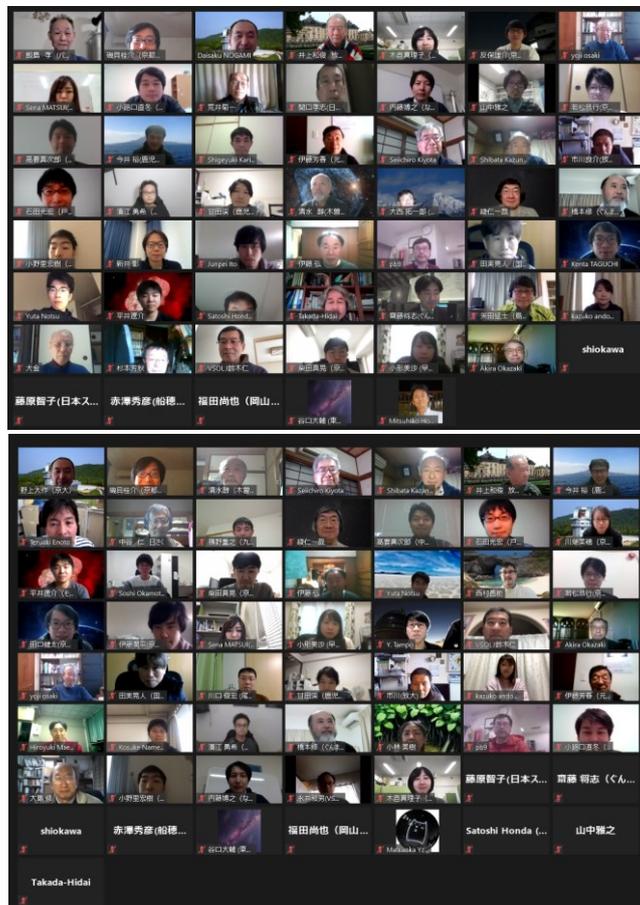


連星系・変光星研究会 2020 集録



2021年1月29日—31日
リモート開催

はじめに

本研究会も 1995 年の発足以来、ほぼ年 1 回の開催を継続してきて今回で 26 回目となる。この中でその時々で「旬」な研究の発表が行われてきている。例えば今回は、本研究会では初めて連星ブラックホールについての発表(谷川衝氏)があった。また、新たな研究手法の開発も報告されてきている。今回で言えば、ひまわり衛星のデータをベテルギウスの可視光・赤外線での変光モニタリングに使用したという発表(谷口大輔氏)があった。このような研究テーマや研究手法の広がり、宇宙や自然というものの新たな一面を我々に見せてくれる、とても有意義なものであろう。

一方で、連星系や変光星の研究は、大学や研究機関の研究者、いわゆるプロと、幅広いアマチュアの協力で研究が進められてきた伝統がある。今回もアマチュアの方の取得したデータを使用したプロの研究者の研究発表がたくさんあり、アマチュアの方の息の長い活動の報告(伊藤芳春氏・石田光宏氏)やプロ顔負けの研究報告(大島修氏)もあった。この協力関係は今後も維持、そして発展させていくべきと言える。

今回は京都でホストを引き受けるということで、京都で世界的な研究を行なっている 3 人の方に招待講演を依頼した。そのうち柴田一成氏と前田啓一氏は理論的研究をメインとしつつも観測的な研究も同時に進められている方で、講演でも両面から研究することの重要性が伝わってくるものであった。また新井彰氏には偏光分光観測というとっつきにくい観測手法について、その基礎から丁寧に解説していただき、新星爆発における放出物質の研究での威力を教えていただいた。

これらの特徴を持つ今回の研究会であるが、昨今のコロナ禍において完全オンライン開催となったのが今回の最も大きな特徴であろう。対面での研究会に比べると、実際に顔を見ながら身振り手振りを交えての議論や雑談、発表内容から派生した情報交換などがしにくいという面はあるが、Google doc を利用して時間外での文字による議論は非常に充実していたし、その議論が他者にも見えるという利点はあった。また、海外からの参加もあるなど、所在地に制約されずに参加できるオンライン会議のよさもあったであろう。参加登録者数は 124 名と、過去最大となった。

全体を通して、多様な参加者からたくさんの興味深い発表や議論があり、またきちんと集録原稿を提出していただき、研究会としては成功したものと思う。改めて招待講演者や参加者の皆さんに心からのお礼を申し上げる。本研究会が今後も連星系や変光星の研究、ひいては天文学全体の発展に資することを願う。

連星系・変光星研究会 2020

世話人代表 京都大学 野上 大作

世話人 京都大学 磯貝 桂介

中京大学 高妻 真次郎

九州産業大学 鴈野 重之

目次（プログラム）

1/29(金)

14:00 開会挨拶

超新星（座長：平井遼介）

14:10 <招待講演> 前田啓一（京都大学）…………… 1
理論と観測から見た超新星

14:50 小形美沙（早稲田大学）…………… 8
連星系での超新星爆発が与える連星進化への影響：SN 2006jc への制限

15:10 山中雅之（京都大学）……………12
OISTERにおける連星・変光星の多バンド・多モード観測研究

15:30 休憩

連星・変光星（座長：前原裕之）

15:45 平井遼介（モナッシュ大学）……………16
イータカリーナを取り巻く星雲の起源

16:05 高妻真次郎（中京大学）……………20
A型接触連星における質量交換率と質量損失率の割合の試算

16:25 甘田溪（鹿児島大学）……………24
NESS (Nearby Evolved Stars Survey)で観測された冷たいAGB星周縁
の統計的性質

16:45 谷口大輔（東京大学）……………28
ひまわり衛星を用いたベテルギウスの可視赤外多色撮像モニタリング

1/30(土)

新星 (座長：高妻真次郎)

9:30 <招待講演> 新井彰 (京都産業大学)32
新星の偏光分光観測

10:10 大島修 (岡山理科大学)39
ペルセウス座新星 2020(=V1112 Per)の極大期における"reddening
pulse"の連続測光・分光観測

10:30 田口健太 (京都大学)43
せいめい望遠鏡による新星観測

10:50 休憩

ブラックホール (座長：鴈野重之)

11:05 清田誠一郎 (VSOLJ)47
V2762 Cyg=SAX J2103.5+4545 の可視光での変光周期

11:25 谷川衝 (東京大学)51
連星ブラックホール GW190521 は初代星起源か？

11:45 ポスター紹介 (濱江勇希, 伊藤芳春)

11:55 事務連絡 (ポスターセッションへの参加方法の紹介)

12:00 ポスターセッション

12:30 昼休憩

激変星 1 (座長：磯貝桂介)

13:30 若松恭行 (京都大学)55
長い軌道周期と高温の伴星を持つ食を起こす SU UMa 型矮新星
ASASSN-18aan の観測的研究

13:50	木邑真理子（理化学研究所）	59
	IW And 型矮新星の光度変動の研究についての最近の進展	
14:10	柴田真晃（京都大学）	63
	食を用いた IW And 型矮新星のアウトバースト機構の検証	
14:30	休憩	

フレア星（座長：野上大作）

14:45	<招待講演> 柴田一成（京都大学花山天文台）	67
	恒星の磁気活動—フレアとジェット・質量放出	
15:25	行方宏介（京都大学）	75
	太陽型星スーパーフレアに伴う質量噴出現象	
15:45	前原裕之（国立天文台）	78
	せいめい望遠鏡/KOOLS-IFU と TESS, 小口径望遠鏡による M 型星フレアの測光分光同時観測	
16:05	岡本壮師（京都大学）	81
	Kepler 全データの解析による太陽型星スーパーフレアの統計的性質	

1/31(日)

激変星 2（座長：木邑真理子）

10:00	磯貝桂介（京都大学）	85
	矮新星 V3101 Cyg のアウトバースト終了後の連続分光観測	
10:20	反保雄介（京都大学）	89
	京都大学 3.8m せいめい望遠鏡による矮新星アウトバーストの初期分光観測	
10:40	松井瀬奈（岡山理科大学）	93
	矮新星 MASTER OT J004527.52+503213.8 の測光観測	

11:00	小路口直冬（京都大学）	97
	低質量輸送率の矮新星におけるアウトバースト直前の前兆現象の調査	
11:20	石田光宏（戸塚高等学校）	101
	水素輝線等価幅とバルマー通減率のモニタリングから探る Be 星の円盤構造	
11:40	ポスター紹介（飯島孝）	
11:45	クロージング	
12:00	ポスターセッション	

ポスター発表

飯島孝（パドバ天文台アジアゴ観測所）	105
共生星 CH Cyg の第三の天体の謎	
伊藤芳春（VSOLJ）	109
vsolj-obs に報告された連続測光データ表示ソフトの紹介	
濱江勇希（鹿児島大学）	111
FLASHING(Finest Legacy Acquisitions of SiO ⁻ and H ₂ O-maser Ignitions by the Nobeyama Generation)」	

理論と観測からみた超新星

前田 啓一¹, 川端 美穂¹, 山中 雅之¹, 中岡 竜也², 川端 弘治²

¹京都大学, ²広島大学

概要

超新星に至る恒星進化および超新星爆発機構には多くの未解明問題が存在する。近年の超新星・突発天体の探査・追観測研究の急激な発展により様々な理論予測の観測的テストが可能になるとともに、そこで示された既存の理論の限界は新たな理論構築にフィードバックされている。本稿では、上述したような近年の急激な進展の一端を紹介するとともに、理論的側面から今後の探査・追観測に期待される方向性について議論する。

1: 恒星進化と超新星

超新星は二種類に大別される[1]。主系列星質量が約 $8M_{\odot}$ 以上の大質量星は進化に伴い最終的に酸素-ネオン-マグネシウムあるいは鉄からなる中心コアを形成する。中心コアは電子捕獲や光分解反応により重力崩壊を起こし、原子中性子星を形成すると考えられる。この際、解放された重力エネルギーの 0.1-1% 程度のエネルギーが外層部に与えられることで、超新星爆発を起こすと考えられている。このエネルギー輸送はニュートリノにより引き起こされると考えられているが（ニュートリノ遅延爆発シナリオ）、その詳細は完全に解明されてはいない。これらは大質量星を起源とするものであり、重力崩壊型超新星と呼ばれる。場合によっては、超新星爆発に失敗しブラックホールが形成される場合や、強磁場中性子星やブラックホール形成に伴い通常より大規模の爆発が起こるような可能性も提案されている。

一方、主系列星質量が約 $8M_{\odot}$ 未満の星は最終的に（超新星爆発を起こさずに）白色矮星になると考えられている。炭素・酸素からなる白色矮星において爆発的な炭素核反応が発生して、白色矮星全体が吹き飛んでしまうものが熱核暴走型超新星である。核反応暴走に至る進化過程や爆発機構（核暴走の引き金・伝搬）について複数のシナリオが存在する。

観測的には、爆発後数週間後の最大光度時のスペクトルの特徴により、超新星のタイプが分類される。水素のスペクトル線がみられるものが II 型、見られないものが I 型である。I 型はさらに細分化される。強いケイ素のスペクトル線がみられるものは Ia 型と分類される。そうでない場合に、ヘリウムのスペクトル線がみられる場合は Ib 型、そうでない場合が Ic 型である。時間とともに別のタイプに遷移する超新星も知られており（例えば、IIb 型は II 型から Ib 型へ遷移）、また光度曲線の情報を用いた細分化も行われる。

超新星タイプ分類は、爆発する親星や爆発機構の違いに対応する。Ia 型超新星は白色矮星の熱核暴走型超新星であり、それ以外のタイプは重力崩壊型超新星と考えられている。後者においては、異なるスペクトル線の特徴は爆発する親星の違いとして理解される。標準的な赤色超巨星（RSG）の爆発が II 型、爆発前に水素外層の剥げたヘリウム星の爆発が Ib 型、ヘリウム外層も大部分剥げてしまった酸素星の爆発が Ic 型に対応すると考えられている。

2：突発天体の観測研究の進展とせいめい望遠鏡・かなた望遠鏡

広さ・深さに加えて高頻度を備え持つ突発天体・超新星サーベイ観測が急激に発展している。ZTF や ASASSN といった海外のサーベイに加え、国内では東京大学・木曾観測所において広視野 CMOS カメラを用いた Tomo-e 計画も進行中である。これらにより、既知の天体に対してはこれまで行われていなかったような爆発直後からの観測が可能になり、また統計数の増大によりこれまで知られていなかったタイプの新種の現象・特異な現象の発見が相次いでいる。前者は理論モデルの検証において鍵となり、また後者は様々な恒星進化経路の探求・恒星進化理論の包括的理解につながるものである。

新天体発見数の増大に伴い、多色・多モード・分光観測などを行う追観測リソースの不足が観測研究のボトルネックとなっていたが、近年その状況は大きく改善されてきた。国内においては広島大学・かなた望遠鏡が突発天体・超新星追観測において活躍していたが、2019年初頭より京都大学のせいめい望遠鏡が稼働を始め、年間 40-50 晩相当(約半分が ToO)の望遠鏡時間を用いた超新星追観測が精力的に行われるようになった。また、光赤外線天文学大学間連携も突発天体観測に最適なプログラムとして用いられている。本稿では、これらの国内追観測望遠鏡群により得られた成果とともに[2]、超新星研究における理論的課題と近年の観測的進展の例をいくつか紹介する。

3：重力崩壊型超新星で探る大質量星の終末期進化

超新星において恒星内部で発生した衝撃波が表面に到達した瞬間をショックブレイクアウトと呼び、超新星爆発から発生する最初の電磁波シグナルを形成する。数十年にわたり理論計算・予測が行われている[3]。ショックブレイクアウトをとらえた候補としては、これまで X 線や紫外域での観測結果が数例あったが、可視光では 2016 年に発見された SN IIb 2016gkg が唯一の例である(図 1: ちなみに、これはアマチュアの方の観測である)[4]。また、ショックブレイクアウト後には超新星放出物質が膨張を始めるが、これは光学的に厚い火の玉としてふるまい、時間とともに急速に温度が下がることからこの段階での放射を cooling emission と呼ぶ。Cooling emission の段階は II 型超新星では 2-3 週間程度続き頻繁にとらえられてきたが、Ib/Ic 型超新星では数日程度の継続時間となり、近年までその観測は困難であった。Cooling emission の光度・色・継続時間は親星の半径に強く依存するため、親星の特徴を捉えるユニークな手法として注目されている(図 2)[5]。

爆発直後からの観測により、大質量星の終末期進化について新たな謎が投げかけられている。超新星爆発後数日以内の分光観測もルーチンで行われるようになり、爆発後一日以内の分光観測までも可能になりつつある。このような超初期のスペクトルにおいて、通常の超新星のスペクトル(数万 km/s のドップラー速度幅を示す吸収線を伴った P-Cygni profile)

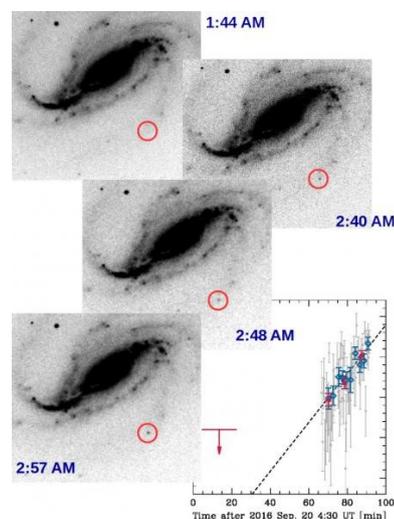


図 1: ショックブレイクアウト候補である、SN 2016gkg の初期観測 (Credit: Bersten et al./IPMU) [4]。

とは全く異なり、高温の連続光の上に比較的幅の狭い（数百 km/s 以下）高階電離イオンからの輝線で特徴づけられるスペクトルがみられる例が報告されるようになった[6]。これは、超新星からの高温の初期放射を受けて星周物質が電離・再結合したものであると考えられており、flash spectroscopy と呼ばれる。このようなスペクトルを形成するためには親星のごく近傍（ $<10^{15}\text{cm}$ ）だけに大量の星周物質が必要であるが、これは一般的に恒星進化理論で考慮されるよりも数桁大きい質量放出率に対応する。初期光度曲線の統計的な解析からも同様の示唆が得られている[7]。仮に爆発前の恒星風の速度を 100km/s とすると、これは爆発直前の数年において親星からの質量放出が一気に加速されたことを示唆する。

標準的な恒星進化理論において、終末期の数年にわたり急激に活動性が増し、かつそれが恒星全体に伝わり大規模な質量放出を引き起こす機構は知られていない。現在、理論的研究が急速に進んでいる[8,9]。超新星の観測研究が既存の理論の限界を示し、新たな理論研究につながった例として特筆に値する。また、flash spectroscopy を用いた解析と初期光度曲線を用いた解析の結果は必ずしも定量的に合致せず、X 線や電波を用いた独立な検証も待たれている[10]。

4：恒星進化の多様性の理解に向けて：カルシウム過剰超新星を例として

新種・特異な天体の研究は、恒星進化の包括的理解につながる。本稿では、例としてカルシウム過剰超新星と呼ばれる正体不明の爆発現象を例に挙げる。これは、初期において Ib 型あるいは Ic 型超新星に分類されるが、爆発後数十日程度からカルシウムの禁制線が急速に発達する天体である。2010 年に二例同時に初めて報告され、初期質量 $10M_{\odot}$ 程度の重力崩壊型超新星を起こす下限に近い質量を持つ星が連星進化を経てヘリウムあるいは酸素星に進化したのち爆発したとする説[11]と、白色矮星表面の熱核暴走（新星と超新星の中間的な爆発）[12]という説が提唱された。

どちらの説が正しいとしても、恒星進化の観点から重要な天体である。特に前者は、近年重力波源としても注目を集めている連星中性子星の形成過程に関係する進化経路である[13]。近接連星中性子星形成の標準理論においては、連星は二回の超新星爆発を経験する。特に二回目の超新星（伴星はすでに中性子星になっているケース）の親星が約 $2M_{\odot}$ 以下のヘリウムあるいは酸素星の場合（これは、主系列星時質量が $10M_{\odot}$ 程度の大質量星から進化）のみ、超新星爆発後も連星系が保たれることが知られている。つまり、前者の説が正しいとすると、連星中性子星形成の現場である可能性がある。

カルシウム過剰超新星は光度が低くかつ急激に減光するため観測の難しい天体であるが、発見数の増大につれ、その大部分は星形成の見られないような環境で発生するという描像が確立してきた[14]。つまり、カルシウム過剰超新星の多くは大質量星起源の重力崩壊型超新星であるとは考えづらい。一方で、明らかに星形成が活発な領域で発生するものも少数

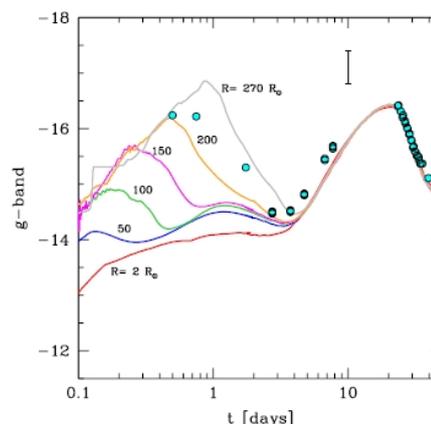


図 2：異なる親星半径に対する cooling emission の計算例[5]。

ではあるが知られている[15]。

上記二つの説を区別する手法として、爆発後数日以内における超初期放射の性質が挙げられる。上で書いたように、大質量星起源の爆発においては、cooling emission あるいは高密度星周物質に伴う明るい放射が予想される。白色矮星起源の場合には親星の半径が小さくかつ星周物質も微小であると考えられるため、初期にはそこまで明るい放射は伴わないと予想される。このような頻度の少ない天体に対する非常に初期からの観測は、近年になりようやく可能になってきた。

我々は、近傍銀河 M100 で発生した SN Ib 2019ehk に対し、発見直後からかなた望遠鏡・せいめい望遠鏡を用いた観測を行った。これらの観測により SN 2019ehk は爆発直後に発見された Ib 型超新星あることが分かったが、さらに発見後 2 か月後および半年後に Gemini 望遠鏡およびすばる望遠鏡を用いた分光観測を行い、これがカルシウム過剰超新星であることを発見した (図 3) [16]。また、SN 2019ehk は M100 のコア近くの腕の部分、星形成領域で発生した超新星である。

その光度曲線もほかのカルシウム過剰超新星と非常に似ているが、一点だけ大きな違いがあることが分かった。爆発直後数日にわたり、一般的なカルシウム過剰超新星では見られないような明るい放射を伴っていたことである (図 4)。つまり、SN 2019ehk は大質量星を起源とする重力崩壊型超新星であることが示唆され、またその光度曲線の時間進化などの理論解析からは、爆発時に 2-3 M_{\odot} 程度のヘリウム星が爆発したものであると結論された。

比較的小質量のヘリウム・酸素星の超新星爆発の候補とされていたものに、iPTF14gqr[17]、iPTF16hgs[18]が挙げられる。SN 2019ehk もこれらと同様の観測的振る舞いを示し、新たな候補天体に加えられた。これらは全て星形成領域で発生したカルシウム過剰超新星の亜種である。以上のことから、カルシウム過剰超新星には二つの種族が存在し、一つは大質量星を起源とする爆発であると考えられる。連星中性子星形成に関する現象の可能性があり、今後も新たな観測例が待たれる。

5 : Ia 型超新星の親星と爆発機構

Ia 型超新星においては、核暴走に至る進化過程や爆発機構 (核暴走の引き金・伝搬) について複数のシナリオが存在する[19]。核反応の暴走に必要な重い白色矮星を形成する連星過程としては、非縮退の通常の伴星から降着と、連星白色矮星の合体の二つのシナリオが

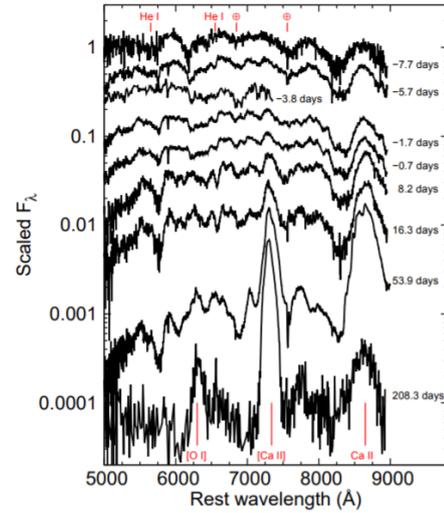


図 3 : SN 2019ehk のスペクトル進化[16]。後期にカルシウム禁制線が発達している。

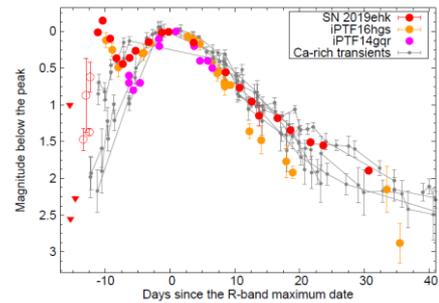


図 4 : SN 2019ehk の光度進化[16]。一般的なカルシウム過剰超新星 (灰色) に見られない初期放射が付随する。

有力である。また、核暴走過程についても、標準的である白色矮星中心部での炭素核反応暴走に加えて、白色矮星表面に降り積もったヘリウムあるいは炭素の核反応暴走が引き金になるモデルなどが提唱されている。近年の観測例の急激な増大に伴い、それまで一様と考えられていた Ia 型超新星も様々な個性を持ったサブグループに分類されることが明らかになりつつあり、親星や爆発機構においても複数の経路が混在することが定説となりつつある。異なるタイプの超新星と親星・爆発機構との対応づけが現状の課題であり、様々な進化経路を包括的に説明するような恒星進化理論の構築が最終的な目標とされている[19]。

降着説においては、非縮退の比較的半径の大きい伴星の存在が予想される。白色矮星の爆発直後に超新星放出物質と伴星が衝突しエネルギーの一部が熱化されることで、爆発後数日にわたり特徴的な放射が付随することが予想されている。近年このような初期観測が急激に増大しており、典型的な Ia 型超新星にはこのような初期放射は一般的に付随しないことが明らかになりつつある[20]。一方、比較的特異とされるタイプの超新星は初期超過放射がみられることも明らかになりつつある[21]。

しかし、特異なタイプでみられる初期超過放射も、大部分は伴星との衝突以外の機構により発生しているようである。例えば、すばる望遠鏡 HSC (Hyper Suprime-Cam) を用いたサーベイにより爆発直後に発見された MUSSES1604D は、初期超過放射に加えて特異な最大時スペクトルを示し、放射理論計算を通しこれらの特徴が白色矮星表面に降り積もったヘリウムの暴走反応を引き金とする超新星爆発シナリオで良く説明できることが示された[22,23]。この発見以降に現在まで同様の特徴を持つ超新星が数例報告されており[24]、Ia 型超新星の一部には表面ヘリウム核反応暴走型の爆発が存在することが確立しつつある。このタイプの超新星は特異であり観測されている頻度は少ないが、同様の機構で一般的な超新星が説明できるとする理論的研究も存在する[25]。

爆発直後の観測により可能になった解析として、超新星放出物質の最外層の密度や組成への制限が可能になりつつあることもあげられる。超新星は表面から光学的に薄くなっていく膨張物質からの放射を見ているため、爆発直後のスペクトルは最外層に存在する物質により形成される[26]。これは、親星進化過程や爆発機構の違いを区別する一つの鍵となる。

せいめい望遠鏡・かなた望遠鏡を用いた観測例として、近傍銀河 NGC5353 で発生した SN Ia 2019ein の研究をあげる[27]。SN 2019ein は Ia 型超新星としてこれまで知られている中で最も速い吸収線速度を持つスペクトルを示した。上述したように時間経過とともにより内部の(より低速の)領域がスペクトルに現れるため、SN 2019ein は爆発直後に発見・追観測が開始されたと考えられる。この超新星のスペクトル速度は急激に減少したが、最大光度時において比較的高速のまま推移した。この振る舞いから、Ia 型超新星の一つの亜種である高速超新星 (High Velocity Supernovae: HV SNe) に分類される。SN 2019ein は Ia 型超新星の中で

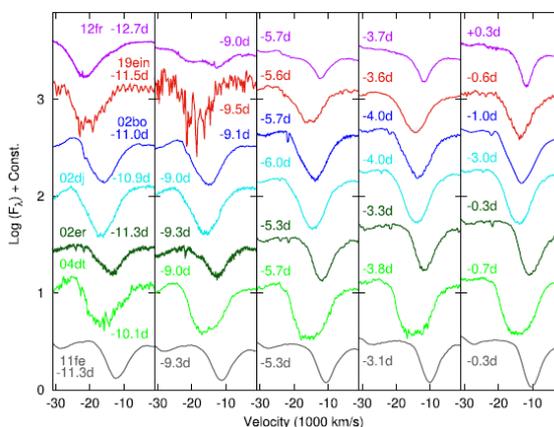


図5：SN 2019ein のスペクトル進化（左から右へ進化）と他の Ia 型超新星との比較[27]。

も最初期から観測がされた例の一つであるが、特に HV SNe Ia の中で最も初期から観測データが得られた天体である。これまで HV SNe Ia は最大光度時のスペクトル吸収線速度が速いものほど吸収線速度の進化がはやいことが知られていた[28]。一方、SN 2019ein の最大光度時の速度は HV SNe の中では比較的遅いにもかかわらず、その速度進化はこれまでの例の中で最もはやい、つまり既存の現象論的關係に当てはまらないことが判明した。これは、HV SNe Ia にこれまで知られていた以上の多様性が存在し、この種族を特徴づける物理量が一つではなく複数あることを示唆する[29,30]。

我々は、せいめい望遠鏡で取得した初期のスペクトルに対して輻射輸送計算を行い、その最外層の組成に制限を付けた。その結果、少なくとも 30,000km/s という非常に高速の最外層まで酸素核反応が進んだ組成で説明できることを示した。「低速」超新星については、15,000km/s 程度のより内側に核反応を経ていない炭素が存在することが報告されている例もあり、Ia 型超新星の異なるサブタイプにおいて核反応燃焼波の伝搬にも違いがあることが示唆される。

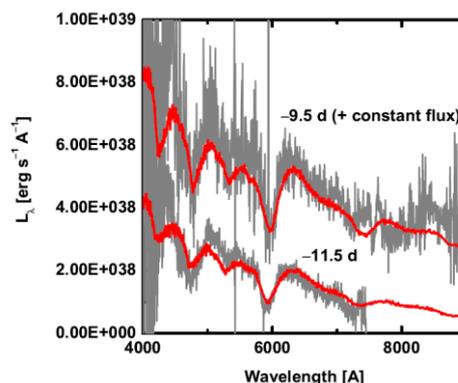


図 6 : SN 2019ein の初期スペクトル合成計算[27]。

6 : まとめ

本稿では、大質量星の終末期進化、恒星進化の多様性、Ia 型超新星の起源と爆発機構という未解明問題を例に、最近の発展の一端を紹介した。爆発直後からの観測例がもはや珍しくなくなり、爆発後一日以内の観測も可能になりつつある。サーベイ観測の充実とともに、機動性のある中小望遠鏡による追観測が鍵となる。本稿ではせいめい望遠鏡・かなた望遠鏡による観測例も紹介した。今後ますます爆発直後からの観測例が増大するとともに、そのような超初期放射の研究はケーススタディから統計的研究に発展することが期待される。また、観測例の増大につれ、我々がまだ知らない未知の爆発現象や観測的特徴も発見されると期待される。

参考文献

- [1] Branch, D. & Wheeler, J.C., 2017, *Supernova explosions*, Astronomy and Astrophysics Library (Springer)
- [2] 川端美穂, 前田啓一, 山中雅之, 中岡竜也, 川端弘治, 2021, *天文月報*, 印刷中
- [3] Suzuki, A., Maeda, K., Shigeyama, T., 2016, *ApJ*, 825, 92
- [4] Bersten, M.C., et al., 2018, *Nature*, 554, 497
- [5] Bersten, M.C., et al., 2012, *ApJ*, 757, 31
- [6] Yaron, O., et al., 2017, *Nature Physics*, 13, 510
- [7] Forster, F., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 808
- [8] Fuller, J., *MNRAS*, 470, 1642
- [9] Ouchi, R. & Maeda, K., 2019, *ApJ*, 877, 92
- [10] Matsuoka, T., Maeda, K., Lee, S.-H., Yasuda, H. 2019, *ApJ*, 885, 41

- [11] Kawabata, K.S., et al., 2010, *Nature*, 465, 326
- [12] Peretes, H.B., et al., 210, *Nature*, 465, 322
- [13] Tauris, T.M., et al., 2013, *ApJL*, 778, L23
- [14] Kasliwal, M.M., et al. 2012, *ApJ*, 755, 161
- [15] Milisavljevic, D., et al. 2017, *ApJ*, 846, 50
- [16] Nakaoka, T., et al., 2021, *ApJ*, in press (arXiv:2005.02992)
- [17] De, K., et al., 2018, *Science*, 362, 201
- [18] De, K., et al., 2018, *ApJ*, 866, 72
- [19] Maeda, K. & Terada, Y., 2016, *International Journal of Modern Physics D*, 25, 1630024
- [20] Yamanaka, M., et al. 2014, *ApJL*, 782, L35
- [21] Jian, J.-a., Doi, M., Maeda, K., shigeyama, T., 2018, *ApJ*, 865, 149
- [22] Jiang, J.-a., et al., 2017, *Nature*, 550, 80
- [23] Maeda, K., Jiang, J.-a., Shigeyama, T., Doi, M., 2018, *ApJ*, 861, 78
- [24] De, K., et al., 2019, *ApJL*, 873, L18
- [25] Shen, K., et al., 2018, *ApJ*, 854, 52
- [26] Tanaka, M., et al., 2008, *ApJ*, 677, 448
- [27] Kawabata, M., et al. 2020, 893, 143
- [28] Benetti, S., et al., 2005, *ApJ*, 623, 1011
- [29] Maeda, K., et al., 2010, *Nature*, 466, 82
- [30] Wang, X., et al., 2013, *Science*, 340, 170

連星系での超新星爆発が与える連星進化への影響：

SN 2006jc への制限

小形 美沙¹, 平井 遼介², 聖川 昂太郎³

¹早稲田大学, ²モナッシュ大学, ³東京大学

概要

重力崩壊型超新星爆発(CCSN)が連星系内で起こることによる伴星への影響、さらにば系自体への影響について調べた。CCSN の噴出物と伴星の相互作用によって伴星が大きく膨らむことが先行研究から得られており、この効果を用いて爆発後に系がどのような状態になっているのかを考えた。特に伴星外層が連星間距離よりも大きく膨らんだ場合、この膨張が主星によって抑えられると仮定し、連星の観測に与える影響を調べ、実際に SN 2006jc の観測を説明するモデルを発見した。

1 : Introduction

超新星爆発には、大質量星($\geq 8M_{\text{sun}}$)で起きる重力崩壊型超新星爆発と中小質量星で起きる Ia 型超新星が存在している。また、連星系内では大質量星の割合が増加する傾向があり、 $8M_{\text{sun}}$ 程度では 3 体以上も含む連星系の割合が 8 割近くを占めている[1]。こういったことから、連星系内で CCSN が起きることが十分に考えられる。連星系内では爆発の噴出物と伴星との相互作用(ECI)が起きるが、この効果については Ia 型超新星では考えられてきたが、CCSN ではこれまであまり調べられてこなかった。

Hirai et al. (2018)では 2 次元の流体力学シミュレーションを用いて、CCSN と伴星の主系列星の ECI が調べられた[2]。さらに、流体力学シミュレーションの結果から爆発エネルギーによって伴星がどのように加熱されるかについての式が得られた。また、この式を利用して 1 次元の恒星進化計算を行い、伴星の進化を 10000 年に渡って追った。その結果、伴星は数十年に渡って、連星間距離を遥かに超えて外層が大きく膨張した。この膨張した伴星外層に主星が入り込んでしまうことが考えられるため、本研究では連星系内での CCSN に焦点を当て、ECI により膨張した伴星が連星系に与える影響とそれに伴う観測への影響を調べた。

2 : Methods

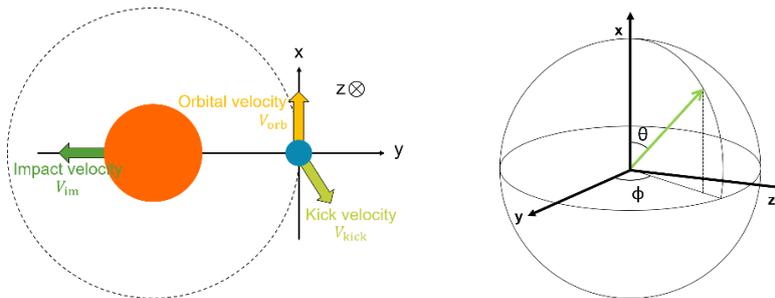


図 1. 連星系での座標の設定

1次元の進化計算コード MESA を用い[3]、Hirai et al.(2018)で得られた式を使用して伴星の進化を調べた。さらに、系の状態を調べるために連星間距離、離心率を CCSN 時の kick velocity も考慮しながら求めた。計 720 モデルの計算を行い、伴星質量(M2)、伴星半径(R2)、連星間距離(a)、爆発により放出された質量(Mej)、爆発エネルギー(Eexpl)を変化させた。

3 : Results

爆発後の系の状態を、膨張した伴星の半径と軌道パラメータの値を用いることで以下の 7 つのパターンに分類する。

1. 主星と伴星が衝突
2. 遠点でも外層に包まれる
3. 近点では外層に包まれる
4. 主星は外層内に入らないが、
5. 伴星外層が Roche-lobe overflow (RLOF)をする
6. 連星として生き残るが、RLOF は起きない
7. 連星としての束縛を失う

爆発後の系の状態を kick velocity の向きごとに求めたものを図 2 に、kick velocity ごとの各モードの現れ方を求めたものを図 3 に示す。

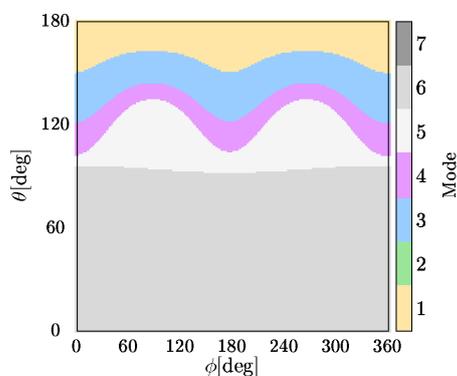


図 2. (M2, R2, a, Mej, Eexpl)=(15, 6, 60, 7.1, 10⁵¹)での、Kick velocity=200km/s での爆発後の系の状態の様子と Kick velocity の向きとの関係。

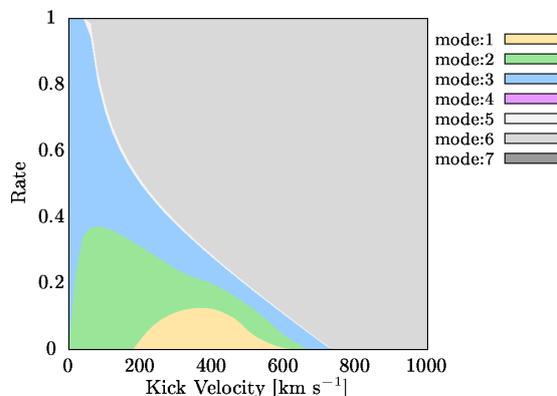


図 3. (M2, R2, a, Mej, Eexpl)=(15, 7, 40, 7.1, 10⁵¹)での kick velocity ごとの各モードの割合

さらに、図 4 に示した外層の密度分布から十分に薄い外層が広がっているということが出来るため、このような外層中に主星が入り込むと、主星に降着することで外層は剥ぎ取られてしまい、近点以上は広がることができないと仮定する。

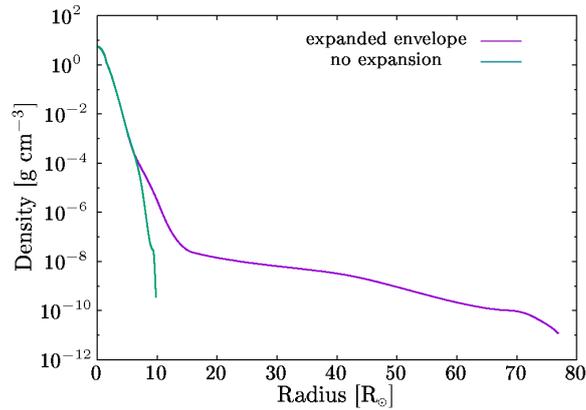


図 4. 膨らむ前後の伴星外層の密度分布

膨らんだ伴星の HR 図上の位置は、通常の進化経路での MS の位置から大きく外れ、明るく冷たい位置に見えるようになる。伴星の外層の膨張が抑えられる効果を用いると、伴星が膨らんだ際の HR 図上の位置が変化する。抑えられている間、光度が一定であるという仮定を課すと、伴星は主星に膨張が抑えられることにより高温側に留まる。図 5 に 15M_{sun} のモデルの伴星の膨張が抑えられた際の位置を示す。爆発時の半径が 6, 7R_{sun} のモデルでは大幅な膨張が起きなかったため、主星により膨張が抑えられることは起きなかったが、8R_{sun} 以上のモデルでは膨張が抑えられ、通常はより低温側まで膨張が可能なところが高温側に留まっている。抑えられている間は収縮するまでこの位置に留まると考えられ、さらにこの位置が Heltzsprung gap に対応している。このことから、CCSN での主星の光度が十分落ちた後に観測を行うことで、Heltzsprung gap に存在する膨らんだ伴星の観測がされる可能性がある。

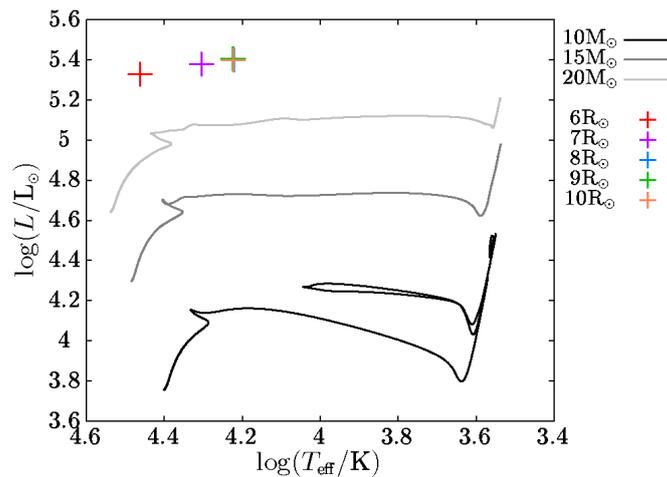


図 5. (M2, R2, a, Mej, Eexpl)=(15, 6-10, 60, 7.1, 10⁵¹)での、主星により伴星の膨張が抑えられた場合の観測される HR 図上の位置。

4 : Discussion

CCSN 後の主星によって抑えられた伴星外層を含む連星系に対して、前述のような効果を考慮することで、実際にその系のパラメータを求める。

SN 2006jc は Ib 型超新星で、伴星が観測されている天体である。特にこの伴星は、ちょうど HR 図上で Heltzsprung gap 上に存在している。通常の進化を考えると、超新星時の伴星が Heltzsprung gap に存在しているのは非常に珍しいため、本研究の MS が膨張して Heltzsprung gap 上に存在している状況を考え、観測に合うモデルを求める。

その結果が図 6 であり、膨張が抑えられた伴星は model 1, 2, 3 のプロットの位置に存在し、それぞれ(M2, R2, a, Mej)=(4, 2.5, 40, 7.1)の爆発エネルギーが 10^{51} , 5×10^{51} , 10^{52} erg のものとなっている。爆発エネルギーが大きいほど留まる時間は長く、model 3 では約 12 年この位置に留まる。しかし、その後は急速に収縮していくことが予想されるため、今後の観測では元の進化経路へと戻っていくと考えられる。

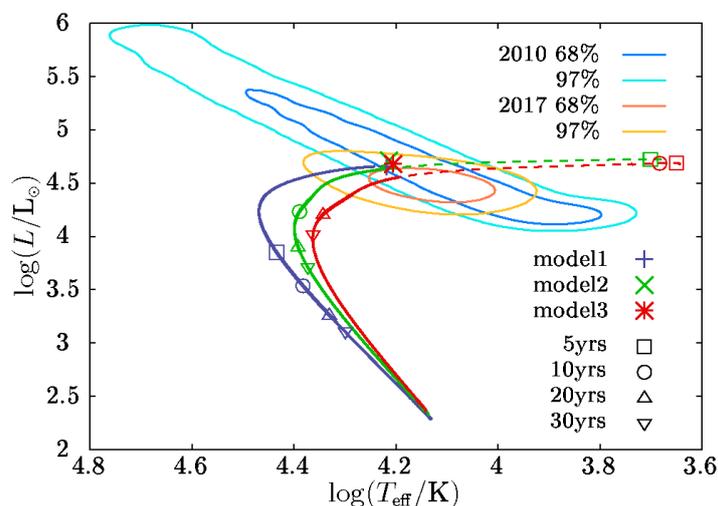


図 6. SN 2006jc を再現するモデルの HR 図上の位置。膨張が抑えられない場合は、点線の経路まで膨張をするが、抑えられる場合は実線上のみを移動する。

5 : Summary

CCSN が起きた連星系内での ECI を考慮して、超新星爆発後の系に与える影響を調べた。特に伴星外層の膨張が抑えられる場合に注目し、観測的に伴星が見付かっている SN 2006jc に適用し、伴星が Heltzsprung gap 上に存在するという珍しい観測を、MS の伴星を用いて説明できるモデルを発見した。

参考文献

- [1] Moe M. and Di Stefano R., 2017, ApJS 230 15
- [2] Hirai R., Podsiadlowski P., Yamada S., 2018, ApJ 864 119
- [3] Paxton B. et al., 2018, ApJS 234 34

OISTER における連星・変光星の多バンド・多モード観測 研究

山中雅之¹、光赤外線大学間連携メンバー

¹ 京都大学

概要

光赤外線大学間連携（英略称：OISTER）とは、メートルクラスの望遠鏡を持つ9大学1機関による有機的連合体である。第二期においては、重力波・ニュートリノを含むマルチメッセンジャー天文学の拠点構築を目指して活動してきた。さらに、この枠組みでは、超新星爆発を含む突発現象の多モード・多バンド観測連携観測を推進している。本講演においては近年の観測成果について報告する。また、最近将来のサイエンス検討を行っており、これらについても報告する。

1：はじめに

近年、広視野高頻度サーベイの発展にともない、超新星・激変星・フレア星やガンマ線バーストなどの突発天体现象が数多く発見されるようになった。これらは一過性あるいはタイムクリティカルな現象であり、フォローアップ観測には高い柔軟性・機動性が求められる。特に、近年注目を浴びる重力波やニュートリノ観測装置が新たに始動し、それらの放出源に多波長電磁波観測で迫るマルチメッセンジャー天文学が開闢した。これらの現象は極限的な物理環境で引き起こされる天文事象であり、全く新しい知見がもたらされることが期待されている。日本に関連するプロジェクトとしては、岐阜県飛騨市の大型低温重力波望遠鏡 KAGRA、南極のニュートリノ観測実験 IceCube などが稼働している。

マルチメッセンジャー天文学において最も肝要な仕事の1つが放出天体の identify である。ただし、現行の重力波やニュートリノは到来方向の不定性が大きい。観測対象エリアは広くターゲットになりうる天体は膨大である。即応的な電磁波観測が求められる。これには観測時間の限られる8メートルクラスよりは迅速な観測が可能な中小口径望遠鏡が威力を発揮する。

2：光赤外線大学間連携事業（OISTER）

光赤外線大学間連携事業は2011年度に発足した中小口径望遠鏡を持つ大学・機関による有機的連合体である。北海道大学、埼玉大学、東京大学、東京工業大学、名古屋大学、京都大学、兵庫県立大学、広島大学、鹿児島大学の9大学と大学共同利用機関である自然科学研究機構・国立天文台が連携機関となっている。中小口径の望遠鏡を有機的に結びつけて、突発天体等の即時および連続観測により、その物理現象の解明をメインテーマとして、最先端共同研究を推進している。また天文学教育の促進も使命としており、教育事業も推進している（図1左）。

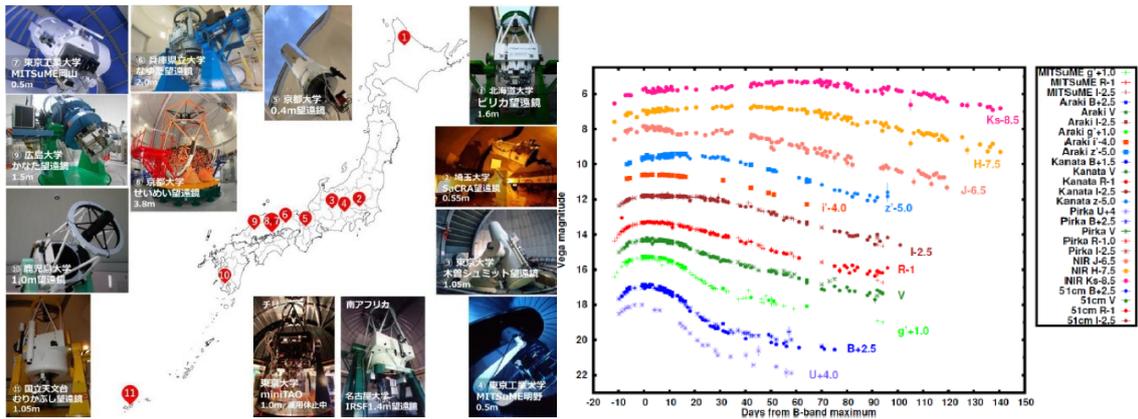


図 1(左) 光赤外線大学間連携事業に参画する望遠鏡群。(右) OISTER によって取得された超新星 SN 2012dn の紫外-可視-近赤外線マルチバンド光度曲線

2011-2016 年度は第一期として、光学・赤外線大学間連携の観測ネットワークの構築を目指して活動してきた [1-4]。すなわち、連携観測用のプロポーザルの整備やスカイモニターやガンマ線バーストのアラートシステムなどを構築した [2]。メインのサイエンステーマは遠方ガンマ線バーストなどの突発現象の観測であった。2017 年度以降は第二期として事業を進めてきた。光学・赤外線大学間連携の観測ネットワークの活用を目指し、大型望遠鏡では困難な最先端の共同研究を行うことを目的として始動した。重力波・ニュートリノの起源天体探査や超新星爆発などの突発現象の観測に基づく解明がメインのサイエンステーマとなった。現在は第三期 OISTER 事業の実現を目指し、将来のサイエンス検討を進めている。

