

2019年第49回
天文・天体物理若手夏の学校

集録

星惑

謝辞

2019年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、野辺山宇宙電波からのご支援、また、企業・個人(プログラム集参照)からご寄付により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

星形成・惑星系分科会

index

a1	安部 大晟	分子雲におけるフィラメント状構造の起源と星形成初期条件の解明に向けた数値シミュレーション
a2	村瀬 建	野辺山 45m 望遠鏡を用いたアンモニアマッピングサーベイプロジェクト KAGONMA W33 について
a3	吉田 大輔	深層学習を用いた天文データ解析
a4	竹村 英晃	オリオン A 分子雲の高密度領域内外における高密度コアの質量関数
a5	東 翔	ミニハロー内の分子雲コアにおける乱流の増幅
a6	原田 直人	大質量連星形成と連星間距離の解析的研究
a7	松浦 孝之	うみへび座 TW 星周囲のギャップを持つ原始惑星系円盤でのダスト進化
a8	桑原 歩	惑星が駆動する原始惑星系円盤ガス流によるペブル降着抑制と惑星形成への示唆
a9	星野 遥	巨大衝突によって形成される惑星系の軌道構造の中心星質量依存性
a10	石城 陽太	Particle-Particle Particle-Tree 法を用いた惑星系形成の N 体計算
a11	河合 航佑	惑星形成における衝突破壊の重要性の再検討
a12	池田 千尋	ダスト高密度領域における雷によるコンドリュール形成モデル
a13	森岡 夏未	HD189733b の X 線、紫外線によるトランジット観測
a14	潮平 雄太	重力マイクロレンズ法を用いた系外惑星の電波放射の観測
a15	奈良 悠冬	ペブル集積による小惑星セレスへのアンモニア氷の供給
a16	鈴木 光	X 線天文衛星「すざく」で観測した彗星における電荷交換反応モデルの検証
a17	角田 伊織	N 体計算による準惑星ハウメアのリング形成過程の検証
b1	大出 康平	へび座分子雲における低質量 YSO の近赤外分光観測
b2	金井 昂大	R CrA 領域における若い超低質量天体の近赤外測光探査
b3	竹内 媛香	銀河面低密度領域における星形成の広域探査観測
b4	中村 桃太郎	6.7 GHz メタノールメーザーは大質量星原始星のアウトフローに付随するか？
b5	定成 健児エリック	初代星形成における磁場の影響
b6	織田 篤嗣	初代星形成時の星周円盤と周連星円盤について
b7	柳崎 真詩	ミニハローにおける磁場の増幅
b8	小野 遥香	原始星円盤形成に対する磁気散逸の効果
b9	中野 龍之介	深層学習を用いた 3DMHD の高速化による長時間原始惑星系円盤進化シミュレーション
b11	加藤 大明	非軸対称擾乱がストリーミング不安定性に及ぼす影響
b12	石岡 千寛	埼玉大学 55cm 望遠鏡 SaCRA/MuSaSHI を用いた系外惑星の多波長トランジット測光観測
c1	三杉 佳明	分子雲コアの角運動量の起源について
c2	吉岡 佑太	初代星形成における輻射フィードバック
c3	佐藤 亜紗子	連星形成におけるアウトフローの駆動メカニズム
c4	長谷川 大空	星団形成期における周囲の星による星周円盤の破壊
c5	川崎 良寛	原始惑星系円盤における円盤風の駆動
c6	吉田 雄城	Streaming instability の物理
c7	本間 和明	有機物の原始惑星系円盤における形成と微惑星形成への影響
c8	大野 和正	Assessing the Dusty Outflows from Super-puff with Grain Microphysics
c9	櫻庭 遥	惑星集積時のコア形成と大気剥ぎ取りに着目した地球形成シナリオ
c10	西出 朱里	ハーシェル宇宙望遠鏡の撮像データを用いた系外彗星雲の研究
c11	笠木 結	近赤外線視線速度観測による低質量星まわりの惑星検出
c12	桑田 敦基	系外惑星探査への Deep Learning の適用
c13	芋生真子	木星の内部構造における未解決問題と木震学的手法への期待
c14	紅山 仁	Tomo-e Gozen による小惑星探査

a1

分子雲におけるフィラメント状構造の
起源と星形成初期条件の解明に向けた
数値シミュレーション

名古屋大学大学院 理学研究科

安部 大晟

分子雲におけるフィラメント状構造の起源と星形成初期条件の解明に向けた数値シミュレーション

安部 大晟 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星は、水素分子ガスからなる分子雲中の高密度領域で形成されるが、近年の観測によって、その高密度領域がフィラメント状であることがわかった (e.g., André et al. 2010)。さらに、星形成は、分子ガスの圧力等で支えきれないほど重く自己重力的に不安定な状態 (超臨界状態) にあるフィラメント内で起こることが観測的に明らかになった。よって、どのようなときにフィラメントが超臨界状態になり星形成を引き起こすのかを解明する必要がある。一方、Inoue & Fukui (2013) では数値シミュレーションを用いて、分子雲が衝撃波に圧縮されるという現象からフィラメントが形成されることを発見した。実際、分子雲はその一生のうちに超新星爆発由来の衝撃波圧縮を数十回以上経験することが知られており、衝撃波と分子雲の衝突現象は普遍的である。また形成されたフィラメントから星形成に発展する場合もあることが数値シミュレーションからもわかってきた (Inoue et al. 2018)。しかし、Inoue et al. (2018) では 1 つのパラメータセットの計算しかされておらず、星を形成するような超臨界フィラメントの形成条件は研究されていない。つまり、問題点はどのような (=速い、遅いなどの) 衝撃波がどのようなフィラメントを形成するのかに対する理解がまだ不十分な点である。そこで本研究では衝撃波と分子雲の衝突を模擬した 3 次元理想 MHD シミュレーションを多様なパラメータで実行することで、衝撃波が分子雲を掃いたときどのようなフィラメントが形成されるかを検証した。結果として、分子ガスの衝突速度が小さい場合 (衝突速度 = 6 km/s) ではこれまでのフィラメント形成理論とは違い、重力収縮によってフィラメントが形成されることがわかった。

1 Introduction

銀河の構造とその進化を理解するためには星形成の理解が必要不可欠である。以下では近年の観測によって明らかになった革新的な星形成シナリオとその理論的研究の背景について述べる。

星は、水素分子ガスからなる分子雲中の高密度領域で形成されるが、近年の観測によって、その高密度領域がフィラメント状 (図 1) であることがわかつ

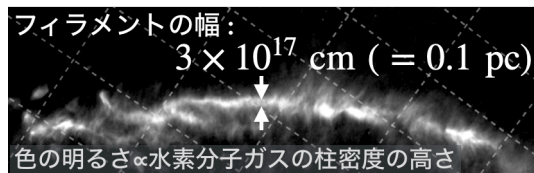


図 1: Herschel 望遠鏡による、ダストの熱放射の強度マップ。ダストが多いほど水素分子も多く存在するため、水素分子の柱密度を推定できる。この分子雲に限らずフィラメントの存在は普遍的。(Cox et al. 2016)

た (e.g., André et al. 2010)。さらに、星形成は、分子ガスの圧力等で支えきれないほど重く自己重力的に不安定な状態 (超臨界状態) にあるフィラメント内で起こることが観測的に明らかになった。よって、どのようなときにフィラメントが超臨界状態になり星形成を引き起こすのかを解明する必要がある。フィラメント形成に関する理論的研究は様々なものがある。中には乱流によって偶然できたフィラメントを研究する (e.g., Federrath 2015) 立場もあるが、彼らの研究は、人工的なランダム位相で乱流を駆動するため、フィラメント形成のトリガー機構が特定できない点に問題がある。一方、Inoue & Fukui (2013) では数値シミュレーションを用いて、分子雲が衝撃波に圧縮されるという現象からフィラメントが形成されることを発見した。実際、分子雲はその一生のうちに超新星爆発由来の衝撃波圧縮を数十回以上経験することが知られており、衝撃波と分子雲の衝突現象は普遍的である。また形成されたフィラメント

から星形成に発展する場合もあることが数値シミュレーションからもわかってきた (Inoue et al. 2018)。

しかしながら、関連する研究 Inoue et al. (2018) では分子雲衝突を想定した、衝撃波の速度が大きいようなパラメータセットの計算しかされておらず、星形成を起こすフィラメントの形成条件は研究されていない。つまり、問題点はどのような (=速い、遅いなどの) 衝撃波がどのようなフィラメントを形成するのかに対する理解がまだ不十分な点である。そこで本研究は衝撃波と分子雲の相互作用を模擬する (図 2) ように数値流体シミュレーションを多様なパラメータで実行することでこの問題の解明を試みる。シミュレーション結果から星の形成判定を解析することで、フィラメントで星形成が起こるかを検証する。本研究の目的は、その結果を解釈することで星形成を起こすような超臨界フィラメントの形成条件を求めることである。

本発表ではその途中経過として、まず衝撃波の速度に対してどのようなフィラメントが形成されるかを調べたのでそれを報告する。

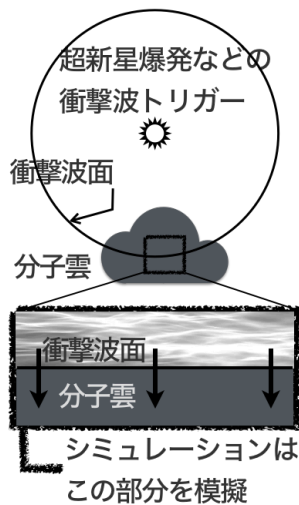


図 2: 超新星爆発などによって引き起こされた衝撃波と分子雲の相互作用を本計算では模擬する。これによってフィラメント形成が誘起される。

2 Methods

本研究では現実的な分子雲のダイナミクスを研究するために自己重力を含めた 3 次元の磁気流体力学

シミュレーションを行った。なお数値計算には国立天文台のスーパーコンピュータを使用した。

2.1 Simulation Code

計算コードは、高い密度差を生む現象も正確に追える最先端の国産コードである SFUMATO コード (Matsumoto 2007) を用いた。このコードは先行研究である Inoue et al. (2018) でも使用され、その有効性は確かめられている。SFUMATO では自己重力入りの理想 MHD 方程式を解き、等温ガスの状態方程式を用いている。これに加え、シミュレーションの計算領域の境界を設定するモジュールは私が開発したものを使った。このシミュレーションを用いて衝撃波のパラメータと形成されるフィラメントの関係を調べた。

2.2 Set up

本研究では、分子ガス同士を超音速で衝突させることで衝撃波と分子ガスの相互作用を模擬するようなシミュレーションを実行した (図 3 参照)。 6^3pc^3 の計算領域を用意し、xy 平面 2 つから非一様なガスを流入させ、それ以外は周期境界条件を用いた。512³ メッシュの解像度 0.012pc でフィラメントを分解するのに十分な解像度で計算した。分子ガスの平均密度、衝突速度、磁場強度、磁場の方向などのパラメータが存在する (衝突速度以外のパラメータを表 1 にまとめた)。今回はその中でも「分子ガスの衝突速度」を変えたとき、フィラメント形成がどう影響を受けるかを調べた。今回は衝突速度 16km/s, 6km/s の場合のシミュレーションを実行した。比較用にそれぞれの自己重力をなしにした場合もシミュレーションした。なお分子雲の非一様でクランピーな構造を再現するために、初期条件として密度分布はコロモゴロフ的なスペクトルを持った非一様な分布を使用した。

表 1: シミュレーションで用いたパラメータ

平均個数密度 [cm^{-3}]	磁場強度 [μG]	磁場の方向
100	10	y 方向

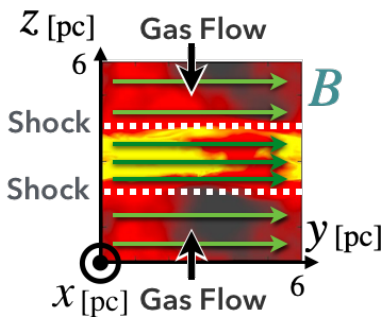
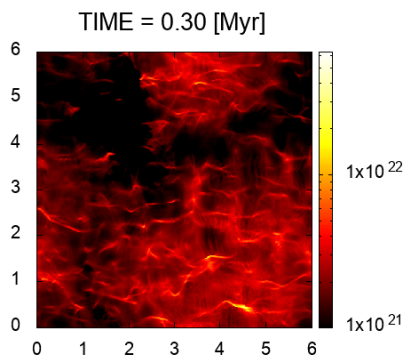


図 3: シミュレーションセットアップのイメージ図。色の明るさは密度の高さに対応している。色が明るくなっている箇所 (黄色) は衝撃波により形成された高密度層である。緑の矢印は磁場を表しており、黒矢印はガスの速度ベクトルを表している。

3 Results

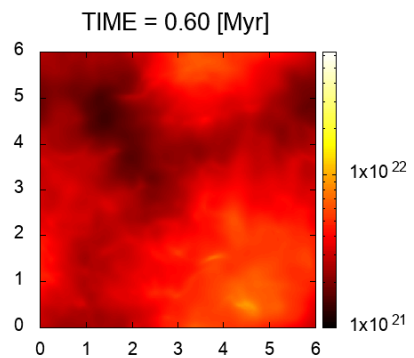
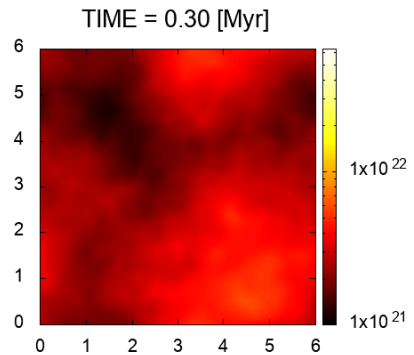
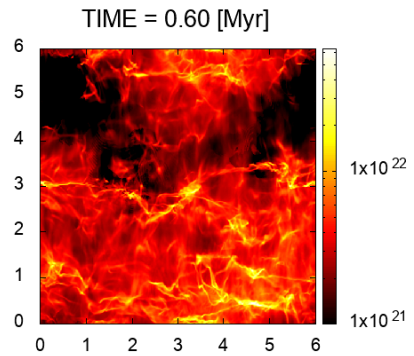
本研究で行なったシミュレーションのスナップショットを以下に掲載する。これらのスナップショットは全て自己重力入りのもので、横軸は $x[\text{pc}]$ 、縦軸は $y[\text{pc}]$ を表している。カラーバーはシミュレーションボックス内で視線方向 (z 方向) に積分したときの水素分子の個数柱密度で、単位は cm^{-2} である。図の上の「TIME」は衝突からの経過時間である。

まず衝突速度 16km/s のときの結果 (1,2 枚目の図) を紹介する。衝突して速やかにフィラメント状の構



造を形成しその後フィラメントの自己重力によって星が形成されることがわかり、先行研究と同様の結果となった。

次に衝突速度 6km/s のときの結果 (3,4 枚目の図) を紹介する。明らかなフィラメント状構造は、衝突



後速やかに形成されなかった。しかしさらに約 1Myr 後にはフィラメント状の構造が形成された (図 4)。次の章で詳しく述べるが重力収縮によってこのフィラメント状の構造ができていたことがわかった。

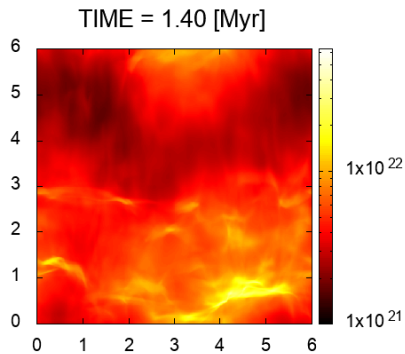


図 4: 衝突速度 6km/s のシミュレーションで、衝突から 1.4Myr 後の柱密度 map。重力収縮によってフィラメントが形成される。

4 Discussion

衝突速度が小さいときにフィラメント形成の様子が変わった理由を考える。衝突速度が大きい場合に比べ、衝突速度が小さいと、衝撃波面を緩やかにしか曲げられない。なぜなら非一様な密度場中の隣接する (図 5)、高密度部分 ρ_{high} と低密度 ρ_{low} 部分のラム圧の差は、 $\rho_{\text{high}}v_z^2 - \rho_{\text{low}}v_z^2 = (\rho_{\text{high}} - \rho_{\text{low}})v_z^2$ より衝突速度の二乗に比例して大きくなる。よって衝突速度が大きいほど衝撃波面が歪みやすく、衝突速度が小さいと衝撃波面を緩やかにしか曲げられない。

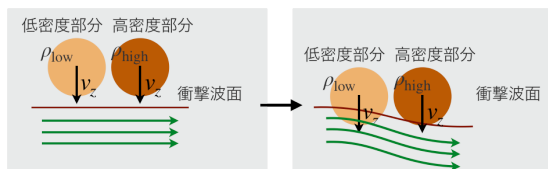


図 5: イメージ図。衝突速度が大きいほど高密度部分と低密度部分のラム圧の差が開くため、衝撃波面を曲げやすい。これに付随して磁場も曲がりやすくなる。

衝撃波面を強く曲げることができるとフィラメント形成に必要なガスの流れを誘起することができる。斜め衝撃波を考えよう。衝撃波面と上流の速度ベクトルのなす角が 90 度であれば、上流の速度は著しく減速される。一方、衝撃波面と上流の速度ベクトルのなす角が 0 度に近いときであれば、上流の速度はあまり減速されない。衝撃波面を介して減速されるのは衝撃波面に垂直な速度成分のみであるからであ

る。衝突速度が小さく衝撃波面があまり曲がらないときは前者に近く、衝突速度が大きく衝撃波面がよく曲がるときは後者に近い。すると、衝突速度が小さいときはフィラメントを作るような流れが弱くなり、ガスをフィラメント状にするには閉じ込めが弱すぎる。よって、フィラメントというよりは、もっと短軸方向に広がったような構造が形成される。この構造が自己重力不安定性によって潰れることでフィラメント状の構造が形成されたと考えられる。

5 Conclusion

本研究では、星形成の初期条件を決めるフィラメントの形成について 3 次元磁気流体シミュレーションによって調べた。フィラメントは分子ガスと超音速流の衝突によって形成されることが分かっている (Inoue & Fukui 2013)。そこで今回私は衝突速度が異なる二つのシミュレーションを実行することで、衝突速度が与えるフィラメント形成への影響を調べた。衝突速度が大きいときはこれまでの研究 (cf., Inoue & Fukui 2013, Inoue et al. 2018) と同じ過程でフィラメントが形成されていたが、衝突速度が小さいときは衝撃波の存在がありながらも、重力収縮によるフィラメント形成過程が見られた。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、共同研究者である井上剛志 准教授、犬塚修一郎 教授をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの助言をいただき大変お世話になりました。またこのような研究発表の機会を設けてくださった夏の学校事務局の皆様に感謝申し上げます。

Reference

- André, Ph. et al. 2010 arXiv:1005.2618
- Inoue, T. et al. 2018, PASJ, 70S, 53I
- Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, APJ, 774, 31
- Matsumoto, T. 2007, PASJ, 59, 905

a2

野辺山 45m 望遠鏡を用いたアンモニア
マッピングサーベイプロジェクト

KAGONMA: W33 について

鹿児島大学 理工学研究科

村瀬 建

野辺山 45m 望遠鏡を用いたアンモニアマッピングサーベイプロジェクト KAGONMA: W33 について

村瀬 建 (鹿児島大学 理工学研究科)

Abstract

我々のグループでは、分子雲での温度分布を手掛かりとした分子雲内での星形成の解明のため、大質量星形成領域 W33 に対して NH_3 (1,1)–(3,3) と水メーザーの計 4 輝線でマッピングした。回転温度の見積もりでは、観測領域の東西で温度勾配が見られた。コンパクト HII 領域が付随している W33 main において、輝度強度比 $R_{(3,3)/(1,1)}$ が周辺の観測点より卓越していた。これは、付随している HII 領域を背景とした吸収線の影響が NH_3 (1,1), (2,2) のみに現れているためであると結論づけた。スペクトルの線幅に着目し、 NH_3 (1,1), (2,2) の吸収線と NH_3 (3,3) の輝線を比較したところ、スペクトルの線幅が一致する。 NH_3 (3,3) 輝線は、 NH_3 (1,1), (2,2) 輝線より分子雲の内部をトレースしている可能性が報告されている (Urquhart et al. 2011)。したがって、本結果は、 NH_3 の吸収線は分子雲内部の物理状態をトレースしていることを示唆する。

1 Introduction

アンモニア分子は周波数 23 GHz に多数の反転遷移線を示す星間物質である。臨界密度が $10^4 \sim 10^6$ 個 cm^{-3} と高いため、高密度の分子ガストレーサーとして用いられる。アンモニア分子輝線の強度比から推測できることは、分子雲のガス温度である。これまでアンモニア分子輝線を用いた多くの研究では、高密度の分子雲コア付近の狭い領域を対象とし、分子雲全体にわたる観測、議論は数少なかった。そこで、我々のグループでは野辺山 45m 銀河面サーベイプロジェクトで得られた C^{18}O ($J=1-0$) データから分子雲を同定し、アンモニア分子輝線によるマッピングサーベイを行なっている。また、アンモニア分子輝線は 23 GHz と分子輝線としては低い周波数に遷移を持つことから、連続波を背景とした吸収線を検出することができる分子輝線である (Urquhart et al. 2011; Wilson et al. 1978)。

W33 は、距離 2.4 kpc にある大質量星形成領域である (Immer et al. 2013)。本領域にはコンパクト HII 領域や、 H_2O maser が存在し、様々な進化段階の星形成領域が混在していることが報告されている (Immer et al. 2014)。本研究の目的である温度を手掛かりとした星形成の解明、HII 領域による吸収線を調べることに適した天体である。

2 Observations

W33 main, W33 A を含む 10×10 分角の領域に対して、 NH_3 (1,1)–(3,3) と H_2O maser の合計 4 輝線を野辺山 45m 宇宙電波望遠鏡を用いて観測した。期間は 2016 年 12 月から 2019 年 4 月である。観測データは、ON 点と OFF 点を交互に観測するポジション・スイッチ法で得られた。ON 点は計 265 点である。23 GHz でのビームサイズは 75 秒角で、2.4 kpc の距離では 0.87 pc に相当する。ポインティングは既知の H_2O maser 源を用いて 5 秒角の精度を達成した。典型的なシステム雑音温度は 100 K \sim 300 K であった。アンテナ温度はチョッパー・ホイール法を用いて校正した (Kutner & Ulich 1981)。本集録では輝度をケルビン表記のアンテナ温度で示す。

本観測では冷却 HEMT 受信機 H22 と、デジタル分光器 SAM45 を用いた。各輝線に対する観測周波数帯域は 62.5 MHz であり、周波数分解能は 15.26 kHz であった。S/N の向上のため、得られたデータは 2ch binding した。これにより、典型的な rms ノイズレベルは 0.035 K を達成した。速度分解能は 0.39 km s^{-1} である。データ整約には Nobeyama Radio Observatory (NRO) のデータ解析用ソフト java NEWSTAR を用いた。

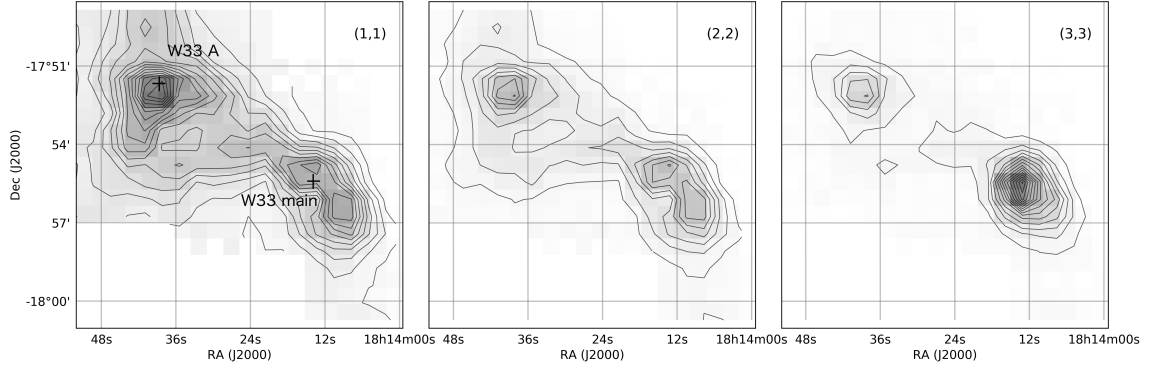


図 1: 各 NH_3 の積分強度図。コントアの間隔は $0.7 \text{ K km s}^{-1} (20\sigma)$ である。

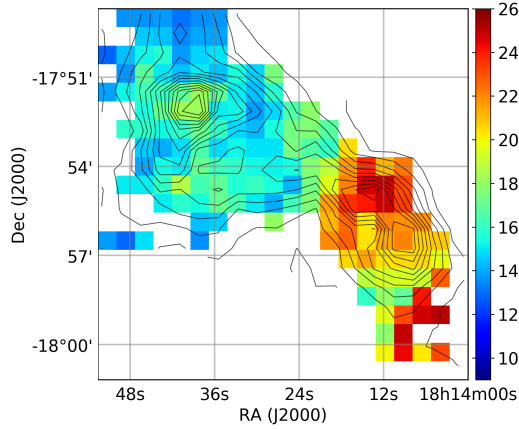


図 2: 回転温度の分布図。カラスケールは回転温度 T_{rot} 、コントアは NH_3 (1,1) の積分強度を示す

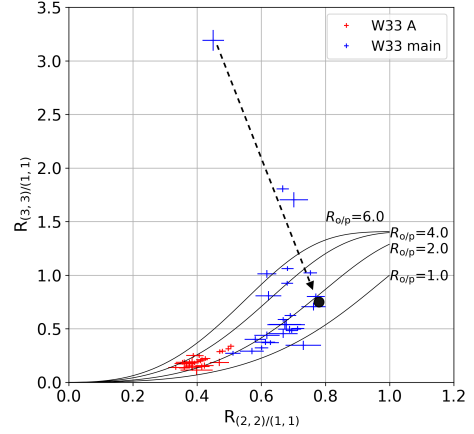


図 3: 輝度強度比 $R_{(2,2)/(1,1)}$, $R_{(3,3)/(1,1)}$ 相関図。

3 Results

図 1 に各 NH_3 輝線の積分強度図を示す。積分速度範囲は $32.0 - 40.0 \text{ km s}^{-1}$ である。 NH_3 (1,1) – (3,3) 輝線の積分強度図から、W33 main と W33 A にクランプを得た。W33 main について NH_3 (1,1), (2,2) 輝線では 2 分角離れた 2 つのクランプとみなせるが、 NH_3 (3,3) 輝線では 1 つのクランプに見える。輝線によって分布が異なることがわかる。

NH_3 の観測結果から各観測点について物理量を導出した。Ho & Townes (1983) から、 NH_3 (1,1) の超微細構造線の強度比から光学的厚み τ を見積もる式を以下に記す。

$$\frac{T_A^*(\text{main})}{T_A^*(\text{sate})} = \frac{1 - \exp(-\tau(1, 1, m))}{1 - \exp(-a\tau(1, 1, m))} \quad (1)$$

ここで、係数 a は main line と satellite line の光学的

厚みの理論比であり、inner satellite line では 0.278、outer satellite line では 0.222 を使用した (Mangun et al. 1992)。また、光学的厚みと、 NH_3 (1,1), (2,2) の強度比から回転温度 T_{rot} を得る。

$$T_{\text{rot}} = -41.5 / \ln \left(\frac{-0.282}{\tau(1, 1, m)} \times \ln \left[1 - \frac{\Delta T_A^*(2, 2, m)}{\Delta T_A^*(1, 1, m)} \times [1 - \exp(-\tau(1, 1, m))] \right] \right) \quad (2)$$

図 2 に回転温度マップを示す。観測領域において温度範囲は $T_{\text{rot}} = 12 - 25 \text{ K}$ となった。観測領域の西側から東側にかけて温度勾配を確認できた。

4 Discussion

ここからの議論は主に温度が高く見積もられた W33 main について行う。

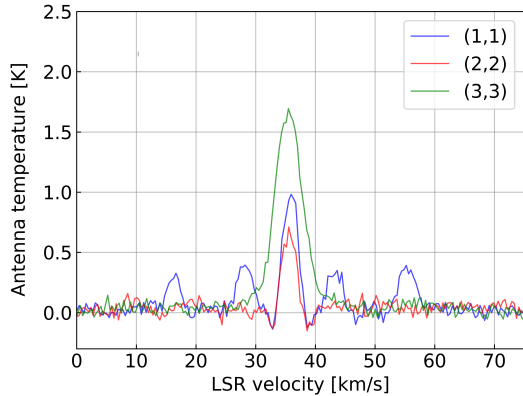


図 4: 吸収線を含む NH₃ スペクトル (W33 main)

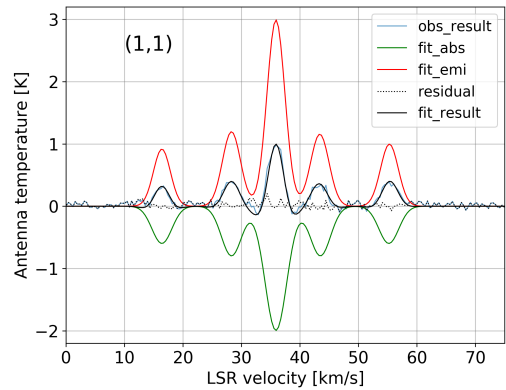


図 5: プロファイルのガウシアンフィット結果。NH₃ (2,2) に対しても同様に行った

4.1 輝度強度相関図

各 NH₃ 輝線 3 σ 以上の検出がされた観測点について、輝度強度比 $R_{(2,2)/(1,1)}$ と $R_{(3,3)/(1,1)}$ の相関図を作成した (図 3)。アンモニア分子には、水素原子のスピンの揃っているパラ型と、スピンの揃っていないオルソ型が存在する。Nagayama et al. (2009) では、回転温度 T_{rot} とオルソ・パラ比 $R_{\text{o/p}}$ をパラメータとして、 $R_{\text{o/p}}$ を一定とした曲線を $R_{(2,2)/(1,1)} - R_{(3,3)/(1,1)}$ 上にプロットした。今回、パラメータに光学的厚みを加え議論した。図 3 では、光学的厚みを観測領域の平均値 $\tau = 1.24$ とし、 $R_{\text{o/p}} = 1, 2, 4, 6$ のときの曲線をプロットした。図 3 から $R_{\text{o/p}} = 2 \sim 4$ で分布することが示された。

W33 main では $R_{(3,3)/(1,1)}$ の値が非常に大きい観測点があくつか存在する。これらの観測点については、次節に説明する吸収線の影響とみられる。吸収線の影響を考慮すると、 $R_{\text{o/p}} = 2$ 付近にプロットできることが確認できた (図 3 黒丸、矢印)。 $R_{(3,3)/(1,1)}$ が特に大きくなった観測点の付近で $R_{(3,3)/(1,1)}$ が大きくなる傾向がみられた。これらの観測点でのプロファイルにも同様に、吸収線による影響が出ていると考えられる。よって、W33 全体の $R_{\text{o/p}}$ は 2~4 であると推測される。

4.2 W33 main における吸収線

本観測では、コンパクト HII 領域 G12.8-0.2 を含む観測点において、NH₃ (1,1), (2,2) が窪んでいる

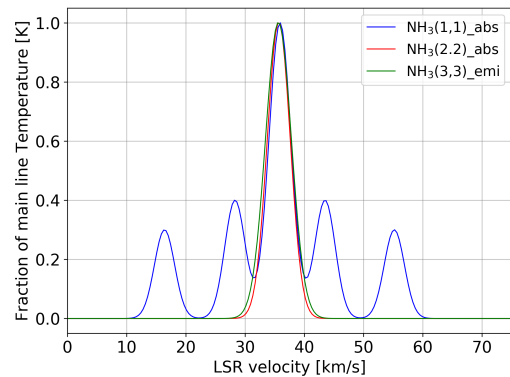


図 6: NH₃ (1,1), (2,2) の吸収線と (3,3) の輝線の比較。

プロファイルを得た (図 4)。これは、輝線と HII 領域を背景とした吸収線が同じピーク速度を持つため重なって見えていると推測した。また、Green Bank Telescope による該当領域の観測では、より吸収線の影響が大きいプロファイルを得ている (Urquhart et al. 2011)。GBT の観測の方が空間分解能が良いことから、吸収線を起こしている領域は野辺山 45m 鏡のビームサイズに比べて小さい領域であることがわかった。輝線と吸収線を分離するため、各成分に対してガウシアンフィットを行なった (図 5)。フィッティングの際、輝線と吸収線のピーク速度を同じとし、吸収線の線幅を輝線に比べて広くすると良いフィッティング結果を得た (図 5 黒実線)。この結果を用いて、スペクトル線幅の比較を行った。その結果、NH₃ (1,1), (2,2) の吸収線と (3,3) の輝線の線幅が一致することがわかった (図 6)。Urquhart et al. (2011) では、大質量星形成領域に対して NH₃ 分子輝線を用い

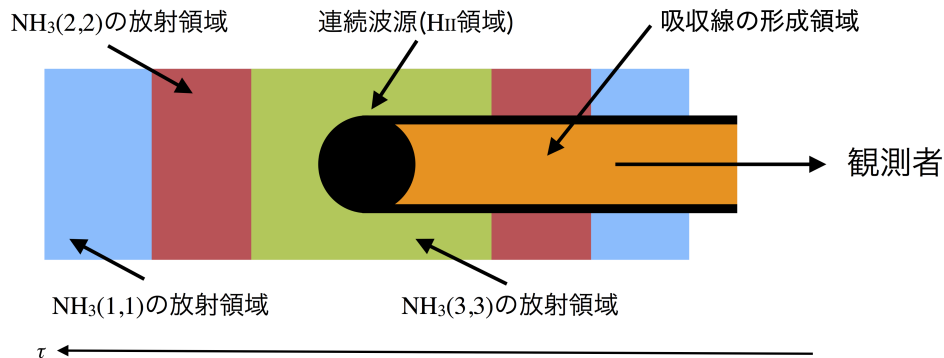


図 7: 本観測結果を説明する分子雲構造モデルの概略図

たサーベイを行い、 NH_3 (3,3) 輝線の線幅が (1,1) 輝線に比べて広い傾向を示した。スペクトルの線幅は、スペクトルを放射する分子の運動と関係し、運動が激しくなるほど線幅は広く検出される。このことから、 NH_3 (3,3) は分子雲内部の運動が激しい領域をトレースする可能性を報告した。したがって、今回の結果は、 NH_3 の吸収線は (3,3) 輝線の放射領域と同じ物理状態をトレースしていることを示唆する結果である。

4.3 W33 main の分子雲構造

我々は、W33 main の観測結果を説明する分子雲構造モデルを提案する。図 7 は、図 4 で示した観測点での視線方向における分子雲構造モデルである。

輻射輸送方程式を用いて本観測結果を再現するような現実的なパラメータが存在するか検証を行った。パラメータは各 NH_3 輝線、吸収線の光学的厚み、励起温度、ビーム占有率である。各励起状態の NH_3 分布は本観測の空間分解能 (FWHM \sim 75") より詳細な分布はわからないため 1 観測点の中に一様に分布していると仮定した。つまり、 NH_3 (1,1)-(3,3) のビーム占有率は同じとした。吸収線は 4.2 節からビームサイズより小さい構造とわかっているため輝線のビーム占有率より小さくなる。吸収線の形成領域は図 7 のオレンジ色の領域である。中心とした HII 領域に近づくほど領域の密度、温度が大きくなると仮定した。したがって、 NH_3 (3,3) 輝線の励起温度は、励起状態が低い輝線に比べて大きくなる。また、吸収線の励起温度については、線幅の議論から (3,3) 輝線と

同じ物理状態である可能性があるため、励起温度を (3,3) 輝線と同じとした。光学的厚みについては、各 NH_3 分子の吸収係数を同じとし、構造モデルの視線方向に光学的厚みの軸を取った。本分子雲構造モデルでは、HII 領域を中心として視線方向に対称な構造を仮定している。よって、吸収線の光学的厚みは輝線の半分とした。これらの条件下で観測から得られた物理量を元に具体的なパラメータの組み合わせを検証した結果、観測結果を再現するような組み合わせが存在することが確認できた。

今後 VLA データを用いて輝線、吸収線のより詳細な分布を調べることで本モデルの検証を行う予定である。

Reference

- Cheung, A. C., Rank, D. M., Townes, C. H., et al. 1969, *ApJ*, 157, L13
- Ho, P. T. P., & Townes, C. H. 1983, *ARA&A*, 21, 239
- Immer, K., Reid, M. J., Menten, K., et al. 2013, *A&A*, 553, A117
- Immer, K., Galván-Madrid, R., König, C., et al. 2014, *A&A*, 572, A63
- Kutner, M. L., & Ulich, B. L. 1981, *ApJ*, 250, 341
- Nagayama, T., Omodaka, T., Handa, T., et al. 2009, *PASJ*, 61, 1023
- Mangum, J. G., Wootten, A., & Mundy, L. G. 1992, *ApJ*, 388, 467
- Takano, S., Nakai, N., & Kawaguchi, K. 2002, *PASJ*, 54, 195
- Urquhart, J. S., Morgan, L. K., Figura, C. C., et al. 2011, *MNRAS*, 418, 1689
- Wilson T. L., Bieging J., & Downes D. 1978, *A&A*, 63, 1

a3

深層学習による分子雲コア解析

名古屋大学大学院 理学研究科

吉田 大輔

深層学習による分子雲コア解析

吉田 大輔 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星は分子雲中に存在する分子雲コアと呼ばれる高密度領域が重力的に収縮することで形成されると考えられており、質量毎の形成頻度分布である星の初期質量関数 (IMF) と分子雲コアの質量分布関数 (CMF) の類似性が長年議論されている。CMF は分子雲コアから星への進化過程を知る上で重要であると考えられており、観測の発展とともに CMF の精密化も進みつつある。しかし、太陽質量程度の部分に比べて大質量側は依然としてエラーバーが大きいのが現状である。この理由として、大質量星は太陽質量程度星に比べて寿命が短い上に形成頻度が低いことが挙げられる。CMF のエラーバーを小さくするには大質量コアの観測数を大幅に多くすることが要求されるため、非常に大きな領域のサーベイ観測データを解析し、コアの同定と各々の質量測定が必要となる。そこで、我々は FUGIN プロジェクトで得られた数 kpc に及ぶ銀河系の大規模観測データに注目し、深層学習という最新技術を用いてこの画像の解析を目指す。

今回は FUGIN 画像解析に向けた深層学習の解析方法の開発と性能のテストとして Orion A 領域に深層学習を用いた解析を行った。この領域は星形成が活発で、多くの分子雲コアが観測されてカタログにまとめられている。この領域において、開発した深層学習の手法の性能と有用性についてまとめ、FUGIN データ解析に繋げる議論をする。

1 Introduction

主系列星は分子雲コアと呼ばれる天体がもとになって生成されると考えられている。まず分子雲コアが重力的に収縮して原始星と呼ばれる段階になり、その原始星がさらに重力収縮することで主系列星に至ると考えられている。このように分子雲コアと主系列星は密接に関係していると考えられており、両者の関係性を議論する際には、質量分布関数が用いられることがある。図 1 に示す曲線がそれぞれ星の分布関数 (Initial Mass Function, 以下 IMF) と分子雲コアの分布関数 (Core Mass Function, 以下 CMF と表記) である。この関数を見ると形状が類似していることが見て取れる。

この両者の関数を精密化することができると、分子雲コアから主系列星に至るまでの進化過程に関する理論的研究に様々な制限を加えることにつながると考えられる。特に、大質量星の形成過程は太陽質量星に比べて不明瞭な点が多く、CMF の研究から得られる情報は大きな意味を持つと言える。しかし、CMF の大質量側に注目をすると、太陽質量程度に比べてエラーバーが非常に大きくなっていることが見てと

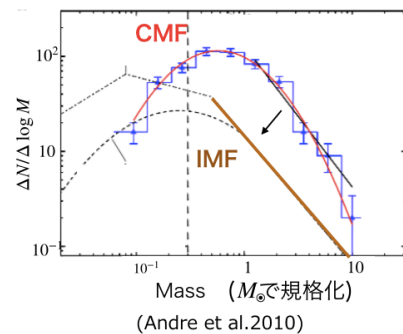


図 1: 主系列星の質量分布関数 (IMF) とコアの質量分布関数 (CMF)

れ、理論に制限を与えるには不十分な精度になっている。この大きな理由として、解析された領域内での大質量コアの形成頻度が小さく、個数自体が少ないことが挙げられる。そのため、エラーバーを小さくするには従来解析されてきた領域よりも広い範囲を解析し、大質量コアの観測数自体を多くすることが求められる。

そこで我々は、従来の広さを超える広さを持つデータとして FUGIN (FOREST unbiased Galactic plane

imaging survey with the Nobeyama 45 m telescope) プロジェクトで得られた画像 (以下、FUGIN 画像) に注目し、この画像を解析することで CMF の精密化に繋げようと考えた。ただしこの FUGIN は以下の

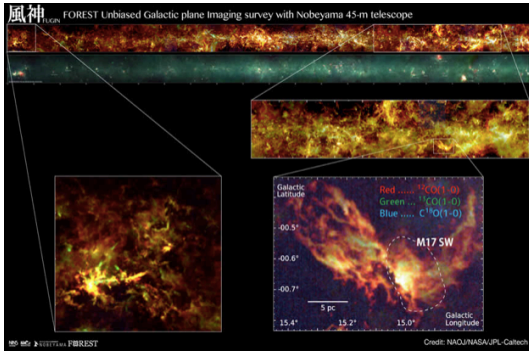


図 2: FUGIN プロジェクトにより得られた画像 (画像は国立天文台より)

2つの理由により解析が困難であると言われている。

- 銀系約 10 から 50 までの広大な範囲を撮影したため、データ量が非常に多い
- 我々に近い天体も遠い天体も混在しているため、解像度の違いが生じている

そのため、我々は深層学習を用いた新しい解析方法を確認し、コアの解析を目指す。本発表では、分子雲コアの解析が済んでいる OrionA 分子雲領域にて行った深層学習の性能評価を中心に議論する。

2 Methods

深層学習のについて軽く触れる。

2.1 内部構造

人間の脳はニューロンが集まってできており、深層学習はそのような人間の脳の構造を模して設計されたプログラムである。深層学習は人工ニューロンという構造が何層も重ねられた構造を持つ。人工ニューロンは入力値 x に対して、非線形関数で変換した出力値 y を出力する構造を持つ。

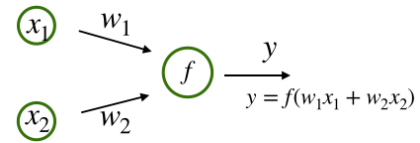


図 3: 人工パーセプトロン

図 3 のような単純な構造の人工ニューロンを例に考えてみる。まず、左の 2 つのニューロンからそれぞれ出力値 x_1, x_2 が右へ入力される。その際、右のニューロンはそれぞれ w_1, w_2 という重みをつけた値として受け取ることになる。そしてこのニューロンは受け取った合計値を何らかの非線形関数 (階段関数、 $\tanh x$ 関数など) で変換した値を出力する。以上が人工ニューロンの構造であり、これが何層も繋がったものが深層学習となる。この深層学習に画像を入力するには、画像 (ピクセルが 2 次元的に広がったもの) を 1 次元的な並びに変えて入力することが多い。より詳しい構造や仕組みについては参考文献等を参照されたい。

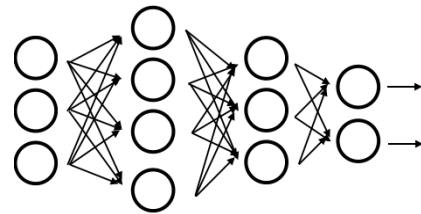


図 4: 深層学習の模式図; 人工ニューロンが並べられた構造をしている

2.2 深層学習による画像判別

深層学習による画像判別とは、同じ種類の画像 (りんご、バナナなど) をたくさん見せ、その画像たちの統計的な共通性を抽出できるように重み (人工ニューロン同士の繋がり) の値を調整することと言える。(この作業を特徴抽出と呼ぶ) このような共通性を見つけさせるための画像のことを教師画像と呼ぶ。共通性を見つけた深層学習の性能を評価するための画像をテスト画像と呼ぶ。深層学習を実装するには以上のような、大きく 2 種類の画像を用意しなくてははいけ

ない。

深層学習のメリットとして、特徴抽出を人間ではなく機械側が模索してくれる点が挙げられる。機械では画像の 1 ピクセル単位での関係性を計算することができるため、人間では気付くことができない特徴を見出してくれる可能性がある。

深層学習による画像判別において、畳み込みニューラルネットワークと呼ばれる手法が用いられることが多く、本研究でもその手法を用いている。この手法は人間の目と脳の認知の仕組みを模した手法であるが、詳細は参考文献を参照されたい。

2.3 OrionA 内の分子雲コア解析への応用

OrionA 分子雲領域は Shimajiri et al.2014 や Shimajiri et al. 2015 によってカタログとしてまとめられているため、このカタログの分子雲コアを再現できるような深層学習を実装することを目指す。shimajiri et al.2015 の分子雲コアのカタログ内には 235 個の分子雲コアが特定されている。このうち、OrionA の右半分にある 100 個のコアを教師画像として用い、左半分の残り 135 個のコアをテスト画像として深層学習に読み込ませる。すなわち、100 個のコアからコアの共通性を認識させ、それを認識した深層学習が初見の画像から何個のコアを見つけ出せるのかを見て性能を評価する。

3 Results

論文のコア 100 個の画像から共通性を認識した深層学習に左半分の領域を見せ、論文のコアの再現度合いを評価する。

3.1 論文の再現の定義について

論文でまとめられているコアを深層学習で再現するという意味を定義する。

まず、論文にはコアそれぞれの中心位置がまとめられている。それらの中心に対して、半径 0.2pc の半径の円を描く。(0.2pc は OrionA のコアの平均半径) この



図 5: 論文のコアを再現できた例とできなかった例

円の内部に深層学習が判定したコアの中心が入っていれば論文のコアを再現できたとみなすことにする。

このような定義のもとで論文のコアを再現できた個数は 135 個中 118 個になった。すなわち、コアの検出率は約 85% と言える。

また、深層学習の性能として、コアでない部分の判定 (誤検出率) が少ないことも重要な要素の 1 つである。すなわち、論文のコア (青丸) の外部にある深層学習の判定 (緑丸) の個数が少ないほど正確な判定をしているということができる。この誤検出率に注目すると、約 20% という結果を得た。言い換えると、約 80% の判定が論文コアの半径 0.2pc 以内に収まるという性能を達成できたことになる。

4 Discussion

今回の実験で再現できたコアの質をヒストグラムにして、135 個の論文のコアと比較する。この図 6 を見ると、大質量側のコアの再現がよくできていることが見て取れる。

5 Conclusion

深層学習という新しい技術を用いて分子雲コアの解析に応用できる可能性を示すことができた。今回は 2D データを用いたが、次は 3D データでもコア解析を行い、FUGIN 画像の解析につなげていきたい。

6 Preference

岡谷貴之, 深層学習 (機械学習プロフェッショナルシリーズ) 深層学習, 講談社

Shimajiri et al. 2014

Shimajiri et al. 2015

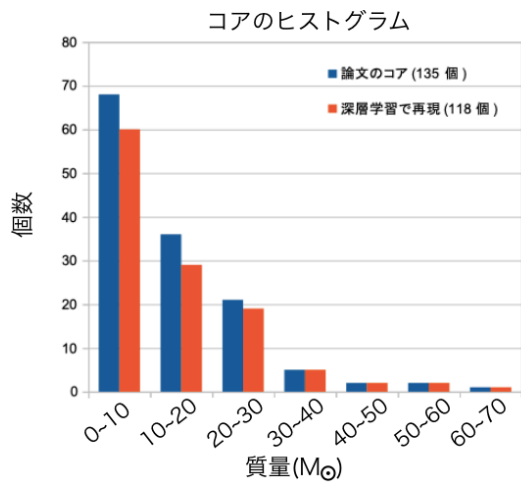


図 6: 論文のコアと深層学習が再現できたコアのヒストグラム; 青が論文のコアで、赤が深層学習で再現できたコア

a4

オリオン A 分子雲の高密度領域内外に
おける高密度コアの質量関数

総合研究大学院大学 物理科学研究科 /

国立天文台 科学研究部

竹村 英晃

オリオン A 分子雲の高密度領域内外における高密度コアの質量関数

竹村 英晃 (総合研究大学院大学 物理科学研究科 / 国立天文台 科学研究部)

Abstract

近傍 (~ 414 pc) の巨大分子雲であるオリオン A 分子雲の野辺山 45m 鏡 (NRO45m) で取得したデータおよび、CARMA+NRO45m 大規模合成データを用いて高密度コアの無バイアスサーベイを行った。データは OMC-1/2/3 から L1641N や V380 Ori までの $1 \times 2 \text{ deg}^2$ をカバーする、高密度領域をトレースする C^{18}O ($J=1-0$) 輝線の広域マップである。それぞれのデータに階層構造解析アルゴリズム Dendrogram を適用して、高密度コアを同定した。そして、Herschel-Planck のダスト連続波の観測から求めた H_2 の柱密度より、同定したコアの質量を導出した。次に、ビリアル解析の結果と HOPS カタログを用いて、重力的に束縛された星なしコアを抽出し、コアの質量関数 (CMF) を導出した。さらに、Integral-shaped Filament (ISF) の内外で同定したコアを分類し、それぞれの CMF を導出した。NRO45m データおよび合成データで同定したすべてのコアにおける CMF は、いずれも大質量側で Salpeter の星の初期質量関数 (IMF) に似たベキを持つ。一方、CMF はそれぞれ $\sim 1.7 M_\odot$ 、 $\sim 0.5 M_\odot$ で最大値を取り、分解能が異なるデータにおける CMF が異なる折れ曲がりの質量を持つ。特に、NRO45m データを用いて導出した、ISF に沿ったコアの CMF は全体のコアの CMF と似たベキを持つが、折れ曲がりの質量は、全体の CMF とは異なり $\sim 5.4 M_\odot$ である。しかし、人工的なコアを用いて求めたコアの検出確率を用いて CMF を補正したところ、折れ曲がりの質量が変化した。また、合成データを用いて導出した ISF に沿ったコアの質量関数は、全体のコアに対する CMF と似た形状を持つ。以上の結果より、CMF は大質量側で Salpeter の IMF に似たベキを持つが、折れ曲がりはコアを十分に分解・同定できていない効果により生じたものである可能性が高いことが示唆される。

1 Introduction

星は分子雲の中に点在する高密度コアで誕生し、その進化過程は誕生時の星の質量に強く依存する。したがって、星の形成過程を理解する上で、分子雲から高密度コアが形成される過程を理解することが大切である。質量はコアの基本的な性質であり、その質量関数 (CMF) はコアの形成過程や進化過程を探る手がかりになると期待される。CMF は、どのような質量を持つコアがいくつ存在するかを示した関数であり、大質量側を直線で近似したときのベキと、最大値を取る質量 (折れ曲がりの質量) で特徴付けられる。近傍の星形成領域に対する先行研究では、数 M_\odot で折れ曲がり、大質量側で Salpeter の IMF のベキ (Salpeter 1955) と同じベキを持つ、星の初期質量関数 (IMF) と似た特徴の CMF が多数報告されてきた (e.g., Motte et al. 1998; Alves et al. 2007)。このことから近傍の小質量星形成領域のコア内の星形成効率率は質量によらず一定であると解釈されてきた。

一方、大質量星形成領域 W43 に対する ALMA の観測では、それまでの観測とは異なり、IMF よりも緩やかなベキを持つ CMF が発見された (Motte et al. 2018)。このように、CMF 自体の性質、そして CMF と IMF との関係は未だ解明されておらず、その問題の解明のためにはさらなる観測が必要である。

2 Observations and Data

2.1 C^{18}O ($J=1-0$) Data

近傍 (~ 414 pc) の巨大分子雲である、オリオン A 分子雲の NRO45m データ (Nakamura et al. 2019) と CARMA+NRO45m 大規模合成データ (Kong et al. 2019) を用いて、高密度コアのバイアスサーベイを行った。いずれも、OMC-1/2/3 から L1641N や V380 Ori までの $1 \times 2 \text{ deg}^2$ をカバーする、 C^{18}O ($J=1-0$) 輝線の広域マップである。観測諸元を 1 に示す。

表 1: 観測諸元

	NRO45m	CARMA+NRO45m
望遠鏡	NRO45m	CARMA+NRO45m
輝線	C ¹⁸ O (J=1-0)	
周波数	109.78 GHz	
角分解能	26.''4	8''
空間分解能	~ 10000 AU	~ 3300 AU
速度分解能	0.1 km s ⁻¹	
Rms ノイズ	0.33 K	0.70 K

2.2 H₂ Column Density Data

Herschel-Planck のダスト連続波の観測から求めた、H₂ の柱密度のマップ (Lombardi et al. 2014) を用いて同定したコアの質量を導出した。なお、250 μm のデータを用いて分解能が 16'' のデータを作成し、各 C¹⁸O のマップに合わせて regrid したデータを用いた。

2.3 Catalog of Young Stellar Objects

同定したコアから星なしコアを抽出するために、Herschel Orion Protostar Survey (HOPS, Furlan et al. 2016) カタログを用いた。このカタログには、92 個の Class 0 天体および、125 個の Class I 天体が含まれている。

3 Core Properties

3.1 Core Identification

2 つの C¹⁸O (J=1-0) の 3 次元 cube データにそれぞれ、階層構造解析アルゴリズム Dendrogram (Rosolowsky et al. 2008) を適用した。その結果に対して、ピークの強度と各 ch ごとのサイズについて閾値を設けることにより、ノイズの影響を除去した。そして、その結果と HOPS カタログと対応させて星なしコアを抽出した。さらに、Dendrogram で同定された階層構造を用いて Integral-shaped Filament (ISF) の内外に位置するコアを分類した。

3.2 Derivation of the Core Physical Quantities

コアの半径 R_{core} と線幅 dV_{core} はそれぞれ、Dendrogram で計算した、天球面上に射影されたコアの面積 A と速度分散 v_{rms} から次のように算出した。

$$R_{\text{core}} = \left(\frac{A}{\pi} \right)^{1/2} \quad (1)$$

$$dV_{\text{core}} = 2\sqrt{2\ln 2} v_{\text{rms}} \quad (2)$$

そして、ビリアル質量とビリアル比はそれぞれ

$$M_{\text{vir}} = 210 \left(\frac{R_{\text{core}}}{\text{pc}} \right) \left(\frac{dV_{\text{core}}}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 M_{\odot} \quad (3)$$

$$\alpha_{\text{vir}} = \frac{M_{\text{vir}}}{M_{\text{core}}} \quad (4)$$

で求め、 $\alpha_{\text{vir}} < 1$ のコアを重力的に束縛されたコアとた。図 1 に高密度コアの同定結果を示す。

4 Core Mass Functions

同定したコアに対する CMF を図 2 に示す。図 2(a) より、NRO45m データを用いて導出した CMF はいずれも (1) 大質量側でべき乗則に従う形状をしており、そのべきは Salpeter の IMF と似ていること、(2) 折れ曲がりの質量が異なり、ISF の内側ではより大質量側で最大値をとることがわかる。そして、その特徴は (Ikeda et al. 2009) で報告された CMF の特徴とよく一致する。

CARMA+NRO45m 合成データを用いて導出した CMF については、図 2(b) より、(1) いずれの CMF も類似した特徴を持ち、大質量側では Salpeter の IMF に似たべきを持つこと、(2) ISF の内側の CMF は折れ曲がり付近でべきが緩やかになること、(3) NRO45m データにおける CMF の折れ曲がりの質量とは異なり、より小質量側で折れ曲がりを持つことがそれぞれわかる。

4.1 Detection Probability

コア同士が重なっており個々のコアを分解して同定できない効果 (confusion, overlap Ikeda et al. 2007)

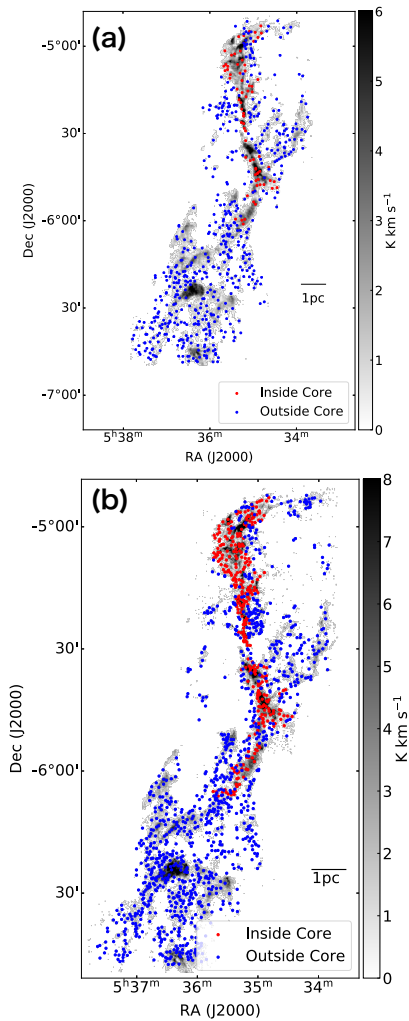


図 1: (a)NRO45m データ、(b)ARMA+NRO45m 合成データを用いて同定した、重力的に束縛された星なしコアを $C^{18}O$ ($J=1-0$) 輝線の積分強度図にプロットした図。赤色と青色のコアはそれぞれ ISF の内側と外側のコアを示している。NRO45m データでは、重力的に束縛された星なしコア、そのうち ISF の内側と外側にあるコアはそれぞれ 611 個、73 個、538 個である。合成データではそれぞれ 1410 個、331 個、1079 個である。なお、ISF の内外の境界は Dendrogram を用いて、3 元空間内で決定した。

や、軽いコアを見落としている効果を考慮するため、検出確率の推定を行なった。折れ曲がり以下の各質量 bin についてサイズ、質量を固定した人工的なガウシアンコアを 1 つ観測データに埋め込んで、そのコ

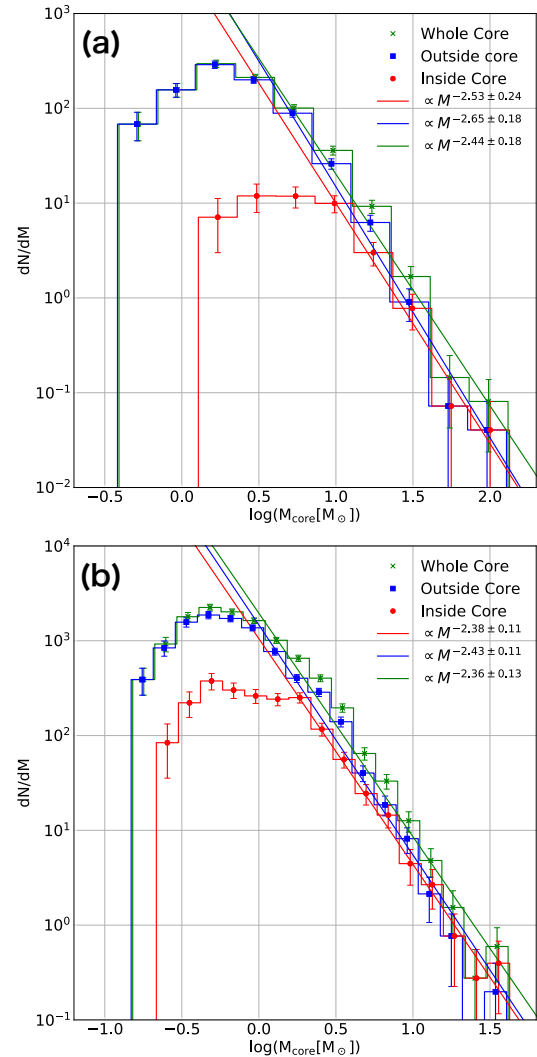


図 2: (a) NRO45m データ、(b) CARMA+NRO45m 合成データを用いて同定したコアに対する CMF。赤色と青色の CMF は図 1 と同じであり、緑色の CMF は全体のコアに対する CMF である。エラーバーは統計的な誤差である \sqrt{N} を表しており、 N は各 bin のコアの個数である。また、いずれの CMF も本同定手法で検出できる最小の質量である検出限界よりも質量が大きい側にある。

アが検出されるかを調べた。この作業を ISF の内外に対してそれぞれ、CMF の各質量 bin に対して 100 回ずつ行い、検出確率を求めた。

4.2 Compensation of CMFs

まず、各質量 bin のコアの個数を検出確率で割り、confusion 等により、小さい質量のコアが検出されない効果を補正した CMF を導出した。さらに、コアの軸比やサイズ、線幅の観測結果から大きいコアと小さいコアの間の confusion が主であると考えられるので、その効果を補正した。その結果、元の CMF とは異なる折れ曲がりの質量を持つ CMF が導出された。このことから、CMF の折れ曲がりは confusion 等の効果によって生じた可能性があることがわかった。さらに、confusion の影響が大きい領域では、複数のコアをまとめて一つのコアとして同定してしまうことにより、コアの質量が実際よりも大きく見積もられている可能性が考えられる。この効果を、(Ikeda et al. 2007) のモデルを用いて補正した。検出確率を用いて補正した CMF と観測した CMF の差を、confusion によって大質量側の bin に移動した質量の合計とし、その質量を (Ikeda et al. 2007) のモデルを用いて大質量側の bin から小質量側の bin へ移動させた。そして、再び CMF を導出した。

4.3 Possible Origins of the Turnover

CMF の折れ曲がりが存在する場合、その物理的な要因として、ジーンズ不安定性 (Larson 1985) や磁場の影響が考えられる。しかし、本研究では CMF の折れ曲がりを有意に検出することはできなかった。そのため、CMF の折れ曲がりの有無やその要因の議論には、ALMA 等を用いたさらに質量分解能の良い観測が必要となる。

5 Conclusions

- (1) オリオン A 分子雲において、分解能の異なる C¹⁸O (J=1-0) 輝線の 2 つの広域マップを用いて高密度コアの無バイアスサーベイを行った。
- (2) 導出した CMF はいずれも IMF に類似した形状を持つ。
- (3) 分解能の異なるデータから導出した CMF は異なる質量で折れ曲がりを持つものの、似たベキを持つ。なお、このように分解能の異なるデータより CMF を

導出して比較した例はほとんどない。

- (4) 検出確率等の補正をした CMF は観測された CMF と異なる質量で折れ曲がりを持つため、CMF の折れ曲がりは confusion 等の影響によって生じた可能性が高いと考えられる。
- (5) 本研究によって、CMF の折れ曲がりは検出できなかった。CMF の折れ曲がりの有無を調べるためには、さらに質量分解能の良いデータが必要である。

Acknowledgement

本研究は、中村文隆氏、Patricio Sanhuezas 氏、石井峻氏 (国立天文台)、島尻芳人氏 (鹿児島大学) および、星形成レガシーチーム、CARMA Orion Project との共同研究によって行われたものです。特に、中村文隆氏には多くのご指導をいただきました。さらに、総合研究大学院大学、国立天文台科学研究部からご支援をいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。また、高密度コアの同定や検出確率の導出等の解析には、国立天文台の多波長データ解析システム (ADC) を使用しました。

Reference

- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, *A&A*, 462, L17
- Furlan, E. et al. 2016, *ApJS*, 224, 5
- Norio, I., Sunada, K., & Kitamura, Y. 2007, *ApJ*, 705, 95
- Norio, I., & Kitamura, Y. 2009, *ApJ*, 665, 1194
- Kong, S. et al. 2018, *ApJ*, 236, 25
- Larson, R. 1985, *MNRAS*, 214, 379
- Lombardi, M. et al. 2014, *A&A*, 566, A45
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Motte et al. 2018, *NatAs*, 2, 478
- Nakamura, F. et al. 2019, *PASJ*, in press
- Rosolowsky, E. et al. 2008, *ApJ*, 679, 1338
- Salpeter, E. 1955, *ApJ*, 121, 161

a5

ミニハロー内における乱流の増幅
甲南大学大学院 自然科学研究科
東 翔

ミニハロー内における乱流の増幅

東 翔 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

宇宙で最初に作られた恒星である初代星 (PopIII) はミニハロー内にある水素とヘリウムのみからなるガス雲の重力収縮によって形成されたと考えられている。ミニハロー内の分子雲は乱流状態にあり、その乱流は星形成過程で重要な役割を担うとされているが、収縮していくコア中で乱流の駆動源やどのような状態にあるかは未だはっきりとはわかっていない。

一方、宇宙論における速度ゆらぎの式において、ガス雲の中心の小スケール領域で重力勾配と圧力勾配が無視できるとすると、速度ゆらぎの渦度はスケールファクターの -2 乗に比例して減衰する。また、初代星形成時の物質優勢な宇宙では、物質の密度はスケールファクターの -3 乗に比例するので、膨張宇宙では速度ゆらぎの渦度は密度の $2/3$ 乗で減衰する。

しかし逆の宇宙膨張、つまり収縮を考えた場合には速度ゆらぎの渦度はスケールファクターの 2 乗で増加する。したがって、収縮過程において小スケールの領域で、速度ゆらぎの渦度は密度の $2/3$ 乗に比例して増幅されると考えられる。

本研究では、AMR+Nbody Code である Enzo (Bryan et al. 2014) を用いて、ミニハロー内にあるガスを模して、ランダムに小さな速度のゆらぎを与えた Bonnor-Ebert 球の重力収縮を計算することにより、中心領域での密度の上昇と速度ゆらぎの成長を追う。また、それにより速度ゆらぎの増幅による乱流の駆動と維持についても議論する。

1 Introduction

近年の多くの宇宙論的シミュレーションにより宇宙で最初に作られた恒星である初代星 (PopI II) はミニハロー内にある水素とヘリウムのみからなるガス雲の重力収縮によって形成されたと考えられている (Yoshida et al. 2006)。またミニハロー内のガス雲は乱流状態にあることがわかっている (Greif et al. 2008)。乱流は初代星の形成において、ガスの分裂や星形成を遅らせるなどの役割を持つ。また、ハロー内の乱流はスモールスケールダイナモの効果によって、初期宇宙の微小な磁場を増幅する可能性がある (Turk et al. 2012)。

しかし、このようにハロー内の乱流が初代星の形成において重要な役割をもつにもかかわらず、その駆動源については未だはっきりとは

わかっていないが、いくつかのシミュレーションによってハロー内の乱流が重力収縮によるガスの圧縮によって増幅されることを示唆されている (Robertson & Goldreich 2012; Turk et al. 2012)。また、乱流の増幅を調べるために計算の解像度が多く必要なことも主張されている。本論文ではミニハロー内のガスを模した Bonnor-Ebert 球 (Bonnor 1956; Ebert 1955) の収縮を高解像度で解くことによって乱流の増幅とその駆動源について調べた。

2 Models & Methods

ガスの収縮での密度の上昇による乱流の増幅を調べるために、初期条件として中心密度 $\rho = 3.34 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ の Bonnor-Ebert Spere の密度プロファイルを持つ等温ガス球を考える。球の

温度は 200 K である。このガス球に波数 k 空間での速度のパワースペクトルが $P(k) \propto k^{-4}$ となる乱流を初期速度場として加える。乱流の速度分散 σ_v は音速 c_s に対してそれぞれ $0.05, 0.1, 0.3$ である。

ガス球の質量は density enhancement factor(Matsumoto & Hanawa 2011) $f = 5.68$ で増幅されており、重力的に不安定になっている。このときの半径は 4.0 pc である。ガスの有効的な断熱係数 $\gamma_{eff} = 1.09$ を用いることでガス内の冷却、加熱過程を近似して解いている。(Omukai & Nishi 1998)

計算には AMR&N-body Simulation Code である Enzo(Bryan et al. 2014) を用いた。高解像度で計算を続けるためにベースグリッドは 128^3 セル、Refinement criterion は $128\text{ cells} \leq \lambda_J$ 、ここで λ_J はジーンズ長である。Maximum Refinement Level は 15 で、最小のセルの長さは約 0.5 AU である。これらの条件で $0.05, 0.1$ のモデルでは中心密度が 10^{-10} gcm^{-3} を超えるまで、 0.3 のモデルでは中心密度が 10^{-11} gcm^{-3} を超えるまでガスの進化を追った。

各モデルのパラメーターを表 1 にまとめた。

表 1: 各パラメーター

中心密度	$3.34 \times 10^{-20}\text{ gcm}^{-3}$
中心温度	200 K
乱流パワースペクトル	$P(k) \propto k^{-4}$
速度分散	$0.05, 0.1, 0.3c_s$
ベースグリッド	128^3
リファインメント基準	$128\text{ cells} \geq \lambda_J$
最大レベル	15

3 Results

シミュレーションによって得られた結果を以下に示す。図 1 はそれぞれのモデルでの計算終了時の中心領域 ($x = y = 50\text{ AU}$) での密度の $z = 0$

面でのスライスを示している。モデルは左からそれぞれ $0.05, 0.1, 0.3$ である。 0.05 のモデルを除いて乱流によって乱された密度分布が見られる。

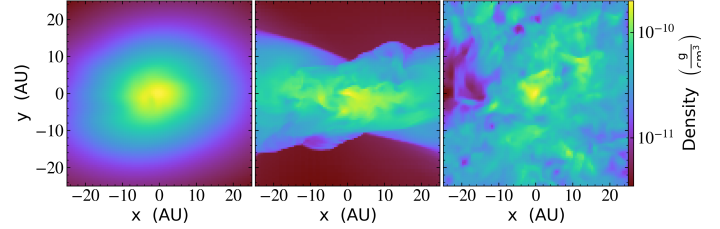


図 1: $z=0$ 平面での密度。モデルは左からそれぞれ $0.05, 0.1, 0.3$

図 2 はそれぞれのモデルでの計算終了時の中心領域 ($x = y = 50\text{ AU}$) での渦度の 2 乗の $z = 0$ 面でのスライスを示している。モデルは左からそれぞれ $0.05, 0.1, 0.3$ である。密度コントラストに対応して渦度の 2 乗の複雑さが見られる。

