# 2023年第53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



2023年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎 物理学研究所を始め、国立天文台、宇宙線研究 者会議(CRC)からのご支援により成り立って おります。事務局一同厚く御礼申し上げます。

星間現象/星・惑星形成分科会

## ■ index

星間 a01	出町 史夏	近傍渦巻き銀河 M74 における巨大分子雲の進化			
星間 a02	玉城 磨生	大マゼラン雲における O 型星の同定と大質量星形成の研究			
星間 a03	東野 康祐	ALMA ACA 分子雲サーベイで探る大マゼラン雲の大質量星形成シナリオ (2):			
		N44 分子雲複合体の解析			
星間 a04	川村 陽	水の再生反応の考慮による M 型星周りの陸生惑星における暴走温室状態中の水			
		損失量への新たな制約			
星間 a05	神野 天里	動径方向に構造を持つ原始惑星系円盤におけるペブル集積と衝突破壊を考慮し			
		た惑星形成 N 体シミュレーション			
星間 a06	鳥居 尚也	土星リング内小衛星が作るギャップ構造のグローバル N 体シミュレーション			
星間 a07	小沼 将天	X線天文衛星すざくによる超新星残骸 3C 400.2 のプラズマ状態と近傍 X 線未同			
		定天体の調査			
星間 a08	藤原 立貴	太陽系内天体に含有される放射性同位体を用いたガンマ線強度予想と銀河宇宙			
		線の推定			
星間 a09	湯浅 拓宏	Comparison study: the newly developed GDISPH and existing SPH methods			
星間 a10	成田 佳奈香	QSO を背景とした銀河系内吸収線で探る、分子雲の化学的・物理的条件と詳細			
		構造			
星間 a11	小道 雄斗	星間衝撃波により形成される圧縮層の化学進化			
星間 a12	妹尾 梨子	高温真空昇温脱離法 (TPD) を用いた模擬星間有機物ダストの化学構造の分析			
星間 a13	倉田 昂季	恒星風を考慮した星間物質(ISM)の降着現象			
星間 a14	野﨑信吾	乱流中での分子雲コアの形成・進化過程			
星間 a15	松本 凜	星形成過程における外部放射の影響			
星間 a16	林優哉	系外惑星2次食観測による熱放射の波長依存性と惑星昼面温度の推定			
星間 a17	福田 生鵬	M 型矮星周りを短周期で公転する高離心率サブネプチューン TOI-782b の質量			
		推定			
星間 a18	森本 大輝	X 線天文衛星「すざく」を用いた Tuttle 彗星のコマの化学組成			
星間 a19	和田 空大	Tomo-e Gozen NEO 探査の4年と今後の展望			
星間 a20	辰己 賢太	分子雲と相互作用する超新星残骸の流体シミュレーション:体積占有率と衝撃波			
		速度の関係			
星間 a21	加藤 辰明	NuSTAR を用いた RCW86 北東部の広帯域観測			
星間 a22	森川 朋美	超新星残骸 G304.6+0.1 と G346.6-0.2 からの中性鉄輝線放射の起源			
星間 a23	石川 竜巳	マイクロクエーサー SS433 によるジェットと星間ダストの相互作用			
星間 a24	瀬野 泉美	銀河系円盤部における星形成史の包括的解明:ハローから円盤へのガス供給機			
		構の理論的研究			
星間 a25	松月 大和	HI 雲の相分離による分子雲進化の研究			
星間 a26	柴田 洋佑	高密度ガストレーサーを用いた分子雲高密度領域の N-PDF(柱密度頻度分布関			
		数)の特徴			
星間 a27	田村 一稀	ファラデートモグラフィを用いた複合超新星残骸 MSH15-56 の偏波解析			
星間 a28	古瀬 愛実	再結合優勢プラズマを持つ超新星残骸 G346.6-0.2 のスペクトル解析と形成過程			
		について			
星間 a29	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 a30	穴澤 萌衣	伴星解明に向けた Ia 型超新星残骸 Kepler の X 線分 光解析			
星間 a31	佐藤 愛	X線天文衛星「すざく」を用いた超新星残骸白鳥座ループ「西の破れ」領域と			
		「南の破れ」領域の観測			

星間 b01	富井 耀	OB アソシエーションにおける連鎖的なサブグループ形成		
星間 b02	岩倉 龍太郎	N 体シミュレーションにおける連星計算の困難		
星間 b03	渡邊 ひかり	ALMA を用いたマゼラン雲におけるホットコア化学組成の多様性の調査		
星間 b04	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の観測:原始星に付随するフィ		
		ラメント状分子雲の性質		
星間 b05	水野 勝広			
星間 b06	堀 友哉	かなた望遠鏡可視偏光サーベイ:高銀緯分子雲 MBM 37 領域の磁場構造		
星間 b07	大山 航	地球の水における非理想 MHD 効果の重要性につ いて		
星間 b08	高橋 航	原始地球のマグマオーシャンの理論的研究		
星間 b09	谷口 啓悟	潮汐固定された地球型系外惑星の気候およびハビタブルゾーン外側境界に関す		
		る理論的研究		
星間 b10	中里 紘大	弱い磁化ディスクにおける磁気回転不安定性		
星間 b11	前田 悠陽	水素大気-マグマオーシャン相互作用に基づく岩石惑星の形成シナリオ		
星間 b12	山口 未沙	Galactic Habitable Zone に関する 2 本の初期論文の紹介と考察		
星間 b13	酒井 優輔	位置依存型 Richardson-Lucy デコンボリューションを用いた Chandra 衛星の		
		超新星残骸カシオペア座 A の X 線時間変動解析		
星間 b14	小野川 絢心	JWST が検出した系外銀河の泡構造の起源の研究		
星間 b15	村社 伊樹	異なる金属量環境における星形成雲の熱・化学進化		
星間 b16	池田 圭吾	系外惑星探査における恒星の活動性と視線速度測定 精度の関係		
星間 b17	蔭谷 泰希	高金属量 mid-M 型星をトランジットする短周期巨大惑星 TOI-519b の質量決		
		定		
星間 b18	河合 優悟	レプリカ交換法を用いた系外惑星観測の自動スケジューリングアルゴリズムの		
		開発		
星間 b19	山響	PRime-focus Infrared Microlensing Experiment		
星間 b20	藤島 葵	近赤外線観測装置 kSIRIUS を用いた系外惑星の観測評価		
星間 b22	吉野 碧斗	高密度コアの衝突により誘発されるストリーマ構造の形成		
星間 b23	石田 怜士	急速降着期における原始星系円盤の分裂条件の3次元数値パラメータ研究		
星間 b24	伊藤 茉那	星形成時のアウトフローが初期質量関数に与える 影響		
星間 b25	大村 充輝	原始星アウトフローの解析的研究と近年の高解像度観測の比較		
星間 b26	西尾 恵里花	原始惑星系円盤の形成・進化に対する宇宙線電離の影響		
星間 b27	中村 優梨佳	ALMA 望遠鏡による OMC-3 MMS 5 から駆動するアウトフローとジェットの		
		観測と駆動機構の解明		
星間 c01	長谷川 龍	ハビタブル惑星の存在確率について		
星間 c02	Palomino	Particle motion on a non vacuum solution: study on accreting matter onto a		
	Ylla Ariadna	spherically symmetric black hole		
	Uxue			

--index へ戻る

星間a01

# 近傍渦巻き銀河M74における巨大分子雲の進化

# 出町 史夏

#### 近傍渦巻き銀河 M74 における巨大分子雲の進化

出町史夏 (名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

巨大分子雲 (GMC) は銀河における星形成を担うため、銀河進化の理解に不可欠な天体である。我々は ALMA の <sup>12</sup>CO(J = 2-1) データを用いて M74 の GMC を 432 個同定し、HII 領域が付随しない 65 個の GMC を Type I、H $\alpha$  の光度  $L_{H\alpha} < 10^{37.5}$  erg s<sup>-1</sup> の HII 領域が付随する 203 個の GMC を Type II、  $L_{H\alpha} > 10^{37.5}$  erg s<sup>-1</sup> の HII 領域が付随する 164 個の GMC を Type III と分類した。GMC の質量と半径は Type I < II < III であった。ハッブル宇宙望遠鏡の観測に基づいた星団との付随関係を調べると、年齢 1-4 Myr の星団は Type III から 150 pc 以内に集中して分布し、Type III に付随する HII 領域の光度と星団の合 計質量に正の相関があることがわかった。さらに、Type III は 3 つの Type の中で最も重力的に緩和した系 であることがビリアル解析から示された。以上の結果から、GMC は Type I → II → III と質量を獲得しな がら重力的に緩和した系に進化し、特に Type III で活発な星形成を行なっていると解釈した。さらに Type III に付随する星団の年齢から、GMC の Type I から III までの寿命を少なくとも 12 Myr と概算した。

#### 1 Introduction

銀河における星形成は、巨大分子雲 (GMC) で進 行する。特に大質量星は、重元素の合成を通して銀 河の物質進化を進める重要な天体である。そのため、 星形成を伴う GMC の進化への理解は銀河進化への 理解の基礎となる。

GMC 進化の研究には、銀河全面の均一で高分解 能な GMC のサンプルが不可欠である。Fukui et al. (1999) は太陽系からの距離が 50 kpc の face-on 銀河、 大マゼラン雲 (LMC) において、世界で初めて高分解 能の均一な GMC カタログを作成し、星形成の活発 度に基づいて GMC を次の 3 つの Type に分類した; Type I: 星形成の兆候を示さない GMC、Type II: HII 領域のみが付随する GMC、Type III: HII 領域 と若い星団が付随する GMC。そして、3 つの Type が GMC の進化段階を表すと解釈し、星団の年齢に 基づいて GMC の寿命をおよそ 20 Myr と導出した (Kawamura et al. 2009)。Type 分類による GMC 進 化の描像は M33 でも検証され (Gratier et al. 2012; Corbelli et al. 2017)、有効な手法であることが確か められた。一方で、LMCと M33 は矮小銀河であり、 赤方偏移0の宇宙を代表するグランドデザインスパ イラル銀河ではないため、同様の描像がグランドデ ザインスパイラル銀河で成り立つかは不明である。

よって、Type 分類の適用例を拡張し、GMC の進化 の描像の普遍性を検証する必要があったが、分解能 の制約のために立ち遅れていた。

近年、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) によって、距離が > 10 Mpc の銀河 についても ~ 100 pc 分解能の観測が可能となった。 特に Physics at High Angular resolution in Nearby GalaxieS (PHANGS) グループは約 70 個の銀河につ いて、  $\leq 200$  pc 分解能の <sup>12</sup>CO(J = 2–1) 観測を行 い、データを公開した。そこで我々は、これらのデー タを用いて Type 分類をより遠方の銀河に適用し、 普遍的な GMC 進化の描像の確立を目指して検証を 進めている。本稿では、その初めのターゲットして、 9.8 Mpc の距離にある face-on のグランドデザインス パイラル銀河 M74 に Type 分類を適用し、GMC 進 化の描像を検証した結果を報告する (Demachi et al. 2023)。

#### 2 Data and Methods

#### 2.1 Data and Identification

本研究では GMC と HII 領域、星団の付随関係 を判定するため、銀河の広範囲で GMC スケール ( $\leq 100 \text{ pc}$ )の分解能のデータセットが必要である。そ こで、ALMAの12m、7mとtotal power arrays(TP) で観測された、PHANGS-ALMA data release v1.0 の分解能 1.12"(~53pc)の<sup>12</sup>CO(J = 2–1)のデータ (Leroy et al. 2021)と、Multi Unit Spectroscopic Explorer (MUSE)という面分光器を搭載したヨーロッパ 南天天文台の Very Large Telescope(VLT)で観測さ れた、PHANGS-MUSE Large program (Emsellem et al. 2022)の分解能 0.92"(~44pc)の H $\alpha$ の観測 データ、ハッブル宇宙望遠鏡 (HST)の観測データに 基づいた星団のカタログ (Adamo et al. 2017)を使 用した。

GMCとHII領域の付随関係を判定するために、そ れぞれの構造の同定を行う。GMCの同定にはPY-CPROPS (Rosolowsky et al. 2021)を、HII領域の同 定にはAstrodendro (Rosolowsky et al. 2008)を用 いた。PYCPROPSは、はじめに同定の核となる局 所最大値を同定した上で、周囲のピクセルを局所最 大値に割り当てることで構造を同定する。Astrodendroは構造を階層的に同定し、ピーク付近の最小単 位の構造を「リーフ」と呼ぶ。今回は diffuse ionized gas(DIG)に由来する薄く広がった放射を取り除くた め、局所的なピークを抽出するリーフを HII 領域と 見做した。GMC と HII 領域の境界線が重なる場合 に、両者は付随関係にあると判定した。

#### 2.2 Type classification

Yamaguchi et al. (2001) は LMC において、若い星 団に付随する HII 領域と、星団に付随していない HII 領域の H $\alpha$  光度 ( $L_{H\alpha}$ )の間に、 $10^{37.5}$ erg s<sup>-1</sup>の境界 があることを示した。そこで、本研究では以下のよう に GMC を分類した; Type I : HII 領域が付随しない GMC、Type II :  $L_{H\alpha} < 10^{37.5}$  erg s<sup>-1</sup>の HII 領域 が付随する GMC、Type III :  $L_{H\alpha} > 10^{37.5}$  erg s<sup>-1</sup> の HII 領域が付随する GMC。

Fukui et al. (1999); Kawamura et al. (2009) は、 HII 領域と若い星団との付随関係に基づいて GMC を 分類したが、一般に > 10 Mpc の距離の銀河では星 団の情報を得ることが難しい。そのため、遠方でも 明るく観測ができる H $\alpha$  の光度のみに基づいて分類 を行った。もしこの分類手法が有効であれば、CO と Hα のみで GMC を Type 分類することが可能とな り、サンプル銀河を拡張する上で非常に強力な手法 となる。よって、星団のカタログが存在する M74 に おいて、Hα 光度に基づいて分類した GMC と星団の 付随関係を比較することで、この手法の有効性を検 証する。

#### 3 Results

GMC は全体では 432 個同定され、Type I が 65 個、 Type II が 203 個、Type III が 164 個であった。図1 に 分類した GMC の分布を表しており、Arm 構造に沿っ て GMC が分布していることが確認できる。GMC の 光度質量  $M_{\rm CO}$  は、同定した GMC の構造の CO 光度  $L_{\rm CO}$  と変換係数  $\alpha_{\rm CO} = 5.6 M_{\odot} \, {\rm pc}^{-2} \, ({\rm K \, km \, s}^{-1})^{-1}$ (Sandstrom et al. 2013) より  $M_{\rm CO} = \alpha_{\rm CO} L_{\rm CO}$  と求 めた。Type ごとの光度質量、半径 R、速度分散  $\sigma_v$ は図 2 で示しており、特に質量と半径は Type I < II < III であることがわかった。

図3は年齢1-4 Myr と年齢5-10 Myr の星団から最 も近い GMC までの距離のヒストグラムである。星 団から最も近い GMC が Type I の場合が緑色、Type II の場合は青色、Type III の場合はピンク色に分け てプロットしており、1-4 Myr の星団は特に Type III GMC から 150 pc 以内に集中して分布していること がわかる。さらに、それぞれの年齢の星団と同数の仮 想な点を観測領域全面にランダムに分布させ、GMC との距離を測定して点線のヒストグラムで示した。 そして、星団の分布がランダムな分布と異なる分布 といえるかどうかを判定するために KS 検定を行っ たところ、1-4 Myr の星団のうち最も近い GMC が Type III である星団は、ランダム分布と異なる分布 であると判定できた。この場合、星団と GMC の付 随は有意であると解釈した。

図3の結果を受け、GMCから150 pc以内の星団 を付随しているとし、GMCと星団の付随関係を調査 した。図4で同一のGMCに付随する星団の合計質 量とHII領域のH $\alpha$ 光度の相関を示している。Type IIに付随する星団の合計質量はH $\alpha$ 光度に対して一 様に分布している一方、Type IIIに付随する星団の 合計質量はH $\alpha$ 光度に対して増加する傾向が確認で きた。 図 5 では GMC のビリアル質量  $M_{\rm vir} = 5\sigma_{\rm v}^2 R/G$ を用いて、ビリアル比  $\alpha_{\rm vir} = 2M_{\rm vir}/M_{\rm CO}$ の分布を Type ごとに示した。

この結果から、Type III は Type I,II よりもビリ アル比が小さく、重力的に緩和した系であることが わかった。



図 1: Hαの map に Type 毎の GMC をコントアで重 ねた図。緑、青、赤のコントアがそれぞれ Type I、 II、III を表す。



図 2: 各 Type の GMC の質量、半径、速度分散のヒ ストグラム。一番上のパネルでは 3 つの Type の分 布を重ね、下 3 つのパネルではそれぞれの Type を 分けてプロットしている。点線は各 Type の物理量 の中央値の位置を示す。



図 3: 星団から最も近い GMC までの距離のヒストグ ラム。左は年齢 1-4 Myr の星団、右は 5-10 Myr の星 団の結果を示す。最も近い GMC が Type I の場合は 緑色、Type II, III の場合はそれぞれ青色、ピンク色 でプロットしている。点線は星団と同数の仮想な点 を観測領域全面にランダムに分布させた場合の結果 を表す。実際の星団とランダム分布が異なる分布か どうか判定するために、KS 検定で p-value を求め、 各パネルの右上に記している。



図 4: 同一の GMC に付随する星団の合計質量と HII 領域の Ha 光度の相関。青色と赤色のクロスでそれぞ れ Type II、III の結果をプロットしている。グレーの 点と黒のバーは、Ha 光度 0.4 桁ずつの bin に対して の星団質量の中央値と四分位範囲を表している。赤 色の線とグレーの点線はそれぞれ Type III と全体の グレーの点に対するフィッティングラインを表す。



図 5: 各 Type の GMC のビリアル比  $\alpha_{vir} = 2M_{vir}/M_{CO}$  のヒストグラム。緑、青、赤のヒスト グラムはそれぞれ Type I, II, III の結果を示す。折 線は各 Type の積算割合である。

#### 4 Discussion

初めに H $\alpha$  光度に基づいた Type 分類の有効性に ついて議論する。図 3 から Type III に若い星団が集 中していること、図 4 から Type III の HII 領域の光 度と星団質量に正の相関があることがわかった。H $\alpha$ 光度で GMC を分類したにもかかわらず、Type II と III の星形成の活発度の違いを示すことができた。 これは星団と HII 領域の両方を用いて分類を行った Fukui et al. (1999); Kawamura et al. (2009) とも矛 盾しない結果である。また、図 5 から Type III が最 も重力的に緩和した系であることがわかり、星形成 の活発度と GMC の力学的な性質が対応している結 果が得られた。これらの結果から、H $\alpha$  光度に基づい た Type 分類は GMC が重力的に緩和しながら活発 化した星形成を示し、Type I, II, III と進化している と解釈することができる。

次にGMCの寿命について議論する。LMCにおい ては年齢が10Myr 以下の星団のうち約70%がGMC と付随することから、Type III GMC はおよそ7 Myr で散逸すると見積もられ、Type I と Type II GMCの 滞在時間は Type III との個数比からそれぞれ6 Myr と13 Myr と見積もられた (Kawamura et al. 2009)。 本研究では、1-4 Myr の星団が Type III に集中して 分布している (図3) ことから、Type III GMC と若 い星団は少なくとも 4Myr の間は共存していると考 えられる。GMC がコンスタントに形成され、進化 すると仮定をすると、Type I, II と Type III との個 数比が滞在時間の比に等しいと考えることができる。 よって、Type I, II, III の個数比から、それぞれの滞 在時間は 2, 6, 4 Myr となり、GMC の寿命は少なく とも 12 Myr と概算された。星団のカタログは数 Myr 古い星団を検出するほど感度がよくないため、求め た寿命は lower limit であり、実際はさらに長いと考 えられるが、LMC で求められた GMC の寿命とファ クター 2 以内で一致する。

#### 5 Conclusion

距離が 10 Mpc のグランドデザインスパイラル銀 河 M74 に対して、H $\alpha$  光度に基づいて Type 分類を 適用したところ、Type I, II, III がそれぞれ 65 個、 203 個、164 個同定された。GMC の質量は Type I < II < III であること、年齢 1-4 Myr の星団が Type III GMC から 150 pc 以内に集中して分布している こと、Type III が最も重量的に緩和した系であるこ とがわかった。これらの結果を踏まえると、Type I, II, III は GMC の進化段階として解釈することがで きる。また GMC の寿命は少なくとも 12 Myr と求め られ、LMC と factor 2 以内で一致することがわかっ た。今後はさらに多くの銀河に拡張し、Type 分類に よる GMC 進化の描像の普遍性の検証を行う予定で ある。

#### Reference

Adamo, A., et al. 2017, , 841, 131

Corbelli, E., et al. 2017, , 601, A146

- Demachi, F., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2305.19192
- Emsellem, E., et al. 2022, , 659, A191

Fukui, Y., et al. 1999, , 51, 745

- Gratier, P., et al. 2012, , 542, A108
- Kawamura, A., et al. 2009, , 184, 1
- Leroy, A. K., et al. 2021, , 257, 43
- Rosolowsky, E., et al. 2021, , 502, 1218
- Rosolowsky, E. W., et al. 2008, , 679, 1338
- Sandstrom, K. M., et al. 2013, , 777, 5
- Yamaguchi, R., et al. 2001, , 53, 985

-index へ戻る

星間a02

# 大マゼラン雲におけるO型星の同定と大質量星形成の 研究

## 玉城 磨生

### 大マゼラン雲における大質量星同定と 大質量星形成の研究

玉城 磨生 (名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

本研究では、大マゼラン雲 (Large Magellanic Cloud: LMC) において、大質量星の同定と星団、アソシエー たり、超新星爆発を起こせば周囲に重元素をばら撒くため、銀河進化において物理的にも化学的にも非常に 重要な天体である.大質量星は巨大分子雲の中で集団的に形成されるモデルもあるが、その形成機構は未だ 不明である.LMCは,活発に星形成が行われている face-on 銀河であることから,大質量星研究の良いター ゲットである.しかし、大質量星の検出は LMC 全体について一様に行われておらず、分布の全体像は不明で あった.そこで、銀河全体についてもれなく大質量星を検出することを目指し、新たな手法を用いて既公開 恒星データベースを解析した. Gaia Collaboration et al. (2022) による LMC 全面での G, GBP, GRP バン ド測光データを利用し、O型主系列星の色特性表 (Pecaut et al. 2013) と減光を考慮し、PARSEC 星進化モ デル (Bressan et al. 2012) と比較することで色等級図上で大質量星候補天体を同定した.一方で PARSEC 星進化モデルから,645588 個の大質量星候補天体のうち,減光量が比較的大きい  $A_V \ge 0.53 \mod$  以上の領 域で同定された天体には、赤化した大質量主系列星に加え、pre/post-MSの中小質量星の混入が含まれるこ とが予想される. これらに対し, IRSF の点源カタログ (Kato et al. 2004) とのクロスマッチを取り、 J バ ンドのデータを組み合わせた二色図による解析を行うことで分離を試みた. その結果, 11790 個の大質量星 候補天体を得た.これら大質量星候補天体の分布は不均一であり、グループを形成して存在している傾向が 見られた.そこで,それぞれのグループを星団と考え,DBSCAN を用いた星団同定 (Zari et al.2019) を 行った. ~議論の内容~

#### 1 Introduction

大質量星は超新星爆発,紫外線放射,星風によっ て物理的にも化学的にも銀河進化において大きな役 割を果たしており,その形成過程の解明は現代の天 文学における最も重要な課題の一つであると言える. 大質量星は,単一では形成されず,巨大分子雲の中 で集団的に形成されることは観測的に明らかである が,その形成機構は未だ不明である.大質量星研究 では

- 1. サンプル数が少ない
- 2. 近傍の巨大分子雲 (Giant Molecular Cloud: 2 GMC) が少ない.

などの観測的困難がある.LMCは face-on 銀河で完全 な GMC のサンプル (Fukui et al. 1999; Kawamura et al. 2009) を得た,大質量星形成の研究の良いター ゲットである.しかし,LMC における大質量星の サーベイは限定的である.これまでの最も包括的な カタログ (Bonanos et al. 2009) は,限られた領域に 対する分光観測をまとめたもので,不均一なサンプ ルであり統計的な研究には不適である.我々は,Gaia Collaboration et al. (2022) によるLMC 全面での  $G, G_{\rm BP}, G_{\rm RP}$ バンド測光データを元に大質量星候補 天体の同定を試みた.また,均一な大質量星候補天 体の分布から星団も試みた.

#### 2 Data

ベースサンプルは LMC 全面における測光情報を 持つ Gaia DR3(Gaia Collaboration et al. 2022)の 星である.このベースサンプルは、銀河系前景の星と LMC の星の混合データである. parallax < 0.1 mas の星を選択することで簡易的にこの全景星を取り除 いた. また, クロスマッチをとることで IRSF の点 源カタログ (Kato et al. 2004) の J バンドのデータ も使用した.

#### 3 Methods

本研究では, Pecaut et al. (2013) の O 型主系列 星の色特性表と星間赤化を考慮し,星団質量 2.5 ×  $10^4 M_{\odot}$ , 金属量  $1/3Z_{\odot}$  を仮定した PARSEC 星進 化モデル (Bressan et al. 2012) と比較することで色 指数  $(G_{\rm BP} - G_{\rm RP})$  [mag] vs 見かけの等級 G [mag] の色等級図上で大質量星候補天体を同定した. 中小 質量星の混入の可能性のある天体は色指数 (G<sub>BP</sub> - $G_{\rm BP}$ ) [mag] vs 色指数 ( $G_{\rm BP} - J$ ) [mag] の 2 色図で 分離した.J等級には色等級図上で同定した大質量星 候補天体にクロスマッチした IRSF の点源 (Kato et al. 2004) の J 等級の値を用いた. 同定された大質量 星に対する星団同定には DBSCAN (Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise) 法を 用いた. 各々の星に対して閾値半径 eps[pc], 同定さ れた大質量星に対する閾値半径内に含まれる最小の 天体数 minPts を指定することでその条件を満たす 星を星団メンバーとみなした. eps,minPtsの設定は 銀河系での (Castro-Ginard et al. 2018) の手法を参 照し、eps = 12.1 [pc]、minPts = 6を採用した.

#### 4 Results

図5は色等級図から同定された10416個の大質量星 候補天体の分布,図2は二色図から同定された1374 個の大質量星候補天体の分布を示す.図3は,図1, 2をもとにDBSCANで同定した163個の星団候補の 分布を示す.これらの大質量星候補天体は不均一で 集団的に分布している傾向があり,星団もしくはア ソシエーションを形成している可能性がある.それら の集団的な分布は有名な HII 領域の多くで見ること ができる.さらには,LMC1やLMC4 などの Super giant shell の内部にも多数分布している.一方で,そ のような集団的な分布は stellar bar には多くない.



図 1: 色等級図から同定された大質量星候補天体の 分布.背景は可視光 RGB のイメージ,オレンジの クロスが大質量星候補天体を表す.



図 2: 二色図から同定された大質量星候補天体の分 布.背景は可視光 RGB のイメージ,ライトグリー ンのクロスが大質量星候補天体を表す.

図 4 は星団候補の典型的な物理量を示している. 6-20 個の大質量星候補天体を含む星団候補が約 90% を占める.星団半径は 4-8 pc の星団候補が約 90%を 占める.



図 3: 同定された星団候補の分布.背景は可視光 RGB のイメージ,赤のクロスが星団候補を表す.

#### 5 Discussion

図 5 は Bonanos et al. (2009) でカタログされた 大質量星である. これは限られた領域に対する分光 観測をまとめたものであるため、分布も偏りがあり 不完全なサンプルである.一方,本研究で色等級図 から同定された大質量星は, Bonanos et al. (2009) でカタログされていない領域まで広く分布している. 二色図で同定された星は、30 Dor, N158, N159 に 集中しており減光の大きい領域で同定できているが, 若い星が少ないとされる stellar bar にも分布してお り赤色巨星と大質量星の分離が不完全である可能性 がある.ただ、二色図から同定された大質量星候補 天体は1374天体で全体のわずか10%であるため、今 回同定した天体は、最低 90%の確度で大質量星であ る. 減光の大きい領域の大質量星を現在よりも高い 角度で同定するには,星の減光量を正しく求める方 法が必要になる.

また,今回同定された星団候補は有名な HII 領域 に近在している. さらに stellar bar 付近でも HII 領 域の近く以外では,星団を形成していないことから, 星団同定結果は星形成の現場を正しく捉えることが できていると考えられる.



図 4: 同定された星団候補の典型的物理量. (a) 1 つの星団候補に含まれる大質量星候補天体の数分布 を示すヒストグラム. (b) 星団候補を楕円近似した際 の長軸短軸相乗平均の分布を示すヒストグラム.

#### 6 Conclusion

 Gaia Collaboration et al. (2022) による LMC 全 面での G,G<sub>BP</sub>,G<sub>RP</sub>,バンド測光データを元に色指 数 (G<sub>BP</sub> - G<sub>RP</sub>) [mag] vs 見かけの等級 G [mag] の色等級図上で 10416 大質量星候補天体を同定 した.



図 5: Bonanos et al. (2009) でカタログされた大質 量星候補天体の分布.背景は可視光 RGB のイメー ジ,黄色のクロスが大質量星候補天体を表す.

- 中小質量星の混入の可能性のある天体は IRSF の点源カタログ (Kato et al. 2004) の J バ ンドのデータを用いることで色指数 (G<sub>BP</sub> – G<sub>RP</sub>) [mag] vs 色指数 (G<sub>RP</sub> – J) [mag] の 2 色図で分離した.
- 3. 同定された大質量星 11790 天体で, Bonanos et al. (2009) でカバーされていない領域まで広く 分布していた.
- 4. 今回同定した星団候補は約 90%が 6-20 個の大 質量星候補天体を含む、もしくは半径 4-8 pc の 星団候補であった.
- DBSCAN による星団同定では、eps = 12.1 [pc], minPts = 6 を採用することで 163 個の星団候 補を得た。
- 今回同定した星団候補は HII 領域に近在するように分布し、stellar bar には分布しない。また LMC1, LMC4 といった Super giant shell の内 部にも多数分布するとわかった。

#### Reference

Bonanos et al, AJ, 138, 1003, 2009

- Gaia Collaboration et al, arXiv, arXiv:2208.00211, 2022
- Fukui et al., PASJ, 269, 5, 2017
- Tsuge et al., Apj, 871, 44, 2019
- Pecaut et al., ApJS, 208, 9, 2013
- Bressan et al., MNRAS, 427, 127
- Kato et al., PASJ, 615, 641, 2007
- Zari et al, A&A, 628, 123 ,2019
- Castro-Ginard et al, A&A, 618, 59 ,2018
- Piatti et al, MNRAS, 473, 105 $,\!2018$
- Tsuge et al, arXiv e-prints, 2020
- Kim et al., ApJS, 148, 473, 2003

--index へ戻る

星間a03

ALMA ACA 分子雲サーベイで探る大マゼラン雲の大 質量星形成シナリオ (2): N44 分子雲複合体の解析

東野 康祐

## ALMA ACA 分子雲サーベイで探る大マゼラン雲の 大質量星形成シナリオ:N44分子雲複合体の解析

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 (LMC) は小マゼラン雲との相互作用により、50 km s<sup>-1</sup> 以上の速度で原子ガスの衝突が発生 していることが提案されている。このような環境での大質量星形成、およびその母体となる分子雲の形成につ いて研究するため、我々は LMC の N44, N11, N79 H II 領域に付随する分子雲複合体に対して ALMA-ACA を用いて <sup>12</sup>CO, <sup>13</sup>CO (J = 2-1) 輝線による空間分解能 ~1.6 pc の広域サーベイを実施した。これまでの解 析により多数のフィラメント状分子雲を確認し、各領域の線幅が H I ガスの衝突速度に応じてわずかに増加し ている兆候などが明らかになりつつあった。さらに我々は、領域内での分子雲の物理的性質の比較、および 星団からのフィードバックの影響を探るため、LMC で最も明るい H II 領域の一つである N44 領域の解析を 進めた。H II 領域に隣り合った分子雲 (BC 領域) や、BC 領域に比べてまだ星形成が活発でない二つの領域 (NW, SE) を含んでいることから、今回の研究目的に合致している場所である。astrodendro アルゴリズム を用いて分子雲を階層構造に分離し、サイズ-線幅関係を調べた結果、銀河系と同様な傾向 ( $\sigma_v = 0.72R^{0.5}$ ) に従うことが示された。このことから、H II 領域および星団フィードバックが分子雲の大局的な乱流構造に 与える影響は顕著でないことが示唆される。また、特に NW 領域では大質量星原始星がその南端に付随する ような指向性のあるフィラメント構造が 100 pc に渡って複数存在していることが明らかになった。講演では 同様なフィラメント構造が見られた大マゼラン雲の他の領域 (30Dor, N159) と比較しつつ、大質量星形成シ ナリオについて議論する。

#### 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。 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HIガ スが流入している。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。D-component と 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 の分布は LMC 内で H I ガスの衝突が発生している 領域であり、大質量星の形成が活発に起こっている と考えられている。LMC 南東部に位置する 30Dor, N159はHI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。N11, N44, N79 は I-component が強く見られる領域であり、ガス衝 突によるものと思われ、大質量星の形成が起こって いる H II 領域である。その中で N44 は3 領域で最も 明るいHII領域であり、中心部に非常に多くの大質 量星が確認されている。(Bonanos et al. 2009)

#### 2 Method/Observations

我々は N11, N44, N79 の 3 つの H II 領域を 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 <sup>12</sup>CO (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 <sup>13</sup>CO (J = 2-1) 輝線である。さらに、最も明るい H II 領域 であり、大質量星団を有する N44 に着目した。N44 内の領域 (NW, BC, SE) ごとに解析結果を比較検討 し、そこから分子雲の特性の違いや大質量星団からの フィードバックの影響を理解する。その結果を LMC の最も星形成が活発な 30Dor,N159 と比較しながら 大質量星の形成シナリオを考察する。

#### 3 Results/Discussion

※本研究の解析結果は論文化前のデータとなるため 講演資料のみ掲載し集録には掲載しない

#### 3.1 ピーク強度図

ACA の高分解観測により得られたデータからピー ク強度図を作成した。以前の N44 の分子雲電波観測 は Mopra 望遠鏡による LMC 全面観測であり (Wong et al. 2011)、それ比べて、はるかに詳細な分子雲の構 造をがわかり、N44NW 領域では南北に 100 pc にも 伸びた指向性のあるフィラメント構造が確認できた。

さらに、これらを 30Dor, N159S のピーク強度図 と比較した。比較的 30Dor, N159 と同程度の強度や 空間的広がりが確認でき、同程度の水素分子ガス柱 密度やガスの総量が存在すると推定され、N159 と同 様今度も活発な星形成領域であると考えられる。

#### 3.2 速度場図/速度分散図

速度場図から N44 内でも各領域で 20 km s<sup>-1</sup> 程度 の速度差が見え、複雑な速度成分を持つ分子雲であ ることがわかった。速度分散図からはどの領域でも 3-5 km s<sup>-1</sup>の速度分散が確認でき、分子雲が強い乱 流状態にあることが考えられる。これらの速度差や 速度分散は H I ガスの衝突から発生した、分子雲の 遅速や圧縮によるものと考えられる。

#### 3.3 サイズ-線幅関係

確認できた詳細な分子雲構造を "astrodendro" ア ルゴリズム (Rosolowsky et al. 2008)を用いて分子 雲を階層構造に分離し、サイズ-線幅関係を調べた。 N44 の 3 領域 (NW, BC, SE) それぞれでサイズ-線 幅関係を求めて、異なるプロットを行い領域ごとに 比較した。さらに、30Dor(Wong et al. 2022)と銀河 系 (Solomon et al. 1987)のサイズ-線幅関係を示し た。これによって、比較的銀河系と同様な傾向を確 認することが出来た。また、N44 内の 3 領域を比較 すると南西部に進むほどサイズ-線幅関係が高い位置 に示す傾向が考えられる。N44BC 領域付近には大質 量星が多く付随しており、その星団からのフィード バックの影響があると考えられたが、分子雲の線幅 などに与える影響は顕著ではないと考えられる結果 となった。

#### 4 Conclusion

ALMA ACA 7m 電波干渉計を用いて N44 の高分 解観測を実施した。この観測により先行研究の観測 時には見られなかった詳細な分子雲の構造が確認で きた。そのデータの強度や規模は 30Dor, N159S に 近しいものとなり 30Dor, N159S のように、さらな る活発な星形成が起こりうる領域であると考えられ る。また、速度場や速度分散図をから観測した分子 雲は H I ガスの衝突に由来するものであると思われ る、複雑な速度成分を持ち、強い乱流状態であるこ とがわかった。。その分子雲構造を "astrodendro" ア ルゴリズムを用いて分子雲を階層構造に分離し、サ イズ-線幅関係を調べた。そこから、N44 のサイズ-線幅関係は銀河系に似た傾向にあることがわかった。 N44 内の3 領域 (NW, BC, SE) を比較することで、 星団からの星団フィードバックが異なると思われる 領域でも顕著な違いは見られなかったことから、HI ガス衝突など他の大局的な要因により、システムの 力学状態が決まっている可能性が考えられる。

#### Reference

Fukui et al, 2017, PASJ, 69, L5 Tsuge et al, 2020, arXiv:2010.08816 Bonanos et al, 2009, AJ, 138, 1003
Seale et al, 2009, ApJ, 699, 150
Chen et al, 2009, ApJ, 695, 511
Wong et al, 2011, ApJS, 197, 16
Rosolowsky et al, 2008, ApJ, 679, 1338
Wong et al, 2022, ApJ, 932, 47
Solomon et al, 1987, ApJ, 319, 730

-index へ戻る

星間a04

水の再生反応の考慮によるM型星周りの陸生惑星に おける暴走温室状態中の水損失量への新たな制約

川村 陽

## H<sub>2</sub>O 再生成反応の考慮による M 型星周りの暴走温室状態にある 陸生惑星における水損失量への新たな制約

川村 陽 (東北大学大学院 理学研究科地球物理学専攻)

#### Abstract

M型星周りの現在 Habitable Zone 上に分布している地球型惑星における生命存在可能性に期待が寄せられている。その一方で、M型星の非常に長い前期主系列段階によって、そのような惑星は暴走温室状態に過去 非常に長い期間あったと考えられている。暴走温室状態にある惑星は非常に水蒸気に富んだ大気を保有し、 H<sub>2</sub>Oの光解離に起因する大規模な宇宙空間への水損失を経験する。

暴走温室状態にある惑星の水損失量を評価した先行研究では、水損失の根本的原因である H<sub>2</sub>O の光解離は 十分に生じていると仮定し、光解離による水損失を減衰させるであろう H<sub>2</sub>O の再生成反応の効果について は考慮しなかった。そこで、本研究では、暴走温室状態における水損失に H<sub>2</sub>O の再生成反応が及ぼす影響 を評価することを目的とした。そして、H<sub>2</sub>O の再生成反応を考慮した1次元光化学モデルを用いて、M 型 星周りの暴走温室状態にある地球型惑星の水蒸気支配大気の構造および H<sub>2</sub>O の再生成反応が水の損失量に もたらす影響を導いた。

その結果、M 型星周りの暴走温室状態にある地球型惑星において、H<sub>2</sub>O の再生成反応は H<sub>2</sub>O の光解離に対 して非常に効率的に起きており、水損失を抑制することが得られた。つまり、M 型星周りの地球型惑星にお ける生命存在可能性を考える上で、H<sub>2</sub>O の再生成反応は有意な影響をもたらすことが示唆された。

#### 1 Introduction

系外惑星の観測が頻繁に行われ、5000 個以上の系 外惑星が今日までに発見されている。しかし、火星-地球サイズの地球型惑星かつ Habitable zone 内に分 布するような生命存在可能性が期待される系外惑星 はその内のたった 24 個であり、それらの多くは M 型星周りに分布している。また、M 型星周りの惑星 は統計的にも数が多く、G 型星周りの惑星に比べて 観測しやすい点から、M 型星周りの現在 Habitable Zone 上に分布している地球型惑星における生命存在 可能性に期待が寄せられている。

その一方で、M型星周りの Habitable Zone は、M型 星の非常に長い前期主系列段階によって、時間-空間 的に大規模な内側遷移を過去に経験する。そのため、 M型星周りの現在 Habitable Zone 上に分布してい る地球型惑星は形成初期から最長で数十億年の間は Habitable Zone の内側境界より恒星側に分布したと 考えられている (Baraffe et al., 2015; Kopparapu et al., 2014)。

十分な水を保有して形成した惑星が Habitable Zone の内側境界より恒星側に分布している場合、惑星は 暴走温室状態に突入する (Kasting, 1988)。暴走温室 状態にある惑星の地表面は、水の臨界温度を超えて 地表面-マントルが溶けてしまうような高温状態とな り、液体の水が存在できない環境となる。すると、保 有する水の大部分が惑星大気中に水蒸気として存在 する (図 1)。さらに、成層圏にまで及ぶ厚い水蒸気 支配大気は恒星からの X 線-紫外線によって光解離さ れ、それによって生じた H は恒星からの X 線-極端 紫外線によって加熱されることで惑星大気から散逸 する。このメカニズムによって、M 型星周りの現在 Habitable Zone 上に分布している地球型惑星は形成 初期の暴走温室状態期間中に大規模な水損失を経験 する (Luger and Barnes, 2015; Tian and Ida, 2015; Bolmont et al., 2017)。

先行研究において、暴走温室状態にある地球型惑星 の水損失量は二つの散逸律速過程(Hの散逸を促す 恒星からのX線-極端紫外線フラックスによる律速お よびH<sub>2</sub>Oの光解離によって形成されるO蓄積層にお けるHの拡散効率による律速)を考慮して見積もら れた。また、散逸するHの根本的供給源であるH<sub>2</sub>O の光解離は十分に生じていると仮定した。しかし、光 解離による水損失を減衰させるであろうH<sub>2</sub>Oの再生



図 1: 暴走温室状態

成反応の効果については考慮されておらず、先行研 究による水損失量の見積りは過剰見積りの可能性が ある。そこで、本研究では、暴走温室状態における水 損失にH<sub>2</sub>Oの再生成反応が及ぼす影響を評価するこ とを目的とした。そして、M型星周りの暴走温室状 態にある地球型惑星の水蒸気支配大気の構造および H<sub>2</sub>Oの再生成反応が水の損失量にもたらす影響を、 H<sub>2</sub>Oの再生成反応を考慮した1次元光化学モデルを 用いて導いた。

#### 2 Method

惑星大気を支配する物理過程は拡散、化学、移流 である。乱流拡散-分子拡散および化学反応を考慮し て惑星大気の1次元鉛直構造を表現するモデルを1 次元光化学モデルという。このモデルでは、大気を 構成する各化学種iに対して、次に示す化学反応に よる生成・損失を考慮した連続の式(1)と拡散方程 式を解いている。また、光解離の高度分布を得るた めに、恒星からの光子流束に対して大気による吸収 のみを考慮した輻射輸送を解いている。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - L_i - \frac{\partial \phi_i}{\partial z} \qquad (1)$$

ここで  $n_i, P_i, L_i, \phi_i$  はそれぞれ分子種 i に対する数 密度、化学による生成速度および損失速度、拡散フ ラックス、t, z はそれぞれ時間、地表面からの高度で ある。 本研究では、暴走温室状態にある地球型惑星の水蒸 気支配大気の構造および H<sub>2</sub>O,の再生成反応が水の 損失量にもたらす影響を表現するために 1 次元光化 学モデル: PROTEUS (Nakamura et al., submitted) を用いた。対象とする惑星は、TRAPPIST-1を想定 した M 8型恒星から 0.023 au の位置に分布する地 球サイズの惑星とした。また、非常に水蒸気に富ん だ大気を想定しているため、大気を構成するすべて の化学種は H<sub>2</sub>O の光解離由来として、次の 10 個の 化学種: H<sub>2</sub>O, H, OH, H<sub>2</sub>, O, O(<sup>1</sup>D), O<sub>3</sub>, O<sub>2</sub>, HO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, を考慮した。さらに、これらの化学種に関与す る 40 個の化学反応を考慮した (Chaffin et al., 2017)。 以下に水の光解離反応および主な水の再生成反応を 示す (図 2)。



図 2: 水の光解離反応および主な水の再生成反応

大気の初期状態は地球海洋質量に値する水蒸気大気 (地表面気圧 270 bar に相当。)とし、大気下端は地 表面、大気上端は H<sub>2</sub>O の光解離が非効率的となる水 蒸気大気の薄い高度とした。また、定常状態となっ た大気を得るために計算時間は 1 Myr とした。さら に、光解離をもたらす大気上端から入射する恒星か らの光子流束として、TRAPPIST-1を想定した波長 域 1.5 nm-1000 nm の恒星 X 線-UV スペクトルを与 えた。

鉛直1次元モデルにおける乱流拡散係数は、その内 に3次元的現象である対流などの移流の効果も含む ため、適切な値を与えるのは難しい。その上で、本 研究では地球における乱流拡散係数10m<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>を採用 した。

本研究では、H<sub>2</sub>O の光解離を起源とする水素散逸の 拡散および化学 (主に再生成反応) による制約を見積 もるために、大気上部境界における水素散逸を考慮 した。さらに、この散逸は次の式で散逸速度が与え られる拡散律速に従うとした。

$$V_{dif,i} \equiv D_i \left( \frac{1}{H_a} - \frac{1}{H_i} - \frac{\alpha_T}{T} \frac{dT}{dz} \right) \qquad (2)$$

ここで、 $D_i$  および  $H_i$  はそれぞれ分子種 i (=H) に 対する分子拡散係数およびスケールハイト、 $z, \alpha_T$  お 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

よび T はそれぞれ地表面からの高度、熱拡散係数、 温度である。この式で与えられる水素散逸速度は H とそれ以外の大気成分の 2 種大気間の拡散によって もたらされる最大輸送速度である。また、H<sub>2</sub> は H の 大規模な散逸に引き摺られて散逸すると考えられる ため、H と同様の散逸速度を H<sub>2</sub> に与えた。

また、地表面が高温で溶けている惑星において、大 気中の酸素は地表面のメルト中の酸化鉄: FeO と反 応して惑星内部に溶け込むが、本研究ではこの効果 は考慮しなかった。

#### 3 Result&Discussion

# 3.1 The structure of $H_2O$ dominated atmosphere

1次元光化学モデルによって得られた M 型星周り の暴走温室状態にある惑星が 1Myr 後に保有する水 蒸気大気の構造を図3に示す。(a) は主な化学種の数 密度の鉛直分布、(b) は主なに関与する化学反応であ る。図3(a) は、大気上層に注目すると、H だけでは なく O による支配大気となっていることを示してい る。また、H の鉛直構造はスケールハイトに従って おらず、これは H の振る舞いが化学反応によって制 約され、効率的に拡散されていないことを示唆して いる。

図 3(b) は、H<sub>2</sub>O の光解離のピーク付近を除いて化学 平衡にあることを示しており、これは OH の高い反 応性およびそれに伴う効率的な H<sub>2</sub>O の再生性反応に 由来している。この結果は、再生成反応による光解 離によってもたらされる水損失の抑制を示唆してい る。この点については次の項でより詳しく見る。ま た、光解離のピークは高度 600km 付近に存在してお り、均質圏界面の上部に存在している。

今回得られたこれらの大気構造の特徴は、従来考え られてきた暴走温室状態にある地球型惑星の水蒸気 大気の構造とは異なるものであった。

# 3.2 The water loss and the efficiency of the reproduction of $H_2O$

M型星周りの暴走温室状態にある地球型惑星の水 蒸気大気における水損失量およびH<sub>2</sub>Oの再生成反応



図 3: 暴走温室状態にある地球型惑星が 1Myr 後に保 有する水蒸気大気の構造は数密度分布。(b) は H2O に関与する化学反応速度の高度分布。実線は生成反 応、点線は損失反応。

表 1: 水の損失量および再生成反応の効率				
H の散逸フラックス: $\phi_{H}^{esc}$	$4.15 \times 10^{16} \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$			
$\Rightarrow \phi_{H}^{esc}$ から換算される水損失量	$\Rightarrow 7.13 ({\rm TO/Gyr})$			
$\frac{2 \times \left(\sum_i L_i^{\mathrm{H_2O}} - \sum_i P_i^{\mathrm{H_2O}}\right)}{\phi_H^{esc}}$	1.00			
$\frac{\left(\sum_{i}L_{i}^{\mathrm{H_{2O}}}-\sum_{i}P_{i}^{\mathrm{H_{2O}}}\right)}{\sum_{i}L_{i}^{\mathrm{H_{2O}}}}$	0.21			
$\sum_i L_i^{ m H_2O}$ : H2O の損失反応速度				
∑ <sub>i</sub> P <sup>H</sup> 2 <sup>O</sup> : H2O の生成反応速度				

の効率を示したのが表1である。1列目に示すのが得 られた大気からの H の散逸フラックスおよびフラッ クスから換算される水損失量である。得られた水損 失量は 7.13 (TO/Gyr) であり、この値は先行研究の 値 (10<sup>1-2</sup> (TO/Gyr)) に比べて有意に小さい。 その上で、2列目に示すのが、"H の散逸フラックス" に対する"H<sub>2</sub>Oの光解離によってもたらされた H の うち再生成反応によって H<sub>2</sub>O に戻らなかった H の 生成量"の比を示している。この比は化学反応によっ て大気中に生じた H の散逸効率を表している。この 比が 1 であることは、小さい水損失量の起因が散逸 する H の根本的供給源である H<sub>2</sub>O の化学反応、つ まり光解離および再生成反応の効率にあることを示 唆している。

そして、H<sub>2</sub>Oの再生成反応の効率に注目したのが3 列目であり、"H<sub>2</sub>Oの損失反応速度(主に光解離)"に 対する"H<sub>2</sub>Oの正味の損失反応速度(損失反応速度-再生成反応速度)"の比を示している。得られた値は、 H<sub>2</sub>Oの再生成反応が光解離に対して効率的に生じて いること、つまり、再生成反応が光解離に由来する 水損失を抑制することを示している。また、この効 率的な H<sub>2</sub>Oの再生性反応は、光解離によってもたら される OH の高い反応性に由来すると考えられる。 この表の総括として、M型星周りの暴走温室状態に ある地球型惑星の水蒸気大気において、H<sub>2</sub>Oの再生 成反応は光解離に由来する水損失を抑制し、水損失 量は先行研究の値より有意に小さくなることが得ら れた。

#### 4 Summary

M型星周りの暴走温室状態にある地球型惑星に着 目し、そのような惑星が保有する水蒸気支配大気を、 H<sub>2</sub>Oの再生成反応を考慮した1次元光化学モデルを 用いて表現した。すると、得られた大気構造は従来考 えられてきた大気構造とは異なる特徴を示した。さ らに、再生成反応はH<sub>2</sub>Oの光解離に対して非常に効 率的に起きており、水損失量を抑制することが得ら れた。つまり、本研究は、M型星周りの地球型惑星に おける生命存在可能性を考える上で、H<sub>2</sub>Oの再生成 反応は重要な影響をもたらすことを示し、生命存在 可能性をより高めうる可能性があることを示唆した。

#### 5 Reference

Baraffe et al., 2015, A&A Kopparapu et al., 2014, ApJL Kasting, 1988, Icar Luger and Barnes, 2015, Astrobiology Tian and Ida, 2015, NatGe Bolmont et al., 2017, MNRAS Nakamura et al., 2022, arXiv Chaffin et al., 2017, NatGe ——index へ戻る

星間a05

動径方向に構造を持つ原始惑星系円盤におけるペブル 集積と衝突破壊を考慮した惑星形成 N体シミュレー ション

神野 天里

### 動径方向に構造を持つ原始惑星系円盤におけるペブル集積と衝突破壊を 考慮した惑星形成 N 体計算

神野 天里 (神戸大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

惑星は、誕生間もない恒星を円盤状に取り囲むガスとダストから形成されたと考えられている。この円盤は 原始惑星系円盤と呼ばれ、古典的惑星形成論では軸対称で動径方向に滑らかな構造を持つと仮定されてきた。 しかし近年、原始惑星系円盤内にリング構造やダスト放射の非軸対称性が観測によって見つかっている。リ ング構造は、乱流領域と層流領域(dead zone)の境界に生じると考えられており、そこでは圧力バンプに よってダストの集積が起こり、効率的に惑星が形成されると期待されている。本研究では、原始惑星系円盤 内の乱流・層流境界への継続的なペブル供給が惑星形成過程に及ぼす影響を N 体シミュレーションを用いて 調べた。さらに、従来の惑星形成 N 体シミュレーションではほとんど考慮されていなかった微惑星同士の衝 突破壊プロセスを取り入れたシミュレーションも行い、破壊や破片の生成が惑星形成過程に及ぼす影響も調 べた。その結果、衝突破壊の有無に関わらず、ダストリング内で惑星は効率的に形成されることがわかった。 また、ペブル集積終了後の早い段階で、暴走成長により複数個の惑星サイズの天体が形成された。

#### **1** Introduction

惑星形成の先駆的な研究は、京都大学の林忠四郎 らのグループによって行われた。彼らのモデルでは、 惑星形成過程は自己重力に対して安定な円盤から始 まる。この円盤は、現在の惑星総質量と一致するダ スト成分を持つと仮定され、ダストガス比は太陽組 成に由来する(最小質量太陽系星雲モデル、MMSN) (Hayashi 1981; Hayashi et al. 1985)。彼らのモデル では、円盤内でダストが赤道面に沈降・凝縮し、ダス トから微惑星が形成され、微惑星が相互衝突によっ て成長し、惑星を形成すると考えた。さらに、原始 惑星の質量がある臨界値( $\simeq 10 M_{\oplus}$ )に達すると、円 盤ガスが惑星に流れ込み、ガス惑星が形成されるこ とを示した (Mizuno 1980)。このモデルは、地球型 惑星、ガス惑星、氷惑星の順序をうまく説明するこ とができたため、惑星形成の標準理論とみなされる ようになった。しかし、近年のシミュレーションを用 いた理論研究や電波望遠鏡による高精度観測によっ て、上述した惑星形成の標準理論は数々の困難を抱 えていることがわかってきた。

一つ目に、降着円盤における磁気回転不安定性 (MRI)の発生が 1990 年代初頭に発見され (Balbus & Hawley 1991)、原始惑星系円盤の構造が標準理論 で想定されているよりもはるかに複雑であることが わかってきた。さらに、近年 MRI に起因する乱流が 円盤内の特定領域では起きない、あるいは抑制される ことが指摘されている (Bai & Stone 2013)。この領 域は、層流的な構造を持ちデッドゾーンと呼ばれる。 このデッドゾーンと乱流領域の境界では、圧力バン プによってダストの集積が起こることで、効率的に 惑星が形成されることが期待されている (Chatterjee & Tan 2014)

二つ目に、近年のアタカマ大型ミリ波サブミリ波 干渉計(ALMA)を用いた観測により、原始惑星系 円盤内に非軸対称なダスト分布やリング状構造が存 在することが明らかになってきた (e.g., (Muto et al. 2015; Andrews et al. 2018))。軸対称で動径方向に滑 らかな構造を持つ円盤を仮定する標準理論では、観 測されているこれらのサブ構造や、その中での惑星 形成過程を説明することができない。

以上で概説したもの以外にも標準理論は、様々な 問題を抱えている。そこで本研究では、乱流領域と 層流領域への継続的なペブル供給が惑星形成過程に 及ぼす影響を N 体シミュレーションを用いて調べた。

本集録の構成は以下の通りである。まず、第2章 で本研究で用いた手法を概説する。第3章では、我々 の行なった N 体シミュレーションの結果を示し、ペ ブル集積、および衝突破壊が惑星形成過程に及ぼす 影響を示す。第4章では、衝突破壊モデルと完全合体 モデルの比較を行う。そして、第5章で結論を示す。 2.3

#### 2 Methods

本章では、本研究で扱う原始惑星系円盤の構造や ダスト進化、惑星成長モデル、そして衝突破壊モデ ルを概説する。

#### 2.1 ガス円盤モデル

本研究では簡単のために、ガス円盤に定常一次元  $\alpha$  円盤を仮定する (Shakura & Sunyaev 1973)。さら に、Armitage (2011) や Ebisuzaki & Imaeda (2017) を参考に、円盤の外側と内側の領域は乱流、中間の 領域は層流(デッドゾーン)と円盤を3つの領域に 分ける (図 1)。このような円盤では、乱流・層流境 界に圧力バンプが形成され、そこにダストが蓄積す ることで効率的に惑星が形成される可能性が指摘さ れている (Chatterjee & Tan 2014)。



図 1: ガス円盤モデルの概略図

#### 2.2 ダスト進化モデル

我々のダスト進化モデルでは、最初にダスト粒子 がその場で相互衝突によって成長し、臨界質量 m<sub>c</sub>ま で成長すると、ガス抵抗を受け中心星に向かってド リフトすると近似する。この近似は、Lambrechts & Johansen (2014) が考案したアイデアと類似するも のであり、彼らのモデルでは全てのダストがある半 径でドリフト限界まで成長し、ガスから切り離され、 内側にドリフトするという考えに基づいたペブルフ ラックス計算モデルを提案している。

#### 2.3 惑星成長モデル

2.1 節と 2.2 節で概説したガス円盤とダスト粒子の 成長・移動モデルを用いることで、乱流・層流境界へ のダスト降着タイムスケールを決定する。乱流・層 流境界へのダスト降着は、境界近傍での微惑星と惑 星の形成につながる。この惑星形成段階は非線形で あり、粒子間の重力相互作用が重要になる。そこで、 我々はこの段階から N 体シミュレーションを行う。 N体シミュレーションには、大規模並列 N体シミュ レーションコード GPLUM を用いる (Ishigaki et al. 2021)。GPLUMは、各粒子ペア毎にカットオフ半径 というものを定め(独立カットオフ法)、その半径以 内は直接計算、それ以遠はツリー法で近似計算する P<sup>3</sup>T 法を採用している (Oshino et al. 2011)。P<sup>3</sup>T 法 を用いることで、系全体を高精度かつ高速に計算す ることができる。さらに GPLUM は、大規模並列 N 体シミュレーションのための汎用高性能ライブラリー FDPS(Iwasawa et al. 2016)を用いることで、大規模 なスーパーコンピュータでも高い計算性能を実現し ている。

#### 2.4 衝突破壊モデル

本研究では、衝突破壊モデルとして Kominami model (Kominami in prep.)を扱う。本モデルでは、 簡単のためにどのような衝突でも一定割合の破片が 生じると仮定する。粒子間の衝突破壊は、本来粒子間 相対速度や角運動量に依存するが (Chambers 2013)、 この仮定を課すことで実装が単純化されるだけでな く、破片質量や破片数をパラメータ化することがで き、それらが惑星形成過程に及ぼす影響を調べるこ とができる。

#### 3 Results

本研究では、粒子数や破片質量、さらに破片数を パラメータとし、衝突破壊を考慮した惑星形成 N 体 シミュレーションを行なった。本章では、その中で も  $N = 10^3$ ,  $N_{\text{frag}} = 10$ ,  $m_{\min} = 0.1 m_{\text{init}}$ の結果を 示す。ここで、N,  $N_{\text{frag}}$ と $m_{\min}$ はそれぞれ初期粒子 数、衝突1回あたりの最大破片数、破片最小質量を 表す。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

図2に、*a*-*e*平面における粒子の分布を示す。*a* は軌道長半径、 e は離心率を表しており、粒子の大き さは粒子質量 mp の1/3 乗に比例する。図2から、ダ ストリング内で微惑星は効率的に成長し、0.24 Mvr で地球質量と半地球質量サイズの2天体が形成され る。また、原始惑星サイズの天体もダストリング内 に19体形成される。



図 2: 衝突破壊を考慮した惑星形成シミュレーション のスナップショット (t = 0.24 Mys)。黒、橙、紫、 緑はそれぞれ微惑星、原始惑星、半地球質量、地球 質量サイズの天体を表す。

本シミュレーションでは、微惑星が衝突破壊を経 験することで、より小さな微惑星がその周囲に形成 される。従って、惑星の周りに小さな微惑星が多数 存在する系が形成される。このような系では、多数 の微惑星と少数の惑星間の力学的摩擦により、惑星 の離心率は下がり、微惑星の離心率が上がっていく。 実際、図2から、0.5 AU と 0.6 AU 近傍に存在する 惑星サイズの2天体の離心率は非常に小さく、その 周囲に存在する微惑星の離心率が高くなっている。

#### Discussion 4

本章では、衝突破壊モデルが惑星形成過程に及ぼ す影響を議論する。そのために、各シミュレーショ ンで形成される最大惑星質量の時間進化を衝突破壊 モデルと完全合体モデルで比較する。

星質量の時間進化を示す。図3から、ペブル集積が 終了する時間の4万年程度で惑星の質量は、完全合なっていく。



図 3: 最大惑星質量の時間進化。実線が完全合体 モデル、破線が  $m_{\min} = 1/3m_{\min}$ 、点線が  $m_{\min} =$ 0.1m<sub>init</sub>となる衝突破壊モデル。

体モデルで 0.8 M<sub>⊕</sub>、衝突破壊モデルでそれぞれ 0.6  $M_{\oplus}, 0.4 M_{\oplus}$ となる。これら3天体は、シミュレー ション終了時にそれぞれ 1.8  $M_{\oplus}$ , 1.3  $M_{\oplus}$ , 1.0  $M_{\oplus}$ となる。

以上より、衝突破壊の有無に関わらず微惑星は効 率的に成長し、2.5×10<sup>5</sup>年以内に地球質量に到達す る。さらに、最終的に形成される惑星の質量は、破 片最小質量が小さいほど小さくなることがわかった。

#### Conclusion 5

本研究では、原始惑星系円盤内の乱流・層流境界へ のペブル集積とそれに伴うダストリング形成、およ び微惑星の衝突破壊を考慮した惑星形成 N 体シミュ レーションを行なった。その結果、衝突破壊の有無 に関わらず、ダストリング内で惑星は効率的に形成 されることがわかった。また、ペブル集積終了後の 早い段階で、暴走成長により複数個の惑星サイズの 天体がダストリング内で形成された。

今後は、衝突破壊モデルとして Kominami model だけでなく、Chambers (2013) のような粒子間相対 図3に、各シミュレーションで形成される最大惑 速度や衝突角度に依存するより現実的な衝突破壊モ デルを考慮した惑星形成 N 体シミュレーションを行

#### 謝辞

天文・天体物理若手夏の学校事務局の皆様が、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。本研究の N 体シミュレーショ ンは、国立天文台 CfCA の Cray XC50 を使用した。

#### Reference

- Andrews, S. M., Huang, J., Pérez, L. M., et al. 2018, ApJL, 869, L41
- Armitage, P. J. 2011, ARAA, 49, 195
- Bai, X.-N., & Stone, J. M. 2013, ApJ, 769, 76
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
- Chambers, J. E. 2013, Icarus, 224, 43
- Chatterjee, S., & Tan, J. C. 2014, ApJ, 780, 53
- Ebisuzaki, T., & Imaeda, Y. 2017, New Astronomy, 54, 7
- 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
- Ishigaki, Y., Kominami, J., Makino, J., Fujimoto, M., & Iwasawa, M. 2021, PASJ, 73, 660
- Iwasawa, M., Tanikawa, A., Hosono, N., et al. 2016, PASJ, 68, 54
- Lambrechts, M., & Johansen, A. 2014, A&A, 572, A107
- Mizuno, H. 1980, Progress of Theoretical Physics,  $64,\ 544$
- Muto, T., Tsukagoshi, T., Momose, M., et al. 2015, PASJ, 67, 122
- Oshino, S., Funato, Y., & Makino, J. 2011, PASJ, 63, 881
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337

-----index へ戻る

星間a06

# 土星リング内小衛星が作るギャップ構造のグローバル N体シミュレーション

## 鳥居 尚也

### 土星リング内小衛星が作るギャップ構造の グローバル N 体シミュレーション

鳥居 尚也 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

#### Abstract

土星リング内には小衛星が埋まっていて, それらの小衛星とリング粒子との相互作用により様々な構造が形成 されていることが知られている.本研究では,リング全体を計算領域に含む global な N 体シミュレーション を用いて,観測的に判明している様々な構造を統一的に再現することに成功した.さらに,個々の粒子の軌道 を解析することで,これらの構造が粒子間の非弾性衝突によって形成されていることを示唆する結果を得た.

#### 1 Introduction

土星リングは数 cm 10m サイズほどのリング粒子 からなる. しかしその中には 10km ほどの複数の小 衛星が埋まっており、それらの小衛星とリング粒子と の相互作用により様々な構造が形成していることが 知られている。カッシーニ探査機により,こうした力 学的構造について詳細な観測が行われた。ここで着 目するのは、小衛星ダフニスやパンが作るギャップ構 造である (e.g. Porco et al. (2005)). そのギャップの 端には衛星とリング粒子間の重力相互作用によって 密度波が誘起されている (図1). さらに, ギャップ端 の密度波は山のように切り立った特徴的な鉛直構造 を持ち, リング面内に影を落としている様子が観測さ れている. 影の長さからの推定により, 鉛直構造の高 さは 1km ほどと見積もられている. リングの典型的 な厚さが 10m 程であることを考えるとこれは特筆す べき特徴である (Weiss et al. (2009)).



図 1: (a):Keeler ギャップを形成する小衛星 Daphnis と ギャップ端に誘起された密度波. (b): 密度波の鉛直構造. リングに密度波の鉛直構造による影が落ちている. (c): 小 衛星 Pan が作る Encke ギャップ端に誘起された密度波. (NASA/JPL/Space Science Institute)

またリングの掩蔽観測により,衛星がリング内に作 るギャップの端はシャープに断ち切れたような面密 度構造をしていることがわかっている (Colwell et al. (2009)). こうしたギャップ構造はガス円盤内の惑星 が作るギャップ構造 (e.g. Kanagawa et al. (2017)) と は大きく異なる興味深い特徴である.

こうした構造についての理論的な解釈はこれまで多 くなされてきた (e.g. Borderies et al. (1982, 1989)). 一方で、N体シミュレーションはリング系の物理を理 解するための極めて強力な手段である. これまで、リ ング内衛星とリング粒子間の相互作用による構造形 成に関するN体シミュレーションは local な計算領域 で行われきた (Lewis & Stewart (2000); Lewis et al. (2011)). Lewis & Stewart (2000) は粒子間相互作用 として粒子間非弾性衝突のみを考慮した密度波形成 の local N 体シミュレーションを実施した. その結 果, Borderies et al. (1982) で理論的に示唆された角 運動量フラックスの逆転を示し、それがエンケギャッ プのシャープな端を作っていることを示した. Lewis et al. (2011) では local N体シミュレーションにより、 衛星との重力相互作用で誘起された粒子の離心率が, 密度波の波面にあたる高密度領域において頻繁に起 こる粒子衝突で減衰することにより, 粒子がより高い 密度領域に集まるという負の拡散現象が起こること を示した。こうした粒子間衝突による負の拡散現象 は, キーラーギャップやエンケギャップの端において も重要であると考えられる.

上述のように、土星リング内の構造形成について のN体シミュレーションはいくつか行われてきたが、 それらは local な領域内での計算にとどまっていた. しかし、local な領域に限ったシミュレーションでは、 計算領域の境界条件を仮定しており、ギャップ形成を 適切に記述できない可能性がある。また、密度波や シャープなギャップ端などの特徴はそれぞれ個別の研 究の中で議論されてきが、それらを統一的に取り扱う ためには、global なN体計算を行う必要がある.そ こで本研究では, 粒子間の自己重力・非弾性衝突を考慮したギャップ形成の3次元N体シミュレーションを実施し, これまでの観測・シミュレーションで確認されてきた構造を統一的に再現する。

#### 2 Methods

本研究では、公開 N 体計算コード n-body-withcenter を用いた.<sup>1</sup> このコードは惑星リング系の計 算のため神戸大学の牧野淳一郎氏によって開発され た計算コードであり, 粒子間非弾性衝突モデルとして バネモデルを用いている<sup>2</sup>

初期条件として, 粒子数  $N = 3 \times 10^{6}$  個のリング 粒子を半径  $a_{in} = 0.5r_R$  から  $a_{out} = 1.0r_R$  の範囲に 面密度一定となるようにリング状にばら撒いた.た だし,  $r_R$  は土星のロシュ半径である.粒子の内部密 度は 0.5 g/cm<sup>3</sup> とし, 粒子の初期離心率と初期軌道 傾斜角は平均が 0.05 のレイリー分布となるように与 えた.また, 衛星の軌道進化とギャップ形成のメカニ ズムを分離するため, 衛星の軌道は半径 0.8 $r_R$  のケプ ラー円軌道で固定した.

円盤が自己重力的に不安定となると, 自己重力に由 来する wake が立ち始め, リング粘性が変化すること が知られている (Daisaka et al. (2001)). 円盤の不安 定条件は  $Q \leq 2$  に対応し,

$$\tau \gtrsim \begin{cases} 0.08r_h^{*-3} & r_h^* \lesssim 0.5\\ 0.2r_h^{*-3/2} & r_h^* \gtrsim 0.5 \end{cases}$$
(1)

ここで、 $r_h^* = \frac{r_h}{2r_p}$ である。 $r_h$ は粒子の相互ヒル半径、 $r_p$ は粒子の物理半径である。本計算の場合、 $r_h^* \simeq 0.73$ であり、自己重力の wake が立ち始める条件1は  $\tau \gtrsim 0.31$ となる.

本集録では紙面の都合上,主にリング粒子質量  $m_p = 4 \times 10^{-11} M_{saturn}$ ,衛星質量 $m_s = 5 \times 10^{-6} M_{saturn}$ の場合の結果を示す<sup>3</sup>.このパラメータ設定の場合, $\tau \sim 0.11$ となり,自己重力の wake は現れない.

#### **3** Results

以下に, シミュレーションで再現されたいくつかの 特徴的な構造を示す.

#### 3.1 Density Wave

形成されたギャップ構造のスナップショットを図2 に示す. 衛星がギャップを開けていることがわかる. これを方位角方向に展開してプロットしたのが図3 である. 観測的に確認されているような密度波構造 が形成されている.



図 2: 衛星が作るギャップ構造のスナップショット. 衛星 (赤丸) がギャップを開けている.赤円は土星表面,青円は 半径が r<sub>R</sub>の円を表す.

#### 3.2 Sharp Edge

方位角方向に平均したギャップ面密度を図4に示 す. 図中で赤破線は対応する質量の惑星がガス円盤 中で開けるギャップ構造 (Kanagawa et al. (2017))で ある. 上図は衛星質量が $5 \times 10^{-6} M_{saturn}$ の場合,下 図は $1 \times 10^{-6} M_{saturn}$ の場合である. ガス円盤中の ギャップ構造と比べて極めてシャープなギャップ端が 再現されていることがわかる. また,衛星質量が大き くなるとギャップ幅も大きくなっている.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>https://github.com/jmakino/nbody-with-center

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>バネモデルでは、2粒子の物理半径の重なりを検知すると、そ の重なりに比例した反発力をかけることで非弾性衝突を表現して いる.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>本シミュレーションで用いたリング粒子は実際の土星リング でのリング粒子の大きさに比べるとかなり大きい.しかし,実際 の土星リング内では自己重力の wake などの集団的な運動が需要 であると考えられ,本シミュレーションので用いた粒子はそうし た粒子の集団的運動を表現する super-particle であると考える.







図 4: 形成されるギャップの方位角方向に平均した面密 度. ただし, 初期面密度で規格化されている. 赤破線はガ ス円盤の場合のギャップ面密度を表す (Kanagawa et al. (2017)). 上図は衛星質量が  $5 \times 10^{-6} M_{saturn}$ の場合,下 図は  $1 \times 10^{-6} M_{saturn}$ の場合を示す.

#### 3.3 Vertical Structure

形成された密度波の断面図を図5に示す.密度波の 波面で~ $1.0 \times 10^{-3}r_R \sim 0.1r_R$ の高さの鉛直構造が 形成されている.ただし, $r_H$ は衛星のヒル半径であ る.円盤の典型的な厚みは~ $1.3 \times 10^{-4} \sim 0.025r_H$ であり,鉛直構造の高さは円盤の典型的な厚みの4倍 程度であることがわかる.鉛直構造が円盤に落とし た影の長さからの観測的推定によると,密度波の鉛 直構造の高さは~ $0.2 - 0.3r_H$ である (Weiss et al. (2009)). Daphnis は軌道傾斜角を持っていることが 知られており,それによる衛星の鉛直方向の振動が鉛 直構造に大きく影響していると考えられる.こうし



図 5: 内端に誘起された密度波の断面図. 上図の灰色太線 に沿った断面図を下図に示す.

た影響の調査は本研究の今後の課題である.

#### 4 Discussion

#### 4.1 Eccentricity and Vertical Excursion of Particles

前節で示した様々な構造を作るメカニズムについ て調査するため,個々の粒子の軌道の解析を行った. 図6に典型的な代表粒子の離心率,中心面からの位 置の変化,各粒子の軌道を示す. 図6の上図では, 衛星との近接会合点で離心率が増加していることが わかる.これは,粒子の軌道が衛星からの重力摂動を 受けエピサイクル振動が誘起されたことによるもの である.その後,密度波の波面に対応する位置で,離 心率が複数の場所で急激に減衰していることがわか る.これは,衛星の重力摂動により粒子の流線が束ね



図 6: 代表粒子の離心率の変化. 中段: 代表粒子の鉛直方向 の位置の変化. 緑点線は円盤の典型的な厚み ~ 0.025r<sub>H</sub>, 赤点線は円盤の中心面を表す. 下段: 粒子の軌道. 赤線は 代表粒子の軌道を表す.

られ密度波の波面で面密度が高くなることにより粒 子間非弾性衝突が頻繁に起こることで,粒子の離心率 が減衰していると考えられる.最終的に,粒子の離心 率が十分減衰することで粒子はギャップの端に留ま り,シャープなギャップ端が形成される.

また,図6の中図を見てみると,衛星の重力摂動に より粒子は円盤中心面から外れ,鉛直方向に跳ね上げ られている.しかし,密度波面では密度が高いため, 中心面にいる粒子と間で衝突が起こる.そのため,粒 子は中心面から外れた場所に留まる.これにより山 脈のような密度波の鉛直構造が形成されていると考 えられる.

#### 4.2 Future Task

紙面の都合上省略したが,本研究では衛星の周囲 に特徴的な形状の粒子のクラスター構造が形成され ていることも判明した.これはリング内小衛星の形 成の議論にも関わってくると考えられ,今後詳細に調 査したい.さらに,衛星が軌道離心率・軌道傾斜角を 持つ場合や衛星の軌道進化を許した場合,上で示し た構造に対して大きな影響があると考えられる.こ れらの影響を調査することも今後の課題である.ま た,プロペラ衛星や小衛星 Daphnis は周期的な軌道 進化をしていることが知られており (Tiscareno et al. (2010)), そのメカニズムは未だ明らかではない. 今後は global N 体シミュレーションを用いて衛星軌道 進化の問題にも取り組みたいと考えている.

#### 5 Conclusion

土星リングに埋め込まれた衛星は、リング粒子との 相互作用により様々な構造を作る.これまでリング 内衛星-リング粒子間相互作用による構造形成は local なN体シミュレーションによって調べられてきた.し かし、円盤の global な効果を取り入れるためにはリ ング全体を計算領域に含む global なN体シミュレー ションを行う必要がある.

本研究では、衛星がつくるギャップ形成の global な N 体シミュレーションを実施し、観測的に判明して いる様々な構造を統一的に再現することに成功した. さらに、シャープなギャップ端や密度波の鉛直構造は、 密度波面で頻繁に起こる粒子間衝突によって引き起 こされていることを明らかにした. 今後は衛星周り のクラスター構造や衛星の軌道傾斜角・離心率によ る構造形成への影響を調査するとともに、衛星の軌道 進化を追うことで、衛星軌道進化の理論構築にも着手 したい.

