2024年第54回 天文・天体物理若手夏の学校 **星間現象/星・惑星形成 分科会 集録集**

∎ 謝辞

20242024年度天文・天体物理若手夏の学校は、 基礎物理学研究所を始め、国立天文台、公益社 団法人 伊勢志摩観光コンベンション機構、光 学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇 談会、宇宙線研究者会議(CRC)、天文教育普及 研究会、及び複数名の方々*からのご支援によ り成り立っております。

事務局一同厚く御礼申し上げます。 *協賛(個人、敬称略):青山 尚平、長峯 健太郎、 西村 淳、牧島 一夫、三浦 均、水村 好貴、その 他匿名希望6名

星間現象/星・惑星形成 分科会

■ index

星間 a01	東野 康祐	ALMA を用いた大マゼラン雲 N44 領域分子雲フィラメント構造解析で探る HI
		flow による大質量星形成シナリオの考察
星間 a02	國年 悠里	低金属量銀河小マゼラン雲における大質量原始星に付随するフィラメント状分
		子雲の有無
星間 a03	安達 大揮	ALMA 望遠鏡を用いた大マゼラン雲における大質量星原始星に付随する分子ガ
		スの観測的研究
星間 a04	藤丸 祐生	3次元流体シミュレーションを用いた超新星残骸の高分解能 X 線スペクトル生
		成
星間 a05	平田 玲央	Ia 型超新星残骸の鉄族元素量測定へ向けたプラズマ実験装置 EBIT と放射光に
		よる 多価イオン X 線精密分光
星間 a06	沈嘉耀	MeerKAT 銀河中心サーベイで解明する非熱的電波フィラメントの偏波構造
星間 a07	永井 堤	Keck 高空間分解能撮像を用いた重力マイクロレンズ惑星候補イベント OGLE-
		2014-BLG-1367L の解析
星間 a08	福富一真	HD131835 周りのデブリ円盤の ALMA データ解析による円盤ガスの起源の考察
星間 a09	和久井 開智	ハッブル宇宙望遠鏡を用いた若い星の周りを公転する系外惑星 V1298tau b,c に
		ついての大気分析
星間 a10	井手口 隼大	分子雲フィラメントで生まれた星の進化過程
星間 a11	佐々木 誇虎	分子雲の構造進化の理解に向けた自己重力流体シミュレーションの解析
星間 a12	吉野 碧斗	高密度コアの衝突によるストリーマーの形成
星間 a13	伊藤 茉那	z>100 の極初期宇宙における初代星の形成
星間 a14	大山 航	1 次元モデルによる長寿命ガスリッチデブリ円盤の再現
星間 a15	鈴木 慧次	原始惑星系円盤の降着に対する惑星の抑制効果
星間 a16	寺農 夏樹	超新星残骸 G284.31.8 とガンマ線連星 1FGL J1018.65856 の関連性
星間 a17	正嶋 大和	X 線天文衛星すざくによる超新星残骸 G82.2 + 5.3 の観測
星間 a18	上野 桃愛	超新星残骸 CTB109 の空間分布解析
星間 a19	竹内 清香	X線天文衛星「すざく」によるシェル型超新星残骸 G296.1-0.5 のプラズマの観
		測
星間 a20	清水 颯人	系外黄道光ダスト空間分布と系外惑星の関係の理論的研究
星間 a21	和田 航汰	Streaming Instability でつくられる clump 内でのダスト衝突速度
星間 a22	北出 直也	ALMA 偏光観測データを用いた原始惑星系円盤のダストサイズ推定
星間 a23	藤本 源	効率的な粒子加速現場の特定を目指した XMM-Newton および NuSTAR によ
		る超新星残骸 RCW 86 北東部の解析
星間 a24	加藤寛之	超新星残骸 1E0102.2–7219 の広帯域の精密 X 線分光
星間 a25	岡田 佳純	超新星残骸 N132D における熱的 X 線を用いた衝撃波速度の推定
星間 a26	川端 裕也	超新星残骸 G1.9+0.3 におけるシンクロトロン X 線強度の時間変化
星間 a27	小野川 絢心	現実的な星間媒質中での超新星残骸膨張の研究
星間 a28	橋航	熱対流を取り扱うための SPH 法コードの開発
星間 a29	内海 秀介	弾性体力学シミュレーション手法の新しい定式化
星間 a30	御子 裕治	系外惑星の小天体衝突と大気熱進化の理論的研究
星間 a31	福永 千裕	近赤外線偏光観測によるオリオン座星雲の構造解明
星間 a32	中島 圭佑	VLBIで探る超微細星間空間構造の探究
星間 a33	伊藤 拓冬	NGC1333 における分子雲衝突によるフィラメント形成
星間 a34	水本 拓走	リチウムの存在度に基づく若い星団の年代測定
星間 a35	根津 正大	Tomo-e Gozen による T Tauri 型星の短時間変動の検出

星間 a36	中村 優梨佳	ALMA 望遠鏡を用いたオリオン座領域原始星 OMC-3 MMS5 の観測		
星間 a37	盛宇凡	Evolution of magnetic lever arm in viscosity and MHD turbulence-driven disk		
		winds		
星間 b01	鍋田 春樹	分子雲コアの収縮に対する Hall 効果の影響		
星間 b02	李 欣儒	分子雲中の特異な速度構造の抽出		
星間 b03	成田 佳奈香	CO J=1-0/J=2-1 吸収線観測による銀河系内分子ガスの物理状態の推定		
星間 b04	田村 玲子	ALMA を用いた大マゼラン雲の星形成領域における複雑な有機分子の観測		
星間 b05	妹尾 梨子	窒素を含む模擬星周有機物ダストの化学構造分析		
星間 b06	稲元 燎平	星間ガス乱流と宇宙線加速の相互作用によるフェルミバブルの解明に向けた2		
		相ガスシミュレーション		
星間 b07	河嶋 岳	超新星残骸の熱的・非熱的放射計算から探る超新星爆発の系統的理解		
星間 b08	酒井 優輔	位置依存型 Richardson-Lucy deconvolution を用いた超新星残骸カシオペア座		
		A の固有運動の解析		
星間 b09	尾崎 奨悟	HST で見るはくちょう座ループ:超新星残骸の構造における星間空間の非一様		
		密度分布の影響		
星間 b10	園田 悠人	XRISM による超新星残骸の精密 X 線分光の展望		
星間 b11	田中 新太	大マゼラン雲内の R136 星団中心の撮像と経験的な恒星の質量上限		
星間 b13	西尾 茉優	重力マイクロレンズイベント分類アルゴリズムの開発		
星間 b14	福田 生鵬	M 型星周りを公転するスーパーネプチューン TOI-1883 b の質量決定		
星間 b15	水本 琴美	すばる望遠鏡広域観測で見つかった褐色矮星のタイプ分類		
星間 b16	坂本 怜央	連星形成におけるアウトフローと高速ジェットの数値シミュレーション		
星間 b17	小笠原 宗也	初代星が形成される原始ガス雲の条件について		
星間 b18	浜田 草太郎	乱流分子雲中の星風バブルの進化に関する研究		
星間 b19	松永 拓巳	ガス降着による連星の種の成長過程		
星間 b20	小柳 香	ペルセウス座分子雲複合体 Barnard 1 領域における若い超低質量天体の近赤外		
		測光探查		
星間 b21	神野 天里	大規模 N 体シミュレーション: 微惑星散乱による惑星移動が惑星形成過程に及		
		ぼす効果の検証		
星間 b22	山田 理央奈	微惑星衝突物理の理解に向けて: 微惑星の衝突シミュレーションと小惑星リュ		
		ウグウのクレータ		
星間 b23	石田 侑一郎	現実的な降着条件下における地球型惑星の形成		
星間 b24	峰平 政志	ガス惑星の周惑星円盤における衛星形成		
星間 b25	熊田 遼太	原始惑星系円盤における磁気拡散とくに両極性拡散が磁気回転不安定性へ与え		
		る影響		
星間 b26	神原 祐樹	微惑星リングでの微惑星集積		
星間 c01	成田 拓仁	星周物質の元素組成を用いた超新星残骸の親星推定法		
星間 c02	西尾 恵里花	宇宙線による電離を考慮した星・原始惑星円盤形成・進化シミューレーション		
星間 c03	柴田 洋佑	アンモニア分子輝線から導出される分子雲高密度領域の物理量測定手法の評価		
		とその応用		

--index へ戻る

星間a01

ALMAを用いた大マゼラン雲N44領域分子雲フィラメ ント構造解析で探る HI flow による大質量星形成シナ リオの考察

東野 康祐

ALMAを用いた大マゼラン雲 N44 領域分子雲フィラメント構造解析 で探る H I flow による大質量星形成シナリオの考察

東野 康祐 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

大マゼラン雲は小マゼラン雲との相互作用により、中性水素原子 (H I) ガスの衝突による大規模な星形成 が誘発されていることが報告されている。特に、N159E・N159WS 領域において発見された数 pc スケール の (ハブ) フィラメント構造は、互いに 50pc 離れているにも関わらず南北方向に整列している等非常に酷 似した構造を有しており、分子雲スケールを超えた大局的な星間ガスの衝突が形成を促したものと考えられ ている。このΗIガス衝突によるフィラメント構造の形成、及びそこで活発な星形成が行われているという シナリオの普遍性等を検証することを目的とし、我々は大マゼラン雲内で Η Ι ガスの衝突が示唆されてい る N44,N11,N79 H II 領域等に付随する分子雲複合体に対して ALMA-ACA により取得された空間分解能 1.6pc の¹²CO,¹³CO(*J*=2-1) データ等の解析を推進している。この3領域でいくつかの数 10pc の長さを持 つフィラメント構造を検出した。その中でも特に N44NW 領域において 100pc に及ぶ領域内に南北に整列 したフィラメント構造が少なくとも5本以上存在し、大質量星原始星がこの構造の南端付近に位置すること が共通している。これらの分子雲は、原始星が付随していない分子雲に比べ、¹³CO で観測される比較的密 度の高いガスが多く含まれており、ビリアル解析を行うと、重力的な束縛が強い分子雲であることが示され た。また、領域内の一部の原始星では 0.1pc の分解能で 0.87mm と HCO⁺(J=4-3) のデータが取得されて おり、¹²CO/¹³CO の空間分布と比較すると、スケールや密度が1桁以上異なるにもかかわらず非常に酷似 した構造が見受けられた。これは空間スケールの大きい現象が原始星形成に直結する局所的な高密度ガスの 構造形成に影響を与えていることの間接的な証拠となる可能性がある。

1 Introduction

銀河には大質量星と呼ばれる太陽の8倍以上の質 量を持つ恒星が存在する。大質量星は強烈な紫外線 の放射や星風、また 超新星爆発による星間空間への 重元素の供給などから銀河進化に多大な影響を及ぼ す。よって大質量星の形成過程を明らかにすること は、銀河進化を探る上で必要不可欠である。近年の 理論・観測研究から、大質量星の形成は星間ガス雲同 士の衝突によって誘発されることが示唆されている (Fukui et al. 2017; Inoue et al. 2018)。太陽系から約 50kpc に位置する大マゼラン雲 (LMC) は分子雲の高 分解観測が可能である。さらに、銀河円盤が観測者 に対して概ね垂直なことから均一なサンプルを得る ことに適した銀河であることも知られている。LMC のユニークな特徴として、近傍銀河の小マゼラン雲 (SMC)との重力相互作用が存在する。この重力相互 作用によって LMC は SMC 由来の H I ガスが流入し ており、このHIガスが流入によりLMC内でガス衝

突が発生し、それに伴い星団の形成が誘発している ことが提案されている (Fukui et al. 2017)。ATCA の観測データから LMC 内の H I ガスは 2 つ以上の 速度成分を持つことが理解されている (Tsuge et al. 2020)。1 つは LMC 由来の D-component ともう一つ がそれより低速度な SMC 由来の L-component であ る。LMC 南東部に位置する 30Dor, N159 は H I ガス の流入量が LMC 内で最も多く、大質量星やフィラメ ント状分子雲の形成が非常に頻繁に発生しているこ とで知られている。この観測結果から SMC から流入 してきた H I ガスである L-component 成分がガス衝 突を誘発し、高密度な分子雲のフィラメント構造とそ のフィラメントに沿って大質量星が形成されるという 星形成シナリオが提案されている (Fukui et al. 2019; Tokuda et al. 2019)₀ D-component ≿ L-component が衝突すると D-component が遅速され、新たな中間 速度成分が生まれる。これを I-component と呼ぶ。 I-component の存在は H I ガスの衝突が発生してい る証拠である。I-compornent の分布は O 型主系列 星やウォルフ・ライエ星をはじめとした大質量星や H II 領域の分布とよく一致している (Bonanos et al. 2009)。我々は I-compornent の存在が確認されてい る LMC 内で最も明るい H II 領域の一つである N44 領域の分子雲観測を行った。この研究は LMC 内に おいて 30Dor, N159 内の観測から期待される星形成 シナリオの普遍性及び多様性を観測的に探るものと して重要なものであると考える。





図 1: LMC 全面と N44 における H I ガス分布 (黄コントア:CO 分子雲, 青クロス:H II 領域)

2 Methods/Instruments and Observations

我々は H II 領域 N44 を ALMA ACA 7 m 電波干渉 計を用いて空間分解能~1.6 pc の広域サーベイを実 施した。主な観測輝線は広がった分子雲をトレース する ¹²CO (J = 2–1) 輝線と、その分子雲内のより 高密度な領域をトレースする ¹³CO (J = 2–1) 輝線 である。N44NW 領域において N159 に見られるよう な南北に伸びた分子雲のフィラメント構造を発見し た。我々は python や CASA(Common Astronomy Software Applications)を用いてその観測データの 解析を行った。Astrodenro や Filfinder アルゴリズム を用いて分子雲の物理的特性(形状・質量・密度)を 調べることにより、星形成が起こるフィラメント状 分子雲の特徴を理解する。

3 Results/Discussion

3.1 Moment map

ALMA ACA を用いた大マゼラン雲内の H II 領域 N44の分子雲観測により、NW 領域において5つ以 上の南北に整列した分子雲のフィラメント構造を確 認した。領域内には5つの原始星天体が存在してお り、その原始星にはどれも分子雲フィラメントが付随 している (Seale et al. 2009; Chen et al. 2009)。HI ガスの解析を領域内で行ってみると-45~-25km/sの 低速度 H I ガス (L-compornent) が存在し、その H I ガス衝突により誕生したとされる中間速度成分 (Icompornent)の存在も確認できた。速度場や速度分 散を調べてみると領域内で 15km/s 以上の速度差が 存在し、速度分散 3km/s に及ぶ分子雲が確認できた。 また原始星が誕生している付近の分子雲には¹³CO (J = 2-1)の放射が見つかり、そのどれもが¹³CO (J = 2-1)/¹²CO (J = 2-1) 比が 20 %以上の高密度な分子 雲であることがわかった。さらに原始星付近の分子 雲の速度分散は 1.5km/s 以上の高い乱流状態となっ ている。



図 2: N44 Moment map (A : ¹²CO (J = 2-1) ピー ク強度図,B : ¹³CO (J = 2-1) ピーク強度図),C : ¹²CO (J = 2-1) 速度場図,D : ¹²CO (J = 2-1) 速度 分散図

3.2 Astrodendro

N44NW 領域内の南北に伸びた分子雲の傾向を定 量的に調べるために Astrodendro アルゴリズムを用 いて分子雲を同定した。同定された分子雲のポジショ ンアングルの平均値は北を0度とすると+2.5度とな り南北に伸びた分子雲が多いことがわかった。その 中で原始星が付随している5つのフィラメントは50 度の範囲で南北に整列している様子が確認できた。



図 3: A : Astrodendro による分子雲同定結果 B : ポジションアングル ヒストグラム

3.3 Filfinder

また、そのほかの物理量を調べるためにフィラメ ント構造同定アルゴリズムである Filfinder を使用し た。これを用いて分子雲のフィラメント構造を同定 すると複数の分子雲のフィラメント構造が検出でき た。その中には N159 で見られるような原始星を南 端に持ちそこから北方向にフィラメントが伸びてい るような構造も確認でき、N44NW 領域は N159 の 分子雲構造から提案される星形成モデルが LMC の 他領域でも普遍的であるかどうかを調べるのに適し た領域である。原始星が誕生しているフィラメント の他にも原始星の存在が見られないフィラメント も 検出でき、それぞれのフィラメントにおいて様々な 物理量を導出した。ビリアル解析を実施すると原始 星が誕生しているフィラメントは重力的に束縛され ている分子雲であることがわかった。



図 4: Filfinder による分子雲フィラメント同定結果

表 1: 各フィラメント物理量					
	平均的な線幅 [km/s]	ビリアルパラメータ			
Filament with YSO					
Filament A	2.3	1.5			
Filament B	2.7	1.7			
Filament C	2.6	1.2			
Filament D	3.8	1.9			
Filament E	3.1	1.3			
Filament without YSO					
Filament a	2.6	3.1			
Filament b	2.5	2.2			
Filament c	2.9	2.0			
Filament d	3.7	3.9			
Filament e	2.7	2.9			

3.4 空間分布の自己相似性

N44NW 領域内の一部の原始星周辺では 0.1pc の 分解能で 0.87mm と HCO⁺(*J*=4-3) のデータが取得 されており、¹²CO,¹³CO の空間分布と比較すると、 スケールや密度が 1 桁以上異なるにもかかわらず非 常に酷似した構造が見受けられた。これは空間スケー ルの大きい現象が原始星形成に直結する局所的な高 密度ガスの構造形成に影響を与えていることの間接 的な証拠となる可能性がある。



図 5: 分子雲の自己相似的な構造

4 Conclusion

我々は ALMA による大マゼラン雲 N44 領域の分 子雲サーベイや Astrodendro アルゴリズムを用いた 領域内の分子雲同定により、南北に整列した分子雲の フィラメント構造を確認した。その中にはN159で見 られるようなフィラメントの南端に原始星を付随し ている構造が複数見られ、大マゼラン雲内で N159の 分子雲の構造から考察される星形成シナリオの普遍 性を調べることに適した環境である。また Filfinder アルゴリズムを用いることで、N44NW 内に原始星 の付随及び未付随のフィラメントが5本ずつ検出さ れた。それらのフィラメントをビリアル解析すると 原始星が付随するフィラメントが未付随のフィラメ ントに比べ重力的に束縛されているわかった。一部 の原始星周辺では 0.87mm と HCO+(J=4-3) の空 間分布と 12CO.13CO の空間分布は非常に酷似して おり、大局的なスケールの現象が星形成に繋がる高 密度ガスの形成に起因している可能性が考えられる。

Reference

Fukui et al, 2017, PASJ, 69, L5
Inoue et al, 2018, arXiv:1707.02035
Tsuge et al, 2020, arXiv:2010.08816
Fukui et al, 2019, arXiv:1811.00812
Tokuda et al, 2019, arXiv:1811.04400
Bonanos et al, 2009, AJ, 138, 1003
Seale et al, 2009, ApJ, 699, 150
Chen et al, 2009, arXiv:0901.1328

——index へ戻る

星間a02

低金属量銀河小マゼラン雲における大質量原始星に付 随するフィラメント状分子雲の有無

國年 悠里

低金属量銀河小マゼラン雲における大質量原始星に付随する フィラメント状分子雲の有無

國年 悠里 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

小マゼラン雲は最も近い星形成銀河の1つで、金属量が太陽系の約0.2倍程度であることから低金属量環境 下における星間物質の性質や星形成を探る上で重要な天体である。これまでの研究より、太陽系近傍をはじ めとする銀河系や大マゼラン雲の分子雲はフィラメント状の形態をとることが知られており、フィラメント に沿って星が形成される可能性があると考えられている。そのため、より金属量の低い小マゼラン雲で同様 な構造の有無を明らかにするなど、母体分子雲の性質を調べることが星形成活動の金属量依存性を調べる上 で一つの重要な課題であった。本講演では小マゼラン雲における17個の大質量原始星方向のALMAデータ を用いた¹²CO (3-2)輝線の解析結果を紹介する。空間分解能は0."34(~0.1 pc)であり、銀河系の研究で 示されているようなフィラメント状分子雲の有無を判別することが十分可能である。本観測天体の特徴とし て¹²CO (3-2)輝線は銀河系の典型的な環境とは異なり10⁴ cm⁻³程度の密度領域をトレースすること、原 始星に付随するアウトフローが4個程度確認されており原始星の進化段階が若いことが挙げられる。¹²CO (3-2)輝線はこれらの原始星のうち11個で分子雲コアに接続するように長さ1-10 pc、幅0.1 pc 程度のアス ペクト比の大きい構造を示すことが分かった。また、各フィラメントの物理量は銀河系の大質量星形成領域 で見られるものと同程度であった。しかし、6個の原始星周りではフィラメント状分子雲が確認できず、小 マゼラン雲では分子雲のフィラメント状の構造は必ずしも付随しないことが明らかになった。この要因とし て、原始星形成時にフィラメント状分子雲が形成されていたとしても後に散逸する可能性などを議論する。

1 Introduction

太陽系近傍をはじめとする銀河系や大マゼラン雲 の分子雲はフィラメント状の形態をとることが知ら れており、フィラメントに沿って星が形成される可能 性があると考えられている (Tokuda et al. 2019)。近 年 Herschel 宇宙望遠鏡の観測によって太陽系近傍の 分子雲を網羅的に観測したことにより、フィラメン ト状の分子雲の半値幅は概ね 0.1 pc で揃っているこ となどが示されるなど (Arzoumanian et al. 2011)、 フィラメント状分子雲の具体的な性質が明らかにな りつつある。

しかし、金属量が少ない環境下では必ずしも分子 雲の性質の観測的理解は進んでいない。金属量は星 間物質の加熱冷却を担い、分子雲が重力不安定とな る条件を変えうるため、星形成過程に影響を与える 重要なパラメータの1つである。一般的に、低金属 量環境では加熱と冷却のメカニズムが銀河系と異な り (Omukai et al. 2005)、分子雲とその内部構造を形 成および維持するプロセスが同じであるとは限らな い。このような環境では、太陽近傍の星形成領域で一 般的に報告されているフィラメント状分子雲 (André et al. 2014) が同じように形成され維持されるかどう かは明らかではない (Chon et al. 2021)。そのため、 金属量が 0.2 Z_☉ 程度の小マゼラン雲で分子雲のフィ ラメント構造の有無を明らかにするなど、母体分子 雲の性質を調べることが星形成活動の金属量依存性 を調べる上で一つの重要な課題である。

2 Observations

本研究の観測対象天体である小マゼラン雲は金属 量が $0.2 Z_{\odot}$ 程度であることに加えて、太陽系から約 62 kpc の距離に位置し、太陽系から最も近い星形成 銀河の 1 つであることから、望遠鏡による高感度かつ 高分解能な観測が可能な天体である。本研究の観測領 域は小マゼラン雲内の 17 個の原始星周辺であり、各 原始星の位置を図 1 に示す。17 個の原始星の明るさ は $10^4 \sim 10^5 L_{\odot}$ 程度である。本観測天体の特徴につい て、Tokuda et al.(2022) 及び Shimonishi et al.(2023)



図 1: 小マゼラン雲の全体図。赤色が Hα 線(Curtis Schmidt 望遠鏡)、青色が 350 μm 連続波 (Herschel 宇宙望遠鏡) の分布である。 Oliveira et al. (2013) で同定された YSO の位置を灰色のクロスで、そのうち本研究の観測天体 17 個の位置を黄色のクロスで示している。各番号は YSO の番号である。

にて報告された内容を含む合計 4 天体 (YSO03, 18, 33, 34) でアウトフローと思われる ¹²CO の高速度成 分が確認されている。これより、本観測天体に非常に 若い進化段階の原始星が含まれていると考えられる。

解析には ALMA Band7(275-373GHz) で観測さ れたデータ (P.I. S. Zahorecz #2019.1.00534.S, #2021.1.00518.S, P.I. K. Tanaka #2019.1.01770.S) を使用した。観測は ALMA 12 m array で行われ、本 研究では¹²CO(3-2)輝線を解析に用いた。角度分 解能は 0."34(~0.1 pc) であり、銀河系の研究で示さ れているようなフィラメント状分子雲の有無を判別 することが十分可能である。ここで、小マゼラン雲に おける¹²CO(3-2)輝線の特徴として、トレースす る分子雲の密度は 10⁴ cm⁻³ 程度であることが挙げら れ (Muraoka et al. 2017; Tokuda et al. 2021)、これ は銀河系の典型的な環境と異なり小マゼラン雲では ¹²CO(3-2) 輝線は高密度領域のみをトレースする ことを示す。解析には、CASA(Common Astronomy Software Application) に実装されている "tclean" を 用いて処理を行った。

3 Results

3.1 原始星周りの分子雲の分布

17 天体の ¹²CO (3–2) 輝線のピーク強度図を図 2 に示す。図 2 より、YSO03 や YSO18 のように分子 雲のフィラメント構造が顕著に確認できる天体があ る一方、YSO13 のように分子雲が非常にコンパクト な分布をしている天体や YSO02 のように広がった 分布を示す天体もある。そこで、小マゼラン雲の分 子雲のフィラメント構造を定量的に決定するために、 FilFinder(Koch & Rosolowsky 2015)というアルゴ リズムを用いてフィラメント構造を同定した後、フィ ラメント構造の短軸方向のプロファイル(縦軸:強 度、横軸:半径 (pc))を作成して最小二乗法でフィッ ティングした式の冪指数 (= p の値)が –1 より急 峻なものをフィラメントとして分類した。分類結果 を表 1 に示す。

3.2 フィラメント状分子雲の物理量

同定された各フィラメント状分子雲の物理量を算出 した。算出した結果を表1に示す。質量の算出には積



図 2: ¹²CO(3-2)輝線のピーク強度図。黒色のクロスは YSO の位置を示す。

分強度を用いて導出した。その際、本研究では¹²CO $(K \text{ km s}^{-1})^{-1}$ (Dame et al. 2001)の約4倍である。こ たりの質量であり、ビリアル線質量は $M_{\text{vir}} = 465\sigma^2$

こでの線幅とは、スペクトルの半値幅 (FWHM)を指 (3-2) /¹²CO(1-0)= 1、 X_{co} = 7.5 × 10²⁰ cm⁻² し、本研究では観測により得られたスペクトル線を (K km s⁻¹)⁻¹ (Muraoka et al. 2017)を用いており、 gauss 関数でフィッティングし、その半値幅 (FWHM) これは銀河系の典型的な値 $X_{\rm co} = 1.8 \times 10^{20} \, {\rm cm}^{-2}$ を導出した。線質量はフィラメントの単位長さあ

YSO	p	フィラメント構造	長さ	幅	線幅	線質量	ビリアル線質量
		の有無	(pc)	(pc)	$(\rm km/s)$	$(10^3 M_{\odot}{\rm pc}^{-1})$	$(10^3 M_{\odot}{\rm pc}^{-1})$
01	-1.2	\checkmark	5.4	0.27	1.6	1.6	0.2
02	-0.4						
03	-1.9	\checkmark	2.6	0.19	3.7	1.6	1.2
10	-1.1	\checkmark	4.0	0.17	2.5	1.0	0.5
13							
15	-1.1	\checkmark	6.1	0.20	2.2	1.3	0.4
16	-1.3	\checkmark	1.9	0.17	1.8	1.5	0.3
17	-0.7						
18	-1.2	\checkmark	5.2	0.25	2.7	1.0	0.6
21	-0.7						
23	-1.0	\checkmark	3.8	0.20	2.0	1.8	0.3
25	-1.0	\checkmark	3.4	0.16	2.0	1.1	0.3
26	-1.3	\checkmark	7.6	0.16	2.2	1.1	0.4
28	-1.9	\checkmark	8.6	0.28	2.5	2.2	0.5
29	-0.5						
33	-2.2	\checkmark	2.6	0.22	2.3	1.6	0.4
34	-0.7						

表 1: フィラメント状分子雲の物理量

M_☉ pc⁻¹(Fiege & Pudritz 2000)を用いて算出した。 11 天体がフィラメント構造、6 天体が非フィラメン 算出した物理量より、小マゼラン雲におけるフィラ メント状分子雲の物理量は、銀河系の大質量形成領が見られなかった天体に関して、小マゼラン雲では 域におけるフィラメント状分子雲の線質量と同程度 であることが分かった。

Discussion 4

17個の原始星のうち、フィラメント構造が見られ た原始星にはアウトフローが付随しているものが多 く (YSO03,18,33)、進化段階が若い天体が多く含ま れる。一方、フィラメント構造が見られなかった原 始星は前者と比較してアウトフローが付随している ものが少ない (YSO34 のみ) ため、少し進化が進ん でいると考えられる。そのため、フィラメント構造 が見られなかった天体では構造自体が散逸、または 進化に伴い原始星周辺の分子雲の温度が低下しフィ ラメント構造が目立たなくなった、もしくはその両 方が生じる可能性が考えられる。

Conclusion 5

小マゼラン雲内の 17 個の原始星について、¹²CO (3-2) 輝線でトレースされる原始星周辺の分子ガス を FilFinder と radial profile を用いて分類した結果、

ト構造を持つことが確認された。フィラメント構造 フィラメント構造が形成された後に時間の経過と共 に散逸する可能性や温度低下によってフィラメント 構造が目立たなくなる可能性などが考えられる。今 後は他の可能性も考慮しつつ、理論的な観点の理解 も深めていきたい。

Reference

Tokuda et al., 2019, ApJ, 886, 15 Arzoumanian et al., 2011, A&A, 529, L6 Omukai et al., 2005, ApJ, 626, 627 André et al., 2014, arXiv:1312.6232 Chon et al., 2021, MNRAS, 508, 4175 Tokuda et al., 2022, ApJ, 936, L6 Shimonishi et al., 2023, ApJL, 946, L41 Oliveira et al., 2013, MNRAS, 428, 3001 Muraoka et al., 2017, ApJ, 844, 98 Tokuda et al., 2021, ApJ, 922, 171 Koch & Rosolowsky, 2015, MNRAS, 452, 3435 Dame et al., 2001, ApJ, 547, 792 Fiege & Pudritz, 2000, MNRAS, 311, 85

-----index へ戻る

星間a03

ALMA 望遠鏡を用いた大マゼラン雲における大質量星 原始星に付随する分子ガスの観測的研究

安達 大揮

ALMA 望遠鏡を用いた大マゼラン雲における大質量星原始星に付随する 分子ガスの観測的研究

安達 大揮 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

大質量星は周囲に放射する強力な紫外線や星風により星間物質に大きな影響を与え、一生の終わりに超新星 爆発を起こし、重元素を宇宙空間に供給することから銀河進化に多大な影響を及ぼす。したがって、その形 成過程を明らかにすることは天文学・宇宙物理分野の重要課題である。天の川銀河における大質量星形成領 域のその大半は銀河面上に位置しており、星形成直前/直後のガスの物理状態や星形成フィードバックの詳細 を明らかにするためには必ずしも理想的なターゲットではない。そこで我々は星形成銀河として最も近く視 線方向上の重なりなどの困難を最小限に抑えられる大マゼラン雲を観測対象とし、星形成領域の分子ガスの 観測的研究を推進している。Spitzer 望遠鏡の観測により同定された原始星のうち最も光度の高い部類に属 する 40 天体の ALMA 望遠鏡により得られたデータの解析を行なった。空間分解能は 0.5 pc 程度であり、観 測輝線/波長は ¹³CO(J=1-0)、CS(J=2-1)、3 mm 帯連続波である。ほぼ全ての天体から ¹³CO(J=1-0) で アスペクト比が高い細長い構造が見受けられた。FilFinder アルゴリズム (Koch & Rosolowsky 2015) によ る解析に基づいて、同定されたフィラメント状分子雲の物理量を求めると、数 100–1000 M_{\odot} pc⁻¹ と線質量 が大きいことがわかった。また 40 天体中 35 天体で原始星の方向から CS(J=2-1) 輝線が検出され、今後も 原始星が活発に形成されると考えられる密度 10⁵ cm⁻³ 程度の高密度ガスが豊富に存在している。この傾向 は 3 mm 帯連続波および H α でトレースされる電離領域が顕著に発達している天体に関しても共通しており、 自身や周囲の星のフィードバックが必ずしも即座に質量供給を妨げないことを示唆している。

1 Introduction

近年の研究から大質量星はフィラメント状分子雲 の高密度領域から原始星として形成されることが示 唆されている (Tokuda et al. 2019)。その際、原始 星形成に伴って放射される紫外線は、今後の星形成 に使われると考えられる周囲の星間ガスを電離する。 よって原始星周囲の分子ガスと電離領域を調べるこ とは大質量星の形成過程の理解につながると考えら れる。大マゼラン雲は我々の住む天の川銀河の近傍 銀河であり、活発な星形成が行われている。また太 陽系との距離は約50kpcと他の系外銀河と比べると 比較的近く、詳細な観測が可能である。その銀河面 はおおよそ我々の方向を向いており、銀河内の天体 の重なりによる影響をあまり受けることなく銀河全 面に渡って均一な観測が可能である。本研究では大 マゼラン雲内の大質量原始星 40 天体に付随する分子 雲を ALMA 望遠鏡によって観測し、その物理的特性 を調べることで大質量星の形成過程を探ることを目 的とした。

2 Observations

Spitzer 望遠鏡による SAGE(Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution) プロジェクトの一環と して、大マゼラン雲内の大質量原始星候補天体が カタログ化され (Meixner et al. 2006)、 Seale et al.2009 ではそのうち 277 天体が大質量原始星と同 定された。本研究の観測ターゲットは、大マゼラ ン雲内の 8µm 赤外線放射が 6.75 等級よりも明る い大質量原始星 40 天体である (YSO01-YSO45)。 |解析には ALMA Band3(84–116GHz) で観測された データ (P.I. T.Onishi #2017.1.00093.S) を使用した。 ALMA 12m array と 7m array で観測されたデータ のうち、¹³CO(J=1-0), CS(J=2-1)、3mm 帯連続波 データを解析に用いた。角度分解能は 12m array で 2"(~0.5 pc)、7m array で 14"(~3 pc) である。各分子 輝線がトレースする分子雲の密度は、¹³CO(J=1-0) で 10^3 cm⁻³, CS(J=2-1) で 10^5 cm⁻³ 程度である。各 観測ターゲットの分布は図1の通りである。データ 較正処理には CASA(Common Astronomy Software



図 1: Herschel 望遠鏡で観測された 350 µm 連続波の大マゼラン雲 (Meixner et al. 2013)。黒のクロスで原 始星をプロットしている。紫色のコントアは NANTEN 望遠鏡により観測された CO データであり、コン トアレベルは 1、3、5 K km s⁻¹ である (Fukui et al. 2008)。

Application) を用いた。

3 Results & Discussion

3.1 ¹³CO(J=1-0) データ

図2に解析を行った原始星40天体のうち、YSO03、 05、12、17、25、41の6天体の¹³CO(J=1-0)輝線 の積分強度図を示す。なお描画には3σ以上の値のみ を用いている。白色のクロスはそれぞれの原始星の 位置を表している。原始星の周囲に分布する分子雲 構造の多くは細長いフィラメント状であるが、一部に は中心集中したものや、フィラメントに枝分かれがあ るものも確認された。フィラメント構造と分子雲の物 理量を調べるために、¹³CO(J=1-0)の積分強度図に 対して FilFinder アルゴリズム (Koch & Rosolowsky 2015)を用いてフィラメント構造を同定した。同定 されたフィラメント構造は図2のオレンジで示して いる。

3.2 フィラメント物理量

同定されたフィラメント構造の線質量、ビリアル 線質量を求めた。線質量はフィラメントの単位長さ あたりの質量であり、質量は柱密度から算出した。こ の時、柱密度比 $N(H_2)/N(^{13}CO) = 3.2 \times 10^6$ は、 $N(CO)/N(H_2) = 1.6 \times 10^{-5}, N(CO)/N(^{13}CO) =$ 50 (Mizuno et al. 2010) より導出した。ビリアル線 質量の算出には $M_{\text{Virial Line}} = 465\sigma^2 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ (Fiege & Pudritz 2000) を用いた。ここで σ は観測によっ て得られたスペクトルを gauss 関数でフィッティング し、その半値幅から求めた。図 3 に各原始星に付随 するフィラメントの線質量とビリアル線質量の散布 図を示す。フィラメント状分子雲の線質量は数 100– 1000 M_{\odot} pc⁻¹ と大きいことが分かった。またビリア ル線質量は線質量に比べて全体的に小さいことが分 かった。

3.3 CS(J=2-1)、3 mm 帯連続波データ

図 4 は原始星 6 天体の CS(J=2-1) の積分強度図で ある。描画には 3σ 以上の値のみを用いている。白色



図 2: ¹³CO(J=1-0)の積分強度図。各図の白いクロスは原始星の位置である。FilFinder により同定された、 原始星に最も近いフィラメント構造をオレンジで描画している。



図 3: 各原始星に付随するフィラメント状分子雲の線 質量とビリアル線質量。 $M_{\text{Virial Line}}/M_{\text{Line}}=1$ を黒線 で示している。

クロスはそれぞれの原始星の位置を表しており、紫 色のコントアは 3 mm 帯連続波である。図 4 より、 多くの原始星の周囲に密度 10⁵ cm⁻³ 程度の分子雲 が分布していることが分かる。またスペクトルの確 認により、40 天体中 35 天体で原始星の方向からの CS(J=2-1) 輝線が確認された。この結果から本研究 で解析した原始星付近の環境には、今後も星形成に 用いられる高密度なガスが豊富に分布していると考 えられる。

図4の紫色のコントアで示された3mm 帯連続波 は主に free-free 放射による電離領域をトレースして おり、一部はダスト放射をトレースしていると考え られる。この電離領域はガス周囲の原始星からの紫 外線等によるフィードバックが原因で生じる。

また、CS(J=2-1) で見られる高密度ガス領域と 3 mm 帯連続波で見られる電離領域が同時に存在し ている天体が複数見られた。原始星の直接的な質量 源となる高密度分子雲は原始星が形成されると、放 射される紫外線などにより電離され散逸すると考え られる。しかし高密度分子雲と電離領域の分布の重 なりが見られたことから、原始星からのフィードバッ クが必ずしも即座に質量供給を妨げないことが考え られる。



図 4: CS(J=2–1) の積分強度図。各図の白いクロスは原始星の位置である。紫色のコントアは 3 mm 帯連続 波である。コントアレベルは 1、3、5 mJy beam⁻¹ である

4 Conclusion

ALMA 望遠鏡による大マゼラン雲内の大質量原始 星 40 天体に付随する分子雲の観測データの解析を 行った。¹³CO(J=1-0) 輝線では多くの原始星に付随 するフィラメント状分子雲が確認された。CS(J=2-1) 輝線では原始星に付随する高密度な分子雲が見られ、 40 天体中 35 天体で原始星の方向からの CS(J=2-1) 輝線が確認された。また高密度分子ガス領域と電離 領域の分布の重なりから、星からのフィードバック がすぐには周囲の環境に反映されない可能性が示唆 された。今後は水素再結合線 H40α データの解析に より、3 mm 帯連続波で見られる電離領域と比較する ことで星形成に伴う電離現象についての解析を進め たい。 Seale et al. 2009, ApJ, 699, 150
Fukui et al. 2008, ApJS, 178, 56
Mizuno et al. 2010, PASJ, 62, 51
Fiege & Pudritz, 2000, MNRAS, 311, 85

Reference

Tokuda et al. 2019, ApJ, 886, 15 Koch & Rosolowsky, 2015, MNRAS, 452, 3435 Meixner et al. 2006, AJ, 132, 2268 Meixner et al. 2013, AJ, 146, 62

-----index へ戻る

星間a04

3次元流体シミュレーションを用いた超新星残骸の高 分解能X線スペクトル生成

藤丸 祐生

3次元流体シミュレーションを用いた超新星残骸の高分解能 X 線スペクト ル生成

藤丸 祐生 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) とは、爆発放出物 (ejecta) が星間物質との間に衝撃波を形成し、 ガスが加熱されることで光る天体である。SNR は 3 次元的構造を持つ天体であり、その構造の非対称性の由 来を探ることは、観測されている細部にわたる構造を再現・理解するうえで重要である。非対称性の由来に ついては、爆発時に備わっていた ejecta 由来なのか、それとも外部の環境によるものなのかがよく分かって いなかった。しかし、近年、3 次元流体シミュレーションに基づき、ejecta 自体の 3 次元モデル由来の非対 称性が見えることが分かってきた。Ferrand et al. (2019) では、代表的な Ia 型 SNR の Tycho に見られる 3 次元的構造を ejecta 由来で再現している。また、Ferrand et al. (2021) では、4 つの異なる Ia 型 SNR の爆 発モデルの違いが ejecta の構造にも残されることを示した。

昨年には XRISM 衛星が打ち上げられ、今後は高分解能な X 線スペクトル観測が可能となる。そのため、様々 な爆発モデルで X 線スペクトルを計算することで、観測された詳細なスペクトルに基づき、爆発モデルを制 限することが可能となると考えられる。そして、SNR の ejecta や親星の性質に迫ることができる。 そこで、我々は一様な環境下において先述した 4 つの爆発モデルで 3 次元流体シミュレーションに基づき期 待される X 線スペクトルを生成した。

1 Introduction

超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR) とは、超 新星爆発が起きた後に残る星雲上の天体である。SNR では、超音速で放出された爆発放出物 (ejecta) が、 星周物質 (circumsteller medium; CSM) や星間物質 (intersteller medium; ISM) と相互作用することで、 衝撃波を形成する。この衝撃波は foward shock (FS) と呼ばれる。SNR で形成される衝撃波には、reverse shock (RS) も存在する。FS によって形成されたシェ ルに ejecta がぶつかることで RS は作られ、FS から 見て内側に進む。FS は CSM/ISM を加熱し、RS は 膨張によって冷やされた ejecta を再加熱する。この ような衝撃波加熱が、ISM/CSM および ejecta から の X 線放射を引き起こす。

近年、X 線望遠鏡の波長分解能が著しく向上してい る。その代表例が、2023 年 9 月に打ち上げられた X 線分光撮像衛星(X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission; XRISM)である。XRISM の登場によって、 X 線観測のエネルギー分解能は 1eV のオーダーまで 向上した。これにより、今まで確認できなかった元 素の輝線や 3 次元的構造の効果の調査が可能となる。 理論的な側面では、これまでは 1D モデルや one zone モデルによって計算されてきた。これらの方法 では、3 次元的効果が見られない、平均化されたも のしか見えないという問題点が残されたままだった。 しかし、XRISM が登場した今、3 次元的効果を無視 できない。そのため、それに備えた 3 次元流体シミュ レーションを行うことが重要である。

Ferrand et al. (2019) では、初期条件を 1D と 3D で設定し、3 次元流体シミュレーションを行うことで Tycho の構造の再現を行っている。これらの構造の 進化を解析することで、3D の初期条件を用いた方が より大規模で不規則な構造が得られ、より Tycho の 観測と一致することが示された。また、Ferrand et al. (2021) では、4 つの爆発モデルを初期条件として 3 次元流体シミュレーションを行うことで、異なる爆 発モデルでは異なる流体進化をすることが示された。

本研究では、4つの爆発モデルを用いて SNR を進 化させ、スペクトル生成を行う。これにより、爆発 モデルの違いによってどれだけ X 線スペクトルに差 が生まれるかどうかを調べる。

2 Methods

我々は、3次元流体シミュレーションを用いて SNR を進化させ、その結果をもとにスペクトル計算を行っ た。3次元流体シミュレーションでは、多次元流体コー ド VH-1 (e.g. (Blondin & Ellison 2001))を用いた。 SNR の進化とともに大きさが変わる simulation box の中で計算しており、格子数は 256³ である。そこに 10 万個の追跡粒子を入れ、物理量の計算を行ってい る。

初期状態は、超新星爆発 (Supernova; SN) から3 年後を用いて、これを500 年まで進化させた。爆発 モデルのデータは表1 に見る通り、4 モデルを用意 し、モデル名は、N100ddt, N5ddt, N100def, N5def である。これらは、N100/N5 と ddt/def の組み合 わせによる。N100/N5 は爆発が始まる点の数を表し ている。ddt は delayed-detonation transition モデ ルを表しており、 爆燃モデル(亜音速燃焼波)から 爆轟モデル(超音速燃焼波)へと遷移する。def は deflagration モデル、つまり爆燃モデルである。2つ の ddt モデルは Seitenzahl et al. (2013b)、2つの def モデルは Fink et al. (2014) による。

表 1:4 つの爆発モデルのデータ

	$E_{\rm kin}$ (erg)	$M_{\rm ej}~(M_\odot)$	$v_{\rm max}~({\rm km~s^{-1}})$	Composition
$\rm N100ddt$	1.43×10^{51}	1.40	28,700	60% IGE, $30%$ IME
N5ddt	1.55×10^{51}	1.40	27,900	80% IGE, $15%$ IME
N100def	6.15×10^{50}	1.35	14,100	40% IGE, $10%$ IME
N5def	1.35×10^{50}	0.37	13,800	60% IGE, $10%$ IME

注釈:左から、爆発の(漸近)運動エネルギー E_{kin}、 放出質量 M_{ej}、最大放出物速度 v_{max}(点火後 100 秒)、 爆発放出物組成。Ferrand et al. (2021) より引用。

次に、追跡粒子で計算された物理量を用いてスペ クトルを計算する。スペクトル計算では、ZuHone et al. (2023)のX線観測シミュレーションツール SOXS (Simulated Observations of X-ray Sources)を用い た。その結果を用いてスペクトルの生成を行った。 スペクトル計算では、0.3 keV から 10.0 keV の範囲 を 9000 bin に分けて計算を行った。

3 Results

3.1 X線スペクトル

図1は、4つの爆発モデル (N100ddt, N100def, N5ddt, N5def)で、500年における ejecta のスペク トルを示したものである。4つの爆発モデルから得 られたスペクトルが異なる形を持っていることが分 かる。また、図2は図1の5 keV から8 keV の範囲 を取り出したスペクトルである。ここで 6.5 keV 付 近に見える明るい輝線は Fe-K 線にあたるが、この輝 線におけるピークエネルギーのずれがみられる。特 に、N100ddt モデルのピークエネルギーが他のモデ ルに比べて低いことが分かる。



図 1:4 つのモデルの ejecta スペクトル (500 年)



図 2: 5-8 keV での 4 つのモデルの ejecta スペクトル (500 年)

クトルを示したものである。Fe-K 線に注目すると、 500年よりも100年の方が、つまり若い年齢の方が れる。 ドップラー効果によるスペクトルの広がりがはっき りと確認できる。



図 3: 100 年と 500 年における Fe-K 線付近のスペク トル (N5ddt モデル)。黄の実線はドップラー効果を 考慮したスペクトル、青の実線はドップラー効果を 除いたスペクトル。

電離状態 3.2

図4は、爆発後約500年における4つの爆発モデ ルの Fe の電離状態を、横軸を電離度、縦軸をその電 離度の割合として示したものである。青の線で示さ れた N100ddt では、他の爆発モデルに比べて電離度 が16、17の割合が高く、電離度が20以上の割合は 低くなっている。その一方で、電離度が20以上の割 合が高くなっているモデルは、N100defであった。ま た、図5は、4つの爆発モデルでの電離時間を計算 したものである。電離時間とは、∫n_edt で計算され る。つまり、電子数を時間積分したものであり、こ の値が大きいほど高電離されているということが分

図3は、N5ddt モデルの100年と500年でのスペ かる。ここでも、N100ddt が低電離に留まっている ことと、N100def が高電離状態であることが読み取



図 4: Fe イオンの各電離状態が占める割合(500 年)



図 5: 電離時間 $\int n_e dt$ の SNR 年齢依存性

4 Discussion

本研究では、異なる爆発モデルを初期条件として 設定し、3次元流体シミュレーションを行うことで、 異なる X 線スペクトルが得られることが分かった。

6.5 keV 付近に注目すると、、Fe-K 線のピークエネ ルギーがずれていることも確認できた。ピークエネ ルギーは電離度によって変化し、高電離度であるほ どピークエネルギーは高くなる。つまり、N100ddt モデルは電離度が低いと予想される。そこで、図5 や図4を計算することで、電離度に差があるかどう

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

低いことが明らかとなり、Fe-K 輝線のピークが左に ずれていることが説明できた。

図3では、100年の方がドップラー効果の影響が 大きく見えている。ドップラー幅が広がっているの は、手前と奥の成分の視線速度がより大きいことを 示しており、これは 若い年齢で ejecta 速度が速いこ とを反映していると考えられる。また、100年の方が 500年に比べて、ピークの位置が右に、かつスペクト ルの形に非対称性が強い結果を得ている。ここでは、 同一モデル間での比較であり電離度の変化はあまり ない(図5緑線)ことから、電離度が原因ではない と考えられる。Fe の電離度が各領域で等しいと仮定 し、ドップラー効果によってピークがずれていると すると、手前の成分が多い、あるいは、手前の成分 の速度が速いと考えられる。したがって、ejecta の非 対称な構造による差と考えられる。実際に、Ferrand et al. (2019) や Ferrand et al. (2021) の流体計算で は、初期の方が非対称性が見られており、その結果 と一貫している。

Conclusion 5

本研究では、3次元流体シミュレーションを用いて SNR を 500 年まで進化させ、X 線スペクトルを生成 した。初期条件として4つの爆発モデルを使用する ことで、異なる X 線スペクトルが得られた。その差 を調べることで、各爆発モデルの電離度や3次元的 構造の特徴が分かった。これらの結果から、将来の 高分解能な観測データと理論計算を組み合わせるこ とで、SNR の親星の爆発の性質を制限することがで きると言える。

今後は、爆発モデルや星周環境のモデルを増やすこ とで、より多くのスペクトルを生成し、多くの SNR の観測データから定性的に爆発モデルを制限できる ようにしていきたい。また、今回は ejecta 全体での スペクトルを計算したが、その中で、領域ごとに異 なるスペクトルが期待される。2次元に投影された 観測データにおいては、中心領域ではドップラー効 果が大きく、端の領域ではドップラー効果が小さく 見えるということが考えられる。領域を制限したス ペクトルを生成することで、SNR の構造的な特徴を 捉えやすくなり、爆発モデルの制限にも役に立つは

かを調べた。すると、N100ddt モデルでは電離度が ずである。これらの観点を持ちながら、SOXS によ る観測シミュレーションを行うことで、XRISM をは じめとする様々な次世代望遠鏡によって観測される スペクトルを予言し、観測データに応用できる環境 を整えていきたい。

Reference

Blondin, J. M., & Ellison, D. C. 2001, ApJ, 560, 244

- Ferrand, G., Warren, D. C., Ono, M., et al. 2019, ApJ, 877, 136
- Ferrand, G., Warren, D. C., Ono, M., et al. 2021, ApJ, 906, 93
- Fink, M., Kromer, M., Seitenzahl, I. R., et al. 2014, MNRAS, 438, 1762
- Seitenzahl, I. R., Ciaraldi-Schoolmann, F., Röpke, F. K., et al. 2013b, MNRAS, 429, 1156
- ZuHone, J. A., Vikhlinin, A., Tremblay, G. R., et al. 2023, Astrophysics Source Code Library, record ascl:2301.024

——index へ戻る

星間a05

Ia型超新星残骸の鉄族元素量測定へ向けたプラズマ実験装置EBITと放射光による多価イオンX線精密分光

平田 玲央

Ia 型超新星残骸の鉄族元素量測定へ向けた プラズマ実験装置 EBIT と放射光による多価イオン X 線精密分光

平田 玲央 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

Ia 型超新星の親星を明らかにするためには、超新星残骸の X 線観測による鉄族元素の組成比測定が重要で ある。特に、光子数の多い L 殻遷移輝線を組成比測定に用いれば、様々な超新星残骸で鉄族元素量の精密測 定が行える。これを行うには、L 殻遷移の遷移エネルギー (波長) や遷移確率などの精確な実験値が必要であ る。 我々はこれらのデータを測定可能な実験装置、電子ビームイオントラップ(EBIT)を開発した。本研 究では、EBIT で生成したイオンに放射光施設 SPring-8 の放射光を入射し、共鳴励起を再現する実験を行っ た。 この実験でヘリウム状酸素イオンの K 殻輝線とネオン状鉄イオンの L 殻輝線の精密スペクトルの取得 に成功し、遷移エネルギーや遷移確率の測定手法を確立した。今後は今回得られたスペクトルを詳細に解析 することでこれらの輝線の遷移確率を制限するとともに、ここで確立された手法を用いて様々な遷移や異な る元素について同様に測定を行っていく。

1 Introduction

Ia 型超新星は宇宙の標準光源として利用される重 要天体だが、その親星の起源は未解明である (e.g., [1],[2])。これを明らかにするには、Ia 型超新星残骸 に含まれる鉄族元素 (クロム, マンガン, 鉄, ニッケ ル)の質量比を X 線観測によって精密測定すること が重要である (e.g., [3])。2 keV 以下に検出される鉄 族 L 殻輝線は、高い分光性能を有する回折格子やマ イクロカロリメータ検出器で分離可能になり、従来 鉄族元素量測定に使われてきた6keV付近のK殻輝 線よりも光子数が多いことから、様々な超新星残骸 で鉄族元素量の精密測定を行うのに適している。し かし、L 殻遷移は多電子系ゆえに複雑で、観測量 (輝 線の波長や強度)から元素量を算出する際に参照す る遷移エネルギー(波長)や遷移確率といった「原子 データ」の精度が低く、L 殻輝線による元素量決定 の信頼性が著しく損なわれている。

そこで我々はこれらのデータを網羅的に測定可能 な電子ビームイオントラップ(EBIT)を開発した。 網羅的測定の第一歩として、本実験では大型放射光 施設 SPring-8 に EBIT を持ち込み、ヘリウム状酸素 の K 殻輝線とネオン状鉄の L 殻輝線を対象に精密ス ペクトルを取得した。今回はその測定結果について 紹介する。

2 Electron Beam Ion Trap

EBIT とは、強磁場中で細く絞られた電子ビーム を、真空中 (~1×10⁻⁷ Pa) に注入した試料に照射 し、任意の重元素イオンを生成、電子遷移に伴う特 性 X 線を検出する装置である (図 1)。単色性の高い $(\Delta E < 0.5 \text{ eV})$ 電子ビームによって任意の価数に制 御した多価イオンを生成でき、天体のプラズマ中と同 様のX線放射過程を再現できる。また、我々のEBIT は、ヘリウム状酸素イオン(束縛電子が2個)を生 成するのに必要なエネルギー(つまり1つ電子の多 いリチウム状酸素イオンを電離するイオン化エネル ギー: 138.1197 eV[4])、あるいはネオン状鉄イオン (束縛電子が10個)を生成するのに必要なエネルギー (つまり1つ電子の多いナトリウム状鉄イオンを電離 するイオン化エネルギー: 489.256 eV[4]) に十分な 電子ビームのエネルギー範囲をカバー (0.2 – 5 keV) している。

さらに我々は、様々なイオンの軌道電子の励起や内 設電離による放射過程のデータを精確に測定するた めに、電子ビームによるイオンの価数の制御と、外 部光源によるイオンの励起(または電離)を独立に行 える EBIT を開発した[5]。光の入射経路を避けた位 置のカソードから電子ビームを曲げて入射させる構 造の電子銃を装備し、装置自体が小型であるため、放 射光施設での実験が可能である。(図 2 下段)。



図 1: EBIT の外観 (上) と仕組みの概略図: 磁石の磁 場で絞られた電子ビームによって生成されたイオン を電子ビームと電極のポテンシャルでトラップし、発 生する特性 X 線を検出する (下)



図 2: EBIT と放射光を組み合わせた実験において 入射光子エネルギースキャンで得られるスペクトル の概念図 (左上)/共鳴励起の遷移過程の概念図 (右 上)/EBIT で生成したイオンに単色化した放射光を 入射して起こした共鳴励起による X 線検出の概念図 および放射光施設 SPring-8 の写真 (下段)

3 Measurement

3.1 測定原理

本実験では、EBIT で生成したイオンに単色化し た放射光を入射し、「共鳴励起」による X 線の測定 を行う。共鳴励起とは、入射光子とイオンの遷移エ ネルギーが等しい時に起きる共鳴現象で、イオンは 光子を吸収して一時的に軌道電子が励起された状態 になるが、これが脱励起することで入射光と同じ波 長の光子を再放射する (図 2 右上)。

本実験では、入射光子のエネルギーを変化させ、入 射光のエネルギーに対する検出器のカウントレート の依存性を調べる。入射光子のエネルギーがイオン の共鳴エネルギーと離れている場合、イオンと放射 光の相互作用はほとんど起こらない。したがって半導 体検出器では放射光の入射がない場合と同等のカウ ントレートのX線が検出される(バックグラウンド)。 一方で、入射光子のエネルギーが共鳴エネルギーと 等しい場合、共鳴励起によってイオンの励起が起き る。その後の脱励起によるX線が入射することで、 検出器で観測されるX線のカウントレートは増加す る。一連のスキャンで検出したX線イベントを、放 射光のエネルギーに関するスペクトルにすることで、 放射光の高いエネルギー分解能による精密分光がで きる(e.g., [6])(図2左上)。

エネルギーと時間の不確定性原理により、軌道電 子の遷移エネルギーとその励起準位の寿命は一意に 定まらない。電子遷移による輝線は、遷移エネルギー を中心としたローレンツ分布となる。

$$I(\omega) = \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2} \tag{1}$$

ここで ω は振動数、 ω_0 は共鳴振動数を表す。また、 γ はローレンツ分布の半値全幅 (FWHM)を表し、こ れを自然幅と呼ぶ。励起準位の半減期を $\tau_{1/2}$ とする と、不確定性原理より自然幅 γ は次のような関係で 表される。

$$\Delta E = \frac{\gamma}{2} = \frac{\hbar}{2\tau_{1/2}} \tag{2}$$

脱励起の遷移確率は励起準位の半減期の逆数に比例 することから、式2より輝線の自然幅は遷移確率に 対応する。本実験で検出されるスペクトルにはロー レンツ分布による広がりが含まれるため、その自然 幅から輝線の遷移確率を制限できる。

3.2 実験セットアップ

本実験では、EBIT に入射させる X 線の外部光源 として放射光施設 SPring-8 の軟 X 線ビームライン BL17SU を利用し、EBIT の電子銃側を BL17SU に 接続して測定を行った (図 3 参照)。BL17SU は酸素 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

の K 殻遷移輝線や鉄の L 殻遷移輝線の遷移エネル ギーをカバーする 225 – 2000 eV の範囲の X 線を $E/\Delta E \sim 10^4$ のエネルギー分解能で照射できる。ま た、> 10^{11} photon/s と高いフラックスを持つため、 バックグラウンドに対して、十分高いカウントレー トでの共鳴励起によるイベントの検出が期待できる。 BL17SU では周期的な磁場中で電子を蛇行運動させ て取り出したシンクロトロン X 線を回折格子と出射 スリットを通すことによって単色化している。スリッ ト幅は 25 – 200 μ m の間で調整することができ、幅 が小さいほどエネルギー分解能は向上する。本実験 では酸素・鉄いずれもスリット幅を十分なフラック スが確保できる 50 μ m として測定を行った。



図 3: EBIT を放射光施設 SPring-8 の軟 X 線ビームラ イン BL17SU に接続した様子 (上段)/イオンクラウド および放射光ビームのサイズ比較図 (下段左)/EBIT の電子収集器側の端のビューポート (下段中) とその 中に見える YAG スクリーン上のシンチレーション 光 (下段右)

また、本実験で測定したのは、ヘリウム状酸素の 2p→1sの共鳴遷移による K 殻輝線 (遷移エネルギー 573.94 eV(AtomDBより))と、ネオン状鉄の 3d→2p の共鳴遷移による L 殻輝線 (遷移エネルギー 825.83 eV(AtomDBより))である。

3.3 アラインメント

本実験では EBIT 内部でトラップされているイオ ンクラウド (直径 ~ 100µm 程度) と放射光 (~ 600µm ×50µm) がしっかりと重なっている (図3下段左) こと が、イオンの共鳴励起を起こすための大前提となる。 まず、我々は放射光が EBIT 内部を蹴られることな く貫通するようにアラインメントを行った。EBIT の 電子収集器側の端のビューポートから見える位置に、 X線と反応してシンチレーション光が生じる YAG ス クリーンを配置し、これを目視することで放射光の 貫通を確認した (図3下段中右)。

次に、重なりを確実にするため、放射光のエネル ギーをヘリウム状酸素の K 殻輝線のエネルギーに合 わせた状態で、検出器のカウントレートを見ながら ビームラインの出射口に対する EBIT の位置と傾き を微調整し、カウントレートがバックグラウンドに 対して有意に高くなる位置を探した。最後に、酸素 輝線のカウントレートが最大になるまでアライメン トを微調整し、その位置と傾きに EBIT を 固定した。 EBIT のトラップの原理的に酸素と鉄でイオンクラ ウドのできる位置は基本的に変わらないと考えられ るため、このアラインメント作業は酸素でのみ行い、 鉄も同様の位置で測定を行った。

4 Results and Analysis

4.1 測定データからスペクトルの作成

図4上段がヘリウム状酸素 K 殻輝線の測定データ である。入射光子エネルギーを横軸に、検出された X 線のエネルギーを縦軸にした2次元ヒストグラム になっている。ヘリウム状酸素の測定では、入射光 子のエネルギーが低い側から1ステップ0.01 eV で 各ステップ60 秒のスキャンを行なった。

スキャンしたエネルギー範囲は 573.63 – 573.93 eV であり、573.94 eV(AtomDB より)で共鳴が期待さ れる。予備実験から、ヘリウム状酸素の K 殻遷移輝 線は検出器の 1000 - - 1500ch の範囲に検出される。 なのでこの範囲のイベントのみを利用し、横軸が入 射光子エネルギーのスペクトルを作成することでへ リウム状酸素イオンの K 殻輝線の精密スペクトルが 得られる (図4下段)。ネオン状鉄に関しても同様に、 825.40 – 825.90 eV の範囲で 0.005 eV 刻みで各 135 秒のスキャンを行い、スペクトルを作成した (図 5)。

4.2 スペクトル解析

4.1 で得られたスペクトルのプロファイルを調べる ために、まずは単純なガウシアン+1次関数でフィッ



図 4: 横軸:入射光子エネルギー,縦軸:検出され た X 線エネルギーに対して検出された X 線光子数 をカラーマップで表した測定結果の 2 次元プロット (上)/それを元に抽出したヘリウム状酸素イオンの K 殻輝線の横軸:入射光子エネルギーに対するスペク トル(下)

ティングした。図4と図5に示すように、酸素と鉄両 方がこのモデルでよく近似でき、中心エネルギーや 半値全幅がそれぞれ、酸素: $E = 573.776 \pm 0.001 \text{ eV},$ $FWHM = 0.0928 \pm 0.0016 \text{ eV},$ 鉄: $E = 825.658 \pm$ 0.002 eV, $FWHM = 0.190 \pm 0.003 \text{ eV}$ と制限で きた。

5 Discussion and Conclusions

先述の通り、自然幅を測定するためにはスペクト ルのプロファイルを丁寧に調べることが重要である。 前節に示した解析の結果、酸素・鉄ともにガウシア ンでよく近似できた。放射光のエネルギー分解能が ΔE ~0.080 eV @ 825 eV 程度であることから、こ の広がりは放射光の単色化に使う回折格子の応答に よるものであると考えられる。今後は回折格子の応 答を考慮したモデルで解析を行うことでローレンツ 分布による広がりを検出し、自然幅に制限をつける。



図 5: ネオン状鉄イオンの L 殻輝線 (3d → 2p 遷移) の横軸:入射光子エネルギーに対するスペクトル

本研究では、我々の開発した EBIT で生成した多 価イオンに、放射光施設 SPring-8 のシンクロトロン X 線を入射させ、共鳴励起を再現する実験を行った。 ヘリウム状酸素の K 殻輝線とネオン状鉄の L 殻輝線 の精密スペクトルの取得に成功し、遷移エネルギー や遷移確率の測定手法を確立した。今後は、今回の 測定結果の詳細な解析を行うことでこれらの輝線の 自然幅を制限するとともに、今回とは異なる遷移や ニッケルなど他の元素についても網羅的に測定を行 なっていく。

Reference

- [1] Whelan & Iben, 1973, ApJ, 186, 1007
- [2] Webbink, 1984, ApJ, 277, 355
- [3] Yamaguchi et al., 2015, ApJL, 801, L31
- [4] Lide, David R., ed., CRC Handbook of Chemistry and Physics (84th edition), 2003–2004, CRC Press. pp. 10-178 to 10-180. Retrieved 3 December 2020.
- [5] Micke et al., 2018, Rev. Sci. Instrum., 89, 063109
- [6] Kühn et al., 2020, Phys. Rev. Lett., 124, 225001

-index へ戻る

星間a06

MeerKAT銀河中心サーベイで解明する非熱的電波 フィラメントの偏波構造

沈 嘉耀

MeerKAT 銀河中心サーベイで解明する非熱的電波フィラメントの偏波 構造

沈 嘉耀 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

銀河中心非熱的電波フィラメント (NTF) は過去 40 年間にアメリカの VLA 電波干渉計によって広く発見さ れてきた。NTF はシンクロトロン放射で明るく光り、ほとんど銀河面に垂直した構造である。このような NTF の形状と放射機構の観点から、NTF の偏波構造を解明することが銀河中心領域の大局的なポロイダル 磁場への理解につながると考えられている。VLA による偏波測定の結果、NTF は強い直線偏波成分を持つ ことが示された。しかし、NTF の形成を起因する磁場と宇宙線の起源、宇宙線の加速メカニズムはいずれも 不明のままである。NTF の形成メカニズムを説明するために、数多くのモデルが提案されているが、VLA で得られた観測結果ではこれらのモデルを棄却することには至らなかった。SKA の先行機である MeerKAT が 2019 年で行われた高分解能高感度の 1.28GHz 銀河中心領域連続波サーベイによって、NTF がより細部 な構造まで確認され、NTF に関する研究に新たな進展と刺激を与えた。我々は MeerKAT の銀中サーベイ データを使用して偏波解析を実施した。その結果、偏波強度画像はストークス I 画像と同様の構造を示し、 フィラメント内の偏波率の勾配が確認された。一部のフィラメントでは 60% に近い高い偏波率を示した。本 発表では NTF の偏波構造及び偏波解析の結果、展望について述べる。

1 Introduction

銀河中心非熱的フィラメント (NTF) は VLA の観 測によって発見され (Yusef-Zadeh, Morris & Chance 1984)、低周波数の電波 (0.3 – 8GHz) で明るいシン クロトロン放射である。初期の発見では NTF の形態 学上、サイズ、長さ、向き、銀河面との連続性など の議論によって、NTF は磁場を起源とした構造であ る可能性が高まった (Morris, Yusef-Zadeh 1985)。一 方、NTF は銀河面に対して垂直方向に伸び、銀河中 心に大局的なポロイダル磁場があると考える場合、局 所的に NTF が光っていることが大きな疑問となる。 NTF は銀河中心の活動や銀河中心ローブ (GCL) も しくはフェルミバブルなどの構造との相互作用を解明 することが NTF の生成モデルの確立することが重要 であり、NTF が存在する銀河中心分子雲帯 (CMZ)、 GCL に対する偏波観測が行われ、回転測量 (RM)の 結果では磁場強度が 1mG 以下である制限が与えら れた (Tsuboi et al. 1986)。より NTF の磁気及び偏 波性質を理解するために、さらに個別の NTF に対す る Very Large Array(VLA) を用いた偏波観測が行わ れ、NTF は 30% – 60% の偏波率を持つ強い直線偏 波の性質が確認された (Lang et al. 1999)。しかしこ

れらの偏波観測結果は NTF の生成理論モデルを棄 却するまでには行かず、観測及び理論的な研究は長 年行き詰まる状況であった。

MeerKAT の L-Band 銀河中心サーベイ結果では、 VLA で発見された NTF と比べてより暗い、短い NTF が多く検出され、さらに MeerKAT で観測さ れた NTF は枝分かれ、束になっている新たな性質 が発見された (Heywood et al. 2022)。NTF の等価 磁場、形態学、スペクトル指数、方位角などの統計 的な研究や関連天体の調査など新たな成果が挙げら れた (Yusef-Zadeh et al. 2022a, Yusef-Zadeh et al. 2022b, Yusef-Zadeh et al. 2022c)。しかし銀河中心 環境による宇宙線加速や銀中磁場の磁気リコネクショ ン効果などを考慮する場合、等価磁場が成り立つ電 子エネルギーと磁場エネルギーが同等である仮定に 注意が必要となる。そこで、MeerKAT 銀河中心サー ベイの直線偏波データから偏波解析を行い、より分 解能、感度が向上した偏波結果から NTF の物理、生 成モデル及び銀中磁場への理解が深まることが期待 されている。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

2 Observations & Method

本研究は MeerKAT L-Band(856 – 1712MHz) 銀 河中心サーベイの1視野のアーカイブデータを使用 し、両直線偏波データに偏波較正を行うことで偏波 画像を取得した。データ視野の半値幅は直径 0.8°、 分解能は 4 – 8″(~ 0.15pc – 0.31pc)、4096 の分光 チャンネルを持ち、使用されたアンテナが 60 台であ る。較正は MeerKAT の pipeline である CARACal で実行され、偏波画像は wsclean を使用して作成し た。信号雑音比 (SNR) が 3σ 未満のデータは除外さ れ、解析可能となった NTF は表1に示されている。 偏波画像は 50MHz の間隔で作成された。RM の計 算は casa の task: rmfit を使用し、RM の上下限は ±500 rad m⁻² を設定し計算を行った。

表 1: 本研究で調べた NTF				
NTF	銀河座標			
NorthernThread	G0.08 + 0.15			
The Sgr C	G359.446 - 0.005			
Ripple	G359.520 + 0.237			
Radio Arc	G0.160-0.115			

Societ 1 Planticity 1 Returns the second s

図 1: NTF Sgr C の結果。左上:Stokes I イメージ、 右上:偏波強度 (PI) イメージ、ただし PI 画像は 1651MHzを中心周波数とした (PI = $\sqrt{Q^2 + U^2}$)、左 下:RM 空間分布、右下:偏波角空間分布



図 2: NTF Ripple の結果、図 1 と同様、ただし PI 画像は 1434MHz を中心周波数とした

3 Results & Discussion

今回得られた結果では、SNR3 以下のデータの除 外を実行する前の NTF の偏波率は 20% – 60% 程度 であるが、SNR3 以下のデータを限定した解析では 10% 程度となった。偏波率が VLA の結果と比べて 低下する原因は感度不足及び周波数幅による消偏波 効果であると考えられる。また、全ての NTF の偏波 角は約 90 度であることも確認できる。

それぞれの NTF の RM 空間分布について、図 1 の Sgr C は +100 – 450 rad m⁻² を持ち、天体自身 によるファラデー回転を示しているもしくは天体の 中心から離れてにつれ偏波強度のエラーが大きくな るため、中心部が縁より強い回転を示している。

図 2 の Ripple は南北 2 本が束となっているように 考えられ、偏波角も南北で異なるように見られる。銀 河面から離れているため、RM は約 ± 10 rad m⁻² 程 度である。

図 3 は Northern Thread の結果を示しており、 Radio Arc につながる Arched Filament と重なっ



図 3: NTF Northern Thread の結果、図1と同様、 ただし PI 画像は 1651MHz を中心周波数とした

ているため、RM の飛び値が発生している。銀河 面から離れた部分では RM の変化が平坦であり、 $+10 - 40 \text{ rad m}^{-2}$ である。

図4はRadio arc の結果を示しており、テイル、中 央 (Sickle の一部) および曲る部分に -500 rad m^{-2} の飛び値が多く発生しているが、RM の計算では上 下限は $\pm 500 \text{ rad m}^{-2}$ と設定されているため、実 際は-500よりも低い値の RM である。北側には +150 rad m⁻²を持つ構造が見られる。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 4: NTF Radio Arc の結果、図 1 と同様、ただし PI 画像は 1651MHz を中心周波数とした

4 Conclusion & Future works

銀河中心方向の複雑な環境では前景が RM 解析に 与える影響が非常に大きい。RM の空間分布は前景 によるものか、NTF 本体に反映しているのかについ て判断する必要があるため、銀河中心方向の HI, CO などのデータが重要である。特に視線方向で磁場構 造を分離できるファラデートモグラフィー解析は有 用な手段である。また、RM の空間分布を正しい磁 場構造に解釈するモデルも重要である。

感度不足の問題を解決するために、複数視野を用 いてモザイク画像を作成する。感度の改善によって より暗い NTF の偏波構造、NTF が持つ偏波率の向 上が期待される。さらに、より細かい周波数幅で偏 波画像が作成することが可能となり、消偏波の効果 が軽減される。

Reference

- Yusef-Zadeh, F. et al., 1984, Nature, Volume 310, Issue 5978, pp. 557-561
- [2] Morris, M. & Yusef-Zadeh, F., 1985, Astronomical Journal, Vol. 90, p. 2511-2513
- [3] Tsuboi, M et al., 1986, Astronomical Journal, Vol. 92, p. 818-824
- [4] Lang, Cornelia C. et al., 1999, The Astrophysical Journal, Volume 526, Issue 2, pp. 727-743
- [5] Heywood, I. et al., 2022, The Astrophysical Journal, Volume 925, Issue 2, id.165, 20 pp.

- [6] Yusef-Zadeh, F. et al., 2022, The Astrophysical Journal Letters, Volume 925, Issue 2, id.L18, 11 pp.
- [7] Yusef-Zadeh, F. et al., 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 515, Issue 2, pp.3059-3093
- [8] Yusef-Zadeh, F. et al., 2022, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 517, Issue 1, pp.294-355

-index へ戻る

星間a07

Keck 高空間分解能撮像を用いた重力マイクロレンズ 惑星候補イベント OGLE-2014-BLG-1367Lの解析

永井 堤

Keck 高空間分解能撮像を用いた重力マイクロレンズ惑星候補イベントOGLE-2014-BLG-1367の解析

永井堤(大阪大学大学院理学研究科)

Abstract

惑星系 (レンズ系)が恒星 (ソース星)の前を通過するとき、惑星系の重力によって恒星の光が曲げられ、一時的な増光現象が観測される。この増光現象を用いて惑星を発見する手法を重力マイクロレンズ法という。 この手法では主星と惑星の質量比を求めることができる。しかし、主星や惑星の質量そのものや惑星系まで の距離を測定することは困難である。これらを求めるための一つの手法がレンズ系の主星の明るさを測定す ることである。増光時にはレンズ系とソース星は直線上に並んでおり、2 天体は分離できない。これらを分 離し、主星の明るさを測定するためには、数年後、2 天体が直線上から外れた後に高空間分解撮像を用いて 追観測する必要がある。またレンズ系とソース星を分離することで、2 天体の相対固有速度を求めることが できる。これにより、さらに正確な光度曲線解析が可能になる。

本研究では、惑星候補イベント OGLE-2014-BLG-1367 を 7 年後に Keck 望遠鏡を用いて観測し、レンズ天 体の明るさ及び相対固有速度の測定を行った。PSF 測光を行った結果、2 天体の距離は 35.06 mas、明るさ の比は 0.3544 であった。その後、MCMC 法でパラメータ推定を行った結果、天球面上の光重心の距離は 155.37 mas、明るさの比は 0.8024 と推定された。

1 Introduction

1.1 重力マイクロレンズ現象

天球面上で2天体が重なったとき、背景の天体(ソー ス天体)からくる光は手前の天体(レンズ天体)の重 力によって曲げられ、円環状に像が作られる。これ を重力レンズ現象という。また、この円環状の像を アインシュタインリングという。

特にレンズ天体が恒星質量以下の比較的低質量のと きはアインシュタイン角半径 (アインシュタインリン グの視半径)が数百マイクロ秒角であり、像を分離し て観測することができない。その代わりにソース天 体のみかけの面積が大きくなり観測者に届く光が増 えるため、明るくなったように観測できる。これを 重力マイクロレンズ現象という。

ソース天体、レンズ天体はともにある速度で天球面 上を移動しているため、ソース天体の明るさの時間 変化 (光度曲線) は釣鐘型の曲線を描く。

1.2 重力マイクロレンズ現象を用いた系外 惑星探査

レンズ天体が単一星でない場合 (連星系、惑星系な ど)を考える。もし伴星が天球面上のソース天体の作 る像の位置にあれば、伴星の重力によって像がさら に歪められ、釣鐘型の曲線からのずれ (アノマリー) が生じる (図 1)。アノマリーが観測できたイベント からはアインシュタイン角半径、主星と伴星の質量 比、主星と伴星の距離を求めることができる。この 伴星が連星系か惑星かどうかは主星と伴星の質量比 で判断できるため、アノマリーを高精度で観測し質 量比を正確に求めることでレンズ天体が持つ惑星を 発見できる。

また、最も増光率が大きいのはアインシュタイン リング上に惑星がいる場合である。アインシュタイ ンリングの典型的な大きさは 2.5 AU であるため、ス ノーライン付近の惑星に感度が高い。直接撮像のよ うに熱放射を観測しているわけではないため、惑星 が低温でも観測可能である。このように重力マイク ロレンズ法は独自の領域に感度を持っているユニー クな惑星探査法である。



図 1: 光度曲線の例。釣鐘型の曲線からのずれが赤囲 みしたアノマリーと呼ばれる部分。連星、惑星など がアインシュタインリングを通過したときに生じる。

1.3 惑星の質量、惑星系までの距離を求め る方法



図 2: 重力マイクロレンズ現象の幾何学とレンズ天体 の質量と距離に関するパラメータ。

前述の通り、レンズ天体に惑星を持つ重力マイク ロレンズイベントの光度曲線解析ではレンズ系の主 星-惑星質量比が求められる。しかし、惑星の質量や 観測者からレンズ天体までの距離は光度曲線解析の みではわからないことが多い。なぜなら、ほとんど の場合質量-距離関係を表す物理量がアインシュタイ ン角半径 θ_E しか得られないからである。 θ_E はレン ズ天体の質量 M_L が大きければ大きくなり、 D_L が 大きいほど小さくなる。この縮退を解くためにはも う一つ質量-距離関係を表す物理量が必要である。そ の候補となる物理量は、マイクロレンズ視差 π_E と レンズフラックス F_L である。

π_E は視差効果が得られたときに検出可能な量で、イ ベントタイムスケール *t_E* が 50 日以上の長いイベン トや光源星の相対固有速度 μ_{rel} が小さいイベントで 観測可能な量である。

*F_L*は重力マイクロレンズイベントが発生した数年後、 レンズ天体とソース天体が天球面上で分離したのち に観測を行い、測光解析をすることで求められる。



図 3: $\theta_{E,\pi_{E},F_{L}}$ の関係図。この交点を求めるとレン ズ天体の質量とレンズ天体までの距離がわかる。

 μ_{rel} にもよるが、イベントの数年後に F_L を測定 するには10 mas(ミリ秒角)程度で分離する必要があ るため、観測には高分解能をもつ望遠鏡が必要であ る (Keck, Subaru, HST etc...)。

2 解析したイベント

本研究で解析した重力マイクロレンズイベントは OGLE-2014-BLG-1367 とよばれるイベントである。 このイベントは 2014 年と 2016 年に 2 回増光が観測 されている。(図 4) は観測点をフィットした光度曲線 であるが、HJD が 6905 あたりの増光が説明できて おらず、ベストな光度曲線でない可能性が高い。

このイベントはレンズ系が 3 天体 (Triple Lense) の可能性と光源星・レンズ天体が共に連星系 (Binsry Source Binary Lense)の可能性がある。これを切り 分けるのに有用なのがレンズ天体とソース天体の相 対固有速度 μ_{rel} の測定である。光度曲線の解析を トリプルレンズと光源星・レンズ天体が共に連星系 のときとでそれぞれ行い、それぞれの相対固有速度 $\mu_{rel,TL},\mu_{rel,BSBL}$ を求める。高分解能撮像の測光解 析により、レンズ天体とソース天体の位置が測定で き、イベントの発生時刻と画像の観測時刻を用いて μ_{rel} を測定できる。本研究の場合は、Keck 望遠鏡の 測光解析で求めた $\mu_{rel,Keck}$ と比較することで、この イベントがトリプルレンズなのか光源星・レンズ天


図 4: OGLE-2014-BLG-1367 の観測点と光度曲線。 図左下が 2014 年の増光で図右下が 2016 年の増光。

体が共に連星系かどうかを推測できる。 Keck 望遠鏡を用いて 2021 年に追観測を行った画像 (図 5)の測光解析を行った。



図 5: 2021 年に Keck 望遠鏡で観測された天体画像。 画像中央に本研究のターゲット天体がある。

3 Purpose, Methods

本研究の目的は PSF 測光を行い、その後に MCMC 法を用いてパラメータを推定し、レンズ天体とソース 天体の相対固有速度 μ_{rel} 、レンズ天体の明るさ F_L を 測定し、レンズ系の構成を解明することである。また トリプルレンズの場合は、レンズ系までの距離 D_L 、

レンズ系の主星 M_{host} と惑星 M_p の質量を求めるこ とである。

3.1 PSF 測光による F_L , μ_{rel} の測定

PSF(Point Spread Function: 点広がり関数)とは 点光源が光学系を通じて読み出された際の広がり方 を決める関数である。PSF 測光とは視野内の任意の 星のプロファイルから PSF モデルを作成し、測光し たい天体のピークフラックスにスケーリングして測 光する方法であり、開口測光と違って測光対象の星 像が混ざっていても測光が可能である。PSF は光学 系と観測時の環境によって決まるため、同じ画像上 の点光源の PSF は同じ形であると仮定する。孤立し た単独星を選定し、これらから PSF のモデルを作成 したのち、PSF モデルをターゲットに 2 天体 (レン ズ天体とソース天体) あるとしてフィッティングし、 2 天体の光重心の位置、明るさを求める。本研究では これを 2star fit とよぶ。また、測光解析、PSF モデ ル作成には測光解析ツール daophot を用いた。

3.1.1 PSF star の選定

PSF 測光は孤立した明るい星を選んで PSF モデル をつくる必要がある。モデルをつくるために選定し た星を本研究では PSF star とよぶ。PSF star はター ゲットからの距離が 500 pixel 以内、近傍の星との距 離が 25 pixel 以上の制限で選定し、選ばれた星のう ち明るい 10 天体を用いて PSF モデルを作成した。

3.1.2 2star fit

次に作成した PSF モデルでターゲットを 2star fit した。ターゲットの PSF とモデルを差し引いた画像 をみて、差し引けているかを確かめる。差し引けて いないならその都度 PSF star の選定をやり直し、最 適化していく。本研究ではターゲットにはレンズ天 体とソース天体が存在するため、PSF 測光からは分 離した 2 つの星の明るさ *F*₁,*F*₂、位置 *x*₁,*y*₁,*x*₂,*y*₂ が 求められる。

3.2 MCMC 法によるパラメータ推定

PSF 測光で求めた $F_1, F_2, x_1, y_1, x_2, y_2$ を初期値とし て MCMC 法を用いてベストサンプルを推定した。 MCMC 法 (Malkov Chain Monte Carlo method) は 確率分布に基づくサンプリングからベストなパラメー タを求める方法である。

本研究では $F_1, F_2, x_1, y_1, x_2, y_2$ をパラメータとし、サ ンプリングを行った。

4 Results

PSF 測光でターゲットを 2 star fit して位 置と明るさを測定した結果、 $(x_1,y_1)=(1209.465,$ 1172.493), $(x_2,y_2)=(1210.486, 1175.848)$ であり、天 球面上の光重心の距離は 35.06 mas、明るさの比は 0.3544 であった。



図 6: ターゲットの星像。赤バツ印は 2star fit した 結果得られた 2 天体の位置。

このときに求めた明るさ F_1,F_2 , 位置 x_1,y_1,x_2,y_2 を初期値として MCMC 法でサンプリングを 行ったところ、ベストサンプルはそれぞれ、 $F_1 = 0.0512242145$ 、 $F_2 = 0.0410242392$ 、 $(x_1,y_1) = (1202.0478426,1171.6852444)$ 、 $(x_2,y_2) = (1214.0828571,1181.5124691)$ であった。 天球面上の光重心の距離は 155.37 mas、明るさの比 は 0.8024 だった。

5 Discussion

PSF 測光の測定と MCMC 法のサンプリングの結 果がが大きく異なった。PSF 測光の結果は(図6)の 星像と測定結果のバツ印を見ると画像上に矛盾がな いようにみえる。一方で、MCMC 法のサンプリング では、星のいないところにサンプルが移動しており、 適切な推定がおこなえていない可能性が高い。 今後の課題は、MCMC 法によるサンプリングを最適 化することである。その後、レンズ天体とソース天体 を同定すること、レンズ系がトリプルレンズか光源 星・レンズ天体が共に連星系なのかの解明を行なって いく。前者は、Keck 画像解析から得られた2天体の 明るさ F1,F2 と光度曲線の解析から得られるソース 天体の明るさを比較して同定する必要がある。後者 は、光度曲線の解析から得られる µ_{rel,TL},µ_{rel,BSBL} を求め、 $\mu_{rel,Keck}$ と比較し、レンズ系の構成を推測 する。どちらも光度曲線の解析が必要である。

6 Conclusion

本研究は重力マイクロレンズイベント OGLE-2014-BLG-1367 を、イベントが発生した 7 年後に Keck 望 遠鏡を用いて観測した画像を解析した。PSF 測光を 行った結果,レンズ天体とソース天体の天球面上の 光重心の距離は 35.06 mas、等級は 12.188 と 12.785 と推定できた。PSF 測光で求めた $F_1, F_2, x_1, y_1, x_2, y_2$ を初期値として MCMC 法を用いてベストサンプル を推定した結果、天球面上の光重心の距離は 155.37 mas、明るさの比は 0.8024 だった。この結果は初期値 とした PSF 測光の結果や画像データと乖離するサン プリングであり、MCMC 法の最適化が必要である。 今後は求めた F_1, F_2 と光度曲線の解析から得られた 天体の明るさを比較し、レンズ天体とソース天体を 同定する。また、 x_1, y_1, x_2, y_2 から μ_{rel} を計算し、光 度曲線の解析と比較し、レンズ系の構成を解明する。

Reference

Vandorou et al. 2020, AJ 160 121

鈴木 大介, 住 貴宏 & MOA コラボレーション 2015, 日本 惑星科学会誌 Vol.24, No.1 -----index へ戻る

星間a08

HD131835周りのデブリ円盤のALMAデータ解析によ る円盤ガスの起源の考察

福富 一真

HD131835 周りのデブリ円盤の ALMA データ解析による円盤ガスの起源の考察

福富一真 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

惑星系形成を終え,ガスが存在しないはずのデブリ円盤に CO を持つものが存在している。この CO の起 源について,彗星同士が衝突することにより供給されるという供給説と原始惑星系円盤のガスが散逸されず に残っているとする残存説がある。二つの仮説の違いとして水素分子の密度があげられる。残存説であれば CO よりも水素分子がはるかに多いはずである。一方,供給説では彗星から CO が得られるが,彗星は水素 をほとんど持たないので残存説の場合と比べて円盤の水素分子密度は低い。そこで非局所的熱力学平衡モデ ルを用いて,ガスの運動温度と CO の flux 比と水素分子密度を関係づける。CO の flux 比を測定すること により水素分子密度を制限でき,これにより二つの仮説のどちらが正しいのか検証できる。

本研究では CO の存在するデブリ円盤の一つである HD131835 周りの円盤について調べた。この天体は ALMA によって ¹³CO と C¹⁸O のそれぞれ回転遷移 J=2-1 と J=3-2 の計 4 つの輝線が観測されている。そ のデータを解析し, flux 比を測定したところ, ¹³CO では 2.10 ± 0.11 であり, C¹⁸O では 2.47 ± 0.29 で あった。これによりどちらの場合も水素分子密度は, $10^{4.5}$ cm⁻³ 以下であることがわかり, これは供給説を 支持するものであった。

1 Introduction

デブリ円盤とは主系列星のうち赤外超過が見られ る天体の円盤のことである。惑星系形成を終え、ガ スが存在しないはずのデブリ円盤に 15 年ほど前か ら CO を持つものが発見され,現在では 20 のデブリ 円盤から検出されている。この CO の起源について, 従来は惑星系が誕生したのちに、彗星同士が衝突す ることにより供給されるという供給説が考えられて いたが、予想される彗星の衝突によって供給される CO の量と比べて、円盤の CO の量がかなり多いとい うことがわかった。ここで新たに唱えられたのが残 存説である。これは、デブリ円盤の前段階である原 始惑星系円盤のガスが散逸されずに残っているとす る説である。二つの仮説の違いとして水素分子の密 度があげられる。残存説であれば CO よりも水素分 子がはるかに多いはずである。一方、供給説では彗 星から CO が得られるが、彗星は水素をほとんど持 たないので残存説の場合と比べて円盤の水素分子密 度は低い。そこで非局所的熱力学平衡モデルを用い て、ガスの運動温度と CO の flux 比と水素分子密度 を関係づける。ここで CO の flux 比とは CO の回転 遷移 J=3-2 輝線と J=2-1 輝線の flux 比, F₃₋₂/F₂₋₁ である。水素分子の数密度が十分に高いならば輝線 のflux 比はボルツマン分布によって得られるそれぞ れのエネルギー準位の存在量の比に一致するが,臨 海密度より低いときは自発放射が効き,低いエネル ギー準位の CO が増え同じ温度であれば高密度のと きよりも輝線のflux 比は低くなる。CO のflux 比を 測定することにより水素分子密度を制限でき,これ により二つの仮説のどちらが正しいのか検証できる。

2 Methods/Instruments and Observations

今回は HD131835 という主系列星周りのデブリ円 盤について研究した。ALMA のアーカイブデータより プロジェクトコード「2021.1.00621.S」の¹³CO(J=2-1)輝線(周波数:220.398684GHz)と C¹⁸O(J=2-1)輝線(周波数:219.560358GHz)、プロジェクト コード「2013.1.01166.S」の¹³CO(J=3-2)輝線(周 波数:330.587965GHz)と C¹⁸O(J=3-2)輝線(周波 数:329.330552GHz)のデータをダウンロードした。 CASA というソフトウェアによりデータ解析を行っ た。まずは uvcontsub タスクで連続光成分を除いた。 次にイメージングを行ったが今回は標準的な手法で あるクリーン法という手法を用いた。tclean タスク を実行して目的天体の輝線の存在する周波数分解画 像(cube 画像)を作成し, immoments タスクによ り輝線の存在する周波数範囲の積分強度図を作成し た。以下の図は4つの輝線の積分強度図である。



図 1: ¹³CO(J=2-1)の積分強度図



図 2: C¹⁸O(J=2-1)の積分強度図



-35°41'45".5 14^h56^m54⁹.55 54⁵.45 54⁸.40 54³.35 J2000 Right Ascension

0.04



3 Results

45" 0

得られた積分強度図より flux を測定する。今回は 二つの方法で測定を行った。一つ目は imft タスク による方法である。図の中で輝線の存在する範囲を region 指定して二次元ガウシアンをフィットさせ,そ の flux を測定するという方法である。誤差も同時に 計算される。もう一つは開口測光による方法である。 imft による方法と同じ region ですべてのピクセルの flux を合計することで天体の輝線 flux を測定する。 誤差は以下のこれらの方法で測定した。flux を測定 したときと同じ形で積分強度図の天体のない領域を ランダムに region 指定し開口測光する。これを50 回 繰り返して行い,標準偏差を求める。この標準偏差 を誤差とする。それぞれの方法での flux は以下の表 になった。

輝線	暉線 flux[Jy km s ⁻¹]	
13 CO (J=2-1)	0.226	1.5×10^{-2}
^{13}CO (J=3-2)	0.536	5.2×10^{-2}
$C^{18}O$ (J=2-1)	$9.35 imes 10^{-2}$	9.8×10^{-3}
$C^{18}O$ (J=3-2)	0.236	4.8×10^{-2}

表 1: imfit による flux

表 2: 開口測光による flux

輝線	$flux[Jy \text{ km s}^{-1}]$	誤差	
13 CO (J=2-1)	0.214	8.7×10^{-3}	
13 CO (J=3-2)	0.441	1.5×10^{-2}	
$C^{18}O$ (J=2-1)	$8.65 imes 10^{-2}$	5.7×10^{-3}	
$C^{18}O$ (J=3-2)	0.204	2.1×10^{-2}	

二つの方法で求めた flux と誤差から flux 比とそ の誤差を計算した。誤差は以下の誤差伝播の式を用 いた。

$$\frac{\sigma^2}{X^2} = \frac{\sigma_{3-2}^2}{F_{3-2}^2} + \frac{\sigma_{2-1}^2}{F_{2-1}^2}$$

ここで F_{2-1} , F_{3-2} は J = 2 - 1 輝線と J = 3 - 2 輝線のflux であり, σ_{2-1} , σ_{3-2} はその誤差, $X = F_{3-2}/F_{2-1}$, σ は X の誤差である。結果は以下の表にまとめる。

表 3: それぞれの輝線の flux 比

輝線(測定方法)	F_{3-2}/F_{2-1}	誤差
13 CO (imfit)	2.37	0.28
¹³ CO(開口測光)	2.10	0.11
$C^{18}O$ (imfit)	2.52	0.57
C ¹⁸ O(開口測光)	2.47	0.29

4 Discussion

imft タスクによる方法と開口測光による方法を比 較する。今回の測定ではすべての輝線において開口 測光より imft タスクによって得られた flux の方が 大きな値であった。開口測光では region 指定すると きに正の値のみを取る範囲に限定した。一方, imft では選択された範囲に最も形の合う二次元ガウシア ンに対し値を測定するので, 領域の範囲外であって も正の値をとれば flux に加算される。 もし輝線が完全な二次元ガウス関数だとし, imfit タスクの flux が真の値であると仮定し,開口測光で flux を取り損ねた値を計算すると表4のようになる。

¹³CO (J=2-1) 輝線と C¹⁸O (J=2-1) 輝線に関して はどちらも (F₁ - F₂)/F₁ が 0.1 未満であり領域外 の flux の取り逃がしは少ないと言える。一方,¹³CO (J=3-2)輝線と C¹⁸O(J=3-2) 輝線は $(F_1 - F_2)/F_1$ が 大きな値となった。このような結果となった原因は J=3-2 輝線の観測の空間分解能が高くダブルピーク に分解されたものを imfit タスクでシングルピーク な二次元ガウス関数でフィットしたからであると考 える。積分強度図より J=2-1 輝線の画像はシングル ピークであるが、 J=3-2 輝線の画像はダブルピーク であることがわかる。この円盤はエッジオンであり, ダブルピーク構造を持つはずであるが、J=2-1 輝線 の観測では空間分解能が低くダブルピークが見られ なかった。これに対し、J=3-2 輝線の観測では空間 分解能が高くダブルピークが見られた。これにより, J=2-1 輝線はシングルピークでフィットさせても開口 測光と大きな差は見られなかったが、J=3-2 輝線で はダブルピークを無理やりシングルピークでフィット したので不正確になったと考える。したがって、今 回の観測では二つの測定方法のうち、開口測光の方 法が正しい値を測定できたと考察する。

下の図は flux 比とガスの運動温度と水素密度との 関係を表した図である。黒で網かけされた範囲が今 回得られた結果であるが,二つの図においても H₂の 密度が 10⁵ cm⁻³ より小さい範囲に限定されること がわかった。この密度は残存説での水素分子密度よ りも低い値であった。したがって,今回の研究結果 は HD131835 のデブリ円盤のガスの起源は二つの仮 説のうち,惑星系形成の過程で一度ガスが消失した のちに彗星などによって供給されたとする説を支持 するものである。

表 4: imfit タスクと開口測光の比較

湘田公司	$\inf \mathcal{O}$	開口測光の	$(\mathbf{F}_{1}, \mathbf{F}_{2})/\mathbf{F}_{2}$
D中平 小水	flux F_1	flux F_2	$(I'_1 - I'_2)/I'_1$
13 CO (J=2-1)	0.226	0.214	5.2×10^{-2}
13 CO (J=3-2)	0.536	0.450	0.16
$C^{18}O$ (J=2-1)	9.35×10^{-2}	$8.53 imes 10^{-2}$	8.8×10^{-2}
$C^{18}O$ (J=3-2)	0.236	0.211	0.11



図 5: ¹³CO の flux 比の範囲



図 6: C¹⁸Oの flux 比の範囲

5 Conclusion

本研究では HD131835 のデブリ円盤のガスの起源 について研究してきた。輝線 flux を測定し, flux 比を 計算することで H₂の密度が10⁵ cm⁻³ 以下に制限され た。この結果はこの天体周りの円盤のガスが彗星同士 の衝突によって供給されているという説を支持する ものとなった。また,今回使用した ALMA のデータ にはガスを持つ他のデブリ円盤の CO 輝線データが あるので,それらのデータ解析を行なっていきたい。

Reference

- Gianni Cataldi, Are CO-rich debris disks primordial or secondary?, 2021.1.00621.S
- Matrà, L., Dent, W., Wyatt, M., et al. 2017, MNRAS, 464, 1415

-index へ戻る

星間a09

ハッブル宇宙望遠鏡を用いた若い星の周りを公転する 系外惑星V1298tau b,cについての大気分析

和久井 開智

ハッブル宇宙望遠鏡を用いた若い星の周りを公転する系外惑星 V1298tau b,c についての大気分析

和久井 開智 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

Abstract

V1298 tau はトランジット法にて4つの惑星 b、c、d、e を持つことが発見されている恒星であり、その年 齢は約 2300 万年ほどと推測される若い星である。また、誕生後およそ一億年以内にある若い星はその活発な 恒星活動によって放たれる XUV 放射により、系内の惑星の質量がはぎとられる可能性が示されている。約 2300 万歳のこの星は今その現象の最中であると考えられ、この星系の惑星 V1298tau b も質量を損失してい くことにより従来の 24*M*_{earth} から最大で 14*M*_{earth} 程にまで損失しうるシミュレーション結果も出ており、 これらのような変化期にある惑星の様子について解析を行うことで惑星の発展段階について新たな知見を得 ることができる。本研究ではその中でも大気の様子について解析を実行する。ハッブル宇宙望遠鏡により観 測されたこの星系の 2 つの惑星 b,c のスペクトルについて *retrieval* パイプライン *PetitRADTRANS* を 用い、大気中に含まれる分子の濃度等についての事後確率分布を計算する。解析に使用する分子は基本的な H2O、CH4、CO、CO2、HCN、NH3 の6種類と *Opticalabsorber* として FeH を用いて解析を進めている。 本発表では大気内の分子についての詳細な解析結果やこれらの種の惑星の発展段階についての議論も行う。

1 Introduction

5000 個以上の系外惑星の発見観測から、系外惑星 の形成と初期の進化プロセスが惑星の質量や半径の分 布に及ぼす影響が明らかにされつつあるが、主星が放 つXUV フラックスによる質量損失や interior cooling 等による進化プロセスへの影響が、特に主星の誕生 一億年以内の若い状態にある星系で起き、そこに存 在する惑星の熱構造や組成に影響を及ぼす可能性が 指摘されている。(Owen, J. E., Wu, Y. 2013) そのた め、比較的若い星系の惑星の観測は惑星の形成と進 化プロセスについて新たな知見をもたらす可能性が ある。

今回対象となる惑星は恒星 V1298 tau の周りを回る 二つの惑星 b,c である。主星の V1298tau は HR 図と の比較により誕生後 2300 万年が経過していると想定 されており、前述した一億年以内にあるため現行に おいて XUV フラックス等による質量損失などの減 少が発生していると考えられる。シミュレーション では惑星 b について、木星クラスであったその質量 が 10³ Myr 以内に海王星クラスとなる可能性も示さ れている。(Barat, S. et al. 2024)

本研究では恒星 V1298tau の周りを公転する二つ の惑星 b,c についてトランジット観測することによ



図 1: Billy et al での惑星 b の解析結果

り、得られたスペクトルについて retrieval パイプラ イン petitRADTRANS を用いて大気内の分子につい て事後確率分布を計算する。先行研究(Billy, E et al, 2022)においてもパイプライン (Tsiaras et al. 2016) による同種の研究が行われているが、本研究ではそ こで観測されたデータを使用し、更なる解析を実行 する。下に示すのが Billy, E et al で解析された惑星 b,c のモデルスペクトルであるが、b については比較 的に精度よくフィットできているが、c についてはか なり余地を残す結果となっており、本研究では惑星 c を重視して解析する。



図 2: Billy et al での惑星 b の解析結果



図 3: Billy et al での惑星 c の解析結果

2 Observations

本研究では Hubble Space Telescope の WFC3 G141 によって観測されたデータを使用した。b,c それ ぞれについて観測されたデータについて Iraclis によっ てリダクションされた (Billy, E et al, 2022) 1.12µm-1.65µm までのスペクトルを用いる。

3 Data Analysis

本研究では retrieval パイプライン petitRAD-TRANSを用いてスペクトルから推測される大気中の 分子組成について事後確率分布を計算する。計算に 用いる分子としては H2O,CO,CO2,CH4,HCN,NH3 の6種を用いる。

Billy et al では opticalabsorber の存在の可能性が検 討されていたが、1500K 以下の平衡温度の惑星には 存在しえない、と述べられ、それ以下の温度である 惑星 b,c それぞれについては実施されていなかった。 しかし Skaf et al.(2020) においては opticalabsorber である FeH については 1000K 前後の温度でも存在 しうるという点が指摘されており、本研究ではそれ に従い、平衡温度が約 1000K 前後と推測される惑星 c については FeH の存在も含めて Retrieval 解析を実 行する。

実行においては使用する分子の種類以外に主星の半径 や惑星の半径、平衡温度等を入力する必要があるが、 それぞれのパラメータは以下に示す値を使用した。

表 1: 惑星 b,c の値(David et al. 2019 を参照)

	Planet b	Planet c
平衡温度 [K]	$677\ \pm 22$	$968 {\pm} 31$
惑星半径 $[R_{jup}]$	$0.916\substack{+0.052\\-0.047}$	$0.499\substack{+0.032\\-0.029}$
Log g	$4.0 \pm \ 1.5$	4.0 ± 1.5

4 Results and Discussion

図4はH2O,CO,CO2,CH4,HCN,NH3の6種に加 えFeHも加えて解析した結果である。図3と比較す ると明らかに正確にフィットできていることが分か り、図6においてもFeHの組成が他と比べて高いこ とが見て取れ、惑星cについてはFeHの存在が強く 疑われる。惑星bについては先行研究とほぼ変わり なく、ここについては深い考察の余地がないように 見える。



図 4: FeH を追加した惑星 c の解析結果

ここからは惑星 c についてその大気構造の更なる形 跡とその起源に関する理論的な研究を深める必要が 残っている。特に惑星 b の状態との比較を重ねるこ とで、若い惑星の大気の発展について更なる知見が 得られると考えられる。

惑星の特徴を研究するうえで、複数の系外惑星を比 較することが何よりも重要になるが、比較の仕方に







図 6: 惑星 c の corner plot

も注意が必要であった。つまり一つの星系にある複数の惑星を比較研究する「比較系外惑星学」として これらの惑星についてさらに研究を重ねる余地が残 されていると考える。

また、惑星 b の質量については上に述べたように David et al. 2019 で示されているが、これについ ては未だ検討の余地がある。これはこの質量を推定 する手段に由来する。惑星質量を推定するメジャー な手段として Radial Velocity 法があるが、これは主 星の光度変化を観測することで惑星の質量を見積も る手法である。しかし、主星である V1298 tau はう えで触れたように若い惑星であり、その恒星活動の 激しさにより、質量推定に影響が及ぼされた可能性 がある。そのため惑星 b のその質量について、スペ クトルから Scale Height を用いた新たな推定を実行 する余地もある。

5 Conclusion

本研究では HST によってトランジット観測された V1298 tau b,c の二つの惑星について retrieval 解析 を実行した。結果として惑星 c について FeH の著し い存在を確認することができた。今後は c も大気に ついてのその起源等の理論的研究や、二つの惑星に ついて更なる比較によりこのような若い惑星につい ての新たな知見を得ることが期待できる。

Reference

- [1] Trevor J. D. et al 2019 AJ 15879
- [2] Barat, S. et al. 2024 Nat Astron
- [3] Poppenhaeger K. et al 2021 MNRAS 500 4
- [4] Skaf, N. et al. 2020, AJ, 160, 109,
- [5] Owen, J. E., Wu, Y. 2013, Astrophys. J. 775, 105
- [6] Billy E. et al. 2023 ApJS 269 31
- [7] Trevor J. David et al 2019 ApJL 885 L12

——index へ戻る

星間a10

分子雲フィラメントで生まれた星の進化過程

井手口 隼大

分子雲フィラメントで生まれた星団の力学進化過程

井手口 隼大 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

宇宙空間は星間媒質と呼ばれるガスで満たされているが、そのなかでも比較的高密度な成分は分子雲と呼ば れ、星形成の現場になっている。 近最近の観測により、分子雲はフィラメント構造であることがわかってい る。分子雲の高密度な部分が重力で収縮することによって星は生まれる。星は生まれた直後フィラメント状 に分布するが、数百万年の程度の年齢を持つ若い星団はすでに球形状に近い分布を観測的に示している。2 体散乱による緩和時間は非常に長いため、この具体的な進化過程の理解には N 体計算が必要になる。そこで 本研究ではフィラメント状の初期分布を持った星団の進化シミュレーションを行った。フィラメントは初期 の自由落下時間の数倍程度の時間スケールで分裂を始め、複数の球状の分裂片となった。その後も分裂片は 次々と合体をし、最終的に1つの星団になるまで合体が続いた。ここで分裂片の同定には k-means 法と呼ば れる機械学習の手法を用いている。分裂片は合体後もすぐに球形状に進化するため、どの時刻でみても1つ 1つの分裂片 (星団) は球形状であり、フィラメント上での星団形成シナリオと若い星団の形状は矛盾しない ことがわかった。

1 Introduction

星間空間に存在する水素を主成分とした高密度な ガスを分子雲という。分子雲の高密度な部分が重力 によって収縮することで、星が誕生する。最近の観 測により、星が生まれた直後にはフィラメント状に 分布することがわかった。星団は時間が経つにつれ て球状に分布することが観測的に知られている。星 団とは、同じガスから生まれた星が互いの重力によっ てまとまった天体を指し、基本的に2種類存在する。 銀河ディスクに存在する数十個から数百個の星がゆ るく結合した星団を散開星団、ハローに存在する数 十万個の古い星が重力によって球状に集まった星団 を球状星団という。星団の中には超星団 (super star cluster)と呼ばれる若くコンパクトな星団が存在す る。超星団は年齢が数百万年程度であるが、すでい フィラメント状ではなく、球形状に近い分布をして いる。銀河系内にある、2万光年離れたりゅうこつ座 の星形成領域には Westerlund 2 という超星団が存在 する。Westerlund 2 の質量は 4500 M_☉、年齢は 2~3 Myr である。Westerlund2の密度を ρ とすると2体 緩和時間より求められる緩和時間 t_{2 body} は

$$t_{2 \text{ body}} \simeq 100 \left(\frac{N}{1.5 \times 10^4}\right) \left(\frac{\rho}{6.0 \times 10^{-16} \text{ g cm}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{2}}$$
(1)

Myr となる。このことより Westerlund2 は 2 体の緩 和時間よりはるかに早く球状に進化していることが わかる。そこで本研究は、Westerlund2 のような超 星団が 2 体緩和時間より早く進化することが可能か どうかを確認するために N 体シミュレーションを行 う。解析には機械学習の一種である k-means 法と呼 ばれるクラスタリング解析を用いることで、進化過 程の詳細を調べる。

2 Methods

本研究では簡単のためにフィラメントのガスが高効 率で星になったとする。フィラメントの長さを 4pc、 幅を 0.10pc とし、その中に質量が 0.30*M*_☉ である粒 子を 300 個発生させる (図 1)。力は粒子間のみの重 力みで次のように書ける。

$$\frac{d^2 \boldsymbol{x}_i}{dt^2} = \sum_{j \neq i} Gm_j \frac{\boldsymbol{x}_j - \boldsymbol{x}_j}{|\boldsymbol{x}_j - \boldsymbol{x}_j|^3}$$
(2)

(2) 式を 4 次精度のルンゲクッタ法を用いて自由落下 時間の 50 倍時間を計算する。フィラメントの自由落 下時間 (*t*_{ff}) は次のように書ける。

$$t_{\rm ff} \simeq 0.13 \left(\frac{\rho_0}{2.1 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{Myr}$$
 (3)



図 1: フィラメントの初期状態

3 Results

フィラメントは動径方向に収縮しながら分裂を始 めた。分裂片は複数生成され他の分裂片との合体を繰 り返し、4.5Myr 程度で分裂片は1つの球形状となっ た。フィラメントの初期密度をρ₀とすると2体緩和 時間は次のように求められる

$$t_{2\text{body}} \simeq 14 \left(\frac{N}{300}\right) \left(\frac{\rho_0}{2.1 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{2}} \text{Myr}$$
(1)

図2はシミュレーションの一部である。



図 2: シミュレーション結果

4 Analysis

フィラメントの分裂や分裂片の様子を定量化する ために機械学習を用いる。クラスタリングの一種で ある k-means 法を用いる。k-means 法とは、指定し たクラスタの数だけ重心を決めて、重心を基準にデー タをクラスに分ける手法である。k-means 法のみで は最適なクラスタ数は決まらないので、本研究では さらにエルボー法とよばれる方法で最適なクラスタ 数を決定している。時間と最適クラスタ数の関係を 図3に示す。



図 3: 時間ごとのクラスタ最適数

次に個々の分裂片の形状と時間の関係を調べる。そ のために各時刻でクラスタの慣性モーメントの最大 と最小の比の平均をとることによって個々の分裂片 がどれだけ歪んでいるかを計算する。時間と分裂片 の形状の関係を図4に示す。



図 4: 時間による分裂片の形状の変化

最初、フィラメントは動径方向に収縮するため、個々 の分裂片は細長く歪みが大きい。分裂が始まると平 均の歪みは小さくなっていき、t_{ff}=10t_{ff} 程度で十分 に球形状に近づく。分裂辺が合体すると一時的に歪 みは大きくなるが、すぐに緩和して歪みは減少を始 める。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

5 Discussion & Conclusion

今回行ったシミュレーションでは、フィラメント は分裂し、複数の分裂片を生成した。4.6Myr で分裂 片は1つになり、フィラメントの進化は2体緩和よ り早く進化した。しかし今回のシミュレーションは 粒子数が少ないためその分緩和時間も短くなる。粒 子数を増やしシミュレーションを行い、2体緩和時間 より早く球状になるのかを確認する必要がある。ま た粒子の質量をIMF に従う質量分布にすることや別 のクラスタリング解析を行うことも必要である。

Acknowledgement

研究においてご指導いただいた井上剛志先生、須 佐元先生、そして理論研究室の皆様に心より感謝申 し上げます。

Reference

André et al. 2013 arXiv:1312.6232 Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2019.57:227-303. ——index へ戻る

星間a11

分子雲の構造進化の理解に向けた自己重力流体シミュ レーションの解析

佐々木 誇虎

分子雲の構造進化の理解に向けたシミュレーションの解析

佐々木 誇虎 (筑波大学大学院 理工情報生命学術院 数理物質科学研究群)

Abstract

星形成は分子ガスの塊である分子雲で起こることがわかっている.しかし,分子雲がどのような構造をとり ながら星形成に至るかという詳細な進化過程はまだ明らかになっていない.

