(SOT; Tsuneta et al. 2008) の偏光分光観測装置が取得したデータを使用した。観 測波長域にはランデ因子の異なる2つのスペクトル 線 Fe I 6301.5 Å と 6302.5 Å が含まれており、どち らも光球のスペクトル線である。使用したデータは 2006 年 11 月 22 日の観測データであり、スリットス キャンを行い、静穏領域を 163 arcsec × 163 arcsec に亘って偏光分光観測した、normal map である。

## 3 Analysis and Results

乱流速度を求めるために、各ピクセルのスペクト ル線に対してシングルガウシアンフィッティングを 行った。スペクトル線幅はガウシアンの標準偏差で 定義し、温度(T)と乱流(v<sub>turb</sub>)によって線幅が 広がっていると考えた(式1)。また光球面において 黒体輻射を仮定することで、連続光の輝度から温度 を算出することができる。以上から乱流速度を導出 した。

$$\sigma_{\lambda} = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{k_B T}{m} + v_{turb}^2} \tag{1}$$

このようにして2つのスペクトル線それぞれにつ いて、線幅を導出した。両スペクトル線はほとんど 同じ温度帯に感度があるため、算出される値も殆ど 同じであるべきである。両スペクトル線の線幅の散 布図を示したものが図1である。青点は磁場強度の 弱い(<50 G)領域を、赤点は磁場強度の非常に強 い(>1000 G)領域を、黒点はその他の領域を示し ている。磁場が強くない領域(青、黒点)では、両 者の線幅は傾き1の直線に載っていることが分かる。 これは同じ領域に感度があり、それをある程度正し く算出出来ていることを示している。一方で磁場の 強いところ(赤点)では傾きが大きくなっている。こ れは6302.5 Åのスペクトル線(縦軸)の方がランデ 因子が大きく、ゼーマン効果によるスペクトル線の 分裂が線幅を広げる効果として表れていることを示 している。



図 1: Fe I 6301.5 Åと Fe I 6302.5 Åのスペクトル 線の比較。青: |*B*| < 50 G, 赤: |*B*| > 1000 G, 黒: その他

次に各物理量のパワースペクトルとクロスコヒー レンスを求めた。クロスコヒーレンスとは、2つの 物理量の空間分布  $d_1(x,y), d_2(x,y)$ について各波数 ごとに相関の絶対値を計算する手法であり、以下の ように定義される。

$$\hat{d}_i(k_x, k_y) = F(d_i)$$
: Fourier transform,  $i = 1, 2$ 

$$S_{12}(k_x, k_y) = \left\langle \frac{\hat{d}_1 \hat{d}_2}{\Delta x \Delta y} \right\rangle$$
 : ensemble average (3)

$$S'_{12}(k_r) = \sum_{k_x^2 + k_y^2 \in [k_r - \Delta k_r, k_r + \Delta k_r]} 2\pi k_r S_{12}(k_x, k_y)$$

$$coh_{12}(k_r) = \frac{|S'_{12}(k_r)|}{\sqrt{S'_{11}(k_r)S'_{22}(k_r)}}$$
(5)

ここで*S*<sub>11</sub>, *S*<sub>22</sub>はアンサンブル平均をとったパワー スペクトルに等しい。図2は算出したパワースペクト ルを示している。また図3は6301.5 Åの乱流速度と 各物理量のクロスコヒーレンスを示している。温度、 速度、磁場のパワースペクトルは波数 $k_r = 1.2$  [/Mm] のところにピークを持っている。この空間スケール は粒状斑(熱対流セル)のスケールに等しい。一方 で乱流速度(vturb1, vturb2)のパワースペクトル のピークは、粒状斑スケールよりも大きい方にずれ ていることが分かる。これは乱流的な領域の分布が 必ずしも粒状斑に従っていないことを示唆している。 またクロスコヒーレンスではそれを裏付けるように、 粒状斑スケールにおいて相関が著しく低くなってい る。それに対して粒状斑スケールよりも大小それぞ れにずれたところで相関が高くなっている。



図 2: 各物理量のパワースペクトル : 温度(赤)、ドッ プラー速度(青)、磁場強度(黒)、6301.5 Åの乱流 速度(緑)、6302.5 Åの乱流速度(水色)



図 3: 6301.5 Å の乱流速度分布と温度(赤)、ドップ ラー速度(青)、磁場強度(黒)、6302.5 Å (水色) のクロスコヒーレンス

より詳細に空間構造を調べるために、平均的な粒

状斑構造と乱流的な領域の関係を条件付き平均によっ て調べた。対流セル境界(intergranular lane)では 光球面において放射で冷えたプラズマが下方へ落下 するため、レッドシフトが見られる。これを利用し て、視線方向速度が1km/s以上のピクセルとスリッ ト方向に隣接しているピクセル(計 21 ピクセル)を 抽出することで、intergranular lane 周辺の典型的な プロファイルを算出できる。視線方向速度について この解析を行った結果が図 4a である。黒線は抽出 した全てのサンプルのプロファイルを示しており、 それらのアンサンブル平均が赤線である。このよう にして視線方向速度で条件付けをして抽出した領域 の乱流速度と視線方向磁場強度の平均プロファイル が図 4 のパネル (b) と (c) である。乱流速度はラン デ因子の小さい 6301.5 Å から算出した値を用いた。 Intergranular lane には磁場が掃き寄せられてくるた め、磁場強度が強くなっている。乱流速度も同様に高 くなっているが、乱流はドップラー速度や磁場と比 べて幅が広く台形状のプロファイルをしている。各 サンプルにおいて乱流速度が最大となる位置のヒス トグラムを示したのが図 4d である。視線方向速度の ピークと同じ場所 (dy = 0) だけでなく、その両脇  $(dy = \pm 3 \text{ pixel} = 0.48 \text{ arcsec})$ にもピークがある場 合が多いことが分かる。

## 4 Discussion

パワースペクトル解析とクロスコヒーレンスの結 果から、太陽表面において乱流の強い領域が何らか の構造を伴って分布していることがわかる。さらにパ ワースペクトルのピークの位置が温度やドップラー 速度と異なることから、この空間構造は、静穏領域の 光球面において最も普遍的な構造である粒状斑とは 一致しないことが示唆された。クロスコヒーレンス においても同様に典型的な粒状斑とは異なるスケー ルにおいて相関が高くなっており、これを裏付ける 結果と言える。

これに対して条件付平均によって明らかになった 乱流速度が最大になる場所は、セル境界の中央とそ の両脇にあることが分かった。1つの境界に置いて 複数のピークがあることは、コヒーレンスで指摘さ



図 4: (a) 条件付平均のために抽出したサンプル(黒) と平均(赤)の視線方向速度プロファイル。視線方 向速度は全てのサンプルにおいて中心(*dy* = 0)で 最大となっている。(b)条件付平均によって求めた 平均的な乱流速度プロファイル、(c)条件付平均に よって求めた平均的な視線方向磁場強度プロファイ ル、(d)乱流速度プロファイルの各サンプルにおい て乱流速度が最大であった場所のヒストグラム

れている小さな空間構造での相関を説明し得る。今 回用いたガウシアンフィッティングでは、ゼーマン効 果による線幅の広がりの寄与を消すことができてお らず、乱流速度の成分に含まれてしまっている。ラン デ因子の比較的小さい 6301.5 Å のスペクトル線につ いても、必ずしも無視できる訳ではない。図 4d では 中心と両脇の3か所にピークが見られるが、中心の ピークは磁場強度のピークと同じ場所であり、磁場 の影響が含まれている可能性がある。しかし中央の ピークが磁場による見かけのものだとしても、両脇 の2つのピークは真に乱流が強い領域である可能性 が高く、小さい空間スケールをもつことになる。磁 場と乱流の切り分けについては、インバージョンプ ログラムによって偏光分光スペクトルから大気構造 を求める方法などを検討する必要がある。

# 5 Conclusion

ひので衛星の偏光分光観測データを用いて、静穏 領域光球面における乱流について研究を行った。ス ペクトル線幅から導出した乱流速度が周囲より大き い領域は確かに存在し、何らかの空間構造を伴って 分布していることが分かった。この空間構造は大小 2種類存在し、粒状斑よりも大きいスケールのもの と小さいスケールのものであることが分かった。

平均的な対流セル境界のプロファイルを算出し、セ ル境界の中心とその両脇の3か所で線幅が太くなっ ていることが明らかになった。これは粒状斑よりも小 さい構造を説明する分布である。しかしながらゼー マン効果による寄与を引くことが出来ていないため、 特にセル境界中央の線幅は磁場によるコンタミネー ションである可能性がある。

# Reference

Y. Katsukawa, & D. Orozco Suárez 2012, ApJ, 758, 139

M. Rempel 2014, ApJ, 789, 132

—index

\_\_\_\_

c2

# Hinode-IRIS-ALMAによるプラージュ領域同時観測

阿部 仁 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### Abstract

太陽では、光球(表面)よりも、熱源から離れた彩層・コロナ(上層大気)の方が一桁・二桁ほど高温である。 太陽の熱源は内部にあるため、単純な熱伝導ではこの大気構造は達成されない。そのため、この大気構造は波 動や小さな磁気リコネクション (ナノフレア) のような非熱的なエネルギー輸送によって維持されていると考 えられているが、どのメカニズムが加熱に重要であるかはまだわかっていない。温度などの物理量の時間変化 はこの問題を解決する鍵の一つである。ALMA によるマイクロ波観測は彩層の放射強度が測定でき、ALMA の信号の変動は主に彩層の温度変化によってもたらされる。我々は 2017 年 3 月 19 日に太陽面北東部に位置 するプラージュ領域で ALMA の観測 (100GHz、ビームサイズ 3.7 arcsec) を行い、太陽観測衛星/可視光磁 場望遠鏡「Hinode/SOT」、太陽観測衛星「IRIS」でも同領域を観測した。まず、Hinode, IRIS, ALMA の コアライメントを行い、画像のズレが数秒角以内であることを確認した。また、ALMA のノイズレベルを、 Shimojo et al. (2017) の手法を用いて、2 つの直交した直線偏光のデータの差分をとることで推定し、得ら れた像のノイズレベルは 25 K (1σ) となった。本研究では温度上昇の傾向を掴むために振幅と立ち上がり時 間を定義し、平均温度上昇率をもとめた。その結果、1K/sの成分が支配的な温度上昇として存在すること がわかった。さらに平均温度上昇率が 1.5K/s 以下のものを支配的な成分、1.5K/s 以上のものを突発的な成 分として空間分布を調べた。その結果、支配的な成分は解析領域全体で一様に存在する一方で、突発的な成 分は局所的に存在することがわかった。それを SP マップと比較することで、突発的な増光は磁気中性線の 付近でよく観測されることがわかった。この結果は、磁気中性線の付近では正極と負極の磁場が入り混じり、 磁気リコネクションが頻繁に起こりやすい環境になっていたことを示唆する。本講演では光球の磁場がどの ように ALMA の彩層温度や IRIS の彩層での放射強度の突発的な応答と関連しているのかを議論したい。

# 1 Introduction

太陽表面 (光球) は約 6000 ℃だが上層大気 (彩層・ コロナ) では 約 1 100 万℃にもなる。加熱のメカニ ズムとして波動・磁気リコネクションなどが考えら れているがどのメカニズムが支配的かはまだ不明で ある。

太陽大気中で加熱が起これば、それは温度上昇を 引き起こすと考えられる。そのため温度の時間変化 は、加熱の特徴を捉える上で重要なパラメータである と考えられる。ミリ波・サブミリ波の波長域では、フ レアが起こっていないときは free-free の放射になっ ており、放射のメカニズムは衝突によるものである ため、局所熱力学的平衡が成り立っていると考えら れている。そのため電波で観測される放射強度はプ ランク関数で記述される分布に従うため、温度と放 射強度を直接結びつけることができる。つまり、電 波観測を行えば太陽大気の温度を直接得られること になるため、非常に有用であると考えられる。

しかし、これまでの電波観測では空間分解能が低 く、彩層の構造が十分に分解できないことがネック であった。電波望遠鏡 ALMA が 2016 年より太陽観 測を開始し、これまでの電波観測よりもはるかに良 い空間分解能が期待できる。 ALMA は彩層下部か ら中部を観測していると考えられており、彩層温度 を高い空間分解能をもって推定できる。

本研究の目的は、正極と負極が存在し、その間に 磁気中性線があるようなプラージュ領域で、ALMA で観測を行い、まずライトカーブに見られる温度上 昇にどのような特徴が見られるか調べることである。 そして SP で得られる光球磁場構造と ALMA で見ら れる彩層温度上昇の空間分布にどのような関係があ るのか比較する。さらに、彩層の異なる高さで観測 された放射強度の時間変化と比較することで、観測 された温度上昇の特徴が高さ方向にどのような変化 をしているか調べる。本研究では、プラージュ領域 において ALMA の時間変化を調べ、彩層温度上昇の 種類とその空間分布について調べた。また、ALMA の彩層温度構造と Hinode SOT/SP での光球磁場強 度を比較し、特徴的なライトカーブについては IRIS との比較を行った。

# 2 Observations

2017 年 3 月 19 日に、ALMA、Hinode、IRIS を用 いてプラージュ領域の観測を行った。プラージュ領域 は、太陽中心座標で 15:37UT で (*x*, *y*) = (-535", 35) に存在した。

ALMA 観測は Band3(100GHz) の波長域で行われ アンテナ配置は C40-1(基線長:15~155m) であった。 太陽観測は、15:32~16:27,16:52~17:47,18: 15~19:10 に行われ、今回の解析では始めの 55 分 間 (15:32~16:27) を用いた。我々は Shimojo et al.(2017) による手法に従い visibility データのキャリ ブレーションを行い、20s ごとに像合成をおこなった。 合成された像の空間分解能は 5".0×3".9 であった。