#### Reference

- Borderies, N., Goldreich, P., & Tremaine, S. 1982, Nature, 299, 209, doi: 10.1038/299209a0
- --. 1989, Icarus, 80, 344, doi: 10.1016/0019-1035(89) 90145-0
- Colwell, J. E., Nicholson, P. D., Tiscareno, M. S., et al. 2009, in Saturn from Cassini-Huygens, ed. M. K. Dougherty, L. W. Esposito, & S. M. Krimigis, 375, doi: 10.1007/978-1-4020-9217-6\_13
- Daisaka, H., Tanaka, H., & Ida, S. 2001, Icarus, 154, 296, doi: 10.1006/icar.2001.6716
- Kanagawa, K. D., Tanaka, H., Muto, T., & Tanigawa, T. 2017, PASJ, 69, 97, doi: 10.1093/pasj/psx114
- Lewis, M., Stewart, G., Leezer, J., & West, A. 2011, Icarus, 213, 201, doi: 10.1016/j.icarus.2010.11. 022
- Lewis, M. C., & Stewart, G. R. 2000, AJ, 120, 3295, doi: 10.1086/316853
- Porco, C. C., Baker, E., Barbara, J., et al. 2005, Science, 307, 1226, doi: 10.1126/science.1108056
- Tiscareno, M. S., Burns, J. A., Sremčević, M., et al. 2010, ApJ, 718, L92, doi: 10.1088/2041-8205/718/ 2/L92
- Weiss, J. W., Porco, C. C., & Tiscareno, M. S. 2009, AJ, 138, 272, doi: 10.1088/0004-6256/138/1/272

——index へ戻る

星間a07

X線天文衛星すざくによる超新星残骸3C 400.2のプラ ズマ状態と近傍X線未同定天体の調査

小沼 将天

## X線天文衛星すざくによる超新星残骸3C400.2のプラズマ状態 と近傍X線未同定天体の調査

小沼 将天 (近畿大学大学院 総合理工学研究科)

#### Abstract

超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) とは、超新星爆発による衝撃波で星間物質 (ISM) やイジェクタが 加熱され高温のプラズマ状態になったものである。SNR の多くは電離過程が優勢なプラズマ (IP) 状態であ り、時間経過とともに電離平衡状態 (CIE) になる。近年、いくつかの SNR で再結合過程が優勢なプラズマ (RP) 状態が発見された。3C 400.2 は先行研究で RP が存在すると報告されている。我々は高統計のすざく のデータを用いて、3C 400.2 のプラズマ状態を調査した。この際、同時フィットを行って SNR 領域からの 漏れ込みを考慮し、先行研究よりも信頼性のあるバックグラウンド評価を行った。その結果、ISM 由来の低 温の CIE プラズマと、イジェクタ由来の高温の IP の 2 成分で説明できることを見出した。さらに我々は、X 線で特に明るい北西領域と、その周囲の比較的暗い領域に分けて解析を行った。番領域のプラズマは、ISM 由来の低温の CIE プラズマとイジェクタ由来の高温の IP の 2 成分で説明できた。電子温度と元素量は北西 領域の方が高い傾向にあった。加えて、3C 400.2 の西側に X 線未同定天体を検出した。そのスペクトルには 中心エネルギーが 4.4 keV の輝線が付随していた (有意度 2.8σ)。この輝線を赤方偏移した鉄輝線と仮定し、 X 線未同定天体が銀河団あるいは活動銀河核 (AGN) である可能性を議論する。

#### 1 研究背景

超新星残骸とは、恒星が一生の最後に起こす超新 星爆発後に残った天体である。超新星爆発直後のイ ジェクタはほとんど電離していない状態だが、衝撃 波によってエネルギーを得た電子が原子と衝突する ことで、原子が電離する。このような原子と電子の 衝突が多数発生し、電離優勢プラズマ (IP) 状態に なる。若い SNR の多くは IP を持つ。IP では、電 子温度が電離温度よりも高い  $(kT_e > kT_z)$  状態にあ る。ここで電離温度 kT,はプラズマ中の異なる電離 状態のイオンの存在比から定められる。IP は数十万 年かけて、電離過程と再結合過程がつり合う電離平 衡 (CIE) になる。CIE プラズマでは、電子温度と電 離温度が等しい  $(kT_e \sim kT_z)$  状態にある。SNR のプ ラズマ進化の標準シナリオでは、衝撃波加熱で高温 になった電子がイオンを電離する IP 状態の後、時 間の経過とともに電離過程と再結合過程がつり合う CIE プラズマ状態に達すると考えられている。一般 に電離タイムスケール $\tau = n_e t \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$ であ れば CIE プラズマ状態である。ここで ne は電子密 度、tは電離開始からの時間である。一方で、最近こ

の進化シナリオでは説明できない再結合優勢プラズ マ (RP) をもつ SNR が発見された (Kawasaki et al. (2003))。RP では、電子温度が電離温度よりも小さ い ( $kT_e < kT_z$ )状態にある。RP に含まれるイオン は、周り自由電子を捕獲することで CIE プラズマに 近づいていく。

3C 400.2 は銀河系の SNR であり、mixedmorphology remnant (MMR) に分類される。地 球との距離は  $2.8 \pm 0.8$  kpc である (Giacani et al. 1998)。また、年齢は~15,000 年である (Long et al. 1991)。*Chandra* 衛星 (Broersen et al. 2015) とす ざく衛星 (Ergin et al. 2015) による先行研究では RP が見つかったと指摘している。Broersen et al. (2015) では ISM 由来の低温の RP とイジェクタ由 来の高温の IP であると報告した。一方で、Ergin et al. (2015) は ISM 由来の低温の CIE プラズマとイ ジェクタ由来の高温の RP であると報告した。両者 の違いはバックグラウンドの評価の違いが原因であ ると考えられる。

我々はすざくのデータを用いて、3C 400.2 のプラ ズマ状態を調査した。この際、同時フィットを行っ て SNR 領域からの漏れ込みを考慮し、先行研究よ

りも信頼性のあるバックグラウンド評価を行った。 その結果、ISM 由来の低温の CIE プラズマと、イ ジェクタ由来の高温の IP の 2 成分で説明できるこ とを見出した。本研究では 3C 400.2 の詳しい X 線 構造を調査するため、X 線で特に明るい北西領域と、 その周囲の比較的暗い領域に分けて解析を行った。 また、3C 400.2 近傍の未同定 X 線天体を発見し、そ た。XIS0. 3 のスペクトルは足し合わせた。 の解析も行なった。

天体を Suzaku J1937.4+1718 と命名する。 図 1(a) の明るい北西領域を bright 領域、周りの比較 的暗い領域を dim 領域、破線領域を bgd 領域とし、 それぞれの領域からスペクトルを抽出した。また図 1(b)の白色円領域を srcA 領域、破線円領域を bgdA 領域とし、それぞれの領域からスペクトルを抽出し

#### 観測データ 2

すざく衛星に搭載された XIS 検出器は 3C 400.2 に おいて、4 視野の観測を行った (表 1)。XIS 検出器 4 台のうち、XIS2は2006年11月に不具合が生じて、観 測が不可能となってしまった。また、XIS0 の一部の 領域も2009年6月に損傷を受け、観測が不可能な領域 がある。また、バックグラウンドの評価には 3C 400.2 の付近に位置する視野(観測 ID: 405028010)の観測 データを用いた。XIS の較正データベース (CALDB) は 2018 年 6 月 11 日版を用いた。

表 1: 観測データログ

観測 ID	座標 l, b		観測日時
509068010	$53^{\circ}.68$	$-2^{\circ}.00$	2014/4/23
509069010	$53^{\circ}.49$	$-2^{\circ}.18$	2014/4/14
509070010	$53^{\circ}.58$	$-2^{\circ}.41$	2014/4/23
509071010	$53^{\circ}.76$	$-2^{\circ}.41$	2014/4/23
405028010	$54^{\circ}.37$	$0^{\circ}.06$	2010/4/27

#### 解析と結果 3

#### X線イメージ 3.1

図1にすざく衛星で観測した 3C 400.2 のイメージ 結果を示す。0.5-3.0 keV バンドの軟 X 線イメージ では SNR の放射が見られるのに対して、3.0-5.0 keV バンドの硬 X 線イメージでは SNR の放射がほとん ど見られなかった。しかし、点源を発見し、その座 標は、19"の位置不定性 (Uchivama et al. (2008)) を 伴って  $(\alpha, \delta)_{J2000} = (294^{\circ}.40, 17^{\circ}.31)$  だった。これ までどのカタログでも報告されていないため、この



図 1: 3C400.2 のイメージ。座標は赤経赤緯を表す。 カラースケールは任意単位。(a) 0.5-3.0 keV バンド のイメージ。図に示すように特に明るい北西領域を bright 領域とその周りの比較的暗い領域を dim 領域 と定めた。また、破線で囲まれた領域を bgd 領域と した。(b) 3-5 keV バンドのイメージ。白色実線の円 は srcA 領域、周りの破線の円は bgdA 領域を示して いる。

#### Bright/Dim 領域 3.2

バックグラウンドは SNR の周囲の領域と、SNR 領域全体を同時フィットすることで見積もった (小沼 2022 若手夏の学校 星間 a03)。バックグラウンドの モデルは Uchiyama et al. (2013) に基づき、前景放射 (FE)、銀河面 X 線放射 (GRXE)、宇宙 X 線背景放射 (CXB) で構成した。CXBのスペクトルパラメータは Kushino et al. (2002) に固定し、その他のパラメータ は Uchiyama et al. (2013) に固定し、normalization のみをフリーにした。その結果、bright 領域と dim 領域は、3 keV 以上のエネルギー帯域でバックグラ ウンドモデルがデータを上回ってしまった。CXBの normalization をフリーパラメータにしたところ、flux
が 30%減少したが、これは CXB のポアソンゆらぎの 範囲内である (Kushino et al. 2002)。まずは、低温の CIE プラズマと高温の IP から構成される 2 温度プラ ズマモデルをそれぞれの領域スペクトルにフィット した。Fe-L 輝線のガウス関数もモデルに追加した。 このフィットで bright 領域と dim 領域においてそれ ぞれのカイ二乗値  $\chi^2$ /d.o.f. は 0.93、1.09 となり、ベ ストフィットモデルを得た。パラメータを表 2 に示 す。スペクトルは図 2 に示す。



図 2: bright 領域のスペクトル (a) と dim 領域のスペ クトル (b)。XIS0,3(黒) と XIS1(赤) で同時フィット した。青、オレンジ、黒はそれぞれ低温 CIE プラズ マ、高温 IP、Fe-L 輝線を示す。マゼンタ、青、緑は それぞれ前景放射 (FE)、銀河面 X 線放射 (GRXE)、 宇宙背景 X 線放射 (CXB) を示す。

表 2: 各領域におけるベストフィット時の主なパラメータ一覧。誤差 は 90%。

Component	Parameter	bright	dim
Absorption	$N_{\rm H}~( imes 10^{22}~{ m cm}^{-2})^{\dagger}$	$0.52^{+0.05}_{-0.04}$	$0.54\pm0.03$
ISM(vapec)	$kT_e \ (\text{keV})$	$0.21\pm0.05$	$0.23\pm0.02$
	$Z (solar)^{\ddagger}$	1.00  (fixed)	1.00  (fixed)
	$Norm (\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5})$	$2.4^{+1.8}_{-1.1}$	$12^{+3}_{-2}$
Ejecta(vnei)	$kT_e ({\rm keV})$	$0.83\pm0.05$	$0.73^{+0.07}_{-0.03}$
	Ne (solar)	$1.1^{+0.5}_{-0.4}$	$1.0^{+0.3}_{-0.2}$
	Mg (solar)	$2.9^{+1.1}_{-0.5}$	$1.3\pm0.3$
	Si (solar)	$2.6^{+1.2}_{-0.7}$	$1.7^{+0.3}_{-0.2}$
	S(solar)	$4.7^{+2.0}_{-0.6}$	$2.4^{+0.5}_{-0.6}$
	Ar=Ca(solar)	linked to Fe	$7.5^{+4.1}_{-2.9}$
	Fe=Ni(solar)	$3.1^{+2.0}_{-1.1}$	$2.5\pm0.6$
	$\tau(\times 10^{11}~{\rm cm}^{-3}{\rm s})$	$1.5^{+0.4}_{-0.3}$	$1.7\pm0.5$
	$Norm (\times 10^{-4} \text{ cm}^{-5})$	$6.7^{+1.8}_{-2.0}$	$17^{+3}_{-4}$
	$v^2/dof$	390.86/421	439 72/403

<sup>†</sup>地球からX線放射領域までの星間吸収の水素柱密度。

<sup>‡</sup> Z は He、C、N、O、Ne、Mg、Al、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni を 含む。

#### 3.3 未同定天体 Suzaku J1937.4+1718

図 1(b) に示す srcA 領域、bgdA 領域からスペクトルを抽出した。bgd 領域スペクトルに含まれる

SNR からの漏れ込み成分があるため、srcA 領域ス ペクトルから bgdA 領域スペクトルを差し引いた スペクトルを解析した。まずはスペクトルを星間吸 収を受けたべき関数でフィットした。結果として、  $N_{\rm H}=2.9^{+1.5}_{-1.0}\times 10^{22}~{\rm cm}^{-2}$ 、 $\Gamma=2.2^{+0.6}_{-0.5}$ 、カイ二乗値  $\chi^2$ /d.o.f. は 1.78 となった。しかし、 $\sim$ 4.4 keV 付近 に輝線状の残差があった。そのため、吸収を受けたべ き関数にガウス関数を追加したモデル (モデル A) で フィットした。結果として、~4.4 keVの輝線を有意度 2.8σ、EW=341<sup>+557</sup><sub>-273</sub> eV で検出した (表 3)。~4.4 keV に静止系の元素の輝線はないため、赤方偏移した輝線 の可能性がある。そこで X 線が熱的放射で、輝線が 赤方偏移した Fe XXV Kα線と仮定し、スペクトル に星間吸収を受けた電離平衡プラズマモデル (モデル B) でフィットした。結果として、 $kT_e = 8.2^{+8.0}_{-2.9}$  keV、  $z=0.55^{+0.05}_{-0.04}$ 、カイ二乗値  $\chi^2$ /d.o.f. は 1.46 となり、 スペクトルを電離平衡プラズマモデルで説明できた。 パラメータは表3に示す。スペクトルは図3に示す。

表 3: Suzaku J1937.4+1718 スペクトルの各モデルでのパラメーター 覧。誤差は 90%。

Component	Parameter	Value		
	model A			
Absorption	$N_{\rm H}~( imes 10^{22}~{\rm cm}^{-2})^{\dagger}$	$2.8^{+1.4}_{-1.0}$		
Powerlaw	Г	$2.2^{+0.6}_{-0.5}$		
	Norm $(\times 10^{-6} \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	$3.4^{+5.2}_{-1.9}$		
Gaussian	E (keV)	$4.4\pm0.1$		
	width (keV)	0.0(fixed)		
	Norm $(\times 10^{-4} \text{ photons keV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	$4.3 {\pm} 2.5$		
	$EW_{gauss}$ (eV)	$341^{+557}_{-273}$		
	$\chi^2$ /d.o.f.	47.23/29		
model B				
Absorption	$N_{\rm H}~( imes 10^{22}~{\rm cm}^{-2})^{\dagger}$	$2.1^{+1.0}_{-0.7}$		
CIE plasma	$kT_e \ (\text{keV})$	$8.2^{+8.0}_{-2.9}$		
	$Z (solar)^{\ddagger}$	$0.75^{+1.86}_{-0.47}$		
	$\mathbf{z}^{\P}$	$0.55_{-0.04}^{+0.05}$		
	$Norm(\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5})$	$1.1^{+0.7}_{-0.5}$		
	$\chi^2$ /d.o.f.	42.34/29		

<sup>†</sup> 地球から X 線放射領域までの星間吸収の水素柱密度。

<sup>‡</sup> Z は He、C、N、O、Ne、Mg、Al、Si、S、Ar、Ca、Fe、Ni を含む。 ¶ z は赤方偏移パラメータ。

#### 4 議論

#### 4.1 3C 400.2のX線構造

bright 領域における放射は CIE である低温プラズ マ  $(kT_e=0.21\pm0.05 \text{ keV})$ と IP である高温プラズマ  $(kT_e=0.83\pm0.05 \text{ keV}, \tau=1.5^{+0.4}_{-0.3}\times10^{11} \text{ s cm}^{-3})$ か ら成り立っていた。また、dim 領域における放射は



図 3: モデル B をフィットさせた srcA スペクトル。 黒と赤のスペクトルはそれぞれ XIS0,3、 XIS1 である。

CIE である低温プラズマ  $(kT_e=0.23\pm0.02 \text{ keV})$ と IP である高温プラズマ  $(kT_e=0.73^{+0.07}_{-0.03} \text{ keV}, \tau=1.7\pm0.5\times10^{11} \text{ s cm}^{-3})$ から成り立っていた。bright 領 域と dim 領域の低温プラズマの元素量は 1 solar で あるため ISM 起源プラズマであり、高温プラズマは 元素量が 1 solar 以上であったためイジェクタ起源の プラズマであろう。高温プラズマの元素量を比較す ると、bright 領域が dim 領域よりも高い傾向があり、 イジェクタ由来の元素は bright 領域に多く分布して いると考えられる。

#### 4.2 Suzaku J1937.4+1718 の起源

X 線スペクトルにおいて、~4.4 keV の輝線を  $2.8\sigma$ の有意度で検出した。このエネルギーで元素の輝線 はなく、5–7 keV で最も強い輝線は Fe I K $\alpha$  線であ るため、~4.4 keV の輝線は赤方偏移した Fe I K $\alpha$  線 か Fe XXV K $\alpha$  線であると考えるのが自然である。 すなわち、Suzaku J1937.4+1718 の起源の候補は銀 河団か AGN である。

この点源が銀河団だと考えた場合、~4.4 keV の輝線は赤方偏移した Fe XXV K $\alpha$ 線であ る。解析では X 線スペクトルを  $z=0.55^{+0.05}_{-0.04}$ 、  $kT_e=8.2^{+8.0}_{-2.9}$  keV の電離平衡プラズマモデルでフィッ トすることができた。エネルギーフラックスは 0.1– 1.0 keV バンドで 7.03×10<sup>-13</sup> erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> であっ た。  $H_0=70 h_{70} \,\mathrm{km \, s^{-1} \, Mpc^{-1}}, \Omega_{\mathrm{M}}=0.3, \Omega_{\Lambda}=0.7,$  $z=0.55 \, \varepsilon$ 用いると、距離と X 線光度はそれぞれ、 2714  $h_{70}^{-1} \,\mathrm{Mpc}, 6.2\times10^{44} h_{70}^{-2} \,\mathrm{erg \, s^{-1}}$ となった。 これらの値は銀河団における電子温度と X 線光度の 関係 (Fukazawa et al. 2004) と矛盾しない。

この点源が AGN だと考えた場合、~4.4 keV の輝 線は赤方偏移した Fe<sub>I</sub> K $\alpha$ 線である。したがって、 赤方偏移パラメータ z=0.46 ± 0.03 であり、X 線 光度は  $4.3 \times 10^{44} h_{70}^{-2} \text{ erg s}^{-1}$  となった。Suzaku J1937.4+1718 の電子温度とX線光度は、AGN の電子 温度とX線光度の関係 (Puchwein et al. 2008) と矛盾 しないため、Suzaku J1937.4+1718 が AGN である可 能性は否定できない。しかし、Suzaku J1937.4+1718 の輝線の等価幅は典型的な AGN の等価幅 (50-200 eV: Ricci et al. 2014) よりも大きい。したがっ て、Suzaku J1937.4+1718 の起源は銀河団かもしれ ない。

# 5 結論

本研究では、X 線天文衛星すざくのアーカイブデー タを用いて、銀河系内の SNR 3C 400.2 の X 線スペ クトル解析を行なった。bright 領域、dim 領域にお ける放射は ISM 由来の低温 CIE プラズマとイジェ クタ由来の高温 IP から成り立っていた。 Suzaku J1937.4+1718 のスペクトルにおいて、 ~4.4 keV の輝線を 2.8σ の有意度で検出した。この 輝線は赤方偏移した Fe XXV Kα 線である可能性が ある。Suzaku J1937.4+1718 の起源は銀河団かもし れない。

#### Reference

Broersen, S., & Vink, J. 2015, MNRAS, 446, 3885
Ergin, T., et al., 2017, ApJ, 842, 22
Fukazawa, Y., et al. 2004, PASJ, 56, 965
Giacani, E. B., et al. 1998, A&AS, 133, 61
Kawasaki, M. T., et al. 2003, ApJ, 572, 897
Kushino, A., et al. 2002, PASJ, 54, 327
Long, K. S., et al. 1991, ApJ, 373, 567
Puchwein, E., et al. 2008, ApJ, 687, L53
Ricci, C., et al. 2014, A&AR 567, 142
Uchiyama, H., et al., 2008, PASJ, 65, 19

--index へ戻る

星間a08

太陽系内天体に含有される放射性同位体を用いたガン マ線強度予想と銀河宇宙線の推定

藤原 立貴

# 太陽系内天体に含有される放射性同位体を用いたガンマ線強度予想と銀河 宇宙線の推定

藤原 立貴 (大阪大学大学院 理学研究科)

# Abstract

月の表層や、地球に飛来する小惑星由来の隕石に含有される半減期 70 万年の<sup>26</sup> Al は、太陽系内天体に広く 分布し、微惑星形成の熱源とも考えられている。月隕石や隕石といった限られたサンプルでは<sup>26</sup> Al の含有 量が測定されているが、太陽系内天体における<sup>26</sup> Al の真の存在量は不明のままである。ここで、<sup>26</sup> Al が崩 壊時に放射する 1.8 MeV ガンマ線を太陽系内天体から捉えることができれば、そこから天体の<sup>26</sup> Al の含有 量が推定できる。本研究では、月隕石・隕石での<sup>26</sup> Al 含有量を月・小惑星帯で仮定することでこれら天体 から期待される 1.8 MeV ガンマ線強度を見積もった。この結果、The Compton Spectrometer and Imager (COSI) といった次世代 MeV ガンマ線計画であれば、月を計測可能と期待できる。

太陽系内天体における<sup>26</sup>Al などの同位体は、宇宙線が天体岩石中の安定核種と非弾性散乱を起こすことで生成されている。この事実から逆算することで、半減期分ほど過去の宇宙線量が推定できる。本研究では<sup>26</sup>Al と<sup>10</sup>Be(半減期 150 万年)といった、隕石中の宇宙線由来の同位体の含有量を用いて、1 GeV 以下の低エネルギー銀河宇宙線量とそのスペクトル指数も見積もった。

本公演では、主にガンマ線量の見積もりについて紹介し、後半で宇宙線量の見積もりについて報告する。ま た、時間が許せば小惑星帯からのニュートリノ強度についても触れる。

# 1 始めに(注意)

口頭発表には preliminary な情報が含まれている が、本収録ではそれらについて記載はしない。ここ では、太陽系内天体中の<sup>26</sup>Alが崩壊時に放射する 1.8 MeV ガンマ線量についての見積もり方とその議論に ついてのみ述べる。

# 2 導入

<sup>26</sup>Al は地球外に存在する放射性同位体の例のひと つである。半減期は約70万年で、崩壊時に1.8 MeV ガンマ線を放射する。(天の川)銀河中に存在する <sup>26</sup>Al の 1.8 MeV ガンマ線観測は Imaging Compton Telescope (COMPTEL) (1) などの MeV ガンマ線衛 星によってなされてきた (e.g., (2))。ここで、MeV ガンマ線としてはまだ観測されていないが、太陽系 内の大気のない天体-月や小惑星-にも<sup>26</sup>Al が存在す ることが知られている。銀河に存在する<sup>26</sup>Al は大質 量星による核融合反応で生成されるが、太陽系内天 体の場合は天体表層に宇宙線が衝突すること-核破砕 反応-で<sup>26</sup>Al がつくられる。アポロ計画で採集され た月表層のサンプルや、地球で採られた小惑星由来 の隕石に<sup>26</sup>Alが含有されていることが実験で確かめ られている (e.g., (3), (4))。本研究では、これらのサ ンプルから得られる現在の<sup>26</sup>Alの崩壊率をもとに、 月や小惑星帯 (メインベルト)<sup>1</sup>からの期待される 1.8 MeV ガンマ線強度を推定した。

# 3 手法と結果

アポロ計画で採集された月表層試料と南極で採られ た小惑星由来のサンプルの<sup>26</sup>Al 崩壊率 (<sup>26</sup>Al content と呼ばれる)の分布を図1に示す (説明はキャプション を参照されたい)。サンプルの分布をそれぞれフィッ ティングした結果 <sup>26</sup>Al 崩壊率の期待値は、月表層サン プル・南極隕石のサンプルで  $\epsilon_{\mathbb{C}} = 2.2 \times 10^{-3} \, \mathrm{s}^{-1} \mathrm{g}^{-1} \cdot \epsilon_{\mathrm{MBA}} = 8.8 \times 10^{-4} \, \mathrm{s}^{-1} \mathrm{g}^{-1}$  であった。本研究ではこ れら<sup>26</sup>Al 崩壊率の期待値が、月表層・メインベルト の小惑星 (the main belt asteroids; MBAs) での典 型的な値であると仮定して以下に記す計算を行った。 また簡単のため、この崩壊率がそれぞれの天体表層

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>小惑星帯とは、火星と木星の間にある小惑星の集まりである。 直径 1 km 以上の小惑星は ~ 10<sup>6</sup> 個程度だとされる。(5)



図 1: 1(a):月表層のサンプル、1(b):小惑星由来の南 極隕石のサンプルによる<sup>26</sup>Al崩壊率のヒストグラム。 図中の単位 [s<sup>-1</sup>g<sup>-1</sup>] は、サンプル1gあたりの<sup>26</sup>Al 崩壊率を表している。また図中の黒実線はそれぞれ 1(a):対数正規分布、1(b):正規分布でフィッティン グを行った結果である。これらのデータは、(6),(7) およびその参考文献からとったものである。

中で一様な値をとる-崩壊率には深さ方向の依存性が ない-ことも仮定した。

<sup>26</sup> Al 崩壊率がサンプルの単位質量あたりの量で表 されているので、天体からの 1.8 MeV ガンマ線量を 見積もるためには <sup>26</sup> Al が存在できる領域の質量を求 めればよい。本研究では、宇宙線陽子が天体表層中 を侵入できる深さ Δ*r* を見積もることで <sup>26</sup> Al の存在 領域の質量を求めた。

月からの期待される 1.8 MeV ガンマ線量の計算に おいて、必要となった或いは導出されたパラメータ とその値、および関連する参考文献は表1の通り。こ こで吸収過程αは、1.8 MeV ガンマ線が月表層中の 電子によって Compton 散乱される効果のみを考え

表 1: 月表層のパラメータ				
パラメータ	値	文献		
半径 $R_{\mathbb{C}}$	$1.737\times 10^8~{\rm cm}$	(9)		
長軸半径 l <sub>EM</sub>	$3.844\times10^{10}\mathrm{cm}$	(9)		
$\Delta r$	$33\mathrm{cm}$	(10)(11)(12)(13)		
密度 $\rho_{\mathbb{Q}}$	$3.01{ m g/cm^3}$	(12)		
1.8 MeV 光子の吸収係数 α	$0.14\mathrm{cm}^{-1}$	(12)(8)		

た<sup>2</sup>。これは sub-MeV から数 MeV の範囲の光と物 質の相互作用が主に Compton 散乱によって占めら れているからである (e.g., (8))。

MeV ガンマ線帯域の観測における角度分解能は数 度である。次世代 MeV ガンマ線衛星 Compton Spectrometer and Imager (COSI) の場合、1.8 MeV での 期待される角度分解能は 1.5° FWHM である (14)。 一方で月の角直径は約 0.5° なので、月は点源として 扱える。このことを考慮すると、月からの期待される  $^{26}$ Al ガンマ線のフラックス  $F_{\mathbb{C}}$  は表 1 の値を用いて

$$F_{\mathfrak{C}} = \left(\frac{R_{\mathfrak{C}}}{l_{\rm EM}}\right)^2 \Delta r \,\rho_{\mathfrak{C}} \,\epsilon_{\mathfrak{C}} \,\frac{1 - \exp\left(-\alpha\Delta r\right)}{\alpha\Delta r} \qquad (1)$$
$$\simeq 4.5 \times 10^{-6} \,\mathrm{ph/cm^2/s}$$

と求められる<sup>3</sup>。COSI の 1.8 MeV におけるライン感 度は 1.7 × 10<sup>-6</sup> ph/cm<sup>2</sup>/s (14) なので、本研究の計 算結果によれば、月からの <sup>26</sup> Al ガンマ線フラックス  $F_{\mathcal{C}}$  は観測可能である。

MBAs からの期待される <sup>26</sup>Al ガンマ線量につ いては、フラックスでなく強度(intensity;単位 ph/cm<sup>2</sup>/s/sr)で求めるべきである。これは、MeV ガンマ線帯域では個々の小惑星からのガンマ線を分 解して観測することができないためである。MBAs について用いたパラメータは、計算により  $\Delta r =$ 50 cm,  $\alpha = 0.094$  cm<sup>-1</sup> となった。これは小惑星の 組成が月と異なるためである (15)<sup>4</sup>。小惑星の密度 については (16) から引用した。また計算過程で、 MBAs のメインベルトでの分布関数  $\Pi$  (*D*, *a*, *j*<sub>s</sub>, *i*)  $\propto$ *P*<sub>size</sub>(*D*) *P*<sub>sp</sub>(*a*) *P*<sub>type</sub>(*a*; *j*<sub>s</sub>) *P*<sub>inc</sub>(*i*) を考慮した。ここ で、*D* は小惑星のサイズ(直径)、*a* は長軸半径、*j*<sub>s</sub> は小惑星のタイプ (分類)(16)、*i* は黄道面から測っ

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>本研究では 1.8 MeV のエネルギーにしか興味がないので、 Compton 散乱された光子は考慮の対象外となることに注意。 <sup>3</sup>ph は、photon(s) を表す。

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>厳密には、引用した組成比の情報は CI chondrite とよばれ る隕石のものである。



図 2: メインベルトの分布関数 Π の具体形。本収録で は紙面の都合上詳細は述べられないが、観測において バイアスの大きいサイズ *D* < 1 km の領域が影響し ないように規格化を MBAs の総質量で行った ((17), (18))。これにより特に 2(a) と 2(b) は取りうる値を 任意としてよい。

2(a):サイズ分布  $P_{\text{size}}(D)$ は broken power law で表さ れ、定義域と broken point は図中の通り。スペクトル 指数 s は D の小さい方から順に s = 2.3, 4.0, 2.5, 4.0と変化する ((19), (5)).

2(b):空間分布  $P_{sp}(a)$ は 2(c)の関数と同様の定義域・ bin サイズで、(20)から得た。

2(c):小惑星のタイプの割合分布  $P_{type}(a; j_s)$ は、メ インベルト 2.05  $\leq a \leq$  3.27 中で定義され、bin サイ ズは 0.02 AU である (16)。図中の凡例が小惑星の分 類を示す。図は (16) から引用。

2(d): 軌道傾斜角に関する MBAs の割合分布  $P_{\text{inc}}(i)$ は、 $0 \le i \le 35.2$  で定義され、bin サイズは  $0.2^{\circ}$  である (21)。

た軌道傾斜角である。分布関数 Ⅱ は変数分離型を仮 定しており、それぞれの関数は観測に関する文献や データベースから得た。関数の具体形とその説明は 図 2 とキャプションを見よ。

以上すべての考慮により、MBAs からの期待され る <sup>26</sup>Al ガンマ線強度 *I*<sub>MBAs</sub> は、

$$I_{\rm MBAs} \sim 2 \times 10^{-13} \,\mathrm{ph/cm^2/s/sr}$$
 (2)

となった。これは、将来の MeV ガンマ線計画でも観 測できないほどに小さな値である。

# 4 議論と結論

地球外のサンプル中に含有される <sup>26</sup>Al の計測値に 基づいた計算によって、月からの期待される <sup>26</sup>Al ガ ンマ線フラックスはおよそ  $4.5 \times 10^{-6}$  ph/cm<sup>2</sup>/s で、 MBAs からの強度はおよそ  $2 \times 10^{-13}$  ph/cm<sup>2</sup>/s/sr であることがわかった。これらの結果は COMPTEL の 1.8 MeV における感度 ~  $10^{-5}$  ph/cm<sup>2</sup>/s (14) よ りも小さい。つまり、少なくとも過去に太陽系内か らの <sup>26</sup>Al ガンマ線は観測されていないという事実と は整合性がある。

月に関する計算結果からは、COSI といった次世代 MeV ガンマ線計画によって月の<sup>26</sup>Al ガンマ線を捉 えられるであろうこともわかった。またこの結果と、 sub-MeV から数 GeV における月からのガンマ線連 続スペクトルのモデル (22) (See also (23))を比較す ると、<sup>26</sup>Al 線スペクトルは連続成分(1.8 MeV)の 約 20%になることがわかった。

本研究の結論として、現在の<sup>26</sup>Al に関する知識は 主にアポロ計画によって得られたサンプルからの情 報に限られているが、将来の MeV ガンマ線観測が月 表層広域の<sup>26</sup>Al 含有量の理解に役立つことが期待さ れる。

#### Reference

- V. Schoenfelder et al. Instrument Description and Performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory., 86:657, June 1993.
- [2] Roland Diehl and F. X. Timmes. Gamma-Ray Line Emission from Radioactive Isotopes in Stars and Galaxies. , 110(748):637–659, June 1998.
- [3] Lunar Sample Preliminary Examination Team 1. Preliminary Examination of Lunar Samples from Apollo 11. Science, 165(3899):1211–1227, September 1969.
- [4] Kiyono Fuse and Edward Anders. Aluminum-26 in meteorites - VI. Achondrites. , 33(6):653–670, June 1969.
- [5] William F. Bottke et al. The fossilized size distribution of the main asteroid belt., 175(1):111–140, May 2005.

- [6] Charles Meyer. Lunar sample compedium. https://curator.jsc.nasa.gov/lunar/lsc/index.cfm, 2012.
- J. Wacker et al. Antarctic meteorite collection. [23 https://curator.jsc.nasa.gov/antmet/us\_lctn.cfm, 2022.
- [8] Malcolm S. Longair. High Energy Astrophysics. 2011.
- [9] David R. Williams. Moon Fact Sheet. 081(2) https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/moonfact.html, 2021.
- [10] M. Ackermann et al. Measurement of the highenergy gamma-ray emission from the Moon with the Fermi Large Area Telescope. , 93(8):082001, April 2016.
- [11] L. J. Gleeson and W. I. Axford. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. , 154:1011, December 1968.
- [12] Anthony L. Turkevich. Average Chemical Composition of the Lunar Surface. Moon, 8(3):365–367, September 1973.
- [13] Arjan J Koning et al. Talys-1.0. In International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, pages 211–214. EDP Sciences, 2007.
- [14] John Tomsick et al. The Compton Spectrometer and Imager. In Bulletin of the American Astronomical Society, volume 51, page 98, September 2019.
- [15] M. Asplund et al. The chemical make-up of the Sun: A 2020 vision. , 653:A141, September 2021.
- [16] F. E. DeMeo and B. Carry. The taxonomic distribution of asteroids from multi-filter all-sky photometric surveys. , 226(1):723–741, September 2013.
- [17] E. V. Pitjeva and N. P. Pitjev. Masses of the Main Asteroid Belt and the Kuiper Belt from the Motions of Planets and Spacecraft. Astronomy Letters, 44(8-9):554–566, August 2018.
- [18] P. Vernazza et al. VLT/SPHERE imaging survey of the largest main-belt asteroids: Final results and synthesis., 654:A56, October 2021.
- [19] Željko Ivezić et al. Solar System Objects Observed in the Sloan Digital Sky Survey Commissioning Data., 122(5):2749–2784, November 2001.
- [20] Jet Propulsion Laboratory. Small-Body Database Query. https://ssd.jpl.nasa.gov/tools/sbdb<sub>q</sub>uery.html, 2023.
- [21] IAU Minor Planet Center. MPC Database Search. https://minorplanetcenter.net/db<sub>s</sub>earch, 2023.

- [22] Igor V. Moskalenko and Troy A. Porter. The Gamma-Ray Albedo of the Moon. , 670(2):1467– 1472, December 2007.
- [23] Igor V. Moskalenko, Troy A. Porter, Seth W. Di-22. gel, Peter F. Michelson, and Jonathan F. Ormes. A Celestial Gamma-Ray Foreground Due to the Albedo of Small Solar System Bodies and a Remote Probe of the Interstellar Cosmic-Ray Spectrum., 681(2):1708–1716, July 2008.

-index へ戻る

星間a09

# Comparison study: the newly developed GDISPH and existing SPH methods

湯浅 拓宏

# Comparison study: the newly developed GDISPH and existing SPH methods

湯浅 拓宏 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群)

#### Abstract

SPH 法は粒子法を用いて圧縮性流体の時間発展を解くための数値計算手法であり、宇宙物理分野で広く用い られている。しかし、SPH 法にはいくつかのデメリットが存在する。例えば、一つ目は衝撃波を捉えるため に必要な人工粘性項に人間が手で決めなければならない任意パラメータが存在すること、二つ目は SPH 法 導出の際に密度が空間微分可能であることを仮定しているために、物理的に密度不連続となる接触不連続面 を正しく扱えず、非物理的な表面張力を発生させることである。これら二つのデメリットへの対処法として、 粒子同士の相互作用計算の際に Riemann Solver(RS) を用いることで、任意パラメータなしで衝撃波を扱え、 接触不連続面での非物理的表面張力を抑えることができるとされている GSPH 法 (Inutsuka 2002) が挙げら れる。二つ目のみのデメリットへの対処法として、*PHANTOM*(Price 2018) で採用されている、SPH に人 工熱伝導項を入れる方法や *GASOLINE2*(Wadsley 2017) で採用されている SPH GDF 法、また密度の代 わりに圧力が空間微分可能であることを仮定している DISPH 法 (Saitoh & Makino 2013) が挙げられるが、 これらは依然として人工粘性項を必要とする。本研究ではこれまで挙げてきた計算手法に加え、我々が考案 した、DISPH 法に RS を組み込んだ GDISPH 法を用いて、いくつかのテスト問題を解きその性能を比較し た。結果、DISPH 法と GDISPH 法が他の手法と比べて接触不連続面の扱いが優れていたことと、RS を組 み込んだ手法が通常の人工粘性に比べて強い衝撃波に対して優位な結果を示すことがわかった。

# 1 Introduction

SPH 法は、粒子法の一種で、圧縮性流体の時間発展を 解くための数値計算手法である。Lucy (1977) と Gingold & Monaghan (1977) によって開発されたこの手法は現 在においてもシミュレーション天文学の分野で広く用い られている。しかし SPH 法誕生から現在にかけて、い くつかの問題が SPH 法に存在することが発見されてき た。本研究ではそのうちの 2 つの問題に焦点を当てて議 論する。1 つ目は衝撃波を捉えるためには人工粘性項が 必要であり、粘性の強さを調節するためのパラメータが 存在すること。2 つ目は接触不連続面をうまく扱えず、 接触不連続面上で非物理的な表面張力を発生させるこ とである。

数値計算において、物理的には不連続である衝撃波 を捉えるために、衝撃波領域に粘性を加えて滑らかに する必要がある。この目的のために、これまで様々な形 の人工粘性項が提案されてきた。その中でも Monaghan & Gingold (1983) と Monaghan (1997)の人工粘性項が SPH において広く用いられている。人工粘性が弱すぎ ると衝撃波後面に数値振動が発生し、強すぎると不連 続面である衝撃波面を過剰に滑らかにしてしまう。どの ようなパラメータ値が最も適しているかは、どのよう な問題を解くのかに依存し、パラメータ値の調整は人 力で行わなければならない。Inutsuka (2002) によって 開発された Godunov SPH(GSPH) 法は、この問題を解 決する手法である。GSPH では粒子間に働く圧力勾配 力の計算の際に RS を利用して Riemann 問題 (RP) の 解を用いることで、人工粘性項やパラメータ調整なし で衝撃波領域に適切な粘性を与えることができる。

接触不連続面で SPH は非物理的な表面張力を生じさ せ、流体不安定性や圧力平衡を壊すことが様々な論文で 指摘されている。この問題の解決手法としては大きく分 けて3つ存在する。1つ目は Price (2008)の提案した人 工熱伝導項の導入である。接触不連続面上での内部エネ ルギーを、密度と同程度に滑らかにする手法である。し かし非物理的な散逸項を入れており、調整の必要なパラ メータが存在する。2 つ目は GASOLIN2 で用いられて いる SPH with Geometric Density Average Force(SPH GDF) である。SPH よりも接触不連続面の扱いに優れ ていることが発見された。Saitoh & Makino (2013) に よって開発された Density-Independent SPH(DISPH) が 3つ目である。SPH では密度が空間微分可能であると いう、物理的には接触不連続面で成り立たない仮定の下 導出されていることが、接触不連続面での問題を引き 起こしている。一方で、DISPH はこの仮定を必要とし ないため、追加の散逸項を必要とせずに非物理的な表 面張力を取り除くことに成功している。

本研究では、これまで挙げてきたスキームに加え、我々 が開発した Godunov DISPH(GDISPH) 法を用いて様々 なテスト問題を解き、その性能を比較する。GDISPH は DISPH に RS を組み込むことで SPH の接触不連続 面の問題と人工粘性項の問題を同時に解決するスキー ムである。本稿の構成は以下のとおりである。Section2 では GDISPH の導出法について説明する。Section3 で は各スキームを用いてテスト問題を解き、その結果を 比較する。Section4 では議論を行い、Section5 で結論を 示す。

#### 2 Derivation



図 1: 粒子 i と粒子 j の相互作用計算の際の考え方の概略図。粒子 i の表面に、粒子 j が与える圧力の時間平均量を求めたい。そこで、粒子 i と粒子 j を互いに触れ合う流体要素であるとみなす。RP の初期条件と全く同じ状況となる (図の真ん中のパネル)。そのため、解析解が存在する (図の右側のパネル)。流体要素  $i \ge j$  の物理的な境界である接触不連続面が必ずでき、そこに働く圧力を、求めたい 圧力として用いる。

本研究では、ρを密度、vを速度、uを単位質量当た りの内部エネルギー、γを比熱比、そして Pを圧力と して以下のような圧縮性非粘性理想流体の方程式

$$\frac{d\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r})}{dt} = -\frac{1}{\rho(\boldsymbol{r})}\nabla P(\boldsymbol{r}), \qquad (1)$$

$$\frac{du(\boldsymbol{r})}{dt} = -\frac{P(\boldsymbol{r})}{\rho(\boldsymbol{r})} \nabla \cdot \boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}), \qquad (2)$$

$$P(\mathbf{r}) = (\gamma - 1)\rho(\mathbf{r})u(\mathbf{r}), \qquad (3)$$

を考える。そして、GDISPH 法の導出は熱力学第一法 則を起点にして行う。微小時間 *dt* の間の粒子 *i* の持つ 内部エネルギーの微小変化量 *dU<sub>i</sub>* を、粒子 *i* が自身の 体積変化を通じて受け取る仕事と等しいとして、

$$dU_i = W_i^{Volumn},\tag{4}$$

と定義する。SPH と DISPH、そして式 (2) の導出の際 でも、

$$W_i^{Volumn} = -P_i dV_i, \tag{5}$$

と定義される。上記の式は暗黙的に、i 粒子に dt の間 に働く圧力は、 $\epsilon$ を一次の微小量であるとして  $P_i + \epsilon$ と し、二次の微小量を無視することにより成立する。一 方で我々は *P<sub>ix</sub>* を、*i* 粒子を中心としたあらゆる方向か ら *i* 粒子に *dt* の間に働く圧力の時間空間平均量である として、

$$W_i^{Volumn} = -P_{ix}dV_i,\tag{6}$$

と定義する。ここで、どのように時間空間平均量を取る かについては任意性がある。ただし、Nを粒子数、hを任 意の粒子の smoothing length とし、N  $\rightarrow \infty$ 、  $dt \rightarrow 0$ 、 及び  $h \rightarrow 0$ の極限で、式 (5) と式 (6) は等価となるは ずである。その場合、式 (6) を離散化する際においても 適合性が満たされることは自明である。D を空間の次 元、 q を内部エネルギー密度、 $W_{ij}(h) = W(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ 、h)をカーネル関数とし、多少の数式変形の後にエネ ルギー方程式は、

$$\frac{dU_i}{dt} = f_i^{grad} \sum_j^N \frac{P_{ix} U_i U_j}{q_i^2} \boldsymbol{v}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}(h_i), \quad (7)$$

$$f_i^{grad} = \left(1 + \frac{h_i}{Dq_i} \sum_j^N U_j \frac{\partial W_{ij}(h_i)}{\partial h_i}\right)^{-1}, \quad (8)$$

で与えられる (Saitoh & Makino 2013, 参照)。ここで、 粒子  $i \ge j$  の物理量を入力値とした際の Riemann Solver の出力値の、接触不連続面上での圧力の値である  $P_{ij}^*$ を 導入する。 $P_{ij}^*$ を dt の間に i 粒子が j 粒子から受ける 圧力の時間平均量であるとみなし、 $P_{ix}$ を

$$P_{ix}\sum_{j}^{N}\frac{U_{i}U_{j}}{q_{i}^{2}}\boldsymbol{v}_{ij}\cdot\nabla_{i}W_{ij}(h_{i}) = \sum_{j}^{N}\frac{P_{ij}^{*}U_{i}U_{j}}{q_{i}^{2}}\boldsymbol{v}_{ij}\cdot\nabla_{i}W_{ij}(h_{i})$$
(9)

のように定義する。空間平均量の取り方には任意性があ るが、上記のように定義する事により事前に平均量を 取るための計算が不必要となる。その結果エネルギー 方程式は、

$$\frac{dU_i}{dt} = f_i^{grad} \sum_j^N \frac{P_{ij}^* U_i U_j}{q_i^2} \boldsymbol{v}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}(h_i), \qquad (10)$$

となる。運動方程式は、作用反作用とエネルギー保存を 満たさなければならないという条件から、

$$m_{i}\frac{d\boldsymbol{v}_{i}}{dt} = -\sum_{j}^{N} \left[ f_{i}^{grad} \frac{P_{ij}^{*}U_{i}U_{j}}{q_{i}^{2}} \nabla_{i}W_{ij}(h_{i}) + f_{j}^{grad} \frac{P_{ij}^{*}U_{i}U_{j}}{q_{j}^{2}} \nabla_{i}W_{ij}(h_{j}) \right],$$

$$(11)$$

となる。

#### 3 Results

以下では、様々なスキームの性能比較テストをおこな う。テストスキームは、Springel (2010)の Standad SPH 法(単に SPH と書く)、SPH に Price (2008)の人工熱伝 導項を加えた SPH\_ArtCond 法、 Wadsley (2017)で用 いられている SPH\_GDF 法、Saitoh & Makino (2013)の DISPH 法、Section 2 で導出した GDISPH 法、GSPH に関しては Cha & Whitworth (2003)で用いられてい る Case3 の GSPH 法を用いる。GSPH Case 3 は、通常 の GSPH に近似を加えて簡略化したもので (Iwasaki & Inutsuka 2011)、Inutsuka (2002)の GSPH と違い、コ ンパクトサポートではないガウシアンカーネルを使う 必要がなく、計算コストも小さくなっている。GSPH 法 以外で必要となる人工粘性項は (Monaghan 1997)のも のを用い、パラメータは特に指定がない場合は1を、人 工熱伝導パラメータは Price (2018)で推奨値とされて いる 1を用いる。

数値積分法はリープフロッグ法を用い、タイムステッ プは

$$dt = \min_i dt_i$$
, where  $dt_i = C_{CFL} \frac{2h_i}{\max_j v_{ij}^{sig}}$ , (12)

で与えられ、 $C_{CFL} = 0.3$ を採用する。カーネル関数 W(r,h)は、r > 2hで0となるようにした Wendland  $C^4$  kernel を用いる。任意の粒子の smoothing length  $h_i$ は、その粒子を中心として半径  $2h_i$  内の領域に  $N_{ngb}$  個 の粒子が存在するように設定する。ここで  $N_{ngb}$  は任意 パラメータとなる。

#### 3.1 Pressure Equilibrium

計算領域は0 ≤ x, y < 1 で、周期境界条件を適用する。  $\gamma = 5/3$ 、  $N_{nqb} = 50$  を用いる。密度は  $\rho = 4$ (if  $0.25 \leq$  $x \leq 0.75 \text{ and } 0.25 \leq y \leq 0.75$ ,  $\rho = 1$  (otherewise), P = 2.5、v = 0 であり、全粒子は同一質量とし、粒子 の個数密度によって密度を調整する。その結果、高密度 領域の粒子数は 3969 個、低密度領域は 3008 個となっ た。高密度領域と低密度領域の境界が接触不連続面と なっており、この系の初期条件は圧力平衡の状態にある ことから、解析解はどの時間でも初期条件と一致して いる。結果を図2に示す。計算領域の中では高密度領域 が最も音速が遅く、その値は $C_s = 1.02$ である。この音 速で計算領域を横切る時間約 1.0 の 2 倍である t = 2.0 で、DISPH と GDISPH 以外のスキームは初期条件か ら大きく形が変化したことが分かる。SPH は非物理的 な表面張力の効果でその形を丸くしてしまう。一方で SPH\_ArtCond や GSPH は形を丸くするだけでなく、境 界部分を鈍らせてしまっている。SPH\_GDF は角が丸 まってしまっているが、DISPH と GDISPH はうまく解 を表現できていることがわかる一方、t = 8.0 で境界部 分に波のようなものが発生している。



図 2: 圧力平衡問題を各スキームで解かせた際の密度のカ ラーマップ。縦方向には各時点でのスナップショットを、横 方向には各スキームの結果を載せている。

#### 3.2 Point-like Explosioin

計算領域は  $0 \le x, y, z < 1$  で、周期境界条件を適用 する。128<sup>3</sup> 個の、1/128<sup>3</sup> の質量を持つ粒子を格子状に 置き、密度を 1 とする。中心から半径 0.05 の領域にあ る粒子に、合計 1 の熱エネルギーを割り振る。その際 に、中心に近い粒子ほどエネルギーを大きくするため に、cubic spline カーネルを使い重み付けをした。結果 として、1098 個の粒子にエネルギーが与えられる。そ れ以外の粒子に関しては、最大の熱エネルギーを持つ 粒子の 10<sup>-6</sup> 倍の熱エネルギーを与える。粒子の初期速 度は 0 で、 $\gamma = 5/3$ 、 $N_{ngb} = 228$  とした。 図 3 は SPH



図 3: 点源爆発を SPH で解かせた際の *t* = 0.05 の結果。 紫の線は解析解を示す。横軸は中心からの距離を示してい る。横方向には人工粘性係数 α を様々な値に変えた際の結 果を、縦方向には圧力と速度を載せている。

を用い、様々な人工粘性パラメータを用いて点源爆発を 解かせた際の結果を示している。この問題は強い衝撃波 が発生する問題であるため、α=0.5の時のように、粘性 が弱すぎると大きなノイズを発生させてしまう。一方で この問題の場合、粘性を大きくしていっても速度におい て衝撃波後面の振動が残ったまま、解全体は大きく鈍っ てしまっている。図4は様々なスキームを用いた場合 の結果を示している。DISPH も SPH と同様、衝撃波後



図 4: 図 3 とほぼ同じだが、横方向には各スキームの結果 を並べている。人工粘性係数は全て 3 を用いている。

面での速度の振動は残ったままである。一方 SPH\_GDF の場合、DISPH と SPH に比べて速度の衝撃波後面の 振動が大きく、新たに圧力でも無視できない大きさの 振動が発生していることがわかる。GSPH と GDISPH の場合、他のスキームで見られたような振動は無くなっ ている。一方で中心に近い所では、どのスキームも振動 が大きくなったり、解析解との大きなずれといった現象 が起きている。この問題は、中心はかなりの低密度領 域となっており、即ち低粒子数密度領域となっている。 今回使用したスキームは、一般にはすべて低密度領域 では大きく精度が落ちるものであるため、こういったこ とが起きてしまう。

#### 4 Discussion

人工熱伝導を入れた SPH は、接触不連続面の問題を 完全には解決できておらず、接触不連続面をぼやけさ せてしまう問題がある。GSPH でも同様な現象が起き ている一方、GDISPH ではそういった問題は起きてい ない。これは GSPH では粒子同士の相互作用計算の際、 RP の圧力と速度の解を用いている一方、GDISPH では 圧力のみを用いていることから、RP の速度の解を通し て熱伝導的な効果が与えられ、 圧力からは粘性の効果 が与えられていると考えられる。

圧力平衡の問題において、DISPH も GDISPH も接 触不連続面において波が立っている。Saitoh & Makino (2013)でも見られるこの現象は、DISPH そのもののが 引き起こしている現象であるとも考えられるが、我々 は主に一般の SPH 法そのものが持つ空間ゼロ次誤差の 影響によるものであると考えている。高密度領域と低 密度領域の差を、粒子数密度の差によって表現してい るため、境界付近の粒子の値は粒子ごとに微妙に異な る。非物理的表面張力を抑制できる DISPH 系のスキー ムでは、接触不連続面の扱いが優れている反面、粒子分 布による摂動的効果の影響を受けている可能性がある。 DISPH と GDISPH 共に、波の波長は同じであるように 見えるが、この波長が何に依存した値なのか理解する ことが、現象の理解を進める鍵となるかもしれない。 点源爆発の問題において、Monaghan の人工粘性では 最適なパラメータ (解析解を再現し、衝撃波後面の振動 を抑えられる) は存在しないと考えられる。図3におい て、α=0.5から1.0、3.0と変化するにあたり、振動は振 幅が減少する方向に変化していっている。一方で α=3 と6を比べた際に、振幅という意味で大きな変化は見 えないが解自体は鈍っている。今回我々は6以上の大 きさのパラメータは使用していないものの、この結果 からこれ以上パラメータを大きくしても衝撃波後面の 振動は一切変わらないと考えられる一方で、解自体は 鈍り続けるはずで、最適なパラメータは存在しないは ずだ。これは、Monaghanの人工粘性そのものの限界を 示しており、一方でGSPH、GDISPHでは振動のない、 適した解を出力できていると考えられる。

# 5 Conclusion

DISPH と今回我々が開発した GDISPH が他の手法と 比べて接触不連続面のパフォーマンスが良いこと、また GDISPH や GSPH といった RS を組み込んだ手法が、 一切のパラメータ調整なしで通常の人工粘性に比べて 強い衝撃波に対して優位な結果を示した。GDISPH で は、smoothing length の空間微分を考慮することによっ て現れる f<sup>grad</sup> の係数を残すことに成功し、smoothing length の時間的空間的変化に無矛盾に対応できるよう になった。今後は過去に SPH を用いて行われた実計算 を GDISPH でも解かせ結果を比較することで、より現 実的な計算における性能を比較したいと考えている。

# Reference

Inutsuka, JCP, 179, 2002

Price, Daniel, JCP, 227, 2008

Price, et al., PASA, 35, 2018

- Wadsley, et al., MNRAS, 471, 2357, 2017
- Saitoh, Makino, ApJ, 768, 44, 2013
- Lucy, AJ, 82, 1013, 1977
- Gingold, Monaghan, MNRAS, 181, 375, 1977
- Monaghan, Gingold, JCP, 52, 374, 1983
- Monaghan, JCP, 136, 298, 1997
- Springel, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 48, 391, 2010
- Iwasaki, Inutsuka, MNRAS, 418, 1668, 2011
- Cha, Whitworth, MNRAS, 348, 73, 2003

——index へ戻る

星間a10

QSOを背景とした銀河系内吸収線で探る、分子雲の 化学的・物理的条件と詳細構造

成田 佳奈香

# QSO を背景とした銀河系内吸収線で探る、分子雲の化学的・物理的条件 と詳細構造

成田 佳奈香 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### Abstract

分子雲構造、物理状態、化学組成を変化させながら進化する。その進化初期段階に相当する拡散雲や分子雲の外縁部は、分子雲の破壊と形成の主たる場にも関わらず水素の数密度が  $10^2$ – $10^3$  cm<sup>-3</sup> 程度の希薄領域 では分子輝線が十分に励起されず、観測的な理解は乏しい。明るい天体を背景光源とする分子吸収線系により、定量が可能である。QSO J1851+0035 (l=33.498°, b=+0.194°)の ALMA 校正データを用いて、銀河系分子ガスによる吸収線を探査し、CO を含む合計 14 種が検出された。<sup>13</sup>CO の J=1-0 と J=2-1 吸収線 の同時マルチガウスフィッティングにより、これらは「線幅が広く励起温度の低い連続成分」と「線幅の狭い分離成分」で構成されていることがわかった。高い N(HCN)/N(HNC)比 ( $\geq$ 4)から推定される運動温度 は 40K に達し、それに対応する熱幅が狭い成分の線幅を説明する。CO/HCO<sup>+</sup>の柱密度比は、3 桁もの大きなばらつきを示した。いくつかの速度成分は、シングルディッシュの CO 輝線と ALMA の HCO<sup>+</sup> 吸収で検出されるが、対応する ALMA の CO 吸収は検出されてない。これは、シングルディッシュビームで分解 されない塊状の CO 輝線 (~1 pc) と、CO/HCO<sup>+</sup>存在比が非常に低い広がった成分(すなわち CO-ダークガス)の混合によって説明できる。また野辺山 45m 鏡のフォローアップ観測の結果も報告し、母体となる分子雲の物理状態についても論じる。

## 1 はじめに

銀河は暗黒物質を除き、星と星間物質からなる系 であり、星間物質は低温で高密度な分子雲を経て、そ の一部が星に転化する。そして星はその初期質量に 応じて進化しやがて星間空間へと物質を還元する。し たがって分子雲の形成と進化を理解することは、星 の形成率や初期質量の決定要因やそれが司どる銀河 の活動性や進化を探る上で極めて重要である。 分子雲構造、物理状態、化学組成を変化させながら 進化する。分子雲進化の初期段階や分子雲の外縁部 は雲の形成と破壊の主たる現場で、分子雲の進化過 程を研究をするのに重要である。しかしながら希薄 故に衝突励起が卓越せず輝線観測は難しいという問 題があった。明るい電波源を背景とした分子吸収線 観測を行えば進化の初期の希薄雲や雲の外縁部など の励起が進まず輝線観測の難しいガスを観測可能で ある。

#### 2 観測

本研究では、QSO J1851+0035 (l=33.498°, b=+0.194°)の前景の吸収線系に着目し、ALMA の較正データを中心とするアーカイブデータを用い て詳細な解析を進めてきた。さらに野辺山 45 m 鏡 でフォローアップ観測を行い、フォレスト受信機で HCO<sup>+</sup>、HCN、HNC、C<sub>2</sub>Hの輝線観測を行った。

#### 3 結果

図1は、ALMA 望遠鏡における吸収線観測によって 得られた結果(CS、HNC、c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>、HCO<sup>+</sup>、<sup>13</sup>CO、 CO)と野辺山 45 m 鏡の輝線観測のアーカイブデー タ (<sup>13</sup>CO、CO) である。

#### 3.1 HCN/HNC

分子構造のよく似た HCN と HNC の存在量比は 比較的正確に定量可能であり、それが運動温度 と強 い相関を持つことが知られている (Graninger et al. (2014))。このため X (HCN)/X (HNC) から運 動



図 1: ALMA の吸収線探査で検出された主な吸収線 系と当該領域を野辺山 45 m 鏡で輝線観測した結果 である。

温度を推定することができる。今回の結果はと先行 研究の結果を図 2 にまとめた。X (HCN)/X (HNC) 比が大きかった ( $\geq$  4) ため、暖かい原子ガス (~ 100 K) と冷たい分子ガス (~ 10 K) の 中間的な温度 (~ 40 K) であることが分かった。

#### 3.2 内部運動

<sup>13</sup>CO、CO の J=1-0/2-1 の各ラインに対して、連立 して、中心と線幅を固定してマルチガウシアンフィッ ティングを行った。吸収線で観測される成分が細い 線幅 (1 $\sigma$  = 0.2 km<sup>-1</sup> 程度) を持つ個別のクランプ と線幅の広い成分 (1 $\sigma$  = 1.0 km<sup>-1</sup> 程度) に速度的 に分離されことか分かった。

#### 3.3 CO の欠乏したガス

CO と HCO<sup>+</sup> の柱密度の相関を調べた。HCO<sup>+</sup> は Diffuse cloud で H<sub>2</sub> 分子の良いトレーサーとして考 えられている。CO は輝線観測における伝統的な H<sub>2</sub>



図 2: HCN と HNC の柱密度の相関を先行研究と本 研究の結果を合わせてプロットした図である。

分子のトレーサーである。両者の柱密度に関して今 回の結果はと先行研究の結果を図3にまとめた。先 行研究 (Liszt and Lucas. 1998, Luo et al.2020) より も CO が最大で3桁ほど枯渇したガスが本研究で観 測された。



図 3: HCO<sup>+</sup> と CO の柱密度の相関を先行研究と本 研究の結果を合わせてプロットした図である。

#### 3.4 ビーム内での空間の非一様性

図1でハイライトされている領域に注目されたい。 CO(J=1-0)の吸収線では検出されなかったがCOの 輝線が観測がされている。吸収線が検出できなかった 理由の一つは励起温度が高い可能性があるが、回転 遷移の高い準位においても吸収線が未検出であった ためにこのシナリオは否定される。野辺山45 m 鏡で のビームの大きさ(30 秒角程度)とALMAでQSO 背景の観測でのビームの大きさ(1 秒角程度)の違い を鑑みると、野辺山程度の大きなビーム内での化学 組成の非一様性を表していると考えられる。

#### 3.5 PDR-like な環境

光解離領域のトレーサーである、HCOとH<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> の分子種も検出されている。HCOとH<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>の形 成にはC<sup>+</sup>の存在と紫外光が密接に関わっており、両 者の比はPDR環境の良い指標となっている。両者の 柱密度に関して、今回の結果はと先行研究の典型的 なPDR環境の結果を図4にまとめた。今回の結果 はHCO/H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>比が20程度と典型的なPDR環境 に近い値を示しており、PDR-likeな環境であること が示唆される。



図 4: HCO と H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> の柱密度の相関を先行研究 と本研究の結果を合わせてプロットした図である。

#### 3.6 野辺山のフォローアップ観測

吸収線で見出されたガスがどういう環境下にある のかを探るためには、通常の輝線強度比を用いた物 理状態の診断も大変重要である。成田 PI で野辺山の 学生枠でフォローアップの観測提案を行い、採択さ れて観測を行った。野辺山 45m 鏡の FOREST 受信 機で HCO<sup>+</sup>、HCN、HNC、C<sub>2</sub>H の輝線データを取 得し、既存の CO の輝線データと比較した。QSO 方 向では上記の 4 分子種でいずれも有意な輝線を検出 しなかったばかりか、柱密度の高い速度成分に対し て吸収線を検出し、励起温度が極めて低い (~2.8 K) ことを確認した。また QSO 方向を外したビームを 用いて HCO<sup>+</sup>/CO と HNC/CO の輝線強度比を求め たところ、1 例を除き最も柱密度の大きな速度成分  $(N(H_2) ~ 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2})$ でも 1 $\sigma$  上限値は ~0.01 で、密度は高くない (< 10<sup>3</sup> cm<sup>-3</sup>) ことが分かった。



図 5: 野辺山での QSO J1851+0035 方向の分子雲の HCO<sup>+</sup>、HCN、HNC、C<sub>2</sub>H の輝線データと CO と <sup>13</sup>CO の輝線観測のアーカイブ観測のデータである。

#### 4 議論

以上の結果を踏まえて考察を行う。離散的で線幅の 狭い成分の存在やビーム内の空間の非一様性や C が 入り混んだような環境は、雲の中に Clumpy Structure が存在しないと説明できない。雲の運動温度は 40K 程度で離散的で線幅の狭い成分は 40 K での熱 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

的な線幅と一致するということより、Clumpy Structure は熱的な幅を持ち、比較的静かに存在している とも考えられる。またフィッティングの結果を踏ま えると、Clumpy Structure とは別に広がった成分の 存在を要請する。また化学組成の観点からは、COpoor( $N(CO)/N(HCO^+)$ が通常より 2 – 3 桁低い) ガスの存在示唆される。

# 4.1 2つの相と微細な空間構造を持つ分子 雲モデル

以上の結果より、輝線、吸収線のプロファイルを 精査することで、我々は図6に示すような構造を持 つ分子雲のモデルを提案する。



図 6: 今回の観測結果から予想される雲のモデル

具体的には CO や HCO<sup>+</sup> の広がったガスの中に、 CO や HCO<sup>+</sup> ガスからなる Clumpy Structure が浮 かんでいる描像である。Clumpy Structure の充填率 は雲の中心方向ほど高く、外縁部ではやや充填率が下 がるとも考えている。また CO-poor な領域において は、広がったガス成分や Clumpy Structure として存 在する CO が希薄であると考えられる。この分子雲 のモデルでは内部構造が非一様であるために、QSO 方向の視線が分子雲のどこの部分を通るかによって 検出される速度成分や組成が異なると考えられる。

#### 4.2 結論と今後の展望

 CO、HCO<sup>+</sup>、H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup>、HCO、HCN、HNC、 CN、C<sub>2</sub>H、c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>、CS、SO、SiO 等を検出。

- ・温度の指標である X(HCN)/X(HNC) 比 (≥4) が示す運動温度は 40 K 程度である。
- N(CO)/N(HCO+)は3桁の大きなばらつきが 見られた。
- ・暗黒雲での高い N(HCO)/N(H13CO<sup>+</sup>) 比から、 PDR 的な環境であることが示唆される。C<sup>+</sup>の 多い環境を示し、原子ガスと分子ガスが混在し ていることからクランピー構造を要請する。
- 野辺山のフォローアップ観測により、HCO<sup>+</sup>、
   HCN、HNC、C<sub>2</sub>H ガスは極めて低励起 (~ 2.8 K) であることが確認された。
- 以上の結果からクランプと広がったガスからな る雲のモデルを考えることができる。

今回の研究で予想される微細な空間構造は、質量が 小さく、自己重力によって安定化することはない。こ のような希薄かつ乱流的な相と微細かつ冷たい相を 生成する機構として有力視されるのは熱的不安定性 であると考えられる。今後はこの2相ガスの生成メ カニズムについても観測的な研究を行なっていきた いと考えている。

# Acknowledgement

今回の野辺山観測の立案から実際の観測に至るま で東京大学の前田郁弥氏に大変お世話になりました。 この場を借りて御礼申し上げます。

# Reference

- Graninger et al. 2014 The Astrophysical Journal, Volume 787, Issue 1, article id. 74, 11 pp.
- Liszt and Lucas. 1998 Astronomy and Astrophysics, v.339, p.561-574
- Luo et al. 2020 The Astrophysical Journal Letters, Volume 889, Issue 1, id.L4, 7 pp.

-index へ戻る

星間a11

# 星間衝撃波により形成される圧縮層の化学進化

# 小道 雄斗

# 星間衝撃波により形成される圧縮層の化学進化

小道 雄斗 (東京大学大学院 理学系研究科)

#### Abstract

有力な分子雲形成理論の1つに、星間衝撃波による星間ガスの圧縮が挙げられる。これにより形成された圧 縮層は diffuse cloud として観測され得る。diffuse cloud には桁に渡る化学組成の多様性が見られており、こ れはガスの物理進化を反映していると考えられる。

本研究では、衝撃波と磁場の成す角をパラメータとして複数行った、分子雲形成の3次元磁気流体計算の結 果を元に化学反応ネットワーク計算を行うことで、圧縮層の化学進化過程を求めた。その結果、衝撃波と磁 場の角度に応じて変化する圧縮層の密度構造に応じて、炭素鎖分子の柱密度が有意に変化することが分かっ た。また、diffuse cloud の観測とも比較した結果、圧縮が効率的に起こる磁場の角度での結果は、観測で得 られている分子柱密度と整合的であった。このことは、diffuse cloud は過去に強い圧縮を経験したことを示 唆する。

#### 1 Introduction

分子雲の物理化学進化過程を理解することは、後 の星・惑星形成の初期条件を与える点で非常に重要 である。近年注目される分子雲形成の有力なシナリ オとして、超新星残骸や HII 領域といった星間衝撃 波による、星間ガスの複数回にわたる圧縮が挙げら れる (Inutsuka et al. 2015)。原子ガスが圧縮を受け ることで圧縮層が形成し、やがてフィラメント状分 子雲に至ると考えられている。本研究では、特に分 子雲形成初期に相当する圧縮層形成に着目する。

圧縮層の典型的な密度及び可視減光 ( $A_V$ ) は 1000 cm<sup>-3</sup>, 1 mag であり、これは diffuse cloud とし て観測され得る。diffuse cloud は、銀河系内の恒星 や星形成領域、系外のクエーサーなどを背景光とし た分子吸収線により観測が進められている。近年は、  $HCO^+$  や c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> などの分子柱密度について統計が とられつつある (Riquelme et al. 2018)。これによる と、化学組成比には桁に渡る多様性が見られている。 化学組成は、ガス雲の密度や温度、 $A_V$  といった物理 量に依存することから、diffuse cloud の化学組成を 理論的に解明することは、diffuse cloud の物理状態 やその形成過程を理解することに繋がる。

衝撃波による分子雲形成を考慮した化学組成進化 に関する先行研究として、1次元の定常衝撃波モデル を用いて各物理量を時間発展させながら化学反応ネッ トワーク計算を行ったものがある (e.g., Bergin et al. (2004))。先行研究は、水素分子形成は A<sub>V</sub> < 1 mag



図 1: 複数の背景光を用いて得られた HCO<sup>+</sup> と c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>の柱密度の統計。(Riquelme et al. 2018) よ り引用。

で完了し、CO 形成は A<sub>V</sub> ~ 1 mag で急速に進むと いった基本的な分子雲の化学進化を明らかにした。し かし、当モデルでは、分子雲の1次元構造及び磁場 に沿った圧縮を仮定しており、現実的な多次元のダ イナミクスや磁場と衝撃波のなす角度については考 慮されていない。

一方、これらの効果は分子雲の物理進化において 本質的である。近年、衝撃波による分子雲形成過程 については3次元の磁気流体計算により研究が進め られてきた。その結果、磁場と衝撃波の成す角度に 応じて圧縮層の物理構造や圧縮効率が決まることが



図 2: 磁気流体計算の初期条件の概念図。

分かっている (Iwasaki et al. 2019)。よって、磁場の 角度に応じ変化する圧縮層の進化過程を考慮した化 学進化のモデルを構築する必要があるが、3 次元の磁 気流体計算と、実際に diffuse cloud で観測されてい る比較的複雑な分子を考慮した詳細な化学反応ネッ トワーク計算を同時に行うことは、計算コスト上非 現実的である。

そこで、本研究では2段階に分けた数値計算によ り、磁場の角度を含めた圧縮層の化学進化過程を調 べた。まず、3次元の磁気流体計算により、圧縮層の 形成過程を求めた。今回は圧縮層の平均構造に着目 し、圧縮層内における1次元の平均流の物理量進化 を求めた。その後、磁気流体計算のポストプロセス として、平均流に沿って化学反応ネットワーク計算 を行い、圧縮層における化学進化過程を求め、diffuse cloudの観測と比較を行った。

## 2 Physical models

星間衝撃波による分子雲形成を再現するため、3次 元の衝突流計算を行った。図2のように、計算領域 の中心面で衝突が起こるように初速度を与え、ある 角度 $\theta$ だけ傾けて初期磁場を配置した。初期の平均 密度と衝突の相対速度はそれぞれ10 cm<sup>-3</sup>,20 km/s とし、初期に1%ほどの初期密度擾乱を与えた。磁 場強度は2 $\mu$ Gとした。加熱冷却過程はKoyama & Inutsuka (2002)に基づき近似関数により導入した。 境界条件は、衝突方向には初期条件と同様の物理量 が初速度と同じ速度で流入するように与え、その垂 直方向には周期境界条件を与えた。分解能は $\Delta x =$ 0.016 pcとした。初期パラメータとして、磁場の角 度を sin $\theta = 0.05 - 1.0$ まで変化させた。計算には公 開コードである Athena++(Stone et al. 2020)を用 いた。



図 3: 解析手法の概念図。

本研究では、圧縮層の平均構造に着目する。そこ で、まずは図2中のx座標の各点においてyz方向に 密度、温度、そしてx軸方向の速度場それぞれの平 均値を各時刻で計算した。その結果のうち密度と速 度場について図2の半分より左側について図示した ものを図3に示す。次に、x軸方向の平均速度場に応 じて運動する流体素片の軌跡を計算した(図3白線)。 これに沿って各物理量の時間変化を求めた。その結 果のうち、角度 sin  $\theta$  = 0.5, 0.2, 0.5 について図示し た結果を図4に示す。ダスト温度は、 $G_0$  = 1とした 上で、Hocuk et al. (2017)の式(8)を用いた。圧縮 層の密度は、sin  $\theta$  = 0.2 の時に最も大きくなってお り、これは Iwasaki et al. (2019)の結果と整合的で あり、磁場の角度により圧縮層の密度構造が変わる ことを示している。



図 4:  $\sin \theta = 0.5, 0.2, 0.5$  における物理モデル



図 5: 各分子柱密度の計算結果 (曲線) と観測値 (プ ロット)。観測値は Riquelme et al. (2018) より。黒丸 と黒三角はそれぞれ A<sub>V</sub> = 1, 3 mag での結果を示す。

# 3 Chemical models

化学計算には、Furuya et al. (2017) のコードを用 いた。気相、ダスト上の氷表層及びマントルの計3相 を考慮し、更に PAH との化学反応も考慮した。初期 条件は原子ガスとし、元素組成は Wakelam & Herbst (2008) の EA2 を採用した。紫外線強度と宇宙線電離 率はそれぞれ  $G_0 = 1, \zeta = 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ とする。前節で 求めた物理モデルを用いて、ガス密度、ガス/ダスト 温度、A<sub>V</sub>を時間の関数として与え、化学組成の時間 進化を出力した。



図 6:  $A_V$ の関数としたときの、CO,  $H_2O$ 氷, c-C<sub>3</sub> $H_2$ の化学組成の進化。実線と点線はそれぞれ sin  $\theta$  = 0.2, 0.5 での結果を表す。

#### 4 Results

化学反応ネットワーク計算の結果得られた化学組 成の時間進化と、図4のA<sub>V</sub>の時間進化から、各分 子の柱密度を計算した。その結果を観測で得られて いる各 diffuse cloud での分子柱密度の結果と比較し たものを図5に示す。HCO<sup>+</sup>と c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub> については、 各磁場の角度での違いが見られる。最も効率よい圧 縮の起こる sin  $\theta = 0.2$ の結果が最も観測と整合的に なっている。一方で、CN についてはモデル間での違 いは限定的となった。

### 5 Discussion

c-C<sub>3</sub>H<sub>2</sub>のような炭素鎖分子について、モデル間で の違いが顕著だった理由は主に 2 つあると考えられ る。まず、衝撃波後面の密度が高い場合、単位体積 当たりの C<sup>+</sup>, C の数も増加する。炭素分子は複数の 炭素からなるため、C<sup>+</sup>, C の量が気相中に多いほど、 該当の分子の生成は早く進む。

2つ目の理由として、ダスト表面での氷生成が挙げ られる。密度が高い場合、酸素原子のダスト表面へ の吸着も進みやすい。酸素がダスト表面に凍結する と、水素付加反応により、ダスト表面に水氷が形成 される (図 6)。このとき、気相中における C/O 比が 減少する。C/O 比が低い場合、C が一酸化炭素の生 成に使われにくくなる。このような条件下では、炭 素鎖分子の生成が加速すると考えられる。

CN については、炭素鎖分子ほど密度に敏感な反応では生成されないため、物理モデル依存性は限定的になったと考えられる。

# 6 Conclusion

 $\sin \theta = 0.2 \text{ cc} \text{ c-C}_{3} \text{H}_{2}$ の柱密度が最も高くなり、観 測と整合的になる結果となった。このことは、観測 されているような diffuse cloud は、過去に強い圧縮 を経験した可能性を示唆する結果と言える。一方で、 CN についてはモデル依存性が少ない結果となり、観 測で得られているような桁での柱密度の分散の大き さを再現できなかった。詳しい原因については今後 の課題である。

#### Reference

- Inutsuka, S-i., Inoue, T., Iwasaki, K., & et al. 2015, A&A, 580, A49
- Riquelme, D., Bronfman, L., Mauersberger, R., & et al. 2018, A&A, 610, A43
- Bergin, E. A., Hartmann, L.W., Raymond, J. C., & et al. 2004, ApJ, 612, 921
- Iwasaki, K., Tomida, K., Inoue, T., & et al. 2019, ApJ, 873, 6
- Koyama, H., Inutsuka, S-i. 2002, ApJ, 564, L97
- Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., & et al. 2020, ApJS, 249, 4
- Hocuk, S., Szücs, L., Caselli, P., & et al. 2017, A&A, 604, A58
- Furuya, K., Drozdovskaya, M. N., Visser, R., & et al. 2017, A&A, 599, A40
- Wakelam, V., & Herbst, E. ApJ, 680, 371

——index へ戻る

# 星間a12

高温真空昇温脱離法 (TPD) を用いた模擬星間有機物 ダストの化学構造の分析

# 妹尾 梨子

# 高温真空昇温脱離法 (TPD) を用いた模擬星間有機物ダストの化学構造の 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 (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<sub>n</sub>H<sub>2n+1</sub>-) 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) 大半の窒素が sp3 炭素と結合して存在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



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)

詳細な理解が必要である。

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)。高温真空 TPD は炭素材料に含まれる窒素の 存在形態を明らかにすることもでき、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。

# 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)。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、H<sub>2</sub> の脱離が多く (1350 µmol/g 程度)CH<sub>4</sub> や C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> の脱離ガスが少なかった (25-148 µmol/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<sub>n</sub>H<sub>2n+1</sub>-) 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 (NH<sub>3</sub>、HCN、N<sub>2</sub>) に着目すると、図 2 に示された窒素含有形態とその量 比がわかる。NH<sub>3</sub> はほとんど検出できていないこと からアミノ基 (-NH<sub>2</sub>) はほとんど存在しないものと考 えられる。HCNの脱離ガススペクトルを Nishikawa in prep. に倣って pyrrolic-N 由来と pyridinic-N 由来 の2つのガウシアンでフィットすると、pyrrolic-N が pyidinic-N の 7-8 倍ほど多いことがわかった。高温 で N<sub>2</sub>の脱離が確認できたことから、graphitic-N が 存在していることもわかった。



図 2: 高温真空 TPD からわかる窒素含有形態

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、 400.1 eV が pyrrolic-N、401.1 eV が graphitic-N 由 来であるとして (Guo et al. 2023) フィッティングを 行なった。その結果、QNCC は pyridinic-N 由来の ピークが最も強く、次いで pyrrolic-N 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 pyrrolic-N が pyidinic-N の 7-8 倍ほど多いという結 果と矛盾する。また QNCC の N/C 比について、高 温真空 TPD から得られる値の 10 倍ほどの N/C 値 が検出された。

#### 4 Discussion

filmy QCC は、高温真空 TPD の結果からアルキ ル基 (C<sub>n</sub>H<sub>2n+1</sub>-) 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。

QNCC の窒素の含有形態について、本研究では、 高温真空 TPD で検出できた N/C 比が XPS で検出 できた値の 1/10 倍程度となった。高温真空 TPD は sp2 炭素に含まれる窒素種は XPS と矛盾なく検出で きる(Nishikawa in prep.)ことから、QNCC には 高温真空 TPD で検出できることが確認されていな い sp3 炭素と結合した窒素種が多く存在することが 考えられる。また XPS において sp3 炭素と結合する 窒素種のピーク位置が pyrydinic-N のピーク位置と 重複する可能性がある (Kusunoki et al. 2001)。XPS で pyrydinic-N だと割り振っていたピークのうちの 大半が、高温真空 TPD では検出できない sp3 炭素 と結合する窒素に由来するものであるとしたら、高 温真空 TPD では pyridinic-N が pyrrolic-N より少な いのに対し XPS では pyridinic-N が pyrrolic-N より 多いという矛盾を解決できる。つまり、QNCC の窒 素存在形態は sp3 炭素と結合した窒素が大半で、次 いで pyrrolic-N が多いという可能性が考えられる。

# 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、大半の窒素が sp3 の炭素と 結合して存在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。 2023 年度 第 53 回 天文·天体物理若手夏の学校

# 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

- 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
- Sakata, A., Wada, S., Tanabe T., Onaka T., 1984, ApJ, 287, 51L

Nishikawa, G., et al. in preparation

- 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., 2023, Science, 351, 361
- Kusunoki, I., Sakai, M., Igari, Y., Ishidzuka, S., Takami, T., Takaoka, T., Nishitani-Gamo, M., Ando, T., 2001, Surface Science, 492, 315

—index へ戻る

星間a13

# 恒星風を考慮した星間物質(ISM)の降着現象

# 倉田 昂季

# 恒星風を考慮した星間物質(ISM)の降着現象

倉田 昂季 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

#### Abstract

初代星と呼ばれる宇宙最初期に生まれた星は、現在まで発見されていない。初代星が未発見の理由について は、現在まで生き残れるほど長寿命(小質量)の初代星が生まれかなったと考える説と、小質量初代星は誕 生したものの、その後星間物質を降着して表面対流層が重元素に汚染され、金属欠乏星として現在観測され ているという説がある。恒星への星間物質の降着は、星風によって阻害されうるためその効果を詳細に調べ る必要がある。これまでの研究では星風・降着流ともに電離し、磁場との結合によって流体近似によって降 着の可否が議論されてきた。それらの研究では星風と降着流のラム圧の大小関係から降着条件を求め、結論 として初代星を金属欠乏星程度まで星間物質の重元素で汚染することはできないことがわかった。しかしな がら、例えば太陽に降着する降着流でも電離度はそれほど高くはない。さらに高密度の星間ガスは平均的に より低い電離度をもつ。中性成分は平均自由行程が十分長いために星風のラム圧を受けず星風をすり抜けて ずっと星の近傍まで到達する。ただしこの中性粒子の流れは星に極めて接近すると、星の紫外線によって電 離される。するとイオンとなって磁場と結合し、星風の運動量を受け取る。結果として星間ガスの中性降着 流は星のより近くで星風と押し合うことになる。この研究では与えられた星間降着流の条件(ガス密度、電 離度)で上記の中性流を考慮した場合、定常的なパーカー風の解が構成できるかを調べた。その結果、確か に太陽風のパラメーターでは中性流の効果は非常に小さいが、星間ガスの密度がそれよりも数倍大きくなる だけで、定常解が存在しなくなることが明らかとなった。この結果は中性降着流を考慮することによって比 較的容易に星風が押しつぶされ、これまで考えられてきたよりも、より低密度の星間ガスが降着できること を示唆している。

# 1 Introduction

宇宙初期はビックバン元素合成によって水素(<sup>1</sup>H)、 重水素 (<sup>2</sup>H)、三重水素 (<sup>3</sup>H)、ヘリウム (<sup>3</sup>He、<sup>4</sup>He) と微量のリチウム (<sup>7</sup>Li) とベリリウム (<sup>7</sup>Be) が作ら れるが、ビックバン元素合成の後に残る安定元素は *H*,<sup>2</sup>*H*,<sup>3</sup>*He*,<sup>4</sup>*He*,<sup>7</sup>*Li*となる。これらをまとめて軽元 素といい、これら以外の元素を重元素や金属という。 恒星や星間物質の元素組成のうち、金属が占める割 合を金属量という。金属は恒星の内部で核融合反応 が起きることで生成される。金属を含んだ恒星が超 新星爆発を起こすことで、宇宙の金属量は増加して いく。宇宙初期に誕生した第一世代の星は初代星と 呼ばれる。初代星は軽元素のみで作られるため、金属 量0の星となる。0.8M<sub>☉</sub>程度の星の寿命は、現在の 宇宙年齢を超える。このため、0.8M<sub>☉</sub> 程度の小質量 初代星は現在まで生き残っていると考えられる。し かし、金属量0の星は現在まで1例も発見されてい ない。

この原因として、小質量初代星が生まれず、現在

まで生き残っている初代星がないという説と小質量 初代星は生まれたが、その後の星間物質の降着によ り表面対流層が重元素に汚染され、極めて金属量の 少ない星(金属欠乏星)として観測されている説が ある。

恒星への星間物質の降着は、星風によって阻害され うる。星間物質の電離成分と中性成分で流れが変わ る。星間物質の電離成分は恒星風の磁場にとらわれ るため流体近似することができ、星風との超音速の 2流体として考える。それらの研究では星風と降着 流のラム圧の大小関係から降着条件を求め、星に降 着するにはするには分子雲以上(*n*<sub>ISM</sub> > 10<sup>4</sup>cm<sup>-3</sup>) の星間物質である必要で、星間物質の分布から分子 雲以上の数密度を持つものは非常に少なく、結論と して初代星を金属欠乏星程度まで星間物質の重元素 で汚染することはできないことがわかった。[??] 星間 物質の中性成分は恒星の磁場に影響されず平均自由 行程が大きいため、星風をすり抜けて星に近づき降 着できる。ただし、中性成分は恒星の紫外線によって 電離されると、星風の磁場にとらわれ衝突するため 降着できない。その研究では、重元素が中性のまま小 質量初代星に到達できないため、初代星を金属欠乏 星程度まで星間物質の重元素で汚染することはでき ないことがわかった。(光電離した星間物質(pickup ion)の運動量の受け渡しについては考えられていな い。)この研究では、星の近くまで到達した pickup ion の運動量の受け渡しを考慮した星風に定常的な解 があるかを調べた。



図 1: 降着流のとんち絵

# 2 Methods/Instruments and Observations

星間物質はほぼ水素であることから近似してすべ て水素であると考える。中性水素は星近くで光電離 され pickup ion となると星風と衝突し負の運動量を あたえ、星風の一部となる。このため、定常的に流 れる星風に突如として現れる pickup ion を流体力学 の湧き出し項のように考える。我々は湧き出し項を 追加した流体力学の基礎方程式を解くことで pickup ion の影響を受けた星風が定常解を持つかを1次元 で考えた。pickup ion の湧き出し項はある位置での ISM の電離割合 X<sub>(r)</sub>、ある位置での電離レート β<sub>(r)</sub> を用いて次式のように書ける。

$$\frac{d\rho_{ISM(r)}}{dt} = mn_{ISM(r)}\beta_{(r)}(1 - X_{(r)}) \qquad (1)$$

ここである位置での電離レート  $\beta_{(r)}$  は恒星表面全体 が一様で等方的な放射とし、恒星表面での電離レート  $\beta_{(*)}$ とすると

$$\beta_{(r)} = \left(\frac{R_*}{r}\right)^2 \beta_{(*)} \tag{2}$$

ある位置での ISM の電離割合  $X_{(r)}$  は  $\frac{dX_r}{dt} = \beta_r (1 - X_r)$  より

$$X_{(r)} = 1 - (1 - X_{\infty}) \exp\left(-\frac{R_*^2 \beta_*}{G M_*} \left(\sqrt{v_{\infty}^2 - \frac{2G M_*}{r_{\infty}} + \frac{2G M_*}{r}} - |v_{\infty}|\right)\right)$$
(3)

