
2025年第55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

■ index

HK-01	前田 龍也	Mopra 南天銀河面 CO サーベイデータを使用した銀河系円盤部における広速度幅分子ガス成分の探査
HK-02	小林 康大	電離領域の伝搬が駆動する分子雲破壊と星形成効率
HK-03	藤本 湧大	機械学習を用いた Cygnus-X 領域における大質量星に付随する分子雲の特性の調査
HK-04	小野 壮洵	機械学習を用いた初代星形成過程における化学進化のエミュレーション
HK-05	松永 拓巳	ポリトロープガス雲における連星の種の成長過程
HK-06	石田 侑一郎	巨大衝突段階の惑星形成を予測する機械学習モデルの作成
HK-07	佐藤 祥太	巨大ガス惑星によるギャップ形成と衝撃波加熱の一次元モデル
HK-08	清水 颯人	系外惑星の重力によるデブリ円盤の非対称空間分布
HK-09	玉置 拓土	光度曲線・高空間分解画像の同時解析を用いた重力マイクロレンズ惑星イベント MOA-2011-BLG-322 の質量推定
HK-10	御子 裕治	隕石の惑星大気進入による気流・熱状態への影響のモデリング
HK-11	大城 榛音	衝突シミュレーションによる圧縮水アグリゲイトの跳ね返り条件の解明とダスト成長シナリオへの示唆
HK-12	渡邊 太一	ツリー法を応用した多成分ダストの合体成長計算アルゴリズム
HK-13	北出 直也	原始惑星系円盤におけるミリ波散乱偏光を想定した平行平板の輻射輸送数値解
HK-14	丸田 哲温	可視近赤外偏光サーベイによる若い散開星団 NGC 6910 の磁場とダストの研究
HK-15	鍋田 春樹	微惑星形成のためのダスト集積に対する磁場の影響
HK-16	鮫島 直人	T Tauri 型星の SST 及び JWST 中間赤外線スペクトルモデリング
HK-17	蒔田 桃子	ALMA による超新星残骸 W44 超高速度成分 Bullet の観測的研究
HK-18	内田 敦也	XRISM 衛星を用いた超新星残骸 G349.7+0.2 の精密 X 線分光観測
HK-19	久保池 結	Mg-rich 超新星残骸 J0550-6823 と大マゼラン星雲における shell merger への示唆
HK-20	坪川 龍生龍生	Tycho の超新星残骸における核燃焼層の反転とその形成過程
HP-01	坂元 いずみ	高速 HI ガス衝突による若い大質量星団の形成に対する恒星放射フィードバックの影響
HP-02	稲井 天	遠方 DLA における DIB 探査
HP-03	玉木 悠暉	銀河中心アーク構造解明に向けて: シンクロトロン冷却不安定性による縞状化
HP-04	高山 颯太	可視分光観測による高銀緯分子雲における星形成探査
HP-05	森本 鉄平	VAE を用いた MWA 可視化データの特徴抽出とクラスタリング解析
HP-06	奈良崎 裕汰	分子輝線を用いた近傍低質量分子雲の星形成
HP-07	槻木 勇大	降着円盤からの磁気流体的流れと電波ジェットとの生成
HP-08	猪又 香菜穂	高速度分子雲と銀河系円盤の相互作用の理論的研究
HP-09	伊藤 大佑	分子雲コアにおける有機高分子形成過程の化学反応シミュレーション
HP-10	内海 秀介	木星質量連星形成過程の理論的研究
HP-11	浅井 朗人	原始惑星系円盤進化を考慮した巨大惑星形成の理論的研究
HP-12	花沢 泰光	Contribution of the Moon-forming Impactor to the Volatile Inventory in the Bulk Silicate Earth(Grewal et al., 2024 の紹介)
HP-13	田中 麻里菜	岩石の吹き飛ばし効果を考慮した彗星から小惑星への進化モデル
HP-15	西村 一明	時間進化する原始惑星系円盤ガスのもとの軌道移動を考慮した地球型惑星形成に関する N 体計算

HP-16	塩谷 大成	固体天体の衝突シミュレーションを用いた惑星形成段階における微惑星の衝突特性の理論的研究
HP-17	長澤 春香	地球接近小惑星の広視野動画観測と近紫外線観測で迫る地球の水の起源
HP-18	森田 開	PeVatron 探査の現状と CTAO による展望
HP-19	秋田 桜佑	XRISM 衛星 Resolve を用いた Kepler ' s SNR までの距離推定
HP-20	藤丸 祐生	超高速 3 次元流体シミュレーションを用いた Ia 型超新星残骸における多様性の起源の調査
HP-21	神原 祐樹	微惑星リングにおける原始惑星の寡占的成長

[—index へ戻る](#)

HK-01

Mopra 南天銀河面 CO サーベイデータを使用した銀河系円盤部における広速度幅分子ガス成分の探査

慶應義塾大学

前田 龍也

Mopra 南天銀河面 CO サーベイデータを使用した銀河系円盤部における 広速度幅分子ガス成分の探査

前田 龍也 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

岡 朋治、横塚 弘樹、宇田川 賢、柳澤 一輝、有山 諒 (慶應義塾大学)

Abstract

銀河系中心部では、異常に広い速度幅とコンパクトな空間サイズを持つ高速度コンパクト雲 (HVCC) が約 200 個発見されており、多くは対応天体がなく、エネルギー源は未解明である。我々はこのような特異分子雲の普遍性を検証するため、FUGIN サーベイの CO データを用いて銀河系円盤部の広速度幅分子雲 (BVF) を探査し、エネルギー源が不明な BVF CO 16.134–0.553 を発見した。これは直径約 15 pc の膨張球殻構造の一部であり、対応する HI 空洞 (直径約 70 pc) や長大な HI フィラメント (長さ約 280 pc) が確認された。これらの構造は、銀河系ハローから落下したバリオンを伴う暗黒物質サブハローによって形成された可能性が指摘されている (Yokozuka et al. 2024)。本研究では、Mopra 望遠鏡の銀河面 CO サーベイを用いて新たな領域を探査し、 $\Delta V \geq 5 \text{ km s}^{-1}$ かつ $d \leq 10 \text{ pc}$ の条件で 84 個の BVF を同定した。このうち 65 個は赤外線対応天体を持ち、残る 18 個も原始星起源と考えられる。一方、CO 337.750+0.223 は対応天体がなく、 $\Delta V \simeq 45 \text{ km s}^{-1}$ 、 $d \simeq 1.2 \text{ pc}$ と極めて特異な性質を持ち、CO 16.134–0.553 と類似の起源を持つ可能性が考えられる。

1 Introduction

銀河系の中心から半径約 200 pc の領域は「銀河系中心分子層 (Central Molecular Zone; CMZ)」と呼ばれ、高温・高密度な分子ガスが集中し、特異な運動学的性質を示す。CMZ 内の分子ガスは銀河系円盤部に比べ著しく広い速度幅を持ち、これは激しいエネルギー活動や重力相互作用の影響と考えられている。Oka ら (1998) は野辺山 45m 望遠鏡による観測で、空間的にコンパクト ($d \leq 5 \text{ pc}$)、かつ速度幅が非常に広い ($\Delta V \geq 50 \text{ km s}^{-1}$) 分子雲を約 100 個発見し、これらを高速度コンパクト雲 (HVCCs) と名付けた。その起源として、原始星アウトフロー、分子雲衝突、超新星爆発、重力相互作用などが考えられている。一方、近年の観測で、銀河系円盤部にも CMZ の HVCC に類似した構造が存在することが明らかになった。Yokozuka ら (2021) は野辺山 45m 望遠鏡の CO ($J=1-0$) データを用いて、銀河系円盤部で広速度幅分子ガス構造 (BVF) を 58 個発見した。BVF は、空間サイズが 10 pc 以下、速度幅が 5 km s^{-1} 以上という条件で定義される。多くは原始星アウトフローに由来すると考えられるが、CO 16.134–0.553 については明確な駆動源が見当たらず、直径 15 pc の膨

張球殻、70 pc 規模の空洞、280 pc に及ぶ HI フィラメントを伴うなど、従来の星形成活動では説明困難な特徴を持つ。この構造は、暗黒物質サブハローが銀河円盤を高速で貫通したことで形成された可能性が指摘されている (Yokozuka et al. 2024)。

本研究ではこの先行研究を踏まえ、南半球の Mopra 22m 望遠鏡による高分解能 CO データを用いて銀河系円盤の他領域における BVF の系統的探査を行い、同様の形成メカニズムを持つ構造の存在を検討する。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 Mopra 望遠鏡

本研究では、Mopra 22m 望遠鏡による CO $J=1-0$ 輝線データを用いた。観測は 2011–2016 年に銀経 $300^\circ \sim 350^\circ$ 、銀緯 $|b| \leq 0.5^\circ$ の 50 平方度で行われ、角分解能約 $33''$ 、速度分解能 0.1 km s^{-1} を持つ。UNSW-MOPS を用いて複数の CO 同位体を同時観測し、Fast OTF モードで高効率に取得。アンテナ温度

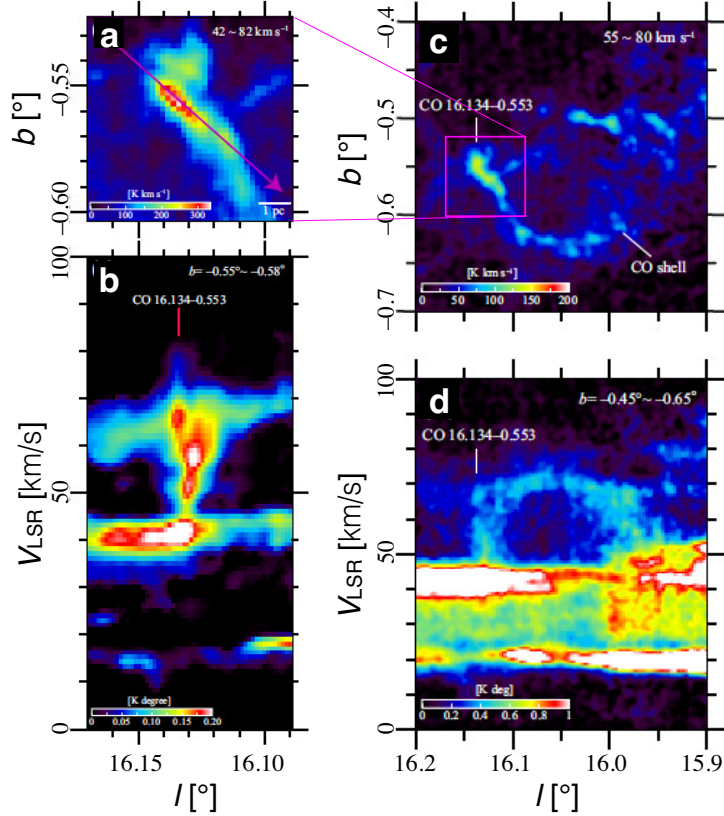


図 1: (a) CO 16.13–0.55 周辺における CO $J=1-0$ 輝線の色度積分強度マップ。積分に用いた速度範囲は $V_{\text{LSR}} = 42 \sim 82 \text{ km s}^{-1}$ 。 (b) 緯度 $b = -0.55^\circ$ から -0.58° における CO $J=1-0$ 輝線の銀経–速度マップ。 (c) 速度範囲 $V_{\text{LSR}} = 55 \sim 80 \text{ km s}^{-1}$ にわたって積分された CO $J=1-0$ 輝線の広域マップ。 (d) 緯度 $b = -0.45^\circ$ から -0.65° にわたって積分された CO $J=1-0$ 輝線の広域銀経–速度マップ。

T_a^* から主ビーム温度 T_{mb} への変換には $\eta_{\text{mb}} = 0.55$ を使用した。

2.2 同定スキーム

Mopra 望遠鏡による CO $J=1-0$ データ ($300^\circ \leq l \leq 350^\circ$, $|b| \leq 0.5^\circ$) を用い、空間サイズ $d \leq 10 \text{ pc}$ 、速度幅 $\Delta V \geq 5 \text{ km s}^{-1}$ の分子雲 (FWZI 定義) を目視で探査した。探査の客観性を保つため、横塚らが用いた同定フローチャートに従って BVF を同定した。使用データは $1^\circ \times 1^\circ$ の FITS 形式 98 枚で、解析には竹川氏作成のツール “takefits” を使用した。

3 Results

同定スキームに基づき Mopra データを精査した結果、合計 84 個の BVF を同定した。各 BVF の強度

ピーク位置、中心速度、角サイズ、速度幅を記録し、サイズ S と速度分散 σ_V を算出した。図 2 に示す通り、BVF は銀河系円盤部の典型的な分子雲と比べてコンパクトかつ高い速度分散を示し、通常の分子雲とは異なる性質を持つことが明らかとなった。同定された 84 個の BVF について、SkyView website を用いて、対応天体の有無を確認した。赤外線データには 2MASS ($2.17 \mu\text{m}$)、IRAS ($12 \mu\text{m}$)、AKARI ($60\text{--}140 \mu\text{m}$) を、電波連続波データには Green Bank 6 cm (4.85 GHz) を用いた。BVF は、赤外線に対応天体を持つ “I”、電波に対応天体を持つ “R” に分類し、両方の組み合わせも記録した。結果、65 個が “I” に該当し、そのうち 49 個が “R” にも該当、16 個は “R” に該当しなかった。“I” でない 19 個のうち 5 個が “R” に該当し、14 個は非該当だった。なお、8 個は Green Bank の観測範囲外だが、便宜上 “R” に非該当とした。

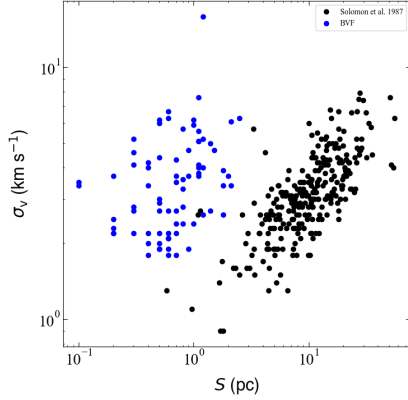


図 2: 分子雲のサイズと速度分散の関係 黒点は銀河系円盤部の分子雲 (Solomon et al., 1987)、青点は本研究で同定された BVF を表している。

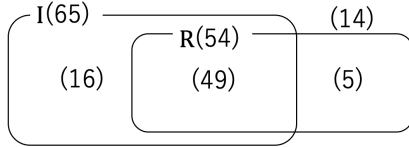


図 3: BVF の分類を示した Venn 図。I が赤外線に対応天体を持つもの、R が電波連続波に対応天体を持つもの

4 Discussion

4.1 赤外線対応天体を持つ BVF

本研究で赤外線対応天体を持つ 54 個の BVF は、 $S = 0.1\text{--}2.5\text{pc}$ 、 $\Delta V = 5.1\text{--}21.2\text{kms}^{-1}$ 、 $M = 12\text{--}10^4 M_{\odot}$ 、 $t_{\text{dyn}} = 10^{4.5}\text{--}10^{5.8}\text{yr}$ 、 $E_{\text{kin}} = 10^{45.9}\text{--}10^{49}\text{erg}$ の範囲にあり、質量・エネルギーを除けば原始星アウトフローの典型的な値と概ね一致する。特に 83% は、アウトフローの典型的運動エネルギー ($10^{45}\text{--}10^{46}\text{erg}$) を上回っており、選定条件や観測感度の影響が示唆される。さらに、32 個は銀経-速度図上で正負両側に広がる成分を持ち、いくつかは既知のアウトフロー源と一致していたことから、多くが原始星アウトフローに由来すると考えられる。次に BVF の力学的パワー (P_{kin}) と赤外線光度 (L_{IR}) を求め、両者の関係を比較した。 L_{IR} は AKARI FIS カタログのフラックスから計算し、非対応 BVF には FITS 画像から推定した。図 4 では、BVF は典型的

なアウトフロー源 (Maud et al. 2015) よりやや左上に分布しており、CO 輝線と赤外線観測による選択効果の違いを反映していると考えられる。

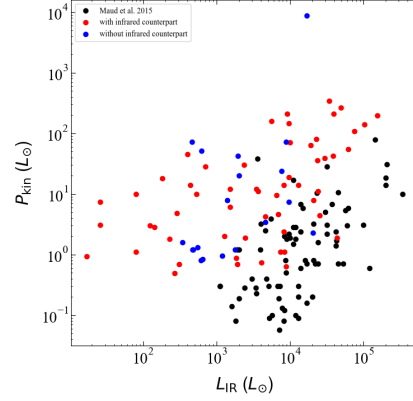


図 4: BVF とアウトフロー源 (maud et al., 2015) の赤外線光度と力学的パワーの関係。黒点は典型的なアウトフロー源、赤点は赤外線対応天体がある BVF、青点は赤外線対応天体がない BVF。

4.2 赤外線対応天体を持たない BVF CO 337.750+0.223

図 5 に示すように、CO 337.750+0.223 は力学的パワーが $10^3 L_{\odot}$ を超えており、他の BVF と比べて明らかに突出している。それ以外の BVF については、赤外線対応天体の有無による違いは見られず、AKARI の感度不足によって検出されていない可能性が高く、原始星アウトフロー起源と考えられる。一方、CO 337.750+0.223 は赤外線・電波連続波いずれにも対応天体を持たず、銀経-速度図において 44 km/s におよぶ広い速度幅と、母体雲から両方向に広がる構造を示す。これは原始星アウトフローに似た形状ではあるが、光度の異常な大きさと対応天体の不在から、その可能性は低い。他の形成メカニズムとして、超新星残骸 (Kes 41) との関係が考えられたが、距離差や Shell 構造の性質から否定される。さらに、分子雲衝突を示唆する“bridge 構造”や、点状重力源突入時に現れる“Y 字構造”も観測されていない。以上のことから、CO 337.750+0.223 の起源は従来の HVCC 形成シナリオでは説明できず、暗黒物質サブハローの突入など、非定型的な起源を示唆する。

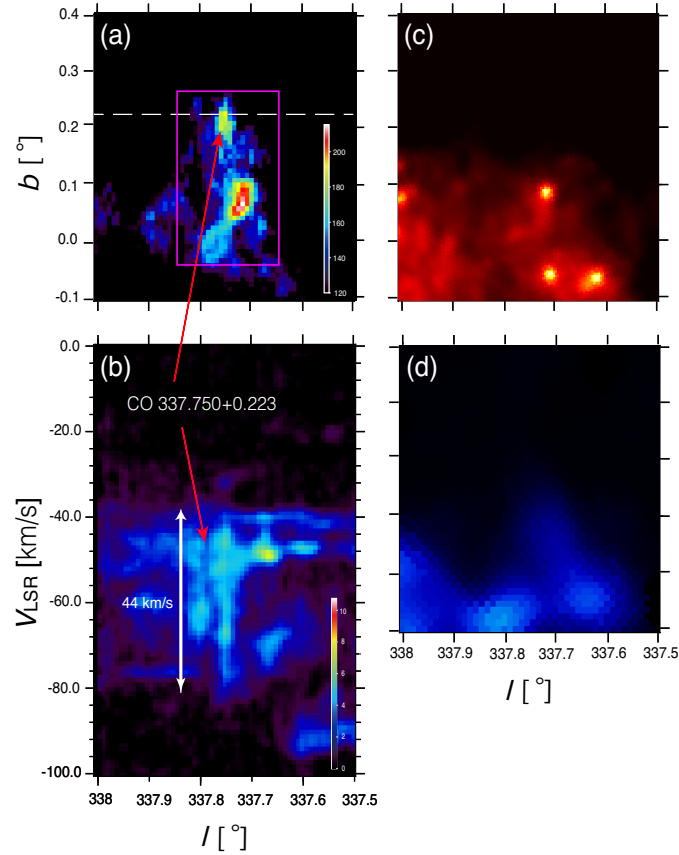


図 5: (a) CO $J=1-0$ 輝線の速度積分強度マップ (CO 337.750+0.223 周辺)。積分に用いた速度範囲は $V_{\text{LSR}} = -80 \sim -40 \text{ km s}^{-1}$ 。強度の単位は K km s^{-1} 。(b) 緯度 $b = 0.223^\circ$ における、CO $J=1-0$ 輝線の銀経-速度図。強度の単位は K 。(c) 同領域における AKARI WIDE-S (波長範囲: $60\text{--}110 \mu\text{m}$) 画像。強度の単位は MJy sr^{-1} 。(d) 同領域における GB6 (4.85 GHz) による電波連続波画像。強度の単位は Jy beam^{-1} 。

5 Conclusion

横塚らは FUGIN サーベイの CO データから銀河系円盤部で広速度幅分子雲 (BVF) を 58 個同定し、うち 1 つ (CO 16.134+0.223) は暗黒物質サブハロー突入による特異な起源を示唆した。本研究では、銀河経 $300^\circ\sim 350^\circ$ の南天領域を Mopra 望遠鏡の CO データで探査し、84 個の BVF を発見した。65 個は赤外線対応天体を持ち、CO 337.750+0.223 を除く多くは原始星アウトフロー起源と考えられる。一方、CO 337.750+0.223 は非常に広い速度幅と高い力学的パワーを示し、既存の形成モデルでは説明困難で

ある。今後、SiO 輝線や高分解能 CO データを用いた観測により、その起源が暗黒物質サブハローによるものか、あるいは未知の現象かを解明することで、銀河系における星形成や分子雲進化の理解がさらに進展すると期待される。

References

- [1] Yokozuka, H. et al. 2021, ApJ, 908, 246
- [2] Yokozuka, H. et al. 2024, Apj, 964, 52

[—index へ戻る](#)

HK-02

電離領域の伝搬が駆動する分子雲破壊と星形成効率

名古屋大学
小林 康大

電離領域の伝搬が駆動する分子雲破壊と星形成効率

小林 康大 (名古屋大学大学院 理学研究科)

共著者 犬塚 修一郎 (名古屋大学)

Abstract

大質量の恒星が形成する HII 領域は、星周物質の構造に大きな影響を与え、分子雲破壊を引き起こすことでさらなる星形成活動を阻害する役割を持っていると考えられている (Inutsuka et al. 2015)。先行研究 (Hosokawa & Inutsuka 2006) では球対称 1 次元における数値流体シミュレーションにより HII 領域の膨張則の近似解が与えられた。一方、3 次元構造を考慮した HII 領域の膨張過程に関する研究は十分に行われていない。HII 領域の伝搬には周辺ガスの密度構造や複数の恒星からの輻射が大きな影響を与えるため、多次元的なガスおよび恒星の分布を考慮することが重要である。

本研究では、Athena++ (Stone et al. 2020) を用いて大質量星形成によるフィードバックを考慮した 3 次元輻射流体シミュレーションを行った。その結果、大質量星が密集している領域においては、輻射フィードバックの効率が変化することが示唆された。さらに、高密度のガスについては輻射の影響が小さく、その中で星形成は止められないことが示唆されている。ここで得られた結果をもとに、現実的な環境下における HII 領域の伝搬による分子雲破壊効率、および星形成効率の変化について議論を行う。

1 Introduction

星形成領域では大質量の恒星が形成されると同時に、それらから大量の紫外線が放射される。放射された紫外線は大質量星周辺の水素ガスを電離し HII 領域を形成する。この HII 領域内部では電離による加熱により圧力が増加し、星周物質を領域外部に掃き出される。これにより、恒星自身の質量降着率の減少や分子雲の破壊を引き起こし周辺構造に大きな影響を与える。

Inutsuka et al. (2015) では、 $10^3 M_\odot$ の分子雲があったときに初期質量関数に従って大質量星 ($\geq 20 M_\odot$) が一つ形成され、この大質量星が $10^5 M_\odot$ の分子雲を破壊することで星形成効率 ϵ は $\epsilon \simeq 10^3 M_\odot / 10^5 M_\odot = 0.01$ と求められた。

また、ケニカット-シュミット則で知られる観測から得られた $\text{HI}+\text{H}_2$ ガス面密度 Σ_{gas} と星形成率 Σ_{SFR} の間には $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^{1.4}$ の非線形な関係が存在していることが分かっている (e.g., Kennicutt & Evans 2012)。加えて、HII ガス除いた分子雲のみの観測で得られたガス面密度と星形成率の間ではほぼ線形の関係になっていることが報告されている (Bigiel et al. 2008)。これらの知見から、 $\text{HI}+\text{H}_2$ ガス面密度の高い領域における星形成に関して二つの可能性が考え

られる。1 つ目は、高密度ガス (H_2 ガス) の割合が大きいことで星形成率が增加しているという可能性である。2 つ目は、大質量星からのフィードバックによる分子雲破壊の効率が低下し星形成率が增加しているといった可能性である。

ただし、Inutsuka et al. (2015) による星形成効率の見積もりでは、複数の大質量星の影響は考慮されていない。近年の観測では大質量星は同一領域 (Hub Filament System) において複数個形成されることが示唆されている (Kumar et al. 2020)。実際の星形成領域では複数の恒星が相互作用しながら HII 領域を形成しており、より現実的な解析にはこうした複数星の効果を取り入れる必要がある。本研究では 3 次元輻射流体シミュレーションを用いて複数の恒星によって形成される HII 領域が周囲の星形成環境に与える影響を解析し、定量的に評価を行う。

2 Methods

本研究では、流体計算コードの Athena++ (Stone et al. 2020) を用いた。また、Athena++ に輻射輸送計算を追加することで本計算を行った。

2.1 基礎方程式

計算で用いる流体の基礎方程式を記述する。

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

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j + P \delta_{ij}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \epsilon \right) + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \left(\frac{1}{2} + \epsilon + \frac{P}{\rho} \right) \right] = \Gamma - \Lambda, \quad (3)$$

$$P = (\gamma - 1) \rho \epsilon. \quad (4)$$

ここで $\rho, \mathbf{v}, P, \epsilon$ はそれぞれ密度、速度、圧力、内部エネルギーを表す。 Γ, Λ は加熱関数、冷却関数を表しており詳しい表式については 2.3 章で示す。また、比熱比 γ は 5/3 とした。

電離および解離については以下の式で解かれる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\text{HII}}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\text{HII}} \mathbf{v}) = & n_{\text{HI}} \sigma_{\text{EUV}} F_{\text{EUV}} \\ & - \alpha(T) n_{\text{HII}} n_{\text{e}}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_{\text{H}_2}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{\text{H}_2} \mathbf{v}) = -n_{\text{H}_2} k_{\text{H}_2}. \quad (6)$$

ここで $\sigma_{\text{EUV}}, F_{\text{EUV}}, \alpha(T), k_{\text{H}_2}$ はそれぞれ電離光子のイオン化断面積、電離光子のフラックス、再結合係数、水素分子解離率を表す。また、式 (5) の右辺第一項は輻射による電離、第二項は再結合を表している。電離・解離反応では中心恒星からの輻射のみを考慮した。

2.2 輻射輸送

電離および解離を解くためには輻射輸送の計算を行う必要がある。本研究では Adaptive-Ray-Tracing (ART) (e.g. Abel & Wandelt 2002) と呼ばれる輻射輸送手法を Athena++ に新たに実装し計算を行った。ART では距離に応じて ray の解像度を変化させることで、一般的な Ray-Tracing 手法と比較して計算コストや計算精度を上昇させることができる。ray の解像度の変更には HEALPix ライブラリを使用することで ray の分割を行った (Górski et al. 2005)。

生成した ray が各セルに渡す光子数 ΔP は

$$\Delta P = P_{\text{in}} (1 - e^{-\Delta \tau}), \quad (7)$$

で表される。ここで $P_{\text{in}}, \Delta \tau$ はそれぞれセルに入射してきた光子数、セルにおける光学的厚みである。こ

の ΔP を用いて各セルにおける光子数フラックス F は

$$F = \frac{1}{\chi \Delta V} \sum_{\text{rays}} \Delta P, \quad (8)$$

で表される。ここで $\chi = n\sigma$ は消失係数である。

2.3 加熱・冷却

今回の計算で考慮する加熱・冷却プロセスについて記述する。

加熱関数 Γ に関しては、ダストからの光電加熱 Γ_{dust} 、中性水素の電離加熱 Γ_{ion} 、Abel et al. (1997) で考えられた水素分子の解離加熱 Γ_{diss} について考慮し、それぞれ以下の式で表される。

$$\Gamma = n_{\text{HI}} (\Gamma_{\text{dust}} + \Gamma_{\text{EUV}}) + n_{\text{H}_2} \Gamma_{\text{diss}}, \quad (9)$$

$$\Gamma_{\text{dust}} = 2.0 \times 10^{-26} \text{ erg s}^{-1}, \quad (10)$$

$$\Gamma_{\text{EUV}} = \sigma_{\text{EUV}} F_{\text{EUV}} \overline{h(\nu - \nu_{\text{L}})}, \quad (11)$$

$$\Gamma_{\text{diss}} = 6.4 \times 10^{-13} k_{\text{diss}} \text{ erg s}^{-1}. \quad (12)$$

ここで h, ν はそれぞれプランク定数、周波数であり $h\nu_{\text{L}} = 13.6 \text{ eV}$ である。恒星からの輻射は黒体放射であると仮定した。

冷却関数 Λ に関しては、Koyama & Inutsuka (2002) で得られた冷却関数 Λ' 、再結合による冷却 Λ_{rec} 、Henney et al. (2009) で用いられた金属輝線による冷却 Λ_{metal} を考慮し、それぞれ以下の式で表される。

$$\Lambda = \Lambda' + \Lambda_{\text{rec}} + \Lambda_{\text{metal}}. \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \Lambda' = & 2.0 \times 10^{-19} n_{\text{HI}}^2 \left[\exp \left(\frac{-118,400}{T + 1,000} \right) \right. \\ & \left. + 1.4 \times 10^{-9} \sqrt{T} \exp \left(\frac{-92}{T} \right) \right] \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Lambda_{\text{rec}} = \frac{2}{3} k_{\text{B}} T \alpha(T) n_{\text{HII}} n_{\text{e}} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_{\text{metal}} = & 2.905 \times 10^{-19} Z_{\text{O}} n_{\text{HII}} n_{\text{e}} \\ & \times \exp \left(-\frac{33,610}{T} - \left(\frac{2,810}{T} \right)^2 \right) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned} \quad (16)$$

$$\alpha(T) = 2.6 \times 10^{-13} (10^4/T)^{0.85} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (17)$$

ここで $k_{\text{B}}, Z_{\text{O}}$ はそれぞれボルツマン定数、酸素の存在比である。

2.4 初期条件

計算の初期条件について記す。計算に用いた星の物理量については Diaz-Miller et al. (1998) で得られたものを用いた。具体的な物理量の値については表 1 にまとめる。

計算では S19 のモデル星を 2 つ計算領域に用意した。初期密度は計算領域内で一様に $m_{\text{H}} \times 10^3 \text{ g cm}^{-3}$ 、ガス組成は初期の Strömgren 半径内は HII ガスのみとしそれ以外には H_2 ガスのみとした。また、初期温度は $T_{\text{HII}} = 8,000 \text{ K}$, $T_{\text{H}_2} = 20 \text{ K}$ とした。計算では 2 つの恒星の HII 領域は同時に膨張させた。

表 1: モデル星の物理量

モデル名	恒星質量	有効温度	電離光子数
	$M_{\star}(M_{\odot})$	$T_{\text{eff}}(\text{K})$	$S_{\text{EUV}}(\text{s}^{-1})$
S19	19.0	33,000	5.62×10^{47}

3 Results

3.1 電離効率の変化

電離効率の計算では、光解離の影響は考慮せずに実施した。また、恒星間の距離として 0 pc、2 pc、3 pc の 3 通りの場合について計算を行った。

まず、計算結果と比較を行うために Hosokawa & Inutsuka (2006) で求められた HII 領域の膨張則から解析的に電離領域の時間進化について計算を行った。解析解では、2 つの恒星が同じ座標に配置した場合 (以降 double とする) と 2 つの恒星を十分遠方に配置した場合 (以降 single×2 とする) について計算した。図 1、図 2 はそれぞれ single×2 の場合の解析解で規格化した電離体積、電離質量の時間発展の図である。解析解では、double が single×2 と比較して電離体積が約 32%、電離質量が約 18% 減少するという結果が分かった。

また、恒星間の距離を 2 pc、3 pc にした場合の計算結果について議論する。いずれの場合において HII 領域同士が衝突する前までは single×2 の場合の時間進化と同様の結果であるが、衝突後は double の場合の時間進化に遷移することが確認された。

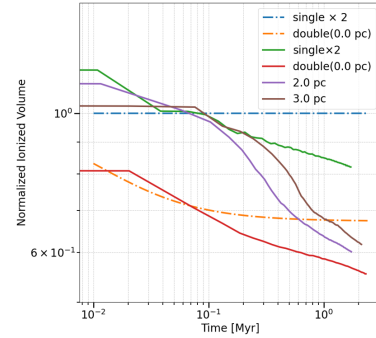


図 1: single×2 の解析解で規格化した電離体積の時間進化の様子。破線が解析解、実線が数値計算結果。

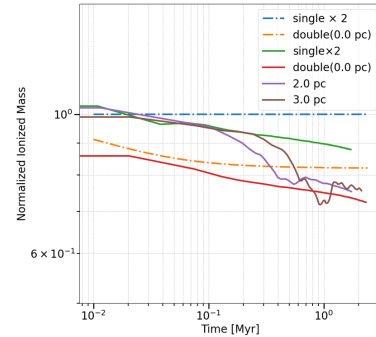


図 2: single×2 の解析解で規格化した電離質量の時間進化の様子。破線が解析解、実線が数値計算結果。

3.2 解離による分子雲破壊

恒星間の距離として 0 pc、3 pc の 2 通りの場合について計算を行った。解離については解析解がないため single×2 の場合の計算結果を基準にして議論を行う。図 3、図 4 はそれぞれ single×2 の場合の計算結果で規格化した解離体積、解離質量の時間発展の図である。計算終了時点で、double に関しては体積は約 35%、質量が約 17%、間隔を 3 pc にしたものは体積が約 25%、質量が約 8% 減少したことが確認された。

3.3 星形成効率

最後に、HII 領域が重なる場合における分子雲破壊の結果から星形成効率について考察する。図 5 は 3.2 で得られた結果をもとにして推測した解離質量 M_{diss} とクラスター内の全恒星質量 M_{star} の比を示したものである。仮に全ての大質量星が同じ個所に集中していた場合 (図 5 の橙のプロット) でも、破壊効

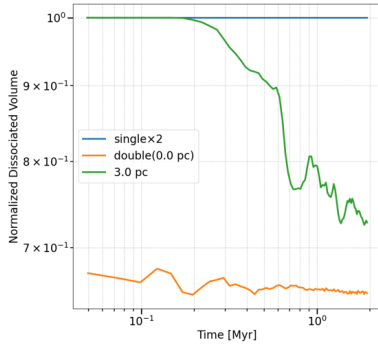


図 3: single×2 の計算結果で規格化した解離体積の時間進化の様子。

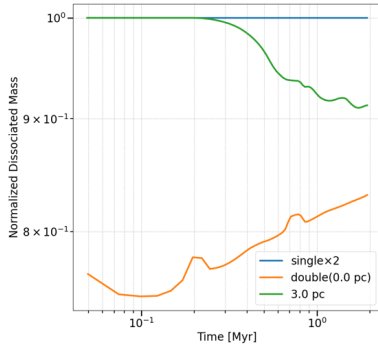


図 4: single×2 の計算結果で規格化した解離質量の時間進化の様子。

率は 0.2 倍程度にしかならないことが分かる。また実際には、全ての恒星が一家所に固まっていることはないため、破壊効率は理想化した場合と比べて大きくは変わらないと考えられる。したがって、星形成効率 ϵ に関しても Inutsuka et al. (2015) で見積もられた $\epsilon \simeq 0.01$ から 1 桁以上大きくことはないと推察される。

4 Conclusion

本研究では、複数の恒星が存在する場合における三次元輻射流体シミュレーションを実施し、その影響を調査した。電離領域に関しては、恒星間距離が有限の場合において、HII 領域が衝突した後の電離効率は 2 つの恒星を同一位置に配置した場合と同様の値付近に収束することが確認された。さらに、2 つの恒星による分子雲破壊は、理想化された場合と比較して 10% 前後ほど効率が低下することが示された。しかし、恒星の空間分布を考慮しても、星形成効率

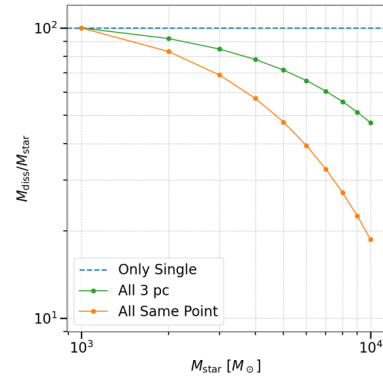


図 5: 解離質量 M_{diss} とクラスター内の全恒星質量 M_{star} の比を示したもの。青の破線が領域同士が重ならない場合。緑と橙はそれぞれ恒星間の距離が 3 pc、0 pc の場合。

は Inutsuka et al. (2015) で示された値 ($\epsilon \simeq 0.01$) から大きく逸脱しないと考えられる。

今後は、さらに現実的な恒星が密集していた場合やフィラメント構造が存在している場合についても検証を進めていくつもりだ。

Reference

- Abel, T., Anninos, P., Zhang, Y., & Norman, M. L. 1997, *NewA*, 2, 181
- Abel, T., & Wandelt, B. D. 2002, *MNRAS*, 330, L53
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, *AJ*, 136, 2846
- Diaz-Miller, R. I., Franco, J., & Shore, S. N. 1998, *ApJ*, 501, 192
- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., et al. 2005, *ApJ*, 622, 759
- Henney, W. J., Arthur, S. J., de Colle, F., & Mellema, G. 2009, *MNRAS*, 398, 157
- Hosokawa, T., & Inutsuka, S. I. 2006, *ApJ*, 646, 240
- Inutsuka, S. I., Inoue, T., Iwasaki, K., & Hosokawa, T. 2015, *A&A*, 580, A49
- Kennicutt, R. C., & Evans, N. J. 2012, *ARA&A*, 50, 531
- Koyama, H., & Inutsuka, S. I. 2002, *ApJL*, 564, L97
- Kumar, M. S. N., Palmeirim, P., Arzoumanian, D., & Inutsuka, S. I. 2020, *A&A*, 642, A87
- Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., & Felker, K. G. 2020, *ApJS*, 249, 4

[index](#) へ戻る

HK-03

機械学習を用いた Cygnus-X 領域における大質量星に 付随する分子雲の特性の調査

大阪公立大学
藤本 湧大

機械学習を用いた Cygnus-X 領域における 大質量星に付随する分子雲の特性の調査

藤本 湧大 (大阪公立大学大学院 理学研究科)

Abstract

大質量星は、強烈な紫外線放射や恒星風といったフィードバックを通じて、自身の誕生の場である分子雲の物理・化学状態を変化させ、銀河全体の進化に大きな影響を及ぼす。この相互作用を観測的に捉える指標として、大質量星が周囲の星間物質を掃き集めて形成する Spitzer Bubble がある。本研究の目的は、この Spitzer Bubble に付随する分子雲が、フィードバックの影響を受けていない一般的な分子雲とは異なる、特有の物理的・運動学的特性を持つか否かを統計的に検証することである。解析対象には、天の川銀河内で有数の大質量星形成領域である Cygnus-X を選定した。野辺山 45m 電波望遠鏡で取得された $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ 分子輝線の 3 次元データに対し、機械学習モデルの一種である CAE (Convolutional Autoencoder) を適用し、分子雲の構造的特徴を低次元の潜在変数へと圧縮した。バブル領域とランダム領域からそれぞれ抽出した潜在変数の分布を K-S 検定によって比較した結果、バブル領域では、ランダム領域に比べて、全域の分布と統計的に異なると判断される潜在変数の数が有意に多いことが明らかになった。このことは、Spitzer Bubble 周辺の分子雲が、大質量星フィードバックによって実際に特異な物理的特性を持っているという仮説を強く支持するものである。

1 Introduction

太陽質量の 8 倍を超える大質量星は、その強烈な紫外線放射や恒星風、そして終末に迎える超新星爆発を通じて、星間物質の物理・化学状態を変化させ、銀河全体の進化に極めて重要な役割を担う。これらの大質量星が誕生する現場は、低温かつ高密度な分子雲である。その形成描像として、既存の大質量星が作るバブル構造が周囲のガスを圧縮し、次世代の星形成を誘発する「Collect & Collapse (C&C)」(Elmegreen & Lada 1977) モデルや、分子雲同士の衝突によって高密度な圧縮層が形成され、その中で星が生まれる「Cloud-Cloud Collision (CCC)」(Fukui et al. 2021) モデルが知られている。このような大質量星と星間物質の相互作用を観測的に捉える上で、Spitzer Bubble は優れたトレーサーとなる (図 1)。

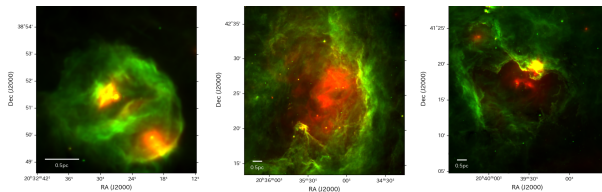


図 1: Cygnus-X 領域における Spitzer Bubble の例

これは Spitzer 宇宙望遠鏡による銀河面サーベイ観測で多数発見された泡状の構造である。その放射の起源は、 $8\mu\text{m}$ 帯では中心星の紫外線に照らされた光解離領域に存在する多環芳香族炭化水素が振動遷移により発する輝線であり、 $24\mu\text{m}$ 帯ではバブル内部の温かいダストからの熱放射である。バブルの形成と膨張は、周囲の分子雲の密度や速度場といった物理的・運動学的特性に大きな影響を与えると考えられる。したがって、Spitzer Bubble に付随する分子雲は、星形成活動の影響を受けていない一般的な分子雲とは異なる、特有の構造を持つという仮説が立てられる。本研究の目的は、この仮説を統計的に検証することにある。そのために、天の川銀河内で有数の大質量星形成領域であり、市民科学者プロジェクト (Kendrew et al. 2012) や深層学習を用いた先行研究 (Nishimoto et al. 2025) によって多数の Spitzer Bubble が同定されている Cygnus-X 領域を解析対象として選定した。野辺山 45m 電波望遠鏡で取得された $^{12}\text{CO}(J=1 \rightarrow 0)$ 分子輝線の 3 次元 (x, y, v) データ (Takekoshi et al. 2019) を用いて Spitzer Bubble 周辺の分子雲の特性を調査する。Cygnus-X 領域における Spitzer Bubble と本研究で使用した領域を図 2 に示す。

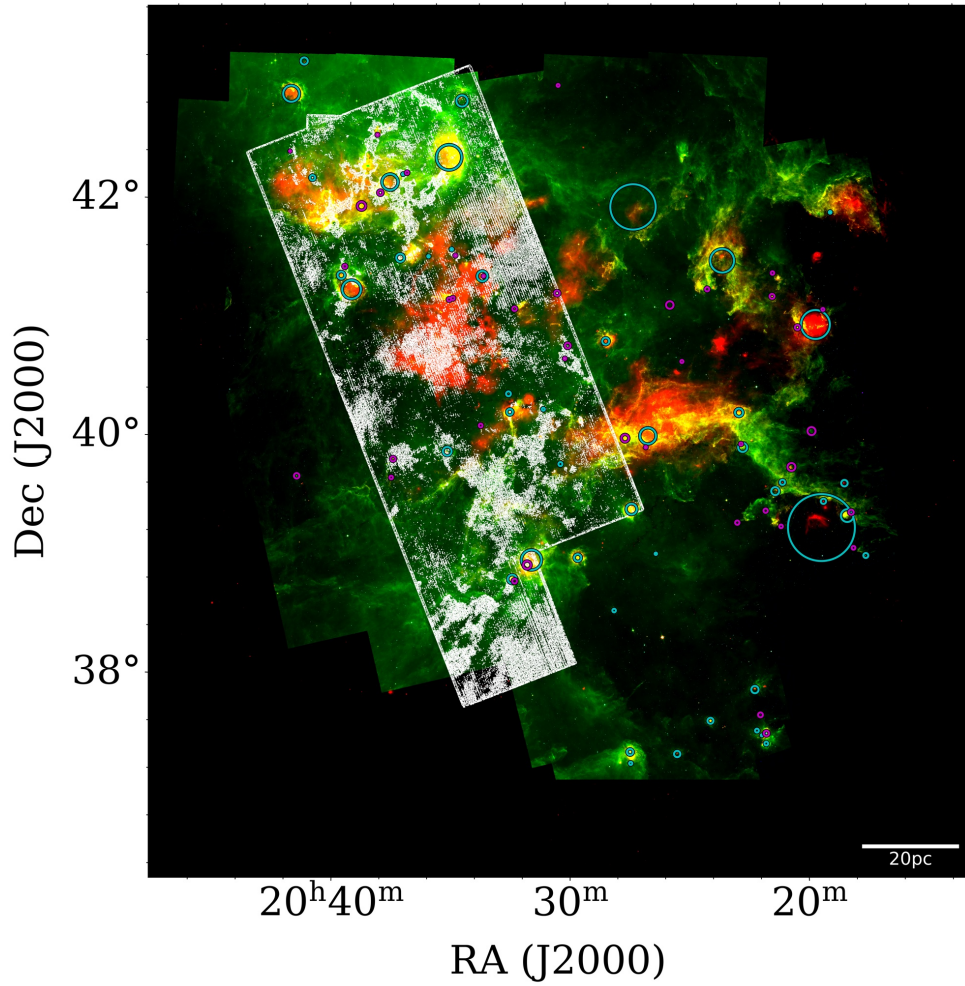


図 2: Cygnus-X に存在するバブルの位置と分子雲のコントア。赤 ($24\mu\text{m}$): Spitzer 宇宙望遠鏡によって観測された $24\mu\text{m}$ データ (Carey et al. 2009)。緑 ($8\mu\text{m}$): Spitzer 宇宙望遠鏡によって観測された $8\mu\text{m}$ (Benjamin et al. 2003)。白 (コントア): 野辺山 45m 電波望遠鏡によって観測された $^{12}\text{CO}(J = 0 \rightarrow 1)$ 分子輝線 (Takekoshi et al. 2019)。シアン: Kendrew et al. (2012) によるバブルの位置。マゼンダ: Nishimoto et al. (2025) によるバブルの位置。

2 Methods

本研究では、Spitzer Bubble に付随する分子雲が持つ物理的特性を定量的に評価するため、機械学習モデルを用いて分子雲の 3 次元データから特徴量を抽出し、統計的な比較を行った。

2.1 Machine Learning Model and Training Data

モデルには、次元削減と特徴抽出に優れた CAE (Convolutional Autoencoder) を採用した。CAE は、

入力データを Encoder 部で低次元の潜在変数に圧縮し、Decoder 部でその潜在変数から元のデータを再構築するよう学習する。この学習済みモデルの Encoder を用いれば、分子雲の複雑な 3 次元構造からその本質的な特徴量を抽出できる。CAE の模式図を図 3 に示す。

学習データは、野辺山 45m 電波望遠鏡で観測された Cygnus-X 領域の $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$ 輝線データから作成した。元データを 112×112 ピクセルの領域で切り出した後、ノイズ処理と正規化を行い、さらにデータ拡張 (上下反転、90/180/270 度回転) を施すことで、最終的に $112 \times 112 \times 12$ ピクセル (位置-

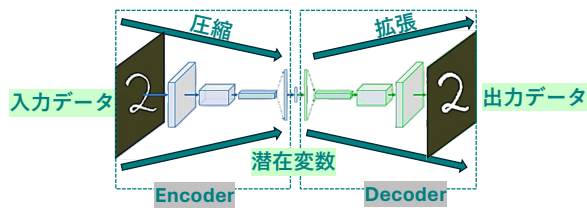


図 3: CAE 模式図

位置-速度) の 3 次元データキューブ 11,676 個を用意した。

2.2 Verification Method

本研究の目的は、CAE が抽出する潜在変数を用いて、バブル周辺の分子雲と一般的な分子雲の特性を比較することである。検証は以下の手順で行った。

1. **潜在変数の抽出:** 学習済みの CAE に、[1] バブル中心領域から切り出したデータ群 (29 個) と、[2] Cygnus-X 全域から切り出したデータ群 (1946 個) をそれぞれ入力し、潜在変数を抽出する。
2. **分布の比較:** [1] で得られたバブル領域の潜在変数の分布と、[2] の全域の潜在変数の分布を、潜在変数の各成分ごとに比較する。
3. **対照実験:** 比較対象として、Cygnus-X 全域からバブル領域と同数の 29 個をランダムに抽出し、同様に全域の分布との比較を行う。
4. **統計的検定:** 分布の比較には、2 つのデータ群が同じ分布に由来するかを評価するノンパラメトリック検定である K-S (Kolmogorov-Smirnov) 検定を用いた。

以上の手順により、バブル領域とランダム領域それぞれにおいて、全域の分布と統計的に異なると判断された潜在変数の数を比較した。もしバブル周辺の分子雲が特異な性質を持つならば、ランダム領域に比べて、異なると判断される潜在変数の数が有意に多くなるはずである。

3 Results

3.1 Model Performance Evaluation

まず、学習済み CAE モデルの性能を評価するため、学習には使用していないテストデータを用いて入力画像の再構築を行った。結果を図 4 に示す。この図は、潜在変数の数を 100、200、300 個に設定した各モデルの出力（再構築画像）と元の入力画像を比較したものである。潜在変数の数が多いほど、分子雲のフィラメント状の構造などの詳細な特徴がより忠実に再現されており、モデルが入力データの特徴を潜在変数へ圧縮できていることが視覚的に確認できる。

3.2 バブル領域とランダム領域の比較

次に、本研究の主目的である分子雲の特性比較を行った。学習済み CAE (潜在変数 300、200、100) を用いて、バブル領域とランダム領域から抽出した潜在変数の分布を、それぞれ Cygnus-X 全域の分布と比較し、K-S 検定によって異なると判断された潜在変数の数を計測した。結果を表 1 に示す。なお、ランダム領域での K-S 検定では 10 回の結果の平均値を記載している。潜在変数の数に関わらず、ランダムに選出した領域では、全域の分布と異なると判断された潜在変数の数はいずれも 3 個未満と非常に少なかった。一方で、バブル領域では、異なると判断された潜在変数の数が 12~25 個存在し、ランダム領域と比較して明らかに多いという結果が得られた。この結果は、Spitzer Bubble が存在する領域の分子雲が、一般的な分子雲とは統計的に物理的あるいは運動学的特徴などの有意に異なる特徴を持つことを示唆している。

表 1: K-S 検定による比較結果。

潜在変数の数	100	200	300
異なる潜在変数の数 (バブル領域)	12	22	25
異なる潜在変数の数 (ランダム領域)	0.5	1.5	2.8

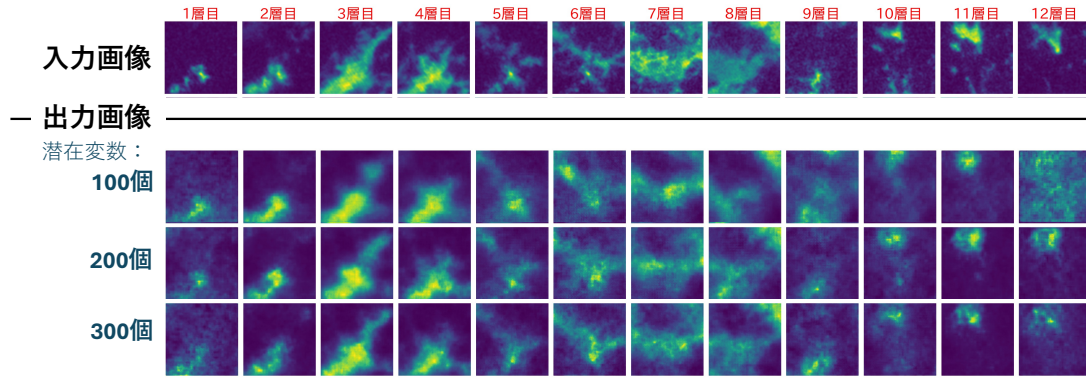


図 4: 潜在変数 100、200、300 時の学習済み CAE モデルからの再現結果

4 Discussion

本研究の結果、K-S 検定により、Spitzer Bubble に付随する分子雲は、一般的な分子雲とは統計的に有意に異なる特徴を持つことが示された。これは、バブルを形成する大質量星からのフィードバック（輻射や恒星風）が、周囲の分子雲の物理的・運動学的状態を実際に変化させているという仮説を支持するものである。CAE が抽出した「異なる」と判断された潜在変数は、分子雲構造の複雑さ、速度幅、あるいは乱流の状態といった複数の物理的特徴を総合的に捉えたものであると考えられる。しかし、個々の潜在変数が具体的にどの物理量に強く相関しているのかを特定することは、本研究の範囲では困難であった。これは、深層学習における「ブラックボックス問題」と呼ばれるものであり、モデルはデータ間の差異を識別できる一方で、その判断基準を人間が直感的に理解できる形で説明するのは容易ではない。本モデルが抽出した特徴量も、人間が目で見分けるような単純な指標ではなく、より高次元で複雑なパターンを反映していると推測される。とはいえ、本手法によって分子雲の物理状態の違いを定量的に評価できる可能性が示されたことは、重要な成果である。今後は、抽出された特徴量と、密度や速度分散といった具体的な物理指標との相関を調べることで、機械学習モデルの判断根拠の解明を目指すことが次の重要な課題となる。

5 Conclusion

本研究では、大質量星フィードバックの指標である Spitzer Bubble に付随する分子雲が、一般的な分子雲とは異なる物理的特性を持つか否かを、機械学習の手法を用いて統計的に検証した。学習済み CAE モデルから抽出した潜在変数を K-S 検定によって比較した結果、バブル周辺の分子雲は、ランダムに選出した領域の分子雲と比較して、統計的に有意に異なる特徴を持つことが明らかになった。この結果は、大質量星がその周囲の環境を実際に変化させているという仮説を支持するものである。また、本研究は、これまで大域的な特徴の把握が困難であった 3 次元分子雲データに対し、CAE のような教師なし機械学習が、その物理状態の違いを定量的に識別する有効なツールとなり得ることを示した。今後の課題として、モデルが抽出した潜在変数の物理的な解釈が挙げられる。各潜在変数が分子雲のどのような構造（密度、速度分散など）を反映しているのかを解明することで、大質量星フィードバックが分子雲に与える影響をより具体的に理解することに繋がるだろう。

Reference

- Elmegreen & Lada 1977, ApJ, 214, 725
- Fukui et al. 2021, PASJ, 73, 1166
- Benjamin et al. 2003, PASP, 115, 953
- Benjamin et al. 2003, PASP, 121, 76
- Takekoshi et al. 2019, ApJ, 253, 9
- Nishimoto et al. 2025, PASJ, 77, 403
- Kendrew et al. 2012, ApJ, 744, 147

[—index へ戻る](#)

HK-04

機械学習を用いた初代星形成過程における化学進化の エミュレーション

京都大学
小野 壮洵

機械学習を用いた初代星形成過程における化学進化のエミュレーション

小野 壮洵 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

初代星とは、宇宙が始まって最初に形成された世代の星である。星の形成と超新星爆発による物質の拡散を繰り返すサイクルの中で宇宙は進化してきた。その起点にある初代星の形成過程を理解することは、現代天文学における重要な課題の一つである。しかし、初代星の性質は周囲のガス環境に強く依存しており、その進化を正確に追跡するには、多数の化学反応を含む硬い常微分方程式 (ODE) を高精度で解く必要がある。従来の手法では、計算コストや並列化効率に課題があったため、本研究では機械学習による代替手法を検討する。本研究では、第一歩として金属や外部放射を含まない単純化された条件のもとで、水素関連の化学種 6 種と 18 種類の反応を含む熱・化学進化モデルを構築し、ニューラルネットワークの学習用データセットを作成した。次に、常微分方程式の解法に適した構造を持つ DeepONet を用いて、初期条件に応じた関数を近似する深層学習モデルを設計し、高速かつ高精度に ODE の解を予測するエミュレータを構築した。また、ネットワークを繰り返し用いることによる誤差蓄積を抑えるため、タイムスケールに基づく手法も導入した。その結果、GPU を用いることにより従来の数値積分と比べて計算精度を保ちながら最大で約 46 倍の高速化を実現した。また、タイムスケールに基づく手法を用いることにより刻み幅の小さい時間発展計算でも安定した予測が可能となった。本講演では、この手法によるワンゾーンモデルの計算結果を紹介し、今後の大規模シミュレーションへの展開について議論する。

1 Introduction

宇宙は、ガスの重力崩壊による星形成と超新星爆発を介した物質拡散のサイクルを繰り返しながら進化してきた。その起点となる金属を含まない始原ガスから誕生した「初代星 (Population III)」の形成過程と物理的性質を解明することは、現代天文学において重要な課題の一つである (最近の研究については Klessen & Glover 2023, 参照)。近年は、詳細な化学反応と光反応過程を組み込んだ流体シミュレーションによって初代星形成を探る試みが精力的に行われている (e.g., Yoshida et al. 2008; Hosokawa et al. 2011; Sugimura et al. 2020)。

しかし、熱的・化学的進化を高精度に追跡するには、剛性の高い常微分方程式系を解く必要がある。従来広く用いられてきた Implicit 法 (e.g., Omukai 2001) は安定性に優れる一方、密度が増すにつれて反復回数が急増し、計算コストが跳ね上がる。複数領域を並列計算する場合にはセルごとに所要時間が大きくばらつくため、並列計算効率性が悪くなるという課題もある。さらに、金属の効果を考慮した化学ネットワークでは反応数が爆発的に増え、課題は一層深刻となる。

ニューラルネットワーク (NN) を用いた機械学習はこうした問題を克服し得る新しい手段として注目される。微分方程式の近似解法への応用例も増えつつあり (Navarro et al. 2023)、機械学習を用いた手法では、あらかじめ学習を済ませることで、その後の推論処理が一定時間で完了するため、Implicit 法の欠点を補いながら熱的・化学的進化の計算を高速に実行できる可能性がある。このように、機械学習は新たな数値的アプローチとして期待されている。

実際、星間物質 (ISM) の熱的・化学的進化を機械学習で扱った先行研究として、PINN を用いた Branca & Pallottini (2023) や、Deep Operator Network (DeepONet) を採用した Branca & Pallottini (2024) が報告されている。後者では従来法に対して約 128 倍の高速化が示され、機械学習エミュレータの有効性が実証された。ただし、これらの研究は主に低密度 ($n \lesssim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) 領域を対象としており、星形成に不可欠な高密度相への拡張は検証の必要がある。さらに、推論誤差が NN による計算を何度も行うことで蓄積し、非物理的挙動を生む危険性も指摘される (van de Bor et al. 2025)。

本研究は初代星形成に焦点を当て、低密度から重

力崩壊段階の高密度領域までを包含する機械学習エミュレータを構築し、密度帯を複数に分割して学習を容易化しつつ、冷却／反応タイムスケールを指標とする「タイムスケールに基づく手法」で誤差蓄積を抑制することを目指す。まずは金属・放射のない単純化学モデルで手法の実効性を検証し、将来的には複雑な化学ネットワークへの適用を展望する。

本論文の構成は以下のとおりである。Section 2 で基礎方程式、データセット生成法、ニューラルネットワーク設計、および誤差制御アルゴリズムを示す。Section 3 では固定密度計算と one-zone 計算における精度評価を行い、誤差蓄積抑制の効果を検証する。Section 4 では GPU 実装による高速化の可能性を議論し、最後に Section 5 で結論と今後の課題をまとめる。

2 Methods

本研究では、初代星形成に特徴的な始原ガスの熱的・化学的進化を、密度に応じて二つの機械学習モデル——非平衡領域用 DeepONet と平衡領域用 Deep Galerkin Method (DGM) を用いた NN ——で近似する。以下では、(1) 基礎方程式、(2) ニューラルネットワーク構成、(3) 誤差蓄積を抑制するタイムスケールに基づく手法、(4) データセット生成、(5) 検証用 one-zone 計算の順に述べる。

2.1 基礎方程式

自己重力収縮する始原ガス雲の中心領域を想定し、温度 T と 6 つの化学種 $\{H, H_2, e^-, H^+, H^-, H_2^+\}$ の存在量 $\mathbf{y}$ の時間進化を考える。18 種の化学反応と加熱・冷却過程は Sugimura et al. (2020, 2023); Sadanari et al. (2021) を組み合わせたモデルを用いる。非平衡領域 ($n_H < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) では

$$\dot{y}(i) = \sum_j A_{ij}(n_H, T, \mathbf{y}), \quad (1)$$

$$n_H c_v(T, \mathbf{y}) \dot{T} = \Gamma(n_H, T, \mathbf{y}) - \Lambda(n_H, T, \mathbf{y}), \quad (2)$$

を直接解く。 n_H 、 A_{ij} 、 c_v 、 Γ 、および Λ は水素原子核密度、 i 番目の化学種の存在量の j 番目の反応による変化率、1 粒子あたりの定積比熱、加熱関数および冷却関数を表す。高密度側では反応時間が十分短い

ため、 $n_H \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ では Saha 方程式 (Saha 1920; Omukai 2001) に従うとし、DGM を用いた NN で学習を行う。また、簡略化のためヘリウムは単原子状態で一定とし、磁場・重水素反応は無視した。

2.2 ニューラルネットワークの構成

DeepONet (非平衡領域) 密度幅 10^{-3} – 10^{18} cm^{-3} を 5 分割 (Region 0-4) し、各領域に独立の DeepONet を学習させる。Branch Net と Trunk Net はともに全結合 10 層 $\times 128$ neurons とし、活性化関数には ReLU を用いた。入力 Branch Net には $\log(n_H)$ 、 $\log(T_0)$ 、および $\log(\mathbf{y}_0)$ とした。出力は $\log T$ 、 $\log y(i)$ (いずれも単一スカラー) とした。損失関数は、Mean Square Error と L1, L2 正則化を用いて $\text{MSE} + L_1 + L_2$ (係数 10^{-8}) を採用し、Optimizer は Adam (初期学習率 10^{-3})、50 epochs で収束した。

Deep Galerkin Method (平衡領域) $n_H \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Region 5) では DGM を用いて $\log T$ と 6 種の $\log y(i)$ を一括予測する。MSE に原子核・電荷保存則を損失関数に加え、 L_1 (10^{-6})、 L_2 (10^{-7}) を付加した。

2.3 タイムスケールに基づく手法

小さすぎるステップで推論を繰り返すと誤差が物理変化量を上回り蓄積する (van de Bor et al. 2025)。そこで、各物理量 x について相対誤差 ϵ の分だけ変化する時間 $t_{\text{pred}, \epsilon}$ を用いて、 Δt 経った後の物質量的変化 $\Delta x(\Delta t)$ を

$$\Delta x(\Delta t) = \begin{cases} \frac{\Delta t}{t_{\text{pred}, \epsilon}} \Delta x_{\text{pred}}(t_{\text{pred}, \epsilon}), & \Delta t < t_{\text{pred}, \epsilon}, \\ \Delta x_{\text{pred}}(\Delta t), & \Delta t \geq t_{\text{pred}, \epsilon}, \end{cases} \quad (3)$$

と補正する。 Δx_{pred} は NN で予想した x の変化量とする。この手法を「タイムスケールに基づく手法」と呼ぶことにする。 $t_{\text{pred}, \epsilon}$ の学習には $\epsilon = 0.1$ とし、熱的・化学的進化の NN とは別の NN を作り使用した。その NN を用いて $t_{\text{pred}, \epsilon}$ を求めた。

2.4 データセットの生成

初代星が形成されるまでの one-zone モデル (Sugimura et al. 2014) を参照し、各 Region ごとに 5.12×10^8 個のランダム初期条件 (保存則を満たすよう調整) を作成。DeepONet 用 Δt は $\log(1 + \Delta t/s)$ の形にし、1 つのデータに対して $0 - \log t_{\text{ff}} + 0.5$ から一様に 1 つ選んだ。 t_{ff} は自由落下時間を示す。

2.5 One-zone モデル

検証として、Section 2.4 でも使用した $n_{\text{H}} = 4.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ から 10^{22} cm^{-3} までの one-zone 計算を行う。各ステップで機械学習モデルによる熱的・化学的進化を計算し、その後に圧縮加熱を加えた計算を行う。

3 Results

本節では、構築した機械学習エミュレータをタイムステップに基づく手法を用いて (1) 固定密度での反復計算、(2) 自己重力 one-zone 計算の二つの設定で検証する。

3.1 固定密度での反復計算

密度を一定 ($n_{\text{H}} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) とした時間発展を見ていく。プロット点として $\Delta t_0 = 10^{i \times (\log(t_{\text{ff}}) + 0.5) / 1000} - 1 \text{ sec}$ ($i = 1, 2, \dots, 1000$) とし、各幅をさらに 10^4 個に分割して $\Delta t = \Delta t_0 / 10000$ としたタイムステップを用いて計算を行った。

図 1 に温度と化学種の推移を示す。実線が数値積分解、破線がタイムスケールに基づいた手法を用いた結果、点線がこの手法を用いなかった結果である。

タイムスケールに基づいた手法を用いない場合は全体的に非物理的な値をとっており、熱的・化学的進化を追っているとは言えない。一方この手法を用いた場合は最後まで数値解と重なり熱的・化学的進化を再現できていると言える。

3.2 短いタイムステップでの One-zone モデルの計算

one-zone モデルを $\Delta t = 10^{-4} t_{\text{ff}}$ で積分し、タイムスケールに基づいた手法を用いた場合と用いなかった場合での比較を行った。one-zone 計算における温度発展の結果を図 2 に示す。線の種類は Section 3.1 の図 1 の時と同様である。

この手法を用いない方は終始、非物理的な値を取るような発展をしており、one-zone モデルを再現できているとは言い難い。対照的にタイムステップに基づく手法を用いた方は $\Delta t = 10^{-4} t_{\text{ff}}$ とタイムステップをかなり細かくとった場合であっても数値解とほぼ一致し、圧縮加熱と H_2 冷却が両方効いている箇所も正しく描いた。

これらの結果から、提案手法は NN の誤差の蓄積を抑制し、任意に短いタイムステップでも長時間安定に推論できることが確認できた。これら二つの結果から、3 次元流体シミュレーションにエミュレータを組み込む際にも有用であると期待できる。

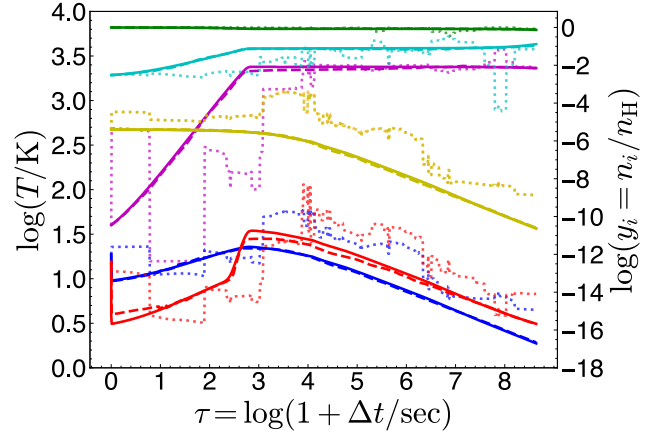


図 1. 密度を $n_{\text{H}} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ に固定して発展させた結果。それぞれの色は紫: T 、緑: H 、水: H_2 、橙: e^- 、黄: H^+ 、青: H^- 、赤: H_2^+ を指す。実線、破線、および点線はそれぞれ数値積分、タイムスケールに基づく手法あり、なしを示す。

4 Discussion

one-zone の計算時間を元にどれほど高速化したかを議論する。初期条件は Section 3.2 と同一とし、実際の流体シミュレーションが 1 コアあたり 32^3 、 64^3 個のセルがあると仮定してバッチ内に同一セルを複

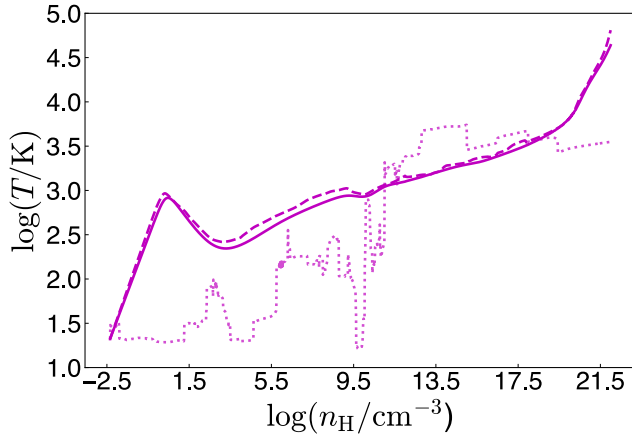


図 2. one-zone 計算による温度の発展の結果。線の種類は図 1 と同様である。

製して大きな行列を作り計算を行った。NN による計算は全セルを一括処理できる点が従来の数値積分法と根本的に異なる。

GPU では行列演算の並列化効果が顕著で、 32^3 バッチで約 46 倍、 64^3 で約 34 倍の高速化を達成した。近年は GPU 対応の流体コード (e.g. [Schneider & Robertson 2015](#); [Schive et al. 2018](#)) が整備されつつあり、両者を組み合わせれば星形成シミュレーション全体の計算時間を大幅に短縮できると期待される。

5 Conclusion & Future work

本研究では、初代星形成過程に特有な金属の含まれていないガスの熱的・化学的進化を推定する NN を用いたエミュレータを構築した。提唱したモデルは、従来の Implicit 法に匹敵する精度で温度と化学種の時間発展を再現すると同時に、タイムスケールに基づいた手法を導入することできわめて短いタイムステップ下でも誤差の蓄積を抑制できることを示した。さらに、流体シミュレーションを模した計算を GPU 上で実行した場合には、最大約 46 倍の計算速度向上を達成し、大規模 3 次元流体シミュレーションへの実装可能性を実証した。

今後の課題としては、化学ネットワークを拡張し、ヘリウムや金属元素、さらには輻射場との相互作用を包含する汎用的エミュレータを開発することが考えられる。また、本手法を 3 次元流体コードへ統合し、重力崩壊から原始星形成後の降着・フィードバック

ク段階までを一貫して計算することが次の目標である。これにより、初代星のみならず Population II 星以降の星形成も高速かつ高精度に計算できることが期待できる。

Acknowledgement

共同研究者の杉村和幸氏に深く感謝申し上げます。本研究の計算は、Center for Computational Astrophysics (国立天文台) の GPU システムと XD2000 を使わせていただきました。

Reference

- Branca, L. & Pallottini, A. 2023, MNRAS, 518(4):5718–5733.
- Branca, L. & Pallottini, A. 2024, A&A, 684:A203.
- Hosokawa, T., Omukai, K., Yoshida, N., & Yorke, H. W. 2011, Science, 334(6060):1250–1253.
- Klessen, R. S. & Glover, S. C. O. 2023, ARA&A, 61: 65–130.
- Navarro, L. M., Martin-Moreno, L., & Rodrigo, S. G. 2023, EJPh, 45(1):015803.
- Omukai, K. 2001, ApJ, 546(2):635.
- Sadanari, K. E., Omukai, K., Sugimura, K., Matsumoto, T., & Tomida, K. 2021, MNRAS, 505(3): 4197–4214.
- Saha, M. N. 1920, PMag, 40(238):472–488.
- Schive, H.-Y., ZuHone, J. A., Goldbaum, N. J., Turk, M. J., Gaspari, M., & Cheng, C.-Y. 2018, MNRAS, 481:4815–4840.
- Schneider, E. E. & Robertson, B. E. 2015, ApJS, 217 (2):24.
- Sugimura, K., Omukai, K., & Inoue, A. K. 2014, MNRAS, 445(1):544–553.
- Sugimura, K., Matsumoto, T., Hosokawa, T., Hirano, S., & Omukai, K. 2020, ApJ, 892(1):L14.
- Sugimura, K., Matsumoto, T., Hosokawa, T., Hirano, S., & Omukai, K. 2023, ApJ, 959(1):17.
- Bor, P., Brennan, J., Regan, J. A., & Mackey, J. 2025, arXiv:2503.10736.
- Yoshida, N., Omukai, K., & Hernquist, L. 2008, Science, 321(5889):669–671.