IRIS では、 Si IV, C II, Mg II の 3 つの波長で slit-jaw images (SJI) 22 秒ごとに得ている。 また、 SJI の視野は  $60^{\circ} \times 60^{\circ}$  である。また、raster scan を 行なっており、124<sup>°</sup> ×  $60^{\circ}$  の領域を 8 ステップで観 測した。ピクセルサンプリングは 0.°166 × 0.°166 である。また、ダーク補正やフラットフィールドな どを補正した Level2 データを用いている。IRIS の 視野は IRIS Mg II の SJI は Mg II k2 の成分が大き く寄与していると考えられるため、彩層下部の画像 が得られ、ALMA 100GHz とほぼ同程度の高さを観 測していると考えられている。また、Si IV は遷移層 下部を観測していると考えられている。

Hinode では可視光磁場望遠鏡 (SOT) の spectropolarimeter(SP) を用いて光球を偏光分光観測している。 ピクセルサンプリングは 0".15 で、視野は 82"×82" である。また、ケイデンスは 30 分である。今回の解 析では HAO/NCAR の CSAC で得られる level2 デー タを用いて磁場情報を得た。 コアライメントは各観測機器の画像を直接比較す るのではなく以下のようにして行った。

ALMA: 観測の input 情報として与えられている ポインティング情報をそのまま用いた。

SP: SDO/HMI とのコアライメントによって座標 を特定した。

IRIS: SDO/AIA とのコアライメントによって座標 を特定した。

解析では ALMA の分解能に合わせるために、各画 像を 4"にビニングしたデータを用いた。

また、ALMAのデータについて、今回は温度上昇の特徴を掴むために、温度上昇の振幅と立ち上がり時間を抽出した。温度上昇の振幅はライトカーブの隣接する極小値と極大値の差分とし、立ち上がり時間は極小値から極大値になるまでの時間とした。

# 3 Results

今回観測を行った領域の各波長の結果が図 1。東側 に負極の磁場が集中し、西側に正極が集中している。 そしてその間で、それらの磁極がぶつかり合ってい る構造が見られる。ALMA,IRIS の明るい構造と SP の磁場の強い領域が大まかには一致している様子が 見られる。その一方で、光球の磁場があまり見られな い領域でも ALMA で明るくなっている部分もある。  $(x = 50" \sim 60", y = 30" \sim 45"$  など。)



#### 図 1: 解析領域の図

次に、ノイズレベルの推定を行った。Shimojo et al.(2017)に従い、ノイズレベルは直交する2つの直 線偏光の信号の差分によって推定した。彩層では、フ レアの放射がない場合、様々な原因によって生じる 直線偏光は現在のALMAの太陽観測精度と比較して 無視できるほど小さい。したがって2つの直交する 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

データによって作られたデータの差分は0になると 考えられるため、実際に観測された差分のヒストグ ラムをガウスフィットした時のガウシアンの幅をノ イズレベルとした。2つの直交するデータの差分の ヒストグラムの一例を図2に示す。各時間ステップ で同様なヒストグラムを作成し、各時間ごとのノイ ズレベルをもとめた。結果は図3。ヒストグラムは 時刻によってはガウシアンから外れているものもあ り、ガウスフィットがうまくいっていないデータもあ る。0~100s あたりでノイズレベルが突発的に大き くなっているのもそのためであると考えられる。その 一方で、ほとんどの時間でノイズレベルは25K以下 であったため、今回の解析ではノイズレベルを25K とした。



図 2: 右:ある時刻における2つの直線偏光のデータ の差分のヒストグラム。赤線はガウスフィット。左: ガウスフィットの幅(ノイズレベル)の時間変化

次に温度プロファイルにおいて活発に時間変動領 域を調べるために、各ピクセルの温度プロファイル の標準偏差を求めた。その結果が図 3。図 3 を見る と、標準偏差が大きいところが局在している様子が 見られる。特に、x = 20" ~ 60", y = 0" ~ 15"の領 域 (図 3 赤丸)に集中している様子が見られる。これ は図 1 の磁場マップと比較すると、正極と負極のぶ つかり合う領域から正極の磁場が集中している領域 までにあたる。

次に、立ち上がり時間と温度変化の関係を調べる ために、 $3\sigma(75K)$ 、 $6\sigma(150K)$ を超えるピークの立ち 上がり時間のヒストグラムを作成した (図4左)。 $3\sigma$ を超えるピークは 80s が最大になっている。そして、 それより時間が短くなると個数は急激に減少し、そ れよりも長くなるとやや緩やかに減少する様子が見 として、それより時間が長くなると減少する傾向が 見られる。一方、 $80s \sim 180s$  は個数がほぼ横ばいに なっており、80sより短くなるとその数は急激に減少 する。 $3\sigma$ 、 $6\sigma$ の差を見ると、時間の短いものは大き く減少している一方で、立ち上がり時間の長いものは あまり差がない様子が見られる。このことも、1K/s



図 3: 各ピクセルの標準偏差の図

られる。立ち上がり時間が長くなるとピークの個数



図 4: 左:3 σ (75K) を超えるピークの立ち上がり時 間のヒストグラム (黒) と 6 σ (150K) を超えるもの (赤)。右:単位時間あた りの温度上昇のヒストグラム

が減少するのは、立ち上がり時間を極小値から極大 値までの時間で定義しているため、長時間加熱が続 くピークが少ないからであると考えられる。一方、 80s よりも立ち上がり時間が短いピークの個数が減 少するのは、支配的な単位時間あたりの温度上昇が 75/60 ~ 1k/s よりも小さいためであると考えられる。 また、 $6\sigma$ を超えるピークを見ると、約 180s を最大 として、それより時間が長くなると減少する傾向が 見られる。一方、80s ~ 180s は個数がほぼ横ばいに なっており、80s より短くなるとその数は急激に減少 する。 $3\sigma$ 、 $6\sigma$ の差を見ると、時間の短いものは大き く減少している一方で、立ち上がり時間の長いものは あまり差がない様子が見られる。このことも、1K/s の温度上昇が支配的であることを示唆する。図4右 は温度上昇の振幅を立ち上がり時間で割った、単位 時間あたりの温度上昇のヒストグラムである。1K/s で極大値をとり、その周辺に多くのデータが集まっ ている様子がわかる。これは、図4左の結果と整合 する。そこで、最頻値のデータ数(90個)から半値ま での領域(≤1.5K/s)とそれより加熱率が大きい領域 (>1.5K/s)の2つの領域に分けて空間分布を調べた。 その結果が図5。



図 5: 左:単位時間あたりの温度上昇が 1.5K/s 以下 である温度上昇の個数の空間分布 右:1.5K/s 以上の 場合の空間分布

単位時間の温度上昇が低いものの空間分布 (右図) は全体的に広く分布していることがわかる。一方。 単位時間の温度上昇が高いものは局在している様子 が見られる。特に x = 20" ~ 40", y = 5" ~ 20" と x = 5" ~ 15", y = 5" ~ 25" の 2 つの領域で頻繁に 起こっている様子が見られる。これらの領域はいず れも磁場の集中している領域ではなく、磁気中性線 付近やその周りの領域であることがわかる。

# 4 Discussion and Conclusion

今回はプラージュ領域を ALMA,Hinode,IRIS で同 時観測を行った。SP の磁場が強い構造と ALMA,IRIS の明るい構造が大まかに一致している様子が見られ た。

図3において、標準偏差が大きい領域はx = 20" ~ 35",y = 0" ~ 15"に集中している。また図5左に おいて、単位時間あたりの温度上昇率が大きい、す なわち激しい温度変化が起こる領域もほぼ同じx =20" ~ 35",y = 0" ~ 15"に集中している様子がわか

る。そして、この領域は図1の磁場マップにおいて、 正極と負極が入り混じる、磁気中性線付近になって いることがわかる。以上のことから、正極と負極が 入り混じる領域では活発に激しい温度変化が起こっ ていると考えられる。これは磁気中性線付近では磁 場のキャンセレーションによるエネルギーの解放が 活発に行われている可能性を示唆する。実際に、磁 気中性線付近である x = 28" ~ 32", y = 4" ~ 8" の領域 (図5右白丸) のライトカーブ (図6左) では、 1200s 付近で ALMA と Si IV はほぼ同時に突発的な 増光が起こっている様子が見られ、フレアライクな ピークになっている。一方で、周期的なプロファイル も見られている (図 5 右 青丸,図 6 右)。観測された ALMA での周期的な変動は、圧縮波が伝播すること によって生じる、断熱圧縮による温度変化や密度変 化による opacity effect を捉えている可能性がある。



図 6: (左): 図 5 白丸での規格化したライトカーブ (右): 青丸のライトカーブ (黒 : ALMA, 赤 : IRIS Mg II, 青 : IRIS Si IV)

今後は、周波数解析や同領域のコロナでの観測な どと比較することにより、観測された温度上昇が加 熱によるものであるのか、圧縮波などによるもので あるのかを切り分けたい。

# Reference

M. Shimojo, T.S. Bastian, A.S. Hales, S.M. White,
K. Iwai, R.E. Hills, A. Hirota, N.M. Phillips, T.
Sawada, P. Yagoubov, G. Siringo, S. Asayama,
M. Sugimoto, R. Brajsa, I. Skokic, M. Barta, S.
Kim, I. de Gregorio, S.A. Corder, H.S. Hudson, S.

—index

c3
# 多波長での太陽彩層の観測を目的とした撮像観測装置 UTF-32 の 1/8Å ブ ロックの開発

徳田 怜実 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

京都大学大学院理学研究科附属飛騨天文台で開発された狭帯域チューナブルフィルター (UTF-32) は、7層の方解 石、液晶可変遅延素子 (LCVR)、1/2 波長板、直線偏光板のブロックからなるフィルターであり、広視野にわたって 高時間・高空間分解能の撮像観測が可能である。このフィルターは 5000Å-11000Å の広い波長域で使用可能であり、 その透過幅は Hα 6563Å 付近で 0.25Å である。液晶に印加する電圧を変えることで波長方向に高速にスキャンする ことが可能であり、また、出口に偏光ビームスプリッターを置くことで、波長中心 ±0.5Å の同時撮像が可能である。 同時撮像により得られた画像の差分から得られるドップラーグラムはシーイングの影響が抑えられたものとなり、微 細構造などの詳細な議論の際には大きな利点となる。UTF-32 の持つこれらの特徴を生かして、我々は Hα での彩層 微細構造の観測、解析を行ってきた。

今回我々は UTF-32 の透過幅を全波長に渡りこれまでの半分にするため、フィルターを新たに1層増やす改良作業を 行った。これは Hα だけでなくより幅の狭い Mg5172Å、Ca8562Å、He10830Å などの彩層のラインでも同様の観測 を実現するためである。多波長での観測は、彩層下部から上空にわたっての立体構造の理解において重要であり、ま た、磁場に感度のあるラインでの観測は、偏光観測への応用も可能であると考えている。

#### 1 Introduction

太陽観測衛星ひのでをはじめとする高空間分解能 の観測により、太陽彩層は幅百 ~ 数百 km の微細な 筋状構造から成り立っていることが明らかになって きた。このような微細構造中には、振動やねじれな どが存在し、それらが上空に向かって伝搬する様子な ど、ダイナミックな運動も多数観測されている。こ のような微細構造のダイナミクスをより詳細に知る ためには、広視野にわたって高時間・高空間分解能を 達成できる撮像観測が重要である。観測波長に関し て言えば、エネルギーの流れを理解するためにはさ まざまな波長 (高さ)の観測により、光球からコロナ にわたり空間的な構造を知ることが必要である。

こういった目的から、京都大学大学院理学研究科附 属飛騨天文台では、様々な波長帯で撮像観測が可能な 狭帯域チューナブルフィルター (UTF-32: Universal Tunable Filter (口径 32mm))を製作し、2014 年度 よりこの装置を用いた彩層観測を行っている。



図 1 UTF-32 を用いて観測された H $\alpha$  画像 (左) とドップラーグラム (右)。ドップラー画像は H $\alpha$ ±0.5Å の同時観測より得られた。2018 年 2 月 9 日に飛騨天文台にて観測。

#### 2 UTF-32 の特徴

#### 2.1 UTF-32 の仕組み

装置の模式図を図2に示す。UTF-32は7層構造 で、各層で直線偏光板、方解石、液晶可変遅延素子 (LCVR)、1/2波長板からなる。

#### 2018 年度 第 48 回 天文·天体物理若手夏の学校



図2 UTF-32の模式図

原理は図3に示す。直線偏光板を通って方解石に 入射した光は2軸の方向に分配されて方解石の中を 進む。方解石は複屈折性を持ち、軸によって伝搬速 度が異なるため、波長に依存する遅延量が生じる。 出口の直線偏光板で直線偏光の成分だけ取り出すこ とで、波長に応じて異なる透過率の光を取り出すこ とができる。LCVR は電圧を加えるとそれに応じた 遅延量が発生する。(図3は遅延量を45度与えた場 合。)そのため、直線偏光板の間にLCVRを挟むこ とにより、波長方向にチューニングが可能となる。 また、UTF-32では、同じ長さの方解石を2つ用意 し、それらの方解石の軸を90度ずらし間に1/2波長 板を挟んでいる。これは、遅延量の入射角依存性を 小さくするためである。



図3 UTF-32の原理

透過光の半値幅は方解石の厚みによって異なり、 分厚い方解石の層ほど半値幅が小さい。UTF-32は、 厚みの違う方解石の層を7層重ねることによって、 半値幅 0.25Å(Hα6563Å 付近) を達成している。(図 4 左図)