3：第一期・第二期におけるサイエンスの成果例

ここでは第一期・第二期で挙げた成果例をほんの一部であるが紹介したい。第一期においては超新星爆発に観測する研究成果が挙げた[5]。スーパーチャンドラセカール超新星は、元の白色矮星が限界質量である太陽の 1.4 倍程度では説明できない非常に明るい Ia 型超新星である。白色矮星同士の合体か、通常の恒星と連携をなす白色矮星による爆発か決着はついていない。SN 2012dn は 30Mpc の近傍銀河で発見されたスーパーチャンドラセカール超新星候補であった。OISTER の枠組みを用いて、紫外-可視-近赤外線の高バンド観測を 150 日にわたって実施した。その結果、これまでどの Ia 型超新星にも見られないような非常に長い近赤外線光度曲線を示すことがわかった (図 1 右)。検討の結果、これは超新星の放射を受け 0.1-0.2pc 程度の近傍に存在する星周ダストによる吸収再放射によって説明可能であることが示された。恒星からの質量降着を支持すると結論つけられた。

第二期における成果の 1 つとして、IceCube ニュートリノ対象天体のマルチメッセンジャー観測[6]を紹介する。IceCube-170922A は南極実験 IceCube が検出した高エネルギーニュートリノ事象である。我々は事前にニュートリノ放射シナリオとして、ブレーザーからの放射を検討し、ブレーザー候補天体のカタログを事前に準備しておいた[7]。そして、IceCube が検出するニュートリノの到来方向内に存在するブレーザー候補を追観測する仕組みを構築した。IceCube-170922A が到来したその次の晩と翌晩にかなた望遠鏡は 7 つの視野を観測し

た。その結果、TXS 0506+056 が 0.1-0.2mag の減光を捉えることに成功した。これを受けて、フェルミガンマ線衛星のデータが解析され、ガンマ線で明るくなっていることが明らかになった。かくして、マルチメッセンジャー観測へと発展し、多波長 SED で活動的であったことが示唆された。また、我々は距離を制限するための分光観測や偏光観測も実施した。偏光観測の結果、7%程度のブレーザーからのシンクロトン放射を示唆する高い偏光度が検出された。

4：多機能・多地点を活かしたマルチバンド観測

これまで示した通り、突発現象サイエンスにおいて OISTER の枠組みを活用するメリットは多い。以下のような点が挙げられる。まず、多地点に望遠鏡が分布しているため悪天候による観測不実行のリスクを抑えることができる。また、装置の不具合なども相補的観測によって補うことができる。また、多くはホームテレスコープ的な運用がなされており、観測スケジュールは柔軟に対応できる。また、観測の実施に際しては観測検討会で事前に観測者・装置開発者・サイエンスに明るい者からの支援がある。観測後も、進捗報告会などでデータ解析や研究進捗を確認する機会を設けており、連携の枠組みで研究を行う若手に対して刺激を与えている。データ解析に関して、初心者向けの IRAF 講習会を開催している。また、PSF 測光（IRAF）のマニュアルが整備されている。Python についても現在、OISTER の実務者（観測企画運営委員会）で勉強会を進めており、今後講習会などに発展させる予定である。また、OISTER がユニークな面として赤外や偏光などのユニークな機能を持つ装置が豊富にある点が挙げられる（図 2）。赤外の観測では突発現象に付随するダストによる放射や、星間ダストにうもれた現象のフォローアップに利点がある。近年注目を浴びている中性子星合体现象であるキロノバでは赤外の放射が卓越していることは知られている。偏光観測では、特異な幾何構造を持つ爆発現象やダストによる散乱、あるいは高い偏光度を示すシンクロトン放射を持つジェット天体に対する観測に有利となる。

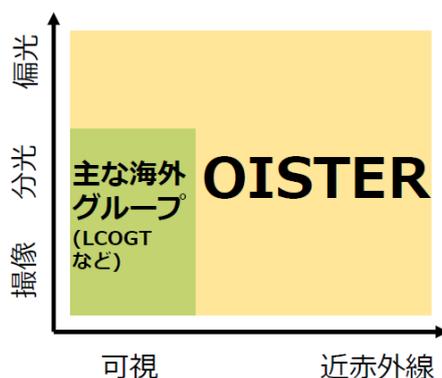


図 2: OISTER で観測可能なパラメータ

5：将来に向けたサイエンス検討

現在 OISTER では若手有志メンバーを中心に第三期(2022 年度 --)OISTER 実現に向けて動き出している。経緯としては、2019 年度末頃に次期概算要求に向けて始動し、その後 OISTER 運営協議会メンバーを加えた観測企画運営委員会の合同会議にて初提案がなされ

た。ちょうど同じタイミングで国立天文台執行部・国内 VLBI 大学間連携・OISTER の 3 者で概算要求に向けた「対 NINS/NICA 会議」が始まる。以降、6 度の対 NINS/NICA 会議が行われ、それに併せて OISTER でのサイエンス検討・高時間分解能サイエンス検討・OISTER/JVN でのサイエンス検討などが進められてきた。

我々は「多様な連携観測を通じた時間領域天文学・マルチメッセンジャー天文学の更なる推進」として、以下のようなサイエンスの検討を行っている。1. 重力波源となる中性子星合体現象観測を通じた合体爆発メカニズムの解明、2. 中性子星を含む連星の起源と進化の解明、3. 高エネルギーニュートリノ源天体の特定、4. 未知の高速電波バーストの解明である。たとえば、それらのうち中性子星連星に至る進化過程の研究について例をあげて紹介したい。連星中性子星はどのような過程を経て爆発に至るか不明である。GW170817 の発見を境に進化と起源を巡る理論・観測研究が大きく進展しつつある。ある有力なシナリオでは特異な超新星爆発によって中性子星連星が形成されることが示唆されている。その特異な超新星では爆発直後にその兆候が見られることが期待される。発見後速やかに超新星を測光・分光観測する事が肝要となる。我々は、この特異な超新星について、せいめい望遠鏡・かなた望遠鏡の連携観測を実現しており、連星中性子星進化シナリオに一致することを見出した [8]。

これら 4 つのサイエンスを柱としつつ、系外惑星、フレア星、激変星、X 線連星、ガンマ線バースト、超新星、活動銀河核、太陽系惑星、前主系列星など多様な突発変動現象のマルチバンドマルチモード観測を推進したいと感が得ている。

6. SUMMARY

OISTER は中口径望遠鏡を有機的に結び付けて突發現象を多バンド・多モードでフォローアップする枠組みである。第二期はマルチメッセンジャー天文学の推進を掲げて枠組みの活用を進めてきた。第三期に向けて、従来のサイエンスに加えて中性子星連星進化に関する観測研究や新たに高速電波バーストなどのサイエンスの柱を検討し、更なる多様な観測に基づく突発・変動現象の研究を推進していきたいと考えている。

参考文献

- [1] 関口 和寛, 2016, 天文月報, 109, 85
- [2] 渡辺 誠, 秋田谷 洋, 2016, 天文月報, 109, 168
- [3] 斉藤 嘉彦, 諸隈 智貴, 2016, 天文月報, 109, 176
- [4] 大朝 由美子, 高橋 隼, 2016, 天文月報, 109, 107
- [5] Yamanaka et al. 2016, PASJ, 68, 68
- [6] Aartsen et al. 2018, Sci, 361, 1378
- [7] Itoh et al. 2020, ApJ, 901, 3
- [8] Nakaoka et al. 2021, arXiv:2005.02992

イータカリーナを取り巻く星雲の起源

平井 遼介¹, Philipp Podsiadlowski², Stanley P. Owocki³,
Fabian R. N. Schneider⁴, Nathan Smith⁵

¹モナッシュ大学, ²オックスフォード大学, ³デラウェア大学, ⁴ハイデルベルグ大学,
⁵アリゾナ大学

概要

りゅうこつ座の η 星 (通称イータカリーナ) は, 中心星を取り巻く双極型の人形星雲を始めとして多くの特異な性質を持つ. その成り立ちを説明しようとこれまで数々のシナリオが提唱されてきたが, 全ての観測的特徴を包括的に説明できるシナリオはなかった. 今回我々は, 三重連星系内での恒星合体シナリオに注目し, 理論的裏付けを与えるための数値シミュレーションを行った. その結果, イータカリーナの観測的特徴, 特に星周物質の形状を良く再現することができ, イータカリーナの起源としての三重連星系内恒星合体シナリオを強く支持する結果となった.

1: はじめに

りゅうこつ座のイータ星 (通称イータカリーナ) は, 観測されている星の中でも最も明るく重い星の一つである. 特に赤外線では全天で最も明るい天体であり, 質量は $100\text{-}200 M_{\odot}$ にも上る. 他のどの星よりも強い恒星風を吹いており, 質量放出率は $10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$ にも上る[1]. その恒星風はもう一つ強い恒星風を吹く天体と相互作用しており, 5.5 年周期の X 線変動から非常に離心率の高い連星系を組んでいることが知られている[2]. また主星の恒星風は極方向の方が赤道方向より強く吹いていることも知られており, 高速回転していると考えられている[3]. 他にも多くの特異な性質を持つが, 何より目を引くのは星を取り巻く人形星雲である[4]. 人形星雲は 2 つの球が雪だるま状にくっついたような形状をしており, その中は空洞である. この星雲は 1840 年代に起きた爆発を起源にしていると考えられており, 今もなお同様膨張を続けている. 1840 年代の爆発によってイータカリーナは全天で 2 番目に明るい天体にまで増光し, 当時の天文学者たちの肉眼による測光観測の結果が残されている. その光度曲線は後に受かったライトエコー観測から得られた光度曲線とよく一致している[5]. ライトエコー観測からさらにスペクトルが測られ, 爆発噴出物の速度分布が近年わかってきた. 爆発噴出物の速度は平均が $500\text{-}600 \text{ km/s}$ 程度であったが, 一部 $10,000\text{-}20,000 \text{ km/s}$ という高速の成分も見つかったため 1840 年代の大爆発は速度分布に広がりを持つ真の爆発現象であり現在の恒星風とは異なる駆動メカニズムであると示唆された[5].

人形星雲のさらに外側に目を向けると, 人形星雲自体の膨張より遅い速度を持った噴出物の塊がいくつも見られる. これらの塊の固有速度を巻き戻すと 1840 年以前に数百年おきに 3~4 回に分けて放出されたと考えられており, それぞれが一方向的でかつ毎回異なった向きに質量放出が起きていたことがわかる[6]. 放出方向は人形星雲の対称軸とは相関が無いため, この前駆質量放出も大爆発や現在の恒星風とは全く異なるメカニズムで起きていたと考えるのが自然である.

2 : 今回扱うシナリオ

イータカリーナの起源を巡ってこれまで多くのモデルが提唱されてきたが、1840年代の大爆発のエネルギー及び現在の人形星雲の形状、そしてさらに外側の物質分布を全て包括的に説明できるモデルはなかった。今回我々は三重連星系内での連星合体シナリオを考える[7] (図1)。

このモデルでは、もとの系は大質量星の階層的三重連星系である。内側の連星内の片方の星が進化して質量輸送を開始すると、いずれ質量比が逆転して内側連星の軌道長半径が広がっていく。軌道が広がることで三体としての階層性が弱まり、系は不安定になる。不安定化した三体はカオティックな軌道に陥り、3体のうちの半径の大きい2つの星が互いに衝突し合体に至る。合体中は2つの星のコアが共通外層中を公転してゆっくり軌道を縮めていき、最終的にコア同士が潮汐破壊しあうことで大量の角運動量とエネルギーが解放される。解放されたエネルギーが外向きの衝撃波を形成し、1840年代の大爆発を起こす。爆発は外層の一部のみを噴出物として放出するため、解放されたエネルギーと角運動量の大半は合体生成物である星に残る。残存エネルギーによって星は熱平衡になっておらず、強い恒星風が駆動される。また星は高速回転しているため極方向に強い恒星風を吹く。この恒星風によって大爆発で放出された爆発噴出物を内側から掃き集め、現在の中空で双極的な形状をした人形星雲を形作ると考える。

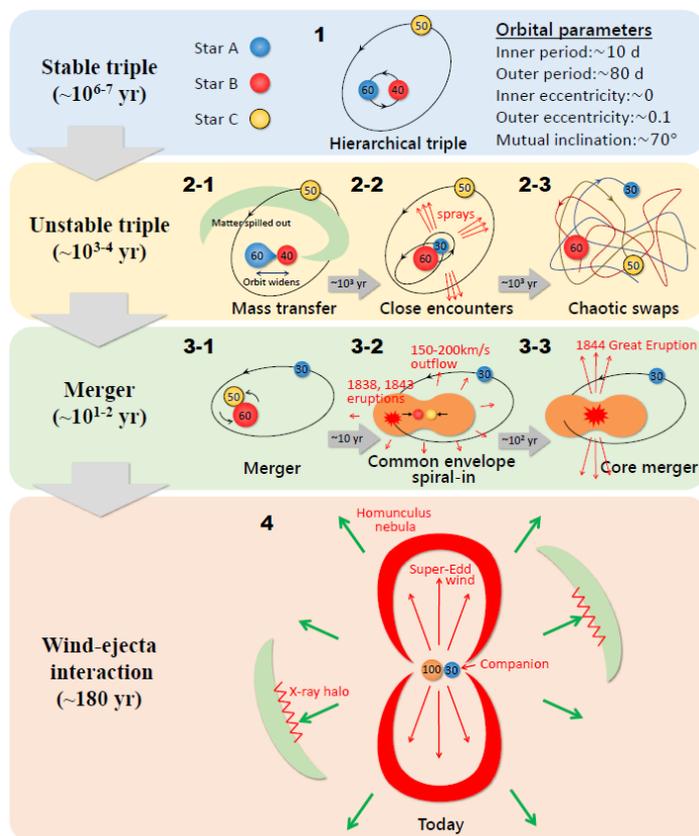


図1 : 今回扱うシナリオの概観

2 : 三重連星の進化

連星合体シナリオでは、爆発が一度しか起きないため人形星雲の外側の放出物の存在を説明できないという弱点が指摘されている。今回我々は、三重連星系の進化の過程で星同士が互いの表面をかすめるような接近をすることで質量放出しうることを明らかにした。

図 2 (左) に簡単な 3 体系の進化計算の結果を示す。青線は内側連星系の星同士の距離、赤線は主星と 3 体目の星との距離を表している。内側連星系の質量輸送によって軌道が広がり、最近不安定領域に突入したと仮定して計算している。最初の 1000 年ほどは階層性を保って安定的に古在秤動を起こしているが、ある時点からその秤動の振幅が大きくなっていく。この振幅の最大値のところで内側の星同士の距離が星半径と同程度になるため、互いの表面をかすめて質量放出を起こす。質量放出を再現するような N 体シミュレーションも行った (図 2 右)。その結果、離心率がある閾値を超えたときに開き角が 90 度程度の一方向的な質量放出が起きることがわかった。

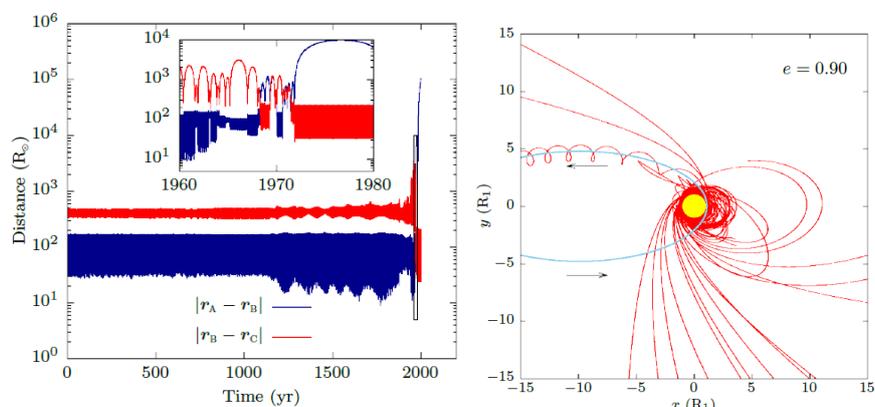


図 2 : 3 体系の力学進化 (左) と連星最接近時の質量放出計算 (右)

上記の 3 体系の進化と接近時の質量放出計算の結果を組み合わせることで人形星雲の外側にどのような物質分布を作るかを調べたのが図 3 である。数百年おきに異なる方向に一方向的な質量放出を起こしており、定性的な分布が観測されているものを良く再現していることがわかる。

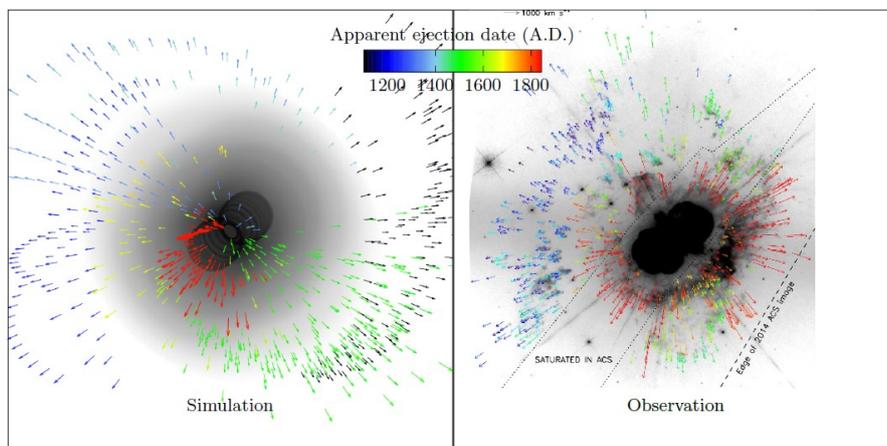


図 3 : 3 体系の進化中の質量放出による星周物質分布と観測との比較

3 : 恒星合体と人形星雲の形成

連星合体現象がどのような星雲を形成するかを探るため、2次元流体シミュレーションを行った。まず、合体を再現するために $100 M_{\odot}$ の星に連星軌道に含まれる程度の角運動量を注入し、高速回転して扁平した形状の星を作った。その中心部に軌道エネルギーに相当するエネルギーを瞬間的に注入し、爆発を再現した。その結果表面の $10 M_{\odot}$ 程度が爆発噴出物として放出され、爆発エネルギーは 10^{50} erg 程度であった。

その後、合体生成物からの強い恒星風を再現するため、中心部から双極的な恒星風を注入してシミュレーションを続けた。その結果内側の物質は恒星風によって掃き集められ、中空の人形星雲のような形状を再現することができた(図4)。観測されている形状(白い点線)と比較すると、非常によく似ていることがわかる。

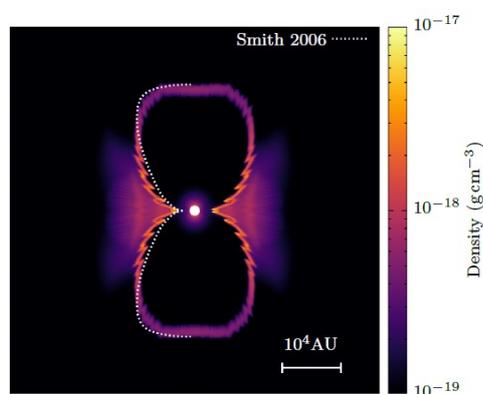


図4 : 流体シミュレーションから得られた人形星雲の形状と観測との比較

5 : まとめ

以上の3体力学計算、最接近時の質量放出シミュレーション、爆発の2次元流体シミュレーション、恒星風による掃き集めの2次元流体シミュレーションからなる4種類のシミュレーション結果から、三重連星系内の連星合体シナリオによってイータカリーナの起源を包括的に説明できることが分かった。イータカリーナの起源が明らかになったことで今後、イータカリーナの豊富な観測データを活かして一般的な連星合体の物理を詳細に知ることができ、連星合体と関わっている可能性のある他の天体や天体現象の起源も探ることができるはずである。

参考文献

- [1] Viotti et al., 1989, ApJS, 71, 983
- [2] Daminieli 1996, ApJL, 460, L49
- [3] Smith 2003, ApJ, 644, 1151
- [4] Thackeray 1949, The Observatory, 69, 31
- [5] Smith et al., 2018, MNRAS, 480, 1046
- [6] Kiminki, Reiter & Smith 2016, MNRAS, 463, 845
- [7] Hirai et al., 2021, MNRAS, in press

A 型接触連星における 質量交換率と質量損失率との割合の試算

高妻 真次郎¹

¹ 中京大学

概要

接触連星では、2つの成分星のロッシュローブが満たされており、両星間での質量交換や系からの質量損失といった質量移動現象が系の進化にも大きな影響を与える。我々は以前より、質量移動している可能性の高い接触連星のサンプルを過去文献から集めている。その中で、A型に分類される接触連星の質量比と各成分星の質量との間に、正反対の相関関係がみられた。これらの関係が、両星での質量交換および系からの質量損失に起因して生じたと仮定すると、連星の質量比が小さいほど質量損失率の割合が大きくなるという結論を得た。この結果はさらに、質量比と充填率、系の全角運動量に対する質量比および充填率との関係とも整合性があった。

1: はじめに

接触連星とは、2つの成分星のロッシュローブがともに満たされている連星系のことである。少なくとも一方のロッシュローブが満たされていると、ラグランジュ点を通じた質量移動が発生しやすい。質量移動が発生すれば、連星系をなす星の質量は変化する。その結果、質量移動は連星の進化にも大きな影響を与える。したがって、ロッシュローブが満たされているような近接連星の進化過程を究明するには、質量移動の性質を理解することが重要となる。しかし、現状では観測的には明らかになっていない点も多い。

我々は、接触連星のうちA型に分類される天体について、連星の質量比とそれぞれの成分星の質量との間に、正反対の相関があることを発見した。さらに、これらの相関関係が成分星間の質量交換と系からの質量損失によって生じたと仮定すると、質量交換率と質量損失率との割合が試算できた。本稿では、得られた相関関係および、具体的な計算方法などの詳細を紹介する。

2: サンプル天体

質量移動が定常的に発生していると、連星の公転周期は一定の割合で増加や減少をする。食連星では、光度曲線の極小部から公転周期が容易に求められる。そのため、長期にわたる測光データがあれば、公転周期の長期的な変化を調べることができる。我々はこの点に着目し、長期間にわたって一定の公転周期変動を示す接触連星のサンプルを以前から集めている。接触連星はW型とA型の2つに大別できるが、本報告での主対象となる天体はA型である。なお、A型の接触連星は、観測的には成分星のスペクトル型がA・F型であり公転周期が1日に満たないといった特徴をもつ。2020年の時点で、質量移動が起きている可能性の高いA型のサンプルは33天体であった。そのうち、公転周期が長期にわたり減少を示す系が14天体、増加を示す系が19天体である。本研究では、前者の14天体についての解析

を行った。

3 : A 型接触連星でみられた特徴的な相関関係

質量移動が発生している可能性が高いA型の接触連星のうち、公転周期が一定の割合で減少している14天体のサンプルにおいて、質量比と各成分星の質量との間に正反対の相関関係がみられた(図1)。質量比が大きいほど、主星の質量が小さく伴星の質量が大きいう関係である。これらの関係を、最小二乗法の一つの bisector 法[1]により求めたところ、

$$\log M_1 = (-0.35 \pm 0.05) \log q - 0.07 \pm 0.03 \quad (1)$$

$$\log M_2 = (0.71 \pm 0.03) \log q - 0.03 \pm 0.03 \quad (2)$$

であった。なお、質量比は、 $q = M_2/M_1$ (M_1 :主星の質量、 M_2 :伴星の質量)としている。

4 : 質量交換率と質量損失率との割合

図1でみられた関係が生じる原因のひとつとして、質量移動による影響が考えられる。利用したサンプル天体は、公転周期が一定の割合で減少を示す。質量の大きな星から小さな星へと質量交換が起きれば、公転周期は減少する。そのため、この種の質量交換が発生していれば、主星の質量は減少、伴星の質量は増加、質量比も増加する。そこで我々は、主星の質量移動率 \dot{M}_1 のうち、 $\beta \dot{M}_1 \equiv \dot{M}$ が質量損失に寄与し、 $-(1-\beta)\dot{M}_1 \equiv \dot{M}_2$ が伴星へと輸送されたと仮定した。質量比 $q = M_2/M_1$ の両辺を微分し、 M_1 と M_2 についてそれぞれまとめると、

$$\frac{\dot{q}}{q} = -\left(1 + \frac{1-\beta}{q}\right) \frac{\dot{M}_1}{M_1} \quad \text{または} \quad \frac{\dot{q}}{q} = \left(1 + \frac{q}{1-\beta}\right) \frac{\dot{M}_2}{M_2} \quad (3)$$

と変形できる。さらに、質量比と各成分星の質量との関係を $M_1 \propto q^{\alpha_1}$ 、 $M_2 \propto q^{\alpha_2}$ と表せば、

$$\beta = 1 + \left(1 + \frac{1}{\alpha_1}\right)q \quad \text{または} \quad \beta = 1 - \frac{\alpha_2}{1-\alpha_2}q \quad (4)$$

という関係式が得られる。したがって、式(1)および(2)で得られた関係より、 $\alpha_1 = -0.35 \pm 0.05$ 、 $\alpha_2 = 0.71 \pm 0.03$ と求められるので、

$$\beta = 1 - (1.86 \pm 0.41)q \quad \text{または} \quad \beta = 1 - (2.45 \pm 0.36)q$$

となり、これら2つの式は誤差の範囲で一致する。そこで、誤差を考慮したうえで二式をまとめると、最終的に

$$\beta = 1 - (2.21 \pm 0.38)q \quad (5)$$

が得られた。

式(5)は、質量比が小さいほど、質量移動率のうち質量損失率の占める割合が大きいことを意味する。我々の用いたサンプルのうち最小の質量比は0.07であり、この値の時には、質量が大きな成分星から移動した質量のうちおよそ85%が損失し、残りが質量の小さな成

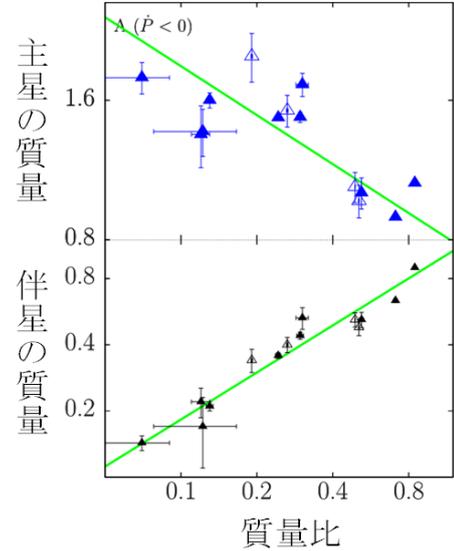


図1 : 質量比に対する各成分星の質量との相関関係。質量の単位は、太陽質量。

分星に移動することになる。さらに、 $q \sim 0.45$ のときには、質量損失の占める割合はほぼゼロになることを示す。

一般的に、質量比が小さいほど内部臨界ロッシュローブと外部臨界ロッシュローブの間隔はせまい。すると、質量が小さな成分星の表面から L2 点までの距離は質量比が小さいほど相対的に短くなり、L2 点を通した質量損失が発生しやすいと考えることができる。したがって、本研究によって得られた、質量比が小さいほど質量損失率の割合が大きいという結果は、ロッシュローブの形状の違いから考えられる物理とも矛盾しない。

5 : サンプル天体の連星パラメータ間にみられた他の相関

連星パラメータ間の関係においても、4 節の結果と整合性のある相関がみられた。図 2 は、質量比と充填率 (fill-out factor) の散布図である。この図では、下に凸型の放物関係がみられ、質量比が小さいほど充填率が大きい傾向にあることがわかる。なお、2 次関数で最小二乗フィッティングすると、極小値は $q \sim 0.56$ であった。充填率が大きいほど、成分星の表面が外部臨界ロッシュローブに近い状態にあると推測でき、前節で得られた結果とも矛盾しない。

図 3 では、質量比が小さいほど全角運動量も小さい傾向にある。質量比が小さいと質量損失が大きく、角運動量も系から失われやすいと考えることができる。さらに、図 4 の充填率と全角運動量との散布図では、充填率が 0.4 よりも大きい場合には、その増加とともに全角運動量が小さくなる傾向にある。充填率が大きければ、質量損失が起こりやすく角運動量が失われやすい状態だと考えれば、この関係も矛盾しない。

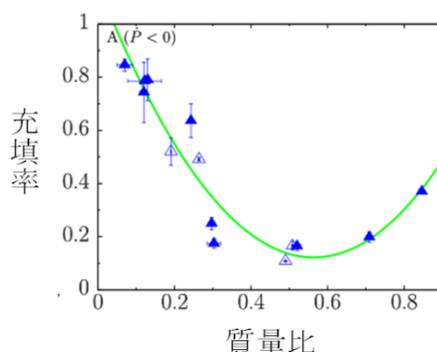


図 2 : 質量比と充填率の散布図

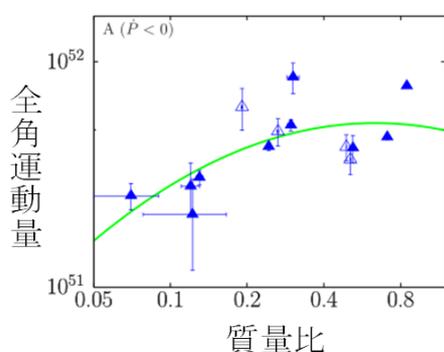


図 3 : 質量比と全角運動量の散布図

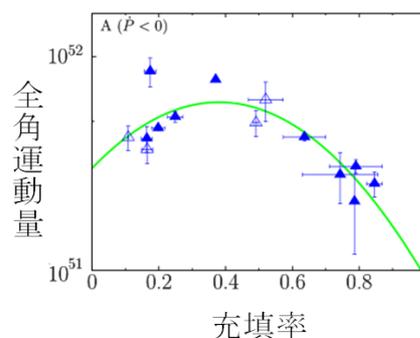


図 4 : 充填率と全角運動量の散布図

6:まとめ

質量移動が発生している可能性の高い A 型の接触連星において、質量比と各成分星の質量との相関が正反対となっていた。これを、両星間での質量交換および系からの質量損失の影響だと仮定し、質量交換率と質量損失率との割合を試算した。その結果、質量比が大きいほど質量損失率の割合は小さくなり、質量比が ~ 0.5 を超えると質量損失の寄与がほとんどなくなることがわかった。これは、サンプル天体の質量比と充填率、質量比と全角運動量、充填率と全角運動量との関係においても、整合性があった。

本研究では、質量比と各成分星の質量との相関関係が質量移動に起因するものと仮定した。今後は、他の可能性も考慮に入れつつ、本報告で得られた結論が妥当なものか否かを検証していく必要がある。

参考文献

[1] Isobe, T., Feigelson, E. D., Akritas, M. G., & Babu, G. J. 1990, ApJ, 364, 104

NESS (Nearby Evolved Stars Survey)で観測された 冷たいAGB星周縁の統計的性質

甘田 溪¹, 深谷 紗季子¹, 今井 裕¹, 新永 浩子¹, Peter Scicluna²,

Francisca Kemper², Naomi Hirano³, Sunder Srinivasan⁴ and NESS team

¹鹿児島大学,²ヨーロッパ南天天文台,³中央研究院天文及天文物理研究所,

⁴メキシコ国立自治大学,

概要

NESSは、太陽近傍の約800個のAGB星周縁をJCMTなどの望遠鏡を用いて観測している。これらの天体における低温度ガスの分布を明らかにするために、NESS-NROチームは、野辺山45m電波望遠鏡を用いて¹²CO, ¹³CO ($J=1-0$) 輝線の一点長時間観測 (158天体) とマッピング観測 (27天体) を行った。今回は、質量放出率などから考えられる統計的性質や、radial profileを用いた熱パルスの履歴探査について報告する。

1. 導入

進化した星が、星内部で生成した元素や星周縁で生成したダストを星間空間に供給することによって、銀河の物質進化は進んでいくと考えられている。そして、この過程は進化した星の中でも特に中・小質量星の進化末期である漸近巨星分枝 (Asymptotic Giant Branch; AGB) 星が支配的であると考えられている。そのため、銀河系の物質進化を解明するには、AGBにおける質量放出の詳細を調べる必要がある[1]。

AGB星内部のヘリウム層で起こる熱パルスによって、ヘリウム層で生成された核融合生成物 (¹²C, ¹³C, O, Nなど)が恒星大気へと流出し、AGB星周縁の¹²CO/¹³CO輝線強度比が変化すると考えられている[1]。そのため、AGB星周縁の¹²CO/¹³CO輝線強度比の分布を把握することによって、熱パルスの履歴を追うことができると期待される[2]。特に、より広がった冷たいガス分布を把握することで、より古い質量放出まで追跡できると期待されるため、COの $J=1-0$ 輝線は熱パルスのトレーサーとして適していると考えられる[3]。

2. 観測・観測天体

観測は、野辺山45m電波望遠鏡と、¹²CO,¹³CO,¹⁸O輝線を4ビームで同時に観測できるFORESTを使って行った。ノイズレベルは、一点長時間 (On-On) 観測で~0.02 K、マッピング (On-The-Fly) 観測で~0.1 Kである。マップサイズは180"×180"で、1天体以外全ての天体の星周縁全体を撮像できている。

3. 結果と考察

3.1 CO検出天体数・検出率

158天体に対して一点長時間観測を行い、そのうちの85天体で¹²CO輝線を、25天体で¹³CO輝線を検出した。また、27天体に対してマッピング観測を行い、そのうち19天体で¹²CO輝線を、10天体で¹³CO輝線を検出した。これらから、一点長時間観測の¹²CO,¹³CO輝線検出率はそれぞれ54%,16%で、マッピング観測の¹²CO,¹³CO輝線検出率はそれぞれ70%,37%となった。

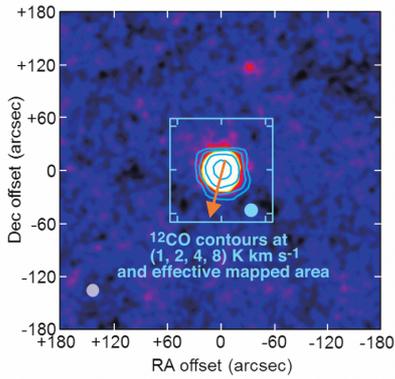


図1 o Cetの ^{12}CO ($J=1-0$) 輝線 (等高線) とダスト連続波 (カラー) のマップ。矢印は固有運動の方向を示す。

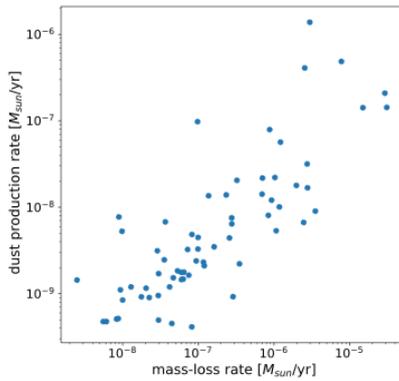


図2 質量放出率に対するダスト生成率

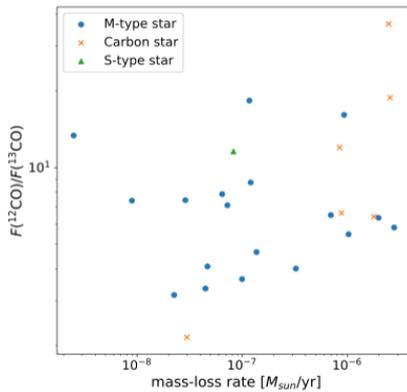


図3 質量放出率に対する $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ 輝線強度比

3.2 On-The-Fly マップ

マッピング観測で得られたマップの1例として、o Cetのマップを図1に示す。等高線は野辺山45m電波望遠鏡で得られた ^{12}CO ($J=1-0$) 輝線のマップで、カラーマップはJCMTで得られた $850\ \mu\text{m}$ のダスト連続波のマップである。それぞれの放射領域を比較すると、 ^{12}CO ($J=1-0$) 輝線の放射領域の方がより広がっていることがわかる。これは、ガスだけが外側にあるということを示しているわけではないと考えている。星周縁外側までダストとガスともに広がっているが、ダストの方がガスに比べて圧倒的に薄いため、CO輝線なら星周縁のより外側まで広がっている様子を見ることができると示していると考えている。

3.3 質量放出率 vs ダスト生成率

質量放出率 (ガス質量放出率) とダスト生成率 (ダスト質量放出率) に正の相関が見られ、その比は ~ 50 であった (図2)。ガス質量放出率は、一点長時間観測によって得られたスペクトルをもとに、

$$\dot{M}_{gas} = 4.55 \times 10^{-19} \left(\frac{T_{mb}}{\log(1/0.04)} \right)^{\frac{5}{6}} \times f_{co}^{-1} V_{exp}^{11/6} (DB)^{5/3}$$

[4,5,6]を使って計算した。 T_{mb} は主ビーム温度[K], V_{exp} は膨張速度[km/s], D は距離[pc], f_{co} はCO/ H_2 組成比, B はビームサイズ["]である。

3.4 質量放出率 vs $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ 輝線強度比

一点長時間観測から得られたスペクトルをもとに計算した質量放出率と $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ 輝線強度比に相関は見られなかった。また、スペクトル型ごとにデータ点がまとまっている様子もなかった (図3)。しかし、サンプル数が少ないことが原因でこのような結果になっている可能性があるため、今後の観測によりサンプル数を増やす必要がある。

$^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ 輝線強度比は、Carbon starで2-37, M-type starで3-18であった。M-type starに対してCarbon starの方が強度比は大きい傾向にあった。

3.4 質量放出率 vs 星周縁の直径

質量放出率と星周縁の直径に正の相関が見られた (図4)。C-rich starとO-rich starが同じ密度一定の直線に乗っていることから、星周縁外縁部における星間紫外線による光解離の影響は、C-rich starとO-rich starで差はないと考えていた。しかし、質量放出率は輝線強度を反映しており、星周縁の直径は感度を反映しているため、それらに相関があるのは当然であると、今回の研究会でいただいた指摘で気づいた。そのため、この図から光解離の

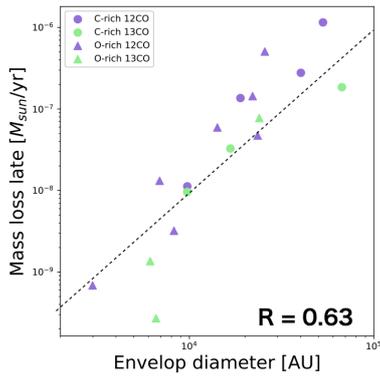


図4 質量放出率に対する星周縁の直径。
点線は $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v$ を使って引いた密度一定の直線を示す。

表1 中心星付近の推定した光学的厚み (τ) と質量放出率 (\dot{M})

Source	\dot{M} [M_{sun}/yr]	τ (^{12}CO)
M-type star		
o Cet	6.6E-09	0.01
IK Tau	1.6E-06	0.24
RX Boo	6.6E-08	0.04
S star		
χ Cyg	5.6E-07	0.16
W Aql	7.8E-06	0.54
Carbon star		
CW Leo	3.0E-05	12.15
RW LMi	7.5E-05	1.66
Y CVn	5.3E-08	0.01
CO Pvx	4.9E-06	0.37

影響を考察することはできず、他の要素から考え直す必要がある。

3.5 規格化したradial profileと光学的厚みの推定

10天体中7天体について、 $^{12}CO/^{13}CO$ 輝線強度比が動系方向にほぼ一定の分布であり（図5）、直近の1000-3000年に放出されたガスの中に熱パルスの痕跡は見られない。しかし、これは光学的厚みを考慮していない。

そこで、RADEXを使い、視線方向に沿って輻射輸送を解いていく数値シミュレーションを行うことによって、マップの再現を行った。そして、再現したときの中心星付近の光学的厚みを算出した（表1）。その結果、大部分の天体の光学的厚みが1以下となり、これらの天体のradial profileには本当に熱パルスの痕跡がないと考えられる。

また、M-type starとS starの光学的厚みがすべて1以下であることから、 ^{12}CO の自己遮蔽効果は小さく、星周縁外縁部における ^{12}CO と ^{13}CO の光解離は等しく行われていると考えられる。さらに、Carbon starの光学的厚みが大きくばらついたことから、 ^{12}CO の自己遮蔽効果は天体によって大きく異なると考えられる。

3.6 個々の天体

非対称な形をした星周縁が2天体観測された。ここでは、その2天体であるo CetとSW Virについて説明する。

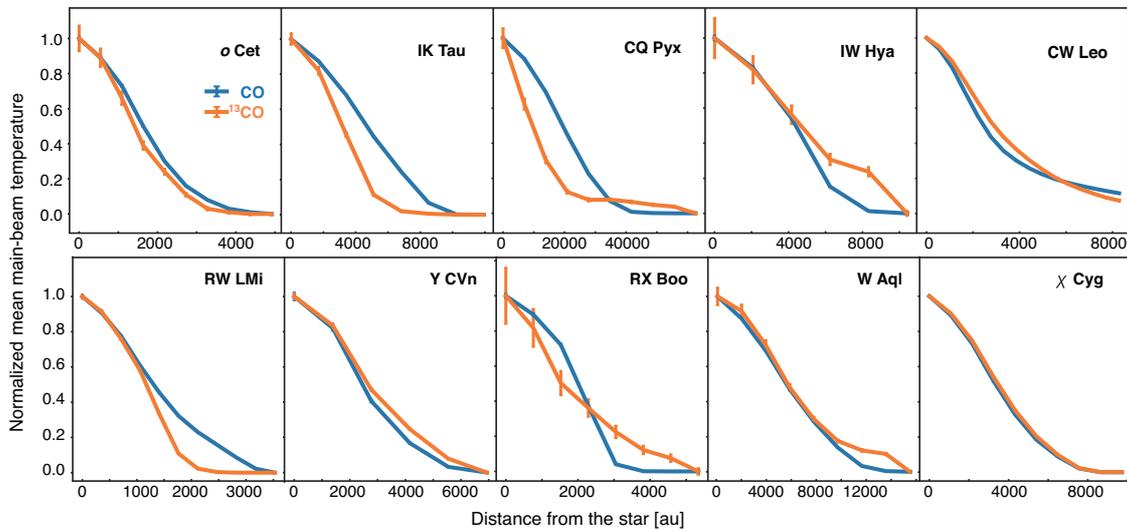


図5 星周縁における ^{12}CO と ^{13}CO 輝線の規格化したradial profile

3.6.1 o Cet

o Cetは、GALEXを使った紫外線の観測で、固有運動の方向に $\sim 2.7^\circ$ ほどガスが伸びて分布していることで知られている[7]。星を中心とした $180'' \times 180''$ の領域を私たちが撮像したところ、固有運動前方の星周縁は円弧のような形状をしており、後方の星周縁はそのような形をしていなかった(図1)。

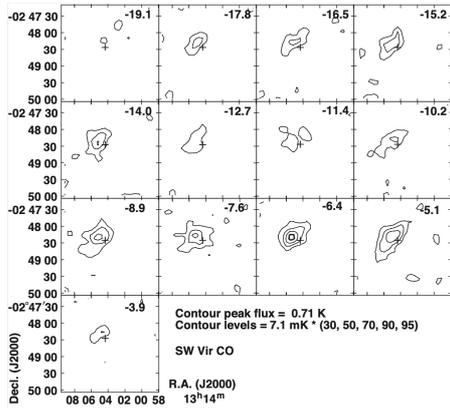


図6 SW Virの ^{12}CO 輝線のチャンネルマップ。

3.6.2 SW Vir

SW Virの星周縁が北東-南西方向に伸びた形をしていることがわかった(図6)。中・小質量星の進化末期に起こる双極ジェット現象が起こっているように見えるが、チャンネルマップのピークの位置が赤方偏移から青方偏移にかけて変わらないという特徴があり、これは双極ジェットの特徴とは大きく異なる。

また、Richichi et al. 2020で行われている観測から、中心星はおそらく単独星であることが推測され、この特徴も進化末期の星における双極ジェット現象の特徴とは異なる。今のところ、この特異な形状の原因はまだわからない。

4. まとめ

AGB星周縁の統計的な結果として、まず、質量放出率とダスト生成率に正の相関があり、その比は ~ 50 であったことが挙げられる。また、 $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ 輝線強度比は、Carbon starで2-37, M-type starで3-18となり、M-type starに対してCarbon starの方が強度比は大きい傾向にあった。より低い質量放出率を持つ天体やCarbon starのサンプル数が少ないため、今後はそれらのサンプル数を増やすことにより、より詳細な統計的性質を探っていく必要がある。

^{12}CO , ^{13}CO のradial profileと数値シミュレーションにより推定された光学的厚みから、光学的に薄い大部分の星周縁において、直近の1000-3000年に放出されたガスの中に熱パルスの痕跡は見られないと考えられる。

また、M-type starとS starの光学的厚みがすべて1以下と計算されたため、これらの天体の星周縁外縁部において、 ^{12}CO と ^{13}CO の光解離は等しく行われていると考えられる。一方、Carbon starの光学的厚みが大きくばらついたことから、Carbon starにおける ^{12}CO の自己遮蔽効果は天体によって大きく異なると考えられる。

マッピング観測した天体のうち、o CetとSW Virの星周縁が非対称な形で観測された。o Cetの星周縁は固有運動の方向に星周縁が引きずられたような形をしたおり、SW Virの星周縁は北東-南西方向に伸びた形をしていた。SW Virの星周縁からは、恒星の進化末期に起こる双極ジェットが出ているように見えるが、双極ジェットとは異なる特徴があり、なぜこのような形になっているのかまだわかっていない。

参考文献

- [1] Höfner & Olofsson, 2018, *Astron. Astrophys. Rev.*, 26, 1
- [2] Cernicharo et al. 2015, *A&A*, 575, 91
- [3] Castro-Carrizo et al. 2010, *A&A*, 523, 59
- [4] Knapp & Morris, M. 1985, *ApJ*, 292, 640
- [5] Olofsson et al. 1993, *ApJS*, 87, 267
- [6] Groenewegen et al. 1999, *A&AS*, 140, 197
- [7] Martin et al. 2007, *Nature*, 448, 780
- [8] Richichi et al. 2020, *MNRAS*, 498, 2263

ひまわり衛星を用いたベテルギウスの可視赤外多色撮像モニタリング

—ベテルギウスはなぜ大減光したのか?—

谷口 大輔, 山崎 一哉, 宇野 慎介

東京大学

概要

最も近くにある赤色超巨星であるベテルギウスは、2019 年末から 2020 年初頭にかけて可視光で大きく (~ 1 mag) 減光した。この減光の要因として、(1)有効温度の低下、(2)大規模な質量放出による星周減光、の二つが提案されているが、どちらが主因であるか十分に明らかになっていない。そこで我々は、気象衛星ひまわり 8 号による 2015 年 7 月から 2020 年 12 月までの 16 バンド撮像データ ($0.5\text{--}13\ \mu\text{m}$) を解析した。本講演では、5 年半に渡るベテルギウスの光度曲線と、モデルフィットの結果得られた有効温度と減光の時間変化を報告する。(※本講演/収録は 2021/1/29 時点での解析結果を報告するものである。)

1: イントロダクション

ベテルギウス (α Ori, HD 39801) は最も近くにある赤色超巨星であり、その有効温度は $T_{\text{eff}} = 3611 \pm 38$ K、光度は $\log(L/L_{\odot}) = 4.91^{+0.14}_{-0.13}$ である [1]。ベテルギウスは 168^{+27}_{-15} pc という非常に近距離にいるため [2]、赤色超巨星の大気構造や質量放出等を (場合によっては空間分解して) 研究するためにしばしば用いられてきた [3-4]。

ベテルギウスは平常時約 400 日周期で $\sim \pm 0.2$ mag の半周期的変光を示す [5-6]。これに対し、2019 年 10 月からベテルギウスは可視光で大きく減光を始め、2020 年 2 月には観測史上最も暗い $V \sim 1.6$ mag にまで達した [7-9]。これは平常時よりも約 1.2 等級も暗く、「ベテルギウスの大減光」(The Great Dimming of Betelgeuse) と呼ばれている。では、この大減光はなぜ発生したのだろうか?