[—index へ戻る](#)

HK-05

ポリトロープガス雲における連星の種の成長過程

茨城大学
松永 拓巳

ポリトロープガス雲における連星の種の成長過程

松永 拓巳 (茨城大学大学院 理工学研究科)

共著者 森井 健翔 釣部 通 (茨城大学大学院 理工学研究科)

Abstract

連星の形成シナリオとして、連星の種へのガスエンベロープの降着によるものがある。分子雲コアの重力収縮の結果、連星の種が形成され、残されたガスエンベロープが降着し、連星の種が質量を増やしていく。周囲のガスの質量は、形成時の連星の種の質量よりも非常に大きいので、連星の種に降着するガスが、最終的に形成される連星の質量比や連星間距離などを決めると考えられる。連星の形成過程を理解するためには、連星の種にガスが降着する段階を物理的に理解する必要がある。初期の分子雲コアが持つ角運動量の分布は様々であると期待される。また、降着におけるガス雲の熱的進化も等温状態以外の場合も考えられる。本研究では、様々な角運動量分布における連星の成長過程を $\gamma = 1.1$ のポリトロープガス雲について調べる。比角運動量の内部全質量に対する依存性が $j \propto M_r^\delta$ の場合について、3次元 SPH 法による数値計算を行った。初期角運動量分布 $j \propto M_b$ を持つポリトロープガス雲において、重力、圧力、遠心力のスケールリングが一致するという条件を満たす δ の値を γ の関数として導出した。特に、 $\gamma = 1.1$ の場合は、 $\delta = 8/7$ となることが分かった。さらに $\delta = 8/7$ の場合について、ガス降着の数値流体計算を行った結果、連星質量 $\tilde{M}_b$ が連星間距離 $\tilde{D} \propto \tilde{t}^{0.7}$ となり、時間のべき乗で増加することが分かった。これらはYahil (1983) の自己相似解と同じスケールリング則であった。また、連星の全角運動量は、質量に対して初期角運動量分布から見積もられる全角運動量の $\eta_b \simeq 0.88$ 倍となった。この値を用いて連星間距離の近似式を $\tilde{D} = (\eta_b f)^2 \tilde{M}_b^{2\delta-1}$ と修正すると、流体計算結果とより良く一致することが分かった。

1 Introduction

観測的には、連星や多重星の形成頻度は単独星よりも高いことが示唆されており (Offner et al., 2022)、連星形成は星形成研究の主要課題である。中でも、連星の種 (binary seeds) へのガスエンベロープからの降着による成長という形成シナリオが広く注目されている。分子雲内で自己重力により高密度領域が形成されると、コアが重力崩壊し連星の種が誕生する。その後、周囲のエンベロープが降着し、種の質量が増加する。このとき、エンベロープの質量は種より圧倒的に大きく、降着ガスの性質が連星の最終的な質量比や連星間距離を決定すると考えられている。したがって、連星形成にはガス降着段階の物理過程の理解が不可欠である。Morii & Tsuribe (2025) は、初期角運動量分布が $j \propto M_r^\delta$ の場合について、等温ガス雲における連星の種の成長を3次元 SPH 法により数値的に調べた。その結果、降着ガスの角運動量が連星の軌道角運動量 (連星間距離に寄与) J_{orb} とスピン角運動量 (各連星の自転に寄与) J_{spin} に一定の割合で分化することを発見した。これは、 J_{orb} と連星の全角運動量 J_b の比として定数 f を導入することで表現でき、連星質量 $\tilde{M}_b$ に対し連星間距離 $\tilde{D}$ が

$$\tilde{D} = f^2 \tilde{M}_b^{2\delta-1} \quad (1)$$

に従うことを示した。

ただし、上記は等温状態を仮定したモデルであり、例えば初期宇宙における星形成では、 $P = K\rho^\gamma$ のポリトロープ状態 ($\gamma = 1.1$) が広い密度範囲で成立するとされる (Omukai & Nishi, 1998)。ポリトロープ関係に従うガス雲の重力崩壊についてはYahil (1983) が1次元球対称の場合で検討しているが、3次元粒子配置を持つ回転系での自己相似的な連星形成過程については未解明である。

本研究の目的は、 $\gamma = 1.1$ のポリトロープ状態にある回転ガス雲において、連星の種がどのように成長するかを明らかにすることである。3次元 SPH 法による数値計算を用い、降着過程での角運動量の分配、軌道構造、質量比、連星間距離の進化を調査し、等温モデルで得られたスケールリングの拡張を試みる。

2 Models

本研究では、連星の種形成後にガスが降着する環境として、ポリトロープガス雲の自己相似的崩壊解に基づく初期密度分布を仮定する。特に、Larson–Penston

型の自己相似解 (Larson, 1969) において中心近傍に形成される高密度構造に着目し、以下のように定式化する。

2.1 Envelope

エンベロープの密度分布 $\rho(\varpi, z)$ は、比熱比 γ を持つポリトロープ則に従って以下のように与えられる：

$$\rho(\varpi, z) = \begin{cases} \rho_{\text{in}} \left(\frac{\varpi}{\varpi_{\text{in}}} \right)^{-\frac{2}{2-\gamma}} & \text{if } |z| \leq H(\varpi), \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

ここで、 ρ_{in} は内縁半径 $\varpi = \varpi_{\text{in}}$ における基準密度である。べき指数 $\frac{2}{2-\gamma}$ は、ポリトロープ状態方程式 $P = K\rho^\gamma$ に基づいて決定される。

スケールハイト $H(\varpi)$ は以下のように定める：

$$H(\varpi) = H_{\text{in}} \left(\frac{\varpi}{\varpi_{\text{in}}} \right) \quad (3)$$

ここで、 H_{in} は内縁半径におけるスケールハイトである。したがって、面密度分布 $\Sigma(\varpi) = 2\rho H$ は以下ようになる：

$$\Sigma(\varpi) = \Sigma_{\text{in}} \left(\frac{\varpi}{\varpi_{\text{in}}} \right)^{-\frac{\gamma}{2-\gamma}} \quad (4)$$

ここで、 Σ_{in} は $\varpi = \varpi_{\text{in}}$ における面密度である。以上より、円筒半径 ϖ までの質量は

$$M_g(\varpi) = M_{\text{in}} \left(\frac{\varpi}{\varpi_{\text{in}}} \right)^{\frac{4-3\gamma}{2-\gamma}} \quad (5)$$

ここで、 Σ_{in} は $\varpi = \varpi_{\text{in}}$ より内側の領域の総質量である。

エンベロープの比角運動量分布として、以下のような鉛直方向の一様回転を仮定する。 $\mathbf{j} = j(\varpi)\mathbf{e}_z$ を仮定し、次のような定数 δ によるべき乗則をとる：

$$\mathbf{j}(\varpi) = j(\varpi)\mathbf{e}_z = j_{\text{in},0}M_g^\delta \quad (6)$$

ここで、 $j_{\text{in},0}$ は $\varpi = \varpi_{\text{in}}$ における比角運動量、 δ は定数である。系全体の角運動量は以下のように与えられる。

$$J_g(\varpi) = M_g(\varpi)j(\varpi) = j_{\text{in},0}M_g^{\delta+1} \quad (7)$$

2.2 Seed binary

連星系の初期構造として、内縁領域 $0 < \varpi < \varpi_{\text{in}}$ に存在する高密度ガスが断片化して連星の「種」(primary: $M_{\text{p},0}$, secondary: $M_{\text{s},0}$) を形成したと仮定す

る。この内側領域を切り出し、その総質量・重心・運動量・角運動量を保存する形で連星の種に置き換える。

初期連星質量 $M_{\text{b},0} = M_{\text{p},0} + M_{\text{s},0}$ 、初期質量比 $q_{\text{b},0} = M_{\text{s},0}/M_{\text{p},0}$ と定義する。また、初期連星間距離 D_0 およびケプラー角速度 Ω_K は次式で与えられる：

$$\Omega_K = \sqrt{GM_{\text{b},0}/D_0^3}e_\phi. \quad (8)$$

連星の種は sink particle ではなく、計 2000 個の SPH 粒子によって表現される。初期構造として、中心部を円筒状にくり抜いたディスク状ガスから切り出した構成とし、元の領域と同じ質量・重心・運動量・角運動量を保持するよう粒子配置を行う。

初期設定では、質量比 $q_0 = 1$ 、連星間距離 $a_0 = 1$ を取り、重心を原点に一致させる。また、連星構成粒子には円軌道運動を仮定し、初期速度としてケプラー速度を与える。重力ソフトニング半径は $\epsilon = 0.05D_0$ と設定し、高密度領域における時間刻みの極端な縮小を抑制している。

3 Numerical method

本研究では、3次元 SPH 法に基づく数値流体シミュレーションを実施するため、並列重力計算コードである Gadget-2 Springel (2005) を用いた。シミュレーションに使用した総 SPH 粒子数は 1.3×10^5 体であり、このうち 2000 体を連星の種 (seed binary) に、残りを周囲のエンベロープガスに割り当てている。

物理過程の簡略化のため、本研究では磁場および輻射輸送の効果を考慮しない。ガスは単一成分のポリトロープ流体として扱い、その力学的・熱的挙動は状態方程式

$$P = K\rho^\gamma \quad (9)$$

によって記述される。ここで、比熱比は $\gamma = 1.1$ とし、構造定数 $K = 0.45^2$ は適切に正規化されている。

初期のガス密度および角運動量分布は、第 2 章で述べた自己相似な解析モデルに基づいており、初期条件全体が物理的・数値的に連続性および保存則を満たすよう慎重に設計されている。

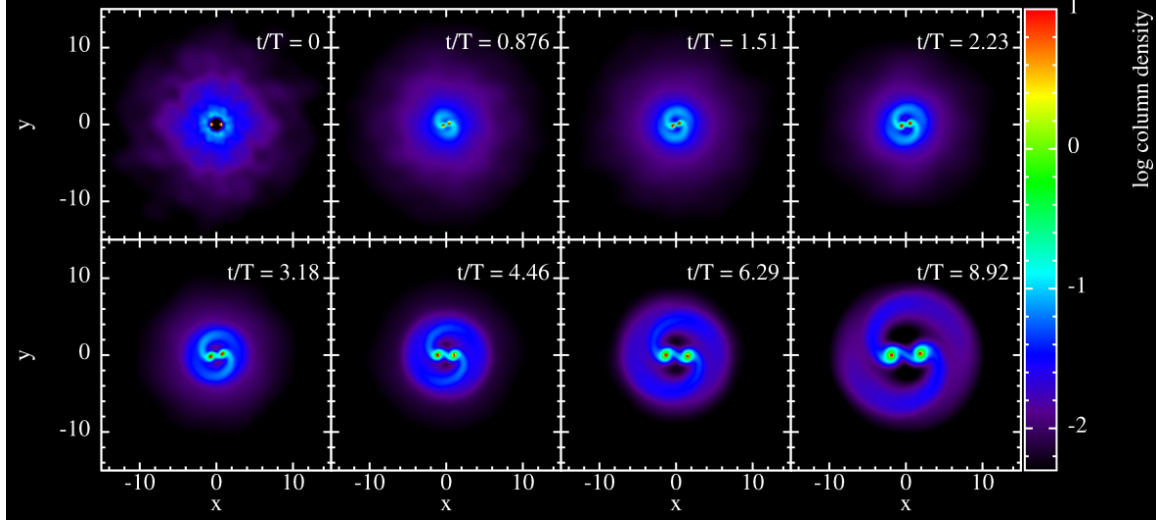


図 1: 連星の種の周囲におけるガスの時間発展。各パネルは、連星コアの正面 (face-on) 方向での対数密度マップを示す。

4 Results

以降に登場するチルダ ($\sim$) 付きの各種物理量は、それぞれ対応する物理量の初期値を用いて規格化された無次元量である。

4.1 Self-similarity-consistent δ

初期角運動量分布 $j \propto M_r^\delta$ を持つポリトロップガス雲において、系全体が自己相似的に成長すると仮定し、重力、圧力、遠心力のスケール則の整合性から δ を比熱比 γ の関数として導出した。その結果、

$$\delta = 1 + \frac{1}{4 - 3\gamma} \quad (10)$$

という関係が得られた。特に $\gamma = 1.1$ の場合には、対応する初期角運動量分布の傾きが $\delta = 8/7$ であることが分かる。

4.2 Numerical results with $\delta = 8/7$

初期角運動量分布が $\delta = 8/7$ の場合について、数値流体計算によりガス降着過程を解析した。その結果、連星質量 $\tilde{M}_b$ は

$$\tilde{M}_b \propto \tilde{t}^{0.7} \quad (11)$$

と時間に対してべき乗則的に増加することが確認された (図 2)。このスケール則は Yahil (1983)

による自己相似解と一致しており、導出した角運動量分布が物理的に妥当であることを支持している。

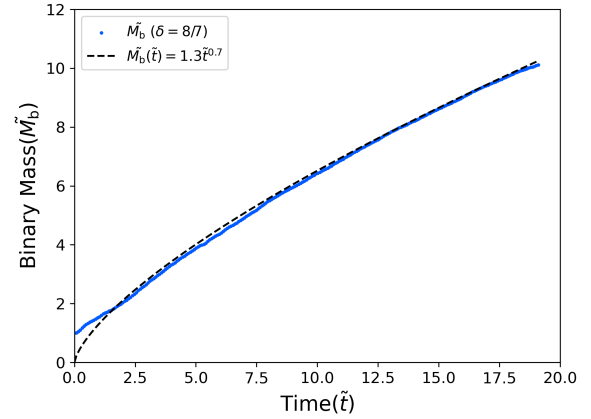


図 2: 連星の種の成長における質量の時間発展。 $\delta = 8/7$ の数値計算結果。

さらに、降着してくるガスの角運動量は連星の軌道角運動量 $\tilde{J}_{\text{orb}}$ とスピン角運動量 $\tilde{J}_{\text{spin}}$ に一定の比率で分配される傾向が見られた。比率 $f = \tilde{J}_{\text{orb}}/\tilde{J}_b$ を評価すると、 $f \sim 0.72$ であり、これは等温ガス雲における降着 ($f \sim 0.66$, Morii & Tsuribe (2025)) よりも軌道角運動量の割合が高いことを示している。

5 Discussion

連星系が最終的に獲得した全角運動量 $\tilde{J}_b$ は、初期の角運動量分布に基づいて見積もられる角運動量 $\tilde{J}_{b,0}$ に対して、およそ $\eta_b \simeq 0.88$ 倍であった (図 3 青

実線)。一方で、周連星円盤の外縁より内側における角運動量 $\tilde{J}_{\text{sh}}$ は、初期角運動量分布からの見積もり $\tilde{J}_{\text{sh},0}$ とほぼ一致し、 $\eta_{\text{sh}} \simeq 1.0$ であった (図 3 緑実線)。これは、連星系から失われた約 12% の角運動量が、非軸対称な構造 (スパイラルアーム等) によって重力トルクを介して周連星円盤へと輸送された可能性を示唆している。

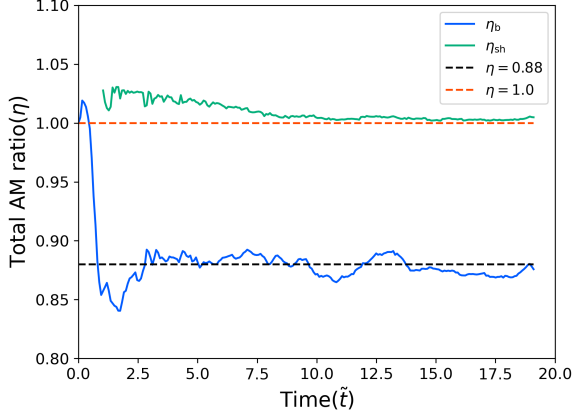


図 3: 全角運動量と初期の角運動量分布に基づいて見積もられる角運動量の比。

さらに、 η_b を用いて連星間距離のスケーリング則 (式 1) を次のように修正することで、数値計算結果とよく一致することが確認された：

$$\tilde{D} = (\eta_b f)^2 \tilde{M}_b^{2\delta-1} \quad (12)$$

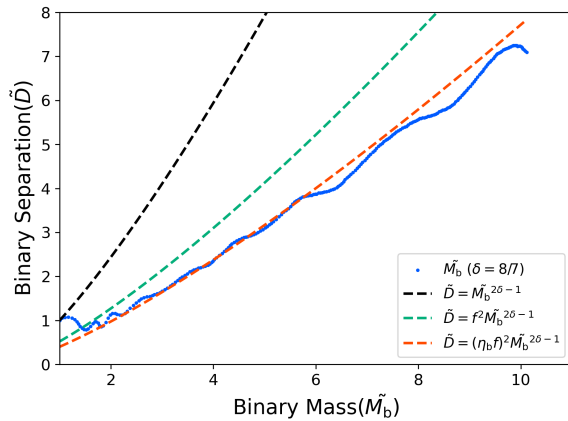


図 4: 連星質量の成長に伴う連星間距離の変化。青実線は数値結果、黒点線はスピンを無視したスケーリング ($f = 1$)、緑点線は式 (1) に基づくスケーリング、赤点線は修正式 (12) による予測を示す。

6 Conclusion

本研究では、初代星形成環境における連星形成の初期条件として、ガス雲の初期角運動量分布 $j \propto M_r^\delta$ を仮定し、3次元 SPH 計算により連星系の成長過程を詳細に追跡した。その結果、導出された自己相似的な角運動量分布が、連星質量や軌道半径の時間発展に対してべき乗則を与えることが明らかになり、これらのスケーリング則が Yahil (1983) による解析解と整合することが確認された。

特に、角運動量の降着によって軌道角運動量とスピン角運動量に分配される傾向や、連星間距離の進化が理論則に対して約 88% の係数で補正されることが示された点は、連星形成過程の詳細な力学構造を反映している。

本成果は、初代星連星系に見られる多様な構造や質量比を、形成初期の角運動量分布という観点から統一的に理解する手がかりを与えるものである。今後は、磁場や輻射輸送効果、より現実的な初期乱流構造を取り入れたモデルへと発展させることで、より包括的な連星形成理論の構築が期待される。

Reference

- Larson R. B., 1969, *mnras*, 145, 271
- Morii K., Tsuribe T., 2025, *PASJ*
- Offner S. S. R., Moe M., Kratter K. M., Sadavoy S. I., Jensen E. L. N., Tobin J. J., 2022, *arXiv e-prints*, arXiv:2203.10066
- Omukai K., Nishi R., 1998, *ApJ*, 508, 141
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105–1134
- Yahil A., 1983, *ApJ*, 265, 1047

[—index へ戻る](#)

HK-06

巨大衝突段階の惑星形成を予測する機械学習モデルの 作成

東京大学
石田 侑一郎

巨大衝突段階の惑星形成を予測する機械学習モデルの作成

石田 侑一郎 (東京大学大学院 理学系研究科)

小久保 英一郎 (国立天文台)

Abstract

地球型惑星形成過程の最終段階では、原始惑星が軌道進化と衝突合体を繰り返すことによって成長する。この段階は巨大衝突段階と呼ばれている。巨大衝突段階は N 体シミュレーションにより研究が行われてきた。一方、近年巨大衝突段階の N 体シミュレーションを機械学習で代替することで計算量を削減する研究がなされている。先行研究では N 体シミュレーションより 4 桁短い時間で惑星系の最終状態を予測できる。しかし、この研究では、機械学習の教師データとして原始惑星が 3 個の N 体シミュレーションを利用しているため、原始惑星 4 個以上の系の予測に全ての重力相互作用を考慮できず、惑星系の進化を正確に予測できない。そのため、機械学習モデルに組み込まれている、衝突する原始惑星の組を予測するモデルの正解率が現状 60%程度に留まり、巨大衝突段階を経て形成する惑星系の性質を調べるには不十分である。本研究では、 N 体シミュレーションの結果から惑星の軌道進化や質量を予測する機械学習モデルを作成することを目標として、まず衝突する惑星を予測する機械学習モデルを構築した。その結果、原始惑星を予測するモデルの正解率を 85%まで改善するとともに、予測時間を短縮した。発表では機械学習モデルの予測結果や作成過程について詳しく議論する。

1 Introduction

現在の標準的な地球型惑星形成理論では、まず原始惑星系円盤内でダストから微惑星が形成され、微惑星の衝突合体で火星サイズの原始惑星が形成される。その後、原始惑星は軌道進化と衝突合体を繰り返し、多様な地球型惑星が形成される (巨大衝突段階)。

近年の観測により、多数の地球型系外惑星系が発見されている (e.g., Borucki et al. 2010)。観測された系外惑星系の軌道・惑星質量は非常に多様である。この多様性の説明を目的の一つとして、惑星分布生成モデルが開発されている (e.g., Ida & Lin 2004)。惑星分布生成モデルは高速化のために各惑星形成段階での惑星の進化の理論モデルを作成し、ダストから巨大衝突段階後までの進化を計算するモデルであり、原始惑星系円盤から巨大衝突段階までの惑星形成過程について多様な初期条件から統計的な研究が可能である。

惑星分布生成モデルの巨大衝突段階は、経験式あるいは N 体シミュレーションを利用して計算されてきた。しかし、惑星分布生成モデルの巨大衝突段階は経験式を用いると高速だがパラメータにより正しくない結果となる問題 (Kimura et al. 2025)、 N 体

シミュレーションを利用すると計算精度が高いが時間がかかる問題がある。

そのため、近年巨大衝突段階の N 体シミュレーションを機械学習で代替する研究がなされている。機械学習は N 体シミュレーションに近い精度で、 N 体シミュレーションより 4 桁短い時間で惑星系の最終状態を予測できる (Lammers et al. 2024, 以下 L24)。しかし、機械学習モデルに組み込まれている、衝突する原始惑星の組を予測するモデルの正解率が現状 60%程度に留まり、巨大衝突段階を経て形成する惑星系の性質を調べるには不十分である。

本研究ではこの課題を解決するため、巨大衝突段階の N 体シミュレーションの結果から惑星の軌道進化や質量を予測する機械学習モデルを作成することを目指して、衝突する惑星を予測する機械学習モデルを作成する。

2 Methods

機械学習構築のために使用した N 体シミュレーションについて 2.1 で、構築した機械学習モデルについて 2.2 で述べる。

2.1 N 体シミュレーション

機械学習モデル構築のためのデータセットを作成するために N 体シミュレーションを実行した。以下に N 体シミュレーションの初期条件と数値積分方法について述べる。

2.1.1 初期条件

本研究では Kokubo et al. (2006) と同じ初期条件を利用した。ここでは、Kokubo et al. (2006) の初期条件生成方法について簡単に述べる。微惑星円盤から寡占的成長によって形成された原始惑星系を考える。微惑星円盤の密度分布は

$$\Sigma = \Sigma_0 \left(\frac{a}{1 \text{ au}} \right)^{-\alpha} \text{ g cm}^{-2}, \quad (1)$$

で表される。ここで Σ_0 は 1au における円盤の表面密度、 α は円盤の半径方向の密度分布を表す指数である。本研究では太陽系形成の標準モデルとして用いられる $\Sigma_1 = 10, \alpha = 3/2$ を利用した。

寡占的成長は隣の原始惑星の軌道間隔 b がヒル半径 $r_H = (2M/3M_*)^{1/3}$ に比例すると考える。ここで M と a は原始惑星の質量と軌道長半径、 M_* は中心星の質量である。また、すべての微惑星は原始惑星になると仮定する。これらの仮定のもとで、原始惑星の孤立質量は

$$M_{\text{iso}} \simeq 2\pi ab \Sigma \quad (2)$$

$$= 0.16 \left(\frac{\tilde{b}}{10} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\Sigma_1}{10} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{a}{1 \text{ au}} \right)^{\frac{3}{2}(2-\alpha)} M_{\oplus} \quad (3)$$

で与えられる。ここで $\tilde{b}$ はヒル半径で規格化した軌道間隔、 $M_{\oplus}$ は地球質量である。

本研究では初期条件を生成するために、 $\Sigma_1 = 10, \alpha = 3/2, \tilde{b} = 10, \rho = 3.0, n = 16$ を利用した。ここで ρ は原始惑星の密度、 n は原始惑星の数である。

2.1.2 N 体シミュレーション

原始惑星の軌道進化は原始惑星の運動方程式を利用して数値的に計算した。

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -GM_{\odot} \frac{\mathbf{x}_i}{|\mathbf{x}_i|^3} + \sum_{j \neq i} GM_j \frac{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|^3}, \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{x}, \mathbf{v}$ はそれぞれ惑星の位置と速度である。数値積分には階層タイムステップ (Makino 1991)、修正エルミート法を利用した N 体シミュレーション (Kokubo et al. 1998) を利用した。数値積分は数個の原始惑星が残る、 $3 \times 10^8 \text{ yr}$ まで行った。

2.2 機械学習

機械学習としては畳み込みニューラルネットワーク (CNNs) を利用した。CNNs は惑星の位置と質量を入力とし、衝突する惑星の組を出力する。学習には TensorFlow を使用し、データセットは N 体シミュレーションから得られた 100 個のサンプルを用いた。また、 N 体シミュレーションの結果を CNNs に入力する際に、 N 体シミュレーションの結果を行列で表現する必要がある。そのため、 N 体シミュレーションの結果を隣接行列として表現し、CNNs に入力した。隣接行列の概要図を図 1 に示す。隣接行列は惑星の位置と惑星同士の距離の情報を持っている。

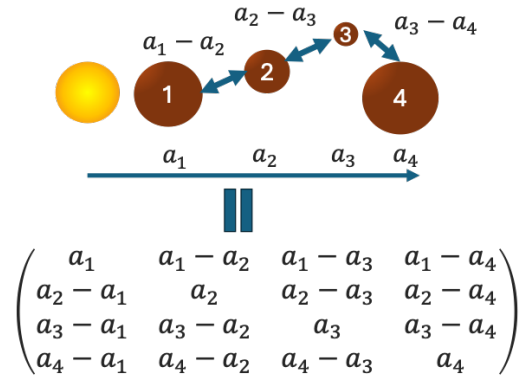


図 1: 隣接行列と隣接行列が持っている情報

3 Results and Discussions

巨大衝突段階の惑星形成過程を予測する先行研究である L24 と本研究との比較を表 1 に示す。L24 では原始惑星 3 体と中心星からなる系に機械学習を適用して正解率が 60%であったのに対し、本研究では原始惑星 16 体と中心星からなる系に機械学習を適用して正解率が 80%であった。そのため、L24 と比較して、本研究では衝突する原始惑星の組を正確に予測することができる。そのため、最終的に得られる惑星系の質量分布がより正しくなると考えられる。

表 1: 衝突する原始惑星の組の予測に対する L24 と本研究の比較

	L24	本研究
原始惑星数	3 体	16 体
機械学習	多層パーセプトロン	CNNs
正解率	60%	85%

4 Conclusion

本研究では N 体シミュレーションの結果を CNNs に学習させることで原始惑星系の中で衝突する原始惑星の組を予測する新しい機械学習モデルを構築した。その結果、既存の機械学習モデルから衝突する原始惑星の組の予測精度を 85% まで改善することができた。

Acknowledgement

本研究は宇宙地球フロンティア国際卓越大学院プログラム (IGPEES)、東京大学国際卓越大学院教育プログラム (WINGS) の支援を受けたものです。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 PC クラスタ上で実行しました。数値解析は国立天文台天文シミュレーションプロジェクト (CfCA) の解析サーバ上で実行しました。

Reference

Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., Batalha, N., Brown, T., Caldwell, D., Caldwell, J., Christensen-Dalsgaard, J., Cochran, W. D., DeVore, E., Dunham, E. W., Dupree, A. K., Gautier, T. N., Geary, J. C., Gilliland, R., Gould, A., Howell, S. B., Jenkins, J. M., Kondo, Y., Latham, D. W., Marcy, G. W., Meibom, S., Kjeldsen, H., Lissauer, J. J., Monet, D. G., Morrison, D., Sasselov, D., Tarter, J., Boss, A., Brownlee, D., Owen, T., Buzasi, D., Charbonneau, D., Doyle, L., Fortney, J., Ford, E. B., Holman, M. J., Seager, S., Steffen, J. H., Welsh, W. F., Rowe, J., Anderson, H., Buchhave, L., Ciardi, D., Walkowicz, L., Sherry, W., Horch, E., Isaacson, H., Everett, M. E., Fischer, D., Torres, G., Johnson, J. A., Endl, M., MacQueen, P., Bryson, S. T., Dotson, J., Haas, M., Kolodziejczak, J., Van Cleve, J., Chandrasekaran, H., Twicken, J. D., Quintana, E. V., Clarke, B. D., Allen, C., Li, J., Wu, H., Tenenbaum, P., Verner, E., Bruhweiler, F., Barnes, J., & Prša, A. 2010, *Science*

Ida, S., & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*

Kimura, S., Hoshino, H., Kokubo, E., Matsumoto, Y., & Ikoma, M. 2025, *ApJ*

Lammers, C., Cranmer, M., Hadden, S., Ho, S., Murray, N., & Tamayo, D. 2024, *ApJ*

Kokubo, E., Yoshinaga, Y., & Makino, J. 1998, *MNRAS*

Kokubo, E., Kominami, J., & Ida, S. 2006, *ApJ*

Makino, J. 1991, *PASJ*

—[index](#) へ戻る

HK-07

巨大ガス惑星によるギャップ形成と衝撃波加熱の一次 元モデル

東北大学
佐藤 祥太

巨大ガス惑星によるギャップ形成と衝撃波加熱の一次元モデル

佐藤 祥太 (東北大学大学院 理学研究科)

辻 勇吹樹 (東京大学大学院 理学系研究科), 田中 秀和 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

原始惑星系円盤において巨大惑星が円盤内に立てる密度波は衝撃波を立てて減衰し、円盤内にギャップを作るとともに円盤を加熱する。この衝撃波加熱は始原隕石に記録されている太陽系起源物質の加熱機構として有力視されている。本研究では密度波による円盤加熱の 1 次元モデルについて議論する。密度波が衝撃波を立てて減衰するとき円盤にかかるトルクと加熱率の間に関係があることが知られている (Goodman and Rafikov 2001)。本研究では Kanagawa et al. (2017) の 1 次元のローカルなギャップモデルのトルクに微修正を加え、トルクと加熱率の間の関係を用いて密度波による円盤ガス加熱率を算出した。本研究の加熱率分布はギャップの面密度が変化する領域において特に高い値となり、主要な加熱領域で小野ら (2024) の流体計算をよく再現する結果となった。Ono et al. (2025) では加熱率の惑星質量と円盤粘性に対する依存性が議論されているが、本研究の加熱率はギャップ内ではこれらの依存性を再現することに成功した。また、本研究の加熱率をギャップのない場合の粘性円盤加熱率と比較すると、ギャップ内では惑星質量に依らず両者は同程度の大きさとなることが確かめられた。これは密度波による加熱は粘性円盤加熱率によって上限が決められていることを示している。面密度が低いギャップ内では光学的厚さも小さく保温効果も弱いため、本研究の結果は巨大惑星がつくる衝撃波が太陽系始原物質の加熱機構として十分ではないことを示唆している。

1 Introduction

原始惑星系円盤においてガスを降着し成長している巨大惑星は円盤上に密度波を立てる。この密度波は伝播していくうちに衝撃波をたてて減衰していき、円盤にその角運動量とエネルギーを渡す。密度波のトルクをかけることで惑星の周辺には面密度の薄いギャップが形成される (Kanagawa et al. 2015)。このギャップの形成によって巨大惑星のガス降着率は減少する。惑星が重いほど衝撃波は強くなり、ギャップはより深くなることが知られている。また密度波が渡したエネルギーによって円盤は加熱される (Ono et al. 2025)。惑星が重いほど密度波による衝撃波加熱は強くなるため、密度波の衝撃波加熱は太陽系始原物質の加熱機構として有力視されてきた。

密度波による加熱率は流体計算により研究が行われてきた。Ono et al. (2025) では流体計算を行い、密度波の加熱率の経験式を導出した。この加熱率の経験式は加熱率の惑星質量依存性と粘性パラメータ α の依存性を考慮した式になっている。

本研究では Ono et al. (2025) の経験式を簡単な 1 次元の解析的モデルで再現することを目的とする。

我々は Goodman and Rafikov (2001) により提案された密度波によるトルクと加熱率の間に成り立つ関係に着目した。Kanagawa et al. (2017) の 1 次元ギャップモデルのトルクに微修正を加え、トルクと加熱率の経験式から密度波の加熱率を計算した。得られた加熱率を経験式と比較し、惑星質量依存性や α 依存性も含めて経験式を再現することができているかを確認した。最後に密度波の加熱率をギャップのないときの粘性加熱率と比較することにより密度波の衝撃波加熱が太陽系始原物質の加熱機構として十分であるかどうかを議論した。

2 Methods

本研究では以下の仮定を置く。定常な 2 次元等温円盤を考える。円盤には Shakura and Sunyaev (1973) の α 粘性モデルの乱流粘性があるものとする。円盤の自己重力と円盤や惑星への質量降着を無視する。本研究では 1 次元の加熱率のモデルを考える。

本研究では密度波のトルクと加熱率の間に成り立つ関係式を用いて加熱率を計算した。角速度 Ω_p で中心星を公転する巨大惑星が立てる密度波について考

える。密度波が衝撃波をたてて減衰する際に円盤にかかる単位面積あたりのトルク T_{dep} と単位面積あたりの加熱率 E_{dep} の間には、

$$E_{\text{dep}} = (\Omega_p - \Omega(r))T_{\text{dep}} \quad (1)$$

という関係が成り立つ (Goodman and Rafikov 2001)。ここで $\Omega(r)$ は半径 r の地点の円盤ガスの回転角速度である。この式から密度波のトルク T_{dep} を与えることで密度波による加熱率を求めることができるのである。

密度波によるトルクとしては、Kanagawa et al. (2017) の 1 次元のローカルなギャップモデルのトルクに微修正を加えたものを使用した。図 1 に惑星質量が木星質量、 α が 10^{-3} 、アスペクト比 h_p/r_p が 0.05 である典型的な円盤に対して密度波によるトルク密度 T_{dep} を示した。オレンジの線が Kanagawa et al. (2017) によるトルクモデルであり、紫の線が本研究のトルクモデルである。本研究のトルクモデルでは、ギャップ内だけではなくギャップより外側の領域においても密度波の減衰があることを考慮し、ギャップより外側の領域においても密度波によるトルクがある。また、Kanagawa et al. (2017) のモデルで惑星に近い領域にあったトルクの不連続を緩和した。図 2 にこのトルクモデルを用いて計算したギャップ面密度 $\Sigma(r)$ を示した。紫の線が本研究でオレンジの線が Kanagawa et al. (2017) のトルクモデルを用いた面密度である。これらの再現されたギャップ面密度の線は緑の破線で示した Kanagawa et al. (2016) の流体計算の結果をよく再現しており、特に微修正されたモデルの方がより流体計算に近い。

本研究ではこの微修正されたトルクモデルから式 (1) のトルクと加熱率の関係を用いて加熱率を計算した。

3 Results

典型的な円盤に対して本研究のトルクモデルを用いて単位面積あたりの密度波の加熱率を計算した結果を図 3 に示す。紫の線が本研究の加熱率であり、緑の線は Ono et al. (2025) の経験式を、水色の線はギャップのない場合の粘性加熱を表している。このパラメータは円盤ギャップの形を特徴付ける無次元量

$$K = \left(\frac{M_p}{M_*}\right)^2 \left(\frac{h_p}{r_p}\right)^{-5} \alpha^{-1} \quad (2)$$

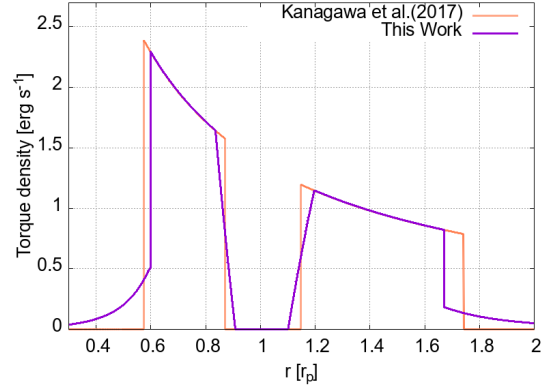


図 1: トルク密度の分布。紫の線が本研究でオレンジの線が Kanagawa et al. (2017) のもの

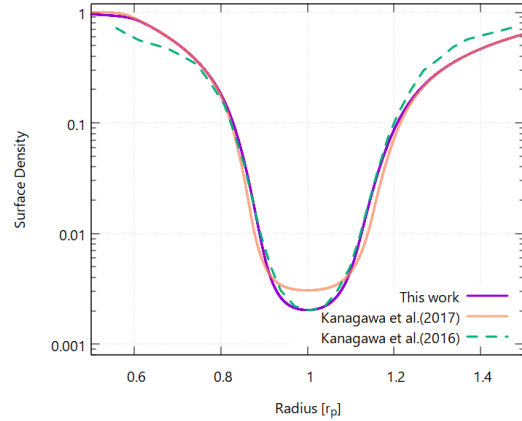


図 2: 面密度の分布。ギャップがないときの面密度 Σ_0 で規格化した面密度。紫の線が本研究でオレンジの線が Kanagawa et al. (2017) のモデルで計算したもの。緑の破線は (Kanagawa et al. 2016) の流体計算

が $K = 1380$ になるパラメータの組み合わせの系である。このときアスペクト比の計算に断熱の音速を用いた (S.Okuzumi, private communication)。

まず本研究の加熱率と Ono et al. (2025) の経験式を比較する。図 3 を見ると、両者はギャップ内にある加熱の主要領域において両者はおおよそ一致した。一方ギャップより外側の領域においては本研究の加熱率の方が経験式に比べて小さい値になった。これはローカル近似したギャップモデルのトルクモデルを使用していることが原因であると考えられる。逆にギャップよりも内側の領域に対しては本研究の加熱率の方が経験式に比べて大きい値になった。ギャップより内側の領域では経験式が密度波の第 1 波のみを考慮し

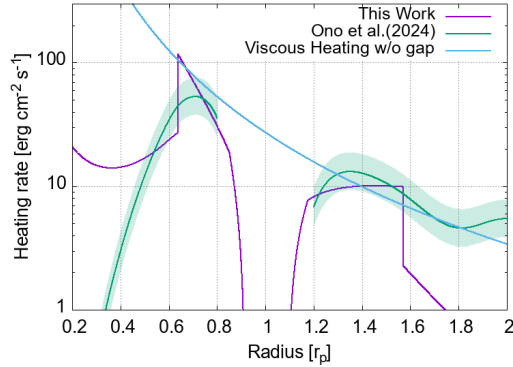


図 3: 本研究の加熱率。 $M_p = M_J, \alpha = 10^{-3}$ の場合 ($K = 1380$)。紫の線が本研究の結果であり、緑の線は Ono et al. (2025) の経験式を、水色の線はギャップのない場合の粘性加熱を表す。

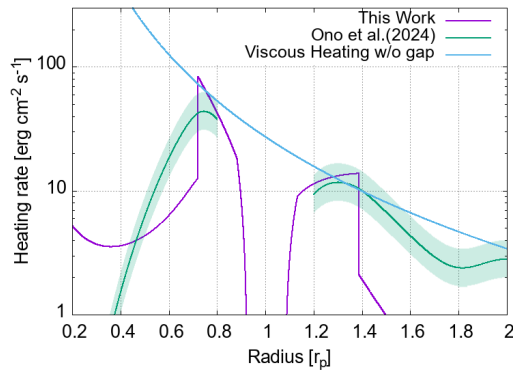


図 4: $M_p = 0.5 M_J, \alpha = 10^{-3}$ の場合 ($K = 345$)。

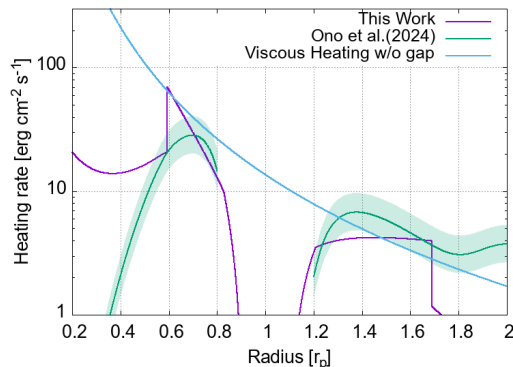


図 5: $M_p = M_J, \alpha = 5 \times 10^{-4}$ の場合 ($K = 2760$)。

た式であるため、密度波の第 2 波や第 3 波による加熱率を加えれば経験式の加熱率は図 3 の値よりも高くなり本研究の結果に近づくと考える。

次に密度波の加熱率とギャップがないときの粘性加熱率を比較する。図 3 から密度波の加熱率とギャップがないときの粘性加熱率はおおよそ一致していることがわかる。これは密度波による加熱は粘性円盤加熱率により上限が決められていることを意味し、単位面積あたりの円盤加熱率はギャップがあるときもなしときも同程度であることを意味している。惑星が重くなるほど衝撃波は強くなるが、その分ギャップが深くなって面密度が下がり単位面積あたりの加熱率は変わらないのである。また、ギャップがあることにより円盤は光学的に薄くなっているため冷却がより効率的になるため、円盤の平均温度はギャップのない場合と同程度かそれよりも下がると考えられる。これは密度波による衝撃波加熱は太陽系始原物質の加熱機構としてはあまり強いものではないことを示唆している。

本研究で得られた加熱率の惑星質量依存性を考えよう。図 4 に惑星質量を図 3 の $1 M_J$ から $0.5 M_J$ に変更した結果を示した。これは $K = 345$ の系であり、 $K = 1380$ であった先ほどの系よりもギャップが浅い系である。これを見ると惑星質量を変化させても本研究の加熱率は主要な加熱領域において Ono et al. (2025) の経験式を再現していることがわかる。また、先ほどと同様に密度波による加熱率とギャップのないときの粘性加熱率が同程度になることも確認できる。

次に加熱率の α への依存性を考える。図 5 に α を図 3 の 10^{-3} から 5×10^{-4} に変更した結果を示した。こちらの系は $K = 2760$ であり $K = 1380$ の系よりもギャップが深い系である。この場合についても本研究の加熱率は主要な加熱領域において Ono et al. (2025) の経験式を再現していること、密度波による加熱率とギャップのないときの粘性加熱率が同程度になることが確認できる。

密度波の加熱率とギャップが無いときの粘性加熱率の関係は簡単な解析の見積もりからも確かめることができる。密度波の加熱率は Kanagawa et al. (2017) のモデルから簡単に見積もることができる。このモデルでは主要な加熱領域であるギャップの淵において密度波が一様に散逸されるものとして考える。そこで密度波が与えるトルクの総量を密度波が散逸する領域の幅 Δw_d で割ることでトルク密度を見積もる

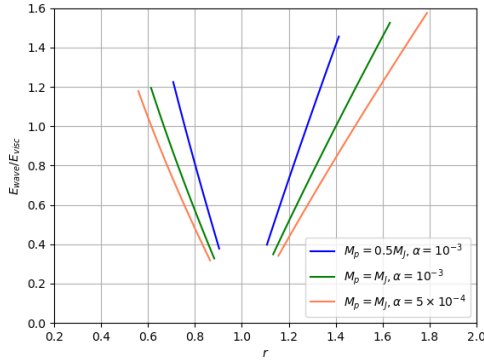


図 6: 解析的に見積もった密度波の加熱率とギャップがないときの粘性加熱率の比

ことができる。このトルク密度から式 (1) のトルクと加熱率の関係を用いて密度波による単位面積あたりの加熱率が以下のように求めることができる。

$$E_{\text{wave}} = 6\Sigma_p\nu_p\Omega_p|\Omega_p - \Omega|\left(\frac{r}{r_p}\right)^{-2}K'^{-\frac{1}{4}} \quad (3)$$

ここで添え字の p は惑星のある位置での物理量であり、 Σ_p はギャップがないときの面密度である。 K' は無次元量のパラメータであって、中心星質量に対する惑星質量の比 M_p/M_* 、アスペクト比 h_p/r_p 、粘性の α を用いて $K' = (\frac{M_p}{M_*})^2(\frac{h_p}{r_p})^{-3}\alpha^{-1}$ と表される。この式 (3) と粘性加熱率 $E_{\text{visc}} = \frac{9}{4}\Sigma\nu\Omega^2$ の比を計算して図 6 に示した。3 種類の線はそれぞれ図 3, 図 4, 図 5 のパラメータを用いて計算した結果である。どの結果も加熱率の比 $E_{\text{wave}}/E_{\text{visc}}$ はおよそ 1 であり、密度波による加熱率とギャップのないときの粘性加熱率が同程度になっている。また、惑星質量を増やす、もしくは粘性を小さくすると密度波の加熱率はギャップのないときの粘性加熱率に対して小さくなっていくことがわかる。

4 Conclusion

本研究では以下の結論が得られた。

- 密度波によるトルクと加熱率の关系到注目して Kanagawa et al. (2017) の 1 次元ギャップモデルのトルクモデルに微修正を加えたものから加熱率モデルを計算した。本モデルは主要な加熱領域において Ono et al. (2025) の経験式を惑星質量依存性、 α 依存性も含めて再現した。

- 単位面積あたりの密度波の加熱率は常にギャップがないときの粘性加熱率と同程度かそれより低い値になる。また、惑星質量を増やすもしくは粘性を小さくすると密度波の加熱率は粘性加熱率に対して相対的に小さくなっていく。これは密度波による衝撃波加熱は太陽系始原物質の加熱機構としてはあまり強いものではないことを示唆している。

Acknowledgement

研究にご助言いただいた東京科学大学奥住聡教授に感謝申し上げます。

Reference

- J. Goodman and R. R. Rafikov. Planetary Torques as the Viscosity of Protoplanetary Disks. *ApJ*, 552(2):793–802, 2001.
- K. D. Kanagawa, H. Tanaka, T. Muto, T. Tanigawa, and T. Takeuchi. Formation of a disc gap induced by a planet: effect of the deviation from Keplerian disc rotation. *MNRAS*, 448(1):994–1006, 2015.
- K. D. Kanagawa, T. Muto, H. Tanaka, T. Tanigawa, T. Takeuchi, T. Tsukagoshi, and M. Momose. Mass constraint for a planet in a protoplanetary disk from the gap width. *PASJ*, 68(3):43, 2016.
- K. D. Kanagawa, H. Tanaka, T. Muto, and T. Tanigawa. Modelling of deep gaps created by giant planets in protoplanetary disks. *PASJ*, 69(6):97, 2017.
- T. Ono, T. Okamura, S. Okuzumi, and T. Muto. Modeling protoplanetary disk heating by planet-induced spiral shocks. *PASJ*, 77(1):149–161, 2025.
- N. I. Shakura and R. A. Sunyaev. Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24:337–355, 1973.

—[index](#) へ戻る

HK-08

系外惑星の重力によるデブリ円盤の非対称空間分布

名古屋大学
清水 颯人

系外惑星の重力によるデブリ円盤の非対称空間分布

清水 颯人 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

直接撮像により系外惑星とデブリ円盤が同時に検出されるようになってきている。これまでは土星のような巨大惑星とデブリ円盤が発見されていたが、将来的には赤外線での地球型惑星とデブリ円盤の検出が期待される。惑星まわりのダストが濃く一様な分布ならば、ダスト熱輻射は惑星からの放射を覆い隠してしまう。一方、惑星重力によって形成される特徴的なダスト分布が顕著に観測されるならば、惑星の存在を示唆する手がかりとなりうる。したがって、惑星の直接撮像による検出を行う上では、惑星周囲のダスト分布、すなわちデブリ円盤の構造や輻射を正確に考慮する必要がある。

太陽系においては、黄道光として知られるように、地球周りにデブリ円盤のようなダストが分布している。本研究では、太陽系の小惑星帯を模擬した微惑星帯 (2.2–3.2 au) において、衝突カスケードにより定常的に生成されるダストが、ポインティング・ロバートソン効果 (P-R 効果) によって内側へ移動し、軌道半径 1 au の地球質量惑星の周りに形成されるダスト分布を調べ、ダストの輻射フラックスを評価する。そのために、まず、中心星の輻射圧および P-R 効果を考慮し、中心星・惑星・ダストの 3 体からなる 3 次元軌道運動を数値計算により求めた。その結果をもとに、惑星周囲のダスト分布を求めた。計算領域を動径方向と方位角方向に分割し、各領域におけるダストの滞在時間を集計することで、円盤内のダストの数密度分布を得た。

次に、中心星光に対するデブリ円盤の赤外輻射フラックス比についても評価を行った。P-R 効果によって主に落下してくるサイズのダストが、典型的なデブリ円盤のダストとなるため、ダストのサイズ分布を微惑星帯での衝突時間と P-R 効果による落下時間から見積もった。この一連の調査の結果、明るいデブリ円盤ではダストの光学的厚みが大きく、惑星からの放射が埋もれてしまう上に、主に小さなダストが中心星へ落下するため、構造は滑らかで惑星検出に不利となる。一方、暗いデブリ円盤ではダストの光学的厚みが小さく、大きなダストが惑星周囲にまで落下して、特徴的な構造が形成されるため、惑星検出に有利になることが分かった。

1 Introduction

近年、直接撮像による系外惑星の検出は飛躍的に進展しており、惑星とともに周囲のデブリ円盤が同時に観測されている。デブリ円盤は惑星系の形成や進化過程を示す重要な痕跡であり、その主成分は微惑星の衝突によって生成されるダストである。このダストは中心星光を散乱・吸収するだけでなく、赤外線熱放射を示すため、観測において惑星の放射を覆い隠す要因となる場合がある。

一方、デブリ円盤中の小さなダスト粒子は、中心星の輻射圧により外側へ吹き飛ばされる。しかし、中程度のサイズのダストは非等方的な放射によって角運動量を失い (ポインティング・ロバートソン効果、以下 P-R 効果)、らせん軌道を描きながら中心星方向へ移動する。この過程で、ダストは惑星軌道付近で惑星との平均運動共鳴に捕獲され、惑星周囲に非一様なダスト分布を形成することが知られている (e.g., Ueda et al. 2017)。こうした共鳴構造やギャップなどによる特徴的なダスト分布が観測できれば、惑星の

存在を示唆する手がかりとなる可能性がある。

本研究では、惑星近傍におけるダスト分布とその輻射フラックスを数値シミュレーションによって調べることが目的とする。以下では、本論文では、手法を第 2 章、結果を第 3 章、議論を第 4 章、そしてまとめを第 5 章に示す。

2 Methods

2.1 ポインティング・ロバートソン効果

中心星周りを公転しているダストは中心星からの光を中心方向からではなく、少し斜めから受ける。ダストは輻射圧により運動と逆向きの力がはたらくため、角運動量を失う (P-R 効果)。ダストにはたらく中心星輻射圧と中心星重力は

$$F_r = \frac{L_\star}{4\pi R^2} \cdot \frac{\pi r_{\text{dust}}^2}{c} \cdot Q_{\text{PR}} \quad (1)$$

$$F_g = G \frac{M_\star m}{R^2} \quad (2)$$

と表せる．ここで L_* は中心星光度， R は中心星からのダストの距離， r_{dust} はダスト粒子の半径， Q_{PR} は輻射率係数， c は光速， G は万有引力定数， M_* は中心星質量， m はダストの質量である．中心星輻射圧と中心星重力の比を表すパラメータ β は

$$\beta \equiv \frac{F_r}{F_g} \simeq \left(\frac{r_{\text{dust}}}{0.285 \mu\text{m}} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_{\text{dust}}}{2 \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{Q_{\text{PR}}}{1} \right) \quad (3)$$

で定義され，ダストの半径 r_{dust} ，密度 ρ_{dust} に反比例する．ここではダストのサイズに着目するために， $\rho_{\text{dust}} = 2$ ， $Q_{\text{PR}} = 1$ とし，主に $\beta = 0.2\text{--}0.002$ （ダスト半径 $r_{\text{dust}} \sim 1\text{--}100 \mu\text{m}$ ）のサイズを用いる．

2.2 ダストの運動方程式

本研究では，中心星の輻射圧と P-R 効果を含んだ中心星・惑星・ダストの 3 体からなる 3 次元軌道運動を 4 次のエルミート法を用いて数値計算により求める．中心星中心のダストの運動方程式は

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathbf{R}}{dt^2} = & -GM_*(1-\beta) \frac{\mathbf{R}}{|\mathbf{R}|^3} \\ & -GM_p \left(\frac{\mathbf{R} - \mathbf{R}_p}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_p|^3} + \frac{\mathbf{R}_p}{|\mathbf{R}_p|^3} \right) \\ & - \frac{GM_*\beta_{\text{PR}}}{c|\mathbf{R}|^2} \left(\frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{R}}{|\mathbf{R}|} \frac{\mathbf{R}}{|\mathbf{R}|} + \mathbf{V} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

とかける．ここで M_p は惑星質量， $\mathbf{R}_p$ は惑星の位置ベクトル， $\mathbf{R}$ と $\mathbf{V}$ はそれぞれダストの位置，速度ベクトルである．右辺第 1, 2 項はそれぞれ中心星，惑星からの重力であるが，第 1 項の $1 - \beta$ は輻射圧を加えたもので，ダストは中心星の重力が弱くなったと感じる．右辺第 3 項は中心星輻射だけでなく，中心星風による P-R 効果も含まれる．太陽風による P-R 効果と太陽輻射による P-R 効果の比は約 30% (e.g., Minato et al. 2004) なので， $\beta_{\text{PR}} = \beta + 0.3\beta$ とする．

2.3 セットアップ

太陽系の小惑星帯を模擬した微惑星帯において，衝突カスケードにより定常的にダストが生成される系を考える．中心星は原点に配置し，その質量を太陽質量とする．惑星は質量を地球質量とし，軌道半径 1 au の円軌道上を公転する．ダストの初期条件は，軌道長半径は範囲が $a = 2.2\text{--}3.2 \text{ au}$ の一様分布，離心率 e と軌道傾斜角 i は，それぞれ平均値

が $e = 0.15$ ， $i = 0.13 \text{ rad}$ のレイリー分布に従う乱数で与えた．計算コストの削減のため，近日点距離 $q = a(1 - e)$ が 2.2 au より大きいダストの軌道計算は，惑星からの摂動を受けないとして Wyatt & Whipple (1950) による

$$a(1 - e^2)e^{-4/5} = \text{const.} \quad (5)$$

を用いて省略した．

定常的に生成されるダストの面密度分布を求めるため， β を 0.2 から 0.002 まで変化させ，異なる初期条件下で 5000 個の粒子について軌道計算を実施した．計算領域は，動径方向を $r = 0.4\text{--}2.2 \text{ au}$ とし，等比で 345 区間に，方位角方向を 360 区間に分割する．各領域におけるダストの滞在時間を集計し，領域の面積 $dS (\propto r^2)$ で割ることで面密度を算出した．さらに，惑星の影響がない領域 ($r = 0.4 \text{ au}$) における値を基準として規格化し，相対的な面密度を求めた．

2.4 輻射フラックス

次に，2.3 節で求めた面密度を用いて，中心星光に対するデブリ円盤の赤外輻射フラックス比を計算する．ここでは，半径が r_{in} から r_{out} までの光学的に薄いデブリ円盤を考える．観測者から距離 D 離れた中心星の周囲に存在する円盤からの熱放射を，周波数 ν で受け取るフラックス $F_{\text{disc},\nu}$ は次式で与えられる (Kobayashi & Löhne 2014)．

$$F_{\text{disc},\nu} = \frac{1}{D^2} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \int_0^{2\pi} r \tau(r, \phi) B_\nu(T) dr d\phi \quad (6)$$

ここで， $B_\nu(T)$ は温度 T におけるプランク関数である．

デブリ円盤の輻射フラックス比は，式 (6) で得られる $F_{\text{disc},\nu}$ を，中心星の同一周波数におけるフラックス

$$F_{*,\nu} = \frac{\pi R_*^2}{D^2} B_\nu(T_*) \quad (7)$$

で割ることで求める．ここで， R_* および T_* はそれぞれ中心星の半径と有効温度である．プランク関数 $B_\nu(T)$ は次式で与えられる：

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad (8)$$

ここで， h はプランク定数， k_B はボルツマン定数である．

ダスト温度 T は、中心星の放射の吸収とダストの熱放射との釣り合いから決定される (Kobayashi & Löhne 2014) :

$$4 \int_0^\infty Q_{\text{abs},\nu} B_\nu(T) d\nu = \frac{R_\star^2}{r^2} \int_0^\infty Q_{\text{abs},\nu} B_\nu(T_\star) d\nu \quad (9)$$

中心星およびダストを黒体 $Q_{\text{abs},\nu} = 1$ と仮定すると、ダスト温度は次の近似式で表される :

$$T \approx 280 \left(\frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-1/2} \left(\frac{R_\star}{R_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{T_\star}{T_\odot} \right) \text{ K} \quad (10)$$

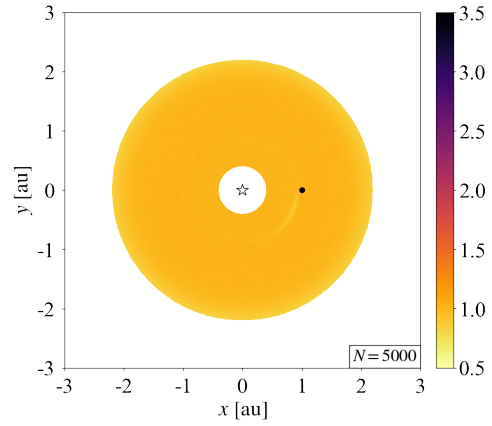
ここで、 $R_\odot$ と $T_\odot$ は太陽半径と太陽温度である。本研究では、中心星のパラメータは太陽と同一とした。また、周波数 ν は波長 $\lambda = 10 \mu\text{m}$ に対応する値を採用した。

(6) 式の $\tau(r, \phi)$ は、円盤の光学的厚みに 2.3 節で求めた面密度を掛けたものである。P-R 効果によって主に中心星へ落下してくるサイズのダストが、典型的なデブリ円盤の構成粒子となるため、微惑星帯における衝突破壊時間 $t_{\text{coll}} (\propto r_{\text{dust}}^{1/2})$ と P-R 効果による落下時間 $t_{\text{PR}} (\propto r_{\text{dust}}^1)$ が同程度になる点を典型的なダストサイズとし、ダストのサイズ分布を見積もった。衝突破壊時間 t_{coll} は (Kobayashi & Tanaka 2010) の式を、P-R 効果による落下時間 t_{PR} は (Kobayashi et al. 2009) の式をそれぞれ用いた。

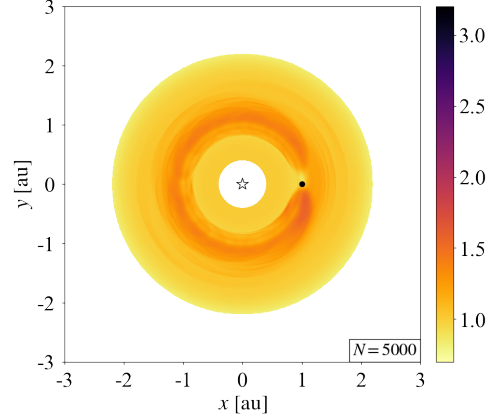
3 Results

図 1 は、2.3 節で求めた異なる β に対する規格化された面密度分布を示す。ダストサイズが小さい場合 ($\beta = 0.2$)、惑星に捕獲されにくく、顕著な共鳴構造は形成されない。一方、サイズが大きい場合 ($\beta = 0.002$)、惑星重力による共鳴に起因する特徴的な模様が明瞭に現れる。この結果から、ダスト空間分布の構造はダストサイズに強く依存することがわかる。

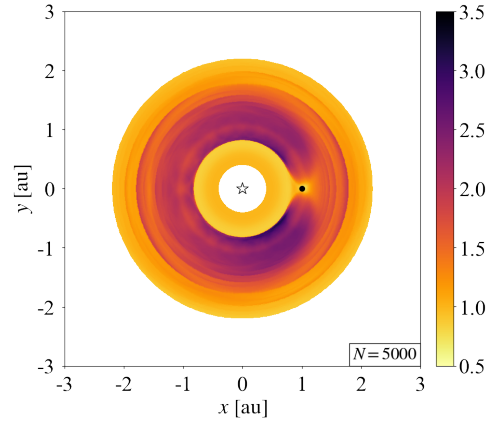
図 2 は、2.4 節で求めた中心星光に対するデブリ円盤の赤外輻射フラックス比を示す。円盤が厚い場合 ($\tau \sim 3 \times 10^{-8}$) には全体の放射が強く観測される一方で、ダストの特徴的な構造はほとんど見えず、さらに円盤が明るい場合惑星の直接撮像を妨げてしまう。これに対し、円盤が薄い場合 ($\tau \sim 3 \times 10^{-9}$) には、特徴的な模様があり、円盤が薄いため惑星観測に有利となることがわかった。



(a) $\beta = 0.2$



(b) $\beta = 0.02$



(c) $\beta = 0.002$

図 1: 規格化された面密度分布。原点の星印が中心星、 $x = 1 \text{ au}$ の黒丸が惑星。 $(r, \phi) = (0.4, \pi)$ の値を基準として規格化した。

4 Discussion

太陽に対する地球のフラックス比は約 2×10^{-7} であるため、図 2 の (a) のように円盤の光学的厚みが大きい場合には、惑星からの放射はダストに埋もれてしまい、直接検出は困難である。一方、(b) および (c) のように円盤が比較的暗い場合には、惑星と、惑星周りのダストの模様の両方が同時に観測される可

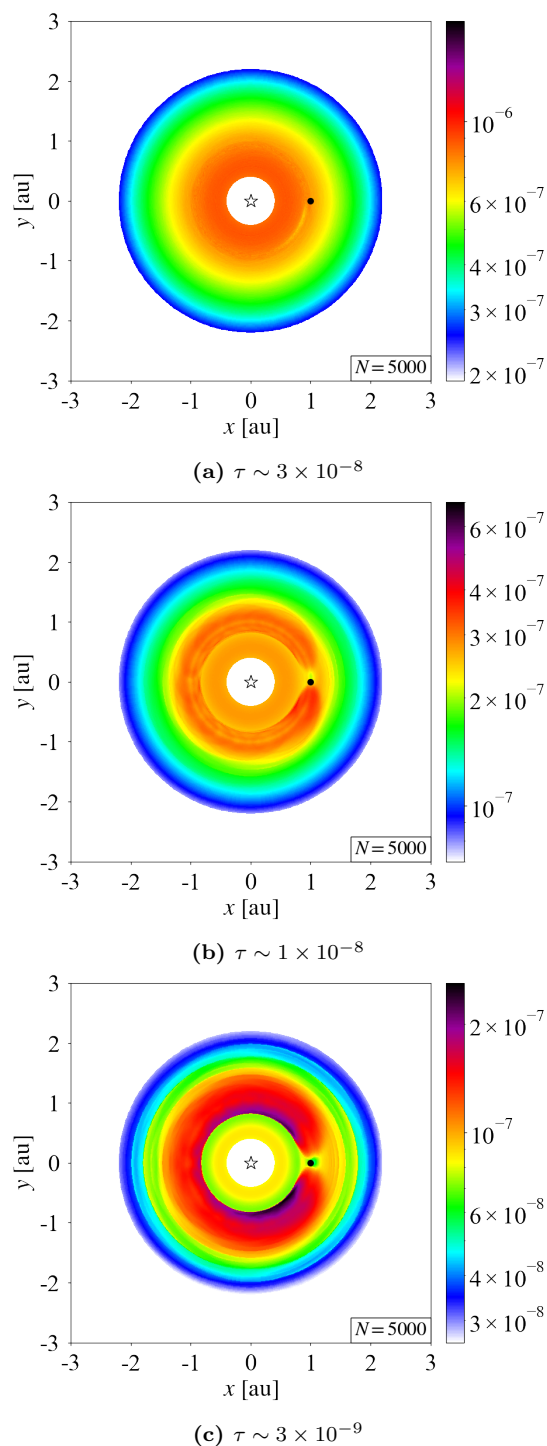


図 2: 中心星光に対するデブリ円盤の赤外輻射フラックス比。カラスケールは各図で等しい幅となるように設定した。惑星の影響がない領域では、円盤の内側ほど中心星から近いいため温度が高くなり、その結果、フラックス比も大きくなる。

能性がある。

今後は、衝突破壊と P-R 効果の落下のタイムスケールに基づくサイズ分布モデルを組み込み、複数サイズのダストを混ぜ合わせたより現実的な円盤を対象とした輻射フラックス比の評価を行う予定である。

5 Conclusion

本研究では、地球質量惑星の周囲に形成される定常的なダスト円盤構造を数値シミュレーションにより調べ、その輻射特性を評価した。その結果、ダストの面密度分布はダストサイズに強く依存し、小さな粒子では惑星に捕獲されにくい一方、大きな粒子では惑星重力による顕著な模様が形成されることがわかった。さらに、円盤の光学的厚みが大きい場合には惑星放射がダストに覆い隠され、直接検出が困難であるのに対し、円盤が薄い場合には惑星と惑星周りのダストの模様の両方が同時に観測されることを示した。今後は、複数のサイズのダストを混ぜ合わせたより現実的なデブリ円盤の構造と輻射の評価を行う予定である。これらの結果は、惑星周囲のダストの空間分布が、将来の直接撮像による惑星検出において重要な要素であることを示唆する。

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をはじめ、理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの助言を頂き、大変お世話になりました。また、このような研究発表の場を設けてくださった夏の学校事務局の皆様には感謝申し上げます。

Reference

- Ueda, T. et al. Size Dependence of Dust Distribution around the Earth Orbit. *The Astronomical Journal*, 153, 232
- Minato, T. et al. Momentum transfer to interplanetary dust from the solar wind. *Astronomy & Astrophysics*, 424, L13–L16, 2004.
- Wyatt, S. P., & Whipple, F. L. The Poynting–Robertson effect on meteor orbits. *Astrophysical Journal*, 111, 134–141, 1950.
- Kobayashi, H., & Löhne, T. Debris disc formation induced by planetary growth. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 3266–3274, 2014.
- Kobayashi, H., & Tanaka, H. Fragmentation model dependence of collision cascades. *Icarus*, 206, 735–746, 2010.
- Kobayashi, H. et al. Dust ring formation due to sublimation of dust grains drifting radially inward by the Poynting–Robertson drag: An analytical model. *Icarus*, 201, 395–405, 2009.

HK-09

光度曲線・高空間分解画像の同時解析を用いた重力マイクロレンズ惑星イベント MOA-2011-BLG-322 の質量 推定

大阪大学
玉置 拓土

光度曲線・高空間分解画像の同時解析を用いた 重力マイクロレンズ惑星イベント MOA-2011-BLG-322 の質量推定

玉置 拓土 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

重力マイクロレンズ法では、光度曲線解析の情報だけでレンズ系の質量と距離が決まらないケースが多い。そこで近年では、増光後の追観測で得た高空間分解画像を独立に解析し、その結果を光度曲線の情報と合わせる方法が注目されている。ただ、この方法ではレンズ系の質量距離推定に「レンズ系の明るさ」と「ソース天体とレンズ系の相対固有運動」が必要なため、画像解析でソース天体とレンズ系を分解して検出できることが重要である。

紹介する重力マイクロレンズ惑星イベント MOA-2011-BLG-322 は、光度曲線解析だけでレンズ系の質量距離が決まらず、Keck 望遠鏡で高空間分解能撮像による追観測がされたイベントである。しかし画像解析の結果、ソース天体とレンズ系が分解できず、従来でレンズ系の質量距離推定をすることはできなかった。そこで本研究では、MCMC の各ステップで光度曲線モデルと高空間分解画像モデルを同時に作り、フィッティングする手法を開発した。この方法は、両データがそれぞれの情報を補完しあうため、それぞれのデータの持つ情報が少ない場合でも高精度な推定が可能である。本講演では、その手法の詳細と質量推定の結果、今後の展望について報告する。

1 Introduction

系外惑星の発見手法には様々な方法があり、その中の 1 つである重力マイクロレンズ法は、スノーライン付近の低質量星にまで検出感度が高い唯一の方法である。ただし、光度曲線解析のみでは、レンズ系の質量とレンズ系までの距離が縮退してしまうことが多く、高精度な質量距離推定がされた例が少ないという問題があった。そこで近年では、高空間分解能撮像による追観測で得られた画像を独立に解析し、その縮退を解く方法が注目されている。

とは、ソース天体とレンズ系の相対固有運動を表している。

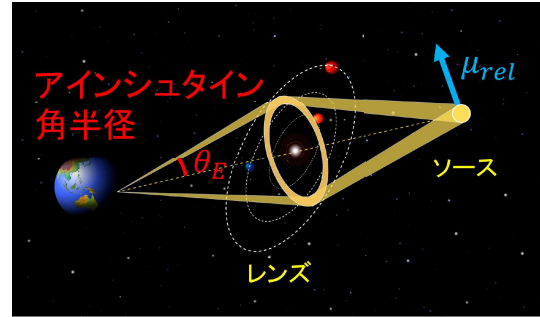


図 1: 重力マイクロレンズ現象の模式図

2 Gravitational Microlensing

重力マイクロレンズ現象とは、観測者の視線上でレンズ系の背景を明るいソース天体が通過した際、レンズ系の重力でソース天体の光が曲げられて、一時的な増光が見られる現象である。通常、光度曲線解析では増光のタイムスケールである $t_E (= \theta_E / \mu_{rel})$ という量に制限をつけることができる。ここで、 θ_E はアインシュタイン角半径と呼ばれ、曲げられた光によってできる像の広がりを表す量である。また、 μ_{rel}

質量 M_L 、距離 D_L のレンズ系があるとき、距離 D_S にあるソース天体が増光するときのタイムスケールは、万有引力定数 G 、光速 c を用いて、式 (1) のように書ける。

$$t_E = \frac{1}{\mu_{rel}} \sqrt{\frac{4GM_L}{c^2} \left(\frac{1}{D_L} - \frac{1}{D_S} \right)} \quad (1)$$

重力マイクロレンズイベントでは $D_S \sim 8[\text{kpc}]$ とすることが多いため、式 (1) から、アインシュタイン角半径が M_L と D_L に依存する量であると分かる。つま

り、光度曲線解析で分かる t_E の中では M_L, D_L, μ_{rel} の 3 つの未定量が縮退してしまっている。この縮退を解いてレンズ系の質量と距離を決定するためには、有限ソース効果とパララックス効果という 2 つの高次効果を考慮する必要がある。

まず、有限ソース効果とは、アインシュタイン角半径 θ_E に対するソース天体の視半径 θ_* が点光源と近似できない場合に現れる効果である。増光が発散するときに検出しやすく、そのパラメータは式 (2) に示した ρ で表される。

$$\rho = \frac{\theta_*}{\theta_E} \quad (2)$$

このとき、 θ_* は経験的に分かる量であるため、 ρ が決まれば $\theta_E(M_L, D_L)$ を求めることができる。

次に、パララックス効果とは、地球の公転運動に起因したソース天体の軌道のずれを表した効果である。増光期間が長いイベントで検出しやすく、その大きさは式 (3) に示した π_E で表される。

$$\pi_E = \frac{1}{\theta_E} \left(\frac{1\text{AU}}{D_L} - \frac{1\text{AU}}{D_S} \right) \quad (3)$$

したがって、これらの効果が同時に検出されれば、レンズ系の質量とレンズまでの距離を求めることができる。しかし、これらの効果が明らかに見られるイベントは非常に少ないという問題がある。

3 High Resolution Imaging

光度曲線解析で高次効果が検出されなかった場合にも、縮退を解くことができる方法として注目されているのが、高空間分解画像を用いる方法である。この方法では、高空間分解画像上でソース天体とレンズ天体を分解して検出することで、レンズ系の明るさ F_L 及び、ソース天体とレンズ系の相対固有運動 μ_{rel} を測定する。ただし、増光時はソース天体とレンズ系が観測者の視線上でほぼ重なっているため、増光から数年経過後、それらが分離した頃に高空間分解能撮像を用いた追観測を行う必要がある。 F_L はレンズ系の質量と距離の情報を持っており、 μ_{rel} は光度曲線解析から求まる t_E と合わせてアインシュタイン角半径 θ_E に変形することができる。したがって、ソース天体とレンズ系を分解して検出することができた場合、 $F_L(M_L, D_L)$ と $\theta_E(M_L, D_L)$ という 2 つ

の独立な質量距離関係の式が得られ、縮退を解くことができる。

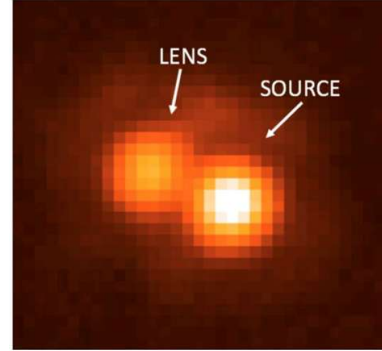


図 2: 高空間分解能撮像でソースとレンズが分離できた例 (Vandorou et al. (2020)). この例では増光から 6 年で約 78 ミリ秒角分離している。

4 MOA-2011-BLG-322

本イベントは、2011 年にニュージーランドの Mt. John 天文台にある MOA-II 望遠鏡によって発見された重力マイクロレンズイベントである。先行研究では、光度曲線解析によりレンズ系が惑星系であることが明らかになったが、高次効果が検出されなかったため質量距離の縮退を解くことはできなかった。(Shvartzvald et al. (2013))

そこで、増光から 10 年後の 2021 年に、ハワイの Keck 望遠鏡で高空間分解能撮像による追観測が行われた。しかし画像解析の結果、レンズ系を検出することはできず、質量距離推定をするのに必要な F_L と μ_{rel} にも十分な制限をつけることができなかった。

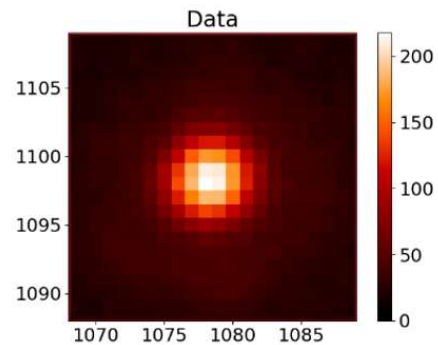


図 3: Keck 望遠鏡で撮られた本イベントの高空間分解画像

5 Methods

光度曲線解析では、時間変化するフラックスのデータに対しいくつかのパラメータをもとに作ったフラックスのモデルをフィッティングさせることで、パラメータに制限をつけることができる。このとき、ソース天体の増光率を A とすると、フラックスのモデル $F(t)$ は式 (4) のように書ける。ここで、 F_S はソース天体のフラックス、 F_b は、ソース以外の天体由来のフラックスを表す。

$$F(t) = A(t)F_S + F_b \quad (4)$$

また、惑星イベントの場合、上述した t_E や、2つのレンズ天体の質量比などのパラメータを用いて増光率が計算される。したがって、光度曲線解析からはレンズ天体の質量比や、ソース天体のフラックスも知ることができる。さらに、高次効果を考慮すると、有限ソース効果とパララックス効果のパラメータも追加される。ただし、高次効果が明らかに見られないイベントでは、これらを含めずに解析することも多い。

高空間分解能画像の解析では、まず画像内で他の星と重なっていない（孤立している）と考えられる星を選び、星像モデル（PSF モデル）を作成する。次に、得られた PSF モデルを用い、ソース天体とレンズ系それぞれの星の位置および明るさをパラメータとして、実際の画像データに対しフィッティングを行う。画像上で 2 天体が検出できた場合、それぞれの星の明るさと離角を知ることができる。

従来の方では、この 2 つの解析を独立に行い、それぞれのデータから得られる情報を合わせて質量距離の推定を行っていた。しかし、本イベントのように、光度曲線と高空間分解画像のどちらからも十分な情報が得られなかった場合、高精度な質量推定が難しいという問題があった。そこで、本研究では MCMC（マルコフ鎖モンテカルロ法）を用いたフィッティングの際に、各ステップで光度曲線と高空間分解画像のモデルを同時に作成する方法を開発した。

この方法ではまず、高次効果の検出の有無に関係なく、それらを含めた光度曲線フィッティングを行い、レンズ系の質量と距離、ソース天体の明るさを求める。求めたレンズ系の質量は、恒星の進化モデルを用いて明るさに変換することができる（本研究では、星の年齢と金属量をフィッティングパラメータ

に加え、アイソクロンモデルを用いてレンズ系主星の質量を明るさに変換した）。さらに、増光のタイムスケール t_E と有限ソース効果から分かる θ_E から、相対固有運動 μ_{rel} も計算することができ、これは高空間分解画像上でのソース天体とレンズ系の位置関係に制限を与える。つまり、この手法では、光度曲線解析で得られる制限をもとに高空間分解画像のパラメータを計算している。これにより、互いの不十分な情報を補完しあいながら、高精度な質量距離推定をすることが可能になる。

6 Results and Discussion

同時解析の結果、光度曲線と高空間分解画像のベストフィットモデルは、それぞれ図 4、図 5 のようになった。

また、MCMC を用いたサンプリングの結果、レンズ系の質量距離および惑星の質量（光度曲線解析で分かるレンズ系の主星惑星質量比から計算した）は表 1 のように推定された。

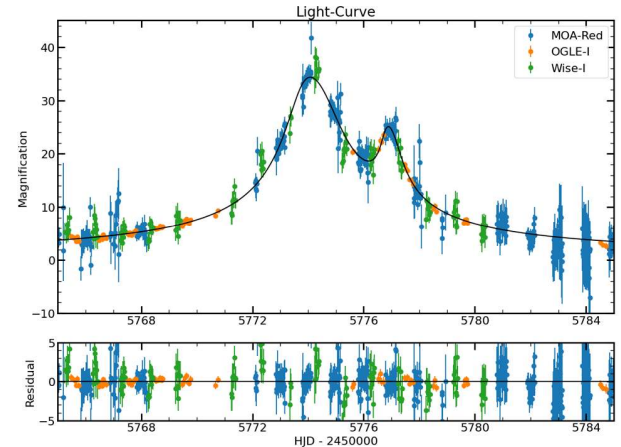


図 4: 同時解析による光度曲線モデル

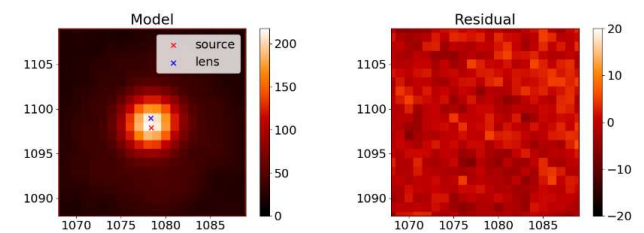


図 5: 同時解析による高空間分解画像モデル

M_L	$0.741^{+0.076}_{-0.066}[M_\odot]$
D_L	$7.55^{+0.78}_{-0.74}[\text{kpc}]$
M_{planet}	$14.1^{+1.7}_{-1.6}[M_{\text{Jup}}]$

表 1: 質量距離推定の結果

本研究による質量推定は、先行研究と比較して非常に強い制限を与える結果となった。一方で、解析によって得られたソース天体とレンズ系の相対固有運動は $1.08 \pm 0.06[\text{mas/year}]$ と推定され、重力マイクロレンズ現象の発生確率から推定される銀河系モデルの値と比較すると、非常に小さい値となった。

この要因には、銀河系モデルに基づく相対固有運動の事前分布を解析に取り入れていないことや、高空間分解画像上でソース天体およびレンズ系以外の天体が混ざっている可能性を考慮していないこと、そもそも光度曲線解析においてソース天体の明るさを暗く見積もってしまったことなどが可能性として考えられるため、今後の解析では、これらの要因も考慮に入れた解析をしていく必要がある。

7 Conclusion

本研究では、光度曲線および高空間分解画像のいずれも情報量が限られていた重力マイクロレンズ惑星イベント MOA-2011-BLG-322 に対して、両者を同時にフィッティングする手法を適用した。その結果、先行研究と比較して、より高精度なレンズ系の質量距離推定を行うことができた。一方で、本解析ツールにはまだ改善の余地があることも明らかとなった。

そこで今後の方針としてまずは、本解析で一様分布を仮定していたソース天体とレンズ系の相対固有運動に対し、銀河系モデルに基づくより現実的な分布を組み込むことで、推定精度のさらなる向上を図りたいと考えている。また、前述のようにソース天体およびレンズ系以外の天体が高空間分解画像上に存在する可能性も考慮し、解析を進めていく予定である。

このような同時解析手法の高度化は、2026 年に NASA が打ち上げを予定している Roman 宇宙望遠鏡の観測データの解析においても重要な意味を持っている。Roman 宇宙望遠鏡は、重力マイクロレンズ法による系外惑星探査を主目的の一つとした補償光学装置搭載の宇宙望遠鏡である。非常に高い空間分

解能を有するため、打ち上げ後は高精度な光度曲線データと高空間分解画像が取得されたイベントが増えると予想されている。

このような状況を見据えると、本研究で扱ったような情報量の限られたイベントに対する有効な解析手法を、事前に確立しておくことが極めて重要である。そのため、本イベントの解析後は、Keck 望遠鏡などで高空間分解能撮像が行われた他のイベントに対しても本手法を適用し、その有用性や汎用性を検証していきたいと考えている。

Reference

- Shvartzvald, Y., Maoz, D., Kaspi, S. et al. 2013, MNRAS, 439, 604
- Vandorou, A., Bennett, D. P., Beaulieu, J.-P. et al. 2020, AJ, 160, 121

[—index へ戻る](#)

HK-10

隕石の惑星大気進入による気流・熱状態への影響のモデリング

名古屋大学
御子 裕治

隕石の惑星大気進入による気流・熱状態への影響のモデリング

御子 裕治 (名古屋大学大学院 理学研究科)

小林 浩, 宮山 隆志 (名古屋大学)

Abstract

若い地球型惑星には頻繁に隕石が衝突し、その大気の進化には衝突過程が大きな影響を及ぼす。隕石衝突前の惑星大気は、地表からの熱により、地表付近の対流圏と上層の成層圏が存在する。しかし、隕石衝突により高温・高圧領域が発生、膨張することで、大気の流れや熱状態が大きく乱される。この流れは非常に複雑であり、流体シミュレーションにより調べる必要がある。

本研究では Athena++ を用いて、大気に突入する隕石が及ぼす影響について 3 次元流体シミュレーションを行った。大きな隕石の場合、地表に衝突し、エネルギーを解放することで爆発現象のような膨張が発生する。一方、小さな隕石の場合、大気中で破壊され、上空でエネルギー解放が起こる (Shuvalov & Trubetskaya 2007)。また、隕石の軌道上に生じる煙突状の希薄領域も重要である (Shuvalov & Artemieva 2002)。そこで、エネルギー解放領域と煙突状の希薄領域に分けて隕石の影響のモデル化を行った。そして、背景大気の初期条件として、下層に対流圏、上層に成層圏が存在している大気を用意し、以上のモデリングのもとシミュレーションを行った。

次に、本研究のシミュレーション結果を実際の隕石落下事例と比較した。2013 年 2 月 15 日に小天体 Chelyabinsk が衝突したイベントは多くの観測がなされており、衝突体の大きさ、密度、進入角度など多くのデータがある。これらのデータと我々のモデルをもとに数値計算を行い、地表での圧力を求めた。本研究のシミュレーションの結果と実際の被害から推測される圧力分布を比較した。その結果、実際の被害分布を再現可能であり、エネルギー解放領域の形状に制限を与えることもできた。

1 Introduction

流れ星や火球として観測されるような小さな隕石の大気進入は地表にクレーターを形成するような隕石衝突とは異なり、地表に痕跡を残すことはほとんどない。これは、地球大気との相互作用によって隕石が上空で融解・断片化するためである。しかし、隕石の大きさが数十 m 程度になると、上空で解放されるエネルギーが非常に大きくなり、クレーターは形成されずとも地表に痕跡を残すような事象も発生することもある (Shuvalov & Trubetskaya 2007)。

この現象を理解するために隕石の破壊過程について概要を述べる。隕石が超音速で大気に進入することで隕石前面に衝撃波が発生し、大気が加熱される。この加熱により、隕石表面が融け出すアブレーションという現象が発生する。また、隕石前面の圧力も非常に高くなるため、隕石の強度よりも強い圧力がかかると隕石が破壊され断片化が始まる (Anslow et al. 2025)。一度断片化が発生すると隕石の表面積が

増えることでアブレーションの効率が高まり、熱エネルギーとして一気に解放される。アブレーションにより隕石表面から蒸発した蒸気は、周囲の大気と混ざり合いながら高速のジェットを形成する。熱・運動エネルギーに変換されることで発生した衝撃波が地表に到達することで地上に被害をもたらすこともある。

以上のように、地表に衝突せずとも表層環境に大きな影響を与えるイベントは現在でも数百年から数千年に一度の割合で発生すると推定されている (Shuvalov & Trubetskaya 2007)。このようなイベントを理解するには隕石の破壊過程を理解する必要がある。しかし、隕石が破壊されるプロセスは非常に複雑であり、詳細なモデルは確立されていない。そこで、上空で破壊されたことで生じる高温・高圧領域についてモデリングを行い、実際の隕石落下事象の被害を再現できるか検証を行う。

2 Methods

本研究は流体数値計算に用いられる公開コード Athena++ (Stone et al. 2020) を用いて $512 \times 512 \times 128$ メッシュの高解像度三次元流体計算を行う。また、計算資源として国立天文台の XD2000 を用いた。使用する基礎方程式を以下の式 (1) に示す。状態方程式は理想気体を用い、比熱比 γ は $\gamma = 7/5$ とした。

$$p = (\gamma - 1)e \quad (1a)$$

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

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \mathbf{g} - \frac{\nabla p}{\rho} \quad (1c)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}(E + p)) = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} \quad (1d)$$

ただし、 $e, E = e + \rho v^2/2$ はそれぞれ内部エネルギー、全エネルギーである。

2.1 背景大気の設定

一様重力 $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ がはたらく三次元計算領域を考える。地上の圧力は 10^5 Pa とし、静水圧平衡が成り立っている。上空 10 km までの気温の鉛直分布は、上空ほど温度が下がっていくような地球の温度プロファイルを模したものを利用した。

$$T = T_b - \Gamma z \quad (2)$$

ただし、 $T_b = 300 \text{ K}$, $\Gamma = 0.01 \text{ K m}^{-1}$ はそれぞれ地表温度、温度減率である。高度 10 km 以上は $T = 200 \text{ K}$ の等温層とした。

2.2 気流・熱状態のモデリング

隕石が惑星大気に進入し、上空で破壊される際、上空の気流と熱状態が大きく変化する。本研究では隕石の軌跡後方の煙突状の希薄領域と、破壊によってエネルギーが解放される領域の 2 つに分けてモデル化を行う。ここで、煙突領域ではエネルギー解放領域に比べてほとんどエネルギーを放出しないことに注意する (Shuvalov & Trubetskaya 2007)。

まず、煙突領域についてモデル化を行う。隕石が超音速で大気に進入する際、隕石前面に衝撃波が生じる。これを一次元衝撃波と考え、Rankine-Hugoniot

の関係式を用いることで、衝撃波通過後の圧力・密度が求められる。次に、衝撃波通過後の大気が隕石の軌跡上で周囲の大気 p_1 と同じ圧力になるまで断熱膨張したと仮定し、その際の密度 ρ_{chimney} を求める。周辺大気の密度を ρ_1 とすると、ポアソン則より、煙突状希薄領域の密度は以下のように求められる。

$$\rho_{\text{chimney}} = \left(\frac{2\rho_1 v_{\text{imp}}^2}{p_1(\gamma + 1)} \right)^{-1/\gamma} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1 \equiv \alpha \rho_1 \quad (3)$$

ただし、 v_{imp} は隕石の落下速度である。煙突領域と周辺大気の密度差 α は温度と進入速度の関数であるが、広いパラメータ範囲で $\alpha \sim 0.01$ であることを確認しており、これは先行研究 (Shuvalov & Trubetskaya 2007) の結果とも一致している。

続いて、エネルギー解放領域のモデリングを行う。大気に渡される熱エネルギーに対応する圧力を決定するために、衝突体の運動エネルギー E_k が変換率 f で大気の熱エネルギーに、残りは大気の運動エネルギーに変換されることを考える。その際、解放エネルギーが高度についてのガウス関数で与えられると仮定すると、以下の関係式を得る。

$$E_k f = \frac{p_{\text{imp}} V_{\text{mesh}}}{\gamma - 1} \int \exp\left(-\frac{(z - z_0)^2}{\sigma^2}\right) dV \quad (4)$$

ただし、 V_{mesh}, z_0 はそれぞれ 1 メッシュの体積、爆発高度である。大気に渡される運動エネルギーも同様の関係式が成り立つ。本研究では熱エネルギーへの変換率 f やエネルギー解放領域の形状をパラメータとする。エネルギー源の形状を点源と円筒源、 $f = 1, 2/3$ とした場合の計 4 つの条件で比較を行う (Collins et al. 2017)。特に円筒源で $f = 1$ の場合 (静止円筒源) を nominal case とする。

2.3 Chelyabinsk 隕石の概要

2013 年 2 月 15 日にロシアの Chelyabinsk 州に落下した隕石は多くの解析がなされている。本研究で使用した Chelyabinsk 隕石のデータを以下の表 1 にまとめる (Popova et al. 2013)。このデータから隕石が持っていた運動エネルギーは $\sim 600 \text{ kt}$ ($1 \text{ kt} = 4.184 \times 10^{12} \text{ J}$) と推定される。解放エネルギーの高度分布の解析結果 (Brown et al. 2013) から、(4) 式の p_{imp}, σ を決定し、高度 25 km から 35 km の間の円筒領域を円筒源のエネルギー解放領域とした。

表 1: Chelyabinsk 隕石の主要データ

直径 [m]	20
進入速度 [km s^{-1}]	19
密度 [g cm^{-3}]	3.3
進入角度 [$^{\circ}$]	18
爆発高度 [km]	30

この落下イベントにより、周辺の窓ガラスが破壊されるなどの被害が報告されている。全ガラスのうち 5% 程度（ほとんどのガラスが割れたとは考えづらいため）が割れた場合、その圧力は 0.69 kPa 程度とされている (Emel'yanenko et al. 2013)。本研究ではこの値を基準に被害分布と比較を行い、最も妥当なモデルを探る。

3 Results

図 1 は各モデルにおける地表における衝撃波の最大圧力の分布、および現地調査から得られた実際の被害分布を表す。隕石の軌跡は横軸に平行な方向 ($y = 0$) である。円筒状にエネルギーを注入した場合、軌跡と直交する方向に衝撃波が強め合うため、圧力が高くなる領域が楕円形に広がる。一方、点源ではほとんど同心円状に広がっており、実際の楕円形の被害分布を説明できない。

また、同じ円筒源のモデルを用いても圧力分布に大きな違いがみられる。運動円筒源の場合、隕石が進行する方向の圧力が高くなっている。これは、ジェットによって発生した衝撃波によるものである。0.69 kPa 以上となる範囲と実際の被害分布を重ね合わせると、爆発地点の前方であまり被害が見られない静止円筒源の分布が実際の被害を最もよく再現すると結論付けられる。このことから、隕石の破壊は瞬時に起こるものではなく、時間をかけて破壊されることで円筒状にエネルギーを解放することが分かる。特に Chelyabinsk 隕石の場合、破壊時の隕石の速度は約 19 km s^{-1} である (Emel'yanenko et al. 2013) ことから、エネルギー解放に要した時間は約 1.7 秒であると推定される。

次に希薄領域の効果について述べる。図 2 は静止円筒源の場合におけるエネルギー解放領域由来の大気濃度を表した図である。煙突領域は希薄であるため、この領域に沿って物質が移動しやすくなること

で爆発地点付近の大気が吸い込まれる様子がみられる。この結果は、地表の大気が高高度まで吸い込まれることを示唆する先行研究 (Shuvalov & Artemieva 2002) の結果と一致する。本研究では高度 50 km までしか計算できていないが、計算領域を広げることさらに高高度への物質の輸送を再現することが期待される。

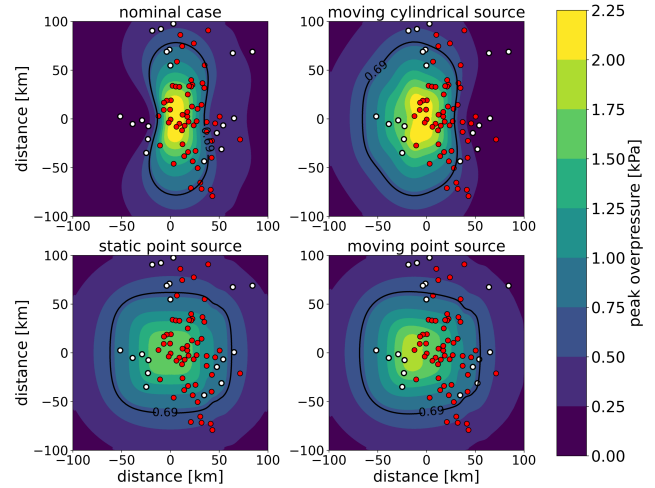


図 1: 地表における衝撃波の最大圧力分布。使用したモデルはそれぞれ静止円筒源（左上）、運動円筒源（右上）、静止点源（左下）、運動点源（右下）。縦軸と横軸は隕石の解放エネルギーが最大となる点（高度 30 km）の真下の点からの距離である。隕石の軌跡は横軸に平行な方向 ($y = 0$) に、図の右から左に進行している。等高線は最大圧力が 0.69 kPa となる範囲を表す。白点は被害なし、赤点は被害のあった箇所を示す (Popova et al. 2013)。

4 Discussion

静止円筒源の結果で、爆発地点後方に一部等高線から外れている点がみられるが、これは 35 km より上空で解放されたエネルギーによって説明できる可能性がある。本研究では高度 35 km から 25 km にかけてエネルギー解放領域を設定しているが、観測から推定される解放エネルギーの高度分布では、35 km より上空でも全体の数%のエネルギーを解放している。このエネルギーを考慮することで爆発地点の後方の圧力が高まり、実際の被害分布により近づくことが期待される。

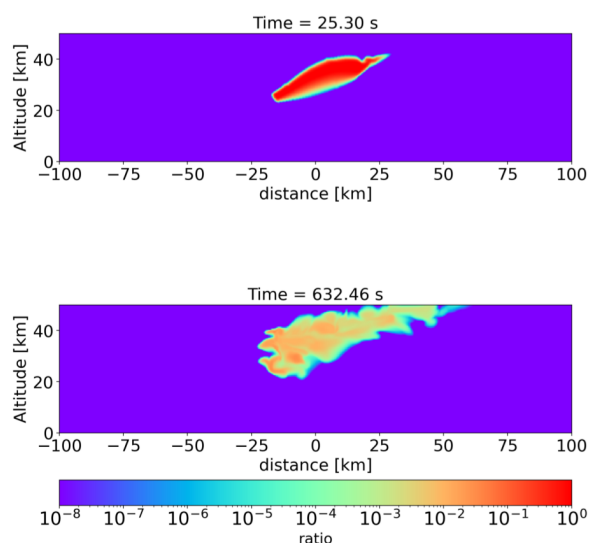


図 2: $t = 25$ s (上図), $t = 632$ s (下図) における, 軌跡を含む鉛直面のエネルギー解放領域由来の大气成分濃度 (静止円筒源). 縦軸は高度, 横軸は解放エネルギーが最も高い点からの距離を表す. 隕石は図の右上から左下へと落下している.