図 1、図 2 から乱流に渦によって中心部分で密度のコントラストが発生する。密度分布の複雑さや渦の細かさは *Mach* 数の違い依存している。また、 $0.1, 0.3$ のモデルでは乱流によるガスの回転によってガスの球対称性が完全に失われていることがわかる。

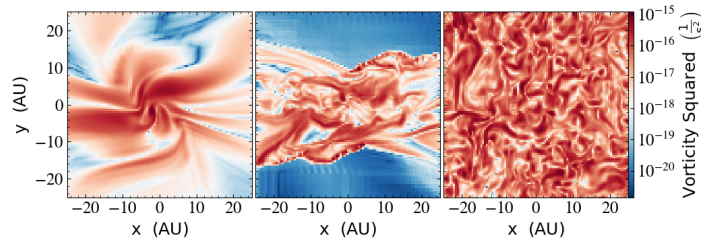


図 2: $z=0$ 平面での渦度の二乗。モデルは左からそれぞれ $0.05, 0.1, 0.3$

図 3 はそれぞれのモデルでの中心密度に対する渦度を示している。渦度は中心密度の 0.3 倍以上の領域で各セルの重さを使った加重平均によって計算されている。これにより密度と渦度に相関があることがわかる。このべきは初期密

度、初期速度分散によらずおおそ 2/3 であり、一様収縮宇宙を仮定した場合の密度と渦度の相関と一致している。しかし、乱流の低波長側へのカスケードによるものであるか、圧縮によって引き起こされるものであるか、どちらであるかの明確な根拠は未だ得られていない。したがってより高密度になるまで計算を続け、さらに乱流スペクトルを調べる等得られたデータに対する解析を行う必要がある。

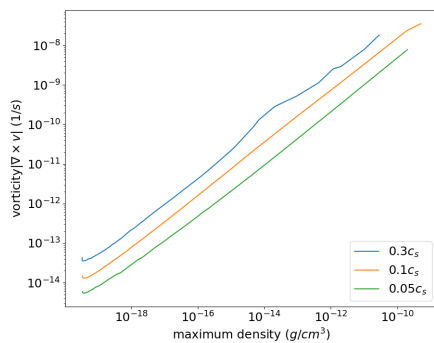


図 3: $z=0$ 平面での渦度の二乗。モデルは左からそれぞれ 0.05, 0.1, 0.3

4 Conclusion

本研究ではミニハロー内の分子雲コアを模した Bonnor-Ebert 球に弱い乱流を加え、その収縮を計算することによって乱流の駆動源を調べた。結果として未だ明確な乱流の駆動源はわからなかった。今後より詳細な解析と長時間計算によって乱流の駆動源と分子雲コア内部で起こる物理現象について調べていきたい。

Reference

- Bonnor, W. B. 1956, MNRAS, 116, 351
- Bryan, G. L., Norman, M. L., O’Shea, B. W., et al. 2014, ApJS, 211, 19

- Ebert, R. 1955, Z.Astrophys, 37, 217
- Greif, T. H., Johnson, J. L., Klessen, R. S., & Bromm, V. 2008, MNRAS, 387, 1021
- Matsumoto, T., & Hanawa, T. 2011, ApJ, 728, 47
- Omukai, K., & Nishi, R. 1998, ApJ, 508, 141
- Robertson, B., & Goldreich, P. 2012, ApJL, 750, L31
- Turk, M. J., Oishi, J. S., Abel, T., & Bryan, G. L. 2012, ApJ, 745, 154
- Yoshida, N., Omukai, K., Hernquist, L., & Abel, T. 2006, ApJ, 652, 6

a6

大質量連星形成と連星間距離の解析的
研究

九州大学大学院 地球惑星科学専攻
原田 直人

大質量連星形成と連星間距離の解析的研究

原田 直人 (九州大学大学院 地球惑星科学専攻)

Abstract

連星の多くは大質量 ($> 10 [M_{\odot}]$) かつ近接 ($< 1 [AU]$) した系であることが観測により明らかになっている一方、その形成過程は未解明のままである。近接連星系を形成するには連星にもたらされる角運動量を抑制する必要があり、磁気制動が有力なメカニズムだと考えられる。連星形成に関する先行研究は数多く行われているが、それらは分子雲コアの収縮から分裂直後までしか追えていないか、分裂後を初期条件としてガス降着期の連星進化を解析したものであり、一貫した連星間距離の進化を調べたものはない。本研究では、分子雲コアの収縮からガス降着段階までの一貫した長時間進化をシンクを用いた三次元 MHD 計算により調べた。その後、シンクに流入したガスの物理量を連星系のものとみなすことで、連星間距離を解析的に見積もった。その結果、磁場がない場合に比べ、磁場がある場合には連星間距離が 1 桁以上小さくなることがわかった。また、連星間距離が α と θ に依存するという結果も得られた。さらに、あるパラメータ条件では連星表面が接触する距離 ($\sim 1 [AU]$) まで近接することがわかった。これらの結果は、磁気制動による角運動量輸送が大質量近接連星の形成において重要な役割を果たす可能性を示唆している。

1 Introduction

現在までに観測されている連星は、大質量 ($> 10 [M_{\odot}]$)・近接 ($< 1 [AU]$)・等質量連星という特徴を持っている (Duchêne & Kraus 2013)。このような系は、近年の重力波観測によって捉えられた連星ブラックホール合体の起源と成り得る重要な天体である。しかし、分子雲コアからどのような過程を経て最終的に近接連星系となるのかは未だ明らかでない。

近接連星系が形成されるためには、系に持ち込まれる角運動量が制限されなければならない。角運動量を輸送する手段として有力な手立ては磁気制動であり、その効果を正確に知るには磁気流体計算 (MHD 計算) を行う必要がある。連星形成の MHD シミュレーションを行った先行研究はいくつもあるが、そのほとんどは分子雲コアからコアの分裂直後までしか追えておらず、連星形成後の連星間距離の進化は不明である (Machida et al. 2008)。近年、Lund & Bonnell (2018) は準解析的な手法 (2.3 参照) を用いることで連星系の長時間降着進化をモデル化し、磁気制動が連星間距離に与える影響を調べた。しかし、この先行研究では連星の種が形成された時点初期条件としていることに加え、磁場の構造を単純化し、

磁気制動の効果はモデル化していた。

本研究では、分子雲コアの収縮からガス降着段階までの一貫した長時間の MHD 計算を行い、連星系の降着進化による連星間距離の進化を見積もった。また、コアの物理的性質が連星間距離にどのような影響を与えるのか調べた。

2 Methods

2.1 Simulation Setup

本研究では、3 次元多層格子法を用いた非理想の磁気流体シミュレーションを行い、一様磁場のもと剛体回転している critical Bonnor-Ebert 球の時間進化を計算した。基礎方程式は次の通りである。

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \\ \rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] \\ \quad = -\nabla P - \rho \nabla \Phi - \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \\ \nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \\ P = P(\rho) \end{cases} \quad (1)$$

t は時間、 ρ は密度、 v は速度、 Φ は重力ポテンシャル、 B は磁場、 η は磁気粘性率、 P は圧力を表す。

本研究では、分子雲コアの物理量のうち、 α ($\equiv E_{\text{therm}}/E_{\text{gra}}$) と初期の磁場と回転軸とのなす角 θ を変化させた 8 つのモデルを考え、それぞれが角運動量輸送にどのような影響をもたらすかを調べた (E_{therm} , E_{gra} はそれぞれ、ガスが持つ熱エネルギーと重力エネルギーを表す)。 α の値は降着率と関係し、 α が小さいほど降着率が大きくなると考えられている。 θ の値は磁気制動の効率を変化させると考えられている。初期条件の内、全モデルに共通の物理量を表 1 に、パラメータとして与えた α, θ の値を表 2 に示す。

$M_{\text{cloud}} [M_{\odot}]$	100
$n_{\text{center}} [\text{cm}^{-3}]$	3.9×10^4
$\beta \equiv E_{\text{rot}}/E_{\text{gra}}$	0.02
$T[\text{K}]$	10(isothermal)
$n_{\text{sink}} [\text{cm}^{-3}]$	10^{10}

表 1: 全モデル共通の初期条件。 M_{cloud} は分子雲 (Bonnor-Ebert 球) の質量、 n_{center} は中心の数密度、 β は重力エネルギーと回転エネルギー (E_{rot}) の比を表している。 n_{sink} については 2.2 で説明する。

Model	α	$\mu \equiv \frac{M/\phi}{(M/\phi)_{\text{crit}}}$	θ
Ap2B00	0.2	∞	-
Ap2T00	0.2	3	0°
Ap2T45	0.2	3	45°
Ap2T90	0.2	3	90°
Ap6B00	0.6	∞	-
Ap6T00	0.6	3	0°
Ap6T45	0.6	3	45°
Ap6T90	0.6	3	90°

表 2: 各モデルのパラメータの値。 M/ϕ はガス質量と磁束の比 (mass to flux ratio) である。 $\mu = 3$ という値は大質量星形成領域で観測される典型的な大きさである。

2.2 シンクの設定

このシミュレーションでは中心にシンクを置いており、その質量と角運動量の時間進化を求めることができる。シンクとは周りのセルに重力以外の作用を及ぼさない質点のことである。収縮がある程度進んだ後の非常に高密度な領域を計算するにはコストがかかる為、シンクに置き換えることで計算時間を長くする手法がよく取り入れられている。本研究でもシンクを用いることにより、コアの収縮からガス降着段階までの長時間計算を行った。

我々が与えるシンクのパラメータは、シンク半径 r_{sink} とシンク密度 n_{sink} の 2 つである。今回は、シンク半径よりも内側のセルについて、その密度がシンク密度を超えた場合に、超過分の 3 % を中心シンクに渡すように設定した。今回課したシンク密度は表 1 の通りあるが、シンク半径の値についてはシンク密度に対応するジーンズ波長の 1/2 倍程度に設定した。 $n_{\text{sink}} = 10^{10} [\text{cm}^{-3}]$ に対応するジーンズ波長は約 50 [AU] である。

2.3 解析モデル

連星の軌道角運動量 J は、連星の総質量 M 、連星間距離 s 、主星と伴星の質量比 q を用いて次のように表すことができる (Bate & Bonnell 1997)。

$$J = \frac{q}{(1+q)^2} \sqrt{GM^3 s} \quad (2)$$

G は万有引力定数である。この式は、主星と伴星の軌道が円軌道であり、かつ連星系の角運動量が全て軌道角運動量に渡されていると仮定した場合に、各々の星の運動方程式と重心周りの軌道角運動量の式から導出することができる。ここで更に等質量連星 ($q = 1$) を仮定すれば、連星間距離が次のように表される (Lund & Bonnell 2018)。

$$s = \frac{16 J^2}{G M^3} \quad (3)$$

本研究では、シンク半径内に連星系が形成されていると仮定し、シミュレーションから得られたシンクの質量・角運動量を連星系のもののみならずことで、式 (3) から連星間距離を解析的に見積もった。さら

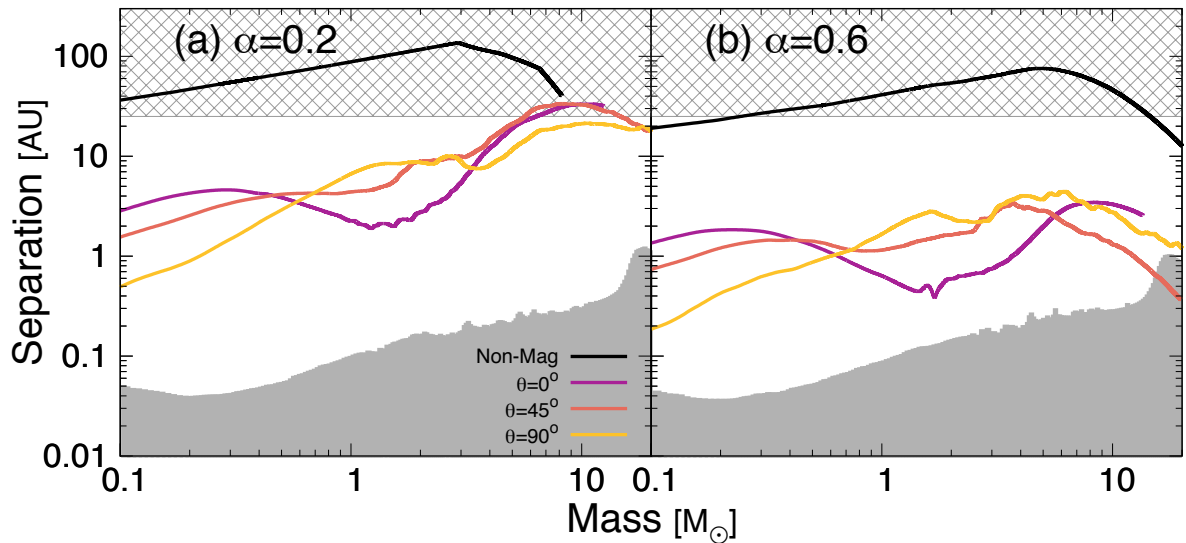


図 1: 連星間距離と質量の関係。質量変化は時間変化に対応する。左図は $\alpha = 0.2$ 、右図は $\alpha = 0.6$ の結果である。網掛けの領域は連星間距離がシンク半径よりも大きくなる範囲であり、灰色で塗りつぶされた領域は連星間距離が星の直径を下回る (= 合体が起きる可能性がある) 範囲である。

に、Hosokawa et al. (2016) と同様の恒星進化コードを用いて、質量降着率から星の半径の時間進化を解析的に求めた。

3 Results

本研究では α 及び θ の依存性を調べるために、 $\alpha = 0.2, 0.6$ のそれぞれの場合について、磁場なし・磁場あり ($\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$) の初期条件で計算を行い、計 8 つのモデルを比較した。図 1 は、連星間距離の時間進化をプロットしたものである。

概観

まず、全体的な傾向を述べる。磁場なしと比較して、磁場がある場合には連星間距離が 1 桁以上小さくなっていることがわかる。また、図 1 の灰色で塗り潰された領域は連星間距離が星の直径を下回る領域を表しており、連星間距離の下限とすることができる。 $\alpha = 0.6, \theta = 45^\circ$ のモデルでは、星の表面が接触する結果となった。

α の依存性

α の依存性について述べる。図 1 を見ると、どの場合においても $\alpha = 0.6$ のモデルの方が連星間距離が

小さくなっている。 α は重力エネルギーに対する熱エネルギーの割合を表し、その値が大きいほど重力に対抗する力が大きく、収縮には時間がかかる。よって、 α が大きい方が収縮に時間がかかり、その分角運動量の輸送が進むことで、連星間距離が小さくなる。

実際、連星間距離の進化の様子は磁場がないモデルではほとんど同じであるが、磁場があると $\alpha = 0.6$ の方が傾きが小さいように見える。これは、時間とともに磁気制動の効果が効いてきている様子を表していると考えられる。

θ の依存性

θ の依存性について述べる。シンク形成初期は、 $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ の順に連星間距離が小さな値となっているが、連星が成長するにつれてその大小関係は何度か入れ替わっている。このように、連星間距離の θ 依存性は複雑であることがわかった。

4 Discussion

図 1 を見ると、連星間距離の進化には変動があることがわかる。この変動の原因について考察する。

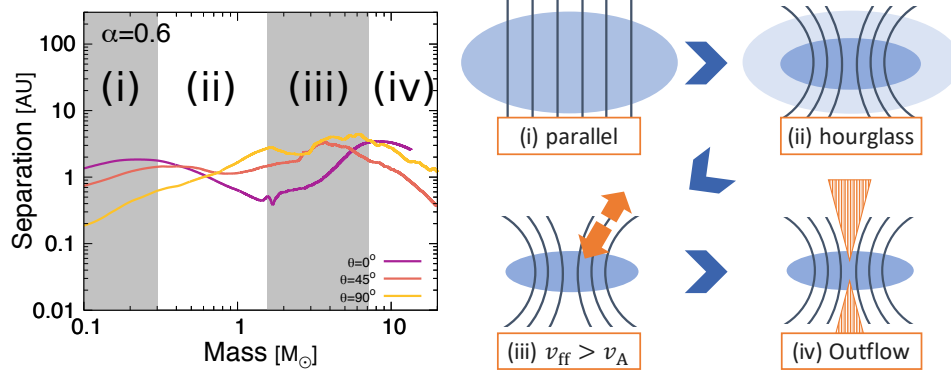


図 2: 連星間距離が変動する 4 つの段階を示した図。左図には $\alpha = 0.6$, $\theta = 0^\circ$ の場合の 4 段階を明示した。描かれている線は図 1 の (b) と同じものである。右図は連星間距離の変動のメカニズムを模式図である。

磁場なしのモデルは連星系の質量が $3 [M_\odot]$ となった辺りで減少に転じている。この減少はシンク半径よりも外側に円盤が形成され、星への降着が直接的なものから円盤降着に変わったことによるものだと考えられる（このモデルは連星間距離が既にシンク半径を超えている為、意味のない結果である）。

一方、磁場ありのモデルでは図 2 に示すような 4 つの段階・2 度のピークが見られる。(i)~(ii) の間のピークは、磁場の構造が平行なものから砂時計型へと変化していく過程で磁気制動の効率が上がることに起因すると考えられる。このピークが $\theta \neq 0^\circ$ のモデルで見られないことがこの説を支持している。(iii) で再び増加に転じるのは、中心星の進化と共に自由落下速度 v_{ff} が大きくなり、やがて Alfvén 速度 v_A を超えたことで角運動量の輸送よりも降着が早く進行するようになったからかもしれない。最後の (iv) での減少の要因としてはアウトフローによる角運動量の輸送が考えられる。モデル Ap6T00 では、 $M_{\text{sink}} = 10 [M_\odot]$ の時点でアウトフローが見られている為、角運動量の輸送効率が再び上がった可能性が考えられる。以上の解釈を模した図が図 2 である。

5 Conclusion

本研究では、分子雲コアの進化を非理想磁気流体シミュレーションした後、連星間距離の解析モデルを構築することで、磁気制動による角運動量輸送が大質量連星の形成に与える影響を調べた。その結果

は、磁場があるモデルではいずれも連星間距離が数 AU 以下に収まるというものであり、大質量連星近接連星の形成には磁場が重要な役割を果たす可能性を示唆するものとなった。

今回の研究では連星が必ず形成されるなどといった厳しい仮定を用いた為、今後はより連星が形成されやすいパラメータによる計算や、シンクを用いない計算などを行う必要がある。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり平野信吾氏、町田正博准教授（九州大学）、細川隆史准教授（京都大学）に大変お世話になりました。この場をお借りして感謝申し上げます。本研究のシミュレーションは JAMSTEC の地球シミュレータを利用して行いました。

Reference

- Mattew R. Bate, & Ian A. Bonnell 1997, MNRAS
- Duchêne, & Kraus 2013, The Annual Review of A & A
- Hosokawa T., Hirano S., Kuiper R., Yorke H W., Omukai K., & Yoshida N. 2016, ApJ
- Kristin Lund, & Ian A. Bonnell 2018, MNRAS
- Machida N. M., Tomisaka K., Matsumoto T., & Inutsuka S. 2008, ApJ

a7

うみへび座 TW 星周囲のギャップを持つ
原始惑星系円盤でのダスト進化
甲南大学大学院 自然科学研究科
松浦 孝之

うみへび座 TW 星周囲のギャップを持つ原始惑星系円盤でのダスト進化

松浦 孝之 (東京工業大学大学院 地球惑星科学系)

Abstract

惑星形成を議論する際に、原始惑星系円盤の構造や進化を理解することは重要である。特に円盤におけるダストの進化を理解するうえで理想的な天体の 1 つが、うみへび座 TW 星 (TW Hya) である。TW Hya は原始惑星系円盤を持つ若い星であり、この円盤は観測条件の良さから様々な波長で観測が行われてきた。特に、電波望遠鏡 ALMA による最新の高分解能観測によって、TW Hya は 25 au、31 au にダストのギャップを持つことなどが明らかになった。本研究では、TW Hya のようなダストの分布が再現されるには、円盤がどのような物理的特性を持っているか解明することを目標とする。そのために、25 au と 31 au に惑星の存在を仮定して、その惑星質量とダスト衝突破壊速度をパラメータとして、ALMA によって得られている TW Hya のミリ波輝度温度の動径分布が再現されるようなパラメータ範囲を模索した。その結果、惑星質量を 10 地球質量前後、ダスト衝突破壊速度を 0.5 m s^{-1} とした場合に観測の結果がある程度再現された。ここで得られたダスト衝突破壊速度は、ダストが従来の円盤ダストの成長理論から期待されていた値よりも小さく、ダストを構成しているモノマーの粒径が $10 \text{ }\mu\text{m}$ 以上の大きなサイズである可能性 (Wada et al. 2013) や、モノマーの表面が CO_2 氷で覆われている可能性 (Musiolik et al. 2016) を示唆している。

1 Introduction

原始惑星系円盤は惑星形成の場であり、その構造や進化を理解することは惑星形成を議論する上で重要である。よって、原始惑星系円盤に関する様々な理論シミュレーションや観測が行われてきた。電波望遠鏡 ALMA によって観測された原始惑星系円盤の多くは、ダスト放射にリング状のギャップ構造を持つ。このようなギャップが形成されるメカニズムは様々な提唱されているが、その中で有力とされるメカニズムの 1 つに惑星と原始惑星系円盤の重力相互作用によるもの (e.g., Kanagawa et al. 2015; Kanagawa et al. 2016) がある。惑星によってギャップが生じる場合、ギャップのサイズは惑星質量、ダストサイズ、円盤中の乱流強度に強く依存することが理論シミュレーションで調べられている (Zhu et al. 2012)。

ギャップ構造をもつ原始惑星系円盤の中で特に興味深い天体がうみへび座 TW 星 (TW Hya) である。TW Hya は原始惑星系円盤を持つ 10 Myr 程度の恒星である。地球からの距離は 29.5 pc と、観測された原始惑星系円盤を持つ天体の中では最も地球からの距離が短く、さらに円盤も地球に対してほぼ正面を向いている。このような観測条件の良さから様々な観

測が成されており、25 au、41 au に存在するギャップの詳細な構造が明らかになっている。

そこで本研究の目的は、観測された TW Hya 周囲の円盤中のギャップの構造から、円盤中のパラメータを制約することである。具体的にはダストの破壊速度、25 au、41 au の惑星質量をパラメータとして、ダストの移動と成長を計算し、現在の TW Hya のダスト放射の動径分布が再現されるようなパラメータ範囲を模索する。以下では本研究の手法と得られた結果について述べる。

2 Methods

軸対象で定常なガス円盤を仮定する。本研究では 25 au、41 au に惑星の存在を仮定し、惑星によってギャップが生じたガス面密度場におけるダスト粒子の移動と成長と解く。惑星が存在しない場合のガス面密度 Σ_0 を $\Sigma_0 = 1100(R/1 \text{ au})^{-1}$ 、円盤温度 T を $T = 22(R/10 \text{ au})^{-1} \text{ K}$ 、円盤中の乱流強度 α を $\alpha = 1.0 \times 10^{-3}$ とする。円盤中に惑星が存在する場合、Duffell (2015) よりガス面密度 Σ_g は無次元量

$\tau(R)$ を用いて、

$$\Sigma_g = \begin{cases} \Sigma_0 & \tau(R) < \tau_{sh} \\ \Sigma_0 \sqrt{\tau_{sh}/\tau(R)} & \tau(R) > \tau_{sh} \end{cases} \quad (1)$$

ここで R は中心星からの距離、 τ_{sh} は、円盤が惑星からの重力相互作用を受ける境界であり、

$$\tau_{sh} = 1.89 + 0.53/(qM^3) \quad (2)$$

で与えられる。ここで q は中心星質量と惑星質量の比、 M は円盤アスペクト比 (h/r) の逆数である。 $\tau(R)$ は規格化された惑星からの距離であり、惑星が軌道 a に存在する場合、

$$\tau(R) = \frac{2^{3/4}}{5} \left| \frac{3}{2} M(R/a - 1) \right|^{5/2} \quad (3)$$

で与えられる。惑星質量が大きくなることで M が大きくなり、 τ_{sh} が小さくなる。これにより $\tau(R) > \tau_{sh}$ となる円盤が惑星から重力相互作用を受ける領域が広がる。このガス面密度の下でダスト進化を計算する。

ダスト粒子の質量は代表サイズ近似 (Ormel 2014) を用いる。代表サイズ近似とは、その場所の面密度を主に担っているダストのサイズのみを考慮する近似である。代表サイズ近似下のダスト面密度 Σ_d と粒子質量 m_* の進化は Okuzumi et al. (2016) のものに拡散項を加えて、

$$\frac{\partial \Sigma_d}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left\{ R v_r \Sigma_d + D \Sigma_g \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\Sigma_d}{\Sigma_g} \right) \right\} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial m_*}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left\{ R v_r m_* + D \Sigma_g \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{m_*}{\Sigma_g} \right) \right\} = \frac{\Delta m_*}{t_{\text{grow}}} \quad (5)$$

に従うものとする。それぞれの式で右辺第 1 項はその場での物理量の時間進化、第 2 項が移流項、第 3 項が拡散項を表す。 D は拡散係数、 Δm_* は衝突時の m_* の変化量、 t_{grow} はダスト衝突のタイムスケール、 v_r は動径方向のドリフト速度を表す。ダストの破壊速度 Δv_f とはダスト同士が衝突した時に大規模な破壊が起こり始める速度であり、 m_* に寄与する。 m_* は Δv_f を用いて、

$$\Delta m_* = \min \left\{ 1, -\frac{\ln(\Delta v/\Delta v_{\text{frag}})}{\ln 5} \right\} m_* \quad (6)$$

と表すことができる (Okuzumi et al. 2016)。ここで、 Δv はダスト同士の衝突速度を表す。破壊速度より遅い速度で衝突すればダストは成長し、速ければ破壊が生じる。 $\Delta v < \Delta v_{\text{frag}}$ であれば質量変化は正となる。 Δv を大きくしていくと、徐々に成長効率が低下していき、途中から破壊が生じ、質量変化が負となる。

初期条件として全ての場所で $\Sigma_d = 0.01 \Sigma_g$ 、 $m_* = 10^{-15}$ g とする。上記の式に従い、 $3 \text{ au} < R < 200 \text{ au}$ の領域で 300 万年経過するまで計算を行い、計算結果のダスト分布より熱放射を計算する。その結果と Band 6、Band 4 における TW Hya の観測結果 (Tsukagoshi et al. 2016) を比較し、ダストの破壊速度 v_f と惑星質量 $M_{p1,2}$ を制約する。 M_{p1} は 25 au の、 M_2 は 41 au の惑星の質量である。

3 Results

3.1 最も観測に近い例

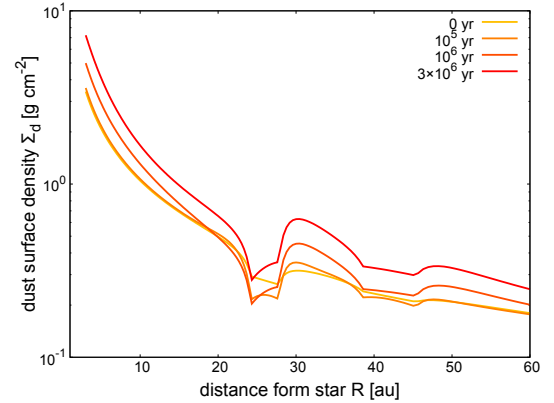


図 1: $\Delta v_f = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ 、 $M_{p1} = 10 M_{\oplus}$ 、 $M_{p2} = 8 M_{\oplus}$ とした場合のダスト面密度 Σ_d の時間進化

計算結果の中で最も観測にフィットしているパラメータとして、 $\Delta v_f = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ 、 $M_{p1} = 10 M_{\oplus}$ 、 $M_{p2} = 8 M_{\oplus}$ の場合の結果を紹介する。ここで M_{\oplus} は地球質量である。ダスト面密度 Σ_d の時間進化 (図 1) より、25 au のギャップ外縁でダスト面密度が上昇している様子がわかる。これはギャップ外縁ではダストのドリフト速度 v_r が負になることによる。ギャップ内から弾き出されたダストと円盤外側から落下してきたダストが 30 au 付近に堆積する。しかし、ダ

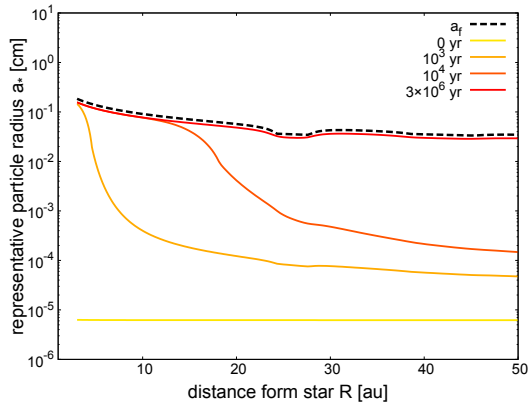


図 2: $\Delta v_f = 0.5 \text{ m s}^{-1}$, $M_{p1} = 10M_{\oplus}$, $M_{p2} = 8M_{\oplus}$ とした場合のダストサイズ a_* の時間進化。黒破線は乱流衝突による破壊でダストサイズ制限される場合のダスト半径を表す。

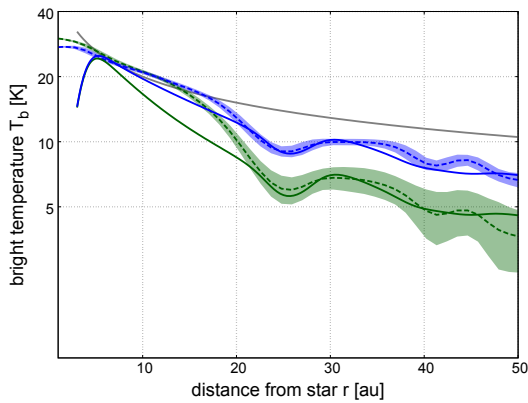


図 3: $\Delta v_f = 0.5 \text{ m s}^{-1}$, $M_{p1} = 10M_{\oplus}$, $M_{p2} = 8M_{\oplus}$ とした場合の 300 万年経過後の輝度温度 T_b の分布。灰色の実線は円盤温度 T 、その他の実線が各 Band における計算結果の輝度温度、破線と塗り潰しが Tsukagoshi et al. (2016) の観測結果であり、青色が Band 6、緑色が Band 4 の結果を表す。

ストはギャップの位置で完全に塞ぎ止められることはなく、ギャップより内側の円盤へと流れ込んでいく。これはダストのサイズが低い Δv_f により小さく制限されていることによる (図 2)。この時、ダストはガスと一体となって乱流拡散の効果を強く受け、円盤内側へと流れ込むことができる。

300 万年経過後のダスト分布から輝度温度を計算したものを図 3 に示す。乱流拡散が効果的に働いて

いることにより、ギャップ外縁の輝度温度上昇が抑えられている。これにより、25 au のギャップの形状がよく再現されている。しかし、41 au のギャップについては深さは一致しているが、幅が観測結果のものよりも大きくなっている。これは同程度の惑星質量で存在する軌道が異なる場合、外側の軌道の惑星によるギャップの方が幅が広がるためである。今回使用したパラメータの範囲では 41 au のギャップの幅と深さを同時に再現できる惑星質量は制約できず、惑星由来ではないその他のメカニズムで形成された可能性が示唆される。

3.2 破壊速度が大きい場合の例

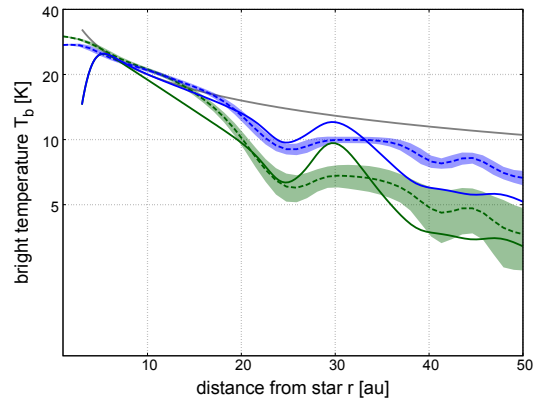


図 4: $\Delta v_f = 1.0 \text{ m s}^{-1}$, $M_{p1} = 10M_{\oplus}$, $M_{p2} = 8M_{\oplus}$ とした場合の 300 万年経過後の輝度温度 T_b の分布

3.1 項より大きい破壊速度を仮定した場合の例として、 $\Delta v_f = 1.0 \text{ m s}^{-1}$, $M_{p1} = 10M_{\oplus}$, $M_{p2} = 8M_{\oplus}$ の場合の結果を紹介する。300 万年経過後の輝度温度の分布を図 4 に示す。図 3 と比較して 30 au 付近の輝度温度が上昇している様子がわかる。これは破壊速度が大きくなったことから、式 (6) よりダストのサイズが大きくなり成長したことに起因する。サイズが大きくなるとダストはガスと乖離して運動するようになり、乱流拡散の効果を受けづらくなる。これによりダストはギャップ外縁で塞ぎ止められ、ギャップ外縁の輝度温度が上昇する。しかしながら、観測された TW Hya の輝度温度分布にはそのような傾向は見られない。以上より TW Hya の領域では Δv_f は

1.0 m s^{-1} よりも小さい 0.5 m s^{-1} 程度に制約される可能性が示唆される。

4 Summary&Discussion

本研究では TW Hya 円盤におけるダスト熱放射を再現するために、ダストの衝突破壊速度と 25 au、41 au に存在を仮定した惑星質量をパラメータとして計算を行った。その結果、ダスト破壊速度は 0.5 m s^{-1} 、惑星質量は 25 au の惑星に関しては 10 地球質量前後と制約された。しかし、41 au の惑星によるギャップについて、ギャップの深さに対して幅が狭く、惑星由来のものとは別のメカニズムで形成された可能性が示唆される。

ダストは μm サイズ前後の微粒子 (モノマー) とその集積物 (合体集積物、アグリゲイト) であると考えられている。ダストの破壊速度はモノマーの大きさや組成に依存することが実験や理論計算から調べられている (e.g., Wada et al. 2013)。一般的にはモノマーは、星間塵や彗星塵などからの類推より、 $0.1 \mu\text{m}$ 程度の水氷の微粒子と仮定されることが多い。この場合、Wada et al. (2013) よりダストの破壊速度は $40\text{--}80 \text{ m s}^{-1}$ となる。しかし本研究の結果では破壊速度は 0.5 m s^{-1} 程度となり、前述の値よりも 2 桁ほど小さくなる。このことは、TW Hya 円盤中のダストは、モノマーの表面が付着力が小さい物質で覆われている可能性を示唆する。例えば、 CO_2 氷に覆われた粒子は水氷粒子と比較して破壊速度が低くなることが実験で調べられている (Musiolik et al. 2016)。TW Hya 円盤は CO のスノーラインが 17–23 au に位置する (Schwarz et al. 2016) ことから、円盤全域に渡って CO_2 が固体として存在できるような低温の円盤である可能性は十分に考えられる。

Reference

- Wada, K., Tanaka, H., Okuzumi, S., et al. 2013, *A&A*, 559, A62
- Musiolik, G., Teiser, J., Jankowski, T., & Wurm, G. 2016, *ApJ*, 818, 16
- Kanagawa, K. D., Muto, T., Tanaka, H., et al. 2015, *The Astrophysical Journal Letters*, 806, L15.

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

Zhu, Z., Nelson, R. P., Dong, R., Espaillat, C., & Hartmann, L. 2012, *ApJ*, 755, 6

Duffell, P. C. 2015, *ApJ*, 807, L11

Ormel, C. W. 2014, *ApJ*, 789, L18

Okuzumi, S., Momose, M., Sirono, S.-i., Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2016, *ApJ*, 821, 82

Tsukagoshi, T., Nomura, H., Muto, T., et al. 2016, *The Astrophysical Journal Letters*, 829, L35.

Schwarz, K. R., Bergin, E. A., Cleeves, L. I., et al. 2016, *ApJ*, 823, 91

a8

惑星重力によって駆動される 3次元ガ
ス流れ場がペブル降着に及ぼす影響
東京工業大学大学院 地球惑星科学

コース

桑原 歩

惑星重力によって駆動される 3 次元ガス流れ場がペブル降着に及ぼす影響

桑原 歩 (東京工業大学大学院 地球惑星科学コース)

Abstract

近年、惑星形成理論において、km サイズの微惑星集積による惑星形成モデルに代わり、mm cm サイズの粒子 (ペブル) 降着による新たな惑星形成モデルが盛んに議論されている。ペブル降着モデルは、従来の微惑星集積モデルでは説明が困難な問題点を克服できる可能性がある。また、太陽系内惑星のサイズ分布や系外惑星の多様性も説明することが出来ると期待されている。ペブル降着モデルと微惑星集積モデルの大きな違いは、ペブルが惑星との重力相互作用の他に、原始惑星系円盤ガスの抵抗を受けながら運動するという点にある。従って、ペブル降着による惑星形成を考える際は、円盤ガスの影響を考慮することが極めて重要になる。先行研究の 3 次元流体計算から、形成途中の惑星の周囲には、惑星重力によって駆動される 3 次元的なガス流構造が存在することが明らかになった。この流れ場は、ペブル降着に影響を及ぼす可能性がある。近年のいくつかの先行研究は、惑星周囲の流れ場を考慮した粒子降着について考えているものの、ガス流れ場中におけるペブルの降着効率は明らかになっていない。

本研究では、まず原始惑星周りの円盤ガス流の 3 次元非等温流体計算を行った。そして、流体計算結果をもとに、惑星重力によって駆動されるガス流の影響を考慮して幅広い惑星質量・ペブルサイズに対するペブル軌道計算を行った。軌道計算結果から、惑星重力によって駆動されるガス流中におけるペブルの軌道は、従来仮定されていたシア一流中におけるペブルの軌道と大きく異なることが分かった。次に、軌道計算結果を元にして、ペブル降着効率の見積もりを行った。ペブル降着が 2 次元的に生じる場合、惑星が駆動するガス流の影響により、従来仮定されていたシア一流中と比較して、サイズの小さなペブル降着効率が大きく減少した。一方、ペブル降着が 3 次元的に生じる場合は、ペブル降着効率はシア一流中のものとほぼ一致することが分かった。本研究結果から、ペブル降着は原始惑星系円盤内の固体物質のサイズ分布及び乱流構造に依存することが示唆される。

1 Introduction

近年、惑星形成理論において、ペブル降着モデルが盛んに議論されている (Ormel & Klahr 2010; Ormel & Kobayashi 2012; Lambrechts & Johansen 2012, 2014; Lambrechts et al. 2014; Guillot et al. 2014; Ida et al. 2016)。ペブル降着モデルは、km サイズの微惑星によって惑星が形成されるとした従来の微惑星集積モデルの問題点を克服できる可能性を秘めている (Kokubo & Ida 2000)。mm–cm サイズの粒子 (ペブル) の降着によって、大質量の木星コアを微惑星降着よりも早く形成出来る他 (Levison et al. 2015)、太陽系内惑星のサイズ分布や、太陽系外に存在する様々な惑星—短周期スーパーアースや (Chatterjee & Tan 2014, 2015; Moriarty & Fischer 2015)、水に富んだ惑星 (Morbidelli et al. 2016; Sato et al. 2016)、低音矮星

周りに存在する惑星 (Ormel et al. 2017; Schoonenberg et al. 2019)—の形成をも説明できると期待されている。ペブル降着モデルにおける重要な点は、ペブルが惑星との重力相互作用だけでなく、周囲のガスからの抵抗力を受けながら運動することにある。

これまで、ガス流が小さな粒子 (ダスト) に及ぼす影響に関する研究が多く行われてきた。ダストはガス流中に置かれた物体周りを流れるガスの流線に沿って運動し、物体への降着を免れる可能性がある (Michael & Norey 1969; Whipple 1972; Slinn 1976; Sekiya & Takeda 2003; Sellentin et al. 2013; Ormel 2013; Popovas et al. 2018a)。このようなガス流が粒子に及ぼす流体力学的影响は、ペブル降着モデルに基づいた惑星形成を考える上でも重要である (Guillot et al. 2014)。従来のペブル降着モデルの大半は、惑星重力

による摂動を受けていないシア一流中において議論されてきた。しかし、近年の 3 次元流体計算から、原始惑星系円盤内に埋没した惑星の周囲には、惑星重力によって駆動される 3 次元的なガス流構造が存在することが明らかになった (Omerl et al. 2015; Fung et al. 2015; Lambrechts & Lega 2017; Cimerman et al. 2017; Kurokawa & Tanigawa 2018; Kuwahara et al. 2019)。円盤ガスが惑星重力圏の高緯度から流入し、円盤面から流出するこのガス流構造は、ペブル降着に影響する可能性がある (Kurokawa & Tanigawa 2018; Kuwahara et al. 2019)。近年のいくつかの先行研究は、惑星周囲の流れ場を考慮した粒子降着について考えているものの (Ormel 2013; Popovas et al. 2018a,b)、ガス流れ場中におけるペブルの降着効率は未だ明らかになっていない。そこで、本研究では、惑星重力によって駆動される 3 次元的なガス流構造がペブル降着に及ぼす影響について調べるとともに、幅広い惑星質量・ペブルサイズに対してペブル降着効率がどのように変化するかを調べる。

2 Methods

惑星重力によって駆動されるガス流がペブル降着に及ぼす影響を調べるために、本研究では、まずはじめに 3 次元非等温流体を実施した (2.1 節)。次に、得られた流体計算結果をもとに、ペブルの軌道計算を行った (2.2 節)。本研究で実施する全ての数値計算において、長さ、時間、速度、密度はそれぞれ円盤スケールハイト H 、Kepler 角振動数の逆数 Ω^{-1} 、音速 c_s 、非摂動ガス密度 ρ_{disk} で規格化する。また、この単位系において、無次元化惑星質量は

$$m = \frac{R_{\text{Bondi}}}{H} = \frac{GM_{\text{pl}}}{c_s^3 \Omega}, \quad (1)$$

と表される。ここで、 R_{Bondi} 、 G 、 M_{pl} はそれぞれ惑星の Bondi 半径、万有引力定数、惑星質量である。幅広い惑星質量に対して 3 次元ガス流がペブル降着に及ぼす影響を調べるために、本研究では $m = 0.03, 0.1, 0.3$ の場合についての流体計算を行う。

2.1 3次元流体計算

本研究で実施する 3 次元非等温流体計算の手法の大部分は、(Kurokawa & Tanigawa 2018) で用いられているものに倣う。ただし、本研究では、ガスのヘッドウィンドは考慮せず、また、惑星の密度を $\rho_{\text{pl}} = 5 \text{ g/cm}^3$ と仮定し、内側境界を惑星の物理半径

$$R_{\text{pl}} \approx 3 \times 10^{-3} m^{1/3} \left(\frac{\rho_{\text{pl}}}{5 \text{ g/cm}^3} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_*}{1 M_\odot} \right)^{1/3} \left(\frac{a}{1 \text{ au}} \right)^{-1}, \quad (2)$$

によって定める。ここで、 M_* 、 M_\odot はそれぞれ恒星質量、太陽質量である。

2.2 ペブル軌道計算

次に、惑星とともに回る座標系においてペブルの軌道を計算する。ペブルの無次元化運動方程式は、以下のように与えられる (Ormel & Klahr 2010; Visser & Ormel 2016)。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \begin{pmatrix} 2v_y + 3x \\ -2v_x \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{m}{r^3} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + \mathbf{F}_{\text{drag}}, \quad (3)$$

ここで、 $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ はペブルの速度、 $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ は惑星からの距離である。本研究では、ペブルは乱流によって巻き上げられていると仮定し、潮汐力の鉛直成分を無視している。 \mathbf{F}_{drag} はガス抵抗であり、

$$\mathbf{F}_{\text{drag}} = -\frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_g}{\text{St}}, \quad (4)$$

と表される。ここで、 \mathbf{v}_g はガスの速度であり、 St は無次元化されたペブルの制動時間 $\text{St} = t_{\text{stop}} \Omega$ である。本研究では、 $\text{St} = 10^{-3} - 1.0$ を考える。ペブルの密度分布は

$$\rho_{\text{p},\infty}(z) = \frac{\Sigma_{\text{p}}}{\sqrt{2\pi}H_{\text{p}}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{z}{H_{\text{p}}}\right)^2\right], \quad (5)$$

で与えられる。ここで、 Σ_{p} はペブルの面密度であり、 H_{p} はペブルのスケールハイトである (Dubrulle et al. 1995; Cuzzi et al. 1993; Youdin & Lithwick 2007):

$$H_{\text{p}} = \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha + \text{St}}}. \quad (6)$$

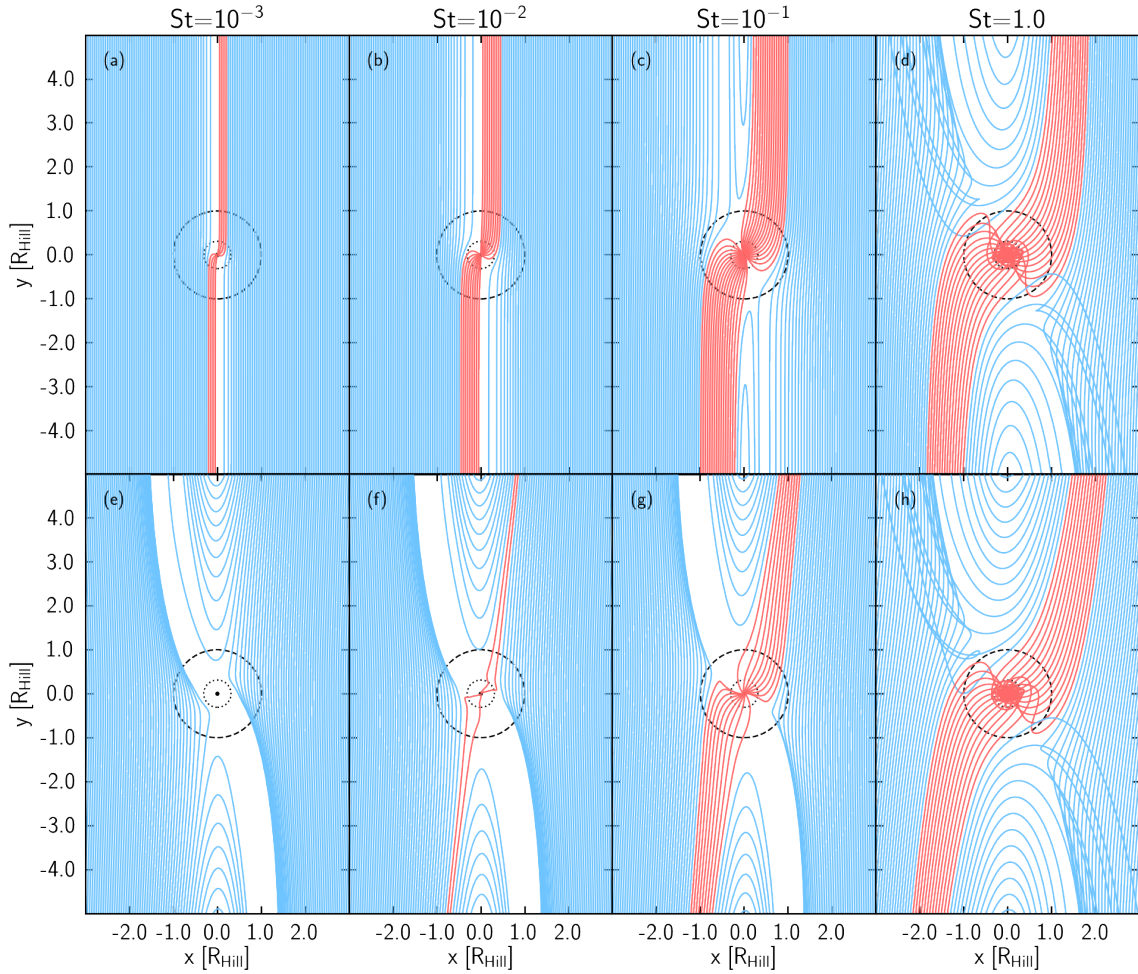


図 1: 円盤ミッドプレーンにおける異なる St に対するペブルの軌道。赤の実線は惑星(各パネル中心の黒点)に降着したペブルの軌道を表す。惑星質量は $m = 0.1$ 。(上) 惑星重力による摂動を受けていないシア一流中のペブルの軌道。(下) 惑星重力によって駆動されるガス流中のペブルの軌道。

ここで、 α は乱流粘性パラメータである (Shakura & Sunyaev 1973)。本研究では、5 次の Runge-Kutta-Fehlberg 法を用いて (3) 式を数値積分し、ペブルの軌道を求める。ペブルの初期位置の y 座標は $y_s = 40R_{\text{Hill}}$ に固定し (Ida & Nakazawa 1989)、 x 、 z 座標を様々に変えて計算を行う。ペブルの初速度は $\mathbf{v}_{p,\infty} = (0, -3/2x, 0)$ とする。なお、ガス抵抗を計算する際、ペブルの初期位置は流体計算領域よりも遠方に位置しているため、流体計算領域外でのガスの速度は Kepler シア速度を仮定する。ペブルが流体計算領域

内に入った場合は、ガスの速度を流体計算から得られたガスの速度に切り替えて計算を行う。

3 Results

まず、惑星重力による摂動を考慮していないシア一流中のペブルの軌道は、図. 1(a)–(d) に示すようになる。一方、惑星重力によって駆動されるガス流中におけるペブルの軌道は、図. 1(e)–(h) に示される。図. 1 から、惑星重力によって駆動されるガス流中ではペ

ブルの軌道が大きく変化し、特に St 数の小さなペブルについて、惑星に降着するペブルの個数が減少することがわかった。次に、軌道計算結果を元にして、ペブル降着効率の見積もりを行った。ペブル降着が 2 次元的に生じる場合 (ペブルが円盤中心面に集中している場合)、惑星が駆動するガス流の影響により、従来仮定されていたシアー流中と比較して、サイズの小さなペブル降着効率が大きく減少した。一方、ペブル降着が 3 次元的に生じる場合 (ペブルが乱流によって巻き上げられている場合) は、ペブル降着効率はシアー流中のものとほぼ一致することが分かった。

4 Discussion

本研究結果から、ペブルサイズが小さいほどガス流の影響が強まることが明らかになった。また、ペブル降着が 2 次元・3 次元的に生じるか否かは、円盤内の乱流強度に強く依存する。従って、本研究結果から円盤内のペブルサイズ分布、及び乱流構造の重要性が示唆された。

5 Conclusion

惑星重力によって駆動されるガス流構造がペブル降着に及ぼす影響を調べるため、3 次元流体計算及び 3 次元ペブル軌道計算を実施した。その結果、

1. 惑星重力によって駆動される 3 次元ガス流中では、惑星重力による摂動を受けていないケプラーシアー中に比べて、降着するペブルの総数が減少した。また、影響はペブルサイズが小さいほど強くなることがわかった。
2. 惑星周囲の流れ場を考慮した場合、ペブル降着が 2 次元的に生じる場合はサイズの小さなペブル降着効率が大きく減少した。一方、ペブル降着が 3 次元的に生じる場合は、ペブル降着効率はシアー流中のものとほぼ一致することが分かった。

Reference

Chatterjee, S. & Tan, J. C. 2014, *ApJ*, 780, 53

- Chatterjee, S. & Tan, J. C. 2015, *ApJ*, 798, L32
 Cimerman, N. P., Kuiper, R., & Ormel, C. W. 2017, *MNRAS*, 471, 4662
 Cuzzi, J. N., Dobrovolskis, A. R., & Champney, J. M. 1993, *Icarus*, 106, 102
 Dubrulle, B., Morfill, G., & Sterzik, M. 1995, *Icarus*, 114, 237
 Fung, J., Artymowicz, P., & Wu, Y. 2015, *ApJ*, 811, 101
 Guillot, T., Ida, S., & Ormel, C. W. 2014, *A&A*, 572, A72
 Ida, S. & Nakazawa, K. 1989, *A&A*, 224, 303
 Ida, S., Guillot, T., & Morbidelli, A. 2016, *A&A*, 591, A72
 Kokubo, E. & Ida, S. 2000, *Icarus*, 143, 15
 Kurokawa H., & Tanigawa T., 2018, *MNRAS*, 479, 635
 Kuwahara A., Kurokawa H., & Ida S., 2019, *A&A*, 623, A179
 Lambrechts, M., & Johansen, A. 2012, *A&A*, 544, A32
 Lambrechts, M. & Johansen, A. 2014, *A&A*, 572, A107
 Lambrechts, M., Johansen, A., & Morbidelli, A. 2014, *A&A*, 572, A35
 Lambrechts, M. & Lega, E. 2017, *A&A*, 606, A146
 Levison, H. F., Kretke, K. A., & Duncan, M. J. 2015, *Nature*, 524, 322
 Michael, D. H. & Norey, P. W. 1969, *Journal of Fluid Mechanics*, 37, 565
 Morbidelli, A., Lambrechts, M., Jacobson, S., & Bitsch, B. 2015, *Icarus*, 258, 418
 Morbidelli, A., Bitsch, B., Crida, A., et al. 2016, *Icarus*, 267, 368
 Moriarty, J. & Fischer, D. 2015, *ApJ*, 809, 94
 Ormel, C. W., & Klahr, H. H. 2010, *A&A*, 520, A43
 Ormel, C. W. & Kobayashi, H. 2012, *ApJ*, 747, 115
 Ormel, C. W. 2013, *MNRAS*, 428, 3526
 Ormel, C. W., Shi, J.-M., & Kuiper, R. 2015b, *MNRAS*, 447, 3512
 Ormel, C. W., Liu, B., & Schoonenberg, D. 2017, *A&A*, 604, A1
 Popovas, A., Nordlund, Å., Ramsey, J. P., & Ormel, C. W. 2018, *MNRAS*, 479, 5136
 Popovas, A., Nordlund, Å., & Ramsey, J. P. 2019, *MNRAS*, 482, L107
 Sato, T., Okuzumi, S., & Ida, S. 2016, *A&A*, 589, A15
 Schoonenberg, D., Liu, B., Ormel, C. W., & Dorn, C. 2019, *arXiv e-prints*, arXiv:1906.00669
 Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
 Sekiya, M. & Takeda, H. 2003, *Earth, Planets and Space*, 55, 263
 Sellentin, E., Ramsey, J. P., Windmark, F., & Dullemond, C. P. 2013, *A&A*, 560, A96
 Slinn, W. G. N. 1976, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 21
 Visser, R. G. & Ormel, C. W. 2016, *A&A*, 586, A66
 Whipple, F. L. 1972, in *From Plasma to Planet*, ed. A. Elvius, 211
 Youdin, A. N. & Lithwick, Y. 2007, *Icarus*, 192, 588

a9

巨大衝突によって形成される惑星系の
軌道構造の中心星質量依存性
国立天文台
星野 遥

巨大衝突によって形成される惑星系の軌道構造の中心星質量依存性

星野 遥 (国立天文台)

Abstract

惑星の誕生場所は、星の誕生と同時期に形成される原始惑星系円盤である。その円盤内において、ダストが合体・成長を繰り返し、惑星まで成長すると考えられている。これまでに約 4000 個もの系外惑星が発見されているが、太陽系の構造とは違った特徴をもつ惑星系も多い。近年、太陽型星のみならず、さまざまなタイプの星に着目した惑星探査プロジェクトが始まっている。特に、M 型星のまわりに惑星を見つけるという試みによって、ハビタブルゾーン内の地球型惑星についての観測結果が報告されつつある。だが、今までの惑星形成に関する理論的な側面では、中心星の質量については、太陽質量に固定して計算やシミュレーションを行う場合がほとんどであった。中心星の質量を変えた場合の惑星集積過程にもたらす影響について、詳細な研究は今までほとんど行なわれていない。本研究では、系外惑星の観測結果と比較することを視野にいれ、原始惑星から惑星へと成長する過程、巨大衝突過程に着目する。そしてこの成長段階において、中心星の質量を 0.1-1.0 太陽質量と変化させて N 体シミュレーションを行い、惑星系の軌道構造への影響を調べることが目標である。本講演では、研究手法の紹介、研究経過およびシミュレーションの結果について議論する。

1 Introduction

現在の惑星形成の標準モデルでは、角運動量を捨てきれずに星の材料になれなかったダストやガスが、星のまわりに原始惑星系円盤を形成する。ダストはガスと相互作用しながら、他のダストとの重力多体系の中で徐々に軌道が変化していき、衝突・合体を繰り返すことで、惑星まで成長すると考えられている。この標準モデルは、太陽系の惑星がどう作られたのかを理論的に説明するために構築されたものである。だが 1995 年に初めて太陽系外惑星が発見され、これまでに約 4000 個もの系外惑星が発見されているが、その多くは太陽系の構造とは違った特徴を持っており、標準モデルではこれらの惑星系の成り立ちを説明できない。より一般的な惑星系形成モデルの構築のためには、理論計算と実際に存在している惑星の特徴とを比較し、モデルを改良する、ということを経る必要がある。これまでに研究されてきたモデルの改良の例として、円盤の質量や密度分布、惑星の分布の変更などが挙げられる。他にも様々な修正がなされてきたが、中心星の質量については、太陽質量に固定する場合がほとんどであった。中心星の質量が変わると星の温度や放射エネルギーが変わるため、周囲の環境は大きく影響を受ける。液体の

水が存在できる領域としてのハビタブルゾーンへの影響は無視できず、実際に形成される惑星の位置とハビタブルゾーンとの関係は星の質量にどう依存するか、という先行研究が存在する (Raymond et al. 2007)。しかし、惑星が形成される過程において、中心星の質量が多様であることは重力多体系の構造自体を大きく変化させるはずであるから、その依存性を系統的に調べる必要がある。そこで、本研究では、原始惑星から惑星へと成長する過程において、中心星の質量を系統的に変化させた場合の惑星系の軌道構造への影響を明らかにし、軌道要素の中心星質量依存性を定式化することをめざす。原始惑星は重力散乱により軌道が乱され、巨大衝突を繰り返すことで地球型惑星の大きさにまで成長すると考えられている。惑星系形成の最終段階に着目する本研究は、系外惑星探査の結果と比較することも可能になる。この巨大衝突過程において N 体シミュレーションを行うために、まずコードの開発を行った。時間積分の方法として、予測子・修正子法の一部である、4 次のエルミート積分法 (Kokubo et al. 1998) を実装した。今後、中心星の質量を太陽の 0.1/0.2/0.5/1.0 倍と変化させて N 体シミュレーションを行い、軌道要素の変化およびその質量依存性を調べる。原始惑星

同士の重力相互作用を直接計算することで、現実に近い力学構造を再現可能であり、惑星の間隔や離心率などの系の力学構造の進化を詳細に調べることができる。現在、計算の途中であるため、以下の章では、研究手法の紹介、研究経過について議論する。

2 Methods

2.1 initial condition

本研究では、地球型惑星が形成される場合に着目し、形成過程の後期にあたる巨大衝突過程の N 体シミュレーションを行った。ここではガスや巨大惑星の存在は考慮しない。初期条件を決めるにあたって、原始惑星は寡占成長過程によって形成されたと仮定する。

まず質量分布について説明する。この寡占成長で作られる原始惑星は、初期のダスト円盤中の、中心星から軌道長半径 a 離れた点の幅 b の円環内に入るダスト全てを合体させた場合の質量におおよそ一致すると考えられる。この質量は孤立質量と呼ばれている。質量の大きい物体ほどたくさん周囲の粒子を集め、合体成長が早く進むことを考えると、この円環の幅 b は最終的な原始惑星の重力圏内の大きさを表すヒル半径に比例する。以上より、原始惑星の孤立質量は

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

と表せる。 \tilde{b} はヒル半径で規格化した円環の幅、 Σ_1 、 α は円盤の面密度を決めるパラメータである。今回は標準的な値として $\tilde{b} = 10$ 、 $\Sigma_1 = 10$ 、 $\alpha = 3/2$ を用いる。この方法で作成した孤立質量の初期分布を図 1 に示す。この式 (1) および図 1 をみると、中心星の質量が小さくなるほど、中心星から離れるほど、孤立質量は大きくなるのがわかる。

次に軌道要素の分布について説明する。軌道長半径は、星の質量からおおよそ見積もったハビタブルゾーンの周辺領域 ($a_{\text{in}}-a_{\text{out}}$ 間) に軌道間隔を b 開けながら分布させる。離心率と軌道傾斜角はレイリー

分布に従うとし、他の角度パラメータ、 ω 、 Ω 、 M はランダムに分布させる。原始惑星の初期条件をモデルごとに表 1 に示す。 N は軌道範囲に分布させた原始惑星の個数、 M_{tot} は N 個の全質量である。この初期条件のうち、 $a_{\text{in}}-a_{\text{out}}$ は自らが決めた値であるが、そのほかの物理量は中心星の質量を決めると自動的に定まる量であることを強調しておく。

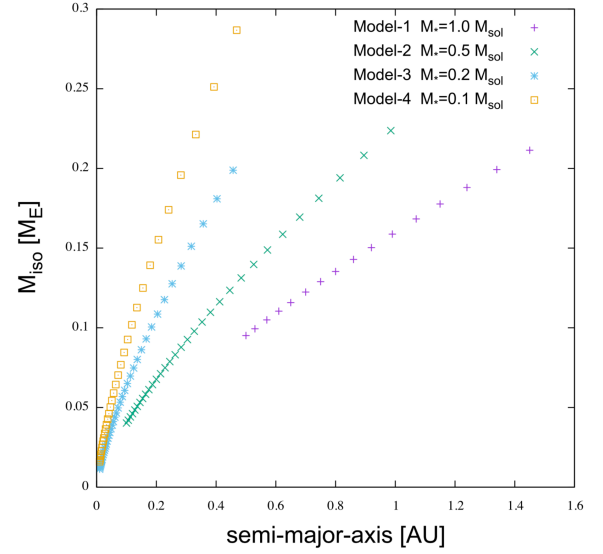


図 1: 原始惑星の質量分布

表 1: 各モデルの初期条件

Model	M_*/M_\odot	a_{in}	a_{out}	N	M_{tot}/M_\oplus
1	1.0	0.5	1.5	16	2.3
2	0.5	0.1	1.0	32	3.2
3	0.2	0.01	0.5	44	2.6
4	0.1	0.01	0.5	33	2.7

2.2 orbital integration

原始惑星の軌道変化は、個々の運動方程式を数値的に時間積分することによって得られる。解くべき方程式は

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -GM_* \frac{\mathbf{x}_i}{|\mathbf{x}_i|^3} - \sum_{j \neq i}^N GM_j \frac{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|^3} \quad (2)$$

である。ここで G は万有引力定数である。粒子 i の加速度は中心星からの重力（第一項）と、原始惑星間の相互重力（第二項）によって決まる。時間積分の方法として、予測子・修正子法と呼ばれる数値計算法の一つの、4 次エルミート法を用いる。この積分法は、個々の粒子が独立に時間刻み幅をとることができるため、粒子間距離が短い場合に細かい時間刻み幅で積分をし、十分距離が長い場合は粗い時間刻み幅を採用することが可能である。計算時間は巨大衝突過程の典型的なタイムスケールである 2×10^8 年とする。

3 Results

本来ならば各モデルに対して 20 ランほどシミュレーションをし、統計的に性質を調べる必要がある。だが、研究の中途段階であるため、ここでは現時点でわかっていることのみを示す。

3.1 Model 1

まず、モデル 1 のシミュレーション過程の一例を図 2、図 3 に示す。原始惑星の数は $t = 0$ 年では 16 個であるが、徐々に軌道が交差し、衝突・合体が進むことで、粒子数が時間とともに減っていくのが確認できる。 $t = 10^8$ 年になると 4 個にまでなり、軌道間隔は十分空いていることから、今後衝突は起こらないと考えられる。また、はじめの軌道長半径の分布範囲は $0.5 - 1.5[\text{AU}]$ であったが、原始惑星同士の重力散乱の効果で、この範囲よりも外側や内側に動いている粒子がある。この結果は (Kokubo et al. 2006) の計算結果とも合致する。しかし、この一つの結果のみをみると、離心率や軌道傾斜角の値が大きすぎるように見受けられる。今後の統計的なデータの解析によって確かめる必要がある。

4 Conclusion & Discussion

巨大衝突過程の N 体シミュレーションのコードを開発し、標準的なモデルによる惑星の形成について、再現することができた。今後は現在計算中のすべて

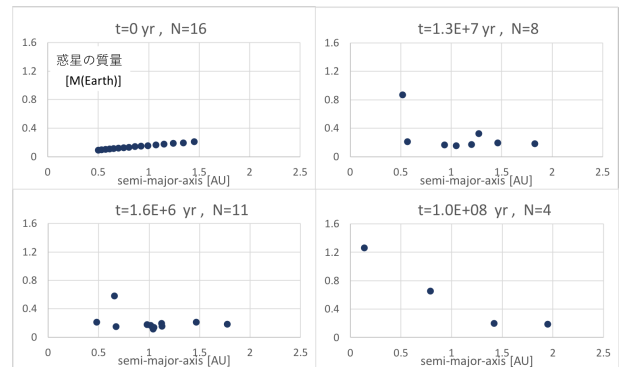


図 2: 巨大衝突過程の質量変化

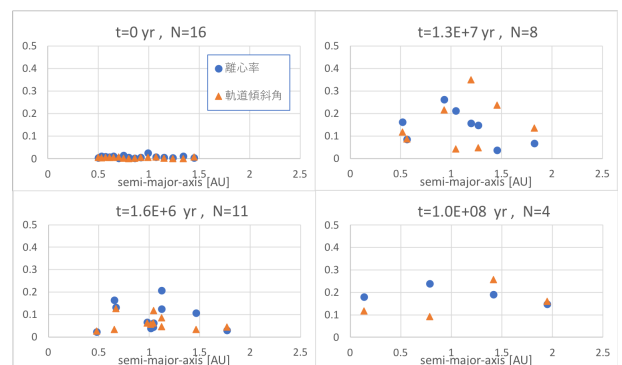


図 3: 巨大衝突過程の軌道パラメータの変化

のモデルについて統計的な解析を行い、中心星の質量が軌道要素にもたらす影響を定式化し、評価したい。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、様々なご指導いただきました小久保英一郎氏に深く感謝致します。

Reference

- Raymond, S. N., Scalo, J., & Meadows, V. S. 2007, ApJ, 669, 606
- Kokubo, E., Yoshinaga, K., & Makino, J. 1998, MNRAS, 297, 1067
- Kokubo, E., Kominami, J., & Ida, Shigeru. 2006, ApJ, 642, 1131

a10

Particle-Particle Particle-Tree法を用いた
惑星系形成の N 体計算コードの開発
東京大学大学院 理学系研究科
石城 陽太

Particle-Particle Particle-Tree 法を用いた 惑星系形成の N 体計算コードの開発

石城 陽太 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

一般に、惑星系は、中心星を取り巻く原始惑星系円盤から形成したと考えられている。特に、固体惑星やガス惑星のコアは、原始惑星系円盤内で km サイズの天体 (微惑星) の集積により形成したとされている。微惑星の集積過程は、主に微惑星系の重力多体計算 (N 体計算) によって議論されている。また、従来の惑星系形成標準理論にも様々な未解決問題が指摘されており、近年、それらの問題を解決するために様々な惑星系形成モデルが提唱されている。しかし、十分な粒子数の N 体計算が行われていないため、汎惑星系形成論となるモデルは未だ構築されていない。本研究では、惑星系形成シミュレーションのための particle-particle particle-tree (P^3T) 法を用いた新しい N 体計算コード、GPLUM の開発を行った。GPLUM では、近距離の粒子間重力相互作用を 4 次エルミート法で計算し、遠距離の粒子間重力相互作用をツリー法で計算する。また、従来の P^3T 法を用いたコードでは、系内の粒子について質量比が大きくなると計算速度が低下するという問題があるが、GPLUM では、その問題点を解決している。 N 体計算コードの性能を改善することにより、惑星系形成過程の大域的なシミュレーションが可能になる。GPLUM によって、 N 体計算で $\sim 10^6$ - 10^7 粒子を扱うことが可能となり、これまで N 体計算で扱うことができなかった広範囲、高解像度の N 体計算を行うことができる。さらに、計算コストが向上したことで、たくさんの数値実験が可能となり、パラメータサーベイによる新たな議論も可能となることが期待される。

1 Introduction

現在の惑星系形成論の標準的な理論では、惑星系は、中心星をとりまく円盤 (原始惑星系円盤) から形成したと考えられている。原始惑星系円盤の中で、固体物質が集積し、 $\sim km$ サイズの天体 (微惑星) が形成し、この微惑星が集積により、地球型惑星や巨大惑星のコアが形成したと考えられている。微惑星から地球型惑星や巨大惑星のコアを形成する段階は、主に微惑星系の重力多体計算 (N 体計算) によって議論されてきた。微惑星の形成は重力相互作用や衝突を伴う非線形の力学的過程であるため、微惑星系の N 体計算は衝突系の N 体計算である。

多くの古典的な研究における N 体計算では、4 次エルミート法 (Makino 1991) を用いた直接計算手法が用いられる。これは、粒子間の重力相互作用を全て直接計算する手法である。HARP や GRAPE (Sugimoto et al. 1990, Makino et al. 1993, 2003) のような重力相互作用の計算を高速化するハードウェアが開発さ

れている。しかし、これらの直接計算手法は計算速度が $O(N^2)$ で増加するのが問題点である。 N は系の粒子数である。

一方で、ツリー法 (Barnes & Hut 1986) は、重力相互作用の計算速度を $O(N \log N)$ に減少させることのできる N 体計算手法である。ツリー法を用いて開発された銀河の N 体計算コード PKDGRAV (Stadel 2001) は、惑星系形成の N 体計算にも用いられている (Richardson et al. 2000)。しかし、ツリー法は近接相互作用を高精度に計算するのは難しく、惑星系のような衝突系の N 体計算を長時間行なうのは難しいのが問題点である。

particle-particle particle-tree (P^3T) 法 (Oshino et al. 2011) は、4 次エルミート法とツリー法を組み合わせた計算手法であり、理想的には、計算速度は $O(N \log N)$ である。PENTACLE (Iwasawa et al. 2017) は P^3T 法を用いた N 体計算手法である。自己無撞着な N 体計算手法は様々なものが開発されているが、 $\sim 10^5$ - 10^6 年の計算をすれば計算可能な粒子

数は最大でも $\sim 10^4$ - 10^5 程度である。しかし、P³T 法を用いることで、 $\sim 10^6$ 程度の計算も可能となる。PENTACLE で用いられる従来の P³T 法は、系内の粒子について質量比が大きくなると計算速度が低下するという問題がある。

本研究では、P³T 法を用いた新しい N 体計算コード GPLUM の開発を行う。系内の粒子について質量比が大きくなった場合でも効率的にハミルトニアンを分割できる新たなアルゴリズムを開発し、実装することで、GPLUM では従来の P³T 法の問題点を解決している。

2 Numerical Methods

P³T 法では、ハミルトニアンは以下のように H_{Soft} と H_{Hard} の 2 つに分割される。

$$H = H_{\text{Soft}} + H_{\text{Hard}}, \quad (1)$$

$$H_{\text{Soft}} = - \sum_i \sum_{j>i} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} W(r_{ij}; r_{\text{out}}), \quad (2)$$

$$H_{\text{Hard}} = \sum_i \left[\frac{|\mathbf{p}_i|^2}{2m_i} - \frac{GM_* m_i}{r_i} \right] - \sum_i \sum_{j>i} \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} [1 - W(r_{ij}; r_{\text{out}})], \quad (3)$$

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j. \quad (4)$$

ここで、 G は重力定数、 m_i 、 \mathbf{p}_i 、 \mathbf{r}_i は粒子 i の質量、運動量、位置である。 M_* は中心星質量。 $W(r_{ij}; r_{\text{out}})$ はハミルトニアンの切替関数で、粒子間距離 r_{ij} とカットオフ半径 r_{out} により決まる。 $W(r_{ij}; r_{\text{out}})$ は、 $r_{ij} > r_{\text{out}}$ では 1、 $r_{ij} < r_{\text{out}}$ では r_{ij} の減少に伴って 0 に近づくような関数であり、これによって遠距離相互作用が H_{Soft} に、近距離相互作用が H_{Hard} に含まれるようにハミルトニアンが分割される。

ハミルトン形式では、運動方程式は以下のように記述される。

$$\frac{dw}{dt} = \{w, H\}. \quad (5)$$

w は正準変数、 $\{, \}$ はポアソン括弧である。この方程式の解は以下で表される。

$$w(t + \Delta t) = e^{\Delta t \{, H\}} w(t). \quad (6)$$

P³T 法では、この解を以下のように表す。

$$w(t + \Delta t) = e^{\Delta t/2 \{, H_{\text{Soft}}\}} e^{\Delta t \{, H_{\text{Hard}}\}} e^{\Delta t/2 \{, H_{\text{Soft}}\}} w(t). \quad (7)$$

これにより、 H_{Soft} と H_{Hard} の寄与を分割して積分することができる。P³T 法では、 H_{Soft} に含まれる重力相互作用をツリー法で高速に計算し、 H_{Hard} に含まれる重力相互作用を 4 次エルミート法またはニュートン-ラブソン法で積分する。

ここで、GPLUM におけるカットオフ半径 r_{out} の決め方を説明する。それぞれの粒子のカットオフ半径 $r_{\text{out},i}$ は、粒子のヒル半径 r_{Hill} をもとに以下のように定められる。

$$r_{\text{out},i} = \tilde{R}_{\text{cut}} r_{\text{Hill},i}. \quad (8)$$

\tilde{R}_{cut} はカットオフ半径を定める定数パラメータである。PENTACLE などの従来の P³T 法 N 体計算コードでは、(2)、(3) で用いられるカットオフ半径 r_{out} は以下のように定められる。

$$r_{\text{out}} = \max_k (r_{\text{out},k}). \quad (9)$$

本稿では、このようなカットオフ半径の決め方を、「共有カットオフ法」と呼ぶ。一方で、GPLUM では、粒子 i と粒子 j の相互作用に関するカットオフ半径 $r_{\text{out},ij}$ を以下のように定める。

$$r_{\text{out},ij} = \max(r_{\text{out},i}, r_{\text{out},j}). \quad (10)$$

本稿では、このようなカットオフ半径の決め方を、「独立カットオフ法」と呼ぶ。

惑星系形成の微惑星成長は暴走的、寡占的なモードで起きるため、系内の粒子の質量比は大きくなる。このとき、共有カットオフ法を用いると、全ての相互作用で質量が最大の暴走成長天体のヒル半径をもとにカットオフ半径が定められるため、特に小質量の粒子の相互作用については、ヒル半径と比較して距離が遠い粒子との相互作用も H_{Hard} に含まれることになる。そのため、ハミルトニアンの分割の効率が落ち、特に \tilde{R}_{cut} を大きく設定しているときには計算速度が大きく落ちる問題点があった。しかし、独立カットオフ法を用いると、質量比が大きくなった場合でもハミルトニアンの分割は質量に応じて適切に行われるので、計算速度は落ちない。

他にも、近接粒子の探索方法や、MPI 通信のアルゴリズムなどに改良を加えた (Ishigaki et al. in prep.).