大減光の発生からこの 1 年半の間に多くの研究者やアマチュアがベテルギウスの観測や研究を行い、現在では主に 2 つの仮説が有力視されている; 有効温度 T_{eff} の低下説と減光 $A(V)$ の増加説である。この前者を検証するため、大減光中のベテルギウスの可視光スペクトルが複数の分光器によって観測された [10-11]。これらの観測スペクトルと 1 次元モデル大気 (角度方向に一様で黒点/白斑がないもの) を仮定したモデルスペクトルとの比較により、 T_{eff} は確かに大減光時に減少したが、それはたったの ~ 100 K かそれ以下であることが示唆された。この程度の温度低下では可視光等級は ~ 0.5 mag しか減少せず、1.2 mag の大減光を説明するには不十分である。この結果は温度低下以外の効果、例えば新たに生成された星周ダストによる減光、が大減光に寄与していることを示唆した。

平常時のベテルギウスに関しては、星間減光と星周減光の総和は $A(V) \sim 0.6$ mag だと推定されている [12]。このうち、3D 星間減光マップ [13-14] によれば、ベテルギウス周囲の星間減光は $\ll 0.1$ mag だと推定される。このことから、平常時のベテルギウス方向の減光はほぼ全てベテルギウスから放出された星周ダストに起因するものであることが分かる [15]。また、この大きな星周減光は他の赤色超巨星でも確認されている [16-17]。しかしながら、これまでの研究では大減光時にベテルギウス周囲でのダスト生成が増加したことを直接示す証拠

は存在しない。これはダスト放射を直接検出できる中間赤外線でのベテルギウスの撮像モニタリングがこれまで報告されていないためである。

そこで、本研究では静止気象衛星ひまわり 8 号により撮影された毎日の画像を活用することで、ベテルギウスの 5.5 年間に渡る 16 バンド (0.45–13.5 μm) の測光結果を報告する (2 章)。この SED の時間変動データを用いることで、我々は有効温度 T_{eff} 、減光 $A(V)$ 、半径 R の大減光前後の時間変動を推定し、どのパラメーターが大減光に最も寄与していたかを検証する (3-1 章)。そして、中間赤外線での光度曲線を用いることで、ベテルギウスの星周ダスト放射の時間変動を決定する (3-2 章)。最後に、ベテルギウスが実は大減光の約 10 ヶ月前に突然その大気構造を変化させていた可能性を示す (3-3 章)。

2：ひまわり 8 号で撮られた画像の測光

ひまわり 8 号は日本の気象衛星で、東経 140.7 度の赤道上空 35,786 km の静止軌道上を公転している[18]。ひまわり 8 号は 2015 年 7 月 7 日から運用を開始し、10 分に 1 回地球全面を可視近赤外線カメラ (Advanced Himawari Imager; AHI ; 図 1) で撮影している。ひまわり 8 号は地球の他に地球の縁の位置する宇宙空間も観測しているため、ひまわり 8 号は「宇宙望遠鏡」として活用することができるのである (図 2)。

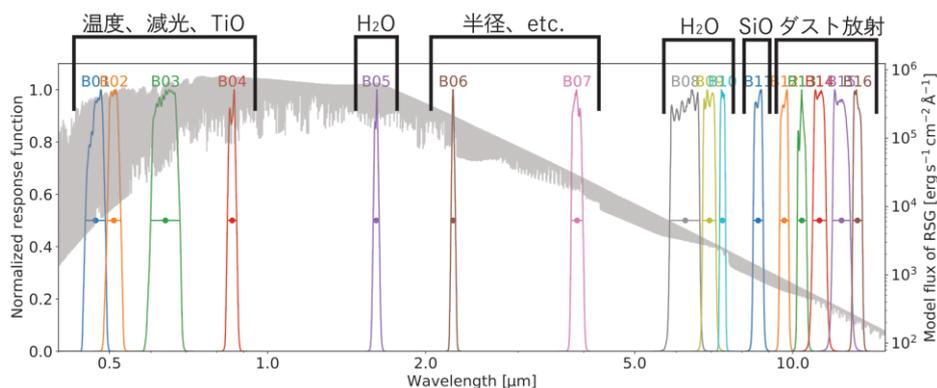


図 1 ひまわり 8 号の AHI カメラの波長範囲と赤色超巨星のモデルスペクトル例。

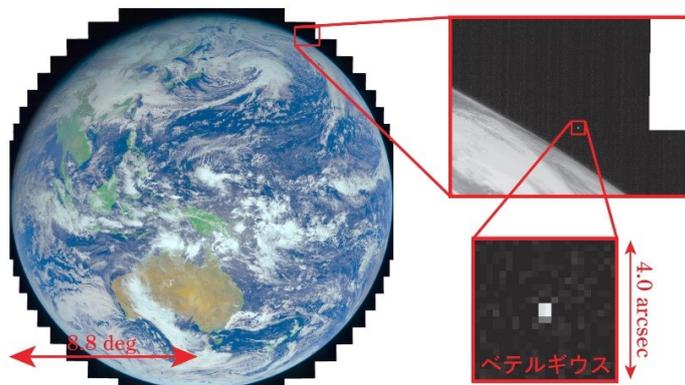


図 2 ひまわり衛星から見た地球の疑似カラー画像 (左) と、近赤外線での宇宙空間に写り込んだベテルギウス (右)。近赤外線のひまわり衛星の画像のピクセルスケールは 11.53 秒と空間分解能より荒いため、ベテルギウスからの光は主に 4 ピクセルの中に収まっている。

ひまわり 8 号の画像は既に一次処理済みデータが気象庁から配布されている。そこで、本研究では配布画像からベテルギウスが写っている位置を特定し、 $7 \times 7 \text{ pix}^2$ の矩形開口を用いた開口測光を行った。得られた合計 16 バンドでの光度曲線を図 3 に示す。

3-1 : ひまわり 8 号による SED とモデルの比較

前章で得られたベテルギウスの SED の 5.7 年間に渡る時系列データを赤色超巨星の光球モデルでフィットすることにより、ベテルギウスの主なパラメーターである有効温度 T_{eff} 、減光 $A(V)$ 、半径 R の時間変化を決定した。具体的には、NextGen グリッドの一次元光球モデルスペクトル[19]を Cardelli's law[20]で減光させることによりモデルスペクトルを作成した。また、 $10 \mu\text{m}$ 前後では光球モデルでは再現されないダスト放射が見られるため、フィッティングには $8 \mu\text{m}$ 以下のバンドの測光値のみを用いた。

図 4 左に本研究で得られたベテルギウスの物理パラメーターの時間変化を示す。これらの図から、まず大減光時には T_{eff} が約 90 K 減少し、 $A(V)$ が約 0.6 mag 上昇していたことが分かる。つまり、大減光は有効温度減少と星周減光増加の両者が同程度寄与していた、ということが明らかとなった。更に、 $A(V)$ の増加は大減光の約 10 ヶ月前の 2019 年 4 月に開始していたことも発見された。この現象はベテルギウスの地上観測が困難な夏に起こっていたため、宇宙からの観測を毎日行っているひまわり衛星ならではの発見である。

3-2 : 大減光時のダスト量増加の初の直接検出

前節での議論により、大減光時には星周減光が確かに増加している可能性が示唆された。しかしながら、観測 SED のモデルフィットはモデルの様々な仮定に依存し、例えば星周減光の増加を仮定せずとも、大減光時に黒点が恒星表面の大半を覆うモデルでも観測 SED を少なからず再現することができる[21]。

そこで、本当に星周ダストが増加しているか検証するため、我々はひまわり衛星の中間赤外画像、とりわけ Band 12 ($9.64 \mu\text{m}$) のダスト放射の強度の時間変化を調べた。図 4 中央下は Band 12 の測光値から光球由来の成分を差し引いた光度関数である。これを見ると、平常時は有効温度の増減と Band 12 の超過がよく相関しているのに対し、大減光時は有効温度の低下にも関わらず Band 12 の超過が増加していることが分かる。つまり、大減光時にダスト量が確かに増加していることを直接示す初の証拠となる。

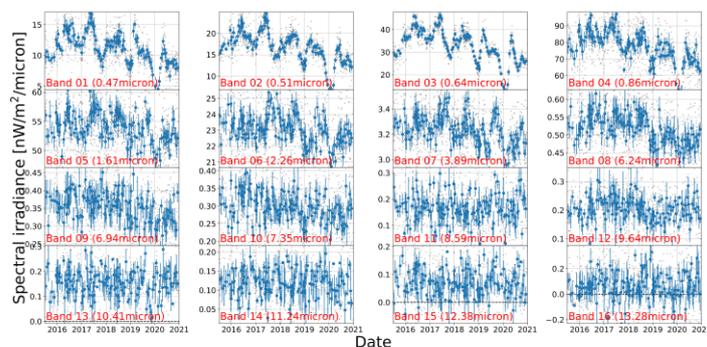


図 3 ひまわり 8 号 AHI の全バンドでの光度曲線。

3-3 : 大減光の 10 ヶ月前の大気構造の急な変化

最後に、図 4 右下は Band 8 (6.24 μm) の光球成分からの超過を示す。この波長帯は水分子バンドを含む波長帯であるため、Band 08 の超過は光球モデルが予想しない水分子輝線、不足は水分子吸収線の存在を示す。光度曲線を見ると、2019 年初頭までは光球モデルが観測された光度曲線をよく再現していたのに対し、2019 年 3 月から水分子吸収線が卓越し、4 月に $A(V)$ の増加が始まるタイミングと同時に急に 2 週間未満のタイムスケールで吸収線が輝線へと転じたことが分かった。このような急激な水分子バンドの変化は従来の赤色超巨星の大気モデルでは予言されておらず、MOLsphere [22] の形成/消失を含む、赤色超巨星の大気モデルの改訂を迫るものである。

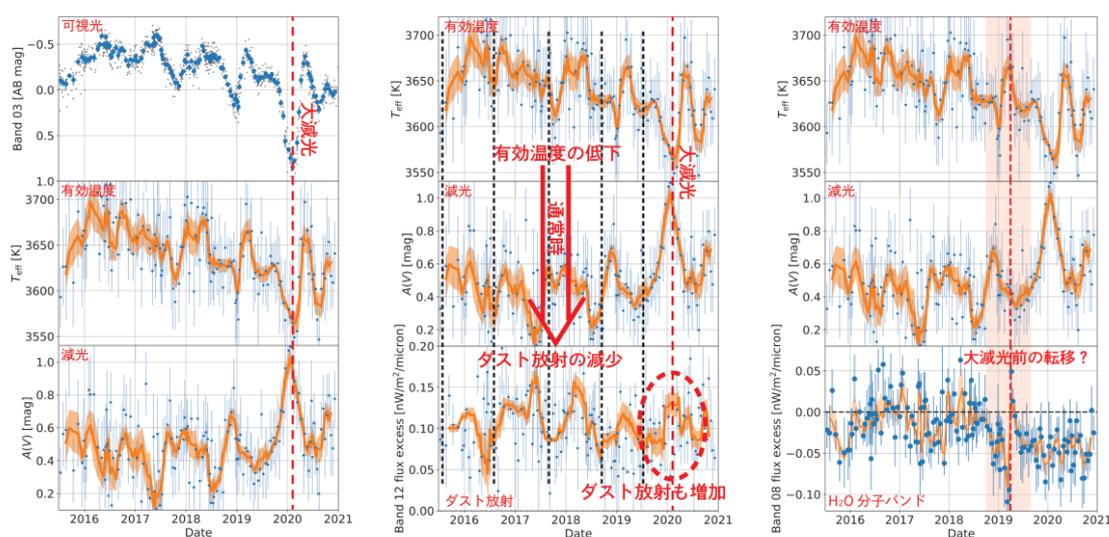


図 4 (左) 得られた T_{eff} 、 $A(V)$ 、 R の時間変化。(中央下) ダスト放射の時間変化。(右下) 水分子バンド強度の時間変化。

参考文献

- [1] Taniguchi, D. et al. 2021, MNRAS, 502, 4210
- [2] Joyce, M. et al. 2020, ApJ, 902, 63
- [3] Ohnaka, K. et al. 2011, A&A, 529, A163
- [4] O’Gorman, E. et al. 2017, A&A, 602, L10
- [5] Kiss, L. L. et al. 2006, MNRAS, 372, 1721
- [6] Lloyd, C. 2020, arXiv:2006.15403
- [7] Guinan, E. F. et al. 2019, ATel, 13341, 1
- [8] Guinan, E., et al. 2020, ATel, 13512, 1
- [9] Sigismondi, C. 2020, ATel, 13601, 1
- [10] Levesque, E. M. et al. 2020, ApJL, 891, L37
- [11] Začs, L. et al. 2021, RNAAS, 5, 8
- [12] Levesque, E. M. et al. 2005, ApJ, 628, 973
- [13] Green, G. M. et al. 2019, ApJ, 887, 93
- [14] Leike, R. H. et al. 2020, A&A, 639, A138
- [15] Dupree, A. K. et al. 2020, ApJ, 899, 68
- [16] Massey, P. et al. 2005, ApJ, 634, 1286
- [17] Walmswell, J. J. et al. 2012, MNRAS, 419, 2054
- [18] Bessho, K. et al. 2016, Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II, 94, 151
- [19] Allard, F. et al. 2012, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 370, 2765
- [20] Cardelli, J. A. et al. 1989, ApJ, 345, 245
- [21] Harper, G. M. et al. 2020, ApJ, 905, 34
- [22] Tsuji, T., 2006, ApJ, 645, 1448

新星の偏光分光観測

講演者 新井 彰

京都産業大学 神山天文台 研究員

概要

新星とは白色矮星と、主系列星もしくはより進化した伴星からなる近接連星系で生じる爆発現象である。新星は ${}^7\text{Li}$ や ${}^{15}\text{N}$ などの同位体元素の銀河系における主要な供給源であると考えられているのに加えて、ダストの形成過程をリアルタイムに観測できる数少ない天体でもある。元素の正確な放出量を知り、元素合成モデルを検証してゆくには、新星の放出物の構造を詳しく知ることが重要である。新星の構造を調べる方法は、爆発後の吸収線から視線方向のガス構造を調べる方法や、輝線を用いて全体的なガスの分布を探る方法が主流である。しかし、これらの方法は爆発初期の構造を把握するには決定力に欠けるところがある。そこで、偏光分光観測（とくに高分散偏光分光観測）が有用な手段となる。本発表では新星における偏光分光観測の有用性について、これまでの研究例と我々のグループの V339 Del の高分散偏光分光観測の結果を交えて紹介する。なお、本公演は、連星変光星研究会 2019 の新中善晴氏の講演と重複するところが多くある。新中氏の収録 [A]には、本稿では省略した偏光分光観測の原理や V339 Del の観測情報がより詳しく記載されている。そちらも合わせてご覧いただきたい。

1. 新星の光度曲線と放出物（イジェクタ）の構造

新星とは軽い星が死を迎えた後に残る白色矮星と、主系列星もしくはより進化した伴星が非常に近い軌道で周回している近接連星系で生じる爆発現象である（図1）。伴星の表層のガスが降着円盤を介し白色矮星の表面に薄く積もらせ、そのガス層が厚くなるにつれて温度・密度は次第に上昇し、ある臨界点を超えると急激な熱核暴走反応(TNR)による爆発現象を引き起こす。



図1.新星爆発の模式図

新星の光度変化の特徴を整理して描いた模式図を図2に示す。この図は古典新星の教科書から引用したものに日本語の注釈を付加したものである。ここでは一般的な新星の光度変化について紹介する。新星の爆発増光前の静穏期の明るさを基準にとると、爆発後1日〜数日程度で極大を迎える。極大時には約10等級の増光を示す。

新星の光球面（光学的に厚い密度の高い外層表面）が大きくなりつつ、放出されたガスの先端が一致したまま膨張する時期を 火の玉期 と呼ぶ。この時期には輝線は非常に弱く、A型—F型巨星に類似したスペクトル的な特徴を示すことが一般的である。爆発放出物（以降、イジェクタ）がさらに膨張すると、ガスの先端付近は光学的に薄くなる。また、ガスの放出量が次第に減少し、光球面は

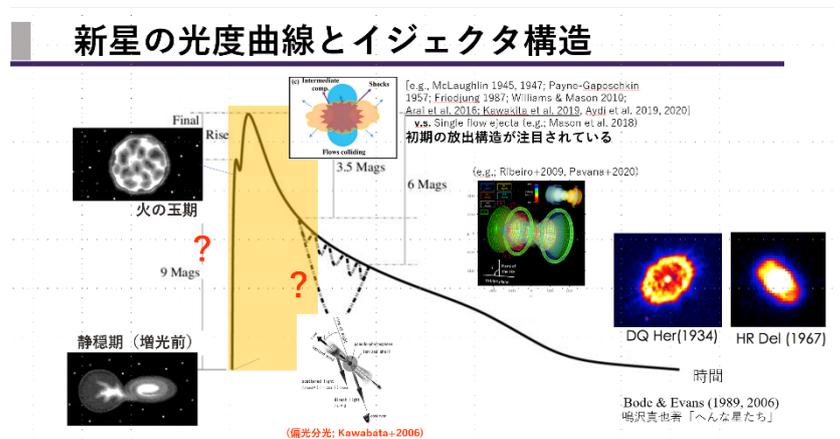


図2.新星の光度曲線とイジェクタ構造

ガス密度の濃い内側へと後退はじめる。希薄になっていく膨張ガスの外層部分では、自由-自由放射による連続光、電離プラズマの再結合によって生じる輝線が観測され、惑星状星雲に類似した状態となる。この段階の初期を「早期減光期」、またイジェクタ全体が十分に光学的に薄くなった段階を「星雲期」という。その後、数年～数十年かけて静穏期の光度まで減光する。減光の途中、極大から3.5—6等下がったあたりで、ダスト生成減少や波打つような光度変化を示すものもある。新星の光度曲線は多様性に富むことがよく知られており、数種類に分類されているが、図2はそのような多様な光度曲線を単純化したものである。

2. なぜ爆発初期が面白いのか？

新星爆発の核反応は銀河の化学進化や太陽系の進化の議論をするうえで重要な同位体元素(${}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$ など)が生成されると理論的に予測されてきた^[1-7]など。2015年以降、新星の比較的早い時期(爆発から80日未満)の高分散分光観測によって、これまでの理論的予想を大幅に上回る ${}^7\text{Li}$ の生成が観測され^[8,9]など、新星は銀河系内の主要なリチウム供給源であることが確認された。また、新星のイジェクタ中で生成された分子の吸収バンドから、炭素・窒素の同位体組成比(${}^{12}\text{C}/{}^{13}\text{C}$ と ${}^{14}\text{N}/{}^{15}\text{N}$)が、隕石中に見つかるプレソーラー粒子(太陽系形成時の情報を保持する微粒子)の一群と近いということも知られつつある^[10-12]など。また、全新星の25%ほどで観測されるダスト生成現象も古くから知られているものの、イジェクタ中のどこでどのようにダストが凝結し消滅していくのかよくわかっていない^[13,14]など。

また、爆発初期の極大に向かう増光期間の質量放出についてもよくわかっていない。増光に比較的長い時間を要する新星では、増光期の分光観測に成功した例もある。例えば、回帰新星 T Pyx では、ウォルフライエ星に似た高励起輝線が豊富なスペクトルが観測され、火の玉期よりも高温な外層の存在を示唆する結果が得られた^[15]ほか、T Pyx や V5558 Sgr といったゆっくり増光した新星では、火の玉期の前に輝線の強い時期があることが知られている^[16,17]。このような極初期の分光観測は、初期のイジェクタ構造や爆発機構を理解する上で重要であり、TNR 期間の対流モデルなどの検証にもつながると期待される。新星の極初期の観測データを得るには、発見から数時間～1、2日以内に非常に迅速に観測を実施する必要がある。著者は、そのような迅速な ToO 観測を可能とする京都大学の 3.8m せいめい望遠鏡を代表とする、国内の中口径望遠鏡やアマチュア観測家の観測によって、増光期の描像の解明につながるブレイクスルーが得られることと期待している。

ここで紹介した新星の初期に関する研究例はごく一部である。新星の爆発初期は大変興味深い観測対象であり、この時期のイジェクタ構造を把握することは、新星そのものの物理に加えて、星間空間への各種元素の供給源としての寄与を理解する上でも重要である。

3. 新星の爆発放出モデル

新星のイジェクタ構造の研究は古く、1940-50年代に McLaughlin が可視光高分散分光観測から多層構造のイジェクタ描像を提案したことに始まる^[18]。それ以降、図1(の右側)に示すように爆発後数十年経過した新星の直接撮像や、爆発後の分光観測による輝線形状からイジェクタ構造が多様性に富んでいることが明らかになった^[19,20,21]など。2008年に Williams ら^[22]は重元素の吸収線の強度や速度の時間変化に着目し、連星系の軌道面に広がる低速物質と新星爆発による高速の新星風が相互作用するという新しい物理描像を提唱した。

現在はこれらの描像に加えて様々な観測事実を取り入れ発展させた2つの物理モデルが台頭している。1つ目はLiらが2017年に提案した2段階の放出過程を伴うモデルである^[23,24](図3)。爆発の最初は伴星の影響を受けた降着ガスが連星面に低速で放出され、続いて放出される高速ガス風が低速のガスと衝突しショックを起こすというものである。このモデルは爆発初期に検出されるガンマ線放射や、爆破初から数ヶ月以内に生じるダスト生成を説明できるものとして期待されている。2つ目はShoreらのグループが主張するイジェクタ内の温度・密度のムラ

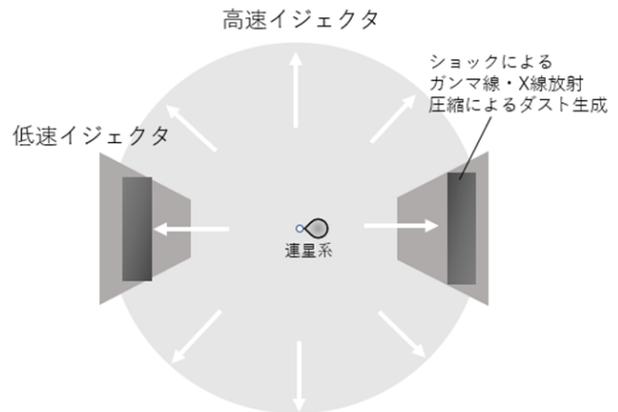


図3. Li et al. (2017) の物理モデルを元にした模式図

減光期における分光観測から推定されるイジェクタ構造からは、それらは概ねLi et al. (2017)や Metzger et al. (2014)の提唱する2段階の放出過程の仮説^[23,24]を支持する結果が得られつつある^[27]とその参考文献。両モデルとも一部の新星で整合性はあるが、多様な条件における観測的検証が必要な段階であり、爆発初期のイジェクタ構造については十分に理解されているとは言い難い。

4. 新星の偏光分光観測

新星のイジェクタ構造を探る方法は複数ある。爆発初期には、近赤外線干渉計によるイジェクタの大きさや形状の測定する方法、中・高分散分光観測によって吸収線の速度やプロファイルから推定をする方法、そして偏光分光観測によって非球対称構造を探る方法である。減光期・星雲期においては天体そのものの減光に加え、イジェクタのガス密度の低下によって、干渉計でのサイズ測定や吸収線の検出は難しくなっていく。この時期には偏光分光観測、低～高分散分光観測による輝

表1. これまでの偏光分光観測例

天体	文献
V1819 Cyg (= Nova Cyg 1986)	Whitney & Clayton, 1989, AJ, 98, 297
BY Cir (= Nova Cir 1995)	Johnson et al., 1997, AJ, 113, 2200
V1974 Cyg (= Nova Cyg 1992)	Bjorkman et al., 1994, ApJ, 425, 247 ^[28]
V4444 Sge (= Nova Sge 1999)	Kawabata et al., 2000, ApJ, 540, 429
U Sco, V4633 Sgr (=Nova Sgr 1998)	Ikeda et al., 2000, A&A, 335, 256
V1494 Aql (=Nova Aql 1999 No.2)	Kawabata et al., 2001, ApJ, 552, 782 ^[29]
V475 Sct (=Nova Sct 2003)	Kawabata et al., 2006, AJ, 132, 433
V339 Del (=Nova Del 2013)	Kawakita et al., 2019, ApJ, 872, 120

線の測定が主要な手段となる。爆発から数年も経過するとイジェクタは広がり、補償光学を使った撮像観測によって直接イジェクタの形状を観測することもできるようになる。また、地球から近い天体であれば数十年後には通常の撮像観測で形状の観測が可能となる。この中で偏光分光観測は、上述のとおり初期～中期にかけてイジェクタ構造を探る手段として有効である。また、偏光分光観測はイジェクタの非球対称構造の有無と合わせて、視線速度の情報をあわせて得ることができるため、撮像観測と分光観測の利点を併せ持つ情報量を得ることができる。このため、偏光分光観測は新星のイジェクタ構造を探る上では非常に強力な手法である。

これまでに行われた新星の偏光分光観測を表1にまとめる。現在までに8例程度しかない。これほどに研究数が少ない理由としては、装置が非常に特殊であることに加え新星の偏光度が小さい($P < 1\%$)のために、

有意な観測結果が得ることができるのは非常に明るい新星の爆発の、それも比較的初期に限られるためだと考えられる。偏光分光観測によってイジェクタ構造の時間変化を明確に議論した最初の例は、Bjorkman et al. (1994)^[28]による、はくちょう座新星 1992 (= Nova Cyg 1992, V1974 Cyg)の観測である。この研究では、爆発の2週間後から1年3ヶ月後までの長期にわたる偏光分光観測を実施した。彼らは爆発から3ヶ月間ほどは新星光球とシェル状の散乱体の存在し、その後バイポーラー構造の散乱層と解釈される構造へと時間変化したことを報告している。その他の顕著なイジェクタ構造の推定例として、V457 Sct という新星を観測した Kawabata et al. (2006)^[29]がある。彼らは爆発から減光初期の25日と36日後の偏光分光観測によって、散乱体がジェット状に分布していることを明らかにした(図2の中央付近の模式図)。このように、爆発後の偏光分光観測によって、従来の方法では確定的な議論が難しかった爆発の比較的早い段階においても、イジェクタが非球対称の構造を持つことが確認されてきた。これらの観測から得られた物理描像の多くは、爆発後期の星雲期における輝線の観測から推定されているバイポーラー形状と整合性がある。次節では、極大周辺でのイジェクタ構造とその時間変化を明らかにすることに成功した V339 Del の偏光分光観測(Kawakita, Shinnaka, Arai, Arasaki, Ikeda 2019, ApJ, 872, 120)^[30]を紹介する。

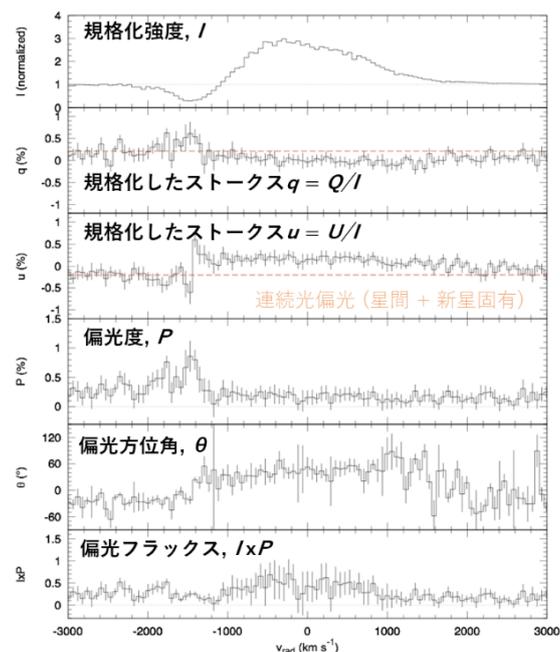


図4. 偏光スペクトルの例^[30]

5. V339 Del の線偏光分光観測から見てきた新星の初期のイジェクタ構造の変化

5.1 古典新星 V339 Del

古典新星 V339 Del は、新天体発見者として著名な板垣公一氏によって2013年8月14日に、いるか座に発見された古典新星である。この新星は極大時には4等台にまで明るくなった(肉眼新星は約10年に1個程度しか発見されない)。そのため多くの観測的研究が実施された。特に、イジェクタ構造の調査に直結する観測としては赤外線干渉計による直接撮像観測が実施され、爆発直後から視直径が徐々に大きくなっていく様子が確認された^[31]。この研究では、高S/N比の観測が成された爆発後2~9日後には、楕円形の非球対称の構造が検出され、新星の光球の幾何構造が変化した可能性が示唆された。また、V339 Del はガンマ線が検出され^[32]、かつ、ダスト形成も検出された^[33]。これらの観測的特徴は、上述の Li et al. (2017)に代表される2段階放出モデルを特徴付けている現象でもある。結果的に V339 Del は非常に明るいことに加え、新星の質量放出構造のモデルを検証するのに都合の良い特徴を兼ね備えた新星であったといえる。

5.2 V339 Del の線偏光分光観測

偏光分光観測をすることによって、偏光度と方位角とその変化を知ることができる。図4は、横軸を速度の単位で表した偏光スペクトルの例である。上から規格化した強度スペクトル I 、ストークス q, u 、偏光度 $P (= \sqrt{q^2 + u^2})$ 、偏光方位角 $\theta (= \frac{1}{2} \tan^{-1}(\frac{u}{q}))$ 、偏光フラックス $I \times P$ を示している。ストークス q, u はそれぞれ、方位角0度と90度の成分の偏光強度(Q)、45度と135度成分の偏光強度(U)を連続光で規格化した強度

スペクトル (I) で除算したものである。 θ は、天球上での北からの角度を意味する。図5に示すように、ストークス q と u を軸にとり、観測で得られた q, u をプロットした図を $q-u$ 平面図とよぶ。偏光度 P は原点からの (q, u) 点までの距離で表され、 q 軸 (南北方向) から u 軸 (南北から45度の方向) に向けて成す角 (偏光方位角 θ) の2倍 (2θ) となるため、天球上での方位角 θ はその半分となる。 $q-u$ 平面図は偏光度と偏光方位角を視覚的に見るのに有用な図であり、偏光観測の結果の図としてよく使われる。

Kawakita et al. (2019)^[30]では、京都産業大学 1.3m 望遠鏡と偏光分光装置 VESPoA^[34]を用い、V339 Del の爆発から 0.91 日後から、7日間連続で観測を行った。まず、特に幾何構造の変化という点において顕著な結果が得られた 0.91 日後の結果について注目する。図5は 0.91 日後の H α 線の線偏光成分の $q-u$ 平面図と同日の H α 周辺の強度スペクトル (I) である。図5の $q-u$ 平面図の値は、連続偏光成分を差し引いている。この図が示す意味を理解するためには、適当なガスの幾何及び速度場構造を想定した偏光モデルと比較するのが一般的であるが、現時点では、一般的な新星の偏光分光のモデルは存在していない。そこで、Kawakita et al. (2019)^[30]ではイジェクタの構造や物理的状態の類似性から、超新星の偏光スペクトルのシミュレーションの結果と比較することにより V339 Del の偏光分光観測の結果の解釈が試みられた。図6は、Tanaka et al. (2017)^[35]で提案された超新星の膨張するイジェクタ幾何構造をモデル化し、観測される偏光分光スペクトルを理論的にシミュレーションしたものである。この図の右のパネルは $q-u$ 平面図であり、ドップラー速度の大きいで色分けされた偏光成分が示されている。この色分けは左のパネルに示された膨張する光球とトーラス構造の速度場の色と対応している。この図では、超新星の膨張速度として最大 20,000 km/s まで計算されている。V339 Del の膨張速度は最大で 2,000 km/s 程度であり、これの約 10 分の 1 である。このような放出エネルギーの違いはあるが、新星の極大付近は光学的に厚いガスが連星系を覆っており、図5に示すように P-Cyg プロファイルが単純な形状をしていることから、ハッブルフロー的に放出されるイジェクタを仮定して大きな問題はない。したがって超新星とのイジェクタ構造の類似性から、超新星のシミュレーションの結果と V339 Del の観測結果を比較できる。図5に示した 0.91 日後 $q-u$ 平面上での H α 線の偏光成分の振る舞いは、図6に示した「膨張する光球を膨張するトーラスが覆っている」場合の偏光度の振る舞いと一致することがわかる。超新星のモデルでは、速度毎の偏光度の分布は水平方向に分布しているが、V339 Del の $q-u$ 平面では、偏光成分は右下がり約 120 度傾いている。以上より、V339 Del の偏光方位角は約 60 度であると推定できることから、トーラス状の幾何構造は北から約 60 度傾いていたと推定される。

V339 Del のそれ以降のデータについては連続光偏光の時間変化を捉えることに成功している。それをま

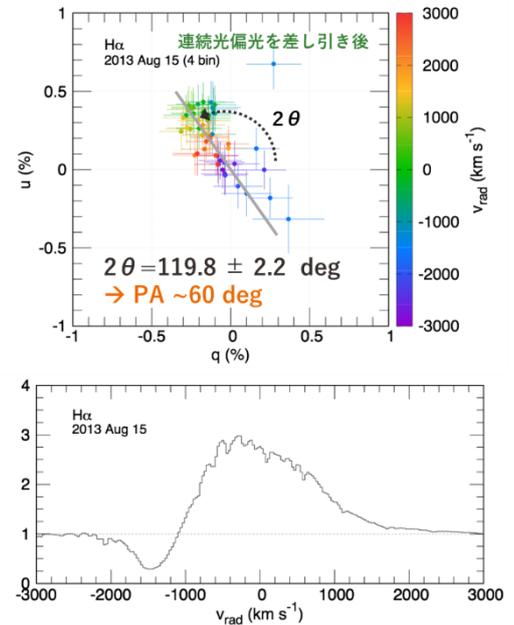


図5. H α の線偏光スペクトル^[30]

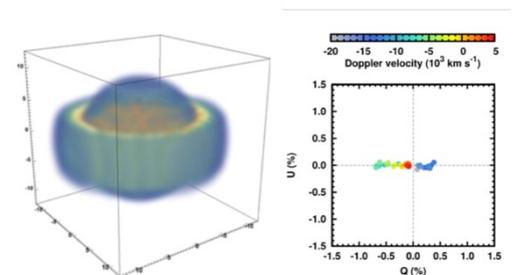


図6. 超新星のイジェクタ構造と偏光スペクトルのシミュレーションの1例^[35]

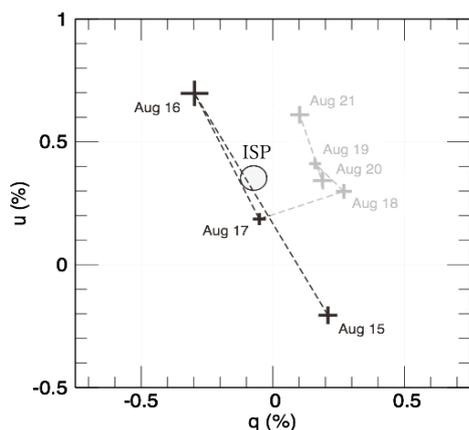


図 7. V339 Del の連続偏光成分

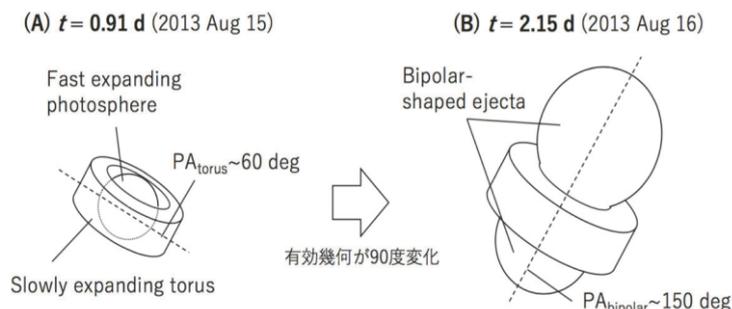


図 8. V339 Del の構造変化^[30]

とめたものが図 7 である。 q - u 平面上で、連続光の偏光成分が観測日ごとに大きく動いていることがわかる。火の玉期に該当する爆発後 3 日分(Aug 15, 16, 17)の動きに着目すると、観測値はほぼ一直線に並んでいる。ここに V339 Del の R バンドの偏光観測^[36]によって推定された星間偏光(ISP)の値を打つと(図中の○印)、ちょうど同じ直線上に並び、爆発から 0.91 日後(Aug 15)と 2.15 日後(Aug 16)の中間に位置する。これは、新星の固有な連続偏光成分が、1 日で 180 度回転したことを意味する。この結果は、わずか 1 日程度で光球とみなせる幾何の非対称構造が 90 度変化したことを示唆している。さらに H α 線の結果を考慮すると V339 Del の爆発放出物の偏光分光観測で検出できる有効的な幾何構造が、トラス状の構造から、それとは垂直方向の幾何に変化したことを示唆する。爆発から 2.9 日後(Aug 17)には、爆発放出物の膨張に伴い非一様性が小さくなり、新星固有の偏光が小さくなったと考えられる。

図 8 は、V339 Del の爆発直後の偏光分光観測から推定されたイジェクタ構造の変化の模式図である。爆発から 0.91 日後は、H α の線偏光の結果から約 60 度に傾いたトラスのような幾何構造が光球面を覆っていると推測された。連続光成分の偏光強度から、0.91 日後から 2.15 日後のわずか 1 日程度の時間スケールで、光球面周辺の幾何が 90 度回転したことが明らかになった。この幾何構造の変化は、上述の 2 段階放出シナリオを定性的に支持する。V339 Del の偏光方位角の変化は、爆発直後に得られた干渉計の結果(干渉計で得られた天体の輪郭を楕円形でフィッティングした場合の長軸の方位角が約 60 度から約 150 度へ変化した)とも一致することから、偏光分光観測と干渉計による観測は、同様の幾何構造の変化を捉えたものと考えられる。この V339 Del における観測結果は、新星の偏光分光観測が、幾何構造の変化を調べる上では干渉計と同様に強力な手法であることを明確に示した例となった。

また、Kawakita et al. (2019)^[30]では、この他に Si II (6347.1Å, 6371.4 Å)の線偏光の q - u プロットが H α とは異なりループ状になったことも報告している。こちらも超新星における偏光スペクトルのシミュレーションの結果と比較することによって、比較的電離度の高いイオンである Si II は、光球全体を覆う分裂した雲状に分布しているためだろうと推測された。詳細は、Kawakita et al. (2019)^[30]または 2019 年の連星変光星研究会の新中善晴氏の収録記事を参照いただきたい。

6. まとめと今後の展望

本稿では新星の初期のイジェクタ構造を研究する重要性と、その調査方法として、偏光分光観測が有効であることを簡単に紹介した。V339 Del の偏光分光観測では干渉計と一致する結果が得られ、初期のイジェクタ構造の変化についてさらに詳しい情報が得られつつある。偏光分光観測は高精度な観測(S/N~1000)が

必要とされるため、明るい天体に限られるものの、新星のイジェクタ構造を探る上で極めて頼もしい手法である。今後は、従来の方法と組み合わせて、V339 Del で検出されたような構造変化が新星において普遍的なのかどうかを検証していくことが必要である。

謝辞

連星変光星研究会 2020 (@京都大学 2020年1月29日~30日)において、発表の機会をいただいた研究会世話人の皆様に感謝申し上げます。本稿は、同様のテーマで講演された、2019年連星変光星研究会の新中善晴氏の講演の一部を借用しているため、講演・収録の一部に重複があります。講演資料及び収録原稿作成にあたり、新中氏と共同研究者の皆様のご協力に感謝申し上げます。

参考文献

- [A] “連星変光星研究 2019 収録”, 29th Nov –1st Dec. 2019, Edited by S. Kozuma, Chukyo University ([Web page](#))
- [1] Starrfield, 1978, ApJ, 222, 600
[2] Hernanz et al. 1996, ApJ, 465, L27
[3] José and Hernanz, 1998, ApJ, 494, 680
[4] Romano et al., 1999, A&A 352, 117–128
[5] Prantzos, N., 2012, A&A. 542, A67
[6] Starrfield, 2020, ApJ, 895, 70
[7] José et al. 2020, A&A, 634, A5
[8] Tajitsu A. et al., Nature, 518, 381
[9] Izzo et al. 2016, ApJL, 808, L14
[10] Nagashima, Arai et al. 2014, ApJL, 780, 26
[11] Kawakita et al., 2015, PASJ, 67, 17
[12] Fujii, Arai, and Kawakita, 2021, ApJ, 907, 70
[13] Gehrz et al., 1998, PASP, 110, 3
[14] Shore et al., 2018, A&A, 619, 104
[15] Arai et al., 2015, A.P.C.T.U Proceedings, 2, 257
[16] Tanaka et al., 2011, PASJ, 63, 911
[17] Imamura et al., 2012, PASJ, 64, Letter, 9
[18] McLaughlin, D. B. 1950, PA, 58, 50
[19] Gill and O’Brien, 2000, MNRAS, 314, 175
[20] Ribeiro et al. ApJ, 768, 49
[21] Pavana et al., 2020, 495, 2075
[22] Williams et al., 2008 ApJ, 685, 451
[23] Li et al. 2017, Nat. Astronomy, 1, 697
[24] Metzger et al. 2014, MNRAS, 442, 713
[25] Shafter et al. 2011, ApJ, 734, 12
[26] Mason and Shore et al. 2018, ApJ, 853, 27
[27] Aydi et al. 2020, ApJ, 905, 62
[28] Bjorkman et al., 1994, ApJ, 425, 247
[29] Kawabata et al., 2006, AJ, 132, 433
[30] Kawakita et al., 2019, ApJ, 872, 120
[31] Schaefer et al. 2014, Nature, 515, 243
[32] Ackermann et al. 2014, Science, 345, 554
[33] Burlak et al. 2015, BaltA, 24, 109
[34] Arasaki et al. 2015, PASJ, 67, 35
[35] Tanaka, 2017, ApJ, 837, 105
[36] Shakhovskoy et al. 2017, Astrophys., 60, 19

ペルセウス座新星 2020(=V1112 Per)の極大期における"reddening pulse"の連続測光・分光観測

大島 修¹, 赤澤 秀彦², 藤井 貢³

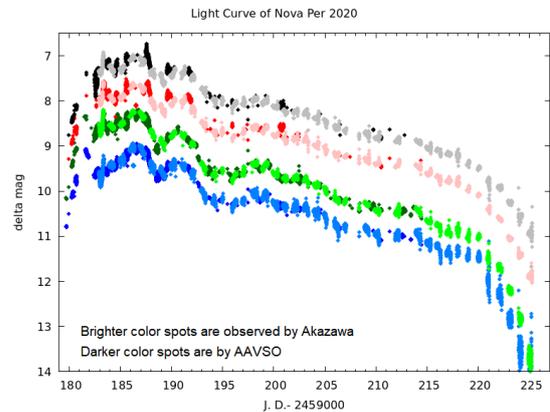
¹岡山理科大学, ²赤澤船穂観測所, ³藤井黒崎観測所

概要

新星の極大期付近において、色指数 B-V、U-B が赤化し極値を取る時期は"reddening pulse"と呼ばれる。このペルセウス座新星は、天頂付近を真夜中に通過し、かつ長い冬季夜間に 1 晩中観測できたため欧米の観測と合わせて、24 時間連続の測光・分光観測が長期間にわたり実現できた。その結果 reddening pulse を詳細に観測できた。

1: はじめに

ペルセウス座新星 2020 (V1112 Per) は、釧路の上田清二さんが、11 月 25.807 日 (UT) に 200mm レンズとデジタルカメラを用いて 10.6 等に増光した天体として発見した。Munari たちのグループによって 11 月 26.05 日に行われた、25cm 望遠鏡 + Alpy600 分光器によるスペクトルから、P Cyg プロファイルを持つ水素のバルマー系列の輝線が見られることがわかり、極大付近の古典新星と判明した。この新星は、観測にとって位置と発見時期が良好であり、冬季を迎えた北半球では 1 地点で 12 時間以上観測が可能、しかも岡山では 1 年で最も晴天が続く季節であり、小口径望遠鏡で低分散分光も可能な明るさであったため、長時間かつ連続した日付の追跡観測を実施することができた。

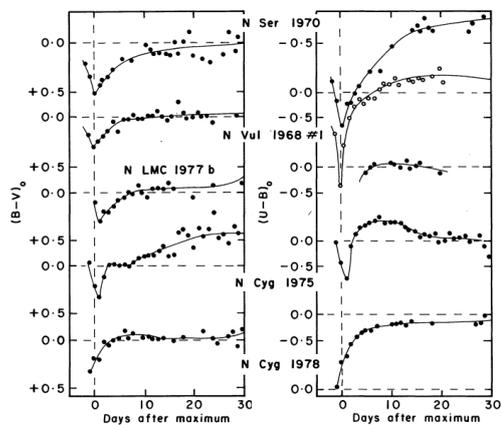


2: 観測

測光データは、国内では赤澤により 28cm+Moravian G2-1600+BVRcIc で行われた。欧米での夜の時間帯をカバーするデータは、AAVSO のデータベース[1]を利用した。その結果、赤澤の 7720 点×4 band(1/16 まで)計 30880 点、AAVSO の B:3490、V:8823、Rc:1737、Ic:1986 計 16036 点(12/30 まで)を得た。

図 1 得られた V1112 Per の光度曲線 BVRcIc の 4 バンド。各バンドで暗い色が欧米、明るい色が赤澤の観測値

スペクトルデータは、大島による 30cm+Aply600 (R ~600) +Atik460EX、藤井による 40cm+自作低分散分光器 FBSPEC-III (R~500) +FLI-ML6303E で行われ、欧米の時刻をカバーするデータは、BAA Spectroscopy Database[2]を利用した。その結果、大島の 262 本(1/17 まで 51 夜/54 日)、藤井の 216 本、BAASD の 250 本(1/28 まで)を得た。



3: 極大付近

(1) 古典新星の極大期の"Reddening Pulse"について

図 2 B-V と U-B の"redening pulse" van den Bergh and Younger (1987)

van den Bergh and Younger (1987)[3]が命名した。極大期は「赤く」なり、色指数B-V, U-Bの両方で最大値を取る。パルスの半値幅は新星のスピードにも依るが1日から1週程度。極大から2等減光した時の色指数は $\langle B-V \rangle = -0.02 \pm 0.04$ 。

この時期は光学的に厚いガスが、最も大きく広がり有効温度が最低となる時期なので赤くなる。輝線がほとんど消えるので、純粋な熱放射の色指数を見ていると考えて良い。

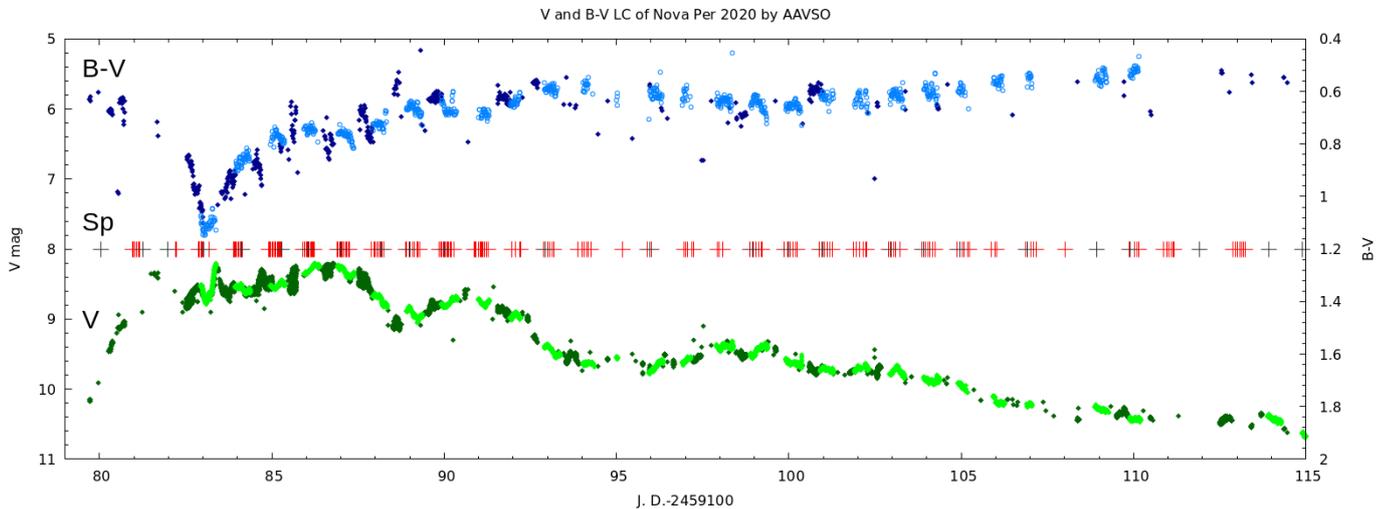


図3(上) V1112 PerのVバンドと色指数B-Vの変化

V等級の変化だけを見ると複数のピークがあり「極大」がどこかはっきりしないが、B-Vを見ると極値は1箇所だけであり、その付近がこの新星の極大である。

図4(右) H α 輝線の半値幅から測った膨張速度の変化

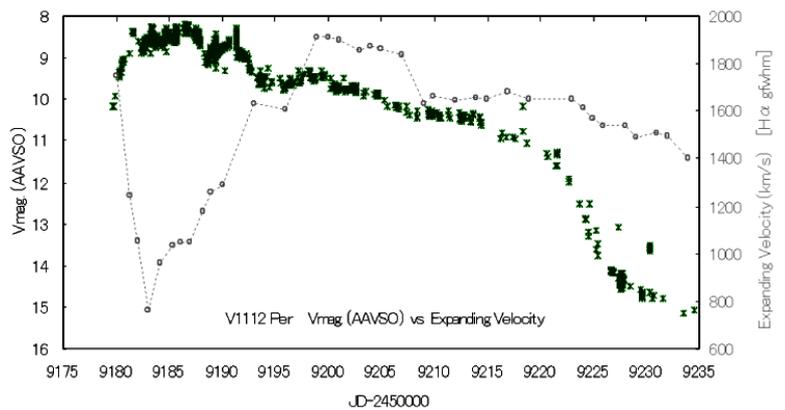
図3のB-Vの極値と同じ時期に膨張速度が最小になっている。

(2) V1112 Perの場合

図3にこの新星のVとB-Vの曲線を示す。B-Vを見れば極大がどこかひと目で分かる。図4はH α 輝線の半値幅を測定して得られた膨張速度の変化であり、膨張速度の極小値が、B-Vの最大値と同じ時期を示している。