本研究の結果は, 先行研究 (Shuvalov & Trubetskaya 2007) で示唆されているような隕石の蒸気から成る高速のジェットが形成されることと矛盾しているように思われる. このジェットの幅は隕石の数倍程度であるが, 本研究で用いた円筒領域の幅は解像度の都合上 2 km であり, Chelyabinsk 隕石の 100 倍の幅の大气が運動していることになる. しかし, 実際にはジェットに巻き込まれるのは近傍のごく一部の大气のみである. また, Chelyabinsk 隕石程度の大きさの隕石により発生するジェットは数 km で停止し, 瞬時に周囲の大气となじむ. 以上のことから, Chelyabinsk 隕石においてジェットによる周辺大气への運動エネルギーの付与はほとんどなかったと推定される. しかしながら, ジェットによって新たに発生する衝撃波の影響については議論の余地がある.

5 Conclusion

本研究の地表圧力分布と実際の被害分布の比較結果から, アブレーションと断片化によるエネルギー解放過程は数秒かけて行われ, その結果円筒形のエネルギー解放領域が生じると結論付けられる. また, 隕石の初期運動エネルギーのほとんどが熱エネルギー

として大气に渡される. その際, 隕石の蒸気から成るジェットが形成されることはあるが, 周囲の大气はほとんど巻き込まれないことが示唆される. 本研究により, 固体物理学を考慮することなく, 純粋な流体力学を用いたモデリングによって隕石の大气進入に伴う気流・熱状態の変化を再現することが可能となる. また, 本研究は若い惑星への隕石の大气進入・衝突にも応用可能であり, 生成物の拡散過程についても示唆を与えることが期待できる.

Acknowledgement

本研究を行うにあたり, 理論宇宙物理学研究室の皆様には様々な助言とご指導をいただきました. この場を借りて皆様に深く感謝申し上げます.

Reference

- Shuvalov, V. V., & Trubetskaya, I. A. (2007). *Solar System Research*, 41(3), 220-230.
- Shuvalov, V. V., & Artemieva, N. A. (2002). *Planetary and Space Science*, 50(2), 181-192.
- Collins, G. S., Lynch, E., McAdam, R., & Davison, T. M. (2017). *Meteoritics & Planetary Science*, 52(8), 1542-1560.
- Anslow, R. J., Bonsor, A., Todd, Z. R., Wordsworth, R., Rae, A. S., McDonald, C. H., & Rimmer, P. B. (2025). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 539(1), 376-392.
- Stone, J. M., Tomida, K., White, C. J., & Felker, K. G. (2020). *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 249(1), 4.
- Brown, P. G., Assink, J. D., Astiz, L., Blaauw, R., Boslough, M. B., Borovička, J., ... & Krzeminski, Z. (2013). *Nature*, 503(7475), 238-241.
- Popova, O. P., Jenniskens, P., Emel'yanenko, V., Kartashova, A., Biryukov, E., Khaibrakhmanov, S., ... & Chelyabinsk Airburst Consortium. (2013). *Science*, 342(6162), 1069-1073.
- Emel'yanenko, V. V., Popova, O. P., Chugai, N. N., Shelyakov, M. A., Pakhomov, Y. V., Shustov, B. M., ... & Trubetskaya, I. A. (2013). *Solar System Research*, 47(4), 240-254.

HK-11

衝突シミュレーションによる圧縮氷アグリゲイトの跳ね返り条件の解明とダスト成長シナリオへの示唆

東京科学大学
大城 榛音

衝突シミュレーションによる圧縮氷アグリゲイトの跳ね返り条件の解明と ダスト成長シナリオへの示唆

大城 榛音 (東京科学大学)

辰馬 未沙子 (理化学研究所)、奥住 聡 (東京科学大学)、田中 秀和 (東北大学)

Abstract

微惑星の材料であるダストアグリゲイトの衝突挙動を理解することは微惑星形成過程を明らかにするために必要不可欠である。近年の原始惑星系円盤の電波偏光観測は比較的充填率の高いアグリゲイトの存在を示唆している。そこで我々は高充填率アグリゲイトが引き起こす跳ね返り衝突に着目し、圧縮氷アグリゲイトを用いた衝突シミュレーションを行った。その結果、氷アグリゲイトでも室内実験と同様に、大きなアグリゲイトほど低速でも跳ね返るという、質量と衝突速度に依存する跳ね返り条件を得ることに成功した。また、跳ね返り条件は充填率に強く依存することが示された。さらに、このようなダストアグリゲイトの跳ね返り衝突によってダストの成長が抑制されると仮定すると、電波観測が示唆する最大ダストサイズおよび充填率と整合的であることがわかった。本研究は、氷アグリゲイトにおける衝突物理の理解を深め、微惑星形成シナリオに新たな知見をもたらすものである。

1 Introduction

惑星形成の第一歩は原始惑星系円盤におけるダスト微粒子の衝突合体によるダストアグリゲイトの形成である。ダストアグリゲイトは円盤中で互いに衝突しながら成長するため、アグリゲイトの衝突挙動を理解することは、微惑星形成プロセスを明らかにするために必要不可欠である。従来のダスト成長理論では、氷アグリゲイトは非常に低密度になり、cm を超えるサイズまで成長できることが知られている (Suyama et al., 2008)。このような低密度なアグリゲイトは中心星への落下より早く、微惑星まで成長する可能性がある (Kataoka et al., 2013)。しかし、近年の原始惑星系円盤の電波偏光観測によると、氷アグリゲイトは比較的高い充填率を持ち、さらに 0.1–1 mm 程度のサイズで成長が抑制されている (e.g., Zhang et al., 2023; Ueda et al., 2024)。これらの観測は、氷ダストアグリゲイトが円盤内で圧縮され、成長が抑制されていることを示唆する。

跳ね返り衝突はこのような高密度なアグリゲイトの成長を抑制する一つの有力な機構である。跳ね返りは非常に低速度な衝突でも起こるため、円盤中のダストの成長をより小さなサイズで止める (Zsom et al., 2010; Dominik & Dullemond, 2024)。

しかし、跳ね返りが起こる衝突条件は明らかになっ

ていなかった。室内実験では、充填率が 0.15 程度以上のアグリゲイトはある衝突速度で跳ね返りを起こすこと (Schräpler et al., 2022)、大きなアグリゲイトほど低速衝突でも跳ね返りを起こすようになること (e.g., Guttler et al., 2010; Kothe et al., 2013) が報告されていた。一方で、数値シミュレーションでは、高い充填率を持つアグリゲイトでないと跳ね返りが起こらないこと (e.g., Wada et al., 2011)、大きなアグリゲイトほど跳ね返りやすくなること (Arakawa et al., 2023) が示されたが、衝突速度の依存性の再現はできていなかった。

我々は最近の研究で、圧縮アグリゲイトを用いた衝突シミュレーションを行い、衝突速度とアグリゲイトサイズに依存する跳ね返り条件を得ることに成功した (Oshiro et al., 2025)。また、得られた跳ね返り条件から跳ね返りで成長が抑制される場合のアグリゲイトの最大成長サイズを計算したところ、円盤観測が示唆するダストサイズと充填率において整合的であった。本発表ではこれらの結果を紹介する。

2 Simulation Models

我々は、Wada et al. (2007) で開発されたダストアグリゲイトの 3 次元の N 体シミュレーションを計算

表 1: 本研究で用いた構成粒子のパラメータ

パラメータ	値
構成粒子半径 r_1 (μm)	0.1
質量密度 ρ_1 (g cm^{-3})	1.0
表面エネルギー γ (mJ m^{-2})	100
ポアソン比 ν	0.25
ヤング率 ε (GPa)	7
臨界回転変位 ξ_{crit} ($\text{\AA}$)	8

した。シミュレーションの詳細は Wada et al. (2007) に譲るとし、ここでは簡単な説明を行う。

我々の計算では、アグリゲイトの構成粒子は付着力のある弾性球として扱い、これらの接触相互作用を考える。接触相互作用は JKR モデルを用いている (Johnson et al., 1971; Dominik & Tielens, 1997)。法線方向の運動に関しては、表面エネルギーによる張力と弾性エネルギーによる弾性力を考慮する。接線方向の運動は、転がり、滑り、捻れの 3 つがあり、それぞれ微小変位に対しては弾性的に、大きな変位に対しては摩擦を伴って運動する。これらの運動を考慮した運動方程式を全ての構成粒子に対して解くことで、アグリゲイトの運動を計算する。

用いた構成粒子のパラメータを表 1 に示す。これらの値は、Israelachvili (1992) および Dominik & Tielens (1997) で与えられた氷微粒子の値であり、先行研究の数値計算 (Wada et al., 2011; Arakawa et al., 2023) と同様の値である。このとき、構成粒子 1 つの質量は $m_1 = 4.2 \times 10^{-15}$ g である。近年の室内実験によって氷の表面エネルギーが本研究で与えられたものよりも小さいことが示唆されているが (Gundlach et al., 2018; Musiolik & Wurm, 2019)、跳ね返り条件の物性値依存性は今後の課題とする。

我々は、初期アグリゲイトとして充填率 $\phi = 0.4$ – 0.5 の圧縮氷アグリゲイトを生成した。作成手順は以下の通りである (詳細は Oshiro et al., 2025, およびその Fig. 1 を参照。)。初めに、16,384 粒子からなるフラクタルアグリゲイト ($\phi \lesssim 10^{-3}$) を 4 つ生成した。これは、円盤中でのダスト成長の初期に期待される構造を模擬したものである (e.g., Okuzumi et al., 2012)。次に、これらを周期境界によって等方的に圧縮する (Tatsuuma et al., 2023)。さらに、形成した圧縮アグリゲイトを十分な大きさに並べ、半径 R_{agg} の球状に切り取る。

表 2: アグリゲイトのパラメータ

充填率 ϕ	アグリゲイト半径 R_{agg}/r_1
0.4	30, 40, ... 120
0.45	30, 40, ... 70
0.5	20, 30, ... 70

圧縮アグリゲイトのパラメータおよび対応する衝突条件を表 2 に示す。各アグリゲイトは $N_{\text{agg}} \simeq (R_{\text{agg}}/r_1)^3 \phi$ の粒子からなっており、これは大まかに 4,000 粒子から 700,000 粒子に対応する。アグリゲイトの質量は

$$m_{\text{agg}} = m_{\bullet} N_{\text{agg}} \simeq m_1 \left(\frac{R_{\text{agg}}}{r_1} \right)^3 \phi \quad (1)$$

で与えられる。衝突速度は $v_{\text{imp}} = 2 \times 10^{0.1i} \text{ ms}^{-1}$ で与える。ただし、 $i = 0, 1, \dots, 10$ である。

3 Results

衝突結果を定量的に評価するため、衝突成長効率

$$f_{\text{gro}} \equiv \frac{N_{\text{large}} - N_{\text{agg}}}{N_{\text{agg}}} \quad (2)$$

を導入する。ここで N_{large} は計算終了時刻における最大クラスターの構成粒子数である。我々のすべての衝突結果は、付着 ($f_{\text{gro}} \approx 1$) と跳ね返り ($f_{\text{gro}} \approx 0$) のどちらかであった。

我々は各パラメータ ($\phi, R_{\text{agg}}, v_{\text{imp}}$) に対して 4 つのアグリゲイトを用いた衝突シミュレーションを行っている。衝突成長効率の各パラメータにおける平均を平均成長効率を $\bar{f}_{\text{gro}}$ と定義する。また、付着-跳ね返り境界を $\bar{f}_{\text{gro}} = 0.5$ で定義する。

図 1 は衝突速度 v_{imp} 、アグリゲイト質量 m_{agg} のパラメータ空間に平均成長効率をまとめたものである。 $\phi = 0.4$ の結果 (図 1 (a)) を見ると、 $R_{\text{agg}}/r_1 \lesssim 80$ の小さなアグリゲイトと衝突速度によらず衝突結果は付着になる。ある閾値を超えると、 $v_{\text{imp}} \approx 10 \text{ ms}^{-1}$ 程度の中間的な速度帯で跳ね返りが起こるようになる。また、跳ね返りが起こるようになると、アグリゲイトが大きくなるにつれて低速でも跳ね返りが起こるようになる。Kothe et al. (2013) では、アグリゲイトが跳ね返るために必要な質量は衝突速度の-4/3 乗に比例するという結果を経験的に得ている。我々

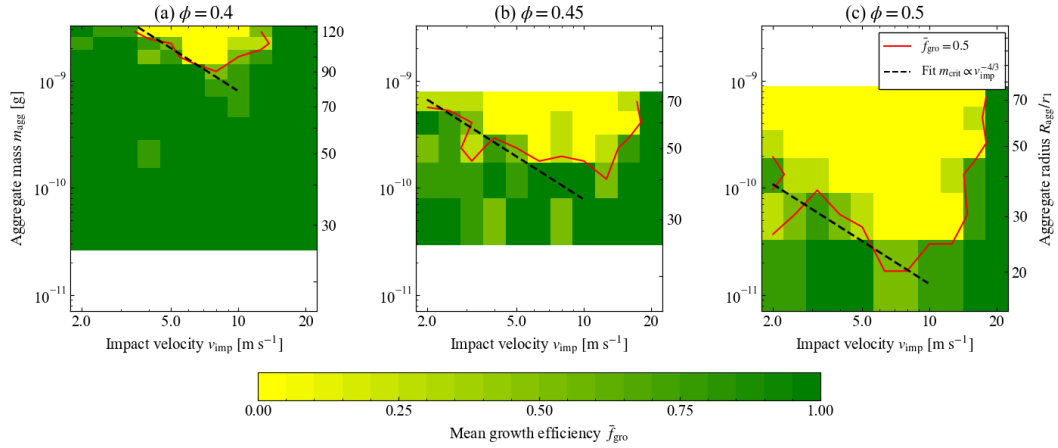


図 1: アグリゲイト質量 m_{agg} 、衝突速度 v_{imp} の関数として表した平均成長効率 $\bar{f}_{\text{gro}}$ 。左からそれぞれ $\phi = 0.4, 0.45, 0.5$ の結果である。赤い実線は $\bar{f}_{\text{gro}} = 0.5$ となる付着-跳ね返り境界を表しており、黒い波線は $v_{\text{imp}} < 10 \text{ m s}^{-1}$ における付着-跳ね返り境界のフィッティング (式 (3)) を表している。Oshiro et al. (2025) より引用。

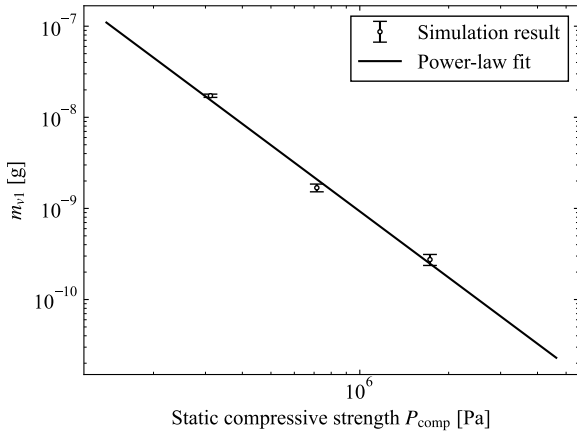


図 2: 式 (3) におけるフィッティングパラメータ m_{v1} とダストアグリゲイトの圧縮強度 $P_{\text{comp}}(\phi)$ の関係。エラーバーは m_{v1} フィットにおける 1σ を表している。実線はフィッティング (式 (4)) の結果を表す。Oshiro et al. (2025) より引用。

はその結果にならい、 $v_{\text{imp}} < 10 \text{ m s}^{-1}$ の範囲で以下の関数を仮定したフィッティングを行った。

$$m_{\text{bounce}} = m_{v1} \left(\frac{v_{\text{imp}}}{1 \text{ m s}^{-1}} \right)^{-4/3} \quad (3)$$

フィッティング結果は図 1 の波線で示されており、付着-跳ね返り境界をよく再現している。

しかし、図 1 にあるようにフィッティング係数 m_{v1} は充填率に強く依存していた ($m_{v1} \propto \phi^{-18}$)。我々は、この強い充填率依存性はダストアグリゲイトの圧縮強度 (P_{comp} ; Tatsuuma et al., 2023) に由来している

と考えた。図 2 では m_{v1} を圧縮強度の関数として表している。この 3 点に対して冪関数を仮定したフィッティングを行い、充填率依存性に対する経験式

$$m_{v1} = 2.4 \times 10^{-7} \left(\frac{P_{\text{comp}}(\phi)}{10^5 \text{ Pa}} \right)^{-2.4} \text{ g} \quad (4)$$

を得た。次章ではこの結果を用いて議論を行う。

4 Discussion

この節では跳ね返り衝突が原始惑星系円盤のダスト成長に与える影響について議論する。初めに、Dominik & Dullemond (2024) と同様の手法で跳ね返り障壁による最大成長サイズを見積もる。跳ね返りが支配的になれば、ダストのサイズ分布は単分散になることが期待される (Zsom et al., 2010; Dominik & Dullemond, 2024)。そのため、代表的なダストの衝突速度は、乱流が駆動する等サイズダストの衝突速度とする。Ormel & Cuzzi (2007) によれば、等サイズダストの衝突速度は

$$v_{\text{imp}} = \begin{cases} \sqrt{3\alpha \text{St} c_s} & (\text{St} \geq \text{St}_{\text{crit}}) \\ 0 & (\text{St} < \text{St}_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (5)$$

与えられる。ここで α は乱流強度、 c_s は音速、 St はストークス数である。また、 St_{crit} はコルモゴロフスケールに対応する制動時間を持つダストのストークス数であり、これより小さなダストは乱流による

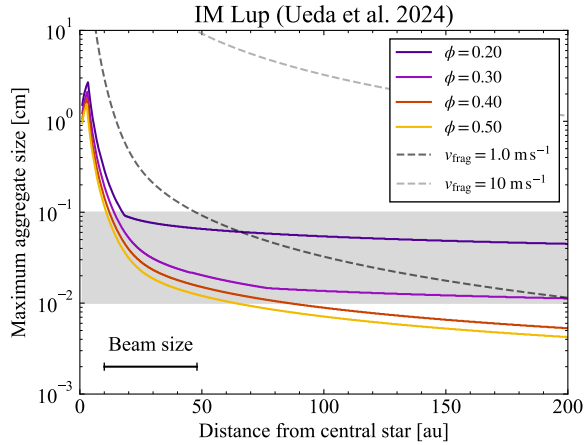


図 3: IM Lup 周りの円盤 (Ueda et al., 2024) におけるダストの成長限界。実線は充填率をそれぞれ変えた跳ね返り障壁の最大サイズを表す。比較のため、異なる臨海破壊速度を仮定した破壊障壁も破線で示している。また、灰色の範囲はミリ波偏光観測が示唆する最大ダストサイズを表す。

衝突速度を持たない。式 (5) と式 (3) を連立してアグリゲイトサイズについて解くことで、跳ね返りによる最大成長サイズを求める。

ここでは、ミリ波偏光観測からダストの最大成長サイズや充填率が制約されている IM Lup 周りの円盤 (e.g., Hull et al., 2018) に着目する。Ueda et al. (2024) で与えられた円盤モデルを用いて、跳ね返りによる最大成長サイズを見積もった結果を図 3 に示す。跳ね返り障壁でダストの成長が止まるとした場合、ダストの成長限界は 0.1–1 mm 程度である。また、ダスト質量依存性を持つ跳ね返り障壁はダストサイズに依存しない破壊障壁よりも動径方向に一樣な最大サイズを与えることが明らかになった¹。これらの結果は偏光観測が示唆するダストの性質と整合的であり、跳ね返り障壁の重要性を示唆するものである。

5 Conclusion

本研究では、高充填率アグリゲイトの跳ね返り条件を明らかにするため、アグリゲイトの進化過程を模擬した圧縮水アグリゲイトを用いた衝突シミュレ

¹ 本研究で用いている物性値から示唆される臨界破壊速度は $v_{\text{frag}} \approx 50 \text{ m s}^{-1}$ である (Wada et al., 2013) が、ここでは近年議論されている壊れやすいダスト (Okuzumi & Tazaki, 2019) を仮定した。

ションを行った。その結果、大きなアグリゲイトほど低速でも跳ね返るという過去の室内実験と整合的な跳ね返り条件を得た。また、得られた跳ね返り条件を原始惑星系円盤におけるダストの成長限界の見積もりに用いると、ミリ波偏光観測が示唆するダストサイズと整合的であった。今後は、跳ね返り条件のパラメータサーベイから跳ね返りの物理を理解するとともに、アグリゲイトの圧縮過程や、跳ね返り障壁で成長したダストから微惑星への成長を明らかにする必要があるだろう。

Reference

- Arakawa, S., Okuzumi, S., Tatsuuma, M., et al. 2023, *ApJL*, 951, L16
- Dominik, C., & Dullemond C. P. 2024, *A&A*, 682, A144
- Dominik, C., Tielens, A. G. G. M. 1997, *ApJ*, 480, 647
- Gundlach, B., Schmidt, K. P., Kreuzig, C., et al. 2018, *MNRAS*, 479, 1273
- Güttler C., Blum, J., Zsom, A., Ormel, C. W., & Dullemond C. P. 2010, *A&A*, 513, A56
- Hull, C. L. H., Yang, H., Li, Z.-Y., et al. 2018, *ApJ*, 860, 82
- Israelachvili, J. N. 1992, *SurSR*, 14, 109
- Johnson, K. L., Kendall, K., & Roberts, A. D. 1971, *RSPSA*, 324, 301
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., & Wada, K. *A&A*, 557, L4
- Kothe, S., Blum, J., Weidling, R., & Güttler, C. 2013, *Icar*, 225, 75
- Musiolik, G., & Wurm, G. 2019, *ApJ*, 873, 58
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, *ApJ*, 752, 106
- Okuzumi, S., & Tazaki, R. 2019, *ApJ*, 878, 132
- Ormel, C. W., & Cuzzi, J. N. 2007 *A&A*, 466, 413
- Oshiro, H., Tatsuuma, M., Okuzumi, S., & Tanaka, H. 2025, *ApJ*, 983, 75
- Schräpler, R. R., Landeck, W. A., & Blum, L. 2022, *MNRAS*, 509, 5641
- Suyama, Y., Wada, K., & Tanaka, H. 2008, *ApJ*, 684, 1310
- Tatsuuma, M., Kataoka, A., Okuzumi, S., & Tanaka, H. 2023, *ApJ*, 953, 6
- Ueda, T., Tazaki, R., Okuzumi, S., Flock, M., & Sudarshan, P. 2024, *NatAs*, 8, 1148
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2007, *ApJ*, 661, 320
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2011, *ApJ*, 737, 36
- Wada, K., Tanaka, H., Okuzumi, S., et al. 2013, *A&A*, 559, A62
- Zhang, S., Zhu, Z., Ueda, T., et al. 2023, *ApJ*, 953, 96
- Zsom, A., Ormel, C. W., Güttler, C., Blum, J., & Dullemond, C. P. 2010, *A&A*, 513, A57

[—index へ戻る](#)

HK-12

ツリー法を応用した多成分ダストの合体成長計算アル ゴリズム

総合研究大学院大学
渡邊 太一

ツリー法を応用した多成分ダストの合体成長計算アルゴリズム

渡邊 太一 (総合研究大学院大学/国立天文台)

共著者 片岡 章雅 (国立天文台)

Abstract

惑星形成では、ダスト集合体の空隙率や帯電など質量以外の特性 (成分) が注目されている。しかし多成分ダストの合体成長の時間進化を追う数値計算は、直接的に計算するには計算量の大きさから非現実的である。そこで、より精密な惑星形成理論モデルの構築のため、多成分ダストの合体成長を少ない近似で数値計算できる手法が必要である。我々は、重力 N 体計算のツリー法を応用した、新しい多成分ダストの合体成長計算アルゴリズムを提案する。ダストの質量や空隙率の分布は、成分の数を d 、軸毎のビン数を N として N^d 個のビンで表される。直接的な計算ではこの全てのビン間の相互作用を考慮し、計算量は $\mathcal{O}(N^{2d})$ となる。一方ツリー法を応用した本手法では、質量比を距離とみなし、合体前の小さい側のビンについてまとめて計算することにより、計算量を $\mathcal{O}(dN^d \log N)$ にまで削減する。本手法の性能検証のため、1 成分および 2 成分において直接法および解析解との比較を行い、誤差と計算時間の面から評価した。1 成分では計算時間の面で直接法とツリー法はほぼ同等だったが、2 成分ではツリー法の方が計算時間の面で良い結果を出した。精度についてはツリー法が劣る結果となったものの、パラメータの調整により一定の改善が可能であることも明らかとなった。本研究で開発したツリー法ベースの合体成長アルゴリズムにより、多成分ダスト集合体の時間進化を少ない近似で数値計算することが可能となった。今後、原始惑星系円盤の物理量と衝突破壊などこれまで無視されてきた物理過程を実装し、円盤内のダスト集合体の時間進化を計算する。最終的には円盤観測との比較を通じて微惑星形成に迫りたい。

1 導入

惑星は原始惑星系円盤中で μm サイズのダスト粒子が合体成長することで形成される (e.g. Safronov, 1972; Hayashi, 1981)。この形成過程の詳細、特に微惑星形成については天文学と惑星科学において重大な問題であり続けてきた。中心星への落下 (Adachi et al., 1976; Weidenschilling, 1977)、跳ね返り (e.g. Zsom et al., 2010, 2011; Windmark et al., 2012)、衝突破壊 (e.g. Blum & Wurm, 2008) を含む、ダスト集合体の微惑星への成長を阻むいくつかのメカニズムが知られている。しかし、系外惑星が多数存在することや、微惑星の生き残りと考えられている彗星の存在から、微惑星が形成されることは確実視されている。よって、これら障壁を乗り越えて微惑星形成を可能とする特殊な理論的メカニズムを解明する必要がある。

微惑星形成の謎を解くため、ダスト集合体に備わっている質量以外の複数の特徴、特に空隙率が注目されている (e.g. Ossenkopf, 1993; Ormel et al., 2007)。N

体ダスト衝突計算をもとに、Okuzumi et al. (2012); Kataoka et al. (2013) は空隙率を考慮した氷ダストの合体成長と、円盤の半径方向の移流拡散を計算し、氷ダストがフラクタルに成長したのち、ガス圧などによって静的に圧縮され、氷微惑星が形成されることを示した。Garcia & Gonzalez (2020); Michoulier et al. (2024) はこれの延長として、空隙率を考慮したダストの合体成長と静的圧縮を円盤の半径 1 次元もしくは空間 3 次元方向の流体計算も組み合わせ、さらにフラグメンテーションと跳ね返りも導入した計算を行った。これら先行研究では複数特性を持ったダスト集合体の計算が必要だということが示されたものの、最終的な解決には至っていない。微惑星形成の理解には、多成分ダストの分布に対する合体成長・衝突破壊をきちんと計算したシミュレーションが必要である。

多大な努力にもかかわらず、これまでの多成分ダストの合体成長の数値計算手法は、空隙率を考慮したダスト集合体の合体成長・衝突破壊計算への応用には問題がある。まず代表値のみを考

慮し分布を考慮しない mono-disperse モデル (e.g. Stepinski & Valageas, 1996; Ciesla & Cuzzi, 2006; Garaud, 2007; Johansen et al., 2008; Pfeil et al., 2024; Michoulier et al., 2024) では合体計算の精度が不十分である。また体積平均近似 (e.g. Okuzumi et al., 2012; Kataoka et al., 2013) は前述の観測との非整合性、衝突破壊の導入の難しさから、完全な計算にはなり得ないと考えられつつある。また物理量の保存を仮定したスキーム (e.g. Matveev et al., 2016; Smirnov et al., 2016; Liu et al., 2019; Lombart & Laibe, 2021) は、圧縮やフラクタル成長により保存しない体積を扱うモデルに対しての適用が難しい。モンテカルロ法は十分な精度に至るために必要な粒子数が多く、また決定的でないため、計算の遅さと不確実性という難点を原理的に抱えている (Drażkowska et al., 2014)。よって惑星形成を空隙率を含めた完全な計算から理解するには、複数の手法による計算結果の比較検討という面からも、これらにとらわれない高速な合体成長計算アルゴリズムが必要である。

ここに、我々は N 体重力計算のツリー法を基にした、計算量を $\mathcal{O}(dN^d \log N)$ にまで加速させる新しい多成分合体成長計算アルゴリズムを提案する。 N 体重力計算におけるツリー法は、重力を受ける粒子から遠いところにある重力を与える粒子をまとめることにより、相互作用の数を減らす (Barnes & Hut, 1986)。我々はこのツリー法を合体成長計算に応用した。質量・体積といった物理量空間での数密度ビンを表すのにツリー構造を用い、質量・体積比を距離と見做し、注目しているビンより非常に大きい小さいビンをまとめることにより、相互作用の数を $\mathcal{O}(dN^d \log N)$ にまで減らした。このアルゴリズムは対数軸でも使うことができ、かつ体積などの非保存な物理量にも対応できるため、惑星形成におけるダストの空隙率進化にも応用可能である。

この論文では、ツリー法を用いた合体計算を示す。第 2 章では本研究で提案するアルゴリズムの詳細を説明する。第 3 章では簡単な合体カーネルに対する解析解との比較を通じて数値実験を行い、第 4 章では数値計算パラメータが結果、精度、そして計算速度にどのように影響するかを示し、第 5 章で議論する。

2 Smoluchowski 合体成長方程式とその数値計算法

まず質量のみを特性としてもつ 1 成分ダスト集合体の合体計算について紹介する。この合体は離散 Smoluchowski 合体成長方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(t, m)}{\partial t} = & \sum_{m'=1}^{m' \leq m} (1 + \delta(m, m')) K(m', m - m') \\ & \times n(t, m') n(t, m - m') \\ & - \sum_{m'=1}^{\infty} (1 + \delta(m, m')) K(m', m) \\ & \times n(t, m') n(t, m) \end{aligned} \quad (1)$$

または連続 Smoluchowski 合体成長方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(t, m)}{\partial t} = & \frac{1}{2} \int_0^m dm' K(m', m - m') \\ & \times n(t, m') n(t, m - m') \\ & - \int_0^{\infty} dm' K(m', m) \\ & \times n(t, m') n(t, m) \end{aligned} \quad (2)$$

を用いて表される (von Smoluchowski, 1916)。ここで t は時刻、 m はダスト集合体の質量、 n はダスト数密度、 K は合体頻度を表すカーネル関数、 $\delta(m, m')$ は $m = m'$ ならば 1 を返しそれ以外は 0 を返すデルタ関数である。第 1 項は $i = m'$ ダストと $j = m - m'$ ダストが合体して $k = m$ ダストが増える効果を表しており、第 2 項は $i = m$ ダストと $j = m'$ ダストの合体によって $i = m$ ダストが減る効果を表している。この方程式はある空間の一点で均質なダスト集合体の集まりがあると仮定している。空間方向の非均質性を考慮するには、この方程式を各グリッド点で計算し、グリッド間での流れも計算する必要がある。Smoluchowski 合体成長方程式は 3 つの簡単なカーネルに対してのみ解析解が知られており (see Wetherill, 1990)、惑星形成で使用されるような複雑なカーネルに対しては数値計算が必要である。

空隙率を考慮する場合、質量と体積の 2 つの特性を持つ 2 成分ダストに対する Smoluchowski 合体成

長方程式

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial n(t, m_k, v_k)}{\partial t} \\
 &= \frac{1}{4} \iiint \int_0^\infty dm_i dm_j dv_i dv_j \\
 & \times \delta(m_k - m_i - m_j) \delta(v_k - V_{\text{coag}}(v_i, v_j)) \\
 & \times K(m_i, v_i; m_j, v_j) n(t, m_i, v_i) n(t, m_j, v_j) \\
 & - \int \int_0^\infty dm_i dv_i K(m_i, v_i; m_k, v_k) \\
 & \times n(t, m_i, v_i) n(t, m_k, v_k)
 \end{aligned} \quad (3)$$

を数値計算する。

合体成長方程式の数値計算では、分布を離散化し積分を和に直す直接法がよく用いられる。直接法では、成分の数 d 、分布の軸あたりのビン数 N に対して計算量が $\mathcal{O}(N^{2d})$ となり、 $d > 1$ では通常の方法では計算量が大きすぎて現実的に不可能となる。

3 ツリー法による多成分合体成長アルゴリズム

重力 N 体計算のツリー法では、質点にツリー構造を入れ、セルの一边の長さ l とセルの中心までの距離 d に対して見込み角

$$\theta = \frac{l}{d} \quad (4)$$

を定義し、事前に与えるシミュレーションパラメータである臨界見込み角 θ_c と大小を比較して遠い/近いを判断する。遠いものはその時点でまとめて計算し、近いものは $\theta < \theta_c$ となるまでサブツリーまで降りて(より細かく見て)計算することで、精度と速度を両立させる。

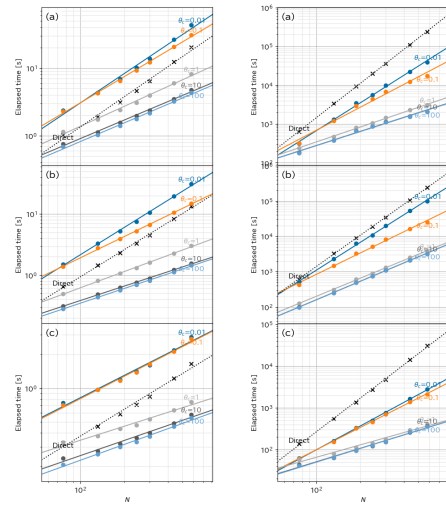
本合体成長計算に対するツリー法では、質量比・体積比を距離と見做し、合体の相手に対応するダストをまとめて計算することで計算量を減らす。距離に対応するものとして、質量-体積の対数軸空間における距離

$$l, d = \sqrt{\left(\log_{10} \frac{m_i}{m_j}\right)^2 + \left(\log_{10} \frac{v_i}{v_j}\right)^2} \quad (5)$$

を用いる。 θ の大小でどこまでまとめてみるか、どこまで細かくみるかを変えるのは重力 N 体計算のツリー法と同様である。

4 性能評価とその結果

ツリー法の性能を評価するため、解析解が知られている 3 つのカーネル $K(i, j) = 1, (i + j)/2, ij$ について、直接法との比較を行った。指標として、計算時間、最終的な質量の保存の良さ、解析解との誤差の 3 つをツリー法の各パラメータに対して測定した。軸ごとのビン数 N に対する、計算時間を図 1 に、最終的な総質量の保存の良さを図 2 に示す。



(a) 1D(質量のみ) (b) 2D(質量と体積)

図 1: 軸ごとのビン数 N に対する計算時間のグラフ。実線がツリー法 ($\mathcal{O}(N^{0.6+0.3d})$)、点線が直接法 (最適の場合 $\mathcal{O}(N^{1.5d})$)。

5 Discussion

本アルゴリズムの適用限界・利点・欠点について議論する。ツリー法は従来の直接法に比べ数十倍から 100 倍程度の高速化が可能となったが、その代償として総質量が保存しなくなるなどの精度の低下が欠点となっている。より高精度な方法のため、Lee (2000) のビン内を多項式や冪函数で補間する方法や、Dehnen (2000) による N 体重力のツリー法における総運動量を保存するアルゴリズムなどの応用が考えられる。

今後、このアルゴリズムの並列化も行いながら、円盤内の物理量と衝突破壊などこれまで無視されてきたものも含めた物理過程を実装し、円盤内のダスト集合体の時間進化を計算する予定である。

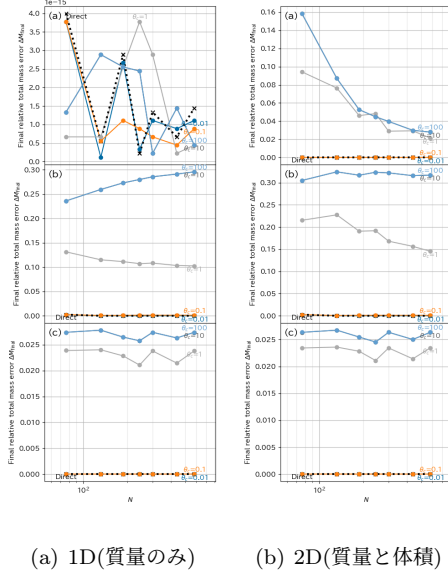


図 2: 軸ごとのビン数 N に対する最終的な総質量の誤差のグラフ。実線がツリー法、点線が直接法。

Acknowledgement

コメントや議論をいただいた野津翔太さん、岩崎一成さん、北出直也さん、千葉遼太郎さん、Bhardwaj Shubham さんに感謝します。

Reference

Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. 1976, *Progress of Theoretical Physics*, 56, 1756, doi: 10.1143/PTP.56.1756

Barnes, J., & Hut, P. 1986, *Nature*, 324, 446, doi: 10.1038/324446a0

Blum, J., & Wurm, G. 2008, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 46, 21, doi: 10.1146/annurev.astro.46.060407.145152

Ciesla, F. J., & Cuzzi, J. N. 2006, *Icarus*, 181, 178, doi: 10.1016/j.icarus.2005.11.009

Dehnen, W. 2000, *The Astrophysical Journal*, 536, L39, doi: 10.1086/312724

Drażkowska, J., Windmark, F., & Dullemond, C. P. 2014, *Astronomy and Astrophysics*, 567, A38, doi: 10.1051/0004-6361/201423708

Garaud, P. 2007, *The Astrophysical Journal*, 671, 2091, doi: 10.1086/523090

Garcia, A. J., & Gonzalez, J.-F. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 493, 1788, doi: 10.1093/mnras/staa382

Hayashi, C. 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35, doi: 10.1143/PTPS.70.35

Johansen, A., Brauer, F., Dullemond, C., Klahr, H., & Henning, T. 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 486, 597, doi: 10.1051/0004-6361:20079232

Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., & Wada, K. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 557, L4, doi: 10.1051/0004-6361/201322151

Lee, M. H. 2000, *Icarus*, 143, 74, doi: 10.1006/icar.1999.6239

Liu, H., Gröpler, R., & Warnecke, G. 2019, *SIAM Journal on Scientific Computing*, 41, B448, doi: 10.1137/17M1150360

Lombart, M., & Laibe, G. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 501, 4298, doi: 10.1093/mnras/staa3682

Matveev, S. A., Zheltkov, D. A., Tyrtshnikov, E. E., & Smirnov, A. P. 2016, *Journal of Computational Physics*, 316, 164, doi: 10.1016/j.jcp.2016.04.025

Michoulier, S., Gonzalez, J.-F., & Price, D. J. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 688, A31, doi: 10.1051/0004-6361/202449719

Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, *The Astrophysical Journal*, 752, 106, doi: 10.1088/0004-637X/752/2/106

Ormel, C. W., Spaans, M., & Tielens, A. G. G. M. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 461, 215, doi: 10.1051/0004-6361:20065949

Ossenkopf, V. 1993, *Astronomy and Astrophysics*, 280, 617. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993A&A...280...617O>

Pfeil, T., Birnstiel, T., & Klahr, H. 2024, *Astronomy & Astrophysics*, 691, A45, doi: 10.1051/0004-6361/202449337

Safronov, V. S. 1972, *Evolution of the Protoplanetary Cloud and Formation of the Earth and Planets*. (Israel Program for Scientific Translations, Keter Publishing House). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1972epcf.book.....S>

Smirnov, A. P., Matveev, S. A., Zheltkov, D. A., & Tyrtshnikov, E. E. 2016, *Procedia Computer Science*, 80, 2141, doi: 10.1016/j.procs.2016.05.533

Stepinski, T. F., & Valageas, P. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 309, 301. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996A&A...309...301S>

von Smoluchowski, M. 1916, *Z. Physik.*, 17, 585. <https://cir.nii.ac.jp/crid/1573387448927618688>

Weidenschilling, S. J. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 180, 57, doi: 10.1093/mnras/180.2.57

Wetherill, G. W. 1990, *Icarus*, 88, 336, doi: 10.1016/0019-1035(90)90086-0

Windmark, F., Birnstiel, T., Güttler, C., et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 540, A73, doi: 10.1051/0004-6361/201118475

Zsom, A., Ormel, C. W., Dullemond, C. P., & Henning, T. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 534, A73, doi: 10.1051/0004-6361/201116515

Zsom, A., Ormel, C. W., Güttler, C., Blum, J., & Dullemond, C. P. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 513, A57, doi: 10.1051/0004-6361/200912976

[—index へ戻る](#)

HK-13

原始惑星系円盤におけるミリ波散乱偏光を想定した平行平板の輻射輸送数値解

総合研究大学院大学
北出 直也

原始惑星系円盤におけるミリ波散乱偏光を想定した平行平板の輻射輸送数値解

北出 直也 (総合研究大学院大学 天文科学コース)
片岡 章雅 (国立天文台)

Abstract

惑星は原始惑星系円盤の中でダストが合体成長することによって生まれる。しかしダストがキロメートルサイズの微惑星へと成長する惑星形成の初期段階には惑星形成を阻害する問題が残されている。その問題とは、ガスとの摩擦によりダストが中心星へ落下する問題、ダスト同士が衝突時に付着せず跳ね返る問題などである。近年の理論から、これらの問題克服のための理論が提唱され、その駆動条件にはダストのサイズと空隙率(ダスト内部のすき間の割合)が重要であると指摘された。そこで円盤内ダストのサイズ・空隙率が主にミリ波観測によって制限がなされてきた。ダストのサイズ・空隙率はミリ波の SED 解析によって求められてきたが、特に光学的に厚い場合は近似式 (e.g., Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979; Miyake, K., & Nakagawa, Y. 1993; Birnstiel, T. et al. 2018; Sierra, A. et al. 2019; Carrasco-González, C. et al. 2019; Zhu, Z. et al. 2019) が用いられてきた。またミリ波偏光観測を用いたダストサイズ・空隙率制限も行われた。しかし偏光度の一般的な定式化はこれまででなされてこなかったため偏光観測の結果を SED 解析に用いることはできなかった。そこで本研究では散乱を考慮した輻射輸送方程式を数値的に厳密に解くことで円盤から放射されるインテンシティの正確な値を計算しこれまで SED 解析で用いられてきた近似式の正確性を検証した。結果としてどの散乱を考慮した近似式も数値計算結果から 10%ほどずれていることがわかった。さらに偏光度については、数値計算によくフィットするアルベドと光学的厚みを変数とする関数でフィッティングすることで定式化した。これらにより、ミリ波連続波・偏光観測を用いた正しい円盤内のダストサイズ・空隙率が高速に行えるようになった。

1 Introduction

惑星はガスとダストからなる原始惑星系円盤の中で誕生する。そのため惑星形成過程を解明するために原始惑星系円盤の中でのダストの成長過程を解き明かすことが重要な課題である。ダストの成長過程を解明するためには円盤内のダスト特性、つまりダストサイズ、ポロシティー、ダストの組成などを知ることが必要である。

円盤内のダスト特性は主にミリ波観測によって制限がなされてきた。制限の仕方は円盤が光学的に薄い場合と厚い場合で異なる。円盤が光学的に薄い場合、円盤から発せられるインテンシティは散乱に影響されないため比較的簡単にダスト特性を制限することができる。一方、円盤が光学的に厚い場合、ダストによる散乱を考慮して SED 解析を行う必要がある (e.g., Carrasco-González, C. et al. 2019; Macías, E. et al. 2021; Ueda, T. et al. 2020, 2021a, 2022; Sierra, A.

et al. 2019; Guerra-Alvarado. et al. 2024)。散乱を考慮した円盤から放射されるインテンシティは先行研究によって求められている (e.g., Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979; Miyake, K., & Nakagawa, Y. 1993; Sierra, A. et al. 2019; Carrasco-González, C. et al. 2019; Zhu, Z. et al. 2019)。この表式を用いて、ALMA 観測や VLA 観測で得られた複数波長におけるインテンシティを SED 解析することで円盤内ダストのアルベドを求めることができる。アルベドダスト特性に依存するので (e.g., Miyake, K., & Nakagawa, Y. 1993; Kataoka, A. et al. 2014) 求められたアルベドから円盤内のダスト特性を制限することができる。Carrasco-González, C. et al. (2019) では HL Tau の ALMA Band7,6,4, VLA Ka+Q Band での観測データを用いて SED 解析を行った。その結果、HL Tau の最大ダストサイズは約 1mm と制限された。

ダスト特性を制限するために、ミリ波偏光観測を

用いることもできる。円盤は様々な機構で偏光を発しているが、そのうちの 하나가ダストの自己散乱によるミリ波偏光である (e.g., Kataoka, A. et al. 2015, 2016; Yang, H. et al. 2016, 2017)。自己散乱によるミリ波偏光はダストがコンパクトな場合、ダストサイズが波長と同程度の時のみ強く放射される (Kataoka, A. et al. 2015)。ALMA 望遠鏡によって円盤を複数波長で偏光観測し、ある波長においてのみ強い偏光が観測されれば、円盤内の最大ダストサイズを制限することができる。またダストがポーラスな場合には広い波長域で強い偏光を放射するため、複数波長の偏光観測からダストのポロシティーを制限することもできる (e.g., Tazaki, R. et al. 2019; Zhang, S. et al. 2023)。Ueda, T. et al. (2024) では IM Lup の ALMA Band6, 7 の偏光観測データを用いて、IM Lup のダストのポロシティーが 0.8 程度であると制限した。

しかしこれらの観測的制約の手法には以下の二つの問題点が存在する。一つ目は光学的に厚い円盤に対して SED fitting を行う際に、散乱を考慮した円盤から放射されるインテンシティーの近似式を用いていることである。先行研究において様々な近似式が得られているが、場合によって使えない式や近似が適切でないため正確ではない式が存在する。これらの近似式がどれほど正確な近似であるのかを確認する必要がある。二つ目は偏光観測を用いた手法についてである。円盤の表面から発せられる偏光度の一般的な定式化はこれまでなされていない。そのため連続波での SED 解析のように、偏光観測の多波長観測結果と理論式を比べることからダスト特性を求める手法をとることはできない。そこでこれまではモンテカルロ法輻射輸送シミュレーションによって擬似偏光観測を行い、実際の偏光観測を再現することで円盤内のダスト特性を制限してきた。しかし偏光輝度はインテンシティーの数%と値が小さいため、モンテカルロ法輻射輸送シミュレーションを行うのに計算時間を長く要してしまう。そのため偏光観測を再現するようなダストのパラメータサーベイを十分に行うことができなかった。

以上のような観測的制約手法の二つの問題点を解決するためには以下の二つのことを行う必要がある。一つ目は散乱を考慮した輻射輸送方程式を厳密に解くことで、円盤から放射されるインテンシティーの正確な値を計算し先行研究の近似式がどれほど正し

いのかを確認することである。二つ目は偏光観測結果からダスト特性を高速に制限するために、円盤から放射される偏光度を一般的な形で定式化することである。

本研究では、原始惑星系円盤を模した一次元平行平板において、偏光を考慮し、さらに吸収、放射、自己散乱を含んだ輻射輸送方程式を数値的に解いた。このミリ波連続波の数値解と散乱を考慮した先行研究によるインテンシティーの近似式を比べることで、近似式が正確であったかを検証した。さらに偏光度を定式化するために数値計算から得られた偏光度をフィッティング関数で表すことを試みた。

2 Methods

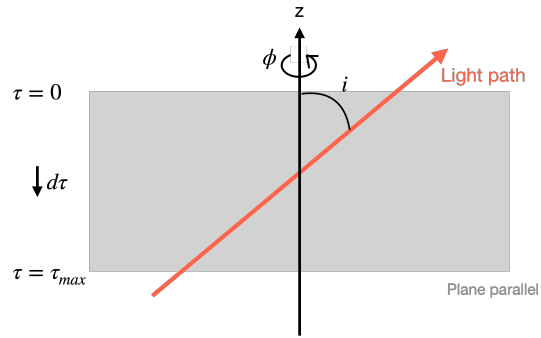


図 1: 平行平板の座標設定

この節では、どのように平行平板において、偏光を考慮しさらに吸収、放射、自己散乱を含んだ輻射輸送方程式を数値的に解いたのかを説明する。平行平板の座標は図 1 のようにとる。周波数 ν における輻射輸送方程式は次のように書き下せる

$$\mu \frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} I_\nu(\mu, \tau) \\ Q_\nu(\mu, \tau) \\ U_\nu(\mu, \tau) \\ V_\nu(\mu, \tau) \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} I_\nu(\mu, \tau) \\ Q_\nu(\mu, \tau) \\ U_\nu(\mu, \tau) \\ V_\nu(\mu, \tau) \end{pmatrix} - (1 - \omega) \begin{pmatrix} B_\nu(T) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{3}{8\pi} \omega \int \mathbf{M} \mathbf{Z} \mathbf{M}' \begin{pmatrix} I_\nu(\mu', \tau) \\ Q_\nu(\mu', \tau) \\ U_\nu(\mu', \tau) \\ V_\nu(\mu', \tau) \end{pmatrix} d\Omega \right\}. \quad (1)$$

ここで τ は光学的厚み、 $I_\nu, Q_\nu, U_\nu, V_\nu$ はストークスパラメータ、 ω はアルベド、 B_ν はプランク関数、 $\mathbf{M}$

と $\mathbf{M}'$ は座標回転行列、 $\mathbf{Z}$ はレイリー散乱行列、 μ は $\cos i$ で定義され、 i は傾斜角を表す。光学的厚み τ は $d\tau = -\rho\kappa_{\text{ext}}dz$ で定義され、ここで z は垂直方向の距離、 ρ はダストの単位体積あたりの質量、 κ_{ext} は質量減光係数を表す。背景光は無視し、境界条件として $\tau = \tau_{\text{max}}$ 、 $\mu > 0$ において $(I_\nu, Q_\nu, U_\nu, V_\nu) = (0, 0, 0, 0)$ を課す。

次に、上記の輻射輸送方程式の数値的な解法を説明する。まず光学的厚み τ と傾斜角 μ に対してグリッドをとる。また計算の際に反復解法を用いた。これは、輻射輸送方程式 (1) の散乱項を計算するために、全方向からのストークスパラメータを知る必要があるためである。しかし、輻射輸送方程式を特定の光路 (傾斜角 μ) に沿って解く際、他の方向 (μ') からのストークスパラメータは分からない。この問題を克服するために、輻射輸送方程式を次のように書き換える

$$\mu \frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} I_{N+1}(\mu, \tau) \\ Q_{N+1}(\mu, \tau) \\ U_{N+1}(\mu, \tau) \\ V_{N+1}(\mu, \tau) \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} I_{N+1}(\mu, \tau) \\ Q_{N+1}(\mu, \tau) \\ U_{N+1}(\mu, \tau) \\ V_{N+1}(\mu, \tau) \end{pmatrix} - (1 - \omega) \begin{pmatrix} B_\nu(T) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{3}{8\pi} \omega \int \mathbf{M} \mathbf{Z} \mathbf{M}' \begin{pmatrix} I_N(\mu', \tau) \\ Q_N(\mu', \tau) \\ U_N(\mu', \tau) \\ V_N(\mu', \tau) \end{pmatrix} d\Omega \right\}. \quad (2)$$

この方程式を $\mathbf{S}_N$ と $\mathbf{S}_{N+1}$ が一致するまで反復的に解く。この反復解法によって、輻射輸送方程式 (1) を数値的に解くことができる。

3 Results

まず、先行研究で求められた平行平板から放射されるインテンシティの近似式がどれほど正確であるかを確かめるために、我々の数値計算結果と近似式を比べる。先行研究ではエディントン近似、二流近似、等方散乱近似を用いて近似式を導出している。図 2 は $\omega = 0.9$ 、 $\mu = 1/\sqrt{3}$ の平行平板から放射されるインテンシティの数値計算結果と近似式を比べ

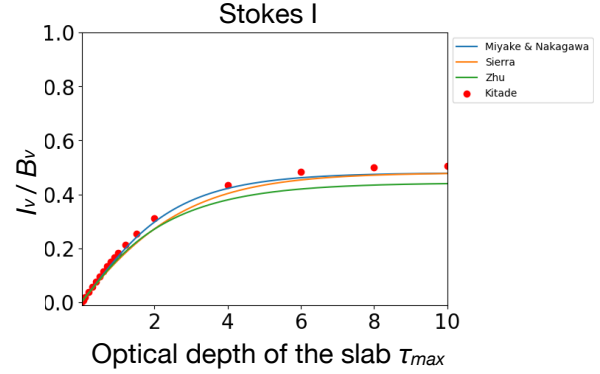


図 2: 先行研究の近似式と本計算結果の比較

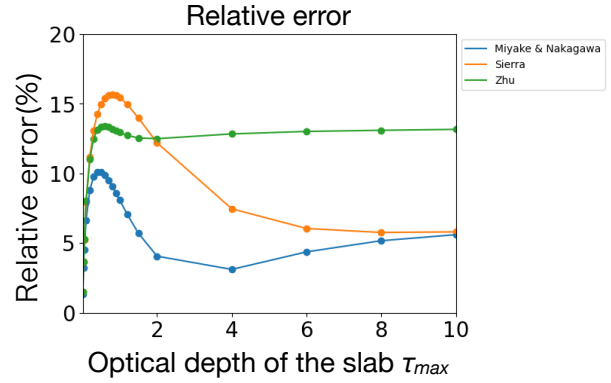


図 3: 先行研究の近似式と本計算結果の相対誤差

たものである。また図 3 はそれらの相対誤差を示したものである。図 3 から、どの近似式も我々の結果から 10% ほどずれていることが分かる。現在の ALMA の観測データは 5 ~ 10% の精度であるため、観測データを解析する際にこれらの近似式を用いるのは注意が必要である。今後は我々の数値計算結果をデータ解析に用いることで、より正確な解析を行うことができる。

次に、平行平板から放射される偏光度の数値計算結果を図 4 に示す。点が我々の数値計算結果を表す。我々は、この数値計算結果によくフィットするフィッティング関数として

$$f_{PF} = A(\omega) \tau^{\alpha(\omega)} \exp\left(-\left(\frac{\tau_{\text{max}}}{\tau_0(\omega)}\right)^{0.8}\right) + B(\omega) \left(1 - \exp\left(-\left(\frac{\tau_{\text{max}}}{\tau_0(\omega)}\right)^{0.8}\right)\right) \quad (3)$$

という関数を考案した。このフィッティング関数を図 4 に線で示す。図の点と線はよく一致しているため、フィッティング関数が数値計算結果をよく再現できていることが分かる。

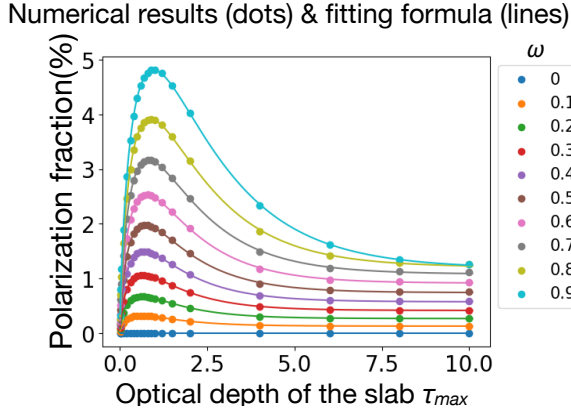


図 4: 平行平板から放射される偏光度の数値計算結果とフィッティング関数

4 Conclusion

我々は一次元平行平板において、偏光を考慮し、さらに吸収、放射、散乱を含んだ輻射輸送方程式を、反復解法を用いて数値的に解き明かした。本数値計算結果から以下の 2 つのことが示された。

(1) 原始惑星系円盤のミリ波観測に対する SED 解析に使われていた、ダストの散乱を考慮した近似式 (Miyake, K., & Nakagawa, Y. 1993; Sierra, A. et al. 2019; Zhu, Z. et al. 2019) は我々の数値計算結果から 10% ほどずれていることが分かった。ALMA 望遠鏡による観測データの精度は 5 ~ 10% であるため、これは無視できない誤差である。

(2) 平行平板から放射される偏光度の数値計算結果を用いて、偏光度を表すフィッティング関数 3 を考案した。今後、原始惑星系円盤からの多波長偏光観測を解析する際には、本フィッティング関数を用いることによって、従来のモンテカルロ法輻射輸送シミュレーションを用いた解析手法に比べて非常に高速に、偏光観測からダスト制限を行うことが可能となる。

Reference

Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, Radiative processes in astrophysics

Miyake, K., & Nakagawa, Y. 1993, *Icarus*, 106, 20, doi: <https://doi.org/10.1006/icar.1993.1156>

Birnstiel, T., Dullemond, C. P., Zhu, Z., et al. 2018, *ApJL*, 869, L45, doi: 10.3847/2041-8213/aaf743

Sierra, A., Lizano, S., Macías, E., et al. 2019, *ApJ*, 876, 7, doi: 10.3847/1538-4357/ab1265

Carrasco-González, C., Sierra, A., Flock, M., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 883, 71, doi: 10.3847/1538-4357/ab3d33

Zhu, Z., Zhang, S., Jiang, Y.-F., et al. 2019, *ApJL*, 877, L18, doi: 10.3847/2041-8213/ab1f8c

Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010, *AA*, 512, A15, doi: 10.1051/0004-6361/200913403

Macías, E., Guerra-Alvarado, O., Carrasco-González, C., et al. 2021, *AA*, 648, A33, doi: 10.1051/0004-6361/202039812

Ueda, T., Kataoka, A., & Tsukagoshi, T. 2020, *The Astrophysical Journal*, 893, 125, doi: 10.3847/1538-4357/ab8223

Ueda, T., Kataoka, A., Zhang, S., et al. 2021, *The Astrophysical Journal*, 913, 117, doi: 10.3847/1538-4357/abf7b8

Ueda, T., Kataoka, A., & Tsukagoshi, T. 2022, *The Astrophysical Journal*, 930, 56, doi: 10.3847/1538-4357/ac634d

Guerra-Alvarado, Osmar M., Carrasco-González, Carlos, Macías, Enrique, et al. 2024, *AA*, 686, A298, doi: 10.1051/0004-6361/202349046

Kataoka, A., Okuzumi, S., Tanaka, H., & Nomura, H. 2014, *A&A*, 568, A42, doi: 10.1051/0004-6361/201323199

Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., et al. 2015, *ApJ*, 809, 78, doi: 10.1088/0004-637X/809/1/78

Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., Tsukagoshi, T., & Dullemond, C. P. 2016, *ApJ*, 820, 54, doi: 10.3847/0004-637X/820/1/54

Yang, H., Li, Z.-Y., Looney, L., & Stephens, I. 2016, *MNRAS*, 456, 2794, doi: 10.1093/mnras/stv2633

Yang, H., Li, Z.-Y., Looney, L. W., Girart, J. M., & Stephens, I. W. 2017, *MNRAS*, 472, 373, doi: 10.1093/mnras/stx1951

Tazaki, R., Tanaka, H., Kataoka, A., Okuzumi, S., & Muto, T. 2019, *ApJ*, 885, 52, doi: 10.3847/1538-4357/ab45f0

Zhang, S., Zhu, Z., Ueda, T., et al. 2023, *ApJ*, 953, 96, doi: 10.3847/1538-4357/acdb4e

Ueda, T., Tazaki, R., Okuzumi, S., Flock, M., & Sudarshan, P. 2024, *Nature Astronomy*, 8, 1148, doi: 10.1038/s41550-024-02308-6

[—index へ戻る](#)

HK-14

可視近赤外偏光サーベイによる若い散開星団NGC 6910の磁場とダストの研究

広島大学
丸田 哲温

可視近赤外偏光サーベイによる 若い散開星団 NGC 6910 の磁場とダストの研究

丸田 哲温 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

Abstract

星形成の駆動源である星間物質 (ISM) の進化/運動は星間磁場の影響を強く受ける。よって、星形成や ISM の進化を理解するには、磁場構造の解明が必要となる。星間磁場に関する様々な情報は可視・近赤外線域の偏光観測によって得られる。特に、星間雲による吸収を受けた多数の背景星の偏光方位角から、天球面に投影された磁場パターンを捉えることができる。近年、これに Gaia 衛星による恒星までの距離データを併用することで、前景偏光成分を差し引き、ある星間雲固有の磁場構造を推定することも可能になってきた。加えて、多バンドの偏光観測を行い、偏光度がピークとなる波長を求めることで、吸収に寄与するダストの平均サイズを推定することもできる。大質量星を抱える星団中の磁場パターン及びダストサイズを捉え、磁場やダストに対する大質量星の影響を明らかにすることを目的とし、はくちょう座 OB9 アソシエーションに位置する若い散開星団 NGC 6910 に対して可視・近赤外 7 バンド (B, V, R, I, J, H, K_s) の偏光サーベイ観測を実施した。観測には、口径 1.5m の広島大学かなた望遠鏡と可視赤外線同時観測装置 HONIR を用いた。結果として、星団の距離よりも近傍では磁場の向きが一樣に揃っているものの、星団中では視野内の場所ごとに異なる、複雑な磁場構造を持つ可能性があることが判った。また偏光度の波長依存性を視線上の各星間雲について調べたところ、星団の手前に比べ、星団中ではダストサイズが小さくなることが示唆された。現在観測領域の拡大を実施しており、星団中心領域との比較も行っている。

1 Introduction

星形成の理解は現代天文学における重要課題の一つである。その駆動源である星間物質 (ISM) の進化および運動は星間磁場の影響を大きく受けているため、星形成や ISM の進化を理解には磁場構造の解明が必要である。同様に、星間ダストも星形成を含む多くの天体物理学的プロセスにおいて中心的な役割を果たしているため、ダストの諸情報を理解することは、星形成の理解に繋がる可能性がある。

星間偏光は、星間磁場を間接的に観測する方法の一つである。星間空間に存在する非球状なダスト粒子は、ISM を貫く磁場との相互作用によって整列する (Lazarian 2007)。それら整列ダスト粒子が背景星の光を吸収することで、磁場方向に依存した直線偏光が生じる (Stein 1966)。これらの偏光を観測することで、天球面 (POS) に投影した磁場 (B_{POS}) の位置角情報が得られる。

星間偏光には偏光度の波長依存性があることが知られている。この関係は Serkowski 則と呼ばれる経験則に従い、式 1 で表される (Serkowski et al. 1975)。

$$P(\lambda) = P_{\text{max}} \cdot \exp \left(-K \cdot \ln^2 \frac{\lambda_{\text{max}}}{\lambda} \right) \quad (1)$$

これは偏光度 P を波長 λ の関数として表しており、3 つのフリーパラメータが使用されている。 P_{max} は

最大偏光度である。 λ_{max} は P_{max} が観測される波長であり、整列したダスト粒子の平均サイズを間接的に示す (Mathis 1986; Whittet 1992)。 K はプロファイルの幅を定量化し、 λ_{max} と線形に相関する (式 2; Wilking et al. 1980; Whittet et al. 1992)。

$$K = (1.66 \pm 0.09) \lambda_{\text{max}} + (0.01 \pm 0.05) \quad (2)$$

つまり、一つの星に対して複数のバンドによる偏光観測を行うことで、偏光に寄与するダスト粒子のサイズを推定することができる。

ただし、視線方向 (LOS) にダストを含む星間雲が複数重なる場合、観測される B_{POS} はそれらすべての星間雲からの寄与が平均されたものであることに注意が必要である。偏光度の波長依存性に関しても、同様の状況では Serkowski 則が偏光データをうまく説明せず、導出される λ_{max} が実際のダストの物理状態を反映しないことがある (Mandarakas et al. 2025)。

しかし近年、Gaia 衛星 (Gaia Collaboration et al. 2023) が提供する恒星までの正確な距離情報 (Bailer-Jones et al. 2021) と、観測によって得られる偏光情報を併用することで、ISM に付随する磁場構造を LOS に沿って分解し、各星間雲固有の磁場構造を導出することが可能となりつつある (e.g., Panopoulou et al. 2019; Doi et al. 2021, 2024)。つまりこの事実は、各星間雲固有の λ_{max} や、ダストサイズの LOS 分布を導出できる可能性を示している。

2 Target Selection

観測対象領域として、はくちょう座 (Cyg) の領域を選択した。Serkowski et al. (1975) が明るい星を対象に調べた $\lambda_{\max}$ の銀河面分布では、Cyg 領域において $\lambda_{\max} \geq 0.58\mu\text{m}$ の大きい値と $\lambda_{\max} \leq 0.51\mu\text{m}$ の小さい値が狭い範囲で混在するという、特異な分布傾向が認められている。また、この Cyg 領域には銀河系内で最も活発な星形成領域の一つである Cygnus X 領域がある (Schneider et al. 2006; Reipurth & Schneider 2008)。多数の OB 型星を含んでおり、このような大質量星が星形成に対して大きく影響を及ぼしうる環境において $\lambda_{\max}$ の分布に特徴的な傾向が見られるのは興味深い結果である。以上より、観測対象天体は Cygnus X 領域および OB9 アソシエーションに属する若い散開星団 NGC 6910 に定めた。Kaur et al. (2020) は本星団が多数の大質量星を含んでいることを示すとともに、それらが周囲の環境に大きなフィードバック効果を与え、次世代の若い B 型星の形成を誘発している可能性を示唆したが、より決定的な観測やデータの必要性も示唆している。

本研究では、東広島天文台にある 1.5m かなた望遠鏡に搭載された可視赤外線同時カメラを用いて、NGC 6910 に対して可視/近赤外 (B, V, R, I, J, H, K_s) での直線偏光サーベイを行い、大質量星と磁場/ダストの関連性の調査を目的とする。また、星団を含む LOS に沿って存在する複数の星間雲それぞれに固有の磁場構造および $\lambda_{\max}$ を同定できることを示す。

3 Results & Discussion

図 1 は、観測された星の偏光ベクトル (白色の線分; ただしその長さは観測された偏光度とは無関係) の空間分布であり、つまり B_{POS} の分布を示している。縦方向の一様性が見られるものの、その傾向とは異なる PA も数としては少ないが空間内に広く存在しているように見える。また空間の座標に応じた PA の変化や特徴的な傾向は見られず、均一に混ざり合っているように見える。図 1 には Planck 衛星の 353 GHz 偏光データ (data release 3; Planck Collaboration et al. 2020) による磁場 PA (オレンジ色の線分) も示しており、観測偏光データと同様に、観測視野内では一様な傾向を示している。

図 2 は、R バンドでの観測によって得られた偏光データ (q および u , P , PA) と、Gaia DR3 カタログから取得された星間減光値 A_G の距離依存性を示している。ある距離において q の値がジャンプするように変化しているほか、 q と u が大きく広がった

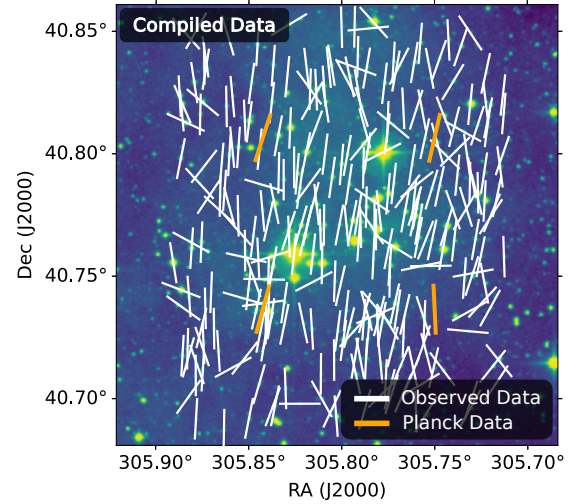


図 1: 観測された星の偏光ベクトル (白色の線分) の空間分布。オレンジ色の線分は、同一観測視野内における Planck 衛星の 353 GHz 偏光データ (Planck Collaboration et al. 2020) である。観測データおよび Planck データともに、線分の長さはそれぞれの観測で得られた偏光度とは無関係である。背景画像は Second Generation Digitized Sky Survey red image (McLean et al. 2000) を使用している。

分布を見せるなど、距離を経るごとにその傾向が変化している様子が見られる。 P は距離を経るごとに増加の傾向を示しつつ、徐々にその分布が広がっている。 q や u , P の距離依存性で見られる広がった分布は、空間依存性があることを示唆している。PA はある距離までは散らばった分布を示していたが、それ以遠は急激に分布が集中する様子が見られる。

LOS に重なる複数の星間雲それぞれに固有の磁場構造およびダストサイズを決定するため、まず LOS 方向の距離に伴う偏光データ (Stokes パラメータ) の変化を調べた。具体的には、Stokes q および u の距離依存性にステップ状の変化点が存在するかを、ブレイクポイント解析 (Zeileis et al. 2002, 2003) によって検出した。この距離が偏光に寄与する星間雲の位置となり、距離範囲ごとに偏光を分離することが可能となる。 A_G 値の距離依存性に対しても同様のブレイクポイント解析を行った結果、偏光データと A_G データ間でその位置は概ね一致していた。以上のブレイクポイント解析から得られた結果を用いて、LOS を 4 つの距離範囲 (category) に分けた。前景を意味する “foreground”、星団が位置する距離 (~ 1.7 kpc) を含む “cluster”、その間を繋ぐ “intermediate”、さらに “cluster” よりも向こう側をまとめて “background” と定義した。

図 1 を 4 つの距離範囲ごとに分離したものを図 3 に示す。図 1 に対して PA の混在が解消されたように見

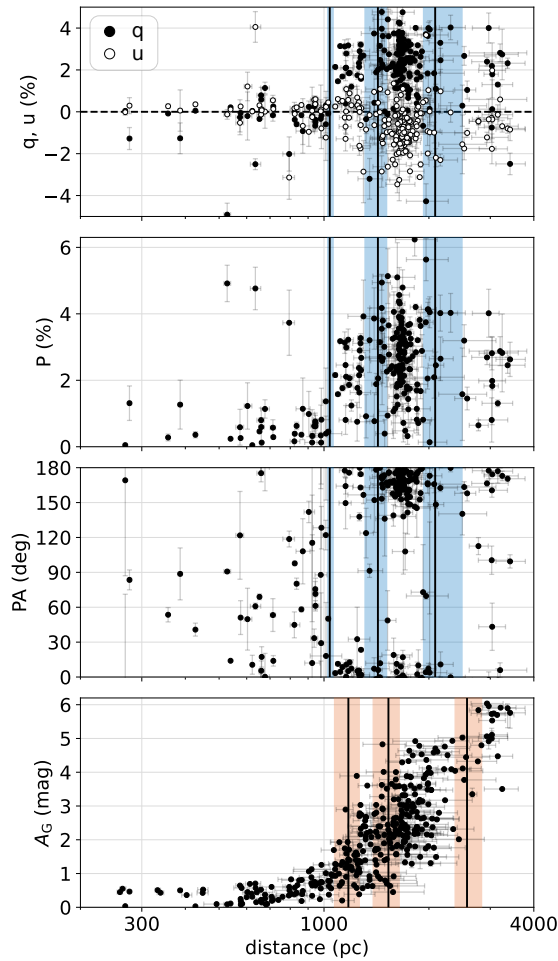


図 2: 観測された偏光データ (q および u 、 P 、 PA) と、Gaia DR3 カタログから得られた A_G 値の距離依存性。図中の黒色の実線は、偏光データと A_G のブレイクポイント (傾向の変化点) の位置を示している。網掛け領域はそのブレイクポイント位置の 68% 信頼区間を示している。

える。foreground では、前景成分ゆえに偏光が小さく PA が定まっていない。intermediate では foreground に比べて明らかに PA が揃い、概して 0° – 20° の範囲にサンプルが集まっている。cluster でもやはり PA は揃っており、 160° – 180° の範囲にサンプルがかなり集中している。background では cluster とほぼ同様な分布傾向を示している。

観測された偏光 (q_{obs} および u_{obs}) は、LOS に存在するすべての星間雲からの寄与をベクトルの足し合わせたものである。つまり特定の距離範囲に固有の磁場構造を評価するためには、その手前にある前景成分の寄与を差し引く必要がある。本研究では Doi et al. (2024) と同様に、前景成分を引いて差分をとることによって距離ごとの寄与を分離解析した。

まず intermediate に関しては foreground の偏光

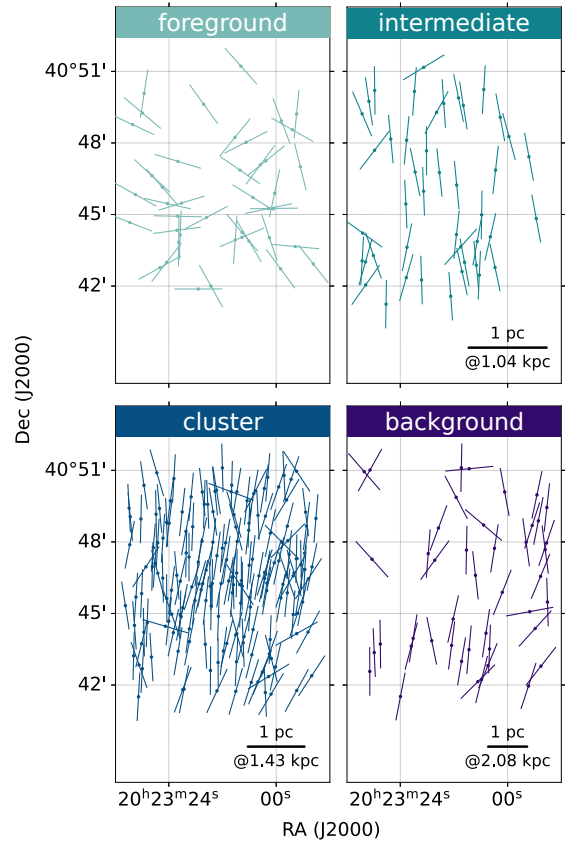


図 3: 距離範囲ごとの PA の空間分布。foreground 以外のパネルには、右下にその距離範囲における 1 pc の基準スケールを示している。

がかなり小さいため差分はとらず、図 3 の磁場構造が intermediate 固有の磁場構造を示している。図 4 は、前述した前景成分の差し引きによって導出された cluster と background それぞれに固有の磁場構造である。cluster は intermediate とは異なり、視野内の場所ごとで磁場構造が変化しているなど、空間依存性が見られる。また、background では PA が 60° – 100° の範囲で概ね一様である。cluster で推定された磁場構造の成因は、OB 型星や分子雲の観点から検討する必要がある。

前景成分を差し引く際には、 q – u 平面上の観測データ点 (q_{obs} , u_{obs}) の重心 (q_{cent} , u_{cent}) を指標として用いた。距離範囲ごと、かつバンド別に算出されたこれらの重心は、それぞれの偏光特性を大まかに捉えるものである。前景成分を除去した後に同様の手法で得られる重心をもとに解析を行えば、各距離範囲に固有の λ_{max} を導出することが可能である。

図 5 は、前景成分の寄与を除いた、各距離範囲に固有な偏光度の波長依存性を示している。intermediate に対し、cluster では λ_{max} が小さめであり、back-

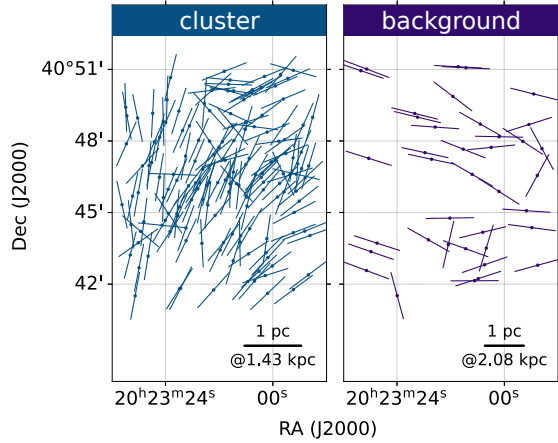


図 4: 前景成分の寄与を差し引くことで得られた、cluster および background それぞれに固有の PA の空間分布。

ground では再び大きめとなるような傾向が見られる。この変動は、OB 型星近傍のような過酷な星団環境がダスト粒子のサイズ分布に影響を及ぼしていることを示唆している。また、background で V, R バンドのデータに大きなばらつきが見られるのは、cluster に固有な $q_{\text{intrinsic}}$ および $u_{\text{intrinsic}}$ の空間依存性が残存しているためと考えらる。したがって、前景成分の差分計算を行う際には、cluster におけるこうした空間変動を考慮に入れる必要がある。

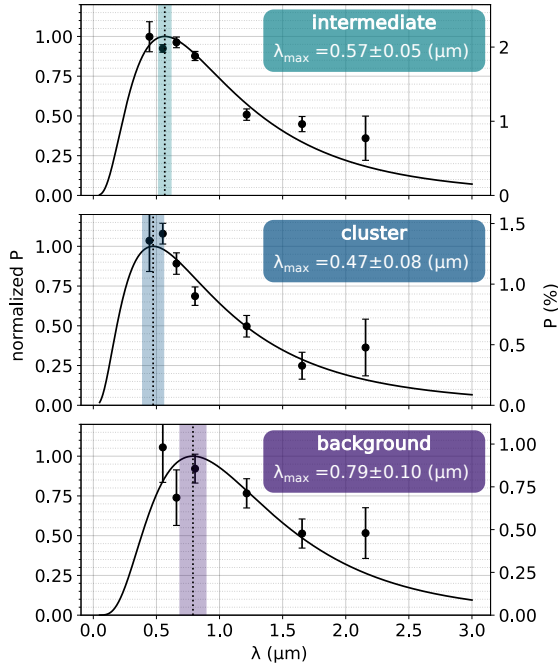


図 5: 距離範囲ごとの P の波長依存性。点線が λ_{max} の位置を、網掛け領域はその誤差範囲を示している。

4 Conclusion

本研究では、東広島天文台にある 1.5m かなた望遠鏡に搭載された可視赤外線同時カメラ HONIR を用いて、若い散開星団 NGC 6910 に対して可視/近赤外 7 バンドの直線偏光サーベイを行った。前景成分を差し引くことで、視線方向に重ね合わさる複数の星間雲それぞれについて固有の磁場構造および λ_{max} を抽出でき、星団環境が磁場構造やダストサイズに影響を及ぼしていることが示唆された。今後は、OB 型星や分子雲などの局所環境要因との関連性を検討する。また、観測領域を拡大して得られた星団周辺域のデータと本研究結果を比較し、本研究結果が星団固有の局所的現象によるものか否かを検証する。