本研究では、分子雲進化を想定した自己重力流体シミュレーションを観測的研究でしばしば用いられる Dendrogram を用いて解析することで、分子雲内の構造進化を調べた.対称のシミュレーションデータは、観測 データと同じようにそれぞれ視線速度、位置、位置からなる三次元空間にガスの質量が格納されている.解 析はデータを視線方向に積分した積分強度図と、三次元散布図それぞれに対して行った.また FUGIN プロ ジェクトの観測データをシミュレーションと同様に Dendrogram を用いて解析し、シミュレーションとの比 較を行った.

シミュレーションの解析の結果,積分強度図において同定された構造のうち,最も外側の構造については自 己重力により収縮していく様子が確認できた.また内部の構造については,そのサイズ,質量,ビリアルパ ラメータが増減を繰り返していることがわかった.三次元散布図の解析結果からは,同定された各構造のサ イズ,質量,ビリアルパラメータが増減を繰り返していることがわかった.一方で時間発展につれ比較的大 きな構造が生じ,成長していく様子も見られた.観測データの解析については,シミュレーションと同様に 構造のサイズ,質量,ビリアルパラメータが増減を繰り返していることがわかった.

以上の解析結果から,分子雲進化の構造について,全体として自己重力により収縮しつつ,内部では小規模 な構造がより大規模な構造へ成長するということが示唆された.小規模な構造が大規模な構造へ成長する過 程において,構造同士の衝突などの原因で星形成が促進される可能性がある.

1 研究背景,目的

宇宙空間には星と星の間に様々な星間物質が存在 している.星間物質は星間ガスや星間ダストからな り,密度や温度の違いによって分類されている.星 間物質のうち,最も密度が高い星間ガスは分子雲と 呼ばれる.分子雲は低温なため,内部では水素が分 子の状態で存在している.分子雲中で特に密度が高 い領域は分子雲コアと呼ばれる.分子雲コアは重力 的に不安定なため,その中心部で星形成が行われる と考えられている.だがそのようなコアがどのよう な構造を経て生じ,星形成に至るかという詳細なシ ナリオはまだ明らかになっていない.

星形成の研究は, 観測とシミュレーションの二つの アプローチがある.

分子雲コアに代表されるような星形成領域の観測は, これまで盛んにおこなわれてきた. 例えば Tokuda, et al. 2020 や Kondo, et al. 2021 では, M33 北部 に存在する GMC-8, NGC 604, GMC-16 の 3 つの 分子雲を ALMA により観測して構造や質量を比較し ている.分子雲と H α線の位置関係から,NGC 604 や GMC-16 は HII 領域が伴っており星形成活動が活 発であること,反面 NGC-8 は HII 領域が伴ってお らず星形成が活発でないことがわかる. Tokuda, et al. 2020 では,GMC-16 が大規模なフィラメント構 造を持つことが示されている.一方で Kondo, et al. 2021 では,GMC-8 が円形に広がった構造を持つこ となどが示されている.このように,観測を用いた 研究では複数の分子雲を比較してその進化段階を相 対的に評価することとなる.反対に,単一の分子雲 の観測データのみからでは,構造進化を理解するの は困難である.分子雲が収縮し星となるまでに要す る時間は 10⁵ 年から 10⁶ 年であり,観測データはそ の長い時間における一時点の情報に過ぎないからで ある.

シミュレーションを用いて研究する場合,そのシミュ レーションが観測データを再現するものであること が重要である.多様な観測データを再現するため,シ ミュレーションにおいては自己重力流体に対して様々 なモデルを仮定する. 星形成の研究では, この自己 重力流体のモデルに応じて星形成機構を探ることが 多い. 例えば Federrath, et al. 2012 では, 星形成率 (SFR) に関する6つの理論モデルを磁場を含む形に 拡張して解析し, SFR と他のパラメータの依存性に ついて調べている. 一方, 流体の中で分子雲コアに 対応するシンク粒子などの構造がどのような過程を 経て形成されるかについては, まだあまり考えられ ていなかった. 前段落で述べたように, 観測データ のみを用いて単一の分子雲の構造進化を追うことは 難しい. しかし観測データを十分に再現したシミュ レーションであれば, 自己重力流体の時間発展を解 析することで, このような構造進化の研究を容易に 行うことができる.

本研究では、星形成に至るまでの分子雲進化の詳細 な理解を目的とする.この目的を達成するため、自 己重力流体シミュレーションの解析を行う.解析に おいては時間発展に伴う流体の構造の変化に注目す る.また解析の手法として、観測データに対し頻繁 に用いられる手法をシミュレーションに対して用い ることで、実際の観測データとの比較がこれまでよ り容易になると考えられる.得られた解析結果から、 分子雲進化を経てどのように星形成へ至るかを推定 する.また実際の星形成領域の観測データを同様の 手法で解析し、シミュレーションの解析結果と比較 することで、シミュレーションや解析結果の妥当性 を検証する.

2 対象データ

本研究で解析の対象としたのは、SFUMATO を 用いて計算された自己重力流体シミュレーションと、 FUGIN プロジェクト観測データである.

SFUMATO は自己重力 MHD 問題を解くための天体 物理シミュレーションコードである. シミュレーション は磁場のない一様な分子雲を想定して質量 10⁶ M_{\odot} , 面密度 350 M_{\odot} pc⁻², 半径 30 pc の一様な流体球 を自己重力により変化させた. このシミュレーショ ンのうち,それぞれ 0.57 Myr, 1.1 Myr, 1.7 Myr, 2.2 Myr の時点における質量のデータを解析した. こ れらのデータは視線速度,位置,位置からなる三次 元データである. 40 × 65 × 65 個のボクセルの中に 質量が数値として格納されている. また 1 つボクセ

なモデルを仮定する. 星形成の研究では、この自己 ルは 0.65 km/s × 1.4 pc × 1.4 pc の三次元空間に相 重力流体のモデルに応じて星形成機構を探ることが 当する. このようなデータの形は観測データと同様 多い. 例えば Federrath, et al. 2012 では、星形成率 であるから、得られる解析結果は観測データとの比 (SFR) に関する6つの理論モデルを磁場を含む形に 較が容易である. 解析はこのデータを視線方向に積 拡張して解析し、SFR と他のパラメータの依存性に 分した積分強度図と、元のデータをそのまま三次元 ついて調べている. 一方、流体の中で分子雲コアに 空間にプロットした散布図に対して行った.

> FUGIN は野辺山 45m 電波望遠鏡に搭載された,高感 度・広帯域のマルチビーム受信機 FOREST を用いた 野辺山宇宙電波観測所レガシー観測プロジェクトの一 つであり,天の川銀河の*CO*多輝線同時サーベイ観測 である.FUGIN プロジェクトでは¹²CO(J = 1-0), ¹³CO(J = 1-0), C¹⁸O(J = 1-0)の3輝線同時観測 を行うことが可能である.本研究ではそのうち高密度 であり,星形成に関わるガスを示す¹³CO(J = 1-0) 輝線データを解析の対象とした.また解析は星形成 が活発なW43,W49,W51,M16,M17を含む領域 を対象に行った.データは視線速度,位置,位置か らなる三次元データであり,視線方向に積分した積 分強度図を作成し解析した.FUGIN 観測データのパ ラメータを表1,各分子雲の情報を表2,3に示す.

表 1: FUGIN の観測パラメータ

X 11 1 0	
分子輝線	${}^{12}\mathrm{CO}(J=1-0)$
	${}^{13}\mathrm{CO}(J=1-0)$
	$C^{18}O(J = 1 - 0)$
ビームサイズ	14 " (¹² CO), 15 " (¹³ CO, C ¹⁸ O)
角度分解能	20 " (¹² CO), 21 " (¹³ CO, C ¹⁸ O)
速度分解能	$1.3 \mathrm{~km/s}$
$T_{\rm sys}$	250 K (¹² CO), 150 K (¹³ CO, C ¹⁸ O)
$\mathrm{R.M.S}(T_\mathrm{A}^*)$	$0.24 \text{ K} (^{12}\text{CO}), 0.12 \text{ K} (^{13}\text{CO}, \text{C}^{18}\text{O})$
銀経	$10^{\circ} \le l \le 50^{\circ}, \ 198^{\circ} \le l \le 236^{\circ}$
銀緯	$-1^{\circ} \leq l \leq 1^{\circ}$
観測領域	80deg^2 , 76deg^2
グリッドサイズ	8.5 "