(3) 極大付近の詳細

図5はVバンドと色指数B-Vの極大付近の詳細である。2つのピークが見られ、その第1のピーク付近でH β 輝線が消失している(H α 輝線は残っている。図6参照)。



B-V の極大値をとる時期は JD 日付 (=JD-2459100) 83.1 であり V バンドの 2 つのピークに挟まれた局所的くぼみの極小部にあたる。H β 輝線の消失期間はこの B-V の極値に至る過程で終わり、極値においては輝線は復活している。この新星では B-V の極大と V の極大 (日付 83.4) は 0.3 日ほどずれている。つまりこの凹みから第 2 のピークまでのわずか 0.3 日間に V で 0.57 等も急増光している。不思議なことは、この急増光時に B-V の値はわずかに 0.05 ほど青くなっているだけであり、さらに第 2 ピークが終了する日付 83.6 まで、まるで第 2 ピークの大きな増光はなかったこと

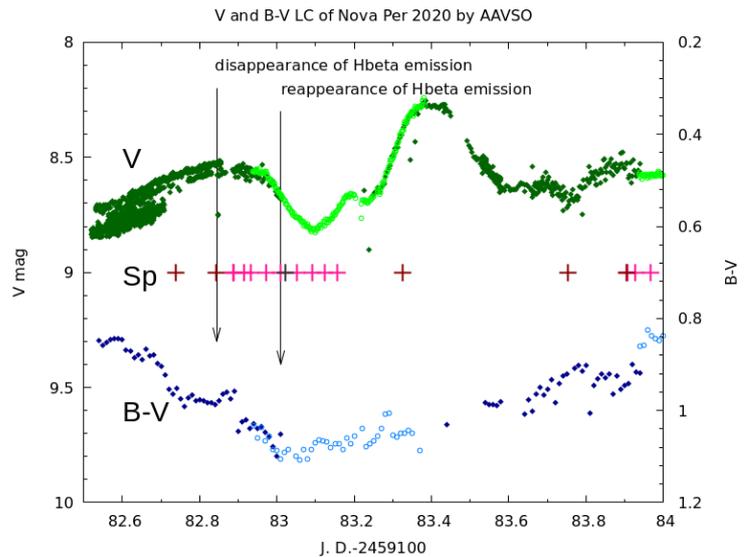


図 5 極大付近の V 等級と色指数 B-V の詳細変化

のように、B-V は同じ傾きで漸増していることである。そう思って見ると、第 1 ピークの方も B-V の変化の様子にほとんど影響を与えていないように見える (第 1 ピークの光度変化は、一旦明るくなって暗くなっているにもかかわらず、B-V はほぼ単調増加である)。

B-V の変化の原因は、新星一般において光球の膨張に伴う温度低下とその後の上昇 (光学的厚みの減少により高温の内部が見え始める) という現象で説明できるが、この **2 つのピークの光度変化はその光球の熱的变化とはまるで独立した現象のように見え、温度変化を伴わない光度変化だけのもののように見える。**

表 1 は、図 5 の V バンドにおける第 1 (JD 日付 82.93) と第 2 のピーク (同 83.36)、およびその間の B-V の最大値 (同 83.05、ほぼ V の局所的極小値) における光度 L、有効温度 Te および有効半径 Re を見積もったものである。

基準: JD 日付 83.05 を光球の最大期とみなし、これまでの他の新星の吸収線スペクトルの出方から F2Ia 型、有効温度 Te=7030K と仮定し、この有効半径を 1 とおき、第 1 第 2 ピークの物理量を見積もるための基準とした。

V 等級の差から両ピークの光度 L の比を求め、B-V の差から有効温度 Te を、そして L と Te から半径の比を求めた。第 1 ピークと局所的極小では半径の変化は大きくないが、第 2 ピークでは温度上昇が少ないために光度増加がほぼ半径増加に効き、2 割増しになっている。多くの新星の極大期の半径を、大雑把に 100R_sun とすると、これは 0.3 日に 0.2au ほどの有効半径の増大に相当する。等方的半径変化を仮定すると、速度に直して 1000km/s である (非等方的、例えば双極流的变化を仮定すれば、もっと大きな速度に対応する)。

またその他にこの 2 つのピーク以外に、この新星では数本のピークが存在するが、いずれも B-V

JD	82.93	83.05	83.36
ΔV	-0.47	0.00	-0.57
ΔL	1.50	1.00	1.69
$\Delta B-V$	-0.13	0.00	-0.05
Te	8057	7030	7245
R	0.93	1.00	1.22
		as F2I	

表 1 極大付近の光度、有効温度、および有効半径の見積り

JD 日付は、ほぼ第 1 ピーク、局所的極小、第 2 ピークに相当。

と明瞭な相関はみられない。

(4) 極大付近のスペクトル変化

図6に、極大付近のスペクトルのうち主要バルマー線のプロファイル変化を示す。特に図中で赤枠で囲んだ3つのJD日付のスペクトルではH β 輝線が消失しているのがわかる(図5では矢印で表示した期間)。その期間にH α とH γ の輝線成分は残っているように見える。

本研究会当日の発表では、これらの輝線成分の最大値を測ったものを使い、仮のバルマー逓減率として描いた図をお見せしましたが、その図については取り消します。その理由は、H γ 輝線のflux値が不正確だったことが以下のような検討の結果判明したからです。その後、IRAFの`splot`の`debrend`コマンドにより輝線と吸収線成分に分離し、互いの影響を補正したフラックスを測定しました。その過程で、H γ 輝線と考えて測定したものは、H γ だけでなくそのすぐ長波長側のFeII4352の輝線とのブレンドされたものである可能性が出てきました。この図6においても、最も早い時期の2本は波長分解能が高いものであり、それ以外の低分散スペクトル(R~600)では1本に見えている輝線が、2本に分解されている様子がわかります。したがって、R~600程度の低分散スペクトルではH γ 輝線単独のflux測定が困難である以上、 $D_{34}=F(H\gamma)/F(H\beta)$ の値は正確なものが得られないことがわかりました。

以上のような事情で、この集録では、この新星のスペクトル観測については仕切り直しの最中であることを報告いたします。

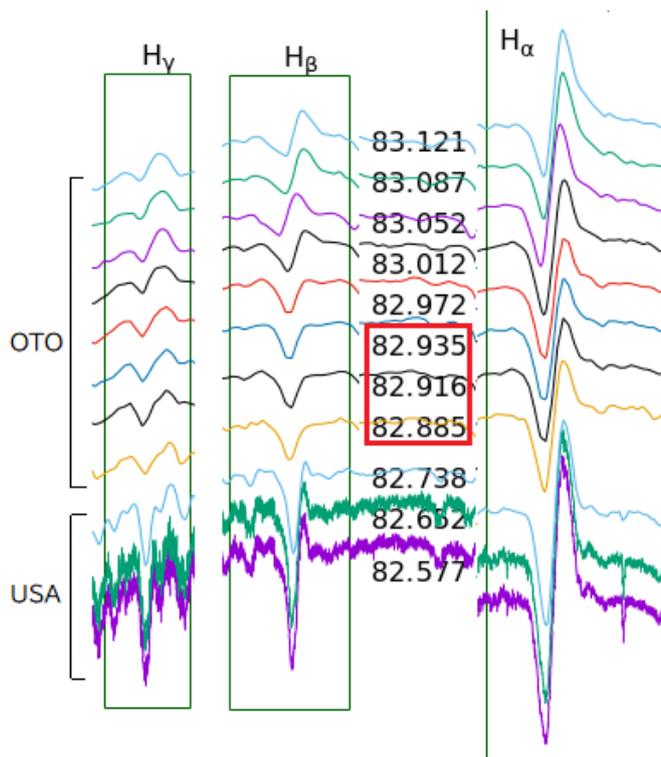


図6 極大付近のバルマー輝線のプロファイル変化
赤枠で囲んだ3つのJD日付が、H β 輝線成分の消失期間である。

参考文献

- [1] AAVSO Database <https://www.aavso.org/data-download>
- [2] BAA Spectroscopy Database <https://britastro.org/specdb/data.php>
- [3] van den Bergh & Younger, 1987 A+AS, 70, 125 も

せいめい望遠鏡による新星観測

田口健太¹,

プロポーザルの collaborators: 前田啓一¹, 前原裕之², 磯貝桂介¹,
小路口直冬¹, 反保雄介¹, 野上大作¹, 新井彰³, 植村誠⁴

¹ 京都大学, ² 国立天文台, ³ 京都産業大学, ⁴ 広島大学

概要

新星とは、白色矮星を主星に、晩期型星を伴星に持つ近接連星系において、伴星から主星の表面へと降着した水素を主体とするガスが、ある臨界量に達した後に暴走的な熱核反応を発生させることで、増光する現象である。我々は、京都大学岡山天文台 3.8m せいめい望遠鏡を用いた新星の分光観測、特に、新星（候補）が報告された後に速やかに分光することに取り組んでいる。本発表では、この取り組みについて紹介させて頂いた。

1: はじめに

古典新星 (以下、「**新星**」) とは、白色矮星を主星に、晩期型星を伴星に持つ近接連星系において、白色矮星表面に堆積した伴星由来の水素が豊富なガスの量が、ある臨界質量 (典型的には $\sim 10^{-6} - 10^{-4} M_{\odot}$) に達した時に、白色矮星表面で不安定な熱核反応が発生することでこのガスが一気に燃焼することによって引き起こされる爆発現象である (Starrfield et al. 2016 for a review)。この爆発現象に伴うエネルギー解放によって、V バンドでは (典型的には) ~ 10 等ほどの増光が ~ 1 day ほどの短いタイムスケールで発生し、極大等級へと至る。その後は (典型的には) ~ 1 year くらいかけて静穏等級にまで戻る。極大時での絶対等級は $-6 \sim -10$ 等ほどであるので、観測可能な新星は銀河系内および、大小マゼラン星雲や M 31 などで発生したものに限られる。

多くの新星では、爆発から次の爆発までの間隔は $\sim 10^5$ year と考えられている。しかし、白色矮星の質量や伴星からの質量降着率が大きい場合は、この間隔が短くなると考えられている。この間隔が特に短く、人類史上複数回の新星爆発が記録されているものを **反復新星** という。反復新星は周期が比較的安定しているものが多く (V3890 Sgr は 1962 年、1990 年、2019 年、と約 28-29 年)、近々次の新星爆発が起きると考えられている天体は、重点的にモニター観測が行われている。

新星の**爆発直後**の放出物の幾何については、観測的には殆ど明らかになっていない。この原因としては、分光観測例が極めて限られているために理解が進展していないことが大きい。特に、急な増光中のスペクトルに関しては 2011 年の反復新星 T Pyx のスペクトル (Arai et al. 2015) くらいしか知られていない (このスペクトルは、新星爆発開始直後の超初期段階においては Wolf-Rayet 星的な星周環境にあることを示している)。しかし、同様のスペクトルが他に知られていないため、これが新星に一般的なものなのか、また、極大期のスペクトルへどのように遷移していくか、などの基本的なことについても、分かっていないことが多い。また、観測例が少ないために、新星系がこの時期にどのような物理状態にあるのかを、スペクトルとの比較で理論的に説明する試みも、あまり行われていない状況にある。つまり、新星の爆発直後の超初期段階で分光観測が行われた例が少ないため、

この時期の理解があまり進んでいない。

2：新星の初期観測計画の概要

我々は、京都大学岡山天文台 3.8m せいめい望遠鏡 (Kurita et al. 2020) を用いた、新星の早期分光観測のための ToO (Time of Opportunity) 観測プログラムを行っている。簡単に言えば、新星候補天体が見つければ、速やかに望遠鏡を当該天体に向けるという観測である。現在、搭載されている分光器は面分光装置 KOOLS-IFU (Matsubayashi et al. 2019) のみであるので、これを利用する。

観測プランとしては、まず、新星の報告がないか、候補天体の情報が掲載されることの多い、CBAT (Central Bureau for Astronomical Telegrams) の Transient Objects Confirmation Page (TOCP: <http://www.cbateps.harvard.edu/unconf/tocp.html>) や Transient Name Server (<https://www.wis-tns.org/>)、ZTF (<https://www.ztf.caltech.edu/>) の public data や ASAS-SN Transients (<http://www.astronomy.ohio-state.edu/asassn/transients.html>) などをこまめに確認する。その中から、新星の可能性が高いものを選ぶこととなる。母銀河のようなものが存在するか否かで超新星か否かは判別する。矮新星か否かは、増光幅、親星の色 (矮新星は新星よりも、増光前の親星の段階から青いことが多い)、銀緯 (新星の方が矮新星よりも、より銀河面に集中している)、過去の活動性 (矮新星は過去に何度もアウトバーストを示しているものが多い) からある程度は分光前に予想が可能である。過去のデータとしては、都度 ASAS-SN Sky Patrol (<https://asas-sn.osu.edu/>) や CRTS (Catalina Real-Time Transient Survey, <http://crts.caltech.edu/>) などから調べることができる。また、過去の活動から、既知の矮新星として良く知られている天体は AAVSO の Variable Star Index (<https://www.aavso.org/vsx/>) に登録されている。ただし、このような予想は必ずしも絶対ではないので注意が必要である。特に、新星爆発を起こした天体が後に矮新星型の現象を起こす例 (Geballe et al. 2019, Kato & Kojiguchi 2020) や、逆に、新星爆発以前に矮新星アウトバーストを示している天体 (Mróz et al. 2016) も存在する。その他、注意すべき天体として小惑星があるが、これは Minor Planet Center の Minor Planet Checker (<https://www.minorplanetcenter.net/cgi-bin/checkmp.cgi>) で判別可能である。

新星の可能性がある程度ある (捨てきれない) 天体に関しては、観測可能時間とも相談の上、とりあえず分光してしまうようにしている。矮新星などの場合は、適宜観測を打ち切った上で、その結果を The Astronomer's Telegram (<http://www.astronomerstelegram.org/>) などに速報しておく。新星の可能性が高そうな天体の場合は、そのまま継続して観測を続ける予定である。また、増光幅が大きめの矮新星も、あまり初期に行われた観測というものが少ないので、サンプル数を増やすということは意味があることであると考えている。

新星のイベントレートとしては、岡山で銀河中心付近 (殆どの新星が起きる) が晴天夜の間に見える期間が 1 年あたり 300 - 400 時間程度である。一方で、銀河系内の新星は 1 年に 10 天体ほど報告されているので、これは 1 つの新星の出現には 900 時間ほどの待機を要するという計算になる。これらを組み合わせると、岡山から晴天夜に銀河中心が見えている間に新星が出現するのは大体 2-3 年に 1 回程度となる。これは決してあり得ない事象ではないと言えるが、この現象を逃さずに観測するためには、他にも報告された天体を速やかに分光する経験を積んだり、あるいは ZTF の公開データから新星候補を (CBAT

の TOCP、Transient Name Server、ASAS-SN Transients などのサイトに掲載される前に) 我々の方で見出したりすることが重要となってくると考える。特に ZTF のある Palomar Observatory の現地時間は日本よりも 17 時間遅れている (日付変更線を無視すると 7 時間進んでいる、と言える) ので、ZTF で検出された天体を直後に日本で観測できる期待も高い。

また、我々は M31 などの近傍の銀河で発生した新星の分光同定も取り組もうと考えている。M31 で起こる新星は、銀河系内の新星と比較して距離が大きいため極大付近しか分光観測できないが、銀河系内の新星よりも M31 の新星の方が出現頻度は高いため、極大付近の新星スペクトルのサンプルを大きく増やすことができると考えられる。また、銀河系内に出現する突発天体は距離の不定性が大きく、矮新星などと混同されてしまう場合が多いのに対し、M31 に出現する突発天体は殆どが新星であり、また、その距離が分かっているのも強みであると言える。さらに、M31 で出現する突発天体の中には、AT 2019zhd (Pastorello et al. 2021) のような Luminous red nova (星の合体現象) など、新星よりも遥かに稀な現象が含まれていることもある。こういった稀な現象を見逃さずに十分に観測しておくためにも、可能な限り早期に分光して新星か否かを判別しておくことは重要であると言える。

3 : 過去に我々が行ってきた即時観測の例

2020 年夏頃より、我々グループにおいても即時フォローアップ観測に向けた体制が徐々に整ってきている。日本夜間に発見された天体を、夜明け前までに分光観測することに成功した例は、TCP J20034647+1335125 である。この天体は 2020 年 8 月 15 日の 21 時 (日本時) 頃に静岡県西村栄男さんが 12.6 等まで増光していることを発見した。その情報が CBAT の TOCP に投稿されたのが 24 時 30 分頃である。これに直ちに気づいて準備をし、25 時過ぎから観測を行った (なおコロナウィルス対策として、岡山に出張せずに京都大学からリモートで観測が出来るように環境が整備されていたことで、我々は大学に向かうだけで観測することが出来た)。分光観測の結果、この天体は矮新星であると結論づけられた (Taguchi et al. 2020) が、増光幅が約 8.5 等と、矮新星の中ではかなり大きいものであり、このような天体を発見直後に分光観測した例も希少である (この天体は共同研究者の反保の発表でも取り上げられているので、そちらも参考にしていきたい)。

2020 年 11 月 26 日の朝、CBAT の TOCP に新星候補天体 TCP J04291884+4354232 (後の V1112 Per) が報告された。11 月 26 日の夕方から朝にかけて、この天体を分光し続けた (図 1)。H α 線は 2 つの山のような構造を持っており、1 日の間に変化している様子が見て取れるが、その物理的な解釈は現在議論中である。なお、我々はこの天体をその後も定期的に分光している。

また、我々は M31 の新星についても、分光同定を数例行っている (図 2 は一例)。せいめい望遠鏡自体の追尾精度向上や、KOOLS-IFU の throughput 向上などの要因により、最近では M31 の新星についても精度良く分光同定が可能となっている。

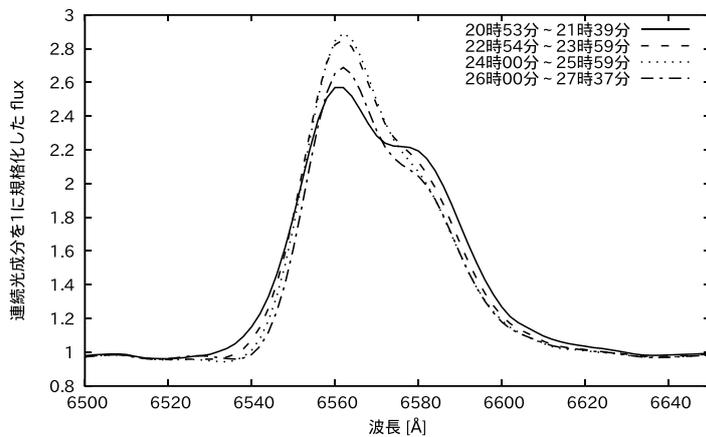


図 1 : 新星 V1112 Per の 11 月 26 日の間の $H\alpha$ 線の時間進化 (ラベルは日本時)。2つの山が重なり合った形状をしているが、1晩の間にその形状は微妙に進化している。

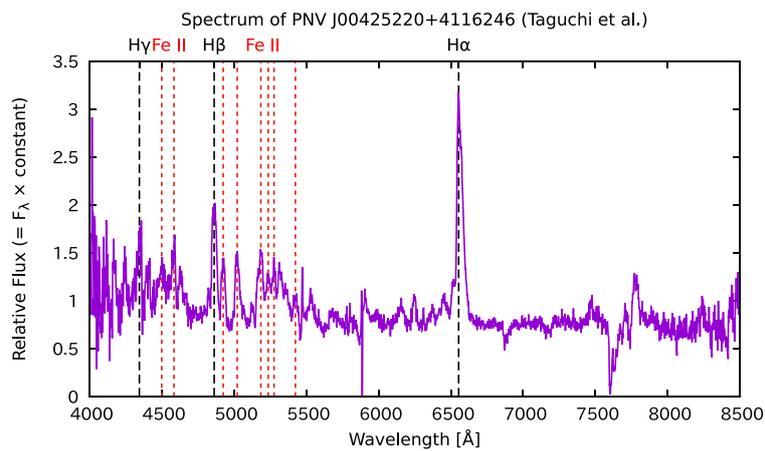


図 2 : M31 で発生した新星 PNV J00425220+4116246 のスペクトル (Taguchi et al. 2021)。

参考文献

- [1] Arai, A., Isogai, M., Yamanaka, M., et al. 2015, Acta Polytechnica CTU proceedings, 2, 257
- [2] Geballe, T. R., Banerjee, D. P. K., Evans, A., et al. 2019, ApJL, 886, L14
- [3] Kato, T., & Kojiguchi, N. 2020, PASJ, 72, 98
- [4] Kurita, M., Kino, M., Iwamuro, F., et al. 2020, PASJ, 72, 48
- [5] Matsubayashi, K., Ohta, K., Iwamuro, F., et al. 2019, PASJ, 71, 102
- [6] Mróz, P., Udalski, A., Pietrukowicz, P., et al. 2016, Nature, 537, 649
- [7] Pastorello, A., Fraser, M., Valerin, G., et al. 2021, A&A, 646, 119
- [8] Starrfield, S., Iliadis, C., & Hix, W. R. 2016, PASP, 128, 051001
- [9] Taguchi, K., Kojiguchi, N., Tampo, Y., et al. 2020, The Astronomer's Telegram, 13947
- [10] Taguchi, K., Isogai, K., Kojiguchi, N., et al. 2021, The Astronomer's Telegram, 14370

V2762 Cyg=SAX J2103.5+4545 の可視光での変光周期

清田誠一郎

VSOLJ

概要

V2762 Cyg=SAX J2103.5+4545 は HMXB で、X 線で間欠的にアウトバーストを起こす。可視光でも明るくなるが、最近、可視光で増光の間隔がだんだん短くなっている。光学観測の結果を報告する。

1 : はじめに

V2762 Cyg=SAX J2103.5+4545 は、HMXB (BeXB) であり、間欠的に X 線および可視光でアウトバーストを起こすことが報告されている。1997 年に BeppoSAX 衛星で突発的な増光が発見され[1]、その後、Reig らによって可視光で対応天体が同定された[2]。BeXB としては比較的地球に近い位置にある天体で、継続的な観測が行われてきた。この天体が、V407 Cyg の観測のために撮った CCD 画像(図 1)の写野に写っていることに気づき 2010 年より観測を続けている[3]。観測中に、増光間隔の変化に気づいたので報告する。

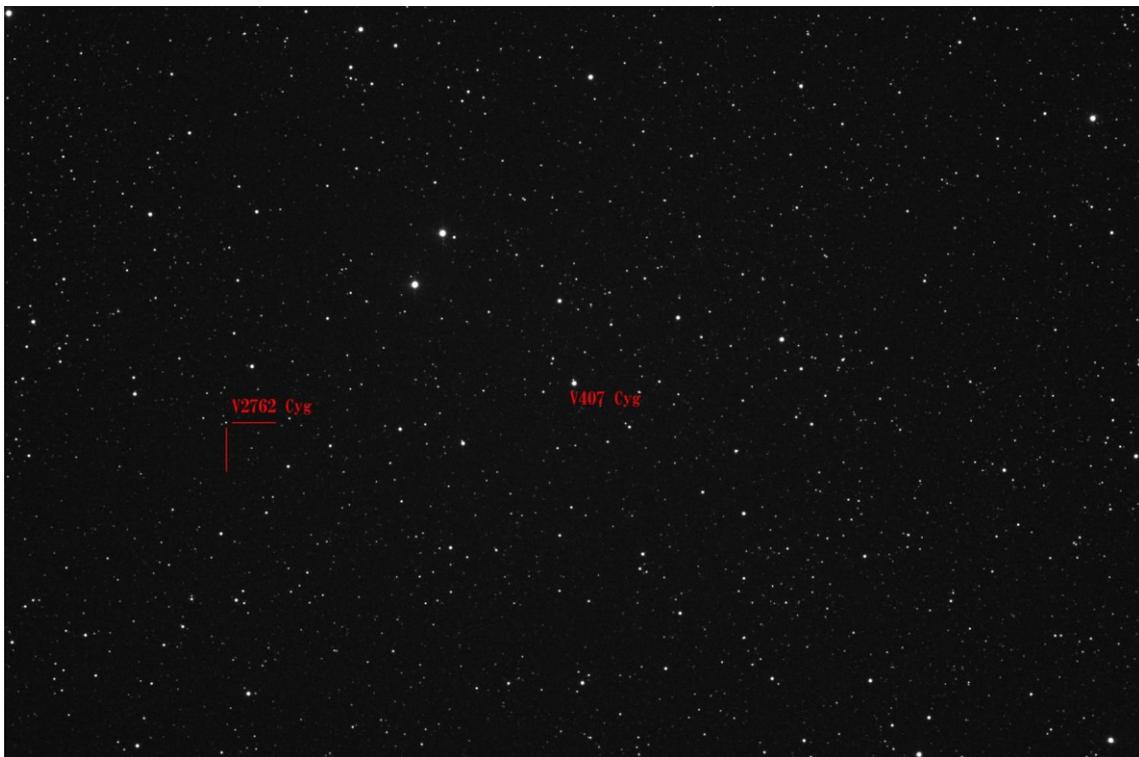


図 1 V2762 Cyg の CCD 画像

2：観測機材

観測は、iTelescope.NET[4]の T21 望遠鏡(43cm 反射 F/6.3、FLI PL6303ECCD カメラ)で、BVRcIc の 4 色で行った。一般的な一次処理の後、MIRA[5]を用いて、アパチャー測光を行った。比較星は、TYC 3588-1066-1(B=11.77, V=11.23)を使った。観測の初期は、V407 Cyg が、明るく、それに露出時間を合わせたので、測定のはらつきが大きくなってしまっている。

3：観測結果および考察

図 2 に可視光での観測結果の光度曲線を示す。また、表 1 には、各像光のピークと思われる日付および増光間隔を示している。増光を繰り返すうちに、徐々に増光間隔が短くなっている傾向が見られた。可視光での増光の幅および増光の期間は、増光毎にほぼ一定であったことから、増光間隔の短縮は、静穏期が短くなっていることによるものと思われた。

可視光での像光の仕組みとして、Kiziloglu ら[6]は、分光観測で、 $H\alpha$ 等が輝線を示す時期と吸収線になる時期があることから、Be 星の円盤の消長を提案している。連星周期は、12.68 日で、増光の間隔よりずっと短い。Be 円盤の大きさによっては、主星が Be 円盤の中を通過する場合も考えられており、円盤の消長との関係がある可能性がある[7]。

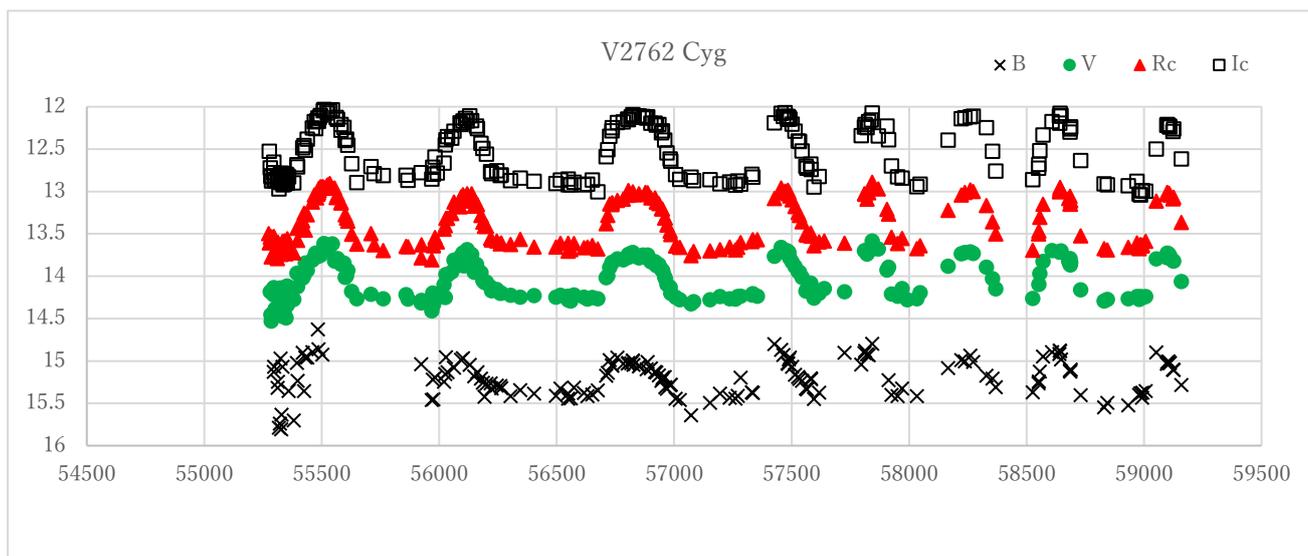


図 2 光度曲線

5：結論および追記

発表の後、木村氏より、MAXI[8]での X 線モニターの結果を送っていただいたので図 3 にしてみた。X 線との相関が最近は弱くないようにも見える。今後の継続的モニターが望まれるが、清田の定年に伴い、iTelescope の使用料金の支払いの継続が難しいので、他の機材での観測を検討中である。

表 1 増光間の間隔

Max(JD)	E	Max-Max(d)		
2454300		0	Cameri(2014)	
2455534		1		1234
2456110		2		576
2456833		3		723
2457475		4		642
2457847		5		372
2458270		6		423
2458656		7		386
2459114		8		450

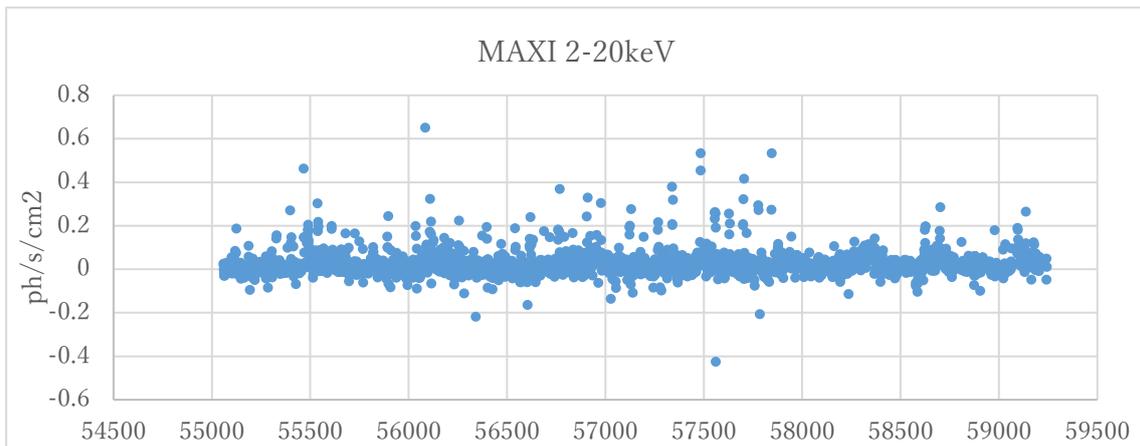


図 3 MAXI による X 線強度の観測

参考文献

- [1] Hulleman, F., in 't Zand, J. J. M., & Heise, J. 1998, A&A, 337, L25
- [2] Reig P., Negueruela I., Fabregat J., Chato R., Blay P. & Mavromatakis F., 2004, A&A, 673-680
- [3] 連星系・変光星・低温度星研究会 2010 収録
- [4] <https://www.itelescope.net/>
- [5] <https://www.mirametrics.com/index.php>

- [6] Kiziloglu U., Ozebilgen S., Kiziloglu I., & Baykal A. 2009 A&A 508:9895-900
- [7] Baykal A., Stark M. J. and Swank J. 2000 AJ 544:L129-132
- [8] <http://maxi.riken.jp/top/>

連星ブラックホールGW190521は初代星起源か？

谷川 衝¹

¹東京大学

概要

近年、重力波望遠鏡によって多数の連星ブラックホールの合体が発見されている。これらの連星ブラックホールの質量やスピンは、これまでに発見されているX線連星中のブラックホールと大きく異なっている。そのため、これらの連星ブラックホールの起源がなにであるのかが大きな問題となっている。そのような中で連星ブラックホールGW190521が発見された。GW190521の少なくとも片方のブラックホールは、連星進化では作るのが難しいとされる質量を持つ。しかし、我々は、初代星でかつ初代星の進化中の対流オーバーシュートがあまり効率的でないならば、初代星連星でGW190521を作ることができることを示した。

1：はじめに

近年、重力波望遠鏡によって、多数の連星ブラックホールの合体が発見されている (e.g. Abbott et al. 2020a)。重力波によって発見されたブラックホールの質量は5-100太陽質量程度であり、またスピンはあまり大きくない。一方、近傍で発見されているX線連星中のブラックホールの質量はせいぜい20太陽質量程度であり、またそのスピンパラメータは1に近い (e.g. Miller-Jones et al. 2021)。このように重力波によって発見されたブラックホールとX線によって発見されたブラックホールでは、質量とスピンの大きさが異なっている。したがって、これらの起源は異なるのではないかと大きな問題となっている。この説明として、前者は後者よりも低金属量の連星で形成されている (e.g. Belczynski et al. 2016; Kinugawa et al. 2020)、前者は星団中で形成されている (e.g. Rodriguez et al. 2016; Kumamoto et al. 2020)、などの説明がなされている。

そのような状況の中、連星ブラックホールGW190521が発見された (Abbott et al. 2020b)。これは71-106太陽質量のブラックホールと48-83太陽質量のブラックホールの合体である。重い方のブラックホールは対不安定型超新星のために、孤立した連星の進化では形成できないとされる質量(50-130太陽質量)である(e.g. Barkat et al. 1967)。この発見のため、連星ブラックホールの起源として、星団が優勢となった。

しかし、孤立した連星の進化でもGW190521を形成する過程が残されている。それは以下のようなシナリオである。90太陽質量程度と80太陽質量程度の初代星連星を考える。この連星の軌道間距離を100太陽半径程度とする。重い方の初代星はやがて40太陽質量程度のヘリウムコアと50太陽質量程度の水素外層を持った星へと進化する。もしこの星が100太陽半径程度までしか膨張しなければ、外層を軽い方の星に奪われないまま寿命を終え、90太陽質量程度のブラックホールとなる。この星はヘリウムコアが40太陽質量程度と小さいため、対不安定型超新星を起こさない。軽い方の星もそのまま進化して80太陽質量程度のブラックホールとなる。この連星は進化の過程で質量輸送を起こさないため、連星の軌道間距離は初期の100太陽半径程度のままである。この連星ブラックホールは宇宙年齢以内

に合体できる。このシナリオで重要なところは、90太陽質量程度の初代星が100太陽半径程度までしか膨張しない、ということである。我々はこのような初代星の進化モデルを、近傍の星の進化モデルから外挿することによって構築することができた。我々はさらにこの進化モデルを連星種族合成計算に適用して、初代星連星が作る連星ブラックホールの合体率や質量分布がGW190521を説明できるかどうかを調べた (Tanikawa et al. 2020a).

2: 方法

我々は連星種族合成計算コードであるBSE (Hurley et al. 2002)を超低金属量星用に改良したコードを用いた (Tanikawa et al. 2020bc). 図1の左側に10-160太陽質量の初代星のHR図上での進化を示す。初代星なので、恒星風による質量欠損は考慮していない。超新星モデルにはFryer et al. (2012)のラピッドモデルをベースに対不安定型超新星を考慮した。その結果、初期質量とブラックホール質量の関係は図1の右側のようにになる。初期質量が90-130太陽質量程度の場合、弱い対不安定型超新星のため45太陽質量程度のブラックホールになり、130太陽質量以上では強い対不安定型超新星のためブラックホールは残らない。初期質量が50-90太陽質量程度の場合、重い水素外層を持ち、かつ対不安定型超新星が起こらないため、最大90太陽質量程度のブラックホールを残す。連星進化には、伴星からの恒星風の降着、伴星からの質量輸送、共通外層進化、伴星による潮汐相互作用、などさまざまな過程を考慮している。

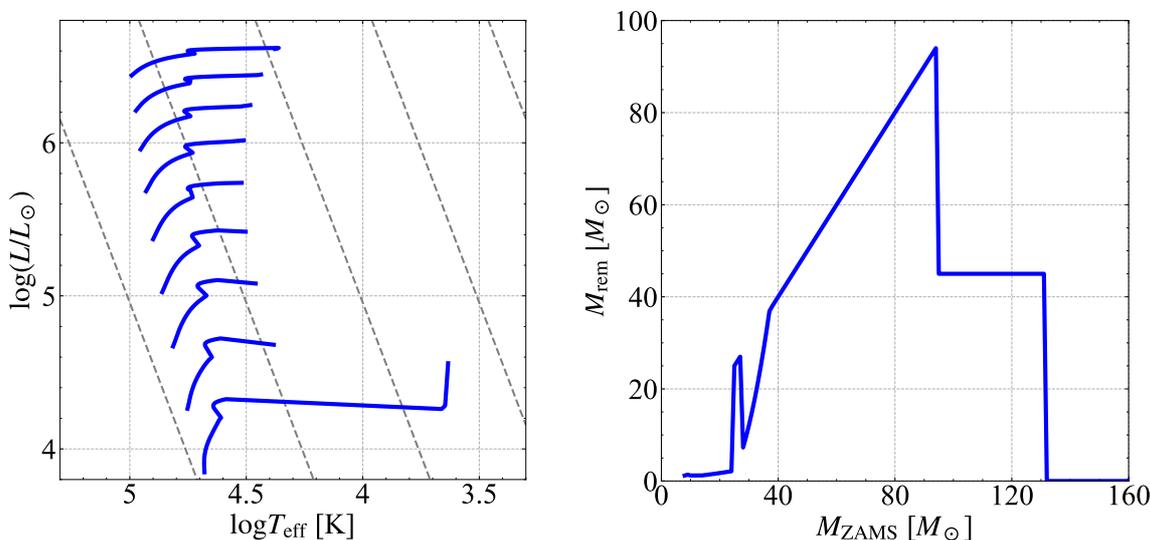


図1: (左) HR図上での初代星の進化。質量は10-160太陽質量で $2^{1/2}$ 倍の間隔。(右) 初期質量とブラックホール質量の関係

進化を追跡した連星数は100万個である。それらの初期条件は以下のようにになっている。重い方の星の質量分布は、10-150太陽質量の範囲で、質量に反比例するようにした。軽い方の質量分布は10太陽質量から重い方の星の質量の間でランダムに分布するようにした。

初期の連星の軌道長半径は10-2000太陽半径の範囲で、軌道長半径に反比例するようにした。初期の連星の離心率は、離心率自身に比例するように分布させた。これは熱分布と呼ばれるものである。初代星は赤方偏移10程度で1立方Gpc当たり 10^{13} 太陽質量程度形成されたと仮定している。

3：結果

図2に結果を示す。これは赤方偏移0.82で合体する連星ブラックホールの質量分布である。GW190521の質量と合体率と比較すればわかるように、GW190521を良く説明できる。これは、初代星連星ならば、GW190512を形成することが可能である、ということを示している。

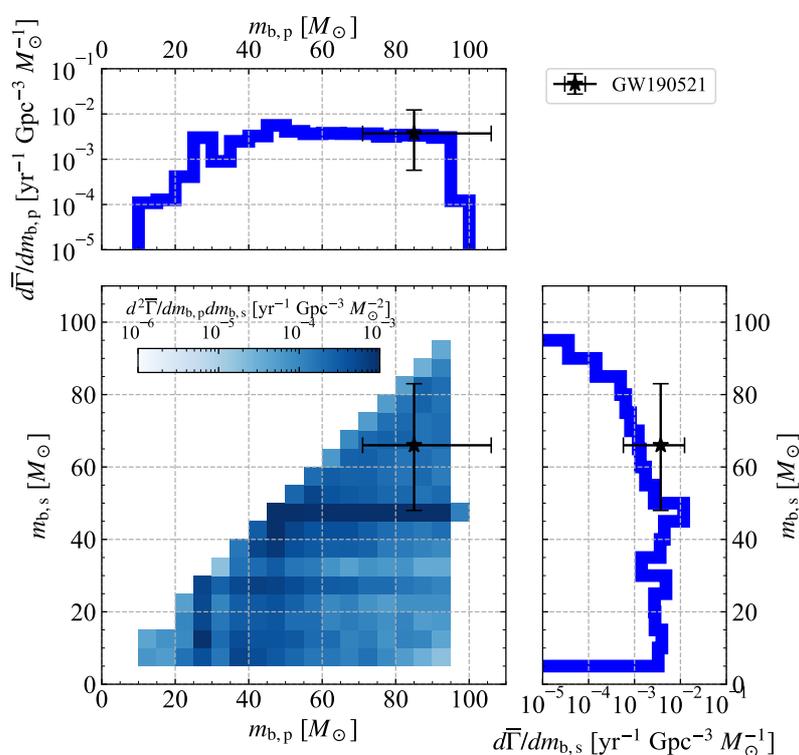


図2：初代星を起源とする連星ブラックホールの質量分布。合体する赤方偏移はGW190521と同じ0.82としている。上のパネルが重い方の質量分布、右のパネルが軽い方の質量分布、中央のパネルが2次元の質量分布を表している。エラーバー付きの点はGW190521の質量と合体率を表している。

GW190521が初代星起源かどうかは、どうすれば決着できるのかを議論する。図2を見ればわかるように、10-150太陽質量の初代星連星では、100太陽質量以上のブラックホールは形成できない。また、150太陽質量以上の初代星連星は130太陽質量以上のブラックホールを形成できる(Tanikawa et al. 2020b)。したがって、初代星連星で形成できないブラックホールの質量範囲は100-130太陽質量である。この範囲での連星ブラックホールの合体が今後発見されなければ、GW190521の起源が初代星であることを支持する。

4: まとめ

重力波観測によって多くの連星ブラックホールの合体が発見されているが、その起源は明らかになっていない。GW190521はその質量から孤立した連星進化では形成しえないと考えられている。しかし、初代星連星ならば、GW190521を形成しうる。GW190521が初代星起源かどうかを決着づけるには、今後の重力波観測が必要である。もし、100-130太陽質量のブラックホールの合体を観測することができなければ、GW190521は初代星起源の可能性が高くなる。

参考文献

- Abbott, R., et al. 2020a, arXiv:2010.14527
Abbott, R., et al. 2020b, PRL, 125, 101102
Barkat, Z., Rakavy, G., Sack, N., 1967, PRL, 18, 379
Belczynski, K., Holz, D. E., Bulik, T., O'Shaughnessy, R., 2016, Nature, 534, 512
Kinugawa, T., Nakamura, T., Nakano, H., 2020, MNRAS, 498, 3946
Kumamoto, J., Fujii, M. S., Tanikawa, A., 2020, MNRAS, 495, 4268
Miller-Jones, J. C. A., et al. 2021, Science in press
Rodriguez, C. L., Chatterjee, S., Rasio, F. A., 2016, PRD, 93, 084029
Tanikawa, A., Kinugawa, T., Yoshida, T., Hijikawa, K., Umeda, H., 2020a, arXiv:2010.07616
Tanikawa, A., Susa, H., Yoshida, T., Trani, A. A., Kinugawa, T., 2020b, arXiv:2008.01890, ApJ accepted
Tanikawa, A., Yoshida, T., Kinugawa, T., Takahashi, K., Umeda, H., 2020c, MNRAS, 495, 4170

長い軌道周期と高温の伴星を持つ食を起こす

SU UMa 型矮新星 ASASSN-18aan の観測的研究

若松 恭行¹, 野上 大作¹, 加藤 太一¹, John R. Thorstensen²,
小路口 直冬¹, 磯貝 桂介¹

¹京都大学, ²Dartmouth College

概要

2018年にスーパーアウトバーストを起こしたSU UMa型矮新星ASASSN-18aanの世界的な可視・分光観測を行なった。観測の結果から、この天体の軌道周期が0.149454(3)日、すなわち約3.6時間とSU UMa型矮新星としては極めて大きな値を持つことがわかった。また、主星に対する伴星の質量比は0.278(1)であり、これはスーパーアウトバーストを起こせると考えられていた質量比の上限値とほぼ同じ値である。食の解析から、降着円盤はスーパーアウトバースト発生時には3:1共鳴半径に到達していると推定される。この結果と過去のSU UMa型矮新星およびWZ Sge型矮新星の観測結果を考慮に入れることで、SU UMa型矮新星ではtidal truncation radiusで円盤の広がり止められるのに対し、WZ Sge型矮新星では止められない場合があることを示唆する結果を得た。

1: はじめに

矮新星は白色矮星の主星と晩期型主系列星の伴星からなる軌道周期が数時間程度の近接連星系である。ロシュ・ローブを満たした伴星から主星側にガスが流れ込み、主星の周囲に降着円盤を形成している。この降着円盤内の熱的不安定性により準周期的にアウトバーストと呼ばれる増光を起こすのが特徴である。

矮新星の中にはアウトバーストよりも大規模な増光であるスーパーアウトバーストを起こすものが存在することが知られている。これらの天体はSU UMa型矮新星と呼ばれている。スーパーアウトバースト中にはスーパーハンプと呼ばれる、軌道周期よりも数%長い周期の微小な光度変動が観測されるのが特徴だが、中にはスーパーアウトバーストの初期に軌道周期とほぼ等しい周期のダブルピーク型の光度変動(早期スーパーハンプ)を示すものがあり、これらの天体はWZ Sge型矮新星と呼ばれる。

スーパーアウトバーストおよびスーパーハンプの機構として最も広く受け入れられているのが潮汐不安定モデルである[1]。このモデルでは、主星の周囲に存在する共鳴半径まで降着円盤が広がることにより円盤が潮汐的に不安定になることでスーパーアウトバーストやスーパーハンプが生じると考えられている。3:1共鳴半径まで円盤が広がった場合がSU UMa型矮新星であり、さらに外側の2:1共鳴半径まで広がった場合がWZ Sge型矮新星であると考えられている。降着円盤は熱的不安定性によってアウトバーストが発生する際に半径方向に広がるが、これにより円盤が共鳴半径まで到達してスーパーアウトバーストにつながるというのが熱的潮汐不安定モデルである[2]。

降着円盤の広がりには伴星の潮汐力によって制限されることが数値計算やSPH計算により知られている[3]。この半径はtidal truncation radiusと呼ばれている。スーパーアウトバース

トは共鳴半径が tidal truncation radius よりも内側にある時に発生すると考えられている。tidal truncation radius の大きさは質量比に依存し、質量比が小さいほど tidal truncation radius は大きくなる。質量比が 0.25 程度よりも小さい場合に 3:1 共鳴半径は tidal truncation radius の内側に位置し、質量比が 0.025 程度よりも小さい場合に 2:1 共鳴半径は tidal truncation radius の内側に位置するようになる。そのため、理論的には SU UMa 型矮新星は質量比が 0.25 よりも小さく、WZ Sge 型矮新星は 0.025 よりも小さい。

しかし、観測的には WZ Sge 型矮新星の質量比の上限値としては 0.08 が知られており、これは理論的な上限値 0.025 よりもはるかに大きい。これに対しては質量比の小さい WZ Sge 型矮新星では伴星の潮汐力が弱いため、tidal truncation radius で円盤の広がりが止められないため、質量比が 0.08 程度までなら 2:1 共鳴半径まで到達できるという解釈もなされている[4]が、シミュレーションなどによっては確かめられていない。また、SU UMa 型矮新星に関しても質量比が 0.25 を越えながらスーパーアウトバーストを起こしている可能性のある天体がいくつか報告されている。質量比が 0.25 程度を越えると 3:1 共鳴半径が tidal truncation radius よりも外側に位置するので、tidal truncation radius で円盤の広がりが制限されていれば、これらの天体ではスーパーアウトバーストは発生し得ないはずである。そのため、スーパーアウトバーストの発生では円盤の広がりに対して tidal truncation radius での制限がどの程度強く働いているのかが重要となる。

今回観測した ASASSN-18aan は 2018 年にスーパーアウトバーストを起こした SU UMa 型矮新星であり、スーパーアウトバースト中には食が観測された。食の間隔から得られた軌道周期は 0.149454(3)日と SU UMa 型矮新星にしては長大であり、標準進化を仮定すると質量比も大きい可能性が期待された。また、伴星による円盤の食の解析から円盤の半径を推定することができるため、円盤が 3:1 共鳴半径に到達しているかどうか調べられる。