となる。これらより流体力学の基礎方程式(連続の 式、運動方程式)は次式となる。

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho_s \boldsymbol{v_s}) = \frac{d\rho_{ISM(r)}}{dt} \tag{4}$$

$$\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{s}}\boldsymbol{\nabla}\cdot(\boldsymbol{\rho}_{\boldsymbol{s}}\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{s}}) + (\boldsymbol{\rho}_{\boldsymbol{s}}\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{s}}\cdot\boldsymbol{\nabla})\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{s}} = -\boldsymbol{\nabla}P_{\boldsymbol{s}} - \boldsymbol{\rho}_{\boldsymbol{s}}\boldsymbol{K} + \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{ISM}}\frac{d\boldsymbol{\rho}_{\boldsymbol{ISM}}}{dt}$$
(5)

式 (4)(5) を同時に積分することで星風の速度に Parker wind のような定常解があるかを調べた。

## 3 Results

まず太陽風の値を用いて計算し、式が妥当である かを確認した。観測などにより太陽近傍で十分上流 の星間物質の電離割合は  $X_{\infty} = 24~40\%$  で、数密度 は  $n_{ISM} = 0.2 cm^{-3}$ より 24%と 40%、星間物質がな い場合をそれぞれ計算した。



図 2: 太陽風の定常解。緑:ISM の影響をがない時の太 陽風の定常解 (Parker wind)。青:ISM の電離度 24% とした時の太陽風の定常解。赤:ISM の電離度 40%と した時の太陽風の定常解

図 (2) より太陽風では pickup ion の効果を加えて も影響がほぼない結果となった。これは太陽風の観 測結果と比べ的外れではないため、同様に小質量初 代星について計算する。 小質量初代星のモデルは Shuta J. Tanaka et al. (2017) より  $0.7M_{\odot}$  とした。小質量初代星近傍の星間 物質は電離割合をほぼ中性  $X_{\infty} = 10^{-4}$  とし、数密 度を  $n_{ISM} = 0, 1, 5, 10 cm^{-3}$  とそれぞれ計算した。



図 3: 小質量初代星から出る星風の定常解。緑:ISM の 影響をがない時の星風の定常解 (Parker wind) 青:ISM の数密度  $n_{ISM} = 1 cm^{-3}$  とした時の星風の定常解。 赤:ISM の数密度  $n_{ISM} = 5 cm^{-3}$  とした時の星風の解

図 (3) より数密度  $n_{ISM} = 1 cm^{-3}$  では Parker wind と比べ、ゆっくりではあるが遷音速点を通り加速さ れる定常解が見つかった。数密度  $n_{ISM} = 5 cm^{-3}$  で は遷音速点を通り超音速まで加速されるが、その後 減速する解が見つかった。数密度  $n_{ISM} = 10 cm^{-3}$ では遷音速点を通るような解が見つからなかった。

# 4 Discussion & Conclusion

図 (3) から分かるように pickup ion の効果は星間 物質によっては無視できないほど大きいことがわかっ た。数密度  $n_{ISM} = 10cm^{-3}$  で遷音速点を通るような 解が見つからなかったことから、星風が星間物質に押 しつぶされていると考えられる。この結果から数密度 が  $n_{ISM} > 10cm^{-3}$  の星間物質であれば小質量初代 星の表面に降着できる可能性が出てきた。先行研究で は分子雲程度となっていたため、金属欠乏星と同等の 金属降着は厳しいとされてきたが、 $n_{ISM} > 10cm^{-3}$ の星間物質は分子雲に比べ非常に多く分布するため、 金属降着は非常に容易になったと想定される。さら に、降着流と星風のラム圧のつり合いを調べること で、数密度が  $n_{ISM} < 10cm^{-3}$  の星間物質でも降着 できる可能性がある。これについて詳しく降着でき る金属量の目安を計算する必要がある。 -index へ戻る

星間a14

# 乱流中での分子雲コアの形成・進化過程

# 野﨑信吾

# 乱流中での分子雲コアの形成・進化過程

野崎 信吾 (九州大学大学院 理学府地球惑星科学専攻)

#### Abstract

星間分子雲で特に高密度な領域は分子雲コアと呼ばれ、そのガス塊が自己重力によって収縮することで星が 誕生する。そのため、分子雲コアの進化過程を理解することは、様々な質量の星がどのように形成され進化 するのかを解明することに繋がる。実際に分子雲コアスケールの数値計算では、分子雲コア周辺の密度分布 の違いが星質量の決定に大きく寄与することが分かっている。分子雲コアの多様性を詳細に理解することは、 星形成過程を分子雲から原始星まで連続的に解明する上で重要となる。本研究では、分子雲での様々な分子 雲コアの形成・進化過程を詳細に調べるために、3次元輻射磁気流体力学数値計算コード SFUMATO-M1 を 用いて分子雲スケールでの星形成に関する計算を行った。計算領域で形成した原始星に対して、原始星間距 離を導出することで、孤立領域の原始星と密接領域の原始星に分類した。各領域の原始星や付随する星形成 コアを解析した結果、密接領域では、分子雲コアの動径方向の密度分布の半径ごとの密度分散が大きくなる 傾向にあることが分かった。また密接領域での各時間の原始星への質量降着率も同様に分散が大きく、原始 星が高密度ガスを競合的に獲得していると考えられる。これは星形成領域によって形成される分子雲コアの 性質が大きく異なることを示唆している。

# 1 Introduction

近年の観測では、星形成領域でのさまざまなスケー ルで、外部からの質量降着の様子が確認されている。 特に観測では、Class Iや Class IIの天体でストリー マーと呼ばれるエンベロープから円盤に向かう質量 降着が見つかっている (e.g. Yen et al. 2019)。エン ベロープからストリーマーを通じて円盤にガスが落 下していることが示唆されており、このストリーマー が原始星や円盤の進化に影響するかどうかについて 理論的研究も盛んになされている (e.g. Kuffmeier et al. 2019)。また、分子雲コアやその周辺のガス運動 に関する観測では、周囲のガスが分子雲コアに流入 している様子 (Redaelli et al. 2022) や星なしコアに 向かうガスの落下運動の様子 (Campbell et al. 2016) について調べられている。このようにエンベロープ など外部からのガス流入は星形成過程の様々な段階 で見つかっており、星質量に影響がある可能性が示 唆されている。

これまでのコアスケールの星形成に関する理論研究 では、分子雲コアを初期条件とした数値計算により、 星形成過程が詳細に調べられている (e.g. Machida et al. 2008)。そこで近年の分子雲コア観測を踏まえ、こ れまでの自身の研究 (Nozaki & Machida 2023) では、 初期条件の分子雲コアに対してその周囲の密度分布 を考慮したコアスケールの星形成に関する数値計算 を行った。その結果、分子雲コア周辺の密度が比較 的高い場合、コア外部からの質量流入は原始星質量 に大きく寄与することが分かった。また、分子雲コ ア周辺の密度が高い場合の外部から質量流入は、原始 星アウトフローにも影響を及ぼす可能性があること を指摘している (2023 年春季年会 P118a)。つまり、 実際の星形成では、分子雲コア周辺の密度分布が原 始星進化を大きく左右することを示唆している。

Nozaki & Machida (2023)の結果を踏まえると、分 子雲コア周辺の環境と原始星の関係を調べることが 星形成過程を理解する上で重要であると考えられる。 しかし、観測では必ずしも星が形成される最小単位 としての分子雲コアが同定されるとは限らない。な ぜなら観測では、連続波と CO などの単一分子輝線 の放射強度を用いて分子雲コアを同定することが多 く (e.g. Takemura et al. 2021)、分子雲コアの大きさ は観測する輝線ごとに異なるからである。そのため、 より大きなスケールの数値計算を用いて、様々な分 子雲コアの進化過程とその中で形成する原始星の進 化過程を関連付けて理解する必要がある。そこで本 研究では、形成した原始星の周辺環境が原始星進化 や分子雲コアの性質に及ぼす影響を調べることを目 的として数値計算を行った。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### 2 Methods

本研究では、3 次元輻射磁気流体数値計算コード SFUMATO-M1 (Matsumoto 2007; Matsumoto et al. 2015; Fukushima & Yajima 2021)を用いて、乱 流下での 200 万年間の pc スケールの星形成に関する 3 次元流体計算を行った。

初期条件として、計算領域は 1 辺 4pc の一様密度の 立方体 (図 1) で、初期数密度は  $1.5 \times 10^3$  cm<sup>-3</sup> として いる。本計算コードは適合格子細分化法 (AMR 法) を用いており、最小セルサイズは 194au に設定した。 境界条件として、x、y、z 全ての方向で周期境界条件 を課している。また、本計算ではシンクを導入して いる。今回、シンク粒子は中心数密度が 9×10<sup>6</sup> cm<sup>-3</sup> を超えたときに生成されるように設定している。臨 界数密度は  $n_{cri} = 9 \times 10^6$  cm<sup>-3</sup>、シンク降着半径は  $r_{cri} \sim 2000$ au とした。



図 1: 初期の計算領域 (左) と 200 万年経過後 (右) の 密度分布の様子。カラーは x,y,z 面での柱密度を表し ている。

Matsumoto et al. (2015) に記されているように、  $P(k) \propto k^{-4}$ のパワースペクトルを持つ、ラーソンの スケーリング則 (Larson 1981) に一致するような乱 流を初期速度場としている。また、パラメータであ る乱流強度は、初期速度場の音速の平均二乗平方根 であり、2、5、10の場合を計算した。今回はそのう ちの RMS Mach number = 5のモデルの計算結果を 示す。

## 3 Results

乱流下での200万年間のpcスケールの星形成に関 する3次元流体計算を行い、計算領域内で160個の 原始星が形成した。計算結果に対して、200万年経過 後の時刻での各原始星に対して他の原始星と最も近 い距離 L を求めた。そして導出した原始星間距離 L を用いて (i) L ≥ 0.1pc の場合を孤立領域、(ii) 0.01 ≤ L < 0.1pc の場合を中間領域、(iii) L < 0.01pc の 場合を密接領域と定義する。







図 2: 孤立領域の星形成コア (上) と密接領域の星形 成コア (下) の計算開始後 180 万年経過時の動径方向 密度分布。カラーはデータ点の密集度合いを表して おり、実線 (青緑色) は半径ごとの平均密度分布を示 している。



図 3: 孤立領域の原始星 (左) と密接領域の原始星 (右) への質量降着率の時間進化。カラーはデータ点の密 集度合いを表しており、実線 (青緑色) は各時間での平均質量降着率を示している。

形成した原始星の周囲の密度環境の違いを調べる ために、孤立領域と密接領域それぞれの星形成コア の半径ごとの密度分布 (図 2) を見積もった。図 2 に はそれぞれの領域で代表的な星形成コアの動径方向 密度分布を1例ずつ示しており、カラーはカーネル 密度推定を用いて求めたデータ点の密集度合いを表 している。孤立領域の星形成コア(図2上)は、各半 径での数密度の分散が比較的小さいことがわかった。 一方、密接領域の星形成コア(図2下)は、各半径で の数密度の分散が大きくなる傾向にあった。これは 他の原始星が非常に近くに存在するためであり、密 接領域の原始星周辺は比較的高密度なガスが多く存 在している。またどちら領域の星形成コアでも半径 0.1pc付近ではデータ点が密集している密度領域が複 数箇所あることから、星形成コアの密度分布は方位 角方向に異方性があることが示唆される。

#### 3.2 原始星への質量降着率

計算結果のうちシンクセルの情報を解析すること で、孤立領域と密接領域それぞれの原始星への質量 降着率の時間進化を導出した。図3には、それぞれ の領域で形成した原始星への各時間での質量降着率 を点で表しており、カラーは図2と同様の手法で求 めたデータ点の密集度合いを表している。この図か らは、領域に関わらず、原始星への平均質量降着率 はおおよそ 10<sup>-5</sup>M<sub>sun</sub>yr<sup>-1</sup> 程度であることが読み取 れる。また、各時間での原始星の質量降着率のデー タ点を孤立領域と密接領域で比較すると、特に密接 領域での各時刻での質量降着率の分散が大きくなっ ていることがわかった。

# 3.3 孤立領域の星形成コアの各時間での重 カ不安定性

図 4 から、孤立領域の原始星周辺の動径方向密度 分布は、半径ごとの分散が小さく、平均密度分布 (青 緑色実線) が $\rho \propto r^{-2}$  に近いことが分かった。では孤 立領域の原始星の周辺ガスは重力的に束縛している のだろうか。孤立領域の原始星周辺の重力的束縛度 合いを調べるために、原始星を囲む半径 0.05pc の球 状領域の各時刻でのビリアルパラメータを Pelkonen et al. (2021) と同様の式 (1)-(4) を用いて見積もった。

$$E_{\rm g} = \frac{3GM^2}{5R},\tag{1}$$

$$E_{\rm t} = \frac{5}{2} n_{\rm H_2} k_{\rm B} T, \qquad (2)$$

$$E_{\rm k} = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{2} m_{\rm i} (v_{\rm i} - v)^2, \qquad (3)$$

$$\alpha = \frac{E_{\rm k} + E_{\rm t}}{E_{\rm g}}.\tag{4}$$

質量 M は原始星の質量を考慮した半径 0.05pc の球 5 で囲まれる領域内の質量を表している。また R = 0.05pc として、T = 10K とした。

その結果、ビリアルパラメータαはほとんどの場 合、常に1より小さい値となった。つまり孤立領域の 原始星を中心とする半径 0.05pc の球で囲まれる領域 は常に重力的に束縛していることが明らかになった。 また原始星形成後、時間と共にビリアルパラメータ αの値は小さくなる傾向にあることがわかった。



図 4: 各時間での孤立領域の原始星を中心とする半径 0.05pcの球で囲まれる領域のビリアルパラメータα

#### 4 Discussion

今回の計算結果から、孤立領域の原始星を含む星 形成コアは、比較的分散の小さい動径方向密度分布 を持ち、ほとんどの場合、常に重力的に束縛している ことが分かった。さらに孤立領域の原始星の各時間 での質量降着率の分散も比較的小さいことから、孤 立領域の星形成コアはこれまでの数値計算の初期条 件としていた Bonner-Ebert 密度分布の分子雲コアに よく似ている可能性が示唆される。一方で、密接領 域の原始星周りの密度分布は、近くに存在する原始 星の影響で半径ごとの分散が大きい傾向にある。原 始星への質量降着率も各時刻での分散が大きいため、 密接領域では原始星が高密度ガスを競合的に獲得し ていると考えられる。

# 5 Conclusion

様々な周囲の密度環境で形成する原始星と付随す る星形成コアの形成・進化過程を調べるため、乱流 下での 200 万年間の pc スケールの星形成に関する 3 次元流体計算を行った。その結果、0.1pc 内で1つの 原始星が誕生する孤立領域と、複数の原始星が誕生 する密接領域では、原始星周囲の密度分布は大きく 異なり、原始星への質量降着率に大きな影響を与え ることが明らかになった。

今後は、乱流強度の違いによる星形成コア・星未 形成コアの進化過程を定量的に調べるとともに、ア ウトフローなどのフィードバックを考慮した原始星 進化とそれに付随するコアの性質をより詳細に調べ る予定である。

# Acknowledgement

本研究の数値計算は、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 を使用し ました。

# Reference

- Campbell, J., L., Friesen, R., K., Martin, P., G., et al. 2016, ApJ, 819,143
- Fukushima, H., Yajima, H., 2021, MNRAS, 506, 5512
- Kuffmeier, M., Calcutt, H., & Kristensen, L. E. 2019, A&A, 628, A112
- Larson, R. B. 1981, MNRAS, 194, 809
- Machida, M., N., Inutsuka, S-i., & Matsumoto, T., 2008, ApJ, 676, 1088
- Matsumoto, T. 2007, ApJ, 801, 77
- Matsumoto, T., Dobashi, K., & Shimoikura, T., 2015, ApJ, 801, 77
- Nozaki, S., Machida, M., N., 2023, MNRAS, 519, 5017
- Pelkonen, V.-M., Padoan, P., Haugbølle, T., et al. 2021, MNRAS, 504, 1219
- Redaelli E., Chacón-Tanarro A., Caselli P., 2022, ApJ, 941, 168
- Takemura, H., Nakamura, F., Kong, S., et al. 2021, ApJ, 910, L6
- Yen, H.-W., Gu, P.-G., Hirano, N., et al. 2019, ApJ, 880, 69
-index へ戻る

星間a15

## 星形成過程における外部放射の影響

### 松本 凜

#### 原始惑星系円盤への外部輻射の影響

松本 凜 (筑波大学大学院 数理物質科学研究群 物理学専攻)

#### Abstract

原始惑星系円盤は惑星形成の現場である。原始惑星系円盤のガスは、通常 100 万年程度で中心星の輻射に よって蒸発する。しかし惑星形成の環境下において、周囲の星の数や受ける紫外線の強度は多様性があるこ とが知られている (1)。紫外線光度を上昇させる大質量星が近くにどれほど存在するかによって形成環境が変 化する。外部から FUV・EUV 光子の放射を受けると、原始惑星系円盤のガスは光蒸発する。光蒸発におい て最初は FUV 光子のほうがよりガスの内部まで到達することができるため円盤のガス蒸発を主に担う。し かし、蒸発する円盤の半径がその重力半径よりも小さくなると EUV 光子の影響が大きくなる。以上をふま えて、外部から FUV・EUV 光子を放射した3次元輻射流体シミュレーションを行う。具体的には先行研究 (1) での議論を3次元に拡張する。初期条件として (2) から引用した円盤の密度分布を用いて、円盤の様々な 方向から光子を輻射した結果から与える影響について考える。

#### 1 Introduction

原始惑星系円盤は惑星形成の現場である。原始惑 星系円盤のガスは、通常 100 万年程度で中心星の輻 射によって蒸発する。しかし惑星形成の環境下にお いて、周囲の星の数や受ける紫外線の強度は多様性 があることが知られている。(図 1)



図 1: 紫外線強度と星形成領域内星の数の関係 (1)

したがって紫外線光度を上昇させる大質量星が原始 惑星系円盤の近くに存在する場合、惑星形成より早 いタイムスケールで原始惑星系円盤のガスが散逸す る可能性がある。

紫外線にはエネルギーの異なる 2 種類の光子が含 まれる。6 eV< *hv* <13.6 eV のエネルギーを持つ FUV 光子と、13.6eV 以上のエネルギーを持つ EUV 光子である。FUV 光子をガスに輻射するとガスは $10^2 \sim 10^3 K$ に加熱され、PDR 領域を形成する。EUV 光子をガスに輻射するとガスは $10^4 K$ 程度に加熱され、電離領域を形成する。(図 2)



#### 図 2: 原始惑星系円盤への紫外線放射の影響

最初はよりガスの内側まで到達できるFUVが円盤の ガス蒸発において支配的だが、時間経過に伴い、ガ スの温度上昇によって重力半径が変化し、EUVの影 響が支配的となる。その結果 PDR 領域が薄くなって いく。また、原始惑星系円盤内にガスを留めること が可能な重力半径は温度に応じて変化するため、紫 外線が原始惑星系円盤のガスに与える影響は、惑星 形成を考える上で重要な因子となる。

そこで本研究では、原始惑星系円盤の外部輻射に よる光蒸発に着目し、その解明を目標とする。

### 2 Methods/Instruments and Observations

#### 2.1 先行研究

原始惑星系円盤の外部輻射の影響については先行 研究において2次元流体シミュレーションを用いて 調べられている。(図 3) この研究では原始惑星系円 盤に Z 軸正の方向から Edge-on で光子が輻射されて いる。



図 3: 輝線強度マップ (左: OIII、右: OI) (1)

本研究ではこの計算を3次元に拡張して行い、光子 の輻射方向に自由度を持たせることで、ガス円盤の 影響まで考慮することが可能となり、より現実的な 計算を行うことが可能となる。また並行して外部輻 射の強度や、EUV/FUVの強度比の影響についても 調べていく。

#### 2.2 計算手法

本研究で扱う計算コードには、流体の基礎方程式 と輻射輸送方程式を解くことが可能な、適合格子細分 化 (AMR) 法による自己重力磁気流体コード「SFU-MATO(Matsumoto 2007)」にさらに、非平衡化学・ 熱進化・EUV/FUV に関する輻射計算が組み込まれ ている (3) (4)。

円盤の初期設定としては、(2)から引用した原始惑 星系円盤の密度分布の式

$$n_H = n_0 \left(\frac{R}{1au}\right)^{-9/4} \exp\left[-\frac{z^2}{2h^2}\right] \tag{1}$$

を用いる。円盤外部の密度は円盤の外側の 1/100 に設 定する。また、中心星の質量を 1*M*<sub>☉</sub>、半径は 30[au] とし、光子は原始惑星系円盤に対して Z 軸正の方向 から Face-on で輻射する。

なお円盤の密度分布が初期設定から平衡状態となるまでに 10<sup>3</sup>[yr] 程度かかるため、光子の輻射は円盤が平衡状態となった後に開始する。

#### 3 Results

先述した円盤の初期設定と、10<sup>3</sup>[yr] 経過した際の 密度分布と温度分布は以下の図4、図5のようになった。



図 4: 円盤の密度分布 (上段:xy 平面、下段:yz 平面)



図 5: 円盤の温度分布 (上段:xy 平面、下段:yz 平面)

円盤の形を再現し、10<sup>3</sup>[yr] 程度で平衡状態となるこ とは確認できたものの、円盤内部からの激しいガス 放射がみられた。また、今回再現した平衡状態の円 盤に対して FUV 光子を輻射したところ、ガスが蒸発 するという予想に反し、円盤への影響が現れないと いう結果となった。この点について以下の4節で議 論する。

#### 4 Discussion

以上のような結果となった原因として考えられる 計算上の問題点を挙げる。まず1つ目は、円盤外部 の密度設定が低かったことである。その結果円盤内 部からのガスの輻射に耐えられなかった可能性があ る。今後は周囲のガス密度の与える影響について並 行して調べることで、周囲の環境による原始惑星系 円盤の挙動を解明することが期待できる。

2つ目は計算範囲の設定である。今回は初期設定 において円盤の半径を計算範囲内の1/4となるよう 設定したが、平衡状態となった円盤の広がりが大き く、円盤外部の計算領域が十分に確保できていない 状況となっている。この状況では円盤外部からの光 子の輻射の影響を正確に調べることができない。そ こで今後は計算領域に対する円盤半径を調整し、シ ミュレーションを行っていく。

#### 5 Conclusion

本研究では、原始惑星系円盤に対して外部輻射が 与える影響について調べた。今回は先行研究(2)から 引用した密度分布の式を用いて初期設定を行った原 始惑星系円盤が平衡状態となるまで計算を行い、外 部から FUV 光子を輻射した。結果として円盤内部 からのガスの輻射が激しく、外部から与えた FUV 光 子が円盤に与える影響を調べることはできなかった。 その原因としては円盤外部の密度設定と計算領域の 不足が挙げられる。今後は激しいガスの輻射の原因 を解明し、正確に原始惑星系円盤への外部輻射の影 響を調べていく予定である。

#### Reference

- Andrew J. Winter& Thomas J. Haworth 2013, EPJP, 137, 1132
- [2] Nakatani et al. 2018, Apj, 857, 57
- [3] Fukushima & Yajima 2021, MNRAS, 506, 5512-5539
- [4] Sugimura et al. 2020, ApJL, 892, L14
  - (1)

--index へ戻る

星間a16

## 系外惑星2次食観測による熱放射の波長依存性と惑星 昼面温度の推定

## 林 優哉

#### 超高温ホットジュピター KELT-9 bの昼面温度推定

林 優哉 (東京大学大学院 総合文化研究科)

#### Abstract

太陽以外の恒星の周りを回る系外惑星のうち,トランジット惑星 (恒星面を惑星が横切る惑星)は、その軌道 離心率が0であれば、恒星の背後に惑星が隠れる、2 次食 (Secondary Eclipse) が必ず起きる.2 次食はトラ ンジット惑星の観測と同様に、一時的な星の明るさのわずかな減光として捉えられ、その減光の深さは惑星 の昼面の明るさ (反射光+熱放射) に一致する.現在までに TESS や Spitzer, CHEOPS 等の宇宙からの測光 観測によって得られた2 次食深さから、多くのホットジュピターの昼面温度が求められているが、これらの 観測はいずれも広い観測波長域で積分された値であり、2 次食深さの波長依存性にほとんど言及できていな い.本研究では、現在見つかっている系外惑星の中で最も高温な惑星である KELT-9 b の惑星 2 次食を地上 から可視から近赤外にかけての複数バンドで同時に観測し、i-band で 367 ppm, z-band で 574 ppm の 2 次 食を検出した.観測された2 次食深さが全て熱放射由来だと仮定すると、惑星昼面温度は ~4000 K 程度と 求められた.先行研究の TESS や CHEOPS の結果 (~4600 K) と比べて低い温度となったが、これは惑星 大気中の i-band と z-band に相当する光学的深さの領域に何らかの吸収源が存在する可能性を示唆している.

#### 1 Introduction

系外惑星の表面温度を知る方法として、2次食の 観測がある.2次食観測とは、惑星が恒星の背後に隠 れることで起きる僅かな減光を観測する手法である. この時の減光幅  $\Delta F$  は、式 (??) のように表される.

$$\Delta F = A_g (R_p/a)^2 + \frac{\int F_p(\lambda)\tau(\lambda)d\lambda}{\int F_s(\lambda)\tau(\lambda)d\lambda} \qquad (1)$$

式 (??) において,  $A_g$  は惑星の幾何アルベド,  $R_p$  は 惑星半径, a は軌道長半径,  $F_p$ ,  $F_s$  はそれぞれ惑星と 主星の放射,  $\tau$  は観測装置のスループットである.

式 (??) の第 1 項が惑星の反射光成分に,第 2 項が 惑星の熱放射成分を示しているが,TESS による複 数のホットジュピターの観測 (Wong et al. 2021) や CHEOPS による観測 (Krenn et al. 2023) では,一 般的にホットジュピターの $A_g$  は非常に小さい (<0.1) と分かっている.そのため反射光成分をしばしば無 視することもある.

ここで,惑星熱放射の波長依存性を知ることは,惑 星大気の温度構造を知る手がかりとなる.惑星大気 中の分子によるレイリー散乱のために,一般的に長 波長の光の方が惑星の光球面 (*τ* = 1 面) は深くなる. そのため,長波長側の方がより深部を見ていること になる.波長を変えて観測を行うことで,観測波長 に応じた光学的深さにおける温度を推測することが できる.

TESS や CHEOPS の精密な測光観測によって,多 くのホットジュピターについて,昼面温度が正確に (モデル依存が含まれるが)求められてきた.ただし, TESS や CHEOPS は観測バンド幅が非常に広く,観 測される食の深さは幅広い波長域で積分された値で ある.そのため惑星熱放射の波長依存性を求めるこ とはできない.

一方,ハッブル宇宙望遠鏡(HST)に搭載された広視 野カメラ 3(WFC3) では近赤外域において分光測光 観測を行い、多くのホットジュピターの大気の熱放 射は黒体放射でないこと,いくつかのホットジュピ ターには大気の温度逆転構造 (上空にいくほど高温 となる大気構造) があることが確認された (Changeat & Edwards et al. 2022). 本研究のターゲットとした KELT-9 b(Gaudi et al. 2017)は,現在発見された惑 星の中で最も高温と考えられているホットジュピター で、その表面温度は 4600 K 程度と見積もられてい る.KELT-9 b においても HST/WFC3 において温 度逆転構造が判明しているが (Changeat & Edwards 2021, Jacobs et al. 2022), この温度逆転構造を引き 起こしていると考えられる TiO 分子や VO 分子は発 見されていない (Kasper et al. 2021). そこで本研究 では, KELT-9b について, HST/WFC3 より短い可 視から近赤外の波長域において、地上から複数バン

ドで 2 次食観測を行い,惑星熱放射の温度依存性を 調べることを目標とした.

#### 2 Observation and reduction

我々は KELT-9 b の惑星 2 次食をカナリア諸島に ある TCS 1.52 m 望遠鏡に搭載された多色撮像装置 MuSCAT2(Narita et al. 2019a) を用いて観測した. MuSCAT2 は 7.4'×7.4' の視野を持ち,可視から近赤 外のバンド帯 (g, r, i, z) を同時に撮像することがで きる装置である.

観測は 2018 年 8 月 9 日に 7 時間程度行い,2 時食 全体と食の前後をカバーした.観測時のエアマスは 1.14-1.02-1.82 のように変化した. KELT-9 b は可視 光で非常に明るく (V=7.5), in-focus で測光した場 合,検出器が頻繁に飽和してしまい, duty cycle が 悪化する. これを避けるため,大きく defocus した 状態で撮像を行なった.

1 次処理と開口測光は専用パイプラインを用いて行 ない,視野内の参照星との相対測光を行なって光度 曲線を作成した (Fukui et al. 2011).

#### 3 Analysis and Results

作成した光度曲線をモデルとフィットするために, Juliet(Espinoza et al. 2019)を一部改良したコー ドを用いた. Juliet はモデルとなるトランジット光 度曲線を batman(Kreidberg, 2015)によって作成し, MCMC によって自動的にモデルフィットを行うプロ グラムである.

ここで,Juliet は複数の装置で撮られたデータ (今回 は同時に撮像した複数バンドの測光データ)を同時に フィッティングすることができるが,その際装置ごと にトランジット深さを変えて別々に探索させること はできない.今回の2次食の観測データは複数バン ドで取得したものであり,各バンドごとで減光幅が 異なることが予想されるため,各バンドごとの減光 幅を別々に探索できるようにプログラムを改良した. モデルフィットの際の事前分布として,惑星の公転周 期 P は先行研究で判明している値に固定し,2時食の 光度曲線が恒星の周辺減光に影響を受けないことか ら周辺減光係数 q1 を 0 に固定した.また,KELT-9 b は主星に近接しており、潮汐的な相互作用により 円軌道化していると考えられることから、軌道離心 率 e を 0 に,近点引数 ω を 90 度に固定した.その 他の変数の事前分布としてはガウス分布をかけたり, 事前分布を置かなかったりした (後述の各バンドの減 光幅を除く).

2 次食は非常に浅く,光度曲線を目視で見ただけでは 検出非検出を判別することはできない.そこで,検 出の確からしさを評価するために,BIC(ベイズ情報 量基準)による評価を行なった.その結果として,iband と z-band で 2 次食を detect し,それぞれの減 光幅は  $367^{+55}_{-56}$  ppm,  $574^{+157}_{-160}$  ppm であった (図??, 図??).



図 1: i-band の fit 結果



図 2: z-band の fit 結果

#### 4 Discussion

図??に得られた減光幅をモデルと比較した図を 示す.モデルは先行研究で求められた恒星の表面温 度,表面重力,金属量と最も近い恒星のスペクトル を Phoenix から引用し,惑星のスペクトルは鉛直・ 水平方向に一様な黒体放射を仮定して作成した. 本研究で導かれた KELT-9 bの昼面表面温度は~4000 Kであり,TESS や CHEOPS の観測結果 (~4500 K) とは 1 $\sigma$  の範囲では一致しない.また,HST/WFC3 との結果 (Changeat & Edwards 2021) とも整合的 ではない.ただし,HST の観測では望遠鏡の姿勢制 御に伴うシステマティクスが乗っており,その補正 の方法によって全体的なスペクトルの Depth が数百 ppm 程度上下することがある.実際,Changeat & Edwards 2021 と同じデータを使用した Jacobs et al. 2022 では昼面温度を~4000 K と見積もっている.



図 3: モデルと先行研究との比較

これらを踏まえて本研究の観測結果は以下のよう に解釈される. TESS や CHEOPS に比べて狭い波 長幅での測光を行なったため,惑星大気の温度構造 を捉えることができ,結果としてiから z-band では TESS の観測結果よりも低い昼面温度を示すことに なったと考えられる. この仮説を検証するために,現 在 z-band よりも長い Y-band での観測を行なってい る.

一方, CHEOPS は青側の波長帯まで捉えることがで きるため, MuSCAT で捉えられない波長帯において, KELT-9 b 大気に放射特徴がある可能性がある. この 場合,惑星昼面大気中層において,惑星深部 (τ = 1 面) からの熱放射が吸収されることで,該当の波長域 の熱放射の値が小さくなる.

反射光がある可能性も否定はできないが,ほとんど のホットジュピターの幾何アルベドは低く,反射光 成分は非常に小さいと考えられる.

#### 5 Conclusion

我々は超高温のホットジュピターである KELT-9 bの2次食を地上から観測し, i-band で 367<sup>+55</sup><sub>-56</sub> ppm の減光を, z-band で 574<sup>+157</sup><sub>-160</sub> ppm の減光をそれぞれ 観測した. 観測された値を全て熱放射由来の値と考え ると,昼面温度は 4000 K 程度と推定された. TESS や CHEOPS による観測に比べ,低い昼面温度を示 唆しているが,これは惑星昼面大気の放射特徴を反 映している可能性がある.

#### Acknowledgement

普段の研究について,指導教官の成田憲保先生と 福井暁彦先生には多くのアドバイスをいただきまし た.この場を借りて御礼致します.加えて,MuSCAT チームの方々には観測を行なって頂いたり,データ 解析に関してアドバイスをいただきました.重ねて 御礼申し上げます.

#### Reference

Chageat & Edwards 2021 ApJL 907 L22

Changeat & Edwards et al. 2022 ApJS 260:3

Espinoza, Kossakowski, &<br/>Brahm 2019 MNRAS 490, 2262

Fukui et al. 2011 PASJ 63, 287-300

Gaudi et al. Nature 2017 546, 514-518

Jacobs et al. 2022 A&A 668, L1

Kasper et al 2021 ApJL 921 L18

Kreidberg 2015 PASP 127 1161

Krenn et al. 2023 A&A 672, A24

Narita et al. 2019a JATIS 5, 1

Wong. et al 2021 AJ 162 127

——index へ戻る

星間a17

M型矮星周りを短周期で公転する高離心率サブネプ チューンTOI-782bの質量推定

福田 生鵬

#### M 型矮星周りを短周期で公転する 高離心率サブネプチューン TOI-782b の質量推定

福田 生鵬 (東京大学大学院 総合文化研究科)

#### Abstract

ケプラー宇宙望遠鏡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、M型星周りを短周期で公転する海王星よりも小さな半径(1.7~4.0地球半径)で高離心率な惑星(サブネプチューン)の発見が挙げられる。

離心率の大きな (~0.1 < e) 短周期惑星はこれまで主に太陽型星周りで発見されてきた。これは 金測量の豊富な太陽型周りで見られる傾向であり、実際に理論モデルによっても説明がされてい る。しかし近年、金属量の少ない M 型矮星周りで短周期の高離心率な惑星が発見されており、そ の形成過程は未だに解明されていない。

本研究では、TOI-782b の質量を推定することで、その形成過程を解明することが目的である。 質量が推定できると惑星の内部構造を予測でき、原始惑星系円盤に含まれる金属量がわかること で、離心率をもつ原因を解明することができる。当該惑星の質量は8地球質量程度(2023年6月 11日現在)であることがわかっており、今後の観測および統計的解析から、より高い精度の質量 推定をしていく。

#### **1** Introduction

ケプラー宇宙望遠鏡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、M型星 周りを短周期で公転する海王星よりも小さな半 径(1.7~4.0地球半径)で高離心率な惑星(サブ ネプチューン)の発見が挙げられる。

離心率の大きな (~0.1 < e) 短周期惑星はこれ まで主に金属量の豊富な太陽型星周りで発見さ れてきた。これは次のようなシナリオで形成さ れたと考えられている。1)まずコア降着と円盤 内の移動により短周期惑星が形成する。2) 原始 惑星系円盤の金属量が豊富だと、惑星形成に必 要なダストが多いため、コア降着により複数の 巨大惑星が形成されやすくなる。3) その後、惑 星-惑星散乱や古在機構などの惑星間相互作用に より公転軌道が歪み、高離心率の惑星が誕生す る。しかし近年、金属量の少ない M 型矮星周り で短周期の高離心率な惑星が発見されており、そ の形成過程は未だに解明されていない。

本研究では、TOI-782b の質量を推定すること で、その形成過程を解明することが目的である。 質量が推定できると惑星の内部構造を予測でき、 原始惑星系円盤に含まれる金属量がわかること で、離心率をもつ原因を解明することができる。 当該惑星の質量は8地球質量程度(6/11現在)で あることがわかっており、今後の観測および統 計的解析からより高い精度の質量推定をしてい く予定である。

#### 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。

#### 2.1 Radial Velocity

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 $\omega$ 、真 近点離角をf、軌道離心率をe、系全体の視線速 度を $v_0$ 、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 $m_p$ 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。

### 2.2 Instrument and Observation

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)およびジェミニ北 望遠鏡(8.0m 口径)の M 型矮星周辺視線速度装 置(MAROON-X)を用いた。

IRD の観測は 2019 年 6 月 17 日から 2022 年 10 月 10 日までの Subaru-IRD TESS intensive follow-up program 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。

MAROON-X の観測は 2022 年 3 月 25 日から 同年 5 月 27 日までの Subaru-IRD の観測夜時 間交換にて行った。観測波長は 500 nm-920 nm で、中晩期の M 型矮星の観測で要求される 700 nm-920 nm をカバーし、分解能は 80000 である。 データ点数は IRD は h バンドが 31 点、YJ バ ンドが 27 点の合計 58 点、MAROON-X は Red バンドが 20 点、Blue バンドが 20 点の合計 40 点、計 98 点である。ただし、天候不順や観測機 器の統計誤差が大きく影響したデータは、外れ 値として取り除いた。

#### 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。

$$\log \mathbf{k} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n} \left( \frac{(y_{model} - y_{obs})^2}{\sigma_e r r^2 + \sigma_j i t^2} + \log 2\pi (\sigma_{err}^2 + \sigma_{jit}^2) \right)$$

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  $\omega$ 、軌道離心 率 e、系全体の視線速度  $v_0$ 、装置や恒星活動(+ 他惑星)による誤差  $\sigma_{jit}$  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:恒星と惑星パラメータ

#### 2023 年度 第 53 回 天文・天体物理若手夏の学校

TOI-782(恒星)	
半径 [太陽半径]	$0.406\pm0.012$
質量 [太陽質量]	$0.398\pm0.020$
有効温度 [K]	$3320\pm157$
V 等級 [mag]	$14.83\pm0.024$
J 等級 [mag]	$10.68\pm0.021$
H 等級 [mag]	$10.11\pm0.024$
K 等級 [mag]	$9.860\pm0.024$
金属量	$0.44\pm0.067$
スペクトル型	М
TOI-782b(惑星)	
半径 [地球半径]	$2.679\pm0.572$
公転周期 [日]	8.024

#### 表 2:解析結果

視線速度振幅 K[m/s]	$2.50\pm1.17$
$esin \omega$	$\textbf{-0.02}\pm0.38$
$e\cos\omega$	$0.00\pm0.40$
系全体の視線速度 v <sub>0red</sub> [m/s]	$\textbf{-0.74} \pm \textbf{0.91}$
系全体の視線速度 v <sub>0blue</sub> [m/s]	$\textbf{-1.19}\pm1.31$
系全体の視線速度 v <sub>0<sub>h</sub></sub> [m/s]	$\textbf{-0.26} \pm \textbf{2.43}$
系全体の視線速度 v <sub>0y</sub> ,j[m/s]	$1.33\pm3.10$
誤差 σ <sub>jitred</sub>	$4.00\pm0.79$
誤差 σ jitblue	$4.90\pm1.19$
誤差 σ <sub>jith</sub>	$11.8\pm2.28$
誤差 σ <sub>jitvj</sub>	$10.47\pm3.30$

この結果から、惑星質量 *m<sub>p</sub>、*近点引数ω、軌道 離心率 e を求めた結果が次のとおりである。

表 3:解析結果	
惑星質量 $m_p$ [地球質量]	$4.11 \pm 1.86$
近点引数ω [rad/s]	$0.44\pm0.71$
軌道離心率 e	$0.23\pm0.16$

#### **4** Discussion

表3の結果から、解析結果は収束しているよ うに見られるが、MCMC の確率事後分布より esinωと ecosωは決まっていない。したがっ て、離心率を考慮した質量決定の精度は現状 2 σ程度であるが、その結果の信頼度は低い。ま た、IRD の観測データにおいて、モデルと実測 値の残差に打ち消せないシグナルがあり、これ が恒星活動によるものなのが、第2の惑星候補 のシグナルなのかは、今後さらに検討していく 必要がある。

#### 5 Conclusion

本研究では、M型星周りを公転する短周期サ ブネプチューン TOI-782b の質量を決定し、そ こから金属量の少ない M型矮星周辺で、離心率 をもつ原因となる形成プロセスを解明すること が目的である。解析から、惑星質量  $m_p$ [地球質 量] は  $4.11 \pm 1.86$ 、近点引数 $\omega$  [rad/s] は  $0.44 \pm$  $0.71、軌道離心率 e は <math>0.23 \pm 0.16$  という結果を 得た。しかし、これらの値の信頼性は低く、形成 プロセスを解明できるまでには至らない。また、 恒星のシグナルか第 2 の惑星由来のシグナルか の判別も今後の解析で行う必要がある。

#### **6** Reference

NASA Exoplanet Archive Fulton & Petigura, AJ, 156, 15, 2018 Pollack et al, AA, 590, 12, 1996 Wu and Murray, ApJ, 589, 11, 2003 Kozai, AJ, 67, 8, 1962 -----index へ戻る

星間a18

X線天文衛星「すざく」を用いたTuttle 彗星のコマの 化学組成

森本 大輝

# 未提出

-index へ戻る

星間a19

### Tomo-e Gozen NEO 探査の4年と今後の展望

## 和田 空大

### Tomo-e Gozen NEO 探査の4年と今後の展望

和田 空大 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

#### Abstract

小惑星の観測的研究は生命の起源に迫るという科学的意義があり、特に地球接近小天体 (Near-Earth Object, NEO) に対してはより微小な天体を観測できる。2019 年より東京大学木曽観測所 105cm シュミット望遠鏡 に搭載されている Tomo-e Gozen カメラを用いた NEO 探査が行われてきたが、探査のプロセスや発見の効 率化を図るため現状を振り返り、課題とその解決策を整理した。

この結果、追跡候補の抽出が特に課題であり、この改善により追跡の自動化に大きく近づくことが示唆された。さらに来年完成する東京大学アタカマ天文台 (TAO) との連携計画の準備の上でもこの自動化は要請され、連携機構が整えば TAO での追跡観測は運用可能だという見込みが立てられた。以下では Tomo-e Gozen NEO 探査の振り返りと TAO 連携計画についてより具体的に述べる。

#### 1 Introduction

小惑星による物質輸送は地球の水や生命の起源に 関する有力な説の一つであり、その観測的研究は生 命の起源に迫るという科学的意義を持つ。小惑星は 火星-木星間に存在するメインベルト小惑星がその多 数を占めるが、これらメインベルト小惑星が太陽輻 射の天体表面での反射、再放射の非等方性に起因す る軌道変化 (ヤルコフスキ効果)を受け軌道進化し、 地球に近づく軌道をもつ場合がある。[1] これら地球 接近軌道をもつ天体を地球接近小天体 (Near-Earth Object, NEO) と呼ぶ。

特に NEO はメインベルト小惑星とは異なり近く で観測できるため、微小な小惑星の観測が可能であ る。[2] しかし微小小惑星はその小ささゆえ地球近傍 でのみ観測できるため、地球から見た移動速度が速 い状態の観測が余儀なくされる。つまり、微小 NEO の観測には高時間分解能の装置が特に有用である。

以上の背景を踏まえ我々Tomo-e チームでは、東京 大学木曽観測所 105cm シュミット望遠鏡に搭載され ている Tomo-e Gozen カメラを用いた NEO 探査を 2019 年から開始した。Tomo-e Gozen カメラは 2fps という高時間分解能で全天サーベイを行う高視野高 時間分解能撮像装置であり、この特徴を活かした微 小 NEO の発見を目指し日々観測を続けてきた。

探査開始からおよそ4年が経過した今、探査のプロセスや発見の効率化を図るためこの4年の観測を振り返ることとした。その結果、判明したいくつかの課題に対する内容とその解決方針を以下に示す。

加えて、来年完成予定の東京大学アタカマ天文台 (TAO)との連携計画についても紹介する。赤外線観 測が可能な TAO と Tomo-e Gozen の可視光観測を 組み合わせた多バンド観測により、従来の微小 NEO 観測に比べ多くの物理量を得ることができ、表面構 造の推定に大きく寄与できることが期待される。本 発表では現時点でのこの計画についても紹介する。

### 2 Methods/Instruments and Observations

本研究では、東京大学木曽観測所 105cm シュミッ ト望遠鏡に搭載されている Tomo-e Gozen カメラで 取得されたデータを使用した。本望遠鏡は毎晩の初 めに3時間程度かけて全天サーベイを行い、ここか ら検出された天体の情報を記録している。

これらのデータの中でも、本研究では NEO 探査 計画が始まった 2019 年 9 月 6 日から 2023 年 5 月 15 日までに Tomo-e Gozen NEO データベースに残さ れたデータを用いて解析を行った(N=11,706,962)。 このデータベースには Tomo-e Gozen カメラで取得 されたデータのうち移動天体と判断されたものが記 録されている。各データに対し、位置、速度、明る さ、S/N 比、機械学習のスコア、追跡回数、人工天 体のデータベースとの照合結果などの情報が格納さ れており、本研究では主にデータ数自体と各データ における機械学習のスコアなどを用いて解析を行っ た。具体的には、NEO 検出の各プロセスでどの程度 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

の数の振り分けがなされており、そこに改善すべき 点がないか確認した。

後半の TAO 連携計画においては、典型的な Tomoe Gozen 発見 NEO が TAO でも観測可能かどうか判 定するため、典型的な Tomo-e Gozen 発見 NEO の 物理量からの感度計算と過去の Tomo-e Gozen 発見 NEO の場合の TAO での Elevation の確認をした。 感度計算には TAO のファクトシートを参照した。



図 1: 105cm シュミット望遠鏡 (C) 東京大学



図 2: Tomo-e Gozen カメラ (C) 東京大学



図 3: TAO 望遠鏡 (C) 東京大学

#### 3 Results

まず、NEO 探査フローにおける各段階で抽出され たデータについて、1日あたりの典型的なデータ数を 調べた。その結果、移動天体と判断された数は10,000 程度、そのうち追跡する候補に挙がったものが100 程度、さらにそのうち実際に追跡した天体数は10以 下という状況であった。追跡というのは、全天サー ベイで検出された中で NEO らしき天体は複数回の 追跡観測を受けて軌道決定され小惑星か否かの判断 を受けるのだが、この候補となるものが毎日 100 程 度存在し、そのうち実際に追跡しているものが 10 以 下ということである。

これはつまり、追跡の候補に挙がったものの中で 実際に追跡された天体は一部だったということだ。こ の実態を確認すると、人間の目では明らかに天体で はないと判断できるが機械学習では高いスコアをつ けてしまっているものが大半だと判明した。具体的 には、検出器の端など特定の列のピクセルのみが誤っ た検出をしている場合や複数の静止天体の大気揺ら ぎを1つの移動天体と判断してしまっている場合な どがあった。上記の実態を確認し、探査フロー中の 候補天体抽出の精度改善が課題だと判断した。

また TAO 連携計画については、典型的な Tomo-e 発見天体は TAO 望遠鏡搭載観測装置 MIMIZUKU (11.5um) にて全て検出可能だと判明した。加えて Elevation の確認では、過去の Tomo-e 発見天体の場 合はその約4割 (20/49 天体) が TAO でも 1.5 日後ま でに観測可能であった。このことから、Tomo-e Gozen で発見した天体は4割程度が TAO でも観測できる 見込みがあると結論づけられた。

#### 4 Discussion

NEO 探査フローにおいて、上記の結果から候補天 体抽出の精度改善が課題だと判明した。これは機械 学習の特徴的な誤検出を取り除くことでその大部分 が実現できる見込みであり、精度が改善されれば人 間の手を介すことなく追跡候補をそのまま追跡する ことも実現しうる。

これは TAO 連携計画の準備という点でも非常に重 要な内容である。TAO 連携計画では即日の追跡を必 要とするため発見当初から素早くデータを集めてお く必要がある。現状は人間が手で追跡を行っている ためマンパワーでの制限が生まれているが、自動化 が可能になれば追跡観測も効率化できる。現状は機 械学習の精度の問題で自動化は叶っていないが、上 記の精度改善により大幅に近づけることができると 期待される。

そして、Tomo-e Gozen 発見天体のうちおよそ4割 は TAO でも観測できるという点から、TAO 連携計 画自体も運用可能だという見込みが立てられた。今 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

後は具体的な連携機構の構築とデータ処理の準備を 行い、TAOの観測開始とともに運用を開始させたい と考えている。

#### 5 Conclusion

Tomo-e Gozen NEO 探査は約4年間行われており、本研究では発見の精度向上のため現場を把握した。ここから主な課題として追跡候補の抽出精度の向上が挙げられた。

また、TAO 連携計画の事前準備段階として Tomoe Gozen 発見天体の追跡の自動化に取り組む必要性 も浮かび上がった。これらの課題を解決しつつ計算 などの準備も整えていき、TAO の観測開始と同時に 連携体制を運用していきたい。

#### Reference

Bottke et al., 2000, Science 288, 2190 Pravec & Harris, 2000, Icarus 148, 12 著者 D, 著者 E, & 著者 F 2015, 発行元 3 -----index へ戻る

星間a20

分子雲と相互作用する超新星残骸の流体シミュレー ション:体積占有率と衝撃波速度の関係

### 辰己 賢太

### 分子雲と相互作用する超新星残骸の流体シミュレーション: 体積占有率と 衝撃波速度の関係

辰己 賢太 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

#### Abstract

超新星残骸 (SNR) と分子雲との相互作用は、乱流磁場増幅による粒子加速の促進や X 線やガンマ線放射の 促進等の効果を通して、SNR の性質に大きな影響を及ぼすことが知られている (Inoue et al. 2012)。ガンマ 線で明るい SNR 周辺の分子雲観測の結果から (Fukui et al. 2012) では RXJ1713.7-3946 の宇宙線陽子の全 エネルギーを約 10<sup>48</sup>erg と見積もっている。この値は SNR が銀河系内の宇宙線エネルギー密度を説明する ため加速しなければならない値に比べて 1 桁小さい。しかしながら、この見積もりは分子雲の体積占有率が 100% 近くであることを仮定した時の値であり、体積占有率が低ければ、宇宙線のエネルギーは大きくなり 得る。

重力崩壊型超新星の場合、爆発前に発生する恒星風や HII 領域の膨張によって分子雲内部の低密度部分が吹 き飛ばされ、密度の濃いクランプ状の分子雲構造が残る。そのような高密度ガス体積占有率が低い分子雲で 超新星が発生する場合、衝撃波面はガスクランプの間を通り抜け、球対称を保ったまま広がっていく。我々 は高密度ガス体積占有率が異なる複数の状況下で SNR 形成のシミュレーションを行うことで、体積占有率が SNR の進化に与える影響を調べた。その結果、体積占有率が一定以上大きくなると、衝撃波の伝搬速度が観 測されるものよりも優位に小さくなってしまうことを発見した。この効果を考慮したときに RXJ1713.7-3946 の宇宙線加速効率がどのような値を取り得るのかについて議論する。

#### 1 Introduction

超新星残骸と分子雲が相互作用している可能性の ある天体が存在する。図1はRXJ1713.7-3946を観 測したものである。灰色の等高線はγ線であり、マ ゼンタの等高線が CO 輝線で観測されたものである。 SNR が分子雲とぶつかっても高い球対称性を保って おり、これは分子雲が密度の濃いクランプ状であり、 SNR の衝撃波面がクランプの間を通り抜けるためだ と我々は考えている。

RXJ1713.7-3946 のの宇宙線プロトンの全エネル ギー $W_{tot}$ は観測から見積もられており、(Y.Fukui et al. 12)から、

$$W_{tot} \sim (1-3) \times 10^{50} \frac{d}{1 \text{kpc}}^2 \frac{n}{1 \text{cm}^{-3}}^{-1} (\text{erg}) \quad (1)$$

RXJ1713.7-3946 は (Fukui et al. 2003; Wang et al. 1997) から 1kpc で半径が 9pc、年齢が 1600yr である。d = 1kpc 、n は星間ガスの平均数密度であり、100cm<sup>-3</sup> とすると、式1 は  $W_{tot} \sim 10^{48}$ erg となり、これは SNR が銀河系内の宇宙線エネルギー密度を説明するため加速しなければならない値に比べて1 桁

小さい。しかし、この見積もりは体積占有率がほぼ 100% で計算されている。宇宙線プロトンの全エネ ルギーは体積占有率の逆数に依存するため、体積占 有率が 0.1 の場合 W<sub>tot</sub> ~ 10<sup>49</sup>erg となるため、宇宙 線エネルギー密度を説明することができる。シミュ レーションでは、最初に一様な分子雲に乱流を加え て分子雲の環境を再現する。次に爆発前に発生する 恒星風や HII 領域の膨張で低密度領域が吹き飛ばさ れたと仮定して、閾値以下の数密度を持つグリッド を置き換える。そのあとに超新星残骸をぶつけて衝 撃波面の平均速度とぶつける前の分子雲の体積占有 率の関係を求める。

#### 2 Methods

本研究で用いた方程式とシミュレーションを示す。

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

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(p\delta_{ij} + \rho u_i u_j) = 0 \tag{3}$$

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \rho \left| \mathbf{u} \right|^2 + \epsilon \right\} + \nabla \cdot \left\{ \mathbf{u} \left( \frac{1}{2} \rho \left| \mathbf{u} \right|^2 + p + \epsilon \right) \right\} = 0$$
(4)

使用する方程式は上記の完全流体の基礎方程式であ る。今回のシミュレーションは Athena++(Stone et al. 20) のコードを用いた。解像度は 256<sup>3</sup> の 3 次元 流体計算である。

最初に超新星残骸をぶつけるための超音速乱流状態 の分子雲を作成するシミュレーションを行う。図2の ように計算領域の中心に半径 3pc、密度が 10<sup>3</sup> cm<sup>-3</sup>、 温度は 24K の球を置く。球の外側の領域は温度が 8000K、密度は 3cm<sup>-3</sup> とした。そこに k を波数とす ると、初期乱流速度のスペクトルが  $v \propto k^{-4}$ 、乱流 速度が 10 $C_s$  になるように乱流を加えた。計算時間 は分子雲の横断時間の 3 倍であり、約 5Myr である。 境界条件はすべての軸で周期境界条件である。



図 1: 乱流を加える前の初期状態

次に超新星残骸をぶつけるシミュレーションを行う。 超新星残骸をぶつける前に分子雲が恒星風や HII 領 域の膨張を仮定して閾値以下の密度を  $0.05 \text{cm}^{-3}$  に置 き換える。密度の閾値は 100, 250, 500, 750, 1000 cm}^{-3} とした。超新星残骸の物理量は質量は  $8M_{\odot}$ 、初期速 度は  $10^4$ km としている。計算時間は  $10^3$ yr である。 計算精度をよくするために爆発させる恒星の 1/8 を 計算領域の端に置くため、境界条件は SNR の衝撃波 面の形に影響を及ぼさないように初期の恒星に接し ている x,y,z 軸の境界条件を反射境界条件、そのほか を流出境界にしている。下図は閾値以下の密度を取 り除いた後の初期条件であり、図 3 と図 4 はそれぞ れ 0,  $10^3$  cm}^{-3}以下の密度のセルを置き換えた後の状 態である。



図 2: 分子雲に超新星残骸を相互作用させるときの初 期状態



図 3: 密度の閾値が 1000cm<sup>-3</sup> のとき

#### 3 Results and Discussion

超音速乱流状態の分子雲を生成するシミュレーションの累計ヒストグラムが図5である。中央値は約 100cm<sup>-3</sup>であり、最大値は9020cm-3である。



図 4: 分子雲の累積ヒストグラム

超新星残骸をぶつけるシミュレーションは閾値の密 度と衝撃波面の速度の図が図6であり、体積占有率と 衝撃波面の速度の図が図7である。図6から閾値密度 が500cm-3以下は衝撃波面速度が1000km/s以下に なるのに対して500cm-3以上は3000km/s以上の値 をとる。図7から体積占有率は閾値密度が500cm-3 の時は体積占有率が 0.1 以下となり、これは式 (1) の プロトンの全エネルギーを 10 倍にするため、10<sup>49</sup>erg となり、銀河系内の宇宙線エネルギー密度を説明す るために加速しなければならない値となる。

- [6] ukui, Y., Moriguchi, Y., Tamura, K., et al. 2003, PASJ, 55, 61
- [7] ang Z.R., Qu Q.-Y., Chen Y. 1997, AA 318, L59



図 5: 閾値密度と衝撃波面の平均速度の関係



図 6: 体積占有率と衝撃波面の平均速度の関係

#### Acknowledgement

本研究にあたって丁寧に指導して下さった井上剛 志教授に感謝します。

#### Reference

- noue et al., The Astrophysical Journal, 744:71-85, 2012 January 1
- [2] ukui et al., The Astrophysical Journal, 746, 82-99, 2012 February 10
- [3] osokawa Inutsuka 2006, The Astrophysical Journal, 646, 240-257
- [4] ano et al. 2010, The Astrophysical Journal, 724, 59-68, 2010
- [5] tone et al. 2012, The Astrophysical Journal, 249:4, 2020 July

-index へ戻る

星間a21

### NuSTARを用いた RCW86 北東部の広帯域観測

加藤 辰明

# 未提出

-index へ戻る

星間a22

## 超新星残骸G304.6+0.1とG346.6-0.2からの中性鉄輝線 放射の起源

森川 朋美

#### 超新星残骸G304.6+0.1とG346.6-0.2からの中性鉄輝線放射の起源

森川 朋美 (近畿大学大学院 総合理工学研究科)

#### Abstract

低エネルギー宇宙線は、宇宙線加速や星形成過程を理解する上で重要であるが、太陽磁場の影響のため太陽 系内での直接観測は困難である。星間物質中の鉄原子が低エネルギー宇宙線によって電離され放射する中性 鉄輝線は、低エネルギー宇宙線の新たな観測方法である。我々は、低エネルギー宇宙線起源の中性鉄輝線を 系統的に調査するため、すざく衛星のアーカイブデータを用い、銀河面上かつ銀河中心の西側領域に位置す る8つの超新星残骸の解析を行なった。その結果、G304.6+0.1 と G346.6-0.2 からおよそ3 σ の有意度で 中性鉄輝線を検出した。本論文では、G304.6+0.1 と G346.6-0.2 の中性鉄輝線の起源を議論する。

#### 1 研究背景

宇宙線とは、絶えず宇宙から降り注いでいる放射 線で、主に陽子や電子でできており、10<sup>9</sup> – 10<sup>20</sup> eV と幅広いエネルギーを持つ。天の川銀河から届く宇 宙線の多くは、超新星残骸が起源と考えられている。 宇宙線の中でも、エネルギーが 10<sup>6</sup> – 10<sup>8</sup> eV と低い 宇宙線を、低エネルギー宇宙線と呼ぶ。衝撃波加速 の理論によると、宇宙線は低いエネルギーから徐々 に加速されるので、低エネルギー宇宙線の情報は、 宇宙線加速を解明するのに重要である。また、低エ ネルギー宇宙線は分子雲を電離することで星形成に 影響していると考えられているため、星形成過程を 理解するためにも低エネルギー宇宙線は重要である。 しかし、低エネルギー宇宙線は太陽磁場の影響を受 けるため太陽磁気圏内での観測は困難である。その ため、太陽磁気圏を脱出したボイジャー1号 (Stone et al. 2013) の観測を除くと、低エネルギー宇宙線の 直接観測の例はなく、観測的情報は非常に限られて いる。

低エネルギー宇宙線を間接測定する方法として、中 性鉄輝線を用いる方法がある (Tatischeff 2003)。中 性の鉄原子の K 殻の電子に低エネルギー宇宙線が衝 突すると、内殻電離によって電子が外に飛ばされる。 その後、L 殻の電子が K 殻に落ち、その際にエネル ギーが 6.40 keV の特性 X 線 (中性鉄輝線)が生じる。 低エネルギー宇宙線が分子雲に衝突すると、中性鉄 輝線に加えて連続 X 線 (電子の場合は制動放射、陽 子の場合は逆制動放射)も放射される。陽子は電子よ りも連続 X 線が放射されにくいため、陽子起源の場 合は電子起源の場合より中性鉄輝線の等価幅が大き くなる。Dogiel et al. 2011 によると、陽子起源の場 合の等価幅はおよそ 1 keV 程度になるが、電子起源 の場合は高々0.4 keV 程度である。

先行研究において 10 天体の超新星残骸から低エ ネルギー宇宙線起源の中性鉄輝線が見つかっている (Saji et al. 2018; Nobukawa et al. 2018)。先行研究 で中性鉄輝線が見つかっている超新星残骸は、主に銀 河中心に対して東側に位置しており、西側の領域に ある超新星残骸はこれまであまり調査されていない。

#### 2 解析

本研究の目的は、中性鉄輝線を測定することで、超 新星残骸で系統的に低エネルギー宇宙線を探査する ことである。本研究では、調査があまりされていな い西側の領域にある超新星残骸に注目し、表1にあ る8つの超新星残骸について解析を行った。

解析した天体は天の川銀河内にあるので、主なバッ クグラウンドは銀河面 X 線放射と呼ばれる銀河面に 沿って広がる淡い放射である。スペクトル解析を行 うと、3つの輝線が見られる。6.40 keV 輝線が中性の 鉄の Kα線、6.68 keV 輝線がヘリウム状の鉄の Kα 線、6.97 keV 輝線が水素状の鉄の Kα線である。つ まり、超新星残骸以外のバックグラウンド自体が中 性鉄輝線を付随している。よって、バックグラウン ドを正しく評価する必要がある。解析には、淡い鉄 輝線放射に対して高いエネルギー分光性能、高い検 出感度、低い非 X 線バックグラウンドを持つすざく 衛星を用いた。

SNR name	Obs.ID	Pointing direction $(l, b)$	Exposure time (ks)
G290.1-0.8	506061010	$(290.^{\circ}\ 1195, -0.^{\circ}7436)$	110.6
G298.6 - 0.0	507037010	$(298.^{\circ} 5950, -0.^{\circ}0841)$	17.2
	507037020	$(298.^{\circ} 5919, -0.^{\circ}0714)$	39.7
G304.6 + 0.1	505074010	$(304.^{\circ}\ 5764, +0.^{\circ}1308)$	99.6
G330.2+1.0	504083010	$(330.^{\circ}1401, +0.^{\circ}9841)$	127.8
	504083020	$(330.^{\circ}1401, +0.^{\circ}9843)$	30.9
	504083030	$(330.^{\circ}1835, +1.^{\circ}0299)$	92.5
G346.6 - 0.2	504096010	$(346.^{\circ}6290, -0.^{\circ}2222)$	56.8
G348.5 + 0.1	504097010	$(348.^{\circ}4422, +0.^{\circ}0965)$	53.8
G348.7+0.3	501007010	$(348.^{\circ} 6456, +0.^{\circ}3768)$	82.9
G355.6 - 0.0	504098010	$(355.^{\circ} 6910, -0.^{\circ}0379)$	52.5

表 1: 本研究で用いた SNR の観測ログ

#### 3 結果

ここでは中性鉄輝線の放射が見られた G304.6+0.1 と G346.6-0.2 の解析結果を示す。図 1 は、左から 2-5 keV、5-8 keV、6.3-6.5 keV のエネルギーバン ドで切ったイメージである。2-5 keV で顕著な放射 が超新星残骸である。5-8 keV では超新星残骸から の放射は見られないが、6.3-6.5 keV のエネルギーバ ンドで切ると、放射が見られた。ここで、破線の内 側をソース領域、ソース領域と点源を抜いた領域を バックグラウンド領域とし、スペクトルを抽出した。

スペクトル解析の結果が図2である。縦軸はX線 の強度、横軸はエネルギーを示している。XIS0,3 のスペクトルを足し合わせ、フィッティングを行っ た。モデルは星間吸収×(制動放射 + ガウス関数 + ガウス関数 + ガウス関数 + ガウス関数 + べき 関数) である。星間吸収の水素柱密度は G304.6+0.1 と G346.6-0.2 それぞれについて  $3.7 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> (Washinol et al. 2016),  $2.0 \times 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> (Yamauchi et al. 2013) に固定した 。制動放射は主に銀河面 X 線放射の熱的放射を表す。4つのガウス関数の中心エ ネルギーは 6.40 keV, 6.68 keV, 6.97 keV, 7.05 keV に固定し、7.05 keV の強度は 6.40 keV の 0.125 倍 にした (Kaastra & Mewe 1993)。それぞれ中性鉄輝 線  $(K\alpha \, i k)$ 、He 状鉄輝線、H 状鉄輝線、中性鉄輝線 (Kβ線)を表す。またガウス関数の幅は0 eV に固定 した。べき関数は宇宙背景 X 線放射を表し、そのパ ラメーターは Kushino et al. 2002 に固定した。

中性鉄輝線に注目すると、ソース領域では輝線

が見られるが、バックグラウンド領域ではほとん ど見られない。この結果からそれぞれの表面輝度 を求めた結果、およそ 3  $\sigma$  の有意度で中性鉄輝線 を発見した (表 2)。また、超過の中性鉄輝線の等 価幅を測定した。まず、ソース領域とバックグラ ウンド領域の有効面積が違うため補正した。その 後、ソース領域 – バックグラウンド領域をして、 星間吸収 × (制動放射 + ガウス関数 (6.40 keV) + ガウス関数 (7.05 keV)) でスペクトルフィットし た (図 3)。その結果、6.40 keV の eqwidth(keV) は  $0.97^{+6.41}_{-0.72}$ (G346.6-0.2) と 求まった。

#### 4 議論

G304.6+0.1 と G346.6-0.2 の中性鉄輝線の起源を 議論する。超過の起源として 2 つの可能性がある。 ひとつが、SNR プラズマからの熱的な 6.4 keV 放射 である。それぞれの電子温度は 0.8 keV(Washinol et al. 2016), 0.4 keV(Yamauchi et al. 2013) とわかっ ている。電子温度が 1 keV 以下だと、検出できるほ どの鉄 K 輝線は放射されないので、熱的放射は棄却 される。

もうひとつの可能性が、分子雲からの放射である。 中性鉄輝線が分子雲から放射されているなら、その 起源は2通り考えられる。1つは、他の天体からの X線による電離、もう1つが低エネルギー宇宙線に よる電離である。



図 1: G304.6+0.1(上)と G346.6-0.2(下)のイメージ解析 (カラーバーは任意単位)

まず、他の天体からの X 線による電離説を 検証する。付随する分子雲が観測されている G346.6-0.2(Sano et al. 2021) について、観測され た中性鉄輝線を説明するのに必要な光度を計算する と少なくとも2×10<sup>36</sup> erg/sと求まる。しかし、こ のような明るい天体は周囲にないため、他の天体か らのX線による電離説は棄却される。低エネルギー 宇宙線による電離の可能性が残る。

低エネルギー宇宙線による電離の場合、等価幅から陽子起源か電子起源か区別できる。G304.6+0.1とG346.6-0.2において、超過した中性鉄輝線の等価幅はそれぞれ、0.97<sup>+6.41</sup> keV,0.81<sup>+4.51</sup> keV だった。誤差を考慮すると、この等価幅は陽子起源でも電子起源でも説明できる。したがって、粒子を区別することはできなかった。

G346.6-0.2 について、低エネルギー宇宙線のエネ ルギー密度を計算すると、陽子の場合 50 eV/cm<sup>3</sup>、 電子の場合 0.1 eV/cm<sup>3</sup>と求まり、これらのエネル ギー密度は、先行研究 (Nobukawa et al. 2019) で推 測された値と矛盾しない。

#### References

Stone et al. 2013, Science, 341, 150
Tatischeff, EAS, vol7, 79, 2003
Dogiel et al. 2011, PASJ, 63, 535
Saji et al. 2018, PASJ, vol70, 23, 2018
Nobukawa et al. 2018, AJ, vol854, 87, 2018
Washino et al. 2016, PASJ, 68, 4
Yamauchi et al. 2013, PASJ, 65, 6
Kaastra & Mewe 1993, A&AS, 97, 443
Kushino et al. 2021, ApJ, vol923, 15, 2021
Nobukawa et al. 2019, ASJ, 71, 115

SNR name	Parameter	Best–fit value	
		src 領域	bgd 領域
G304.6+0.1	$N_{\rm H}( imes 10^{22} {\rm ~cm^{-2}})$	3.7	3.7
	制動放射の温度 (keV)	$1.2\pm0.1$	$2.0\pm0.2$
	中性鉄輝線の表面輝度 (×10 <sup>-8</sup> photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> arcmin <sup>-2</sup> )	$3.5\pm1.0$	$0.7\pm0.3$
	He 状鉄輝線の表面輝度 (×10 <sup>-8</sup> photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> arcmin <sup>-2</sup> )	$2.3\pm0.9$	$1.9\pm0.3$
	4–10 keV $\mathcal{O}$ flux(ergs cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> arcmin <sup>-2</sup> )	$7.97\times10^{-15}$	$6.44\times10^{-15}$
G346.6-0.2	$N_{\rm H}( imes 10^{22} {\rm ~cm^{-2}})$	2.0	2.0
	制動放射の温度 (keV)	$1.8\pm0.2$	$3.7\pm0.8$
	中性鉄輝線の表面輝度 (×10 <sup>-8</sup> photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> arcmin <sup>-2</sup> )	$4.2\pm1.2$	$0.8\pm0.6$
	He 状鉄輝線の表面輝度 (×10 <sup>-8</sup> photons cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> arcmin <sup>-2</sup> )	$8.0\pm1.2$	$5.4\pm0.8$
	4–10 keV $\mathcal{O}$ flux(ergs cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> arcmin <sup>-2</sup> )	$1.22\times 10^{-14}$	$1.01\times 10^{-14}$

	表 2: G304.6	6+0.1, G346.6-	0.2 の src 領域と	bgd 領域におけ	ける Best-fit	parameters
--	-------------	----------------	---------------	-----------	-------------	------------



図 2: src 領域と bgd 領域の空の大きさと検出器の有効面積の違いを補正したスペクトル。モデルは星間吸収 × (制動放射 + ガウス関数 + ガウス関数 + ガウス関数 + ガウス関数 + ベき関数) である。G304.6+0.1(左)、 G346.6-0.2(右)



図 3: ソース領域とバックグラウンド領域の空の有効面積の違いを補正して、ソース領域 – バックグラウン ド領域のスペクトルをモデルでフィットした。G304.6+0.1(左)、G346.6-0.2(右)

——index へ戻る

星間a23

## マイクロクエーサーSS433によるジェットと星間ダス トの相互作用

## 石川 竜巳

#### マイクロクエーサー SS433 によるジェットと星間ダストの相互作用

石川 竜巳(名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

W50/SS433 は超新星残骸とマイクロクエーサーの複合天体である.西側領域のダストの物理状態について 議論した.この領域の分子雲は SS433 から放出されているジェットと相互作用していることが示唆されて いる (Liu et al. 2020, Yamamoto et al. 2022).星間ダストを含めた星間物質の物理状態を調べるために NRO と JCMT による CO 観測データと WISE と AKARI による中間赤外線・遠赤外線ダストの観測デー タの比較を行った.データ処理では中間赤外線の観測データに映っている恒星による点源を除去するために, 点源検出ソフトウェア SEP と測光手法を用いて広がったダストの成分のみを取り出すことができた.<sup>12</sup>CO (J = 1-0), <sup>12</sup>CO (J = 3-2), <sup>12</sup>CO 強度比 (J = 3-2/J = 1-0)と中間赤外線,遠赤外線によるチャネルマッ プを作成したところ,その空間分布は一致しない領域が多数存在することがわかった.(本集録では代表し て<sup>12</sup>CO (J = 1-0)のチャネルマップを示す.)一方,一部の速度範囲では空間分布の一致を見せる領域も存 在した.同じ領域内でも分子雲やダストに対するジェットの当たり方が異なっていることが示唆される.今後 は AKARI による温度の推定などを加味しながらこの領域で起こっている物理現象を考察していく.

#### 1 Introduction

本研究で取り扱う天体はマイクロクエーサーと呼 ばれる天体である. マイクロクエーサーは銀河進化を 研究するにあたって非常に重要であるクエーサーをス ケールダウンしたような天体 (Mirabel & Rodoríguez 1998) であり、主に銀河系内に分布することから、高 空間分解能な観測が用意であり、その構造や物理状態 を詳に議論することができるという特徴を持つ. そ のためクエーサーの詳細を調べるための足がかりと して期待されている.マイクロクエーサーは、太陽 質量程度のブラックホールを中心に持ち、伴星から の質量降着によって形成される降着円盤を持つ.降 着円盤では重力がブラックホールからの距離に応じ て大きく変化するため,円盤の内側と外側で回転速 度の違いが生じる.回転速度による摩擦は円盤を加 熱し、円盤が X 線で明るくなる.加えて、相対論的 な非常に高速なジェットを吹き出していることも知 られているが、その原因は定かではない、このよう に、マイクロクエーサーは銀河系内でも非常に高エ ネルギーな天体である.

本研究では超新星残骸 W50 とその中心星のマイ クロクエーサー SS433(併せて W50/SS433) に注目 する.W50/SS433 はこれまでにも多波長での観測が 行われ,天体そのものや周辺環境に関する研究が進 められている.SS433 はジェットの運動力学的な計 算から太陽系までの距離が 5.5 kpc だとされている (Blundell et al. 2004). ジェットの速度は光速の 26% 程度と非常に高速である (Margon et al. 1983). こ の天体の特徴として W50/SS433 ともに多波長での 観測が多く行われていることが挙げられる. SS433 は X 線連星系であることが知られている (Marshall et al. 2002). W50 は 1.45 GHz 電波連続波での観 測が行われ (Dubner et al. 1998), 一般に超新星残 骸は球形であるが W50 は SS433 からのジェットによ り 2 方向に突き出た形状をしていることが知られて いる.

今回本研究ではW50/SS433周辺の星間物質 (Inter Stellar Mediam,以下 ISM)の物理状態について議 論する.ISMの主成分はガスとダストである.先行 研究では星間ガスである HI ガスが Dubner et al. (1998), Sakemi et al. (2021)にて,水素分子ガスが Yamamoto et al. 2008, Yamamoto et al. 2022 他で 既に行われており,SS433が放つジェットを相互作用 していることが明らかになっている.一方で星間ダス トについてはいまだに研究が進められていない.星 間ダストは十数 µm から数百 µm までの中間赤外線 から遠赤外線までの放射を出す.これらの放射は衝 撃波や外部からの加熱など星間ダストが受けている 物理的相互作用を非常によく反映する.光速数十% のという高いエネルギーの衝撃波を受け続けている ISM を調べることは、極限状態に晒される ISM に関 する研究に於いては非常に重要である.この領域で 起こっている物理現象を明らかにする上では星間ガ スのみならず、星間ダストの観測・分析による分布 やその物理的性質を明らかにすることは必要不可欠 である.本研究では星間ダストを破壊することで生 成されるとされるショック領域のトレーサーである 多環芳香族炭化水素 (PAH) と小さなダストをトレー スする中間赤外線、大きなダストをトレースする遠 赤外線データを CO のデータと比較することで,こ の領域で発生している物理現象を詳細に調査した.

### 2 Observation and Data processing

#### 2.1 Observation

本研究では、CO のデータとして野辺山 45m 望遠鏡で観測された <sup>12</sup>CO (J = 1-0) ( $\Delta V \sim$ 0.1 km s<sup>-1</sup>,  $\Delta \theta \sim$  15 arcsec, Yamamoto et al. 2022), JCMT15m 望遠鏡で観測されたアーカイブ データ (Proposal ID: M18BP027) <sup>12</sup>CO (J = 3-2) ( $\Delta V \sim 0.05$  km s<sup>-1</sup>,  $\Delta \theta \sim$  15 arcsec) を利用し た. <sup>12</sup>CO (J = 3-2) のデータについて <sup>12</sup>CO (J = 1-0) のデータでリグリッドし, さらに 20 arcsec でス ムージングをかけている. 最終的な  $T_{\rm RMS}$  はそれぞ れ 1.9 K ch<sup>-1</sup> と 1.6 K ch<sup>-1</sup> である (Yamamoto et al. 2022).

赤外線のデータは、中間赤外線は WISE (Wright et al. 2010)の Band3 (12  $\mu$ m,  $\Delta\theta \sim 6.5$  arcsec) を PAH トレーサーとして、Band4 (22  $\mu$ m,  $\Delta\theta \sim$ 12.0 arcsec)を小さなダストのトレーサーとして利用 した. 遠赤外線のデータは AKARI (Doi et al. 2015) の WIDE-S (90  $\mu$ m) と N160 (160  $\mu$ m) (共に  $\Delta\theta \sim$ 1–1.5 arcmin)を大きなダストのトレーサーとして利 用した.

#### 2.2 Data processing

WISE 中間赤外線データにはダストからの薄く広 がった放射以外にも恒星からの点源の放射が存在す る.これらを取り除くために点源検出ソフトウェア SExtractor (Bartin & Arnout 1996)をPythonパッ

ケージにラップした SEP (Barbary 2016) を利用し た. このソフトウェアに天文画像を与え, いくつかの パラメーターを設定することで,画像中の点源を検出 することができる.画像にはダストによる放射もあ り検出からは除く必要があるため,恒星はほとんど点 源であるという仮定をし,検出時の扁平率が一定以上 のものを除外することで対策した.表1にその一覧 を示す.検出した点源は検出したサイズの3-4.5倍の 円環領域の範囲で測光を行い,その中央値が点源に重 なる広がった放射の強度だとして内挿した.この時、 円環領域に隣接する星が入ってしまい放射が高めに 推定されてしまうことを避けるため、3σ でクリッピ ングを施した.その結果の一部を図1,2に示す.恒 星からの放射は概ね除去することができた. 一部強 い放射が残っている部分があるが、これらの放射源は 該当する天体が近傍に存在しないことを確認した.



図 1: 処理前の WISE Band3 の画像.



図 2: 処理後の WISE Band3 の画像.

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

まず図 3, 4, 5, 6 に各赤外線データと, 代表として <sup>12</sup>CO (*J* =1-0) の積分強度図の比較を示す. 積分強 度図は W50/SS433 と相互作用していると認められ る 45 - 60km s<sup>-1</sup> の範囲を積分した結果である. 分

パラメータータ	ſ	直	補見	
////-/-1	Band3	Band4	111175	
thresh	6.0	6.0	$\sigma$ で指定.	
$deblend\_nthresh$	16	32		
$deblend\_cont$	0.003	0.003		
$cleam_param$	1.0	0.25		
扁平率	1.35	1.3		

表 1: 中間赤外線画像処理に利用したパラメー

子雲と赤外線放射の空間分布は約2 arcmin のスケー ルで一致する傾向を示していることから、この空間 に存在する星間ダストは分子雲と同じように相互作 用を受けていると考えられる. 但しそのピーク同士 を比較するとその位置は合わない. この傾向は <sup>12</sup>CO (J=3-2) でも見られる傾向である.



⊠ 3: Imgae: WISE Band3  $\succeq$  Contour: <sup>12</sup>CO (J =1-0)の積分強度図. Contour level は 12, 24,  $36, 48 \text{ K km s}^{-1}$ 



⊠ 4: Image: WISE Band4  $\succeq$  Contour: CO (J = 1-0) の積分強度図. Contour level は図 3 と同様.

この傾向はチャネルマップを見ても同様である. 代 表として図7に図3らの中央に存在するN3分子雲 (命名は Yamamoto et al. 2008 による)の WISE Band3 と  ${}^{12}$ CO (J = 1 - 0)のチャネルマップを示す. 領域中央の赤外線ピークに該当する分子雲がどの速 度にも存在しないことがわかる.これはピクセルご 相互作用が起こっているかを議論することができな



図 5: Image: AKARI WIDE-S と Contour:  $^{12}\mathrm{CO}$ (J =1-0)の積分強度図. Contour level は図 3 と 同様.



図 6: Image: AKARI N160 と Contour: <sup>12</sup>CO (J =1-0)の積分強度図. Contour level は図 3 と 同様.

との放射強度を比較しても顕になる傾向である. そ の相関係数は 0.33 程度となり, 相関しているとは言 えない結果となった. 但し, 分子雲自体は赤外線の放 射と位置が一致を見せているため, 分子雲の場所に よって衝撃の当たり方が異なっていることが示唆さ れる.

さらに AKARI について, ダストがほとんど黒体 放射していると仮定をすると、N160/WIDE-S比は以 下の式で表され、温度の簡易的な推定を行うことがで きる.

$$\frac{B_{\rm N160}(T)}{B_{\rm WIDE-S}(T)} \propto \exp\left[\frac{70}{T}\right] \tag{1}$$

この式から, N160/WIDE-S比が小さいほど温度が 高い領域と推定することができる.図8にその結果を 示す. 領域中央, 前述の N3 分子雲付近に極端に比率 が小さい領域が存在する. この領域は他のカタログな どを調べても該当天体が存在しないため、W50/SS433 からのジェットにより生まれた高温領域だと考えら れる.