3 Results

GPLUM の性能評価を行うために、微惑星系の N 体計算を行う。初期の粒子は、 2×10^{21} g、 2 g/cc の糖質量に設定し、 0.9 - 1.1 AU の領域に 10^6 粒子を設定する。軌道離心率、傾斜角は $\langle e^2 \rangle^{1/2} = 2 \langle i^2 \rangle^{1/2} = 2h$ に従うガウス分布で設定する (Ida & Makino 1992). $h = r_{\text{Hill}}/a$ で、 a は軌道長半径である。微惑星の集積は、完全合体とする。

図は、共有カットオフ法と独立カットオフ法のエネルギー誤差である。共有カットオフ法と独立カットオフ法でエネルギー誤差は同程度なので、独立カットオフ法を用いても精度は保たれていることが分かる。また、衝突破壊モデル (Kominami et al. in prep.) を導入したときのエネルギー誤差も図中に示す。衝突破壊を考慮しても、精度は保たれていることが分かる。また、粒子数や質量成長速度、軌道離心率、傾斜角分布などについても比較を行ったが、共有カットオフ法と独立カットオフ法で大きな違いはないことは確かめている。

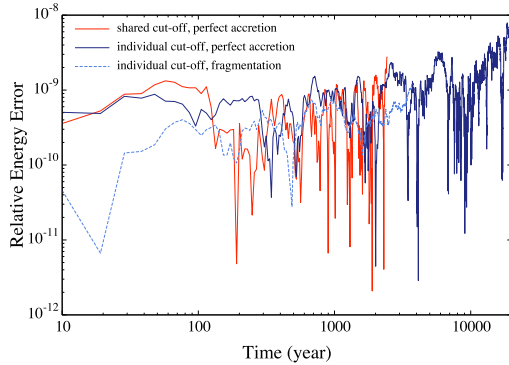


図 1: 完全合体で共有カットオフ法 (赤色) と独立カットオフ法 (青色), 衝突破壊で独立カットオフ法 (水色) の長期計算における系の相対エネルギー誤差. $\theta = 0.5$, $\Delta t = 1/128$

また、独立カットオフ法の長期計算の 2,500 年の系を用いて、共有カットオフ法と独立カットオフ法の比較のための計算を行う。

図 2 は、共有カットオフ法と独立カットオフ法の計算時間である。 $\tilde{R}_{\text{cut}} \gtrsim 1$ のとき、共有カットオフ法では計算時間が大きく増加するのに対して、独立カットオフ法では計算時間はほとんど変化がない。ヒル球の内部の粒子との相互作用を近接相互作用として計算するのであれば、 $\tilde{R}_{\text{cut}} \gtrsim 1$ とすることが必要であるので、そのような計算を効率良く行うためには独立カットオフ法を用いることが有効であることがわかる。

また、図 3 は、共有カットオフ法と独立カットオフ法の系のエネルギー誤差である。共有カットオフ法と独立カットオフ法では系のエネルギー誤差は同程度であり、 Δt , \tilde{R}_{cut} に対して、同様の傾向を示す。 Δt はケプラー時間の $1/\pi$ を単位とするツリーのタイムステップである。このことから独立カットオフ法でも共有カットオフ法と同程度の精度で計算できることが分かる。

4 Discussion and Conclusion

本研究では、 P^3T 法を用いた N 体計算コード、GPLUM の開発を行った。本研究で新たに考案した独立カットオフ法による計算精度は、従来の方法である共有カットオフ法によるものと同程度である。独立カットオフ法の計算は、共有カットオフ法のものよりも非常に高速であることも確かめているため、GPLUM は、従来の P^3T 法の問題を解決している。

今後、この計算コードを用いれば、 $\sim 10^7$ 程度の粒子数の N 体計算も現実的になるため、惑星系円盤の広範囲の計算や、高解像度の計算も可能になる。また、 N 体計算を用いたパラメータサーベイも可能になると考えられるため、新たな枠組みでの惑星系形成の議論も可能になると期待される。

しかし、 > 5 AU の領域では、連微惑星のような公転のタイムスケールより非常に小さいタイムスケールで複雑な運動をする粒子が生まれる確率が高いことが知られている。この運動を高精度に解くのは GPLUM を用いても難しく、木星以遠の領域まで含めた広範囲の N 体計算は未だ困難である。これを解決するための GPLUM の開発は現在行っている。

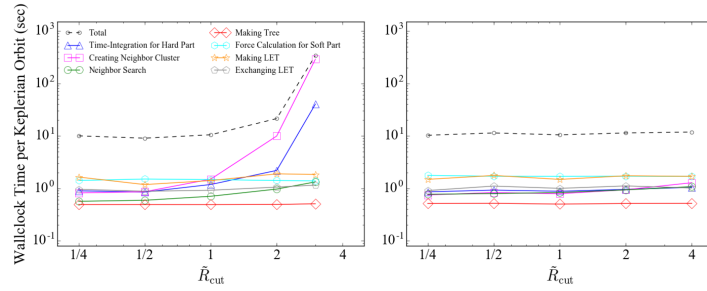


図 2: 共有カットオフ法 (左) と独立カットオフ法 (右) のときの 1 ケプラー時間にかかる各処理の計算時間, 合計 (黒色), 4 次エルミート法による積分 (青色), 近接粒子の探索 (緑色), 近接粒子をもとにした粒子グループの作成 (桃色), ツリーの作成 (赤色), ツリー法による計算 (水色), MPI プロセス内でのローカルツリーの作成 (黄色) とその送信 (灰色) の処理にかかる時間を \tilde{R}_{cut} の関数として図示している. $\theta = 0.5$, $\Delta t = 1/128$. θ はツリーの見込み角.

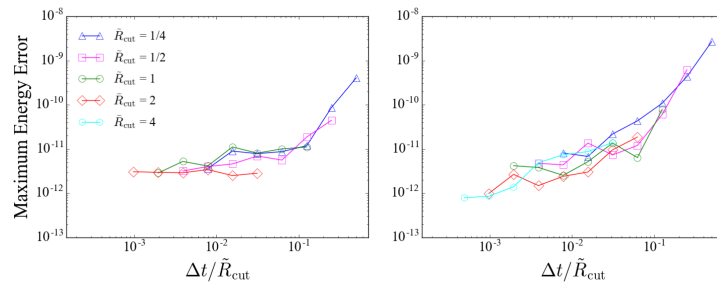


図 3: 共有カットオフ法 (左) と独立カットオフ法 (右) のときで 5 ケプラー時間で生じた系の相対エネルギー誤差. $\theta = 0.5$

Reference

- Barnes, J., Hut, P., 1986, Nature 324, 446
- Iwasawa, M., Oshino, S., Fujii, M. S., Hori, Y., 2017, Publications of the Astronomical Society of Japan 69, 81
- Makino, J., 1991, The Astrophysical Journal 369, 200
- Makino, J., Fukushige, T., Koga, M., Namura, K., 2003, Publications of the Astronomical Society of Japan 55, 1163
- Makino, J., Kokubo, E., Taiji, M., 1993, Publications of the Astronomical Society of Japan 45, 349
- Oshino, S., Funato, Y., Makino, J., 2011, Publications of the Astronomical Society of Japan 63, 881
- Richardson, D. C., Quinn, T., Stadel, J., Lake, G., 2000, Icarus 143, 45
- Stadel, J. G., 2001, Ph. D. thesis, University of Washington Washington, DC.
- Sugimoto, D., Chikada, Y., Makino, J., Ito, T., Ebisuzaki, T., Umemura, M., 1990, Nature 345, 33

a11

惑星形成における衝突破壊の重要性の
再検討

名古屋大学大学院 理学研究科

河合 航佑

惑星形成における衝突破壊の重要性の再検討

河合 航佑 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

惑星形成後期では、惑星は周りの微惑星と衝突して成長する。一方、惑星が成長して大きくなると、惑星の重力散乱により微惑星の衝突速度を大きくする。このような微惑星達が衝突すると、破壊が起こる。この破壊がくり返し起こることで生じる小さな破片は、円盤中のガスの抵抗を強く受けることで角運動量を失って中心星へ落下する。つまり、衝突・破壊により固体物質が枯渇するため、原始惑星の成長を阻害される。この効果は惑星が火星程度になると起こるため、非常に重要である。

これまでの研究では、この破壊現象において、衝突天体の質量に比べて衝突によって生じる破片の総質量が母天体程度になるような大規模破壊の方が、破片の総質量が母天体に比べずっと小さな局所破壊より重要で、微惑星の減少時間は大規模破壊が決めているとされていた。しかし、Kobayashi & Tanaka (2010) では、くり返し怒る衝突・破壊 (衝突カスケード) における天体のサイズ分布を導出し、このサイズ分布の下で大規模破壊と局所破壊のそれぞれ衝突が起こる頻度を考慮に入れ、解析し、局所破壊の方がより重要であることを導いた。本公演では Kobayashi & Tanaka (2010) における破壊モデルと局所破壊の方がより重要であることを紹介し、このモデルの妥当性を確かめる為の今後の展望を示す。

1 Introduction

星形成の副産物として形成される原始惑星系円盤の中で、固体天体が衝突を繰り返し固体惑星や巨大ガス惑星の固体核は形成される。惑星形成後期では、惑星は周りの微惑星と衝突して成長する。

惑星形成において天体の衝突速度は、固体天体が成長するか否かを決め非常に重要である。惑星が成長して重くなると、周りの微惑星を重力散乱するようになる。そのとき、微惑星の衝突速度は大きくなるが、惑星と微惑星が衝突しても惑星の重力のため破壊の効果は小さい。しかし、微惑星同士が衝突すると、破壊が起こる。様々なサイズの微惑星同士の衝突・破壊が次々に起こる (衝突カスケード) が、衝突カスケードにおいて小さな破片が生成され、それらも衝突・破壊を繰り返すことで更に小さな破片が生じる (Tanaka et al. 1996)。小さくなった破片、特にメートルサイズの破片は円盤中のガスの抵抗を強く受け、角運動量を失って中心星へ落下する。つまり、衝突・破壊により惑星の成長に用いる為の固体物質が枯渇するため、原始惑星の成長は阻害される。この効果は惑星が火星程度になると起こる為、重要である。

この破壊現象は大まかに 2 種類に分けることができる。大きなエネルギーを持って衝突することで衝突天体の質量に比べて衝突によって生じる破片の総質量が半分以上になるような大規模破壊と、低いエネルギーでの衝突により破片の総質量がわずかな局所破壊である。大規模破壊が生じる為には、微惑星の中でも大きいものやランダム速度が速いものが必要となるので、生じる頻度は低い。一方、局所破壊は小さな固体天体があれば生じるので、頻度は高い。これまでの研究は、破片の総質量をより重視して大規模破壊と局所破壊を完全に区別した破壊モデルを作り、その結果固体物質の枯渇に関わる衝突は大規模破壊であるとされていた (e.g., Dohnanyi 1969; Williams & Wetherill 1994)。

しかし、Kobayashi & Tanaka (2010) では破片の総質量・頻度を等しく考え、大規模破壊と局所破壊の間を連続的に描く様なモデルを作り、結果固体物質の枯渇に関わる衝突はどちらかなのかを解析的に調べた。

2 Methods

破壊モデルを基礎方程式とともに質量空間での表式で書き下す。

2.1 Basic equation

この研究では、中心星周りの無限に薄い軸対称な細い円環を考える。その中における固体天体の質量分布は次の質量保存の式に従う。

$$\frac{\partial mn_s(m)}{\partial t} + \frac{\partial F(m)}{\partial m} = 0 \quad (1)$$

ここで、 $n_s(m)dm$ は質量が $[m, m + dm]$ の範囲を持つ物体の面数密度、 $F(m)$ は質量 m を横切る質量フラックスである。

$[m_1, m_1 + dm_1]$ の範囲に質量を持つ物体（以下ターゲット）に $[m_2, m_2 + dm_2]$ の範囲に質量を持つ物体（以下インパクター）が衝突する際の衝突頻度は、

$$\Omega_K n_s(m_1) dm_1 n_s(m_2) dm_2 P_{\text{col}} \quad (2)$$

と表される。ここで Ω_K はケプラー速度、 P_{col} は衝突確率で、衝突断面積 σ_{col} 、ターゲットとインパクターの相対速度 v_{rel} 、スケールハイト h_{12} を用いて、大雑把には以下で見積れる。

$$P_{\text{col}} \sim \frac{\sigma_{\text{col}} v_{\text{rel}}}{2h_{12}\Omega_K} \quad (3)$$

正確には次のようになる (Greenzweig & Lissauer 1992; Inaba et al. 2001)。

$$\begin{aligned} P_{\text{col}} &= \pi(r_1 + r_2)^2 \times \frac{\mathcal{F}(I)}{2\pi^2} \\ &= h_0 m_1^{\frac{2}{3}} \left(1 + \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{\frac{1}{3}} \right)^2 \end{aligned} \quad (4)$$

ここで r_1, r_2 はそれぞれターゲットとインパクターの半径で、 I は離心率に対する軌道傾斜角の比、 $h_0 = 6.1 \times \mathcal{F}(I) \rho^{-\frac{2}{3}}$ で ρ は物体の密度である。

衝突により質量 m_1 の物体から生じた破片のうち質量 m 未満のもの総質量を、質量分率 $f(m; m_1, m_2)$ を用いて、

$$m_1 f(m; m_1, m_2) \quad (5)$$

と表す (Tanaka et al. 1996)。これを用いて質量 m を横切る質量フラックスを記述すると、質量フラックスはつまり、単位時間当たりに衝突により質量 m 以上の物体が衝突・破壊により質量 m 以下になる時の質量 m 以下のもの面密度の総和であるので、インパクターの質量範囲を $[0, \infty]$ 、ターゲットの質量範囲を $[m, \infty]$ と取り積分することで、

$$\begin{aligned} F(m) &= \\ &= - \int_m^\infty dm_1 \int_0^\infty dm_2 \Omega_K m_1 f(m, m_1, m_2) n_s(m_1) n_s(m_2) P_{\text{col}} \end{aligned} \quad (6)$$

と書ける。

2.2 Fragmentation model

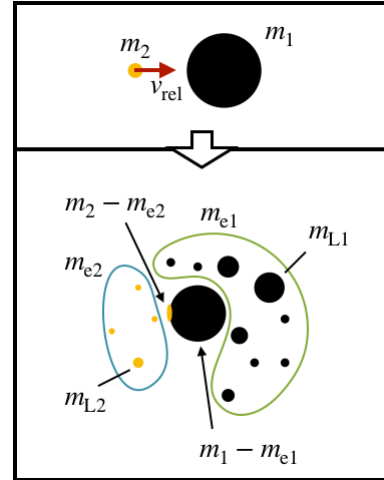


図 1: 衝突・破壊のイメージ図。添字の 1,2 はそれぞれターゲット、インパクターそれぞれから生じる物体の質量を表し、破壊モデルにおける、破片の総質量 $m_{e1,2}$ 、破片の最大質量 $m_{L1,2}$ 、生き残りの質量 $m_{1,2} - m_{e1,2}$ を図中に示す。

式 (5) の具体的な表式を破壊モデルを考えることで与える。衝突・破壊により質量 m_1 のターゲットから放出された物体の質量分布は、放出された破片の冪乗分布とターゲットの生き残りの 2 種類の和と考えることが出来る (図 1)。質量 m_1 のターゲットから放出された破片の冪乗分布を、破片の総質量 m_{e1} 、

破片の最大質量 m_{L1} , 分布の冪乗指数 b , の 3 つの量により特徴付ける (以下質量 m_1 のターゲットから放出された物体にのみ着目する為, 添字の 1 は省略する) と, 式 (5) は破片の質量 m 未満の総和の質量分率 f_{eje} と質量 m 未満の生き残りの質量分率 f_{rem} の和で表せられ, これらは

$$m_1 f_{\text{eje}}(m; m_1, m_2) = \begin{cases} m_e & (m > m_L) \\ m_e \left(\frac{m}{m_L}\right)^{2-b} & (m \leq m_L) \end{cases} \quad (7)$$

$$m_1 f_{\text{rem}}(m; m_1, m_2) = \begin{cases} m_1 - m_e & (m \geq m_1 - m_e) \\ 0 & (m < m_1 - m_e) \end{cases} \quad (8)$$

と書ける.

衝突・破壊で生じる破片の分布は衝突の強さに依存するので, 次の規格化インパクトエネルギー $\phi(y)$ を導入する.

$$\phi(y) = \frac{Q}{Q_D^*} = \frac{v_{\text{rel}}^2 y}{2Q_D^* (1+y)} \quad (9)$$

ここで, $y = m_2/M_1$ で, Q は比衝突エネルギーで,

$$Q = \frac{E_{\text{imp}}}{m_1} = \frac{1}{2} \frac{m_2}{m_1 + m_2} v_{\text{rel}}^2 \quad (10)$$

Q_D^* は破片の総質量 m_e がターゲットの質量 m_1 の半分になる時の Q_D であり大規模破壊を起こす閾値である. 従って, $\phi(y) < 1$ ならばクレーター衝突を表し, $\phi(y) \geq 1$ ならば大規模破壊を表す.

これを用いて破片の総質量 m_e , 破片の最大質量 m_L を次のように与える (図 2).

$$m_e = \frac{\phi(y)}{1 + \phi(y)} m_1 \quad (11)$$

$$m_L = \frac{\epsilon}{1 + \phi(y)} m_e = \frac{\epsilon \phi(y)}{(1 + \phi(y))^2} m_1 \quad (12)$$

ここで ϵ は無次元パラメーターである.

3 Results

破壊モデルで表した式 (5) の具体的な表式をフラックスの式 (6) に代入し, 定常状態 (平衡) におけるフ

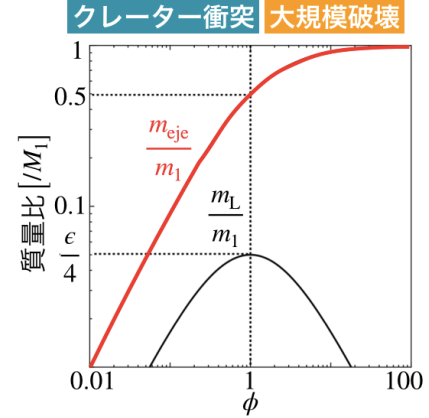


図 2: 破壊モデルにおける ϕ に対する質量 m_1 のターゲットから生じる破片の総質量 m_e , 破片の最大質量 m_L . $\phi(y) < 1$ でクレーター衝突を表し, $\phi(y) \geq 1$ で大規模破壊を表す. (Kobayashi & Tanaka(2010) Fig. 2. より.)

ラックスを導出する. ここで $n_s = Am^{-\alpha}$ とし, 無次元量 v_{rel}^2/Q_D^* , ϵ , b がターゲットとインパクトの質量 M_1 , m_2 に依らないという仮定をする. この時, 質量分率 $f(m; m_1, m_2)$ は

$$f(m; m_1, m_2) = f\left(\frac{m}{m_1}, \frac{m_2}{m_1}\right) \quad (13)$$

というように, 質量比で表すことが出来, フラックスは次のようになる.

$$F(m) = -A^2 \Omega_K h_0 m^{\frac{11}{3} - 2\alpha} \times \int_0^1 dx \int_0^\infty dy y^{-\alpha} \left(1 + y^{\frac{1}{3}}\right)^2 x^{2\alpha - 14} f(x, y). \quad (14)$$

ここで $x = m/m_1$, $y = m_2/m_1$ である. x については解析的に計算が可能で, 定常状態 (平衡) において具体的なフラックスの表式は,

$$F(m) = F_{\text{eje}}(m) + F_{\text{rem}}(m) \quad (15)$$

$$F_{\text{eje}}(m) = -A^2 \Omega_K h_0 \int_0^\infty dy \frac{y^{-\alpha} \left(1 + y^{\frac{1}{3}}\right)^2 \phi(y)}{1 + \phi(y)} \times \left[-\ln \frac{\epsilon \phi(y)}{[1 + \phi(y)]^2} + \frac{1}{2 - b} \right] \quad (16)$$

$$F_{\text{rem}}(m) = -A^2 \Omega_K h_0 \int_0^\infty dy \frac{y^{-\alpha} (1 + y^{\frac{1}{3}})^2}{1 + \phi(y)} \times \ln(1 + \phi(y)) \quad (17)$$

であり、 $\alpha = 11/6$ となる。この α の値から、定常状態における天体のサイズ分布が解析的に決まった。

さらに、式 (15) について、 y の積分範囲をある $y' = m_2/m_1$ までとし、 $\tilde{F}(m, y')$ をその y' までのフラックスの累積値とすると、規格化衝突エネルギー (9) より、クレーター衝突により放出された破片のフラックスであるのか、大規模破壊によるものなのかを区別することが出来る。

質量比 $y' = m_2/m_1$ に対する $\tilde{F}(m, \infty)$ で規格化したフラックスの累積値 $\tilde{F}(m, y')$ を図 3 に示す。 $v_{\text{rel}}^2/Q_D^* = 20,000, 200$ より、ともに高速度衝突であり、青線がクレーター衝突が生じる領域を、黄線が大規模破壊を生じる領域を表す。どちらも y' が増加しクレーター衝突から大規模破壊に転じる時、 $\tilde{F}(m, y')/\tilde{F}(m, \infty)$ の値はほぼ 0.9 である為、クレーター衝突の割合が約 9 割をしめていることがわかる。従って、固体物質枯渇により関わる衝突・破壊はクレーター衝突であることが言える。

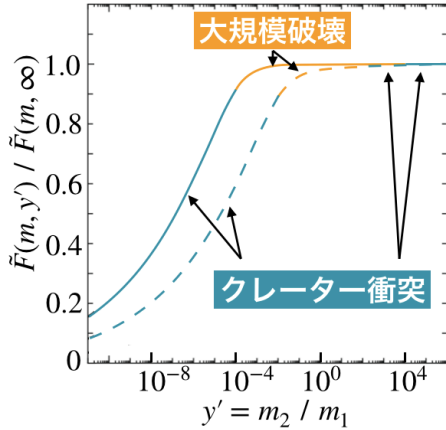


図 3: 質量比 $y' = m_2/m_1$ に対する $\tilde{F}(m, \infty)$ で規格化したフラックスの累積値 $\tilde{F}(m, y')$ 。実線と破線はそれぞれ $v_{\text{rel}}^2/Q_D^* = 20,000, 200$ に対するものである。(Kobayashi & Tanaka(2010) Fig. 5. より.)

4 Summary & Future Work

惑星形成において非常に重要である衝突現象には惑星を成長させるだけでなく、むしろその成長を阻害させるような働きもする。Kobayashi & Tanaka (2010) では、惑星の成長を阻害させるような衝突・破壊のモデルを破片の総質量 m_e 、破片の最大質量 m_L 、分布の冪乗指数 b 、の 3 つの量により特徴付け、これらをクレーター衝突と大規模破壊ではっきり区別することなく、連続的なモデルで表した。これを解析的に解くことで、大規模破壊よりもクレーター衝突の方がフラックスの大部分を占めることがわかり、固体物質枯渇により関わるのはクレーター衝突であることがこのモデルから言えた。

しかし、この破壊モデルの内、特に破片の総質量 m_e の $\phi \ll 1$ において、 $m_e \propto \phi$ であることは実験事実と一致しているが、ファクターに関してはまだ不確定であるとされている。私は今後、この破片の総質量 m_e の $\phi \gg 1$ においてこのモデルの妥当性を確かめるために、SPH 粒子を用いた固体天体の衝突シミュレーションを行うことで検討するつもりである。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、指導教官である小林助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。この場を借りて深く感謝申し上げます。

Reference

- Tanaka, H., Inaba, S., Nakazawa, K., 1996, Icarus 123, 450-455.
- Dohnanyi, J.S., 1969, Res. 74, 2531-2554.
- Williams, D.R., Wetherill, G.W., 1994, Icarus 107, 117-128.
- Kobayashi, H., Tanaka, H., 2010, Icarus 206, 735-746.
- Greenzweig, Y., Lissauer, J.J., 1992, Icarus 100, 440-463.
- Inaba, S., Tanaka, H., Nakazawa, K., Wetherill, G.W., Kokubo, E., 2001, Icarus 149, 235-250.

a12

ダスト高密度領域における雷によるコ
ンドリユール形成モデル

東京工業大学 理学院地球惑星科学系

池田 千尋

ダスト高密度領域における雷によるコンドリュール形成モデル

池田 千尋 (東京工業大学 理学院地球惑星科学系)

Abstract

コンドリュールとは、コンドライト隕石の主要な構造物 (Scott 2007) で、半径 1 mm 程度の球状の組織である。コンドリュールの形成は太陽系形成初期に起きたことが分かっているため、その形成メカニズムを明らかにすることは原始太陽系星雲について知るうえで重要となる。コンドリュールは原始太陽系星雲内でダスト粒子が数分以内で加熱されて溶融し、1-1000 K/hour の速度で冷却され固まって形成されたと考えられている (Desch et al. 2012)。その形成メカニズムは解明されていないが、衝撃波、天体衝突、X-wind、雷によって形成されたとする説がある。本研究では、雷によるコンドリュール形成について、コンドリュールの熱進化の観点から研究を行った。

コンドリュールの熱進化は今までに、Horanyi et al. (1995) で研究された。この先行研究では原始太陽系星雲内で雷が発生することを仮定し、雷内のガスの密度や温度の時間進化と高温のガスによって加熱されるダスト粒子の温度の数値計算を行った。計算の結果ダスト粒子は完全に溶融するが、その冷却速度は結晶組織の分析から推定されているコンドリュールの冷却速度よりも速くなることが分かった。

本研究では原始太陽系星雲内のダスト密度の高い領域での雷の発生を仮定し、コンドリュールの熱進化を数値計算した。ダスト密度の高い領域を想定することは、雷の発生するために必要であり、また、コンドリュール内の揮発性物質の存在を説明する上でも必要である。本研究ではダスト密度が高いことから、ダスト粒子同士の相互作用を考慮に入れた。その結果、推定されるコンドリュールの熱史に合う雷の条件が存在することが分かった。

1 Introduction

1.1 コンドリュール

地球に落下する隕石の中で、最も一般的な隕石はコンドライト隕石である (Rubin 2000, Scott 2007)。コンドライト隕石はコンドリュールを主要な構造物として含む隕石である。コンドリュールはケイ酸塩からなる球状の構造物であり、その形状から、一度溶融しその後冷えて固まったと考えられる。コンドリュールが形成された時期については、放射年代測定により 4.563-4.567 Gyr 前であることが調べられている。これは、太陽系の起源と同じくらいの古さである (Connely et al. 2017)。よって、コンドリュールは初期の太陽系星雲内で形成され、天体に保存されたと考えられる。このことは、コンドリュールが初期太陽系星雲での天体の形成と惑星についての重要な情報を持っているかもしれないということを示唆している。

コンドリュールは初期太陽系星雲内に存在するシリケートダスト粒子が加熱されて溶融し、その後冷えて固まったと考えられている。実験的なコンドリュールの熱進化の研究によると、コンドリュールの構造を達成するためには、コンドリュールは急激に加熱され、その後冷却されたと考えられている。加熱速度は 120000 K/hour、冷却速度は 1-1000 K/hour である (Desch et al. 2012)。また、コンドリュールには揮発性物質が含まれていることから、ダスト密度の高い領域で形成されたことが考えられる (Alexander et al. 2008)。

急激な加熱には、短期間での一時的な熱イベントが必要である。しかし、そのメカニズムについては、まだ解明されていない。これまでに考えられているコンドリュール形成メカニズムは、衝撃波、X-wind、天体衝突、雷などがある。

1.2 雷によるコンドリュール形成

雷によるコンドリュール形成の研究には、原始太陽系星雲での雷の発生、ダストの熱進化、実験室での実験の観点によるものがある。Horanyi et al. (1995) は原始太陽系星雲内での雷の発生を仮定し、雷内部に充満したガスの温度と密度の変化と、ダスト粒子の温度変化を研究した。雷の通過する領域に存在していたダスト粒子は十分に加熱され、溶融した。このモデルでは、雷の内部にダスト粒子が 1 粒のみ存在すると仮定していた。つまり、ガス密度に比べてダスト密度が非常に低い状況を想定していた。一方、雷の発生にはガスとダストの質量比は 1:100 以上が必要である (Muranushi 2010) とされる。

1.3 目的

Horanyi et al. (1995) の仮定は雷内のダスト粒子が一つであった。しかし、コンドリュールはダスト密度の高い領域で形成されたと考えられている。また、雷の発生にはガスに対しダストの多い状況が必要である。そこで本研究では、ダスト密度の高い領域でのコンドリュールの熱進化を数値計算し、コンドリュール形成条件に合う雷の条件が存在するかを調べる。

2 Methods

本研究で扱う雷のモデルは、Horanyi et al. (1995) と同様に円筒形を仮定する。雷は直線状であり、軸対称であるとした。雷内部の温度勾配や密度分布は考えず、一様であるとする。また、温度変化を調べるダスト粒子の粒子内部の温度勾配は考えず、一様であるとする。

2.1 ガス

雷が発生すると、雷の通った円筒形の領域は高温の電子で満たされる。雷発生直後の雷の領域内は、高温の電子、雷外部と同じ低温の水素イオンとダスト粒子で満たされている。高温の雷の領域は時間とともに拡大していくが、このとき雷の外部に存在して

いたガスは雷の内部には入り込まず、雷の外壁を形成する。雷内部のガスは、高温の電子と低温の水素イオンと水素原子が相互作用することにより熱化する。また、ガス同士の衝突により放射が発生することで雷内部からエネルギーが失われていく。ここで、ガスは水素原子、水素イオン、電子を想定する。

ガス密度 (n_e , n_n) とガスの温度 (T_e , T_i) の変化は次のようになる。

$$\frac{dn_e}{dt} = -\nu_r n_e n_i + \nu_{e,n} n_e n_n - 2 \frac{n_e}{r} \frac{dr}{dt} \quad (1)$$

$$\frac{dn_n}{dt} = \nu_r n_e n_i - \nu_{e,n} n_e n_n - 2 \frac{n_n}{r} \frac{dr}{dt} \quad (2)$$

$$\frac{dT_e}{dt} = n_e \nu_{e,i} \frac{m_e}{m_i} (T_i - T_e) - 2(\gamma - 1) \frac{T_e}{r} \frac{dr}{dt} - I - X \quad (3)$$

$$\frac{dT_i}{dt} = -n_e \nu_{e,i} \frac{m_e}{m_i} (T_i - T_e) - 2(\gamma - 1) \frac{T_i}{r} \frac{dr}{dt} \quad (4)$$

$$I = \nu_{e,n} n_n \left(\frac{\gamma - 1}{k} \Delta E + T_e \left(\frac{3}{2} \gamma - \frac{1}{2} \right) \right) \quad (5)$$

$$X = n_n \frac{\gamma - 1}{k} \Sigma \Delta E^i \nu_\alpha^i \quad (6)$$

I と X はそれぞれ、ガスのイオン化、ガスの励起による温度変化への影響を表す。また、雷の膨張と内部の圧力は次のように考える。

$$\frac{d}{dt}(Mv) = 2\pi r h (P - P_0) \quad (7)$$

$$P = k(n_e T_e + n_i T_i + n_n T_n) \quad (8)$$

2.2 ダスト

雷内部の領域に存在するダスト粒子は周囲のガスとダストによりエネルギーを受ける。ダスト粒子へのエネルギーフラックス q はガスの衝突による効果 q_i 、ガスからの放射による効果 q_{uv} 、周囲のダスト粒子からの放射による効果 q_d を考える。

$$q = q_i + q_{uv} + q_d \quad (9)$$

1 つのダスト粒子が単位時間、単位面積当たり放出するエネルギーは σT_d^4 である。周囲のダスト粒子

から受ける放射は、雷内部の光学的厚み $\tau = r_0 \rho_d \kappa$ に依存して、

$$q_d = \frac{\tau}{1 + \tau} \sigma T_d^4 \quad (10)$$

と仮定する。光学的に厚いほど、周囲のダスト粒子からの影響を受けるように設定した。ダスト粒子の温度 T_d の変化は次のように表せる。

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{4}{3} \pi a^3 m_d C_p (q - \sigma T_d^4) \quad (11)$$

吸収係数 κ はダストのサイズ分布を反映するパラメータであり、支配的なダストサイズが小さいほど吸収係数は大きい値をとる。

温度変化を考えるダスト粒子は半径 0.3mm とし、1500K で溶融するとした。

3 Results

雷の膨張する速度と半径 (図 1)、雷内部のガスの温度 (図 2) と密度 (図 3)、ダスト粒子へのエネルギーフラックス (図 4)、ダスト粒子の温度の時間変化 (図 5) が得られた。雷が発生すると、雷の領域は外部との圧力差によって膨張する。高温の電子と低温のイオンは速いタイムスケールで熱化をし、その後領域の膨張とともに温度が下がる。ダスト粒子を溶融させる段階ではガスの衝突によるエネルギー、ダストの温度が上がってからは周囲のダスト粒子の放射によるエネルギーが効くことが分かる。

ダスト密度と吸収係数を変化させ、それぞれの場合のダスト粒子の温度変化を調べた。図 5 にはダスト密度 $\rho_d = 10^{-3} \text{kg/m}^3$ で吸収係数を変化させたときの結果を示した。図 6 よりダスト粒子の温度変化は光学的厚みに依存することが分かる。光学的に厚いほどダストの温度が上昇する傾向がみられる。

4 Discussion and Conclusion

本研究では、ガス密度に比べてダスト密度が高い領域での雷によるコンドリュール形成をコンドリュールの熱進化の観点から調べた。その結果、雷内部のダスト粒子の温度変化は光学的厚みに依存すること、

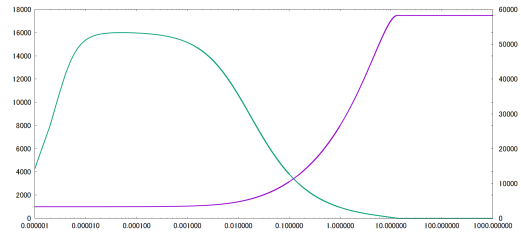


図 1: 雷の半径

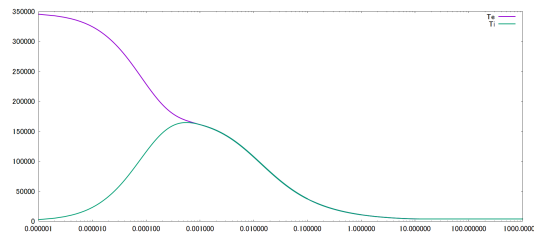


図 2: ガス温度

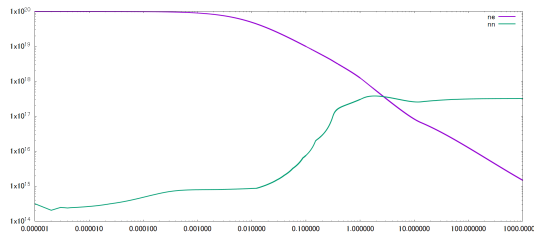


図 3: ガス密度

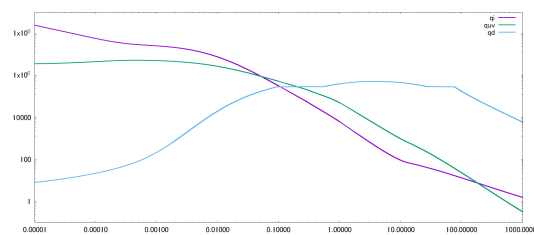


図 4: ダスト粒子へのエネルギーフラックス

光学的に厚いほどダストの温度が上昇することが分かった。しかし、冷却速度はコンドリュールの構造から考えられる速度よりも速い結果になっている。このことは光学的に厚い場合のダスト粒子の冷却過程を拡散近似することにより説明できる可能性がある。また、雷の初期半径や初期温度等の初期条件、雷の内部を一樣と考えていることについては議論を進める必要があるため、今後の課題としたい。

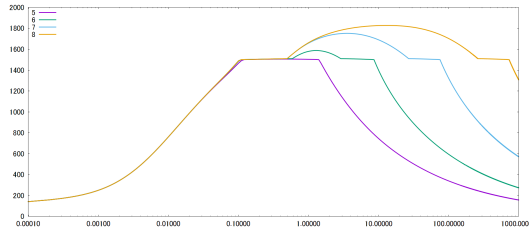


図 5: ダスト温度

ρ_d	κ	1 m ² /kg	10 m ² /kg	100 m ² /kg	1000 m ² /kg	
10 ⁻² kg/m ³		$\tau=10$	$\tau=10^2$	$\tau=10^3$	$\tau=10^4$	蒸発
10 ⁻³ kg/m ³		$\tau=1$	$\tau=10$	$\tau=10^2$	$\tau=10^3$	完全溶融
10 ⁻⁴ kg/m ³		$\tau=10^{-1}$	$\tau=1$	$\tau=10$	$\tau=10^2$	完全溶融
10 ⁻⁵ kg/m ³		$\tau=10^{-2}$	$\tau=10^{-1}$	$\tau=1$	$\tau=10$	部分溶融
10 ⁻⁶ kg/m ³		$\tau=10^{-3}$	$\tau=10^{-2}$	$\tau=10^{-1}$	$\tau=1$	部分溶融

図 6:

Acknowledgement

本研究にあたり、指導して下さった中本泰史教授、アドバイスをくださった先輩方に感謝いたします。

Reference

- Alexander, C. M. O.'D., & Grossman, J. N., & Ebel, D. S., & Ciesla, F. J., 2008, *Science*, Volume 320, Issue 5883, pp. 1617-1619
- Connelly, J. N., & Bolland, J., & Bizzarro, M., 2017, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, Volume 201, p. 345-363.
- Desch, S. J., & Morris, M. A., & Connolly, H. C., & Boss, A. P., 2012, *Meteoritics and Planetary Science* 47, Nr 7, 1139-1156
- Horanyi, M., & Morfill, G., & Goertz, C. K., & Levy, E. H., 1995, *Icarus* 114, 174-185
- Muranushi, T., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 401, Issue 4, pp. 2641-2664.
- Rubin, Alan E. 2000, *Earth Science Reviews*, Volume 50, Issue 1, p. 3-27.
- Scott, Edward R. D., 2007, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, vol. 35, Issue 1, p.577-620

a13

HD189733b の X 線、紫外線によるトランジット観測

奈良女子大学大学院 人間文化研究科
森岡 夏未

HD189733b の X 線、紫外線によるトランジット観測

森岡 夏未 (奈良女子大学大学院 人間文化研究科)

Abstract

現在、系外惑星の研究は、発見だけでなく系外惑星の組成や環境、大気を知ることが重要とされている。惑星の大気の情報を知る上で有効な方法がトランジット観測である。Poppenhaeger et al. (2013) は HD189733 系を X 線観測し、初めて X 線でのトランジット観測に成功した。X 線でのトランジットの深さは、可視光での深さより大きくなり、広がった惑星大気による吸収が指摘された。この惑星は短軌道を周回するホットジュピターのため、主星からの X 線、紫外線照射や恒星風の影響を大きく受けて、大気の蒸発、質量損失が生じていると考えられている。

本研究では、XMM-Newton 衛星の X 線データを用いてライトカーブを作成し、X 線でのトランジットの深さが $(11.3 \pm 3.3)\%$ となり、可視光の観測結果よりも大きいことを確認した。また、Optical Monitor のデータを用いて紫外線のライトカーブを作成した。トランジットの特徴が見られたが、その深さは $(2.1 \pm 0.5)\%$ で、可視光の結果とほとんど変わらなかった。

1 Introduction

太陽系外の惑星 (系外惑星) が 1995 年に初めて発見されてから、その発見数は増え続け、4000 個以上の系外惑星が確認されている。現在では系外惑星の発見だけでなく、系外惑星の組成や大気存在、主星の影響など、惑星の環境についての研究が行われている。大気の情報を得るために有効なのがトランジット法である。

系外惑星の公転面が観測者の視線に沿う場合、惑星が主星の前面、背面を周期的に横切る。この現象をトランジットといい、これによる主星の明るさの変化を測定するのがトランジット法である。トランジット法の特徴は、惑星半径などの物理量が測定できる点である。主星と惑星を一様な光源と考えると、減光量は幾何学で決まり、 $(\text{惑星半径}/\text{主星半径})^2$ で求められる。主星の大きさがわかっている場合、惑星の大きさが見積もられ、惑星の質量から惑星の密度が求められる。また、惑星大気を透過した光のスペクトル解析から大気成分や状態が分かる (e.g., Redfield et al. 2008)。

2013 年、Poppenhaeger et al. (2013) は HD189733 系の X 線観測を行い、初めて X 線での系外惑星のトランジット観測に成功した。X 線によるトランジットの深さは 6–8% で、可視光によるトランジットの

深さ 2.41% (Winn et al. 2007) よりも大きいことがわかった。また、先行研究 (上塚 奈々絵, 奈良女子大学大学院人間文化研究科 修士論文, 2018) では、XMM-Newton 衛星で 25 回観測されたうち、フレアやバックグラウンドの増光がない 4 観測日のデータを用いて HD189733b のトランジットの解析を行い、4 つのデータとも可視光によるトランジットの深さより大きいことを確認した。このことから、X 線を光電吸収する大気が可視光半径よりも大きく広がっている、と考えられる。

大気が広がる原因として考えられるのが、光蒸発という現象である。ホットジュピターのような短軌道をとる惑星は、主星からの X 線、極紫外線 (EUV) 放射や恒星風の影響を大きく受け、惑星大気が蒸発、散逸していると考えられている。X 線や紫外線を受けて起こる質量散逸や大気の広がり、性質を調べることは惑星の環境や進化を考える上で重要である。このように、赤外線や可視光観測された惑星を X 線や紫外線で観測する動きが広まってきている。

本研究では、XMM-Newton 衛星による X 線観測データと紫外線観測データを用いて、HD189733b のトランジット観測を行った。可視光によるトランジットの深さと比較することにより、惑星大気の広がり、性質について議論する。

2 Observation

HD189733 系は太陽系から 19.3pc 離れた連星系で、惑星 HD189733b を持つ主星 HD189733A と伴星 HD189733B からなる。本研究では、先行研究(上塚 奈々絵, 奈良女子大学大学院人間文化研究科 修士論文, 2018) で使用された 4 つの X 線データのうち、2 つを用いて解析を行った。また、Optical Monitor(OM) のデータ解析は X 線でトランジットが見られた 4 観測日のデータを用いて解析を行った。

表 1: HD189733 の主星と惑星の物理特性

主星 HD189733A	
太陽系からの距離 (pc)	19.3 (± 0.2)
スペクトル型	K1 - K2
質量 (M_{\odot})	0.8 (± 0.4)
半径 (R_{\odot})	0.805 (± 0.016)
惑星 HD189733b	
質量 (M_J)	1.142 (± 0.025)
半径 (R_J)	1.138 (± 0.077)
軌道長半径 (au)	0.03142 (± 0.00052)
公転周期 (日)	2.21857312 (± 0.000000076)

The Extrasolar Planet Encyclopedia
(<http://www.exoplanets.eu>) より

3 Analysis and Results

3.1 X 線解析

XMM-Newton 衛星には 3 つの X 線検出器が搭載されている。本研究では 3 つの検出器のデータを足し合わせて解析を行った。まず SAS の barycen コマンドで太陽系力学時に時刻を補正し、図 1 で定義した Source 領域、Background 領域からそれぞれカウントレートを抽出する。Source 領域と Background 領域の面積が異なるため、Background 領域のデータに scale factor¹ をかけてから、Source 領域から Background 領域を引いて主星のライトカーブを作成した。

惑星は周期的に主星の前を通過するため、周期的にトランジットが起こる。トランジットの中心となる時刻を Phase = 1.0 とし、横軸を惑星の軌道位相 (Phase) に変換した。作成したライトカーブは図 2 に示す。

¹ $\frac{\text{Source 領域}}{\text{Background 領域}}$ で求まる面積比

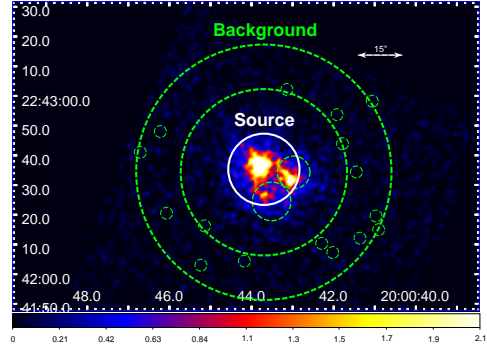
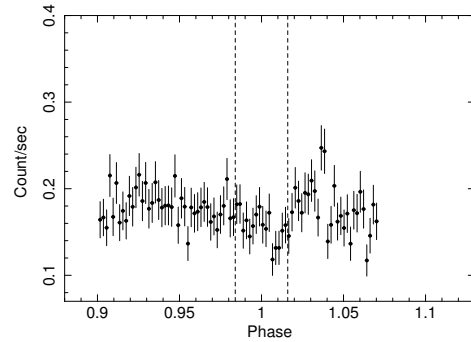
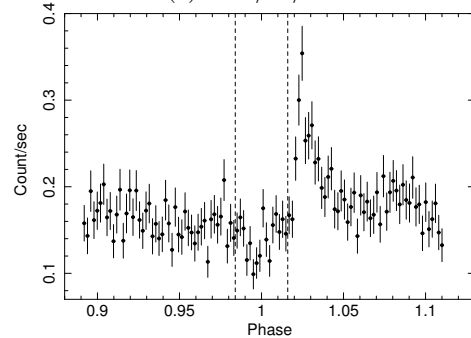


図 1: HD189733 系の MOS1 のイメージ。Source 領域は半径 12'' の円とし、Background 領域は緑の円環領域で、点源を取り除いた。



(a) 2014/10/19



(b) 2014/11/11

図 2: 各観測日のライトカーブ (0.2–2.0keV)。横軸は Phase、縦軸はカウントレート。1 ビンあたり 380 秒で、各データ点の誤差は、ポアソン誤差で 1σ としている。破線は First contact (Phase = 0.984)、Fourth contact (Phase = 1.016) を示す。

ライトカーブを見るとどちらもトランジットの後にフレアとみられる増光が確認できた。トランジットの深さの計算ではフレアの影響を受けないよう、トランジットする前 ($\text{Phase} < 0.984$) のカウントレートとトランジット中 ($0.990 < \text{Phase} < 1.010$) のカウントレートから深さを計算した。また、どちらもトランジット中に減光がみられるので、減光の部分は何ぞいで計算を行った。結果を表 2 にまとめる。

表 2: X 線観測の平均カウントレートと深さ

観測日	2014/10/19	2014/11/11
トランジット前 ^a	0.1779 ± 0.0034	0.1587 ± 0.0031
トランジット中 ^b	0.1617 ± 0.0075	0.1372 ± 0.0069
深さ (%)	9.1 ± 4.6	13.5 ± 4.6

^a $\text{Phase} < 0.984$ のデータを使用。単位は count/s

^b $0.990 < \text{Phase} < 1.010$ のデータを使用。単位は count/s

表 2 より、今回得られた 2 つのトランジットの深さは同程度であると言える。この 2 つのデータの重み付き平均は $(11.3 \pm 3.3)\%$ と求められた。

3.2 紫外線解析

XMM-Newton に搭載されている Optical Monitor (OM) のデータを用いて解析を行った。使用されたフィルターは UVW2 (180 nm–230 nm) である。図 3 で定義した Source 領域、Background 領域からそれぞれカウントレートを抽出する。Source 領域と Background 領域の面積が異なるため、Background 領域のデータに scale factor をかけてから、Source 領域から Background 領域を引いて主星のライトカーブを作成した。

図 2 より、2014/10/19 と 2014/11/11 のトランジットの後にフレアとみられる増光が確認できたため、OM のデータ解析においてもトランジット前とトランジット中のカウントレートをを用いてトランジットの深さを計算した。結果を表 3 に示す。

OM で得られた 1 つ 1 つのライトカーブでは、統計的ゆらぎによりトランジットが明確に見えなかったため、4 つのデータの平均をとって、ライトカーブを作成した (図 4)。

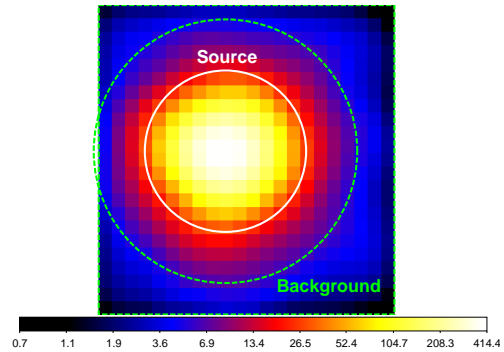


図 3: HD189733A の OM のイメージ。Source 領域は半径 6pix の円とし、Background 領域は視野全体から半径 9.8pix の円を除いた領域とした。1pix = 0.477''。

表 3: 紫外線観測の平均カウントレートと深さ

観測日	2013/11/21	2014/5/2
トランジット前 ^a	3.897 ± 0.023	3.876 ± 0.023
トランジット中 ^b	3.811 ± 0.034	3.831 ± 0.034
深さ (%)	2.2 ± 1.0	1.2 ± 1.1

観測日	2014/10/19	2014/11/11
トランジット前 ^a	3.738 ± 0.026	3.901 ± 0.023
トランジット中 ^b	3.715 ± 0.047	3.775 ± 0.034
深さ (%)	< 2.1	3.2 ± 1.0

^a $0.940 < \text{Phase} < 0.984$ のデータを使用。単位は count/s

^b $0.990 < \text{Phase} < 1.010$ のデータを使用。単位は count/s

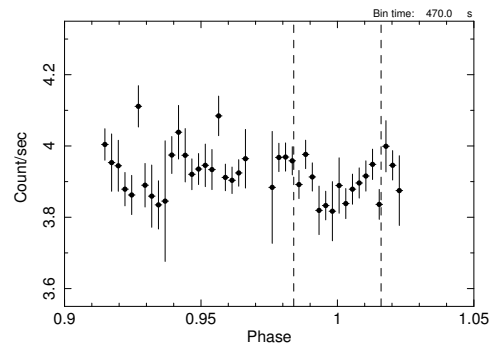


図 4: OM で得られた 4 つのデータを平均したライトカーブ。横軸は Phase、縦軸はカウントレート。1 ビンあたり 470 秒で、各データ点の誤差は、ポアソン誤差で 1σ としている。破線は First contact ($\text{Phase} = 0.984$)、Fourth contact ($\text{Phase} = 1.016$) を示す。

平均をとったライトカーブから、トランジット前のカウントレートが (3.927 ± 0.012) count/s、トランジット中のカウントレートが (3.844 ± 0.017) count/s

となり、トランジットの深さは $(2.1 \pm 0.5)\%$ と求められた。

4 Discussion

本研究では、XMM-Newton 衛星のデータを用いて、HD189733b のトランジット観測を行った。OM で得られたデータを用いて紫外線によるトランジットの深さを求めた。1 つ 1 つのライトカーブでは、データのばらつきが大きくトランジットが明確でなかったが、4 つのデータを平均してライトカーブを作成した結果、トランジットと見られる減光が確認できた。紫外線によるトランジットの深さは $(2.1 \pm 0.5)\%$ で、可視光によるトランジットの深さ 2.41% (Winn et al. 2007) と誤差の範囲で一致した。

X 線によるトランジットの深さは $9.1 \pm 4.6\%$ 、 $13.5 \pm 4.6\%$ となり、先行研究 (上塚 奈々絵, 奈良女子大学大学院人間文化研究科 修士論文, 2018) と同じ結果が得られた。本研究で得られた 2 つの結果の重み付き平均を求めると $(11.3 \pm 3.3)\%$ となり、Poppenhaeger et al. (2013) の結果 $(8.1 \pm 3.2)\%$ と誤差の範囲で一致した。これら X 線によるトランジットの深さは、可視光観測でのトランジットの深さ 2.41% (Winn et al. 2007) よりも大きい。広がった惑星大気によって X 線が透過できず、トランジットの深さが大きくなったと考えられる。X 線を吸収する大気を含む半径の大きさを見積もると $R_X = (2.16 \pm 0.32)R_P$ と求められた。

以上の結果から HD189733b では、X 線を吸収する大気が可視光半径をこえて広がっているが、紫外線を吸収する大気成分が少なく、紫外線の観測では吸収の影響がほとんどなかったと考えられる。

5 Conclusion

本研究では、XMM-Newton 衛星によるデータを用いて紫外線、X 線によるトランジット観測を行った。OM による紫外線観測では、トランジットの深さが可視光によるトランジットの深さと誤差の範囲で一致した。一方で、X 線トランジットの深さは可視光によるトランジットの深さよりも大きくなった。

これは X 線を吸収する大気の広がりによるものだと考えられる。このことから、X 線を吸収する大気が可視光半径をこえて広がっているが、紫外線を吸収する成分が少ないのではないかと考えられる。

本研究の結果のように、トランジットの深さには波長依存性がある。より詳細な大気組成を調べるには、多波長によるトランジットの深さを調査し、大気の吸収を調べたり、大気を透過した光と主星の光をスペクトル解析をして比較し、特定の原子、分子による吸収を調べる必要がある。

Acknowledgement

奈良女子大学でご指導してくださった山内茂雄教授をはじめ、研究室の皆様へ感謝申し上げます。

Reference

- Poppenhaeger, K. et al. 2013, ApJ, 773, 62
- Winn, J. N. et al. 2007, AJ, 133, 1828
- 上塚 奈々絵, 奈良女子大学大学院人間文化研究科 修士論文, 2018
- Redfield, S. et al. 2008, ApJ, 673, L87

a14

重力マイクロレンズ法を用いた系外惑
星の電波放射の観測

熊本大学自然科学教育学部理学専攻物
理科学コース

潮平 雄太

重力マイクロレンズ法を用いた系外惑星の電波放射の観測

潮平 雄太（熊本大学自然科学教育部理学専攻物理科学コース）

Abstract

太陽系内の巨大惑星は磁場を持ち、太陽風や衛星との相互作用から電波を放射することが知られている。今日までの多様な系外惑星の発見を考慮すると、磁場を持つような系外惑星の存在を容易に考えることができる。その中でもホットジュピターが磁場を有するとき、主星から磁気圏へのエネルギーの流入が多いため、木星よりも強力な電波を放射するだろうと推測されている。電波放射の検出は、惑星内部の構造を知り、惑星の物理的性質についてのより良い理解につなげるために必要であるが、未だ成功には至っていない。そこで本研究では、ホットジュピターからの電波放射を検出するために、重力マイクロレンズ法を応用した新たな手法を考えた。一般的な重力マイクロレンズ法による観測は可視・赤外で行われている。また、恒星を光源とし、レンズ星を周回する惑星を検出するために用いられる手法である。それに対して、我々は電波領域で主星よりも明るいただろうと予測されているホットジュピターを光源とし、増幅された放射の検出を考えた。この場合、光源となる惑星は公転運動をしながら主星と共にレンズ星の背後を通過していくため、サイクロイド曲線に似た軌跡で通過する。この軌跡における惑星の電波放射の増幅についてのシミュレーションを行うと、惑星の放射は、公転運動による光源-レンズ星間の角度の周期的な変化を誘因とする複数のピークを持つ増光を示した。この結果は、惑星電波放射を検出したかどうかを判断するための一つの指標になるということを示した。さらに、ホットジュピターの軌道長半径の分布をもとにしたシミュレーションから、電波放射の強度を推定し、LOFAR、SKA といった電波望遠鏡を想定した検出可能性を求めた。

1 Introduction

電波放射は磁気圏と太陽風や電離層、衛星との相互作用によって生成される。磁気圏の中では荷電粒子が keV から MeV まで加速され、電波を放出するが、その中でも最も強い放射は、非熱的コヒーレントプロセスである Cyclotron Maser Instability(CMI) によって高緯度で発生する放射である。このような電波放射が系外惑星由来であれば自転や公転軌道の傾斜角といったパラメータの測定や、恒星-惑星のプラズマ相互作用についての詳細を知ることができ、また、惑星内部の熱的状態や組成、ダイナミクスを知るための手がかりになり得るだろうと考えられている。

さらに、系外惑星の中でも Hot Jupiter に注目し、我々の太陽系にある木星と比較すると、Hot Jupiter は木星よりも主星からの放射エネルギーを多く受けるため、Hot Jupiter は木星よりも $10^3\text{--}5$ 倍強いエネルギーを持った電波放射を生み出すだろうと考えられている。(太陽系内の惑星の観測から経験的に求

められている。[2]) また、木星の電波放射は太陽と同程度のエネルギーを持つ放射を生成すると考えられているため、木星よりも強いエネルギーの電波を放射する Hot Jupiter は G 型星よりも明るく観測できると予想されているが、そのような放射は検出されていない。そこで、本研究では光源の増光を検出する重力マイクロレンズ法を Hot Jupiter に適用することで、増幅された系外惑星の電波放射の検出を考える。

2 New Methods

2.1 Method

重力マイクロレンズ現象では、光源から放射された光が観測者と光源の間を横切るレンズ星の重力によって曲げられ、観測者のところに集光し、光源が増光したように見える現象である。一般的な重力マイクロレンズ法による観測は可視・赤外で行われている。また、恒星を光源とし、レンズ星を周回する惑星を検出するために用いられる手法である。

本研究では、そのような通常の重力マイクロレンズ法とは異なり、光源星を周回する Hot Jupiter の電波放射の検出を考えた新しい方法を提案する。具体的には図 1 のような状況を考える。

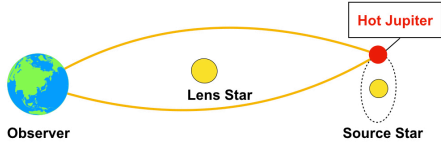


図 1: Hot Jupiter を光源とした重力マイクロレンズ法

この現象を観測者から見たものが図 2 である。図 2 はレンズ星を原点とし視線方向に垂直な面（レンズ面）に Hot Jupiter の運動を投影したものである。レンズ面内での Hot Jupiter の位置 S を (x_P, y_P) 、光源星の位置を (x, y) とすると、

$$\begin{cases} x_P = Vt + a\cos(\omega t + \phi) \\ y_P = y + a\sin(\omega t + \phi) \end{cases} \quad (1)$$

V はレンズ星と光源星の相対速度で a は惑星の軌道長半径、 ω は惑星の公転角速度、そして、 ϕ は公転のフェーズである。

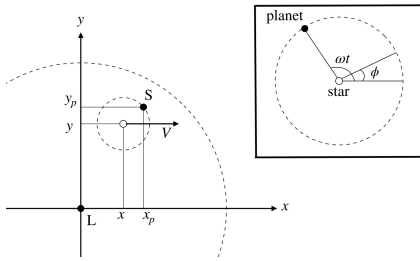


図 2: 観測者から見た重力マイクロレンズ現象

式 (1) を用いれば、レンズ面内でのレンズ星（原点）と Hot Jupiter までの距離 d を求めることができ、さらには重力マイクロレンズ現象による増光率も求めることができる。ここで、増光率 A は、距離 d を重力マイクロレンズ現象を特徴付ける値であるアイシュタイン半径 r_E で規格化した値 $u (= \frac{d}{r_E})$ を用いて以下のようにして表すことができる。

$$u = \frac{\sqrt{x_P^2 + y_P^2}}{r_E} \quad (2)$$

$$A = \frac{u^2 + 2}{\sqrt{u^4 + 4}} \quad (3)$$

(2)、(3) の式からはレンズ星と光源星の距離が近づくほど u が小さくなり増光率 A が大きくなることわかる。

2.2 Result

2つのポイント 1) 電波の領域では Hot Jupiter が G 型星の恒星よりも明るく、2) それを重力マイクロレンズ現象を用いて増光することを踏まえ、式 (1)、(2)、(3) それぞれを用いてシミュレーションを行った結果が下の図 3 である。

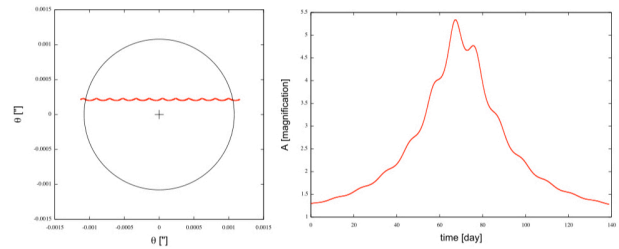


図 3: Hot Jupiter の軌跡 (左図) と増光曲線 (右図)。観測者から Hot Jupiter までの距離を $D_S = 7\text{kpc}$ 、主星の質量を $M_S = 1M_\odot$ 、軌道長半径を $a = 0.1\text{AU}$ とし、観測者からレンズ星までの距離を $D_L = 3.5\text{kpc}$ 、質量を $M_L = 1M_\odot$ とした。さらに、レンズ星と Hot Jupiter の主星のインパクトパラメータを $u_{\min} = 0.2$ 、相対速度 $V = 100\text{km/s}$ とした。

図 3 は 1 つの例で、パラメータの値を変化させれば、その値ごとに異なった軌跡・増光曲線が得られる。通常の恒星が光源となる重力マイクロレンズ現象の場合、光源は直線の軌跡を描いてレンズ星の背後を通過し左右対称の増光曲線を示す。しかし、この図 3 の場合では、光源である Hot Jupiter は公転運動によって波打つ曲線の軌跡で通過する。そしてその軌跡によるレンズ星と光源星の距離の周期的な変化の影響は増光にも現れ、増光曲線は複数のピークを持つ特徴的な曲線となることがわかった。さらに、パラメータを変化させると次の図 4 のような結果も得ることができた。

図 4 の上段の図は図 3 よりも短い軌道長半径でシミュレーションしたもので、軌道長半径が短かければ周期も短くなり、恒星の場合の直線の軌跡と比べてレンズ星に近づく回数が増える。それにより増光曲線ではより多くのピークを示す。

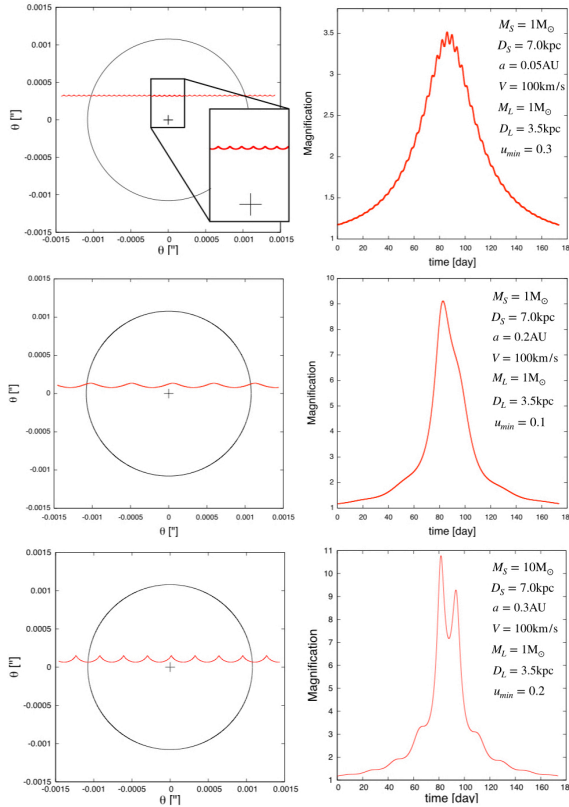


図 4: 図 3 で設定したパラメータから変化させた時の光源の軌跡と増光曲線

しかし、中段の図のようにパラメータによってはピークを 1 つしか示さない場合もある。ただし、左右非対称な増光曲線になることは光源が惑星であると決定するための一つの判断材料になりうるだろう。

さらに下段の図のような主星の質量を $10M_{\odot}$ とするような極端な場合では、明白にピークが複数現れる非常に特徴的な増光を得ることができる。

3 Detectability

Hot Jupiter の検出可能性を計算する前に、1) Hot Jupiter の電波放射エネルギーを見積もり、2) どのような望遠鏡を使って観測するのかを考えなければならない。まず、Hot Jupiter の電波放射のエネルギーを木星の電波放射エネルギーをもとにして見積もる。木星は太陽から約 5AU 離れており、アクティブな時期の電波放射のエネルギーは $10^{11}W$ に達する。ここで、主星から惑星の磁気圏に入射する恒星風のエネ

ルギーが軌道長半径の二乗に反比例して大きくなるため、木星と比べて主星に近い Hot Jupiter は木星よりも強い放射を行うだろうと考えられる。そこで、Hot Jupiter の電波放射のエネルギー P_{rad} を単に恒星風のエネルギーが入射した分だけ強くなる、すなわち軌道長半径の 2 乗に反比例して大きくなる場合と、磁気圏と恒星風の圧力の釣り合いを考慮した軌道長半径の $4/3$ 乗に反比例する場合を考えた。

$$P_{\text{rad}} = 10^{11}W \times \left(\frac{5\text{AU}}{a\text{AU}}\right)^2 \quad (4)$$

$$P_{\text{rad}} = 10^{11}W \times \left(\frac{5\text{AU}}{a\text{AU}}\right)^{4/3} \quad (5)$$