この装置の大きな特徴として三つのことがあげら れる。一つ目は、全ブロックの液晶の遅延量を変え ることで、高速で波長方向のスキャンが可能であるこ と。二つ目は、出口に偏光ビームスピリッターを取り 付けているため、一部のブロックの遅延量を変えるこ とで、異なる波長帯の光 (Hα の場合 ±0.5Å) を同時 に取り出すことも可能であること (図4右図)。これ は、ドップラー速度を求める際など差分画像を取ると きに、シーイングによる像のゆがみが2波長で全く同 じであるため、それに依存しない差分画像が得られる という点で大きなメリットである。そして三つ目と して、32Åごとにできるピークはブロッキングフィ ルターによってカットしているが、このブロッキン グフィルターを変えることによって、5000-11000Å の幅広い波長帯で使用することが可能であることで ある。



図4 UTF-32の各ブロックごとの透過波長。左図 はすべての山のピークを波長中心にそろえること で H $\alpha$ 6563Å 付近で半値幅 0.25Å を達成している。 右図は 0.5Å ブロックと 1Å ブロックの遅延量をず らしているが、これによって H $\alpha$ 6563ű0.5Å の同 時撮像が可能である。

#### 2.2 UTF-32の課題

先ほど述べた通り、UTF-32 は偏光板などの光学 特性により、5000-11000Å で観測可能である。この 間には代表的な彩層のラインがいくつか存在する。 例えば Hα6563Å はスペクトルの幅が広く彩層の 2018 年度 第 48 回 天文·天体物理若手夏の学校

模様もよく見えるので歴史的に良く使われている。 Mg5172Å は温度最低層 (彩層の下の方)を観測で き、また Hα より波長が短いため空間分解能が高く なり、微細構造などの詳細な観測に適している。ま た、He10830Å では彩層上部が観測可能であり、ま た Ca8542Å とともに磁場に感度があるため、偏光観 測にも適したラインである。このようなラインごと の特徴を生かした、多波長での観測は重要である。

しかし、これまで UTF-32 では、主に H $\alpha$  でしか 観測を行っていなかった。その理由として装置の透 過幅があげられる。太陽彩層スペクトルに UTF-32 の透過幅を重ねたのが図 5 である。

図 5 で示されるように、UTF-32 の透過幅 0.25Å(Hα6563Å付近)は、Hα以外のラインに対 しては広すぎるという課題がある。透過幅が広いと 連続光成分を拾ってしまうため、彩層構造の観測に は不十分である。そこで我々は改善策として、さら に分厚い方解石のブロックを製作しもう一層加える ことで、透過幅を半分の 0.125Å(Hα6563Å付近)と することに取り組んだ。



図5 代表的な彩層スペクトルと UTF-32 の透過幅の比較

#### 3 UTF-32+の開発

#### 3.1 UTF-32+の仕組み

新たに付け加えるブロック (1/8Å ブロック) の模 式図を図 6 に示す。これは UTF-32 の手前に取りつ け、一緒に用いることを想定している。1/8Å ブロッ クの原理はこれまでと同様である。大きな違いは、 これまで 1/2 波長板を用いていたところに、代わり に LCVR(図 6 の LCVR-2) を用いているところであ



図 6 UTF-32 1/8Å ブロックの模式図

る。LCVR は電圧を変えることで遅延量を発生させ ることができる。図 6 の LCVR-1 はこれまで同様波 長チューニング用の液晶である。LCVR-2 はについ ては、1/8Å ブロックの on/off 切り替え用の液晶で ある。遅延量を  $1/2\lambda$ にすると、1/2 波長板と同様の 働きをすることで、1/8Å ブロックとして機能するが 遅延量を 0 または  $n\lambda$ (n=1,2) とすると、2 つの方解 石中で生じた遅延量がキャンセルされ、これまでの 透過幅 0.25Å(H $\alpha$ 6563Å 付近)のフィルターとして 使用することができる。

#### 3.2 UTF-32+ に用いる液晶の性能評価

1/8Å ブロックに用いた2つの液晶が期待通り動い ているかを確認するために実験を行った。1/8Å ブ ロックを分光器に取り付け、人工光源を入射させる。 これらの液晶の電圧を変化させたときの透過光の変 化を図7に示す。LCVR-1では、電圧を変えること



図7 液晶に電圧を印加したときの遅延量の変化

で遅延が生じ、透過波長のピークが動く様子が確認

された。その遅延量は1入以上であり、波長チューニ ング可能であることが示された。LCVR-2では、電 圧を変えることで透過率の振幅が変わる様子が確認 された。通常観測では振幅最大を示す電圧を印加し、 このブロックをキャンセルしたい際には振幅0を示 す電圧を印加する。この実験により、1/8Å ブロック 単体では、期待通りの振る舞いが確認された。

#### 3.3 UTF-32+の組み立て実験

1/8Å ブロックを UTF-32 に取り付ける (これら を合わせたものを UTF-32+ と呼ぶ) ことによって、 理論的には透過幅がこれまでの半分となる。このこ とを確認するためにいくつか実験を行った。実験は  $H\alpha 6563Å$ 、Mg5172Å、Ca8542Å、He10830Åの波長 で行ったが、以下は一例として Ca8542Å での結果に ついて述べる。図 8 に Ca8542Å で行った一連の実 験の結果を示す。左が UTF-32、右が UTF-32+ の 実験結果である。

まず初めに、分光器に UTF-32 または UTF-32+ を取り付け、人工光源を入射させた時の透過光を確認 した。全てのブロックの電圧を調整することで、透 過率のピークを Ca8542Å に揃えたものを図 8(a) に 示す。上が分光器で観測されたもので、下がそれを 縦軸に透過率をとってプロットしたものである。(比 較のために Ca8542Å の太陽スペクトルを重ねてい る。) UTF-32 に比べて UTF-32+ では、透過波長が シャープになり、透過幅が半分になったことが確認 された。



図 8 UTF-32+ の組み立て実験 (Ca8542Å の場合)

次にこの電圧の設定のまま、実際に太陽光をフィル ターに通して観測を行った。(図 8(b)) シーイングが 良くなく、観測領域や観測時間がずれているため、ど の程度良くなったのかの比較はこの図からは難しい。

図 8(c) は波長方向にスキャンしたときの、ある領 域の明るさの変化をプロットすることで再現したス ペクトル線 (赤)を、分光観測から得られたスペクト ル線 (黒)の上に重ねたものである。これから、撮像 観測によって得られたスペクトルの幅が UTF-32 に 比べて UTF-32+の方が細くなり、かつ分光観測よ り得られたスペクトル線と非常によく一致するよう になったことが確認された。

同様に Mg5172Å や He10830Å でも、透過幅を狭 くすることによる像の改善が確認された。これによ り、これまで飛騨天文台で行っていた UTF-32 を用 いた H $\alpha$  の観測と同様の観測が、H $\alpha$  よりもスペクト ルの幅が広い Ca8542Å や Mg5172Å、He10830Å の 波長帯でも可能となった。

#### 4 Summary & Future Work

UTF-32 に 1/8Å ブロックを付け加えることで、透 過幅のより狭い撮像観測用フィルター UTF-32+ が 完成した。UTF-32+ は 2018 年 5 月に完成したばか りであり、この装置を用いた本格的な観測はこれか らである。UTF-32 の持つ強みである、広視野・高分 解能観測可能、そして 2 波長同時観測可能という点 は十分に UTF-32+ にも応用できると考える。そし て多波長での観測は、彩層下部から上空にわたって の立体構造の理解に繋がると考えている。また、磁 場に感度のある He10830Å や Ca8542Å での観測も 可能となったことにより、偏光観測への応用も可能 であると考える。

#### Reference

Hagino, M., Ichimoto, K., Kimura, G., et al. 2014, Proc. SPIE, 9151, 91515V ——index

# 飛騨天文台 SMART/SDDI で観測された浮上磁場領域とアーチフィラメ ントシステム

町田 亜希 (京都大学大学院 理学研究科 M2)

#### Abstract

太陽の光球の下から新たに磁場が出現した場所一帯のことを、浮上磁場領域という。磁束管がプラズマを 伴って次々と浮かんでくるため、浮上磁場領域の上空ではアーチフィラメントシステムというアーチ状の構 造が見られる。この領域が成長すると活動領域となり、フレア(太陽面爆発)を引き起こすことがある。ま た、浮上した磁力線が周囲の磁力線とつなぎかわることでフレアを誘発することもある。したがって、磁場 が浮上した初期の段階の研究は重要である。さらに、フレア等に伴う宇宙環境の擾乱(宇宙天気)の研究に 示唆を与えることもできると考えられる。今回は、京都大学飛騨天文台 SMART 望遠鏡搭載の SDDI (Solar Dynamics Doppler Imager) による Hα線データより、2018 年 2 月 25 日の磁気浮上に伴うアーチフィラメ ントシステムを選び、速度場の導出を行った。SMART/SDDI では、Hα±9 Å の波長域を、波長分解能 0.25 Å、時間分解能 15 秒でデータ取得することが可能である。この性能を活かして太陽での突発現象をとらえる ために、彩層速度場の全面モニタリングが既に行われている (Otsuji et al. (2017))。このモニタリングでは 主に彩層上空に浮かぶフィラメントを対象とし、Beckers のクラウドモデル (Beckers (1964)) を用いて速度 場を導出している。フィラメントは 10万 km 程度の長さをもつプラズマの雲であるのに対し、本研究で着 目するアーチフィラメントシステムは1万km程度と1桁小さい構造である。このアーチフィラメントシス テムに対しても同様に速度場を導出できるかどうか検証を行った。その結果、視線方向に向かって 20-30 km s<sup>-1</sup>程度の速度成分がアーチフィラメントシステムに対して検出できた。本発表では、アーチフィラメント システムの速度場の時間発展について議論する。

#### 1 Introduction

太陽の光球の下から新たに磁場が出現した場所一 帯のことを、浮上磁場領域という。この領域では磁 束管がプラズマを伴って次々と浮かんでくるため、浮 上磁場領域の上空ではアーチフィラメントシステム というアーチ状の構造が見られる。これが成長する と活動領域となり、フレア(太陽面爆発)を引き起 こすことがある。また、浮上した磁力線が周囲の磁 力線とつなぎかわることでフレアを誘発することも ある。こうした観点から、浮上磁場領域の研究は宇 宙天気(フレア等に伴う宇宙環境の擾乱)にとって 非常に重要であるといえる。

Tajima and Shibata(1997) はまず、アーチフィラ メントのループの頂上では上昇、両端では下降がみ られることを理論的に示している。これは、磁力線 によって持ち上げられたプラズマが、重力でループ に沿って落下していることによる。これについては、 観測によっても実際確かめられている (Alissandrakis et al.(1990), Tsiropoula et al.(1992))。また、1本の アーチフィラメントの上昇速度の時間発展の仕方が、 高度によって段階的に異なっていることも理論的に 示されている。これについて観測で実証することは 難しいと考えられる。なぜなら、実際のアーチフィ ラメントシステムでは複数のフィラメントが浮上し、 状況が複雑だからである。しかし、速度場の時間発展 の統計的な観測を通して段階的に特徴をつかむ、と いうことは期待できそうである。これについてはい まだ詳細な研究がなされていないため、こうした観 点から浮上磁場領域に迫ることを目標としている。

今回はまず、2018 年 2 月 25 日の磁気浮上に伴う アーチフィラメントシステムに対して、クラウドモデ ルを適用して速度場を導出できるのか検証した。そ して、速度場の時間変化についても注目した。 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

#### 2 Methods and Observations

今回は、京都大学飛騨天文台 SMART 望遠鏡搭載 の SDDI (Solar Dynamics Doppler Imager) による Hα線データより、2018年2月25日の磁気浮上に伴 うアーチフィラメントシステムを選び、速度場の導 出を行った。なお、SMART/SDDI では、H $\alpha \pm 9$  Å の波長域を、波長分解能 0.25 Å、時間分解能 15 秒 でデータ取得することが可能である。この性能を活 かして太陽での突発現象をとらえるために、彩層速 度場の全面モニタリングが既に行われている (Otsuji et al. (2017))。このモニタリングでは主に彩層上空 に浮かぶフィラメントを対象とし、Beckers のクラウ ドモデル (Beckers (1964)) を用いて速度場を導出し ている。これに着想を得て、アーチフィラメントシ ステムの速度場を Beckers のクラウドモデルで求め ることにした。このモデルでは、背景光とフィラメ ントからの光の強度のコントラスト $C(\lambda)$ に対して、 下式の通りフィッティングを行う。

$$C(\lambda) = \frac{I(\Delta\lambda) - I_0(\Delta\lambda)}{I_0(\Delta\lambda)}$$

$$= \left[\frac{S}{I_0(\Delta\lambda)} - 1\right] \left[1 - \exp(-\tau(\lambda))\right]$$

$$(1)$$

$$\tau(\Delta\lambda) = \tau_0 \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda - \Delta\lambda_I}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right].$$
 (2)

Sは source function、 $\tau_0$ はライン中心  $\lambda_0$  での optical thickness、 $\Delta \lambda_I$ はドップラーシフト、 $\lambda_D$ はドップ ラー幅である。

### 3 Results

まず、2018 年 2 月 26 日 2 時 45 分 50 秒 (UT) の 浮上磁場領域の H $\alpha$  画像が図 1 である。白く映って いる部分がプラージュ領域と呼ばれ、プラズマが重 力で落下し明るく光っている場所で、その上に重な る黒い筋 (x = 90, y = 185 付近)が、アーチフィラ メントである。さらに、同じ領域に対してクラウド モデルで求めた速度場を図 2 に示す。図 1、図 2 を 比較すると、アーチフィラメントのループの頂上で 上昇、その両端で下降しているように見える。特に 上昇速度としては、10-20 km s<sup>-1</sup> 程度の速度成分が 検出されている。