今回の発表では定量的な議論や、実際にどのような



図 7: Image: WISE Band3 と Contour: <sup>12</sup>CO (J = 1-0) のチャネルマップ. Contour level は 4, 8, 12, 16, 20, 24, 28 K km s<sup>-1</sup>



図 8: Image: AKARI N160/WIDE-S の強度比と Contour: VLA による 1.45 GHz 電波連続波 (Dubner et al. 1998) の積分強度図. Contour level は 1, 5, 10, 15, 20, 25 mJy str<sup>-1</sup>

かったが, 今後の展望としていきたい.

#### 4 Conclusion

我々は W50/SS433 西側領域の赤外線データから 星間ダストの空間分布を調べた.各分子雲とダスト からの放射の空間分布は約2 arcmin 程度で一致する ことから,ダストも分子雲と同様の相互作用をジェッ トから受けていると考えられる.但し,分子雲の積分 強度と赤外線放射の強度ピークは一致しない部分が 多い.AKARIによる温度推定の結果と分子雲の積分 強度を比較すると明らかに温度が高い部分が存在す るがやはり積分強度のピークとは一致しない.今後 は星間ダストの成分ごとの差の分析とAKARIによ る温度推定の結果も加味しながらダストがどのよう な状態にあるのかを定量的に議論していく.

#### Reference

Lui et al., ApJ, 892, 2, 143, 14, 2020

Yamamoto et al., PASJ, 74, 3, 493, 2022

Mirabel & Rodoríguez, Nature, 392, 6677, 673, 1998

- Blundell & Bowler, ApJL, 616, 2, 159, 2004
- Margon et al., ApJ, 281, 313, 1983
- Marshall et al., ApJ, 564, 2, 941, 2002
- Dubner et al., AJ, 116, 4, 1842, 1998
- Sakemi et al., PASJ, 73, 3, 530, 2021
- Yamamoto et al., PASJ, 60, 715, 2008
- Wright et al., AJ, 140, 6, 1868, 2010
- Doi et al., 2015, PASJ, 67, 50
- Bartin & Arnout, A& AS, 117, 393, 1996
- Barbary, Journal of Open Source Software, 1, 6, 58, 2016

—index へ戻る

星間a24

銀河系円盤部における星形成史の包括的解明:ハロー から円盤へのガス供給機構の理論的研究

### 瀬野 泉美

### 銀河系円盤部における星形成史の包括的解明: ハローから円盤へのガス供給機構の理論的研究

瀬野 泉美(名古屋大学)

#### Abstract

銀河系円盤領域に存在する星の材料となるガスの総質量は ~  $10^9 M_{\odot}$  である.一方,現在の星形成率は ~  $1M_{\odot}$ /yr であることが観測的に分かっている.これらの観測事実から,銀河系内で星形成は ~1 Gyr も持続することができない.しかし,銀河系内の星形成は ~10 Gyr もの間,現在と同程度の値で持続している ことが観測的に分かっており,なぜ星形成が長期間持続したのか,その理由が未解明であるため,銀河系の 時間進化が十分に理解されていない.近年の観測によって銀河円盤領域の周りの ~100 kpc の広がりのある 銀河ハローに, $10^{10} M_{\odot}$ 以上もの金属汚染されたガスの存在が明らかになった.このことから,銀河円盤領域 はと銀河ハローの間でガスの輸送・供給が起こり,銀河円盤領域でガスが枯渇せず星形成が長期的に持続す る,と考えられる.これまでの研究によって銀河円盤領域から銀河ハローへガスを輸送する機構については,理論計算が成されており,宇宙線によるガスの加熱が冷却を妨げ,ガスが冷え固まる前に銀河円盤領域から 数百 kpc もの高さまで輸送されることが示された.対して,銀河ハローでガスが冷え固まり,銀河円盤領域 へ供給される機構については十分に検討されていない.本講演では,熱力学・流体力学的観点から高温プラズマ状態の銀河ハローにおける熱不安定性を考えることによって,銀河ハローから円盤領域へのガス供給に ついて考察した成果について発表する.

#### 1 Introduction



図 1: 銀河系における星形成率(SFR)の時間変化. 縦 軸が SFR $[M_{\odot} \text{ yr}^{-1}]$ を表し、横軸が現在からの遡り時間 [Gyr]を表している [Haywood (2014) 引用,一部改変].

銀河系円盤領域に存在する星の材料となるガスの 総質量は~ $10^9 M_{\odot}$ である.一方,近年の星形成率 は数 $M_{\odot}$  yr<sup>-1</sup>であることが観測的に分かっている. これらの観測事実から,銀河系内で星形成は1 Gyr も持続することができない.しかし,銀河系内の星 形成は~10 Gyr もの間,現在と同程度の値で持続し ていることが観測的に分かっており [図 1],なぜ星形 成が長期間持続したのか,その理由が未解明である ため,銀河系の時間進化が十分に理解されていない.



図 2: HI (斜線雲とプラス記号) と電離した高速ガス (○ と菱形)の天球上の分布で,色は検出された LSR(localstandard-of-rest) 速度を示す.プラス記号は小さな HI コ ンパクト高速度雲 (CHVCs),開いた丸は OVI 吸収線検 出,実線は Si 吸収線検出,菱形は ≤15 kpc の電離 HVC (IHVCs) である.一つの記号に複数の色があるものは、視 線方向に複数の吸収体があることを示す [Putman et al. (2012) 引用,一部改変].

近年の観測によって銀河円盤領域から~100kpc 離 れた銀河ハローに,  $10^{10} M_{\odot}$  以上もの金属汚染さ れたガスの存在が明らかになった [図 2; e.g, Miller & Bregman (2013, 2015); Bregman & Lloyd-Davies (2007); Nakashima et al. (2018)]. これらの観測結 果から, 銀河円盤領域と銀河ハローの間でガスの輸 送・供給が起こり, 銀河円盤領域でガスが枯渇せず 星形成が長期的に持続する, という SIN (Shimoda
- Inutsuka - Nagashima) モデルが期待される [図 3]. これまでの研究によって銀河円盤領域から銀河ハロー ヘガスを輸送する機構については,理論計算が成され ており,宇宙線によるガスの加熱が冷却を妨げ,ガ スが冷え固まる前に銀河円盤領域から ~100 kpc も の高さまで輸送されることが示された [Shimoda & Inutsuka (2022)].対して,ガスが凝縮する機構及び 銀河ハローから銀河円盤領域へガスを供給する機構 については十分に検討されていない.



図 3: SIN モデルの概略図. ①超新星爆発により銀河円盤 領域から銀河ハローへ輸送されたガスは,放射冷却によっ て冷え固まる前に宇宙線加熱によって ~100 kpc もの高 さまで輸送される [Shimoda & Inutsuka (2022)]. ②熱不 安定性によって CGM に存在する高温ガスが冷え固まる. ③冷え固まったガスが銀河円盤領域に落下・供給される. [Shimoda et al. (2023) 参照]

そこで本研究では、銀河ハローに存在する完全電 離した高温ガスに対する加熱・冷却機構についてモ デル化を行い、銀河ハロー中の熱不安定について議 論を行う. §2では凝縮過程のヒントとして銀河円盤 における HI ガスの熱凝縮について触れ、§3,4では、 それをもとに銀河ハローにおける熱平衡曲線につい て議論する. §5 では本項を総括し、§6 では今後の方 針について紹介する.

本研究はガスが凝縮する機構及び銀河ハローから 銀河円盤領域ヘガスを供給する機構を解明し,宇宙 年齢に匹敵する時間スケールでの銀河進化・星形成 史を理解することが最終目的である.

### 2 Thermal instability

熱不安定は過熱や冷却の作用する流体に現れる不 安定性であり、基本的な熱不安定の性質について多 くの解析が行われてきた [e.g., Field (1965)]. その 結果,星間空間において支配的なダストの光電加熱

 $(\Gamma_0)$ と Ly- $\alpha$ , CII の輝線放射 ( $\Lambda_{disk}(T)$ )を考慮す ると,熱不安定性が Warm Neutral Medium (WNM) と Cold Neutral Medium (CNM) からなる星間ガス の 2 相構造やそれらの動的な進化を決定する重要な 性質であることが明らかになっている [e.g., Koyama & Inutsuka (2000)].

$$\Gamma_{0} = 2 \times 10^{-26} \text{ erg s}^{-1}, \qquad (1)$$

$$\frac{\Lambda_{\text{disk}}(T)}{\Gamma_{0}} = 1.0 \times 10^{7} \exp\left(-\frac{118,400}{T+1,000}\right)$$

$$+ 1.4 \times 10^{-2} \sqrt{T} \exp\left(-\frac{92}{T}\right) \text{ cm}^{3}.$$



図 4: 星間空間で支配的なダストの光電加熱と Lya と C<sub>II</sub> の輝線放射を考慮した場合の熱平衡曲線.

以降の節では、これらの熱不安定が銀河ハローで 起こる可能性について、加熱源・冷却源を再考察し、 熱平衡曲線を描画することによって議論する.

### 3 Results

### 3.1 Cooling function

本研究で用いる冷却関数について図 5 に示す.本 項では, fitting した冷却関数 [Kakiuchi et al. (2023)] を用いる.

### 3.2 Heating source

銀河ハローは銀河円盤に比べて非常に低密度かつ 高温な状態にあるため,銀河円盤と同程度の光子や ダストが存在しているとは考え難い.そこで簡単のた め,ダストの光電加熱は無視し,先行研究 [Shimoda & Inutsuka (2022)] で考慮された宇宙線によるガス



図 5: 冷却関数の温度プロファイル. 黒点は各放射素過 程を考慮し足し合わせた冷却関数 [Sutherland & Dopita (1993)] で,実線はそれらを fitting した冷却関数 [Kakiuchi et al. (2023)]. 本研究では,実線を用いる.

の加熱を考える.宇宙線の拡散によって生じるアル フベン波の散逸によってガスを加熱する効果を以下 の表式で与える [e.g., Dewar (1970)]:

$$\Gamma_{\rm cr} = V_{\rm A} \cdot \nabla P_{\rm cr}, \qquad (2)$$
$$V_{\rm A} = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}.$$

ここで、 $V_A$  はアルフベン速度、 $P_{cr}$  は宇宙線による 圧力であり、銀河宇宙線は $P_{cr} = 1 \text{ eV cm}^{-3}$ である ことが知られている.

# 3.3 Thermal equilibrium with CR heating

§3.1, 3.2 で考慮した冷却と加熱が釣り合う位置で の銀河円盤における平衡曲線を図6に示す.銀河円 盤における宇宙線による加熱については,以下のパ ラメータとして各温度に対する平衡密度を求める:

$$\begin{cases} B_{\text{disk}} = 3 \ \mu\text{G}, \\ P_{\text{cr,disk}} = 1 \ \text{eV} \ \text{cm}^{-3}, \\ H_{\text{cr}} = 30 \ \text{kpc}. \end{cases}$$
(3)

ここで $H_{\rm cr}$ は宇宙線の拡散スケールハイトであり,先 行研究で用いられた $H_{\rm cr} = 30$  kpc を用いる.このス ケールハイトを用いて,宇宙線の圧力勾配を

$$\nabla P_{\rm cr} \approx P_{\rm cr}/H_{\rm cr}$$

と簡単に扱う.



図 6: 銀河円盤において放射冷却と宇宙線による加熱の釣 り合う熱平衡曲線.

# 4 Discussion: Extending the Whole Halo Region

§3.3 より銀河円盤において, *n* ~ 10<sup>-3</sup> cm<sup>-3</sup> のガ スは安定に存在できない, という平衡曲線が得られ たが, 銀河ハローにおいて同様な平衡曲線が得られ るとは考え難い. そこで, 先行研究を模擬し, 宇宙 線による加熱に関するパラメータに空間依存性を仮 定する:

$$\begin{cases}
P_{\rm cr} = P_{\rm cr,disk} \exp\left(-\frac{z}{H_{\rm cr}}\right), \\
B_{\rm cgm} = B_{\rm disk} \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{-1}.
\end{cases}$$
(4)

ここで,簡単のため z は銀河円盤面からの高さで軸 対称とし,先行研究に習い z<sub>0</sub> = 15 kpc とする.こ の空間構造を仮定した場合の,各半径での平衡曲線 を図 7 に示す.結果から,銀河ハローの高い位置に おける平衡曲線は,低密度側に移動することがわか る.これは,高い位置ほど宇宙線の加熱が小さくな ることが由来している.

### 5 Summary

本研究は、銀河系円盤において~10 Gyr も星形成 が同程度の値で持続しているメカニズムとして、銀 河円盤と銀河ハローでのガスの輸送・供給機構を解明 することを目的にしている.ガスの輸送機構につい ては、先行研究で既に理論計算が行われており、宇宙 線の加熱によってガスが~100 kpc まで輸送される ことが明らかになった.対して、まだ詳細に議論がな されていないガスの凝縮機構と供給機構を解明する



図 7: 銀河ハローにおいて放射冷却と宇宙線による加熱の 釣り合う密度-温度空間における熱平衡曲線.カラーは銀 河中心からの距離を表しており, *z* = 0 kpc では円盤での 値を用いる.

ために、本項では銀河ハローにおける宇宙線による 加熱と放射冷却の熱平衡状態を考察した.その結果、 銀河円盤では $n \sim 10^{-3}$  cm<sup>-3</sup>の高温ガスは安定に存 在できないことが明らかになった.加えて、銀河中 心(円盤)から離れるほど宇宙線による加熱が小さく なっていくことを考慮すると、低密度側に平衡曲線が 移動するため、銀河ハローにおいて $n < 10^{-3}$  cm<sup>-3</sup> のガスは存在できることも示された.

### 6 Future Works

今後は、銀河ハローの密度分布を過程し、熱不安 定が起こる領域を特定し、質量供給率(M)を見積 もることを予定している.また、銀河ハローに存在 するガスは完全電離しているため、光電離による加 熱を考えることで銀河ハローにおいて実現する熱平 衡状態をより詳細に議論する.種々のモデル化を行っ た後、我々の開発した Volume-based SPH 法 [Seno & Inutsuka (2023)]を用いて、銀河円盤から銀河ハ ローまでの統一的シミュレーションを行い、モデル を検証する.以上のような我々の研究を通して宇宙 年齢に匹敵する時間スケールでの銀河進化・星形成 史を理解することを目指す.

### Acknowledgement

本講演を行うにあたり,共同研究者である犬塚修 一郎教授,霜田治朗特任助教をはじめ,多くの方に 助言をいただき,大変お世話になりました.また,4 年ぶりの現地開催ということからゼロから企画を行 い,このような研究発表の機会を設けてくださった 夏の学校事務局の皆様,そして星間現象・星惑星形 成分科会の座長団の皆様に感謝申し上げます.

### Reference

- Bregman, J. N., & Lloyd-Davies, E. J. 2007, The Astrophysical Journal
- Dewar, J. 1970, in Astronomy: Volume 2, ed. S. Lovell, Bernard, Vol. 2, 280
- Field, G. B. 1965, ApJ, 142, 531
- Haywood, M. 2014, Memorie della Societa Astronomica Italiana
- Kakiuchi, K., Suzuki, T. K., Inutsuka, S.-i., Inoue, T., & Shimoda, J. 2023, arXiv e-prints
- Koyama, H., & Inutsuka, S.-I. 2000, ApJ
- Miller, M. J., & Bregman, J. N. 2013, The Astrophysical Journal
- —. 2015, The Astrophysical Journal
- Nakashima, S., Inoue, Y., Yamasaki, N., et al. 2018, The Astrophysical Journal
- Putman, M. E., Peek, J. E. G., & Joung, M. R. 2012, Annual Review of Astronomy and Astrophysics
- Seno, I., & Inutsuka, S.-I. 2023, Submitted to Journal of Computational Physics
- Shimoda, J., & Inutsuka, S.-i. 2022, ApJ
- Shimoda, J., Inutsuka, S.-i., & Nagashima, M. 2023, arXiv e-prints
- Sutherland, R. S., & Dopita, M. A. 1993, ApJ, 88, 253

-index へ戻る

星間a25

# HI雲の相分離による分子雲進化の研究

# 松月 大和

## HI雲の相分離による分子雲進化の研究

松月 大和 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

分子雲の主成分である水素分子は中性水素原子雲 (H1雲)から形成される。H1雲には温度や密度の異なる相 が存在し、 熱的不安定性により高温低密度の Warm Neutral Medium (WNM)相から不安定な Lukewarm Neutral Medium (LNM)相を経て、低温高密度の Cold Neutral Medium (CNM)相へ進化し、CNM 内で 水素分子になると考えられている。しかし、H1相の物理状態や空間的な分布などは未だ謎に包まれている。 本研究では H1輝線をマルチガウシアン分解アルゴリズム ROHSA を用いてスペクトルのフィッティングを行 い、H1の相分離に成功した。各相の空間分布を見ると、CNM の周りを LNM が取り囲むように分布してい ることが分かった。HLCG92–35 領域では CNM45%, LNM43%, WNM12% と CNM と LNM の質量分率 が大きく、Cold H1ガスが豊富であることが明らかになった。また、CNM クランプを同定し物理量を求め た。CNM クランプの質量分布は分子雲と似ており、CNM が分子雲の質量を決定する可能性がある。

### 1 Introduction

我々の根源である恒星は、主に水素分子ガス (H<sub>2</sub>) でできた分子雲から誕生する。分子雲がどのように 恒星へ進化するのかについては今まで多くの研究が なされ、比較的詳細まで明らかになっている。一方、 星間ガスの基本成分である中性水素原子ガス (HI) が どのようなメカニズムで分子雲に進化していくのか については観測的な証拠が少なく未だ明らかになっ ていない。

水素原子雲については密度や温度の異なる"相"が存 在することが分かっている。1つ目の相が Warm Neutral Medium(WNM) と呼ばれる相で、 $T \sim 10000$  K 程度と暖かく、密度が n = 0.1-1 cm<sup>-3</sup> 程度と低い。 観測されるスペクトルは温度が高いので幅が広く、光 学的に薄いので強度が小さい形をしている。2つ目の 相が Cold Neutral Medium(CNM) と呼ばれる相で、  $T \sim 100 \text{ K}$  と冷たく、 $n \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ 程度と比較的 高い密度である。観測スペクトルは、温度が低いの で線幅が狭く、WNM より光学的に厚いので強い強 度を持つ。また、これらの中間に熱的に不安定な相 が無視できない量存在することが理論的な数値計算 によって示されている (Saury et al.2014 など)。この 相は Lukewarm Neutral Medium(LNM) または Unstable Neutral Medium(UNM) と呼ばれる。LNM 相 は WNM と CNM の中間の温度や密度を示すと考え られているが、詳しい性質はよく分かっていない。

分子雲の主成分である水素分子は CNM 内で形成

されると考えられている。WNM には温度や密度の 揺らぎが存在する。それらが熱的に不安定になるこ とにより WNM は LNM を経由して CNM へと進化 する。水素分子は温度の低い CNM 内で形成され、そ の水素分子は分子雲を構成する。

水素原子雲の相、特に分子雲形成の場であると考 えられている CNM がどのような物理状態でどのよ うに分布しているかを観測的に明らかにすることが 分子雲形成の理解には必要である。本研究では観測 されたスペクトルから HI 雲の相分離を行い、各相 の性質について調べた。

### 2 Observations and Methods

### 2.1 高銀緯雲 HLCG92-35

本研究では高銀緯雲 HLCG92-35 を目標天体とした。地球からの距離は約 250 pc である。HLCG92-35 は高銀緯にあるため、他の速度成分がなく解析に適した領域である。この雲は過去の超新星爆発の影響で円弧状の分子雲が形成された領域内にあり、これらの分子雲は MBM53, 54, 55 と呼ばれる。また、解析領域の西側に分子雲が存在することが分かっている (図 1)。

本研究ではアレシボ 305 m 望遠鏡で観測された GALFA-HI (The Galactic Arecibo L-band Feed Array HI ) サーベイのHIデータを使用した。このデー

### 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

タの角分解能は ~ 4'(この領域では 0.3 pc に相当) で、速度分解能は ~ 0.184 km s<sup>-1</sup> である。



図 1: (上図)<sup>12</sup>CO(*J* = 1–0)の積分強度図。HLCG92-35 は円弧状に分布する分子雲の一部。これらの分子 雲は過去の超新星爆発により形成された。(下図) 今 回解析を行った HLCG92-35 領域における H I 積分強 度図。西側に分子雲が存在する。

### 2.2 ガウシアン分解アルゴリズム ROHSA

HI各相はスペクトルの形が異なるが、実際に観測 されるスペクトルはそれらが足し合わされたもので ある。したがって、相の分離にはスペクトルを分離 する必要がある。本研究ではスペクトルの分離にマ ルチガウシアン分解アルゴリズムである ROHSA を使 用した。ROHSA は"連続性を考慮した最適化"と"多重 解像度アルゴリズム"という手法を用いることで適切 な相の分離をすることができる。

連続性を考慮した最適化とは、スペクトルの空間 的な妥当性を考慮して相の分離を行うことである。図 2のように各相は空間的に連続的な分布をしている はずであり、分解される個々のスペクトル (ガウス関 数) は隣接する点では似た形をとるはずである。した がってガウス関数のパラメータが近傍の点では似た 値を取るようにフィッティングを行えばいい。これに より、空間的に連続的な解を得ることができる。

多重解像度アルゴリズムはデータの解像度を徐々 に上げながらフィッティングを行う手法である。この アルゴリズムでは、初めに低解像度のフィットを行う ことで、全体の大まかな形状を把握し、その結果を 次の高解像度データの初期値として利用する。これ により、大きい構造と小さい構造の両者の特徴を考 慮したフィッティングが可能になる (図 3)。



図 2: 空間的に連続したスペクトルの例。隣接した視 線方向では各成分のスペクトルは連続的に変化する。



図 3: 多重解像度プロセスのイメージ。低解像度で大 きな構造をフィッティングし、徐々に解像度を上げて 小さな構造をフィッティングする。

### 3 Results

### 3.1 フィッティングモデルの相分離

ROHSA によるフィッティングの結果を示す。フィッ ティングに用いるガウシアンの数は8本とした。図4 はフィッティングに使われた全てのガウシアンのピー ク強度とσの散布図である。



図 4: フィッティングに用いたガウシアンの全領域で のピーク強度および σ の分布。σ によって成分が分 離している。σ が小さい方から CNM、LNM、WNM と分類した。

図 4 によると、8 つのガウシアン成分は $\sigma$ によっ て分離していることがわかる。この結果から、 $\sigma \sim$ 2.5 km s<sup>-1</sup> 付近の成分を CNM、 $\sigma \sim 6.0$  km s<sup>-1</sup> 付近の成分を LNM、 $\sigma \sim 13.0$  km s<sup>-1</sup> と  $\sigma \sim$  2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

16.0 km s<sup>-1</sup> 付近の成分を WNM と分類した。

### 3.2 各相の質量分率

HI 雲全体に対する各相の質量分率の空間分布を 図5に示す。CNM はクランプ状の構造があり、その 周囲をLNM が取り囲むように分布している。CNM とLNM の空間分布は反相関を示している。一方、 WNM は他の相との相関は分からない。

また、各相の質量分率は CNM: LNM: WNM ~ 45:43:12 であると求められた。HLCG92-35 領 域では WNM よりも CNM や LNM が多いことが分 かった。



図 5: 全体に対する各相の質量分率の空間分布。CNM の多いところでは LNM が少ないなど両者の分布に は反相関が見られる。

### 3.3 CNM クランプの物理量

CNM 相のより濃い場所 (CNM クランプ) の物理量 を求めた。CNM クランプの同定には astrodendro を 使用した。HLCG92-35 領域において 614 個の CNM クランプが同定された。図 6 は、CNM クランプの物 理量分布のヒストグラムである。

図 6(a) は CNM クランプの半径の分布であり、平 均値は 0.62 pc で、1 pc 未満のクランプが 9 割近い。 ただし、データの分解能により小さいクランプは検 出できていない可能性があり、さらに多くの小さい クランプが存在する可能性がある。

図 6(b) は CNM クランプのスペクトルの平均線 幅分布である。平均値は 3.14 km s<sup>-1</sup> である。線幅 を全て熱的線幅と仮定してガスの温度を見積もると  $T \sim 239$  K と吸収線観測で明らかになっている温度 (~100 K) より大きくなる。これは、CNM クランプ には乱流が存在し、熱的線幅に加えて乱流による線 幅拡大が生じていると考えられる。 図 6(c) は CNM クランプ内部の水素原子の平均密 度分布である。平均値が 80 個/cm<sup>-3</sup> と、CNM の典 型的な値と矛盾のない結果である。

図 6(d) は CNM クランプの質量分布であり、平均 値は 2 太陽質量程度である。検出したクランプの総 質量は約 1300 太陽質量で、CNM 全体の 14%程度で ある。



図 6: CNM クランプの物理量分布。(a) クランプの 半径 (b) 線幅 (c) 数密度 (d) 質量

### 4 Discussion

### 4.1 各相の相関関係

図 7 は異なる相の質量分率の頻度を 2 次元カラー マップにした図である。CNM と LNM の質量分率の 相関 (図 7 左)を見ると、斜めに分布している。これ より、CNM と LNM の空間的な質量分率は反相関し ていると分かる。CNM と WNM の質量分率の相関 (図 7 右)では傾きの小さい分布をしていることから、 あまり相関がないと分かる。

図8はKalberla & Haud (2018) で示された全天の HIとフィラメント構造 (cold HIガスが豊富) に限定 した場合の各相の相関関係である。今回 HLCG92-35 領域で求めた相関関係は Kalberla & Haud (2018) の フィラメント構造の結果とよく似ている。したがっ て、HLCG92-35 領域には分子雲が存在しているた め、一般的な HI 雲と比べて密度が高く冷たい HI ガ スが豊富に存在している領域であることがわかる。

### 4.2 CNM クランプの質量スペクトル

図 9 は HLCG92-35 領域における CNM クランプの 累積質量関数である。 $M_{\text{CNM}}$ より大きな質量のクラン プの数  $N(\geq M_{\text{CNM}})$ を  $M_{\text{CNM}}$ に対してプロットする と、 $M_{\text{CNM}} \geq 1.0 M_{\odot}$ の質量範囲で単位質量間隔あた りのクランプ数 dN/dM が  $dN/dM = M^{-1.71\pm0.01}$ のような冪乗則で表せることが分かった。Yamamoto et al. (2003) は HLCG92-35 領域を含む MBM53 か ら MBM55 にわたる領域において分子雲における質



図 7: 異なる相の相分率の頻度が互いにどのように関 係しているかを表す 2 次元分布。(左) *f*<sub>CNM</sub> と *f*<sub>LNM</sub> (右) *f*<sub>CNM</sub> と *f*<sub>WNM</sub> の関係を示す。



図 8: Kalberla & Haud (2018) が示した (a) 全天にお ける  $f_{CNM} \ge f_{LNM}$  (b) 全天における  $f_{CNM} \ge f_{WNM}$ (c) フィラメント構造における  $f_{CNM} \ge f_{LNM}$  (d) フィ ラメント構造における  $f_{CNM} \ge f_{WNM}$ (c),(d) の分布が本研究の結果と類似している

量スペクトルを求めた。 $^{12}$ CO(J = 1-0) で検出され た分子雲に対して、 $dN/dM = M^{-1.73\pm0.08}$  (質量範 囲  $M_{^{12}CO} \ge 0.4 M_{\odot}$ ) であった。

この比較により、CNM と分子雲は類似した質量分 布を持つことが示唆される。CNM は分子雲の質量を 決定する可能性がある。



図 9: HLCG92-35 領域における CNM クランプの 累積質量関数。 $M_{\rm CNM}$  より大きな質量のクランプの 数  $N(\geq M_{\rm CNM})$ を  $M_{\rm CNM}$  に対してプロットすると、  $M_{\rm CNM} \geq 1.0 \ M_{\odot}$ の質量範囲で  $N \propto M^{-0.71\pm0.01}$ の 冪乗則を示す。

### 5 Conclusion

ガウシアン分解アルゴリズム ROHSA による H1 相 分離の結果、CNM と LNM の空間分布が反相関して いること、HLCG92-35 領域は cold HI ガスが豊富な 領域であることを明らかにした。また、CNM クラン プの物理量を導出し、CNM クランプの質量分布関 数は MBM 分子雲と類似した形をしていることが分 かった。

今後、CO データ (分子雲) や赤外線データ (ダス ト) との比較を行う。

### Reference

Kalberla & Haud 2012, A&A, 619, 58
Marchal et al. 2019, A&A, 626, 101
Peek et al. 2019, ApJS, 194, 20
Saury et al. 2014, A&A, 567, 16
Yamamoto et al. 2003, ApJ, 592, 217

——index へ戻る

星間a26

高密度ガストレーサーを用いた分子雲高密度領域の N-PDF(柱密度頻度分布関数)の特徴

柴田 洋佑

# 高密度ガストレーサーを用いた分子雲高密度領域の N-PDF(柱密度頻度 分布関数)の特徴

柴田 洋佑 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

分子雲の密度構造の特徴を調べる方法として、近年、N-PDF(柱密度頻度分布関数)が注目されている。密 度構造が乱流などランダムな過程で作られている場合、その形状は対数正規分布 (Log-normal=LN) になる とされ、重力収縮など不可逆的な過程が卓越してくると高密度側にべき乗 (Power-law=PL)の裾を引くと されている。一方、CO など低密度分子ガストレーサーを用いた解析では、複数の LN の組み合わせだけで N-PDF がよく説明出来ることがわかってきた。では、自己重力の影響がより強いと予想される、高密度ガ ストレーサー (NH<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>, C<sup>18</sup>O)ではどうなるのだろうか?そこで、これらを用いた N-PDF を調査し た。本研究では、GBT、NRO45m で観測された Aquila Rift のデータを使用した。画素データの空間分解 能 0.1pc 程度で 分子雲 1 個ごとの N-PDF を作成した。その結果、全ての N-PDF が LN 分布のみを示す ことが分かった。一方で、ダスト連続波による N-PDF は同じ雲に対して、PL の存在が報告されている。こ の食い違いを調べるために、NH<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> が十分に強く検出された領域でダスト連続波から N-PDF を描く と、低密度側の成分が抜け落ち、高密度側の LN のみが残ることがわかった。これは、ダスト連続波で捉え た "雲"が複数の密度構造の複合体であり、PL は見かけ上の構造であることを示唆する。

## 1 Introduction

星間分子雲は  $n(H_2) > 10^{2\sim3}$ のガスで構成されて いる 10 ~ 100pc 程度の構造で乱流運動が卓越して いる。分子雲内部でガスが集まり星の誕生する直前 の段階である  $n(H_2) \sim 10^5$ の領域を分子雲コアと呼 び、大きさは 0.1pc 程度である。分子雲コアでは自 己重力収縮が起きており、内部では原始星が誕生す る。そのため、分子雲コアの形成過程は星形成に密 接に関連する。しかしながら、分子雲コアの形成過 程はいまだに詳しく理解されていない。

分子雲コアの形成過程の理解のために、柱密度の ヒストグラムである N-PDF(柱密度頻度分布関数)を 用いて密度構造に着目したアプローチを行った。N-PDF は対数正規分布 (=LN)を示すと乱流が卓越し ていることを示す。そこからべき乗 (=PL) に則る直 線状の分布は重力収縮を示しているとしていると考 えられている (e.g. (J. Kainulainen et al. 2009))。 このように、分子雲の密度構造に影響を与える物理 過程を調べるのに効果的なツールである。また、解 析の際には単一の分子雲のみが含まれているマップ での解析が必要である。

N-PDF を用いた解析は、広い密度範囲で解析でき

るメリットから、ダスト連続波から得られた水素柱 密度マップでよく描かれている (e.g. (N.Schneider et al. 2022))。一方、近年では分子輝線での解析も 行われるようになっている (e.g. (N.Schneider et al. 2016))。分子輝線では、視線速度方向の分離が出来 ることや、ダスト連続波を用いた場合より狭い密度 範囲に限定した解析を行うことが可能である。近年 の N-PDF 解析において (n(H<sub>2</sub>)~10<sup>3</sup>) 程度の低密度 ガストレーサーを用いると、複数の LN のみで PL を 使わずに説明可能であることが分かってきた。 (e.g. (T.Murase et al. 2023))。

今回は、n(H<sub>2</sub>)=10<sup>4~5</sup>をトレースするような複数 の高密度トレーサー、C<sup>18</sup>O,NH<sub>3</sub>,N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>を用いた N-PDF 解析を行った。これらの輝線は、分子雲高密度 領域 ~ 分子雲コアをトレースすると考えられてい る。複数の臨界密度の異なる3つの分子輝線から、 十分な強度を示した領域を分子輝線ごとに作成する。 このそれぞれの領域は、分子輝線の臨界密度以上の 体積密度を持ったガスが存在する領域と考えること ができる。このように複数分子輝線を用いることで、 臨界密度以上のガスが存在する領域の範囲を複数作 成する。このそれぞれの領域に対して N-PDF の形 状の変化を調べることで、分子雲において自己重力



図 1: NH<sub>3</sub>(1,1) 輝線と N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(J=1-0) 輝線のプロファイル。ここではそれぞれの中央の強い成分, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(J=1-0) の二番目に強い成分を main line, その他の成分を satellite line と呼ぶ。

がどの程度の範囲から卓越するかの調査を行った。

### 2 Data

本研究では、Greenbank Telescope 100m で観測 された NH<sub>3</sub>(1,1),NH<sub>3</sub>(2,2) データ ((R. K. Friesen et al. 2016))、野辺山 45m 望遠鏡で観測された  $N_2H^+, C^{18}O \mathcal{O} (J=1-0) データ ((F. Nakamura et al.))$ 2019)), Herschel Gould Belt Survey ((Ph.André et 2010))の柱密度マップそれぞれのアーカイブ al. データを使用している。領域は、Aquila Rift 分子雲 内の Serpens South 領域を使用している。この領域 は、若い星形成領域であり、使用したマップサイズは おおよそ 4.25×4.25pc であり、単一の分子雲となっ ている。NH<sub>3</sub> データは空間分解能 32 秒、速度分解 能 0.15km s<sup>-1</sup>、N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>,C<sup>18</sup>O データはそれぞれ空間 分解能 24.1 秒,22.1 秒、速度分解能 0.1km s<sup>-1</sup>、柱密 度マップは分解能 18.2 秒となっている。また、解析 時 NH<sub>3</sub>の空間分解能に合わせるため、すべてのデー タを 32 秒に平滑化しており、ピクセルサイズは 10.6 秒となっている。

### **3** Analysis & Results

NH<sub>3</sub>,N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> は超微細構造を持ち、同じ周波数帯に 複数の輝線を持つ。ラインプロファイルを図1で示 す。このような輝線から柱密度を求める際には、最 も強度の強い main line のみではなく、その他の成分 の輝線に対しても十分な強度が必要になる。同じ周 波数帯に複数の輝線を持つ分子は輝線間の理論強度 比 a を用いて光学的厚みを以下の式で導出すること ができる。

$$\frac{T(main)}{T(other)} = \frac{1 - exp^{-\tau}}{1 - exp^{-a\tau}} \tag{1}$$

Main line 以外の成分の輝線強度を求めるには、理 論的な速度差とその速度に対して一定の幅を持たせ ることで各 hyperfine 成分の周波数帯域の推定をする ことができる。そこからピーク温度を求めた。また、 ピーク温度に対する SN 比では強い noise 成分との区 別がつけられない。そのため線幅による評価も行っ た。評価方法はSN>3のチャンネルがあるチャンネル 数以上各成分の周波数帯域で検出できれば解析に使用 している。NH<sub>3</sub>(1,1) では3チャンネル,N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>(J=1-0) では5 チャンネルとしている。このチャンネル 数はどちらも 0.5km s<sup>-1</sup> に合わせたものになって いる (典型値よりも狭い線幅として引用 in (R. K. Friesen et al. 2016))。また、線幅がより狭い輝線に 対しても NH<sub>3</sub>(1,1): SN(main)>10, SN(satellite)>5,  $N_2H^+(J=1-0)$ : SN(main)>10, SN(satellite)>7  $\mathcal{O}^+$ 分な強度を示した場合、解析に使用している。また、 C<sup>18</sup>O(J=1-0)の解析の際に、T<sub>ex</sub>に下限値を設定し ている。これは、(T. Shimoikura et al. 2019) でも 同様に行われており、<sup>12</sup>COの自己吸収が起こってお り、ピーク温度が過小評価されてしまうことから行っ ている。今回、下限値は15Kとし、それ以下の値を 取った領域をすべて $T_{ex} = 15K$ として解析した。

これらの検出条件を用いると、各輝線の検出領域は 図2のようになり、同じ領域から作成した分子輝線と ダストの N-PDF は図3になる。ここで、分子輝線の



図 2: 各輝線が検出された領域の積分強度マップ。左から右へ向かうにつれて臨界密度が高くなる。



図 3: 各輝線が検出された領域より作成した N-PDF。塗り潰したマーカーで示されているのが分子輝線よ り作成した N-PDF。×のマーカーで示されているのが同じ領域のダスト連続波より求めた H<sub>2</sub> 柱密度マッ プから作成した N-PDF。横軸は H<sub>2</sub> 柱密度。

柱密度は変換係数を用いて H<sub>2</sub> 柱密度へ変換しており、 X(C<sup>18</sup>O)=10<sup>6.30</sup>, X(NH<sub>3</sub>)=10<sup>7.35</sup>, X(N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>)=10<sup>9.1</sup> となっている。この値はそれぞれ N-PDF の形がダ ストの PDF に合致するように決定している。この値 は、他の論文で得られた値と大差ないものになって いる。

ダストと分子輝線から得られた N-PDF について 見ると、どちらも折れ曲がりを持った LN のような 形状であり、明らかな PL は出現していないことが 分かる。今回使用した輝線は分子雲高密度領域から 分子雲コアのような重力収縮の影響を受けると考え られるような領域をトレースするような分子輝線で あるため、PL の検出が期待されたが、そのような結 果にはならなかった。

### 4 Discussion

分子輝線の結果と領域全体のダスト N-PDF を重 ねたものを図4で示す。この図より、ダスト N-PDF では PL が見えてる密度と同程度の密度で LN のよ うな折れ曲がりがある構造が存在していることが分 かる。この結果より、ダストで見えている PL は複 数の密度構造が重なることで生じる見かけ上の構造 であることが示唆される。このような結果は、(R. L. Ward et al. 2014)でも示唆されており、星形成が 起こるような分子雲では、見かけ上の PL が見える としている。

### 5 Conclusion

本研究で行ったこと、わかったことを以下にまと める。



図 4: 領域全体のダスト N-PDF とそれぞれの分子輝線の N-PDF を重ねた図。黒線がダスト N-PDF。赤線 より右側は従来のダスト N-PDF の研究で PL が検出していると予想される範囲。緑線より左側は今回の結 果より LN 構造が発見された限界の密度とする。

- 1. 複数分子輝線を用いた N-PDF 解析を臨界密度 で区切った複数の領域に対して行った。また、超 微細構造を持つ分子輝線に対して、satellite line 強度まで考慮した解析を行った。
- PLの検出が予想される高密度ガストレーサーを 用いた N-PDF は PL 形状を示さず折れ曲がり を持った LN のような形状であることが分かり、 分子雲内における乱流構造が予想されているよ りも高密度まで続いていることを示唆する。
- 従来予想されていた PL の形状は、見かけ上の ものであることを示唆する。より細かい構造は シミュレーションとの比較や様々な臨界密度を 持つ分子輝線での解析をすることが必要になる。

## Reference

Kainulainen J., Beuther H., Henning T., et al., 2009, A&A, 508, 35

- Alves J., Lombardi M., Lada C., 2017, A&A, 606, 2
- Schneider N., Ossenkopf-Okada V., Clarke S., et al., 2022, A&A, 666, 165
- Schneider N., Bontemps S., Motte F., et al., 2016, A&A, 587, 74
- Murase T., Handa T., Matsusaka R., et al., 2023, MN-RAS, 523, 1373
- Friesen R. K., Bourke T. L., Di Francesco J., et al., 2016, ApJ, 833, 204
- Nakamura F., Shun I., Dobashi K., et al., 2019, PASJ, 71, 3
- André Ph., Men'shchikov A. Bontemps S., et al., 2010, A&A, 518, 102
- Shimoikura T., Dobashi K., Nakamura F., et al., 2019, PASJ, 71, 4
- Ward Rachel L., Wadsley J., Sills A., 2014, MNRAS, 445, 1575

-----index へ戻る

星間a27

# ファラデートモグラフィを用いた複合超新星残骸 MSH15-56の偏波解析

# 田村一稀

## ファラデートモグラフィを用いた複合超新星残骸 MSH15-56 の偏波解析

田村 一稀 (熊本大学大学院 自然科学教育部)

### Abstract

宇宙に存在する磁場は天体やガスの運動に強く関わりを持ち、これまでの宇宙の変遷の歴史に大きく関わっ てきた。そのため、宇宙磁場を解明することは宇宙を理解する上で有効な手段の一つである。 磁場の観測に用いる現象にシンクロトロン放射とファラデー回転がある。この2種の現象を偏波で観測する ことで磁場の視線に垂直な成分、並行な成分を得ることができる。しかし、これらの情報からは視線方向に 積分された値を知ることはできるが、視線方向をも含めた三次元的な構造を読み解くことはできない。そこ でファラデートモグラフィという手法を用いると、ファラデー深度空間における偏波強度、別名ファラデー 分散関数 (FDF) を得ることができる (Takahashi K 2023)。ファラデー深度とは熱的電子密度と視線に平行 な磁場の視線積分を視線方向座標を変数として表す関数であり、FDF は三次元空間の情報を含んでいる。 本研究では複合超新星残骸 MSH15-56 を対象としている (Tea Temin et al. 2013)。ASKAP にて観測された 偏波強度データに対してスクリプトの RM-Tools を使ってファラデートモグラフィを実行し、偏波の振る舞 いを解析・描画ツールの CARTA 等で調査した。その際、不完全なフーリエ変換により現れるアーティファ クトを軽減し、真の FDF を再現する操作、RM CLEAN、QU fit を利用している。それぞれの操作で得た FDF の分析を行い、その結果を報告する。

### 1 Introduction

宇宙磁場は天体・銀河の形成に影響を与える。す なわち、磁場の構造は宇宙の歴史を解明する上で大 きな手がかりと言える。本研究では星の成長の終焉 である超新星残骸の磁場を観測することで、星の成 長と磁場の関係を紐解くことを目的としている。

磁場の観測には偏波の観測が有効である。電子が 磁力線の周りに巻き付くことによって放出するシン クロトロン放射、電磁波が磁化したプラズマ中を通 過する際に偏波面が回転する現象、ファラデー回転 の2種の観測である。それぞれ視線に垂直な磁場、 平行な磁場の情報を与えてくれる。しかし、これら は我々が観測する際には視線方向に足し合わされた 数値にて得られる。したがって3次元的な磁場の構 造は得られない。この問題を解消する手法にファラ デートモグラフィを用いる (M. A. Brentjens, & A. G. de Bruyn 2005)。視線方向にファラデー回転が異 なる強度で発生することを考慮して偏波強度 *P*(λ)を 記述すると、

$$P(\lambda^2) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\phi) e^{2i\phi\lambda^2} d\phi \qquad (1)$$

$$F(\phi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\lambda^2) e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2$$
(2)

のフーリエ共役な2式で表される。ここで $F(\phi)$ を Faraday dispersion function (FDF) と呼び、 $\phi$ にあ る偏波源の単位  $\phi$  あたりの偏波強度を示している。 このとき視線方向 x の積分値としてファラデー深度  $\phi(x)$ を

$$\phi(x) \equiv \frac{e^3}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e^2 c^3} \int_0^x n_e B_{\parallel} dx' \tag{3}$$

と定義している。ここで、 $\varepsilon_0$ は真空の誘電率、 $m_e$ は 電子質量、 $n_e$ は熱的な電子密度、 $B_{\parallel}$ は視線に平行 な磁場成分である。

先行研究 (Ideguchi S et al. 2022) では、外部の乱流 磁場を考慮しない理想的な 3 次元超新星残骸の MHD シュミレーションを行っており、解析的かつ数値的 に考えられた FDF が示されている。また、論文内で FDF の形状と磁場の向きの関係性が明らかにされて いる。

本研究では超新星残骸 MSH15-56 の偏波観測デー タに対し、ファラデートモグラフィを実行し、対象天 体の普遍的な傾向を探った。また、不完全なフーリ エ変換を実行するときに現れるアーティファクトを 軽減する目的で行う2種の操作、RM CLEAN、QU fit の結果の類似点、相違点を報告する。

## 2 Analysis Methods and Observation

### 2.1 Analysis Methods

ファラデートモグラフィには重要な問題が2つ存 在する。

- フーリエ共役な2式を示した時にFDFのλ<sup>2</sup>の積 分範囲が −∞~∞となっている。この時、λ<sup>2</sup> < 0 は現実的ではなく、加えてλの観測可能な範囲 には限界がある。よって FDF の式は不完全な フーリエ変換から得られることとなる。

このような要因で不完全に生成される FDF のことを dirty FDF という。本研究では前者の影響を緩和さ せる操作、RM CLEAN、QU fit を使用している。

### 2.1.1 RM CLEAN

RM CLEAN は FDF がデルタ関数の集合と考え、 大きなピークを持つ φ の特徴を掴みやすくなるよう に再構築する手法である。具体的なアルゴリズムは 以下である。

- 1. dirty FDF の最大値をとる  $\phi \epsilon \phi_{\text{peak}}$  とする。
- 2. CLEAN component という格納場所に  $(\phi_{\text{peak}}, \gamma \text{FDF}(\phi_{\text{peak}})\delta(\phi - \phi_{\text{peak}}))$ のデル タ関数を加える。 $(\gamma = 0.1)$
- dirty FDF から γFDF(φ<sub>peak</sub>)RMSF(φ φ<sub>peak</sub>) を差し引く。
- 4. 残差に対して 1.~3. を繰り返し、最大値を小さ くしていく。残差が全ての φ で基準値 ε を下回っ た時に終了する。
- 5. CLEAN component に格納された複数のデルタ 関数に対して、それぞれ RMSF( $\phi$ ) と同じ幅の ガウス関数をかけ、足し合わせる。これに残差 を加えたものが cleaned FDF と呼ばれる。

ここで RMSF( $\phi$ ) は観測する波長が  $a \leq \lambda \leq b$  であるとき、

RMSF(
$$\phi$$
) =  $\frac{1}{\pi (b^2 - a^2)} \int_{a^2}^{b^2} e^{-2i\phi\lambda^2} d\lambda^2$  (4)

であり、幅は半値全幅 2√3 が少なく、ファラデートモグラフィの解析手法とし て広く用いられる。しかし、半値全幅が基本の幅と なるので、この幅よりも小さい構造が存在するとき に RM CLEAN では見逃す可能性がある点、大きく 広がった構造では強度が大幅に減少してしまう点等 の欠点も見られる。

#### 2.1.2 QU fit

QU ftt は FDF のモデルを仮定し、モデルの FDF から偏波強度 P を求める。求められた P を観測デー タの P にフィットすることでパラメータを定め、FDF を推定する手法である。今回用いたモデルはデルタ 関数とガウス関数であり、

$$F(\phi) = f_0 e^{2i\chi_0} \delta(\phi - \phi_0) \tag{5}$$

$$F(\phi) = \frac{f_0}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{\frac{-(\phi-\phi_0)^2}{2\sigma^2} + 2i\chi_0}$$
(6)

が、用いた数式である。ここで、強度  $f_0$ 、偏波角  $\chi_0$ 、 ファラデー深度  $\phi_0$ 、ガウス関数の幅  $\sigma$  をパラメータ 郡  $\eta$  としている。モデルのフィットの具合は以下の 式で考えている。

$$\chi^{2}(\eta) = \sum_{i} \frac{(P_{\text{model}}(\lambda_{i}^{2}, \eta) - P_{\text{observation}}(\lambda_{i}^{2}))^{2}}{\sigma_{i}^{2}}$$
(7)

 $\sigma_i$ は観測データ  $P_{\text{observation}}$ の誤差、i は  $\lambda^2$  のチャン ネルを示しており、 $\chi^2(\eta)$  が最小となるパラメータ郡  $\eta$  が最もフィットするパラメータと考えられる。

フィットさせる関数は複数用いることで χ<sup>2</sup>(η) は下 がっていくが、モデルに過適応してしまう。今回はモ デル選択の際に情報量基準の中で AIC を利用した。

AIC = 
$$-2\ln(e^{-\frac{\chi^2}{2}}) + 2k = \chi^2 + 2k$$
 (8)

ここで k はパラメータの数である。AIC が最小になるモデルを選択することで過適応を起こさない最適と考えられる FDF のパラメータを得ることができる。

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

### 2.2 Observation

本研究では対象として赤経15:52:00、赤緯-56:15:00 に位置する、中心部に電波パルサー風星雲を持つ複 合超新星残骸、MSH15-56 を選択している。

今回用いるデータは Square Kilometre Array (SKA)の先行機である Australian Square Kilometre Array Pathfinder (ASKAP) にて 2021 年の 8 月 に観測されたデータである。周波数域は 800MHz~ 1087MHz であり、288 チャンネル、チャンネル幅が 1MHz のデータである。



図 1: 周波数 843MHz における電波強度(左図)、 偏波強度(右図)のカラーマップ

### 3 Results

RM CLEAN を実行し  $\phi = 0$  における FDF のカ ラープロットが図 2 である。電波強度が高い位置と



図 2: RM CLEAN によって得られた cleaned FDF  $0 \phi = 0$ における 偏波強度カラーマップ

FDF の偏波強度が高い位置は一致していることが分かる。また、シェルの縁と考えられる位置に FDF が何もない空間と比較して、高い強度を示していることが分かる。

次に FDF に特徴が表れる、SNR の中心の 1 点と シェルの 2 点、合計 3 点で RM CLEAN,QU fit を 行った(図 3)。どの点でも FDF のピークを持つ  $\phi$ が 2 種の解析手法で近い値となっていることが分か る。また中心部と左上部のシェルの FDF の形が右上 部のシェルの FDF と比べて似ており、2 点間に連続 的な変化が見られる可能性がある。

そこで、この2点を通る直線の座標を横軸、φを縦 軸、カラーマップを FDF の強度として図4に示す。 横軸0が左上端、500が右下端、125,375が先ほどの 2点、左上部と中心部の座標である。375付近に連続 の構造は見られるがその構造が125まで続いてると は考え難い。

### 4 Discussion&Future Work

得られた FDF から多くの磁場(偏波源)の情報が 示唆される。今回注目した点等は FDF に複数のピー クを持っていることから視線上に複数の偏波源が存 在することが示唆される。特に中心部には連続的な FDF の構造が見られたので、強力な偏波源が考えら れる。また RM CLEAN では 1,2 個のピークがみら れたことに対し、QU fit では 2 個以上のピークが見 られたことより、QU fit は細かい磁場の構造を再現 することが確認できた。加えて、先行研究 (Ideguchi S et al. 2022) では視線方向に磁場が存在するとき、 シェル付近の FDF は  $\phi = 0 \ge |\phi| = 30~60$  にピー クがあった。これは今回対象とした SNR の特徴に類 似しており、視線方向の磁場が存在している可能性 が考えられる。

今後、対象天体が持つ偏波源の数、強度、位置を上 記の解析結果から抽出することが必要となる。また、 今回は複合 SNR を研究の対象としており、SNR の みの研究として最適の対象であるとは言えない。今 後は、他の超新星残骸に対しても同様の解析を行う ことで体系的な SNR の FDF における構造の探索も 行っていく。









図 3: 最上図にて示している 3 点 (赤丸、緑三角、白四 角) でそれぞれ RM CLEAN,QU fit を実行した。横 軸はファラデー深度  $\phi$ 、縦軸は偏波強度を示している。 上から順に SNR 中心部 (赤丸)、シェル左上部 (白四 角)、シェル右上部 (緑三角)の1 ピクセルにおける FDF である。



## Reference

- Keitaro Takahashi, 2023, PASJ, 75, Special Issue Supplement\_1, S50, doi:10.1093/pasj/psac111
- Tea Temim, Patrick Slane, Daniel Castro, Paul P. Plucinsky, Joseph Gelfand, & John R. Dickel, 2013, ApJ, 768, 61, doi:10.1088/0004- 637X/768/1/61
- M. A. Brentjens, A. G. de Bruyn, 2005, A&A, 441, 1217, doi:10.1051/0004-6361:20052990
- Shinsuke Ideguchi, Tsuyoshi Inoue, Takuya Akahori, Keitaro Takahashi, 2022, MNRAS, 513, 3289, doi:10.1093/mnras/stac1086

-----index へ戻る

星間a28

再結合優勢プラズマを持つ超新星残骸 G346.6-0.2 の スペクトル解析と形成過程について

# 古瀬 愛実

# 再結合優勢プラズマを持つ超新星残骸G346.6-0.2 のスペクトル解析と 形成過程について

古瀬 愛実 (奈良女大学大学院 人間文化総合科学研究科)

### Abstract

一般的な超新星残骸 (Supernova Remnant: SNR) のプラズマは電離が再結合よりも支配的である電離進行 プラズマ状態 (Ionizing Plasma: IP) から、時間経過と共に電離と再結合が平衡の電離平衡状態 (Collisional Ionization Equilibrium: CIE) となる。しかし近年、再結合が電離より支配的な再結合優勢プラズマ (Recombining Plasma: RP) を持つ SNR が発見されている。この RP の形成過程や起源は未だ議論が続いてお り、熱伝導や断熱膨張により電子温度が下がる電子冷却説や、近傍光源からの X 線放射や低エネルギーによ り電離が進行する電離促進説などがある。G346.6-0.2 は放射性再結合連続放射を持つことから、初期電離 温度が 5keV の RP モデルでスペクトルを再現できることが Yamauchi et al. (2013) で報告されている 。 本解析では、すざく衛星の X 線データを使用し、銀河面 X 線放射を考慮したモデルを用いてバックグラウ ンドの寄与を見積もり、元素ごとに初期電離温度が異なるモデルを導入して解析を行った。その結果、元素 ごとに初期電離温度が異なっており、初期状態は CIE 状態でなくてもよいことがわかった。また原子番号 との関係は、Hirayama et al. (2019) で確認された傾向と無矛盾である結果が得られた。複数の IP-SNR、 RP-SNR を用いた Yamauchi et al. (2021) では同様のモデルを適用して系統的な調査を行い、この傾向 は IP-SNR でも見られること、IP-SNR よりも RP-SNR の電離温度の方が高いことから電離促進により IP から RP へ変化したシナリオを提案している。さらに先行研究 (Saji, S. 2018, Ph.D.thesis) では G346.6 -0.2 から低エネルギー宇宙線陽子起源と考えられる中性鉄輝線が発見されている。解析結果から、低エネ ルギー宇宙線陽子による電離促進によって RP へ変化したシナリオが説明可能かをエネルギーの観点で検討 する。

### 1 Introduction

星は進化過程の最後に超新星爆発という爆発を起 こし、その後に残された星雲状の天体を超新星残骸 (Supernova Remnant; SNR)という。衝撃波のエネ ルギーにより SNR 内部は高温プラズマ状態となり、 加熱されたプラズマ内部の原子や電子には質量に比 例したエネルギーが与えられる。SNR のプラズマは 電子温度 kTe と電離温度 kTz の 2 つの温度で表され る。通常の SNR はプラズマ内部の電離が再結合よ りも優勢的な電離優勢プラズマ (IP; kTe > kTz) 状 態であり、やがて数十万年を経て電離と再結合が釣 り合った電離平衡状態 (CIE; kTe=kTz) に収束する。 しかし近年の観測により、電離よりも再結合が優勢 的な再結合プラズマ (RP; kTe < kTz) をもつ SNR が発見されている。

RP - SNR は再結合の頻度が高いときに現れる放射 性再結合連続線の存在や、中心集中した X 線放射と シェル型の電波放射を持つ複合形態型 (MM; Mixedmorphology)SNR であるなどの共通点がある。形成 過程や起源は未だ議論が続いており、電子温度が下 降する電子冷却説や電離温度が上昇する電離促進説 などが提案されている。

RP-SNR の形成過程の解明には詳細なスペクト ル解析が必要である。Hirayama et al. (2019) は、 RP-SNR 解析において,元素依存の初期電離温度 *kTz0*を持つことを発見した。また本研究対象であ る G346.6-0.2 は初期電離温度が 5keV の RP モデ ルでスペクトルを再現できることが Yamauchi et al. (2013) で報告されている。したがって本研究では RP - SNR の形成過程の解明を目的として、G346.6-0.2 に Hirayama et al. (2019) と同様のモデルを使用し て元素毎の電離温度の調査を行った。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

### 2 Methods and Observations

G346.6-0.2(ObsID=504096010) は銀河円盤上に 位置しているため、銀河面 X 線放射 (GRXE; Galactic Ridge X-ray Emission) を考慮したモデルを用いて バックグラウンド (BGD) の評価を行った。見積もっ た BGD のパラメータを用いて、G346.6-0.2 のソー ス (SRC) 領域の解析を行い元素ごとに初期電離温度 が異なるモデルを導入した。解析には X 線天文衛星 「すざく」に搭載された XIS のうち高エネルギー側で 感度の良い表面照射型の XIS0 と 3 で取得したデー タを使用した。 kTz0は 5keV に固定し、全ての元素で CIE とな りその後 RP に遷移することを仮定した。フリー パラメーターは  $N_H$ 、kTe、Mg、Si、S、Ar、Ca、 Fe、Ni、再結合タイムスケール  $n_eT$ 、normalization とした。スペクトル図とパラメータの一部は 図 2 と表 1 に示す。Yamauchi et al. (2013) とパ ラメータの結果が一致したことが確認されスペ クトルを再現できた。次の Model B では、RP – SNR である IC 443 において,元素依存の kTz0を持つことを発見した Hirayama et al. (2019) を参照し、元素毎に kTz0 が異なるモデルを用 いて kTz0 の詳細な調査を行う。

## 3 Results

G346.6 - 0.2 の SRC 領域は図 1 の様に楕円状にく り抜き、BGD 領域は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。



図 1: G346.6 – 0.2 の XISO 0.8 – 8keV の X 線イメージ。緑色、白色の領域がそれぞれ SRC、BGD 領域。

### 3.1 Model

• Model A

Model A は Yamauchi et al. (2013) と同様の RP モデルを導入し、全ての元素が共通の初期 電離温度 kTz0をもつと仮定したモデルである。 さらに 6.4keV 付近の Fe K $\alpha$  輝線の残差の補正 として gaussian を入れている。



図 2: Model A での 0.7 – 10keV band のスペクトル 図。赤の実線は SRC モデル、青の実線は BGD モデ ル, 薄灰色の点線は詳細な BGD モデルを示す。水色 の実線は gaussian を示す。

• Model B

Model B は元素毎に異なる初期電離温度 kTz0を もつ RP モデルであり、Hirayama et al. (2019) と同様のモデルを導入した。元素毎に異なる kTz0を持つ RP を再現するために複数の RP モ デルを組み合わせ解析を行った。 さらに 6.4keV 付近の Fe K $\alpha$  輝線の残差の補正として gaussian を入れている。フリーパラメーターは  $N_H$ 、 kTe、 kTz0、 Mg、 Si、 S、 Ar、 Ca、 Fe、 Ni、 再結合タ イムス ケール  $n_e$ T、 normalization とした。元 素のグルーピングは Mg、 Si をグループ A、 S を グループ B、 Ar – Ni をグループ C と分けた。 グループ C の kTz0が制限がつかなかったため、 グループ C の kTz0 の上限値を 5keV に固定し た。スペクトル図とパラメータの一部は図 3 と 表 1 に示す。 $\chi^2/dof.=211.06/189$  (1.12) とス ペクトルをよく再現しており、初期状態は CIE でなくても良いことが確認された。Hirayama et al. (2019) では原子番号の増加に伴って kTz0も増加する傾向を報告しており、本解析でもそ の傾向に無矛盾の結果が得られた。また Model A と同様に 6.4keV 付近の Fe K $\alpha$  輝線が確認さ れた。



図 3: Model B での 0.7 - 10keV band のスペクトル 図。赤の実線は SRC モデル、青の実線は BGD モデ ルを表す。マゼンタ、緑、灰色の実線はそれぞれ RP のグループ A、B、C のモデルを表す。薄灰色の点線 は詳細な BGD モデルを示す。水色の実線は gaussian を示す。

### 4 Discussion

Hirayama et al. (2019) では RP–SNR である IC443 の解析において、原子番号が大きいほど電 離温度が大きい傾向を報告しており、本研究でもそ の傾向に無矛盾な初期電離温度が確認できた。Yamauchi et al. (2021) では、5 つの IP–SNR と 4 つの RP–SNR の低エネルギーバンドのスペクトル解析に より、IP–SNR と RP–SNR で同様の傾向の初期電 離温度を持つことを報告している。さらに、Saji, S.

表 1: 各モデルの best fit パラメータ			
Parameter	Model A	Model B	
$kT_{\rm e}({\rm keV})$	$0.27^{+0.01}_{-0.02}$	$0.27^{+0.03}_{-0.02}$	
$n_{ m e}t\dagger$	$4.69_{-0.33}^{+0.21}$	$3.34_{-3.34}^{+0.95}$	
$\operatorname{norm}^{\dagger}^{\dagger}$	$0.076\substack{+0.003\\-0.002}$	$0.060\substack{+0.090\\-0.017}$	
$kT_{z0}(A)(keV)$	5(fixed)	$1.57^{+0.16}_{-0.14}$	
$kT_{z0}(B)(keV)$	—	$1.72_{-0.14}^{+0.16}$	
$kT_{z0}(C)(keV)$	—	$5^{<0}_{-4.36}$	
H-Ne(solar)	1(fixed)	1(fixed)	
Mg(solar)	$0.24_{-0.16}^{+0.06}$	$0.20^{+0.12}_{-0.14}$	
$\operatorname{Si(solar)}$	$0.47^{+0.05}_{-0.04}$	$0.54_{-0.10}^{+0.10}$	
S(solar)	$0.55\substack{+0.08 \\ -0.04}$	$0.81^{+0.39}_{-0.25}$	
Ar=Ca(solar)	$0.75_{-0.13}^{+0.14}$	$0.55_{-0.15}^{+0.65}$	
$\rm Fe=N(solar)$	$0.026\substack{+0.010\\-0.026}$	$0.038\substack{+092\\-0.038}$	
Other(solar)	0(fixed)	0(fixed)	
Redshift	0(fixed)	0(fixed)	
$\chi$ <sup>2</sup> (d.o.f.)	217.79/192	211.06/189	
	(1.13)	(1.12)	

† 単位は×  $10^{11}$  cm<sup>-3</sup>s である。 $n_e$  は電子密度 (cm<sup>-3</sup>)、t は RP 形成時から現在までの経過時間 である再結合タイ ムスケール (s) を表す。 ††( $10^{-16}/(4 \pi D^2)$ )  $\int n_e n_H dV$  で定義される。

(2018), Ph.D.thesis では G346.6-0.2 から低エネル ギー宇宙線陽子起源と考えられる中性鉄輝線が発見 されている。したがってこの低エネルギー宇宙線陽 子がプラズマを電離したことによって IP から RP へ 変化したシナリオが説明可能かを検討する。 本研究では Model B での解析で求めた初期電離温度 を用いて、RP に至る電離に必要なエネルギーを求め る。仮定として SNR の衝撃波加熱で 0.3keV まで上 昇した電離温度が、低エネルギー宇宙線陽子の電離 促進によって Model B での初期電離温度を示すのに 必要なエネルギーを Hirayama et al. (2019) を参照 し計算した。計算方法は以下の式であり、イオン化 エネルギーは Verner et al. (1996)、Ion fraction は Mazzotta et al. (1998) を参照した。

イオン化エネルギー×各元素の個数×Ion fraction

まず解析結果のアバンダンス、Normalization 値 を用いてプラズマ内部のイオンの個数密度を求め、 G346.6-0.2 を半径 3'の球体と仮定しイオンの個数 を元素毎に計算した。

次に宇宙線による電離前後でどのような Ion fraction に遷移したかを考える。例えば Si の場合 0.3keV か ら解析結果の 1.6keV までの遷移をするため、この時 の Ion fraction は表 2 のようになる。

表 2: 電離が行われる前後の Ion fraction の変化

	電離前 (0.3keV)	電離後 (1.6keV)
$\mathrm{Si}_X$	0.01	0.00
$\mathrm{Si}_{\mathrm{XI}}$	0.05	0.00
$\mathrm{Si}_{\mathrm{XII}}$	0.16	0.00
$\rm Si_{XIII}$	0.78	0.05
$\rm Si_{XIV}$	0.00	0.27
$\mathrm{Si}_{\mathrm{XV}}$	0.00	0.68

この遷移の Ion fraction にイオン化エネルギーと Si イオンの個数との積を全ての電離状態の遷移で行う と、Si の RP に至る電離に必要なエネルギーとなる。 これらの値を用いてエネルギー計算を行うと Si の RP に至る電離に必要なエネルギーは 1.84E+48[erg] と なる。この計算を全ての元素で行い、計算結果を表 3 に示す。

表 3: 初期の電離状態に必要なエネルギーの計算結果

Elements	Energy[erg]
С	$7.79E{+}46$
Ν	$1.64E{+}47$
0	$7.30E{+}48$
Mg	$6.08E{+}47$
Si	1.84E + 48
S	1.12E + 48
Ar	$4.74E{+}47$
Ca	$3.45E{+}47$
Fe	$2.55E{+}48$
Ni	$1.42E{+}47$
合計	1.46E + 49

全ての元素の和をとると1.46E+49[erg] となり、超 新星爆発時のエネルギーを~1E+51[erg] とすると超 新星爆発時の10%未満をプラズマ内の電離に使用す れば初期状態の解析結果を説明できることが分かっ た。

したがって RP に至る電離に必要なエネルギーの

観点では、低いエネルギー宇宙線陽子の粒子衝突起 因の電離促進によって IP から RP に至ったシナリオ が説明可能であると言える。今後の課題としては電 子冷却シナリオでの RP 形成の可能性を検討するこ とに加え、他の RP-SNR での電離温度の解析を行 う必要がある。

## Reference

- Yamauchi, S., Nobukawa, K., Nobukawa, M., Koyama, K., & Manami, Yonemori., 2013, PASJ, 65, 6
- Hirayama, A., Yamauchi, S., Nobukawa, K., Nobukawa, M., and Koyama, K. 2019, PASJ, 71, 37
- Yamauchi, S., Nobukawa, M., & Koyama, K. 2021, PASJ, 73, 728

Saji, S. 2018, Ph.D.thesis

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

- Verner, D. A., Ferland, G. J., Korista, K. T., & Yakovlev, D. G. 1996, ApJ, 465, 487
- Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Vittorio, N. 1998, A&A, 133, 403

-index へ戻る

星間a29

# 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G82.2+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

恒星はその寿命が尽きる時に超新星爆発を起こし、その後には超新星残骸が残る。超新星爆発は白色矮星の 爆発による Ia 型と大質量星の爆発による重力崩壊型の2つに大別される。これらは、X 線スペクトル解析に より得られるプラズマの元素組成量や温度などにより調べられる。また、宇宙のプラズマの多くは電離非平 衡状態 (NEI) にある。G82.2+5.3 では ROSAT と ASCA によりその中心に熱的 X 線プラズマが見つかっ た。このプラズマの密度の見積りは~0.05 cm<sup>-3</sup> であり、Mg、Si、Fe の組成比は太陽の 3-4 倍程度と大き く、爆発噴出物が主であると考えられている。しかし、親星は明らかになっておらず、プラズマ状態の制限 ができていないため元素組成量の不定性が大きい。本研究では、スペクトルの質が良い X 線天文衛星すざく のデータを用いて、G82.2+5.3 のプラズマ状態の解析を行なった。バックグラウンドは、近傍の視野のデー タから作成した現象論的モデルを用いた。G82.2+5.3 の北部から抽出したスペクトルでは、既に確認されて いた Mg、Si、Fe に加え、Ne や S の輝線を検出した。また、電離平衡プラズマモデル(CIE)と NEI の 2 成分のモデルが再現でき、爆発噴出物と星間物質が混合しているプラズマであると推定した。

### 1 研究背景

恒星の寿命が尽きる時に起こる超新星爆発の後に超 新星残骸 (Supernova Remnant;SNR) ができる。そ の際天体の内部は高温・高圧になり、さまざまな重元 素が合成される。そのため、超新星爆発は宇宙空間 にエネルギーや元素を還元するイベントであり、超 新星残骸の原理と過程を解明することは宇宙の歴史 を知る上で重要な情報を得ることになる。

G82.2+5.3(W63) ははくちょう座にある視直径が 約1度の超新星残骸である。これまでの研究で、電 波観測ではシェル状放射が発見され [1]、ROSAT と ASCA の X 線観測によりその中心に熱的 X 線プラ ズマが見つかった [2]。X 線イメージを図1に示す。

このプラズマの密度は~0.05 cm<sup>-3</sup> と見積もられ た。典型的な星間物質の値 (~1 cm<sup>-3</sup>) と比較して1 桁小さく、希薄な環境で起こったと主張されている。 また、重元素の組成比が太陽の3-4 倍程度と大きく、 爆発噴出物が主であると考えられている。スペクト ルを図2に示す。

しかし、明確に検出されたのは Si 輝線のみであり、 データの統計量と質のいずれも不足していた。また 宇宙の希薄なプラズマは電離非平衡状態にあるがそ の制限ができておらず、元素組成量の測定には不定 性が大きい。そこで本研究では、スペクトルの質が



図 1: ROSAT の観測による G82.2+5.3 の X 線画像 [2]。電波領域をコントアで示す。赤(四角)はすざ くの視野。

最も良い X 線天文衛星「すざく」[3] の観測アーカイ ブデータを用いて G82.2+5.3 の解析を行い、重元素 の元素組成量を正確に決定し G82.2+5.3 の親星を制 限することを試みた。

### 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校



図 2: ASCA の観測による G82.2+5.3 のスペクトル [2]

# 

### 2 解析

本研究では、「すざく」の X 線分光撮像装置 XIS[4] のデータを用いた。このデータは G82.2+5.3 の北部に向けたもので、2015 年 6 月 29-30 日に観測 された。4 台の XIS 検出器のうち XIS2 は 2006 年 11 月に観測不能になり、また XIS0 は 2009 年 6 月に損 傷を受けたことにより一部領域が観測不可能となっ ている。バックグラウンドの見積りには近傍の視野 (領域:BD+43 3654)を用いた。

### 3 結果

### 3.1 イメージ解析

Vignetting 補正を行うことにより、X 線イメー ジを作成した。図3に作成した X 線イメージを示す。 先行研究で調べられた輝線の存在するエネルギー帯 のために、3 keV 以下と3 keV 以上のイメージとなっ ている。3 keV 以下で X 線の構造は見られた一方、 3 keV 以上のイメージではそのような構造は見られ なかった。

### 3.2 スペクトル解析

スペクトル解析に際し、3.1 で作成した X 線イ メージから図3で示した領域 A、B を用いた。ただし、 観測時期 (2015 年) が「すざく」のミッションの後半 にあたるため、正常に作動していないピクセルが無視 できない。そのため、NASA の CALDB (Calibration 図 3: すざくの観測による G82.2+5.3 の X 線イメー ジ。(左:3 keV 以下、右:3 keV 以上)。3 keV 以下 のイメージの明るい領域 (右多角形)、暗い領域 (左長 方形) をそれぞれ領域 A、B とする

Database)で提供されているピクセルマップを使用 し、それらのピクセル(Noisypixel)は除去する。

### 3.2.1 エネルギー較正の不定性

「すざく」では、観測データのエネルギースケール の較正は精度良く行われているが、実際には 10 eV 程度の不定性があることがわかっている [5]。そこ で、較正線源スペクトルに含まれる Mn Kα 輝線 (E=5895 eV)を用いてエネルギースケールの調査 を行なった。その結果、XIS 0、1、3 でそれぞれ -4±11 eV、+12±9 eV、-20±9 eV のエネルギー のずれが確かめられた。したがって、エネルギー較 正の不定性によりデータとモデルにずれが生じると 考えられるため、以下のスペクトル解析ではこのず れを考慮しながら進める。

### 3.2.2 バックグラウンドスペクトルモデル

G82.2+5.3のスペクトル解析のためバックグラ ウンドスペクトルを見積もった。取得される X 線ス ペクトルには、天体由来の X 線以外にも他天体から の X 線が含まれている。それらの X 線を引き算す ることで天体由来の X 線を調べるが、単純に X 線 スペクトルで差し引こうとすると、大きな統計誤差 を持ってしまう。そこで、先行研究 [6] を踏まえバッ クグラウンドスペクトルを物理的な現象に基づいて

モデルを作成し、それを用いて天体由来の X 線を 調べる。モデルは前景放射(銀河面よりも手前にあ るプラズマか、天体からの放射)FE、銀河リッジ X 線放射(銀河面に沿って広がった放射)GRXE、宇 宙X線背景放射(遠方に存在する多数の銀河の重 ね合わせ) CXB である。GRXE と FE には低温成 分 (Low Temperature plasma:LP) と高温成分 (High Temperature plasma;HP) の2成分がある。見積もっ たバックグラウンドモデルを図4に示す。G82.2+5.3 のスペクトル解析ではこのバックグラウンドモデル を用いる。



図 4: バックグラウンド領域のスペクトルフィット 赤、緑、青、水色、ピンクの順に、GRXE(LP)、 GREX(HP), FE(LP), FE(HP), CXB

#### 3.2.3 G82.2+5.3 のスペクトル解析

いずれのスペクトルも電離平衡 (CIE) プラズマで は再現できず、電離非平衡 (NEI) プラズマにより概 ね再現できることがわかった。AとBにおける星間物



図 5:2 成分のモデルフィッティング。(上:領域 A、 下:領域 B) 黒: XIS 0、3 赤: XIS 1

質による吸収柱密度 (N<sub>H</sub> cm<sup>-3</sup>) はそれぞれ 0.32(± 0.01)×10<sup>22</sup>、0.19(±0.01)×10<sup>22</sup> であった。星間物質 の量が領域A、B間のわずかな方向の違いで大きく 異なるような状況は考えにくい。また、超新星残骸 は爆発噴出物と星間物質の2成分からなることが自 然である。そこで、爆発噴出物と星間物質が混ざっ ているプラズマを仮定する。2 成分(CIE、NEI)で のモデルフィッティングを行った結果を図5、表1に 示す。スペクトルは高温 (kT ~ 0.6 keV) の電離進行 プラズマ ( $nt \sim 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$ ) と低温 ( $kT \sim 0.2 \text{ keV}$ ) の電離平衡プラズマの2成分で再現することができ た。

衣 I: 2 成分セフ	-ルのペストノイツ	トバフメータ		
Parameter	regA/CIE	regA/NEI	regB/CIE	regB/NEI
$N_H (10^{22} \text{ cm}^{-2})$	$0.312^{+0.001}_{-0.007}$	$0.303^{+0.007}_{-0.005}$	=A	
$kT \; (\mathrm{keV})$	$0.24{\pm}0.04$	$0.581^{+0.007}_{-0.002}$	=A	
O (solar)	1.0(fixed)	$1.4{\pm}0.2$	=A	
Ne (solar)	1.0(fixed)	$1.4^{+0.5}_{-0.1}$	=A	
Mg (solar)	1.0(fixed)	$1.9{\pm}0.1$	=A	
Si (solar)	1.0(fixed)	$4.5^{+0.3}_{-0.2}$	=A	
S (solar)	1.0(fixed)	$1.6 {\pm} 0.1$	=A	
$\mathbf{Z}_{other}$ (solar)	1.0(fixed)	1.0(fixed)	=A	
$nt(\rm ~s~cm^{-3})$	—	$(1.4\pm0.1)\times10^{11}$	=A	
norm	$(1.2\pm0.1)\times10^{-3}$	$(7.2\pm0.9)\times10^{-4}$	$(1.97 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	$(2.0^{+0.8}_{-0.7}) \times 10^{-4}$
$\chi^2$ /d.o.f.	251.17/226	196.99/147	132.98/101	91.16/63

爆発噴出物成分の nt は  $10^{11}$  s cm<sup>-3</sup> であり、 電離平衡に達するとされている  $10^{13}$  s cm<sup>-3</sup> と比 較して十分に短く、電離進行プラズマであると考え られる。プラズマ密度は EM(Emission Measure) か ら推定される。天体までの距離 D cm、天体の体積 V cm<sup>3</sup>、プラズマ密度 n cm<sup>-3</sup> には  $n=4\pi D^2 \times 10^{14} \times \sqrt{EM} \times 1/V$ の関係がある。等方的に大きさを持つと 仮定し、視野方向に体積が  $5.3 \times 10^{58}$  cm<sup>3</sup>、天体まで の距離は 1.6 kpc= $4.9 \times 10^{21}$  cm であると定めると、  $2.7 \times 10^{-2}$  cm<sup>-3</sup> と見積もった。

### 4 議論

今回、「すざく」のデータを用いて新たに結果 を得た。密度はその結果を用いたが、先行研究 [2] と同様に超新星爆発は希薄なプラズマ環境下で起 こったと考えられる。X線イメージにおいて、領 域 A に X 線の構造が見られた。そこで、星間物 質成分、爆発噴出物成分のフラックスを領域 A、 B でそれぞれ調べた。星間物質成分は領域 A で  $(5.4\pm0.3)\times10^{-6}$  photon s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> arcmin<sup>-2</sup>、領域 B  $\mathcal{C}$  (4.1±0.2)×10<sup>-6</sup> photon s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> arcmin<sup>-2</sup><sub>o</sub> また、爆発噴出物成分のフラックスは領域 A で  $(5.0\pm0.3) \times 10^{-6}$  photon s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> arcmin<sup>-2</sup>、領域  $B \mathfrak{C} (2.2 \pm 0.2) \times 10^{-6} \text{ photon s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ arcmin}^{-2} \mathfrak{C}$ あった。星間物質のフラックスが近い値をとってい る一方、爆発噴出物では2倍近くの差があり、領域 A には領域 B に比べて多くの爆発噴出物が存在して いるということができる。これらのことから、一様 な星間物質に爆発噴出物が不均質に広がっていると 考えられる。G82.2+5.3 は、Si、Fe の組成比が大き いことや銀河面から離れた領域に位置していること、 希薄な環境下で大質量星が形成されにくいことから、 G82.2+5.3の爆発の型は白色矮星を親星とする Ia 型 である可能性が高いと考えられる。

### 5 結論

本研究では、「すざく」のデータを用いて解析を 行った。近傍の視野のデータからバックグラウンド を評価した。新たに Ne と S の輝線を検出した。ス ペクトルは電離平衡プラズマモデルでは再現できず、 高温 (*kT* ~ 0.6 keV)の電離進行プラズマ (*nt* ~ 10<sup>11</sup> s cm<sup>-3</sup>) と低温 (*kT* ~ 0.2 keV) の電離平衡プ ラズマの2成分で再現することができた。これらは 爆発噴出物成分と星間物質成分である。領域を分け た解析の結果、2 成分のフラックスから、一様な星 間物質の中に爆発噴出物が不均質に広がっていると 考えられる。G82.2+5.3 は、Si、Fe の組成比が大き いことや銀河面から離れた領域に位置していること、 希薄な環境下で大質量星が形成されにくいことから、 G82.2+5.3 の爆発の型は白色矮星を親星とする Ia 型 である可能性が高いと考えられる。

### Reference

- Velusamy, T., &Kundu, M., R., 1974, A&A, 32, 375
- [2] Mavromatakis, F., et al., 2003, A&A, 415, 1051– 1063
- [3] Mitsuda, K., et al., 2007, PASJ, 59, S1
- [4] Koyama, K., et al., 2007, PASJ, 59, S23
- [5] The Suzaku Technical Description http://www.astro.isas.jaxa.jp/suzaku/doc/suzaku\_td/ (2023-07-28)
- [6] Uchiyama, H., et al., 2013, PASJ, 65, 19

-index へ戻る

星間a30

# 半星解明に向けた Ia 型超新星残骸 Kepler の X 線分 光解析

# 穴澤 萌衣

## 伴星解明に向けた Ia 型超新星残骸 Kepler の X 線分光解析

穴澤 萌衣 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

Ia 型超新星爆発は白色矮星がチャンドラセカール質量を超えることで起こるが、爆発機構の詳細は明らかに なっていない。Ia 型超新星残骸 (Supernova Remnant;SNR)Kepler's SNR より X 線によって星周物質起源 の放射が観測されたことから、白色矮星と連星系をなす伴星の外層が星周物質として質量降着し、チャンド ラセカール質量を超えたと考えられている (Katsuda et al. 2015)。しかし、爆発後も残るはずの伴星が見つ かっておらず、確実な証拠はない。そこで、伴星の起源を推定するために、伴星の質量に依存する星周物質 の元素組成 (N,O) に着目した。N,O の輝線を検出するために、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 線スペクトルの解析を行った。その結果、N/O 比から伴星の 質量を制限することができた。

### 1 Introduction

Ia 型超新星爆発は、白色矮星がチャンドラセカー ル質量を超えると縮退圧で支えきれずに収縮し、核 融合を起こすことで起こる。しかし、質量を増加さ せる形成モデルは未だ確立されていない。形成モデ ルは主に2つの説があり、1つ目は白色矮星と伴星の 連星系において伴星の外層が星周物質 (Circumstellar Material;CSM) として白色矮星に質量降着する single-degenerate(SD) モデル、2つ目は白色矮星連 星が融合する double-degenerate(DD) モデルである。

Kepler's SNR は 1604 年に起こった Ia 型超新星爆 発の痕跡であるが、CSM 起源の放射が X 線で観測 されたことから、その起源は SD モデルであると考 えられている (Katsuda et al. 2015)。しかし、爆発 後も残るはずの伴星が見つかっていないなど、確実 な証拠は得られていない。