表 2: 分子雲の情報 (W43, W49, W51)

	```	· · · · ·	/
	W43	W49	W51
距離	5.5 kpc	$11 \rm \ kpc$	5.4 kpc
総質量	7.7e7 $M_{\odot}$	7.1e 7 $M_{\odot}$	1.0e7 $M_{\odot}$
class II / I 比率	4.58	2.1	2.50

	M16	M17
距離	$1.7 \ \mathrm{kpc}$	$2.0 \ \mathrm{kpc}$
総質量	9.9e6 $M_{\odot}$	1.1e6 $M_{\odot}$
class I 0 / II III 比率	1.4	1.7

表 3: 分子雲の情報 (M16, M17)

天体の赤外線波長域におけるスペクトルエネルギー 分布をもとに、天体の年齢をクラス分類することがで きる.長波長側に向かってエネルギーが増加する天体 を Class I 天体. またエネルギーが平坦か長波長側に 緩やかに減少する天体を Class II 天体,エネルギーが 長波長側に急激に減少する天体を Class III 天体と呼 ぶ. また赤外線波長域よりも長波長の領域でのみ検出 される天体を Class 0 天体と呼ぶ. これら天体はクラ スの数値が小さいほど若い天体とされる. 星団内の天 体に対して、Class I 天体と Class II 天体の個数の比 率や, Class 0, I 天体と Class II, III 天体の個数の比 率をとることで、星団の親である分子雲の年齢を推定 することができる.表中の数値から,解析対象である 分子雲の年齢は M16 < M17 < W49 < W51 < W43 の順に成長段階にあることがわかる.

#### 解析方法 3

本研究では、観測的研究でしばしば用いられる Dendrogram を用いて構造の同定を行っていく. Dendrogramは、多次元のデータセットにおける階層構造を 樹形図上に分類するアルゴリズムである. それぞれ の階層は、内部に構造を持たない最小構造であるリー フ (leaf) と、内部に構造を持つブランチ (branch) に 分類される.また最も上位の構造をトランク(trunk) と呼ぶ. 解析対象のデータにおいては、ガスの質量が 大きい部分ほど多くの内部構造を持つ. Dendrogram により得られた構造のサイズ、質量、ビリアルパラ メータを取得し考察する.

#### シミュレーション解析結果,議論 4

シミュレーション解析結果のうち, 2.2 Myr におけ る積分強度図の解析結果を図1に示す. またトラン クサイズの推移を図2に示す.積分強度図において

より収縮していく様子が確認できた. また内部構造 については, そのサイズ, 質量, ビリアルパラメー タが増減を繰り返していることがわかった. 三次元 散布図の解析結果からは、同定された各構造のサイ ズ、質量、ビリアルパラメータが増減を繰り返して いることがわかった.一方で時間発展につれ比較的 大きな構造が生じ、成長していく様子も見られた. 以上の解析結果から, シミュレーションにおける分 子雲進化の構造について、全体としては自己重力に よって収縮しつつ、その内部で小規模な構造がより 大規模な構造へ成長するということが明らかとなっ た. 分子雲内部で小規模な構造が大規模な構造へ成 長する過程において、構造同士の衝突などの原因で 星形成が促進される可能性がある.



図 1: 2.2 Myr のシミュレーション解析結果



図 2: シミュレーションで得られたトランクの推移

#### 観測データ解析結果、議論 5

観測データの解析結果のうち、W43の積分強度図 の解析結果を図3に示す.また観測データから得ら 同定された構造については、トランクは自己重力に れた内部構造について、サイズを横軸、質量を縦軸 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

にとったプロットを図4に示す.サイズと質量は正の 相関をもっていることがわかった.前項で述べた年 齢に沿って構造が推移しているならば,サイズと質 量がともに M16 から W49 までは増加,その後 W51 までは減少,その後 W43 までは増加と,増減する様 子が明らかになった.一方シミュレーションが持つ 相関と,観測データが持つ相関の間にはずれが見ら れた.このずれは,観測データから得られた構造が シミュレーションのものと比べ,サイズあたりの質 量が大きいことを示している.このことから,実際 の分子雲は流体シミュレーションにはない,質量を より強く圧縮する機構が存在すると考えられる.

またサイズとビリアルパラメータ,質量とビリアル パラメータについては負の相関をもっていることが わかった.その推移については負の相関に沿って同 様に増減していることがわかった.シミュレーショ ンと比べると,内部構造については描像が一致して いるが,トランクについては一致していない.この 原因としては,シミュレーションが途中で終わって しまっている,もしくは観測データでトランクと捉 えているものが実際は内部構造であり,さらに大き なスケールでの解析が必要であることが原因と考え られる.



図 3: W43 の積分強度図の解析結果



図 4: 観測データから得られた構造のサイズ-質量プ ロット

#### 6 結論

分子雲の構造進化を調べるため、自己重力流体シ ミュレーションと観測データを Dendrogram を用い て解析した.シミュレーション解析をもとに星形成 過程のシナリオを推定することができた.また観測 データの解析から、実際の分子雲もシミュレーショ ンと同様の構造推移をしていることが示唆された. 今後は複数のシミュレーションを新規に行っていく. その際パラメータや初期条件を調整し、構造の性質 を観測データに近づけることで、星形成に重要なシ ミュレーションを探っていく.また観測データ解析 についても、さらに対象データの種類を増やし、実 際の分子雲が持つ構造的な性質を探っていこうと考 えている.

#### Reference

Federrath, C., et al. 2012, ApJ, 761, 156
Kohno, M., et al. 2021, PASJ, 73, SP1
Kondo , M., et al. 2021, ApJ, 912, 66
Miyawaki, R., et al. 2022, PASJ, 74, 1
Nishimura, A., et al. 2018, PASJ, 70, SP2
Nishimura, A., et al. 2021, PASJ, 73, SP1
Povich, Matthew S., et al. 2013, ApJS, 209, 31
Rosolowsky, E. W., et al. 2008, 679, 1388
Saral, G., et al. 2021, PASJ, 73, SP1
Tokuda, K., et al. 2020, ApJ, 896, 36

-----index へ戻る

星間a12

### 高密度コアの衝突によるストリーマーの形成

### 吉野 碧斗

#### 高密度コアの衝突によるストリーマーの形成

吉野 碧斗 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

#### Abstract

高密度コアの衝突は原始星エンベロープの構造形成や連星形成など、星形成過程に大きな影響を与える可能 性があるが、その具体的な役割についてはまだ十分に調べられていない。先行研究によると、公開されてい るコアカタログを基にした衝突頻度の見積もりから、コア衝突は多くの星形成領域で十分に発生し得ること が示唆されている。本研究では、コアの衝突過程の長時間進化を調べるために、AMR 法と Sink Particle を 用いた流体シミュレーションを行い、4 つのコア衝突モデルを作成した。その結果、原始星とその周囲に円 盤が形成された。その際、円盤に接続するスパイラル構造が見られ、これは近年の観測で見られるストリー マーと関係している可能性がある。ストリーマーのようなガス降着は星の質量を決定する上で重要だが、そ の起源や特性、役割についてはまだ十分に解明されていない。コア衝突はストリーマー形成の起源の候補と しても考えられる。

#### 1 Introduction

星は分子雲中で特に高密度の領域である高密度コ アが重力収縮することにより誕生する。古典モデル では、ほぼ軸対称のコアが重力崩壊し、原始星とそ れを取り囲む原始星円盤が形成されると考えられて いる (Terebey et al. 1984)。また近年、星形成領域の 観測的研究から、コアの成長の必要性が提唱されて いる (Takemura et al. 2021)。コアの成長に影響を 与え得るものとして、コアの衝突がある。公開され ているコアカタログによる衝突頻度の見積もりから、 コア衝突はほとんどの星形成領域で十分起こり得る ということが示唆されている (Yano et al. 2024)。こ れは原始星エンベロープの構造形成や連星形成など に大きく影響することから星形成過程において重要 な物理過程である可能性が示唆されている (Yano et al. 2024)。しかしその具体的な役割についてはまだ 十分に調べられていない。最近のシミュレーション では、孤立したコアの崩壊モデルだけでは説明が困 難ないくつかの特徴をコア衝突であれば説明できる ことが示されている。例えば、コア衝突は位置のず れた円盤や逆回転する円盤を持つ原始星系の形成に つながる可能性があると考えられている (Kuffmeier et al. 2021; Kuznetsova et al. 2022).

また、近年の ALMA などの高空間分解能観測に より、ストリーマーと呼ばれる円盤へ物質を送り込 む非軸対称なガス降着が検出されている (Pineda et al. 2020; Valdivia-Mena et al. 2022)。例えば、太

陽から距離 300 pc に位置するペルセウス座分子雲内 の原始星系 Per-emb-2 では、炭素鎖分子が豊富なス トリーマーが検出されている (Pineda et al., 2020)。 炭素鎖分子は分子ガスの化学進化の早期に豊富に存 在するため、上記のストリーマーは、その形成のタ イムスケールが短いことを示唆している。ストリー マーの質量や降着率の見積もりから、中心領域にこ れらの炭素鎖分子を供給することで、原始星への降 着の化学特性やダイナミクスを変化させる可能性が 示唆されている (Pineda et al. 2020)。こうしたガス 降着は星の質量を決定する上で重要である。すなわ ち、ストリーマーの形成過程やその性質を解明する ことは、星形成を理解する上で重要な課題の一つで ある。しかしながら、ストリーマーの起源や性質、役 割についてはまだ十分に解明されていない (Pineda et al. 2020; Pineda et al. 2023)。先行研究により、 コア衝突はこうしたストリーマーのような非軸対称 構造も形成することが示されている (Kuffmeier et al. 2021; Hanawa et al. 2022; Kinoshita & Nakamura 2022)。よって、コア衝突はストリーマーの起源の候 補としても考えられる。こうしたさまざまな現象を 自然に説明できる有力な一つの可能性を検証するた めに、コア衝突シミュレーションを行う。

本研究では、コア衝突が星形成過程に与える影響 や近年の観測で見られるストリーマー構造とどのよ うに関係するかを探ることを目的とする。

#### 2 Methods

コア衝突シミュレーションには、流体力学計算コー ドである Enzo(Bryan et al. 2014) を用いる。この コードは高い解像度を得ることかつ計算資源の節約 のために、より細かいグリッドで計算を行う必要があ る領域だけ選択的に計算格子を細かくする Adaptive Mesh Refinement (AMR) 法を用いている。トップレ ベルのルートグリッドは 2563 に設定し、さらに5段 階の Refinement を行う。Refinement 条件としては、 Jeans 条件を採用し、Jeans number を $n_{\rm I} = 8$ に設定 する。さらなる Refinement Level が必要なときには Sink Particle が形成されるように設定し、その後の 周囲のガス運動を調べられるようにする。次に、コ アとして質量  $M \sim 0.95 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$ :太陽質量)、中心 密度  $\rho_{\rm c} \sim 1.5 \times 10^5 \, {\rm cm}^{-3}$ 、半径  $R \sim 0.05 \, {\rm pc}$  の安定 な Bonnor-Ebert(BE) 球 (Ebert 1955; Bonnor 1956; Alves et al. 2001) を準備する (表 1)。BE 球は、外圧 によって支えられた静水圧平衡のガス球である。い くつかの観測は、高密度コアの密度分布が BE 球の 密度分布で近似できることを示している (e.g., Evans et al. 2001)。このガス球を2つ置き、コア1を固定 し、コア2に初速度を与え、衝突する様子を調べる (図 1)。コア2の速度は $v = \alpha c_s(\alpha : 係数)$ と与えら れて、 $c_s$ はコア温度T = 10 Kのときの音速である。 ただし、今回設定した2つの Bonnor-Ebert 球の無 次元半径は、 $\xi = (4\pi G \rho_c / c_s^2)^{1/2} R = 3.7$ であり、こ の値は臨界値  $\xi_{crit} = 6.5$  以下である。ここでは、力 学進化を詳しく調べるため、等温を仮定して計算を 行う。

表 1: 初期パラメータ

	コア1	コア2
半径 R (pc)	0.05	0.05
無次元半径 $\xi$	3.7	3.7
音速 $c_{\rm s} \; (\rm km \; s^{-1})$	0.189	0.189
質量 $M (M_{\odot})$	0.95	0.95
中心密度 $\rho_{\rm c} \ ({\rm cm}^{-3})$	$1.5  imes 10^5$	$1.5  imes 10^5$

#### 3 Results

本研究では、4つのコア衝突モデルを作成した。今回はインパクトパラメータb、衝突前のコアが移動す



図 1: コア衝突モデルの初期条件 (b05M2の場合)。

表 2: コア衝突モデル

X	2. ニノ国人 こ/	
Name	$\mathcal{M}$	b/R
b05M2	2.0	0.5
b00M2	2.0	0.0
b075M2	2.0	0.75
b05M4	4.0	0.5

表 3: Sink Particle が形成されるまでの時間及び最 終的に形成された Sink Particle の質量

Name	$t_{\rm sink}$	Sink Particle の質量		
	(Myr)	$M_{ m sink}  \left( M_{\odot}  ight)$		
b05M2	0.25	0.98 (黒)	-	
b00M2	0.22	0.59 (黒)	-	
b075M2	0.28	0.48 (黒)	0.43 (白)	
b05M4	0.20	0.25 (黒) 0.21 (白		

(注 1) t_{sink} は計算開始から Sink Particle が形成 されるまでの時間。

(注 2)  $M_{\text{sink}}$  はそれぞれ t = 0.37 Myr (b05M2), t = 0.25 Myr (b00M2), t = 0.40 Myr (b075M2), t = 0.22 Myr (b05M4) のときの Sink Particle の 質量。

るマッハ数  $\mathcal{M}(=v/c_{\rm s})$  を変化させ、コア衝突過程に どのような違いが生じるかを調査した。コア衝突モデ ルはb = 0.5R、 $\mathcal{M} = 2$ をb05M2、b = 0、 $\mathcal{M} = 2$ をb00M2、b = 0.75R、 $\mathcal{M} = 2$ をb075M2、b = 0.5R、  $\mathcal{M} = 4$ をb05M4としてシミュレーションを行った



図 2: *x* – *y* 平面 (中央), *z* – *y* 平面 (右), *x* – *z* 平面 (上) に投影した柱密度分布。中央の 5200 au × 5200 au の領域のみが示されている。Sink Particle は黒色と白色の点で示す。

(表 2)。最終的に形成された Sink Particle の質量か
 ら、衝突した 2 つのコアの合計質量の半分もしくは
 1/4 程度の質量が Sink Particle に降着したと解釈で
 きる(表 3)。

#### 4 Discussion

4 つのコア衝突モデルを調査した結果、原始星と その周囲に円盤構造が形成された。中心の円盤構造 をより詳しく見るために、それぞれのモデルで中心 部分を拡大した柱密度分布図を作成した (図 2)。最 大質量の Sink Particle を黒色、2 番目に大きい質量 の Sink Particle を白色で表示している。b05M2 で は、1 つの原始星とその周囲に回転円盤が形成され た。b00M2 は正面衝突の場合で、1 つの原始星とそ の周囲に円盤構造が形成された。b075M2とb05M4 では連星系が形成された。b05M2を基準に考えると、 b075M2はインパクトパラメータを大きくしたため 衝突による軌道角運動量が大きくなり、b05M4は衝 突速度を速くしたため衝突による軌道角運動量が大 きくなった。今回はコア自体の回転は計算に含めて いないため、角運動量はコア2の軌道角運動量に依 存する。すなわち、インパクトパラメータと衝突速 度は回転円盤の形成と進化に大きく影響すると考え る。また、b00M2の場合を除いて、円盤に接続した 腕のような非軸対称構造が形成された。これはコア 衝突による衝撃圧縮から形成されたと考えられるが、 パラメータによってこの構造の形や大きさは異なっ ていた。これらのスパイラル構造の中には、近年の 観測で見られるストリーマー構造に似ているものも

#### あった。

これらより、インパクトパラメータや衝突速度が 大きい場合は、ストリーマーに似た細長い腕のような 構造や連星系が形成される傾向があると考えられる。

#### 5 Conclusion

本研究では、高密度コアの衝突が星形成過程に与 える影響を研究するために、三次元流体シミュレー ションを行った。コアは安定な等温の Bonnor-Ebert 球としてモデル化した。衝突するコアの進化を追跡 するために AMR 法と Sink Particle 法を用いた。質 量の等しい 2 つのコアを置き、インパクトパラメー タ b と初期コアのマッハ数 *M* を変化させて 4 つの コア衝突モデルを作成した。以下に主な結果をまと める。

- b05M2(b/R = 0.5, M = 2)の場合、1つの原始 星とその周りにスパイラル構造を持つ回転円盤 が形成された。
- b00M2(b/R = 0.0, M = 2)の場合、1つの原始 星とその周りに円盤構造が形成された。
- b075M2(b/R = 0.75, M = 2)の場合、2つの原 始星とその周りにスパイラル構造を持つ回転円 盤が形成された。
- 4. b05M4(b/R = 0.5, M = 4)の場合、2つの原始 星とその周りにスパイラル構造を持つ回転円盤 が形成された。

#### 6 Future Prospects

今回のコア衝突シミュレーションで見られたスパイ ラル構造は、近年の観測で見られるストリーマーの 形状と似ているもの (b05M4) や、やや異なっている ように見えるもの (b05M2) があった。今後の観測で b05M2 のような形状のストリーマー構造が検出され る可能性はあると考える。また、b075M2 や b05M4 で見られた腕のような構造がどのように形成される のかについて理解を深めるために密度分布や速度分 布を詳細に調査したい。さらに今後は広範囲なパラ メータサーチを実施し、より多くのモデルを作成す る予定である。

#### Reference

Terebey et al. 1984, ApJ, 286, 529

Pineda et al., 2020, Nature, 4, 1158

Valdivia-Mena et al. 2022, A&A, 667, A12

Pineda et al. "From bubbles and filaments to cores and disks: gas gathering and growth of structure leading to the formation of stellar systems." arXiv preprint arXiv:2205.03935 (2023).

Yano et al. 2024, ApJ, 964, 119

- Takemura et al. 2021, ApJL, 910, L6
- Kuffmeier et al. 2021, A&A, 656, A161
- Hanawa et al. 2022, ApJ, 932, 122
- Kinoshita & Nakamura 2022, ApJ, 937, 69
- Kuznetsova et al. 2022, ApJ, 928, 92

Bryan et al. 2014, ApJS, 211, 19

- Ebert, R. 1955, ZAp, 37, 217
- Bonnor, W. B. 1956, MNRAS, 116, 351
- Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, Natur, 409, 159
- Evans, N. J. I., Rawlings, J. M. C., Shirley, Y. L., & Mundy, L. G. 2001, ApJ, 557, 193

-index へ戻る

星間a13

### z>100の極初期宇宙における初代星の形成

### 伊藤 茉那

#### z > 100の極初期宇宙における初代星の形成

伊藤 茉那 (東北大学大学院 天文学専攻)

#### Abstract

初代星は宇宙の再電離や重元素の供給に寄与し、その後の宇宙の進化に大きな影響を及ぼす重要な天体だ が、その性質の大部分は未解明である。一般に初代星の形成時期は、標準的な ACDM モデルにおける天体 形成論に基づいて、z~20-30だと推定されている。一方で、銀河スケールより小スケールの密度ゆらぎに は観測的な制限がないため、実際はA CDM モデルで考えられているより大きなゆらぎによって天体が形成 された可能性がある。その場合、初代星の形成時期は z~20 - 30 より早くなる。しかし、これまでの研究 では、より高赤方偏移での初代星の性質についてあまり調べられていなかった。本研究では、z~100以上 の極初期宇宙における初代星の形成過程を調べた。z~20-30における初代星の形成では、宇宙背景放射 (CMB)の影響は小さいと考えられているが、高赤方偏移では CMB は高温であるため、その効果は無視でき ない。そこで本研究では、重力・輻射・化学反応に加えて CMB の効果を考慮した one-zone の熱化学進化 コードを用いて、始原ガス雲の温度進化を計算した。極初期宇宙において CMB が初代星形成にもたらす影 響としては、輻射加熱、コンプトン冷却、H $^-$ の光解離反応などを考慮した。その結果、形成時期z < 130では CMB の影響は小さく、標準的な初代星と同様の熱進化が見られた。一方で、130 < z < 500 における 初代星の進化過程では、CMB 光子による H⁻ の光解離反応で H₂ の生成が阻害されるため、H₂ 冷却が効き づらくなり、標準的な熱進化より高温となった。これにより、形成される初代星の質量は 1000M_☉ を超える ことが明らかとなった。さらに z > 500 では、H2 がほとんど生成されず冷却効率が大幅に下がるため、数 1000K での等温進化が見られ、星質量は  $10^5 M_{\odot}$  を超えた。以上の結果から、初代星の典型的な質量は形成 時期に依存することが示唆される。

#### 1 Introduction

近年、James Webb 宇宙望遠鏡 (JWST) の観測に よって、z = 10 より遠方の明るい銀河が理論的な示 唆より多く発見されている (Harikane et al. 2024)。 この齟齬を解決するための物理的解釈の一つとして、 宇宙論モデルの修正が挙げられる。

宇宙の構造形成過程では、宇宙初期に存在した微小 な密度ゆらぎが重力崩壊によって dark matter halo を形成し、その内部で始原ガス雲がさらに収縮して 初代星が誕生する。初代星の典型的な形成時期は原 始密度ゆらぎのスペクトルによって決定され、一般 には標準的な  $\Lambda$  cold dark matter ( $\Lambda$ CDM) モデル に基づいて  $z \sim 20 - 30$  だと推定されている。しか し、1 Mpc より小スケールの密度ゆらぎには観測的 な制限がないため、実際は  $\Lambda$ CDM モデルで考えられ ているより大きなゆらぎによって天体が形成された 可能性がある。Hirano et al. (2015b) では、上記の 可能性を鑑みて小スケールにおける密度ゆらぎの大 きさを修正し、宇宙論的シミュレーションによって ゆらぎの大きさが初代星形成に与える影響などを調べた。その結果、ゆらぎが大きいほど初代星は早期 (*z* = 24.0−186.3) に形成され、大質量 (88−245M_☉) となることが示された。また、形成時期が早いほど、 始原ガス雲の主な冷却剤である H₂ の存在量が減少 し、結果として始原ガス雲の熱進化が高温となるこ とも明らかになった。一方で、彼らのシミュレーショ ンは形成時期 *z* = 186.3 までに留まっており、より 早期に形成された初代星の性質については調べられ ていない。

そこで、本研究では z = 20 – 700 における始原ガ ス雲の温度進化を計算することで、形成時期が初代 星の性質に与える影響について、より幅広い赤方偏 移で調べた。形成が早期であるほど周辺の宇宙背景 放射 (CMB) は高温となるため、計算には重力・輻射・ 化学反応に加えて CMB の影響を考慮した one-zone の熱化学進化コードを用いた。また、ガス雲分裂時 の温度および中心密度から、最終的に形成される初 代星の質量の推定も行った。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

#### 2 Methods

本研究では、宇宙の高密度領域における始原ガス 雲の熱的・化学的進化過程を、初期の膨張から開始 し、最大膨張や重力収縮、ビリアル化を経て原始星が 形成されるまで、one-zone モデルを用いて計算した。

最大膨張期までの進化過程は宇宙初期の再結合過 程の計算コード「RecFast」(Seager et al. 1999)を 用いた。ただし、RecFast では一様宇宙の密度を採 用しているため、星形成がなされる環境と整合的に なるように球対称の top-hat モデルを考え、高密度 領域の進化が解けるようコードを修正した。修正版 RecFast コードを用いて、最大膨張期  $z_{ta}$  における水 素原子核数密度  $n_{\rm H}(z_{ta})$ 、ガス温度  $T_{\rm gas}(z_{\rm ta})$ 、電離度  $x_{\rm e}(z_{\rm ta}) = n_{\rm e}/n_{\rm H}$ を求め、後述する熱進化計算に初期 条件として組み込んだ。また、RecFast では分子反 応が考慮されていないため、H₂, D+, HD の  $z_{\rm ta}$  に おける存在量は Galli & Palla (1998)の Fig 4 に z の 関数として示された値を採用した。

最大膨張期以降の計算は、典型的な初代星形成過 程における熱進化を調べた先行研究 Nakauchi et al. (2019) で用いられた計算モデルの修正版を使用した。 Nakauchi et al. (2019) では、ガス雲の中心温度の計算 に際して、冷却関数は H, Ly $\alpha$ , H₂, HD による輝線放 射冷却  $\Lambda_{\text{line}}$ 、H₂ の collision-induced emission(CIE) による連続光放射冷却  $\Lambda_{\text{cont}}$ 、および化学反応による 加熱・冷却  $\Lambda_{\text{chem}}$  を考慮している。しかし、本研究 では通常より高赤方偏移での初代星を調べるため、 高温の CMB の影響が無視できなくなる。そのため、 CMB の輻射による加熱  $\Gamma_{\text{CMB}}$  およびコンプトン冷 却  $\Lambda_{\text{compt}}$  を考慮して

$$\Lambda_{\rm net} = \Lambda_{\rm line} + \Lambda_{\rm cont} + \Lambda_{\rm chem} - \Gamma_{\rm CMB} + \Lambda_{\rm compt} \quad (1)$$

と修正した。

また、Nakauchi et al. (2019) では 23 個の化学種 (H, D, He, Li, H, H₂, e⁻, H⁺, H₂⁺, H₃⁺, H⁻, He, He⁺, He²⁺, HeH⁺, D, HD, D⁺, HD⁺, D⁻, Li, LiH, Li⁺, Li⁻, LiH⁺, Li²⁺, Li³⁺) における化学反応およ び逆反応を考慮している。化学反応には、光子の吸 収により分子の結合が切れる光解離反応も含まれて いる。CMB が高温の場合、その輻射場も考慮する必 要があるため、輻射強度および反応率を

$$J_{\nu} = (1 - e^{-\tau})B_{\nu}(T) + e^{-\tau}B_{\nu}(T_{\rm CMB}) \qquad (2)$$

$$k_{\rm dissoc} = (1 - e^{-\tau}) k_{\rm assoc}(T) K_{\rm eq}(T)$$
(3)  
+
$$e^{-\tau} k_{\rm assoc}(T_{\rm CMB}) K_{\rm eq}(T_{\rm CMB})$$

と修正した。ただし、 $J_{\nu}, \tau, B_{\nu}, k_{\text{dissoc}}, k_{\text{assoc}}, K_{\text{eq}}$ はそれぞれ輻射強度、光学的厚み、プランク関数、光 解離反応の反応率、その逆反応である会合反応の反 応率、平衡定数を表す。

#### 3 Results

#### 3.1 Thermal Evolution

まず初めに、各赤方偏移における始原ガス雲の温 度進化に着目する。ガス雲の中心温度の進化の様子 を Fig 1 に、H₂ および電子の存在量を Fig 2 に示す。



図 1: ガス雲中心の温度進化。横軸はガス雲中心の水 素原子の個数密度、縦軸は中心の温度を表す。破線 は一定のジーンズ質量を表す。

## 3.1.1 Standard collapse sequence for first star formation: $z_{\rm vir} = 20$

Fig 1 および Fig 2 の紫線は、通常の初代星であ る  $z_{vir} = 20$  の進化を表している。Fig 1 より、最大 膨張期以降  $n_{\rm H} \leq 1 \, {\rm cm}^{-3}$  までは断熱収縮によって、 密度の上昇に伴い温度も上昇していることがわかる。  $n_{\rm H} \gtrsim 1 \, {\rm cm}^{-3}$  からは H₂ 生成が進み (Fig 2)、H₂ 輝 線放射冷却が効き始めるため、温度は低下する。そ の後、 $n_{\rm H} \sim 10^4 \, {\rm cm}^{-3}$  で H₂ 輝線放射冷却の臨界密 度に達するため、水素分子が輝線放出ではなく衝突 で脱励起する確率が高くなり、冷却効率が悪くなる。



図 2: ガス雲内の H₂ および電子存在量。横軸はガス 雲中心の水素原子の個数密度、縦軸は H₂, e の存在 量  $(y_i = n_i/n_{\rm H})$ を表す。

それに伴い、圧縮加熱により温度は再び緩やかに上 昇する。 $n_{\rm H} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ における温度の極小値は  $T_{\rm gas} \sim 2 \times 10^2 \text{K}$ である。 $n_{\rm H} \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ では3体 反応によってH₂生成がさらに進み、始原ガスはこれ 以降ほぼ分子状態となる。その後、 $n_{\rm H} \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ で再び断熱的に収縮する。

#### 3.1.2 Diminished H₂ cooling due to CMB: $z_{\rm vir} = 200 - 400$

 $z_{\rm vir} = 200 - 400$  では、 $z_{\rm vir} < 200$  の熱進化と比較 して、H₂ の存在量が少ない (Fig 2 参照) ため、全体 的に H₂ 冷却の効き始めが遅く、温度も高くなってい る。 $z_{\rm vir} > 200$  で H₂ の存在量が少ないのは、CMB 光子によって H⁻ が壊され、H₂ の生成が阻害される ためである (§ 3.2 参照)。Fig 1 より、高赤方偏移で あるほど  $n_{\rm H} \leq 10^8$  cm⁻³ において標準的な初代星の 熱進化より顕著に高温になっており、温度の極小値 は  $10^3$  K 程度となることがわかる。

#### 3.1.3 Direct collapse via atomic cooling: $z_{\rm vir} > 500$

Fig 1 より、 $z_{vir} > 500 \text{ では } 10^4 \leq n_{\rm H} \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ において、高温のままほぼ等温で進化していることがわかる (direct collapse)。これは、H₂ の存在量が 十分高くなる前に、H₂ 輝線放射冷却の臨界密度を超 えてしまい、H₂ 輝線放射冷却が効かなくなるためで ある。これにより、冷却過程はH₂ 輝線放射冷却より 弱い連続光放射冷却 (H 原子冷却) が支配的となり、  $z_{\rm vir} < 500$  で見られたようなH₂ 輝線放射冷却による 温度下降は見られなくなる。

#### 3.2 $H^-$ , $H_2^+$ photodissociation

始原ガスの重要な冷却剤である  $H_2$  は、主に電子 が触媒となる  $H^-$  channel

$$H + e \stackrel{k_1}{\underset{k_2}{\leftarrow}} H^- + \gamma$$

$$H^- + H \stackrel{}{\underset{k_3}{\rightarrow}} H_2 + e$$
(4)

および H⁺ が触媒となる H⁺₂ channel

$$H + H^{+} \stackrel{k_{1}}{\underset{k_{2}}{\leftrightarrow}} H_{2}^{+} + \gamma$$

$$H_{2}^{+} + H \xrightarrow{k_{2}} H_{2} + H^{+}$$

$$(5)$$

を通して生成される。各 channel での H₂ 生成の反応



図 3: 各 *z* における H₂ 生成の反応率。横軸は赤方 偏移とそれに対応する CMB 温度、縦軸は反応率を 表す。

率 $k_{form}$ は

$$k_{\rm form} = k_1 \times \frac{k_3 n_{\rm H}}{k_2 + k_3 n_{\rm H}} \tag{6}$$

と表され、 $k_{\rm form}$ が大きいほど反応が頻繁に起こり、 H₂が効率的に作られる。 $n_{\rm H} = 1000 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_{\rm gas} = 1000 \text{ K}$ として $k_{\rm form}$ をプロットすると、Fig 3 のよ うになる ( $k_1(T_{gas}), k_2(T_{CMB}), k_3(T_{gas})$  は Galli & Palla (1998) を参照)。Fig 3 より、 $z \leq 150, z \geq 1200$ では H⁻ channel,  $150 \leq z \leq 1200$  では H⁺ channel が卓越していることがわかる。また、H⁻ channel に 着目すると、 $z \geq 130$  において急激に反応率が落ちて いる。これは、高赤方偏移で CMB の温度が高くな ることによって  $k_2 \gg k_3 n_{\rm H}$  となり、H⁻ から H₂ を形 成するより速く CMB 光子によって H⁻ が破壊され るためである。同様のことが  $z \geq 400$  の H⁺₂ channel でも起きている。以上より、Fig 2 で  $z_{\rm vir} \gtrsim 200$  で H₂ の存在量が非常に少ないのは、CMB 光子による 光解離反応で、H₂ の生成が阻害されることに起因す ることが確認された。

#### 4 Discussion

本研究では、原始星形成までの進化を扱っているた め、最終的に形成される初代星の質量を直接計算す ることはできない。そのため、宇宙初期の構造形成か ら質量降着期までの進化を流体シミュレーションを用 いて解いた先行研究 Hirano et al. (2015a), Toyouchi et al. (2023)の結果を利用して、各赤方偏移におけ る典型的な初代星の質量を見積もる。両研究におい て、質量降着率 M と最終的な初代星の質量 M_{*} の関 係について言及されている。例えば、Hirano et al. (2015a) では M, M_{*} の関係は fitting 関数

$$M_* = 250 \,\,\mathrm{M_{\odot}} \left(\frac{\dot{M}}{2.8 \times 10^{-3} \,\,\mathrm{M_{\odot}} \,\,\mathrm{yr}^{-1}}\right)^{0.7} \quad (7)$$

で表されている (Toyouchi et al. (2023) の Fig 10 も 参照)。これにより、質量降着率 *M* がわかれば初代 星質量を推定することができる。

Fig 1 の温度進化において、 $n_{\rm H} \sim 10^4 \, {\rm cm}^{-3}$  付近 で温度が極小となるとき、フィラメント状だったガ ス雲が分裂して球状の分裂コアが形成される。その ため、このときの密度・温度を用いて求められるジー ンズ質量が、分裂コアの質量スケールとなる。ここ で求めたコア質量が自由落下時間程度で全て降着す ると考えると、質量降着率は

$$\dot{M} \simeq \frac{M_{\rm J}}{t_{\rm ff}} = \phi \frac{c_s^3}{G} \tag{8}$$

と表される。ここで  $\phi$  は比例定数で、本研究では  $z_{vir} = 20$ の時に Hirano et al. (2015a) と整合的な  $\dot{M} = 3 \times 10^{-3} M_{\odot} yr^{-1}$ となるように、 $\phi = 8.06$ と設定した。以上の手順で求められた  $\dot{M}$ を eq.7 に代入した結果を Fig 4 に示す。Fig 4 には、eq.7 を用いる代わりに Toyouchi et al. (2023) での数値計算結果を線形補完することにより推定した初代星質量も併せて示す。



図 4: 最終的に形成される初代星の質量。横軸はビリ アル化時の赤方偏移、縦軸は質量を表す。

Fig 4 より、高赤方偏移で形成された初代星ほど大 質量となり、特に  $z_{vir} > 200$  では 1000  $M_{\odot}$  を超え ることが明らかとなった。さらに、 $z_{vir} > 500$  では direct collapse 開始時のジーンズ質量がそのまま収 縮していくと考えられるため、 $M_* \sim 10^5 M_{\odot}$ の超 大質量星ができると推定される。

#### Reference

- Galli D., Palla F., 1998, A&A, 335, 403
- Harikane Y., Nakajima K., Ouchi M., Umeda H., Isobe Y., Ono Y., Xu Y., Zhang Y., 2024, ApJ, 960, 56
- Hirano S., Hosokawa T., Yoshida N., Omukai K., Yorke H. W., 2015a, MNRAS, 448, 568
- Hirano S., Zhu N., Yoshida N., Spergel D., Yorke H. W., 2015b, ApJ, 814, 18
- Ito M., & Omukai K., 2024, arXiv:2405.10073
- Nakauchi D., Omukai K., Susa H., 2019, MNRAS, 488, 1846
- Seager S., Sasselov D. D., Scott D., 1999, ApJL, 523, L1
- Toyouchi D., Inayoshi K., Li W., Haiman Z., Kuiper R., 2023, MNRAS, 518, 1601

-index へ戻る

星間a14

## 1次元モデルによる長寿命ガスリッチデブリ円盤の 再現

### 大山 航

#### 1次元モデルによる長寿命ガスリッチデブリ円盤の再現

大山 航 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

原始惑星系円盤 (PPD) では観測から約 1000 万年以内でガス成分は散逸すると考えられてきた。しかし、近年の観測で主に中間質量星周りに 1000 万年以上の年齢にも関わらずガス成分を保持するデブリ円盤 (ガス リッチデブリ円盤) が確認された。その起源は未解明であり、円盤進化の解明の上で重要である。

ガスリッチデブリ円盤のガスの起源は PPD のガス成分の生き残りという説 (始原ガス説) と微惑星の揮発 成分の蒸発により供給されたという説 (2 次ガス説) があり、主に 2 次ガス説が主流となっている。近年、星 進化とダスト枯渇の効果で円盤散逸が抑制され、PPD 寿命が 1000 万年以上になりえるとするガスリッチデ ブリ円盤の起源についてのモデルが提唱された ((Nakatani et al., 2023))。(Nakatani et al., 2023) では 0 次元モデルを用いて、寿命が 1000 万年以上の円盤の再現に成功していた。

本研究では (Nakatani et al., 2023) を 1 次元に拡張し計算を行った。1 次元に拡張することにより、円盤 ガスの空間分布、降着率の時間進化も得られる。また円盤風による中心星輻射の遮蔽効果 (遮蔽効果) も考え た。遮蔽効果を考えた場合、(Nakatani et al., 2023) と同様に 2*M*_☉ で寿命が 1 億年を超え最大になった。こ れはガスリッチデブリ円盤のガス起源が始原ガス説で説明できることを支持し、また主に中間質量星周りで 見つかる観測と一致する。これらの中心星の質量への依存性について、降着や光蒸発の散逸タイムスケール の時間進化を元に考察を行った。

#### 1 Introduction

近年の観測によって 5000 以上の多様な系外惑星が 見つかっており、それらを包括的に説明できる形成理 論が求められている。惑星は原始惑星系円盤 (PPD) で形成されるため、惑星の形成理論を考える上で PPD の進化を考える必要がある。

一般に PPD は観測結果から約 1000 万年以内で円 盤のガス成分は散逸すると考えられてきた。PPD の ガス散逸は粘性や円盤風による角運動量輸送による 降着、円盤風や光蒸発による質量散逸によって引き 起こされると考えられている。光蒸発は中心星から の輻射によって炙られて円盤のガス成分が散逸して しまう効果である。光蒸発に寄与する電磁波として は極端紫外線 (EUV; 13.6eV <  $h\nu \leq 100$ eV),遠紫外 線 (FUV; 6eV  $\leq h\nu < 13.6$ eV), X線 (X-ray;100eV  $\leq h\nu \leq 10$ keV) が考えられている。

しかし近年、主に中間質量星の周りに1000万年以 上の年齢にも関わらずガス成分が残存するデブリ円 盤 (ガスリッチデブリ円盤) が 20 天体ほど発見され た。ガスリッチデブリ円盤の起源は未解明である。ガ スリッチデブリ円盤の起源を明らかにすることは円 盤晩期における円盤進化を明らかにすることに繋が り、惑星形成が行われる舞台の物理条件を明らかに することにつながる。

ガスリッチデブリ円盤のガスの起源について、現 在おもに2通りのシナリオが考えられている。1つ 目のシナリオは PPD のガス成分が残存したもので あるというものである (始原ガス説)。2つ目のシナ リオは一旦 PPD のガスが散逸したのち、微惑星の揮 発成分の蒸発により供給されたというシナリオであ る (2 次ガス説)。現在においては、主に 2 次ガスに ついて研究が行われている。

始原ガス説について (Nakatani et al., 2023) にお いて 0 次元モデルで実現性が示された。(Nakatani et al., 2023) ではダスト進化によって、光電効果によっ て駆動される FUV による光蒸発が抑制されると考 え、FUV による光蒸発の寄与を無視して円盤寿命の 上限を 0 次元計算によって求めている。また、中心 星の進化による輻射の時間進化も考えていた。する と、2*M*_☉ の場合寿命が最大になり、1000 万年以上の ガスの残存が可能であることがわかった。

本研究においても始源ガス説について再検証を行う。(Nakatani et al., 2023) と同様に FUV の寄与を 無視し本研究でモデルを考え、円盤寿命の上限をも とめ始原ガス説の実現性について議論を行う。1次 元モデルで動径方向の面密度分布進化を具体的に解 く。1次元モデルを考えることにより、降着率や面密 度分布の変化による光蒸発率の変化を扱うことがで き、より詳細な考察ができると共に観測との比較を より詳しく行える。

#### 2 Methods

我々は数値計算により面密度分布の時間進化を追 う。粘性、円盤風による角運動量輸送、質量散逸の 効果、光蒸発の効果による円盤ガスの散逸を考慮す る。支配方程式は (Suzuki et al., 2016) のものを用 いる。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \Big[ \frac{2}{r\Omega} \Big\{ \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \Sigma \alpha_{r\phi}^- c_s^2 \right) \\ + r^2 \left( \rho c_s^2 \right)_{mid} \alpha_{\phi z}^- \Big\} \Big] \\ - C_w \left( \rho c_s \right)_{mid} - \dot{\Sigma}_{\text{photo}} \quad (1)$$

 $\alpha_{r\phi}$ は磁気回転不安定性 (Magnetorotational instability; MRI) 起源の乱流による粘性の大きさを決めるパラメータ、 $\alpha_{\phi z}$ は円盤風による角運動量損失で駆動される質量降着率の大きさを決めるパラメータである。式1の3項目は円盤風による質量損失、4項目は光蒸発による質量損失を表す。

円盤風については (Suzuki et al., 2016) の Weak Disk Wind モデル, Strong Disk Wind モデルを用い た。円盤風による質量損失率は円盤のエネルギーの 保存則から与えられる。降着によって解放される重力 エネルギーと粘性加熱によって円盤に与えられるエ ネルギーと円盤風によって持ち去られるエネルギー と円盤からの輻射で出ていくエネルギーが等しいと 考える。Weak Disk Wind モデルは降着によって解放 される重力エネルギーと粘性加熱によって円盤に与 えられるエネルギーの和の 10%が円盤風によって持 ち去られるエネルギーとしたモデルである。Strong Disk Wind モデルは降着によって解放される重力エ ネルギーが円盤風によって持ち去られるエネルギー と等しいと考えたモデルである。

円盤の磁気の状態について MRI 活性と MRI 非活 性の 2 つの場合を考えた。MRI 活性モデルにおいて,  $\alpha_{r\Phi}^{-}$  は 8 × 10⁻³ である。MRI 非活性モデルでは,  $\alpha_{r\Phi}^{-}$ は 8 × 10⁻⁵ である。 EUV による光蒸発モデルは (Tanaka et al., 2013) model を用いた。X 線による光蒸発は (Owen et al., 2012) の始原円盤モデルに 0.1 をかけたものを用い た。

また、円盤風が十分強かった場合、中心星からの 輻射が遮蔽される効果が考えられる (遮蔽効果)。遮 蔽効果を導入するため円盤風の柱密度の計算を行っ た。柱密度が、10¹⁹ cm⁻² 以上で EUV((Weder et al., 2023))、10²¹ cm⁻² で X 線が遮蔽されるとする。

中心星の輻射については (Nakatani et al., 2023), (Kunitomo et al., 2021) のモデルを用いた。EUV に ついては光球由来のものと磁場由来のものを考えた。 磁場由来の EUV については X 線との関係式が知ら れており、X 線から計算した。また、X 線, 光球由来 の EUV については (Kunitomo et al., 2021) の結果 を引用した。ただし、X 線について (Kunitomo et al., 2021) で設定されていた下限については無視した。

降着によって解放されるエネルギーの一部は EUV として放出されることが考えられる ( $\Phi_{acc}$ )。今回は 降着によって解放されるエネルギーの 4 パーセント が EUV に変換されると仮定した ((Nakatani et al., 2023))。

#### 3 Results

#### 3.1 fiducial

まず、表1の fiducial の場合について扱った。 図1は fiducial の場合の円盤寿命の中心星依存性



図 1: 円盤寿命

を表した図である。 $2M_{\odot}$ の場合で寿命が最大になる。これは (Nakatani et al., 2023)の結果と一致する。 $2M_{\odot}$ の場合寿命が  $10^8$ yr を超えている。そのた

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

Name of the model	$\Phi_{\rm acc}$	Shield	Disk Wind Model	initial Disk Mass	MRI	X-ray
fiducial-N	No	Yes	Weak	$0.1 \times \text{Stellar mass}$	Inactive	$0.1 \times \text{Owen}$
$Yes\Phi_{acc}-N$	Yes	Yes	Weak	$0.1 \times \text{Stellar mass}$	Inactive	$0.1 \times \text{Owen}$
NoShield-N	No	No	Weak	$0.1 \times \text{Stellar mass}$	Inactive	$0.1 \times \text{Owen}$
STDW-N	No	Yes	Strong	$0.1 \times \text{Stellar mass}$	Inactive	$0.1 \times \text{Owen}$
MRIact-N	No	Yes	Weak	$0.1 \times \text{Stellar mass}$	active	$0.1 \times \text{Owen}$
Mdisk0.01-N	No	Yes	Weak	$0.01 \times \text{Stellar mass}$	Inactive	$0.1 \times \text{Owen}$

表 1: モデル一覧 (N は Stellar mass  $[M_{\odot}]$ )

めガスリッチデブリ円盤を考える時、ガス成分を始 原ガス説で再現できる。



図 2: 円盤質量と降着率の時間進化 左側が円盤質 量、右側が降着率の時間進化である。また青線が $1M_{\odot}$ の場合、黒線が $2M_{\odot}$ の場合、黄線が $5M_{\odot}$ の場合を 表す。

図 2 の左側は円盤質量の時間進化を表す。 $2M_{\odot}$ の場合、 $1, 5M_{\odot}$ の場合に比べ、円盤晩期の質量の変化率が小さくなっている。

図 2 の右側は降着率の時間進化を表す。 $2M_{\odot}$ の場 合、1,  $5M_{\odot}$ の場合に比べ、円盤晩期の降着率の変化 率が小さくなっている。加えた  $2M_{\odot}$ の場合について 降着率は $6 \times 10^7$  yr 程度まで維持されている。これは 降着率が $6 \times 10^6$  yr 程度で落ち込む観測結果と一致 しない。

図 3 の左側は中心星質量が 1, 2,  $5M_{\odot}$  の場合に おける面密度進化のグラフである。1,  $5M_{\odot}$  の場合 200au 以遠の質量が比較的早い段階で消失している のに対し、 $2M_{\odot}$  の場合 100au から 500au あたりに 質量が長く残存している。

図3の右側は、降着、光蒸発、円盤風それぞれの散 逸率で円盤質量を割った値(散逸タイムスケール)の 時間進化である。一般的な傾向として中心星進化に よって,ある時点において対流層がなくなり、X線と 磁気由来のEUVは大幅に減少する。光蒸発での散逸 タイムスケールについて対流層の消失に伴うX線と



図 3: 面密度と散逸タイムスケールの時間進化 左側 が面密度、右側が散逸タイムスケールの時間進化で ある。 $t_{acc}$ は円盤質量を降着率で割った値、 $t_{photo}$ は 円盤質量を光蒸発による質量損失率で割った値、 $t_{DW}$ は円盤質量を円盤風による質量損失率で割った値で ある。また上段が $1M_{\odot}$ の場合、中段が $2M_{\odot}$ の場合、 下段が $5M_{\odot}$ の場合を表す。

磁気由来の EUV の放射の消失によって、 $2M_{\odot}$ の場 合  $4 \times 10^{6}$ yr 以降大幅に増大している。一方  $1M_{\odot}$ の 場合は対流層の消失に伴う X 線の放射の消失が起こ る前に円盤が散逸しきっている。 $5M_{\odot}$ の場合は温度 が高く対流層の消失に伴う X 線の放射の消失以降も 光球由来の EUV が出るため、EUV に対する遮蔽効 果が消えたタイミング以降で光蒸発での散逸タイム スケールが十分小さくなっている。このような恒星 進化の影響が円盤寿命の恒星質量依存性を決定する。

#### 3.2 モデルによる違い

fiducial の場合以外についても計算を行い、ガス リッチデブリ円盤が再現できるか検証を行った。



図 4: 各モデルでの円盤寿命の中心星質量依存性

図4はモデルを変えた場合の円盤寿命の中心星依存 性を表した図である。初期円盤質量を中心星の0.01 倍にした場合と (Nakatani et al., 2023) を考慮に入れ た場合以外は2,  $3M_{\odot}$ で寿命が最大になり、fiducial と同様にガスリッチデブリ円盤の観測と一致する。

一方、初期円盤質量を fiducial の 0.1 倍にした場 合、1,  $2M_{\odot}$  の場合において fiducial からの寿命の変 化が他の中心星質量の場合に比べ大きくなっている。 またそれによって円盤寿命が最大になる中心星質量 が $4M_{\odot}$  となっている。1,  $2M_{\odot}$  の場合において円盤 寿命が短くなったのは初期面密度が小さく光蒸発の 寄与が初期から働き、かつ特に $2M_{\odot}$  の場合において は中心星の対流層がなくなって光蒸発の寄与が小さ くなる前に円盤が全て散逸するためであると考えら れる。一方、 $3M_{\odot}$  以上の場合は初期面密度が大きく 遮蔽効果 (EUV) が長くはたらくため寿命が長くなる

 $\Phi_{\rm acc}$ の寄与を考えた場合、 $2M_{\odot}$ のとき、他の中 心星質量の場合に比べ大きく寿命が減っている。こ れは fiducial の場合  $2M_{\odot}$ のとき対流層が消失して以 降光蒸発率は小さいため、 $\Phi_{\rm acc}$ の寄与が相対的に大 きくなるためであると考えられる。

#### 4 Discussion

FUV による寄与を無視した場合、一部の円盤モデ ルにおいては 1000 万年以上 PPD のガスが残存する ことがわかった。しかし、降着率も同様に 1000 万年 以上生き残る。これは観測と一致しない。その原因 として、今回は惑星の寄与の効果や内側円盤の電離 による MRI 起源の粘性効果の増加の効果を無視して いることが挙げられる。具体的には惑星の重力の効 果によって、ギャップが形成され降着が抑制されるこ とが考えられる。また、内側円盤で粘性が大きくな ることにより、円盤内側のガス成分が早く降着する ことが考えられる。

#### 5 Conclusion

FUV による寄与を無視した場合、一部の円盤モデ ルにおいては 1000 万年以上 PPD のガスが残存する ことがわかった。これは円盤寿命の上限が 1000 万年 以上にあり、ガスリッチデブリ円盤のガス成分が始 原ガス説で説明できる可能性があることを意味して いる。また、ガスリッチデブリ円盤が始原ガス起源 だとすれば初期円盤質量は中心星の 0.1 倍程度で降 着エネルギー由来の EUV の寄与は限定的であった と考えられる。

#### Acknowledgement

このような発表の機会を与えてくださった、夏の 学校の運営の皆様並びに座長団の皆様に深く感謝申 し上げます。また、本研究の共同研究者である仲谷 崚平氏、細川隆史氏、三谷啓人氏、並びに助言など くださった研究室の方々に深く感謝申し上げます。

#### Reference

- Nakatani R., Turner N. J., Hasegawa Y., Cataldi G., Aikawa Y., Marino S., & Kobayashi H. 2023, ApJL, 959, L28
- Suzuki T. K., Ogihara M., Morbidelli A., Crida A., & Guillot T., 2016, A&A, 596, A74
- Tanaka K. E. I., Nakamoto T., & Omukai K., 2013, ApJ, 773, 155
- Owen J. E., Clarke C. J., & Ercolano B., 2012, MNRAS, 422, 1880
- Weder J., Mordasini C., & Emsenhuber A., 2023, A&A, 674, A165
- Kunitomo M., Ida S., Takeuchi T., Panić O., Miley J. M., & Suzuki T. K., 2021, ApJ, 909, 109

--index へ戻る

星間a15

### 原始惑星系円盤の降着に対する惑星の抑制効果

### 鈴木 慧次
### 原始惑星系円盤の降着に対する惑星の抑制効果

鈴木 慧次(東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

惑星は、主系列以前の恒星の周囲に存在する原始惑星系円盤と呼ばれるガスとダストからなる降着円盤の中で形成さ れたと考えられている。原始惑星系円盤のリング構造や円盤回 転速度の観測結果から、そこで進行する巨大惑星形成 の情報を得ようとする研究が数多く行われている。その中でも原始惑星系円盤の円盤質量と中心星への円盤降着率と の間にみられる比例関係に対して、巨大惑星形成がどの程度の影響を与えるかを調べられている。円盤中で巨大惑星 形成がされていると中心星へ降着するはずだった円盤ガスの一部が惑星に降着するため、巨大惑星は中心星への降着 を抑制すると考えられている。先行研究では、巨大惑星形成が中心星への降着率を何桁も抑制することを示した。し かし、その巨大惑星形成モデルでは巨大惑星への降着率を過大評価しており、それが中心星への降着の抑制に影響を 与えている可能性がある。本研究では、粘性降着円盤の面密度進化も同時に考慮した巨大惑星形成の最新モデルを用 いて巨大惑星による中心星への円盤降着の抑制を再検証した。我々の結果によると、巨大惑星形成による中心星への 円盤降着率の減少は多くの場合ファクター ¹2 であることが明らかになった。我々の結果は、円盤降着率が円盤質量と 比例関係にあり大幅に減少していない原始惑星系円盤の中でも、巨大惑星が誕生している可能性があることを示唆し ている。

#### 1 Introduction

原始惑星系円盤の典型質量である  $10^{-3} - 10^{-1} M_{\odot}$ を主に担うガスは、円盤寿命  $10^{6} - 10^{7}$ yr を通して 中心星に降着したり散逸したりすることで消失する。 中心星への降着率は観測から典型値がわかっており、  $10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot}$ /yr 程度である。中心星への降着率 は基本的に原始惑星系円盤の質量減少率に一致する。 しかし、原始惑星系円盤で巨大惑星形成が行われる と円盤ガスの一部は中心星へ落下せず惑星へ降着す る。また、光蒸発が起こると円盤表面のガスが散逸 する。これらの効果は中心星への降着率が減少する ような効果を与える。巨大惑星形成が中心星への降 着率に影響を与えるということは、裏を返せば中心 星への降着率から巨大惑星形成の情報を得ることが できるということである。

巨大惑星の形成モデルについて説明する。原始惑 星の質量が臨界コア質量 (~ 20*M*_{earth})を超えるとエ ンベロープの自己重力を圧力勾配で支えられなくな る (Mizuno 1980)。そうなると準静水圧平衡を保ち ながらエンベロープが収縮し、より自己重力が強まる ことでそれを支えるためにさらにエンベロープが収 縮する。こうして加速度的にエンベロープの収縮が 進み、暴走ガス降着を起こす。この成長は円盤が散 逸するまで続き、最終的に巨大惑星になる。Pollack et al. (1996) では、この暴走ガス降着を惑星への 降着率が増加し続けるようなモデルを用いた。それ に対して、Mordasini et al. (2012) では、ヒル半径 内でのガスの収縮を考えることで惑星への降着率を 計算し、円盤降着率を超えないという上限をつけた 上で Pollack et al. (1996) モデルを踏襲した。よっ て、Pollack et al. (1996)のモデルに比べて巨大惑星 の成長が抑えられるモデルになる。本研究で用いる Tanigawa and Tanaka (2016) のモデルは、ヒル半径 内へのガスの流入を計算することで惑星への降着率 を求めた。そのような状況では、惑星の質量が増加 すると惑星が周囲の円盤ガスと交換する角運動量も 増加し、ギャップが開くことになる。ギャップが開 くと惑星の周囲の面密度が減少するのでヒル半径内 に流入するガスは次第に減少することになり、結果 として Mordasini et al. (2012) のモデルよりも巨大 惑星の成長がさらに抑えられることになる。このモ デルと比較して、Mordasini et al. (2012) のモデル はヒル半径内へのガスの流入を考えておらず、巨大 2024 年度 第 54 回 天文・天体物理若手夏の学校

惑星の成長を過大評価している可能性がある。

巨大惑星形成を考慮して中心星への降着率を調べ た先行研究として、Manara et al. (2019) が挙げら れる。彼らは円盤質量に対する中心星への降着率に ついて、星形成領域である Lupus と Chamaeleon I の原始惑星系円盤の観測データと彼らの結果を比較 した。彼らの結果によると、巨大惑星を1-3 個形成 した原始惑星系円盤は、そうでないものに比べて中心 星への降着率が何桁も抑制されることを示した。し かし、彼らが巨大惑星形成を計算する際に Mordasini et al. (2012) のモデルを用いた。このモデルを用い ることによって、巨大惑星が十分成長した後は巨大惑 星より内側にはガスが落下しない状況を考えていた。

本研究では、Tanigawa and Tanaka (2016)のモデ ルを用いて、巨大惑星形成を考え、原始惑星系円盤に 巨大惑星がない場合及び巨大惑星が1個ある場合の 中心星への降着率を新たに計算した。

本収録の構成は以下の通りである。第2章では 本研究で中心星への降着率を求めた方法と、巨大惑 星形成が起こる場合の計算に用いた Tanigawa and Tanaka (2016) モデルのについて概説する。第3章 では Tanigawa and Tanaka (2016) のモデルを用い た結果を示す。第4章では本研究と Manara et al. (2019) の結果を比較し、議論する。第5章では結論 を示す。

### 2 Methods

前述の通り、本研究では Tanigawa and Tanaka (2016)のモデルを用いて巨大惑星形成を考え、原始 惑星系円盤に巨大惑星がない場合及び1個ある場合 の中心星への降着率を計算した。

中心星への降着率を計算するための基礎方程式は 以下のようになる。まず原始惑星系円盤について、2 次元軸対称の粘性定常円盤を仮定した (Shakura and Sunyaev 1973)。また、円盤はケプラー回転している とした。円盤質量は自己相似解により時間のべきで 減少していくとし、

$$M_{\rm d}(t) = M_{\rm d}(t_0) \left(\frac{t}{t_0}\right)^{-1/2} \quad (t \ge t_0) \qquad (1)$$

と表した。

また、原始惑星系円盤中に巨大惑星が1個ある場 合の中心星への降着率は

$$\dot{M}_{*} = \dot{M}_{\rm d} - \dot{M}_{\rm w} - \dot{M}_{\rm p}$$
 (2)

とした。ただし、 $\dot{M}_{
m w}$ は光蒸発率で、本研究では $\dot{M}_{
m w}=10^{-10}M_{\odot}/{
m yr}$ とした。

原始惑星系円盤中に巨大惑星が 1 個ある場合の惑 星への降着率  $\dot{M}_p$  は Tanigawa and Tanaka (2016) のモデル

$$\dot{M}_{\rm p} = D\Sigma_{\rm gap} \tag{3}$$

を用いた。ただし、係数 D, ギャップの面密度  $\Sigma_{gap}$ は

$$D = 0.29 \left(\frac{M_{\rm p}}{M_*}\right)^{4/3} \left(\frac{h_{\rm p}}{r_{\rm p}}\right)^{-2} r_{\rm p}^2 \Omega_{\rm p} \qquad (4)$$

$$\Sigma_{\rm gap} = \frac{\dot{M}_{\rm d} - \dot{M}_{\rm w} - \dot{M}_{\rm p}}{3\pi\nu \left[1 + 0.04 \left(\frac{M_{\rm p}}{M_{\star}}\right)^2 \left(\frac{h_{\rm p}}{r_{\rm p}}\right)^{-5} \alpha^{-1}\right]} \quad (5)$$

と表される。ここで、 $\frac{h_{\rm p}}{r_{\rm p}}$ は惑星の位置での原始 惑星系円盤のアスペクト比で、 $r_{\rm p}$ を用いて $\frac{h_{\rm p}}{r_{\rm p}}$ = 0.05  $\left(\frac{r_{\rm p}}{5{\rm AU}}\right)$ 、 $\Omega_{\rm p}$  は惑星の位置でのケプラー角速度、  $\nu$ は動粘性率で、 $\nu = \alpha h_{\rm p}^2 \Omega_{\rm p}$ で表される。ここで、 惑星の軌道半径である  $r_{\rm p}$  は惑星移動が起こると変化 する量である。しかし、惑星移動は円盤のタイムス ケールと比較して問題になる程起こらず、最終的に 初期条件から  $\frac{1}{2}$  になる程度で本研究での計算にはあ まり影響してこない (Tanaka et al. 2020)。

### 3 Results

Tanigawa and Tanaka (2016) のモデルを用いて 惑星質量と各降着率の時間進化を求め、その結果を図 1 に示した。粘性パラメータは  $\alpha = 0.001$  で与えた。 初期条件として、 $t_0 = 10^5$ yr,  $r_p = 5$ AU,  $M_p(t_0) = 6 \times 10^{-5} M_{\odot} = 6 \times 10^{-2} M_{Jup}$ ,  $M_d(t_0) = 0.01 M_{\odot}$ を与えた。

図 1 について、惑星は初期質量  $M_{\rm p}(t_0) = 6 \times 10^{-2} M_{\rm jup}$  から最終的に  $M_{\rm p,fin} = 5.2 M_{\rm jup}$  になって いる。初期は (3) 式の D の  $M_{\rm p}$  依存性が主に効いて

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 1 惑星質量 (下) と各降着率 (上) の時間進化。 円盤質量の減少率 (青)、光蒸発率 (緑)、惑星への降 着率 (赤)、中心星への降着率 (黒) を図示した。

くるので、惑星質量が増加するほど惑星への降着率 も増加する。その結果惑星への降着率が円盤質量の 減少率と同程度になり、中心星への降着率が1桁程 度抑制されるようになる。ギャップが開いてからは ギャップの面密度  $\Sigma_{gap}$ が小さくなり、Dだけでなく  $\Sigma_{gap}$ の $M_p$ 依存性も効いてくる。よって惑星質量が 増加するほど惑星への降着率が低下し、その結果惑星 への降着率が円盤質量の減少率とは同程度にはなら ず $\frac{1}{2}$ 程度の抑制になることがわかった。Mordasini et al. (2012)のモデルを用いた場合、惑星質量が十 分になると惑星への降着率と円盤質量の減少率がす みやかに一致するような状況を考えているため、短 時間で中心星への降着率が大幅に減少する。

図 2 について、初期条件は円盤質量をだけを変 え、 $M_{\rm d}(t_0) = 0.001 M_{\odot}, 0.01 M_{\odot}, 0.1 M_{\odot}$ の3種類で 行った結果を示した。惑星質量は最終的に $M_{\rm p,fin} =$  $0.59 M_{\rm jup}, 5.2 M_{\rm jup}, 27 M_{\rm jup}$ になっている。点線と実 線の差分、つまり、惑星によって中心星への降着率が 抑制された量は最大1桁であること、それは初期円



図 2 円盤質量と中心星への降着率の関係。 点線が惑星がない場合、実線が惑星 1 個ある 場合。初期円盤質量は左から順に、 $M_{\rm d}(t_0) = 0.001 M_{\odot}, 0.01 M_{\odot}, 0.1 M_{\odot}$ 。

盤質量に依らない傾向であることがわかった。また、  $M_{\rm d}(t_0) = 0.001 M_{\odot}$ では最終的な惑星質量が小さい ためギャップがあまり開かず、惑星への降着率が高 い状態が長く維持されたため惑星による抑制も長期 間効いていることがわかった。



図 3 左図が Manara et al. (2019)の結果、右図 が本研究の結果で、同じ観測データをプロットし た。両図とも青と赤の点が観測データ。右図は、オ レンジの円が巨大惑星なし、緑が 1、灰色が 2、茶 色が 3 個ある場合。

図3から、Manara et al. (2019)の結果では、巨 大惑星が形成された円盤は観測データが存在しない ような領域(図中右下)にプロットがある。その一 方で、Tanigawa and Tanaka (2016)のモデルを用い た本研究の結果では巨大惑星形成による中心星への 降着率の抑制があっても、観測データと同程度の値 であることがわかった。Manara et al. (2019)では、 図3の右下の領域について、中心星への降着率が低 く観測バイアスがある可能性を指摘している。よっ て、端的に Manara et al. (2019)は観測データを再 2024 年度 第 54 回 天文・天体物理若手夏の学校

現できていない、逆に本研究は観測データを再現で きていると主張することはできない。

#### 4 Discussion

中心星への降着率が低い領域での観測とモデルに よる結果の一致を議論することは観測バイアスに より難しい。そこで、観測データの中で Transition disk がどこに位置するか明示する。Transition disk とは、ここでは原始惑星系円盤の 20 – 30AU より内 側に穴があるような円盤とした。この穴は巨大惑星 形成によっても作ることができるとされている。



図 4 本研究の結果と Transition disk が明示され た観測データをプロット (Manara et al. 2023)。 青が Transition disk、赤がそれ以外の円盤の観測 データ。

図4は、本研究の結果とTransition disk の情報を 明示した観測データをプロットした図である。Transition disk の位置を見ると、存在する範囲はそれ以外 の円盤のデータと大きな違いがない。全てのTransition disk の穴が巨大惑星形成によってできたわけで はないが、巨大惑星形成によって穴ができうること を考えると、巨大惑星を形成した円盤もそうでない 円盤と同じような中心星への降着率をとる可能性を 指摘する。そのような可能性に対して、本研究の結 果は調和的である。

#### 5 Conclusion

本研究では、Tanigawa and Tanaka (2016)のモ デルを用いて巨大惑星形成が行われた円盤と行われ ていない円盤について中心星への降着率を計算した。 その結果、最大で1桁の抑制、ほとんどの時間は¹/₂ 程度の抑制であることがわかった。また、Mordasini et al. (2012)のモデルを用いて巨大惑星形成はより 強い抑制を示した Manara et al. (2019)とは異なる 結果になったが、観測バイアスを考慮するとその結 果を否定することはできない。ただし、巨大惑星形 成をした可能性がある Transition disk の観測データ を含めた結果、惑星による抑制が本研究と同程度と なる円盤が存在する可能性はあると言える。

今後は、円盤の非定常性を加味した計算をして いく。本研究の結果から、暴走ガス降着が始まって ギャップが開くまでは、円盤質量の減少のタイムス ケールに比べて惑星の成長のタイムスケールが短い とわかった。このようなとき、ある時刻における惑 星による抑制の情報が中心星へ届くまで惑星への降 着率が変化しないという定常円盤の仮定は成立しな い。よって、特にギャップが開くまでの間の惑星に よる抑制を正確に計算するために、非定常性を加味 していきたい。

#### Reference

Kanagawa, K. D., Muto, T., Tanaka, H., et al., 2016, PSAJ, 68, 43

Manara, C. F., Mordasini, C., Testi, L., et al. 2019, A&A, 631, 2

Manara, C. F., Ansdell, M., Rosotti, G. P., et al. 2023, in Protostars and Planets VII, eds. S. Inutsuka, Y. Aikawa, T. Muto, K. Tomida, & M. Tamura, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, 534, 539

Mizuno, H. 1980, Progress of Theoretical Physics, 64, 544

Mordasini, C., Alibert, Y., Klahr, H., et al. 2012, A&A, 547, 111

Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337

Tanaka, H., Murase, K., & Tanigawa, T. 2020, ApJ, 891, 143

Tanigawa, T., & Tanaka, H. 2016, ApJ, 823, 48

-index へ戻る

星間a16

# 超新星残骸G284.31.8とガンマ線連星1FGL J1018.65856の関連性

# 寺農 夏樹

# 超新星残骸G284.3-1.8とガンマ線連星1FGL J1018.6-5856の関連性

寺農 夏樹 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

### Abstract

大質量星とコンパクト天体からなるガンマ線連星 1FGL J1018.6–5856 と視線方向が一致している超新星残骸 G284.3–1.8 は、視線方向が近く、同一起源の可能性がある珍しい系であるが、これまでの研究でその確実な 証拠が見つかっていない。本研究では、G284.3–1.8 と 1FGL J1018.6–5856 が同一起源かを明らかにするた め、低バックグラウンドの X 線衛星 Suzaku データを解析した。その結果、G284.3–1.8 にかかる星間吸収の 柱密度は  $N_{\rm H} = (0.68 \pm 0.01) \times 10^{22}$  cm⁻² となり、1FGL J1018.6–5856 の $N_{\rm H} = (0.64 \pm 0.02) \times 10^{22}$  cm⁻² とほぼ等しい値となった。したがって、G284.3–1.8 と 1FGL J1018.6–5856 の距離が同程度であると考え られる。また G284.3–1.8 のスペクトル解析により、爆発噴出物から Ne に対して Mg の組成比が非常に高 い (Mg-rich) ことを発見した。これは最近の研究で示唆されている恒星進化段階の燃焼殻融合を考えること で説明でき、爆発後に中性子星を残す > 15 $M_{\odot}$ の重力崩壊型の超新星を起源に持つことが分かった。1FGL J1018.6–5856 の光度変動からコンパクト天体は中性子星であると示唆されており、この超新星が中性子星 を残すこととアバンダンスからの親星の質量推定の結果が整合することを初めて本研究で明らかにした。

# 1 Introduction

10 *M*_☉ を超える大質量星はその一生を終えるとき に超新星爆発を起こす。爆発時にコンパクトな天体 (中性子星 or ブラックホール)を残し、吹き飛ばされ た残骸が周囲の星間ガスと衝突することで数万年に わたって光り輝く。超新星爆発後に残る超新星残骸は 電波や X 線などの多波長観測がなされており、爆発 噴出物の元素組成比から起源を探る試みが頻繁に行 われてきた。系内の超新星残骸 G284.3−1.8 (G284) は連星系を内包する珍しい天体である。過去に、可視 光 [1]、電波 [2]、X 線 [3] で観測されており、この超 新星残骸の中心にガンマ線連星 1FGL J1018.6−5856 (J1018) があることが分かっている [4]。

Williams et al. (2015) は Chandra 衛星と XMM-Newton 衛星の X 線観測結果から超新星残骸と連星 系の関連性を示唆しており、 $\gtrsim 25 M_{\odot}$ の星が起源で あると主張しているが、理論的に  $\leq 20M_{\odot}$ の大質量 星は中性子星を残して爆発する一方,それ以上の超 大質量星は爆発せずにブラックホールに崩壊すると されているので [5]、中心に連星系があるということ に矛盾する。本研究では、バックグラウンドがより 低く安定している Suzaku 衛星の ~ 210 ks にわたる 長時間観測データを解析し、起源の再調査を行なっ た。それに加え、NANTEN 望遠鏡の電波観測と最 新の恒星進化モデルの結果についても議論する。

# 2 Observations

### 2.1 X-ray Observations with Suzaku

G284.3-1.8 は表1に示すように 2012 年の1 周期 を観測した。Suzaku はX 線撮像分光器 (XIS) を搭 載しており、XIS0, 1, 2, 3 の 4 つのカメラから構成 されている。XIS0, 2, 3 の CCD は前面照射型 (FI) で、XIS1 の CCD は背面照射型 (BI) である。観測 時に XIS0 の一部に電荷漏れが発生したので、その部 分のデータは取れなかったが、本研究ではより詳細 なバックグラウンド評価のためにバックグラウンド レベルの低い FI 検出器 (XIS0 + XIS3) を使用した。

表 1: Suzaku 衛星による G284 の観測リスト

観測 ID	観測日	軌道周期	露光時間 [ks]
407069010	2012/06/20 22:19:00	0.03 - 0.12	73
407070010	2012/06/24 23:43:04	0.28 - 0.29	17
407071010	2012/06/15 00:35:33	0.67 - 0.70	21
407096010	2012/06/27 17:05:53	0.44 - 0.50	60
504053010	2009/07/07 07:32:25	0.80 - 0.86	40

### 2.2 CO-Survey with NANTEN

G284 では CO 輝線の検出はされているが (CfA survay; Ruiz & May 1986[6])、角度分解能が低いた

め、付随分子雲の運動や物理量が求められていない。 そこで我々は 2′.6 の分解能を持つ NANTEN 望遠鏡 の ¹²CO(*J*=1-0) 輝線のデータ [7] を用いて付随分子 雲の探査を行った。

# 3 Analysis and Results

### 3.1 X-ray spectrum

図1はG284のXIS画像である。解析ツールは Suzaku チームが提供するHEAsoft(version 6.32.1) を、スペクトル解析にはXSPEC(version 12.13.1)を 用いる。XIS0,3のスペクトルを足し合わせた後、各 ビン80カウントでグループ化した。G284の放射は XISの視野全体に広がっており、視野内からX線バッ クグラウンドを抽出することが出来ないのでX線バッ クグラウンドとG284の放射をいずれもモデルとし てデータに合わせた。銀河リッジからの放射と前景 放射はUchiayama et al. (2013)[8]を参照し、衝突 電離平衡プラズマモデルで表した。また、宇宙X線 背景放射についてはKushino et al. (2002)[9]を参照 してベキ関数で表した。超新星残骸G284 について は、衝突電離非平衡プラズマのモデルを用いた。



図 1: G284 の XIS イメージ。⁵⁵Fe 較正線源 (緑の破線円) と J1018(マゼンタの大破線円) と明るい点源 (マゼンタの小破線円) は解析領域から取り除いた。

G284 のスペクトル解析結果を図 2 に示し、フィット結果を表 2 にまとめた。その結果、強い Mg 輝線と Si(=S) 輝線が見つかっているが、それよりも重い 元素や Fe は少ないことから本天体は重力崩壊型の超 新星残骸であることを示唆する。一般に、爆発噴出 物に含まれる Ne と Mg は、恒星進化段階の終盤に 起こる C 殻燃焼によって同時に生成されるため、多 くの超新星残骸で同じ値を取ることが分かっている。 したがって、Ne に対して Mg が著しく大きい (Mgrich) のは何か特別な形成過程を経た可能性があるこ とを示唆している。 次に J1018 の解析結果を図 3 に



図 2: G284 の X 線スペクトルとベストフィットモデル。赤色の モデルが G284 の放射モデルを、それ以外をバックグラウンドモ デルで表している。

表 2: G284 のベストフィットパラメータ

モデル	パラメータ	値
Absorption(TBabs)	$N_{\rm H} \ [10^{22} \ {\rm cm}^{-2}]$	$1.17\pm0.05$
vapec	$norm[10^{-2} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	$0.6663 \pm 0.0002$
vapec	$norm[10^{-1} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	$0.5319 \pm 0.0007$
Absorption(TBabs)	$N_{\rm H} \ [10^{22} \ {\rm cm}^{-2}]$	$0.68\pm0.01$
vnei	$kT \; [\text{keV}]$	$0.2920^{+0.0028}_{-0.0007}$
	$Z_{\rm Ne}$ [solor]	$0.96\pm0.02$
	$Z_{\rm Mg}$ [solor]	$3.31\pm0.04$
	$Z_{\rm Si} = Z_{\rm S} \; [{\rm solor}]$	$2.27\pm0.14$
	$Z_{\rm Fe} = Z_{\rm Ni} \; [{\rm solor}]$	$0.31\pm0.01$
	$Z_{\text{other}}$ [solor]	1 (fix)
	$n_e t \ [10^{13} \ {\rm cm}^{-3} {\rm s}]$	3.48
	$norm[10^{-2} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	$0.887^{+0.006}_{-0.005}$

示し、フィット結果を表 3 にまとめた。表 3 の柱密 度から、J1018 は  $N_{\rm H} = (0.64 \pm 0.02) \times 10^{22} \, {\rm cm}^{-2}$ であることが分かり、これは G284 の柱密度  $N_{\rm H} = (0.68 \pm 0.01) \times 10^{22} \, {\rm cm}^{-2}$ とよく一致し、2つの天体 が同じ距離にあることを示唆する。



パラメータ	値
$N_{\rm H} \ [10^{22} \ {\rm cm}^{-2}]$	$0.64\pm0.02$
Γ	$1.54\pm0.01$
$norm[10^{-4} \text{ photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	$2.45\pm0.11$

## 3.2 Molecular clouds associated with G284

重力崩壊型超新星のような大質量星は天の川銀河 を含む渦巻銀河においては渦巻腕と呼ばれる構造で 活発に生成されるので、超新星残骸に付随する分子 雲の性質を調べることで、超新星残骸や親星の起源を 解明することができる。図4は¹²CO(*J*=1-0)におけ る速度チャンネル図を示している。図から、-21 km/s から -11 km/s の速度帯でG284の北東フィラメント とよく一致する CO 輝線放射が確認できた。銀河座 標における柱密度の分布図を図5に示すが、その値 は $N_{\rm H} \sim 0.70 \times 10^{21}$  cm⁻² で X 線で観測された吸 収の結果よりも1桁小さい。このことは、NANTEN の角度分解能では細かい構造がなまされ、CO 放射 が薄められている効果を考慮すると、十分説明でき ると考えられる。したがって、電波と X 線の両方か ら同じ吸収量を得ることができた。



図 4: NANTEN 観測で得た ¹²CO(*J*=1-0) の速度チャンネル図 (等高線)。背景画像は MOST で得られた 843MHz の電波連続放 射に対応しており、黒円は G284 の概形を示す。



図 5: CO 積分強度から見積もった H2 の分布図。黒円は G284 の概形を示す。

### 4 Discussion

最近の研究で、Mg に富む放射は燃焼殻融合 [10] と 呼ばれる恒星内部の燃焼殻が外層と混じり合う現象 によって実現されることが示唆されている [11][12]。 そこで我々は、観測結果と恒星進化モデル [13] との 比較を行なった。図 6 は超新星残骸と恒星進化モデ ルでの Mg/Ne 比と Si/Mg 比の分布を示している。 Mg/Ne> 0.6 を満たすモデルは例外なく燃焼殻融合 が確認されており [12]、この閾値を超える天体を Mgrich とすると確かに G284 は Mg-rich な超新星残骸 と言える。この図から、G284 の親星の初期質量は <15  $M_{\odot}$  であることを示している。したがって、G284



図 6: G284 と恒星進化モデルの Mg/Ne 比と Si/Mg 比の分布 図。灰色の点線はそれぞれの太陽組成での値を示しており、色付 きの点は爆発可能性が高いモデルで、灰色の点は爆発可能性が低 いモデルを表す。色は初期質量に対応する。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

の起源は <15 M_☉ の重力崩壊型超新星で、爆発後に 中性子星を残すと示唆する。これは J1018 のコンパク ト天体が中性子星である観測的示唆と一致する [14]。

## 5 Conclusion

同じ視線方向に見える超新星残骸 G284 とガンマ 線連星 J1018 の X 線観測を行い、2 天体が同一起源 かを探った。その結果、G284 と J1018 の X 線吸収柱 密度はよく一致し、両者が同じ距離にあることを示 した。また、NANTEN による CO データから付随分 子雲を同定し、矛盾しない柱密度を得られた。残骸 の爆発噴出物から Mg に富んだ (Mg-rich) 特性を持 つことを発見した。今までは高い Mg のアバンダン スのみから質量を推定 (>25  $M_{\odot}$ ) しているが、最近 の研究で爆発前の恒星進化モデルを考慮すると、燃 焼殻融合と呼ばれる現象によって Mg-rich に至るこ とが分かり、親星の質量を <15  $M_{\odot}$  と推定し直すこ とができた。アバンダンスから Mg に富む超新星残 骸が中性子星を残すことと推定された親星質量の結 果が整合することを本研究で明らかにした。。

### Reference

- 1. van et al. 1973, ApJ, 26, 19
- 2. Milne et al., 1989, PASA, 8, 187
- 3. Williams et al. 2015, ApJL, 808, L19
- Fermi-LAT Collaboration: Ackermann et al. 2012, Science, 335, 189
- 5. Sukhold et al. 2016, ApJ, 821, 1, 38
- 6. Ruiz & May. 1986, ApJ, 309, 667
- 7. Mizuno & Fukui. 2004, ASP, 317, 59
- 8. Uchiyama et al. 2012, PASJ, 65, 2
- 9. Kushino et al. 2020, PASJ, 54, 327
- 10. Yadav et al. 2020, ApJ, 890, 94
- 11. Sato et al. 2024, ApJ, arXiv.2403.04156
- 12. Matsunaga et al. 2024, ApJ, arXiv:2405.20736v
- 13. Sukhold et al. 2018, ApJ, 860, 93
- 14. Tanaka et al. 2014, 244

-index へ戻る

星間a17

# X線天文衛星すざくによる超新星残骸G82.2 + 5.3の 観測

# 正嶋 大和

# X線天文衛星すざくによる超新星残骸G 82.2+5.3の観測

正嶋 大和 (近畿大学大学院 総合理工学研究科)

### Abstract

G 82.2+5.3 ははくちょう座にある視直径が~1°の複合形態型の超新星残骸である。X 線天文衛星すざ くのアーカイブデータを解析し、G 82.2+5.3 のプラズマを調査した。我々は初めて G 82.2+5.3 のスペクト ルを低温と高温のプラズマの 2 成分に切り分けることに成功した。Mg, Si, S, Fe のアバンダンスが 3-4 太 陽組成であるという結果から、高温のプラズマはイジェクタ起源であると推定した。低エネルギー X 線の輝 度分布の構造はこの天体の非等方な噴出を示唆する。プラズマの密度 *n* ~ 0.06 cm⁻³ を用いて質量を見積も ると ≫1M_☉ となるため、大質量星を親星とする重力崩壊型超新星であることが否定できない。

### 1 Introduction

超新星残骸 (SNR; Supernova remnant) は、星 が一生を終えるときに起こす超新星爆発の後に残る 天体である。爆発時には星内部が高温・高圧になる ため多数の重元素が合成され、それらの重元素は宇 宙空間に還元される。そのため、SNRの調査は宇宙 の元素循環を理解する上で重要である。

SNR は、中心部から X 線を放射する「プレリオ ン型 SNR」、シェル状に電波を放射する「シェル型 SNR」、中心部からの X 線放射とシェル状の電波放射 がみられる「複合形態(MM; Mixed-Morphology) 型 SNR」(Rho & Petre 1998)に分類される。MM 型 SNR は多数発見されているが、その形成シナリオに ついては議論が続いている。

SNR G 82.2+5.3 は、はくちょう座にある距離が 1.6 kpc(Rosado & Gonzalez 1981) で視直径が~1° の天体である。この天体は Rho & Petre (1998) に より報告され MM 型に分類された。Mavromatakis et al. (2003) は、ROSAT PSPC と ASCA GIS/SIS のデータを用いて、詳細なスペクトル解析を行った。 彼らは、Ne, Mg, Si が 3-4 太陽組成であるという結 果から X 線を放射しているプラズマは爆発噴出物 (ejecta) が主成分であると考えた。また彼らは密度 同様に希薄な ejecta が広がっていったと主張した。 さらに年齢を 13500 yr と見積もり、G 82.2+5.3 は 比較的古い SNR であると推測した。しかしながら、 明確に検出されたのは Si の輝線だけであり、スペク トル解析はデータの統計量の少なさやエネルギー分 解能の制限を受けている。さらに、プラズマの電離

状態は制限されておらず、元素組成量の測定の不定 性は大きくなっている。

そこで本研究は、G 82.2+5.3 のプラズマの状態を より精度良く推定するためよりスペクトルの質が良 い X 線天文衛星すざくの観測アーカイブデータを解 析した。本論文において、図の誤差棒は 1σ、誤差の 範囲は 90% 信頼区間を表す。

### 2 Observations

#### 2.1 Data

我々は、すざく衛星に搭載された X 線イメージ検 出器 XIS (X-ray Imaging spectrometer)の観測デー タ (Observation ID : 510025010, 2015-05-29-30, 44 ks)を解析した。XIS の 4 つのカメラのうち、XIS 2 は 2006 年 11 月 9 日から機能不全であり、XIS 0 の 一部は微小隕石の衝突により 2009 年 6 月 23 日から 機能していない。したがって、本研究では XIS 0 の 残りの部分と XIS 3 (いずれも表面照射型 (FI))、 XIS 1 (裏面照射型 (BI))の観測データを使用した。

G 82.2+5.3 の視直径が~1°である一方で、すざ くの XIS の視野は 17.8'×17.8' なので、XIS はこの天 体の全体をカバーできておらず天体の中心から北側 の領域を観測している。また、視野全体に天体からの 放射が存在するため、我々はバックグラウンドの見積 もりに近傍の視野 BD+43 3645 の観測 (Observation ID: 506004010, 2011-04-04-06, 99 ks) を用いた。

### 2.2 Data processing

Heasoft version 6.32.1 を用いてイメージとス ペクトルを抽出した。スペクトル解析には、XSPEC version 12.13.1 を用いた。XRT の有効面積 (ancillary response files; ARF) と XIS の応答関数 (redistribution matrix files; RMF) & xissimarfgen と xisrmfgen を用いて計算した。NXB (Non X-ray Background) スペクトルを xisnxbgen を用いて作成 した。また、flickering pixels も除去した。flickering pixels は標準的なデータの処理の過程で除去される が、すざくの運用後期では除去されていないものが 増加していた。flickering pixel は X 線の入射に関係 なく光るピクセルで、このピクセルを解析に含める と、その結果は不定性を多く含むことになる。XIS チームの発表した recipe に従い flickering pixel を探 査した結果、それぞれ XIS 0,1,3 の実際のピクセル の2%、42%、5%が flickering pixels と判定されたの で、これらを除去した。

### **3** Results

### 3.1 Image Analysis

すざくによる G 82.2+5.3 の X 線イメージを図1 に示す。すでに報告されている ASCA GIS/SIS によ るスペクトル解析では Ne, Mg, Si のアバンダンスが 大きかったことから、本研究ではそれらの特性 X 線 が存在する 0.5-3 keV の低エネルギーのイメージと、 3-10 keV の高エネルギーのイメージを作成した。

低エネルギーの X 線イメージでは、明るい構造 が検出された。この構造についてスペクトル解析を 行うため、本研究では明るい領域を A、それ以外の 領域を B とした。また、3.0–10.0 keV の X 線イメー ジには明るい放射はないことを初めて確認した。

### 3.2 Background Spectrum Model

すざくによる G 82.2+5.3 の観測からバックグラウ ンドスペクトルを見積もることはできない。そこで、 我々はすざくによる近傍の別観測(BD+43 3645)か らバックグラウンドスペクトルを抽出した。抽出に 使用する領域からは、Terada et al. (2012)で報告さ



図 1: 超新星残骸 G 82.2+5.3 の X 線イメージ。左が 0.5-3 keV、右が 3-10 keV。カラーバーのスケール は任意単位である。左図に見える明るい構造を領域 A、それ以外を領域 B としている。なお、左下は較 正線源があるため欠けており、上部は XIS 0 の一部 破損のため含めていない。

れた BD43 と Bow shock 領域を除外した。

G 82.2+5.3 は銀河面に近いため、バックグラ ウンド放射として銀河面 X 線背景放射 (Galactic Ridge X-ray emission ; GRXE) が支配的と 考えた。Uchiyama et al. (2013) にもとづき、 MODEL=Abs1×(TP+Abs2×CM+Abs1×CXB) を 用いて、バックグラウンドスペクトルをフィットし た。ただし、Abs1, 2 は星間吸収、TP は熱的プラズ マ、CM は Cold matter、CXB は宇宙 X 線背景放射 (Cosmic X-ray Background) である。このモデルは バックグラウンドスペクトルをよく再現した。得ら れたベストフィットモデルを以降の解析におけるバッ クグラウンドモデルとして用いる。

#### 3.3 Spectral Analysis

先行研究 (Mavromatakis et al. 2003) では、 ASCA GIS/SIS の X 線スペクトルを電離平衡モデ ルで説明していた。しかし現在では、宇宙の SNR の プラズマは希薄で、その多くが電離非平衡プラズマ であることが知られている。そこで、まず吸収を受 けた電離非平衡プラズマ (NEI) モデルを適用した。 領域 A と領域 B の  $\chi^2/d.o.f.$  はそれぞれ 381.65/369 、404.66/364 となった。これらの解析の結果は領域 A, B のどちらもよく再現できたことを示している。 しかし、吸収柱密度  $N_H$  の値が領域 A, B でそれ ぞれ  $N_{\rm H,A} = (3.4 \pm 0.6) \times 10^{21} {\rm cm}^{-2}, N_{\rm H,B} =$ 

表 1: 2 成分プラズマモデルフィッティングのベスト フィットパラメータ。2 成分とも温度とアバンダンス は共通な値をとるように関連づけられている。なお、 vapec のアバンダンスは全て 1 太陽組成に固定され ている

Comp	Parameter, unit	Value(A)	Value(B)
phabs	$N_{\rm H}(10^{21} {\rm ~cm^{-2}})$	$3.4^{+0.6}_{-0.6}$	$3.7^{+0.5}_{-0.3}$
vapec	$kT \; (\text{keV})$	$0.27^{+0.5}_{-0.6}$	=A
	norm $(10^{-3})$	$4.1^{+4.9}_{-2.2}$	$6.5^{+3.5}_{-2.8}$
vvnei	$kT \; (\text{keV})$	$0.54_{-0.06}^{+0.05}$	
	Ne	$1.0 \stackrel{+0.3}{_{-0.2}}$	
	Mg	$1.2 \stackrel{+0.5}{_{-0.3}}$	
	Si	$3.1  {}^{+1.1}_{-0.6}$	^
	S	$1.9 \stackrel{+1.5}{_{-1.2}}$	-A
	Fe	$1.2 \ ^{+0.6}_{-0.3}$	
	$\mathbf{Z}_{other}$	1(fixed)	
	$nt \ (10^{11} \ {\rm s \ cm^{-3}})$	$9.6{\pm}0.3$	
	norm $(10^{-3})$	$1.0^{+0.5}_{-0.4}$	$0.71 \ ^{+3.4}_{-2.4}$
	$\chi^2$ / d.o.f.	806.91	/ 738

 $6.0^{+1.2}_{-0.8} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ となり、領域間で有意に異なっ た。銀河面から離れているので、隣接する領域で吸収 柱密度が大きく変わることは考えにくい。また、吸収 量に影響を与えうる濃い分子雲の存在は報告されてい ない。そこで NEI プラズマと電離平衡プラズマ (CIE) の2成分モデルを適用した。前者は ejecta、後者は星 間物質(ISM)に対応すると考え、前者はアバンダン スをフリー、後者はアバンダンスを太陽組成に固定し た。また、領域AとBは同時フィットし、アバンダン スと電子温度は領域 A と B で共通とした。その結果、  $\chi^2/d.o.f. = 806.91/738$ となり、この2成分モデルに よってよく再現できた。さらに、領域 A と B の間で  $N_{\rm H}$ の値はそれぞれ $N_{\rm H,A} = (3.4 \pm 0.6) \times 10^{21} \, {\rm cm}^{-2}$ 、  $N_{\rm H,B} = 3.7^{+0.5}_{-0.3} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ であり誤差の範囲内で 一致した。Ne、Mg、Si、Sのアバンダンスが~1-3 太陽組成となっており、特にSi,Sの組成比が大きい。 以上の結果から電離平衡状態に達した低温の ISM 起 源のプラズマ (~0.3 keV) と電離進行タイムスケー ejecta 起源のプラズマ (~0.5 keV) で説明できること がわかった。

### 4 Discussion

X 線天文衛星すざくの G 82.2+5.3 のデータから X 線イメージを作成し、明るさに構造があること



図 2: 2 成分モデル同時フィットによるスペクトル。 (a) は領域 A、(b) は領域 B。また黒は 2 成分モデル、 赤は NEI (電離非平衡プラズマ) 成分、青は CIE (電 離平衡プラズマ) 成分、緑はバックグラウンドモデ ルを示している。

を発見した。スペクトルフィットの結果から領域 A, B の 2 成分のプラズマのフラックスを計算した。フ ラックスの単位は photon s⁻¹ cm⁻² arcmin⁻² であ る。低温プラズマ成分(ISM)のフラックスは領域 A, B でそれぞれ  $1.10 \times 10^{-5}$ 、 $1.27 \times 10^{-5}$  であった。 この結果は、ISM からのフラックスが領域 A と領域 B で同程度であることを示している。一方、高温プ ラズマ(ejecta)のフラックスは領域 A, B でそれぞ れ  $1.16 \times 10^{-5}$ 、 $0.63 \times 10^{-5}$  であった。つまり ISM とは対照的に、領域 A での ejecta のフラックスが領 域 B の約 2 倍であった。これらの結果から、ISM は 領域 A, B で比較的均等に広がっており、ejecta は領 域 B よりも領域 A に多く存在していることが考えら れる。このことは、イジェクタが非等方に噴出され た可能性を示唆している。

スペクトル解析では、G 82.2+5.3のスペクトルを2 成分のプラズマモデルで説明した。この2成分とは低 温 (~0.3 keV)の電離平衡プラズマと高温 (~0.5 keV) の電離非平衡プラズマである。さらに我々は Ne, Mg, Si, S のアバンダンスを制限し、Si と S が明確に過剰 であるという結果を得た。このことは電離非平衡プ ラズマが ejecta 起源であることを示唆する。ただし、 アバンダンスの誤差が大きいため、今後より深い観 測によりアバンダンスをより制限することが期待さ れる。

スペクトル解析の結果を用いて、G 82.2+5.3 の密 度、質量、年齢を推定する。密度を Emission Measure  $(EM) = \int n_{\rm H} n_{\rm e} dV$ という関係式から見積もると、 領域 A, B でそれぞれ  $n_{\rm A} = 0.07 f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$ 、 $n_{\rm B} = 0.06 f^{-1/2} \text{ cm}^{-3}$ となった。fはX線を放射するプラズ マの体積の割合の filling factor を表す。ただし、天体 を理想的な球と仮定した。さらに、この形状の仮定と 密度、天体までの距離 1.6 kpc (Rosado & Gonzalez 1981) から、視線方向に見えている全質量はそれぞれ  $M_{\rm A} = 0.5 M_{\odot}$ 、 $M_{\rm B} = 0.5 M_{\odot}$ と見積もられた。 このことから G 82.2+5.3 の質量は ≫1 $M_{\odot}$ であると考 えられる。この天体が大質量星を親星とする CC 型 の SNR である可能性は否定できない。

解析で得られた電離進行タイムスケール nt と、上 記で求めた filling factor を含めない密度から、年齢は ~ $10^5 f^{1/2}$  yr と推定し、この年齢は Mavromatakis et al. (2003) が推定した 13500 yr と比較すると 1 桁大 きい。この違いの原因は、先行研究と本研究との間で 異なる見積もりの方法を取っていたことである可能性 がある。先行研究は、解析の結果 ( $kT \sim 0.67 \text{ keV}$ ) を用いてセドフ解を解くことで 13500 yr という結果 を得た。一方で本研究は、電離進行タイムスケール と密度により年齢を推定した。

### 5 Conclusion

プラズマの状態をより精度よく推定するため、超 新星残骸 G 82.2+5.3 の X 線天文衛星すざくによる 観測アーカイブデータを解析した。画像解析の結果 から、0.5-3.0 keVのX線イメージの中にX線で明 るい構造が確認された。この構造は 3-10 keV の X 線 イメージでは明確には見られなかった。この構造を 領域 A、それ以外を領域 B とし、スペクトルを抽出 した。スペクトルは、ejecta 起源の高温 (~0.5 keV) の電離非平衡プラズマと ISM 起源の低温 (~0.3 keV) の電離平衡プラズマの2成分で再現できた。我々は この解析により、Mavromatakis et al. (2003) で報 告された Ne, Mg, Si のアバンダンスに加え、S のア バンダンスも 1~3 太陽組成になると見積もった。領 域 A、B の ejecta 成分のフラックスの違いはこの解 析から得られたフラックスの大きさは、非等方な噴 出であったことを示唆している。ISM と ejecta の密 度はどちらも1 cm⁻³ よりも1桁小さく希薄であっ た。また質量は天体全体で ≫1M_☉ と見積もられ、大 質量星を親星にもつ重力崩壊型の超新星残骸である 可能性を否定できない。

### Reference

F.Mavromatakis, B., Aschenbach, P., Boumis, J., & Papamastorakis, 2003, A&A, 415, 1051–1063

Koyama, K., et al. 2007, PASJ, 59, S23-S33

Rho, J., & Petre, R., 1998, ApJ, 503, L167

- Rosado, M., & Gonzalez, J., 1981, Rev. Mex. Astr. Astrof., 5, 93
- Terada Y., Tashiro, M. S., Bamba, A., Yamazaki, R., Kouzu, K., Koyama, S., & Seta, H., 2012, PASJ, 64, 138
- Uchiyama, H., Nobukawa, M., Tsuru, T. G., & Koyama K., 2013, PASJ, 65, 19

-index へ戻る

星間a18

# 超新星残骸CTB109の空間分布解析

# 上野 桃愛

# 超新星残骸 CTB109 の空間分布解析

上野 桃愛 (東京理科大学大学院 理学研究科)

### Abstract

X 線天文衛星「すざく」により観測された超新星残骸 CTB109 のデータ解析をおこなった。衝撃波で加熱 された爆発噴出物と星間物質と考えられる二つの電離非平衡プラズマモデルでスペクトルを再現することが できた。円環領域に区切り、2 成分の温度・アバンダンス・輝度の空間分布を調べたところ、温度と爆発噴 出物における Si に対する S の組成比には顕著な空間依存性は見られなかったが、Si に対する Fe の組成比は 北東の 7.4-9.0 pc の領域に値の超過が見られた。輝度分布は低温成分の方がより外側にピークを持っており、 中心から 16 pc の接触不連続面を境目として、14-16 pc には加熱された爆発噴出物成分が電子数密度 0.24 cm⁻³ で分布し、16-19 pc には加熱された星間物質が電子数密度 1.05 cm⁻³ で分布しているとすると、観測 された 2 成分の輝度分布を再現することができた。爆発噴出物の各重元素質量を重力型超新星による重元素 合成モデル (Sukhbold et al. (2016), Nomoto et al. (2006)) と比較すると、親星質量は 12-12.25 $M_{\odot}$ と推 定することができ、中性子星を残すことに矛盾はない結果となった。

### 1 Introduction

約10M_☉以上の質量を持つ恒星は、その最期に重 力崩壊型超新星爆発を起こす。爆発後は超新星残骸 を残し、その中心に10-30M_☉程度の恒星であれば 中性子星を形成し、それ以上の質量を持つ恒星はブ ラックホールを形成する。超新星残骸では、爆発の 衝撃波が星間物質を加熱し、かき集めつつ広がって いく。その内側では爆発噴出物もまた逆行衝撃波に より加熱されX線を放射している。爆発噴出物には 親星や爆発時に合成された元素が含まれているため、 爆発噴出物からのX線スペクトルから含まれる元素 量を測定することで、親星の質量を推定することが できる。

CTB109は3.2±0.2 kpc に位置し (Kothes&Foster 2012)、推定年齢が約1万3千年 (Sasaki et al. 2004) と比較的古い超新星残骸である。西部の大部分が巨 大分子雲 (Giant Molecular Clouds; GMCs) に阻害 され (Nakano et al. 2017)、半球型をしている。ま た、中心にはマグネター 1E 2259+586 を付随する。 マグネターとは、双極子磁場が臨界磁場 4.4 × 10¹³G よりも大きく、その強い磁場をエネルギー源として X 線を放射する磁気駆動型中性子星のことをいう。 これまで、CTB109 の観測データから CTB109/1E 2259+586 系の親星の質量を推定する解析が行われて きた。

Nakano et al. (2017) では、「すざく」衛星により

観測された CTB109 の半球全領域の解析を行い、爆 発噴出物における Si に対する Ne, Mg, S, Fe の組成比 を求めた。それらを親星の質量推定モデル (Nomoto et al. (2006), Woosley&Weaver (1995)) と比較す ることで、親星の質量は 30-40 $M_{\odot}$  と推定され、中性 子星を残す恒星の理論上の質量 10-30 $M_{\odot}$  を超えた結 果となった。しかしながら、Nakano et al. (2017) が おこなった解析では CTB109 の空間構造が考慮され ておらず、各重元素の質量が求められていない。残骸 からの放射には特に放射が強い超過領域も存在して おり、残骸成分の平均アバンダンスを用いる Nakano et al. (2017) の解析手法では、元素量に系統誤差が 残る可能性がある。

そこで本研究では、X 線天文衛星「すざく」によ り観測された CTB109 の全方角 (北東、北西、南東、 南西) ついて、それぞれ円環領域に区切るという形で 空間分布について解析を行う。それから元素の分布 を調べ、CTB109/1E 2259+586 系の親星の質量を推 定する。

### 2 Observations

本研究では「すざく」衛星で 2011 年 12 月に観測 された CTB109 の X 線データを用いた。CTB109 は 北西 (NW)、南西 (SW)、北東 (NE)、南東 (SE) の四 領域に分割されそれぞれ観測された (図 1)。それぞ れ露光時間は 40.8 ks, 41.4 ks, 30.4 ks, 30.4 ks であ る。西部の巨大分子雲に阻害されている部分は除い て解析をおこなった。



図 1: 「すざく」衛星で観測された超新星残骸 CTB109ののX 線画像 (0.4-5.0 keV)。中央に位置する最も明るいX 線源はマグネター 1E 2259+586 である。ピンクで囲まれた領域は解析領域を表す。

星間物質からの放射と仮定した低温成分は温度 0.22 keV、爆発噴出物からの放射と仮定した高温成分は 温度 0.68 keV,  $n_e t 5.3 \times 10^{11}$  s cm⁻³ となった。ま た、他の方角についても同様のスペクトル解析を行 い、同様の結果が得られた。



図 2: 二つの電離非平衡プラズマモデルによる CTB109 北 東全領域のスペクトルフィット。加熱された爆発噴 出物成分を再現する赤線と、加熱された星間物質成 分を再現する青線を足し合わせた黒線でスペクトル を再現できた。

# 3 Results

### 3.1 全領域のスペクトル解析

北東 (NE)、北西 (NW)、南東 (SE)、南西 (SW) の 全領域においてそれぞれスペクトルを抽出した。図 2 は CTB109 の北東全領域の X 線スペクトルである。 スペクトルから Fe, Si, S の輝線を確認できるため、 モデルフィッティングからこれらの元素の存在量を求 めることができる。

超新星残骸は衝撃波による加熱の後、まだ電離平 衡に達していない状態である。そこで衝撃波で加熱 された爆発噴出物と星間物質からの放射を仮定し、そ れぞれを再現するような二つの電離非平衡プラズマ モデルでフィットした。二成分のうち高温成分は衝撃 波で加熱された爆発噴出物からの放射で、低温成分 は衝撃波で加熱された星間物質からの放射であると 推測される (Nakano et al. 2015)。よって低温成分 におけるアバンダンスを1 solar に固定し、イオン化 タイムスケール n_et を1×10¹² s cm⁻³ に固定した。 さらに、近隣の銀河面観測の解析において最もよく 再現できたモデルをパラメーターの値を固定して組 み込んだ。

### 3.2 円環領域のスペクトル解析

空間分布情報を得るために、各方角の観測領域を マグネター 1E 2259+586 を中心としてある決められ た半径の円環領域に区切りそれぞれ解析をおこなっ た。3.1 と同様のモデルを用いてフィッティングした ところ、どの円環領域においても X 線スペクトルを よく再現することができた。

円環領域のスペクトル解析から得られた温度の半 径分布は図3のようになった。爆発噴出物成分では 0.54-0.73 keV、星間物質成分では0.19-0.25 keVの 範囲に収まり、大きな半径依存性は見られなかった。

また、重元素のアバンダンスから Si に対する元素 ごとのアバンダンス比を求めた。Si に対する重元素 アバンダンス比の半径分布を図4に示す。S/Si では 顕著な半径依存性は見られなかった。Fe/Si では北東 の7.4-9.0 pc の領域に値の超過が見られた。

さらに、Si アバンダンスが 0.5-1.5 に分布していた ことから、アバンダンスを 1 solar に固定して円環領 域のスペクトル解析をおこなった。得られた輝度分 布を図 5 に示す。一様な密度の球と球殻が視線方向



図 3: CTB109の温度の半径分布。横軸は中性子星を中心 とする円環領域の半径を表す。



図 4: CTB109 における Si に対する各重元素のアバンダ ンス比分布。横軸は中性子星を中心とする円環領域 の半径を表す。

で重なるようなモデルを仮定したときのモデル線を 青い曲線でプロットした (4.1節)。低温成分の方がよ り外側にピークを持っており、低温成分を星間物質 成分、高温成分を爆発噴出物成分とみなすことに矛 盾のない結果となった。

#### Discussion 4

#### 4.1輝度の半径分布解析

円環領域のスペクトル解析より得られた放射強度 (norm)の値から輝度分布を求めた。norm は天体ま での角径距離をD cm、電子数密度を $n_e$  cm⁻³、水 素原子数密度を n_H cm⁻³、赤方偏移を z として以下 のように表される。

norm = 
$$\frac{10^{-14}}{4\pi [D(1+z)]^2} \int n_e n_{\rm H} dV$$
 (1)

CTB109 は高温成分と低温成分の両方とも温度が空における重元素質量である。 $M_{gas}$  は円環  $(r_1 < r_2)$ 



図 5: CTB109 における爆発噴出物成分 (上) と星間物質 成分(下)の輝度分布。横軸は中性子星を中心とする 円環領域の半径を表す。一様な密度の球と球殻が視 線方向で重なるようなモデルを仮定し、輝度分布を 青の曲線で再現した (4.1 節)。

間で一様であったため、一様な密度の球と球殻が視 線方向で重なるようなモデルを仮定し得られたデー タの輝度分布を再現した。図5の青い曲線が結果で ある。球対称を仮定したとき、中心から16 pcの接 触不連続面を境目として、内側の 14-16 pc の球殻に は加熱された爆発噴出物が電子数密度 0.24 cm⁻³ で 分布し、外側の 16-19 pc の球殻には加熱された星間 物質が電子数密度 1.05 cm⁻³ で分布しているモデル で最もよく再現できた (図 6)。

#### 親星質量の推定 4.2

重元素の質量 Mz は、4.1 で求めた電子数密度の 半径分布を用いて円環のガス質量をそれぞれ計算し、 そこに太陽におけるガス質量に対する各重元素質量 比と、円環のスペクトル解析から得た重元素のアバ ンダンス Az を乗ずることで算出した。このアバン ダンスは、各方角におけるその円環領域のアバンダ ンス値の平均とした。具体的な式を以下に示す。

$$M_{\rm Z} = \frac{M_{\rm Z,sun}}{M_{\rm gas,sun}} \times A_{\rm Z} \times M_{\rm gas}$$
(2)

よって、近似的に密度の二乗に比例する。また、 ここで、M_{gas,sun}は太陽のガス質量、M_{Z,sun}は太陽



図 6: 図5で再現されたモデルから球対称を仮定したとき に推定される CTB109 の電子数密度分布のイメー ジ図。

のガス質量であり、陽子の質量を $m_p$ 、電子数密度を $n_e$ として以下の式で求めることができる。

$$M_{\rm gas} = \int_{r_1}^{r_2} 4\pi r^2 \frac{7}{6} m_p n_e dr \tag{3}$$

加熱された爆発噴出物すなわち高温成分における Si, S, Fe の各重元素質量を円環領域ごとに求め足し合 わせることで、高温成分が分布する全領域での質量を 導出した。モデル (Sukhbold et al. (2016), Nomoto et al. (2006)) との比較を行ったのが図7である。

Si, Fe の質量は  $12M_{\odot}$  のモデル、S の質量は  $12.25M_{\odot}$  のモデルに最も近い値となった。



図 7: Sukhold et al. (2016)(実線) と Nomoto et al. (2006)(破線 (N06))のモデルと比較した爆発噴出物 の重元素質量。横軸は原子番号にならって縮尺してい る。モデルのラベルの数字は親星質量 (太陽質量)を 表す。誤差は、統計誤差と系統誤差 (Si=0.5, Si=1.5 に固定して求めた重元素質量の誤差との差分)の二 乗平均とした。

## 5 Conclusion

「すざく」衛星による観測から得られた超新星残 骸 CTB109 の X 線スペクトルを、二つの電離非平 衡プラズマモデルで再現した。さらに円環領域に区 切り各領域で解析をおこなった。その結果、爆発噴 出物における重元素存在量の空間分布、爆発噴出物 と星間物質それぞれの温度と電子数密度の空間分布 を得ることができた。得られた空間分布情報から各 円環領域における爆発噴出物成分の重元素質量を計 算し、足し合わせたものを元素合成モデルと比較す ると、親星質量は 12-12.25*M*[©] で最もよく再現され た。これは中性子星を残す恒星質量の理論値である 約 10-30*M*[©] の範囲内に収まっており、CTB109 が中 性子星を付随しているという事実と矛盾がない結果 となった。

### Reference

Kothes, R., & Foster, T. 2012, ApJ, 746, L4
Nakano et al. 2017, PASJ, 69, 40
Nakano et al. 2015, PASJ, 67, 9
Nomoto et al. 2006, Nucl. Phys. A, 777, 424
Sasaki et al. 2004, ApJ, 617, 322
Sukhbold et al. 2016, ApJ, 821, 38

Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, ApJS, 101, 181

——index へ戻る

星間a19

X線天文衛星「すざく」によるシェル型超新星残骸 G296.1-0.5のプラズマの観測

# 竹内 清香

# X 線天文衛星「すざく」によるシェル型超新星残骸 G296.1-0.5 のプラズ マの観測

竹内 清香 (奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科)

### Abstract

星はその一生の最期に大爆発を起こす。その超新星爆発により解放された莫大なエネルギーで星の外層が超音 速で噴出し、分子雲中に衝撃波を生じる。後に残る星雲状の天体が超新星残骸 (Supernova Remnant;SNR) である。SNR はその放射の形態により 4 種類に大別される。電波観測、X 線観測ともに殻状の放射が観測 されるシェル型。中心にパルサーがあり電波、X 線ともに中心集中した放射が観測される中心集中 (かに星 雲) 型。電波、X 線ともに殻状の放射、中心集中した放射が観測されるコンポジット (複合) 型。そして電 波観測では殻状の放射が、X 線観測では中心集中した放射が観測される複合形態 (Mixed-morphology;MM) 型である。

X 線、電波共にシェル型の構造を持つ典型的なシェル型 SNR である G296.1-0.5 についてすざく衛星での観 測結果をまとめた。エネルギー範囲を 0.4-10.0keV としてイメージを作成し、5 つの領域に分け、XIS 0,1,3 同時にフィッティングを行った。その結果、0.3 keV 程度の電離非平衡プラズマモデルと 0.1 keV 程度の電離 平衡プラズマモデルでよく再現された。さらに、X 線による放射が明るい部分については低温の電離平衡プ ラズマからの放射が多く観測され、噴出物 (イジェクタ) と衝撃波により掃き溜められた 星周物質 (Circum Steller Medium; CSM) によって構成されていることが分かった。

### 1 Introduction

G296.1 - 0.5 は X 線、電波ともにシェル状の放射 をもつ銀河系内の Middle-aged SNR である。一般的 な SNR は、超新星爆発によって  $V \sim 10^4$ km/s の速 さで星間空間にまき散らされた恒星からのイジェク タが 星間物質 (Inter Steller Medium; ISM) との間 に衝撃波を形成し、高温プラズマ状態となる。 SNR のプラズマはイジェクタ由来のプラズマと ISM 由 来のプラズマで構成される。 すざく衛星のデータを 用いた先行研究 (F. Gok et al. 2012) ではイジェク タを検出したことが報告されており、0.5-0.8 keV 程 度の1成分、もしくは2成分の電離非平衡のモデ ルで再現できると結論づけられた。しかし、全ての 領域で 0.6 keV 付近に大きな残差が確認できた。本 研究では、すざく衛星による観測データを5つの領 域に分け、0.4-10 keV のバンドでスペクトル解析を 行った。バックグラウンドについては観測天体と銀 緯が同程度の別の視野を使用し、銀河面拡散 X 線放 射 (Galactic Ridge X-ray Emission; GRXE) を考慮 したモデルを用いて慎重に評価した。

### 2 Methods and Observations

G296.1-0.5(ObsID=502068010, 502069010) は銀 河円盤方向に位置しているため、銀河面拡散 X 線放 射 (GRXE; Galactic Ridge X-ray Emission) を考慮 したバックグラウンド (BGD) のモデル化を行なった。 ソース (SRC) 領域については 2007 年に観測された 北領域と 2008 年に観測された南領域に分かれている ため、それぞれでシェルの明るい部分とシェルの内 側の暗い部分の 5 領域に分け解析を行なった。

### 3 Results

### 3.1 BGD 領域

G296.1-0.5 のすざくの観測領域は視野全体に SRC の SNR が広がっているため、BGD 領域は SRC 領 域とは異なる視野を使用しており、検出器からとれ る最大の領域 (ソース領域、点源領域は除外)を指定 した。BGD の評価に用いたモデルは (Uchiyama et al. 2013) を参照した。

### 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 1: BGD 領域の XIS0,1,3 0.4-10keV の X 線イ メージ。緑色の中心の点源を取り除いた領域が BGD 領域。



図 2: BGD 領域のスペクトルフィット

以降の SRC の解析ではこの領域の BGD モデルを 入れ同時にフィッティングを行なった。

### 3.2 SRC 領域

G296.1-0.5 の北側および南側領域でそれぞれシェ ルの明るい部分とシェルの内側の暗い部分に分け領 域を指定している。

### 4 Discussion

先行研究 (F. Gok et al. 2012) において G296.1-0.5 は1温度もしくは2温度の電離非平衡プラズマから

表 1: ]	BGD	領域の^	<b>ミスト</b>	・フ	イツ	トパラ	・メータ	<u> </u>
--------	-----	------	------------	----	----	-----	------	----------

Component	Parameter	Value
phabs	$N_{\rm H}[10^{22}{\rm cm}^{-2}]$	0.56(fixed)
apec	kTe(keV)	$9.0 \times 10^{-2}$ (fixed)
	norm	$14.2^{+1.70}_{-11.17}$
vapec	norm	< 0.82
phabs	$N_{\rm H}[10^{22}{\rm cm}^{-2}]$	$0.38\substack{+0.20\\-0.01}$
vapec	kTe(keV)	$0.75_{-0.05}^{+0.22}$
	norm	$3.20^{+0.73}_{-1.88} \times 10^{-3}$
	kTe(keV)	8.92(fixed)
	norm	${<}4.59{\times}10^{-3}$
gaussian	LineE	6.40(fixed)
		7.058(fixed)
powerlaw	norm	$1.03 \times 10^{-3}$ (fixed)
	$\chi^2$ /d.o.f.	319.2/335
	${\rm Reduced}\chi^2$	0.95



図 3: G296.1-0.5 の北側領域の XIS0,1,3 0.4-10keV の X 線イメージ。 上側の明るいシェル部分と下側の 暗い部分の 2 領域に分割している。

の放射で表されていたが、本解析により 0.3keV 程 度の高温の電離非平衡プラズマからの放射および、 0.1keV 程度の低温の電離平衡プラズマからの放射で よく再現されることがわかった。

続いて各領域のパラメータの比較を行なった。水素 柱密度  $N_{\rm H}$  はどの領域においても、0.2-0.3keV 程度、 電子温度 kTe(keV) は 0.2-0.3keV 程度となった。ま た電離タイムスケール Tau についても ~  $10^{11}$  程度 と比較的等しい値となり、先行研究に比べると電子 温度は低く、Tau が大きいという結果になった。電 離非平衡プラズマからの放射の強度 norm を面積比



図 4: G296.1-0.5 の南側領域の XIS0,1,3 0.4-10keV の X 線イメージ。 左右の明るいシェル部分と中心の 暗い部分の 3 領域に分割している。



図 5: SRC N 領域のベストフィットのスペクトル図

を考慮するとシェルの明るい部分において高く内側 の暗い部分において低いという結果になった。また Nのアバンダンスがシェルの部分において高いこと から明るい部分においては SNR の衝撃波によって掃 きためられた ISM 由来の放射が強いと考えられる。

また、それぞれの領域で求められた Si に対するア バンダンスパターンを比較し爆発の形態について考 察を行った。青で示されたラインが本研究で求めら れたアバンダンスである。Ia 型については軽元素に おけるアバンダンスに乖離があるが CC-like につい ては比較的近いことがわかる。また CC-like の中で も 15M_☉ 程度の恒星が重力崩壊型の超新星爆発を起 こしたものと考えられる。

衣 2:	N	ベストノイ	ットバラメーダー	-
			371	

Component	Farameter	value
phabs	$N_{\rm H}[10^{22}{\rm cm}^{-2}]$	$0.27\substack{+0.01 \\ -0.01}$
vnei	kTe(keV)	$0.27\substack{+0.01\\-0.01}$
	Ν	1(fixed)
	Ο	1(fixed)
	Ne	$1.43_{-0.02}^{+0.03}$
	Mg	$0.86\substack{+0.03\\-0.04}$
	Si=S	$1.08^{+0.07}_{-0.13}$
	Fe=Ni	$0.73^{+0.01}_{-0.02}$
	$Tau(cm^{11})$	$4.93^{+0.16}_{-0.43}{\times}10^{11}$
	norm	$2.85^{+0.10}_{-0.14}{\times}10^{-2}$
vapec	kTe(keV)	$0.11\substack{+0.01 \\ -0.01}$
	Ν	$2.40^{+0.01}_{-0.12}$
	norm	0.22
	$\chi^2$ /d.o.f.	1419/911
	${\rm Reduced}\chi^2$	1.56



図 6: SRC Ne 領域のベストフィットのスペクトル図

### 5 Conclusion

X線天文衛星すざくが観測した SNR G296.1-0.5の データを解析を行なった。先行研究に対してバック グラウンドの評価を適正に行なったことでバックグ ラウンドの影響が特に大きくなる Si のラインなどが 観測できるようになり各元素のアバンダンス比をよ り高い精度で求められた。先行研究では1温度の電 離非平衡プラズマからの放射であるとされていたが、 本研究で0.3keV 程度の高温の電離非平衡プラズマか らの放射および0.1keV 程度の低温の電離平衡プラズ

Component	Parameter	Value
phabs	$N_{\rm H}[10^{22}{\rm cm}^{-2}]$	$0.21^{+0.03}_{-0.02}$
vnei	kTe(keV)	$0.34_{-0.01}^{+0.01}$
	Ν	1(fixed)
	Ο	1(fixed)
	Ne	$1.72\substack{+0.10 \\ -0.04}$
	Mg	$0.77\substack{+0.10 \\ -0.10}$
	Si=S	$0.72^{+0.32}_{-0.32}$
	Fe=Ni	$0.62^{+0.03}_{-0.05}$
	$Tau(cm^{11})$	$3.17^{+0.51}_{-0.40}{\times}10^{11}$
	norm	$2.29^{+0.10}_{-0.35}{\times}10^{-2}$
vapec	kTe(keV)	$8.76^{+0.22}_{-0.60}{\times}10^{-2}$
	Ν	1.00(fixed)
	norm	$4.23^{+3.31}_{-0.69} \times 10^{-2}$
	$\chi^2$ /d.o.f.	1101/866
	Reduced $\chi^2$	1.27

表 3: Ne 領域のベストフィットパラメーター

10.00 10.00 1.00 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.10 0.1

図 7: Si に対する各元素のアバンダンスの比

マからの放射のモデルで再現可能であるとわかった。 シェルの明るい部分については掃きためられた CSM やイジェクタからの放射である一方で内側の暗い部 分については N のアバンダンスが低くイジェクタ起 源であると結論づけられた。また、爆発の形態につ いては各元素のアバンダンスパターンから 15M_☉ 程 度の大質量星が重力崩壊型の超新星爆発を起こした ものであると考えられる。

# Reference

F. Gok et al. 2012, MNRAS, 419, 1603 Tanaka et al. 2022, ApJ, 933, 103

Narita et al. 2023, ApJ, 950, 137

Uchiyama et al., & Koyama , K., 2013, PASJ, 65, 19

-index へ戻る

星間a20

# 系外黄道光ダスト空間分布と系外惑星の関係の理論的 研究

# 清水 颯人

# 系外黄道光ダスト空間分布と系外惑星の関係の理論的研究

清水 颯人 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

太陽系では、地球まわりの黄道光ダストが非一様な空間分布をしている (e.g., Kondo et al. 2016)。系外惑 星のまわりで、系外黄道光ダストでも特徴的な構造をつくるのか理論的な研究を行う。中心星周りを公転し ているダストは中心星輻射を非等方的に吸収または再放射するので徐々に角運動量を失い (ポインティング・ ロバートソン効果:以下、P-R 効果)、中心星方向にらせん軌道を描き移動する。移動してきたダストは惑 星軌道に近づくと、惑星と重力相互作用をする。その結果、惑星周りに非一様な分布が形成される (Ueda et al. 2017)。本研究では、ダストへの中心星輻射の影響を考慮して、中心星、惑星、ダストの3次元3体問題 の軌道積分を行う。ここで、軌道積分は、4次エルミート法に基づき自分でコードを書いて実施した。エネル ギー保存や角運動量保存の精度確認や惑星との近接遭遇による軌道進化を過去の研究との比較を行い、信頼 できるコードが作成できた。中心星質量が太陽質量、惑星質量と軌道が地球と同様な場合で軌道計算を行っ た。また、ダストはサイズに応じて輻射圧の強さが変わる。10 µm 程度のサイズのダストを模擬して軌道計 算を行った。落下してきたダストは地球との平均運動共鳴に捕獲され、特定の軌道に一定時間とどまった。 その結果、惑星周りのダストの分布に非対称性が生まれることが分かった。この特徴的なダストの分布図か ら系外惑星の存在をあぶりだせるかを最終的な目標として、現状の結果を報告する。