図 1: H $\alpha$  中心でみた浮上磁場領域の様子。 櫿線は intensity の等高線である。



図 2: 図1と同じ領域に対してクラウドモデルで導出した速度場の様子。

次に、ある1点に固定して速度の時間変化を示し たのが図3である。黒の実線で示したのは、クラウ ドモデルで導出した速度場である。青の十字は、差 分画像を目視で確認した際に上昇を検知できた時刻 を表している。この通り、アーチフィラメントは常に 上昇しているわけではなく、数分~数十分のスケー ルで間欠的に浮上していることがわかる。



図 3: アーチフィラメントのある1点の視線方向成 分の速度の時間変化の様子(2018年2月26日)。横 軸に時刻、縦軸に速度を表示している。なお、速度 の向きは、下降が正、上昇が負になるようにとって いる。

### 4 Discussion

ここではまず、クラウドモデルの妥当性について 議論する。図4にプロファイルの様子を示す。

このように、アーチフィラメントがある程度浮上 して Hα 画像でも確認できる段階になればよいフィッ ティングができることは、他の時刻のデータでも共 通して言える。ただし、アーチフィラメントがはっ きり見えず、コントラストが弱くなってしまう場合 にはフィッティングがうまくいかないこともわかって いる。したがって、クラウドモデルフィッティングが 万能というわけではないのが事実なので、今後のさ らなる議論の際には注意が必要である。

次に速度場の時間発展について議論する。差分画 像からはたしかに、実際に数分~数十分のスケール で間欠的に浮上していることがわかる。では、実際 に上昇している際に本当にクラウドモデルからも上 昇する速度成分をとらえられているかどうか確認す ると、現時点では完全にとらえられているわけでは なさそうである。これは先述した通り、シグナルが 弱くコントラスト値が小さい場合にフィッティングが うまくいかないことに起因すると考えられる。また、 下降がとらえられている時間帯もあるが、これにつ いても同様なことがいえる可能性がある。今後ター



図 4: アーチフィラメントのある1点のプロファイル の様子。上段、下段とも横軸は波長、縦軸は規格化 された intensity である。上段には実際の観測値(黒 線)と背景光(橙線)がプロットされており、下段 には、観測値と背景光から求めたコントラスト(黒 線)とそのフィッティング曲線(青線)がプロットさ れている。

ゲットを増やして更なる解析を進めるにあたっては、 クラウドモデルには限界もあることを考慮し、シグ ナルの弱い部分には別の方法を用いるなど検討して いきたいと考えている。

### 5 Conclusion

今回は 2018 年 2 月 25 日の磁気浮上に伴うアー チフィラメントシステムを、京都大学飛騨天文台 SMART/SDDIを用いて、 $H\alpha \pm 9$  Å の波長域で観測 した。クラウドモデルを仮定して速度場を導出した ところ、アーチフィラメントが  $H\alpha$  画像で識別でき る領域では、10-20 km s<sup>-1</sup> 程度の上昇速度成分が検 出された。また、時間変化を追ったところ、数分~ 数十分のスケールで間欠的に浮上していることがわ かった。なお、クラウドモデルを仮定した速度場の 導出は、コントラストの弱い領域ではフィッティング がうまくいかないこともわかったので、そうした領 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

域については別途方法を考え、今後はターゲットを 増やして統計的に解析していきたい。

## Acknowledgement

本研究は、浅井歩准教授、大辻賢一研究員との共 同研究です。また、京都大学飛騨天文台 SMART 望 遠鏡のデータ利用にあたって、たくさんの方々にお 世話になっています。みなさまに感謝申し上げます。

## Reference

Otsuji, K., Ishii, T.T., Ichimoto, K. 2017, Poster Presentation in ASJ 2017 Autumn Annual Meeting

Beckers, J. M., 1964, Ph.D. Thesis, 49

Tajima, T., Shibata, K., 1997, Plasma Astrophysics

- Alissandrakis, C. E., Tsiropoula, G., Mein, P. 1990, A&A, 230, 200
- Tsiropoula, G., Georgakilas, A. A., Alissandrakis, C. E., Mein, P. 1992, A&A, 262, 587

—index

### 種族矮新星で初めて観測されたスーパーアウトバースト

大西 隆平 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

矮新星は、主星が白色矮星であり伴星が晩期型主系列星である近接連星系である。連星系は重力波放射など によって角運動量を失うため、伴星がロッシュロープを満たしているとき伴星から主星へ質量が輸送される。 それによって矮新星は、質量比と軌道周期がともに小さくなる方向に進化する。種族 II 矮新星は、金属量が 少ないため伴星の密度が大きく、通常の矮新星とは異なる進化経路を辿ることが理論的に示されている。進 化経路を観測的に確かめるためには、多くの矮新星について軌道周期と質量比を求めることが重要である。

軌道周期と質量比は、静穏状態の分光観測や食の観測から推定されてきた。しかし、静穏状態の矮新星は 暗いため、多くの矮新星に適用することはできない。一方、質量比については、スーパーアウトバースト中 の測光観測から推定する手法が我々の研究で確立されてきた。それはスーパーアウトバースト中の降着円盤 の振る舞いについての理論的な解釈に基づいている。この手法により、矮新星進化を観測的に得ることがで きると期待される。ただし、金属量が小さい場合でも適用できるかどうか確かめる必要がある。

2017 年 3 月、種族 II 矮新星として唯一知られている OV Boo が初めてスーパーアウトバーストを起こした。可視測光観測を行った結果、増光幅は約 7 等級、期間は約 30 日間であり、再増光は観測されなかった。 この観測から質量比と軌道周期を求めたところ、食の観測から求められている値とよく一致した。これにより、スーパーアウトバーストの解釈が種族 II 矮新星でも正しいということが確認された。

### 1 Introduction

矮新星は、主星が白色矮星であり、伴星が晩期型 主系列星である近接連星系である。伴星がロッシュ ローブを満たしているような場合、重力波放射など によって連星間距離が縮まるので、伴星から質量が 輸送される。それにより主星の周りには降着円盤が 形成される。円盤内に物質が多くなると、円盤内の 熱的不安定性により、物質が主星に急激に降着する ようになる。このとき、円盤が突発的に増光し、ア ウトバーストが観測される。

アウトーバーストは主星に物質が降着することに よって生じるが、角運動量の保存から、円盤は広が らなければならない。アウトーバーストによって、円 盤内の物質の軌道周期と伴星の軌道周期が 3:1 とな る半径まで円盤が広がると、潮汐不安定性によって 円盤が楕円変形することが数値シミュレーションに よって示されている(Hirose, M. & Osaki, Y. 1990)。 この熱的な潮汐不安定性によって、アウトーバースト よりもさらに効率的に主星に物質が降着するように なる。この現象は、3週間程度続き、特にスーパーア ウトバーストと呼ばれる。スーパーアウトバースト 中は、円盤と伴星の位置関係によって円盤内の物質が 引き抜かれる角運動量が異なるため、微小な光度変 動であるスーパーハンプが観測される。スーパーハ ンプ周期が伴星の重力にのみよるとみなせる段階を stage A という (Kato, T. & Osaki, Y. 2013)。よって stage A のスーパーハンプ周期は一定であり、これを 用いて矮新星の質量比を求めることができる。その 後、円盤内の相互作用により、スーパーハンプ周期が 変化する段階に移る。これを stage B という。最後に 周期が一定になるが、これを stage C という (Kato, T. et al. 2009)。このような特徴を示す矮新星を SU UMa 型矮新星という。

伴星の重力が主星に比べて極端に小さい場合、ア ウトーバーストを起こしたときに円盤が、円盤内の 物質の軌道周期と伴星の軌道周期が2:1となる半径ま で広がることができる。この時、アーリースーパー ハンプと呼ばれる軌道周期程度の周期を持つ光度変 動が観測される。その後、上で述べた3:1 共鳴をお こす。このような特徴を示す矮新星を WZ Sge 型矮

#### 新星という。

Stage A から質量比を求める手法は、矮新星進化 を知るための重要な手段である。矮新星は伴星の質 量と連星間距離で特徴づけられており、それに対応 する量は質量比(伴星の質量/主星の質量)と軌道周 期である。軌道周期は食の観測や分光観測によるドッ プラー効果から求めることができる。質量比に関し ても食を用いて求めることができるが、これにより 質量比を求めることができる矮新星は全体の2割ほ どである。一方、stage A から質量比を求める手法は そのような制約はなく、多くのデータが得られると 期待される。

しかし、stage A から質量比を求める手法は種族 I 矮新星にのみ適用されてきたということに注意しな ければならない。種族 I とは、太陽のような比較的 近年に形成された天体であり、金属 (ヘリウムよりも 重い元素)を多く含んでいるものである。一方、種族 II 矮新星というものもあり、これは銀河形成の初期 のような非常に古い年代に形成された、金属量は少 ない天体である。

種族 II 矮新星の進化経路を知るためには、種族 II 矮新星の質量比と軌道周期を得なければならない。 よって、種族 II 矮新星で stage A から質量比を求め る手法を用いることができるかどうか確認すること が重要である。

OV Boo は食を起こす矮新星であり、静穏状態の 分光観測から金属量が Fe/H=-1.2±0.2 と測定されて おり、種族 II 矮新星であることが確かめられている (Uthas, H. et al. 2011)。静穏状態の食中の測光観測 によると、OV Boo の軌道周期と質量比はそれぞれ 0.04625828±0.00000004 日と 0.0647±0.0018 である (Savoury, C. D. et al. 2011)。同質量比の通常の矮新 星と比べて軌道周期が有意に短いが、これは種族 II 矮新星の金属量の少なさにより輻射圧が効きにくく なっていると考えると説明できる。また、OV Boo の 接線速度は 164±30km/s と非常に大きい (Patterson, J. et al. 2008)。これも、OV Boo が種族 II 矮新星で あり、銀河形成の初期に生まれたと考えれば説明で きる。

2017 年 3 月、OV Boo がスーパーアウトバースト を起こした。この観測により得た stage A 周期から、 種族 II 矮新星で stage A から質量比を求める手法を 用いることができるかどうかを確かめた。

## 2 Methods/Instruments and Observations

2017 年 3 月にスーパーアウトバーストを起こし た OV Boo に対して、我々のグループでは、京都大 学屋上にある 40cm 望遠鏡で可視連続測光観測を行 った。また、我々のグループが主導する国際変光星 ネットワーク (VSNET)を用いて、国際的に観測を 行うことができた (Kato, T. et al. 2004)。これによ り、世界中の27地点からデータを得ることができ たた。また、データ解析の際、American Association of Variable Star Observers (AAVSO)の公開データ も用いた。 VSNET 以外のグループからもデータ提 供を受けることができ、そのデータ数は23万点以 上である。

#### 3 Results

スーパーアウトバースト中の光度曲線は図1の上 図である。また図1の下図 (Osaki, Y. & Kato, T. 2013) と図2は、周期解析の結果であり、これから種 族Iの WZ Sge 型矮新星と同じようにアーリースー パーハンプ、stage A, stage B があると分かる。

#### 4 Discussion

Stage A のスーパーハンプ周期を求めるために、 stage A の範囲を定義する必要がある。図 2 から、 周期が一定である stage A は 2457837.34(BJD)-2457838.90(BJD) の期間とした。Phase Dispersion Minimization Method(PDM 法)Stellingwerf (1978) により stage A のスーパーハンプ周期を求めると、 0.047417±0.000009(日) となった (図 3)。

Kato & Osaki(2013)(Kato, T. & Osaki, Y. 2013) の方法では、質量比は

$$\frac{\omega_{dyn}}{\omega_{orb}} = \frac{q}{1+q} \left[ \frac{1}{4} \sqrt{r} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\phi) d\phi}{(1+r^2 - 2r\cos\phi)^{3/2}} \right] \tag{1}$$



図 1: (上図:)OV Boo の光度曲線。(下図:) 5日ご との LASSO による周期解析。

ここで、 $\omega_{dyn}$ は歳差角速度、 $\omega_{orb}$ は軌道角速度、q は質量比、r は連星間距離で規格化された円盤半径で ある。この式に  $\omega_{dyn}$ 、 $\omega_{orb}$ 、r をそれぞれ代入する と q=0.0649±0.0005 となる。この値は、食から求め られている質量比 0.0647±0.0018 と非常によく一致 している。

アーリースーパーハンプ、stage A スーパーハン プ、stage B スーパーハンプが観測され、それらが種 族 I の WZ Sge 型矮新星と同じ特徴をもつというこ とは、スーパーアウトバースト中の円盤の振る舞い は種族 II 矮新星と種族 I 矮新星で違いがないという ことを示唆している。

### 5 Conclusion

2017年3月に種族 II 矮新星 OV Boo のスーパーア ウトバーストを観測した。解析により得たスーパー ハンプ周期から質量比を求めると q=0.0649±0.0005



図 2: (上図:) OV Boo の stage A, stage B の *O* - *C* 曲線。縦軸は観測されたスーパーハンプのピークの 時間から予想されるピークの時間を引いた値であり、 横軸は BJD での時間である。(下図:)上の図に対応 する光度曲線をを示している。

であり、食から求められている質量比0.0647±0.0018 と非常によく一致した。スーパーアウトバースト中 の特徴も種族I矮新星と一致するものであり、スー パーアウトバースト中の円盤の振る舞いは種族II矮 新星と種族I矮新星と同じであることが示唆される。

#### Reference

- Hirose, M., & Osaki, Y. 1990, PASJ, 42, 135
- Kato, T., & Osaki, Y. 2013, PASJ, 65, 115
- Kato, T., et al. 2009, PASJ, 61, S395
- Uthas, H., et al. 2011, MNRAS, 414, L85
- Savoury, C. D., et al. 2011, MNRAS, 415, 2025
- Patterson, J., Thorstensen, J. R., & Knigge, C. 2008, PASP, 120, 510
- Kato, T., et al. 2004, PASJ, 56, S1