CSM には N,O などの元素が含まれるが、これは CNO サイクルによって伴星の内部で作られた元素が 対流で伴星の表面に運ばれ、星風として撒き散らさ れて白色矮星に質量降着したからである。CNO サイ クルで生成される物質の割合は星の質量に依存する ので、CSM の元素アバンダンスを求めることで伴星 を推定することができる。Katsuda et al.(2015) で は、CSM の質量から求めた質量損失率が漸近巨星分 枝 (Asymptotic Giant Branch;AGB) 星とほとんど 同じであるため、伴星が AGB 星であると示唆され た。加えて Kasuga et al.(2021) では CSM の北西部 分が観測者方向に大きく青方偏移していることが観 測され、それが AGB 星が進行方向に 発生する Bow shock の運動に従うため、同様に AGB 星が示唆さ れた。

CSM が爆発の衝撃波によって加熱されて X 線で 光るので、SNR の X 線観測によって輝度やプラズマ の電子温度、元素アバンダンスを知ることができる。 本研究では N,O の相対比率に着目し、Kepler's SNR の起源天体の伴星について探った。

### 2 Observations

X線天文衛星 XMM-Newton の公開データを解析した。XMM-Newton には CCD 検出器 MOS 1/MOS2 と反射回折分光器 (Reflection Grating Spectrometer;RGS)RGS1/RGS2 が搭載されている。RGS は点 光源や角直径 1' 程度の輝度分布がコンパクトな天体 に対し、高い分解能を持つ。

XMM-Newton による Kepler's SNR の観測は 2001 年と 2020 年に行われているが、Katsuda et al. 2015 との比較検討を行うため、今回は 2001 年の観測 (Obs ID. 0084100101) のスペクトル解析を行った。今回 の解析には MOS1,2 と RGS1,2 の観測データを使用 した。



図 1: 0.5-10.0keV の MOS1 検出器の X 線イメージ。 カラースケールは輝度、直線で挟まれた領域が RGS の視野

### 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 19.1.0 を使用した。 RGS の観測領域を図 1 に示す。本研究では RGS の 観測領域全てを解析に使用した。バックグラウンドと して blank-sky のスペクトル (Obs ID. 0051940401) を使用した。MOS1,2 並びに RGS1,2 のスペクトル をそれぞれ黒、赤、緑、青で図 2 に示す。MOS に比 べ、RGS の方がエネルギー分解能が良く、N,O の輝 線が分離できていることがわかる。

フィッティングには Xspec version12.13.0c を用い た。RGS1,2 のベストフィットの結果を図 3 に示す。 フィッティングモデルは先行研究 (Katsuda et al. 2015) を参考にし、吸収のかかった衝撃波プラズマ モデル (plane-parallel shocked plasma;vpshock)、3 成分の衝突電離非平衡モデル (Non-equilibrium ionization;vnei)、べき関数、ガウシアンの和のモデルを 採用した。ベストフィットのパラメータを表 1 に示 す。星周物質起源の低温成分は RGS1 では N/O~ 2.30(N/O)<sub>☉</sub>、RGS2 では N/O~1.61(N/O)<sub>☉</sub> と測定 された。

### 4 Discussion

低温成分 (CSM) の N/O 比に着目すると、RGS1 と2では2倍ずれている。これはRGS2の有効面積が 0.5-0.9keV 付近で0であることによるものだと考えら



図 2: MOS1(黒),2(赤)、RGS1(緑),2(青) のスペクト ル。



図 3: RGS1(黒),2(赤) のフィットの例

れる。RGS1のN/O比~2.01(N/O)<sub>☉</sub>は星間ガスと して予想されるRGS1ではN/O~1.0(N/O)<sub>☉</sub>とずれ があることから、起源がCSMであると考えられる。 Geneva Codeで赤色巨星以降の全ての星風を集めた 場合のN/O比と初期質量の比を図4に示す。赤は初 期回転速度が0、黒は初期回転速度が星が崩壊する スピードの40%。RGS1のN/O比~2.30(N/O)<sub>☉</sub>を 青線で表した。図4から、伴星の初期質量は1.4M<sub>☉</sub>-2.1M<sub>☉</sub>と分かった。先行研究(Katsuda et al.2015) ではN/H比に言及していたが、Hのアバンダンスは 白色矮星起源もCSM 起源も含まれるため、場所に よってばらつきが出て、CSM 起源のみのN/H比を 抽出できない。N/O比は同じ伴星からくる物質を見

表 1: フィットバラメータ (組成比は太陽組成比に対する値)

モデル	パラメータ	RGS1	RGS2
Tbabs	$N_H(10^{22} cm^{-2})$	$0.495(\pm 7.64e-3)$	$0.463(\pm 6.52e-3)$
vpshock	kT(keV)	$0.567(\pm 4.82e-3)$	$0.441(\pm 9.13e-3)$
	H,He,C,Ne,Mg,Si,S,Ar,Ca,Fe,Ni	1(fixed)	1(fixed)
	Ν	$2.07(\pm 0.300)$	$0.871(\pm 0.162)$
	0	$0.902(\pm 0.0812)$	$0.541(\pm 0.0327)$
	$n_e t (10^{11} cm^{-3} s)$	$9.63(\pm 1.38)$	$10.3(\pm 1.56)$
	$\text{Redshift}(10^{-3})$	$2.32(\pm 0.0447)$	$2.32(\pm 0.0447)$
vnei	kT(keV)	0.37(fixed)	0.37(fixed)
	H,He,Ni	1(fixed)	1(fixed)
	С	0.54(fixed)	0.54(fixed)
	Ν	0(fixed)	0(fixed)
	0	0(fixed)	0(fixed)
	Ne	$378(\pm 354)$	$4.72e-17(\pm 1.00)$
	Mg	$9.98e-17(\pm 1.00)$	$2.97e-16(\pm 1.00)$
	$Si(10^{2})$	$73.7(\pm 70.1)$	$9.28(\pm 1.29)$
	S	15.5(fixed)	15.5(fixed)
	Ar	19.0(fixed)	19.0(fixed)
	Ca	36.4(fixed)	36.4(fixed)
	Fe	13.7(fixed)	13.7(fixed)
	$n_e t (10^{10} cm^{-3} s)$	1(fixed)	1(fixed)
	$\text{Redshift}(10^{-3})$	-2.94(fixed)	-2.94(fixed)
vnei	kT(keV)	2.08(fixed)	2.08(fixed)
	${\rm H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Ni}$	1(fixed)	1(fixed)
	Fe	3.58(fixed)	3.58(fixed)
	$n_e t (10^{10} cm^{-3} s)$	1(fixed)	1(fixed)
	$\text{Redshift}(10^{-3})$	-2.94(fixed)	-2.94(fixed)
vnei	kT(keV)	2.59(fixed)	2.59(fixed)
	H,He,C,N,O,Ne,Mg,Si,S,Ni	1(fixed)	1(fixed)
	Ar	0(fixed)	0(fixed)
	Ca	1.43(fixed)	1.43(fixed)
	Fe	10(fixed)	10(fixed)
	$n_e t (10^9 cm^{-3} s)$	1(fixed)	1(fixed)
	$\text{Redshift}(10^{-3})$	-5.73(fixed)	-5.73(fixed)
powerlaw	PhotoIndex	$1.63(\pm 1.00)$	$-2.12(\pm 1.63)$
	Norm	$1.50e-21(\pm 1.00)$	$2.10(\pm 2.04)$
gaussian	LineE(keV)	0.708(fixed)	0.708(fixed)
	$Sigma(10^{-2}keV)$	$1.07(\pm 0.0695)$	$0.749(\pm 0.0623)$
	$Norm(10^{-2})$	$1.57(\pm 0.0884)$	$1.16(\pm 0.0722)$
	LineE(keV)	1.227(fixed)	1.227(fixed)
	$Sigma(10^{-2}keV)$	$18.9e + 2(\pm 1.00)$	$1.68(\pm 0.334)$
	$Norm(10^{-2})$	$4.39e-19(\pm 1.00)$	$0.131(\pm 0.0110)$

ているのでばらつきがなく、伴星の質量に制限を課 すことができた。伴星の質量を決めるために、別の 観測データの解析を行って統計量を増やし、検証を 行う必要がある。

## 5 Conclusion

本研究では、XMM-Newton 衛星搭載の RGS で観 測された Kepler's SNR の X 線スペクトルを解析し た。解析の結果、有効面積が十分ある RGS1 で N/O ~2.30(N/O)<sub>①</sub> と分かり、Kepler's SNR の起源天体 の伴星の質量が  $1.4-2.1M_{\odot}$  と制限できた。今後は解 析する観測データを増やし、質量の決定、並びにど の時期の星が伴星になるのかを検討していきたい。



図 4: N/O 比と初期質量の比。、赤は初期回転速度 が 0、黒は初期回転速度が星が崩壊するスピードの 40%。青は N/O~2.30(N/O)<sub>☉</sub>。

## Reference

Katsuda et al., ApJ, vol808, 14, 2015 Narita et al., Accepted for publication in ApJ

Kasuga et al., ApJ, vol<br/>915, 11, 2021

-----index へ戻る

# 星間a31

X線天文衛星「すざく」を用いた超新星残骸白鳥座 ループ「西の破れ」領域と「南の破れ」領域の観測

# 佐藤 愛

# X 線天文衛星すざくを用いた超新星残骸 白鳥座ループの「西の破れ」と「南の破れ」領域の観測

佐藤 愛(埼玉大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

白鳥座ループは、距離約 725 pc、視直径 3°程度の円形で、爆発後 1 万年ほど経過したシェル型の超新 星残骸である。白鳥座ループには、「西の破れ」領域と「南の破れ」領域があり、それぞれ、白鳥座ループの 西側、南側のシェルを突き破って飛び出したような半円形(視直径 0.5°,1°)の構造を持つ領域である。破 れの原因は、爆発前に恒星風が形成した空洞の壁 (cavity wall) に穴が空いていたためか、爆発噴出物が突き 破ってできたのか、議論が続いている。

「すざく」は 2005 年から 2014 年にかけ、白鳥座ループ全域の観測を完遂した。我々は、「西の破れ」 とその根本のシェル、「南の破れ」をカバーする観測に着目し、「すざく」に搭載されていた X-ray Imaging Spectrometers(XIS; 0.2 keV - 12 keV のエネルギー帯域で撮像・分光が可能) が取得した X 線スペクトルを 解析した。その結果、「西の破れ」と「南の破れ」で異なる結果を得た。「西の破れ」とその根本のシェル部分 については、高温成分 (~0.3 keV) と低温成分 (~0.1 keV) の 2 成分の非平衡電離衝突プラズマモデルで再現 でき、重元素間の相対組成比はファクター 2 で太陽組成比と一致していた。したがって、「西の破れ」は星間 物質が支配的と考えられる。一方、「南の破れ」については、Si や Fe が多い 0.4 keV 程度の成分と、0.1 keV 程度の低温成分の 2 成分の非平衡電離衝突プラズマモデルで再現できた。この重元素が多い成分は、白鳥座 ループの中心に向かうにつれて組成比が高くなっていき、「南の破れ」のうち最も白鳥座ループの中心に近い 領域では Si/Mg~23 solar という結果を得た。これは、この成分が爆発噴出物であることを示している。

今回の観測結果から、「西の破れ」は、爆発噴出物が cavity wall を突き破ってできたのではなく、衝撃 波が cavity wall の穴を通り抜けてできた構造と考えられる。「南の破れ」の形成シナリオも統一的に解釈す ると、「南の破れ」の方が cavity wall の穴が大きく、爆発噴出物が比較的多く流れ込んだために、その影響 がより強く観測されると考えられる。

## 1 超新星残骸「白鳥座ループ」

8M<sub>☉</sub>以上の大質量星は、その一生の最期に重力崩 壊をして大爆発を起こすことが知られており、この 爆発のことを超新星爆発という。超新星爆発によっ て生じる衝撃波が作った高温プラズマのことを超新 星残骸といい、宇宙空間で長年明るく輝く。

超新星残骸「白鳥座ループ」は、白鳥座の方向に 位置する重力崩壊型の超新残骸である。距離約 725 pc(1)に位置し、直径約3°(2)で、1万年ほど前に超 新星爆発を起こした(3)と考えられており、現在は放 射冷却期に差し掛かった超新星残骸である。白鳥座 ループは、親星の恒星風が周囲のガスを外へ押し出 すことで形成された空洞(cavity)の中で爆発したと 考えられている。cavityの先端には恒星風が掃き集 めた密度の濃い壁(cavity wall)ができ、現在は、超 新星爆発の衝撃波が cavity wall に衝突し、高温プラ ズマの球殻を形成している。この球殻が白鳥座ルー プとして観測されている。この球殻は完璧な球では なく、直径 0.5°の「西の破れ」領域と、直径 1°の 「南の破れ」領域があることが知られている (図 1)。 これらの破れの原因として、以下の 2 つの仮説が立 てられる。

(仮説 A) cavity wall に元々穴があり、そこから 出た衝撃波が周辺の星間物質を加熱している。

(仮説 B) cavity wall には穴はなかったが、非等 方的な爆発によって、爆発噴出物が cavity wall を突 き破り、前進衝撃波と逆行衝撃波がそれぞれ星間物 質と爆発噴出物を加熱している。

本発表では、元素組成比を測定することで、仮説 A と仮説 B のどちらが妥当であるかの議論を行う。





図 1: 白鳥座ループの西の破れと南の破れ(ROSAT 図 2: すざくによる白鳥座ループの観測(西の破れ、 衛星、0.1 keV 以下。)

南の破れ、バックグラウンド領域)

### X線天文衛星「すざく」による 2 観測

すざくは、日本で5番目となる X 線天文衛星であ り、2005年から2015年まで運用されていた。搭載機 器としては、X線望遠鏡(XRT)、高分解能 X線分 光器 (XRS)、X 線 CCD カメラ (XIS)、硬 X 線検 出器(HXD)がある。このうちのX線CCDカメラ (XIS) は、低エネルギーで感度がよく(エネルギー 帯域は 0.2 – 12 keV)、高いエネルギー分解能(130 eV at 6 keV) を持っている (4) ため、XIS による白 鳥座ループの観測データを用いてデータ解析を行っ た。本研究では、西の破れとその根本の球殻領域5 つ、南の破れ領域8つの観測データを用いた(図2、 表1、表2)。また、バックグラウンド領域として、図 2のバックグラウンド領域の観測データを用いた(表 3)。

表 1: すざくによる西の破れの観測データ

領域 (Obs.ID)	観測日	観測時間 (ks)
region 1 (506008010)	2011/05/12	57
region 2 $(506007010)$	2011/05/11	46
region 3 $(501020010)$	2007/11/13	17
region 4 $(504009010)$	2009/11/20	16
region 5 $(504008010)$	2009/11/20	12

表 2: すざくによる南の破れの観測データ

	2 11J = 1921	
領域 (Obs.ID)	観測日	観測時間 (ks)
region A $(505056010)$	2010/06/14	52
region B $(505055010)$	2010/06/13	52
region C $(506011010)$	2011/05/05	49
region D $(506013010)$	2011/05/07	60
region E (506012010)	2011/05/06	36
region F $(506015010)$	2011/05/27	37
region G $(506016010)$	2011/05/10	36
region H (506014010)	2011/05/26	26

表 3: すざくによるバックグラウンドの観測データ

領域 (Obs.ID)	観測日	観測時間 (ks)
バックグラウンド (100049020)	2006/05/29	8

#### 解析結果 3

まず、バックグラウンド領域の球殻の外側部分を 用いて、バックグラウンドをモデル化した。バック グラウンド成分として、Local Hot Bubble や Transabsorption Emission を考慮した vapec と、Cosmic X-ray Background を考慮した broken power law の 2成分でモデルフィッティングを行い、バックグラウ

ンド成分を決定した。この成分を、西の破れ、南の 破れそれぞれの領域のバックグラウンドとして用い て解析を行った。

西の破れ、南の破れ領域ともに、非平衡電離衝突 プラズマによる放射を仮定し、X線スペクトルは2 温度の vnei モデルにより再現できた。西の破れ領域 のスペクトルとベストフィットパラメータの値を、図 3と表4に示す。西の破れ領域とその根本の球殻領域 については、全て同様のフィッティング結果となり、 相対組成比が太陽組成比とファクター2以内で一致 した。



図 3: 西の破れ region2 のスペクトルフィット

表 4: 西の破れ region2 の 2 温度放射モデルでのベス トフィットパラメータの値

ノイットパフメータの個		
モデル	パラメータ	値
TBabs	$N_{\rm H}(\times 10^{22} {\rm atoms \ cm^{-2}})$	0.03(fix)
vnei1	kT(keV)	$0.27^{+0.12}_{-0.02}$
	$(C/H)/(C/H)_{\odot}$	$0.13\substack{+0.05 \\ -0.06}$
	$(N/H)/(N/H)_{\odot}$	$0.50^{+0.06}_{-0.07}$
	$(O/H)/(O/H)_{\odot}$	$0.33\substack{+0.01\\-0.02}$
	$({\rm Ne/H})/({\rm Ne/H})_{\odot}$	$0.43^{+0.04}_{-0.03}$
	$({\rm Mg/H})/({\rm Mg/H})_{\odot}$	< 0.14
	$({\rm Si/H})/({\rm Si/H})_{\odot}$	$0.95\substack{+0.21\\-0.16}$
	$({\rm Fe/H})/({\rm Fe/H})_{\odot}$	$0.76^{+0.11}_{-0.09}$
	$\tau(\times 10^{11} {\rm cm}^{-3} {\rm s})$	$3.3^{+1.2}_{-0.4}$
	$Norm(\times 10^{-3})$	$5.8 \pm 0.3$
vnei2	kT(keV)	$0.14\pm0.01$
	$Norm(\times 10^{-2})$	$5.6^{+0.1}_{-0.2}$
	$\chi^2/d.o.f.$	1.1(2096/1935)

また、南の破れ領域のスペクトルとベストフィット パラメータの値を、図4、表5に示す。南の破れの region B, C, D, E, G, H については、図4のように Si や Fe などの重元素が多く、爆発噴出物が存在して いることがわかった。南の破れの南端の region A, F については、西の破れ領域と同様に、相対組成比が 太陽組成比とファクター2以内で一致した。



図 4: 南の破れ regionE のスペクトルフィット

表 5: 南の破れ regionE の 2 温度放射モデルでのベ ストフィットパラメータの値

モデル	パラメータ	値	
TBabs	$N_{\rm H}(\times 10^{22} {\rm atoms \ cm^{-2}})$	0.03(Fix)	
vnei1	kT(keV)	$0.41\pm0.01$	
	$(C/H)/(C/H)_{\odot}$	10(Fix)	
	$(N/H)/(N/H)_{\odot}$	10(Fix)	
	$(O/H)/(O/H)_{\odot}$	$50 \pm 5$	
	$(Ne/H)/(Ne/H)_{\odot}$	$48 \pm 5$	
	$(Mg/H)/(Mg/H)_{\odot}$	10(Fix)	
	$(Si/H)/(Si/H)_{\odot}$	$225\pm30$	
	$(Fe/H)/(Fe/H)_{\odot}$	$156^{+13}_{-11}$	
	$\tau(\times 10^{11} {\rm cm}^{-3} {\rm s})$	2.0	
	$Norm(\times 10^{-4})$	$0.89\pm0.02$	
vnei2	kT(keV)	$0.15\pm0.01$	
	$(C/H)/(C/H)_{\odot}$	1.0(Fix)	
	$(N/H)/(N/H)_{\odot}$	1.0(Fix)	
	$(O/H)/(O/H)_{\odot}$	1.0(Fix)	
	$(Ne/H)/(Ne/H)_{\odot}$	1.0(Fix)	
	$(Mg/H)/(Mg/H)_{\odot}$	1.0(Fix)	
	$(Si/H)/(Si/H)_{\odot}$	1.0(Fix)	
	$({\rm Fe/H})/({\rm Fe/H})_{\odot}$	1.0(Fix)	
	$\tau(\times 10^{11} {\rm cm}^{-3} {\rm s})$	3.0	
	$Norm(\times 10^{-2})$	$3.7\pm0.1$	
	$\chi^2/d.o.f.$	1.1(1986/1738)	
#### 4 議論

西の破れ領域とその根本の球殻領域については、相 対組成比が太陽組成比と一致したことから、星間物 質が支配的であることがわかった。よって、西の破れ は、爆発噴出物が cavity wall を突き破ってできたの ではなく、衝撃波が cavity wall の穴を通り抜けてで きた構造と考えられる。一方、南の破れ領域につい ては、SiやFeの重元素が多く存在し、爆発噴出物が 存在していることがわかった。よって、南の破れは、 爆発噴出物が突き破ってできた構造と考えるのが妥 当である。しかし、南の破れの方が西の破れよりも cavity wall に空いた穴が大きく、その穴から爆発噴 出物が比較的多く流れ込んだために、その影響がよ り強く観測されたと考えることも可能である。2つ の破れが別々の原因で生じたと考えるより、両者と もに cavity wall の穴に起因すると考えた方が妥当で ある。南の破れのみで爆発噴出物が検出された原因 は、西の破れに比べて南の破れの方が cavity wall に 空いた穴が大きかったためと考えるのが自然である。

### 5 まとめ

本研究では、超新星残骸白鳥座ループの西の破れ と南の破れ領域について、その起源を解明するため に、X線天文衛星すざくのX線CCDカメラ(XIS) による観測データを用いて、X線スペクトルを解析 した。解析の結果、西の破れ領域とその根本の球殻 領域の重元素同士の相対組成比は太陽組成比にファ クター2以内で一致した。南の破れ領域のうち北側 6つの領域ではSiやFeの重元素が多く観測され、南 側2つの領域では重元素同士の相対組成比は太陽組 成比にファクター2以内で一致した。これらの結果か ら、2つの破れは、爆発前に恒星風が形成した cavity wall に穴が空いていたためにできたという説を支持 する。

#### Reference

- [1] Fesen et al. 2021, MNRAS, 507, 244
- [2] Levenson, N.A. et al. 1997, ApJ, 484, 30
- [3] Katsuda & Tsunemi 2008, Adv. Space Res., 41, 383
- [4] すざくファーストステップガイド第 4.0.2 版

-index へ戻る

星間b01

# OBアソシエーションにおける連鎖的なサブグループ 形成

富井 耀

# 未提出

—index へ戻る

星間b02

# N体シミュレーションにおける連星計算の困難

# 岩倉 龍太郎

# 球状星団の N 体シミュレーションにおける 3 重連星の取り扱いについて

岩倉 龍太郎 (神戸大学大学院理学部惑星学研究科)

#### Abstract

球状星団のような衝突系の N 体シミュレーションでは、連星の内部運動の時間積分に非常に時間がかかる. 連星を直接計算すると、必要なタイムステップ数が莫大なものになってしまうため、周囲から受ける摂動が 小さいなどの条件を満たすものについては、近似的な手法を用いることで、計算時間を減らす努力がなされ ている.連星や hyperbolic encounter などの近接遭遇作用を効率的に計算する手法の一つに、Slow-down algorithmic regularization (SDAR; Wang et al. 2020a) がある. SDAR は、Mikkola & Aarseth (1996) による Slow-down treatment と、Mikkola & Tanikawa (1999) による Algorithmic regularization を組み 合わせた手法であり、これを N 体計算コードに組み込むことで、連星計算を大幅に効率化することができ る.しかし、安定・不安定境界にある階層的三体系に対しては、内側の連星の受ける摂動が比較的大きいの で slow-down を適用できないにも関わらず、計算途中において比較的長い時間存在してしまうため、計算速 度が大幅に低下してしまう.このような都合の悪い階層的三体系は、N ~ 10000 ほどの粒子数の少ない等質 量計算でも普遍的に形成されることが確認されている.

本研究では, Mylläri et al. (2018)を参考に, 三体系の内側の連星と, 外側の連星の軌道長半径の比を変 えながらシミュレーションし,境界において系が安定に保持される条件を探った.結果,境界にある三体系 が比較的長い時間保持される場合について,外側の連星の軌道長半径が桁で大きく変わり,離心率が1に近 づくパターンがあることが確認された.境界にある三体系がこのようなパターンで比較的長い時間保持され るのであれば,軌道長半径が大きくなったところで積分方法を切り替えることで,計算速度の向上が見込め る可能性がある.

# 1 イントロダクション

球状星団は、10<sup>5</sup>から10<sup>7</sup> 個ほどの恒星から構成 される、自己重力多体系である.コアと呼ばれる中 心部分は、非常に高密度になっており、恒星同士の 重力相互作用によって連星が形成される.近年では、 ブラックホール連星や中性子星連星なども存在する 事がわかっており、重力波源天体として注目されて いる.

典型的な球状星団は,星団年齢が宇宙年齢に近く, 100億年ほどである.そのため,その力学進化はシ ミュレーションを用いて研究されることがほとんど である.球状星団は二体緩和が効いてくる衝突系で あるので,シミュレーションする際には,連星の軌 道計算も正確に行う必要がある.しかし,連星の周 期は,短いものでは数日程度しか無いため,星団年 齢と大きな差があり,必要なタイムステップ数が莫 大になるという問題点がある.

Slow-down algorithmic regularization (SDAR; Wang et al. 2020a) は, 連星系や hyperbolic encounter などの小数体系問題を効率的に解くための手 法である. Mikkola & Aarseth (1996)の Slow-down treatment によって,連星の受ける摂動が小さい場合 は,連星の周期を人工的に遅らせる事によって,計 算に必要なタイムステップ数を大幅に減らすことが できる. しかし,任意の連星系についてこの手法を 適用することは不可能であり,系に安定・不安定境 界にある階層的三体系が存在する場合は,それを直 接計算するしかなく,計算速度が著しく低下すると いう問題が報告されている.

本研究では,安定・不安定境界にある階層的三体 系の数値計算上の取り扱いを効率化させることを目 標に,将来的な計算コードの改善の糸口をつかむた め,三体系の安定条件について再考した.

### 2 研究方法

#### 2.1 計算コード

本研究で用いる星団向け N 体シミュレーション コードは, PeTar (Wang et al. 2020b) である. PeTar は, Hamiltonian splitting によって, 遠距離 と近距離での計算手法を分ける P<sup>3</sup>T法 (図1が長距 離相互作用の Particle-Tree, 図2が近距離の直接積 分 Particle-Particle) と、近距離作用のなかでも、特 に連星や hyperbolic encounter などを効率的に計算 する SDAR を組み合わせたものである. SDAR は、 Mikkola & Aarseth (1996) による Slow-down treatment と、Mikkola & Tanikawa (1999) による Algorithmic regularization を組み合わせた手法である. slow-down は、弱い摂動を受ける連星について、周 期を人工的に遅らせることで,計算に必要なタイムス テップ数を減らすアルゴリズムで, Algorithmic regularization(AR法)は、時間変換により、重力相互作 用の式から特異点を排除し, Kepler 軌道の長期的な 計算を、非常に精度良く行うことのできるアルゴリ ズムである.また、並列化には FDPS (Iwasawa et al. 2016; 2020) を使っている.



⊠ 1: Particle-Tree ⊠ 2: Particle-Particle

#### 2.2 行ったシミュレーションとパタメータ

安定・不安定境界にある階層的三体系が,どのような軌道変化のプロセスを経て,保持または破壊されるかを調べた.階層的三体系について,数値計算のデータから境界を定めた Mylläri et al. (2018)を参考に, slow-down はせず,AR法のみを用いて計算した.

階層的三体系を示すパラメータとして,内側の連 星の軌道長半径と,外側の連星の近点距離の比を取っ たパラメータ*Q*がある:

$$Q = \frac{q_{\text{out}}}{a_{\text{in}}} = \frac{a_{\text{out}}(1 - e_{\text{out}})}{a_{\text{in}}}.$$
 (1)

Mylläri et al. (2018) では,安定な*Q*の最小値*Q*<sub>st</sub> が次のように示されることが主張されている:

$$Q_{\rm st} = 10^{1/3} A \left(\frac{(fg)^2}{1 - e_{\rm out}}\right)^{1/6}.$$
 (2)

但し,

$$f(e_{\rm in},\cos i) = 1 - \frac{2}{3}e_{\rm in}\left[1 - \frac{1}{2}e_{\rm in}^2\right] - 0.3\cos i\left[1 - \frac{1}{2}e_{\rm in} + 2\cos i\left(1 - \frac{5}{2}e_{\rm in}^{3/2} - \cos i\right)\right], \quad (3)$$

$$f(m_1, m_2, m_3) = 1 + \frac{m_3}{m_1 + m_2} \tag{4}$$

である. Aは係数, 添字の in と out は, それぞれ三 体系の内側, 外側の要素を表し, a, e, i, はそれぞれ 軌道長半径, 離心率, 軌道傾斜角である. また,  $m_1$ と  $m_2$  は内側の連星の質量で,  $m_3$  は外側の連星の質 量である.

#### 3 結果



図 3: 安定・不安定境界を表す

図3は,外側の連星の周期の10000倍の時間計算 して,系が安定・不安定のどちらになるかを分類す る図である.4つの曲線は,式(2)の4種類のAにつ 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

いてそれぞれプロットしたものである.初期条件は, Qの値と傾斜角の cos を変化させ,離心率は内側外 側どちらも 0.5 になるようにしてある.近点引数  $\omega$ , 昇交点経度  $\Omega$ ,離心近点角 f は乱数で与えているた め,A = 1.75の線とA = 1.15の線で囲まれた部分 が幅を持った安定・不安定の境界となっている.

数値計算の上で問題になるのは,不安定とみなさ れている,すなわち直接積分するにも書かわらず,比 較的長い時間三体系が保持されてしまうものである. SDARでは, A = 1.52という値が採用されており, これよりも上部に来るものは安定とみなし,摂動が 小さければ slow-down することで計算速度を向上さ せることができる.不安定なものについては,一般的 には系はすぐに壊れるので,直接積分しても問題な い場合が多いが,図3の緑色の線よりも下部にあり ながら安定とみなされているものが存在すれば,長 い時間直接積分しなくてはならなくなるので,計算 速度を向上させるためには,そのような系の取り扱 いを改良する必要がある.

図4から図7に、Q=3.5、 $\cos i = -0.25$ の場合の 軌道長半径と離心率の変化を示した.また、図8か ら図11に、Q = 3.75、 $\cos i = 0.5$ の場合の軌道長 半径と離心率の変化を示した.両者に共通して見ら れる特徴の1つ目に、内側の軌道長半径の変化は小 さいのに対し、外側の軌道長半径の変化が、ある点 から急激に大きくなって、桁で変動する点がある.2 つ目には、内側の離心率が振動するのに対し、外側 の離心率はほとんど1に近い値に変化する点がある.







### 4 考察とまとめ

結果の軌道要素変化のグラフより,安定・不安定 境界にある三体系の軌道要素の変化のパターンの1 つとして,外側粒子の軌道長半径が桁で大きく変化 するとともに,離心率がほとんど1に近い軌道を運 動する場合があることがわかった.これは,最初は ある程度安定だった系が,外側の星が近点を通過す る際に加速され,離心率の大きい軌道へと変化して いることを意味する.境界にある三体系が,このようなプロセスで安定が保持されるとすれば,軌道長 半径が大きくなったところで積分を切り替えること で,計算速度を上げることのできる可能性がある.

今後の研究では、境界にある連星の軌道要素変化 をさらにたくさんの場合で確認し、他に安定が保持 されるパターンがないかを調べる必要がある.また、 不安定になるものについても、どのようなプロセス で連星が壊れるのかを調べ、安定・不安定境界の階 層的三体の保持・破壊のプロセスについてまとめる 必要がある.今回の実験では、初期の離心率は0.5で 固定されていたが、他の値の場合についても検証す る必要がある.最終的には、安定・不安定境界の三 体系の振る舞いをまとめ、見つかったパターンにつ いて適用できる可能性のある近似的計算手法を開発 する.

### Reference

- [1] Wang et al. (2020a)
- [2] Wang et al. (2020b)
- [3] Mikkola & Aarseth (1996)
- [4] Mikkola & Tanikawa (1999)
- [5] Iwasawa et al. (2016)
- [6] Iwasawa et al. (2020)
- [7] Mylläri et al. (2018)

-index へ戻る

星間b03

# ALMAを用いたマゼラン雲におけるホットコア化学組 成の多様性の調査

# 渡邊 ひかり

# ALMA を用いたマゼラン雲におけるホットコア化学組成の多様性の調査

渡邊 ひかり (新潟大学大学院 自然科学研究科)

#### Abstract

低金属量環境下の星形成領域での有機分子形成過程は、近年のアストロケミストリー分野における重要な問 題の一つである。その理解を進めるために重要な天体がホットコアである。ホットコアは大質量星の形成過 程の一つで、大型有機分子を含むさまざまな分子輝線が電波領域で顕著に検出されるため、星形成によって 引き起こされる化学プロセスを理解する上で重要である。近年の Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)を用いた高い感度と分解能での観測により、低金属量環境下でのホットコアの化学組成が明 らかになりつつある。しかし現時点ではサンプル数および周波数域が限られているため、ホットコアでの有 機分子の形成過程は依然として未解明である。星間空間での分子形成過程を明らかにするために、さらなる 低金属量ホットコアの観測が必要である。Shimonishi et al. (2020)では大マゼラン雲の星形成領域 N119 の 近くに位置する Young stellar Object(YSO)の ST16 を ALMA を用いて観測し、新しくホットコアを発見 した。また自身の研究では ALMA アーカイブデータを用い、LMC の大質量原始星について複数の Band の データを解析して化学組成を調べることで、大マゼラン雲の大質量原始星に付随する分子の多様性を調べる 予定である。本講演では Shimonishi et al. (2020)のレビューと、自身の研究の紹介を行う。

### 1 Introduction

現在と比べ金属量が大幅に低い過去の宇宙での星 形成過程と物質進化過程を知るには、低金属量銀河 での星形成領域を調べることが必要である。

大マゼラン雲 (Large Magellanic Cloud ; 以下 LMC) は 1/2-1/3 solar metallicity と銀河系に比べ て金属量が少ない環境を持ち、かつ 49.97 ± 1.11kpc という近い距離にあるため、過去の宇宙と近い環境 を持つ観測対象として適した天体である。

またホットコアは大質量星の形成過程の一つであ り、物理的にはコンパクト (0.1 pc)、高密度 (ガス/ダ ストが高温 (100 K) と定義される。ホットコアは星の 放射や衝撃波によって氷の状態で存在していた分子 が溶け、高温の分子ガスが星を包むように形成された 領域である。ホットコア内ではメタノール (CH<sub>3</sub>OH) やアンモニア (NH3) といった分子が複雑な有機分子 (COMs) になり、またダスト表面での反応でも COMs が形成されるため、電波領域で豊富なスペクトルを 示す。このようにホットコアは、星形成によって起 こる化学プロセスを理解する上で重要な天体である。

近年の Atacama Large Millimeter / submillimeter Array (ALMA)を用いた高い感度と分解能での観測 により、低金属量環境下でのホットコアの化学組成 が明らかになりつつある。しかし現時点ではサンプ ル数および周波数域が限られているため、ホットコ ア内での有機分子の形成過程は依然として未解明で あり、さらなる低金属量ホットコアの観測が必要と されている。

本公演でレビューを行う Shimonishi et al. (2020) では、LMC 内の星形成領域 N119 の近傍に位置する 赤外線源 ST16 を ALMA を用いて観測した。回転解 析などにより、ST16 に付随する分子の存在量と温度 を推定することで、ST16 が新たに発見されたホット コアであることが明らかになった。

また今後の自身の研究として、LMC 内の大質量原 始星について ALMA アーカイブデータの解析を行う 予定である。

### 2 Observations

ターゲット天体は LMC 内の星形成領域 N119 の近 傍に位置する大質量原始星 ST16 である。観測は Cycle 4 (2016.1.00394.S) と Cycle 6 (2018.1.01366.S) に 行われ、周波数域は Band 6 (241.25-260.48 GHz)、 Band 7 (336.97-352.53 GHz) である。速度分解能は Band6 で 1.2km s<sup>-1</sup>、Band7 で 0.85km s<sup>-1</sup> である。

#### 3 Results and Analysis

図 1 は ST16 から検出された分子輝線のうち、 Band7 の一部を抜粋した図である。90 種の輝線が検 出され、そのうち 30 本が CH<sub>3</sub>OH、20 本が SO<sub>2</sub> とそ の同位体置換体によるものであった。また、CH<sub>3</sub>OH より複雑な有機分子は検出されなかった。



図 1: 検出された輝線 (Band7 の一部抜粋)。CH<sub>3</sub>OH と SO<sub>2</sub> が多く検出されたほか、<sup>34</sup>SO、H<sub>2</sub>CS など様々 な分子輝線が検出された。

CH<sub>3</sub>OH、SO<sub>2</sub>、<sup>33</sup>CO、SO、<sup>3</sup>4SO、OCS、CH<sub>3</sub>CN については、異なる励起エネルギーの輝線が複数検 出されたため、回転解析が行われた。回転解析では、 光学的に薄く、局所力学平衡 (LTE) の状態を仮定し て次の式が用いられる。

$$\log\left(\frac{N_u}{g_u}\right) = -\left(\frac{\log e}{T_{\rm rot}}\right)\left(\frac{E_u}{k}\right) + \log\left(\frac{N}{Q(T_{\rm rot})}\right)$$

ここで

$$\frac{N_u}{g_u} = \frac{3k\int T_b dV}{8\pi^3\nu S\mu^2}$$

である。 $N_u$  は励起状態の分子の柱密度、 $g_u$  は励起 準位の縮退度、k はボルツマン定数、 $\int T_b dV$  は観測 から推定された積分強度、 $\nu$  は遷移周波数、S は線強 度、 $\mu$  は双極子モーメント、N は全柱密度、 $Q(T_{rot})$ は  $T_{rot}$  での分配関数である。 $g_u$ 、S、 $\mu$ 、 $Q(T_{rot})$ の 値は CDMS から引用されている。今回の観測では、 光学的に薄い場合に推定される積分強度比と観測さ れた積分強度比がおおよそ一致したため、仮定は妥 当であり、回転解析を行うことが可能である。

図 2 は  $CH_3OH \ge SO_2$ の積分強度の図である。回転 解析の結果、 $CH_3OH$ 、 $SO_2$  は異なる温度の成分が検 出されたため、 $CH_3OH$  は高励起側の  $E_u < 50K \ge G$ 励起側の  $E_u > 100K$ 、 $SO_2$  は  $E_u < 50K \ge E_u = 36K$ に分けて図が作成された。この図より、典型的なホッ トコアトレーサーである  $CH_3OH$  は高励起成分、低



図 2: CH<sub>3</sub>OH と SO<sub>2</sub> の積分強度分布。ビームサイズ はグレーの丸で表され、コントアは ALMA870µm 連 続光の分布、コントアレベルは 5σ、10σ、20σ、40σ、 100σ を表している。

励起成分ともにコンパクトな領域から検出されたこ とがわかる。また、SO<sub>2</sub> も CH<sub>3</sub>OH と同じピークで、 かつコンパクトな領域から検出された。

#### 4 Discussion

解析の結果は大きく次の4つにまとめられる。

- 回転解析の結果、CH<sub>3</sub>OH、SO<sub>2</sub>でトレースできる ≥ 100Kのガスが存在する。
- ダストの連続光から推定された水素密度は3× 10<sup>6</sup>cm<sup>-3</sup>である。
- 3. 高温ガスからの放射がみられる領域が ~ 0.1pc とコンパクトであった。
- 4. 大質量原始星に付随し、豊富な分子が存在する 天体である。

これらの結果より ST16 はホットコアの条件を満た すことがわかった。

図3はLMCと銀河系のホットコアでの分子存在 量の比較結果である。金属量の違いを補正するため、 LMCの金属量は3倍されている。この図からわかる ように、H<sub>2</sub>CO、CH<sub>3</sub>OH、HNCO、CS、H<sub>2</sub>CS、SiO 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校



図 3: LMC と銀河系のホットコアにおける分子の存在量の比較。ST11、ST16、N113 A1 が LMC ホット コア、Orion、W3 が銀河系ホットコアである。金属量を補正するため、LMC のホットコアでは存在量が 3 倍されている。

は、銀河系と比べ LMC ホットコアでは存在量が低い 傾向にある。しかし、N113 A1 の CH<sub>3</sub>OH の存在量 は、ST11 や ST16 と同じ低金属環境のホットコアに も関わらず有機分子が豊富に存在することがわかっ た。これは、低金属環境下では有機分子の存在量に ばらつきがあること、また ST11 や ST16 のような ホットコアにおいて有機分子が少ないのが、金属量 が少ないことによるものではないことを示唆してい る。

Shimonishi et al.(2016)では、ダストの温度が高いこ とで結果的にダスト表面で形成される有機分子の存 在量が少なくなるという仮説が立てられている。こ のように低金属環境下では、氷形成期で起こった化 学プロセスの違いによって、有機分子の存在量が決 められている可能性がある。

図 2 の積分強度分布からわかるように、SO<sub>2</sub> は CH<sub>3</sub>OH とピーク、強度分布がほぼ一致している。ま た回転解析によって得られた温度が  $\geq$  100K である こと、さらに SO<sub>2</sub> とその同位体置換体が限られた周 波数域のなかで多くの輝線を発することが、典型的 なホットコアトレーサーである CH<sub>3</sub>OH と SO<sub>2</sub> の共 通点である。CH<sub>3</sub>OH と SO<sub>2</sub> の違いは、CH<sub>3</sub>OH は LMC 内でも存在量にばらつきがあり、銀河系と比べ て存在量が少なかったのに対し、SO<sub>2</sub> は LMC ホッ トコアである ST11、ST16、N113 A1 の 3 つの天体 間で存在量がほぼ同じであることと、銀河系のホッ トコアと比べてもほぼ同程度の存在量がみられたこ とである。これらの特徴から、SO<sub>2</sub> は低金属環境下 におけるホットコアのトレーサーとして有用である と考えられる。

### 5 Future Prospects

今後の自身の研究として、LMC ホットコアの化学 的多様性をさらに探る目的で、LMC 内の大質量原始 星について ALMA アーカイブデータの解析を行う予 定である。現在、33 天体について、Band3、Band6、 Band7 いずれかのデータを取得済みである。本公演 でレビューを行った論文からわかるように、Band6、 Band7 の解析により典型的なホットコアトレーサー である CH<sub>3</sub>OH を含め様々な分子が検出され、その 多様性が明らかになっている。それに加えて Band3 のデータの解析を行うことで、Band6、Band7 では 見られなかった分子を調べられるほか、回転解析に よる柱密度や回転温度といった物理状態の推定精度 がより高くなることが期待される。

またホットコアで顕著に検出される分子の中でも、 CH<sub>3</sub>OH は存在量にばらつきがあり SO<sub>2</sub> はどの大質 量原始星もおおよそ同じくらいの存在量を示した。こ のようにホットコアを特徴づける分子をほかにも探 し、その存在量を調べることで、どのような要因が 存在量の多少を左右するのかを調査していく予定で ある。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

# Reference

Shimonishi et al., ApJ, 891, 164, 2020 Shimonishi et al., ApJ, 827, 72, 2016

——index へ戻る

星間b04

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

# 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の観測: 原始星に付随するフィラメント状分子雲の性質

國年 悠里 (大阪公立大学大学院 電波天文学研究室 M1)

#### 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。これまでの銀河系や大マゼラン雲(金 属量が太陽系の約0.5倍程度)における研究より、フィラメント状分子雲では活発な星形成が起こることが 知られており、より金属量の低い小マゼラン雲でフィラメント状分子雲の構造の有無を明らかにするなど、 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6つの大質量原始星方向のALMAデータより、0.87 mm 帯の連続波及び<sup>12</sup>CO 輝 線の解析結果を紹介する。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。0.87 mm 帯の連続波は原始星周辺の0.4pc 程度の コンパクトな領域でのみ検出され、密度 ~10<sup>6</sup> cm<sup>-3</sup>の分子雲コア領域のみをトレースしている。解析結果 より、<sup>12</sup>CO 輝線強度より求めたそれぞれの総質量は ~10<sup>4</sup>  $M_{\odot}$ 程度で、個別のフィラメントの物理 量に関しては、線質量が数100  $M_{\odot}$  pc<sup>-1</sup>と求まり、これは銀河系の大質量星形成領域で見られるものと同程 度である。

#### 1 Introduction

太陽系近傍をはじめとする銀河系の分子雲や大マ ゼラン雲の分子雲はフィラメント状の形態をとってい ることが知られており、星形成の主要な現場となって いる (e.g., Mizuno et al. 1995)。また、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)、その具体的 な性質の理解が深まりつつある。

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。例えば、金属量が 太陽系の10<sup>-3</sup>倍以下という金属量が非常に少ない 環境下では、ガス圧が卓越し、フィラメントが消失 する可能性があるという理論的な可能性も提案され ている (Chon et al. 2021)。一方で観測的研究では フィラメント状分子雲を空間分解可能なターゲット は、現状分子雲の観測で最高の解像度が達成できる ALMA を以ってしても局所銀河群のターゲットに限 られており、この中で可能な限り低金属量環境下の 天体を研究することが重要である。局所銀河群中に おいて ALMA を用いた分子ガスの観測で 0.1 pc 以下 の空間解像度を達成可能な対象の中では最も低い金 属量 (~0.2 Z<sub>☉</sub>)を持つ銀河である、小マゼラン雲内 の N83C(Muraoka et al. 2017)では、分子雲はフィ ラメント状の形態は卓越しておらず、原始星を中心 として非常にコンパクトなクランプ状の分布してい ることが明らかになった。そのため、小マゼラン雲 においては分子雲がフィラメント状であることが一 般的であることは検証段階にあり、複数のサンプル に対する統計的な研究によりその一般性/多様性を探 ることが、本研究の目的である。

#### 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<sub>☉</sub> 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6つの原始星で、各原 始星の位置を図1に示す。6つの原始星の明るさは  $10^4 \sim 10^5 L_{\odot}$ 程度、YSO17, 18 はケイ酸塩の吸収線 と氷の吸収線の両方が検出されており、そのほかの 原始星(YSO03, 13, 28, 33)におけるケイ酸塩・氷 の吸収線の有無、および PAH(Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) emission の有無は表1の通りである。



図 1: 小マゼラン雲 (Herschel 宇宙望遠鏡によって観 測された 350 µm 連続波の画像に本研究の観測天体 をプロットしている)

YSO	天体の明るさ	ケイ酸塩の	氷の	PAH emission
	$(10^4 L_{\odot})$	吸収線の有無	吸収線の有無	の有無
03	6.1		√	$\checkmark$
13	2.2		$\checkmark$	$\checkmark$
17	2.2	$\checkmark$	$\checkmark$	√(弱い)
18	2.8	$\checkmark$	$\checkmark$	√(弱い)
28	14.0	$\checkmark$		$\checkmark$
33	2.6	$\checkmark$		$\checkmark$

表 1: 原始星 6 つの特徴

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) を使用 した。観測は ALMA 12m array で行われ、本研究 では <sup>12</sup>CO (3–2) 輝線と 0.87 mm 帯の連続波の 2つ を解析に用いた。各天体における観測視野の広さは 8 × 8 pc<sup>2</sup>、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 <sup>12</sup>CO (3–2) 輝線の特徴とし て、トレースする分子雲の密度は 10<sup>4</sup> cm<sup>-3</sup> 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 <sup>12</sup>CO (3–2) 輝線は高密度領域のみ をトレースすることを示す。また、0.87 mm 帯の連続 波は <sup>12</sup>CO (3–2) 輝線よりも高密度な部分をトレー

スし、原始星周りの分子雲コア領域でのみ検出され る。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 and Discussion

#### 3.1 原始星周りのフィラメント構造

図2は<sup>12</sup>CO(3–2)輝線の積分強度図であり、各 原始星の周りに<sup>12</sup>CO(3–2)輝線でトレースされた 分子雲が付随していることが分かる。連続波の中心 付近における分子雲の分布について、YSO03, 33 は 北東方向、または北西方向に細く広がった分布であ るのに対し、YSO17, 18, 28 は分子雲全体が不規則 な方向に広がった分布をしている。ほかの原始星と は異なり、YSO13 では分子雲が連続波の周りでコン パクトに分布している。図2より、YSO13 以外では 原始星の周りでフィラメント状の構造が卓越してい ることが分かる。

ここで、より詳細なフィラメント構造とフィラメン ト状分子雲の物理量を求めるために<sup>12</sup>CO(3-2) 輝線 の積分強度に対し "FilFinder" (Koch & Rosolowsky 2015) というアルゴリズムを適用してフィラメント 構造を同定した。同定されたフィラメント構造の分 布を図3に示す。各図の背景は<sup>12</sup>CO(3-2)輝線の ピーク強度図であり、シアンはフィラメント構造、赤 色のコントアは 0.87 mm 帯の連続波を描画した。こ こで、YSO28 に関して、0.87 mm 帯の連続波源が2 つあるため左側を 28a, 右側を 28b とした。6 つの原 始星のうち YSO03 ではフィラメント構造、YSO17, 18, 28a, 28b, 33 ではハブフィラメント構造が同定さ れた。ハブフィラメント構造とは、複数のフィラメ ントが合体した構造であり、大質量原始星が誕生す る場であると考えられている。これより、小マゼラ ン雲内の原始星周りにはフィラメント構造、および ハブフィラメント構造が存在していることが明らか となった。

#### 3.2 フィラメントの物理量

同定された各フィラメント状分子雲の物理量を算 出した結果を表 2 に示す。質量の算出には積分強 度を用いて導出した。その際、本研究では X<sub>co</sub> =



図 2: <sup>12</sup>CO(3-2)輝線の積分強度図。黒色のコントアは 0.87 mm 帯の連続波を示す。YSO28 は連続波源 が2箇所あるため、図の左側をa、右側をbとした。



図 3: 同定されたフィラメント構造の分布。背景は<sup>12</sup>CO(3-2)の積分強度図であり、シアンはフィラメン ト構造、赤色のコントアは 0.87 mm 帯の連続波を示す。

7.5 × 10<sup>20</sup> cm<sup>-2</sup> (K km s<sup>-1</sup>)<sup>-1</sup> (Muraoka et al. ングし、その半値幅 (FWHM)を導出した。線質量は 2017)を用いており、これは銀河系の典型的な値 フィラメントの単位長さあたりの質量であり、ビリア  $X_{\rm co} = 1.8 \times 10^{20} \,{\rm cm}^{-2} \,\,({\rm K \ km \ s}^{-1})^{-1}$ (Dame et al. ル線質量は  $M_{\rm vir} = 465\sigma^2 \,\,M_\odot \,{\rm pc}^{-1}$ (Fiege & Pudritz 2001)の約4倍である。ここでの線幅とは、スペクト 2000)を用いて算出した。 ルの半値幅 (FWHM)を指し、本研究では観測によ り得られたスペクトル線を gauss 関数でフィッティ 質量は単位 pc あたり数 100 M<sub>☉</sub> 程度と求まり、銀河

算出した物理量より、フィラメント状分子雲の線

YSO	質量	長さ	幅	線幅	線質量	ビリアル線質量
	$(10^3 M_{\odot})$	(pc)	(pc)	$(\rm kms^{-1})$	$(10^2  M_\odot  {\rm pc}^{-1})$	$(10^2  M_\odot  {\rm pc}^{-1})$
03	0.40	2.6	0.17	3.1	1.6	8.3
17	0.76	6.4	0.32	1.7	1.2	2.4
18	0.69	7.8	0.21	2.1	0.9	3.7
28a	1.60	6.1	0.24	3.1	2.7	8.3
28b	0.30	1.2	0.16	3.1	2.7	8.0
33	0.38	2.7	0.18	1.8	1.4	2.8

表 2: フィラメントの物理量

系の大質量形成領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。また、線 質量とビリアル線質量はオーダーが同じであり、や やビリアル線質量の方が大きいと求まった。

#### 3.3 フィラメントの物理量 他天体との比較

小マゼラン雲におけるフィラメント状分子雲の性 質を知るために、銀河系や大マゼラン雲でのフィラ メント状分子雲の物理量と比較する。

まず、銀河系にある白鳥座の DR21SF(South Filament) というフィラメント状分子雲において、物理 量、およびトレーサーの輝線を比較する。DR21SF の幅は 0.13 pc、線質量は  $(0.8-2) \times 10^2 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ 、観 測輝線は NH<sub>3</sub> である (Hu et al. 2021)。これより、小 マゼラン雲のフィラメント状分子雲は NH<sub>3</sub> 輝線で観 測された DR21SF の性質と似ていると考えられる。

次に小マゼラン雲の隣に位置する銀河である大マ ゼラン雲のフィラメント状分子雲において、物理量、 およびトレーサーの輝線を比較する。大マゼラン 雲内の N159E–Papillon、N159W–South の 2 領域の フィラメント状分子雲の幅は 0.14 pc、線質量は (1– 10)×10<sup>3</sup>  $M_{\odot}$  pc<sup>-1</sup>、観測輝線は <sup>13</sup>CO (2–1) である (Fukui et al. 2019; Tokuda et al. 2019)。これより、 小マゼラン雲のフィラメント状分子雲は大マゼラン 雲の <sup>13</sup>CO (2–1) 輝線で観測されたフィラメント状 分子雲の性質と似ていると考えられる。

### 4 Conclusion

小マゼラン雲内の 6 つの原始星について "FilFinder"を用いて <sup>12</sup>CO (3-2) 輝線データ

の解析を行った結果、YSO13 以外で銀河系や大マ ゼラン雲で見られるような高密度ガスのフィラメン ト構造やハブフィラメント構造が確認された。今回 フィラメント構造が同定されなかった YSO13 につ いて、原始星周りに広がっている低密度な分子雲の 分布を知ることが必要であり、そのためには中性炭 素輝線 [C I] や<sup>12</sup>CO (1–0) 輝線の観測が重要にな ると考えられる。また、CO 同位体の輝線や異なる 準位の輝線の観測を行うことで小マゼラン雲の分子 雲の温度や密度なども物理量も求めていきたい。

#### Reference

Mizuno et al, 1995, ApJ, 445, 161

- Arzoumanian, D., et al., 2011, A&A, 529, L6
- Muraoka et al, 2017, ApJ, 844, 98
- Chon et al, 2021, MNRAS, 508, 4175
- Tokuda et al, 2021, ApJ, 922, 171
- Dame et al, 2001, ApJ, 547, 792
- Hu et al, 2021, ApJ, 908, 70
- Fiege, & Pudritz, 2000, MNRAS, 311, 85
- Fukui et al, 2019, ApJ, 886, 14
- Tokuda et al, 2019, ApJ, 886, 15
- Koch, E. W., & Rosolowsky, E. W. 2015, MNRAS, 452, 3435

--index へ戻る

星間b05

# 分子雲衝突による大質量星形成の数値シミュレー ション

# 水野 勝広

# 分子雲衝突による大質量星形成の数値シミュレーション

水野 勝広 (北海道大学大学院 理学院宇宙理学専攻)

#### Abstract

大質量星の形成過程を理解することは宇宙物理学において非常に重要だが、その形成過程は未だ未解明であ る。大質量星形成のシナリオとして、分子雲衝突がある。分子雲衝突に関する研究は観測と理論の両面から 盛んに行われており、Sakre et al.(2021)は電磁流体力学シミュレーションにより、衝突軸に垂直な強い磁場 が大質量星形成に有利に働くことを示した。我々はより一般的な状況を考えるため、二つの分子雲の磁場の 向きが異なる場合の分子雲衝突のシミュレーションを計画している。

本研究では2つの分子雲の磁場の向きが90°異なる場合のテスト計算を行い、磁場の向きが等しい場合の分 子雲衝突と比較した。Takahira et al.(2014) や Sakre et al.(2021) と同様、衝突によって分子雲に円弧構造 が形成されたり、衝突雲の確率分布関数 (PDF) に非対数正規分布の裾が現れたりすることが確認された。ま た、衝突軸方向の柱密度や累積コア質量分布 (CMD)から、2つの分子雲の磁場の向きが異なる分子雲衝突 が大質量星形成に有利に働く可能性が示唆された。磁場の向きの違いが大質量星形成に与える影響について 詳しく議論するためには、より空間分解能の高いシミュレーションや2つの分子雲の磁場のなす角にさまざ まな値を用いたシミュレーションが必要である。

#### 1 Introduction

大質量星は強い輻射によって周囲の星間ガスを加 熱し、星形成を抑制する。また、超新星爆発によっ て重元素を生成し、宇宙全体の化学進化の中心的役 割を果たす。このため、大質量星の形成過程を理解 することは宇宙物理学において非常に重要である。

近年、大質量星形成のシナリオとして分子雲衝突 が有望視されている。2つの分子雲が超音速で衝突 すると、衝突面で衝撃波が発生する。衝撃波が発生 した領域では、放射冷却によって密度が上昇し自己 重力が増大し、高密度のクランプが形成される。分 子雲の大きさが異なると衝撃波領域で収束流が現れ、 クランプの質量を増加させることができ、クランプ の中で高密度コアが形成される。この高密度コアが 十分な質量を持っていれば、その中で大質量星形成 が期待できる (Habe & Ohta 1992)。



図 1: 分子雲衝突の模式図

分子雲衝突に関する研究は、観測と理論の両面から

盛んに行われている。例えば、近年の観測によって、 様々な星形成領域において分子雲衝突による大質量星 形成の証拠が得られている (e.g., Fukui et al. 2021)。 また、Takahira et al.(2014)の数値シミュレーション では、内部乱流をもつ分子雲同士の衝突によって、大 質量星形成を引き起こすような大質量の分子雲コア が形成された。さらに Sakre et al.(2021) は、電磁流 体力学シミュレーションにより、衝突軸に垂直な強い 磁場が大質量星形成に有利に働くことを示した。し かし、彼らのシミュレーションでは衝突する二つの 分子雲の磁場の向きは等しいと仮定している。我々 はより一般的な状況を考えるため、2 つの分子雲の 磁場の向きが異なる場合の分子雲衝突のシミュレー ションを計画している。本研究では、2つの分子雲の 磁場の向きが 90°異なる場合のテスト計算を行い、 磁場の向きが等しい場合の分子雲衝突と比較した。

### 2 Method

#### 2.1 Numerical method

本研究では、3 次元電磁流体力学 AMR(adaptive mesh refinement) コード、Enzo(Bryan et al. 2014) を使用した。テスト計算のシミュレーションサイズ



図 2: 分子雲衝突の様子(上:YY モデル 下:YZ モデル)

である。この分解能では分子雲衝突によって形成さ 分的な円弧構造が形成された。これらの構造は、こ いシミュレーションを実行する予定である。シミュ レーション時間は 3Myr とし、自己重力と放射冷却 の影響を取り入れている。

#### 2.2Cloud models

各分子雲のパラメータは表1の通りである。分子 雲の初期密度は一定とし、衝突速度は 10km/s とし た。各分子雲は0.5Myrの間初期位置にとどめ、内部 乱流を生成する。本研究では、表2のような2つの モデルを実行し、2つの分子雲の磁場の向きが等し い場合と異なる場合とでどのような違いが生じるか を調べた。

#### **Results & Discussion** 3

両モデルにおける t = 1Myr  $\sim t = 2$ Myr までの衝 突雲の進化を図2に示す。どちらのモデルでも、衝

は 30pc × 30pc × 30pc、格子数は 64 × 64 × 64、細 突が始まると衝突面に高密度領域が形成された。そ 分化は2回とした。これより空間分解能は約0.12pc の後、分子雲1が分子雲2に侵入することにより、部 れるコアを分解できないため、今後より分解能の高 れまでに行われた分子雲衝突のシミュレーション結 果と一致している (e.g., Takahira et al. 2014)。

表 1: 各分子雲のパラメータ(R: 半径、M: 質量、  $\rho_0$ :密度、 $t_{\rm ff}$ :自由落下時間、 $\sigma_v$ :速度分散、T:温 度、B:磁場の強さ)

分子雲1	分子雲 2	単位
3.5	7	$\mathbf{pc}$
972	7774	$M_{\odot}$
$3.67\times10^{-22}$	$3.67\times10^{-22}$	${\rm g~cm^{-3}}$
3.5	3.5	Myr
1.0	2.0	${\rm km}~{\rm s}^{-1}$
300	800	Κ
4.0	4.0	$\mu { m G}$
		分子雲1         分子雲2           3.5         7           972         7774           3.67 × 10 <sup>-22</sup> 3.67 × 10 <sup>-22</sup> 3.5         3.5           1.0         2.0           300         800           4.0         4.0

表 2: シミュレーションモデル (磁場)

モデル名	分子雲1側	分子雲2側	
YY	y 軸方向	y 軸方向	
ΥZ	y軸方向	z 軸方向	



図 3: 衝突軸方向の柱密度(上:YY モデル 下:YZ モデル)

2つの分子雲の磁場の向きが異なることの影響は、 衝突軸方向の柱密度分布に現れている。両モデルに おける t = 2.5Myr での衝突軸方向の柱密度を図3に 示す。図3からわかるように、YY モデルでは y 軸方 向に垂直にフィラメントが形成されているのに対し、 YZ モデルでは y 軸方向からおよそ 45°の方向にフィ ラメントが形成されている。YZ モデルでは、分子雲 1中で y 軸方向に垂直な方向に形成中であったフィ ラメントが分子雲2に侵入し、z軸方向に垂直な方 向に成長することで図3のようなフィラメントが形 成されたと考えられる。これは、磁場の向きに垂直 な方向にフィラメントが形成されるという Sakre et al.(2021)の結果に一致している。さらに図3より、 YZ モデルの方が分子雲中心の柱密度が大きくなって いることがわかる。これより、2つの分子雲の磁場 の向きが異なる場合の分子雲衝突は大質量星形成に より有利に働く可能性がある。このことを確かめる には、より空間分解能を高めたシミュレーションや、



図 4: YZ モデルにおける確率分布関数

磁場の向きの差を 90°以外にしたシミュレーション を実行する必要がある。

t = 0.5Myr 及びt = 2.5Myr での YZ モデルにお ける確率分布関数 (PDF) を図 4 に示す。PDF は分 子雲 2 の中心から半径 7pc 以内に存在するガスにつ いて作成した。同時刻での YY モデルにおける PDF は YZ モデルと同様であった。星形成が起こってい ない分子雲は、PDF において以下の式で表される対 数正規分布を示す (Kainulainen et al. 2009)。

$$f(x;\mu,\sigma) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}, x = \ln \rho/\overline{\rho}$$

図 4 からわかるように、衝突雲の PDF には密度が 10<sup>-20</sup>g/cm<sup>3</sup> 以上の非対数正規分布の裾が存在する。 これは、磁場の向きに依らず、衝突雲内の高密度ガ スが自己重力収縮していることを示している。

t = 2.5Myr での各モデルにおける累積コア質量分 布 (CMD)を図5に示す。ここで、密度が $10^{-21}$ g/cm<sup>3</sup> 以上であり、最低 27 セルを含むものを分子雲コアと した。本研究の空間分解能ではコアを十分に分解で



#### Reference

Bryan et al. 2014, ApJS, 211, 19Fukui et al. 2021, PASJ, 73, S1Habe, & Ohta 1992, PASJ, 44, 203

Kainulainen et al. 2009, A&A, 508, L35

Sakre et al. 2021, PASJ, 73, S385

Takahira, Tasker, & Habe 2014, ApJ, 792, 63

図 5: 累積コア質量分布(上:YY モデル 下:YZ モデル)

きないため、YZ モデルにおける 1000*M*<sub>☉</sub> を超える ようなコアは実際は複数のコアに分裂していると考 えられるものの、図 5 より YY モデルよりも YZ モ デルの方が質量の大きなコアを形成していることが わかる。これより、2 つの分子雲の磁場の向きが異な る場合の分子雲衝突は大質量星形成により有利に働 く可能性がある。

### 4 Conclusion

本研究では、シミュレーションコード Enzo を用い て、2 つの分子雲の磁場の向きが異なる場合の分子 雲衝突のテスト計算を行い、磁場の向きが等しい場 合と比較した。2 つのモデルにおける衝突雲の柱密 度や CMD の比較から、2 つの分子雲の磁場の向きが 異なると大質量星形成を促進する可能性が示唆され た。磁場の向きの影響をより詳細に議論するために は、より高い空間分解能でのシミュレーションや、2 つの分子雲の磁場のなす角にさまざまな値を用いて シミュレーションを実行する必要があり、今後それ らのシミュレーションを実行予定である。 --index へ戻る

星間b06

かなた望遠鏡可視偏光サーベイ:高銀緯分子雲 MBM 37領域の磁場構造

堀 友哉

### かなた望遠鏡可視偏光サーベイ:高銀緯分子雲 MBM 37 領域の磁場構造

堀 友哉 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

#### Abstract

星間ガスの一部は電離しており、磁場によるローレンツ力で運動が制御されることから、銀河磁場は銀河系 の物質循環・進化に重要な役割を果たすと考えられている。しかし、銀河磁場の構造はまだよく判っていな い。磁場構造を知る方法として、磁場によって整列した非球状ダストの選択吸収によって生じる、背景星の 星間偏光の観測が挙げられる。最近では Gaia カタログから各背景星の距離が得られることから、距離分解 した磁場構造の導出も期待されている。我々は全天偏光サーベイプロジェクト SGMAP の初期観測として広 島大学かなた 1.5m 望遠鏡と可視赤外線同時カメラ HONIR を用いて、磁場構造に特徴ある領域の偏光サー ベイを進めている。

本研究における観測対象は高密度の星無しコアを伴う高銀緯星間雲 MBM 37 である。このコアは、SCUBA による遠赤外線偏光により、星間雲を貫くフィールド磁場とほぼ直交する向きの磁場を有することが先行研 究により明らかとなっている。我々は、MBM 37 の中心付近でまだ可視偏光観測の報告がない領域の 5 視野 (1 視野は 9.3×9.0 分角) について、2023 年 5 月に観測を実施した。得られた可視偏光ベクトルマップは、4 視野を通し概ね揃っており、その向きは先行研究 [1] による周辺の偏光マップとコンシステントかつ、各サ ンプル星の R バンドの偏光度は p=1-4% ほどであった。

#### 1 Introduction

星間ガスはその一部が電離しており、磁場による ローレンツ力によってその運動が制限される。この ことから銀河磁場は銀河系内の物質循環や進化に結 び付いていると考えられているが、その詳細な構造 は未だに不明である。磁場構造を知る方法として、可 視光による星間偏光観測が挙げられる。星間偏光は 非球状なダストが磁場によって整列することで、吸 収による直線偏光二色性によって磁場の向きに生じ る。しかし、偏光はベクトル的に加算するため、複 数の距離が星間雲を通過すると、距離が不明の場合、 視線方向に積分された磁場構造しか知ることが出来 ず、構造を分解するのが難しくなる。ここで、位置 天文衛星 Gaia のカタログを用いることで、距離ごと に偏光パターンを導出し、背景となる恒星からの偏 光を差し引くことによって、図1のように視線に垂 直な方向の磁場の3次元構造を推測することが可能 となる [2]。



図 1: 偏光ベクトルと吸収量の変化から距離が異なる 星間雲の同定に成功している例 [2]

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

我々広島大学宇宙科学センターが推進する全天偏光 サーベイプロジェクトに SGMAP プロジェクトがあ る。他の大学や研究機関と連携して、北天を中心と した偏光サーベイを行うことで、偏光データベース の構築を目指している。このプロジェクトの背景に は既存の全天偏光カタログ [3] における星の数がわ ずか1万星にも及んでいないことがある。我々は広 島大学かなた 1.5m 望遠鏡と可視赤外線同時カメラ HONIR を用いて、偏光観測を実施している。



図 2: 可視偏光カタログ [3]

本研究の対象となる天体 MBM 37 は (l,b) =(5.70°, 36.62°)を中心に広がった高銀緯分子雲であ り、距離は  $121^{+10}_{-16}pc$  [4]と比較的近傍にあり、高密 度の星無しコア LDN 183を伴っている天体である。 また、近赤外域の観測でコア付近で磁場が回転して いるような構造を持っていることがわかっている天 体である [1]。本集録では SGMAP プロジェクトの一 端として、MBM 37 分子雲をかなた望遠鏡 HONIR で偏光観測し、Gaia 衛星とのクロスマッチを行った 結果を記載する。

#### 2 Observations

本研究では、広島大学かなた 1.5m 望遠鏡を用いて 観測を行った。かなた望遠鏡は、広島大学宇宙科学 センターが所有する口径 1.5m の光学赤外線望遠鏡 である。方位軸まわりが 6 度/秒、高度軸まわりが 3 度/秒という素早い駆動速度を誇り、アラートに即応 した突発天体の観測でも活躍している。検出器には カセグレン焦点に設置されている可視赤外線同時カ メラ HONIR を用いた。HONIR は可視光 (V,R,I バ ンド)と近赤外 (J,H,Ks バンド) での同時観測が可能 であり、撮像・分光・偏光撮像・偏光分光の 4 つの モードがある。

観測は 2023 年 5 月に可視光での偏光観測が行われて



図 3: MBM 37 分子雲の可視赤外偏光マップ 背景にあかり衛星 (160µm) の観測結果 [5]

いない 5 視野 (図 3 における a,b,c,ct,d 領域)の偏光 撮像観測を HONIR の R バンドと H バンドを用いて 9 点ディザーを行いながら実施した。偏光観測は半波 長板 (0°, 22.5°, 45°, 67.5°)とウォラストンプリズム を用いて実施した。1 視野あたりの総露出時間は、R バンドが 75 秒×4×9 ディザ= 2700 秒、H バンド が 60 秒×4×9 ディザ= 2160 秒である。データリ ダクションは専用のパイプライン(共同研究者の笹 田真人氏、中村謙吾氏、森文樹氏が整備)を使用し、 同一フレーム内の常光像と異常光像のカウント比を もとにストークスパラメータを計算し、偏光度・偏 光方位角を算出した。

### 3 Results & Discussion

取得した各星のデータに対し Gaia DR3 カタログ とのクロスマッチを行い、距離ごとに偏光度(%)、赤 道座標系における偏光方位角 (degree)、吸収量 (mag) について領域ごとに色分けしてプロットした結果を 図4に示す。なお今回示す結果は R バンドにおける 結果のみである。今回観測した星についてその多く が 1000pc 付近に位置し、MBM 37 分子雲が存在す る 121pc よりも遠い場所にある星を多く観測してい たということがわかる。このことから今回の観測で は MBM 37 分子雲を見通して観測していたと推測さ れる。偏光方位角に着目すると、全体的に向きは概 ね揃っており、その向きは先行研究 [1] における周囲 の近赤外域の結果とコンシステントであることがわ かった。また、1000pc 付近において、どの成分にも 変化が見て取れる。このことから 1000pc 付近におい て構造の変化があるのではないかと推測する。



図 4: 上から順に距離ごとの偏光度、赤道座標系にお ける偏光方位角、吸収量についてプロットした結果

しかし、これまでの観測領域では偏光方位角の明 瞭な変化パターンが見られなかったため、磁場の回 転がわかっている領域に対しての追観測の実施を行 うべきであると判断した。

### 4 Conclusion

本研究では高銀緯分子雲 MBM 37 についてかなた 望遠鏡で偏光観測を行い、観測したほとんどの星が 分子雲の背後に位置し、分子雲を見通すように観測 を行っていたこと、偏光方位角は概ね揃っておりそ の向きは先行研究における近赤外域の結果とコンシ ステントであるということがわかった。しかし、明 瞭な変化パターンが見られなかったため、磁場がよ り回転している領域について追観測を行う必要があ る。また、今回の解析結果は R バンドのみのもので あるため H バンドの解析を進め、R,H の 2 バンドの 偏光データから星間ダストの特性を導くことも課題 の一つである。

### Reference

- [1] Clemens D. P., 2012, ApJ, 748, 18
- [2] Doi et al. submitted
- [3] Heiles, C. 2000, AJ, 119, 923
- [4] Schlafly et al., 2014, Apj, 786, 29
- [5] S. Neha et al., 2018, MNRAS 476, 4442–4458

-index へ戻る

星間b07

# 地球の水における非理想 MHD 効果の重要性について

# 大山 航

### 地球の水における非理想 MHD 効果の重要性について

大山 航 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

地球の水の起源は未解明で,系外惑星のハビタビリティを考える上でも重要な課題である.地球の水の存在 量を考える上で地球形成時の原始惑星系円盤の温度構造は重要である.特に円盤で水が凝固する,温度約 160 から 170K となる位置 (スノーライン)の外側では円盤において水は氷の状態で多量にある.そのため形成時 にスノーラインの外側にあれば氷が集積し,地球の水の存在量は多くなる.従来モデルでは電離度が十分高 いとする理想 MHD(電磁流体力学)で考えてきた.円盤温度では主に MRI による粘性加熱と輻射冷却の釣 り合いで決まると考えられてきた.円盤ガスの減少に伴って粘性加熱が弱まり,スノーラインは時間が経つ につれ内側に移動する.ただし地球形成時には 1au より外側にあると考えられ,氷の集積は起こらないとさ れてきた.しかし,これまで軽視されてきた非理想 MHD 効果を入れた数値シミュレーションの結果,電離 度が低くガスと磁場の結合が弱いことが分かった.(Xue-Ning Bai 2013)この場合理想 MHD モデルに比べ 粘性加熱の効率が悪く従来の想定より円盤全体が低温になることが分かった.(Shoji Mori et al. 2019)

本発表では (Shoji Mori et al. 2021) をレビューし,非理想 MHD 効果を取り入れた場合のスノーライン について議論する. (Shoji Mori et al. 2019) では円盤の定常状態を扱い時間発展については考えなかった. (Shoji Mori et al. 2021) では円盤垂直方向の電離度構造や非理想 MHD 効果を入れ準定常的動径方向の温 度構造の時間発展を解いた. その結果,スノーラインが 1au に到達する時期が一般的に考えられている地球 の形成時期より早くなった. この結果は地球形成時に氷の集積を示唆し,現実の地球と矛盾する. 形成時期 や位置などにおいて地球の形成シナリオの見直しを迫っている.

### 1 Introduction

惑星の水は生命の起源であると同時に,宇宙物理学 と地球物理学の境界分野としても興味深い研究素材 である.また,系外惑星のハビタビリティを考える上 でも水の有無は重要な要素である.

しかし,地球の水に限ってみてもその起源は様々な 説が存在しており,まだ完全に定まった定説は存在 していない.代表的な説としては,地球形成領域のダ ストに吸着した水蒸気,原始地球が獲得した水素大 気と岩石中の酸化物に含まれる酸素原子の化学反応, 原始惑星系円盤の温度が低い外縁部からの氷のペブ ル,彗星などからの供給などが挙げられる.(Meech,& Raymond 2020)

今回は特に始惑星系円盤の温度が低い外縁部から の氷のペブルからの供給に関係があるスノーライン の時間発展を考えた (Shoji Mori et al. 2021)のレ ビューを行う.スノーラインは原始惑星系円盤におい て水が凝固する,温度約 160 から 170K となる位置で ある.スノーラインの外側では水が固体で大量にあり, この領域で形成される惑星は水を多く含む.太陽系で の例としては海王星などが挙げられる.一方スノーラ インの内側では,水は気体の状態で存在しており,こ の領域で形成される惑星の水を含む量は少なくなる. 太陽系での例としては火星や水星などが挙げられる. スノーラインの時間発展を考えるには原始惑星系



図 1: スノーライン並びにその内側と外側で形成され る惑星について

円盤の温度構造を考える必要がある. 原始惑星系円盤 の温度構造は加熱と冷却のバランスで決まる. 加熱機 構としては中心星からの放射による放射加熱と粘性 加熱がある. 冷却機構としては円盤からの放射冷却が ある.

従来のモデルでは ideal MHD で考えられてきた. このモデルにおいては粘性加熱は乱流によってなさ れる. この乱流は,磁場がプラズマによって引きずら れることによって生じる磁気回転不安定 (magnetorotational instability, MRI) によって生じる.MRI に よっておこる粘性加熱はプラズマの粒子数密度が高 い赤道面で大きくなる.

一方 ideal MHD で考えるためには原始惑星系円



図 2: ideal MHD モデル

盤において強電離であることが必要であるが,実際の 円盤の地球形成領域では十分電離していない可能性 が指摘されている.それはこの領域の温度が低く熱電 離が起こらず,また粒子数密度が高く UV が赤道面に 到達せず UV による電離も不十分であるためである. そのため,実際の円盤を考えるためには低電離の場合 生じる non-ideal MHD Effect を考える必要がある.

non-ideal MHD Effect は、両極性散逸、ホール効 果、オーム散逸の3つである. 両極性散逸は中性粒子 が磁力線をすり抜けて散逸する効果、ホール効果は電 子とイオンの運動のズレに起因する効果、オーム散逸 は中性粒子との衝突の効果である.

non-ideal MHD Effect を考えたモデルにおいて は、両極性散逸とオーム散逸によって MRI が抑制 され, 乱流は生じない. そのため従来とは異なる粘性 加熱機構を考える必要がある. そこでジュール加熱に よって加熱されると考える. 先行研究のオーム散逸に よって赤道面のジュール加熱は抑制されるため, この モデルにおいては加熱層は上層になる. そのため, 加 熱層が赤道面である従来の ideal MHD モデルに比べ, 放射冷却が効率よくはたらき粘性加熱の寄与が小さ くなると考えられる.



図 3: non-ideal MHD モデル

### 2 Methods

原始惑星系円盤において加熱機構は粘性加熱と中 心星からの放射のみ、また冷却機構は放射冷却のみを 考えた. すなわち、放射冷却率を ( $\Lambda_{rad}$ )、中心星から の放射による加熱率を ( $\Gamma_{irr}$ )、粘性加熱率を ( $\Gamma_{acc}$ ) と すると式 1 と考える.

$$\frac{dE}{dt} = \Gamma_{irr} + \Gamma_{acc} - \Lambda rad \tag{1}$$

よって, 温度 T は  $\Gamma_{irr} = \Lambda_{rad}$  から出てくる  $T_{irr}$  と  $\Gamma_{acc} = \Lambda_{rad}$  から出てくる  $T_{acc}$  を用いて, 式 2 とかけ るとする.

$$T = \left(T_{irr}^4 + T_{acc}^4\right)^{\frac{1}{4}} \tag{2}$$

ここで,*T<sub>irr</sub>* は式 3 とかける.(Kusaka et al. 1970) (Chiang, & Goldreich 1997)

$$T_{irr} = 110 \left(\frac{r}{1\text{au}}\right)^{-\frac{3}{7}} \left(\frac{L}{L_{\odot}}\right)^{\frac{2}{7}} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{1}{7}} \text{K} \quad (3)$$

なお,中心からの距離を r,中心星の質量を M,中心 星の光度とした L.ここで光度は図4と時間発展する とした.



図 4: L の時間発展. 横軸が年齢で単位が Myr, 縦軸 が光度で単位が  $L_{\odot}$ .(Feiden 2016)(Shoji Mori et al. 2021)

また, $T_{acc}$ に関連して降着率 $\dot{M}$ は式4と表される とした.(Hartmann et al. 2016)

$$T_{irr} = 4 \times 10^{-8 \pm 0.5} \left(\frac{t}{1 \,\mathrm{Myr}}\right)^{-1.07} M_{\odot} \mathrm{yr}^{-1} \quad (4)$$

ideal MHD モデルにおける  $T_{acc}$  については standard viscous model の Shakura-Sunyaev の  $\alpha$  を用いて式 5 と表される.

$$T_{acc} = \left( \left( \frac{9\dot{M}\Omega^2}{32\pi\sigma} \right) \left( \frac{\tau_{mid}}{2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right)^{\frac{1}{4}} \\ \simeq \left( \frac{3\kappa_R \dot{M}^2 \Omega^3}{128\pi^2 \sigma \alpha C_s^2} \right)^{\frac{1}{4}}$$
(5)

ここで, $\tau_{mid} = \frac{\kappa_R \Sigma}{2}$ で, $\sigma$ はシュテファンボルツマン 定数, $\kappa_R$ は rosseland mean opacity である.

一方,non-ideal MHD モデルにおける  $T_{acc}$  は式 6 とかける.

$$T_{acc} = \left( \left( \frac{3\dot{M}f_{heat}}{32\pi\sigma} \right) \left( \tau_{heat} + \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right)^{\frac{1}{4}}$$
(6)

ここで  $\tau_{heat}$  は加熱層からの光学的厚み,  $f_{heat}$  は降 着エネルギーが円盤にため込まれる割合を表す.