Reference

- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Demleitner, M., & Andrae, R. 2021, *AJ*, 161, 147
- Doi, Y., Hasegawa, T., Bastien, P., et al. 2021, *ApJ*, 914, 122
- Doi, Y., Nakamura, K., Kawabata, K. S., et al. 2024, *ApJ*, 961, 13
- Gaia Collaboration, Vallenari, A., Brown, A. G. A., et al. 2023, *A&A*, 674, A1
- Kaur, H., Sharma, S., Dewangan, L. K., et al. 2020, *ApJ*, 896, 29
- Lazarian, A. 2007, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 106, 225
- Mandarakas, N., Tassis, K., & Skolidis, R. 2025, *A&A*, 698, A168
- Mathis, J. S. 1986, *ApJ*, 308, 281
- McLean, B. J., Greene, G. R., Lattanzi, M. G., & Pirenne, B. 2000, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 216, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IX*, ed. N. Manset, C. Veillet, & D. Crabtree, 145
- Panopoulou, G. V., Tassis, K., Skolidis, R., et al. 2019, *ApJ*, 872, 56
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2020, *A&A*, 641, A1
- Reipurth, B., & Schneider, N. 2008, in *Handbook of Star Forming Regions, Volume I*, ed. B. Reipurth, Vol. 4, 36
- Schneider, N., Bontemps, S., Simon, R., et al. 2006, *A&A*, 458, 855
- Serkowski, K., Mathewson, D. S., & Ford, V. L. 1975, *ApJ*, 196, 261
- Stein, W. 1966, *ApJ*, 144, 318
- Whittet, D. C. B. 1992, *Dust in the galactic environment*
- Whittet, D. C. B., Martin, P. G., Hough, J. H., et al. 1992, *ApJ*, 386, 562
- Wilking, B. A., Lebofsky, M. J., Martin, P. G., Rieke, G. H., & Kemp, J. C. 1980, *ApJ*, 235, 905
- Zeileis, A., Kleiber, C., Krämer, W., & Hornik, K. 2003, *Computational Statistics & Data Analysis*, 44, 109
- Zeileis, A., Leisch, F., Hornik, K., & Kleiber, C. 2002, *Journal of Statistical Software*, 7, 1

[index](#) へ戻る

HK-15

微惑星形成のためのダスト集積に対する磁場の影響

東北大学
鍋田 春樹

微惑星形成のためのダスト集積に対する磁場の影響

鍋田 春樹 (東北大学大学院 理学研究科)

共著者 富田 賢吾 (東北大学)

Abstract

標準的な惑星形成の過程では $\mu\text{ m}$ サイズの固体微粒子 (ダスト) が集積し、惑星の種である km サイズの小天体 (微惑星) が作られると考えられている。この過程の実現には様々な障壁があるが、その一つが微惑星形成過程におけるダスト落下問題であり、ダストは円盤ガスからの抵抗力により角運動量を失って中心星に落下してしまい、十分集積して微惑星を形成できないという問題がある。これまではダストが落下する前に赤道面へ沈殿したダストの層が濃集し、重力不安定で微惑星を作ることが提案されていたが、ダストの沈殿は原始惑星系円盤内の乱流により妨げられ、重力不安定を引き起こすには不十分だと指摘されている。この乱流の起源のひとつは、原始惑星系円盤内の磁場によって駆動される磁気回転不安定性であると考えられており、磁場は乱流を強化しダストの濃集を妨げる要因とされてきた。しかし近年の研究 (Xu & Bai 2022) では、ダストの運動と磁場を同時に解いた数値計算により、磁場由来の圧力構造によりダストが濃集され、ダスト集積を促進する可能性が示されている。このように、磁場がダストの集積に与える影響については依然として明確な結論が得られていない。本研究では、降着流によって作られた磁場構造を想定した初期条件でダストを含む局所的な磁気流体計算を行い、磁場とダストの空間分布の関係を調べた。その結果磁場がリコネクションを起こしてループ構造を作り、それにダストが閉じ込められて濃集する様子が確認された。本講演ではこの現象のメカニズムについて、3 次元的な構造や磁場の拡散を考慮した場合について議論する。

1 Introduction

1.1 微惑星形成

現在有力なコア集積モデルでは、惑星形成は次の過程で起こると考えられている。まず $\mu\text{ m}$ 以下の固体微粒子 (ダスト) が集積し数 km 程度的小天体 (微惑星) が作られる。次に微惑星の衝突合体により数千 km サイズの原始惑星が作られ、原始惑星の巨大衝突合体やガス降着を経て惑星が作られる。これらの過程には様々な未解決問題があるが、最初の微惑星形成過程にはダストが微惑星に成長する前にガスからの抵抗力で中心星に落下してしまうという問題がある (ダスト落下問題)。この問題を解決する案として落下するより早くダストが効率的に集積する過程が研究されている。

その過程のひとつとして提案されたのはダストが中心星に落下する前に赤道面へ沈殿したダストの層が重力不安定で集まり微惑星を形成するというシナリオである。しかし原始惑星系円盤の中では乱流が発達し、重力不安定を起こす前にダストが巻き上げられてしまい、重力不安定を起こすほど沈殿するの

は難しいと考えられている。しかし一方で、乱流自体がダストを集める機構も考えられている。いずれにしても乱流の影響はダストの集積に対して重要な役割を持つ。乱流の成因となる流体力学的不安定性はいくつか考えられ、円盤内の速度構造や温度構造に起因する垂直シア不安定性、ダストとガスの相対速度に起因するストリーミング不安定性、磁場に由来する磁気回転不安定性などが代表的である。

磁気回転不安定性は磁場の影響下にある差動回転する系で普遍的に生じるものであり、原始惑星系円盤でも生じると考えられる。したがって磁場はダストの集積を妨げると考えられていた。しかし Xu & Bai (2022) など近年の先行研究では磁気回転不安定により生じた乱流粘性により円盤内に圧力構造が生じ、それにダストが捕らわれることでダストの濃集が進むと主張している。このように磁場がダストの集積に寄与するかは未だに定の結論が得られていない。

本研究では磁場によるダスト集積への影響を調べるため、Athena++ (Stone & Tomida 2020) のダスト流体モジュール (Huang & Bai 2022) を用いて磁場とダストの空間分布の進化を調べた。

1.2 磁気流体のふるまい

磁気流体力学とは電離した流体と磁場が相互作用することを考慮した、流体の時間進化を記述する枠組みである。電離した流体は Alfvén の凍結定理より磁力線とともに動く。また、流体の電離が完全ではなく磁気拡散が存在する場合、凍結定理は成り立たず、磁力線と流体の動きにはずれが生じる。

また、反平行な磁力線がとなりあって存在していると磁力線がつなぎかわることがある。この現象は磁気リコネクションとよばれ、流体の動きに影響を与える。2 箇所でもリコネクションが起これば図 1 のように磁力線のループ構造が作られる。このループ構造をプラズモイドと呼ぶ。

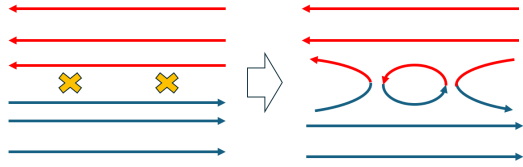


図 1: プラズモイド生成の様子。x 印でリコネクションが起こると右側のようにループ構造が生まれる。

2 Methods

本研究ではダスト流体と磁場とガスを同時に解くダスト入り MHD 計算を様々な強さの磁気拡散効果を入れて行い、結果を比較した。

2.1 基礎方程式

等温ガスの磁気流体力学の基礎方程式は

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B} + P_{\text{tot}} \mathbf{I}) = \rho \mathbf{g} + \rho_d \frac{\mathbf{v}_d - \mathbf{v}}{\tau_s} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \nabla \times (\eta_{\text{AD}} (\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) \times \hat{\mathbf{B}}) \quad (2)$$

$$P_{\text{tot}} = \rho c_s^2 + \frac{B^2}{2} \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

と記述される（連続の式は省略した）。(1) にはダストから受ける抵抗力と重力が源泉項として入っている。

(2) の右辺は両極性拡散による磁気拡散項であり、

$$\eta_{\text{AD}} = \text{Am}^{-1} \frac{B^2}{\rho \Omega}$$

(Ω は Kepler 角速度) のように Am (Elsässer 数) というパラメータで磁気拡散係数を決定する。Elsässer 数が大きいほど磁気拡散は弱くなる。

さらにダストは圧力なしの流体として扱う。運動方程式は以下である。

$$\frac{\partial \rho_d \mathbf{v}_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \mathbf{v}_d \mathbf{v}_d) = \rho_d \mathbf{g} - \rho_d \frac{\mathbf{v}_d - \mathbf{v}}{\tau_s} \quad (5)$$

(5) にはガスからの抵抗力と重力が源泉項として入っている。

2.2 計算領域の設定

計算は動径方向、縦方向を含む 2 次元シアリングボックスで行う。以後座標 x, y, z はそれぞれ動径方向、方位角方向、縦方向を表す。計算領域の情報は表 1 の通りである。AD2, AD10, AD100, AD1e3, AD1e4

表 1: 計算領域の設定 (H はスケールハイト)

座標	x	z
領域	$[-0.1H, 0.1H]$	$[-0.1H, 0.1H]$
セル数	1024	1024
内側境界条件	シア周期境界	アウトフロー境界
外側境界条件	シア周期境界	アウトフロー境界

はそれぞれ Elsässer 数が 2, 10, 100, 1000, 10000 のモデルを表す。

2.3 初期条件

赤道面に高さ $0.01H$ の厚みのダスト層（ダストとガスの質量比 1、ダストの Stokes 数 0.001）を置き、その上下に反平行な磁場を置いた。流体が回転しながら降着していった結果を模倣するため、この磁場は $B_y = -B_x$ を満たす向きにおいた。ただし $B_z = 0$ であり net flux は 0 である。磁場はダスト層の外でプラズマ $\beta = 100$ に相当する強度で設定した。ダスト層の内側では 0 とした。

3 Results

Elsässer 数が大きく磁気拡散が小さな計算 (AD1e4) では、反平行な磁場の間に挟まれたダスト層は、赤道面上の磁気リコネクションで生成されたプラズモイドに閉じ込められるように集められていることが分かった。このモデルを含む典型的な場合では、反平行な磁場とダストは時間が経つにつれて赤道面に向かって移動し、時刻 $7\Omega^{-1}$ 以降徐々にリコネクションを起こし、 $10\Omega^{-1}$ をすぎると大きなプラズモイドが確認できるようになる。AD100, AD1e3 でも同様の振る舞いが確認された。一方磁気拡散の大きな場合 (AD2, AD10)、 $10\Omega^{-1}$ でリコネクションによる磁場のループ構造が生じにくくダストのトラップも確認できなかった。その後 AD1e4 では磁気乱流が発達するが、AD10 ではストリーミング不安定性で特徴的な構造が見られた。図 2 はこれらの構造が顕著になった時点のスナップショットである。

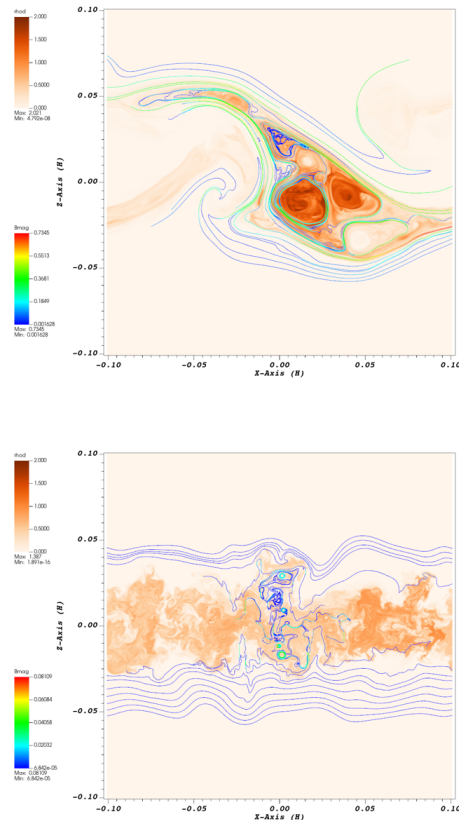


図 2: ダストの密度 (カラー) と磁力線 (実線) のプロット。上のパネルは AD1e4 の $t = 13\Omega^{-1}$ 。下のパネルは AD10 の時刻 $t = 30\Omega^{-1}$ 。

図 3 より、Elsässer 数が大きく磁気拡散が弱いほど、ダストの濃集は強く早い段階で起こることが分かる。ただし AD1e4 の場合の 1 つ目のダストの濃集のピークはリコネクションが起きる前であることに注意が必要である。

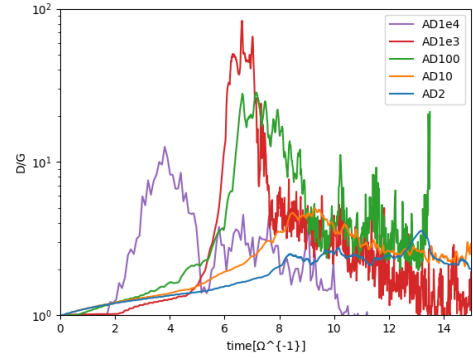


図 3: 各モデルにおける最大ダストガス質量比の時間変化。

図 4 より、AD100, AD1e3, AD1e4 のモデルにおいてプラズモイドができる $8\Omega^{-1}$ 以降の時間では乱流が強く、速度分散も大きくなる。

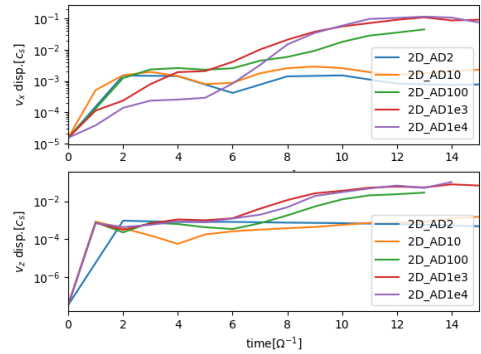


図 4: 各モデルにおける速度分散の時間変化。上下のパネルはそれぞれ x, z 成分の速度分散を表す。平均は領域全体でダスト密度で重みづけしてとった。

4 Discussion

4.1 トラップ現象の微惑星形成への寄与

この現象によりプラズモイドに捕らわれたダストはプラズモイド内で集積し、そこで微惑星へと成長

することが期待される。しかしプラズモイドが作られる計算ではその直後 ($\text{time} \gtrsim 15\Omega^{-1}$) に上下の境界条件の影響を受けるため、それ以降の進化を捉えられていない。磁気乱流の中でプラズモイドがどれほどの期間生存するか、プラズモイドは定常的に形成されるのか、それがダストの濃集に十分な期間かを確かめるためには、より大きな範囲を捉える計算が必要である。

4.2 トラップ現象の実現可能性

理想磁気流体の場合にはこの効果によりループ構造が作られ、それに巻き込まれたダストが濃集するふるまいが見られた。しかし両極性拡散などの磁気拡散が効果的な場合 (Elsässer 数 $\lesssim 10$)、リコネクションによるループ構造にダストがトラップされる様子は見られなかった。これは磁気拡散が強いと拡散に特徴的な長さが長く、プラズモイドも大きく生成される傾向にあるため (Sturrock 1994)、ダスト層の長さ程度の大きさのプラズモイドが生成されにくいからだと考えられる。現実の原始惑星系円盤の赤道面近傍では磁気拡散が効果的であるため、そこでのこの現象の実現は難しいと考えられる。

しかし円盤の内縁部は中心星からの輻射により電離度が高いと考えられる他、円盤外縁部では密度が低く宇宙線電離も効果的であり、そのような場所での磁場構造によっては磁気リコネクションによるダストのトラップ現象が起こる可能性がある。今後円盤内の現実的な磁気拡散係数を考慮したシミュレーションを行い、この現象の実現可能性を検証していく。

また、本研究では単一サイズのダストでしかトラップ現象を検証していないため、他のサイズのダストでも実現可能かどうかについても検証の余地がある。

4.3 初期条件の妥当性

本研究での初期条件はダスト層と磁場の向きが変わる電流層の位置が一致していたほか、ダスト層に磁場はなく磁気圧が釣り合っていない非物理的な初期条件だった。したがってどのモデルも電流の大きさとダスト密度の相関が強く、ダスト層でのリコネクションを起こしやすい条件だった。しかし現実の円盤では磁場の向きが変わる電流層とダスト層が相関しない可能性もある。より現実的な円盤でのリコネ

クションを議論するには円盤の大域的なシミュレーションの結果と整合的な電流層とダスト層の初期条件から計算するべきである。

5 Summery

磁場がダストの成長に及ぼす影響を調べるため、ダスト層近傍を想定した局所的な計算領域でダスト流体を含む磁気流体シミュレーションを行い、磁場の構造とダストの分布の関係を探った。その結果ダスト層を挟んで反平行な磁場が存在する場合において磁気リコネクションにより生じたプラズモイドにダストがトラップされる現象を発見した。磁気拡散の効果として両極性拡散を入れ、その強さを変えながらこのトラップ現象が実現するかを調べたところ、Elsässer 数 $\gtrsim 100$ の磁気拡散が弱い条件下でこの現象が起こることが分かった。これは現実的な原始惑星系円盤の赤道面付近では実現が難しい条件だが、円盤の内縁や外縁など拡散が比較的弱い部分では実現する可能性がある。今後の研究ではより現実的な条件を設定し、この現象の実現可能性やこの現象によるダストの集積が可能かどうかについて明らかにすることで、磁場がダスト集積にどのように影響するのかを引き続き調べる。

Acknowledgement

数値計算は国立天文台の CfCA 共同利用計算機システム HPE Cray XD2000、および京都大学基礎物理学研究所の計算機システム Yukawa-21 を利用して行った。またダスト流体モジュールは Pinghui Huang 氏、Xue-Ning Bai 教授より提供していただいた。ここに謝辞を述べる。

Reference

- Huang, P. & Bai, X.N., 2022, The Astrophysical Journal Supplement Series, Volume 262, Issue 1, id.11, 25 pp.
- Stone, J. & Tomida, K., 2020, The Astrophysical Journal Supplement Series, Volume 249, Issue 1, id.4
- Peter Andrew Sturrock, 1994, Cambridge University Press
- Xu, Z. & Bai, X.N., 2022, The Astrophysical Journal, Volume 924, Issue 1, id.3, 16 pp.

[—index へ戻る](#)

HK-16

T Tauri 型星の SST 及び JWST 中間赤外線スペクトル モデリング

東京大学
鮫島 直人

T Tauri 型星の SST 及び JWST 中間赤外線スペクトルモデリング

鯨島 直人 (東京大学大学院 理学系研究科)

宮田 隆志 (東京大学)、上塚 貴史 (東京大学)、相川 祐理 (東京大学)、本田 充彦 (岡山理科大学)

Abstract

T Tauri 型星の円盤の中間赤外線スペクトルは、数年のタイムスケールで変動している。これらのスペクトルに現れる結晶質を含むシリケートのフィーチャーは、それらの空間的な温度分布や結晶率分布を反映している。私たちは、Spitzer 宇宙望遠鏡 (SST) と James Webb 宇宙望遠鏡 (JWST) によって観測された 2 つの T Tauri 型星、Sz 96 と IP Tau のスペクトルモデリングを行った。その結果、両天体において、結晶質シリケートは非晶質シリケートよりも低い温度を示すことが分かった。この結果は SST データを用いた先行研究でも示唆されていたが、結晶質シリケートの特徴をより明確に識別することのできる JWST データを用いることで、より信頼性が高まった。また、SST と JWST のスペクトルの間には両天体で顕著な変光が見られた。Sz 96 は中間赤外線全体の範囲で暗くなったのに対し、IP Tau は $\leq 13 \mu\text{m}$ で暗くなり、それより長い波長範囲では明るくなった。これらの変光から、円盤内側領域のスケールハイトが変化したことが示唆される。

1 Introduction

T Tauri 型星とは、太陽質量程度の前主系列星であり、原始惑星系円盤を持つ。これらの円盤は、連続的に物質が存在する Full disk、ギャップ構造を持つ Pre-Transitional disk、及び中心星に近い内側領域に穴が開いた Transitional disk の三つに大まかに分類され、構造の違いは円盤進化と惑星形成に密接に関連している。また、これらの円盤構造は数年スケールでも変動していることが知られており、この変動をプローブする中間赤外線スペクトルの変光は Spitzer 宇宙望遠鏡 (SST) の観測データを用いて研究されてきた (Espaillat et al. 2011)。

また、惑星形成においてはシリケートダストが重要な役割を果たす。T Tauri 型星の円盤にはシリケートダストが存在することが知られており、中間赤外線スペクトルでは $10 \mu\text{m}$ 周辺の非晶質シリケートダストのフィーチャーに加え、結晶質シリケートのフィーチャーも観測されている。星間空間ではほとんどのシリケートが非晶質状態であるため、円盤内では中心星からの放射によるアニーリングでダストの結晶化が起きていると考えられている。一方で、このようなアニーリングが起らないような低温領域でも結晶質が存在する例がいくつか報告されており、

結晶質ダストの円盤外側への輸送プロセスの存在が提唱されている。しかし、これらが実際の結晶質ダストの分布を捉えているのか、または $10 \mu\text{m}$ 周辺の強い非晶質シリケートのフィーチャーに結晶質フィーチャーが埋もれてしまう「コントラスト」問題のせいで結晶質ダストが低温に見えている (Olofsson et al. 2010) のかは、いまだに議論の決着がついていない。そのため、従来の SST データより高い S/N 比とスペクトル分解能により、結晶質フィーチャーのより明確な識別を可能にする James Webb 宇宙望遠鏡 (JWST) の分光データによる検証が求められる。

本研究では、SST と JWST の両方で観測された円盤構造の異なる 2 つの T Tauri 型星のスペクトルモデリングを行い、温度、ダスト組成、及び円盤構造のダイナミクスを明らかにした。

2 Observations and Data

本研究の対象天体は、それぞれ Lupus および Taurus 星形成領域に存在する T Tauri 型星、Sz 96 と IP Tau である。これらの中心星は、それぞれスペクトル型が K1、M7 で質量が $0.5 M_{\odot}$ 程度と似た性質を持つが、周囲の円盤は異なる構造を持ち、Sz 96 が Full disk、IP Tau が Pre-Transitional disk

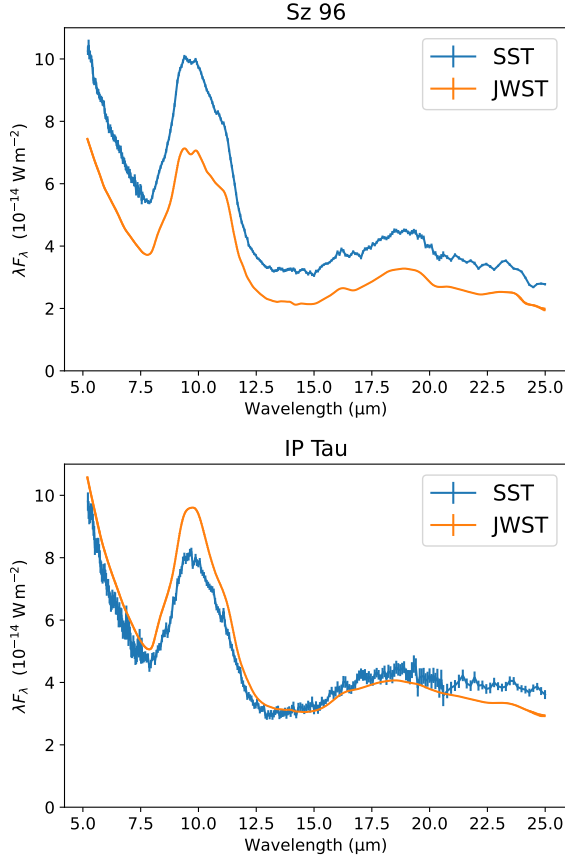


図 1: Sz 96 (上) 及び IP Tau (下) の SST 観測 と JWST 観測で得られたスペクトル。JWST データは水分子の輝線が取り除かれている。

に分類されている。これらの SST 観測及び JWST 観測について表 1 にまとめた。また、標準的なデータ処理を行い得られたスペクトルを図 1 に示した。

表 1: Sz 96 及び IP Tau の SST 観測 と JWST 観測

	JWST	SST
Instrument & Mode	MIRI Medium Resolution Spectroscopy	IRS LL and SL
Spatial resolution	0.2"-1.0 "	1.5"-12"
Spectral range	4.9-27.9 μm	5.1-39.9 μm
Spectral resolution	1500-3500	60-120
Obs. date Sz 96	2024/07/28	2006/03/15
Obs. date IP Tau	2024/07/28	2008/10/08

3 Fitting

Jang et al. (2024) をもとに、以下に説明する温度とダスト組成をパラメータに持つスペクトルモ

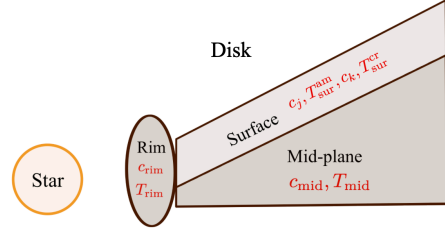


図 2: モデルの概略図

デルを用いて、観測データへのフィッティングを行った。図 2 がモデルの概略図となり、モデルスペクトルは光学的に厚い Star、Rim、Mid-plane の放射と、光学的に薄い Surface の放射から成り、以下のように記述される。

$$F_{\text{model}} = F_{\text{star}} + F_{\text{rim}} + F_{\text{mid}} + F_{\text{sur}} \quad (1)$$

Star からの放射 F_{star} は

$$F_{\text{star}} = \frac{\pi R^2}{d^2} B(T_{\text{star}}), \quad (2)$$

と記述される。 $d, R, B(T), T_{\text{star}}$ はそれぞれ、天体の距離、星の半径、温度 T の Planck 関数及び星の温度を表し、先行研究で得られた値に固定する。Rim、Mid-plane からの放射 $F_{\text{rim}}, F_{\text{mid}}$ は

$$F_{\text{rim}} = c_{\text{rim}} B(T_{\text{rim}}), \quad (3)$$

$$F_{\text{mid}} = c_{\text{mid}} B(T_{\text{mid}}), \quad (4)$$

と記述される。ここで $c_{\text{rim}}, c_{\text{mid}}$ はそれぞれの成分の観測者から見た立体角、 $T_{\text{rim}}, T_{\text{mid}}$ はそれぞれの成分の温度である。最後に Surface からの放射 F_{sur} は、温度 $T_{\text{sur}}^{\text{am}}$ の非晶質ダスト及び温度 $T_{\text{sur}}^{\text{cr}}$ の結晶質ダストの放射により、

$$F_{\text{sur}} = \sum_j c_j \kappa_j B(T_{\text{sur}}^{\text{am}}) + \sum_k c_k \kappa_k B(T_{\text{sur}}^{\text{cr}}), \quad (5)$$

と記述される。ここで j, k はそれぞれモデルに含めた非晶質および結晶質ダストの種類を表し、 c_j, c_k は円盤表面に存在するダストの質量、 κ_j, κ_k はダストの質量吸収係数を表す。モデルに含めたダストは、非晶質および結晶質のフォルステライトとエンスタタイト、そして非晶質のシリカの 5 種類である。それぞれのダスト種について 0.1、1、2、3、4、5 μm のサイズを用意した。フィッティングは Markov Chain Monte Carlo (MCMC) 法と Non-Negative Least Square (NNLS) 法を組み合わせた手法で行った。

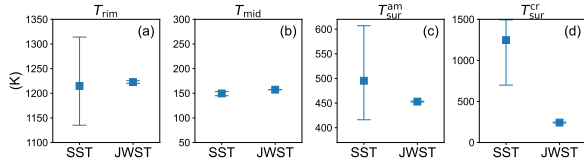
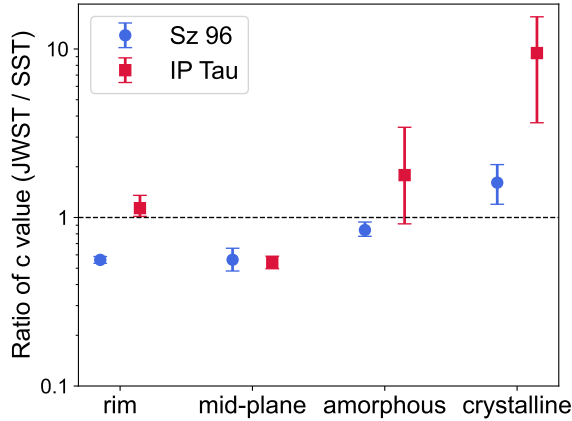


図 6: IP Tau の各成分の温度変化。構成は図 5 と同じ。

図 7: Sz 96 (青丸) および IP Tau (赤四角) の c の変化率 (JWST/SST)。誤差棒は 95%信用区間を示す。

クトル変動は、円盤内側領域の高さの変化で定性的に説明できる。これは Espaillat et al. (2011) による Pre-Transitional disk の変光モデルを参考にし、結晶質ダストが円盤外側低温領域に存在するという我々の結果を踏まえている。

Full disk を持つ Sz 96 では、非晶質ダストの質量や Rim、Mid-plane の放射面積が減少し、結晶質ダストの質量が増加した。これは、Rim を含む円盤内側領域の高さが全体的に低下することで、Mid-plane 及び非晶質ダストが中心星から受けるエネルギーが減少し、代わりに外側の結晶質ダストがより多くの中心星からの放射を受けるようになるためと解釈される (図 8)。

IP Tau は Pre-Transitional disk を持ち、Rim の放射面積が増加、Mid-plane の放射面積が減少し、非晶質ダストの質量が有意には変化しなかった。これは、Rim を含む内側円盤のスケールハイトが増加したことで、内側円盤が外側円盤へかける影の面積が大きくなったためと考えられる (図 9)。

ただし、この説明は定性的な一つの仮説にとどまり、正確な円盤のダイナミクスを捉えるには、SED と矛盾しない円盤構造を考慮したモデルによる評価が必要である。

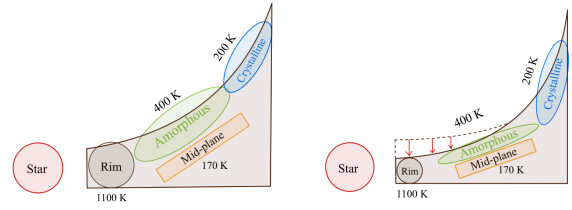


図 8: Sz 96 の SST 観測 (左) から JWST 観測 (右) にかけての円盤構造の変化

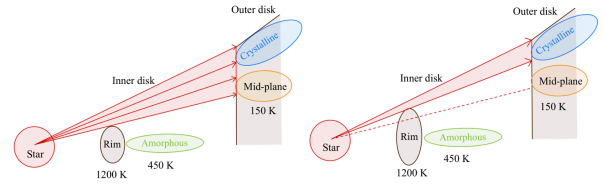


図 9: IP Tau の SST 観測 (左) から JWST 観測 (右) にかけての円盤構造の変化

6 Conclusions

本研究では、円盤構造の異なる二つの T Tauri 型星 Sz 96 と IP Tau の SST および JWST の中間赤外線スペクトルを解析し、約 20 年に渡る変光から推定される温度とダスト組成、及び円盤構造のダイナミクスを明らかにした。その結果、両天体の変光がともに円盤内側領域の高さの変化で説明され、変光タイプの違いは円盤構造に起因することが示唆された。また、結晶質シリケートは常に非晶質シリケートよりも低温で存在していることが、従来の SST データより質の良い JWST データで確認された。そのメカニズムについて、今後はその定量的な検証が求められる。

References

- Jang, H., Waters, R., Kaeufer, T., et al. 2024, A&A, 691, A148
- Espaillat, C., Furlan, E., D'Alessio, P., et al. 2011, ApJ, 728, 49
- Olofsson, J., Augereau, J.-C., van Dishoeck, E. F., et al. 2010, A&A, 520, A39

[index へ戻る](#)

HK-17

ALMA による超新星残骸 W44 超高速度成分 Bullet の観測的研究

慶應義塾大学
蒔田 桃子

ALMA による超新星残骸 W44 超高速度成分 Bullet の観測的研究

蒔田 桃子 (慶應義塾大学大学院 理工学研究科)

岡 朋治、辻本 志保、小谷 竜也 (慶應義塾大学)

Abstract

超新星残骸 W44 は、太陽系から約 3 kpc の距離にある II 型超新星爆発の残骸であり、質量約 $3 \times 10^5 M_{\odot}$ の巨大分子雲と相互作用している。我々は、ミリ波サブミリ波帯分子スペクトル線観測に基づきこの W44 分子雲の研究を行ってきた。その過程において、空間的に局在した極めて速度幅の広い超高速度成分 (Bullet) を発見した。この Bullet は $0.5 \text{ pc} \times 0.8 \text{ pc}$ 程度の大きさで、 120 km s^{-1} 程度の極めて広い速度幅を有する。この Bullet が持つ Y 字状の空間-速度構造から、高密度分子層への点状重力源の高速突入過程が起源として提案された (Yamada et al. 2017)。そして想定される位置に対応天体が検出されていないことから、この点状重力源の候補として $30 M_{\odot}$ 程度の孤立ブラックホールが有力視されている。今回我々は、ALMA Cycle 4 で取得された Bullet の CO $J=3-2$ 回転遷移スペクトル線データを再解析し、その詳細な空間速度構造を精査した。入念な像合成を行った結果、合成ビームサイズ $1.55'' \times 1.22''$ ($0.0225 \text{ pc} \times 0.0178 \text{ pc}$) のイメージを得た。このデータから、Y 字構造の根元に南北方向に伸びる二本の細長いフィラメント状構造を発見した。これらのフィラメント構造は 30 km s^{-1} 程度の速度幅を持ち、超新星衝撃波によって生じた高密度層と解釈される。これらと Y 字構造は滑らかに連結しており、上記突入シナリオの妥当性が確認される。一方で、Bullet 周辺には、さらにコンパクトな V 字状空間速度構造 (Petit-Bullets) が 8 つ発見された。これらは同様の過程で形成された可能性があり、突入天体が単一の点状重力源ではないことが示唆される。

1 Introduction

超新星残骸 W44 は、銀河座標 $(l, b) = (34^{\circ}7, -0^{\circ}4)$ に位置する電波天体である。W44 は太陽系から約 3 kpc の距離にあり (Caswell et al. 1975)、大きさは $20 \text{ pc} \times 30 \text{ pc}$ 程度、年齢は $(0.65-2.5) \times 10^4$ 年と見積もられている (Smith et al. 1985; Harrus et al. 1997)。W44 の周波数 324 MHz における強度分布は図 1(a) のようになり、その概形は楕円形に近いことがわかる (Castelletti et al. 2007)。W44 は、質量約 $3 \times 10^5 M_{\odot}$ の巨大分子雲 (GMC) と相互作用しており、両者の相互作用の証拠として、スペクトル中に広い速度幅 ($\Delta V \geq 25 \text{ km s}^{-1}$) を持つ wing 成分の存在が報告されている (Seta et al. 2004)。この wing 成分は、W44 の電波シェル全体にわたって空間的に拡散しており、膨張速度 $V_{\text{exp}} = 14.3 \text{ km s}^{-1}$ による明確な膨張運動を示している (Sashida et al. 2013)。

この膨張シェルの運動学的な調査の過程で、 $(l, b) = (34^{\circ}725, -0^{\circ}472)$ の位置において、従来の wing 成分よりもさらに広い速度幅を持つ“超高速度 wing”

成分が発見された (Sashida et al. 2013)。この構造は 100 km s^{-1} を超える速度幅を持ち、W44 に付随する分子雲 ($V_{\text{LSR}} \approx 40 \text{ km s}^{-1}$) から派生しているが、負の速度側にのみ広がっている。この成分は位置-速度図上で弾丸のような形状を持つことから“Bullet”と名付けられた。Bullet はその後、Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE)、野辺山 45 m 望遠鏡、および Mopra 望遠鏡による追観測で確認された (Yamada et al. 2017)。これらの観測により、CO $J=1-0$ 、CO $J=3-2$ 、CO $J=4-3$ および HCO⁺ $J=1-0$ 輝線において Bullet の特徴的な空間-速度構造が明らかとなった (図 1(b)-(d))。Bullet は空間的に非常にコンパクト (約 0.5 pc) であり、位置-速度図上では特徴的な“Y”字状構造を示す。この構造の運動エネルギーは約 10^{48} erg に達しており、W44 を形成した超新星爆発が周囲の分子雲に与えたエネルギー (約 10^{50} erg ; Sashida et al. 2013) のうち、Bullet の領域に伝わるエネルギーを 1.5 桁ほど上回る。

これらの特徴から、Bullet の起源は「突入モデル」によって説明されている (図 1(e); Yamada et al.

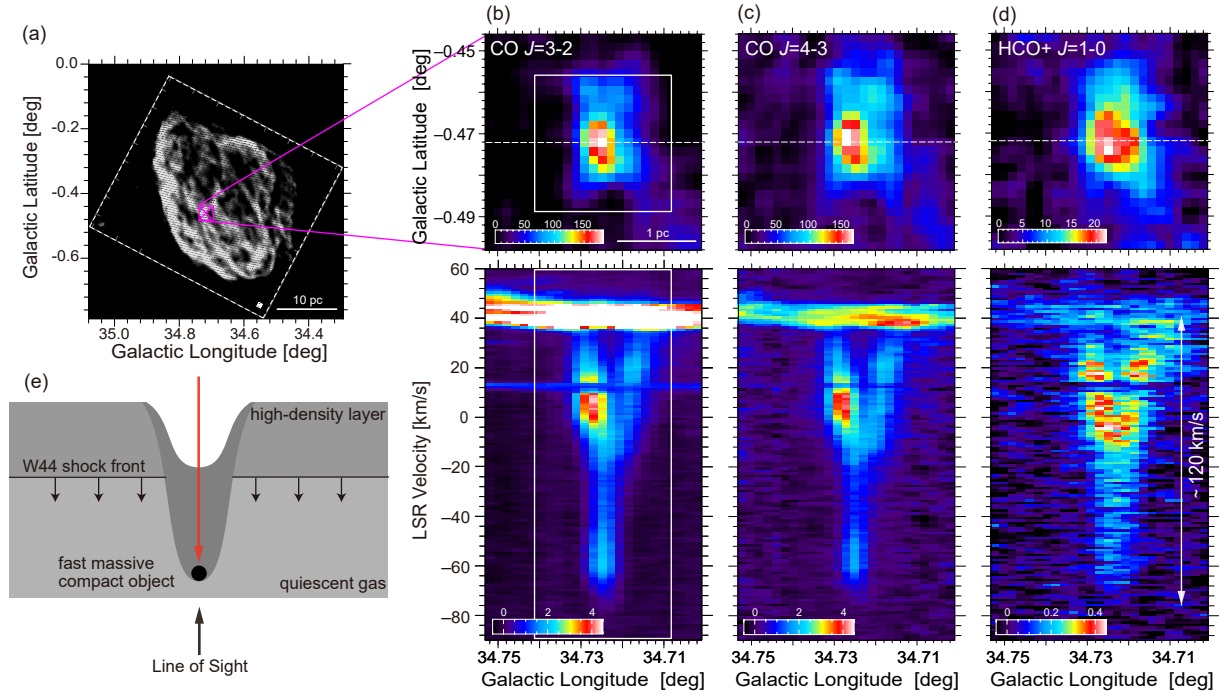


図 1: (a) Karl G. Jansky Very Large Array で取得された W44 の 324 MHz 電波連続波の強度分布 (Castelletti et al. 2007)。マゼンタの十字は Bullet が発見された位置を示す。(b)–(d) はそれぞれ CO $J=3-2$ 、CO $J=4-3$ 、および HCO $^+$ $J=1-0$ 輝線の $V_{\text{LSR}} = -79 \sim +34 \text{ km s}^{-1}$ における積分強度図 (上) と銀緯 $b = -0^\circ.472$ における銀経–速度図 (下) (Yamada et al. 2017)。(e) 「突入モデル」に基づいた Bullet の形成シナリオの模式図。赤い矢印は突入天体の進行方向を示す。

2017)。このモデルでは、大質量の点状重力源が W44 の衝撃波によって生じた高密度層に向かって高速で突入することを仮定する。運動エネルギーと光度に基づく制約から、この突入天体の質量は $30 M_\odot$ 以上である必要があるとされる。Bullet の領域で対応天体が見られないことから、突入天体は孤立したブラックホールである可能性が示唆されている。さらに、磁気流体力学 (MHD) シミュレーションにより、この突入モデルは Bullet の空間スケール、莫大な運動エネルギー、そして位置-速度空間における Y 字状構造を良く再現できることが示された (Nomura et al. 2018)。

2 Observations and Analysis

本研究では、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) の Cycle 4 で取得された Bullet 領域における CO $J=3-2$ 輝線の観測データ (Project code: 2016.1.01548.S, PI:

Masaya Yamada) を使用した。観測には、12 基の 7m アンテナ、43 基の 12m アンテナ、ならびに 4 基の Total Power (TP) アンテナが用いられた。観測範囲は、Bullet の座標 $(l, b) = (34^\circ.725, -0^\circ.472)$ を中心とした $0'.032 \times 0'.033$ である。

データ解析には、Common Astronomy Software Applications (CASA) パッケージを用いた。CASA のバージョンは、データ較正には ver. 4.7.2、イメージングでは ver. 5.7.0 を使用した。解析手順として、まず uvcontsub タスクにより連続波成分を減算し、輝線成分を抽出した。次に、tclean タスクを用いて干渉計データからイメージを作成した。その後、Faridani et al. (2018) で提案された結合手法をもとに公開されているオープンソースコードを用いて、干渉計イメージと TP イメージを合成することで最終的なデータキューブを作成した。この最終キューブの合成ビームサイズは $1''.55 \times 1''.22$ ($0.0225 \text{ pc} \times 0.0178 \text{ pc}$)、位置角は -48° 、速度チャネル幅は $\Delta V = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ であった。

3 Results

ALMA による観測データの詳細な解析により、本研究でも Bullet の位置-速度平面における Y 字状構造（以下、“Bullet Main”）が確認された（図 2(g)）。Bullet Main は左右非対称であり、負の高速度端に約 0.4 pc の広がりを持つことがわかる。得られたサイズパラメータ S 、分子ガスの LTE 質量 M_{gas} 、運動エネルギー E_{kin} は表 1 に示す。

さらに、Bullet Main の周辺では、よりコンパクトで広い速度幅を持つ 8 つの “V” 字状構造が新たに発見された（図 2(a)–(f)）。それぞれの空間サイズは 0.1–0.3 pc、速度幅は $72\text{--}162\text{ km s}^{-1}$ に及ぶ。これらの構造は、Bullet Main と同様に W44 分子雲の負の速度側のみに存在し、各々が点状重力源の突入過程で形成された可能性があることから、新たに “Petit-Bullets” と呼称する。それぞれ、銀河面からの高さに基づいて PB1 から PB8 の番号を付した。

表 1: Bullet Main の物理量	
物理量	値
サイズ S	$0.388^{+0.087}_{-0.060}\text{ pc}$
質量 M_{gas}	$7.59 \pm 1.64 M_{\odot}$
運動エネルギー E_{kin}	$10^{47.2 \pm 0.5}\text{ erg}$

4 Discussion

本章では、Bullet および Petit-Bullets の観測的特徴に基づき、それらを形成した突入天体の性質について考察する。

まず、Bullet の位置に対応する明るい天体が観測されていないことから、突入天体は光度の高い大質量星ではないと考えられる。さらに、これらの構造はいずれも W44 分子雲の速度 ($V_{\text{LSR}} \approx 40\text{ km s}^{-1}$) に対して負方向に大きく逸脱した速度を有しており、銀河円盤の回転とは逆方向に高速で運動している。このことは、突入天体が銀河系のハローに属する天体であることを強く示唆している。加えて、Bullet Main および 8 つの Petit-Bullets は 1 pc 程度のコンパクトな領域に集中的に分布しており、これらが単一の突入天体によって形成されたとする Yamada et al. (2017) のモデルとは整合しない。この事実は、突入天体が複数の点状天体からなる集合体である可

能性を示している。特に、Bullet Main を形成した突入天体は、運動量保存則を満たすために少なくとも $3.8 M_{\odot}$ 以上の質量を持つ必要があり、この下限質量は中性子星の理論的な質量上限である Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) 限界を上回る。このことは、突入天体が非活性な孤立ブラックホールであるという解釈を支持する。

また、Bullet Main および Petit-Bullets の多くは、位置-速度図上において左右非対称な構造を示している。これは、突入天体が分子雲に対して斜め方向から突入した可能性を示唆している。この非対称性を定量的に評価するため、各構造の速度チャンネルごとの強度分布に対して楕円フィッティングを行い、空間的な広がりおよび中心位置の変化を解析した。その結果、固有速度の平均は南東方向に約 1 km s^{-1} 、分散は約 16 km s^{-1} と評価された。また、Y 字および V 字の先端速度から評価した視線速度の平均は約 -64 km s^{-1} 、分散は約 27 km s^{-1} であった。このように Bullet Main および Petit-Bullets の突入天体は、大局的に同じ方向へ移動しているものの、ランダムな速度成分を含んでいると考えられ、球状星団のように自己重力で束縛された系を構成していることが示唆される。この仮定のもと、これらの速度分散と、Bullet+Petit-Bullets の空間的な広がりから評価される Virial 質量は $2.0 \times 10^5 M_{\odot}$ であり、これは典型的な球状星団の質量範囲に整合している。

5 Conclusion

本研究では、超新星残骸 W44 に付随する超高速度分子雲 Bullet について、ALMA による CO $J=3-2$ 輝線データを解析した。この解析により、空間分解能 $1''.55 \times 1''.22$ ($0.0225\text{ pc} \times 0.0178\text{ pc}$)、速度チャンネル幅 $\Delta V = 0.5\text{ km s}^{-1}$ で、Bullet の詳細な空間-速度構造を描出することに成功した。

得られたイメージの精査により、Bullet の大局的な Y 字状構造 (Bullet Main) が明瞭に検出された。さらに、Bullet Main の周辺には、8 つの極めてコンパクトかつ広速度幅を持つ成分 (Petit-Bullets) を新たに検出した。Petit-Bullets は、位置速度図上で “V” 字状構造を呈し、これらも Bullet Main 同様に点状重力源の突入で形成されたものと推測される。このことは、突入天体が単独の点状重力源ではなく、複

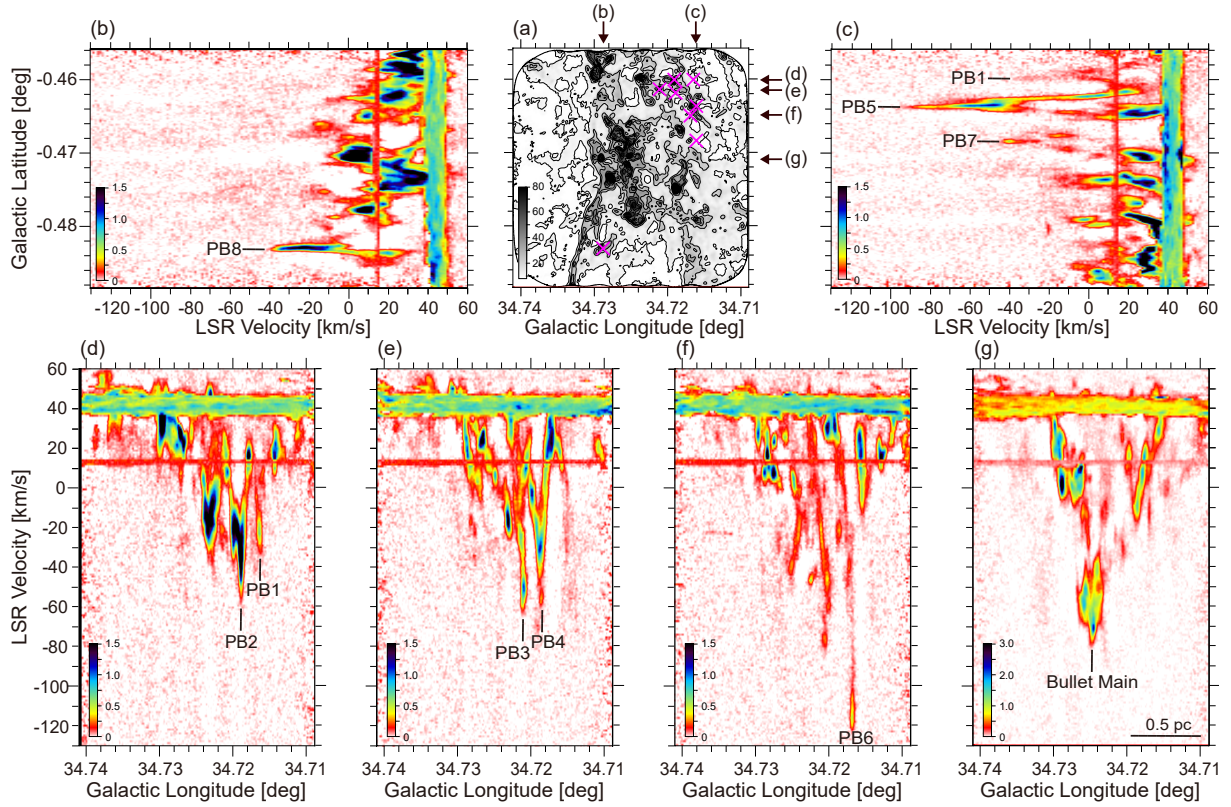


図 2: (a) 本研究で得られた CO $J=3-2$ 輝線の積分強度図。積分範囲は、 $V_{\text{LSR}} = -130 \sim 60 \text{ km s}^{-1}$ 。図の外側にある黒い矢印は、(b)–(g) の位置速度図を描画した銀経・銀緯を表す。マゼンタの十字は Petit-Bullets の位置を表している。(b) $l = 34^\circ 71' 61$ 、(c) $l = 34^\circ 72' 88$ における銀緯-速度図。(d) $b = -0^\circ 46' 01$ 、(e) $b = -0^\circ 46' 15$ 、(f) $b = -0^\circ 46' 50$ 、および (g) $b = -0^\circ 47' 10$ における銀経-速度図。

数の点状重力源から成る集団である可能性を強く示唆する。突入天体は、銀河円盤の回転に対して逆行する運動を持ち、 $\Delta V = 72\text{--}162 \text{ km s}^{-1}$ という高速度で移動していることから、銀河系ハローに属する天体である可能性が高い。特に、Bullet Main の運動量評価からは、その形成に関与した突入天体が孤立ブラックホールである可能性が示唆された。

[5] Nomura et al., 2018, ApJ, **859**(1), 29.

[6] Sashida et al., 2013, ApJ, **774**(1), 10.

[7] Seta et al., 2004, AJ, **127**(2), 1098.

[8] Smith et al., 1985, MNRAS, **217**(1), 99–104.

[9] Yamada et al., 2017, ApJL, **834**(1), L3.

Reference

[1] Castelletti et al., 2007, A&A, **471**(2), 537–549.

[2] Caswell et al., 1975, A&A, **45**, 239–258.

[3] Faridani et al., 2018, Astron. Nachr., **339**(1), 87–100.

[4] Harrus et al., 1997, ApJ, **488**(2), 781.

[—index へ戻る](#)

HK-18

XRISM 衛星を用いた超新星残骸 G349.7+0.2 の精密 X 線分光観測

京都大学
内田 敦也

XRISM 衛星を用いた超新星残骸 G349.7+0.2 の精密 X 線分光観測

内田 敦也 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

G349.7+0.2 は系内にある超新星残骸である。この天体の元素組成比は重力崩壊型超新星によく似たパターンを持つ一方で既存の重力崩壊型モデルで予想されるよりも高い Ni/Fe 比 ($\sim 5\text{--}11$) が報告されている。それを説明する爆発機構の一つとして電子捕獲型超新星が挙げられる。電子捕獲型超新星は理論上存在するが、確たる証拠は見つかっていない。一方で、Ni 輝線は Fe 輝線と混在しているため、真の Ni/Fe 比を測るためには高いエネルギー分解能が必要である。今回我々は ≤ 5 eV の高エネルギー分解能を持つ X 線天文衛星 XRISM を用いて G349.7+0.2 を観測した。解析の結果 1σ エラーの範囲で、 $\text{Ni/Fe} \sim 22^{+7}_{-6}(\text{solar})$ と見直した上で、この値が重力崩壊型超新星モデルで説明される値よりも有意に大きく特別な機構が必要であることが確かめられた。また、Ni/Fe の空間分布から、高い Ni/Fe 比は局所的なものではなく、大局的な傾向であることもわかった。

1 イントロダクション

$8M_{\odot}$ を超える質量の星は恒星進化の最後に超新星爆発を起こす。爆発とともに宇宙空間に放出された物質は数万年の間、星雲状の天体として存在する。これを超新星残骸と呼ぶ。超新星残骸は、星の外層が超音速で飛び出した ejecta と爆発の衝撃波が周囲の星間物質を掃き溜めてできる shell の 2 成分プラズマから成る。超新星残骸の元素組成を調べることは爆発前の星の組成や爆発機構についての理解する手掛かりとなる。

すざく衛星を用いた X 線観測による先行研究では超新星残骸 G349.7+0.2 には Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni の輝線が見られている。これらの元素組成比は概ね $35\text{--}40 M_{\odot}$ 重力崩壊型超新星とよく似た組成を示している一方で、高い Ni/Fe 比 ($\sim 5\text{--}11$) も報告されている (Woosley & Weaver 1995, Yasumi et al. 2014)。この様な高い Ni/Fe 比を示す爆発機構の候補として電子捕獲型超新星が挙げられる。電子捕獲型超新星は $8\text{--}10M_{\odot}$ の星で起こるとされていて、核燃焼により O, Ne, Mg コアまで形成した後、Si 燃焼に進むことなく、コアで電子捕獲反応が起きて重力崩壊する電子捕獲型超新星となることが示唆されている (Nomoto 1984)。電子捕獲型超新星は電子捕獲反応によって中性子が多く生成されるため、Ni などの Fe よりも重たい元素が生成されると考えられている (Wanajo et al. 2009)。電子捕獲型超新星の候補とし

て他に、かに星雲などが挙げられるが確たる証拠は未だ見つかっていない。

Ni/Fe 比が高くなる候補としては他に、非対称爆発の低質量星の重力崩壊型超新星も考えられる。爆発が非対称であると、深部にある中性子を多く含む Si 殻が外に放出されることで Ni の合成量が多くなることがある (Nagataki et al. 1997, Temim et al. 2024, Woosley & Weaver 1995)。

過去のすざく衛星による観測では高い Ni/Fe 比が報告されていたが、Ni He α 輝線 (7.8 keV) の近くには Fe He β 輝線 (7.9 keV) も存在し、すざく衛星のエネルギー分解能 (~ 130 eV) では、これらの輝線を分離することは困難であった。よって、真に高い Ni アバundanceを持つことを確かめるためには、より高いエネルギー分解能を持つ検出器での観測が必要である。そこで、今回我々は ≤ 5 eV の高いエネルギー分解能を持つ X 線天文衛星 XRISM を用いて G349.7+0.2 を観測した。それに加えて、先行研究よりもアップデートされた星間吸収モデル tbabs (Wilms et al. 2000) と atomic code (AtomDB 3.1.2) を用いて解析を行うことで、G349.7+0.2 の Ni/Fe 比を評価し直す。

2 観測装置

XRISM は 2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた最新の X 線天文衛星である。二つの検出器が搭載され

ており、一つ目は軟 X 線分光装置 resolve である。Resolve は 1 ピクセルが $30'' \times 30''$ の 36 個のマイクロカロリメータシステムからなる。視野は $3.1' \times 3.1'$ でエネルギー範囲は 1.7–12 keV での観測が可能である。Resolve 最大の利点は高いエネルギー分解能 ($\Delta E \leq 5$ eV) にある。これは従来よりも詳細な輝線構造を見ることを可能にする。もう一つは CCD カメラを用いた軟 X 線撮像装置 Xtend である。Xtend は $38.5' \times 38.5'$ という広い視野と高いバックグラウンド除去性能を持つ。我々はこれらの検出器を用いて、G349.7+0.2 を 173 ks 観測した。G349.7+0.2 は直径 $\sim 2.5'$ なので、Resolve と Xtend 両方でこの超新星残骸の全景を捉えることができた (図 1)。

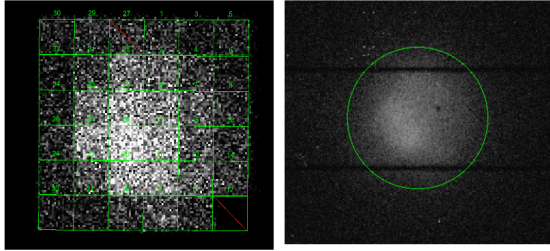


図 1: G349.7+0.2 のイメージ。左は Resolve(1.7–12 keV)。緑の枠線は 36 個のピクセルを表している。この内ピクセル 12 はキャリブレーション用、ピクセル 27 はゲイン異常が報告されているため使用しない。右は Xtend(0.4–13 keV) から作成したもの。緑で囲った範囲はスペクトル作成に用いた領域。

3 スペクトルの作成

図 1 に示す領域を用いてスペクトルを作成した。Resolve は 34 個のピクセル、Xtend は円でソース領域を選択している。ただし、Resolve の全 36 個のピクセルの内、ピクセル 12 はキャリブレーション用、ピクセル 27 はゲイン異常が報告されているためそれらを除いた 34 個のピクセルを使用している。また、図 1 から見て取れるように、Resolve の視野内では十分な面積のバックグラウンド領域を選択することができない。そこで、Xtend を用いてバックグラウンドのモデルを作成し、ソースのモデルに組み込むことにした。一方で Xtend については視野内からバックグラウンド領域を選択可能であるため、ソースからバックグラウンドスペクトルを差し引きしたスペクトルを作成した。作成したスペクトルは図 2

に示した。XRISM 衛星とすざく衛星のスペクトルを比較すると XRISM ではより詳細な輝線構造を捉えていることがわかる。

4 スペクトルフィッティング

本解析のスペクトルでは、Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, Ni の輝線が確認できるだけでなく、それぞれの元素には複数の輝線が見られており、これは共鳴線だけでなく禁制線や衛星線が見えているためである。He 様イオンの輝線だけでなく、より低電離な輝線まで分光できているため、複数の電離成分を考慮する必要がある。プラズマが熱平衡に至るまでにかかる時間をイオン化時定数 τ といい以下の式で表される。

$$\tau = n_e \times t \quad (1)$$

n_e : 電子数密度 t : イオン化の経過時間

このイオン化時定数の勾配と各元素のアバundanceを個別に評価するために ejecta のプラズマ成分には bvvpshock モデルを用いた。また、星間吸収には Wilms et al. (2000) の元素存在度と吸収断面積に基づく tbabs モデル、shell に対応するプラズマには平衡プラズマモデル vapec を用いる。フィットにはこれらを用いた

$$MODEL = tbabs \times (vapec + bvvrnei) \quad (2)$$

を使用する。統計を良くするために今回は Xtend のスペクトルと Resolve のスペクトルを一つのモデルで同時にフィッティングした。そのスペクトルを図 3 に示した。今回のフィットでは c-stat/d.o.f ~ 0.95 であった。フィッティングパラメータを表 1 に示した。エラーは全て 1 σ である。特に Mg, Si, Fe, Ni のアバundanceは太陽組成のおよそ 2 倍あるいはそれ以上高い値が確認できる。Ni については特に高いアバundanceが得られている。このフィッティングから Ni/Fe $\sim 22^{+7}_{-6}(\text{solar})$ と求められた。

5 考察

フィッティングの結果、非常に高い Ni/Fe 比が得られた。まずは、Ni/Fe 比の観点から本天体の起源を考察する。今回比較するモデルとして、Sukhbold et

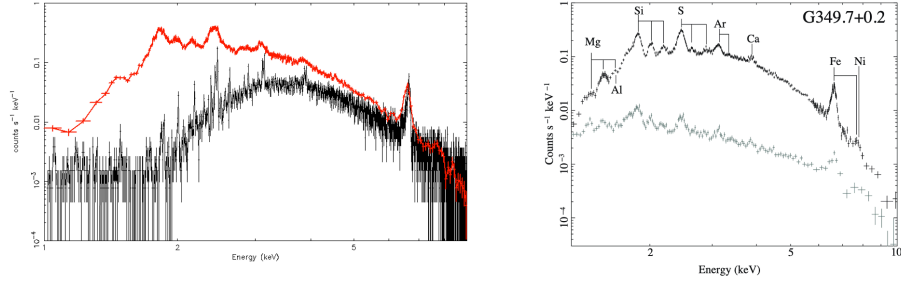


図 2: 左は XRISM 衛星で撮った G349.7+0.2 のスペクトル。赤は Xtend、黒は Resolve のデータを示している。右は、Yasumi et al. (2014) で用いられていたさざく衛星で観測した G349.7+0.2 のスペクトル。両者を比較すると Resolve のスペクトルは先行研究に比べてより詳細な輝線構造まで確認できることがわかる。

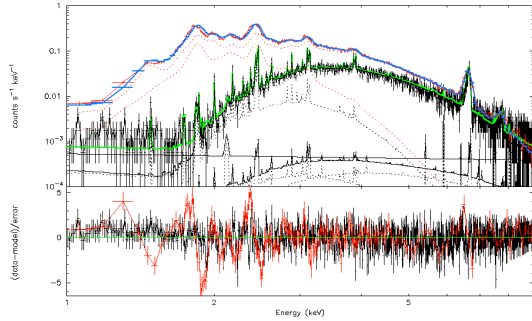


図 3: Resolve と Xtend のソーススペクトルを同時フィッティングしている。黒いデータ点が Resolve、赤いデータ点が Xtend のスペクトルである。また Resolve のフィッティングモデルは緑の線、Xtend のフィッティングモデルは青の線で表されている。

表 1: ソーススペクトルのフィッティングパラメータ

Component	Parameter	
Absorption	H_N ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	$10.82^{+0.11}_{-0.19}$
CIE	kT (keV)	$0.47^{+0.04}_{-0.02}$
	Abundance (solar)	1 (fixed)
	$norm$ (cm^{-5})	$0.65^{+0.14}_{-0.27}$
NEI	kT (keV)	$1.23^{+0.02}_{-0.01}$
	Abundance (solar)	
	Mg	$11.2^{+2.0}_{-2.0}$
	Si	$2.19^{+0.22}_{-0.16}$
	S	$0.98^{+0.07}_{-0.07}$
	Ar	$1.00^{+0.08}_{-0.08}$
	Ca	$1.08^{+0.06}_{-0.09}$
	Fe	$1.79^{+0.13}_{-0.09}$
	Ni	$39.2^{+8.5}_{-9.1}$
	$n_e t$	
	lower ($\times 10^9 \text{ s cm}^{-3}$)	$8.90^{+3.90}_{-3.20}$
	upper ($\times 10^{11} \text{ s cm}^{-3}$)	$9.51^{+0.57}_{-0.52}$
Velocity (km/s)		328^{+18}_{-17}
	$norm$ (cm^{-5})	$0.11^{+0.01}_{-0.01}$
c-stat/d.o.f		16531/17318 = 0.95

al. (2016) の公開モデルを用いた。これは $9\text{--}120M_{\odot}$ の初期質量に対して恒星進化から重力崩壊型超新星爆発まで 200 通りの計算を 1D で行ったデータセットである。図 4 はその公開データから得た Ni/Fe 比を示したものである。本解析で得た Ni/Fe 比はこのモ

デルで予想される値より有意に大きく、1D の重力崩壊型モデルでは説明ができない。このことから、特殊な爆発機構が要求されることがわかる。

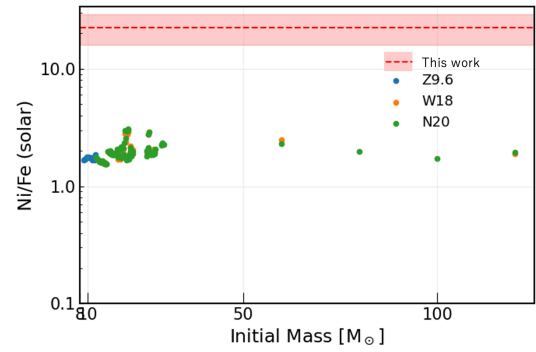


図 4: $9.0\text{--}120M_{\odot}$ の前駆星質量と Ni/Fe 比の関係を示したものの。プロットは Sukhbold et al. 2016 の公開データから作成した。赤色の破線と網かけの部分はそれぞれ今回の解析で得た Ni/Fe 比とその 1σ エラーを表す。

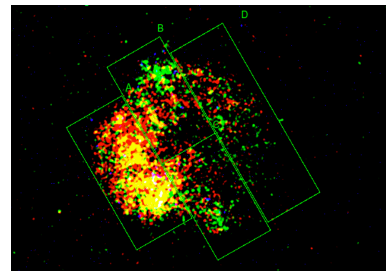


図 5: Chandra 衛星で観測された G349.7+0.2。赤:1.78–2 keV (Si He α) 緑:4.2–6.4 keV (連続成分) 青:6.52–6.95 keV (Fe K) を表す。領域 A, B, C, D を黄緑の長方形で定義している。

次に、空間分布に注目する。G349.7+0.2 のイメージ (図 5) を見ると、左下が明るく右が暗い非対称な構造をしていることがわかる。非対称な爆発であった可能性も考慮すべきであることがわかる。さらに、

表 2: 領域ごとの Ni/Fe 比

領域	Ni/Fe 比
A	16^{+13}_{-7}
B	23^{+22}_{-14}
C	17^{+15}_{-10}
D	$6.0^{+6.2}_{-5.1}$

密度むらに応じて 4 つの領域 A, B, C, D を定義し、それぞれの XRISM のスペクトルに対して再フィットを行った。その結果 Ni/Fe 比の空間分布は表 2 のようになった。エラーは全て 1 σ である。この結果をプロットして比較したものが図 6 である。領域 A, B, C では太陽組成に比べて有意に高い Ni/Fe 比が得られていることがわかり、Ni/Fe 比の高い領域は広い範囲に渡っていることがわかる。これは、Ni/Fe 比の高さは局所的なものではなく、大局的なものであり、広い範囲に Ni が分布するような機構が関わっていることがわかる。一方で、領域 D だけは他と違い、Ni/Fe 比が小さく 1 σ の範囲に太陽組成が含まれていたが、エラーが大きく他の領域に比べて有意に小さい値とは言えなかった。

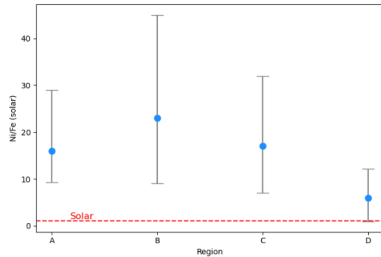


図 6: 表 2 の値から領域 A, B, C, D について Ni/Fe 比をプロットしたもの。エラーは 1 σ 。赤い破線は太陽組成 (Ni/Fe=1) を表す。

6 まとめ

今回の我々は、先行研究よりも高いエネルギー分解能 (≤ 5 eV) をもつ XRISM 衛星で超新星残骸 G349.7+0.2 を観測した。我々の解析で、この天体は高い Ni/Fe $\sim 22^{+7}_{-6}$ (solar) を持つことを確認した。この値は 1D の重力崩壊型モデル (Sukhbold et al. 2016) だけでは説明できず、特殊な爆発機構が必要であることがわかった。また、G349.7+0.2 の Chandra イメージを見ると非対称な構造を持っていることがわかった。Ni/Fe 比の高さは非対称性に由来する可能性も伺えるが、まだ証拠としては不十分である。さらに、Ni/Fe 比の高い領域はこの超新星残骸の広範囲に渡っており、全域的に Ni/Fe 比が太陽組成に比べて高い傾向があることもわかった。今後、より詳細な解析を行い爆発機構について議論を進めたい。

Reference

- Nagataki, S., Hashimoto, M.-a., Sato, K., & Yamada, S. 1997, ApJ, 486, 1026
- Nomoto 1984, ApJ, 277, 791
- Sukhbold, T., Ertl, T., Wossley, S.E., et al. 2016, ApJ 821 38
- Temim, T., Laming, J.M., Kavanagh, P.J., et al. 2024, ApJ 968 L18
- Wanajo, S., Nomoto, K., Janka, F.S., et al. 2009, ApJ 695 208
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, ApJ, 542, 914
- Woosley, S.E. & Weaver, T.A. 1995, ApJS, 101, 181
- Yasumi, M., Nobukawa, M., Nakashima, S., et al. 2014, PASJ, 66, 68

[—index へ戻る](#)

HK-19

Mg-rich 超新星残骸 J0550-6823 と大マゼラン星雲における shell merger への示唆

明治大学
久保池 結

Mg-rich 超新星残骸 J0550-6823 と大マゼラン星雲における shell merger への示唆

久保池 結 (明治大学大学院 理工学研究科 物理学専攻)
佐藤 寿紀 (明治大学)

Abstract

大質量星の最終進化段階において、殻燃焼とそれに伴う内部混合過程は、重力崩壊型超新星爆発の条件を決定づける主要な因子の一つである。特に爆発前の数日から数時間で起こる内部の核燃焼と混合の過程「shell merger」は、爆発の成否に重大な影響を及ぼす可能性があるが、その内部で発生する劇的な核燃焼過程を超新星残骸の観測から確定させることは困難であった。しかし近年、爆発後に残される超新星残骸の組成、特に Mg-rich 超新星残骸の観測が shell merger の存在を示唆する手がかりとなる可能性が指摘されている。本研究では、Mg-rich 超新星残骸の新たな候補天体である J0550-6823 に対し、X 線観測およびスペクトル解析を行った。その結果、Mg/Ne の質量比が ≈ 1 と高く、本天体が Mg-rich 超新星残骸であることが確認された。また観測結果と超新星爆発前のモデルの比較から、J0550-6823 の親星は爆発前に激しい殻燃焼過程を経験した可能性が示唆された。さらに LMC 内には 2~3 個の Mg-rich SNR が存在することがわかっており、これは LMC 内の大質量星のうち最大で約 10~40 %が激しい殻燃焼活動を経験している可能性を示す。こうした割合は銀河の化学進化に重要な影響を与えるものであり、これらの星が合成する元素の存在比に寄与していることが示唆される。

1 Introduction

重力崩壊型超新星爆発までの数日間の殻燃焼過程は、大質量星の内部構造を形成する上で重要な役割を担っており、超新星 (SNe) やその残骸の化学組成に影響を与えられていると考えられている。中でも内側の酸素燃焼殻と外側の炭素燃焼殻が動的に混ざり合う、いわゆる「shell merger」と呼ばれる現象が近年注目されている (Sato et al. 2024)。図 1 に示されているように、O/Ne 燃焼殻に Ne が取り込まれて燃焼し、O 燃焼殻で合成された Si が外層に運ばれる事で、Si の質量分率が増加する。このような混合過程は、爆発時点での親星の密度構造や元素組成を大きく変化させる可能性がある (E.Laplace et al. 2021)。しかし shell merger そのものの直接的な観測的証拠は未だ限られている。

その中で shell merger を経験した可能性がある観測的指標として、「Mg-rich SNR」が注目されている (Matsunaga et al. 2024)。通常の SNR では Mg の量は Ne の量よりも明らかに少ないが、Mg-rich SNR では Ne/Mg 比が ≈ 1 またはそれ以下になる。このような低い Ne/Mg 比は、Ne が内部に取り込まれて

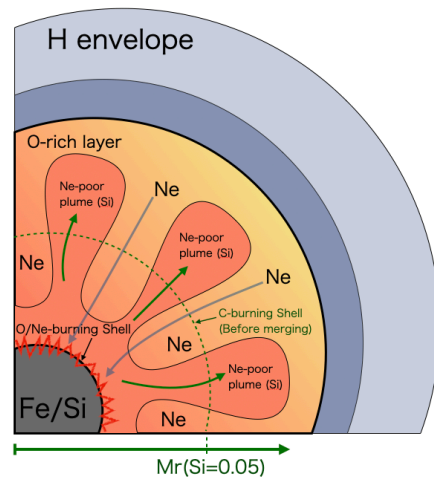


図 1: 爆発数日~数時間前の殻燃焼過程を経ている恒星内部の構造。

燃焼することで相対的に Ne/Mg 比が減ることで起るとされる。Mg-rich SNR の観測は、終末期の殻燃焼や内部混合といった恒星進化プロセスを理解する上で重要である。

ここで私達は大マゼラン星 (LMC) の東端に位置

する J0550-6823 を観測し、スペクトル解析を行う。先行研究より Mg-rich SNR の可能性が上がっているが、X 線強度が弱く背景放射の影響を大きく受ける為、Mg-rich SNR の証明や親星との比較が難しかった。そこで本研究では改良されたバックグラウンドモデリング手法を用いることで、信頼性の高い元素組成の測定を行った。そこで得られた元素量を親星進化のシミュレーションモデルと比較し、shell merger との関係性や銀河の化学進化について考察した。

2 Observations

Chandra ACIS が 2003 年 10 月 2 日に観測したデータを CIAO version 4.16 と CalDB 4.11.2 で再処理した。図 2 に Chandra の 0.5-10.0keV の X 線画像を示してある。前章でも述べたように、この天体は X 線強度が弱い為、如何に正確に背景放射をモデリングするかが重要である。そこで Chandra ACIS のツール `mkacisbpack` を用いて、検出器由来のバックグラウンド (particle-induced background) をモデリングした。また宇宙由来のバックグラウンド (sky background) は図 2 の長方形領域から、Xspec の `apec` で表現した。これらを組み合わせる事で、宇宙由来のバックグラウンドと検出器由来のバックグラウンドの双方を考慮したモデルを作成した。

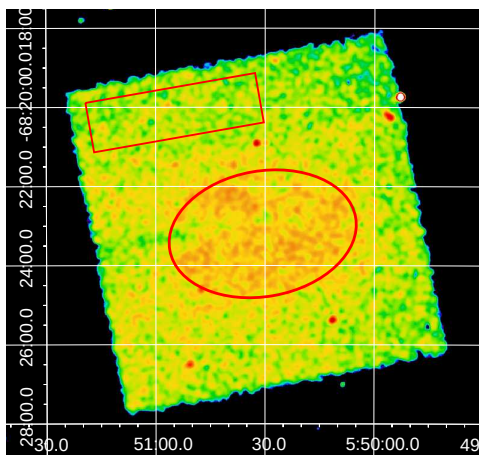


図 2: Chandra の J0550 の X 線画像。X 線スペクトルは楕円領域から取り、長方形領域から sky background のモデリングを行った。

バックグラウンドのモデリングの後、J0550 の source 領域とバックグラウンド領域で normalization

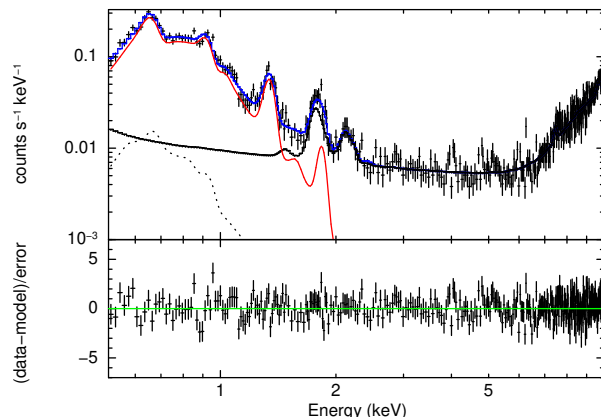


図 3: $\tau = 1.0 \times 10^{12} [s \odot cm^{-3}]$ の時のスペクトル。青線は Xspec の `phabs*(apec+vnei)` のフィット結果、黒線は `mkacisbpack` による particle-induced background, 黒破線は Xspec の `apec` で表される sky background, 赤線は J0550 のフィット結果 (Xspec の `vnei`) を表す。

の面積比を取ることで、バックグラウンドのモデルを J0550 の解析に取り込んだ (図 3)。スペクトルフィットの為、表 1 に書かれた値、He (1 に固定)、S (Si と同じ) 以外の各 abundance は LMC の代表である 0.3 に設定した。表の値と Anders & Grevesse (1989) の値を元にして Si/Mg, Ne/Mg の質量比を求めた。ここで、電離度 τ は一意に求めることが難しいため、4 段階に値を変化させて誤差 1σ でフィットした。 χ^2 の値から、 $\tau = 1.0 \times 10^{12} [s \odot cm^{-3}]$ の時は電離平衡に達していると考え、以降この値を bestfit parameter として扱った。1.8keV の Si 線は残骸とバックグラウンドが混合しており、この 2 つを分離するためにはより高い統計量やスペクトル解像度が必要になる。

3 The origin of J0550-6823

この解析から、Ne/Mg 比 ≈ 1 と分かったので、J0550-6823 は Mg-rich SNR であることが示された。よって J0550 の親星が恒星進化の殻燃焼過程を経ていることが示唆された。

J0550 の Mg-rich な組成の起源を調べる為、一次元親星シミュレーションと Ne/Mg-Si/Mg 比を比較した (図 4)。ここで、Si の質量分率が 0.05 を超える質量半径「Si 半径 $M_r(\text{Si} = 0.05)$ 」を定義する。shell merger を経験したモデルでは、内側の O-shell で合

表 1: 各電離度 τ におけるスペクトルフィット結果

$\tau [\text{s} \cdot \text{cm}^{-3}]$	(a) 5.00×10^{10}	(b) 1.00×10^{11}	(c) 5.00×10^{11}	(d) 1.00×10^{12}
$k_e T$ [keV]	0.51 ± 0.01	0.41 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.30 ± 0.01
O	0.37 ± 0.01	0.25 ± 0.01	$0.45^{+0.05}_{-0.07}$	$0.63^{+0.36}_{-0.06}$
Ne	0.58 ± 0.02	0.42 ± 0.02	$0.51^{+0.02}_{-0.06}$	$0.63^{+0.23}_{-0.05}$
Mg	$1.12^{+0.07}_{-0.12}$	0.92 ± 0.06	$1.18^{+0.36}_{-0.09}$	$1.58^{+0.83}_{-0.27}$
Si	0.64 ± 0.19	$0.63^{+0.19}_{-0.18}$	$1.21^{+0.32}_{-0.30}$	$1.77^{+0.55}_{-0.45}$
Fe	$0.15^{+0.01}_{-0.02}$	0.10 ± 0.01	$0.11^{+0.03}_{-0.01}$	$0.14^{+0.07}_{-0.03}$
Redshift $[10^{-3}]$	$1.90^{+0.02}_{-0.20}$	$1.85^{+0.03}_{-0.22}$	$8.13^{+0.25}_{-0.33}$	$8.26^{+0.24}_{-0.37}$
norm $[\frac{10^{-10}}{4\pi D^2} \int n_e n_H dV \text{ cm}^{-5}]$	$(3.10^{+0.27}_{-0.14}) \times 10^{-4}$	$(6.16^{+0.08}_{-0.10}) \times 10^{-4}$	$(9.20^{+0.11}_{-0.10}) \times 10^{-4}$	$(8.68^{+1.17}_{-2.41}) \times 10^{-4}$
$\chi^2/\text{d.o.f}$	464.42/384	462.68/384	449.55/384	444.71/384
Mass ratios				
$M_{\text{Ne}}/M_{\text{Mg}}$	$1.40^{+0.11}_{-0.16}$	1.22 ± 0.10	$1.15^{+0.36}_{-0.17}$	$1.07^{+0.69}_{-0.19}$
$M_{\text{Si}}/M_{\text{Mg}}$	$0.62^{+0.19}_{-0.20}$	$0.73^{+0.23}_{-0.22}$	$1.10^{+0.41}_{-0.29}$	$1.21^{+0.73}_{-0.37}$

成された Si が外層へ運ばれる為、 $M_r(\text{Si} = 0.05)$ は大きくなるので、図 4 において右下の明るい (白い) 領域に分布する。

J0550-6823 の観測値 (緑のプロット) は shell merger モデルの左に位置し、完全には一致しない。またモデルのオレンジ色の点とも近く、ある程度の類似性が示唆される。オレンジ色のモデルは Sato et al. (2024) によると Ne-burning shell が外層の対流圏へ侵入する「Ne shell intrusion」と同様の現象を示す。Ertl の基準 (Ertl et al. 2016) によれば爆発が難しいとされるが、爆発可能性も否定出来ない (T. Wang et al. 2022)。いずれにせよ、Ne 燃焼を活性化する過程が Mg-rich な組成の形成には必要だと考えられる。

Truelove & C. F. McKee et al. (1999) の解析解を用いて、爆発からの経過年数を概算した結果約 83 kyr と見積もられた。これに加えて、X 線を放射するガスの総質量が約 $200 \sim 400 M_{\odot}$ と推定されたことから、この残骸が星間物質との混合によって希釈されたと考えられる。そうすると組成比は LMC の平均に近づくはずだが、実際の J0550 の Ne/Mg 比はそれよりも有意に低いため、この比率は J0550 本来の組成を反映していると示唆される。

4 Shell merger rate in LMC

大質量星が shell merger を経験した割合を把握することは、odd-Z 元素の生成を理解するうえで重要である。もし大質量星の約 50% が shell merger を経る