図 3: (上図:)Phase Dispersion Minimization Method(PDM 法) を用いた stage A (2457837.34(BJD)-2457838.90(BJD)) のスー パーハンプ周期。横軸は周期、縦軸は分散に対応す る量である。(下図:)Stage A 中の平均的な光度曲線 を 2 周期表している。

Osaki, Y., & Kato, T. 2013, PASJ, 65, 95

Stellingwerf, R. F. 1978, ApJ, 224, 953

著者 B, & 著者 C 2014, 発行元 2

著者 D, 著者 E, & 著者 F 2015, 発行元 3

——index

## 軟X線、Ha線、可視連続光による巨大恒星フレア同時多波長観測の成果

河合 広樹 (中央大学大学院 理工学研究科 物理学専攻 M2)

#### Abstract

恒星フレアは巨大なものほど発生頻度が低いため、放出エネルギーの大きい巨大恒星フレアは検出が難 しい。しかし 2009 年に全天 X 線監視装置 MAXI が稼働を開始し、超巨大な恒星フレアのサンプルを取得 できるようになった。MAXI は 90 分に一度、全天の 80 パーセントを超える範囲を走査するからである。 2018 年 4 月現在では、105 個のフレアが検出されており、X 線では統計的議論が可能になった。その結果、 巨大恒星フレアの温度は太陽と数倍程度しか変わらないが、プラズマ規模は太陽より 6 桁大きいことが明ら かとなっている (Tsuboi et al. 2016)。フレアループの長さを導出する関係式 (Shibata & Yokoyama 1999) を用いると、巨大恒星フレアではループが星半径の 10 倍以上までになる。MAXI が検出する星の半数は連 星であり、星と星との距離は星半径の 2,3 倍程度であることを考えると、巨大恒星フレアは伴星を飲み込む 大きさである。太陽フレアと同様のダイナモプロセスで本当に伴星を飲み込むほどの大きさのフレアは発生 し得るのだろうか。 我々は、MAXI の運用チームに所属しており、MAXI の速報データを扱うことができ る。また、中央大学の後楽園キャン パスに可視光測光望遠鏡 CAT と可視光分光望遠鏡 SCAT による観測 体制が 2018 年に完成した。この環境を用いて我々は、軟 X 線、Hα線、可視連続光の同時多波長観測、お よび多波長モニターを行うことにした。私は、2016 年 10 月から 2018 年 4 月までの期間で 8 件の巨大恒 星フレア追観測に成功した。本講演では、その成果について発表する。

#### 1 Introduction

恒星で発生する巨大な磁気エネルギーの解放現 象のフレアは、最も距離の近い恒星である太陽をメ インとして研究されているが、そのメカニズムは未だ 解明されていない。これまでに観測されている 太陽 におけるフレアの総放出エネルギーは、10<sup>28</sup>-10<sup>32</sup> erg(軟 X 線) だが、その他の恒星フレアでは大きい ものでその 100 万倍、 10<sup>38</sup> erg (軟 X 線) のフレア も存在する。しかし、そのような巨大フレ アは継続 時間が1日以上と長いものの、発生頻度が低いため 検出が難しかった。この状況を打破したのが、2009 年に稼働を始めた全天 X 線監視装置 MAXI である。 MAXI は 90 分に一度、全天の 80 パーセントを超え る範囲を走査するため、巨大な恒星フレアのサンプル を取得できるようになり、8年間の運用で27天体か ら 120 発を超えるフレアの検出に成功している。そ の結果から、巨大恒星フレアの温度は太陽と数倍程 度しか変わらないが、放射測度 (emission measure) は太陽より 6 桁大きいことが明らかとなり (Tsuboi et al. 2016, PASJ, 68, 90)、MHD シミュレーショ ンによる計算結果 (Shibata & Yokoyama1999, ApJ, 526, 49) を用いると、巨大恒星フレアでは磁気ルー プが星半径の 10 倍以上までになる。 巨大フレアを 起こす星の半数は連星であり、連星間距離は星半径 の2,3倍程度であることを考えると、巨大恒星フレ アは伴星を飲み込む大きさである。 このようなフレ アは、太陽フレアと同様のプロセスで本当に発生し 得るのだろうか。この謎に迫るた めには、太陽の観 測同様、X 線だけでなく、多波長での観測を行うこ とが重要であるが、MAXI 以前で はフレアの発生を 知ることが難しかったため、多波長同時観測は偶然 に頼る必要があった。そこで我々は、MAXIを用い て巨大フレアの発生を確認し次第、すぐに可視光の 観測ができる体制を構築し、効率良く巨大フレアの 同時多波長観測を行うことを目指した。

2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

#### 2 Observations

巨大フレアの検出に用いた検出器は、全天 X 線 監視装置 MAXI である。MAXI は、ISS に取り付け られた検出器であり、ISS の公転周期である 92 分ご とに全天の 85 パーセントを観測するため、突発像高 天体を検出する性能に優れている。MAXI のエネル ギー帯域は、2 - 20 keV であり、今回は 2 - 10 keV の範囲を用いた。

可視光による追観測には、中央大学が本校後楽 園キャンパス6号館屋上に所有する2台の望遠鏡 CAT(Chuo-university Astronomical Telescope)と SCAT(Spectroscopic Chuo-university Astronomical Telescope)を用いた。CATは、口径26 cmの鏡筒で ある Vixen 社製の VMC260Lを搭載した可視光測光 観測を行う望遠鏡である。CATは、B, V, R, I-band の4つのフィルターを搭載しており、その限界等級 は、V-band で露光時間が120秒、S / Nが10の観 測で約15等級である。SCATは、口径36 cmの鏡 筒であるミード社製のLX850を搭載した可視光分光 観測を行う望遠鏡である。SCATの有効波長帯域は、 3700 - 7500 Å であり、その波長分解能 R は、6500 Å 付近で 600 の低分散の観測機である。

MAXIで検出した巨大フレアの追観測は、2016年 10月から、2018年7月までの間で行った。

### 3 Results

我々は、2016 年 10 月から 2018 年 7 月までの間 で、12 件の巨大フレア追観測を行った。その結果、 SCAT では 7 件の Hα フレアを観測することに成功 した。残念ながら、CAT ではフレアを観測すること はできなかった。SCAT で観測したフレアの内、2016 年 11 月 22 日に UX Ari で発生したフレア、2017 年 11 月 08 日に UX Ari で発生したフレア、2018 年 02 月 09 日に HR1099 で発生したフレアの 3 件では、減 光の時間変動を捉えることができた (図:1, 2, 3)。そ れぞれのフレアについて、その立ち上がりの増光は Liner モデル、減衰は Exponential モデルでフィッティ ングし、そのピーク時間、最大光度、減衰時間、合 計放出エネルギーを求めた (表:1, 2, 3)。ただし、H α線の変動で立ち上がりが確認できず、ピーク時刻 がわからないものは、X線と同じピーク時刻とした。



図 1: 2016 年 11 月 22 日に UX Ari で発生した巨大 フレア



図 2: 2017 年 11 月 08 日に UX Ari で発生した巨大 フレア



図 3: 2018 年 02 月 09 日に HR1099 で発生した巨大 フレア

#### 2018年度第48回天文・天体物理若手夏の学校

表 1: 2016 年 11 月 22 日に UX Ari で発生した巨大 フレアのパラメータ

波長	ピーク時間	最大光度	減衰時間	合計放出エネ
	(UT)	erg / sec	ksec	ルギー erg
X-ray	2016/11/21	$4.8\times10^{32}$	40	$1.9\times10^{37}$
(2 - 10 keV)	22:58:04			
$H\alpha$	X 線フレアと	$1.9\times10^{31}$	56	$1.2 \times 10^{36}$
	同時刻だと			
	仮定した			

表 2: 2017 年 11 月 08 日に UX Ari で発生した巨大 フレアのパラメータ

波長	ピーク時間	最大光度	減衰時間	合計放出エネ
	(UT)	erg / sec	ksec	ルギー erg
X-ray	2017/11/08	$2.8  imes 10^{32}$	38	$1.1  imes 10^{37}$
(2 - 10 keV)	15:23:07			
$H\alpha$	2017/11/08	$7.5  imes 10^{30}$	125	$9.4 \times 10^{35}$
	23:38:33			

表 3: 2018 年 02 月 09 日に HR1099 で発生した巨大 フレアのパラメータ

波長	ピーク時間	最大光度	減衰時間	合計放出エネ
	(UT)	erg / sec	ksec	ルギー erg
X-ray	2018/02/09	$1.1 \times 10^{32}$	98	$1.0\times 10^{37}$
(2 - 10 keV)	05:40:01			
$H\alpha$	X 線フレアと	$6.2  imes 10^{30}$	177	$1.1 \times 10^{36}$
	同時刻だと			
	仮定した			

## 4 Discussion

X 線と Hα 線が放出するフレアの合計放出エネ ルギーについては、太陽や、小規模な恒星フレアの間 で正の相関があることがわかっている (Butler 1993)。 今回我々が観測した巨大恒星フレアをこの相関図に 書き加えたところ、同じ正の相関に乗ることがわかっ た (図:4)。その関係式は、 $E_{H\alpha} = 10^{-5.2} E_X bol^{1.1}$  で ある。ただし、X 線のエネルギー帯域は Tsuboi et al. 2016 を参照し、0.01 - 100 keV のエネルギー帯域に 補正した。この結果から、恒星最大規模の放射エネ ルギーをもつフレアに対しても、軟 X 線と Hα 線の 放射機構が、太陽フレアと同じであることが示唆で きた。

### Reference

Tsuboi et al. 2016, PASJ, 68, 90



 $\boxtimes$  4:  $Log(E_{H\alpha})$  vs  $Log(E_{Xbol})$ 

Shibata & Yokoyama<br/>1999, ApJ, 526, 49

Butler 1993, A&A, 272, 507

——index

### 単独G型主系列星に対するスーパーフレア調査

杉田 龍斗 (中央大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

現在までの太陽最大フレア (~ 10<sup>32</sup> erg) に比べ桁違いに大きなエネルギーを持つフレアをスーパーフレア と呼ぶ。スーパーフレアは Cygnus 領域を常にモニタリングしている可視光衛星ケプラーにより多数の太陽 型星から発見された。一方、X 線帯域では太陽型星からのスーパーフレア検出数が 2 発とサンプル数が少な く、統計的な議論が行われていない。そこで、我々は 20pc 以内の単独 G 型主系列星 52 天体に対し X 線で フレア調査を行った。52 天体中、ROSAT 1RXS にある天体 (R1 天体) は 16 天体であり、その内 6 天体が XMM-Newton 視野内にあり5天体が検出された。この5天体の定常 X 線光度 (Lxq) は~10<sup>28</sup>erg/s であ るとわかり、内4天体から~10<sup>32</sup>erg のフレア6発を確認した。これらのフレア6発中、最大フレアエネル ギーは 7.7×10<sup>32</sup>erg でスーパーフレアに準ずるエネルギーであった。一方 ROSAT 1RXS にない天体 (not R1 天体) は 36 天体であり、その内 5 天体が XMM-Newton の視野内に存在し、3 天体が検出された。そし てこの3天体はフレアを起こしておらず、定常X線光度(Lxq)が太陽程度の~10<sup>27</sup>erg/sであることがわ かった。先行研究で太陽は約1年に1回の頻度で最大クラスのフレア (~10<sup>32</sup>erg) を起こすことが知られて いる。そこで R1 天体に対し全観測時間 (約 2.5 日) 内のフレア発生頻度を求めると、約半日に ~ 10<sup>32</sup>erg の フレアが1発起こることが示唆され、太陽に比べてフレア頻度が約3桁高いことが分かった。そして今回検 出された全8天体の自転周期と年齢の関係は、正の相関があり、特に not R1天体の自転周期及び年齢が太 陽のそれと桁で一致していた。さらに、X 線活動性を表すロスビー数 (自転周期/汲み上げ時間) や Lxq にお いても、not R1 天体が桁で太陽と酷似していることが分かった。

### 1 Introduction

フレアとは、太陽などの小質量星の大気中で磁 気エネルギーが突然解放される爆発現象である。フ レアのタイムスケールは数分から数時間数日に至る。 その間に解放されるエネルギーは太陽であれば最大 で10<sup>32</sup> ergにも達する。フレアは電波からガンマ線 まで幅広い電磁波波長域で観測され、特に軟X線は 数千万度プラズマから放射される熱的放射、硬X線 は10keVから1MeVの電子がイオンに衝突する際に 制動放射で放射される。ここで10<sup>29</sup> - 10<sup>32</sup>erg とい う莫大なエネルギーを数時間という短いスケールで 解放する現象に対して、磁気リコネクションという メカニズムモデルが提唱されている。

スーパーフレアは太陽におけるフレアの最大エネル ギー (10<sup>32</sup> erg 程度) より桁違いに大きなエネルギー を解放するフレアである。スーパーフレアは連星系 や主系列以前の若い天体で観測されており、単独星や 主系列星からの観測は稀である。人類が観測した中 で最も大きな太陽フレアは1859年イギリスの天文学 者, リチャード・キャリントンが観測した太陽フレア で「キャリントンフレア」と呼ばれている。キャリン トンフレアによって解放されたエネルギーは~10<sup>32</sup> erg 程度であったと考えられている。太陽型星におけ るスーパーフレアは、2000年に Schaefer らによって 初めて報告された。この時、報告されたスーパーフ レアは9件であり、太陽型星におけるスーパーフレ アの統計的調査は行うことができなかった。しかし、 2012年に前原・柴山らはケプラー衛星の可視光デー タを用いて太陽型星の光度曲線をサーチし、279天 体において 1547 件のスーパーフレアを確認した。こ れにより太陽型星におけるスーパーフレアの統計的 調査がなされた。また、X 線帯域における太陽型星 のスーパーフレアは過去に2件報告されており、こ の2件のスーパーフレアは Schaefer らによって報告 されたスーパーフレア9件の中に含まれている。今後、X線帯域においても統計的な恒星フレア研究の 必要性が高まっている。