### **1** Introduction

太陽系には小惑星の衝突や彗星を起源とするダス トが多く存在する。これらのダストは、非等方的な 太陽光の吸収と再放射によって角運動量を失うため (P-R 効果)、徐々に地球軌道近傍に漂着し、地球と 重力相互作用をする。一部のダスト粒子は地球との 平均運動共鳴を行い、一定時間特定の軌道に捕獲さ れる。漂流するダストからの熱放射と散乱光は「黄 道光」と呼ばれる。黄道光の空間分布は、太陽輻射 圧と太陽重力の比を表すパラメータβによって特徴 づけられるダストの軌道に依存する。パラメータβ は、ダスト半径 s や物質密度 ρs などのダストの性質 の関数として定義される。

本研究では、ダストへの中心星輻射の影響を考慮 した、中心星、惑星、ダストの3次元3体問題の軌 道積分を4次エルミート法を用いて行う。このシミュ レーションの結果から惑星周りのダストの分布に非 対称性が生まれるかを調べる。さらに、この特徴的 なダストの分布図から系外惑星の存在をあぶりだせ るかを議論する。

### 2 Methods

### 2.1 ポインティング・ロバートソン効果

中心星周りを公転しているダストは中心星からの 光を中心方向からではなく、少し斜めから受ける。ダ ストは輻射圧により運動と逆向きの力がはたらくた め、角運動量を失う。これをポインティング・ロバー トソン効果 (P-R 効果) という。

ダストにはたらく太陽輻射圧と太陽重力は

$$F_r = \frac{L_\odot}{4\pi R^2} \cdot \frac{\pi s^2}{c} \cdot Q_{\rm pr} \tag{1}$$

$$F_g = \frac{GM_{\odot}m}{R^2} \tag{2}$$

と表せる。ここで $L_{\odot}$ は太陽光度、Rは太陽からの ダストの距離、sはダスト粒子の半径、 $Q_{\rm pr}$ は輻射率 係数、cは光速、Gは万有引力定数、 $M_{\odot}$ は太陽質 量、mはダストの質量である。太陽輻射圧と太陽重 力の比を表すパラメータ $\beta$ は

$$\beta \equiv \frac{F_r}{F_g} \simeq \left(\frac{s}{0.285 \ \mu \mathrm{m}}\right)^{-1} \left(\frac{\rho_s}{2 \ \mathrm{g \ cm^{-3}}}\right)^{-1} \left(\frac{Q_{\mathrm{pr}}}{1}\right) \tag{3}$$

で定義され、ダストの半径 s、密度 ρ_s に反比例する。

ここではダストのサイズに着目するために、 $\rho_s = 2$ 、 3 $Q_{\rm pr} = 1$ とする。

### 2.2 ダストの運動方程式

太陽輻射の影響を含んだダストの運動方程式は

$$\frac{\mathrm{d}^{2}\boldsymbol{R}}{\mathrm{d}t^{2}} = -GM_{\odot}(1-\beta)\frac{\boldsymbol{R}}{|\boldsymbol{R}|^{3}} 
-GM_{\oplus}\left(\frac{\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_{\oplus}}{|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_{\oplus}|^{3}} + \frac{\boldsymbol{R}_{\oplus}}{|\boldsymbol{R}_{\oplus}|^{3}}\right) \qquad (4) 
-\frac{GM_{\odot}\beta_{\mathrm{PR}}}{c|\boldsymbol{R}|^{2}}\left(\frac{\boldsymbol{V}\cdot\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{R}}\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{R}} + \boldsymbol{V}\right)$$

とかける。ここで $M_\oplus$ は地球質量、 $oldsymbol{R}_\oplus$ は太陽から の地球の距離、V はダストの速度である。右辺第1、 2項はそれぞれ太陽、地球からの重力であるが、第1 項の1-βは輻射圧を加えたもので、ダストは太陽 の重力が弱くなったと感じる。右辺第3項は太陽輻 射だけでなく、太陽風による P-R 効果も含まれる。 太陽風による P-R 効果と太陽輻射による P-R 効果 の比は約 30% (e.g., Minato et al. 2004) なので、  $\beta_{\rm PR} = \beta + 0.3\beta$  とする。ここでは  $\beta = 0.02$  とし、10 µm 程度のサイズのダストを想定する。初期の地球の 軌道長半径 a を 1 au、離心率 e を 0.01、ダストの軌 道長半径を 1.6 au、離心率を 0.01 とし、ダストの離 心近点角 E を変化させ、様々な位相におけるダスト の運動をシミュレーションする。計算コストを抑え るためにダストの軌道長半径が a < 0.9 となったら 終了させる。

#### 2.3 平均運動共鳴

平均運動n(1周期の平均の公転角速度)の比が1:2や2:3などの簡単な整数比となっている状態(尽数関係)のことを平均運動共鳴(mean motion resonances, MMRs)という。P-R効果によって角運動量を失った ダストは、地球との MMRs に捕獲されることがあ る。MMRs は地球軌道(1 au)の内側と外側の両方に 存在するが、ここでは外側の共鳴に焦点を当てる。ダ ストと地球の平均運動の比がp: p+j(p, jは自然数) であるとき MMRs の位置 $a_{p,j}$ は

$$a_{p,j} = (1-\beta)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{p+j}{p}\right)^{\frac{2}{3}}$$
au (5)

と書ける。



図 3: 離心率の時間変化

図1、2は軌道長半径の時間発展、図3は離心率の 時間発展の結果である。1.6 au から地球軌道付近に 落ちてきたダストは一定時間、式(5)の特定の軌道 に捕獲され、共鳴運動を行う。その間、離心率は徐々 に増加し、最終的に地球との近接遭遇により共鳴軌 道から外れる。図4、5、6は反時計回りの地球の公 転と共に回転する座標系でみたダストの軌道であり、

# **Results**





**図 6:** *p* = 7 のダストの軌道 (β を変化)

ループが見られる。これは捕捉されたダストの軌道 の近日点に対応する。*p*:*p*+*j*の共鳴に閉じ込めら れたダストは*p*個のループを持っている。ダストは 他の位置の軌道よりも長い時間ループに留まるので、 ダストの数密度分布は塊状になる。ループによって 形成される地球後方の塊は、前方の塊よりも地球に 近い。従って、ダストの空間分布は前方よりも後方 の方が多くなる。

また、 $\beta = 0$ 即ち、太陽輻射の効果を無視したと き、前後の塊は地球に対して対称に分布する。太陽 輻射を考慮すると、P-R 効果は常にダストの接線方 向の速度を減少させるため、ダスト軌道の遠日点よ り少し手前でのコンジャンクションが安定となり、地 球から角運動量を貰うことで共鳴運動を維持してい る。 $\beta$ の値が大きくなると遠日点からより離れた位 置でのコンジャンクションが安定となる。そのため、  $\beta$ が大きくなると、後方のループが地球に近くなる。

### 4 Future Perspective

3章でみた特徴的な軌道をもつダストの個数を増や して計算することで、様々な値のβに対するダスト の数密度分布図を作成することができる。将来、系 外の黄道光ダストの空間分布が観測されれば、その 分布図から系外惑星の特徴を推定できると考えられ る。そのために、今後の研究では、惑星の軌道要素 やダストのパラメータを変化させた黄道光ダストの 分布図を作成する予定である。

### 5 Conclusion

ダストへの中心星輻射の影響を考慮した、中心星、 惑星、ダストの3次元3体問題のシミュレーション の結果、ダストと惑星との共鳴運動が起こることが 確認できた。また、ダストの空間分布は、地球に対 して非対称であり、ダストのサイズなどを含むパラ メータβに依存することがわかった。

## Acknowledgement

本講演を行うにあたり、共同研究者である小林浩 准教授をはじめ、理論宇宙物理学研究室の皆様には 多くの助言を頂き、大変お世話になりました。また、 このような研究発表の場を設けてくださった夏の学 校事務局の皆様に感謝申し上げます。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

# Reference

Kondo, T., Ishihara, D., Kaneda, H., et al. 2016, AJ, 151, 71

Minato, T. et al. 2004, A&A, 424, L13

Ueda, T. Kobayashi, H. et al. 2017, AJ, 153, 232

-index へ戻る

星間a21

# Streaming Instability でつくられる clump 内でのダスト 衝突速度

和田 航汰

# ストリーミング不安定性でつくられるダスト集積領域でのダスト衝突速度

和田 航汰 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

惑星形成の標準的理論では、惑星は km サイズの微惑星の集積によってつくられたと考えられているが、そ の微惑星の形成過程については不明な点が多く未解決問題として残されている。微惑星形成過程で特に問題 とされているのは、中心星へのダストの落下運動が速いことや、ダスト層の重力不安定性が起こらないこと である。微惑星形成問題の解決策としては、ストリーミング不安定性が現在有力であり、多くの研究者によっ て調べられている。ストリーミング不安定性は、ダストとガスの2流体で生じる不安定性であり、その不安 定性によりダスト層に疎密がつくられ、重力不安定性につながると期待されている。しかし、ストリーミン グ不安定性にも問題が残されている。重力不安定性を起こす高密度ダスト塊の形成を通常のダストガス比で 実現するには、ダストサイズが数 cm 以上と大きい必要があり、そのサイズまでの成長が可能かという問題 がある。また、高密度ダスト塊の形成には一定時間が必要であることが知られており、ダストが小さいほど より長い時間が必要になる。そのため、ダスト落下以前に高密度ダスト塊を形成するには、やはり比較的大 きなサイズが必要と考えられている。本研究では、ストリーミング不安定性のシミュレーションを行い、ダ スト間の衝突質量流束を詳細に調べることで成長時間を見積もる。また統計的な解析を行うことで、衝突時 の典型的な衝突速度やダスト密度についても明らかにする。得られた合体成長時間は、ダスト落下時間やス トリーミング不安定性による高密度ダスト塊形成時間よりも短いことが確かめられた。また我々の合体成長 時間は Tominaga & Tanaka(2023) の近似的な見積りの 6~7 倍程度大きくなった。衝突速度については、ダ ストガス比が 0.02 以上のシミュレーションでは、1m/s 前後の低速衝突が多くの割合を占めており、大規模 な破壊を回避して合体成長する可能性があるとわかった。一方、ダストガス比が 0.01 の場合では数 m/s 以 上の衝突が多く、岩石ダストでは破壊が起こり得ることがわかった。

# 1 イントロダクション

微惑星とは、惑星になる前の小さな天体のことで あり、原始惑星系円盤内のダストが合体して作られ ると考えられている。原始惑星系円盤内では、中心 星の重力により、ダストが赤道面に沈殿している。こ のダスト層の中で微惑星は形成される。初期に存在 するダストのサイズは 5nm-0.2µm 程度であり、これ らのダストは cm 程度のサイズまで成長することが 可能だと考えられている。しかし、cm 以上のサイズ のダストがいかにして成長し、微惑星を形成するか は未解決問題として残されている。微惑星形成の問 題として、ダストの中心星落下問題と重力不安定性 の困難という 2 つが挙げられる。

ダストの中心星落下問題とは、原始惑星系円盤中の ダストが、ガス抵抗を受けることによって角運動量を 失い中心星に落下することである。1m 程度のダスト の落下速度が最も速く (50m/s)、1AU では 100 年程 度で中心星に落下する (e.g., Weidenschilling 1997)。 そのため、1m 程度のダストは 100 年以内に微惑星を 形成する必要がある。また、その落下速度は 50m/s 程度であり、ダストの衝突合体が難しく、衝突によっ て破壊が生じてしまう。岩石ダストでは、衝突速度が 数 m/s より速いと破壊が生じてしまい、氷ダストで は数十 m/s より速いと破壊が生じてしまう (Wada et al. 2009)。このように、ダストが中心星に落下する までに微惑星を形成しなければいけない問題と衝突 速度が速く、破壊が生じてしまうという問題がある。

ダスト層が重力不安定性を起こすには、その厚み はガス円盤の厚みの10⁻⁵倍以下になる必要がある。 しかし、そのような薄いダスト層では、ダストの速度 が数 cm/s 程度でも、ダストは巻き上げられ厚みは増 してしまう。ダスト層とガス円盤の速度差が 50m/s であることを考えると、その巻き上げは容易で、重力 不安定性を起こすのは困難であると考えられている (Cuzzi et al. 1993, Weidenshilling & Cuzzi 1993)。

ストリーミング不安定性は高密なダスト塊を作る機

構として多くの研究者によって調べられており(e.g., Youdin & Goodman 2005, Johansen & Youdin 2007, Bai & Stone 2010, Yang & Zhu 2021)、そのダスト 塊が重力不安定性を生じさせると期待されている。ス トリーミング不安定性とは、ダストとガス間のドリ フト運動によって生じる不安定性のことであり、そ の不安定性がダスト層に疎密を作り、重力不安定性 につながる。

重力不安定性を起こすには、ダスト塊の密度がロッ シュ密度を超える必要がある。ストリーミング不安 定性によって、ロッシュ密度を超えるほどのダスト 塊を作れるか否かは、ダストサイズとダスト量に依 存する。Li & Youdin (2021)によると、宇宙存在度 程度のダスト量でも高密度のダスト塊が形成可能で ある。しかし、林円盤の場合1AUでは、ダストサイ ズは3cm~10cmを超える必要がある。そのようなサ イズまで大きく合体成長できるかはストリーミング 不安定性の問題である。



図 1: ダスト塊が生じるためのダスト量とサイズの 条件。緑線より上の領域でダスト塊を作る。(Li & Youdin 2021, ApJ, 919, 107 の式 10 を用いて描い た。)

また、高密なダスト塊を生じさせるまでには時間 がかかる (Yang et al.2017, Li & Youdin 2021)。3cm ~10cm 程度のダストの場合、高密なダスト塊が生じ る時間は、中心星に落下する時間と同程度である。さ らに、ストリーミング不安定性によって、すべての ダストを微惑星にするのはもっと時間がかかる。

このように、高密度のダスト塊を形成するには3cm ~10cm サイズのダストが必要であることと、高密度 のダスト塊を形成するのに時間がかかることはスト リーミング不安定性の問題点である。このことによ り、原始惑星系円盤中の 10cm 以下のサイズのダス トは合体成長し、大きくなる必要がある。

本研究では、ストリーミング不安定性のシミュレー ションを行い、ダスト間の衝突質量流束を詳細に調 べることで成長時間を見積もる。また統計的な解析 を行うことで、衝突時の典型的な衝突速度やダスト 密度についても明らかにする。

# 2 方法

### 2.1 基礎方程式

中心星の周りを回る局所回転系において以下の4 つの基礎方程式が成り立つ。

ダストの運動方程式

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -2\eta v_K \mathbf{\Omega} \hat{\mathbf{x}} + 2\mathbf{v}_i \times \mathbf{\Omega} + 3\mathbf{\Omega}^2 x_i \hat{\mathbf{x}} - \mathbf{\Omega}^2 z_i \hat{\mathbf{z}} - \frac{\mathbf{v}_i - \mathbf{u}}{t_{\text{stop,k}}}$$
(1)

ガスの連続の式

$$\frac{\partial \rho_{\rm g}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho_{\rm g} \mathbf{u}) = 0 \tag{2}$$

ガスのオイラー方程式

$$\frac{\partial \rho_{\rm g} \mathbf{u}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \left(\rho_{\rm g} \mathbf{u} \mathbf{u} + P_{\rm g} \mathbf{I}\right)$$
$$= \rho_{\rm g} [2\mathbf{u} \times \boldsymbol{\Omega} + 3\boldsymbol{\Omega}^2 x \hat{\mathbf{x}} - \boldsymbol{\Omega}^2 z \hat{\mathbf{z}} + \sum_k \frac{\rho_{\rm d,k}}{\rho_{\rm g}} \frac{\overline{\mathbf{v}}_k - \mathbf{u}}{t_{\rm stop,k}}]$$
(3)

等温の状態方程式

$$P_{\rm g} = \rho_{\rm g} c_s^2 \tag{4}$$

ここで、 $\mathbf{v}$ , $\mathbf{u}$  はそれぞれダストとガスの速度であり、  $\rho_{d}$ 、 $\rho_{g}$  はダストの密度とガスの密度である。添字の i は粒子番号を表す。 $t_{stop}$  は制動時間を表し、大きい ダストほど  $t_{stop}$  は大きい。また、 $P_{g}$  は圧力、 $c_{s}$  は 音速を表す。

### 2.2 計算の設定

本研究では、Athena コード (Stone et al. 2008, Bai & Stone 2010) を用いて、ストリーミング不安 定性の二次元軸対称計算を行った。ダストサイズは、 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

St=0.1, 0.32, 1.0(1AU で 3cm~30cm 程度) の三種 類を考えた。それぞれのダストは 10 万個ずつ用意し た。ダスト量 Z はガスとダストの面密度の比であり、 Z=0.01, 0.02, 0.03 の 3 パターンで計算を行った。シ ミュレーション領域は動径方向にガスのスケールハ イトの 0.2 倍、鉛直方向に 0.3 倍とり、動径方向に 256 メッシュ、鉛直方向に 384 メッシュとった。

### 2.3 成長時間の見積もり方法

成長時間は質量 m を用いて

$$t_{\rm grow} = \frac{3m}{\frac{dm}{dt}} \tag{5}$$

とかける。ここで、

$$\frac{dm}{dt} = \rho \sigma v_{\rm col} \tag{6}$$

である。ρ,σ,v_{col} はそれぞれ、衝突相手のダストの密 度、衝突断面積、衝突速度を表す。成長時間を計算 する際、質量フラックス ρv_{col} の平均値を用いた。こ こでは、ダストの数と時間で平均をとった。また、自 分と同じサイズか自分より小さいダストとの衝突を 考え、成長時間を求めた。

### 3 結果と議論

図2は、横軸に動径方向、縦軸に鉛直方向をとり、 ダストの位置をプロットしたものである。St=0.32、 St=1.0のダストは赤道面に濃集しており、St=0.1の ダストは巻き上がっていることがわかる。

各ダスト量のシミュレーションにおいて、各サイ ズのダスト成長時間を計算したものが図3である。 図3から、St=0.32の成長時間が最も短く、ダスト 量 Z=0.03の場合、ケプラー時間と比べても短いこ とがわかった。また、St=0.32のダストの場合、成 長時間は1AUにおける中心星落下時間200年よりも 短く、中心星に落下する前に成長可能である。さら に、成長時間はTominaga & Tanaka(2023)の近似的 な見積りに比べて6~7倍程度大きくなった。

図4では横軸に密度、縦軸に全体の衝突頻度に占 めるある密度以下の衝突頻度の割合を示した。各ダ スト量のシミュレーションにおいて、最も成長時間の 短い St=0.32 のダストに注目した。1AU において、



図 2: ダスト量 Z=0.03 としてシミュレーションを 行った時のダストの位置。青色は St=0.1、緑色は St=0.32、黒色は St=1.0 のダストである。



図 3: ダスト成長時間のダスト量、サイズ依存性。青 色は Z=0.01、緑色は Z=0.02、赤色は Z=0.03 であ る。St=0.32 のダストの中心星落下時間は 200 年程 度であり、それより早くダストは成長する。

ロッシュ密度はガス密度の 1000 倍程度であることか ら、ダスト量 Z=0.03 では、多くの衝突が高密度の ダスト塊で生じることがわかった。一方、Z=0.02 以 下では、ガス密度の 10~100 倍程度のダスト密度で 多くの衝突が生じている。

最後に、各ダスト量のシミュレーションにおいて、 St=0.32のダストの衝突速度分布を求めた。図5で は横軸に衝突速度、縦軸に全体の衝突頻度に占める ある速度以上の衝突頻度の割合を示した。Wada et al. (2009)によると、岩石ダストでは5m/s以上の



図 4: ダスト衝突時の密度分布。青色は Z=0.01、緑 色は Z=0.02、赤色は Z=0.03 である。ρ_{g,b} は赤道面 のガス密度である。1AU におけるロッシュ密度はガ ス密度の 1000 倍程度。

衝突で衝突破壊が生じる。図5より、Z≥0.02では、 多くの衝突が1.0m/s程度の低速衝突であることがわ かった。このことから、ダストは合体成長可能だと 考えられる。一方、Z=0.01では、およそ半分程度の 衝突が破壊的衝突であり、ダストの合体成長は難し いことがわかった。



図 5: ダスト衝突時の速度分布。青色は Z=0.01、緑 色は Z=0.02、赤色は Z=0.03 である。5m/s 以上の 衝突速度で破壊的衝突が生じる。

### Tanaka(2023) の近似的な見積りに比べて 6~7 倍程度大きくなった。

- ダスト量 Z=0.03 では、多くの衝突が高密度の ダスト塊で生じ、Z≤0.02 では、ガス密度の 10 ~100 倍程度の密度で多くの衝突が生じること がわかった。
- Z≥0.02では、多くの衝突でダストは合体成長可 能だと考えられるが、Z=0.01では、およそ半分 程度の衝突が破壊的衝突であり、ダストの合体 成長は難しいことがわかった。

今後の課題として、様々なパラメータのシミュ レーションで得られた成長速度を Tominaga & Tanaka(2023)によって作られた成長速度モデルと比 較する予定である。また、様々なパラメータで質量 フラックスを計算し、質量フラックスの式をモデル 化したいと考えている。特に、より小さいダストに 注目して質量フラックスの解析を進めたい。

### Reference

- Bai, X.-N., & Stone, J. M. 2010, ApJ, 722, 1437
- Carrera, D., Thomas, A. J., Simon, J. B., et al. 2022, ApJ, 927, 52
- Cuzzi, J. N., Dobrovolskis, A. R., & Champney, J.
   M. 1993, Icar, 106, 102 D 'Alessio, P., Calvet,
   N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999,
   ApJ, 527, 893
- Johansen, A., & Youdin, A. 2007, ApJ, 662, 627
- Li, R., & Youdin, A. N. 2021, ApJ, 919, 107
- Stone, J. M., Gardiner, T. A., Teuben, P., Hawley, J. F., & Simon, J. B. 2008, ApJS, 178, 137
- Tominaga, R. T., & Tanaka, H. 2023, ApJ, 958, 168 Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., &
- Yamamoto, T. 2009, ApJ, 702, 1490 Weidenschilling, S. J. 1977, MNRAS, 180, 57
- Weidenschilling, S. J., & Cuzzi, J. N. 1993,
  - in Protostars and Planets III, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine (Tucson, AZ: Univ. of Arizona Press), 1031
- Youdin, A. N., & Goodman, J. 2005, ApJ, 620, 459
- Zhu, Z., & Yang, C.-C. 2021, MNRAS, 501, 467

# 4 結論・今後の課題

1. St=0.32 のダストの成長時間が最も短いことが わかった。また、その成長時間は Tominaga & -index へ戻る

星間a22

# ALMA 偏光観測データを用いた原始惑星系円盤のダス トサイズ推定

# 北出 直也

# ALMA 偏光観測データを用いた原始惑星系円盤のダストサイズ推定

北出 直也 (総合研究大学院大学 天文科学コース)

### Abstract

惑星は原始惑星系円盤の中でダストが合体成長することで形成されると考えられている。そのためダストサ イズを観測的に制限することは惑星形成解明の手がかりとなる。円盤内のダストサイズを制限する手法は複 数考案されているが、その一つがダスト熱放射のミリ波偏光を用いたものである。ダスト熱放射のミリ波偏 光には自己散乱や整列など複数の機構が存在する。特にミリ波偏光の機構が自己散乱である場合、最大ダス トサイズと同程度の波長において最も強い偏光度を示すためダストサイズを制限することができる。過去に ALMA 望遠鏡による偏光観測を用いて個別円盤における偏光機構の解明とダストサイズの制限が行われて きた。その一方で複数の円盤に対するダストサイズの統計的な傾向は偏光データから明らかにされていない。 本研究では過去に ALMA Band 3(波長 3.0 mm) と Band 7(波長 0.87 mm) で偏光観測が行われた複数の 円盤の ALMA 偏光データを再解析した。その結果、Band 7 のミリ波偏光は傾斜角と円盤中心一点における 偏光度に強い相関が見られ、偏光角は短軸と平行であった。その一方で、Band 3 では傾斜角と円盤中心一 点における偏光度、偏光角に Band 7 のような明確な相関は見られなかった。ミリ波偏光の機構が自己散乱 の場合、円盤の傾斜角が大きくなると高い偏光度を示し偏光角度は円盤の短軸に平行になることが知られて いる。そのため、Band 7 でのミリ波偏光機構は自己散乱が主であると説明することができる。一方で Band 3 では傾斜角と偏光度に相関が見られなかったため自己散乱による偏光は支配的ではない。自己散乱による 偏光の波長依存性を用いて、仮にダストがコンパクトで自己散乱による偏光のみを考慮するとこの結果から 円盤中心に存在する最大ダストサイズは Band 3 に対応する 450µm ではなく Band 7 に対応する 140µm で あることが分かった。

# 1 Introduction

ガスとダストで構成されている原始惑星系円盤の 中にはミクロンサイズのダストが存在し、このダス トが合体成長することで微惑星を形成しさらに重力 的に集積することで惑星を形成すると考えられてい る。しかしダストがミリサイズからメートルサイズへ と合体成長する際に成長を阻害する障壁が存在する。 一つがダスト落下問題である。これは原始惑星系円 盤の中でダストはガスと相互作用し角運動量を失う のでダストが十分大きなサイズに成長する前に中心 星へと落下してしまい惑星が形成されない、という 問題である。もう一つが衝突破壊問題である。これ はダストが合体成長する際にダスト同士が衝突し破 壊されてしまうことでダストの成長が阻害されてし まう、という問題である。実際の原始惑星系円盤に おいてダストがどのようにしてこれらの問題を乗り 越えて惑星を形成しているのかを知るためには、原 始惑星系円盤内に存在するダストのサイズを観測的 に制限することが重要である。これまでに観測的に

ダストサイズを制限する様々な方法が考案されてき た。一つがダストオパシティーの波長依存性を表すβ パラメータを用いた方法である (Ricci et al. 2010)。 円盤が光学的に十分薄いと仮定できる時、円盤の輝 度はダストオパシティーに比例する。ダストオパシ ティーの波長依存性は円盤内に存在するダスト最大 サイズで決まることが知られているので、円盤の輝 度を複数の波長で調べることによってダストサイズ を制限することができる。しかしこの方法は光学的に 十分薄い円盤にしか用いることができない。他には、 大きいダストほど空間的に局所化するという事実を 用いるものである (Doi & Kataoka 2023)。リングが 見られている円盤においてリングの幅を複数波長で 比べることによってリングにおける最大ダストサイ ズとダスト分布を制限することができる。しかしこ の方法はリングが存在する円盤にしか用いることが できない。今回我々はダストサイズ制限のためにダ スト熱放射のミリ波偏光を用いる。ミリ波偏光の機 構には自己散乱やダスト整列などの複数の機構が存
在する。自己散乱によるミリ波偏光はダストがコン パクトな場合ダスト最大サイズ *a*_{max} が波長 λ と同程 度 *a*_{max} ~ λ の時に強く偏光を示すことが知られてい る (Kataoka et al. 2015)(図 1)。この事実と複数波長 の偏光観測を用いることによってダストサイズを制 限することができる。図 1 はある観測波長における、



図 1: 自己散乱による偏光の波長依存性

観測される偏光強度に比例する値 (*Pω*) と最大ダス トサイズの関係を表している。観測波長によって異 なる最大ダストサイズで強い偏光を示すことがこの 図によって示されている。また自己散乱によるミリ 波偏光の偏光ベクトルの向きは、傾いている円盤に 対して短軸に揃うことが知られている (図 2)。一方 ダスト整列による偏光ベクトルは方位角方向を向く ので、これらの性質を用いることによって自己散乱 によるミリ波偏光とダスト整列によるミリ波偏光と を区別することができる (Kataoka et al. 2016)。図



図 2: 傾いた円盤において観測される短軸に揃った散 乱偏光

2は輻射輸送計算によって傾いた円盤でどのような

散乱偏光が観測されるかを表した図である。円盤に 重ねて描かれた黒の実線が偏光ベクトルの向きを表 しており、散乱偏光の偏光ベクトルの向きは円盤の 短軸と平行であることがわかる。さらに自己散乱に よるミリ波偏光ベクトルの大きさは円盤の傾斜角の 大きさと相関があることも解析的に予想されている (図 3)(Yang et al. 2017)。図 3 は円盤の傾斜角と偏



図 3: 円盤の傾斜角と偏光度の関係

光度の関係を表したものである。0度の時は face-on の状態を表している。傾斜角が 78 度以下の場合には 傾斜角が大きくなるにつれて偏光度も大きくなるこ とが分かる。

過去にこれらのダストのミリ波偏光の性質と ALMA 望遠鏡による偏光観測を用いて個別円盤に おける偏光機構の解明とダストサイズの制限が行わ れてきた。その一方で複数の円盤に対する偏光機構 とダストサイズの統計的な傾向は偏光データから明 らかにされていない。

そこで本研究では円盤の偏光機構と円盤内のダスト サイズの統計的な傾向を明らかにするために、過去に ALMA Band 3 (波長 3.0 mm) と Band 7 (波長 0.87 mm) で偏光観測が行われた複数の円盤の ALMA 偏 光データを再解析した。まず Band 3, Band 7 のそれ ぞれのデータで偏光ベクトルの向きを調べることで 偏光が自己散乱によるものかどうかを判別する。そ の後偏光機構の波長依存性からダストサイズを制限 する。また自己散乱による偏光について、解析的に 予想されていた傾斜角と偏光度の相関が観測におい ても見られるかどうかを検証した。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

## 2 Methods and Observations

過去に ALMA Band 3 (波長 3.0 mm)、Band 7 (波 長 0.87 mm) で偏光観測された 5 つの原始惑星系円盤 (AS 209、HL Tau、DG Tau、MWC480、RY Tau) と Band 7 で偏光観測された 4 つの原始惑星系円盤 (IM Lup、HD163296、CW Tau、TW Hya) の ALMA Science Archive データを再解析した。CW Tau、DG Tau、HD163296、HL Tau、IM Lup の Band 7 に関 しては ALMA Science Archive による fits データを 用いた。それ以外の天体に対しては ALMA Science Archive の raw data を clean 法を用いてイメージン グした。

表 1: 対象天体の性質と観測のビームサイズ

	ビームサイズ (秒角)	傾斜角
AS 209(Band 7)	$1\rlap.''10\times1\rlap.''02$	34.9
AS $209(Band 3)$	$1\rlap.''12\times0\rlap.''78$	34.9
HL Tau(Band 7)	$0.^{\prime\prime}\!45\times0.^{\prime\prime}\!35$	46.7
HL Tau(Band $3$ )	$0.^{\prime\prime}\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!\!$	46.7
DG Tau(Band 7)	$0.^{\prime\prime}\!20\times0.^{\prime\prime}\!11$	37.3
DG Tau(Band 3)	$0.^{\prime\prime}\!\!20\times0.^{\prime\prime}\!\!17$	37.3
MWC480(Band 7)	$0.^{\prime\prime}\!43\times0.^{\prime\prime}\!30$	36
MWC480(Band 3)	$0.^{\prime\prime}\!23\times0.^{\prime\prime}\!15$	36
RY Tau(Band 7)	$0.^{\prime\prime}\!25\times0.^{\prime\prime}\!17$	65
RY Tau(Band $3$ )	$0\rlap{.}^{\prime\prime}\!21\times0\rlap{.}^{\prime\prime}\!17$	65
IM Lup(Band 7)	$0.5 \times 0.4$	47.5
HD163296(Band 7)	$0.^{\prime\prime}\!20\times0.^{\prime\prime}\!18$	46.7
TW Hya(Band 7)	$0.^{\prime\prime}\!.^{\prime\prime}\!56\times0.^{\prime\prime}\!.^{\prime\prime}\!39$	5.0
CW Tau(Band 7)	$0\rlap{.}^{\prime\prime}\!24\times0\rlap{.}^{\prime\prime}\!14$	59

# 3 Results

まず Band 3、Band 7の両方で観測が行われてい る5天体に対して円盤の中心1ビームにおける偏光 ベクトルの向きと円盤の短軸方向との角度差を示す (図4)。図4より Band 7は Band 3より偏光ベクト ルが短軸方向を向いている傾向があることが分かる。

次に Band 7 の解析を行った 9 天体と Band 3 の 解析を行った 5 天体に対して円盤の傾斜角と中心 1 ビームにおける偏光度の関係を示す (図 5、図 6)。 Band 7 においては偏光度と傾斜角に相関が見られる が Band 3 において相関は見られないことが分かる。



図 4: 偏光ベクトルと短軸方向の角度差



図 6: 偏光度と傾斜角の関係 (Band 3)

### 4 Discussion

図4において Band 7 は Band 3 より偏光ベクトル が短軸方向を向いている傾向が示された。自己散乱 によるミリ波偏光の偏光ベクトルの向きは、傾いて いる円盤に対して短軸に揃うことが知られているた め Band 7 は Band 3 より自己散乱による偏光が支配 的であると言える。さらに自己散乱によるミリ波偏 光はダストがコンパクトな場合、ダスト最大サイズ a_{max} が波長 λ と同程度 a_{max} ~ λ の時に強く偏光を 示すことが知られている。つまりコンパクトなダス トかつ自己散乱による偏光のみを考慮すると円盤中 心に存在する最大ダストサイズは Band 7 に対応す る 140μm であるという傾向が示された。

図5において偏光度と傾斜角に相関が見られる一 方で図6では相関は見られなかった。自己散乱によ るミリ波偏光ベクトルの大きさは円盤の傾斜角の大 きさと相関があることが解析的に予想されていたの で、Band 7 ではこの予想を裏付ける結果となった。 一方 Band 3 では同様の相関は見られなかったこと からも自己散乱による偏光は支配的ではないという 傾向が示された。

# 5 Conclusion

複数の原始惑星系円盤に対して Band 7、Band 3の ALMA 偏光データを再解析した。Band 7では Band 3 より偏光ベクトルの向きが円盤の短軸に揃ってお り、傾斜角と偏光度に相関も見られた。このことより Band 7 での偏光機構は自己散乱である傾向がある。 一方で Band 3 では傾斜角と偏光度に相関が見られ なかったため自己散乱による偏光は弱い。仮にダス トがコンパクトで自己散乱による偏光のみを考慮す ると、自己散乱による偏光の波長依存性を用いてこ の結果から円盤中心に存在する最大ダストサイズは Band 7 に対応する 140µm であることが分かった。

### 6 Future Perspective

ここまでの議論ではダストは中身の詰まったコン パクトなものを想定していた。しかし現実のダスト には空隙があり空隙率によって異なる偏光を示す(図 7)(Zhang et al. 2023)。図7の実線は空隙率を変化さ せた時の自己散乱による偏光度の波長依存性を示し ている。fは filling factor を表しており fが1の時は コンパクトなダスト、fが小さければ小さいほど空隙 の多いダストを表している。図7は空隙の多いダス トはコンパクトなダストに比べて広い波長域におい て強い偏光を示すことを表している。

今回の観測の解析において一部の円盤では Band 7、 Band 3 ともに強い偏光を示した図 8。図 8 は Band 3、Band 7 ともに偏光観測が行われた 5 天体の Band



図 7: 空隙率を変化させた時の偏光度の波長依存性



図 8: Band 7 と Band 3 における偏光度

7、Band 3 での偏光度を表している。RY Tau につ いては Band 7、Band 3 ともに強い偏光度を示して いることが分かる。このような円盤に存在するダス トは空隙を含んでいることが予想される。今後はコ ンパクトなダストだけでなく空隙を含んだダストも 考慮して解析を進めていく。

## Reference

- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010, A&A, 512, A15
- Doi, K., & Kataoka, A. 2023, ApJ, 957, 11
- Kataoka A., Muto, T., Momose, M., et al. 2015, ApJ, 809, 78
- Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., Tsukagoshi, T., & Dullemond, C. P. 2016, ApJ, 820, 54
- Yang, H., Li, Z.-Y, Looney, L. W., Girart, J. M., & Stephens, I. W. 2017, MNRAS, 472, 373

Zhang, S., Zhu, Z., Ueda, T., et al. 2023, ApJ, 953, 96

-index へ戻る

星間a23

# 効率的な粒子加速現場の特定を目指した XMM-Newton および NuSTAR による超新星残骸 RCW 86 北東部の解析

# 藤本 源

# 効率的な粒子加速現場の特定を目指した XMM-Newton および NuSTAR による超新星残骸 RCW 86 北東部の解析

藤本源 (東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻)

### Abstract

宇宙線の解析は、元素の起源や宇宙の成り立ちを解明する上で重要である。宇宙線のうち 10^{15.5} eV 以下の 有力な加速源は、超新星残骸である。宇宙線の効率的な加速として有力な二つのモデルが存在している。一 つが低密度領域で大きな衝撃波速度が保存されたときに起こる効率的加速 (Zirakashvili & Aharonian 2007) であり、もう一つは高密度領域で発生する磁気乱流によって磁場が増幅されることによる効率的な加速であ る (Inoue et al. 2012)。しかしながら、どちらの環境がより効率的な粒子加速を引き起こしているのか明ら かになっていない。そこで、我々は超新星残骸 RCW86 の北東部に着目した。RCW 86 の北東部には低密度 (Vink et al. 2006) かつ衝撃波速度が速く (Yamaguchi et al. 2016)、熱的な放射がほとんど存在しない純粋 なシンクロトロン放射によって輝いている領域が存在し (Bamba et al. 2000)。その近くには分子雲が存在 し、高密度の領域が存在している (Bamba et al. 2023)。高密度領域と低密度領域が隣接しているため、密度 の違う環境が及ぼす効率的加速への影響を検証するのに最適な天体である。これまで NuSTAR(3-78 keV) の観測のみでは、加速された粒子の最大エネルギーの指標となるシンクロトロン X 線スペクトルの折れ曲が りのエネルギーの特定ができなかった (加藤他、2023 年天文・天体物理夏の学校)。折れ曲がりエネルギーを 測定するため、我々は NuSTAR による観測に加え、 XMM-Newton (0.3-10 keV) を用いた広帯域スペクト ルを解析する。我々は RCW86 北東部を北部と中央部と南部の密度の違う三つの領域 (Bamba et al. 2023) に分割し、それぞれでべき型関数によるフィッティングを行った。本講演では、この RCW86 の北東部の解 析を元にどの密度の環境がより効率的な加速を引き起こしているのか議論を行う。

# 1 Introduction

宇宙線は宇宙から地球に到達する高エネルギーの 粒子であり、そのエネルギーは最大 10²⁰ eV にも及 ぶことがある。宇宙線の起源を解明することは、元 素の起源や宇宙の成り立ちを解明する上で重要であ る。宇宙線のうち、10^{15.5} eV 以下の宇宙線の有力 な加速源として、超新星残骸衝撃波が注目されてい る。超新星爆発により発生した衝撃波面では、100 TeV に及ぶ高エネルギー電子が観測されており、高 エネルギーの粒子が加速されていると考えられてい る (Koyama et al. 1995)。加速された TeV 帯域の電 子が起こしたシンクロトロン放射は、X 線領域で観 測される。このシンクロトロン放射を観測すること で、超新星残骸で起こる高エネルギー粒子の加速機 構を解明できると考えられている。

超新星残骸における効率的加速の環境について は、二つのモデルが提案されている。一つは、高密度 の領域で生じた磁気乱流によって加速されるモデル (Zirakashvili & Aharonian 2007) であり、もう一つ は、低密度領域で衝撃波速度が保存されることによっ て効率的な加速が起こるとされるモデル (Inoue et al. 2012) である。しかしながら、どの環境がより効率的 な粒子加速を引き起こしているかは明らかになって いない。

そこで我々は、効率的加速の行われる環境を推定 するため、RCW86の北東部に注目をした。RCW 86 は『後漢書』の記録によれば、西暦 185 年に超新星爆 発が観測されたと思われる超新星残骸である。この RCW 86 のうち、北東部には密度の低い領域が存在 し、さらにその近くには分子雲が存在し、高い密度の 領域が存在していると考えられている (Bamba et al. 2023)。低密度の領域と高密度の領域が一つの天体内 で隣接しているため、この効率的加速の環境について 検証するのに最適な天体であると考えられる。先行研 究では、この RCW86 の北東部の領域では、NuSTAR 衛星で 20 keV にも及ぶ高エネルギーのシンクロトロ ン放射が確認されている (加藤他、2023 年秋季年会

#### Q38a).

今回の研究では、NuSTAR (3-78 keV) の観測に加 え、XMM-Newton (0.3-12 keV) の観測データを用 いて、先行研究での課題である、広帯域での X 線ス ペクトルの解析を行い、RCW86 の北東部における、 粒子加速の環境について議論を行った。

## 2 Observations

我々は、広帯域の観測をするために NuSTAR と XMM-Newton に着目をした。NuSTAR は 3-78 keV のエネルギー帯域で観測を行うことのできる X 線観 測衛星であり、XMM-Newton は 0.3-12 keV のエネ ルギー帯域で観測を行うことのできる X 線観測衛星 である。

本研究では NuSTAR と XMM-Newton による観 測データを用いて、RCW86 の北東部の広帯域スペ クトルを解析した。本研究で使用したデータは表1に 示す通りである。

解析には、SAS (バージョン 21.0.0)、 HEASoft (バージョン 6.33.1) と XSPEC (バージョン 12.14.0b) を用いた。

### 3 Analysis & Results

データからは 1 、 2 のような画像が得られた。 RCW 86 の北東部のうち、中心部が、いずれのエネ ルギーバンドにおいても最も明るい。図 1 、 2 に示 すように、バックグラウンド領域とソース領域を設 定し、RCW86 の観測データにおいて、最も明るい 領域を Center 領域とし、それに対して北部の North 領域、南部の South 領域に分割し、それぞれの領域 でのスペクトルを得た。

Center 領域では、NuSTAR (3-20 keV) と XMM-Newton (0.3-10 keV) でスペクトルが得られたが、 North 領域と South 領域では、迷光の影響を完全に 取り除けなかった。そのため、以降の解析では North 領域と South 領域については、XMM-Newton (0.3-10 keV) の観測データのみを用いて観測を行った。

三領域に対し srcut を取り入れたモデルと powerlaw を取り入れたモデルの、二つのモデルでそれぞ れフィッティングを行った。power-law はシンクロト ロン放射のスペクトルを表す、べき関数モデルであ り、srcut は一様磁場内で、電子分布にカットオフが 入った際に生じるシンクロトロン放射のスペクトル を表すモデルである (Reynolds & Keohane 1999)。 これら、二つのモデルでフィッティングを行った結 果、表 2 に示すようなパラメータが得られた。



図 1: FPMA、FPMB(NuSTAR) のソースとバック グラウンドの領域 (3-78 keV)。図上方向から North 領域、Center 領域、South 領域である。NuSTAR で は迷光の影響を考慮し、取得領域ごとに異なるバッ クグラウンドを選択した。上に示すバックグラウン ドのうち North 領域では Background 1 を、Center 領域および South 領域では Background 2 を用いた。



図 2: XMM-Newton のソースとバックグラウンドの 領域。 (0.3-12 keV)。実線がソース領域であり、そ れに対応するバックグラウンドが同色の点線の領域 である。

	1	マ1: 観測フーク		
観測衛星	観測日	obs. id	露光時間	検出器
NuSTAR	2023-03-15	40801005002	150  ks	FPMA,FPMB
XMM-Newton	2004-01-26	0208000101	60  ks	MOS1,MOS2



図 3: 領域ごとのベストフィッティング結果、左から North 領域、Center 領域、South 領域、上段が power-law モデル、下段が srcut モデルでのフィッティング結果である。黒と赤の実線がそれぞれ MOS1、MOS2 の スペクトルを、黄と青の実線がそれぞれ FPMA、FPMB のスペクトルを示している。

# 4 Discussion

power-law モデルと srcut モデルでは、どちらも 得られたスペクトルを統計的によく説明していると 言える。ここからは、Bamba et al. (2023) と得られ たパラメータの値の近い srcut モデルを用いて議論 を行う。

srcut モデルの Break 周波数は、 Center 領域が 最も高い値を示している。Center 領域では、衝撃波 と分子雲が相互作用をしていないと考えられており、 一方 South 領域には分子雲が存在し、 North 領域 には原子雲が存在している (Sano et al. 2017)。さら に、 Center 領域では、衝撃波速度が維持されている ことが観測されている (Yamaguchi et al. 2016)。こ のことは、Center 領域が低密度領域となっているこ とを示し、本研究の結果から、低密度領域での効率 的な加速が起こっている可能性が示唆される。

# 5 Conclusion & Future Work

本研究では、NuSTAR と XMM-Newton による RCW 86 北東部の広帯域スペクトルを解析した。そ の結果、低密度領域での効率的な加速が起こってい る可能性が示唆された。

今後の課題として、South 領域および North 領域 の詳しい解析を進めるために NuSTAR の迷光をシ ミュレートするツールを使用し、迷光の影響の少な いバックグラウンドを用いて再解析することが挙げ られる。さらに、Break 周波数は電波のスペクトル 指数に大きく依存するため電波領域などの他のデー タを用いた、より広範囲のデータを用いて解析を行 うことが挙げられる。

### 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

Parameters	North		Cer	Center		uth
-wabs-						
$N_{\rm H}( imes 10^{22}{\rm cm}^{-2})$	$0.48^{+0.04}_{-0.03}$	$0.37^{+0.03}_{-0.04}$	$0.52_{-0.02}^{+0.01}$	$0.37\substack{+0.02\\-0.01}$	$0.36\substack{+0.01\\-0.02}$	$0.34\pm0.02$
-srcut-						
lpha	-	0.6(fixed)	-	0.6(fixed)	-	0.6(fixed)
Break $(10^{16} \text{ Hz})$	-	$3.2^{+0.7}_{-0.5}$	-	$7.1^{+0.3}_{-0.4}$	-	$5.0^{+1.1}_{-0.8}$
Norm	-	$1.0\pm0.3$	-	$2.2\pm0.2$	-	$0.7^{+0.18}_{-0.16}$
-power-law-						
Γ	$3.25\pm0.08$	-	$2.97\substack{+0.01 \\ -0.03}$	-	$2.87\substack{+0.07 \\ -0.08}$	-
Norm $(\times 10^{-3})$	$1.03\pm0.07$	-	$5.0\pm0.3$	-	$0.92\substack{+0.09\\-0.08}$	-
-vpshock-						
$kT \ (keV)$	$0.20\substack{+0.10\\-0.02}$	$0.39^{+0.28}_{-0.10}$	$0.22_{-0.03}^{+0.04}$	$0.68^{+0.23}_{-0.18}$	$0.58\pm0.10$	$0.58^{+0.09}_{-0.06}$
Ne (solar)	$1.4_{-0.2}^{+0.3}$	$1.6\pm0.2$	$1.2^{+0.1}_{-0.2}$	$1.4^{+0.1}_{-0.2}$	$1.5\pm0.1$	$1.6\pm0.1$
Mg (solar)	$0.70\substack{+0.75\\-0.67}$	$0.97\substack{+0.65\\-0.58}$	$1.3\pm0.7$	$1.8^{+0.6}_{-0.5}$	$1.2^{+0.1}_{-0.2}$	$1.2\pm0.1$
$\tau(\times 10^{11}\mathrm{s~cm^{-3}})$	$1.6^{+1.5}_{-1.3}$	$0.21_{-0.11}^{+0.14}$	$1.2^{+1.3}_{-0.7}$	$0.11\substack{+0.06\\-0.03}$	$0.22_{-0.04}^{+0.07}$	$0.24_{-0.05}^{+0.04}$
Norm $(10^{-3})$	$4.6^{+2.9}_{-3.3}$	$0.57\substack{+0.59 \\ -0.30}$	$7.2^{+3.0}_{-2.7}$	$0.48\substack{+0.18\\-0.10}$	$1.7\substack{+0.4 \\ -0.3}$	$1.6\pm0.3$
cstat/d.o.f.	170.49/189	166.32/189	1072.48/1010	1151.86/1010	655.32/421	655.40/421

表 2: フィッティングで得られたパラメータ。srcut モデルの α は 0.6 に固定した (Green 2019)。

# Reference

- Bamba A., Koyama K., Tomida H., 2000, PASJ, 52, 1157
- Bamba A., Sano H., Yamazaki R., Vink J., 2023, PASJ, 75, 1344
- Green D. A., 2019, Journal of Astrophysics and Astronomy, 40, 36
- Inoue T., Yamazaki R., Inutsuka S.-i., Fukui Y., 2012, APJ, 744, 71
- Koyama K., Petre R., Gotthelf E. V., Hwang U., Matsuura M., Ozaki M., Holt S. S., 1995, Nature, 378, 255
- Reynolds S. P., Keohane J. W., 1999, APJ, 525, 368
- Sano H., et al., 2017, Journal of High Energy Astrophysics, 15, 1
- Vink J., Bleeker J., van der Heyden K., Bykov A., Bamba A., Yamazaki R., 2006, APJL, 648, L33
- Yamaguchi H., Katsuda S., Castro D., Williams B. J., Lopez L. A., Slane P. O., Smith R. K., Petre R., 2016, APJL, 820, L3
- Zirakashvili V. N., Aharonian F., 2007, AAP, 465, 695

-index へ戻る

星間a24

# 超新星残骸1E0102.2-7219の広帯域の精密X線分光

# 加藤 寛之

# 超新星残骸 1E0102.2-7219 の広帯域の精密 X 線分光

加藤 寬之 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

超新星爆発とは恒星が最後に引き起こす爆発で、その後には超新星残骸 (Supernova Remnant;SNR) と呼 ばれる天体が残る。超新星爆発の詳細な機構については明らかになっていないことも多い。SNR の三次元構 造を調べることは爆発メカニズムの情報が得られることが期待される。1E0102.2-7219 は小マゼラン雲に位 置する SNR であり、三次元構造に関して複数の説があり (Flanagan et al. 2004, Hughes et al. 1994)、確 定していない。そこで、構造を詳細に調べるために、エネルギー分解能が高い XMM-Newton 衛星の反射回 折分光器の観測データを使用し、X 線スペクトル解析を行った。その結果、速度構造を推定でき、電離度の 高い OVIII の方が OVII よりも速く運動していることが分かった。

# 1 Introduction

超新星残骸とは、恒星が一生の最後に起こす超新星 爆破の後にできる天体である。爆発噴出物 (イジェク タ)と衝撃波によって掃き集められる星間物質 (ISM) が X 線で光る。SNR の爆発メカニズムについては 分かっていないことが多い。SNR のイジェクタは爆 発の様子を色濃く反映していると考えられる。私は SNR の速度構造を調べることにより、爆発機構の解 明を試みる。

1E0102.2-7219(E0102) は小マゼラン雲 (Small Magellanic Cloud;SMC) に位置する SNR である。撮 影された二次元イメージでは対称的な形状をしてい るように見える (図 1)。しかし、先行研究 (Flanagan et al. 2004) によると、視線方向手前向きと奥向きに それぞれ速さ 900 km/s で運動しているダブルリン グ状の三次元速度構造が提案されている (図 2)。ま た、この SNR の X 線放射はイジェクタ由来のもの が支配的だと考えられている (Hughes et al. 1994)。 イジェクタ由来であるさまざまな元素の速度構造を 調べることで、爆発メカニズムに示唆を与えられる ことを期待し、本研究の対象天体とした。解析では スペクトルフィッティングからドップラーシフトを求 め、視線方向の速度を算出する。

一般には、SNR では H,He,O,Ne,Mg,Si,Fe などの 複数の元素が多く観測される。RGS の観測エネル ギー帯域では、OVII Heα, β や OVIII Lyα の輝線 が強く見られる。それらは他の強い輝線と重なって おらず、ドップラーシフトを測定しやすい。同じ元 素で異なる電離状態の輝線を解析できることから本 研究では O を解析した。



図 1: E0102 のイメージ。Chandra 衛星の ACIS で撮影。赤が 0.5-0.6 keV、緑が 1.0-1.4 keV、青が 4.0-7.0 keV に対応。



図 2: ダブルリング状の三次元構造

# 2 Observations

ヨーロッパの X 線天文衛星 XMM-Newton のデー タを解析した。Newton 衛星には CCD 検出器 MOS と反射回折分光器 (Reflection Grating Spectrometer;RGS)が搭載されている。RGS は低エネルギー帯 域で非常に高いエネルギー分解能をもつ。ドップラー シフトを測定するためには高いエネルギー分解能を 要するので、RGS の観測データを用いた。E0102 は X 線で明るいため、現在までに 60 回もの観測が行わ れている。統計よく解析を行うために、2000 年から 2019 年の観測データを足し合わせ、総観測時間 150 万秒のデータを作成した。そのデータに対しスペク トル解析を行った。

# 3 Analysis and Results

データの再プロセスには解析ソフトウェア Science Analysis System(SAS) version 21.0.0 を使用した。 フィッティングには Xspec version 12.14.0h を使用し た。OVII Hea の輝線が含まれる 0.545-0.590 keV と OVIII Lyαの輝線が含まれる 0.640-0.675 keV のエ ネルギー帯にフィットを行った。それぞれのベスト フィットの結果を図 3,4 に示す。フィッティングモデ ルは吸収のかかった、冪函数と赤方偏移した複数ガ ウシアンの和のモデルを採用した。0.545-0.590 keV には、0.561 keV(禁制線),0.569 keV(異重項間遷移 線),0.574 keV(許容線) の3つの OVII Hea からの 輝線が見られる。それらと同じ中心エネルギーをも つ3つのガウシアンを1組として、異なる赤方偏移 z がかかった 2 組のガウシアンモデルを用いた。同 じ組では等しいzと半値幅をもたせ、AtomDBより 異重項間遷移線の光子数は禁制線の0.224 倍とした。 0.640-0.675 keV Clt, 0.653 keV(OVIII Ly $\alpha_2$ ), 0.654 $keV(OVIII Ly\alpha_1), 0.666 keV(OVII He\beta) の3つの輝$ 線が見られる。0.666 keV を中心エネルギーに持ち、 OVII Hea のフィットで得られた 2 ペアの z と半値 幅をもつ2本のガウシアンを用いた。更にそれに、 0.653 keV と 0.654 keV を中心エネルギーにつ 2 つの ガウシアンを1組として、異なる z がかかった2組の ガウシアンを加えたモデルを用いた。Lyα1の光子数 はLya2の倍にした。先行研究 (Amano et al. 2023) を参考にし、吸収モデルは柱密度が 5.36×10²⁰ cm⁻² のものと、 $6.95 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ のものの乗算とした。前

者は天の川銀河のもので、後者は SMC のものであ る。後者の元素存在量は太陽系の 0.20 倍とした。そ れぞれのベストフィットパラメータを表 3,4 に示す。 z から求めた視線速度を表 1 に示す。



図 3: 0.545-0.590 keV のベストフィット。赤が赤方 偏移する成分。青が青方偏位する成分。



図 4: 0.640-0.675 keV のベストフィット。赤が赤方 偏移する成分。青が青方偏位する成分。

表	1:	フ	イツ	トから求めた視線速度	(km/s)
---	----	---	----	------------	--------

	奥向き速度	手前向き速度
OVII	$854^{+30}_{-31}$	$-48\pm8$
OVIII	$1065_{-48}^{+54}$	$-212^{+8}_{-10}$

# 4 Discussion

SMC の天体は視線方向奥向きに 146±8 km/s で 運動している (Harris and Zaritsky 2006)。それを用 い、前節で求めた視線速度から SNR 固有の視線方向 の速度を算出たものを表 2 に示す。

表 2: E0102 固有の視線速度 (km/s)

	奥向き速度	手前向き速度
OVII	$708_{-42}^{+41}$	$-194\pm29$
OVIII	$919^{+61}_{-55}$	$-358\pm29$

E0102 は視線方向手前側と奥側の2つの成分で運動していることが先行研究 (Flanagan et al. 2004) と一致した。手前向きの速度が奥向きの速さよりも 顕著に小さくなっていた。この要因については、他 の元素の解析を行い明らかにしたい。SNR 構造が球 や球殻で放射状に膨張している場合、視線速度は正 から負まで連続的に存在することになる。今回の結 果はそのようになっていないので、球や球殻の構造 をしていないことが分かった。

また、求めた視線速度は手前向き, 奥向き問わず、 絶対値は OVIII の方が OVII のものより大きくなっ ている。SNR では一般的に、逆行衝撃波によって外 側から内側へとイジェクタは加熱される。そのため、 より電離が進んだ OVIII の方が OVII よりも外側に 位置する。自由膨張する SNR は外側の方が速度は速 い。つまり、OVIII の方が OVII よりも速い速度で運 動する。今回の結果はこの SNR の一般的な性質と一 致した。

# 5 Conclusion

本研究では、XMM-Newton 衛星搭載の RGS で観 測された SNR E0102 の X 線スペクトルを解析した。 その結果、先行研究と同様に E0102 には、視線方向 逆向きに 2 つの速度成分があることがわかった。赤 方偏移する成分より、青方偏位する成分の速さは小 さかった。また、OVIII の方が OVII よりも速い速度 で運動していることが分かった。今後は、爆発メカニ ズムの議論を行うために他の元素についても解析を 行う。RGS で見ることができる Ne や Mg は、親星 の中で O とほぼ同じ層で合成されるため、O と同様 の結果が得られるかに着目したい。また、去年打ち 上げられた X 線天文衛星 XRISM は高エネルギー帯 域を精密分光できる。Fe や Si は O よりも親星の中心 付近で合成される。そのため、それらを解析するこ とで爆発メカニズムに新たな示唆を与えられる可能 性がある。Fe や Si は高エネルギー帯域で光るため、 XRISM のデータを用いて解析を行っていきたい。

## Reference

- Flanagan et al., 2013, The Astrophysical Journal, vol605, 1, 230
- Hughes et al., 1994, The Soft X-ray Cosmos. Ed. , vol313, 144
- Gaetz et al., 2000, The Astrophysical Journal, vol534, 1, 47-50
- Amano et al., 2023, Kyoto Univercity, Ph.D.thesis
- Harris & Zaritsky, 2006, The Astronomical Journal, vol131, 5

表 3:	0.545-0	.590 ke	Vの	ベス	トフ	イツ	トパラメー	タ
	2			())/ /		11.		

表 4: 0.640-0.675 keV のベストフィットパラメータ

モデル	パラメータ (単位)	値
tbnew	$N_H \ (10^{20} {\rm cm}^{-2})$	5.36  (fixed)
	abundance	1  (fixed)
tbnew	$N_H \ (10^{20} {\rm cm}^{-2})$	6.95 (fixed)
	abundance	0.2 (fixed)
powerlaw	PhoIndex	$6.5\pm1.3$
	norm $(10^{-3})$	$0.14_{-0.07}^{+0.15}$
zashift	Redshift $(10^{-3})$	$2.85\pm0.10$
gaussian	LineE (keV)	0.561  (fixed)
	$Sigma^{(1)}$	$3.21\pm0.03$
	$norm^{<1A>} (10^{-3})$	$0.534 \pm 0.03$
gaussian	LineE (keV)	0.569  (fixed)
	$Sigma^{(1)}$	$3.21 \ (linked)$
	$norm^{<1B>} (10^{-3})$	$0.121 \ (linked)$
gaussian	LineE (keV)	0.574 (fixed)
	$Sigma^{(1)}$	$3.21 \ (linked)$
	norm $(10^{-3})$	$2.00\pm0.06$
zashift	Redshift $(10^{-3})$	$-0.16\pm0.03$
gaussian	LineE (keV)	0.561  (fixed)
	$Sigma^{(2)}$ (eV)	$1.66\pm0.17$
	$norm^{\langle 2A \rangle} (10^{-3})$	$1.49^{+0.02}_{-0.003}$
gaussian	LineE (keV)	0.569  (fixed)
	$Sigma^{(2)}$ (eV)	$1.66 \ (linked)$
	norm $(10^{-3})$	0.333 (linked)
gaussian	LineE $(keV)$	0.574 (fixed)
	$Sigma^{(2)}$ (eV)	$1.66 \ (linked)$
	$norm^{\langle 2B \rangle} (10^{-3})$	$2.38\pm0.06$

(1),(2) は同じ数字間でパラメータ共通。< 1B >は< 1A >の 0.224 倍に設定。< 2B >は< 2A >の 0.224 倍に 設定。

	モデル	パラメータ (単位)	值
	tbnew	$N_H \ (10^{20} {\rm cm}^{-2})$	5.36  (fixed)
		abundance	1  (fixed)
	tbnew	$N_H \ (10^{20} {\rm cm}^{-2})$	6.95 (fixed)
		abundance	0.2  (fixed)
	powerlaw	PhoIndex	6.5 (fixed)
		norm $(10^{-3})$	0.14  (fixed)
	zashift	Redshift $(10^{-3})$	$3.54_{-0.15}^{+0.19}$
	gaussian	LineE (keV)	0.653  (fixed)
		$Sigma^{(1)}$ (eV)	$3.17\pm0.04$
		$norm^{<1A>} (10^{-3})$	$0.539_{-0.027}^{+0.025}$
	gaussian	LineE (keV)	0.654  (fixed)
		$Sigma^{(1)}$ (eV)	$3.17 \ (linked)$
		$norm^{<1B>} (10^{-3})$	1.08 (linked)
	zashift	Redshift $(10^{-3})$	$-0.712^{+0.029}_{-0.032}$
	gaussian	LineE (keV)	0.653 (fixed)
		$Sigma^{(2)}$ (eV)	$1.97\substack{+0.16\\-0.17}$
		$norm^{\langle 2A \rangle} (10^{-3})$	$1.38^{+0.27}_{-0.25}$
	gaussian	LineE (keV)	0.654  (fixed)
		$Sigma^{(2)}$ (eV)	$1.97 \ (linked)$
		$norm^{\langle 2B \rangle} (10^{-3})$	2.75 (linked)
	zashift	Redshift $(10^{-3})$	2.85  (fixed)
	gaussian	LineE (keV)	0.666 (fixed)
		Sigma $(eV)$	3.21  (fixed)
		norm $(10^{-3})$	$0.593 \pm 0.009$
	zashift	Redshift $(10^{-3})$	-0.166 (fixed)
	gaussian	LineE (keV)	0.666 (fixed)
		Sigma $(eV)$	1.66  (fixed)
L		norm $(10^{-3})$	$0.241 \pm 0.006$

(1),(2) は同じ数字間でパラメータ共通。<1B>は<1A</li>
 >の2倍に設定。<2B>は<2A>の2倍に設定。

-index へ戻る

星間a25

# 超新星残骸N132Dにおける熱的X線を用いた衝撃波 速度の推定

# 岡田 佳純

# 超新星残骸 N132D における熱的 X 線を用いた衝撃波速度の推定

岡田 佳純 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

衝撃波速度は超新星残骸の進化過程を探る上で重要な手がかりであり,一般に可視光や X 線で固有運動の 直接観測によって測られている. この手法は距離の離れた天体や数 1000 年以上の若くない天体への適用は 難しい.しかしこのような天体に対しても,衝撃波加熱されたプラズマ中で進行する粒子のクーロン衝突を 介した熱緩和過程とイオンの電離過程を解くことで、プラズマの電子温度と電離度から衝撃波速度の推定が 可能となる.本研究では,大マゼラン雲の超新星残骸 N132D において衝撃波面に沿った下流領域のプラズ マの電子温度と電離度から衝撃波速度の推定を試みた. N132D は衝撃波加熱された星間物質の放射が顕著に 強く,高角度分解能を持つ Chandra 衛星による長時間観測(≈ 900 ks)が行われており衝撃波下流を詳細 に空間分解する上で適している. 衝撃波速度の空間分布を調査した結果, 衝撃波速度は方位角方向に依存し, 800-1500 km/s の幅を持つことが分かった. さらに、熱的放射から推定された速度を固有運動測定から算出 した真の衝撃波速度と比較した. 南部領域では大まかに一致した一方で、北部領域では両者の値に大きな乖 離が見られた.これは,衝撃波加熱に使われたエネルギーが想定より少ない,またはイオンの電離を促進する 機構があったことを意味し、N132D の衝撃波面において高効率な粒子加速が起こった可能性が示唆される.

#### 1 Introduction

超新星爆発により星間空間に放出された爆発噴出 物(ejecta)は周囲の星間物質(ISM)を掃き集めな がら広がるためその相互作用により衝撃波が生成さ れる. このとき、ISM は密度が小さく  $M_{ej} > M_{ISM}$ という関係にあるので、爆発後数 100 年程度は衝撃 波が減速されることなく自由膨張をする.しかし、掃 き集めた星間物質の質量が爆発噴出物の質量を上回 る  $(M_{\text{ISM}} > M_{e_i})$  と衝撃波速度は徐々に減少する. この段階では、衝撃波を受けた ISM からの放射のエ ネルギーは超新星爆発のエネルギー (≈ 10⁵¹ erg) に 比べて無視できるほど小さく断熱膨張しているとみ なせる. そのため、この段階を「断熱膨張期」と呼 び、時間発展の様子は一様媒質中での点源爆発によ り生じる衝撃波の伝播と構造の解析解(セドフ解)で 記述される.

衝撃波速度は若い超新星残骸の進化過程を探る上 で重要な手がかりであり、一般に固有運動の観測に よって測られている. (e.g.,[1]) 現在の観測機器の空 間分解能では、この手法が適用できる天体は基本的 に銀河系内の比較的近い超新星残骸や若いものに限 られている.しかし、この手法が適用できない天体 に対しても、以下で述べるような衝撃波加熱された

熱緩和過程とイオンの電離過程を解くことで、プラ ズマの電子温度と電離度から衝撃波速度の推定を行 うことが可能となる (大城他,日本天文学会 2023年 秋季年会 Q28a).

超新星残骸のような低密度の環境下 (≈1 cm⁻³) で は、衝撃波加熱直後の ISM プラズマ中のイオンの温 度は粒子種ごとに異なる. 衝撃波面において粒子種 間のエネルギー輸送(無衝突電子加熱)が全く起こ らない場合、下流のイオン温度は

$$kT_i = \frac{3}{16}m_i \ v_{\rm sh}^2 \tag{1}$$

で表される.ここで, $k, T, m_i, v_{\rm sh}$ はそれぞれボル ツマン定数,温度,粒子iの質量,衝撃波速度を表 す. 衝撃波加熱によって達成された陽子(やイオン) と電子の温度非平衡状態はクーロン衝突を介して緩 和していく. それに伴い, エネルギーを獲得した電 子による電離過程も進行する. 衝撃波加熱後のプラ ズマからの熱的 X 線放射は電子温度 kTe と電離タイ ムスケール $\tau \equiv \int_0^t n_e \, dt' \, (n_e:$ 電子密度,t:衝撃波 通過後からの経過時間 (s) )を決めることで予測で きるのだが、従来のモデルでは電子温度が一定とい う仮定がおかれておりこの熱緩和過程が正しく考慮 されていなかった. そこで、我々のグループがこれ らを同時に解くようなモデルを開発し (大城他,日 プラズマ中で進行する粒子のクーロン衝突を介した 本天文学会 2023 年秋季年会 Q28a),熱的 X 線から

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

衝撃波速度を推定することを可能とした.このモデ ルを本集録では IONization and TEmperature Nonequilibrium Plasma (IONTEMP) model と呼ぶ.衝撃 波速度  $v_{sh}$ ,衝撃波加熱直後の電子温度とイオン温度 の比 $\beta^1$ ,電離タイムスケール $\tau$ ,アバンダンスをパ ラメータとした,上記の衝撃波加熱後の二過程を解 き X 線熱的放射のスペクトルを再現するようなモデ ルである.本研究では,超新星残骸 N132D を対象 とし,その X 線の熱的放射の解析から得られる電子 温度  $kT_e$  と電離度  $\tau$  をもとに衝撃波速度の推定を行 なった.

N132D は大マゼラン星雲に位置する N132D は衝 撃波加熱された星間物質の放射が顕著に強い大マゼラ ン雲の超新星残骸である.またその距離は約50 kpc と見積もられており,実スケールを求めることが可 能である [3],[4].大マゼラン星雲は天の川銀河の銀河 面に垂直に近い方向に位置するため星間吸収の効果 を受けにくい.さらに N132D が大マゼラン星雲にお いて X 線や TeV ガンマ線で最も明るく光っている. 以上より,超新星残骸 N132D は衝撃波によって加熱 された下流プラズマを空間分解し衝撃波加熱後の過 程から衝撃波速度を推定する上で適した天体である.

# 2 Observation and Data Reduction

N132D は 2019 年 3 月 27 日-2020 年 7 月 16 日 にかけて Chandra X 線観測衛星によって計 900 ks もの長時間がされている. 我々はこのデータに対し *chandra_repro* の通常の手順に従い解析ソフトウェ ア CIAO version 4.14 と CALDB version 4.9.8 を用 い再プロセスを行った.

# 3 Analysis and results

スペクトル解析には HEAsoft version 6.30.1, xspec version 12.12.1を使い,フィッティングを評価 する上で C-statistic (Cash 1979)を用いた. N132D のX線イメージ (赤: 0.5-1.2 keV,緑: 1.2-2.0 keV, 青: 2.0-7.0 keV)を本研究にて解析した領域ととも に図1に示す.



図 1: Chandra 衛星で撮影された N132D の 3 色イ メージと本研究で解析した 16 領域. 北から爆発中心 (赤)の周りを反時計回りに 1 から 16 までラベル付け している.

機器由来のバックグラウンドのモデルの作成には mkacispback [5] というツールを用いた.天体由来の バックグラウンドは先行研究 [6] に従い, Local Hot Bubble と Milkey Way Halo からの放射, Cosmic Xray Background を仮定し, N132D の放射がない 領域のスペクトルに適用しバックグラウンドのモデ リングを行った.N132D からの放射のモデルとして, 銀河系と LMC による吸収のかかった 2 つの電離非 平衡プラズマを記述するモデル(vvnei+IONTEMP) を適用した.輝線が見られる元素はフリーパラメー タとし,それ以外の元素のアバンダンスは LMC の 元素組成比 [7] に固定しフィッティングを行った.領 域 r8 でのスペクトルにベストフィットモデルを図 2 に示す.

これを図1に示した全ての領域で行った.その結果 を横軸を領域の方位角方向,縦軸を衝撃波速度として プロットした(図3).無衝突電子加熱の有無による影 響を調べるため,初期温度比 $\beta$ を変化させ再びフィッ ティングを行った. $\beta = 1$ の場合の結果を図3に同時に プロットしている.ここで, $\beta = kT_e/kT_p = m_e/m_p$ の場合は衝撃波速度の上限, $\beta = 1$ の場合は下限を示 している.衝撃波速度は方位角方向に依存し,800-

¹衝撃波面で起こる陽子から電子へのエネルギー輸送が観測よ り示唆されており、この現象を無衝突電子加熱 (e.g., [2]) とい う. この効果を表す衝撃波加熱直後の電子温度とイオン温度の比 は  $\beta = kT_e/kT_p$  で記述され、 $m_e/m_p \leq \beta \leq 1$ の範囲で値を持 つ.



図 2: 領域 r8 から抽出したスペクトルとベストフィッ トモデル

1500 km/s の幅を持っている.



図 3: N132D における衝撃波速度の方位角方向依存 性. 無衝突電子加熱の効果を考慮するためその効率 β を変えフィッティングし衝撃波速度を推定した.(赤:  $\beta = m_e/m_p, \quad \texttt{R}: \beta = 1$ 

#### 4 Discussion

我々が熱的 X 線を用い衝撃波速度の推定を行っ た結果、衝撃波速度は方位角方向に依存し、800-1500 km/s の幅を持っていることがわかった.一方, 2009 年と 2020 年に Chandra 衛星により得られた データを用い固有運動の測定が行われている.南部, 北西, 北東領域の固有運動は 0.11 arcsec, 0.15 arcsec, 0.21 arcsec であり、これを速度に変換するとそれぞ れ1700 km/s, 2700 km/s, 3700 km/s と見積もら れる (Plucinsky et al., AAS meeting 2024). 我々が 熱的放射から推定した速度をこの固有運動測定から 算出した衝撃波速度と比較した.

表 1: 領域 r8 でのベストフィットパラメータ.

Model	Parameter	r8 (South)
Abs.	$N_{\rm H} \ (10^{22} \ {\rm cm}^{-2})$	$0.25_{-0.07}^{+0.06}$
vvnei	$kT \ (keV)$	$0.27\substack{+0.02 \\ -0.01}$
	$Norm (10^{-4} \text{ cm}^{-5})$	$0.89^{+0.22}_{-0.23}$
IONTEMP	$v_{\rm sh}~({\rm km~s^{-1}})$	$1204^{+106}_{-72}$
	$\tau~(10^{11}~{\rm cm}^{-3}~{\rm s}^{-1})$	$1.03\substack{+0.18\\-0.14}$
	0	$0.23\substack{+0.08\\-0.05}$
	Ne	$0.37\substack{+0.07 \\ -0.05}$
	Mg	$0.28^{+0.04}_{-0.03}$
	Si	$0.36\substack{+0.05\\-0.03}$
	S	$0.48^{+0.08}_{-0.06}$
	Fe	$0.20\substack{+0.05\\-0.04}$
	$Norm(10^{-4} \text{ cm}^{-5})$	$1.5\substack{+0.1 \\ -0.2}$
	C-stat/dof	350/388

* norm =  $10^{-14} (4\pi D^2)^{-1} \int n_e n_H dV$ . CCC,  $D, n_e, n_H$  はそれぞれ距離 (cm), 電子と陽子の 個数密度を表す.

#### 南部領域 4.1

南部領域では、我々の結果は固有運動測定より算 出される衝撃波速度に大まかに一致した. これは、セ ドフ期の進化(セドフ解)で説明できる(式2).

$$w_{\rm sh} = 1320 \, \left(\frac{t}{2500 \, \rm yr}\right)^{-\frac{3}{5}} \left(\frac{E_0}{2 \times 10^{51} \, \rm erg}\right)^{\frac{1}{5}} \left(\frac{n_0}{1 \, \rm cm^{-3}}\right)^{-\frac{1}{5}} \, \rm km \, \rm s^{-1}$$
(2)

ここで, t, E₀, n₀ はそれぞれ爆発後からの経過時 間,爆発の運動エネルギー,星間物質の密度を表す. N132D の年齢は 2500 年 (Vogt & Dopita 2011) と し. 爆発エネルギーや星間物質の密度は典型的な値 を用いている.

#### 北部領域 4.2

我々が熱的 X 線放射を用いて推定した速度は北東 領域では≈ 900 km/s, 北西領域では≈ 1000 km/s であったのに対し,固有運動測定から導かれる衝撃 波速度は ≈ 3700 km/s(北東), ≈ 2300 km/s(北 西)と両者の間に 2-4 倍もの乖離が見られた.上で も述べたように我々が用いた IONTEMP model では Rankine-Hugoniot の関係 (式 1) を仮定しているた め、フィッティングから得られた衝撃波速度 v_{sh}の値 は衝撃波速度というよりむしろ衝撃波加熱に使われ たエネルギーを表しているといえる.従って,この 大きな乖離は衝撃波から星間物質の加熱に使われた エネルギーが予想よりも小さい,または加熱エネル ギーの割合を下げるような何らかの機構が働いてい ることを示唆する.

その候補の一つが超新星残骸の衝撃波面で起こる と考えられている粒子加速である. ≈ 10¹⁵ eV 以下 の荷電粒子である銀河宇宙線の加速機構として超新 星残骸の衝撃波面で起こる衝撃波統計加速が有力視 されている (e.g.,[8]). 銀河宇宙線の観測結果を超新 星残骸での粒子加速で説明するには衝撃波の運動エ ネルギーの約 10%が宇宙線加速に注入されることが 必要だと考えられている. 衝撃波上流のプラズマの 運動エネルギーは下流の運動エネルギー, 熱エネル ギーと粒子加速に分配されると仮定すると衝撃波面 前後のエネルギー保存は次式で表せる.

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 + \epsilon_{\rm CR} + \epsilon_{\rm thermal} \tag{3}$$

ここで、 $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_{CR}, \epsilon_{thermal}$ はそれぞれ衝撃波上流の 運動エネルギー、衝撃波下流の運動エネルギー、粒子 加速(宇宙線加速)に使われたエネルギー、衝撃波加 熱に使われたエネルギーの密度(単位体積あたり)を 表し、上流と下流を表す添字をそれぞれ 1,2 とした. ただし、星間空間は低温のため上流の熱エネルギーの 項は無視している.  $\epsilon_1, \epsilon_d$ は  $\epsilon_1 = \frac{1}{2}\rho_1 v_1^2, \epsilon_2 = \frac{1}{2}\rho_1 v_2^2$ と書ける. ここで、 $\rho, v$ は質量密度、速度を表す. 固 有運動によって測られる衝撃波速度  $v_{proper}$ を用い次 式で表せる.

$$\epsilon_1 = \frac{1}{2} \rho_1 v_{\text{proper}}^2$$

$$\epsilon_2 = \frac{1}{2} \rho_1 (\frac{1}{4} v_{\text{proper}})^2$$
(4)

我々が熱的 X 線から推定した衝撃波速度  $v_{\text{thermal}}$  は 式 (1) を用いて計算しているため

$$\epsilon_{\rm thermal} = \frac{5}{2} \frac{\rho_1}{m} \times \frac{3}{16} m v_{\rm thermal}^2 \tag{5}$$

と表される.加速効率 $\eta$ は

$$\eta = \frac{\epsilon_{\rm CR}}{\epsilon_1} = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2 - \epsilon_{\rm thermal}}{\epsilon_1} \tag{6}$$

で表す. N132D の熱的 X 線放射を元に推定した速度 と固有運動測定で求められた速度の乖離を当てはめ ると, η ≈ 90%という高効率の粒子加速が起こった可 能性がある. これは, N132D が大マゼラン雲で最も 強いガンマ線源であることと定性的には矛盾しない.

# 5 Conclusion

本研究では,熱的X線放射を用いた衝撃波速度の 推定を超新星残骸N132Dにおいて行った.その結果, 衝撃波速度は方位角方向に依存し,800–1500 km/s の間で幅を持つことがわかった.また,我々の推定 した衝撃波速度と固有運動測定の結果を比較したと ころN132Dの南部では両者の値は大まかに一致し た.その一方で,北部領域では2–4倍の乖離が見ら れた.これは,衝撃波加熱に使われたエネルギーが 想定より少ない,またはイオンの電離を促進する機 構があったことを意味し,N132Dの衝撃波面におい て高効率な粒子加速が起こった可能性が考えられる.

### Reference

- Hiromasa Suzuki, Satoru Katsuda, Takaaki Tanaka, Nobuaki Sasaki, Tsuyoshi Inoue, and Federico Fraschetti. Particle Acceleration Controlled by Ambient Density in the Southwestern Rim of RCW 86. *The Astrophysical Journal*, 938(1):59, October 2022.
- [2] Parviz Ghavamian, P. Frank Winkler, John C. Raymond, and Knox S. Long. *The Astrophysical Journal*, 572(2):888–896, June 2002.
- [3] Gisella Clementini, Raffaele Gratton, Angela Bragaglia, Eugenio Carretta, Luca Di Fabrizio, and Marcella Maio. *The Astronomical Journal*, (3):1309–1329, March 2003.
- [4] G. Pietrzyński, D. Graczyk, A. Gallenne, W. Gieren, I. B. Thompson, B. Pilecki, P. Karczmarek, M. Górski, K. Suchomska, M. Taormina, B. Zgirski, P. Wielgórski, Z. Kołaczkowski, P. Konorski, S. Villanova, N. Nardetto, P. Kervella, F. Bresolin, R. P. Kudritzki, J. Storm, R. Smolec, and W. Narloch. *Nature*, (7747):200–203, March 2019.
- [5] H. Suzuki, P. P. Plucinsky, T. J. Gaetz, and A. Bamba. Astronomy & Astrophysics, 655:A116, November 2021.
- [6] Piyush Sharda, Terrance Gaetz, Vinay Kashyap, and Paul Plucinsky. *The Astrophysical Journal*, 894(2):145, May 2020. arXiv:2004.07366 [astro-ph].
- [7] Hitomi Suzuki, Hiroya Yamaguchi, Manabu Ishida, Hiroyuki Uchida, Paul P. Plucinsky, Adam R. Foster, and Eric D. Miller. *The Astrophysical Journal*, 900(1):39, August 2020.
- [8] A. R. Bell. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, (2):550–558, September 2004.

-index へ戻る

星間a26

# 超新星残骸G1.9+0.3におけるシンクロトロンX線強 度の時間変化

川端 裕也

# 超新星残骸G1.9+0.3におけるシンクロトロンX線強度の時間変化

川端裕也(甲南大学大学院自然科学研究科物理学専攻)

### Abstract

近年 X 線・ガンマ線観測から超新星残骸で 10¹⁵eV(=PeV) 以下のエネルギーを持つ宇宙線が加速されてい るという仮説が広く信じられている。しかし超新星残骸で PeV までの加速が可能であるかどうかは明らかに なっていない。これらを踏まえてこれまでのガンマ線観測によると、年齢 1600 年程度の RX J1713.7–3946 のガンマ線スペクトルから最高加速エネルギーが PeV に満たないことが判明している。爆発から僅か 300 年 しか経過していない Cassiopeia A でさえも同様である。そこで Cassiopeia A よりも若く、爆発から 100 年 程度しか経っていないとされる G1.9+0.3 に着目した。本研究では X 線衛星 Chandra が取得した 2007 年、 2009 年、2011 年、2015 年、2019 年、2020 年の観測データを用いて、この天体によって加速された電子に よるシンクロトロン X 線スペクトルの解析を行った。その結果フラックスが約 1% year⁻¹ 増加している事 を発見した。この結果と電波増光率との比較から、電子の最高加速エネルギーは高エネルギー側に伸びてい ないということが判明した。

# 1 Introduction

超新星残骸は 10¹⁵eV(=PeV) 以下のエネルギーを 持つ銀河宇宙線の加速器と考えられている。衝撃波に よる超新星残骸の加速について、衝撃波統計加速 [1][2] が広く受け入れられている。しかし超新星残骸で PeV まで到達する粒子加速が起きているかは大きな謎で ある。そのような視点で最近のガンマ線観測による と、年齢 1600 年程度の超新星残骸 RX J1713.7-3946 や、爆発後 300 年の超新星残骸である CassiopeiaA のガンマ線スペクトルは 1-10 TeV のエネルギーに カットオフを持つことが報告されている [3][4]。これ は、陽子の最高加速エネルギーが 10-100 TeV 程度 でしか加速されていないことを意味する。超新星残 骸はより若い時に陽子を PeV まで加速しているので あろうか?そこで、爆発後 100 年しか経っていない G1.9+0.3 に着目した。

超新星残骸 G1.9+0.3 は Chandra 衛星によって測 定された X 線吸収量から銀河中心近傍に存在し、地 球から 8.5 kpc にあるとされている [5]。この距離を 仮定するとこの天体のシェルの視半径はわずか 2 pc に相当し、衝撃波速度は 1.4 × 10⁴ km s⁻¹ と求まる。 また X 線と電波で、0.6-0.7% year⁻¹ のシェルの膨 張が測定されており [6][7]、その結果から年齢が 100 年程度であると見積もられている [5]。我々は、この 天体で粒子の最高加速エネルギーが時間とともに、ど のように変化しているかを調べることを目的に、加 速された電子からのシンクロトロン X 線の時間変化 を調べた。

# 2 Observations

X 線衛星 Chandra が取得した 2007 年、2009 年、 2011 年、2015 年、2019 年、2020 年の観測データを用 いた。このデータを表1にまとめる。この表には各年 の総露光時間が記載されている。観測は全て ACIS-S チップを用いて行われた。

表 1: 超新星残骸 G1.9+0.3 の観測データログ

年	総観測時間 (ks)
2007	49.6
2009	236.6
2011	980.4
2015	393.0
2019	64.8
2020	322.7

Chandra 衛星の観測データに関する解析ソフトウェ ア CIAO ver 4.16.0 の chandra_repro を使い、較正 データベース CALDB ver 4.11.0 を用いて観測デー タの再処理とスクリーニングを行った。データの統 計量を上げるために 2007 年に観測された複数のデー タセットを組み合わせてスペクトルの作成を行った。 2009 年以降も同様に観測データを組み合わせた。

## 3 Analysis And Results

X 線フラックスを定量的に評価し、その時間変化 を探るために図1にある G1.9+0.3 の東西領域のス ペクトル解析を行った。



図 1: 全観測データ (2007年、2009年、2011年、2015 年、2019年、2020年)を merge obsを用いて結合し た G1.9+0.3の1 keV から9 keV の X 線イメージ。 座標は赤経赤緯を表す。カラースケールは X 線光子 のカウント数。緑色はソース領域である。

G1.9+0.3 によって加速された電子によるシンクロト ロンX線放射が卓越する領域 (図1のソース領域) に 着目し、その領域からから抽出されたスペクトルを 星間吸収のかかったべき関数でモデル化することで フラックスを求めた。べき関数でフィットした理由は 超新星残骸で宇宙線が加速され、そのスペクトルは べき関数になるためである。

スペクトルのパラメータに関して、エネルギー範 囲は1keV から9keV に固定した[8]。また、フラッ クスはプリーパラメータに設定し、各年のスペクト ルデータを独立に解析した。合計で6年分あるスペ クトルの中でも最も観測時間の長い2011年の観測 データのスペクトルを図2に示す。その際のモデル 関数のパラメータを表2に示す。フラックスの時間 変化を調べると、図3に示すようにフラックスが約 1% year⁻¹ 増加していることが判明した。この結果 が出たのは2023年11月であったが、Borkowski et al. (2024) 研究ではフラックスが 1.2±0.2% year⁻¹ 増加していることが報告されており、本研究結果と 概ね一致していることを確認した。

# 4 Discussion

スペクトルをモデル化することで求めたフラック スを用いて X 線フラックスの時間変化を調べた (図 3)。結果、それが増加していることが判明した。フ ラックスの増加理由として、その放射スペクトルは (1) 式のようにべき関数の形状を持ち、最高加速エネ ルギー *E*_{max} 付近ではフラックスが急激に減少する 特徴を持っている。

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}E} \propto E^{-\Gamma} \exp\left(-\frac{E}{E_{\mathrm{max}}}\right) \tag{1}$$

最高加速エネルギーが時間の経過に伴い増加すると 仮定する (*E*_{max} ∝ *t*) と、そのエネルギー付近での電 子数が増加し、最大加速エネルギーがより高いエネ ルギーへと伸びていることが今回の観測結果から導 かれる一つのシナリオである。

単純に X 線増光率をみるだけでは、電子のエネル ギースペクトルが高エネルギー側にシフトしている のか、シンクロトロン放射全体の強度が変化している のか分からない。X線増光率と電波増光率を比較し、 X線増光率が電波増光率より大きい場合、電子のエ ネルギースペクトルが高エネルギー側にシフトする。 最高加速エネルギーが超新星残骸の年齢によって制限 される期間にいる可能性が高い。反対に、それらの増 光率がおおよそ一致していれば最高加速エネルギー がシンクロトロン放射による電子のエネルギー損失 であるシンクロトロン冷却によって制限される期間 であると考えられる。先行研究で、約 2% year⁻¹[7] や1.22^{+0.24}% year⁻¹[9] の電波増光を検出している。 したがって、超新星残骸 G1.9+0.3 はシンクロトロ ン冷却によって制限される期間にいることを意味し、 電子の最高加速エネルギーが高エネルギー側へ伸び ていないことが判明した。仮に電子の最高加速エネ ルギーが超新星残骸の年齢によって制限される期間 にいるのであれば、陽子も超新星残骸の年齢によっ て制限される期間にいる可能性はある。しかし電子 の最高加速エネルギーがシンクロトロン冷却によっ て制限される期間にいるからといって、陽子もシン クロトロン冷却によって制限される期間にいるとは 言い切れない。



図 2: 星間吸収されたべき乗モデルによる X 線スペクトル。2011 年の観測データを用いた。黒色がデータ 点、赤色が星間吸収のかかったべき関数。

	表	2:	ベス	トフ	イツ	トパラ	メーク	タ
--	---	----	----	----	----	-----	-----	---

Parameter	2007年	2009 年	2011年	2015 年	2019 年	2020年
$N_H(10^{22}{\rm cm}^{-2})$	$6.26\substack{+0.26\\-0.25}$	$6.18\pm0.11$	$6.39\substack{+0.06 \\ -0.05}$	$6.22\pm0.09$	$7.23_{-0.25}^{+0.26}$	$6.49_{-0.10}^{+0.11}$
Γ	$2.32\pm0.10$	$2.27\pm0.04$	$2.34\pm0.02$	$2.29\pm0.03$	$2.67\pm0.09$	$2.40\pm0.04$
$F_{1-9\rm keV}(10^{-12}\rm ergscm^{-2}s^{-1})^{\dagger}$	$7.34_{-0.48}^{+0.54}$	$7.61\substack{+0.22 \\ -0.21}$	$8.41\pm0.12$	$7.96\substack{+0.18 \\ -0.17}$	$9.82^{+0.82}_{-0.72}$	$8.53_{-0.23}^{+0.24}$

[†]エネルギー範囲 1.0 – 9.0 keV における積分フラックス。

# 5 Conclusion

本研究では X 線衛星 Chandra が取得した 2007 年、 2009 年、2011 年、2015 年、2019 年、2020 年の観測 データを用いて、超新星残骸 G1.9+0.3 によって加 速された電子によるシンクロトロン放射に着目して その放射が卓越するシェル部分のスペクトルから、X 線強度の時間変化を調べた。その結果フラックスが約 1% year⁻¹ 増加している事を発見した。シンクロト ロン X 線の増光から最大加速エネルギーが時間とと もに増加していると解釈した。その放射スペクトル は、べき関数の形状を持ち、最高加速エネルギー付近 ではフラックスが急激に減少する特徴を持っている。 最高加速エネルギーが時間の経過に伴い増加すると 仮定すると、そのエネルギー付近での電子数が増加 し、最大加速エネルギーがより高いエネルギーへと 伸びていることが今回の観測結果から導かれる一つ のシナリオである。X線増光率と電波増光率との比 較から、G1.9+0.3 はシンクロトロン冷却によって制 限される期間にいることを意味し、電子の最高加速 エネルギーが高エネルギー側へ伸びていないことが 判明した。仮に電子の最高加速エネルギーが超新星 残骸の年齢によって制限される期間にいるのであれ ば、陽子も超新星残骸の年齢によって制限される期 間にいる可能性はある。しかし電子の最高加速エネ ルギーがシンクロトロン冷却によって制限される期 間にいるからといって、陽子もシンクロトロン冷却 によって制限される期間にいるとは言い切れない。



図 3: シンクロトロン X 線放射におけるフラックス の時間変化

# Reference

- [1] A Bell. MNRAS, 182:147–156, 1978.
- [2] R Blandford and J Ostriker. ApJL, 221:L29– L32, 1978.
- [3] H Abdalla, A Abramowski, and et al. A & A, 612:A6, 2018.
- [4] M Ahnen, S Ansoldi, and et al. MNRAS, 472:2956–2962, 2017.
- [5] S Reynolds, K Borkowski, and et al. ApJ, 680:L41, 2008.
- [6] A Carlton, K Borkowski, and el al. ApJL, 737:L22, 2011.
- [7] D Green, S Reynolds, and et al. MNRASL, 387:L54–L58, 2008.
- [8] K Borkowski, S Reynolds, and et al. ApJL, 790:L18, 2014.
- [9] T Murphy, B Gaensler, and et al. MNRASL, 389:L23–L27, 2008.

-index へ戻る

星間a27

# 現実的な星間媒質中での超新星残骸膨張の研究

# 小野川 絢心

# 現実的な星間ガス中での超新星残骸の研究

小野川 絢心 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

銀河中で太陽のような星は、分子雲と呼ばれる水素を主体とする比較的密度が高いガスの中で形成される。 では、この分子雲はどのように形成されるのか。この問題は長年星形成パラダイムを完成させるために重要 であったにも関わらず、明確な見解が持たれていない。この問題の解決案として提唱されたのが、銀河中の 泡構造モデルである。(Inutsuka et.al 2015)。これは超新星残骸などによって発生する銀河面内を走る衝撃 波によって星間ガスが何度も圧縮させられて、分子雲が形成されるというモデルである。近年、ジェームズ ウェップ宇宙望遠鏡 (JWST)の観測によって近傍銀河円盤が実際に泡構造で満たされていることが観測され た。しかし、泡構造の起源は十分に検証されておらず、HII 領域と呼ばれる電離領域もしくは超新星残骸が 起源の候補とされている。また、泡構造は中間赤外線でのみ観測することができ、PAH と呼ばれる芳香族 炭化水素が光っているとされているが、この PAH の衝撃波内での破壊率や発光機構についての理解も不十 分である。この泡構造の起源や性質を明らかにできれば、泡構造が分子雲を形成するというシナリオを検証 し、銀河内での一般的星形成シナリオを完成させることができる。そこで本公演では放射冷却を含めた超新 星残骸の膨張についての数値計算結果を発表する予定である。

# 1 研究背景

星形成シナリオを完成させることは宇宙物理学の 重要な問題の一つである。太陽のような恒星は高密 度 HI ガスである分子雲から形成されることがわかっ ている。一方でこの分子雲がどのように形成される のかは明確な見解が持たれていない。そこで銀河円 盤内における分子雲形成シナリオの理論モデルが提 唱された (Inutsuka et.al 2015)。この理論モデルで は、銀河内を走る衝撃波が分子雲形成に重要な役割 を果たす。具体的には衝撃波が銀河面内で何度もぶ つかり合うことによって星間ガスを掃き集め、分子 雲を形成するというシナリオである。また、このモ デルでは衝撃波が銀河面内を走ることによって泡構 造を形成することが予測されていた。近年、JWST の登場によって近傍銀河の銀河円盤が泡構造で満た されていることが実際に発見された (Watkins et.al 2023)。そこで、この泡構造を形成する衝撃波がどこ から来たものなのかを検証する必要がある。有力な 衝撃波の起源とされている天体は2つ存在し、一つ が大質量星の周りに形成される電離領域である HII 領域であり、もう一つが大質量星が爆発した後の姿 である超新星残骸 (SNR) である。SNR は大質量星の 超新星爆発後に残る天体であり、およそ 100pc まで 広がるとされている。一方で観測された泡構造の大 きさは 10pc – 1kpc 程度であり、SNR が泡構造を形 成している可能性がある。そこで、本研究では SNR の衝撃波に焦点を当てて、銀河面内の泡構造がどの ように形成されるのかを明らかにするため、SNR の 膨張過程について流体シミュレーションを用いて研 究する。



図 1: バブル構造

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

# 2 シミュレーション手法

本研究のシミュレーションでは1次元球対称のラ グランジュ形式の有限体積法を用いて計算を行う。こ の手法の強みとしては、1. 質量などの保存量が厳密 に保存すること、2. オイラー形式のメッシュ法で見 られる数値的な熱拡散効果がないこと、3. 高密度領 域では、メッシュの解像度が上がる (メッシュが潰れ ることによる) ため、高精度で記述できることなどが 挙げられる。

### 2.1 基礎方程式

SNR の中のガスは非常に高温 (T ~ 10⁶K) なため、 ガスを構成する原子から輝線放射によりエネルギー を放射する。またガスの熱伝導もガスの運動に大き な影響を与える。そこで、用いる基礎方程式は以下 の流体の方程式である。

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial v}{\partial r} \tag{1}$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \tag{2}$$

$$\frac{de}{dt} = -\frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial r^2 (pv - \kappa(T) \frac{\partial T}{\partial r})}{\partial r} - (n\Lambda(T) - \Gamma) \quad (3)$$

それぞれ、連続の式、運動方程式、エネルギーの式 であり、式 (3) の  $\kappa, n, \Lambda, \Gamma$  はそれぞれ熱伝導係数、 ガスの数密度、冷却項、加熱項である。

### 2.2 熱伝導係数と冷却関数

熱伝導係数には中性水素ガスの熱伝導係数として よく知られている  $\kappa = 2.5 \times 10^{3} T^{1/2}$  (Parker 1953) と、プラズマ水素ガスの熱伝導係数として知られて いる  $\kappa = 6.0 \times 10^{-7} T^{5/2}$  (Spitzer 1962) を用いた。 冷却関数には kakiuchi et.al 2023 で使用された冷却 関数を用いた。これは、低温領域 ( $T \sim 10^{3}$ K) から 高温領域 ( $T \sim 10^{7}$ K) まで実際の冷却率をよく再現 するようにフィッティングされたものである。低温領 域 ( $T < 10^{4}$ K) では主に、水素原子からの Ly- $\alpha$ 線と 電離した C からの輝線放射が冷却源である。高温領 域 ( $T \sim 10^{6}$ K) では C, O, SI, Fe などの輝線放射が主 にガスを冷却させる冷却源として知られており、さ らに高音になると主にプラズマからの制動放射が冷 却源となる。



図 2: 星間ガス冷却率

### 2.3 初期条件

シミュレーションでは中心に爆発源をおき、一様密度、圧力を持つ星間ガス中の衝撃波の運動を調べる。 爆発源は SNR の典型的なエネルギーである  $E_{\rm SNR} \sim 10^{51} {\rm erg}$ のエネルギーをもち質量は  $8 M_{\odot}$  とした。また、爆発源のサイズは 1pc である。外側の星間ガスは数密度  $n = 1/{\rm cc}$ 、温度  $T = 5000{\rm K}$  とした。メッシュサイズは  $6.0 \times 10^{-3} {\rm pc}$ である。

# 3 結果

シミュレーションの結果 SNR の内部には放射冷却 によって大きな圧力勾配が生じ、SNR 前面の衝撃波 が弱くなった。さらに圧力が減少した部分は周りの ガスによって圧縮され、密度はおよそ 10³/cc 程度ま で圧縮された。また、この圧縮により SNR 内部で別 の衝撃波が形成されることが確認できた。

これはガスの冷却時間が非常に早いことによるも のだと考えられる。WNM などでは、放射冷却によ りガスの圧力が小さくなると周りのガスが冷えた部 分を圧縮することで、密度が上昇し CNM へと変化 する。通常は冷却の時間スケールに比べて、ガスが 圧縮される時間スケールの方が短いためこの過程は 等圧過程になる。しかし、SNR 内部のガスは冷却時



図 3: SNR 内部の圧力分布



図 4: SNR 内部の密度分布

間が非常に短くなる温度帯  $(T \sim 10^5 \text{K})$  を経るため、 周りに大きな圧力勾配を作り SNR の内部構造を複雑 に変化させる。

図5は星間ガスの冷却時間スケールを表したもの である。横軸は星間ガスの数密度で縦軸は温度、色 は冷却の時間スケールを表しており赤色の方が時間 スケールが大きい(放射冷却の影響が小さい)ことを 表している。青い曲線は星間ガスの熱平衡曲線であ る。このグラフから*T*~10⁵Kの星間ガスは数百年 程度で冷却することがわかる。



図 5: 星間ガスの冷却時間

# 4 展望

銀河面内に観測された泡構造は赤外線領域のみで 観測されている。この赤外線は PAH と呼ばれる芳香 族炭化水素による輝線だと考えられているが、PAH が実際に SNR の衝撃波面で光ることができるかは検 証されていない。展望としては、PAH の衝撃波によ る破壊率、また衝撃波面内で PAH が形成されること ができるかなどを検証し、実際に観測された泡構造 を超新星残骸によって説明できるかを明らかにする 予定である。

# Reference

Inutsuka et.al 2015, Astronomy & Astrophysics Kakiuchi et.al 2023, American Astronomical Society Watkins et.al 2023, The Astrophysical Journal Letters -index へ戻る

星間a28

# 熱対流を取り扱うためのSPH法コードの開発

# 橋 航

# 熱対流を取り扱うための SPH 法コードの開発

高橋 航 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

対流は惑星における熱輸送や物質の撹拌に寄与する重要な過程である.対流は流体シミュレーションによ りよく調べられているが,主にオイラー的な流体方程式に基づくメッシュ法で行われている.メッシュ法で は格子状に空間を離散化するため移流によって分布がならされてしまい,数値計算によって生じる熱拡散よ り小さな熱拡散での計算が困難である.そこで,ラグランジュ的な流体方程式に基づく Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)法で対流現象を調査する.SPH法では,流体を粒子で離散化することで移流による 分布の平滑化が起こらず,数値計算による熱拡散を非常に小さくすることができる.

本研究では、SPH 法を用いた熱対流シミュレーションを行う.対流現象を引き起こす浮力をより働きやすく した Boussinesq 近似を用いてシミュレーションを実行する.熱対流はレイリー数と呼ばれる無次元量で特徴 つけられる.シミュレーション結果をレイリー数と熱輸送効率を示すヌッセルト数とを比較することで、その 妥当性を評価した.これらの詳細な結果をもとに、SPH 法での熱対流シミュレーションを議論する.

# 1 Introduction

原始地球は微惑星を集積後、マグマオーシャンを形成したと考えられている. これは微惑星の衝突による加熱のためで、実際、比較的軽い岩石が地表にあることからマグマオーシャンの存在が示唆されている.

原始地球の大気は原始惑星系円盤から集積した水 素やヘリウムなどの原始大気の他に、水蒸気や二酸化 炭素を主成分とする二次的な大気がある.このよう な大気は隕石によって揮発性の元素が供給されたり、 地球内部の揮発性物質が放出されることで形成され たと考えられている.この、二次的な大気は温室効果 ガスなので地表からの熱流束を妨げ、マグマーシャン の冷却を遅らせた.

表層の温度が低下するとマグマオーシャンが固ま り、地殻が形成される.地殻が形成されると地球内部 の熱が断熱されることで地表が急速に冷え、水蒸気が 凝縮し海が形成される.

マグマオーシャンの冷却のタイムスケールによっ て地球の大気組成が決まる.また Late Veneer のよう な天体衝突時に地表がマグマオーシャンか,地殻か, 海かによって衝突後の地表の環境が大きく異なる.し かし,地球の熱史はいまだ詳細は不明である.

地球の熱史に重要となる物理現象が衝突と対流で ある.

マグマオーシャンは表層は放射冷却によって冷や され,深部は内部の放射線源によって加熱される.そ の結果,内部から地表にかけてエントロピー勾配が生じ,対流が発生する.

このような対流現象は, 主にメッシュ法でよく調べられているが, SPH 法ではあまり調べられていない. 一方で, 衝突現象は SPH 法によってよく調べられて いるため, 熱史の総括的な理解には対流現象を SPH 法で計算することは極めて重要である.

本研究では SPH 法による対流計算を評価するため, Boussinesq 近似をした SPH 法を用いて Rayleigh-Bénard 対流を計算し, 熱輸送効率から計算の妥当性を評価する.

# 2 Methods

# 2.1 Smoothed Particle Hydrodynamics(SPH)

SPH 法とは、流体を有限個の粒子の集団で近似し、 ラグランジュ座標で粒子を追跡しながら計算する手 法である.その大きな特徴の一つが密度の計算方法 だ.流体を粒子で離散化する SPH 法では場の量であ る密度をカーネル関数 W(x,h)の足し合わせで定義 する.

$$\rho\left(\boldsymbol{x}\right) = \sum_{j} m_{j} W\left(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_{j}\right) \tag{1}$$

ここで, j は粒子のインデックスであり  $m_j$  は粒子 jの質量,  $x_j$  は粒子 jの座標を表す.また, h はスムージング長と呼ばれる粒子の大きさを表す量であり, 平均粒子間隔  $h = (m/\rho)^{1/d}$  がよく用いられている.なお, d は次元を表す.



図 1: SPH 粒子の密度分布.カラーの点線がそれぞれの粒子ほ広がりを表しており、その足し合わせによって密度分布(黒実線)が記述される.

本研究では、スムージング長は平均粒子間隔の 2.2 倍としてカーネル関数 W (x, h) は Wendland C4 カー ネル (Dehnen, W., & Aly, H. 2012) を用いる (式 (2)).

$$W(\mathbf{x},h) = \frac{9}{h^{d}\pi} \left(1 - \frac{|\mathbf{x}|}{h}\right)_{+}^{6} \left(1 + 6\frac{|\mathbf{x}|}{h} + \frac{35}{3}\frac{|\mathbf{x}|^{2}}{h^{2}}\right)$$
(2)

### 2.2 Boussinesq 近似

Rayleigh-Bénard 対流の計算には Boussinesq 近似 が有効である. Boussinesq 近似とは密度変化の典型 的なスケール  $(\rho_0/\nabla\rho)$  に比べ,温度変化の典型的な スケール  $(T_0/\nabla T)$  が大きいときに有効となる近似で あり,この系では密度変化  $\delta\rho$  と温度変化  $\delta T$  の間に 次の関係式が成り立つ.

$$\delta \rho = -\rho_0 \alpha \delta T \tag{3}$$

ここで、 $\alpha$ は体積膨張率である.

### 2.3 Rayleigh-Bénard 対流の支配方程式

Boussinesq 近似を施したラグランジュ座標系にお ける Rayleigh-Bénard 対流の支配方程式は次のよう に書ける.

$$\frac{D\boldsymbol{v}}{Dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{v} - \alpha \delta T \boldsymbol{g}$$
(4)

$$\frac{DT}{Dt} = \kappa \nabla^2 T \tag{5}$$

ここでvは流体の速度, Pは流体の圧力, Tは流体の 温度,  $\nu$ は動粘性係数,  $\alpha$ は体積膨張率, gは重力加速 度,  $\kappa$ は熱拡散係数である.なお,密度計算は連続の 式ではなく式 (1)を用いる.

### 2.4 対流を特徴づけるパラメータ

鉛直方向の典型的なスケールを L,系の上部と下 部の温度差を  $\Delta T$ ,系全体が拡散によって均される時 間  $t_{\text{diff}} = L^2/\sqrt{\nu\kappa}$ を用いて式 (4),式 (5)を無次元化 する.

$$\frac{D\boldsymbol{v}^*}{Dt^*} = -\frac{1}{\rho^*} \nabla^* P^* + \sqrt{Pr} \nabla^{*2} \boldsymbol{v}^* + Ra\delta T^* \hat{\boldsymbol{y}} \quad (6)$$

$$\frac{DT^*}{Dt^*} = \frac{1}{\sqrt{Pr}} \nabla^{*2} T^* \tag{7}$$

*Ra*, *Pr* はそれぞれレイリー数, プラントル数と呼ばれる無次元量であり, 次のように定義される.

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T L^3}{\nu \kappa} \tag{8}$$

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa} \tag{9}$$

対流は *Ra*, *Pr* の二つの無次元パラメータで特徴 づけられ, *Ra* が臨界レイリー数 *Ra*_{Cr} を超えると対 流不安定となり対流が発生する.

### 2.5 熱境界層

対流は上下境界の温度差で生じるが,移流によって 熱を運ぶ現象である.このときの流体は境界から伝 導によって熱を受け取る熱境界層と移流によって熱 を運ぶ対流層に分かれる.それに伴い,流体の温度分 布は境界付近(境界層)では線形な温度分布,境界か ら離れた場所(対流層)ではほぼ等温の温度分布と なる.



図 2: 熱境界層と対流層の模式図. y 軸を鉛直方向に 取り、下部境界から加熱、上部境界で冷却されている 際の温度分布を表している.



図 3: セットアップの概略図

#### セットアップ 2.6

水平方向は周期境界、鉛直方向は等温の壁境界の2 次元の計算領域で計算を行う (図 3).

計算は  $Pr = 10, Ra \ge 10^3$  において静水圧平衡の 流体に速度の摂動を与えたものを初期条件として行 う. また, 本研究のセットアップでは  $Ra_{Cr} \sim 1700$ である (Chandrasekhar, S. 2013).

#### Results 3

#### 3.1対流計算の評価方法

熱輸送効率を表すヌッセルト数 Nu を用いて対流 計算の妥当性を評価する. Nu は系全体の熱流と流体 が熱伝導のみで熱輸送を行っている場合の熱流の比 であり、次のように定義される.

$$Nu = \frac{q_{\text{total}}}{q_{\text{conduction}}} \tag{10}$$

本研究では, 定常状態では系全体の熱流は y 方向 に一様と仮定し、熱境界層の熱流を全熱流とする.こ のとき、フーリエの法則から熱流は温度勾配と比例関 係にあるため, Nuは熱境界層の温度勾配と熱伝導の 因は、重力の影響で系に密度勾配があるため  ${
m SPH}$  粒

みで熱輸送をしている流体の温度勾配の比として次 のように書ける.

$$Nu = \frac{\partial_y T|_{\text{boundary}}}{\partial_y T|_{\text{conduction}}} \tag{11}$$

$$=\frac{\partial_y T|_{\text{boundary}}}{\Delta T/L} \tag{12}$$

Ra が大きくなると熱輸送は対流が支配的になり *Nu* は上昇する. 一般に *Nu* と *Ra* の間には次の関係 が成り立つことが知られている (Siggia, E. D. 1994).

$$Nu \propto Ra^{1/3} \tag{13}$$

#### 3.2計算結果

 $Nu \\ end Ra$  は次のようになった(図4)



図 4: Nu と Ra の関係. 黒三角, 青丸はそれぞれ実 験による測定値 (Silveston, P. L. 1958), 計算結果で あり、黒実線は  $\propto Ra^{1/3}$ を表す.

 $10^4 \le Ra \le 10^5$  において Boussinesq 近似をした SPH 法は正しく計算できている. しかし,  $Ra \sim Ra_{Cr}$ では対流が生じず Nu = 1 となり,  $Ra \ge 10^6$  では温 度分布を正しく計算することができず、Nuの評価は 出来なかった.

#### Discussion 4

 $Ra \sim Ra_{Cr}$ で対流が生じなかった理由は計算時間 の不足と考えられる. Ra が Ra_{Cr} に近づくほど対流 が生じ、Nuが定常に至る時間が長くなる傾向にあっ た.そのため、初期状態をより不安定な状態にするこ とによって対流が生じるまでの時間が短くなり、現実 的な計算時間で対流計算が行えることが期待される.

一方,  $Ra \ge 10^6$  において対流計算ができない原

子が均等に配置されず、下部境界付近では SPH 粒 子が集まるため Pairing instability(Schuessler, I., & Schmitt, D. 1981)が生じている影響と考えられる.

Pairing instability とは SPH 粒子が近づきすぎる と離れづらくなり Pair を形成してしまう不安定性 であり、その原因は SPH における圧力勾配力の計算 法にある. SPH 法では圧力勾配力は次のように計算 する.

$$\left(-\frac{1}{\rho}\nabla P\right)_{i} = -\sum_{j} m_{j} \left(\frac{P_{i}}{\rho_{i}^{2}} + \frac{P_{j}}{\rho_{j}^{2}}\right)\nabla W_{ij} \quad (14)$$

ここで添え字 *i*, *j* はそれぞれ粒子 *i*, 粒子 *j* の物理量 である.

式 (14) から分かるように SPH 法では圧力勾配力の 計算にカーネル関数の空間微分を用いる. 通常、カー ネル関数は式 (2) や Gaussian のように原点にピーク を持ち, 無限遠で 0 となる凸関数を用いる. そのため, 粒子が離れている場合は  $\nabla W > 0$  となるため斥力が 働くが粒子がカーネル関数の変曲点より内側に入る と $\nabla W < 0$  となり引力が働くため, さらに粒子が近 づく. なお, ここで示した圧力勾配力は標準 SPH の ものだが, 他の SPH 法であっても本質的には同様の ことが言える.

この解決案として固体の状態方程式を用いること が考えられる.固体の状態方程式は温度に依存しな い圧力が追加されるため,SPH 粒子を均一に保とう とする効果が期待できる.

# 5 Conclusion

SPH 法を用いた対流計算の可能性を調査するため Boussinesq 近似を施した方程式系を用いて Rayleigh-Bénard 対流の計算を行い, 熱輸送効率によって計算 の妥当性を評価した.その結果,  $10^4 \le Ra \le 10^5$  で は正しく計算が出来ることが確認できた.

# Reference

- Chandrasekhar, S. (2013). Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Courier Corporation.
- Dehnen, W., & Aly, H. (2012). Improving convergence in smoothed particle hydrodynamics simulations without pairing instability. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 425(2), 1068-1082.

- Schuessler, I., & Schmitt, D. (1981). Comments on smoothed particle hydrodynamics. Astronomy and Astrophysics, vol. 97, no. 2, Apr. 1981, p. 373-379., 97, 373-379.
- Siggia, E. D. (1994). High Rayleigh number convection. Annual review of fluid mechanics, 26(1), 137-168.
- Silveston, P. L. "Heat transmission in horizontal liquid layers." Forschung im Ingenieurwesen 24 (1958): 29-32.

-----index へ戻る

星間a29

# 弾性体力学シミュレーション手法の新しい定式化

# 内海 秀介

# 弾性体力学シミュレーション手法の新しい定式化

内海 秀介 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

小惑星は様々な幾何的形状を持ち,その形成は小天体同士の衝突と合体によるものであると考えられてい る.また,類似の過程である微惑星の衝突は,固体惑星形成の最終段階において重要である.この大規模な 現象の実験は困難なため,数値シミュレーションによる解析が広く用いられている.しかしながら,既存の 弾性体シミュレーション手法には種々の問題点が存在する.よって我々は,それらを克服する新たな弾性体 モデルを提案する.具体的には,中心力相互作用を行う多体系で弾性体を記述する.様々なテスト計算を行 い,本手法の有効性を確認した.本モデルは,計算コードの設定パラメータを調節することで,等方性を保 ちながら,任意の Poisson 比と Young 率を実現可能である.さらに,中心力の表式を変更することで非線形 な構成則も実現できるため,現実の具体的な弾性体を容易に再現することができる.このモデルに衝突破壊, および摩擦の効果を加えることで,前述した小惑星形成の解析への応用が可能となる.本稿では,我々の新 しい弾性体モデルの定式化および妥当性,そして今後の発展について述べる.

## 1 Introduction

固体惑星は、原始星の周りを囲む原始惑星系円盤 内における、微惑星同士の衝突合体現象によって形 成される.木星軌道よりも内側に位置するメインベ ルト小惑星は、この衝突合体現象を経験した微惑星 のうち惑星まで成長しなかったもの同士が、さらに 高速度衝突と合体を繰り返して形成されたものであ る.そして探査機による直接観測などにより、これ ら小惑星の形状は多岐に渡ることが確認されている. よって、小惑星形成過程である小天体同士の衝突現 象を解析し、衝突時の速度や角度と、衝突後の形状 の間の関係を明らかにすることによって、小惑星形 成時の環境や、その進化過程の情報を得ることがで きる.また、同様の衝突合体現象は、固体惑星形成 の最終段階においても重要であると考えられている.

この大規模な現象の実験は困難なため、数値シミュ レーションによる解析が広く用いられている. 例え ば [7] では、弾性体力学に基づき、同質量の微惑星同 士の2体衝突現象がシミュレートされた. そして、衝 突時の速度と角度に対する、衝突後に形成される小 惑星の形状の関係が明らかとなった.

このような現象のシミュレーションでは、弾性体力 学へ拡張された Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法が有効である. SPH 法は、流体粒子により 空間を離散化しラグランジュ的に記述するため、衝 突破壊現象の記述に非常に適している. 任意の弾性 体素片が自動的に区別されるから,各素片への破壊 パラメータ等の導入が容易である.しかしながら,既 存の弾性体 SPH 法には種々の問題が存在する.例え ば,張力が支配的な空間領域において,弾性体粒子 の非物理的なクラスタリングが発生するという問題 がある.この現象は引張不安定性と呼ばれる.

弾性体 Godunov SPH 法 [5, 6] は、衝撃波を精度 良く記述可能な流体力学数値計算法である Godunov SPH 法 [2] を、弾性体力学へと拡張した定式化であ る.離散化に伴う空間積分の補間方法を適切に選択 することで、上記の引張不安定性を解決した.

弾性体 Godunov SPH 法で用いられる,弾性場の 基礎方程式を次に示す.連続の式は

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} v^{\alpha} \tag{1}$$

である. ここで d/dt はラグランジュ時間微分を表す.  $\rho$  は密度であり,  $x^{\alpha}$ ,  $v^{\alpha}$  はそれぞれ, 位置ベクトル, 速度ベクトルの第  $\alpha$  成分を示す.場の運動方程式は 以下で書かれる.

$$\frac{dv^{\alpha}}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} \sigma^{\alpha\beta} \tag{2}$$

右辺の  $\sigma^{\alpha\beta}$  は応力テンソルであり、対角成分の圧力 P と、偏差応力テンソル  $S^{\alpha\beta}$  の和で表される.

$$\sigma^{\alpha\beta} = -\delta^{\alpha\beta}P + S^{\alpha\beta} \tag{3}$$

偏差応力テンソルは剪断応力に対応しており,後述 する定義によりそのトレースは常にゼロである.ま た場のエネルギー式は

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{\rho} \sigma^{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial x^{\beta}} v^{\alpha} \tag{4}$$

である. 左辺の *u* は単位質量あたりの内部エネルギー である. 保存形式の方程式を解くのではなく,内部 エネルギーを時間発展させる点がメッシュ法とは異 なっている. さらに状態方程式を用いることで,密 度と内部エネルギーから圧力が決定される.

$$P = P(\rho, u) \tag{5}$$

とくに流体の状態方程式を採用し, 偏差応力テンソ ルの全成分を常にゼロとすれば,式(1)から(5)は 流体力学の基礎方程式系に帰結する.弾性体を扱う 場合には,加えて,物質固有の特性を反映した偏差 応力テンソルの表式が必要である.

$$\frac{dS^{\alpha\beta}}{dt} = 2\mu \left(\dot{\epsilon}^{\alpha\beta} - \frac{1}{3}\delta^{\alpha\beta}\dot{\epsilon}^{\gamma\gamma}\right) + S^{\alpha\gamma}R^{\beta\gamma} + S^{\beta\gamma}R^{\alpha\gamma}$$
(6)

ここに  $\mu$  は物質の剪断率である.また  $\dot{\epsilon}^{\alpha\beta}$ ,  $R^{\alpha\beta}$  は それぞれ、変形速度テンソル、回転速度テンソルで あり、以下で定義される.

$$\dot{\epsilon}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v^{\alpha}}{\partial x^{\beta}} + \frac{\partial v^{\beta}}{\partial x^{\alpha}} \right) \tag{7}$$

$$R^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v^{\alpha}}{\partial x^{\beta}} - \frac{\partial v^{\beta}}{\partial x^{\alpha}} \right) \tag{8}$$

以上の方程式系を,カーネルによる畳み込み積分で 近似し,適当な補間法で空間的に離散化することに より,実際のシミュレーションで時間積分される式 が導かれる.

弾性体 Godunov SPH 法には,解決すべき種々の 問題点が存在する.例えば [6] では次の 2 つの問題点 が指摘されている.

- (a) 非中心力の導入により,定式化の段階で,系の 全角運動量を丸め誤差の範囲で保存することは できない.
- (b) 偏差応力テンソルの発展方程式を時間積分する 必要があり、冗長で計算コストが高い.

本稿では、これらの問題点を克服する新たな弾性体 モデルを提案する.2節ではモデルの定式化を行い、

その特徴について述べる.3節ではモデルの有効性 を確認するために実施したテスト計算について説明 し,現実の弾性体との整合性を議論する.4節は本稿 のまとめであり,今後の展望についても述べる.

# 2 Implementation

本節では,我々の弾性体モデルの定式化について 述べる.

#### 2.1 Discretization with particles

現実の弾性体は原子の集合である.弾性体力学で はそれを連続な空間場として近似し,任意の座標で 定義された場の量を用いて記述する.そして本手法 は,弾性場を,弾性体素片を模倣した粒子の多体系 を用いて離散化し,現実の物質をモデル化する.弾 性体粒子はマクロな描像で導入され,ミクロな電子 や原子を再現している訳ではない.よって弾性体粒 子は,位置,速度,密度,圧力,そして内部エネル ギーなどの物理量を有する.