2 : 観測

ASASSN-18aan のスーパーアウトバーストの可視・分光観測データは京都大学屋上 40cm 反射望遠鏡のほか、我々のグループが主導する国際変光星ネットワーク VSNET、日本変光星観測者連盟 VSOLJ、光・赤外線天文学大学間連携 OISTER、アメリカ変光星観測者協会 AAVSO により取得した。また、スーパーアウトバースト終了後の静穏期の可視・分光観測データはアリゾナ州の MDM Observatory により取得した。

3 : 結果および解析

得られたスーパーアウトバーストの光度曲線は図 1 である。スーパーアウトバーストは約 21 日間続き、その間には 0.5 等程度の食が観測された。また、減光後には二度の再増光が観測された。

軌道周期とスーパーハンプ周期からは質量比が推定できることが知られている[5]。この手法により ASASSN-18aan の質量比を推定すると、0.278(1)となった。これは SU UMa 型矮新星の質量比の上限をわずかに上回る値かほぼ等しい値である。

円盤半径を推定するため、食から降着円盤のモデリングを行なった。標準円盤を仮定し、power-law 円盤として円盤半径 r 、輝度分布のべき p 、軌道傾斜角 i をパラメータとした MCMC 法により推定を行なった。標準円盤ならば $p = -0.75$ となる。軌道傾斜角は先に 3 つの食か

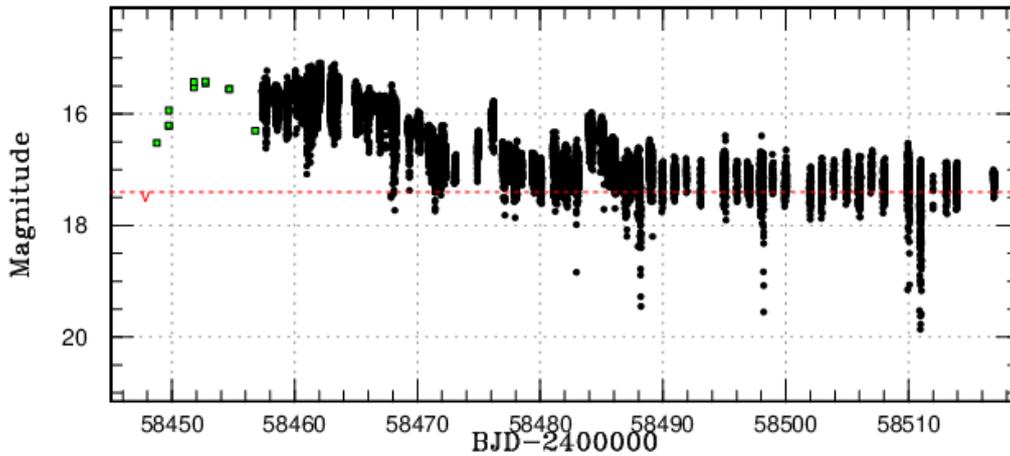


図 1：ASASSN-18aan のスーパーアウトバーストの光度曲線

ら $76.60(9)^\circ$ と推定し、以降はこの値で固定した。結果は図 2 および図 3 である。

4：議論

図 3 の円盤半径の推定結果より、スーパーアウトバースト発生時には円盤外縁部は 3:1 共鳴半径に到達していた可能性がある。これにより、質量比の大きい SU UMa 型矮新星でも円盤は 3:1 共鳴半径に到達してスーパーアウトバーストを起こしている可能性が考えられ、SU UMa 型矮新星の質量比は観測的にも 0.25 程度を上限としていると推察できる。これを確かめるために、過去に報告されていた質量比の大きな SU UMa 型矮新星の研究のサーベイを行なった。その結果、質量比がよく推定されている天体の質量比は 0.25 程度かそれよりも小さいことがわかった。それ以外の天体はスーパーハンプの検出が疑わしいものや、質量比の推定に不定性があるなど、SU UMa 型矮新星の可能性が疑わしい場合や質量比の値の信頼性が低い天体であった。そのため、質量比の大きな SU UMa 型矮新星でも質量比は 0.25 程度を上限としていることが示唆される。

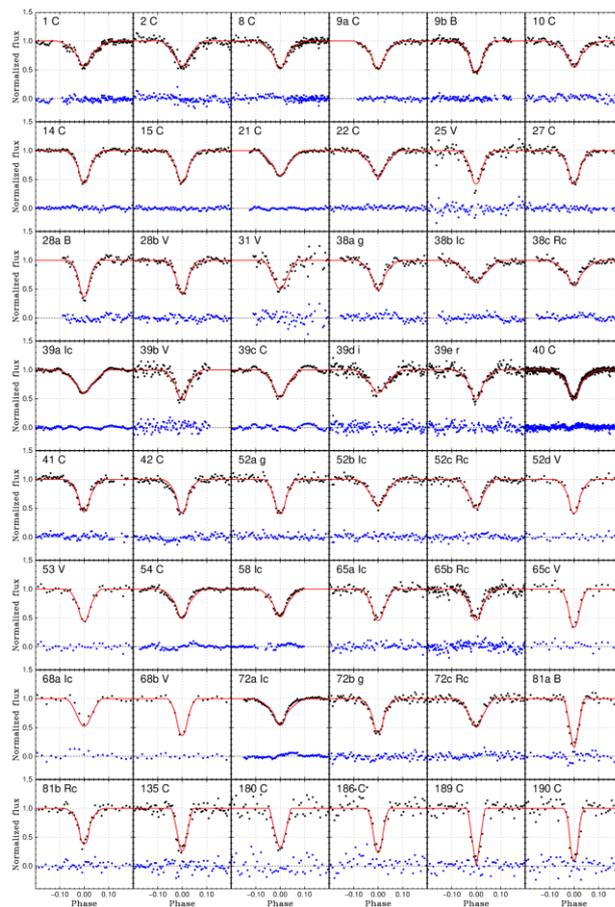


図 2：食のモデリング結果

また、WZ Sge 型矮新星に関しては質量比が理論的な上限値である 0.025 をはるかに超える 0.166(2) であるような天体もあり[6]、2:1 共鳴半径が tidal truncation radius よりも外側に位置する場合でも早期スーパーハンプを伴ったスーパーアウトバーストを起こしていることがわかる。

以上のことから、SU UMa 型矮新星のような質量比が大きな系では tidal truncation radius によって円盤の広がり制限されるので質量比の上限値は 0.25 程度であるが、WZ Sge 型矮新星のような質量比の小さな系では tidal truncation radius で円盤の広がりが止められないため、状況によっては質量比の上限値は 0.025 を大きく超えることもありうることを示唆される。

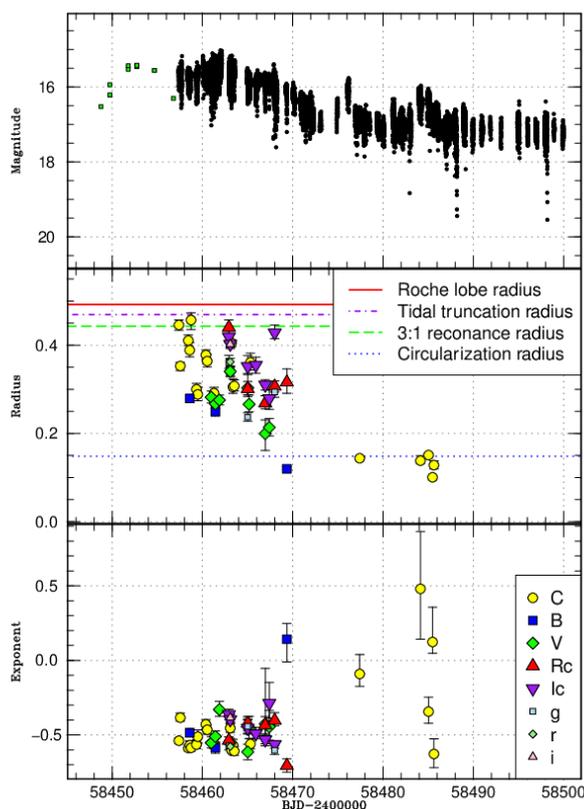


図 3：スーパーアウトバースト中の半径(中段)とベ

5：まとめ

2018 年にスーパーアウトバースト 起(下段)の変化
を起こした SU UMa 型矮新星

ASASSN-18aan のスーパーアウトバーストの国際的な可視・分光観測を行なった。その結果から、ASASSN-18aan が SU UMa 型矮新星としては長い軌道周期と大きな質量比を持つことがわかった。この質量比はスーパーアウトバーストを起こせると考えられている質量比の上限値とほぼ同じである。また、食の解析から、スーパーアウトバースト発生時には円盤は 3:1 共鳴半径に到達している可能性が得られた。過去の質量比の大きな SU UMa 型矮新星および WZ Sge 型矮新星の研究のサーベイから、SU UMa 型矮新星のような質量比の大きな系では円盤は tidal truncation radius で広がりが止められるが、WZ Sge 型矮新星のような質量比の小さな系では円盤は tidal truncation radius を超えうる可能性があることを示唆する結果を得た。

参考文献

- [1] Whitehurst, R. 1988, MNRAS, 232, 35
- [2] Osaki, Y. 1989, PASJ, 41, 1005
- [3] Paczyński, B. 1977, ApJ, 216, 822
- [4] Osaki, Y., & Meyer, F. 2002, A&A, 383, 574
- [5] Kato, T., & Osaki, Y. 2013, PASJ, 65, 115
- [6] Wakamatsu, Y., et al. 2017, PASJ, 69, 89

IW And 型矮新星の光度変動の研究についての最近の進展

木邑 真理子¹, 尾崎 洋二², 加藤 太一³, 嶺重 慎³

¹理化学研究所, ²東京大学, ³京都大学

概要

IW And 型矮新星は、近年発見が相次いでいる矮新星のサブタイプで、oscillatory variations を伴う光度がおおよそ一定の時期 (quasi-standstill) とその後続く小規模な増光 (brightening) を繰り返す天体である。いくつかの IW And 型矮新星で negative superhumps が発見されていることから、私達はまず、連星の公転軌道面から傾いた円盤で熱不安定が起こることが IW And 型矮新星の特殊な光度変動の原因ではないかと考え、数値シミュレーションを行った。その結果、円盤内側のみが hot state、円盤外側が cool state にあるときに quasi-standstill によく似た光度変動が、円盤外側で thermal instability が発生することで小規模な増光が生まれることが分かった。次に、私達は KIC 9406652 の Kepler 衛星の可視光光度曲線の解析を行い、この天体で観測されている negative superhumps の時間変化を詳細に調べた。特に重要な結果として、negative superhumps の frequency は quasi-standstill で緩やかに増加することが分かった。これは円盤半径が徐々に拡大することを示唆しており、私達の数値シミュレーションの結果とは逆センスである。今後は、この観測的特徴を再現できるようにモデルを改良する必要がある。

1: はじめに

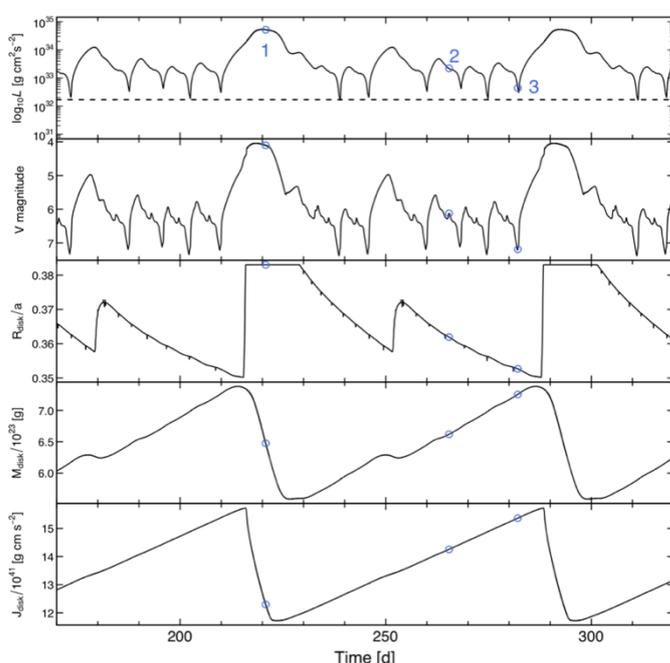
矮新星は激変星のサブクラスであり、白色矮星と低質量の星から成る近接連星系で、白色矮星の周囲に降着円盤（以下「円盤」）を持つ。円盤の突発的な増光であるアウトバーストを示すことが特徴であり、アウトバーストは水素の部分電離に伴う熱不安定により円盤にガスが溜まる暗い状態とガスが主星に落ち込む明るい状態を交互に繰り返すことで起こると考えられている（円盤不安定モデル）[1]。その中でも IW And 型矮新星は、oscillatory variations を伴う光度がおおよそ一定の時期 (quasi-standstill) とその後続く小規模な増光 (brightening) を繰り返す天体である[2]。このような IW And-type phenomenon がなぜ起こるのかはよく分かっていない。伴星からの質量輸送率の変化が白色矮星への質量降着率の変化を引き起こし、光度変動を生むというモデルが提唱されてはいたが[3]、未だそのような質量輸送率の変化を支持する観測結果はない。

そんな中、いくつかの IW And 型矮新星で negative superhumps が見つかったことにより、IW And 型矮新星は連星の公転軌道面から傾いた円盤を持つのではないかと示唆されるようになった[4]。negative superhumps は、傾いた円盤が公転運動と逆方向へ歳差運動するため、伴星から輸送される質量が円盤に衝突する場所である bright spot の位置が円盤面上で変化することによって生まれる微小な光度変動であると考えられている[5]。この場合、伴星から輸送される質量が届く円盤の半径が時間と共に変化するはずである。そこで私達は、このような特殊な質量供給のパターンを考え、傾いた円盤で熱不安定が発生するとどのような光度変動が生まれるかを数値シミュレーションで調べることにした。また、モデルの検証のため、観測データの解析も行い、シミュレーション結果と比較した。

2 : 数値シミュレーションによる、IW And 型矮新星の光度変動の再現

まず私達は、円盤が剛体として傾いていること、円盤の粘性時間が熱的時間や動的時間より十分長く、一次元近似が成り立つことを仮定し、問題を簡略化した（詳細は[6]の section 3）。この場合、tilted disk は non-tilted disk と同じ取り扱いができ、違いは伴星から円盤への質量供給のパターンのみとなる。mass supply pattern は disk の tilt angle により変化するため、私達は low tilt angle, moderate tilt angle, high tilt angle の 3 パターンを考え、熱不安定の数値シミュレーションを行った（[6]の section 4）。

その結果、伴星からの質量輸送率が critical rate（それ以上の質量輸送率を持つ円盤は熱的に安定となる）に近く、かつ tilt angle が大きめの場合、IW And 型矮新星とよく似た光度変動を再現できた。結果の一例を図 1 に示す。quasi-standstill に近い状態（図 1 の 2）では円盤の内側のみが hot state にあり、



cool な円盤外側に質量が溜まり、thermal instability が起こると brightening に似た状態（図 1 の 1）が再現できることが分かった。また、図 1 の 3 では円盤全体が cool state にある。結果として、[2]での予想を再現する形になった。

しかし、観測では光度の落ち込み (dip) は brightening の後にできることが大半であり、brightening の amplitude は 1 mag 以下である。したがって、私達のモデルは観測のライトカーブの特徴のいくつかを再現できていない。

図1: mass-transfer rateが $10^{16.75}$ g/s, moderate tilt angleのシミュレーション結果の一部。1, 2, 3の3つの状態があることがわかる

3 : KIC 9406652 のケプラー衛星の可視光光度曲線の解析

次に、私達はケプラー衛星で 1500 日程度も観測されていた IW And 型矮新星 KIC 9406652 をの可視光光度曲線を解析した。この天体ではおよそ 1000 日にも渡り negative superhumps が持続的に観測されており、傾いた円盤の観測的性質を調べるのに最適である。先行研究[4]ではよく調べられていなかった、negative superhumps の frequency, amplitude, light curve profile 時間変化に着目して解析を行った。結果の一部を図 2 に示す。まず、flux scale で negative superhumps の amplitude が変化しないことが分かった。また、brightening へ至る増光中に frequency が急減少し、その後緩やかに増加することが分かった。そして、light curve profile は IW And-type phenomenon の 1 cycle 中に激しく時間変化することが分かった。negative superhumps の amplitude がほぼ一定であるという事実は、伴星からの質量輸送率が変化していないことを意味し、[3]のモデルを否定する結果である。また、light curve profile の時間変

化が激しいことから、円盤の傾き角が小さく、伴星から輸送される質量が常に円盤外縁部を overflow していることが示唆された。この場合、観測者に見える円盤の上面にどのくらいの質量が流れ込むかによって、profile が変化すると考えられる。

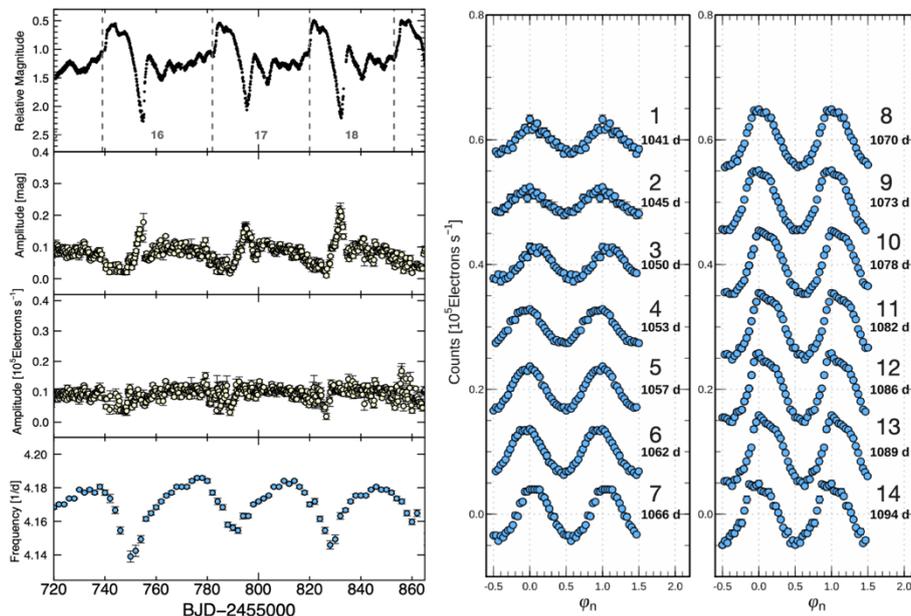


図2: (左) 上からライトカーブ、magnitude scaleでのnegative superhumpsのamplitude、flux scaleでのamplitude、frequency。top panelの点線と数字は、IW And-type phenomenonのcycleを表している。(右) IW And-type phenomenonの1 cycle内でのlight curve profileの変化

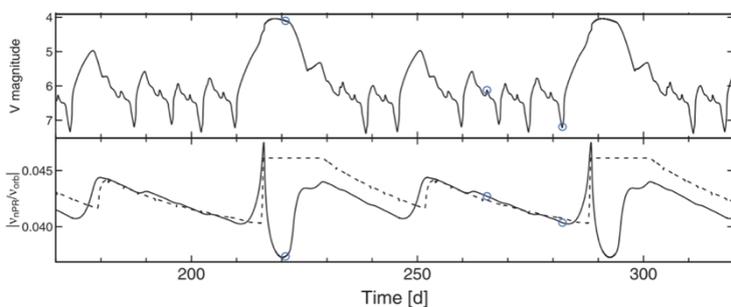


図3: 上のパネルは図1の二番目のパネルと同じものであり、下のパネルはnegative superhumpsのfrequency変化と同等のもの。点線は円盤半径の変化から予想されるfrequency変化である

えられる。一方、quasi-standstill 中は質量降着率がほぼ一定であり、frequency の緩やかな増加は円盤半径が時間と共に徐々に増大していくことを意味する。しかし、この変化は[6]で予想されていたもの(図3)とは逆センスである(解析結果の詳細は[8]を参照)。

4: まとめ

私達は、傾いた円盤で起こる熱不安定により IW And-type phenomenon が再現できるのではないかというモデルを提唱したが[6]、観測データの解析を行った結果、私達のモデルの問題点が浮き彫りになった[8]。その問題点とは、私達は現実の円盤で実際に起きているであろう gas-stream overflow を考慮して数値シミュレーションを行っていないこと、

最後に、frequency の時間進化について考察する。negative superhumps の frequency は、円盤の面密度の動径方向の分布と円盤半径によって決まる[6]。brightening 開始時、円盤の質量降着率が増加するため、面密度分布として円盤内側に重みのある状態となり、そのために frequency が急減少したと考

quasi-standstill 中の円盤半径の緩やかな増加を再現できていないことである。今後は、数値シミュレーションにおいてこのような問題点を解決し、また、観測結果から円盤の半径や温度分布の時間変化の情報を引き出すことで、IW And-type phenomenon の本質を解明する必要がある。それは、円盤不安定モデルを矮新星の多様なアウトバーストの統一モデルに昇華する上でも重要な課題である。

参考文献

- [1] Osaki, Y. 1996, PASP, 108, 39
- [2] Kato, T. 2019, PASJ, 71, 20
- [3] Hameury, J.-M., & Lasota, J.-P. 2014, A&A, 569, A48
- [4] Gies, D. R., et al. 2013, ApJ, 775, 64
- [6] Wood, M. A., & Burke, C. J. 2007, ApJ, 661, 1042
- [5] Kimura, M., Osaki, Y., Kato, T., & Mineshige, S., 2020a, PASJ, 72, 22
- [6] Larwood, J. 1998, MNRAS, 299, L32
- [7] Kimura, M., Osaki, Y., & Kato, T., 2020b, PASJ, 72, 94

食を用いた IW And 型矮新星のアウトバースト機構の検証

柴田真晃¹, 反保雄介¹, 小路口直冬¹, 若松恭行¹, 木邑真理子², 磯貝佳介¹,
加藤太一¹, 野上大作¹

¹ 京都大学, ² 理化学研究所

概要

矮新星は白色矮星（主星）と低質量星（伴星）からなる近接連星系であり、ロッシュローブを満たした伴星から輸送されたガスが主星の周囲に降着円盤を形成する。近年、矮新星としては特異な挙動を示す天体が見つかっており、IW And型矮新星と呼ばれている。現在この光度変動を説明するものとしては2つのシナリオが考えられている。円盤半径の時間変化に注目することでシナリオの判別が可能である。

本研究では食を持つIW And型矮新星AC Cancriの光度曲線解析を行った。食のモデル計算を行った結果、円盤半径がstandstill期間で次第に増加し、outburstの開始時に増加することがわかった。これは質量輸送率の急激な変動では説明できず、円盤内の不安定によるシナリオを支持する結果である。しかし、standstill期間中に円盤半径が大きくなることは自明ではなく、IW And型矮新星のアウトバーストは既知の円盤不安定性モデルとは異なる新たな機構を考える必要がある。

1 : Introduction

矮新星 (DNe) は白色矮星 (主星) と低質量星 (伴星) からなる近接連星系であり、ロッシュローブを満たした伴星から輸送されたガスが主星の周囲に降着円盤を形成する。矮新星では、降着円盤が高温状態と低温状態を行き来する熱的不安定性により、準周期的に2-5等級の増光 (outburst) が観測される[14]。伴星から輸送される質量輸送率が臨界値を越えると降着円盤は常に高温状態となり、このような天体は新星状天体 (NLs) と呼ばれる。矮新星にはアウトバースト後に数週間から数年間、中間的な明るさ (standstill) を示しその後減光する天体が存在し、これらはZ Cam型矮新星と呼ばれる。しかし近年standstill後に減光せずoutburstを起こす天体が見つかっており[17]、これはZ Cam型矮新星のサブクラスとしてIW And型矮新星と呼ばれている[7]。IW And型矮新星は現在までに67個の候補天体が観測されている (VSX search)。IW And型矮新星のstandstillはZ Cam型と比べて周期的に繰り返すことが特徴的である。IW And型矮新星の変動を説明するものとしては現在2つのシナリオが考えられている。

1つは伴星からの質量輸送率が急激に増加するシナリオ (Mass Transfer Burst (MTB) model) である[2]。このシナリオではstandstill期間中に円盤は常に高温状態にあると考えており、あるとき伴星からの質量輸送率が急激に増加することで増光が実現されるとしている。また、質量輸送率の急激な増加時には円盤半径が急激に減少することが予想されている[6, 図2]。しかし、IW And型矮新星のstandstillは周期的に繰り返されており、恒星ではこのような周期的な質量放出減少は観測されていないことから、このシナリオでIW And型矮新星に見られる光度変化を説明するのは困難である[2]。もう1つは何らかの原因によって

質量輸送が円盤内側まで届くシナリオ (Disk Instability (DI) model) である[7, 9]。これは円盤内側まで質量輸送が行き届くことで円盤内側は常に高温状態にあるとするシナリオである。円盤外側が低温状態にあるときにstandstill期間に対応し、円盤外側が熱的不安定性により高温状態になったときにoutburstとして観測されると考えられている。Kato et al. (2019) では、standstill期間中にも円盤半径は大きくなることが示唆されており、それをもとにこのシナリオでは円盤内側の高温領域が徐々に大きくなり、outburst時に高温領域が円盤外側まで伝わるというアイデアにつながった[8]。先行研究として、傾いた降着円盤が存在すれば、円盤内側へと質量輸送が行われるとする数値計算が行われている[9]。しかし、この数値計算ではstandstill期間中に円盤半径は小さくなるという結果であった。2つのシナリオはstandstillからoutburstまでの円盤半径が異なる変化をすると推測され、これを確かめることでシナリオの判別をすることができる。

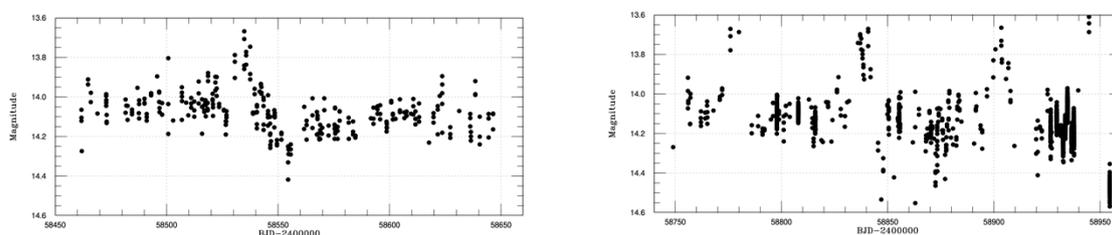


図1, 2 : AC Cncの光度曲線。左図のBJD 2458470-2458550, 右図のBJD 2458750-2458800, BJD 2458800- 2458850がIW And型に特徴的な挙動(standstill→brightening)を示す。

2 : Observations and Methods

2.1 Observations

AC Cncは7.2 hの軌道周期を持つ、食のある天体として1980年に発見され[12]、UBVの3バンドを用いた測光観測によりNLsと同定された[16]。2004年には詳細な分光観測がなされ、本天体の系のパラメータが決定された[20]。Schlegel & Honeycutt (2019) では、NLsに典型的な2つのstunted outburstが観測されたと述べた[3, 15]。上記の通り、AC CncはNLsと考えられてきた。しかし、AC CncはASAS-SN, CRTS, Pan-STARRS, ATLAS, ZTF, Keplerによる多くのサーベイで観測されており、近年IW And型矮新星の光度変動を示すことが確認できた。その区間を図1, 2に示す。よって、我々は本天体をIW And型矮新星と同定した。全サーベイのデータを集計することで、本天体の軌道周期を0.300477439(4) dと決定した。本天体はKepler衛星のK2 missionのshort-cadence (60秒積分) により密に観測されており、我々はそのデータを解析した[5]。

2.2 Methods

矮新星では、食が主星・伴星・降着円盤・hot spot の4成分からなる[13, 図1]。降着円盤の寄与のみを取り出すためには主星・伴星成分の寄与を差し引く必要がある。我々はPHOEBE (Physics Of Eclipsing BinariEs, [1]) というPythonのパッケージを用いて、主星・伴星成分の光度曲線を作成し、生データから差し引いた。その際、系のパラメータは先行研究

により求められた値を使用した ($M_1: 0.76M_\odot$, $M_2: 0.77M_\odot$, $q: 1.02$, $i: 75.6^\circ$, $T_{sec}: 5000K$) [20]。主星温度は白色矮星の質量 - 半径関係より、 $50000K$ を採用した[11]。

食のモデリングは、Wakamatsu et al. (2021)と同様のモデルを使用した[22]。このモデルでは伴星によって隠される円盤の食のみを考慮しており、円盤は明るさが半径(r)の p 乗に比例する標準円盤を想定している。円盤が高温で安定状態にある時、 $p = -3/4$ であることが知られている[4]。モデリングにおけるパラメータは軌道傾斜角 i 、質量比 q 、円盤半径 r 、輝度の冪 p の 4 つであるが、軌道傾斜角と質量比は天体固有の値であるため先行研究により算出された値に固定した[20]。円盤半径 r と輝度の冪 p の 2 つを free parameter として、Markov Chain Monte Carlo (MCMC) method を行った。

3 : Results and Discussion

3.1 Results

図 3,4 に食をモデリングすることで得られた結果を示す。一番上の図が AC Cnc の光度曲線、真ん中の図が円盤半径(赤点)の時間変化、一番下の図が円盤の輝度の冪(青点)の時間変化を表す。オレンジの線がロッシュローブ半径、黄色の線が tidal truncation radius を表す。tidal truncation radius は円盤がこれ以上広がることのできないとされている半径であり、 $R_{tidal} = 0.9R_{Loche}$ の関係がある[21]。この図より、以下の3点が読み取れる。

- 1) BJD 2457138 - 2457150; 1 回目の outburst 期間に対応する。円盤半径は outburst の開始とともに増加し、その後減少していく。
- 2) BJD 2457150 - 2457186, BJD 2458250 - 2458290; standstill 期間に対応する。円盤半径は徐々に増加していく。
- 3) BJD 2457186 - 2457200, BJD 2458290 - 2458305; 2,3 回目の outburst 期間に対応する。円盤半径は tidal truncation radius に捉われている。

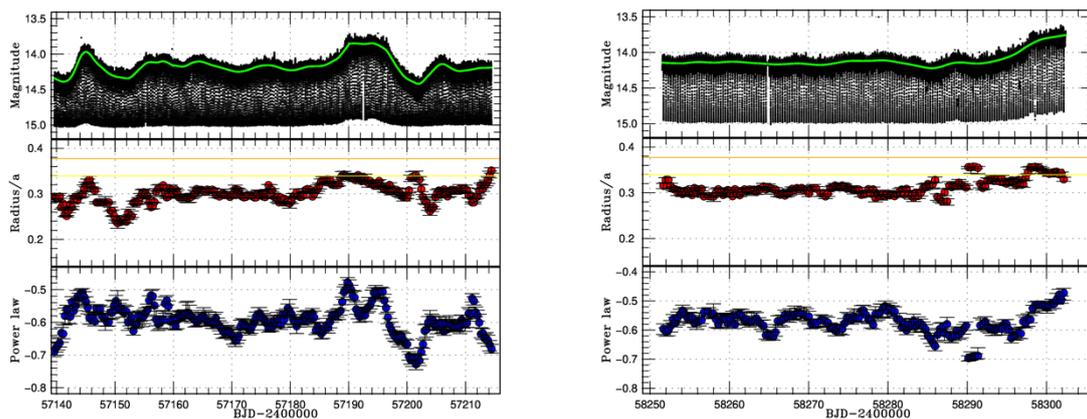


図 3, 4 : eclipse modeling の結果を表す。詳細は文章内に記載してある。

3.2 Discussion

図 3 より、standstill 期間中に円盤半径が徐々に大きくなることがわかった。この結果は Kimura et al. (2020b) で示唆されているものと同様の結果である[10]。また、outburst の開始

時に円盤半径が増加し、その後減少していくことがわかった。この結果を元に、現在提唱されている2つのモデルについて議論を行う。まず、1つ目のMTB modelではoutburstの開始時に円盤半径が増加することは説明できない。一方、DI modelではstandstill期間中に円盤半径が徐々に大きくなり、outburstの開始時に円盤半径が増加するとされており、ACCncの解析結果はこのモデルを支持する結果である。しかし、既存の熱的不安定性のみを考慮したDI modelではoutburstの開始時に円盤半径が増加し、その後静穏期にかけてゆっくりと減少していく結果のみが再現されており、standstill期間中に円盤半径が増加していくことは自明ではない。これを考慮すると、IW And型矮新星の光度変動は円盤の変動によって引き起こされるものではあるが、そのoutburstの機構は熱的不安定性を伴わない、何か新しい機構を考える必要がある。それはtidal truncation radiusに一定以上のガスが溜まることで駆動されるものであるのかもしれない。NLsでは、stunted outburstと呼ばれる、IW And型矮新星のoutburstと類似した現象が発見されている[3]。NLsの天体を解析し、IW And型矮新星と同様の円盤半径変化が得られれば、これもIW And型矮新星のoutburstと同様の機構で説明することが可能である。

参考文献

- [1] Conroy, Kyle E., et al. 2020, ApJS, 250, 34
- [2] Hameury, J. -M., & Lasota, J. -P. 2014, A&A, 569, A48
- [3] Honeycutt, R. K., Robertson, J. W., & Turner, G. W. 1998, AJ, 115, 2527
- [4] Horne, K., & Cook, M. C. 1985, MNRAS, 214, 307
- [5] Howell, S. B., et al. 2013, AJ, 145, 109
- [6] Ichikawa, S., & Osaki, Y. 1992, PASJ, 44, 15
- [7] Kato, T. 2019, PASJ, 71, 20
- [8] Kato, T., et al. 2019, PASJ, 71, L1
- [9] Kimura, M., Osaki, Y., Kato, T., & Mineshige, S. 2020a, PASJ, 72, 22
- [10] Kimura, M., Osaki, Y., Kato, T. 2020b, PASJ, 72, 94
- [11] Knigge, C., Baraffe, I., & Patterson, J. 2011, ApJS, 194, 28
- [12] Kurochkin, N. E., & Shugarov, S. Y. 1980, Astronomicheskij Tsirkulyar, 1114, 1
- [13] McAllister, M., et al. 2019, MNRAS, 486, 5535
- [14] Osaki, Y. 1996, PASP, 108, 39
- [15] Schlegel, E. M., & Honeycutt, R. K. 2019, ApJ, 876, 152
- [16] Shugarov, S. Y. 1981, Soviet Ast., 25, 332
- [17] Simonsen, M. 2011, J. American Assoc. Variable Star Obs., 39, 66
- [18] Simonsen, M., Bohlsen, T., Hamsch, F. -J., & Stubbings, R. 2014, J. American Assoc. Variable Star Obs., 42, 199
- [19] Szkody, P., et al. 2013, PASP, 125, 1421
- [20] Thoroughgood, T. D., et al. 2004, MNRAS, 353, 1135
- [21] Truss, M. R. 2007, MNRAS, 376, 89
- [22] Wakamatsu, Y., et al. 2021, PASJ

恒星の磁気活動 - フレアとジェット・質量放出

柴田一成¹

¹ 京都大学花山天文台

概要

恒星の磁気活動、とくに、晩期型星のフレアとジェット・質量放出の構造や発生機構について研究する際、忘れてはならない基本的知見（主に太陽観測と電磁流体力学理論から判明した知見）をレビューする。とくに実際の講演では時間が足りなくて話せなかった事柄を重点的にまとめておく。

1: はじめに一太陽フレア研究の歴史

恒星フレア研究の参考になるよう、歴史の話から始めたい。

太陽フレアは1859年、英国のキャリントンにより、黒点スケッチ中に発見された。大きな黒点群の一部の狭い領域が突然白色光で明るく輝き、驚いたキャリントンは同時観測者を探しに望遠鏡を離れたが誰もおらず、1分後に戻ったときはかなり形も変わっており、フレアは5分後には消失した、と論文に記載されている (Carrington 1859)。幸い、英国の別の天文台でホジソンも同じ現象を観測していたので、フレアの見聞が確立した (Hodgson 1859)。キャリントンが見たフレアは史上最大級のフレアで、翌朝、ハワイ、キューバ、ハイチなど世界各地の南の地域でオーロラが見られるほどの大磁気嵐を起こした。ただし、キャリントンはフレアとオーロラ・磁気嵐の関係に対しては懐疑的であった。当時の物理学の世界的権威ケルビン卿が即座にフレアと磁気嵐の関係を「物理学的に」否定したからである (Kelvin 1892)。当時は太陽風の存在が知られていなかったため、ケルビン卿は計算を間違えたのだ。(太陽地球間が真空とすると、地磁気嵐を起こすのに必要な太陽磁場の強度がきわめて大きくなる。それでケルビン卿は太陽起源説はあり得ないと思った (間違えた)。実際は太陽風プラズマが存在して磁場強度は真空より大きな値が保持できるので、磁気嵐を起こすのに必要な太陽磁場の強度 (エネルギー) はケルビン卿の推算よりもずっと小さくなる。)

さて、今回、本講演のために、太陽フレア研究の歴史を丁寧に調べて、以下のことを知り驚いた。キャリントンの後、30年以上フレアは観測されなかったのだ。1891年になってようやく Trouvelot により2例目のフレア観測がなされた (Svestka 1966)。これは白色光でフレアを見るのは難しいからだ。キャリントンが見たような白色光で見えるフレアは、**白色光フレア**と呼ばれ、相当な大フレアの際に限って見られることが知られている。大フレアはめったに起きないので、なかなか観測されなかったのである。(ちなみに地上で観測される恒星フレアの多くは可視光 (白色光) 観測によるので、白色光フレアと言える。)

太陽フレアが「容易に」観測できるようになったのは、1892年、Hale がスペクトロヘリオグラフを発明し、それを用いて、フレアの $H\alpha$ 写真を初めて撮影に成功してからである (Hale 1892)。しかし、定期的なフレアモニター観測が可能になったのは、1933年のリオフィルターの発明や、1934年のスペクトロヘリオスコープの発明まで待たねばならなかった。

その間、Hale はもう一つ大きな貢献をした。1908年に黒点に数千ガウスの強い磁場を発見

したのである(Hale 1908)。また、1939年にフレアの初の分光観測がなされた(Richardson and Minkowski 1939)。このような黒点磁場観測とフレア分光観測の発展により、20世紀の中頃に、フレアのエネルギーが磁場によることが、ほぼ確立した。当時の論文(Richardson and Minkowski 1939)を読むと、フレアのことば **bright chromospheric eruption** と書かれている。火山噴火(volcanic eruption)からの連想だろうか。元々Haleが eruption という用語を使い出したらしい(Smith and Smith 1963)。太陽フレア(flare)という用語がOxford English dictionaryに初めて載ったのは1937年という(Hudson 1987)。

フレアからの質量噴出、とりわけ地球に影響をもたらすコロナ質量放出(CME = Coronal Mass Ejections)の元となる**フィラメント噴出**あるいは**プロミネンス噴出**はいつ発見されたのだろうか? 調べると、早くも1851年の皆既日食のときに、プロミネンスの噴出(太陽の外側への運動)が疑いないものと考えられている。ただし当然ながらフレアとの関連は不明である。プロミネンス噴出(eruptive prominence)の観測については1871年から1895年の間に8例記録されている(Buss 1908)。1871年にはwide slit spectroscopeによるプロミネンスの眼視観測がなされていた(Vial 2015)ので、そのようにして観測されたのであろうか。フレアとの関連は、20世紀になってH α フィルターで高時間高空間分解能観測が可能になってから、ようやく明らかになってきた。一方、このころ(1937年)、キャリントンフレアと巨大磁気嵐の関係がようやく正しく理解されるようになった(Bartels 1937)。これにはHaleの貢献も大きかったらしい(Svestka and Cliver 1992)。キャリントンフレアの観測から78年もたっていた。

第2次世界大戦中には、**太陽電波バースト**が発見され、それはコロナ由来であることもわかった。またフレアにともなって**高エネルギー粒子(太陽宇宙線 SEP)**が発生することもこのころ判明した。**太陽風**は1958年Parkerの理論的予言を受けて金星探査機マリナー2号により1962年直接観測され、太陽-地球間のミシングリンクの謎が解明された。70年代には、スペースからのコロナグラフ観測が可能になり、フレアやプロミネンス噴出にともなって、コロナ全体が噴出する**コロナ質量放出(CME)**が発見された(Tousey 1973)。また、スペースからのX線や紫外線観測も可能になった。

60-70年代には、磁場観測、H α 観測、電波観測に基づいて、フレアの磁場エネルギーの解放メカニズムが「**磁気リコネクション**」という物理過程によるのではないかという説が提唱され出した(Carmichael 1964, Sturrock 1966, Hirayama 1974, Kopp and Pneuman 1976; 図1左)。しかし、リコネクション説の確立については、20世紀の最後の10年、ようこう衛星による高空間・高時間分解能での軟X線・硬X線撮像観測まで待たねばならなかった(e.g. Tsuneta et al. 1992, Masuda et al. 1994, Shibata et al. 1995)。

Shibata(1999)は、ようこうX線観測で発見された様々なフレア現象(カスプ型ループをともなう長寿命(LDE)フレア、ループトップ硬X線源を示すインパルス(短寿命)フレア、X線ジェット、コロナ質量放出をともなう巨大アーケード現象)を磁気リコネクション機構により統一的に説明する**統一モデル**を提唱した(図1右)。また、観測から、プラズモイド噴出が普遍的に存在して、それが速いリコネクションを引き起こすのに重要な役割を果たしている、という説(**プラズモイド誘起フラクタルリコネクション説**)を提唱した(Shibata and Tanuma 2001)。(レビューとしてはShibata and Magara (2011)を参照のこと。)

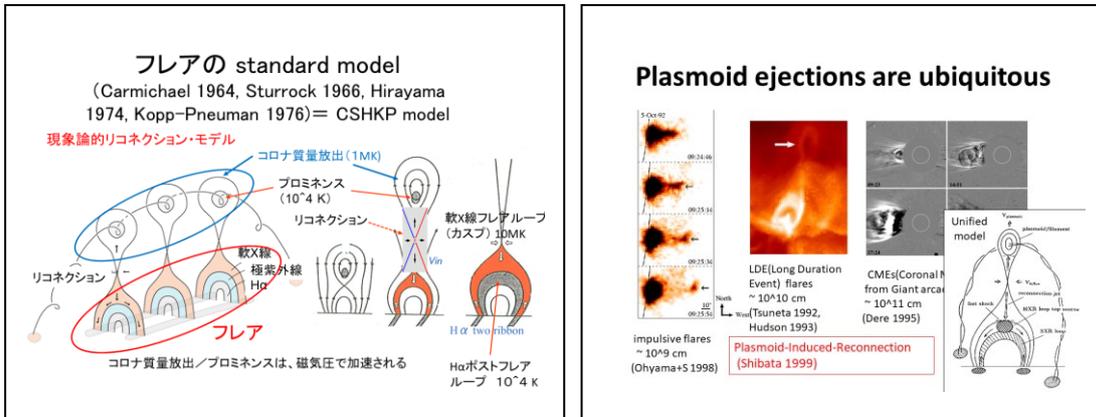


図 1：(左図) フレアの現象論的リコネクションモデル (standard model あるいは CSHKP model)。 (右図) フレアの統一モデルとプラズモイドをともなう三種類のフレアとプラズモイド噴出 (インパルスフレア、LDE フレア、巨大アーケードと CME)

2：恒星フレア研究の歴史

長々と太陽フレア研究史を書いたのは、恒星フレアの研究史と比較するとおもしろいと思ったからである。恒星フレアは早くも 1924 年に Herzprung により、りゅうこつ座 (Carina) の一つの星で 2 等級の増光現象として発見されている。これは太陽でいう白色光フレアに相当する。1938 年には Wachmann がオリオン座で UVCet 型星のフレアの分光観測に成功した (Gershberg 2005 中の参考文献を参照のこと)。太陽フレアの分光観測が初めて成された年と同じ頃というのは、驚きとしかいいようがない。

なお、Gershberg (2005) によれば、UVCet 型星は、M 型のフレア星だけでなく、K 型も G 型も含む。昔の理科年表には変光星の項目のところに、UVCet 型星がきちんと取り上げられており、**フレア星** (閃光星ともいう) と書かれ、例として、UVCet、ADLeo、YZCMi、EVLac が記載されていた (1998 年の理科年表、天 47 (131))。しかしながら、近年の理科年表にはこの項目が削除されてしまっている。系外惑星の生命生存環境に大きな影響を与えるという点で近年世界的に関心が高まっているフレア星の記述をなくすというのは、時代に逆行している。**理科年表におけるフレア星の記載の復活を強く要望する。**

さて恒星フレア研究は、1940~60 年代に光電測光などの可視光測光観測が大きく進展した。わが国でも岡山 188 cm 望遠鏡を用いた Kodaira ら (1976) による EVLac の先駆的観測がある。ただし、上述のように、このような観測で見つかった恒星フレアは太陽では稀な白色光フレアが標準であり、これは不思議であった。これを説明するために Kodaira (1977) は、EVLac のフレアの正体は 1 億度の超高温プラズマ・バブルであり、その足元にある 10-100 万度で 10¹³ cm⁻³ の高密プラズマから放出される制動放射による連続光が可視連続光 (白色光) を説明するというモデルを提唱した。(この Kodaira モデルそのものは現代では生き残っていないが、制動放射による可視連続光は、Heinzl and Shibata (2018) による

可視連続光の放射メカニズムと同じであるのは興味深い。もっとも輻射輸送の理論は 20 世紀半ばには確立しているので放射メカニズムが同じになるのはある意味当然である。別の見方をすると、過去の論文で議論されているフレアの構造や MHD は現代では使えないが、輻射輸送の基本は不変なので、古い論文を読む価値はある。）

一方、電波、スペースからの紫外線、X 線観測による恒星フレア観測が 20 世紀後半に発展した。太陽フレアのスペース観測と比べて遅れはほとんどない。X 線観測から判明した恒星フレアの性質 (Koyama et al. 1996, Tsuboi et al. 1998) は、ようこう衛星 X 線望遠鏡で観測された太陽フレアの性質 (Tsuneta et al. 1992, Shibata et al. 1995) と良く似ていた。これらの太陽恒星フレアの X 線観測に基づき Shibata and Yokoyama (1999, 2002) は、太陽恒星フレアの統一モデル (磁気リコネクションモデル) を提唱した。すなわち、太陽フレアに関して知られていたフレアのエミッションメジャー (EM) vs 温度 (T) の相関が恒星フレアに関して成り立つことを明らかにした。さらに、彼らは、観測された EM-T 相関関係が Yokoyama and Shibata (1998, 2001) のリコネクション理論 (熱伝導と彩層蒸発を含む磁気リコネクションの 2 次元電磁流体シミュレーションから発見された関係式)、

$T \propto B^{(6/7)} L^{(2/7)}$ (ただし、T、B、L はフレア温度、磁場強度、フレアサイズ) から導出される EM-T スケーリング則

$$EM \propto B^{(-5)} T^{(17/2)}$$

で良く説明できることを示したのである (図 2 参照)。

ただし、この時点 (2002 年ころ) でも、可視光観測では恒星フレアと太陽フレアの間には大きなギャップがあった。フレア星 (UV Cet 型星) のフレアは白色光で観測されるのが普通なのに、太陽フレアは白色光ではめったに観測されないのはなぜか? 可視光で観測される恒星フレアは太陽フレアと同じ物理で説明できるのか?