### 2 Sample

我々は 20pc 以内の単独 G 型主系列星 52 天体 (G stars within 100 light-years 参照) に対し、XMM-Newton のアーカイブデータを用いて、X 線光度の 時間解析及びスペクトル解析を行った。これら 52 天体 中 ROSAT All-Sky Survey Bright Source Catalogue (ROSAT 1RXS) にある天体は 16 天体存在した。そ の内 6 天体が XMM-Newton 視野内にあり 5 天体が X 線で検出された。この 5 天体を解析した所、4 天 体から~10<sup>32</sup>ergerg のフレア 6 発を確認した。一方 ROSAT 1RXS にない 36 天体の内、5 天体が XMM-Newton の視野内に存在し 3 天体が検出された。そ してこの 4 天体は観測時間内にフレアを起こしては いなかった。



図 1: 抽出した天体のフローチャート

#### 3 Results

本研究で得られた4天体に対するフレアエネルギー に加えて、定常X線光度をスペクトル解析から求め た。4天体の定常X線光度は太陽に比べて少なくと も1桁以上大きいことがわかった。さらに起こしてい たフレアエネルギーは太陽最大規模のものからスー パーフレアに準ずるものであった。

#### 4 Discussion

本研究で得られた4天体に対するフレアエネルギー に加えて、定常X線光度をスペクトル解析から求め た。下図を見ても分かる通り、4天体の定常X線光度 は太陽に比べて少なくとも1桁以上大きいことがわ かった。さらに起こしていたフレアエネルギーは太陽 最大規模のものからスーパーフレアに準ずるもので あった。現在までの太陽観測期間は約40年であるの に対し、今回XMM-Newtonで検出された ROSAT 1RXS 天体の総観測時間は約2.5日である。この観 測時間の違いがあるにもかかわらず、フレア4天体 は太陽最大規模以上のフレアを起こしていたことか ら、フレア活動性は太陽に比べて極めて高いことが わかった。



図 2: フレアエネルギーと定常 X 線光度との関係で ある。R1 天体とは、ROSAT 1RXS にある天体を差 している。

#### Reference

Maehara 2012, Natur,485,478M Pizzolato 2003,A&A,397,147P Schaefer 2000,ApJ,529.1026S

——index

## 分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明

安部 大晟 (名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

近年の観測から星形成は分子雲中のフィラメント状 (線状)の高密度領域で行われることが明らかになってい る (André 2010)。よって星形成の理解には、分子雲中でのフィラメント形成を解明する必要がある。Inoue et al.(2018) では高解像度な磁気流体シミュレーションを用いることで、分子雲が衝撃波に圧縮されるという 普遍的な現象からフィラメントが形成されるメカニズムを特定した。フィラメントは臨界線密度を超えると 重力不安定によって崩壊し,星形成を始めることが知られている。フィラメントの平衡状態を計算して臨界線 密度を見積もった仕事として Tomisaka(2014) が知られている。Inoue et al.(2018) ではシミュレーションか ら、Tomisaka(2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。しかしながら、 Tomisaka(2014) で調べられた平衡状態は、Inoue et al.(2018) によるシミュレーションで示された、分子雲 が衝撃波によって圧縮されるという動的な状況とは異なっている。加えて Inoue et al.(2018) では 1 つの初 期条件のもとでしか計算されていない。よって本研究では Inoue et al.(2018) の高解像度シミュレーション を様々なパラメータで実行することで Tomisaka(2014) の臨界線密度の見積もりの正当性を検証するための 計算をするつもりである。本講演では Tomisaka(2014) の平衡解と Inoue et al.(2018) での計算結果につい て論じ、 今後のフィラメントからの星形成研究の展望を示す。

#### 1 Introduction

星は宇宙を構成する基本要素であり、星形成は銀 河進化に繋がることから宇宙全体の理解において極 めて重要である。近年の Herschel 望遠鏡の分子雲の 観測から星形成は分子雲中のフィラメント (線状の 高密度領域) で行われることが明らかになり (André 2010)、フィラメントの重力崩壊が星形成の開始条件 を決定しているということが示唆された。よって分 子雲からの、フィラメントを介した星形成過程を解 明する必要がある。

フィラメントはどのようにして形成されるのか。 それは分子雲と衝撃波の相互作用であると Inoue & Fukui (2013)の数値シミュレーションによって示唆 されが、Inoue & Fukui (2013)では解像度不足のた めに星の形成まで観測できなかった。

Inoue et al. (2018) では、分子雲の衝撃波圧縮に よるフィラメント形成から星形成までを高解像度の 数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条 件、つまり臨界線密度を求める。

#### 2 Methods

#### 2.1 Numerical Setup

この研究では現実的な分子雲のダイナミクスを研 究するために自己重力を含めた三次元の磁気流体力学 (MHD) シミュレーションを行う。使用するコードは Matsumoto (2007) によって開発された SFUMATO コードである。SFUMATO コードは、自己重力を多 重格子法で解き、MHD 方程式を近似リーマン解法を 用いた有限体積法で解くものである。さらに利点と して適合格子法 (Adaptive Mesh Refinement;AMR) の使用が挙げられる。これは詳細を見たい領域を高解 像度化し、それ以外を低解像度化することで、格子数 の節約をしつつ観測したい箇所を局所的に高解像度 で観測することができる方法である。つまり観測した いフィラメント部分の格子を細分化して高解像度の 観測を実現することができる。SFUMATO コードで は、星形成が起こり得る領域に対しては sink particle が導入される。sink particle とは周りのガスを降着 させる仮想粒子であり、その形成判定は周辺ガスの 重力的な安定状態を時々刻々監視することで行われ ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場 所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時 間発展を追い、崩壊による sink particle への質量降 着率のような星形成に関わる重要な物理量が計算可 能となる。

#### 2.2 Initial Condition

この研究では、半径 1.5 pc の球状分子雲とそれよ り圧倒的に大きい分子雲 (=超音速流) との衝突のシ ミュレーションがされており、このシミュレーショ ンを観測することでフィラメントの臨界線密度の計 算もされている。音速が 0.3 km s<sup>-1</sup> で、相対速度 10 km s<sup>-1</sup> で衝突させるので衝撃波が生成される。 磁場は y 軸正方向に観測に合わせた値として 20  $\mu$ G とする。



図 1: Inoue et al.(2018)の初期条件。縦、横軸はとも に空間座標。色は柱密度を表している。中心にある 半径 1.5 pcの球が分子雲で、その下方から超音速流 を衝突させ、分子雲と衝撃波の相互作用を記述する。

#### 3 Results

#### 3.1 Filament Formation Phase

ここではフィラメントがどのようにして形成され るのかについて解説する。分子雲と超音速流の衝突の 後、分子雲は乱流により密度の高い領域 (クランプ) を作る。このクランプの時間進化を追うことでフィ ラメントの形成を説明することができる。以下にシ ミュレーションのスナップショット (図 2) とフィラメ

ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場 ント形成メカニズムを解説したイラスト (図 3) を添 所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時 付する。



図 2: フィラメント形成までのシミュレーションのス ナップショット (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。左の列は yz 平面、右の列は xy 平面

まず初期条件から 0.2Myr 後は、超音速の乱流に よって分子雲ガスが圧縮される。その結果クランプ が形成される。

初期条件から0.3Myr後は、超音速流と分子雲の衝 突によって生成される衝撃波と分子雲中にできたク ランプが衝突する。このとき衝撃波の速度は密度の 高い領域で減速されるので、クランプに押される形 で衝撃波面は折れ曲がる。また分子雲中の中性ガス は電子や陽子と高い頻度で衝突することからその振 る舞いはプラズマと同じと考えて良いため、磁気凍 結を起こす。よって磁場も同様にクランプに押され る形で折れ曲がる。衝撃波面が変形したことで、(図 3)の中心の拡大図のように「斜め衝撃波」が形成さ れる。斜め衝撃波では接線方向の速度(運動量)は保 存される。したがって(図 3)の白矢印ようにある一



図 3: フィラメント形成のメカニズムを解説したイラ スト (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。ここでは乱流によって形成された分子雲中の高 密度領域であるクランプに着目している。

点に集中するガスの流れ (以下、concentrated flow) ができる。このとき分子雲中のガスは磁気凍結から 磁力線を横切れないためガスの流れが集中する点で ガスを溜め込む。加えて (図 3)の紙面に垂直方向 (x 方向)には圧縮を受けないので、線状に高密度領域を 作る。

このようにして、初期条件から 0.4Myr 後にはフィ ラメントが形成される。

#### 3.2 Filament Collapse Phase

ここではフィラメントの重力崩壊から星形成まで について述べる。フィラメントが一度形成されると、 衝撃波圧縮によって誘起されたガスの流れ (= concentrated flow) によってフィラメントは質量を蓄え ていく。フィラメントはある線密度を超えると、その 構造をガス圧と磁気圧で支えきれなくなり、重力不 安定を起こす。そして星形成を開始する。このとき のフィラメントの線密度は臨界線密度と呼ばれ、星 形成開始条件を決める。星形成開始条件から星の初 期質量、つまり星の運命が決まるため臨界線密度は 重要な物理量である。この研究のシミュレーション 結果では t = 0.45Myr のとき重力崩壊が始まってい る。よってフィラメントの臨界線密度 λ<sub>simu</sub> は以下 の(図4)ようにフィラメントの形状を仮定すると計 算できる。よってこのシミュレーションで得られる 臨界線密度 $\lambda_{simu}$ は

$$\lambda_{\rm simu} \simeq 80 \ {\rm M}_{\odot} {\rm pc}^{-1}.$$
 (1)



図 4: 初期条件から 0.45 Myr の、横軸に x、縦軸に y を選んだときのスナップショット(左)とその中で 最高密度領域の拡大図(右)。左図を見るとフィラメ ントは x 軸におおよそ平行に形成されている。右図 について、フィラメントの幅は 0.1pc とし、長軸を 0.5pc とると臨界線密度が計算できる。

### 4 Discussion

関連する研究として、フィラメントの平衡状態の 臨界線密度を見積もっている Tomisaka(2014) があ る。ここでは、Tomisaka(2014) の臨界線密度の表式 を用いて臨界線密度を計算し、このシミュレーショ ンで得られる臨界線密度 λ<sub>simu</sub> と比較する。 メントを貫く磁束密度に比例すると主張している。そとがわかった。 の臨界線密度の表式は

$$\lambda_{\max} \simeq 0.24 \frac{\Phi_{\rm cl}}{G^{1/2}} + 1.66 \frac{c_s^2}{G}.$$
 (2)

このとき  $\Phi_{cl} \equiv B_{fl} w$  で、w はフィラメントの幅であ る (w = 0.1 pc)。フィラメントを貫く磁束密度  $B_{\text{fil}}$ は磁場が衝撃波面に平行な場合の等温 MHD におけ る Shock Jump Condition を用いて衝撃波の上流の 量から計算できる。よって

$$B_{\rm fil} \simeq B_1 = rB_0$$
  
=  $\left[2M_{\rm A}^2 + (\beta + 1)^2/4^{1/2} - (\beta + 1)/2\right]B_0$   
 $\simeq \sqrt{2}M_{\rm A}B_0$   
 $\simeq 300\mu G \left(\frac{n_0}{10^3 \,{\rm cm}^{-3}}\right)^{1/2} \left(\frac{v_{\rm sh}}{10 \,{\rm km \, s}^{-1}}\right)(3)$ 

ここで添字の0と1はそれぞれ衝撃波の上流と下 流の量を表している。r は圧縮率。 $\beta \equiv 8\pi c_{\circ}^{2}\rho_{0}/B_{0}^{2}$ は上流のプラズマベータである。さらに $M_A \gg \beta$ を 用いている。Inoue et al. 2018 のシミュレーション でのパラメータを(2)に代入すると、

$$\lambda_{\rm max} \simeq 67 M_{\odot} {\rm pc}^{-1} \left( {\rm B_{fil}}/{300 \mu \rm G} \right) \left( {\rm w}/0.1 {\rm pc} \right) +35 M_{\odot} {\rm pc}^{-1} \left( {\rm c_s}/0.3 {\rm km~s}^{-1} \right).$$
(4)

ここで (1) と (4) を比較すると臨界線密度がおおよそ Tomisaka, K. 2014, ApJ, 785, 24 同じくらいになっていることが分かる。よって、Inoue et al. (2018) ではシミュレーションから、Tomisaka (2014)の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件 を決めると示唆している。

#### Summary & Future Work $\mathbf{5}$

星形成の新しいパラダイムとしてフィラメントか らの星形成があることが観測的に示唆されている。 そして、その具体的な描像は衝撃波と分子雲の相互 作用であることがわかってきた。この研究では分子 雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成 までを数値シミュレーションを用いて調べ星形成の 初期条件、つまりフィラメントの臨界線密度を求め た。そして関連する研究である Tomisaka(2014) が見

Tomisaka(2014) では、臨界線密度  $\lambda_{max}$  はフィラ 積もった臨界線密度と比較し、おおよそ一致するこ

私は今後 Inoue et al. (2018) の高解像度シミュレー ションを様々なパラメータで実行することで、本当 に臨界線密度に達したときに重力崩壊が始まるのか どうか、そして Tomisaka (2014) の臨界線密度の見 積もりの正当性を検証するための計算をするつもり である。

#### Acknowledgement

本講演を行うにあたり、指導教官である井上准教 授をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの 助言をいただき大変お世話になりました。またこの ような研究発表の機会を設けてくださった夏の学校 事務局の皆様に感謝申し上げます。