### 2.2 Fundamental equations

本モデルの基礎方程式は,運動方程式,エネルギー 式,状態方程式である.本稿における議論は運動方 程式のみで閉じるため,それ以外の説明は割愛する. 粒子*i*の運動方程式は

$$m_i \frac{d^2 \boldsymbol{x}_i}{dt^2} = \sum_j \boldsymbol{f}_{ij} \tag{9}$$

である.ここで $m_i, x_i, f_{ij}$ はそれぞれ,粒子iの質量,粒子iの位置,粒子iが粒子jから受ける力である.右辺の和は,相互作用を行う近傍粒子と取るものとする.続いて $f_{ij}$ を以下で定義する.

$$\boldsymbol{f}_{ij} = -k_{\mathrm{spr},ij} \left[ 1 - \frac{\Delta x_{ij}}{|\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j|} \right] (\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j) \qquad (10)$$

この表式は  $k_{\text{spr},ij}$ ,  $\Delta x_{ij}$  をそれぞればね定数, ばね の自然長とする,線形なばねによる 2 体間相互作用 に他ならない.ただし,最も簡単なモデル化である Hook の法則と異なり,  $k_{\text{spr},ij}$ ,  $\Delta x_{ij}$  は定数ではない. 前者は,相互作用を行う2粒子間の距離に依存する 形で定義する.

$$k_{\rm spr,ij} = \begin{cases} k_{\rm repulsion} & \text{if } |\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j| < \Delta x_{ij} \\ k_{\rm attraction} & \text{if } |\boldsymbol{x}_i - \boldsymbol{x}_j| > \Delta x_{ij} \end{cases}$$
(11)

ここに  $k_{\text{repulsion}}$ ,  $k_{\text{attraction}}$  はそれぞれ,相互作用が 引力,斥力の場合のばね定数である.モデルに2つ の設定パラメータを持たせることにより,後述する, 現実の弾性体が持つ2つのパラメータを再現する必 要条件を満たしている.また,ばねの自然長 $\Delta x_{ij}$ は, 相互作用を行う粒子の組i,jに対してランダムに取 る.この操作により,モデルの等方性を担保するこ とができる.

## **3** Test calculation

本節では,我々のモデルの有効性を確認するため に行なった,テスト計算について述べる.

#### 3.1 Elastic parameters

物質がある軸に沿って引張された際に,その軸に 沿った引張距離を元の長さで割った無次元量を,歪み という.弾性体力学によれば,物質の特徴は,歪みと それに応答する応力の関係によって特定される.玄 武岩の場合,歪みが0%から0.8%までの領域では, 応力は歪みに対して線形の関係を示し,歪みが0.8% を超えるとその関係は非線形になり,1%を超える と物質そのものが破壊される[4].本モデルは,応力 と歪みの関係のうち,非線形な効果や破壊の効果が 支配的である領域も容易に再現可能であるが,本稿 では,線形な領域のみに絞って議論する.

応力と歪みの関係が線形で,かつ等方的な弾性体 は,線形等方弾性体と呼ばれ,Poisson 比と Young 率という2つの弾性パラメータで特徴づけられる. よってこの2つの物理量の任意の値を再現すること は,任意の線形等方弾性体を記述することと等価で ある.しかしながら従来の定式化では,無次元量で ある Poisson 比が,モデルの設定パラメータに依存 せず一定となっている[1,3].以下ではテスト計算を 実施し,本モデルが,任意の Poisson 比と Young 率 を再現可能であることを確認する.

### 3.2 Tensile test

引張試験を行うことで,対象の物質の弾性パラメー タを測定することができる.引張試験では,物質に 対してある軸に沿った外力を印加して引張し,その 軸に沿った歪みと,その軸に垂直な方向の歪みを計 測する. *x*, *y*, *z*軸に沿った辺を持つ直方体の弾性体 に, *x*軸に沿った外力を与えた場合の模式図を図1に 示す.弾性体力学に依れば,引張方向に沿った歪み



図 1: 引張試験の模式図. (a) は引張する前の静止状 態の物質を表す. 図中の  $L_x$ ,  $L_y$ ,  $S_x$  はそれぞれ,引 張前の物質の x 軸方向の長さ, y 軸方向の長さ, x 軸 方向の面の断面積である. (b) は引張した後に静止状 態に至った物質を表す.引張により, x 軸方向に  $\Delta x$ 伸び, y 軸方向に  $-\Delta y$  縮んでいる.  $f_x$  は x 軸方向 に印加した外力である.

 $\Delta x$ ,およびそれに垂直な方向の歪み $\Delta y$ を用いて, Poisson 比と Young 率が決定される.

$$(\text{Poisson } \texttt{E}) = -\frac{\Delta y/L_y}{\Delta x/L_x} \tag{12}$$

(Young 
$$abla$$
) =  $\frac{f_x/S_x}{\Delta x/L_x}$  [Pa] (13)

#### 3.3 Setups

我々のモデルに対して引張試験を実施し、その Poisson 比と Young 率を決定する. 初期条件を表 1 で設定する. ばねの自然長  $\Delta x_{ij}$  については、ある粒子に

表 1: 初期条件として与えた物理量					
粒子数	N	$10^{4}$			
粒子の質量	m	$1/N \; [\mathrm{kg}]$			
物質の辺の長さ	L	1 [m]			
引張する距離	$\Delta x$	$0.005 \times L \ [\mathrm{m}]$			
斥力のばね定数	$k_{ m repulsion}$	$1  [{\rm kg  s^{-2}}]$			
引力のばね定数	$k_{\mathrm{attraction}}$	$10^{-2} - 10^2  [\mathrm{kg}\mathrm{s}^{-2}]$			
対して,系の平均粒子間隔の1.5倍以内の距離に存在 する近傍粒子全てとばねで繋ぐことで定義する.引 力のばね定数を変化させ,斥力と引力のばね定数の 比に対する, Poisson 比と Young 率の依存性を確認 する.

#### 3.4 Results

引張試験により測定した Poisson 比と Young 率を 図 2 に示す. 斥力と引力のばね定数比に依存して,



図 2: 斥力と引力のばね定数の比に対する, Poisson 比と Young 率の関係. 横軸は, 斥力と引力のばね定 数の比である. 縦軸は, 左図が Poisson 比, 右図が Young 率 [Pa] である. Poisson 比について, y 軸方 向を赤色の丸, z 軸方向を青色の四角で示している. 両者ともに, ばね定数の比の変化に依って変動して いる. また, y 軸方向と z 軸方向の Poisson 比が一致 している.

Poisson 比と Young 率が変動している.よって前者 を調節することで,任意の Poisson 比と Young 率を 再現可能である.また,Poisson 比が方向に依存しな いことから,等方的な弾性体となっていることがわ かる.よって我々のモデルは,任意の弾性パラメー タを持つ線形等弾性体を記述することができる.

## 4 Conclusion

小惑星形成過程における微惑星の衝突合体現象の 記述へ向けた,弾性体力学シミュレーション手法の 新しい定式化について述べた.我々のモデルは,弾 性体素片を模した粒子系で弾性体を表現し,ばねの 力による粒子間相互作用を導入している.主要な利 点は次の通りである.

- (a) 偏差応力テンソルの時間発展式が存在しないた め,既存の手法より計算コストを大幅に削減し ている.
- (b) 粒子間に働く力が中心力であることより,定式 化の時点で,全角運動量が丸め誤差の範囲内で 保存する.

また、本モデルの有効性を引張試験により評価した.結果、系の等方性を保ちながら、任意の Poisson 比と Young 率の値を実現可能であることが明らかに なった. 我々の弾性体モデルは、現実の具体的な弾 性体を容易に再現することができる.

任意の位置で定義された場の物理量を導出し,現 実的な状態方程式を用いた,弾性体 Godunov 法を開 発することが今後の目標である.

# Acknowledgement

本研究にあたり,指導教員としてご指導頂いた犬 塚修一郎教授,および小林浩准教授に深謝の意を表 する.また,日頃より多大なご助言ご協力を頂いた 研究室の皆様に,厚く御礼申し上げる.

#### Reference

- F. Donzé and S.-A. Magnier. Formulation of a 3-D numerical model of brittle behaviour. *Geophysical Journal International*, 122(3):790–802, 1995.
- [2] S.-i. Inutsuka. Reformulation of Smoothed Particle Hydrodynamics with Riemann Solver. Journal of Computational Physics, 179(1):238–267, 2002.
- [3] A. H. Nayfeh and M. S. Hefzy. Continuum modeling of three-dimensional truss-like space structures. AIAA Journal, 16(8):779–787, 1978.
- [4] J. Qiao, G. Wang, L. Song, X. Liu, C. Zhou, Y. Niu, and B. Liu. Mechanical properties and the mechanism of microscopic thermal damage of basalt subjected to hightemperature treatment. *Natural Hazards*, 120(1):41–61, 2024.
- [5] K. Sugiura and S.-i. Inutsuka. An extension of Godunov SPH: Application to negative pressure media. *Journal of Computational Physics*, 308:171–197, 2016.
- [6] K. Sugiura and S.-i. Inutsuka. An extension of Godunov SPH II: Application to elastic dynamics. *Journal of Computational Physics*, 333:78–103, 2017.
- [7] K. Sugiura, H. Kobayashi, and S.-i. Inutsuka. Toward understanding the origin of asteroid geometries-variety in shapes produced by equal-mass impacts. Astronomy & Astrophysics, 620:A167, 2018.

-index へ戻る

星間a30

# 系外惑星の小天体衝突と大気熱進化の理論的研究

# 御子 裕治

# 系外惑星の小天体衝突と大気熱進化の理論的研究

御子 裕治 (名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

惑星大気の形成や進化には衝突過程が大きな鍵を握っている.小天体の惑星への衝突によって発生した蒸 気ブルーム内は高温・高圧になり,窒素といった二次大気形成を促すだけでなく,生命の誕生に欠かせない有 機分子を生成する化学反応が進行する.生成される分子の割合は衝突体の大きさに応じて決まり,木星のガリ レオ衛星でも衝突により有機化合物の生成が示唆されている (Ishimaru et al. 2010).一方,一部の有機化合 物の吸収線と観測可能な衝突クレーターの位置との分布に明らかな相関がないが,その理由は衝突によって 生成された分子は大気中に広く拡散するためと考えられる.衝突後の大気の運動と熱状態をシミュレーショ ンして,衝突生成物が惑星の大気中をどのように拡散し,どのように進化するか明らかにする必要がある. 本研究ではまず惑星大気の運動について理解するため,惑星大気を模擬した条件で,熱対流のシミュレー ションを公開コード Athena++を用いて行った.熱対流はレイリー数と呼ばれる無次元量によって特徴づけ られる.線形解析により臨界レイリー数が導出され,レイリー数が臨界レイリー数を下回る系では対流が発 生せず,レイリー数が大きくなるほどより不安定な対流となる (Chandrasekhar 1981).そこで,2次元の計 算領域内で一定の温度勾配を持つ大気の設定し,様々な値にレイリー数を変えてシミュレーションを行った. この結果,臨界レイリー数より大きなレイリー数では,大きなレイリー数で強い対流が起こることを確認し た.本講演では詳細な計算結果について発表する.また,本手法を用いた衝突後の大気運動の計算について も議論したい.

#### 1 Introduction

惑星大気は、原始惑星系円盤中のガスを集積する ことでできる一次大気と、その後の脱ガスによって形 成される二次大気の二つに大きく分類できる.中でも 二次大気の形成には衝突過程が鍵を握っている,小惑 星や彗星といった小天体が衝突する際に,高温・高圧 の蒸気プルームと呼ばれる領域が発生し、内部で化学 反応が急速に進行することにより,窒素をはじめとす る二次大気の形成が促される.これと同時に、生命に 誕生に不可欠となるメタンといった有機分子も生成 される、生成される分子は衝突の規模の大きさに応じ て決まり、規模が大きくなるほど HCN の生成量が多 くなることが示唆されている (Ishimaru et al. 2013). このことを踏まえると、衝突地点と有機物の吸収線の 位置は相関がみられると予想される.しかし、木星の ガリレオ衛星の観測から,一部の有機化合物の吸収線 とクレーターの位置の間には相関が見られないこと が判明した.これは、大規模な衝突が発生した場合、生 成物は衝突地点周辺だけでなく広い範囲に拡散され るため相関が見られなくなることに起因する.

このように, 衝突によって生成された化合物は対流

といった惑星の大気運動により運搬されるが,衝突に より惑星大気に大きな擾乱が発生するため,大規模 な衝突では惑星の大気運動に大きな影響を与え,気 候変動につながる可能性がある.そこで,本研究で は惑星への天体衝突が惑星大気の対流運動に与える 影響について流体数値計算を用いて議論する.

対流問題は、対流速度が音速と比較して遅いこと から非圧縮近似を用いて解かれることが多いが、本 研究は衝突過程を含めて計算を行うため、圧縮性流 体を扱う公開コード Athena++を用いて計算を行う. まず, Athena++で対流運動を扱えるかを確認し、そ の後、対流計算の結果をもとに衝突の計算を行う.

## 2 Methods

#### 2.1 対流計算のセットアップ

本研究では 2 次元の計算を行う. 惑星の地表を再 現するため、一様重力  $g = 10 \text{ m/s}^2$  が働いている系 を考える.

まずは非摂動状態について考える. (1) 式のように

鉛直方向 z に一定の温度勾配を持たせ、流体層の上 クスであり、 $\vec{P}, \vec{Q}$  は以下のように表される. 部が低温,下部が高温となるようにする.

$$T = T_{\rm b} - \beta z \tag{1}$$

 $T_{\rm b}, \beta$  はそれぞれ下部温度,温度勾配定数であり,  $T_{\rm b} = 305 \text{ K}, \beta = 1 \times 10^{-2} \text{ [K/m]}$ とした.また,ただし,Cは比熱である. 非摂動状態では以下のように静水圧平衡が成り立っ ている.

$$\frac{dp}{dz} = -\rho z \tag{2}$$

ただし, p, p はそれぞれ圧力と密度である. 境界条 件として上下の境界は温度固定の境界を与えている が、下部は剛体壁境界 ( $v_x = v_z = 0$ ), 上部は水平方 向の摩擦がない境界  $(dv_x/dz = 0, v_z = 0)$  としてい る.また、左右は周期境界とする.

次に摂動として水平方向に温度差 T'を与える. 今 回は以下のように温度差を与えた.

$$T' = dT\cos kx \tag{3}$$

本研究では dT = 1.0 [K], k = 1 [/m] を用いる.

対流の不安定性についてはブシネスク近似を用い た線形解析が行われており、無次元量であるレイリー 数*R*によって特徴づけられる (Chandraskhar 1981).

$$R = \frac{g\alpha\beta d^4}{\nu\kappa} \tag{4}$$

ただし、 $\alpha$ , d,  $\nu$ ,  $\kappa$  はそれぞれ体積膨張率、流体層の厚 み、動粘性係数、熱拡散係数である.系のレイリー数 が臨界レイリー数 R_cを上回ると対流不安定になるこ とが知られており、本研究の条件では $R_c \approx 1.7 \times 10^3$ である. 本研究では  $R = 3 \times 10^1, 3 \times 10^3, 3 \times 10^7$  の 三つの条件で対流の様子を比較した.なお、 $\nu/\kappa = 1$ とし、 $\nu,\kappa$ を変えて計算を行う.

用いる方程式系は以下のとおりである. 状態方程 式は理想気体を用い、比熱比 $\gamma$ は $\gamma = 7/5$ とした.

$$p = (\gamma - 1)e \tag{5}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \tag{6}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = \vec{g} - \frac{\vec{\nabla}p}{\rho} + \nu \left(\Delta \vec{v} + \frac{1}{3}\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{v})\right)_{(7)}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}(E+p) + \vec{P} \cdot \vec{v} + \vec{Q}) = \rho \vec{v} \cdot \vec{g} \quad (8)$$

ただし,  $e, E = e + \rho \vec{v}^2/2, \vec{P}, \vec{Q}$ はそれぞれ内部エネ ルギー,全エネルギー,粘性応力テンソル,熱フラッ

$$P_{ij} = \rho \nu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right) \qquad (9)$$
$$\vec{Q} = \rho C \kappa \vec{\nabla} T \qquad (10)$$

#### 衝突パラメータ 2.2

次に,2.1 節で得た対流の計算結果を初期条件とし て小天体の衝突の影響を考える. 簡単のため, 衝突 を点源爆発と考え、固体微粒子や凝結の効果は無視 する. 衝突は原点で起こるものとし、衝突パラメー タとして周囲との圧力差 p_{ratio} を採用する.

$$p_{\rm ratio} = p_{\rm impact} / p_0 \tag{11}$$

*p*_{impact}, *p*₀ はそれぞれ衝突後の圧力と周囲の圧力を 表す. 衝突に伴い衝撃波が発生するため, 衝撃波前 後の物理量の関係を表す Rankine-Hugoiot の条件式 を用いて圧力を考える. よく知られている Rankine-Hugoiot の条件式は衝撃波面静止系で考えているが, 衝突現象を考える際はターゲットとなる天体静止系で 考えると議論しやすい. 衝撃波面の速度を V_s, 衝撃波 後面の速度を v₁ とすると、天体静止系での Rankine-Hugoiot の条件式は以下のように書き下せる.

$$\rho_0 V_{\rm S} = \rho_1 (V_{\rm S} - v_1) \tag{12}$$

$$p_1 - p_0 = \rho_0 V_{\rm S} v_1 \tag{13}$$

$$\frac{1}{2}V_{\rm S}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p_0}{\rho_0} = \frac{1}{2}(V_{\rm S} - v_1)^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{p_1}{\rho_1} \quad (14)$$

0の添え字は衝撃波前面,1の添え字は衝撃波後面の物 理量を表す. 衝突による圧力増加が大きい (*p*₀ ≪ *p*₁) として  $V_{\rm S}$  と  $v_1$  の関係を求めると、以下のような線 形関係を得る.

$$V_{\rm S} = \frac{\gamma + 1}{2} v_1 \tag{15}$$

小天体の衝突速度を $v_{\rm imp}$ として、 $v_{\rm imp} = 2v_1$ と仮 定すると、衝突後の圧力を以下のように推定するこ とが可能である.

$$p_1 = p_0 + \frac{\gamma + 1}{8} \rho_0 v_{\rm imp}^2 \tag{16}$$

本研究の条件では、例えば  $v_{\rm imp} = 20 \text{ km/s}$ のとき、  $p_{\text{patio}} \sim 10^3$ と推定できる.

#### **3** Results

#### 3.1 対流の再現

以下に対流の数値計算の結果を示す.図1,2,3は それぞれ $R = 3 \times 10^1, 3 \times 10^3, 3 \times 10^7$ において十分時 間が経過した後の速度分布である. $R = 3 \times 10^1 < R_c$ において対流は発生せず,安定化することが読み取 れる.一方, $R = 3 \times 10^3, 3 \times 10^7 > R_c$ では対流不安 定となり,上昇流と下降流が発生している様子が読 み取れる.また,レイリー数が高いほどより不安定 となり,対流速度が増加していることも読み取れる.



図 1: t = 300 における速度分布 (R = 3 × 10¹)



図 2: t = 500 における速度分布 (R = 3 × 10³)



図 3: t = 500 における速度分布  $(R = 3 \times 10^7)$ 

#### 3.2 衝突の影響

3.1 節で得た  $R = 3 \times 10^3$  の計算結果を用い,原点 に爆発源を置いた際の計算結果を図 4,5,6 に示す. それぞれの図は  $p_{\text{ratio}} = 10,100,1000$  において,衝 撃波が計算領域を通過してから約 100 倍の時間が経 過したあとの速度分布を示している.なお,より広 範囲にわたる対流への影響を観察するため,計算領 域を *x* 方向に 2 倍拡大して計算を行った. *x* = 0 に 関して左右対称であるため,以下の図は *x* > 0 の領 域のみを示している.



図 4: t = 300 における速度分布 ( $p_{\text{patio}} = 10$ )



図 5: t = 300 における速度分布 ( $p_{\text{patio}} = 100$ )



図 6: t = 300 における速度分布 (p_{patio} = 1000)

#### 4 Discussion

3.1 節の結果から、レイリー数が臨界レイリー数を 上回る系で対流不安定となることが確認できた.以上 の結果から.ブシネスク近似 (Chandraskhar 1981) で得た対流不安定性の結果を、圧縮性流体の計算コー ドである Athena++でも扱えることが確認できた.

次に衝突が対流運動に与える影響について考える. 本研究では爆発源となる計算セルの大きさから 50 m 程度の小天体の衝突を考えている.今回衝突パラ メータとして用いた圧力差 *p*_{ratio} = 10,100,1000 は, 衝突体の速度に変換するとそれぞれ *v*_{imp} ~ 2,6,20 km/s に対応する.なお,実際の天体の衝突速度は

その惑星の脱出速度(あるいはそれよりもやや大き い)程度であり、地球の場合およそ 11 km/s である ことから、今回用いたパラメータでも十分扱える.  $p_{\text{patio}} = 10(表 4)$ では、原点付近に衝突によって発生 した流れが生じるが、周囲の対流運動にほとんど影響 を与えないことが読み取れる.一方,  $p_{
m patio} = 100(表$ 5) では衝突地点による流れが衝突地点付近の対流を 破壊していることが分かる. 衝突前に x = 3 付近に 存在していた下降流は破壊されていないことを踏ま えると、半径3 km の範囲で衝突の影響があること が分かる. さらに規模が増し, p_{patio} = 1000(表 6) となると、もとから存在する対流は完全に破壊され、 十分に時間が経過したのちに,新たな対流運動を形 成する.特に p_{patio} = 1000 の場合では,衝突によ り生じる流れが比較的速く計算領域外に脱したため, 衝突前の対流不安定な状態に戻ったと推察される.

以上をまとめると,50 m 程度の小天体の衝突を考 えた場合,6 km/s 程度以上の衝突速度では周辺数 km にわたり対流運動が破壊され,規模が増すにつれ てその影響範囲は広くなることが分かる.

## 5 Conclusion

本研究では2種類の計算を行った.1つ目は対流 計算であり、レイリー数が臨界レイリー数上回る系 で対流不安定となることを確認し、Athena++で対 流を再現可能であることを確認した.

2つ目は対流が発生している状況での衝突を考え ることで、衝突が大気の対流に与える運動について 考察した.本研究では衝突体の大きさを 50 m 程度と し、衝突地点の周囲との圧力差をパラメータとした. 小天体の衝突速度と衝突後の圧力は式 (16) のような 関係が成り立ち、本研究で用いた衝突パラメータであ る圧力差は、衝突速度に変換が可能である.衝突計算 の結果、v_{imp}~2 km/s に相当する衝突ではほとん ど影響を与えないことが分かった.一方、v_{imp}~6 km/s 以上に相当する衝突では、衝突により周辺の対 流が一度破壊され、その後、時間経過に伴い再び対 流構造が生じることが示唆された.

#### Acknowledgement

本研究を行うにあたり,共同研究者である小林浩 准教授をはじめ,理論宇宙物理学研究室の皆様には 様々な助言とご指導をいただきました.この場をお 借りして皆様に感謝申し上げます.

# Reference

- Ishimaru, R., Senshu, H., Sugita, S., & Matsui, T. (2010). A hydrocode calculation coupled with reaction kinetics of carbon compounds within an impact vapor plume and its implications for cometary impacts on Galilean satellites. Icarus, 210(1), 411-423.
- Chandrasekhar, S. (1981). Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Dover Publications

--index へ戻る

星間a31

近赤外線偏光観測によるオリオン座星雲の構造解明

# 福永 千裕

# 近赤外線偏光観測によるオリオン座星雲の構造解明

福永 千裕 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

星間減光の測定は、星形成領域の詳細な構造と物理的特性を知るうえで重要である。既存の測定法としては 同じスペクトル型の星の星間赤化を比べることで間接的に減光を計算するなどが主である。しかし、この手 法では天体と観測者の間の星間物質環境の個々の特性を考慮できておらず、正確には求めづらい。そこで我々 は、単一散乱光の近赤外線(J, H, Ks バンド)の偏光観測により散乱光を特定し、星間減光の正確な値を得 る手法を考案した。J,H,Ks バンドの波長だと、電磁波が星形成領域に侵入できるため、構造把握に適してい る。単一散乱光を特定できれば、抽出した散乱光の減光度は入射光の波長、ダストの密度、光路長の関数で あるので、得られた物理情報から星形成領域の詳細な構造を知ることができる。しかし、特に星形成領域で 散乱光は他の放射より弱く特定しづらい。

そこで、もし多重散乱光が無偏光であれば、強く偏光すると知られている単一散乱光を偏光観測で区別でき ると考えた。今回、本手法の有効性を確かめるため行った、偏光観測によって単一散乱光を取り出す実験を 行い、多重散乱光が無偏光であることを示すことができた。

# 1 Introduction

天体からの光が観測されるまでに、星間物質など の吸収を受けることを星間減光という。星間減光の 測定によって、星形成領域(分子雲など)の詳細な 構造と物理的特性を知ることができ、また、吸収を 受ける前の星本来の物理特性の特定にもつながる。 減光  $A_{\lambda}$  は減光後の等級 — 減光前の等級 として定 義される。減光量を表すためによく使われる「色超 過」は、 $E(\lambda_1 - \lambda_2) = A_{\lambda_1} - A_{\lambda_2}$ を使って表される。 従来の減光則では、測定した視線方向の R =

 $A_{\lambda}/E(V-B)$ を用いて減光曲線から減光量を決定 (Cardelli & Jason A. 1989) していた。



図 1:  $\frac{A(\lambda)}{A(V)} = a(\frac{1}{\lambda}) + \frac{b(\frac{1}{\lambda})}{R(V)}$  で求めた減光曲線  $a(\frac{1}{\lambda}), b(\frac{1}{\lambda})$  は紫外線/可視光/赤外線で異なる関数

この法則に従うと、R(V)が大きくなるほど、波長 の逆数に対する減光量は小さくなる。



図 2: 銀河系内 328 個の OB 型星を用いて測定した、 それぞれの視線方向の減光曲線 (E.L.Fitzpatrick & D. Massa 2004)

しかしその後の研究で、*R*(V)の大小と減光度の大 小の関係は一定ではなく、異なる*R*(V)における減 光曲線どうしが交わることがあるということが示さ れた(図2)。このように、観測する天体と観測者間 の環境によって減光曲線の形が変わってしまうので、 天体の環境を考慮せずに一定の減光量を求める現行 の方法ではなく、個々の星に対して正確な新たな減 光を求められる方法が求められている。しかし、現 在までに新たな減光則は提示されていない。

そこで我々は、近赤外線(J, H, Ks バンド)の偏光 観測により単一散乱光を特定し、単一散乱光から減 光を測定する方法を提案する。この方法では、偏光 観測データから直接減光を求めることができる。可 視光などよりも吸収されづらい近赤外線を用いるこ とで、星間物質内にのより広い範囲のデータの取得 を目指した。



図 3: 天体からの光が分子雲を進む様子

天体からの光は分子雲を進んだ距離に沿って減衰 する。図のような場合では、分子雲に入射してから r進むと観測される光の強度は、n(r)を分子雲の密度、  $\sigma_{e\lambda}(r)$ を波長に対する粒子ごとの減光断面積とする と、 $\exp\left(-\int_0^r n(r)\sigma_{e\lambda}(r) dr\right)$ と表される。同様に、 散乱して h 進む間にも、 $\exp\left(-\int_0^h n(h)\sigma_{e\lambda}(h) dh\right)$ の減衰を受ける。そして、偏光強度  $PI_{\lambda}$  は散乱光強 度 I の視線方向の積分に比例するので、

 $PI \propto \int_{h}^{0} p(r,h)I(h)_{\lambda}(r,h)\sigma_{s\lambda}(r,h)e^{-\tau(r)+\tau(h)}dh$ 

と表される。p は散乱による偏光度, $\tau$  は光学的厚 み, $\sigma_{s\lambda}(r,h)$  は散乱断面積である。この式において、 p、n、 $\sigma_{s\lambda}(r,h)$  およびhが一定の場合、任意の2点  $r_1$  と $r_2$  における  $PI_{\lambda}$  の比率は吸収断面積  $\sigma_{e\lambda}$  を用 いて

$$\frac{PI_{\lambda}(r_1)}{PI_{\lambda}(r_2} = e^{n\sigma_{e\lambda}(r_2 - r_1)}$$
となり、減光量は以下の式で求められる。
$$A_{\lambda} = -2.5 \log \frac{PI_{\lambda}(r_1)}{PI_{\lambda}(r_2)} = 1.086n\sigma_{e\lambda}(r_2 - r_1)$$

このようにして、単一散乱効果から減光量がわか る。次に、この単一散乱光を特定する方法について 説明する。単一散乱光は、特に星形成領域で他の放 射より弱い (Tamura et al. 2006) が、偏光度が大き いという特徴がある。そこで、もし多重散乱光が無 偏光と考えられるのであれば、単一散乱光は偏光観 測によって特定可能だと考えた。

本稿では、多重散乱が無偏光かどうかを確かめる 実験と、その結果に焦点を絞って議論を進める。

## 2 Methods

分子雲を模した床用ワックス溶液を用意し、そこ に 650nm のレーザーを照射した場合の散乱光を直線 偏光子に通して撮像する。天体データを扱う際は近 赤外線の使用を予定しているが、観測される物理に 関しては可視光と大きな差はないため、実験では可 視光のレーザーを用いている。用いたカメラは ZWO ASI183MM である。背景処理として、レーザーを照 射する直前に撮影した画像を元のデータから差し引 く処理を行った。



図 4: データのプロット領域について

つぎに、撮影した画像から、プロットする領域を Makaliiによって取得する。ビームに並行な方向を x, 垂直方向を y と設定する。図 4 のピンクの部分 (off the beam)にように、レーザー光と平行な長方形領 域からデータを取得する。この長方形内では、各 x に 対する y のカウントの平均値が取得される。Off the beam(多重散乱光)が無偏光、つまり振動の方向に 偏りがない場合、偏光子の角度に寄らず偏光子無し のカウント*透過率の値が観測されると考えられる。 今回用いた偏光子は 42.6%であるため、偏光フィル ターを通したカウントは、通さない際のカウントの 42.6%程度の値になると予想される。



# 3 Results & Discussion

図 5: 光源からの距離 vs 光子数



図 6: フィルターなしの値に対する割合とフィッティ ング結果 (- -)

結果を 図5と図6に示す。「直交」は偏光フィル ターをかけた際にビーム上からの散乱光が一番暗く なる角度、「平行」はそれに対し90°回した角度を指 す。まず、図5より、偏光子の角度によらず同じ値 になっていることがわかる。そして、図6に示した 通り角度によらず、偏光子を通さない場合の値に対 して、予想値である42.6%に近い割合になっている ことがわかった。以上より、多重散乱光は無偏光と して良いと結論づけることができた。

# 4 Conclusion

星間物質の構造を探るため、減光をより正確に求 めることが必要であるが、現在正確な値を求める減 光則は提示されていない。そこで、偏光度を用いて 単一散乱光を特定し、散乱光から減光を測定する新 手法を提案した。提案するにあたり、多重散乱光が 無偏光であることを実験で示し、単一散乱光を偏光 観測により特定するという手法の有効性を確かめる ことができた。

今後は、実際の天体の偏光観測アーカイブデータ を解析し、減光を測定する。特に、よく研究されて いるオリオン星雲の解析を行うことで、手法の有効 性を確かめる予定である。

## Reference

Tamura, M., et al. 2006, ApJ, 649, L29

- Cardelli, G.C. Clayton, & J.S. Mathis 1989, Astrophys. J. 345, 245
- E.L. Fitzpatrick & D. Massa, 2007, Astrophys. J. 663, 320

-index へ戻る

星間a32

# VLBIで探る超微細星間空間構造の探究

# 中島 圭佑

# VLBIで探る超微細星間空間構造の探究

中島 圭佑 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

星間空間において星間物質が凝集し分子雲へと進化する際、つぶつぶのガス塊が形成されることで分子ガス 形成が促進されるというシナリオが提唱されている。実際、天の川銀河系内の観測では、微小電離ガス塊に よる星間シンチレーションや微小原子ガス塊が随所で見られている。一方、分子については、明るくコンパ クトなクエーサー方向に多数の分子吸収線が検出されているものの、それらが微小な空間構造に起因するも のであることは未だ示されていない。微細な分子ガス構造 (TSMS; tiny-scale molecular structure)の存在 を示すには、分子吸収線が時間変動することを示す必要があり、さらに構造について議論するにはより高い 空間分解能が必要である。本研究では、KVN(Korean VLBI Network)を用いたミリ秒角 (mas) 空間分解能 での TSMS 探査を世界で初めて行い、少なくとも3方向で、既に報告されているホルミルイオン HCO⁺ に 加え、シアン化水素 HCN の吸収線を初検出した。以降で、2023 年 11 月と 2024 年 1 月の KVN 観測の結 果についてまとめ、今後の観測計画について触れる。

#### 1 Introduction

分子雲はもともと均質的で一様に拡がった構造体 だったのか、つぶつぶな微細構造 (≪100 au) の集 合体だったのかは、星の一生のサイクルの中で基本 的な問題である。理論シミュレーションにより、つ ぶつぶ構造が星間空間での分子形成を促進すると いうシナリオが提唱されており、その構造の大きさ は 10⁻⁷pc  $\simeq 10^{-2}$ au とも言われている (Aota et al. 2013)(Inoue & Inutsuka 2012)。しかし、この 微小構造は希薄であり、放射が起こる臨界密度を下 回っているため、輝線観測による調査では不十分で ある。臨界密度は、例えば 10 K 環境下で、HCN で 4.7 × 10⁵ cm⁻³, HCO⁺ で 6.8 × 10⁴ cm⁻³ である (Shirley 2015)。すなわち、明るい光源を背景とした 吸収観測で探査する必要がある。

これまでの吸収線観測により、原子 HI や電離ガ スの微小空間構造はすでに見つかっている (Stanimirović & Zweibel 2018)。ただし、ここで認識された 空間尺度はそれぞれ 0.01 au 以下、10 au 以上であり、 両者は大きくかけ離れている。一方で、分子の微細空 間構造は未発見である。分子観測はこれまで Plateau de Bure Interferometer (PdBI) や Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) を始めと する結合素子型干渉計で行われてきた (Lucas & Liszt 1994)(Lucas & Liszt 1996)(Ando et al. 2016)。しか しながら吸収の構造を分解できたものはなく、観測 された吸収線スペクトルをもとに最小構造の大きさ が議論されてきた。この議論によれば、最小サイズは < 0.1pc と言われている (Narita et al. 2024)。VLBI の桁違いに細いビームを用いることで、拡がった輝 線成分からの相殺を受けずに微細な吸収構造を探査 できる。唯一行われた VLBI(超長基線電波干渉計)に よる分子吸収観測では、KVN で HCO⁺ の吸収線が NRAO 150, BL Lac 方向で検出された (Han et al. 2017)。しかしながら、この観測では監視観測が行わ れず、同一空間分解能における吸収の時間変動が確 認されなかった。また、PdBI(Liszt & Lucas 2000) との 20 年に渡る十分なスペクトル変化は検出されな かった。ここで、ビームサイズが PdBI では ~ 1" で あるのに対し KVN では ~ 0.02" = 20 mas と、捉え る空間構造が全く異なることに注意されたい。

本研究では4つの明るくコンパクトな系外天体方向 (表1参照)を観測し、HCNとHCO⁺の検出に成功 した。なお、VLBIの空間分解能スケールでのHCN 吸収の検出は本研究が初である。

#### 2 Observations and Reduction

本研究では、2023 年 11 月と 2024 年 1 月に、過去 に KVN(Han et al. 2017) により観測された NRAO 150, BL Lac を含む 4 つの系外天体を背景とし、手 前の天の川銀河系内に存在する分子ガス塊を観測し

衣1: 観例入体の計和									
天体名	R.A.(J2000)	Dec.(J2000)	1	b	観測日	フラックス密度†			
	h m s	o / //	0	0		$Jy \text{ beam}^{-1}$			
NRAO 150	03 59 29.74728	50 57 50.1618	150.4	-1.6	Nov. 10, 2023	1.55			
					Jan. 10, $2024$	1.08			
3C 111	04 18 21.27724	38 01 35.8002	161.7	-8.8	Nov. 11, 2023	0.30			
					Jan. 15, 2024	0.27			
BL Lac	22 02 43.29137	42 16 39.9799	92.6	-10.4	Nov. 14, 2023	4.18			
					Jan. 6, 2024	0.54			
3C 454.3	22 53 57.74795	16 08 53.5610	86.1	-38.2	Nov. 15, 2023	1.20			
					Jan. 7, 2024	1.03			

表 1: 観測天体の詳細

† 観測時の値。この値は変動する。

#### た。観測時の背景天体の詳細は表1を参照。

TSMS が銀河回転に伴い移動していると仮定する と、手前の分子ガスが微小なつぶつぶ構造 (TSMS) を有していれば、観測される吸収線スペクトルから 計算される光学的厚みが時間変動するはずである。つ まり、この時間変動を示すことができれば、TSMS の存在を証明できる。なお、今回の 2ヶ月に渡った 観測では、例えば太陽系から 1 kpc 離れた場所で銀 河回転に沿って運動する 3 au の TSMS の  $\simeq$  3 au 分 の固有運動を捉えられると期待される。また本観測 では、HCN(*J*=1  $\rightarrow$  0, *F*=2  $\rightarrow$  1, 88.6318473 GHz), HCO⁺(*J*=1  $\rightarrow$  0, 89.188526 GHz) を用いて TSMS を探査した。これらの分子は ALMA で深い吸収が検 出されており (Ando et al. 2016)、VLBI の捉える空 間スケールでも検出しやすいと考えた。

今回の観測は、各エポック 10 時間ずつ両偏波で観 測した。ただし、BL Lac 方向の 2 回目の観測では トラブルにより 5 時間しかデータが取得されていな い。また、観測した 4 つの背景天体と位相較正・バ ンドパス較正用天体はそれぞれ同一である。システ ム雑音温度は典型的に 80 K から 320 K だった。受 信信号は帯域 1024 MHz の 1IF で取得され、8 Gbit  $s^{-1}$ で Mark 6 システムに記録された。記録データ は DiFX(Distributed FX) ソフトウェアで相関処理 され、最終的に 32768 スペクトルチャンネル (速度 分解能 31.25 kHz に対応)のデータが得られた。ただ し、2023 年 11 月の観測では、周波数分解能の設定 ミスにより、2048 スペクトルチャンネル (速度分解 能 500.0 kHz に対応)のデータが得られた。解析には

AIPS(Astronomical Image Processing System) を用 いた。

合成ビームは典型的に 1.26×0.77mas² ほどで、画 像の rms ノイズは 8.7 Jy beam⁻¹ ほどである。ただ し、画像の rms ノイズはサイドローブの影響により、 吸収線スペクトル上の rms ノイズより過大評価され ていることに注意されたい。実際の画像上でも各天 体は点状に見えており、ジェットが合成ビームの一部 を埋めているため拡がった構造があるかも知れない が、フラックス密度への寄与は小さい。また今回観 測された連続波のフラックス密度は 2ヶ月の間で変化 している (特に BL Lac)。この理由は不明だが、本研 究では連続波フラックス密度で規格化された吸収を 扱うため、その後の解析には影響しない。

#### **3** Results

2023 年 11 月と 2024 年 1 月に観測した 4 天体方向 の吸収線スペクトルを図 1 に示す。なお、これらの スペクトルの横軸は正確ではないことに注意された い。それぞれ過去の観測結果に比べ 10km s⁻¹ 前後 オフセットしているが、この原因は現在調査中であ る。NRAO 150, 3C 111, BL Lac, 3C 454.3 に対し、 それぞれ先行研究 (Han et al. 2017)(Lucas & Liszt 1998)(Lucas & Liszt 1994)(Liszt & Lucas 2000)を 速度を参考にした。吸収線スペクトルの形状と各成 分間の速度間隔から、検出した分子は HCN, HCO⁺ であると推定した。また 2023 年 11 月の観測は相関 処理の設定トラブルにより、周波数分解能が極めて



図 1: 昨冬観測された4天体方向のHCN, HCO⁺ 吸 収線スペクトル。横軸は各先行研究をもとに設定し ており、不確実性がある。

悪い (500.0 kHz/ch)。

また、2024 年 1 月の観測データで取得された各成 分に対し、ガウシアンフィットを適用することで、光 学的厚み  $\tau_{\nu}$  と柱密度 N を導出した (末尾表 2 参照)。  $\tau_{\nu}$  は、次式から求まる (Greaves & Nyman 1996)。

$$\tau_{\nu} = \ln \left[ 1 - \frac{T_{\rm MB}}{J(T_{\rm ex}) - J(T_{\rm CMB}) - T_{\rm cont}} \right] \qquad (1)$$

ここで、 $T_{\text{MB}}$ は主ビーム温度、 $T_{\text{CMB}}$ は CMB 温度 (2.73 K)、 $T_{\text{ex}}$ は励起温度、 $T_{\text{cont}}$ は連続波のアンテ ナ温度を表し、

$$J(T) = \frac{h\nu}{k} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}$$
(2)

である。 $T_{\rm MB}$ は吸収線において負値である。また、銀河の分子吸収系に関する先行研究 (Greaves & Nyman 1996)(Lucas & Liszt 1996)(Ando et al. 2016) では、 典型的に $T_{\rm ex}$ を2.73 K とするため、本研究でもこれ に従う。これにより、line/continuum フラックス密 度比から $\tau_{\nu}$ を簡単に導出できる。



図 2: 2013 年 (Han et al. 2017) と昨冬に観測された NRAO 150 方向の HCO⁺ 吸収線スペクトルとその 差分。昨冬のスペクトルの横軸は先行研究 (Han et al. 2017) をもとに設定しており、不確実性がある。

#### 4 Discussion

過去一度だけ KVN 観測された NRAO 150 方向の 分子吸収線と 2024 年 1 月の観測結果の差分を図 2 に 示す。今回の観測データについて、速度方向にオフ セットが残っているため、この図では差分が最小に なるようにスペクトルを速度方向にシフトさせ計算 した。なお、双方の速度分解能を同一ではない。図 2 より、特に-10 km s⁻¹ 付近で違いが見られること が分かる。これは TSMS に起因する吸収線スペクト ルの時間変動である可能性があるが、現段階では断 定できない。

また、3C 454.3 方向は過去の HI サーベイ (HI4PI Collaboration 2016) や CO サーベイ (Dame & Thaddeus 2022) で輝線が観測されなかった方向である。今 回ここで HCO⁺ 吸収を初検出し、この方向において おいて輝線放射が無いほど低密度な環境にも分子が 存在していることが明らかになった。2024B シーズ ンに向け提案済みの KVN 観測によりタイムベース ラインが拡大されれば、この方向での HCN 吸収の 検出も見込める。また、3C 454.3 を含む 4 つの背景 天体方向に CO 放射がないか、野辺山 45m 望遠鏡 (NRO) の空間分解能を用いて確かめる予定である。

#### 5 Conclusion

本研究により、mas スケールの空間分解能におい て、初めて HCN 吸収を捉えることに成功した。ま

天体名	分子種	通し番号	ピークの光学的厚み $\tau_{\nu}$	FWHM $[\rm km \ s^{-1}]$	N $[10^{-12} \text{ cm}^{-2}]$
NRAO 150	HCN	1	0.375	0.364	0.278
		2	1.723	0.664	2.327
		3	0.908	0.542	1.0
		4	2.997	0.595	3.627
		5	0.398	1.143	0.924
		6	1.627	0.529	1.751
		7	0.292	1.342	0.796
	$\mathrm{HCO}^+$	1	1.021	0.857	1.035
		2	0.77	1.383	1.258
		3	1.845	0.602	1.312
		4	0.778	1.098	1.009
		5	0.492	1.609	0.935
3C 111	HCN	1	0.546	0.61	0.676
		2	1.818	0.723	2.671
		3	3.479	0.891	6.303
		4	nan	1.33	nan
		5	1.362	0.751	2.081
		6	nan	1.034	nan
	$\mathrm{HCO^{+}}$	1	nan	3.103	nan
BL Lac	HCN	1	0.119	4.692	1.133
		2	1.003	1.273	2.597
		3	0.557	1.355	1.536
	$\rm HCO^+$	1	1.727	1.406	2.869
3C 454.3	$\rm HCO^+$	1	0.214	0.986	0.249

表 2: 2024 年 1 月に観測された分子吸収線スペクトルに対するガウシアンフィットの結果

‡図1の各スペクトルの低速度側から通し番号を振った。

た、TSMS の存在を証明するために必要な分子吸収 線スペクトルの時間変動を検出できた可能性がある。 今後の解析で、KVN の同一空間分解能による 10 年 間の吸収線スペクトルの時間変動の有無を確認する。 また、近い将来 NRO と KVN を組み合わせた VLBI 観測を実施し、背景天体を分解するほどの空間分解 能 (~0.7mas) で、TSMS の最小構造に迫っていく。

## Reference

- Aota, T., Inoue, T., & Aikawa, Y. 2013, ApJ, 775, 26
- Inoue, T. & Inutsuka, S. 2012, ApJ, 759, 35
- Shirley, Y. L. 2015, PASP, 127, 299

Stanimirović, S. & Zweibel, E. G., 2018, ARAA, 56, 489

Lucas, R. & Liszt, H. 1994, A&A, 282, L5

Lucas, R., & Liszt, H. 1996, A&A, 237, 252

- Ando, R., Kohno, K., Tamura, Y., et al. 2016, PASJ,  $68,\,6$
- Narita, K., Sakamoto, S., Koda, J., Yoshimura, Y., & Kohno, K. 2024, ApJ, 969, 102
- Han, J., Yun, Y., & Park, Y.-S. 2017, JKAS, 50, 185
- Liszt, H., & Lucas, R. 2000, A&A, 355, 333
- Lucas, R., & Liszt, H. 1998, A&A, 337, 246
- Greaves, J. S., & Nyman, L.-Å. 1996, A&A, 305, 950
- HI4PI Collaboration, 2016, A&A, 594, A116
- Dame, T. M., & Thaddeus, P. 2022, ApJS, 262, 5

-index へ戻る

星間a33

# NGC1333における分子雲衝突によるフィラメント 形成

# 伊藤 拓冬

# NGC 1333 における分子雲衝突によるフィラメント形成

伊藤 拓冬 (名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

NGC 1333 は距離 235 pc に位置する活発な小質量星形成領域で、137 個の若い星が検出されている。先行 研究では、分解能 2'.7 の CO 輝線の観測により視線速度の異なる 2 つの分子雲が存在することが示され、そ れらの空間分布から分子雲同士の衝突が提案されている。また、ダスト連続波などによる観測からフィラメン ト上の分子雲の存在が多数報告されている。本研究では、この領域における分子雲衝突によるフィラメント 形成について検証し、その物理過程を明らかにすることを目指す。過去の一酸化炭素輝線による観測 (SMT や FCRAO 等) では分解能が低く、また ¹²CO と ¹³CO の観測のみであることから、幅広い密度レンジを持 つフィラメント構造を網羅できていない。そのため、野辺山 45m 望遠鏡を用いて新たに C¹⁸O も含めた一酸 化炭素の同位体三種類の輝線を 14" (=0.015 pc) の高分解能で観測し、¹³CO と C¹⁸O でフィラメント構 造を確認した。FilFinder アルゴリズムを用いて ¹³CO、C¹⁸O のそれぞれで 50 本以上のフィラメント構 造を同定し、その物理量を求めた。結果として、この領域のフィラメントのほとんどが約 0.1pc の幅で線質 量が 4-400 M_☉/pc と広く分布すること、線質量や柱密度が大きいフィラメントは分子雲が衝突している領 域に局在することが確認された。衝突領域のフィラメントは周囲の速度場から 0.5 km/s ほどずれた速度を 持ち、位置速度図はフィラメントの周囲で折れ曲がった形状を示す。これらの結果はガス流の衝突と斜め磁 場によるフィラメント形成の理論計算 (Inoue et al. 2018) によって説明でき、衝突領域のフィラメントは分 子雲衝突による質量降着により、大きな線質量を獲得したと考えられる。

#### 1 Introduction

近年、分子輝線やダスト連続波の観測から幅0.1 pc のフィラメント状分子雲の存在が様々な領域で報告 されている。星が生まれる前の prestellar core や原 始星が形成されている protostellar core はフィラメ ント状分子雲に沿って分布していることが知られて おり、フィラメント状分子雲が分裂し分子雲コアが 形成されると考えられるためフィラメント状分子雲 は星形成において重要である。また、星形成には孤 立的星形成と星団形成の二つのモードが存在し、星 団形成には外的要因が必要だと考えられている。し かし、その際の分子雲の分裂過程やフィラメントが どのような役割を果たすかは未解明である。また、 フィラメント状分子雲自体の形成過程についても統 一的な理解は得られていない。Inoue & Fukui 2013 や Inoue et al. 2018 の理論計算は、分子雲中の高密 度クランプを衝撃波が通過する際に衝撃波面と磁力 線が曲げられ、それに沿ったガス降着によってフィ ラメントが形成されるというメカニズムを提案して いる (図 1)。このメカニズムはフィラメント状分子 雲の普遍的な形成機構として注目される。

本研究ではこの機構を観測的に検証するため、 NGC 1333 に注目した。NGC 1333 はペルセウス座 分子雲中に存在する距離 235 pc (Hirota et al. 2008) の近傍に位置する活発な小質量星形成領域で、赤外 線の観測から 137 個の若い星 (YSO) が同定されてい る (Gutermuth et al. 2008)。また Loren 1976 では 一酸化炭素輝線の観測から分子雲同士の衝突が提案 されている。さらに、アンモニア輝線やダスト連続波 の観測からフィラメント状分子雲の存在が報告され、 JCMT による磁場の観測も行われている (Doi et al. 2020)。そのため、NGC 1333 は分子雲衝突とそれに 伴う衝撃波によるフィラメント状分子雲の形成を検 証するのに適している。しかし、この領域でフィラメ ント状分子雲は広く分布していると考えられるにも 関わらず、線質量などの物理量の導出は、比較的高 密度領域をトレースする放射の観測に限られていた。 そこで、2021 年 3 月に野辺山 45m 望遠鏡/FOREST 受信機を用いて新たに¹²CO、¹³CO、C¹⁸O (J=1-0) の3輝線を14"(=0.015 pc)の高分解能で観測した。 本稿ではこのデータを用いて分子雲衝突によるフィ ラメント形成について検証し、その物理過程を明ら

かにすることを目指す。



図 1: Inoue&Fukui 2013 でのフィラメント形成メカ ニズム

# 2 Observations and Method

本研究では野辺山 45m 望遠鏡/FOREST 受信機を 用いて¹²CO、¹³CO、C¹⁸O (*J*=1–0)の3輝線を分 解能 14"(=0.015 pc)で観測したデータを用いる。こ れは幅 0.1 pc のフィラメント構造を分解するのに十 分な分解能であり、かつ CO の同位体 3 種類の観測 から幅広い密度構造を持つ分子雲を網羅することが できる。またフィラメント構造の同定には FilFinder アルゴリズム (Koch & Rosolowsky 2015)を用いた。

### 3 Results

#### 3.1 NGC 1333 での分子雲衝突

先行研究からこの領域には視線速度 3.4-7.0 km/s と 8.5-11.8 km/s の二成分の分子雲が存在すること がわかっており (以下 Blue Cloud、Red Cloud と呼 ぶ)、それらの衝突が提案されている (坂本他、日本 天文学会 2020 年秋季年会 Q03a)。図 2 は ¹³CO の一 次モーメント図に Red Cloud と Blue Cloud の分布、 この領域で同定された YSO を重ねた図である。この 結果から Red Cloud と Blue Cloud が重なる領域で 速度場が不連続に変化し、さらにこの範囲に YSO が 局在していることがわかる。以下ではこの領域を衝 突領域と呼ぶ。

#### 3.2 フィラメント同定

観測結果の¹³CO、C¹⁸Oのピーク強度図フィラメン ト構造が確認された。¹³CO、C¹⁸Oのピーク強度マッ



図 2: ¹³CO の一次モーメント図に YSO と Red Cloud、Blue Cloud の柱密度のコントアを重ねた図。 コントアレベルは Red Cloud: $4 \times 10^{21}$  cm⁻²、Blue Cloud: $3.5 \times 10^{21}$  cm⁻²

プに FilFinder アルゴリズムを適用した結果、¹³CO で 113 本、C¹⁸O で 54 本のフィラメント構造が同定 された。図 3 に C¹⁸O で同定されたフィラメント構 造とその物理量のヒストグラムを示す。物理量の導 出の際には  $X_{C^{18}O} = 5.6 \times 10^6$  (Pineda et al. 2010, Wilson & Rood 1994) を用いた。この結果からフィ ラメント構造は領域全体に広がって分布しているこ と、フィラメントの幅はほぼ 0.1 pc で柱密度や線質 量が高いフィラメントが衝突領域に集中して分布し ていることが分かった。また、¹³CO で同定された フィラメントも同様の傾向を示すことが分かった。

## 4 Discussion

Arzoumanian et al. 2018 は Tauras 領域の B211 フィラメントにおいて、衝撃波面と磁場が曲げられ ることによるガス降着が位置-速度図上の V 字構造と して見えることを示唆している。同様の結果がこの 領域でも得られるかを C¹⁸O で同定したいくつかの



図 3: (a) C¹⁸O のピーク強度マップに衝突領域を紫色で重ねた図。緑の線は FilFinder で同定したフィラメ ントの尾根線を示す。(b) 同定したフィラメントの物理量のヒストグラム。上から柱密度、フィラメント幅、 線質量を表す。紫色で衝突領域内のフィラメント、灰色で衝突領域外のフィラメントの物理量を示している。



図 4: Tauras でのフィラメント周囲の位置-速度図 (Arzoumanian et al. 2018。白枠で囲まれたフィラ メント構造に周囲から質量が降着していることを矢 印で示している。)

フィラメントで確かめた。その結果、特に衝突領域 内部に存在するものは5のようなV字構造が確認さ れた。また、衝突領域外部でもいくつかのフィラメン トで同様のV字構造が確認された。これらの結果か ら少なくとも衝突領域内のフィラメントは分子雲同 士の衝突によって形成され、衝撃波による質量降着 で大きな線質量を獲得したと考えられる。また、図3 で示された柱密度や線質量が高いフィラメントが衝 突領域に局在するという結果は先行研究 (e.g., Inoue et al. 2018)の衝撃波による質量降着でフィラメント が形成されるというシナリオと矛盾しない。さらに、 衝突領域外の線質量の小さいフィラメントでもV字 構造が確認されたことから分子雲より広がって分布 していると考えられる原子ガスと分子ガスの衝突で もフィラメントが形成される可能性がある。

# 5 Conclusion

活発な小質量星形成領域である NGC 1333 を野 辺山 45m 望遠鏡/FOREST 受信機を用いて ¹²CO、



図 5: (a) ¹³CO の一次モーメント図。位置速度図を作った範囲を黒枠で、フィラメントの尾根線を白線で示 している。(b)(c) 黒枠の範囲での位置-速度図。白の破線はフィラメントの位置、黒線は V 字構造を示す。

¹³CO、C¹⁸O (J=1-0)の3輝線を高分解で観測した。 その結果¹³CO、C¹⁸O でフィラメント構造が確認さ れた。FilFinder によるフィラメント同定の結果衝突 領域内に柱密度や線質量が高いフィラメントが局在 し、位置-速度図上のV字構造から分子雲衝突によっ て形成された可能性が高いことが分かった。今後は Arecibo による HI の観測との比較から原子ガスと分 子ガスの衝突によってフィラメント状分子雲が形成 されている可能性を検証したい。また、ALMA 7m (PI: Tachihara) のより高い分解能 (0.007 pc) の観測 との比較も行いたい。

Arzoumanian et al. 2018, PASJ,70,96A

- Koch, E. W., & Rosolowsky, E. W. 2015, MNRAS, 452, 3435
- Pineda et al. 2010, ApJ, 721, 686
- Wilson & Rood ARA&A, 32, 191
- Doi et al. 2020ApJ...899...28D

# Reference

Loren 1976, ApJ,209,466L Gutermuth et al. 2008, ApJ,674,336G Friesen et al. 2017, ApJ,843,63F Inoue & Fukui. 2013, ApJ,774L,31I Inoue et al. 2018, PASJ,70S,53I -----index へ戻る

星間a34

# リチウムの存在度に基づく若い星団の年代測定

# 水本 拓走

# リチウムの存在度に基づく若い星団の年代推定

水本 拓走 (兵庫県立大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

星団やアソシエーションに属している星は、もともとは同じ分子雲から誕生したと考えられており、同じく らいの年齢を持っている。生まれて間もない星の表面は元となった分子雲と同量のリチウムを保持している が、年齢を経るにしたがってそのリチウム量は減少していく。リチウムの減少量は星の質量にも関係するた め、星の温度とリチウム組成の関係から、その星団の年齢を推定することができる。本研究では Gagné et al.(2020) で 500 以上の星がメンバー候補天体に同定されたμ Tau association(以下 MUTA) について、リ チウムの存在度をもとにその年齢を推定した。MUTA は上記の論文中で、HR 図上の進化トラックとの比 較から 62 ± 7Myr の年齢を持つとされている。観測には西はりま天文台のなゆた望遠鏡と中低分散分光器 MALLS を使用した。取得したスペクトルはモデルスペクトルと比較し、天体の温度とリチウムのアバンダ ンスを決定した。既知の星団とその分布を比較した結果、μ Tau association がおよそ1億歳程度のプレア デス星団と近い分布をもち、先行研究の年齢と矛盾しないことが確認できた。

#### 1 Introduction

現在の宇宙に存在するリチウムは、そのほとんど がビッグバンによって生み出されたものである。ま たリチウムは、星間ガス内で C,N,O 原子が宇宙線を 受けて原子番号の小さい原子に分解することでも生 成する。リチウムは非常に壊れやすい元素であり、お よそ 250 万 K 以上の領域では以下のような核反応を 起こして破壊される。

$$^{7}\mathrm{Li} + ^{1}\mathrm{H} \longrightarrow ^{4}\mathrm{He} + ^{4}\mathrm{He}$$
(1)

星のコアで水素の核融合が始まるのは温度がおよそ 1500万Kに達したときなので、それと比べてもこの 反応は低温で起こる。

星の内部は内側の放射層と外側の対流層からなる。 星表面にあったリチウムは対流によって内側へ運ば れ、対流層と放射層の境界が十分に高温である間は リチウムの減少が進む。やがて星が進化して対流層 が薄くなると、その境界が温度の低い領域に移動し、 リチウムの減少は止まる。

散開星団に属する天体は、一つの分子雲から一斉 に集団で誕生したものだと考えられている。そのた め、散開星団を構成する天体はおおよそ同じ年齢を 持っており、ひとつの星団の天体では年齢のばらつ きは数 Myr 程度だと考えられている。図2は、約1 億歳のプレアデス星団と約6億歳のヒアデス星団の



図 1: 星内部の概略図。星の進化が進むと放射層が 外側へ広がる。対流層の底は外側へ追いやられ、底 が反応に必要な温度を下回るとリチウムの破壊は止 まる。

リチウムの存在度を表した図である。ここで存在度 とは、アバンダンスとも呼ばれる量であり、以下の 式2で定義される。n(X)は元素 X の数密度を表し、 リチウムの存在度は、リチウムの数密度と水素の数 密度の比を対数スケールで表し、定数を足して規格 化したものである。図2では、年齢の若いプレアデ ス星団の方はより低温の星までリチウムが残ってお り、ヒアデス星団ではより高温側までリチウムの減 少が進んでいる。この分布から星団の年齢を大まか に推測することができる。

$$A(Li) = \log(n(Li)/n(H)) + 12 \qquad (2)$$





図 3: 星内部の概略図。天球上の MUTA 候補天体の 位置。赤の点は Gagné et al.2020 で基準とした天体、 ) 灰色の点はメンバーに加えられた候補天体。 ア

図 2: 星団の星の Li 存在度 (Stahler&Palla,2004) 約1億歳のプレアデス星団 (●) と、約6億歳のヒア デス星団 (○) の星のリチウム存在度がプロットされ ている。ヒアデス星団の方が、より高温の星までリ チウムが減少している。

#### 2 Targets

本研究で観測対象とした µ Tau association(以下 MUTA)は、Gagné et al.(2020)によって 500 以上の 候補天体が同定されたアソシエーションである。候補 天体はおうし座分子雲の近傍 (RA 方向 10°から 150 °、Dec 方向 -20°から+40°)にある天体から、座標、 年周視差、固有運動、視線速度のデータを使用して選 ばれている。基準となる明るい天体がアソシエーショ ンに関する先行研究 (de Zeeuw 1999, Blaauw 1956, Boller 2016)から 35 天体選び出され、基準の天体 と位置、運動のデータを比較してアソシエーション のメンバーが選定されている。図 3 に、基準の天体 と候補天体の天球座標上の位置を示す。本研究では MUTA について、様々な温度の天体の分光観測を行 い、リチウムの存在度から MUTA の年齢を推定する ことを目標とした。

## 3 Method and Observation

観測は、西はりま天文台のなゆた望遠鏡と、中低 分散分光器 MALLS のロングスリットモードを用い て行った。グレーティングは 1800 /mm とし、波長 分解能は~10000、波長範囲は 400 Åである。中心波 長は、リチウムの吸収線が存在する 6707 Åとした。 露出時間は 3600 秒とし、S/N 比が吸収線の検出に十 分でないものは、追観測を行った。合計 23 天体の分 光観測が実施できた。取得した画像からは、天体の スペクトルが得られた。

天体の有効温度とリチウムの存在度を得るため、 取得したスペクトルをモデルスペクトルと比較した。 モデルの作成には SPTOOL(Takeda et al. 2002)を用いた。モデルスペクトルをつくる際のパ ラメータのうち、表面重力と金属量は太陽の値、ミ クロ乱流速度は2 km/sを仮定した。この仮定の下、 有効温度を 3600K から 7000 K まで 200 K 刻みのモ デルスペクトルを作成した。

まず、天体の有効温度を決定した。観測スペクト ルとモデルスペクトルを SPTOOL 上の画面で重ね 合わせ、最も形が合うモデルの有効温度をその天体 の有効温度とした。比較の際は、MALLS の波長範 囲 400 Åのうち、リチウムの吸収線以外の部分から 判断した。

次に、リチウムの存在度を測定した。最も合うと 判断した有効温度のモデルスペクトルと観測スペク トルを重ね合わせ、SPTOOL上でモデルのリチウム 存在度を調整した。最も観測を再現するときのモデ ルのリチウム存在度を、その天体のリチウム存在度 として決定した。リチウムの吸収線のラインデータ は VALD3(http://vald.astro.uu.se/) から取得した。

先行研究でリチウムの吸収線の等価幅が測定され ている9天体については、Soderblom et al.(1993)の 表を用いて、存在度を決定した。



図 4: 有効温度 (上) と Li 存在度 (下) の決定画面。観 測スペクトルに最も合う温度のスペクトルを決定し た。決定した温度のモデルを観測に重ね、リチウム 存在度を調整して観測を最も再現するリチウム存在 度を決定した。

## 4 Results

上記で決定した有効温度とリチウム存在度をプロットした図は、次の図5のようになった。赤の点は観 測から存在度を決定したもの、オレンジの点は先行 研究の等価幅から存在度を計算したものである。こ こでは、図2のプレアデス、ヒアデス星団のプロットと重ねて表示している。観測から、高温側の天体 ではリチウム存在度が高く、低温側の星ではリチウ ム存在度が減少していることが確認された。

#### 5 Discussion

既知の星団と図を重ねてみると、MUTA の点はプ レアデス星団に似た分布をとっていることが分かっ た。プレアデス星団は1億歳程度の星団であると考 えられている。このことから MUTA も1億歳に近い 年齢を持つことが予想される。

Gagné et al.(2020) では、HR 図上の等時曲線と MUTA の天体の位置を比較し、その年齢を 62 ± 7



図 5: MUTA の観測点と先行研究の比較。オレンジ の点は今回の観測で得た点、赤の点は先行研究で測 定された等価幅の値から得た点を表す。

Myr と決定している。今回の結果は、同論文で計算 された年齢と矛盾しない結果であると考える。

また、同じ星団で同じ温度の天体においても、リ チウムの存在度にはばらつきが存在することが知ら れている。

このばらつきは星の自転速度に関係しており、自 転周期の短い星ほどリチウム存在度が高い傾向にあ ることが分かっている。先行研究ではリチウムの量 と、自転速度やそれに伴う活動度の高さ (H αなどの 輝線強度、フレア頻度など) との関係について言及さ れてきた。しかし、自転とリチウムが相関関係にあ る理由は詳しく分かっておらず、これを再現するモ デルも存在しない。

本研究でターゲットとした MUTA にも、リチウム 存在度は最大で 1dex ほどのばらつきがみられた。今 回リチウム存在度を測定したうちの 8 天体について は、TESS の光度曲線から自転周期が求められてい る。図??は図5の MUTA の点を表し、灰色の点は自 転周期が得られなかった天体、赤の点は自転周期が 3.2 日以下、青の点は 3.2 日以上の天体である。デー タは少ないが得られたデータを見ると、ほぼ同じ温 度の天体では、自転周期の短い方が存在度が大きい ことが分かった。これはプレアデスなどの星団につ いての先行研究と一致する結果である。



図 6: リチウム存在度と自転速度 (Bouvier et al.2018)。各点はプレアデス星団の星。色は太陽で規 格化した自転の角速度を表しており、赤い点ほど自転 が速い。点線は Baraffe et al.(2015) による、125Myr のモデルの線である。



図 7: MUTA のリチウム存在度。点の色は自転速度 を表す。

# 6 Conclusion

本研究では、なゆた望遠鏡と中低分散分光器 MALLS を用いて、MUTA の 23 天体に対して分光 観測を実施した。得られたスペクトルをモデルと比 較し、天体の有効温度とリチウム存在度を決定した。 既知の星団と比較した結果、約1億歳のプレアデス 星団と似た分布を持つことが分かった。これは、先 行研究で HR 図から求められた年齢と矛盾しない結 果である。また、プレアデス星団と同様に、近い有 効温度をもつ天体においてリチウム存在度のばらつ きが確認され、自転速度とリチウム存在度の関係も 先行研究と矛盾しない結果となった。

## Reference

- Bouvier, J., Barrado, D., Moraux, E., et al., 2018, A&A, 613, A63
- Stahler, S.W., Palla, F., 2004, The Formation of Star, WILEY-Vch Verlag Gmb & Co.KGaA, Weinheim
- Soderblom, D.R., Jones, B.F., Balachandran, S., et al., 1993 , AJ, 106, 3
- Gagné, J., Trevor. J. D., Mamajek. E. E., et al., 2020, AJ, 903, 96
- Takeda, Y., Ohkubo,<br/>M., Sato, B., et al. 2002, PASJ 57, 27-43

-index へ戻る

星間a35

# Tomo-e Gozen による T Tauri 型星の短時間変動の検出

# 根津 正大

# Tomo-e Gozen による T Tauri 型星の短時間変動の検出

根津 正大 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻)

#### Abstract

"Tomo-e Gozen"は、東京大学木曽観測所の 105cm シュミット望遠鏡に搭載された CMOS カメラにより広 視野 (20deg²) を高速 (最大 2fps) で動画撮像できる、可視光観測システムである。T Tauri 型星は、活発な 磁場活動による表面の巨大な黒点の見え方が星の自転によって変わることや、フレアや降着円盤からの質量 降着といったメカニズムにより、数時間〜数日のタイムスケールで大きな変動を示すことが知られているが、 秒〜分スケールの変動については、未だ多くは調べられていない。そこで本研究では、Tomo-e Gozen の特 徴を活かし、複数の T Tauri 型星についてモニタリング観測を行い、短い時間スケールの変動について、統 計的な議論を試みた。

2023 年 11 月に行った、近距離分子雲 MBM12 中の 7 つの T Tauri 型星に対する試験観測では、得られた ライトカーブから、16 の短時間変動現象の候補を検出することができた。解析手法が未だ洗練されておら ず、変動現象候補の数が少なく統計的な議論も難しいため、検出されたすべてがリアルな変動であるとは言 えないが、フレアの発生による変動を仮定すると、立ち上がり時間 1-100s 程度、エネルギー 10³²⁻³⁴erg 程 度であると見積もることができた。これは、同程度のタイムスケールに対するフレアのエネルギーとしては、 太陽や M 型星のフレアエネルギーよりも数桁大きく、T Tauri 型星での強い磁場活動が示唆される。今後、 2024 年 1 月に観測した Taurus 星形成領域中の 80 個近くの T Tauri 型星のデータ解析を進め、より有意な 統計的な議論を進めていきたい。

## 1 Introduction

T Tauri 型星とは、原始星周辺のダストが散逸し て可視光でも見える段階になった低質量星(太陽の 2倍以下程度の質量をもつ最も普遍的な星)であり、 可視光領域で多様な変光を示すことが知られている。 その原因としては、強い磁場活動によるフレアのほ か、表面にある巨大な黒点の移動や変化、原始惑星 系円盤からの質量降着が提案されている。

特に T Tauri 型星のフレアは、太陽フレアより X 線領域のエネルギーが数桁も大きく (~ 10³⁶⁻³⁸erg) 非常に活発であることがわかってきた (Getman et al. 2021)。フレアとは、コロナ中で起こる磁気リコネク ションによって引き起こされる大規模な爆発現象で、 幅広い波長域の電磁波が放出される。T Tauri 型星の フレアによって外部に放出される高エネルギー粒子 は、原始惑星系円盤の力学構造や化学組成に影響を 与える可能性が指摘されており (Brunn et al. 2024)、 T Tauri 型星のフレアの探究は、太陽系を含む星・惑 星系の形成やその進化過程の解明のために必要不可 欠な要素である。

フレアの原始惑星系円盤への影響を正しく評価す

るためには、あるエネルギーのフレアがどれほどの 頻度で起きているかを知る必要がある。低いエネル ギースケールのフレアの頻度を正確に見積もるため には、従来のフレアの持続時間 (数時間~日)よりも 短いタイムスケール (秒~分) での高感度な観測が必 要である。しかしながら、これまでの T Tauri 型星 のフレア観測は感度の低い X 線によるものがほとん どで、感度の高い可視光での観測例は非常に少ない。 そこで本研究では、高感度の可視光領域で秒~分ス ケールのフレアを多数検出し、統計的な理解を進め ることを目標とする。

## 2 Observations and Methods

#### 2.1 Observations

本研究の観測は、東京大学木曽観測所の 1.05m シュ ミット望遠鏡に搭載された CMOS カメラ"Tomo-e Gozen" (Sako et al. 2018) を用いて行った。Tomo-e Gozen は、84 枚の高感度 CMOS イメージセンサー により、高速(毎秒 2 フレーム)、広視野(20 平方 度)の動画データを取得することができる。Tomo-e Gozen を用いた高速撮像観測なら、これまでほとん ど調べられていない T Tauri 型星の秒〜分スケール の変動まで捉えることができる。

2023 年 11 月 11-15 日にかけて、太陽系近傍 (*d* ~ 275 – 500 pc)の分子雲 MBM12 中の 7 個の T Tauri 型星に対し、0.5 秒ケイデンスで連続 2 時間を 3 回、 計 6 時間の観測を行った。表 1 に、7 個の T Tauri 型星の情報の一部を示す。この観測時間は、同じく Tomo-e Gozen を用いた観測による活発な M 型星の フレアレート 0.7/star*days(Aizawa et al. 2022)を 仮定したとき、比較的大きな規模のフレアの期待値 が 1 程度になるように決定した。

表 1:本研究において観測した MBM12 中の 7 個の T Tauri 型星 (Luhman 2001)

No.	Name	Spectral Type	$L_{\rm bol}$
1	RX J0255.4 +2005	K6	1.8
2	LkH $\alpha$ 262	M0	0.55
3	LkH $\alpha$ 263	M3	0.59
4	LkH $\alpha$ 264	K5	1.4
5	E 02553 + 2018	K3.5	4.8
6	RX J0258.3 $+1947$	M4.5	0.19
10	•••	M3.25	0.27

#### 2.2 Methods

#### 2.2.1 Photometry

観測で得られた画像に写る星の測光手法として、 2D Gaussian フィッティングを採用した。図1のよう に、画像の各ピクセルのカウント値に対して、PSF が 2D Gaussian であることを仮定してフィッティン グし、その積分値を測光値とした。この手法には、開 口測光に比べて大量の画像に対する測光に手間がか からないというメリットがある。この手法による測 光を、7 個の T Tauri 型星および 5 個程度の同視野 内に写る変光を起こさない星 (以下、参照星) に対し て行い、相対測光をしてライトカーブを描いた。



図 1: 星像に対する Gaussian フィッティング

#### 2.3 Event Detection

図2に、得られたライトカーブの一例を示す。青 い点は0.5秒ケイデンスの測光値を示し、オレンジの 線はそれを30秒ビニングしたものである。このライ トカーブからは、ゆるやかな増光トレンドのまわり に、ノイズによる測光値のばらつき(0.03mag 程度) が生じている様子がわかる。このようなライトカー ブから秒~分スケールの増光イベントを抽出するた めに、まずはライトカーブを二次関数でフィッティン グした(図3赤線)。さらにそこからの残差がノイズ の2.5倍よりも大きな点が3回以上連続で続いたと き、それを有意な増光イベントと見なし、その回数 を数えた。ここでいうノイズは、同じ程度の明るさ の参照星の測光値のばらつきのことである。



図 2: ライトカーブと増光イベント検出方法

以上の増光イベント検出を、ターゲットとしてい る T Tauri 型星 7 個と、相対測光に用いた参照星の、 0.5 秒ケイデンスのデータおよび 30 秒ビニングした データに対して行った。

#### **3** Results

T Tauri 型星の 0.5 秒ケイデンスのデータからは 計9回、30 秒ビニングしたデータからは計7回の増 光イベント"候補"を検出することができた。図3に、 検出された増光イベント候補の一部を示す。青線は 0.5 秒ケイデンスのライトカーブ、オレンジ線は30 秒ビニングしたライトカーブ、赤線は本手法で検出 された増光イベントの瞬間を表している。



図 3: 検出された増光イベント候補 (上):0.5 秒ケイ デンス、(下):30 秒ビニング

参照星についても、同様の増光イベント候補が9 回検出された。総観測時間を考慮して、それぞれの イベントレート (/star*days、1つの星1日あたりの イベント回数)を比較すると、図4のようになった。



図 4: 増光イベントレートの比較

## 4 Discussion

本来変光は起こらないと考えている参照星におい ても増光イベント候補が検出されていることから、 この検出方法では何らかのノイズを拾ってしまって いる可能性がある。しかしながら図4から、0.5秒ス テップではわずかに、また30秒ビニングでは明らか に、T Tauri 型星と参照星の増光イベント候補のレー トに差があることがわかる。したがって、検出され た増光イベント候補すべてをリアルな増光だと考え ることはできないが、少なくともいくつかはリアル な増光を捉えている可能性があり、T Tauri 型星で秒 〜分スケールの変動が起こっていることが示された。

### 5 Further Reaearch

以上が Abstract に記載した内容であるが、このセ クションではさらなる研究の進捗を報告する。

紙面の都合上詳細は割愛するが、上記に示した解 析手法にアップデートを加えてより厳しい基準で増 光イベントを検出するようにした。これにより、上 記の手法で検出された T Tauri 型星の増光イベント 候補のうちの1つがリアルなフレアである可能性が 高いことがわかった。図5に、そのライトカーブお よびライトカーブモデル (Aizawa et al. 2022)によ るフィッティングを示す。



図 5: MBM12 No.5 から検出された増光イベント (黒 点) と、ライトカーブモデルフィット (赤線)

さらに、2024年1月に観測した Taurus 星形成領域 のデータ解析を進めていく過程で、2つの T Tauri 型 星からなる連星系 DQ Tau からフレアのような増光 イベントが検出された。これも合わせて、ライトカー ブおよびライトカーブモデル (Aizawa et al. 2022) によるフィッティングを図 6 に示す。



図 6: DQ Tau から検出された増光イベント (黒点) と、ライトカーブモデルフィット (赤線)

ライトカーブから、フレアで解放されたエネルギー を計算することができる。これら2つの増光イベン トをフレアであると仮定し、立ち上がり時間および エネルギーを先行研究において可視光で観測された T Tauri 型星のフレアと比較すると、図7のように なった。



図 7: 本研究で観測された2つのフレアと、先行研究 において観測されたフレアの比較

MBM12 中の T Tauri 型星で観測されたフレアは、 エネルギースケール ~  $10^{34}$  erg は先行研究で観測さ れたフレアと同程度だが、タイムスケール ~ 40 s は 1 桁ほど短くなっている。短い時間で大きなエネル ギーが解放されることは、フレアのエネルギー源と なる磁場が強いことを示唆する。一方、DQ Tau で 観測されたフレアは、タイムスケール、エネルギー スケールともに先行研究で観測されたフレアと同程 度で、典型的なフレアである。

#### 6 Conclusion

東京大学木曽観測所の 1.05m シュミット望遠鏡に 搭載された CMOS カメラ "Tomo-e Gozen "を用い て、T Tauri 型星の秒〜分スケールの変動検出を行っ た。解析手法は未だ洗練されておらず、何らかのノ イズも含めて検出してしまっているものの、T Tauri 型星において秒〜分スケールという短時間の変動が 存在していることを示唆した。さらに、Taurus 星形 成領域中の T Tauri 型星のデータも含め、2つのフレ アのような増光イベントを検出した。その結果、1つ はこれまで観測された T Tauri 型星のフレアよりも 短いタイムスケールで同等のエネルギーを解放して おり、もう 1 つは典型的なフレアと同等のパラメー タであった。

今後、さらなる観測および解析を進めて T Tauri 型星から多数のフレアを検出し、その統計的な性質 を明らかにしていきたい。

#### Reference

- Aizawa, M., Kawana, K., Kashiyama, K., et al. 2022, PASJ, 74, 1069
- Brunn, V., Rab, C., Marcowith, A., et al. 2024, MN-RAS, 530, 3669
- Getman, K. V., Feigelson, E. D., & Garmire, G. P. 2021, ApJ, 920, 154
- Luhman, 2001, ApJ, 560, 287
- Sako, S., Ohsawa, R., Takahashi, H., et al. 2018, Proc. SPIE, 10702, 107020J

-index へ戻る

星間a36

# ALMA 望遠鏡を用いたオリオン座領域原始星OMC-3 MMS5の観測

# 中村 優梨佳

# ALMA 望遠鏡を用いたオリオン座領域原始星 OMC-3 MMS5の観測

中村 優梨佳 (九州大学大学院 地球惑星科学専攻 惑星系形成進化学研究室)

#### Abstract

主降着期に起こる分子流の駆動メカニズムおよび円盤の形成過程を含む星形成過程を観測的観点から明ら かにすることは、太陽系の起源を探る上で重要である。Orion-A に位置する OMC-3 MMS5 は、近傍に大 質量星を有する、Class 0 天体の中でも非常に若い天体である。太陽系は過去に大質量星が近傍にあったと 考えられているため、オリオン座領域の小質量原始星初期段階の研究は太陽系形成環境を知る上で重要な位 置付けとなる可能性がある。我々のグループで行われた研究では、ALMA の観測によって、MMS5 から噴 き出す分子流である低速アウトフローと高速ジェットが存在することが明らかにされた (Matsushita et al. 2019)。しかし、分解能の問題から、アウトフロー/ジェットの駆動半径の違いや円盤とエンベロープの詳細 構造などについての解明には至らなかった。本研究では、MMS5 をより高い空間分解能で観測した新たな観 測データに含まれる 5 つの分子輝線 (C¹⁸O、CS、CO、SiO、HCO⁺) と 0.9 mm 連続波の解析を行った。 CO,SiO,HCO⁺ の観測では主に分子流に関連した広がった構造を捉えた。CS,C¹⁸O では主にエンベロープ や円盤付近のコンパクトな構造が検出されており、円盤の回転運動に関する詳細な情報を得ることができた。 0.9 mm 連続波では、コンパクトな円盤と広がったエンベロープに付随した構造が各分解能で捉えられた。 MMS5 で見られる円盤や分子流などの構造をさまざまな観点から解析・解明し、原始星の形成初期段階にお ける質量放出・降着、円盤形成機構について議論する。

## 1 Introduction

星・惑星系の形成過程を解明することは、生命誕 生の起源に迫る重要な課題である。星は、分子雲コ アと呼ばれる、分子雲の中でも比較的密度が高い領 域において、微量なダストを含んだ主に水素分子か ら成るガスの重力収縮によって形成される。原始星 周囲の高密度な分子ガスの塊はエンベロープと呼ば れる。このエンベロープからのガス降着により原始 惑星系円盤が成長すると考えられている (図 1)。エ ンベロープに埋もれて、赤外線で検出されず、サブ ミリ波からミリ波以上の長波長の電波でのみ検出さ れる段階の天体を Class 0 天体と呼ぶ (André et al. 1993)。星形成過程における重要な未解決問題の一つ として、分子雲コアと原始星の間で角運動量が5桁 以上も異なるという「角運動量問題」が存在する。こ の問題について、アウトフロー/ジェット (原始星か ら外側に向かって放出されるガスの流れ)が角運動量 を選択的に捨て去る役割を果たしていると考えられ ている。そのため、質量降着期における質量放出現 象と降着の関係を理解することは、原始星の成長過 程を明らかにする上で必要不可欠であり、理論・観測 の両分野において重要な研究対象となっている。観

測分野においては、近年、世界最大級の電波干渉計 である ALMA の存在により、高い空間分解能をもっ た観測を実現することが可能となった。



図 1: 原始星と原始惑星系円盤の形成進化の概念図

本研究の対象である、Orion-A に位置する OMC-3 MMS5 (以下 MMS5; Chini et al. 1997) (図 2) は、 近傍に大質量星を有する、Class 0 天体の中でも非 常に若い天体である。太陽系は過去に大質量星が近 傍にあったと考えられているため、オリオン座領域 の小質量原始星初期段階の研究は太陽系形成環境を 知る上で重要な位置付けとなる可能性がある。また、 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

MMS5 は、Class 0 天体の中でも非常に若い段階にあ り (Tomisaka 2002)、アウトフロー/ジェットとエン ベロープ、円盤を同時に観測でき、星形成の解明を進 めるにあたり最適な研究対象のひとつである。我々 のグループで行われた先行研究 (Matsushita et al. 2019) では、ALMA を用いた MMS5 の観測により、 原始星から東西方向に噴き出すアウトフローとジェッ トの存在が明らかにされた。両者の構造と速度の解 析により、ジェットの大きさと力学的タイムスケー ルはアウトフローよりも3倍ほど短く、両者の位置 角の差は 17° であった。そのため、アウトフローと ジェットが駆動を開始した時刻が異なることが示唆さ れた。また、ジェット内部において、ノットと呼ばれ る間欠的な質量放出現象の痕跡が確認された。一方、 空間分解能の問題から、アウトフロー/ジェットの根 本部分の駆動半径の違いやノットの詳細構造、円盤 やエンベロープの構造や運動などについては未だ解 明できていない。本研究では、先行研究 (Matsushita et al. 2019) 以降新たに、我々のグループで ALMA を用いて観測された MMS5 のデータ (Project code: 2019.1.00299.S)を用いた解析を行った。本研究では、 新たに得られた MMS5 の解析を通して、主降着期に 起こるアウトフロー/ジェットの駆動および円盤の形 成メカニズムを理解し、観測的観点から星形成過程 の理解を進め、星・惑星系誕生の核心に迫ることを 目標とする。

#### 2 Observations

本研究では、先行研究 (Matsushita et al. 2019) 以降新たに、我々のグループで ALMA を用い て観測された MMS5 のデータ (Project code: 2019.1.00299.S)を用いた解析を行った。本観測では、 MMS 5 に対して、ALMA 12 m アレイによる観測 が実施され、5 つの分子輝線 (C¹⁸O (J= 3–2)、CS (J= 7–6)、CO (J= 3–2)、SiO (J= 5–4)、HCO⁺ (J= 4–3))と、分解能の異なる 2 つの 0.9 mm 連続 波が得られた。連続波の分解能は 0.3" (~120 au) と 0.06" (~20 au) である。 輝線の分解能は、C¹⁸O と CS が 0.3"、CO、SiO と HCO⁺ が 0.06"である。速 度分解能は、C¹⁸O、CS と HCO⁺ が 0.03 km s⁻¹、 CO と SiO が 0.122 km s⁻¹ である。データの校正 は、ALMA 観測所にて Common Astronomy Soft-



図 2: (a)ALMA で観測した OMC-3 MMS5 の画像 (Matsushita et al. 2019) と (b) そのイメージ図。

ware Application (CASA) を用いた標準校正法で行われた。校正されたデータを CLEAN 処理し、連続 波と分子輝線のイメージングを行った。

## 3 Results

0.9 mm 連続波の解析の結果、低分解能 (~120 au) では、エンベロープの方向である北東-南西方向に広 がった 1200 au スケールの構造が確認できた。高分 解能 (~20 au) では、左右に伸びるジェットやアウト フローの影響で加熱されたダストの分布が、横方向 に引き伸ばされた結果であると考えられる、東西方 向に伸びた 80 au スケールのコンパクトな構造が確 認できた。

また、各輝線の解析の結果、C¹⁸O 輝線では、系速度 付近で、中心星を対称に、低分解能 0.9 mm 連続波の 広がりと同じ北東-南西方向に広がった、1200 au ス ケールのエンベロープ構造が確認できた (図 4)。CS 輝線では、系速度付近で、アウトフローに付随する と考えられる 3200 au スケールの低速成分が検出さ れた。さらに、C¹⁸O と CS 輝線では、先行研究では



図 3: C¹⁸O の (a) 積分強度図、(b) 視線速度図、(c) 速度分散図と CS の (d) 積分強度図、(e) 視線速度図、 (f) 速度分散図。どちらの放射も 3 σ 以上の放射を採用している。また、全てのパネルにおける黒コントア は 0.9 mm 連続波の 3, 5, 7, 27 σ の放射であり、黒十字がピーク強度の位置を表している。黒色の楕円は C¹⁸O のビームサイズ (0.32"×0.24") を表している。

分解能が低くはっきりと捉えることができなかった 円盤の構造について、より明確な速度勾配を確認す ることができた (図 3)。CO 輝線ではアウトフローと ジェットが、SiO 輝線ではコリメートされたジェット が検出され、HCO+ 輝線では、ジェットに付随する と考えられる低速成分と中心付近の構造が検出され た (図 4)。これらの解析結果により、アウトフロー/ ジェットと円盤、エンベロープに関する、より詳細な 構造と運動を明らかにすることができた。

本発表では、主に C¹⁸O および CS 輝線の解析から 得られた結果に着目し、円盤の構造と回転運動につ いて紹介する。

#### 4 Discussion

積分強度図では、C¹⁸O と CS 輝線がともに、中 心に向かうにつれ強度が強くなっていることが確認 できた。視線速度図では、0.9 mm 連続波の peak 点 を中心に、北側が blue shift、南側が red shift の速度 勾配が確認できた。視線速度分散図においては、外 側から中心 (0.9 mm 連続波の peak 点) に向かうにつ

分解能が低くはっきりと捉えることができなかった れ、速度分散が増していることが両方の輝線で確認 円盤の構造について、より明確な速度勾配を確認す できた。以上のことから、ジェットに垂直な方向にお ることができた (図 3)。CO 輝線ではアウトフローと ける円盤の回転運動が示された (図 3)。

> C¹⁸O と CS 輝線について、Position-Velocity 図 (PV 図) を作成し、ケプラー回転する薄く軸対称な ガス円盤を仮定した回転曲線のフィッティングを行っ た結果、中心星の質量は  $\sim 5.0 \times 10^{-2} M_{\odot}$  と推定さ れた (図 5)。また、C¹⁸O の積分強度図でガウシアン フィッティングを行い測定した軸の位置角は 158° で あり、band6 CO から測定したアウトフローの軸の 位置角は西側で 79°、東側で 86° である。このこと から、C¹⁸O でトレースされるエンベロープは、CO でトレースされるアウトフローとほぼ垂直方向に伸 びていると考えられる (図 4)。

# 5 Conclusion

ALMA を用いた MMS5 の観測により取得された、 5 つの分子輝線 (C¹⁸O、CS、CO、SiO、HCO⁺) と 0.9 mm 連続波の解析を行った。・0.9 mm 連続波の 解析の結果、エンベロープの方向である北東-南西方



図 4: C¹⁸O、CS、CO、SiO、HCO+の輝線の積分 強度図を重ねたもの。全て 3  $\sigma$  以上の放射を採用し ている。また、赤コントアは HCO⁺ の 3, 5, 9  $\sigma$ 、青 コントアは CO の低速度成分の 5, 9, 24  $\sigma$ 、黄コン トアは CO の高速度成分の 3, 5, 9  $\sigma$ 、緑コントアは SiO の 3, 5, 9  $\sigma$ 、桃コントアは CS の 3, 5, 9  $\sigma$ 、黒 コントアは CO の高速度成分の 3, 5, 9, 11  $\sigma$ の放射 を表す。黒十字はピーク強度の位置を表す。

向に広がった 1200 au スケールの構造と、東西方向 に伸びた 80 au スケールのコンパクトな構造が確認 できた。各輝線の解析の結果を以下に示す。

・C¹⁸O 輝線では、1200 au スケールのエンベロープ 構造が確認できた。CS 輝線では、アウトフローに 付随すると考えられる 3200 au スケールの低速成分 が検出された。さらに、C¹⁸O と CS 輝線では、先 行研究では分解能が低くはっきりと捉えることがで きなかった円盤の構造について、より明確な構造と ジェット軸に垂直な回転運動の様子を確認すること ができた。Position-Velocity 図から、中心星の質量 は ~5.0 × 10⁻²  $M_{\odot}$  と推定された。

・CO 輝線ではアウトフローとジェットが、SiO 輝線 ではコリメートされたジェットが検出され、HCO+ 輝線では、ジェットに付随すると考えられる低速成分 と中心付近の構造が検出された。

これらの解析結果により、アウトフロー/ジェット と円盤、エンベロープに関する、より詳細な構造と 運動を明らかにすることができた。今後は、MMS5 の C¹⁸O および CS の輝線のより分解能の高いデー タの取得を主な目的とした観測を行い、回転する円 盤の質量分布や温度構造などの物理量についての詳 細な解析を行う予定である。



図 5: (a)C¹⁸O の PV 図と (b)CS 輝線の PV 図。赤 色の線は角運動量保存回転運動  $(v \propto r^{-1})$ を表す。橙 色と紫色の線はケプラー回転運動  $(v \propto r^{-0.5})$ を表 し、橙色の線は中心星の質量を  $5.0 \times 10^{-2} M_{\odot}$ 、紫 色の線は中心星の質量を  $1.0 \times 10^{-1} M_{\odot}$  と仮定して いる。

#### Reference

- Matsushita, Y., Takahashi, S., Machida, M. N., & Tomisaka, K. 2019, ApJ, 871, 221 doi: 10.3847/1538-4357/aaf1b6
- [2] Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122 doi: 10.1086/172425
- [3] Chini, R., Reipurth, B., Ward-Thompson, D., et al. 1997, ApJL, 474, L135 doi: 10.1086/310436
- [4] Tomisaka, K. 2002, ApJ, 575, 306 doi: 10.1086/341133

-index へ戻る

星間a37

# Evolution of magnetic lever arm in viscosity and MHD turbulence-driven disk winds

# 盛 宇凡
# Evolution of magnetic lever arm in viscosity and MHD turbulence-driven disk winds

盛宇凡(東京大学大学院理学研究科)

# Abstract

In the several past decades, multiple models have been proposed to explain various physical processes in accretion disks around young stars, Active Galactic Nuclei, and black holes. The central issue lies in how the angular momentum is transported outward and removed from the accretion disk. Viscous heating and MHD-driven disk winds are considered to be the main players dominantly working in protoplanetary disks but many features of the disk evolution still remain to be explored. Using a 1D simulation method, we examine the evolution of disks affected by both viscous heating and MHD-driven winds in various physical conditions. Based on current studies, we probe the interaction of viscosity and turbulence-driven winds with/without torque and determine the time-dependency of the magnetic lever arm parameter  $\lambda$ .

## 1 Introduction

Protoplanetary disks are gas and dust surrounding young stars. The disk structure is quasi-equilibrium and can survive for several millions of years because of the excess angular momentum the disk materials maintain. For gas to be accreted, there must be a mechanism to transport the angular momentum outward and remove it from the disk.

Viscous accretion (Shakura & Sunyaev 1973) and MHD turbulence-driven disk wind (Bai & Stone 2013) are considered to be the main factors in launching the angular momentum transportation. The disk wind can conduct a torque on the disk, carrying away mass whileas removing angular momentum (Suzuki et al. 2016). Magnetic lever arm parameter  $\lambda$  is a nondimensional parameter representing the efficiency of disk wind-driven accretion, which is taken as a constant in previous work Tabone et al. (2022). We conduct a 1+1-D MHD simulation configured by nondimensional parameters introduced by Suzuki et al. (2016) to build the spatial distribution of magnetic lever arm parameter  $\lambda$ .

### 2 Model

In Suzuki et al. 2016, the disk surface density is parameterized as:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{2}{r\Omega} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \Sigma \bar{\alpha}_{r\phi} c_s^2 \right) + r^2 \bar{\alpha}_{\phi z} \left( \rho c_s^2 \right)_{\text{mid}} \right\} \right] - C_w \left( \rho c_s \right)_{\text{mid}}$$
(1)

where  $\bar{\alpha}_{r\phi}$  indicates the viscous heating.  $\bar{\alpha}_{\phi z}$  indicates the torque that disk wind conducts on the disk, and  $C_w$  indicates the mass flux carried by the wind from the disk. Note that these three parameters are nondimensional.

From Tabone et al. (2022) we note that

$$\lambda = \frac{M_{acc}^{\dot{D}W}}{4\pi \dot{\Sigma}_w r^2} \tag{2}$$

where  $M_{acc}^{DW}$  is the disk wind-driven accretion rate,  $\Sigma_w$  is the derivative of local surface density with respect to time.

Eq. 2 shows the physical meaning of the magnetic lever arm.  $\lambda$  represents the accretion efficiency by losing mass via the wind. When  $\lambda$  is large, a slight loss of mass can launch a large amount of accretion, like a lever arm indicating the efficiency of mass loss.

Eventually, we have

$$\lambda = \frac{c_s \bar{\alpha}_{\phi z}}{C_w \Omega r} + 1 \tag{3}$$

#### 3 Results

We used the configurations in Chapter 3.2 of Suzuki et al. (2016). Note that we divided simulation cases by strong/weak disk wind,  $\Sigma$ -dependent torque/constant torque. The spatial distribution of  $\lambda$  is shown in Fig. 1. Evolution of  $\bar{\alpha}_{\phi z}$  and  $C_w$  is shown in Fig. 2.



Figure 1: Spatial distribution of  $\lambda$ 

# 4 Conclusion

Our simulation shows the evolution and spatial distribution of the magnetic lever arm parameter  $\lambda$ , which is often taken as a constant spatially in previous works.

Louvet et al. (2018) observed that the disk around HH30 T Tauri star shows  $\lambda$  1.6 at 1au. The simulation shows a very large  $\lambda > 10$  for disk wind with  $\Sigma$ -dependent torque case in the innermost parts of the disk (<0.1au), suggesting a very efficient accretion driven by MHD disk winds. This can be true due to the high disk density of the region and high torque of the wind, which efficiently transports angular momentum outward and eventually removes it from the accretion disk.

### References

- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 500, 33
- [2] Bai, X.-N., & Stone, J. M. 2013, ApJ, 769, 76
- [3] Suzuki T. K., Ogihara M., Morbidelli A., Crida A., Guillot T., 2016, A&A, 596, A74



Figure 2: Evolution of  $\bar{\alpha}_{\phi z}$  and  $C_w$ 

- [4] Tabone, B., Rosotti, G. P., Cridland, A. J., Armitage, P. J., & Lodato, G. 2022a, MNRAS, 512, 2290
- [5] Louvet F., Dougados C., Cabrit S., Mardones D., M´ enard F., Tabone B., Pinte C., Dent W. R. F., 2018, A&A, 618, A120

-index へ戻る

星間b01

# 分子雲コアの収縮に対する Hall 効果の影響

# 鍋田 春樹

# 分子雲コアの収縮に対する Hall 効果の影響

鍋田 春樹 (東北大学大学院 理学研究科 M1)

#### Abstract

分子雲コアの収縮に伴って形成される円盤の大きさは、最終的な惑星系のサイズに直接かかわる重要な量であ る. 分子雲コアに磁場が入っていると, 磁場は円盤の中心から角運動量を引き抜き, その回転を弱める. その ため、分子雲コアの角運動量と非理想磁気流体の効果には密接な関係がある. 今回レビューする Tsukamoto et al. (2017)は,非理想磁気流体の効果の一つである Hall 効果について扱った論文である. Hall 効果は他 の非理想磁気流体の効果と同等に影響するにも関わらず未知の部分の多い効果である. Hall 効果は他の非 理想磁気流体効果と異なり、同じ磁力線の形でもその向きによってガスの運動への影響が変化する、そこで Tsukamoto et al. (2017) では、一様磁場と分子雲コアの回転を、磁場と角運動量の向きに角度をつけて与え、 それぞれの場合について非理想磁気流体の3次元シミュレーションを行い,比較している.その結果,初期の 磁場と角運動量の相対的な向きに応じて円盤の大きさは2通りに大別されることが分かった.分子雲コアに Hall 効果由来のトルクが生まれ、コア中心部の角運動量に影響が出ることも明らかになった.また、分子雲コ アの内部で星周円盤と逆回転する部分が現れた.これらは降着期の星周円盤の回転方向を変える可能性があ る.以上の影響は Hall 効果が若い星周りの観測量に影響を与えることを示唆する重要な結果である.

#### 1 Introduction

#### 分子雲コアと Hall 効果 1.1

分子雲コアは星や惑星の起源となるガスの塊であ る. 分子雲コアの収縮によって原始星や原始惑星系 円盤が形成されるため,星と円盤の進化の理解にとっ て重要である.近年は原始惑星系円盤の観測が活発 に行われており、その大きさにサイズのばらつきが確 認されている (Tobin & Sheehan 2024). 円盤サイズ は磁気制動と呼ばれる効果の影響を強く受ける.磁 気制動とは、磁場によって円盤から角運動量を引き抜 き,円盤の回転を弱める効果である.磁場は理想磁気 流体ではガスと一緒に動くが, 非理想磁気流体効果に より別々の動きをするようになる.理想磁気流体で は磁気制動が効きすぎて円盤が小さくなりすぎてし まうので、観測と整合的であるためには非理想磁気流 体の効果が必要である.この効果が磁気制動の効率 を変え、円盤サイズのバリエーションの起源となりう ると考えられる. Hall 効果は非理想磁気流体効果の 1つであり,他にも Ohm 散逸と両極性拡散と呼ばれ る効果がある.これらは円盤周辺の領域に対して同 程度に効く効果なので、非理想磁気流体を考える上で 式によって表される. Hall 効果は重要であるといえる.

Tsukamoto et al. (2017) ではこの Hall 効果の性質に

着目し、その性質を調べるために、分子雲コアの進化 を Hall 効果を入れて計算し, 調べている.

#### Hall 効果の基本性質 1.2



図 1: Hall 効果による回転を表す図,下方から上方に 向かって伸びる矢印が磁力線である.板状の構造は 疑似円盤であり、その中心にあるのが原始惑星系円盤 である. ○ や ⊗ はそれぞれ手前向きと奥向きの電流 を表す.

Hall 効果を含んだ磁場の時間発展は次の誘導方程

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[ (\boldsymbol{v} + \boldsymbol{v}_{\rm H}) \times \boldsymbol{B} \right]$$

但し

$$m{v}_{
m H} = -rac{4\pi\eta_{
m H}}{cB}m{J}$$

であり、 $\eta_{\rm H}$ は Hall 抵抗率である. Hall 抵抗率が負の値 を持つ場合、 $v_{\rm H}$ は電流 J と同じ向きを持つ.  $v_{\rm H} = 0$ の場合は理想磁気流体の式となり、磁場はガスの速度 場vにしたがって動く.  $v_{\rm H}$ によってあたかも理想磁 気流体においてガスの速度が $v + v_{\rm H}$ であった時のよ うに磁場は動く. 図1は、分子雲コアが潰れて赤道面 に集まった疑似円盤と呼ばれる領域のまわりの構造 を示している. 磁場の向きに応じて、図のように電流 が流れ、Hall 効果はそれに比例して円盤の動きに対 して磁場の動きをずらす. そうすると磁場を $v + v_{\rm H}$ にしたがって引っ張ることになるため、磁気張力によ りそれと反対方向のトルクがかかることになる. Hall 効果による速度項補正 $v_{\rm H}$ で磁場を引っ張った時のト ルクを Hall 効果由来のトルクと呼ぶことにする.

### 2 Methods

Tsukamoto et al. (2017) では 3 次元非理想磁気流 体計算を行っている. 非理想効果としては Hall 効果, Ohm 拡散, 両極性拡散が入っている.

初期条件としては、まず一様密度の分子雲コアを用 意する. この質量は  $M = 1M_{\odot}$ , 半径は  $R = 3 \times 10^{3}$ au, 温度は 10K である. それを角速度  $\Omega_{0} = 2.2 \times 10^{-13}$ s⁻¹ で z 軸まわりに剛体回転させる. この各速 度は重力エネルギーに対して回転エネルギーが 100 分の 1 になるように定められている. さらに、x - z 平面で z 軸との角度が  $\theta$  となる方向に一様な磁場  $B = B_{0}(-\sin\theta, 0, \cos\theta)$  をかける. ここで磁場の強 さは  $B_{0} = 1.7 \times 10^{2} \mu$ G である. 磁場の強さは massto-flux ratio で  $\mu = (M/\Phi)/(M/\Phi)_{cirt} = 4$  を満た すように定められている. ここで  $\Phi = \pi R^{2}B_{0}$  で  $(M/\Phi)_{cirt} = (0.53/3\pi)(5/G)^{1/2}$  である.

境界条件は、次のようになっている.まず角運動量輸送に対して、半径  $r > R_{out} = 0.95R$ では剛体回転をかけている.また抵抗率に関して、境界ではガスは理想磁気流体としてふるまうとしている.さらに、ガスと輻射の温度は  $\rho < 4.0 \times 10^{-17} {\rm g cm^{-3}}$ では 10K であると仮定している.

以上の条件で $\theta = 0^{\circ}, 45^{\circ}, 90^{\circ}, 135^{\circ}, 180^{\circ}$ について計 算をし、中心密度が ~  $10^{-2}$ gcm⁻³, (Tsukamoto et al. 2017) になったら計算を終了して, その状態を比較する.

# 3 Results

#### 3.1 円盤のサイズ



図 2: θ = 0°と θ = 180°の円盤サイズを表す図. y = 0 での密度分布を示している.

図 2 について述べる.緑色の部分は疑似円盤と呼ばれる構造であり,やがて中心に落ちていき原始惑星 系円盤を形成する.特に密度の大きな赤い部分を比 べると,明らかに $\theta = 180^{\circ}$ の右のパネルの方が大き な範囲に分布していることが分かる.このことは磁 場の向きの違いが Hall 効果を通じて角運動量の違い へ影響し,円盤のサイズという形が変化していると考 えることができる.これ以外の $\theta$ についても $\theta < 90^{\circ}$ と $\theta > 90^{\circ}$ ではそれぞれ同じ傾向の結果が得られ,円 盤サイズは Hall 効果により2通りに大別された.

#### 3.2 角運動量への影響



図 3: ある密度以上の平均比角運動量を表す図.

図 3 はある密度  $\rho$  以上の平均比角運動量  $|\hat{j}(\rho)|$  を 表す図である. 但し,

$$ar{j}(
ho) := rac{\int_{
ho' > 
ho} j dM}{\int_{
ho' > 
ho} dM}$$

であり,  $\int_{\rho'>\rho}$  はある密度 $\rho$ 以上をもつ空間にわたって の積分である.よって図3はある密度以上の平均的な 角運動量を示す図であり,高い密度ほど中心の構造を 反映している.図3から分かる通り, $\rho > 10^{-13}$ gcm⁻³ の中心部の角運動量は, $\theta$ による影響を大きく受ける. すなわちこの範囲では, Hall 効果由来のトルクが回 転に大きく影響していることを表している. Hall 効 果由来のトルクとして, $\theta = 0^{\circ}$  では回転を弱める方 向のトルクが, $\theta = 180^{\circ}$  では回転を強める方向のト ルクがかかっている.



#### 3.3 逆回転現象

図 4: θ = 180°で円盤を垂直に切った時の速度分布 を表した図である. 紙面奥向きの速度は赤で, 紙面手 前向きの速度は青で示してある.

図4ではエンベロープの回転方向が中心の円盤部 分と逆回転していることを示している.これは円盤 部分に働くトルクの反作用をエンベロープが受ける ことにより,回転方向が逆転してしまったと考えるこ とができる.

図5は疑似円盤の中心部分, 原始惑星系円盤のス ケールのわずか外側 (中心からの距離 >10au) で円盤 が逆回転していることを示している. これは, Hall 効



図 5:  $\theta = 0^{\circ}$  で円盤を垂直に切った時の速度分布を 表した図である. 基本は図 4 と同じだが, ±50au ま での拡大図になっている.

果由来の回転を弱める方向のトルクが,中心付近でガ スの回転が止まってもなおかかり続け,逆回転させた ためと考えることができる.

#### 4 Discussion

#### 4.1 円盤のサイズについて

Tsukamoto et al. (2017) では, Hall 効果により円 盤サイズにばらつきができることが示された. 具体 的には,  $\theta = 0^{\circ}$  に対して 10au 程度,  $\theta = 180^{\circ}$  に対 して 50au 程度の大きさになり, 磁場の大きさなどの パラメータを変えなくても角運動量と磁場の角度だ けで大きなばらつきを生むことができている. この ことは観測的な広い円盤サイズのばらつき (Hsieh et al. 2016) を説明できる.

#### 4.2 逆回転について

 $\theta = 180^{\circ}$ の結果より, Hall 効果により疑似円盤と エンベロープの構造の一部に逆回転する部分が現れ ることが分かった. 観測研究 (Takakuwa et al. 2018) もこの結果を支持している. Takakuwa et al. (2018) によると, Class I 原始星の IRAS 04169+2702 は, 300au のスケールでの回転方向と 100au でのスケー ルの回転方向で逆回転をしているとしている. これ は疑似円盤とエンベロープの回転方向の関係に相当 し, Hall 効果による逆回転現象を示唆するものになっ ている.

 $\theta = 0^{\circ}$ の結果では原始惑星系円盤周辺に逆回転成分 が現れることが分かった.このことは円盤の進化に 伴って原始惑星系円盤に逆回転する角運動量成分が 持ち込まれる可能性があることを表しており,惑星形 成に大きな影響を与える可能性がある.

#### 4.3 今後の展望

Tsukamoto et al. (2017) ではダスト進化や宇宙線 の影響, 化学進化について言及されている.まず, こ の計算ではダストの進化を考慮していない.しかし, ダストのサイズ分布は分子雲コアが収縮し構造が進 化していく間に大きく変わるので, 考慮に入れるべき である.また, 化学進化も非理想磁気流体効果に大き く関わるのにも関わらず, モデルにより大きく異なる 組成を示すので, よく考える必要がある.

宇宙線は電離率に直結するため非常に重要である.な ぜなら、電離率は磁場とガスがどの程度同じ動きをす るかという磁気流体の非理想性に関わるからである. Tsukamoto et al. (2017) では宇宙線は空間的に一様 に電離に寄与するとして計算しているが、実際には宇 宙線は磁場に沿って動くことや円盤の内側深くの高 密度領域まで進入できないことなど, 何らかの空間的 構造がある.この空間的構造は電離率の空間分布に 直結し,宇宙線の進入しやすい部分では電離度が上 がって磁場との結びつきが強くなるなどの影響が考 えられる. このようなガスと磁場と宇宙線の相互の 影響は円盤やエンベロープのある領域の現実的な進 化を考える上で考慮するべきことである. 今後 Hall 効果とともにダスト進化や宇宙線電離の空間分布を 考慮したシミュレーションを行うことで、より現実的 な構造進化を調べられるだろう.

#### 5 Summery

Tsukamoto et al. (2017) では, 非理想磁気流体の 効果のひとつである Hall 効果を調べるため, 3 次元 非理想磁気流体計算によって一様磁場中を回転する 分子雲コアの構造進化のシミュレーションを行った. Hall 効果による, 理想磁気流体と異なる磁場の動き は、ガスの回転によりかかる磁気張力を増強、抑制し、 分子雲コアの収縮過程に様々な影響を与えた.まず、 Hall 効果は磁気制動の効率に影響を与えて、角運動 量の大きさやそれに伴う円盤の大きさに大きな差を 生むことが分かった.さらに、磁気張力の反作用や、 磁場とガスが異なる動きをする性質から、円盤やエン ベロープの構造の一部に逆回転する部分を作ること が分かった.以上の性質と整合的な観測もある. 今後はダストのサイズ分布の変化や宇宙線電離の空 間分布を考慮したシミュレーションを行うことで、よ り現実的な構造進化を計算できるだろう.

# Reference

Cheng-Han Hsieh et al. 2024, arXiv 2404.02809v1

Takakuwa,S., Tsukamoto, Y., Saigo, K., & Saito, M. 2018, ApJ, 865, 51

Tobin, J.J. & Sheehan, P.D. 2024, arXiv:2403.15550

Tsukamoto, Y., Okuzumi, S., Iwasaki, K., Machida, M. N., & Inutsuka, S. 2017, PASJ, 69, 95

-index へ戻る

星間b02

# 分子雲中の特異な速度構造の抽出

# 李 欣儒

# Extraction of peculiar velocity structures in nearby molecular clouds

Xinru Li (Department of Astronomy, The University of Tokyo)

### Abstract

Molecular clouds are subject to external and internal disturbances that alter their physical and motion states. These impacts can be detected as peculiar and localized velocity structures. In this study, we use ¹²CO survey data from Aquila Rift using the Nobeyama 45m radio telescope, develop a method to automatically identify bipolar molecular flow-like structures in molecular clouds using geometric features, moving away from manual, biased methods traditionally used in CO emission line surveys.

#### **1** Introduction

Stars form in molecular clouds, and their properties and formation efficiency are thought to reflect the physical conditions and internal motion (e.g., turbulence) of the natal molecular cloud. However, molecular clouds are diffuse, and their physical and kinetic conditions are affected by external and internal perturbations such as shock waves from supernova explosions, molecular cloud collisions, bipolar molecular outflows, and stellar winds. These impacts can be detected as peculiar and localized velocity structures, such as broadened line widths. However, traditional identification has largely been manual, leading to issues such as bias toward these disturbance sources in the survey area, missing comparative data, and a vast amount of unanalyzed data remaining. Thus, even when unique velocity structures are identified through unbiased CO emission line surveys, they are merely mentioned as unknown velocity structures unless their associated excitation sources are identified.

Out study aims to automate the identify and categorize unknown velocity structures based on geometric features without assuming physical parameters of molecular clouds. We apply median filters in both spatial and velocity directions to the observational data cube of ¹²CO J=1-0 emission lines, to highlight the special velocity components through differential data. Subsequently, we applied the Fil-Finder algorithm to the ¹²CO position-velocity differential diagrams to identify subparsec-scale peculiar velocity structures. By comparing automated detection results with manual identification, we are advancing the evaluation of the reliability of automated detection. In the future, we aim to automate and speed up the detection and classification of other unique velocity structures.

#### 2 Data

We used the archived data of the Nobeyama Radio Observatory (NRO) star formation legacy project (Nakamura et al. 2019) taken with the NRO 45 m telescope. The archived data cube toward the Aquila Rift covered an area of  $1^{\circ} \times 1^{\circ}$  that includes the W40 and Serpens South star-forming regions (Figure 1). The velocity coverage was from -26 to  $+49 \text{ km s}^{-1}$ . The data has a 7.5" spacing and a 0.10 km s⁻¹ velocity resolution in the  $^{12}\mathrm{CO}~J{=}1{-}$ 0 lines, and consists of  $534 \times 533 \times 750$  pixels in  $\alpha$ (J2000),  $\delta$ (J2000), and velocity. The 1° area and the 7.5'' spacing correspond to 7.6 and 0.016 pc, respectively, at the distance of 436 pc to these clouds. The full width at the half maximum (FWHM) of the telescope beam was  $\sim 15''$  at 115 GHz. Typical system temperatures were  $\sim 300$  K for the ¹²CO lines. As the first step, we manually classified peculiar velocity structures in the CO survey data from the Aquila Rift region, identifying three types: (1)bipolar molecular flow-like structures, (2) unipolar and weak velocity anomalies, and (3) compact and bright structures with significant velocity shifts from the systemic velocity. Among these, type (1)was deemed relatively easy for automated detection.

#### 3 Analysis

#### 3.1 Data cube slicing

The entire data cube was sliced along the  $\alpha$ (J2000) axis and a total of 534 position ( $\delta$ (J2000))-velocity diagrams were created.

#### 3.2 Pilot studies

Before we deployed automated identification of peculiar velocity structures, we carefully reviewed a