場合、観測される odd-Z 元素と理論予測との間にある長年の不一致を解決できる可能性がある (C. Ritter et al. 2018)。

LMC にある 31 個の重力崩壊型の超新星残骸のうち、Ne、Mg、Si の存在比が報告されているのは 7 例ある。その中で J0550 と N49B は低い Ne/Mg 比を示すので、Mg-rich SNR である。さらに B0453-685 も同様の傾向を持ち、暫定的に候補とされると、Mg-rich の割合は最大 29~43% (2~3/7) となる。母数を LMC の重力崩壊型の超新星残骸の数で考えると 6~10% (2~3/31) と推定される。

ただしこれらの特徴が全て shell merger によるものとは言えず、Ne-shell intrusion のような他の過程の可能性もある。銀河系の odd-Z 元素量の再現に必要な約 50% という値と比較すると低い値ではあるが、これらの結果は shell merger が odd-Z 元素合成において無視できない存在であることを示している。

5 Conclusion

本研究から、J0550-6823 の Ne/Mg ≈ 1 より Mg-rich SNR であることが証明された。それが shell merger によるものかは定かではないが、odd-Z 元素の供給源として shell merger がある程度寄与している可能性を示唆した。今後の XRISM のような高感度な X 線分光技術をもつ衛星のデータ解析から Si 量等を正確に推定できるようになると、残骸の起源についてより詳しく調べることができるだろう。

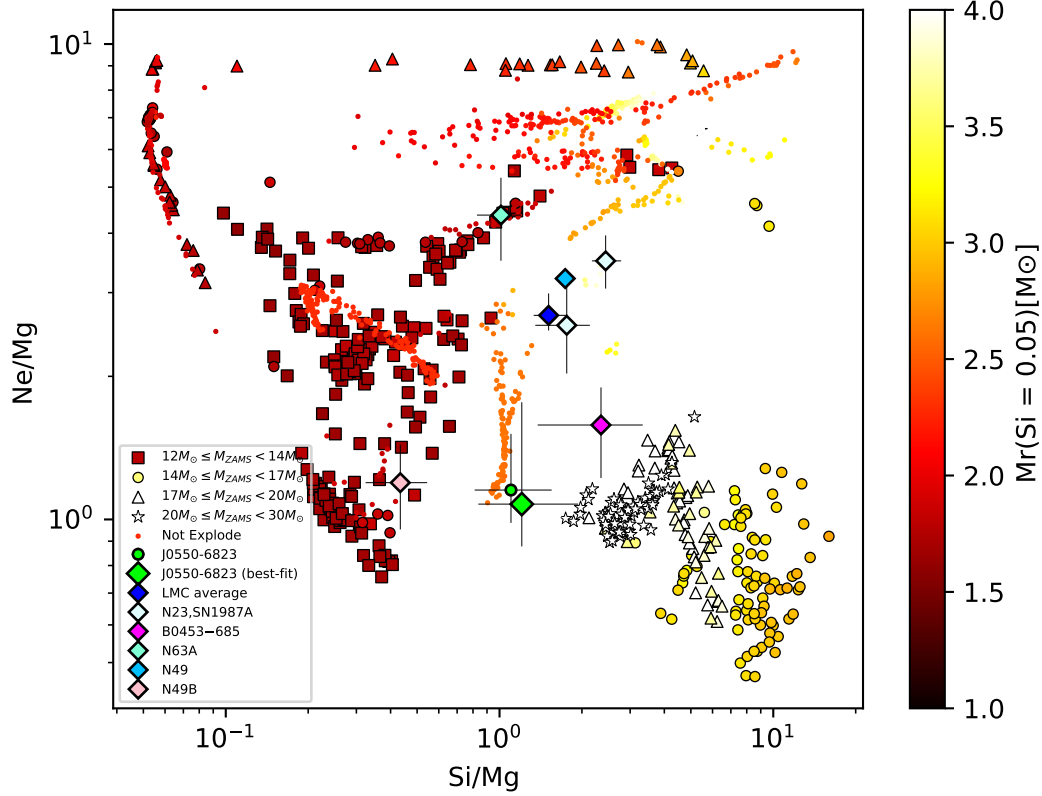


図 4: 親星モデルおよび J0550-6823 (緑のプロット) における Si/Mg-Ne/Mg の質量比。緑のプロットは、異なる電離度での結果を示す (表 1)。菱形のマーカーは $\tau = 1.00 \times 10^{12} \text{ [s/cm}^{-3}\text{]}$ の時を示す。色付きのデータ点は一次元の親星モデルから得られたもので、各親星の質量範囲を異なるマーカーで示し (Sukhbold et al. 2018)、親星の Si 半径 $M_r(\text{Si}=0.05)$ を色で表した。爆発に至らない w18.0 calibration のモデルに対しては、ブラックホール-中性子星 (BH-NS) 分離曲線を用い、それらの色付きの点で示している (Ertl et al. 2016)。またこれまでの研究で Si、Ne、Mg の元素組成が明らかにされている LMC SNR(N63A,B0435-685,SN1987A,N23,N49) も図中にプロットした。LMC の平均 abundance は青色のマーカーで表示した (Schenck et al. 2016)。

Reference

- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 53, 197
- Sukhbold, T., Woosley, S. E., & Heger, A. 2018, *ApJ*, 860, 93
- Ertl, T., Janka, H. T., Woosley, S. E., Sukhbold, T., & Ugliano, M. 2016, *ApJ*, 818, 124
- Schenck, A., Park, S., & Post, S. 2016, *AJ*, 151, 161
- Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- Sato, T., Matsunaga, K., Sawada, R., et al. 2024, *arXiv e-prints*, arXiv:2403.04156
- Wang, T., Vartanyan, D., Burrows, A., & Coleman, M. S. B. 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 517, 543
- Truelove, J. K., & McKee, C. F. 1999, *ApJS*, 120, 299
- Laplace, E., Justham, S., Renzo, M., et al. 2021, *Astronomy and Astrophysics*, 656, A58
- Matsunaga, K., Uchida, H., Enokiya, R., et al. 2024, *ApJ*, 970, 4
- Ritter, C., Andrassy, R., Côté, B., et al. 2018, *MNRAS*, 474, L1,

[—index へ戻る](#)

HK-20

Tycho の超新星残骸における核燃焼層の反転とその形成過程

明治大学
坪川 龍生龍生

Tycho の超新星残骸における核燃焼層の反転とその形成過程

坪川 龍生 (明治大学大学院 理工学研究科 物理学専攻)

佐藤 寿紀 (明治大学)

Abstract

Ia 型超新星は宇宙における中間質量元素や鉄族元素の主要な供給源として知られており、その明るさの均一性から宇宙の距離測定に用いられる「標準光源」としても重要である。しかしながら、Ia 型超新星について未解明な点が多く残されている。典型的な Ia 型超新星の残骸として知られる Tycho の超新星残骸 (SN 1572) においては、東縁部に Fe を顕著に含み、他の中間質量元素は少ない特異な領域「Fe knot」が存在しており、爆発メカニズムへの関連性が議論されてきたが、その起源は未解決である。そこで本研究では、高い角度分解能を誇る Chandra 衛星を用いて、詳細に構造分離したスペクトル解析を行い、この Fe knot の形成過程を明らかにすることを目的とする。具体的には、Ia 型超新星において Fe が合成される Si 燃焼領域の特性に着目し、Fe が優勢な領域、Fe と Si が混在する領域、Si が優勢な領域の 3 つに分け、それぞれに対してスペクトル解析を行なった。その結果、Tycho の超新星爆発では Si 完全燃焼領域が Si 不完全燃焼領域より外側に存在する層構造の空間反転が生じていることが明らかになった。一方で、残骸の西側にはこのような反転構造は見られなかったことから、爆発時に Fe に富む放出物が Si 層を局所的に突き破った可能性が示唆される。

1 Introduction

Ia 型超新星は、比較的軽量の恒星 (約 8 太陽質量未満) の進化の最終段階である白色矮星が起こす熱核暴走爆発現象であり、宇宙における中間質量元素や鉄族元素の主要な供給源として知られている。また明るさの均一性から宇宙の距離測定に用いられる「標準光源」としても重要な天体である。しかしながら、Ia 型超新星の爆発メカニズムや元素合成過程について未解明な点が多く残されている。(Maoz et al. 2014)

本研究では、典型的な Ia 型超新星の残骸として知られる Tycho の超新星残骸 (Krause et al. 2008) に着目する。この天体は比較的若く、かつ Chandra X 線観測によって高い空間分解能で構造を詳細に解析できることから研究対象として非常に重要である。中でも注目されるのが、残骸東縁部に存在する「Fe Knot」と呼ばれる特異な領域があり、Fe の輝線が顕著でありながら中間質量元素 (Si, S, Ar, Ca など) の存在が極めて希薄であるという爆発における非対称性や核燃焼層の反転を示唆する構造である。(Yamaguchi et al. 2017)

我々は、Fe knot 内における Cr の存在比について

注目する。Cr は Fe と同様に Si 不完全燃焼領域において共に生成される元素であり、その存在比 (Cr/Fe 質量比) は爆発時のピーク温度や中性子過剰度に強く依存する。また、ピーク温度や中性子過剰度の値から超新星爆発における燃焼領域を推測することができる。そのため Cr/Fe 質量比は Fe Knot の形成過程において重要な要素である。先行研究 (Yamaguchi et al. 2017) では Fe Knot における $M_{\text{Cr}}/M_{\text{Fe}} < 0.023$ という上限値の導出により Fe Knot の起源が Si 不完全燃焼によるものである可能性は示唆されたがその解明には至らなかった。

本研究では、Fe Knot を Fe を含む領域、Fe と Si を多く含む領域、Si を多く含む領域の 3 つに分割し、それぞれの領域で Cr の存在比の算出を行う。その結果から領域ごとの燃焼状態を推測し、Fe Knot の形成過程について議論する。

2 Observations

Fe Knot においての Cr と Fe の質量比を算出するため、2009 年に Chandra ACIS により観測された Tycho SNR データを CIAO version 4.16 と CalDB 4.11.2 で再処理をした。図 1 の左に SAOImage DS9

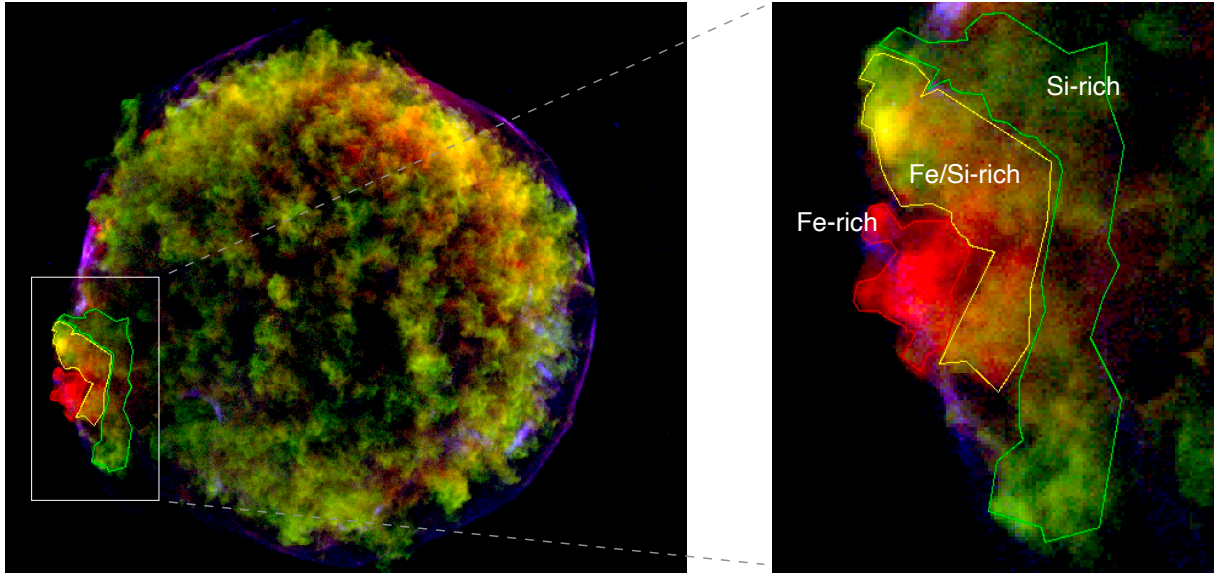


図 1: 左図は Chandra の Tycho の超新星残骸の合成カラー画像を示す。赤を Fe の L 殻放射 (約 0.7–1.3 keV), 緑を Si の K α 線 (1.76–1.94 keV), 青を高エネルギーの連続 X 線 (4.2–6.0 keV) を表している。右図は Fe Knot を拡大し, Fe を多く含む Fe-rich (赤線で囲まれた領域), Fe と Si が混在する FeSi-rich (黄線で囲まれた領域), Si を多く含む Si-rich (緑線で囲まれた領域) を示す。

で作成した Tycho の超新星のカラー画像を示してある。赤を Fe の L 殻放射 (約 0.7–1.3 keV), 緑を Si の K α 線 (1.76–1.94 keV), 青を高エネルギーの連続 X 線 (4.2–6.0 keV) を表している。

また、図 1 の右の画像のように赤の領域を Fe を多く含む領域 Fe-rich, 黄色の量いいを Fe と Si が混在する領域 FeSi-rich, 緑の領域を Si を多く含む領域 Si-rich として Fe Knot を 3 つの領域に分割し、各領域からバックグラウンド領域の影響を差し引いて X 線スペクトルを抽出した。さらに各スペクトルに対し powerlaw+vpshock モデルでフィッティングを行った。各領域におけるフィッティングをおこなったスペクトル図を図 2 に示す。

表 1: 領域毎の質量比

regions	(a)Fe-rich	(b)FeSi-rich	(c)Si-rich
solar value ratios			
Cr/Fe	$\lesssim 0.50$	4.1 ± 0.75	6.1 ± 1.4
$\chi^2/\text{d.o.f}$	108.12/119	117.70/120	153.96/125
Mass ratios			
$M_{\text{Cr}}/M_{\text{Fe}}[\%]$	$\lesssim 0.5$	3.8 ± 0.7	5.7 ± 1.2

3 Results

3 領域の燃焼状態を推測するためにこの解析から各領域における Cr と Fe の質量比は Fe-rich で 0.5% 未満, FeSi-rich では 3.1–4.5%, Si-rich では 4.6–6.9 % という結果が得られた。誤差は大きいものの内側になるにつれ質量比が大きくなることが読み取れる。

また、先行研究において用いられていた Cr/Fe 比とピーク温度の関係のグラフにこの値を差し込んだグラフを図 3 に示す。図 3 から各領域に対してのピーク温度を範囲を逆測定することができる。測定を行うと Fe-rich では $5.34 \text{ GK} \lesssim T_{\text{peak}} \lesssim 5.5 \text{ GK}$, FeSi-rich では $5.0 \text{ GK} \lesssim T_{\text{peak}} \lesssim 5.2 \text{ GK}$, Si-rich では $T_{\text{peak}} \lesssim 5.5 \text{ GK}$ と求められた。この結果は、3 領域において燃焼領域が異なることを示唆している。

4 discussion

本研究から得られたデータを元に Fe Knot における Fe が外側にむき出しになり、また核燃焼層の反転を起こすという異質な現象の形成過程について議論する。このように Fe が外側にむき出しになる形成過程はについて 2 パターン考えられる。

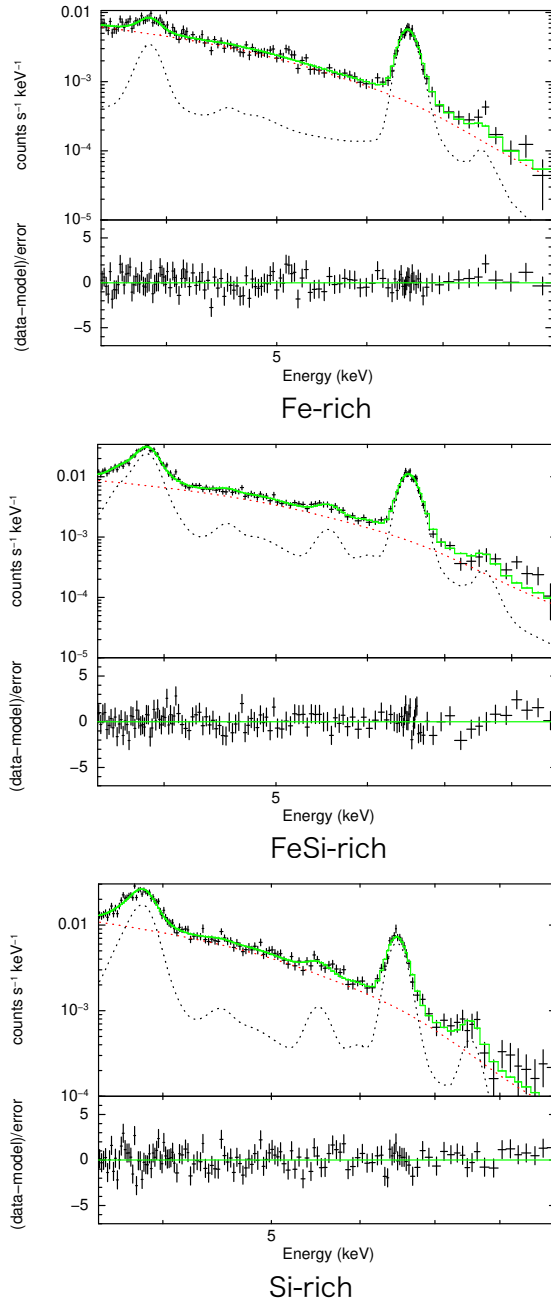


図 2: 各領域に対するスペクトルと powerlaw+vpshock モデルのフィッティングのグラフ。緑線をフィッティング, 赤点線を powerlaw モデル, 黒点線を vpshock モデルを示す。

一つ目が、元素合成時に Fe が外側にできた場合である。Fe を外側に形成する CSDD-S モデルというモデルが存在し、その核種生成の速度分布を図 4 に示す。CSDD-S モデルは、ダブルデトネーション型 Ia 型超新星モデルの一種であり、白色矮星に蓄積され

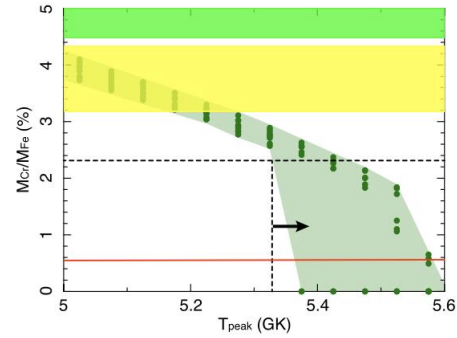


図 3: Ia 型超新星モデルおよび Fe Knot における Cr/Fe 比とピーク温度の関係。赤線を Fe-rich の質量比の上限値, 黄色の領域を FeSi-rich の質量比の範囲, 黄緑の領域を Si-rich の質量比の範囲を示す。

た薄いヘリウム層の爆発が引き金となって外側から中心核に向けて爆発させるというメカニズムである。左図から Fe や Ni などの中間質量元素が外側に形成されると読み取ることができる。しかしながら、モデルの元素の空間分布は対称性を成しているのに対し Tycho の超新星残骸は FeKnot の一点にのみ Fe が豊富になっており当てはまらない。また、右図から CSDD-S モデルにおいて Fe が多く生成される速度領域では Cr などの鉄族元素も生成される点も当てはまらない。そのため元素合成時に Fe が外側にできた可能性は考えにくい。

2つ目は、元素合成後に何らかの要因で Fe が核燃焼層を破り、外側に出た場合である。この現象が起きる要因の一つとして DDT(Deflagration-to-Detonation Transition) という現象である。DDT とは、白色矮星の中心部で始まった deflagration が、ある時点で detonation に遷移する現象である。DDT のシミュレーションを表した画像を図 5 に示す。この図より DDT が起こるとその付近では 5–6 GK ほどまで温度が上昇し核統計平衡 (NSE) 状態となる。5–6 GK におけるこの状態では主に ^{56}Ni が崩壊を起こし Fe が生成される。本研究で測定した Fe-rich のピーク温度の範囲と一致することと DDT 後での核燃焼速度を踏まえると DDT が Fe Knot の形成要因である可能性は十分考えられる。

本研究では、Cr/Fe 比に焦点を当てたが燃焼領域を示す元素は Cr だけではない。今後は、Cr 以外の元素において Fe との存在比を含めてさらなる議論を進めていきたい。

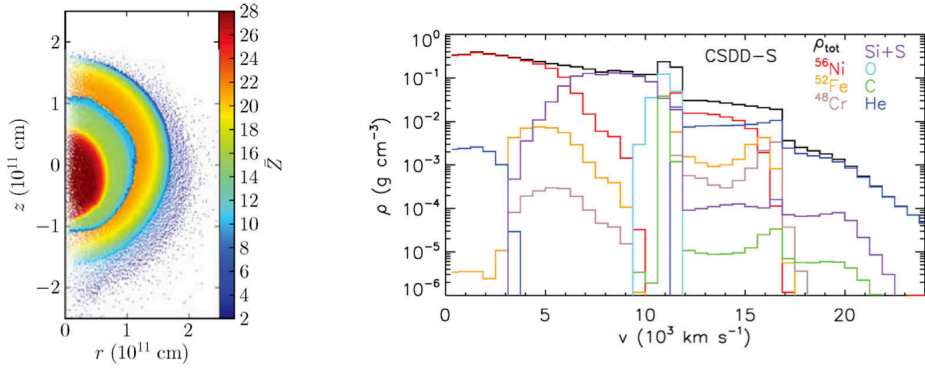
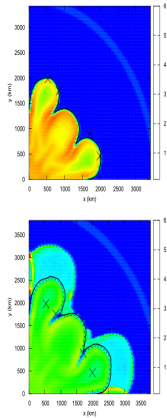


図 4: ダブルデトネーションの CSDD-S モデルにおける核種生成の速度分布 (a) 図は、ラグランジュトレーサー粒子の平均原子番号 $\bar{Z}$ による空間分布（爆発後 100 秒時点）を回転対称に表示。(b) 図は、相似膨張段階における速度スペクトルごとの総密度（黒線）および主要核種（ ^{56}Ni , ^{52}Fe , ^{48}Cr , $\text{Si} + \text{S}$, O , C , He ）の質量密度 $\rho_{\text{tot}} X_i$ を示している。(Sim et al. 2012 引用)



Sim, S. A., Fink, M., Kromer, M., Röpke, F. K., Ruiter, A. J., & Hillebrandt, W. 2012, MNRAS, 420, 3003

Shen, K. J., Kasen, D., Miles, B. J., & Townsley, D. M. 2018, ApJ, 865, 15

図 5: Temporal Evolution of Deflagration and Detonation Fronts in DDT Simulation. 上図は DDT が起こった瞬間、下図は DDT が起こってから 0.1 秒後のそれぞれ熱分布を表す。4 つの $\times$ は DDT の発生点を示す。黒線は Deflagration front, 黒破線は Detonation front である。(Shen et al. 2018 引用)

Reference

- Maoz, D., Mannucci, F., & Nelemans, G. 2014, ARA&A, 52, 107
- Krause, O., Tanaka, M., Usuda, T., et al. 2008, Nature, 456, 617
- Yamaguchi, H., & Hughes, J. P., Badenes, C., et al. 2017, 834, 124
- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, Geochim. Cosmochim. Acta, 53, 197

[—index へ戻る](#)

HP-01

高速HIガス衝突による若い大質量星団の形成に対する 恒星放射フィードバックの影響

甲南大学
坂元 いずみ

高速 HI ガス衝突による若い大質量星団の形成に対する恒星放射フィードバックの影響

坂元 いずみ (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

若い大質量星団 (YMC: Young Massive Cluster) は、若い星の高密度な集合体であり、しばしば球状星団の前駆体と考えられている。しかし、YMC に先行する大質量かつコンパクトなガス塊の形成メカニズムは、未だ明らかではない。本講演では、最近の観測で示唆されている高速 HI ガス衝突 ($\sim 100\text{kms}^{-1}$) による大質量星団形成過程とその後の YMC への進化について、Maeda et al. による 3 次元磁気流体力学 (MHD) シミュレーションの成果をレビューする。この研究では、総質量 $\sim 10^5 M_\odot$ 、サイズ $\sim 5\text{pc}$ の高密度ガス塊の形成が示された。特に、これらの塊は HII 領域の音速よりも大きな脱出速度を持ち、電離フィードバックによる蒸発に対して重力的にガスを保持していることが明らかとなった。このことは、フィードバック下でも高効率な星形成が可能であり、最終的に YMC へと進化しうることを示唆している。また、比較として、銀河のスーパーバブルに起因する典型的な衝突速度 ($\sim 15\text{kms}^{-1}$) を用いた低速衝突シナリオのシミュレーションも行われた。 1cm^{-3} のガス密度では分子雲の形成すら見られなかったが、 10cm^{-3} の高密度条件下では YMC の形成が確認された。ただし、この場合、形成には 10 Myr 以上の圧縮期間が必要であり、YMC の迅速な形成にはスーパーバブルではなく、銀河間相互作用による高速ガス衝突が有力な駆動要因である可能性が高い。以上の結果を踏まえ、本講演では Maeda et al. のシミュレーションをレビューするだけでなく、Maeda et al. (2024) の基準モデルについて同様の MHD シミュレーションを実施し、YMC 形成におけるガス密度や衝突速度、磁場の役割について検証を行った。

1 Introduction

若い大質量星団 (YMC) は $10^3 M_\odot \text{pc}^{-3}$ を超える高密度な若い恒星系であり、球状星団の前駆体と考えられている (Longmore et al. 2014; Portegies Zwart et al. 2010)。その形成機構は未解明であり、銀河の星形成史を理解する上で重要な課題である。

大マゼラン雲 (LMC) の観測では、YMC 周囲の HI ガスに約 100kms^{-1} の高速衝突の兆候が確認されており (Fukui et al. 2017; Tsuge et al. 2019, 2024)、その起源は小マゼラン雲 (SMC) からの流入と考えられている (Fujimoto & Noguchi 1990; Bekki & Chiba 2007)。これらは銀河間相互作用によるガス衝突が YMC 形成に寄与する可能性を示唆する。

また、Maeda et al. (2024) は $\sim 100\text{kms}^{-1}$ のガス衝突シミュレーションにより巨大ガス塊が形成されることを示し、それが YMC の前駆体になり得ることを示した。

本研究では、大質量星からのフィードバックを考慮した高速 HI ガス衝突による YMC 形成過程を研

究した Maeda et al. (2024) のレビューと、その再現シミュレーションの結果について報告する。

2 Methods/Instruments and Observations

YMC スケール ($\lesssim 10\text{pc}$) を十分に解像するため、計算ボックスとして $L_{\text{box}} = 100\text{pc}$ の立方体領域を設定し、これを 512^3 の一様な格子に分割することで、空間分解能は約 0.2pc となる。星間物質 (ISM) のダイナミクスを理解するために、化学反応、放射冷却・加熱、自己重力、恒星フィードバックを考慮した三次元の理想磁気流体力学 (MHD) シミュレーションを実行する。基本方程式および数値手法は Maeda et al. (2024) に準拠し、コードは Inoue & Inutsuka (2008, 2009, 2012)、Inoue & Omukai (2015)、Inoue & Inutsuka (2016) に基づいている。

シミュレーションでは、星団粒子の形成およびそれに伴う電離フィードバックを HII 領域内の加熱と

して近似的に取り入れている。なお、超新星爆発によるフィードバックは本研究では考慮しておらず、その影響についてはセクション 4 で議論する。

次に、基準モデルの設定を簡単に示す。本シミュレーションでは、 100^3 pc^3 のボックス内に 512^3 セルを配置し、 x 方向に平行な双方向ガス流を衝突させる。境界条件として、 y および z 方向には周期境界、 x 方向には連続流入条件を課す。重力ポテンシャルは Miyama et al. (1987) の手法に基づいて x 方向に解いている。

初期の平均ガス密度は $\langle n_0 \rangle = 1 \text{ cm}^{-3}$ (典型的な HI ガス密度) とし、密度の影響を評価するため 10 cm^{-3} のケースも実施する。衝突速度は LMC で観測される典型値 100 km s^{-1} を基準とし、比較のために低速衝突 (15 km s^{-1}) のモデルも用意している。表 1 に各シミュレーションの初期条件をまとめた。

表 1: 各モデルの初期条件

Model	$v_{\text{col}} (\text{km s}^{-1})$	$\langle n_0 \rangle (\text{cm}^{-3})$	$B_0 (\mu\text{G})$
V100D1	100	1.0	1.0
V100D10	100	10.0	3.0
V15D1	15	1.0	1.0
V15D10	15	10.0	3.0

3 Results

3.1 節では、高速衝突 ($v_0 = 100 \text{ km/s}$) の場合における衝突後のガスの進化を検討し、その中で形成されるクランプの性質および、それらが YMC へと進化する可能性について論じる。続く 3.2 節においては、衝突速度が遅い場合 ($v_0 = 15 \text{ km/s}$) にこれらの結果がいかに変化するかを考察する。

3.1 高速 ($v_0 = 100 \text{ km s}^{-1}$) ガス衝突

ここでは、初期平均密度 $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ の基準ケースについて、詳細に述べる。また、より高密度なケース ($n_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$) についても検討した。

3.1.1 基準密度 ($n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$) の場合 (V100D1)

まず、典型的な星間物質 (ISM) の密度である $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ の HI ガス同士による高速 ($v_0 = 100 \text{ km s}^{-1}$)

の衝突がもたらす結果を検討する。この目的のために、Friends-of-Friends アルゴリズムを用いて高密度ガス塊を識別した。ここでは、Maeda ら (2021) に従い、数密度が $n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ を超える連結領域を高密度ガスクラウド (ガス塊) として定義している。図 1 において 27.0 Myr に friends-of-friends を用いて同定した三次元におけるクランプのスナップショットを、提示する。図中のボックスは計算領域全体を示しており、ボックス下部のパネルには $y = 0$ における 2 次元密度断面図を示している。ボックス内には、friends of friends を用いて同定したクランプをクランプごとに色を変えて描画している。

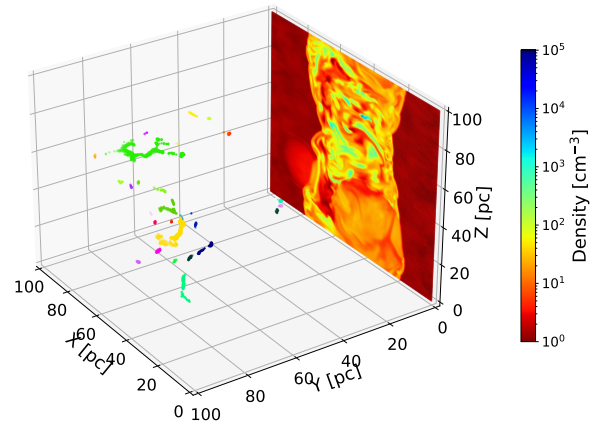


図 1: 27.0 Myr に friends-of-friends を用いて同定した三次元におけるクランプのスナップショット。同定したクランプを異なる色で表している。立方体の側面には、 $y=0$ における x - z 平面上の 2 次元密度断面図が表示されている。

シミュレーション領域内での、総ガス質量 (緑)、星の質量 (赤)、大質量星の質量 (青) の進化は図 2 に示されている。

図 3 には、Friends-of-Friends アルゴリズムを使用して識別された高密度ガス塊の質量のヒストグラムが示されている。この図から、典型的な YMC 質量 ($> 10^4 M_\odot$) を持つ星団粒子が形成されていることがわかる。

これらのシミュレーションは、高速な HI ガスの衝突によって形成された大質量 ($> 10^5 M_\odot$) かつコンパクト (約 5 パーセク) なガス塊が、フィードバックの存在下においても生き残ることができることを示している。

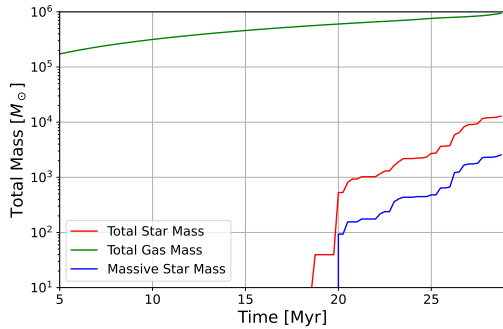


図 2: シミュレーションボックス全体におけるガス質量 (緑)、恒星質量 (赤)、および高質量星の質量 (青) の進化を示す。

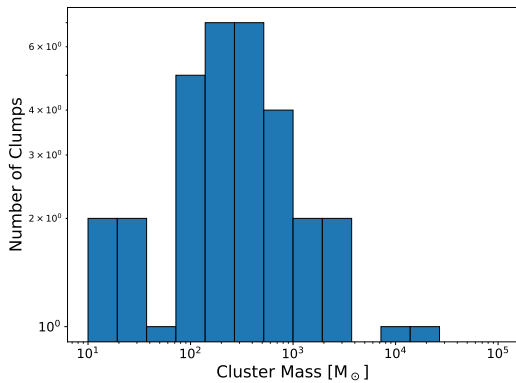


図 3: 27.0 Myr に friends-of-friends を用いて同定した三次元におけるクランプのスナップショット。同定したクランプを異なる色で表している。立方体の側面には、 $y=0$ における x - z 平面上の 2 次元密度断面図が表示されている。

3.1.2 高密度ガスの衝突 (V100D10)

モデル V100D10 (高密度・高速ガス衝突) では、強いラム圧により衝撃シートが大きく圧縮され、自由落下時間は約 1.8 Myr と短く、基準モデルよりも早期に星形成が開始される。質量フラックスの増加に伴い、衝撃層に多くのガスが集まり、星形成効率は約 20% に達し、複数の大質量星団が形成される。

形成されたガス塊は、基準モデルより 1 桁大きな質量を持ち、最大で $1.6 \times 10^6 M_\odot$ 、サイズ約 9 pc、表面密度は $\sim 2 \times 10^4 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ に達する。Tsuge ら (2021a) は、YMC の質量と衝突ガスのラム圧の間に正の相関を報告しており、本研究の結果もこれと一致している。さらに、強いラム圧により磁場も強化

され、磁気支持された大質量ガス塊の形成が促進される可能性がある。

3.2 低速度 ($v_0 = 15 \text{ km s}^{-1}$) のガス衝突

本節では、前節ほど衝突速度が高くない場合にも YMC が形成されるのかを検証する。たとえば、スーパーバブルによる衝撃波を想定したケースを考える。本節では、衝撃波速度 $v_0 = 15 \text{ km/s}$ の場合におけるシミュレーション結果を紹介する。

3.2.1 基準密度ケース (V15D1)

星間物質 (ISM) の基準密度 $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ におけるガス衝突モデルを調べた結果、低速衝突 (例: V15D1) では密度の低い衝撃層が形成され、分子雲の形成が進まず、星形成に至らないことが示された。 H_2 分子比 f_{H_2} の進化は、Iwasaki et al. (2019) の理論式と一致し、衝突後のガス密度と時間スケールに依存する。特に、V15D1 モデルでは $f_{H_2} \lesssim 0.02$ と極めて低く、分子雲形成が困難である。これらの結果は、低密度ガス同士のゆっくりとした衝突だけでは星形成が起こりにくいこと、また分子雲は複数の衝撃圧縮を通じて形成されるというシナリオ (Inoue & Inutsuka 2009) と整合的である。

3.2.2 高密度ケース (V15D10)

モデル V15D10 (低速・高密度ガス衝突) では、分子水素が形成され、星形成が発生する。衝突後の密度は約 55 cm^{-3} 、自由落下時間は約 4.7 Myr で、星形成開始時刻や星形成効率 (SFE $\sim 10\%$) は高速衝突モデルと同程度となった。形成された星団やクランプは、脱出速度が小さいものはフィードバックで破壊され、大きいものは維持される傾向にある。特に、 $t = 20 \text{ Myr}$ の時点で質量 $4 \times 10^5 M_\odot$ 、サイズ約 7 pc の巨大クランプが形成され、YMC 前駆体の可能性がある。

しかし、この結果は「銀河内のスーパーバブルで YMC が容易に形成される」ことを意味しない。本モデルはガスが 150 pc の範囲に広がると仮定しているが、実際の星間雲はより小さいため、スーパーバブル環境下での YMC 形成は非常に困難であることが示唆される。

4 Discussion&Conclusion

本研究では、HI ガスの高速衝突による星団形成過程を、光電離フィードバックを取り入れた 3 次元 MHD シミュレーションにより調査した。光電離の影響は、ストロンゲン球内のガスを 10^4 K に加熱する近似で導入した。

主な結果は以下のとおりである:

1. コンパクトなガスクラump形成

$v_0 \gtrsim 100$ km/s の衝突により、 $10^5 M_\odot$ 超・サイズ ~ 5 pc の高密度クラumpが形成され、フィードバックに耐える構造となる。

2. フィードバックに対する生存性

$10^5 M_\odot$ 以上のクラumpは長期間安定するが、 $10^4 M_\odot$ 未満では破壊される。

3. ガス密度と衝突速度の役割

高密度ガスでは低速衝突でも YMC スケールのクラumpが形成可能だが、圧縮に長時間 (~ 10 Myr) を要する。低密度では星形成に至らない。

4. スーパーバブルによる YMC 形成の限界

YMC 形成には非現実的な条件 (多数の超新星、広範なガス分布) が必要で、スーパーバブル圧縮のみでは困難である。

これらの結果は、高密度かつ高速なガス衝突 (例: 銀河相互作用) による YMC 形成が有効である一方で、通常の銀河環境においては、フィードバック、ガス密度、圧縮時間が形成を制限する要因となることを示している。

本研究では、YMC 形成における主要なフィードバックとして光電離の影響を考慮した。超新星フィードバックについては、代表的な発生時期 (8.2 Myr) と星形成期間 (0.4–0.6 Myr) を比較した結果、形成過程には大きな影響を及ぼさないと判断した。ただし、クラumpの形成に長時間を要する場合には、大質量星の出現がその形成を妨げる可能性がある。実際には、大質量星は後期段階で比較的大きなクラump内に形成される傾向があるため、影響は限定的であると考えられる。今後は、超新星フィードバックを明

示的に取り入れたシミュレーションを通じて、YMC 形成への影響をさらに詳しく検討する必要がある。

また今回は、Maeda et al. (2024) の V100D1 モデルに対して解像度を下げたシミュレーションを実施し、同様の結果が得られるかを検証した。その結果、全体としておおむね一致することが確認された。

Reference

- Maeda et al.2024, ApJ, 431, 48
- Longmore et al. 2014, Protostars and Planets VI, 291
- Portegies Zwart et al.,2010, ARA&A, 48, 431
- Fukui et al. 2017, PASJ, 69, L5
- Tsuge et al. 2019, APJ, 871, 44
- Fujimoto,M. & Noguchi,M. 1990, PASJ, 42, 505
- Bekki,K. & Chiba,M., 2007, APJ, 665, 1164
- Tsuge et al., 2024, PASJ, 76, 589
- Inoue,T. & Inutsuka,S. ,2008, APJ, 687, 303
- Inoue,T. & Inutsuka,S. ,2009, APJ, 704, 161
- Inoue,T. & Inutsuka,S. ,2012, APJ, 759, 35
- Inoue,T. & Inutsuka,S. ,2016, APJ, 833, 10
- Inoue,T. & Omukai,K. ,2015, APJ, 805, 73
- Miyama 1987 et al. ,1987, PThPh, 78, 1273
- Iwasaki,K.,& Tomida,K.,2022 , APJ, 934, 174

[—index へ戻る](#)

HP-02

遠方 DLA における DIB 探査

信州大学
稲井 天

遠方 DLA における DIB 探査

稲井 天 (信州大学大学院 総合理工学研究科)

三澤 透 (信州大学)

Abstract

星間空間には稀薄なガスや塵が存在しており、これらを透過した星のスペクトルには多数の吸収線が現れる。これを観測することで、星間物質の組成や物理状態に関する情報を得ることができる。中でも、分子雲を通過した光には「拡散星間帯」(Diffuse Interstellar Bands; DIBs) と呼ばれる広く浅い吸収線が検出されることが知られている。DIBs は 1922 年に初めて発見されて以来、現在までに約 600 種類が報告されているが、その多くは起源物質が未解明であり、天文学に残された長年の課題の一つとなっている。ただし、波長 $9577\text{\AA}$ および $9632\text{\AA}$ に現れる DIBs については C_{60} フラーレンによるものと判明している。DIB を生じさせる物質は「DIB キャリア」と呼ばれ、有機分子や炭素系高分子が候補とされている。DIBs は銀河系に加えて近傍銀河でもいくつかの検出例があるが、遠方銀河 ($z > 0.1$) における報告は非常に限られている。そこで本研究では、遠方銀河における DIBs の探索を通して、有機分子の形成過程や存在環境を解明することを目的としている。DIBs の存在が報告されているのは高密度ガス領域であることから、解析対象には同様の環境が必要となる。そこで遠方銀河の高密度環境に対応する「減衰ライマンアルファ」(Damped Lyman Alpha) 吸収線系における DIBs の探査を試みた。通常、DLA は Ly α 吸収線を通して検出されるが、($z < 2$) では可視スペクトルでは検出できないため、代わりに強い MgII 吸収線を DLA 対応天体として扱った (Turnshek et al. 2005)。VLT/UVES で取得されたキューサー 15 天体の可視高分散スペクトルを用いて、DLA に対応する DIBs の検出を試みたものの、明らかに DIBs と呼べるような吸収線は見られなかった。この結果は、遠方銀河における DIB キャリアの存在量が低い可能性を示唆するものの、一方で、解析波長領域 ($6,000\sim 10,000\text{\AA}$) が大気吸収線の影響や規格化など技術的な問題が原因かもしれない。今後は、より高精度な解析を行うとともに、追観測なども実施して統計的に有意な研究に発展させる予定である。

1 Introduction

宇宙空間には、希薄な分子雲 (Diffuse molecular Cloud) が存在する。その分子雲を通った光を観測する時、可視光から近赤外の領域で分子雲に存在する物質による吸収線が検出されることがある。その吸収線は線幅が広く、深さが浅い形をしているため Diffuse Interstellar Bands (DIBs) と呼ばれる。現在 DIB は約 600 種類ほど見つかったが、まだその内の $\lambda = 9577\text{\AA}$ と $\lambda = 9632\text{\AA}$ の C_{60}^+ の吸収線 (Foing & Ehrenfreund 1994; Galazutdinov et al. 2000) しか同定されていない。このように DIB の同定は困難であるが、それには理由がいくつかある。

1 つ目は、キャリア (DIB を生じさせる物質) が数多くの吸収線を作り出すからである。DIB のキャリアはたくさんの分子が結合した複雑な形をしている。分子量が大きい物質では、分子の回転や振動など様々

な遷移による吸収線が生じる。それによって 1 つの DIB キャリアから多くの DIB が生じる可能性がある。このキャリアを同定するには、そのキャリアから生じる吸収線を、理想的にはすべて、現実的には少なくとも 3 つは観測し、地上で行う当該キャリアの分光実験との比較をしなければならない。

2 つ目は、DIB は埋もれてしまう可能性があるからである。DIB は広くて浅い吸収線であるため、他の物質による吸収線が DIB の予想される吸収線の近くにあると、DIB が存在するかの判断が非常に困難になる。また紫外線領域や赤外線領域においては大気吸収線という、地球大気中の分子による光の吸収によってスペクトルの大部分は吸収される。さらに、規格化の段階で浅い吸収線は連続光成分として取り除かれてしまう可能性がある。このように、DIB は観測、解析それぞれにおいて問題があり、それによって同定が困難になってしまうのである。

また、いくつかの DIB 強度は様々な値と相関関係があることが報告されている。Cox et al. (2005) では、DIB の等価幅 EW は色指数 $E(B - V)$ やガスの柱密度 $N(H_I)$ 、 $N(K_I)$ の値と密接に相関していると報告している。ここから、DIB キャリアはガスやダストが豊富に存在している環境に多く存在していることがわかる。特に、DLA(Damped Lyman-Alpha system) という中性水素の柱密度が $N(H_I) \geq 2 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ の領域はダストによる高密度領域であり、DIB キャリアが他の領域よりも多く存在していると考えられる。

しかし、これらの相関関係は銀河系などの近傍宇宙から求められた関係であり、遠方銀河でこの相関関係が成り立つかは未だ不明である。今日まで DIB は銀河系内での探査がほとんどであり、遠方銀河での探査は数少ない。銀河系外における DIB 探査には背景光源としてクエーサーを用いる必要があるのかもしれない要因の一つであろう。そのため遠方銀河での DIB の検出報告はほとんどなく、それにより DIB の EW とその周辺環境を示す他の値との関係を考えることが難しくなっている。

そこで、今回の研究では遠方宇宙に存在する DLA 領域をクエーサー吸収線を用いて解析し、銀河系外において DIB の探査を行い、遠方銀河では DIB キャリアはどのような環境に存在しているのか、またどのような環境で形成されていくのかの解明を目的とする。

2 Methods/Instruments and Observations

今回は SQUAD というデータベース (Murphy et al. 2019) を用いた。SQUAD は VLT/UVES を用いて観測されたデータであり、すでに各 epoch のデータの足し合わせと規格化の処理が完了しているデータベースである。また、VLT/UVES の観測波長は約 $3000\text{\AA}$ から $10000\text{\AA}$ である。この領域に中性水素の吸収線 ($\text{Ly}\alpha$ 吸収線) と DIB による吸収線が存在している必要がある。 $\text{Ly}\alpha$ 吸収線の静止波長は $1216\text{\AA}$ であり、観測領域に入るための赤方偏移の範囲は $1.467 \leq z \leq 7.224$ である。また、今回は Lawton et al. (2008) の先行研究に倣って 6 つの DIB を研究した。それぞれの DIB の静止波長は $\lambda = 4428, 5705, 5780, 5797, 6284, 6613\text{\AA}$ で、この中で最短の波長の $4428\text{\AA}$ DIB

が観測領域に入るための赤方偏移の範囲は $0.000 \leq z \leq 1.258$ である。したがって、 $\text{Ly}\alpha$ 吸収線と観測対象の DIB が同時に観測領域に入る赤方偏移の範囲は存在しない。しかし、Turnshek et al. (2005) では赤方偏移が $0.36 \leq z \leq 2.28$ において MgII 吸収線が強い領域では中性水素柱密度も高く、DLA となっていることが報告されている。よって、 MgII 吸収線は $\text{Ly}\alpha$ 吸収線の代わりとして用いることができることがわかる。 MgII 吸収線の静止波長は $2796\text{\AA}$ と $2803\text{\AA}$ なので、 MgII 吸収線 ($2796\text{\AA}$) が観測領域に入るための赤方偏移の範囲は $0.07296 \leq z \leq 2.577$ であり、 MgII 吸収線と DIB が同時に観測領域に入る範囲は $0.0726 \leq z \leq 1.258$ である。そこでデータカタログとして、 $z < 1.65$ における DLA と、 MgII 吸収線が観測できるクエーサーがリストされている Rao & Turnshek (2000) を使用した。

したがって今回の研究では、Rao & Turnshek (2000) のデータカタログと、SQUAD のデータベースを用いて、 MgII 吸収線と DIB を同時に観測できるクエーサーのサンプリングを行った。その結果、解析天体は 22 天体であったが、その中からデータ欠損により解析できなかったものがあったため、それらを除いて 15 天体の解析を行った。

3 Results

DIB の予想位置に吸収線が $> 3\sigma$ で受かっていたクエーサーは 5 天体で、解析する DIB は 9 つであった (表 1)。

天体名	z_{DLA}	解析DIB
J095456+174331	0.2377	5797,6613DIB
J104117+061016	0.4416	5705,5780DIB
J112442-170517	0.682	4428,5797DIB
J124913-055919	0.6399	5705,5780DIB
J214805+065738	0.7902	4428DIB

表 1: 解析天体と解析 DIB

しかし、今回の解析範囲は大気吸収線の影響が大きい領域である。地上で観測したデータは、地球大気に存在する物質による吸収や散乱によって特定の波長の光の透過率が減少してしまう (図 1 参照)。その中で散乱による光の透過率の減少は連続的であるのに対し、吸収による減少は不連続であり、特定の

波長域で急激に減少している傾向がある。よってこの範囲では DIB かどうかの判断は困難である。

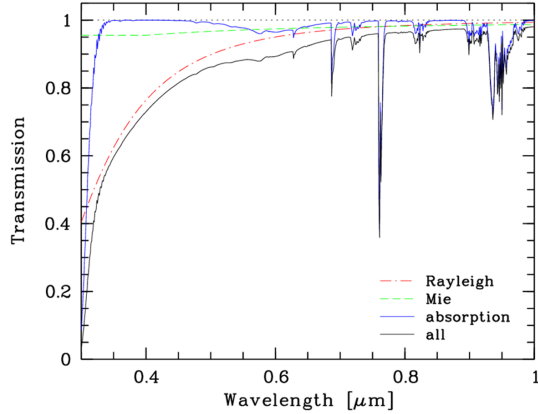


図 1: VLT サイトにおける地球大気の透過率モデル

したがって、これらに 5 天体において大気吸収線の除去を行い解析を行った。今回は大気吸収線による影響を補正するソフトウェアツールとして Sky Model Calculator を用いた。これはウェブ上のアプリケーションであり、VLT を運用している ESO のサーバー上で観測条件などを設定することによって各波長における透過率のモデルを計算することができる。

しかし、このソフトは各 epoch における大気の状態を算出するソフトウェアであるため、SQUAD のような複数の epoch が足し合わされている場合は直接大気吸収線による影響を取り除くことはできない。よって、今回は各天体において 1 つの epoch の生データからスペクトルを入手し、地球大気の補正を行った。また天体は 5 つであるが、calibration データの不具合によって解析ができない天体があり、最終的な解析天体は J095456+174331、J104117+061016、J214805+065738 の 3 つとなった。

その結果、DIB の予想位置に吸収線らしきものがあったのは、J095456+174331 の 6613DIB、J104117+061016 の 5780DIB、J214805+065738 の 4428DIB であった。

各 DIB の観測系における等価幅は以下の通りである。

$$W[4428] = 0.032 \pm 0.026 \text{ \AA}$$

$$W[5780] = 0.129 \pm 0.137 \text{ \AA}$$

$$W[6613] = 0.041 \pm 0.136 \text{ \AA}$$

Friedman et al.(2011) では、各 DIB 強度と中性水素柱密度の相関を調べており、その結果は次のよう

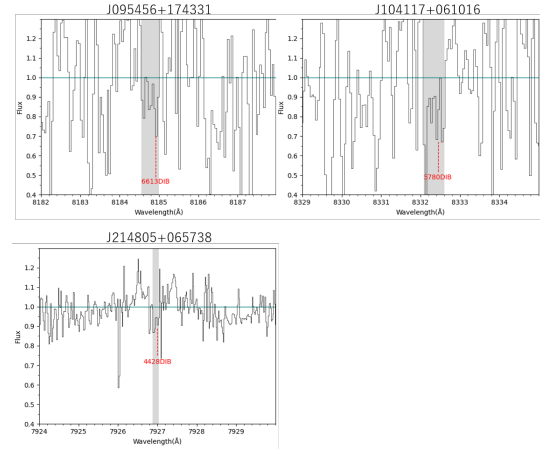


図 2: 各天体の DIB 予想位置と周辺スペクトル

になっている。

$$\log N_{\text{HI}} = (19.00 \pm 0.08) + (0.94 \pm 0.04) \log W[5780]$$

$$\log N_{\text{HI}} = (19.89 \pm 0.06) + (0.67 \pm 0.03) \log W[6613]$$

今回は DLA における DIB を探索している。使用した DLA カタログは中性水素の柱密度が $N_{\text{HI}} \geq 2 \times 10^{20}$ のものであるから、上述の相関関係を用いて 5780, 6613DIB の等価幅の期待値が得られ、それぞれ次の値になる。

$$W[5780] = 24.21 \pm 2.51 \text{ \AA}$$

$$W[6613] = 4.11 \pm 0.38 \text{ \AA}$$

この数値と解析によって得られた値を比較すると、今回解析したデータは 2 桁オーダーが小さいことがわかる。今回検出された吸収線は DIB ではないと考えられる。

4 Discussion

今回の研究では DIB を検出することができなかった。DIB が検出できなかった理由として、もちろん DIB キャリアが存在しないというも考えられるが、S/N が小さいことによって DIB が埋もれてしまった可能性も考えられる。特に J095456+174331 と J104117+061016 のデータは S/N が小さく (図 2 参照)、吸収線を見つけるのが困難であった。

また、SQUAD のデータ解析において吸収線が見つけられなかった天体に関しては、規格化によって DIB が排除されてしまった可能性がある。SQUAD では UVES_POPLER というソフトウェアで自動的

に規格化が行われている。この際、予想フラックスよりも 1.4σ 以下の低い値を取っている場所と、 3.0σ よりも高い値を取っている場所は規格化の連続光成分として除外をされる。しかし、DIB は広くて浅い吸収線であるため、 1.4σ 以下の凹みという吸収線の判定基準を受けることができず、連続光成分として処理された可能性がある。

したがって今後の展望として、SQUAD で解析を行ったデータすべてにおいて生データからの解析を行い、また各 epoch の足し合わせによって SN を上げ、解析の精度を上げていこうと考えている。

また、今回の解析天体は 15 天体であり少ないため、今後の研究において新たなサンプルを入手する必要がある。しかし、DIB の探査には高波長分解能で高 S/N の分光データが必要なため、今後は、すばる望遠鏡の高分散分光器 HDS を用いた観測などを提案していきたい。

5 Conclusion

今回は SQUAD というデータベースと Rao & Turnshek(2000) のデータカタログを用いて 15 天体において 6 つの DIB を探索した。その結果、DIB の予想位置に 3σ で吸収線を検出できた天体は 5 つあった。しかし、吸収線が検出できた波長域は大気吸収線の影響を強く受ける領域であったので、5 つの天体のうち 3 つに対して ESO の Sky Model Calculator を用いて大気吸収線の除去を行い解析を行った。その結果吸収線らしきものを 3 つ見つけたが、それらの等価幅は、DIB 強度と $N(\text{HI})$ 柱密度の相関関係 (Friedman et al. 2011) から期待される値よりも 2 桁小さかった。このことから、今回は DIB を見つけることはできなかったと考えられる。

DIB が検出できなかった理由として、スペクトルの S/N が小さいことによって DIB が埋もれてしまった可能性や、SQUAD のデータ解析において、規格化によって DIB が排除されてしまった可能性がある。

今後は SQUAD で解析を行ったデータすべてに対して生データからの解析や、各 epoch の足し合わせによって S/N を上げ、解析の精度を上げていきたいと考えている。また、今後の研究において新たなサンプルを入手するために、すばる望遠鏡へのプロポーザル提出も視野に入れている。

6 References

- Cox, N. L. J., Kaper, L., Foing, B. H., & Ehrenfreund, P. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 438, 187
- Foing, B. H., & Ehrenfreund, P. 1994, *Nature*, 369, 296
- Friedman, S. D., York, D. G., McCall, B. J., et al. 2011, *ApJ*, 727, 33
- Galazutdinov, G. A., Kreowski, J., Musaev, F. A., Ehrenfreund, P., & Foing, B. H. 2000, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 317, 750
- Lawton, B., Churchill, C. W., York, B. A., et al. 2008, *AJ*, 136, 994
- Murphy, M. T., Kacprzak, G. G., Savorgnan, G. A. D., & Carswell, R. F. 2019, *MNRAS*, 482, 3458
- Rao, S. M., & Turnshek, D. A. 2000, *ApJS*, 130, 1
- Turnshek, D. A., Rao, S. M., Nestor, D. B., Belfort-Mihalyi, M., & Quider, A. 2005, *arXiv e-prints*, astro

[—index へ戻る](#)

HP-03

銀河中心アーク構造解明に向けて:シンクロトロン冷却不安定性による縞状化

名古屋大学
玉木 悠暉

銀河中心アーク構造解明に向けて：シンクロトロン冷却不安定性による縞状化

玉木 悠暉 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

天の川銀河中心付近に存在する直線的な電波構造である電波アークが、実際には複数のフィラメント状構造から構成されていることが、VLA による観測で初めて示された (Yusef-Zadeh et al. 1984)。さらに近年、MeerKAT による高解像度観測により、銀河中心領域にフィラメント状構造の集団 (フィラメント群) が非常に多数存在することが明らかになっている (Heywood et al. 2022)。これらの銀河中心アーク構造は、銀河面に対して垂直に見えるものが多く、非熱的な電波放射を示すことから、フィラメント群に沿った磁場が存在することが示唆されており、銀河中心付近の磁場構造を探る上で極めて重要な天体である。しかし、その起源や形成過程を含め、多くの点が依然として未解明である。このフィラメント群の形成シナリオとしては、一本のフィラメントが分裂して複数のフィラメントへと変化する縞状化 (filamentation) が提案されており、その起源としては、フィラメントとコンパクト電波源などとの相互作用、あるいはシンクロトロン冷却不安定性が提案されている。(Yusef-Zadeh et al. 2022) 本研究では、シンクロトロン冷却不安定性による銀河中心フィラメント群の縞状化の解明を目的とし、放射減衰の効果を考慮した運動方程式である PLAD 方程式 (F. Rohrllich 2008) を用いて電子の運動をシミュレーションした。その結果、電子の軌道はらせん状であり、エネルギー損失に伴って円運動の半径が次第に収束していく様子が確認された。この結果をもとに、放射減衰が電子の運動に与える影響について議論する。

1 Introduction

天の川銀河中心付近に存在する直線的な電波構造である電波アークが、実際には複数のフィラメント状構造から構成されていることが、VLA による観測で初めて示された (Yusef-Zadeh et al. 1984)。さらに近年、MeerKAT による高解像度観測により、銀河中心領域にフィラメント状構造の集団が非常に多数存在することが明らかになっている (Heywood et al. 2022)。これらの天体は「銀河中心フィラメント群」と呼ばれ、全長が 5 pc 以上の巨大な構造であり、多くは銀河面に対して垂直に見える。また、非熱的な電波放射を示しており、これによりフィラメント群に沿った磁場の存在が示唆されている。したがって、これらは銀河中心付近の磁場構造を探る上で極めて重要な天体である。しかし、その起源や形成過程を含め、多くの点が依然として未解明である。

このフィラメント群には、(1) 平行に並んでいる、(2) まとまって方向を変える、(3) 一点に収束する、という 3 つの形状的特徴がある。これらの特徴に基づき、フィラメント群の形成シナリオとしては、もと

もと 1 本のフィラメントが分裂し、複数のフィラメントへと変化する縞状化 (filamentation) が提案されている。分裂の起源としては、フィラメントとパルサーなどのコンパクト電波天体との相互作用、あるいはシンクロトロン冷却不安定性が提案されている。(Yusef-Zadeh et al. 2022) シンクロトロン冷却不安定性とは、以下のような過程で説明される。まず、初期状態として、フィラメントを構成する宇宙線の圧力と磁気圧が釣り合っていると仮定する。フィラメント内の荷電粒子は、シンクロトロン放射によりエネルギーを放出し、その結果、宇宙線の圧力が低下する。すると、磁気圧が相対的に大きくなり、フィラメントは磁気圧によって圧縮されることになる。磁束保存の法則により断面積が小さくなるため、磁場強度 B は増加する。シンクロトロン放射の放射強度は B^2 に比例するため、粒子がエネルギーを失っても、依然として高い放射強度を保つことができる。これが、シンクロトロン冷却不安定性の基本的なメカニズムである。

本研究では、シンクロトロン冷却不安定性による銀河中心フィラメントの縞状化の解明を目指し、放射減

衰の効果を考慮して、電子の運動をシミュレーションする。

2 Methods

2.1 Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) 方程式

放射減衰の効果を考慮した運動方程式として、Lorentz-Abraham-Dirac (LAD) 方程式が知られている。

$$m\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{F} + \tau_0 m\ddot{\mathbf{v}} \quad (1)$$

ここで、 $\tau_0 = \frac{2}{3} \frac{q^2}{mc^3}$ は、時間の次元をもつパラメータである。LAD 方程式の右辺第 1 項は外力を、第 2 項は放射による反作用の力を表している。この第 2 項が行う仕事は、荷電粒子が放出する放射エネルギーに等しい。この方程式は、時間の 1 回微分ではなく 2 回微分を含むため、物理的に無意味な解、すなわち暴走解を導いてしまうという問題点がある。

$\mathbf{F} = 0$ として、式 (1) の解を求めると、

$$\dot{\mathbf{v}}(t) = \begin{cases} 0 \\ \mathbf{a}e^{t/\tau_0} \end{cases} \quad (2)$$

を得る。ただし、 $\mathbf{a}$ は $t = 0$ における加速度である。外力が 0 であるため、加速度も 0 でなければならないことから、式 (2) の 2 つの解のうち、1 つ目が物理的に正しい解であり、2 つ目は暴走解である。

2.2 Physical-Lorentz-Abraham-Dirac (PLAD) 方程式

LAD 方程式が物理的に無意味な解、すなわち暴走解を含むという問題点を解消するために、F. Rohrlich (2008) により、暴走解を回避した運動方程式として、Physical Lorentz-Abraham-Dirac (PLAD) 方程式が提案された。

$$m\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{F} + \tau_0 m\dot{\mathbf{F}} \quad (3)$$

この方程式は、時間の 1 回微分のみを含むため、物理的に無意味な解を導かない。本研究では、F. Rohrlich

(2008) によって提案された相対論的な PLAD 方程式を用いる。

$$\frac{du^\mu}{dt} = \frac{c}{mu^0} K^\mu + \frac{\tau_0}{m} P^{\mu\nu} \frac{dK^\mu}{dt} \quad (4)$$

ただし、 $u^\mu = [c\gamma, \gamma\mathbf{v}]$, $P^{\mu\nu} = -\eta^{\mu\nu} + \frac{1}{c^2} u^\mu u^\nu$, K^μ は外力、 γ はローレンツ因子、 $\eta^{\mu\nu}$ は基本テンソルである。

2.3 運動方程式

シミュレーションに用いる運動方程式は、以下のとおりである。ただし、 τ_0 の 2 次の項は無視した。

$$\frac{du^0}{dt} = -\frac{e^2 \tau_0 B^2}{m^2 c^3} \left\{ (u^1)^2 + (u^2)^2 \right\} \quad (5)$$

$$\frac{du^1}{dt} = -\frac{eB}{mu^0} u^2 - \frac{e^2 \tau_0 B^2}{m^2 cu^0} \left\{ \left(\frac{u^1}{c} \right)^2 - 1 \right\} u^1 - \frac{e^2 \tau_0 B^2}{m^2 c^3 u^0} u^1 (u^2)^2 \quad (6)$$

$$\frac{du^2}{dt} = \frac{eB}{mu^0} u^1 - \frac{e^2 \tau_0 B^2}{m^2 c^3 u^0} (u^1)^2 u^2 - \frac{e^2 \tau_0 B^2}{m^2 cu^0} \left\{ \left(\frac{u^2}{c} \right)^2 - 1 \right\} u^2 \quad (7)$$

$$\frac{du^3}{dt} = \frac{u^3}{u^0} \frac{du^0}{dt} \quad (8)$$

ただし、 e は電荷素量、 B は磁場強度である。

2.4 セットアップ

磁場は、 z 軸方向に一様で、大きさは 1 G とした。また、電子の初期条件は以下のとおりである。

$$\begin{cases} \mathbf{r}(t=0) = \left(\gamma \frac{v_0}{\omega_{ce}}, 0, 0 \right) [\text{cm}] \\ \mathbf{v}(t=0) = (0, v_0, 0) [\text{cm/s}] \end{cases} \quad (9)$$

ただし、 $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e c}$, $v_0 = 2.985 \times 10^{10} [\text{cm/s}]$ である。また、計算コストを抑えるために τ_0 の値を 10^8 倍だけ大きくした。

3 Results

3.1 電子の運動

電子の運動の軌跡は、図 1 のようになった。粒子の軌道はらせん状であり、時間の経過とともに円運動の半径が次第に収束していく様子が確認できる。

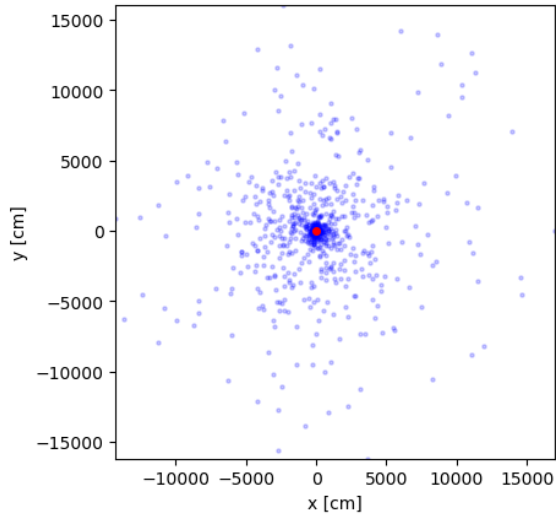


図 1: 放射減衰の効果を考慮した電子の運動の軌跡。青い点は、一定の時間間隔でサンプリングされた時刻における粒子の位置を示し、赤い点は最終時刻の位置を表している。

3.2 運動エネルギー

運動エネルギーの時間変化は、図 2 のようになった。

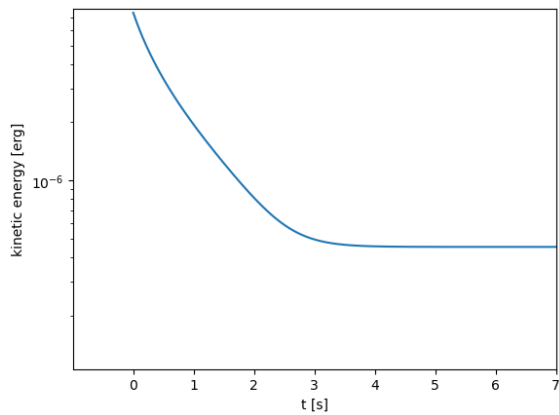


図 2: 運動エネルギーの時間変化。横軸は時間であり、縦軸は運動エネルギーである。

$0 [s] \leq t \leq 3 [s]$ では、放射減衰の効果により運動エネルギーが減少していく様子が確認できた。一方、 $3 [s] \leq t$ では、運動エネルギーが一定値に収束し、正しく計算することができなかった。

4 Discussion

式 (3) から、放射による反作用は電子の速度と逆向きに働く力であり、電子の速度を減少させる方向に作用すると考えられる。速度が低下すれば、遠心力が弱まり、向心力がそれを上回るため、粒子は内側へと落ち込むような軌道を描くことになる。したがって、得られた電子の軌道は物理的に妥当な結果である。また、円運動の半径はローレンツ因子 γ に比例するため、運動エネルギーの減少に伴って半径も次第に収束していくと考えられる。

$3 [s] \leq t$ において運動エネルギーが減少しなかった理由は、円運動の周期が短くなったことに伴う相対的な時間解像度の低下が考えられる。円運動の周期はローレンツ因子 γ に比例するため、運動エネルギーの減少に伴って周期も短くなっていく。シミュレーションでは、初期の円運動を十分に解像できるようにタイムステップを設定しているが、 $3 [s] \leq t$ では、円運動の周期とタイムステップが同程度となり、円運動を正しく解像できていない可能性がある。

5 Conclusion

シンクロトン冷却不安定性による銀河中心フィラメント群の縞状化の解明を目的として、放射減衰の効果を考慮して電子の運動をシミュレーションした。その結果、電子の軌道はらせん状であり、エネルギー損失に伴って円運動の半径が次第に収束していく様子が確認できた。

Reference

- Yusef-Zadeh, F. & Morris, M. & Chance, D. (1984). Large, highly organized radio structures near the galactic centre. *Nature*, 310(5978), 557-561.
- Heywood, I. & Rammala, I. & Camilo, F. & Cotton, W. D. & Yusef-Zadeh, F. & Abbott, T. D. & Adam, R. M. & et al. (2022). The 1.28 GHz MeerKAT Galactic Center Mosaic. *The Astrophysical Journal*, 925(2).
- Yusef-Zadeh, F. & Arendt, R. G. & Wardle, M. & Heywood, I. & Cotton, W. & Camilo, F. (2022). Statistical Properties of the Population of the Galactic Center Filaments: the Spectral Index and Equipartition Magnetic Field. *The Astrophysical Journal Letters*, 925(2).

2025 年度 第 55 回 天文・天体物理若手夏の学校

Rohrlich, F. (2008). Dynamics of a charged particle.
Physical Review E, 77(4).

[—index へ戻る](#)

HP-04

可視分光観測による高銀緯分子雲における星形成探査

埼玉大学
高山 颯太

可視分光観測による高銀緯分子雲における星形成探査

高山 颯太 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

星は分子雲が自己重力によって収縮する際に形成される。分子雲内のガス・ダスト密度の大きい場所が収縮し分子雲コアが形成され、その後原始星、前主系列星へと進化し、やがて主系列星となる。主系列星に進化する前段階の天体である前主系列星は T Tauri 型星 (TTS) と呼ばれ、 $H\alpha$ 輝線、Li 吸収線、紫外/赤外超過、X 線放射、変光などの特徴が見られる。TTS はガスやダスト密度が高く、星形成が盛んである分子雲で多く観測されている。一方で、ガスやダストの密度が小さい高銀緯分子雲 ($|b| > 30^\circ$) では TTS の観測例が少なく、星形成がどのように起きているか未解明な点が多い。先行研究 (平塚 2018、佐々木 2021) ではハワイ大学 2.2m 望遠鏡と広視野グリズム分光撮像装置 WFGS2 を用いたスリットレス可視分光観測を、MBM01-03 などの計 8 の高銀緯分子雲に行なった。得られた約 6000 天体のスペクトルのうち、 $H\alpha$ 輝線がみられた約 60 天体が、TTS 候補天体として同定された。結果、高銀緯分子雲において、銀河面の高密度な分子雲と比べて低質量星が形成されやすく、星形成が穏やかである可能性が示唆された。

一方で、スリットレス分光観測には (1) 波長較正ができないため、 $H\alpha$ 輝線の同定精度が低い (2) 観測波長域が狭く、スペクトル型同定の精度が低いという特徴がある。そこで、本研究ではスリットレス可視分光観測から同定された TTS 候補 46 天体に対して、兵庫県立大学西はりま天文台なゆた望遠鏡と可視光中低分散分光器 MALLS を用いて追分光観測を行なった。現時点までに、21 天体の解析を行ない、17 天体で $H\alpha$ 輝線を同定した。さらに、得られたスペクトルと既知の主系列星のスペクトルテンプレートを比較したところ、18 天体が M 型星、3 天体が K 型星と同定された。先行研究のスリットレス分光観測の結果と比較すると、追分光観測で $H\alpha$ 輝線が検出された天体に関して、輝線等価幅は両観測ともに $10\text{\AA}$ より小さく、17 天体のスペクトル型がサブクラス ± 2 の範囲で一致した。これらの天体について、先行研究で求められた放射光度と、本研究のスペクトルから得られた有効温度を組み合わせ、HR 図上で低質量星の理論進化モデルと比較した。結果、 $H\alpha$ 輝線が検出された 17 天体は、質量が $0.12\text{--}0.5M_\odot$ 、年齢は $1.5\text{--}30\text{Myr}$ であると求められ、これらを TTS と同定した。以上より、星形成の様子が明らかになっていなかった高銀緯分子雲において星形成が起きており、導出された質量から高銀緯分子雲では $0.5M_\odot$ 以下の軽い星が形成されやすいことが示唆された。

1 Introduction

星は分子雲が自己重力によって収縮する際に形成される。分子雲内でガス・ダスト密度の大きい分子雲コアが収縮し、原始星、前主系列星に進化し、やがて主系列星となる。主系列星に進化する前段階の前主系列星の中で、低質量 ($2M_\odot$ 未満) の天体は T Tauri 型星 (TTS) と呼ばれる。スペクトル型は G 晩期~M 型で $H\alpha$ 輝線、Li 吸収線、紫外/赤外超過、X 線放射、変光などを特徴にもつ。特に、 $H\alpha$ 輝線はバルマー系列のうち主量子数 $n=3$ から $n=2$ のエネルギー順位間を電子が遷移するときに、波長が $6563\text{\AA}$ の位置にみられる輝線で、強度は等価幅で表される。TTS は $H\alpha$ 輝線の等価幅を指標に二種類に分類され、等価幅

が $10\text{\AA}$ 以上であれば古典的 T タウリ型星 (CTTS)、 $10\text{\AA}$ 未満であれば弱輝線 T タウリ型星 (WTTS) と呼ばれる。

TTS は主にガス・ダスト密度の高く、星形成が盛んである分子雲で多く観測されている。一方で、ガス・ダスト密度が小さい高銀緯の分子雲 ($|b| > 30^\circ$) では TTS の観測例が少なく、星形成がどのように起きているのか、未解明な点が多い。そこで先行研究では、高銀緯分子雲 MBM01、02、03、53、54、55 (平塚 2018) MBM16、24 (佐々木 2021) に対してスリットレス分光観測を用いた TTS 探査が行なわれた。得られた約 6000 天体のスペクトルのうち、約 60 天体が TTS 候補天体と同定された。結果、高銀緯分

子雲において星形成が起きていて、銀河面の高密度な分子雲と比べて低質量星が形成されやすく、星形成が穏やかである可能性が示唆された。

しかし、スリットレス分光観測では波長較正ができないため、 $H\alpha$ 輝線の同定精度が低いことや、観測波長域が狭いためスペクトル型の同定精度が低いことが課題である。そこで、本研究ではスリットレス分光観測で同定された TTS 候補天体に対して行なわれた、ロングスリット追分光観測のデータの解析を行なった。それらの解析結果から $H\alpha$ 輝線の有無によって TTS であることを確認し、 $H\alpha$ 輝線の等価幅及び、スペクトル型を求め、TTS の物理量を導出した。これらのことから、高銀緯分子雲における星形成の有無やその様子を調べるのが目的である。

2 Observations/Analysis

UH88/WFGS2/スリットレス分光観測で同定した TTS 候補天体に対して、スペクトル型の決定精度の向上、より正確な波長同定、 $H\alpha$ 輝線の検出を目的として、兵庫県立大学なゆた望遠鏡/可視光中低分光器 MALLS を用いてロングスリット追観測を行なった。観測は 2018 年 11 月 27 日-2025 年 2 月 5 日のうち計 15 夜に、兵庫県立大学西はりま天文台なゆた望遠鏡と可視光中低分散分光器 MALLS を用いて行なった。

観測波長は 4960-9000Å、観測領域は MBM01、02、03、16、24、32、53、54、55 の計 9 領域で、1 天体あたり 2400-4800s の積分時間で観測を行なった。

表 1: ロングスリット観測で用いた分光装置の諸情報

望遠鏡	西はりま天文台なゆた望遠鏡
観測装置	可視光中低分散分光器 (MALLS)
グレーティング	150 本/mm
オーダーカット	GG475,LOFP469
分解能	R~600
スリット幅	1.2"
波長域	4960-9000Å
観測日	2018-2025 年の計 15 夜
観測天体	計 46 天体
露出時間	600-1200s
積分時間	2400-4800s

分光解析は、主に NOAO(National Optical Astronomy Observatories) が開発した画像処理ソフト IRAF(Imaging Reduction Analysis Facility) を用いて行なった。解析はダーク引き、フラット割り、波長較正、一次元化、重ねあわせ、地球大気補正の順で行なった。

3 Results

各天体のスペクトル型の同定、 $H\alpha$ 輝線の決定及び等価幅の測定を行なった。得られたスペクトルを以下に示す (図 1)。

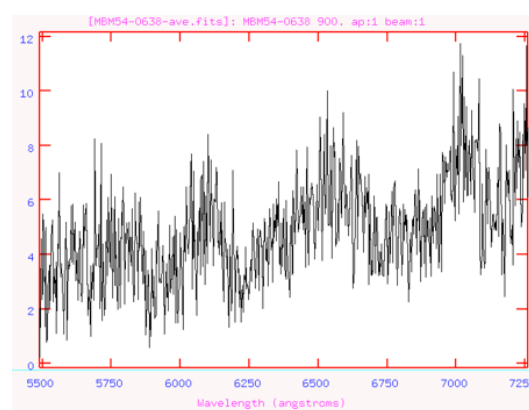


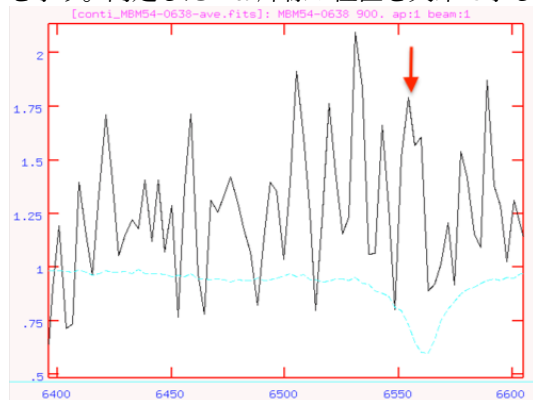
図 1: 得られたスペクトルの一例。縦軸が強度、横軸は波長 (Å) である。スペクトルは、5500-7250Å の範囲を示す。

(1) $H\alpha$ 輝線の同定

波長較正した結果から 6563Å に見られる $H\alpha$ 輝線を決定し、等価幅を測定した。観測条件などによって、波長較正の結果と $H\alpha$ 輝線の位置にずれが生じることがあるため、観測時に取得した A0 型の標準星の $H\alpha$ の吸収線の位置と比較しながら $H\alpha$ 輝線を決定し、等価幅を測定した。 $H\alpha$ 輝線等価幅を測定した図を以下に示す (図 2)。

等価幅の測定は `splot` コマンドでスペクトルを表示し、`"k"` コマンドを用いて測定した。測定は 5 回行い、平均値を等価幅、標準偏差を誤差とした。解析した天体 21 天体のうち、17 天体で $H\alpha$ 輝線が検出された。先行研究 (平塚 2018、佐々木 2021) のスリットレス分光観測の結果と比較すると、検出された $H\alpha$ 輝線の等価幅は全て 10Å で、輝線の強度が小さい天体であった。

図 2: $H\alpha$ 輝線等価幅の測定。縦軸が強度、横軸は波長 ($\text{\AA}$) である。黒が object、青が標準星のスペクトルを示す。同定した $H\alpha$ 輝線の位置を矢印で示した。



(2) スペクトル型の決定

スペクトル型の決定は以下の二種類の方法を用いて行ない、両者の結果を元に判断した。

1. 目視によるスペクトルテンプレートとの比較

解析によって得たスペクトルと既知の主系列星のスペクトルテンプレート (Kesseli et al.2017) を目視で比較した。TiO や Na の吸収の深さやスペクトルの傾きなどをもとにスペクトル型を同定した。(図 3)。

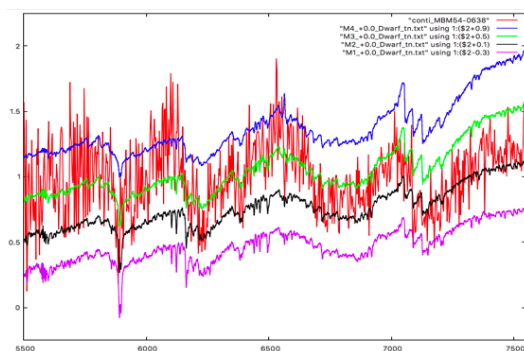


図 3: $H\alpha$ スペクトルテンプレートとの比較。縦軸が強度、横軸は波長 ($\text{\AA}$) である。赤色が object、紫、黒、緑、青は M1、M2、M3、M4 のスペクトルテンプレート (Kesseli et al.2017) を示す。

2.VOSA による最小二乗フィッティング

観測で得たスペクトルとスペクトルテンプレート (Kesseli et al.2017) に対して VOSA (Bayo et al.2008) を用いて最小二乗フィッティングを行い、スペクトル型を同定した。これら二つの結果を総合的に判断し、スペクトル型を決定した。結果の一例を

以下に示す (表 2)。

表 2: VOSA を用いたスペクトル型決定の一例。各スペクトルタイプとの最小二乗フィッティングの結果を示す。

SpTy	more	A_v	χ^2
M1.5	---	---	6.638e-2
M3.5	---	---	1.044e-1
Opt:M4V	---	---	1.423e-1
M3.0	---	---	2.536e-1
M4.0	---	---	2.952e-1

以上の 2 種類の結果を踏まえてスペクトル型を決定した。解析した 21 天体のうち、18 天体が M 型星、3 天体が K 型星として同定された。先行研究 (平塚 2018、佐々木 2021) のスリットレス分光観測の結果と比較すると、17 天体のスペクトル型がサブクラス ± 2 の範囲で一致した。

4 Discussion

星は質量や年齢によって光度、温度が変化する。そこで先行研究 (平塚 2018、佐々木 2021) で求められた光度と本研究で同定したスペクトル型から求めた有効温度を用いて理論進化モデル (Baraffe et al. 2015) と比較することで、年齢と質量の導出を行なった。(図 4)。解析した TTS 候補天体 21 天体のうち 17 天体で年齢が 1.5-30Myr、質量が $0.12-0.5M_{\odot}$ と導出され、これらを TTS と同定した。よって高銀緯分子雲でも星形成が起きていると考えられる。また、導出された質量から軽い天体が形成されやすいことが示唆された。

5 Conclusion

先行研究 (平塚 2018、佐々木 2021) でロングスリット分光観測から TTS 候補天体として同定された 46 天体を対象に、TTS の同定を目的となつた望遠鏡/MALLS を用いたロングスリット可視分光観測を行なった。観測した 46 天体のうち、これまでに 21 天体を解析し、スペクトル型の同定、 $H\alpha$ 輝線の決定と、等価幅の測定を行なった。結果、スペクトル型は 21 天体中 18 天体が M 型、3 天体は K 型と