この恒星フレア研究の状況を大きく変えたのが、Maehara et al. (2012) による太陽型星スーパーフレアの大量発見である。Maehara らは系外惑星探査衛星ケプラーの可視光 (白色光) 測光観測データを解析することにより、148 の太陽型星 (G 型主系列星) で 365 ものスーパーフレアを発見した。これらは白色光フレアと言えるが、大量にデータがあるので、統計的に解析して太陽フレアの統計データと比較することが可能になった。すなわち、太陽フレアと恒星フレアは

発生頻度 vs フレアエネルギー $dN/dE \propto E^{(-a)}$, $a \sim 1.8$ (Maehara et al. 2012)

フレアエネルギー vs 黒点面積、 $E \propto B^2 L^3$ (Shibata et al. 2013)

フレア寿命 vs フレアエネルギー、 $t \propto B^{(-5/3)} E^{(1/3)}$ (Namekata et al. 2017b)

などで、共通のスケーリング則が成り立つことが判明したのである。これは太陽型星スーパーフレアが太陽フレアと共通の物理 (磁気リコネクション) で説明できることを示唆する。その後の関連論文も参照されたい (Shibayama et al. 2013, Maehara et al. 2015, Notsu et al. 2013, 2019, Okamoto et al. 2021)。また、これらの結果から、最大級の太陽フレアの 10-100 倍のエネルギーのスーパーフレアが太陽類似星 (自転周期が 20 日以上で、表面温度 5600-6000 度) で起きていることがわかった。最新の Okamoto et al. (2021) によれば、 10^{34} エルグのスーパーフレア (最大級のフレアの 100 倍程度) は 6000 年に一回の頻度で起きる。10 倍だと 600 年

に一回程度。最大級のフレア（キャリントン級のフレア：60～100年に一回）でも200兆円の被害が発生することが予想されているので、これは重大な結果である。

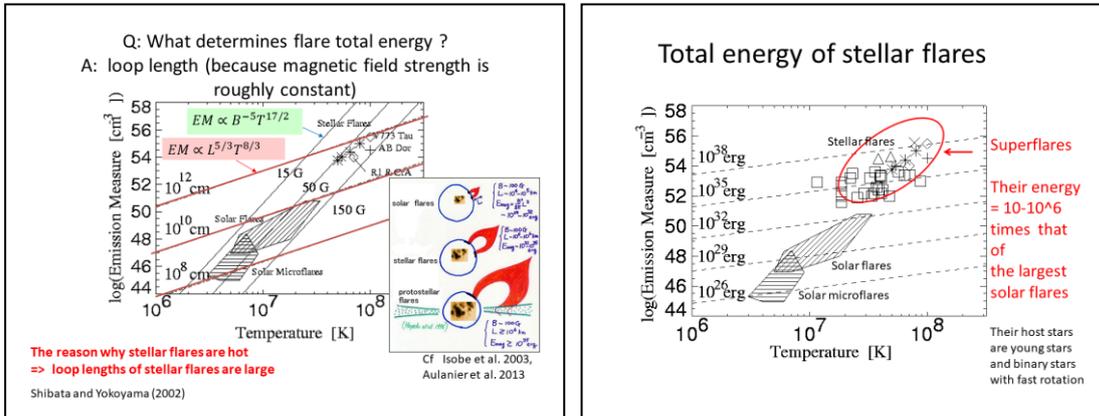


図2：太陽・恒星フレアのエミッション・メジャー（EM = $n^2 L^3$ ）vs 温度（T）ダイアグラム（Shibata and Yokoyama 2002）。ただし、 n は電子密度、 L はフレアのサイズ（cm）。軟X線の観測からEMとTのpeak値がわかれば、磁気リコネクション説（Yokoyama and Shibata 1998, 2001）を仮定することにより、空間分解できない恒星フレアのサイズ（ L ）、磁場強度（ B ）が推定できる。（左）太陽フレア、マイクロフレア、恒星フレアの観測されたEM-T相関関係は、磁気リコネクション説が予言する関係式 $EM \propto T^{17/2}$ と良く合っている。観測と理論の比較から、フレア領域の平均的な磁場強度が推定でき、30-150 G程度となることがわかる。これは太陽の場合、観測された活動領域の平均磁場強度と大体合っている。また、フレアのサイズ（ L ）もわかる。太陽の場合、フレアのサイズ L も観測されたフレアのサイズと大体合っている（Namekata et al. 2017a）。このEM-T図から恒星フレアはみな巨大であることがわかるが、これはこれらの恒星（若い星や自転の速い星）が巨大な黒点を持っているという観測事実と良く整合している。（右）恒星フレアの観測からEMとTがわかれば恒星フレアのサイズ（ L ）、磁場強度（ B ）がわかり、したがってエネルギー（ $L^3 B^2 / (8\pi)$ ）もわかる。この図の中の恒星フレアはすべて**スーパーフレア**（最大級の太陽フレアの10倍以上のエネルギー）であることがわかる。

3：恒星プロミネンス噴出の観測

恒星のプロミネンス観測は空間分解能がないので、発見は太陽に比べると格段に難しい。しかし昨年（2020年）から今年にかけてブレークスルーがあった。Namekata et al.（行方ら 2021）は、岡山天文台 3.8m せいめい望遠鏡を用いて、若い太陽型星（EK Dra）のスーパーフレアの分光観測に成功し、その結果、秒速 500 km で噴出するプロミネンスの検出に成功したのである（行方博士論文、2021）また、その結果、太陽コロナ質量放出と共通の法則が明らかになった。すなわち、

コロナ質量放出（またはプロミネンス噴出）の質量（M） vs フレアエネルギー（E）

の相関関係が太陽型星でも成り立っていることが判明した。これは実は、Takahashi et al. (2016) が導出した理論式

$$M \propto E^{2/3}$$

と大体合っている。

最後に、恒星におけるプロミネンス噴出（コロナ質量放出：CME）の分光観測の際に注意しておくべき事柄について述べておく。太陽のプロミネンス/フィラメント噴出（CME）の速度分布は大まかには、図のように自己相似的に時間発展する。観測データの解析の際はこのことを十分ふまえたうえで解析すべきである。

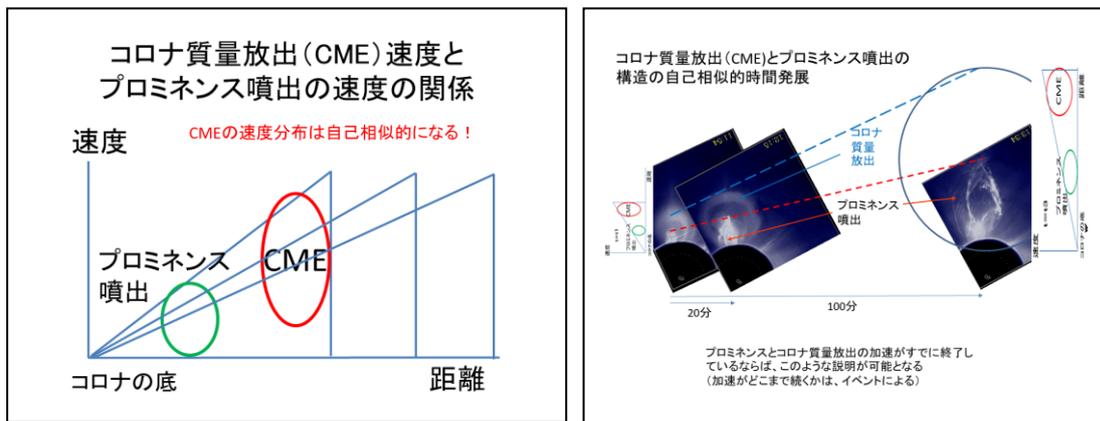


図3：（左）プロミネンス噴出とコロナ質量放出（CME）の速度分布の典型例（自己相似的な時間発展）の概念図、（右）実際に観測されたコロナ質量放出（1980年8月18日 SMM 衛星による）の場合のプロミネンス噴出と CME の距離・速度の時間発展の様子。このような自己相似的な幾何学的形状から、CME の速度は典型的にはプロミネンス噴出の速度の2倍以上となることがわかる。

実際のプロミネンス噴出と CME 速度の関係についても、Gopalswamy ら (2003) が図4左のような統計的な図を報告している。また、図4右は、CME 速度 (V) とフレア・エネルギー (E) の関係に関する観測された統計分布を示す。この図の分布の上限値は、質量保存、エネルギー保存から導出された CME 質量 (M) とフレア・エネルギー (E) の関係から決まる上記の理論式 ($M \propto E^{2/3}$) から導出されるスケール則 ($V \propto E^{1/6}$) と良く合っているのは興味深い (Takahashi et al. 2016)。また、CME とプロミネンス噴出の関係 (図3左、4左) を考慮すると、 10^{33} - 10^{34} erg の太陽/恒星スーパーフレアで見つかる予想されるプロミネンス噴出の速度は 400-1500 km/s 程度である。別の言い方をすると 400-1500 km/s の恒星プロミネンス噴出が H α 観測で発見されたら、そのとき 800-3000 km/s (~1200-4500 km/s) の CME が発生している可能性が高いと言える。

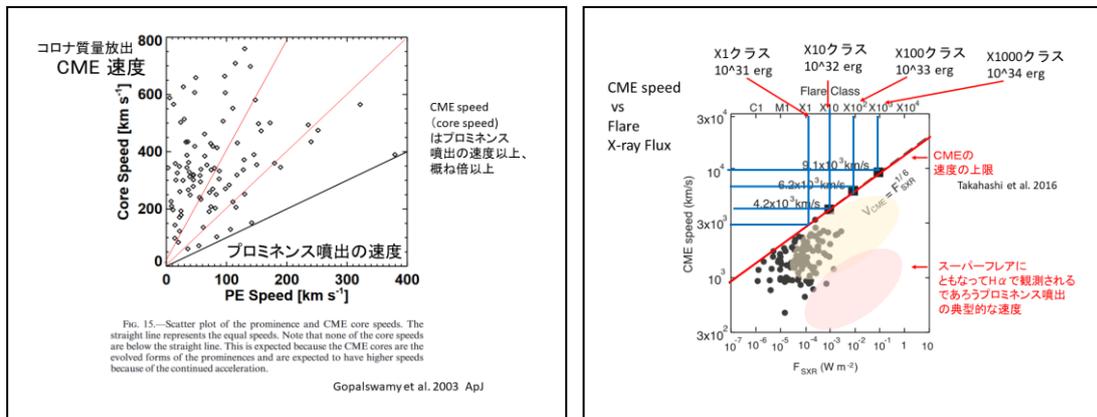


図4：(左) 観測されたコロナ質量放出(CME)とプロミネンス噴出の速度の関係 (Gopalswamy et al. 2003)。多くのケースでは、CMEの速度はプロミネンス噴出の速度の2-3倍(以上)大きい。(右) 観測されたCMEの速度とフレア・エネルギーの関係 (Takahashi et al. 2016)。CMEの速度(V)とフレア・エネルギー(E)の関係は、CMEの質量(M)と E の関係($M \propto E^{2/3}$)から導出でき、 $V \propto E^{1/6}$ となり、GOES X線フラックス $F \propto E$ (Namekata et al. 2017b)を考慮すると $V \propto F^{1/6}$ となっており、観測値の上限を良く説明する。これから、スーパーフレアのCMEの速度の上限が推定でき、また、太陽CMEの速度の散らばりから、スーパーフレアのCMEの速度、さらにはプロミネンス速度を推定することができる。

4. おわりに：残された課題

太陽では白色光フレアのメカニズムがまだ確立されていない。有力なのは高エネルギー電子ビームが彩層に衝突して形成される低温高密のコンデンセーションからの連続光放射であるが、高温コロナのXUVによる彩層・光球加熱 (radiative back warming) の可能性も議論されている (Machado et al. 1989, Isobe et al. 2007)。プロトンビームの可能性もある。しかし観測的な情報があまりにも少ない。そもそも粒子加速メカニズムが全く未解決である。恒星フレアにともなう質量噴出のうち、プロミネンス噴出に関しては、NamekataらによるH α 観測と同じような観測例を増やすことが重要であろう。恒星フレアのスペースUV、EUV観測も魅力的な将来の課題である。

参考文献

- Buss, A. A., 1908, JBAA, 18, 326
 Carmichael, H., 1964, in The Physics of Solar Flares, Proc. AAS-NASA Symp., vol. SP-50, 451
 Carrington, R., 1859, MNRAS, 20, 13
 Gershberg, R. E., 2005, Solar Type Activity in Main-Sequence Stars, Springer
 Gopalswamy, N. et al., 2003, ApJ, 586, 562
 Hale, G. E., 1892, A&Ap, 11, 611
 Hale, G. E., 1908, ApJ, 28, 315

Heinzl, P. and Shibata, K., 2018, *ApJ*, 859, 143
 Hirayama, T., 1974, *SP*, 34, 323
 Hodgson, R., 1859, *MNRAS*, 20, 15
 Hudson, H. S., 1987, *SP*, 113, 1
 Isobe, H. et al., 2007, *PASJ*, 59, S807
 Kelvin, W. T., President's address, 1892–93. *Proc. R. Soc.* 52, 299 (Lord Kelvin, 1893, *PASP*, 5, 44)
 Kodaira, K., Ichimura, K., Nishimura, S., 1976, *PASJ*, 28, 665
 Kodaira, K., 1977, *A&A*, 61, 625
 Kopp, R. A. and Pneuman, G. W., 1976, *SP*, 50, 85
 Koyama, K. et al., 1996, *PASJ*, 48, L87
 Machado, M. E. et al. 1989, *SP*, 124, 303
 Maehara, H. et al., 2012, *Nature*, 485, 478
 Maehara, H. et al., 2015, *EPS*, 67, 59
 Maehara, H. et al., 2017, *PASJ*, 69, 41
 Masuda, S. et al., 1984, *Nature*, 371, 495
 Namekata, K. et al., 2017a, *PASJ*, 69, 7
 Namekata, K. et al., 2017b, *ApJ*, 851, 91
 Notsu, Y. et al., 2013, *ApJ*, 771, 127
 Notsu, Y. et al., 2019, *ApJ*, 876, 58
 Okamoto, S. et al., 2021, *ApJ*, 906, 72
 Richardson, R. S. and Minkowski, R., 1939, *ApJ*, 89, 347
 Shibata, K. et al., 1995, *ApJL*, 451, L83
 Shibata, K., 1999, *ApSpSci*, 264, 129
 Shibata, K. and Yokoyama, T., 1999, *ApJL*, 526, L49
 Shibata, K. and Tanuma, S., 2001, *EPS*, 53, 473
 Shibata, K. and Yokoyama, T., 2002, *ApJ*, 577, 422
 Shibata, K. and Magara, T., 2011, *LRSP*, 8, 6
 Shibata, K. et al., 2013, *PASJ*, 65, 49
 Shibayama, T. et al., 2013, *ApJ*, 209, 5
 Smith, H. J. and Smith, E. V. P., 1963, *Solar Flares*, The Macmillan Company, New York
 Sturrock, P. A., 1966, *Nature*, 211, 695
 Svestka, Z., 1966, *SSRv*, 5, 388
 Svestka, Z., and Cliver, E., 1987, in *Eruptive Solar Flares*, *Proc. IAU Colloq.*, No. 133, p.1
 Takahashi, T., Mizuno, Y., Shibata, K., 2016, *ApJL*, 833, L8
 Tousey, R., 1973, in *Space Research XIII*, p 713, Akademie-Verlag, Berlin, 1973.
 Tsuboi, Y. et al. 1998, *ApJ*, 503, 894
 Tsuneta, S. et al. 1992, *PASJ*, 44, L63
 Vial, J.-C., 2015, in *Solar Prominences*, (Vial, J. -C. and Engvold, O. eds., Springer), p. 1.
 Yokoyama, T. and Shibata, K., 1998, *ApJL*, 494, L113
 Yokoyama, T. and Shibata, K., 2001, *ApJ*, 549, 1160

太陽型星スーパーフレアに伴う質量噴出現象

行方 宏介¹

¹ 京都大学

概要

太陽/恒星フレアとは表面での爆発現象である。恒星のスーパーフレアに伴う質量噴出は系外惑星環境に大きく影響を与えている可能性がある。今回我々は、TESS 衛星、せいめい望遠鏡、なゆた望遠鏡で若い太陽類似星 EK Dra のスーパーフレアの同時観測に成功した。フレアに伴って約 510km/s の青方偏移する H α 線の吸収成分が得られたことから、スーパーフレアに伴い質量噴出現象が実際に発生していることがわかった。本発表では、この観測成果を報告する[1, 2]。この内容は査読論文を投稿中のため、概要のみ記載する。

1: 導入

太陽/恒星フレアとは表面での爆発現象である[3]。恒星のスーパーフレアに伴う質量噴出は系外惑星環境に大きく影響を与えている可能性がある(図 1)。ところがこれまで、恒星のスーパーフレアに伴う質量噴出現象の証拠は、ほとんど得られてきていない[4]。特に、太陽型星(G 型主系列星)に関しては、その観測成果は 1 例も得られていない。そこで本研究では、京都大学せいめい望遠鏡を用いて、活動的な若い太陽型星の H α 線を連続分光観測し、その噴出現象の探査を行った。

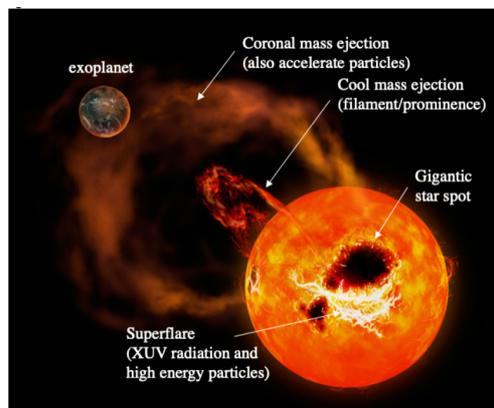


図 1: 恒星スーパーフレアに伴って発生する質量噴出現象の想像図(©国立天文台)。太陽観測に基づくと、低温度・低速の質量噴出現象(フィラメント噴出)と、高温度・高速の質量噴出現象(コロナ質量放出)が発生していると期待される。

2: 観測

今回の観測では、主にせいめい望遠鏡の KOOLS-IFU を用いて分光観測を実施した。せいめい望遠鏡は、2019 年に観測を開始したばかりの、国内最大の光赤外望遠鏡である(図 2)。せいめい望遠鏡を用いることで、H α 線の形状を非常に高精度・高時間分解能で観測することが可能となった。今回、若く活動性が高い太陽型星 EK Dra (G2V)のモニタ観測を実施した。この星は、年齢 100Myr 程度の、「若い太陽」の代表格として知られる星である。

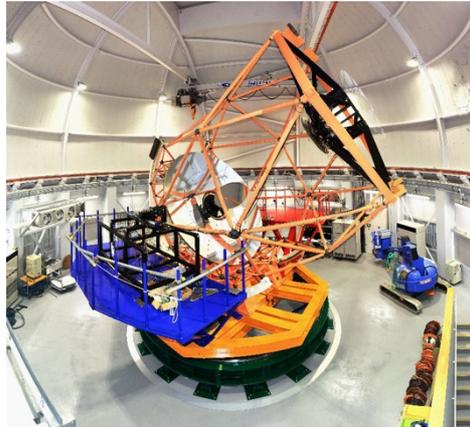


図 2：京都大学せいめい望遠鏡(©京都大学)。せいめい望遠鏡は、口径 3.8m ある光赤外線望遠鏡である。2019 年に共同利用の観測が始まり、本観測は 2020 年の 2-4 月に実施された。

3：結果

観測の結果、太陽型星のスーパーフレアに伴う H α 線のスペクトルを、世界で初めて検出することに成功した。また、スペクトルを見ると、フレア後期において明確な青方偏移する吸収線となっていることが判明した(図 3)。これは、太陽での質量噴出現象と同様に、視線方向に飛び出してくる低温プラズマ(フィラメント噴出)が発生していることを意味している(図 4)。この性質が、太陽で発生するフィラメント噴出と非常によく似ていることから、我々は世界で初めて太陽型星で発生した質量噴出現象を検出したと結論する[1, 2]。

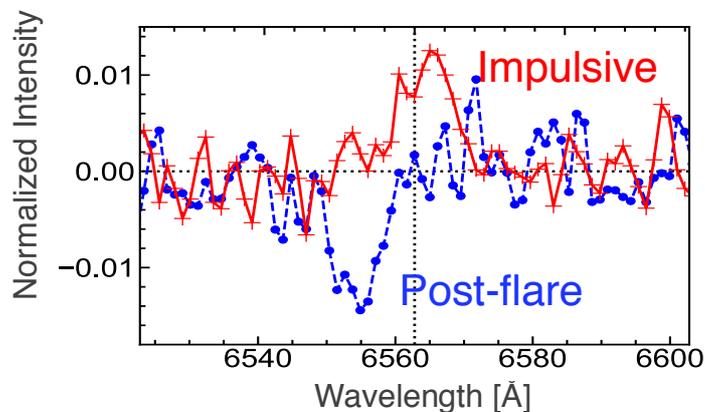


図 3：EK Dra のフレア中の H α 線のフレア前からの差分スペクトル[1, 2]。フレアの後、青方偏移する吸収成分が観測された。

4：最後に

今回、我々は若い太陽に似た星 EK Dra で発生した質量噴出現象を初検出した。この現象が高速・高温の成分を伴っているとすると、それらは 1 AU 付近まで到達し、もしそこに惑星が存在すれば、多大な影響を及ぼしていることが考えられる。例えば、高速の質量噴出現象は衝撃波を形成するが、そこで形成された高エネルギー放射線粒子は、惑星大気と反応し有機物・温室効果ガスの生成にも寄与しうることが理論的に示唆されている[4]。また、質量噴出現象に伴う恒星の質量損失は、星の年齢が若い頃は非常に大きいことも示唆され

ており、恒星の質量進化に与える影響も無視できない[5]。今後、これらの発生頻度や統計的な性質を明らかにしていくことで、これらの他分野に与える影響をより正確に見積もることができるようになると期待される。

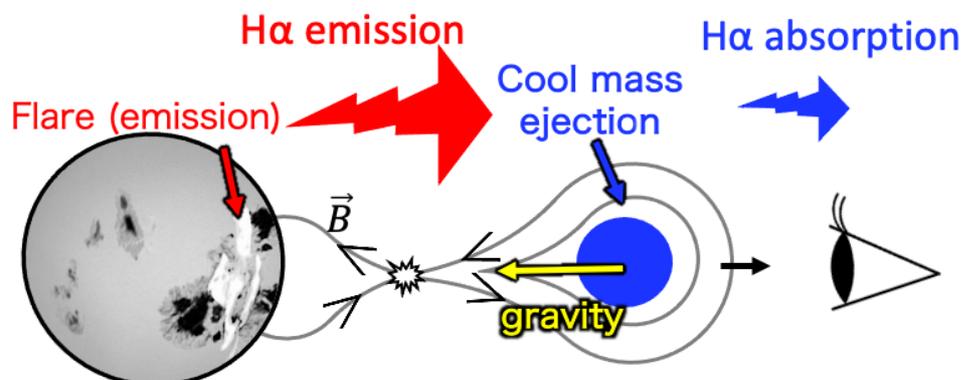


図 4: 今回得られた観測成果から推測される模式図。観測者方向に低温プラズマが噴出し、重力で減速する描像と相違ないことがわかった。

参考文献

- [1] Namekata, K., 2021, Ph.D. Thesis
- [2] Namekata, K., 2021, submitted
- [3] Shibata, K. & Yokoyama, T., 2002, ApJ, 577, 422
- [4] Maehara et al. 2021, in press
- [5] Airapetian, V. S., 2016, Nature Geoscience, 9, 452
- [6] Osten, R. A. & Wolk, S. J., 2015, ApJ, 809, 79

せいめい望遠鏡/KOOLS-IFU と TESS, 小口径望遠鏡による

M 型星フレアの測光分光同時観測

前原 裕之¹, 野津 湧太², 行方 宏介³, 岡本 壮師³, 野上 大作³, 柴田 一成³,
本田 敏志⁴

¹国立天文台, ²University of Colorado Boulder, ³京都大学, ⁴兵庫県立大学

概要

活動性の高い M 型フレア星の V388 Cas, YZ CMi, AD Leo, CR Dra において 10 件のフレアをせいめい望遠鏡による分光と TESS や小口径望遠鏡による測光で同時観測した結果を報告する. 2019 年の連星変光星研究会で報告した EV Lac のフレア 16 件と合わせて, 合計 26 件のフレアについて, フレアによる連続光の放射エネルギー(E_{bol})と $H\alpha$ 線の放射エネルギー($E_{H\alpha}$)の関係を調べたところ, $E_{H\alpha} \propto E_{bol}^{0.66}$ の関係がみられ, 大きなフレアほど連続光で解放されるエネルギーの割合が大きいことが分かった.

1: 太陽・恒星フレア

太陽・恒星フレアは, 太陽・恒星大気 (コロナ) 中で起こる爆発現象であり, 黒点付近に蓄えられた磁場のエネルギーが, 磁気リコネクションによって熱 (放射) やプラズマの運動エネルギーの形で急速に解放されることで生じると考えられている[1]. 我々のグループで行った Kepler 衛星を用いた恒星フレアの研究から, フレアの継続時間 (τ) とフレアのエネルギー (E) には $\tau \propto E^{1/3}$ の相関がみられることが分かった[2]が, G 型主系列星のスーパーフレアと M 型星のフレアの継続時間を比べると, 同じフレアエネルギーの場合, M 型星のフレアの方が継続時間が 1 桁程度長いことが分かってきた[3]. この原因としては, 可視連続光の放射効率の違いや, コロナ中の磁束密度の違いなどが考えられているが, まだ良く分かっていない.

2: 観測の概要

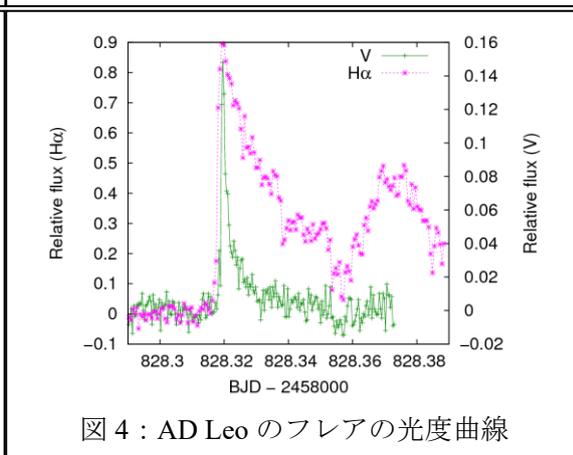
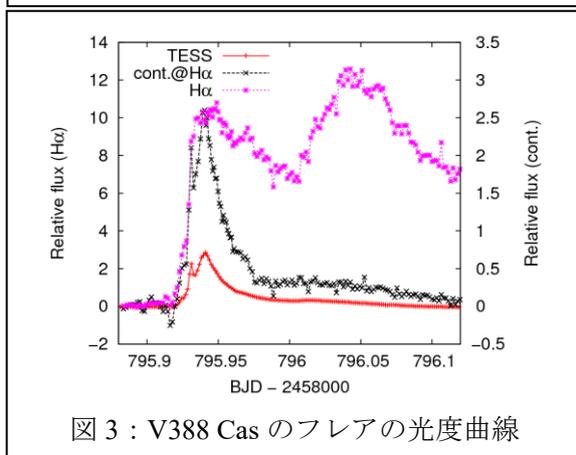
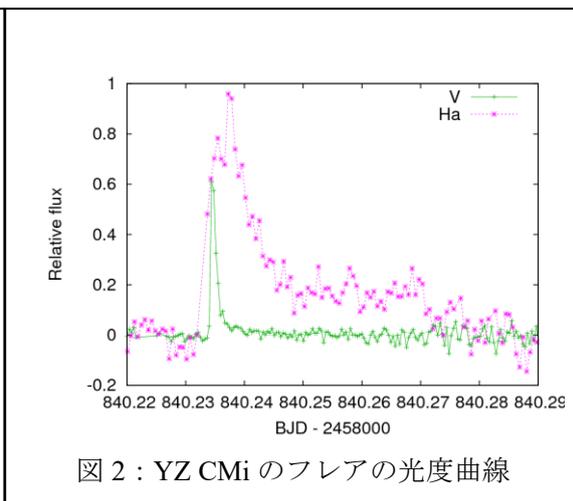
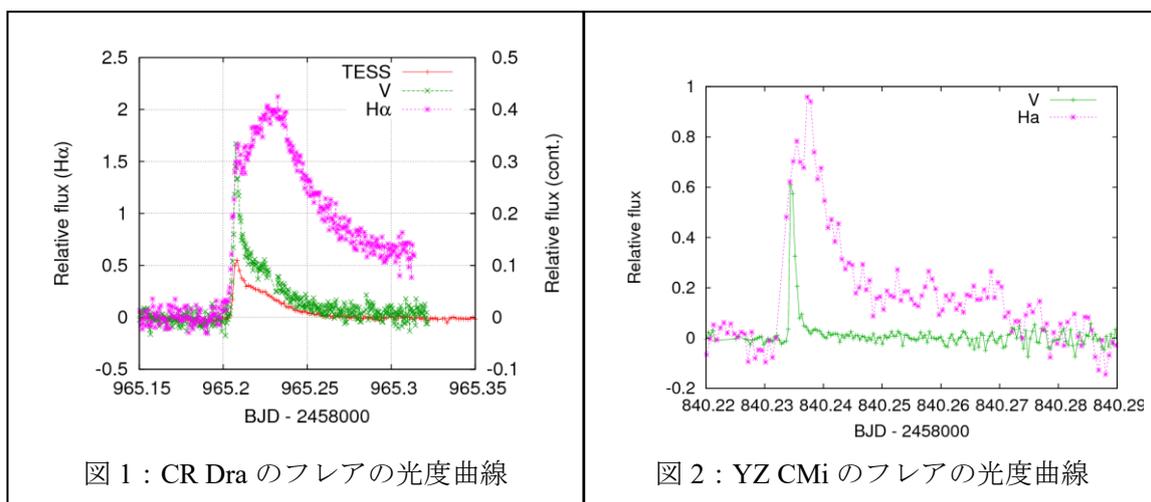
我々はせいめい望遠鏡と低分散分光器 KOOLS-IFU[4]を用いて, 活発なフレア星の高時間分解能の分光観測を行った. また, せいめい望遠鏡による分光観測と同時に, TESS 衛星[5]や小望遠鏡による測光観測も行い, 26 件のフレアの測光分光同時観測に成功した. 表 1 に天体名と観測期間, 検出フレア数を示す.

表 1: 観測したフレア星

天体名 (スペクトル型)	観測期間	検出フレア数
CR Dra (M1.5V)	2020 年 4-5 月	2
AD Leo (M3.5V)	2019 年 12 月	1
EV Lac (M4.0V)	2019 年 9-10 月	16
YZ CMi (M4.5V)	2019 年 12 月	4
V388 Cas (M5.5V)	2019 年 11 月	3

3 : 観測結果

図 1-4 に観測されたフレアの $H\alpha$ 線および可視連続光(V-band または TESS-band)の光度曲線を示す. 図 1, 2 に示すような, フレアの可視連続光のピークに対応した短い $H\alpha$ 線のピークの後で遅れて $H\alpha$ 線がさらに増光するタイプのフレアの外, 図 3, 4 に示すような可視連続光では暗くなった後で $H\alpha$ 線のみが増光し, $H\alpha$ 線ではダブルピークの光度曲線を示すタイプのフレアが観測されたものもあった.



4 : $H\alpha$ 線のフレアエネルギー vs. 連続光のフレアエネルギー

観測されたフレアの光度曲線から, それぞれのフレアについて $H\alpha$ 線での放射エネルギーと可視連続光の放射エネルギーを求めた. フレアの連続光の放射エネルギーは 3×10^{30} erg から 4×10^{34} erg であった. 図 5 はフレアの $H\alpha$ 線での放射エネルギー ($E_{H\alpha}$) と可視連続光の放射エネルギー (E_{bol}) の相関を示す. 観測された 26 個のフレアでは, $E_{H\alpha} \propto E_{bol}^{0.66 \pm 0.07}$ となる相関がみられ, 星ごとに大きな差はなかった. フレアの可視連続光の放射エネルギーが 1033 erg のフレアでは, $H\alpha$ 線での放射エネルギーは, 可視連続光の放射エネルギーのおよそ 1% 程度であり, 小さなフレアほど $H\alpha$ 線で放射されるエネルギーの割合が増えることが分かった.

また, フレアのピーク時の光度についても, $H\alpha$ 線のピーク時の光度 ($L_{H\alpha}$) と可視連続光

のピーク時の光度(L_{bol})の相関を調べたところ、 $L_{H\alpha} \propto L_{bol}^{0.52 \pm 0.09}$ となり、同様に規模の小さいフレアほど連続光の光度に対する $H\alpha$ 線光度の割合が増加することが分かった(図 6)。

このような傾向は M 型星フレアの 1 次元輻射流体計算[6]の結果と定性的に一致する。また、星ごとの差がそれほど大きくないことから、少なくとも M1.5-M5.5 の温度範囲かつフレアエネルギーが 10^{30} - 10^{34} erg の範囲では、可視連続光の放射効率に大きな差はないと考えられる。

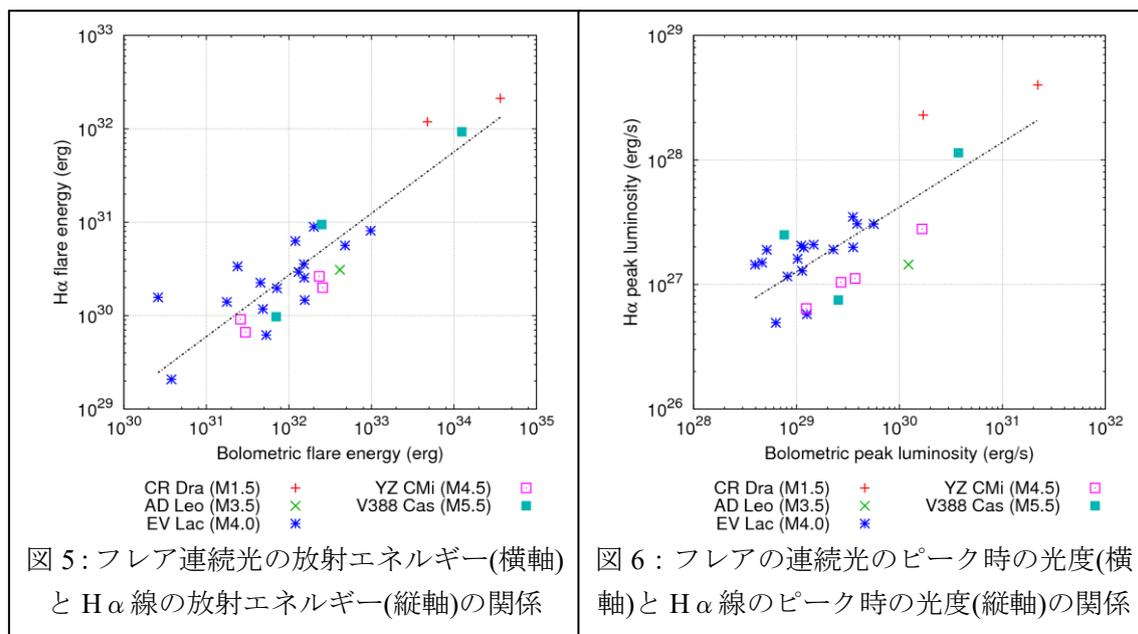


図 5: フレア連続光の放射エネルギー(横軸)と $H\alpha$ 線の放射エネルギー(縦軸)の関係

図 6: フレアの連続光のピーク時の光度(横軸)と $H\alpha$ 線のピーク時の光度(縦軸)の関係

謝辞

本研究のフレアの測光観測では以下の方々にご協力いただいた。

村瀬洗太郎 (兵庫県立大), 村田勝寛, 安達稜, 飯田康太, 大枝幹, 小川風太, 白石一輝, 戸間紗也香, 細川 稜平 (東工大), 松村良太, 藤井大地, 松本桂 (大教大), 安藤和子, 山村春香, 田畑佳美, 福田尚也 (岡山理大), 赤澤秀彦 (船穂天文台), 伊藤弘, 清田誠一郎 (VSOLJ), 水谷正則, 白神憲一 (八塔寺星を観る会), 今村和義(阿南市科学センター)

参考文献

- [1] Shibata K. & Magara, T. 2011, Living Reviews in Solar Physics, 8, 6. doi:10.12942/lrsp-2011-6
- [2] Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, Y., et al. 2015, Earth, Planets, and Space, 67, 59. doi:10.1186/s40623-015-0217-z
- [3] Maehara, H., Notsu, Y., Namekata, K., et al. 2021, PASJ, 73, 44. doi:10.1093/pasj/psaa098
- [4] Matsubayashi, K., Ohta, K., Iwamuro, F., et al. 2019, PASJ, 71, 102. doi:10.1093/pasj/psz087
- [5] Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 1, 014003. doi:10.1117/1.JATIS.1.1.014003
- [6] Namekata, K., Maehara, H., Sasaki, R., et al. 2020, PASJ, 72, 68. doi:10.1093/pasj/psaa051

Kepler 全データの解析による 太陽型星スーパーフレアの統計的性質

岡本 壮師¹, 野津 湧太², 前原 裕之³, 行方 宏介¹, 幾田 佳¹, 野上 大作¹,
柴田 一成¹, 本田 敏志⁴

¹ 京都大学, ² University of Colorado, ³ 国立天文台, ⁴ 兵庫県立大学

概要

太陽/恒星フレアとは太陽/恒星表面での爆発現象であり、観測史上最大級の太陽フレアの10倍以上のエネルギーのフレアをスーパーフレアと呼ぶ。近年 Kepler 宇宙望遠鏡の初期測光データ(約 500 日分)から、スーパーフレアを起こす太陽型星(G 型主系列星)が多数発見された[1,2]。しかし、その後の分光観測によって、単独の太陽型星でない星が除外された結果、太陽類似星(20 days < P_{rot}, T_{eff} = 5600-6000K の太陽型星)のサンプル数が大幅に減少した[3]。本研究では、太陽型星と判定されていなかったが Gaia 衛星により新しく太陽型星と判明した星をサンプルに加え、全期間の Kepler 望遠鏡のデータ(約 1500 日分)について、スーパーフレアの検出を行った。その結果 2341 個のスーパーフレアを 265 個の太陽型星から発見し、26 個のスーパーフレアを 15 個の太陽類似星から発見した。スーパーフレアのエネルギー上限値及びスーパーフレア発生頻度は自転周期(年齢)の増加と共に減少することがわかった。また、太陽類似星の結果から、太陽においても $\sim 10^{33.75}$, $\sim 10^{34.0}$ erg のエネルギーのフレアがそれぞれ ~ 3000 , ~ 6000 年に一回の頻度で起こる可能性がわかった[4]。

1: はじめに

太陽/恒星フレアとは太陽/恒星表面での爆発的な増光現象であり、観測史上最大級の太陽フレア(全エネルギー 10^{32} erg)の10倍以上のフレアをスーパーフレアと呼ぶ。M 型星や前主系列星などでスーパーフレアは観測されてきたが、以前は太陽型星でスーパーフレアは起きないと考えられてきた。近年 Kepler 宇宙望遠鏡の初期測光データ(~ 500 日分)の解析から、スーパーフレアを起こす太陽型星が多数発見された[1,2]。しかし、その後の分光観測や Gaia 衛星(Gaia-DR2)によって、単独の太陽型星でない星が除外された結果、太陽類似星のサンプル数が大幅に減少した[3]。本研究では、太陽型星と判定されていなかったが Gaia 衛星により新しく太陽型星と判明した星をサンプルに加え、全期間の Kepler 望遠鏡のデータ(~ 1500 日分)についてスーパーフレアの検出を行った。

2: 検出結果

フレアの検出結果を表 1 に示す。Kepler 全データ[5]及び Gaia-DR2[6]のパラメータを用いたことにより、先行研究[3]に比べて太陽類似星のサンプルサイズは約 12 倍になった。このことにより太陽類似星のスーパーフレアは 3 天体 3 個から 15 天体 26 個に大幅に増加した。

表 1 : サンプル星、スーパーフレア星、スーパーフレアの数

	天体数	フレア星	フレア数
太陽型星(G 型主系列星,5100-6000K)	11601	265	2341
太陽型星のうち 5600-6000K	5074	117	929
太陽類似星(20 days<P _{rot} , 5600-6000K)	1641	15	26

3 : スーパーフレアの自転周期依存性

自転周期と年齢には gyrochronology により強い相関があると考えられており [7]、若く自転周期の短い星($P_{rot} = 1-3$ days)は太陽類似星($20 \text{ days} < P_{rot}$, $T_{eff} = 5600-6000\text{K}$, $age \sim 4.6\text{Gyr}$)よりもスーパーフレアが起りやすいと考えられている。図 1 に自転周期(年齢)とフレアエネルギーの関係を示す。フレアエネルギーの上限値が明確に自転周期の増加と共に減少していることがわかる。また、太陽類似星においても最大で $4 \times 10^{34}\text{erg}$ 程度のスーパーフレアが発生することがわかった。一方で自転周期の短い太陽型星では最大で 10^{36} erg 程度のスーパーフレアが発生することがわかった。

図 2 に自転周期(年齢)とフレア発生頻度の関係を示す。先行研究[3]でも示唆されていたように、自転周期が増加するにしたがってフレア発生頻度は低下していることがわかった。また、太陽類似星($20 \text{ days} < P_{rot}$, $T_{eff} = 5600-6000\text{K}$, $age \sim 4.6\text{Gyr}$)は自転周期の短い太陽型星($P_{rot} = 1-3$ days)よりも 100 倍程度フレアの発生頻度が高いことがわかった。

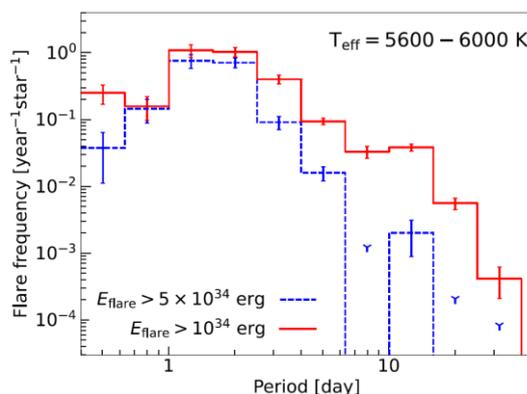
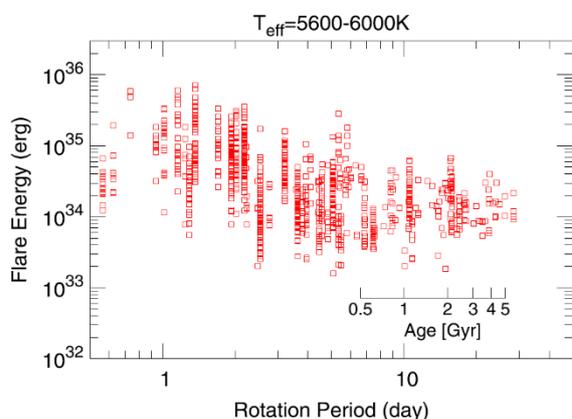
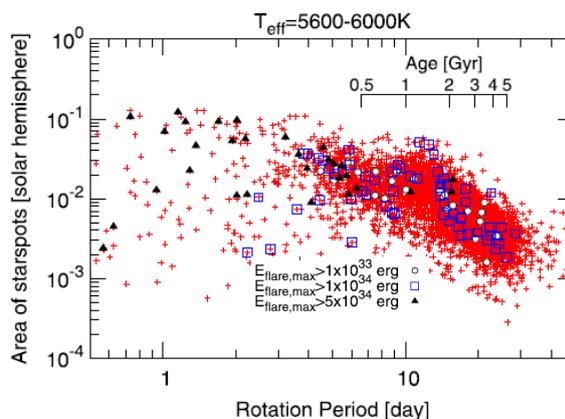


図 1 : 自転周期とフレアエネルギーの関係

図 2 : 自転周期とフレア発生頻度の関係

スーパーフレアは黒点に蓄えられた磁場エネルギーの解放現象である。図 1 に示したようなスーパーフレアが発生している星は、巨大な黒点を持っている可能性が考えられる。図 3 に自転周期(年齢)と黒点サイズの関係を示す。黒点サイズの上限も自転周期の増加と共に小さくなっていることがわかる。これは図 1 で示したフレアエネルギーの上限値の傾向と対応していると考えられ、スーパーフレアを起こすには巨大黒点が必要であるということの意味している。

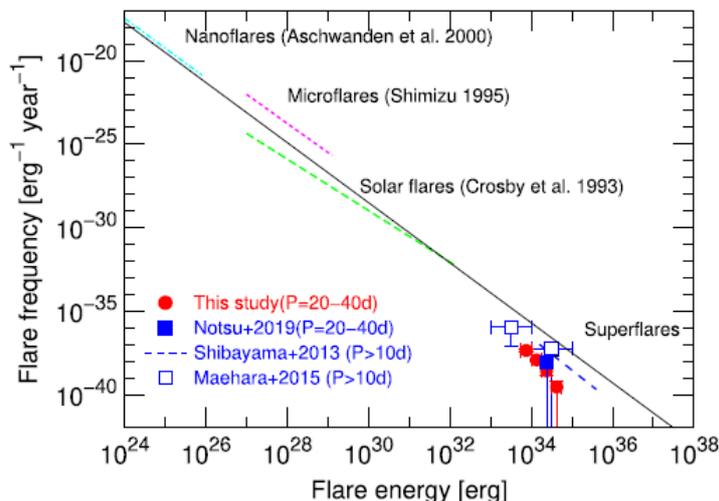
図 3：自転周期 vs 黒点サイズ



4：太陽と太陽類似星のフレア発生頻度

過去の先行研究[2,3,8]では太陽類似星のスーパーフレア発生頻度は大まかに太陽フレアの延長線上に存在するといわれてきた。今回の研究で示された太陽類似星のスーパーフレア発生頻度も大まかに一致することがわかった(図 4)。この結果から、太陽においても $\sim 10^{33.75}$, $\sim 10^{34.0}$ erg のエネルギーのフレアがそれぞれ ~ 3000 , ~ 6000 年に一回の頻度で起こる可能性がわかった。

図 4：太陽フレア、太陽類似星スーパーフレアとフレア発生頻度



4：まとめ

Kepler 全データと Gaia-DR2 を用いたスーパーフレアの検出により、今までよりも正確な統計的なスーパーフレアの研究ができるようになった。その結果次のことがわかった。

- (1) 2341 個のスーパーフレアを 265 個の太陽型星(G 型主系列星)から見つけた。また、26 個のスーパーフレアを 15 個の太陽類似星($20 \text{ days} < P_{\text{rot}}$, $T_{\text{eff}} = 5600\text{-}6000\text{K}$)から発見した。
- (2) 太陽型星のスーパーフレア上限値は自転周期(年齢)の増加と共に減少することがわかった(図 1)。これは図 3 で示したように、黒点サイズが自転周期の増加と共に減少する傾向と一致している。
- (3) 自転周期が短い星($P_{\text{rot}} = 1\text{-}3 \text{ days}$)におけるスーパーフレアの発生頻度は、太陽のような自転周期が遅い星($P_{\text{rot}} > 20 \text{ days}$)より 100 倍大きい。
- (4) 太陽類似星によると、太陽においても $\sim 10^{33.75}$, $\sim 10^{34.0}$ erg のエネルギーのフレアがそれぞれ ~ 3000 , ~ 6000 年に一回の頻度で起こる可能性がわかった。これは太陽フレアの大きな延長に位置する。

参考文献

- [1] Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., et al. 2012, *Natur*, 458, 478
- [2] Shibayama, T., Maehara, H., Notsu, S., et al. 2013, *ApJS*, 209, 5
- [3] Notsu, Y., Maehara, H., Honda, S., et al. 2019, *ApJ*, 876, 58
- [4] Okamoto, S., Notsu, Y., Maehara, H., et al. 2021, *ApJ*, 906, 72
- [5] Koch, D. G., Borucki, W. J., Basri, G., et al. 2010, *ApJL*, 713, L79
- [6] Berger, T. A., Huber, D., Gaidos, E., & van Saders, J. L. 2018, *ApJ*, 866, 99
- [7] Ayres, T. R. 1997, *JGR*, 102, 1641
- [8] Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, Y., et al. 2015, *EP&S*, 67, 59

矮新星 V3101 Cyg のアウトバースト終了後の連続分光観測

磯貝 桂介^{1,2}, 加藤太一¹, 野上大作¹, 反保雄介¹, 小路口直人¹, 成田憲保²,
福井暁彦² 他 MuSCAT team, VSNET/VSOLJ collaboration

¹京都大学, ²東京大学

概要

矮新星 V3101 Cyg は 2019 年に初めてのスーパーアウトバーストを起こした WZ Sge 型矮新星である。アウトバースト終了後、静穏等級より約 2 等明るい状態を維持し、再増光を繰り返し起こしている。本研究では、再増光のメカニズムの解明を目的として、京都大学 3.8m せいめい望遠鏡を使用し、連続分光観測を行った。分光により降着円盤や伴星から出る水素輝線の時間変化を追い、ドップラートモグラフィと呼ばれる手法で解析することで円盤の構造を推定することができる。今回の観測では、伴星からの質量輸送率が増加していることを示唆する結果が得られた。

1: イントロダクション

矮新星とは白色矮星を主星に持つ近接連星系で、降着円盤の突発的な増光現象アウトバーストを起こす天体のことである。中でも大規模な増光 WZ Sge 型スーパーアウトバーストを起こす天体は WZ Sge 型矮新星と呼ばれる。一部の WZ Sge 型矮新星や X 線連星はアウトバースト終了後、すぐに再増光を起こすことが知られているが、そのメカニズムは未だ解明されていない。

再増光を説明するメカニズムは主に 2 つのモデルが存在する。1 つは伴星からの質量輸送率が増加する Enhanced Mass Transfer (EMT) モデルである(e.g. [1])。アウトバースト中、伴星が円盤からの照射によって温められ、伴星の半径が大きくなることで質量輸送率が増加する、というモデルである。しかし、実際の天体でアウトバースト終了後に質量輸送率の変化が観測されている天体はない。質量輸送率が増加しない理由としては、伴星の L1 点が円盤の影になっているため温められず、照射の効果が現れにくいと考えられている。