Figure 1: A three-color composite image of the W40 and Serpens South regions made with the Spitzer 8.0  $\mu$ m (red), 5.8  $\mu$ m (green), and 4.5  $\mu$ m (blue) data adapted from Figure 1 of Shimoikura et al. (2019). The integrated intensity map of the CO J=1-0 emission toward the Aquila Rift and the locus of the slice along  $\alpha$ (J2000) = 18h30m03s for the position ( $\delta$ (J2000))-velocity diagram shown in the subsequent figures.

subset of the position-velocity diagrams in the CO and ¹³CO emissions to manually identify some peculiar velocity structures in this region and optimize their identification procedures. Large-scale velocity anomalies are found in these diagrams as marked in Figures 2 and ??. Examples of the identified smallscale structures are also shown in Figure 2.



Figure 2: Collection of velocity anomalies found in the subset of the position ( $\delta$ (J2000))-velocity diagrams in the ¹²CO emissions.

Through these pilot studies, we identified three types of small-scale peculiar velocity structures: (1) bipolar molecular outflow-like structures, with large velocity width ( $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ ); (2) monopolar and weak velocity anomalies, with medium velocity width ( $\sim 5 \text{ km s}^{-1}$ ); and (3) compact and bright structures with significant velocity deviation from the systemic velocity.

#### **3.3** Median filtering

The original position-velocity diagrams are dominated by quiescent components mostly near 7 km s⁻¹, and some around 17 and 41 km s⁻¹. To enhance small-scale velocity structures, the median filter was set at 99 pixels (12.4', or 1.6 pc at 436 pc)  $\times$  1 pixel (0.10 km s⁻¹) in  $\delta$ (J2000) and velocity, respectively. This suppresses the extended structures associated with the main body of the molecular cloud and highlights structures smaller than ~1 pc and/or edges of larger structures. In order to reduce the impact of background noise, we further applied another median filter, set at 3 pixel0.30 km s⁻¹  $\times$  3 pixel to the subtracted data, the results are shown in the Figure 3.



Figure 3: The original, median-smoothed, mediansubtracted (unsharp-masked), and median-filtered subtracted position( $\delta$ (J2000))-velocity diagrams along  $\alpha$ (J2000) = 18h30m03s (RA channel=360). The median filter was set at 99 pixels × 1 pixel in  $\delta$ (J2000) and velocity, respectively. Three velocity components with steep velocity gradients near -2.05° and one more near -2.18° are readily visible.

#### 3.4 Adaption of Fil-Finder algorithm

We applied the Fil-Finder algorithm (Koch & Rosolowsky 2015) to position-velocity diagrams to extract peculiar velocity structures. Fil-Finder, a Python package, is designed for identifying filamentary structures in molecular clouds across a wide intensity range. The algorithm employs adaptive thresholding to isolate filamentary structures by adjusting thresholds locally, ensuring detection across varying intensities.



Figure 4: The masks obtained by the FilFinder algorithm and the medial axis skeletons as reduced products.

In our analysis, the adaptive threshold was set to three times the unit pixel (adapt_thresh=3). Noise reduction was addressed by setting the smoothing parameter (smooth_size) to 1, which was adequate for the pre-smoothed position-velocity diagrams. We excluded small areas by setting the area threshold (size_thresh) to 3, corresponding to 0.05 pc  $\times$  0.30 km s⁻¹. Filaments with intensities below 0.5 K were not considered, using a global intensity threshold (glob_thresh=0.5 K). Hole filling was employed with a size setting of 1 (fill_hole_size=1) to maintain filament continuity. The filament skeletons were then refined by removing minor branches (branch_thres=7). These steps facilitated the analysis of velocity structure characteristics such as length, width, orientation, curvature, and average intensity.

To robustly select peculiar velocity structures, we defined parameters based on velocity gradient distributions, with a minimum length of 10 (min_length=10), a maximum distance of 50 (max_dist=50), and the velocity gradient within  $\pm 20^{\circ}$  (Figure 6) were chosen based on the histogram of velocity gradient (Figure 5). The velocity gradient, i.e., the angle of the filament is computed based on the Rotational Hough Transformation.



Figure 5: Histogram for all filaments of all  $\delta$ (J2000)-velocity diagrams.



Figure 6: Left: The branches of the filaments and the selected structures that exceed the length threshold identified through the FilFinder algorithm. The color of the branches shows their velocity gradient. Taking the negative direction of velocity axis as the reference, clockwise is red, counterclockwise is blue, and the color of the filament parallel to the v axis tends to be green  $(\pm 20^{\circ})$ . Right: Crosscheck structures with the original data. Filaments within velocity gradient threshold were selected, yellow means the length of filament is larger than 30 pixels (velocity component range 28.19-30 pixels  $(2.82-3 \text{ km s}^{-1})$ ).

#### 3.5 Crosscheck with original data

The structures automatically identified through the above process were checked with their original position-velocity diagram to determine if these were real ones. Threshold values for the curvature, length, and orientation (velocity gradient) were set based on such crosscheck (Figure 6). Note that the optimal values may vary for different data cubes since the linear and velocity scales of the pixels and the noise levels are different.

# 4 Results

#### 4.1 Location of the peculiar structures

Through the analysis and threshold selection above, we detected a total of 17839 filaments in the data cube, of which 595 had a length  $\geq$  30 pixels (velocity range 28.19-30 pixels (2.82-3 km s⁻¹)). We organized these detected filaments into a table and converted pixel coordinates to hms units, the format of which is shown in Table 1.

#### 4.2 Association with cores and YSOs

As a validation of the detection results, we tiled RA and DEC coordinates of detected filaments on the velocity-channel map and compared with candidates from other studies (Nakamura et al. 2019;

1				
(pixel) RA	$DEC_{start}$	$DEC_{end}$	$V_{min}$	$V_{max}$
0.0	55.0	55.0	178.0	187.0
0.0	58.0	52.0	557.0	589.0
Slope	Length	(hms) $\alpha$	$\delta_{sta}$	ırt
$\delta_{end}$				
0.0	9.0	18:33:03.20	-2:24:4	43.62
-2:24:43.62				
-5.33	32.56	18:33:03.20	-2:24:2	21.12
-2:25:06.12				

Table 1: Example of detected filaments and their counterparts.

Zhang et al. 2015; Maury et al. 2011). As shown in Figure 7, a large part of our detection overlaps with known outflows, cores and SEDs.

# 5 Conclusion

Using the Fil-Finder algorithm in conjunction with median filtering and adaptive threshold, we demonstrate an automated geometric feature-based technique for identifying specific velocity structures in Aquila Rift's ¹²CO emission survey data. The correlation of our results with known cores and YSOs highlights the potential of this approach to automatically detect velocity structures.

Our survey also detected many peculiar velocity structures without known adjacent YSOs, that are distinct from molecular flow (Figure 7). As future work, we will investigate these unknown peculiar velocity structures and structures other than bipolar molecular flows, in order to realize the classification function of our automatic detection methods.

## Acknowledgement

The Nobeyama 45-m radio telescope is operated by Nobeyama Radio Observatory, a branch of National Astronomical Observatory of Japan.

# Reference

Koch, E. W., & Rosolowsky, E. W. 2015, MNRAS, 452, 3435

Mallick, K. K., et al. 2013, ApJ, 779, 113

Maury, A. J., et al. 2011, A&A, 535, A77

Nakamura, F., et al., 2011, ApJ, 737, 56

Nakamura, F., et al. 2019, PASJ, 71, S3

Ortiz-León, et al. 2017, ApJ, 834, 143



Figure 7: Above: The  $(\alpha, \delta_{start}, \delta_{end})$  coordinates of each filament displayed on the velocity-channel map. Below: Identified peculiar velocity structures and association with YSOs. Different colors are used to indicate whether filaments belong to the same velocity structure, which is determined by calculating the geometric distance between the  $(\alpha, \delta_{start}, \delta_{end})$  coordinates of the filaments. The red point represents the center of each structure. The magenta open squares are protostellar core candidates with molecular outflows (Nakamura et al. 2019). The blue open triangles are MHO (molecular hydrogen emission-line objects (outflow)) detected in Spitzer 2.12  $\mu$ m (Zhang et al. 2015). The green open diamonds are SED-selected sources with MANBO 1.2 mm observations (Maury et al. 2011).

Sakamoto, S. 2002, ApJ, 565, 1050
Sakamoto, S., et al. 1997, ApJ, 481, 302
Sakamoto, S., et al. ApJ, 594, 340
Shimoikura, T., et al. 2015, ApJ, 806, 201
Shimoikura, T., et al. 2019, PASJ, 71, S4
Shimoikura, T., et al. 2020, ApJ, 895, 137
Zhang, M., et al. 2015, ApJS, 219, 21
Zhu, L., et al. 2006, ChJAA, 6, 61

-index へ戻る

# 星間b03

# CO J=1-0/J=2-1 吸収線観測による銀河系内分子ガス の物理状態の推定

# 成田 佳奈香

# CO J=1-0/J=2-1 吸収線観測による銀河系内分子ガスの物理状態の 推定

成田 佳奈香 (東京大学大学理学系研究科)

## Abstract

銀河系内に広く存在する希薄な diffuse gas を含む分子ガスの全体像を把握するために、銀河面背後の QSO の高空間分解能・高感度の CO(および¹³CO) J=1-0、J=2-1 吸収線を解析した。これらを連立してマルチガ ウシアンフィッティングして速度成分を分離し、 $\tau 1-0 \ge \tau 2-1$  から  $T_{ex}$  を解析的に求めた。また、HNC/HCN 比から  $T_k=50$  K と推定し、 $\tau 1-0$  と Tex から n(H₂) と X(CO)/(dv/dr) を精密に推定した。この結果、吸収 線解析では通常の X(CO) や  $T_k=10$  K の仮定は不適で、暖かく低密度で CO-poor なガスが見えること、吸 収線の  $\tau 1-0 \ge T_{ex}$  から推定される水素分子密度より、分子雲内の構造は重力収縮では説明できないことが 明らかになった。これらの結果を紹介する。

# 1 はじめに

分子雲は星形成の母体であり、その形成と進化を 理解することは星形成の初期条件や銀河における物 質循環を理解するうえで極めて重要である。分子雲 の過去の観測的研究は輝線のマッピングによって行 われていたために励起の進んだ高密度領域にバイア スしており、分子雲の形成・破壊の現場である低密度 分子ガスが見落とされてきた。銀河面の背後にある 明るい電波源を背景として吸収線を観測することで これらの低密度分子ガスを無バイアスでサンプルす ることが可能である (Combes (2008), Muller et al. (2011))。このような完全分子ガスと完全原子ガスの 間の低励起遷移領域は、空の広い範囲に広がってお り、銀河系の中性ガス質量の大部分(約30%)を占め ている (Pineda et al. (2013))。 拡散分子ガスの空間 的な広がりや質量、体積充填率を含む内部構造、詳細 な励起条件、化学組成、内部運動については統一的な 理解は未だ得られていない。このような背景天体の数 は約 30 視線に限られていたが、最近の ALMA 較正 天体の系統的研究により、その総数は大幅に増加した (Ando, R. et al. (2015)、Yoshimura, Y (2020))。 そ こで、我々は ALMA 望遠鏡で日々データ較正用に取 得されている QSO J1851+0035 (RA=18:51:46.723, DEC=+00:35:32.364; l=33.4980, b=+0.1940) 7-カイブデータに着目し、視線上に存在する銀河面方 向の分子雲を無バイアスに探査することにした。図 1はQSOの視線方向を表したものである。



図 1: Combes (2008)から引用した銀河の正面図に 重ねた QSO J1851+0035 への視線。矢印の先端は、 銀河系正中面からのオフセットが銀河系内部の分子 ガスの HWHM の厚さ 45 pc; Combes (2008)と等 しくなる視線上の位置を示し、太陽から 13.3 kpc 離 れている。出典:Narita, K et al. (2024)

# 2 柱密度解析と励起温度推定

吸収線での CO のプロファイルを図 2 示す。

アーカイブからのデータのダウンロードと解析方 法については紙面の関係上ここでは省略する。詳し くは Narita, K et al. (2024)を参照してほしい。こ こでは吸収線のスペクトルを得られたところからの 物理的な解析手法を紹介する。吸収線の場合につい て柱密度の解析方法を以下に記す。まずは光学的厚 み r を以下の式のように求める。

$$\tau = \exp\left(-\frac{I}{I_{bg}}\right) \tag{1}$$



図 2: QSO J1851+0035 の J=1-0, J=2-1, J=3-2 遷 移のCOと¹³CO、J=1-0、J=2-1 遷移のC¹⁸Oの吸収 スペクトル。強度は連続波レベルで規格化した。(×5) のプロファイルは5倍したものである。出典:Narita, K et al. (2024)

Iは吸収線のプロファイルの強度とし、 $I_{bq}$ は QSO  $T_{ex} > 0$  より、x > 0 の解が選ばれるので、 の連続波の強度である。視線に沿って積分した単位 面積当たりの物質量である柱密度は以下の式のよう に導出することができる。

$$N = \frac{3hQ(T_{\rm ex})}{8\pi^3 \mu^2 S_{\rm ul}} \frac{\exp(\frac{E_{\rm l}}{k_{\rm B}T_{\rm ex}})}{[1 - \exp(\frac{-h\nu}{k_{\rm B}T_{\rm ex}})]} \int \tau dv, \quad (2)$$

ここで h はプランク定数 v は遷移周波数、 k_B はボ ルツマン定数、励起温度 Tex とした時の分配関数は  $Q(T_{ex})$ とする。 $E_l$ はエネルギーの最低準位を表し、 μ は分子のダイポールモーメントを表し、Sul はライ ン強度を示す。

複数の回転遷移が検出されたものに関しては励起 温度を求めることができる。ここでは CO J=1-0 と J=2-1 (CO がダンプしたコンポーネントに対しては ¹³CO J=1-0 と J-2-1) に関して励起温度を求める。 まず、吸収線のプロファイルを式1のように光学的厚 みのプロファイルに変換する。今回のような CO の ように高周波数かつ温度が低い時は、レイリージー ンズ近似 ( $h\nu \ll k_{\rm B}T$ ) は破れている。LTE を仮定す ると、励起温度は、全ての遷移で定数となり、J=1-0 と J=2-1 のそれぞれで求めた柱密度は等しいので以 下の式3を満たす。

$$\frac{1}{S_{1,0}} \frac{\exp(\frac{E_{J=0}}{k_{\rm B}T_{\rm ex}})}{[1 - \exp(\frac{-h\nu_{1-0}}{k_{\rm B}T_{\rm ex}})]} \int \tau_{1-0} dv 
= \frac{1}{S_{2,1}} \frac{\exp(\frac{E_{J=1}}{k_{\rm B}T_{\rm ex}})}{[1 - \exp(\frac{-h\nu_{2-1}}{k_{\rm B}T_{\rm ex}})]} \int \tau_{2-1} dv.$$
(3)

ここで、 $E_{J=0}/k_{\rm B} = 0$  K、 $E_{J=1}/k_{\rm B} = 5.53$  K (CO) または 5.29 K (¹³CO)、 $h\nu_{1-0} = E_{J=1}, \nu_{2-1} \simeq$  $2\nu_{1-0}$ 、 $S_{2,1} \simeq 2S_{1,0}$ とおいてやると式 4 のように 変形できる。

$$\frac{\int \tau_{2-1} dv}{\int \tau_{1-0} dv} = \frac{2 \exp(\frac{-E_{J=1}}{k_{\rm B} T_{\rm ex}}) [1 - \exp(\frac{-2E_{J=1}}{k_{\rm B} T_{\rm ex}})]}{[1 - \exp(\frac{-E_{J=1}}{k_{\rm B} T_{\rm ex}})]}$$

$$= 2 \exp\left(\frac{-E_{J=1}}{k_{\rm B} T_{\rm ex}}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{-E_{J=1}}{k_{\rm B} T_{\rm ex}}\right)\right].$$
(4)

簡便のため $x \equiv \exp\left(\frac{-E_{J=1}}{k_{\rm B}T_{\rm ex}}\right)$ とおくと、式4の解は 以下のように求めることができる。

$$x = -\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{2 \frac{\int \tau_{2-1} dv}{\int \tau_{1-0} dv} + 1}.$$
 (5)

$$T_{\rm ex} = -\frac{E_{J=1}}{k_{\rm B}} \left[ \ln \left( -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{2 \frac{\int \tau_{2-1} dv}{\int \tau_{1-0} dv} + 1} \right) \right]^{-1}.$$
(6)

#### 結果 3

#### CO-poor ガス 3.1

本研究で得られた CO と HCO+ の柱密度の相関 図を先行研究の結果と合わせて図 3 に示す。先行 研究 (Liszt and Lucas (1998); Liszt et al. (2019); Liszt and Gerin (2023)) では、COとHCO+は1.4 のべき乗の傾きで緩やかな相関があると報告されて いた。本研究の結果では、プロットを高密度な領域  $(N(\text{HCO}^+) \sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}, \text{ or } A_{\text{V}} \sim 3 \text{ mag})$  へ拡張 した。その結果、2に近いさらに急なべき乗の傾きの 方が合っている。"CO-dark"(正確には "CO-poor" と呼ぶ) 分子ガスの存在は、紫外線照射環境 (Wolfire, M. G., Hollenbach, D., and McKee, C. F (2010)) や 拡散環境 (Sonnentrucker et al. (2007); Sheffer et al. (2008); Liszt et al. (2018)) で指摘されている。さ らにこの CO の存在量の相対的な減少は、Liszt et



図 3: 吸収線から得られた HCO⁺ と CO の柱密度 の相関図。HCO⁺/H¹³CO⁺ 比が 50 であると仮定し て、 H¹³CO⁺ の柱密度から求めた HCO⁺ のデータ 点を赤い三角マークで表す。銀河系内の吸収線の先行 研究 (Liszt and Lucas 1998; Liszt et al. 2019; Liszt and Gerin 2023) も合わせてプロットした。Liszt and Lucas (1998) でフィットにより得られたべき乗則の 傾きは 1.4 であった。出典:Narita, K et al. (2024)

al. (2019) や Luo et al. (2020) でも指摘されている が、これらの先行研究での結果では最大 10 分の 1 程 度とその減少幅はあまり大きくはなかった。今回の 我々の結果では暗黒雲に対する測定を加えたおかげ で、CO/HCO⁺ 存在比が HCO⁺ 柱密度に依存する 可能性がより明確に示された。

#### 3.2 雲の内部構造の分離

天の川銀河は差動回転しているので、視線速度が 銀河中心からの距離の関数となっているために、視線 速度を参照することで、個別の分子雲の銀河中心か らの距離を推定することができた。さらに個別の分子 雲内部の運動を理解するために、CO J=1-0, J=2-1吸収プロファイルを用いて、両遷移の中心速度 ( $v_c$ ) と半値幅 ( $\Delta v_{1/2}$ )を同じと仮定し、同時にマルチガ ウシアンフィッティングを行った。詳しくは 2023 年 度天文・天体物理夏の学校の集録を参照されたい。 フィッティングの結果より、CO の吸収線は、狭い線 成分 ( $\Delta v_{1/2} \sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ )と広い線成分 ( $\Delta v_{1/2} \gtrsim$ 1 km s⁻¹)からなることがわかった。フィッティン グ結果の一例として ¹²CO の結果である図 4 を紹介



図 4: CO  $J = 1-0 \ge J = 2-1$ の吸収線の  $\tau$  のプロ ファイルのマルチガウシアンフィット結果と合成輝度 温度プロファイル、NRO 45 m 鏡での輝線観測のプ ロファイルを示す。合成輝度温度  $(T_{\text{syn}} = \sum f(1 - e^{-\tau})(T_{\text{ex}} - T_{\text{CMB}}))$ は、 $\tau_{2-1}/\tau_{1-0}$ 比から求まる  $T_{\text{ex}}$ を用い、ビームフィリングファクター  $f = 1 \ge 6$ 定 して推定した。出典:Narita, K et al. (2024)

する。

#### 3.3 non-LTE を仮定した励起解析

観測から、内部構造の励起温度と₇₁₋₀と線幅を求 めることができた。内部構造の励起温度は、 $\tau_{2-1}/\tau_{1-0}$ から式6を用いて計算した。ただし、このCOがダン プしたコンポーネントはではガウシアンフィッティン グができなかったので、フィッティングから除外した。 内部構造はその大半が  $\tau_{1-0} \leq 1$  である。ここでは紙 面の関係上で割愛するが、同じ分子雲に対して HCN と HNC が検出されている。これより、HCN/HNC 比が求められている。この比は運動温度と関係づけ られており、経験則から  $T_{\rm k} \simeq 40~{
m K}$  であると見積も られる。ここでは $T_{\rm k}=50~{
m K}$ と考える。運動温度を 50 K に固定し、X(CO)/(dv/dr) と水素分子密度の関 数として  $T_{\rm ex}$  と  $au_{1-0}$  を、計算した。さらに  $^{12}{
m CO}$  と ¹³CO の結果をそれぞれ赤い点、青い点としてフィッ ティングで得られたサブコンポーネント毎の結果を 上書きさせた。

### 4 議論

CO で同定されたほとんどの成分では、 $\tau_{2-1}/\tau_{1-0}$  $\simeq 1$ であり、 $T_{\text{ex}} \simeq 5.5$  K である。 $\tau_{1-0} \lesssim 1$ は、銀河



図 5: CO 励起温度  $T_{ex}$  とオパシティ $\tau$ (CO) は、 RADEX( van der Tak et al. (2007)) に基づいて 開発された ndradex (Taniguchi (2023)) を用いて、 X(CO)/(dv/dr) と n(H₂) の関数として計算した。

面上での典型的な X(CO) の値と  $dv/dr = 1 \text{ km s}^{-1}$  pc⁻¹ の仮定では、再現することはできない。これは X(CO)/dv/dr が小さくなければいけないことを意味している。X(CO) を下げるか、サイズを小さくして dv/dr を大きくするかのいずれかが必要であるが、今回の我々の結果は CO の存在量が銀河面の典型的な値よりも桁で減少していることを考えると X(CO)が低いと考える方が自然である。この低い  $T_{\text{ex}}$  レベルでは、励起温度  $T_{\text{ex}}$  は主に運動温度  $T_{\text{k}}$  よりも  $n(\text{H}_2)$ を反映している。ジーンズ長  $\lambda_{\text{J}} = c_{\text{s}}(G\rho)^{-1/2}$ は 0.6  $(T_{\text{k}}/10 \text{ K})^{1/2} [n(\text{H}_2)/10^3 \text{ cm}^{-3}]^{-1/2}$  pc に相当することを考えると、このような密度も運動温度も低い小さな部分構造のほとんどは重力収縮によって形成されたとは考えにくい。

#### 5 結論

今回の結果をまとめると以下の通りである。レイ リージーンズ近似 ( $h\nu \ll k_{\rm B}T$ ) は破れた領域で  $\tau$ 1-0 と  $\tau$ 2-1 から  $T_{ex}$  を解析解を導出した。次に実際 に分子雲のプロファイルをマルチガウシアンフィッ ティングして速度成分を分離し、 $\tau$ 1-0 と  $\tau$ 2-1 を推 定した。その結果を用いて  $T_{ex}$  を解析的に求めた。 HNC/HCN 比から  $T_k=50$  K と推定し、nonLTE の 輻射輸送計算を行うことで  $\tau$ 1-0 と Tex から n(H₂) と X(CO)/(dv/dr) を精密に推定した。この結果、吸収 線解析では通常の X(CO) や  $T_k$ =10 K の仮定は不適 で、暖かく低密度で CO-poor なガスが見えることが わかった。吸収線の  $\tau$ 1-0 と  $T_{ex}$  から推定される水素 分子密度より、分子雲内の構造は重力収縮では説明 できないことが明らかになった。

### Reference

Kanako Narita et al 2024, ApJ 969 102

- Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R. et al., 2009, PASP 121, No. 877, 213, DOI: 10.1086/597811.
- Heyer, M. and Dame, T. M., 2015, ARA and AA 53, 583-629.
- Combes, F. 2008, APSS 313, No. 1-3, 321-326
- Muller, S., Beelen, A., Guélin, M. et al. 2011, Astronomy and Astrophysics 535, A103.
- Pineda, J. L., Langer, W. D., Velusamy, T., and Goldsmith, P. F. 2013 AAP 554, A103.
- Ando, R., Kohno, K., Tamura, Y., Izumi, T., Umehata, H., and Nagai, H., 2016 PASJ 68, No. 1, 6.
- Yoshimura, Y. 2020, 修士論文, The University of Tokyo.
- Liszt, H. S. and Lucas, R. 1998, Astronomy and Astrophysics 339, 561-574.
- Liszt, H. et al. 2019, Astronomy and Astrophysics 627, A95.
- Liszt, H. and Gerin, M. 2023, ApJ 943, No. 2, 172.
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., and McKee, C. F. 2010, ApJ 716, No. 2, 1191-1207
- Sonnentrucker, P., Welty, D. E., Thorburn, J. A., and York, D. G. 2007, ApJS 168, No. 1, 58-99, DOI: 10.1086/508687.
- Sheffer, Y., Rogers, M., Federman, S. R., Abel, N. P., Gredel, R., Lambert, D. L., and Shaw, G. 2008, ApJ 687, No. 2, 1075-1106.
- Liszt, H., Gerin, M., and Grenier, I. 2018, Astronomy and Astrophysics 617, A54.
- Luo, G., Li, D., Tang, N. et al. 2020, ApJL 889, No. 1, L4.
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., and van Dishoeck, E. F. 2007, Astronomy and Astrophysics 468, No. 2, 627-635.
- Taniguchi, A. 2023 "ndradex," DOI: 10.5281/zenodo.3384031.

-index へ戻る

星間b04

# ALMAを用いた大マゼラン雲の星形成領域における複 雑な有機分子の観測

# 田村 玲子

# ALMA を用いた大マゼラン雲における複雑な有機分子の観測

田村 玲子 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

#### Abstract

大マゼラン雲 (LMC) は、初期宇宙に典型的な低金属量環境における、複雑な有機分子 (COMs)の性質を調 べる上で有用なターゲットである。本講演では、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) を用いて LMC の星形成領域 N105 を観測し、2 つのホットコアと 4 つのホットコア候補天体を含む、さま ざまな化学組成を持つ天体を特定した Sewilo et al. (2022)のレビューを行う。COMs のアセトニトリル (CH₃CN)とジメチルエーテル (CH₃OCH₃)は N105 の 2 つのホットコアで検出され、さらに 1 つのホッ トコアではホルムアミド (NH₂CHO)が暫定的に検出された。もし LMC における NH₂CHO の存在が確認 されれば、銀河系外の低金属量環境で初めて検出されたこととなり、宇宙初期の金属に乏しい系についての、 複雑な有機分子の生成の洞察を与えてくれるだろう。これはより大きな COMs が低金属量環境で形成される 可能性があることを裏付けており、太陽系近傍と同様に、これらの系でも生命が出現する可能性を示唆して いる。

### 1 Introduction

直接的な観測が不可能な初期宇宙における 星形成過程や星間物質の化学進化を研究する には、近傍の低金属量領域の観測が必要とな る。LMC は近傍 (50.0  $\pm$  1.1 kpc)の低金属量領域 ( $Z_{LMC} = 0.3 - 0.5 Z_{\odot}$ )の一つである。したがって、 金属量の低い環境下における複雑な有機分子 COMs (Cを含む6原子以上の分子)の性質を調べる上で、 LMC は適した天体である。

星間 COMs は太陽系内小天体に取り込まれた後、 初期の地球に届けられ、生命の起源に重要な成分 を提供した可能性がある。以前までは、メタノール (CH₃OH) や CH₃CN が LMC 内の 2 つのホットコ アでのみ検出されていた。ホットコアとは、大質量 星原始星に付随するコンパクト(≤ 0.1 pc)、高温  $(\geq 100 \,\mathrm{K})$ 、高密度  $(\geq 10^{6-7} \,\mathrm{cm}^{-3})$  な領域である。 近年、LMC の化学的に多様なホットコアの全体像が 明らかになりはじめており、CH₃OH や CH₃CN が 検出されたが、より大きな COMs は検出されず、銀 河系のホットコアと比較すると有機種が少ない。Shimonishi et al. (2020) は、LMC のホットコアを「有 機物に富む」と「有機物に乏しい」に分けられると 示唆したが、サンプル数が限られているため、さら なる観測が必要である。より大きなサンプルに基づ いてこれらが確認された場合、有機物に豊むホット コアはより大きな COMs に関連している可能性があ

る。低金属量環境における複雑な化学的性質をより 深く理解するには、LMC ホットコアのより多くのサ ンプルを分析する必要がある。

Sewilo et al. (2022) では、ALMA を用いて LMC の星形成領域 N105 の 3 つのフィールドを観測し、2 つのホットコアを検出した。これにより、当時知ら れていた LMC のホットコアが合計 6 つに増加した。 Golshan et al. (2024) により、現在までに LMC ホッ トコアは 7 つ発見されている。

# 2 Observations

観測は Cycle 7 (2019.1.01720.S)、Band 6 (275 - 373 GHz) で行われ、LMC 内の 7 つのフィールド が選択された。これらのフィールドは、COMs が検 出された LMC ホットコアと共通の特徴を持ってい る。ここでは、そのうち 3 つのフィールドの結果を示 す。これらはすべて N105 の星形成領域に位置してお り、SO 放出 (N105-1)、H₂O/OH メーザー (N105-2)、CH₃OH メーザー (N105-3) に関連している。 N105-3 については、これまで ALMA で観測された 例はない。さらに、分子や電離ガスの発光ピークを 持つ 1.2 mm 連続天体の全てに、識別文字(ピーク 強度が小さい順に A, B, C, …)を割り当てた。

全フィールドの観測は、2019年10月21日と23 日に43台のアンテナを使用して、15-783mの基 線長で実行された。スペクトル分解能は 1.21 - 1.13 km/s である。

### 3 Results and Analysis

スペクトル線の同定は、NRAOのスペクトル線デー タベース Splatalogue を使用する CASA で行われた。 その後、局所熱力学平衡(LTE)条件を仮定したモ デルの予測値とスペクトルを比較することによって、 同定が検証された。

図1は、化学的に最もリッチな天体 N105-2 A のス ペクトル(一部抜粋)である。ラインの同定により、 CH₃OH(全ての天体), CH₃CN(2 A, 2 B, 2 C), CH₃OCH₃(2 A, 2 B)の COMs が検出された。さ らに、2 A に向かって NH₂CHO が検出( $3.2\sigma$ )され たが、ケテン(CH₂CO)のラインと混合しており、 暫定的な検出にとどまった。



図 1: N105-2 A のスペクトル (一部抜粋)。信頼でき る検出を黒で、暫定的な検出を灰色で示す。COMs (CH₃OH, CH₃CN, CH₃OCH₃) や N 含有種、重水 素化分子が検出された。

図 2 は、N105-2 に向かって検出された CH₃OH と CH₃CN の積分強度図である。CH₃OH は N105-2 全 体に広がっており、コンパクトな発光と広がった発光 の両方が見られる。CH₃CN は 2 A, 2 B にコンパク トな発光が見られ、2C にかすかな発光が見られる。

複数の CH₃CN, CH₃OH, SO₂ ラインが検出され た天体について、回転解析を行うことにより、N105 の物理的条件の初期評価を行った。この解析はガス が LTE にあり、光学的に薄く、他のラインと混合さ



図 2: N105-2 に向かって検出された CH₃OH (左) と CH₃CN (右)の積分強度図。ビームサイズは左下に 示され、コントアは 1.2 mm 連続放射の分布、コン トアレベルは 3σ, 10σ, 30σ, 80σ を表している。

れていないと仮定している。各天体で CH₃OH の異 なる励起エネルギーのラインが複数検出されたため、 回転温度を確実に導出することができた。

## 4 Discussion

# 4.1 Hot Core and Hot Core Candidates

N105-2 A と 2 B の物理的・化学的性質は、それら がホットコアであることを示している(複数のトレー サーから求めた回転温度は 100 K を超え、サイズは 約 0.13 pc で、ホットコアの定義( $\leq$  0.1pc; Kurtz et al. (2000) など)と一致)。2 A と 2 B の両天体は COMs からの放射を示し、銀河系ホットコアで典型 的に観測される H₂O/OH メーザーと関連している。



図 3: 複数の遷移が検出された分子種によって決定 されたホットコア(2A,2B)とホットコア候補(1 A,2C,2F,3B)の回転温度(左)と柱密度(右) のヒストグラム。

2 C は約 95 K と高い CH₃OH 回転温度をもち、約 0.15 pc とコンパクトであるため、ホットコアである 可能性が高いが、SO₂ 温度は低い。これは高温と低 温の SO₂ 成分が混合した結果である可能性がある。 2 F は CH₃OH が 127 ± 33 K と、ホットコアであ る可能性がある。3 B は温度の不確実性が大きいが、 CH₃OH メーザーに関連していて、約 0.12 pc とコン パクトでホットコアの条件と一致している。

#### 4.2 Molecular Abundances : N 105



図 4: N105 内のすべての天体における、COMs、N 含有種、S 含有種の存在量を比較したもの。

図4から、N105-2は化学的に豊富であることが分かる。N105-3は検出された分子の種類は最も少ないが、検出された分子は他の領域で検出されたものと同程度の分子量を持っている。これは、天体のサイズが小さいか密度が低いために、輝線の強度が低下していることを示している。また、N105-1~3 すべてに対してN含有種が少ない。

2 A, 2 B, 2 C は N105 の中で唯一 CH₃CN を検 出した天体である。Mininni et al. (2021) によって、 CH₃CN は大質量星形成の初期段階のよいトレーサー であることが分かった。この結果から、CH₃CN が検 出された天体の相対的な年齢を調べることができ、2 A ~ 2 B の中で存在量が最も少ない 2 C が最も若い 天体であることが分かった。

### 4.3 Tentative Detection of Formamide

NH₂CHO は天然に存在する最も単純なアミドで、 地球上の生命誕生に重要な役割を果たすプレバイオ ティック分子の前駆体として知られている(López-Sepulcre et al. (2019))。今回、260.189 GHz の NH₂CHO 122,10 - 112,9 遷移を、ホットコア N 105-2 A に向かって  $3.2\sigma$  レベルで検出した。しかし、他 のラインと混合され、信号対雑音比が低い遷移に基 づいているため、この検出は暫定的なものと考える しかない。もし LMC における NH₂CHO の存在が確 認されれば、生物学的に重要な分子が銀河系外の低 金属量環境で初めて検出されたこととなる。

4.4 Molecular Abundances : N 105 versus Other LMC Hot Cores with COMs



図 5: 他の LMC ホットコアと COMs のアバンダン スを比較した図。同じスペクトル抽出・モデリング 技術を使用してスペクトルを再解析した。

Shimonishi et al. (2020)の定義に基づくと、ST16 は有機物に乏しい、それ以外は有機物に富むホット コアと分類できる。N113 は CH₃OH の存在量が最 も高く、ギ酸メチル(HCOOCH₃)が唯一検出され、 CH₃OCH₃ が最も確実に検出された LMC ホットコ アである。図5は、N105が ST16 などの有機物に乏 しいホットコアよりも、N113のような有機物に富む ホットコアと類似していることを示している。

## 4.5Cores

観測されたアバンダンスを比較するために金属量 を補正  $(Z_{LMC} = 0.5 Z_{\odot})$  し、LMC ホットコアと銀 河系ホットコアを比較する。



図 6: LMC ホットコアと銀河系ホットコアのアバン ダンスの比較(金属量スケーリング後)。両者での最 大の違いは N 含有種で見られる。

図 6 から、ホットコア 2 A, 2 B は Shimonishi et al. (2020) によって定義された有機物に富むホット コアに分類されることが分かる。

各銀河の物理的・化学的条件の違いは、ガスの混合 によってさまざまな環境が生じ、ホットコアの COMs の組成にばらつきが生じる可能性がある。

LMC で観測された化学的に異なるホットコアの タイプは、LMC 円盤に金属量の不均一性があれば 説明できるかもしれない。LMC の一部の化学組成 とダイナミクスは、約 0.2 Gyr 前の LMC と SMC (Z_{SMC} = 0.1 − 0.2Z_☉)の接近遭遇によって変化した 可能性がある。

LMC と SMC の潮汐相互作用の影響を受けている 領域は、影響を受けていない LMC のガスよりもダス ト対ガスの比率が低く、紫外線放射場が強く、その結 果ダストの温度が高いという特徴がある(van Loon et al. (2010) など)。ダストの含有量が少ないとい うことは、化学反応に必要なダスト粒子が少ないこ とを意味する。温かい氷の化学モデルや天体化学シ ミュレーションで予測されるように、ダストの温度 が高くなると、COMs の形成効率が低下する可能性 がある。

#### Conclusion 5

LMC 内の7つのフィールドを ALMA を用いて観 測し、そのうち LMC バー西端の星形成領域 N105 の

**Comparison to Galactic Hot** 3つのフィールドの解析を行った。N 105内の 1.2 mm 連続放射のスペクトルからさまざまな分子が同定さ れ、COMs である  $CH_3OH$ 、 $CH_3CN$ 、 $CH_3OCH_3$  を 検出し、暫定的に NH₂CHO を検出した  $(3.2\sigma)$ 。も し LMC における NH₂CHO の存在が確認されれば、 生物学的に重要な分子が銀河系外の低金属量環境で 初めて検出されたこととなり、宇宙初期の金属に乏 しい系についての洞察を与えてくれるだろう。

> 2Aと2Bの物理的・化学的性質は、ホットコア であることを示している。また、2 C, 2 F, 3 B, 1 A をホットコア候補として特定した。2 A, 2 B を 他の LMC ホットコア、および銀河系のホットコア と比較した結果、Shimonishi et al. (2020) で定義さ れた「有機物に富む」ホットコアであると結論付け た。LMC での化学的に異なるホットコアは、LMC と SMC の潮汐相互作用の結果であると考えられる。

> Sewilo et al. (2022) はより大きな COMs が低金 属量環境で形成される可能性があることを裏付けて おり、太陽系近傍と同様に、これらの系でも生命が 出現する可能性を示唆している。

> 今後、自身の研究として N105-2 を 10 倍の角分解 能で観測したデータを解析する予定である。角分解 能の向上によってより暖かい部分を見ることができ、 輝線が強くなることが予想される。2A,2Bは同じ 分子雲でできた原始星に付随していると考えられて おり、化学組成の違いから進化段階の違いの洞察を 得ることができるかもしれない。

#### Reference

Golshan et al., arXive: 2405.01710, 2024 López-Sepulcre et al., ESC, 3, 2122, 2019 Mininni et al., A&A, 653, A87, 2021 Sewilo et al., ApJL, 853, L19, 2018 Sewilo et al., ApJ, 931, 102, 2022 Shimonishi et al., ApJ, 891, 164, 2020 van Loon et al., ApJ, 139, 1553

--index へ戻る

星間b05

# 窒素を含む模擬星周有機物ダストの化学構造分析

# 妹尾 梨子

# 窒素を含む模擬星周有機物ダストの化学構造分析

妹尾 梨子 (東京大学), 左近 樹 (東京大学), 吉井 丈晴 (東北大学), 羽馬 哲也 (東京大学), 清水 俊介 (東北大学), 川口 遼 (東北大学), 尾中 敬 (東京大学)

## Abstract

未同定赤外 (unidentified infrared: UIR) バンドというブロードな赤外放射スペクトルの観測から、有機物 の分子や塵が宇宙に普遍的に存在することが示唆されている。しかし UIR バンドの担い手である有機物の化 学構造や性質はよくわかっていない。近年、窒素を含んだ QNCC という、新星に見られる UIR バンドの特 徴をよく再現する実験模擬物質が作られた。QNCC の分析から、新星の UIR バンドに特徴的な 8 µm バン ドはアミンの含有に起因すると解釈されているが、その詳細な化学構造の理解には至っていない。そこで、 炭素材料分野で用いられる「高温真空 TPD」と「X 線光電子分光法 (XPS)」を用いて、QNCC と、QNCC の材料となる filmy QCC の分析を行った。「高温真空 TPD」とは、高真空下で一定温度で試料を加熱し、脱 離ガスの種類と量を連続的に計測することで、脱離ガス種と脱離温度から試料の化学構造を調べる手法であ る。その結果、filmy QCC は、(1) アルキル基 (C_nH_{2n+1}-) が少なく H で終端された構造を多く持つこと、 (2)sp3 炭素 (ダイヤモンドのような構造) が多い構造を持つことがわかった。QNCC は、(1)H で終端された 構造が多いこと、(2)filmy QCC よりも sp2 炭素が多いこと、(3) 窒素はアミン修飾ナノダイヤモンドが持つ アミンと類似している可能性があることがわかった。なお、本内容は Senoo et al. in preparation の一部に 基づくものである。

### 1 Introduction

未同定赤外 (unidentified infrared: UIR) バンドと は、芳香族や脂肪族の C-C 結合や C-H 結合に起因す ると考えられている赤外放射フィーチャーのことで あり、宇宙でひろく観測されている (Tielens 2008)。

天体によって UIR バンドのピーク位置やピーク形 状が異なっており、主に Class A, B, C に分類され ている (Peeters et al. 2002)。Class A は HII 領域、 反射星雲、ISM に見られ、Class B は惑星状星雲や post-AGB 天体、ハービッグ Ae/Be 星に見られてい る。これらの UIR バンドは、気相の多環式芳香族炭 化水素 (polycyclic aromatic hydrocarbon: PAH) 分 子と、あるいは、PAH を含んだ物質が、紫外線によ り励起して赤外線の蛍光を放つことに起因するもの と考えられている。一方で Class C は炭素に富んだ post-AGB 星や古典新星、かんむり座 R 型変光星、 ウォルフ・ライエ星で観測されている。これらの天体 では加熱源の近くにある炭素質粒子がエネルギー平 衡に達し、熱放射プロセスを通じて放たれる赤外線 が UIR バンドの起源であると考えられている (Endo et al. 2021)。宇宙でひろく UIR バンドが観測されて いることから、UIR バンドの担い手である有機物は 銀河系の中で主要な物質であると考えられるが、そ の詳細な化学構造は解明されていない。

UIR バンドの担い手となる有機物を直接手にする ことは困難なため、実験で UIR バンドを再現する ような模擬物質を実験で生成する研究が行われてい る。特に近年、古典新星の周りに見られる UIR バ ンドのピーク位置と形状をよく再現する模擬物質 (quenched nitrogen-included carbonaceous composite: QNCC) が作られた (Endo et al. 2021) (図 1)。 同研究により、QNCC は窒素を 3-5 %含み、アミン (例:芳香族化合物に-NH2や-NH-が置換した化合物) が古典新星周りの UIR バンドに特徴的な 8 µm 付近 の幅の広いスペクトルを発するのに重要であること が示唆された。しかしながら、観測される 8 µm バ ンドの中心波長位置は新星の観測時刻や天体間で異 なり、また実験室で合成する QNCC の 8 µm のバン ドの波長位置も実験条件によって同規模に変化する が、その原因は明らかではない。そのため、UIR バ ンドを再現するために必要な化学構造についてより

詳細な理解が必要である。



図 1: 古典新星周りの赤外線スペクトルと QNCC の 赤外線スペクトルの比較 (Endo et al. 2021 より)

炭素材料分野では、炭素材料の詳細な化学構造を 知るために、高温真空昇温脱離法(temperature programmed desorption: TPD) と X 線光電子分光法 (X-ray photoelectron spectroscopy: XPS) が用い られている。高温真空 TPD とは、近年、東北大学多 元物質科学研究所の吉井丈晴助教らが開発した改良 型昇温脱離分析装置であり、高真空下で一定温度で 昇温し脱離ガスの種類と量を測定することで、エッ ジサイトの種類と量がわかる装置である (Ishii et al. 2014, Yoshii et al. 2024)。高温真空 TPD は炭素材料 に含まれる図2のような窒素の存在形態を明らかに することもでき (Yoshii et al. 2024)、試料全体の分 析ができる高温真空 TPD と、光電効果により試料表 面の化学結合状態を知ることができる XPS を組み合 わせて用いることで、詳細な化学構造を調べられる。 そこで本研究では、高温真空 TPD と XPS を用いて、 模擬星間有機物ダストである QNCC と、QNCC の材 料として用いる filmy QCC(quenched carbonaceous composite; メタンガスプラズマの凝縮により生成さ れる炭化水素の模擬ダスト)(Sakata et al. 1984) を分 析し、詳細な化学構造を調べた。



#### 図 2: 高温真空 TPD からわかる窒素含有形態の例

### 2 Methods

#### 2.1 Sample preparation

まず、QNCC の材料となる filmy QCC を合成し た。先行研究 (Sakata et al. 1984) に倣い、メタンガ スに 300 W、2.45 GHz を適用して作ったプラズマガ スを急冷凝縮して作成した。続いて Endo et al. 2021 に倣って QNCC を作成した。filmy QCC を石英管に セットし、窒素ガスを 4 torr で一定となるように導 入した。そこに 300 W、2.45 GHz のマイクロ波を適 用して、ガス化した filmy QCC と窒素ガスからなる プラズマガスを急冷凝縮することで、QNCC を作成 した。

#### 2.2 Sample analysis

Japan Spectroscopic Company (JASCO) IRT-5200 FT-IR Microscope を用いて赤外スペクトルを 取得した。光源は AlKa (1486.6 eV) を用いた。C1s は 294–274 eV、N1s は 412–386 eV のエネルギー範 囲で測定した。

filmy QCC, QNCC のエッジサイトの量や種類を知 るため、東北大学材料科学高等研究所 東北大学多元 物質科学研究所 西原研究室が所持する高温真空 TPD を用いた (Ishii et al. 2014, Yoshii et al. 2024)。filmy QCC / QNCC を Si 基板から剥がして高温真空 TPD の試料ホルダにセットし、 $^{-10^{-5}}$  Pa の高真空中で、 100-1600 °Cの温度範囲で 10 °C/min で昇温し、脱離 ガスを四重極型質量分析計 (Transpector MPH100M, INFICON) を用いて測定した。

試料表面の化学結合状態を知るため、JPS-9200 (JEOL)を用いて X-ray photoelectron spectroscopy (XPS)を行った。

# 3 Results

赤外線スペクトルについて、QNCC は材料である filmy QCC とは異なり、古典新星に見られる特徴的 な 8 μm 付近のスペクトルを示した (図 1 参照)。

高温真空 TPD の結果について、filmy QCC も QNCC も、H₂の脱離が多く (1350  $\mu$ mol/g 程度)CH₄ や C₂H₄ の脱離ガスが少なかった (25-148  $\mu$ mol/g 程 度)。このことから、filmy QCC も QNCC も、H で終 端された構造を多く持ち、アルキル基 (C_nH_{2n+1}-)が 少ない構造を持つことがわかった。また主に sp2 炭素 からなる炭素材料の水素の脱離ガススペクトルと異 なり低温で脱離していることから、主に sp2 炭素から なる構造ではないことが考えられる。QNCC の結果 について、窒素を含む脱離ガス (NH₃、HCN、N₂) に 着目すると、図2に示されたような窒素含有形態とそ の量比がわかる (Yoshii et al. 2024)。窒素を含む脱 離ガスはほとんどが HCN であり、HCN の脱離は約 600-1400 °C付近で起きていた。この脱離は、Yoshii et al. 2024と比較すると、pyrydinic-Nの脱離温度域 と類似しており、また Kawaguchi in prep. で測定さ れたアミン修飾ナノダイヤモンドのアミンが脱離し た際に見られる HCN の脱離ガススペクトルとよく 似ていた。このことから、QNCC には pyrydinic-N やアミン修飾ナノダイヤモンドに存在するアミンが 存在している可能性が示唆された。また高温で N2 の 脱離は確認できなかったことから、graphitic-N はほ とんど存在していないことがわかった。

XPS の結果について、filmy QCC の C1s は 284.5 eV が sp2 炭素 (グラファイト的な構造)、285.3 eV が sp3 炭素 (ダイヤモンド的な構造)、286.5、287.5 eV が CO を含んだコンタミネーション由来である として (Roy et al. 2005, Zhou et al. 2015)、ガウ スローレンツ関数でフィッティングを行なった。そ の結果、filmy QCC は主に sp3 炭素からなっている ことがわかった。QNCC の C1s についても同様に、 284.5 eV が sp2、285.3 eV が sp3、287.5 eV が CO を含んだコンタミネーション由来であるとし、さら に、窒素を含んだサンプルであるため、285.8 eV が C=N、286.9 eV が C-N 由来であるとして (Yan et al. 2004) フィッティングを行なった。その結果、QNCC は filmy QCC よりも sp2 炭素が多いことがわかっ た。QNCCのN1sについては398.5 eVが pyridinic-N、400.5 eV が pyrrolic-N、amino-N、401.2 eV が graphitic-N 由来であるとして (Yoshii et al. 2024, Guo et al. 2016) フィッティングを行なった。その結 果、QNCCは pyridinic-N 由来のピークが最も多く、 次いで pyrrolic-N, amino-N 由来のピークが多いとい う結果になった。これは、高温真空 TPD で得られた pyidinic-N や amino-N を多く含むという示唆と整合 的である。

### 4 Discussion

filmy QCC は、高温真空 TPD の結果からアルキ ル基 (C_nH_{2n+1}-) が少なく H で終端された構造が多 いこと、高温真空 TPD の脱離温度と XPS の結果か ら sp3 炭素が多いことがわかった。このことから、ダ イヤモンドライクカーボンや水素化ダイヤモンドの ような化学構造を持っていると考えられる。

QNCC は、高温真空 TPD の結果からアルキル基 が少なく H で終端された構造が多いこと、XPS の 結果から filmy QCC よりも sp2 炭素が多いことがわ かった。

また、QNCC に存在する窒素の多くは、アミン修 飾ナノダイヤモンドが持つアミンと類似したアミン や pyrydinic-N といったアミンとして存在している ことが示唆された。

# 5 Conclusion

UIR バンドの担い手のより詳細な化学構造を知る ため、その模擬物質である QNCC とその材料であ る filmy QCC の化学構造を調べた。その結果、filmy QCC はアルキル基が少なく H で終端された構造を 多く持ち、sp3 炭素が多いこと、QNCC はアルキル 基が少なく H で終端された構造が多く、filmy QCC よりも sp2 炭素が多いこと、窒素はアミン修飾ナノ ダイヤモンドが持つアミンと類似している可能性が あることがわかった。

今後、分析を進めて UIR バンドと化学構造の対応 を明らかにし、TAO/MIMIZUKU を用いた新星の観 測へと繋げたい。

## Acknowledgement

東北大学の西原研究室の皆様、研究内容へのコメ ントをくださった宮田隆志先生、上塚貴史先生に大 変お世話になりました。心より感謝申し上げます。

#### Reference

Tielens, A.G.G.M., 2008, ARA&A, 46, 289

Peeters, E., Hony, S., Van Kerckhoven, C., Tielens, A.G.G.M., Allamandola, L. J., Hudgins, D.M., Bauschlicher, C.W., 2002, A&A, 390, 1089

- Endo, I., Sakon, I., Onaka, T., Kimura, Y., Kimura, S., Wada, S., Helton, L.A., Lau, R.M., Kebukawa, Y., Muramatsu, Y., Ogawa, N.O., Ohkouchi, N., Nakamura, M., Kwok, S., 2021, ApJ, 917, 103
- Ishii, T., Kashihara, S., Hoshikawa, Y., Ozaki, J., Kannari, N., Takai, K., Enoki, T., Kyotani, T., 2014, Carbon, 80, 135
- Yoshii, T., Nishikawa, G., Prasad, Shimizu, S., Kawaguchi, R., Tang, R., Chida, K., Sato, N., Sakamoto, R., Takatani, K., Moreno-Rodríguez, D., Škorňa, P., Scholtzová, E., Szilagyi., Nishihara, H., 2024, Chem, 10, 1
- Sakata, A., Wada, S., Tanabe T., Onaka T., 1984, ApJ, 287, 51L
- Roy, S.S., McCann, R., et al. 2005, Thin Solid Films,  $482,\,145$
- Zhou, K., Ke, P., Li, X., Zou, Y., Wang, A., 2015, Applied Surface Science, 329, 281
- Yan, X., Xu, T., Chen, G., Yang, S., Liu, H., 2004, Applied Surface Science, 236, 328
- Guo, D., Shibuya, R., Akiba, C., Saji, S., Kondo, T., Nakamura, J., 2016, Science, 351, 361

Kawaguchi, R., et al., in preparation

——index へ戻る

星間b06

星間ガス乱流と宇宙線加速の相互作用によるフェルミ バブルの解明に向けた2相ガスシミュレーション

# 稲元 燎平

# 星間ガス乱流と宇宙線加速の相互作用によるフェルミバブルの解明に向け た2相ガスシミュレーション

稲元 燎平 (東京大学大学院 理学系研究科 M1)

#### Abstract

銀河ハロー中には γ 線領域と、それを包み込むような X 線領域で構成されるフェルミバブルという巨大な ガス構造がある。しかしながら、このようなガスが定常的に存在する理由はいまだに知られていない。その 解決への鍵として、近年宇宙線 (CR) が注目されている。CR とガスがどのように相互作用するのかを知る ために Armillotta et al. (2024) を読解した。この論文では、様々な温度、密度、速度を持つ多相な星間ガス が存在する環境下で、CR 流体とガス流体の加速と減速について調べるために 2D の MHD シミュレーショ ンを実行し、その結果背景ガスによって異なる加速のシナリオを得た。本稿ではそのシミュレーションのレ ビューとともに結果に対して私の物理的解釈を与え、自身の 2D テスト計算の現状と展望を述べる。

## 1 Introduction

2010年に Fermi の観測により、厚さ約1 kpc 程の 天の川銀河円盤上空に全長 10 kpc 程と推定されるガ ンマ線の放射領域が観測された。この領域はフェル ミバブル (Su et al. 2010) と呼ばれており、従来のモ デルでは、銀河中心の超大質量ブラックホールから のジェットや超新星爆発のエネルギーがガンマ線を 放つ高エネルギー粒子を生成し、銀河風として噴き 出して構造を形成すると考えられていた。

しかしこのようなモデルでは、バブルの外縁領域で X線を放出するような定常的に熱い星間ガスの存在 を説明できず、このようなガスの存在機構は未だ知 られていない。というのは、銀河円盤やダークマター ハローの重力と冷却の効果によって、ガスは1 Myr ほどで降着してしまうからである。

これらの矛盾を説明するためには新たな物理的要因 を考える必要があり、私は宇宙線(CR)が解決の鍵 になると考えている。CRとガスは collisionless であ るが、磁場が存在する場合には磁場を介した相互作 用を考えることが出来る (Wentzel 1974)。このよう な微視的な相互作用を通じて巨大で定常的なガス領 域の存在の謎を解明する可能性を私は模索している。 本稿で紹介する Armillotta et al. (2024) では、現実 的な温度分布や速度分布を持つ星間ガスを生成し、宇 宙線との相互作用を含めた MHD シミュレーション を行った。本稿では銀河面から注入されたガスの性 質が異なる場合、ガスと CR の加速の様子がどのよ うに変化するかについて、得られたシミュレーション の結果を紹介する。さらに、結果の解釈と原因とな る物理過程についてのシンプルな考察を述べる。最 後に、将来的なシミュレーションに向けたオイラー 方程式についての自身の 2D テスト計算について報 告する。



図 1: 放出されたガスのシナリオの一つ/CR がガス を支えるかもしれない

### 2 Methods

#### 2.1 Basic equations

ideal MHD を仮定する。 基礎方程式は

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

$$\frac{\partial(\rho \boldsymbol{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \boldsymbol{v} \boldsymbol{v} + P_t \overset{\leftrightarrow}{\boldsymbol{I}} + \frac{B^2}{8\pi} \overset{\leftrightarrow}{\boldsymbol{I}} - \frac{\boldsymbol{B}\boldsymbol{B}}{4\pi}\right) \\ = -\rho \nabla \Phi + \sigma_{tot}^{\leftrightarrow} \cdot \left[\boldsymbol{F}_c - \boldsymbol{v} \cdot (\boldsymbol{P}_c + e_c \overset{\leftrightarrow}{\boldsymbol{I}})\right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ \left( e + P_t + \frac{B^2}{8\pi} \right) \boldsymbol{v} - \frac{\boldsymbol{B}(\boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{v})}{4\pi} \right] \\
= -\rho \mathcal{L} - \rho \boldsymbol{v} \cdot \nabla \Phi \\
+ (\boldsymbol{v} + \boldsymbol{v}_s) \cdot \overleftarrow{\boldsymbol{\sigma}}_{tot} \cdot [\boldsymbol{F}_c - \boldsymbol{v} \cdot (\overleftarrow{\boldsymbol{P}}_c + e_c \overleftarrow{\boldsymbol{I}})] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \nabla \times (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) = 0 \tag{4}$$

$$\frac{\partial e_c}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{F}_c 
= -(\boldsymbol{v} + \boldsymbol{v}_s) \cdot \overleftrightarrow{\boldsymbol{\sigma}}_{tot} \cdot [\boldsymbol{F}_c - \boldsymbol{v} \cdot (\overleftrightarrow{\boldsymbol{P}}_c + e_c \overleftrightarrow{\boldsymbol{I}})] 
-\Lambda_{coll} n_H e_c$$
(5)

$$\frac{1}{v_m^2} \frac{\partial \boldsymbol{F}_c}{\partial t} + \nabla \cdot \stackrel{\leftrightarrow}{\boldsymbol{P}}_c = -\stackrel{\leftrightarrow}{\boldsymbol{\sigma}}_{tot} \cdot [\boldsymbol{F}_c - \boldsymbol{v} \cdot (\stackrel{\leftrightarrow}{\boldsymbol{P}}_c + \boldsymbol{e}_c \stackrel{\leftrightarrow}{\boldsymbol{I}})] \\ -\frac{\Lambda_{coll} n_H}{v_p^2} \boldsymbol{F}_c \qquad (6)$$

となる。それぞれの物理量について記述する。 $\rho$ はガス 密度、vはガス速度、Bは磁束密度、eはガスのエネル ギー密度を表し $e = (1/2)\rho v^2 + P_t/(\gamma - 1) + B^2/8\pi$ 、  $P_t$ はガスの熱的圧力を意味し、ガスに関しては非 相対論的な比熱として $\gamma = 5/3$ を仮定する。 $e_c$ は CRのエネルギー密度で、 $F_c$ はエネルギーフラック ス、 $\overrightarrow{P}_c$ は CRの圧力テンソルを指す。相対論的な比 熱として $\gamma_c = 4/3$ である。したがって $P_c = e_c/3$ となる。 $v_m$ は CRの最大伝播速度を表す。 $\Phi$ はガ スの自己重力を含まない、銀河円盤とダークマター ハローによる重力ポテンシャルである。 $v_s$ は CRの ストリーミング速度を意味する。CR はジャイロ運 動をしながら磁場に沿って進むため、ストリーミン グ速度とは磁場平行方向に CR が移動する速度を意 味する。 $\rho \mathcal{L}$  は net cooling function であり、 $\rho \mathcal{L} = n_H(n_H\Lambda(T) - \Gamma)$ と書ける。 $T < 2 \times 10^4$  K の温度領 域では Koyama & Inutsuka (2002)の値を採用し、 より高温領域では Sutherland & Dopita (1993)の値 を採用した。 $\sigma_{tot}^{\leftrightarrow} \cdot [F_c - (4/3)e_c v]$ は CR とガスの運 動量の交換を意味する。 $\sigma_{tot}$  は散乱係数であり、イ オンのアルフベン速度  $v_{A,i}$  に対し

$$\sigma_{tot}^{-1} = \sigma_{\parallel}^{-1} + \frac{v_{A,i}}{|\hat{B} \cdot \nabla P_c|} (P_c + e_c) \tag{7}$$

と書ける。

ガスは重力による運動量フラックスと、CR がガスに 渡す運動量フラックスを受け、これらによりガスの 加速、減速が決まる。ガスの速さは CR による仕事、 重力、冷却によって決まる。

#### 2.2 Simulation method

Arimillotta et al. (2024) では初期条件のガスやCR の物理量は、銀河の星形成と超新星フィードバックを 解くTIGRESSシミュレーションを用いて計算し、そ れらを常にz = 0.5 kpc から境界条件として注入する。 まず、それらのガスを注入して CR とガスの相互作用 を考慮しない計算を行う(Armillotta et al. 2022)。 その後に CR とガスの相互作用を有効にし、その時 点をt = 0として上記の基礎方程式に従ってシミュ レーションを実行する。初期条件でモデルを場合分 けしており、論文中で M1-HW-HPCR model, M1-WW-HD model とされるモデルを、それぞれ本稿 中で hot model, warm model とする。論文中では

gas	Т	$n_{H,0}$	$v_{z,0}$	$v_{A,z}$	$P_{c,0}/k_B$
	Κ	/cc	$\rm km/s$	$\rm km/s$	$\rm K/cm^3$
hot	$10^{7}$	$4 \times 10^{-4}$	350	2	$9.5  imes 10^3$
warm	$10^{4}$	$10^{-1}$	15	12	$6.9\times 10^3$

表 1: 注入する ISM と CR の主要な初期条件

より多くの初期条件で検証しているが、本稿では上 記の2通りの初期条件で議論する。シミュレーショ ンボックスの上面では自由境界条件を、左右の境界 (x = 0.5 kpc, x = -0.5 kpc) には周期境界条件を採 用している。

### **3** Results

図2はシミュレーション結果の一部である。異な る温度や密度、速度を持つ二相のガス領域が形成さ れていることがわかる。以下、2つの初期条件で生じ



図 2: t = 1 Myr でのスナップショット/左からそれ ぞれガスの温度、CR の圧力、ガスの速度を意味す る/Armillotta et al. (2024) の Figure 3 より引用

た違いについて考える。

#### 3.1 Hot model

注入したガスが hot な時は CR がガスから運動量 を受け取っている。CR の圧力が上昇し、ガスが減速 するという結果になった。



図 3: injection が hot な場合/ $\mathcal{F}_{p,MHD}$  は 0.5 kpc で のガスの運動量フラックスで W は重力による運動 量フラックス/ $\Delta \mathcal{F}_p$  はそれぞれの 0.5 kpc における 値からの差分を意味する/Armillotta et al. (2024) の Figure12 より引用

#### さかった hot model に比べ、warm model ではより 大きい割合の運動量を交換している。



図 4: injection が warm な場合/Armillotta et al. (2024)の Figure 16より引用

#### 4 My interpretation

Armillotta et al. (2024) では簡潔な考察がされて おらず、したがってこの章では私の物理的解釈を述 べる。磁場は磁力線凍結によりガス流体に束縛され て動く。CR はジャイロ運動をしながら磁場水平方向 に $v_s$ で移動する。流体素片の重心に対する静止系を 考えると、注入された時点ではガス速度の outflow 成 分が優勢だが、冷却や重力により inflow 成分が増え てくると outflow と inflow が混ざって強い乱流が生 じる。ガスの乱流領域ではガスに伴って磁場にも乱 れが生じる。磁場に従って CR の軌道も乱れてしま い、運動量保存則から磁場を介して z 軸方向の運動 量をガスに渡すことになる。



図 5: ガスの乱流領域のイメージ/ここでの v は流体 素片の重心速度

#### 3.2 warm model

hot の場合とは逆に、warm model ではガスが CR から z 正方向の運動量を受け取る。また、注入した 運動量フラックスに対して運動量の交換の割合が小 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

#### 4.1 CR とガスの加速と減速

warm model の場合は hot model と比較して注入 されるフラックスが小さいため、平均して CR のス トリーミング速度よりもガス速度が小さくなる。す ると CR が銀河円盤側からガス塊に流入する状況が 増え、前述したプロセスにより CR がガスを加速す ることになる。一方 hot model の場合は、平均して CR のストリーミング速度よりもガス速度の方が速い ため、warm model の場合と逆になりガスが CR を 押し上げて CR が加速される。つまり、両者の速度 の大小関係で加速か減速かが決まる。



図 6: 上図は warm 領域の場合/下図は hot 領域の 場合

#### 4.2 加速率

ここでは、warm model の方が hot model に比べ て加速率が大きい理由を考察する。これは言い換え れば、CR がどれだけの力をガスに与えるかという 問題でもある。前述した通り inflow がある場合の *n* の増大に伴って *nc* が増大し、定常状態では *ncvs* が 一定であることを考えれば、CR のストリーミング 速度は減速することになる。減速した分だけガスに 運動量を渡していることになる。つまり鍵となるの は密度勾配、圧力勾配であり、圧力勾配は CR がガ スに加える力に相当する。

outflow に対して inflow の占める割合は warm model の方が hot model より大きく、その領域で  $n_c$  も大幅 に増大し、CR の圧力勾配  $\nabla P_c$  が大きくなる。した がって注入されるフラックスに対してより多くの仕事 をしていることになる。一方 hot model では outflow の占める割合が圧倒的に大きく、CR  $in_c$  の変化を ほとんど感じない。したがって warm model に比べ るとガスが CR にする仕事は小さくなる。

### 5 Conclusion & Prospect

注入するガスが熱い場合ではガスが CR を銀河遠 方に押し出し、より低温の暖かいガスを注入した場 合ではより強く CR がガスを銀河遠方に加速するこ とを示し、これらの結果についての私見を記述した。 宇宙線とガスの相互作用を考慮する場合、ガスは降 着するだけではなく状況によっては CR によって押 し上げられることが分かった。CR によるガスの加速 は、フェルミバブルの定常性を説明するための重要 な要素になると期待される。

Armillotta et al. (2024) では CR を流体として扱っ ているが、実際には CR の分布関数を考慮した計算 が望まれる。また、フェルミバブルの再現のために はシミュレーション範囲を限定せず、よりバブル領 域全体でのシミュレーションを実行する必要がある。 将来的により発展したシミュレーションを行うため の第一段階として、私は 2D オイラー方程式の計算を 行った。次の段階として、磁場や重力や冷却の効果 を入れた高次精度での計算の実装を目標としている。



図 7: 密度の時間変化のスナップショット/接触不連 続面と衝撃波が見える

#### Reference

- [1]  $\,$  Su 2010 Apj  $\,$
- [2]  $\,$  Armillotta et al. 2024 ApJ  $\,$
- [3] Wentzel 1974 Araa
- [4] Armillotta et al. 2022 ApJ
- [5] Sutherland & Dopita 1993 ApJ
- [6] Koyama & Inutsuka 2002 ApJ

-index へ戻る

星間b07

超新星残骸の熱的・非熱的放射計算から探る超新星爆 発の系統的理解

# 河嶋 岳

# 超新星残骸の熱的・非熱的放射計算から探る超新星爆発の系統的理解

河嶋 岳 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

超新星爆発 (Supernova; SN) の観測的多様性は、親星の性質や質量放出起源の星周物質 (Circumstellar material; CSM) 由来とされているが、その対応関係には不確定な部分が多い。また、SN により生じる衝撃 波は、時間とともに外側向きの順行衝撃波と内側に逆戻りする逆行衝撃波を形成し、主に後者で加熱された 爆発噴出物の熱的放射と、主に前者で CSM を衝撃波加熱して生じる高エネルギー荷電粒子の非熱的放射が 観測される。これらの放射は電波からガンマ線にわたる多波長域で爆発後数百年から数万年にかけて明るく、 内側の構造も含めて超新星残骸 (Supernova remnant; SNR) と呼ばれる。SNR のスペクトルや光度曲線に は CSM の分布が反映されるため、その再現は親星のモデル構築や爆発前活動への制限に繋がる。Yasuda & Lee (2019) では有力な宇宙線の加速機構と目されている DSA 理論を取り入れて非熱的放射を計算し、様々 な CSM 環境下で SNR のスペクトル等を再現している。他方、Court et al. (2024) では非電離平衡モデル を含んだ一次元流体シミュレーションにより熱的放射を計算し、Ia 型 SNR を対象として、親星が惑星状星 雲内で爆発する場合に期待される爆発前環境モデルによって、観測をカバーする結果を得たとしている。本 発表ではこれらの論文をレビューする。熱的・非熱的放射を同時に計算することは、SNR の各場所で起こっ ている物理を定量できることに繋がる。自身の研究では、それを可能とする包括的なコードを開発し、多種 多様な SN/SNR の系統的理解を目指す研究を進めつつあるため、その進捗と展望についても議論する。

## 1 Introduction

超新星爆発 (SN) は宇宙でも有数の高エネルギー 現象で、可視光で明るく光る。その輝きは天球上で ~10² 日程度続き、爆発噴出物が外側へ広がるのに 伴って徐々に暗くなる。SN はスペクトルと光度進化 の特徴によってタイプ分け (Ia、Ib、…、IIL、IIP、…) されており、それらはさらに爆発メカニズムの違い から Thermonuclear 型 SN (SNIa) と Core-collapse 型 SN (CCSN) に最も大きく分かれていると考えら れている。ただしその詳細には謎が多く、爆発前の 親星の特徴や周囲の環境といった、SN の観測的多様 性の起源には大きな未解決領域がある。

可視光域で暗くなった後も、爆発により生じる衝 撃波と物質との相互作用によりこの構造は電波から ガンマ線にわたる多波長域で光り続ける。放射状に 広がる衝撃波の内側にある物質も含めた全体は超新 星残骸 (SNR) と呼ばれ、~ 10⁴ 年程度の寿命を持つ。 爆発により生じる衝撃波は周囲の物質と衝突してだ んだんと速度を落とし、爆発噴出物との相対速度に より第二の衝撃波を生成する。後者の衝撃波は時間 とともに内側へ進行するようになるため逆行衝撃波 (Reverse shock; RS) と呼ばれ、これと区別するため 前者は順行衝撃波 (Forward shock; FS) と呼ばれる。

主に RS により衝撃波加熱された電子やイオンは マクスウェル分布に従い、輝線や熱制動放射のスペ クトルとして観測される。スペクトルからは熱的ガ スの元素組成が分かるため、爆風内部の元素、すな わち親星を構成していた物質や爆発によって新たに 合成された物質を特定することが可能である。この 放射は次に述べる放射と区別して熱的放射と呼ばれ る。

10,000 km/s ほどの高速度を持つ FS によって衝 撃波加熱された、高エネルギーな非熱的粒子(≒ 宇 宙線)の存在が特に電波・硬 X 線観測によって明ら かにされている。素過程としては宇宙線電子による 逆コンプトン散乱・シンクロトロン放射や、宇宙線 陽子による π⁰ 崩壊がある。FS は、外向きに伝播し ていくため CSM の性質(密度・磁場)に強く依存し ており、また放射は素過程の違いにより異なる CSM 密度依存性を見せる。従ってこの非熱的放射の観測 からは SN の周りの CSM 分布を知ることができ、こ れは爆発前の親星の質量放出及び進化モデルに制限 を与えることができる。

自身の研究では、SNR を再現することによる爆発

前のモデルと爆発後の観測の接続を目指し、一次元 流体数値シミュレーションを行う。SNR 内部の流体 計算にはラグランジュ形式とオイラー形式があり、 Yasuda & Lee (2019) は前者、Court et al. (2024) は後者で計算した先行研究である。SN の多様性の解 釈には爆発前環境の詳細な再現が不可欠であるのに 対し、ラグランジュ形式の流体計算では細部に至る 計算を行うと計算時間が膨大になるという問題点が 生じる。そこで、SNR 内部の各場所で行っている物 理を調査する本研究においては、流体計算を行う際、 ラグランジュ形式よりも計算時間を短縮できるオイ ラー形式を用いている Court et al. (2024) の手法を さらに進めることにより、詳細な環境の情報を得る ことを目標とする。以下ではその前段階として、先 述の二つの研究で用いられているモデルと結果、得 られる爆発前環境の情報についてレビューする。

#### 2 Methods

# 2.1 DSA 理論を用いた非熱的放射計算 (Yasuda & Lee 2019)

地上でも観測される宇宙線は、SNRの衝撃波で生 成された非熱的粒子であると考えられている。その 最も有力な加速機構は、一次 Fermi 加速 (Bell 1978) もしくは Diffusive shock acceleration (DSA) 理論と 呼ばれる理論である。DSA 理論では、荷電粒子が磁 場の乱流で衝撃波面を何度も横断することにより確 率的にエネルギーを獲得する。流体運動に対して粒 子加速のタイムスケールが十分短いとして、分布は Diffusion-Convection 方程式

$$[u(x) - v_A(x)]\frac{\partial f}{\partial x} - Q_{inj}(x,p) = \frac{\partial}{\partial x} \left[ D(x,p)\frac{\partial f}{\partial x} \right] + \frac{d[u(x) - v_A(x)]}{dx} \frac{p}{3} \frac{\partial f}{\partial p}$$
(1)

の解 f(x,p) に従うとして計算している。一方 で、これにより決まる宇宙線の分圧  $P_{CR} \equiv \frac{4\pi}{2} \int p^3 v(p) f(x,p) dp$  は

$$P_{\rm tot} = P_{\rm g} + P_{\rm CR} + P_{\rm B} \tag{2}$$

の形で流体計算の物理量 *P*tot に影響する。Yasuda & Lee (2019) では、ラグランジュ形式の一次元流体シ ミュレーションにより運動を計算し、その各タイム ステップで DSA 計算を行うことにより非熱的放射の スペクトルを得て、さらにそのフィードバックを流 体計算に返すことにより流体シミュレーション自体 の精度も上げるコードを用いている。

# 2.2 Planetary Nebula モデルでの熱的 放射計算 (Court et al. 2024)

Court et al. (2024) の計算手法としては、流体と非 平衡プラズマの計算を行う 1 次元コード ChN (e.g., Lee et al. 2012) を用いている。計算されたプラズマ の状態をもとに、熱的 X 線スペクトルを生成してい る。

SNIaの最も有力な爆発前モデルとしては、白色矮 星に RG 星や AGB 星から質量が降り積もって爆発 する Single degenerate (SD) channel と、白色矮星の 連星が合体することにより爆発する Double degenerate (DD) channel が考えられてきた。ところが実 際の観測では、DD よりも SD の方がよく説明できる SN/SNR がいくつも見つかっているのにも関わらず、 SD の場合のドナー星の形跡が一例も見つかっていな いという大きな問題点がある。Court et al. (2024) で は、WD とドナー星の連星が共通外層期を経た後に つくる Planetary nebula (PN) の中で SNIa が爆発 した場合、多くの SNIa 観測を説明できるという立 場でシミュレーションを行っている。使用している PN のモデルとしては、ドナー星が AGB 星か RGB 星か、また PN が作られてからどれだけの時間経過 後に爆発したか、という点の異なる4つのモデルを 用いている (図1)。

### **3** Results and Discussions

Yasuda & Lee (2019) の非熱的放射計算では、SNR が進化する外側の環境として、一様 ISM の場合 (図 2) と、親星の定常的な質量放出を仮定した power-law CSM の場合 (図 3) のモデルを用いたそれぞれの結果 のエネルギースペクトルについての結果を考察して いる。  $\gamma$ 線を出す逆コンプトン散乱と  $\pi^0$  崩壊はメ カニズムの違いから、放射率  $\epsilon$  に

 $\epsilon_{\rm IC} \propto n_{\rm CR, electron} n_{\rm target} \propto n_{\rm CSM}$  (3)

$$\epsilon_{\pi^0} \propto n_{\rm CR, proton} n_{\rm CSM} \propto n_{\rm CSM}^2 \tag{4}$$



図 1: 4 つの PN モデルの初期密度 (Court et al. 2024)。実線は赤道方向、点線は極方向に対応している。



図 2: 一様 ISM モデルの場合のエネルギースペクト ルの時間進化 (Yasuda & Lee 2019)

という密度依存性があり、逆コンプトン散乱と $\pi^0$ 崩壊 のどちらが卓越しているかに影響する。 $T_{age} = 50yr$ 



図 3: power-law CSM の場合のエネルギースペクト ルの時間進化 (Yasuda & Lee 2019)

では、例えば  $n_{ISM} = 0.1 [cm^{-3}]$ の一様 ISM モデルで 逆コンプトン散乱、 $\dot{M} = 10^{-5} [M_{\odot}/yr]$ の power-law CSM モデルで  $\pi^0$ 崩壊の成分が優勢であることが読 み取れる。さらにこれら二つのモデルでは時間経過 とともに逆コンプトン散乱と  $\pi^0$ 崩壊の放射率が入れ 替わるようになっている。このようなモデルに対す るエネルギースペクトル特性を調べることは、逆に 観測からのモデル制限に繋がる。

Court et al. (2024)の熱的放射計算では、4つの PN モデルのスペクトルの FeKα のエネルギーを観測さ れた SNR のものと比較し、Old, Low M(PN 形成後長 時間経過・ドナーが RGB 星)のモデルが IaSNR の観 測をカバーしたとしている図 4。さらにこれは、爆発 メカニズムの違いにより、Ia と CC を FeKα のエネル ギーで判別することができるとしている Yamaguchi et al. (2014)の結果にも対応していると述べている。

# 4 Conclusion and Future Work

SNR からの放射における熱的成分と非熱的成分の 情報は、親星や爆発前環境の制限に繋がり、これら は SN の多様性を理解する重要な手掛かりである。 Yasuda & Lee (2019) ではラグランジュ形式の流体


図 4: Old, LowM モデルと観測の FeKα エネルギーの 比較 (Court et al. 2024)。赤/青のマーカーはそれぞ れ Suzaku と Chandra で観測された Ia/CC SNR で ある。塗り潰されている部分は赤道-極方向でカバー する範囲を表す。

シミュレーションに DSA 理論を取り入れ、異なる周 囲環境での非熱的成分を計算している。Court et al. (2024) ではオイラー形式の流体シミュレーションに 基づいて熱的成分を計算し、Ia 型 SNR の観測を PN 内部で爆発するモデルによってカバーする結果を示 している。

熱的放射と非熱的放射はそれぞれ異なる側面から SNR モデルに対する制限を与えることができるため、 SN の多様性の理解のためにはこれらの包括的な計算 が有用である。今後の研究では、複雑な環境を用意 した場合でも計算時間の短さを担保できる Court et al. (2024) のオイラー形式流体シミュレーションと、 Yasuda & Lee (2019) の DSA 計算を組み合わせた コードを開発することにより、熱的・非熱的の双方 向から SN の多様性の起源を紐解いていく。

### Reference

Bell, A.R. 1978, MNRAS, 182, 147

- Court, T., Badenes, C., & Lee, S.-H., et al. 2014, ApJ, 962, 63
- Lee, S.-H., Ellison, D. C., & Nagataki, S. 2019, ApJ, 750, 156
- Yamaguchi, H., Badenes, C., & Petre, R., et al. 2014, ApJ, 785, L27
- Yasuda, H., & Lee, S.-H. 2019, ApJ, 876, 27

-index へ戻る

星間b08

# 位置依存型Richardson-Lucy deconvolution を用いた超 新星残骸カシオペア座Aの固有運動の解析

# 酒井 優輔

### 位置依存型 Richardson-Lucy deconvolution を用いた 超新星残骸カシオペア座 A の固有運動の解析

酒井 優輔 (立教大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

Chandra X 線衛星は、1999 年の打ち上げ以来、空間角度分解能 0.5 秒角という X 線観測機で最高の性能 を持ち、高エネルギー物理の研究を大きく進展させてきた。しかし、超新星残骸の運動学の理解のための観 測データの活用にはまだ改善の余地がある。本発表では三つの課題に取り組む。一つ目は観測画像の劣化へ の対処である。X 線望遠鏡は光軸外で収差により像が劣化し、この度合いは Point Spread Function (PSF) で表される。PSF を既知として真の天体像を推定する Richardson-Lucy deconvolution (RL 法) がよく用 いられるが、超新星残骸のような広がった天体では PSF の場所依存が無視できないため、PSF の位置依存 性型 RL 法を導入する。二つ目は、観測画像間での固有運動を最尤法で測る手法の拡張である。通常は 2 観 測間で用いられるこの方法を複数観測間に拡張し、運動方向に関する制約を加えることで、高精度化を図る。 三つ目は、超新星残骸の運動学的な特徴(例えば、固有運動、膨張率、光子フラックス)を全領域でデータ 駆動的に分類することにより、新たな構造や特異的な運動成分を発見することである。本発表では、これら の手法を超新星残骸カシオペア座 A の 2000 年、2009 年、2019 年のデータに適用し、k-means 法による特 徴の分類を行う。本発表ではその結果の議論を行う。

#### 1 Introduction

太陽質量の8倍以上の星はその最後に超新星爆発を 起こすが、爆発メカニズム(爆発の非対称性、ニュー トリノの役割など)が未だに解明されていない。特 に、重力崩壊型の超新星残骸は、強い非対称性が見 られ、この非対称性が爆発メカニズムに大きく関与 していることが示唆されている。したがって、爆発 噴出物の構造や運動学の理解は、爆発のメカニズム の解明に非常に重要な手がかりとなる。

超新星残骸はまた、宇宙線の加速、磁場の時間発 展、衝撃波の膨張タイムスケール、星周物質・星間 物質との相互作用など、高エネルギー現象の重要な 実験場でもある。Chandra X 線衛星は、約 0.5 秒角 の空間分解能を達成し、これは既存の X 線望遠鏡の 中で最高である。Chandra の高度な観測性能と 1999 年から現在に至る長期運用の組み合わせは、これら の研究を大きく前進させた。しかし、数十年にわた る豊富なデータをさらに活用するには、まだ改善の 余地が残されている。

運動計測には、ドップラーシフトによる視線方向 の運動と、観測画像の相関による視線垂直方向の運 動(固有運動)の2つの方向がある。本発表では、固 有運動の推定方法における以下の改良に取り組む。

- 1. 観測機器の応答関数を補正し、観測データを最 大限に活用する。
- 2. 利用可能なデータを最大限に活用するための統 計処理とフレームワーク。
- 3. 一貫性と再現性を確保するための客観的なデー タ解釈法。

これらの点について以下のパラグラフで述べる。

まず、Chandra の観測は、観測間の光軸の違いや ロール角の違い、また軸外収差による画像劣化の影響 を受ける。観測中の画像劣化は点広がり関数(Point Spread Function, PSF)で表される。PSF を手がか りとして真の天空画像を推定する画像デコンボリュー ション技術は、このような劣化の影響を軽減できる。X 線天文学では Richardson-Lucy (以下 RL; Richardson 1972; Lucy 1974) デコンボリューションがよく 使われる。この方法では、通常、画像全体にわたっ て単一の PSF 形状を使用する。しかし、PSF 形状は 視野内で変化するため、超新星残骸のような拡散し た天体ではこの位置依存性を考慮することが望まし い。そこで、適切な動き推定のための画像前処理と して、空間的に変化する PSF を持つ位置依存型 RL 法 (e.g., Tajima et al. 2007; Sakai et al. 2023) を用 いる。

次に、超新星残骸の固有運動を測定する方法とし て、最尤推定法が多くの研究で用いられている。この 方法は通常2つの観測に対して計算されるが、近年で は多観測の枠組みでも使われている。例えば、Vink et al. (2022)では膨張制約を取り入れた順行・逆行 衝撃の測定に最適化された複数観測の最尤法が実装 されている。本研究では、超新星残骸の全領域に適 用できるように、適切な運動制約を持つ3観測の最 尤法を実装する。

また、データの一貫性と最尤法の再現性を確保す るために、全観測領域の各画素について固有運動と その不確かさを推定する。得られた固有運動ベクト ルを教師なし分類し、客観的な観点から運動学的な 特徴を調べる。本研究の目的は、再現性のあるデー タ駆動的な方法で、超新星残骸の全範囲にわたるダ イナミクスを明らかにすることである。

### 2 Methods/Instruments and Observations

#### 2.1 画像デコンボリューション

2.1.1 RL法

RL 法は、ベイズ推定を用いて反復的に真の鮮明 な画像を推定する手法であり、一般的に観測画像に 対し1つの PSF を使用する。RL 法は次式で与えら れる。

$$W_i^{(r+1)} = W_i^{(r)} \sum_k \frac{P_{ik} H_k}{\sum_j P_{jk} W_j^{(r)}},$$
 (1)

ここで $i \ge j$ は天空上の画像(真の画像)、kは検出 器上の画像(観測画像)の座標を表す。和の添字は全 画素に渡る。 $W^{(r)}$ はr回繰り返した後の復元画像、 Hは ACIS 検出器での観測画像。 $P_{jk}$ は天空上ビン jで放出された光子がデータ空間ビンkで測定され る確率、すなわち  $P(H_k|W_j)$ である。和の添字は全 画素に渡る。

#### 2.1.2 位置依存型 RL 法

RL_{sv} 法は、RL アルゴリズムに基づくが、空間的に 変化した PSF を用いる。この方法は次式で表される。

$$Wi^{(r+1)} = W_i^{(r)} \sum_k \frac{P_{iik}H_k}{\sum_j P_{jjk}W_j^{(r)}},$$
 (2)

ここで  $P_{jjk}$  は位置 j(1 番目のインデックス) におけ る PSF を指し、 $W_j(2$  番目のインデックス) で放出さ れたイベントが  $H_k(3$  番目のインデックス) で観測さ れる確率、すなわち  $P_j(H_k|W_j)$  を表す。H を画素間 の有効面積や露光量のわずかな違いで補正するため、  $H_k = N_k/A_k$  を用いる。ここで  $N_k$  は検出器カウン ト画像、 $A_k$  は有効面積と露光時間のアダマール積で ある。

#### 2.2 固有運動法

#### 2.2.1 ポアソン分布の最尤法

最尤法による 2 次元固有運動の推定は、以下の仮 定に基づいて導かれる。異なる時刻に観測された 2 つのカウント画像間の形状と光束の変化が、変位の みをパラメータとする統計誤差の範囲内で不変であ れば、それらはポアソン分布で表される。ここで、2 つの時系列の異なる画像を Epoch-0, -1 とし、光子 カウント画像を N⁽⁰⁾, N⁽¹⁾、有効面積マップと露光 時間マップのアダーマル積を A⁽⁰⁾, A⁽¹⁾とする。尤 度関数は次のように定式化される。

$$\mathcal{L}\left(\boldsymbol{\Delta}_{x,y};\Lambda,K\right) = \prod_{(x,y)\in\Omega} \frac{e^{-\Lambda_{x,y}}\Lambda_{x,y}^{K_{x+\Delta_{x},y+\Delta_{y}}}}{K_{x+\Delta_{x},y+\Delta_{y}}!}, \quad (3)$$

ここで、 $\Lambda \geq K$ は異なる観測時点を表し、 $\Lambda = \frac{A^{(0)}}{A^{(1)}}N^{(1)}(N^{(0)} \geq 同じ露出で正規化)、<math>K = N^{(0)} \geq \tau$ る。 $K を実測値として、\Lambda をモデルとしてポアソン$ 統計に当てはめる。 $\Lambda_{x,y}$ は $\Lambda$ の画像中の座標 (x, y)における画素値を表す。なお、ポアソン分布でゼロは定義されていないため、 $\Lambda_{x,y} = 0$ のとき小さい値 0.01 に置換したものを用いる。 $(x + \Delta_x, y + \Delta_y)$ はベクトル $\Delta_{x,y} = (\Delta_x, \Delta_y)$ で移動した座標を表す。 $\Omega$ は計算領域を表す。 $\Delta_{x,y}$ の範囲を指定し、 $\mathcal{L}(\cdot)$ を最大にする値を探索することで適切な運動が得られる。本論文では、(x, y)はACIS検出器の画素座標 (1単位画素は 0.492 秒角に相当)を表し、 $\Delta_{x,y}$ の探索は画素単位で行う。

#### 2.2.2 3観測の最優法

Epoch-0, -1, -2 の 3 つの連続した観測間の固有運動を計算する場合、Epoch-1 をモデルとして考えると、式 (3) は以下のように拡張することができる。

$$\mathcal{L}_{\text{MLE-3}} \left( \boldsymbol{\Delta}_{x,y}^{(10)}, \, \boldsymbol{\Delta}_{x,y}^{(12)}; \, \Lambda, \, K^{(0)}, \, K^{(2)} \right) \\ = \mathcal{L} \left( \boldsymbol{\Delta}_{x,y}^{(10)}; \, \Lambda^{(10)}, \, K^{(0)} \right) \mathcal{L} \left( \boldsymbol{\Delta}_{x,y}^{(12)}; \, \Lambda^{(12)}, \, K^{(2)} \right) \\ \times R \left( \boldsymbol{\Delta}_{x,y}^{(10)}, \, \boldsymbol{\Delta}_{x,y}^{(12)} \right),$$
(4)

ここで、各変数は  $K^{(0)} = N^{(0)}$ 、 $K^{(2)} = N^{(2)}$ 、  $\Lambda^{(10)} = \frac{A^{(0)}}{A^{(1)}}N^{(1)}$ 、 $\Lambda^{(12)} = \frac{A^{(2)}}{A^{(1)}}N^{(1)}$ を表す。2.2.1 章で定義した  $\Delta_{x,y}^{(10)}$ に添え字をつけ、Epoch-1から-0 への移動を  $\Delta_{x,y}^{(10)}$ 、Epoch-1から-2への移動を  $\Delta_{x,y}^{(12)}$ と区別する。 $\mathcal{L}(\cdot)$ は式 (3) と同じで、 $R(\cdot)$ は観測位 置に適用される正則化項である。 $R(\cdot)$ を用いない場 合、つまり  $R(\cdot) = 1$ の一定の場合、この方程式の最 尤解は独立に計算された式 (3) と同値である。

解の探索領域に適切な制約条件を組み込むことで、 2 観測の場合に比べてより高い推定精度が期待でき る。超新星残骸全体への応用のために、本研究では約 20 年の時間スケールでは、等速直線運動であると近 似的に解釈し、その制約の下で最尤解を求める。ほ ぼ等間隔の観測データを使用 (表 1 参照) するため、 等速直線の制約条件として  $\Delta_{x,y}^{(10)} = -\Delta_{x,y}^{(12)}$ を推定 に用いる。

#### 2.3 k-means クラスタリング法

超新星残骸は膨張率、固有運動、光子フラックスな ど様々な特徴を持っている。これらの特徴は k-means algorithm (MacQueen 1967)を用いて分類すること ができる。このアルゴリズムは教師なしクラスタリ ング法であり、N 個の特徴を k 個のクラスタに分類 する。固有運動ベクトルに対しこの手法を適用する。

#### 2.4 使用データ

本研究で使用する Chandra のカシオペア座 A の 観測データを表 1 に示す。これらの 3 つの観測時期 は、Chandra が観測した約 50 ks 程度以上のデー タの中で最も時期が離れた 3 観測のデータである。 Obs ID=10935, 12020 は、観測時期、光軸、ロール



図 1: 最尤法によって推定されたされた 2 次元の固 有運動結果。(a): 2009 年と 2000 年、2009 年と 2019 年をそれぞれ独立させた 2 観測の最尤法の固有運動 の結果。シアン色とマゼンタ色のベクトルは、それ ぞれ 2009 年から 2000 年、2009 年から 2019 年の固 有運動を表している。これらのベクトルは 30 年単位 に正規化され、20 ピクセル間隔で表示されている。 背景画像は 2009 年のもの。(a) に表示されている円 形の領域(直径 65 ピクセル)は、最尤法の計算に使 用した計算領域である。(a-1, -2, -3): (a) の色枠で示 した拡大画像で、ベクトルは 15 ピクセル間隔で整列 されている。(b): 2000 年、2009 年、2019 年につい て等速直線運動の制約を課した 3 観測間の最尤法を 適用した以外は(a) と同じ。

角が揃っているため、マージして使用する。観測時期 の間隔は、2000 年から 2009 年までは 9.75 年、2009 年から 2019 年までは 9.54 年であり、ほとんど等し い時間間隔であり、本複数観測の最尤法の手法の原 理実証として適していると考えらえる。ただし、光 軸の位置が異なることがわかる。そこで、位置依存 型 RL 法を用いた上で最尤法を行う。

#### 3 Results & Discussion

図 1(a, b) はそれぞれ 2 観測の最尤法 (3) と 3 観測 の等速直線を制約した最優法 (4) の結果である。最尤 法に使用した画像は、2-7 keV の観測画像を位置依存 型 RL 法反復回数 50 回の結果である。各ベクトルは わかりやすくするために 30 年に正規化され、20 ピク セルごとに表示されている。シアン色とマゼンタ色 のベクトルは、それぞれ 2009 年から 2000 年、2009 年から 2019 年の固有運動を表している。5000 km/s のベクトルを 30 年でスケーリングした大きさを、カ シオペア座 A までの距離 3.4 kpc (Reed et al. 1995) を仮定して図 1(a) に示す。拡大図 1(*-1, -2, -3) で示

			0.00000000000			
Obs. ID	Obs. Start	Exp. Time	detector	R.A.	Decl.	Roll
	yyyy mmm dd	(ks)		(deg)	(deg)	(deg)
114	2000Jan $30$	49.93	ACIS-S	350.9159	58.7926	323.3801
10935	2009 Nov 02	23.26	ACIS-S	350.8329	58.7868	239.6794
12020	$2009~{\rm Nov}~03$	22.38	ACIS-S	350.8330	58.7871	239.6796
19606	2019 May 13	49.42	ACIS-S	350.8854	58.8559	75.1398

表 1: Basic Information on the Chandra Observations of Cas A Used in this Paper

すように、図 1(b) の方で定性的により精度が向上していることが確認できる。



図 2: k-means アルゴリズムによる5クラスタでの分 類結果。入力パラメータは 2009 年の RL_{sv} 画像、速 度の大きさ、爆発中心から垂直方向の速度の大きさ、 爆発中心から平行方向の速度、膨張率である。(a): ク ラスター ID=1(青)、2(橙)、3(緑)、4(赤)、5(紫) と 2009 年のコントアを重ねたものである。CCO はドッ トで示され、2 つの点線の円は順方向と逆方向の衝 撃波の位置を示す。(b): (a) と同じだが、2009 年の 画像を背景としている。(c-g): 分類されたクラス ターごとに計算された入力パラメータのヒストグラ ム。見やすくするため、ヒストグラムのビンは線で 結ばれる。

カシオペア座 A の運動学的特徴を理解するために k-means 法を導入する。k-means 法では、RL_{sv} 画像 のフラックス値、固有運動速度の大きさ、爆発中心 からの垂直方向の速度の大きさ、爆発中心からの平 行方向の速度、膨張率の5つを入力パラメータとす る。各パラメータは min-max 正規化された上で入力 される。クラスタ数は、パラメータを変えた経験的な 結果と物理的な解釈可能性を考慮して5とした。図 2(a, b) は得られたクラスターをそれぞれ RL_{sv} の輪 郭と画像に重ねたものである。図 2(c-g) は、入力パ ラメータを正規化前の状態に変換した後の各クラス タのヒストグラムである。このように、パラメータ 毎で分類が行われていることがわかる。

#### 4 Conclusion

位置依存型 RL 法の結果と運動の制約条件を課し た3観測での最尤法により、カシオペア座 A の約 20 年での固有運動の定性的な精度の向上を確認した。ま た、得られた固有運動をもとにクラスタリング法か らデータ駆動的な運動学の特徴を調べることが可能 になると予想できる。今後は他の超新星残骸にも適 用し、応用可能性について議論する予定である。

#### Reference

Richardson, W. H. 1972, JoSA

Lucy, L. B. 1974, AJ

- MacQueen, J. 1967, Proceedings of the fifth Berkeley symposium on mathematical statistics and probability
- Reed, J.E., Hester, J.J., Fabian, A.C., & Winkler, P.F. 1955, ApJ
- Vink, J., Patnaude, D. J., & Castro, D. 2022, ApJ
- Tajima, H., Kamae, T., Finazzi, S., Cohen-Tanugi, J., & Chiang, J. 2007, American Institute of Physics
- Sakai, Y., Yamada, S., Sato, T., Hayakawa, R., Higurashi, R., & Kominato, N. 2023, ApJ

——index へ戻る

星間b09

# HSTで見るはくちょう座ループ:超新星残骸の構造に おける星間空間の非一様密度分布の影響

## 尾崎 奨悟

### HST で見るはくちょう座ループ: 超新星残骸の構造における星間空間の非 一様密度分布の影響

尾崎 奨悟 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

#### Abstract

超新星残骸は周囲の星間物質を取り込みながら成長していくが、十分に時間が経過すると衝撃波の後方 で冷却効果が効くようになりその結果形成された波面後方の冷却領域では乱流が発生し単純な 1D 定常流と は異なってくる。この衝撃波面後方の乱流を調べることは超新星残骸の成長過程及び星間乱流を理解するう えで非常に役に立つ。はくちょう座ループは視直径 3°の散光星雲でありその正体は距離 725pcFesen et al. (2021)にある II 型超新星によって形成されたシェル型の超新星残骸である。はくちょう座ループの年齢は 1~2 万年と十分に成長が進んだ段階であり、星間赤化の少なさ、明るさの面から見ても観測しやすく、超新 星残骸の研究対象にしやすい。

本講演では Raymond et al. (2020b) のレビューを行う。この論文でははくちょう座ループの西部での冷却領域 にできる乱流の発達をテーマに、ハッブル宇宙望遠鏡 (HST) の観測データの Rolling Hough Transform (RHT) などの手法によるスペクトル分析と Raymond et al. (2020a) の冷却領域の物理的パラメータの再検討、さ らに観測された残骸の構造がどのようにして形成されたのかを議論している。今回は構造形成に星間空間の 密度分布がどのようにかかわるのかを中心に、熱的不安定性など他の要素の影響も併せて紹介する。

#### 1 Introduction

衝撃波が分子雲を横切る状況を除き、衝撃波後方 (post-shock) での冷却効果が効くにつれてガスの流 れは Sedov 期で近似的に用いられる 1D 定常流モデ ルから外れてゆく。この状態になると衝撃波速度と 元素存在比を求めるためにスペクトルと一致する 1D 定常流モデルを果たして使えるのか疑問が残る。そ して post-shock で発生する乱流は流体の不安定性に よって引き起こされ、その要因はさまざまである。

Raymond et al. (2020a) では Binospec 分光器に よって得られた long slit スペクトルから各パラメー タを推定していたが Raymond et al. (2020b) は HST の画像を加えて再度パラメータの推定を行い、波面 後方ガスの形態変化から後方での乱流発生のメカニ ズムの解明に努めた。

### 2 Observation

Raymond et al. (2020b) でははくちょう座ループ の西環領域 (網状星雲) に焦点を当て、2020 年 7 月に 行われた HST の観測プログラム 15285 より WFC3 を使用して複数のフィルタを用いて得られた画像及 び Raymond et al. (2020a) で使用された過去のデー タに修正を施した。

### 3 RHT(Rolling Hough Transform)

RHT は Clark et al. (2014) で導入された Hough 変換の発展形である。図1のように (x, y) 平面上で ある一点をとると (今回は赤)、それを通る直線は無 数に存在し各々が異なる方向を向く。



図 1: 赤点を通る直線の 図 2: 点は図 3 の曲線に 例 対応する

ここで *r*: 原点から直線に下した垂線の長さ、θ : 垂線のなす角と定めて取りうる直線全ては *r* =  $x \cdot \cos(\theta) + y \cdot \sin(\theta)$ となることから、問題とした点  $(x_0, y_0)$ を通る直線の集合は $(r, \theta)$ 空間上の正弦曲線 として出力される。

仮にある直線上の全ての点に対し上述した処理を 行った場合に出力される曲線は  $(r, \theta)$  空間上の一点 で交わるので上の式に代入し、選んだ直線の式が得 られる。



図 3: 黒直線を (r, θ) 空間へ出力した結果

RHT は画像に対し top-hat 変換及び kernel smoothing により明るさの処理を施し [下図 ① ~ ③]、任 意の点  $(x_0, y_0)$  を中心とした半径  $D_W$  の円領域で Hough 変換を行うことで  $(x_0, y_0)$  近傍を通る直線を 1 次元  $(\theta)$  空間に出力している。そして閾値となる最 低スペクトル強度 Z(%) を決めてそれを超える強度 を  $R(\theta, x_0, y_0)$  として記録。画像全体にわたってこれ を行い  $\theta$  積分することで (x, y) 上に有効となる直線 R(x, y) を投影する。



図 4: Clark et al. (2014) より RHT の概要

Raymond et al. (2020b) では RHT から得られる画 像を時間をおいて比較することにより固有運動速度 を求めたり、[O III]-Hα フィラメント間のより正確な 相互相関を求めたりして衝撃波の構造の定量化に努 めている。



図 5: RHT により得られた Hα と [O Ⅲ] のフィラメ ント画像

#### 4 変動、不安定性の考察

#### 4.1 密度変動

衝撃波表面に対して一次のオーダーでは (Ram 圧 力)  $\propto$  (post-shock 領域の密度) × (shock 速度)² は一 定なので局所的には (shock 速度)  $\propto$  (post-shock 領域 の密度)^{-1/2}。観測領域で Ram 圧力を一定と考えて局 所領域の [O III] フィラメントを RHT によって解析 した結果得られた固有運動速度 (距離は Fesen et al. (2018) により 735pc と仮定) のヒストグラムを見る と、極端に外れた場合を除きおおよそ 120 ~ 180 km/s の範囲で分布している。



図 6: HST により得られた [O III] フィラメントの固 有運動速度分布

これを基に post-shock 領域の密度変動は平均して ±20% と推定され、一部では ±40% 程の変化を示 す部分もあった。さらに [O III] フィラメントに現れ た形状の揺らぎを解析した結果から方向ごとの密度 変化スケールに差がないことが言えて後述する渦度 の逆数が冷却時間のオーダーになる考えを補強する。 固有運動から得られた流れに平行な軸周りの渦度  $2 \times 10^{-10}$ (/s) から回転時間は 150(yr) 程度となるが、 [O III] 放出までの冷却時間とそこから H $\alpha$  放出まで の冷却時間の和が 180(yr) 程度と回転時間と冷却時 間が同じオーダーであることから密度変動に伴う渦 度の発生は [O III] と H $\alpha$  の構造の違いを説明できる 可能性が高い。したがって密度変動は [O III] フィラ メントの構造形成や H $\alpha$ -[O III] 間の構造の差に寄与 するが、領域全体の構造形成を密度変動だけでは説 明できない。



図 7: WFC3 による画像

#### 4.2 熱的不安定性

熱的不安定性は衝撃波が一定でない振幅を伴った 速度で磁場のない一様媒質中を伝搬していく (Iness et al. 1987),(Gaetz et al. 1988) ことから指摘され た。冷却時間が移動時間よりも十分に短ければ等温 衝撃波となり周辺の圧力平衡から外れ、一粒子当た り $\frac{3}{2}k_BT$ のエネルギーを放出し、周辺の圧力差によ る二次衝撃波の影響もうけるため低エネルギーで励 起される [O I] や [S II] が強調されるはずである。

しかし、図8に示すように観測スペクトルは [O III] と高エネルギーで励起されるスペクトル線も強調し ており、観測領域では熱的不安定性が弱く冷却効果が 十分に表れていないことを示している。そして、観 測領域の shock 速度は 130km/s 程度と熱的不安定性 が現れ始める最低速度の範囲 (120 ~ 150 (km/s)) に 収まっており、上と同様の結論を導く。一方で二次 衝撃波が Hα で見られる小規模の構造形成に寄与し ている可能性もある。

#### 4.3 shell 不安定性

SNR が等温膨張期に入る段階で後方高密度領域である shell はさらに内側の高温・高圧のガスに押され

λ	Ion	$\mathbf{F}^{a}$	$I_p$	Model
1400	O IV], Si IV	8.7	3140	$3050^{c}$
1486	N IV]	2.00	661	540
1550	C IV	5.52	2090	$9100^{c}$
1640	He II	3.49	1052	428
1664	O III]	5.98	1800	1720
1909	C III]	6.10	1950	2380
2325	C II],Si II]	2.85	203	1100
2421	[Ne IV]	1.97	570	637
3727	[O II]	9.08	1560	3760
5007	[O III]	12.5	1684	2530
6300	[O I]	0.50	57	16
6563	$H\alpha$	2.60	300	300
6584	[N II]	1.50	170	467
6725	[S II]	(3.25)	(363)	516

図 8: Cardelli et al. (1989) の減光曲線と Raymond et al. (2020a) の Binospec スペクトルから決定した減光 補正 E(B-V) = 0.2をあてはめた HST スペクトル。 F: フラックス。単位は  $10^{-15}$ erg cm⁻² s⁻¹ arcsec⁻²、 I: 放射強度。H $\alpha$ =300 として規格化、model:Raymond et al. (2020a) で用いられた 1D モデルより予測され る放射強度

て膨張していく。この時微小な shell 不安定性が発生 すると局所的に shell に垂直な内側の熱圧力と shell 全体に垂直な shock による Ram 圧力のつり合いが破 れて不安定性の振幅が大きくなり乱流形成に常がる 可能性がある (Vishniac 1993)。

しかし、上述したように冷却効果は一部にしか現れ ていない。すなわち shell はできて間もない為 shell 不安定性は後方領域の乱流形成に寄与していないと 考えられる。ガスが冷却されると磁気圧力が今度は 支配的になることから、熱的、shell 不安定性は出て きたとしてもすぐに抑圧される、後方の構造形成に は大きく寄与しない可能性が高い。

#### 4.4 磁場不安定性

Ram 圧の再分析によって得られた流れに平行な磁 場の平均強度は 5µG となるが、星間雲のみの寄与か らではこの議論は不十分で衝撃波そのものや上述し た密度変動によって引き起こされる渦度からの寄与 なども考えなければいけない。とはいえ、磁場が流 れの方向に垂直になる領域が存在し、そこは等温衝 撃波により強く圧縮されるので磁場の変動による局 所的な速度変化 (~30(km/s)) が引き起こされる可能 性は十分にあり得る。

また、高密度に圧縮された領域は Hα で見られる特

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

徴のある構造をうまく説明できる可能性がありいず れにしても磁場の変動は低温領域の一部の構造形成 に寄与する可能性があるが [Ο ΙΙΙ] 及び Hα フィラメ ントの大規模な構造にはかかわらないと考えられる。



図 9: Hα で見られる"Knotty"(結び目状の) フィラ メント。図の'd' に当たる

- Gaetz, T. J., Edgar, R. J., & Chevalier, R. A. 1988, ApJ, 329, 927
- Innes, D. E., Giddings, J. R., & Falle, S. A. E. G. 1987, MNRAS, 226, 67
- Raymond, J. C., Chilingarian, I. V., Blair, W. P., et al. 2020a, ApJ, 894, 108
- Raymond, J.C., Slavin, J.D., Blair, W. P., et al. 2020b, ApJ, 903, 2
- Vishniac, E. T. 1983, ApJ, 274, 152

#### 5 Conclusion

紹介した研究でははくちょう座ループの西環領域 の一部の構造を RHT など手法を用いた解析から衝撃 波パラメータを定量化することによって調べた。結 果、密度変動は [O III] の構造形成に大きく寄与して いるが低温の Hα の構造形成には磁場や熱的不安定 性が寄与している可能性が指摘された。一方で shell 不安定性については形成されて間もなく、今回の観 測からは影響を見出すことは難しい。さらに、今回 は Fesen et al. (2018) の距離を使用して固有運動速 度を計算したので Fesen et al. (2021) のデータを使 えばパラメータは更新される可能性が高い。

#### Reference

- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
- Clark, S. E., Peek, J. E. G., & Putman, M. E. 2014, ApJ, 789, 82
- Fesen, R. A., Weil, K. E., Cisneros, I. A., Blair, W. P., & Raymond, J. C.2018, MNRAS, 481, 1786
- Fesen, R. A., Weil, K. E., Cisneros, I. A., Blair, W. P., & Raymond, J. C.2021, MNRAS, 507, 244-245

-index へ戻る

星間b10

# XRISMによる超新星残骸の精密X線分光の展望

# 園田 悠人

### XRISM 衛星による超新星残骸のスペクトル解析

園田 悠人 (東京大学大学院 理学系研究科/JAXA 宇宙科学研究所)

#### Abstract

超新星残骸とは、超新星爆発により生じた衝撃波により、爆発噴出物と星周物質の両者が加熱されることに よってできる高温プラズマである。超新星残骸を研究することにより、爆発噴出物の3次元構造を明らかに することができ、超新星爆発のメカニズム解明に繋がる。2023年9月に打ち上げられた XRISM 衛星に搭 載されている、従来に比べ高分解能のX線分光撮像を実現する Resolve により、3次元構造のより正確な推 定ができる。本研究では、Resolve によって得られた超新星残骸 N132D 及び Cassiopeia A(Cas A)のスペ クトル解析を行った。N132D の解析においては、Si,S バンドでの視線速度が大マゼラン雲の後退速度とほぼ 一致し、視線方向の膨張速度は接線速度より有意に小さいことが分かった。Cas A の南東領域においてはイ オン種ごとに視線速度が異なる領域を発見した。北西領域においては double-horn 構造になっている輝線か ら赤方偏移成分と青方偏移成分を分離し、3次元速度構造の制限に成功した。

#### 1 Introduction

超新星爆発によって恒星の外層が星間空間に拡散 すると、星周物質との相互作用により衝撃波を形成 する。この衝撃波により爆発噴出物と星周物質の両 者が加熱されることで、超新星残骸と呼ばれる高温プ ラズマが生成される。超新星のうち、特に大質量星 が恒星の進化の最後に起こす爆発を重力崩壊型超新 星といい、代表的なものとして大マゼラン雲 (LMC) にある超新星残骸 N132D と銀河系内の超新星残骸 Cassiopeia A(Cas A) が挙げられる。

超新星残骸の研究により、爆発噴出物の3次元構 造を明らかにでき、超新星爆発のメカニズムの解明 に繋がる。特に重力崩壊型超新星では爆発の非対称 性や星周環境の非一様性が大きいことにより、3次元 構造が複雑化すると考えられている。この3次元構 造を明らかにする上で必要なデータの1つがプラズ マの視線速度である。視線速度を精密に求め、超新 星残骸の3次元構造をより正確に推測するには、X 線帯域での精密な分光観測が欠かせない。

従来と比べてより精密なX線分光を実現するのが、 2023年9月に打ち上げられた、高いエネルギー分解能 をもつX線マイクロカロリメーター Resolve を搭載 するXRISM衛星である。従来のX線観測衛星である Chandra の ACIS のエネルギー分解能が 5 keV にお いて約 150 eV なのに対し、Resolve のエネルギー分解 能は 5.9 keV において約 5 eV である。また、XRISM 衛星は広い撮像視野を持つ CCD カメラなどから構成 される X 線撮像装置 Xtend も搭載している。Xtend は満月より広い 38 arcmin 四方を 1 度に撮影するこ とができる。

本研究では、Resolve によって得られた N132D と Cas A のスペクトルを解析し、イオンの赤方偏移や 輝線幅を元に、膨張速度や超新星残骸の 3 次元速度 構造に関して議論する。

### 2 Observations and Data Reduction

本研究において使用した XRISM 衛星の観測デー タと Resolve の露光時間を表1に示す。解析のため に、2024 年 6 月時点で XRISM チームが推奨する標 準的なイベントスクリーニングを実施した。表1に 記載されている露光時間は、スクリーニングの結果 得られた露光時間である。解析においては HEAsoft ver.6.33 と XRISM Build 7, CALDB 8 を用いた。