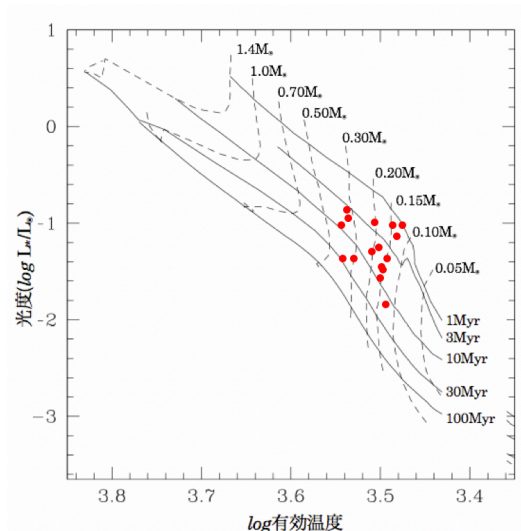


図 4: TTS と同定された天体の HR 図と低質量星の理論進化モデル (Baraffe et al. 2015)。縦軸が相対光度の対数、横軸が有効温度の対数。実線、破線はそれぞれ理論進化モデル (Baraffe et al. 2015) の等時曲線、等質量曲線を示す。エラーバーはプロットした点よりも十分に小さい。

同定され、 $H\alpha$ 輝線は 17 天体で検出された。先行研究と比較のすると、 $H\alpha$ 輝線の等価幅は全て $10\text{\AA}$ 未満であり、スペクトル型はサブクラス ± 2 の範囲で一致した。さらに HR 図と低質量星の理論進化モデルから年齢と質量を導出した結果、 $H\alpha$ 輝線が検出された天体の質量は $0.12\text{--}0.5 M_{\odot}$ 、年齢は $1.5\text{--}30\text{Myr}$ であり、TTS と同定された。これらの結果から、高銀緯分子雲では軽い天体が形成されやすく、星形成が明らかになっていなかった高銀緯分子雲で星形成が起きていることが示唆された。今後は観測済みで未解析の天体の解析を進め、解析天体を増やし、分子雲ごとの違いや空間分布を調べ流とともに、先行研究で同定された TTS 候補天体のロングスリット追分光観測を進める。

Reference

- Baraffe et al. 2015, A&A, 577, A42
 Bayo et al. 2008, A&A 492, 277B
 Kesseli et al. 2017, ApJSS 230, 16
 平塚. 2018, 埼玉大学修士論文
 佐々木. 2021, 埼玉大学卒業論文

[—index へ戻る](#)

HP-05

VAEを用いたMWA可視化データの特徴抽出とクラスタリング解析

熊本大学
森本 鉄平

VAE を用いた MWA 可視化データの特徴抽出とクラスタリング解析

森本 鉄平 (熊本大学大学院 自然科学教育部 1 年)

Abstract

本研究では、MWA (Murchison Widefield Array) による 21cm 線観測データ (visibility) に対し、変分オートエンコーダ (VAE) を用いた特徴量抽出を試みる。本研究の目的は、VAE の潜在変数の次元数を変更しながら学習を行い、その次元数が再構成精度、ノイズ除去性能、そして抽出される特徴量の構造に与える影響を検証することである。その結果、潜在変数の次元数が大きい場合 (例: 300) はノイズまで含めて入力データを忠実に復元する一方、次元数が小さすぎる場合 (例: 30) は信号の重要な特徴が失われるトレードオフが存在することが示された。次元数 100 程度の中間的な値が、ノイズを効果的に除去しつつ信号の構造を保持する上で最適であった。さらに、潜在空間の構造を分析したところ、次元数が大きいと各特徴軸間に線形相関が生まれ冗長な表現となる一方、最適な次元数では各軸が独立した情報を捉えることが明らかになった。これは t-SNE による可視化でも確認された。本研究は、VAE を用いた非線形特徴抽出において、潜在変数の次元数を適切に設定することが、ノイズ除去と解釈性の高い特徴量獲得の鍵であることを実証するものである。

1 Introduction

ビッグバン後、宇宙の膨張と冷却に伴い陽子と電子が結合して中性水素が形成され、「宇宙の晴れ上がり」で宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) が放たれた。CMB 後の「暗黒時代」を経て、初代の恒星や銀河が誕生すると、その紫外線が中性水素を再び電離させた。この宇宙史上の大転換期が「宇宙再電離期 (EoR)」であり、赤方偏移 $z > 6$ の時代に起こったと示唆されている。

EoR の直接観測は、初代天体の性質や初期の宇宙構造形成を理解する上で極めて重要であり、その最も有望な観測手段は中性水素の 21cm 線である。21cm 線信号を観測すれば、再電離が時空間的にどう進んだかの地図を描き出すことができる。

しかし、この 21cm 線信号は極めて微弱であり、我々の銀河系から放射される桁違いに明るい前景放射や、観測装置の系統誤差、電離層の揺らぎといった妨害要因に完全に覆い隠されてしまう。

これらの妨害要因から微弱な信号を抽出するには高度なデータ解析技術が不可欠である。本研究では、従来の線形的な手法では分離が困難な複雑な成分を扱う新しいアプローチとして、非線形な特徴抽出に優れた変分オートエンコーダ (VAE) を MWA の観測データに適用し、その有効性を検証する。

2 Methods

2.1 前処理

本研究で用いる電波干渉計データの前処理は以下の手順で行う。まず、キャリブレーション済みの観測データから、アンテナペア間の相互相関データのみを抽出する。自己相関データは解析から除外する。次に、XX 偏波成分を選択し、機械学習モデルへの入力形式として 2 種類の手法を検討した。

- 手法 A (実部・虚部): 複素可視度を実部と虚部に分離し、それぞれを独立したチャンネルとして扱う。
- 手法 B (振幅): 複素可視度の絶対値、すなわち振幅情報のみを利用する。

最終的に、両手法ともにデータセット全体の最大振幅値が 1 になるように正規化を施し、モデルの入力データセットとした。(しかし今回の分析では VAE におけるエンコーダによって導き出された潜在変数の特徴量の次元によって結果がどのように変化するかを調べたので、実部データと虚部データは使用していない。)

2.2 VAE による特徴量抽出

本研究では、電波観測データが持つ複雑な非線形構造から本質的な特徴を抽出するため、深層生成モ

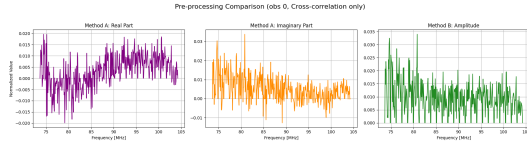


図 1: キャリブレーション済みの観測データから相互相関データのみを用いて前処理を行った結果。画像 1 枚目が実部、2 枚目が虚部、3 枚目が振幅の前処理結果。

デルの一種である変分オートエンコーダ (VAE) を採用した [1]。VAE はエンコーダ・デコーダ構造を持ち、エンコーダは入力データ $\mathbf{x}$ を潜在空間上の確率分布 (近似事後分布 $q_\phi(\mathbf{z}|\mathbf{x})$) に写像する。この分布を平均 μ と分散 σ^2 を持つ正規分布として学習することで、潜在空間が密で連続的な構造を獲得し、データの生成やより汎用性の高い特徴表現を得られるのが大きな利点である。

VAE の学習は、目的関数である ELBO (エビデンスの下界) $\mathcal{L}_{VAE}(1)$ の最大化によって行われる。

$$\mathcal{L}_{VAE}(\mathbf{x}; \theta, \phi) = \underbrace{\mathbb{E}_{q_\phi(\mathbf{z}|\mathbf{x})}[\log p_\theta(\mathbf{x}|\mathbf{z})]}_{\text{(期待値)}} - \underbrace{D_{KL}(q_\phi(\mathbf{z}|\mathbf{x}) || p(\mathbf{z}))}_{\text{KL ダイバージェンス}} \quad (1)$$

これを計算すると、(2) になる。(2) の第 1 項は「再構成誤差項」であり、 x_d は入力データ、 $\hat{x}_d$ はデコーダによる出力データを表す。D は入力データと出力データの次元数を表す。一方、第 2 項は正則化の役割を担う「KL ダイバージェンス」である。本来、入力データ $\mathbf{x}$ から潜在変数 $\mathbf{z}$ を推論するには事後分布 $p(\mathbf{z}|\mathbf{x})$ を求めたいが、これは分母に含まれる周辺尤度 $p(\mathbf{x})$ の計算が極めて困難なため、解析的に解くことができない。そこで VAE では、ニューラルネットワーク (エンコーダ) が出力する扱いやすい確率分布 (近似事後分布 q_ϕ) でこれを代用する。第 2 項は、この近似事後分布が事前分布 $p(\mathbf{z})$ (通常は標準正規分布 $N(0, I)$) から大きく乖離しないように制約をかけることで、潜在空間の構造化を促すための項となっている。(2) 中の H は潜在変数 $\mathbf{z}$ の次元数を表し、 μ_h と σ_h^2 はそれぞれ一方が標準正規分布でもう一方が正規分布である場合で、 $\mathbf{z}$ の次元が h の時の平均値と平均と分散を表す。

$$\begin{aligned} ELBO(\mathbf{x}; \theta, \phi) = & -\frac{1}{2} \sum_{d=1}^D (x_d - \hat{x}_d)^2 \\ & + \frac{1}{2} \sum_{h=1}^H (\mu_h^2 + \sigma_h^2 - \log \sigma_h^2 - 1) \\ & + \text{const} \end{aligned} \quad (2)$$

ニューラルネットワークの学習では損失関数として (2) ではなく、(3) に設定した。(3) の最小化を行うことでパラメータの最適化を目指した。

$$\begin{aligned} Loss_{VAE} = & \sum_{d=1}^D (x_d - \hat{x}_d)^2 \\ & + \sum_{h=1}^H (\mu_h^2 + \sigma_h^2 - \log \sigma_h^2 - 1) \end{aligned} \quad (3)$$

本研究では、これら 2 項のバランスを調整し、より意味のある潜在空間を獲得するため β -VAE の手法を導入した。KL ダイバージェンス項に重み β を乗じ (4)、学習の進行に合わせて β の値を 0 から徐々に大きくする KL アニーリングを適用した。これにより、学習初期は再構成能力の獲得に集中し、その後、潜在空間の構造化を促すことで、学習プロセス全体の安定化と表現力の高い特徴獲得を図った。

$$\begin{aligned} Loss_{\beta\text{-VAE}} = & \sum_{d=1}^D (x_d - \hat{x}_d)^2 \\ & + \beta \sum_{h=1}^H (\mu_h^2 + \sigma_h^2 - \log \sigma_h^2 - 1) \end{aligned} \quad (4)$$

また、モデルの表現力をさらに高めるため、ネットワーク構造にも工夫を凝らした。層を深くしても勾配消失を防ぎ効率的な学習を可能にする Residual Block (ResNet) を導入すると共に、周波数チャネル間の大域的な関連性を捉える Self-Attention 機構を組み込み、より高度な特徴抽出を実現した。

2.3 t-SNE による特徴の可視化と分散が大きい軸の選出

VAE によって抽出された高次元の潜在特徴量を解釈するため、2 つのアプローチで分析を行った。

まず、潜在空間全体の構造を視覚的に把握するため、t-SNE (t-distributed Stochastic Neighbor Embedding) を用いて特徴量を 2 次元に圧縮した。t-SNE は高次元空間での近傍関係を低次元空間に保持するようマッピングする手法であり、これによりデータ全体の分布やクラスター形成、外れ値の存在などを散布図で直感的に確認できる。

次に、潜在空間で特に重要な「軸 (次元)」を特定するため、各軸の分散を計算した。VAE では元データの情報が各軸に分解されるため、分散が大きい軸はデータ全体の変動を最も強く反映している、すなわち情報量の多い「興味深い」軸と考えられる。これらの軸を特定し、ペアプロットで関係性を可視化することで、モデルが捉えた特徴を効率的に分析する手がかりを得た。

3 Disucussion

3.1 データ圧縮とノイズ除去のトレードオフ

VAE での特徴量抽出では、エポック数を 10 に固定し、潜在変数の特徴量を 30, 100, 300, 384 に修正した。入力データの次元数は 384 のため、潜在変数が 384 の時は次元圧縮を行っていないということである。まず、VAE の再構成結果から、潜在変数の次元数と復元精度には明確なトレードオフが存在することが示された。次元数が 300 のように大きい場合、入力データはほぼ完全に復元される。しかしこれは、天体からの信号だけでなく、観測データに含まれる偶発的なノイズ成分までも忠実に再現していることを意味し、特徴抽出という観点では「ノイズへの過適合」と言える。(図 2)

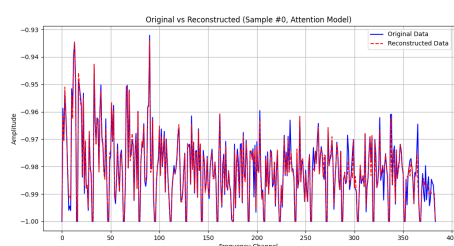


図 2: 入力データの復元画像。特徴量は 300。

ちなみに次元圧縮がない場合 (特徴量が 384) のときは全ての次元について特徴を捉えていることになる。(図 3)

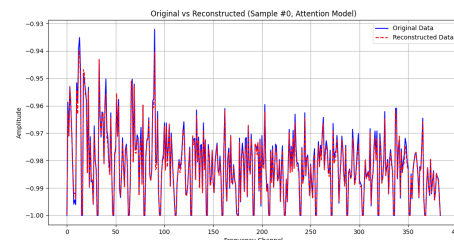


図 3: 入力データの復元画像。特徴量は 384。

一方で、次元数が 30 と小さすぎると、ノイズと共に本来の信号が持つべき重要な特徴まで失われていることがわかる。(図 4)

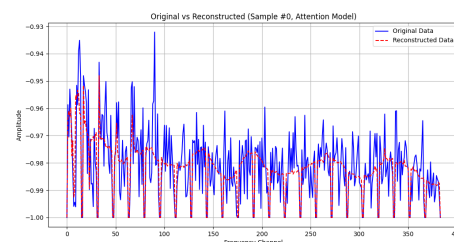


図 4: 入力データの復元画像。特徴量は 30。

この結果から、次元数 100 程度が、ノイズを効果的にフィルタリングしつつ、信号の構造的特徴を維持するための最適な圧縮率であると結論付けられる。これは、適切に調整された VAE が、単なる次元削減ツールとしてだけでなく、電波観測データに対する高度なノイズ除去フィルターとしても機能していることを示唆しており、本手法の大きな利点である。(図 5)

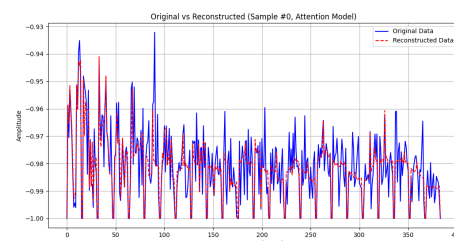


図 5: 入力データの復元画像。特徴量は 100。

3.2 特徴量の独立性と冗長性

次に、潜在空間の構造に注目すると、次元数を増やすことで、かえって情報の冗長性が生まれることが明らかになった。次元数 50 や 100 では、分散の大きい上位 5 軸はそれぞれ異なる分布を持ち、互いに相関が低く、独立した特徴を捉えているように見える（図 6）。t-SNE による次元圧縮の結果を見ても潜在変数が散布図上でまとまりを持っており、意味ある特徴量を抽出できていることが窺える。（図 7）

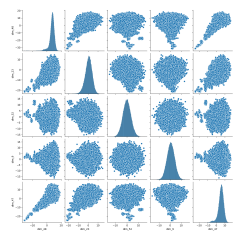


図 6: 分散の多い上位 5 軸の分布と他の軸との相関。特徴量は 100。

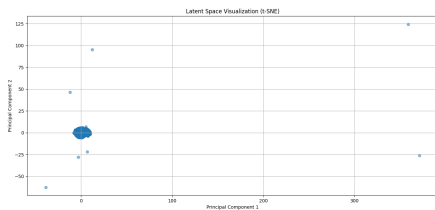


図 7: t-SNE での潜在変数の可視化。特徴量は 100。特徴がまとまりを持っていることが確認できる。縦軸と横軸は次元圧縮後の特徴量をあらわしており、物理的な意味はない。

しかし、次元数が 300 を超えると、軸間に明確な線形の相関関係が現れ始める。これは、本来一つの物理現象に対応すべき特徴が、複数の軸に分散して表現されてしまっている状態を示唆する。これでは「一方の軸が分かれば、もう一方もある程度予測できてしまう」ため、効率的な特徴表現とは言えない（図 8）。t-SNE による次元圧縮の結果を見ても、潜在変数がバラバラの構造をとっており、ノイズをかなり含んだ特徴量を抽出していることがわかる。

解析の観点からは、このように独立性の高い軸で構成された潜在空間の方が、解釈が容易であり、後の分類や回帰といったタスクにおいても有利に働く

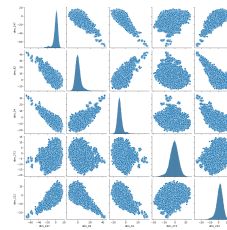


図 8: 分散の多い上位 5 軸の分布と他の軸との相関。特徴量は 300。

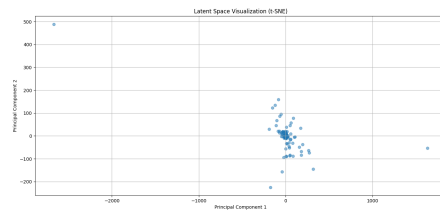


図 9: t-SNE での潜在変数の可視化。特徴量は 300。ノイズが含まれていることから特徴量にばらつきがある。

と考えられる。

4 Conclusion

以上の考察から、本研究は「VAE の潜在変数の次元数を適切に設定することが、ノイズ除去と情報圧縮を両立させ、解釈性の高い特徴量を得る鍵である」ことを実証した。これは、従来の PCA のような線形手法や、単に再構成誤差の最小化を目指すだけの他の機械学習モデルでは得難い知見である。

今後の展望として、今回最適であると判断した次元数 50 および 100 の潜在特徴量を用いて、具体的な物理現象との関連付けを進める。例えば、分散の大きい軸の値の変動と、既知の RFI (Radio Frequency Interference) や突発天体の活動記録などを時系列で比較し、各軸の物理的な意味を特定していく。

Reference

- [1] 斎藤 康毅 2024, 『ゼロから作る Deep Learning 5 ー 生成モデル編』, オライリー・ジャパン

[—index へ戻る](#)

HP-06

分子輝線を用いた近傍低質量分子雲の星形成

東京大学
奈良崎 裕汰

分子輝線を用いた近傍低質量分子雲の星形成

奈良崎裕汰 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

星は、分子雲内の高密度コアから形成される。星形成の標準的な方法は、高密度コアが分裂を起こすことによって生成されると考えられている。また、分子雲のコアの形成方法は、理論的には重力による分裂が重要な役割を果たすと考えられているが、観測データに基づいて確かめられているわけではない。近年のアルマ望遠鏡の観測では、高質量の星団形成が熱的なジーンズ分裂と同等のスケールで起きているようにも見えてはいるが、乱流の役割を真剣に取り扱っているものは限定的である。分子雲内でのコア形成機構を理解するには、観測データに基づいた検証が必須である。例えば、へびつかい座などの近傍低質量分子雲では、高密度コアが重力的に束縛されておらず、外圧によって閉じ込められていることが判明している。そのようなコアは重力分裂からはできにくい。そのため、このプロセスの物理的なメカニズムについては、観測的な観点からは十分に解明されていない。本講演では、Ishihara & Nakamura et al. (2025) を中心にレビューし、近傍分子雲内のコア形成について議論する。

1 Introduction

星は、重力的に束縛された分子雲が分裂して形成された高密度コアから形成されると考えられている。星形成の標準的なモデルでは、重力分裂によって高密度コアが生成されると考えられていた。しかし最近の研究から、乱流による分裂過程（乱流分裂）の方がコア形成に主要な働きをするということが提案されている (Ishihara et al. 2025a, 2025b)。乱流分裂で形成されるコアは、近傍分子雲程度の密度の場合、重力的に束縛されず、外圧で束縛された力学状態になると予想され、星形成過程が従来考えられていたシナリオ（重力不安定が主導するシナリオ）とは異なる可能性がある。ガスの力学状態を分子輝線から正しく理解し、より正確な分子雲内部構造、特にコアの分布を解明することは分子雲から星が形成される段階を解明する上で非常に重要である。

あった。図 1 は、Polaris と Lupus I の柱密度マップである。Polaris の分子ガスは、より一様で空間的に広がっているように見える。さらに、Polaris と Lupus I におけるビリアルパラメータは、それぞれ約 3.1 および 2.1 と見積もられており（速度分散 1.51 km/s および 1.46 km/s に基づく；Spilker ら 2022 年）、Polaris の方が重力的に束縛が弱いと考えられる。表 1 は、Polaris と Lupus I の物理的特性である。

2.2 フラグメンテーション

コアの分裂方法として主に 3 つを提示する。1 つ目は、熱的ジーンズフラグメンテーションである。これは、熱圧と自己重力のバランスによって形成され、ジーンズ質量とジーンズ長とよばれる温度と密度に依存するスケールから考える。(Jeans 1928; Larson 1985)。ここでジーンズ質量とジーンズ長は、以下のように入えられる。

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{L_J}{2} \right)^3 \rho \quad (1)$$

$$L_J = c_s \sqrt{\frac{\pi}{G \rho}} \quad (2)$$

2 つ目は、乱流ジーンズフラグメンテーションである。これは、形成が熱圧ではなく乱流圧によって与えられる。このモデルは、乱流運動が等方的と見なした場合に考えられる。

2 Methods

2.1 観測対象

Herschel Gould Belt Survey (André et al. 2010) を用いて Polaris と Lupus I の近傍分子雲を対象とした。これらの領域は、低質量星形成領域に分類される。両分子雲とも、平均柱密度と温度は類似しており、 $N_{cl} \approx 8 \sim 12 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ であり、 $T_{cl} \approx 15 \text{ K}$ で

表 1: 雲の物理的特性

Cloud	Distance (pc)	M_{cl} ($M_{\odot}$)	R_{cl} (pc)	$\langle T_{cl} \rangle$ (K)	$\langle N_{cl} \rangle$ ($\times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$)	$\langle n_{cl} \rangle$ ($\times 10^3 \text{ cm}^{-3}$)	$M_{J,cl}$ ($M_{\odot}$)	$L_{J,cl}$ (pc)	$N_{J,cl}$	N_{proto}
Polaris	355 ^(a)	1260	4.6	15.1	8.4	0.04	77.1	3.8	16.4	0
Lupus I	182 ^(b)	1080	3.6	16.6	11.9	0.08	65.7	3.0	16.4	9 ^(b)

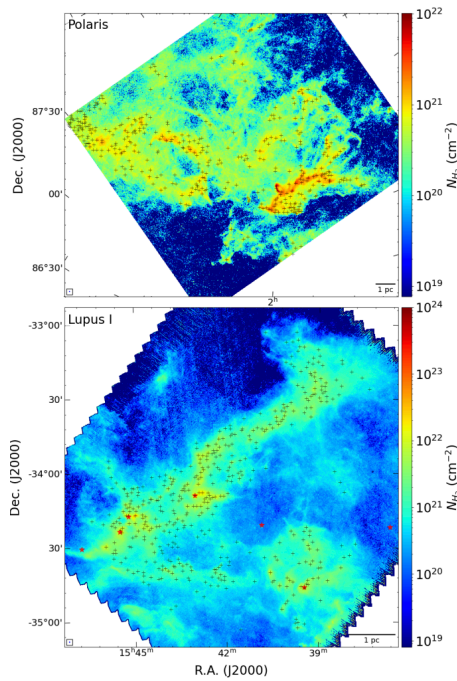


図 1: Polaris と Lupus I の柱密度マップ図。赤い星は原始星を、黒い十字は同定した高密度コアを表している。

3つ目は、乱流フラグメンテーションである。乱流の圧縮によって高密度コアが形成される。乱流が支配的な雲における確率密度分布関数は、対数正規分布に従う傾向がある。

これら3つの分裂メカニズムの内、どのモデルが近傍分子雲における支配的な分裂過程かを調べた。

3 Results

2つの分子雲の高密度コアに関しての特性を表2にまとめた。 α_{BE} は、同定されたコアがどの程度重力的に束縛されたコアが存在するのか調べるために用い

たボナーエバート質量比 ($\alpha_{BE} = M_{core}^{crit}/M_{core}$) である。また、 M_{core}^{crit} は、臨界ボナーエバート質量である。 $S3D$ は、コア間隔である。同定したコアは、Polarisでは重力的に束縛されたコアは7個しか見つからなかった一方で、Lupus Iでは約80個が重力的に束縛されていた。この結果 Lupus Iが密度の高い領域で星形成活動を示しているという事実とも一致していることがわかった。図2は、2つの分子雲におけるコア間隔のヒストグラムを示し、 $1 \sim 2 \times 10^4 au (= 0.1 \sim 0.2 pc)$ にピークをもっている。これらの雲に対してのジーンズ長は4pc程度であり、ピークとなるコア間隔はジーンズ長より20~40倍も小さい値となっている。このピークの間隔がジーンズ長と一致するような密度を計算すると、およそ 10^5 cm^{-3} となるが、これは観測されている雲の密度よりもはるかに高い値である。

4 Discussion

4.1 熱的フラグメンテーションモデル

熱的フラグメンテーションモデルと比較を行うために図2(右)から、もしコアが熱的ジーンズフラグメンテーションによって形成されているならば、 $M_{core}/m_J \geq 1$ 、 $S3D/l_J \geq 1$ となるようにコアが右上に集中する必要があるが、そのような位置にあるコアは観測されていない。したがって、熱的ジーンズフラグメンテーションがこれらの低質量雲におけるコア形成に果たす役割は小さいと考えられる。

4.2 乱流ジーンズフラグメンテーションモデル

内部乱流が追加の力学的支持を与えるため、長さスケールや質量スケールが熱的フラグメンテーションより大きくなる。両雲における乱流マッハ数は約

表 2: 雲の物理的特性

Cloud	N_{core}	$\langle M_{\text{core}} \rangle$ ($M_{\odot}$)	$\langle R_{\text{core}} \rangle$ (pc)	$\langle T_{\text{core}} \rangle$ (K)	$\langle N_{\text{core}} \rangle$ (10^{21} cm^{-2})	$\langle n_{\text{core}} \rangle$ (10^4 cm^{-3})	α_{BE}		$\langle S_{3\text{D}} \rangle$ (pc)
							min	max	
Polaris	407	0.276	0.077	14.7	2.02	18.71	0.7	20.0	0.27
Lupus I	432	0.242	0.037	15.1	6.42	27.83	0.2	35.2	0.13

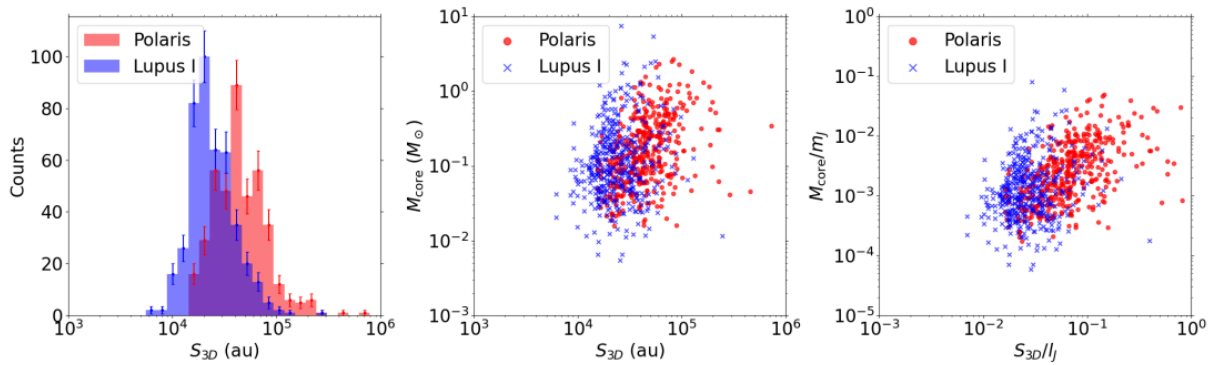


図 2: コア間隔のヒストグラム（左）、コア質量と間隔の関係図（物理スケール：中央、正規化スケール：右）を示す。赤い円は Polaris のコア、青いバツ印は Lupus I のコアを表す。

10 と測定されており (Spilker et al. 2022; Dame et al. 2001)、結果として乱流ジーンズ長は熱的ジーンズ長の約 3 倍になる。よって、観測されたコアの性質はこのモデルとも一致していない。

4.3 乱流フラグメンテーションモデル

4.3.1 ソニックスケール

乱流を考える場合はエネルギーパワースペクトルはべき乗に従う特徴がある。この場合特定の長さスケールが存在しない。しかし、実際の雲内の乱流では、より小さなスケールになると熱的な線幅が非熱的な線幅よりも支配的になる。この熱的な線幅と非熱的な線幅が一致するスケールを、ソニックスケール (l_s) と呼ぶ。(Goodman et al. 1998; Federrath & Klessen 2012; Federrath et al. 2021)。このスケール下では、乱流圧力よりも熱圧の方が大きくなるため、乱流フラグメンテーションの特徴的な長さスケールはこのソニックスケールに対応すると考えられる。Polaris は、CO 観測に基づいてソニックスケールは約 0.24 pc と推定されており、Lupus I は正確な測定値は存在

していないが、環境が類似した近傍分子雲 (Taurus, Ophiuchus, Orion 等) では、約 0.1pc であると測定され、この値を採用する。また、ソニックスケールに対応する質量はこのようなおける。

$$M_s = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{L_s}{2} \right)^3 \rho \quad (3)$$

このとき Polaris と Lupus I の密度はそれぞれ $3.2 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ 、 $3.0 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ であり $0.16 M_{\odot}$ 、 $0.1 M_{\odot}$ となった。これらの値は観測されたコア質量と数倍の範囲で一致している。よって、コア間隔と質量の両方が、乱流フラグメンテーションモデルの予測とよく一致しており、このメカニズムがこれらの分子雲におけるコア形成を支配している可能性が高いと考えられる。

4.3.2 確率密度分布関数

他の予測として分布関数が対数分布に従うことを考える。分散 σ^2 は、マッハ数 M と圧縮的成分と非圧縮的成分の比 (b) によってこのようにおける。

$$\sigma^2 = \ln(1 + b^2 M^2) \quad (4)$$

コアの密度は、球対称性を仮定して計算すると図 3 のような結果となった。両方の雲の密度確率密度関数は、高密度側に尾を持つ、単一の対数正規関数でうまくフィットされているように見える。これらの密度 PDF の分散 (σ) は、Polaris で 1.09、Lupus I で 1.64 と測定された。また、マッハ数は 3.8 ~ 5.1 と 9.3 ~ 12.4 となり、CO(J = 1~0) データを用いた場合 12 と 11 と導出しているため、おおむね一致した。(Spilker et al. (2022) : Dame et al. (2001))

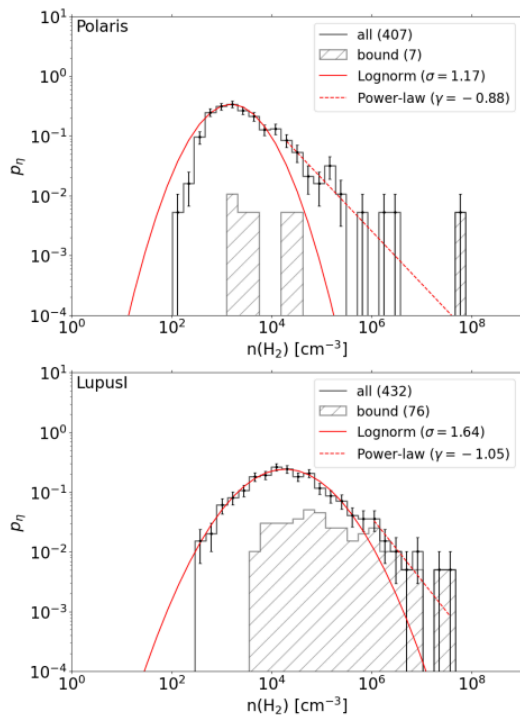


図 3: Polaris (上段) および Lupus I (下段) における、同定されたコアの平均体積密度のヒストグラム。白色のビンはずべてのコアのサンプルを、斜線のビンは重力的に束縛されたコアのみのサンプルを表している。赤の実線曲線は対数正規分布によるフィッティング結果、赤の点線はパワー則によるフィッティング結果を示している。

5 Conclusion

Polaris と Lupus I という 2 つの近傍の低質量星形成分子雲において、高密度なコアを同定しそれらの質量と間隔距離を導出した。結果としては予測される

よりも小さいことから、重力による分裂 (熱圧、乱流 ジーンズフラグメンテーション) を否定した。また、コアのソニックスケールからの質量計算の一致や確率密度分布関数は、乱流マッハ数から対数正規分布によくフィットした。これらの観測的事実は、コアが乱流フラグメンテーションによって優先的に形成されることを強く示した。

6 Future Prospects

もし乱流によって形成されるならば、高密度コアは必ずしも重力に束縛された天体ではない可能性がある。しかし、コアの観測はダスト連続波による観測に基づいて同定されており、質量が正しい可能性があるが、内部運動の情報が得られていない。これらのコアの内、本当に重力的に不安定なコアが何パーセント存在しているか調べることにより、星形成率を導出するための星形成は、単純な重力不安定による過程ではないコア同士の衝突合体、ガスの降着などの過程が必要かどうか考察する必要がある。

Reference

- Ishihara, K., Nakamura, F., Sanhueza, P., Saito, M. 2025, *Astronomy & Astrophysics* Volume 695, id.L25, 7 pp.
- Ishihara, K., Sanhueza, P., Nakamura, F., et al. 2024, *The Astrophysical Journal*, 974, 95
- André, J., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L102
- Jeans, J. H. 1928, *Astronomy and Cosmogony* (Cambridge University Press)
- Larson, R. B. 1985, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 214, 379
- Spilker, A., Kainulainen, J., & Orkisz, J. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 667, A110
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *The Astrophysical Journal*, 547, 792
- Goodman, A. A., Barranco, J. A., Wilner, D. J., & Heyer, M. H. 1998, *The Astrophysical Journal*, 504, 223
- Federrath, C., & Klessen, R. S. 2012, *The Astrophysical Journal*, 761, 156
- Federrath, C., Klessen, R. S., Iapichino, L., & Beattie, J. R. 2021, *Nature Astronomy*, 5, 365

[—index へ戻る](#)

HP-07

降着円盤からの磁気流体的流れと電波ジェットの生成

九州大学
槻木 勇大

降着円盤からの磁気流体的流れと電波ジェットの生成

槻木勇大 (九州大学大学院理学府)

Abstract

星形成領域においては、原始惑星系円盤からのジェットやアウトフローが観測されており、駆動機構と構造の解明は現在も精力的に進められている。近年では、ALMA による高感度・高分解能の分子輝線観測に加え、JWST やすばる望遠鏡による赤外・近赤外観測により、円盤の微細構造やその近傍のガス流を捉えることが可能になってきた。一方、理論的研究では、Ideal MHD に基づく数値シミュレーションや線形安定性解析などが盛んに行われており、円盤-ジェット系の物理的理解が深化しつつある。本講演では、ジェット駆動機構の理論的基盤を築いた古典的研究 (Blandford & Payne 1982)[1] をレビューする。同論文では、ケプラー運動に従う降着円盤から磁力線を介して運動エネルギーおよび角運動量が外部に輸送される機構について、軸対称・自己相似的な冷たい磁気流体流を仮定し、理想 MHD 方程式の解析を通じて定量的にジェットの駆動を検討している。その結果、磁力線が円盤面に対して 60° 未満の角度をなす場合、遠心力によって加速された物質によるアウトフローが可能であることが示された。さらに、円盤から十分離れた領域では、トロイダル磁場成分が卓越し、流れをコリメートすることで、円盤面に垂直な反平行の双極ジェット構造が自然に形成される。一方、円盤近傍では、高温かつ磁氣的に支配されたコロナにおけるガス圧が、物質流出の駆動要因であることも示唆されている。このモデルでは、ガスまたは質量の大部分が中心星付近に集中する一方で、角運動量および磁束の多くはジェットを通じて輸送されるという特性を持つことが明らかにされており、これは活動銀河核や系外銀河における電波ジェット形成機構の理解にも重要な示唆を与えている。

1 Introduction

銀河中心のクエーサーや活動銀河核 (AGN)、X 線連星、さらには若い星に至るまで、降着円盤から噴出するジェットは天体物理学における重要な現象である。これらの高速で細くコリメートされたジェットの起源を解明するには、降着円盤から角運動量とエネルギーを効率的に取り出す物理機構が必要となる。従来のブラックホールのスピンからエネルギーを抽出するモデルとは別に、降着円盤の回転エネルギーを大規模磁場により取り出すジェットの駆動シナリオが提唱された。その端緒となったのが Blandford & Payne (1982) であり、ここでは磁気遠心力によって円盤から物質を加速・噴出させる理論モデルを提示している。Blandford & Payne のモデルでは、降着円盤に固定された磁力線が角運動量を星間空間へ運び去り、その結果生じる磁気流体流 (MHD 風) が円盤面に垂直な方向へジェットとして噴出し得ることを示した [1]。本稿の序論では、このモデルの背景となる理論的文脈を概観し、以降の節で手法・結果・考察について Blandford & Payne (1982) の内容を要約する。さらに近年の観測例についても概観するこ

とで自身の研究へと繋げていきたい。

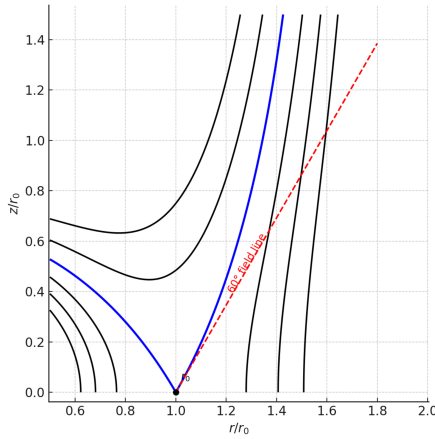
2 Methods

Blandford & Payne (1982) は、降着円盤から放出される定常軸対称の MHD 風を解析的に扱った。主な仮定と手法は以下の通りである。

2.1 磁気遠心力による加速機構

円盤面から出るポロイダル磁力線上の流体要素は円盤と共回転し、いわば「回転する剛直なワイヤー上のビーズ」のように振る舞う。重力ポテンシャルに円盤の回転による遠心ポテンシャルを加えた有効ポテンシャルを導入し、磁力線に沿った物質の運動を解析した (図 1: 等ポテンシャル面)。

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{eff}}(r, z) &= \Phi_{\text{cen}}(r) + \Phi_{\text{grav}}(r, z) \\ &= -\frac{GM}{r_0} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 + \frac{r_0}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right] \\ &= \text{constant.}\end{aligned}\tag{1}$$


 図 1: Φ_{eff} の等ポテンシャル面

このモデルにより、磁力線が円盤面に対して充分小さい傾斜角（後述の 60° 条件）で出ていれば、遠心力が重力に打ち勝って物質を円盤から引き離しうることが示唆される。

2.2 定常・軸対称の理想 MHD 近似

ここからは実際に MHD 方程式を解く。具体的には、時間に依存しない軸対称な系を仮定し、磁場と流体が凍結した理想 MHD 条件下で運動方程式を解く。降着円盤は薄く Kepler 回転しており、円盤から上方に伸びる大規模なポロイダル磁場（円盤面に垂直な面内の磁場）が存在すると想定する。この時、円筒座標系での軸対称 MHD において定常状態の方程式を考えると、速度ベクトル $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ は磁場の強さ $B(\mathbf{r})$ により、

$$\mathbf{v} = \frac{k\mathbf{B}}{4\pi\rho} + (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}), \quad (2)$$

と表される。ここで $\frac{k}{4\pi}$ （質量流束と磁束の比）と、角速度 $\boldsymbol{\omega}$ は磁力線方向に一定であるため、

$$(\mathbf{B} \cdot \nabla)k = 0, \quad (\mathbf{B} \cdot \nabla)\boldsymbol{\omega} = 0, \quad (3)$$

を満たす。

2.3 自己相似解の導出

解析を簡単にするため半径方向にスケーリング対称性を持つ自己相似解を求める。座標と速度に関し

て円盤半径 r_0 を基準とした無次元変数 χ を導入すると、

$$\mathbf{r} = [r_0\xi(\chi), \quad \phi, \quad r_0\chi], \quad (4)$$

$$\mathbf{v} = \left(\frac{GM}{r_0}\right)^{1/2} [\xi'(\chi)f(\chi), \quad g(\chi), \quad f(\chi)] \quad (5)$$

ここで $(GM/r_0)^{1/2}$ は円盤 r_0 におけるケプラー速度であり、 $\xi'(\chi)f(\chi)$ は磁力線の傾きと一致する r 方向の速度成分、 $g(\chi)$ はトロイダル成分の速度である。また、単位質量あたりのエネルギー e 、単位質量あたりの角運動量 l を以下のように定義する。

$$e = \frac{1}{2}v^2 + h + \Phi - \frac{\omega r B_\phi}{k}, \quad (6)$$

$$l = rv_\phi - \frac{rB_\phi}{k}. \quad (7)$$

さらに、これらを無次元化したパラメータ $\epsilon \equiv e/(GM/r_0)$ 、 $\lambda \equiv l/(GMr_0)^{1/2}$ を導入する。また、円盤面でのポロイダル磁場の大きさ B_0 とするとき、質量流束と磁束の比 k に対して、

$$\kappa \equiv \frac{k(1 + \xi_0'^2)^{1/2}(GM/r_0)^{1/2}}{B_0}, \quad (8)$$

を考える。以上より、これらを連続の式（定常条件下）と運動方程式（ z 方向）：

$$\nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) = 0, \quad (9)$$

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)v_z = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{1}{8\pi}\frac{\partial B^2}{\partial z} + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla)B_z, \quad (10)$$

に代入すれば、無次元化された方程式系を得ることができる。

2.4 Cold MHD flow

円盤風の発生箇所ではガスの熱運動エネルギーは無視できる（cold flow）と仮定した。実際には風の基部で物質を臨界点まで押し上げるには僅かな熱圧力が必要だが、磁気遠心力による効果を明確に示すため本研究では円盤大気の厚みを極力小さく見積もり、初期条件として「円盤面上で静止した冷たいガス」が磁力線に沿って引き上げられる状況をモデル化している。従って、初期状態では $\omega = (GM/r_0^3)^{1/2}$, $g_0 = 1$, $f_0 = 0$

であり、エネルギーと角運動量を連立させると以下の式を得る。

$$\epsilon - \lambda = \frac{1}{2}[f^2 U + g^2 - 2g\xi] - S = -\frac{3}{2}, \quad (11)$$

ここで $U = 1 + \xi'^2$, $S = (\xi^2 + x^2)^{-1/2}$ とする。式 (4) の ϕ 成分より g を消去すると f に関する 4 次方程式が得られる。:

$$T - f^2 U = \left(\frac{(\lambda - \xi^2)m}{\xi(1-m)} \right)^2, \quad (12)$$

T はディスク表面 ($\xi=1, \chi=0$) で 0 になるように定義された重力と遠心力によるポテンシャルエネルギーであり、 $T(\xi, \chi) = \xi^2 + 2S - 3 \geq 0$ 。また m は Alfvén Mach 数の 2 乗であり、 $m \equiv 4\pi\rho(v_r^2 + v_z^2)/(B_r^2 + B_z^2) = \kappa\xi f J$ である。ここで J は $J \equiv \xi - \chi\xi'$ とした。次に χ の関数として磁力線構造の方程式を解くために、運動方程式 (10) を自己相似化すると

$$\alpha m' + \beta \xi'' + \gamma = 0, \quad (13)$$

係数は以下の通りである。

$$\alpha = \xi(mf^2 J - \xi T), \quad (14)$$

$$\beta = \chi m(m-1)\xi f^2, \quad (15)$$

$$\gamma = m \left[\frac{5}{4} \xi T \xi' - (m-1)f^2 J \xi' + \chi m \xi J S^3 + (1-S^3)\xi^3 \xi' - \chi \xi^2 S^3 \right]. \quad (16)$$

さらに式 (12) を ξ で微分することで

$$\delta m' + \epsilon \xi'' + \theta = 0, \quad (17)$$

を得る。ここで各係数は以下の通りである。

$$\delta = (m-1)(mf^2 U - T)\xi J, \quad (18)$$

$$\epsilon = m(m-1)^2(\chi + \xi\xi')\xi f^2, \quad (19)$$

$$\theta = 2m^3(\xi^2 - \lambda)\xi' J - m(m-1)^2 J [T\xi' + (1-S^3)\xi^2 \xi' - \chi \xi S^3]. \quad (20)$$

次に式 (13), (17) を連立して m' を消去し、 ξ'' を主変数となるように整理すると、

$$\begin{aligned} & \xi f^2 T(m-1)^2(t-1)^2 \xi'' \\ & + JS^2(m-1)^2 [\xi T + (n-m-1)f^2 J] T \\ & + m(m-1) \left[(t-1)\xi TS \right. \\ & \left. - \xi f^2(\chi + \xi\xi')(\xi\xi' S^3 - \chi S^3) \right] \\ & + (m-1) \left[m\xi^2(\xi T - mf^2 J) - \frac{5}{4}(n-1)\xi T^2 \right. \\ & \left. + 2m^2(\xi^2 - \lambda)(mf^2 J - \xi T) \right] = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

ただし、 $t \equiv 4\pi\rho v_\theta^2 = \kappa\xi f^3 J^3 S^2/T$, $n \equiv 4\pi\rho(v_r^2 + v_z^2)/B^2$ であり、 n は高速磁気音波 (fast mode) の Mach 数であり、 t は fast mode の臨界点を与える量である。以上より、著者らは式 (12) から得られる f と初期条件 $\xi(0) = 1, \xi'(0) = \xi'_0$ を用いて式 (21) を数値積分することでアウトフロー構造の解析を行った。

3 Results

Blandford & Payne (1982) では、ケプラー回転する降着円盤からの軸対称・冷たい自己相似流に対して、数値的に定常解を構築した。磁場は理想磁気流体仮定の下でプラズマに凍結され、ポロイダル磁場は $B_p \propto r^{-5/4}$ と仮定される。解は質量フラックスと磁束の比 k 、および無次元角運動量 λ によりパラメトライズされ、特に Alfvén 臨界点 $m = 1$ を滑らかに通ることが要求される。

円盤表面における磁場傾斜角 θ が 60° 未満であれば、遠心力によりガスが磁力線に沿って外向きに射出される。このため打ち上げの臨界条件は $\tan \theta > 1/\sqrt{3}$ に相当する (図 1 参照)。

3.1 標準解の特徴 ($k = 0.03, \lambda = 30$)

図 2 ではこの標準解における流線をポロイダル面に投影して描いている。破線は自己相似スケーリングを示しており、各流線は破線と同じ角度で交わっている。これは $m = 1$ の面に相当している。また磁場のピッチ角 $\alpha = \arctan(|B_\phi/B_p|)$ も描かれており、ガスの慣性によって磁場のトロイダル成分を強めて

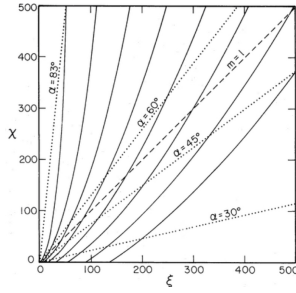


図 2: 標準解によるポロイダル面での流線

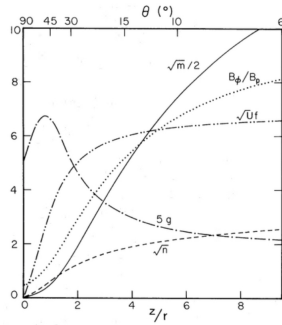


図 3: 流線上での物理量の挙動

いることが視覚的に分かる。さらに図 3 においては、Alfven Mach 数、高速磁気音波の Mach 数、ポロイダル速度、トロイダル速度、磁場のトロイダル成分とポロイダル成分の比が一つの流線に沿ってプロットされている。 (θ) は極座標系での極角である。):

- Alfven 点に達するまではトロイダル速度は増加し続け、磁場に沿って加速されていく。(この時点では磁気ストレスが支配的)
- Alfven 点を越えると、流体慣性が支配的となり、角運動量保存によってトロイダル速度は減少する。
- ポロイダル速度 v_p は fast mode の Mach 数が 1 となる点まで増加し続ける。(この点では遠心力よりも磁場の圧力勾配による物質の加速が支配的)

また、トロイダル磁場 B_ϕ の成長により「フープストレス」が生じ、ジェットは軸方向に強くコリメートされる。このように、打ち上げは遠心力、コリメーションは磁場圧・磁気張力という役割分担が明確である。

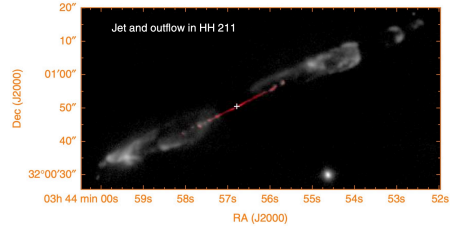


図 4: ジェット・アウトフロー構造の観測例 (HH211)

4 Discussion

Blandford & Payne の提唱した磁気遠心力駆動ジェットモデルは、当時未解決だった「孤立した降着円盤系で角運動量をどのように処分するか」という問題に対する有力な示唆となった。一方で、本モデル成立のための前提や限界も議論すべきである。まず、十分に強くスケールの大きい磁場が円盤に貫入していることが必要だが、実際にそのような磁場がどのように供給・維持されるか（外部からの磁場輸送か、円盤内部のダイナモか）は後続研究の課題として残された。また自己相似解という手法上、遠方では物理量が不自然なスケーリングになる可能性が著者ら自身によって指摘されている。近年の観測の例としては、low-mass protostar (HH211) において SiO 輝線の直線偏光観測によりジェット内磁場の存在が報告されている (図 4, Chin-Fei Lee et al. 2018)[2]。本論文のレビューを通して、low mass protostar における惑星由来の密度変動とジェットの周期性との関連を研究していくための布石とする。

Acknowledgment

今回のポスター発表にあたり、町田正博教授を筆頭とする当研究室の方々には様々な助言やご指導をいただきました。心より感謝申し上げます。

Reference

- [1] Blandford & Payne 1982, MNRAS, 199, 883-903
- [2] Chin-Fei Lee et al. 2018, Nature Communications, 9, 4636.

[—index へ戻る](#)

HP-08

高速度分子雲と銀河系円盤の相互作用の理論的研究

名古屋大学
猪又 香菜穂

高速度分子雲と銀河系円盤の相互作用の理論的研究

猪又 香菜穂 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

銀河系における星形成史に関して、円盤部では過去約 10 Gyr にわたり、平均して $2.7 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 程度の星形成率が維持されてきたことが観測的に示唆されている。このような長期的かつ定常的な星形成活動は、銀河進化の重要な特徴の一つである。しかしながら、その持続的なメカニズムについては、理論が提唱されているものの、依然として明確な解明には至っていない。仮に、銀河円盤部に存在する既存のガスのみを用いて星形成が継続されているとすると、観測される星形成率を保てる期間はせいぜい 1 Gyr にも満たないとされる。したがって、長期的な星形成を可能とするには、外部からの持続的なガス供給が必要不可欠である。この点に関して注目されているのが、高速度雲 (High Velocity Clouds; HVC) である。これらの HVC は、円盤への落下が観測的に示唆されており、円盤ガスの補充源として機能することで、長期的かつ定常的な星形成率の維持に寄与している可能性がある。

本研究では、HVC と銀河円盤ガスとの相互作用の解明を目的として、標準的な Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法を用いた 2 次元衝突シミュレーションを実施した。その結果、HVC の衝突速度といったパラメータに応じて、両者の相互作用の様相が変化することが示された。これにより、HVC が星形成のガス供給源として果たす役割の一端が、定量的に明らかになった。

1 Introduction

の継続的なガス供給が必要であることが示唆される。

1.1 銀河系星形成史における観測と理論の矛盾

本研究では、銀河が保持する円盤部に着目する。円盤部の直径は約 30 kpc、質量はおよそ $10^{11} M_{\odot}$ と見積もられており、これは可視光で観測される恒星質量に相当する。すなわち、円盤部は星形成が活発に行われる領域であり、銀河系の星形成史を解明する上で極めて重要な構造である。

現在、この円盤内には一酸化炭素 (CO) の輝線を用いた観測から、分子雲の総質量が約 $10^9 M_{\odot}$ 存在すると推定されている。また、円盤内における星形成率は数 $M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ 程度と観測されており、数 kpc スケールで分布していることも明らかになっている。

ここで注目すべき点は、仮に現在観測される分子雲のみを材料として星形成が継続していると仮定した場合、分子雲に含まれるガスは約 1 Gyr 以内に枯渇してしまうという点である。これは、円盤部における星形成が過去 10 Gyr 以上にわたって持続的に行われてきたという観測結果 (図 1) と矛盾する。

したがって、円盤内に存在するガスだけでは長期的な星形成活動を維持することは難しく、外部から

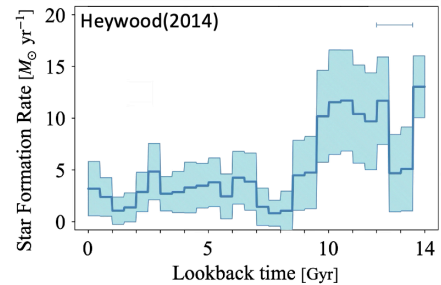


図 1: 星形成率

横軸は現在からの遡り時間 (Gyr)、縦軸は星形成率 ($M_{\odot} \text{yr}^{-1}$) を表す。

1.2 高速度雲の観測と示唆される役割

外部からのガス供給源の有力な候補の一つが、高速度雲 (High Velocity Clouds; HVC) である。これらは、銀河円盤へ向かって落下する大きな視線速度成分を持つ中性水素ガスとして観測されており、銀河ハローを起源とすることが示唆されている。

特に、低温かつ高密度な中性水素（HI）からなる HVC が銀河面に到達すれば、それらは星形成の直接的な材料となり得る。仮に HVC が円盤部まで到達し、ガスとして供給されるのであれば、それが観測される星形成率を維持するだけの質量を持っているかどうか重要な論点となる。

この点に関して、HVC の起源とされる銀河ハロー内の高温ガス（ $\sim 10^6$ K）に関する観測が手がかりとなる。この高温ガスは X 線や紫外線による輝線観測からその存在が明らかにされており、質量は約 $10^{10} M_\odot$ と推定されている。この熱いハローガスは、放射冷却などの過程を経て温度が低下し、それに伴って密度や圧力も減少する。その結果、周囲からの圧力によって圧縮されたガス塊が重力によって円盤方向へ落下する可能性がある。もしこれらのガス塊が HVC として観測されているとすれば、ハロー中の高温ガスが豊富に存在するという事実は、長期的な星形成を支える重要な源として大きな意味を持つ。すなわち、銀河ハローは円盤部へのガス供給源として機能しており、結果として観測される定常的な星形成率を維持する役割を果たしている可能性がある。

そこで本研究では、

- (1) HVC が銀河面にまで到達するという仮定のもと、HVC が銀河面に衝突・合流した際に、円盤内のガスとどのような相互作用を起こすのか、また、それが星形成史にどのような影響を及ぼすか
- (2) ハローの高温ガスから凝縮したガス塊を落下させることが可能なのか

を明らかにすることを目的とする。

2 Methods

2.1 SPH 法

シミュレーションには、2次元の Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法を用いる。SPH 法とは、流体素片の進化を解く目的のもと、流体を有限の個数の粒子（以降、SPH 粒子と呼ぶ）に離散化し、その進化をラグランジュ的に追跡する手法である。

SPH 法では、密度を粒子の質量とカーネル関数の積の足し合わせで記述する (式 1)。カーネル関数とは、個々の SPH 粒子の広がりを表す。本研究では、

カーネル関数として 2 次元のガウス関数を採用する (式 2)。

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_j m_j W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h) \quad (1)$$

$$W(\mathbf{x}, h) = \left[\frac{1}{h\sqrt{\pi}} \right]^2 \exp \left(-\frac{\mathbf{x}^2}{h^2} \right) \quad (2)$$

2.2 衝突計算のセットアップ

シミュレーションは、 xz 平面の 2 次元で行う。計算領域は以下の領域内である。

$$0 \text{ kpc} < x < 1.0 \text{ kpc}, \quad -1.0 \text{ kpc} < z < 1.0 \text{ kpc}$$

まずは、 z 方向に静水圧平衡を保つ銀河円盤に対し、HVC を落下させるシミュレーションを行う。ここで、静水圧平衡とは圧力勾配と定常重力の釣り合いを指す。

$$\frac{dp}{dz} = -\rho(z)g(z) \quad (3)$$

ここで $g(z)$ は、重力加速度を指し、銀河中心からの距離 $R = 8 \text{ kpc}$ において以下のような式で定義する。

$$g(z) = -\frac{d\phi(R, z)}{dz} \quad (4)$$

$$\phi(R, z) = -\sum_{i=1}^2 \frac{GM_i}{R^2 + (a_i + \sqrt{z^2 + b_i^2})^2} \quad (5)$$

$$a_i = \begin{cases} 0 \text{ kpc} & (i = 1) \\ 7.258 \text{ kpc} & (i = 2) \end{cases} \quad b_i = \begin{cases} 0.495 \text{ kpc} & (i = 1) \\ 0.520 \text{ kpc} & (i = 2) \end{cases}$$

$$M_i = \begin{cases} 2.05 \times 10^{10} M_\odot & (i = 1) \\ 2.547 \times 10^{11} M_\odot & (i = 2) \end{cases}$$

次に、温度の z に関する関数を定める。ここで、現時点で温度はガスの加熱・冷却の効果を考慮しておらず、スケールハイトを 800 pc として温度の関数を決定する。

$$T(z) = 100 + \frac{9900}{1 + \exp \left(\frac{|z| - 0.6}{0.8} \right)} \quad (6)$$

これらを満たすような圧力と密度の分布は以下 (図 2) のようになる。

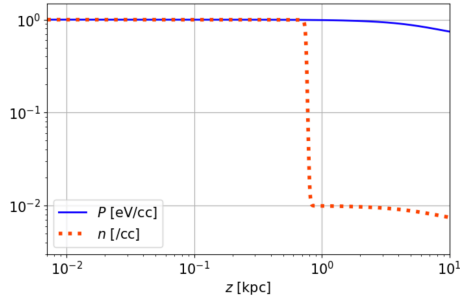


図 2: 銀河面からの高さ and 密度及び圧力の関係
横軸は銀河面からの高さ (kpc), 縦軸は密度 ($/\text{cm}^3$)
及び圧力 (eV/cm^3) を表す.

この平衡状態を満たすように厚み 300 pc の円盤を設定する. 密度は $n_{\text{disk}} = 1.0$ ($/\text{cm}^3$) で xz 方向に一様である. HVC が銀河面に衝突・合流した際に, 円盤内のガスとどのような相互作用を起こすのかを明らかにするため, HVC の衝突速度をパラメータとして, パラメータの変化と HVC 及び円盤ガスの相互作用との関係を明らかにする. そこで円盤の上部には, 半径 50 pc, 密度 $n_{\text{HVC}} = 1.6$ ($/\text{cm}^3$) の円形の HVC を置く.

3 Results

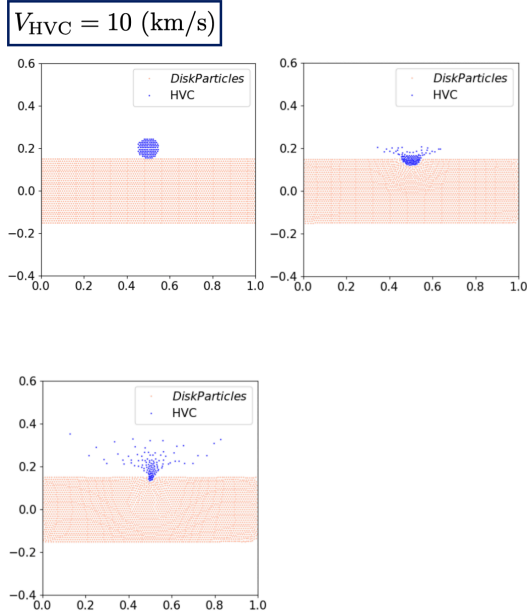


図 3: $V_{\text{HVC}} = -10$ (km/s) での結果

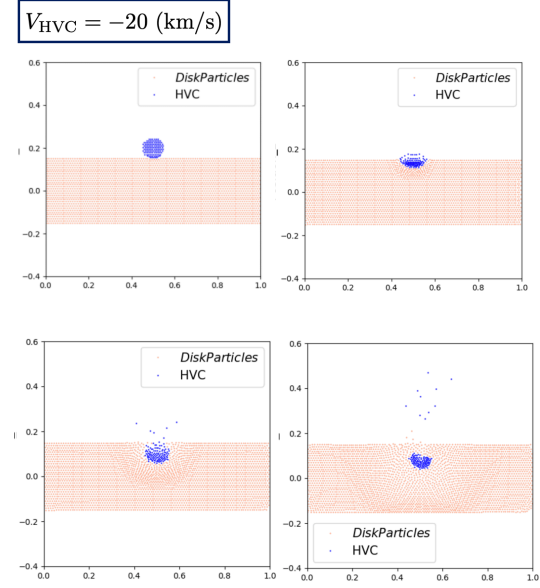


図 4: $V_{\text{HVC}} = -20$ (km/s) での結果

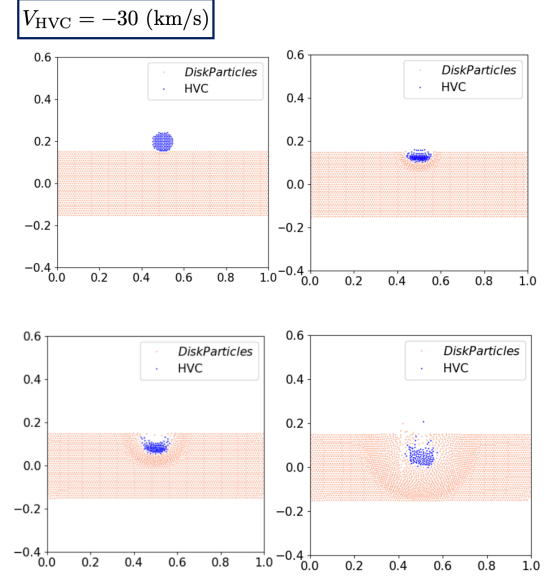


図 5: $V_{\text{HVC}} = -30$ (km/s) での結果

HVC の z 方向の衝突速度 V_{HVC} (km/s) を z 軸正方向を正として以下のように変化させた.

$$V_{\text{HVC}} = -10, -20, -30 \text{ (km/s)}$$

4 Discussion

HVC の上部では、円盤に衝突する前にガスが拡散する様子が確認された。このことから、HVC 内部の自己重力を導入し、その影響を定量的に検証する必要がある。

また、本研究では HVC の衝突速度のみを変化させているが、今後は円盤ガスの密度分布についても多様なパラメータ設定を行い、その結果の違いを調査する必要がある。

さらに、HVC の初期密度設定についても再検討が求められる。現在は円盤よりやや高い $n_{\text{HVC}} = 1.6 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ としているが、このような高密度のガス塊が実際にハローガスから形成され得るかどうかは、今後の重要な検証課題である。特に、ガスの冷却・加熱過程を考慮した詳細な熱力学的モデルの導入が不可欠である。

5 Conclusion

本研究では、標準 SPH 法に基づく 2 次元シミュレーションにより、HVC と銀河円盤ガスとの衝突過程を再現した。HVC の衝突速度を変化させた結果、 $V_{\text{HVC}} = -20 \text{ km/s}$ 以上では、HVC が銀河円盤内に取り込まれる可能性が示唆された。しかしながら、HVC の衝突速度や円盤ガスとの密度差など、初期条件や物理パラメータの設定にはなお改善の余地がある。今後は、HVC の加熱・冷却効果を導入したより精緻な物理モデルに基づくシミュレーションを行うことで、円盤へのガス供給過程の理解をさらに深める必要がある。

Acknowledgement

本研究にあたり、指導教員である犬塚 修一郎教授、そして理論宇宙物理学研究室の先輩方、同期の皆様より、多くのご助言とご指導を賜りました。この場をお借りして心より感謝申し上げます。今後とも、ご指導・ご鞭撻の程、何卒宜しくお願い致します。

Reference

坂下 志郎, & 池内 了 (2012), 新物理学シリーズ 30 宇宙流体力学

祖父江 義明, 有本 信雄, & 家 正則 (2018), シリーズ現代の天文学 第 5 巻 銀河 II – 銀河系

福井 康雄, 犬塚 修一郎, 大西 利和, 中井 直正, 舞原 俊憲, & 水野 亮 (2024), シリーズ現代の天文学 第 6 巻 星間物質と星形成

富阪幸治, & 池内 了 (2007), シリーズ現代の天文学 第 14 巻 シミュレーション天文学

Shimoda et. al 2022, The Effects of Cosmic-Ray Diffusion and Radiative Cooling on the Galactic Wind of the Milky Way

[—index へ戻る](#)

HP-09

分子雲コアにおける有機高分子形成過程の化学反応シミュレーション

筑波大学
伊藤 大佑

分子雲コアにおける有機高分子形成過程の化学反応シミュレーション

伊藤 大佑 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

長年の研究により隕石中から様々なアミノ酸が検出されており、このことは有機分子が星間空間で形成されうることを強く示唆している。生命の起源となった有機分子も、こうした化学反応によって生成され、隕石として原始地球にもたらされた可能性が高い。しかしながら、これら有機分子の具体的な反応経路と各反応の相対的な重要性ははまだ明らかになっていないため、化学反応シミュレーションによってこれを推定するアプローチがとられている。

本稿では、星間グリシン探査の先行研究として、化学シミュレーションを用いた Suzuki et al. (2018) をレビューする。同研究は、分子雲コアの昇温過程におけるグリシンの生成・破壊過程を追跡し、その気相存在量がダストからの脱離エネルギーに強く依存すること、そして最適な観測対象は形成初期の若いホットコアであると結論付けた。

1 Introduction

生体を構成するおもな有機高分子はタンパク質、核酸、糖、脂質に大別され、これらは境界の維持・自己増殖・恒常性といった生物の基本的特性に不可欠な要素である。これらの高分子の中でも、タンパク質はアミノ酸が多数重合したポリマーであり、生命活動の中心的な役割を担う。したがって、生命の起源を解明する上で、その構成単位であるアミノ酸が前生物的に合成された過程を理解することは極めて重要となる。

アミノ酸の起源については、原始地球での合成と、宇宙空間で生成され隕石などによって地球へ供給されたとする二つの仮説が提唱されている。近年、地球外からもたらされた隕石 (表 1) や、小惑星探査機によるリターンサンプル (Altwegg 2016) からアミノ酸などの有機分子が検出されたことで、後者の仮説を支持する物的証拠が次々と報告されている。これにより、星間空間が多様な有機分子を生成する化学工場であることは、ほぼ確実視されている。

このような物的証拠が存在していながら、もっとも単純な構造のアミノ酸であるグリシンでさえ、星間分子雲に向けた観測からは検出することができていない。この理論と観測のギャップは、星間化学における大きな謎の一つである。

こうした背景の元、本発表ではグリシンをターゲットとした星間分子雲における化学反応シミュレーションを扱った Suzuki et al. (2018) をレビューする。こ

表 1: マーチソン隕石の組成 (Ehrenfreund 2002 より改変)

化合物群	濃度 (ppm)
アミノ酸	17-60
脂肪族炭化水素	>35
芳香族炭化水素	3319
フラーレン	>100
核酸塩基	1.3

のレビューを通して、星形成領域における物理量、星間空間で生じる化学反応、有機高分子検出のための理想的な観測対象を理解することを目的としている。

2 Methods

化学反応シミュレーションでは、気相、ダスト表面、ダストマントル内の 3 相における反応と 3 相間の移動を扱う NAUTILUS コードを用いた。このコードは、Hasegawa & Herbst(1992) で気相-表面の 2 相反応を扱ったオリジナルが発表され、その後改良を経て Ruaud(2016) によって気相-表面-マントルの 3 相ネットワークとなった。

物理モデルは Garrod & Herbst(2006) で導入された、free-fall collapse とそれに続く Warm-up 過程を想定した。free-fall collapse の過程は Brown(1988) にしたがって、等温自由落下で 10^6 年かけて密度 $n_{\text{H}} = 3$

$\times 10^3 \text{cm}^{-3}$ から $1 \times 10^7 \text{cm}^{-3}$ まで収縮する。

Warm-up 過程は完了するまでの時間から Fast モデルと Slow モデルに分かれており、それぞれ 7.12×10^4 年、 1.43×10^6 年で温度が 10K から 400K まで上昇する過程である。この Warm-up 時間は、Garrod & Herbst (2006) で t^2 に比例して温度が 10K から 200K まで上昇するまでの時間を 5×10^4 年と 1×10^6 年と仮定しており、これを 400K まで拡張することで求まる¹。

また、星間空間で生じる主な反応を表 2 に示す²。数値計算上では、これらを含めた連立常微分方程式を気相、ダスト表面、マントルについて計算する³。

表 2: 星間空間で生じる反応	
中性-中性反応	$A + B \rightarrow C + D$
イオン-分子反応	$A^+ + B \rightarrow C^+ + D$
光解離	$A + h\nu \rightarrow C + D$
解離性再結合	$A^+ + e^- \rightarrow C + D$
宇宙線による解離	$A + CR \rightarrow C + D$

Suzuki et al.(2018) は、同様の物理環境を想定した化学反応シミュレーションを扱った Garrod(2013) の化学ネットワークに対して、新たにいくつかの化学反応を追加している。ここで追加された主な化学反応を表 3 に示す⁴。最終的に、4500 の表面反応とそれに付随した 9500 の気相反応を扱っている。また、ダスト表面からのグリシンの脱離エネルギーを 10100K から 13000K に変更している。

表 3: 新たに追加された反応		
$s\text{-CH}_2 + s\text{-NH}_2$	$\rightarrow$	$s\text{-CH}_2\text{NH}_2$
$s\text{-CH}_2\text{NH}_2 + s\text{-CO}$	$\rightarrow$	$s\text{-NH}_2\text{CH}_2\text{CO}$
$s\text{-NH}_2\text{CH}_2\text{CO} + s\text{-OH}$	$\rightarrow$	$s\text{-NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}$
$\text{NH}_2\text{OH}_2^+ + \text{CH}_3\text{COOH}$	$\rightarrow$	$\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}_2^+$
$\text{NH}_2\text{OH}^+ + \text{CH}_3\text{COOH}$	$\rightarrow$	$\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}_2^+$
$\text{NH}_3\text{OH}^+ + \text{CH}_3\text{COOH}$	$\rightarrow$	$\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}_2^+$

¹ 5×10^4 、 10^6 という Warm-up 時間はそれぞれ 60M $\odot$ 、5M $\odot$ の大質量星、低質量星の形成時間に対応する (Bernasconi & Maeder 1996)。

² これらの素過程については「シリーズ現代の天文学 第 11 巻『天体物理学の基礎 I』」や「Astrophysics of the Diffuse Universe」に詳しい。

³ 詳しい方程式やモデルについては Ruaud(2016) を参照。

⁴ “s-” というのは表面の化学種を表す。

3 Results and Discussion

3.1 Fast/Slow Model and Comparison with Garrod(2013)

気相グリシンはいずれのモデルにおいてもピーク値にして 10^{-14} 程度生成されており、主要な反応経路はダスト表面における $\text{CH}_2\text{NH}_2 + \text{COOH}$ である (図 1、図 2)。Fast モデルの結果を Garrod(2013) の結果 (表 4) と比較すると、気相の生成量ピーク値を 3 桁ほど過小評価しており、これは脱離エネルギーを 13000K に変更したためだと考えられる。したがって、有機高分子生成量の正しい予測には、脱離エネルギーの正確な測定、計算が必要だと結論付けられる。

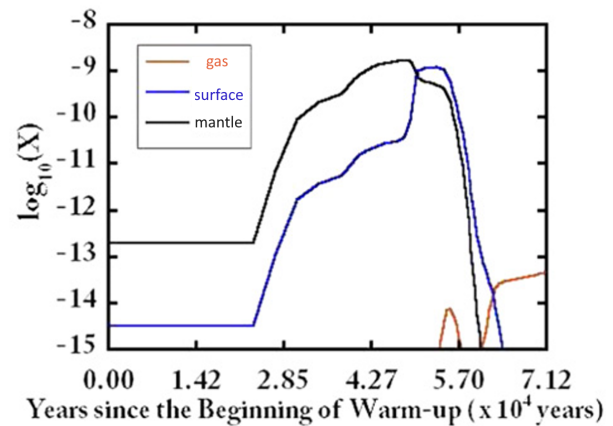


図 1: Fast モデルにおける生成量 (Suzuki 2018)

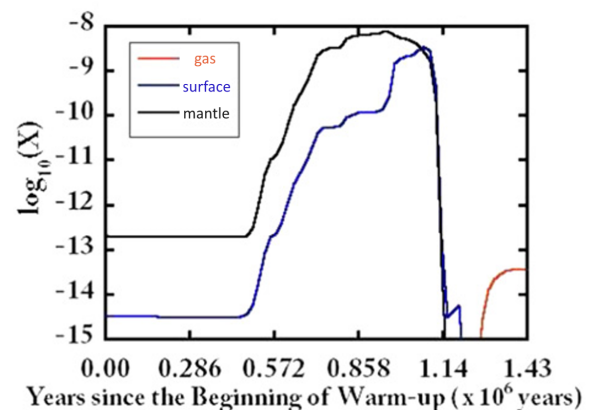


図 2: Slow モデルにおける生成量 (Suzuki 2018)

表 4: Garrod(2013) の結果との比較

モデル	脱離エネルギー	生成量
Garrod(2013)	10100	8.4×10^{-11}
Fast Model	13000	4.3×10^{-14}

3.2 Implications to Observation

Warm-up 過程終了後の環境において、グリシンおよびその前駆体が星間空間上で破壊されるプロセスを考慮し、温度および密度一定下でシミュレーション時間を 10^6 年まで延長した。その結果を図 3 に示す。シミュレーション終了時点で、気相のピーク量から 1 桁ほど減少していることがわかる。したがって、グリシン探索には Warm-up 終了直後の若いコア周辺領域が理想的な観測対象だと結論付けられる。

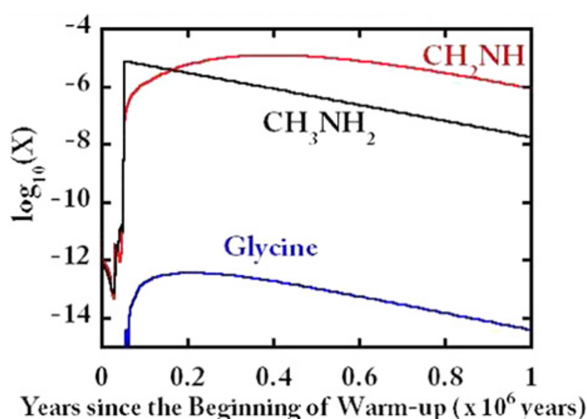


図 3: Warm-up 終了後の計算 (Suzuki 2018)

4 Future Work

生命の起源を論じる上で、「なぜ現在の生体高分子が選択されたのか？」という問いは、依然として最大の謎の一つである。この「分子選択の起源」という問題は、主に二つの観点から議論される。第一に、生体分子が示す顕著な**ホモキラリティ**である。例えば、タンパク質を構成するアミノ酸は L 体のみ、核酸や多糖類を構成する糖は D 体のみが利用される。なぜ片方の鏡像異性体だけが選択されたのか、その理由は解明されていない。

第二に、**基本アミノ酸の選択性**である。自然界には、タンパク質を構成する 20 種の基本アミノ酸以外にも、その構造異性体（例： β -アラニン）や類似体（例： α -アミノ酪酸）が数多く存在する。にもかかわらず、なぜ特定の 20 種だけが遺伝暗号の構成要素と

して選ばれたのかも同様に未解明である。

これらの根源的な非対称性を説明する仮説として、宇宙空間における物理・化学的プロセスが注目されている。例えば、星間分子雲において、円偏光などの非対称なエネルギー源が片方の鏡像異性体を選択的に破壊したり、特定の分子の合成を触媒したりした可能性が考えられる⁵。

この仮説を検証するため、我々は本研究をさらに発展させる。今後は、グリシンだけでなく他のアミノ酸や糖類を化学反応モデルに組み込むとともに、円偏光の照射効果をシミュレーションに取り入れることで、生命のホモキラリティと分子選択の起源に迫る計画である。

Reference

- [1] Altwegg, K., et al. 2016, Sci, 2, e1600285
- [2] Bernasconi, P. A., & Maeder, A. 1996, A&A, 307, 829
- [3] Brown, P. D., Charnley, S. B., & Millar, T. J. 1988, MNRAS, 231, 409
- [4] Ehrenfreund, P., et al. 2002, RPPH, 65, 1427
- [5] Garrod, R. T., & Herbst, E. 2006, A&A, 457, 927
- [6] Garrod, R. T. 2013, ApJ, 765, 60
- [7] Hasegawa, T. I., Herbst, E., & Leung, C. M. 1992, ApJS, 82, 167
- [8] Ruaud, M., et al. 2016, MNRAS, 459, 3756
- [9] Suzuki, T., et al. 2018, ApJ, 863, 51
- [10] 観山正見, 野本憲一, 二間瀬敏史, 「シリーズ現代の天文学 第 11 巻『天体物理学の基礎 I』」, 日本評論社, 2023
- [11] 田村元秀, 井田茂, 田近栄一, 山岸明彦, 「シリーズ現代の天文学 第 18 巻『アストロバイオロジー』」, 日本評論社, 2024
- [12] Dopita, M. A., & Sutherland, R. S., Astrophysics of the Diffuse Universe, Springer, 2003

⁵こうした議論については「シリーズ現代の天文学 第 18 巻『アストロバイオロジー』」等が詳しい

[—index へ戻る](#)

HP-10

木星質量連星形成過程の理論的研究

名古屋大学
内海 秀介

木星質量連星形成過程の理論的研究

内海 秀介 (名古屋大学)

犬塚 修一郎 (名古屋大学)

Abstract

ジェイムズ=ウェッブ宇宙望遠鏡により、トラペジウム星団において親星を持たない木星質量連星 (JuMBO) が多数発見されたが、その高い頻度は従来の星形成・惑星形成理論では説明ができない。近年、星周円盤間の潮汐相互作用によって形成される棒状の架橋構造が重力不安定により断片化し、JuMBO が形成される新たな機構が提案された。しかし、先行研究では等温近似の下で数値計算が行われており、コアの半径や質量の決定において本質的である圧縮加熱や輻射冷却が正確に考慮されていなかった。本研究では、輻射輸送モジュールを組み込んだ Godunov Smoothed Particle Hydrodynamics 法を用いて、架橋構造の形成から重力不安定による JuMBOs 形成までを数値計算によって追跡する。JuMBOs の形成条件やその頻度、連星系形成の統計的性質を理論的に評価し、観測結果との比較によって JuMBOs 形成の物理過程の解明を目指す。

1 Introduction

近年、ジェイムズ=ウェッブ宇宙望遠鏡により、オリオン大星雲の中心に位置するトラペジウム星団において、親星を持たない木星質量程度の天体が多数観測された [14]。若い星団におけるこのような自由浮遊型の木星質量天体の起源は未だ不明であり、とくに連星系 (Jupiter Mass Binary Object; JuMBO) として存在する場合の形成過程は未解明である。これまでの研究では、JuMBOs は分子雲の重力崩壊によって形成された低質量天体である可能性や、母星から動的相互作用により放出された巨大惑星である可能性が指摘されてきた [13, 11]。しかし、いずれの仮説も個数や連星系の頻度を十分に説明できていない。とくに、トラペジウム星団では $\sim 10 M_J$ (木星質量) の孤立天体が質量関数の予測を超えて多数観測されており、その頻度は予想上限の 7 倍以上に達する。また、数天文単位から数百天文単位の間隔をもつ JuMBOs の頻度は $\sim 9\%$ であり、通常の星形成過程では説明が困難なほど高い [12]。さらに、JuMBOs が惑星放出に由来する場合、その空間的・運動的な分布は星とは異なるはずだが、観測では確認されていない。広軌道 (> 100 AU) の巨大惑星の存在頻度は不確かであるが、トラペジウム星団での頻度を説明するためには、非現実的な高い出現率が必要である [17]。したがって、JuMBOs の形成過程の解明は、理論天文学における重要かつ挑戦的な課題である。

近年、このような JuMBO の高い頻度を説明する新たな形成機構が提案された。それは、若い星団における高頻度の星周円盤の遭遇によって、多数の JuMBOs が形成されるというものである。この説では、遭遇する星周円盤が潮汐相互作用によって架橋構造を形成し、それが重力不安定により断片化して JuMBOs が形成されると考えられている (図 1)。密集した星団では星周円盤の遭遇頻度が高まるため、トラペジウム星団における JuMBOs 形成の高頻度を説明しうるとされる [3]。

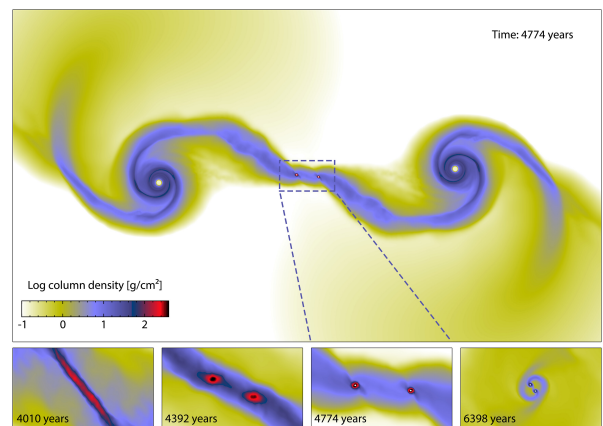


図 1: 架橋構造の断片化による JuMBOs 形成過程の数値計算結果 [3]。上図は $2000 \text{ AU} \times 1120 \text{ AU}$ の領域の対数密度分布、下図はその一部である $200 \text{ AU} \times 112 \text{ AU}$ の領域の拡大である。白丸は半径を誇張したシンク粒子を示す。

この形成機構の中核となる架橋構造の断片化は、星形成領域における棒状構造の分子雲の断片化と同様に議論できる。先行研究により、棒状構造の収縮はガスの圧縮加熱、輻射加熱・冷却の効果に対して極めて敏感であることが示されている。収縮初期には、開放された重力エネルギーが輻射冷却により効率的に放射されるため、棒状構造は等温的に収縮する。しかし、等温状態方程式を適用し続けると、暴走的な収縮によって中心密度が発散するまで際限なく収縮し続ける [7]。ゆえに、高密度化に伴い圧縮加熱が冷却を上回ることによってガスが等温相から断熱相へと遷移する効果が重要となる。実際、形成されるコアの半径や質量は、この遷移が起きる際の中心密度で特徴づけられる [8]。この等温相から断熱相への遷移は、次の条件のうちいずれかが満たされたときに発生する [10]。

1. 圧縮加熱率が熱的冷却率を上回る
2. 熱放射に対する光学的厚さが $\tau \sim 1$ に達する
3. 圧縮加熱率が放射拡散によるエネルギー輸送率に匹敵する

したがって、棒状構造の重力崩壊を正確に記述するには、圧縮加熱と輻射冷却の効果を厳密に考慮する必要がある。

しかしながら、先行研究 [3] の流体力学数値計算では輻射輸送方程式を解かず、局所的な順圧または等温過程を仮定した状態方程式が用いられている。前者は $1 M_{\odot}$ の原始星コアの崩壊に適合するようモデル化されたものであるが、(1) JuMBOs のコアは原始星よりはるかに低質量であり、(2) コアおよび架橋構造の金属量が小さく不透明度も低い [5] ため、冷却効率を過小評価している可能性が高い [15]。よって、JuMBOs の形成頻度を定量的に議論するためには、輻射による冷却の効果を正確に考慮した輻射流体力学数値計算を新たに行う必要がある。

2 Methods

本研究では、輻射流体力学数値計算を用いて、星周円盤の遭遇によって作られた架橋構造の重力収縮が、観測される JuMBOs の頻度を説明可能かどうかを明

らかにする。数値計算で用いる基礎方程式を示す。

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{dv^\alpha}{dx^\alpha}, \quad (1)$$

$$\frac{dv^\alpha}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx^\alpha}, \quad (2)$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho} \frac{dv^\alpha}{dx^\alpha} + \frac{\Gamma(T) - n^2 \Lambda(T)}{\rho}, \quad (3)$$

$$P = (\gamma - 1) \rho u. \quad (4)$$

上から順に、連続の式、運動方程式、エネルギー方程式、理想気体の状態方程式である。式 (3) の右辺の Λ, Γ はそれぞれ加熱、冷却関数である。式 (1) から (4) に加えて輻射輸送方程式を解くことで Λ, Γ が計算されるが、本稿では詳細には立ち入らない。

2.1 Godunov SPH

このような現象の数値計算には、以下の点で、粒子法である Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法 [9, 4] が適している。本研究では、空間 2 次精度を達成し、衝撃波を精度良く記述することができる Godunov SPH 法 [6] を用いる。同手法は、格子法で用いられる Godunov 型の方法 [16, 2] を SPH 法へ導入したものである。粒子間相互作用の計算において、2 つの粒子の間の物理量として Riemann 問題の解析解を用いることで、必要最低限の粘性を導入する。時間、空間ともに離散化された Godunov SPH 法の基礎方程式を示す。

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_i m_i W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i, h_i), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \dot{\mathbf{x}}_i}{\Delta t} = & - \sum_j m_j P^* \left[V_{i,j}^2(h_i) \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, \sqrt{2}h_i) \right. \\ & \left. + V_{i,j}^2(h_j) \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, \sqrt{2}h_j) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u_i}{\Delta t} = & - \sum_j m_j P^* (\mathbf{v}^* - \dot{\mathbf{x}}_i^*) \\ & \cdot \left[V_{i,j}^2(h_i) \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, \sqrt{2}h_i) \right. \\ & \left. + V_{i,j}^2(h_j) \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, \sqrt{2}h_j) \right] \\ & + \frac{\Gamma(T_i) - n_i^2 \Lambda(T_i)}{\rho_i}. \end{aligned} \quad (7)$$

順に、連続の式、運動方程式、エネルギー式である。 W はカーネル関数であり、本研究ではガウス関数を

採用する.

$$W(r, h) = \left(\frac{1}{h\sqrt{\pi}} \right)^d \exp \left(-\frac{r^2}{h^2} \right) \quad (8)$$

右辺の d は次元の数である. また, V_{ij} は重み付け平均された比体積である.

$$\begin{aligned} & V_{i,j}^2(h) W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, \sqrt{2}h) \\ &= \int dV \frac{1}{\rho^2(\mathbf{x})} W(|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|, h) W(|\mathbf{x} - \mathbf{x}_j|, h) \end{aligned} \quad (9)$$

この積分を直接計算することは困難であるため, 3 次 Spline 補間を用いて近似する. ただし, 物理量の上振れと下振れを防ぐため, 特定の条件下では 1 次補間を用いる [6]. そして, 式 (6) と (7) の右辺に現れる $P^*, \mathbf{v}^*$ は, Riemann 問題における衝撃波または希薄波経験後の物理量の解析解である. なお, 式 (7) の右辺に関して, $\dot{\mathbf{x}}_i^* = \dot{\mathbf{x}}_i + \frac{1}{2} \Delta \dot{\mathbf{x}}_i$ である. このように時間中心の速度を用いることで, 加熱, 冷却の効果が無い場合には, 系の全エネルギーが計算機の丸め誤差の範囲内で厳密に保存される.

$$\Delta \left[\sum_i m_i \left(\frac{1}{2} |\dot{\mathbf{x}}_i|^2 + u_i \right) \right] = 0 \quad (10)$$

全質量, 全運動量, 全角運動量についても同様である.

$$\begin{aligned} \Delta \left[\sum_i m_i \right] &= 0, \quad \Delta \left[\sum_i m_i \dot{\mathbf{x}}_i \right] = 0, \\ \Delta \left[\sum_i \mathbf{x}_i \times m_i \dot{\mathbf{x}}_i \right] &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

3 Calculation

3.1 Setups

まず, 星周円盤の初期条件について述べる. 全質量を $0.18 M_\odot$ として, 以下の自己相似な面密度構造を仮定する.

$$\begin{aligned} \Sigma(R) &= \Sigma_0 \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} \exp \left[-\left(\frac{R}{R_c} \right)^{2-\gamma} \right], \\ R_c &= 200 \text{ AU}. \end{aligned} \quad (12)$$

ここで R は円盤中心を原点とした, 動径方向の距離を表す. 円盤は動径方向に 20 AU – 600 AU の範囲で広がっているとする. 式 (12) を数値的に積分することで, $\Sigma_0 = 8.866835 \times 10^{-7} M_\odot \text{AU}^{-2}$ と求められ

た. また, 温度構造は, $R [\text{AU}]$ に対する冪乗則に従うと仮定する.

$$T(R) = 300 \text{ K} \times \left(\frac{R}{1 \text{ AU}} \right)^{-0.6}. \quad (13)$$

そして, 円盤の厚みは R に対して線形と仮定した.

$$H(R) = \frac{19}{580} \times (R - 20 \text{ AU}) + 1 \text{ AU}. \quad (14)$$

なお, 比熱比は $\gamma = 1.4$ とする.