もう 1 つのモデルは粘性増加モデルである[2], [3]。スーパーアウトバーストでは円盤内の粒子と伴星の軌道運動で共鳴が発生し、スーパーハンプと呼ばれる微小変動が発生する。そのような円盤ではアウトバースト終了後も乱流があり、粘性が一時的に増加し、アウトバーストが起きやすい状態になっているかも知れない、というのがこのモデルである。ただし、一部の天体では同規模の再増光を何度も起こす。粘性の増加だけでは、再増光は起こすたびに減衰していくと考えられるため、結局はどこからか質量を注入してやる必要がある。アウトバースト終了後、円盤内円への質量移動率を増加させるために考え出されたのが Mass Reservoir モデルである[4]。これは、アウトバースト終了後、3 : 1 共鳴半径もしくは更に外側に円盤が残っている、というモデルである。外側の円盤は伴星の潮汐トルクによる角運動量の抜き取り効果が大きく、円盤内側に落ちて着やすい。外側から落ちてきた質量を消費することで、何度も再増光を起こすことが可能となる。

再増光前後の静穏状態を詳細に観測し、再増光をおこすような円盤や伴星の状態を調べられれば、上述の再増光モデルに決着をつけることが可能なはずである。

2：観測装置・解析手法

連続測光データは国際変光星ネットワーク VSNET および日本の変光星観測ネットワーク VSOLJ を通じた観測キャンペーンによって取得した。また、同時多色データを得るため、岡山 188cm 望遠鏡に搭載された 3 色同時撮像装置 MuSCAT[5] およびスペイン・テネリフェ島のテイデ観測所の 152cm 望遠鏡に搭載された 4 色同時撮像装置 MuSCAT2[6] を使用した。MuSCAT、MuSCAT2 のフィルターはそれぞれ g, r, z と g, r, i, z となっている。連続分光観測には京都大学 3.8m せいめい望遠鏡に搭載された面分光装置 KOOLS-IFU を使用した[7]。グリズムは VPH-683 (波長域 5800—8000Å、分解能 $R \sim 2000$) を使用した。

連続分光データはドップラートモグラフィと呼ばれる手法で解析した。使用した解析コードは[8]が開発したものを使用した。ドップラートモグラフィとは輝線のプロファイル変化から連星系の視線速度空間上での輝線強度分布を得る解析手法である。連星系の公転によって視線方向が時間変動するため、このような解析が可能となる。図 1 はドップラートモグラフィによる解析例である。視線速度空間上でのマップなので、主星がほぼ中心、高速度の円盤は外側になる。伴星の L1 点から流れ出た降着流は円盤と衝突 (hot spot と呼ばれる) し、円盤と同じ Kepler 速度まで減速する。

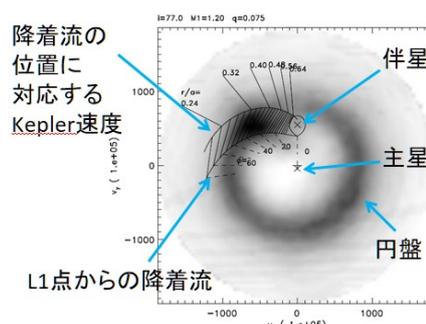


図 1. ドップラートモグラフィによる解析例([9]による WZ Sge の静穏時の結果を編集したもの)。

3.1：光度曲線

矮新星 V3101 Cyg (= TCP J21040470+4631129) は 2019 年に WZ Sge 型スーパーアウトバーストを起こした天体である。得られた光度曲線は図 2 のようになった。図中 m-so と書かれた部分がメインのスーパーアウトバーストで、その後、静穏等級よりも明るい状態でゆっくり減光しながら (フェーディングテイルと呼ばれる)、5 回の再増光 (r1~r5) を起こした。通常、再増光はノーマルアウトバーストもしくはスタンドスティル (明るい状態が長期間継続する現象) の形状をとるが、r3 と r5 でスーパーアウトバースト (スーパーハンプを伴う大振幅・長期間のアウトバースト) を起こしている。このように再増光でスーパーアウトバーストを起こした天体はこの天体が初めてであり、測光データから得た詳細な光度変動および分光スナップショット観測の解析結果は[10]で出版済みである。

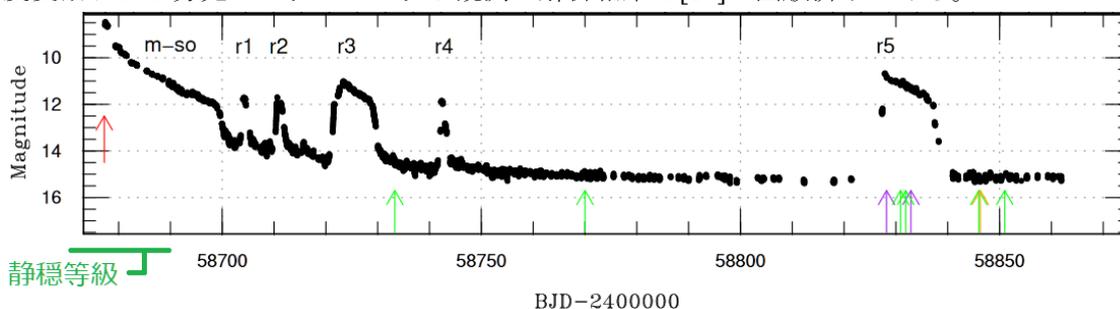


図 2. V3101 Cyg の光度曲線。赤矢印はアウトバーストの初検出、緑矢印は KOOLS-IFU による連続分光、紫矢印は TDS によるスナップショット分光、オレンジ矢印は MuSCAT による同時多色測光が行われた日を示している ([10]の図 1 下部より引用)。

3.2 : フェーディングテイルで見られる軌道運動

r2 と r3 の中間まではスーパーハンプ（軌道周期より数%周期が長い変動）が見られていたが、その後、スーパーアウトバースト中以外では軌道周期を持つ変動が見られるようになった。その変動の正体を探るため、MuSCAT/MuSCAT2 で同時多色測光を行った。図 3 は 2019 年 12 月 27~28 日に撮った結果である。

平均プロファイルはダブルピークで、明るい時に色が青い、すなわち、光源は 10,000K 以上の高温であることを示唆している。照射を受けた伴星はそこまで高温にならないことから、この変動は円盤内の現象であると考えられる。

ここで、連星系の軌道運動の位相を決定するため、早期スーパーハンプという現象を利用する。早期スーパーハンプは、WZ Sge 型スーパーアウトバースト初期に見られる、軌道周期とほぼ同じ周期を持つ変動現象である。phase=0 で食を起こす 5 天体の早期スーパーハンプを調べたところ、phase~0.6 で早期スーパーハンプが光度最大になる[11]。本天体で早期スーパーハンプが最大となるタイミングを phase=0.6 とするとフェーディングテイルで見られる光度変動は phase~0.85 で光度最大となる。phase=0.85 というのは伴星からの降着流が円盤とぶつかる hot spot が明るくなる（地球側を向く）位置であり、この変動現象が hot spot 由来であることを示唆する。

3.3 : ドップラートモグラフィ

図 3 のデータを得たのと準同時に V3101 Cyg の連続分光観測を行った。2019 年 12 月 28 日のデータから得た H α 輝線をドップラートモグラフィで解析すると、図 4 のようなドップラートマップが得られた。位相は早期スーパーハンプから得た epoch を使用して決定している。軌道周期はフェーディングテイルで得られた周期 $P_{orb}=0.0534948(30)$ day を使った。伴星・主星や降着流の位置は軌道傾斜角 40 度を仮定してプロットした。

ドップラートマップから、円盤全体が輝線を出していることがわかる。更に、伴星からの降着流（図中の白線）と円盤の衝突点である hot spot が明るく輝いているのがわかる。これは、3.2 で得られた結果と一致している。さらに、降着

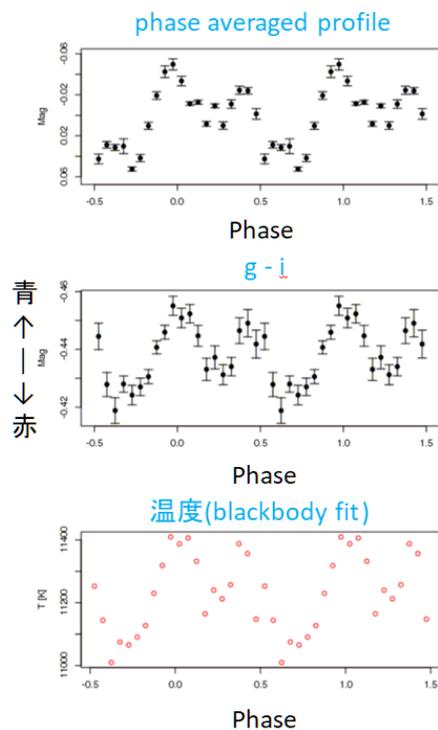


図 3. MuSCAT/MuSCAT2 によるフェーディングテイルでの軌道運動。上が平均プロファイル、中が色 (g-i)、下が g, r, i, z の 4 色を blackbody fit した結果。

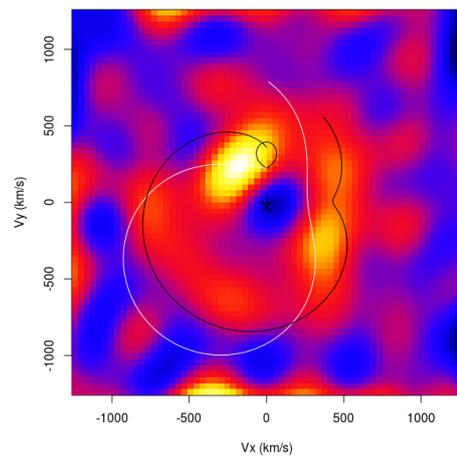


図 4. フェーディングテイルで得られた H α のドップラートマップ

流が円盤にぶつかった後、一部があふれて再度円盤にぶつかる場合、ドップラーマップ右下に2つ目、3つ目の hot spot が出現することが予想されるが、このドップラーマップを見ると降着流が再び円盤と交わる部分が明るくなっており、複数の hot spot が見えている可能性がある。

4 : 再増光モデルの結論

本研究により、この天体はフェーディングテイルで非常に hot spot が明るくなっていることがわかった。これは、伴星からの質量輸送率が増加する EMT モデルを示唆している可能性がある。更にモデルに制限を与えるためには、連続分光観測を継続的に行い、「再増光を起こす円盤」と「もう再増光を起こさなくなった円盤」のデータを比較する必要がある。しかし、本天体は未だに再増光を起こしており、そのような時間変化が検出できていない。よって、本研究だけではモデルに強い制限は与えられないことに注意が必用である。

さらに、この天体は再増光中にスーパーアウトバーストを起こす、特殊な（観測史上初めての）天体であることにも注意する必用がある。通常、WZ Sge 型スーパーアウトバースト後には天体は一時的に色が赤くなる。これは、低温の降着円盤が残存している、すなわち Mass Reservoir が存在することで色が赤くなっていると解釈されている。しかし、本天体は静穏状態で $g-i = 0.23$ なのに対し、 $r3$ と $r4$ の間で $g-i = -0.44$ と非常に青く、普通の天体とは異なる状態にあることが示唆されている。よって、本天体の研究結果は、一般的な再増光のモデルへの制限にはならない。

一方で、矮新星の質量輸送率は長期的に変化する場合があることは観測から知られている。たとえば、通常の U Gem 型矮新星が Z Cam 型矮新星へ変化する、などである。この天体は、そのような長期的な質量輸送率の変化が、スーパーアウトバーストによってトリガーされた実例かもしれない。

参考文献

- [1] Hameury, J.-M., Lasota, J.-P., & Warner, B. 2000, A&A, 353, 244
- [2] Osaki, Y., Meyer, F., & Meyer-Hofmeister, E. 2001, A&A, 370, 488
- [3] Meyer, F. & Meyer-Hofmeister, E. 2015, PASJ, 67, 52
- [4] Kato, T., Nogami, D., Baba, H., & Matsumoto, K. 1998, in ASP Conf. Ser. 137, p. 9
- [5] Uemura, M. 2015, PASJ, 67, 22
- [6] Spruit, H. C. and Rutten, R. G. M. 1998, MNRAS, 299
- [7] Narita, N. et al. 2015, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 1, 045001
- [8] Narita, N. et al. 2019, Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 5, 015001
- [9] Matsubayashi, Kazuya, et al. 2019, PASJ, 71, 102
- [10] Tambo, Y. et al. 2020, PASJ, 72, 49T
- [11] Kato, T. 2015, PASJ, 67, 108

京都大学 3.8m せいめい望遠鏡による矮新星アウトバーストの 初期分光観測

反保雄介^{1*}, 磯貝桂介^{1,2}, 小路口直冬¹, 前原裕之^{3,2}, 加藤太一¹, 野上大作¹,

VSNET Collavolation, VSOLJ Collabolation

¹ 京都大学大学院理学研究科宇宙物理学教室

² 京都大学附属岡山天文台

³ 国立天文台ハワイ観測所岡山分室

* tampo@kustastro.kyoto-u.ac.jp

概要

矮新星は、白色矮星 (主星) と低質量星 (伴星), 伴星から主星へと輸送されたガスによる降着円盤からなる近接連星系である。この系では、降着円盤内の熱-潮汐不安定によって、アウトバーストと呼ばれる増光現象が観測される。せいめい望遠鏡の稼働以降、京都大学可視恒星グループでは、矮新星アウトバーストの分光観測を行ってきた。本講演では、これまでに観測を行った 17 の矮新星アウトバーストの同時測光分光観測の解析結果を述べる。

1 Introduction

激変星は、主星である白色矮星と、伴星である低質量星からなる近接連星系である。矮新星は、激変星のサブクラスであり、ロッシュローブを満たした伴星から主星側へと質量が流入しており、これが主星周りに降着円盤を形成している。降着円盤が熱不安定性を満たすと、急激に白色矮星への降着率が上昇し、重力エネルギーが大量に解放され明るく輝く。これに加え、円盤のケプラー回転周期と伴星の公転周期の比が、それぞれ 2:1, 3:1 となる共鳴半径まで円盤が広がることで、潮汐不安定が起こる [1]。これをそれぞれ満たす天体を WZ Sge 型矮新星, SU UMa 型矮新星と呼ぶ。特に WZ Sge 型矮新星アウトバーストの初期には、early superhump と呼ばれるふた山の光度変動が観測されることが知られており、これは潮汐不安定によって鉛直方向に変形した降着円盤に起因すると考えられている [2, 3]。

矮新星アウトバーストのスペクトルは、青い連続成分と Balmer 系列や中性ヘリウム (He I) の吸収線で特徴付けられる [4]。これは、アウトバースト時に降着円盤が高温で光学的に厚い構造となっていることに由来する。また、WZ Sge 型矮新星アウトバーストのスペクトルでは、He II や Bowen blend などの高階電離輝線の観測例も多い [5, 6]。特に Doppler tomography [7] と呼ばれる手法を用いて降着円盤内の輝線強度マップを再現することで、He II 4686Å 輝線が降着円盤内の 2 本腕構造から放射されていることがわかった [5]。

2 observation and result

本講演では、17 の矮新星アウトバーストの測光分光観測結果について述べる。我々は、京都大学岡山天文台の口径 3.8 メートルせいめい望遠鏡 [8] に搭載された面分光装置 KOOLS-IFU [9] を用いた低分散分光観測

を実施した。また、VSNET[10] および VSOLJ に提供された測光データや、ASAS-SN[11], ZTF[12], Gaia alert[13] の公開サーベイデータを用いて、周期解析や光度曲線の形状解析を実施した。

測光観測の解析から、11 天体が WZ Sge 型矮新星及びその候補天体、残る 6 天体が SU UMa 型矮新星及びその候補天体であることがわかった。また、6 天体のスペクトルは、アウトバーストのピークから 1 日以内での分光観測が実施された。

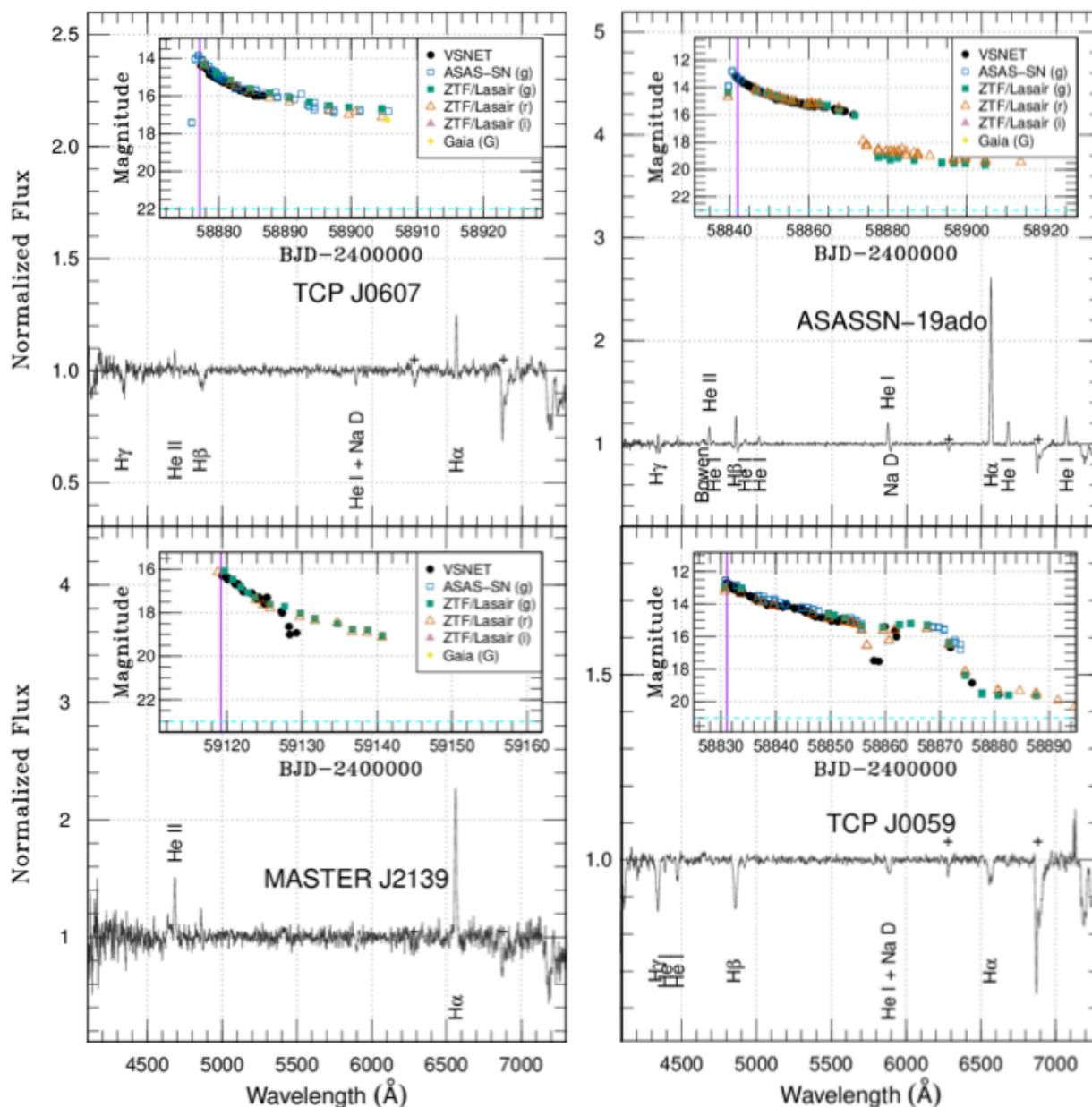


図 1 normalized スペクトルと光度曲線；TCP J06073081-0101501(左上), ASASSN-19ado(右上), MASTER OT J213908.79+161240.2(左下) および TCP J00590972+3438357(右下)。紫の実線が、分光観測が行われた時刻を表している。

3 discussion and summary

我々が観測した WZ Sge 型矮新星のうち, TCP J06073081-0101501, ASASSN-19ado, MASTER OT J213908.79+161240.2 では, He II 4686Å の輝線が観測された (図 1)。測光観測の解析の結果, これらの He II 4686Å の輝線が観測された 3 天体では, いずれの天体も amplitude の大きい early superhump が観測されていたことがわかった。一方で, 有意に He II 4686Å が観測されない天体も複数あった (例: TCP J00590972+3438357; 図 1)。これらは, amplitude の小さい early superhump を示す天体や, 有意に early superhump が検出されなかった天体である。

また, アウトバースト初期の分光観測が過去に報告されている WZ Sge 型矮新星の調査も実施した [3]。その結果, amplitude が 0.1 等級以上の early superhump が検出されている WZ Sge や V455 And は, 強い He II 4686Å 輝線が観測されていた [6, 14]。これに対し, early superhump の amplitude が 0.01 等であった V592 Her や early superhump が観測されなかった GW Lib では, 極めて弱い He II 4686Å 輝線が観測されている [15, 16]。

これらの観測結果から, early superhump の amplitude が大きい天体ほど He II 4686Å 輝線の強度が強い, という関係性が示唆される。また, early superhump の amplitude が大きい天体ほど系の観測者に対する軌道傾斜角が大きいという関係性も知られていることから [3], He II 4686Å 輝線の強度と, 系の軌道傾斜角にも関係性があることが予想される。これら関係性は, 2:1 共鳴半径での潮汐不安定によって降着円盤が回転軸方向に変形し二本腕構造を持つ, という WZ Sge 型矮新星アウトバーストのメカニズム [2] によって説明されるものである。つまり, 公転面に対して鉛直方向に降着円盤が変形しているため, 観測者に対して edge-on に近い天体ほど, early superhump の amplitude は大きくなる。さらに, edge-on に近い天体ほど周縁減光の効果が大きくなり, 加熱/照射された二本腕構造から放射される He II 4686Å 輝線の強度がより強く観測される。現状のサンプル数とスペクトルの S/N では, He II 4686Å 輝線と early superhump の amplitude, 系の軌道傾斜角に対する数値的な関係性を求めることは難しい。今後, より戦略的な観測を計画し, 矮新星アウトバーストの観測を行うことで, これらの関係性を確立することができると思われる。

参考文献

- [1] Y. Osaki. Dwarf-nova outbursts. *PASP*, Vol. 108, pp. 39–60, 1996.
- [2] Y. Osaki and F. Meyer. Early humps in WZ Sge stars. *A&A*, Vol. 383, pp. 574–579, 2002.
- [3] T. Kato. WZ Sge-type dwarf novae. *PASJ*, Vol. 67, p. 108, 2015.
- [4] L. Morales-Rueda and T. R. Marsh. Spectral atlas of dwarf novae in outburst. *MNRAS*, Vol. 332, pp. 814–826, 2002.
- [5] H. Baba, et al. Spiral structure in WZ Sagittae around the 2001 outburst maximum. *PASJ*, Vol. 54, pp. L7–L10, 2002.
- [6] D. Nogami and T. Iijima. Dramatic spectral evolution of wz sge during the 2001 superoutburst. *PASJ*, Vol. 56, p. S163, 2004.
- [7] T. R. Marsh and K. Horne. Images of accretion discs. ii - doppler tomography. *MNRAS*, Vol. 235, p. 269, 1988.
- [8] M. Kurita, et al. The Seimei telescope project and technical developments. , Vol. 72, No. 3, p. 48,

June 2020.

- [9] K. Matsubayashi, et al. KOOLS-IFU: Kyoto Okayama Optical Low-dispersion Spectrograph with optical-fiber Integral Field Unit. *PASJ*, Vol. 71, No. 5, p. 102, Oct 2019.
- [10] T. Kato, et al. Variable Star Network: World center for transient object astronomy and variable stars. *PASJ*, Vol. 56, pp. S1–S54, 2004.
- [11] B. J. Shappee, et al. The man behind the curtain: X-rays drive the UV through NIR variability in the 2013 AGN outburst in NGC 2617. *ApJ*, Vol. 788, p. 48, 2014.
- [12] Eric C. Bellm, et al. The Zwicky Transient Facility: System Overview, Performance, and First Results. *PASP*, Vol. 131, No. 995, p. 018002, Jan 2019.
- [13] L. Wyrzykowski, et al. Photometric Science Alerts from Gaia. In *2nd Gaia Follow-up Network for Solar System Objects*, p. 21, September 2012.
- [14] D. Nogami, et al. Spectroscopic observations of WZ Sge-type dwarf novae, GW Lib and V455 And in superoutburst. In S. J. Murphy & M. S. Bessell, editor, *ASP Conf. Ser. 404, The Eighth Pacific Rim Conference on Stellar Astrophysics: A Tribute to Kam-Ching Leung*, pp. 52–56. San Francisco: ASP, 2009.
- [15] R. E. Mennickent, et al. On the orbital period of the cataclysmic variable v592 herculis. *A&A*, Vol. 395, p. 557, 2002.
- [16] K. Hiroi, et al. Spectroscopic observations of the WZ Sge-type dwarf nova GW Librae during its 2007 superoutburst. *PASJ*, Vol. 61, p. 697, 2009.

矮新星 MASTER OT J004527.52+503213.8 の測光観測

松井 瀬奈 (岡山理科大学 4年)、田邊 健茲 (岡山理科大学 名誉教授)

要約

MASTER OT J004527.52+503213.8 は SU UMa 型と考えられている矮新星で、2013 年にその増光が MASTER プロジェクトによって発見されている。2020 年 10 月 25 日 3:20 a.m.(JST)の vsnet-alert 24843 (Denis Denisenko)に、この天体の 2 度目の増光の報告があった。我々は岡山理科大学天文台の 23.5cm シュミットカセグレン式望遠鏡を用いて、2020 年 10 月 25 日から 11 月 4 日にかけてこの天体の測光観測を行った。観測結果ならびに解析結果を報告する。

1. 序論

矮新星は、激変星の 1 グループである。激変星とは、白色矮星と晩期型恒星(red dwarf)との近接連星系で、急激な増光を示す。激変星は増光の規模によって新星、回帰新星、矮新星、その他に分類されている。さらに矮新星は U Gem(SS Cyg)型、Z Cam 型、ならびに SU UMa 型に分けられる。

2020 年 10 月 25 日(JST)、MASTER OT J004527.52+503213.8 という天体の outburst が、Denis Denisenko によって VSNET に報告された。岡山理科大学天文台で観測可能な明るさ(13 等級)であったため、この天体の測光観測を行った。我々は、口径 23.5cm のシュミットカセグレン式望遠鏡に CCD カメラを取り付けて 9 日間測光観測を行った(Fig. 1)ので、その観測結果を報告する。光度曲線を求めることと、それに基づき、この矮新星のタイプを推定することが本研究の目的である。

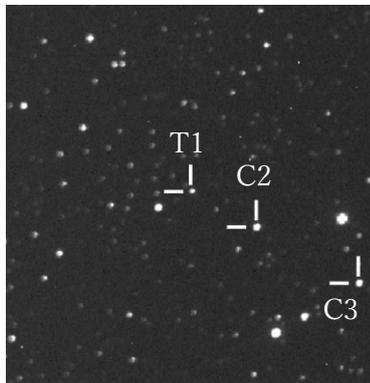


Fig. 1. 2020 年 10 月 25 日(JST)の撮像データ(岡山理科大学天文台)

T1 (Target Star 1) : 目的星

MASTER OT J004527.52+503213.8

C2 (Comparison Star 2) : 比較星

TYC3270-1038-1 V 等級 : 11.51 [0.09]

C3 (Comparison Star 3) : 比較星

TYC3257-553-1 V 等級 : 12.10 [0.17]

2. 観測装置

観測には岡山理科大学天文台の以下の装置を利用した。制御ならびに撮像は岡山理科大学 C2 号館 7 階の制御室より遠隔操作を行った。遠隔操作は、CCD 制御ソフト CCDOps 及び赤道儀制御ソフト StellaNavigator 9 を使用した。

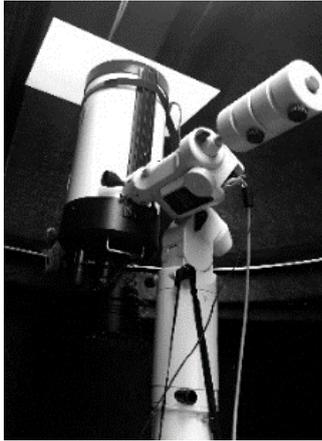


Fig. 2. 岡山理科大学天文台 23.5cm 望遠鏡
(白い板はFFを撮るためのディフューザー)

鏡筒：Celestron 社 C9
 口径：235mm
 焦点距離：1480mm (レデューサー使用；F6.3)
 光学系：Schmidt-Cassegrain
 CCDカメラ：SBIG社 ST-9XE
 冷却方式：1段電子冷却 (ペルチェ素子)
 チップサイズ:10.2×10.2mm (512×512pixels)
 pixelサイズ：20×20 μ m
 赤道儀：Vixen社 SxD2
 コントローラー：Vixen社 STAR BOOK TEN

3. 観測

観測は2020年10月25日から11月4日(JST)にかけて9日間行った。観測ログはTable 1に示す。なお、フィルターはすべてClear、露出時間は60秒とした。

Table 1. 観測ログ(JST)

観測日	開始	終了	撮影枚数
10月24日	翌4:51	翌5:05	14
10月25日	19:29	翌5:10	468
10月26日	20:01	翌4:43	286
10月27日	21:27	翌5:04	360
10月29日	19:53	翌4:56	342
10月30日	18:59	翌5:18	598
10月31日	19:33	翌4:49	532
11月3日	18:32	20:54	142
11月4日	18:07	翌5:21	636

4. データ処理

測光データの処理は、AstroImageJ (version : 3.2.0)というソフトを利用した。このソフトを使用した理由は、従来使われてきたAIP for Windows Ver.2に対応しているPCが限られているためである。

5. 光度曲線

2020年10月25日から11月4日(JST)にかけての光度曲線をFig. 3に、日ごとの光度曲線の例として10月27日ならびに10月30日のデータをFig. 4、Fig. 5に示す。

12日間で、およそ1.5等の減光が認められた。日ごとの光度曲線から、それぞれ0.3等ほどの周期的な変光がみられた。

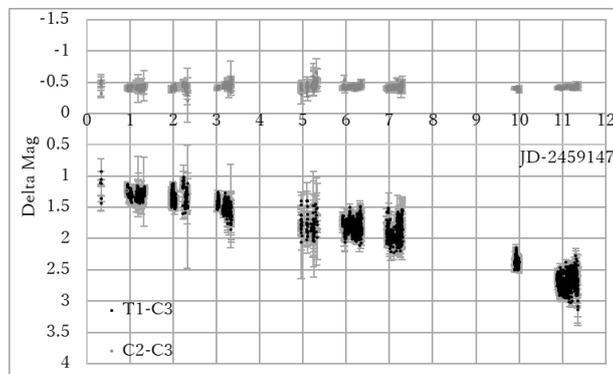


Fig. 3. 全体の光度曲線

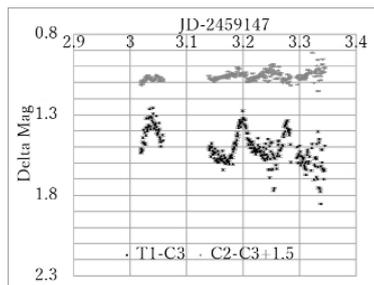


Fig. 4. 光度曲線の例(10月27日(JST))

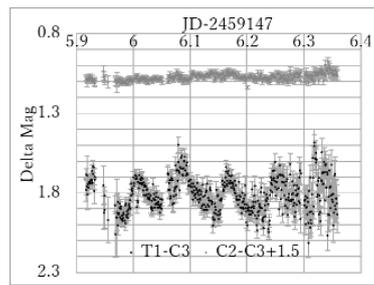


Fig. 5. 光度曲線の例(10月30日(JST))

6. 解析

各ハンプのピークを求めるために、得られたハンプ1つ1つに対して最小二乗法による多項式フィッティングを行った。すなわち、近似式から得られる極大値をピークとみなす。さらに、2つの極大値の差よりハンプの周期を算出することを試みた。今回は2次式、3次式でのフィッティングを試した。3次式フィッティングで得られた近似式の係数が明らかに大きい場合は、2次式フィッティングで得られた値を採用した。フィッティングの計算にはPython3を使用し、Jupyter Notebook上でソースコードを作成した。フィッティングの例として10月26日に観測できた1つ目のハンプの計算結果をFig. 6、Fig. 7に示す。

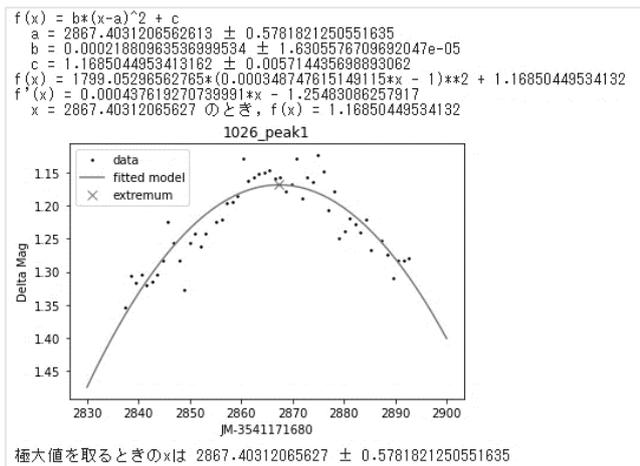


Fig. 6. 2次式フィッティングの結果例

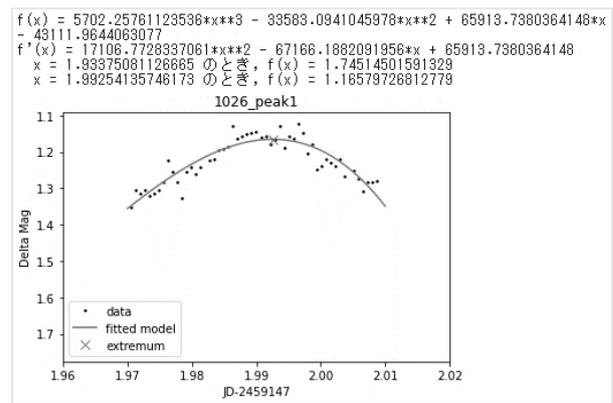


Fig. 7. 3次式フィッティングの結果例

7. 結果

得られた日ごとの極大時刻を Table 2 に示す。

Table 2. 日ごとの極大時刻(日付: JST, 時間: JD-2459147); 10月30日の誤差は未計算。

10月26日	1.9912(4)			
10月27日	3.0394(5)	3.1983(4)	3.2796(6)	
10月30日	6.0088	6.0835	6.1687	6.2614
11月3日	9.9321(13)			

ハンプの周期として、10月27日の連続したデータから 0.08132 ± 0.00010 日 (117.1 ± 1.4 分) という暫定的な結果が得られた。

8. 考察

得られたハンプの周期からこの矮新星のタイプを考察すると SU UMa 型と考えられるが、増光幅が約 7 等と大きいため、従来の SU UMa 型に当てはまらない可能性もある。

今後の課題として、

- (1) O-C diagram を作成することによって、ハンプの周期ならびに周期変動を検討することを考えている。さらに本研究では、2 次式フィッティングと 3 次式フィッティングをどちらも試したが、どちらが有用なのか判断が困難な観測結果も多くあったため、データがどちらを支持するか検証をする必要がある。そのため、
 - (2) 赤池情報量基準(AIC)、ベイズ情報量基準(BIC)を用いたフィッティングの次数選択
 - (3) 3 次式でのフィッティングでも誤差を算出
- などを行っていききたい。

追記

今後の課題(1)を行ったところ、次のような結果が得られた。

- (1) 10 月 30 日のハンプのフィッティング精度が甘かったため、使用するデータ範囲の再検討を行った。
- (2) 計算の結果、ハンプの周期は 0.0814(3)日〔117.2(4)分〕という結果が得られた。
- (3) O-C diagram を作成したところ、顕著な周期変動は認められなかった。

謝辞

この研究を行うにあたって、名古屋大学銀河進化学研究室の竹内努先生と大学院生の河野海さんにはデータ解析の面で様々な助言をいただきました。この場をお借りして深く御礼申し上げます(松井記)。

主な参考・引用文献

- Collins, K. A., Kielkopf, J. F., et al. 2017, AJ, 153, 77
 Denisenko, D. 2020, vsnet-alart 24843
 Denisenko, D., Lipunov, V., et al. 2013, ATel, 5399, 1
 Hellier, C. "Cataclysmic Variable Stars" (Springer, 2001)
 Kato, T., Dubovsky, P. A., et al. 2014, PASJ, 66, 90
 Kato, T. 2015, PASJ, 67, 108
 Percy J. "Understanding Variable Stars"(Cambridge, 2007),pp228-255
 Ritter, H., Kolb, U. 2003, A&A, 404, 301
 Tanabe, K., Akazawa, H., et al. 2017, IBVS, 63, 6251
 Tanabe, K., Ohtani, N. 2015, PoS, 46
 Wakamatsu, Y., Isogai, K., et al. 2017, PASJ, 69, 89
 大谷徳紀, 卒業研究, 矮新星 AY Lyr および ASASSN-14jv の CCD 測光観測と解析 (岡山理科大学・田邊研究室,2015)
 鈴木 仁, 「画像処理・測光フリーソフト"AstroImageJ" (AIJ) の使い方について」 (変光星観測者会議, 2017)
 能勢樹葉, 卒業研究, 青い超巨星 P Cyg(はくちょう座 P 星)の分光ならびに測光観測 (岡山理科大学・田邊研究室,2010)

引用した URL

- AstroImageJ 2.4.1 User Guide plus Getting Started with Differential Photometry
https://www.astro.louisville.edu/software/astroimagej/guide/AstroImageJ_User_Guide.pdf
 SIMBAD Basic data:USNO-B1.0 1405-00020846
<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=USNO-B1.0+1405-00020846&submit=SIMBAD+search>

低質量輸送率の矮新星における アウトバースト直前の前兆現象の調査

小路口 直冬¹

¹ 京都大学

概要

質量輸送率の低い矮新星はアウトバースト周期が数年から数十年であることが知られている。そのため、アウトバーストの直前のふるまいをとらえることは極めて困難である。そのため、質量輸送率の低い矮新星はアウトバースト直前のふるまいはこれまでほとんど知られていない。極めて深く、高い頻度で可視 3 バンドでサーベイを行なう Zwicky Transient Facility (ZTF) と Panstarrs 1, Gaia の公開データを用いてアウトバースト周期が長い矮新星のアウトバースト直前を確認したところ、多くの天体で前兆現象を発見した。これにより質量輸送率の低い矮新星のアウトバーストを予期することができる可能性がでてきた。また、これまで知られていなかった質量輸送率の低い矮新星の静穏期の変化を捉えることができる可能性がでてきた。

1: はじめに

矮新星とは、主星に白色矮星、伴星にロッシュローブを満たす晩期型主系列星で構成され、伴星から主星に質量が輸送され主星周りに降着円盤が形成されている近接連星系である激変星の一種で、準周期的に 2-8 等級のアウトバーストを示す。このアウトバーストは降着円盤が低温で中性水素が支配的な静穏状態と高温で電離水素が支配的なアウトバースト状態を行き来することで起こる[1]。矮新星のサブクラスとして WZ Sge 型矮新星が存在する。WZ Sge 型矮新星の特徴は **superhump** という短時間変動を伴うスーパーアウトバーストのみ起こす。特に WZ Sge 型矮新星のスーパーアウトバーストのごく初期には **early superhump** と呼ばれるふた山の軌道周期に近い周期に近い変動を示す。また、スーパーアウトバーストのサイクルが数年から数十年と長い。このことから WZ Sge 型矮新星は質量輸送率が低いことが知られている。しかし、WZ Sge 型矮新星として分類されるのは **early superhump** が観測される必要があるが、**early superhump** は軌道傾斜角が高い系でのみ観測されることが知られている。そのため、ここでは質量輸送率の低い系をスーパーアウトバーストのみを起こし、スーパーアウトバーストのサイクルが 1 年以上である系と定義する。

アウトバーストサイクルの短い系(質量輸送率の高い系 $\sim 10^{-8} \sim 10^{-9} M_{\odot}$)では、静穏期の粘性 $\alpha_{cold} \sim 0.03$ とすることでアウトバーストを再現できている。しかし、粘性 $\alpha_{cold} \sim 0.03$ では長いアウトバーストサイクルを再現することができず、長いアウトバーストサイクル粘性の $\alpha_{cold} \sim 0.003$ のようにアウトバーストサイクルの短い系よりも粘性が一桁低いことが重要であることが知られている(例えば Osaki 1995[2], Meyer-Hofmeister+ 1998[3])。しかし、静穏期の粘性の起源は未だによくわかっていない。また、観測的にもアウトバーストサイクルの長い系の静穏等級として知られているものは、多くの場合はアウトバーストから離れた時期に観測されたカタログ値(例えば SDSS[4]) である。そのため、WZ Sge 型矮新星のアウトバースト直前の観測は、これまでほとんどされておらず静穏期への観測的制

限はほとんどされていない状態である(Kato 2015[5]). 低質量輸送率の矮新星はアウトバーストサイクルが長く、既知の矮新星の多くはアウトバーストの検出によって詳細な観測がされているため、事前に低質量輸送率の矮新星を発見する試みが多く行われている。(例えば Abril+ 2020[6]).

これまでに低質量輸送率の矮新星のスーパーアウトバーストの直前の唯一の観測的研究として、WZ Sge のアウトバースト直前までに 0.5 等級の減光が確認された(Kuulkers+ 2011[7]). しかし多くは眼視観測によるもので、WZ Sge の眼視観測では近くの星との分離が難しいことや静穏等級は $V \sim 15.0$ という心理的バイアスによって真の等級より明るく報告されている可能性がある(Kato 2015[5]). また、理論面では静穏期中、アウトバーストするまでゆっくりと降着円盤半径は広がっていく(Meyer-Hofmeister+ 1998[3]). また面密度が上がっていくため降着円盤の温度も上がっていく。そのため、降着円盤は徐々に明るくなっていくことが予想される。

Gaia と ZTF の観測により WZ Sge 型矮新星 V3101 Cyg がアウトバースト前にゆっくりと一等級明るくなっており、また質量輸送率の低い系の静穏期は青いことが知られているが、赤いことが確認された (vsnet-alert 23441 by Kato[8], Tampo+ 2020[9]). V3101 Cyg は WZ Sge-type superoutburst と複数の SU UMa-type superoutburst rebrightening という現象を示した現在唯一の天体なのでアウトバースト直前にゆっくりと赤く明るくなる現象が一般的な現象なのか V3101 Cyg 唯一の現象なのか不明であったため、静穏期のふるまいに制限をかけるためには、多くの低質量輸送率の矮新星のアウトバースト直前の調査が重要となってくる。

2 : 手法

本研究では Zwicky Transient Facility (ZTF) Data Release 4[10] と Panstarrs 1 (PS1) Data Release 2[11], Gaia alert[12] の光度曲線を用いた。ZTF は 2018 年以降、限界等級が $g, r, i \sim 20$ と極めて深く、同じ視野に 1~3 日程度に一度向けるという高い頻度でサーベイを行なっている。また、ZTF の感度較正は PS1 にそろえられており、PS1 DR2 には 2010 年から 2014 年までの観測データが公開されている。そのため、ZTF DR4 に収録されている質量輸送率の低い矮新星のアウトバーストの直前とアウトバーストから離れた時期の光度および色を比較することができる。また、Gaia alert で公開されている光度曲線は G バンドのみで同じ視野を向くのはひと月に一度程度だが、限界等級 $G \sim 20$ と深く、また観測期間が 10 年ほどと ZTF DR4 と PS1 DR2 の観測の空白を埋め、長期の光度変動を確かめることができる。

3 : 結果

アウトバースト直前の前兆現象が検出された天体のうち 4 天体の光度曲線を図 1 に示す。ASASSN-18abj はアウトバーストまでに 7 年ほどかけてゆっくりと明るく赤くなっていることが確認された。ASASSN-18qg は色の変化は見られなかったがアウトバーストの 7 日前から明るくなってきていることが確認された。BC UMa はアウトバーストまでの 2 年間強い変動を示し、かつ赤くなっている。また、ヘリウム激変星の長周期アウトバーストサイクルをもつ天体 SDSS J141118.31+481257.6 でもアウトバーストの 10 日前より赤く明るくなっている。

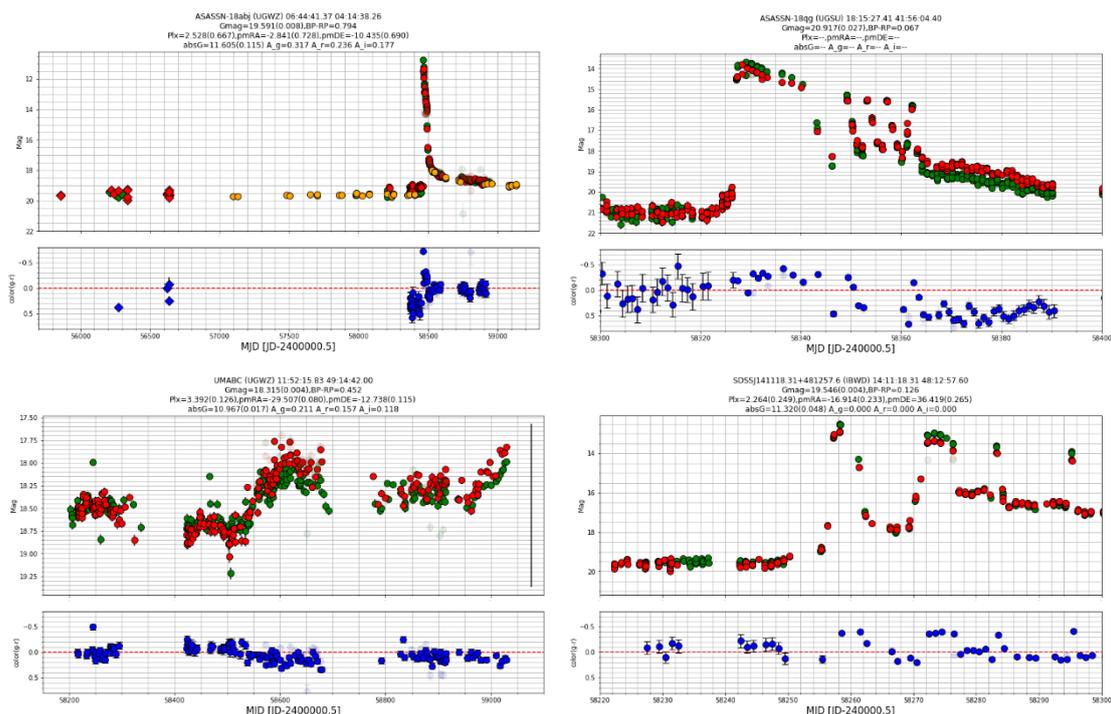


図 1. 低質量輸送率矮新星の光度曲線と色. 左上が ASASSN-18abj. 右上が ASASSN-18bg. 左下が, 右下が, 緑色の点が ZTF と PS1 の g バンド. 赤色の点が ZTF と PS1 の r バンド. 橙色の点が Gaia の G バンド. 青色の点が ZTF と PS1 の E(g-r).

4: 議論 & 結論

今回示した天体のほかにも上記の天体同様にアウトバースト直前には静穏期から 1—1.5 等級の増光を示し, 赤くなる天体が多く存在している. ただし, 増光開始からアウトバーストまでの間隔は天体ごとに個性があり, 一週間程度のものから数年のもの, また単調増光ではなく強い変動を示しているものも存在している. また, ヘリウム激変星でも同じような振る舞いが見られた. このことからこれらの現象は低質量輸送率天体のアウトバーストの前兆現象として一般的な現象である可能性が高い. また, 一般的な現象であるならば可能性があるためアウトバーストを予期できることが示唆された. ただし, 必ず前兆現象が見えているわけではない. これは前兆現象が起きていないためなのか, 寄与が小さく見えていないだけなのかは今後の課題である.