### 3 Analysis, Results and Discussion

#### 3.1 N132D

N132D においては、表 1 に記載した 2 つの観測 データを結合したものを解析した。Si,S バンド (1.7– 表 1: 本研究で使用したイベントファイルの観測対 象天体と Observation ID(ObsID)、スクリーニング により得られた露光時間及び観測を始めた日付。 な お、SE, NW はそれぞれ南東部, 北西部を指す。

• • • • • •		, ,	
天体	ObsID	露光時間 (ks)	観測開始日
N129D	000126000	123	2023/12/3
N152D	000128000	71	2023/12/9
Cas A(SE)	000129000	182	2023/12/14
Cas $A(NW)$	000130000	166	2023/12/17

3.0 keV) を切り出した Xtend による N132D の画像 に、Resolve の各 pixel の位置を示したものを図1に 示す。この図より、N132D は Resolve の視野に比べ て小さく、カウント数も少ないことから、各 pixel ご とに解析するのは難しいと考えた。そこで超新星残 骸全体のスペクトルを解析することとした。

Resolve による N132D 全体のスペクトルからバル クな視線速度および速度分散を求めた。SiとSのバ ンドである 1.7-3.0 keV の領域において、全 pixel から 得られるスペクトルを、光学的に薄い非平衡プラズマ モデル (bvrnei) と銀河系の星間吸収モデル (tbabs) を用いてフィッティングした。N132D は LMC の天 体であり、本来は LMC の星間吸収も考慮する必要 があるが、1.7-3.0 keV において吸収による影響は小 さいため、本研究では考慮しなかった。初期のプラ ズマ温度 (kT_{init}) は 0.1 keV に固定し、元素の組成 は Si と S を除き太陽組成で固定した。銀河系の水 素の柱密度 (tbabs の  $N_{\rm H}$ ) は  $6.2 \times 10^{20} \, {\rm cm}^{-2}$  に固 定した (Dickey & Lockman 1990)。得られた結果を 図2に示す。赤方偏移パラメータzの値より、視線 速度  $v \approx cz$  は  $238^{+22}_{-23}$  km s⁻¹ である。これは LMC の視線速度 275±4 km s⁻¹ にほぼ一致する (Vogt & Dopita 2010)。また、輝線幅  $\sigma_v = 489^{+23}_{-24} \text{ km s}^{-1}$ である。大まかな議論として、 $\sigma_v$ が膨張速度の3/4倍である衝撃波下流の速さに等しいと考えると、膨 張速度は 700 km s⁻¹ と求まる。Chandra 衛星による 解析結果によると、視線垂直方向の平均的な速度は 約 1700 km s⁻¹ であり (Plucinsky et al. AAS meeting 2024)、我々の計算結果と大きく異なる。これは N132Dのシェルが視線方向には遅く、視線垂直方向 には速いことを示唆する。なお、N132DのSi,Sバン ドが球対称のシェル型に膨張しているとすると、シュ ミレーションで得られた輝線は箱型の関数となり、観 測されたガウシアン状の輝線構造(図2)に矛盾する。



図 1: N132D 全体の Xtend により撮影された 1.7– 3.0 keV の画像。緑色の線で囲われた正方形領域は Resolve の 1 pixel に対応する。白色の座標グリッド は WCS FK5(α,δ)(deg) である。



図 2: N132D 全体のスペクトルのフィッティング結 果。上段は 1.7–3.0 keV のスペクトルとそれに対し フィットした tbabs*bvrnei のモデル、下段はデー タとモデルの残差である。

#### 3.2 Cassiopeia A

Si,S バンド (1.75–3.0 keV) を切り出した Xtend に よる Cas A の画像に、Resolve の各 pixel の位置を示し たものを図 3 に示す。この図より、Cas A は Resolve の視野に比べて大きく、カウント数も多いことから、 各 pixel ごとに解析することができる。以下、bvrnei モデルを使用したフィッティングの際は、tbabs モ デルを導入している。このモデルの水素の柱密度の 値は  $N_{\rm H} = 2.0 \times 10^{22} \,{\rm cm}^{-2}$  に固定した (Yamaguchi et al. 2014)。



図 3: Cas A 全体の Xtend により撮影された 1.75-3.0 keV の画像。緑色の線及び白色の座標グリッド 図 1 と同じ。SE, NW はそれぞれ Cas A の SE 領域, NW 領域を表す。 (1,6),(2,1),(6,1),(6,6) は Resolve の detector 座標 (detx,dety) である。

#### 3.2.1 Cas A(SE): 電離と視線速度の関係

SE 領域において、Si, S の Ly $\alpha$ 、He $\alpha$  をそれぞれ  $Ly\alpha_1 \ge Ly\alpha_2$ に対応するガウシアン (zgauss2つ) と 連続成分 (powerlaw)、及び Hea の w,x,y,z 輝線に対応 するガウシアン (zgauss4つ) と連続成分 (powerlaw) で各 pixel に対しフィッティングを行った。結果、赤 方偏移パラメータがイオン種 (He-like か H-like か) ごとに異なっていた。このことから、視線速度が電 離度ごとに異なっていることが示唆される。そこで、 視線速度が電離の度合いによって異なると仮定し、Si とSのバンド (1.75–3.0 keV) において電離の度合い が異なる2つのプラズマに対応する bvrnei モデルと tbabs モデルでフィッティングした。初期のプラズ マ温度 kT_{init} は 0.1 keV に、元素の組成は Si と S を除 き太陽組成に、電子温度  $kT_e$  と normalization は 2 つ のモデルで同一に、電離タイムスケール $\tau = n_e t (n_e)$ は電子密度、t は衝撃波加熱からの経過時間) は2つ のモデルで独立とした。得られた視線速度の値を図 4に示す。この図より、2つのモデルにおいて視線速 度が異なる pixel が多く存在する。多くの pixel にお いて、高電離度であるモデルの視線速度の方が低電 離度であるモデルの視線速度より小さくなっている。 また、SE 領域は全体的に青方偏移している。即ち、 外側高電離、内側低電離の層状構造であり、逆行衝撃 波により内殻に比べ外殻がより電離が進み、電離度 に動径方向の依存性があることに無矛盾である (Wu



図 4: Cas A(SE) の Si,S バンド (1.75–3.0 keV) のス ペクトルのフィッティングにより得られた視線速度 の値。横軸は detector 座標であり、縦軸は視線速度 で、正の値の場合地球から遠ざかっている。青は高電 離、赤は低電度のモデルの視線速度を表す。なお、統 計が乏しい領域 ((detx,dety)=(5,1),(5,2),(6,1),(6,2)) の結果は省略した。

& Yang 2024)。なお、bvrnei モデルを2つ入れた 場合と1つ入れた場合でフィッティングの良さの指 標である c-stat/degrees of freedom を計算すると、2 つ入れた場合の方が値が小さい、またはほぼ同じで あり、bvrnei モデルを2つ入れた場合の方がより良 くデータを再現できていることが確認できた。

#### 3.2.2 Cas A(NW): double-horn 輝線

1.9-2.1 keV のエネルギースペクトルをプロットし、 各 pixel ごとの Si XIV Lyα の輝線を確認したところ、 一部の pixel において輝線が 2 つに分かれている部分 があった。図5の輝線の場合、2つの輝線のピーク の差は大まかに 30 eV であり、 $Ly\alpha_1$  と  $Ly\alpha_2$  の静止 系でのエネルギーの差である 3eV より十分大きい。 よって、この2つに分かれている輝線構造はLyα1と Lyα2 による寄与ではなく、異なる視線速度をもつ2 つの成分の重ね合わせによると考えた。そこで、まず は各 pixel の Si XIV Lya の輝線を Lya₁2 つと Lya₂2 つに対応したガウシアン (zgauss4つ)と powerlaw でフィッティングし、赤方偏移パラメータの情報を得 た。zgauss では静止系のエネルギーを入力でき、こ の値は ATOM DB の値で固定した。 $Ly\alpha_1$  と  $Ly\alpha_2$ のペアにおいては、2つのガウシアンの赤方偏移パラ メータは等しく、その強度比は 2:1、速度分散は等しい と仮定した。得られた結果を図5に示している。この



図 5: Cas A(NW) の Si XIV Lyαのスペクトル (1.9-2.1 keV のフィッティング結果 ((detx,dety)=(2,2))。 上段は 1.9-2.1 keV のスペクトルとそれに対しフィッ トした zgauss 及び powerlaw のモデル、下段はデー タとモデルの残差である。赤、青はそれぞれより赤 方偏移、より青方偏移している成分である。

結果より、視線速度の異なる2つのプラズマの存在を 仮定し、Si および S のバンドのスペクトルを bvrnei モデル2つと tbabs モデルによって pixel ごとにフ ィッティングした。初期のプラズマ温度や元素組成 は Cas A(SE)の解析と同条件で、電子温度  $kT_e$  と電 離タイムスケール $\tau$ 、normalization は2つの bvrnei モデルでリンクさせた。得られた結果のうち、図5と 同じ pixel のものを図 6 に示す。この pixel の場合、 赤方偏移している成分から順に視線速度は (2.108 ± 0.096)×10³ km s⁻¹ と (-1.03±0.14)×10³ km s⁻¹、輝 線幅は 1463 $\pm$ 75 km s⁻¹ と 1047 $\pm$ 82 km s⁻¹ であり、 N132D の輝線幅より広い。ここで、Cas A 全体の Si XIIIのバルクな視線速度 589±69 km s⁻¹(DeLaney et al. 2010) を差し引くと、(2,2) において観測された 2 つのプラズマの Cas A 全体に対する速度の視線方向 成分はそれぞれ  $(-1.62 \pm 0.15) \times 10^3 \,\mathrm{km \, s^{-1}}, (1.52 \pm 0.15) \times 10^$  $(0.12) \times 10^3 \, \mathrm{km \, s^{-1}}$ となる。したがって、この領域で は、Cas A の静止系において視線方向の膨張速度の 絶対値が等しく、膨張する方向は反対であるような 2つのプラズマが分布している。一部の pixel は図 6 と類似したフィッティングができたが、そうでない pixel もあった。



図 6: Cas A(NW) の Si,S バンド (1.75–3.0 keV) のス ペクトルのフィッティング結果 ((detx,dety)=(2,2))。 上段は1.75–3.0 keV のスペクトルとそれに対しフィッ トした tbabs*(bvrnei+bvrnei) のモデル、下段は データとモデルの残差である。赤、青はそれぞれよ り赤方偏移、より青方偏移している成分である。

#### 4 Summary

我々は XRISM 衛星の Resolve を用いた高分解能 のX線分光解析を実施した。N132Dの解析ではSi,S バンドでの視線速度が LMC の視線速度と一致して おり、視線方向の膨張速度は接線速度より有意に小 さいことが分かった。Cas A の解析では、SE 領域 でイオン種ごとに視線速度が異なる領域を発見した。 また NW 領域で double-horn の構造になっている輝 線を発見、3 次元速度構造の制限に成功した。今後 は NW 領域の各 pixel におけるモデルフィットの結 果に関して詳細に議論し、3 次元構造の考察を行う。

#### Reference

- DeLaney, T., Rudnick, L., Stage, M. D., et al. 2010, ApJ
- Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, ARA&A
- Plucinsky, P., Long, X., Kashyap, V., et al. 2024, AAS meeting

Vogt, F. & Dopita, M. A. 2011, Ap&SS

Wu, Y. & Yang, X. 2024, arXiv:2405.17524.

Yamaguchi, H., Badenes, C., Petre, R., et al. 2014, ApJ

-index へ戻る

星間b11

# 大マゼラン雲内のR136星団中心の撮像と経験的な恒 星の質量上限

## 田中 新太

### 大マゼラン雲内のR136星団中心の撮像と経験的な恒星の質量上限

田中 新太 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

#### Abstract

恒星の質量上限に関する理論は、大質量星の質量損失率や内部構造の不定性から、まだ十分に理解されてい ない。大質量星は寿命が短く、星団の密集した中心部に主に存在するため、観測にも高分解能の装置が必要 である。今まで見つかっている中で最大の質量を持つ恒星のひとつに、大マゼラン雲 (LMC) 内の散開星団 R136 の中心領域に存在する WN5h 星 R136a1 がある。その質量は単一星として 251*M*_☉ Bestenlehner et al.(2020) と推定されていた。

本講演では Venu M. Kalari et al.(2022) のレビューを行う。チリにあるジェミニ南望遠鏡に搭載されたスペックルイメージャ Zorro を使って、R136 星団の中心部 2"×2"の領域を角分解能 30 ~ 40mas、BVRI 帯に似た中心波長のフィルターで撮像した。結果、WN5h 星である R136a1 と R136a3 に実視伴星 (> 40mas; 2000au)が存在することが分かった。Zorro によって得られた画像から天体の光度を再評価し、R136a1 の質量は  $196^{+34}_{-27}M_{\odot}$  と見積もられた。また、同星団に含まれる WN5h 星 R136a2,a3 らの質量も従来の値より小さくなった。これにより、経験的な恒星の質量上限がこれまでの文献値より低くなった。ただし、恒星の初期質量の推定に関しては、参照するモデルの質量損失率に依存するので慎重な議論が必要である。

#### 1 Introduction

 $M > 100 M_{\odot}$ を超える大質量星の形成は、天体物 理学における未解決問題である。また、大質量星の 観測は困難である。それは、大質量星の寿命が短く  $(2 \sim 3 Myr)$ 、星間減光の大きい若い星団の中心部に 主に存在しているからである。

そこで、近傍で星形成の活発な領域を探る。大マゼ ラン雲 (LMC) 内のタランチュラ星雲の中心部に位置 する星団 R136 は、銀河系内含め近傍で最も星形成の 活発な領域である。これまでの観測で、星団中心に は3つの WR 星 (Wolf-Rayet star) が確認され、分 光や測光により質量が推定されていた。Crowther et al.(2016),Bestenlehner et al.(2020)

中でも WN5h 星である R136a1 は、その質量が 250 ~ 320 $M_{\odot}$  と推定されており、この値は経験的 な恒星の質量上限を決めている。(Figer 2005;Weidner & Kroupa 2004)

しかし、R136 の中心核を分解し個々の恒星の質 量を推定することは、現在の装置を用いても大き な課題になっている。これまで、HST による観測 Hunter et al.(1995) や、VLT の補償光学 (AO) 装置 MAD,SPHERE による  $K_s$  バンド画像 (Campbell et al. 2010; Khorrami et al. 2021)、VLT の面分光装 置 MUSE による IR 画像 Castro et al.(2021) などが あった。今回 Zorro によって得られた画像は、星団 中心をもっともよく分解することができている。(図 1、図 2)



図 1: Zorro EO832 による R136 のスペックル画像。 中心部の WN5h 星が分離され、a1,a3 に実視伴星が 検出された。



図 2: R136 星団中心部 0."8 × 0."8 の領域における グレースケールの画像。 左側:HST による紫外,可視バンド 中央: VLT による K_s バンド、補償光学 (AO) 機器 MAD,SPHERE 使用 右上: VLT による I バンド、MUSE 使用 右下: Zorro を使った I バンド画像

#### **Observations** $\mathbf{2}$

これまでの観測より良い分解能の画像を得るため に、スペックルイメージングの技術を使う。スペック ルイメージングとは、地上観測においてシーイング の影響を除去する処理を行うというものである。原 理としては、目標天体を非常に短い露光時間で撮影、 これを何枚も撮り相関が大きくなるように干渉させ ることで光量の確保と望遠鏡本来の分解能を実現で きる。

チリにあるジェミニ南望遠鏡と、それに搭載され たスペックルイメージャー Zorro を使用し、測光観測 を行った。角分解能は 30 ~ 40mas(2000au)、BVRI バンドに近い中心波長のフィルターである。観測は R136 星団中心 2"×2"の領域で、2021 年 10 月 31 日、60msの露光時間で計401000フレームのスペッ クルデータファイルを取得し解析した。

#### 3 Results

#### 星団中心の恒星 3.1

Zorro 測光により特定された光源は、I バンドフィ

ター (m_{EO562}, m_{EO466}) で 24 個特定された。I バン ドフィルターで誤差10%以内の測光が期待できるの は m_{EO832} = 15.75 等より明るい星である。V バン ドフィルターでは、復元された光源の数が少なくなっ ているが、I バンドでの m_{EO832} < 15.5 で得られた すべての星は検出できた。

今回の観測で発見された光源 R136a3 には、これ まで同定されていなかった実視伴星が (2000au) の距 離に見つかった。この伴星は mEO832 で 18 等級と推 定される。

R136a6 は可視光で初めて2つの成分に分離され た。同様、コア部の a1/a2 系では a1 から (3000au ;70mas)の距離にある実視伴星 HSH17 を分離でき た。この星は Venu M. Kalari et al.(2022)m_{EO832} で 14等より、中期 O 型星と推定された。

図3には、Iバンドフィルターで得られたすべての 光源を色等級図に示している。



図 3: (m_{EO716} - m_{EO832}) と m_{EO716} の色等級図

この図には、初期自転速度が 150km/s の大質量 星の ZAMS の等時線を重ねている。 $60 \sim 500 M_{\odot}$ の線は Köhler et al.(2015)、15 ~  $60M_{\odot}$  は Brott ルター (m_{EO832}, m_{EO716}) で 41 個、Vバンドフィル et al.(2011) のモデルを採用している。さらに、モ

デルは Lanz & Hubeny(2003) の恒星大気モデルの  $Z = 0.5 Z_{\odot}$ を使って今回の観測面に変換した。

ZAMS モデルによれば、R136a3 実視伴星を除く すべての光源は  $15M_{\odot}$  を超えている。最大質量約  $300M_{\odot}$  の WN5h 星 3 つの次に重い恒星のグループ は、Crowther et al.(2016) によって発見された初期 O 型超巨星であり、70 ~  $150M_{\odot}$  の範囲に含まれる。 初期 O 型超巨星と WN5h 星の存在する質量領域に はギャップがあることが分かる。

#### 3.2 WN5h星の質量

星団中心の WN5h 星 R136a1,a2,a3 のスペクトル エネルギー分布 (SED) は Bestenlehner et al.(2020) でモデル化されている。SED スペクトルパラメータ は、分光観測と比較して導き出された。Bestenlehner らは、Crowther et al.(2016),Khorrami et al.(2021) の測光に SED を当てはめて恒星の光度を推定、減光 を計算した。そして、Maíz Apellániz et al.(2014) に よる赤化則をこの領域に当てはめ、平均  $R_V = 4.18$ を得た。

今回、Zorroで測った等級を使い光度を再推定するために、この値を仮定して比較した。絶対減光の値は、 1.6 <  $A_V$  < 2.0 の間となり、全光度 L がフリーパ ラメーターとなる。各フィルターの減光係数は、同様  $R_V$  = 4.18 を仮定して計算した。ここで、Maíz Apellániz のフィッティングには、天の川や BG の減 光は考えられていない。積分される全光度は、最小 二乗近似に基づいて計算される。ここで、AB 等級は すべての波長において 3630*Jy* を 0 等級とした等級 で、 $f_v[ergs^{-1}cm^{-2}Hz - 1]$ を天体のフラックスと して、 $m_{AB} = -2.5logf_v - 48.60$ で表される。図4 は補正した等級と SED の図で、これより得られた光 度の値を表 1 に示す。

有効温度などの物理量は Bestenlehner et al.(2020) のものを使った。さらに、観測された恒星の物理量か ら初期質量、現在の質量、年齢などのベイズ確率を与 える BONN Stellar Astrophysics Interface (BONN-SAI;Schneider et al. 2014)を使用した。結果、図 5 でみられるように、光度と初期質量はこれまで推定 されていたよりも小さくなった。



図 4: R136 の 3 つの WN5h 星の SED。理論モデル は Bestenlehner et al.(2020) のものを使用している。 Zorro による測光は赤点で示され、青点は HST また は VLT による測光。縦軸は AB 等級でプロットして いる。



図 5: WN5h 星の HR 図 a1 は円、a2 は三角、 a3 は四角で表されている。赤が Venu M. Kalari et al.(2022) の結果。

#### 4 Discussion

初期質量関数に理論的な質量上限はないが、経験 的な質量上限は R136a1 で決まっており、その値は 250 ~ 320 $M_{\odot}$ (Crowther et al. 2016;Bestenlehner et al.2020) で与えられていた。しかし今回、Zorro による測光から得られた光度を用いて推定された質 量  $196^{+34}_{-27}M_{\odot}$ は、これまでより低い上限値を示して いる。

元々、恒星の質量上限が 300M_☉ 近くまで引き上

夜1: WN301 生の儿及と貝里			
	$logL(L_{\odot})$	$Mass(M_{\odot})$	Reference
R136a1	$6.67\pm0.13$	$196^{+34}_{-27}$	Venu M. Kalari et al.(2022)
	$6.79\pm0.1$	$251^{+48}_{-31}$	Bestenlehner et al. $(2020)$
	$6.94\pm0.09$	$315_{-50}^{+60}$	Crowther et al. $(2016)$
R136a2	$6.55\pm0.13$	$151^{+27}_{-16}$	Venu M. Kalari et al.(2022)
	$6.75\pm0.1$	$211^{+31}_{-32}$	Bestenlehner et al. $(2020)$
	$6.63\pm0.09$	$195^{+35}_{-30}$	Crowther et al. $(2016)$
R136a3	$6.56\pm0.13$	$155^{+25}_{-18}$	Venu M. Kalari et al.(2022)
	$6.63\pm0.1$	$251^{+29}_{-31}$	Bestenlehner et al. $(2020)$
	$6.58\pm0.09$	$180\pm30$	Crowther et al. $(2016)$

表 1: WN5h 星の光度と質量

げられたのは、140 ~ 160 $M_{\odot}(Z = 0)$  で起こるとさ れる対不安定型超新星 (PISN) の質量範囲を包含し ているからであった。(Crowther et al. 2010) PISN が存在するかどうかは、重要な問題である。300 $M_{\odot}$ の星から1回 PISN が起こるだけで、非常に多くの 重元素が星間空間に放出されるからである。(Langer 2012) つまり、銀河の化学進化のモデルが大きく変 わることになる。

しかし、これまでの超光度超新星 (SLSN)の観測 で、未だ信頼できる PISN の存在は見つかっていな い。したがって、今回 R136a1 が恒星の経験的な恒 星の質量上限を 200M_☉ まで下げたことは、対不安 定型超新星が見つかりにくいことを説明できると考 えられる。

今回の結果には、2つの注意点がある。まず、質 量推定に使われる恒星の光度は、連星系の場合には 不正確である。今回の観測では約2000auより遠く離 れた実視連星しか分からない。

2つ目は、恒星の質量を推定するために用いられた 進化モデルへの依存性である。大質量星の場合、恒星 風による質量損失を考える必要がある。Schneider et al.(2014)で使用されたモデルでは、質量損失率が最大 で約二倍過小評価されている可能性があると Bestenlehner(2020)で述べられている。また、Vink(2018) によると、超大質量星は 1Myr を超えると異なる初 期質量でも似たような質量に収束するため、輻射伝 達モデルを用いて初期質量を推定するためには、正 確な質量損失歴が必要であると述べている。

#### Reference

Venu M. Kalari et al.2022,APJ,935,162
Bestenlehner et al.2020,MNRAS,499,1918
Crowther et al.2016,MNRAS,458,624
Crowther et al. 2010,MNRAS,408,731
Figer D. F. 2005,Natur,434,192
Köhler K. et al. 2015,A&A,573,A71
Brott I et al. 2011,A&A,530,A115
Lanz T. & Hubeny I. 2003,ApJS,146,417
Maíz Apellániz J.et al. 2014,A&A,564,A63
Khorrami Z et al. 2021,MNRAS,503,292

Schneider F. R. N et al. 2014, A&A,570,A66

Langer N. 2012, ARA&A, 50, 107

——index へ戻る

星間b13

# 重力マイクロレンズイベント分類アルゴリズムの開発

## 西尾 茉優

### 重力マイクロレンズイベント分類アルゴリズムの開発

西尾 茉優 (大阪大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

初めての太陽系外惑星の発見から、現在までに 5000 個以上の系外惑星が見つかっている。系外惑星探査に は様々な手法が用いられており、その中でも重力マイクロレンズ法は水が固体となる境界であるスノーライン (太陽で 3AU)の外側を周回する、低質量の惑星に感度がある唯一の手法である。

現在は単に未知の惑星を発見する時代から、見つかった惑星のサンプルを統計的に解析し、惑星の形成や進 化について理解を深める段階へと移行している。このような統計解析を行うためには、観測されたマイクロ レンズ現象を、「惑星系によって引き起こされた現象」と「単独星によって引き起こされた現象」に分類する 必要があるが、従来の研究ではその分類を解析者の目で独自に行なっていた。しかし、この方法ではサンプ ルの選定基準が曖昧であり、統計的なバイアスが生じる可能性がある。この問題を解決するために、本研究 では新たにイベント分類のアルゴリズムを作成した。これは、惑星系によって引き起こされたマイクロレン ズ現象に現れる特徴的なシグナルを自動的に検出するアルゴリズムであり、これにより解析者の曖昧な選定 基準によるバイアスを排除でき、よりロバストなサンプルを得ることが可能になる。したがって、ここでは このアルゴリズムの詳細及び、実際のアルゴリズムを用いた性能評価の結果について議論する。

#### 1 Introduction

系外惑星の発見には地上や宇宙空間からの観測な ど、さまざまなアプローチが取られており、多くの プロジェクトが進行している。その中でも、私たち の研究室では MOA 望遠鏡の管理と運営を行ってい る。MOA グループでは、2007 年から 2022 年までの 16 年間で約 8000 個のアラートデータを保有してお り、従来はこのデータのライトカーブを解析者が目 で確認し、惑星イベントであるかどうかを判断して いた。しかし、データによってはノイズが多く、判 断が難しい場合もあり、惑星イベントを見落とす可 能性があった。また、解析者が独自に判断するため、 ヒューマンバイアスが生じるという問題もあった。

#### 2 gravitational microlensing

重力マイクロレンズ法とは、重力マイクロレンズ 現象を用いてソース天体の増光を観測し、レンズ天 体に付随する惑星を検出する手法である。重力マイ クロレンズ現象については重力レンズ現象から説明 することができる。重力レンズ現象とは、星や銀河 などの光源 (ソース天体) から出た光が、光源と観測 者との間にある天体 (レンズ天体) の重力場によって 曲げられ、複数の分離した像や円弧の像が見える現 象のことである。レンズ天体が銀河や銀河団のよう に大質量の場合は分離した像が観測されるが、恒星 質量程度の場合は像の離角が数百マイクロ秒角程度 と小さすぎるため、分離像として観測することが難 しい。この場合はソース天体からの光の増光のみが 観測される。このような重力レンズ現象を特に重力 マイクロレンズ現象と呼ぶ。



図 1: 重力マイクロレンズ現象の模式図。ソース天体 の光がレンズ天体の重力場に曲げられることにより、 地球の観測者からは増光して見える。

レンズ天体が単独星の場合は対称的な増光曲線に なるが、レンズ天体が惑星系の場合は単独星の場合 の増光に加えて惑星の増光も加わるため、増光曲線 は非対称となる。増光期間はレンズ天体の質量の平 方根に比例するため、惑星系の増光曲線は増光期間 が数十日の単独星の増光に増光期間が1日程度の惑 星の増光が加わった形となる。

#### 3 MOA telescope

MOA(Microlensing Observations in Astrophysics) は、1996 年からニュージーランド南島の Mt.John 天文台で重力マイクロレンズ法による系外 惑星探査を行なっている、日本とニュージーランド 共同の観測グループである。口径 1.8m、視野 2.18 平方度の主焦点式経緯台望遠鏡 (MOA-II) を用いて 現在も観測が行なわれており、マイクロレンズイベ ントを観測するとアラートが出される仕組みになっ ている。



図 2: MOA-II

#### 4 Methods

惑星イベントが起こった場合、増光曲線は主星に よる増光と惑星による増光が重なったものとして観 測される。この惑星の増光成分をアノマリーとして 検出する必要がある。まずは主星による増光に対し て PSPL(Point Source Point Lens) フィットを行い、 モデルからの残差を計算する。ここで、惑星イベン トでなく、単独星によって引き起こされたイベント であった場合、うまくフィットできていれば残差は0 に近い値となる。しかし、惑星イベントである場合 は惑星による増光があるため、データ点は主星によ るフィットから外れる。その外れたデータ点を見つ け、再度 PSPL フィットを行うことで惑星のシグナ ルを発見し、惑星イベントであると判断することが できる。以下、このアルゴリズムを Anomaly Finder と呼ぶ。

#### 5 Results and Discussion

Anomaly Finder を実際のデータに適用した結果を 以下の図 3, 図 4 に示す。これは 2007 年に MOA でマ イクロレンズイベントとしてアラートされたデータ で惑星イベントであることが分かっている。図 3 の グラフは青点がデータ点で黄色の線が PSPL フィッ トのモデルのライトカーブである。



図 3: MOA-2007-BLG-39 のデータ点と PSPL フィ ットモデル。上のグラフは主星による増光に対して PSPL フィットを行ったもので、下のグラフは PSPL フィットからの残差を示したものである。

図4は3種類のグラフがあるが、まず左上のグラ フは $\Delta \chi^2$ という残差と比較してデータ点がどれほど 離れているかを示す指標を用いて作成したグラフで ある。オレンジの点はデータ点がモデルから  $3\sigma$  以 上離れていることを示しており、このグラフではオ レンジの点が線のようにはっきりと表れているため、 惑星による増光の可能性が高いと考えられる。次に、 一番下のグラフは主星の増光に PSPL フィットを行っ た際の残差に対して、再度 PSPL フィットを行った 結果であり、赤線はモデルのライトカーブを示して いる。また、右上のグラフは PSPL フィットをする 際に、必要なパラメータである t_{eff} と t₀ の最適な値 を示したグラフである。



図 4: MOA-2007-BLG-39。惑星イベントのため、左 上のグラフで惑星のシグナルを表すオレンジの点が 線のように強く表示されている。

次に、Anomaly Finder によって新たに発見された 惑星イベントについて、以下の図 5, 図 6 に示す。 先ほどの MOA-2007-BLG-39 のデータと比べて惑星 イベントかどうかを判断することが難しいデータで あるが、Anomaly Finder によって惑星シグナルを検 出することができている。



図 5: 新たに惑星イベントとして発見した MOA-2008-BLG-294 のデータ点と PSPL フィットモデル。



図 6: MOA-2008-BLG-294。4650 日付近に惑星の増 光があることが分かる。

また、図7は、2018年にマイクロレンズイベント としてアラートされたデータであるが、2009年に強 い惑星シグナルが見られる。これは増光が複数回起 こったことを示しており、惑星が2個ある可能性など が考えられる。この増光を見つけることができたの は、観測された16年分のデータ全てを対象に PSPL フィットを行うという Anomaly Finder の特性のため である。



図 7: MOA-2018-BLG-364。惑星シグナルが離れた 位置に見られる。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

#### 6 Conclusion

Anomaly Finder の開発によって、従来よりも惑 星イベントかどうかを客観的に判断することができ るようになった。それによって、見落とされていた 新たな惑星イベントを発見することができた。また、 Anomaly Finder の特性によって従来は発見すること が難しかったワイドな位置にあるアノマリーも発見 することができた。

今後は、アルゴリズムの改良に加え、新たに発見し た惑星イベントの解析を行いたい。また、機械学習も 組み合わせたアルゴリズムの開発にも取り組みたい。

### Reference

- Kim, D.-J., Kim, H.-W., Hwang, K.-H., et al. 2018, aj, 155, 76. doi:10.3847/1538-3881/aaa47b
- Zang, W., Hwang, K.-H., Udalski, A., et al. 2021, aj, 162, 163. doi:10.3847/1538-3881/ac12d4

-index へ戻る

星間b14

# M型星周りを公転するスーパーネプチューン TOI-1883 bの質量決定

# 福田 生鵬

### M 型星周りを公転する スーパーネプチューン TOI-1883b の質量決定

福田 生鵬 (東京大学大学院 総合文化研究科 博士 1 年)

#### Abstract

ケプラー宇宙望遠鏡(Kepler)やトランジット探査衛星(TESS)により、数多くの太陽系外惑 星が発見され、その多様性が明らかになってきている。その一つに質量-半径図における統計的特 徴がある。特に、M型星周りの小さな惑星(スーパーアースやサブネプチューン;地球半径の0.7 ~4倍)よりも、海王星サイズや木星サイズの惑星の数が少ない傾向にあることがわかってきた。 2024年7月現在、M型星周りを公転している海王星サイズの惑星のうち、質量が測定された天体 はわずか9天体しかない。

本研究では、TESS により発見された 10 天体目の惑星 TOI-1883 b の特徴付けについて報告す る。TOI-1883 b は、すばる望遠鏡(8.2m) 搭載の赤外線ドップラー装置(IRD)を用いた視線速 度法によるフォローアップ観測により、質量を推定したスーパーネプチューン(地球半径の約4~ 7倍)である。本惑星系は1惑星系と考えられていたが、今回の観測を通して少なくとも2惑星を もつ系であることを発見し、海王星に近い質量をもつ内惑星 b (公転周期~4.5日)と、土星の約半 分の質量をもつ外惑星候補 c (公転周期~8.3日)であることがわかった。M 型星周りの海王星サ イズ惑星との比較から、惑星大気に He を含む可能性があり、今後の惑星大気観測が期待される。

#### **1** Introduction

ケプラー宇宙望遠鏡(Kepler)やトランジット 探査衛星(TESS)により、これまでに数多くの 太陽系外惑星が発見され、その分布から多様性 が明らかになってきている。例えば、惑星の公 転周期が1日も満たない表面温度が3000度を超 える惑星や、離心率が~0.9の非常に歪んだ公転 軌道をもつ惑星の存在などである。その一つに 質量-半径図における統計的特徴がある。特に、 M型星周りの小さな惑星(スーパーアースやサ ブネプチューン;地球半径の0.7~4倍)よりも、 海王星サイズや木星サイズの惑星の数が少ない 傾向にあることがわかってきた。2024年7月現 在、M型星周りを公転している海王星サイズの 惑星のうち、質量が測定された天体はわずか9 天体しかない。

惑星の半径はトランジット法、質量は視線速 度法による観測で知ることができる。半径と質 量から惑星の平均密度を得ることができ、モデ ルとの比較により内部組成の推定が可能となる。 内部組成は惑星の形成位置や形成プロセスを制 約しうるため、惑星半径と質量は系外惑星の観 測において重要な軌道要素となる。

本研究では、TESS により発見された 10 天体 目の惑星 TOI-1883 b の特徴付けについて報告す る。TOI-1883 b は、すばる望遠鏡(8.2m)搭載 の赤外線ドップラー装置(IRD)を用いた視線速 度法によるフォローアップ観測により、質量を 推定したスーパーネプチューン(地球半径の約4 ~7倍)である。他の惑星と比較することで、今 後の大気観測の可能性について考察する。

#### 2 Methods

ここでは本研究で用いた観測手法の物理的解 釈と、観測で使用した装置について説明する。 2024 年度 第54回 天文・天体物理若手夏の学校

#### Radial Velocity 2.1

観測は、視線速度法により行った。惑星が恒 星の周りを公転するとき、恒星は惑星との共通 重心の周りを運動する。視線速度法は、この運 動を観測者の視線方向から観測することで、間 接的に惑星の質量を求める手法である。観測量 である恒星の視線速度を V、近点引数を ω、真 近点離角を f、軌道離心率を e、系全体の視線速 度をvo、惑星の公転周期をP、恒星軌道の軌道 長半径を a*、軌道傾斜角を i、恒星質量を m*、惑 星質量を mn とすると、視線速度は次のような方 程式で表すことができる。

$$V = K(\cos(f + \omega) + e\cos\omega) + v_0$$

$$K = \frac{2\pi}{P} \frac{a_* \sin 1}{\sqrt{1 - e^2}} = \left(\frac{2G\pi}{P}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \frac{m_p \sin 1}{\left(m_* + m_p\right)^{\frac{2}{3}}}$$

ただし、 $m_* >> m_p$ である。

#### Instrument and Observa-2.2 tion

観測装置には、すばる望遠鏡(8.2m 口径)の 近赤外高分散分光装置(IRD)を用いた。

IRD の観測は 2021 年 10 月から 2023 年 5 月までの Subaru IRD TESS Intensive Follow-up project(S21B-113, S21B-118I, S23A-067I) にて 行った。IRD は 930 nm-1740 nm の近赤外領域 をカバーし、分解能は 70000 である。露光時間 は 600-1200 s とし、恒星の輝度や観測条件に よって誤差がある。

データは h バンドで 37 点取得したが、天候 不順や観測機器の統計誤差が大きく影響した点 は外れ値として5点除き、計32点を解析に用 いた。

#### 2.3 Analysis

解析では、マルコフ連鎖モンテカルロ法 (MCMC)による最尤推定を行った。ここで、正 規分布の対数尤度関数として、次の式を用いた。

$$\log \mathbf{L} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} \left( \frac{(y_{model} - y_{obs})^2}{\sigma_e r r^2 + \sigma_j i t^2} + \log 2\pi (\sigma_{err}^2 + \sigma_{jit}^2) \right)$$

ただし、y_{model}は視線速度関数のモデル、y_{obs}は 実際の観測値、 $\sigma_{err}$ は観測誤差、 $\sigma_{jit}$ は装置や恒 星活動(+他惑星)による誤差である。フリーパ ラメータは視線速度 V、近点引数 ω、軌道離心 率 e、系全体の視線速度 vo、装置や恒星活動(+ 他惑星)による誤差  $\sigma_{iit}$  の 5 つとし、全て一様 分布とし、その他の値は固定した。

#### 3 Results

以下に恒星、惑星パラメータ、および解析結果 を示す。

_ 表 1:恒星と惑星ハ	パラメータ
TOI-1883(恒星)	
半径 [太陽半径]	$0.49\pm0.01$
質量 [太陽質量]	$0.49\pm0.02$
有効温度 [K]	$3477 \pm 157$
V 等級 [mag]	$15.792 \pm 0.069$
J 等級 [mag]	$11.871 \pm 0.024$
スペクトル型	М
TOI-1883b(惑星)	
半径 [地球半径]	$5.65\pm0.24$
公転周期[日]	$4.50630 \pm 0.00087$
軌道長半径 [AU]	0.0421

表 2:解析結果

#### 2024 年度 第 54 回 天文・天体物理若手夏の学校

視線速度振幅 $K_b$ [m/s]	$7.88\pm3.76$
視線速度振幅 $K_c$ [m/s]	$24.10\pm3.74$
公転周期 Pb[days]	$4.5060 \pm 0.0019$
公転周期 $P_c$ [days]	$8.334\pm0.010$
系全体の RVV ₀ [m/s]	$-5.68\pm2.75$
誤差 σ _j itter[m/s]	$9.40\pm2.74$

この結果から、内惑星 b の質量  $m_{p,b}$  と、外惑星 候補 c の質量  $m_{p,c}sin i$  を求めた結果が次のとお りである。

表	3	•	解析結果
1X	2	٠	<u><u><u></u></u><u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u><u></u></u></u>

惑星質量 m _{p,b} [地球質量]	$12.68\pm 6.05$
惑星質量 $m_{p,c}sin i$ [地球質量]	$47.60\pm7.44$

#### 4 Discussion

観測結果から TOI-1883 b の平均密度は~ 0.41[g/cm³] であることがわかり、これまで発見 されてきた M 型星周りの海王星サイズ惑星(地 球半径の 4~7 倍) において、最も密度が低い天 体の発見となる。密度の低さは重力ポテンシャ ルの低さを意味しており、惑星大気が大きく広 がっている可能性を示唆する。類似天体には GJ 3470 b や TOI-3785 b が挙げられる。GJ 3470 b の質量は~13.9 地球質量であり、10 天体のう ち、惑星大気に初めて He を検出した惑星であ る。TOI-3785 b の平均密度は~0.61[g/cm³] で あり、TOI-1883 b の次に密度が低い。惑星の内 部組成を推定するモデル(Exoplanet Composition Interpolator)によると、惑星質量 の~20% が H/He 大気であると結論付けている。 したがって GJ 3470 b よりも質量が小さく、 TOI-3785 b よりも平均密度の低い TOI-1883 b は、He 大気が観測できる可能性がある。大気観 測はより詳細な内部組成の解明や、惑星進化の タイムスケールを推定できるため、今後の継続 的な観測が期待される。

外惑星候補 c はトランジットが確認できないた め、軌道傾斜角の不定性が残ってしまうが、概 ね土星質量の半分ほどであることがわかった。 しかし、M 型星周りの惑星種族合成モデルにお いて、短周期で約 50 地球質量の惑星はほとんど 形成されない。したがって、惑星形成モデルに 反する惑星候補の発見となる。複数惑星系の場 合、重力的な摂動により惑星のトランジット時 刻が変動する現象(Transit timing variation; TTV)が起きる。今後、MuSCAT4 などの多色 測光観測による精密な調査から、外惑星候補 c の存在の有意性を検討していく予定である。

#### 5 Conclusion

本研究では、すばる望遠鏡搭載の IRD を用いた 視線速度観測により、M 型星周りを公転する短 周期スーパーネプチューン TOI-1883 b の質量を 決定した。その結果、本惑星系は少なくとも2 惑星系であることを発見し、内惑星質量が  $m_{p,b}$ 12.68 ± 6.05[地球質量]、外惑星候補の質量 が $m_{p,c}sin$  i47.60 ± 7.44[地球質量] という結果 を得た。惑星 b は H/He 大気をもつ可能性が高 く、今後の大気観測が期待される。また、外惑 星候補 c の発見は惑星形成モデルに反する発見 であり、今後も多色測光観測によるトランジッ ト中心時刻の変動を確認することで、その存在 の有意性を検討する。

#### **6** Reference

NASA Exoplanet Archive Powers et al., 2023 Palle et al., 2020 Awiphan et al., 2016 Lopez & Fortney 2014 Burn et al., 2021 Kimura & Ikoma 2022 ——index へ戻る

星間b15

# すばる望遠鏡広域観測で見つかった褐色矮星のタイプ 分類

## 水本 琴美

#### すばる望遠鏡広域観測で見つかった褐色矮星のタイプ分類

水本 琴美 (愛媛大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

褐色矮星は低質量の亜恒星天体であり、中心で軽水素の核融合を起こすことができないため、可視光で暗 い低温の天体である。質量や温度などの物理パラメータにおいて恒星と惑星の間に位置づけられおり、両種 族の形成に重要な手がかりを与える存在と言われている。しかし、可視光ではその暗さが原因で発見される ことがほとんどなかったため、可視光で見つかった褐色矮星の性質は謎が多い天体である。

一方、すばる望遠鏡 HSC で行った遠方クエーサー探査 (SHELLQs) では極めて赤く、点状の形態を持つ 天体の探査をしている。褐色矮星もこれと同様の形態を示すため、この探査の副産物として 100 個近くの褐 色矮星が新たに発見された。これにより統計的に可視光で見つかった褐色矮星の物理性質を調査することが 可能となった。そこで本研究ではこれらの褐色矮星について可視光波長の HSC、近赤外線波長の UKIDSS、 UHS、VIKING および VHS、中間赤外線の WISE という複数の測光データを組み合わせて用いることで、 スペクトル型の決定や SHELLQs の可視光スペクトルのみによるスペクトル分類の評価、赤外線で発見され てきた褐色矮星との性質の違いの調査を目的として研究を行う。

発見された褐色矮星 96 天体のうち、赤外線測光データを取得できたのは 51 天体であった。これらの天体 について、SED フィッティングを行い、スペクトル型の推定を行った結果、M 型が 6 天体、L 型が 27 天体、 T 型が 17 天体、Y 型が 1 天体であった。さらにサブタイプを推定し、SHELLQs と本研究でのスペクトル分 類を比較したところ、12 天体のスペクトル型が一致していると考えられる。分類が異なった天体について、 それぞれのスペクトル型の BT-Settle モデルをフィットさせて比較すると、赤外線測光データの有無によっ て分類に違いが出ていると考えられた。赤外線測光データを取得できた 51 天体のうち、測光データとモデ ルに大きなズレがあるものがあった。天体の画像を確認したところ、天体の識別がうまくできていない可能 性がある。したがって、データの信憑性について、再度検討する必要がある。

#### 1 Introduction

褐色矮星は木星型ガス惑星と恒星の中間に位置す る天体である。質量や温度などの物理パラメータにお いて、恒星と惑星の間に位置付けられており、両種族 の形成に対して重要な手がかりを与えることが期待 されている。褐色矮星の質量は太陽質量の約8%以下 と小さく、恒星のように中心核で軽水素の核融合を安 定的に起こして光ることができない。一方で、褐色矮 星は一時的な重水素による核融合によってエネルギー を生成することができ、その余熱によって光ってい る。その様子はヘルツシュプルング・ラッセル (HR) 図に現れる。褐色矮星はHR 図上で右下に位置してお り、スペクトル型ではM型、L型、T型に分類され、 非常に暗く低温な天体であることがわかる。スペクト ル型から褐色矮星の有効温度は 500 – 3000 K 程度で 赤外線で比較的明るいため、WISE、2MASS、SDSS などによる広域探査により多数の褐色矮星が発見さ

れてきた。一方で、可視光では非常に暗いため褐色矮 星はほとんど発見されることはなかった (Matsuoka et al. 2011) 。

すばる望遠鏡の Hyper Suprime-Cam (HSC) で 行った遠方クエーサー探査 (SHELLQs; Matsuoka et al. 2016) では極めて赤く、点状の形態を持つ天体の 探査を通してクエーサーを発見してきた。褐色矮星 もこれと同様の形態を示すため、この探査の副産物 として 100 個近くの褐色矮星が新たに発見された。 これにより統計的に可視光で見つかった褐色矮星の 物理性質を調査することが可能となった。

SHELLQs で発見された褐色矮星は、全て可視光 のスペクトルの傾きによってスペクトル型が分類さ れている。しかし、赤外線の波長を加えることで、ス ペクトル型の推定に違いが出る場合がある。そこで 本研究では、SHELLQs で発見された 96 天体の褐色 矮星について、近・中間赤外線での測光データを加 えてスペクトル型の決定や SHELLQs の可視光スペ クトルのみによるスペクトル分類の評価を行う。さ らに可視光による発見例が赤外線で発見された褐色 矮星の性質と異なるのかを調査することを目的とし て研究を行う。

#### 2 Data and Sample Selection

#### 2.1 観測データ

本研究では可視光測光データとして、すばる望遠 鏡の HSC を用いて行われた HSC-Subaru Strategic Program (HSC-SSP) S21A の Wide 領域と Deep 領 域のカタログを使用した。このカタログからg、r、i、 z、yバンドの PSF 等級を取得した。

近赤外線測光データは、Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy (VISTA) によ る、VISTA Kilo-degree Infrared Galaxy Survey (VIKING) DR5 カタログおよび VISTA Hemisphere Survey (VHS) DR6 カタログから Z、Y、J、H、Ks バンドの開口等級を取得した。さらにこれらの観測 データに加え、United Kingdom InfraRed Telescope (UKIRT) による UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS) DR11 PLUS カタログおよび UKIRT Hemisphere Surveys (UHS) DR2 カタログから Y、 J、H、Kバンドの開口等級を取得した。

中間赤外線測光データは、Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE) の unWISE カタログを使用し、 3.4、4.6 μm の 2 バンドでの等級データを取得した。

#### 2.2 SHELLQs 褐色矮星とのマッチング

まず、SHELLQs 褐色矮星と HSC カタログ天体を 半径1秒角マッチングさせ、可視光での等級データ を取得した。ここでデータを取得できた天体につい て、VIKING、VHS、UKIDSS、UHS サンプルをそ れぞれ半径1秒角 (Toba et al. 2015) でマッチング した。これにより、SHELLQs 褐色矮星の近赤外線で の等級データを取得した。また、unWISE サンプル は半径2秒角でマッチングさせ、中間赤外線での等 級データを取得した。

#### 2.3 SED フィッティング

マッチングによって得られたデータを用いて、 SHELLQs 褐色矮星の可視光から中間赤外線までのス ペクトルエネルギー分布 (SED) を作成した。作成し た SED について、スペクトル型の決定を行うため、 モデルフィッティングを行った。フィッティングには、 褐色矮星などの恒星大気をシミュレートして作成され た理論モデル (Allard et al. 2003; Allard et al. 2007; Allard et al. 2011; Allard et al. 2012; Allard et al. 2013: Asplund et al. 2009: Barber et al. 2006) であ る BT-Settl 大気モデルを使用した。このモデルにお いて、天体の表面重力を典型値の log g=4.0、金属量 を 0.0 とした。また有効温度 (T_{eff}) については 400 Kから4000 Kまで100 K刻みで変化させ、それぞ れの表面温度における星の理論放射モデルを取得し た。これらのモデルを、作成した SED それぞれに k 倍してフィッティングを行った。kの値は、カイ二乗 法を用いて決定し、カイ二乗の値が最も小さかった モデルの温度を、対象の天体の有効温度と定めた。

#### 3 Results

#### 3.1 マッチング結果

SHELLQs で発見された褐色矮星と HSC カタログ 天体をマッチングさせた結果、96 天体中 95 天体に ついて可視光データを取得することができた。これ らの天体について HSC と VIKING、および VHS を マッチングさせた結果、それぞれ 21 天体と 10 天体 の SHELLQs 褐色矮星のデータを得ることができた。 また、同様に UKIDSS、および UHS をマッチングさ せた結果、12 天体と 2 天体のデータが得られた。さ らに、unWISE サンプルとマッチングさせることで、 38 天体の中間赤外線データを得た。

ここで、unWISE でデータを得られた天体の撮像 画像を確認したところ、6 天体が周囲に天体があっ て測光結果に影響を受けていることがわかったので、 それらを除く、32 天体を SED の作成に使用した。ま た、マッチングから得た天体はそれぞれのカタログ ごとに重複しているものがある。天体ごとに他の測 光データが取得できているか調べたところ、VISTA、 UKIRT、unWISE のいずれかの赤外線のデータが得 られたのは、51 天体であった。これら 51 天体につい てそれぞれ、等級データからフラックスを求め SED を作成した。

#### 3.2 SHELLQs 褐色矮星の SED フィッテ ィング結果

マッチングによって得られた 51 天体に対し、BT-Settle モデルをカイ二乗法を用いて SED フィッティ ングを行い、スペクトル型を推定した結果、M型が 6 天体、L型が 27 天体、T型が 17 天体、Y型が 1 天体 であった。さらに、サブタイプについても、フィット した BT-Settle モデルの有効温度から推定した。図 1 はフィッティングを行った一例である。この天体は有 効温度が 1300 K の BT-Settle モデルがフィットし、 L9 型と推定された。



図 1: SHELLQs 褐色矮星に SED フィッティングを 行った一例。赤い丸、青い四角、緑の三角、紫の菱 形は、それぞれ HSC、VIKING、UKIDSS から取得 した天体のフラックスを示している。薄紫色の線は BT-Settle モデルである。

#### 4 Discussion

### 4.1 SHELLQs 褐色矮星のスペクトル分 類の結果について

褐色矮星に BT-Settle モデルをフィットした様子を 見ると、図2のように、明らかにデータ点に対して モデルがうまく沿っていないものがあった。この天 体は HSC と unWISE での測光データのみ取得でき た天体で、unWISE の測光データがフィットしたモ デルと大きく外れている。そこで、unWISE でこの 天体の画像を確認したところ、対象の天体と思わし きものは確認できるが、ノイズの影響などを受けて いるように見えた。そのため、対象の天体のみを識 別したデータではない可能性があり、データの信憑 性について、再度検討する必要があると考える。



図 2: SED フィットの結果、測光データとモデルの 間に差があった天体。

#### 4.2 SHELLQs でのスペクトル分類との 比較

図3は、本研究で推定したスペクトル型とSHEL-LQsで推定されたスペクトル型を比較したものであ る。この図より、本研究のスペクトル分類の結果に±1 程度の誤差があると考えた場合、12天体はSHELLQs での分類と一致していると考えられる。

一方で、大きく異なったものもある。図4はそのう ちの1天体について、SHELLQsで評価されたスペク トル型の BT-Settle モデルをフィットさせた場合と、 本研究で評価したスペクトル型の BT-Settle モデル をフィットさせた場合を比較している。可視光ではど ちらのモデルも同じようなスペクトルの立ち上がり が見られる。しかし、中間赤外線で SHELLQs での スペクトル型では少し立ち上がりがあるスペクトル であるが、実際の unWISE の測光データにはそのよ うな立ち上がりは見られない。また、reduced chi sq (χ_ν²) の値でも比較すると、本研究でのスペクトル



図 3: SHELLQs で推定されたスペクトル型と本研究 で推定されたスペクトル型の比較。横軸に SHELLQs での分類、縦軸に本研究での分類をとり、赤い点で データをプロットしている。スペクトル型が一致し ている場合、青い線上に赤点がプロットされ、サブ タイプのズレが±1 である場合は青い点線上に赤点 がプロットされてる。

型の方が、小さい値を取っている。したがって、赤 外線のデータを取得することで、より正しいスペク トル型を推定することができたのではないかと考え られる。



図 4: SHELLQs で推定したスペクトル型と本研究で 推定したスペクトル型が大きく異なったものの SED の比較 。薄紫色が本研究で評価に基づいたモデル、 水色が SHELLQs での評価に基づいたモデルをフィッ トさせている。

#### 5 Conclusion

SHELLQs で発見された 96 天体のうち、赤外線測 光データが得られた 51 天体を SED フィッティング し、スペクトル型の推定を行った。その結果、M型が 6天体、L型が27天体、T型が17天体、Y型が1天 体であった。さらにサブタイプを推定し、SHELLQs で推定されたスペクトル型との比較を行った。本研 究でのスペクトル分類にサブタイプが±1程度の誤 差があるとすると、12 天体が SHELLQs での分類と 一致していると考えられる。SHELLQs と本研究で スペクトル型が異なった天体に関して、それぞれの スペクトル型の BT-Settle モデルをフィットさせて 比較すると、赤外線測光データの有無によって分類 に違いが出ていると考えられた。51 天体のうち、測 光データとモデルに大きなズレがあるものがあった。 これについて、画像データを確認したところ、ノイ ズなどの影響を受け、天体の識別がうまくできてい ない可能性がある。したがって、データの信憑性に ついて、再度検討する必要がある。今後、可視光で 発見された褐色矮星と赤外線で発見された褐色矮星 に違いがあるかなど調査したいと考えている。

#### Reference

Allard et al. 2003, IAUS, 211, 325 Allard et al. 2007, A&A, 474L, 21 Allard et al. 2011, ASPC, 448, 91A Allard et al. 2012, RSPTA, 370, 2765A Allard et al. 2013, MSAIS, 24, 128 Asplund et al. 2009, A&A, 47, 481 Barber et al. 2006, MNRAS, 368, 1087 Matsuoka et al. 2011, AJ, 142, 64 Matsuoka et al. 2016, ApJ, 828, 26 Toba et al. 2015, ApJS, 67, 86

-----index へ戻る

星間b16

連星形成におけるアウトフローと高速ジェットの数値 シミュレーション

## 坂本 怜央
### 連星形成におけるアウトフローと高速ジェットの数値シミュレーション

坂本怜央(九州大学大学院理学府地球惑星科学専攻)

#### Abstract

宇宙で誕生する主系列星の半数以上が連星 (多重星)として形成されることが観測で明らかになっており、連星形成 過程の理解は星形成の包括的に理解するために必要不可欠である。しかしながら、単独星形成に比べ連星形成過程は その複雑さなどから不十分である。特に、近接連星は重力波など天体現象の起源として考えられるため形成過程も重 要である。近年の観測研究では、原始連星高速ジェットやアウトフローが確認されているが、数値シミュレーション で高速ジェットは十分に再現されていなかった。今回 Saiki & Machida (2020)のレビューを行い、近接連星形成に 伴うアウトフロー、高速ジェットの数値シミュレーションによる再現、2 つの高速ジェットの分解に必要な空間分解 能について議論する。本研究では単一の分子雲コアを初期条件とした3次元磁気流体数値シミュレーションにより、 原始連星形成後約 400 年間までの進化を計算した。その結果、アウトフローや初めて各々の星から駆動する最大速度 100 km s⁻¹ 以上の高速ジェットを原始連星内で確認した。

#### 1 Introduction

宇宙に存在する主系列星のうち連星は大きな割合 を占め、1 太陽質量以上の星の半数以上は連星である (Moe & Di Stefano 2017)。また、若い星の連星割合 は主系列星より高く、これは、より多くの星が連星と して形成されることを示唆している (Chen 2013)。 したがって、連星形成への理解は必要不可欠であ り、Prompt Fragmentation、Disk Fragmentation、 Fission、Capture など複数のシナリオが挙げれてい る。しかし、確立された連星形成シナリオは存在し ない (Tohline 2002)。一方、近年の観測研究では周 連星円盤や周連星アウトフロー、原始星ジェットの 観測といった連星形成研究に非常に有益な結果が得 られている。

連星形成は単独星形成とは異なり非常に複雑であ り、3 次元シミュレーションを用いて理論研究が行わ れてきた。これまでは分子雲コアが重力収縮し、分 裂する過程までのみ注目し、その後の進化を計算して いない研究が多く、磁場を無視したものも多い。し かし、磁場は周連星アウトフローや原始星ジェット に駆動源であり、星形成において非常に重要である。 先行研究である Machida et al. (2009) と Kuruwita et al. (2017) では磁気流体 (MHD)3 次元数値シミュ レーションを用いており、周連星円盤と低速アウト フローの再現に成功している。しかし、観測研究に よって確認されている高速ジェットの再現には至っ ていない。これには高速ジェットが原始星付近から 駆動されるため、空間解像度が足りないことが考え られる。また、Wurster et al. (2017)の非理想磁気 流体シミュレーションでは初期条件次第で低速アウ トフローも形成されない場合もあることが報告され ている。

#### 2 Numerical Setting and Model

#### 2.1 Basic equations

Saiki & Machida (2020) では 3 次元多層格子法を 用いて非理想磁気流体計算が行われた。圧力と密度 はポリトロピック関係 ( $P \sim \rho^{\Gamma}$ ) として考えポリト ロープ指数は原始星形成を再現するため

$$\Gamma = \begin{cases} 1 & \text{for} \quad n < 2 \times 10^{10} \text{cm}^{-3} \\ 5/3 & \text{for} \quad 2 \times 10^{10} \text{cm}^{-3} < n < 3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3} \\ 7/5 & \text{for} \quad 3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3} < n < 10^{15} \text{cm}^{-3} \\ 1.1 & \text{for} \quad 10^{15} \text{cm}^{-3} < n < 10^{16} \text{cm}^{-3} \\ 2 & \text{for} \quad n > 10^{16} \text{cm}^{-3} \end{cases}$$
(1)

で与える。今回の計算手法では原始星付近で圧力を 適切に計算でき、sink 法より比較的粗い解像度で ジェットの再現が可能という利点がある。非理想磁 気流体基礎方程式に含まれる、磁気拡散係数ηはオー ム拡散のみ考慮しており

$$\eta = \frac{740}{X_{\epsilon}} \quad [cm^2/s] \tag{2}$$

$$X_{\epsilon} = 5.7 \times 10^{-1} \left(\frac{n}{\mathrm{cm}^{-3}}\right)^{-1}$$
 (3)

と密度の関数として与えている。

#### 2.2 Initial state

今回、密度分布を Bonnor-Ebert(BE) 球として初 期条件を与え、中心数密度  $n_0 = 2.1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ 、温 度を  $T_0 = 10 \text{ K}$ 、半径は  $R_{cl} = 5.3 \times 10^3 \text{ au}$ 、分子雲 コア質量は  $M_{cl} = 3.7 M_{\odot}$ とした。加えて、分子雲 コア内部に方位角方向の密度擾乱

$$\delta \rho = 0.1 \rho_0 \cos\left(2\varphi\right) \tag{4}$$

で与えた。また、BE 球外の数密度は 2.3 ×  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ 。磁場は z 軸方向にの みで  $B_0 = 1.2 \times 10^{-4} \text{ G}$ 。角速度は  $\Omega_0 = 9.5 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ の剛体回転で回転軸は 磁場と平行である。重力エネルギーに対する熱エネ ルギー、回転エネルギー、磁気エネルギーの比は  $\alpha_0 = 0.1, \beta_0 = 0.05, \gamma_0 = 0.03$ である。質量磁束 比 $\mu_0 = 5$ である。

#### 2.3 Nested grid code

Saiki & Machida (2020) で用いた計算では、各 階層の計算格子が (i,j,k)=(128,128,64) で構成され おり、階層の中心に次の階層が存在している。初期 のサイズレベルは 1-6 となっておりサイズレベル 5 内に BE 球を設置している。レベル 1 の格子サイ ズは  $1.7 \times 10^5$  au(セルサイズは  $1.3 \times 10^3$  au) であ り、レベル 16 で格子サイズは 5.0 au(セルサイズは 0.039 au) である。

#### 3 Results

図 1 は連星が形成されて 400 年までの時間進化を 表している。図 1(a) ではファーストコアが Bar-like 構造へ進化し、分裂が起きている。原始星各々の中 心数密度は  $n > 10^{15} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ であり、半径は  $r \leq 0.05$  au である。図 1(b) で各々の原始星付近の 低数密度領域では Interchange 不安定性によって形 成された泡のような構造が確認できる。連星へ分裂 が起きた時の連星間距離は 20au 程度であった (図



図1 赤道面の密度分布(カラー表示)。分子雲コ アが崩壊し始めてからの経過時間 t および原始星形 成後の経過時間 *t_{ps}* を各パネルの上部に示す。パネ ル (c) の右下は中央領域の拡大である。

1(a) と (b))。また、図 1(a)-(c) で確認できるように 連星間距離は連星形成後  $t_{ps} \leq 200$  yr で小さくなる。 図 1(c) は最も連星間距離が小さい時の密度分布であ り、 $r_{sep} \sim 1$  au である。その後、連星間距離は増加 し、計算終了まで 5 – 15 au を維持した。図 1(d)-(f) では各々の原始連星に大きさ  $\sim 3-5$  au の星周円盤、 連星を囲む大きさ 10 – 20 au の周連星ストリームを 確認できる。

図 2(a) と (b) は図 1(f) の x-z 面に対応している。 図 2(a) では各々の原始星から駆動される高速ジェッ トを確認できる。より大きいスケールでみると各々 の原始星からの高速ジェットは絡み合い2つに区別 することはできず、1つのジェットとして確認できる (図 2(b))。周連星ストリーム領域から駆動する低速 アウトフローを確認することができる。また、大規模 スケールでは星周円盤領域外部から駆動する低速ア ウトフローも確認することができ、高速ジェット、低 速アウトフローの両方に起因する内部構造があるこ とを示唆している。図 2(c) は図 1(f) での角速度 (v_o) とケプラー速度  $(v_{kep})$  の比  $(v_{\varphi}/v_{kep})$  を表している。 周連星ストリームの質量が r < 10 au に集中してい るため、同領域で数密度  $n > 10^{13} \, \mathrm{cm}^{-3}$ の領域の合 計質量を  $M_c$  とし、ケプラー速度  $v_{kep} = \sqrt{GM_c/r}$ で推定した。図 2(c) で確認できるように、周連星 ストリームの大部分の角速度はケプラー速度に匹敵 している。したがって、周連星ストリームから磁気

#### 2024 年度 第 54 回 天文·天体物理若手夏の学校



図 2 (a), (b) y = 0 平面上の密度(色)と速度 (矢印)の分布を示す。パネル(a) はパネル(b) の拡大図である。(c)角速度とケプラー速度の比  $(v_{\varphi}/v_{kep})(カラー表示)と赤道面上の速度分布(矢$ 印)を示す。(d) アウトフロー速度に対するアウトフロー質量のヒストグラム。

遠心力によって低速のアウトフローが駆動すると考 えることができ、Machida et al. (2009)、Kuruwita et al. (2017) の結果とも一致する。アウトフローは 計算終了時、原始星から ~ 200 au まで広がってい た。図 2(d) は計算終了時の速度ごとのアウトフロー 質量を表している。原始連星から駆動されるアウト フローの大部分は  $v_r \leq 100 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ であり、わずか に 100 km s⁻¹ を超えている成分が存在する。この 図より低速アウトフローが卓越している。一方で、  $v_r \sim 70 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ で局所的に多くなっているのは各々 の原始星から直接駆動する高速ジェットに対応して いる。

図 3 は図 1(f) の 3 次元構造をジェットの速度ご とに示している。原始星付近の黄色領域は等数密度 面  $n = 10^{13}$  cm⁻³ であり、周連星円盤と定義してい る。図 3(a) では各々の原始星上下領域から駆動す る  $v_{jet} = 90$  km s⁻¹ の高速ジェットがわずかに確認 できる。一方、図 3(b) では各々の原始星から直接 駆動する  $v_{jet} = 70$  km s⁻¹ の高速ジェットを確認で きる。また、 $v_{jet} > 50$  km s⁻¹ の高速ジェット (図



図3 連星形成後 400 年での高速ジェットの構造 を、(a) $v_{jet} = 90 \text{ km s}^{-1}$ 、(b) $v_{jet} = 70 \text{ km s}^{-1}$ 、 (c) $v_{jet} = 50 \text{ km s}^{-1}$ 、(d) $v_{jet} = 20 \text{ km s}^{-1}$ 、 (e) $v_{jet} = 10 \text{ km s}^{-1}$ 、および (f) $v_{jet} = 5 \text{ km s}^{-1}$ の等速度面で示す。黄色の面は、原始星が埋め込ま れた n = $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の等密度面を持つ星周円盤に 対応。x = 0, y = 0、および z = 0平面上の密度 分布が各壁面に投影されている。ボックスのスケー ルは各パネルに記載。

3(b)(c))では、各々のジェットが平行であるのに対 して、 $v_{jet} = 20 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ の2つの高速ジェット (図 (e))は  $L \sim 40$  au で絡み合う様子が見られている。 更に、等速度面  $v_{jet} = 5 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ の (図 3(f))では完 全に絡み合い 1 つのジェットとして確認できる。ま た、高速ジェットの周囲には周連星ストリーム領域 から駆動するアウトフローが確認できる。図 3 より、 原始連星から駆動する 2 つの高速ジェットをそれぞ れ分解するには  $L \leq 100$  au の空間分解能が観測で必 要であることを示唆される。

図 4 上のパネルは原始星とアウトフローの質量 進化を示している。今回、原始星を数密度  $n > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域と定義し、周連星円盤は数密度  $10^{12} \text{ cm}^{-3} < n < 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の密度領域と定義する。 原始星形成後、 $M_{ps}$ はわずかに振動しながら増加し、 計算終了時には  $M_{ps} \cong 0.3M_{\odot}$ 、 $M_{disk} \cong 0.03M_{\odot}$ 、  $M_{out} \cong 0.4M_{\odot}$ と進化した。これらは連星の合計質 量であるため、質量比1:1であると仮定し、1つあ たり  $M_{ps} \cong 0.15M_{\odot}$ 、 $M_{disk} \cong 0.015M_{\odot}$ と推定で きる。また、連星間距離は 1 au  $\leq r_{sep} \leq 30$  au で変 動しており、 $M_{ps}$ 、 $M_{disk}$ 、 $M_{out}$ との間で弱い相関が みられる。図 4 下のパネルでは連星間距離と速度別



図 4 経過時間 t に対する原始星、円盤、およびア ウトフローの質量(上; 左の縦軸)、連星間距離 *r_{sep}* (上; 右の縦軸)。異なる速度範囲における経過時間 *t* に対するアウトフロー質量(下; 左の縦軸)。

のアウトフロー質量の関係をプロットしている。こ の図より、低速度アウトフロー ( $v_r = 1 - 5 \text{ km s}^{-1}$ ) が支配的であり、ほとんど変動しないことが分かる。 これは低速度アウトフローが周連星領域から駆動 するためである。更に、原始星形成前 ( $t_{ps} < 0 \text{ yr}$ ) から現れていることも分かる。これは、ファース トコア期から低速アウトフローが駆動しているた めである。一方、 $v_r > 5 \text{ km s}^{-1}$ のアウトフローは 原始星形成後 ( $t_{ps} > 30 \text{ yr}$ )に現れている。また、 高速度成分 ( $v_r > 10 - 20 \text{ km s}^{-1}$ ) は低速度成分 ( $v_r < 10 \text{ km s}^{-1}$ ) より時間変動が大きい。特に、  $v_r > 20 \text{ km s}^{-1}$ のアウトフローは連星間距離が大 きくなるとアウトフロー質量も大きくなるという正 の相関がみられる。

#### 4 Discussion and Future work

各々の原始星から駆動する2つの高速ジェットを 観測で分解するために必要な空間分解能の推定につ いて議論する。空間分解された2つの高速ジェット の観測は近接連星の直接的な証拠になるため重要で ある。今回のシミュレーション結果を参考にしたが、 以下の推定にはシミュレーション結果と直接関係し ていない。

連星系の典型的なタイムスケールは  $P = (4\pi^2 a^3/GM_{tot})^{1/2}$ で定義される軌道周期である。 a は連星の軌道半径、 $M_{tot}$  は原始星の合計質量で ある。この式で a = 10 au、 $M_{tot} = 0.1M_{\odot}$ とする  $と P \cong 100$  yr とである。10 au より外側の周連星円 盤の影響を考慮すると軌道周期は P > 100 yr とな る。一方、近接連星 ( $r_{sep} < 10$  au) では P < 100 yr となる。そこで高速ジェット ( $v_r = 30 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ )を 仮定すると、ジェット (0yr で放出)のスケール は 1 周期で  $L_{jet} \sim 600(v_{jet}/30 \,\mathrm{km \, s^{-1}})$ となる。  $v_r = 30 \,\mathrm{km \, s^{-1}}$ はシミュレーション研究における 典型的な高速ジェット速度に対応する。したがって、 2 つのジェットを分解し近接連星の直接的な証拠を 得るには  $\ll L_{jet}$ の空間分解能が必要であり、今回の シミュレーションと同様である (図 3)。

今後、Fission シナリオに沿った長時間計算を行 い、観測結果との整合性を取り、連星形成メカニズム 解明に向けた研究を行う。

#### Reference

- Yu Saiki, & Masahiro N. Machida 2020, ApJL, 897, L22
- Machida M. N, Inutsuka S, & Matsumoto T 2009, ApJL, 704, L10
- Wurster J, Price D. J, & Bate M. R. 2017, MNRAS, 466, 1788
- Kuruwita R. L, Federrath C, & Ireland M. 2017, MN-RAS, 470, 1626
- Maxwell Moe, & Rosanne Di Stefano 2017, ApJS, 230, 15
- Xuepeng Chen 2013, ApJ, 768, 110
- Joel E. Tohline 2002, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol 40, 349-385

-index へ戻る

星間b17

### 初代星が形成される原始ガス雲の条件について

# 小笠原 宗也

### 初代星が形成される原始ガス雲の条件について

小笠原 宗也 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

#### Abstract

宇宙初期に誕生した第一世代の星は初代星と呼ばれ、宇宙の初期進化や宇宙の再電離を考える上で初代星の 理解は重要な役割を果たすと考えられる。また、初代星はビックバン元素合成で作られる軽元素により形成 されることから、現在の星形成過程とは異なり水素分子の振動・回転準位の励起による輻射冷却が主な冷却 源になる。本講演では Nishi & Susa (1999) のレビューを行う。Nishi & Susa (1999) では非化学平衡過程 でのビリアル平衡に達するまでに原始ガス雲内で形成される水素分子の量を推定し、冷却時間と自由落下時 間を比較することで星形成が可能かを調べている。さらに冷たいダークマター(CDM)の揺らぎから、最初 に星形成が起こる可能性が高い原始ガス雲の形成時期や総質量を見積っている。また、大質量で誕生すると 予想される初代星の超新星爆発によって破壊されずに、多数の星が形成されて明るい天体に進化できる条件 を考えている。

#### 1 Introduction

宇宙は今から約138億年前に誕生し、その後ビッ グバン元素合成によって軽元素が作られた。宇宙膨 張が進みさらに温度と密度が下がると z ~ 1000 の 頃にほとんどの自由電子が原子核に結合され、宇宙 は中性化した。それによって光子は直進できるよう になり、宇宙マイクロ波背景放射(CMB)として観 測されている。一方で、クェーサーのスペクトルや CMB の偏光の観測から z ~ 6 までには銀河間の中 性水素ガスが電離した、つまり再電離が起きたとさ れている。クェーサーの紫外線放射だけでは再電離 させるには不十分のため、それまでに形成された初 代星が大きな役割を担っていると考えられる。

宇宙初期に誕生した第一世代の星である初代星は 以下のように形成されたと考えられる。まず、ダー クマターは重力以外の相互作用をほとんどしないの でバリオンと異なり宇宙の中性化以前から密度揺ら ぎを成長させることができる。この密度揺らぎを種 に原始ガス雲は進化し、最大膨張に達した後に収縮 に転じ、やがてビリアル平衡に達する。そして輻射 冷却によって原始ガス雲の収縮が進んで星形成コア が形成され、さらに原始星が形成される。最終的に 初代星は大質量で誕生し、紫外線によってそれ以降 の星形成を阻害する(Omukai & Nishi 1999)。星の 進化の最終段階になると超新星爆発によって周囲の ガス雲を破壊する可能性がある。

Nishi & Susa (1999) では原子ガス雲内がビリア

ル平衡に達するまでに形成される水素分子の量を推 定している。また、自由落下時間と冷却時間を比較 することで冷却が十分に効き星形成が起こるような 原始ガス雲の質量と時期を見積もり、超新星爆発で 破壊されずに明るい天体として生き残る条件を調べ ている。それらの結果を紹介し、議論を行う。

#### 2 Methods

以下で示すタイムスケールを計算するのに必要な 反応率や冷却率は Galli & Palla (1998)の値を用い ている。

#### 2.1 形成される水素分子の量

原始ガス雲内の熱化学進化は非化学平衡過程の下 で行われる。しかし、水素分子の生成と解離のタイ ムスケール、電子の再結合のタイムスケール、および 冷却時間を比較することで形成される水素分子の量 を推定することができる。それぞれのタイムスケー ルを $t_{form}, t_{dis}, t_{rec}, t_{cool}$ と表す。 $t_{dis}, t_{rec}, t_{cool}$ の間 でそれぞれが一番小さいとき、水素分子の存在比 率 $y_{H_2}$ は $y_{H_2} = y_{H_2}^{eq}(t_{rec}/t_{dis}), y_{H_2} \simeq$  $y_{H_2}^{eq}(t_{cool}^{eq}/t_{dis})^{-1/2}$ とできる。ここで、 $y_{H_2}^{eq}$ は温度と 電離度から期待される水素分子の振動回転遷移に よる輻射冷却での冷却時間である。

#### 2.2 自由落下時間と冷却時間

収縮によって星形成が起きるにはガスが十分冷却 される必要がある。そこで、それぞれ以下のように 表せる自由落下時間(t_{ff})と冷却時間(t_{cool})を比較 することで星形成が可能か調べる。

$$t_{\rm ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_{\rm vir}}\right)^{1/2} \tag{1}$$

$$t_{\rm cool} = \frac{1.5\mu^{-1}k_B T_{\rm vir}}{n_{\rm vir}\Lambda(y_{\rm H_2}, T_{\rm vir}, n_{\rm vir})}$$
(2)

ここで  $\rho_{\text{vir}} \equiv 18\pi^2 \Omega \rho_{\text{cr}}, n_{\text{vir}} \equiv \Omega_b \rho_{\text{vir}}/m_p, \rho_{\text{cr}} \equiv 1.9 \times 10^{-29} h^2 (1 + z_{\text{vir}})^3 \text{ g cm}^{-3}, \mu$  は平均分子量で ある。また、Nishi & Susa (1999) では  $\Omega = 1, \Omega_b = 0.06, h = 0.5$ を採用している。

#### 2.3 超新星爆発の影響

大質量で誕生すると予想される初代星は、紫外線放 射によって周囲の水素の電離や水素分子の解離を起 こし、母体の原子ガス雲の星形成を妨げる(Omukai & Nishi 1999)。そのため、次世代の星形成が進むの は初代星が寿命を迎えてからになるが、大質量星は 進化の最終段階で超新星爆発を起こす可能性がある。 超新星残骸(SNR)から母体の原始ガス雲に伝わる 運動量を見積もることで、超新星爆発で破壊されな いすなわちそれ以降も星形成ができる天体を調べる ことができる。簡単のために原始ガス雲が球対称で 密度が一定とする。SNR の中心からの衝撃波面の速 度は

$$v_s(t) = \left[\frac{7.64 \times 10^{-3} (\gamma^2 - 1) KE}{\rho_1}\right]^{1/5} t^{-3/5} \quad (3)$$

である(Spitzer 1978)。ここで、E は超新星爆発に よって与えられる熱エネルギー、 $\rho_1$  は超新星爆発前 の原始ガス雲の密度、t は超新星爆発からの経過時間、  $\gamma$  は比熱比、K = 1.53 である。衝撃波面の位置は

$$R_s(t) = \left[\frac{0.746(\gamma^2 - 1)KE}{\rho_1}\right]^{1/5} t^{2/5} \qquad (4)$$

となる。冷却が効くまで SNR の質量は  $m_{\text{SNR}} = \frac{4}{3}\pi R_s^3(t)\rho_1$  とできる。SNR から原始ガス雲に伝わる 運動量は  $m_{\text{SNR}}v_s(t_{\text{cool}})$  であるから、原始ガス雲の速 度は  $m_{\text{tot}(T_{\text{vir},z_{\text{vir}}})}$  をその質量として

$$v_{\text{tot}} = \frac{m_{\text{SNR}}(t_{\text{cool}})}{m_{\text{tot}(T_{\text{vir}}, z_{\text{vir}})}} v_s(t_{\text{cool}})$$
(5)

となる。v_{tot} が脱出速度を超えなければ破壊されず に生き残ると考えられる。

#### **3** Results



図 1: 電離度と温度に対する t_{dis}, t_{rec}, t_{cool}の関係



図 2: 各 *z* でのビリアル温度に対して形成される水 素分子の量

温度と電離度  $(y_e)$  に対して  $t_{dis}, t_{rec}, t_{cool}$ を比較し たものが図 1 になる。この関係から形成される水素 分子の量を推定し、ビリアル温度に対して示したもの が図 2 になる。 $z \gtrsim 100$  では H⁻ が、さらに  $z \gtrsim 200$ では H⁺₂ が CMB によって光電離されるため、形成 される水素分子の量が非常に少ないことが分かった。 一方で、 $z \lesssim 100$  では z 依存性がほとんど見られず、  $T_{vir} \simeq 10^4 K$  近くでは  $y_{H_2} = y_{H_2}^{eq}$ となった。また  $T_{vir} \lesssim 2000 K$  では  $t_{rec}$  が最も小さく、触媒の電子や H⁻ の減少によりほとんど水素分子が形成されなかっ た。

 $t_{\rm ff} \ge t_{\rm cool}$ およびハッブル時間 $(H^{-1})$ を比較したものが図3になる。 $t_{\rm ff} > t_{\rm cool}$ の領域では、冷却が十分に効き原始ガス雲が $t_{\rm ff}$ で動的に収縮することが考えら

れる。その結果、ガス雲が分裂し多数の星が形成され ることが期待できる。 $t_{\rm ff} < t_{\rm cool} < H^{-1}$ の領域では準 静的に収縮していくと考えられ、原始ガス雲の中心に 大質量の星が形成されると考えられる。 $H^{-1} < t_{\rm cool}$ の領域ではハッブル時間内には冷却が効かないこと から、星形成は期待できない。 $T_{\rm CMB} > T_{\rm vir}$ の領域 では CMB の温度が高いため輻射冷却が不可能であ る。また、超新星爆発の典型的なエネルギーである  $10^{51}$  ergs とその 10 倍である  $10^{52}$  ergs で原始ガス雲 が破壊されるかどうかの境界が図 3 に示されている。 原始ガス雲が超新星爆発から受け取るエネルギーは、 それまでに形成される星の数、すなわち  $t_{\rm cool}$ の大き さによって決まる。ここでは  $t_{\rm ff} > t_{\rm cool}$ の領域では  $10^{52}$  ergs、 $t_{\rm ff} < t_{\rm cool} < H^{-1}$ の領域では  $10^{51}$  ergs の エネルギーを受け取るとする。



図 3: 冷却可能領域と超新星爆発による破壊が起きる 条件

冷たいダークマター (CDM) の揺らぎ ( $1\sigma, 2\sigma, 3\sigma$ ) とダークマターも含めた原子ガス雲の総質量を図4 に示している。 $t_{\rm ff} > t_{\rm cool}$ の領域が最初に星形成する 可能性が高いと考えると、3σでは z ~ 40 のときに 10⁶M_☉の天体の中で最初の星形成が起こると予想さ れる。図4でのLOと書かれた領域は $t_{\rm ff} > t_{\rm cool}$ か つ超新星爆発によって破壊されない領域である。さ らに星形成過程ですでに平らな形状になっているこ とから (Nishi et al. 1998)、初代星の紫外線放射によ る効果は小さいことに加えて超新星爆発の影響も少 なくなり、効率的に星形成が進むことが分かる。LO になるには10⁷ M_☉以上必要であるから、多数の星が できて明るい天体に進化するのは 10⁷ M_☉ 以上の原子 ガス雲であると考えることができる。また、Lyαも  $t_{\rm ff} < t_{\rm cool} < H^{-1}$ の領域内にある超新星爆発によっ て破壊されない領域である。しかし、超新星爆発の

影響を強く受け進化が遅いことから、Ly $\alpha$  雲として 観測されると予想できる。IG と書かれた領域は星形 成の後に超新星爆発によって破壊される領域であり、  $T_{\rm CMB} > T_{\rm vir}$  と NC と書かれた領域ではそもそも星 形成が起きない。



図 4: 星形成が起きる条件と超新星爆発の影響

#### 4 Discussion

 $T_{\rm vir} \gtrsim 10^4 K$ では  $t_{\rm ff} > t_{\rm cool}$ の領域が広がっている ことが分かる。これは水素原子による冷却が効いてい るためである。一方で、 $T_{\rm vir} \lesssim 10^4 K$ でも  $z \sim 10-100$ で  $t_{\rm ff} > t_{\rm cool}$ となっている領域がある。これは水素 分子による冷却が十分効いているためである。その 領域は最初の星形成が起きる領域であるため、初代 星の形成のために水素分子による冷却が重要である と理解することができる。超新星爆発の影響は超新 星残骸からの運動エネルギーの受け渡しのみを考え ているが、実際は衝撃波による影響も無視できない。 また、当時の CDM の揺らぎの精度が十分でないた め、現在の標準的なモデルだと今回の結果よりも早 く星形成が起きたと考えられる。

#### 5 Conclusion

タイムスケールの比較からビリアル平衡に達する までに形成される水素分子の量を推定し、自由落下 時間と冷却時間の大小関係から星形成が起きる条件 を調べた。また、CDM の揺らぎから最初に星形成 が起きる原始ガス雲の形成時期と総質量を見積もり、 初代星形成後に超新星爆発によって破壊されずに多 数も星が形成され明るい天体として生き残る条件を 考えた。 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

### Acknowledgement

今回の講演にあたり、新潟大学宇宙物理学研究室 の先生や院生、甲南大学の須佐元教授に様々な助言や ご指導をいただきました。心より感謝申し上げます。

### Reference

Nishi, R., & Susa, H. 1999, ApJL, 523, L103

Omukai, K., & Nishi, R. 1999, ApJ, 518, 64

Galli, D., & Palla, F. 1998, A&A, 335, 403

Spitzer, L., Jr. 1978, Physical Processes in the Interstellar Medium

Nishi, R., Susa, H., Uehara, H., Yamada, M., & Omukai, K. 1998, Prog. Theor. Phys., 100, 881 -index へ戻る

星間b18

# 乱流分子雲中の星風バブルの進化に関する研究

# 浜田 草太郎

### 星風バブルの Efficiently Cooled Model

浜田 草太郎 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

#### Abstract

星形成は非常に非効率的な過程であり、この原因はフィードバックであると考えられている。フィードバッ クとは、大質量星からの質量やエネルギー、運動量のインプットであり、最終的な星形成効率を決定するた め詳細な理解が必要である。フィードバック効果の一つである星風は周囲の Interstellar mesium (ISM)を押 しやり、バブル構造を形成する。大質量星からの星風は 1000km/s 以上になり、衝撃波によってバブル内に 熱く、高圧のガスを生成する。古典的には星風バブル内の高温ガスは冷却が非効率であるため、X 線による 高い光度と大きなバブルの膨張速度が予測されていたが、これらは観測と矛盾していた。本講演でレビュー する Lancaster et al., (2021) では過去の古典的なモデルと異なり、より現実的な ISM の乱流による密度の 非均一性を、バブル表面のフラクタル構造として取り入れバブルの進化を導出した。この効果によってバブ ルの表面積が大きくなり、冷却がより効率的に起こることがわかった。バブルに関係する物理量は古典的な 解に対して、膨張速度と運動量は 10-100 倍、圧力は 100-1000 倍小さくなった。観測量と一致する解析解が 得られ、バブルの膨張速度も観測量と矛盾無く説明することができた。

#### 1 Introduction

星形成は非常に非効率な過程であり、これは大質 量星やクラスターから周囲の環境への質量、運動量、 エネルギーの注入が原因である。これをフィードバッ クと呼ぶ。フィードバックは様々なプロセスによっ て引き起こされる。輻射圧、光電離によって温められ たガスの圧力、星風などがある。これらのメカニズ ムを研究するための観測は近年盛んに行われている。

フィードバックの一つである星風は星からの高速な ガスの流れである。大質量星による星風は1000km/s にもおよび、周囲の ISM に大きな影響を与え、バブ ル構造を形成する。星風バブル進化の理論モデルは Weaver et al. (1977) によって提案されている。この モデルでは星風と ISM が衝突することによって形成 する衝撃波によって加熱された高温ガスの高い圧力 でバブルの運動が駆動される。一方で、このモデル によって予測される X 線は観測による数値より遙か に高い値を示し、バブルの膨張速度などの物理量も 観測と大きく異なっていた。そこで今回は、この観測 と理論の矛盾を解決するために星風によって形成さ れるバブルの進化を説明する新たなモデルを紹介す る (Lancaster et al.,2021)。モデルでは、バブルの表 面で引き起こされる乱流によって強い冷却が起きる という現実的な描像を反映している。乱流は Kelvin-Helmholtz 不安定性やその他の不安定性によってバ ブルの表面で成長すると考えられる。この冷却はバ ブルの高温ガスの温度を下げるのに十分強く、バブ ル進化は運動量駆動になる。このモデルはこの点で 古典的でよく知られている Weaver et al.(1977)の解 と異なる。我々は新しいモデルによってバブルサイ ズや膨張速度、運動量などの物理量がどのように変 化するかを明らかにする。

#### 2 Methods

#### 2.1 Classical Stellar Wind Bubble

星風バブルが一定の星風によって球状に膨張する 描像は解析的に解かれている (Weaver et al. 1977)。 Weaver et al. (1977) ではバブルの構造を 4 つに区 分した。

(i)free hypersonic wind;

(ii)shocked stellar wind;

(iii)shocked, cooled shell of interstellar gas;

(iv)ambient interstellar gas.

この古典的な描像は図1に示す。領域 (iii) で発生 した熱エネルギーは直ちに冷却され、領域 (ii) に蓄 えられたエネルギーは冷却しないという仮定の下で、



図 1: 星風バブルの古典的描像

解析解は次のようになる。

$$R = R_{\rm w}(t) \equiv \left(\frac{125}{154\pi}\right)^{1/5} \left(\frac{L_{\rm w}t^3}{\bar{\rho}}\right)^{1/5} \tag{1}$$

$$P = P_{\rm w}(t) \equiv \frac{5}{22\pi} \left(\frac{125}{154\pi}\right)^{-3/5} \left(\frac{L_{\rm w}^2 \bar{\rho}^3}{t^4}\right)^{1/5} \quad (2)$$

$$p_r = p_{\rm w}(t) \equiv \frac{4\pi}{5} \left(\frac{125}{154\pi}\right)^{4/3} \left(L_{\rm w}^4 \bar{\rho} t^7\right)^{1/5} \tag{3}$$

$$E_{\rm th,w} = \frac{3}{2} P_{\rm w} V_{\rm w} = \frac{5}{11} L_{\rm w} t \tag{4}$$

$$E_{\rm kin,w} = \frac{1}{2} M_{\rm sh} \left(\frac{dR_{\rm w}}{dt}\right)^2 = \frac{15}{77} L_{\rm w} t \tag{5}$$

ここで、 $L_w$  は wind luminosity, $\bar{\rho}$  は ambient interstellar gas の密度である。

#### 2.2 The Efficiently Cooled model

古典的な描像と異なり、現実では不安定性や、ambient ISM の密度不均一による乱流で、密度不連続 面が歪んだ構造になる。その様子の模式図を図2に 示す。この効果はバブル内の熱を効率的に冷却する 可能性がある。以下では、現実的な ISM でのバブル 冷却とその進化を見積もる。

#### 2.2.1 Turbulent mixing

密度不連続面での不安定性により乱流が発生する。 したときの単位面積から抜けるエネルギーを、 乱流の速度スペクトルは、

$$v_{\rm t}(l) = v_{\rm t}(L) \left(\frac{l}{L}\right)^p \tag{6}$$

ここで、*p*はこの乱流の冪指数 (今回は Kolmogolov 乱流を考え 1/3)、*L* は最大の乱流スケール、*v*_t(*L*) は



図 2: 星風バブルの現実的描像

そのスケールでの乱流の速度である。あるスケール *l* でのエディターンオーバータイムは

$$t_{\rm e}(l) \equiv \frac{l}{v_{\rm t}(l)} = \left(\frac{l}{L}\right)^{1-p} \frac{L}{v_{\rm t}(L)} = \left(\frac{l}{L}\right)^{1-p} t_{\rm e}(L)$$
(7)

) と書ける。冷却時間 t_{cool} が t_e(l) と同程度になると
 きに冷却が良く効き、そのような l を l_{cool} とする。
 ) l_{cool} と v_t(L) は次のように書ける。

$$l_{\rm cool} = L \left[ \frac{v_{\rm t}(L)t_{\rm cool}}{L} \right]^{\frac{1}{1-p}} \tag{8}$$

$$v_{\rm t}(l_{\rm cool}) = v_{\rm t}(L) \left[\frac{v_{\rm t}(L)t_{\rm cool}}{L}\right]^{\frac{p}{1-p}} \tag{9}$$

#### 2.2.2 Fractal Natre of the Turbulent Boundary Layer

密度不連続面から抜ける単位時間あたりのエネル ギーは、

$$\dot{E} \sim \frac{5}{2} P v_{\rm t}(l_{\rm cool}) A(l_{\rm cool}) \tag{10}$$

と書ける (Fielding et al. 2020)。ここで A(l_{cool}) は バブル表面のスケール l_{cool} での表面積である。図 2 のように密度不連続面は歪んだ構造をとり、本論文 では歪んだシェルの表面積をフラクタル構造として モデル化して再現する。表面が半径 r の球であると したときの単位面積から抜けるエネルギーを、

$$\Phi_{\rm cool} \sim \frac{5}{2} P v_{\rm t}(l_{\rm cool}) \frac{A(r; l_{\rm cool})}{4\pi r^2} \tag{11}$$

とする。モデルとするフラクタル次元を D として  $d \equiv D - 2$ とすると表面積 A(r; l) は、

$$A(r;l) \sim 4\pi r^2 \left(\frac{r}{l}\right)^d \tag{12}$$

スは次の通り。

$$\Phi_{\rm cool} \sim \frac{5}{2} P v_{\rm t}(l_{\rm cool}) \left(\frac{r}{l_{\rm cool}}\right)^d \tag{13}$$

$$\sim \frac{5}{2} P v_{\rm t}(L) \left(\frac{l_{\rm cool}}{L}\right)^{p-a} \left(\frac{r}{L}\right)^{d} \tag{14}$$

$$\sim \frac{5}{2} P v_{\rm t}(L) \left[ \frac{v_{\rm t}(L) t_{\rm cool}}{L} \right]^{\frac{p-a}{1-p}} \left( \frac{r}{L} \right)^d \qquad (15)$$

#### 2.2.3 Conditions for Efficient Cooling

このセクションでは実際の ISM でバブルの冷却が 効くかどうかを考える。バブル表面から冷却される エネルギーフラックス  $\Phi_{
m cool}$  が星風によってシェルに 運ばれる運動量 Φ_W より大きい場合にはバブルの熱 は効率的に冷却され、運動量駆動のシェルの膨張に なる。それぞれのエネルギーフラックスは次の通り。

$$\begin{split} \Phi_{\rm cool} &= 2.5 \times 10^{-2} \, {\rm erg \, s^{-1} \, cm^{-2}} \\ &\times \left(\frac{P_{\rm ps}}{10^{-10} \, {\rm erg \, cm^{-3}}}\right) \left(\frac{v_t(t_{\rm cool})}{100 \, {\rm kms^{-1}}}\right)^{3/4} \\ &\times \left(\frac{t_{\rm cool}}{100 \, {\rm yr}}\right)^{-1/4} \left(\frac{L}{1 \, {\rm pc}}\right)^{-1/4} \left(\frac{R_b}{10 \, {\rm pc}}\right)^{1/2} \end{split}$$
(16)

$$\Phi_{w} = \frac{5}{2} P_{\rm ps} v_{\rm ps} \left(\frac{R_f}{R_b}\right)^2$$
  
= 2.5 × 10⁻³ erg s⁻¹ cm⁻²  
×  $\left(\frac{P_{\rm ps}}{10^{-10} \,{\rm erg \, cm^{-3}}}\right) \left(\frac{v_{\rm ps}}{250 \,{\rm kms^{-1}}}\right)$  (17)

ここで、 $R_f$ はシェルの内側の半径、 $R_b$ はシェルの密 度不連続面の半径、P_{ps}, v_{ps} は post-shock 領域での 圧力と速度である。典型的な値では冷却するエネル ギーが10倍大きく、熱をすぐ冷却することがわかる。

#### 2.2.4 The Efficiently Cooled Solution

バブル進化を解析的に求める。バブルの中心から 一定の L_w、質量放出率 M_w、速度 V_w で星風が吹い ている時、運動量の注入率 pw は、

$$\dot{p}_{\rm w} \equiv V_{\rm w} \dot{M}_{\rm w} = 2L_{\rm w}/V_{\rm w} = \left(2L_{\rm w} \dot{M}_{\rm w}\right)^{1/2}$$
 (18)

となる。今回は 2.5 次元のフラクタルを考え d = 1/2 と表せる。2.2.3 で議論したように、星風によって温 とする。最終的に、冷却されるエネルギーフラック められた図 2(ii)Shocked Stellar Wind はすぐに熱を 図 2(iii)Shocked ISM に受け渡し、冷却するとして、 バブル進化は運動量駆動であると考える。シェルの ) 運動方程式は、

$$\frac{d}{dt}(M_{\rm sh}\langle v_{\rm r}\rangle) = \alpha_{\rm p}\dot{p}_{\rm w} \tag{19}$$

となる。ここで M_{sh} は膨張するバブルによって掃き ⁾⁾ 集められた ISM であり、

$$M_{\rm sh} \approx V_{\rm b}\bar{\rho}$$
 (20)

と書け、 $\langle v_{\rm r} \rangle$ は

$$R_{\rm b} \equiv \left(\frac{3V_{\rm b}}{4\pi}\right)^{1/3} \tag{21}$$

$$\langle v_{\rm r} \rangle \approx \frac{dR_{\rm b}}{dt}$$
 (22)

とする。 $\alpha_p$ は momentum enhancement factor で あり、本論文内で重要なパラメータである (Lancaster+21bのシミュレーションから 1-4 程度と示さ れている)。式(7)を式(8)から(10)を用いて書くと、

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{4\pi}{3} \bar{\rho} R_b^3 \frac{dR_b}{dt} \right) \approx \alpha_{\rm p} \dot{p}_{\rm w} \tag{23}$$

;) これを R_b について解くと、

$$R_{\rm b}(t) = \left(\frac{3\alpha_{\rm p}\dot{p}_{\rm w}t^2}{2\pi\rho}\right)^{1/4} \tag{24}$$

となる。バブル内のエネルギー、バブルの圧力、シェ ルの運動エネルギーは

$$E_{\rm b} = \frac{1}{2}\dot{p}_{\rm w}R_{\rm b} \left[\frac{3}{4}\left(\frac{R_{\rm b}}{R_{\rm f}}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{R_{\rm b}}{R_{\rm f}}\right)^{-2} + \frac{1}{2}\left(\frac{R_{\rm b}}{R_{\rm f}}\right)^{-1}\right]$$
(25)

$$P_{\rm b} = \frac{3p_{\rm w}}{16\pi R_{\rm b}^2} \left[ \frac{2}{3}\alpha_{\rm p} + \left( \left( \frac{2}{3}\alpha_{\rm p} \right)^2 - \frac{1}{3} \right) \right]$$
(26)

$$E_{\rm r,sh} = \frac{p_r^2}{2M_{\rm sh}} = \frac{3(\alpha_{\rm p}\dot{p}_{\rm w}t)^2}{8\pi\rho R_{\rm b}^3} = \frac{\alpha_{\rm p}}{4}\dot{p}_{\rm w}R_{\rm b}$$
(27)

と書ける。今回導出した物理量の解析解と Weaver et al. (1977)による解を比較した図を図3に示す。 ) 実際に冷却が効き、古典モデルに比べるとバブルの 膨張速度が小さくなっていることがわかる。



図 3: 古典解と EC 解の比較

#### **3** Star-forming Efficiency

分子雲の星形成率を考える。重力による効果を考 え、運動量で駆動される力と重力を考える。バブル を膨張するには次の式を満たす必要がある。

$$\frac{GM_{\star}M_{\rm sh}}{R_{\rm sh}^2} + \frac{GM_{\rm sh}^2}{2R_{\rm sh}^2} < \alpha_{\rm p}\dot{p}_{\rm w} \tag{28}$$

 $R_{\rm sh} = R_{\rm cloud}, M_{\star} = \epsilon_{\star} M_{\rm cloud}$ として不等号を計 算する。ここで、 $\epsilon_{\star}$ は星形成効率である。さらに、  $\Sigma_{\rm cloud} \equiv M_{\rm cloud} / \pi R_{\rm cloud}^2$ として、クラウドの面密度 を定義する。式 (26) は次のように書き換えられる。

$$\frac{1 - \epsilon_{\star}^2}{\epsilon_{\star}} < \frac{2\alpha_p}{\pi} \frac{\dot{p}_{\rm w}}{M_{\star}} \frac{1}{G\Sigma_{\rm cloud}} \tag{29}$$

これを等号にして解き、古典解と比較して図示した ものが図4である。星形成効率は古典解と比較して 高くなっており、バブル内の熱を効率的に冷却した ことにより、フィードバックが効きにくくなり星形 成がより効率的に行われることを示唆している。



図 4: 星形成効率

#### 4 Discussion & Summary

Lancaster +21a の EC 解はいくつかの観測を正し く説明する。バブルの半径とシェルの膨張速度 (Rosen et al. 2014)を観測値、Weaver 解、EC 解で比較し たものを表1にまとめた。表1から EC 解は Weaver 解より遙かに良く観測値を説明し、現実的な星風バ ブルの膨張を再現していることがわかった。

表 1: NGC3603 の観測値と Weaver 解、EC 解の比較

	Observation	Weaver	EC
Radius (pc)	21	100	29
Velocity $(kms^{-1})$	20	67	15

今回構築したモデルは簡単化のために多くの物理 を省いてきた。より詳細にバブルを解くためにはい くつかの物理を考慮しなければならない。例えば、星 風の金属量である。星風の質量放出率や速度は金属 量に依存している (Vink et al. 2001)。そのため金属 量を考慮することによりバブルの進化をより正確に 解くことができる。

#### Reference

Lancaster, L. et al. 2021, ApJ, 914, 89  $\,$ 

Weaver, R. et al 1977, ApJ,218, 377

Vink, J. S. et al 2001, A&A, 369, 574

Rosen, A. L. et al. 2014, MNRAS, 442, 2701

Fielding, D. B. et al. & Jermyn, A. S. 2020, ApJL, 894, L24

-index へ戻る

星間b19

# ガス降着による連星の種の成長過程

# 松永 拓巳

### ガス降着による連星の種の成長過程

松永 拓巳 (茨城大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

連星の形成シナリオとして、分子雲コアの自己重力収縮による高密度領域での連星の種の形成と成長が挙げ られる.形成された連星の種は周囲のガスを降着して質量を増加させる.したがって,連星形成過程の理解に は連星の種へのガス降着現象の理解が不可欠である.Satsuka et al.(2017) や Morii et al.(2022) は等温ガス 雲における連星の種の成長について 3 次元 SPH 法を用いて数値計算を行った.中でも Morii et al.(2022) は等温ガス雲における連星の種の成長について, sink particle を使用せず,周囲のガスの重力を考慮して数値 計算を行った.その結果,連星間距離 a は連星質量  $M_b$ ,連星の軌道角運動量と全角運動量の比 f,角運動量 分布  $j \propto M_r^\delta$  を用いて  $a = f M_b^{2\delta-1}$  で表されることを半解析に示した.しかし,これらの研究は等温ガス 雲を想定して行われた数値計算であり, sink particle を用いず,周囲のガスの重力を考慮した等温ガス 雲を想定して行われた数値計算であり, sink particle を用いず,周囲のガスの重力を考慮した等温ガス 雲かりる数値計算はまだ行われていない.そこで,本研究では初代星連星の形成に応用することを目標とし (Omukai et al.(1998)),  $\gamma = 1.1$ のポリトロープガス雲を用いた 3 次元 SPH 法による数値計算を行った.角 運動量分布  $j \propto M_r^\delta$  について,  $\delta = 1$ , 8/7, 9/7 を設定した結果,  $\delta = 1$ , 8/7 では,連星質量と連星間距離が 成長し,連星間距離の成長を運星質量と周距動量比を用いた半解析解  $a = f M_b^{2\delta-1}$  で近似することができ た.一方,  $\delta = 9/7$ では連星質量と連星間距離の成長が緩やかであり,連星間距離は半解析解を下回った.

#### 1 Introduction

連星の形成シナリオとして、分子雲コアの自己重 力収縮による高密度領域での連星の種の形成と成長 が挙げられる. 形成された連星の種は周囲のガスを 降着して質量を増加させる.したがって,連星形成過 程の理解には連星の種へのガス降着現象の理解が不 可欠である. Satsuka et al.(2017) は等温ガス雲にお ける連星の種の成長について 3 次元 SPH 法を用い て数値計算を行ったが, 簡略化のために sink particle を使用し、周囲のガスの重力を考慮しなかった. その ため、初期質量と同程度の質量までしか計算できな かった. そこで, Morii et al.(2022)は, 等温ガス雲に おける連星の種の成長について、sink particle を使用 せず,周囲のガスの重力を考慮して数値計算を行った. その結果,連星間距離 a は連星質量 M_b,連星の軌道 角運動量と全角運動量の比 f, 角運動量分布δを用い  $\tau_a = f M_b^{2\delta - 1}$ で表されることを半解析に示した.

しかし、これらの研究は等温ガス雲を想定して行われた数値計算であり、sink particle を用いず、周囲の ガスの重力を考慮した等温ガス雲以外における数値 計算はまだ行われていない.そこで、本研究では初代 星連星の形成に応用することを目標とし (Omukai et al.(1998)),  $\gamma = 1.1$ のポリトロープガス雲を用いた 3 次元 SPH 法による数値計算を行う.また,得られた 結果から連星の種の長期的な成長を理解することを 目的とする.

#### 2 Methods

本研究では、連星の種の周囲のガスの降着によ る種の成長を調べるために 3 次元 SPH 法によ る数値計算を行った.数値計算コードは Gadget2(Springel(2005))を用いた.また、粒子同士の 自己重力を考慮し、磁場や輻射による影響は考えな い.2つの連星の種は sink particle を用いず、計 2000 体の粒子で表す.

#### 2.1 Basic equations

流体力学の基礎方程式は以下の通り.

連続の式:
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0$$
 (2.1)  
運動方程式: $\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla)\boldsymbol{v} = \frac{1}{\rho} - \nabla P - \nabla \Phi$ 

ポアソン方程式:
$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho$$
 (2.3)

*v*, *ρ*, *P* はそれぞれガスの速度, 密度, 圧力である. こ **2.2.1 連星の種のパラメータ** こでは重力単位系を用い, 万有引力定数 G = 1 と する.

また、状態方程式としてポリトロープ関係式を用 いる.

$$P = K\rho^{\gamma} \tag{2.4}$$

 $\gamma, K$ は定数パラメータである.以降,  $\gamma = 1.1, K =$ 0.2025 とする.

#### 2.2Model

本研究では連星の種の形成を仮定し, 連星の種と その周囲のガス (エンベロープ)を初期の粒子配置と して与える. 回転する分子雲の自己重力収縮によっ て形成されるエンベロープの密度分布は、分子雲に働 く重力, 圧力が同じスケールであると仮定し

$$\rho \propto r^{-\frac{\gamma}{2-\gamma}} \tag{2.5}$$

を与える (cf Yahil(1983)). この密度分布となるよ うな円盤状粒子配置を初期状態とし、円盤の Scale Height を

$$H \propto r$$
 (2.6)

と仮定する. したがって、エンベロープの面密度分 布は

$$\Sigma \propto \rho H$$
 (2.7)

と与えられる. 回転については、角運動量分布を指 定することで与える. 中心からの距離が r までのエ ンベロープの質量を Mr と置き, 比角運動量分布 M-j relation  $\mathcal{E}$ 

$$j \propto M_r^{\ \delta} \propto r^{\frac{4-3\gamma}{2-\gamma}\delta}$$
 (2.8)

と設定する. また, 分布に応じた初期回転速度を円 盤全体に与える. エンベロープの中心領域で分裂し たとして, 連星の種を仮定し (1), エンベロープの総 質量 (外半径) として 4 種類のケースについて調べる (2).

初期の連星の種は円盤状粒子配置の中心領域を円 筒状にくり抜いて作る. この際に、くり抜く領域の 質量, 重心, 運動量, 角運動量は保存するように設 定する. M_{b1}, M_{b2} をそれぞれの連星の種の質量と,  $M_b \equiv M_{b1} + M_{b2}$ を種の総質量と置き,初期の質量 比 $q_0 = \frac{M_{b1}}{M_{b2}} = 1$ とする.初期の連星間距離は $a_0 = 1$ と置き、2つの連星の初期重心が原点となるよう種を 配置する.

また、初期に連星の種が円運動することを仮定し て、ケプラー速度を連星の種の初速度として与える. ケプラーの法則より種の角速度 $\omega_k$ は次のようになる.

$$\omega_k = \sqrt{\frac{GM_b}{a_0^3}} \tag{2.9}$$

以下は, 連星の種の初期条件である.

- 初期質量:1.0
- 初期質量比:1
- 初期連星間距離:1.0
- 軌道角運動量:0.25
- スピン角運動量:0
- ソフトニングパラメータ: 0.05
- 総粒子数:2000
- 1 粒子当たりの質量: 0.0005

#### 2.2.2 エンベロープのパラメータ

エンベロープは上記の円盤状粒子配置のうち,内半 径 rin で初期にくりぬかれなかった領域とする. 式 (2.8)の角運動量分布を満たすよう,エンベロープに 回転速度を与える. 本研究では, δ = 1,8/7,9/7 につ いて調べる. このうち, δ = 8/7 は, 重力, 圧力, 遠心 力のスケールが同じ場合与えられる角運動量分布で ある. 以下は, エンベロープの初期条件である.

- 内半径:1.05
- 外半径:13.95,30.18,69.67,173.40
- 質量: 7.192, 15.384, 31.768, 64.536
- 総粒子数:質量の2000倍

#### 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 1: 外半径  $R_{out}$  での粒子配置. 列ごとに時刻 t は同一であり, 左列から順に, t = 0, 20, 40, 60 である. 上段は xy 平面上の粒子配置 (z について z = 0 に射影), 下段は xz 平面上の粒子配置 ( $|y| \le 1$  の断面). 赤い印は連星の重心を, 緑色の領域はロッシュローブ領域を示す.

域).

#### 3 Results & Discussion

#### **3.1 時間発展の概観**

計算の結果得られた時間進化の様子を議論する.図 1上段に xy 平面の時間発展を,下段 xz 平面の時間発 展を示す.それぞれの種の重心を図中の赤の×印で 表した.種の重心位置で種を質点近似した時,ラグラ ンジュ点 L1を通る等ポテンシャル面を内部境界ロッ シュローブという.この境界は,種によって束縛され る周囲のガス領域を決定し,星に相当するコアと星周 円盤に相当するガスが存在している.このうち星周 円盤は,種が成長する過程でコアに降着すると考え られている.内部境界ロッシュローブを用いて,ロッ シュローブ半径 r1,r2 を

$$\frac{r_1}{a} = 0.38 + 0.2\log\frac{1}{q} \tag{3.1}$$

$$\frac{r_2}{a} = 0.38 + 0.2\log q \tag{3.2}$$

と表す (Paczyński(1971)). 質量比 *q* は 1 と近似でき るため, ロッシュローブ半径は連星間距離 *a* を用いて

$$r_1 = r_2 = 0.38a \tag{3.3}$$

と表される.以降,重心を中心としたロッシュローブ 半径内に存在する粒子を連星とする(図1緑色の領



図 2: 角運動量の時間変化(外半径 Rout = 173.40)



図 3: 角運動量比の時間変化 (外半径 R_{out} = 173.40) 各物理量の時間変化について議論する.計算を行っ た結果, エンベロープが大きい場合の方が, 連星の種 に降着する質量が大きく, 連星間距離も大きくなるこ とが分かった.また, 図2より, 連星の成長とともに 連星の軌道角運動量とスピン角運動量がともに増加 していることがわかる.図3では, 連星角運動量の初 期角運動量分布に対する比(水色線)と, 軌道角運動 量の連星(全, 初期)角運動量に対する比を示した(黄 色線, 紫線).軌道角運動量の連星(全, 初期)角運動 量に対する比が一定の値に収束することが分かった.





図 5: 連星間距離の時間変化 ( $\delta = 1, 8/7, 9/7$ )



図 6: 質量に対する連星間距離の変化 (δ 1,8/7,9/7)

#### 3.2 角運動量分布による時間発展の違い

角運動量分布の違いによる連星成長の影響につい て議論する. 図4に各物理量の時間変化を示した. 図 4を見ると,  $\delta = 1$ , 8/7では連星の種への質量降着 が続く一方,  $\delta = 9/7$ では種への質量降着が緩やかに なっていることが分かる. 次に, 図5に $\delta$ ごとの連星 質量に対する連星間距離の変化を示した.  $\delta = 1$ , 8/7では, 連星間距離は $r \propto t^{2-\gamma}$ を用いて近似すること ができた. これは Yahil の自己相似解のスケーリング 則と一致している. 一方,  $\delta = 9/7$ では計算で求めた 連星間距離が半解析解で求めた連星間距離の違いを 示した.  $\delta = 1$ , 8/7において, 数値計算から求めた連 星間距離は, 初期の軌道角運動量で規格化した連星の 軌道角運動量と連星質量を用いた連星間距離の半解 析解 (Morii(2022))

$$a = f M_b^{2\delta - 1} \tag{3.4}$$

と概ね一致することが分かった.

#### 4 Conclusion

 $\gamma = 1.1$ のポリトロープガス雲において, 連星の種の 周囲のガスの降着による種の成長を 3 次元 SPH 法に よる数値計算を用いて調べた. 角運動量分布  $j \propto M_r^{\delta}$ について,  $\delta = 1$ , 8/7, 9/7 を設定した結果,  $\delta =$ 1, 8/7 では, 連星質量と連星間距離が成長し, 連星 間距離の成長を連星質量と角運動量比を用いた半解 析解  $a = f M_b^{2\delta-1}$  で近似することができた. 一方,  $\delta = 9/7$  では連星質量と連星間距離の成長が緩やか であり, 連星間距離は半解析解を下回った.

#### Reference

- Satsuka, T., et al., 2017, MNRAS, 465, 986-996
- Omukai, K., & Nishi, R. 1998, ApJ, 508, 141-150
- Springel, V., 2005, MNRAS, 364, 1105-1134
- Yahil, A., 1983, MNRAS, 465, 986-996
- Paczyński, B., 1977, ARA&A, 9, 183-208
- Morii, K., & Turibe, T. 2022, Poster presentation in CFCA Users meeting

--index へ戻る

星間b20

ペルセウス座分子雲複合体Barnard 1領域における若 い超低質量天体の近赤外測光探査

### 小柳 香

### ペルセウス座分子雲複合体 Barnard 1 領域における若い超低質量天体の 近赤外測光探査

小柳 香 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

褐色矮星や惑星質量天体など質量が非常に軽い星である超低質量天体は、水素の核融合反応を起こすこと ができず、低温で暗いため観測例が多くない。したがって、太陽のような恒星と比べてその形成過程や頻度 分布について未解明な点が多い。超低質量天体の探査観測から形成の有無や天体数、分布等を明らかにする ことは重要である。

本研究では、太陽近傍にあるペルセウス座分子雲複合体に属する低質量星形成領域 Barnard 1(B1, 距離 295pc; Ortiz-León et al. 2018)を観測対象とした。同じペルセウス座分子雲複合体に属する中質量星形成領域の NGC 1333 は、近赤外線 JHKs バンドを用いた YSO の測光探査が行われ、Class II 天体候補が 29 天体、そ のうち半数以上が超低質量天体候補と同定されている (Oasa et al. 2008)。一方で、B1 領域は Class I 天体 が NGC 1333 より高い割合 (>40%)で存在し、より若い星形成領域であると考えられているが (Jørgensen et al. 2008)、超低質量天体の探査観測はほぼない。本研究では B1 領域において、超低質量天体が形成され ているのか、形成されているならばその天体数や分布について探る。質量が小さい YSO は低温であるため近 赤外線で輻射が大きいこと、近赤外線は減光を受けにくいため分子雲に埋もれた YSO を観測しやすいこと から、UKIRT3.8m 望遠鏡を用いた近赤外 (JHK) データの解析を行った。まず、それぞれの波長ごとに測光 し、[J-H]/[H-K] 二色図を用いて、天体の赤外超過量から YSO 候補を選別した。そして、J バンド等級から 距離減光/赤化減光補正を行い、YSO 候補の固有の光度を求めた。さらに、年齢を 1Myr と仮定し低質量星の 理論進化モデル (e.g. Baraffe et al. 2015)から質量を推定した。結果、本研究では褐色矮星候補や惑星質量 天体候補などが数十天体新たに同定され、B1 領域でも超低質量天体が形成されている可能性が示唆された。

#### 1 Introductions

#### 1.1 低質量星の形成過程

質量が $0.08-2M_{\odot}$ の低質量星は、分子雲コアから水 素の核融合反応を起こす主系列星に至るまでに Class I(~0.1Myr), Class II(~1Myr), Class II(~10Myr)の 進化段階を経る。これらの進化段階における天体を 総称して Young Stellar Object(YSO) という。YSO はその周囲にガスやダストからなるエンベロープや ディスクをもつ。YSO からの放射が、これらの星周 物質に吸収され赤外域で再放射されることを赤外超 過といい、年齢が若いほど星周物質の量が多く濃い ため、赤外超過量も多くなる。

一方で、低質量星よりも軽く光度が小さい超低質 量天体 (< 0.08*M*_☉)の形成過程は未解明な点が多い。

#### 1.2 超低質量天体

超低質量天体は、質量が0.08M_☉以下と非常に小さ いため、Class Ⅲ段階以降も中心温度が10⁷Kまで上昇 せず、水素の核融合反応を安定して起こすことができ ない天体の総称である。超低質量天体の中でも、質量 に応じて 0.08-0.013M_☉ の褐色矮星と 0.013M_☉ 以下 の惑星質量天体に分類される。惑星質量天体は、集団 的星形成が起こっている領域であるカメレオン座分子 雲で近赤外測光観測から初めて発見された (OTS44; Oasa et al. 1999)。これらの天体は低温で、光度が 低く徐々に減少していくことから、観測例は多くな い。よって、超低質量天体の形成過程は未解明な点 が多く存在する。だが、非常に暗い超低質量天体も 低質量星と同じく、形成の初期段階では近赤外線で 比較的明るく輝く。加えて、近赤外線は分子雲によ る減光を受けにくいため、若い超低質量天体は近赤 外線の波長で探査することが有効である。

#### 1.3 先行研究

はくちょう座分子雲の大質量星形成領域であ る Sharpless 2-106(S106)領域では、すばる望遠鏡 /CISCO による近赤外測光観測によって超低質量天 体が発見されており、低質量側にかけて天体数が増 加する傾向がみられた (Oasa et al. 2006)。また、ペ ルセウス座分子雲複合体に属する中質量星形成領域 の NGC 1333 でも近赤外線観測から数十天体の超低 質量天体が同定されている (e.g. Oasa et al. 2008)。 様々な環境をもつ星形成領域で超低質量天体を探査 することで、周囲の環境がそれらの形成に与える影 響の有無を探ることができる。

#### 1.4 観測領域

本研究では、太陽近傍にあるペルセウス座分子雲複 合体に属する約 598 $M_{\odot}$ (Mercimek et al. 2017)の低 質量星形成領域 Barnard 1(B1, 距離 ~295pc;Ortiz-León et al. 2018)を観測対象とした。B1 領域では、 特徴的なアウトフローが検出されている 6 つの若い 天体 (Walawender et al. 2005)や双極分子流を伴う Class 0 天体 (SMM2)が存在する (Walawender et al. 2005, 2008)。そして、Class I 天体が NGC 1333 より 高い割合 (>40%)で存在することから、より若い星 形成領域であると考えられている (Jørgensen et al. 2008)。しかし、超低質量天体の探査がほとんどされ ていないことから、本研究では B1 領域において超低 質量天体の近赤外測光観測を行い、超低質量天体は 形成されているか、その天体数や分布について明ら かにすることを目的とした。

#### 2 Data and Analysis

#### 2.1 アーカイブデータ

本研究では、2005-2013 年 (計 8 晩) に UKIRT3.8m 望遠鏡/WFCAM を用いて観測された近赤外 JHK バ ンド画像の解析を行った。表 1 に観測の概要、図 1 に観測領域を示す。

表 1: 観測概要

望遠鏡	UKIRT(英国赤外線望遠鏡)	
観測装置	WFCAM(広視野赤外線検出器)	
観測	2005-2013 年 (計 8 晩)	
観測波長	$J(1.2\mu m), H(1.6\mu m), K(2.2\mu m)$	
積分時間	J(40-360s), H(40-180s), K(80-180s)	
観測視野	$54' \times 54'$	
シーイング	0.8-1.2"	

#### 2.2 解析

本研究の観測データは、アーカイブデータである ため一次処理済みである。解析では、主に IRAF を 用いて天体検出及び測光を行った。

<解析手順>

(1) 天体検出:観測画像にある天体を検出するため、IRAF/daofindを用いて背景光の標準偏差に対して4倍以上明るい天体を検出した。

(2) 測光:天体検出した天体の等級を求めるため、 アパーチャー測光を行った。本研究の観測領域は星 が混んでいないため、アパーチャー測光を採用した。