次に, 中心星の初期条件について述べる. 円盤の中心に質量 $0.3 M_\odot$ の低質量星を配置し, 半径 1 AU のシンク粒子でモデル化する. 星周円盤との流体相互作用は行わず, 重力相互作用のみを行う. 円盤粒子が中心星に降着する場合は, その質量と運動量をシンク粒子に加えることで保存性を維持する [1].

3.2 Relaxation

星周円盤に対して Kepler 回転の角速度を与えて数値計算を実施し, 粒子配置の緩和を行った.

$$\omega(R) = \sqrt{\frac{GM_{\text{star}}}{R^3}}, \quad M_{\text{star}} = 0.3 M_\odot. \quad (15)$$

式 (6) に加えて, 円盤粒子の自己重力相互作用も計算している. 等質量の $\sim 10^6$ 個の粒子を, 式 (12) の面密度分布を再現するように配置した. 図 2 と 3 に, 数値計算の結果を示す.

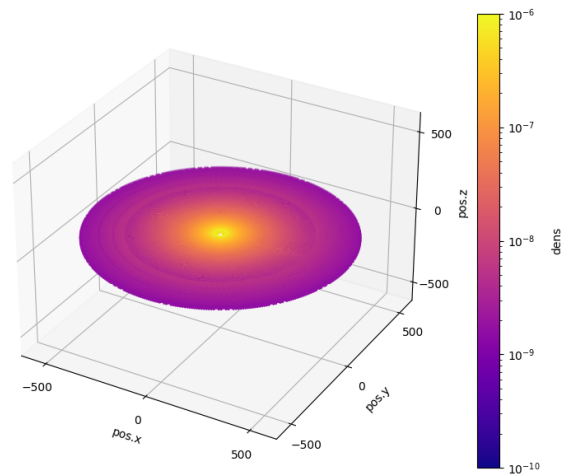
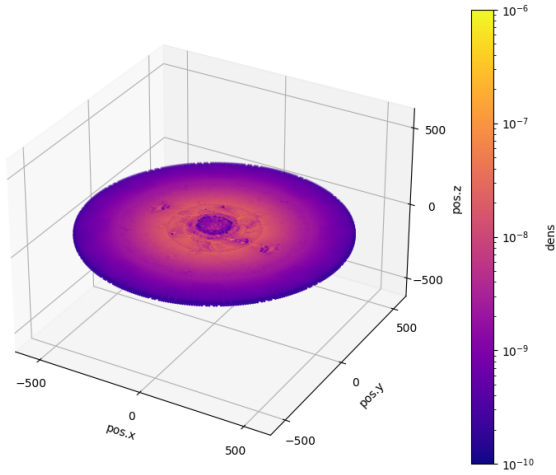


図 2: 星周円盤に Kepler 回転を与えた数値計算の結果. 時刻 $t = 0$ における, $\pm 600 \text{ AU}$ 以内の領域の対数密度分布を示す.

図 3: 図 2 と同様. 時刻 $t = 180$ yr.

4 Conclusion

本研究では、星周円盤間の潮汐相互作用によって形成される架橋構造が JuMBOs の形成に寄与するかを検証するために、輻射流体力学を組み込んだ Godunov SPH 法を用いた数値計算を行う。先行研究 [3] では、局所的な等温過程を仮定した状態方程式の下で棒状構造の断片化が示されたが、輻射輸送方程式を解いていないため、形成されるコアの質量や頻度には不確実性が残されていた。

今後は、3.2 節で作成した初期条件を用いて星周円盤遭遇の数値計算を行い、架橋構造がどのような条件下で重力不安定により断片化し、JuMBOs 形成に至るかを定量的に評価する。これにより、トラペジウム星団など密集星団における JuMBOs の個数分布や連星頻度が再現可能かどうか、さらにはその質量関数や金属量分布についての理論的予測を与えられるだろう。

Reference

- [1] M. R. Bate, I. A. Bonnell, and N. M. Price. Modelling accretion in protobinary systems. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 277(2):362–376, 11 1995.
- [2] P. Colella and P. R. Woodward. The piecewise parabolic method (ppm) for gas-dynamical simulations. *Journal of Computational Physics*, 54(1):174–201, 1984.
- [3] Z. Fu, H. Deng, D. N. C. Lin, and L. Mayer. Formation of free-floating planetary mass objects via circumstellar disk encounters. *Science Advances*, 11(9):eadu6058, 2025.
- [4] R. A. Gingold and J. J. Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. *Monthly notices of the royal astronomical society*, 181(3):375–389, 1977.
- [5] J. Huang, E. A. Bergin, K. I. Öberg, S. M. Andrews, R. Teague, C. J. Law, P. Kalas, Y. Aikawa, J. Bae, J. B. Bergner, A. S. Booth, A. D. Bosman, J. K. Calahan, G. Cataldi, L. I. Cleeves, I. Czekala, J. D. Ilee, R. Le Gal, V. V. Guzmán, F. Long, R. A. Loomis, F. Ménard, H. Nomura, C. Qi, K. R. Schwarz, T. Tsukagoshi, M. L. R. van 't Hoff, C. Walsh, D. J. Wilner, Y. Yamato, and K. Zhang. Molecules with alma at planet-forming scales (maps). xix. spiral arms, a tail, and diffuse structures traced by co around the gm aur disk. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 257(1):19, nov 2021.
- [6] S. Inutsuka. Reformulation of Smoothed Particle Hydrodynamics with Riemann Solver. *Journal of Computational Physics*, 179(1):238–267, 2002.
- [7] S. Inutsuka and S. M. Miyama. Self-similar Solutions and the Stability of Collapsing Isothermal Filaments. *The Astrophysical Journal*, 388:392, Apr. 1992.
- [8] S. Inutsuka and S. M. Miyama. A production mechanism for clusters of dense cores. *The Astrophysical Journal*, 480(2):681, may 1997.
- [9] L. B. Lucy. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *Astronomical Journal*, 82:1013–1024, Dec. 1977.
- [10] H. Masunaga and S. Inutsuka. Does “ τ -1” Terminate the Isothermal Evolution of Collapsing Clouds? *The Astrophysical Journal*, 510(2):822–827, Jan. 1999.
- [11] N. Miret-Roig, H. Bouy, S. N. Raymond, M. Tamura, E. Bertin, D. Barrado, J. Olivares, P. A. B. Galli, J.-C. Cuillandre, L. M. Sarro, A. Berihuete, and N. Huélamo. A rich population of free-floating planets in the upper scorpius young stellar association. *Nature Astronomy*, 6(1):89–97, Dec. 2021.
- [12] S. S. R. Offner, M. Moe, K. M. Kratter, S. I. Sadavoy, E. L. N. Jensen, and J. J. Tobin. The origin and evolution of multiple star systems, 2022.
- [13] R. J. Parker and C. Alves de Oliveira. On the origin of planetary-mass objects in NGC 1333. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 525(2):1677–1686, Oct. 2023.
- [14] S. G. Pearson and M. J. McCaughrean. Jupiter mass binary objects in the trapezium cluster, 2023.
- [15] D. Stamatellos and A. P. Whitworth. The role of thermodynamics in disc fragmentation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 400(3):1563–1573, 12 2009.
- [16] B. van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. v. a second-order sequel to godunov's method. *Journal of Computational Physics*, 32(1):101–136, 1979.
- [17] Y. Wang, R. Perna, and Z. Zhu. Free-floating binary planets from ejections during close stellar encounters. *Nature Astronomy*, 8(6):756–764, June 2024.

[—index へ戻る](#)

HP-11

原始惑星系円盤進化を考慮した巨大惑星形成の理論的 研究

名古屋大学
浅井 朗人

原始惑星系円盤進化を考慮した巨大惑星形成の理論的研究

浅井 朗人 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星の形成と共に形成される原始惑星系円盤は、惑星が形成される母体となる。円盤の構造や進化は惑星の形成や最終的な惑星質量や軌道に大きな影響を与える。特に、円盤ガス面密度分布は、惑星の成長過程、移動、最終軌道の配置などを左右する重要な要素となる。

本研究では、原始惑星系円盤のガス面密度進化が惑星形成に与える影響を評価するために、まずは乱流粘性による拡散や光蒸発や磁気円盤風による散逸を考慮した円盤ガス密度進化の数値計算を行う。最初に、乱流粘性による角運動量輸送を考慮した数値計算を行った。この問題は解析解があるが、数値解によりそれを再現することに成功した。次に、円盤外縁部における紫外線や X 線による光蒸発モデルに基づき、光蒸発による散逸項を追加したモデルの検討と数値計算への導入を進めている。さらに、円盤進化の結果をもとに、円盤内で形成された固体核へのガス降着と II 型惑星移動を考慮した巨大ガス惑星の質量と軌道の関係についても議論したい。

1 Introduction

原始惑星系円盤とは恒星の形成初期に形成されるガス円盤で、惑星形成の場として重要な役割を持つ。そのため、円盤内のガス密度分布が惑星の形成・進化に大きく影響する。原始惑星系円盤は一般的に観測結果から $10^6 \sim 10^7$ 年以内に円盤のガス成分は散逸すると考えられており、その消失メカニズムの解明は、惑星形成の時間的制約を理解する上で不可欠である。しかしながら、観測される円盤の多様な消失形態を矛盾なく説明できる統一的な散逸機構は、未だ完全に解明されていない。原始惑星系円盤のガス散逸は粘性や磁気回転不安定性によって生じる磁気乱流による角運動量輸送による降着、円盤風や光蒸発による質量散逸によって引き起こされると考えられている。

磁気回転不安定性 (MRI) は円盤ガスの差動回転と磁場の相互作用によって生じる流体力学的不安定性であり、次の 2 節で詳しく説明する。光蒸発は中心星からの極端紫外線 (EUV; $13.6\text{eV} < h\nu \lesssim 100\text{eV}$), 遠紫外線 (FUV; $6\text{eV} \lesssim h\nu < 13.6\text{eV}$), X 線 (X-ray; $100\text{eV} \lesssim h\nu \lesssim 10\text{keV}$) などの高エネルギー光子によって円盤のガスが加熱され、円盤のガスが重力ポテンシャルを振り切って散逸してしまう現象である。

本研究では、原始惑星系円盤の進化、特にガス面密度の時間発展が惑星形成に与える影響を評価することを目的としています。具体的には、乱流粘性によるガスの動径方向への輸送 (降着) に加え、磁気回転不

安定性 (MRI) によって駆動される円盤風による質量散逸を考慮した円盤ガス密度進化の数値計算を行います。これにより、円盤の内側領域および外側領域におけるガスの散逸過程を定量的に評価し、観測結果を矛盾なく説明できる円盤消失メカニズムの特定を目指す。

2 Methods

2.1 基礎方程式

本研究では Suzuki et al. (2010) のモデルを用いて磁気回転不安定性によって駆動する円盤風による質量損失を含む円盤のガス面密度 Σ の時間発展式

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{2}{r\Omega} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \int dz \left(\rho v_z \delta v_\phi - \frac{B_r B_\phi}{4\pi} \right) \right) \right] - (\rho v_z)_w \quad (1)$$

を数値計算をする。

式 (1) の右辺第 1 項は粘性、磁場による角運動量輸送の項で α 粘性モデルを使用して

$$\int dz \left(\rho v_z \delta v_\phi - \frac{B_r B_\phi}{4\pi} \right) \equiv \int dz \rho \alpha c_s^2 \equiv \Sigma \alpha c_s^2 \quad (2)$$

となる。

式 (1) の右辺第 2 項は円盤風による質量損失の項で円盤風による質量損失率が中心面密度 ρ_{mid} に比例

すると仮定して以下となる.

$$(\rho v_z)_w = C_w \rho_{mid} c_s \propto C_w \Sigma r^{-\frac{3}{2}} \quad (3)$$

以上から, 本研究で計算する時間発展式は次式となる.

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{2}{r\Omega} \frac{\partial}{\partial r} (\Sigma r^2 \alpha c_s^2) \right] - C_w \Sigma r^{-\frac{3}{2}} \quad (4)$$

2.2 磁気回転不安定性 (MRI)

磁気回転不安定性 (MRI) は, 円盤ガスの差動回転と磁場の相互作用によって生じる流体力学的不安定性である. MRI の成長過程を表した模式図を図 1 に示した. プラズマは磁力線とともに運動するため, 磁場にゆらぎが生じると, プラズマに差動回転が生じる (図左). 差動回転しているプラズマに対しては磁気張力トルクがはたらき, 角運動量輸送がおこる. 角運動量を受け渡した内側のプラズマはより内側へと, 角運動量を受け取った外側のプラズマはより外側へと, 移動していく (図中央). この移動によって, 磁力線はさらに歪み, 角運動量がより効率的に交換され, 円盤内の乱流は成長する (図右).

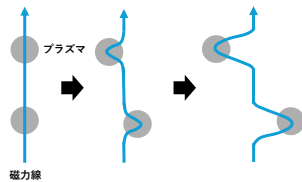


図 1: 磁気回転不安定性 (MRI) の模式図. プラズマを貫く磁力線 (図左) が差動回転により揺らぎが生じ, 角運動量を輸送し (図中央), さらに磁力線を歪ませる (図右).

2.3 円盤風

原始惑星系円盤の表面から噴き出すガスの流れで, 円盤からの質量損失を引き起こし, その後の円盤構造や寿命, 惑星の形成にまで大きな影響を与える重要な物理プロセスである. 円盤風を駆動するメカニズムはいくつか知られており, 中心星から放射される EUV や X 線, FUV などの高エネルギーの光子によって表層ガスが加熱される光蒸発型の円盤風, そして磁場が存在することで励起される磁気駆動型の円盤風が

挙げられる. 本研究では, 後者の磁気回転不安定性による円盤風を考慮した.

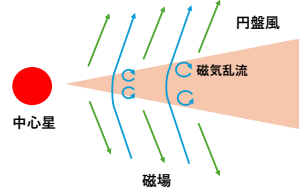


図 2: MRI による円盤風の模式図. 円盤内では MRI によって磁気乱流が生じ, これが角運動量輸送を促進し, 磁場に沿ってガスが吹き出す円盤風を引き起こす

2.4 セットアップ

円盤風による質量散逸がなく, 円盤の動粘性係数 ν が $\nu \propto r$ の場合の解析解を初期条件として計算を行う. 境界条件は質量流速 Σr が一定とした. 粘性パラメータ $\alpha = 8 \times 10^{-3}$, 円盤風の質量流速 $C_w = 2 \times 10^{-5}$ とした. 解析解は以下となる.

$$\Sigma(r, t) = \frac{A \tilde{t}}{3\pi\nu_1(r/r_1)} \exp\left(-\frac{r}{\tilde{t}r_1}\right) \quad (5)$$

$$\tilde{t} = \frac{t}{(r_1^2/3\nu_1)} + 1 \quad (6)$$

ここで A は初期条件によって決まる定数, r_1 は円盤の典型的なスケール, ν_1 は r_1 での ν の値である.

3 Results

以下に時間発展式の数値計算の結果を示す. 実線は数値解, 破線は解析解であり, グラフの色はそれぞれ時刻 $t = 0$ yr, 10^5 yr, 10^6 yr, 10^7 yr における計算結果を示している.

計算結果から, 円盤の内側領域 ($r \lesssim 100$ AU) においてはガスの散逸が非常に強く働いていることが確認された. これは, MRI 駆動の円盤風が円盤内側から効率的に質量を損失させるメカニズムとして機能していることを示唆する. したがって, 円盤風は円盤の消失を加速させる重要なメカニズムであると考えられる.

一方で、円盤の外側領域 ($r \gtrsim 100$ AU) においては、ガスの散逸があまり見られず、解析解（散逸がない場合）と同程度のガスが残存していることが示された。これは、本研究で考慮した MRI 駆動による円盤風の質量損失モデルだけでは、円盤外縁部のガスを効率的に散逸させることができていないことを意味する。

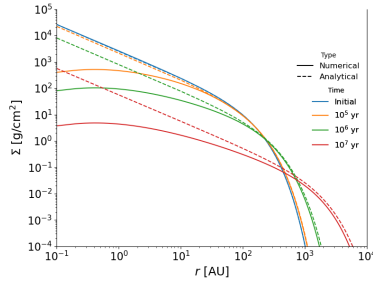


図 3: 円盤ガス面密度の時間発展の数値計算結果. 実線が数値解、破線が解析解を表しており、グラフの色はそれぞれ時刻 $t = 0$ (Initial) yr, 10^5 yr, 10^6 yr, 10^7 yr における計算結果に対応する

4 Discussion

第 3 節で示した数値計算の結果は、円盤の内側領域での強い散逸と、外側領域でのガスの残存という、二つの明確な特徴を示した。この結果は、MRI 駆動の円盤風が円盤の内側、特に $r \lesssim 100$ AU の範囲において、ガスの質量損失と円盤の消失に大きく寄与していることを強く示唆している。MRI は、円盤ガスの差動回転と磁場の相互作用によって生じる流体力学的不安定性であり、その成長過程で磁気乱流を生じさせ、結果として角運動量輸送とガス散逸を促進する。これにより、円盤の内側からガスが効果的に散逸していると考えられる。

しかしながら、観測される原始惑星系円盤の多様な消失形態を矛盾なく説明するためには、円盤外側のガスの散逸も考慮する必要がある。本研究のモデルでは、円盤外側 ($r \gtrsim 100$ AU) のガスが期待されるほど速く散逸しないという点で、現在の観測結果と完全に整合しない可能性がある。このことから、今回の磁気回転不安定性による円盤風のみを考慮した散逸モデルでは、円盤全体のガス消失を包括的に説

明するには不十分であり、円盤外側のガスを散逸させる別のメカニズムを考慮する必要がある。

特に光蒸発は円盤の外側領域で効率的に作用すると考えられる。今後の研究でこの効果をモデルに組み込むことで、より観測結果と整合的な円盤消失の理解が得られると期待される。

5 Conclusion

円盤風による散逸を考慮したモデルのガス面密度の時間発展を数値計算した結果、いくつかの重要な点が確認された。まず、円盤の内側領域ではガス散逸が強く働き、面密度が顕著に減少する傾向が見られた。このことは、磁気回転不安定性 (MRI) によって駆動される円盤風が、円盤の内側から効率的に質量を損失させるメカニズムとして機能していることを示唆している。一方で、円盤の外側領域ではガスの散逸がほとんど見られず、散逸を考慮しない場合の解析解と同程度のガスが残存する結果となった。これらの結果は、MRI 駆動による円盤風の質量損失モデルだけでは、観測結果を矛盾なく説明できるような円盤外縁部のガス散逸を十分に再現できていないことを意味している。したがって、円盤外側のガス散逸を説明するためには、円盤風とは別の散逸メカニズムを考慮する必要があるという結論に至った。今後は、円盤外側の主要な散逸メカニズムと考えられる光蒸発の効果、すなわち中心星から放射される EUV・FUV・X 線といった高エネルギー光子によるガスの散逸をモデルに組み込んだ数値計算を行う予定である。

Acknowledgement

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

Reference

Alexander, R. D., Clarke, C. J., Pringle, J. E. 2006, MNRAS, 369, 229

Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603

Ooyama, W., Nakatani, R., Hosokawa, T. 2025, ApJ, 983, 153

Suzuki, T. K., Muto, T., Inutsuka, S.-i. 2010, ApJ, 718, 1289

Suzuki, T. K., Ogihara, M., Morbidelli, A., Crida, A., Guillot, T. 2016, A&A, 596, A74

—[index](#) へ戻る

HP-12

Contribution of the Moon-forming Impactor to the
Volatile Inventory in the Bulk Silicate Earth(Grewal et
al., 2024 の紹介)

京都大学
花沢 泰光

Contribution of the Moon-forming Impactor to the Volatile Inventory in the Bulk Silicate Earth (Grewal et al., 2024 の紹介)

花沢 泰光 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究は、月形成インパクトター (Moon-Forming Impactor; MFI) がバルクシリケートアース (Bulk Silicate Earth; BSE) に存在する水素-炭素-窒素-硫黄 (H-C-N-S) の主要な供給源であり得たかを評価するため、MFI のコア・マグマオーシャン (MO)・大気間での揮発性元素の平衡分配をモデル化した。解析の結果、MFI の H-C-N-S インベントリの大部分はコアと MO 脱ガス大気に存在するが、巨大衝突前にこの大気は散逸していた可能性が高いことがわかった。したがって、衝突後の地球で BSE に供給された揮発性物質は、主に MFI のコアのうち MO と再平衡化したごく一部に由来する必要がある。その場合、MFI が BSE の揮発性在庫を全てまかなうためには、CI または CM コンドライトの最大 50 wt% に相当する揮発性物質に富んでいなければならない。しかし、MFI がそれほどまでに高い H-C-N インベントリを保持していたとは考えにくく、BSE の揮発性インベントリの大部分は月形成イベント以前に供給された可能性が高い。

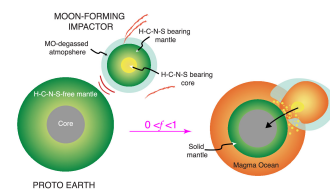
1 Introduction

本研究では、MFI のコア、MO、大気における H-C-N-S の平衡分配をモデル化することで、MFI が BSE の揮発性成分の主要供給源となり得たかを定量的に評価することを目的とする。MFI は分化した天体であったと考えられ、元素の金属-ケイ酸塩間の分配および MO から大気への揮発による分配を考慮する必要がある [8, 6, 10]。

また、巨大衝突の前に MFI が MO 脱ガス大気を失っていたか否かが、地球への H-C-N-S 供給量に大きく影響することが予想される (図 1)。揮発性元素が大気相に多く含まれる場合、衝突時に宇宙空間へ逃散してしまう可能性が高いためである [2]。大気が事前に失われていた場合、供給量は MFI 内部での揮発性成分の分配と、地球の MO との再平衡化の程度によって決定される [14, 16]。

本研究は、BSE に含まれる H-C-N-S 元素量を再現するために必要な MFI の初期揮発性インベントリを、質量収支モデルにより推定し、実際に想定される MFI の構成や成長史と整合的かを評価する。得られた結果は、MFI が BSE の揮発性成分を支配的に供給できたか否かを明らかにする。

A) *Impactor retained its MO-degassed atmosphere before the giant impact*



B) *Impactor lost its MO-degassed atmosphere before the giant impact*

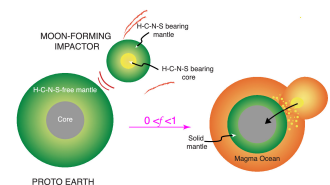


図 1: MFI が原始地球に H-C-N-S を供給する様子の模式図 [7]。(a) インパクトターが MO 由来の脱ガス大気を保持していた場合、(b) それを衝突前に失っていた場合、の 2 つのシナリオが示されている。衝突後、地球の揮発性元素の在庫は、地球マントルの熔融部分、BSI (= インパクトターのマントル + 大気)、およびインパクトターのコアの再平衡部分の間での元素交換によって決まる。なお、原始地球の固体部分は H-C-N-S を含まず、BSI およびインパクトターのコアにのみ揮発性元素が含まれていると仮定している。

2 Methods

本研究では、MFI のコア、MO、および MO 脱ガス大気における H-C-N-S の平衡分配をモデル化する

ために、金属-ケイ酸塩間および MO-大気間での分配係数を用いた定量的な質量収支計算を行った。

まず、コアと MO の間の元素分配には、先行研究で報告されている温度・圧力依存性を持つ分配係数を用いた [8, 6, 10]。これにより、MFI が形成された時点で、コアに取り込まれた H-C-N-S の量を見積もることができる。

次に、MO から大気への脱ガスに伴う元素の分配には、ケイ酸塩メルト中の溶解度実験に基づく脱ガス効率係数を導入し、脱ガスによる大気成分の変化をモデル化した [8, 2]。また、ガス相での揮発性種 (CH_4 , CO , NH_3 , N_2 など) の存在比の変化も組み込まれている [2]。

本研究では、MFI が巨大衝突前に MO 脱ガス大気を保持していた場合と、事前に何らかのメカニズムにより散逸していた場合の 2 つのシナリオを比較検討した。さらに、巨大衝突後の MFI コアと地球の MO との再平衡化を考慮し、MFI コア質量のうち再平衡した割合を f としてパラメータ化した [14]。これにより、再平衡化によって供給される揮発性元素量を見積もることができる。

最後に、MFI が BSE に供給する H-C-N-S の量を最大化する条件下でのインパクトターの初期組成と、その物質から導かれる揮発性元素インベントリの上限を評価した。これにより、実際に MFI が地球の主要な揮発性供給源になり得たかを逆方向から検証した [16]。

3 Results

本研究におけるモデル計算の結果、BSE の揮発性物質インベントリを MFI 単独で説明するために必要な揮発性元素の総量は、MFI が巨大衝突前に MO 脱ガス大気を保持していたか否かによって大きく異なることが明らかとなった。

まず、MFI が MO 脱ガス大気を保持していたシナリオでは、BSE 質量の 50% に相当する MO との再平衡化 ($M_{\text{MO}} = 0.5 M_{\text{BSE}}$) および MFI コアのうち 10% が再平衡化する ($f = 0.1$) という条件下で、必要な揮発性元素インベントリは以下の通りである：H が 0.19 wt%、C が 1.34 wt%、N が 0.0021 wt%、S が 1.24 wt%。これらの値は、H・N・S に関してはサブコンドライト的であり、C に関しては EC と

CI/CM コンドライトの中間に相当する (図 2a)。

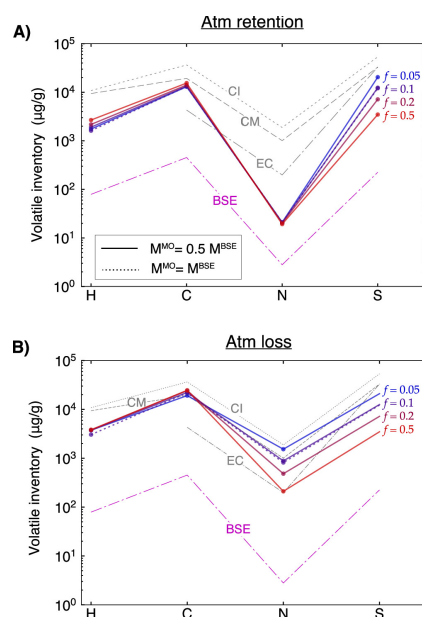


図 2: MFI が巨大衝突前に (a) MO 脱ガス大気を保持していた場合、または (b) 喪失していた場合に、BSE 中の H-C-N-S の存在量を再現するために必要とされる揮発性元素量 [7]。 (a) では、MFI に必要とされる H-C-N-S の含有量はサブコンドライト的である。一方、(b) では、必要とされる N および C のインベントリは EC と CI/CM コンドライトの中間に位置し、H および S の必要量はコンドライトよりも少ない。比較のために、BSE 中の H-C-N-S の量 [9][11] および EC, CM, CI コンドライト中のそれらの値 [1] もプロットされている。

このシナリオでは、N の約 80% が MO 脱ガス大気に、H の約 70%、C の約 75%、S の約 99% が MFI のコアに存在していた (図 3)。大気中の N や C は、大気散逸によってほぼ完全に失われると考えられるため、供給効率は低いと予想される。

一方、MFI が MO 脱ガス大気を喪失していたシナリオでは、供給源は主に MFI のマントルおよびコアに限定される。この条件下では、必要なインベントリは以下のように変化した：H が 0.37 wt%、C が 2.23 wt%、N が 0.00883 wt%、S が 1.26 wt%。特に C と N では、MO 脱ガス大気に多く含まれていた成分が内部に保持されるため、必要な量は大きく増加した。

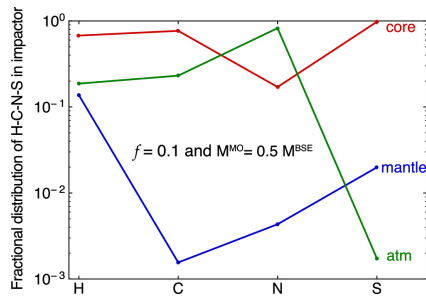


図 3: MFI 内部におけるコア、MO、および MO 脱ガス大気間での H-C-N-S の分布（シナリオ: $f = 0.1$, $M_{\text{MO}} = 0.5 M_{\text{BSE}}$ ） [7]。MO 脱ガス大気は主な窒素のリザーバーであるが、炭素と水素も相当量含んでいる。一方、インパクトのコアは、水素、炭素、および硫黄の主要なリザーバーとなっている。

4 Discussion

本研究のモデル結果は、MFI が現実的な H-C-N インベントリを有していたとしても、BSE に存在する H-C-N-S を単独で賄うには不十分であることを示している。このことから、BSE の揮発性元素の大部分は、月形成イベントの前後に供給された可能性が高いと考えられる。

後期集積による供給は、その質量が $0.004 M_{\oplus}$ と小さく、また分化したインパクトが主体である可能性が高いため、H や C のような親大気性元素の主要な供給源とはなり得ないと考えられる。したがって、BSE の揮発性成分は、月形成イベント以前に既に供給され、その後の衝突による損失を乗り越えたものである可能性が高い。

原始地球に蓄積された揮発性物質が現在の BSE に残存するには、以下の 2 つの条件を満たす必要がある:

1. MFI のコアとの完全な再平衡化を避けること。実験や数値流体モデルの結果は、コアの再平衡化が限定的であることを示しており、これは揮発性物質の隔離を回避する上で有利である [4, 17]。

2. 巨大衝突による大気散逸からの保持。先行研究では、大規模衝突時に原始大気の最大 90% が保持されうるとする結果も存在するが [5]、月形成イベントが極めて高エネルギーであった場合には、広範囲の蒸発と逸散が起こりうる可能性も指摘されている [13]。

月形成以前の原始地球は、主に分化した微惑星や惑星胚との衝突によって成長してきたとされる。これらの天体は、熱変成や溶融により揮発性物質に乏

しく、残存する揮発性物質の多くはそのコアまたは MO 脱ガス大気に集中していた [15]。したがって、これらの天体が原始地球の固体部分に揮発性元素を供給するか否かは、各衝突イベントにおける大気散逸とコアの再平衡化の程度に依存する。

成長末期の原始地球は、すでに十分な重力を持ち、衝突時の大気保持が効率的になっていた可能性が高い。ゆえに、BSE の揮発性インベントリは、月形成直前の最後の数回の分化天体の付着によって形成された可能性がある。

さらに別の可能性として、月形成以前に、わずかな質量の未分化な揮発性物質に富む物質から供給された可能性もある。MFI による供給は控えめではあるものの、この必要質量を削減する効果を持ちうる。このような初期供給モデルは、希ガスなど他の高揮発性元素や同位体比の観測とも整合的である [?, ?]。

5 Conclusion

本研究では、MFI が BSE に存在する H-C-N-S の供給源となり得たかを評価するため、質量収支モデルを用いて、MFI の大気-MO-コア間での元素分配をモデル化した。この手法により、BSE に存在する揮発性元素量を説明するために MFI が有しているべき H-C-N-S 量を定量的に推定した。

モデルの結果、各元素はその金属-ケイ酸塩分配係数および MO での溶解度に応じて、MFI 内部の異なるリザーバーに偏在することが示された。特に、H、C、N は大気中およびコア中に優先的に存在するため、衝突前に MFI が MO 脱ガス大気を失っていた場合、それらの元素の供給は主にコアのうち地球の MO と再平衡化したわずかな部分からもたらされる必要がある。

そのような制約の下で、MFI が BSE の揮発性元素の全インベントリを供給するためには、50 wt% の CI/CM コンドライトに相当する揮発性物質を含んでいる必要がある。しかし、Mo 同位体の核合成異常の観測結果は、MFI の CC 起源物質が最大でも 40% 程度にとどまる可能性を示唆している [3]。内太陽系の惑星胚が主に熱変成・分化した微惑星を通じて成長したことを考慮すると、MFI の実際の揮発性物質含有量はそれよりも著しく少なかったとみられる。

また、後期集積によって供給された物質の総量が

小さい ($\sim 0.004 M_{\oplus}$) こと、そしてそれらが主に分化した天体由来である可能性が高いことから、BSE の H–C–N 量に対する後期集積の寄与も限定的であったと考えられる [12]。

以上より、BSE に存在する H および C のような主要な揮発性物質の多くは、月形成イベントよりも前に供給され、その後の巨大衝突を通じて保持されたものである可能性が高いと結論づけられる。

Reference

- [1] Alexander, C. M. O. D. (2022). Chondrite accretion and early alteration. *Chemie der Erde – Geochemistry*, **82**(1), 125837.
- [2] Boulliang, J., Grewal, D. S., et al. (2022). Redox and volatile element behavior during core formation in differentiated bodies. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **326**, 177–194.
- [3] Burkhardt, C., Kleine, T., & Bourdon, B. (2011). Molybdenum isotope anomalies in meteorites: Constraints on solar nebula evolution and origin of the Earth. *Earth and Planetary Science Letters*, **312**(3–4), 390–400.
- [4] Deguen, R., Olson, P., & Cardin, P. (2011). Experiments on turbulent metal–silicate mixing in a magma ocean. *Earth and Planetary Science Letters*, **310**(3–4), 303–313.
- [5] Genda, H., & Abe, Y. (2003). Survival of a proto-atmosphere through the stage of giant impacts: the mechanical aspects. *Icarus*, **164**(1), 149–162.
- [6] Grewal, D. S., Dasgupta, R., & Farnell, A. (2019). The fate of nitrogen during core–mantle differentiation of Earth and Mars: Insights from metal–silicate partitioning experiments at high pressure and temperature. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **280**, 160–177.
- [7] Grewal, D. S., Dasgupta, R., & Deng, Z. (2024). Contribution of the Moon-forming Impactor to the Volatile Inventory in the Bulk Silicate Earth. *Nature Geoscience*, **17**, 189–197.
- [8] Hirschmann, M. M. (2016). Constraints on the early delivery and retention of volatiles in the terrestrial planets. *Geochemical Perspectives*, **5**(2), 595–599.
- [9] Hirschmann, M. M. (2018). Comparative deep Earth volatile budgets: the origin of terrestrial volatiles. *Earth and Planetary Science Letters*, **502**, 262–273.
- [10] Li, J., & Agee, C. B. (1996). Geochemistry of mantle–core differentiation at high pressure. *Nature*, **381**(6584), 686–689.
- [11] Marty, B., Hallis, L. J., Zimmermann, L., & Burnard, P. G. (2020). The origins of volatile elements (H, C, N, noble gases) on Earth and Mars: Update and future directions. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **738**, 118–138.
- [12] Mojzsis, S. J., et al. (2019). The delivery, retention and fate of water on the Moon. *Physics Today*, **72**(5), 44–50.
- [13] Nakajima, M., et al. (2021). Lunar and terrestrial volatile loss during the Moon-forming giant impact. *Nature Geoscience*, **14**, 258–262.
- [14] Rubie, D. C., Nimmo, F., & Melosh, H. J. (2015). Formation of Earth’s core. In *Treatise on Geophysics* (2nd ed., Vol. 9, pp. 43–79). Elsevier.
- [15] Rubie, D. C., Jacobson, S. A., et al. (2015). Accretion and differentiation of the terrestrial planets with implications for the compositions of early-formed Solar System bodies and accretion of water. *Icarus*, **248**, 89–108.
- [16] Rubie, D. C., Fischer, R. A., & Nimmo, F. (2022). Core–mantle differentiation. *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, **88**(1), 79–112.
- [17] Rudge, J. F., Kleine, T., & Bourdon, B. (2010). Broad bounds on Earth’s accretion and core formation constrained by geochemical models. *Nature Geoscience*, **3**(6), 439–443.

[—index へ戻る](#)

HP-13

岩石の吹き飛ばし効果を考慮した彗星から小惑星への 進化モデル

名古屋市立大学
田中 麻里菜

岩石の吹き飛ばし効果を考慮した彗星から小惑星への進化モデル

田中 麻里菜 (名古屋市立大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽系に存在する小天体である彗星と小惑星は、古典的には明確に区別されてきた。しかしながら近年では、小惑星的な軌道をもちながら彗星活動を示す活動的小惑星などが発見されたことにより、両者の境界が曖昧になりつつある。その原因の一つとして、彗星が小惑星へと進化する過程の存在が挙げられる [1]。従来の進化モデル [2,3] では、水氷と岩石の欠片が一様に分布した多孔質な球状の彗星核から水氷が失われ、残された岩石が彗星核の重力により集積して彗星核全体が収縮し、最終的に岩石のみからなる小惑星へと至る過程が調べられた。しかし、従来の進化モデルは、流出する水蒸気によって岩石が吹き飛ばされる過程を考慮していなかった。水蒸気流が岩石に及ぼす抗力が彗星核の重力よりも強い場合、その岩石は彗星核から吹き飛ばされる。これは、彗星の進化に影響を与える可能性がある。本研究では、水蒸気流に巻き込まれた岩石の彗星核内部における移動、および、彗星核表面からの放出をモデル化し、彗星核の長期進化の数値計算を実施した。計算の結果、小さい岩石は水蒸気流に巻き込まれて吹き飛ばされ、大きい岩石のみが彗星核表面に集積することが明らかとなった。この結果は、彗星核から進化した小惑星の表面は、そうでない小惑星と比べ、より大きな粒子で覆われていることを示唆している。

1 Introduction

太陽系小天体である彗星と小惑星は、前者は主に氷からなり、後者は主に岩石からなるとして古典的には明確に区別されてきた。彗星は、太陽に近づいて氷が昇華することでコマや長大な尾が観測される(彗星活動)。一方、小惑星は彗星活動を示さない。しかしながら近年では、小惑星的な軌道をもちながら彗星活動をする活動的小惑星などが発見されたことにより、両者の境界が曖昧になりつつある [1]。その理由のひとつとして、彗星が小惑星へと進化する過程の存在が挙げられる。

図 1 は、三浦ら [2] による従来の進化モデル (以下、三浦モデルと呼称) における、彗星核から小惑星への進化過程の概略図である。パネル (a) は、球対称で水氷と岩石 (ダスト) を均質に含む初期の彗星核を表す。内部温度 T は均一で、時間変化もしないと仮定する。彗星核は高い多孔性を有するため、彗星核内部の水氷が昇華し、生じた水蒸気が彗星核外部へ流出する。水氷が昇華していくと、パネル (b) のように、彗星核の外側部分に水氷を含まずダストのみが取り残される領域が生じ始める。この領域のダストは彗星核の重力によってその表面に集積し、パネル (c) に示すように彗星核の外側部分にダストだけで構成される層 (以下、ダストマントルと呼称) を形成す

る。ダストマントルの内側には、氷とダスト両方を含む領域 (以下、始原領域と呼称) が残される。始原領域と同様にダストマントルも高い多孔性を持つため、始原領域で生じた水蒸気はダストマントルを透過して外部へ流出可能であり、水氷の昇華が進行する。水氷の昇華とダストの集積が進行するにつれて、彗星核は収縮する。最終的にはパネル (d) のように、彗星核内全ての水氷がなくなり、ダストのみが残された小惑星となる。

しかし、三浦モデルでは、彗星核に含まれるダストが流出する水蒸気によって吹き飛ばれる過程が考慮されていなかった。彗星核中のダストには、流出する水蒸気がダストに及ぼす彗星核外向きの力であるガス抗力と、彗星核からの重力が作用している。水蒸気流によるガス抗力が、彗星核の重力よりも強い場合、そのダストは彗星核から吹き飛ばされる。大きいダストよりも、小さいダストの方が水蒸気流からの影響を受けやすいため、彗星核表面では小さいダストが飛ばされやすい。

本研究では、ダスト吹き飛ばしを考慮した彗星核の長期進化モデルを検討した。三浦モデル [2] に基づき、水蒸気流に巻き込まれたダストの彗星核内部での移動および彗星核からの放出をモデル化し、彗星核から小惑星への長期進化を扱う数値計算モデルへ

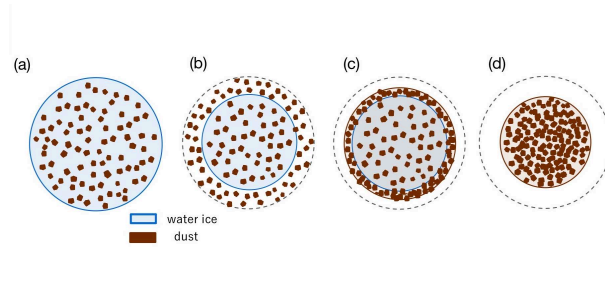


図 1: 彗星核から小惑星への進化過程。(a) 水氷とダストを均一に含む彗星核の初期状態、(b) 彗星核の外側部分で水氷が昇華、(c) 残されたダストが彗星核表面に集積して彗星核が収縮、(d) 内部の水氷が完全に枯渇。

と組み込んだ。異なるサイズのダストを想定し、サイズごとにダストにかかるガス抗力と重力を計算して、そのダストが吹き飛ばさどうかを判定した。以上を考慮した彗星核の長期進化の数値計算を行い、ダストの吹き飛ばしが小惑星への進化のタイムスケールや、天体表面に残されるダストのサイズ分布に与える影響について調べた。

2 Model

2.1 ダストサイズ分布

ダストの大きさによって、作用する力の大きさが異なり、ダスト吹き飛ばしの判定結果も異なる。本研究では 10 種類のサイズのダストを想定した。最小サイズの粒子は半径 0.10 mm、最大サイズの粒子は半径 2.0 m で、べき乗則に従って設定したダストサイズ分布から、各サイズごとに体積分率を決定した。 k 番目のサイズのダストの体積分率を ψ_k とする。図 2 に初期彗星核におけるダストのサイズ分布を示す。

2.2 多孔質彗星核内部の水蒸気圧分布

本研究では、空隙の多い多孔質な彗星核を想定する。彗星核が加熱されると、内部の水が昇華して生じた水蒸気が空隙を満たす。空隙は連結しており、水蒸気は空隙を通して彗星核内部を移動する。彗星核表面に達した水蒸気は、宇宙空間に流出される。そ

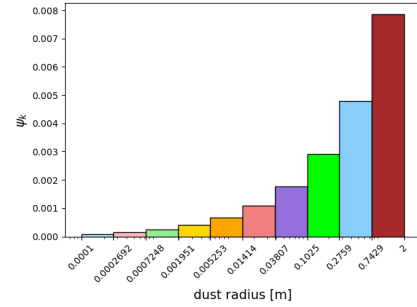


図 2: 初期彗星核におけるダスト粒子のサイズ分布。縦軸はダストの体積分率 ψ_k 、横軸はダストの半径である。

の結果、彗星核内部には水蒸気圧の勾配が生じ、その勾配によって水蒸気の流れが生じる。彗星核内部の水蒸気流は定常状態に達していると仮定する。この時、水蒸気量の保存則から、彗星核内部において以下の式が成り立つ [2]。

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = q \quad (1)$$

ここで、 $\vec{J}$ は外向きの水蒸気流束、 q は水蒸気生成率を表す。 q は次式で与えられる [6]。

$$q = \phi_{\text{ice}} S \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{1}{2}} (P_e - P) \quad (2)$$

ここで、 $S = 6/d_i$ は水氷粒子の表面積/体積比、 d_i は水氷粒子の直径、 ϕ_{ice} は水の体積分率を表す。 m は水分子の質量、 k_B はボルツマン定数、 T は彗星核内部の温度、 P_e は水氷の平衡蒸気圧、 P は彗星核内部の空隙を満たしている水蒸気の圧力である。 T は一様で、かつ、時間変化しないとした。

彗星核内部の水蒸気流が自由分子流と見なせる場合、 $\vec{J}$ は以下で与えられる [6]。

$$\vec{J} = -\frac{16}{3} \left(\frac{m}{2\pi k_B} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\epsilon^{\frac{3}{2}}}{(1-\epsilon)^{\frac{1}{2}}} d_{\text{ave}} \vec{\nabla} \left(\frac{P}{\sqrt{T}} \right) \quad (3)$$

ここで、 d_{ave} は構成するダストの平均直径、 ϵ は彗星核内部の空隙率である。

適切な境界条件を用いて (1) 式を解くことで、彗星核内部の水蒸気圧分布が求められる。境界条件として、彗星核の中心では水蒸気圧勾配がゼロ ($r = 0$ において $\vec{\nabla} P = 0$)、彗星核表面では $P = 0$ を課した。

2.3 氷の昇華

水氷の昇華による単位時間あたりの水氷の体積分率 ϕ_{ice} の時間変化は、次式で与えられる。

$$\frac{d\phi_{\text{ice}}}{dt} = -\frac{q}{\rho_i} \quad (4)$$

ここで、 ρ_i は水氷粒子の物質密度である。

2.4 ダストの吹き飛ばし判定

水氷が昇華して解放されたダスト粒子には、彗星核の重力と水蒸気流によるガス抗力が作用する。ダストの粒径が水蒸気の自由分子行程よりも小さい場合、ガス抗力の大きさはエプスタイン則に従って以下で与えられる [2]。

$$F_D = \frac{4\pi c_s}{3\epsilon^{2/3}} \left(\frac{d_k}{2}\right)^2 J \quad (5)$$

ここで、 $c_s = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$ は水蒸気中の音速、 d_k は k 番目のダストの直径、 J は $\vec{J}$ の大きさであり、(1) 式を解いて求めた水蒸気圧分布から求められる。また、ダストに作用する重力は以下で与えられる。

$$F_G = \frac{4\pi\rho_d GM}{3r^2} \left(\frac{d_k}{2}\right)^3 \quad (6)$$

ここで、 G は万有引力定数、 M はダストの位置よりも内側部分の彗星核質量、 ρ_d はダストの物質密度である。 $F_D > F_G$ のとき、そのダストは吹き飛ばされる。吹き飛ばされるダストの最大直径 d_{max} は、 $F_D = F_G$ の条件から次のように得られる。

$$d_{\text{max}} = \frac{2c_s r^2 J}{\epsilon^{2/3} \rho_d GM} \quad (7)$$

ダストの直径 d_k が d_{max} よりも小さいとき、そのダストは吹き飛ばし可能だと判定した。また、吹き飛ばされるダストの総量は最大でも水蒸気フラックスの 10% に制限した。

2.5 数値計算の設定

数値計算では、彗星核を N 個の薄い球殻に分割して計算を実施した。表 1 に数値計算で使用したパラメータの値を示す。

表 1: パラメータの設定値

Quantity	Notation	Value
水氷粒子の直径	d_i	1.0 cm
水氷粒子の初期体積分率	ϕ_{ice}^0	0.180
ダストの初期体積分率の合計	ψ_{total}^0	0.020
水氷粒子の物質密度	ρ_i	1.0 g cm ⁻³
ダスト粒子の物質密度	ρ_d	3.0 g cm ⁻³
彗星核の温度	T	200 K
初期彗星核半径	R_0	1,200 m
彗星核の分割数	N	100,000

3 Results

図 3 は、彗星核内部における各サイズのダストの体積分率 ψ_k 、氷の体積分率 ϕ_{ice} 、空隙率 ϵ の分布の時間変化である。パネル (a) は初期彗星核における分布を示しており、濃い灰色で示される空隙が全体の 8 割を占めていることを表している。残りの 2 割を氷とダストが占めている。ダストは全てのサイズを足し合わせても 2% の体積しか占めておらず、初期の彗星核が主に氷からなっていることを表している。パネル (b) は、計算開始から約 15247 年後の計算結果である。彗星核表面付近において氷が消失し、ダストの体積分率が大きくなっていることから、氷が昇華してダストマントルが形成されていることが分かる。ダストマントルはダストが集積して形成されるため、この領域における空隙率は初期状態よりも小さくなった。また、水氷の昇華とダストマントルの形成が進んだことにより、パネル (a) の時点よりも彗星核が収縮した。パネル (c) は、約 41883 年後の結果である。水氷の昇華がさらに進行して彗星核の収縮が進み、ダストマントルの厚みが増している。ダストマントル内においてはダストのサイズごとに体積分率が異なっており、小さいダストが選択的に吹き飛ばされたことを示している。パネル (d) は約 44220 年後の結果である。この時点で、初期彗星核に存在していた全ての水氷が枯渇した。最終的な彗星核半径は 396 m である。天体内部のダストサイズ分布は不均質であり、表面付近では大きなダストが多く、中心付近では初期のサイズ分布が保存されていた。

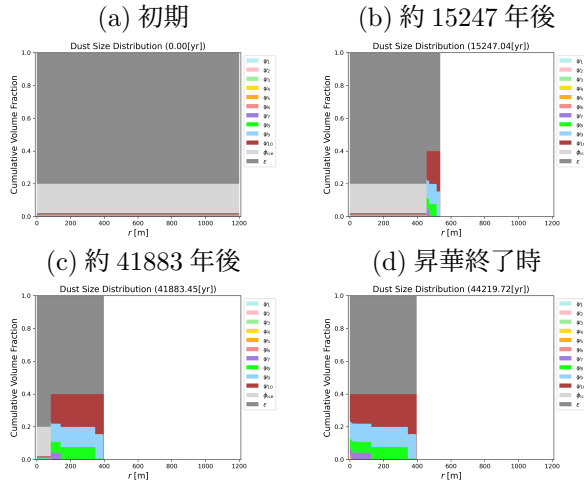


図 3: 彗星核内部における各構成要素 (空隙、氷、ダスト) の体積分率の時間変化。縦軸は累積の体積分率、横軸 r は彗星核の中心からの距離である。濃い灰色は空隙、薄い灰色は氷、それ以外のカラーはダストを表す。異なるサイズのダストは異なる色で表示した。

4 Discussion

ダストの吹き飛ばしを考慮しない場合は、昇華終了時も初期のダストサイズ分布を維持した。また、ダストの吹き飛ばしを考慮しない場合では、彗星核内部の氷が全て昇華するまでに 51416 年かかり、最終的な半径は 442 m であった。ダストの吹き飛ばしを考慮した場合より昇華終了までの時間が長くなり、最終的な半径は大きくなった。ダストの吹き飛ばし効果の導入により、彗星から小惑星へ進化した天体のダストのサイズ分布は、初期の分布から大きく変化することが示唆された。彗星から進化した小惑星はそうではない小惑星に比べて、表面が大きなダストで覆われている可能性がある。

水氷がすべて昇華した彗星核の最表層にはメートル級の大きな粒子が主として残った。一方、小惑星リュウグウの表面にも同様にメートルサイズのダストが多数確認されており、比較して微細なダスト粒子は少ない傾向が見られる [5]。本研究の数値計算より、リュウグウの表面に大きいサイズのダスト粒子が目立つ理由として、小さいサイズの粒子は昇華に伴って吹き飛ばされ、吹き飛ばないような大きいサイズの粒子が残るからであるという可能性が考えられる。

5 Conclusion

ダスト吹き飛ばしを考慮した彗星核長期進化モデルに基づいた数値計算により、彗星核から進化した天体の内部におけるダストのサイズ分布を求めた。彗星核内部の氷の昇華に伴い、小さいダストは水蒸気流に巻き込まれて吹き飛ばされるため表面にはほとんど残らず、大きいダストは吹き飛ばされないため彗星核表面付近にも残るという結果が得られた。水氷の昇華が進行してダストマントルが分厚くなると、水蒸気流が弱くなりダストを吹き飛ばす力も小さくなるため、氷が完全に枯渇した後も彗星核中心部には小さいサイズのダストも残されていた。数値計算の結果は、彗星核から進化した小惑星の表面は、そうでない小惑星に比べて、大きいサイズのダストで覆われていることを示唆している。

Reference

- [1] 脇田茂, et al. 2019, 日本惑星学会誌 遊・星・人, Vol 28, No.2, pp.124–139.
- [2] H. Miura, et al. 2022, *The Astrophysical Journal Letters*, Vol.925, No.2, L15.
- [3] T. Yasuda, & H. Miura 2025, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, psaf048.
- [4] G. D. Brin, & D. A. Mendis 1979, *The Astrophysical Journal*, Vol.229, pp.402–408.
- [5] S. Sugita, et al. 2019, *Science*, Volume 364, pp.268–272.
- [6] Y. Mekler, et al. 1990, *The Astrophysical Journal*, Vol.356, pp.682–686.

[—index へ戻る](#)

HP-15

時間進化する原始惑星系円盤ガスのもとでの軌道移動
を考慮した地球型惑星形成に関する N 体計算

京都大学
西村 一明

時間進化する原始惑星系円盤ガスのもとでの軌道移動を考慮した地球型惑星形成に関する N 体計算

西村 一明 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

本発表では Ogihara et al.(2024) のレビューを行う。近年の観測により、系外惑星系では数地球質量程度のスーパーアースが 0.1~1 au の近距離に多様に分布することがわかっている一方で、太陽系の地球型惑星は、主に 1 au 付近に質量が集中しており、水星 (~0.4 au) より内側には惑星が存在しない。1 au にある微惑星リングからの形成を考える場合、太陽系では収束、または抑制するような type I migration が好ましい一方、スーパーアースでは内向きの移動が必要となる。Ogihara et al. (2024) は、円盤風や光蒸発を含む円盤モデルを用い、1~1.5 au にリング状に配置された微惑星からの惑星形成を N 体計算により検証した。その結果、総質量が $2M_{\oplus}$ の系では惑星は 1au 付近に収束して太陽系を再現し、より大質量のスーパーアース系では惑星は内側にゆっくりと移動し、観測と一致する結果が得られた。

1 Introduction

太陽系の地球型惑星は金星、地球の質量が水星、火星の 10 倍ほどあり、質量が 1 au に集中した分布をしている。このような質量分布の起源として、 $r \sim 1$ au にリング構造を持つ微惑星分布から惑星が形成されたというシナリオが考えられている (Hansen 2009)。

しかし、原始惑星が $0.1M_{\oplus}$ まで成長すると、原始惑星系円盤と原始惑星との重力相互作用で軌道変化を起こす。この軌道変化は type I migration と呼ばれ、単純な林モデルのようなべき乗の円盤を仮定した場合、急速に内側に落下する。migration の向き、強さは円盤ガスの面密度、温度勾配によって変化する。例えば、面密度勾配が正の領域では外向きの migration が起こりうるので、 $r \sim 1$ au に面密度のピークを持つ円盤モデルが考えることで、1 au に集中した質量分布を実現できる (Woo et al. 2023)。

一方、系外惑星では太陽系とは異なる特徴を持つ。系外惑星の中で小質量惑星は super-Earths and sub-Neptunes(以下 SENs) と呼ばれる。典型的な質量は $M \simeq 1 \sim 10M_{\oplus}$ であり、軌道周期 $P = 10 \sim 300$ 日に平坦に分布している (Dattilo et al. 2023)。この特徴を説明するために、1 au のリングで惑星が成長し、その後内側まで migration したというシナリオが提案されている (Batygin & Morbidelli 2023)。

このことから、太陽系と SEN 系の形成には異なるシナリオが提案されている。太陽系の地球型惑星で

はガス面密度のピークを持つ円盤モデルのもとでの収束、または抑制された migration が都合がいい。一方で、SENs 系ではべき乗の円盤による内向きの migration が必要となる。そこで、Ogihara et al.(2024) では、ガス面密度がピークを持つように時間進化する原始惑星系円盤モデルが太陽系と SEN 系の両方を再現できるかを検証している。本発表では Ogihara et al.(2024) のレビューを行う。

2 Methods

2.1 Disk model and type I migration

Ogihara et al.(2024) では、粘性と磁気駆動円盤風による角運動量輸送と円盤風と光蒸発による質量損失を考慮した 1 次元拡散方程式を用いて円盤進化を計算した (Suzuki et al. (2016), Kunitomo et al. (2020))。拡散方程式は以下の通りである。

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{2}{r\Omega} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Sigma_g \overline{\alpha_{r\phi}} c_s^2) + r^2 \overline{\alpha_{\phi z}} \frac{\Sigma_g H \Omega^2}{2\sqrt{\pi}} \right] \right\} - \dot{\Sigma}_{\text{MDW}} - \dot{\Sigma}_{\text{PEW}}. \quad (1)$$

第一項が粘性降着、第二項が円盤風による降着、第三項が円盤風による散逸、第四項が光蒸発による散逸を表している。円盤進化の結果を図 1 に示す。円

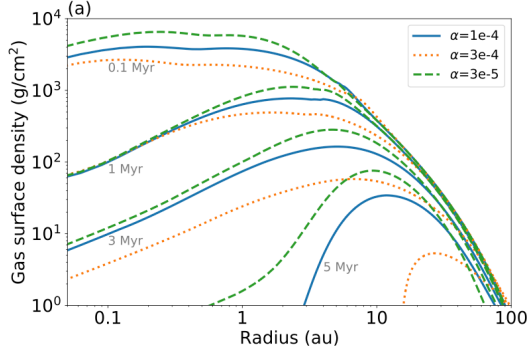


図 1: ガス面密度の時間進化。異なる色は $\overline{\alpha_{r\phi}}$ の変えた時の結果。

盤風による散逸と降着によって円盤の内側領域の面密度が減少している。その結果、 $t \sim 0.1$ Myr に面密度は平坦となり、その後地球型惑星領域では正の勾配となっている。 $t \sim 5$ Myr 以降からは内側領域は光蒸発によって急速に散逸する。

原始惑星系円盤中の惑星はガスとの重力相互作用によって、軌道移動や離心率、傾斜角の減衰が起こる。運動方程式は以下ようになる。

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -\frac{GM_* \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_i|^3} - \sum_{j \neq i} \frac{GM_j (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} - \sum_j \frac{GM_j \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_j|^3} + \mathbf{F}_{\text{mig}} + \mathbf{F}_{\text{damp}}. \quad (2)$$

$\mathbf{F}_{\text{mig}}$ は円盤ガスによる migration、 $\mathbf{F}_{\text{damp}}$ は離心率、傾斜角に減衰を表す項で、Izidoro et al.(2017) を参考にしている。

2.2 simulation setting

Ogihara et al.(2024) では、図 1 で表されるような進化をする原始惑星系円盤モデルを用いて、embryo(惑星の種) から最終的な惑星系の形成までを N 体計算している。太陽系を想定した計算では 200 Myr、その他の計算では 100 Myr 計算している。初期の embryo 分布は $a = 1 \sim 1.5$ au にリング状に配置し、embryo 質量は $M = 0.05 M_\oplus$ である。embryo の総質量はパラメータとし、 $M_{\text{tot}} = 2 \sim 20 M_\oplus$ で変化させている。N 体計算は円盤進化から 0.1 Myr 遅らせて計算を開始している。また参考として、べき乗の面密度分布を維持したまま減衰する円盤モデルを用いた N 体計算も行っている。以下、この円盤モデルを用いた計算を”power-law disk”での計算と呼ぶ。

3 Results

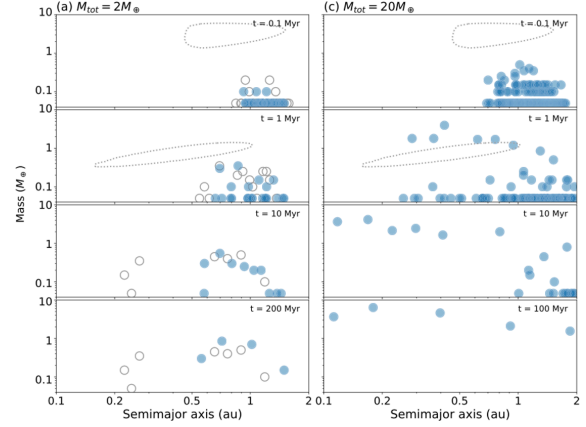


図 2: 総質量ごとの典型的な結果。青丸が各時間ごとの惑星である。(a) $M_{\text{tot}} = 2 M_\oplus$ のときの結果。白丸は power-law disk での結果。(c) $M_{\text{tot}} = 20 M_\oplus$ のときの結果。灰色の線は内向きの migration と外向きの migration との境界線。

まず、 $M_{\text{tot}} = 2 M_\oplus$ についての結果を述べる。図 2(a) はこのときの進化の様子を表している。 $t = 1$ Myr での最大質量は $M \sim 0.3 M_\oplus$ である。 $M \sim 0.1 M_\oplus$ まで成長した原始惑星は type I migration の影響を受けるが、本研究での円盤モデルによって大きな内側への migration を起こさない。その結果、 $r \lesssim 1$ au の領域で円盤が散逸する $t \sim 5$ Myr まで質量の半径方向の収束が維持されている。円盤散逸前後から巨大衝突段階に入り、最終的に最大 $M = 1 M_\oplus$ の惑星が形成された。

図 2(c) は $M_{\text{tot}} = 20 M_\oplus$ での結果を表している。embryo 総質量が大きいほど成長の速度は早くなり、 $t = 1$ Myr で $1 M_\oplus$ を超える惑星が現れる。このような惑星は、本研究で考えている円盤モデルでも内向きにゆっくりとした migration を起こす。その結果、図 2(a) とは対照的に、より大きな惑星が内側の領域で形成された。

4 Discussion

Ogihara et al.(2024) では、シミュレーション結果が太陽系や SEN 系の特徴を再現できているかを議論している。また、円盤のパラメータへの依存性についても議論している。

4.1 $M_{\text{tot}} = 2M_{\oplus}$ について

$M_{\text{tot}} = 2M_{\oplus}$ の時について、太陽系の地球型惑星の特徴を再現できているかを議論する。

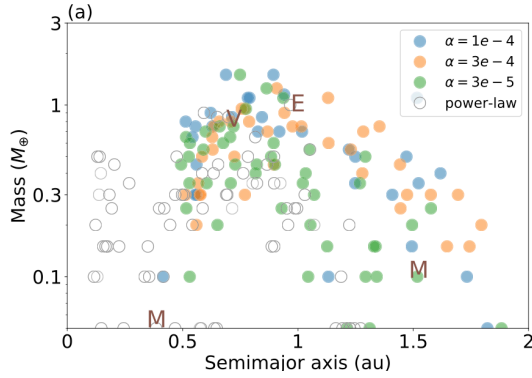


図 3: $M_{\text{tot}} = 2M_{\oplus}$ で最終的に形成された惑星。白丸は power-law disk で形成された惑星。アルファベットは太陽系の位置。

図 3 は最終的な質量分布である。それぞれの $\bar{\alpha}_{r\phi}$ で 10 回ずつ計算しており、全ての結果を表している。図中のアルファベットは太陽系の地球型惑星の位置と質量を示している。シミュレーション結果では、水星 ($a \sim 0.4 \text{ au}$) よりも内側には惑星は形成されず、 $a \sim 1.0 \text{ au}$ に最大質量 ($\sim 1M_{\oplus}$) の惑星が形成された。これと水星、火星領域で形成された小質量の惑星と合わせて、太陽系の地球型惑星の特徴である逆 V 字型を再現できている。また、白丸は power-law disk のもとでの計算結果である。power-law disk では、惑星の多くが $a = 0.2 \text{ au}$ まで migration しており、逆 V 字型の質量分布を再現できていない。このことから、面密度のピークを持つ原始惑星系円盤による migration の抑制が効いていることがわかる。

図 4 は惑星系の特徴を説明する RMC と AMD の値を示している。RMC とは質量が半径方向にどれだけ集中しているかを表す指標であり、以下の式で表される。

$$\text{RMC} = \max \left(\frac{\sum_j M_j}{\sum_j M_j \left(\log_{10} \sqrt{a/a_j} \right)^2} \right) \quad (3)$$

太陽系の地球型惑星では $\text{RMC} = 89.9$ と大きな値を取る。power-law disk での計算結果の一部では、migration が進んで 1 au への集中が起らず、 $\text{RMC} < 30$ となった。一方、今回のシミュレシ

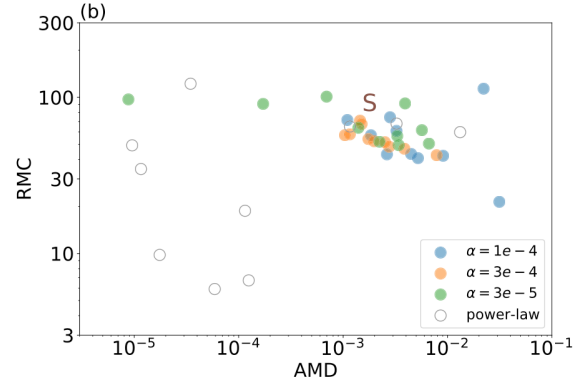


図 4: $M_{\text{tot}} = 2M_{\oplus}$ で形成された惑星系の AMD と RMC の値。S は太陽系の地球型惑星の値。

ンでは $\text{RMC} = 40 \sim 100$ となっており、十分に大きな値となった。これは、時間進化する円盤によって大きな migration が起らず、 1 au への質量の集中が維持されるからである。

AMD とは、軌道が励起状態を表す指標で、以下の式で表される。

$$\text{AMD} = \frac{\sum_j M_j \sqrt{a_j} \left(1 - \sqrt{1 - e_j^2} \cos i_j \right)}{\sum_j M_j \sqrt{a_j}} \quad (4)$$

太陽系の地球型惑星では $\text{AMD} = 1.8 \times 10^{-3}$ であるのに対して、今回のシミュレーションでは $\text{AMD} = 10^{-3} \sim 10^{-2}$ と概ね同じ値を示した。一部の結果では AMD が太陽系よりもやや大きい値を示す系がある。これは微惑星による力学的摩擦で起こる離心率と傾斜角の減衰を考慮していないからだと考えられる。

4.2 $M_{\text{tot}} = 20M_{\oplus}$ について

$M_{\text{tot}} = 20M_{\oplus}$ の時についての SEN 系の特徴を考察する。

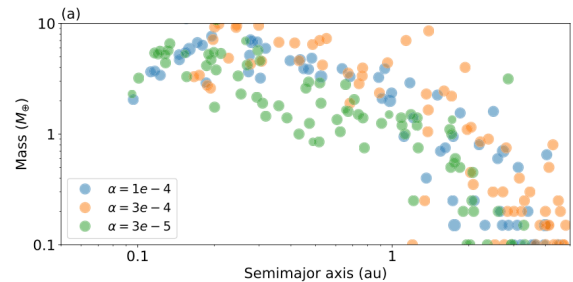


図 5: $M_{\text{tot}} = 20M_{\oplus}$ で最終的に形成された惑星。

図 5 は最終的な質量分布を表しており、 $a = 0.1 \sim 1 \text{ au}$ にわたって一定に分布している。これは、初期のリングで embryo が $M \simeq 1 M_{\oplus}$ 程度まで成長すると、migration を始めてリング外へ移動するからである。リング外に移動した惑星は惑星同士の巨大衝突でしか成長しないため、 $a = 0.1 \sim 1 \text{ au}$ では質量の大きな勾配は見られず、 $M = 1 \sim 10 M_{\oplus}$ の惑星が広く分布している。

また円盤パラメータについて、粘性降着の強さ $\overline{\alpha_{r\phi}}$ が小さいほど、小質量の惑星が内側に分布している。これは $\overline{\alpha_{r\phi}}$ が小さいほど円盤進化が遅く、migration の効果が効きやすくなるためである。しかし、本研究で考慮されている円盤構造によって小質量惑星の大きな軌道移動は抑制されているため、 $a \sim 0.1 \text{ au}$ の近接領域では $M \lesssim 1 M_{\oplus}$ の惑星は形成されない。

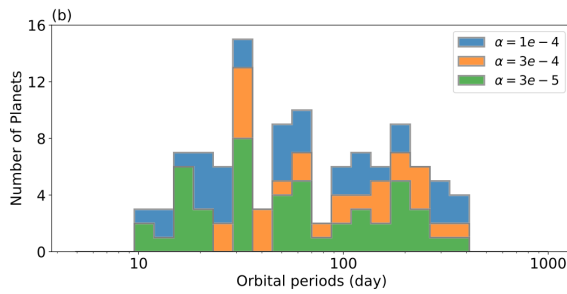


図 6: $M_{\text{tot}} = 20 M_{\oplus}$ での軌道周期と惑星の出現率

図 6 は $a \leq 1 \text{ au}$ かつ $M \geq 1 M_{\oplus}$ の惑星の軌道周期の分布を表している。観測では軌道周期 $P = 10 \sim 300 \text{ days}$ において、SEN の出現率は対数ビンでほぼ平坦であることがわかっている (Dattilo et al. 2023)。本研究でのシミュレーション結果ではこの範囲で広く分布しており、ガス面密度分布の時間進化による migration の抑制が有効であることがわかる。

5 Conclusion

$M \lesssim 10 M_{\oplus}$ の低質量惑星の形成に関して、太陽系の地球型惑星と系外惑星の SENs では分布が大きく異なることが知られている。太陽系の地球型惑星については収束、または抑制された migration が必要である一方、SENs では内向きへのある程度の migration が求められる。Ogihara et al.(2024) では、 $t \sim 1 \text{ Myr}$ で $r \sim 1 \text{ au}$ に面密度のピークを持つような原始惑星

系円盤を考え、 $r \sim 1 \text{ au}$ の微惑星リングからの惑星形成を計算した。

$M = 2 M_{\oplus}$ でのシミュレーションでは、太陽系の地球型惑星が持つ特徴を再現している。円盤のガス面密度がピークを持つため、地球質量程度かそれ以下の質量の惑星は内側への migration が起こらない。その結果、 $r \sim 1 \text{ au}$ をピークとした放射状の質量分布が形成され、AMD、RMC などの指標は太陽系と一致した値をとる。

SEN 質量まで成長する場合、本研究で考えている円盤モデルにおいても惑星は内側に migration する。しかし、migration の速度は遅く、最終的に停止する。その結果、 $a = 0.1 \sim 1 \text{ au}$ の惑星が $P = 10 \sim 300 \text{ days}$ に広く形成され、観測結果を再現する。

Reference

- Ogihara, M., Morbidelli, A., & Kunitomo, M. 2024, ApJ, 972, 181
- Dattilo, A., Batalha, N. M., & Bryson, S. 2023, AJ, 166, 122
- Batygin, K., & Morbidelli, A. 2023, NatAs, 7, 330
- Hansen, B. M. S. 2009, ApJ, 703, 1131
- Woo, J. M. Y., Morbidelli, A., Grimm, S. L., Stadel, J., & Brasser, R. 2023, Icar, 396, 115497
- Izidoro, A., Ogihara, M., Raymond, S. N., et al. 2017, MNRAS, 470, 1750
- Suzuki, T. K., Ogihara, M., Morbidelli, A., Crida, A., & Guillot, T. 2016, A&A, 596, A74
- Kunitomo, M., Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i. 2020, MNRAS, 492, 3849

[—index へ戻る](#)

HP-16

固体天体の衝突シミュレーションを用いた惑星形成段階における微惑星の衝突特性の理論的研究

名古屋大学
塩谷 大成

固体天体の衝突シミュレーションを用いた惑星形成段階における 微惑星の衝突特性の理論的研究

塩谷 大成 (名古屋大学大学院 理学研究科)

共著者 小林 浩

Abstract

惑星は、微惑星が衝突・合体を繰り返すことで形成される。衝突の結果、合体できるのかは惑星形成において非常に重要である。微惑星の衝突特性を知るために、微惑星の生き残りの可能性のある小惑星に注目すると、小惑星は多様な形状を持つことが観測されている。衝突の結果どのような形状の小惑星ができるかは衝突速度に依存しており、一部の形状の小惑星は惑星形成段階の低速衝突でしか形成できないことが指摘されている。したがって、固体天体の衝突をシミュレーションし小惑星と比較することで、惑星形成に重要となる微惑星の衝突特性に迫ることが可能になる。まずは、固体天体の衝突を調査するために、弾性体力学に基づき、岩石の破壊、損傷を表すモデルを導入した SPH 法を開発した Sugiura et al. (2018) を紹介する。さまざまな衝突初期条件の衝突シミュレーションにより、この論文ではさまざまな形状の小惑星が再現できることを示した。このような形状は、弾性体力学に加えて、破片間の摩擦が考慮されることで再現されている。Sugiura et al. (2018) のコードを用いてシミュレーションを行い、衝突モデルの再構築を目指す。

1 Introduction

惑星形成は衝突の歴史である。微惑星が衝突合体を繰り返すと成長がおこり、惑星形成につながる。一方で、高速度で衝突が起こると破壊が引き起こされたため、成長が阻害される。このように惑星形成における衝突の結果、微惑星が大きくなるのか、小さくなるのかという衝突特性は惑星形成を理解するためには必要不可欠である。一方、現在の太陽系ではすでに惑星は形成されており、微惑星の生き残りとも言える小惑星がメインベルトに多数存在している。この小惑星は高速衝突するためすでに成長をしていない。一方、小惑星は多様な形状を持つことが知られている。衝突シミュレーションの結果、これらの多様な形状は説明でき、一部の形状は惑星形成段階の低速度衝突でしか実現できないことも示唆されている (Sugiura et al. 2018)。このように衝突形状は、小惑星に起こった衝突についても、示唆を与える。衝突シミュレーションによる微惑星の衝突特性についての理論研究は、主に現在のメインベルトで起こるような衝突破壊の条件を明らかにするために行われてきた (e.g., Benz and Asphaug 1999)。一方、先述のように惑星形成期は、低速度衝突により衝突成長が起っていたはずであり、一部の小惑星などでは

低速衝突による衝突成長の痕跡が議論されるようになってきた。

本研究では、低速から高速まで、質量比をつけた衝突条件において、微惑星同士の衝突シミュレーションを行う。過去の研究で、低速衝突では衝突合体が起こり、高速では破壊が起こることは示されている。しかし、中間速度では、ほとんど破壊が起きずに通り過ぎる「すれ違い衝突 (Hit and Run)」も起こる。衝突角度や衝突体の質量比も含めた広い衝突のパラメータ領域のシミュレーションを行い、これらの衝突現象を包括的に説明できる衝突モデルを構築することが目的である。火星よりも大きな天体では重力が支配的で、上記のような包括的なモデルが完成しつつある (Kobayashi et al. 2025 投稿準備中)。しかし、微惑星のような天体では、重力に加えて、固体天体間の摩擦によるエネルギー散逸が重要になってくる (Sugiura et al. 2018)。微惑星の衝突特性が明らかになれば、惑星形成過程の理解につながる。微惑星で重要となる破壊や摩擦の効果を取り入れた衝突シミュレーションとそれに基づく衝突モデル構築は未だなされていない。そのため、本研究で目的とする微惑星の包括的な衝突モデルの構築は、現在の小惑星理解だけでなく、惑星系の形成においても、重要課題となる。

2 Methods

2.1 SPH 法

本研究では Sugiura et al. (2018) により開発された SPH 法 (Smoothed Particle Hydrodynamics 法) を弾性体力学に基づき拡張, そして固体の衝突を再現するため破壊, 摩擦の効果を取り入れた衝突シミュレーションコードを用いる. SPH 法は粒子を用いたラグランジュの数値計算手法であり, 衝突計算のような, 大規模変形を扱うのに適している.