ここで、Hot Jupiter の軌道長半径の分布は図 5 の系外惑星の 0.1AU までの軌道長半径の分布 (cf. exoplanet.eu) のようになると仮定した。

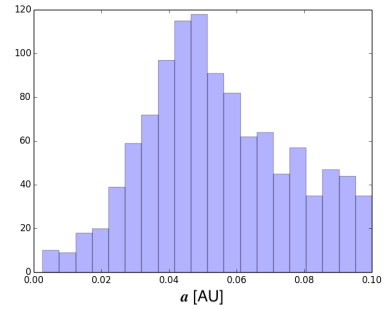


図 5: 軌道長半径のヒストグラム (cf. exoplanet.eu)。横軸は軌道長半径で、縦軸は個数である。

次に、SKA1-LOW を用いて観測することを考える。SKA1-LOW は $50\sim 350\text{MHz}$ の周波数帯で $70\mu\text{Jy}\sim 7\mu\text{Jy}$ の感度を持つ ($4\text{MHz} \times 1\text{hour}$ integration)。一般的に感度はチャンネル幅と観測時間の積の $1/2$ 乗でよくなる。すなわち、検出可能性を高めるためにチャンネル幅と観測時間をそれぞれ 10 倍する ($40\text{MHz} \times 10\text{hour}$ integration) と、10 倍高い感度を実現できる。よって、望遠鏡の感度で検出できるような最低限必要な増光率は $1/10$ に抑えられる。さらにその最低限必要な増光率は、ある感度の望遠鏡で Hot Jupiter を直接観測できる最遠の距離を D_{s_0} とし、その Hot Jupiter が D_{s_0} よりも遠い D_s の距離にあるときを考と求められる。この時の必要な増光率 A は以下のよ

うになる。

$$A = \left(\frac{D_s}{D_{s0}} \right)^2 \quad (6)$$

ここから (4)、(5)、(6) を用いて Hot Jupiter の検出可能性を求める。レンズ星と Hot Jupiter の主星のレンズ平面内でのインパクトパラメータ u_{\min} 、公転のフェーズ ϕ には一様分布に従う乱数を、軌道長半径 a [AU] には図 5 のヒストグラムに従うような乱数を用いて値を与えることで、各光源星までの距離における検出可能性を求める。このとき、SKA1-LOW(40MHz×10hour integration) を用いることを想定した。また、レンズ星は観測者から光源星の半分の距離に位置するものとし、その他のパラメータについては、 $M_S = 1M_\odot$ 、 $M_L = 1M_\odot$ 、 $V = 200\text{km/s}$ で固定した。

まず、 $D_s = 7[\text{kpc}]$ ($D_L = 3.5[\text{kpc}]$) の場合、 u_{\min} と a がどのような関係にあるかを見る。図 6 は 1 つの例で、式 (4) に従う放射で計算したものである。

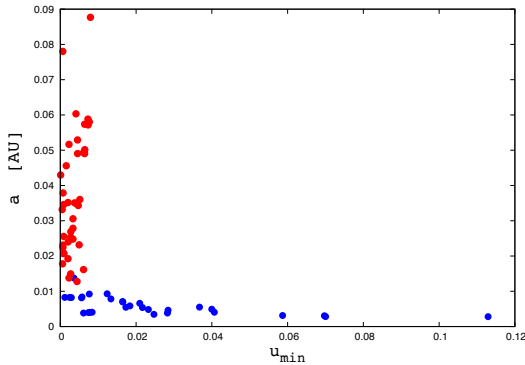


図 6: u_{\min} - a の分布。赤い点は増光曲線のピークが 1 つのもの、青い点は複数のピークを示すものを表している。

図 6 の点は SKA1-LOW(40MHz × 10hour integration) の感度を満たすような増光された Hot Jupiter である。図 6 を見ると、軌道長半径が長いところでは Hot Jupiter が受ける恒星風のエネルギーが少なくなり電波放射も弱くなるが、インパクトパラメータが小さくなるようなところでは大きな増光が得られるため、そのようなパラメータを持つような Hot Jupiter は検出することができる。またその逆で、軌道長半径が短く、インパクトパ

ラメータが大きい場合も検出することが可能になっていることもわかる。

次に各光源星までの距離ごとの Hot Jupiter を検出できる確率を見る。ここで想定した望遠鏡は SKA1-LOW の 4MHz × 1hour integration の場合と 40MHz × 10hour integration の場合、さらに LOFAR(SKA1-LOW の 1/10 の感度) である。

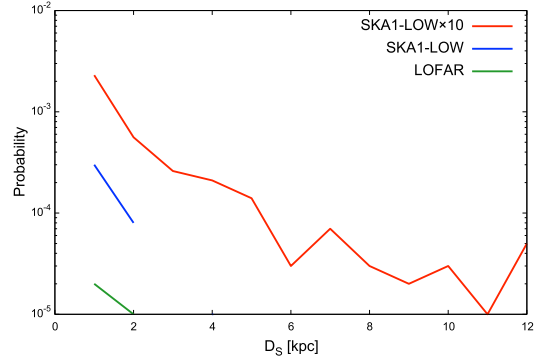


図 7: 各距離 D_s ごとの Hot Jupiter の検出確率。横軸は光源までの距離 D_s [kpc]、縦軸は確率である。

この図 7 は Hot Jupiter の放射が式 (5) に従うことを仮定したものである。ここで求めた確率は重力マイクロレンズ現象が起こったときに Hot Jupiter の増光がどのくらい検出できるのかを表している。

4 Summary

Hot Jupiter の電波放射のエネルギーは G 型星よりも強力で、その放射がマイクロレンズ現象により増光することを想定すると、特徴的な増光曲線を得られる場合もある。また、軌道長半径の分布や放射エネルギーの大きさの仮定をもとに増光率を計算し、Hot Jupiter の検出可能性について考えた。

Reference

- [1] Rahvar, S. 2016, *apj*, 828, 19.
- [2] Zarka, P., Lazio, J., & Hallinan, G. 2015, *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*

a15

ペブル集積による小惑星セレスへのア
ンモニア氷の供給
東京工業大学 理学院 地球惑星科学系
奈良 悠冬

ペブル集積による小惑星セレスへのアンモニア氷の供給

奈良 悠冬 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

Abstract

惑星形成の過程を知るためには、原始惑星系円盤の理解が重要である。その理解のために、初期の原始惑星系円盤からどのような物質が供給されたのかを探るべく、近年小惑星探査が活発に行われている。太陽系において、火星と木星の間に位置する小惑星帯メインベルトがあり、その中で最大の質量を持つのが小惑星セレスである。近年、小惑星探査機 Dawn による宇宙望遠鏡を用いた観測等によって、セレス表面にアンモニア化した層状ケイ酸塩の存在が確認された。単体のアンモニアは、現在のセレスの位置の温度構造では固体として存在することができず、このアンモニアを供給した機構に関しては、様々な議論がある。

本研究の目的は、諸説ある供給過程のうち「セレスが現在の小惑星帯周辺で原始セレスを形成し、そこへアンモニア氷ペブルが集積した」というシナリオを、理論的に検討することである。本論文では、ダストの移流および成長の時間発展を数値計算し、粘性円盤におけるガス面密度および温度構造の進化を同時計算した。セレスの現在の位置付近に仮想の天体を置き、近年提唱された理論モデルであるペブル集積モデルを用いて、含アンモニア氷ペブルの供給量を計算した。

その結果、含アンモニア氷の集積厚みは、円盤の質量 M_{disk} および円盤の乱流の強さを表す無次元量 α に強く依存することがわかった。また、セレス表面に $> 10 \text{ km}$ の集積厚み、セレスよりサイズの小さな天体には、 $< 10 \text{ km}$ の集積厚みとなり、かつ地球への水氷ペブル供給も過剰とならないようなパラメータ範囲が存在することがわかった。我々の結果は、各パラメータの取りうる値の範囲を制約し、アンモニア化層状ケイ酸塩が、太陽系最大の小惑星であるセレス表面上にみられる理由を説明し得るものである。

1 Introduction

近年「はやぶさ」計画などに代表される小惑星探査が多数行われている。初期の原始惑星系円盤から、どのような物質が供給されたのかという情報を、小惑星は多く保持していると考えられている。そのため、小惑星という始原的な天体を探査することは、単に1つの小惑星の起源や進化を知るだけにとどまらず、太陽系全体の進化を知ることにつながる。

このような背景に基づき、2015年からおよそ1年半にわたり、NASAの小惑星探査機 Dawn によって、周回軌道上から観測が行われたのが、小惑星セレスである。Dawn をはじめとする、宇宙望遠鏡や地上望遠鏡を用いたセレス表面の反射スペクトルの観測から、セレス全球にわたって、アンモニアを含む含水鉱物であるアンモニア化層状ケイ酸塩が存在することが示された (de Sanctis et al. 2015)。一方で、セレス以外の小惑星については、アンモニア化層状ケイ酸塩の明確な存在は示されておらず、このアンモ

ニア化層状ケイ酸塩はセレスに特有のものである可能性がある。

このアンモニアの供給に関するシナリオは、de Sanctis et al. (2015) において、次の2つが挙げられている。一つは、セレスの原型が原始太陽系星雲外縁の低温環境下で形成されたとするもの（セレス移動説）である。もう一つのシナリオは、現在の小惑星帯付近において、セレスの原型が形成されたというもの（ペブル集積説）である。

本研究では、このうち後者のペブル集積説に基づき、「セレスが現在の小惑星帯付近で原始セレスを形成し、そこへ含アンモニア氷ペブルが集積する」というシナリオを理論的に検討する。具体的には、氷ペブルの移流および成長を計算し、かつ円盤ガスの粘性降着に伴う面密度進化、および温度構造の進化を同時計算する。そして、小惑星セレスの現在の位置 2.8 au 付近に仮想の小惑星サイズの天体を置き、この天体がペブル集積によって捕獲する含アンモ

ア氷ペブルの集積量を、円盤赤道面での 1 次元モデルにより計算する。

2 Methods

2.1 粘性降着に伴う面密度進化

本項では、粘性降着の面密度進化から、ガスの面密度および円盤降着率を計算し、次項でこれを用いて円盤の温度構造を計算する。これには、Lynden-Bell & Pringle (1974) により調べられた中心星への粘性降着の解析解を用いる。円盤ガス面密度 \dot{M}_g の進化を記述する拡散方程式は次で表される。

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (r^{1/2} \nu \Sigma_g) \right] \quad (1)$$

また、ガスの円盤降着率 \dot{M}_g は、円盤のガスの連続の式から、

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} + \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \dot{M}_g}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

と関係付けられる。乱流粘性を記述するモデルとして α モデル (Shakura & Sunyaev 1973) を用いると、粘性係数 ν は、

$$\nu = \alpha c_s h_g \quad (3)$$

と表される。 α は、粘性を記述する無次元量で、 $\alpha < 1$ の値を取りうる。 c_s は音速、 h_g はガスのスケールハイトである。今回の計算では簡単のため、 $\nu \propto r$ である場合を考えると、(1) 式は解析解を得ることができる。ガス面密度 Σ_g およびガス降着率 \dot{M}_g は、パラメータ α 、 M_{disk} を円盤モデルに応じて決定した場合に、軌道長半径 r 、および時刻 t の関数で表される。

2.2 温度構造の進化

原始惑星系円盤における加熱源としては、中心星からの輻射加熱と、円盤降着による粘性加熱の 2 つが考えられる。まず、輻射加熱の効果を考える。中心星から距離 r 離れた位置のダストについて、中心星から単位時間に受けるエネルギーとダストからの放射率のつりあいから

$$T_{\text{rad}} \simeq 120 \left(\frac{r}{1 \text{ au}} \right)^{-3/7} \text{ K} \quad (r > 1 \text{ au}) \quad (4)$$

とわかる (Kusaka et al. 1970)。これは、光学的に厚い円盤モデルに対応する温度構造で、円盤の進化過程の初期段階に対応している。

一方、粘性加熱の効果は、ある位置での黒体放射と、解放される重力エネルギーとのつりあいから計算できて、円盤赤道面での温度 T_{vis} は

$$T_{\text{vis}} \simeq \left[\left(\frac{9\kappa \Sigma_g}{32} \right) \left(\frac{GM_\odot \dot{M}_g}{4\pi \sigma_{\text{SB}} r^3} \right) \right]^{1/4} \text{ K} \quad (5)$$

となる (Nakamoto & Nakagawa 1994; Oka et al. 2011)。 κ は、円盤ガス単位質量あたりの吸光断面積 (opacity) で、いま簡単のため、ダストの opacity 進化は無視している。(4)、(5) 式を用いて、赤道面における円盤内の温度構造は、

$$T = (T_{\text{rad}}^4 + T_{\text{vis}}^4)^{1/4} \quad (6)$$

と計算できる。

2.3 ダストの合体成長

次に、原始惑星系円盤中のダストの移流および成長を計算する。ダストの面密度 Σ_d 、およびダスト質量 m_d の進化を支配する方程式は以下 2 式で与えられる (Sato et al. 2016)。

$$\frac{\partial \Sigma_d}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} (rv_r \Sigma_d) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial m_d}{\partial t} + v_r \frac{\partial m_d}{\partial r} = \frac{m_d}{t_{\text{grow}}} \quad (8)$$

なお、簡単のためにダストの完全合体成長の仮定のもとで計算を行った。

2.4 ペブル集積

最後に、原始セレスを現在のセレスの軌道長半径付近に置き、ペブル集積の集積量を計算する。計算にあたっては、円盤のフリーパラメータである初期の円盤質量 M_{disk} 、円盤の粘性パラメータ α について、独立に値を変えながら計算を行った。また、各パラメータの値に応じて、最終的に現在のセレスと同じ質量の天体が再現されるように、原始セレスの初期質量を適当に設定した。

小惑星による氷ペブルの捕獲率の計算には、Visser & Ormel (2016) によって導かれたペブル集積率の解析公式と同等のものを用いる。

$$\dot{M}_{\text{pl}} = \pi R_{\text{pl}}^2 \Delta v_{\text{set}} \rho_P f_{\text{coll}} \quad (9)$$

f_{coll} は、小惑星の断面積に対して、小惑星がペブル粒子を捕獲する領域の断面積が、何倍かを表す係数で、具体的な式形は Visser & Ormel (2016) により与えられている。

前項における計算から、セレス軌道位置 2.8 au 付近における温度進化がわかり、アンモニアが凝結する時刻が計算できる。円盤での圧力下における典型的なアンモニアの昇華温度としては、85 K を採用する (Okuzumi et al. 2016)。セレス位置が 85 K を下回った時刻から天体によるペブル集積の集積量を計算した。また、アンモニア氷集積量を天体の表面積で割ることで、集積厚さを計算した。

3 Results

α 、および M_{disk} の 2 パラメータによる 2 次元平面上に、各パラメータにおける含アンモニア氷の集積厚さを表示した図を示す。図 1 は、最終状態がセレス質量の天体になるように計算したもの、図 2 は、比較のために最終状態がセレスよりサイズの小さい半径 100 km の天体になるように計算したものである。

4 Discussion

4.1 セレスにおける観測との比較

セレス表面では、重力的に決定された地表面を基準に、+8500 m から -6800 m まで、 ~ 10 km 程度の起伏がクレーター等によって生じていることが示されている (Buczowski et al. 2016)。一方、場所によって強弱はあるものの、 NH_4 の吸収帯を示す場所はセレス全球にわたって存在している (Ammannito et al. 2016)。

これらの観測事実より推定すると、含アンモニア氷は厚さ 10 km 以上降り積もることが必要と考えられる。図 1 を見ると、これを満たすパラメータとし

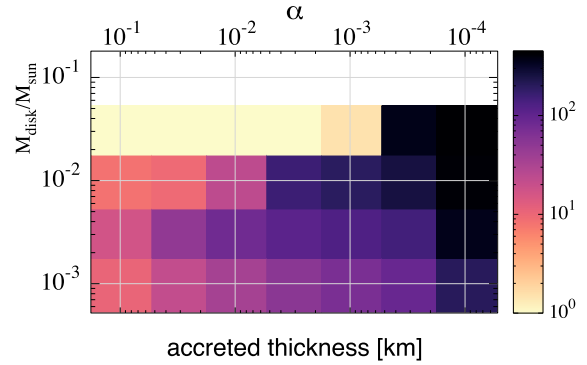


図 1: セレス表面における含アンモニア氷の集積厚さ。縦軸：太陽質量により規格化された初期の円盤質量 $M_{\text{disk}}/M_{\odot}$ について、メッシュを 5 等分した。横軸：円盤の粘性パラメータ α について、メッシュを 7 等分した。各メッシュにおけるカラーリングは、各メッシュ中央の 1 点における値を用いた。

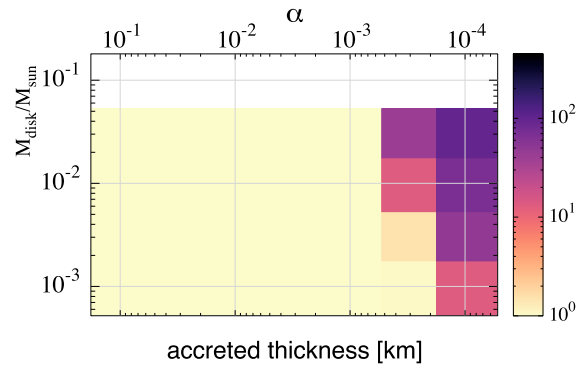


図 2: 半径 100 km の天体における含アンモニア氷の集積厚さ。その他の設定は、図 1 と同じ状況。

て大まかに、 $M_{\text{disk}}/M_{\odot} \lesssim 10^{-2}$ 程度に制約されうる。また、図 1 と図 2 を比べることで、集積厚みが初期の天体サイズに強く依存することも見て取れる。

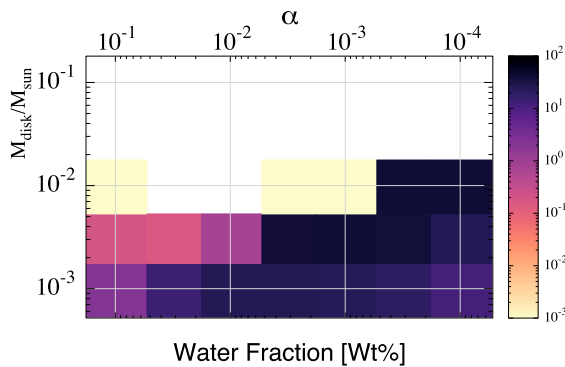


図 3: 原始惑星 $M_{e,0} = 10^{-1} M_{\oplus}$ における水含有率。縦軸／横軸の取り方は、図 1、図 2 に同じ。

4.2 原始地球への水供給量

Sato et al. (2016) の手法を基に、原始惑星への水氷ペブル供給を計算した。その手順は次のようになる。まず、水の昇華温度を 170 K と仮定し、本研究で用いた温度構造から、 H_2O スノーラインの移動を計算した。地球の軌道位置 1 au における温度が 170 K を下回った時刻から原始惑星 $M_{e,0} = 10^{-1} M_{\oplus}$ によるペブル集積の集積量を計算した。この水氷ペブルの水分率を 50% と仮定し、原始惑星における水分率を計算した。この結果を、図 3 に示す。地球の過去の含水率は、最大でも 1% 程度と考えられており (Machida & Abe 2010)、このことから、本研究のモデルにおけるパラメータの取りうる範囲をさらに制約することができる。

5 Conclusion

天体表面における含アンモニア氷の集積厚みは、円盤質量 M_{disk} および円盤の乱流の強さを表す無次元量 α に強く依存することがわかった。また、セレス表面に > 10 km の集積厚み、セレスよりサイズの小さな天体には、 < 10 km の集積厚みとなり、かつ地球への水氷ペブル供給も過剰とならないようなパラメータ範囲が存在することがわかった。我々の結果は、観測事実との比較から、各パラメータの取りう

る値の範囲を制約し、アンモニア化層状ケイ酸塩が太陽系最大の小惑星であるセレス表面上にみられる理由を説明し得るものである。

「セレスのアンモニアの起源がペブル集積によるものである」という仮説のもとではあるが、原始太陽系星雲の重要な不定パラメータの値に一定の制約が得られたことは画期的である。これらの示唆は、今後の天文観測や探査の進展による検証が待たれる。観測事実から、パラメータへの制約条件が明らかになった暁には、本研究における示唆との比較によって、ペブル集積理論や原始太陽系星雲モデルの姿がより明確になることが期待される。

Acknowledgement

共同研究者である奥住聡 准教授、黒川宏之 研究員に感謝申し上げます。

Reference

- Ammannito, E., DeSanctis, M. C., Ciarniello, M., et al. 2016, *Science*, 353, aaf4279
- Buczkowski, D. L., Schmidt, B. E., Williams, D. A., et al. 2016, *Science*, 353, aaf4332
- de Sanctis, M. C., Ammannito, E., Raponi, A., et al. 2015, , 528, 241
- Kusaka, T., Nakano, T., & Hayashi, C. 1970, *Progress of Theoretical Physics*, 44, 1580
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, , 168, 603
- Machida, R., & Abe, Y. 2010, , 716, 1252
- Nakamoto, T., & Nakagawa, Y. 1994, , 421, 640
- Oka, A., Nakamoto, T., & Ida, S. 2011, , 738, 141
- Okuzumi, S., Momose, M., Sirono, S.-i., Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2016, , 821, 82
- Sato, T., Okuzumi, S., & Ida, S. 2016, , 589, A15
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, , 24, 337
- Visser, R. G., & Ormel, C. W. 2016, , 586, A66

a16

X線天文衛星「すざく」で観測した彗
星における電荷交換反応モデルの検証
首都大学東京大学院 理学研究科
鈴木 光

X 線天文衛星「すざく」で観測した彗星における 電荷交換反応モデルの検証

鈴木 光 (首都大学東京大学院 理学研究科)

Abstract

1996 年、ROSAT 衛星によって初めての彗星からの X 線が観測された。この X 線放射は彗星の大気と太陽風の電荷交換反応によるものであることが分かっている。太陽系内惑星、銀河、銀河団、超新星残骸など宇宙の様々な場所で電荷交換反応が示唆されており、その輝度分布を知ることは広く宇宙物理にとって重要である。2006 年に 73P/Schwassmann-Wachmann3 が太陽と地球に接近し、その際に X 線天文衛星「すざく」で観測された。観測は計 3 回の時期に行われ、露光時間は合計 65 ksec であった。「すざく」に搭載された CCD はエネルギー分解能がよく、低エネルギーの応答に優れていることから、電荷交換反応を調べるのに適しているため、私はこのデータを使って 0.3–0.8 keV のスペクトルを解析した。7 本のガウス関数によるフィッティングを行なったところ、輝線の重ね合わせでよく再現できた。さらに天体からの電荷交換反応の最新モデルである AtomDB Charge Exchange model と SPEX CX model でもフィッティングを行なったところ、どちらもスペクトルをよく再現できた。

1 Introduction

1960 年代に宇宙 X 線観測が始まり、ブラックホール、銀河団、超新星残骸などの強磁場、高温ガスに関係した X 線が観測されてきた。しかし 1996 年に ROSAT 衛星によって、冷たいガスを持ち、強い磁場の存在しない彗星から X 線が観測された (Lisse et al. 1996)。その後の研究からこの X 線は彗星の中性大気であるコマと太陽風の高電離した重イオンの電荷交換反応の結果であることが分かっている。電荷交換反応は太陽系内惑星の大気、銀河、銀河団、超新星残骸でも存在が示唆されている。

電荷交換反応はイオンが中性原子、分子から電子を奪う反応である。イオンによって捕獲された電子は高いエネルギー状態に入り、そこから低いエネルギー状態に落ちるときに特定のエネルギーを持つ X 線輝線を放出する。電荷交換反応は大きな断面積 (10^{-16} cm²) を持つため低い密度のガスとも反応し、高温ガスと中性ガスの相互作用を探る手がかりとなる。電荷交換反応の輝度分布を知ることは広く宇宙物理にとって重要であり、モデル化が必要不可欠であるが、未だ不定性は大きい。

X 線天文衛星「すざく」は日本の 5 番目の X 線天

文衛星であり、2005 年に打ち上げられ、2015 年まで観測をした。「すざく」の軟 X 線検出器は X 線 CCD カメラの XIS0, 1, 2, 3 で、0.2–12 keV をカバーしている。エネルギー分解能がよく低エネルギーでの応答に優れているため、これは軟 X 線輝線を放射する電荷交換反応を見るのに適している。本研究では「すざく」によって観測された彗星のデータを用いてスペクトル解析と最新の電荷交換反応モデルの検証を行った。

2 Observations

解析した天体は 73P/Schwassmann-Wachmann3 である。これは分裂彗星として知られている彗星であり、公転周期は 5.36 年である。2006 年に太陽と地球に接近し、最も明るい C 核が X 線天文衛星「すざく」で観測され、これは「すざく」が観測した最も明るい彗星であった。観測は 5 月 7 日、近地点である 5 月 13 日、近日点である 6 月 7 日の計 3 回の時期に行われ、露光時間は合計 65 ksec であった。検出には XIS0, 1, 2, 3 を使用している。

3 Spectral analysis

解析には低エネルギーに感度の良い裏面照射型の CCD カメラである XIS1 のデータを使用した。はじめに各観測時期における 0.2–1 keV の静止座標系イメージを図 1 に示す。彗星は観測時間中視野内を移動するため、これを補正したもので、常に中心に彗星がある。観測時期ごとにイメージを足し合わせ、露光時間で補正をしてある。最も明るい 6/7 のイメージから求めたこの彗星のコマの大きさはおよそ 10⁵ km であった。

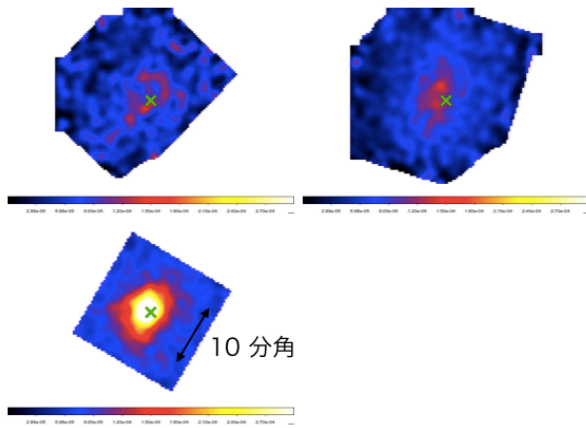


図 1: それぞれの観測時期における静止座標系イメージ。上段左から 5/7、5/13、下段 6/7。

スペクトルの抽出には観測中の彗星の移動を補正していない元のデータを用いた。彗星が中心にいるとしてイメージ中心から半径 5 分角の領域を彗星のスペクトルとして抽出し、その周りの領域をバックグラウンドのスペクトルとして彗星のスペクトルから差し引いた。その後、全ての観測データを足し合わせ、最小カウントが 50 cts になるようにビンまとめした。XSPEC (version 12.10.0c) によるガウス関数と AtomDB Charge Exchange model (version 1.0.2)、SPEX (version 3.05.00) CX model の 3 つの X 線放射モデルを使用して、0.3 keV から 0.8 keV を解析した。

まず、電荷交換反応は輝線が支配的であるため、ガウス関数によるフィッティングをした。エネルギーは固定、幅も 0 に固定している。結果を図 2 に示す。スペクトルは 7 本のガウス関数でよく再現でき、そ

れぞれ CVI Ly α , NVI r, NVII Ly α , OVII f, OVII r, OVIII Ly α , FeXVII の輝線に対応していた。

次に、二つの最新の電荷交換反応モデルでそれぞれフィッティングをした。一つ目は AtomDB Charge Exchange model で、アバundanceを元素ごとに変更できる variable-abundance version (vacx) を用いた。二つ目は SPEX CX model である。どちらもガウス関数でのフィッティングで輝線が見られた炭素、窒素、酸素のアバundanceをフリーパラメータとした。vacx でのフィットの結果を図 3、SPEX CX model でのフィットの結果を図 4 を示す。どちらもスペクトルをよく再現できた。

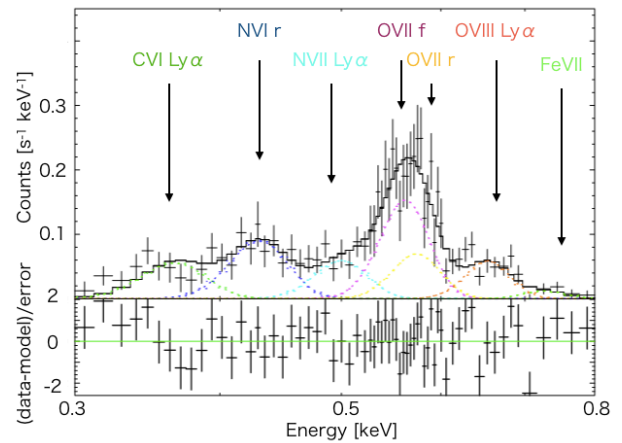


図 2: ガウス関数でのフィッティング結果。 $\chi^2/\text{d.o.f} = 60.58/59$ 。

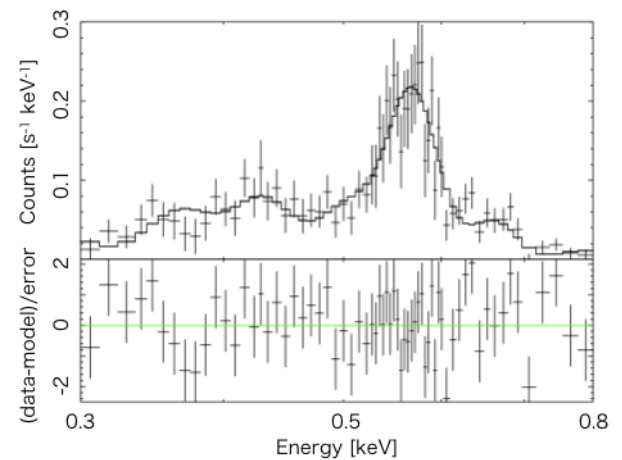


図 3: vacx でのフィッティング結果。 $\chi^2/\text{d.o.f} = 62.84/61$ 。

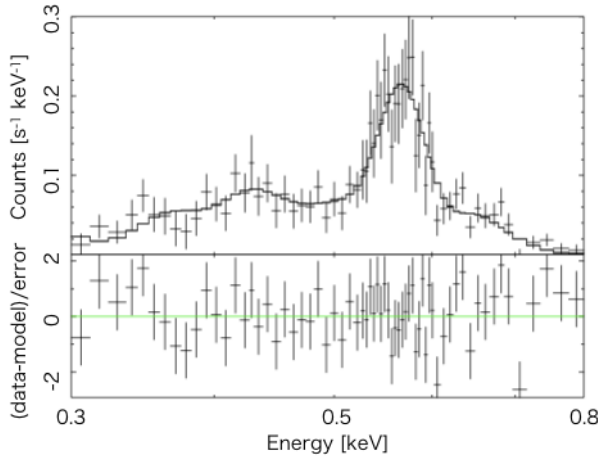


図 4: SPEX CX model でのフィット結果。 $\chi^2/\text{d.o.f} = 61.26/61$ 。

4 Discussion

今回使用した三つのモデルの比較を行った。まず、vacx と SPEX CX model について、フリーパラメータにしていたイオン温度とアバンダンスを比較した。アバンダンスは vacx と SPEX CX model で参照している値が異なるため SPEX CX model に統一して換算をした。まとめたものを表 1 に示す。すべてのパラメータで誤差の範囲で一致していることが分かる。

次に、ガウス関数、vacx、SPEX CX model のモデルを比較する。それぞれのモデルを重ね合わせたものを図 5 に示す。フィッティングは、このモデルにレスポンスの関数を掛け合わせたものとデータを比較している。どれも似ているが、違いも見られる。

表 1: vacx と SPEX CX model のパラメータ。

	vacx	SPEX CX model
kT [keV]	$0.154^{+0.006}_{-0.006}$	$0.147^{+0.028}_{-0.011}$
C	$0.36^{+1.54}_{-0.18}$	$0.24^{+0.26}_{-0.08}$
N	$0.50^{+2.07}_{-0.24}$	$0.39^{+0.44}_{-0.10}$
O	$0.22^{+0.84}_{-0.09}$	$0.081^{+0.081}_{-0.018}$

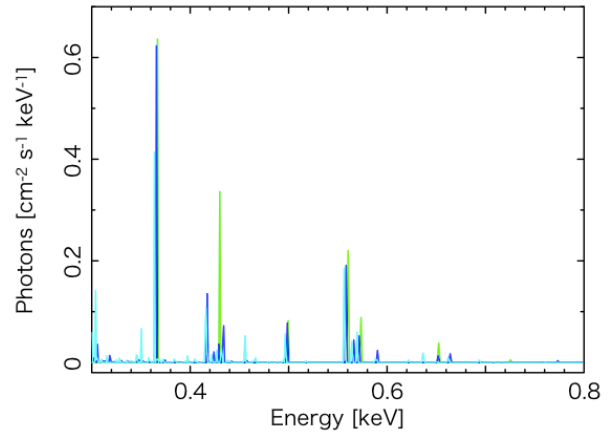


図 5: ガウス関数 (緑)、vacx (青)、SPEX CX model (水色) のモデルの比較。

5 Conclusion

X 線天文衛星「すぎく」が観測した彗星 73P/Schwassmann-Wachmann3 のデータを用いてスペクトル解析を行った。0.3–0.8 keV でガウス関数によるフィッティングを行ったところ、7本の輝線でよく再現でき、それぞれ炭素、窒素、酸素、鉄に対応していた。また、最新の電荷交換反応のモデルである AtomDB Charge Exchange model (version 1.0.2) と SPEX (version 3.05.00) CX model でフィッティングを行ったところ、どちらもスペクトルをよく再現できた。vacx と SPEX CX model によるフィッティングで得られたパラメータであるイオン温度と炭素、窒素、酸素のアバンダンスはすべて誤差の範囲で一致した。これらモデルを比較すると似ているが細かな違いもあり、この違い (数 eV) は CCD では見分けられないが、2021 年打ち上げ予定の次期 X 線天文衛星 XRISM に搭載される X 線マイクロカロリメータ Resolve では見分けることができる。

Reference

Lisse et al. 1996, Science 274, 205

J.S. Kaastra et al. 2008, Space Sci Rev 134, 155-190

a17

N 体計算による準惑星ハウメアのリン
グ形成過程の検証

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学
教室

角田 伊織

N 体計算による準惑星ハウメアのリング形成過程の検証

角田 伊織 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

準惑星ハウメアは、リングを持つ唯一の太陽系外縁天体である。そのリングは、ハウメアの自転周期と 3:1 の平均運動共鳴を起こす位置にある (Ortiz et al., 2017)。ハウメアは三軸不等楕円体の形状をしており、その周囲の非球対称重力場がリングの力学に影響を及ぼしていると考えられるが、リングの形成過程については解明されていない。我々は、ハウメアの自転による分裂によってハウメアの 2 つの衛星が形成されたという説 (Ortiz et al., 2012) に着目し、このモデルに基づいて以下のようなハウメア系形成のシナリオを提示した。まず、ハウメアから衛星サイズの破片が複数飛び散ったという状況を考える。ハウメア周囲の非球対称重力場のため、ハウメアの近傍では物体が安定して存在できない。また、安定軌道にある物体のうち、ロッシュ限界の内側にあるものは、潮汐力によって破壊され、それがハウメアを公転することでリングになる。ロッシュ限界の外側に位置していた物体は、潮汐で軌道進化し、現在の衛星の位置まで移動する。以上のシナリオのうち、本研究では、軌道不安定領域の外側かつロッシュ限界の内側に位置している物体が潮汐破壊され、リングになる過程を検証する。まず、三軸不等楕円体の周囲の重力場を計算し、時間変動する重力場を組み込んだシミュレーションにより、ハウメアを公転する物体が安定して存在できる領域を見積もった。その結果、ちょうど現在のリングの位置よりも内側では、物体の軌道が不安定となることがわかった。さらに、パラメータスタディとして、物質強度を変数とした N 体シミュレーションを行ったところ、多くのパラメータにおいて、ロッシュ限界の位置が現在のリングの位置付近になることが示された。そのため、本研究で提示したシナリオによって、リング形成過程を説明できる可能性があることがわかった。

1 導入

太陽系内天体にはリングを持つものがあり、木星、土星、天王星、海王星という 4 つの惑星、および、キロン、カリクロという 2 つのケンタウルス族小惑星にリングが発見されている。また、2017 年 10 月に、恒星の掩蔽観測によって、太陽系外縁天体、準惑星ハウメアの周囲にリングが発見されている (Ortiz et al., 2017)。現在、太陽系外縁天体や準惑星でリングが確認されている天体は、ハウメアのみである。ハウメアは、各半軸の長さが $a_1 = 1,161$ km, $a_2 = 852$ km, $a_3 = 513$ km である三軸不等楕円体の形状をした天体である。ハウメアのリングは、軌道長半径が 2,287 km であるのに対し、幅は 70 km であるという、細いリングである。この軌道長半径をもつリングは、ハウメアの自転周期 (3.9 時間) と 3:1 の平均運動共鳴を起こす位置にある。すなわち、ハウメアが 3 回自転する間にリング粒子が 1 回公転するという関係にある。

ハウメアのリングは、三軸不等楕円体形状の天体の周囲に存在しているという点や、平均運動共鳴の位置に存在しているという点で、他の天体のリングとは異なる性質を持つ。先行研究では、ハウメアの三軸不等楕円体重力場を受ける粒子のうち、少なくとも 2:1 共鳴より内側の粒子は、Lindblad 共鳴によって不安定となることが示されている (Sicardy et al. 2018)。しかし、その不安定領域の境界位置は、明確に示されていない。また、リングが形成される位置はハウメア周囲のロッシュ半径の内側であると考えられるが、ロッシュ半径の位置はまだ明らかにされていない。

本研究の目的は、ハウメアのリングが現在の位置に形成された過程を理解することである。我々は、ハウメアの 2 つの衛星 (ナマカ、ヒイアカ) の起源に関する説 (Ortiz et al., 2012) に着目した。それは、ハウメアに小天体が衝突することによって自転が加速され、回転による分裂によって複数の衛星サイズの

破片が射出された結果、2つの衛星が形成されたという説である。我々は、このモデルに基づいて以下のようなハウメア系形成のシナリオを提示した。射出された破片は、その位置に応じて、以下のような力学的振る舞いを示す。ハウメアの近くでは、三軸不等楕円体の形状をしているハウメアの自転によって重力場が乱され、そこでは物体が安定して存在できない。また、安定領域にある物体のうち、ロッシュ半径の内側にあるものは、潮汐力によって破壊され、それがハウメアを公転することでリングになる。ロッシュ半径の外側に位置していた物体は、潮汐で軌道進化し、現在の衛星の位置まで移動する。以上のシナリオのうち、本研究では、軌道不安定領域の外側かつロッシュ半径の内側に位置している物体が潮汐破壊され、リングになる過程を検証する。

次章以降で、軌道不安定領域境界の位置とロッシュ半径の位置を推定する手法の概要と計算結果を述べる。

2 軌道不安定領域の計算

2.1 手法

ハウメアのリングはハウメアの赤道面上にある。そのため、初期条件として、ハウメアの最長軸半径の距離から十分遠方(最長軸半径の5倍の距離)まで、テスト粒子を $\langle e^2 \rangle^{1/2} = \langle i^2 \rangle^{1/2} = 0.2$ のレイリー分布で配置した。今回、粒子数を $N = 20000$ とした。テスト粒子は、周期 3.9 時間で自転する三軸不等楕円体 ($a_1 = 1,161$ km, $a_2 = 852$ km, $a_3 = 513$ km) の重力場のみから力を受けるとした。

形状が

$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} + \frac{z^2}{a_3^2} = 1 \quad (a_1 > a_2 > a_3) \quad (1)$$

で表される密度 ρ の三軸不等楕円体の外部の点 (x, y, z) での重力 $\mathbf{f} = (f_x, f_y, f_z)$ は、

$$f_x = -(4\pi G a_1 a_2 a_3 \rho (F(k, \varphi) - E(k, \varphi)) x / (a_1^2 - a_3^2)^{3/2} k^2) \quad (2)$$

$$f_y = -(4\pi G a_1 a_2 a_3 \rho (E(k, \varphi) - k'^2 F(k, \varphi) - k^2 \sin \varphi \cos \varphi / \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}) y / (a_1^2 - a_3^2)^{3/2} k^2 k'^2) \quad (3)$$

$$f_z = -(4\pi G a_1 a_2 a_3 \rho (\sin \varphi \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi} / \cos \varphi - E(k, \varphi)) z / (a_1^2 - a_3^2)^{3/2} k'^2) \quad (4)$$

である (Kellogg 1929)。ただし、 $\frac{x^2}{a_1^2+s} + \frac{y^2}{a_2^2+s} + \frac{z^2}{a_3^2+s} = 1$ を満たす最大の実数 s を λ とし、

$$\varphi = \sin^{-1} \sqrt{(a_1^2 - a_3^2) / (a_1^2 + \lambda)} \quad (5)$$

$$k = \sqrt{(a_1^2 - a_2^2) / (a_1^2 - a_3^2)} \quad (6)$$

$$k' = \sqrt{(a_2^2 - a_3^2) / (a_1^2 - a_3^2)} \quad (7)$$

とおいた。また、 $F(k, \varphi), E(k, \varphi)$ は、それぞれ、第一種、第二種不完全楕円積分である。

ハウメアの密度は $\rho = 1.885$ g cm⁻³ (Ortiz et al., 2017) を用いた。テスト粒子の運動方程式をリープ・フロッグ法で時間積分し、テスト粒子の軌道長半径に対する面密度分布が定常的になるまで時間発展させた。

2.2 結果

初期状態から充分時間が経過した後のテスト粒子の分布を図1に示す。不安定領域境界がリングの位置のすぐ内側になった。

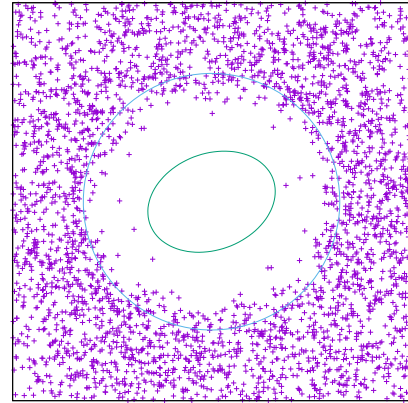


図1: 充分時間が経過した後のハウメア周囲のテスト粒子の分布。紫の点が各テスト粒子、緑の楕円がハウメア、青の円が実際のリングの位置である。

3 ロッシュ半径の計算

ロッシュ半径とは、物体が破壊されずに天体に近づける限界の距離のことであり、その物体の強度によってロッシュ半径の位置は異なる。今回は、物体が (1) 完全剛体の場合、(2) 完全流体の場合、の 2 通りについてロッシュ半径を求めた。

3.1 手法

天体 (以下、主星) を公転している球形の物体 (以下、伴星) が主星に近づく際に、主星に最も近い伴星表面の点に置いたテスト粒子に働く合力が 0 となる時、伴星は潮汐破壊を始める。潮汐破壊が始まる時の伴星の軌道長半径がロッシュ半径である。テスト粒子に働く力とは、主星からの重力、伴星からの重力、伴星の公転による遠心力である。今回、伴星の自転は潮汐固定されているとして遠心力を求めた。

3.1.1 完全剛体の場合

伴星が完全剛体の場合、伴星は潮汐力によって変形せず、球形のままである。三軸不等楕円体の主星からの重力は式 (2)-(4) から求められる。これを用いて、伴星が完全剛体である場合のロッシュ半径の大きさを求めた。

3.1.2 完全流体の場合

伴星が完全流体の場合、伴星は潮汐力によって変形し、三軸不等楕円体の形状となる。主星も三軸不等楕円体の形状であるため、この場合、伴星からの重力の大きさや伴星の公転による遠心力の大きさを容易に求めることができない。そのため、近似値として、主星ハウメアを同体積同密度の球とみなした時のロッシュ半径の大きさを求めた。

3.2 結果

3.2.1 完全剛体の場合

伴星が完全剛体の場合のロッシュ半径の大きさを、主星ハウメアの密度 ρ_M と伴星の密度 ρ_m の比 ρ_M/ρ_m

の関数として求めたものを図 2 に示す。ハウメアの密度は観測によって $\rho_M = 1.885 \text{ g cm}^{-3}$ (Ortiz et al., 2017) であることが判明しているが、リング粒子の密度は分かっていない。そこで、伴星の密度を氷の密度 $\rho_m = 0.917 \text{ g cm}^{-3}$ と仮定すると、完全剛体に対するロッシュ半径はリング半径の 0.71 倍となった。

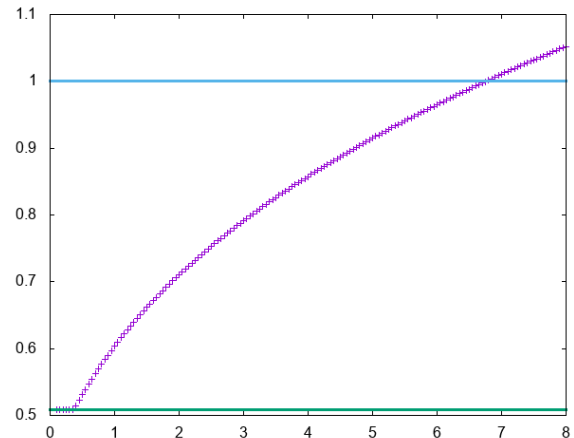


図 2: ハウメア周囲の、完全剛体の伴星に対するロッシュ半径。横軸は、ハウメアと伴星の密度比 ρ_M/ρ_m 。縦軸は、ロッシュ半径をリング半径で規格化したもの。下部の緑色の直線は、ハウメアの最長軸半径。縦軸=1 の青色の線は、リングの位置。

3.2.2 完全流体の場合

球形の主星の、完全流体の伴星に対するロッシュ半径は、以下の式で求まる。

$$r = 2.456R \left(\frac{\rho_M}{\rho_m} \right)^{1/3} \quad (8)$$

ただし、 R は主星半径、 ρ_M/ρ_m は主星と伴星の密度比である。伴星の密度を氷の密度 $\rho_m = 0.917 \text{ g cm}^{-3}$ と仮定すると、完全流体に対するロッシュ半径はリング半径の 1.09 倍となった。

4 結論と今後の展望

ハウメアのリングが現在の位置に形成された過程を理解するために、軌道不安定領域の外側かつロッ

シユ半径の内側に位置している物体が潮汐力によって破壊されリングとなるというシナリオを提案した。また、そのシナリオを検証するために、軌道不安定領域境界の位置とロッシユ半径の位置を見積もった。三軸不等楕円体の形状であるハウメアを公転する物体が安定して公転できる領域を見積もった結果、軌道不安定領域境界はリングのすぐ内側に位置することが確認できた。また、三軸不等楕円体の周囲のロッシユ半径を、完全剛体と完全流体に対して計算したところ、氷の密度の物体に対しては、完全剛体ロッシユ半径がリング半径の 0.71 倍、完全流体ロッシユ半径がリング半径の 1.09 倍となった。すなわち、完全剛体ロッシユ半径と完全流体ロッシユ半径の間に現在のリングが位置することがわかった。しかし、物質強度によるロッシユ半径の不定性が大きいため、ロッシユ半径がリングのすぐ外側に位置しているかどうかはわからなかった。そこで、今後は物質強度の効果を取り入れたラブルパイル N 体シミュレーションを実行することによって、より正確にロッシユ半径の位置を定めていきたい。

謝辞

本研究を行うにあたってご指導頂きました佐々木貴教氏、細野七月氏、石澤祐弥氏に、心より感謝を申し上げます。

Reference

Ortiz, J. L., et al., Nature, 550, 7675 (2017)

Ortiz, J. L., et al., MNRAS, 419, 2315 (2012)

b1

へび座分子雲における低質量 YSO の近
赤外分光観測

埼玉大学大学院 教育学研究科

大出 康平

へび座分子雲における低質量 YSO の近赤外分光観測

大出 康平 (埼玉大学大学院 教育学研究科)

Abstract

近年、多数の存在が分かりつつある褐色矮星/惑星質量天体であるが、形成過程や存在頻度などは未解明な点が多い。我々は、環境による褐色矮星/惑星質量天体の形成について差異を探るべく、太陽近傍 (< 1kpc) で複数の星形成領域において可視近赤外測光分光観測を行なっている。本研究の観測対象は、同一分子雲内でガス・ダスト密度の異なる 3 つのクラスターをもつへび座分子雲である。先行研究では、すばる望遠鏡と UKIRT 望遠鏡を用いて、へび座分子雲について YSO の近赤外測光探査観測が行なわれ、約 8000 天体の褐色矮星/惑星質量天体候補が同定された (佐藤 2015, 小田 2018)。しかし、これらは測光観測のため有効温度が求められないので、若い天体の年齢を 1Myr と仮定して質量が推定されている。

そこで本研究では、すばる望遠鏡/MOIRCS を用いてへび座分子雲における褐色矮星/惑星質量天体候補を含む低質量 YSO 候補の多天体近赤外分光観測を行ない、低質量 YSO 候補の有効温度を導出した。低質量 YSO 候補のスペクトル解析の結果、低温度星に見られる H₂O の吸収があるスペクトル、長波長側にかけて強度が大きくなる ClassI と考えられるスペクトル、星形成の特徴である Br γ や H₂ の輝線が見られるスペクトルなどが得られた。H₂O の吸収量が有効温度と表面重力によって変化することに着目し、減光量に依存しない H₂O の吸収量比 Q を定義 (e.g. Willking et al. 1999, Oasa 2011) し有効温度の導出を行なった。また、多波長測光値から作成した SED による温度と、分光解析結果から導出した有効温度の比較を行なった。結果、H₂O の吸収が見られる天体は、おおよそ 500K 以内で一致する傾向にあった。

1 Introduction

1.1 低質量星の形成過程

太陽程度の低質量星が分子雲から誕生し、主系列星に進化する過程は ClassI~ClassIII(Lada et al. 1987) と Class0(Andre et al. 1993) の 4 段階に分類される。分子雲コアの段階を Class0(~0.01Myr)、濃いエンベロープに覆われていて、ガス・ダストが質量降着している段階を ClassI(~0.1Myr)、エンベロープの大部分が消失しているが、光学的に厚い原始惑星系円盤が残っている段階を ClassII(~1Myr)、円盤がほぼ降着し、惑星が形成される段階を ClassIII(~10Myr) と呼び、Class0 から ClassIII へと進化していく。これらの主系列星に至るまでの天体は、YSO(Young Stellar Object) と呼ばれる。

1.2 褐色矮星/惑星質量天体

星はその形成過程で、中心部が高温、高密度になっていくが、中心温度が 10^7 K に達せず、水素の核融合反応を安定して起こさない天体がある。これらを褐色矮星 ($0.013M_{\odot} \sim 0.08M_{\odot}$) や惑星質量天体 ($\sim 0.013M_{\odot}$) と呼ぶ。惑星質量天体とは、惑星とは異なり、恒星の周りを公転せず単独で存在しており、カメレオン座分子雲において近赤外測光観測で最初に発見された (Oasa et al. 1999)。褐色矮星は、重水素の核融合反応と重力収縮によって輝くが、重水素の核融合反応が終わると、重力収縮のみになり、重力エネルギーを放出しながら冷えていき、それともなって徐々に暗くなっていく。惑星質量天体は、質量がとても軽いため、重水素の核融合反応すら起こさず、重力収縮のみで輝き、徐々に暗くなっていく。一方、褐色矮星や惑星質量天体も若い段階では比較的明るく輝く特徴をもつ。これらは、近年の深い近赤外観測から多く発見されてきたが、その形成過程や存在頻度などは未解明な点が多い。しかし、褐色

矮星や惑星質量天体は大質量星の存在や同時に生まれる星、分子雲などの環境によって、存在頻度が異なることが報告されている (e.g. Oasa et al. 2006)。

1.3 研究背景

褐色矮星や惑星質量天体の形成が普遍的かどうかを調べるために、本研究室では太陽近傍 (< 1kpc) で複数の星形成領域において近赤外測光分光観測が行なわれている。そのなかでも本研究では、同一分子雲内に3つのクラスターをもつ、へび座分子雲 (~436pc; Ortiz-Leon et al. 2017) に着目した。へび座分子雲は、電波観測や Herschel 望遠鏡による遠赤外線観測によってガス・ダスト分布が求められている (Burleigh et al. 2013, Andre et al. 2010)。ガス・ダスト密度の異なる領域が存在しており、星が生まれる局所的な環境とそこでの星形成の相違を探るのに適した領域である。本研究室の先行研究において、すばる望遠鏡と UKIRT 望遠鏡を用いて YSO の近赤外測光探査観測が行なわれ、約 8000 天体の褐色矮星/惑星質量天体候補が同定された (佐藤 2015, 小田 2018)。しかし、先行研究は測光観測のため天体の光度を求めることはできるが、有効温度を求めることはできない。若い天体は、年齢によって光度と質量の関係が変化するため、若い天体の年齢を典型的な Class II 天体の 1Myr と仮定して YSO の質量が推定されている。そのため推定質量には不定性がある。

そこで本研究では、すばる望遠鏡/MOIRCS(多天体近赤外撮像分光装置)を用いてへび座分子雲における惑星質量天体/褐色矮星候補天体を含む低質量 YSO 候補の多天体近赤外分光観測を行なった。低質量 YSO 候補の有効温度を導出し、先行研究で求められた光度と組み合わせ、HR 図と超低質量天体の理論進化モデルを用いると、年齢の仮定に寄らないより正確な質量と年齢の推定が可能となる。

2 Observations

すばる望遠鏡/MOIRCS を用いて、褐色矮星/惑星質量天体候補 272 天体を含む、計 362 天体の近赤外分光観測を行なった。観測概要は以下のとおりである。

表 1: 観測概要

望遠鏡	国立天文台すばる 8.2m 望遠鏡
観測装置	多天体近赤外撮像分光装置 MOIRCS
観測日	2017/8/29,30、2018/9/2,4
観測波長域	1.3~2.5 μ m
グリズム	HK500
観測視野	約 4' \times 7' \times 6mask
積分時間	1mask あたり 750~2400s

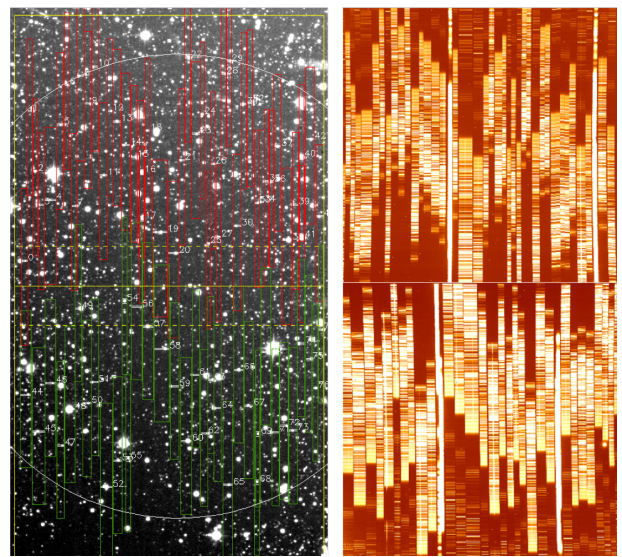


図 1: (左) 低質量 YSO 候補天体に合わせて作成したマスクデザイン。(右) 本観測で得られた分光データ。4' \times 7' の視野で ~80 天体を同時に計 362 天体分光観測している。

3 Results

観測データの解析には IRAF を使用した。データの一次処理 (歪み補正、スカイ・ダーク処理、スペクトル切り出し、フラット処理、宇宙線除去) を行なった後、近赤外線強く光る地球大気の OH 夜光の輝線を用いて波長較正を行なった。その後、スペクトルの一次元化、標準星による地球大気の補正を行なった。現在までに、褐色矮星/惑星質量天体候補 87 天体を含む、計 125 天体の解析を行なった。結果、低温度星に見られる H₂O の吸収があるスペクトル (図 2)、長波長側にかけて強度が大きくなる Class I 天体

と考えられるスペクトル(図 3)、星形成の特徴である $\text{Br}\gamma(2.166\mu\text{m})$ や $\text{H}_2(2.122\mu\text{m}$ etc.) の輝線が見られるスペクトルが得られた。一方、測光観測では ClassII 天体と推定されていたが、分光の結果では平坦なスペクトルや、 $\text{Br}\gamma$ の吸収が見られるスペクトルから背景星と考えられる天体も存在した。

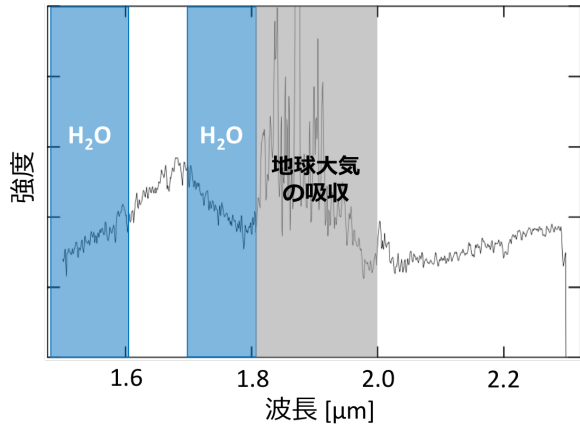


図 2: $1.6\mu\text{m}$ より短波長側と $1.7\mu\text{m}$ より長波長側に H_2O の吸収が見られるスペクトル。約 $1.8\sim 2.0\mu\text{m}$ には地球大気の吸収が見られる。式 (1) で用いるフラックスの波長域は $F1=1.56\sim 1.58\mu\text{m}$, $F2=1.665\sim 1.685\mu\text{m}$, $F3=1.745\sim 1.795\mu\text{m}$ である。

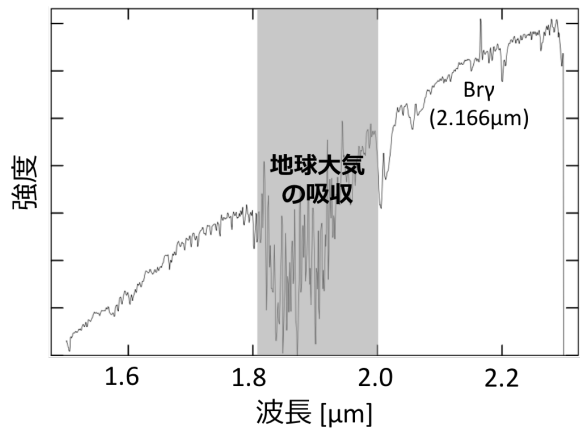


図 3: 長波長側にかけて強度が大きくなる ClassI 天体と考えられるスペクトル。 $2.166\mu\text{m}$ の $\text{Br}\gamma$ 輝線が見られ、これ以外にも計 7 天体から $\text{Br}\gamma$ 輝線が検出された。

4 Discussion

4.1 有効温度の導出

低温星に見られる H_2O の吸収量は、有効温度によって変化する (Itoh et al. 2002)。本研究では、減光量に依存しない H_2O の吸収量比 Q を定義 (e.g. Willking et al. 1999, Oasa 2011) し有効温度の導出を行なった。

$$Q = (F1/F2)(F3/F2)^{1.282} \quad (1)$$

また、 Q 値は天体の表面重力によっても変化する。YSO の表面重力は巨星と主系列星の間にあると考えられるため、それぞれの場合の有効温度を求め、その平均値から YSO の有効温度を推定した。現在まで 81 天体の有効温度を導出した。

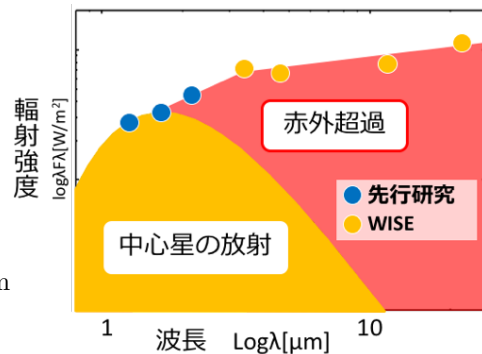


図 4: スペクトルから ClassI と考えられる天体の SED。測光観測では ClassII 天体と推定されていたが、大きな赤外超過が見られる。

4.2 SED との比較

先行研究のすばる望遠鏡/UKIRT 望遠鏡での測光値 (J,H,K) に加え、WISE([3.4],[4.6],[12],[22]) と Spitzer([3.5],[4.5],[5.8],[8.0]) のアーカイブデータを使用し、多波長測光値から YSO20 天体の SED を作成し、スペクトルとの比較を行なった。結果、ClassI および ClassI/II 天体の SED(図 4) には、星周円盤と考えられる大きな赤外超過を示す天体が存在した。また、スペクトルの Q 値を用いて導出した有効温度 (T_Q) の評価を行なうために、SED の黒体放射フィッ

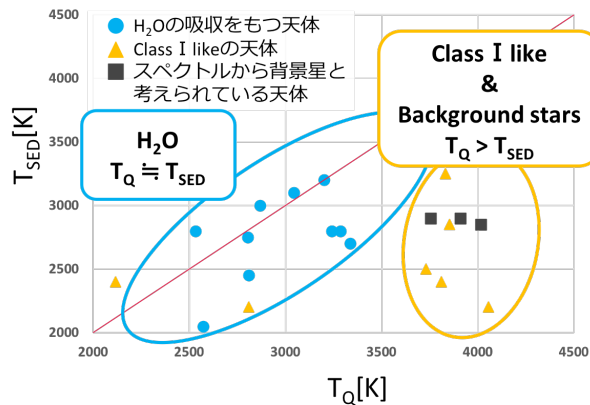


図 5: Q 値と SED の両手法により導出された有効温度の比較、H₂O の吸収が見られる天体は T_Q と T_{SED} がおよそ一致していることから Q 値を用いた有効温度の導出は適していると考えられる。

テイングによって光球の有効温度 (T_{SED}) を導出し比較、検証を行なった (図 5)。結果、H₂O の吸収が見られる天体は、 T_Q と T_{SED} が 500K 以内で一致する傾向にあった。また、Class I と考えられるスペクトルをもつ天体や背景星と考えられる天体は、 T_Q が T_{SED} よりも大きかった。

5 Summary

先行研究で同定されたへび座分子雲における低質量 YSO 候補の有効温度と質量を求めるために、すばる望遠鏡/MOIRCS を用いて多天体近赤外分光観測を 362 天体行なった。現在までに、褐色矮星/惑星質量天体 87 天体を含む計 125 天体の解析を行なった。スペクトル解析の結果、H₂O の吸収が見られるスペクトル、Class I と考えられるスペクトル、星形成の特徴である Br γ や H₂ の輝線をもつスペクトルが得られた。低温度星に見られる H₂O の吸収を用いて、減光量に依存しない吸収量比 Q を定義し、81 天体の有効温度を導出した。Q 値を用いて導出した有効温度の評価を行なうために、20 天体について 1.2 μ m~22 μ m の多波長測光値から SED を作成し、黒体放射フィッティングから光球面の有効温度を求め、両手法から導出された有効温度の比較・考察を行なった。結果、H₂O の吸収が見られる天体は、およそ 500K 以内

で両者の温度が一致する傾向にあった。加えて、YSO の SED から星周円盤と考えられる大きな赤外超過が見られる天体が存在した。今後は、さらに分光データの解析を行い、分光観測により求められた物理量をもとに、へび座分子雲の IMF や空間分布などを用いて、分子雲中のガス・ダスト密度の異なる領域毎の星形成の差異について探っていく予定である。

Reference

- Andre, P., Ward-Thompson, D., Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122.
- Andre, P., Men'shchikov, A. 2010, MNRAS, 405, 2486A.
- Burleigh, K. J., Bieging, J. H., et al. 2013, ApJ, 765, 39B
- Itoh, Y., Tamura, M., Tokunaga, A. 2002, PASJ, 54, 561.
- Lada, C. J., 1987, IAUS, 115, 1.
- Oasa, Y., Tamura, M., Sugitani, K. 1999, ApJ, 526, 336.
- Oasa, Y., Tamura, M., Nakajima, Y., Itoh, Y., et al. 2006, AJ, 131, 1608O.
- Ortiz-Leon, G. N., Dzib, S. A., Kounkel, M. A., et al. 2017, ApJ, 834, 143O.
- Wilking, B. A., Greene, T. P., Meyer, M. R. 1999, ApJ, 517, 469
- 小田 達功 2018, 埼玉大学修士学位論文
- 佐藤 太基 2015, 埼玉大学修士学位論文

b2

R CrA 領域における若い超低質量天体の
近赤外測光探査
埼玉大学大学院 教育学研究科
金井 昂大

R CrA 領域における若い超低質量天体の近赤外測光探査

金井 昂大 (埼玉大学大学院 教育学研究科)

Abstract

星の質量分布は初期質量関数で示され、1 太陽質量程度の低質量星までは質量が小さくなるほどほぼ同じ傾きで天体数が増加することが様々な研究で示されている (e.g. Salpeter 1955)。一方で、質量が非常に小さいために水素の核融合反応を起こさない超低質量天体はどの程度、どのように形成されるなど不明な点が多い。先行研究では、活発な星形成領域である S106 領域やオリオン座 B 分子雲において、大質量星の形成によって超低質量天体の形成が抑制されている可能性が示唆されている (Oasa et al. 2006, 北島 2017 卒業論文)。このような超低質量天体の形成が普遍的か多様性を持つかを探るために、様々な物理量を持つ分子雲に着目し環境による星形成の相違点を明らかにする必要がある。

本研究では、低質量星形成領域である R CrA を観測対象として選択し、分子雲の環境が星形成に及ぼす影響について探る。質量が小さい YSO は低温であるため、近赤外線に輻射のピークを持つ。加えて、近赤外線は分子雲による減光の影響を受けにくいいため、YSO の観測は近赤外線が適している。以上の点から、UKIRT3.8m 望遠鏡を用いた深い近赤外 (JHK) 測光データを解析した。まず、[J-H]/[H-K]2 色図から赤外超過量を元に YSO 候補を選別した。そして、J バンド等級から距離・赤化減光補正を行って YSO 固有の光度を求めた。さらに年齢を仮定することで低質量星の理論進化モデル (e.g. Baraffe et al. 2015) と比較して質量を推定した結果、褐色矮星候補を 5 天体、惑星質量天体候補を 634 天体同定した。また、Herschel 望遠鏡の観測から得られた分子雲のダスト柱密度と比較すると、ダスト柱密度が高い領域では質量が大きい天体が形成され、柱密度が低い領域では質量が小さい天体が形成されている傾向が示された。おおかみ座分子雲、へび座分子雲で求められた初期質量関数と比較すると、R CrA 領域の初期質量関数は質量が軽いほど天体が多く形成されることが共通する一方、低質量星から褐色矮星にかけての傾きが異なることがわかった。

1 Introduction

1.1 初期質量関数

星は生まれた時の質量によって異なる進化をする。誕生時の星の質量分布 (初期質量関数; Initial Mass Function) は Salpeter(1955) によって提唱され、銀河系内の天体の個数は質量の -2.35 乗に比例すると示唆した。しかし、特に $10M_{\odot}$ 以上の大質量側や $\sim 0.5M_{\odot}$ 以下の低質量側では観測例が少ないために不定性が大きい。また、この傾きが銀河系内で場所によらず一定であるのか、環境によって異なるのかは様々な先行研究 (e.g. Kroupa 2001) が行われているが明らかになっていない。この普遍性の有無を明らかにするために様々な環境における星形成探査を行い、星が誕生した時の IMF を求める必要がある。本研究では特に IMF の超低質量側に着目し、IMF の普遍性

や環境による差異の有無を探る。

1.2 前主系列星の進化段階

太陽程度の質量を持つ低質量星は水素の核融合反応を起こす主系列星に至るまで、原始星や前主系列星といった進化段階を経る。これらの天体を総称して YSO (Young Stellar Object) と呼ぶ。YSO はその周囲にガス・ダストからなるエンベロープやディスクを持つ。これらの星周物質に YSO の光球から輻射される光が吸収され、赤外線で再放射される「赤外超過」が見られる。年齢が若いほど星周物質の量が多いため赤外超過量が多くなる。YSO は SED (Spectral Energy Distribution) の赤外線域の傾きの指標 $\alpha = \frac{d \log \lambda F_{\lambda}}{d \log (\lambda)}$ から赤外超過量を基に Class 0 (~ 0.01 Myr), I (~ 0.1 Myr), II (~ 1 Myr), III (~ 10 Myr) の 4 つの進化

段階に分類される (Lada et al. 1987; Andre et al. 1993)。

1.3 超低質量天体

低質量星は Class III から主系列へと至り、水素の核融合反応を起こすのに対し、超低質量天体は質量が $0.08M_{\odot}$ 以下と非常に小さく、低温のため Class III 段階以降も水素の核融合反応を安定して起こさない天体の総称である。超低質量天体は $0.08-0.013M_{\odot}$ の褐色矮星と、 $0.013M_{\odot}$ 以下の惑星質量天体に分類される。これらの天体は非常に暗いため観測例が少なく、形成過程の理解があまり進んでいない。しかし、形成初期は赤外線の波長で比較的明るく輝くという特徴があるため、超低質量天体の探査には形成初期段階の赤外線観測が有効である。

1.4 先行研究

本研究室では超低質量天体の様々な環境における形成を探るため、様々な星形成領域における探査を行っている。例えば、大質量星形成領域 (S106; Oasa et al. 2006, オリオン座 B 分子雲; 北島 2017) でも超低質量天体が発見されてきており、低質量側にかけて天体数が増加する傾向が見られている。一方で大質量星近傍の領域のみでは超低質量天体の形成が抑制されている可能性が示された。このように、超低質量天体の形成はその局所的な環境によって変化する可能性が示唆されている。