参考文献

- [1] Warner, B., 1995, Ap&SS, 225, 249
- [2] Osaki, Y., 1995, PASJ, 47, 470
- [3] Meyer-Hofmeister, E. et al., 1998, A&A, 339, 507M
- [4] Sloan Digital Sky Survey HP, <https://www.sdss.org/>
- [5] Kato, T., 2015, PASJ, 67, 108K
- [6] Abril, J. et al., 2020, MNRAS, 492L, 40A

- [7] Kuulkers, E. et al., 2011, *A&A*, 528A, 152K
- [8] Kato, T., vsnet-alert 23441, <http://ooruri.kusastro.kyoto-u.ac.jp/mailarchive/vsnet-alert/23441>
- [9] Tampo, Y. et al., 2020, *PASJ*, 72, 49T
- [10] Zwicky Transient Facility HP, <https://www.ztf.caltech.edu/>
- [11] Panstarrs 1 HP, <https://panstarrs.stsci.edu/>
- [12] Gaia alerts HP, <http://gsaweb.ast.cam.ac.uk/alerts/home>

水素輝線等価幅とバルマー逓減率のモニタリングから探る Be 星の円盤構造

石田 光宏 (横浜市立戸塚高等学校)

Disk structure of Be stars Monitoring the equivalent width of the hydrogen emission lines and the Balmer decrement

Mitsuhiro Ishida (Totsuka High School)

概要

長年、Be 星 (カシオペア座 γ 型変光星)の測光・分光観測が行われているが、未だにガス円盤の生成・消滅のメカニズムは明らかになっていない。筆者は、小口径望遠鏡+低分散分光器を用いて、複数の Be 星のモニタリングを行った。得られたスペクトルから水素輝線等価幅、バルマー逓減率 (D_{34}) を計算し、時間変動などを調べた。その結果、 D_{34} に有意な変動があるものを複数確認した。この現象は、Be 星の伴星が近星点を通過するときの潮汐で円盤がリング化すると仮定するとうまく説明できる。

1. はじめに

1.1 Be 星 (カシオペア座 γ 型変光星)

Be 星は、光度階級が III-V の B(O,A)型星のうち、過去に一度でも水素の輝線がみられた星として定義される[1]。Be 星は変光星であり、変光周期が数か月～数十年(以上)と言われ、爆発型変光星(eruptive variables)に分類される[2]。また、数百 km/s で自転しているため赤道周りにガス円盤を作り、そこから水素輝線が観測される。輝線は、星の自転軸と視線方向との角度でいろいろな形をとる (図 1)。

1.2 バルマー逓減率

バルマー逓減率とは、バルマー輝線の放射流束 $F(H_n)$ ($n=3,4,5, \dots$)の相対値として定義され、通常は $F(H\beta)$ に対する比が用いられる[4]。これを測定することで円盤の物理状態を知る手がかりとなる。今回は、 $F(H\beta)$ に対する $F(H\alpha)$ の比 (D_{34}) を計算した。 D_{34} は以下の式で表される。

$$D_{34} = \frac{F(H\alpha)}{F(H\beta)} = G_\alpha \frac{W_E(H\alpha)}{W_E(H\beta)}$$

W_E : 輝線のみ等の価幅(図 2) $W_E = W_s - W_{ob}$

W_s : 光球吸収線の等価幅

W_{ob} : 観測される等価幅

G_α : 変換係数

W_s は、藤井美星観測所の藤井貢氏によるモデル大気の数値[5]を使用させていただいた。藤井氏は B 型主系列星の W_s が分光サブクラスごとにシミュレートしている。また、 G_α は Collins et al. (1991) の計算結果を使用した[6]。

1.3 本研究の目的

現在に至るまで、様々な Be 星で長期的な測光・分光観測が行われている。図 3 に γ Cas

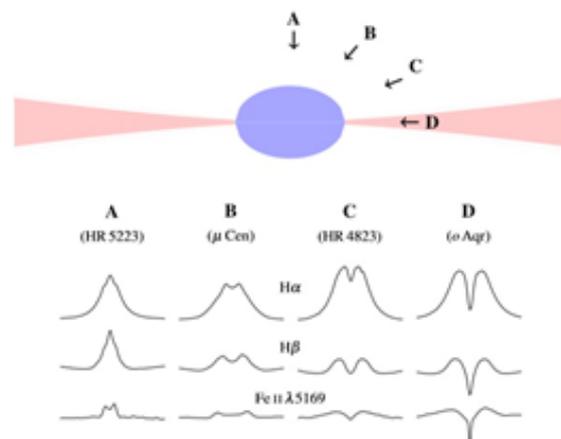


図 1. 観測される輝線の形[3]。最も一般的な形は B で、ダブルピークになっている。

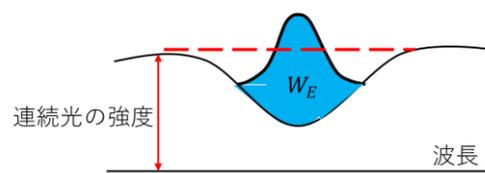


図 2. 輝線のみ等の価幅 W_E

の $H\alpha$ 輝線等価幅 (EW_α) の観測結果を示す。この天体のように、数十年スパンで変動しているものもあれば、数か月で変動しているものもある。等価幅 (EW) の変動と、円盤の成長には正の相関があると言われているが、円盤の生成・消滅などのメカニズムはよく分かっていない。本研究では、より多くの Be 星をモニタリングし、円盤のメカニズムを探ることを目的とする。具体的には、 $H\alpha$ 、 $H\beta$ 輝線等価幅 (EW_α 、 EW_β) と、報告例が極めて少ないバルマー減衰率(D_{34})のモニタリングを行う。

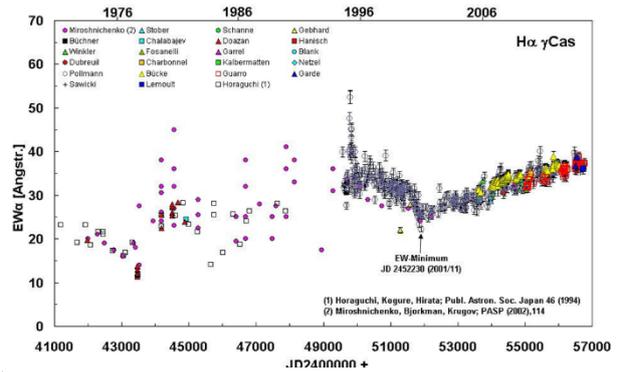


図 3. γ Cas の EW_α の長期変動 (Pollmann et al.2014[7])

2. 観測装置

2.1 観測場所

観測は、筆者の前任校である横浜サイエンスフロンティア高校（神奈川県横浜市鶴見区）屋上の天文台で行った（図 4）。

2.2 観測装置

観測装置の外観を図 5 に示す。望遠鏡はタカハシ製の口径 30cm 純カセグレン式である。冷却 CCD カメラは SBIG 製の ST-402ME である。分光器は Shelyak 製の低分散分光器 Alpy 600 で、分散素子はグリズムである。また、波長分解能 $\sim 600@650$ nm、 $400@450$ nm である。



図 4. 天文台外観



図 5. 観測装置

2.3 観測期間・対象天体

観測期間は 2018 年 9 月から 2020 年 3 月までで、対象天体は δ Sco、 π Aqr、 ϕ Per、 ϕ Per、66 Cyg、 β CMi、 κ Dra である。1 天体における観測時間は $10\text{-}30$ s \times 5 枚で、合計 43 夜のデータを得た。解析には、すばる画像解析ソフト Makali'i[8]と、Microsoft Excel を使用した。なお、分光標準星による縦軸の強度補正はしていない。

3. 観測結果

3.1 スペクトル

図 6 に今回得られたスペクトルの例を示す。

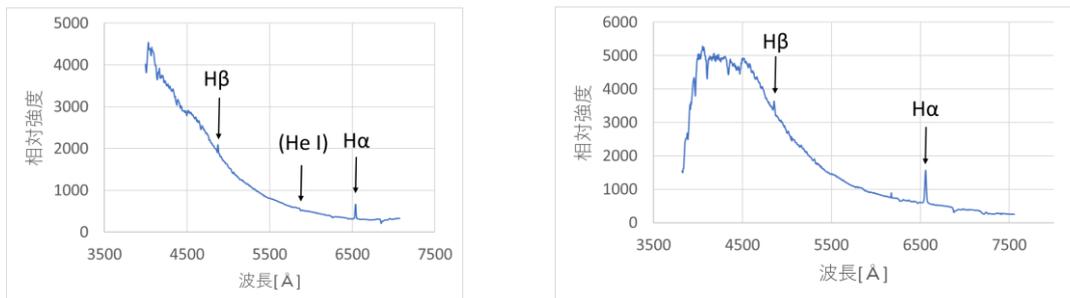


図 6. 得られたスペクトル。(左) δ Sco(2019.5.4) (右) ϕ Per(2020.3.17)

3.2 EW_α 、 EW_β 、 D_{34}

図 7 に天体ごとの EW_α 、 EW_β 、 D_{34} を時系列に沿って示す。 EW_α に関しては、どの天体も大きな変化はなかった。一方、 EW_β では δ Sco、 π Aqr、 ϕ Per において 2-3 倍程度の変化が確認された。この 3 天体に関して D_{34} をみると、1.5 倍程度の変化があった。

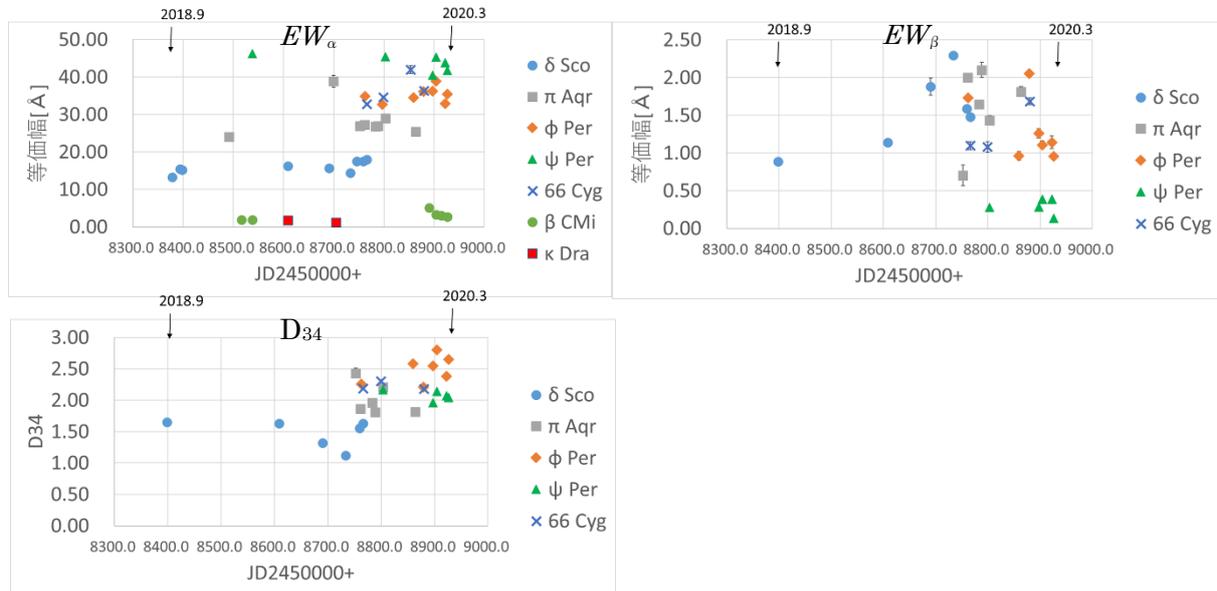


図 7. スペクトルから得られた物理量。(左上) EW_α (右上) EW_β (左下) D_{34}

4. 考察

4.1 D_{34} の変動と periastron epoch(近星点)

D_{34} の変動の要因を、伴星に求めてみる。Be 星は、かつては単独星が多いと考えられていたが、現在は多くの Be 星で伴星の存在が確認されている。Pollmann & Vollmann, 2014 では、Be 星プレオネの高分散分光観測で、伴星の periastron 通過前後で V/R(輝線ダブルピーク紫[V]、赤[R]強度比)が変動することが報告された[9]。伴星の潮汐力が D_{34} の変動に関与している可能性を探るため、periastron が分かっている 2 天体に関して、観測日ごとに periastron をプロットしたのが図 8 である。これより、 D_{34} は、periastron の前で減少傾向、後で増加傾向であることが分かった。この現象は、伴星が periastron に近づくと、伴星の潮汐で円盤がリング化(=主に円盤の内側からでる $H\beta$ の EW_β が小さくなり、 D_{34} が増加)し、periastron から遠ざかると、元に戻るといった解釈が可能ではないか(図 8 右下)。ただし、サンプル数が少ない点、観測の値だけで判断できるのか不明な点など、確証を得るにはさらなる調査が必要である。

4.2 D_{34} - EW_α 図

小暮氏は Be 星の分光サブクラス(X)ごとに D_{34} - EW_α 図を作り、その上に円盤大気の外径の理論曲線を載せることで、円盤がリング化しているか判別する手法を確立した[11]。小暮氏がプロットした星の D_{34} - EW_α 図には以下の特徴があった。

1. 観測点の分布に下限があり、下限の傾きは X がすすむと大きい
2. 自転速度 $V \sin i$ が大きいと左、遅いと右 or 下に分布する

図 9 が筆者の結果である。サンプル数が少ないので、全ての X の天体を同じ図にプロットした。この図より D_{34} と EW_α におよそ正の相関があることが分かった。また、グラフの傾きは X がすすむと小さくなり、点の分布は $V \sin i$ が大きいと右上になっている。これは小暮氏の結果 1.2. と逆の傾向となった。今後、サンプル数を増やして調べていく。

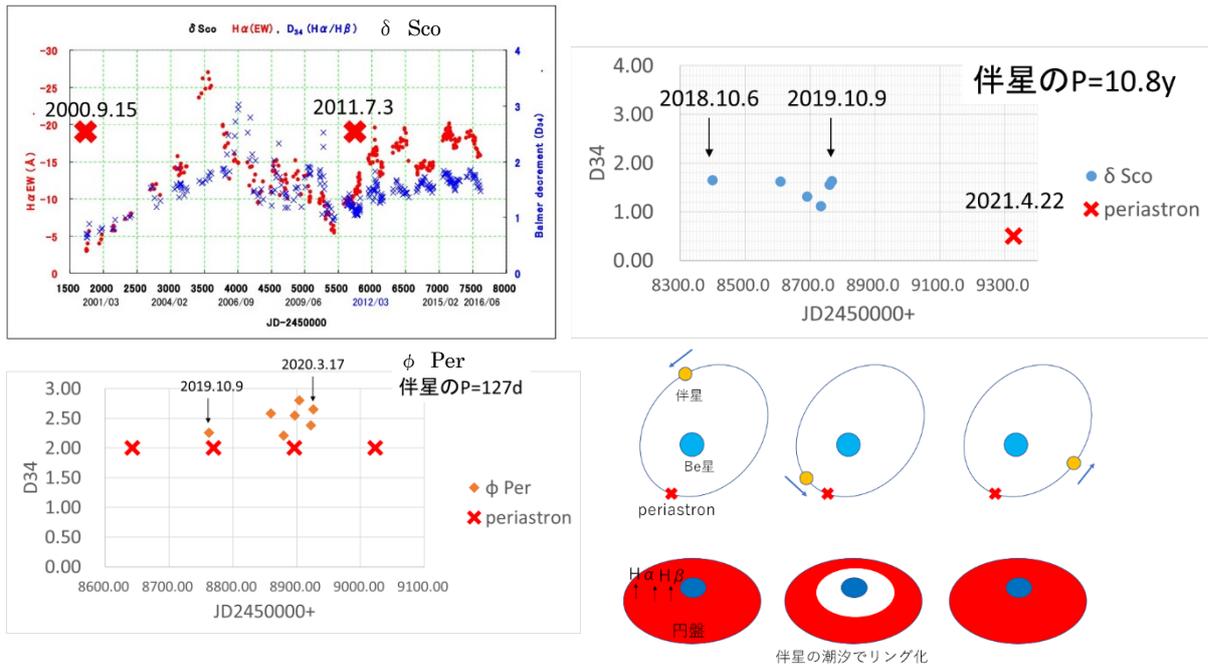


図 8. D_{34} の変動と periastron の関係。(上) δ Sco. 左上は藤井氏の結果[10]を引用
(左下) ϕ Per (右下) D_{34} 変動の解釈

5. 今後の展望

今後は学校天文台での低分散分光観測で EW 、 D_{34} の測定、公共天文台での高分散分光観測で periastron 通過時の V/R の変化の測定 (または BeSS[12]などのデータベース利用) を行い、多くのデータから円盤構造を探る。

6. 謝辞

本研究を進めるにあたり、以下の方々から多くの助言をいただきました。この場を借りて深謝いたします。
藤井貢氏、西浦慎悟氏(東京学芸大学)、小倉和幸氏(西はりま天文台)、寺尾航暉氏(東北大学)、河合広樹氏(中央大学)、片平順一氏(中之島科学研究所)

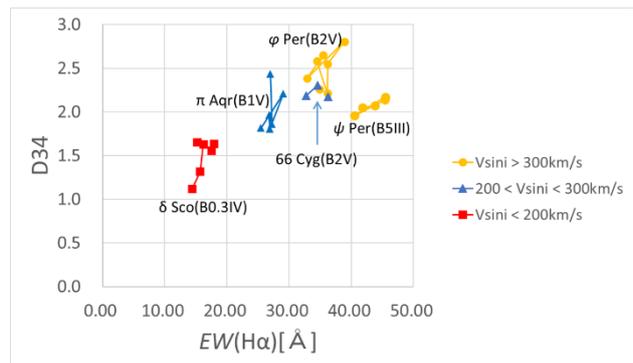


図 9. D_{34} - EW_{α} 図

参考文献

- [1] 野本憲一 ほか 編, 2009, シリーズ現代の天文学 7 恒星 (日本評論社)
- [2] 植村誠, 変光星・突発天体現象概論, 62
- [3] Rivinius Th., et al., 2013, A&AR, 21, 69
 本田敏志, 2018, 第 23 回天体スペクトル研究会集録, 53
- [4] 小暮智一, 2002, 輝線星概論(宇宙物理学講座第 4 巻)(ごとう書房), 第 4 章
- [5] http://otobs.org/FBO/qa/Ws_G_Model_2008.ppt
- [6] Collins W., et al., 1991, ApJS, 77, 541
- [7] Pollmann E., et al., 2014, IBVS, 6109, 1
- [8] <https://makalii.mtk.nao.ac.jp/index.html>
- [9] Pollmann, E., & Vollmann, W., 2014, BABS, 63, 49
- [10] http://otobs.sakura.ne.jp/FBO/mutter/del_sco_2016_add.pdf
- [11] 小暮智一, 1967, 天文月報, 60, 247
- [12] <http://basebe.obspm.fr/basebe/>

共生星CH Cygniの第三の天体の謎

飯島 孝

イタリア国立パドバ天文台アジアゴ観測所

概要

CH Cyg については M 型巨星と白色矮星からなる周期 756 日の連星系とその外側を 15 年周期で回る第三の天体からなる三重連星モデルと、M 型巨星と白色矮星からなる周期 15 年の連星系で 756 日の周期は M 型巨星の脈動だとするモデルが提唱されている。1998 年に始まったアウトバーストにおいて、初期の段階のスペクトルに A 型主系列星で見られる Fe I, Cr I, Ti I 等の中性金属の吸収線が出現した。白色矮星のまわりに高速度で回転するガスがあり、その物理的条件がたまたま A 型主系列星の表面に似ていたのかも知れない。そしてその吸収線は M 型巨星の吸収線に対して 30 km/s ほど赤方変移していた。この赤方変移が白色矮星の軌道運動によるものだとすると、周期が 15 年では白色矮星の質量が大きくなりすぎてしまうので、この結果は三重連星モデルを強く支持している。しかしその場合、第三の天体は、可視光でも近赤外でもそれらしき天体は見えず、食は起こすけれどその最中でも背後にある M 型巨星が見えるから半透明らしく、質量は太陽質量ほどで、直径は 3 AU 前後、という極めて奇妙なものになる。このような特徴は食変光星 ϵ Aur の暗黒伴星に似ているようであるが、いったいどんな天体なのだろうか。次の食は早ければ 2027 年 6 月後半に始まる予定なので詳しい観測が待たれる。

1:はじめに

共生星(Symbiotic star)は M 型など晩期型星なのに惑星状星雲にあるような He I, He II, N III, [Ne III], [O III], 場合によっては[Fe VII] 等の輝線を伴っている天体であり、現在では大部分が赤色巨星と白色矮星からなる軌道周期が 1 年弱から数年までの連星系だと考えられている。動物や植物の共生とは関係ない。代表的なものとしては Z And, BF Cyg, CI Cyg, AX Per, V1016 Cyg, PU Vul, BX Mon, AG Dra などがあげられる。また再帰新星で静穏時に M 型星のスペクトルが見える T CrB, RS Oph なども共生星に含まれる。再帰新星と古典新星のアウトバーストはまったく同じと考えて良いが、それ以外の共生星は 10 数年に一回ぐらいの頻度で増光巾が 2~3 等級の弱いアウトバーストを起こすことがある。これは赤色巨星から流れ出たガスが白色矮星の表面に降着して核反応を起こすので、原理的には古典新星のアウトバーストと同じと考えられるが、増光巾は小さく、時間的にもゆっくり進行する。

CH Cyg は北天では最も明るい約 7 等級の共生星で、これまでも多くの観測がなされてきたが、その正体はまだ謎に包まれている。1940 年代までは標準的な M 型巨星(HD182917: M6~7 III)として知られていたが、1960 年代になって輝線が見えるようになり共生星の仲間入りをした。山下&前原[1]が 1979 年に M 型巨星の吸収線の視線速度が 15 年周期で変動していることを発見している。その結果はその後の観測で追認されているし、15 年周期の食現象も観測されている。その一方で Hinkle et al.[2]は M 型巨星の吸収線の視線速度は 756 日の周期でも変動していると報告している。756 日周期の食現象は見えることもあるし見えないこともある。これらの現象について、連星系の周期が 15 年で 756 日は M 型巨星の脈動の周期だとするモデルと M 型巨星と白色矮星からなる連星系の周期が 756 日で、その外側を第三の天体が 15 年周期で回っているとするモデルが提唱されている。

2: 1998 年のアウトバーストとスペクトルの変化

CH Cyg は 1970 年代から 80 年代にかけて大規模なアウトバーストを起こしたが、1998 年にも小規模なアウトバーストを起こし、我々はその時のスペクトルの変化を観測した。その詳細については Iijima et al. [3] を参照していただきたい。図 1 はアウトバーストの初期の段階で観測されたスペクトルと A1 型主系列星 HR4963 (A1 IV) のスペクトルである。H β の輝線の下部に非常に巾の広い成分が見える。白色矮星のまわりを 2000 km/s に近い速度で回転するガスが存在していたようである。アウトバーストが進むと質量放出が起きて P Cyg

型の吸収成分が出現したが（1998年12月）この段階ではまだ見えていない。不思議なことにこの時のスペクトルに HR4963 にあるような Fe I, Cr I, Ti I 等の中性金属の吸収線が見られた。これらの吸収線は α Lyr (A0 V) でも見られる。（以下、A型主系列星のこれらの吸収線を AVab と表記する。）白色矮星の周囲を高速で回転するガスのある部分に A型主系列星の表面に似た物理状態が生じたのかも知れない。それで他の共生星のスペクトルを調べてみたが、2016年3月の BF Cyg、2017年1月の BX Mon、2018年4月の RS Oph 等で AVab が見えるから、それほど稀な現象ではないようである。

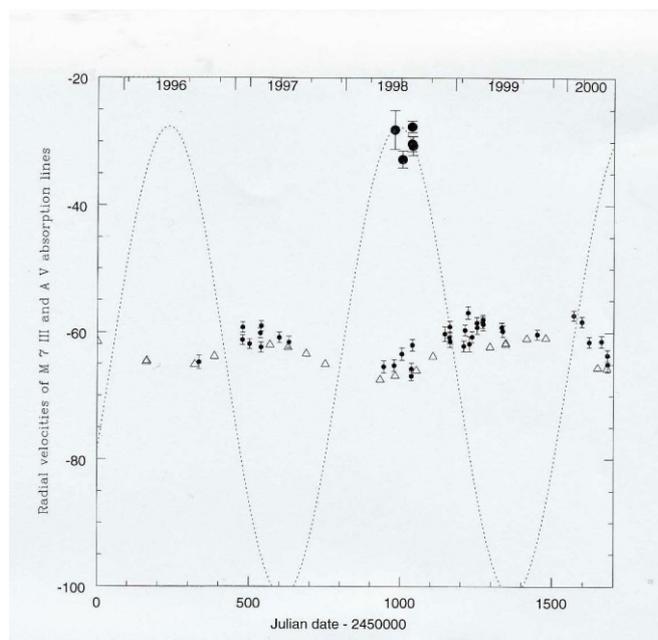
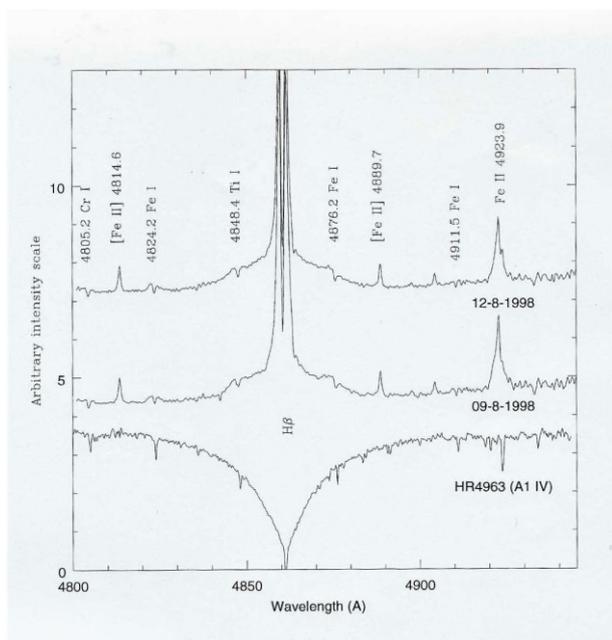


図 1: CH Cyg の H β と AVab、一番下は HR4963 のトレース。

図 2: M 型巨星の吸収線と AVab の視線速度。

図 2 は CH Cyg の AVab (黒丸大) と M 型巨星の吸収線 (黒丸小と三角形) の視線速度を示したものである。黒丸小は我々の観測結果、三角形は Hinkle et al. [4] による赤外域の観測結果である。図で分かるように、AVab は M 型巨星の吸収線に対して 30 km/s ほど赤方変移していた。この差が連星系の軌道運動によるものだとすると 15 年周期では白色矮星の質量がチャンドラセカール限界を超えてしまう。そのため我々の観測結果は連星系の軌道周期が 756 日であることを強く示唆している。図 2 で点線は 756 日周期で円軌道の場合の視線速度を表わしている。振幅は $K=37.0 \pm 0.5$ km/s である。AVab はこの時しか受からなかったため、円軌道か楕円軌道かはまだ判定できない。それぞれの場合に予想される白色矮星と赤色巨星の質量は以下の通りである。

M1(Mo)	M2(Mo)	軌道の離心率
0.32 ± 0.02	4.6 ± 0.2	0.0
0.21 ± 0.01	2.2 ± 0.1	0.33

3：第三の天体の謎

我々の観測結果は CH Cyg の三重連星モデルを支持しているが、そうなると第三の天体の性質が問題になる。食現象が起きるのだから第三の天体は M 型巨星よりも大きいはずだが、可視光でも近赤外での観測でも何も見えないのである。また食の最中でも M 型巨星のスペクトルが見えるから第三の天体は半透明らしい。このような性質は食変光星 ϵ Aur の暗黒伴星に似ているようである (e.g. Ferluga [5], Carroll et al. [6])。Hinkle et al. [4] は 15 年周期の変動について、M 型巨星の吸収線の視線速度は周期 5689.2 日、 $K=4.45$ km/s で変動しているという結果を出している。これに従うなら第三の天体の質量は太陽質量とあまり変わらないことになる。大雑把な推定だが食の継続期間を 250 日ほどとすると直径は 3 AU 前後になる。それで光を出さない天体が存在するのだろうか。連星系の星は赤色巨星と白色矮星に進化しているのだから第三の天体がまだ主系列に達していないとは考えにくい。晩期型星になって大量のダストを放出してそれに包まれているのだろうか。しかし第三の天体の背後にある M 型巨星は見えるのだから、晩期型星は暗くなければならない。とにかく一番早い予想では次の食は 2027 年 6 月後半に始まると考えられているので詳しい観測が待たれる。

参考文献

- [1] Yamashita, Y., & Maehara, H., 1979, PASJ, 31, 307
- [2] Hinkle, K.H., et al., 1993, AJ, 105, 1074
- [3] Iijima, T., Naito, H., & Narusawa, S., 2019, A&Ap, 622, A45
- [4] Hinkle, K.H., Fekel, F.C., & Joyce, R., 2009, ApJ, 692, 1360
- [5] Ferluga, S., 1990, A&Ap, 238, 270
- [6] Carroll, S.M., et al., 1991, ApJ, 367, 278

vsolj-obs に報告された連続測光データ表示ソフトの紹介

伊藤芳春

概要

観測報告を簡単にグラフ表示するソフトを Delphi 言語で 10 年前に作りました。最近改良したので紹介します。

1: はじめに

天文月報 2020 年 10 月号の「天球儀」に 2019 年度日本天文学会天文功労賞を受賞された広沢憲治さんの「日本の変光星観測と私の 50 年」という論文が掲載されていました。読んでたいへん驚きました。理由は、私のソフトが紹介されていたことと、今の Windows ではこのソフトは動かないと思いこんでいたためです。

動くなら、観測結果の数値報告を簡単なグラフ表示ソフトとして手軽に使っていただきたいと思い改良して紹介しました。

研究ではないのですが、本研究会には観測者の方も多く参加されているため紹介しました。

2: vsolj-obs メールについて

vsolj-obs は、VSOLJ (日本変光星観測者連盟) が運営している変光星の観測報告を行うためのメーリングリストです。一般的な変光星や新星、超新星の観測報告が行われています。だれでも利用することができます。観測報告の例を表 1 に示します。変光星名、年月日時分秒、等級バンド、観測者 (略号) を 1 行にして報告されています。前後に観測装置や比較星のデータも記述されています。

グラフ表示するときは、メールの内容をテキストファイルにします。表 1 の最初の行と最後の行に挟まれた行を観測データとして処理します。具体的には表 1 の 1 行目の先頭から 6 文字と同じであれば先頭行と判断し、同様に最終行の先頭から 6 文字を比較し同じであれば最終行と判断しています。

3: プログラミング言語

プログラミング言語は Embarcadero Technologies 社の RAD Studio 2010 です。一般的に言えば Delphi で、Pascal 系の言語です。特徴としては、コンポーネントとよばれるソフトの部品を張り付けることで視覚的に作成でき、オブジェクト指向のプログラムなので作成しやすく、高速という特徴があると言われています。よい点がたくさんあったのですが、紆余曲

表 1: メール の 例 (永井さんの報告)

```
---- Variable Star Observations ----  
ERIUX 20210101174209 11.647B Nga  
ERIUX 20210101175553 11.805B Nga  
ERIUX 20210101180501 11.893B Nga  
.  
.  
.  
ERIUX 20210101195145 9.634Ic Nga  
ERIUX 20210101200053 9.594Ic Nga  
ERIUX 20210101200528 9.565Ic Nga  
-----
```

折があり利用者が少なくなったようです。Delphi を注文したつもりが、届いたのが Embarcadero で何か間違いではと思ったほどです。

4 : Gvsolj ソフト

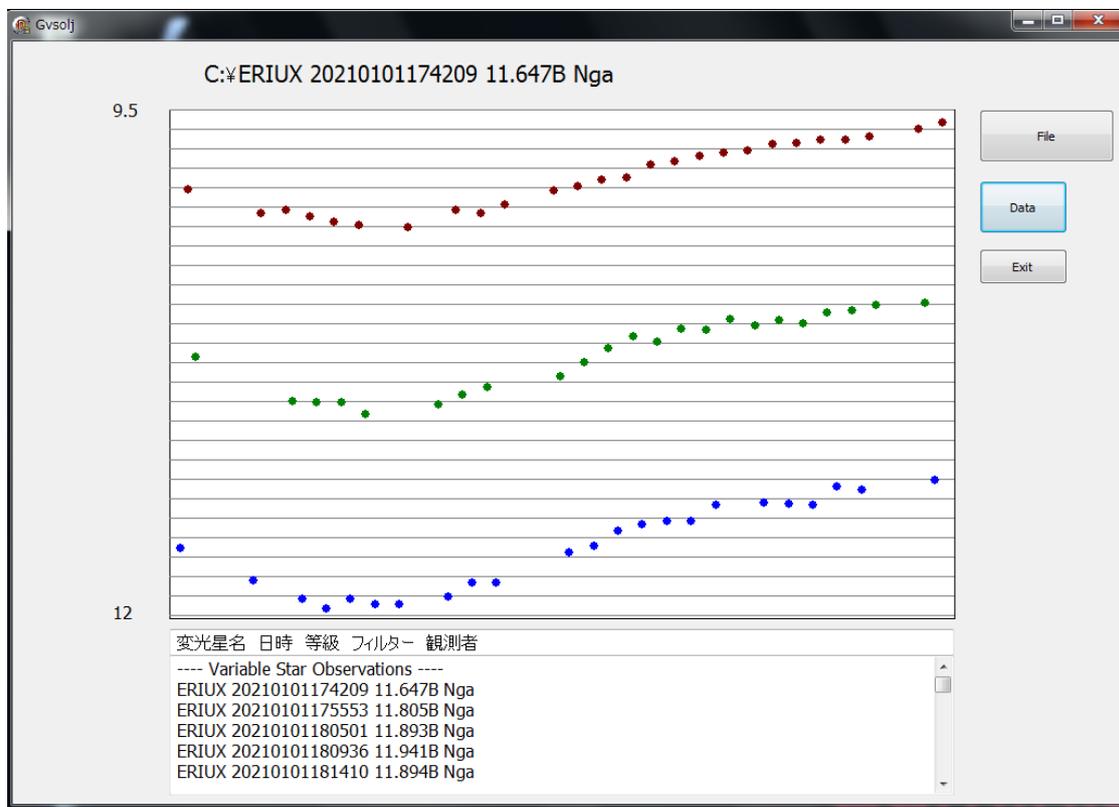


図 1 : Gvsolj の表示画面

Vsolj-obs の観測データをグラフにするだけのシンプルなソフトなので Gvsolj と名付けています。時間についても文字データを数値に変換し x 軸に，等級データの文字データを数値に変換し最大値，最小値を求め y 軸にしてバンドに近いイメージの色で表示するだけのソフトです。

File ボタンを押して，観測データを選ぶとグラフ表示します。Data ボタンを押すと，下のテキストボックスにデータやコメントが表示され確認することができます。

5 : おわりに

Vsolj-obs には 1 日あたり 10~20 個の変光星の観測が報告され，食変光星や矮新星の観測などでは 1 夜の観測で 1000 行以上になることもあります。拙いソフトですが比較的簡単にグラフ表示でき傾向を見ることができます。使ってみたい方は下記アドレス宛に連絡をいただければお送りいたします。

email : gah00315@yahoo.co.jp

参考文献

[1]VSOLJ (日本変光星観測者連盟) <http://ananscience.jp/variablestar/vsolj.html>

FLASHING

—Finest Legacy Acquisitions of SiO- and H₂O-maser Ignitions by Nobeyama Generation —

濱江 勇希¹, 今井 裕¹, 甘田 溪¹, 宇野友理¹, Gabor Orosz^{2,3},
José F. Gómez^{4,5}, Lucero Uscanga⁶, Daniel Tafoya⁷, Ross Burns^{8,9}

¹鹿児島大学, ²新疆天文台, ³タスマニア大学, ⁴アンダルシア天体物理学研究所,

⁵スペイン科学研究高等評議会, ⁶グアナフアト大学, ⁷オンサラ天文台,

⁸国立天文台, ⁹韓国天文研究院

概要

「宇宙の噴水」天体(WF)は、高速ジェットを噴出する連星系を伴い、進化して複雑な形状を持つ惑星状星雲を形成すると考えられている。我々は、野辺山 45m 電波望遠鏡を使った WF とその前駆体に付随する H₂O と SiO メーザーのスペクトルを監視する観測(FLASHING)を進めている。これらスペクトルには、ジェットの進化による経年変化や、ジェットの周期的噴出あるいは星の脈動変光に関連付けられた周期的変化が予想される。今回は、この様な現象の兆候の有無について報告する。

1: 導入

「宇宙の噴水」天体 (water fountain, WF)は、漸近巨星分枝 (AGB)星から後 AGB 星へ進化する段階の星であり、高速の双極ジェットを出している。WF の1つである W43A では、ジェットが約 200 km/s の速度で噴出しており、3—5 年周期でジェットを出していることが分かっている。また、星周外層の一部は CO 輝線で見えるジェットで破壊されていることも分かっている。ジェットと星周外層が衝突している地点では H₂O メーザーが観測され、H₂O メーザーを伴う分子ガスは約 150km/s で移動している。このような H₂O メーザーは星の寿命に対して観測可能期間が 100 年程度と非常に短く、定期的に観測することによってジェットの進化を実時間で追跡できると期待される。[1]

FLASHING の目的は、WF そしてその前駆体の候補のジェットに付随している H₂O や SiO メーザーのスペクトルに見られる周期的・永続的变化を野辺山 45m 電波望遠鏡で観測して発見し、このようなジェット進化を追跡する一助とすることである。

2: 観測・データ解析

観測は、野辺山 45m 電波望遠鏡と 22GHz/43GHz 同時観測システム[2]を使って行った。受信信号の処理では、16 系統の波長帯でデジタル分光できる SAM45 を使用した。

取得データは JavaNewstar を用いて積分と baseline fitting を行った。その後、輝線を自動で同定する自作のプログラムを用いて、視線速度やフラックス密度の変化を探した。

3: 結果と考察

3.1 IRAS18043-2116 (WF)

過去に報告されていない新しい高速度成分が検出された (図 1)。しかし、発光期間が短く、強度及びピーク視線速度変化を連続的に追跡できなかった。

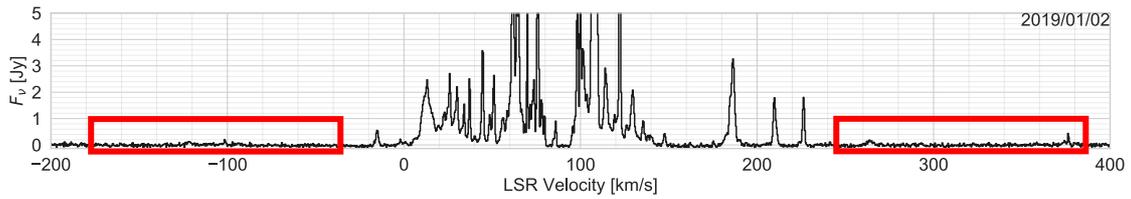


図1 IRAS18043-2116のH₂Oメーザーのスペクトル。赤の枠で囲まれた部分に今回FLASHINGで新たに検出された高速成分が見られる。

3.2 IRAS18286-0959 (WF)

新しく検出された高速度成分のうち、図1中に赤と青の枠で囲まれた成分はVLBIマッピングにより位置が特定された。これら成分は、今から10年以内に星から放出されたと考えられる[3]。

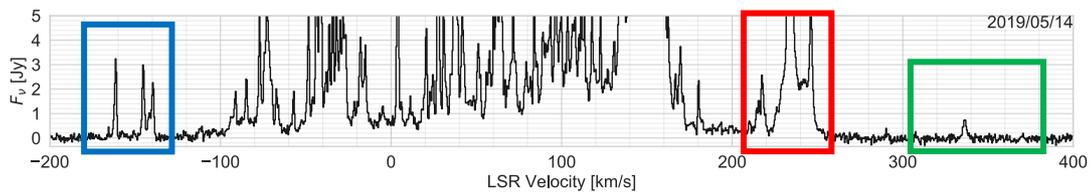
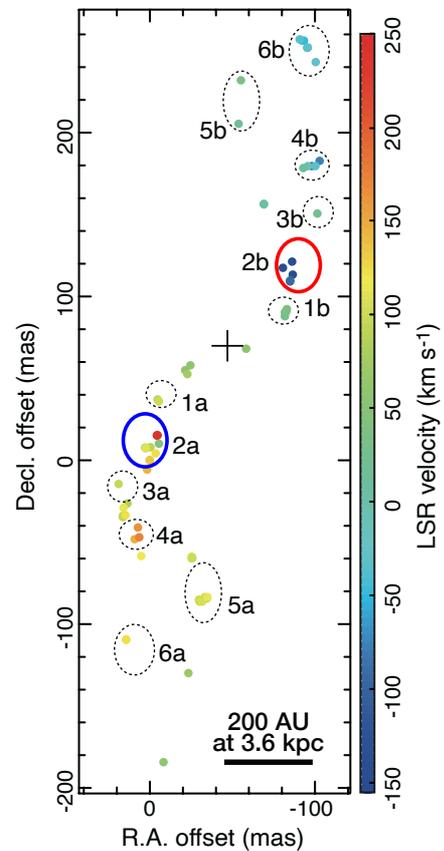


図2 (上図) IRAS 18286-0959のH₂Oメーザーのスペクトル。赤色と青色、緑色で囲まれた部分がFLASHING観測によって新たに検出された高速度成分である。(右図) 2019年3月19日にVLBIで観測されたメーザースポット分布[3]。+で記された点が星の推定位置である。上のスペクトルの赤と青で囲まれた部分は、左のマップ上のそれぞれ赤と青で囲まれた部分に対応している。



3.3 OH16.3-3.0 (WF 前駆体)

H₂O メーザーの速度変化がほとんどないが、SiO($J = 1 \rightarrow 0, v = 2$)メーザーの視線速度において系統的变化が見つかった(図3)。この天体のジェットを中心速度は約 34 km/s[4]であるので、これらのメーザー成分は減速しているということになる。この星は脈動変光星だという事が分かっている。脈動変光星では脈動による衝撃波が星の外層まで広がり、星周外層の視線速度が周期的な変化を示しつつ、星に近いところから外側に向かって伝わっていくことが、シミュレーションによって明らかにされている[5]。このことが原因で、SiOメーザーの視線速度が変化したのではないかと推測される。

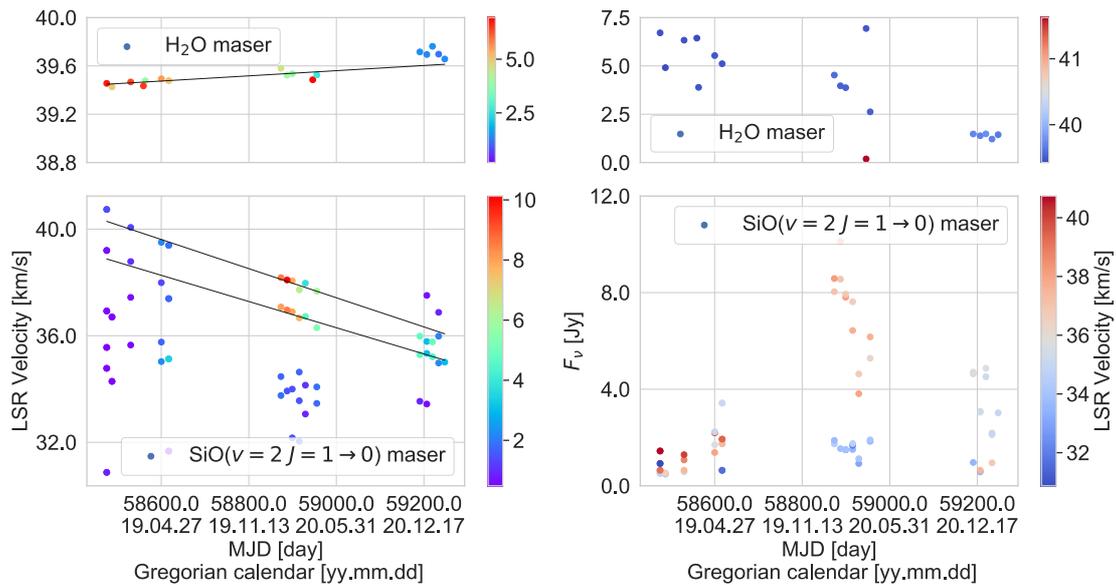


図3 OH16.3-3.0のメーザーの視線速度(左側)とフラックス密度(右側)の変化。上の2つのグラフはH₂Oメーザーで下の2つはSiO($J = 1 \rightarrow 0, v = 2$)メーザーのもの。左の2つのグラフ中に書かれている黒色の線は、加減速の傾向が見られるメーザーの視線速度変化に対する一次回帰直線である。

3.4 W43A (WF)

H₂Oメーザーで系統的な視線速度の変化が見つかった(図4)。この天体のジェットを中心速度は約 34 km/s[4]なので、この変化は加速だということが分かる。これらの変化は、ジェットが星周外層と衝突することにより速度が減速させられた代わりに、この星周外層の一部が加速し、そこでメーザーが光っている為だと考えられる。

4: まとめと今後

観測している12天体のWF中2天体で新たに最高速度のジェット片が検出された。IRAS18043-2116のものも含めて、今後VLBIでこれら新速度成分の位置特定が出来る様に、あらかじめVLBI観測を提案しておき、検出直後のVLBI観測が実施できる仕組みの構築が急務である。

W43AのH₂Oメーザーに見られた系統的視線速度変化、はジェットと星周外層との相互作用によってもたらされたものと考えられる。ジェットが星から噴出する過程で星周外層を巻き込みながら削っていき、惑星状星雲形成の初期段階へと進化する様子を捉えている

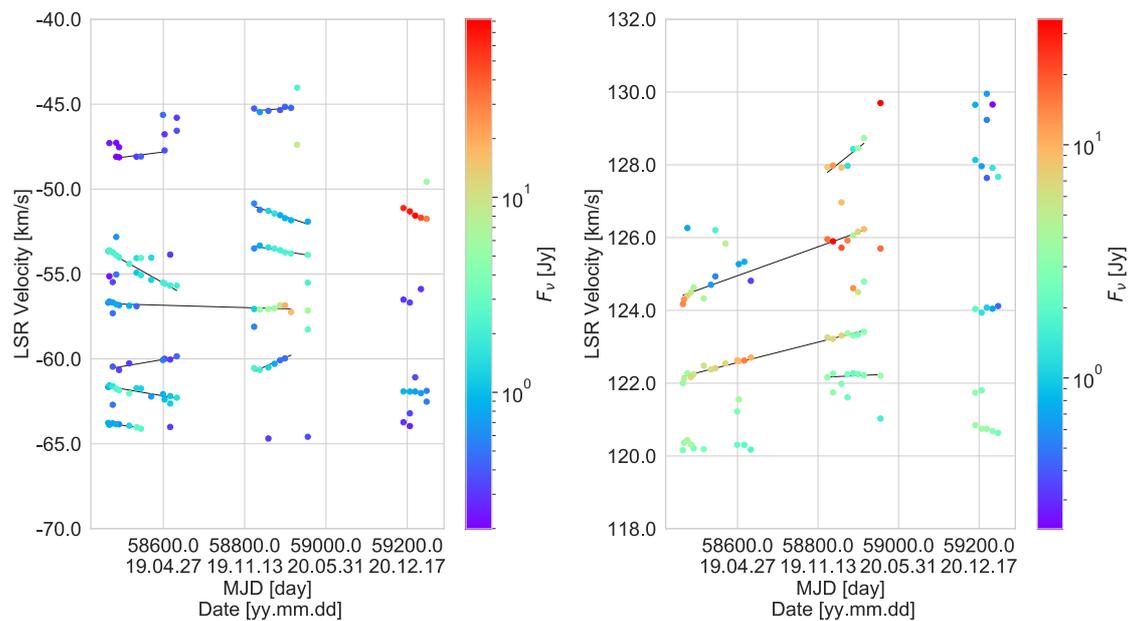


図4 W43A の H₂O メーザーのジェットを中心速度から遠い成分の視線速度(a, b, d)の時間変化。左が観測者に向かって近づいている成分で、右が観測者から遠ざかっている成分。黒色の実線は加減速の傾向が見られるメーザーに対する一次回帰直線である。

可能性がある。一群の視線速度成分について視線速度の平均変化率を算出できれば、これらの現象の進化スピードを推定することが出来るようになる。

一方、OH16.3-3.0 の SiO メーザーに見られる系統的な視線速度とフラックス密度の変化は、星の脈動変光に起因するものであることが期待される。この確認の為に、変光周期 2—3 サイクル分の長期監視観測が必要であろう。

さらに、これら WF に付随する H₂O や SiO メーザー源に対して得られた数十年前の観測データと比較することによって、ジェットの進化を追跡することが出来る。実際に、OH 12.8-0.9 ではジェットの速度が上昇している可能性が高い。一方で、W43A の SiO($J=1\rightarrow 0$, $v=1$)メーザーはここ 15 年ほど検出されておらず、退化・消滅したと考えられる。[6]

参考文献

- [1] Tafuya et al. 2020, ApJL, 890, L14
- [2] Okada et al, 2020, PASJ, 71, 7
- [3] Imai et al. 2020, PASJ, 72, 58
- [4] Yung et al. 2014, ApJ, 794, 81
- [5] Höfner and Olofsson, 2018, Astron. Astrophys. Rev., 26, 1
- [6] Imai et al. 2005, ApJL, 622, L125

連星系・変光星研究会 2020 集録

発行日：2021年5月12日

編集・発行：野上 大作（世話人代表）、

磯貝 桂介、高妻 真次郎、鴈野 重之

印刷・製本：プリントパック