 $\tau_{heat}$ は加熱層より上の面密度を  $\Sigma_{heat}$ とし  $\tau, \tau_{heat} = \kappa_R \Sigma_{heat}$ とかける. $\Sigma_{heat}$ については, 垂 直方向の電離度分布から決まる. 具体的には Ambipolar Elsasser number Am から決まる. Ambipolar Elsasser number は両極性拡散の強さを表  $\upsilon, Am = \frac{v_A^2}{\eta_A \Omega}$ と表される. なお, $v_A$ はアルベーン速 度, $\eta_A$ は両極性拡散率である. 先行研究のシミュレー ションから Am << 1のとき電流が減衰する.(Shoji Mori et al. 2019)よって,加熱層である電流層は Amがある数字の臨界層の上に存在していると考えられ る. ここでは Am = 0.3を臨界層とした. よって, $\Sigma_{heat}$ はファクター  $f_{depth}$ を用いて式7のように表される. ただし  $\Sigma_{Am=0.3}$ は Am = 0.3となる層より上の面密 度である.

$$\Sigma_{heat} = f_{depth} \Sigma_{Am=0.3} \tag{7}$$

ここで垂直方向の数密度分布  $\rho(z)$  を式 8 のように表 されるとする.

$$\rho(z) = \frac{\Sigma}{\sqrt{2\pi}H} \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right) \tag{8}$$

ただし,H は円盤の厚さで音速 $C_s$  と角速度 $\Omega$ を用いて $H = \frac{C_s}{\Omega}$  と表される. このとき $\Sigma_{Am=0.3}$  は式 9 とかける.

$$\Sigma_{Am=0.3} = \frac{\Sigma}{2} erfc\left(\frac{z_{Am=0.3}}{\sqrt{2}H}\right) \tag{9}$$

ただし, 面密度  $\Sigma$  はパラメータ  $\alpha_{z\phi}^-$  を用いて式 10 とかける.

$$\Sigma = \frac{M}{2\sqrt{2\pi}\bar{\alpha_{z\phi}}C_s r} \tag{10}$$

#### **3** Results



図 5: 数値計算の結果. 左図が t=0.6Myr における結 果で, 右図は t=10Myr における結果を表す. 横軸は 中心からの距離で単位は au, 縦軸は赤道面の温度で 単位は K である. 赤い実線が ideal MHD モデルにお ける結果, 青い実線が non-ideal MHD モデルにおけ る結果である. 紫の点線が中心星からの放射のみを考 えた場合における結果, 茶色の点線が ideal MHD モ デルにおいて粘性加熱のみを考えた結果, 緑色の点線 が non-ideal MHD モデルにおいて粘性加熱のみを考 えた結果を表す.(Shoji Mori et al. 2021)

図5はt=0.6Myr,10Myrにおける円盤の温度分布 を計算した結果を表す.ideal MHD モデルでは粘性加 熱が支配的になっている.これは ideal MHD モデル においては粘性加熱層が赤道面に存在するため,与え られた熱が円盤の外へ放射冷却によって逃げにくい ためであると考えられる.

一方,non-ideal MHD モデルにおいては中心星から の放射が支配的になっている. これは non-ideal MHD モデルにおいては粘性加熱層が上層に存在するため 熱が放射冷却によって円盤の外へ逃げやすいため,粘 性加熱の寄与が限定的になるためであると考えられ る. また,ideal MHD モデルと比較すると non-ideal MHD モデルにおける温度は低くなっていることも 分かる.

図6は、スノーラインの時間発展を表す.ideal MHD モデルにおいてはスノーラインの1au 到達は10Myr の時点になっている.一方,non-ideal MHD モデルに おいては1Myr 以内でスノーラインが1au に到達し ている.これは non-ideal MHD モデルにおいては粘 性加熱の寄与が小さく、原始惑星系円盤の冷却がはや く進行することを反映している.



図 6: snowline の進化. 横軸が原始惑星系円盤の年齢 で単位は Myr, 縦軸がスノーラインの位置で単位は au. 赤の点線が ideal MHD モデルにおける結果, 青 の実線が non-deal MHD モデルにおける結果, 灰色 の点線が中心星からの放射のみを考えた場合におけ る結果を表す.(Shoji Mori et al. 2021)

#### 4 Discussion

non-ideal MHD モデルにおいて 1Myr 以内でス ノーラインが 1au に到達している. この場合, 地球 形成より前にスノーラインが 1au に到達し, 地球がス ノーラインの外側で形成されることが考えられる. こ の場合地球獲得するの水の量が多くなり, 現在の地球 に比べ水の量が多くなり海王星など外側の惑星と同 程度になるはずである. そのため現在の水の量との整 合性をとるためには惑星形成ののシナリオを考え直 す必要が出てくる.

シナリオの修正は大まかに分けて二通り考えられ る.一つは地球の形成場所を1auの地点ではなく,もっ と内側であったと考え,その後外側へ miglation して 現在の1auに位置していると考えるシナリオである. 実際に内側で形成された惑星の胚が disk wind の作 用によって外側へ行くことは考えられる.ただし,外 側へ miglation するのはスノーラインの外側で氷の 粒子が消えた後である必要があり,タイミングが重要 である.

もう一方としては 1au に氷粒子が到達するのをブ ロックするメカニズムが存在するというものである. これはスノーラインの外側で形成された上で,現在の 地球の保持する水の少なさを実現するシナリオであ る.具体的な氷粒子をブロックするメカニズムとして は,木星のコアが地球形成より前に形成され,それが ガスギャップを作ることでブロックするメカニズムな どが考えられている.

#### 5 Conclusion

non-ideal MHD モデルにおいては,加熱層が上層 にあるため粘性加熱の寄与が限定的になり,中心星か らの放射が支配的になる.それに伴い,加熱層が赤道 面で粘性加熱の寄与が大きい ideal MHD モデルに比 べ温度が低くなる.

その結果,ideal MHD モデルにおいては 10MYr で あったスノーラインの 1au 到達が,non-ideal MHD モ デルにおいては 1Myr 以内まではやまる. このスノー ラインの 1au への到達の速さは惑星形成プロセスへ の拘束を与える. 具体的には, 地球が内側で形成され 外側へ miglation するか, 地球への氷の粒子の供給を ブロックするメカニズムが必要になる.

### Acknowledgement

本発表を行うに当たり,指導してくださった天体核 研究室の先輩方並びに質問に答えてくださった森昇 志様に感謝申し上げます.

#### Reference

Xue-Ning Bai, 2013, ApJ, 772, 96

- Shoji Mori, Xue-Ning Bai, & Satoshi Okuzumi 2019, ApJ, 872, 98
- Shoji Mori, Satoshi Okuzumi, Masanobu Kunitomo, & Xue-Ning Bai 2021, ApJ, 916, 72

Feiden, G. A. 2016, A&A, 593, A99

- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, ARA &A, 54, 135
- Karen Meech, & Sean N. Raymond, 2020 Planetary Astrobiology, Edited by V.S. Meadows, G.N. Arney, B.E. Schmidt, and D.J. Des Marais.
- Kusaka, T., Nakano, T., & Hayashi, C. 1970, PThPh, 44, 1580
- Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, ApJ, 490, 368
- 柴田一成, 横山央明, & 工藤哲洋 著, 2023, シリーズ 宇宙 物理学の基礎 2巻 宇宙電磁流体力学の基礎, 日本評論社

——index へ戻る

星間b08

# 原始地球のマグマオーシャンの理論的研究

# 高橋 航

# 原始地球のマグマオーシャンの理論的研究

高橋 航 (名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

原始地球はマグマオーシャンと呼ばれるマグマで覆われた構造をしていた.マグマオーシャンの冷却は原始 地球の進化に深く関わっており,表層環境の形成や組成分布に大きな影響を与える.また,マグマオーシャン 中には結晶が存在していたと考えられており,この結晶の含有量や沈降量によってマグマオーシャンの冷却時 間が変化する.そのため,マグマオーシャンの冷却過程を考える際は粒子沈降も同時に考えなければならない. Patočka et al. (2020)では熱対流を2次元 Rayleigh-Bénard 対流としてモデル化し,終端速度の異なる粒子 を配置して各粒子の沈降分布を見た.その結果,終端速度の大きい粒子は上昇流の下に多く沈降し,終端速度 の小さい粒子は均一に沈降することが分かった.

本講演では Patočka et al. (2020) のレビューをする. そして, 現状の熱対流計算の問題点を提示し, 新しい熱 対流計算法の可能性について発表する.

#### 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.

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.

また,マグマオーシャンは冷却に伴い結晶が析出し, 結晶の含有量や沈殿量で冷却時間が変化する [Koy-



図 1: マグマオーシャンの温度勾配

aguchi & Kaneko (1999)]. しかしながら, 粒子を含む 乱流の現象論は理想化された流れでのみ考えられて おり, 一般的な乱流中の粒子沈降は解かれていない.

そこで, Patočka et al. (2020) では対流を Rayleigh-Bénard 対流とし, 乱流中の粒子の運動方程式を Mathai et al. (2016) からモデル化することで, 2 次 元対流中の粒子沈降を調べた.

#### 2 Methods

#### 2.1 Governing equations

非圧縮性粘性流体の Rayleigh-Bénard 対流は Boussinesq 近似によって記述される.

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial \tau} + (\boldsymbol{U} \cdot \nabla) \boldsymbol{U} = -\frac{\nabla P}{\rho_0} + \nu \nabla^2 \boldsymbol{U} - \alpha \left(T - T_0\right) \boldsymbol{g}$$
(1)

$$\nabla \cdot \boldsymbol{U} = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + (\boldsymbol{U} \cdot \nabla)T = \kappa \nabla^2 T \tag{3}$$

ここで U は流体の速度, P は流体の圧力,  $\rho_0$  は温度  $T_0$  での流体の密度,  $\nu$  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. この方 程式で一定の温度差  $\Delta T$  で駆動する熱対流をモデル とする.

対流中の粒子の運動方程式は Mathai et al. (2016) より次のようにモデル化する.

$$\rho_{\rm p} V_{\rm p} \frac{\mathrm{d} \boldsymbol{V}}{\mathrm{d} \tau} = \rho_{\rm f} V_{\rm p} \frac{D \boldsymbol{U}}{D \tau} + \boldsymbol{F}_{\rm AM} + \boldsymbol{F}_{\rm D} + \boldsymbol{F}_{\rm B} \qquad (4)$$

ここでVは粒子の速度,Uは流体の速度, $V_{\rm p}$ は粒子 の体積, $\rho_{\rm p}$ は粒子の密度, $\rho_{\rm f}$ は流体の密度である.右 辺の一項目は粒子が周囲の流体から受ける圧力勾配 力などの力, $F_{\rm AM}$ は付加質量力, $F_{\rm D}$ は抗力, $F_{\rm B}$ は浮 力でそれぞれ次のように書ける.

$$\boldsymbol{F}_{AM} = \frac{1}{2} \rho_{f} V_{p} \left( \frac{D\boldsymbol{U}}{D\tau} - \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{V}}{\mathrm{d}\tau} \right)$$
(5)

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{D}} = 6\pi\nu r_{\mathrm{c}} \left(\boldsymbol{U} - \boldsymbol{V}\right) \tag{6}$$

$$\boldsymbol{F}_{\rm B} = V_{\rm p}(\rho_{\rm p} - \rho_{\rm f})\boldsymbol{g} \tag{7}$$

ただし粒子は半径 *r*<sub>c</sub> の球を仮定している. ここから 粒子の運動方程式は

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{V}}{\mathrm{d}\tau} = \beta \frac{D\boldsymbol{U}}{D\tau} + \frac{1}{\tau_{\mathrm{D}}}(\boldsymbol{U} - \boldsymbol{V}) + (1 - \beta)\boldsymbol{g} \quad (8)$$

と書ける. なお $\beta=3\rho_{\rm f}/(\rho_{\rm f}+2\rho_{\rm p}),\,\tau_{\rm D}=r_{\rm c}^2/(3\nu\beta)$ である.

(8) から静止流体中における粒子の終端速度を求めると,  $U = 0, \tau \rightarrow \infty$  として

$$V_{\rm t} = (\beta - 1)g\tau_{\rm D} \tag{9}$$

となる.

#### 2.2 Model parameters

マグマオーシャンの典型的なパラメータとして次 の値を用いる.

表 1: マグマオーシャンのパラメータ

パラメータ		値	単位
マグマの深さ	Н	2890	km
重力定数	g	9.8	$\rm m/s^2$
体積膨張率	$\alpha$	$2 \times 10^{-4}$	$\mathrm{K}^{-1}$
熱拡散係数	$\kappa$	$5  imes 10^{-7}$	$\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$
動粘性係数	$\nu$	$[10, 50] \times \kappa$	$\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$
温度差	$\Delta T$	1000	Κ
粒子半径	$r_{ m c}$	[1, 10]	$\mathrm{cm}$
密度比	$ ho_{ m p}/ ho_{ m f}$	[0,2]	-

計算領域は H × 2H として, 上下の境界は剛体境 界, 左右の境界は周期境界である. 粒子は粒子半径 [1,10]cm, 流体との密度比 [0,2] の範囲で 301 種類, 10<sup>6</sup> 個用意し, 計算領域内に均等に配置し上下の境界 に到達した粒子をカウントする.



図 2: 沈降粒子数の水平分布. a: 流体の垂直方向速 度分布. 左端と右端に上昇流が確認できる. b: 沈降 粒子数の水平分布. カラーバーは粒子の終端速度を 表す.

図2は沈降粒子数の水平分布である.この結果から終端速度が大きい粒子は上昇流の下に沈降しやす

3

Results

く,終端速度の小さい粒子は均一に沈降している様子 が分かる.

### 4 Discussion

終端速度の小さい粒子は沈降しにくく,対流によっ てまき散らされる.その結果流体中に常に均一に分 布する (図3参照).



図 3: 終端速度が小さい粒子沈降の様子. 白い点が終端速度が小さい沈降粒子を表す. 緑色の領域は流体の低速度な領域.

一方,終端速度が上昇流の下に沈降しやすいことが 分かった.これは対流の水平方向の移流によるもの で,下降流によって沈降した粒子はその後,下降流か ら上昇流に向かう水平方向の移流によって運ばれる (図4参照).その結果,下降流ではなく上昇流の下に より多く沈降していると考えられる.



図 4: 沈降速度が大きい粒子の沈降過程. a: 初期状 態. b: 下降流によって下部へ移動. c: 下降流から 上昇流に向かう水平方向の移流によって移動.

# 5 Conclusion

マグマオーシャンの冷却は原始地球の進化過程と 深いかかわりがあり,マグマは結晶の含有量や沈降量 によって冷却時間が変化することが示唆されている. そこで, Patočka et al. (2020)ではマグマオーシャン を 2 次元 Rayleigh-Bénard 対流, 粒子を対流中の運 動方程式によってモデル化し,粒子沈降の水平分布 を確認した.その結果,終端速度の小さい粒子は対流 によってまき散らされ,流体中に常に均一に分布する ことにより均一に沈降し,一方で終端速度の大きい 粒子は,下降流から上昇流へと向かう水平方向の移 流によって上昇流の下により多く沈降することが分 かった.

#### 6 Future works

現在の対流シミュレーションは主にオイラー的な 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 て分布が均されてしまい,数値計算によって生じる熱 拡散より小さな熱拡散で計算ができない (図5参照). そのため,現実的な熱拡散のパラメータでシミュレー ションを行うことは困難である.



図 5: メッシュ法によって生じる数値的な熱拡散

そこで、ラグランジュ的な流体方程式に基づく Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法によっ て対流現象を調査したいと考えている. 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 滑化を起こらず、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. そのため、現実的な小さい熱拡 散を実現するシミュレーションが可能になる.

#### 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,犬塚修一郎教授をはじめ,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,大変 お世話になりました.また,このような発表の場を設 けてくださった夏の学校事務局の皆様にも感謝申し 上げます.
2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### Reference

- Patočka V., Calzavarini E., Tosi N., Settling of inertial particles in turbulent Rayleigh-Bénard convection. Phys. Rev. Fluids 5, 114304 (2020).
- Koyagushi T., & Kaneko K., A Two-stage Thermal Evolution Model of Magmas in Continental Crust. Journal of Petrology, 40, 241-254 (1999).
- Mathai V., Calzavarini E., Brons J., Sun C., Lohse D., Microbubbles and Microparticles are Not Faithful Tracers of Turbulent Acceleration, Phys. Rev. Letters 117 (2016).

——index へ戻る

### 星間b09

潮汐固定された地球型系外惑星の気候およびハビタブ ルゾーン外側境界に関する理論的研究

### 谷口 啓悟

### 潮汐固定された地球型系外惑星の気候および ハビタブルゾーン外側境界に関する理論的研究

谷口 啓悟 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系,東京工業大学 地球生命研究所)

#### Abstract

惑星の気候およびハビタビリティを考えるにあたって、CO<sub>2</sub>の温室効果は重要な要素である。一方で、系 外惑星観測の観点から M 型星周辺の惑星が注目されているが、そのような惑星は中心星からの強い潮汐力に よって潮汐固定されている可能性が高く、地球のような同期回転していない惑星とは異なる気候となる。こ のような惑星では夜側の半球は寒冷な環境となり、夜側の地表面温度が十分低い場合、大気中の CO<sub>2</sub> などの 分子種が凝結し大気中から地表面へと除去される、大気崩壊という現象が発生する。大気崩壊は CO<sub>2</sub> によ る温室効果を減少させ、気候の寒冷化に寄与すると考えられているが、潮汐固定されている惑星では、昼側 の恒常的な強い日射が局所的に温暖な環境を維持する可能性も考えられる。しかし、大気崩壊がハビタブル な環境の形成・維持に与える影響については、これまで系統的に検証されていなかった。

そのため本研究では、惑星大気全体を3次元的に計算する全球気候モデルを使用し、大気量や組成、日射量 を変化させながら、大気崩壊がハビタビリティに与える影響を検証した。その結果、大気崩壊によって CO<sub>2</sub> の温室効果が減少する一方で、大気の熱輸送も変化することで、大気崩壊後に局所的に液体の水が出現する 場合があることがわかった。本研究の結果は、大気崩壊が寧ろハビタブルな環境の形成に寄与するという、 従来考えられてきた効果とは大きく異なるものであり、潮汐固定惑星のハビタビリティへの新たな制約を示 唆するものである。

#### 1 Introduction

地球上の生命は、体内で液体の水を溶媒としてエ ネルギーや栄養素の輸送を行っており、液体の水は 生命活動の基本的な条件のひとつとして考えられて いる (e.g. Cockell. 2020)。このことからハビタブル な惑星とは、惑星表層に液体の水を維持可能な惑星 として定義される (Kasting et al. 1993)。液体の水 を保持するためには、惑星表層および気候が適度な 温度・圧力を有している必要がある。惑星の気候は 大気組成や日射量、自転速度、熱輸送などさまざま な要素に依存するが、その中でも CO<sub>2</sub> および CO<sub>2</sub> の温室効果は、惑星のハビタビリティを考えるにあ たって重要な要素である。

一方で系外惑星観測の観点から、M型星周辺の系 外惑星が注目されている。M型星周辺の惑星は中心星 に近い軌道を公転するため、中心星からの潮汐力を強 く受け、潮汐固定されている可能性が高い (Bolmont et al. 2015)。潮汐固定された惑星は常に同じ半球を 中心星に向けているため、昼面は常に日射を受け温 度が高くなる一方で夜面は寒冷となり、地球とは大き

く異なる気候となる。夜面の地表面温度が十分低い場 合、大気中の CO<sub>2</sub> が地表面でコールドトラップされ、 大気中から地表面へと CO2 が除去される、大気崩壊 と呼ばれる現象が発生する (Turbet et al., 2018)。大 気崩壊は CO<sub>2</sub> 分圧を減少させるため CO<sub>2</sub> の温室効 果は減少し、気候の寒冷化に寄与するが、潮汐固定さ れた惑星では昼面の恒常的な日射によって、局所的 に液体の水が保持される可能性が考えられる。先行 研究である Turbet et al., (2018) では、Trappist-1 周辺の惑星に対し大気崩壊が発生する条件について 検証されており、CO2の温室効果と昼面から夜面へ の大気輸送が夜面の地表面温度および大気崩壊の発 生に影響を与えるということがわかっていた。しか し、大気崩壊によって CO2 の温室効果が減少した後 のハビタビリティや液体の水の分布については、議 論されていなかった。

そのため本研究では、潮汐固定された地球型惑星 を対象とし、惑星大気を数値シミュレーションで計 算することで、大気崩壊が惑星のハビタビリティに 与える影響を、理論的・系統的に検証した。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

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

本研究では、全球気候モデルを用いて惑星大気全体 を3次元的に計算することで、大気崩壊の発生の有無 や、大気崩壊による CO2の凝結が惑星のハビタビリ ティに与える影響を、理論的・系統的に検証した。全 球気候モデル (Global Climate Model, GCM) とは、 大気の運動や放射、雲の形成などを考慮し、惑星大気 全体の時間発展を3次元的に計算する数値モデルで、 本研究では Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) が開発した全球気候モデル Generic PCM を 使用した。N<sub>2</sub>、CO<sub>2</sub>の混合大気を有した地球サイズ の仮想的な惑星を仮定し、モデルパラメータとして 惑星の受け取る日射量  $(S_p)$ 、 N<sub>2</sub> 分圧  $(p_{N_2})$ 、CO<sub>2</sub> 分圧 (p<sub>CO<sub>2</sub></sub>)を設定した (1)。その上で各ケース (各 日射量・大気組成) における惑星の気候を計算した。

$S_p$	太陽定数の 20 ~ 70 %
$p_{N_2}$	$10^{-2} \sim 10 \mathrm{bar}$
$p_{\rm CO_2}$	$10^{-6} \sim 10 \mathrm{bar}$

表 1: モデルパラメータ

初期条件として、全球の地表面温度が210Kで氷 床に覆われた惑星を設定した。その後、GCM で大気 が定常状態になるまで計算を行い (~20年)、得られ た計算結果から大気崩壊の発生および液体の水分布 を算出した。大気崩壊は、地表面の最低温度が CO。 の凝結温度を下回っている場合に発生しているとみ なし、CO<sub>2</sub>の凝結温度は Fray et al. (2009) のデー タと設定している CO<sub>2</sub> 分圧から計算した。また、今 回の計算では、海洋の循環や地形の効果は考慮して いない。

#### Results 3

 $\boxtimes 1$  lt  $S_p = 40\%, p_{N_2} = 1.0$  bar,  $p_{CO_2} = 1.0$  bar のケースにおける、地表面温度の水平分布である。赤 道域のジェットによって熱が輸送されるため、地表面 の最低温度は経度 120° 付近の高緯度域で 166 K と なった。 $p_{CO_2} = 1.0$  bar の場合の凝結温度は 193 K で、地表面の最低温度はこれを下回るため、このケー スでは大気崩壊が発生している。

(p<sub>N2</sub>, p<sub>CO2</sub>)における大気崩壊の発生の有無をプロッ する。一方で②のケースでは、CO2の温室効果が小



⊠ 1:  $S_p = 40\%, p_{N_2} = 1.0$  bar,  $p_{CO_2} = 1.0$  bar  $\mathcal{O}$ 場合の、地表面温度の水平分布。中央の緯度・経度 が0°の地点が恒星直下点に対応し、経度-90°から 90°の領域が昼面に対応する。

トした図である。大気崩壊が発生しているケースは青 点、発生していないケースは赤点に対応し、黒のバツ 印は図1で示したケースに対応する。このケースでは 大気崩壊が発生しているため、CO<sub>2</sub>分圧は時間ととも に減少し、大気組成は真下の  $p_{N_2} = 1.0$  bar,  $p_{CO_2} =$ 0.1 bar の点へと移行する。この大気組成のケースで は大気崩壊が発生しているため、CO<sub>2</sub>分圧はさらに 減少し、最終的に赤の領域との境界線まで移動する。



図 2:  $S_p = 40\%$ の場合の、各ケースにおける大気 崩壊の発生の有無を示した図。横軸と縦軸はそれぞ れ p<sub>N2</sub>、p<sub>CO2</sub> で、各点はその惑星の大気に対応する。 青点のケースでは地表面の最低温度が CO<sub>2</sub>の凝結温 度を下回るため、大気崩壊が発生しており、赤点の ケースでは大気崩壊は発生していない。

大気崩壊の発生および CO<sub>2</sub>のコールドトラップは 夜面の地表面の最低温度に依存するが、液体の水の有 無およびハビタビリティは昼面の地表面の最高温度 に依存する。図2の①のケースでは最高温度が273K 図2は、S<sub>p</sub> = 40%の場合の、すべてのケースを下回っており、地表面の水はすべて氷として存在 さいにもかかわらず地表面の最高温度が水の融点を 超えており、恒星直下点付近に局所的に液体の水が 発生することがわかった。

このメカニズムは、定性的には以下のように説明 できる (図 3)。潮汐固定された惑星では、昼面で日 射としてエネルギーが供給され、大気循環によって 夜面へ熱が供給される。大気の量が多いほど熱容量 も大きくなるため、より効率的に夜面へ熱が輸送さ れる。大気崩壊が発生すると、CO<sub>2</sub> 分圧の減少とと もに全圧も減少するため、夜面への熱輸送も減少す る。これにより昼面の日射によるエネルギーが夜面 へと分配されにくくなることで、昼面の地表面温度 が上昇し、液体の水の領域が発生する。この結果は、 温室効果を減少させることでハビタブルな環境を妨 げるという、従来の大気崩壊の役割とは異なるもの である。



図 3: 大気崩壊によって液体の水の領域が発生する場合の過程を示した図。CO<sub>2</sub>分圧の減少によって温室効果だけではなく昼面から夜面への大気の熱輸送も変化する。その結果、初めは全球凍結した状態だったが、大気崩壊後にハビタブルな環境が形成される。

#### 4 Conclusion

本研究では、潮汐固定された惑星における、大気 崩壊の発生およびハビタビリティへの影響を、GCM を使用し系統的に検証した。その結果、大気崩壊に よって CO<sub>2</sub> 分圧が減少するのに伴い全圧も減少する ことで、昼面から夜面への大気の熱輸送が減少し、日 射によるエネルギーが夜面へ分配されにくくなるこ とで、恒星直下点付近の温度が上昇する場合がある ことが分かった。これまでは、大気崩壊は温暖な環 境を妨げる要因とされていたが、潮汐固定された惑 星では寧ろ局所的にハビタブルな環境を維持させる という、従来とは異なる役割を示すことが分かった。 これらの結果は、潮汐固定された惑星のハビタブル ゾーンにおいて、新たな制約を示唆するものである。

#### Reference

Cockell., 2020, John Wiley & Sons.

Kasting et al., 1993, Icarus, 101(1), 108-128.

- Turbet et al., 2018, Astronomy & Astrophysics, 612, A86.
- Bolmont et al., 2015, Astronomy & Astrophysics, 583, A116.
- Fray et al., 2009, Planetary and Space Science, 57(14-15), 2053-2080.

--index へ戻る

星間b10

### 弱い磁化ディスクにおける磁気回転不安定性

# 中里 紘大

#### 弱い磁化ディスクにおける磁気回転不安定性

中里 紘大 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

#### Abstract

磁気回転乱流の存在は原始惑星系円盤の進化、天体の形成、成長に大きな影響を与える。乱流は磁気回転不 安定性により発生することが明らかになっている。乱流により角運動量が内から外へ輸送され、ガスが中心 星に降着することにも寄与する。また、ALMA による観測では、多くの円盤にリングギャップ構造があるこ とが明かになった。リングギャップ構造についても形成メカニズムとして磁気回転不安定性が考えられてい る。本講演では論文 [1] に基づき、磁気回転不安定性について議論する。この論文では垂直方向に有限の広が りをもつ軸対称円盤を仮定し、幅広い種類の降着円盤が弱い磁場の存在下では軸対称の擾乱に対して動的に 不安定であることを示した。磁場は遍在しているため、この結果は、ガスの差動回転系に一般的に当てはま る。磁場のエネルギー密度が熱エネルギー密度より小さい場合に限り、最大成長速度は回転角速度とほぼ同 じであり、磁場の強さには依存しない。軸対称の外乱にはポロイダル場成分の存在と角速度が外側に向かっ て減少していることが必要である。不安定性に関連する流体運動は、ポロイダル磁場成分とトロイダル磁場 成分の両方を直接生成する。

#### 1 Introduction

磁気回転不安定性とは円盤のガスと磁場がカップ ルしているときにガスの公転運動が不安定になる現 象のことで、原始惑星系円盤の進化において大きな役 割をはたしていると考えられている。例えば、不安定 性による乱流の発生により角運動量が内から外へ輸 送され、ガスの中心星への降着がおこると考えられて いる。また、ALMA 望遠鏡による高解像度サブミリ 波観測により原始惑星系円盤にダストリング構造が よく見られることが明かになった。このダストリング 構造の形成過程の1つとしても磁気回転不安定性が 考えられている。(e.g., A. Johansen, A. Youdin, and H. Klahr, 2009; Leonardo Krapp, Oliver Gressel et al., 2018)

本講演では、磁気回転不安定性の基礎について論 文 (Steven A. Balbus and John F. Hawley, 1991)を もとに議論する。弱い磁場が内在する差動回転して いる安定円盤に摂動を加え、線形解析を実施し、分 散関係を導くことで摂動の挙動を見ていく。また、分 散関係における摂動の周波数の二乗の正負をみるこ とで円盤の安定・不安定を議論する。最後に具体例と して、分散関係を薄い等温ケプラー円盤に当てはめ て不安定性の性質をみる。結果として、不安定性の 必要条件は角速度が外側ほど小さくなることだと導 かれる。また、摂動の周波数は磁場に依存せず、3 回転周期で摂動の振幅が 10<sup>6</sup> になるという驚くべき 結果が示される。

#### 2 Methods

#### 2.1 仮定

有限の厚さをもつ軸対称円盤を考える。円筒座標 ( $R, \phi, z$ )を設定し、円盤面に鉛直方向にz軸をとる。 円盤は角速度 $\Omega(R)$ で回転するとし、( $\phi, z$ )に依存し ない。また、円盤内に十分弱い磁場 $\mathbf{B} = (B_R, B_\phi, B_z)$ が存在し、 $B_R = 0$ とする。

#### 2.2 基礎方程式

基礎方程式は

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

$$\frac{D \boldsymbol{v}}{D t} + \frac{1}{\rho} \nabla (P + \frac{B^2}{8\pi}) - \frac{1}{4\pi\rho} (\boldsymbol{B} \cdot \nabla) \boldsymbol{B} + \nabla \boldsymbol{\Phi} = 0$$

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

#### 2.3 摂動

次に、上の3つの式に  $\exp[i(k_R R + k_z z - \omega t)]$ 依存性を持つ軸対称な摂動を加える。ここで摂動による微小なずれを  $\delta\rho, \delta P, \delta v_R$  などと表す。摂動の1次までを考慮すると(2次以上は微小のため無視)、

$$\begin{aligned} k_R \delta v_R + k_z \delta v_z &= 0 \\ -i\omega \delta v_R + \frac{ik_R}{\rho} \delta P - 2\Omega \delta v_\phi - \frac{\delta \rho}{\rho^2} \frac{\delta P}{\delta R} + \frac{ik_R}{4\pi\rho} (B_\phi \delta B_\phi + B_z \delta B_z) - \frac{ikz}{4\pi\rho} B_z \delta B_z &= 0 \\ -i\omega \delta v_z + \frac{ik_z \delta P}{\rho} - \frac{\delta \rho}{\rho^2} \frac{\delta P}{\delta z} + \frac{ik_z}{4\pi\rho} B_\phi \delta B_\phi &= 0 \\ -i\omega \delta v_\phi + \delta v_R \frac{\kappa^2}{2\Omega} - ik_z B_z \frac{\delta B_\phi}{4\pi\rho} &= 0 \\ \kappa^2 &\equiv \frac{2\Omega}{R} \frac{d(R^2 \Omega)}{dR} \\ -i\omega \delta B_R - ik_z B_z \delta v_R &= 0 \\ -i\omega \delta B_z - ik_z B_z \delta v_z &= 0 \\ -i\omega \delta B_\phi - \frac{d\Omega}{d\ln R} \delta B_R - ik_z B_z \delta v_\phi &= 0 \end{aligned}$$

$$i\omega \frac{5}{3}\frac{\delta\rho}{\rho} + \delta v_z \frac{\delta \ln(P\rho^{-\frac{5}{3}})}{\delta z} + \delta v_R \frac{\delta \ln(P\rho^{-\frac{5}{3}})}{\delta R} = 0$$

#### 2.4 分散関係

以上の摂動の式を結合し分散関係を導出する。

$$\frac{k^2}{k_z^2}\tilde{\omega}^4 - [\kappa^2 + (\frac{k_R}{k_z}N_z - N_R)^2]\tilde{\omega}^2 - 4\Omega^2 k_z^2 v_{Az}^2 = 0$$

$$\begin{cases} \tilde{\omega}^2 \equiv \omega^2 - k_z^2 v_{Az}^2 \\ k^2 = k_z^2 + k_R^2 \\ N_R^2 = -\frac{3}{5\rho} \frac{\delta P}{\delta R} \frac{\ln P \rho^{-\frac{5}{3}}}{\delta R} \\ N_z^2 = -\frac{3}{5\rho} \frac{\delta P}{\delta z} \frac{\ln P \rho^{-\frac{5}{3}}}{\delta z} \\ v_{Az}^2 = \frac{B_z^2}{4\pi\rho} \end{cases}$$

分散関係より磁場のポロイダル成分 *B<sub>z</sub>* のみが分 散関係に寄与し、トロイダル成分 *B<sub>φ</sub>* は入らないこ とがわかる。

#### 2.5 安定条件

次に分散関係から安定性の条件を調べる。 $\omega$  は実数(証明略)ならば $\omega^2 = 0$ 付近での解を調べることで安定・不安定の切り替わりの点があるかどうか見ることができる。先ほどの分散関係より

$$k_R^2 (k_z^2 v_{Az}^2 + N_z^2) - 2k_R k_z N_R N_z + k_z^2 (\frac{d\Omega^2}{d\ln R} + N_R^2 + k_z^2 v_{Az}^2) = 0$$

上式は $k_R$ の2次方程式とみなせる。安定であるためには安定状態からの切り替わりの点があってはならない。つまり、 $\omega^2 = 0$ 近傍で $k_R$ が実数解をもってはならないので、上式の判別式は負となる。 判別式

$$k_{z}^{4}v_{Az}^{4} + k_{z}^{2}v_{Az}^{2}(N^{2} + \frac{d\Omega^{2}}{d\ln R}) + N_{z}^{2}\frac{d\Omega^{2}}{d\ln R} > 0$$

 $N_z^2>0$ の仮定のもとでは次の場合に判別式が満た される

$$\frac{d\Omega^2}{dB} \ge 0$$
 (安定)

したがって、不安定性の必要条件は

$$\frac{d\Omega^2}{dR} < 0 \Rightarrow 2\Omega \frac{d\Omega}{dR} < 0 \quad (\mathbf{\hat{T}gz})$$

よって、円盤外側へ向かって角速度減少で不安定 になる可能性が示された。

#### **3** Results

不安定性の条件から以下の不安定性のメカニズム が推察される。

摂動により流体要素が円盤の動径方向にずれると、 磁力線と要素はカップルしているため磁力線も共に ずれる。ずれた磁力線はずれる前の動径位置と繋がっ ているため磁力線はずれた流体要素をずれる前の動



図 1: 不安定性機構のイメージ

径位置での角速度で回転させようとする。不安定条 件が成り立つとき、流体要素の方が周りの角速度よ り速く回転するため、遠心力過剰となる。このよう にして流体要素は平衡位置から遠ざかり、角速度の 大きい物質が外側へ輸送される。

#### 4 Discussion

今回の結果を等温で薄いケプラー円盤に当てはめて 考える。鉛直方向の静水圧平衡の方程式 (e.g., Pringle 1981) より

$$c^2 \frac{\delta \ln \rho}{\delta z} = -\frac{GMz}{R^3} = -\Omega^2(R)z$$

Gは重力定数、Mは中心質量である。また、 $c^2$ を 定数と仮定すると

$$\rho = \rho(R) \exp\left(-\frac{z^2 \Omega^2}{2c^2}\right) \equiv \rho(R) \exp\left(-\frac{z^2}{H^2}\right)$$

Hはスケールハイトである。z = Hの場合、 $N_z^2 = -\frac{3}{5\rho}\frac{\delta P}{\delta z}\frac{\ln P\rho^{-\frac{5}{3}}}{\delta z}$ と鉛直方向の静水圧平衡の方程式から

 $N_{z}^{2} = 0.8\Omega^{2}$ 

ケプラー円盤  $\kappa^2 = \Omega^2$  と  $N_R^2 = 0.01 N_z^2$  での分散 関係を図 2 に示す。

図 2 はグリッド線当たり  $0.1\Omega/v_{Az}$  でスケールさ れている。また、 $(k_R, kz)$  平面に垂直に  $-\omega^2$  をとっ ている。つまり図 1 の山の部分が不安定領域を表す。 不安定が最大となる領域を通る  $\omega^2$  の断面  $(k_R = 0$  に 対応) をプロットしたものが図 3 である。図 3 より摂 動が最大成長する  $\omega$  は

$$\frac{\omega^2}{\Omega^2} = -0.56 \Rightarrow \omega = 0.75\Omega i$$



図 2: 分散関係

で与えられる。ケプラー円盤の周期は <sup>2π</sup> であるか ら 3 周期での摂動の振幅は

$$\exp(i\omega t) \approx 1.2 \times 10^6$$

つまり、3回転周期未満で摂動の振幅は 10<sup>6</sup> にな る。また、成長速度が磁場に依存しないこともわかる。



図 3: 不安定性が最大の  $\omega^2$  の断面

#### 5 Conclusion

今回は円盤の磁気回転不安定性を調べた。分散関 係には磁場のポロイダル成分  $B_z$ が入り、トロイダル 成分  $B_\phi$  は入らないことがわかった。磁気回転不安 定性は磁場が流体要素を共回転させようとすること からおこることが示唆された。また、薄い等温ケプ ラー円盤における分散関係から最大成長速度で3回 転周期未満で摂動の振幅が 10<sup>6</sup> になるという驚くべ き成長速度が導かれた。また成長速度は磁場に依存 しない。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### Reference

A. Johansen, A. Youdin, H. Klahr, 2009, APJ, 697, 1269

Leonardo Krapp, Oliver Gressel., et al., 2018, APJ, 865, 105

Pringle, J. E. 1981, ARA&A, 19, 137

——index へ戻る

星間b11

### 水素大気-マグマオーシャン相互作用に基づく岩石惑 星の形成シナリオ

### 前田 悠陽

#### 原始大気 – マグマオーシャン相互作用に基づく岩石惑星の形成シナリオ

前田 悠陽 (京都大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

地球に海洋をもたらした水の起源は、生命の起源にとどまらず、惑星形成のシナリオを探るという点で、惑星 科学における重要な課題のひとつである. 岩石惑星の形成過程において、液体の水は質量 0.1*M*⊕ 程度の原始 惑星に成長した後にもたらされたと考えられている. このとき、原始惑星は現在の惑星とは大きく異なる環境 にあった. 特筆すべき点として、第一に、原始惑星の表面は溶融状態にあったこと (マグマオーシャン)、第二 に、原始惑星は原始惑星系円盤のガスを捕獲し、水素に富む原始大気を持っていた.

本発表では、特に岩石惑星の形成に注目し、原始惑星の形成後、さらに成長し、現在の姿に至るまでのシナリ オを議論、検討する.そのためにまず、原始惑星の原始大気、マグマオーシャン、内部のコアの間で化学平衡計 算を行うことで、最終的に、水の生成量やコアの密度減少率、金属元素の酸化度合いといった化学的特徴量が、 現在の地球をほぼ完璧に再現することを示した Young et al.(2023)のモデルを紹介する.

その後,このモデルを原始惑星系円盤の時間進化と、その下での原始惑星の軌道運動に組み込むことで、実際 に原始惑星が惑星までの成長過程でどのように自身の化学組成を決定してゆくかを検証する.

#### 1 Introduction

地球は、質量にして  $0.1M_{\oplus}$  程度の原始地球まで成 長した後から現在までに、生命の源となる海洋を形成 したと考えられている.この海洋をもたらした水の 起源は現在も様々な説が提案されている.原始惑星 の表層環境は、現在とは大きく異なっている.降着に 伴う重力エネルギーの解放により、表面は溶融状態に あったこと (マグマオーシャン)や、原始惑星系円盤 のガスを捕獲し、水素に富む原始大気を獲得するこ とがその代表である.これらは、それぞれマグマオー シャンは  $10^6 \sim 10^8$  yr で冷却、固化し、原始大気はそ の分子量の軽さから、 $10^8 \sim 10^9$  yr で宇宙空間へ散逸 する.

Young et al.(2023)は、この原始大気とマグマオー シャン、さらに下部のコアの間の相互作用に注目し、 原始地球をモデル化した系を用いて化学平衡を数値 的に計算した.その結果、原始大気中の水素とマグマ オーシャン中の酸素が結びついて水を生成すること、 同じく原始大気中の水素がコアに入り込み、コアの密 度減少を引き起こすこと、マグマオーシャン中の酸素 が金属元素を酸化することなどを明らかにした.さ らに、これらの化学反応を特徴づける物理量が、現在 の地球の値とほぼ一致することを示した.

しかし, このモデルはあくまで岩石惑星の形成過 程の一部分を切り取ってきて注目しているに過ぎな い. 統一的な形成モデルを構築するには, このモデル を岩石惑星の形成過程に組み込む必要がある.

まず, Young et al.(2023) のモデルは, 前提として 原始大気とマグマオーシャンが同時に存在していな ければならない.しかし, 原始惑星の質量が小さい と, 重力が小さいので, マグマオーシャンが存在する 温度では, 熱運動による散逸が卓越し, 原始惑星は大 気を保持できない.そのため, モデルの適用限界とし て, 原始惑星の質量が約  $0.2M_{\oplus}$  以上という制約を得 る.実際, Young et al.(2023) では, 原始地球として  $0.5M_{\oplus}$  の系を用いている.

原始惑星への成長を考えるとき, 微惑星の暴走成 長では, 1AU 付近で 0.1*M*⊕ 程度までしか成長しな いことが数値的に確かめられている (Kokubo & Ida, 2000). そのため, この時点では原始大気とマグマオー シャン間の化学反応は起こらない. 原始惑星がさら に質量を増やすには, 原始惑星同士の巨大衝突が必要 となる. そして, 巨大衝突後に獲得する原始大気がマ グマオーシャンと反応を起こす. なお, 巨大衝突以前 にマグマオーシャンが固化していたとしても, 巨大衝 突のさいに解放される巨大なエネルギーにより, 原始 惑星は再び溶融状態となる.

以上のことから, Young et al.(2023)のモデルは, 巨大衝突開始後に適用されることが分かる.ところ で,原始惑星はケプラー運動を行う円盤ガスとの相対 速度に比例する抵抗力を受け (Ward, 1989), 軌道離 心率 *e* や軌道傾斜角 *i* を下げることで安定した軌道 を周回している.この円盤ガスが時間とともに散逸 することで, 原始惑星は周囲の原始惑星との重力相互 作用によって, *e*, *i* を増加させ, やがて巨大衝突を起 こすことになる.

すなわち、巨大衝突はガス円盤がある程度散逸して からでなければ起こらず, 原始惑星はこの散逸が進 んだ円盤から大気を獲得することになる. Young et al.(2023)では、原始惑星は、自身の質量に応じた重力 で束縛できる最大量の大気を初期条件として持つと している.もし、巨大衝突が起こる頃には既に円盤ガ スの大部分が散逸し、原始惑星が十分な量の大気を獲 得できないなら, Young et al.(2023) のモデルでは地 球を再現できない、ということになる.また逆に、巨 大衝突時に円盤ガスがあまり散逸しておらず,原始惑 星が大気を獲得してもなお円盤ガスが濃く残ってい る場合も問題である. 原始大気, マグマオーシャン, コア間の反応が進めば、原始大気の水素は水の生成や コアへの侵入により消費される.このとき、円盤ガス が残っている場合は、消費された水素を補うように、 円盤ガスから大気に水素が供給される可能性がある. Young et al.(2023) ではこの効果を考慮していないた め、円盤ガスの散逸度によっては、Young et al.(2023) が示した結果が大きく変わることになる.

以上より, 原始惑星の巨大衝突時に円盤ガスがど の程度散逸しているかを知ることは, 極めて重要で ある.

本発表では, Kominami & Ida(2002) を参考に, ガ ス抵抗を考慮した N 体計算を行い, 時間に応じてガ ス面密度を下げることで, 巨大衝突時のガス散逸度 を計算した.また, 巨大衝突時に残っている円盤ガス に応じた量の水素を初期大気量として与えて, Young et al.(2023) のモデルを組み込むことで, 最終的に地 球に相当する惑星がどのような化学組成を持つか評 価した.

#### 2 Methods

原始惑星の初期配置として,最小質量円盤における 孤立質量

$$M_{\rm iso} = 2\pi a \Delta a$$
$$\propto \left(\frac{a}{1\,\rm AU}\right)^{\frac{3}{4}} M_{\oplus}$$

を持つ原始惑星が, 自身の質量によって決まる Hill 半径  $r_{\rm H}$  について, 両端  $5r_{\rm H}$  だけ手を伸ばしたとき, 隣り合う原始惑星とちょうど手が触れ合うよう配置 する.また, 1AU での原始惑星の質量を  $0.1M_{\oplus}$  程 度に調整する.そして最終的に,水星軌道から火星 軌道の間に,総質量が現在の水星 ( $0.05527M_{\oplus}$ ), 金星 ( $0.815M_{\oplus}$ ),地球 ( $M_{\oplus}$ ),火星 ( $0.1074M_{\oplus}$ )の質量の 総和 ( $1.97767M_{\oplus}$ )と一致するように原始惑星の数を 決定する.これは, 微惑星の暴走成長により,  $0.1M_{\oplus}$ の原始惑星が,およそ  $10r_{\rm H}$ の間隔で並ぶ (Kokubo & Ida, 2000)ことを考慮したものである.

軌道離心率 e, 軌道傾斜角 i は, 既にガス抵抗によ り damp されているものとし, 0 に設定した. 軌道面 上での位置は一様乱数  $\theta$  (0  $\leq \theta < 2\pi$ ) によって決定 する.

原始惑星の重力相互作用計算には、N体計算用コード GPLUM を用いた. 原始惑星が受けるガス抵抗は、 Wald.(1989)のもの

$$f_{
m gas\,drag} = -rac{oldsymbol{v} - oldsymbol{v}_{
m gas}}{ au_{
m grav}}$$

を用いた.  $v, v_{gas}$  は, それぞれ原始惑星とガスの速度 であり, ガスは軌道離心率, 軌道傾斜角 0 のケプラー 運動を仮定する.  $\tau_{grav}$  は原始惑星がガス抵抗によっ て軌道を damp するタイムスケールで, Kominami & Ida(2001) の

$$\tau_{\rm grav} = 2500 \left(\frac{\Sigma_{\rm gas}}{\Sigma_{\rm gas}^{\rm min}}\right)^{-1} \left(\frac{M}{0.2M_{\oplus}}\right)^{-1} \left(\frac{a}{1\,{\rm AU}}\right)^2 \text{ years}$$

を用いる. M, a は原始惑星の質量, および軌道半径 である.  $\Sigma_{gas}, \Sigma_{gas}^{min}$  はそれぞれ, 原始惑星系円盤のガ ス面密度, 最小質量円盤のガス面密度であり,

$$\Sigma_{\rm gas}^{\rm min} = 1700 \left(\frac{a}{1\,{\rm AU}}\right)^{-\frac{3}{2}} ~{\rm g/cm^2}$$

である.本発表では、ガス円盤として最小質量円盤に 比例係数を掛けたものを使用し、時間とともに指数関 数的に減衰させる. 計算開始時を *t* = 0 として, 時刻 *t* でのガス面密度を

$$\Sigma_{\rm gas}(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\rm diss}}\right)\Sigma_{\rm gas}(0)$$

とする.  $\tau_{diss}$  はガス円盤の散逸時間 (dissipation time) で, パラメータとして動かす.

原始惑星は、1AU 付近では概ね  $0.1M_{\oplus}$  の質量を 持つので、Young et al.(2023) のモデルの適用条件 ( $\gtrsim 0.2M_{\oplus}$ )から、少なくとも1回以上の巨大衝突が 必要である.このとき、原始惑星同士の衝突では完全 合体を仮定している.

時刻 $t_{col}$ に原始惑星の衝突が起こり、その合体質量 が $0.2M_{\oplus}$ を超えた時点で、原始惑星は速やかに円盤 ガスから大気を獲得すると考え、Young et al.(2023) のモデルを適用して計算を行う.このとき、獲得で きる大気量 $M_{atm}$ は、軌道上の円盤ガスを捕獲する ので、

$$M_{\rm atm} = 2\pi a \Delta a \Sigma_{\rm gas}(t_{\rm col})$$

となる. これを化学平衡計算の初期条件として与える.

化学平衡のタイムスケール (~  $10^4$  yr) に対して, 原 始惑星は消費された分の水素を速やかに円盤から供 給されると仮定して,  $M_{\text{atm}}$  が重力的に捕獲できる大 気量より大きくても, そのまま初期条件として用いる ものとする. 系の初期組成のうち, マントルとコアの 組成は Young et al.(2023) で使われている値で固定 した.

#### 3 Results

ガス円盤の散逸時間  $\tau_{diss} \ge 10^5$  yr から  $10^6$  yr まで 変化させて, 原始惑星どうしの巨大衝突が起こったと きのガスの散逸度を計算した.

図1は、横軸に $\tau_{diss}$ 、縦軸にガス散逸度を取り、各  $\tau_{diss}$ に対して、巨大衝突が起こった時のガス散逸度 をプロットしたものである。各ドットが、一回の巨大 衝突を表す。

図に示した2本の線は、ガス散逸度が後述 (Discussion) の地球の化学組成を再現しうる範囲を表す.



図 1: 巨大衝突時のガス散逸度

#### 4 Discussion

Young et al.(2023)の結果から、原始地球は質量に 対して 0.2%の水素を持つと、現在の地球の化学組成 を再現することができる.原始地球として  $0.2M_{\oplus}$  を 取ると、獲得すべき大気量は

$$M_{\text{atm},0.2\%} = 0.2 M_{\oplus} \times \frac{0.2}{100}$$
  
 $\simeq 1.2 \times 10^{25} \text{ g}$ 

対して,円盤ガスから獲得できる大気量は,

$$\begin{split} M_{\rm disk\,gas} =& 2\pi a \Delta a \Sigma_{\rm gas}(t_{\rm col}) \\ \simeq & \exp\left(-\frac{t_{\rm col}}{\tau_{\rm diss}}\right) \times \left(1.4 \times 10^{29}\right) {\rm g} \end{split}$$

よって、 $M_{\text{atm},0.2\%} = M_{\text{disk gas}}$ とすると、

$$\exp\left(-\frac{t_{\rm col}}{\tau_{\rm diss}}\right) \simeq \frac{1}{58500}$$

となる衝突時刻 *t*<sub>col</sub> で巨大衝突が起これば, 地球の化 学組成を再現できる.

原始惑星系円盤は、 $\simeq 10^6$  yr で散逸することが観測 的に知られている (e.g., Haisch et al. 2001). しかし、 本研究の結果では、観測的事実に反して、ガス散逸が 極めて速く ( $\simeq 2.0 \times 10^5$  yr) 起こらない限り、地球の 化学組成を再現するには至らないことが分かった.

大気の獲得量について, 原始惑星が自身からどれだけ離れた範囲のガスを獲得するかは, より高度な問題である.本発表では, ガスを獲得する範囲  $\Delta a \ge 10r_{\rm H}$ としたが, これは原始惑星の重力圏  $r_{\rm H}$ に対して, そ

の外側からもガスの流入が起こることの反映になっ ている.

また,現在の地球に相当する惑星まで成長するに は,複数回の巨大衝突が必要なので,化学平衡計算も 衝突回数に応じて複数回行う必要がある.これによ り,化学組成は漸次的に決定してゆく.本発表では, 計算時間の都合により,ここまでの計算は行ってい ない.

#### 5 Conclusion

Young et al.(2023)の化学平衡計算モデルを, 原始 惑星系円盤の進化と原始惑星の軌道運動に組み込むこ とで,最終的に形成される惑星の化学組成を,現在の 地球を再現しうるか,という観点から見積もった.そ の結果,現実的な円盤ガスの散逸時間 ( $\tau_{diss} \simeq 10^6 \text{ yr}$ ) では,原始惑星どうしの巨大衝突がかなり早い段階で 起きることが分かった.すなわち,1AU 付近の原始 惑星は,地球を再現するには過剰の水素を原始大気と して捕獲してしまうことが明らかになった.

このモデルで現在の地球を再現することのむつか しさは、円盤ガスの散逸が指数関数的に起こるため に、巨大衝突のタイミングがわずかにずれるだけで、 最終的な惑星の化学組成に大きく影響する部分にあ る. さらに、獲得する大気量が適量より少なければ、 そもそもガス散逸後では足りない水素を補うことが できない. 逆に獲得する大気量が適量より多い場合 も、後から水素を減らすことはむつかしい. この困難 を解決する光明は、本発表では未だ見えていない.

Young et al.(2023) で示された, 原始大気とマグマ オーシャン, コア間の化学反応により地球を再現する ためには, 少なくとも別の物理過程が必要となるかも しれない. この点に関しては, future work としたい.

#### Reference

Young et al. 2023, Nature, Vol.616, No.7956, pp.306-311 Kokubo & Ida 2000, Icarus, Vol.143, No.1, pp.15-27 Kominami & Ida 2002, Icarus, Vol.157, No.1, pp.43-56 Ward 1989, ApJL, Vol.345, p.L99

Haisch et al. 2001, ApJL, Vol.553, No.2, pp.L153-L156

-index へ戻る

星間b12

## Galactic Habitable Zoneに関する2本の初期論文の紹介 と考察

### 山口 未沙

#### Galactic Habitable Zoneに関する2本の初期論文の紹介と考察

#### 山口 未沙

#### (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 物理学学位プログラム M1)

#### Abstract

Galactic Habitable Zone (GHZ) とは、銀河規模での生命存在可能領域のことである。本発表では、その 初期の研究論文である「Galactic Habitable Zone and the Age Distribution of Complex Life in the Milky way」 (L04) と「On the "Galactic Habitable Zone"」(P08)を紹介し、それらの比較を行う。ここで は、天の川銀河内の惑星において生命体が生存できる条件として、(1)主星が存在するか、(2)地球型惑 星を形成できるほどの十分な重元素(金属量)が存在するか、(3)超新星爆発という生命を滅ぼす要因とな るような脅威に晒されない環境であるか、という3つを考慮する。ただし、原著論文では「複雑な生物が進 化するのに要する時間を十分に確保できるか」という条件も入っているが、ここでは考えない。天の川銀河 の化学進化に Habitable 条件を付加した結果、P08 では GHZ は現在の天の川銀河全体に広がっていると結 論付けたのに対して、L04 では天の川銀河の中心近傍及び外縁部は、現在 GHZ に属しておらず、GHZ は環 状に分布していると結論付けた。

#### 1 Introduction

近年、観測装置と観測技術の飛躍的進歩を背景と して太陽系外惑星が次々と見つかるようになり、そ れに伴って、地球のような生命を宿す系外惑星の探 索も活発になってきた。今のところ、そのような第2 の地球の発見には至っていないが、我々のような生 命体が生存している以上、少なくとも天の川銀河に は GHZ が存在する。2本の論文は共に、地球型惑星 や生命体を形成するのに必要不可欠な「重元素(金 属量)」をベースに、天の川銀河の GHZ の時空間進 化を考えている。両論文の結論の違いに至るまでの プロセスを、私自身の考察も交えて、以下の各観点 から紹介する。

#### 2 天の川銀河の化学進化モデル

地球型惑星の形成を考える際に最も重要となるの は、銀河円盤内での金属量の時間的空間的進化であ る。両論文では、銀河円盤を多数の円環状領域に分 割した上で、各領域の金属量進化を「銀河の化学進 化 (GCE)の基礎方程式」を解くことで求める。銀 河中心からの距離を半径 r とし、それぞれの地点 r は隣接する領域から独立しており、r 方向での物質の 交換がないと仮定する。そして、各rごとにGCEの 基礎方程式を解き、現在の天の川銀河のディスクの 観測結果を再現できるようにパラメータを決定する。

図1にP08で採用された各rごとの銀河の化学進 化モデルを示す。L04ではFeを、P08ではOを重元 素として金属量を求めているが、どちらも同様の結 果となっている。図1より、銀河中心近傍では星生 成が活発なため、化学進化が進み、金属量が大きい ことが分かる。また、星生成が活発な領域が時間と ともに銀河中心から外側に広がっていくことが見て 取れる。

#### 3 Habitable Condition

この節では、生命が存在できる環境がどのような状 態であれば実現できそうかを考える。3.1 節では、地 球型惑星と Hot Jupiters(高温な巨大ガス惑星, HJ) のそれぞれの形成における金属量依存性の違いを、論 文ごとに比較する。また、両論文とも同様な手法で、 超新星爆発による生命体に対する影響を定量的に評 価しており、これを 3.2 節で紹介する。



図 1: Prantzos (2008) で採用された銀河円盤の化学 進化モデル。上から順に、ガスの面密度、恒星の面密 度、星生成率(SFR)、金属量の、ある時刻での空間 変化(左側)とある地点での時間変化(右側)を表し ている。左側では、実線の色で天の川銀河形成からの 時間を区別しており、ライトグリーンが1.5 Gyr、ピ ンクが5 Gyr、青が13 Gyr である。右側では、実線 の色で銀河中心距離を区別しており、ライトグリーン が4 kpc、青が8 kpc、ピンクが16 kpc である。我々 の現在地は、13 Gyr、8 kpc であり、青線で示されて いる。現在の観測結果は、左側に黄色線(上2つの 図)とシンボル(下2つの図)で表示されている。

#### 3.1 金属量依存性

図2では、両論文の Habitable Condition の違い を示しており、地球型惑星形成の可能性は、P08で は金属量に依っておらず、L04 では依っていること が分かる。また、HJ 形成の可能性は P08、L04 共に 金属量に依存しているが、P08 では緩やかな依存で あるのに対して、L04 では極端に依存していること がわかる。したがって、P08 では地球型惑星の形成 は金属量に依存しておらず、天の川銀河内のどこで でも形成されやすいが、L04 では地球型惑星の形成 が金属量に依存しているため、金属量が大きい銀河 中心近傍では形成の可能性が高く、中心から離れる につれて低くなるという両論文のモデルの違いが明 確となった。

また、HJ に関しては、L04、P08 共に金属量が大 きい銀河中心近傍で形成されやすくなるが、L04 で は [Fe/H]  $\geq 0.4$  では  $P_{HJ} = 1$  のように、ある金属量 以上では HJ しか形成されないという極端な依存で あり、両論文のモデルの違いが分かる。



図 2: Prantzos (2008) による Habitable Condition の相違。上から順に地球型惑星形成の可能性 P<sub>FE</sub>、HJ 形成の可能性 P<sub>HJ</sub>、P<sub>FE</sub> と P<sub>HJ</sub> を考慮した場合の地 球型惑星の存在確率 P<sub>E</sub> の金属量依存性のモデル。

#### 3.2 超新星爆発 (SNe) による影響

超新星爆発が発生すると、爆風,宇宙線, $\gamma$ 線,X 線が大量に放出され、地球型惑星上の生命に致命的な 影響を与える可能性がある。しかし、生命体が高エネ ルギー電磁波や気候変動に対してどれほどサバイバル 能力があるかは、不明な部分が多い。そこで、その影 響を定量的に評価するのに、L04では The supernova danger factor  $\xi(t,r)$ を導入した。これは、40億年の タイムスケールで SN rate (=単位時間あたりの超 新星爆発の発生回数)を積分したもので、太陽近傍 では超新星爆発は 40億年に1回ほどの頻度で起きる と考えられている。



図 3: Lineweaver et al. (2004) による、ξの時間 変化 (左) と生命体が超新星爆発を生き延びる確率 P<sub>SN</sub>(右)。左の各実線は銀河中心距離による違いを 示しており、一番上の実線が銀河中心距離 2.5 kpc で、そこから 2 kpc 刻みで遠ざかり、一番下の実線が 20.5 kpc である。白丸は、太陽の位置を表す。

図3を見ると、銀河中心近傍では、星形成の材料

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

となるガスの枯渇に伴い、星生成率と超新星爆発の 発生回数が、天の川銀河形成から数十億年後には共 に下がり始めるということがわかる。しかし、P<sub>SN</sub> の *ξ* との関係性も含めて、これらの仮定は全体的に 任意性が高く信頼性が低い。その為、P08 の著者は これに批判的ではあるが、L04 と対照比較するため に P08 もこの考え方を採用している。

#### 4 GHZの時空間進化

以上を踏まえて、GHZ の時間的空間的進化の結果 を L04 と P08 のそれぞれに分けて解説する。

#### 4.1 L04 モデルの結果

図 4 は、2、3 節で述べてきた L04 の GHZ の時空 間進化を図示したものである。緑の領域が GHZ であ り、濃い緑の領域が GHZ に最適な時空間上の領域で ある。銀河中心近傍の青の領域(Too Metal Rich)、 では、ガスの金属量が多く大質量のガス惑星が多数 形成され、その migration によりほとんどの地球型 惑星が消滅してしまう。その為 GHZ に属さない。そ れ以外の青の領域(Too Metal Poor)は、地球型惑 星を形成できるほどの十分な金属量が存在しないこ とから GHZ に属さない。さらに、オレンジの領域 (Too many SNe) は超新星爆発が頻発することから 生命体の生存に適さない環境の為、GHZ に属さない。 したがって、L04 では、現在では天の川銀河の中心 から約7-9kpc 離れた環状の領域がGHZ であると いう結論に至っている。図4より、L04では現在、銀 河中心近傍が GHZ に入っておらず、以下で説明する P08 と大きく異なっていることが分かる。

#### 4.2 P08 モデルの結果

図5は、2、3節で述べてきた P08 モデルの GHZ の時空間進化を可視化したものである。これを見る と、天の川銀河形成からそれほど時間が経っていな い場合、銀河中心近傍では超新星爆発や HJ による 脅威があるため、GHZ の存在が困難であることが見 てとれる。また、銀河の外縁部では SFR が小さいの で、そもそも地球型惑星が少ない。しかし、時間が 経過して SFR が外側でも大きくなってくると、状況



図 4: Lineweaver et al. (2004) による GHZ である 可能性(= $P_{GHZ}$ )の確率分布図。白線は $P_{GHZ}$ の等 高線であり、内側の等高線よりも内側の範囲が GHZ の 68 %、外側の等高線よりも内側の範囲が GHZ の 95 %を占めている。特筆すべきは、L04 では銀河中 心近傍が現在でも GHZ に入らないことである。右側 の緑線は、 $P_{GHZ}$ を銀河中心距離 r で積分して得ら れる、生命体の年齢分布である。地球上の生命体の 年齢は約 40 億年であり、40 億年以下の年齢の生命 体が多いようにモデル化されている。

は変化する。銀河中心近傍では超新星爆発の回数が 減ってくるが、SFR は大きいままであり、恒星の絶 対数が多いので、HJ による migration を免れる地球 型惑星もそれなりに存在する。また、銀河の外縁部 では、SFR が大きくなることで地球型惑星の形成数 が増える。しかし、金属量は大きくないので、HJ の 数は少ないことが考えられる。つまり、過去から現 在に近づくにつれて、地球型惑星の生命が生存しや すい環境(= GHZ)が、銀河全体に広がっていった と言える。

図5をGHZの時空間進化として図示したのが、図 6である。図6と比較すると、P08はL04とは違っ て、銀河中心近傍が現在もGHZに入っていることが 分かる。これは、P08ではHJ形成の可能性がL04 ほど金属量に依らないので、金属量が多い銀河中心 でも形成されるHJの数がL04より少なく、地球型 惑星が生き残りやすい上に、銀河中心近傍のSN rate が一定時間を超えると下がってくることが要因だと 考えられる。したがって、P08では、GHZが時間の 経過と共に再び銀河円盤の内側にも及び、現在では 天の川銀河全体がGHZ に属しているという結論に 至っている。



図 5: Prantzos (2008) による Habitable Condition の時間空間変化。図 1 と同様に、ライトグリーンが 1 Gyr、青が 2 Gyr、赤が 4 Gyr、ピンクが 8 Gyr、緑 が 13 Gyr である。Earths surviving HJ and SN = Earths surviving Hot Jupiters × Surviving SN で ある。

#### 5 Summary & Discussion

L04 では、地球型惑星形成の確率が金属量に強く 依存しており、地球型惑星が形成されやすい金属量 の範囲を仮定して理論構築が行われている。その結 果、銀河中心近傍は超新星爆発の影響や過剰な金属 量のために GHZ に適さず、銀河中心から約7-9 kpc 離れた環状の領域が現在の GHZ に該当するという結 論が出された。P08 では、地球型惑星形成の可能性 は金属量に依らないという仮定を採用して理論構築 が行われた。その結果、現在から約50億年前までは GHZ は環状であり、時間と共に銀河の外側へと移っ ていくことを示した。そして現在では、銀河中心近 傍も含めた天の川銀河全体に GHZ が広がっていると いう結論が出された。つまり、3.1 節の「金属量依存 性」での仮定の違いが、この2つの論文の結論の違 いを生んだと考えられる。

両論文は、銀河の化学進化モデルをベースにした 上で、生命を滅ぼす要因として、超新星爆発や Hot Jupiters の存在を考慮している。そして、P08 では、 超新星爆発の GHZ への影響は小さいことが主張さ れている。しかしながら我々は、寧ろ、Hot Jupiters 形成の金属量依存性の違いが最終結果の違いに大き く影響しているのではないかと考えている。

このように、惑星形成の金属量依存性や生命に対す



図 6: Prantzos (2008) による GHZ である可能性(= P<sub>GHZ</sub>)の確率分布図。ピークは現在の太陽系(= Radius は 10 kpc 周辺、Time は 12 – 13 Gyr)あた り。L04 と異なり、銀河中心近傍が現在でも GHZ と なっている。

る超新星爆発等の影響に起因する不確定性が、GHZ 分野の課題の一つであると考える。

# 6 現在行っている研究内容と今後の研究計画

現在私は、低質量銀河が大質量銀河に衝突した際に 生じる、ステラーストリームにおける重元素の空間分 布の非一様性の起源を調査している。特に、M31 で は今世紀になって銀河のハロー部分に存在する様々な 銀河衝突の痕跡が発見されてきており、Andromeda Giant Southern Stream (AGSS)はその代表である。 それを踏まえて、 AGSS の重元素の空間分布の観測 結果を再現するような、progenitor の重元素分布を 求め、低質量銀河での GHZ の可能性について検討し たいと考えている。また、AGSS が時間の経過と共 に力学的に緩和していく過程と重元素の非一様分布 を調べる事で、様々な状況下での GHZ についても検 討していきたいと考えている。

#### Reference

Charles H Lineweaver, Yeshe Fenner, Brad K.Gibson, 2004, Science, 303, 59-62

Nikos Prantzos, 2008, Space Sci Rev, 135, 313-332

-index へ戻る

### 星間b13

位置依存型Richardson-Lucyデコンボリューションを 用いたChandra衛星の超新星残骸カシオペア座AのX 線時間変動解析

酒井 優輔

### 位置依存型 Richardson-Lucy デコンボリューションを用いた Chandra 衛星の超新星残骸カシオペア座 A の X 線時間変動解析

酒井 優輔 (立教大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

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(Janka, H. T. et al. 2016)。本 研究では、Chandra 衛星の超新星残骸カシオペアA(Cas A)の 2000 年から 2019 年の観測を解析し、爆 発機構の解明を目指す。ただし、既存の解析では光軸外で点広がり関数(Point Spread Function, PSF)が 桁で悪くなるため、その影響を PSF の位置依存性に基づいて開発した画像デコンボリューション法 (Sakai, Y. et al. 2023)を用いて再合成した上で解析を行う。Cas A は年齢が約 340歳の若い超新星残骸であり、自 由膨張期から断熱膨張期に遷移していると考えられている。そこで、本研究では、再合成した観測画像から Cas A のイジェクタの速度場と加速度場の高確度な定量化を目的とし、最尤法を用いた固有運動の測定から 爆発機構の解明を試みる。

#### 1 Introduction

宇宙 X 線天文衛星は、1970 年にアメリカの Uhuru 衛星にはじまり、これまでに日本でも6機の X 線衛 星を打ち上げ、宇宙 X 線観測が発展してきた。X 線 で宇宙を見ることで、高エネルギーの宇宙現象につ いて調べることができ、ブラックホールや中性子星 のような高密度天体から、超新星残骸など、未知の 熱い宇宙の姿を明らかにすることができる。

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り、そのような 現象の理解には高空間分解能の観測が必要となる。

X 線衛星の高角度分解能な観測機器の一つとして、 Chandra (1999 年打 現在も稼働中)があり、観測 的に爆発環境や時間発展がわかってきている (e.g., Sato, T. et al. (2018), Tsuchioka, T. et al. (2021))。 しかし、既存の Chandra の観測での移動量の測定は、 観測データの持つ潜在性能を十分に生かしきれてい ない。その理由は、Chandra 衛星の"望遠鏡の応答 関数"(Point Spread function, PSF)が、光軸から 離れると桁で変わる(主に収差の影響)にも関わら ず、Chandra の公式ツールだけでは適切な解析が難 しく、PSF の補正が十分でないからである。

PSFの影響を補正する方法として、逆畳み込み(画 像デコンボリューション)法による鮮明化がある。た だし、一般的なデコンボリューション法は、観測画像 に対し一枚の PSF を用いることが多いが、その場合 Chandra のような観測画像全体で変化する PSF に対 応できない。そこで、天文学で有名な Richrdson-Lucy deconvolution(RL 法; Richardson, W. H. (1972), Lucy, L. B. (1974))をベースにし、PSF の位置依存 性を取り込めるよな手法(位置依存型 RL 法)を開 発した (Sakai, Y. et al. 2023)。本研究では、位置依 存型 RL 法で鮮明化した 2000 年から 2019 年の Cas A を用いて、観測画像全体での固有運動の高精度な 測定を試みる。

#### 2 Methods

#### 2.1 Richardson-Lucy deconvolution

ベイス推定を用いて反復的に真の鮮明な画像を推 定する手法である。一般的に観測画像に対し、1つの



図 1: (左) 2004 年の約 220 ks の観測画像、(右) 位置依存型 RL 法反復回数 50 回。色は 0.5-1.2 keV (赤), 1.2-2.0 keV (緑), 2.0-7.0 keV (青) を表す。

PSF を使用する。RL 法は式(1)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)

 $i \geq j$ は真の天体像の画像の座標、kは検出器上の画像の座標を表す。 $W^{(r)}$ はr回の反復後の復元された真の画像であり、Hは検出器上の観測された画像である。 $P_{jk}$ は、天空上のWの座標jから放射された光子が観測空間上のHの座標kで測定される確率、すなわち $P(H_k|W_j)$ である。

#### 2.2 位置依存型 RL法

位置依存型 RL 法は、RL 法の PSF を場所毎で切 り替えることで実現でき、式(2)のように表される。

$$W_i^{(r+1)} = W_i^{(r)} \sum_k \frac{P_{iik} H_k}{\sum_j P_{jjk} W_j^{(r)}}$$
(2)

ここで、 $P_{jjk}$ は、位置 j (第1添え字)における PSF を指す。この PSF は、 $W_j$  (第2添え字)で放出さ れた事象が  $H_k$  (第3添え字)で観測される確率、す なわち  $P_j(H_k|W_j)$ を示す。

#### 2.3 Optical Flow法

Optical Flow(Farnebäck, G. 2003) は、2つの画像 間の輝度や形状が変化しないと仮定した下で、差分 が最小になる移動量を反復処理により推定する手法 で後述の最尤法と比べて高速である。この手法は、複 数の解像度の画像をピラミッド状に統合して推定す るため一般的にロバストである。ただし、2つの観測 毎で独立して推定するため、例えば3観測間で考え た時に運動学的に明らかに矛盾した解が得られる可 能性がある。

#### 2.4 最尤法

Tsuchioka, T. et al. (2021) で用いられているよう に固有運動を測定するための最尤法は、2 つの観測 間で尤度関数を最大化する移動量を求める手法であ る。Chandra は、光子統計の観測のため、尤度関数 にポアソン分布を用いる。ポアソン分布の尤度関数 は式(3)で与えられる。

$$L = \prod_{x,y} \frac{\lambda_{x,y}^{k_{i,j}} e^{-\lambda_{x,y}}}{k_{x,y}!}$$
(3)

ここで、(*x*, *y*) はピクセル座標を示す。*k*が実測の画 像で、λ がモデルの画像の光子数を表す。この手法 をを発展させるため、ここでは超新星残骸の運動学 的観点から、約 20 年で運動方向の変化はないと仮定 して、3 観測間での同一直線上の運動に制限した下 での最尤法を実装する。 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

#### **3** Instruments

本研究では Chandra X 線観測衛星の観測画像を使 用する。Chandra は、1999 年 7 月 23 日に NASA に よって打ち上げられた人工衛星である。搭載されて いる主な機器は、X 線 CCD カメラ(ACIS)、X 線 反射鏡(HRMA)、高分解能カメラ(HRC)、高エネ ルギー用の透過 4 型回折格子(HETG)、低エネル ギー用の透過型回折格子(LETG)である。Chandra は、X 線衛星の中で一番の空間角度分解能 0.5 秒角 を誇る。

#### 4 Observations

Chandra が観測した 2000 年から 2019 年の Cas A の観測データ(表1)を使用する。表1は、年度毎で 光軸の近い観測を集めたものであり、各年度の観測 は結合して使用する。

#### 5 Results & Discussion



図 2: (a) Optical flow の結果。(b) 3 観測で同一 直線上の制約を課した下での最尤法の結果。

2004年の観測画像に対し、位置依存型 RL 法の結 果が図 1 である。図 1 の左の観測画像に比べて、位 置依存型 RL 法の結果は全領域で鮮明になっている ことが確認できる。

0.5-7.0 keV の観測に対し、位置依存型 RL 法反復 回数 30 回行った画像を用いて、2009 年を基準とし て、2000 年、2019 年との速度場を Optical flow と制 約条件付きの最尤法の結果が図 2 である。図 2 (a) の Optical Flow の結果では、2 観測毎(2009 年から 2000 年、2009 年から 2019 年)での解析方法である ため、一部の領域で運動方向が急激に変化した誤った 移動量が得られていることがわかる。したがって、こ の方法では運動の変化量、すなわち加速度場を求める のが困難である。一方、図2(b)では3観測(2000、 2009、2019年)で、運動方向の変化がないという制 約を入れているため、加速度の高度な解析が可能に なると予想できる。

ノイズにロバストな解析方法の一つの方向性とし て、すべての年度の観測を使うことである。統計の 良い 2004 年の画像に対し、表1の全ての年度の観測 との速度場を Optical Flow で計算し、速度場の大き さに基づいて止まっている領域と動いている領域に 分類した結果が図3であり、定性的にそれぞれの領 域の分類ができていることが確認できる。



図 3: (左)2004 年との Optical Flow を計算。(中 央)その速度場の大きさを各座標において中央値を 表示。白いほど速度場の大きさが大きい。(右)ある 閾値で2値化したもの。

#### 6 Conclusion

位置依存型 RL 法の開発により、従来困難であった 観測画像全体で PSF の場所依存性によらない解析が 可能になった。この位置依存型 RL 法の結果と運動 の制約条件を課した最尤法により、Cas A の約 20 年 での加速度場の変動を詳細に追うことが可能になる と予想できる。また、全ての年度の観測データでの 速度場を使うことで、変化している領域との停止し ている領域の分類が可能になる。今後は加速度場の 定量化から、Cas A の物理状態を解明を目指したい。

#### Acknowledgement

本研究にあたり、丁寧に指導をしてくださった山 田真也 准教授に感謝いたします。また、Sakai, Y. et al. (2023)の執筆にあたり、議論やアドバイスをくだ さった佐藤寿紀 助教(現明治大学講師)、早川亮大 研究員(現 KEK 研究員)、日暮凌太(研究当時 立教

Obs. ID	Obs. Start	Exp. Time	detector	R.A.	Decl.	Roll
114	$2000 \ \mathrm{Jan} \ 30$	49.93	ACIS-S	350.9159	58.7926	323.3801
1952	$2002 \ {\rm Feb} \ 06$	49.66	ACIS-S	350.9137	58.7923	323.3835
4636	2004 Apr 20	49.66	ACIS-S	350.9129	58.8412	49.7698
4637	$2004~{\rm Apr}~22$	49.66	ACIS-S	350.9131	58.8414	49.7665
4639	$2004~{\rm Apr}~25$	79.05	ACIS-S	350.9132	58.8415	49.7666
5319	$2004~{\rm Apr}~18$	42.26	ACIS-S	350.9127	58.8411	49.7698
9117	$2007 \ \mathrm{Dec} \ 05$	24.84	ACIS-S	350.8752	58.7846	278.1321
9773	$2007 \ \mathrm{Dec} \ 08$	24.84	ACIS-S	350.8753	58.7844	278.1318
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
10936	2010 Oct 31	32.24	ACIS-S	350.8299	58.7888	236.4820
13177	$2010~{\rm Nov}~02$	17.24	ACIS-S	350.8298	58.7892	236.4818
14229	2012 May 15	49.09	ACIS-S	350.8878	58.8478	75.4420
14480	2013 May 20	48.77	ACIS-S	350.8895	58.8444	75.1402
14481	2014 May 12	49.42	ACIS-S	350.8901	58.8423	75.1374
14482	2015 Apr 30	49.42	ACIS-S	350.9080	58.8554	67.1266
18344	2016 Oct 21	25.76	ACIS-S	350.8149	58.7903	214.1979
19903	$2016 \ {\rm Oct} \ 20$	24.65	ACIS-S	350.8156	58.7909	214.1956
19604	2017 May 16	49.53	ACIS-S	350.8910	58.8560	76.5775
19605	2018 May 15	49.42	ACIS-S	350.8927	58.8557	75.2332
19606	2019 May 13	49.42	ACIS-S	350.8854	58.8559	75.1398

表 1: 解析に使用した Chandra のカシオペア座 A

大学大学院生)、小湊菜央 大学院生に感謝申し上げ ます。

#### Reference

Sakai, Y. et al., 2023, ApJ, 951, 59

Janka, H. T. et al., 2016, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 66, 341

Tsuchioka, T. et al., 2021, ApJ, 912, 131

Farnebäck, G., 2003, Springer Berlin Heidelberg

Sato, T. et al., 2018, ApJ, 853, 46

Richardson, W. H., 1972, JoSA 62, 55

Lucy, L. B., 1974, AJ 79, 745

-index へ戻る

星間b14

### JWSTが検出した系外銀河の泡構造の起源の研究

小野川 絢心

#### JWST が検出した系外銀河の泡構造の起源の研究

小野川 絢心 (名古屋大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

最新の宇宙望遠鏡である JWST による観測で近傍の系外円盤銀河の詳細な構造が明らかにされつつある。 その中の 1 つは、Grand-DesignSpiralGalaxy の渦状腕周辺が泡状の構造で埋め尽くされていることである。 この Bubble 構造ともいうべき特徴は主に JWST による波長 7.7 µ m や 10 µ m の赤外線観測マップで顕 著であり、PAH と呼ばれる有機高分子の輝線だと解釈されつつあるが、その妥当性はまだ調査する必要があ る。

一方、銀河系内の星形成活動を理解するための研究において上記と同様の重なりあう Bubble 構造が分子雲 形成の主要な過程であることが提案されていた。また、これらの Bubble 構造の表面には Filament 状の分 子が多数形成され、それが星形成につながることが理解されている。そこで、本研究では、Bubble 構造の 起源を探り、銀河系内の分子雲形成理論が系外円盤銀河にどのように適用されるかを検証する。具体的には、 Bubble 構造を形成すると考えられる 1. 膨張する電離領域や 2. 超新星残骸が中間赤外線の観測結果を説明で きるかどうかを調べる。そのためには、ダストや PAH の破壊及び輻射冷却を含めた膨張する Bubble の数 値計算を行う。講演では、背景となる事柄を整理し、数値計算結果を予想、解釈することを試みる。

#### 1 イントロダクション

JWST による赤外線観測で系外銀河は泡状の構造 で埋め尽くされていることが確認された。この泡状 の構造は Bubble 構造と呼ばれ星形成過程に重要な 役割を果たす Filament 構造を形成すると考えられて いるが (Inutsuka et al.2015)、この Bubble 構造の起 源が何なのかは未だ解明されていない。この Bubble は赤外線で特に観測されており PAH と呼ばれる有機 高分子から発せられた輝線であるとされているため、 PAH が破壊されずに赤外線を放射できる温度帯 (数 万度程度)であることが考えられる。HII領域は時速 10km で超新星残骸は時速1万km でそれぞれ膨張す るため進行方向に衝撃波を発生させる。発生した衝 撃波は周囲の星間ガスを取り込むことによってガス を圧縮、加熱し星間空間中を広がるため膨張 HII 領 域や超新星残骸はこのような Bubble を形成できる 可能性があると考えられている。そこで HII 領域や 超新星残骸が様々な条件下でどのような進化を経る のかを知ることが重要となる。今回はこの Bubble が 超新星残骸によって作られたという予測のもと、超 新星残骸の進化を調べることとする。超新星残骸の 衝撃波の進化理論モデルの研究はこれまでにも行わ れてきており、例えば自由膨張解やセドフ解と呼ば れるような膨張衝撃波モデルが知られている。これ らの超新星残骸の初期進化モデルは放射冷却が効か ないとして扱われてきた。一方、放射冷却はガスの 密度が大きくなるほど強くなるため高密度な領域で 発生した超新星残骸は放射冷却の影響を無視できな い可能性がある。そこで冷却が超新星残骸の進化に どのような影響を与えるのかを調べるため、放射冷 却を含めて異なる密度下での超新星残骸の進化をシ ミュレーションを行う。



図 1: JWST による NGC628 の写真。

#### 2 モデル

本章では異なる密度下で超新星残骸がどのような 進化を経るのかを調べるため、シミュレーションを 行うモデルの説明を行う。

#### 2.1 初期条件 (Santiago et al.2019)

超新星残骸は進化の過程で超新星噴出物(イジェク タ)の内側に走る衝撃波であるリバースショックを発 生させる。(Truelove & Mckee 1999)これは膨張す る衝撃波によって圧縮され、圧力が増加した星間ガ スによりイジェクタが減速されることにより発生す る。またこのリバースショックはイジェクタの運動エ ネルギーを熱エネルギーに変換する効果を持つ。本 シミュレーションでは超新星残骸にリバースショック が発生した後の状態を初期条件とする。