2 Observations and Analysis

2.1 観測領域

本研究では、みなみのかんむり座分子雲の R CrA 領域を観測対象とした。この領域は Herbig Ae 型星である R CrA を中心とする中質量星形成領域で、 $\sim 130\text{pc}$ (de Zeeuw et al. 1999) に位置し、 $0.5-1\text{Myr}$ (Sicilia-Aguilar et al. 2011) と考えられている。X 線から電波まで様々な波長での観測が行われており、Class 0 天体をはじめとする YSO が多数同定さ

れている活発な星形成領域である (e.g. Neuhäuser & Forbrich 2008)。

2.2 観測

R CrA 領域では赤外線観測によって若い褐色矮星候補が 1 天体同定されている (Peterson et al. 2011) が、惑星質量天体の探査を目的とした深い近赤外探査は行われていない。そこで、本研究では R CrA 領域において超低質量天体がどの程度形成されているのかを明らかにするために、UKIRT/WFCAM を用いた深い近赤外測光観測を行った。表 1 に観測の概要、図 1 に観測領域を示す。

表 1: 観測の概要

日時	2010 年 8 月 8 日
望遠鏡	イギリス赤外線望遠鏡 (UKIRT)
検出器	広視野赤外線撮像装置 (WFCAM)
観測波長	J($1.2\mu\text{m}$), H($1.6\mu\text{m}$), K($2.2\mu\text{m}$)
観測視野	$13.65' \times 13.65' \times 4$ 視野
積分時間	800s
シーイング	$\sim 0.9''$

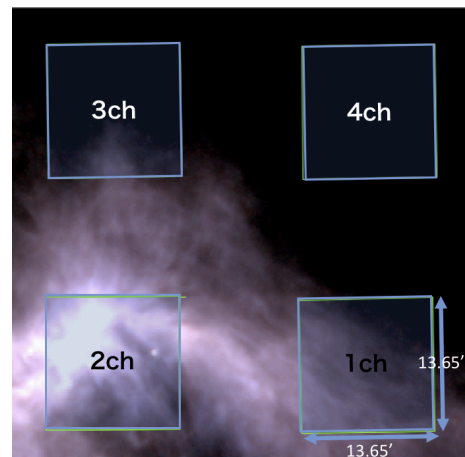


図 1: 本研究の観測領域。Herschel 宇宙望遠鏡の遠赤外線 3 色合成図 (青: $250\mu\text{m}$, 緑: $350\mu\text{m}$, 赤: $500\mu\text{m}$) に重ねている。右下から時計回りに 1, 2, 3, 4CH となっており、2CH が最も分子雲密度が高い領域である。

2.3 解析

解析は IRAF(Imaging Reduction and Analysis Facility) の autodoao パッケージを用いて PSF 測光を行った。天体検出には SExtractor と daofind を用いて行なった。

等級補正には 2MASS カタログの等級を CIT 系に変換 (Carpenter 2001) したものをを用いた。

3 Results

3.1 限界等級

10σ での限界等級は従来の近赤外線観測 (Haas et al. 2008) より 2~3 等深い J:20.7 等, H:19.7 等, K:19.2 等となった。JHK3 バンドで同定した天体数は、1-4CH 合計で 22476 天体となった。

3.2 $[J-H]/[H-K]$ 2 色図

観測した天体には背景星も含まれるため、 $[J-H]/[H-K]$ 2 色図を用いて、天体の赤外超過量から分子雲中の YSO を選別した (図 2)。赤化を受けていない主系列星や赤色巨星は図中の青、緑、赤の線に分布する。一方、YSO は赤外超過が見られるためこれらの天体よりも $[H-K]$ が大きい方に分布する。分子雲に付随する天体は分子雲による赤化を受けるため、赤化を考慮した Class I, II, III 天体は带状に分布する。本研究では $S/N \geq 10$ で測光された天体の赤外超過量から Class II 天体を 642 天体同定した。

3.3 質量導出

Class II と同定された天体の赤化・距離による減光を補正し天体固有の J バンド等級を求めた。続いて、Class II 天体の年齢を 1Myr と仮定し、理論進化モデル (Baraffe et al. 1998, 2015; D'Antona & Mazzitelli 1997) により質量の推定を行った。その結果、TTS 候補天体を 2 天体、褐色矮星候補天体を 6 天体、惑星質量天体候補を 634 天体同定した。

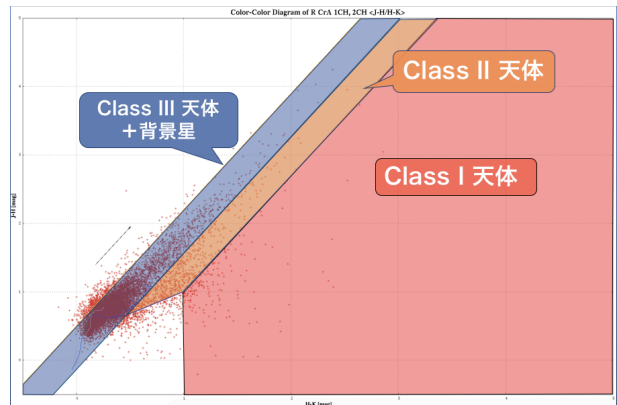


図 2: $[J-H]/[H-K]$ 2 色図の一例。赤化を受けていない主系列星や赤色巨星は右下の青、緑、赤の位置に分布する。YSO は赤外超過が見られるためこれらの天体よりも $[H-K]$ が大きい方に分布する。分子雲に付随する天体は赤化を受けるため、赤化を考慮した Class I, II, III 天体の位置はそれぞれ赤、橙、青の带状に分布する。図中の矢印は $A_v=5$ 等のベクトルを示している。

4 Discussion

以下では分子雲密度が非常に高く、星形成が活発であると考える 2CH(図 1 左下) について議論する。

4.1 減光分布

同定した Class II 天体、Class III 天体および背景星の減光量を $[J-H]/[H-K]$ 2 色図から算出し、その空間分布図と Herschel 宇宙望遠鏡 Gould Belt Survey($70\mu\text{m} \sim 500\mu\text{m}$) で得られたダスト柱密度と比較すると、本研究で求められた減光分布と非常に良く一致した (図 3)。

本観測では、最大で $A_v \sim 42$ 等の天体が検出された。一方で、ダスト柱密度が非常に高い領域ではあまり天体が検出されなかった。これは、減光量が非常に大きく J バンドで 20 等を超える本観測でも分子雲に埋もれた天体を検出できていないと考えられる。

4.2 YSO の空間分布

本研究で同定された TTS 候補天体、褐色矮星候補天体、惑星質量天体候補および、既知の前主系列星

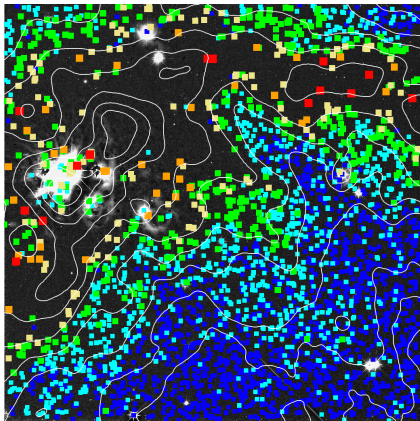


図 3: 本研究で得られた減光分布図。青: $A_v \leq 5$ 等, 水色: $A_v \leq 10$ 等, 緑: $A_v \leq 15$ 等, 橙: $A_v \leq 20$ 等, 赤: $A_v \geq 25$ 等を示す。Herschel 宇宙望遠鏡で得られたダスト柱密度 (白のコントア) を重ねている。

(Herbig Ae 型星、TTS) の位置をダスト柱密度と比較した (図 4)。

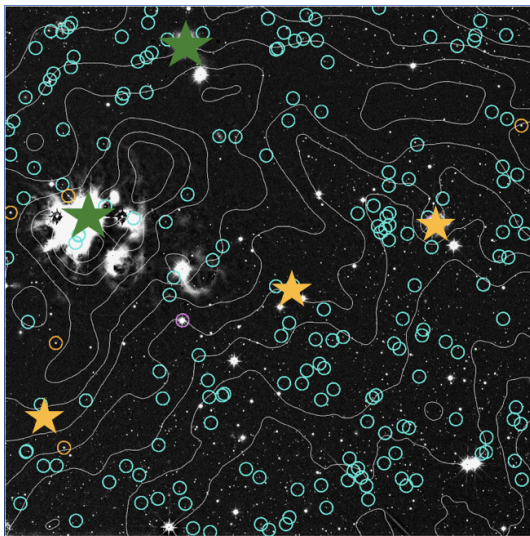


図 4: 本研究で推定された質量ごとに分けた Class II 天体の空間分布。本研究で同定された Class II 天体 (ピンク:TTS, 橙:褐色矮星, 水色:惑星質量天体) および既知の前主系列星 (緑:Herbig Ae 型星, 黄色: TTS) の位置に Herschel で得られたダスト柱密度 (白のコントア) を重ねている。

結果、質量の大きい Herbig Ae 型星、TTS はダスト柱密度の高い領域、惑星質量天体はダスト柱密度の低い領域に広がり、褐色矮星は中間的な柱密度を持つ領域に分布していることがわかった。

4.3 質量関数

赤外超過から選別した Class II 天体には、遠方銀河などの背景天体が混入すると考えられる。したがって本研究では、4CH(図 1 右上) をガス・ダストがほとんどなく、参照領域に適用できると考え、3.2, 3.3 の方法で質量関数を求めた。そして、R CrA 領域の IMF から統計的に差し引いた。結果、R CrA 領域の IMF(図 5) は、低質量星では一度減少し、超低質量天体で増加する傾向を示した。また、低質量星形成

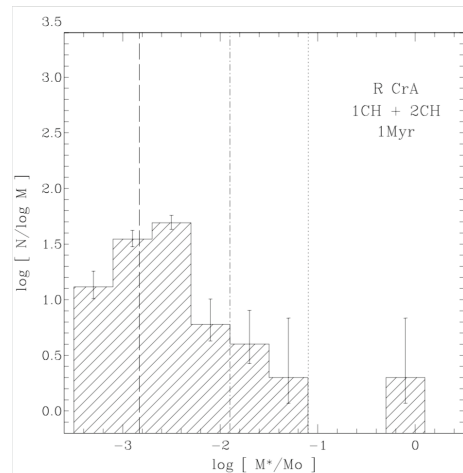


図 5: R CrA 領域の Class II 天体の IMF。参照領域で求められた天体数を統計的に差し引いている。図中の点線は褐色矮星質量 ($0.08M_{\odot}$)、一点鎖線は惑星質量天体質量 ($0.013M_{\odot}$)、破線は信頼限界を示す。

領域のおおかみ座分子雲 (前原 2014)、中質量星形成領域のへび座分子雲 (小田 修士論文 2017) で求められた初期質量関数 (図 6) と比較すると、おおかみ座分子雲、へび座分子雲共に低質量側にかけて増加傾向であるが、へび座分子雲の方が低質量星や褐色矮星は多く形成されていることがわかる。一方、おおかみ座分子雲では褐色矮星で一度減少し、惑星質量天体で増加する傾向がみられる。本研究で求められた IMF はこれら 2 つの IMF の中間に相当する。さらに Class II 天体の空間分布の結果 (図 4) を踏まえると、低～中質量星形成領域では、星の材料となるガス・ダストが多いほど質量の大きい天体が形成される一方、惑星質量天体は領域の全体で形成されている可能性が示された。

b3

銀河面低密度領域における星形成の広
域探査観測

埼玉大学大学院 理工学研究科

竹内 媛香

銀河面低密度領域における星形成の広域探査観測

竹内 媛香 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

Abstract

星は分子雲コア中で形成され、前主系列星 (PMS) の段階を経て主系列星に進化する。PMS は分子雲のガス・ダスト密度の高い領域で集団的に存在しているため、高密度領域では星形成が活発に行われていると考えられている。しかし、低密度領域における PMS の探査は不十分であり、星形成の理解は進んでいない。そこで我々は、銀河面における PMS の広域探査を行い、その分布から銀河面での分子雲のガス・ダスト密度等が異なる環境における星形成の相違を探っている。本研究では、銀河面における PMS と分子雲との空間分布や関係を調べるため、野辺山 45 m 電波望遠鏡と FOREST を用いた銀河面レガシープロジェクト (FUGIN) の観測領域を対象として、PMS の分光探査観測を行った。当研究室では、低質量 PMS が示す観測的特徴のうち、赤外超過と $H\alpha$ 輝線をもとにして天体の選別が行われている。可視 r' , i' , $H\alpha$ による銀河面測光探査観測 (IPHAS)、及び、全天近・中間赤外探査観測 (2MASS, WISE) のアーカイブデータの測光値を用いて PMS 候補天体が ~ 250 天体選別されている。その中の 128 天体に対し、兵庫県立大学なゆた 2.0 m 望遠鏡を用いて、可視中低分散分光観測が行われ、これまでに 53 天体で $H\alpha$ 輝線が検出されている。今回は、新たに 32 天体で $H\alpha$ 輝線を検出した。そのうち 4 天体に対して $H\alpha$ 輝線が見られる天体に対してスペクトル型、赤外/紫外超過の有無を確認した。今後、同定した PMS 天体について FUGIN により同定された低密度分子雲との空間分布やガス・ダスト密度による星形成の差異を探る。

1 Introduction

1.1 星の進化段階

星は高密度の分子雲コアから誕生し、その後、中心星の周囲にガスやダストからなるエンベロープを持つ原始星になる。そして、エンベロープが薄くなり、質量の大きい星は Herbig Ae/Be 型星、質量の小さい星は T タウリ型星 (TTS) という前主系列星 (PMS) 段階を迎える。その後星周円盤が散逸し、水素の核融合反応が始まり安定して輝く主系列星となる。PMS は星周円盤を持ち、中心星への質量降着が起きている段階であることから、赤外超過、 $H\alpha$ 輝線などの特徴を示す。

1.2 分子雲密度と星形成

一般的に、分子雲のガス・ダスト密度の大きい領域で星形成は活発に起きていると考えられている。一方、最近の測光分光探査観測から、星なし分子雲や、分子ガス密度が低い高銀緯分子雲でも、星形成率は

低いものの低質量星形成が起きていると報告されている (e.g. 平塚 2018)。しかし観測例が圧倒的に少なく、高密度分子雲ほど星形成の理解が進んでいない。

1.3 研究目的

銀河面には、様々なガス・ダスト密度の領域がある。本研究では、分子雲密度の低い領域における星形成の描像に迫るため、銀河面における PMS の無バイアスな分光探査観測を行い、異なる分子雲密度における星形成の相違を探ることを目的とする。

1.4 銀河面におけるサーベイ

銀河面では、可視域での測光サーベイ (IPHAS; Drew et al. 2005)、電波域での分子雲サーベイ (FUGIN; Umemoto et al. 2017) などの観測が行われている。これらを利用することで、光赤外観測から得

られた天体と電波観測から得られた分子雲ガスの関係を調査することができる。

表 1: IPHAS(The Isaac Newton Telescope Photometric H-Alpha Survey)

望遠鏡	Isaac Newton Telescope (2.5m)
フィルター	r', i', H
観測領域	銀経: $29^\circ < l < 216^\circ$ 銀緯: $-5^\circ < b < +5^\circ$

表 2: FUGIN(FOREST Unbiased Galactic plane Imaging survey with the Nobeyama 45m telescope)

望遠鏡	国立天文台野辺山電波観測所 45m 電波望遠鏡
観測輝線	$^{12}\text{CO}(J=1-0)$, $^{13}\text{CO}(J=1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$
観測領域	銀経: $10^\circ < l < 50^\circ$ $198^\circ < l < 236^\circ$ 銀緯: $-1^\circ < b < +1^\circ$

2 Observations&Analysis

2.1 天体選別

観測領域は IPHAS と FUGIN の共通領域である銀経: $198^\circ < l < 216^\circ$ 、銀緯: $-1^\circ < b < +1^\circ$ とした。

PMS は、赤外超過、 $\text{H}\alpha$ 輝線などの特徴を示す。これらを踏まえ、当研究室では次のような手順で PMS 候補天体の選別が行われている。

- (1) 全天近・中間赤外探査観測 (2MASS, WISE) のアーカイブデータから二色図を作成し、赤外超過の有無について調べる。
- (2) 赤外超過が見られる天体について IPHAS アーカイブデータから作成した二色図より $\text{H}\alpha$ 輝線強度の推定を行う。
- (3) 推定された $\text{H}\alpha$ 輝線強度の値が大きいものを PMS 候補天体とする。

2.2 観測

当研究室では、選別した PMS 候補天体 ~250 天体のうち 188 天体について、可視分光観測が実施されている。

表 3: 観測の概要

日時	2017/1/2、2/28、9/28、12/7,8,30 2018/7/16~20、11/27~30
望遠鏡	兵庫県立大学西はりま天文台 なゆた望遠鏡
装置	可視光中低分散分光器 (MALLS)
観測波長	4000~9000 Å
スリット幅	0.8", 1.2"
波長分解能	$R \sim 700$ (slit=0.8") $R \sim 600$ (slit=1.2")
積分時間	1 天体あたり 240~2400 s

2.3 解析

観測を行った 188 天体のうち、先行研究 (木内 2018) では既に 76 天体の解析が完了しているが、今回新たに 52 天体の解析を行った。

分光観測では、CCD により撮像された天体のスペクトル画像 (オブジェクトフレーム) が取得できるが、地球大気のスペクトルや様々なノイズが重なっている。したがって、オブジェクトフレームから天体スペクトルの情報のみを抽出する必要がある。

< 解析手順 >

解析は、NOAO(National Optical Astronomy Observatories) が開発した画像処理ソフト IRAF(Imaging Reduction Analysis Facility) を用いて行った。

- (1) オブジェクトフレーム上に重なっている様々なノイズを取り除くため、一次処理を行った。

- ・ CCD の暗電流ノイズ除去: ダーク
- ・ CCD の感度ムラ補正: フラット
- ・ 宇宙線イベント・バッドピクセルの除去

- (2) identify により、Fe-Ne-Ar 光源のスペクトル画像から、オブジェクトフレームの座標と波長を対応さ

せる波長較正を行った。

(3) apall により一次元化を行い、オブジェクトフレームから天体スペクトルを抽出した。

(4) 一次元化した天体スペクトルを、水素吸収線を除去した A0 型標準星で除算し、地球大気の補正を行った。

(5) 地球大気補正後の天体スペクトルと A0 型の黒体放射スペクトルとを乗算し、フラックス較正を行った。

(6) S/N 比を向上させるため、scombine より、天体スペクトルの重ね合わせを行った。

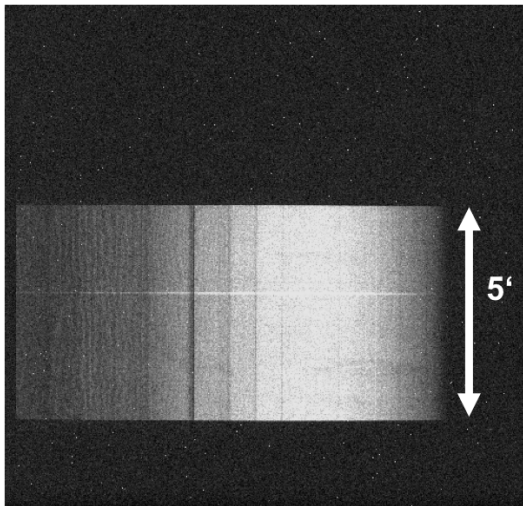


図 1: 一次処理前のオブジェクトフレーム。図中央の長方形はスカイのスペクトル、その中の明るい横線が天体のスペクトル。

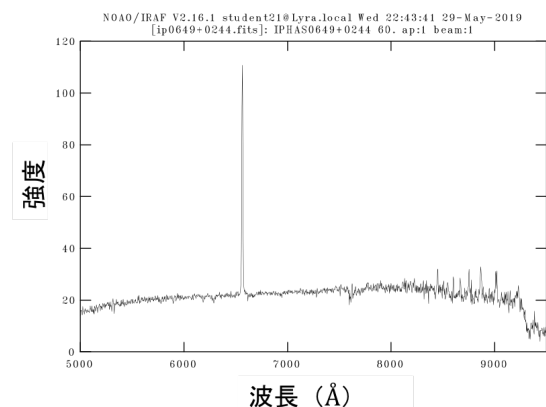


図 2: 解析後の天体スペクトル。

3 Results & Discussion

3.1 PMS のスペクトルエネルギー分布 (SED) とスペクトル型の検証

先行研究 (木内 2018) では、解析を行った 76 天体中 53 天体で $H\alpha$ 輝線が検出されている。さらに、それらの $H\alpha$ 輝線を示す天体のうち 24 天体についてスペクトル型の決定を行い、スペクトル型が B,A 型星である Herbig Ae/Be 型星が 6 天体、スペクトル型が F~M 型星である T タウリ型星が 18 天体同定されている。今回は、新たに解析を行った 52 天体中 32 天体で $H\alpha$ 輝線が見られた。そして、 $H\alpha$ 輝線を示す天体のうち、4 天体のスペクトル型を決定した。

天体からの光は、星間物質の影響を受け減光する。減光の特徴として、短波長側がより大きく減光されるためスペクトルは赤化する。スペクトルを決定する際には、この減光量 (A_V 等級) を考慮する必要がある。スペクトル型決定の手順を以下に示す。

<スペクトル型決定手順>

(1) JHK 二色図から、減光を受けていない主系列星の位置との比較を行い、 A_V 等級の最大値と最小値を見積もった。

(2) 推定した A_V 等級の範囲でスペクトルの補正を行った。

(3) (2) と同じ A_V 等級で補正をした多波長測光値から SED を作成した。ここで、使用したアーカイブデータは Pan-STARRS(g, z, y)、IPHAS(r' , i')、2MASS(J, H, K)、WISE([3.4], [4.6], [12], [22]) である。作成した SED にフィットする黒体放射の温度を求めた。

(4) 求めた温度に近い主系列星のスペクトル型のテンプレート (Kessel et al. 2017) と、(2) のスペクトルを比較した。

(5) テンプレートと吸収線やコンティニウムの傾きが一致しスペクトル型が決定するまで、 A_V 等級を変化させながら (2)~(4) を繰り返した。

今回新たに $H\alpha$ 輝線が見られた天体でスペクトル型を調べた 4 天体のスペクトル型は F~M 型星である T タウリ型星 (F 型: 2 天体、K 型: 2 天体) となった。さらに、この 4 つの $H\alpha$ 輝線天体に対して、得られた SED から紫外/赤外超過の有無を調べた。その結

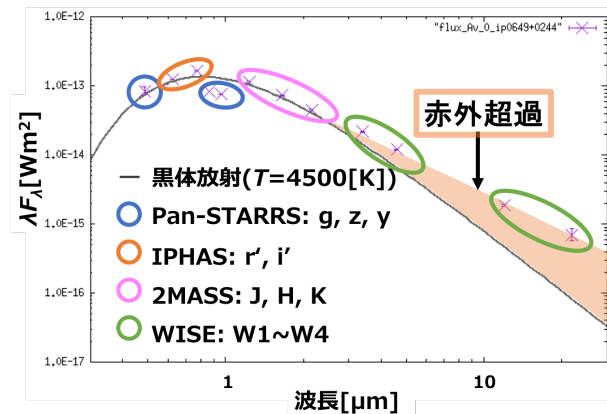


図 3: IPHAS0649+0244 の SED。他波長測光値から作成した。長波長側で黒体放射を上回る赤外超過が見られる。

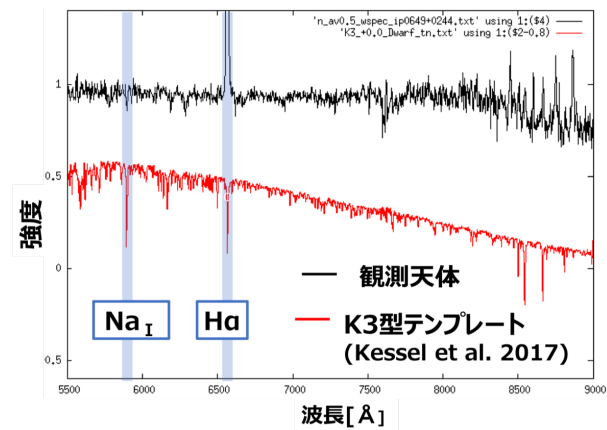


図 4: 上: 規格化した IPHAS0649+0244 のスペクトル、下; K3 型のスペクトルテンプレート。スペクトル型は Na の吸収線の特徴とスペクトルの傾きから K3 型と同定した。

果、全ての天体で赤外超過が見られたが、紫外超過は見られなかった。これらの赤外超過を示す H α 輝線天体は星周円盤を持つ TTS であると考えられる。

4 Summary

銀河面における PMS を同定するため、赤外超過、H α 輝線強度をもとに PMS 候補天体が選別され、これらの天体に対して可視分光観測が実施された。今回新たに 52 天体を解析した結果、32 天体で H α 輝線

が検出された。これらの H α 輝線天体のうち 4 天体についてスペクトル型を調べ、すべてスペクトル型が F~M 型星である T タウリ型星と同定した。さらに、SED による赤外・紫外超過の有無を調べたところ、すべての天体で赤外超過が見られた。今後、同定した PMS 天体について FUGIN により同定された低密度分子雲との空間分布やガス・ダスト密度による星形成の差異を探る。

Reference

平塚 2018 修士論文 (埼玉大学)
 Drew et al., 2005
 Umemoto, T. et al. 2018, PASJ, 69.78
 木内 2018 卒業論文 (埼玉大学)
 木内、大朝、平塚 et al. 2018 天文学会秋季年会
 Kesseli, A. Y., West, A. A., Veyette, M., et al. 2017, ApJS, 230, 16

b4

6.7 GHz メタノールレーザーは大質量原
始星のアウトフローに付随するか?

山口大学大学院 創成科学研究科

中村 桃太郎

6.7 GHz メタノールメーザーは 大質量原始星のアウトフローに付随するか？

中村 桃太郎 (山口大学大学院 創成科学研究科)

Abstract

6.7 GHz メタノールメーザーは大質量星形成領域にのみに付随することが知られており、特に中心星の近傍 ($10^2 - 10^3$ au) に放射がみられることから、その特性を利用した大質量星形成の研究が行われている。

これまでの 6.7 GHz メタノールメーザーの空間分布は 100 天体以上わかっており、それらの分布の形状の特徴をみると、円盤のようなリング状の分布もあるのに対し、系統的な特徴がない複雑な分布も多くあることがわかった。前者は固有運動の導出によって降着円盤の運動が示された天体もある (Sugiyama et al. 2014) が、後者の複雑な分布では研究例が少なく、どのような物理現象を反映しているかはよくわかっていない。

本研究では、複雑なメタノールメーザーの分布が原始星からのアウトフローに付随している可能性に注目し、活発なアウトフローがみられる高変動メーザー源 G59.783+0.065 について、JVN によるイメージング観測を複数回を行い、内部固有運動を導出した。

その結果、おおむね東西方向の運動が検出され、この特徴は先行研究などで示されているアウトフローの放出方向と一致することから、メタノールメーザーはアウトフローに付随する可能性が高いことが示された。しかし、一部では単純な膨張運動では説明できない運動もあり、これらに対して 3次元の広角アウトフローモデルを作成した。このモデルによって、アウトフローにおけるメーザーの分布・速度・開口角を同時に説明できる可能性がある。今後は、アウトフローのフィッティングを行い、モデルが妥当かどうかより正確に検証していく予定である。

1 Introduction

大質量星 ($\geq 8M_{\odot}$) は、強烈な放射や恒星風、超新星爆発といった高エネルギー現象によって、銀河における物理的・化学的進化に大きな影響を及ぼす。また、大質量星は連星率が 60 – 80 % (Duchene & Kraus, 2013) と非常に高く、形成時に低質量星と一緒に形成されるため、星団・銀河の進化を理解する上で、大質量星形成過程の解明は非常に重要である。

しかし、大質量星の形成過程は、小・中質量星の場合と比べると理解が乏しい。1) 距離が遠く、2) 数が少ない、3) 大質量で高密度のガスが周囲を覆うため中心の原始星を可視光で見通すことができないためである。このことから、ガスを透過する赤外や電波観測が盛んであるが、中でも大質量星形成領域のみに付随する 6.7 GHz メタノールメーザーを用いた観測が有力である。

6.7 GHz メタノールメーザー源は現在までに数千天体規模で存在し、そのうち 100 天体以上で空間分

布が導出されている (see Bartkiewicz et al. 2009, 2014, 2016, Fujisawa et al. 2014)。

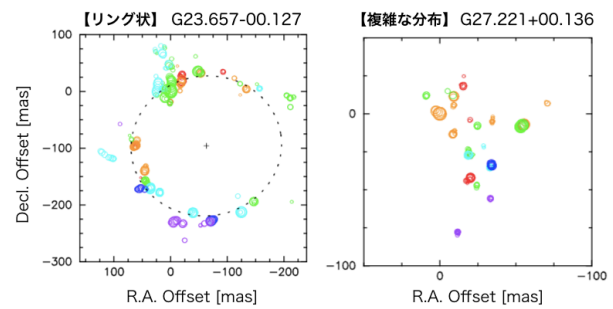


図 1: 6.7 GHz メタノールメーザーの空間分布の典型的な形状：(左) リング状 と (右) 複雑な分布

これらの 4 本の論文で掲載されている計 101 天体の空間分布は形状ごとに分類が行われており、円盤のようなリング・円弧状のものが 35 % (図 1 左) なのに対し、複雑で系統的な特徴がみられない複雑な分布 (図 1 右) が 44 % と数多くみられた。前者につ

いては、固有運動の導出によって、回転+降着する円盤の運動が示された天体もある (e.g. Sugiyama et al. 2014)。その一方で、後者のような複雑な分布を示す天体は固有運動の研究例が少なく、これらの分布がどういった物理現象を反映しているのかよく分かっていない。

我々は、この複雑な分布が原始星からのアウトフローに起因するものだと考え、活発なアウトフローを有する G59.783+0.065 (以下, G59) のメタノールメーザーに対する VLBI 観測を行い、その固有運動から直接検証することを目標とした。

2 Target : G59.783+0.065

G59 は地球から 2.16 kpc 離れたところにある大質量星形成領域であり (Xu et al. 2009)、赤外線での光度が $\sim 10^4 L_{\odot}$ (Martín-Hernández et al. 2008) で、中心星の質量は $10 - 20 M_{\odot}$ だと推定される。この領域の静止視線速度は 22.4 km s^{-1} (Sridharan et al. 2002) で、最も明るいミリ波源 mm1 の近傍には CO(2-1) の放射や近赤外線での観測によって、活発なアウトフローの存在が確認されている (Beuther et al. 2003, Martín-Hernández et al. 2008)。また、本天体の 6.7 GHz メタノールメーザーのスペクトルは、活発な強度変動と、視線速度で約 14 km s^{-1} におよぶ幅広いスペクトルを有しており、これらの特徴から、系統的な回転円盤よりも、活動性の高いアウトフロー現象に起因するものである可能性が高いと考えられる。さらに、同メーザーの空間分布は過去に EVN で観測されており、東西に離角 860 ミリ秒角 (=mas)($\sim 1900 \text{ au}$) の 2 つのクラスターとして複雑な分布をなしている (Bartkiewicz et al. 2014)。

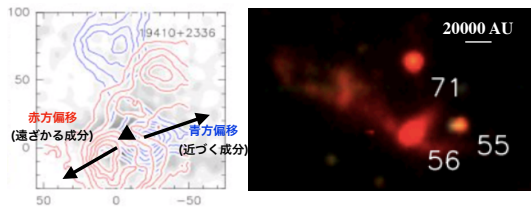


図 2: G59-mm1 周囲のアウトフロー。(左) CO (2-1) マップ (コンター赤: 赤方偏移、青: 青方偏移、▲: mm1 の位置)、(右) 近赤外線 (赤: $2.2 \mu\text{m}$) の画像。下の大きな赤外線源 (56 番) が mm1 に相当する。

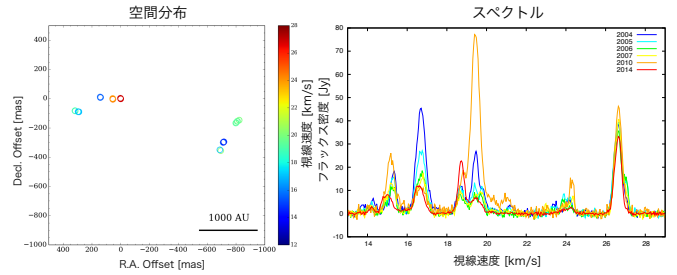


図 3: G59 の 6.7 GHz メタノールメーザーの (左) 空間分布と (右) スペクトル (観測された年ごとに色付けされている)

3 Observations/Methods

G59 に対する 6.7 GHz メタノールメーザーの観測を日本の大学連携 VLBI 観測網 JVN (Japanese VLBI Network) を用いて 6 epoch 行なった。観測概要を以下に示す。

表 1. 観測概要

Epoch	観測日	使用望遠鏡群
1	2016/08/25	山口 32m, 日立 32m,
2	" /10/31	
3	2017/01/22	VERA 20m \times 4
4	2018/11/22	(水沢, 入来, 小笠原, 石垣)
5	2019/01/11	C-band (6600 - 7112 MHz)
6	" /05/01	

観測した 512 MHz 帯域の内、メーザーが観測されている 6667-6669 (or 6667-6671) MHz の 2 (or 4) MHz を切り出し 1024 点 (or 4096 点) 分光しているため、速度分解能は 0.176 (or 0.088) km s^{-1} に相当する。1 ch 当たりのイメージ感度 (1σ) は $\sim 100 \text{ mJy beam}^{-1}$ 程度であった。また、生成された合成ビームサイズは $\sim 5 \times 3 \text{ mas}^2$ (平方ミリ秒角) である。観測データは、水沢相関器によって相関処理された後、解析ソフトウェア AIPS を用いて、データ較正処理を行い、ch ごとにイメージング (task IMAGR) およびパラメータ抽出 (task JMFIT) を行なった。

本発表では、4 epoch までの解析データについて考察を行なっている。

4 Results

Epoch 1 - 4 でそれぞれ 72, 90, 61, 134 個のメーザースポットを検出した。検出した各スポットのピーク強度は全て検出感度 7σ 以上の値を示し、周波数 3 ch 以上で検出されている。これらのメーザースポットのうち、次の条件でグループ化を行い、それらのグループ内での代表点 (平均値) を計算する。

- 1) ピークの位置が 1 mas 以内で一致、
- 2) 速度チャンネルが 1 km s^{-1} で一致するもの

その結果、8 つのグループスポットに絞られた。これらの重心からの相対運動を求め、1 epoch 目の空間分布に重ねたものを 図 4 に示す。

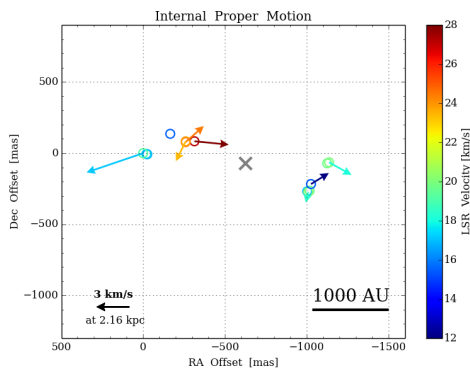


図 4: G59 のメタノールメーザーの内部固有運動。○がグループスポットの位置を表しており、カラーは視線速度に対応している。×は全グループスポットでの重心位置。矢印の長さは 3 km s^{-1} で規格化している。

メタノールメーザーの運動の向きはまばらであるが、全体としては概ね東西方向を示しており、速度は $1.2 - 5.6 \text{ km s}^{-1}$ (平均 2.7 km s^{-1}) であった。

5 Discussion

5.1 先行研究との比較

図 4 でメタノールメーザーの運動の向きが概ね東西方向であったことは、CO や 近赤外線のアウトフローと比較して矛盾しない。よって、本天体のメタノールメーザーはアウトフローに付随している可能性が高いと考えられる。次の図 5 は、先行研究で行われた G59 の 22 GHz 水メーザーの観測 (中村 拓, 2016) およびミリ波連続波源 mm1 の位置 (Beuther et al., 2003) を 図 4 に重ねたものである。

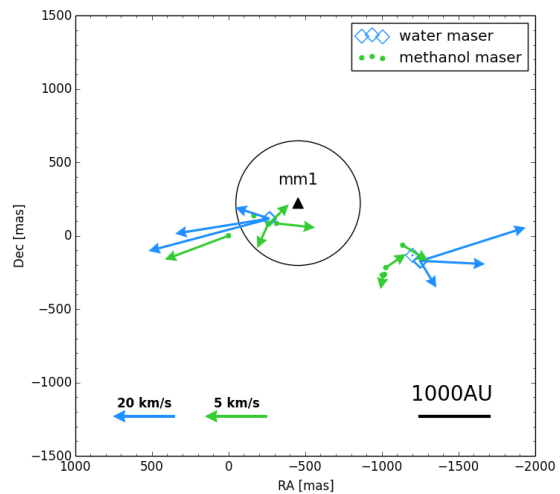


図 5: G59 の 6.7 GHz メタノールメーザー (●) および 22 GHz 水メーザー (◇) の固有運動, ミリ波源 mm1 (▲) の位置のマルチプロット. 円は mm1 の位置誤差を表す。

水メーザーはアウトフローの指標 (トレーサー) としてよく用いられる。ミリ波連続波源 mm1 は高密度のダストのピークを示しており、中心の原始星の位置だと考えることができる。この仮定の下で、水メーザーの固有運動は中心星から東西方向に膨張する運動を示しており、明らかにアウトフローだと考えられる。一方で、メタノールメーザーは前節で述べたように東西方向に広がる運動もみられるが、一部の運動は単純な膨張運動では説明できない。

5.2 3次元アウトフローモデル

図 5 について、視線方向手前と奥に伸びる 3次元の広角アウトフローを仮定することで、観測された複雑な運動を説明できる可能性がある (図 6)。つまり、水メーザーとメタノールメーザーは見かけ上の位置が近接しているものの、奥行き方向での位置が異なると考えれば、両者の異なる運動を同時に説明できる可能性がある (表 2)。

表 2. モデルから区別できる各メーザーの特性

特性	メタノールメーザー	水メーザー
速度	$1 - 10 \text{ km s}^{-1}$	$10 - 100 \text{ km s}^{-1}$
開口角	広い ($> 120^\circ$)	狭い
位置	フローの根元・境界部	アウトフローの先端

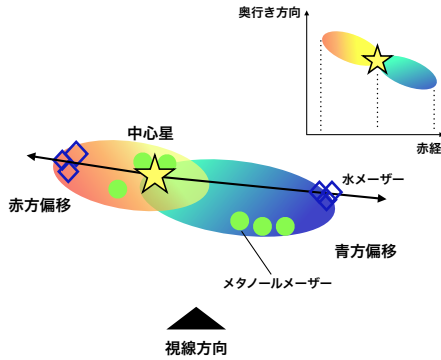


図 6: 本観測結果から予想されるアウトフローモデル. 楕円がアウトフローの形状で, 手前が青方偏移側, 奥が赤方偏移側を表している.

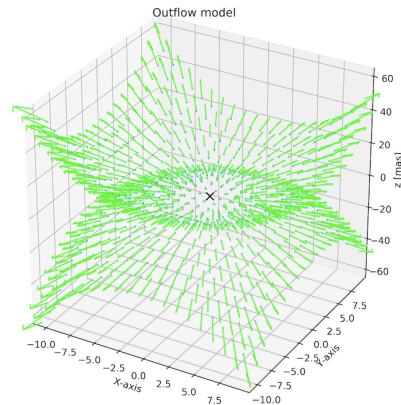


図 8: アウトフローの 3次元運動モデル ($p = 3$ の場合)

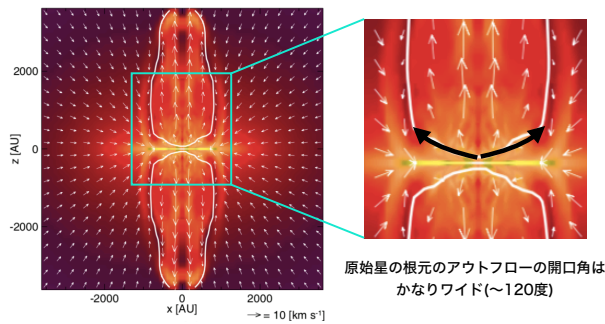


図 7: 図 6 の作成に参考とした Matsushita et al. (2018) で示されている原始星質量 $12.5 M_{\odot}$ の星形成 MHD シミュレーション. 初期分子雲 ($771 M_{\odot}$) の状態から 2 万年後のアウトフロー周囲のガスの速度場図 (図の一部改変).

このモデルが正しいことを、アウトフローに 3次元モデルフィッティングすることにより検証していく。手初めにアウトフローの概形が次式で与えられるモデルを考えた。

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad z = \pm r^p \quad (1)$$

図 8 に (1) で $p = 3$ の場合のプロットを示す。各点でのベクトルは、モデル関数の接線方向となるように与えている。今後、 p の値や inclination angle, position angle などを変化させて、結果と最も合うようなパラメーターを決定し、詳細なアウトフローの形状などについて議論を行いたいと考えている。

6 Conclusion

本研究の主な成果をまとめる。

1. 複雑な分布を示す G59.783+0.065 の 6.7 GHz メタノールメーザーについて、複数回 VLBI 観測を行い、内部固有運動を導出した。
2. その結果、おおむね東西方向の運動を示し、CO や 近赤外線のアウトフローの放出方向と一致した。このことから、6.7 GHz メタノールメーザーがアウトフローに付随している可能性が高いことが示された。
3. 水メーザーの分布/運動と比較すると、分布はメタノールメーザーと非常に近接している一方で、運動の向きや速度の違いが説明できなかった。
4. これらの特徴は 3次元の広角なアウトフローモデルによって説明できる可能性があり、今後はモデルフィッティングを行うことで、アウトフローの形状の議論を行なっていく予定である。

Reference

- Bartkiewicz et al. 2009, A&A, 502, 155
 Beuther et al. 2003, A&A, 408, 601
 Mart'in-Herna'ndez et al. 2008, A&A, 489, 229
 Matsushita et al. 2018, MNRAS, 475, 391
 Sridharan et al. 2002, ApJ, 566, 931
 Xu et al. 2009, A&A, 693, 413
 中村 拓 山口大学卒業論文, 2014
 中村 拓 山口大学修士論文, 2016

b5

初代星形成における磁場の影響
東北大学 天文学専攻 天体理論
定成 健児エリック

初代星形成における磁場の影響

定成 健児エリック (東北大学 天文学専攻 天体理論 M1))

Abstract

磁場に貫かれた星形成雲では磁気制動による角運動量の引き抜きやアウトフローによるガスの流出、磁気散逸にともなう磁気加熱などの現象がみられる。それらの効果は星周円盤や連星の形成、星形成効率などに影響することから磁場の影響を考えることは重要である。観測と理論モデルから初期宇宙に存在する磁場(種磁場)は小さいと考えられている。しかしながら、たとえ種磁場が小さくとも、乱流による増幅を受けて強い磁場が生成されることが指摘されている。そのため初代星形成においても磁場の影響を考えることは重要である。Machida et al. (2008) では初代星形成に対する 3 次元理想磁気流体シミュレーションを行っており、磁場が初代星形成の描像に大きな影響を与えることが確かめられている。収縮を妨げるほど磁場が強くなる場合は磁気圧と磁気加熱の効果で温度進化が変わる可能性があるが、Machida et al. (2008) ではそれらの効果が反映されていない。ここでは磁気圧と磁気加熱の二つを考慮した one-zone 計算を行なっている Nakauchi et al. (2019) のレビューをする。そして、その結果を踏まえて今後の展望として磁気加熱を含むエネルギー方程式を解いた多次元非理想磁気流体計算を行う必要があることを論じる。

1 Introduction

現在の星形成において磁場は重要な役割を担うことが知られている。例えば、磁気制動は角運動量輸送をすることでガス雲の分裂を抑制し、その後の連星または星周円盤の形成に影響する。また磁場と回転があることでアウトフローが形成させられる。アウトフローが降着ガスの一部をガス雲の外に放出させることで星形成効率や最終的星質量に影響を及ぼす。

初代星形成が行われていた初期宇宙でも磁場がすでに存在していたことが観測と理論の両方から示唆されている。CMB の観測から共動座標系で $4.7nG$ の上限があることがわかっている (Yamazaki et al. 2006)。またインフレーション期や相転移、再結合時に $10^{-30} - 10^{-20}G$ の磁場が生成されるという理論モデルも存在する。その他に Biermann battery 効果でも $10^{-20}G$ の磁場が生成させることが示唆されている (Xu et al. 2008)。このように天体が形成される前の初期宇宙での磁場はとても小さいと推測され、このままでは初代星形成の際のダイナミクスや熱進化に影響しない。しかしながらガス雲内に乱流が存在するならば、磁場は small-scale dynamo によって増幅することができると言われている (Schober et al. 2012)。したがって初代星形成においても磁場が重要

な影響をあたえる可能性があり、その影響を調べることは重要である。

始原ガスはダストを含む現在のガスよりも電離度が高い。そのため始原ガスのほうが磁場とのカップリングが強く散逸しないことが言われている (Maki & Susa 2004, 2007; Nakauchi et al. 2019)。磁気圧でガス雲を支えるのに必要な磁場のことを臨界磁場というが、磁場が臨界磁場より十分小さい場合、始原ガスを理想磁気流体として扱うことができる。Machida et al. (2008) では磁場が臨界磁場未満の場合での初代星形成を想定した 3 次元理想磁気流体シミュレーションを行っている。その結果、 $1cm^{-3}$ のときの磁場が $10^{-11}G$ 以上のときに磁場の影響が現れることがわかった。また磁場が分裂を抑制する働きをしアウトフローを発生させることも確かめられた。したがって初代星形成においても磁場がある程度大きければ、ガス雲のダイナミクスに影響することがわかった。

一方で磁場が臨界磁場付近まで増幅した場合、磁場とガスとのカップリングが弱まる。その場合、磁気散逸に伴う磁気加熱によるガス雲の温度進化への影響を考慮しなければならない。また磁気圧によるガス収縮の妨げによっても温度進化が変わる。Machida

et al. (2008) ではバトロロピック流体と理想磁気流体を仮定していることから磁場が強い場合に現れるであろうこれらの効果は反映されない。そこでガス収縮の途中で臨界磁場に達するような強い磁場の場合、磁気加熱と磁気圧がどれほど温度進化に影響を与えるのか、one-zone モデルで計算を行った Nakauchi et al.(2019) を紹介する。

2 Method

回転していない球状のガス雲に一様な磁場が貫いている状況を考える。磁場が弱い場合、密度が高いガス雲の中心領域だけが周りのガスを取り残しながら球対称に free-fall 時間で収縮していく（暴走的収縮）。暴走的収縮をしているガス雲の中心領域の進化について計算を行う (one-zone モデル)。中心密度の進化は以下のように表せる。

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho}{t_{\text{col}}} \quad (1)$$

収縮時間 t_{col} は磁気圧による収縮の遅れを考慮して以下のようにモデル化する。

$$t_{\text{coll}} = \frac{t_{\text{ff}}}{\sqrt{1 - (B/B_{\text{cr}})^2}} \quad (2)$$

$$B_{\text{cr}} = \sqrt{\frac{4\pi\rho GM_J}{\lambda_J}} \quad (3)$$

t_{ff} , B_{cr} , M_J , λ_J はそれぞれ free-fall time、臨界磁場、ジーンズ質量、ジーンズ長を表す。現実的には収縮が完全にとまることはなく、ガスの降着によって準静的収縮を続ける。その効果を反映させるために磁場の大きさに $B_{\text{max}} = 0.97B_{\text{cr}}$ のような上限を課す。

単位体積あたりの磁気加熱率 Γ_{mag} は

$$\Gamma_{\text{mag}} = \frac{\eta_{\text{Ohm}}}{4\pi} |\nabla \times B|^2 - \frac{\eta_{\text{Ambi}}}{4\pi} \left| \frac{(\nabla \times B) \times B}{B} \right|^2 \quad (4)$$

となる。磁場のコヒーレンス長をジーンズ長だとすると磁気加熱率は以下のように簡単化できる。

$$\Gamma_{\text{mag}} \sim \frac{\eta_{\text{Ambi}} + \eta_{\text{Ohm}}}{4\pi\rho} \left(\frac{B}{\lambda_J} \right)^2 \quad (5)$$

圧力を P 、単位質量あたりのエネルギーを e 、単位質量あたりの正味の冷却率を λ_{net} とするとエネルギー式は以下ようになる。

$$\frac{de}{dt} = -P \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \Lambda_{\text{net}} + \frac{\Gamma_{\text{mag}}}{\rho} \quad (6)$$

冷却率 Λ_{net} には H Ly α や H₂, HD による輝線冷却 Λ_{line} と連続光による冷却 Λ_{cont} 、化学反応熱/冷却 Λ_{chem} が含まれる。

$$\Lambda_{\text{net}} = \Lambda_{\text{line}} + \Lambda_{\text{cont}} + \Lambda_{\text{chem}} \quad (7)$$

Nakauchi et al.(2019) での one-zone 計算では 2 3 種類の原子・分子について 2 1 4 の反応式を解くことで冷却率を導出している。収縮に伴う磁場の増加率を $B \propto \rho^\alpha$ のようにパラメータ化すると磁場エネルギーの進化は以下ようになる。

$$\frac{dE_B}{dt} = \frac{2\alpha E_B}{\rho} \frac{d\rho}{dt} - \Gamma_{\text{mag}} \quad (8)$$

第一項目が収縮に伴う磁場エネルギーの増加、第二項目が磁気散逸の効果を表している。

3 Results

強い磁場の環境下でのガスの温度進化を図 1 に示した。(a)、(b) は磁気圧と磁気加熱の効果を含めた温度進化、(c)、(d) は磁気加熱のみを考慮した場合での温度進化を示している。 $B_0 = 10^{-7}\text{G}(n_{\text{H}} = 1\text{cm}^{-3})$ の場合と $B_0 = 10^{-6}\text{G}(n_{\text{H}} = 1\text{cm}^{-3})$ の場合の二通りについて調べている。それぞれのグラフにはガス雲の形状を表すパラメータ $\alpha = 1/2, 3/5, 2/3$ がプロットしてある。線上にある点は臨界磁場に達した地点を示している。磁気圧と磁気加熱を考慮したモデル (図 1.(a),(b)) では磁場がない場合に比べて温度が低くなっていることがわかる。これは磁気圧が収縮を妨げることによって圧縮加熱率が低下し、冷却が支配的になることが原因である。対して磁気加熱のみを考慮したモデル (図 1 (c),(d)) では磁場がない場合より温度が高くなる。このことから磁気加熱が温度進化に影響を与えていることがわかる。つまり磁気圧が収縮時間をどれだけ変化させるかによって温

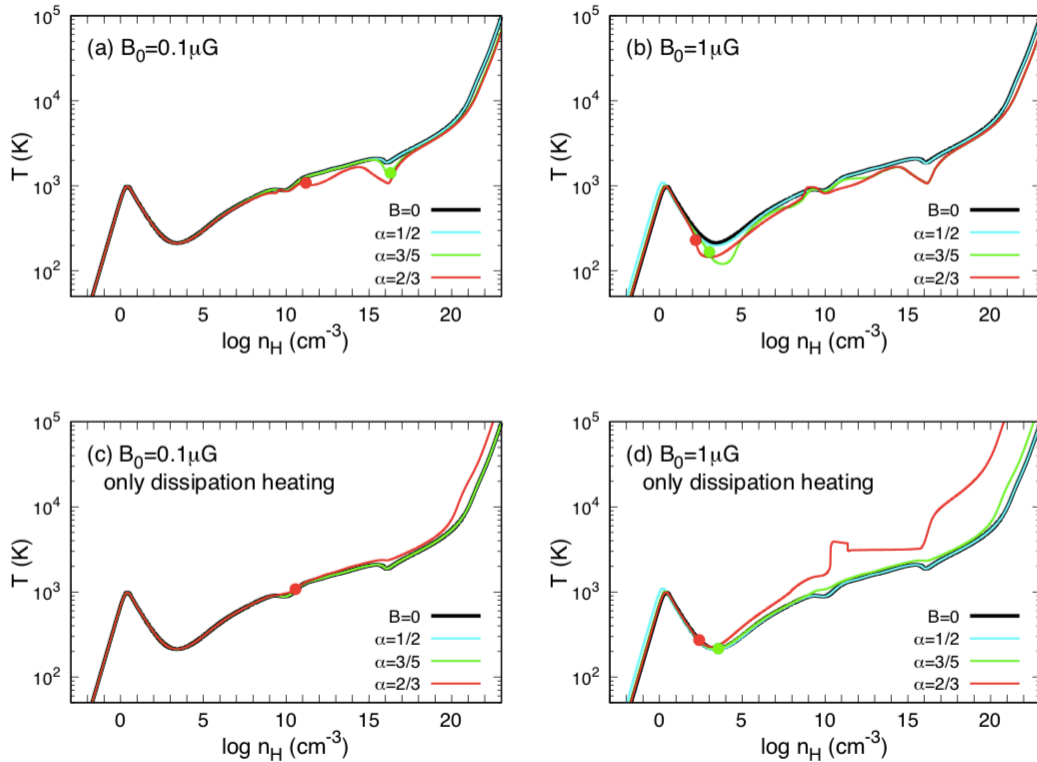


図 1: 磁気圧と磁気加熱による温度進化への影響。(a), (b) は磁気圧と磁気加熱を考慮した場合、(c), (d) は磁気加熱のみを考慮したモデルである。

温度進化が変わる。磁場が存在するとガス雲は円盤状につぶれようとするので、ガス雲の形状に依存するパラメータ α は変化する。図 1 からパラメータ α を変化させたとき温度進化が変化することが読み取れる。以上のことから磁気圧と磁気加熱の温度進化への影響は収縮時間とガス雲の形状に依存することがわかる。

4 Summary and Discussion

今回、先行研究をもとに初代星形成における磁場の影響について考えた。臨界磁場よりも小さい磁場では始原ガスはどの密度領域においてもガスと磁場はカップリングしており散逸しない。そのことから磁場が弱い場合においては始原ガスを理想磁気流体とみなすことができる。一方で磁場が臨界磁場近く

まで増加するような強磁場環境の場合、始原ガスにおいてわずかに散逸するような密度領域が存在する。Nakauchi et al. (2008) は one-zone 計算から強い磁場の場合での磁気加熱と磁気圧の温度進化への影響を調べた。その結果、それらの効果によってガス雲の温度進化は変化することがわかった。そして温度進化の変化の仕方はガス雲の形状と収縮時間の二つのパラメータに依存することもわかった。しかしながら、これら二つのパラメータは多次元的効果によるものなので one-zone モデルで正確に評価するのは難しいと言える。つまり強磁場環境での初代星形成について考える場合はバロトロピック流体を仮定せずに磁気加熱を含むエネルギー方程式を解いた多次元非理想磁気流体計算を行う必要があり、今後の課題としたい。

Reference

- Machida M.N., Matsumoto T., Inutsuka S., 2008, ApJ, 685, 690
 Maki, H., & Susa, H. 2004, ApJ, 609, 467

2019 年度 第 49 回 天文・天体物理若手夏の学校

Maki, H., & Susa, H. 2007, PASJ, 59, 787

Nakauchi D., Omukai K., & Susa H., 2019, MNRAS, 488, 1846

Schober J., Schleicher D., Federrath C., Glover S., Klessen R. S., & Banerjee R., 2012, ApJ, 754, 99

Xu, H., O'Shea, B. W., Collins, D. C., Norman, M. L., Li, H., & Li, S. 2008, ApJ, 688, L57

Yamazaki, D. G., Ichiki, K., Kajimoto, T., & Mathews, G. J. 2006, ApJ, 646, 719

b6

初代星形成時の星周円盤と周連星円盤
について

甲南大学 自然科学研究科
織田 篤嗣

初代星形成時の星周円盤と周連星円盤について

織田 篤嗣 (甲南大学 自然科学研究科)

Abstract

初代星を形成する始原ガスは重元素とダストを含まず、輻射冷却が効きにくい。そのため、初代星を形成する高密度コアは非常に高温で、原始星への質量降着率は $0.001 - 0.01 [M_{\odot}/yr]$ と非常に高い。この高降着率によって、原始星周りの降着円盤はすぐさま重くなり、自己重力不安定により分裂を繰り返す。分裂で生まれた分裂片の一部が、中心星に合体せず、原始星として生き残ることで、初代星は多重星として誕生する。1つの高密度コアから星がいくつ形成されるかによって、初期質量関数は大きく変化する。そのため、初代星形成環境下での、円盤の分裂と分裂片の運命(中心星と合体 or 生存)について、理解することは重要である。

本研究では、初代星連星形成時における、星周円盤と周連星円盤の分裂について調べるため、2次元流体シミュレーションを行った。その結果、投入粒子の比角運動量の大きさによって、分裂場所が星周もしくは周連星で変わる事が分かった。また、周連星での分裂は、周連星円盤で起きるとは限らず、スパイラルアームの衝突でも起きることが分かった。この違いは分裂が起きる際、周連星円盤が維持されているかの違いによって起きることが分かった。また、周連星円盤が連星へ降着するためには、エンベロープの比角運動量が、おおよそ2連星間距離の半径を円回転するために必要な比角運動量より、小さい必要があることが分かった。

1 Introduction

宇宙で最初に誕生する星、初代星は、宇宙の進化と密接に関係している。そのため、初代星の初期質量関数を知ることは重要であり、そのためには、初代星形成について理解する必要がある。

初代星形成は、現在の星形成と異なる。初代星を形成する始原ガスは、重元素やダストを含まないため、星間分子雲と比べて、輻射冷却が効かない。そのため、初代星の高密度コアは、分子雲コアの温度に比べて2桁ほど高く、原始星への質量降着率は、約100-1000倍となる。

この高降着率によって、初代星形成は次の様な過程を辿ることが、シミュレーションにより知られている(Grief et al.2012 など)。まず質量降着により、原始星周りの降着円盤はすぐさま重くなり、自己重力不安定により分裂する。分裂で生まれた分裂片は、中心星に合体、もしくは、原始星として生き残る。そして再び、円盤が重くなって…という過程を繰り返し、初代星は多重星として誕生する。

1つの高密度コアから、形成される星の数によって、初期質量関数は大きく変化する。ゆえに、初代星形

成を理解するためには、原始星円盤の分裂と分裂片の運命(合体 or 生存)を決める物理過程を理解する必要がある。

(Susa2019)では、降着期の初代星形成シミュレーションを行い、質量比が0.1以上の連星においては、分裂は主に星周円盤で起き、周連星円盤ではあまり起きないことを見つけた。しかし、(Susa2019)は初期条件が1つだけであったので、その物理過程はよく分かっていない。

そこで本研究では、その物理過程を理解するために、2次元流体コードを用いて、初代星連星シミュレーションを行い、質量降着率やエンベロープの比角運動量などを幅広く変化させた。そして、質量降着率と比角運動量の大きさによって、分裂がどちらの円盤で起きるのかを調べた。

2 Methods

2.1 連星セットアップ

初代星連星形成時における、星周円盤と周連星円盤分裂の物理過程を調べることに専念するために、本

研究では、降着期に初代星連星が形成されたとして、そこからシミュレーションを始める。初代星連星は、シミュレーションなどでも形成されている、連星総質量 $2M_{\odot}$ 、質量比 1、連星間距離 40AU の連星を想定した。そのため初期条件として、原点を中心に、連星に見立てた sink 粒子を原点周りに円回転させた。

2.2 エンベロープセットアップ

エンベロープについても、物理過程を理解しやすくするために、次の様な簡単なセットアップにした。シミュレーション開始前にはエンベロープは配置せず、シミュレーション開始時から、一定の降着率と比角運動量で、SPH粒子を半径 500AU から投入し続けた。また、動径方向の速度は、無限遠方では釣り合っていたとして与えた。

2.3 計算手法

2次元 smoothed particle hydrodynamics (SPH) シミュレーションを用いた。SPH 粒子半径は、近傍粒子数を 50 とする様に変化する。また、1 粒子当たりの質量は $10^{-5}M_{\odot}$ とした。ガスの温度と密度の関係については、初代星形成を one-zone model で解いた、(susa2015) のバロトロピック関係を用いた。これはおおよそ $\gamma \simeq 1.09$ になっている。また、前述した通り、連星に見立てた sink 粒子を用いる。sink 粒子の降着半径は 0.4AU とし、半径内に入った粒子は、連星に降着したとして、質量及び運動量を連星に渡し、計算から取り除く。計算は、分裂が起きたところで終了する。

3 Results

3.1 分裂場所

シミュレーション事に分裂が起きた場所を図 1 にまとめた。投入粒子の比角運動量が $\sqrt{6/2}j_{circ}$ より小さい時、分裂は星周円盤で起き、投入粒子の比角運動量が $\sqrt{7/2}j_{circ}$ より大きい時は、周連星で起きることが分かった。ここで、 $j_{circ} = \sqrt{GM_{ini}a_{ini}}$ は、

質量 $M_{ini} = 2M_{\odot}$ の周りを、半径 $a_{ini} = 40AU$ で円回転するのに必要な比角運動量である。分裂時に、周連星円盤が維持されている時、分裂は周連星円盤で起き、逆に維持されていない時は、周連星でのスパイラルアームの衝突によって、分裂が起きることが分かった。

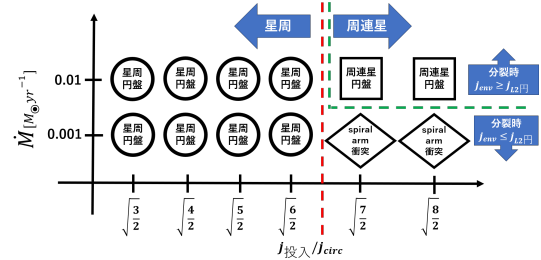


図 1: シミュレーション事に分裂の起きた場所をまとめた。

3.2 周連星円盤降着条件

図 2 に降着率 $0.001[M_{\odot}/yr]$ 、投入比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ での、1 連星間距離及び 2 連星間距離の半径を円回転するのに必要な比角運動量とエンベロープの比角運動量の時間進化を示した。1 連星間距離と 2 連星間距離の半径を円回転するのに必要な比角運動量を求めるときには、連星の星周円盤質量を連星質量として加えた。また、エンベロープの比角運動量は、連星重心から 2-3 連星間距離の範囲にいる粒子を平均して求めた。

図 3 に周連星円盤が連星に落下する前後でのスナップショットを示した。

図 4 に連星それぞれのラグランジュ 1 半径内への質量降着率を示した。

図 2,3,4 を見ると、2 連星間距離の半径を円回転するのに必要な比角運動量が、エンベロープの比角運動量を上回った時、周連星円盤が連星に落下していることが分かる。これは次の様に考えられる。周連星円盤の内側はリンドブラッド共鳴点の位置で決まっていることが知られている (Artymowicz & Lubow1994)。その共鳴点の位置は、離心率などにより変化するが、おおよそ 2 連星間距離の位置にあり、その共鳴点でエンベロープは連星から角運動量を受け取り、ギャッ

ブを形成している。そのため、その共鳴点より外側をエンベロープが回れなくなった時、連星への降着が起きていると考えられる。

よって、周連星円盤から連星への降着が起きるのは、エンベロープの比角運動量が、おおよそ 2 連星間距離の半径を円回転するのに必要な比角運動量より、小さい時であると考えられる。

本研究の場合、エンベロープの比角運動量がほぼ一定のため、周連星円盤が一気に落下している。しかし、現実的な系では、連星の比角運動量の成長だけでなく、外側から降ってくるエンベロープの比角運動量も大きくなるため、周連星円盤降着条件を満たしていたとしても、周連星円盤が一気に落下するとは限らない。

3.3 スパイラルアーム衝突分裂

降着率 $0.001 [M_{\odot}/yr]$ 、投入比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ のケースで起きていることを考察する。

ところで、周連星円盤の形成条件は、連星が降着によって進化しない条件下においては、(Bate&Bonnell1997) などによって良く調べられていて、エンベロープの比角運動量が伴星の半径を円回転するのに必要な比角運動量より大きい時に周連星円盤が形成されることが知られている。

そのため、降着率 $0.001 [M_{\odot}/yr]$ 、投入比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ では、投入粒子の比角運動量は、伴星の初期半径を円回転するのに必要な比角運動量より大きく、周連星円盤形成条件を満たしている。なおかつ、周連星円盤降着条件は満たしていないため、降着により連星が進化せず、周連星円盤が安定して形成される。しかし、連星と周連星円盤の相互作用とわずかな降着により、エンベロープと 2 連星間距離の半径を円回転するのに必要な比角運動量の逆転が一度起きると、降着がより進み、それにより連星の進化が進むことで、さらに降着が促進され、周連星円盤が急激に落下する。それにより、連星重心の移動も起きることで、周連星円盤が安定して形成できなくなる。その後は、大きな 1 本のスパイラルアームが周連星にたち、スパイラルアームによって外側に飛ばされたガスが、落下してくるガスに押し戻されて落ちて来るようになる。そして押し戻されてき

たガスが、スパイラルアームと衝突を起こし、大きな衝突起きた時、分裂片が形成された。

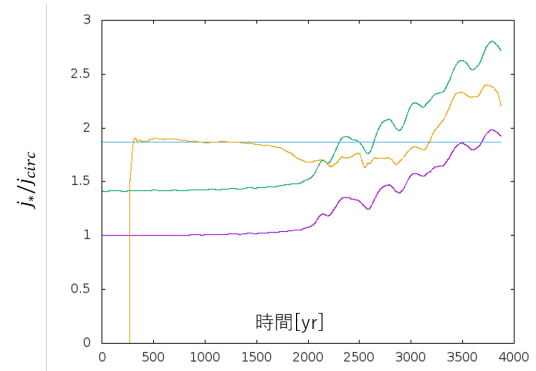


図 2: 降着率 $0.001 [M_{\odot}/yr]$ 、投入比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ での、比角運動量進化。紫線：連星間距離の半径を円回転するために必要な比角運動量、緑線：2 連星間距離の半径を円回転するのに必要な比角運動量、黄色線：エンベロープの比角運動量（連星重心から 2-3 連星間距離にいる粒子を平均）水色線：投入粒子の比角運動量

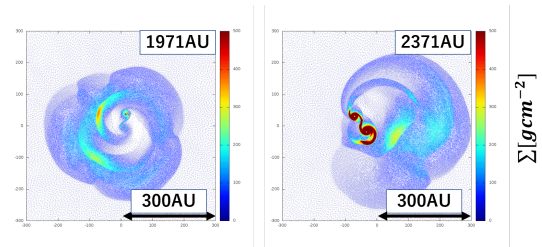


図 3: 降着率 $0.001 [M_{\odot}/yr]$ 、投入比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ での、 $t = 1971yr, 2371yr$ のスナップショット。

3.4 周連星円盤分裂

周連星円盤で分裂が起きるためには、周連星円盤が連星に落下する前に分裂が起きなければいけない。図 4,5 に降着率 $0.01 [M_{\odot}/yr]$ 、比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ での、比角運動量の進化と連星への質量降着率を示した。これらを見ると分かる様に、連星への降着により、連星の比角運動量が進化する前に分裂が起き

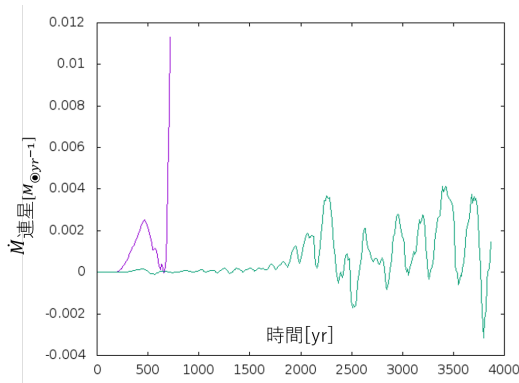


図 4: 緑線は降着率 $0.001 [M_{\odot}/yr]$ 、投入比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ での連星への降着率。紫線は降着率 $0.01 [M_{\odot}/yr]$ 、投入比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ での連星への降着率。

ているため、周連星円盤が維持されたまま、周連星円盤が重くなり、分裂が起きていることが分かる。

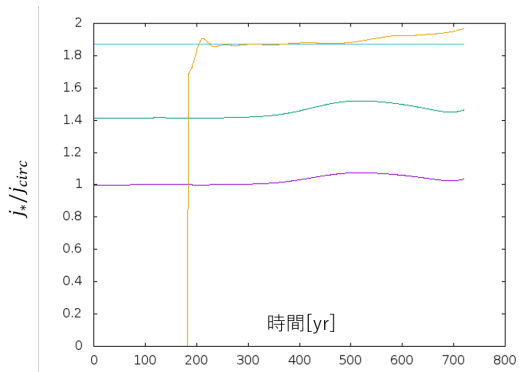


図 5: 降着率 $0.01 [M_{\odot}/yr]$ 、投入比角運動量 $\sqrt{7/2}j_{circ}$ での、比角運動量進化。紫線：連星間距離の半径を円回転するために必要な比角運動量、緑線：2 連星間距離の半径を円回転するのに必要な比角運動量、黄色線：エンベロープの比角運動量（連星重心から 2-3 連星間距離にいる粒子を平均）水色線：投入粒子の比角運動量

た。その結果、投入粒子の比角運動量の大きさによって、分裂場所が星周もしくは周連星で変わる事が分かった。また、周連星での分裂は、周連星円盤で起きるとは限らず、スパイラルアームの衝突でも起きることが分かった。この違いは分裂が起きる際、周連星円盤が維持されているかの違いによって起きることが分かった。また、周連星円盤が連星へ降着するためには、エンベロープの比角運動量が、おおよそ 2 連星間距離の半径を円回転するために必要な比角運動量より、小さい必要があることが分かった。今後、本研究の結果を用いて、現実的な系で周連星での分裂がどれくらい起こるのかを確かめていきたい。また、質量比や降着率などのパラメーターの幅も拡げていきたいと考えている。また、連星の成長だけでなく、外側から降ってくるエンベロープの比角運動量の進化によって、周連星円盤が維持されるのかどうかについても調べたいと考えている。