(3)等級補正:測光で求めた装置等級を標準等級に 直すため、等級補正を行った。測光で求めた等級は 観測装置に依存した装置等級である。等級補正には、 近赤外線の全天サーベイである Two Micron All-Sky Survey(2MASS) カタログの等級を用いた。2MASS カタログの等級を UKIRT/WFCAM システムに変換 し (Hodgkin et al. 2009)、変換した等級と各天体の 装置等級を比較した。得られた等級の差の平均値を 算出し、装置等級の補正を行った。

(4) 明るい天体の置き換え:一部の明るい天体は、 検出器でサチュレーションを起こすため正確な測光 が困難である。そこで、2MASSの等級で J $\leq$  12 等、 H $\leq$ 12 等、K $\leq$ 11 等の天体を本研究で求めた等級か ら、2MASS カタログの等級に置き換えた。

#### 3 Results

#### **3.1 限界等級の評価**

 $10\sigma$ の限界等級は、J:19.8 等, H:19.0 等, K:18.5 等 となり、近赤外線の全天サーベイである 2MASS の 限界等級よりも 3-4 等深い観測であった。現時点で は、JHK 全ての波長で同定された天体は、合計 2715 天体であった。後の議論には、測光誤差が J,H で 0.3 等以下、K で 0.1 等以下の 1359 天体を用いた。

#### 3.2 [J-H]/[H-K] 二色図

本研究では、[J-H]/[H-K] 二色図を用いて YSO(Class I, Class II 天体候補)の選別と赤化量の 導出を行った (図 1)。

主系列星や赤色巨星はそのスペクトル型に応じた 固有の色分布をもち、[J-H]/[H-K] 二色図上では青色、 桃色の実線に位置する。だが、分子雲中やその背景 に位置する天体の光は分子雲による赤化を受けるた め、一定の割合で色指数が大きくなり、二色図上では 本来の位置よりも右上に分布する。これを考慮して、 図1において青色の範囲に位置する天体を Class III 天体および背景星と分類した。一方で、YSO(Class I, Class II 天体)はその周囲に存在する星周物質から の放射により、長波長側である H-K の色指数が大き くなる赤外超過がみられる。赤外超過が大きいほど、 星周物質の量が多くより若い天体であると考えられ るため、図1において黄色の範囲に位置する天体を Class II 天体候補、赤色の範囲に位置する天体を Class I 天体候補として分類した。

現時点では、S/N≧ 10 で測光された全天体のうち、約1割が Class II 天体候補として同定された。

#### 3.3 Class II 天体候補の質量推定

二色図を用いて選別した Class II 天体候補につい て、観測された J バンドにおける等級を分子雲による 赤化減光と距離減光を補正し、天体固有の光度  $J_0$  に 変換した。そして、Class II 天体候補の年齢を 1Myr と仮定し、 $J_0$  等級と理論進化モデル (e.g. Baraffe et al. 2015) から、Class II 天体候補の質量を推定した。 現時点では、Class II 天体候補のうち、9 割以上が超 低質量天体候補として同定された。

B1 領域において超低質量天体候補が有意な数同定 されたことから、B1 領域でも超低質量天体が形成さ れている可能性が示唆された。



図 1:本研究で測光された天体の JHK[J-H]/[H-K] 二 色図。青、赤、ピンクの実線は、それぞれ主系列星、 赤色巨星、Class II 天体の固有の色分布を示す。縦、 横、斜めの網掛けの領域はそれぞれ、Class I 天体、 Class II 天体、Class III 天体および背景星の分布を 示す。

#### 4 Discussions

#### 4.1 SED

近赤外線観測/解析で同定され、可視で十分な観 測精度があった Class II 天体候補について、他波 長のアーカイブデータを用いて輻射エネルギー分布 (Spectral Energy Distribution; SED)を作成し、天 体の温度推定を行った。SEDの作成には、可視測光 サーベイである Pan-STARRSのg,r,i,z,yバンド(0.3-0.9µm)のアーカイブデータ、本研究で求めた J,H,K バンドの標準等級、赤外線全天サーベイである WISE の W1,W2,W3,W4 バンド(3.4-22µm)のアーカイブ データを用いた。各波長の等級には2つの赤化減光量 (Av=1.5等, 2等)を用いて赤化補正を行い、距離減 光補正には B1 領域の距離である 295pc(Ortiz-León et al. 2018)を用いた。そして、補正を行った等級を エネルギー強度に変換し SED を作成した。

作成した SED は、可視光側と近赤外側でずれ がみられた。そのため、可視光側 (1) と近赤外側 (2) それぞれを重視し黒体放射とフィッティングを 行った。(1) の場合 (図 2: 左)、候補天体の推定有 効温度は 2700K(Av=2 等)、(2) の場合 (図 2: 右)、 3050K(Av=1.5 等) であった。天体の J₀ 等級を推定 有効温度で輻射補正し作成した HR 図から、(1) では



図 2: Class II 天体候補の SED: (左) 作成した SED の可視光側を重視して黒体放射とフィッティングし た。推定有効温度は 2700K(Av=2 等)。(右) 作成し た SED の近赤外側を重視して黒体放射とフィッティ ングした。推定有効温度は 3050K(Av=1.5 等)。

推定測光質量は  $0.05M_{\odot}$ 、推定測光年齢は 0.5Myr と なり、候補天体は若い低質量星と考えられる。一方 で、(2) では推定測光質量は  $0.12M_{\odot}$ 、推定測光年齢 は 5Myr となり、若い低質量星と考えられる。

(1)の場合 (図 2: 左)はJバンドおよびrバンド、
(2)の場合 (図 2: 右)は可視光帯での強度が黒体放射
(実線)から外れているため、この Class II 天体候補について変光の有無を追観測で検証する必要があると考えられる。

#### 4.2 Class Ⅱ 天体候補の空間分布

現在までに本研究で同定した Class II 天体候補の 空間分布とハーシェル宇宙天文台の遠赤外線観測に よって得られた分子雲のダスト柱密度/温度分布図 (Pezzuto et al. 2021)を比較した。

低質量星候補および褐色矮星候補はダスト柱密度 の低い領域からやや高い領域に分布していた。一方 で、惑星質量天体候補は分子雲の領域全体に分布し ているが、特にダスト柱密度が低い領域で多く同定 された。高密度領域において惑星質量天体候補の分 布がみられないことから、質量が小さく暗い惑星質 量天体は高密度領域で検出できていない可能性が考 えられる。また、ダスト温度の分布図との比較から、 現時点では低質量星候補および褐色矮星候補はダス ト温度の低い領域に多く分布していた。現時点では、 同定した超低質量天体候補の数が統計的に有意では ないため、今後解析を進め B1 領域全体で詳細な議論 を行う。

#### 5 Summary

ペルセウス座分子雲複合体 B1 領域において、 UKIRT/WFCAM 近赤外測光アーカイブデータの解 析を行い、[J-H]/[H-K] 二色図をもとに赤外超過の有 無から、全天体のうち、約1割が ClassII 天体候補と して同定された。同定された Class II 天体候補と して同定された。同定された Class II 天体候補につ いて年齢を 1Myr と仮定して質量推定を行い、9 割 以上が超低質量天体候補として同定された。よって、 B1 領域で超低質量天体が形成されている可能性が示 唆された。また、同定された褐色矮星候補 1 天体の SED を解析し、約  $0.1M_{\odot}$  付近の若い (0.5-5Myr) 天 体であると推定された。

今後は、B1 領域の UKIRT/WFCAM 近赤外測光 アーカイブデータの解析を進め、領域全体にわたっ て、若い超低質量天体候補の探査を行う。また、本 研究では年齢を 1Myr と仮定した質量導出を行った ため、不確実性が残る。よって、超低質量天体候補 の分光観測により年齢の仮定によらない質量導出を 行う。

#### Reference

Baraffe, et al., 2015, A&A, 577, A42

- Fiorellino, et al., 2021, MNRAS, 500, 4257-4276
- Hodgkin, et al., 2009, MNRAS, 394, 675-692
- Jørgensen, et al., 2008, ApJ, 683, 822-843
- Mercimek, et al., 2017, AJ, 153, 214
- Oasa, et al., 1999, ApJ, 526, 336-343
- Oasa, et al., 2006, AJ, 131, 1608-1628
- Oasa, et al., 2008, AJ, 136, 1372-1387
- Ortiz-León, et al., 2018, A&A, 865, 73
- Pezzuto, et al., 2021, A&A, 645, A55
- Walawender, et al., 2005, AJ, 130, 1795-1804
- Walawender, J. et al., 2008, in Handbook of Star Forming Regions, ed. B. Reipurth, Vol. 1, 34

-----index へ戻る

星間b21

大規模N体シミュレーション: 微惑星散乱による惑星 移動が惑星形成過程に及ぼす効果の検証

### 神野 天里

### 大規模 N 体シミュレーション 微惑星散乱による惑星移動が惑星形成過程に及ぼす効果の検証

神野 天里 (神戸大学大学院 理学研究科惑星学専攻)

#### Abstract

標準的な惑星形成理論では、惑星は原始惑星系円盤内で「その場」成長すると仮定されてきた。しかし、惑 星の「その場」成長を仮定すると、天王星や海王星などの氷惑星の形成時間が太陽系の年齢を超えてしまう ことが古くから指摘されている。また、近年の系外惑星観測からは、ホットジュピターやスーパーアースな ど多様な惑星が発見されており、惑星はその形成過程で大きく移動することが明らかになってきた。近年、 惑星の移動メカニズムとして、微惑星との重力散乱によって惑星が移動する planetesimal-driven migration (PDM)が注目されている。しかし、先行研究では計算資源の制約から、微惑星間重力相互作用や惑星-円盤ガ ス間相互作用は無視されており、 PDM によって惑星がどのように移動するか、その傾向は十分に調べられ ていない。そこで本研究では、スーパーコンピューター「富岳」を用いて微惑星間重力相互作用や惑星-円盤 ガス相互作用全てを組み込んだ世界初の自己無撞着な PDM の大規模 N 体シミュレーションを行い、PDM による惑星移動過程を詳細に調べた。その結果、惑星は PDM によって微惑星円盤内を大きく移動すること で、中心星落下問題を解決する可能性が見出された。

#### 1 Introduction

現在の惑星形成理論は、古典的な標準理論を基に構 築されている (Safronov 1972; Hayashi 1981; Hayashi et al. 1985)。これら古典的な標準理論では、地球型 惑星やガス惑星のコアは、現在の軌道近くに存在し た固体物質が衝突合体を繰り返し「その場」で形成さ れたと仮定されている。しかし、この「その場」成長 モデルには多くの問題が指摘されている。例えば、氷 惑星の形成タイムスケール問題 (Levison & Stewart 2001; Thommes et al. 2002) や Type-I migration に よる惑星落下問題 (Ward 1986; Tanaka et al. 2002) が挙げられる。さらに、Mayor & Queloz (1995) によ る系外惑星の発見を皮切りに、現在 5000 個を超える 系外惑星が観測されており、その中にはホット・ジュ ピターやスーパーアースなど、惑星移動を考慮しな ければ説明することが困難な惑星系の存在が明らか になってきた。

近年、planetesimal-driven migration (PDM) がこ の惑星移動のメカニズムとして注目されている (Ida et al. 2000; Kirsh 2007; Kirsh et al. 2009; Capobianco et al. 2011; Minton & Levison 2014; Kominami et al. 2016)。PDM による惑星移動は、惑星 周囲に存在する微惑星の分布に非対称性が生じるこ

とで駆動される (Fernandez & Ip 1984)。なぜなら、 この微惑星分布の非対称性によって、惑星に作用す るトルクにも非対称性が生じるからである (図 1)。 この PDM による惑星移動、特に動径方向外向きの 惑星移動は、Type-I migration による惑星落下問題 を解決する糸口となるだけでなく、「海王星移動によ る Plutinos 捕獲メカニズム」の理論的なバックアッ プにもなることが期待されている (Malhotra 1993, 1995; Hahn & Malhotra 1999; Levison & Morbidelli 2003)。しかし、PDM の先行研究では計算コストの 問題から、微惑星間重力やガス抵抗、Type-I torque の全てを考慮した自己無撞着なシミュレーションは 行われておらず、実際に PDM によって惑星移動が 生じるかどうかはこれまで詳しく調べられていない (Ida et al. 2000; Kirsh 2007; Kirsh et al. 2009; Capobianco et al. 2011; Minton & Levison 2014; Kominami et al.  $2016)_{\circ}$ 

本研究では、スーパーコンピュータ「富岳」と新たに惑星-円盤ガス間相互作用モデルを組み込んだ 惑星系形成 N 体シミュレーションコード GPLUM (Ishigaki et al. 2021)を用いることで、世界初の微 惑星間重力や惑星-円盤ガス間相互作用を組み込んだ 自己無撞着な大規模惑星形成 N 体シミュレーション を行った。



図 1: PDM の駆動メカニズム (スナップショットは、我々が行なった N 体シミュレーションの結果を使用)

本集録の構成は以下の通りである。第2章で、本 研究で用いたシミュレーションモデルを示す。第3章 では、我々が行なった PDM の自己無撞着な大規模 長時間 N 体シミュレーションの結果を示す。そして、 第4章で本研究の結果をまとめ、結論を述べる。

#### 2 Numerical methods

#### 2.1 Disk model

本研究では、太陽型星まわりの円盤を考える。ガ ス円盤とダスト円盤とも古典的なモデルである最小 質量円盤モデル (MMSN) を用いる (Hayashi 1981)。 したがって、ガスとダストの円盤面密度は以下で与 えられる:

$$\Sigma_{\text{gas}} = 2400 f_{\text{gas}} \left(\frac{r}{1\text{AU}}\right)^p \exp\left(-\frac{t}{1\text{Myr}}\right) \text{ g cm}^{-2}, (1)$$
  
$$\Sigma_{\text{Lot}} = \begin{cases} 40 f_{\text{dust}} \left(\frac{r}{1\text{AU}}\right)^p \text{ g cm}^{-2} & (r < r_{\text{ice}}) \end{cases} (2) \end{cases}$$

$$\Sigma_{\text{dust}} = \begin{cases} 42f_{\text{ice}} \left(\frac{r}{1\text{AU}}\right)^p \text{ g cm}^{-2} & (r \ge r_{\text{ice}}), \end{cases} \end{cases}$$
(2)

ここで、 $f_{gas}$ ,  $f_{dust}$ ,  $r \ge t$ は、ガス、ダストのスケーリ ングファクター、中心星からの動径距離とシミュレー ション開始からの時刻を表している。Hayashi (1981) に従い、本研究では  $f_{gas} = f_{dust} = 0.71 \ge 0$ 、動径 方向距離のべきを  $p = -3/2 \ge 0.71 \ge 0.51$ 線の動径方向位置は、 $r_{ice} = 2.0$ に設定している。

# 2.2 Gas drag and Type-I migration model

本研究では、ガス抵抗として Adachi et al. (1976) によって構築されたモデルを用いる:

$$\boldsymbol{F}_{\rm drag} = -\frac{1}{2} C_{\rm D} \pi r_{\rm p}^2 \rho_{\rm gas} |\Delta \boldsymbol{v}| \Delta \boldsymbol{v}, \qquad (3)$$

ここで、 $C_{\rm D}$  はガス抵抗係数で我々が考える微惑星サ イズではおおよそ1となるため、 $C_{\rm D} = 1$ に設定して いる。また、 $r_{\rm p}, \rho_{\rm gas}, \Delta v$  はそれぞれ微惑星半径、ガ ス円盤密度、微惑星-ガス円盤間の相対速度を表して いる。

次に、本研究では Ida et al. (2020) によって構築 された Type-I migration モデルを用いる:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = -\frac{v_{\mathrm{K}}}{2\tau_a}\mathbf{e}_{\theta} - \frac{v_r}{\tau_e}\mathbf{e}_r - \frac{v_{\theta} - v_{\mathrm{K}}}{\tau_e}\mathbf{e}_{\theta} - \frac{v_z}{\tau_i}\mathbf{e}_z, \quad (4)$$

ここで、 $v, \tau_a, \tau_e, \tau_i$  はそれぞれ惑星の速度、軌道長半 径、離心率、および軌道傾斜角の進化タイムスケー ルを表している (詳しくは、Ida et al. (2020)の Appendix D を参照されたい)。

#### 2.3 Initial conditions

本研究で実施するすべてのシミュレーションでは、 式 (2) で与えられる軸対称の微惑星円盤を使用し、円 盤の内側/外側境界を  $r_{in} = 2$  AU と  $r_{out} = 6$  AU に 設定する。さらに、微惑星の離心率と軌道傾斜角の 初期値は、 $\langle e^2 \rangle^{1/2} = 2 \langle i^2 \rangle^{1/2} = 2r_{Hill}/a_p$ の分散をも つガウス分布で与える (Ida & Makino 1992)。ここ で、 $r_{Hill}$  は軌道長半径  $a_p$  におけるヒル半径である。

本研究では、PDM による惑星軌道進化を調べる ために  $0.5M_{\oplus}$  の惑星を 3 AU に円軌道で設置する。 また、それと同時に初期に惑星が微惑星分布の隙間 (gap)の中心に配置されるように、3 AU 近傍に存 在する惑星と同質量分の微惑星を抽出する。シミュ レーションで用いた粒子数は  $N = 1.2 \times 10^5$  で、シ ミュレーション時間は  $t = 10^5$  年である。また、本 研究では、惑星の初期質量はすべて  $M_{\rm p} = 0.5M_{\oplus}$  と して、微惑星の初期位置・速度のみ乱数シードを使 レーションを行なった。

#### Results 3

ここでは、我々が行なった自己無撞着な大規模 PDM の N 体シミュレーションの結果を示す。

図3に、本研究で行なった10回のN体シミュレー ションにおける惑星軌道長半径の時間進化を示す。



図 2: 惑星の軌道長半径の時間進化:各実線は、異 なる初期条件を用いて実施した 10 回の N 体シミュ レーションの結果を示している。赤線は、それぞれ outward PDM と inward PDM の代表的なシミュ レーションである (詳細は、ポスターを参照された い)。灰色の領域は、微惑星円盤の初期サイズを示し ている。

図2より、10回のシミュレーションのうち2回の シミュレーションで惑星が outward PDM を示して いることがわかる。ただし、すべてのシミュレーショ ンにおいて惑星は、初期に円軌道で配置しているこ とから、惑星へ人工的な動径方向キックを与えてい ないことに注意したい。図2から、outward PDM が 始まると、惑星は微惑星円盤の外側境界である 6 AU まで単調に移動し続けることがわかる。しかし、惑星 が微惑星円盤の外側境界へ達すると、移動方向が内 側へと反転し、inward PDM が始まる。一方、残り

用して異なる初期条件を生成し、合計 10 回のシミュ 8 回のシミュレーションでは、単調な inward PDM が起こり、微惑星は微惑星円盤の内側境界に到達す る。ここでは、outward PDM への移行は見られず、 内向きに移動し続ける。

#### 4 **Discussion and Summary**

#### The effect of disk edges 4.1

図2で示したように、惑星が微惑星円盤の外側境 界へ達すると、移動方向が内側へと反転し、inward PDM が始まる。これは、円盤の外側境界の影響と初 期微惑星円盤サイズが2~6 AU に限定されている にもかかわらず、ガス抵抗と Type-I torque があら ゆる動径距離で有効であると仮定していることが原 因である。また図2より、惑星は円盤内側境界へ達す ると移動速度が大きく減速することもわかる。これ は、内側境界よりも内側の領域では PDM による惑 星移動が生じず、惑星は Type-I torque のみによっ て徐々に落下していくことが原因である。

#### 4.2Summary

本研究では、スーパーコンピューター「富岳」を 用いて微惑星間重力相互作用や惑星-円盤ガス相互作 用全てを組み込んだ世界初の自己無撞着な PDM の 大規模 N 体シミュレーションを行った。我々は、動 径方向に滑らかな分布を持つ微惑星円盤に埋め込ん だ惑星の軌道進化を追跡し、PDM による惑星移動 過程を詳細に調べた。その結果、outward PDM に よる惑星の外向き移動が駆動されることで、Type-I migration によって中心星方向へと落下してしまう 「惑星落下問題」を克服し得ることを明らかにした (図 2)。

我々が行ったシミュレーションで outward PDM が生じたことは、PDM によって円盤の内側から外 側へと固体物質が移動することで、外側のコア形成 が促進される可能性があることを示唆している。ま た、outward PDM によって惑星が大きく円盤外側 へと移動する可能性があるということは、外惑星コ アは、最初に円盤の内側で形成され、その後円盤外 側へと移動し得ることを示している。

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

#### Acknowledgement

本研究のシミュレーションは、文部科学省「富岳」 成果創出 プログラム「シミュレーションと AI の 融合で解明する宇宙の構造と進化 (課題番号: JP-MXP1020230406)」、および「富岳」若手課題 (課題 番号:hp240094)の計算資源を用いて実施しました。 また、本研究のテストシミュレーションは、国立天 文台天文シミュレーションプロジェクト (CfCA)の Cray XC50を用いて実施しました。最後に、天文・ 天体物理学若手夏の学校事務局、およびスタッフの 皆様が、このような研究発表の機会を提供してくだ さったことに感謝申し上げます。

#### Reference

- Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. 1976, Progress of Theoretical Physics, 56, 1756
- Capobianco, C. C., Duncan, M., & Levison, H. F. 2011, Icarus, 211, 819
- Fernandez, J. A., & Ip, W. H. 1984, Icarus, 58, 109
- Hahn, J. M., & Malhotra, R. 1999, AJ, 117, 3041
- Hayashi, C. 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement, 70, 35
- Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985, in Protostars and Planets II, ed. D. C. Black & M. S. Matthews, 1100–1153
- Ida, S., Bryden, G., Lin, D. N. C., & Tanaka, H. 2000, ApJ, 534, 428
- Ida, S., & Makino, J. 1992, Icarus, 96, 107
- Ida, S., Muto, T., Matsumura, S., & Brasser, R. 2020, MNRAS, 494, 5666
- Ishigaki, Y., Kominami, J., Makino, J., Fujimoto, M., & Iwasawa, M. 2021, PASJ, 73, 660
- Kirsh, D. R. 2007, Master's thesis, Queens University, Canada
- Kirsh, D. R., Duncan, M., Brasser, R., & Levison, H. F. 2009, Icarus, 199, 197
- Kominami, J. D., Daisaka, H., Makino, J., & Fujimoto, M. 2016, Ap J, 819, 30
- Levison, H. F., & Morbidelli, A. 2003, Nature, 426, 419
- Levison, H. F., & Stewart, G. R. 2001, Icarus, 153, 224
- Malhotra, R. 1993, Nature, 365, 819
- —. 1995, AJ, 110, 420
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, Nature, 378, 355
- Minton, D. A., & Levison, H. F. 2014, Icarus, 232, 118
- Safronov, V. S. 1972, Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets.
- Tanaka, H., Takeuchi, T., & Ward, W. R. 2002, ApJ, 565, 1257
- Thommes, E. W., Duncan, M. J., & Levison, H. F. 2002, AJ, 123, 2862
- Ward, W. R. 1986, Icarus, 67, 164

——index へ戻る

星間b22

微惑星衝突物理の理解に向けて: 微惑星の衝突シ ミュレーションと小惑星リュウグウのクレータ

### 山田 理央奈

### 微惑星衝突物理の理解に向けて: 微惑星の衝突シミュレーションと小惑星リュウグウのクレータ

山田 理央奈 (名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

微惑星の衝突は,惑星形成過程においてダストから原始惑星への成長を橋渡しする重要な過程である.本研 究では,未だ不明瞭な微惑星サイズの固体天体衝突について,観測データと数値実験の両側面から惑星形成 過程の解明に向けて,衝突物理の制約を目指す.研究対象は,微惑星衝突のような m~km サイズの固体天 体同士の衝突の唯一の記録である小惑星のクレータとした.我々はこれまでに JAXA のはやぶさ 2 探査機に よって取得された小惑星リュウグウの 3 次元地形データを用いて,クレータの詳細解析を行い,衝突によっ て生まれた地形変化を抽出した等高線図を作成した.一方,今後の研究において,Sugiura et al. (2018) に よって開発された「固体天体衝突のための SPH 法コード」を用いて,解析したクレータ地形を数値実験で 再現することで,微小重力下での小惑星クレータの衝突物理の推定を目指す.

#### 1 背景

地球をはじめとする惑星はどのようにできたのか. 微惑星の衝突は,惑星形成過程においてダストから 原始惑星への成長を橋渡しする重要な過程である.し かし現在系外惑星系で起こっている微惑星の衝突は, サイズの小ささから,直接観測することはできない. また,月や地球といった比較的近傍の天体サンプル でも,成長の途中で自己重力による圧縮によって熱 的変成が起こるため,成長途中段階での微惑星の物 性的情報が失われてしまっている.

一方で、現在の太陽系において、比較的サイズの 小さい小惑星は、惑星形成の情報を現在も保持して いると考えられる.日本のはやぶさ2探査機は2018 年6月から2019年11月にかけて、直径約1kmの 小惑星リュウグウの近傍観測を行い、表面形状、質 量、組成、内部構造などに関する詳細なデータを収 集した.体積と質量、組成のデータをもとに、リュ ウグウは、約50%という高い空隙率をもつことが示 された[1].このことから小惑星リュウグウは、母天 体が衝突破壊されたのち、その破片が再集積してで きたラブルパイル天体であることが示された[1].こ のような天体は、自己重力による圧縮による熱的イ ベントを経験していないため、太陽系始原的な情報 を保持していると考えられる.また、はやぶさ2搭 載の光学航法カメラ(ONC)により、リュウグウに はおよそ数 m~数百 m サイズの 89 個の衝突クレー タが発見され,詳細な 3 次元地形データが取得され た [2]. 一般に微惑星のサイズは m ~ km サイズと 考えられ,小惑星リュウグウのクレータの高解像度 データは,固体衝突の重要な記録である.

さらに、このようなクレータの形状再現も可能とす るコードが Sugiura et. al. (2018) によって開発され た. Sugiura et. al. (2018) では、流体力学的な数値 計算手法である Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法の基礎方程式を弾性体力学的に再定式化し、 さらに固体の摩擦・破壊のモデルを取り入れた [3]. SPH 法ではラグランジュ的に粒子の運動を計算する ため形状の変形に強い利点を持つ.一方,従来の流 体力学の SPH 法では固体の摩擦的力がはたらかない ため,形状がなまってしまう問題があり,形状解析 には向いていなかった.彼らは開発したコードによっ て、直径 100 km の球体玄武岩の 2 体衝突の数値計 算を行い、衝突速度・衝突角度の衝突条件と、衝突 後の天体形状の関係性を明らかにした [3]. このこと から彼らの開発コードによって、衝突変形後の形状 を自然に保持させた状態で解析可能であることが示 された.

本研究では、小惑星リュウグウのクレータ3次元 データを詳細解析し、さらに固体天体衝突のための SPH 法コードを用いて、観測クレータの形状再現す ることで、惑星形成過程における微惑星サイズの衝 突物理の解明を目指す.

#### 2 手法

- 2.1 クレータ解析
- 2.1.1 解析データ

使用したデータは、以下である.

ONC-T 画像

- ・2018/10/3 (撮像高度 3 km)
- ・2019/4/25 (撮像高度 1.7 km)
- ・2018/7/20 (撮像高度 6 km)

形状モデル

ver. SFM20200815 (3  $\times$  10⁶ polygons)

#### 2.1.2 地形補正

上記データを用いて,次に示す地形補正を行い,等 高線図を作成した. 行なった地形補正はグローバル な地形補正と、ローカルな地形補正の2段階である. 1つ目のグローバルな地形補正では、クレータのリ ムの稜線からリムの平均平面を決定し、この平面を 通る子午線に接する円錐面を設定し、クレータ標高 データを投影した. これはちょうど, 算盤のコマの ような形状のリュウグウ形状にフィットする地形補 正である.これによって東西の曲率の効果を緩和し た. 2つ目のローカルな地形補正では、クレータリ ム半径の1.35倍より外側はクレータ掘削による地形 変化の影響を受けない領域と考え、この領域におい て、緯線に沿って平均高さを算出し、全体の標高か ら差し引いた. これによって衝突によって生じた地 形変化のみを抽出した. 最後に ONC-T 画像からボ ルダー観察を行い、クレータ内部のボルダーを特定 することで、ボルダーによる起伏とクレータ本来の 起伏を区別した.

#### 2.2 数値計算

#### 2.2.1 SPH法

SPH 法は, ラグランジュ粒子を利用した数値流体 力学法である. SPH 法では, 1流体素片を1粒子と して扱い,多数の粒子によって流体を表現するため, 粒子同士の相互作用を計算することで流体の運動を 解く.各粒子は密度や内部エネルギーなどの物理量 を持ち,これらの物理量はエネルギー方程式などの 時間発展方程式から計算される.SPH 法では密度場 を定義し,空間の任意の場所の物理量は,各粒子か らの距離で重み付けしたものを足し合わせることで 表現される.SPH 法における密度場は以下のように 表される.

$$\rho(\boldsymbol{x}) \equiv \sum_{j} m_{j} W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_{j}, h)$$
(1)

ここで, *ρ* は密度, *x* は位置, *m* は粒子質量, 添え 字は粒子ラベルである. W はカーネル関数と呼ばれ, 本研究では以下に示すガウス関数を用いる.

$$W(\boldsymbol{x},h) \equiv \left(\frac{1}{h\sqrt{\pi}}\right)^d \exp\left(-\frac{x^2}{h^2}\right) \qquad (2)$$

ここで, *d* は空間の次元数, *h* はスムージング長といい, カーネル関数の広がりの意味合いを持つ. 流体力学の基礎方程式は以下である.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \boldsymbol{v} \tag{3}$$

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p \tag{4}$$

$$\frac{d\boldsymbol{u}}{dt} = -\frac{p}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{v} \tag{5}$$

順に連続の式,運動方程式,エネルギー方程式で, 連続の式は SPH 法の定義により密度の重ね合わせと して計算される.一方,運動方程式とエネルギー方程 式は SPH 法の定義に基づき次の形式で定式化され, 時間発展方程式から計算する.

$$\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\sum_{j} m_{j} \left[ \frac{p_{i}}{\rho_{i}^{2}} + \frac{p_{j}}{\rho_{j}^{2}} \right] \nabla W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_{j}, h) \quad (6)$$

$$\frac{d\boldsymbol{u}}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j} m_{j} \left[ \frac{p_{i}}{\rho_{i}^{2}} + \frac{p_{j}}{\rho_{j}^{2}} \right] (\boldsymbol{v}_{i} - \boldsymbol{v}_{j}) \cdot \nabla W(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{x}_{j}, h)$$
(7)

2.1 SFH 次 衝撃波が生まれるような問題を解く場合,基礎方 SPH 法は,ラグランジュ粒子を利用した数値流体 程式にさらに粘性項を入れる必要がある.

#### 2.2.2 状態方程式

SPH 法に関わらず,一般に流体力学の問題を解く ために,前述の基礎方程式とさらに状態方程式が必 要である.理想気体の状態方程式は,

$$p = (\gamma - 1)\rho u \tag{8}$$

で表される.γは比熱比である.状態方程式は扱う 流体の状態によって適切な式を与える必要がある.

#### 3 クレータ解析結果

解析により得られたクレータ等高線図の例を図1 に示す.青が最も低い領域,赤が最も高い領域を表 す.地形補正によってクレータのクレータの凹みと リムが明確に現れていることが確認される.



図 1: クレータの地形補正された等高線図

#### 4 SPH 法による数値計算の練習

Sugiura et al. (2018) によって開発された SPH 法 を使用するにあたって,まず SPH 法による一般的 な基礎問題練習を行うため衝撃波管問題を解くコー ドを作成し,数値計算を行った.詳細を以下に記載 する.

#### 4.1 1次元衝撃波管問題

衝撃波管問題とは、仕切りで区切られた左右の箱 の中に初期条件の異なる流体同士が存在し、ある時 刻で仕切りを外した際にどのような時間発展をする かを数値計算により求める問題である.このような 流れは自己相似流であるため,解析解が存在する.こ のため一般に数値計算の練習やコードチェックのた め衝撃波管問題を解くことが多い.

#### 4.2 初期条件

以下の初期条件のもと,空間1次元での数値計算 を行なった.

 $\rho_L = 1.0, \quad p_l = 1.0, \quad v_L = 0.0$ 

 $\rho_R = 0.125, \quad p_R = 0.1, \quad v_R = 0.0$ ここで添え字のLは仕切りより左側の流体,Rは右 側の流体を表す.

#### 4.3 計算結果

仕切りを除いた後の時間経過後の密度の空間分布 を図2に示す.初期の仕切りは位置 x = 0.5 にあり 接触不連続めんである.仕切りを除くと同時に接触 不連続面から右向きに衝撃波,左向きに膨張波が生 じた.原理的にどちらの波も連続的密度変化を見せ るが,衝撃波の厚みは平均自由工程と同程度である ため結果では不連続な密度変化にみえる.一方,膨 張波は進行方向に対して減速するため連続的な密度 変化がみられる.



図 2: 時間発展後の密度分布

2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

### 5 まとめと今後

微惑星の衝突物理解明を目標に, 微惑星サイズと 同等の小惑星リュウグウのクレータの詳細形状解析 を行なった.また,これらクレータの数値計算による 再現を行うため,Sugiura et al. (2018) による SPH 法を解説し,SPH 法による簡単な数値実験の練習問 題を行なった.今後はSugiura et al. (2018) による 固体天体衝突のための SPH 法のコードを用いて数値 計算の練習を行う.コードの構造を理解した段階で クレータ再現に向けて,小惑星の自転を考慮するた め基礎方程式を回転座標系に再定式化するなど改良 を行う予定である.

#### Reference

[1] Watanabe et al. 2019, Science 364, 268

[2] Hirata et al. 2020, Icarus 338, 113527

[3] Sugiura et al. 2018, A&A 620, A167

-index へ戻る

星間b23

### 現実的な降着条件下における地球型惑星の形成

# 石田 侑一郎

### 現実的な降着条件下における地球型惑星の形成

石田 侑一郎 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### Abstract

惑星形成の最終段階はジャイアントインパクト段階と呼ばれている。これまでの研究において、ジャイアン トインパクト段階ではすべての衝突において完全な降着を仮定した N 体シミュレーションによる研究が行わ れてきた。しかし、速度やインパクトパラメータが大きい場合、衝突後降着せず離れていくひき逃げが起こ ると考えられている。Kokubo & Genda (2010)では、まず SPH シミュレーションを原始惑星の質量比や衝 突する原始惑星の総重量や衝突角度、衝突速度というパラメータを変化させ実行し、ジャイアントインパク トでの降着条件を確認したところ、衝突の半分が降着しないことがわかった。この結果をもとに、現実的な 降着状況を考慮した地球型惑星形成の N 体シミュレーションを行った。結果として、惑星の最終的な数、質 量、軌道要素、成長時間スケールは、降着条件の影響がほとんどないことがわかった。また、現実的な降着 ではスピン角速度は、完全な降着のスピン角速度よりも 30%小さく、回転不安定性の臨界スピン角速度と同 じ大きさであることがわかった。発表では、Kokubo & Genda (2010) ついてレビューし、巨大衝突過程の シミュレーションにおける機械学習の応用可能性について考察する。

#### 1 Introduction

惑星形成の最終段階はジャイアントインパクト段 階と呼ばれている。この段階では、原始惑星が長い 時間をかけて軌道進化と衝突合体を繰り返して成長 し、やがて岩石惑星が形成される。ジャイアントイン パクト段階は初期値鋭敏性を持つため、N体シミュ レーションにより研究が行われている (Kokubo et al. 2006)。多くのN体シミュレーションでは、巨大 衝突により発生したダストは完全降着することが仮 定されている (Agnor et al. 1999)。しかし、速度や インパクトパラメータが大きい場合衝突後に完全降 着せずに離れていくひき逃げが起こると考えられて いる。(Agnor & Asphaug 2004)

今回は、SPH シミュレーションを用いてジャイア ントインパクトでの降着条件を確認し、現実的な降 着状況を考慮した地球型惑星形成の N 体シミュレー ションを行った Kokubo & Genda (2010) のレビュー を行う。

#### 2 Methods

#### 2.1 初期条件

本研究では、微惑星からなる円盤から寡占成長によって形成される原始惑星系を初期条件として用いた。

この初期条件は完全降着モデルを仮定する Kokubo et al. (2006) と Kokubo & Ida (2007) と同じであり、 本研究と完全降着モデルとの比較を容易にする。原 始惑星系の表面密度分布は以下の式 (1) で表される。

$$\Sigma = 10 \left(\frac{r}{1 \text{AU}}\right)^{-3/2} \text{g cm}^{-2} \qquad (1)$$

ここで *r* とは中心星からの距離であり、0.5AU < r < 1.5AU となっている。寡占成長モデルでは原始惑星 の質量 *M* は孤立質量によって表される。原始惑星の 孤立質量は以下の式 (2) によって表される。

$$M_{\rm iso} \simeq 2\pi a b \Sigma = 0.16 \left(\frac{\tilde{b}}{19}\right)^{3/2} \left(\frac{a}{1\rm AU}\right)^{3/4} M_{\oplus}$$
(2)

ここで、aは軌道長半径である。また、bは隣接する 原始惑星間の軌道の差であり、 $\tilde{b}$ は $\tilde{b} = b/r_H$ で表さ れ、 $r_H$ はヒル半径である。また、 $M_{\oplus}$ は地球質量で ある。

#### 2.2 軌道進化

数値計算には、階層的タイムステップ (Makino 1991) を利用した、N 体シミュレーション用の修正エ ルミート法を利用した (Kokubo & Ida 1998; Kokubo & Makino 2004)。中心星の質量は太陽質量とした。
シミュレーションは3×10⁸yrの間、原始惑星系の進 化を計算し、数個の惑星が残るようにした。

### 2.3 降着状況

SPH 法を利用して現実的な降着状況を計算した。原 始惑星はコアが30%、マントルが70%と仮定した。原 始惑星はほとんどの計算で20,000粒子で計算し、高解 像度の計算では60,000粒子で計算した。2つの衝突体 のうち小さい衝突体を impactor、大きい衝突体を target と呼ぶことにする。impactor と target の質量比 は $M_{\rm imp}/M_{\rm tar} = 1, 2/3, 1/2, 1/3, 1/4, 1/6, 1/9 とし、$ impactorと target の総質量は  $M_{col} = M_{imp} + M_{tar} =$  $0.2-2M_{\oplus}$ とした。衝突速度は $v_{\rm imp} = 1.0-3.0v_{\rm esc}$ と し、0.02もしくは0.2vesc刻みで数値を決定した。ここ で、 $v_{\rm esc}$ は脱出速度であり、 $v_{\rm esc} = [2GM_{\rm col}/(R_{\rm imp} +$  $(R_{tar})^{1/2}$ で表される。衝突角度は $\theta = 0^{\circ} - 75^{\circ}$ から 15° 刻みで数値を決定した。SPH シミュレーションの 結果をもとにして、衝突が降着につながる臨界衝撃 速度の経験式 (3) を導いた。この経験式は impactor と target の質量と衝突角度を変数とする。

$$\frac{v_{\rm cr}}{v_{esc}} = c_1 \left(\frac{M_{\rm tar} - M_{\rm imp}}{M_{\rm col}}\right)^2 (1 - \sin\theta)^{5/2} + c_2 \left(\frac{M_{\rm tar} - M_{\rm imp}}{M_{\rm col}}\right)^2 + c_3 (1 - \sin\theta)^{5/2} + c_4$$
(3)

ここで、 $c_1 = 2.43, c_2 = -0.0408, c_3 = 1.86, c_4 = 1.08$ であり、定数である。

### 3 Results

現実的な降着モデルによる N 体シミュレーション を 50 回実行し、得られた結果を元に現実的な降着モ デルと完全降着モデルの結果 (Kokubo et al. 2006; Kokubo & Ida 2007) を比較した。

### 3.1 衝突パラメータ

現実的な降着モデルの 50 回のシミュレーション中 に 1211 回の衝突があった。そのうち 49%の衝突がひ き逃げとなった。この結果は惑星の成長のタイムス ケールは降着状況と関係がないことを示唆している。





図 1: ジャイアントインパクトの降着条件を確認する ための SPH 法の実行例 (Genda et al. (2012) の図を 改変)

### 3.2 力学的特性

現実的な降着モデルと完全降着モデルの結果に本 質的な違いはないことがわかった。2つのモデルの最 終的な惑星系は、地球サイズの惑星が2つと初期条 件の原始惑星のサイズと変わらないサイズの惑星が 1つか2つから構成されていた。

また、最終状態の惑星の質量と軌道長半径にも 2 つのモデルで違いはないことがわかった。

### 3.3 スピン

2つの降着モデルの両方で平均角速度はほとんど 質量と関係がないことがわかった。現実的な降着モ デルの角速度の2乗平均平方根は完全降着モデルと 比較して30%小さいことがわかった。現実的な降着 モデルでは、角運動量が大きい高速でかすめるよう な衝突ではひき逃げとなり、角運動量が小さい低速 での正面からの衝突では降着するので、このような 結果になると考えられる。

### 4 Discussion

近年、巨大衝突が降着につながるのかひき逃げに なるのかをより正確に判断するために機械学習が利 用されている (Cambioni et al. 2019; Emsenhuber et al. 2020)。機械学習を利用することで、より正確な降 着状況を N 体シミュレーション中に再現することが 可能となる。本研究では、SPH シミュレーションの結 果の降着状況を「合体」「かすめて合体」「ひき逃げ」 「崩壊」の4種類に分類することにより、訓練データ を作成した。作成した訓練データセットから降着状況 を予測する機械学習モデルを作成し、N 体シミュレー ションに組み込んだ。それにより、惑星形成により長 い時間がかかることがわかった。これは Kokubo & Genda (2010) の結果と異なるため、より詳細な研究 が求められている。特に、Kokubo & Genda (2010) で経験式を作成する際に使用した SPH シミュレー ションと、(Cambioni et al. 2019; Emsenhuber et al. 2020) で機械学習モデルを作成する際に使用した SPH シミュレーションが異なるため、これらを統一する ことで統計的な比較が可能になると考えられる。ま た、最終状態の惑星のサイズや構成の多様性が大き くなった。これはジャイアントインパクトで生成さ れた小惑星によるものである。さらに、ひき逃げの 小惑星は惑星系の最終状態でもよく生き残っていた。 機械学習の分類の正解率は 95%にとどまっているの で、正解率を上昇することにより、より正確な降着 状況を考慮した N 体シミュレーションを実行するこ とが可能となる。

## 5 Conclusion

本研究は初めて原子惑星の巨大衝突の現実的な降 着状態を考慮した岩石惑星形成の力学的特性を調査 した。本研究で明らかになったことは以下のとおり である。

- 現実的な降着モデルでは、49%の衝突が降着に つながらなかった。しかし、これによる惑星の 成長のタイムスケールの増加はない。
- 現実的な降着モデルで形成される惑星系の個数 や質量はほとんどは完全降着モデルとほとんど 同じであった。

 現実的な降着モデルでの角速度の二乗平均平方 根は、完全降着モデルと比較して 30%小さいこ とがわかった。これは回転不安定性を引き起こ す最低角速度と同じ程度の大きさであった。

今後、より正確に降着状況を予測する機械学習モデ ルを作成することで、より正確な降着状況を考慮し た巨大衝突段階の N 体シミュレーションを行うこと が可能となる。また、経験式を作成する際に使用し た SPH シミュレーションと機械学習モデルを作成す る際にしようする SPH シミュレーションを統一する ことで正確に経験式を利用した N 体シミュレーショ ンと機械学習を利用した N 体シミュレーションを比 較することが可能となる。

## Reference

- Agnor, C. B., Canup, R. M., & Levison, H. F., 1999, Icarus
- Agnor, C. B., & Asphaug, E., 2004, The Astrophysial Journal
- Kokubo, E., & Genda, H., 2010, The Astrophysical Journal
- Kokubo, E., Kominami, J., & Ida, S. 2006, The Astrophysical Journal
- Kokubo, E., & Ida, S., 2010, The Astrophysical Journal
- Kokubo, E., & Ida, S., 1998, Icarus
- Kokubo, E., & Makino, J., 1998, The Publications of the Astronomical Society of Japan
- Genda, H., Kokubo, E., & Ida, S., 2012, The Astrophysical Journal
- Makino, J. 1991, The Publications of the Astronomical Society of Japan
- Cambioni, S., Asphaug, E., Emsenhuber, A., Gabriel, T. S. J., Furfaro, R., & Schwartz S R., The Astrophysical Journal
- Emsenhuber, A., Cambioni, S., Asphaug, E., Gabriel, T. S. J., Schwartz S R., & Furfaro, R., The Astrophysical Journal

-index へ戻る

星間b24

# ガス惑星の周惑星円盤における衛星形成

## 峰平 政志

## ガス惑星の周惑星円盤における衛星形成

峰平 政志 (京都大学 大学院理学研究科)

## Abstract

木星のガリレオ衛星や土星の衛星タイタンは, 周惑星円盤 (CPD) という円盤内で形成されたと考えられている. CPD の構造について様々なモデルが提案されているが, その中で最も基本的なモデルの1つが Gas-starved disc モデルである. このモデルに, 中心惑星と CPD との間にできる空洞 (cavity) などの効果を取り入れる ことで, 系内に保持される巨大衛星の数や位置, 質量, 組成を再現し得ることが示された. しかし, 惑星形成と 同様に衛星形成においてもダスト落下問題が生じることが明らかになったことで, 従来仮定されていた CPD 内でのダストの合体成長による微衛星形成が実は困難であることが分かった. 現在, このダスト落下問題を克 服するようなシナリオが多数提案されている. 本発表ではその中から3つ取り上げ, レビューを行う.

## 1 Introduction

原始惑星系円盤 (Proto-Planetary Disc, PPD) 内でガス惑星が成長する際,周惑星円盤 (Circum-Planetary Disc, CPD) と呼ばれる円盤が惑星の周 りに必然的に形成されることが知られている.木星 のガリレオ衛星 (イオ,エウロパ,ガニメデ,カリス ト) や土星の衛星タイタンは,この CPD 内で形成さ れたと考えられている. PPD でダスト,微惑星,原 始惑星,惑星と成長するように,CPD でダスト,微衛 星,原始衛星,衛星というように成長すると考えるの である.

Canup & Ward(2002, 06) は, CPD の構造につい て, Gas-starved disc モデルと呼ばれるものを提案し た [1][2]. PPD から CPD に定常的にガスやダストが 供給される. ダストが合体成長して km サイズの微 衛星を形成し, さらに微衛星が合体成長していくと, Type 1 migration の効果で中心惑星に落下するよう になる. その間にもガスやダストは供給され続けて いるので, 円盤の外側で新たに微衛星が形成され, こ れもまた中心惑星に落下する. 以上のことを PPD か らの材料供給が無くなるまで繰り返すというのがこ のモデルの概要である. しかし, このモデルでは木星 衛星系や土星衛星系の特徴の違いを説明することが できない.

Sasaki et al.(2010) は, この Gas-starved disc モデ ルに gap や cavity の効果を取り入れることで, 木星, 土星衛星系を作り分けることが可能であることを示 した [3]. 中心惑星の磁場が十分大きければ, 磁場と CPD とが接続し, CPD と惑星との間に cavity と呼 ばれる空洞ができる.

cavity が存在する (周木星円盤の) 場合, 最初に落 下してきた衛星は CPD にできた内縁の部分で migration が止まる. 続いて落下してきた衛星は内側の 衛星と平均運動共鳴 (MMR) にはまり migration が 止まる. これを繰り返し, トラップされた衛星の角運 動量損失を円盤が補填しきれなくなると, 最も内側の 衛星が惑星へと落下する. 以上のことを繰り返すこ とで, 結果的に木星の周りには平均的に 4 ~ 5 個の 衛星が生き残る.

一方, cavity が存在しない (周土星円盤) の場合, migration が止まる要因がないため, 衛星が成長して は落下することを繰り返す. そのため, 土星の周りに は最終的に 1 個の衛星が生き残ることになる. この ようにして, 木星, 土星周りの巨大衛星の数の違いを 説明したのである.

また,同研究は CPD の粘性や,初期の微衛星の個数などをパラメータとし,モンテカルロシミュレーションを行った.その結果,上で述べたような衛星系の作り分けが実際に可能なことや,各衛星の質量や位置,組成も再現できうることが示された.

以上の研究はいずれも, ダストは速やかに微衛星 まで成長することを仮定していた.しかし, 惑星形成 の文脈では, ダストは微惑星にまで成長する前に中 心星に落下してしまうことが知られていた.そこで Shibaike et al.(2017) はダストの合体成長と移動を計 算し, 微衛星形成が可能な条件を調べた [4].その結 果, 現実的なパラメータの範囲では, ダストは微衛星 になる前に中心惑星に落下してしまうことが分かっ た. つまり, CPD においてもダスト落下問題が存在 することが明らかになったのである.

これを受けて,このダスト落下問題を克服するよう なシナリオが現在多数提案されている.本稿では,そ の中でも特に3つのアイデアを取り上げてレビュー を行う.

### **2** Idea 1

CPD に新たな構造を追加することで微衛星を形成しようとするアイデアが提案されている.例えば, Batygin & Morbidelli(2020)は、中心惑星へ落下す るダストを、CPD の中心面上で吹く outflow で落下 を抑えることで微衛星を形成するアイデアを提案した[5].中心惑星へ落下する効果と, outflow で外側に 向かう効果とが釣り合うところにダストが溜まり、そ こで重力不安定により微衛星が形成されると考える.

ただし, CPD 内の outflow の存在は一部の数値計 算で確認されてはいるものの, 本当に存在しているか は未だに controversial である.

### 3 Idea 2

CPD 内で微衛星がダストから形成されないことが 問題であるので, PPD に存在する微惑星を CPD に 多数捕獲することで微衛星の代わりにするというア イデアが提案されている.

このアイデアに基づいた数値計算がいくつか行わ れており, 例えば Suetsugu & Ohtsuki(2017) は微衛 星捕獲とそれに続く軌道進化を計算し, これまで仮定 されていた微衛星の初期分布がおよそ再現できるこ とを示した [6].

しかし, 当然ながら結果は PPD 内の微衛星分布に 依存しており, このシナリオが実際に可能かどうかは 定かではない.

### 4 Idea 3

Idea 2 では, 捕獲した微惑星同士が合体すること で衛星にまで成長すると考えるため, PPD から微惑 星を多数捕獲せねばならなかった. そこで, Shibaike et al.(2019) は, 微惑星を 4 個だ け捕獲し, ペブル集積により衛星を形成するシナリオ を提案した [7].

ガリレオ衛星を再現するために, 微惑星4個を順次 捕獲していく. この場合, 微衛星同士の合体成長で衛 星まで成長することができないため, 別の成長過程を 考える必要がある. そこで, このモデルではダスト落 下問題を逆に利用することを考えた. CPD に多量に 存在する, 中心惑星に落下していくダスト (ペブルと 呼ぶ) が一気に微惑星に集積されることで衛星サイズ にまで成長すると考えるのである.

同研究は、このシナリオに基づいた数値計算を行い、ガリレオ衛星の位置や質量といった特徴量を再現 することに成功した.

### 5 Future work

Idea 3 ではガリレオ衛星の特徴を再現することに 成功したが, これはパラメータをチューニングした上 で行った 1 回きりの計算であって, robust な結果であ るというわけではない. また, 土星のタイタンについ ては全く触れられていない. そこで, 私は Sasaki et al.(2010)のようにモンテカルロシミュレーションを 行い, Idea 3 を用いてガリレオ衛星の特徴が再現で きるかを統計的に調べ, タイタンについても同様に研 究を行いたいと考えている.

## Reference

- [1] Canup, R. M., & Ward, W. R. 2002, AJ, 124, 3404
- [2] Canup, R. M., & Ward, W. R. 2006, Nature, 441, 834
- [3] Sasaki, T., Stewart, G. R., & Ida, S. 2010, ApJ, 714, 1052
- [4] Shibaike, Y., Okuzumi, S., Sasaki, T., & Ida, S. 2017, ApJ, 846, 81
- [5] Batygin, K., & Morbidelli, A. 2020, ApJ, 894, 143
- [6] Suetsugu, R., & Ohtsuki, K. 2017, ApJ, 839, 66
- Shibaike, Y., Ormel, C. W., Ida, S., Okuzumi, S., & Sasaki, T. 2019, ApJ, 885, 79

——index へ戻る

星間b25

原始惑星系円盤における磁気拡散とくに両極性拡散が 磁気回転不安定性へ与える影響

## 熊田 遼太

## 原始惑星系円盤における磁気拡散 とくに両極性拡散が磁気回転不安定性へ与える影響

熊田 遼太 (東北大学 天文学専攻 M1)

### Abstract

原始惑星系円盤 (円盤) は惑星形成の舞台であり, その効率は円盤内の乱流強度によって決定される. 乱流の 生成源は磁気回転不安定性 (MRI) と考えられているため, MRI の成長を理解することは惑星形成過程を理 解する上で重要となる. 一方, MRI の成長は, 電磁流体の磁気拡散項:オーム散逸, ホール効果, 両極性拡散 によって抑制されると考えられている. したがって, これらの効果が円盤へ与える影響を理解することは重要 である. しかし, 磁気拡散項がどのくらい MRI を抑制するのかは, オーム散逸を除き十分に理解されていな い. 本講演では, オーム散逸と両極性拡散を考慮した shearing-box シミュレーションを初めて行い, MRI の 成長を調べた Bai & Stone (2013)[1] をレビューする. シミュレーションは (1) オーム散逸のみ, (2) オーム 散逸と両極性拡散 の効果を考慮した場合でそれぞれ実施した. シミュレーションの結果, 磁気拡散とくに両 極性拡散は MRI の効果を考慮した場合でそれぞれ実施した. シミュレーションの結果, 磁気拡散とくに両 極性拡散は MRI の効果を大きく抑制した. 一方で, 磁気遠心力風が角運動量の輸送に大きく貢献しているこ とが分かった. 得られた結果は, MRI 由来の乱流粘性により角運動量が輸送されるという, 原始惑星系円盤 の従来の描像を変える可能性がある.

## 1 Introduction

原始惑星系円盤とは、原始星周囲に構成される円 盤状の構造である.惑星形成は円盤内で起きると考 えられており、それゆえ円盤ガスの降着率  $\dot{M}$  は惑 星形成を考える上で重要となる.降着率の観測値は  $\dot{M}_{\rm obs} \approx 10^{-8\pm1} M_{\odot} \, {\rm yr}^{-1}$ であることが分かっている [2] が、降着においてどのようなメカニズムが角運動 量を輸送しているのかははっきりとしていない.

角運動量輸送メカニズムの候補のひとつは円盤内 で生じた乱流粘性である.この乱流粘性の効果をパ ラメータとして置き,計算を行うのが標準円盤モデル である [3]. パラメータαは以下で与えられる:

$$\alpha c_s^2 \Sigma = \int T_{R\phi} \,\mathrm{d}z \tag{1}$$

ここで,  $T_{R\phi}$  は応力テンソルの  $R\phi$  成分である:

$$T_{R\phi} = T_{R\phi}^{\text{Rey}} + T_{R\phi}^{\text{Max}} = \rho v_R v_\phi - B_R B_\phi \qquad (2)$$

降着率 M は, α を用いて以下で与えられる:

$$\dot{M} = \frac{2\pi}{\Omega} \alpha c_s^2 \Sigma \tag{3}$$

ただし  $c_s$ ,  $\Omega$ ,  $\Sigma$  はそれぞれ音速, 円盤の回転角速度, 円盤の面密度である.また,  $T_{R\phi}^{\text{Rey}}$ ,  $T_{R\phi}^{\text{Max}}$ ,  $\rho$  は Reinols 応力の  $R\phi$  成分, Maxwell 応力の  $R\phi$  成分, 円盤 の体積密度であり,  $v_R$ ,  $v_{\phi}$ ,  $B_R$ ,  $R_{\phi}$  はそれぞれ速度, 磁場の R 成分,  $\phi$  成分である.のちに説明する磁気回 転不安定性が発達している場合には,  $T_{R\phi}^{\text{Max}} \gg T_{R\phi}^{\text{Rey}}$ となる.

一般に円盤内のガスは電離しているため、その流体運動は電磁流体力学 (magneto hydrodynamics, MHD) で記述される. MHD では、運動は主として磁場が駆動する.磁場の時間変化を与える方程式が、誘導方程式である:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \boldsymbol{\nabla} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) 
-\boldsymbol{\nabla} \times [\eta_O \mathbf{J} + \eta_A \mathbf{J}_\perp + \eta_H (\mathbf{J} \times \mathbf{B})]$$
(4)

ここで u は速度ベクトル, J は電流密度ベクトルで あり, 添字⊥は磁場 B に対して直交する成分を表す. 右辺第2項が無視できる場合, プラズマは磁力線とと もに運動する(凍結定理).この性質が,後述の磁気 回転不安定性を駆動する要因のひとつになる.

磁気回転不安定性 (magnetorotational instability, MRI) は、円盤ガスの差動回転によって生じる流体 力学的不安定性である. MRI の成長過程を表した模 式図を図1に示した. プラズマは磁力線とともに運 動するため、磁場にゆらぎが生じると、プラズマに差 動回転が生じる(図左). 差動回転しているプラズ マに対しては磁気張力トルクがはたらき、内側へ落ち



図 1: 磁気回転不安定性 (MRI) の模式図. 磁力線の ゆらぎ (図左) がプラズマの角運動量を輸送し (図 中央),さらに磁力線を歪ませる (図右).

込んだプラズマはより内側へと,外側へ飛ばされた プラズマはより外側へと,移動していく(図中央). この移動によって,磁力線はさらに歪み,角運動量が より効率的に交換され,円盤内は乱流状態となる(図 右). MRI が角運動量輸送のメカニズムとしてはた らくことは Balbus & Hawley(1991)が提唱し,定常 円盤降着を考える際の標準モデルとなっている [5].

一方で,式(4)右辺第2項に示された磁場の拡散 (磁気拡散)はMRIを抑制する.磁気拡散の各項は それぞれ(1)オーム散逸,(2)両極性拡散(3)ホール 効果,と呼ばれている.このうち(3)は,今回のシミュ レーションでは考慮されていないため,説明を省略す る.(1)のオーム散逸は流体の担い手(中性粒子)と 電流の担い手(電子)との衝突により生じる磁場の 拡散である.(2)の両極性拡散は,慣性の担い手であ る中性粒子が,磁力線とともに運動するプラズマ構成 粒子とあまり衝突しないことにより生じる拡散であ る.原始惑星系円盤の内側は完全には電離されてい ないため,両極性拡散の影響も考慮しなければなら ない.

3 つの磁気拡散のうち,両極性拡散とホール効果 については,MRI をどのように抑制しているのか がよく分かっていなかった.今回紹介する Bai & Stone(2013)では,オーム散逸と両極性拡散の両方 を含む3次元 MHD シミュレーションを行い,磁気拡 散とくに両極性拡散がMRI をどのように抑制するの かを調べた.この2つの磁気拡散を同時に考慮した3 次元 MHD シミュレーションは、本論文が初である.

## 2 Methods

Bai & Stone(2013) では、中心星から 1 AU の距離 に置いた shearing-box を用いて 3 次元 MHD シミュ レーションを行った. shearing-box とは、図 2 のよ うに円盤の一部を切り取った箱のことである. Bai & Stone 2013 では、シミュレーションは磁気拡散に関 して (1) オーム散逸のみ (2) オーム散逸と両極性拡散 の 2 つを行った¹. 基礎方程式は以下の 3 式である:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{5}$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot \left(\rho \mathbf{u}^T \mathbf{u} + \mathsf{T}\right)$$
  
=\(\rho[2\mu \times \Omega + 3\Omega^2 x \mathbf{e}_x - \Omega^2 z \mathbf{e}_z]\) (6)

 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mathbf{\nabla} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \mathbf{\nabla} \times [\eta_O \mathbf{J} + \eta_A \mathbf{J}_{\perp}] \quad (7)$ ただし、T は応力テンソル:

$$\Gamma = (P + B^2/2) \mathbf{I} - \mathbf{B}^T \mathbf{B}$$
(8)

であり, I,  $\rho$ , u, P,  $\Omega$ , B はそれぞれ単位テンソル, ガ スの質量密度, 流速ベクトル, ガス圧, 角速度ベクト ル, 磁場である.また,  $\mathbf{e}_j$  (j = x, y, z) は各方向(そ れぞれ動径方向, 方位角方向, 高さ方向)の単位ベク トルである.

円盤は最小質量円盤モデル(林モデル)を用いた. また、音速  $c_s = 1 \text{ km/s}$ 、角速度  $\Omega = 10^{-7} \text{ s}^{-1} \approx 1 \text{ yr}^{-1}$ 、スケールハイト  $H = c_s/\Omega = 0.1 \text{ AU}$ 、密度  $\rho = 13.1 \times 10^{-8} \text{ g cm}^{-3} \exp\left[-(-z^2/H^2)\right]$ 、磁場  $B_z = 4.1 \times 10^3 \text{ G}(1 + \sin(2\pi x/L))$ である. box のサ イズは (x, y, z) = (4H, 8H, 16H)とした.

境界条件は, x 方向に shearing condition(ずれ境 界条件)[6], y 方向に boundary condition(周期境 界条件)[6], z 方向に outflow condition(流出境界条 件)を, それぞれ考えた.

磁気拡散係数  $\eta_A$  の値は化学計算の表を用いた.  $\eta_A$  の磁場 *B* に対する依存性は以下のように設定した. なお,この依存性の詳細は Bai(2011)[4] に記載がある.

$$\left(Q_{A1}B^2, (B < \sqrt{Q_{A2}/Q_{A1}}B_i)\right)$$
 (9)

$$\eta_A = \begin{cases} Q_{A2} B_i^2, \ (\sqrt{Q_{A2}/Q_{A1}} B_i < B < B_i) \ (10) \end{cases}$$

$$\left(Q_{A2}B^2, \left(B > B_i\right)\right) \tag{11}$$

また Bai & Stone(2013) では, 定常状態における降 着率に興味があるため, 時間発展で流出した質量を各 セルへ再注入し, 定常状態を維持している.

¹他の条件下でのシミュレーションは、本講演では省略する.



図 2: shearing-box の模式図. 円盤の一部を曲率が 無視できるくらい小さな箱として切り出し, その中で 流体シミュレーションを行う. https://www.astr. tohoku.ac.jp/~tomida/athena/modules.html

### 3 Results

図 3 に, 各時刻 t の高さ z/H における Maxwell 応 カテンソルの  $R\phi$  成分  $T_{R\phi}^{Max}$  を示した.上下のパネル はそれぞれ (1) オーム散逸のみ (2) オーム散逸と両 極性拡散 の結果に対応する.

オーム散逸のみ(パネル上部)の場合, z/H > 2の領域ではギザギザした形状が確認できる. これは, z/H > 2の領域ではオーム散逸が効かず, MRIが成長 したことにより生じたものと解釈できる. 0 < z/H <2 にて比較的強い応力が見られるのは, z/H > 2で 生じた乱流が円盤中央へ伝播したからと考えられる.

両極性拡散も含めた(パネル下部)場合, z/H > 2の領域では, ギザギザした形状分布ではなく, 層状分 布が現れた. これは両極性拡散が 2 < z/H < 4の 領域附近で効き, MRI が抑制されたからと考えられ る. 図 3 より, z < 4H における応力テンソルの  $R\phi$ 成分  $T_{R\phi}$  を見積もると  $T_{R\phi} \approx 3 \times 10^{-4} \rho_0 c_s^2$  となっ た ( $\rho_0 = 13.1 \times 10^{-8} \, \mathrm{g \, cm^{-3}}$ ).

## 4 Discussion

式 (1), (3) から, 両極性拡散を含むシミュレーショ ンで得た応力テンソルの値を用いて降着率  $\dot{M}$  を計算 すると  $\dot{M} \approx 2 \times 10^{-9} M_{\odot} \, \mathrm{yr}^{-1}$  となった. これは観



図 3: Maxwell 応力テンソル  $T_{R\phi}^{\text{Max}}$  の時間–空間分布. 上下のパネルはそれぞれ (1) オーム散逸のみ (2) オーム散逸と両極性拡散 の結果を示している. (1) オーム散逸のみの場合, z > 4H で MRI が発達している; (2) 両極性拡散も含めると, z > 4H で両極性拡散が 効き, MRI が抑制される.



図 4: 応力テンソルの  $R\phi$  成分  $T_{R\phi}$  の分布.オーム散逸が効いている領域 z < 4H では, $T_{R\phi}$  はほとんど一定の値  $T_{R\phi} \approx 3 \times 10^{-4} \rho_0 c_s^2$  をとっている  $(\rho_0 = 13.1 \times 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}).$ 

測値の誤差範囲内であるが, 中央値よりはやや小さい 値となっている.

Bai & Stone 2013 では, MRI に代わる角運動量輸 送として磁気遠心力風に着目した.実際,今回のシ ミュレーションでは図4の速度分布を得ており,円盤 上部で磁気遠心力風が吹いていると考えられる.

ここで磁気遠心力風の簡単な説明を行う.原始星 の回転により強化された磁場は図4のような磁力線 を描く.磁気圧を受けたプラズマは磁力線にそって 円盤上方へ飛んでいき,磁気遠心力風を構成する.

磁気遠心力風を考慮して円盤の降着率を再計算す



図 5: オーム散逸と両極性拡散を考慮したシミュレー ションにおけるガスの速度分布.分布は準定常状態 ( $\Omega t > 300$ )における値である.円盤の上部 (z > 4H) で  $v_z$ が増加している.



図 6: 磁気遠心力風の模式図. 原始星の回転により強 化された磁場がプラズマを磁力線方向へ吹き飛ばす.

る.式(3)の右辺へ磁気遠心力風の寄与

$$\frac{4\pi}{\Omega} RT_{\phi z} \Big|_{-z_b}^{z_b} = \frac{8\pi}{\Omega} RT_{\phi z} \Big|_{z_b}$$
(12)

を加えて計算すると  $\dot{M} \approx 4.3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ を得た. これは磁気遠心力風を考慮していない場合に比べて,より観測値を再現している.

## 5 Conclusion

今回紹介した Bai & Stone 2013 では, 原始惑星系 円盤における降着メカニズムを調べるため, オーム 散逸と両極性拡散の両方を考慮した 3 次元 MHD シ ミュレーションを行った. 両極性拡散は MRI を強く 抑制するため, MRI のみで円盤の降着率を説明する のは十分でないことが分かった. しかし, 円盤上部で 発生している磁気遠心力風も考慮して降着率を計算 すると, 観測値により近い値を得ることができた.

## ^{_}8 Reference

- [1] Bai and Stone, ApJ, 769, 76 (2013)
- [2] Gullbring et al. ApJ, 492, 323(1998)
- [3] Shakura and Sunyaev, A&A, 24, 337(1973)
- [4] Bai ApJ, 739, 51(2011)
- [5] Balbus and Hawley, ApJ, 376, 214(1991)
- [6] Hawley et al. ApJ, 440, 742(1995)

——index へ戻る

星間b26

# 微惑星リングでの微惑星集積

# 神原 祐樹

## 微惑星リングでの微惑星集積

神原 祐樹 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

惑星形成の標準シナリオでは、微惑星は円盤全体で形成し、雪線以外では半径方向に滑らかに分布すると仮 定している。一方で近年、微惑星形成がリング状の領域でのみ起こる可能性が原始惑星系円盤におけるダス トとガスの進化のシミュレーションにより示唆されている。また、原始惑星を細いリング状に配置すると太 陽系の性質を良く再現するというシミュレーション結果や、原始惑星系円盤におけるリング状の構造の観測 など、惑星形成過程におけるリング状の構造の存在を支持する結果も数多く存在する。惑星形成過程の理解 を深める上で、微惑星リングにおける微惑星の進化過程の解明は重要な要素である。しかし、リング状に分 布した微惑星の進化は詳細には調べられていない。

本研究では、微惑星リングにおける微惑星の進化を N 体シミュレーションによって調べる。初期のリング幅、 微惑星の総質量を変化させたシミュレーションも行い、初期条件の違いが原始惑星に与える影響を調べる。 どのシミュレーションにおいても、成長する原始惑星が効率よく微惑星を散乱し始める。その結果、リング の幅が徐々に拡大しながら原始惑星が寡占的成長をする。原始惑星の質量はリングの中心に近いほど大きく、 リングの中心から遠ざかるほど小さいという分布が見られた。原始惑星の軌道間隔は、初期のリング幅、リ ングの総質量のどちらにも依らず、寡占的成長のモデルによる局所的な見積もりと整合的であった。リング 幅の拡大はリング幅が狭いほど、リングの総質量が大きいほど速く、初期のリング幅が異なる場合でも最終 的にリングの幅は同程度の値に収束する。

## 1 Introduction

惑星形成の標準シナリオ (e.g., Hayashi et al. 1985; Kokubo & Ida 2012) では、惑星の形成過程は 1. 原 始惑星系円盤でのダスト成長による微惑星形成 2. km サイズの微惑星成長による原始惑星形成 3. 原 始惑星の巨大衝突による地球型惑星形成、ガス降着 によるガス惑星形成の 3 段階に大きく分けられる。 このシナリオで、微惑星は円盤全体で形成し、その 分布は雪線を除いて滑らかであると仮定されてい る。微惑星の成長過程もこの仮定に基づいて調べら れており、暴走的成長や寡占的成長といった成長過 程が知られている (e.g., Kokubo & Ida 1995, 2002; Wetherill & Stewart 1989)。

近年、微惑星の形成場所について再検討が進んで いる。原始惑星系円盤のダスト進化の1次元シミ ュレーションの結果から、微惑星は細いリング状の 領域でのみ形成可能である可能性が指摘されている (Morbidelli et al. 2022; Izidoro et al. 2022)。また、 原始惑星系円盤においてダストのリング構造が発見 されているほか、原始惑星を細いリング状に配置する と太陽系の性質をよく再現するというシミュレーショ ン結果 (Hansen 2009) など、惑星形成過程における リング状の構造の存在を支持する結果も存在する。

微惑星が円盤状に分布する場合、原始惑星が 寡占成長する間その密度分布はほぼ一定である (Kokubo & Ida 2002)。一方微惑星がリング状に分 布する場合、微惑星が拡散してリングの幅が広がり、 微惑星の表面密度が下がる。このような微惑星表面 密度の時間進化が起こる場合、微惑星・原始惑星の 成長過程は面密度が一定の場合とは異なると考えら れるが、リング状に微惑星が分布した場合の微惑星 の進化は詳細には調べられていない。

本研究では、微惑星リングにおける微惑星の進化 をN体シミュレーションによって調べ、微惑星リン グでの微惑星の成長過程、および形成する原始惑星 の物理的性質を解明する。さらに初期のリング幅や微 惑星の総質量を変化させ、初期条件依存性も調べる。

衣1. シミュレーションの初期未日					
モデル名	リングの中心位置 $a_0$	リング幅 $w_{ m init}$	粒子数	総質量 $M_{tot}$	微惑星1つの質量 m
W05M2	$1.0\mathrm{au}$	0.05 au	100000	$2.1 M_{\oplus}$	$1.254\times10^{23}\mathrm{g}$
W10M2	$1.0\mathrm{au}$	0.1 au	100000	$2.1 M_{\oplus}$	$1.254\times10^{23}\mathrm{g}$
W20M2	$1.0\mathrm{au}$	0.2 au	100000	$2.1 M_{\oplus}$	$1.254\times10^{23}\mathrm{g}$
W40M2	$1.0\mathrm{au}$	0.4 au	100000	$2.1 M_{\oplus}$	$1.254\times10^{23}\mathrm{g}$
W20M1	1.0 au	0.2 au	50000	$1.05 M_{\oplus}$	$1.254\times10^{23}\mathrm{g}$
W20M4	$1.0\mathrm{au}$	0.2 au	200000	$4.2 M_\oplus$	$1.254 \times 10^{23} \mathrm{g}$

表 1: シミュレーションの初期条件



図 1: W20M2 モデルの微惑星の初期分布を円盤面に 垂直な方向から見た図。

### 2 Methods

### 2.1 円盤モデル

本研究では、図1のように、中心星周囲の円環状の 領域に微惑星が分布している状態を初期条件として N体シミュレーションを行う。中心星質量は1M_☉で ある。微惑星は中心星からの重力、微惑星間の重力、 ガス抵抗を受けて運動し、衝突すると完全合体する。

表1に各モデルごとの初期条件を示した。微惑星の 初期分布は軸対称であり、表面密度 $\Sigma_p$ はリング全体 で一定であると仮定する。また、全てのリングの中 心位置は1auに設定する。つまり、微惑星の軌道長 半径をa、リングの幅を $w_{init}$ とすると、表面密度が

$$\Sigma_{\rm p} = \begin{cases} \Sigma_0 & (1 \,\mathrm{au} - \frac{1}{2}w_{\rm init} < a < 1 \,\mathrm{au} + \frac{1}{2}w_{\rm init}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases}$$

であるように微惑星を分布させる。 $\Sigma_0$ は初期の微惑 星表面密度である。微惑星の離心率および軌道傾斜 角は、 $\langle e^2 \rangle^{1/2} = 2 \langle i^2 \rangle^{1/2} = 2h$ となるように設定す る。ただし、 $h = (2m/3M_{\odot})^{1/3}$ は規格化したヒル半 径である。

微惑星が受けるガス抵抗は (Adachi et al. 1976)

$$\boldsymbol{f}_{\text{gas}} = -\frac{1}{2m} C_{\text{D}} \pi r_{\text{p}}^2 \rho_{\text{gas}} |\boldsymbol{u}| \boldsymbol{u}$$
(2)

で表される。ここで、 $C_{\rm D}=2$ はガス抵抗の係数、mは粒子の質量、 $r_{\rm p}$ は粒子半径、 $u=v-v_{\rm gas}$ は粒子とガスの相対速度である。ガス密度  $\rho_{\rm gas}$ は、

$$\rho_{\rm gas} = 1.0 \times 10^{-9} \,\mathrm{g/\,cm^3} \tag{3}$$

とした。

#### 2.2 シミュレーション

本研究では、N体シミュレーションコード GPLUM (Ishigaki et al. 2021)を用いてシミュレーションを 行った。このコードは P³T 法 (Oshino et al. 2011) および個別カットオフ半径を用いており、微惑星系 のような衝突系において高速かつ高精度なシミュ レーションが可能である。また、GPLUM では FDPS (Iwasawa et al. 2016)を用いて並列化を行っている。 FDPS は、粒子系の大規模並列シミュレーションの 開発、並列化のための汎用ライブラリである。

### **3** Results and Discussions

 紙面の都合で、W20M2 モデルの結果のみ示す。図
 2は、各時刻での微惑星の軌道長半径および離心率の 分布を表す。1つの円は1つの粒子に対応し、円の
 (1) 半径比は実際の粒子の半径比と一致する。赤い円は

#### 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校



図 2: 各時刻での微惑星の軌道長半径と離心率。各円 が1つの粒子を表し、青い円は微惑星、赤い円は原 始惑星(初期の1000倍以上の質量のもの)を表す。 半径の比は実際の粒子の半径の比と対応する。原始 惑星につけられた横線はヒル半径の10倍の長さを表 す。背景の水色の部分は、初期に微惑星が分布して いた領域である。

原始惑星(ここでは初期の 1000 倍以上の質量を持つ ものと定義する)を表し、原始惑星につけられた横 線はヒル半径の 10 倍の長さを表す。シミュレーショ ン全体では、初期に細いリング状に分布していた微 惑星が成長しながら拡散し、リングの幅が拡大する。 この間、成長した原始惑星は軌道反発により軌道間 隔を保ちながら寡占成長する。また、原始惑星の離 心率は力学的摩擦によって小さく保たれている。こ れらの成長の枠組みは微惑星の拡散が起こらない場 合の寡占的成長とよく一致しており、局所的には原



図 3: シミュレーション終了時 (t = 2 Myr) での原 始惑星の質量と軌道長半径 (点)。実線は拡散後の面 密度から求めた原始惑星の孤立質量である。背景が 赤色になっている部分は初期に微惑星が分布してい た領域。

始惑星が寡占的成長をしていると考えられる。

図3は、シミュレーション終了時の原始惑星の軌道 長半径と質量の分布を表している。原始惑星は初期 に微惑星が分布していた範囲より広い範囲に位置し ており、その質量は微惑星リングの中心付近ほど大 きい。これは、リングの中心に近い領域では初期に 微惑星密度が高い時期に原始惑星が成長するのに対 し、リングの中心から離れた領域では、拡散後の低 密度な環境で原始惑星が成長したためである。

## 4 Conclusion

微惑星がリング状に分布している場合、微惑星リングの幅が拡大しながら原始惑星が寡占的成長をする様子が見られた。軌道反発など、原始惑星の成長の枠組みは既知の寡占的成長の枠組みと変わらない。 一方、原始惑星の質量はリング中心に近いほど大きく、リングの中心から離れると小さくなるという分布が見られた。その質量は初期の微惑星分布から予言される孤立質量とはかけはなれており、拡散後の面密度から予言される孤立質量とよく一致する、これは微惑星の拡散が効く微惑星リング系特有の減少であり、微惑星の拡散が重要であることを示唆している 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

### Acknowledgement

本研究は変革を駆動する先端物理・数学プログラム (FoPM)、東京大学国際卓越大学院教育プログラム (WINGS)の支援を受けたものです。本研究は、JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム JPMJSP2108の 支援を受けたものです。本研究は、文部科学省スー パーコンピュータ「富岳」成果創出加速プログラム 「シミュレーションと AI の融合で解明する宇宙の構 造と進化」(JPMXP1020230406)の一環として実施 されたものです。また、本研究の一部は、スーパーコ ンピュータ「富岳」の計算資源の提供を受け、実施し ました(課題番号:hp230204,hp240219)。本研究に おける数値シミュレーションの一部は、国立天文台 天文シミュレーションプロジェクト (CfCA)の Cray XC50 を用いて行いました。また解析には、CfCA の 解析サーバを用いました。

## Reference

- Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. 1976, Progress of Theoretical Physics, 56, 1756
- Hansen, B. M. S. 2009, ApJ, 703, 1131, doi: 10.1088/0004-637X/703/1/1131
- Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985, in Protostars and Planets II, ed. D. C. Black & M. S. Matthews, 1100–1153
- Ishigaki, Y., Kominami, J., Makino, J., Fujimoto, M., & Iwasawa, M. 2021, PASJ, 73, 660, doi: 10.1093/pasj/psab028
- Iwasawa, M., Tanikawa, A., Hosono, N., et al. 2016, PASJ, 68, 54, doi: 10.1093/pasj/psw053
- Izidoro, A., Dasgupta, R., Raymond, S. N., et al. 2022, Nature Astronomy, 6, 357, doi: 10.1038/s41550-021-01557-z
- Kokubo, E., & Ida, S. 1995, Icarus, 114, 247, doi: 10.1006/icar.1995.1059
- —. 2002, ApJ, 581, 666, doi: 10.1086/344105

- 2012, Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2012, 01A308, doi: 10.1093/ptep/pts032
- Morbidelli, A., Baillié, K., Batygin, K., et al. 2022, Nature Astronomy, 6, 72, doi: 10.1038/s41550-021-01517-7
- Oshino, S., Funato, Y., & Makino, J. 2011, PASJ, 63, 881, doi: 10.1093/pasj/63.4.881
- Wetherill, G. W., & Stewart, G. R. 1989, Icarus, 77, 330, doi: 10.1016/0019-1035(89)90093-6

-index へ戻る

星間c01

## 星周物質の元素組成を用いた超新星残骸の親星推定法

# 成田 拓仁

## 星周物質の元素組成を使った超新星残骸の親星制限法

成田 拓仁 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

星周物質は星の進化の過程で外層から噴き出る星風が星の周りに形成する物質で、重力崩壊型超新星残骸に おいては、爆発の衝撃波によって掃き集められることで、X線で明るく光る。星周物質の元素組成は星の進 化を反映しており、特に炭素、窒素、酸素といった元素は星内部の水素燃焼によって組成が変化するため、 超新星残骸の親星の初期質量や初期回転速度を探る上で良い指標となる。我々は、点源において高いエネル ギー分解能を持つ XMM-Newton 衛星搭載の反射型回折分光器を、超新星残骸のコンパクトな構造に応用 することで、超新星残骸 RCW 103 の星周物質由来の窒素輝線の検出に成功し、その窒素と酸素の組成比  $(N/O=3.8\pm0.1(N/O)_{\odot})$ から親星の初期質量と初期回転速度を推定した。また超新星残骸 G292.0+1.8 の 帯状星周物質を形成した親星を制限するために、帯状構造の X 線精密分光解析を行った。その結果、窒素の K 殻輝線の検出に成功し、星周物質の窒素と酸素の比は太陽組成よりも低い  $(N/O=0.5\pm0.1(N/O)_{\odot})$  こ とがわかった。この組成比は、親星が酸素過剰な星風を吹いた WR 星であることを示しており、組成比を恒 星進化モデルと比較することで、親星は単独星よりも連星系であった可能性が高いと推定した。

## 1 Introduction

大質量 (≥ 10 M_☉) の恒星は, その一生の間に様々 な状態の星に変化し、最期には大規模な爆発現象で ある超新星爆発を起こして,中心には中性子星やブ ラックホールのようなコンパクト天体を残すと考え られている.実際の観測にて、個々の恒星、最期の 爆発である超新星、その後に残ると中性子星の存在 は確認されているが、どんな星がどんな爆発を起こ し、どんなコンパクト天体を残すのかはまだ分かっ ていない. これらの間を観測的に繋げる手法として、 非常に有用なのが超新星残骸と呼ばれる星雲である. 超新星残骸は超新星爆発が起きた後に残る残骸であ り、X線で約1万年に渡って明るく輝く. 超新星残 骸は光学的に薄い星雲であるため、付随するコンパ クト天体からの放射も直接観測が可能である.また、 超新星残骸で輝く物質には、爆発の元の恒星(親星) 内の物質が含まれ、その元素組成から親星の情報を 探ることが可能である.以上のことから、親星と爆 発時の元素合成、コンパクト天体の全ての情報を含 み、爆発を起こした恒星の一生を遡ることができる という点で,超新星残骸は非常に重要な観測対象と 言える.

従来の観測では,爆発時に噴出する物質(爆発噴出 物)が主に注目され,その元素組成から親星の情報 を得ていた.特に親星の質量と爆発噴出物の元素組 成は相関していると考えられており (e.g, Katsuda et al. 2018),超新星爆発,中性子星と恒星の質量の関係 を知るために非常に重要な役割を果たしていた.し かし、恒星の進化過程や中性子星の形成には回転速 度や内部の対流状態など他のパラメータも関係して いると考えられており (e.g, Higgins & Vink 2019), これらの情報を爆発噴出物から得るのは難しかった. そこで我々は、恒星から爆発前に吹き出した物質(星 周物質)に着目した.星周物質は、大質量星の進化の 過程で外層から吹き出た星風が周囲に溜まって形成 される物質であり、その元素組成は親星内部の元素 組成を強く反映している. 星周物質の元素組成は、親 星の質量の他に初期回転速度や対流などのパラメー タにも依存するため、超新星残骸においてこれを観 測することで新たに回転や対流の情報を得ることが できる.本集録ではまず星周物質の元素組成を使っ た親星推定法について述べ、次に2つの天体につい ての実際の親星推定の結果を述べる.

## **2** CSMの組成比を用いた親星推定

恒星はその一生の中で星風を吹き出すため周囲に 星周物質を形成し、その星周物質には主に水素燃焼 層で合成された元素が含まれる。太陽よりも重い星 では、水素燃焼層において CNO サイクルが支配的 2024年度第54回天文・天体物理若手夏の学校

になるため、星間物質の元素組成の中でも特に炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) の組成比が星間物質とは異 なる。図1上に恒星の内部構造を示す。恒星が星風を 吹き出すと、外層から物質が吹き出ていくことにな り、窒素豊富な対流層が吹き出ていくことで星周物 質の窒素の組成比が大きくなる。その後超新星爆発 が起きると、その衝撃波によって星周物質は超新星 残骸のシェル付近に掃き集められる。星周物質の組 成比は恒星の初期状態を反映しているので (Maeder et al. 2014)、それを調べることによって超新星残骸 の親星を制限することができる。

図1中に超新星残骸の親星推定に使用した恒星モ デルの、表面の元素組成及び質量損失率を示す。恒星 は赤色超巨星段階に入ると、質量損失率が上がり、窒 素豊富な星風を大量に吹き出していることがわかる。 超新星残骸における星周物質の元素組成と比較する 上では、その超新星残骸がいつの時期に吹き出した 星風まで集めているかを考慮してモデル計算をする 必要がある。図1下に、半径5pcの超新星残骸の星周 物質のN/Oと親星の初期状態との関係を示す。親星 が低質量 (≤ 12 M_☉) のモデルにおいては、対流層が 表面まで成長することで赤色超巨星段階の初期から 窒素が多く出ていることが反映されている。12 M_① 以上の星では質量が上がると放射圧が増えて質量損 失率が上がり窒素の放出量が増えることで、N/Oが 増えていることがわかる。また初期回転速度が上が ることでも質量損失率が上がるため、N/Oが増えて いることも確認できる。この関係を用いることで超 新星残骸の親星の初期状態を制限することができる。

## 3 超新星残骸のスペクトル解析

我々は星周物質の元素組成を用いて2つの超新星 残骸の親星制限を行うために、スペクトル解析から 元素組成を求めた。

#### 3.1 RCW 103

RCW 103 は、中心に非常に強い磁場を持つマグネ ターがある超新星残骸であり、このマグネターを残 すような親星の素性は明らかになっていない。この 天体は銀河系内の天体であるが、図2上に示すよう にシェル付近にコンパクトな構造を持っているため、



図 1: 上:恒星内部の模式図。中:赤色超巨星段階になっ てからの恒星表面の N/O と質量損失率の進化。下: 恒星の初期質量とその星が形成する星周物質の N/O の関係。

XMM-Newton 衛生搭載の反射型回折分光器 (RGS) を用いることで窒素の輝線を他の元素の輝線と分離 して元素組成を求めることができる。我々は RGS を 用いることでこの天体で初めて窒素を検出し、先行 研究 (e.g, Frank et al. 2015) と同じく 2 温度 ()の 電離非平衡モデルを使ってスペクトルをフィットする ことで、N/O を求めた。星間物質の N と O の元素 組成比は~  $1 (N/O)_{\odot}$ であると考えられるため、今回の解析で得られた高い N/O は、3 つの領域に親星から放出された星周物質が含まれていることを強く示唆する結果となった (Narita et al. 2023)。



図 2: 上:RCW 103 の X 線イメージ。破線は各観測 の RGS の視野を示しており、シアン色の破線円はス ペクトル抽出領域を示す。下:2001 年観測データにお ける領域 A の RGS スペクトル。青の点線と赤の破 線はそれぞれ低温モデル、高温モデルを示す。

#### 3.2 G292.0+1.8

G292.0+1.8(以降 G292) は中心に帯状の構造を持 つ超新星残骸であり (図 3 上)、この構造の成因は分子 雲などの星間物質であるという説や連星系で形成され た星周物質などの背雨があるが、まだ明らかになって いない。この天体も RCW 103 と同じく銀河系内の天 体であるが、この帯状の構造は細く、RGS を用いて精 密分光することが可能である。我々は RGS を用いるこ とで、窒素の輝線を検出し、先行研究 (Kamitsukasa et al. 2014) と同じく 3 温度の電離非平衡モデルを 使ってスペクトルフィットすることで N/O を求めた (図 3 下)。この天体においても N/O は星間物質由来 とは考えにくく、帯状構造の成因は星周物質由来で あることを強く示唆する結果となった (Narita et al. 2024 submitted)。



図 3: 上:G292 の X 線イメージ。破線は RGS の視野 を示しており、シアン色の破線円はスペクトル抽出 領域を示す。下:領域 A の RGS スペクトル。赤、緑、 青の線はそれぞれ低温度モデル、中温度モデル、高 温度モデルを示す。

## 4 Discussion & Future Perspective

密分光することが可能である。我々は RGS を用いるこ 図 4 に示すように RCW 103 と G292 の星周物質 とで、窒素の輝線を検出し、先行研究 (Kamitsukasa の N/O と、恒星進化モデルから求めた様々な初期 状態の恒星が形成する星周物質のN/Oを比較して、 親星を制限した。星周物質の元素組成を用いた結果 から、RCW 103 の親星は初期質量と初期回転速度 が $\leq 12 M_{\odot}$ 、20-25  $M_{\odot}$ と $\leq 100 \text{ km/s}$ であると初 めて同時に制限された。爆発噴出物の元素組成を用 いた先行研究の結果も用いて、RCW 103の親星は 低質量  $\leq 12 M_{\odot}$  かつ典型的な初期回転速度を持っ ている天体であると制限された。この結果を用いて、 RCW 103 の中心のマグネターは大質量星のダイナモ で形成されたものではないことがわかった (Narita et al. 2023)。また G292 の親星は、酸素が豊富な星風 を吹き出したウォルフ・ライエ星であることがわかっ た。ウォルフ・ライエ星は非常に大きな質量損失率を 持っているため、星の外層がほとんどなくなった状 態で爆発し、水素が少ないか全く見えない Ib/c 型超 新星として観測される。単独星であった場合は、図 4 に示すように初期質量が 30 M_☉ である必要がある が、中性子星を形成する恒星としては重く (Heger et al. 2003)、先行研究で制限された爆発噴出物の量か ら考えられる初期質量とも一致しない。これらの結 果から、G292の親星は連星系を組むことによって、 初期質量が 30 M_☉ よりも軽い星であるにも関わらず ウォルフ・ライエ星になったと考えられる (Narita et al. 2024 submitted)。この手法は Athena、LEM な どの今後の精密分光衛星によって、回折分光では適 応できなかった広がった天体も対象天体となるため、 爆発機構やコンパクト天体の親星の多様性を探る上 で非常に有用な手法になることが期待される。

## 5 Conclusion

超新星残骸の星周物質の元素組成比は、親星の進 化を反映しており、特に N/O を用いることで親星 の初期質量や初期回転速度を制限することができる。 我々はこの関係を用いて超新星残骸の親星を制限す るために、RGS を用いて、コンパクトな構造を持つ 銀河系内の超新星残骸 RCW 103 と G292.0+1.8 の 窒素の輝線を初検出し、N/O を求めた。求められた N/O から RCW 103 の初期質量と初期回転速度を初 めて同時に制限し、中心のマグネターは典型的な星 から生成されたことがわかった。また G292.0+1.8 の N/O から帯状構造が連星系で生じた星周物質を起源 とすることがわかった。



図 4: 恒星の初期質量とその星が形成する星周物質の N/O の関係。赤、青、黒の各点は無回転、低速回転、 高速回転のモデルをそれぞれ指名している。上の黒 の破線と青の帯は RCW 103 の N/O とそのエラー、 下の黒の波線とオレンジの帯は G292 の N/O とその エラーを示している。

### Reference

Frank K. A., Burrows D. N., & Park S. 2015, ApJ
Heger A., Langer N., & Woosley S. E. 2003, ApJ
Higgins E. R. & Vink J. S., 2019, A&A
Kamitsukasa F., Koyama K., & Tsunemi H. 2014, PASJ
Katsuda S., Takiwaki T., & Tominaga N., 2018, ApJ
Maeder A., Przybilla N., & Nieva M. 2014, A&A
Narita T., Uchida H., & Yoshida T. 2023, ApJ

-----index へ戻る

星間c02

宇宙線による電離を考慮した星・原始惑星円盤形成・ 進化シミューレーション

## 西尾 恵里花

## 宇宙線による電離を考慮した星・原始惑星円盤 形成・進化シミューレーション

西尾 恵里花 (東北大学 理学研究科 D1)

### Abstract

原始惑星系円盤の進化を考える時、磁場による角運動量輸送が重要である。この効果はガスの電離度に依存 している。低電離度では磁場とガスとの相互作用が弱まり、磁場が拡散し弱まることで円盤半径は大きくな る。従って原始惑星系円盤の構造や進化を考える上でガスの電離度を決めることは重要となる。星形成領域の ガスを電離するのは主に宇宙線である。これまでの研究から宇宙線による電離率を変えると形成される円盤 に大きな影響があることが明らかになっている。宇宙線の電離率は磁場の構造やガスの密度分布に依存する ことが知られている。宇宙線の電離率分布と磁場の構造、ガスの密度分布は相互に影響を及ぼし合う為、よ り現実的な原始惑星系円盤の形成と進化を理解する為には非理想 MHD と宇宙線の輸送方程式を同時に解く 必要がある。本研究では、磁気流体計算コードの Athena++に宇宙線輸送モジュールを追加し、現実的な宇 宙線の効果を取り入れた星・円盤形成進化を計算するコードを開発し、開発したコードを用いて分子雲コア からファーストコア段階までの三次元非理想磁気流体シミュレーションを行い、星・円盤形成進化を調べた。 シミュレーション結果から円盤内の電離率は分子雲コア外と比べて2桁以上小さくなり、円盤内部に渡って 急激に変化していることが示された。また宇宙線の伝搬・減衰を取り入れた場合、電離率が一定と仮定した 場合と比べて渦状腕が形成された1.5倍ほど大きな円盤が形成された。よって分子雲コア外部の電離率が大 きい場合であっても宇宙線の伝搬、減衰の効果によって渦状腕を持った円盤が形成できることを示している。

## 1 Introduction

原始惑星系円盤は惑星形成の現場であり、原始星 へ質量や角運動量を供給する天体である為、星形成 と惑星形成の双方の理解にとって重要な天体である。

原始惑星系円盤の大きさに特に影響を及ぼすもの として磁場が挙げられる。磁場は磁気制動によって 効率的に円盤から角運動量を円盤の外に輸送し、円 盤を小さくすることが知られている。円盤に対する 磁場の効果を考える時、ガスの電離度が重要となる。 完全電離したガスは磁力線と共に運動する。星形成 領域は低温の為、電離度が非常に低く荷電粒子はわ ずかしか存在しない。中性粒子は磁場から直接力を 受けることができないため、荷電粒子との衝突によっ て間接的に力を受ける。よって電離度が低いガスは 磁力線に凍結せず、ガスが磁力線をすり抜ける(磁場 の散逸)。磁場の散逸が働くと磁場による角運動量輸 送が弱まり円盤は大きくなる。従って、ガスの電離 度によって原始惑星系円盤の構造や進化が影響を受 ける為、星形成領域のガスの電離度を精密に決める ことは重要である。

星形成領域は密度が高く外部からの紫外線放射は 遮蔽されることから、主にガスを電離しているのは 分子雲コア外部から侵入する低エネルギーの銀河宇 宙線 (数十 MeV) である。分子輝線の観測から、星 形成領域の電離率は  $10^{-16} - 10^{-18}$  s⁻¹ 程度と見積も られている。Kuffmeier et al. 2020[1] では宇宙線に よる電離率が高い場合 ( $\zeta = 10^{-16}$  s⁻¹) は磁場による 角運動量輸送が強く働く為、円盤が形成されず、電 離率が低い場合 ( $\zeta = 10^{-17}$  s⁻¹) では渦状腕を持つ円 盤が形成されることが示されている。

宇宙線の分布はガスの密度や磁力線の分布に影響 を受ける。宇宙線はガスと衝突することによってエネ ルギーを失うのでガスの密度が高い領域ほど宇宙線 のエネルギー密度は減衰する。加えて宇宙線は荷電 粒子であることから磁力線に沿って運動する。よって 磁力線が集中した領域には磁力線に沿って宇宙線が 流れ込む。これをフォーカシング効果と呼ぶ。しかし 磁力線が集まる領域に宇宙線が集中すると進行方向 と逆方向に力が働き、宇宙線が反射されることが知 られている。これをミラーリング効果と呼び、フォー カシング効果とは逆に磁力線の集まる領域から宇宙 線を減衰させる効果となる。よって宇宙線の分布は ガス密度と磁力線の分布に依存する。

宇宙線とガスと磁場は相互に影響を及し合うため、 現実的な原始惑星系円盤の形成過程を知る為には宇 宙線とガスの相互作用を取り入れた星形成シミュレー ションが必要不可欠である。本研究では宇宙線の生 成と輸送を取り入れた三次元非理想磁気流体シミュ レーションコードを用いて宇宙線による電離率の時 間・空間的な分布を考慮した現実的なシミュレーショ ンを行った。本研究では宇宙線伝播を考慮した星形 成研究の第一段階として、星形成初期に重要となる 星間空間から伝搬する宇宙線のみ考え、原始星形成 (セカンドコア形成)前までの宇宙線と原始惑星系円 盤の進化を調べる。

### 2 Methods

### 2.1 基礎方程式

適合格子細分化法 (AMR:Adaptive Mesh Refinement) を使用できる自己重力+磁気流体シミュレー ションコード Athena++(Stone et al. 2020[2]) を用 いて三次元の自己重力+非理想 MHD シミュレーショ ンを行った。磁気拡散係数は密度、温度、磁場、電離 率に依存したテーブルを用いて与え、ホール効果は 無視している。状態方程式はエネルギー方程式を解 く代わりに Zhao et al. 2018 内 (A1) で用いられてい るバロトロピック近似を用いる。ホール効果は無視 し、磁気拡散係数は  $\eta_{\Omega}$ ,  $\eta_{AD}$  は Okuzumi 2009[3] か らダストの大きさは 0.1  $\mu$ m、ダストとガスの質量比 は 0.01 で与え、ガスの密度  $\rho$ 、温度 T、磁場強度 B、 宇宙線の電離率は宇宙線輸送方程式によって得た宇 宙線のエネルギー密度から与える。

今回使用する宇宙線輸送方程式は拡散近似と"single bin"近似を行った

$$\frac{\partial}{\partial t}e_{\rm c} = \nabla \cdot \left(\mathbb{K}\nabla e_{\rm c}\right) - \Lambda_{\rm coll} n_{\rm H_2} e_{\rm c} \tag{1}$$

$$\mathbb{K} \equiv K_{ij} = K_{\perp} \delta_{ij} + \left(K_{\parallel} - K_{\perp}\right) n_i n_j \qquad (2)$$

$$n_{\rm i} = \frac{B_{\rm i}}{|\boldsymbol{B}|} \tag{3}$$

 ンソル K は磁場に並行方向の伝搬は Nava & Gabici. 2013 から概挿し、垂直方向は K_⊥ = 100K_{||} とする。

 $\Lambda_{coll}n_{H_2}e_c$ はガスと衝突することによって失われる エネルギーを表す減衰項である。 $\Lambda_{coll}$ は loss function  $L_k(E_k)$ から与える (Padovani et al. 2020[4])。また (1)はガス流体による移流項と圧縮項は拡散項と減衰 項に比べて十分に小さいとし、無視した。この方程 式を Full Multigrid 法によって解く。

宇宙線による電離率 $\zeta$ は減衰関数 $\Lambda_{coll}$ を用いて

$$\zeta = \Lambda_{\rm coll} e_{\rm c} / \epsilon + \zeta_{\rm SLR} \tag{4}$$

と計算する。 $\epsilon \sim 50 \text{eV}$ とする。 $\zeta_{\text{SLR}}$ は放射性物質 (主に ²⁶Al) による電離率であり、 $\zeta_{\text{SLR}} = 10^{-18} \text{s}^{-1}$ とした (Umebayashi & Nakano. 2009[5])。

#### 2.2 初期条件と計算パラメータ

初期条件として重力的に不安定な分子雲コアを想 定し、温度 T = 10 K、コア全体の質量は 2 M_☉、密 度は臨界 BE 球の密度分布を 1.2 倍にして与える。分 子雲コアの外側の密度は分子雲コアの表面と同じ密 度とした。コアの半径は R ~ 13400au となる。コア に対して  $\Omega = 1.2 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}(\Omega t_{\rm ff} = 0.3)$ の剛体回 転 (Pineda et al. 2019[6]) に加え、回転速度の 1%の 揺らぎを与える。また磁場は回転軸方向 (z 方向) に 一様に質量磁束比  $\mu = 2 (B_z ~ 27 \mu \text{G})$  とした。境界 条件は流体方程式は反射境界条件、重力は孤立境界 に設定した。

今回は Voyger の観測による星間空間の陽子宇宙線 のスペクトルのピークが  $E_{\rm k} = 30$  MeV にある為、磁 場に並行な方向の拡散係数と減衰関数は

$$K_{\parallel} = 2 \times 10^{27} \,\mathrm{cm}^2 \,\mathrm{s}^{-1} \tag{5}$$

$$K_{\perp} = 2 \times 10^{27} \,\mathrm{cm}^2 \,\mathrm{s}^{-1} \tag{6}$$

$$\Lambda_{\rm coll} = 1.6 \times 10^{-15} \,\rm cm^3 \,\rm s^{-1} \tag{7}$$

を用いる。

宇宙線輸送方程式の境界条件として、境界の宇宙 線のエネルギー密度は星間空間からの流入をモデル 化して一定の値で固定した。境界条件に固定する宇 宙線のエネルギー密度  $e_{c,ex}$ は式4から境界の電離率 が $\zeta_{ex} = 10^{-16} s^{-1}$ となるように設定する。また比較 の為に、電離率を $\zeta = 10^{-16} s^{-1}$ で一定とした計算も 行った。宇宙線の伝搬を解いたモデルを $\zeta_{16}$ とし、電 離率を一定としたモデルを const₁₆ と記述する。

### **3** Results

図1は最大密度  $\rho_{max} \sim 3 \times 10^{-9}$  g cm⁻³ (最大温 度  $T_{max} \sim 1200$  K)の時の密度 $\rho$ (右面、下面)、銀河 宇宙線による電離率  $\zeta_p = \Lambda_{coll} e_c/\epsilon$ 分布 (左面)の原 点を通る断面図である。白線は磁力線を示している。 中心には密度の高い原始惑星系円盤が存在する領域 ではガスによる遮蔽が働き、電離率が分子雲コア外 に比べて2桁以上下がっている。また円盤上空では 円盤の回転によって捻られた磁力線が存在し、磁力 線が捻られている領域ではアウトフローが発生しガ ス密度は低下する。アウトフロー領域に存在する宇 宙線は円盤と接続している磁力線を通じて円盤に流 れ込む為、アウトフロー領域ではガス密度が小さい にも関わらず電離率は低くなる。



図 1: 最大密度  $\rho_{\text{max}} \sim 3 \times 10^{-9} \text{ g cm}^{-3}$ の時の密度  $\rho(右面、下面)、電離率 \zeta_p = \Lambda_{coll} e_c / \epsilon 分布 (左面) の$ 原点を通る断面図。白線は磁力線である。

xy 平面上で円筒方向に平均した電離率分布を図 2 に示す。原始惑星系円盤が存在する ~ 10 au では 1 桁以上に渡って急激に電離率が低下している。

宇宙線の伝搬を計算した結果 ( $\zeta_{16}$ ) と電離率一定 で計算した結果 (const₁₆)を比較する。図3は二つの 計算の結果、形成された円盤を比較した結果となっ ている。const₁₆(左側)に比べ、 $\zeta_{16}$ (右側)では渦状腕 が発生した 1.5 倍ほど大きな円盤が形成されている。 図4 は図3の計算の結果から得られた密度、磁束密 度、磁気レイノルズ数である。これらの値は xy 平面 における量を円筒座標で平均して得られた値である。 実線は $\zeta_{16}$ 、点線は const₁₆ を示す。磁気レイノルズ



図 2: 図1における xy 平面の電離率を円筒座標で平 均した値を示した。

数は流体の速さv、スケールハイト $H \equiv c_s \Omega^{-1} = c_s (v_{\phi}/R)^{-1}$ 、両極性拡散の磁気拡散係数 $\eta_{AD}$ を用いて

$$R_m = \frac{vH}{\eta_{\rm AD}} \tag{8}$$

で定義され、磁場の拡散が効率的に働くほど磁気レ イノルズ数は小さくなる。図4の密度分布から図3で みられたように  $\zeta_{16}$  は const₁₆ に比べて外側に広がっ た分布をもっている。また原始惑星系円盤内では磁 場の拡散が効率的に働き磁束密度が一定となる。磁 気レイノルズ数を比べた場合、磁気レイノルズ数が 1以下になる領域は  $\zeta_{16}$  の方が外側に存在している。 これは図 2 からガスによる遮蔽によって電離率が減 衰したことによって円盤内の磁気レイノルズが減少 していることによるものである。



図 3: 最大密度  $\rho_{\text{max}} \sim 3 \times 10^{-9} \text{ g cm}^{-3}$ の時、それ ぞれのモデルで形成された円盤。色はガス密度を表 しており、左図は const₁₆ であり、右図は  $\zeta_{16}$  となっ ている。



図 4: 図 3 の計算の結果から得られた密度、磁束密 度、磁気レイノルズ数である。これらの値は xy 平面 における量を円筒座標で平均して得られた値である。 実線は ζ₁₆、点線は const₁₆ を示す。

### 4 Discussion & Conclusion

本研究では新しく開発した宇宙線輸送方程式を取 り入れた非理想磁気流体シミュレーションコードを 用いて宇宙線輸送方程式と非理想 MHD 方程式を三 次元シミュレーションで解くことで宇宙線の電離を より現実的に扱った新しい星・原始惑星系円盤形成・ 進化シミュレーションを行い、原始星形成前までの 宇宙線と原始惑星系円盤の進化を調べた。

図3の結果から、ζ₁₆は const₁₆に比べて渦状腕が 発生した大きな円盤が形成されている。これはガス との衝突によって円盤内の電離率が低下し、磁場の 拡散が効率的に働き磁場による角運動量輸送が抑制 されたからである。よって分子雲コア外の電離率が 10⁻¹⁶ s⁻¹のように高い場合であっても、ガスによる 宇宙線の減衰を考慮すると円盤内の角運動量輸送が 抑制され、渦状腕をもつ円盤が形成されると考えら れる。

磁場の拡散が起こる領域は磁気レイノルズ数が1 を下回る半径に依っている為、図2で見られるよう な円盤内における半径方向の電離率分布の1桁以上 に渡る急激な変化が円盤の大きさに影響を与えてい ると考えられる。

図1から円盤内の電離率はガス密度が高い円盤内 におけるガスによる宇宙線のエネルギー減衰と、磁 力線を介してアウトフロー領域から流れ込む宇宙線 のエネルギーに依存する。時間が経過しアウトフロー の領域が大きくなると、より多くの領域から磁力線 を介して円盤へ宇宙線が流れ込む為、アウトフロー 領域の大きさが大きいほど、円盤内の電離率は増加 すると考えられる。

## Acknowledgement

本研究には Center for Computational Astrophysics の Cray XC50、基礎物理学研究所の Yukawa-21 を用いて行いました。計算機を使わせていただき ありがとうございました。

### Reference

- [1] M. Kuffmeier, B. Zhao, and P. Caselli.
- [2] James M. Stone, Kengo Tomida, Christopher J. White, and Kyle G. Felker.
- [3] Satoshi Okuzumi.
- [4] Marco Padovani, Alexei V. Ivlev, Daniele Galli, Stella S. R. Offner, Nick Indriolo, Donna Rodgers-Lee, Alexandre Marcowith, Philipp Girichidis, Andrei M. Bykov, and J. M. Diederik Kruijssen.
- [5] Toyoharu Umebayashi and Takenori Nakano.
- [6] Jaime E. Pineda, Bo Zhao, Anika Schmiedeke, Dominique M. Segura-Cox, Paola Caselli, Philip C. Myers, John J. Tobin, and Michael Dunham.

——index へ戻る

星間c03

アンモニア分子輝線から導出される分子雲高密度領域 の物理量測定手法の評価とその応用

## 柴田 洋佑

## アンモニア分子輝線から導出される分子雲高密度領域の物理量測定手法の 評価とその応用

柴田 洋佑 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

分子雲の進化段階を探るうえで、温度や密度の情報は非常に重要である。アンモニア (NH₃) 分子輝線は、こ れらの物理量を正確に求めることが可能な分子輝線として知られている。NH3 分子輝線の特徴は、超微細 構造を持ち5本の輝線から構成される点にある。この特徴により、観測量である輝線強度比から温度や密度 の情報を少ない仮定の下、解析的に導出することが可能である。これらの観測量の誤差については、強度比 を取ることにより、それぞれの輝線に雑音が含まれる場合、その誤差分布は非線形なものとなり、線形近似 からずれると考えられる。しかし、これまでの観測的研究における誤差評価は、線形近似され見積もられて おり、非線形効果による誤差が無視されてきた。我々は、モンテカルロシミュレーションを用いて、雑音に よって生じる非線形誤差がどの程度なのか、見積もりを行った。結果としては、非線形効果を含めた誤差は、 S/N>10 で、おおむね 1-2K 程度に収まることが分かった。この結果から、NH3 分子輝線による分子雲の温 度調査により、分子雲進化段階を定量的に評価することを提案する。分子雲 15K 程度のガスが広がっている が、星形成直前段階と認められる赤外線暗黒雲は 10K 程度に冷えている。その後、HII 領域が形成されると、 そのフィードバックにより局所的に 20K 程度に加熱されることが分かっている。つまり、温度は分子雲の星 形成状態を強く反映する。分子雲の温度は、主にダスト連続波によって調べられたが、視線方向に重なった 複数の雲の分離ができないため、天の川銀河のような edge-on 銀河では、分子雲の重なりが取り除けない。 そのため、NH3 分子輝線を用いた分子雲温度調査は、このような領域での調査に適している。本ポスター講 演では、誤差解析の手法や結果、天の川銀河面における分子雲の統計調査についての展望や初期解析の結果 を報告する。

### 1 Introduction

銀河における星形成は、分子や原子で構成される 星間ガスの塊である分子雲の内部でガスから星に転 換することで進んでいる。したがって、銀河の中で どの様に星が形成するか理解するためには、分子雲 がどのように進化し、星を形成するのか理解するこ とが必要不可欠である。

分子雲を理解するために、温度や密度といった物 理状態を調べることは重要である。これらの情報は、 主に分子雲の主要な構成要素である CO(一酸化炭素 分子)から得られている。一方、その導出には多くの 仮定を含まれており、導出精度には課題がある。

そこで、我々は観測量から少ない仮定でこれらの 物理量を導出できる分子輝線である、NH₃ に注目す る。NH₃ は臨界密度  $n(H_2) \simeq 10^3 cm^{-3}$ であり、高密 度なガスをトレースする分子輝線として知られてい る (Shirley 2015)。星形成は、分子雲内の高密度領域 で行われているため、NH₃ は星形成を起こす高密度 領域の物理状態を調べるのに適した分子輝線である。

星形成過程において分子雲は様々な進化段階を経 ることが確認されている。定量的な分子雲進化モデル は、大マゼラン銀河 (LMC) の全面観測により主に星 団や HII 領域の付随関係から構築されてきた (Fukui et al. 1999)。このモデルは、HII 領域の活動性を反 映する Hα 輝線の強度で分類可能であることが分かっ ている (Yamaguchi et al. 2001)。これらの手法によ る研究は、LMC のほかに ~10Mpc の近傍銀河に拡 張されている (Demachi et al. 2023)。一方で、天の 川銀河の inner solar circle においてはこの手法は適 応できていない。この手法による付随天体の調査は、 主に赤外線や可視光線で行われており、星間減光の 影響を強く受ける手法である。そのため、天の川銀 河のような星間減光の影響を受けるような領域での 適用は難しい。天の川銀河は最も近傍の銀河であり、 分子雲の内部構造を最もよく分解できるため、分子 雲進化の研究において最適な銀河であると考えられ、 進化段階を定量的に分類する手法の確立が望まれる。 そこで、我々は、NH₃を用いて分子雲高密度領域の 温度を調べることで、進化段階を定量的に分類する 手法を考える。そのために、NH₃を用いた物理量の 導出精度について議論を行い、どの程度の質 (S/N= 天体の信号に対する雑音比など)のデータまでを使用 できるかの見積もりを行う。

### 2 Analysis



図 1: 典型的な NH₃ 輝線プロファイル。中央の強い 強度を main line、その他の 4 本を satellite line と 呼ぶ。

NH₃ 分子輝線は、図1のように5本の輝線から構成されている。このような特徴より、NH₃ 分子輝線から物理量を導出するには、ライン間の強度比を用いる。輻射輸送方程式からボルツマン分布を仮定しすることで、光学的厚み, 温度, 柱密度を導出する。 具体的には次に示す3式を用いて導出する。

$$\frac{T_m}{T_s} = \frac{1 - exp(-\tau(1, 1, m))}{1 - exp(-a\tau(1, 1, m))}$$
(1)

$$\frac{\tau(2,2,m)}{\tau(1,1,m)} = \frac{g_2}{g_1} exp^{\frac{-h\nu}{kT_{rot}}} \frac{|\mu(2,2)|^2}{|\mu(1,1)|^2}$$
(2)

$$N(J,K) = \frac{3h}{8\pi^3 |\mu(J,K)|^2} \frac{1 - exp(\frac{-h\nu}{kT_{rot}})}{1 + exp(\frac{-h\nu}{kT_{rot}})} \tau \Delta v \quad (3)$$

ここで、T_m は NH₃(1,1)main line 強度、T_s は NH₃(1,1) の satellite line 強度、 $\tau$  は光学的厚み、a は main satellite の理論強度比となっている。(J,K) は NH₃ の準位レベルを表しており、J=回転遷移、K=

斜影成分の量子数となっている。図1は J,K=(1,1) のプロファイル。

NH₃の観測研究において、以上のような式を用い た誤差は主に線形近似された、以下のような誤差伝 搬の式で評価されてきた (Tursun et al. 2020)。

$$\Delta f(x,y) = \frac{\delta f}{\delta x} \Delta x + \frac{\delta f}{\delta y} \Delta y \tag{4}$$

しかし、式 (4) のような近似式は、以下に示すよ うな複雑な非線形式に対しては、誤差分布が対称に 分布しないことが予想されるため、その分のずれを 考慮できていない。

今回の誤差計算では、以上の式 (1)-(3) に誤差を加 えたときに非線形誤差の影響がどれほど影響するの かについて見積もる。

誤差計算の手法については以下の式 5-7 のように なっている。

$$N(J,K) = \frac{3h}{8\pi^3 |\mu(J,K)|^2} \frac{1 - exp(\frac{-h\nu}{kT_{rot}^{in}})}{1 + exp(\frac{-h\nu}{kT_{rot}^{in}})} \tau^{in} \Delta v$$
(5)

$$\frac{T_m + \mathbf{n}}{T_s + \mathbf{n}} = \frac{1 - exp(-\tau(1, 1, m))}{1 - exp(-a\tau(1, 1, m))}$$
(6)

(7)

 $T_{rot} = -41.19$   $\log\left\{\frac{-0.2826}{\tau(1,1,m)}\log\left(1 - \frac{T_{22m} + \mathbf{n}}{T_m + \mathbf{n}}(1 - exp(-\tau(1,1,m)))\right)\right\}$ 

ここで、式 (7) は式 (2) の  $\tau$  にそれぞれ T(m),T(22m)((J,K)=(2,2) 輝線の main line 強度) を代入し、 $T_{rot}$ =の形に直したもの。また、 $\tau^{in},T_{rot}^{in},\mathbf{n}$  はそれぞれ, $\tau$  の入力値, $T_{rot}$  の入力値, ノ イズの値を示す。また、今回ノイズレベルは、 $T_m$ に対する値として設定している。そのため、本研究 では、S/Nを $\frac{T_m}{n}$ と定義する。

今回は、非線形式の誤差を簡易的な手法で求めるた め、モンテカルロシミュレーションを用いて誤差導出 を行った。具体的には、入力値、 $\tau^{in}, T^{in}_{rot}$ から柱密度  $N^{in}$ を導出。入力値を用いて、 $\tau^{in}, T^{in}_{rot}$ から式 (6),(7) を用いて T(22m),Ts を導出する。ここで、本解析で は  $T_m$  は 3K に固定する。導出した  $T_m, T_s, T_{22m}$  に、 それぞれ noise を加えて、 $\tau, T_{rot}, N$ を導出する。こ れを繰り返すことで、入力値からのずれのヒストグ ラムを作成し、誤差分布を求める。今回は繰り返し の数を 10 万回に設定している。

## **3** Results

 $au_{,N}$ に関する解析も行っているが、今回は講演の 都合上 $T_{rot}$ に関する結果のみを紹介する。 $T_{rot}$ に関 する誤差分布は以下のようになっている。



図 2: *T_{rot}*の誤差ヒストグラム。縦軸: 個数、横軸: 入力値からのずれ。線の色が S/N、枠が入力値の違 いを表している。縦線は、それぞれの色に対応する ヒストグラムのピーク値を示している。また、*τ* < 0 は、非現実的な値として除外している。

図 2 に示すように、誤差分布の形状は入力値  $\tau^{in}, T^{in}_{rot}$ をそれぞれ変更した時よりも S/N に大きく 依存することが分かった。また、誤差分布の非線形 性について簡易的に調べるために各ヒストグラムの ピーク値と S/N について調べた。

図 3 より、非線形効果による誤差の影響は S/N > 10 で 1 ~ 2K であることが分かる。分子雲内部の星 形成活動による加熱度は  $\simeq 20K$  である (鹿児島大学 竹葉修論 2022)。これは分子雲の平均的な温度であ る 15K と比べて  $\simeq 5K$  程度加熱されていることにな る。これらの結果から、NH₃ の観測量から物理量導 出を行う際に、S/N > 10 程度のデータ精度であれ ば、加熱範囲をトレース可能であることが分かった。



図 3: 縦軸: 入力値からのずれ, 横軸: S/N。左図: τⁱⁿ を変更した時、右図: Tⁱⁿ_{rot} を変更した時。線の色は 入力値の違いを表している。

## 4 Discussion

#### 4.1 Molecular Cloud Classification

NH₃から導出される温度が星形成活動を反映する か調べる。竹葉修論では、星形成活動によるガスの 加熱範囲は < 3pc とされている。先行研究での解析 対象が単一の HII 領域であることから、NH₃ を用い た分子雲進化段階分類を図4のように予想する。

この進化モデルは、これまでに確認された進化段 階をもとに構成している。例えば、Stage 2 Cloud は Taurus 分子雲などに代表される、星形成直前段階の 赤外線暗黒雲で 10K 程度であることが分かっている (Seo et al. 2015)。

#### 4.2 H $\alpha$ -T_{rot} correlation

NH₃により導出される温度と星形成活動が相関する かについて調べるため、星間減光の影響が少ないと考 えられる、銀河面から外れた高銀緯分子雲 (|b| > 10) で $H\alpha$ 強度との相関を調べた。対象とした分子雲は 表 1 を参照。

また、 $H\alpha$ データは Finkbeiner et al. 2003の全天 観測データを使用する。以上のデータを使用した相 関プロットは図 5。

ここで、 $T_{rot}^{peak}$ は分子雲内のピーク値、 $H\alpha$ は $T_{rot}^{peak}$ と同じ位置から放射される値。

この図より、 $T_{rot}^{peak} < 15 \text{K}$ の分子雲にはほとんど  $H \alpha$ が放射されていないことが分かり、 $H \alpha$ が付随し ている天体は $T_{rot}^{peak} > 20 \text{K}$ である傾向が分かった。



図 4: NH₃ でトレースされる温度情報を用いた分子雲進化過程の予想図

表 1: 対象と	した天の川銀河内の分子雲。	*1 Friesen et al. 2	2017,*2 Jared Keown	et al.	2019
----------	---------------	---------------------	---------------------	--------	------

分子雲	距離	引用
Orion A	414 pc	GAS*1
Mon R2	$900 \ \mathrm{pc}$	KEYSTONE*2
Cepheus L1251	300  pc	Jared Keown et al. 2017
Perseus NGC1333	260  pc	GAS
Taurus B18, L1495 - B218	135  pc	GAS, Seo et al, 2015
Ophiuchus L1688	137  pc	GAS



図 5: 横軸: $H\alpha$  強度、縦軸:  $T_{NH_3}=T_{rot}^{peak}$ 

この結果より分子雲の進化段階が温度情報で分類可 能であることを示唆する。

### 5 Conclusion

1. NH₃から物理量導出をする際の誤差評価について、非線形効果を考慮した誤差評価を行った。

2. S/N>10 であれば、非線形効果による系統的な ずれは 1~2 K であることが分かった。 3. 過去の NH₃ の研究から分子雲進化モデルを温 度情報で定量的に構築することを考案する。

4. 星形成トレーサーとして知られる H $\alpha$  輝線と NH₃ の温度が、天の川銀河の高銀緯分子雲で相関す る傾向が見られ、NH₃ の温度が星形成活動をトレー スすることを示唆する。

## 参考文献

Shirley, Yancy L.,2015, PASP..127..299S Fukui Yasuo et al., 1999, PASJ...51..745F Yamaguchi Rieko et al., 2001, PASJ...53..985Y Demachi Fumika et al., 2023, arXiv230519192D Tursun Kadirya et al., 2020, *A*&*A*...643A.178T 竹葉 理史, 2022, 鹿児島大学修論 Seo, Young Min, 2015, ApJ...805..185S Friesen Rachel K., 2017, ApJ...843...63F Keown Jared, 2017, ApJ...850....3K Keown Jared, 2019, ApJ...884....4K Finkbeiner Douglas P., 2003, ApJS..146..407F