#### 2.2 基礎方程式

シミュレーションで解く方程式は流体の方程式で ある連続の式、

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial v}{\partial r} \tag{1}$$

運動方程式、

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

に加えてエネルギーの方程式である。エネルギーの 方程式は断熱ではなく、冷却の効果を含めた形

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho\left(\frac{1}{2}v^2+u\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left[\rho v\left(\frac{1}{2}v^2+u\right) + pv\right] = -Q$$
(3)

を解くこととする。また、今回のシミュレーション ではこの方程式を薄い殻近似と呼ばれる近似を用い て行う。

#### 2.3 冷却率

超新星残骸の衝撃波後面の温度は 100 万度から 1000 万度とされているので冷却率は

$$\Lambda(T) = 1.1 \times 10^{-22} \left(\frac{T}{10^6 K}\right)^{-0.7} \mathrm{erg \, s^{-1} cm^{-3}} \ (4)$$

という冷却関数 (Kim & Ostriker 2015) を用いて、  $Q = n^2 \Lambda(T)$  と表されることする。これは輝線放射 などを考慮した正味の冷却率である。一方膨張とと もに衝撃波が弱くなり衝撃波後面の温度が  $10^5$ K 程度 になってくると放射による冷却は考慮せず、星間ガ スは圧力による仕事でエネルギーを失うものとする。

3 結果



図 2: 衝撃波とリバースショックの運動を表したシ ミュレーション結果 (Santiago et at.2019)

ここで図は冷却により超新星残骸の進化過程が変 化する臨界密度  $5 \times 10^5$ /cc のシミュレーション結果 を表す。縦軸は爆発源からの衝撃波の半径、横軸は 爆発からの経過時間を表す。点線は残骸の前面の衝 撃波で、実線はリバースショックを表す。低密度領域 では周囲の密度が大きくなることにより超新星残骸 の進化のタイムスケールが小さくなるが、放射冷却 の効果はあまり重要ではないことがわかった。一方 高密度領域  $n_0 > 5 \times 10^5$ /cc では超新星残骸の進化過 程は冷却の効果により大きく変化することがわかっ た。具体的にはリバースショックが中心に到達でき ず、イジェクタはリバースショックによって圧縮され ない進化過程を辿ることになる。

#### 4 議論

放射冷却の効果は密度が高いほど大きくなる。ま た、リバースショックがイジェクタに入射する速度は 星間ガスの圧力に依存しており、

$$v^2 = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{P}{\rho} \tag{5}$$

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

でかける。ここで*v*はリバースショックの入射速度、 ρ,*P*は星間ガスの密度、圧力,γ は比熱比である。高 密度領域では衝撃波によって取り込まれた星間ガス 圧力が冷却により直ちに減少してしまい、イジェク タのラム圧の減少率よりも星間ガス圧力の減少率の 方が大きいためにリバースショックは膨張する運動 になると予想される。

#### 5 Future Work

JWST により観測された Bubble が超新星残骸で 作られたことを確かめるため、まず多数の超新星残 骸を爆発させるシミュレーションを行う。その後、残 骸の大きさとその数のヒストグラムを作成し、観測 結果と照らし合わせることにより Bubble の由来が超 新星残骸であるかどうか判断することを目標とする。

#### 6 参考文献

Truelove & Mckee 1999, The Astrophysical Journal Santiago et al. 2019, Monthly Notices Kim & Ostriker 2015, The Astrophysical Journal -index へ戻る

星間b15

### 異なる金属量環境における星形成雲の熱・化学進化

### 村社 伊樹

#### 異なる金属量環境における星形成雲の熱・化学進化

村社 伊樹 (九州大学大学院 理学府 地球惑星科学専攻)

#### Abstract

今回の発表では Omukai et al. (2005) の論文をレビューし、星形成雲の熱進化・化学種の進化について議論す る。重力崩壊する星形成雲の熱・化学進化は金属量に依存していることが知られており、本研究では Omukai (2000) のモデルを宇宙マイクロ波背景放射 (cosmic microwave background 以下, CMB) や重水素の分子 輝線放射の影響を考慮して更新し、異なる金属量ごとに星形成雲の進化段階でどの化学種が熱進化に大きな 寄与を及ぼすのかを調べている。今回新たに追加した重水素の輝線放射は金属量が  $Z = 10^{-5} Z_{sun} 10^{-3} Z_{sun}$ の範囲で中心密度  $n_{\rm H} \sim 10^5 {\rm cm}^{-3}$  で星形成雲の冷却機構で支配的になる。CMB は低金属量環境において星 形成雲の温度が輻射温度以下にならないようにする効果があるが、熱進化を変化させることはほぼない。ま た、今回は重水素の寄与を Omukai (2000) のモデルに追加したモデルを基準モデルとして、そこから熱進化 で重要な役割を担う化学種のみを含めた最小限モデル、基準モデルとのほぼ完全に一致させるために最小限 モデルに化学反応や輝線放射をある程度含めた縮小モデルを構築した。

#### 1 Introduction

宇宙の歴史は約 138 億年といわれており,その中 で星形成は銀河形成や宇宙の化学進化と密接に関係 している。そのため星形成過程の解明は宇宙の歴史 を理解することにつながる。また,星形成が行われ る環境は宇宙の時代によって輻射や磁場,金属量な ど様々なパラメータに違いがある。その環境の違い による星形成過程への影響の解明を目的としており, 特に金属量の違いに着目して研究を行っている。

金属量について、その違いが熱進化や化学進化、磁 気拡効果などに影響を与えることが知られている。今 回はその中でも金属量の違いによる熱・化学進化に ついて One-zone model を適用したシミュレーション による解析を行い、3つのモデルを構築した Omukai et al. (2005)[1] のレビューを行う。

#### 2 Methods

本研究では原子星雲に関連する物理量を中心部領 域のみを考える One-zone model を用いてシミュレー ションを行う。ほぼ Omukai (2000) で構築したモデ ル [2] と計算手法は変わらないが,新たに重水素 (以 下,HDと表記)を化学計算に取り組んでおり,また 外部輻射として CMB のみを考慮している。熱進化 を解くエネルギー方程式は以下のように与えられる;

$$\frac{de}{dt} = -p\frac{d}{dt}\frac{1}{\rho} - \Lambda_{net}.$$
(1)

ここで圧力pは $p = \frac{\rho kT}{\mu m_{\rm H}}$ , 比エネルギー (単為質量あたりのエネルギー)eは $e = \frac{1}{\gamma_{ad}-1}\frac{kT}{\mu_{\rm H}}$ ,  $\gamma_{ad}$ は断熱指数,  $\mu m_{\rm H}$ は平均分子質量である。右辺第1項は圧縮による加熱を表し,第2項は輻射や化学反応による冷却・加熱を表す。また,全体の冷却率 $\Lambda_{net}$ は以下の3つの要素からなる。

$$\Lambda_{net} = \Lambda_{line} + \Lambda_{cont} + \Lambda_{chem}.$$
 (2)

ここで $\Lambda_{line}$ は化学種の輝線放射による冷却を、 $\Lambda_{cont}$ はダストの熱放射による冷却と H<sub>2</sub>の衝突励起放射による冷却を、 $\Lambda_{chem}$ は化学反応による冷却・加熱を表す。Omukai (2000)に加えて HD の輝線放射と 15 の化学反応を含めた、最大で化学種 50 種の 496 の化学反応を含めて計算している。また、外部輻射 としては一部のみ近傍宇宙での CMB を考慮しており、ダスト温度を以下に与えられるエネルギー平衡 方程式によって決定している。

$$4\sigma T_{gr}{}^4\kappa_{gr} = \Lambda_{gas \longrightarrow dust} + 4\sigma T_{rad}{}^4\kappa_{gr}.$$
 (3)

このように化学計算は詳細に解いているが力学に 関しては単純化しており,収縮タイムスケールと光 学的厚みに関しての二つについてのみ考慮している。 自己収縮は Larson-Penston 型の自己相似解を仮定しており、中心密度進化は以下の式で表される。

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho}{t_{col}}.$$
(4)

ここで t<sub>col</sub> は収縮タイムスケールで

$$t_{col} = \frac{1}{\sqrt{1-f}} t_{col,0},$$
 (5)

のように表される。ここで自由落下による収縮タイ ムスケール *t<sub>col,0</sub>* は以下のように定義される。

$$t_{col,0} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}.$$
 (6)

G は万有引力定数, f は分子雲中心での圧力勾配力 と重力の比であり,以下のように記述される。

$$f = \begin{cases} 0 & \gamma < 0.83\\ 0.6 + 2.5 (\gamma - 1) - 6.0 (\gamma - 1)^2 & 0.93 < \gamma < 1\\ 1.0 + 0.2 (\gamma - 4/3) - 2.9 (\gamma - 4/3)^2 & \gamma > 1 \end{cases}$$
(7)

ここで  $\gamma (\equiv dlnP/dln\rho)$  は比熱の実効比である。また、  $\gamma = 4/3$  で f が発散しないように  $f_{max} = 0.95$  としている。また初期段階では f = 0 で自由落下を 仮定している。

光学的厚みに関する密度分布については熱 Jeans 長 $\lambda_J = C_s \sqrt{G\rho}$ によって中央領域の長さスケールが 与えられる。また、エンベロープ ( $r \ge \lambda_J$ ) では密度 は $\rho \propto r^{-\frac{2}{2-\gamma}}$ で減少していく。また、エンベロープ の柱密度は最大でも中心より大きくなることはなく、 大きなドップラーシフトにより輝線の光学的厚みを 減少させるため、中心部の物質による光子の遮蔽の みを考える。また光学的厚みはガス雲が光学的に厚 くなった場合に $\tau_{\nu} = \kappa_{\nu} \rho \lambda_J$ で評価する。

次に初期条件について,再結合後の宇宙の均一な 物質であると仮定しており,電離度や H<sub>2</sub>存在比は それぞれ  $y(e) = 10^{-4}$ ,  $y(H_2) = 10^{-6}$ とする。数密 度は  $n_{\rm H} = 0.1 {\rm cm}^{-3}$ としてその時の温度を Bromm et al. (2002)[3] から 300K としている。ダストサイ ズ分布は近傍宇宙の ISM での MRN 分布 (Mathis et al. 1977[4])を仮定している。炭素は完全に電離して おり,へリウムと酸素は中性から計算を始めている。 また,金属量は太陽近傍の金属量との比を対数でと り,  $[Z/{\rm H}] \equiv \log_{10}(Z/Z_{\rm local})$ と表記する。

#### 3 Results

化学種 50 種の 496 の化学反応を含めた熱進化の 結果を図 1 に示す。黒線と黒破線は金属量 [Z/H] =  $-\infty, -6, -5, -4, -3, -2, -1, 0$  でそれぞれ温度の中 心数密度進化を示している。灰色の点線上では Jeans 質量が一定である。赤破線は $\tau_J = 1$ の密度を示し,こ れより右側では光学的に厚い。いずれの金属量でも光 学的に厚くなってからの熱進化はほぼ同じため,光学 的に厚くなる前までの熱進化の特徴を調べていく。熱 進化の違いから金属量によって初期ガス雲 ([Z/H]  $\leq$ -6),低金属量雲 (-5  $\leq$  [Z/H]  $\leq$  -3),高金属量雲 (-2  $\leq$  [Z/H])に分類する。



図 1: 基準モデル

図2,3,4はそれぞれの金属量について中心数密度 に対する熱進化の寄与を表しており、縦軸の値が大き いほどその密度(進化段階)においてその加熱・冷却が 効果的であることを示す。図中に示している compre は圧縮による加熱, H<sub>2</sub>form は H<sub>2</sub> 形成による加熱, grain はダスト熱放射による冷却, H<sub>2</sub>diss は H<sub>2</sub> 解離 による冷却,H<sub>2</sub>cont は H<sub>2</sub>の衝突励起放射による冷 却、その他はその化学種の輝線放射による冷却の寄 与をそれぞれ示している。初期ガス雲 ([Z/H] ≤ −6) の場合,図1でほぼ差は見られない。これは金属が ほぼ影響していないためである。また、図2では全 体的に H<sub>2</sub> 冷却が効果的となっている。[Z/H] = -6では高密度で一時的にダストによる冷却が効果的に なっているため、[Z/H] = 0 で熱進化に微小な差が 生じている。また,今回追加した HD はほぼ影響し ない。また,H2 が解離と形成を繰り返すことで少し ずつ温度が上昇していることも初期ガス雲の特徴の 一つである。

低金属量雲  $(-5 \le [Z/H] \le -3$ では図 3 から低密 度で一時的に HD が効果的になっていることが分か る。これはダスト表面反応により HD が大量に生成 されるからである。HD よりも OH や H<sub>2</sub>O の輝線放 射による冷却が効果的になってくると同時期に H<sub>2</sub> 形



図 2: 初期ガス雲 ([Z/H] ≤ −6) での加熱率・冷却率 の推移

成による加熱が効果的になり圧縮による加熱以上に なるため急激に温度が上昇する。H<sub>2</sub> 形成が効果的で なくなるまで温度は上昇し,その後はダストによっ て冷却される。次の段階で圧縮による加熱と釣り合 い,徐々に温度上昇する。

高金属量雲  $(-2 \leq [Z/H])$  では図1のように他の 金属量と比べ進化段階初期に温度が下がっているこ とが分かる。これは図4からわかるようにCやOと いった禁制線放射による冷却が圧縮による加熱以上 に効果的になるからである。その後の温度上昇は低



図 3: 低金属量雲 (-5 ≤ [Z/H] ≤ -3) での加熱率・ 冷却率の推移



図 4: 高金属量雲 (−2 ≤ [Z/H]) での加熱率・冷却率 の推移

金属量雲と同じように H<sub>2</sub> 形成による加熱が効果的 になり,温度が一時的に上昇する。次の段階ではダ ストによって冷却され,圧縮による加熱とつり合い, 光学的に厚くなるまで徐々に温度上昇していく。



図 5: 縮小モデル

ここまで基準モデルの熱進化を化学進化と合わせ て特徴を調べたが、このモデルを流体シミュレーショ ンへ適用するには化学種が50種、化学反応は496含 めなければならないため、計算が非常に困難である ことが分かる。そのため熱進化で効果的だった化学 種とその化学反応のみを含めることで基準モデルの ような熱進化を再現しつつも、流体シミュレーショ ンへの適用しやすくしたモデルが図5の縮小モデル である。図5はガス雲が光学的に厚くなる前に効果 的だった 15 種の化学種とその 54 の化学反応が含ま れており,黒線で表されている。また,赤破線は基 準モデルである。赤破線が黒線と重なってほぼ見え ないことから縮小モデルがほぼ完全に基準モデルを 再現していることが分かる。

#### 4 Summary

本研究では原子星雲の異なる金属量で熱・化学進化 を One-zone model を用いてシミュレーションした。 熱・化学的な微細な物理は詳細に解いたものを使用 したが,力学については単純化したものを採用した。 Omukai (2000)のモデルに HD と一部 CMB を考慮 して化学計算に追加した基準モデルを構築した。今 回追加した HD の輝線放射は -5 ≤ [Z/H] ≤ -3の 金属量で低密度の狭い範囲でのみ冷却が効果的にな る。基準モデルは化学種 50 種の 496 反応を含めてい るため,流体シミュレーションへの適用が困難になっ ている。化学種を減らして計算コストを下げるため, 熱進化に強く影響した化学種 26 種の 54 の反応のみ を含めた縮小モデルを構築,より少ない化学種で熱 進化をほぼ完全に再現し,流体シミュレーションに 組み込みやすくした。

次にその後の関連研究の展開をまとめる。今回は初 期の元素存在比やダストサイズ分布を固定していた が、今回用いた値は実際と異なり、それによって熱進 化に差が生じる可能性がある。また、今回は外部輻射 として CMB のみを考慮していたが、輻射流体力学を 考慮して他の外部輻射によっても熱進化が異なる可能 性があり、Omukai, Hosokawa, & Yoshida (2010)[5] は輻射流体力学を顧慮した熱進化モデルを構築して いる。私自身の研究や Higuchi et al. (2018)[6] では 本研究のモデルを拡張したものを磁気流体力学シミュ レーションへ適用して計算している。Higuchi et al. (2018)では金属量を9種類,電離度を4種類,初期質 量磁束比を二種類の計 72 種類の環境を用意し,オー ム散逸・双極性拡散をそれぞれ含めるかいないかで 計288種類の3次元シミュレーションを第一コア形 成時期まで行い, その違いを調べている。私の研究 では近傍宇宙と初期宇宙の間の時期に相当する金属 量を6種類用意してアウトフロー形成時期やその後 にどのような違いが生じるのかを調べており、現在 数値計算を行っている最中である。

#### Reference

- Omukai, K., Tsuribe, T., Schneider, R., & Ferrara, A. 2005, ApJ, 626, 627
- 2. Omukai, K. 2000, ApJ, 534, 809
- Bromm, V., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2002, ApJ, 564, 23
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, ApJ, 217, 425
- Omukai, K., Hosokawa, T., & Yoshida, N. 2010, ApJ, 722, 1793
- Higuchi, K., Machida, N. M., & Susa, H. 2018, MNRAS, 475, 3331

-index へ戻る

星間b16

### 系外惑星探査における恒星の活動性と視線速度測定 精度の関係

### 池田 圭吾

#### 系外惑星探査における恒星の活動性と視線速度測定精度の関係

池田 圭吾 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

#### Abstract

太陽系外惑星の観測において視線速度法はスペクトル線のドップラーシフトを用いた観測法である。しかし, 恒星の活動性によって惑星由来ではない視線速度変動が生じ,惑星探査上の問題となっている。本研究では 活動性の指標である activity indicator から活動性の影響を抑えることのできるスペクトルモデルの構築を 目指しており,その初期段階として活動性の高い天体に対して activity indicator と視線速度の相関について 解析を行なっている。今回は研究の概要と計画を中心に紹介する予定である。

#### 1 Introduction

太陽系外惑星の観測において視線速度法 (図1) は 惑星の発見のみに留まらず、惑星の質量や軌道周期な どのパラメータを測定するために重要な観測法であ る。これらのパラメータは大気組成などの惑星の特 徴を調査する研究や惑星形成の議論に大きく寄与す るため精度の高い視線速度の測定が求められる。一 方,近年太陽系外惑星の観測ターゲットとして低質 量の M 型星や若い恒星が挙げられる。M 型星は低質 量,低温であるため、小型の岩石惑星が生み出す視 線速度変動が大きいこと,液体の水を惑星に存在す ることが期待されるハビタブルゾーンがより短周期 の軌道上に存在することから将来の地球型惑星の発 見、観測候補として注目されている。若い恒星にお いては惑星形成の過程,機動進化を把握するために 惑星観測の面からは保持する惑星の質量や軌道を得 ることが科学的に重要となる。

これらのターゲットは恒星の活動性が比較的高い ことが知られている。例えば、M型星の活動性にお いてはスペクトルタイプと活動性の高い天体の割合 に相関が見られ、低質量の晩期 M型星ほど活動性が 高いことがわかっている(West et al.2015)。一方、恒 星の活動性は観測スペクトルのプロファイルに変動 を生むことがわかっている。吸収線の測定は図2に示 すように観測点をガウシアンなどの関数でフィットす ることで得られる。視線速度法はこれらの吸収線の ドップラーシフトから視線速度を計算するため、吸 収線の幅、深さ、対称性は正確かつ高精度な測定に 重要な要素となる。特に図2にあるように何らかの 原因で吸収線に非対称性が生じた場合、これが惑星 を持つことに由来しない視線速度変動を生むことに なる。これに関し, Reiners et al.(2010,2013) は恒星 が黒点を持つことによる光球との温度コントラスト の存在や黒点の磁気活動が原因となる Zeeman 効果 によりラインプロファイルに変動が生じ, 100m/sの 視線速度変動として観測されうることをシミュレー ションによって示している。これは惑星が生む視線速 度変動と同程度の変動であり,恒星活動が惑星によ る視線速度変動を隠蔽するのに十分な変動量である。

この課題に対し本研究では恒星の活動性を示す指 標である activity indicator をパラメータとしたスペ クトルモデルの導入から視線速度測定の改良を試み ている。このために現在は活動性の高い天体に対し, 視線速度と activity indicator の相関についての調査 を行なっている。本発表ではこの研究の概要と計画 について述べる。

#### 2 Instrument and Data

本研究においては岡山天体物理観測所の188cm 望 遠鏡に搭載された可視高分散分光器 HIDES で取得さ れたデータを中心に進める。HIDES は 2000 年より



図 1: 視線速度法の概略図


図 2: スペクトルの観測とフィットの概略図

運用が開始された装置であり,視線速度法を用いた太 陽系外惑星探査にも活用されてきた。視線速度の測定 にはヨードセル法 (Butler et al.1996;Sato et al.2002) が用いられており,数 m/s の精度での視線速度測定 が可能になっている。恒星黒点の解析などには測光 観測のデータも活用できるため,測光観測のデータ についてはトランジット系外惑星観測衛星,TESS の データを利用する予定である。TESS と HIDES での 観測が同時期に行われているターゲットであれば活 動性のスペクトルや視線速度に対する影響について より詳細に相関を調べることができると期待される。

また,将来の観測,解析においては京都大学せいめ い望遠鏡に搭載された GAOES-RV やすばる望遠鏡 の IRD の活用を考えている。GAOES-RV は HIDES と同じく可視光を観測領域に持つ高分散分光器であ り,せいめい望遠鏡にて 2023 年後期から共同利用が 開始される装置である。せいめい望遠鏡は 3.8m 望遠 鏡であるため HIDES では観測の難しい暗い天体も 観測可能である。IRD はすばる望遠鏡に搭載された 近赤外分光器であり,M型星周りの惑星探査を中心 に行なっている。IRD は近赤外を観測領域に持つた め,活動性の調査において観測波長域を近赤外に広 げられる点が有効である。

#### 3 Analysis Plan

本研究においては最初のターゲットとして活動性 の高い太陽型星である kap 1 Cet を予定している。解 析法としては視線速度, H α線,bisector の解析を行 う予定である。H α線は恒星の活動を示す指標とし て広く用いられている指標であり, activity indicator の一つである。bisector からはスペクトル線の形状 変化,特に対称性に関して調べることのできる指標 になっている。活動性の高い天体に対しこれらの相 関を調べ、今後の解析の指標とする。bisector から 得られるスペクトル線の対称性からは個々の吸収線 がどの程度活動性の影響を受けているかは不明であ る。よって、bisector からスペクトル線の非対称性が 予想される天体に関しては個々の吸収線に関して活 動性から受ける影響、例えば Zeeman 効果との関連 などを解析する予定である。

#### 4 Conclusion

恒星活動は視線速度変動を生じ,惑星探査におい て惑星の発見やパラメータの測定に影響を及ぼすこ とが先行研究により知られている。これに対し本研 究は活動性と視線速度変動の相関を観測から調査し ている。残念ながら本発表までに視線速度変動など の結果を出すことできなかったが,恒星や観測機器 などの他分野にも興味を与えられれば幸いである。

#### Reference

- Butler, R.P., Marcy, G. W., Williams, E., et al., 1996, PASA, 108, 500
- Reiners, A., Bean, J. L., Huber, K. F., et al. 2010, ApJ, 710, 432
- Reiners, A., Anglada-Escudé, E., Jeffers, S.V., et al. 2013, A&A, 552, A.103
- Sato, B., Kambe, E., Takeda., Y., et al. 2002, PASJ, 54, 873
- West, A. A., Weisenburger, K. L., Irwin, J., et al., 2015, AJ, 812, 3

——index へ戻る

星間b17

# 高金属量mid-M型星をトランジットする短周期巨大惑 星TOI-519bの質量決定

### 蔭谷 泰希

### 高金属量 mid-M 型星をトランジットする短周期巨大惑星 TOI-519bの 質量決定

蔭谷 泰希 (東京大学大学院 総合文化研究科)

#### Abstract

太陽型星周りを公転する短周期巨大惑星は現在までに 400 個以上発見されており、その存在頻度は約 1% で あることがわかっている。短周期巨大惑星形成のためには十分な質量を持った原始惑星系円盤が必要である ため、質量が小さな恒星 (M 型星) 周りでの形成は困難であると予測されてきた。しかしながら、2018 年に 打ち上げられたトランジット系外惑星探査衛星 TESS の活躍により、近年徐々に発見され始めている。

本研究では、M 型星周りの短周期巨大惑星候補 TOI-519b について、すばる望遠鏡に搭載された近赤外高 分散分光装置 IRD を用いた視線速度観測を行い、その質量を決定した ( $Mp = 0.463^{+0.082}_{-0.088}$   $M_{Jup}$ )。これに より、TOI-519b が巨大惑星であることを同定した。また、主星質量や半径、金属量等の推定も行い、主星 の金属量が豊富であることや主星がこれまで発見された短周期巨大惑星を有する恒星の中で最も低温度であ り、かつ最も低質量であることを発見した。さらに、短周期巨大惑星を有する M 型星は金属量が高い傾向に あることや M 型星周りの短周期巨大惑星は質量が小さい傾向にあることも確認した。

#### 1 Introduction

木星や土星のような巨大ガス惑星は惑星系におい て恒星を除いて最大の天体である。そのため、巨大 惑星形成の有無がその他の惑星の形成の可否に大き な影響を与える。この観点から、巨大惑星の形成進化 過程の解明は、惑星系全体の形成、構造、多様性を理 解する上で非常に重要である。これまで、観測精度の 制約から短周期惑星の観測が積極的に行われてきた。 太陽型星周りの短周期巨大惑星は現在までに 400 個 以上発見されており、その存在頻度は約1%である ことがわかっている。太陽型星周りの巨大惑星の存 在頻度と、主星金属量の間には正の相関があること が発見されており、この傾向はコア降着モデルによ る予測と一致している。コア降着モデルによる予測 では、原始惑星系円盤内に形成に必要なだけの物質 がないという観点から、質量の小さい恒星 (M 型星) 周りでの短周期巨大惑星形成は困難であると考えら れてきた (e.g., Ida & Lin 2005)。特に、太陽質量の 半分未満の M 型星周りでは短周期巨大惑星形成は不 可能であるする研究も存在する (Burn et al. 2021)。 しかしながら、2018年に打ち上げられたトランジッ ト系外惑星探査衛星 TESS の活躍により、近年徐々 に M 型星周りにおいても短周期巨大惑星の存在が発 見され始めている。さらなる発見によるサンプル数 の増加に加え、惑星パラメータや恒星パラメータの 傾向、そしてそれらの関係性を明らかにしていくこ とは短周期巨大惑星の形成を解明していく上で非常 に重要である。

TOI-519b は TESS と地上望遠鏡によるトランジッ ト観測から、M 型星周りを短周期で公転する木星サ イズの天体であることが確認されている (Parviainen et al. 2021)。しかしながら、質量に関する制限が弱 く、この天体が巨大惑星か褐色矮星かを判断するため にはより厳しい質量の制約が不可欠な状況であった。

本研究では、TOI-519b の質量決定を行うととも に、その他の惑星パラメータ、恒星パラメータの推 定を行った。

### 2 Methods/Instruments and Observations

視線速度法を用いて質量の決定を行った。惑星が 恒星の周りを公転する際、恒星もまた共通重心の周 りを公転している。この時の、恒星の視線方向のふ らつき、つまり速度変化をとらえることによって質 量の決定を行うのが、視線速度法である。主星の視 線速度は以下の式で表される。

 $V = V_0 + K \left\{ \cos \left( f + \omega \right) + e \cos \omega \right\}$ (1)



図 1: TOI-519 の視線速度変動のフィッティング結果とその残差 (Kagetani et al. 2023; PASJ から引用)

ここで、*K* は振幅、*f* は真近点角、ω は近点引数、*e* は離心率である。また、振幅 *K* は以下で表される。

$$K = \frac{M_p \sin i}{\sqrt{1 - e^2}} \sqrt{\frac{G}{(M_p + M_s) a}}$$
$$= (\frac{2\pi G}{P})^{1/3} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \frac{M_p \sin i}{(M_p + M_s)^{2/3}} \quad (2)$$

ここで、*M<sub>p</sub>* は惑星質量、*M<sub>s</sub>* は恒星質量、*i* は軌道 傾斜角、*a* は軌道長半径、*P* は公転周期、*G* は重力定 数である。視線速度法のみでは軌道傾斜角*i* を決定す ることができないため、惑星質量の下限値(*M<sub>p</sub>* sin *i*) しか決定することができない。しかし、軌道傾斜角 を決定することが可能なトランジット法を用いた観 測と組み合わせることで、真の惑星質量を決定する ことが可能となる。実際の解析では、観測データに ついて式(1)の視線速度のモデルを用いてマルコフ 連鎖モンテカルロ法(MCMC)を用いたフィッティン グを行い、振幅 *K* を決定し、その後、式(2)を用い て質量決定を行った。

本研究では、すばる望遠鏡に搭載された近赤外光 分散分光装置 IRD を用いて視線速度観測を行った。 IRD は 930-1740nm の波長域と、約 70000 の分解能 を持つ。我々は 2019 年 11 月から 2022 年 1 月の間 に 13 夜観測を行い、25 点の観測データを得た。観 測は Subaru-TESS intensive followup program (ID: S19A-069I, S20B-088I, S21B118I) の中で行われたも のである。また、観測時の空の状況を考慮したデー タの取捨選択を行い、最終的に、18 点の観測データ を採用した。

#### 3 Results

視線速度観測と解析結果を図 1 に示す。この観 測と解析から TOI-519b の質量について  $M_p = 0.463^{+0.082}_{-0.088} M_{Jup}$ という結果を得た。この結果から TOI-519b が褐色矮星ではなく間違いなく巨大惑星 であることを同定した。さらに、IRD に加え、近赤 外中分散分光装置 IRTF/SpeX を用いた観測も行い、 主星パラメータの推定を行った。主星質量、半径、金 属量、有効温度等の推定を行い、それに伴い、惑星 に関するパラメータの推定も同時に行った。主星と 惑星の主要なパラメータの値を表 1 に示す。

表 1: TOI-519 系のパラメータ						
主星パラメータ						
$R_{\star}~(R_{\odot})$	$0.350\pm0.010$					
$M_{\star} \ (M_{\odot})$	$0.335 \pm 0.008$					
$T_{\rm eff}$ (K)	$3322\pm49$					
[Fe/H] (dex)	$0.27\pm0.09$					
惑星パラメータ						
$R_p \ (R_{\rm Jup})$	$1.03\pm0.03$					
e	$0.06^{+0.09}_{-0.04}, 3 \sigma < 0.33$					
$M_p \ (M_{ m Jup})$	$0.463\substack{+0.082\\-0.088}$					
a (au)	$0.0159 \pm 0.0001$					
$T_{\rm eq}$ (K)	$687 \pm 14$					

#### 4 Discussion

短周期巨大惑星を有する恒星の金属量と有効温度の関係を図2に示す。この図から、TOI-519は短周



図 2: 短周期巨大惑星を保持する恒星の有効温度と金 属量の関係 (Kagetani et al. 2023; PASJ から引用)

期巨大惑星を有する恒星の中で最も低温度であるこ とがわかる。また、短周期巨大惑星を有する恒星の 中で低質量のものは金属量が高い傾向にあることが わかる。これは、低質量星周りであっても高金属量で あれば短周期巨大惑星の形成が可能であること、そ して、低質量星周りにおける短周期巨大惑星形成は 太陽型星周りに比べて強く金属量に依存しているこ とを示唆している。この傾向は先行研究によって指 摘されている傾向とも一致している (e.g., Gan et al. 2022)。

恒星金属量と惑星質量の関係を図3に示す。この図 から、M型星周りの短周期巨大惑星は質量が小さい 傾向にあることがわかる。この傾向は理論的な予測 とも一致している (e.g., Tanigawa & Ikoma 2007)。 一つの可能性としては、M型星周りにおいては原始 惑星系円盤内に、より質量の大きな惑星の形成を可能 にするだけのガスが不足しているというものである。

上記の様々な傾向や相関を調べるためには、今後 サンプル数を増やしていくとともに、存在頻度等を 用いた統計的な議論が必要となる。

### 5 Conclusion

M 型星周りの短周期巨大惑星候補天体 TOI-519b について視線速度観測行いその質量を決定した。こ れにより TOI-519b が褐色矮星ではなく巨大惑星で あることを同定した。また、主星質量、半径、金属 量等のパラメータ推定も行い、TOI-519 が高金属量



図 3: 主星金属量と惑星質量の関係 (Kagetani et al. 2023; PASJ から引用)

であり、短周期巨大惑星を持つ恒星の中で最も低温 度であることを発見した。

詳細については Kagetani et al. 2023, PASJ を参 照されたい。

#### Reference

Ida & Lin 2005, ApJ, 626, 1045

Tanigawa & Ikoma 2007, ApJ, 667, 557

Burn et al. 2021, A&A, 656, 26

Parviainen et al. 2021, A&A, 645, 12

Gan et al. 2022, MNRAS, 511, 83

——index へ戻る

星間b18

## レプリカ交換法を用いた系外惑星観測の自動スケ ジューリングアルゴリズムの開発

### 河合 優悟

### レプリカ交換法を用いた系外惑星観測の 自動スケジューリングアルゴリズムの開発

河合 優悟 (東京大学 M2)

#### Abstract

太陽系外惑星は 1995 年以来、5,000 個以上発見されており、その候補も同じく 5,000 個以上発見されてい る。これらは特に系外惑星探査衛星 Kepler や、Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS) の宇宙望遠 鏡サーベイにより発見されたものであるが、惑星候補が真に惑星であるかを知るためには、地上からの追加 観測が不可欠である。さらに惑星候補は Gaia 宇宙望遠鏡などのサーベイからも今後 10 年で数万個以上増え る予想されている [1]。よって、地上でどれだけ効率的な追加観測が行えるかは、惑星探査自体の効率を左右 する。

本研究では、数千個の惑星候補から、ある日の観測に最適な天体を自動で選択するアルゴリズムを開発して いる。現在所属する研究室では、MuSCAT2[2]という撮像装置を用い、地上からの惑星候補の追加観測を年 間 300 夜以上行っている。現状、天体はその日観測担当者が手動で選定するが、これには多大な時間を要す る上、担当者間での再現性に欠くという問題がある。ここで、選定時に考慮する天体の高度、優先度や、月 との距離、などの複合的な要素を一つのコスト関数として表現し、これを最小化することで選定を自動化す るという着想を得た。現在はアルゴリズムの試運転を行なっている。

本公演では、まず候補天体が増え続けている系外惑星探査の現状と展望、本研究に関する具体的な着想について紹介し、その後今回コスト関数の最小化に用いたレプリカ交換法 [3] と呼ばれる手法を紹介する。また、このアルゴリズムの現在のパフォーマンスについても述べる。今後この天体の自動選定アルゴリズムが実用 化されれば、所属する研究室の観測装置や系外惑星観測だけでなく、異なる装置や分野の観測スケジューリングにも応用可能であると考える。

### 1 Introduction

さまざまな探査衛星の活躍により増加の一途をたど る惑星候補が真に惑星であるかを知るためには、地 上からの追加観測が不可欠である。よって、地上で どれだけ効率的な追加観測が行えるかは、惑星探査 自体の効率を左右する。現在所属する研究室では、 MuSCAT2[2]という撮像装置を用い、地上からの惑 星候補のトランジットの追加観測を年間 300 夜以上 行っている。

追加観測のための惑星候補のトランジット時刻表 の一例を Figure1 に示す。現在は、その日の観測担 当者が、この図を参考に高度やトランジットの時刻 に余裕のある天体を一晩分選定するが、これには多 大な時間を要する上、担当者間での再現性に欠くと いう問題がある。

#### 2 Methods

本研究では選定時に考慮する天体の高度、優先度や、 月との距離、などの複合的な要素を一つのコスト関 数として表現し、これを最小化することで選定を自 動化するという着想を得た。ここで使用したのは、レ プリカ交換法と呼ばれるマルコフ連鎖モンテカルロ 法の一種である。このためにまず、トランジットの 時刻表を行列として記述する方法を考える。



Figure 1: 惑星候補のトランジット時刻表の一例

#### **2.1** 観測行列の定義

例えば先ほどの時刻表から二つ候補を選定した場合、 その天体を観測している時間に1を、それ以外のマ スに0を入れた観測行列はFigure2のように書ける。 これを任意のL個の天体について観測時間をM分

割した場合に拡張すると、一般化した行列は Figure3 のように書ける。すると、ある時間では必ず一つの 天体しか観測できないことを示す条件

$$\sum_{l} a_{lm} = 1 \tag{1}$$

を満たす任意の観測プランを、コスト関数を用い て評価することができる。



		天作 TOI TOI	本 時間 03901.01 04090.01	21 1 0	22 1 0	•••	3 0 1	4 0 1	5 0 1	- 1:観測する 0:観測しない
	1	2		M-2			M-1			M
天体1	0	1		0			0			1
天体2	1	0		0			1			0
•••										
天体 L	0	0		1			0			0
$\mathbf{A} = \{a_{lm}\}, (1)$ (L:天体数, M	· ≤ l ≤ L !:時間の	.,1≤r Dグリ	n ≤ M) ッド数)	$X \Sigma_l$	a <sub>lm</sub> =	= 1 (	各	列に	11	上一つだけ

 $a_{lm} = \begin{cases} 1, observing \\ 0, otherwise \end{cases}$ 

望遠鏡は一つしかないため、 ある時間では必ず一つの 天体しか観測できない

Figure 3: 観測プランを一般化した場合の行列

#### 2.2 レプリカ交換法

任意の観測行列についてコスト関数の評価を繰り返 し、これを最適化する基本的な方針は以下のとおり である。

- 1. ランダムに列を選び、その中のランダムな行を 1が入った行と入れ替える
- 入れ替えた行列を新しく提案されたサンプルとしてコスト E を計算
- 3.  $r < \exp(-\beta \Delta E)$  で新しい提案を採択する
- ここでrと $\Delta E$ はそれぞれ以下の通りである。

= U(0,1)

 $\Delta E = E( 新サンプル ) - E (現在のサンプル )$ 

これはメトロポリス法と呼ばれる MCMC におけ るサンプリング手法であるが、探索の余地(コスト 関数が増加する場合でも採択される可能性)は任意 の係数 β 一つに委ねられており、局所解で探索が止 まってしまう可能性は高い。(β = 0 で必ず採択) ここで、β の値が異なる複数のマルコフ連鎖(チ ェーン)を並列で走らせることで、β の小さい(採択 確率の高い)チェーンが広いパラメタ空間の探索を 担保し、β の最も大きい(採択確率の低い)チェーン が事後分布からのサンプリングを担保するよう、以 下の条件でチェーン間でサンプルの交換を行うアル ゴリズムを考える。

1.  $r < \exp(-\Delta\beta\Delta E)$  チェーン i と チェーン i+1 を交換

ここで  $\Delta\beta$  と  $\Delta E$  はそれぞれ以下の通りである。

$$\Delta \beta = \beta(\mathcal{F} \mathbf{x} - \mathcal{V} i) - \beta (\mathcal{F} \mathbf{x} - \mathcal{V} i + 1)$$
$$\Delta E = E(\mathcal{F} \mathbf{x} - \mathcal{V} i) - E (\mathcal{F} \mathbf{x} - \mathcal{V} i + 1)$$

これは、レプリカ交換法 [3] として知られており、 メトロポリス法などのサンプリング手法よりもより 広い空間を探索することができる利点を持つ。

#### 3 Results

本研究の暫定的な結果を Figure4 に示す。



Figure 4: レプリカ交換法アルゴリズムの結果

これはある晩の全てのトランジットする候補天体 について、上記のレプリカ交換法アルゴリズムを適応 したものである。各列のプロットがそれぞれ、チェー ンごとの

- 1. コストの推移
- 2. コストの期待値
- 3. トランジットの観測割合の推移

2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

を示している。例えばコストの推移では、βの大きい チェーンに向かうに連れてコストが最小化されてい ることや、βの小さいチェーンでは局所解を抜け出 し、途中でコストが上昇している様子が見受けられ る。コストの期待値のヒストグラムでも、この様子 を確認することができる。また、トランジットの観測 割合(100% でトランジットを ingress から egress ま で観測)では、βが最小のチェーンでは 10% 程度で 推移していることに対し、最大のチェーンでは 80% 以上観測できていることがわかる。

#### 4 Discussion

現在のアルゴリズムもある程度の実用性を持つが、 チェーン数、βの間隔などに恣意性が存在する分、更 なる最適化の余地を持つ。例えば Figure4 のコスト の期待値にもう一度着目すると、上段から4番目と5 番目のチェーンにかけて期待値が急激に変化してい ることが見受けられる。すなわちこのチェーンの間 ではサンプルの交換がほとんど行われておらず、パ ラメタ空間の探索が十分ではない可能性がある。

また、本予稿ではスペースの問題から割愛したコ スト関数の設計にも改善の余地があるだろう。現在 のコスト関数は、トランジットの観測割合や、それぞ れの天体の観測価値などを評価軸としているが、ど のような天体に観測価値があるかを、一般的に定め ることは難しい。こうした課題を解決することで、さ らに汎用性の高いスケジューリングアルゴリズムの 完成を目標とする。

#### Reference

- 1. Perryman et al., ApJ, 797, 14 , 2014
- 2. Narita et al, JATIS, 5, 1, 2018
- 3. Hukushima, CPC, 147, 1-2, 2002

-index へ戻る



## PRime-focus Infrared Microlensing Experiment

## 山響

#### **PRime-focus Infrared Microlensing Experiment**

山響(大阪大学大学院理学研究科)

Abstract

我々は重力マイクロレンズ法による太陽系外惑星探査を行っている。重力マイクロレンズ法は雪線以遠の 冷たく、軽い惑星に感度がある唯一の手法である。重力マイクロレンズ法に適した星の数密度が高い銀河系 中心領域はダストが多く可視光は強く減光されるため、観測波長には近赤外線が適している。我々は世界初 の近赤外線による銀河系中心方向の広視野重力マイクロレンズサーベイを行うために、口径 1.8 m の新望遠 鏡 PRIME(PRime-focus Infrared Microlensing Experiment)を南アフリカ共和国 Sutherland 観測所に建 設した。PRIME の観測によりこれまでの可視光重力マイクロレンズ探査 (MOA) に比べて約 10 倍の惑星発 見数が期待される (Kondo et al 2023)。

#### 1 背景

初めての系外惑星発見から現在までに約 5000 個の 系外惑星が発見されている。太陽系には存在しない ような惑星を含め多種多様な系外惑星が発見されて いるが、それらの分布や形成過程はよくわかってい ない。惑星の分布や形成過程の解明には、より多く の観測が必要である。

申請者が所属する研究グループは重力マイクロレ ンズ法で太陽系外惑星の探査を行なっている。重力 マイクロレンズ法による系外惑星の探査は、主星か ら比較的離れた雪線以遠の地球程度の低質量な惑星 まで感度を持つ唯一の方法である(図1)。雪線とは、 水が氷になる境界のことであり、現在発見されてい る惑星の多くは主星近傍の灼熱惑星なので、雪線以 遠の冷たい惑星の分布はよくわかっていない。惑星 形成の全貌を明らかにするには、冷たい惑星の質量、 軌道分布を解明することが必須であり、これにより 初めて太陽系が普遍的かどうかを解明することがで きる。

2020年代半ばに打ち上げが予定されている Roman 宇宙望遠鏡は近赤外線を用いた銀河系中心方向の広 視野重力マイクロレンズサーベイを行い系外惑星の 探査を行う。しかし、Roman 宇宙望遠鏡が観測を行 う銀河系中心方向は可視による重力マイクロレンズ 法の観測が難しく (詳しくは3を参照)、未だ銀河系中 心方向における重力マイクロレンズイベントのイベ ントレートはよくわかっていない。そのため、Roman 宇宙望遠鏡の観測領域を最適化し観測効率を最大に するためには、Roman 宇宙望遠鏡が打ち上がる前に 銀河中心方向における重力マイクロレンズイベント のイベントレートマップを作成する必要がある。



図 1: 現在までに検出された系外惑星。横軸は軌道長半径をそれ ぞれの系の雪線で規格化した値、縦軸は惑星質量(地球質量)の 値である。紫色の点が重力マイクロレンズ法で検出された惑星。

### 2 重力マイクロレンズ法

重力マイクロレンズ法とは重力マイクロレンズ現 象を用いてソース星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(xallarap 効果に よりソース天体に付随する惑星も検出可能 (Miyazaki et al 2021))。重力マイクロレンズ現象の概略を図 2 に示す。重力マイクロレンズ現象は重力レンズ現象 から説明される。重力レンズ現象は、星や銀河など の光源(ソース天体)から出た光が観測者と光源の 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

間に存在する天体(レンズ天体)の重力場によって 曲げられ、複数の像や円弧の像が見える現象である。 重力マイクロレンズ現象ではレンズ天体の重力が弱 く、像が分解できないためソース天体の増光現象と して観測される。この時、レンズ天体に伴星が付随 しているとソース天体の増光に加え伴星の重力マイ クロレンズ現象による特徴的な光度変化(アノーマ リー)が観測される(図3)。一般的に重力マイクロ レンズ法では増光現象をモデルフィッティングするこ とでレンズ天体の主星と惑星の質量比など、規格化 された量を求めることができるが惑星の真の質量は 求めることができない。また、レンズ天体までの距 離、質量、ソース天体とレンズ天体の相対的な固有 運動速度の三つは縮退しており解くことができない。 しかし、重力マイクロレンズ現象の高次効果である 有限ソース効果やパララックス効果などを観測でき れば、縮退している3つのパラメータを求めること ができ、それらから惑星の真の質量や惑星までの距 離を求めることができる。また、重力マイクロレン ズ法は単独で宇宙空間を漂う自由浮遊惑星を検出す ることも可能である。

重力マイクロレンズ法は主星の明るさに関係なく 惑星を探査できるため、M型星のような暗い主星周 りの惑星を探査できる。しかし、重力マイクロレン ズ現象が起こる確率は10<sup>-6</sup>程度で非常に低い。その ため重力マイクロレンズ法による系外惑星探査では 広視野・高頻度のサーベイ観測が必要である。また、 観測領域として星の数密度が高い銀河系バルジ領域 が最適である。



図 2: 重力マイクロレンズ現象の概念図。中央がレンズ天体、右 がソース天体。



図 3: 重力マイクロレンズ現象による増光の例 (Bond et al 2004)。レンズ天体の主星による増光に加え、左側 (横軸 2840 付近) に惑星によるアノーマリーが見えている。

### 3 新望遠鏡 PRIME の意義

重力マイクロレンズサーベイの観測領域として適 する場所は星の数密度が高い銀河系中心方向である。 しかし、銀河系中心方向にはダストが多く、可視光は 強く減光される。そのため銀河系中心方向の観測波 長は減光の影響を受けにくい近赤外線が適している。

そこで我々は世界初の近赤外線による銀河系中心 方向の広視野重力マイクロレンズサーベイを行うた めに、口径 1.8 m の新望遠鏡 PRIME(図 4)を南アフ リカ共和国 SAAO に建設した。

PRIME 望遠鏡は主焦点に広視野近赤外線観測装 置 PRIME-Cam を設置されている。PRIME-Cam は NASA Goddard Space Flight Center にて製作され た。検出器には Teledyne 社製の H4RG-10が4枚使用 され、Z,Y,J,H-band の4つのフィルターと narrowband フィルターが搭載される。重力マイクロレンズ サーベイでは主に H-band(1500 ~ 1750 nm)が使 用される。

PRIME 望遠鏡は近赤外線重力マイクロレンズサー ベイを行うため、可視光では観測できない銀河系中 心方向をサーベイできる。銀河系中心方向は星の数密 度が高いため、惑星発見数がこれまでの観測 (MOA) に比べ約 10 倍になる。地球質量以下の惑星の検出数 も増え、より正確な惑星分布を求めることができる。 これにより銀河系中心方向の惑星頻度を世界で初め て見積もることができ、従来の可視光で観測してい 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校

る領域と比較することで、惑星頻度の環境依存性を 検証することができる。また、PRIME 望遠鏡は近赤 外線を用いて銀河系中心方向のマイクロレンズイベ ントレートを測定することにより、Roman 宇宙望遠 鏡の観測領域を最適化できる。さらに Roman 宇宙 望遠鏡と同時観測することで惑星質量など詳細なパ ラメータを測定できる。近赤外線・広視野・南天と いう観測装置は非常に貴重であり、PRIME 望遠鏡は マイクロレンズ探査以外の突発天体サイエンスにも 有用で、重力波イベントの電磁波対応天体探査など も実施する予定である。



図 4: PRIME 望遠鏡

### 4 PRIME の進捗と今後の展望

Roman 宇宙望遠鏡の打ち上げ (2026 年予定) 前に イベントレートマップを作成するには、一刻も早く PRIME 望遠鏡による銀河系中心方向の観測を開始 する必要がある。

PRIME 望遠鏡筐体は 2022 年 7 月に建設を終え、 直後に光学系の調整を実施した (Yama et al 2023)。 2022 年 9 月には NASA と共同で PRIME-Cam のイ ンストールを実施した。しかし、PRIME-Cam の検 出器や筐体冷却にトラブルがあり、それらを解決す るメンテナンスと PRIME の最終光学調整を 2023 年 6 月に実施した。メンテナンスでは無事にトラブル を解決でき、PRIME の最終光学調整も目標として いる光学性能を達成することができた。

現在、PRIME は重力マイクロレンズサーベイの 本格的な開始に向けて最終的な試験観測を実施して いる。2023 年の後半に、PRIME は重力マイクロレ ンズサーベイを本格始動し、2024 年度末には最初の イベントレートマップを作成し終える。また、2024 年には近赤外線分光装置 South Africa Near-infrared Doppler(SAND)(Takahashi et al. 2020) が PRIME に導入される予定で、PRIME は視線速度法による 系外惑星探査も実施していく。

#### Reference

- Kondo et al, 2023, AJ, 165, Issue 6, id.254, 18 pp
- Miyazaki et al, 2021, AJ, 161, Issue 2, id.84, 10 pp
- Bond et al, 2004, AJ, Volume 606, Issue 2, pp. L155-L158
- Yama et al, 2023, JAI, Volume 12, Issue 3
- Takahashi et al, 2020, Proceedings of the SPIE, Volume 11447, id. 114473<br/>E $13~\rm{pp}$

-index へ戻る

星間b20

# 近赤外線観測装置kSIRIUSを用いた系外惑星の観測 評価

## 藤島 葵

### 近赤外線検出器 kSIRIUS を用いた系外惑星の観測評価

藤島 葵 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

#### Abstract

今年の1月、鹿児島大1m 望遠鏡に1m 観測グループで開発した近赤外観測装置 kSIRIUS のファーストラ イトが行われた。開発に8年を要した kSIRIUS は、3バンド同時撮像が可能で8月には可視2バンドも追加 され、多波長・高時間分解能での観測が実現する。修士の研究課題として kSIRIUS の特徴を活かして系外 惑星の半径や大気の厚さ、長期観測による惑星の軌道の推定などを行う。しかし、kSIRIUS ではトランジッ ト観測はまだ行われておらず、どの程度の光度変化を検出できるか不明である。観測対象の系外惑星の選定 をするためには、装置の相対測光の精度評価が必要である。また、精密な相対測光を実現する画素固定のた めの重心検出ソフトウェアを作成した。これらの開発現状と評価を示し、今後の展望を述べる。

#### 1 Introduction

系外惑星観測のうち、鹿児島大1m 望遠鏡とkSIR-IUS は惑星が主星を掩蔽する光度変化を捉えるトラ ンジット法での観測が適している。修士の研究課題 では波長ごとのトランジットの光度変化(深さ)を観 測し、大気組成や厚さの推定、長期的な観測から軌 道の推定などを行う。観測候補の選定をするには、装 置がどこまでの光度変化を捉えられるかを把握する 必要がある。まだ kSIRIUS は相対測光の評価がない ため、トランジットの深さを検出できる範囲も不明 である。そのため、GJ1214bのトランジットを観測 し、評価を行っていく。この系外惑星の光度変化は 1%程度である (Narita et al. 2013)。多くの系外惑 星は1%よりも変化が小さいため、検出ができない 場合、ほとんどが観測できないことになる。



図 1: 系外惑星の等級とトランジットの深さの関係 **3** NASA Exoplanet Archive より

#### 2 Instruments

鹿児島大 1m 望遠鏡 (図 2) は鹿児島県薩摩川内市 入来町の標高 550m に位置する光赤外望遠鏡である。 f/12 のカセグレン焦点に観測装置を配置する。kSIR-IUS は 1m 観測グループで開発を進めていた近赤外 検出器で、J(1.26 μ m),H(1.65 μ m),Ks(2.12 μ m) の 3 バンド同時撮像が可能である。ピクセルスケール 0.69"、270 秒積分 S/N=10 の限界等級は J:15.8等、 H:15.5等、Ks:14.7 等である。2023 年 1 月にファー ストライトを迎え、運用されている。今後は可視域 の g,i も追加され、5 バンド同時撮像が可能になる。



図 2: 鹿児島大 1m 望遠鏡

#### Methods

トランジットの光度変化の早さは1分以下である。 そのためディザリングではなく、同じピクセル(検出 器の素子)で固定しアパーチャー測光を行う。精密測 光には、高精度なピクセル固定が重要である。精密に 動く望遠鏡でも、経緯台の動きによる歪みなどで誤 差が大きくなる。そのため、一枚撮影ごとに向きを微 修正していく必要がある。得られたfits 画像から望遠 鏡の向きをオフセットして、天体の重心をあらかじ め決めた座標に自動で固定するソフトウェアを作成 した。測光、重心計算には IRAF (Image Reduction and Analysis Facility)を用いて作成した。重心検出 ソフトウェアにはいくつかの工程に分かれる。i 最初 に固定するピクセルの指定、ii 撮影、iii 天体の重心 を測定、iv 天体と固定ピクセルの距離を計算、v 望 遠鏡の向きをオフセット、vi 撮影である。iii~vi は セットした数だけ繰り返される。



図 3: 重心検出ソフトの概要

#### 4 Observations and Results

観測天体は系外惑星 GJ1214 の参照星 C1,C2 で、 理由は今の状態では kSIRIUS の視野に GJ1214 と参 照星すべてが収まらないからである。ローテータを 90 度回転すれば、観測可能なので今後観測を行って いく。未処理の段階だが、得られたライトカーブは3 バンドとも一定の割合で変化していることが確認で きた。これは視線方向の大気の厚さが星の移動とと もに変化していることが原因と考えられる。今後は このデータの処理はもちろん、トランジットの観測 も行い、測光精度の評価を進めていく。



図 4: 今回の観測で得られたライトカーブ

#### 5 Conclusion

天体の精密測光のための重心検出ソフト IRAF を 用いて作成した。測光データのライトカーブより、 視線方向の大気の影響による光度変化を確認した。 2023 年度 第 53 回 天文·天体物理若手夏の学校

今後も系外惑星のトランジット観測・解析を進めて kSIRIUSの測光精度を確定していく。

### Reference

N Narita 2013, PASJ

——index へ戻る

星間b22

高密度コアの衝突により誘発されるストリーマ構造の 形成

吉野 碧斗

### 高密度コアの衝突により誘発されるストリーマ構造の形成

吉野 碧斗 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

#### Abstract

星は分子雲コアの重力収縮で形成される。近年、ストリーマと呼ばれる分子雲コアの外側から原始星円盤に 落ち込む物質の非対称な流れが検出されている。Pineda et al. 2020 では NOEMA と ALMA によるペル セウス座分子雲中の若い原始星系 Per-emb-2 の観測結果を紹介している。この観測から、高密度コアの外側 と、円盤スケール付近で非対称性が生じる領域とを結ぶ、化学的に新鮮な物質からなる大規模なストリーマ が存在することが明らかになった。このストリーマは自由落下運動と一致し、滑らかな速度勾配を持つこと から、中央の高密度コアからの重力が支配的であることが示唆された。また、ストリーマの質量と降着率を 見積もり、原始星降着変動に影響を与える可能性を明らかにした。この観測結果は、非軸対称降着流の重要 性を強調し、ストリーマが若い円盤のリングの形成に影響を与えている可能性を示唆している。こうした発 見は、初期原始星系における円盤の形成と進化についての理解を深めることにつながり、これらの過程にお ける局所環境の重要性を明らかにするものである。本講演では Pineda et al. 2020 をレビューし、さらにス トリーマ構造の形成過程の解明に向けた、高密度コア衝突の研究への展望を議論する。

#### 1 Introduction

分子雲コアの重力収縮により、原始星とそれを取 り囲む原始星円盤が形成され、コア内の物質は円盤 に落ち込み、円盤から原始星に降着することで星が 形成される。ここ数年、ストリーマと呼ばれる分子雲 コアの外側から原始星円盤に落ち込む物質の非対称 な流れの検出が増加している (Valdivia-Mena et al. 2022)。ストリーマが質量降着の過程にどのような影 響を与えるかはわかっていない (Valdivia-Mena et al. 2022)。Pineda et al. 2020 では、円盤と高密度コア の関係を調査するために、最も若い星系の一つであ る Per-emb-2 を観測している。Per-emb-2 はペルセ ウス座分子雲に位置する距離 300 pc にある原始星系 で、若い近接連星系 (<20 au) を形成している。現在 観測されている光度は、化学組成から予想されるも のよりも大きく、一時的に降着率があがる降着バー ストの強い証拠になる。また降着率は現在の降着率  $(\dot{M}_{\text{burst}} = 7 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}, M_{\odot} \text{ は太陽質量})$ と比 較して 10 倍増加する必要がある。したがって、この 原始星系は、降着変動における環境の役割を研究す る絶好のターゲットである。さらに、より高角度分 解能の観測によって、円盤のスケール(300 au 以下) の近くに羽のような分子流の存在を示唆する特徴や、 分子流に垂直な方向に速度勾配があることから、重 力的に不安定な円盤の存在が示唆されている (Tobin,

J. J. et al. 2018) が、このシナリオを確証するには、 明確なケプラー回転を示す詳細なガスの運動学的情 報が必要とされる。分子雲中の円盤と星形成を追跡 するシミュレーションでは非対称降着流が見られて おり (Kuznetsova, A., Hartmann, L., & Heitsch, F. 2019)、これらの流れは、軸対称インフォールと比べ て原始星の降着率を変化させると考えられる。観測 結果から、高密度コアの外側から化学的に若い物質 (炭素鎖分子種)からなる明るいストリーマが形成さ れ、円盤と結びついていることがわかった。このス トリーマは、円盤スケール付近で非対称性が生じる 領域と高密度コアの外側をつなげる役割を果たして いる。興味深いことに、この新しい構造は、従来の 円盤の構造とは異なる解釈を示唆している。この構 造は、円盤スケールよりも大きく、初期原始星系に おける局所的環境の重要性と若い円盤におけるリン グの形成の初期条件についての新たな理解につなが ると考えている。これにより、星形成プロセスにつ いてさらに理解を深めることができると考えている。



図 1: NOEMA と ALMA による Per-emb-2 の観測。50 % 一次ビームの応答を白い点線の円で示す。ノイ ズレベルが 0.166 mJy beam<sup>-1</sup> である場合の 1 mJy beam<sup>-1</sup> における ALMA 1.3 mm のコンターレベルを a と d に示す。

#### 2 Observations

#### 2.1 NOEMA

NOrthern Extended Millimeter Array (NOEMA) はBand1 受信機と PolyFix 相関器を用い、Per-emb-2 領域を観測した。観測はHC<sub>3</sub>N、CCS、<sup>13</sup>CS、N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>、 N<sub>2</sub>D<sup>+</sup> などの分子遷移を対象とした。研究チームは、 得られたデータから積分強度マップを作成し、観測 対象の分子の強度分布を可視化した。

#### 2.2 ALMA

Per-emb-2 領域は、12 m の Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA)を用いて観 測された。データは較正を行い、イメージングされ ている。また 1.3mm の連続画像はマルチスケールイ メージングを行った。さらに位相と振幅のセルフキャ リブレーションを行い、ノイズとアーティファクト を減らして最終画像を改善した。その結果、得られ た画像の r.m.s. ノイズは 166 µJy beam<sup>-1</sup> となり、セ ルフキャリブレーション前のノイズレベルと比べて 非対称な特徴がより明確になっている。

#### 3 Results

ALMA の観測によって、高密度のコアの内部から 発生する 1,000 au 以下の小さな降着流が発見された。 また NOEMA を用いて、いくつかの分子線を観測し、 10.500 au を越えて円盤形成スケール(300 au 未満) まで伸びる新鮮な物質(原子状炭素がまだ主に CO に変換されていない)の流れがあることを明らかに した (図1)。上空で距離が近いからといって、天体が 物理的に関連しているとは限らないが、視線速度が 似ていれば物理的に関連していると考えられる。そ こで、ストリーマに沿ったガス速度と速度分散を導 出した(図2、3)。この速度マップは滑らかな速度 勾配を示し、ストリーマの端で最大の速度差がある。 中心付近の速度は原始星系の速度と一致する。ガス 速度マップは滑らかな勾配を示し、測定された速度 分散は 10 K における音速の 0.5 倍以下の亜音速の乱 流を示しており、原始星の分子流による影響を受け ていない新鮮な物質であることを示唆している。

ここで、ストリーマの自由落下崩壊について説明 する。圧力を無視または自由落下崩壊の場合、与え られた質量と半径に対して、崩壊の速度とタイムス ケールの両方を見積もることが可能である。自由落 下速度は次のように定義される。



図 2: HC<sub>3</sub>N  $J = 10 \rightarrow 9$ の放射によって追跡された ストリーマの重心速度マップ



図 3: HC<sub>3</sub>N  $J = 10 \rightarrow 9$ の放射によって追跡された ストリーマの速度分散マップ

$$v_{\rm ff} = -\sqrt{\frac{2GM}{R}} \tag{1}$$

ここで、*M* は半径 *R* で囲まれた質量、*G* は重力定数である。また、自由落下のタイムスケールを次のように見積もる。

$$t_{\rm ff} = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \tag{2}$$

速度勾配は

$$\operatorname{grad}_{v,\mathrm{ff}} = \sqrt{\frac{GM}{2R^3}}$$
 (3)

 $HC_3N(J=10 \rightarrow 9)$ の速度マップを使ってストリーマの運動学的性質を推定する。測定された速度勾配は 11.5 km s<sup>-1</sup> pc<sup>-1</sup> で、これは純粋な自由落下の値の 60 % 以内である。このことから、ストリーマのダ

イナミクスは中央の高密度コア(3.2*M*<sub>☉</sub>)の重力に 支配されていることがわかる。対応する自由落下の タイムスケールは 96 kyr であり、このタイムスケー ルは、星形成段階のタイムスケール (100 kyr) に匹敵 する。

また図4では、流線モデル(オレンジ色)が観測結 果(灰色)とよく一致しており、ストリーマが高密度 コアの中心領域に向かって重力自由落下していると いう解釈を支持している。図5は、流線モデル(オレ ンジ色)の視線に沿った速度を、中心系からの投影 距離の関数として示しており、背景はデータで測定 された速度と投影距離のカーネル密度推定(KDE) である。



図 4: 流線モデルの視線に沿った上空の位置の観測結 果との比較



図 5: 局所静止基準(LSR)速度(V<sub>LSR</sub>)と中心系 からの投影距離の関係

 $HC_3N(J=10 \rightarrow 9 \ge J=8 \rightarrow 7)$ の遷移はストリー マ構造をトレースし、その比は水素ガスの平均密度  $\ge HC_3N$ の柱密度に関する情報を与える。これらの 測定から、ストリーマの質量は  $0.1M_{\odot}$  から  $1M_{\odot}$  と 推定される。またストリーマの降着率は  $\dot{M}_{\rm streamer} = M_{\rm streamer}/t_{\rm ff} = 10^{-6}M_{\odot}\,{\rm yr}^{-1}$  と推定される。ここで  $M_{\rm streamer}/t_{\rm ff} = 10^{-6}M_{\odot}\,{\rm yr}^{-1}$  と推定される。ここで  $M_{\rm streamer}$  はストリーマの質量、 $t_{\rm ff}$  は自由落下のタ イムスケールである。これは、ストリーマからディ スクスケールへの平均降着率であり、他の若い天体 で見積もられた原始星エンベロープの質量降着率に 匹敵する(3 倍以内)。現在、ボロメトリック光度か ら見積もられている降着率は7×10<sup>-7</sup> $M_{\odot}\,{\rm yr}^{-1}$ であ る。したがって、ストリーマの降着率は現在の原始 星降着率に匹敵する。したがって、ストリーマは中 心領域に余分な物質を供給することで、原始星の降 着を変える可能性がある。実際、この星系では過去 10,000 年の間に、現在と比べて少なくとも 10 倍以上 の降着バーストが起きている。

#### 4 Discussion

Per-emb-2の半径 3,000 au の内側は、化学的に進 化したコアの指標である N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> と N<sub>2</sub>D<sup>+</sup> が検出され ている。しかし、これらのトレーサーはストリーマ 構造を示していない。一方、炭素鎖分子はストリーマ を最もよくとらえ、これらの炭素鎖分子は化学的に 進化していないコア、すなわち「化学的に新鮮な」物 質の最良のプローブである。ストリーマの炭素鎖の 多さは、その物質が高密度コアに比べて化学的に新 鮮であることを明らかにしている。ストリーマ物質 は、自由落下のタイムスケールに匹敵する約 20,000 年の枯渇タイムスケールを持つが、内部の高密度コ アは約 600 年と短い。このタイムスケールの違いか らストリーマとコアの化学的な違いが説明され、こ れより化学的に進化したトレーサーを用いたこれま での観測がストリーマを見逃した理由も説明できる。

#### 5 Conclusion

Per-emb-2 という若い原始星系の観測により、高 密度コアと円盤スケール近くの領域を結ぶ化学的に 新鮮なストリーマが存在することが明らかになった。 ストリーマは自由落下運動に従い、中央の高密度コ アからの重力が支配的であることが示唆された。さ らに、ストリーマの質量と降着率が原始星の降着変 動に影響を与える可能性が示唆された。これは若い 円盤の形成にも関係している可能性があり、これら の結果は、初期原始星系における円盤の形成と進化 を理解する上で重要であると考えている。

#### 6 Future Prospects

このようなストリーマの起源はまだわかっておら ず、コアの衝突が一つの候補である。分子雲内の特 に密度の高い領域では、コア間の距離も近く、数密度 も高くコア同士の衝突が起こる可能性がある。実際、 オリオン座A分子雲やへびつかい座分子雲などの星 団形成領域ではコアの寿命(星なしコアから Class I 段階まで)の間に数回程度衝突するようである (Yuta Yano 2022,東京大学・修士論文)。よって、コアの衝 突は星形成過程において進化に影響を与える重要な 過程である可能性が高い。しかしながら、これまで コア衝突の過程はさほど詳しく調べられてこなかっ た。今後の研究は、コアの衝突過程を流体シミュレー ションを用いて調べ、星周構造に現れる非対称構造 が形成されるプロセスを探ることを目的として進め ていく予定である。

#### Reference

- Pineda, Jaime E., et al. "A protostellar system fed by a streamer of 10,500 au length." Nature Astronomy 4.12 (2020): 1158-1163.
- Valdivia-Mena, M. T., et al. "PRODIGE-envelope to disk with NOEMA-I. A 3000 au streamer feeding a Class I protostar." Astronomy & Astrophysics 667 (2022): A12.
- Tobin, J. J. et al. The VLA/ALMA Nascent Disk and Multiplicity (VANDAM) survey of Perseus protostars. VI. Characterizing the formation mechanism for close multiple systems. Astrophys. J. 867, 43 (2018).
- Kuznetsova, A., Hartmann, L. & Heitsch, F. The origins of protostellar core angular momenta. Astrophys. J. 876, 33 (2019).

Yuta Yano 2022, 東京大学・修士論文

Tokuda, Kazuki, et al. "Alma observations of a highdensity core in Taurus: Dynamical gas interaction at the possible site of a multiple star formation." The Astrophysical Journal Letters 789.1 (2014): L4. ——index へ戻る

星間b23

## 急速降着期における原始星系円盤の分裂条件の3次元 数値パラメータ研究

## 石田 怜士

### 急速降着期における原始星系円盤の分裂条件の3次元数値パラメータ研究

石田 怜士 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

#### Abstract

星は高密度なガス雲が重力崩壊することで形成されるが、このときガスは角運動量を持つため、原始星の周 りには円盤が形成される。円盤が重力的に不安定となると円盤分裂が起きると考えられており、円盤から複 数の星が形成される可能性がある。したがって円盤分裂の解明は星の初期質量関数の解明にもつながるもの だが、どのような円盤がどのような星に進化するかは未解決の問題である。円盤の分裂には自己重力不安定 性(GI)が重要である。そこで本講演では GI による円盤分裂の基礎的な研究である Kratter K. M. et al. (2010)という論文をレビューする。この論文は GI が駆動する降着円盤の最終的な進化の違いを、円盤の温 度と円盤に流入する角運動量に対応する 2 つのパラメータを用いて、3 次元流体シミュレーションにより調 べたものである。その結果、(1) 円盤への降着率が原始星への降着率の数倍までは、円盤は安定である (2) 円 盤質量が中心星の質量を超えると分裂が起こる(3) 重力トルクは高い降着率で中心星へ物質を降着させるこ とができる、ということがわかった。これらの結果は自身の研究である初代星形成に適用することで、大質 量星を作る降着率がより高い環境では円盤分裂による集団星形成が重要となることが期待される。

#### 1 Introduction

星は高密度なガス雲が重力崩壊することで形成さ れる。このときガスは角運動量を持つため原始星の 周りには降着円盤が形成され、ガスはこの降着円盤 を通して角運動量を捨て、中心星に落下することが できる。円盤が重力的に不安定となると円盤分裂が 起きると考えられており、円盤から複数の星が形成 される可能性がある。したがって円盤分裂の解明は 星の初期質量関数の解明にもつながるものだが、ど のような円盤がどのような星に進化するかは未解決 の問題である。

円盤の分裂には自己重力不安定性(GI)が重要で ある。この円盤の GI は円盤の角運動量輸送にも寄 与する。円盤が重力不安定になると、渦状腕が立つ。 この渦状腕の重力ポテンシャルの重力トルクは以下 のように計算される。

$$T_{R\phi} = \int \frac{g_R g_\phi}{4\pi G} dz \tag{1}$$

渦状腕が立つと重力トルクにより効率的な角運動量 輸送が起こることが期待される。

さらに GI が強くなると、高密度な渦状腕で分裂が 起こり、複数の分裂片が形成される。この分裂片が 中心星に落下することなく存在できれば、最終的に 星や惑星に成長できる。しかし円盤分裂は本来非線 形かつ多次元的な現象のため、数値計算によるアプ ローチが必要となる。

円盤のダイナミクスは円盤の熱力学に敏感である。 これは円盤が分裂片に分裂しようとしても十分冷却 されなければ圧力によって支えられてしまい分裂で きないからである。このため数値計算には円盤の加 熱・冷却過程を詳細に盛り込むことが望ましい。た だ、これは計算コストがかかり過ぎてしまう。

本論文では円盤とガス雲は等温とし、温度も等し いとして3次元数値シミュレーションを行なった。円 盤の熱的な物理を排除することで円盤の物理を円盤 の温度と回転を表す2つの無次元パラメータで記述 することができるようになる。この2つの無次元パ ラメータを初期条件として強いGIで駆動される円盤 の最終的な進化を追う。その結果から、この2つの パラメータは原始星系が最終的に単独星系か連星系 か多重星系のどれに落ち着くかを予測するのに有用 であるかを議論する。

本稿2章では数値計算の手法を述べ、3章ではその結果、4章でこの研究の結果から円盤の挙動が分 子雲コアからのインフォールレートや分子雲コアの 角運動量とどのように関係しているか議論する。

#### 2 Methods

#### 2.1 Parameterization

この研究では、円盤の進化を thermal parameter と rotational parameter の2つのパラメータで特徴 付ける。円盤のダイナミクスは円盤の加熱・冷却過 程に敏感である (Gammie 2010) が、この研究では それは解かずに円盤は等温とする。円盤の温度状態 は thermal parameter

$$\xi = \frac{M_{\rm in}G}{c_{s,d}^3} \tag{2}$$

に含めることにする。 $\dot{M}_{in}$ は分子雲コアからのイン フォールレート、Gは重力定数、 $c_{s,d}$ は円盤の音速で ある。Thermal parameter :  $\xi$ は初期の分子雲コア の重力と圧力の強さの比を表しており、 $\xi$ が大きいほ ど重力が強く不安定なコアでインフォールレートが 高い。

次に rotational parameter は

$$\Gamma = \frac{\dot{M}_{\rm in}}{M_{*d}\Omega_{k,\rm in}} = \frac{\dot{M}_{\rm in}\langle j \rangle_{\rm in}^3}{G^2 M_{*d}^3}$$
(3)

で定義する。 $M_{*d}$ は中心星と円盤の合計質量、 $\Omega_{k,in}$ はインフォールしている物質のケプラー回転角速度、  $\langle j \rangle_{in}$ はインフォールしている物質が持つ平均角運動 量である。Rotational parameter:  $\Gamma$ は系の質量が変 化するタイムスケールとダイナミカルタイムスケー ルの比をとったものである。つまりこれはインフォー ル物質が持ち込む角運動量の大きさを表す。

これら2つのパラメータは分子雲コアの初期条件 として設定される。この研究の目的は初期の分子雲 コアの状態から、原始星と円盤が最終的にどのよう な進化を遂げるかを予測することにある。

#### 2.2 Numerical Code

この研究の数値実験では ORION というコードを 用いた (Truelove et al. 1998)。これは並列 AMR、自 己重力流体とラグランジュsink 粒子に対応したシミュ レーションコードである (Krumholz et al. 2004)。 数値実験では、密度が十分高くなった領域を sink 粒 子で置くことで対処する。そのため、円盤が分裂を 起こし複数の分裂片が形成された場合、複数の sink 粒子が生成され、それらがガスと相互作用しながら 動くことになる。このコードではガスはオイラー的 に解く一方で、sink粒子はラグランジュ的に解き、ガ スと分裂片との運動を計算することができる。

#### 2.3 Initial Condition

分子雲コアの密度プロファイルは等温的であると し、特異等温球のプロファイル

$$\rho(r) = \frac{Ac_{s,\text{core}}^2}{4\pi G r^2} \tag{4}$$

を用いた。A は重力の強さを表す定数で、A > 2の 時はこの密度分布を持つコアは平衡状態に無く、暴 走的に収縮していく。図1に暴走的収縮の概略図を 示す。この時のインフォールレートは



図 1: 分子雲コアの暴走的収縮の概略。

$$\dot{M} = \frac{c_{s,\text{core}}^3}{G} \times \begin{cases} 0.975, & (A=2)\\ (2A)^{3/2}/\pi & (A \gg 2) \end{cases}$$
 (5)

となる。分子雲コアと円盤の温度は等しいとしているので、 $(c_{s, \text{core}} = c_{s, \text{d}})$ 

$$\dot{M} = \frac{c_{s,\text{core}}^3}{G} \times \xi \tag{6}$$

である。この研究では *A* > 2 の不安定なコアを考える。

分子雲コアは一般に角運動量を持っている。この 研究ではコアの形状が歪まないような小さな回転を 加える。さらに rotational parameter Γ を一定にす るため、コアに一定の回転速度を与えた。

$$v_{\rm in} = R\Omega = \frac{4}{\pi} A c_s \left(\frac{\Gamma}{\xi}\right)^{1/3} = \text{const.}$$
 (7)

#### Results 3

数値実験は全部で18回行われ、その結果を図2に 示す。円盤が分裂するか安定に存在するかの境界は



図 2: ε – Γ 空間での数値実験の結果の分布。図中の △、□、※の記号は最終的な結果がそれぞれ単独星、 多重星、連星となったことを表す。点線は安定な円 盤と分裂する円盤の境界: $\Gamma = \xi^{2.5}/850$ である。

図2より明らかで、 $\Gamma = \xi^{2.5}/850$ の式で表される(図 の点線)。また、Γが増加すると弱い安定化効果が働 くこともわかる。その増加に伴い、単独星、多重星、 連星となる傾向があることがわかる。

コアからのインフォールによって円盤には一時的に 質量が蓄えられるが、中心星の質量に比べて大きくな りすぎると不安定となることが先行研究から言われて いる。そのため、円盤と系の質量の比 $\mu = M_d/M_{*d}$ も円盤の安定性に関わる物理量である。Γと分裂直 前の質量比 μ との関係をプロットしたのが図3であ る。今回の数値実験では $\Gamma$ と $\mu$ には

$$\mu \sim 2\Gamma^{1/3} \tag{8}$$

という直接的な関係があることがわかった。図3よ り円盤の最大安定質量は角運動量による可能性があ ることがわかる。

については Shu et al. (1990) で SLING メカニズム の結果として予測がされている。今回の単独星系の



図 3: 分裂直前の disk to system mass ratio: µと Γの関係。単独星については最終的な質量比 μ を用 いた。

最大円盤質量は彼らの予測と一致している。

GIは円盤の角運動量輸送機構としても働く。円盤 に働くトルクは重力トルクとレイノルズ応力の2成 分からなる (Lodato & Rice 2005)。

$$T_{R\phi} = \int \frac{g_R g_\phi}{4\pi G} dz + \Sigma \delta \mathbf{v}_R \delta \mathbf{v}_\phi \tag{9}$$

Shakura & Sunyaev (1973) から円盤に働くトルク に実効的な α を次の式で計算できる。

$$T_{R\phi} = \left| \frac{\mathrm{d}\ln\Omega}{\mathrm{d}\ln R} \right| \alpha \Sigma c_s^2 \tag{10}$$

数値実験によって計測された円盤に働くトルクを図 4に示す。図4より、円盤の物質のほとんどが集中し ている半径 R が小さい領域では、重力トルクの成分 が大きくなっており、円盤の GI が角運動量輸送にも 大きく寄与していることがわかる。

#### Summary&Discussion 4

この研究では、強い GI で駆動される降着円盤の振 る舞いを無次元パラメータ ٤(分子雲コアからのイン フォールレートに対応)、Γ(円盤にインフォールする また単独星系のみに注目するとμ~0.55より下に 角運動量に対応)で特徴づけた。この2つの変数は、 分布している。これは円盤は中心星よりも質量が大 円盤の振る舞い、形態、円盤から星への降着率や質 きくはならないことを示している。円盤質量の上限 量比を予測するのに有用である。これらのパラメー タを変化させた場合の主な効果は以下の通りである。



図 4:  $(\xi, \Gamma) = (3.4, 0.007)$ の多重星系モデルで計測 された円盤に働くトルク。紫の線はそれぞれの成分 を合計したものである。

- 円盤から中心星への降着率の2-3倍のインフォー ルレートまでなら円盤は安定に物質を処理でき る。Γ増加で円盤は安定化する傾向がある。
- 円盤は、インフォールレートと中心星への降着 率が一定となる統計的な定常状態に達すること がある。2つの降着速度の差µはΓに比例。Γが 大きい円盤はより大きな最大質量を維持できる。 分裂しない系で到達する最大質量はµ≈0.55ま たは M<sub>\*</sub>~M<sub>d</sub> である。
- 重力トルクは、時間平均 α ≈ 1 の降着率を容易 に生み出すことができる。

これらの結果は初代星形成にも応用できる可能性 がある。初期宇宙ではダストが存在しないためより 大質量の分子雲コアが作られる。そのためよりイン フォールレートの高い環境が実現され、円盤の GI に よる集団的な星形成が起こることが期待される。

### Acknowledgement

今回の夏の学校での講演の準備にあたり、東北大 学天体理論グループの先生、ポスドク、院生の方々に は様々な助言やご指導を賜りましたことを心より感 謝申し上げます。誠にありがとうございました。

#### Reference

Gammie, C. F., ApJ, 553, 174, 2001

Kratter K. M. et al., ApJ, 708, 1585, 2010

- Krumholz, M. R., McKee, C. F., & Klein, R. I., ApJ, 611, 399, 2004
- Lodato, G., & Rice, W. K. M., MNRAS, 358, 1489, 2005
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A., A&A, 24, 337, 1973
- Shu, F. H., Tremaine, S., Adams, F. C., & Ruden, S. P., ApJ, 358, 495, 1990

Truelove, J. K., Klein, R. I., McKee, C. F., Holliman, II, J. H., Howell, L. H., Greenough, J. A., & Woods, D. T., ApJ, 495, 821, 1998 ——index へ戻る

星間b24

## 星形成時のアウトフローが初期質量関数に与える 影響

伊藤 茉那

### 星形成時のアウトフローが初期質量関数に与える影響

伊藤 茉那 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

#### Abstract

恒星の初期質量関数 (以下 IMF) は、多くの環境で普遍的だが、その起源は未だ解明されていない。星形成 のメカニズムを理解する上で、観測から得られている IMF を再現できるような理論を構築することは必要不 可欠である。星形成過程で IMF に影響を与える機構の一つに、アウトフローがある。近年の観測から、分子 雲コアの形成機構は IMF と密接に関係していると考えられる。また、分子雲コアの質量のうち 80% – 60% は星にならずに進化過程で吹き飛ばされていることが示唆されているため、ガスを吹き飛ばすアウトフロー は星の質量の決定において重要な機構である。今回紹介する Machida & Matsumoto (2012) では、アウト フローの誕生から終焉までの約 10<sup>3</sup> – 10<sup>5</sup> 年に渡る進化過程を、様々な質量の分子雲コアに対して、磁気流 体シミュレーションによって調べている。その結果、アウトフローによって分子雲コア質量の 10 – 50% が 星間空間に放出され、観測で示唆される ~ 50% の星形成効率を再現することができた。また、初期の分子 雲質量が大きいほど、アウトフローによる質量放出率も大きくなることがわかった。これらのことから、観 測から得られた星形成効率は、アウトフローによる質量放出で説明できると考えられる。