#### Reference

André, Ph. et al. 2010 arXiv:1005.2618 Inoue, T. et al. 2018, PASJ, 70S, 53I Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, APJ, 774, 31 Larson, R. B. 1981 MNRAS, 194, 809L Matsumoto, T. 2007, PASJ, 59, 905

—index

## エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成

櫻庭 遥 (東京工業大学大学院 地球惑星科学系)

#### Abstract

地球表層に存在する揮発性元素は、大気や海洋を形成するため、地球や生命の起源を探る上で非常に重要で ある。地球大気は主に後期天体集積による衝突脱ガスによってもたらされた揮発性元素によって形成された と考えられている。ただし、衝突天体の組成は現時点で正確には明らかになっていない。本研究では、特に コンドライト組成に比べて地球表層の C/H 比および N/H 比が小さいことに着目し、後期天体集積期にこ れを再現する条件を探る。原始惑星への天体衝突における衝突脱ガスと大気剥ぎ取りについて、大気組成進 化を考慮した大気進化計算を行った。初期地球表層では海洋と炭素循環の存在を仮定し、H<sub>2</sub>O と CO<sub>2</sub> の海 洋・炭酸塩への分配を考慮した。衝突天体組成についてはその揮発性元素含有量をパラメータとし、計算結 果と現在の地球表層の揮発性元素組成を比較した。衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気進化では十分時間 が経つと供給と損失がつりあう定常状態に近づくことが分かった。その定常量は衝突天体組成に依存し、揮 発性元素含有割合が小さいほど少量の大気量に収束した。また、衝突と同時に炭素が炭酸塩に、水素が海洋 に固定されることで、地球表層に獲得される C/H 比と N/H 比は衝突天体組成の値から減少した。幅広いパ ラメータ・サーベイの結果、地球表層の C/H/N 量および存在比から見積もられる後期集積天体組成はエン スタタイトコンドライト組成であることを明らかにした。

### 1 Introduction

水素 (H) や炭素 (C)、窒素 (N) などの揮発性元素 は、大気・海洋という生命を育む環境を形成する点 で、地球や生命の起源と密接な関連がある。現在の 地球表層環境は海水量・大気組成の絶妙なバランス の上に維持されているが、これらの形成条件は未解 明である (e.g., Catling & Kasting 2017)。本研究で は、地球およびその表層環境の起源を探るため、地 球表層の揮発性元素組成に着目した。

地球表層の揮発性元素は主に惑星形成最終段階の 小天体の衝突によってもたらされたと考えられてい るため、小天体から飛来したコンドライト隕石はそ の起源について重要な手がかりとなる。図1は地球 表層(大気 + 海洋 + 地殻)とコンドライト中の揮発 性元素組成の比較を示している。コンドライトには ここで示されているエンスタタイトコンドライトや 炭素質コンドライトなど様々な種類があるが、いず れの種類のコンドライトと比べても地球表層では炭 素と窒素が枯渇している。

本研究では、小天体衝突による大気形成過程に着 目する。月面クレーターの年代分析から、地球型惑星



図 1: 地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライ ト中の揮発性元素組成における C/H 比および N/H 比の比較 (data are from Abe et al. 2000; Pepin 2015)

は巨大衝突後の集積最終段階において無数の小天体 衝突を経験したことが知られている。衝突した小天 体に含まれていた揮発性元素が脱ガスし、大気を形 成した。同時に衝突で噴き上がった衝突蒸気雲によっ て大気の一部が宇宙空間へ失われる (e.g., de Niem et al. 2012)。巨大衝突後の一連の小天体衝突は後期 天体集積と呼ばれ、主に直径数 km から数十 km の 小天体が地球質量の約 1%ほど衝突したと考えられて いる (e.g., Bottke et al. 2010)。

初期地球の海洋形成時期および炭素循環がいつは じまったのかについては未だ議論が続いており正確 には明らかになっていない。しかし、もし後期天体 集積時に海洋や炭素循環が存在したならば、衝突天 体から脱ガスした揮発性元素は大気だけではなく海 洋や炭酸塩へも分配されたはずである。本研究では このような惑星表層の元素分配が大気形成に与える 影響を明らかにすることで、地球表層の炭素・窒素 枯渇の原因と後期集積天体が満たすべき条件を探る。

### 2 Models

本研究では、後期天体集積における大気形成モデ ルを構築し、惑星表層の元素分配が大気組成進化に 与える影響を調べた。小天体によって供給される揮



図 2: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気形成モデ ル概念図

発性元素の衝突脱ガスと、衝突で吹き上げられる衝 突蒸気雲による大気剥ぎ取りを考えた大気進化を計 算した (図 2)。大気を構成する揮発性成分には水蒸 気 (H<sub>2</sub>O), 二酸化炭素 (CO<sub>2</sub>), 窒素 (N<sub>2</sub>)の3成分を 仮定し、各成分の大気・表層リザーバー (大気・海洋・ 地殻)間の分配を考慮した C/H 比・N/H 比の時間進 化を調べた。 計算では衝突量と大気量変化の関係を示した大気 進化方程式 (1) を解いた (Sakuraba et al. in press., arXiv#: 1805.07094)。

$$\frac{\mathrm{d}(m_{\mathrm{i}}N_{\mathrm{i}})}{\mathrm{d}\Sigma_{\mathrm{imp}}} = (1-\zeta)x_{\mathrm{i}} - \eta \frac{(m_{\mathrm{i}}N_{\mathrm{i}})}{m_{\mathrm{A}}} \qquad (1)$$

右辺第1項は大気の供給、第2項は損失に相当する。ここで $\Sigma_{imp}$ は衝突累計質量、i は各大気成分を意味し、m, N, x はそれぞれの分子量と大気中分子数、 衝突天体中含有割合を表す。

式(1)中の $\eta$ は大気はぎとり効率、 $\zeta$ は衝突天体蒸 気はぎとり効率を表しており、大気剥ぎ取りモデル (Svetsov 2000, 2007; Shuvalov 2009)を適用した。 大気剥ぎ取りは衝突天体のサイズと速度に依存する ため、両分布を考慮した統計的平均操作を行った。



図 3: 大気進化モデル中の地球表層における元素分 配のイメージ図. N<sub>2</sub> は大気に, H<sub>2</sub>O は大気と海洋 に, CO<sub>2</sub> は大気と炭酸塩にそれぞれ分配されると仮 定した.

惑星表層におけるリザーバー間の元素分配につい ては、H<sub>2</sub>Oの海洋への分配および CO<sub>2</sub>の炭酸塩へ の分配を仮定し (図 3)、各成分分圧に飽和水蒸気圧 ( $P_{H_2O} < 0.017$ bar)および炭素循環が安定して駆動す るような分圧上限 ( $P_{CO_2} < 10$ bar, Kasting (1993)) を設けることによって考慮した。大気の温度につい ては等温大気を仮定し、現在の表面温度である 288 Kを仮定した。一方 N<sub>2</sub> は反応性が低く惑星内部には 取り込まれにくいためすべて大気に分配されると仮 定した。元素分配によって H<sub>2</sub>O が海洋に、CO<sub>2</sub> が炭 酸塩に蓄積することで、衝突天体中の揮発性元素組 成とは異なる組成の大気が形成される。結果として 各成分の衝突による剥ぎ取り量にも偏りが生じ、大 気中の C/H 比や N/H 比も変化すると考えられる。 衝突脱ガスについては衝突天体の CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub> 各 成分の含有割合をパラメータとし、様々な組成の小 天体衝突によって形成される大気組成を調べること で、衝突天体組成への制約を試みた。

## 3 Results & Discussion

本研究では、後期天体集積による大気形成におい て衝突脱ガス時の惑星表層での元素分配を考慮した 大気組成進化を調べた。計算の結果、後期天体集積 時の水素・炭素の海洋・炭酸塩へ分配されることに よって、地球表層のC/H比およびN/H比は減少し、 炭素・窒素枯渇を生じさせることが分かった。また、 現在の地球表層の揮発性元素組成から衝突時の元素 分配による大気組成進化を遡ることで、エンスタタ イトコンドライト組成の後期集積天体を仮定すると 現在の地球表層に見られる炭素・窒素枯渇を説明で きることが分かった。



図 4: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる地球大気中 の揮発性元素量進化 (橙:二酸化炭素 (CO<sub>2</sub>), 青:水 蒸気または水 (H<sub>2</sub>O), 赤:窒素 (N<sub>2</sub>), 実線:大気中の 存在量, 点線:表層の全リザーバー中の存在量). 衝 突天体中の揮発性元素含有量は (CO<sub>2</sub>: 0.7%, H<sub>2</sub>O: 3%, N<sub>2</sub>: 0.03%) と仮定した.

図4は地球大気組成の時間進化(CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>の 各存在量進化)を示している。本研究から推測される 衝突天体組成として各成分の含有割合を(CO<sub>2</sub>: 0.7%, H<sub>2</sub>O: 3%, N<sub>2</sub>: 0.03%)と設定した場合の計算結果で ある。横軸の衝突質量は時間発展に相当する。衝突 が進むにつれて H<sub>2</sub>O は海洋へ、CO<sub>2</sub> は炭酸塩へ取 り込まれるため、その分は剥ぎ取られることなく惑 星に蓄積される。衝突天体によって供給された H<sub>2</sub>O はそのほとんどが海洋へ蓄積され、大気剥ぎ取りの 影響をほとんど受けないのに対し、大気のみに分配 される N<sub>2</sub> や一部しか炭酸塩へ取り込まれない CO<sub>2</sub> は大気剥ぎ取りによって選択的に宇宙空間へ剥ぎ取 られたと推測される。

次に後期天体集積中の惑星表層の N/H 比と C/H 比の時間進化を図5に示す。衝突天体組成は図4と 同じ設定での計算結果である。後期天体集積による 天体衝突量は地球質量の約1%と見積もられており (Bottke et al. 2010)、その時点までに N/H 比は約 7割, C/H 比は約4割減少した。これは、衝突天体に よって供給された水素の大部分と炭素の一部が海洋 や炭酸塩として地球表層に固定されることで衝突に よる大気剥ぎ取りの影響を受けず地球表層に留まっ たためだと考えられる。大気のみに分配される窒素 と、一部が炭酸塩に取り込まれてもなお大気の主成 分を占める二酸化炭素は、水蒸気に比べて大気中の 存在割合が多く、大気剥ぎ取りの影響を強く受ける。 その結果として C/H 比および N/H 比が減少したと 推測される。以上の結果から、後期天体集積時の表 層リザーバー間の元素分配が地球表層に見られる炭 素・窒素枯渇の原因の一つだと考えられる。

また、衝突天体組成に対し幅広いパラメータ・サーベ イを行ったところ揮発性成分含有割合が(CO<sub>2</sub>: 0.7%, H<sub>2</sub>O: 3%, N<sub>2</sub>: 0.03%)の小天体が衝突した場合、後 期天体集積後の最終的なC/H比およびN/H比、N<sub>2</sub> 量が現在の地球と一致した。図1の星印とそこから の矢印は衝突天体組成と元素分配による化学組成進 化を表している。今回求めた組成は太陽系小天体の 中ではエンスタタイトコンドライトに分類されるた め、この結果から後期集積天体はエンスタタイトコ ンドライト組成であったことが示唆される。

太陽系小天体の組成は、構成成分の凝結温度の違いによってその形成場所の情報を反映していると考えられる。岩石惑星軌道付近の太陽系内側領域には 揮発性元素含有量が比較的少ない天体が、小惑星帯 以遠の太陽系外側領域には揮発性元素に富んだ天体 が多く分布する (e.g., Morbidelli 2012)。この傾向を 利用することで、衝突天体組成の見積もりからその



図 5: 地球表層の C/H 比および N/H 比進化. 図 4 と同様の計算において大気+海洋+炭酸塩に蓄積された 揮発性元素 (C, H, N) の存在比の時間進化を示す.

形成場所や集積過程を含む惑星形成シナリオに対す る手がかりが得られると期待される。

現在の地球表層に存在する希ガスはその大部分が 大気に含まれているが、その存在量もコンドライト 組成に比べて枯渇している (e.g., Pepin 2015)。希 ガスも窒素と同様反応性が低く惑星内部には取り込 まれにくいため、後期天体集積によってもたらされ た希ガスは大気に分配され、大気剥ぎ取りの影響を 強く受けたと考えられる。したがって、本研究で着 目した表層における元素分配を伴う大気剥ぎ取りは、 希ガス存在量にも影響を与えたと考えられる。

### 4 Conclusion

衝突脱ガスと大気剥ぎ取りを伴う後期天体集積に おいて、衝突時に海洋や炭素循環がすでに存在した と仮定すると、地球表層のN/H比およびC/H比は 時間とともに減少し、炭素・窒素枯渇を引き起こす ことが分かった。これは衝突天体によって供給され た水素が海洋へ、炭素が炭酸塩へ固定されることに よって大気剥ぎ取りの効果が妨げられたことに起因 する。さらにこの大気組成進化を遡り幅広いパラメー タ・サーベイを行った結果から、我々は後期集積天 体はエンスタタイトコンドライトと類似した組成で あったと推測する。

### Acknowledgement

本稿は地球生命研究所 (ELSI) の黒川宏之研究員・ 玄田英典准教授との共同研究に基づいています。以上 の共同研究者に加え、数多くのご助言をいただいた 指導教員の奥住聡准教授に心より感謝申し上げます。

#### Reference

- Abe, Y., et al. 2000, University of Arizona Press, 413-433.
- Bergin, E., et al. 2015, National Academy of Sciences 112, 29, 8965-8970.
- Bottke, W.F., Nesvorny, D., Vokrouhlicky, D., Morbidelli, A. 2010, The Astronomical Journal 139, 994.
- Catling, D.C., Kasting, J.F. 2017, Cambridge University Press.
- Kasting, J. F. 1993, Science 259, 920-926.
- Morbidelli, A., et al. 2012, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 40.
- de Niem, D., et al. 2012, Icarus 221, 495-507.
- Pepin, R. O. 1991, Icarus, 92, 2-79.
- Sakuraba, H., Kurokawa, H., and Genda, H. 2018, Icarus in press.
- Shuvalov, V. 2009, Meteor. Planet. Sci., 44, Nr 8, 1095-1105.
- Svetsov, V. V. 2000, Solar Syst. Res., 34(5), 398-410.
- Svetsov, V. V. 2007, Solar Syst. Res., 41, 28-41.