Reference

- Artymowicz P., & Lubow S. H., 1994, ApJ, 421, 651
- Bate, M. R., & Bonnell, I. A. 1997, MNRAS, 285, 33
- Greif, T. H., Bromm, V., Clark, P. C., et al. 2012, MNRAS, 424,399
- Susa, H., Doi, K., & Omukai, K. 2015, ApJ, 801, 13
- Susa, H. 2019, arXiv:1904.09731

4 Summary & Future Works

初代星連星形成時の星周円盤と周連星円盤の分裂を調べるために、2次元 SPH シミュレーションを行っ

b7

ミニハローにおける磁場の増幅
甲南大学大学院 自然科学研究科
柳崎 真詩

ミニハローにおける磁場の増幅

柳崎 真詩 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

これまで宇宙初期において磁場は非常に弱いと考えられていたため、磁場を考慮した初代星形成モデルの研究は少ない。ところが近年、初代星が形成されるミニハローのsmallスケールダイナモによって磁場が急速に増幅される可能性が指摘されている。smallスケールダイナモとは、乱流の運動エネルギーを元に磁場のエネルギーが逆カスケードする磁気流体力学プロセスである。この乱流の最小スケールは粘性のスケールである。これはジーンズ長の 10^{-4} 倍と非常に小さいため、渦輸送時間が自由落下時間に比べ非常に短く、磁場を急速に増幅させることができる。smallスケールダイナモをシミュレーションで再現するには計算領域を非常に細かく分割する必要がある、計算資源の問題で現実的ではない。そこで、カザンツェフ方程式を使って解析的に取り扱う手法がとられている。カザンツェフ方程式とは磁場の2点相関関数の時間発展を解くための方程式である。そこで、望月 (2017)、Brandenburg(2005) を参考に圧縮性で、ヘリシティーと両極性拡散項を無視した簡単な形のカザンツェフ方程式を導出し、磁場の相関関数の時間発展の様子を予測する。

1 Introduction

宇宙初期の磁場は非常に弱いと考えられていたため、磁場を考慮した初代星形成モデルの研究は少ない。しかし近年宇宙初期において微弱な磁場がsmallスケールダイナモによって急激に増幅し、星形成に影響を及ぼすのではないかという指摘がある。smallスケールダイナモとは、非常に小さい領域で発生する乱流のエネルギーが磁場のエネルギーに変換され、より大きいスケールまで拡散していく磁気流体力学プロセスである。この乱流の最小スケールは粘性でエネルギーが散逸するスケールである。星形成において磁場はアウトフローを作る働きをし、原始星コアのガス降着を妨げる。また磁力線がコヒーレントであれば、角運動量輸送によって円盤が形成されなくなり分裂が起きなくなる。このような星形成における磁場の影響を調べるためには、原始星コア内部の磁場スペクトルを調べる必要がある。そのためにはsmallスケールダイナモを数値的に解けばよいのだが、ミニハローのスケールに

対して乱流の最小スケールが小さすぎるため現実的ではない。そこで、カザンツェフ方程式を解くことでsmallスケールダイナモを統計的に取り扱うことが考えられてきた。カザンツェフ方程式とは誘導方程式から導かれる乱流磁場の2点相関関数の時間発展を記述する方程式である。ここでは望月 (2017)、Brandenburg(2005) による圧縮性でヘリシティー、両極性拡散を無視した簡単な形のカザンツェフ方程式の導出法を簡単に解説し、その物理的意味について考察する。

2 Methods

2.1 コルモゴロフ乱流

今回乱流による磁場の増幅を考えるためにまず、ジーンズスケールで亜音速なコルモゴロフ乱流を仮定する。すると渦の速度 $v(k)$ と波数 k 、エネルギー $E(k)$ には以下の関係が得られる。

$$v(k) \propto C_s \left(\frac{k}{k_L} \right)^{-\frac{1}{3}}, E(k) \propto k^{-\frac{5}{3}}$$

ここで、 k_L はジーンズスケールにおける波数、 C_s は音速を表す。

2.2 乱流の二点相関関数

乱流の二点相関関数についての解説
乱流の二点相関関数で表す。乱流の二点相関関数とは異なる二点 x, y 、異なる時間 t, s における速度の掛け算のアンサンブル平均である。

$$\langle v_i(x, t) v_j(y, s) \rangle = T_{ij}(r) \delta(t - s)$$

二点相関関数は二点の位置に依存するが、一様等方を仮定すると二点間の距離 r にのみ依存する。また、異なる二つの時刻の速度に相関はないと仮定する。すると乱流の相関関数は以下のように書ける。

$$T_{ij}(r) = \left(\delta_{ij} - \frac{r_i r_j}{r^2} \right) T_N(r) + \frac{r_i r_j}{r^2} T_L(r) + \epsilon_{ijk} r_k F(r)$$

ここで

x から y に向かうベクトルに平行な方向の速度 (図 1 の赤い矢印) の相関を縦相関といい、 $T_L(r)$
 x から y に向かうベクトルに垂直な方向の速度 (図 1 の青い矢印) の相関を横相関といい、 $T_N(r)$
 x から y に向かうベクトルとそれに垂直なベクトル、この二つに垂直な速度 (図 1 の紫の矢印) の相関をヘリシティィーといい、 $rF(r)$ と表した。

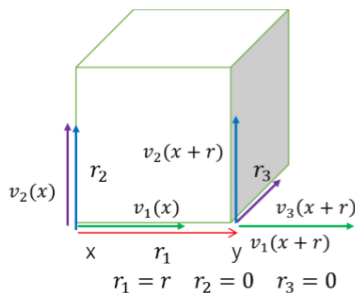


図 1: 速度の相関 (望月 2017)

乱流磁場の相関関数も同様に以下のように書ける。

$$M_{ij}(r) = \left(\delta_{ij} - \frac{r_i r_j}{r^2} \right) M_N(r) + \frac{r_i r_j}{r^2} M_L(r) + \epsilon_{ijk} r_k C(r)$$

ここで、 $M_N(r)$ は磁場の横相関、 $M_L(r)$ は磁場の縦相関、 $C(r)$ は磁場のヘリシティィーを表す。ただし、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ より

$$\frac{\partial M_{ij}}{\partial r_i} = 0$$

となるので、 M_L と M_N には以下のような関係が得られる。

$$M_N = M_L + \frac{r}{2} M'_L$$

よって M_L と C がわかれば M_{ij} を求めることができる。ただしここでヘリシティィーは無視すると M_L を求めるだけで M_{ij} は求まる。

2.3 誘導方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B})$$

ここで、 η は拡散係数である。また、磁場は平均磁場 $\overline{B_{ij}}$ と乱流磁場 b_{ij} の和であるとする

$$B_{ij} = \overline{B_{ij}} + b_{ij}$$

と書ける。系の速度も同様に、系の平均速度 \overline{U} と乱流速度 v の和で書き表すと

$$U = \overline{U} + v$$

と表せる。また、ここで系の平均速度 \overline{U} を一様収縮する速度だと考えると、ハッブルの法則と類似する形が出てくるので $\overline{U} = Hr$ と表せる。次に、乱流磁場の相関関数の関係式より

$$M_{ij}(r) = \langle b_i(x, t) b_j(y, t) \rangle$$

となるので、両辺を時間微分すると

$$\frac{\partial M_{ij}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \langle B_i B_j \rangle - \frac{\partial}{\partial t} (\overline{B_i B_j})$$

となり誘導方程式から磁場の相関関数の時間発展を求めることができる。

3 Results

ヘリシティーと両極性拡散項なしで一様収縮項ありのカザンツェフ方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial M_L}{\partial t} = \frac{2}{r^4} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^4 \eta_T \frac{\partial M_L}{\partial r} \right] + G M_L - H(4M_L + rM'_L)$$

ただしここで

$$\begin{aligned} \eta_T &= \eta + T_L(0) - T_L \\ G &= -2 \left(T_L'' + \frac{4}{r} T_L' \right) \end{aligned}$$

4 Discussion

今回導出した簡単な形のカザンツェフ方程式の右辺第一項は η_T を含む二階空間微分の形になっているので拡散項である。第二項は増幅項で、 G には r^{-1} が含まれるので、二点間距離 r が小さい程磁場の相関関数の増幅は大きくなる。第三項は H が含まれるので一様収縮項である。したがって、初めに一様で微弱な磁場を置くと、粘性のスケール (r が小さい領域) で磁場が急激に増幅し、大きいスケール (r の大きい領域) まで拡散していくと予想される。(図 2)

ここで、磁場の増幅のタイムスケールは $\frac{1}{G}$ だとわかる。さらに、 r が小さい粘性スケール L では $G = \frac{T_L}{L^2}$ 程度である。また、 $\langle v_i(x, t) v_j(y, s) \rangle = T_{ij}(r) \delta(t - s)$ であることから、 $T_L \sim C_s^2 \frac{l_J}{C_s} = l_J C_s$ 程度である。ここで、 C_s は音速としている。

これらより、粘性のスケールにおける磁場の成長タイムスケールは

$$\frac{1}{G} \sim \frac{L^2}{T_L} \sim \frac{l_J}{C_s} \left(\frac{L^2}{l_J} \right)$$

となる。したがって、ミニハローの収縮 $\frac{l_J}{C_s}$ よりずっと早く粘性のスケールで磁場の増幅が起きる。

次に粘性スケールからジーンズスケールまで拡散するを求める。拡散方程式は

$$\frac{\partial M_L}{\partial t} = \eta_T \frac{\partial^2 M_L}{\partial r^2}$$

であるので、拡散のタイムスケールを T とすると、

$$\frac{M_L}{T} = \eta_T \frac{M_L}{L^2}$$

となる。したがって

$$T \sim \frac{L^2}{\eta} \sim \frac{L^2}{T_L(0) - T_L} \sim \frac{l_J}{C_s} \left(\frac{L}{l_J} \right)^{\frac{2}{3}}$$

今、 $L \ll l_J$ なので拡散のスケールは自由落下に比べ非常に小さい。したがって、粘性スケールで磁場が増幅し、その後ミニハローが収縮するよりも早くジーンズスケールに拡散することがわかる。(図 2)

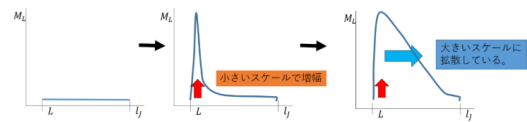


図 2: 磁場の相関関数の発展予想 (望月 2017)
 L は粘性のスケール、 l_J はジーンズスケールを表す。

5 Summary and Future

カザンツェフ方程式は誘導方程式から導出することができる。しかし流体の運動方程式を解いていないので、誘導方程式に含まれる流体の

速度が一定のまま変化しない。したがってカザンツェフ方程式を数値的に解こうとすると磁場が成長し続けてしまう。これがカザンツェフ方程式の弱点である。これを解決するために、 T_L と M_L をフーリエ変換しパワースペクトルを導いた後、各波数で磁場のエネルギーが乱流のエネルギーと同程度以上にはならないように書き換え、逆フーリエ変換することで再び T_L と M_L に戻す。という方法を考えた。今後これを実装して数値計算を行う。

Reference

望月 2017, 修士論文

Brandenburg, A., & Subramanian, K. (2005). Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory. *Physics Reports*, 417(1-4), 1-209.

b8

原始星円盤形成における磁気散逸の
効果

東北大学 天文学専攻 天体理論

小野 遥香

原始星円盤形成における磁気散逸の効果

小野 遥香 (東北大学 天文学専攻 天体理論 M1)

Abstract

ALMA 望遠鏡をはじめとする観測により、原始星周りの円盤の存在が示唆されている。一方、これまで分子雲コアからの原始星形成過程について、磁場凍結を仮定した理想磁気流体シミュレーションが行われてきたが、それによれば、分子雲コアが観測されている程度の磁場に貫かれている場合、磁気制動による角運動量輸送の結果、原始星周りの円盤が形成されないことが分かっている。しかしながら、分子雲コア中では電離度が非常に低いため、非理想磁気効果が重要になる可能性がある。Tsukamoto et al. (2015) では、オーム散逸と両極性拡散といった非理想磁気効果を考慮した 3 次元流体シミュレーションを行い、分子雲コアの収縮から原始星円盤の形成までを一貫して追った。その結果、分子雲コアが初期に強い磁場を持つ場合でも、磁気散逸のため原始星周りの円盤形成が可能となることがわかった。本講演では Tsukamoto et al. (2015) をレビューし、原始星円盤形成に対する磁気散逸の効果について議論する。

1 Introduction

星は分子雲中の高密度領域である分子雲コアで生まれる。分子雲コアが重力収縮した結果、First core 形成や Second collapse を経て、原始星が形成されるという星形成の描像が 1 次元計算により分かっている (Larson 1969)。また、分子雲コアは強い磁場に貫かれていると示唆されている (Troland & Crutcher 2008)。これを踏まえ Mellon & Li (2008) では、原始星形成における磁場凍結を仮定した理想磁気流体 (MHD) シミュレーションが行われた。その結果、分子雲コアが観測されているような磁場に貫かれている場合、磁気制動による角運動量輸送の結果、原始星形成期に星周円盤が形成されないことが分かった。これは原始星周りの円盤が存在するという観測結果と矛盾する。しかしながら、分子雲コア中では電離度が非常に低いため、非理想磁気効果である磁気散逸が重要になる可能性がある。そこで、Tsukamoto et al. (2015) では非理想磁気効果 (オーム散逸、両極性拡散) を含めたモデルを用いて分子雲コアの収縮から原始星形成までの 3 次元数値シミュレーションを行い、原始星周りの円盤形成について考察した。

2 Model

Tsukamoto et al. (2015) では、3 次元非理想磁気流体 (RMHD) シミュレーションを用いて、分子雲コアから原始星とその周りの円盤が形成されるまでを、SPH 法を用いて計算した。

使用した基礎方程式は以下に示すものである。

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho(\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \left\{ \nabla \left(P + \frac{1}{2} B^2 \right) - \nabla \cdot (\mathbf{B}\mathbf{B}) \right\} - \nabla \Phi \quad (2)$$

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right) = \left(\frac{\mathbf{B}}{\rho} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla \times \{ \eta_o (\nabla \times \mathbf{B}) - \eta_A (\nabla \times \mathbf{B}) \times \hat{\mathbf{B}} \times \hat{\mathbf{B}} \} \quad (3)$$

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{E_r}{\rho} \right) = -\frac{\nabla \cdot \mathbf{F}_r}{\rho} - \frac{\nabla \mathbf{v} : \mathbf{P}_r}{\rho} + \kappa_{PC} (a_r T_g^4 - E_r) \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left(\frac{e}{\rho} \right) = & -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \left\{ \left(P + \frac{1}{2} B^2 \right) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}) \right\} \\ & - \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi - \kappa_{PC} (a_r T_g^4 - E_r) \\ & - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \{ \{ \eta_o (\nabla \times \mathbf{B}) - \eta_A (\nabla \times \mathbf{B}) \times \hat{\mathbf{B}} \times \hat{\mathbf{B}} \} \times \mathbf{B} \} \quad (5) \end{aligned}$$

ここでは、オーム散逸係数 η_o と両極性拡散係数 η_A を H_3^+ , HCO^+ , Mg^+ , He^+ , C^+ , H^+ , e^- の化学反応を

考慮し、一様サイズのダストモデルを用いて計算した (Nakano, Nishi & Umebayashi 2002, Okuzumi 2009)。また、温度が $T \sim 1000$ K に達すると、カリウムの熱電離が効くとした。さらに、輻射輸送には FLD(Flux-limited diffusion) 近似を用いた。初期条件は質量 $1 M_{\odot}$ 、半径 $R = 3.0 \times 10^3$ AU、温度 10 K の一様等温ガス球とし、初期角速度を $\Omega_0 = 2.2 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ 、初期磁場を回転軸 (z 軸) に並行に $B_0 = 1.7 \times 10^2 \mu\text{G}$ とした。これらは観測から分かっている分子雲コアの典型的な値である。3つのモデル (磁気散逸のない理想 MHD モデル 1、オーム散逸のみを含むモデル 2、オーム散逸と両極性拡散を含むモデル 3) を計算した。

3 Results

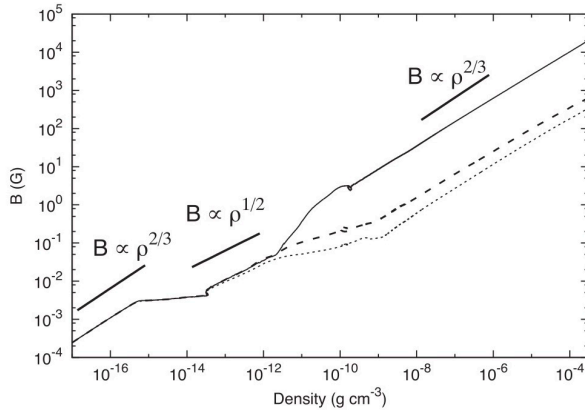


図 1: 重力崩壊中の分子雲コアの中心磁場の進化。中心密度の関数としてプロットした。実線、破線、点線がそれぞれモデル 1、2、3 に対応している。中心密度が $\rho_c > 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ で磁気散逸が有効になる (Tsukamoto et al. 2015)。

図 1 は、重力崩壊中の中心磁場 B_c の進化を中心密度 ρ_c の関数でプロットしたものである。ここでは、初め、中心磁場は $B_c \propto \rho_c^{2/3}$ で進化することがわかった。球対称の重力崩壊は $\rho_c \propto R^{-3}$ であることから、中心磁場 $B_c \propto R^{-2} \propto \rho_c^{2/3}$ は、球対称に重力崩壊する中心磁場の進化を示唆している。 ρ_c が上昇し、 $10^{-15} < \rho_c < 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$ になると、 B_c の増加によって重力と磁気圧力勾配がつりあい、ガスが磁

場に平行な方向にのみ動く。その結果磁束が貫く面積は変化せず、 B_c は変化しないと考えられる。結果としてガス雲は円盤形状になる。 $\rho_c \sim 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ になると、中心磁場は $B_c \propto \rho_c^{1/2}$ で進化する。これは円盤形状の重力崩壊を示唆している。円盤の典型的な高さであるスケールハイト $H = c_s/\sqrt{G\rho_c}$ を用いて、円盤では $\rho_c \propto R^{-2}H^{-1} \propto R^{-4}$ となることから、 $B_c \propto R^{-2} \propto \rho_c^{1/2}$ となる。

$\rho_c \sim 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ に達すると、磁気散逸が有効になり、モデル 2 とモデル 3 では磁場の凍結が成り立たなくなり、中心磁場の違いが現れる。しかしながら、中心密度が上昇し $\rho_c \sim 10^{-9} \text{ g cm}^{-3}$ (中心温度 ~ 1000 K 程度) になると、カリウムの熱電離によって電離度が上昇し、磁気散逸が効かなくなる。その結果、 $\rho_c > 10^{-9} \text{ g cm}^{-3}$ ではどのモデルも磁場の凍結が成り立ち、中心磁場は同じように増加していくことがわかる。これらの結果から、First core 段階 ($10^{-13} < \rho_c < 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$) で磁気散逸により磁束が取り除かれることがわかる。

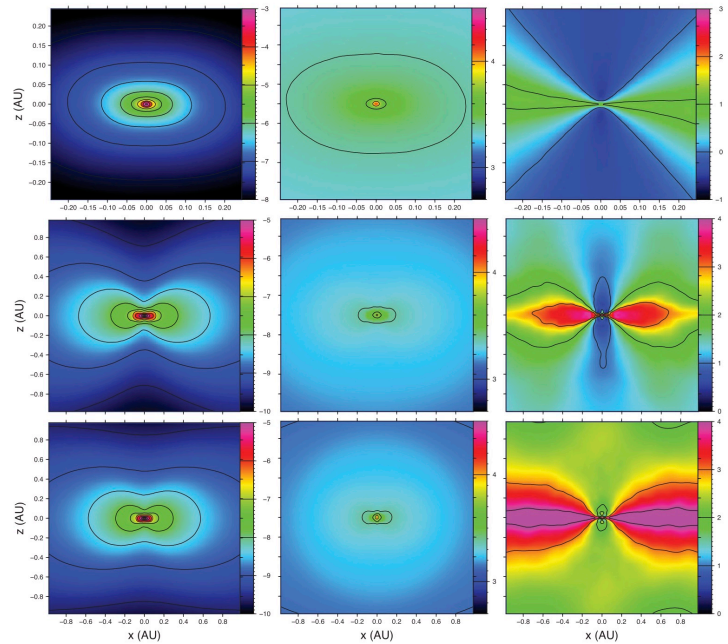


図 2: 原始星形成直後の星周構造。円盤に対して edge on にプロットしている。左からガス密度、温度、プラズマ β 。上からモデル 1、モデル 2、モデル 3。磁気散逸を考慮したモデルでは円盤が形成されていることがわかる (Tsukamoto et al. 2015)。

図 2 に、原始星形成直後の原始星周囲の構造を示す。左から密度、温度、プラズマ β (\equiv ガス圧/磁気圧) を表しており、上段がモデル 1、中段がモデル 2、下段がモデル 3 である。3 つのモデルの密度分布を比べると、理想 MHD モデル 1 は楕円型であるのに対し、非理想磁気効果である磁気散逸を含めたモデル 2、モデル 3 ではダンベル型になることがわかった。これはモデル 2、モデル 3 で原始星周りに x 軸方向の円盤が形成されていることを示唆している。また、磁気散逸によって磁束が取り除かれる分、モデル 2 とモデル 3 ではプラズマ β が大きくなることが確認された。

4 Summary

今回、異なる 3 つのモデルを用いて分子雲コアの収縮から原始星形成までを 3 次元非理想 RMHD シミュレーションで追った。その結果は以下に示すものである。

1. 磁気散逸を含めた 2 つのモデルでは、First core 段階で磁束が取り除かれる
2. 磁気散逸を含めた 2 つのモデルでは、原始星形成直後に原始星周りの円盤が形成される。

モデル 2 とモデル 3 で円盤が形成されたのは、磁気散逸の結果、理想 MHD モデルに比べて磁気制動による角運動量輸送が非効率化したためと考えられる。

より現実的なモデルとして、非理想磁気効果の 1 つであるホール効果も含めた 3 次元 MHD シミュレーションが行われた。その結果、磁場と角運動量が平行な場合、磁気散逸を含めたモデルでは、磁気制動による角運動量輸送が非効率化し、原始星周りの円盤が形成されるという結果が得られている (Tsukamoto et al. 2017)。また、今回のシミュレーションは原始星形成までを追っているが、非理想磁気効果が最終的に形成される星にどのような影響を与えるかを調べるためには、原始星形成後の質量降着期も含めた長い進化を見ていく必要がある。さらに、初期条件が原始星形成やその後の進化にどのように影響するのかについても調べる必要がある。

Reference

- Larson R. B., 1969, MNRAS, 418, 271
- Mellon R. R., & Li Z.-Y. 2008, ApJ, 681, 1356
- Nakano T., Nishi R., & Umebayashi T. 2002, ApJ, 573, 199
- Okuzumi S. 2009, ApJ, 698, 1122
- Tomida K., Tomisaka K., Matsumoto T., et al. 2013, ApJ, 763, 6
- Troland T. H. & Crutcher R. M., 2008, ApJ, 680, 457
- Tsukamoto Y., Iwasaki K., Okuzumi S., et al. 2015, MNRAS, 452, 278
- Tsukamoto Y., Okuzumi S., Iwasaki K., et al. 2017, ASJ, 69, 95

b9

原始惑星系円盤シミュレーションの深
層学習による高速化の試み
東京大学大学院 総合文化研究科
中野 龍之介

原始惑星系円盤シミュレーションの深層学習による高速化の試み

中野 龍之介 (東京大学大学院 総合文化研究科)

Abstract

これまでに 4000 個を超える太陽系外惑星が発見されてきた。この中には地球の様な岩石惑星の発見も増えてきている。一方でこの様な惑星系が、どの様に誕生しさらに進化してきたのかは大きな不確定性要素がある。惑星系形成および進化を考える上で、初期段階にあたる原始惑星系円盤の時間進化の理解は本質的に重要である。ガスの散逸のタイムスケールは GASPS の観測 (DENT et al. (2013)) より 20Myr とされているが、3D MHD シミュレーションでは力学時間の 1000 倍程度までしか行えないが、これは太陽系での 1au だと 1000 年に相当する。

先行研究では、CERN で素粒子生成のシミュレーションを深層学習の一種である 3 次元敵対的生成ネットワーク (GAN) を用いて高速化した研究 (Carminati et al. (2018)) があり、GIANT4 の精密シミュレーションで 1 分かかっていたシミュレーションが GAN で生成したニューラルネットワークを用いると 0.04 ミリ秒まで高速化 ($\times 150$ 万) していた。数万倍の高速化を実現していた。

本研究では 円盤進化を計算する 3D MHD シミュレーションを深層学習によって 10000 倍に高速化し、ガス散逸のタイムスケールまで追うことで、新たな円盤進化の描像を探る。

1 Introduction

現在、系外惑星の探査が活発に行われている。従来の惑星系形成モデルでは説明できない惑星系も多く見つかっている。

惑星系形成の初期段階である原始惑星系円盤の進化の過程では、円盤の散逸機構が重要な要素になっていると考えられる。

前年までの研究では、ガス円盤の散逸機構に着目し、よくシミュレーションされてきた $1M_{\odot}$ の中心星ではなく、今後も発見が増えると考えられる軽い中心星の場合の質量依存性を 1 次元面密度時間進化計算で調べた。その結果、磁気駆動円盤風および乱流の効果が、ガス円盤の散逸タイムスケールに大きく影響することが分かったため、より詳細な様子を知るために 3D MHD シミュレーションをする必要がある。精密なシミュレーションの精度をなるべく落とさずに高速化し、観測と比較するため、超長時間シミュレーションをしたい。高速なサロゲートモデル (代理モデル) で長時間計算することで観測との比較を行いたい。

2 Methods/Instruments and Observations

まず、MHD 計算コード (Suzuki et al. (2019)) を使い、原始惑星系円盤のシミュレーション (図 1) を行った。次に、結果データを局所的なデータ (図 2)

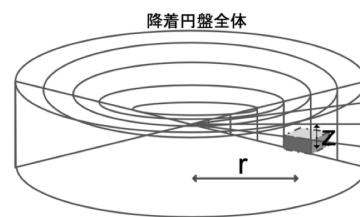


図 1: 3次元 MHD シミュレーションで生成する原始惑星系円盤

に分割して入力とし、MHD 計算の原始変数 (磁場、速度場、密度、温度) の 1 タイムステップ毎の時間進化を吸収できる畳み込みニューラルネットワーク (CNN) を用いて生成器を設計する。 8×64^3 の極小規模の CNN からテストをする事で、MHD 計算を深層学習でモデル化できる事を確認しながら進める。

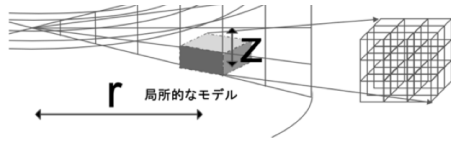


図 2: 円盤から局所モデルのデータを作成

MHD 計算の特徴量を吸収できるかは他の MHD 計算コード (Athena++) などでもテストし、汎用性があることを確認する予定である。今後は、作成し

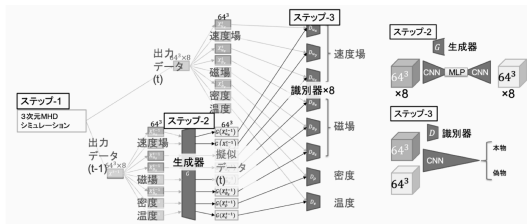


図 3: MHD シミュレーションのサロゲートモデルを生成するニューラルネットワーク

たネットワークに対し、MHD 計算コードで生成した結果データを 1 タイムステップずつ学習させ、学習済みネットワークをサロゲートモデル (代理モデル) として利用する。学習方法としては 3 次元敵対的生成ネットワークを作成する。データを学習させる。学習済みモデルを用いて、シミュレーション結果との比較を行って妥当性を検討する。3 次元 MHD シミュレーションでは基礎方程式によって関係付けられた原始変数間の微分方程式を解く必要があるが、GAN で生成されたサロゲートモデルでは全ての原始変数間の線型結合となっているため高速化が可能である。また陽解法とは異なり、全空間の情報を用いるため CFL 条件も自動的に満たすことができる。十分な高速化 ($\times 10000$) が出来るまで、ニューラルネットワークの設計を改良する。

3 Discussion

現在、シミュレーションとニューラルネットワークの設計までが完成し、学習段階である。通常 MHD シミュレーションは統計量や、スナップショットで解析を行うが、今回の学習には 1 ステップごとの全テ

タを用いるため、メッシュ数の 8 変数データを 0.01yr 刻みで取得しており、概算で 400TB ほどのデータ量になってしまった、非線形成長までの学習は難しいため、線形成長段階にあたる初期進化のみのデータに絞っても 4TB ほどになり現在、シミュレーションと同時に学習する方法を検討中である。

4 Conclusion

MHD シミュレーションに対して、ニューラルネットワークを用いた機械学習において、データ量が膨大となるため、シミュレーションと深層学習を同期させる手法をとる必要が分かった。

Reference

- W. R. F. DENT et al. 2013, PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL SOCIETY OF THE PACIFIC, 125:477–505
- Suzuki et al. 2019, <https://arxiv.org/pdf/1904.05032.pdf>
- F Carminati et al. 2018 J. Phys.: Conf. Ser. 1085 032016
- Fukami et al. 2019, Phys. Rev. Fluids 4, 064603 (2019)
- XIE et al. 2018, <https://arxiv.org/pdf/1801.09710.pdf>

b11

非軸対称擾乱がストリーミング不安定
性に及ぼす影響

愛知教育大学大学院 理科教育専攻
加藤 大明

非軸対称擾乱がストリーミング不安定性に及ぼす影響

加藤 大明 (愛知教育大学大学院 理科教育専攻)

Abstract

微惑星の形成を担う物理機構の候補のひとつに、ストリーミング不安定性 (SI) がある (Youdin & Goodman 2005)。SI は、原始惑星系円盤中のガスとダストの速度差に起因した不安定性で、ダストの集積を促進し非線形段階でダストクランプへと成長させる。従来、SI を担うのは軸対称 (円盤の r - z 平面内の) モードだと考えられてきた。しかし、Schreiber & Klahr (2018) が行った最近の 2 次元 (r - ϕ 平面) シミュレーションで、 z 方向の波が励起されない状況でもダストクランプが生じる可能性が示唆されている。そこで本研究では、ダスト-ガス 2 成分流体からなる円盤において非軸対称性を考慮した線形解析を行い、非軸対称擾乱がストリーミング不安定性に及ぼす影響を調べた。その結果、 z 方向の波数が存在しなくても不安定な非軸対称モードがあり、そのモードの最大成長率は軸対称モードのものよりも大きいことがわかった。

1 Introduction

惑星は、原始惑星系円盤において微惑星が合体成長することにより形成される。その微惑星はマイクロサイズのダストから形成されるが、9 桁ものスケールギャップがあるその形成過程には、中心星落下問題や衝突破壊問題などの問題点があることが知られている。これらの問題を解決するための様々な物理機構が提唱されているが、微惑星形成プロセスは未だ理論的に解明されていない。

微惑星形成のトリガーとなりうる物理機構のひとつに、ストリーミング不安定性 (SI) がある (Youdin & Goodman 2005)。SI は原始惑星系円盤中のガスとダストの速度差に起因した不安定性で、ダストの集積を促進し非線形段階でダストクランプへと成長させる。従来、SI を担うのは軸対称モードだと考えられており、円盤の r - z 平面内の進化に注目して研究が行われてきた。Bai & Stone (2010) はある程度大きなダストでしか SI が働かないことを見出し、微惑星形成機構としての SI の重要度は低下していた。

ところが最近、Schreiber & Klahr (2018) が行った r - ϕ 平面に限定した 2 次元シミュレーションにより、 z 方向の波が励起されない状況でもダストクランプが生じることが見出された。これが正しいとすると小さなダストでも SI が働くことが期待されるため、微惑星形成機構として SI が重要になる可能性がある。非軸対称性を考慮した SI の線形解析はこれま

で行われていないため、本研究ではダスト-ガス 2 成分流体からなる円盤において非軸対称性を考慮した線形解析を Youdin & Goodman (2005) の手法に基づいて行い、非軸対称擾乱がストリーミング不安定性に及ぼす影響を調べた。

2 Basic equations

2 流体間の相互作用を考慮したダストとガスの運動方程式と連続の式は、それぞれ

$$\frac{\partial \mathbf{V}_d}{\partial t} + \mathbf{V}_d \cdot \nabla \mathbf{V}_d = -\Omega_K^2 \mathbf{r} - \frac{\mathbf{V}_d - \mathbf{V}_g}{t_{\text{stop}}} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial t} + \mathbf{V}_g \cdot \nabla \mathbf{V}_g = -\Omega_K^2 \mathbf{r} + \varepsilon \frac{\mathbf{V}_d - \mathbf{V}_g}{t_{\text{stop}}} - \frac{\nabla P}{\rho_g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_d \mathbf{V}_d) = 0 \quad (3)$$

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

となる。ただし、 \mathbf{V}_d はダスト速度、 \mathbf{V}_g は非圧縮性ガス速度、 P はガス圧、 ρ_d と ρ_g はそれぞれダストとガスの密度、 $\varepsilon \equiv \rho_d / \rho_g$ はダスト対ガス比、 Ω_K はケプラー角速度であり、 $\tau_s \equiv \Omega_K t_{\text{stop}}$ (t_{stop} : ダストの制動時間) はストークス (St) 数である。 τ_s はダストサイズに比例し、1 m のダストで $\tau_s \sim 1$ になるような量である。本研究では、中心星重力の垂直成分とダストの自己重力は無視している。また、ダストを流体近似で扱えるよう、 $\tau_s \ll 1$ の状況を考える。

式 (1)-(4) を、ダストとガスの重心系の速度 $\mathbf{V} \equiv (\rho_d \mathbf{V}_d + \rho_g \mathbf{V}_g) / \rho$ と相対速度 $\Delta \mathbf{V} \equiv \mathbf{V}_d - \mathbf{V}_g$ を用いて書き直す。 Ω_K で回転する座標系での重心速度と相対速度は、式 (1) と式 (2) より

$$U = W = \Delta W = 0 \quad (5)$$

$$V = \sqrt{V_K^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}} - V_K \approx -\frac{\rho_g}{\rho} \eta V_K \quad (6)$$

$$\Delta U = -2 \frac{\rho_g}{\rho} \frac{\tau_s}{1 + (\tau_s \rho_g / \rho)^2} \eta V_K \quad (7)$$

$$\Delta V = \left(\frac{\rho_g}{\rho} \right)^2 \frac{\tau_s^2}{1 + (\tau_s \rho_g / \rho)^2} \eta V_K \quad (8)$$

となる。ここで、 \mathbf{e} は単位ベクトルで $\mathbf{V} = U \mathbf{e}_r + V \mathbf{e}_\phi + W \mathbf{e}_z$ 、 $\Delta \mathbf{V} = \Delta U \mathbf{e}_r + \Delta V \mathbf{e}_\phi + \Delta W \mathbf{e}_z$ としており、 $\rho \equiv \rho_d + \rho_g$ は全空間密度である。 $\eta \equiv (-1/2 \rho_g V_K^2) \partial P / \partial \ln r \sim (c_g / V_K)^2$ は動径方向の圧力勾配パラメータであり、標準円盤では 1 AU において $\eta \sim 10^{-3}$ である。本研究では中心星重力の垂直成分を無視しているため、各速度の垂直成分はない。また、垂直速度シアは考慮しない。重心速度と相対速度を用いると、式 (1)-(4) は

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\Omega_K^2 \mathbf{r} - \frac{\nabla P}{\rho} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla (\Delta \mathbf{V}) + \Delta \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \\ = -\frac{\rho}{\rho_g} \frac{\Delta \mathbf{V}}{t_{\text{stop}}} + \frac{\nabla P}{\rho_g} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (11)$$

$$\nabla \cdot \left(\mathbf{V} - \frac{\rho_d}{\rho} \Delta \mathbf{V} \right) = 0 \quad (12)$$

となる。ここでは、相対速度が重心速度と比較して十分遅いとし、 $\Delta \mathbf{V}$ の 2 次の項を無視している。これらの方程式系においては、相互作用の項が式 (9) には現れず、重力項が (10) 式には現れなくなる。

3 Linearized equations

Shearing-sheet 近似を用いて、円盤静止系で局所線形解析を行う。Shearing-sheet 近似とは、ある半径 r_0 において角速度 $\Omega_0 = V(r_0) / r_0 \sim \Omega_K$ で回転

するデカルト座標を導入することで、方程式中の曲率の効果を無視するような近似である。この座標系と円筒座標系の関係は $x = r - r_0, y = r_0 (\phi - \Omega_0 t)$ であり、これに対応する微分演算子は

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} + q \Omega_0 t \frac{\partial}{\partial y} \sim \frac{\partial}{\partial x} \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial \phi} = r_0 \frac{\partial}{\partial y} \quad (14)$$

となる。ここで、 q は無次元のシアレートである。この座標変換をすると動径微分が q に比例する項を含む形に書き換えられるが、本研究では不安定モードの瞬間的な振る舞いに注目することでこの項を無視する。この近似を使うと円盤の差動回転が、背景の流れ場 $\mathbf{V} = q \Omega_0 x \mathbf{e}_y$ で記述される。ここで、シアレート q はケプラー回転の場合、 $q \simeq -(3/2)$ である。この近似の範囲内では、ドリフト速度は動径方向に一定である ($d\Delta \mathbf{V} / dx = 0$)。

各物理量の軸対称定常背景場と摂動量を、

$$\mathbf{V} = -\frac{3}{2} \Omega_0 x \mathbf{e}_y + \mathbf{v}(x, y, z, t) \quad (15)$$

$$\Delta \mathbf{V} = \Delta U \mathbf{e}_x + \Delta V \mathbf{e}_y + \Delta \mathbf{v}(x, y, z, t) \quad (16)$$

$$\rho = \rho_0 [1 + \delta(x, y, z, t)] \quad (17)$$

$$P = \rho_0 [-g_e x + h(x, y, z, t)] \quad (18)$$

で与える。ここで、バックグラウンドの圧力勾配は $g_e = -dP_0 / dr|_{r_0} / \rho_0 = 2\eta \Omega_0^2 r_0 \rho_g / \rho_0$ である。各摂動量は $\exp[i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)]$ に比例し、 k_x と k_y, k_z は各方向の実数の波数、 ω は複素振動数で周波数 ω_{R} と成長 (減衰) 率 s を用いて $\omega = \omega_{\text{R}} + is$ で与えられるものとする。

ここで、新たにラグランジュ的時間微分

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + q \Omega_0 x \frac{\partial}{\partial y} \quad (19)$$

を定義すると、式 (9)-(12) から線形摂動方程式

$$-i\omega \mathbf{v} - 2\Omega_0 v \mathbf{e}_x + \frac{\Omega_0}{2} u \mathbf{e}_y = -i\mathbf{k}h - g_e \delta \mathbf{e}_x \quad (20)$$

$$\begin{aligned} -i\omega \Delta \mathbf{v} - 2\Omega_0 \Delta v \mathbf{e}_x + \frac{\Omega_0}{2} \Delta u \mathbf{e}_y \mathbf{v} \\ + i\Delta \mathbf{V} \cdot \mathbf{k} = -\frac{\Delta \mathbf{v} + \Delta \mathbf{V} \delta}{f_g t_{\text{stop}}} + i\mathbf{k} f_g h \end{aligned} \quad (21)$$

$$-\omega \delta + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (22)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - f_d \mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{v} - f_g \Delta \mathbf{V} \cdot \mathbf{k} \delta = 0 \quad (23)$$

を得る。ここで、 $\mathbf{v} = ue_x + ve_y + we_z$ 、 $\Delta \mathbf{v} = \Delta ue_x + \Delta ve_y + \Delta we_z$ 、 $\mathbf{k} = k_x e_x + k_y e_y + k_z e_z$ 、 $f_g \equiv \rho_g / \rho$ は平衡ガス密度分率、 $f_d \equiv \rho_d / \rho = 1 - f_g$ は平衡ダスト密度分率である。

相対速度が終端速度に達する、すなわち、抵抗力が準静的に圧力と同等になると仮定したとき、平衡状態と摂動状態の両方において式 (10) の左辺のすべての項を無視することができる。したがって、このとき式 (10) は $\Delta \mathbf{V} = -(\nabla P / \rho) t_{\text{stop}}$ となり、摂動方程式は

$$\Delta \mathbf{v} + \Delta \mathbf{V} \delta = i \mathbf{k} h t_{\text{stop}} \quad (24)$$

となる。この近似は、 $K \equiv k \eta r \ll 1 / \tau_s$ および $\tau_s \ll 1$ である限り有効である (Youdin & Goodman 2005)。

4 Results

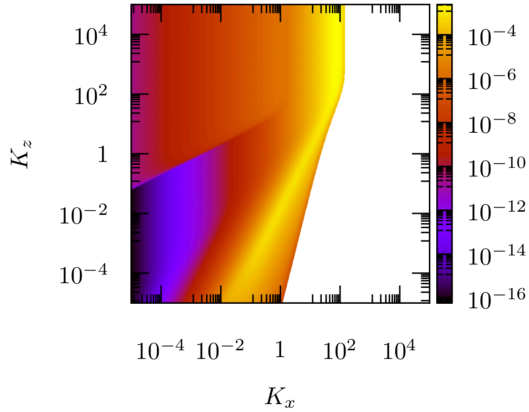


図 1: 軸対称モード ($K_y = 0$) の最大成長率 s/Ω の K_x 、 K_z 依存性

式 (20)-(23) より、振動数 ω に関する 6 次の分散関係式が得られる。それら 6 つのモードのうち 3 つはダスト-ガス間の摩擦により減衰するモードであり、残りの 3 つは過安定な成長モードである。

図 1 は、軸対称 ($K_y = 0$) の場合の最大成長モードの成長率の K_x 、 K_z 依存性を示す。図の成長率は、回転角速度 Ω で規格化されていることに注意されたい。この図は、Youdin & Goodman (2005) の結果を定量的に再現する。一方、図 2 は非軸対称モー

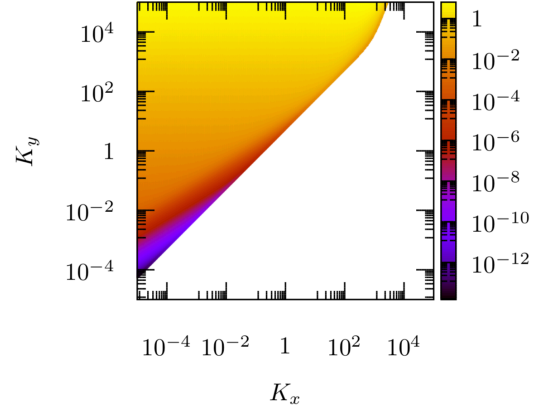


図 2: 非軸対称モード ($K_z = 0$) の最大成長率 s/Ω の K_x 、 K_y 依存性

ド ($K_z = 0$) の最大成長率の K_x 、 K_y 依存性を示す。各図の白い領域は、減衰が生じるパラメータスペースである。図 1 と図 2 を比較すると、非軸対称モードの最大成長率の方が軸対称モードのものより 3 桁程度大きいことがわかる。

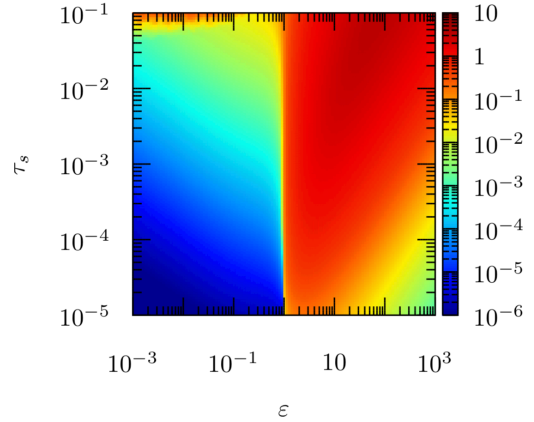


図 3: 軸対称モード ($K_y = 0$) の最大成長率 s/Ω の ϵ 、 τ_s 依存性

次に図 3 と図 4 は、それぞれ軸対称モードと非軸対称モードの最大成長率の ϵ 、 τ_s 依存性を示している。2 つの図のカラーバーの上限值と下限値は、揃えられている。これらの比較から、小さいダスト対ガス比における最大成長率に大きな差があり、非軸対称モードの最大成長率は軸対称モードのものより 3-4 桁大きいことがわかる。

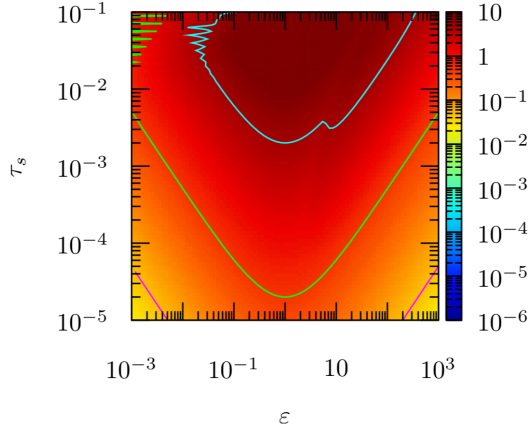


図 4: 非軸対称モード ($K_z = 0$) の最大成長率 s/Ω の ε , τ_s 依存性 (ピンク: $s/\Omega = 0.05$, 緑: $s/\Omega = 0.5$, 水色: $s/\Omega = 5$)

5 Discussion

式 (20)-(23) は ω に関する 6 次の分散関係式を与えるが、これは複雑で解析的に取り扱うことは難しい。そこで、式 (20) と式 (22)-(24) より、近似された 3 次の分散関係式

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^3 + \left[2K_x f_g^2 \tau_s - K_y f_g^2 (f_g - f_d) \tau_s^2 + i f_d \tau_s + \frac{3}{2} i \frac{K_x K_y}{K^2}\right] \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2 + \left[-\frac{K_z^2}{K^2} + 3i \frac{K_x K_y}{K^2} f_g (f_g - f_d) \tau_s - i K_y f_g f_d \tau_s - \frac{3}{2} i \frac{K_x K_y}{K^2} f_g^2 (f_g - f_d) \tau_s^2\right] \left(\frac{\omega}{\Omega}\right) \\ & + (K_y f_g \tau_s - 2K_x) \frac{K_z^2}{K^2} f_g (f_g - f_d) \tau_s = 0 \end{aligned} \quad (25)$$

を得る。ここで、 $K^2 = K_x^2 + K_y^2 + K_z^2$ である。式 (24) を用いたこの分散関係式は、3 つの摩擦による減衰モードがフィルタリングされ、近似の範囲内では不安定モードの特徴をよく捉えている。

式 (25) において、 $K_y = 0$ とすると 3 次の分散関係式となるが、 $K_z = 0$ とすると 2 次の分散関係式となる。これは、不安定なモードの数が違うことを意味し、軸対称と非軸対称の不安定性の特徴が大きく異なる可能性を示唆する。 $K_z = 0$ のモードの場合には、不安定条件 (s が正の根を持つ条件) を

$$\varepsilon > 0 \quad (26)$$

と求めることができる。

式 (26) の結果は、先行研究の軸対称の場合の結果と同様なものである。しかし、図 4 を見ると、非軸対称モードの成長率は小さいダスト (小さいストークス数) や少ないダスト量の場合においても回転角速度程度である。これは、小さいダストや少ないダスト量の場合にはあまり成長しないという、SI の軸対称モードの結果とは大きく異なる。近年、ALMA のミリ波観測で発見されているリングなどの構造を構成するダストのサイズは $\tau_s \sim 10^{-4}$ - 10^{-3} だと考えられており (Kataoka et al. 2015)、SI の非軸対称モードは原始惑星系円盤内の構造の形成機構になると期待される。もし、本研究の結果が正しいとすると、ダストクランプ内ではダストの合体成長が急速に進むと考えられているため、SI の非軸対称性が最終的にダスト落下問題の解決に寄与する可能性がある。

6 Summary

本研究では、SI の線形解析を Youdin & Goodman (2005) の手法に基づき、非軸対称性を考慮して行った。その結果、 z 方向の波数が存在しなくても不安定な非軸対称モードがあり、そのモードの最大成長率は軸対称モードのものよりも大きいことがわかった。さらに、非軸対称モードの最大成長率は小さいダストやダストが少ない場合でも回転角速度程度であり、これまで SI が働かないとされていた状況でも十分励起されることがわかった。この結果は、近年 ALMA で観測されているリングを構成するような小さいダストでも SI が成長することを示唆しており、SI の非軸対称性がリングや微惑星の形成に寄与する可能性がある。

Reference

- Bai, X.-N., & Stone, J.M., 2010, ApJ, 722, 1437
 Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., et al. 2015, ApJ, 809, 78
 Schreiber, A., & Klahr, H., 2018, ApJ, 861, 47
 Youdin, A.N., & Goodman, J., 2005, ApJ, 620, 459

b12

埼玉大学 55cm 望遠鏡 SaCRA/MuSaSHI
を用いた太陽系外惑星の多波長トラン
ジット測光観測

埼玉大学大学院 教育学研究科

石岡 千寛

埼玉大学 55cm 望遠鏡 SaCRA/MuSaSHI を用いた 太陽系外惑星の多波長トランジット測光観測

石岡 千寛 (埼玉大学大学院 教育学研究科)

Abstract

近年の系外惑星探査衛星の活躍により、トランジット法を用いて系外惑星が多く発見されている。トランジット法では、惑星が恒星の前面を通過するときに恒星の一部を遮蔽して起こる減光から、惑星の半径や軌道長半径・軌道傾斜角などの物理量を求めることができる。また、惑星が恒星の前を通過する際に、恒星の光の一部は惑星大気を通過して観測される。このとき、恒星の光は透過してくる惑星の大気成分や温度、雲の有無などを反映して吸収・散乱を受けるため、観測される減光の深さに波長依存性がみられる。そのため、多波長でトランジット観測を行うことによって系外惑星の大気を推定することができる。

本研究では、2018 年から 2019 年に埼玉大学 55cm 望遠鏡 SaCRA と三波長同時撮像装置 MuSaSHI、埼玉大学 36cm 望遠鏡と CCD を用いて、系外惑星のトランジット現象を起こす天体の多波長測光観測を行なった。MuSaSHI では、r バンド、i バンド、z バンドの 3 バンド、36cm 望遠鏡では、g' バンドを使用し、最大で合計 4 バンドで同時観測を行なった。現在までに、HAT-P-3, WASP-36 を含む計 8 天体について観測を行い、その内の 6 天体について EXOFAST を用いて光度曲線のフィッティングを行なった。例えば、WASP-52 は r, i, z バンドでそれぞれフィッティングした結果、減光率が 2.923%, 2.714%, 2.791%、誤差は 0.07-0.10%と求められ、r バンドの減光率が長波長側と比べて大きいことが示された。その他、減光率の波長依存性がみられなかったものが 2 天体、r バンドの減光率が比較的小さいものが 1 天体ずつみられた。

1 Introduction

わかってきている (e.g. M. Perryman 2018)。

1.1 系外惑星の発見

1995 年にペガサス座 51 番星の周りに初めて系外惑星が発見されてから、現在までに 4000 天体程の系外惑星が見つかっている。系外惑星の検出方法は大きく、直接惑星を検出する直接法と、間接的に惑星を検出する間接法の 2 種類に分けられる。なかでも、間接法の一つであるトランジット法は、惑星が恒星の前を通過するときに恒星の一部を隠すことで起こる減光を利用して系外惑星を検出する方法で、惑星の半径を知ることができる。2009 年に打ち上げられたケプラー宇宙望遠鏡は、間接的に系外惑星を検出することのできるトランジット法を用いて探査を行い、新たに 1000 天体以上の系外惑星を発見した。発見された惑星系の中には、主星に非常に近い木星型惑星 (ホットジュピター) や、地球の 2-10 倍程度の質量をもつ惑星 (スーパーアース) などを持つものもあり、太陽系とは異なる惑星系が多くあることが

1.2 多波長トランジット測光

惑星が恒星の前を通過する場合、恒星の光は惑星の大気を通過して観測される。このとき、恒星の光は透過してくる惑星の大気の成分や雲の有無などを反映して吸収・散乱を受けるため、観測される減光の深さは波長によって異なる。このようにしてトランジット現象を起こす系外惑星系について、多波長測光観測を行い、それぞれの波長における減光率の違いを調べて大気モデルと比較することで、惑星がどのような大気を持つのかを推定することができる。本研究では多波長トランジット測光観測を行い、系外惑星大気について調べていく。

2 Observations

埼玉大学 55cm 望遠鏡 SaCRA/三波長同時撮像装置 MuSaSHI, 埼玉大学 36cm 望遠鏡/SingleCCD を用いて、最大 4 色で同時撮像観測を実施した。

表 1: 観測に用いた望遠鏡・装置

望遠鏡	埼玉大学 55cm 望遠鏡 SaCRA	36cm 望遠鏡
観測装置	三波長同時撮像装置 MuSaSHI	SingleCCD
観測波長	r バンド (550-680nm) i バンド (700-810nm) z バンド (820-1000nm)	g' バンド (410-550nm)
観測視野	12' .8 × 12' .4	17' .0 × 17' .7
観測天体	HAT-P-3, HAT-P-20 WASP-1, WASP-36 WASP-52, TrES-2 Qatar-1	HAT-P-20
観測日	2018/3/13, 4/8, 4/20 5/10, 7/20, 10/6, 10/21 2019/1/30, 4/3, 6/13	2019/1/30

3 Analysis

3.1 測光解析

画像処理ソフト IRAF を用いて一次処理を行なったあと、apphot によりアパーチャー測光を実施した。観測で得られた画像から、ターゲット星以外の明るい天体を 5 -13 個選び、それらの天体について明るさが変動しているかを調べ、変光がない場合に参照星とした。決定した参照星を用いて、ターゲット星の相対測光値を求めた。

3.2 光度曲線のフィッティング

相対測光値を求めた後、EXOFAST[Eastman et al. (2013)] によって光度曲線のフィッティングを行なった。また、大きく外れた値を除くため以下の (1)-(7) の手順で光度曲線を作成した。

(1) 本観測で得られた相対測光値について、EXOFAST を用いて光度曲線を求める。

(2) 1 で求めた光度曲線から、 3σ 以上外れている値を除く。

(3) 2 のデータを EXOFAST を用いて、再度光度曲線を求める。

(4) 3 の光度曲線から 2σ 以上外れた値を除く。

(5) 4 のデータを EXOFAST を用いて、再度光度曲線を求める。

(6) 5 の光度曲線から 1.5σ 以上外れた値を除く。

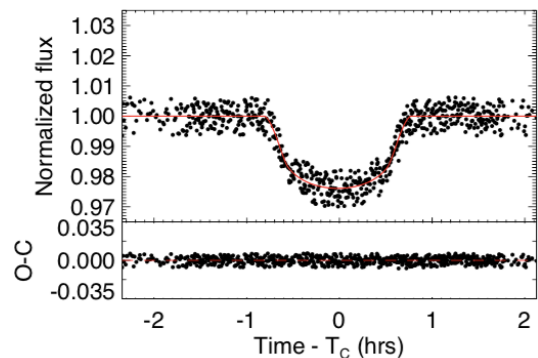
(7) 6 のデータを EXOFAST を用いて、再度光度曲線を求める。

また、2 回観測を行なった天体については、1 回目と 2 回目の観測で得られた減光率が大きく離れていないことが確認できた場合に、S/N をあげるためにデータを重ね合わせて光度曲線を作成した。この場合もデータを重ね合わせてから上述の (1)-(7) の手順でフィッティングを行なった。

4 Results

4.1 光度曲線

観測した 6 天体の各天体の r, i, z バンドについて、EXOFAST を用いて求められた光度曲線の一例 (Qatar-1) を示す (図 1)。残差のグラフから、長波長側から順に短波長にかけて散らばりが大きくなることがわかる。また、光度曲線から r, i, z バンドの減光率はそれぞれ 1.987%, 2.111%, 2.080% と求められた。他の天体の減光率は次節に示す。



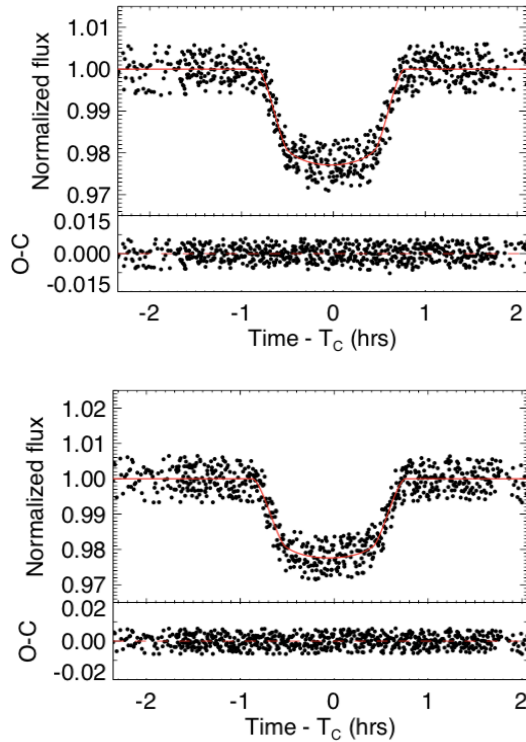


図 1: Qatar-1 の光度曲線と、残差のグラフ。光度曲線の縦軸が相対的な明るさ、横軸が時間である。上から順に r バンド、i バンド、z バンド。

4.2 減光率

観測した 6 天体について得られた減光率は 0.9%–2.9% (表 2) である。また、波長と減光率の関係を図 2 に示す。

表 2: 求めた減光率

	r バンド [%]	i バンド [%]	z バンド [%]
HAT-P-3(1)*	$0.956^{+0.057}_{-0.053}$	$0.970^{+0.084}_{-0.056}$	$1.063^{+0.082}_{-0.083}$
HAT-P-3(2)*	$1.230^{+0.21}_{-0.12}$	$1.520^{+0.10}_{-0.11}$	$1.347^{+0.062}_{-0.064}$
WASP-1	$1.001^{+0.038}_{-0.033}$	$0.942^{+0.032}_{-0.029}$	$0.943^{+0.034}_{-0.035}$
WASP-36	$1.630^{+0.12}_{-0.10}$	$1.840^{+0.14}_{-0.13}$	$1.880^{+0.083}_{-0.085}$
WASP-52	$2.923^{+0.097}_{-0.10}$	$2.714^{+0.081}_{-0.083}$	$2.791^{+0.074}_{-0.082}$
TrES-2	$1.827^{+0.12}_{-0.085}$	$1.690^{+0.10}_{-0.010}$	$1.630^{+1.7}_{-0.14}$
Qatar-1	$1.987^{+0.081}_{-0.083}$	$2.111^{+0.053}_{-0.062}$	$2.080^{+0.063}_{-0.065}$

* HAT-P-3 は 2 回観測を行ない、2018/4/20 の観測を (1)、2019/4/3 の観測を (2) とした。

減光率の波長依存性については、TrES-2, WASP-52 は短波長側の減光率が大きく、WASP-36 は短波

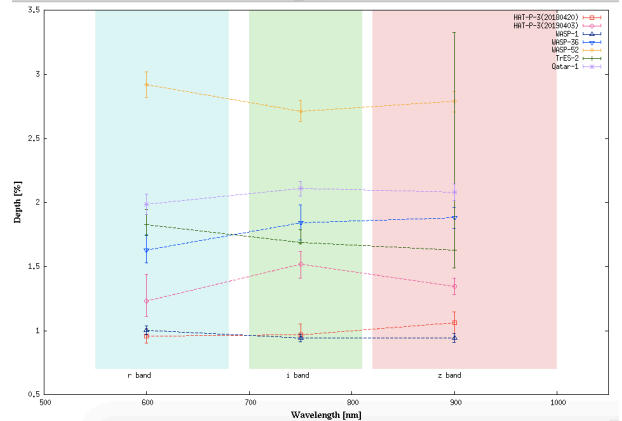


図 2: 減光率と波長の関係。縦軸が減光率、横軸が波長であり、r バンド、i バンド、z バンドの波長域にそれぞれ青色、緑色、赤色をつけている。2018 年に観測した HAT-P-3 のデータを赤色、2019 年に観測した HAT-P-3 をピンク色、WASP-1 を紺色、WASP-36 を青色、WASP-52 を黄色、TrES-2 を緑色、Qatar-1 を紫色でそれぞれプロットした。

長側の減光率が小さくなることがわかった。一方で、Qatar-1 と WASP-1 は、エラーバーの範囲内で波長依存性が見られなかった。

5 Discussion

5.1 減光率の波長依存性と惑星大気

減光率の波長依存性から、下の 3 グループに天体を分類した。なお、HAT-P-3 の減光率については、2 回の観測で減光率に大きく差がみられたため、波長依存性の議論は、HAT-P-3 を除いた 5 天体で行なった。

- (1) 短波長側の減光率が比較的大きい (TrES-2, WASP-52)
- (2) 短波長側の減光率が比較的小さい (WASP-36)
- (3) 減光率の波長依存性がない (Qatar-1, WASP-1)

惑星大気にヘイズがあるか、晴れた大気である場合には、レイリー散乱により可視域の短波長側の減光率が大きくなることが考えられる [A. Lecavelier des Etangs et al. (2008)]。一方で、惑星大気が厚い雲に覆われている際には、波長に関わらず光が散乱

されるため、減光率の波長依存性は見られない。本研究では、TrES-2, WASP-52 の減光率が短波長側で比較的大きい値となったことから、ヘイズがある、または晴れた大気を持つ可能性があること、Qatar-1, WASP-1 の減光率の波長依存性が見られなかったことから、厚い雲に覆われた大気を持つ可能性があることが考えられる。

次に、この 3 グループの波長依存性と主星・惑星の物理量との関係について調べた (表 3, 4)。減光率の波長依存性の有無と、主星の有効温度・年齢、惑星の軌道長半径・平衡温度には有意な相関が見られなかった。主星の金属量は、波長依存性が見られないものも多く、波長依存性がある天体は金属量が少ない傾向が見られた。したがって、主星の金属量が多いと系外惑星の大気に雲が生成されやすくなるという可能性が示唆される。

表 3: 主星の物理量

グループ	天体名	有効温度 (K)	年齢 (Gyr)	金属量 [Fe/H]
短波長側の減光率大	WASP-52	$5000 \pm 100^{*1}$	$0.4^{+0.3}_{-0.2} {}^{*1}$	$0.03^{+0.05}_{-0.15} {}^{*1}$
	TrES-2	$5795 \pm 73 {}^{*2}$	$5.1^{+2.7}_{-2.3} {}^{*2}$	$0.06 \pm 0.08 {}^{*2}$
短波長側の減光率小	WASP-36	$5959 \pm 134 {}^{*3}$	$1 - 5 {}^{*3}$	$-0.26 \pm 0.10 {}^{*3}$
波長依存性なし	WASP-1	$6110 \pm 45 {}^{*4}$	$2 \pm 1.0 {}^{*4}$	$0.26 \pm 0.03 {}^{*4}$
	Qatar-1	$4861 \pm 125 {}^{*5}$	$1.19 \pm 0.47 {}^{*6}$	$0.20 \pm 0.1 {}^{*5}$

*1[G. Hébrard et al. (2013)], *2 [Sozzetti et al. (2010)], *3 [Smith et al. (2012)], *4 [Stempels et al. (2007)], *5 [Stempels et al. (2010)], *6 [D. Mislis et al. (2015)]

表 4: 惑星の物理量

グループ	天体名	軌道長半径 (AU)	平衡温度 (K)
短波長側の減光率大	WASP-52	$0.02653^{+0.00055}_{-0.00052}$	1294^{+31}_{-30}
	TrES-2	$0.037^{+0.022}_{-0.018}$	1480^{+570}_{-310}
短波長側の減光率小	WASP-36	$0.02630^{+0.00052}_{-0.00053}$	1735 ± 45
波長依存性なし	Qatar-1	$0.0207^{+0.028}_{-0.0096}$	1510^{+550}_{-530}
	WASP-1	$0.0397^{+0.0014}_{-0.0012}$	1890^{+280}_{-230}

5.2 HAT-P-3 の比較

本研究では、HAT-P-3 の観測を 2018/04/20 と 2019/04/03 の 2 回行なったが、それぞれの観測で得られた減光率の波長依存性が異なった。この減光率の差が有意なものかを調べるために、主星と惑星の半径比の値について 2009 年から 2014 年に観測さ

れた先行研究 [V. Sada et al. (2012)], [D. Ricci et al. (2018)] との比較を行なった (図 3)。

本研究で 2018 年に得られたデータは先行研究と半径比の値に差が見られ、波長依存性については、r,i バンドの半径比はあまり変わらず、z バンドで半径比が大きくなる傾向が似ている。一方で、2019 年のデータは、r, z バンドの半径比の値は先行研究と似ているが、i バンドで半径比が大きくなり、傾向が異なっている。観測の期間が 2009 年から 2019 年と多期間に渡るため、ある時期のみ主星の活動が活発であれば、黒点の有無によって減光率が変わったことも可能性の 1 つとして考えられる。しかし、2018 年と 2019 年では使用した CCD が違い、先行研究でも観測装置や時期が異なるため半径比に差ができたのかもしれない。加えて、先行研究では、デフォーカスさせて観測を行なっているのに対し、2018 年では好シーイングでの観測を行い、2019 年は薄雲によってフォーカスが不安定である観測となった。フォーカスの違いが半径比の値に差が生じた可能性も考えられるため、今後デフォーカスさせた観測を行なって結果を比較していきたい。

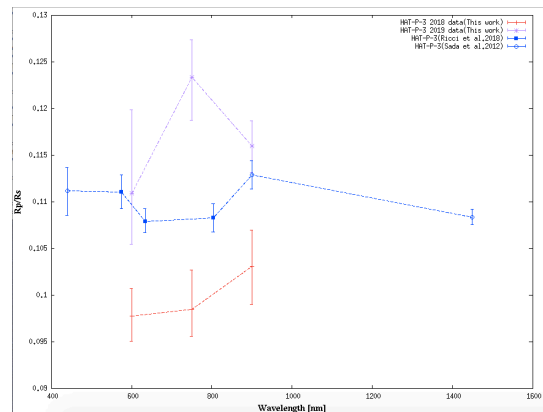


図 3: HAT-P-3 の半径比の比較。縦軸が主星と惑星の半径比、横軸が波長である。本研究で 2018 年と 2019 年に観測したデータはそれぞれ赤色と紫色で、先行研究 [V. Sada et al. (2012)], [D. Ricci et al. (2018)] を、青色でプロットした。

c1

分子雲コアの角運動量の起源について
名古屋大学大学院 理学研究科
三杉 佳明

分子雲コアの角運動量の起源について

三杉 佳明 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星の形成と進化を繰り返すことで、銀河は進化する。一方、星の進化はその質量により決まる。星の生まれる場所である分子雲コア (以下、コア) は分裂し多重星を作り出すことが知られており、一つのコアからどれくらいの質量の星が何個できるかによって、生まれる星の質量は異なる。したがって、多重星形成過程の解明は星の形成と進化を決定することであり、銀河進化を理解する上でも重要である。上記の分裂過程において、分裂の有無を決める重要な物理量がコアの初期角運動量であるが、コアが角運動量を獲得する機構については詳しく研究されていない。一方で、近年の Herschel 宇宙望遠鏡による観測は分子雲内のフィラメント構造が普遍的であること、およびコアはこのフィラメント構造に沿って分布していることを明らかにした。したがって、フィラメントからのコア形成理論は観測されているコアの角運動量を説明する必要がある。そこで我々はまず、観測されているコアの角運動量を再現できるフィラメント内の速度場モデルを探した。その結果、速度パワースペクトルが波数 k に対し $P(k) \propto k^{-5/3}$ であるとき、観測されているコアの角運動量を再現できることがわかった。また、観測されているフィラメント内の速度場を解析することにより、観測の速度パワースペクトルはこのモデルと無矛盾であることが明らかになった。さらに、分子雲からのフィラメント形成シミュレーションにおいて同定されたフィラメント内の速度場を解析した結果、上記の速度場モデルと整合的であることがわかり、その根拠も解析的に理解できた。この結果は近年提唱されているフィラメント形成シナリオがコアの角運動量を説明可能であることを示している。

1 Introduction

分子雲コア (以下、コア) の角運動量はアウトフローとジェットおよび原始惑星系円盤の起源であり、多重星への分裂とも深く関連しているため (e.g., Machida et al. 2008)、その後の星形成過程において重要な物理量である。コアの比角運動量 $j = Rv_{\text{rot}}$ (単位質量あたりの角運動量) は、観測的にはコア半径 R と回転速度 v_{rot} から計算される。この観測は $\text{NH}_3(J, K) = (1, 1)$ を用いた Goodman et al. (1993)、 $\text{N}_2\text{H}^+ J = 1 - 0$ を用いた Caselli et al. (2002) によってなされた。さらに近年、Tatematsu et al. (2016) は $\text{N}_2\text{H}^+ J = 1 - 0$ で Orion A cloud のコアの速度勾配を観測した。これらの観測結果として主にわかっている性質は以下の二つである。(1) 比角運動量は $j = 10^{20} - 10^{21} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ 程度であり、(2) コア質量 M に対して $j \propto M^{0.5-0.9}$ の依存性をもつ。