#### 1 Introduction

恒星の初期質量関数 (initial mass function, 以下 IMF) は、多くの環境で普遍的であることが知られて いるが、その起源は未だ解明されていない。星形成 のメカニズムを理解する上で、観測から得られてい る IMF を再現できるような理論を構築することは、 必要不可欠である。

星形成過程で IMF に影響を与える機構の一つに、 アウトフローがある。アウトフローとは、星形成過程 で現れる質量流出で、星形成領域で多く観測されて いる。近年、分子雲コアの質量分布関数 (core mass function, 以下 CMF) が IMF と類似しており、ピー クの質量の比較から星形成効率が $\epsilon \equiv M_{\rm star}/M_{\rm core} \sim$ 20% – 40% であると見積もられた (Andre et al. 2010)。このことから、分子雲コアの形成機構は IMF と密接に関係していると考えられる。また、分子雲 コアの質量のうち 80% – 60% は星にならずに進化過 程で吹き飛ばされていると考えられるため、ガスを 吹き飛ばすアウトフローは星の質量の決定において 重要な機構である。

アウトフローは、第一コアまたは円盤から駆動さ れ、星形成過程においてガス収縮段階からガス降着 段階の終わりまでの非常に長いタイムスケール (約 10<sup>3</sup> – 10<sup>5</sup> 年)で吹き続ける。アウトフローによる質 量放出率から星形成効率を正確に見積もるには、分 子雲コアの進化過程をアウトフローの誕生から終焉 まで計算する必要があるが、上述のようにアウトフ ローの寿命は非常に長いため、計算コストがかかり すぎる問題がある。

そこで、今回紹介する Machida & Matsumoto (2012)では、アウトフローの起源の空間分解能は高 く保ったまま、原始星は分解せずに sink cell を置くこ とで計算コストを削減し、磁気流体シミュレーション によってアウトフローによる質量放出率を見積もって いる。先行研究の Machida et al. (2009a)でも同様の 手法が取られているが、Machida et al. (2009a)でも同様の 手法が取られているが、Machida et al. (2009a)では 低質量 ( $M \sim 0.22M_{\odot}$ )の分子雲コアについてのみ調 べられていた。それに対し、Machida & Matsumoto (2012)では、様々な初期質量 ( $M_{cl} = 0.015 - 1.5M_{\odot}$ ) の分子雲コアについて調べ、分子雲コア質量と星形成 効率の関係についても言及している。今回は Machida & Matsumoto (2012)の結果の一部を取り上げ、ア ウトフローと星形成効率の関係および分子雲コア質 量と星形成効率の関係について議論する。

#### 2 Methods

#### 2.1 Basic equations

アウトフローによる質量放出率を調べるため、 Machida & Matsumoto (2012) では、3 次元の非理 想磁気流体方程式を解いて分子雲コアの段階から降 着期の終わりまでの星形成過程を計算した。このと き、温度進化は Masunaga & Inutsuka (2000) を参考 に、数密度  $n \leq 10^{10}$  cm<sup>-3</sup> で等温、 $n \gtrsim 10^{10}$  cm<sup>-3</sup> で断熱となるよう次式で近似した。

$$P = c_{s,0}^2 \rho \left[ 1 + \left(\frac{\rho}{\rho_c}\right)^{2/3} \right] \tag{1}$$

$$c_{\rm s,0} = 190 \text{ m s}^{-1}$$
 (2)

$$\rho_{\rm c} = 3.84 \times 10^{-14} \,\,{\rm g \ cm^{-3}} \tag{3}$$

また、磁気拡散係数 η はオーム拡散のみ考慮して、次 式で近似した。

$$\eta = \frac{740}{X_e} \sqrt{\frac{T}{10 \text{ K}}} \quad \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \tag{4}$$

$$X_e = 5.7 \times 10^{-4} \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}}\right)^{-1} \tag{5}$$

#### 2.2 Initial settings

星間物質中の孤立したガス雲コアを想定し、中心密 度  $3 \times 10^5 - 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ 、質量  $1.5 - 0.015 M_{\odot}$  の等 温 (T = 10 K) の重力不安定なガス球 (Bonner-Ebert 球)を初期条件とした。このとき、 $\rho(r = 0)/\rho(r = R_c) = 14$ となる場所を雲の半径  $R_c$ とし、 $r > R_c$ に おける密度は  $\rho(r > R_c) = 0.02\rho(r = 0)$ とした。ま た、m = 2モードのゆらぎ  $\delta_{\rho} = 0.01(r/R_c)^2 \cos 2\phi$ を与えた。

さらに、回転軸と平行な定常磁場を考え、磁場と 回転の角速度を次式で与えた。

$$B_0^2 = \alpha \times 4\pi \rho_{c,0} c_{s,0}^2 \tag{6}$$

$$\Omega_0 = \omega \times \sqrt{4\pi G \rho_{c,0}} \tag{7}$$

ただし、 $\alpha = 0.1$ ,  $\omega = 0.1$ は無次元のパラメータで、 強いアウトフローが吹くよう設定した (Machida et al. 2005b, 2008a)。

# 2.3 Sink cell and the numerical method

Machida & Matsumoto (2012) では、分子雲コア の収縮開始時から降着期までの非常に長いタイムス ケールでの計算を行うため、第一コアを sink cell で 置き換えた。分子雲コアの中心密度が  $n_{\rm thr} = 10^{13}$ cm<sup>-3</sup>を超えたら、第一コアが形成されたと見なして 半径 1 AU の sink cell を置いた。このとき、1 タイ ムステップあたりの原始星への質量降着は次式で与 えられる。

$$M_{\rm acc} = \int_{r < r_{\rm sink}} \left[ \rho(i, j, k) - \rho_{\rm thr} \right] dV \qquad (8)$$

また、収縮過程で空間スケールも大きく変化するため、nested grid method を採用した。各レベルのセル数は $64 \times 64 \times 32$ とし、初期状態ではレベル1-5を考えた。このとき、レベル5の box size が $L_5 = 2R_c$ となるよう設定した。また、計算領域内に人工的なゆらぎを発生させないため、計算過程で Jeans condition(Truelove et al. 1997) が破れないようにgrid を設定した。

#### 3 Results

#### 3.1 分子雲モデル N35 の時間発展



図 1: 原始星・円盤・アウトフロー・降着物質の質量 の時間変化。黒線:原始星質量、青線:円盤質量、赤 線:アウトフローによって放出された質量、緑線:降 着物質の質量。

第一コア形成後の原始星、円盤、アウトフロー、降 着物質の質量の時間進化を図1に示す。横軸は第一 コアが形成された時刻を $\tilde{t} = 0$ としている。また、縦 **3.2** 線は初期の分子雲の中心部および境界における自由 落下時間 $t_{\rm ff,c}, t_{\rm ff,b}$ を表している。図1から、 $\tilde{t} \simeq t_{\rm ff,b}$ までにガスの降着がほぼ完了していると考えられる。 また、 $\tilde{t} = t_{\rm ff,b}$ においてアウトフローの質量が原始 星や円盤の質量より卓越していることから、初期の 分子雲質量の大部分がアウトフローによって放出さ れていることがわかる。図1には、初期の中心密度  $n_{c,0} = 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ の分子雲モデルの時間進化のみ 示したが、全てのモデルにおいて同様の傾向が見ら れた。



図 2: 質量放出率と質量流入率の比の時間進化。細線: $l = l_{\text{max}} - 1$ の grid surface における質量放出率 と質量流入率の比、太線:細線: $l = l_{\text{max}} - 3$ の grid surface における質量放出率と質量流入率の比。

 $l = l_{\text{max}} - 1, l = l_{\text{max}} - 3 \mathcal{O}$  grid surface における 質量放出率および質量流入率の比を図2に示す。横 軸は分子雲コアが収縮を開始した時刻をt=0とし た。また、縦線は t<sub>ff,c</sub>(実線)、t<sub>ff,b</sub>(破線)、10t<sub>ff,c</sub>(点 線) を表している。 $l = l_{\max} - 1$ は円盤全体を覆う程 度のサイズ、l = l<sub>max</sub>-3は円盤半径の4-10倍のサ イズなので、図2の細線はアウトフローによって円 盤から吹き出す質量、太線は円盤から直接吹き出す 質量と分子雲内で集めた質量の和を表している。図2 から、アウトフローの起源である円盤からの距離が 遠いほど質量放出率が高いことがわかる。これはつ まり、アウトフローによって分子雲内の降着物質が、 分子雲の外へ押し出されていることを示唆している。 図 2 には、初期の中心密度  $n_{c,0} = 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ の 分子雲モデルの結果のみ示したが、全てのモデルに おいて同様の傾向が見られた。

#### .2 各分子雲モデルの質量放出率



図 3: 上図:各分子雲モデルのアウトフロー・原始星・ 円盤質量。黒線:原始星質量、赤線:アウトフロー 質量、青線:円盤質量。下図:各分子雲モデルのア ウトフロー・原始星・円盤質量の比。青線:原始星 質量に対する円盤質量の比、黒線:原始星質量に対 するアウトフロー質量の比、赤線:初期の分子雲質 量に対するアウトフロー質量の比。

次に、初期質量の異なる分子雲モデル間の比較を 行う。第一コアが形成されてから tff.b だけ時間が経っ た、時刻 $\tilde{t} = t_{\rm ff,b}$ における原始星質量、アウトフロー 質量、円盤質量を図3上部に示す。また、それぞれの 質量比を図3下部に示す。いずれも横軸は各分子雲 コアの初期質量とした。図3から、初期の分子雲質 量が $M_{\rm cl} > 0.08 M_{\odot}$ のとき、アウトフローで押し出 される質量は原始星の質量とコンパラであることが わかる。一方で、 $M_{\rm cl} < 0.08 M_{\odot}$ においては、アウ トフロー質量は原始星質量より1桁程度小さい。2.3 節で述べたように、どの分子雲モデルでも中心密度 が閾値  $n_{\rm thr} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ を超えたら第一コアが形成 されたと見なしている。すなわち、どのモデルでも ジーンズ質量~0.1M<sub>☉</sub>程度の第一コアが形成され、 M<sub>cl</sub> < 0.08M<sub>☉</sub> のモデルでは分子雲内の質量はほと んど第一コアの形成に使われているため、アウトフ

ロー誕生時には分子雲内に物質がほとんど残ってい ない。以上の理由から、*M*<sub>cl</sub> < 0.08*M*<sub>☉</sub> の分子雲に おいてはアウトフローの質量放出率が小さいと考え られる。



図 4: 各分子雲モデルの星形成効率と恒星質量。正方 形:原始星質量と円盤質量の和と初期の分子雲質量 の比、ひし形:原始星質量と初期の分子雲質量の比、 丸:アウトフロー質量と初期の分子雲質量の比、斜 線:最終的に形成される恒星の質量の取りうる範囲、 赤線:星形成効率。

各分子雲モデルの星形成効率は、図4の赤線のよう になる。ただし、アウトフローによって一度吹き飛ば された質量は戻って来ないと仮定し、最終的に形成さ れる星の質量は初期の分子雲質量とアウトフローに よって吹き飛ばされた質量の差 ( $M_{\text{star}} = M_{\text{cl}} - M_{\text{out}}$ ) で評価した。図4から、アウトフローによって分子雲 コア質量の10 – 50%が星間空間に放出されるため、 星形成効率は  $\epsilon \sim 90 - 50\%$ となることがわかる。以 上の結果から、観測から得られた星形成効率はアウ トフローによる質量放出で説明できると考えられる。

#### 4 Discussion & Summary

Machida & Matsumoto (2012) では、星形成にお けるアウトフローの影響を調べた。初期質量  $M_{cl} =$  $0.015 - 1.5M_{\odot}$  の9つの分子雲モデルの進化過程を、 収縮開始から降着期の終わりまでの約  $10^3 - 10^5$  年 に渡って計算した。その結果、アウトフローによっ て分子雲コア質量の 10 - 50%が星間空間に放出さ れ、観測で示唆される ~ 50%の星形成効率を再現す ることができた。また、分子雲コアの初期質量が大 きいほど、アウトフローによる質量放出率も大きく なり、星形成効率が下がる傾向が見られた。これは、 *M*<sub>cl</sub> < 0.08*M*<sub>☉</sub> の低質量雲では、初期質量のほとん どが第一コアの形成に使われ、アウトフローによっ て押し出される物質が分子雲内に残っていないため だと考えられる。

星形成効率は CMF と IMF の比較から観測的に推 定されているが、 $\sim 0.3 M_{\odot}$  以下の質量関数には不定 性がある。そのため、初期質量  $M_{\rm cl} < 0.08 M_{\odot}$ の分 子雲モデルに対する星形成効率は 70 – 90%だが、こ れは観測結果と矛盾していない。

#### Reference

Andre P. et al., 2010, A&A, 518, L102

- Machida M. N., & Matsumoto T., 2012, MNRAS, 421, 588
- Machida M. N., Matsumoto T., & Hanawa T., Tomisaka K., 2005b, MNRAS, 362, 382
- Machida M. N., Inutsuka S., & Matsumoto T., 2008a, ApJ, 676, 1088
- Machida M. N., Inutsuka S., & Matsumoto T., 2009a, ApJ, 699, L157
- Masunaga H., & Inutsuka S., 2000, ApJ, 531, 350
- Truelove J. K., Klein R. I., McKee C. F., Holliman J. H., Howell L. H., & Greenough J. A., 1997, ApJ, 489, L179

-index へ戻る

星間b25

## 原始星アウトフローの解析的研究と近年の高解像度観 測の比較

大村 充輝

#### 原始星アウトフローの解析的研究と近年の高解像度観測の比較

大村 充輝 (九州大学大学院 理学府地球惑星科学専攻)

#### Abstract

原始星アウトフローは、星形成初期段階において普遍的な現象として知られており、可視光からサブミリ波まで幅広 い波長による観測で詳細に調べられてきた。特に、典型的なアウトフローにおける低速度で開口角が広い構造、高速 度でコリメートした構造の存在と原始星アウトフローの駆動メカニズムに強い関連があると考えられ、観測的な駆動 メカニズムの推定がなされてきたが、その観測例は未だ限られている。近年で可能となった高解像度観測による観測 的な駆動メカニズムの制約のために、原始星アウトフローの駆動・加速に関する解析的研究と観測量の対応について 紹介する。また、ALMA アーカイブデータの解析から、HH270mms1-A から駆動するアウトフローにおいて回転を 示す速度勾配を確認し、アウトフローの駆動メカニズムへ観測的制限を与える新しい観測例であることを報告する。 アウトフローの速度構造の解析から、アウトフローが典型的な二種類の形態だけでなく、中間の速度成分を持つこと を確認した。各成分の駆動半径は、高速度成分において ~ 0.4 au、低速度成分は ~ 30 au であり、円盤の広い範囲 からアウトフローが駆動していることが明らかとなった。層状の空間構造を持ち、広い駆動半径を持つ結果は Disk wind に基づいた理論的描像と矛盾しない。

#### 1 Introduction

原始星が誕生するとともに双極アウトフローが駆 動することは理論・観測の両面でよく知られており、 これは原始星とその星周円盤という降着円盤の系か ら駆動する宇宙ジェットの1つである。原始星アウ トフローは、星周円盤を貫く大局的な磁場とその回 転によるねじれによって生じ、円盤の角運動量を効 率よく極方向に輸送することができる (Pudritz and Norman, 1986)。観測的に知られている二種類の形 態を持つ原始星アウトフローを説明するために、磁場 で貫かれた円盤におけるアウトフローの駆動メカニ ズムとして、主に X-wind モデル (Shu et al., 1994) と Disk wind モデル (Blandford and Payne, 1982) が主張されている。両者の決定的な違いは、駆動半 径の違いに由来した輸送される角運動量の大きさで あるが、これらの観測的な証拠を得るためにはアウ トフローの回転を観測する必要がある (Pudritz and Ray, 2019).

#### 1.1 原始星アウトフローの解析的研究

ここでは、Mestel (1968) を始めとする磁気流体 アウトフローの振る舞いについての解析的研究を基 にして、観測量からの推定の両者を繋ぐ Anderson et al. (2003) で示された関係式を紹介する。

円筒座標系  $(r, \phi, z)$  における軸対称で定常な円盤 風では、流線に沿って単位質量あたりのエネルギー Eと角運動量 L が保存することが知られており、

$$E = \frac{v^2}{2} - \frac{B_{\phi}B_p\Omega r}{4\pi\rho v_p}$$
$$L = r\left(v_p - \frac{B_{\phi}B_p}{4\pi\rho v}\right)$$

と表される。角速度 Ω で回転する座標系でのエネル ギー J は E.L を用いて以下のように表される。

$$I \equiv E - \Omega L = \frac{v^2}{2} + \Phi_g - \Omega r v_\phi$$

円盤表面において  $J_0 = -3/v_K^2 2$  であることから、

$$r_{\infty}v_{phi,\infty}\Omega_0 - \frac{3}{2}(GM_*)^{2/3}\Omega_0^{2/3} - \frac{v_{p,\infty}^2 + v_{\phi,\infty}^2}{2} \approx 0$$

という関係式が得られる。ここで、添字の 0 は円盤 上、 $\infty$  は円盤から十分離れた流線上での物理量を意 味する。これを  $\Omega_0$  について解き、 $\Omega_0$  と円盤から離 れた位置で観測された速度  $v_{p,\infty}, v_{\phi,\infty}, r_\infty$  との関係 を用いると、以下のように駆動半径を推定すること ができる。

$$r_{0} = 0.7 \operatorname{au}\left(\frac{r_{\infty}}{10 \operatorname{au}}\right)^{2/3} \left(\frac{v_{\phi,\infty}}{10 \operatorname{km s}^{-1}}\right)^{2/3} \\ \times \left(\frac{v_{p,\infty}}{100 \operatorname{km s}^{-1}}\right)^{-4/3} \left(\frac{M_{*}}{1 M_{\odot}}\right)^{1/3}$$

上の式はアウトフローの回転速度を直接観測でき た時に有用であるが、そのような観測例は少ない。そ のため、観測量として得ることが比較的容易である 終端速度と駆動半径の推定について、Michel (1969) において、アウトフローの加速への磁場の寄与が支 配的である場合の終端速度として

$$\frac{v_{\infty}}{v_K} = \left(\frac{E_{\rm mg}}{\dot{m}}\right)^{1/3}$$

が示されている。*'n* は質量フラックスを意味し、磁 場のエネルギーの依存性は、磁場のポロイダル成分 と方位角成分の比で変化する。これより、磁場の強 さをパラメータとして広い範囲で終端速度が駆動半 径でのケプラー速度のオーダーであることが近似的 に示されている (Kudoh and Shibata, 1997)。

#### 2 Observations

我々は原始星アウトフローの駆動メカニズムを 観測的に強く制限するために、ALMA アーカイブ データ (2019.1.00086.S, 2015.1.0041.S) を用いて、 L1617 領域 (d = 405.7 pc) に存在する Class I 原始 星 HH270mms1(VLA 05487, Lee et al., 2000) に 対する観測データの解析を行った。観測スペクトル は、870 $\mu$ m 連続波、<sup>12</sup>CO(J=3-2)、<sup>13</sup>CO(J=3-2)、C<sup>17</sup>O(*J*=3-2) である。<sup>12</sup>CO はアウトフロー のトレーサーとして一般的に用いられており、また <sup>13</sup>CO と C<sup>17</sup>O はより密度の高いエンベロープや星 周円盤をトレースすることができる。観測データの 較正・イメージングは CASA(THE CASA TEAM et al., 2022) を用いた。イメージングによって得られ たビームサイズは <sup>12</sup>CO で 0.57 × 0.73 (~ 230 au)、 <sup>13</sup>CO で 0''.34×0''.36、C<sup>17</sup>O で 0''.71×0''.89、ノイズ レベルは<sup>12</sup>CO で 0.19K、<sup>13</sup>CO で 4.4K、C<sup>17</sup>O で 0.04Kとなった。

#### 3 Results

<sup>12</sup>CO 輝線より、相対速度 0 – 60 km s<sup>-1</sup> の広い速 度範囲を持つ双極型のアウトフローが確認された。 それらの形態、流れの方向に沿った速度勾配、過去 の観測結果 (Lee et al., 2000) を考慮して、図1に示 すように低速度・中速度・高速度の3成分から構成 されていることを発見した。低速度・中速度成分は 開口角の大きい V 字型の形状を持つのに対し、高速 度成分はコリメートされた形状であった。Lee et al. (2000)において同定されたアウトフローと今回同定 した低速度成分は速度範囲は一致させており、それ よりも高速度の CO アウトフローの存在は初めて確 認されたものである。また、高速度成分が連続波源 HH270mms1-A に接続していることから、このアウ トフローの駆動源が HH270mms1-A であることが明 らかになった。図2について、低速度と中速度成分 は Hubble law として知られている、原始星から離 れるほど加速する傾向が見られたが、高速度成分は 原始星近傍で速度が最大となっており、その後一定 かやや減速する傾向が見られた。このような速度速 度は、他の原始星アウトフローに対する観測でも見 つかっている (e.g., Matsushita et al., 2019)。また、 中速度成分と高速度成分の間の速度において、空間 構造はよくコリメートされているものの高速度成分 よりも弱いエミッションの成分が確認された。

高速度成分の速度範囲における積分強度図から、ア ウトフローの赤方偏移・青方偏移成分においてそれ ぞれ6つの強度ピーク (ノット) が存在することが分 かった。我々はそれぞれのノットについて R1, R2, ..., R6, B1, B2, ..., B6 と同定した。このような構 造は他の原始星周辺でも確認されており、一般に非 定常なアウトフローに起因すると考えられている。

低速度から高速度までの4つの成分の速度構造の 特徴を掴むために、アウトフローの軸に対し直角の 向きの位置速度図を作成した。図3は原始星から北 側に1200 au 離れた位置での赤方偏移成分について の速度位置図である。図3から、図2で分類した 低速度・中速度・高速度成分を確認することができ る。特に、中速度成分について、歪んだリング状の、 回転しながら広がるアウトフローに特徴的な速度構

#### 2023年度第53回天文・天体物理若手夏の学校



23.0 22.7 Right Ascension

図 1 分類されたアウトフローの各成分を示す <sup>12</sup>CO の積分強度図。赤・シアンのコントアはそ れぞれ赤方偏移成分と青方偏移成分を表す。白の コントアは 870 µm 連続波で得られた連続波源を表 し、中央が HH270mms1-A、右上が HH270mms1-B である (Tobin et al., 2020)。それぞれ (a) 低速 度 (b) 中速度 (c) 巻き込まれたガス (d) 高速度成 分に対応する。各パネル上部に、それぞれの成分の 速度範囲を示している。

造を持つことが分かった。高速度成分については、 10 km s<sup>-1</sup> 程度の広い速度幅を持つものの、中速度成 分に似た速度勾配は見られなかった。



図 2 <sup>12</sup>CO のアウトフローの軸方向に沿った位 置速度図。縦軸は原始星からの距離、横軸は視線 方向の速度を表す。HH270mms1-A の系速度は 8.7 km s<sup>-1</sup> であり、より大きい速度の赤方偏移成 分、より小さい速度の青方偏移成分の両方で類似し た形状を示す。縦線は各成分の分類における速度の 境界を示している。



図 3 図 1(b) の中速度成分について、原始星から 300 au ごとに離れた位置でのアウトフローに直交 した <sup>12</sup>CO の位置速度図。

<sup>13</sup>CO、C<sup>17</sup>O の観測から、それぞれの輝線が円盤 から星周エンベロープの領域において検出された。 特に C<sup>17</sup>O について確認された速度勾配の向きは図 3 で確認されたアウトフローの速度勾配と一致して いる。また、図 4 (c) の位置速度図から  $0.1 - 1 M_{\odot}$ 程度の質量の原始星の回転に由来していると考えら
れるが、正確に円盤の回転をトレースするにはより 高解像度の観測が必要である。



図 4 (a)<sup>13</sup>CO の 5 $\sigma$  以上でマスクした moment 1 マップ。黒のコントアは連続波源を表す。(b)C<sup>17</sup>O の 5 $\sigma$  以上でマスクした moment 1 マップ。(c) (b) に示した矢印の方向に沿った位置速度図。赤・オレ ンジの曲線は中心星の質量が 0.25  $M_{\odot}$ , 1.0  $M_{\odot}$  に おけるケプラー回転を表している。

#### 4 Discussion

図 3 で示したように、アウトフローの軸に直交 した速度勾配が確認されたことで、Anderson et al. (2003) で示された関係式を用いて低速度・中速度 成分それぞれの駆動半径を推定することができる。 我々は、アウトフローの赤方偏移成分の軸に沿って 原始星から 300au ごとに図 3 と同様の位置速度図を 作成し、傾斜角を考慮したアウトフローの速度  $v_p, v_\phi$ を求め駆動半径を推定した結果、低速度・中速度成 分の駆動半径はそれぞれ  $r_0 \sim 26$  au, 16 au であると 推定された。これらの値は低速度・中速度成分が独 立して駆動していることを示し、そのメカニズムは Disk wind シナリオで説明可能である。

また、回転を示す速度勾配が見られなかった高速 度成分について、図2で示したように原始星から十 分離れると速度がほぼ一定である。これは高速度成 分が駆動半径に対応する終端速度に達しているため と考えられ、その速度は駆動半径でのケプラー速度の オーダーである。したがって、高速度成分の中で特 に質量放出に関連するノットのそれぞれの速度を用 いてケプラー半径を求めると、 $r_K \sim 0.43$  au であっ た。これは太陽半径  $1 R_{\odot} = 4.65 \times 10^{-3}$  au に比べ て十分大きく、原始星の磁気圏が重要である X-wind シナリオでは非常に強い磁場などを仮定する必要が ある。したがって、より内側で駆動する高速度成分 についても Disk wind シナリオで説明することが適 当であると考えられる。

#### 5 Conclusion

磁場による原始星アウトフローの駆動・加速と観 測量の関連について紹介し、それらのモデルと矛盾 しない新しい観測例として、HH270mms1-A からの 複数成分から成るアウトフローについて、ALMA に よる<sup>12</sup>CO の観測結果を軸に報告した。これまで報 告されてきたアウトフローの特徴を併せ持つため、 駆動メカニズムを制限し原始星アウトフローの観測 的理解を進める点で HH270mms1-A は重要な天体と 位置付けられる。今後、より高解像度の分子輝線観 測、連続波・分子輝線の偏波観測などから、同天体の 特徴を明らかにすることを計画している。

#### References

- Anderson, J. M. et al. (2003). ApJ 590.2, pp. L107– L110.
- Blandford, R. D. and Payne, D. G. (1982). MN-RAS 199, pp. 883–903.
- Kudoh, T. and Shibata, K. (1997). ApJ 474.1, pp. 362–377.
- Lee, C.-F. et al. (2000). ApJ 542.2, pp. 925–945.
- Matsushita, Y. et al. (2019). ApJ 871.2, 221, p. 221.
- Mestel, L. (1968). MNRAS 138, p. 359.
- Michel, F. C. (1969). ApJ 158, p. 727.
- Pudritz, R. E. and Norman, C. A. (1986). ApJ 301, p. 571.
- Pudritz, R. E. and Ray, T. P. (2019). Frontiers in Astronomy and Space Sciences 6, 54, p. 54.
- Shu, F. et al. (1994). ApJ 429, p. 781.
- Tobin, J. J. et al. (2020). ApJ 890.2, 130, p. 130.

——index へ戻る

星間b26

# 原始惑星系円盤の形成・進化に対する宇宙線電離の 影響

# 西尾 恵里花

## 原始惑星系円盤の形成・進化に対する宇宙線電離の影響

西尾 恵里花 (東北大学 理学研究科 M2)

#### Abstract

原始惑星系円盤の進化において磁場は重要な役割を果たす。磁場は円盤内の角運動量を円盤の外に輸送し、 円盤を小さくする。この効果はガスの電離度に依存する。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。本講演では宇宙線による電離率の違いが円盤の形成・進化に与える影響を論 じた論文である Kuffmeier et al. 2020[1] を紹介する。星形成領域のガスを主に電離するのは低エネルギー の宇宙線である。分子輝線の観測から、星形成領域のガスの電離率は 10<sup>-16</sup> – 10<sup>-18</sup>s<sup>-1</sup> 程度と見積もられ ている [2]。Kuffmeier et al. 2020 は宇宙線による電離率を 10<sup>-18</sup>s<sup>-1</sup> から 10<sup>-16</sup>s<sup>-1</sup> の間で変化させ、電離 率を一定として分子雲コアから円盤形成・進化を約 10<sup>5</sup> 年まで三次元非理想磁気流体シミュレーションを行 なった。その結果、10<sup>-17</sup>s<sup>-1</sup> では円盤が形成されたが、10<sup>-16</sup>s<sup>-1</sup> では磁場による効果が強く働き円盤が消 滅した。本講演では以上の先行研究を踏まえ、今後我々が行なう研究についても紹介する。我々が行う宇宙 線とガスの相互進化を取り入れた円盤形成シミュレーションによって、はじめて宇宙線電離の時間、空間進 化、またそれに伴う現実的な円盤形成・進化を追うことが可能となる。

#### 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 始惑星系円盤の進化を知る為に、近年 ALMA によっ て太陽系近傍の若い原始星 (Class0/I) の周りにある 原始惑星系円盤の観測が行われている。(Tychoniec et al. 2018[4], Tobin et al. 2020[5], Ohashi et al. 2023[3])。これらの観測では、ダストの質量から見積 もった年齢が同じ星形成領域で比べた円盤の大きさ が違う場合があることが示されている。例として、 ペルセウス座にある Class-0/I 天体周りの円盤の観 測 (Tychoniec et al. 2018[4]) とオリオン座にある Class0/I 天体周りの円盤の観測 (Tobin et al. 2020[5]) がある。ペルセウス座にある Class0/I 天体周りの円 盤がもつダストの質量はオリオン座の円盤がもつダ ストの質量より大きく、ペルセウス座の円盤はオリ オン座の円盤よりも若いと考えられている。現在考 えられている円盤形成・進化のシナリオから、若い 円盤ほど円盤が小さいと予想されており、同じよう な環境から円盤形成が起こったと考えると、ペルセ ウス座の円盤はオリオン座の円盤よりも小さくなる と予想できる。しかし観測から年齢が若いペルセウ ス座の円盤はオリオン座の円盤よりも大きいとされ

ている。これは星形成環境の違いによるものと考え られる。

形成され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。ま た、磁場により円盤から駆動されるジェットやアウト フローは円盤や周りのエンベロープから質量を放出 するため、円盤の質量も小さくする効果がある。よっ て磁場から力をよく受けるような星形成環境であれ ば、円盤は小さくなる。

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 (磁場の凍結)。しかし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低エ ネルギーの宇宙線 (a few 10 MeV) である。分子輝線 の観測から、星形成領域の電離率は10<sup>-16</sup>-10<sup>18</sup>s<sup>-1</sup> 程度と見積もられている (Cleeves et al. 2017[2]、 Bergner et al. 2020[6] など)。

今回紹介する Kuffmeier et al. 2020[1] では角運動 量輸送や質量放出を担う磁場の働きに関わる宇宙線 によるガスの電離に注目する。この論文では観測で 得られている宇宙線によるガスの電離率を 10<sup>-18</sup>s<sup>-1</sup> から 10<sup>-16</sup>s<sup>-1</sup> の間で変化させることで、宇宙線によ るガスの電離が原始惑星系円盤の進化にどのような 影響を与えるのかを調べている。さらに我々の研究 についても紹介する。

#### 2 Methods

Kuffmeier et al. 2020[1] では  $(r, \theta)$  平面の二次元 非理想 MHD シミュレーションを行なっている。座 標は球座標である。状態方程式は輻射による冷却が 効かなくなる密度である  $ho_{
m c}=10^{-13}{
m gcm}^{-13}$ を境界 として  $\rho \leq \rho_c$  では等温、 $\rho_c \leq \rho$  では P  $\propto \rho^{5/3}$  とし ている。磁気拡散係数 (オーム拡散、ホール効果、両 極性拡散)は密度、温度、磁場、化学組成に依存して いる。これらの値を用いて磁気拡散係数の計算を行 なっている (Zhao et al. 2016[7])。今回の計算では ホール効果は無視しており、オーム拡散と両極性拡 散のみ考えている。化学計算に必要なダストの大き さの分布はダストの数密度を n、大きさを a として  $n a^{-3.5}$  とおく (MRN 分布: Mathis et al. 1977[8])。 最小の大きさは $a_{min} = 0.1 \mu m$ 、最大の大きさは  $a_{max} = 0.25 \mu m$ とする。また宇宙線による電離率  $\zeta$  は  $\zeta = 10^{-18}, 5 \times 10^{-18}, 10^{-17}, 5 \times 10^{-17}, 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ とした。以下に述べる初期に設定する回転と磁場 の条件を含めると違う 20 個の条件の星形成シミュ レーションを行った。計算は中心星が形成されてか ら 20kyr まで行った。

 $R_{c} = 10^{17} cm \sim 6684 AU$ の一様等温球の分子 雲コアを与える。密度は  $\rho_0 = 4.77 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$ であり、分子量は μ = 2.36 である。コアは剛 体回転とし、回転速度は  $\omega_0 = 1 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$  と  $\omega_0 = 2 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ の二種類を考える。これは的な解析からこの領域は差動回転による磁場の増幅

回転エネルギー Erot と重力エネルギー Egra の 比である  $eta_{
m rot}={
m E}_{
m rot}/{
m E}_{
m gra}$  では  $eta_{
m rot}=0.025$  と  $\beta_{rot} = 0.1$ となっている。磁場は一様に設定し、大 きさは  $B_0 = 2.13 \times 10^{-5} G$  と  $B_0 = 4.25 \times 10^{-5} G$ を考える。これは mass-to-flux ratio である  $\lambda = (M/\Phi)/(M/\Phi)_{cr} = 2M_c \pi \sqrt{G}/\pi R_c^2 B_0$ では  $\lambda = 5 \ge \lambda = 2.5 \ge 100$ 

境界条件は流出境界条件を考えており、内 側は  $r_{\rm in} = 3 \times 10^{13} {\rm cm} \sim 2 {\rm AU}$  であり、外側は r<sub>out</sub>= 10<sup>17</sup> cm としている。内側に流れた質量は星に なると考える。

#### 3 Results

図1の上のパネルは初期条件に $\lambda = 4.8$ 、 $\beta = 0.025$ を設定した場合の方位角方向で平均した半径方向の 流体の速度 〈v<sub>r</sub>〉と方位角方向の流体の速度 〈v<sub>o</sub>〉の比  $\delta c = \arctan(-\langle v_r \rangle / \langle v_\phi \rangle)$  としてプロットしたもの になっている。 $\alpha = \pi/2$ は infall 速度が回転速度に 比べて強くなっており、 $\alpha = -\pi/2$ は outflow 速度が 回転速度に比べて強くなっている。 $\alpha = 0$ は回転速 度が強くなっている。この図から電離率が低いほど、 αの絶対値が小さくなっていることがわかる。これ は電離率が小さいほど回転が支配している領域が大 きくなっていることを示している。回転が支配して いる領域  $(\alpha \sim 0)$  の回転速度はケプラー回転と一致 する。

また、図1の下のパネルは方位角方向で平均した 磁場の強さ |B| をプロットしたものになっている。こ の図から電離度が低いほど磁場が小さくなっている ことがわかる。これは言い換えると、電離度が低い ほど磁気拡散がよく効き、磁気制動による角運動量 輸送が弱くなることで円盤が形成されたことを示し ている。上の図と比べて、回転が支配的な領域では 磁場が一定となっていることがわかる。

図 1 の左 (t ~ 5kyr) と図 1 の右 (t ~ 16kyr) を比 べると、電離度が高い場合 ( $\zeta = 10^{-16}, 5 \times 10^{-17} s^{-1}$ ) 初期条件として質量  $M_c = 1M_{\odot}$ 、半径 は時間が経過した後も infall が支配的だが、電離度 が低い場合は時間が経過すると回転が支配的な領域 が大きくなっていることがわかる。t~16kyr におい ても、回転が支配的な領域と磁場が一定になってい る領域がほぼ一致していることが読み取れる。理論 と磁場の拡散が釣り合っており、磁場が減少したこ とで磁気制動が小さくなり、円盤が形成されている と考えられる。(Hennebelle et al. 2016[9])



図 1: 上の図は横軸に半径 (AU)、縦軸に  $\alpha = \arctan(-\langle v_r \rangle / \langle v_{\phi} \rangle)$ をプロットしたもので ある。下の図は横軸に半径 (AU)、縦軸に磁場の大 きさ (Gauss)をプロットしたものである。線はそれ ぞれ  $\zeta = 10^{-18}$ s<sup>-1</sup> (dark solid lines)、 $5 \times 10^{-18}$ s<sup>-1</sup> (dash-dotted lines)、 $10^{-17}$ s<sup>-1</sup> (dashed lines)、  $5 \times 10^{-17}$ s<sup>-1</sup> (dotted lines)、 $10^{-16}$ s<sup>-1</sup> (light solid lines) となっている。左の図は t ~ 5kyr、右の図 は t ~ 16kyr の時の図となっている。全ての図で  $\lambda = 4.8$ 、 $\beta = 0.025$  である。

シミュレーションの結果、最終的に (t<sub>end</sub> ~ 20kyr) どのような円盤が形成されたかをまとめた図が図 2 となっている。円盤は  $\rho > 3 \times 10^{-13}$ gcm<sup>-3</sup> かつ v<sub>r</sub> < 0.5v<sub> $\phi$ </sub> かつ v<sub>z</sub> < 0.5v<sub> $\phi$ </sub> の領域で定義している。 この図から電離率が小さいほど大きな円盤が形成さ れていることがわかる。

図3は電離率による密度進化の違いを示したもの である。この図から電離度が低い $\zeta = 10^{-17}s^{-1}$ は 中心星と円盤の質量が 0.18M<sub>☉</sub>になるまでの時間が 他の高い電離率の場合と比べて短い。これは磁気圧 による効果が他と比べて小さいからである。また、  $\zeta = 10^{-16}s^{-1}$ の時、円盤は縮み、最終的に消滅する。 一方、 $\zeta = 10^{-17}s^{-1}$ の時、30AUより大きな円盤が 形成されていることがわかる。 $\zeta = 10^{-17}s^{-1}$ の時の 円盤は三次元シミュレーションを行った時、渦状腕構 造を作る可能性がある [10]。渦状腕構造を作った時、 渦状腕の作る重力トルクによって円盤が外側に広が り、円盤の大きさは更に大きくなる可能性がある。



図 2:  $\zeta, \lambda, \beta_{rot}$  によってできる円盤の状態を示して いる。それぞれのパネルは  $\zeta$  の違いであり、横軸 に  $\lambda$ 、縦軸に  $\beta_{rot}$  をとっている。記号は最終的に (t<sub>end</sub> ~ 20kyr) どのような円盤が形成されたかを示 している。記号の大きさはできた円盤の大きさを示 している。 $\zeta = 5 \times 10^{-17} \text{s}^{-1}$ のパネルには 50AU の 大きさが示されている。shrinking disks は外側の円 は初期の円盤の大きさを示しており、内側の点は最終 状態の円盤の大きさを示している。disk+spiral/Frag は渦状腕構造が時間と共に成長していくが、記号の 大きさは円盤の大きさの最低値を示している。



図 3: 電離率による密度進化の違いを示している。 左が $\zeta = 10^{-16}$ s<sup>-1</sup>、中央が $\zeta = 5 \times 10^{-17}$ s<sup>-1</sup>、右が  $\zeta = 10^{-18}$ s<sup>-1</sup>となっている。上の図は中心星と円盤 の質量が 0.05M<sub>☉</sub>、真ん中は 0.1M<sub>☉</sub>、下は 0.18M<sub>☉</sub> の時を示している。 $\beta_{rot} = 0.1, \lambda = 5$ としている。

## 4 Discussion

## 4.1 観測されている原始惑星系円盤との関 連性

今回の計算の結果は形成される原始惑星系円盤の 大きさは宇宙線による電離率によって変化すること を示している。これは導入で挙げたペルセウス座に ある Class-0/I 天体周りの円盤の観測とオリオン座 の円盤の観測からも示唆される。オリオン座の星形 成領域はペルセウス座の星形成領域よりも活発に星 形成していることから、宇宙線による電離率が高く なっていると予想できる。よって電離率が高いオリ オン座の星形成領域で形成される円盤はペルセウス の円盤よりも小さくなっていると考えられる。

従って、同じような年齢の星形成領域において観測 で見られる円盤の大きさの違いは星形成領域を電離 する宇宙線の強さの違いが原因である可能性がある。

#### 4.2 今後の課題

Kuffmeier et al. 2020[1] では、宇宙線による電離 率を一定として計算を行なっている。しかし宇宙線 による電離率はガスによる遮蔽効果、磁力線分布に よるミラーリング・フォーカシング効果などによっ て時間的、空間的に変化する。宇宙線の強さはガス の密度や磁場の構造に依存し、ガスの進化は宇宙線 による電離率に依存する。よって宇宙線とガスは相 互に影響を及ぼし合う為、宇宙線が原始惑星系円盤 の進化に与える影響を知るためには宇宙線とガスの 相互作用を考慮したシミュレーションが必要になる。

今後、我々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開発 し、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うことで、原 始惑星系円盤の構造と進化を調べる予定である。

#### 5 Summary

今回紹介した Kuffmeier et al. 2020[1] では分子 雲コアから原始惑星系円盤を形成する二次元非理想 MHD シミュレーションを行い、シミュレーションの パラメータとして宇宙線による電離率を変化させる ことで宇宙線による電離が円盤の進化に与える影響 を調べた。

シミュレーションの結果から、ζ = 10<sup>-17</sup>s<sup>-1</sup>では 円盤が形成されるが、ζ = 10<sup>-16</sup>s<sup>-1</sup>では磁場による 角運動量輸送が働き、円盤が消滅することが示され た。この結果から、ダストの量から見積もった形成 されてから同じ年齢と考えられる星形成領域で見ら れる円盤の大きさの多様性に宇宙線による電離率の 違いが影響している可能性を示すことができた。

今後、より現実的な宇宙線電離の効果を調べるた めに、宇宙線とガスの相互進化を取り入れた原始惑 星系円盤の形成・進化シミュレーションを行ってい く予定である。

#### Reference

- M. Kuffmeier, et al, Vol. 639, p. A86, July 2020.
- [2] L. Ilsedore Cleeves, et al, Vol. 843, No. 1, p. L3, July 2017.
- [3] Nagayoshi Ohashi, et al, Vol. 951, No. 1, p. 8, July 2023.
- [4] Lukasz Tychoniec, et al, Vol. 238, No. 2, p. 19, October 2018.
- [5] John J. Tobin, et al, Vol. 890, No. 2, p. 130, February 2020.
- [6] Jennifer B. Bergner, et al, Vol. 898, No. 2, p. 97, August 2020.
- [7] Bo Zhao, et al, Vol. 460, No. 2, pp. 2050–2076, August 2016.
- [8] J. S. Mathis, et al, Vol. 217, pp. 425–433, October 1977.
- [9] Patrick Hennebelle, et al, Vol. 830, No. 1, p. L8, October 2016.
- [10] Bo Zhao, et al, Vol. 478, No. 2, pp. 2723–2736, August 2018.

——index へ戻る

星間b27

ALMA 望遠鏡による OMC-3 MMS 5 から駆動するアウ トフローとジェットの観測と駆動機構の解明

中村 優梨佳

# ALMA 望遠鏡による OMC-3 MMS 5 から駆動するアウトフローと ジェットの観測と駆動機構の解明

中村 優梨佳 (九州大学大学院 理学府 地球惑星科学専攻)

#### Abstract

ALMA で観測された OMC(Orion Molecular Cloud)-3 の MMS 5 周辺のアウトフローとジェットの駆動メ カニズムについてのレビューをおこなう。星形成過程で現れるアウトフローとジェットの駆動を説明するた めに、nested wind シナリオと jet entrainment シナリオという 2 つの異なるシナリオが提案されている。 Matsushita et al. (2019) では、ALMA を用いた MMS 5 の観測により CO、N<sub>2</sub>D<sup>+</sup>、SiO、C<sup>18</sup>O という 4 つの分子輝線と 1.3mm 連続波を取得し解析をおこなった。その結果、1.3 mm 連続波において、ディスク を示すと考えられるコンパクトな構造を検出した。CO は、アウトフローとジェットの典型的な構造を示し た。傾斜角を考慮してフローの物理量を導出したところ、ジェットはアウトフローよりも空間スケールが小 さく、力学的タイムスケールは 3 倍ほど短いことがわかった。また、アウトフローとジェットの位置角の差 から、両者の駆動領域と駆動を開始した時刻が異なると考えられる。これらの解析結果は nested wind シナ リオを支持する。さらに、SiO と CO の両方に 6 つのノットが確認され、これらは周期性を持つことが示唆 された。全体としてジェットは正弦波で近似することができ、ウィグル構造を持つ。これはジェット駆動領域 のディスクの、法線方向の歳差運動を示唆する。以上から、フロー駆動メカニズムについて、jet entraiment シナリオを完全には否定できないものの、nested wind シナリオで良く説明できると考えられる。

### 1 Introduction

分子流出現象は、星形成の初期段階において、普遍 的に観測されている。そのため、星形成過程における 質量放出と降着の関係を理解する上で重要な役割を 果たすと考えられている。原始星流は速度の違いに より分類されており、高速成分を"ジェット"、低速成 分を"アウトフロー"と呼び、最もエネルギーが高い フローを"EHV(extremely high velocity) フロー"と 呼ぶ。ジェットは、幾何学的に細長い形状を持ち、放 出速度が 50~100km s<sup>-1</sup> 以上のフローは EHV と定 義されている (Andre et al. 1993)。一方、アウトフ ローは開口角が広く、速度が 10~50 km s<sup>-1</sup> と比較 的遅い双極構造と定義されている。EHV フローは、 寿命が105年以下と短いクラス0とクラスIの限られ た天体で観測されている。通常、CO 輝線で観測され る EHV フローは、系速度に対して 50~200km s<sup>-1</sup> の速度を持ち、コリメートした構造を示している。ま た、EHV フローは、SiO 輝線でも検出されることが あり、SiO 輝線を伴う EHV フローはすべて寿命が 10<sup>4</sup>年以下のクラス0天体に付随している。このよう な天体は非常に珍しく、現在7つのサンプルしか知ら

れていない。EHV フローは、しばしばコリメートさ れたジェットのような構造だけでなく、内部のノット を示す。一方、低速度アウトフローは、開口角が30° ~60°と大きい。このため、EHV フローは低速度ア ウトフローに囲まれているように見える。低速度フ ローと EHV フローの駆動を説明するために、Nested wind シナリオ (Tomisaka 2002; Banerjee & Pudritz 2006; Machida et al. 2008)  $\succeq$  Jet entrainment  $\mathrel{\triangleright} \mathrel{+}$ リオ (Arce et al. 2007) という 2 つのシナリオが提案 されている。Nested wind シナリオでは、低速度フ ローと高速度フローがそれぞれ星周円盤の内側と外側 の領域から直接駆動される。一方、Jet entrainment シナリオでは、高速度フローのみが原始星付近で加 速され、周囲のガスを巻き込み、巻き込まれたガスが 超音速に達して低速度フローが発生する。この2つ のシナリオを観測的に区別するためには、原始星初 期における低速度フローと高速度フローの年齢やサ イズの違いを確認する必要がある。つまり、Nested wind シナリオが正しければ、低速度フローが高速度 フローの出現前に現れるため、原始星が非常に若いと きに、低速度フローと高速度フローの年齢差を見るこ とになる。一方、Jet entrainment シナリオでは、高 速フローの伝播の結果アウトフローの巻き込みが起 こる。そのため、Jet entrainment シナリオでは、星 形成の初期段階においても低速フローと高速フロー の力学的年齢がほぼ同じであることが示唆される。著 者らは、原始星流の駆動メカニズムを明らかにする ために、ターゲット天体として OMC-3 に位置する MMS 5 に関連する EHV フローを選択した。CO 輝 線では、コンパクトな東西両極のアウトフローが観 測されており、アウトフローの大きさは片側 0.1 pc と大きく、低速度フローの力学的なタイムスケール は約 9,000 年と推定されている。これまでの研究で は低速度成分しか見つかっていなかったが、最近の APEX 論文 (Gómez-Ruiz et al. 2019) では EHV フ ローも報告されている。また、近赤外線のH2で観測 されたノットも過去に報告されている。MMS5に関 連する EHV フローは、これまでに報告された EHV フローの中で最もコンパクトなものの1つである。 以上の点から、MMS5は、原始星形成直後のそれぞ れのフローの駆動機構を明らかにするにあたり最適 な天体であると考えられる。

# 2 ALMA Observations and Data Reduction

MMS 5 に対して、ALMA 12 m アレイと ACA 7 m アレイ (Morita array) による観測が実施され、4 つの 分子輝線 (CO、N<sub>2</sub>D<sup>+</sup>、SiO、C<sup>18</sup>O) と 1.3 mm 連続 波が得られた。速度分解能は、CO が 0.367 km s<sup>-1</sup>、 SiO が 0.390 km s<sup>-1</sup>、C<sup>18</sup>O が 0.046 km s<sup>-1</sup>、N<sub>2</sub>D<sup>+</sup> が 0.048 km s<sup>-1</sup> である。visibility raw データの校正 は、ALMA 観測所にて Common Astronomy Software Application (CASA) を用いた標準校正法で行 われた。校正された visibility データは CLEAN 処理 され、連続波と分子輝線の画像が作成された。連続 波と分子輝線の画像には、Briggs パラメータ 0.5 に よるロバストウェイティングが使用された。3 つの異 なるアレイ構成で得られたデータセットを組み合わ せて、最終的な画像が作成された。

### 3 Results

図 1(a) の低解像度の 1.3 mm 連続波画像では、1.3 mm 連続波のエミッションが東西方向に伸びている

ことがわかる。この伸び率は、EHV フローの軸と一 致する。ジェット軸に沿って増強された 1.3 mm 連 続波は、中心領域から放出されたジェットに付随す る高温のダストによるものと考えられる。図 1(b) の 高解像度画像では、コンパクトな構造を確認するこ とができる。このコンパクト成分の形態を明らかに するために、CASA の 2 次元ガウスフィッティング ツール (IMFIT)を使用した。測定されたトータル フラックス 57 ± 3 mJy を考慮すると、1.3 mm 連続 波で示される周辺星物質の質量は  $1.8 \times 10^{-2} M_{\odot}$  と 推定される。



図 1: (a): ACA 7 m アレイと 12 m アレイで得られ た 1.3 mm 連続波画像。コンターレベルは 5  $\sigma$  から 始まり、5  $\sigma$  の間隔で引かれている。赤と青の矢印 は、SiO ジェットの軸を示す。左下の楕円は、各観測 から合成されたビームサイズを示している。空間ス ケールは、各図の左上に示されている。(b): (a) の高 解像度画像。コンターレベルは (a) と同じ。

図2に示すCOのチャンネルマップは、MMS5に付随する分子アウトフローが東西方向に細長いことを示している。この図の (a)、つまり  $|V_{LSR} - V_{sys}|$ の速度範囲が 0~10km s<sup>-1</sup>の速度域では、CO 輝線は一様に検出され、これは周囲の分子雲からの汚染に起因している。  $|V_{LSR} - V_{sys}| = 10~50$  km s<sup>-1</sup> である、図の (b)~(e)の速度域では、CO は 0.05 pc の範囲まで広がる V 字型の構造を示している。  $|V_{LSR} - V_{sys}| = 50~100$  km s<sup>-1</sup> である、図の (f)-(j) では、EHV フローの速度に対応し、幾何学的なコリメート構造が出現する。

図 3 は SiO チャンネルマップを表している。レッドシフト成分は、主に  $|V_{LSR} - V_{sys}| = 50-70 \text{ km s}^{-1}$ の速度範囲で検出される。また、 $|V_{LSR} - V_{sys}| = 50 \text{ km s}^{-1}$ の低速度域では、微弱な SiO 輝線が検出されている。 $|V_{LSR} - V_{sys}| = 80-90 \text{ km s}^{-1}$ の速度域では、図中の (i) のようにブルーシフトした EHV 成分



 10
 10
 -0-10 Imms
 10
 10
 10
 20
 20
 200 Imms
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10
 10

図 2: 10 km s<sup>-1</sup>の速度間隔で平均化した CO 輝線の チャネルマップ。系速度を基準とした速度範囲で表 示している。V<sub>LSR</sub>=11.0 km s<sup>-1</sup>を基準とした速度 範囲を各パネルの左上隅に示している。十字は MMS 5 の 1.3 mm 連続波ピーク位置。パネル (j) の円は、 メインビームサイズ~26 arcsec を示し、合成ビーム サイズは左下隅に示される。

が検出されている。検出された SiO 輝線は、高分解 能のデータで捉えられたコリメート構造に集中して いることがわかる。また、アウトフローとジェットの 西側では、近赤外線の H<sub>2</sub> 輝線でノットが観測されて いる。

COアウトフローは P.A.(position angle)79°、CO とSiOジェットはP.A.~90°であり、ジェットとアウ トフローの P.A. は異なる。図2と図3は、アウトフ ローとジェットに非対称性があることを示している。 このような非対称構造を説明するメカニズムは現在 の観測データだけでは解明できないが、乱流による 周辺媒質の不均一な密度分布や、星形成コアの初期 の非対称構造などの可能性を示唆している。CO で 検出された開口角が比較的広い低速度アウトフロー の傾斜角をより正確に導き出すために、簡易解析モ デル (Lee et al. 2000) を使用し、アウトフローシェ ルの傾斜角を利用して、アウトフローとジェットの サイズ、速度、力学的タイムスケールを推定したと ころ、アウトフローの力学的タイムスケールは1,300 vr、ジェットの力学的タイムスケールは CO を用い て 470 yr と見積もられた。そのため、アウトフロー の力学的タイムスケールはジェットの力学的タイム スケールよりも3倍ほど長いことがわかった。また、 アウトフロー (~14,000 au) は、ジェット (~11,000 au) よりも大きい。

図 3: 10.0 km s<sup>-1</sup> 速度区間で平均した SiO 輝線の チャネルマップ。系速度を基準とした速度範囲で表 示している。V<sub>sys</sub> = 11.0 km s<sup>-1</sup> に対する速度範囲 を各パネルの左上隅に示している。十字は MMS 5 の 1.3 mm 連続波のピーク位置を示している。合成 されたビームサイズはパネル (i) の左下隅に示されて いる。

### 4 Discussion

nested wind シナリオでは、回転で支えられた円 盤の異なる半径から異なる種類のフローが駆動され、 ディスク外縁と内縁付近ではそれぞれ低速と高速の フローが駆動される。一方、jet entrainment シナリ オでは、高速ジェットだけが原始星の近くに現れ、周 囲の物質がジェットに加速されたり巻き込まれたり する。

Result で述べた通り、アウトフローの力学的タイ ムスケールはジェットの力学的タイムスケールより も3倍ほど長く、アウトフローはジェットよりも大 きい。また、アウトフローとジェットの始点 (駆動半 径) は、中心星から 2 au より外側と 0.5 au より内側 に位置すると予想される。最近の ALMA の研究に より、円盤外縁部~100 au に広い開口角を持つアウ トフローが現れ (Alves et al. 2017)、円盤内縁部~ 0.05 au 付近にコリメーションの良いジェットが駆動 することが示された (Lee et al. 2017)。角度分解能 が限られているため、アウトフローとジェットの駆動 点を空間的に特定することはできないが、観測され たガスの形態とガス速度は、同様の特徴を有してい る。これらは、MMS 5のアウトフローとジェットが 異なる半径から駆動されている可能性を示しており、 nested wind シナリオを支持する証拠となる。もう一 つ、nested wind シナリオを支持する証拠として、ア ウトフローとジェットの軸の違いがあり、これは異な る駆動半径を考慮することで説明することができる

と考えられる。アウトフローとジェットの軸の違い は、最近の MHD シミュレーション (Matsumoto et al. 2017) で説明することができる。nested wind シ ナリオでは、ジェット軸とアウトフロー軸の間に違い があることが予想される。今回の観測では、アウト フローの力学的タイムスケールはジェットの力学的タ イムスケールよりも約3倍長い。したがってアウト フローはより進化していると考えられる。また、ア ウトフローは過去~103年の力学的時間スケールを 示しているので、アウトフローの軸の変化は、アウ トフローが駆動する円盤の歳差運動と解釈すること ができる。また、図4にも示すように、ジェット(ま たは EHV フロー) の中にいくつかのノットがある ことがわかった。これらのノットを解析するために、 SiOとCOの両方から6つのノットを特定し、近隣 ノットの間隔を推定した。また、図4に示すように、 ノットの配置は単純な正弦波で近似でき、これは原 始星の周りのジェットやディスクの歳差運動を表して いると考えられる。



図 4: (a) CO (黒) と SiO (緑) の積分強度マップ の重ね合わせ。黄色の円は SiO J = 5-4 と CO J = 2-1 のピークフラックス位置を表す。変数  $\theta$  beam は ビームサイズである。(b) SiO J = 5-4 の積分強度 マップ。ピークフラックス位置は赤い点でプロット されている。青線は、中央の連続波のピーク位置と SiO のピークフラックス位置を結んでいる。(c) 6 つ のノットのジェット軸からのずれを正弦関数で近似し たもの。

## 5 Conclusion

主な結果は以下のようにまとめられる。

・1.3mm 連続波において、 $M_{1.3mm} \sim 1.8 \times 10^{-2} M_{\odot}$ と推定され、ディスクを示していると考えられるコンパクトな構造を検出した。

・CO 輝線はアウトフローとジェットを示し、ジェットはアウトフローよりも小さい。

・傾斜角から、アウトフローとジェットのサイズ、速 度、力学的タイムスケールを推定した。ジェットの力 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、また、アウトフローとジェットの P.A. の差は 17°である。よって、アウトフローとジェットの駆動 領域と駆動を開始した時間が異なると考えられる。

・SiO 輝線と CO 輝線の両方に6つのノットを確認 した。これらは周期性を持つ可能性があるというこ とがわかった。全体としてジェットは正弦波で近似さ せることができるウィグル構造をもち、これはジェッ トとディスクの歳差運動を示唆している。

以上の解析結果は nested wind シナリオを支持する 証拠を示していることから、フロー駆動メカニズム について、jet entraiment シナリオを完全には否定で きないものの、今回の結果は nested wind シナリオ で良く説明できると考えられる。

#### Reference

- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., et al. 2007, in Protostars and Planets V, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 245
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122
- Banerjee, R., & Pudritz, R. E. 2006, ApJ, 641, 949
- Lee, C.-F., Mundy, L. G., Reipurth, B., Ostriker, E. C., & Stone, J. M. 2000,
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-i., & Matsumoto, T. 2008, ApJ, 676, 1088
- Matsushita, Y., Takahashi, S., Machida, M. N., & Tomisaka, K. 2019, ApJ, 871, 221 doi: 10.5281/zenodo.3585396
- Matsumoto, T., Machida, M. N., & Inutsuka, S.-i. 2017, ApJ, 839, 69
- Takahashi, S., Saito, M., Ohashi, N., et al. 2008, ApJ,  $688,\,344$

Tomisaka, K. 2002, ApJ, 575, 306

--index へ戻る

星間c01

# ハビタブル惑星の存在確率について

# 長谷川 龍

# ハビタブル惑星の存在確率について

長谷川 龍 (京都産業大学大学院 理学研究科)

#### Abstract

近年、系外惑星の発見数が大きく増加しているが、果たしてこの宇宙にハビタブル惑星がどれほど普遍的に 存在するのかという問いの重要性が改めて強く認識されている。本講演では、この問いに対して統計的手法 を用いてハビタブル惑星の存在確率を算出した先行研究 Bryson et al. (2021) のレビューを行う。 Bryson et al. (2021) では、Kepler 衛星の系外惑星データベースおよび Gaia 衛星の恒星データベースをもと に、ハビタブル惑星の分布モデルを推定している。彼らは、ハビタブル惑星の分布モデルが惑星半径と惑星が 受ける恒星フラックス、および中心星の有効温度に依存すると考え、それらを変数とした分布モデルをベイズ 推定により決定した。その結果、太陽のような恒星 (有効放射温度 4800-6300 K の F・G・K 型主系列星) のま わりのハビタブルゾーンに地球同様のサイズ (0.5–1.5 地球半径) の惑星が、1 恒星あたり 0.37<sup>+0.48</sup> – 0.60<sup>+0.90</sup> の存在度が得られている。

#### 1 はじめに

平均的に、1つの恒星は少なくとも1の惑星を持つ とされている (Cassan et al. (2012))。Kepler 衛星や TESS 衛星の登場以来、系外惑星の発見数は飛躍的 に増加しており、今では 5000 個以上もの系外惑星の 存在が知られている。これらの系外惑星の中に、ど の程度ハビタブル惑星が存在しているのであろうか。 この問いは、生命に適した環境はこの銀河系にどの 程度存在するのかと言い換えることができる。つま り、ハビタブル惑星の存在度は地球外生命探査にお いて、その困難さ(あるいは、その実現性)を示す一 つの指標となる。古くは定性的な評価方法 (c.f. ドレ イク方程式など) でハビタブル惑星の存否が議論され ていたが、近年ではハビタブル惑星の成立条件の理 論的考察が深化し、また、この銀河に存在する恒星 や系外惑星の観測的知見 (データベース) も飛躍的に 発展している。それらの知見をもとに、統計的手法 を用いた、ハビタブル惑星の存在度に関する定量的 な議論が行われている。以下では、その最新研究事 例である Bryson et al. (2021) のレビューを行う。

Bryson et al. (2021)では、データベースの整備方 法、ベイズ推定に基づく統計解析の方法論、分布モデ ルの作り方、分布モデルの抽出範囲などに複数のケー スを用いており、それらの全てをこの集録で取り扱う ことは困難である。そこで、以下の章では、Bryson et al. (2021)の骨子となる部分を整理しつつ、結果 を中心に紹介する。

### 2 Bryson et al. (2021)の概要

本章では、先ず、Bryson et al. (2021)の研究の前 提となるハビタブルゾーンの定義および Kepler 衛星 の系外惑星データと η<sub>θ</sub>の導出における課題につい て述べ、その後、ベイズ推定に用いた分布モデルの 内容、そして、解析結果を記述する。

#### 2.1 ハビタブルゾーンの定式化

ハビタブル惑星の存在度  $\eta_{\Theta}$ を求めるためには、ハ ビタブル惑星が存在する中心星からの距離を示すハ ビタブルゾーン (HZ)を定義する必要がある。Bryson et al. (2021) は、存在度を算出するにあたり HZ を Kopparapu et al. (2014)の議論に基づき、比較的 幅の狭い領域(暴走温室効果と凍結限界で定義され る:以下、Conservative HZ とする)と幅の広い領域 (現在の金星と初期火星の位置で境界を定義:以下、 Optimistic HZ)の2種類を考えている。(図1の緑 の線と点線を参照)これらの HZ の内側限界と外側限 界は、Kopparapu et al. (2014)によって各恒星にお ける惑星が受ける放射フラックスの関数として与え られている。

Bryson et al. (2021) では、HZ を議論する際の諸 パラメータを、太陽-地球におけるそれらの値で規格 化している。各恒星における、惑星が受ける放射フ ラックスは、地球が受ける太陽からの放射フラック



図 1. Bryson et al. (2021)のFig. 1を引用。Kepler DR25 における惑星半径が 2.5R⊕ 以下の惑星候補天体に 関して中心星の有効温度と惑星が受ける放射フラックスで 分類したもの。各惑星のプロット点の大きさが惑星半径の 大きさを示し、プロット点の色はデータの信頼度を示す。 白から水色への背景は公転周期が710日以内である惑星を 持つ恒星の割合を示し、等値線は公転周期が 500 日以内の 惑星を持つ恒星の割合を示す。緑色の実線および点線が、 それぞれ、Optimistic HZ および Conservative HZ の範 囲を示す。

ス *I*⊕ で規格化された量 *I* として考え、

$$I = \frac{R_*^2 T^4}{a^2}$$
 (1)

で与えられる。R<sub>\*</sub>は中心星の半径を太陽半径 R<sub>☉</sub> で 規格化した値、T は中心星の有効温度 Teff を太陽の 有効温度 To で規格化した値、a は惑星の公転軌道長 半径を表し単位は [AU] である。

HZ の幅 Δa は式 (1) を用いて表すと

$$\Delta a = a_{\text{outer}} - a_{\text{inner}} \tag{2}$$

$$= R_* T^2 \left( \frac{1}{\sqrt{I_{\text{outer}}}} - \frac{1}{\sqrt{I_{\text{inner}}}} \right)$$
(3)

として表される。今回の解析で用いる系外惑星系の 各中心星に関して、Gaia 衛星で得られた恒星の物理 量をもとに式(3)を計算した結果が図2の青点であ る。有効放射温度が高くなるにつれて、HZ の領域も 広くなることが分かる。

Bryson et al. (2021) は、式 (3) の  $(1/\sqrt{I_{outer}} 1/\sqrt{I_{\text{inner}}}$ )を定数としている。さらに、 $R_*$ はTに 依存するとして、 $R_* = (\tau T + R_0)$ と近似している  $(\tau \approx 1.8, R_0 \approx -0.74)$ 。これにより、式 (3) は以下 のように書き換えられる。

$$\Delta a \propto (\tau T + R_0) T^2 \tag{4}$$

Bryson et al. (2021) では、式 (4) を根拠に、 $\Delta a \sigma$  $T_{\rm eff}$ 依存性を表現するような関数  $g(T_{\rm eff})$ を導入して は、Kepler DR25 カタログを使用する。一般的に、



図 2. Bryson et al. (2021)のFig. 3を引用。上:3900-6300 K に含まれる各恒星サンプルの Optimistic HZ の幅 Δa(青点) および T<sub>eff</sub> のべき乗式で近似した線 (橙実線)。 下:近似曲線からの相対残差。

いる (以下では geometric effect と呼ぶ)。図2で見 た各恒星での  $\Delta a$  に対して  $T_{\rm eff}$  のべき乗式を近似し た結果 (図 2 の実線)、以下の g(T<sub>eff</sub>) を得ている。

$$g(T_{\rm eff}) = \begin{cases} 10^{-11.84} T_{\rm eff}^{3.16} \text{ if } T_{\rm eff} \leqslant 5117K\\ 10^{-16.77} T_{\rm eff}^{4.49} \text{ otherwise.} \end{cases}$$
(5)

#### 2.2Kepler 衛星

Kepler 衛星は、はくちょう座の方向に存在する 150,000 個以上の主系列星 (主に F,G,K 型星) を高 精度かつ継続的に観測することが当初のミッション 目標であった。2009年の打ち上げ後、2013年に姿勢 制御系の不具合を発生したが、その後、観測達成目 標を変更したミッションを継続し、2018年に運用を 終えている。Kepler 衛星では継続的な恒星の測光観 測を行い、惑星の恒星面通過(トランジット)による 減光を検知し系外惑星を発見する(トランジット法)。 この継続的な観測において、最低でも3回のトラン ジットが検知された場合、「Kepler 惑星候補天体」と なる。Kepler 衛星の姿勢制御系に不具合が生じるま での4年間の観測期間を考えると、検出できる系外 惑星の公転周期は最長でも710日となる。

#### 存在度 η⊕ の導出における課題 $\mathbf{2.3}$

存在度 η⊕ の導出に用いる系外惑星の観測データ

系外惑星カタログから母集団の全体像を推定する際 囲にわたり平均した値である。 には以下の困難が存在する。

- 1. カタログの不完全性: すべての系外惑星を観測 しきれていない。
- 2. カタログの不信頼性:本来は系外惑星ではない 天体が、系外惑星として誤検出されている。
- 3. カタログの不正確性:観測データの精度の問題 から、系外惑星の物理量に不確かさが存在する。

Kepler 衛星の検出限界付近での観測データは、完全性 と信頼度が低くなるため η⊕ を導出する際に注意深い 修正が必要となる。Kepler DR25 カタログには完全性 および信頼度に関する評価が含まれている (Thompson et al. (2018))。しかし、これらのデータは公転周 期が 500 日以下の系外惑星データに限定されている ため、公転周期が 500 日以上の系外惑星には存在し ない。そのため、公転周期が 500 日以上の系外惑星 には何らかの外挿を導入する必要が有る。また、こ れらの完全性や信頼度を後述の統計解析に取り入れ る方法は、Bryson et al. (2020) などにも述べられて いる。

#### *η*⊕ の統計的推定方法 $\mathbf{2.4}$

Bryson et al. (2021) は HZ 惑星の母集団モデル f が (*I*, *r*, *T*<sub>eff</sub>) に依存すると考え、それぞれの変数に 対する微分を分布モデル $\lambda(I, r, T_{eff})$ として定義して いる。

$$\lambda(I, r, T_{\text{eff}}) \equiv \frac{d^2 f(I, r, T_{\text{eff}})}{dI dr}$$
(6)

 $f(I, r, T_{\text{eff}})$ は母集団モデルであり、中心星の有効温 度がT<sub>eff</sub>の1恒星あたり、半径がr受ける放射フラッ クスが I での惑星の存在度である。

分布モデルλは、T 依存性の取り込み方法を考慮 して、以下の3通りの関数型が用いられている。

$$\lambda_1(I, r, T, \boldsymbol{\theta}) = F_0 C_1 r^{\alpha} I^{\beta} T^{\gamma} g(T) \tag{7}$$

$$\lambda_2(I, r, T, \boldsymbol{\theta}) = F_0 C_2 r^{\alpha} I^{\beta} T^{\gamma} \tag{8}$$

$$\lambda_1(I, r, T, \boldsymbol{\theta}) = F_0 C_3 r^{\alpha} I^{\beta} g(T) \tag{9}$$

但し、
$$\boldsymbol{ heta}=(F_0,lpha,eta,\gamma)$$

 $C_i$ は規格化定数である。 $F_0$ は半径rと惑星が受ける 放射フラックス I の全範囲における 1 恒星あたりの に対する惑星形成論的な議論はなされていなかった。

限られたサンプル数の観測データにおいて得られた 惑星の存在度を、中心星の有効放射温度 T<sub>eff</sub> の全範

 $\lambda_1$ は、geometric effect とその他の有効放射温度 依存性を区別して考える。 $\lambda_2$ は、有効放射温度依存 性を geometric effect とその他で区別しない。 $\lambda_3$  は、 有効放射温度依存性は geometric effect のみと仮定 する。

これらの分布モデルに対して、観測量を最もよく説 明するパラメータ $\theta$ の推定を Markov Chain Monte Carlo (MCMC) と approximate Baysian computation (ABC)の2つの方法で行う。観測量として用い るデータセットは、中心星の有効放射温度が4800 K ≤  $T_{\rm eff} \leq 6300 \, \mathrm{K} \, \mathrm{coba} \, \mathrm{Sec}(\mathrm{VT})$ 、 hab に 3900 K  $\leq T_{\text{eff}} \leq 6300$  K を加えた hab2 の 2 種類を用いている。

#### 結果および考察 2.5

*μ*θとしてまとめられる。

Bryson et al. (2021) が推定した3つの分布モデル  $\lambda_i$ を、惑星半径 r が  $0.5R_{\oplus} \leq r \leq 1.5R_{\oplus}$ 、Optimistic HZ に対応する惑星が受ける恒星フラックス I の範囲 について積分を実行した結果 *f*(*T*<sub>eff</sub>) を図 3 に示す。

図3を見ると、モデル2における  $f(T_{\text{eff}})$ の  $T_{\text{eff}}$ 依 存性は、モデル3のような強い依存性は示さず、モデ ル1と同様の振る舞いを示す事がわかる。これは、本 来の分布モデル $\lambda_i$ の $T_{\text{eff}}$ 依存性は、geometric effect だけでは説明できないことを表す。

最終的な存在度は、hab2 恒星データを用いて、 $\lambda_1$ において得た結果を示す。中心星の有効放射温度が  $4800 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 6300 \text{ K}$ 、惑星半径が  $0.5R_{\oplus} \leq r \leq r$ 1.5R<sub>⊕</sub>、Conservative HZ の範囲における1恒星あ たりの存在度は $0.37^{+0.48}_{-0.21} - 0.60^{+0.90}_{-0.36}$ で、Optimistic HZ では $0.58^{0.73}_{-0.33} - 0.88^{+1.28}_{-0.51}$ である。

#### 3 まとめにかえて

Bryson et al. (2021) では HZ 惑星の分布モデル $\lambda_i$ 



図 3. Bryson et al. (2021) の Fig. 14 を引用。各モ デル  $\lambda_i$  について、半径 r は  $0.5R_{\oplus} \leq r \leq 1.5R_{\oplus}$ 、惑星 が受ける恒星フラックス I は Optimistic HZ の範囲での  $f(T_{\text{eff}})$ 。灰色の範囲は 68% 信頼区間。

そこで、Bryson et al. (2021)の HZ 惑星の分布モデ ル $\lambda_i$ や存在度の振る舞いに関して惑星形成論的な議 論を試みたい。Bryson et al. (2021)では、惑星の分 布のr依存性を単調なべき乗則に従うとしている。 しかし、Fulton ギャップ(Fulton et al. (2017))で 示唆されているように、実際の観測データからは惑 星の分布はより複雑な状況になっていると考えられ る。惑星形成論の視点から指示される惑星分布モデ ルを新規導入することで、Bryson et al. (2021)の結 果がどのように変化するのかを確認したい。こうし た試みが、最終的には観測結果と理論を無矛盾で接 続することに繋がると考えている。

Bryson et al. (2021)の研究を応用することにより、 地球同様サイズ以外の惑星の存在度について研究でき ると考えている。これは、今回求めた存在度より大き な存在度を持つ惑星について研究することに繋がる。 近年、Sub-Neptune クラスの惑星における海洋惑星 の成立可能性も指摘されている (Hu et al. (2021))。 そうした「地球とは異なるハビタブル惑星」の存在 度を定量評価することで、地球外における生命誕生 の可能性や、生命における地球環境の重要性を考え るきっかけになると考えている。

### Reference

Bryson, S., Kunimoto, M., Kopparapu, R. K., et al., 2021, AJ, 161, 36

- Cassan, A., Kubas, D., Beaulieu, J. P., et al., 2013, Nature, 481, 167
- Kopparapu, R. K., Ramirez, R. M., SchottelKotte, J., et al., 2014, ApJL, 787, L29
- Thompson, S. E., Coughlin, J. L., Hoffman, K., et al., 2018, ApJS, 235, 38
- Bryson, S., Coughlin, J., Batalha, N. M., et al., 2020a, AJ, 159, 279
- Fulton, B. J., Petigura, E. A., Howard, A. W., et al., 2017, AJ, 154, 109
- Hu, R., Damiano, M., Scheucher, M., et al., 2021, ApJL, 921, L8

-index へ戻る



# Particle motion on a non vacuum solution: study on accreting matter onto a spherically symmetric black hole

# Palomino Ylla Ariadna Uxue

# Particle motion on a non vacuum solution: study on accreting matter onto a spherically symmetric black hole

Palomino Ylla Ariadna Uxue (Nagoya University)

### Abstract

In this theoretical review of the work previously done by 松田大輝, we investigate the influence of steadily accreting matter around black holes on celestial body orbits. Our approach involves considering a relativistic perfect fluid with a linear equation of state in a spherically symmetric simple system. Perturbative solutions reveal that the orbits of celestial bodies experience a progressive decrease in radius over time due to the presence of the accreting fluid. Analytical calculations, employing the osculating method, demonstrate perihelion shifts in these orbits, providing insights into the behavior and properties of black holes.

# 1 Introduction

Understanding the behavior of gravity around black holes is crucial for unraveling the mysteries of the cosmos. One significant aspect in this pursuit is comprehending the influence of matter steadily accreting around black holes on the surrounding spacetime. This study aims to take a crucial first step in this direction by investigating the backreaction of the accreting matter through a perturbative approach. By delving into the perturbative nature of this phenomenon, we seek to shed light on the intricate interplay between matter accretion and the curvature of spacetime, contributing to a deeper understanding of the gravitational dynamics in the vicinity of black holes.

## 2 Method

#### 2.1 Perturbation method

We adopt this approach to address the challenge of backreaction caused by accreting matter around black holes. Rather than seeking exact solutions, we employ a perturbative scheme to determine metric corrections arising from the backreaction of accreting matter with a general energy-momentum tensor. The scheme entails a two-step process: the zero approximation considers accreting matter in a test fluid approximation, neglecting backreaction effects. Subsequently, we derive first-order metric corrections from the Einstein equations, with the source term computed using the zeroth-order matter solution.

Although the perturbative approach does not yield exact solutions or fully account for strong backreaction effects, it offers a versatile means to investigate the problem comprehensively, independent of specific energy-momentum tensor choices. It is noteworthy that a similar methodology was previously employed to calculate backreaction effects using Schwarzschild (static) coordinates. In contrast, we adopt ingoing Eddington-Finkelstein coordinates, effectively sidestepping coordinate system singularities near the black hole's horizon. This distinctive approach enhances the robustness of our analysis and facilitates a more comprehensive examination of backreaction phenomena.

#### 2.2 Osculating method

The Osculating Method is an analytical technique used to study the motion of celestial bodies around massive objects like black holes. It approximates the real orbit as an osculating ellipse that instantaneously matches the position and velocity of the actual trajectory. By comparing this osculating ellipse to a reference Keplerian orbit, the method allows for the calculation of small variations in the orbital elements, such as the semi-major axis and eccentricity. By applying the Osculating Method, we can analyze the effects of perturbations, such as those caused by accreting matter or relativistic effects, on the celestial body's orbit. This method provides valuable insights into the dynamics and behavior of celestial bodies in the vicinity of massive astrophysical objects.

By employing the Osculating Method in our study, we were able to analytically calculate the perihelion shifts of celestial bodies due to the influence of matter distribution around the black hole. This technique enhances our understanding of the intricate interplay between celestial bodies and their surrounding environment, providing valuable insights into the underlying dynamics near black holes and other massive astrophysical objects.

# 3 Results

This study confirmed the profound impact of steadily accreting matter on celestial body orbits around black holes. We observed a progressive decrease in the orbital radius of celestial bodies over time due to the influence of the accreting matter. The application of the Osculating Method enabled us to analytically calculate perihelion shifts, confirming retrograde motion caused by the matter distribution surrounding the black hole. These findings offer crucial insights into the nature of matter surrounding black holes and its implications for gravitational theories. Moreover, the parameter  $\omega$ emerges as a key descriptor of the black hole's local geometry, providing a deeper understanding of the deviations from the standard Schwarzschild geometry. Our research paves the way for further investigations into non-standard matter distributions and modified gravity theories, enriching our comprehension of the dynamics in the vicinity of black holes.

## 4 Conclusion and discussion

In conclusion, our study has yielded important insights into the gravitational dynamics around black holes influenced by steady matter accretion. We observed a progressive decrease in the orbital radius of celestial bodies over time, accompanied by significant retrograde shifts in perihelion motion. These findings were further validated through the Osculating method, confirming the retrograde perihelion shifts attributable to the matter distribution surrounding the black hole. Our analysis of celestial body orbits revealed distinctive features that provide valuable information about the nature of matter encompassing the black hole, offering implications for gravity theories.

Notably, the parameter  $\omega$  emerged as a critical descriptor of the black hole's local geometry, signifying the deviation from the standard Schwarzschild geometry. This characterization played a pivotal role in understanding the intricate dynamics that govern the region around the black hole. By comprehending the impact of  $\omega$ , we gained deeper insights into the gravitational effects and the unique properties of matter distribution near the black hole.

Overall, our research sheds light on the complex

interplay between steady matter accretion and the celestial body orbits, contributing to a better understanding of gravity in the vicinity of black holes. These findings open the door to further exploration, providing a basis for future studies to elucidate the broader implications of matter accretion on black hole environments and gravitational theories.

# 5 Future issues

In the pursuit of advancing our understanding of black hole dynamics, several compelling avenues for future research emerge:

- Optimal  $\omega$  Value from Observational Data: A crucial task lies in determining the most fitting  $\omega$  value through comprehensive analysis of observational data. This endeavor will refine our comprehension of the black hole's local geometry and its intricate influence on celestial body orbits.
- Exploring Negative  $\omega$  Values and Non-Standard Matter: Delving into the realm of negative  $\omega$  values holds great promise in unraveling non-standard matter distributions surrounding black holes. Such investigations may call for the integration of modified gravity theories, potentially shedding light on intriguing dark energy scenarios.
- Investigating Orbital Motion around the Galactic Center: The Galactic Center (Sgr A<sup>\*</sup>) beckons exploration as we delve into the orbital motion of celestial bodies within its gravitational grasp. By scrutinizing these orbits, we can unravel essential gravitational effects and glean valuable insights into the nature of matter in close proximity to the central black hole.

These future endeavors will contribute to a comprehensive understanding of the intricate gravitational interplay around black holes, opening up new avenues of knowledge and enriching our understanding of the cosmos.

## Reference

- [松田大輝 (2023)] 松田大輝 2023. 質量降着を伴うブラ ックホール時空上の 粒子軌道と近点移動 [Unpublished master's thesis]. Nagoya University
- [Babichev (2012)] E Babichev, & V. Dokuchaev, & Yu Eroshenko 2012. Backreaction of accreting matter onto a black hole in the Eddington–Finkelstein coordinates. 10.1088/0264-9381/29/11/115002

2023 53

[Poisson (2014)] Poisson, E., & Will, C. M. 2014. Gravity: Newtonian, Post-Newtonian, Relativistic. Cambridge University Press.