—index

\_

### COSMOS 領域における原始銀河団コアの探索

安藤 誠 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### Abstract

原始銀河団は現在の銀河団の祖先と考えられている領域で、主にz>2における銀河の密度超過として発見 されてきた。銀河の形成・進化に対する環境の影響を知る上では、原始銀河団の中で特に密度の高い中心部 (コア)を探す必要がある。本研究では多波長の観測データが存在する COSMOS 領域の銀河カタログを用い て、重い銀河のペアをトレーサーとし、原始銀河団のコアとみなせるような重いダークマターハロー (DH) を探索した。その結果原始銀河団コアの候補として、およそ 200 組の銀河グループが見つかった。これらの 周りでは銀河の密度超過が見られ、また clustering 解析から DH の質量が  $M_{\rm DH} = 2.5 \times 10^{13} M_{\odot}$  であると 見積ることができた。将来的には、今回発見したコア候補の周囲にサブミリ銀河のような特徴的な天体が存 在するかを調べること、分光追観測によってコア候補が本物であるかを確認することなどを予定している。

#### 1 Introduction

銀河団は宇宙最大規模のダークマターハロー (DH) を土台として、銀河が高密度で存在する領域である。 その特有な環境ゆえに、銀河進化と銀河の周囲の環 境との間の依存性、すなわち環境効果を調べる上で も銀河団は重要な研究対象である。多くの銀河団は z < 1 のような比較的近傍の宇宙で発見されてきた が、近年の観測技術の向上や手法の開発を背景に、よ り遠方の宇宙においても銀河団の探査が精力的に行 なわれている。特に z > 2 のような遠方にある銀河 の高密度領域のうち、将来的に DH の質量が現在の 銀河団 DH 質量の典型値である M<sub>DH</sub> ~ 10<sup>14</sup> M<sub>☉</sub> 程 度にまで成長することが予想されるようなものは原 始銀河団と呼ばれ、銀河団そのもののやメンバー銀 河の進化を調べるための対象として関心を集めてい  $\mathcal{Z}$  (Overzier 2016).

原始銀河団は代表的には以下のような手法で探査 が行なわれている。

- 1. LBGs や LAEs などの大規模なサーベイに基づ いて、~10 cMpc 程度にわたる銀河の密度超過 領域を探す。
- る銀河を目印に密度超過を探す。

これらは多くの原始銀河団候補領域を発見すると いう成果を上げている一方で、原始銀河団と環境の 研究という観点では問題も残る。(1)については、非 常に大局的な銀河の密度超過を探すことになるので、 環境効果が顕著に現れると考えられる中心部が同定 できないことや、そのような大きな構造が銀河団に進 化するかどうかの判定を(しばしば未検証の)シミュ レーションに依存していることが挙げられる。(2)に ついても、目印となる天体の寿命が短いので、限ら れた原始銀河団しか探せない可能性が高い。

原始銀河団の中心部の研究については、z > 2 お いて非常に高い密度超過を持つ天体が見つかってい る (Wang et al. 2016; Miller et al. 2018; Oteo et al. 2018)。こうした原始銀河団の「コア」は数百 pkpc 程度の非常に小さな領域に多数の銀河が集中してい ることや、極めて高い星形成率 (~ 1000M<sub>☉</sub> yr<sup>-1</sup>) を 持つなどの特徴があり、環境効果を調べる上でも興 味深い対象である。一方で、このような極端な天体 は稀にしか見つからず、見つかったとしても一般的 な環境とは呼びにくい。

そこで、原始銀河団のコアを系統的な手段で多く 見出すことが重要になる。そこで本研究では、 z~2 において、当時の最も重い virial halo を原始銀河団 2. QSOs や SMGs などの特徴的に重いと考えられ コアと定義し、これを探すために銀河のペアに着目 して解析を行った。
本研究では flat な ACDM 宇宙論を仮定し、 $\Omega_{\rm M} = 0.3, \Omega_{\Lambda} = 0.7$ を採用する。また距離に言及する際 に共同距離であるか物理距離であるかを明示して、 cMpc, pMpc のように表記する。

## 2 Data & Samples

本研究では、COSMOS 領域における 2015 年版の 銀河カタログ (Laigle et al. 2016) を用いた。このカ タログでは Ks-band によって選択された 50 万個を超 える銀河について、可視光から近赤外線にわたる多 波長観測によって得られた、星質量や測光的 redshift などの情報が含まれている。観測領域の広さは、近 赤外線サーベイである UltraVISTA の観測が存在す る領域が ~ 1.58 deg<sup>2</sup> であり、その中には 3 $\sigma$  限界等 級が  $K_s = 24.0$  の Deep 領域と  $K_s = 24.7$  の Ultra Deep 領域が含まれている。なお Deep 領域について、 2.75 < z < 3.5 における銀河の 90% mass limit は log( $M_*/M_{\odot}$ ) = 10.1 である。このうち本研究では、 1.5  $\leq z \leq$  3.0 にある 167815 個の銀河をサンプルと して選んだ。

## 3 原始銀河団コアの探査

### 3.1 **原始銀河団コア**

本研究では原始銀河団のコアを、 z~2において 最も重いビリアル化した DH と定義した。このよう な DH は  $z \sim 0$  まで進化すると  $M_{\rm DH} \ge 10^{14} M_{\odot}$ の 質量を獲得することが予想される。<br />
z ~ 0 である質量 を持つ DH の過去の質量は extended Press-Schecher モデル (Hamana et al. 2006) によって解析的に推定 でき、いま考えている DH の場合、z~2.5 において 典型的に *M*<sub>DH</sub> ~ 3 × 10<sup>13</sup> *M*<sub>☉</sub> を持つことが予想さ れる。また球対称崩壊モデルによると、このような DHのビリアル半径は $r_{\rm vir} \sim 0.3$  pMpc である。また、 Behroozi et al. (2013) によると $M_{\rm DH} \sim 10^{13}~M_{\odot}$ の ような DH は、 $M_* \ge 10^{11} M_{\odot}$ のような重い銀河の ホストハローである。そこで本研究では、0.3 pMpc の半径の中に $M_* \ge 10^{11} M_{\odot}$ を満たす銀河が2個以 上存在する領域を原始銀河団のコア候補として探索 した。

#### 3.2 Analysis

原始銀河団のコアとみなせるような銀河のグルー プを探すために、以下のような手続きを行った。な おサンプルとして用いた  $1.5 \le z \le 3.0$  かつ  $M_* \ge$  $10^{11} M_{\odot}$ を満たす銀河の総数は 1727 個であった。

- 1. ある銀河に着目し、その銀河を中心として半径  $\Delta \theta = 0.3 \times 2 \text{ pMpc}$ 、奥行き $\Delta z = 0.12 \times 2 \text{ o}$ 円筒内にある銀河(「隣接銀河」と呼ぶ)を数 える。
- 隣接銀河数が多い銀河から順に、中心銀河及び その隣接銀河をまとめて原始銀河団コア候補と みなす。複数のコア候補に属する可能性がある 銀河については、よりメンバー数の多いものの 方に属するものとする。
- まとめたメンバー銀河の位置・redshiftの平均を 原始銀河団コア候補の位置・redshift とする。

ここで奥行き  $\Delta z = 0.12$  はカタログ銀河が持つ redshift の誤差を考慮して設定したものである。

## 4 Results

見つかった原始銀河団コア候補を図1に示す。こ れらには表1に示すようなメンバー数を持つものが 含まれる。

表 1: 原始銀河団コア候補の数

メンバー数	2	3	4	5	6	計
候補数	150	30	14	5	4	203

## 5 Discussion

#### 5.1 Surface number density

今回探索した原始銀河団コア候補の周囲における 銀河の密度超過を知るために、周囲にある銀河の分 布を調べた。まず各コア候補の座標を中心とし、奥行 き $\Delta z = 0.12$ を持つ円環柱の中に存在する、 $10.0 \leq \log(M_*/M_{\odot}) < 11.0$ を満たす銀河の数を数えた。次 に半径ごとの数分布を全てのコア候補について足し 合わせることで、今回見つけた候補の平均的な密度 分布を得た。同様の解析を log(*M*<sub>\*</sub>/*M*<sub>☉</sub>) ≥ 11.0 を 満たす銀河及びランダム点周りでも行った。前者は 「重い銀河のグループ」が単体の重い銀河と比べて銀 河の密度超過のよいトレーサーとなるかを調べるの に用い、後者は COSMOS 領域の平均的な銀河数密 度を評価することに用いる。

結果は図2示されている。原始銀河団コア候補周 りの銀河の密度は単体の重い銀河やCOSMOS 平均 と比べて大きくなっている。コア領域と見なしうる半 径1-2 cMpc において、COSMOS 平均に対する原 始銀河団コア周りでの密度超過はおよそ0.5 である。

### 5.2 Clustering Analysis

今回見つけた原始銀河団コア候補の集合度合いを調 べるために 2 点角度相関関数  $\omega(\theta)$  を計算した。 $\omega(\theta)$ は、Landy & Szalay (1993)の推定式を用いると、以 下のように表される。

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

ただし  $DD(\theta), DR(\theta), RR(\theta)$  はそれぞれ、角度  $\theta$  だ け隔てたデータ点-データ点、データ点-ランダム点、 ランダム点-ランダム点のペアの数である。図3に本研 究で求めた銀河団コア候補及び重い銀河の角度相関関 数がプロットされている。これらを $\omega(\theta) = A_{\omega}\theta^{-0.8} +$ IC の関数形 (IC は観測領域で決まる定数) で fit を 行うことにより、 $A_{\omega}^{\text{core}} = 10.9^{+4.3}_{-4.3}, A_{\omega}^{\text{gal}} = 2.8^{+0.5}_{-0.5} を$ 得た。2 点角度相関関数は、その天体のホスト DH の質量の推定に用いることができる (e.g. Kusakabe+18, Okamura+18)。これをもとに推定したホス ト DH の質量は、 $M_{\text{DH}}^{\text{core}} = 2.5^{+1.7}_{-1.1} \times 10^{13} M_{\odot}, M_{\text{DH}}^{\text{gal}} =$  $4.6^{+1.5}_{-1.3} \times 10^{12} M_{\odot}$ であった。これは銀河のペアを探 すことでより重い DH を探すことができることを示 しており、またその質量は今回目標としていた DH に近い値であることがわかった。



図 1: COSMOS 領域における原始銀河団コア候補。 小丸,大丸,ダイヤモンド,三角形,バツ印によって それぞれ 2, 3, 4, 5, 6 個のメンバー銀河を含むコア 候補が示されている。このうちマゼンタの破線円で 囲まれたものは Wang+16 において分光同定された コアである。



図 2: 原始銀河団コア候補周りの銀河の密度超過。赤, 青,黒の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補,重い 銀河,ランダム点周りの面密度を表す。



図 3: 原始銀河団コア候補及び単体の重い銀河の 2 点 角度相関関数。赤,緑,の各点はそれぞれ原始銀河 団コア候補,重い銀河での $\omega(\theta)$ を表す。またそれぞ れをモデルで fit したものがそれぞれ破線及び一点鎖 線で表されている。

## 6 Future work

これまでに見つけた原始銀河団コア候補領域について、そのメンバー銀河に対する環境効果の様子を 調べるために、将来的には以下のようなことを行う 予定である。

- 原始銀河団コア候補周辺に中性水素ガスが存在 するかを調べる。
- サブミリ銀河のようなダストを多く持つ(した がって星形成が盛んな)銀河が原始銀河団コア 候補に存在するかを調べる。
- 原始銀河団コア候補の分光追観測
- COSMOS 以外の領域における原始銀河団コア 候補の探索

# 7 Conclusion

COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、 $1.5 \ge z \le 3$ にある  $M_* \le 10^{11} M_{\odot}$ を満たす銀河のグループを探すことで原始銀河団のコア候補の探査を行い、約

200 個の候補を見つけた。コア候補周りの銀河の密 度超過は 0.5 程度であった。また、コア候補に対す る clustering 解析により、コア候補が属する DH の 平均的質量はおよそ  $M_{\rm DH} \sim 2 \times 10^{13} M_{\odot}$ であるこ とがわかった。

# Acknowledgement

本研究におきましては、指導教員である嶋作一大 先生から多くのアドバイスをいただき、また研究に 関する細やかな議論をたくさんさせていただきまし た。また、研究室のメンバーの方々には解析の初歩 から丁寧に教えていただき、研究のアイデアをいた だきました。研究を支えてくださっている皆様に感 謝申し上げます。

## Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Hamana, T., Yamada, T., Ouchi, M., Iwata, I., & Kodama, T. 2006, MNRAS, 369, 1929
- Kusakabe, H., Shimasaku, K., Ouchi, M., et al. 2018, PASJ, 70, 4
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, ApJ, 224, 24
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018, Nature, 556, 469
- Okamura, T., Shimasaku, K., & Kawamata, R. 2018, ApJ, 854, 22
- Oteo, I., Ivison, R. J., Dunne, L., et al. 2018, ApJ, 856, 72
- Overzier, R. A. 2016, A&A Rev., 24, 14
- Wang, T., Elbaz, D., Daddi, E., et al. 2016, ApJ, 828, 56