一方、近年の Herschel 宇宙望遠鏡による観測によって、星形成領域においてフィラメント構造が普遍的であること、分子雲コアはそのフィラメント構

造に沿って分布していること (André et al. 2010; Arzoumanian et al. 2011; Könyves et al. 2015) およびフィラメントの典型的な幅は 0.1pc であることが明らかになった (Arzoumanian et al. 2011)。さらに、観測からコアと原始星は臨界線密度を超える線密度をもつフィラメント (超臨界フィラメント) に沿って分布していることが明らかになった (André et al. 2010)。理論的には、超臨界フィラメントは自己重力的に分裂することでコア形成をすることが期待される (e.g., Inutsuka & Miyama 1997)。また、フィラメントからのコア形成理論はコア質量関数のべきを説明可能であることが Inutsuka (2001) により示されている。したがって、フィラメントからのコア形成理論はコア質量関数のみならず、コアの角運動量の起源を説明する必要がある。

本研究ではフィラメント内の速度場と、そのフィラメントの分裂によりできるコアの角運動量の関係について述べる。現在のコアの角運動量の観測と比較することで、フィラメントの分裂過程でコアの角

運動量を説明可能かどうか議論する。

2 Methods

2.1 フィラメントのセットアップ

本研究では密度一様の磁場なし等温フィラメントを用いる。半径は 0.1pc とし (Arzoumanian et al. 2011)、線密度は温度 10K に相当する臨界線密度, $M_{\text{line,crit}} = 16 M_{\odot}\text{pc}^{-1}$ を用いる。臨界線密度よりも大きな線密度をもつフィラメントは、磁場などの非熱的な力なしでは平衡状態をもたない。座標は z 軸をフィラメントの長軸方向に、 x 軸と y 軸を短軸方向にとる。 x 軸と y 軸方向に 32 メッシュ、 z 軸方向に 1024 メッシュをきる。フィラメントの総質量は $M_{\text{max}} = M_{\text{line,crit}} \lambda_{\text{max}}$ であり、ある任意の長さ L ($\lambda_{\text{min}} < L < \lambda_{\text{max}}$) 内の質量 M は $M = M_{\text{line,crit}} L$ と計算される。ここで $\lambda_{\text{min}} = 0.03\text{pc}$ and $\lambda_{\text{max}} = 3.2\text{pc}$ である。

2.2 速度場の作成

まずはじめに、3 次元乱流速度場を数値的にフィラメント内につくる。速度場の作成方法は (e.g., Dubinski et al. 1995) にしたがってつくる。

$$\mathbf{v} = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{V}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (1)$$

ここで $\mathbf{V}(\mathbf{k})$ 速度のフーリエ成分であり、 \mathbf{k} は波数ベクトルである。パワースペクトルは

$$P(\mathbf{k}) = \langle |\mathbf{V}(\mathbf{k})|^2 \rangle, \quad (2)$$

のように定義される。ここで $\langle \rangle$ はアンサンブル平均を表す。本講演では非圧縮流体の場合の結果について紹介する。非圧縮性流体の場合、速度場はベクトルポテンシャル \mathbf{A} を用いて $\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{A}$ と書ける。ベクトルポテンシャルは

$$\mathbf{A} = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{A}_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}), \quad (3)$$

というようにフーリエ成分 $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$ を用いて表せる。したがって速度場のフーリエ成分は

$$\mathbf{V}(\mathbf{k}) = i\mathbf{k} \times \mathbf{A}_{\mathbf{k}}. \quad (4)$$

のように書ける。そして $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$ を $P(\mathbf{k}) = (2/3)k^2 \langle |\mathbf{A}_{\mathbf{k}}|^2 \rangle$ にしたがうランダムガウシアン変数としてつくる。最後に、 $\mathbf{V}(\mathbf{k})$ を逆フーリエ変換することによって速度場を作成する。

2.3 角運動量の数値的計算

Inutsuka (2001) では分子雲コアの質量関数は Press-Schechter 理論により記述可能であると示された (Press & Schechter 1974)。Press-Schechter 理論では、長さスケールは将来コアを作る領域として定義され、質量スケールはその領域内の質量として定義される。したがって一様なフィラメントの場合、質量スケールは長さスケールにより決まる。この領域内での角運動量保存を仮定することで、この領域内の角運動量をコアの角運動量として採用する。上記の概念にしたがって角運動量を計算する。まずはじめに、フィラメントの長軸方向に沿ったランダムな位置において、任意の長さ L を選ぶ。次に、以下のようにしてその領域内の角運動量を計算する。

$$\mathbf{J}(M) = \rho \int \mathbf{x} \times \mathbf{v} d^3x, \quad (5)$$

ここで ρ は密度、 \mathbf{x} は位置ベクトルである。この手順を $j - M$ relation を得るために 99 個の L の値で繰り返す。その範囲は λ_{min} と λ_{max} の間である。この手法を用いることで、 $j - M$ relation がどのように速度場のパワースペクトルに依存しているのか調べることができる。

3 Results

3.1 観測のコア角運動量を再現するモデル

ここでは、以下のパワースペクトル

$$P(k) = Ak^{-5/3}. \quad (6)$$

にしたがう速度場とコアの角運動量の関係を調べる。このモデルを 1D コルモゴロフパワースペクトルと呼ぶことにする。パワースペクトルの係数は $\sigma_{3D} = c_s$ を満たすように決める。図 1 は 1D コルモゴロフパワースペクトルを用いたときの $j - M$ relation を示している。図 1 より、1D コルモゴロフパワースペクトルにしたがう速度場は、観測されているコアの角運動量を満たすことがわかる。このモデルの妥当性についてはのちの Discussion のセクションを参照されたい。

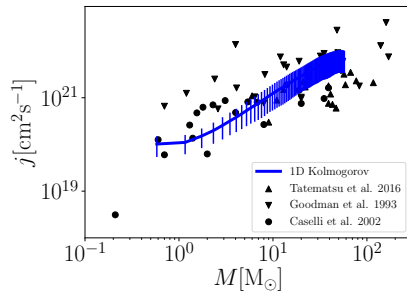


図 1: 縦軸が比角運動量、横軸が質量を表す。黒の上三角が Tatematsu et al. (2016), 下三角が Goodman et al. (1993), 丸が Caselli et al. (2002) の観測結果である。青の実線が 1D コルモゴロフモデルの結果を表す。

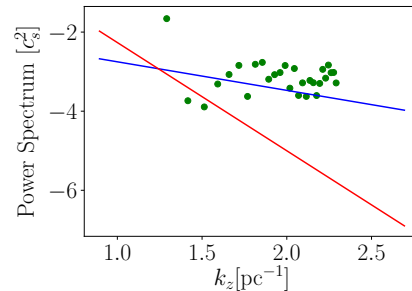


図 2: 観測の速度パワースペクトルとモデルの比較。縦軸がフィラメント軸に沿った視線速度のパワースペクトル、横軸が波数を表す。点が観測の解析の結果で実線がモデルを表している。青線はそれぞれ 1D コルモゴロフモデルの結果を表している。赤線はパワースペクトルが $P(k) = Ak^{-11/3}$ のときの結果である。

3.2 観測されているフィラメント内の速度場との比較

この節ではフィラメント内の速度場の観測のデータを用いて、1D コルモゴロフモデルとの比較を行う。観測データとして Arzoumanian et al. (2018) のデータを用いる。Arzoumanian et al. (2018) は Taurus molecular cloud の領域を野辺山 45m 望遠鏡を用いて $C^{18}O$, ^{13}CO , および $^{12}CO(1-0)$ の輝線で観測した。分解能は $28''$ (Taurus まで距離 140pc を採用すれば 0.019pc に相当)、速度分解能は 0.07kms^{-1} である。フィラメントの線密度は $16M_{\odot}/\text{pc}$ である。フィラメント軸に沿って視線速度のパワースペクトルを計算し、1D コルモゴロフモデルと比較する。上記のようにして観測およびモデルのパワースペクトルを比較しているのが図 2 である。図 2 は 1D コルモゴロフモデルが観測と無矛盾であることを示している。今回解析に用いたフィラメントは一本だけであるため、さらに統計をとる必要があると考えられる。

3.3 フィラメント形成シナリオとの比較

シミュレーションのセットアップは以下の通りである。計算領域は一辺 6pc の立方体であり、メッシュ数は 512^3 である。初期磁場 (強さ $10\mu\text{G}$) の方向を y 方向とし、 z 方向の両側から、 5kms^{-1} の速さでガスを流入させる。初期数密度は 300 個/cc で、初期にのみ乱流速度場を速度分散 $\sigma = 1.0\text{kms}^{-1}$ で与える。 x, y 軸方向に周期境界である。このようなセットアップで形成されるフィラメントについて、その内部の

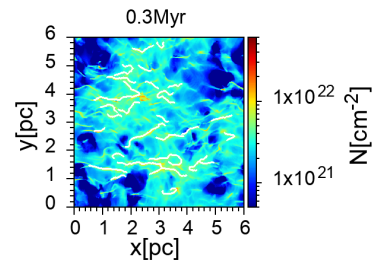


図 3: $x - y$ 面の柱密度マップ。重ねてかかっている線は FilFinder により同定されたフィラメントの軸を表す。

速度ゆらぎの解析を行った。フィラメントの軸の同定には python のパッケージである FilFinder (Koch & Rosolowsky 2015) を用いた。解析に用いる時刻の $x - y$ の柱密度を表したものが図 3 である。同定したフィラメントすべてに対して軸に沿った速度パワースペクトル計算した。計算結果の速度パワースペクトルのべきをヒストグラムにしたものが図 4 である。速度ゆらぎパワースペクトルのべきは -2.0 から -1.5 の範囲に特徴的なピークを持っていることから、シミュレーション結果は 1D コルモゴロフモデルを支持していることがわかる。

4 Discussion

フィラメント形成シミュレーションの結果および観測結果は速度パワースペクトルのべきが $-5/3$ であることを示している。この結果は以下のように理解できる。まず、分子雲中の乱流速度場はコルモゴロ

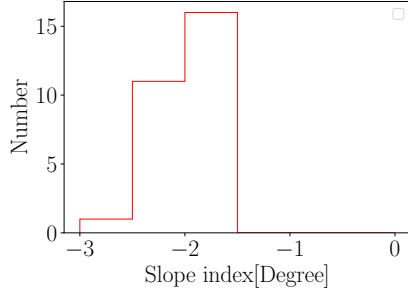


図 4: 速度ゆらぎのパワースペクトルのべきのヒストグラム。

フ乱流 $P(k) \propto k^{-11/3}$ であることが知られている (Armstrong et al. 1995)。内部にコルモゴロフ乱流をもつ分子雲を模擬した立方体を考える。次に、立方体内のある一つの軸上で速度をフーリエ変換することを考える。ここでは軸を z 軸に選ぶ。以下ではこの軸をフィラメントと考える。この仮定はフィラメント内に存在するガスの割合が分子雲中のガスに比べ小さいことから妥当であると考えられる (André et al. 2014; Arzoumanian et al. 2019)。フーリエ変換は

$$\tilde{v}_x = \frac{1}{N} \sum_z v_x \exp(-ik_z z). \quad (7)$$

である。式 (7) 中の v_x を式 (1) を用いて消去すると

$$\tilde{v}_x = \sum_{k'_x} \sum_{k'_y} V_x(k'_x, k'_y, k_z) \exp(ik'_x x + ik'_y y). \quad (8)$$

と計算できる。式 (2) と式 (8) を用いるとパワースペクトルは

$$\begin{aligned} P_{\tilde{v}_x}(k_z) &= \langle |\tilde{v}_x|^2 \rangle \\ &= \sum_{k'_x} \sum_{k'_y} P(k'_x, k'_y, k_z). \end{aligned} \quad (9)$$

となる。 k'_x と k'_y で二度積分しているため、べきは $-5/3$ となる。以上のように、速度ゆらぎのパワースペクトルが $-5/3$ のべきを持つという結果は、フィラメントと分子雲内のガスの割合の観測結果と整合的である。

5 Conclusion

本研究ではまず、フィラメント内に任意のパワースペクトルにしたがう乱流速度場を数値的に作ることで、

速度場とフィラメントから形成されるコアの角運動量の性質を調べた。その結果、速度場モデル $P(k) \propto k^{-5/3}$ を用いた場合、コアの角運動量を再現できた。この結果は、フィラメントからのコア形成理論が、コアの角運動量を説明可能であることを意味している。次に、フィラメント内の速度場の観測データを解析し、視線速度のパワースペクトルを計算した。その結果、上記の $P(k) \propto k^{-5/3}$ のモデルと無矛盾であることがわかった。さらに、近年提唱されている分子雲中でのフィラメント形成シナリオに基づいたシミュレーション結果の解析も行った。その結果、シミュレーション結果のフィラメント内の速度場は、 $P(k) \propto k^{-5/3}$ のモデルと整合的であることがわかった。この結果は近年提唱されているフィラメント形成シナリオがコアの角運動量まで説明可能であることを示している。

Acknowledgement

本研究にあたり、お世話になった名古屋大学理論宇宙物理学研究室の先生方、学生の皆様へ感謝致します。

Reference

- André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 27
 André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
 Armstrong, J. W., Rickett, B. J., & Spangler, S. R. 1995, *ApJ*, 443, 209
 Arzoumanian, D., Shimajiri, Y., Inutsuka, S.-i., Inoue, T., & Tachihara, K. 2018, *PASJ*, 70, 96
 Arzoumanian, D., André, P., Didelon, P., et al. 2011, *A&A*, 529, L6
 Arzoumanian, D., André, P., Könyves, V., et al. 2019, *A&A*, 621, A42
 Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2002, *ApJ*, 572, 238
 Dubinski, J., Narayan, R., & Phillips, T. G. 1995, *ApJ*, 448, 226
 Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
 Inutsuka, S.-i. 2001, *ApJ*, 559, L149
 Inutsuka, S.-i., & Miyama, S. M. 1997, *ApJ*, 480, 681
 Koch, E. W., & Rosolowsky, E. W. 2015, *MNRAS*, 452, 3435
 Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, *A&A*, 584, A91
 Machida, M. N., Tomisaka, K., Matsumoto, T., & Inutsuka, S.-i. 2008, *ApJ*, 677, 327
 Press, W. H., & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
 Tatematsu, K., Ohashi, S., Sanhueza, P., et al. 2016, *PASJ*, 68, 24

c2

初代星形成における輻射フィードバック
京都大学大学院理学研究科
吉岡 佑太

初代星形成における輻射フィードバック

吉岡 佑太 (京都大学大学院理学研究科)

Abstract

宇宙初期に重元素を含まない始原ガスから形成された星は初代星と呼ばれており、初代星の質量決定は宇宙の再電離、最初の重元素生成などを理解する上で非常に重要である。しかし初代星の形成環境は現在の星形成の環境とは大きく異なっている。例えば現在の星形成では重元素の輝線放射やダストの赤外線放射による冷却が重要であるが、初代星形成では重元素が存在せず H_2 や HD の輝線放射のみしか冷却過程がない。他には CMB 以外の外部からの輻射がないこと、初代星形成初期では磁場が弱く無視できることなども現在の星形成と大きく異なっている。初代星の質量降着を止め質量を決定するのは輻射によるフィードバックであると考えられる。今回は回転を考えた時の輻射フィードバックを解析的に考察し、降着終了時における質量を計算した Tan & McKee(2008) のレビューを行う。論文の中では (1) H_2 の光分解、(2) 電離領域の境界での $Ly\ \alpha$ 輻射圧、(3) 電離領域の膨張、(4) 円盤の陰からの降着、(5) 円盤の光蒸発について考察されている。最終的に降着を完全に止めるのは (4) の光蒸発であり、最終質量は $140M_\odot$ 程度であると結論される。今回は (3) 電離領域の膨張と (4) 円盤の陰からの降着について主にレビューする。

1 イントロダクション

初代星は $\sim 1000M_\odot$ 程度のダークマターミニハローの中で形成されると考えられているが、フィードバックが働くためその全てのガスが降着することはない。現代の星形成においては磁気駆動によるアウトフローや原始星からの恒星風といった力学的なフィードバックが重要であるが、初代星形成においては磁場や角運動量は小さいと考えられており、力学的なフィードバックはあまり重要でなく、輻射フィードバックが重要な役割をしていると考えられている。輻射フィードバックとは中心星からの輻射によるフィードバックのことであり、例えば中心星から放出された光子がガスに運動量を渡すことで外向きの力が加わる輻射圧などがある。Tan & McKee(2008) によると輻射フィードバックとして重要なのは電離領域の膨張による降着の障害と光蒸発による円盤ガスの流出であると結論される。

2 電離領域の膨張

電離領域とは 13.6eV 以上のエネルギーを持った電離光子が中性ガスを電離することで形成される領域

のことである。電離領域は加熱されることにより温度が $\sim 10^4\text{K}$ 程度まで上昇する。すると中性領域との熱圧力の差によりどんどん電離領域が外に膨張していく。これをもう少し定量的に説明する。角運動量を持ちながら落下するガスの密度分布は Ulrich(1976) の弾道近似を用いて以下のように表す。

$$\rho = \frac{m_{*d}\psi(r, \theta)}{4\pi r^{3/2}(2Gm)^{1/2}} \quad (1)$$

ここで m_{*d} は中心星と円盤を合わせた質量、 $\psi(r, \theta)$ は球対称からのずれを表している。 $r \lesssim 0.5r_d$ では近似的に以下のようにかける。

$$\psi \simeq \left(\frac{2}{1 + \cos\theta} \right)^{1/2} \frac{r}{2r_d} \quad (2)$$

密度は角度依存性を持つので電離領域の大きさも角度依存性を持つ。そこで各立体角毎に電離平衡が成り立っているとすると

$$\frac{dS}{d\Omega} = \frac{S}{4\pi} = \int_{r_*}^{r_{\text{III}}} r^2 \alpha n_e n_p dr \quad (3)$$

とかける。 S は中心星からの単位あたりの光子の放出率、 α は再結合率、 n_e と n_p はそれぞれ電子と陽子の密度である。この式に弾道近似で与えられる密

度 (1) 式を代入すると

$$S = \frac{\alpha \dot{m}_{*d}^2}{8\pi\mu_H^2 Gm} \int_{r_*}^{r_{\text{HII}}} \frac{\psi^2(r, \theta)}{r} dr \equiv S_{cr} I \quad (4)$$

$$S_{cr} = \frac{\alpha \dot{m}_{*d}^2}{8\pi\mu_H^2 Gm}, \quad I = \int_{r_*}^{r_{\text{HII}}} \frac{\psi^2(r, \theta)}{r} dr \quad (5)$$

である。ここで $S = 7.9 \times 10^{41} \phi_s m_{*,2}^{1.5}$ とかけることを用いて (4) 式の積分を実行すると

$$\frac{r_{\text{HII}}}{r_d} = 0.37(1 + \cos\theta)^{1/2} \phi^{1/2} m_{*,d,2}^{47/28} \quad (6)$$

となる。 $m_{*,d,2}$ は $10^2 M_\odot$ で規格化した星と円盤の質量である。注意すべきは (2) 式は $r \lesssim 0.5r_d$ で成り立つ近似式であったため (6) 式が有効なのは $100M_\odot$ 程度までである。(6) 式をみると電離領域は $\sim r_d$ 程度まで膨張できるということが分かる。

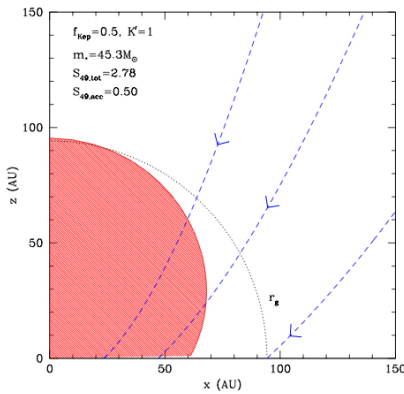


図 1: $50M_\odot$ の電離領域の様子。塗りつぶされた領域が電離領域。

電離領域の膨張によりどのようにして降着率が下がるかを見るため電離領域と中性領域の境界にできる電離面について考える。以下では中性領域での物理量には添字の n を、電離領域での物理量には添字の i をつける。電離面は不連続面となっているので jump condition を解いてやると、2つのタイプの不連続面が存在することが分かる。1つは R-type と呼ばれており $v_n \gg 2c_i$ のときに実現する不連続面であり、この場合 $v_i \sim v_n$ となり不連続面に入ってくるガスはほとんど減速されずに電離領域に入っていく。したがって R-type では電離領域を通して降着を続けるこ

とが可能である。中性ガスの落ち込む速度は自由落下速度程度 $v_n \sim v_{\text{ff}}$ と考えられるので、電離領域が小さい段階では半径が小さいので自由落下速度はかなり大きく $v_n \sim v_{\text{ff}} \gg c_i$ であり R-type であると考えられる。一方 D-type は $v_n \ll c_n^2/2c_i$ の時に実現する不連続面であり、 $v_i \ll v_n$ となり、落ち込んできた中性ガスは大きく減速されるので電離領域を通した降着は不可能になる。したがって R-type から D-type へと変化するところでその角度からの降着は止まると考える。 $v_n \sim 2c_i$ で R-type から D-type へと変化するのを、これを満たす半径はボンディ半径 r_g 程度である。ボンディ半径とは中心星がガスを重力的に束縛できる半径であり、以下のように与えられる。

$$r_g = \frac{G\phi_{\text{edd}}m_{*d}}{c_i^2} \quad (7)$$

ここで ϕ_{edd} は電子散乱による実効的重力の減少を表すパラメータであり、 $\phi_{\text{edd}} = 1 - L/L_{\text{edd}}$ である。したがって $r_{\text{HII}} \sim r_g$ となるとその方向からの降着は完全に止まるとする。数値計算によると $\sim 50M_\odot$ になると極付近からボンディ半径を超え始め、質量降着率が大きく減少していく。

3 円盤の陰からの降着

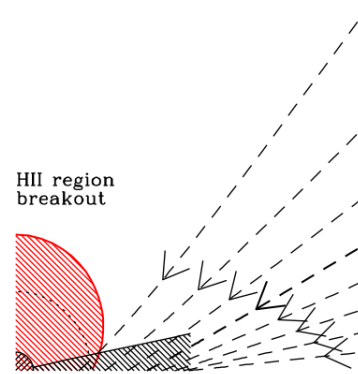


図 2: 円盤の陰からの降着の様子。

前節で電離領域の膨張によるフィードバックで質量降着率を大きく下げていることを示した。しか

しながら電離領域の膨張により完全に中心星への降着が止まるわけではなく、円盤の陰になっている部分では中心星からの輻射は届かないので降着を続けることができる。ではどれだけ円盤によって陰ができるかということ調べるためには円盤の鉛直方向の構造を解く必要がある。円盤表面から放出されるエネルギーは

$$F_0 = \frac{\dot{m}_*}{4\pi\varpi} \frac{\partial}{\partial\varpi} \left(\frac{5}{3}\epsilon_{th} + \epsilon_I \right) + \frac{3Gm_*\dot{m}_*f}{8\pi\varpi^3} \quad (8)$$

ただし ϵ_{th} は熱エネルギー、 ϵ_I は電離エネルギーを表す。また $f = 1 - \left(\frac{\varpi_0}{\varpi}\right)^{1/2}$ は星表面では角運動量輸送は起こらないという境界条件から出てくる。第一項は降着によるエネルギーの移流を表しており、第二項は散逸によるエネルギー発生率を表している。鉛直方向の構造を知るためには z_s を円盤の表面として、以下の3つの方程式を $z = 0$ で $F = 0$ 、 $z = z_s$ で $F = F_0$ という境界条件の下で解けば良い。

輻射拡散方程式

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{3\kappa_R\rho F}{16aT^3} \quad (9)$$

エネルギー保存式

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -\phi_I\sigma_{\varpi\phi}\varpi \frac{\partial\Omega}{\partial\varpi} = -\frac{9}{4}\phi_I\alpha\Omega P \quad (10)$$

静水圧平衡

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\rho Gm_*z}{\varpi^3}, \quad P = \frac{\rho k_B T}{\mu} + \frac{4\sigma T^4}{3c} \quad (11)$$

ただし κ_R はロスランド平均不透明度、 $\sigma_{\varpi\phi}$ は粘性応力テンソルの $\varpi\phi$ 成分、 a は放射定数、 σ はステファンボルツマン定数である。またアルファ粘性モデルを用いた。数値計算の結果によるとアスペクト比 $z_s/r \sim 0.33$ となり概ね一定となる。したがって全立体角のうちどれくらいが円盤によって隠されるか、つまり陰になるかを計算すると全立体角の31%が陰となりまだ降着可能であることがわかった。

4 光蒸発

最終的に原始星への降着を完全に止めるのは光蒸発である。光蒸発とは電離領域が膨張することで円盤表面が加熱され、ボンディ半径以遠のガスは流出

し質量損失が起こる。この光蒸発による質量損失と円盤の陰からの質量降着率が同程度になったところで中心星への降着が完全に止まると考え、そのときの質量を最終質量とする。Hollenbach et al.(1994) によると光蒸発による質量損失率は

$$\begin{aligned} \dot{m}_{evap} &= 2\mu_H v \int_{r_g}^{\infty} 2\pi n_0(r) r dr \\ &= 2.3 \times 10^{-4} \phi_s^{1/2} m_{*,2}^{5/4} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \end{aligned} \quad (12)$$

ただし n_0 は電離ガスの密度である。これに基づいて $\dot{m}_{evap} = \dot{m}_{*d}$ となるときの星の質量を計算すると最終質量は $140M_{\odot}$ となる。

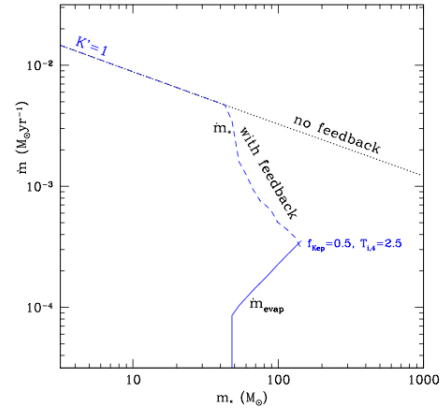


図 3: 質量降着率と光蒸発による質量損失率。

5 まとめ

Reference

- [1] Tan, J. C., and McKee, C. F. 2004, ApJ, 603, 383-400
- [2] Tan, J. C., and McKee, C. F. 2008, ApJ, 681, 771-797
- [3] Hollenbach, D., et al. 1994, ApJ, 428, 654
- [4] Omukai, K., and Inutsuka, S. 2002, MNRAS, 332, 59
- [5] Ulrich, R. K. 1976, ApJ, 210, 377

c3

連星形成におけるアウトフローの駆動
メカニズム

九州大学大学院 地球惑星科学専攻
佐藤 亜紗子

連星形成におけるアウトフローの駆動メカニズム

佐藤 亜紗子 (九州大学大学院 地球惑星科学専攻)

Abstract

星形成過程における重要な問題の一つに角運動量問題がある。分子雲コアが原始星へと進化する過程で、分子雲コアの角運動量が原始星の角運動量に比べて5桁以上大きいという問題である。角運動量は保存量であるため、どのようにこれだけの角運動量が輸送されるのかを理解するのは星形成過程において重要である。そしてこの角運動量問題は、単星形成過程と同じく連星形成過程においても重要な問題である。この角運動量輸送を担う機構の一つとして outflow と jet があげられるが、これらがどのようにどこから駆動するのか、というのもまた問題となっている。Kuruwita et al. 2017 は、sink を用いた3次元理想磁気流体力学計算を行うことで、連星形成過程での outflow と jet の駆動メカニズムを調べた。彼らは、単星・近接連星(連星間距離 ~ 2.5 AU)・遠隔連星(連星間距離 ~ 45 AU)の3つの系における outflow と jet の時間進化を、原始星形成後 ~ 3000 年まで調べた。本稿は、彼らのレビューと共に outflow の駆動に対する sink 粒子の影響を議論する。また筆者は、Machida & Basu 2019 のシミュレーション結果を用いて、単星系から駆動した outflow と jet の解析を現在行っている。この解析結果はポスターで紹介する。

1 Introduction

1.1 outflow と jet の駆動問題

星形成過程には、未解決の問題が多く存在する。その一つに角運動量問題がある。分子雲コアが原始星へと進化する過程(図1)で、分子雲コアの角運動量が原始星の角運動量に比べて5桁以上大きいという問題である。この角運動量問題は、単星形成過程と同様に連星形成過程においても重要な問題である。

角運動量は保存量であるため、角運動量を輸送する機構があるはずであり、その一つとして outflow と jet があげられる。しかし、この outflow と jet の駆動メカニズムもまた星形成過程の問題の一つである。というのも、outflow と jet がどこからどのように駆動するのか、そして outflow と jet をどのように区別するのはいまだに議論されている。

1.2 outflow と jet の駆動メカニズム

先行研究では、単星形成過程における outflow と jet の駆動メカニズムについて以下のように考えられている。outflow は、ガス収縮期(原始星コア形成前の時期)における第一コア、またはガス降着期(原始

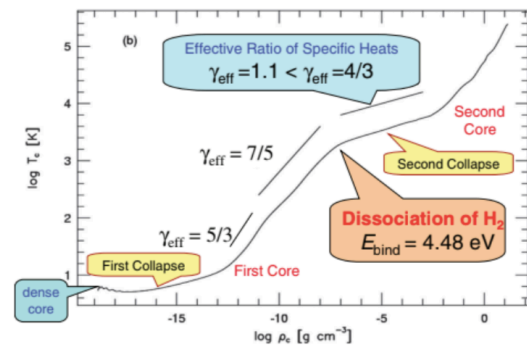


図1: ガスの熱進化の模式図。credit: Inutsuka 2012

星コア形成後の時期)における原始惑星系円盤外縁から、磁気遠心力(Blandford & Payne 1982)によって駆動されるガス流だと考えられている。一方 jet は、ガス降着期における原始星周辺または原始惑星系円盤内縁から、磁気圧勾配力(Uchida & Shibata 1985)によって駆動され、outflow よりも高速度のガス流だと考えられている(図2)。(町田正博, 2012, 天文月報)

観測されている星形成領域では、多くの連星(多重星)系が見つかっている。したがって、連星は星形成過程を調べる上で重要であり、連星形成過程で駆動

された outflow と jet を調べることもまた重要であると分かる。そこで、Kuruwita et al. 2017 は連星形成過程での outflow と jet の駆動メカニズムを調べた。

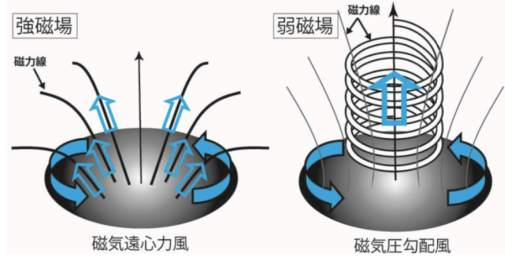


図 2: jet と outflow の駆動メカニズム。credit: 町田正博, 2012, 天文月報

2 Methods

この章では、Kuruwita et al. 2017 の手法を紹介する。彼らは、adaptive mesh refinement 法 (AMR 法) の磁気流体力学 (MHD) 計算コードである FLASH を用いて、3次元理想 MHD 計算を行った。

2.1 Sink 粒子

sink 粒子とは、自己重力をもち、その周りのセルとの間に質量・運動量・角運動量の保存が成り立つような粒子である。

Kuruwita et al. 2017 のシミュレーションでは、sink 粒子が使われた。sink 粒子の形成条件は、計算領域内のセルの質量密度が、臨界値 ρ_{sink} を超えたときである。ただし、 ρ_{sink} はジーンズ長 ($\lambda_J = 2r_{\text{sink}}$) から得られた値であり、 r_{sink} は sink 粒子の半径である。sink 粒子 (原始星コア) 形成後は、sink 周りのセルが ρ_{sink} を超えると超過分が sink 粒子に降着する。これらの設定は Federrath et al. 2010 に詳しく書かれている。

2.2 Simulation Setup

FLASH では、高密度な領域を高解像度で計算できるように設定されている。計算領域は、一辺が ~

8000 AU の立方体で設定された。解像度は grid cell の一辺が $\sim 1.95 - 125 \text{ AU}$ ($r_{\text{sink}} \gtrsim 4.8 \text{ AU}$) であり、最高解像度は最低解像度の約 64 倍である。

初期条件として、質量が $1M_{\odot}$ で半径が $\sim 3300 \text{ AU}$ の球対称な分子雲コアを置いた。その他の初期パラメータは表 1 にまとめた。

表 1: 初期設定パラメータ

初期パラメータ	値
角運動量 (z 軸まわりの剛体回転)	$1.85 \times 10^{51} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$
角速度と自由落下時間の積 ($\Omega \times t_{\text{ff}}$)	0.2
磁場 (z 成分のみ)	$100 \mu\text{G}$
mass-to-flux ratio (M/ϕ)/(M/ϕ) _{cri}	5.2
質量密度 ρ	$\rho_0[1 + \alpha_P \cos(2\varphi)]$

ただし $(M/\phi)_{\text{cri}} = 487 \text{ g cm}^{-2}$ とした (Mouschovias & Spitzer 1976)。また、初期質量密度 ρ については、揺らぎを与えることで単星・近接連星・遠隔連星の 3 つの系をつくった。

ここで、 $\rho_0 = 3.82 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ 、 φ は z 軸まわりの方位角、 α_P は揺らぎの振幅である。各系に対して異なる α_P 値を表 2 のとおりに与えた。

表 2: 表 1 での α_P 値と計算の最終軌道の近日点と遠日点から求めた連星間距離 a[AU]

系	α_P	a[AU]
単星	0.0	-
近接連星	0.25	~ 2.5
遠隔連星	0.50	~ 45

以上の設定で計算を行い、sink 粒子 (原始星コア) 形成後 ~ 3000 年までの時間進化を追った。便宜上、これ以降は原始星コアが形成された時刻を $t_{\text{ps}} = 0 \text{ yr}$ とする。

3 Results

この章では、Kuruwita et al. 2017 の結果の中でも各系からの outflow の morphology についてを紹介する。

図 3 は、 $t_{\text{ps}} = 1500 \text{ yr}$ での質量密度分布の断面図 (xz-平面) である。左図が単星系、中央図が近接連星系、右図が遠隔連星系である。各図の中心付近にある水色の十字記号は、sink 粒子である。白い矢印は速度

ベクトルを、矢印の長さは速さを表す。この図から、単星系 (左図) と近接連星系 (中央図) からは、1 組の outflow (jet を含む) が赤道面に垂直な方向に出たが、一方で遠隔連星系 (右図) からは、2 組の outflow (jet) が赤道面に垂直ではない方向に出たのが分かる。

4 Discussion

本章の 4.1 節では Kuruwita et al. 2017 の Discussion をレビューし、4.2 節では他の先行研究での結論を基に議論する。

4.1 Launching Mechanisms

本節では、3 章で見られた outflow (jet) の駆動メカニズムを議論する。

図 3 では、単星系での outflow より低速度であることから、以下のような理由で近接連星系での outflow の駆動領域は周連星円盤だと期待される。単星系では高速度成分の jet は原始惑星系円盤の内縁から駆動され (第 1 章 1.2 節)、さらに連星間距離が 40 AU 未満である連星には、星周円盤 (主星と伴星それぞれの周りがある円盤) がない傾向がある (Duchene 2010)。よって、連星間距離 ~ 2.5 AU の近接連星系では、星周円盤ではなく周連星円盤 (主星と伴星を取り囲むような円盤) から outflow が駆動されたと考えられる。そのため中心星付近から駆動されるはずの高速度成分は、単星系より少ないと考えられる。したがって、図 3 で見られる近接連星系の outflow は、単星系の outflow よりも低速度であると考えられる。

図 4 は $t_{ps} = 2000$ yr で、赤道面に垂直な面から見た単星系 (左図)・近接連星系 (中央図)・遠隔連星系 (右図) の質量密度分布である。単星系と近接連星系では磁力線が巻き上がっていることから、これら 2 つの系では磁気遠心力によって outflow (jet) が駆動されたと考えられる。一方遠隔連星系では、磁力線が巻かれていないので、この系で見られた 2 組の outflow (jet) は磁気遠心力ではなく磁気圧勾配力によって駆動されたと考えられる。

4.2 Sink 粒子の扱い

Kuruwita et al. 2017 では sink 粒子を用いたが、sink 粒子を用いると outflow の駆動を正しく計算できないと Machida & Hosokawa 2013 で示唆された。なぜなら、outflow の駆動メカニズムを調べるためには、中心星周りの駆動領域 (第 1 章 1.2 節) を計算する必要があり、sink 粒子を用いた数値計算では、解像できない sink 半径内にその駆動領域が存在するためである。したがって Kuruwita et al. 2017 のシミュレーションは、少なくとも単星系において正しく outflow の駆動を計算できたとは言えない。

ここで、Machida & Hosokawa 2013 では単星形成過程のみを調べたために、連星系での outflow の駆動に対する sink 粒子の影響は調べられていない。しかし、Kuruwita et al. 2017 の近接連星の結果は、連星間距離が ~ 2.5 AU だったのに対して sink 粒子の半径は最小で ~ 4.8 AU だった。つまり、連星とみなした 2 つの sink 粒子は重なったということになる。このため近接連星系 (図 3) で見られた outflow は 1 組であるように見えた可能性がある。よって sink 粒子の半径をより小さくする (解像度を上げる) または sink 粒子を用いないことで、より正確な outflow の駆動を調べることができると予想できる。

5 Conclusion

本稿では、Kuruwita et al. 2017 のレビューを行った。そして sink 粒子を用いた場合に懸念される問題について議論した。現在筆者が行っている単星形成過程での outflow の解析 (Machida & Basu 2019 のシミュレーション結果を使用。sink は用いてない) は、ポスターで詳しく紹介する。今後は、将来的に観測で得られた outflow の物理量から中心星の年代決定などができるようなパラメータを探したい。そして sink を用いずに 3 次元非理想 MHD 計算を行い、連星形成過程における outflow の駆動メカニズムそして連星系での outflow の駆動に対する sink 粒子の影響を調べたい。

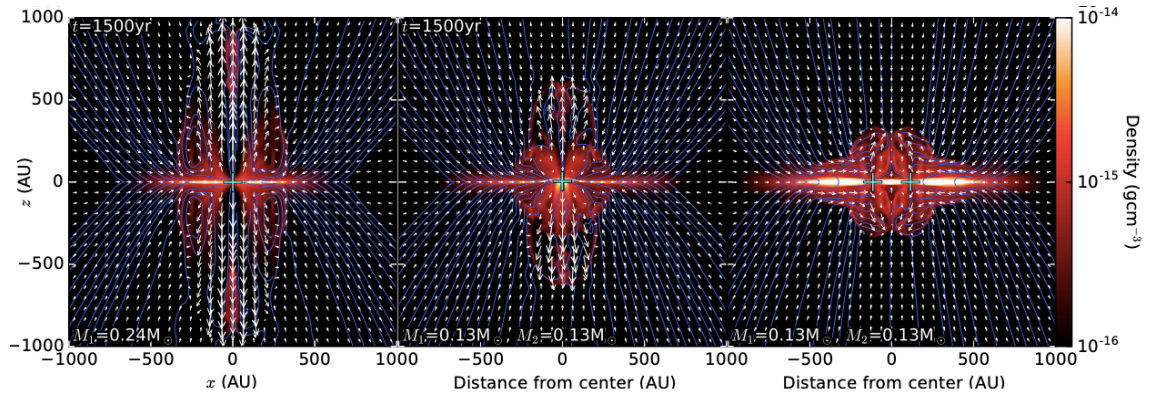


図 3: $t_{\text{ps}} = 1500 \text{ yr}$ で、赤道面に平行な面から見た単星系 (左図)・近接連星系 (中央図)・遠隔連星系 (右図)。カラーバーは質量密度 [g cm^{-3}]。青い線は磁力線。水色の十字記号は sink 中心の位置。矢印は速度ベクトルで、矢印の長さは速さを表す。各図の下には、各星の質量が書かれている。空間スケールは、全ての図で、 $2000 \times 2000 \text{ AU}$ 。credit: Kuruwita et al. 2017

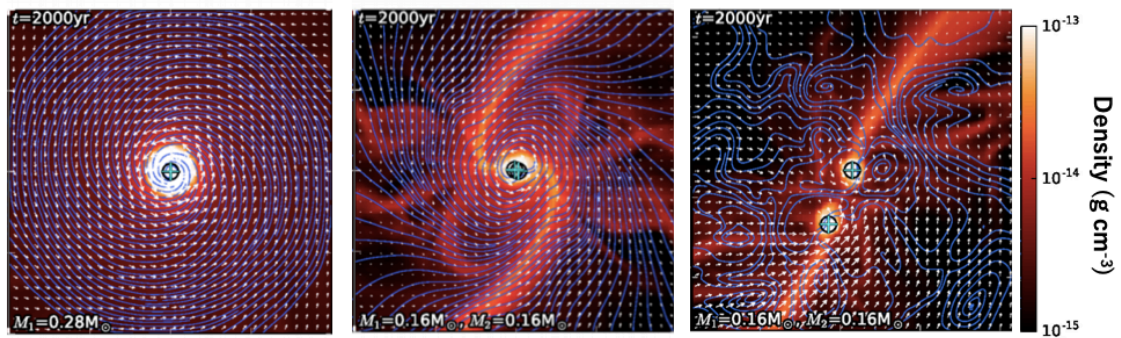


図 4: $t_{\text{ps}} = 2000 \text{ yr}$ で、赤道面に垂直な面から見た単星系 (左図)・近接連星系 (中央図)・遠隔連星系 (右図)。カラーバーは質量密度 [g cm^{-3}]。青い線、水色の十字記号、その周りの黒い円の半径、矢印は図 3 と同様。各図の下には、各星の質量が書かれている。空間スケールは、左図と中央図は $200 \times 200 \text{ AU}$ 、右図は $\sim 250 \times 250 \text{ AU}$ 。credit: Kuruwita et al. 2017

6 References

- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883
- Duchêne G., 2010, ApJ, 709, L114
- Federrath C., Banerjee R., Clark P. C., Klessen R. S., 2010, ApJ, 713, 269
- Inutsuka 2012, Progress of Theoretical and Experimental Physics, Volume 2012, Issue 1, id.01A307
- Kuruwita Rajika L., Federrath C., Ireland M., 2017, MNRAS, 470, 1626K
- Machida, M. N., Inutsuka, S., & Matsumoto, T. 2008, ApJ, 676, 1088
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-I., & Matsumoto, T. 2014, MNRAS, 438, 2278
- Machida, M. N., & Basu, Shantanu 2019, ApJ, 876, 149M
- Machida, M. N., & Hosokawa, T. 2013, MNRAS, 431, 1719
- Mouschovias T. C., Spitzer Jr. L., 1976, The Astrophysical Journal, 210, 326
- Uchida, Y., & Shibata, K. 1985, PASJ, 37, 515
- 町田正博, 2012, 天文月報 105, 4

c4

星団形成期における星周円盤の破壊
東京大学大学院 理学系研究科 天文学
専攻
長谷川 大空

星団形成期における星周円盤の破壊

長谷川 大空 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

Abstract

系外惑星の最初の観測から現在まで 3500 以上の系外惑星が発見されてきている。一方、多くの星の集団的形成・進化の現場である、星団の中で発見されているものは 20 個程度と非常に少ない。星団内での惑星の発見数の少なさを主な原因として以下の 2 つの可能性が考えられている。1 つ目は、星団では星が密に存在するために、恒星同士の近接遭遇 (以下、恒星遭遇) の際の重力散乱により惑星が主星から放出され、浮遊惑星になってしまい、惑星の発見が困難になっていることが挙げられる。2 つ目は、惑星の材料たる星周円盤が周囲の大質量星による光蒸発や恒星遭遇時の潮汐効果によって破壊され、惑星形成が阻害されている、という可能性である。前者について、Pacucci et al. (2013) により、散開星団内の惑星系からどの程度惑星の放出が期待されるのか N 体シミュレーションによって調べられているが、140 pc と比較的近傍の距離にあるプレアデス星団でも、惑星系全体の 26 % 程度しか惑星の放出は期待できず、この効果だけでは星団内での発見数の少なさを説明するには不十分である。後者について、近年の観測の分解能の向上によって、近傍の星団において星周円盤の詳細な観測が可能になり、両効果について詳細に調べられるようになってきたが、両効果がどれほど星周円盤の破壊に寄与するのかについては議論の余地がある。本研究では Fujii & Portegies Zwart(2015) による、乱流を持つ分子雲からの SPH シミュレーションの結果得られた星分布を初期条件に用い、光蒸発及び恒星遭遇時の潮汐効果による星周円盤の破壊の効果について調べた。その結果、星団では多くの円盤が光蒸発によって破壊され、特に星団中心では光蒸発が支配的であり、恒星遭遇はほとんど寄与しないことがわかった。

1 Introduction

系外惑星の最初の観測から現在まで 3500 以上の系外惑星が発見されてきている。星団は多くの星の集団的形成・進化の現場であるにもかかわらず、星団の中で発見されているものは 20 個程度と非常に少ない。

星団内での惑星の発見数の少なさを主な原因として以下の 2 つの可能性が考えられている。1 つ目は、星団では星が密に存在するために、恒星同士の近接遭遇 (以下、恒星遭遇) の際の重力散乱により惑星が主星から放出され、浮遊惑星になってしまい、惑星の発見が困難になっていることが挙げられる。2 つ目は、惑星の材料たる星周円盤が周囲の大質量星による遠紫外域の輻射 (以下、光蒸発) や恒星遭遇時の潮汐効果によって破壊され、惑星形成が阻害されている、という可能性である。

前者について、Pacucci et al. (2013) により、散開星団内の惑星系からどの程度惑星の放出が期待さ

れるのか N 体シミュレーションによって調べられているが、140 pc と比較的近傍の距離にあるプレアデス星団でも、惑星系全体の 26 % 程度しか惑星の放出は期待できないことがわかった。プレアデス星団については、Yamamoto et al. (2013) などで惑星の探査が行われたが、惑星は発見されておらず、この効果だけでは星団内での惑星発見数の少なさを説明するには不十分である。後者について、近年の観測の分解能の向上によって、近傍の星団において星周円盤の詳細な観測が可能になり、両効果について詳細に調べられるようになってきている。しかし、両効果がどれほど星周円盤の破壊に寄与するのかについて、観測的・理論的な議論が分かれており、未だ議論の余地がある。

本研究の目的は、実際の星団に近い初期条件を用いた N 体シミュレーションを行うことにより、恒星同士の近接遭遇及び光蒸発の円盤破壊への寄与を明らかにすることである。

2 Methods

2.1 概要

本研究では、実際の星団に近いものを初期条件に用いシミュレーションを行う。まず、恒星遭遇による星周円盤破壊の効果のみを考慮した N 体シミュレーションを 2.5 Myr の間実行し、巨大分子雲から誕生した星団内での恒星遭遇による円盤破壊の効果の強さを調べた。シミュレーション終了後、各時刻のスナップショットから、各星が、周囲の OB 型星から受ける FUV flux の強さを見積もり、光蒸発の影響を調べた。

2.2 初期条件

本研究では、実際の星団に近い初期条件として Fujii & Portegies Zwart(2015) の、乱流を持つ巨大分子雲から進化してできた散開星団を用いた。これについて、簡単に述べる。

彼女らは、乱流を持った等温一様球から SPH シミュレーションを実行し、その進化を調べた。実際の星団では大質量星からの放射などによって、形成後数 Myr の間に星団からガスは抜けてしまう。そこで彼女らは one free fall time (0.83–2.5 Myr) ほどで計算を止め、密度に依存した SFE を用い、一部のガスを星に置き換えることで乱流を持つ巨大分子雲から形成された星団モデルを作成している。

こうして得られた初期条件を本研究の初期条件に用いている。その星分布を図 1 に示す。どちらも領域全体は supervirial であり、時間が経つにつれ全体として膨張していく。しかし、局所的には重力的に束縛された領域が存在し、それらは時間が経つとクラumpを形成し、合体成長していく。

2.3 モデル

本研究では恒星遭遇による円盤の切り取りは、二星の距離が最近接となる時に起きると仮定した。二星の遭遇の際の星周円盤のサイズ変化を test particle

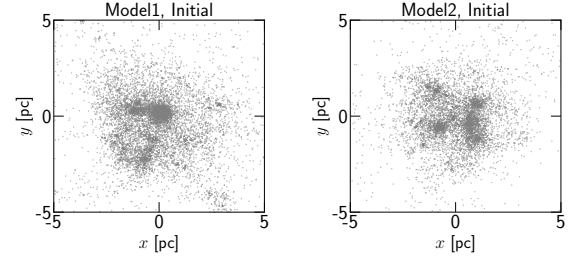


図 1: 初期星分布

を用い N 体計算により調べた、Breslau et al. (2014) のモデルに従い、質量 m_1 の恒星の円盤は、質量 m_2 の星との近接遭遇の際、下式に示す半径 $r_{1,disk}$ まで切り取られるとした。

$$r_{1,disk} = 0.28 q (m_1/m_2)^{0.32} \quad (1)$$

ここで q は二星の最近接距離である。観測の分解能などを考慮し、本研究ではシミュレーション終了時に円盤のサイズが 10 au 未満になっていた場合、円盤は破壊されてしまうとした。

光蒸発については、周囲から FUV 放射を受けている質量 $1 M_{\odot}$ の恒星について、星周円盤の蒸発タイムスケールを計算した Anderson et al. (2013) に基づき、OB 型星から受ける flux が、時間平均で 30000 G_0 未満であれば円盤が破壊されないとした。ここで $1 G_0$ は ISM での FUV flux の典型値であり、 $1 G_0 = 1.6 \times 10^{-3} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ である。

3 Results

シミュレーションの結果、高密度領域が複数形成されていくところが見られた。そのような、領域全体での平均密度より充分密度の大きい領域 (以下、クラump) について、星周円盤破壊がどれほど起こっているのか調べた。図 2 に、解析したクラumpのスナップショットを示す。灰点は星周円盤が残った星、緑点は光蒸発によって星周円盤がなくなってしまう星、青色・赤色の点は大質量星の位置を表している。

図 3 に、恒星遭遇による星周円盤破壊だけを考えた場合、光蒸発による星周円盤破壊だけを考えた場合影響を考慮した場合、両効果を考慮した場合での、

星周円盤を持つ恒星の割合を示す。赤線が恒星遭遇のみを考慮した場合、青線が光蒸発のみの場合、黒線が両効果を考えた場合である。この図より、恒星遭遇が星周円盤の破壊にほとんど寄与しないことがわかった。一方、光蒸発について、クラumpによって寄与が大きく異なることがわかった。寄与の違いは、各クラump内に存在する O 型星の数・質量の違いによって生じていると考えられる。

4 Conclusion

Fujii & Portegies Zwart(2015) の、乱流を持つ分子雲から進化してできた星団を初期条件に用い N 体シミュレーションを実行し、巨大分子雲から誕生した星団内での構成遭遇・光蒸発による星周円盤の破壊への影響を調べた。その結果、恒星遭遇による円盤破壊の影響はほとんどなく、光蒸発の寄与が支配的であることがわかった。

Reference

- Anderson et al., 2013, ApJ, 774, 9
 Breslau et al., 2014, A&A, 565, A130
 Fujii & Portegies Zwart, 2015, MNRAS, 449, 726
 Guarcello et al., 2016, arXiv:1605.01773
 Pacucci et al., 2013, ApJL, 778, L42
 Richert et al., 2015, ApJ, 811, 10
 Yamamoto et al., 2013, PASJ, 65, 90

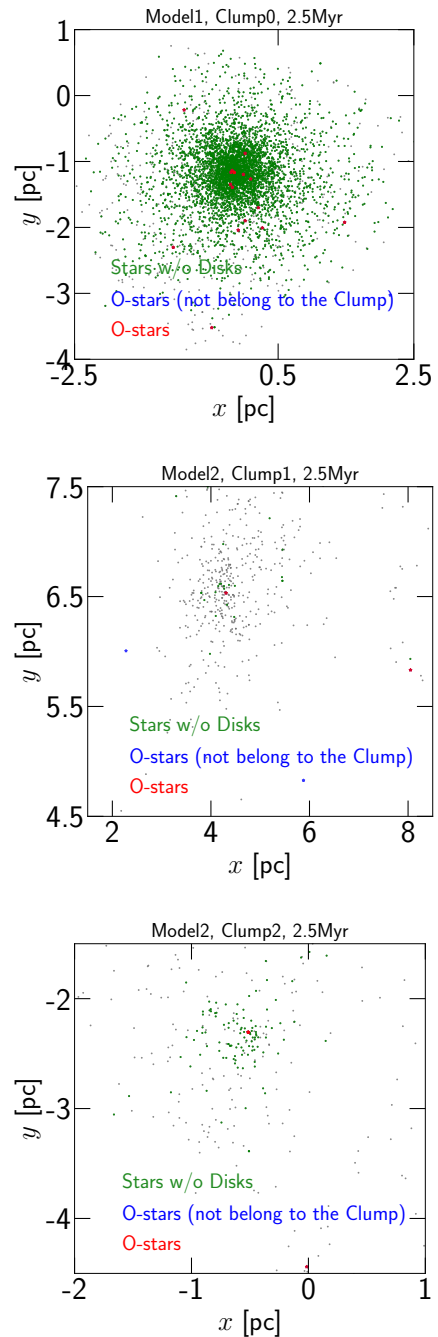


図 2: クラumpのスナップショット

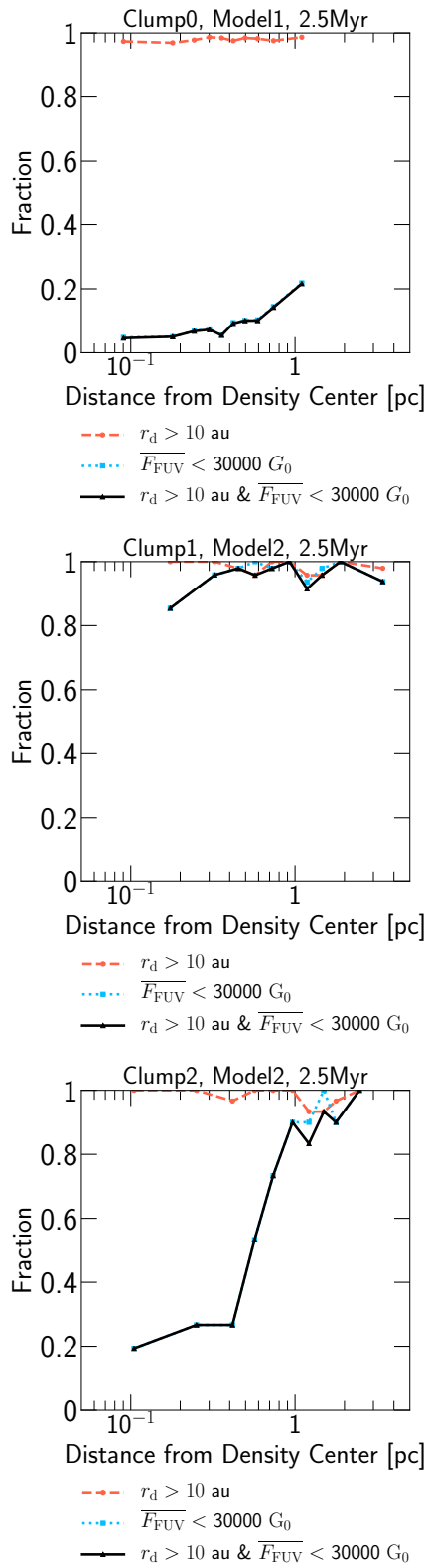


図 3: 星周円盤を持つ星の割合

c5

原始惑星系円盤における円盤風の駆動

九州大学大学院 理学府

川崎 良寛

原始惑星系円盤における円盤風の駆動

川崎 良寛 (九州大学大学院 理学府)

Abstract

原始惑星系円盤（以降、円盤）の角運動量分布の時間進化は、惑星の形成過程や軌道進化などに影響を与えてくるので重要である。円盤は回転で支えられているので、内側への質量降着を実現するには、外側への角運動量輸送を必要とする。しかし、未だ角運動量の輸送機構の詳細は明らかにされていない。

角運動量の輸送機構の有力な説として、Balbus & Hawley 1991 では、磁場によって引き起される磁気回転不安定性が提唱された。この不安定性によって、弱磁場に貫かれた差動回転円盤の内部において乱流が引き起こされる。その乱流による実効的粘性が生じ円盤外側への角運動量輸送が行われていると示されてきた。これまでの研究は主に円盤内の乱流に着目し、円盤風を対象とするものは行われてなかった。

一方、円盤表層において、磁気回転不安定性により生じる乱流が円盤風を駆動させると予想されてきた。その円盤風は円盤の進化に多大な影響を与えるだろうと考えられていたが、数値計算の扱いの困難性、特に境界条件の扱いの難しさにより定量的な議論が行われてなかった。Suzuki & Inutsuka 2009 では、計算領域の上下の境界で物理量が流出できる境界条件を取り入れた電磁流体力学計算を行い、この円盤風の詳細を調べ、円盤の進化への影響を初めて明らかにした。

本講演で、上の Suzuki & Inutsuka 2009 をレビューし、今後の原始惑星系円盤の進化を研究を見据えて、磁気回転不安定性により駆動される円盤風が円盤進化に与える影響や問題を議論する。

1 Introduction

磁気回転不安定性 (MRI; Balbus & Hawley 1991) は、降着円盤において乱流を生み出し効率的な角運動量の輸送を行う有力な物理機構とみなされている。局所シアリングボックスを用いた磁気流体計算を用いて、MRI 駆動の乱流の性質が研究が行われてきた。MRI により誘起された磁気流体乱流により降着円盤の表層で円盤風が駆動し、円盤進化に多大な影響を与えると考えられていたが、長時間計算には、さまざまな波動に対する正確な境界条件が不可欠で、その数値計算の扱いの難しさにより定量的な議論が行われてなかった。Suzuki & Inutsuka 2009 では、太陽の数値シミュレーションから発展させた、物理量が流出できる境界条件を取り入れた磁気流体計算を行い、MRI 駆動の円盤風について調べた。

2 Methods

円盤の鉛直構造を考慮した局所シアリングボックス (Hawley et al. 1995) を用いた 3 次元 MHD 計算を行った。ケプラー回転で供回転する座標系で動径、方位角、鉛直方向をそれぞれ x, y, z とし、等温な状態方程式と理想磁気流体方程式を解いた。計算領域は、 $(x, y, z) = (\pm 0.5H_0, \pm 2H_0, \pm 4H_0)$ で、 c_s は音速、 Ω_0 は円盤の回転周波数として、 $H_0 = \sqrt{2}c_s/\Omega_0$ は円盤のスケールハイトを表す。境界条件は、動径方向はケプラーシアアーによるずれを考慮した境界条件を、方位角方向では周期境界条件を適用する。垂直方向では、 $z = \pm 4H_0$ で物質や波動が流出する境界条件を適用した。初期に、静水圧密度構造を考え $\rho = \rho_0 \exp(-z^2/H_0^2)$ とし、プラズマ β が赤道面で $\beta_0 = 8\pi\rho_0 c_s^2/B_{z,0}^2 = 10^6$ となる一定な垂直磁場 $B_{z,0}$ を設定し、400 回転する時間まで計算を行った。

3 Results

シミュレーション領域の大部分で、磁気回転不安定性により不安定となり、乱流状態になった。 $t \gtrsim 200$ 回転後、計算ボックス全体で磁場の強さは飽和し、準定常状態となった。210 回転後の局所円盤のスナップショットを図 1 に示す。鉛直方向の上下の境界面で構造的な流出が見られる。

図 2 は、質量流束の垂直 (z) 成分の時間変化を示す。この図から、計算領域の上側と下側の領域からの断続的なガスの流れが見てとれる。また、 $z \sim \pm 2H_0$ にその上下に向かう質量流束がみられる。これは、磁気回転不安定性によりこの領域で発達したチャンネル流が磁力線の繋ぎ変えにより壊れる (Sano & Inutsuka 2001, Sano et al. 2004) ことで生じた磁気張力により駆動した質量流束である。この $z \sim \pm 2H_0$ に位置する領域を注入領域と呼ぶことにし、以下で詳細に解析していく。

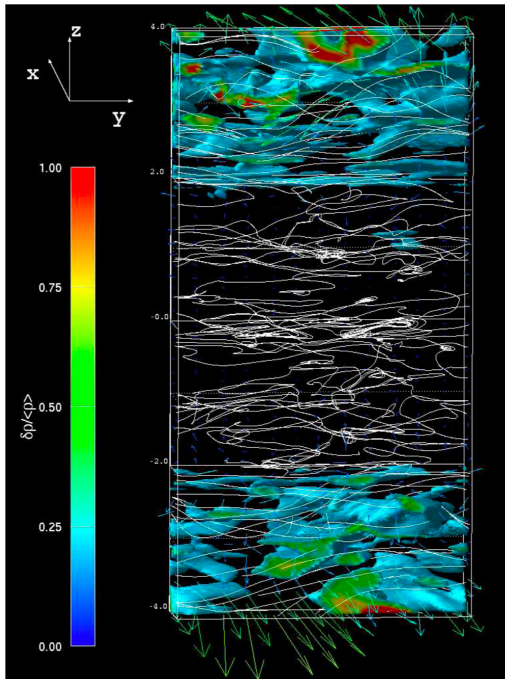


図 1: 210 回転のときの局所円盤構造のスナップショット。白線が磁力線、矢印は速度場、色は密度のムラ $\delta\rho/\langle\rho\rangle$ を示す。

図 3 は、200-400 回転の間で時間平均をした円盤の垂直構造を示す。一番上の図から、上下の表層で鉛直

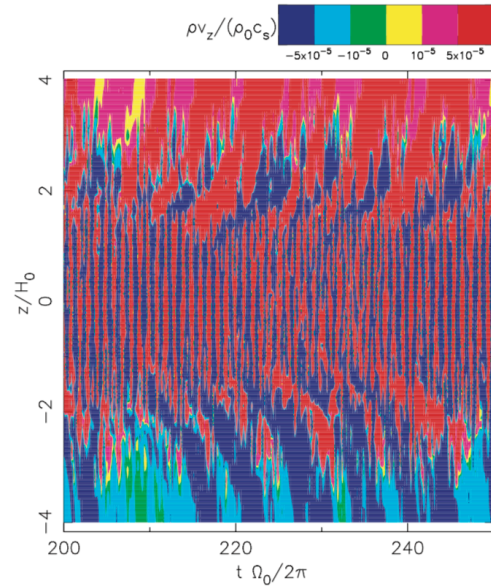


図 2: ρv_z で規格化した質量流束 ρv_z の時間と高さのダイアグラム。 ρv_z は各高さ z における $x-y$ 平面で平均している。横軸は回転周期 $2\pi/\Omega$ を単位とした時間を表す。

方向速度が音速近くまで到達していることが分かる。上から 2 番目の図から初期の密度分布は、 $z \sim \pm 2H_0$ からの流れ出しにより物質が表層へ持ち上げられ、実線の密度分布になったことが分かる。破線のプラズマ β は、磁気回転不安定性により磁場が増幅し、赤道面で 100 程度、表層へいくと 1 を下回っている。つまり、磁気圧がガス圧より大きくなり、円盤風が磁場により加速し始めることになる。

上から 3 番目の図は、磁場のエネルギーについて示す。磁場の成分のうち、 B_x と B_z 成分は、平均成分より、乱流による変動成分のほうが卓越している。一方、 y 方向の成分 (トロイダル成分) は、赤道面付近 ($|z| < 1.5H_0$) では乱流による変動成分 δB_y^2 の方が大きい、表層領域付近 ($|z| > 1.5H_0$) では、平均成分 ($\langle B_y \rangle^2$) の方が大きい。この表層では、 β が 1 より小さい、つまり磁場が強くなり磁気圧がガス圧より大きくなることで、磁力線がガスの運動で曲げられず、自らの磁気張力により伸びるようになる。その結果、ガスが乱流状態であっても、 $\langle B_y \rangle > \delta B^2$ となる。

一番下の図では、エネルギー流速の各成分を示し

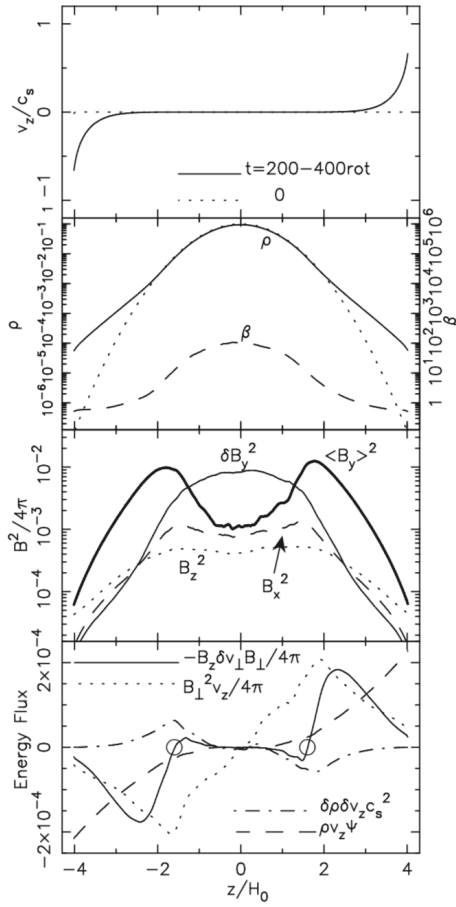


図 3: 200-400 回転の間で時間平均した円盤構造. 物理量は各高さ z における $x-y$ 平面で平均している. 一番上の図は、音速で規格化した鉛直方向の速度を示し、点線は初期条件である. 上から 2 番目の図は、密度 (実線、値は左軸) とプラズマ β (破線、値は左軸) を示し、点線は密度とプラズマ β 両方の初期条件である. 上から 3 番目の図は、磁場のエネルギーを表す. 破線、実線、点線はそれぞれ磁場の x, y, z 成分を示し、 y 成分については平均成分 (太線) と変動成分 (細線) の両方をプロットしている. 一番下の図は、 $\rho_0(H_0\Omega)^3$ で規格化したエネルギー流束を示す. 実線と破線は磁気張力と磁気圧力に関するポインティングフラックス、鎖線は音波によるエネルギー流束、破線はポテンシャルエネルギーに関するエネルギー流束をそれぞれ示す. 丸で記しているところは注入領域を表している.

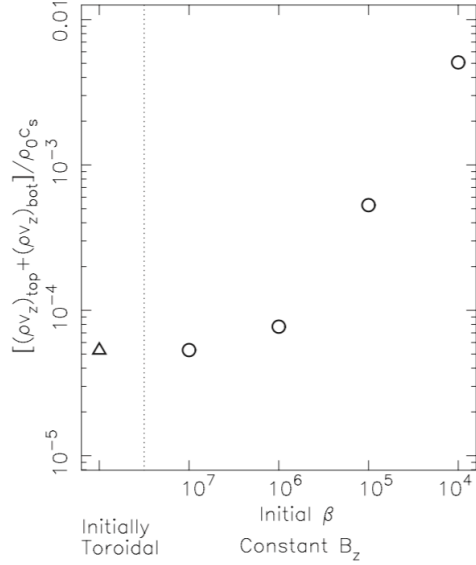


図 4: $\rho_0 c_s$ で規格化された上下面から流出する円盤風の質量流束の和. 横軸は初期の鉛直方向の磁場に対する赤道面でのプラズマ β を表す.

ている. 全エネルギー流束の z 成分は以下のように書ける.

$$\rho v_z \left(\frac{1}{2} v^2 + \Phi + h \right) + v_z \frac{B_{\perp}^2}{4\pi} - \frac{B_z}{4\pi} (v_{\perp} B_{\perp}) \quad (1)$$

h はエンタルピー、 $\Phi = z^2/2$ 、 \perp は鉛直成分に垂直な成分を表す. ポインティングフラックスは、磁気エネルギーを直接輸送する $B_{\perp}^2 v_z/4\pi$ の項と磁気張力に関する $-B_z v_{\perp} B_{\perp}/4\pi$ の項に分けられる. ガス圧と流体力学的乱流応力はこれらの項に比べて小さいので、図に現れていない.

この図から、注入領域付近の $|z| > 2H_0$ で、ポインティングフラックスの絶対値が減少し、ポテンシャルエネルギー流速の絶対値が増加していることが分かる. つまり、磁気リコネクションにより注入領域から生じた磁場のエネルギーが物質のポテンシャルエネルギーに変換され、物質が持ち上げられていることを示す. また、磁気圧力と磁気張力の両方が円盤風の駆動に同程度に寄与しており、ガス圧はほとんど寄与していないことも分かる.