2.2 シミュレーションに用いる基礎方程式

シミュレーションでは弾性体力学の基礎方程式を SPH 法に定式化したものを用いる.

$$\frac{d\rho_i}{dt} = - \sum_j m_j \frac{\rho_j}{\rho_j} (v_j^\alpha - v_i^\alpha) \frac{\partial}{\partial x_i^\alpha} W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, h) \quad (1)$$

$$\frac{dv_i^\alpha}{dt} = \sum_j m_j \left[\frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} - \Pi_{ij} \delta^{\alpha\beta} \right] \times \frac{\partial}{\partial x_i^\beta} W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, h) + \sum_j g_{ij}^\alpha \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{du_i}{dt} = & - \sum_j \frac{1}{2} m_j \left[\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right] (v_j^\alpha - v_i^\alpha) \\ & \times \frac{\partial}{\partial x_i^\beta} W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, h) \\ & + \sum_j \frac{1}{2} m_j \frac{S_i^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} \left[(v_j^\alpha - v_i^\alpha) \frac{\partial}{\partial x_i^\beta} + (v_j^\beta - v_i^\beta) \frac{\partial}{\partial x_i^\alpha} \right] \\ & \times W(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|, h) \end{aligned} \quad (3)$$

(1) は連続の式 (2) は運動方程式 (3) はエネルギー方程式である.

$m_i, \rho_i, \mathbf{x}_i, v_i$ は i 番目の SPH 粒子の, 質量, 位置, 速度であり, h はスムージング長, $\sigma_i^{\alpha\beta}$ は粒子の応力テンソル, u_i は粒子の単位質量あたりの内部エネルギーである. p_i は粒子の圧力, $s_i^{\alpha\beta}$ は偏差応力テンソル, $W(r, h)$ はカーネル関数, Π_{ij} は人工粘性項 g_{ij} は自己重力項である. 応力テンソルは下のように表す

$$\sigma_i^{\alpha\beta} = p_i \delta^{\alpha\beta} + S_i^{\alpha\beta} \quad (4)$$

カーネル関数はガウシアンカーネルを用いる

$$W(r, h) = \left[\frac{1}{h\sqrt{\pi}} \right]^3 \exp \left(-\frac{r^2}{h^2} \right) \quad (5)$$

ここでスムージング長は, 初期の平均粒子間隔で一定とする.

人工粘性項は下ようになる.

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha\mu_{ij}(C_{s,i} + C_{s,j})/2 + \beta\mu_{ij}^2}{(\rho_i + \rho_j)/2} & (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) < 0, \\ 0 & (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j) > 0 \end{cases} \quad (6)$$

$$\mu_{ij} = \frac{h(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)}{(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)^2 + 0.01h^2}. \quad (7)$$

ここで $\alpha = 1.0, \beta = 2.0$ である. 自己重力項は下のものを用いる

$$\mathbf{g}_{ij} = -G\hat{m}_j \frac{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|^3}, \quad (8)$$

$$\hat{m}_j = \int_0^{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|} 4\pi r^2 m_j W(r, h) dr \quad (9)$$

ここで G は重力定数である. また今回のシミュレーションコードでは, 偏差応力テンソルは時間発展させることで求めている.

$$\frac{dS_i^{\alpha\beta}}{dt} = 2\mu \left(\epsilon_i^{\alpha\beta} - \frac{1}{3} \epsilon_i^{\gamma\gamma} \delta^{\alpha\beta} \right) + S_i^{\alpha\gamma} R_i^{\beta\gamma} + S_i^{\beta\gamma} R_i^{\alpha\gamma}, \quad (10)$$

ここで $\epsilon_i^{\alpha\beta}$ はひずみ速度テンソル, $R_i^{\alpha\beta}$ は回転速度テンソルである.

$$\epsilon_i^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i^\alpha}{\partial x_i^\beta} + \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\alpha} \right), \quad (11)$$

$$R_i^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i^\alpha}{\partial x_i^\beta} - \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\alpha} \right). \quad (12)$$

また, 状態方程式は Tillotson の状態方程式を用いる (Tillotson 1962). 状態方程式のパラメータは玄武岩のものを用いている (Benz & Asphaug 1999). 時間発展の方法としてはリープフロッグ法を採用している.

2.3 破壊・摩擦モデル

岩石質の固体の衝突を再現するために, 岩石の破壊と破壊された岩石同士の摩擦を表現するモデルを取り入れる. 破壊モデルとしては Benz & Asphaug

1995 で用いられているモデルを使用する．このモデルではダメージパラメータ D を導入し， $D=0$ では初期の状態， $D=1$ では完全に破壊された状態を表す．破壊モデルに基づきシミュレーションでは， i 粒子の圧力を下のように書き換える．

$$p_{d,i} = \begin{cases} (1-D)p_i & p_i < 0 \\ p_i & p_i > 0 \end{cases} \quad (13)$$

摩擦モデルとしては Jutzi (2015) で用いられているものを使用する．完全に破壊された ($D=1$) 岩石はもはや弾性体ではなく粒状体として振る舞う．したがって摩擦モデルでは偏差応力テンソルを以下のように制限することによって粒子同士に働く摩擦を表現する．

$$Y_{d,i} = \mu_d P_{d,i}, \quad (14)$$

$$S_i^{\alpha\beta} \rightarrow f_i S_i^{\alpha\beta}, \quad (15)$$

$$f_i = \min[Y_{d,i}/\sqrt{J_{2,i}}, 1], \quad (16)$$

$$J_{2,i} = \frac{1}{2} S_i^{\alpha\beta} S_i^{\alpha\beta}. \quad (17)$$

ここで μ_d は摩擦係数で，シミュレーションでは月の表面角に合わせた 0.839 を用いる．

この摩擦モデルにより天体のラブルパイル構造を再現することができる．

2.4 シミュレーション初期条件

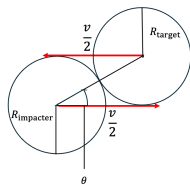


図 1: 衝突初期条件

シミュレーションでは上の図のように半径 R_{impactor} と半径 R_{target} の固体天体同士を衝突させる．初期条件としては粒子数は 1 天体あたり 1000 個で合計 2000 個用いる．衝突速度は惑星形成時での衝突環境に合わせた $v = 50\text{m/s}$ から $v = 550\text{m/s}$ まで変化させた．衝突角度は今回は $\theta = 30^\circ$ に設定した．まず半径 50km の等質量天体同士を衝突させ，次に $R_{\text{impactor}} = 25 \text{ km}$ にして質量比が 8 になる衝突をシミュレーションした．

3 Results & Discussion

3.1 等質量衝突

$R_{\text{impactor}}, R_{\text{target}} = 50 \text{ km}$ の場合の衝突の結果は下ようになった．

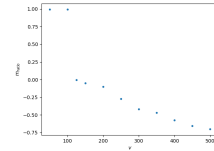


図 2: 等質量衝突シミュレーションの結果

ここで横軸は衝突速度，縦軸は衝突前後での最大の残骸の質量比である．衝突前の天体の質量を $m_{\text{impactor}}, m_{\text{target}}$ 衝突後の最大の残骸の質量を m_{remnant} とすると，これは

$$m_{\text{ratio}} = \frac{m_{\text{remnant}} - m_{\text{target}}}{m_{\text{impact}}} \quad (18)$$

となる．

衝突速度が 100 m/s を程度で質量比が 0.0 になっておりすれ違っていることが確認できる．また，100 m/s より小さい時は質量比が 1.0 になっており合体している様子が，100 m/s より速くなっていくと質量比は小さくなっており破壊が起こっている様子が確認できた．

3.2 質量比のある場合の衝突

次に衝突前の質量比が $\frac{m_{\text{target}}}{m_{\text{impactor}}} = 8$ の時の衝突シミュレーションの結果は以下ようになった．

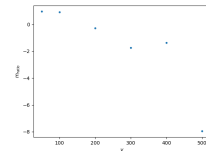


図 3: 衝突前の質量比がある場合の衝突結果

等質量衝突の時と同様にすれ違い，破壊，合体が起こる様子が確認することができた．しかし，等質量衝突では衝突速度が速くなるにつれて m_{ratio} はなめらかに減少していたが，今回の結果では，衝突速度

500m/s までは m_{ratio} が-2.0 あたりに落ちてきている, これは, 質量が小さい方の天体のみが破壊されて, 質量が大きい方の天体はほとんど破壊されておらず大きい質量の天体から見ると, 実質的にすれ違い衝突が $v = 100 - 400 \text{ m/s}$ の衝突速度域では起こっていると考えられる.

4 Conclusion

4.1 まとめ

本研究では, Sugiura et al. 2018. によって開発された SPH 法を弾性体力学に基づいた衝突シミュレーションコードを用いて固体天体同士の衝突シミュレーションを行った, シミュレーションにより, 衝突速度と衝突前後の質量比に着目することですれ違い, 破壊, 合体する様子を確認することができた. また衝突前の質量比をつけた衝突シミュレーションによって質量比をつけた衝突では等質量衝突に比べて全体の質量欠損率が小さいことがわかった.

4.2 展望

今後の展望としては, 手持ちの計算機の関係で粒子数が少なくなってしまったので粒子数を増やし解像度を上げてシミュレーションをしたい.

また, 追加で衝突角度や衝突前の質量比を変化させ多様な衝突初期条件でシミュレーションを行い, 最終的にはシミュレーション結果に合うような衝突モデルを構築していきたいと考えている.

Acknowledgement

本研究を行うにあたり, 犬塚修一郎教授, そして理論宇宙物理学教室の同期や先輩方には多大なご助言ご協力をいただきました. この場をお借りして, 皆様に感謝を申し上げます.

Reference

- Sugiura, K. Kobayashi, H. Inutsuka, S., 2018, *Astron. Astrophys.* 620, A167.
- Benz, W., & Asphaug, E. 1995, *Comput. Phys. Commun.*, 87, 253

Benz, W., & Asphaug, E. 1999, *Icarus*, 142, 5

Jutzi, M. 2015, *Planet. Space Sci.*, 107, 3

Iwasawa, M., Tanikawa, A., & Hosono, N., et al. 2016, *PASJ*, 68, 541

Iwasawa, M., Tanikawa, A., Hosono, N., et al. 2015, in *Proceedings of the 5th International Workshop on Domain-Specific Languages and High-Level Frameworks for High Performance Computing, WOLFHPC '15* (New York, NY: ACM), 1:1

[—index へ戻る](#)

HP-17

地球接近小惑星の広視野動画観測と近紫外線観測で迫 る地球の水の起源

東京大学
長澤 春香

地球接近小惑星の広視野動画観測と近紫外線観測で迫る地球の水の起源

長澤 春香 (東京大学大学院 理学系研究科)
酒向 重行、和田 空大、瀧田 怜 (東京大学)、
紅山 仁 (Observatoire de la Côte d'Azur)、深井 稜汰 (JAXA)

Abstract

地球には大量の水が存在するが、地球はスノーラインの内側で誕生したため水はほとんどなかったと考えられている。地球の水の起源は解明されていないが、水を含む小惑星が地球に衝突したことで地球に水が運ばれてきたとする説がある。多くの小惑星は火星と木星の間に分布しており、メインベルト小惑星と呼ばれている。これらの小惑星は太陽系が形成時の姿が残されていると考えられている。その中にはスノーラインの外側の軌道をもつ小惑星 (C 型) があり、水や有機物が検出されている。メインベルト小惑星が軌道を変えることで地球に近づくと考えられ、地球の軌道に近づく (近日点距離が 1.3 a.u. 以下) 小惑星は、地球接近小惑星 (NEA) と呼ばれる。東京大学木曽観測所の 105 cm シュミット望遠鏡の Tomo-e Gozen カメラでは地球接近小惑星の観測や新規発見が行われている。また現在、近紫外線 (u バンド) の波長帯で観測計画が行われている。

1 Introduction

スノーラインは水が固相で存在できる境界であり、その内側で形成された原始地球は水をほとんど含まなかったと考えられている (Meech & Raymond 2020)。しかし、今の地球には大量の水があることから、その水の起源の候補に小惑星による水の輸送説が有力視されている。

Sources of Earth's water

New measurements of enstatite chondrites indicate that water could have been primarily acquired from Earth's building blocks. Additional water was delivered to Earth's early oceans and atmosphere by water-rich material from comets and the outer asteroid belt.

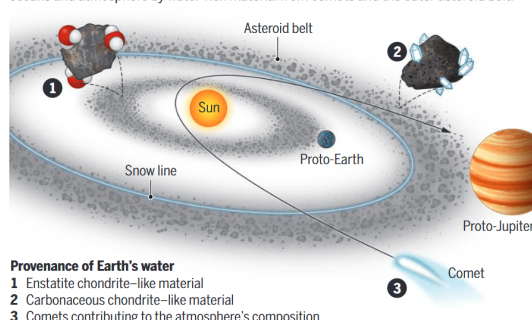


図 1: 太陽系のスノーライン (Peslier 2020)

小惑星はスペクトルの形で分類され、大まかには S 型 (stony) と C 型 (carbonaceous) に分類される。C 型はスノーラインの外側に分布しているものが多く、含水鉱物を多く含む。それらのメインベルト小

惑星 (MBA) が地球接近小惑星 (NEA) となり、地球に水をもたらしたと考えられている。

近紫外から近赤外にかけて、水に関する吸収はおおまかに 3 つある。3 μm フィーチャは金属水酸化物 (metal-OH) や、層間水 (interlayer water)、氷、 NH_3 -bearing phase などが複合した、範囲が広く深い吸収である。0.7 μm フィーチャは鉄イオン Fe^{2+} - Fe^{3+} のイオン変異による吸収で、吸収は浅い。近紫外線 (NUV) フィーチャは鉄イオンの電荷遷移 (Gaffey & McCord 1979) 由来である。

Hiroi et al. (1996) では隕石を加熱することにより、脱水作用とスペクトルの違いを示した (図 2)。加熱により脱水の傾向を示し、3 μm フィーチャは 500 $^{\circ}\text{C}$ にかけて吸収が弱くなり、600-700 $^{\circ}\text{C}$ では吸収が見られない。0.7 μm フィーチャは 400 $^{\circ}\text{C}$ では吸収が消えている。NUV フィーチャは 700-800 $^{\circ}\text{C}$ まで加熱すると傾きが小さくなっていくことが示された。

しかしながら、地上望遠鏡や探査機による観測により、C 型 NEA における含水鉱物の吸収フィーチャの検出率が C 型 MBA よりも著しく低いことが報告されている (表 1)。

3 μm は大気吸収により地上望遠鏡からの観測が困難であり、0.7 μm 吸収は浅いことなどから、検出率が低く見積もられている懸念がある。そこで本研究では含水鉱物の指標として、近紫外線 (0.3-0.4 μm 帯)

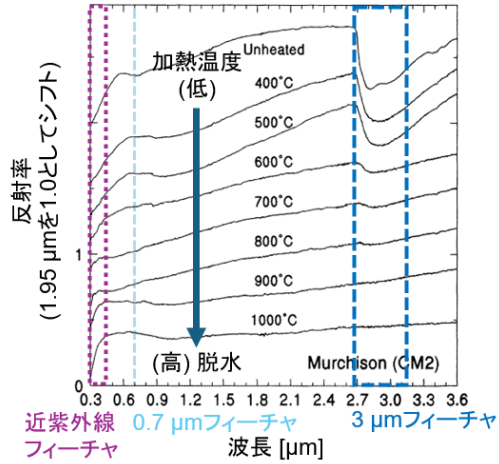


図 2: 加熱した Murchison 隕石の反射スペクトル (Hiroi et al. 1996)

表 1: C 型小惑星における含水鉱物フィーチャの検出率 (Rivkin & DeMeo 2019; Usui et al. 2019; McGraw et al. 2022)

吸収フィーチャ	MBA	NEA	
		地上観測	探査機
0.7 μm	33% $\rightarrow$	約7% (n=88)	2例で検出 (Ryugu, Bennu)
3 μm	77% $\rightarrow$	2例で検出 (n=6)	

の吸収フィーチャに着目し、C 型 NEA の含水鉱物の存在率を調査する。標高が高いと大気吸収を抑えられ、NUV フィーチャの観測が可能と考えられる (図 3)。

2 Methods and Observations

東京大学木曾 1.0 m シュミット望遠鏡搭載の広視野動画カメラ Tomo-e Gozen にて NEA の広域サーベイを実施している。さらに、東京大学アタカマ天文台 TAO6.5 m 望遠鏡用の可視光装置 Laguna の近紫外分光ユニット (Laguna-SPEC) の開発が進められている。今回は、図 3 を元にした大気吸収率から感度計算を行い、これらの観測を組み合わせた観測手順を示す。

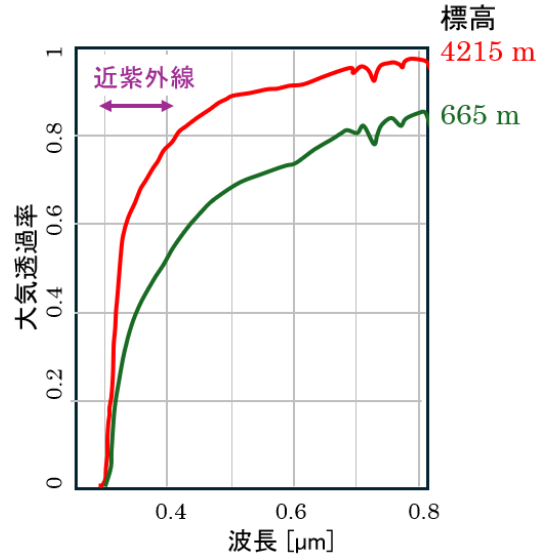


図 3: 大気透過率の標高依存性の計算例 (Nitschelm 1988)

3 Results

露光時間が 0.5 分、 $S/N=20$ のとき、撮像の限界等級を表 2 に示す。よって撮像の限界等級は 22.5 mag となった。

表 2: 撮像の限界等級

フィルター	<i>g</i>	<i>r</i>	<i>i</i>
中心波長 [nm]	477.0	623.1	762.5
大気透過率	0.85	0.90	0.95
限界等級 [mag]	23.13	23.18	22.87

次に NUV 分光の限界等級の計算結果図 4 に示す。太陽の SED を flat と仮定し、典型的な u バンド (0.35 μm) と g バンド (0.47 μm) の 2 波長のみ着目することにて、 $u-g=1.5$ mag を仮定する。露出時間 10 分、約 10% 減光の場合を計算した。

誤差バーは予想される等級に対する背景光のポアソンノイズを表している。減光量が誤差よりも大きいのであれば、NUV 吸収の検出が可能である。約 10% の NUV フィーチャを検出するためには、露光時間 10 分において u バンドで 20.5 mag つまり V バンドで 19 mag より明るい NEA が観測対象となる。

毎月 1 日における軌道が既知の NEA の個数を図 5 に示す。1 夜平均 40 個程度は軌道が判明している。

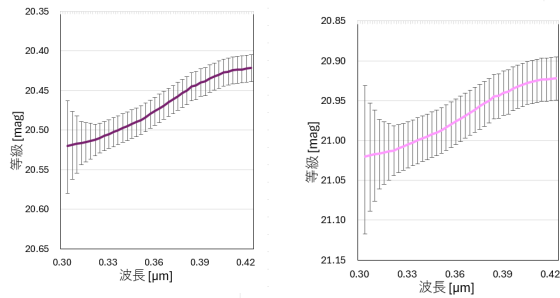


図 4: 分光の感度計算 左:u=20.5 mag, 右:u=21 mag

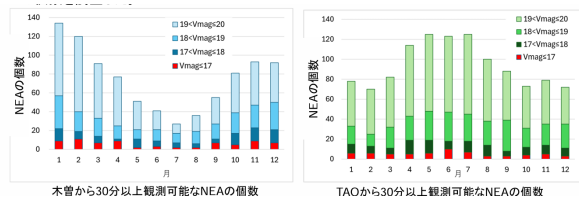


図 5: 30 分以上観測可能な NEA の個数 左: 木曽から 右:TAO から (2025 年 5 月 19 日の調査)

4 Discussion

露光時間 10 分で約 10% 減光の NUV フィーチャを検出する限界等級は、20.5 mag である。u バンドで 20.5 mag より明るい NEA は、1 夜平均 40 個程度は軌道が判明しており、観測計画が必要とする約 70 個よりやや少ないが、十分な数が存在する。撮像の g, r, i バンドの限界等級は 22.5 mag であり、u バンドで 20.5 mag より明るい NEA は 0.5 分の露光時間で十分な検出が得られ、S 型/C 型の判定が可能である。よって、本観測計画の時間配分にて NUV 分光が可能な NEA の個数は、明るい既知の NEA の個数で律速され、1 夜あたり 6 天体程度を観測可能と言える (図 6)。

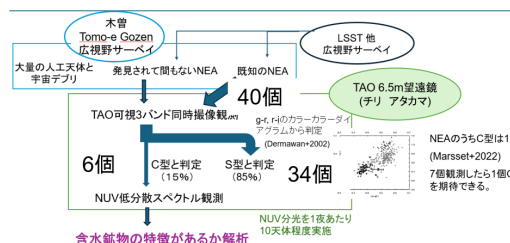


図 6: C 型 NEA に対する NUV 含水鉱物フィーチャの分光サーベイの手順

5 Future work

木曽観測所 Tomo-e Gozen の観測により、新規発見や自転周期の即時解析を実施する。TAO の環境（標高 5,640m）がもたらす NUV の高い大気透過率を利用した、NUV に最適化した高効率の低分散分光器が開発されたら、NEA の観測を行う。

Reference

- Peslier 2020, Sci, 369, 1058P
 Hiroi, Zolensky, Pieters, & Lipschutz 1996, M&PS, 31, 321H
 Meech & Raymond 2020, plas.book, 325M
 Gaffey& McCord 1979, aste.book, 688G
 Nitschelm 1988, A&AS, 74, 67N
 Rivkin & DeMeo 2019, JGRE, 124, 128R
 Usui, Hasegawa, Ootsubo & Onaka 2019, PASJ, 71, 1U
 McGraw, Emery, Thomas, Rivkin, Wigton & McAdam 2022, PSJ, 3, 243M

[—index へ戻る](#)

HP-18

PeVatron 探査の現状と CTAO による展望

東京大学
森田 開

PeVatron 探査の現状と CTAO による展望

森田 開 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

銀河系内において宇宙線を PeV 帯域まで加速させることが出来る天体を PeVatron と呼ぶ。その正体は未だ明らかになっておらず、PeVatron 探査の手法の一つとしてガンマ線観測による研究が行われている。この PeVatron の候補として代表的な天体が、超新星残骸である。超新星残骸の衝撃波は、宇宙線を効率よく加速することが示唆されており、磁場の増幅により PeV 帯域まで加速できる可能性が指摘されている。しかしながら、超新星残骸のガンマ線観測から推定される宇宙線のエネルギーは PeV に届いておらず、超新星残骸が PeVatron であることの直接的な証拠は見つかっていない。また、ガンマ線観測で PeVatron を特定するには、ガンマ線がハドロン起源によるものか、あるいは電子（レプトン）起源によるものか識別する必要がある。この課題の解決のために、ガンマ線放射のエネルギースペクトルと空間分布の詳細な解析が求められる。そこで、次世代ガンマ線天文台として解像型大気チェレンコフ望遠鏡の Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO) が現在建設中である。CTAO は 20 GeV から 300 TeV までのエネルギー帯域をカバーし、高感度・高精度・高統計での観測が可能であるため、PeVatron 特定への貢献が期待される。本講演では、PeVatron 探査の成果と課題を整理し、特に超新星残骸に焦点を当てた CTAO による展望を発表する。

1 序論

1.1 PeV 帯域の宇宙線

宇宙線のエネルギースペクトルはおおよそ冪乗則に従うが、3 PeV 付近で knee と呼ばれるスペクトル折れ曲がりがあり、knee までの宇宙線は銀河系内が起源と考えられている。このことから、銀河系内で宇宙線を少なくとも PeV 帯域まで加速可能な天体の存在が示唆されており、こうした天体は PeVatron と呼ばれる。knee までのエネルギー帯域では宇宙線の主成分は陽子であるため、陽子起源の PeVatron の特定が銀河宇宙線の起源解明の鍵となる。

PeVatron の正体は未解明であり、その同定は銀河宇宙線の起源解明に直結する。特に、加速された陽子が物質や光子と衝突して生成する中性パイ中間子の崩壊から生じるガンマ線は、PeVatron の重要な検出手段となる。観測されるガンマ線は元の宇宙線の約 10 分の 1 程度のエネルギーを持つため、10 TeV から 100 TeV を超える広い範囲のガンマ線スペクトル情報が不可欠である。特に、このエネルギー領域全体をカバーする連続的な観測が高エネルギー天文学における重要な研究課題である。

1.2 超新星残骸

PeVatron の起源候補として、超新星残骸 (SNR) は長らく最有力とされてきた [1]。SNR は、超新星爆発によって形成される衝撃波構造を持つ天体であり、爆発によって注入される莫大なエネルギーと高速度な衝撃波は粒子加速に非常に適していると考えられている。

1.2.1 PeVatron 候補としての SNR

まず、エネルギーの観点から、銀河系における典型的な超新星爆発の頻度とエネルギーを考慮すれば、爆発の運動エネルギー ($\sim 10^{51}$ erg) の約 1–10% を宇宙線に変換するだけで、現在観測されている宇宙線のエネルギー密度 (~ 1 eV/cm³) を説明可能である [2, 3]。加えて、SNR の衝撃波は、衝撃波加速理論によって粒子を冪乗スペクトルで加速できることが知られており、地球で観測される宇宙線スペクトルともある程度整合する。

さらに、SNR 内部での磁場増幅の存在が示唆されており、これが高エネルギーまでの加速を可能にする鍵となる。PeV 領域への加速には、数百 μ G 以上の磁場が必要とされ、X 線観測 [4] から現実的に達成可能とされている。実際、いくつかの SNR では、

GeV～TeV 帯域のガンマ線放射が観測されており、衝撃波で粒子加速が効率的に起きていることが強く支持されている。

1.2.2 SNR による PeVatron 探査の主な課題

一方で、銀河宇宙線を PeV 領域まで加速し得ることを示す決定的な証拠は得られていない。その主な理由の一つとして、現在までに詳細な観測が行われた SNR のガンマ線スペクトルの多くが、数十 TeV 程度でカットオフを示している点が挙げられる。このようなスペクトル形状は、加速された粒子が PeV エネルギーまで到達していないことを強く示唆しており、SNR を銀河宇宙線の主な加速源、すなわち PeVatron とみなすことは困難である。

ガンマ線の観測には、主に大気チェレンコフ望遠鏡 (IACTs) と広視野型空気シャワー検出器の二つが用いられる。IACT は高い感度と角度分解能を持ち、これまで多数の SNR の詳細なスペクトルを観測してきた。しかし、現状の IACTs の感度では、10 TeV 程度までのガンマ線の検出に限られている。一方、HAWC や Tibet AS γ 、LHAASO といった広視野型空気シャワー検出器は、SNR G106.3+2.7 近傍から 100 TeV 超のガンマ線を検出したと報告しているものの、これらの装置は角度分解能の限界などから、放射源の特定には至っていない。

1.3 CTAO

次世代の IACT アレイである Cherenkov Telescope Array Observatory (CTAO) [5] は、従来の観測装置に比べて感度・エネルギー分解能・角度分解能のすべてにおいて大幅な向上が見込まれている。CTAO は、20 GeV から 100 TeV を超える広いエネルギー帯域をカバーし、とくに 100 TeV 近傍での高感度観測が可能になることで、これまで未到達だった PeV 宇宙線の直接的兆候を捉えることが期待されている。

CTAO では銀河面全域を対象とする Galactic Plane Survey (GPS) が Key Science Project (KSP) として位置付けられている。GPS では、まず高感度を活かした広域にわたる均一な銀河面サーベイを実施し、検出されたガンマ線天体に対して詳細な観測をする 2 段階観測方式を採用している。この GPS に対し、CTAO の高いエネルギー分解能により詳細な

エネルギースペクトルの取得が可能になり、10 TeV で 0.05° 以下の優れた角度分解能により、複雑な放射領域でも個々の放射源の空間的分離や、放射構造の詳細な解析が可能になると考えられる。

図 1 は CTAO による銀河面領域の SNR RX J1713.7 – 3946 のガンマ線シミュレーション画像 [6] を示しており、レプトン起源とハドロン起源がそれぞれ支配的な場合に放射形状の違いが明瞭であることが分かる。この図から、CTAO の角度分解能の高さが放射起源の識別に有効であることが示唆される。

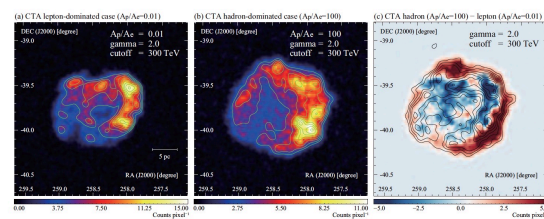


図 1: CTAO による SNR RX J1713.7 – 3946 のガンマ線シミュレーション画像。(a) レプトン起源、(b) ハドロン起源、(c) 両者の差分 [6]。

2 CTAO による PeVatron 探査

前章で述べたように、CTA の高い性能は PeVatron の同定において大きな役割を果たすと期待されている。以下では、その実現可能性を、GPS の観測を模擬したシミュレーションに基づいて評価した先行研究 [2] のレビューとして紹介する。

2.1 シミュレーション方法

2.1.1 SNR の母集団の構築

本解析ではモンテカルロシミュレーションを用いて超新星残骸 (SNR) の母集団を生成した。シミュレーションでは、既知の SNR ではなく、仮想的な SNR の時間的・空間的分布をランダムに設定した。超新星爆発率は銀河系全体で 1 世紀あたり 3 回と仮定し、各爆発にはランダムに 4 種類の超新星タイプ (熱核型 (TN)、重力崩壊型高放出質量 (CC-HEM)、重力崩壊型低放出質量 (CC-LEM)、重力崩壊型高爆発エネルギー (CC-HEE)) を割り当てた。また、表 1 に示すように各超新星タイプに対する爆発エネル

ギー、放出質量、恒星風の質量損失率といった物理パラメータを設定した。

表 1: シミュレーションに用いた各超新星タイプの物理パラメータ。 ϵ_{51} は爆発エネルギーの総量 [10^{51} erg]。 M_{ej} と $\dot{M}_{-5}$ は放出質量 [$M_{\odot}$]、恒星風の質量損失率 [$10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$]、Rel. rate は各タイプの相対的な爆発頻度を示す [2]。

SNR Type	ϵ_{51}	$M_{\text{ej}, \odot}$	$\dot{M}_{-5}$	Rel. rate
TN	1	1.4	—	32%
CC-HEM	1	8	1	44%
CC-LEM	1	2	1	22%
CC-HEE	3	1	10	2%

2.1.2 粒子加速モデルとガンマ線スペクトル

加速される陽子のエネルギースペクトルは、次のような指数関数カットオフ付きの冪乗型と仮定した。

$$\Phi_{\text{ECPL}}(E) = AE^{-\Gamma_p} \exp\left(-\frac{E}{E_{\text{max}}}\right) \quad (1)$$

ここで、 E は陽子のエネルギー、 Γ_p はスペクトル指数、 E_{max} は最大エネルギーである。係数 A は規格化定数である。粒子加速に関しては、自由膨張段階の終了時において加速された陽子の最大エネルギー E_{max} は 3 PeV に達すると仮定した。この段階を過ぎ、SNR が Sedov-Taylor 期に入ると E_{max} は減衰するものとした。陽子のスペクトル指数は衝撃波加速理論を元に、不確定性も考慮して 2.0–2.3 の範囲で 0.1 刻みに設定し、約 450 個の SNR を含む銀河系サンプルを、それぞれのスペクトル指数に対して 50 個ずつ、計 200 個生成した。

SNR によるガンマ線放射の計算には、定常輸送方程式とガスの連続の式から、SNR 内部の宇宙線分布およびガスの密度分布を導出し、ハドロン起源のガンマ線光度を算出した。加速された陽子と局所的な乱れのない星間物質 (ISM) 中の原子核との相互作用による中性パイ中間子崩壊を起源とするガンマ線を対象とするため、レプトン由来の放射は考慮していない。また、分子雲との偶然の重なりによる増光効果、SNR のタイプや年齢、MHD 構造によるスペクトル形状の違いも考慮しない。

2.1.3 解析対象の選定条件

このようにして生成した SNR サンプルにおいて、以下の 3 つの条件を課すことで、個別に解析する SNR を選定した。具体的な条件は、陽子スペクトルの真のカットオフエネルギーが 1 PeV を超えること、1 TeV におけるガンマ線の真のフラックスが 1 Crab 未満であること、見かけの角直径が 0.75 度未満であることを条件とした。そして選定された SNR に対し、 π^0 崩壊によるガンマ線スペクトルをモデル化し、CTAO での観測条件を想定した PeVatron 性の評価を行った。

2.2 結果

2.2.1 GPS による PeVatron 探査の可能性

CTAO の GPS 計画をもとに、一つの点源がスキャン中に視野に入る合計の時間として、約 10 時間の観測を仮定した。この観測条件に基づき、前節で述べた選定条件を満たす SNR に対し、各天体が PeVatron 的性質を示すかどうかの統計的検出予測を行った。PeVatron 候補の判定には、95%信頼区間でカットオフ下限エネルギー $E_{c-p}^{\text{LL}} > 1 \text{ PeV}$ という基準が用いられている。表 2 には、真の陽子スペクトル指数 Γ_p ごとに検出された超新星残骸 (SNR) の数と、その中で PeVatron 候補に分類される SNR の数が示されている。

これらの結果を全てのスペクトル指数 ($\Gamma_p=2.0$ から 2.3) で平均すると、CTA 銀河面サーベイ (GPS) の 10 時間観測で検出される SNR のうち PeVatron 候補として識別される数は約 3 個と推定される。ここで、もっともソフトなスペクトル ($\Gamma_p=2.3$) の場合でも 1 個は候補天体として検出可能となった。

表 2: CTA GPS (10 時間観測) における $\Gamma_p = 2.0$ および 2.3 に対する検出統計 [2]

	$\Gamma_p = 2.0$	$\Gamma_p = 2.3$
選定 SNR 数	37 ± 1	15.8 ± 0.5
PeVatron 候補数	6.2 ± 0.4	1.3 ± 0.2

2.2.2 より詳細な観測の有効性

GPS による全銀河面の広域探索は、PeVatron 候補の初期選抜には有効であるが、統計量が不十分で

あるため、それらを PeVatron と確定するにはさらなる観測が必要となる。図 2 に、ある一つの天体において陽子のカットオフエネルギーを 3 PeV と仮定した場合の、観測時間 10 時間および 100 時間における PeVatron 検出確率マップを示す。これより、観測時間を延ばすことで、検出確率が大きく向上することが分かる。

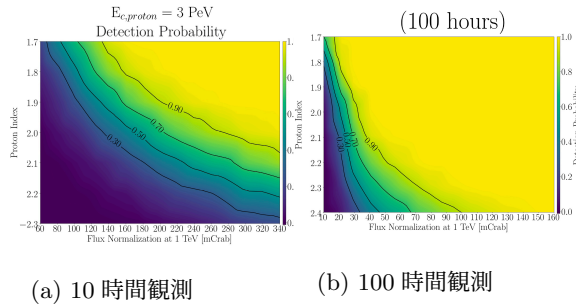


図 2: PeV 陽子カットオフをもつ天体に対する CTA のスペクトル検出確率マップ [2]。

そこで、候補天体に対して長時間のフォローアップ観測を行う戦略の有効性を評価するため、各候補に対し 50 時間および 250 時間の CTA 観測を仮定したシミュレーションを実施した。ガンマ線天体が PeVatron であるかどうかを統計的に判定するために、以下のような PeVatron Test Statistic (PTS) を用いる。

$$\text{PTS} = -2 \ln \left(\frac{\hat{L}(\lambda_p = 1 \text{ PeV}^{-1})}{\hat{L}(\lambda_p)} \right) \quad (2)$$

ここで、 $\hat{L}(\lambda)$ は $\lambda = 1/E_{\text{max}}$ に対する maximum likelihood であり、 $\hat{L}(\lambda_p)$ は観測データに最も適合するカットオフでの likelihood、 $\hat{L}(1 \text{ PeV}^{-1})$ は、カットオフが 1 PeV と仮定した時の likelihood である。この本解析では、 $\text{PTS} > 25$ を満たす場合に PeVatron であると判定した。

その結果、観測時間とスペクトルの傾きによって、PeVatron 決定率には大きな差が生じた。例えば 50 時間の観測では、スペクトルがハードな場合 ($\Gamma_p = 2$) には約 80% の候補を PeVatron として確定できるが、ソフトなスペクトル ($\Gamma_p = 2.3$) では PeVatron 決定率はわずか 24% にとどまる。一方で、250 時間の深い観測を行った場合、スペクトルにかかわらず高い決定率が得られ、特に $\Gamma_p = 2.3$ のようなソフトな場合でも 86% 以上の天体が PeVatron として識別

可能である。この結果は、GPS により有望な候補を選抜し、段階的に詳細な観測を行う有効性を強く示唆している。

3 まとめ

銀河宇宙線の起源解明に向けて、宇宙線を PeV 帯域まで加速し得る天体、すなわち PeVatron の候補天体として SNR が長年注目されてきた。そこで、CTAO による PeVatron 探査能力を評価するために、CTAO を用いた GPS のシミュレーションを行った先行研究 [2] のレビューを行った。シミュレーションの結果、CTA は GPS によって約 3 個の PeVatron 候補を検出できることが見積もられた。さらに個別の深い観測により、ソフトなスペクトル ($\Gamma_p = 2.3$) の場合でも 86% 以上の確率で PeVatron として確定できることが示された。また、候補天体に関する深い観測は既知の天体にも有効であるため、CTAO が銀河宇宙線の起源解明に大きく貢献できることが示された。

Reference

- [1] P. Cristofari, *The hunt for pevatrons: The case of supernova remnants*, *Universe* **7** (2021) 324.
- [2] F. Acero, A. Acharyya, R. Adam, A. Aguasca-Cabot, I. Agudo, A. Aguirre-Santaella et al., *Sensitivity of the cherenkov telescope array to spectral signatures of hadronic pevatrons with application to galactic supernova remnants*, *Astroparticle Physics* **150** (2023) .
- [3] P. Blasi, *The origin of galactic cosmic rays*, *Astronomy & Astrophysics Review* **21** (2013) 70.
- [4] J. Vink, *Supernova remnants: the x-ray perspective*, *Astronomy & Astrophysics Review* **20** (2012) 49.
- [5] The CTA Consortium, *Science with the Cherenkov Telescope Array*, WORLD SCIENTIFIC (Feb., 2018), 10.1142/10986.
- [6] F. Acero, R. Aloisio, J. Amans, E. Amato, L.A. Antonelli, C. Aramo et al., *Prospects for cta observations of the young snr rx j1713.7-3946*, *The Astrophysical Journal* **840** (2017) .

[—index へ戻る](#)

HP-19

XRISM 衛星 Resolve を用いた Kepler ' s SNR までの距離推定

埼玉大学
秋田 桜佑

XRISM 衛星 Resolve を用いた Kepler 's SNR までの距離推定

秋田 桜佑 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

共著者 勝田 哲 (埼玉大学)

ほか Kepler's SNR team

Abstract

Ia 型超新星爆発は、白色矮星の核暴走によって引き起こされる現象であり、標準光源として距離測定に使用されることから、宇宙論的に非常に重要な天文現象である。しかし、親星の正体や爆発時の親星の質量や燃焼波の伝わり方など爆発メカニズムの詳細にはいまだ不明な点が多く残されている。爆発メカニズムの違いは爆発時の絶対光度に影響を及ぼすと考えられている。そこで、詳細観測が可能な銀河系内の Ia 型超新星残骸においては個々の超新星の絶対光度を推定することが爆発メカニズムを解明する手段の一つになる。そして絶対光度の推定には天体までの距離を正確に知ることが必要である。本研究では、Ia 型超新星として知られる Kepler 超新星残骸の北部領域のプラズマの膨張速度を X 線観測によって測定し、天体までの距離を推定した。観測には従来の X 線 CCD カメラよりも 20 倍優れたエネルギー分解能を有する X 線マイクロカロリメーターを搭載した XRISM/Resolve を用いた。解析には 1.8–6.0 keV の帯域において非平衡電離衝突プラズマに輝線の速度分散を考慮した bvpshock モデルと熱ドップラー幅を考慮するために gsmooth モデルを使用した。解析を行った結果、爆発噴出物が球対称的に膨張すると仮定し、また今回のスペクトル解析領域が残骸の最外縁に位置することを考慮に入れ、爆発噴出物シェルの膨張速度を見積もると、 3700^{+1300}_{-1900} km/s となった。これと Chandra 衛星による北部領域の proper motion の観測結果 (Vink J.2008 ApJ 689 321) を組み合わせることで、天体までの距離を $6.5^{+2.0}_{-2.8}$ kpc と推定した。

1 Introduction

1.1 超新星爆発

恒星は、進化の最終段階において 1 つの銀河に匹敵するほどの光をだす大爆発を起こすことがある。この爆発現象を超新星爆発という。この超新星爆発は爆発時のスペクトルやライトカーブの形状などからいくつかタイプ分けがされているが、発生機構に着目すると大きく分けて、大質量星が引き起こす重力崩壊型超新星爆発と Ia 型超新星爆発の 2 つに分けることができる。

光度も異なってくると考えられている。そのため、観測可能な Ia 型超新星において、爆発機構の予想や光度から導かれた距離の正当性を調査することは非常に重要である。

Kepler's SNR は 1604 年に銀河系内のへびつかい座付近に発生した歴史的にも有名な Ia 型超新星爆発の痕跡の一つである。Kepler's SNR の距離を求める試みは何度か行われているが、まだ誤差は大きく、正確な距離は分かっていない。そこで今回は新たに XRISM による Kepler's SNR のスペクトル解析を通して距離の推定を行った。

1.2 Kepler の超新星

Ia 型超新星爆発は宇宙物理において非常に重要な天文現象である。Ia 型超新星の絶対光度と光度変化には経験則的な相関があることから、Ia 型超新星は遠方天体の距離測定のための標準光源として用いられている。しかし、Ia 型超新星の爆発機構には不明点が多く、理論的には爆発機構の違いによって絶対

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 輝線幅の評価

2.1.1 プラズマの運動による輝線幅の評価

観測者に対して天体が動いている場合、視線方向の速度に応じて輝線の中心エネルギーが変化する。一般に中心エネルギー E_0 に対する中心エネルギーの変化 ΔE は天体の視線方向の運動速度 v_0 と光速 c を用いて以下のように表すことができる。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{v_0}{c} \quad (1)$$

2.1.2 熱ドップラーによる輝線幅の評価

輝線の幅が太る理由として膨張によるものだけでなく Reverse shock によって熱せられたイオン温度による熱ドップラーによる広がりも考慮する必要がある。Reverse shock の衝撃波速度を V_{sh} とすると、衝撃波加熱によるイオン温度 T_{ion} は以下の式で表せられる。

$$k_B T_{ion} = \frac{3}{16} m V_{sh}^2 \quad (2)$$

イオン温度 T_{ion} の粒子の速度分布はマクスウェル分布に従うとすると

$$f(v_z) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2k_B T}\right) \quad (3)$$

のようなガウス関数の形で書くことができる。よって熱ドップラーによる元の輝線の中心エネルギー E_0 からの輝線幅 σ_{th} は視線方向の速度 v_z を用いて

$$\sigma_{th} = \frac{E_0}{c} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (4)$$

となる。以上の 3 式を用いることによって衝撃波速度による熱ドップラーの幅を計算することができる。本解析では 4500 km/s の衝撃波速度を仮定した。

2.2 膨張速度の推定

本解析では距離を導出するためにまず SNR の膨張速度を求める必要がある。今回の解析では北部領域の観測を用いるため北部領域での視線速度を膨張速度に焼き直す必要がある。膨張速度 V と v_z の関係

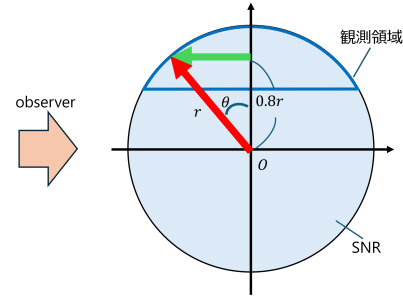


図 1: Kepler's SNR の断面積のイメージ

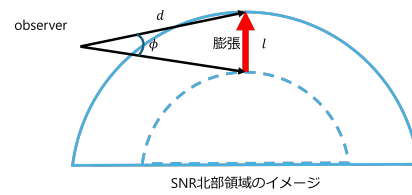


図 2: 膨張速度と距離の関係

は以下の式のように表すことができる。

$$V = \frac{v_z}{\sin \theta} \quad (5)$$

2.3 距離の推定

得られた膨張速度と見かけの proper motion を用いることで Kepler's SNR の距離を求めることができる。図のように、単位時間あたりに膨張した距離 l (赤矢印) は膨張速度 V と proper motion の ϕ 、距離 d を用いてそれぞれ以下のように表すことができる

$$l = Vt \quad (6)$$

$$l = d\phi \quad (7)$$

よって

$$d\phi = Vt \quad (8)$$

本解析では得られた膨張速度 V と先行研究で求められた proper motion ϕ を使用し距離 d を計算した。

2.4 使用した観測データ

今回の解析には X 線天文衛星 XRISM に搭載された X 線マイクロカロリメーター、Resolve の観測データを用いた。Resolve の 6×6 ピクセルの 2×2 のピクセルごとに領域を 9 分割し、SNR の領域ごと

にスペクトルフィットを行った。スペクトルフィットには XSPEC を用い、model として星間吸収を表す TBabs モデルと衝突電離プラズマを表す bvpshock モデルと熱ドップラ-幅を考慮するための gsmooth モデルの計 3 つのモデルを用いて 1.8-6.0 keV における Si、S、Ar、Ca の輝線のスペクトルフィットを行った。

今回の解析では、比較的球対称な形状をしている北側の 3 領域においてスペクトル解析を行った。

3 Results and Discussion

本解析では Reverse shock の衝撃波速度は 4500 km/s を仮定し、それに伴う熱ドップラ-幅を想定して解析を行った。スペクトルフィットの結果とベストフィットパラメータをそれぞれ以下の図 3、4、5 と表 1、2、3 に示す。なお、スペクトルの青線は TBabs*gsmooth*bvpshock のモデルを、赤線はモデル化した NXB も含めたモデル線である。また、表中の Velocity パラメータはガウス関数での広がりを表している。

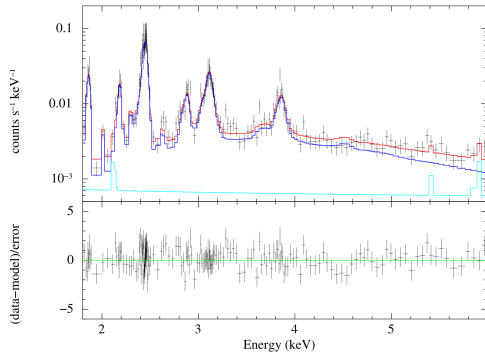


図 3: 北東領域におけるスペクトル

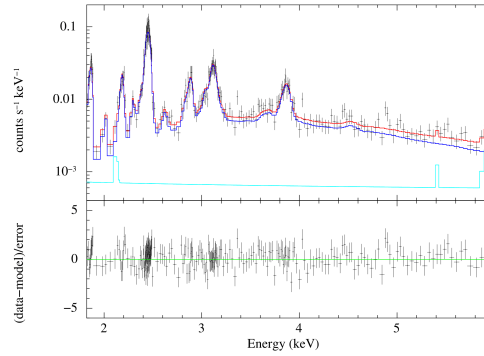


図 4: 北領域におけるスペクトル

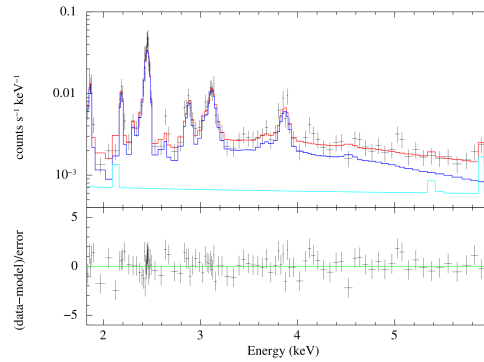


図 5: 北西領域におけるスペクトル

表 1: 北東領域でのベストフィットパラメータ

パラメータ	値
電子温度 (keV)	$2.63^{+0.77}_{-0.43}$
Si/Si _⊙	$7.43^{+2.2}_{-1.50}$
S/S _⊙	$9.53^{+2.2}_{-1.6}$
Ar/Ar _⊙	$10.9^{+2.6}_{-2.2}$
Ca/Ca _⊙	$15.1^{+4.1}_{-3.6}$
Tauu	$3.30^{+0.46}_{-0.38} \times 10^{10}$
RedShift	-6.0×10^{-4}
Velocity(km/s)	1310^{+330}_{-390}
norm	$4.8^{+1.5}_{-1.3} \times 10^{-4}$

3.1 膨張速度の推定

得られた輝線幅と 2.3 節の式を用いて推定した膨張速度を以下の表 4 に示す。

表 2: 北領域でのベストフィットパラメータ

パラメータ	値
電子温度 (keV)	$2.61^{+0.47}_{-0.32}$
Si/Si _☉	$5.11^{+1.03}_{-0.89}$
S/S _☉	$7.17^{+1.14}_{-0.96}$
Ar/Ar _☉	$6.3^{+1.3}_{-1.2}$
Ca/Ca _☉	$9.2^{+2.3}_{-2.0}$
Tauu	$4.08^{+0.53}_{-0.44} \times 10^{10}$
RedShift	-6.0×10^{-4}
Velocity(km/s)	1040^{+300}_{-380}
norm	$5.30^{+0.99}_{-1.1} \times 10^{-3}$

表 3: 北西領域でのベストフィットパラメータ

パラメータ	値
電子温度 (keV)	$2.89^{+1.1}_{-0.56}$
Si/Si _☉	$6.23^{+2.2}_{-1.4}$
S/S _☉	$7.20^{+2.0}_{-1.4}$
Ar/Ar _☉	$5.38^{+2.2}_{-1.7}$
Ca/Ca _☉	$8.1^{+3.5}_{-2.9}$
Tauu	$4.02^{+0.79}_{-0.66} \times 10^{10}$
RedShift	-6.0×10^{-4}
Velocity(km/s)	940^{+530}_{-940}
norm	$2.03^{+0.69}_{-0.59} \times 10^{-3}$

表 4: 領域ごとの膨張速度 (km/s)

北東領域	北領域	北西領域
4300^{+1100}_{-1300}	3500^{+1000}_{-1300}	3100^{+1800}_{-3100}

北部領域での平均膨張速度は 3700^{+1300}_{-1900} km/s と求められた。

3.2 距離の推定

得られた北部領域の平均膨張速度を用いて式 6,7 を用いた結果、SNR までの距離は $6.5^{+2.0}_{-2.8}$ kpc と求められた。なお、固有運動には Vink.J 2008 の proper motion の結果を用い、0.12 arcsec とした。

4 Conclusion

本研究では XRISM の Resolve を用いて IME の輝線幅からプラズマの膨張速度ならびに距離の推定を

行った。解析の結果、球対称な形状が見られる北部領域において膨張速度は 3700^{+1300}_{-1900} km/s、ならびに得られた膨張速度と proper motion を元に計算した結果、距離は $6.5^{+2.0}_{-2.8}$ kpc という結果が得られた。

本解析の課題として、Kepler's SNR のイオン温度の不定性にある。また、Kepler's SNR は親星のものと見られる CSM 成分が多く存在し、領域ごとに輝線幅のばらつきが存在している。今後は元素ごとに着目した詳細な輝線幅の解析が必要だと考える。

Reference

- [1] Katsuda et al.2015 ApJ 808 49
- [2] Vink J.2008 ApJ 689 231
- [3] XRISM collaboration,2024, 「The XRISM First Light Observation: Velocity Structure and Thermal Properties of the Supernova Remnant N132D」
- [4] Hayato et al.2010 ApJ 725 894

[—index へ戻る](#)

HP-20

超高速3次元流体シミュレーションを用いたIa型超新星残骸における多様性の起源の調査

京都大学
藤丸 祐生

超高速 3 次元流体シミュレーションを用いた Ia 型超新星残骸における 多様性の起源の調査

藤丸 祐生 (京都大学大学院 理学研究科)

Shiu-Hang Lee (京都大学), Gilles Ferrand (U. of Manitoba), Rüdiger Pakmor (MPIA)
Samar Safi-Harb (U. of Manitoba), 長瀧 重博 (理研), Friedrich K. Röpke (HITS)
Anne Decourchelle (CEA Saclay), Ivo Seitenzahl (ANU), Daniel Patnaude (SAO)

Abstract

Ia 型超新星は爆発の一様性が示唆されており、標準光源として利用されてきたが、理論・観測の両側面からその一様性は疑問視されている。また、Ia 型超新星残骸 (SNR) の Fe-K α 輝線のエネルギーと光度にばらつきが見られ、SNR 期においてもその多様性が示唆されている。この多様性の起源解明には SNR の X 線スペクトル解析が不可欠である。近年では XRISM 衛星の高精度分光観測により、視線速度など 3 次元構造に由来する情報が得られるようになった。一方、従来の理論研究では 1 次元流体計算と X 線スペクトル計算、あるいは 3 次元流体計算のみに留まり、3 次元と X 線を両立した例はない。本研究では、3 次元流体コード VH-1 (e.g. Blondin & Ellison (2001)) により一様密度環境下で SN Ia 型超新星爆発モデルを 1000 年間進化させ、X 線観測計算ツール SOXS (ZuHone et al. (2023)) により約 1 eV の分解能で理論 X 線スペクトルを計算した。ここでは、局所的な領域や視線方向ごとの計算も行った。なお、爆発モデルには pure deflagration (Fink et al. (2014))、delayed detonation (Seitenzahl et al. (2013))、double detonation (Pakmor et al. (2022)) モデルを用いた。その結果、赤方・青方偏移を伴う非対称な輝線構造や、Ia 型 SNR Tycho で観測されているようなダブルピークの輝線構造が見られた。モデルごとに異なる特徴も見られ、親星系や爆発モデルの定性的な制限可能性が示された。

1 Introduction

Ia 型超新星 (Type-Ia Supernova; SN Ia) は爆発の一様性が示唆されており、標準光源として利用されてきた。しかしながら、多様な爆発シナリオが考案されており、その一様性は疑問視されている。一般に、Carbon-oxygen 白色矮星 (white dwarf; WD) が連星系において熱核爆発すると理解されているが、その連星系や爆発機構は議論が続いている。

連星系シナリオは、大きく分けて単一縮退星 (single degenerate; SD) と二重縮退星 (double degenerate; DD) の 2 つに分けられる。SD では、一方の星が縮退しており、WD + 主系列星・赤色巨星・AGB 星のような連星系で爆発する。一方、DD では両方の星が縮退、つまり 2 つの WD の連星系で爆発する。DD は SD よりも一様な星周環境下にあると考えられる。

爆発機構の分類としては、爆発する WD の質量によって Chandrasekhar-mass シナリオと sub-Chandrasekhar-mass シナリオがある。

超新星残骸 (supernova remnant; SNR) では、爆発放出物 (ejecta) が星間物質 (interstellar medium; ISM) や星周物質 (circumstellar medium; CSM) と相互作用することで衝撃波を形成する。順行衝撃波 (forward shock; FS) は ISM や CSM を、逆行衝撃波 (reverse shock; RS) は ejecta を加熱し、これにより熱的 X 線が放射される。特に RS で加熱された ejecta からは元素合成に由来する輝線が観測される。SNR の形状の非対称性や X 線スペクトルは、爆発の非対称性や環境構造を反映するため、X 線観測は爆発シナリオの制約手法として有効である。

Yamaguchi et al. (2014) では、Fe-K α 輝線の中心エネルギーと光度による分類が提案され、Ia 型 SNR が低エネルギー側に分布することが示された。その中にもばらつきがあり、爆発の多様性が示唆される。

現在は XRISM 衛星の登場により、約 5 eV の解像度での分光が可能となった。XRISM の初期成果 (XRISM Collaboration (2024)) では、重力崩壊型

表 1: Model parameter

Model	System	Mechanism	$M_{\text{ej}} (M_{\odot})$	$E_{\text{kin}} (\text{erg})$	^{56}Ni	IGE	IME
n100ddt	SD	Delayed Detonation	1.40	1.43×10^{51}	43%	60%	32%
n5ddt			1.40	1.55×10^{51}	70%	81%	14%
n100def		Deflagration	1.31	6.15×10^{50}	27%	42%	11%
n5def			0.372	1.35×10^{50}	42%	60%	11%
onewdexp	DD	Double Detonation	1.09	1.4×10^{51}	41%	46%	39%
twowdexp			1.75	1.9×10^{51}	26%	29%	42%

Note: 6 つの爆発モデルのパラメーター。 M_{ej} は ejecta 質量で、単位は太陽質量 $M_{\odot}$ 。 E_{kin} は爆発の運動エネルギーで、単位は erg。 ^{56}Ni , IGE, IME は ejecta 中の ^{56}Ni , IGE(鉄族元素), IME(中間質量元素) の割合。 IGE は ^{56}Ni を含んでいる。 参考文献は、delayed detonation は Seitenzahl et al. (2013)、deflagration は Fink et al. (2014)、double detonation は Pakmor et al. (2022)。

SNR の視線速度や輝線構造が高精度で観測された。

SN Ia の爆発モデルを XRISM 観測と整合的に比較するには、爆発から SNR までの進化を 3 次元で一貫して計算し、X 線スペクトルの計算を行う必要がある。従来は、計算コストの制約から、1 次元流体計算と X 線スペクトル計算 (e.g. Badenes et al. (2003))、あるいは 3 次元流体計算のみ (e.g. Ferrand et al. (2021)) に留まり、3 次元流体計算と X 線を両立した例はない。そこで本研究では、SNR の 3 次元流体計算と X 線スペクトル計算を行う。

2 Methods

流体シミュレーションには VH-1 に基づく非平衡電離状態を考慮した流体コードを用いた。この計算はオイラー法で、3 次元直交座標系を用いた。超新星から超新星残骸への進化は、大きくスケールが変化するため、SNR と共に膨張するシミュレーションボックス (格子数 256^3) を使用し、Ferrand et al. (2019) の変換公式を用いた。さらに、シミュレーションボックスの中にラグランジアン追跡粒子を 10 万個分布させ物理過程を計算し、電子密度や電子温度、元素組成、非平衡電離、イオン温度などを出力した。

X 線スペクトル計算では、観測シミュレーションツール SOXS (ZuHone et al. (2023)) を用いた。本計算は各追跡粒子において計算された物理量を用いて行われる。各粒子の空間情報 (位置・速度) を使用することで、視線方向に依存するドップラーシフトの計算や特定領域からの X 線放射の計算も可能である。

表 1 は、本研究で用いる爆発モデルのまとめであ

る。N100ddt, n5ddt は delayed detonation モデルであり、亜音速の燃焼波が着火し、その後超音速の燃焼波に遷移する。N100def, n5def は pure deflagration モデルである。亜音速の燃焼波が着火し爆発するモデルであり、爆発の膨張速度が遅い。数字はコア内で着火する点の数を表しており、小さいほど爆発の非対称性は増す。Onewdexp, twowdexp は DD シナリオの爆発モデルであり、前者は 1 つ目の WD のみが、後者は 1 つ目の WD が爆発した後に 2 つ目の WD も爆発するモデルである。爆発は double detonation であり、He 外層で detonation が発生し、その後中心部で carbon detonation が起きるモデルである。

星周環境には、一様密度の ISM を仮定する。密度は $0.3 m_{\text{p}} \text{ cm}^{-3}$ であり、代表的な Ia 型 SNR Tycho で観測されているような星間物質の密度である。

本研究では、上記のコードと爆発モデル・環境モデルを用いて SNR の流体進化を計算し、そこから放射される X 線のスペクトルを計算する。

X 線スペクトル計算では、約 1 eV のエネルギー解像度とした。これは XRISM 衛星のエネルギー解像度約 5 eV よりも解像度が高い計算となる。

3 Results and Discussion

図 1 は 400 年における 6 つのモデルの X 線スペクトルである。Ejecta からの放射に注目すると、連続光や輝線に特徴が見られる。連続放射は自由-自由放射で、モデルごとに Flux の高さに差が見られる。表 1 より、ejecta 質量が大きいほど Flux が高くなる傾向がある。輝線については、その有無は ejecta の元

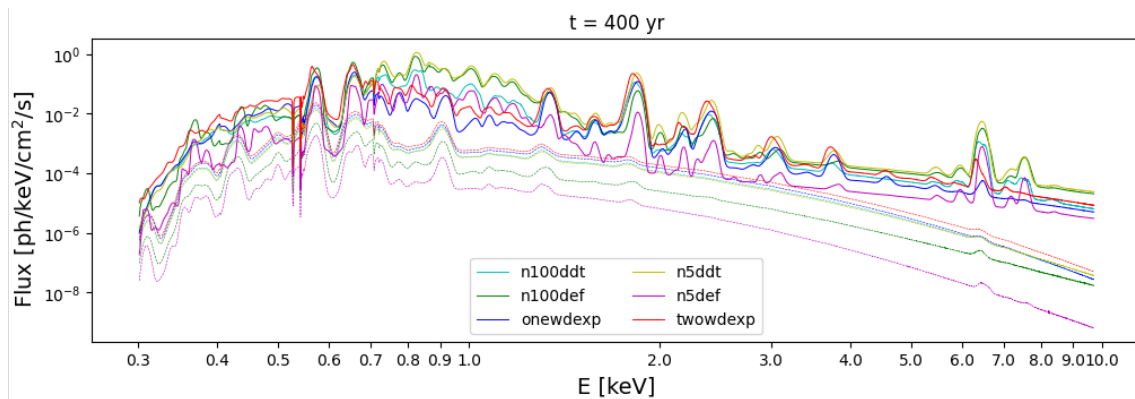


図 1: 400 年における 6 つのモデル間での体積積分された X 線スペクトルの比較。実線がショックされた ejecta からの放射。点線がショックされた ISM からの放射。視線方向は、SD モデルは Y 軸、DD モデルは Z 軸とした。ISM スペクトルにおいて 6.0-7.0 keV に見える輝線は、計算において ejecta が混入した影響。

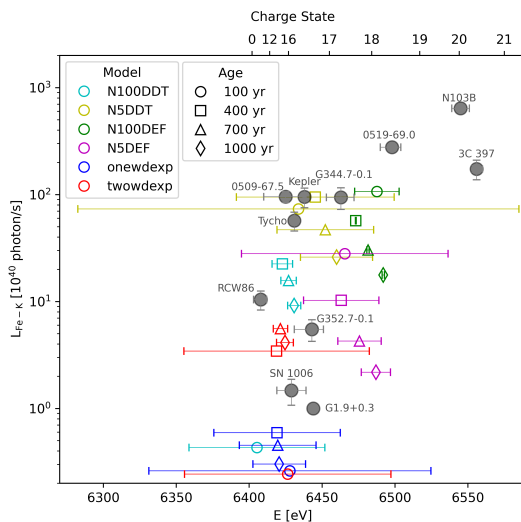


図 2: 鉄 K α 輝線の中心エネルギーと光度の分布。色付きが本研究の計算結果であり、エラーバーによって視線方向によるドップラーシフトの効果を示す。グレーは観測データ (Yamaguchi et al. 2014)。

素組成、エネルギーは RS の強さ、光度はショックされた質量や密度のような対応関係がある。非対称な輝線構造は爆発の非対称性の情報を保持する。

図 2 は、Fe-K α 輝線の中心エネルギーと輝線光度を表している。中心エネルギーは鉄の電離度に対応し、上のラベルにその電離度を示している。計算結果は、グレーの観測点と同じ領域に分布しており、Ia 型 SNR を十分に再現している。

各モデルに注目すると、爆発機構ごとに異なる進化を見せており、爆発機構の特徴から解釈することがで

きる。DDT モデルは爆発エネルギーが高く、ejecta の膨張が比較的速い。そのため、RS が鉄の領域に到達するタイミングが遅れ、その時の密度も比較的低くなる。これにより比較的低い中心エネルギーが見られ、光度の上昇も見られる。DEF モデルは、爆発エネルギーの低さから ejecta の膨張が遅い。そのため、密度が濃い状態で RS にショックされ、電離度が高く明るい輝線が見える。Onewdexp では、IGE の割合が小さく、Fe-K α 輝線は非常に暗く見えている。Twowdexp では、700 年まで光度の上昇が見られ、2 つ目の爆発の影響と考えられる。また、エラーバーに注目すると、非対称性が大きいモデル (n5 や DD モデル) ほどエラーバーが大きくなっている。

以上のように、Fe-K α 輝線は爆発機構の特徴を含んでおり、図 2 のようなプロットから定性的にモデルを制限することが可能であると言える。

図 3 は Emissivity の分布と各視線方向における中心領域の Fe, Si の K α 輝線を示している。中心領域に制限することで視線方向の速度成分が大きい物質が支配的になり、ドップラーシフトが顕著になる。N100ddt モデルの X、Y 軸に沿った鉄輝線では、分離した輝線構造が見え、青方・赤方偏移成分が同等であると言える。しかし、Z 軸方向では偏った非対称構造が見られ、局所的に鉄が非対称な分布を持つと予想される。一方、twowdexp モデルは非対称な輝線構造を持っており、爆発の非対称情報を残している。

図 4 は、特定領域の放射特徴を示す。領域 1, 2 は 1 つ目の WD の爆発に対して 2 つ目の WD の影にある。領域 3 は領域 1, 2 よりも赤方偏移成分が多く、

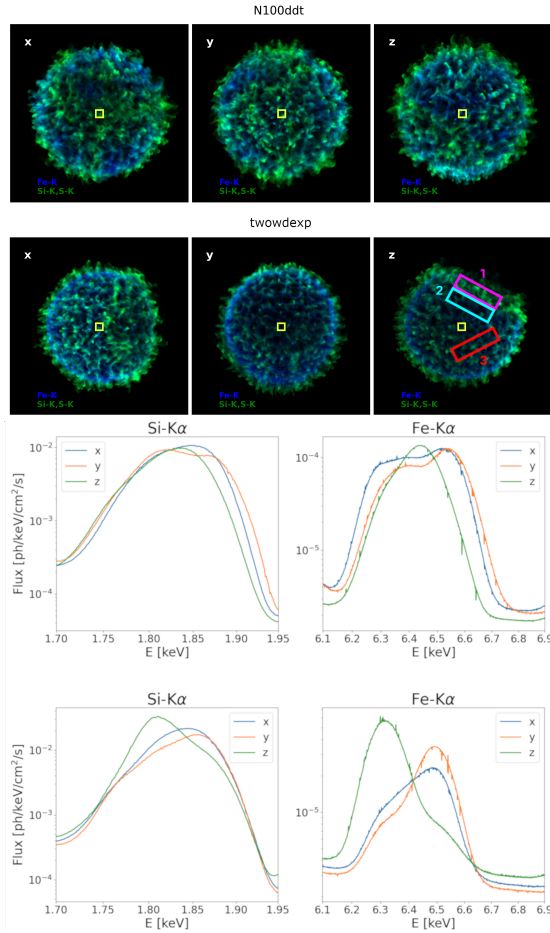


図 3: Si-K α 輝線と Fe-K α 輝線の比較。中心領域に制限し、そのサイズは $0.5' \times 0.5'$ (XRISM 衛星のビクセルサイズ)。SNR までの距離は 2.5 kpc とした。

全体的に Flux が高くなっており、2 つ目の WD の存在やその爆発の効果が 400 年後にも現れている。

4 Conclusion

本研究では、複数の 3 次元 Ia SN 爆発モデルを一樣密度環境下で 3 次元流体進化させ、X 線放射の計算を行った。その結果、モデルごとに特徴を持つ X 線スペクトルが得られた。また、3 次元流体計算と高エネルギー解像度のスペクトル計算を行うことで、XRISM 衛星で観測され始めているような輝線形状を再現することができた。したがって、本計算手法による爆発モデルの定性的な制限可能性が示された。

近年では、XRISM 観測によって W49B の棒状な構造の証拠が得られた (XRISM Collaboration

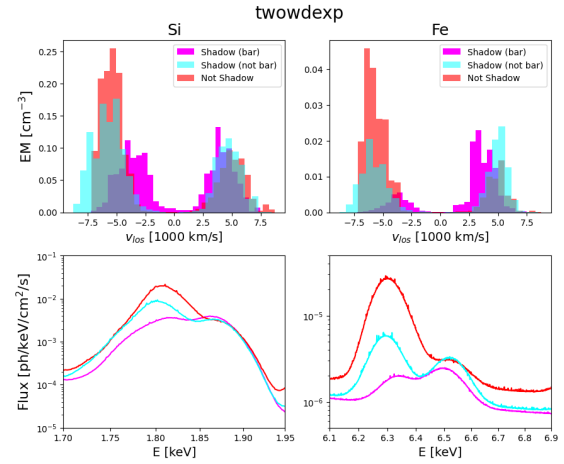


図 4: 図 3 の領域 1, 2, 3 における、Si, Fe の視線速度に対する EM の分布と輝線の構造。

(2025))。また、MUSE によって SNR 0509-67.5 に double detonation の証拠が観測されており (Das et al. (2025))、3 次元的な爆発・環境モデルを用いた 3 次元シミュレーションの需要は高まっていくだろう。

Reference

- Badenes, C., Bravo, E., Borkowski, K. J., et al. 2003, *ApJ*, 593, 358
- Blondin, J. M., & Ellison, D. C. 2001, *ApJ*, 560, 244
- Das, P., Seitzzahl, I. R., Ruiter, A. J., et al. 2025, *Nat Astron*,
- Ferrand, G., Warren, D. C., Ono, M., et al. 2019, *ApJ*, 877, 136
- Ferrand, G., Warren, D. C., Ono, M., et al. 2021, *ApJ*, 906, 93
- Fink, M., Kromer, M., Seitzzahl, I. R., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 1762
- Pakmor, R., Callan, F., Collins, C., et al. 2022, *MNRAS*, 517, 5260
- Seitzzahl, I. R., Ciaraldi-Schoolmann, F., Röpke, F. K., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 1156
- XRISM Collaboration. 2024, *PASJ*, 76, 6, 1186–1201
- XRISM Collaboration. 2025, *arXiv preprint arXiv:2506.05455*
- Yamaguchi, H., Badenes, C., Petre, R., et al. 2014, *ApJL*, 785, L27
- ZuHone, J. A., Vikhlinin, A., Tremblay, G. R., et al. 2023, *ASCL*, ascl

[—index へ戻る](#)

HP-21

微惑星リングにおける原始惑星の寡占的成長

東京大学
神原 祐樹

微惑星リングにおける原始惑星の寡占的成長

神原 祐樹 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

惑星形成の標準シナリオでは、惑星のビルディングブロックである微惑星は円盤全体で形成し、雪線を除いてなめらかに分布していると仮定されている。微惑星の成長過程についても、この仮定の下で理論が構築されてきた。一方で近年、原始惑星系円盤におけるダストとガスの進化のモデル計算により、微惑星形成がリング状の領域でのみ起こる可能性が示唆されている。また、原始惑星を細いリング状に配置すると太陽系の性質を良く再現するというシミュレーション結果や、原始惑星系円盤におけるリング状の構造の観測など、惑星形成過程におけるリング状の構造の存在を支持する結果も数多く存在する。惑星形成過程の理解を深める上で、微惑星リングにおける微惑星の進化過程の解明は重要な要素であるが、その進化については詳細に調べられていない。本研究では、微惑星がリング状に分布している場合の進化を N 体シミュレーションで調べた。

シミュレーションの結果、微惑星の拡散によってリングが拡散しながら原始惑星が寡占的成長をすること、最終的なリング幅や原始惑星分布は初期幅にほとんど依存しないことが明らかになった。さらに、拡散する微惑星リングにおいても、原始惑星質量や軌道間隔などの性質は、拡散後の微惑星面密度と寡占的成長モデルを使って予言できることが明らかになった。微惑星の拡散過程において、原始惑星の形成まではリングの拡大速度は比較的遅く、原始惑星の形成後は効率よくリングが拡大した。これは、原始惑星による微惑星の散乱は微惑星どうしの散乱より効率よく微惑星の軌道を変化させるためである。

1 Introduction

惑星形成の標準シナリオ (e.g., Hayashi et al. 1985; Kokubo & Ida 2012) では、惑星の形成過程は 1. 原始惑星系円盤でのダスト成長による微惑星形成 2. km サイズの微惑星成長による原始惑星形成 3. 原始惑星の巨大衝突による地球型惑星形成、ガス降着によるガス惑星形成の 3 段階に大きく分けられる。このシナリオで、微惑星は円盤全体で形成し、その分布は雪線を除いて滑らかであると仮定されている。微惑星の成長過程もこの仮定に基づいて調べられており、暴走的成長や寡占的成長といった成長過程が知られている (e.g., Kokubo & Ida 1995, 2002; Wetherill & Stewart 1989)。

近年、微惑星の形成場所について再検討が進んでいる。原始惑星系円盤のダスト進化の 1 次元シミュレーションの結果から、微惑星は細いリング状の領域でのみ形成可能である可能性が指摘されている (Morbidelli et al. 2022; Izidoro et al. 2022)。また、原始惑星系円盤においてダストのリング構造が発見されているほか、原始惑星を細いリング状に配置すると太陽系の性質をよく再現するというシミュレーショ

ン結果 (Hansen 2009) など、惑星形成過程におけるリング状の構造の存在を支持する結果も存在する。

微惑星が円盤状に分布する場合、原始惑星が寡占成長する間その密度分布はほぼ一定である (Kokubo & Ida 2002)。一方微惑星がリング状に分布する場合、微惑星が拡散してリングの幅が広がり、微惑星の表面密度が下がる。

(Kambara & Kokubo 2025) は、リング状の微惑星分布から原始惑星が形成する過程の N 体シミュレーションを行い、微惑星の拡散によりリング幅が拡大しながら原始惑星が寡占的成長をすること、原始惑星の質量は微惑星拡散後の面密度を用いて計算された孤立質量とよく整合することを発見した。さらに、最終的なリング幅や原始惑星の分布は初期のリング幅にほぼ依存せず、総質量に依存することも発見した。一方、この計算では中心星から微惑星リングまでの距離を固定しており、微惑星リングの位置が異なる場合の原始惑星形成過程は未解明である。微惑星の拡散を考慮しない場合、原始惑星の孤立質量 M_{iso} は軌道長半径 a 、微惑星の面密度 Σ として $M_{\text{iso}} \propto a^3 \Sigma^{3/2}$ である (Kokubo & Ida 2002) が、微惑星リングでは

微惑星の拡散により面密度 Σ が時間進化するため、この結果をそのまま適用することは不可能である。

そこで本研究では、微惑星の総質量およびリング幅を固定し、中心星から微惑星リングの中心までの距離を変化させたシミュレーションを実施した。

2 Methods

本研究では、中心星周囲の円環状の領域に微惑星が分布している状態を初期条件として N 体シミュレーションを行う。中心星質量は $1M_{\odot}$ である。微惑星は中心星からの重力、微惑星間の重力、ガス抵抗を受けて運動し、衝突すると完全合体する。表 1 に各モデルごとの初期条件を示した。微惑星の初期分布は軸対称であり、表面密度 Σ_p はリング全体で一定であると仮定する。また、全てのリングの中心位置は 1 au に設定する。つまり、微惑星の軌道長半径を a 、リングの幅を w_{init} とすると、表面密度が

$$\Sigma_p = \begin{cases} \Sigma_0 & (1 \text{ au} - \frac{1}{2}w_{\text{init}} < a < 1 \text{ au} + \frac{1}{2}w_{\text{init}}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (1)$$

であるように微惑星を分布させる。 Σ_0 は初期の微惑星表面密度である。微惑星の離心率および軌道傾斜角は、 $\langle e^2 \rangle^{1/2} = 2\langle i^2 \rangle^{1/2} = 2h$ となるように設定する。ただし、 $h = (2m/3M_{\odot})^{1/3}$ は規格化したヒル半径である。

微惑星が受けるガス抵抗は (Adachi et al. 1976)

$$\mathbf{f}_{\text{gas}} = -\frac{1}{2m} C_D \pi r_p^2 \rho_{\text{gas}} |\mathbf{u}| \mathbf{u} \quad (2)$$

で表される。ここで、 $C_D = 2$ はガス抵抗の係数、 m は粒子の質量、 r_p は粒子半径、 $\mathbf{u} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{gas}}$ は粒子とガスの相対速度である。ガス密度 ρ_{gas} は、

$$\rho_{\text{gas}} = 1.0 \times 10^{-9} \text{ g/cm}^3 \quad (3)$$

とした。

3 Results

図 1 はシミュレーション終了時に形成した原始惑星の質量をプロットしたものである。(Kambara & Kokubo 2025) のシミュレーションでも見られたように、リング幅は初期幅より広く、初

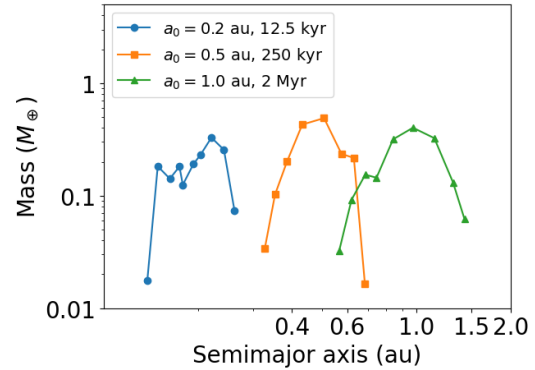


図 1: シミュレーション終了時に形成した原始惑星の質量。リング中心位置は 0.2 au

期のリング中心に近いほど原始惑星の質量が大きい様子が見られる。また、原始惑星の最大質量はリングの中心位置に依らない。ここから、微惑星の拡散による面密度の低下率には軌道長半径依存性があることが示唆される。これは、中心星から遠いほどヒル半径が大きいため、微惑星拡散による面密度低下の効率が相対的に上がることが原因だと考えられる。

4 Conclusion

微惑星リングの中心位置を変えても、微惑星リングの成長過程は変わらないことがわかった。一方、拡散なしの場合の孤立質量は $a^3 \Sigma^{3/2}$ に比例するが、微惑星リングでは原始惑星の最大質量は軌道長半径 a に依存しないことが明らかになった。これは、微惑星の拡散による面密度の低下率には軌道長半径依存性があることが原因だと考えられる。

Acknowledgement

本研究は変革を駆動する先端物理・数学プログラム (FoPM)、東京大学国際卓越大学院教育プログラム (WINGS) の支援を受けたものです。本研究は、JST 次世代研究者挑戦的研究プログラム JPMJSP2108 の支援を受けたものです。本研究は、文部科学省スーパーコンピュータ「富岳」成果創出加速プログラム「シミュレーションと AI の融合で解明する宇宙の構造と進化」(JPMXP1020230406) の一環として実施されたものです。また、本研究の一部は、スーパーコ

表 1: シミュレーションの初期条件

モデル名	リングの中心位置 a_0	リング幅 w_{init}	粒子数	総質量 M_{tot}	微惑星 1 つの質量 m
A02W10M2	0.2 au	0.1 au	100000	2.1	$1.254 \times 10^{23} \text{ g}$
A05W10M2	0.5 au	0.1 au	100000	2.1	$1.254 \times 10^{23} \text{ g}$
A10W10M2	1.0 au	0.1 au	100000	2.1	$1.254 \times 10^{23} \text{ g}$

ンピュータ「富岳」の計算資源の提供を受け、実施しました（課題番号：hp230204, hp240219）。本研究における数値シミュレーションの一部は、国立天文台天文シミュレーションプロジェクト (CfCA) の Cray XC50 を用いて行いました。また解析には、CfCA の解析サーバを用いました。

Reference

- Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. 1976, Progress of Theoretical Physics, 56, 1756
- Hansen, B. M. S. 2009, , 703, 1131, doi: 10.1088/0004-637X/703/1/1131
- Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985, in Protostars and Planets II, ed. D. C. Black & M. S. Matthews, 1100–1153
- Izidoro, A., Dasgupta, R., Raymond, S. N., et al. 2022, Nature Astronomy, 6, 357, doi: 10.1038/s41550-021-01557-z
- Kambara, Y., & Kokubo, E. 2025, , 985, 71, doi: 10.3847/1538-4357/adc999
- Kokubo, E., & Ida, S. 1995, , 114, 247, doi: 10.1006/icar.1995.1059
- . 2002, , 581, 666, doi: 10.1086/344105
- . 2012, Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2012, 01A308, doi: 10.1093/ptep/pts032
- Morbidelli, A., Baillié, K., Batygin, K., et al. 2022, Nature Astronomy, 6, 72, doi: 10.1038/s41550-021-01517-7
- Wetherill, G. W., & Stewart, G. R. 1989, , 77, 330, doi: 10.1016/0019-1035(89)90093-6