$|z| \approx 1.6H_0$ で $-B_z v_{\perp} B_{\perp}/4\pi$ の正負が変化しているのが分かる (一番下の図の丸印). つまり、 $|z| > 1.6H_0$ ではそのエネルギー流束は上下方向に、 $|z| <$

1.6 H_0 では赤道面に向かってることになる。これは、上で述べたように、チャンネル流れが壊れたことによるものである。

図 4 では、初期のプラズマ β を変えたときのシミュレーション領域の上下境界から流出する円盤風の質量流束の和を示す。磁場が弱い (プラズマ β が 10^6 以上) 場合では、円盤風の質量流束は磁場への依存性は弱くほぼ一定となっている。一方磁場が強くなってくると、それに比例して質量流束も大きくなっている。

Suzuki, T. K., Muto, T., & Inutsuka, S.-i. 2010, ApJ, 718, 1289

4 Discussion & Conclusion

数値計算からポインティングフラックスにより $|z| \approx 1.5 - 2H_0$ の注入領域からガスが持ち上げられ、それによりシミュレーションボックスの上下境界から質量が損失していく様子がみられた。しかし、実際には重力があるのでこの流出により損失する質量はシミュレーションボックスの大きさに依存すること (Suzuki et al. 2010) に注意する必要がある。このシミュレーションは理想 MHD による計算であったが、実際の原始惑星系円盤は弱電離状態で非理想 MHD 効果 (オーム散逸、ホール効果、双極性拡散) が重要となり、この非理想 MHD 効果により円盤の大部分で磁気回転不安定性が抑えられると考えられている。しかし、まだそれらの影響は完全に理解がなされておらず、円盤の表層や円盤の外側の十分電離されている領域では、MRI により乱流が発生し、この乱流による円盤風が駆動すると考えられている。このようなことを踏まえて、原始惑星系円盤の進化のモデルを考えていく必要がある。

Reference

- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
- Hawley, J. F., Gammie, C. F., & Balbus, S. A. 1995, ApJ, 440, 742
- Sano, T., & Inutsuka, S. 2001, ApJ, 561, L179
- Sano, T., Inutsuka, S., Turner, N. J., & Stone, J. M. 2004, ApJ, 605, 321
- Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i. 2009, ApJL, 691, L49

c6

ストリーミング不安定性の物理
東京大学大学院 理学系研究科
吉田 雄城

ストリーミング不安定性の物理

吉田 雄城 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

微惑星形成の古典的プロセスではダストの直接合体成長や重力不安定性が考えられてきた。しかし衝突による分裂や中心星への落下問題、乱流などの微惑星形成を阻害する機構により、ダストの成長を促すモデルが必要となった。ストリーミング不安定性は解決モデルの 1 つであり、ダストとガスの相互作用を考えた時にダストが線型成長する不安定性である。ストリーミング不安定性の研究は現在も行われているが、その物理的メカニズム詳しくはわかっていない。本発表ではストリーミング不安定性の発見と性質、提案された物理的メカニズム、そして非線型段階でのダスト成長についてどのような研究が行われてきたのか、いくつかの論文を紹介し俯瞰する。

1 Introduction

惑星系形成はまず分子雲コアの崩壊から始まる。中心で星が形成され始めるが、分子雲は多大な角運動量を持っており、収縮するにつれ回転速度が増加し、分子雲の一部は中心まで落ちず星の周りを回る円盤を形成する。これを原始惑星系円盤といい、水素やヘリウムなどのガスとケイ酸塩や金属、氷などのダストからなる。これらのダストが集まり成長していく、最終的には惑星になると考えられている。

微惑星は惑星の種となる物体で、km サイズの大きさを持つ。微惑星は原始惑星系円盤中の μm サイズのダストから成長すると考えられている。 μm から cm サイズへの成長は衝突による直接合体成長により起こり、さらに十分に大きく成長したダストは重力不安定により集積し、微惑星を形成すると考えられている。

しかしこの成長過程にはいくつか問題点が指摘されており、まずダストの大きさが 1cm を越えると衝突合体の力は弱くなり、衝突による分裂が効果的になる。またガスからの抗力がダストに大きな影響を与える。ダストは中心星の重力を受け公転するがガスは中心星の重力とガス自身の圧力勾配を受け公転する。圧力勾配は中心星方向とは逆に働き、このためガスの回転速度はダストの回転速度に比べて小さくなる。ダストはガスからの向かい風を受ける状態になり、角運動量を失い中心星へ落下する。特に m サイズのダストは中心星へ移動する速度が速く、1m

の大きさのダストが 1au の場所から移動する場合、中心星へ落ちるまでは 100 年程度である。これをダストの中心星落下問題という。ダストが微惑星に成長するとガスからの抗力は微惑星同士の重力散乱の効果に比べ小さく無視できる。よって中心星へ落ちてしまう前に微惑星へ成長する必要がある。

また乱流による問題も存在する。円盤に対して鉛直方向に働く中心星の重力により、ダストは円盤の中心面に集まろうとする。このダスト層は薄く、高密度のため重力ヘルムホルツ的に不安定であると考えられている。しかし磁気回転不安定性、ケルビンヘルムホルツ不安定性により円盤は乱流状態にあり、ダスト層は乱されてしまう。この乱流によりダストは重力不安定を起こすことができない。

中心星に落ちてしまう問題や乱流の問題を解決するモデルの一つとして考えられているのがストリーミング不安定性である。ストリーミング不安定性とは円盤中のダストとガスの相互作用を取り入れた運動から生じるダストの密度ゆらぎが成長するという不安定性である。本発表ではストリーミング不安定性の研究についてのレビューを行う。まずストリーミング不安定性が発見されるまでの研究 (Nakagawa et al. 1986, Youdin & Goodman 2005) を紹介し、そしてストリーミング不安定性の物理的メカニズム (Jacquet et al. 2011) やストリーミング不安定性によるダストのその後の成長 (Johansen & Youdin 2007) についてどのような研究が進められて来たのかにつ

いて紹介する。

2 Study of Dust Motion

2.1 Equation and Solution of Motion

円盤中のダストとガスの質量比は 1:100 であり、円盤はガスが支配的である。このためダストからガスの作用は無視できると考えられていた。このダストからガスへの作用を考えた運動は Nakagawa et al. (1986) で考えられた。ダストとガスの連続の式と運動方程式は以下ようになる。

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_p \mathbf{V}_p) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{V}_g) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_p}{\partial t} + (\mathbf{V}_p \cdot \nabla) \mathbf{V}_p = -\Omega^2 \mathbf{R} - \frac{\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g}{t_s} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial t} + (\mathbf{V}_g \cdot \nabla) \mathbf{V}_g = -\Omega^2 \mathbf{R} + \frac{\rho_p}{\rho_g} \frac{\mathbf{V}_p - \mathbf{V}_g}{t_s} - \frac{\nabla P}{\rho_g} \quad (4)$$

ここで $\rho_{p,g}$ と $\mathbf{V}_{p,g}$ はそれぞれダストとガスの質量密度と速度を表す。また P はガスの圧力である。(4) 式の右辺第 2 項がダストからガスへの抗力を表している。これらの方程式を解くと次の解が得られる。

$$\mathbf{V}_p = -\frac{\rho_g}{\rho} \frac{2D\Omega}{D^2 + \Omega^2} \eta v_K \mathbf{e}_r + \left(R\Omega - \frac{\rho_g}{\rho} \frac{D^2}{D^2 + \Omega^2} \eta v_K \right) \mathbf{e}_\theta \quad (5)$$

$$\mathbf{V}_g = \frac{\rho_p}{\rho} \frac{2D\Omega}{D^2 + \Omega^2} \eta v_K \mathbf{e}_r + \left[R\Omega + \left(\frac{\rho_p}{\rho} \frac{D^2}{D^2 + \Omega^2} - 1 \right) \eta v_K \right] \mathbf{e}_\theta \quad (6)$$

ただし

$$\rho = \rho_p + \rho_g, \quad D = \frac{\rho}{\rho_g t_s}, \quad \eta = -\frac{1}{2\rho_g} \frac{\partial P}{\partial R} R \Omega^2 \quad (7)$$

である。また v_K はケプラー速度を表している。(1)-(4) 式を解くときに解を定常と仮定し、時間微分の項を 0 にした。

2.2 Linear Analysis

ダストとガスの運動の解は求めたが、解は安定かどうかは式からではわからない。解の安定性を調べるには線型解析の手法が有効である。Youdin & Goodman (2005) は線型解析を行い、解の安定性についての研究を行った。まず (1)-(4) 式をガスとダストの重心の運動と相対運動に書き直す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (8)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{V} - \frac{\rho_p}{\rho} \Delta \mathbf{V}) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} + \mathbf{F}(\Delta \mathbf{V}^2) = -\Omega^2 \mathbf{R} - \frac{\nabla P}{\rho} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla (\Delta \mathbf{V}) + (\Delta \mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \mathbf{G}(\Delta \mathbf{V}^2) \\ = -\frac{\rho}{\rho_g} \frac{\Delta \mathbf{V}}{t_s} + \frac{\nabla P}{\rho_g} \end{aligned} \quad (11)$$

次に物理量を次のように平衡状態と摂動部分に分ける。このとき非線型な効果は無視して式から落とす。

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{v} \quad (12)$$

$$\Delta \mathbf{V} = \Delta \mathbf{V}_0 + \Delta \mathbf{v} \quad (13)$$

$$\rho = \rho_0(1 + \delta) \quad (14)$$

$$P = P_0 + \rho_0 h \quad (15)$$

ここで座標系はケプラー回転と共に回る局所直交座標系を考える。また摂動は軸対称でありガスは非圧縮性流体を仮定する。線型を考えているので一般に摂動の物理量 $f(x, z, t)$ に対して次のように Fourier モードを与えることができる。

$$f(x, z, t) = \tilde{f} \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \quad (16)$$

k_x, k_z は実波数であり、 $\omega = \omega_{\Im} + is$ は複素周波数である。 ω_{\Im} は波の周波数を決め、 s は成長速度を表す。もし $s < 0$ なら摂動は減衰していく。線型解析により ω と k の分散関係式が得られる。この分散関係式から ω についての情報を得ることができ、ゆらぎの成長について調べることができる。

2.3 Growth Rate of Density Perturbation

図1は(12)-(15)式を(8)-(11)式に代入してFourierモードを与えることによって得た分散関係式から見られる波数 k_x, k_z と成長速度 s の関係を表す。

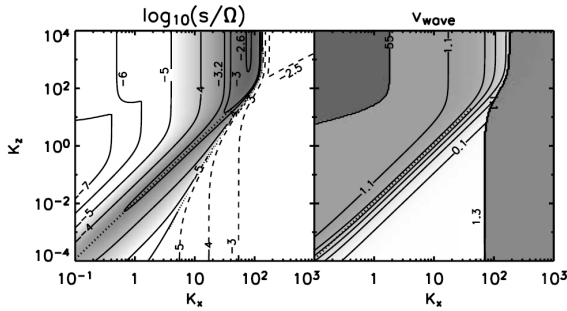


図1: 左図: 波数 k_x, k_z と成長速度の関係を表す。色が濃い領域が摂動の成長が早く、ストリーミング不安定が起こると考えられる。右図: 波数 k_x, k_z と波の速度の関係を表す。(Youdin & Goodman, 2005)

図1の色が濃い領域では成長速度が大きく、摂動は成長すると考えられる。Youdin & Goodman(2005)はこの不安定性をストリーミング不安定性と名づけた。ストリーミング不安定性は系の時間スケールに比べれば長いが、中心星方向への移動の時間スケールより短いことが分かっている。また成長速度が最も速くなるのはダストとガスの質量比が1程度になる領域である。しかし Youdin & Goodman(2005)の研究ではダスト粒子のサイズ分布や乱流、円盤自身の重力を無視している。円盤自身の重力はダストを中心面に集める役割を持つのでダスト成長を助ける作用である。よって円盤自身の重力を考えなくてもこの不安定性は起こることが示された。

3 Non-linear Effects of Streaming Instability

これまで非線型効果は無視して線型段階での成長を考えていた。しかしダストが成長すると非線型効果は無視できなくなる。Johansen & Youdin(2007)

はシミュレーションを用いてストリーミング不安定性の非線型効果を研究し、次のような結果を得た。

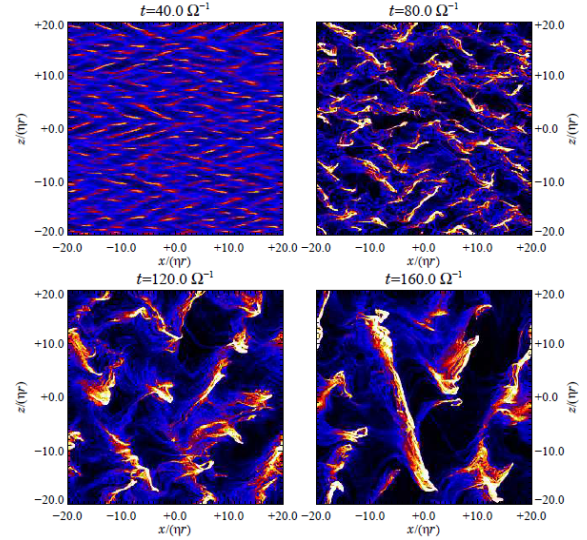


図2: ストリーミング不安定性の非線型領域でのシミュレーション: 色が白い部分はダストが高密度であることを表す。

ストリーミング不安定性によりダストの塊ができ、非線型段階においても円盤の自己重力を考慮せずともダストは成長することが分かった。ストリーミング不安定性の非線型段階においてもダストとガスの質量比が強く影響する。また密なダストの塊ほど慣性が増え移動の速度が落ちる。これにより局所的な交通渋滞を起こし成長する。また小さい塊で、数が少ない場合でも渋滞ではなく、バンパーカーのようにぶつかっていくふるまいも見られた。

4 Interpretation of Streaming Instability

ストリーミング不安定性がどのようにして起きるかという物理的なメカニズムについて、Jacquet et al.(2011)が解釈を試みた。まず(11)式の右辺を0にする近似を行う。

$$\Delta \mathbf{V} = \frac{\nabla P}{\rho} t_s \quad (17)$$

これは摂動や系のタイムスケール (ω^{-1}, Ω^{-1}) が大きい場合に適用できる。つまり周波数が小さい摂動に適用できる。この近似は周波数が大きい摂動は他の摂動により消える可能性を考慮すると適切であると考えられる。この近似と (1), (2) 式を組み合わせると次の式を得ることができる。

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \{V_p + (V_g - V)\} \cdot \nabla \right] \ln \frac{\rho_p}{\rho} = -\frac{\rho_g t_s}{\rho^2} \nabla^2 P \quad (18)$$

この式の右辺の項が重要な役割をもち、ダストが圧力の極大へ移動することを表している。つまりダストが集中することを表している。ストリーミング不安定性は正のフィードバックを持つ。このメカニズムの概略は次のように考えられる。圧力の極大がダストを引き付ける。そしてガスも圧力の極大へ向かう。これは (4) 式に (17) 式の近似を用いると分かる。これにより圧力の極大は維持され、さらにダストを集める働きをする。図 3 はストリーミング不安定性のフィードバック過程の概略を表す。

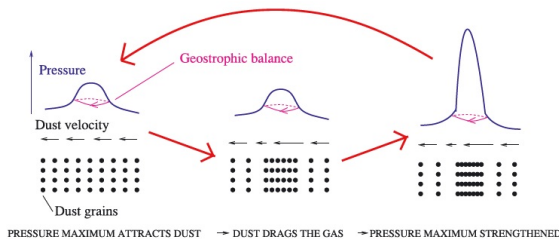


図 3: ストリーミング不安定の正のフィードバックを表した図 (Jacquet et al. 2011)

圧力の極大は広がり消えてしまうと考えられるが、回転系が重要な役割をもち、コリオリ力と圧力勾配がバランスをとって圧力極大を維持する。Jacquet et al.(2011) では回転系ではない場合の安定性を解析した。(1)-(4) 式で $\Omega = 0$ として線型解析をすると $\text{Im}(\omega) < 0$ という結果を得られる。これは摂動が減衰することを表す。この結果からもストリーミング不安定性のメカニズムには回転系が重要であることが分かる。

5 Summary

ストリーミング不安定性はダスト成長を助けるメカニズムとして研究されている。Youdin & Goodman(2005) が線型解析によりストリーミング不安定性を発見し、Johansen et al.(2007) や Johansen et al.(2012) などにより数値シミュレーションによって非線型効果を含めたダストの時間発展が調べられてきた。

最近のシミュレーションではグリッドを増やし分解能をあげているが、収束性がない。適切なメッシュを与えることで高密度のダストの塊の成長が分かること期待される。また不安定性が起こる円盤の状況も重要である。円盤中の乱流の大きさやガスとダストの面密度比など、円盤がどのような状態のときにストリーミング不安定性が効率的に起こるのかということはまだ詳しくは分かっていない。円盤の状況との関係性の研究は不十分であり、今後の研究課題である。

Acknowledgement

微惑星形成の様々なモデルが考えられている中、研究の全容が分からない僕に小久保先生は今までの研究の流れが分かるように論文を紹介して頂き、また論文の内容をまとめることやアブストラクトの較正などのご助言をして頂きました。ありがとうございました。また論文のまとめに関して、研究員の瀧さん、博士 1 年の辰馬さん、そして修士 2 年の星野さんが分かりやすい構成の作り方やポイントを教えてくださいました。ありがとうございました。

Reference

- Chiang.E and Youdin.A 2010, Annu. Rev. Earth Planet. Sci. 38, 493-522
- Jacquet.E, Balbus.B and Latter.H 2011, MNRAS 415, 3591-3598
- Johansen.A and Youdin.A 2007, ApJ 662, 627-641
- Nakagawa.Y, Sekiya.M and Hayashi.C 1986, Icarus 67, 375-390
- Youdin.A and Goodman.J 2005, ApJ 620, 459-469

c7

有機物の原始惑星系円盤における形成
と微惑星形成への影響
東京工業大学 理学院 地球惑星科学系
本間 和明

有機物の原始惑星系円盤における形成と微惑星形成への影響

本間 和明 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

Abstract

彗星由来の惑星間塵に含まれるダスト表面の有機物は、岩石微惑星形成を促した可能性が指摘されている。しかし、岩石微惑星形成時に彗星や隕石に含まれる有機物がどの程度が存在したかは明らかでない。そこでこれを明らかにする第一歩として、原始惑星系円盤の水ダストに複雑な有機物が形成されうる可能性を調べた Ciesla & Stanford (2012) を紹介する。彼らは 30 K の低温領域に存在する水ダストの運動を追跡し、室内実験により有機物の形成が確認される条件が達成されうるかを調べた。その結果、水ダストが乱流拡散により紫外線照射と加熱を経験するため、水ダストのおよそ 12 % が有機物に変換されることが分かった。この結果は原始惑星系円盤において有機物が自然と形成されうるものであり、惑星に取り込まれうる物質であることを示している。また、有機物による付着力の向上を考慮した岩石微惑星形成の可能性を調べた自身の研究と炭素に欠乏した岩石惑星の形成シナリオについても簡単に紹介する。

1 Introduction

太陽系には複雑な有機物が隕石 (Alexander et al, 2017) や惑星間塵 (e.g., Flynn 1994) 中に存在する。この有機物は生命の誕生に関与した可能性や、地球の様な岩石惑星の形成に関与した可能性 (Homma et al. 2019) が指摘されている。そのため、隕石や惑星間塵の有機物の起源を知ることは重要である。

現在考えられている有機物形成過程の 1 つは、氷への紫外線照射と加熱である。室内実験によれば H₂O、CO、NH₃ などの含む氷へ紫外線 (UV) を照射し、室温程度に加熱した後には、難揮発性の有機物が残ることが確認されている (e.g., Bernstein et al. 1995)。

この有機物形成は原始惑星系円盤でも起こりうる (Ciesla & Stanford 2012)。円盤の遠方領域は中心星からの照射が弱く低温であるため、水ダストが存在しうる。また円盤上層には星間空間からの UV が照射されている (Habing 1968)。加えて、円盤中のダストは乱流による円盤の上層への輸送とガス抵抗による中心星へ落下に伴う加熱を経験する。そのため、惑星の初期物質であるダストは有機物を持っていた可能性がある。しかし、この可能性は十分に検討されてこなかった。

本集録では Ciesla & Stanford (2012) とこれまでの自身の研究成果を紹介する。Section 2 では Ciesla

& Stanford (2012) の手法、結果および考察を述べる。Section 3 ではこれまでの自身の研究に関して簡単にまとめ、本研究の結果から予想される地球型惑星の形成シナリオについて述べる。そして、Section 4 でまとめと今後の展望を述べる。

2 Ciesla & Stanford (2012)

水ダストが中心星への落下しながら、円盤の乱流によって円盤上層に拡散され、どの程度の UV を獲得できるかを検証する。

2.1 Method

原始惑星系円盤のモデルとして若い T Tauri 星周りの定常な降着円盤を採用する。このモデルでは円盤のガス面密度 $\Sigma(r)$ は $\Sigma(r) = 2000(r/1 \text{ au})^{-1} \text{ g/cm}^2$ 、円盤温度 T は $T = 200 \left(\frac{r}{1 \text{ au}}\right)^{-\frac{1}{2}} \text{ K}$ で与えられる。 r は中心星からの動径方向の距離を示す。円盤の鉛直方向には等温を仮定し、静水圧平衡が成り立っていると仮定する。

円盤においてダストは乱流により拡散しながら、中心星へ落下する。この時のダストの面密度進化と密

度の進化は移流拡散方程式から求められる。移流拡散方程式に従い、運動するダスト粒子 1 つの運動は

$$x_i = x_{i-1} + v_{eff\ x} \delta t + \phi \left[\frac{2}{\xi} D_d(x') \delta t \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

$$y_i = y_{i-1} + v_{eff\ y} \delta t + \phi \left[\frac{2}{\xi} D_d(y') \delta t \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$z_i = z_{i-1} + v_{eff\ z} \delta t + \phi \left[\frac{2}{\xi} D_d(z') \delta t \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

を数値計算することで表せる (Ciesla 2010, 2011)。ここで i は計算のタイムステップ数、 x_i, y_i, z_i は i ステップ後のダストの直交座標系での位置、 v_{eff} は移流速度、 D_d は各方向でダストの乱流による拡散を表す拡散係数、 ϕ は分散が ξ の乱数、 δt は時間刻みを表す。なお円盤の中心面から鉛直方向を z 軸にとる。右辺第 2 項はダストの移流項を表す。第 2 項の x, y 方向の移流にはガスの中心星への降着に伴うダストの落下と、ガス抵抗による落下が含まれている。 z 方向の移流にはダストの沈殿および拡散係数の勾配の影響を含んでいる。第 3 項は拡散によるダストのランダムな変位を表す。乱数 ϕ としては -1 から 1 の値を等確率で選ぶ、分散 $\xi = \frac{1}{3}$ の乱数を採用する。

円盤を移動するダストは、場所によって異なる強度の UV を表面に受ける。星間空間からの UV フラックス F_0 は、円盤の中心面に対して垂直に降り注いでいると仮定する。UV はダストによって吸収されるため、円盤上層よりも円盤の中心面の方がフラックスは低い。そこで中心星から距離 $r (= \sqrt{x^2 + y^2})$ 離れた、円盤の中心面から高さ z での UV フラックス $F(r, z)$ を $F(r, z) = F_0 e^{-\tau(r, z)}$ で与える。ここで $\tau(r, z)$ は高さ z における光学的厚みを表す。光学的厚みはロスランド平均オパシティ κ を用いて $\tau(r, z) = \int_z^\infty \rho_g(r, z) \kappa dz$ と書ける。 $\rho_g(r, z)$ はガスの密度を表す。 κ としては円盤の低温領域における最大値である $\kappa = 7.5 \text{ cm}^2/\text{g}$ を用いる (Zhu et al. 2009)。 F_0 の値は $F_0 = 10^8 \text{ photons/cm}^2/\text{s}$ ($1G_0$) とする (Habing 1968)。

ダストが受ける総 UV 量は、各時刻でダストが存在する位置とその場の UV フラックスから求める。ダストが存在する位置の時間進化は式 (1)-(3) の時間発

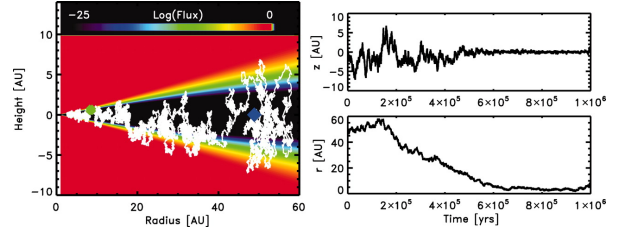


図 1: ある 1 つのダストが 10^6 yr の間、原始惑星系円盤を移動した際の軌跡および円盤における UV フラックスの強度分布 (左図) と各時刻でのダストの動径、鉛直方向の座標 (右図) (Ciesla & Stanford (2012) Fig. 1. を引用)。青点はダストの初期位置、緑点はダストの最終位置、白線はダストの軌跡を表す。UV 強度は $z = \pm\infty$ の UV フラックス ($1G_0$) で規格化している。

展を計算し求める。ある (r, z) に滞在するダストに δt の時間で蓄積される UV 量を $F(r, z)\sigma\delta t$ とする。ここで σ はダストの幾何断面積を表す。

2.2 Results

ダスト 1 粒子が UV を受け取れる円盤上層へ輸送されるか示すため、図 1 にダスト 1 粒子の 10^6 yr での移動の軌跡と円盤における UV フラックス強度を示す。なお、ダストサイズは $1 \mu\text{m}$ 、ダストの初期位置は $r = 49 \text{ au}$, $z = 0 \text{ au}$ とした。図 1 からダストは動径方向には、乱流で拡散されながらガス抵抗によって中心星へ落下することがわかる。また鉛直方向には、ダストは拡散による円盤上層への輸送と中心星の重力による円盤の中心面へ沈殿を繰り返している。この結果は移流拡散方程式で記述されるダストの運動とよく合う。円盤の中心面ほど UV フラックスが低いのは、円盤上層のダストにより UV が吸収されるためである。ダストの軌跡と UV フラックスから、ダストは UV フラックスの減少が少ない円盤上層に稀に輸送され、UV 照射を受けることがわかる。

ダストが主に UV 照射を受け取る位置を示すため、ダストに蓄積される UV の総量の時間進化を図 2 に示す。図 2 の左図の黒線と図 1 の比較から、ダストは UV フラックスが強い領域で急激に UV を受け取って

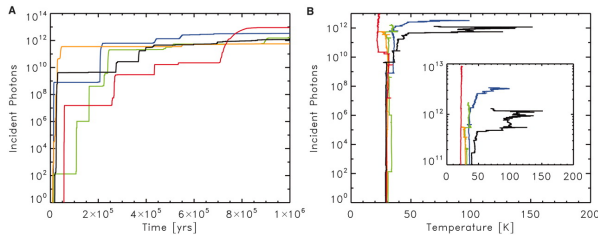


図 2: $1G_0$ を仮定した時に 10^6 yr 間にダストに照射される累積光子数 (左図) とダストが光子を受け取った時のダストの温度 (右図)(Ciesla & Stanford (2012) Fig. 2. を引用)。黒線が Fig. 1 で軌跡を示したダストに相当し、それ以外の線は同様の初期条件の下でランダムに選んだ別のダストを示す。

いることがわかる。この位置はおよそ、 $|z| > 2H$ の領域である。 H はガスのスケールハイトを表す。加えて、UV 照射を受けている間のダストの温度は、氷が昇華する温度 ~ 200 K よりも低いため蒸発していないこともわかる。

ダストが受け取る UV 総量の平均値を示すため、図 3 にシミュレーションを行ったダスト粒子 5000 個が 10^6 yr 間で受け取った総 UV 照射量と最終位置を示す。図 3 より、ダストが受ける平均な UV 総量は 5×10^{12} photon である。この結果は、ダストが $|z| > 2H$ に滞在する時間がおよそ $\sim 5 \times 10^4$ yr であることから理解できる。 $|z| > 2H$ での紫外線照射量を F_0 とする。この時、ダストが $|z| > 2H$ で受け取る UV 総量は $10^8 \text{ photons/cm}^2/\text{s} \times 10^{-8} \pi \text{ cm}^2 \times 5 \times 10^4 \times 3.1536 \times 10^7 \text{ s} \sim 5 \times 10^{12}$ photons となる。ゆえにダストの平均的な UV 総量は 5×10^{12} photons となる。

2.3 Discussion

ダストへの総 UV 照射量から、どの程度の有機物が形成されるかを求める。ダストは氷を含む領域で UV を平均的に 5×10^{12} photons を受け取る。Bernstein et al. (1995) の UV 照射による有機物形成の室内実験によれば、有機物分子は氷に 400 photons の照射で 1 つ形成されると見積もられている。この効率から、氷ダストの質量で 12 % が有機物に変換されるであろう。そのため、原始惑星系円盤でもある程度

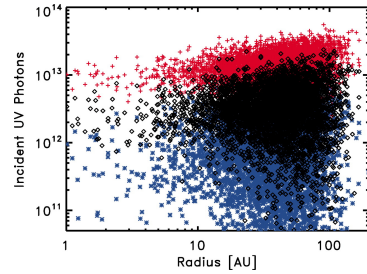


図 3: 10^6 yr 間でダストが受けた総光子数とダストの最終的な動径方向の座標を、ダスト粒子 5000 個に対してプロットしたもの (Ciesla & Stanford (2012) Fig. 3. を引用)。黒点は $\kappa = 7.5 \text{ cm}^2/\text{g}$ の場合で、典型的な総光子数は 5×10^{12} photons である。赤点は κ が黒より以下、青点は κ が黒以上の場合を表す。

の有機物が形成されうると結論づけることができる。しかしながら、有機物が形成量が必ずしも UV 総量に比例するとは限らない点には注意が必要である。

3 Previous Work

シリケートダストは付着力が低いいため、合体成長による岩石微惑星の形成が困難である。そこで本研究は有機物で覆われたシリケートダストを考慮し、表面の柔らかい有機物によってダストの付着力がどの程度上昇するかを検証した。

3.1 Method & Results

ダストは衝突で付着成長できる最大の衝突速度が、経験する最大衝突速度より大きい場合に微惑星へ成長できる。ダストが付着できる最大速度は、ダストを構成する微粒子の付着状態で決定される (Wada et al. 2013)。そこで有機物マンツルの量に依存した有機物マンツルダストの付着モデルを構築した。そしてダスト表面の有機物として Kudo et al. (2002) で作成された分子雲における有機物の模擬物質を採用し、モデルを用いて有機物マンツルダストが付着できる最大の速度を求めた。

その結果、有機物が温度が上昇に伴い柔らかくなるため、高温領域で微惑星へ成長できることがわかっ

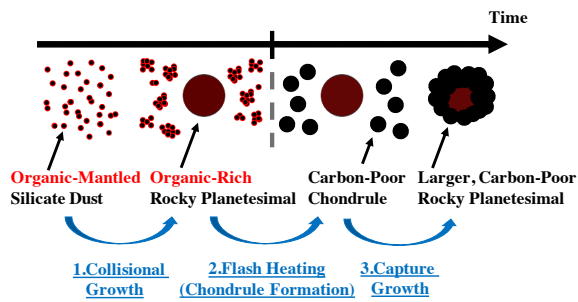


図 4: 地球の低い炭素含有量を説明しうる有機物に富むダストから炭素に欠乏した微惑星が形成されるシナリオ (Homma et al. (2019) Figure 6. を引用)

た。微惑星へ成長するにはダストが有機物マントルを 5 wt%以上含む必要があることもわかった。

3.2 Discussion

本研究から地球の形成を説明する上で問題となるのは、地球の炭素含有量が低いという事実である。本研究ではダストは有機物マントルを 5 wt% 以上持つ場合に微惑星へする。一方で、地球に含まれる炭素含有量は ~ 0.01 wt% である (e.g., Marty 2012)。そのため、有機物マントルダストがそのまま地球になったとは言えない。

しかし、有機物に富む微惑星が炭素に欠乏した物質を捕獲しより大きく成長したとすれば、地球の低い炭素含有量は説明できるだろう。普通コンドライトなどの隕石には、mm サイズの固体が多量に含まれている。この mm サイズの固体は、急激な加熱で形成されると考えられている (Desch et al. 2012)。近年、Gail & Trieloff (2017) によりこの加熱時に、加熱される前の物質に含まれる炭素のほとんどが失われうることが指摘されている。そこで我々は図 4 に示すような、炭素に欠乏した微惑星が形成されるシナリオを提案した。

4 Conclusion & Future Work

有機物の形成は原始惑星系円盤でも自然と行われうものである。そのため、シリケートダストは有

機物によって付着力が向上しており、岩石微惑星へ形成し得た可能性がある。しかし、先行研究では全てのダストが十分な量の有機物を持つことができたかは明らかでない。また、先行研究はダストの成長を考慮していないため、成長を含んだより現実的なモデルで有機物が形成しうるのかを再度検証する必要がある。そこで今後は Ciesla & Stanford (2012) では考慮されなかった、鉛直方向のダストの密度進化へのダストの成長の影響などを考慮した、全ダストの UV 照射量の計算などを行う予定である。これにより有機物が地球型惑星の形成を促したのかを検討していきたい。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、奥住 聡 准教授には丁寧なご指導をしていただきました。深く感謝します。

Reference

- Alexander, C.M.O., Cody, G.D., DeGregorio, B.T., Nitler, L.R., & Stroud, R.M. 2017, *Geochem*, 77, 227-256
- Bernstein, M. P., Sandford, S. A., Allamandola, L. J., Chang, S., & Scharberg, M. A. 1995, *ApJ*, 454, 327
- Ciesla, F. J. 2010, *ApJ*, 723, 514
- Ciesla, F. J. 2011, *ApJ*, 740, 9
- Ciesla, F. J., & Sandford, S. A. 2012, *Sci*, 336, 452
- Desch, S. J., Morris, M. A., Connolly, H. C., & Boss, A. P. 2012, *M&PS*, 47, 1139
- Flynn, G. J. 1994, *P&SS*, 42, 1151
- Gail, H.-P., & Trieloff, M. 2017, *A&A*, 606, A16
- Goldreich, P., & Ward, W. R. 1973, *ApJ*, 183, 1051
- Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Neth.* 19, 421
- Kudo, T., Kouchi, A., Arakawa, M., & Nakano, H. 2002, *M&PS*, 37, 1975
- Homma, K. A., Okuzumi, S., Nakamoto, T., & Ueda, Y. 2019, *ApJ*, 877, 128
- Marty, B. 2012, *E&PSL*, 313, 56
- Wada, K., Tanaka, H., & Okuzumi, S., et al. 2013, *A&A*, 559, A62
- Zhu, Z., Hartmann, L., & Gammie, C. 2009, *ApJ*, 694, 1045

c8

Assessing the Dusty Outflows from
Super-puff with Grain Microphysics
東京工業大学 理学院 地球惑星科学系
大野 和正

Assessing the Dusty Outflows from Super-puff with Grain Microphysics

大野 和正 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

Abstract

Kepler 宇宙望遠鏡による系外惑星探査より、質量は海王星以下、サイズは木星程度という超低密度惑星 (Super-puff) の存在が明らかとなった。これらの天体は、大規模な大気散逸によって短期間で大気を失うことが示唆されており、何故 Super-puffs が現在まで生存できたのか大きな謎となっている。近年、散逸大気中のダスト opacity によって、Super-puff は実際より遥かに大きなサイズとして観測されているという説が提唱された (Wang & Dai 2019, 以下 WD19)。WD19 は、ダストの運動を考慮した大気散逸計算を行い、ダストとガスの質量比が 0.01 程度あれば、Super-puffs が現在まで生存可能な大気散逸率の範囲内で観る超低密度が説明できることを示した。一方、WD19 は一定サイズのダストを仮定しているが、この仮定の妥当性は明らかではない。そこで我々は、大気散逸中のダスト成長計算を行なった。大気散逸流には等温 Parker 風モデルを採用し、ダストの衝突合体によるサイズ分布進化を計算した。その結果、ダストは効率的に成長し、殆どのダストが大気散逸流に逆らって惑星に落下してしまうことが分かった。本講演では、典型的 Super-puff である Kepler-51b の低バルク密度を再現できるかについても議論する。

1 背景

ケプラー宇宙望遠鏡の活躍により、今日までに 3000 を超える系外惑星が発見された。既知の系外惑星の数が増えるにつれ、“スーパーパフ”と呼ばれる異様にバルク密度が低い天体が存在することが明らかになってきた (e.g., Jontof-Hutter et al. 2014; Masuda 2014)。例えば、典型的スーパーパフである Kepler-51b は、地球程度の質量 ($2.1M_{\text{Earth}}$) に対して土星に匹敵する物理半径 ($7.1R_{\text{Earth}}$) を持っており、硬めの発砲スチロール程のバルク密度 (0.03 g cm^{-3}) しか持たない。このようなスーパーパフは、低重力で大気スケールハイトが大きいため、大気分光観測のターゲットとして有望である。加えて、スーパーパフは大量のガス成分を保持しており、過去の惑星へのガス降着過程を探る重要な手がかりとなる可能性がある (Lee & Chiang 2016)。

このように魅力的な点が多いスーパーパフであるが、そもそも何故これほどに低いバルク密度を持つのかに関して未だ明らかとなっていない。スーパーパフの低密度を説明するには、大気が全質量の 10% 以上を占める必要がある (Lopez & Fortney 2014)。

ところが、スーパーパフ程度の質量の天体は低重力のため、大気散逸によって現在まで十分な量の大气を保持することができないと理論的に指摘されている (Owen & Wu 2016; Wang & Dai 2019)。

近年、スーパーパフの低密度を説明する案として、散逸大気中のダストによって惑星が実際より大きく見えているという説が提唱された (Wang & Dai 2019, 以下 WD19)。WD19 はダストの運動を考慮した大気散逸計算を行い、ダスト/ガス質量比が 0.01 程度あればスーパーパフの超低密度を説明できることを示した。しかし、WD19 はダストサイズを固定されているという大きな問題点が存在する。ダストが大きく成長する場合、惑星の見かけの大きさに影響するような上空に到達する前に地表へ落下してしまう。そこで本研究は、WD19 が提唱した仮説を検証するため、散逸大気中でダストがどのように成長するかについて詳細に調べた。

2 手法

2.1 ダストの重力落下条件の見積もり

最初に、どの程度のサイズのダストであれば上層まで到達可能であるかを見積もる。ダストがガスの平均自由行程より充分小さいことを仮定すると、ダストのガスに対する終端速度 v_d は以下のように書ける。

$$v_d = \frac{\rho_p GM_p}{2\rho_g c_s r^2} a \quad (1)$$

ここで、 ρ_p はダストのバルク密度、 G は万有引力定数、 M_p は惑星質量、 ρ_g はガス密度、 c_s はガス分子の平均熱速度、 r は惑星中心からの距離、 a はダストの半径である。ダストの終端速度が大気の散逸流の速度 v_g より遅ければ、ダストは落下せずに上層まで到達できる。大気の散逸流速は、大気の質量散逸率 \dot{M} を用いて以下のように書ける。

$$v_g = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho_g} \quad (2)$$

(1) 式と (2) 式の比を取ると、以下の関係式が得られる。

$$\frac{v_d}{v_g} = \frac{2\pi\rho_p GM_p}{c_s \dot{M}} a. \quad (3)$$

興味深いことに、ダスト落下速度と散逸流速の比は惑星からの距離に依らず、主に質量散逸率のみによって決定する。 $v_d/v_g = 1$ を代入することで、重力落下が回避可能なダストサイズの上限 a_{\max} が決まる。

$$a_{\max} = \frac{c_s \dot{M}}{2\pi\rho_p GM_p} \quad (4)$$

$$\approx 0.06 \mu\text{m} \left(\frac{c_s}{1 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{\tau_{\text{loss}}}{1 \text{ Gyr}} \right)^{-1},$$

ここでダスト密度 $\rho_p = 1 \text{ g cm}^{-3}$ を仮定した。また $\tau_{\text{loss}} \equiv M_p/\dot{M}$ は大気散逸のタイムスケールである。現在までスーパーパフが生存するには、 τ_{loss} が系の年齢より長くなければいけない。先述の Kepler-51b の場合、系の年齢は $\sim 0.3 \text{ Gyr}$ と推定されていることから、ダストサイズが $a \sim 0.1 \mu\text{m}$ を超えた段階で落下してしまうことが分かる。実際にダストがどの程度のサイズまで成長するかを見積もるため、以下ではダスト成長及び大気散逸の計算を行う。

2.2 ダスト成長モデル

本研究では球対称 1 次元大気におけるダストの成長を計算する。ダストの衝突成長を考慮した場合、ダストのサイズ分布進化は以下の Smoluchowski 方程式で記述される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(m)}{\partial t} = & \frac{1}{2} \int_0^m K(m', m-m') n(m') n(m-m') dm' \\ & - n(m) \int_0^\infty K(m, m') n(m') dm' \\ & - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (v_g - v_t) n(m)] \end{aligned} \quad (5)$$

ここで $n(m)dm$ は質量 m から $m+dm$ を持つダストの数密度である。 $K(m_1, m_2)$ は衝突カーネルと呼ばれ、質量 m_1 と m_2 の衝突率を記述する。一般には以下のように書ける。

$$K(m_1, m_2) = \pi(a_1 + a_2)^2 \Delta v(m_1, m_2) \quad (6)$$

ここで $\Delta v(m_1, m_2)$ は粒子間相対速度であり、粒子サイズや周囲のガス密度などに依存する。本研究では Jacobson (2005) に記述されている多様なレジームに適用可能な衝突カーネルを使用した。

2.3 大気散逸モデル

大気散逸流速を計算するため、本研究では等温パークー風モデルを使用した。これは運動方程式及び連続の式から散逸流速、ガス密度分布を与えるモデルであり、等温の条件下であれば散逸流速を以下の式から得ることができる (Parker 1958)。

$$\left(\frac{v_g}{c_s} \right)^2 - \log \left(\frac{v_g^2}{c_s^2} \right) = -3 + 4 \log \left(4\lambda^{-1} \frac{r}{R_0} \right) + \lambda \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-1}, \quad (7)$$

ここで R_0 は惑星の基準半径である。 λ は大気の散逸しにくさを表す無次元量で、ガス分子の平均熱速度と脱出速度の比を用いて与えられる。

$$\lambda \equiv \frac{1}{c_s^2} \frac{2GM_p}{R_0}. \quad (8)$$

(7) 式を数値的に解くことで v_g および ρ_g を計算することができる。

2.4 計算設定

大気の流れ場、密度構造は Kepler-51b を模擬して質量 ($2.1M_{\text{earth}}$)、平衡温度 (500 K) を仮定する。一般に、惑星の基準半径 P_0 と大気圧の関係は明らかではない。本研究では大気圧 $P(R_0) = 0.01$ bar に対応する基準半径を $R_0 = 2 R_{\text{earth}}$ と仮定する。これらのパラメータは、散逸タイムスケール $\tau_{\text{loss}} \sim 0.2$ Gyr の大気散逸を引き起こし、Kepler-51b の系の年齢 (~ 0.3 Gyr) とほぼ一致する。

境界条件として、WD19 と同様に大気下端境界でのダスト/ガス質量比をパラメータとして固定する。(5) 式を解くことでダストの動径分布を計算し、得られた大気の不透明度分布を用いて実効惑星半径 R_{eff} を以下の式から計算する。

$$\pi R_{\text{eff}}^2 = \pi R_0^2 + 2\pi \int_{R_0}^{\infty} r(1 - e^{-\tau_s}) dr \quad (9)$$

ここで τ_s は大気の流れ場に対する光学的厚みであり、以下のように計算できる。

$$\tau_s(r) = 2 \int_0^{\infty} \int_r^{\infty} \frac{\sigma_{\text{ext}} n(m) r'}{\sqrt{r'^2 - r^2}} dr' dm \quad (10)$$

今回は WD19 に従い、ダストの減光断面積はグラフィイト粒子のものを用いる。

$$\sigma_{\text{ext}} = 0.92 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \left(\frac{a}{1 \text{ nm}} \right)^3 \left(\frac{\lambda}{1 \text{ }\mu\text{m}} \right) \quad (11)$$

ここで λ は観測波長で、Kepler 宇宙望遠鏡の観測波長におおよそ対応する $\lambda = 1 \text{ }\mu\text{m}$ を用いた。

3 結果

図 1 ではダストサイズ分布の動径分布を示した。これより、惑星の基準半径付近でダストが効率的に成長していることが分かる。白線で定めた最大サイズ (式 4) より大きく成長したダストは、それより上層に到達することができず、惑星へと落下する。一方、最大サイズ以下の成長を免れたダストは、大気上層まで輸送されることが分かった。

上層に到達するダスト量が、成長なしの場合と比べてどのように変化するかを知るため、ダスト質量密度の動径分布を図 2 に示した。その結果、成長を

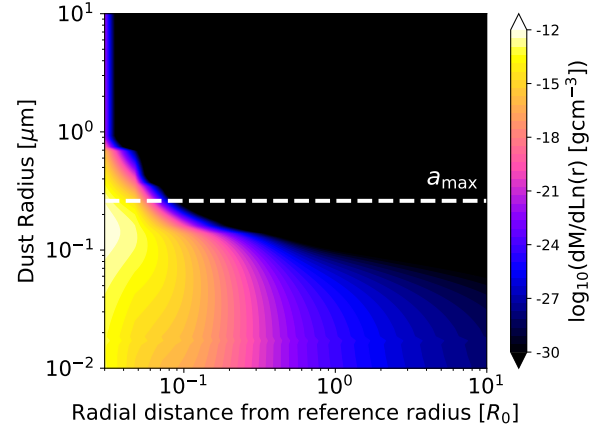


図 1: ダストサイズ分布の動径分布。横軸は惑星の基準半径からの距離、縦軸はダスト半径を表す。点線は式 (4) で定義した最大サイズを示している。カラーコンターは単位対数質量ビンに含まれるダスト質量密度 ($d(mn)/d \log m$) である。

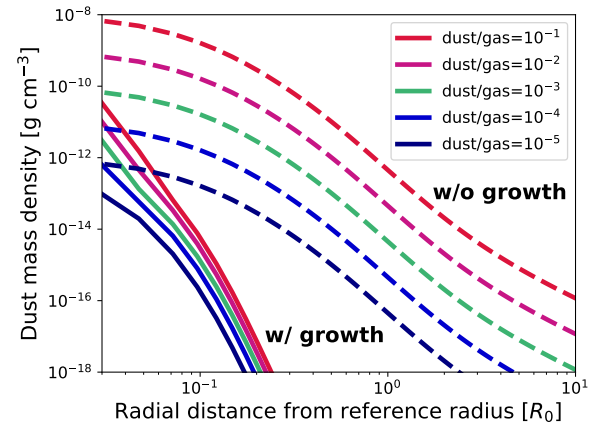


図 2: ダスト質量密度の動径分布。横軸は惑星の基準半径からの距離、縦軸はダスト質量密度を表す。点線は成長を無視した場合、実線は成長を考慮した場合の分布を示している。各色線は異なるダスト/ガス質量比の場合の分布を表している。

考慮した場合のダスト質量密度は、成長なしの場合に比べて桁で低くなることが分かった。成長を考慮した場合、ダストは基準半径から $\sim 0.1R_0$ 程度離れた時点で殆ど落下してしまう。下端境界のダスト/ガス質量比を高くした場合においても、同様に粒子成長とそれに伴うダスト落下が効率的になり、上層の

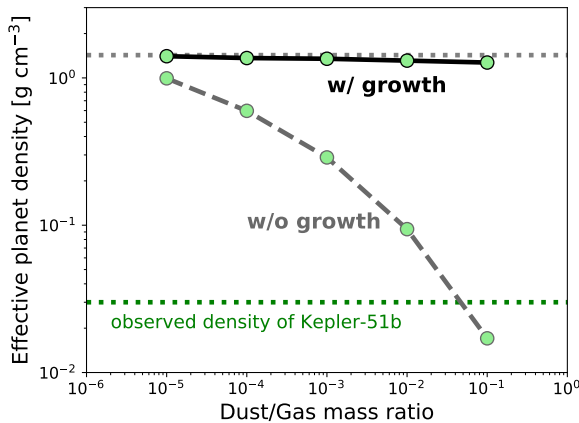


図 3: 惑星の実効密度。縦軸は惑星実効半径 R_{eff} から計算した惑星密度、横軸は下端境界のダスト/ガス比を示している。参考に、スーパーパフ Kepler-51b の密度を緑の点線で示した。

ダスト質量密度は殆ど増加しないことも分かった。

最後に、得られたダスト分布から観測される惑星密度を求めた。ダストによる大気不透明度を考慮した場合、観測される惑星密度は以下のように見積れる。

$$\rho_{\text{eff}} = \left(\frac{3M_p}{4\pi R_{\text{eff}}^3} \right) \quad (12)$$

得られた惑星密度をプロットしたのが図 3 である。成長を考慮しない場合、WD19 が示唆したようにダスト/ガス比 $\sim 0.01-0.1$ の時に惑星密度は典型的スーパーパフ Kepler-51b のそれまで減少する。しかし、ダスト成長を考慮した場合、殆どのダストは落下してしまうため、惑星の実効密度は基準半径から計算したもの (図 3 の灰色点線) とほぼ変わらないことが分かった。

4 議論と今後の展望

本研究の結果より、WD19 が提案した「大気散逸中のダストによってスーパーパフの低密度が説明できる」という説が、ダスト成長を考慮すると困難であることが分かった。これは、WD19 が仮定した高ダスト/ガス比の場合、粒子成長が効率的になりすぎること起因している。一方、本研究ではダストの完全合体を仮定したが、実際には合体成長を阻害す

る機構が存在する可能性がある。有力なものとして、大気中のダストが強く帯電することで、静電反発によって合体成長が阻害されるという機構などが挙げられる (Okuzumi 2009)。今後は、ダストの成長を阻害する機構の影響を調べ、どのような環境下であれば WD19 が提案した説が実現可能であるかを調べていく予定である。

Acknowledgement

本研究は特別研究員奨励費 (18J14557) の支援を受けています。また、本研究を行うにあたり、共同研究者の田中祐希氏には大変お世話になりました。この場を借りて、深く御礼申し上げます。

Reference

- Jacobson, M. Z. 2005, *Fundamentals of Atmospheric Modeling*
- Jontof-Hutter, D., Lissauer, J. J., Rowe, J. F., et al. 2014, *ApJ*, 785, 15
- Lee, E. J., & Chiang, E. 2016, *ApJ*, 817, 90
- Lopez, E. D., & Fortney, J. J. 2014, *ApJ*, 792, 1
- Masuda, K. 2014, *ApJ*, 783, 53
- Okuzumi, S. 2009, *ApJ*, 698, 1122
- Owen, J. E., & Wu, Y. 2016, *ApJ*, 817, 107
- Parker, E. N. 1958, *ApJ*, 128, 664
- Wang, L., & Dai, F. 2019, *ApJL*, 873, L1

c9

惑星集積時のコア形成と衝突剥ぎ取り
に着目した地球形成シナリオ
東京工業大学 理学院 地球惑星科学系
櫻庭 遥

惑星集積時のコア形成と衝突剥ぎ取りに着目した地球形成シナリオ

櫻庭 遥 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

Abstract

炭素 (C) や窒素 (N), 水素 (H) などの揮発性元素は、海や大気的主要構成元素であり、その起源を明らかにすることは地球形成条件を探る上で非常に重要である。地球の揮発性元素は主にコンドライト母天体によってもたらされたと考えられているが、両者の組成パターンには大きな乖離がある。地球はコンドライト組成に比べて N, C, H の順に枯渇しており、高い C/N 比および低い C/H 比を示す (e.g., Bergin et al. 2015)。本研究では、地球集積時の衝突による大気散逸および各リザーバ間の元素分配過程をモデル化し、地球の揮発性元素組成進化を調べた。微惑星集積による惑星形成を仮定し、マグマオーシャン期と後期天体集積期別々に元素分配モデルを構築した。前者では大気-マグマオーシャン-金属鉄間の化学平衡を、後者では海洋や炭素循環の存在を考慮した大気-海洋-地殻・マントル間の元素分配を計算した [e.g., 2, 3]。また全集積過程に渡って、天体衝突に伴う大気剥ぎ取りを考慮した。計算の結果、集積条件によってはコンドライト組成の微惑星集積によって現在の地球の揮発性元素組成を再現可能であることが分かった。揮発性元素の中でも親鉄性が高い炭素はコアに取り込まれ、大気に分配されやすい窒素は後期天体集積期の衝突で選択的に剥ぎ取られることによって枯渇したと考えられる。

1 Introduction

地球のようなハビタブル惑星の形成条件を明らかにすることは惑星科学における最重要課題の一つであり、生命を育む大気や海洋の主要構成元素である炭素 (C) や窒素 (N)、水素 (H) をはじめとする揮発性元素の起源はその鍵を握っていると考えられる。地球の揮発性元素の供給源は主にコンドライト母天体であると考えられているが、両者は大きく異なる組成パターンを示す。地球の表層およびマントル (Bulk Silicate Earth, 以下 BSE) の組成はコンドライト組成に比べて N, C, H の順に枯渇しており、高い C/N 比および低い C/H 比を示す (e.g., Bergin et al. 2015)。

地球にもたらされた揮発性元素は、供給時期と地球内部及び表層環境に応じてコア・マントル・地殻・大気へそれぞれ分配される。地球集積時のマグマオーシャンの内部では金属コアが分化し、表層では解放された揮発性成分が大気を形成する。その際、親鉄性元素のコアへの取り込みや天体衝突による大気剥ぎ取りの影響を受けて BSE の揮発性元素組成が決定づけられたと考えられる。

2 Model

地球集積過程をマグマオーシャン形成期と後期天体集積期の二段階に分けて元素分配モデルを構築した。マグマオーシャン形成期についてはメタル (コアへ分化)-マグマオーシャン-大気間の化学平衡分配を仮定し (図 1)、コア・マグマオーシャン・大気に分配される存在量を計算した (e.g., Dalou et al. 2017; Hirschmann 2016)。

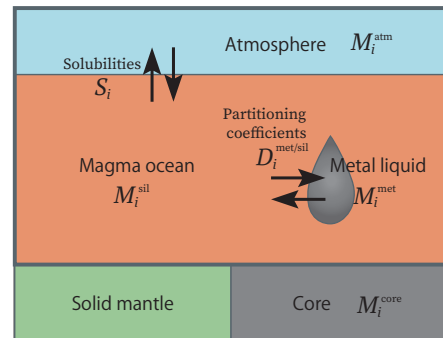


図 1: マグマオーシャン形成期のメタル-マグマオーシャン-大気間の化学平衡分配モデルの概念図。各元素の溶解度と分配係数をパラメータとする。

マグマオーシャン固化後の後期天体集積期については図 2 に示すように海洋と炭素循環の存在を仮定し、地殻・海洋・大気間の元素分配をモデル化した (Sakuraba et al. 2019)。微惑星集積によって供給された水素の海洋への取り込みおよび炭素の炭酸塩固定を考慮し、一方反応性の低い窒素は大気に分配されると仮定した。計算では H_2O および CO_2 の分圧に対し飽和水蒸気圧および炭素循環が安定して駆動されるような分圧上限を課すことで考慮した (Kasting 1993)。

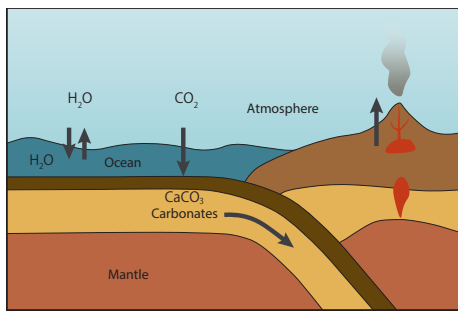


図 2: 後期天体集積期の表層リザーバー間の元素分配モデルの概念図。初期地球表層での海洋形成と炭素循環を仮定。

地球質量の 10% から 99% までの集積にはマグマオーシャン形成期モデルを、最後 1% の集積には後期天体集積モデルを適用した。両者のモデルにおいて大気組成は CO_2 , H_2O , N_2 の 3 成分からなる大気を仮定した。集積天体にはエンスタタイトコンドライト組成の岩石微惑星を仮定し、衝突速度・サイズ分布を考慮した大気剥ぎ取り効率 (e.g., Svetsov 2007) を用いて大気散逸を計算した。各元素のマグマオーシャンへの溶解度 (e.g., Miyazaki et al. 2004) とメタル-シリケート間の分配係数 (e.g., Dalou et al. 2017) および集積天体サイズ分布など不定性の高いパラメータに対して広い範囲でパラメータサーベイを行い、現在の BSE 組成を説明できるような集積条件を調べた。

3 Results

本研究では、地球集積時のコア形成とマグマオーシャン固化後の表層環境および天体衝突による大気

散逸を同時に考慮することによって現在の地球揮発性元素組成を再現できるシナリオを発見した。

図 3 は現在の BSE 組成をよく説明できる場合の計算結果で、(a) マグマオーシャン形成期と (b) 後期天体集積期の BSE に分配された C, N, H 存在量の時間進化を示している。マグマオーシャン形成期には鉄と結びついた元素がコアに分配されるため、親鉄性が高い炭素が最も枯渇した BSE 組成が得られた。一方、後期天体集積期には大気以外の液体/固体リザーバーに取り込まれにくい窒素が大気から優先的に剥ぎ取られ、最終的に窒素に枯渇した現在の BSE 組成を再現することができた。したがって、この結果はコンドライト組成の天体集積から地球の揮発性元素組成を実現できる可能性を示唆している。

4 Conclusion

本研究の結果より、地球 BSE の揮発性元素組成はコンドライト組成の微惑星集積による形成シナリオでもコア形成や衝突に伴う大気散逸を考慮することによって説明できることを明らかにした。特に炭素はマグマオーシャン中のコア分離の影響を、窒素は後期天体集積期の衝突大気剥ぎ取りの影響を強く受け、コンドライト組成よりも枯渇したと考えられる。

Acknowledgement

本稿は地球生命研究所 (ELSI) の黒川宏之研究員・玄田英典准教授・東工大の太田健二准教授との共同研究に基づいています。

Reference

- 著者 B, & 著者 C 2014, 発行元 2
- Bergin, E., et al., 2015, Proc. Nat. Acad. Sci. USA., 112, pp. 8965.
- Dalou, C., et al., 2017, Earth and Planetary Science Letters, 458, 141
- Hirschmann, M. M., 2016, Amer. Mineral., 101, pp. 540.
- Kasting, J. F. 1993, Science 259, 920-926.

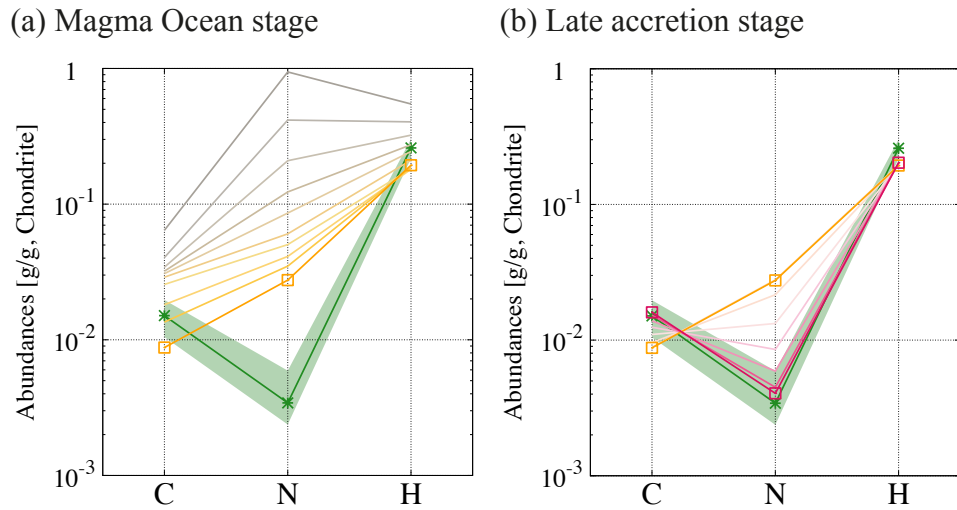


図 3: 揮発性元素組成進化 (a) マグマオーシャン形成期 (地球質量の 10%から 99%までの集積) のマグマオーシャンおよび大気に分配される各元素存在度の時間進化。橙線がマグマオーシャン形成期終了時の BSE 組成である。(b) 後期天体集積期 (地球質量の 1%の集積)。マントル・地殻および大気に分配される各元素存在度。赤線が全集積完了時の BSE 組成である。いずれもコンドライト組成で規格化した値を示している。

Miyazaki, A., et al., 2004, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 68, 387

Sakuraba, H., et al., 2019, *Icarus*, 317, pp. 48.

Svetsov. 2007, *Solar System Research*, 41, 28

c10

ハーシェル宇宙望遠鏡の撮像データを用いた系外彗星雲の研究
京都産業大学大学院 理学研究科
西出 朱里

ハーシェル宇宙望遠鏡の撮像データを用いた系外彗星雲の研究

西出 朱里 (京都産業大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽系の最外縁には彗星の元となる天体が球殻上に広がっている「オールト雲」が存在すると言われている。これは観測された彗星の軌道計算から予測されている天体群であり、直接の観測的証拠はない。一方、系外の恒星に関しても惑星系形成後に残る円盤状の微惑星円盤が銀河潮汐力と恒星遭遇によって軌道進化し、球殻状になると考えられる。本研究では系外彗星雲 (Extra-Solar Oort Cloud : ESOC) と定義されるこれらの天体群に関して、存在や構造に関して議論をする。これらを明らかにすることは恒星系進化の過程や、星形成において太陽系の特殊性、普遍性に関して議論するきっかけとなりうる。

彗星雲に位置するダストは、中心星からの放射及び星間放射を吸収し、遠赤外線域で再放射していると推定される。よって恒星系の周囲における彗星雲にあたる大きさ (原始惑星系円盤の典型的なサイズ \sim 1000 天文単位を超越したサイズ) において遠赤外線放射を検出することができれば、系外彗星雲の存在に制約を与えることができる。本研究では遠赤外線域で比較的高温な表面温度である A,F,G 型星、現時点で球殻状に進化している年齢であると考えられる、光度階級が IV,I である天体を候補にあげ、そのうち SED で赤外超過の確認できる天体を研究対象とした。そしてハーシェル宇宙望遠鏡に搭載されている PACS および SPIRE の撮像データを用いて太陽系外オールト雲に存在する微小天体から生じるダストからの熱放射の探査を行い、彗星雲の有意性及び形状に関して議論する。

1 Introduction

恒星進化において惑星形成後に残る円盤状の微惑星円盤は、木星などの巨大惑星の摂動によって遠日点距離が増加する。さらに銀河潮汐力や恒星遭遇などの外力摂動によって近日点距離が増加し、また、軌道系射角がランダム化することによって球殻状まで進化すると考えられている。太陽系におけるオールト雲は観測された彗星の軌道から、球殻状に分布していると考えられている (Oort 1952) が、その形状は銀河潮汐力のみでは軌道進化はするものの太陽年齢ほどの期間では等方的にならず、オールト雲が現在において等方的に分布しているためには、恒星遭遇が与える影響を考慮する必要がある。主星から 1pc 以内に恒星が近づくことを恒星遭遇と考え、恒星遭遇の頻度は 10 万年に 1 個程度であり、オールト雲は 5Gyr から 10Gyr の期間で球状になったと考えられる (Higuchi 2011)。一方 A 型星では中心星の質量が G 型星の 2 倍であることから Hill 半径を考慮すれば彗星雲の半径は約 1.2 倍となる。よって、A 型星において等方的な彗星雲の形成に必要な恒星遭遇

の頻度は 1.7 倍となる。その分彗星雲の軌道進化の速度も増加し、3Gyr \sim 6Gyr で球殻状に成長すると予測できる。

よって今回、比較的高温な表面温度である A,F,G 型星かつ、3Gyr \sim 現在の太陽年齢である光度階級が IV,V の天体を Hipparcos のカタログから選定した。

これらの天体の周囲の構造を明らかにし、彗星雲の存在と形状に関して議論することを本研究の目的とする。

2 Methods

2.1 天体選定

天体の選定に関しては、主星の温度と年齢を考慮する必要がある。O,B 型星は高温ではあるが、球殻状まで軌道進化するのに要する期間より恒星寿命が短く、また、恒星大気により赤外超過を示すため (Stern 1991)、今回の研究対象からは除外する。一方 A,F,G 型星は 3Gyr \sim 10Gyr かかると予測でき、これは太陽の寿命と言われる 10Gyr 以内である。

A,F,G 型星の持つ彗星雲がオールト雲と同様に球殻状に分布し、それを構成する天体が彗星核とダストであるとする。彗星核は数密度が小さいため、主星からオールトの雲が存在すると考えられている半径に存在する、ダスト粒子が主星からの輻射と星間輻射を吸収し、再輻射している際の輻射及び温度、観測可能波長を見積もる。

ダスト粒子の半径を $a = 1\mu\text{m}$ とし、粒子の放射率を $\lambda > 1.5a$ のときは $(\lambda/\lambda_0)^{-1}\pi a$ 、 $\lambda < 1.5a$ のとき彗星核の典型的なアルベド $A(=0.03)$ を採用して $(1-A)\pi a^2$ とすると、ESOC の温度は以下のように表すことができる。

$$T_{ESOC} = 4.9 \left[(1-A) \left(\frac{1.5a}{1\mu\text{m}} \right)^{-1} \left(T_{bkg}^4 + \frac{L_*}{16\pi\sigma_{sb}R^2} \right) \right]^{\frac{1}{5}}$$

ここで σ_{sb} はステファン-ボルツマン定数、 L_* は主星光度、 R は主星から天体までの距離、 $T_{bkg} = 3.5\text{K}$ (Spitzer 1978) である。ESOC が光学的に薄く、球殻状に分布していると仮定すると、予測されるフラックスは以下の通りである。

$$F_{\nu}^{ESOC}(\lambda) = 4\pi\tau \left(\frac{R}{d_{star}} \right)^2 B_{\nu}(\lambda, T_{ESOC})$$

ここで、太陽から 40pc の位置に A,F,G 型の天体がそれぞれあると仮定したときの輻射、温度を計算する。100AU の地点にデブリディスク、10000AU の地点に彗星雲の成分を用意した時の SED を図 1 に示す。計算の結果、ESOC は A 型星は 18.8K、F 型星は 17.4K、G 型星においては 13K の温度で放射し、いずれも $200\mu\text{m}$ 付近にピークを持つことが予測できる。検出限界と観測波長を考慮すると本研究では遠赤外線観測衛星のハーシェル宇宙望遠鏡に搭載されている観測装置 PACS $160\mu\text{m}$ と SPIRE $250\mu\text{m}$ の撮像データが最適であると判断した。

Hipparcos メインカタログより抽出した A,F,G 型星、かつ光度階級が IV,V である天体に関して、2MASS(J,K,H)、WISE($3.35\mu\text{m}, 4.6\mu\text{m}, 11.6\mu\text{m}, 22.1\mu\text{m}$)、PACS($70\mu\text{m}, 100\mu\text{m}, 160\mu\text{m}$) の Point Source Catalog より SED を作成し、赤外超過が確認できる天体、かつデブリディスクより低温領域で超過の傾向のある天体を抽出した。さらにハーシェル PACS $160\mu\text{m}$ で撮像され、主星から 10000AU 以上

の範囲が撮像されている 66 天体を選定した。

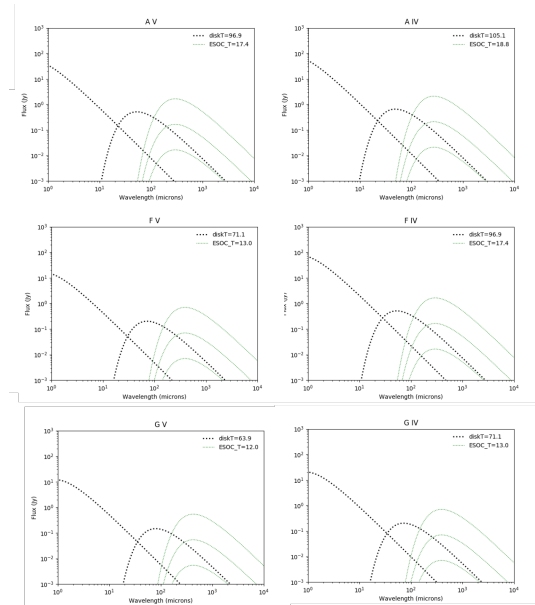


図 1: 対象とするスペクトルタイプの SED

100AU の地点にデブリディスク、10000AU の地点に彗星雲があると仮定したときの SED である。それぞれの τ の値は $\tau < 10^{-5}$ (Stern 1991) であるので、今回は $\tau = 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}$ を同時にプロットしている。上から A 型星、F 型星、G 型星である。また左側が光度階級が V、右側が IV である。

2.2 恒星の周辺構造

各画像から観測装置の点光源関数 (PSF) を差し引くことによって、恒星より広がった放射が容易に得られる。参照 PSF として PACS のアーカイブで提供されている Modeled PSF から、各画像と同様のスキャンスピードの画像を選び使用する。天体の重心が中心となるよう画像を切り出し、PSF の重心を合わせて減算する。減算した画像に関して対象天体を中心として半径方向のフラックス値をスタッキングし、対象天体から数千 AU~数万 AU での超過の有無を確認する。

3 Results

HIP8903 において天体画像から PSF を減算した結果を図 2 に示す。

Higuchi 2011

https://www.cps-jp.org/cps/pub/seminar/fy2011/2011.../20110907_higuchi_01.pdf

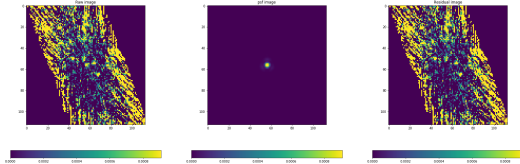


図 2: 対象天体の PSF 減算

左の画像は Herschel160 μm の画像を対象天体を中心として $\sim 32''$ の正方形で切り出したものである。中央の画像は左の画像に合わせてピクセルの分割数を調整した PSF、右の画像は左の画像から中央の画像を引いた後の画像である。

4 Conclusion&Future Work

今回彗星雲が球殻状にまで軌道進化する期間を恒星遭遇を考慮して行った結果、A 型星では 3Gyr \sim 6Gyr、F 型星では 4Gyr \sim 8Gyr、G 型星では 5 \sim 10Gyr の期間を要することが分かった。また太陽系におけるオールト雲が約 10000AU に分布していると仮定して SED を作成し、彗星雲の温度や観測波長を求めた。ハーシェル宇宙望遠鏡に搭載されている PACS160 μm の撮像データにて、ESOC が分布している範囲が撮像されていると期待できる天体の選定を行った。選定した天体の画像から PSF を引くことにより恒星より広がった放射を確認し、半径方向にスタッキングすることにより、超過のシグナルを鮮明にした。

今後は SED より ESOC のモデルを作成し、スタッキング結果と比較をして ESOC の輻射の有意性や形状の議論に繋げていく。

Reference

J.H.Oort 1952 Bibcode:1950BAN....11...91O.

A.S.Stern 1991, ICARUS 91, 65-75

F.Y.Morales,G.Bryden,M.W.Werner&K.R.Stapelfeldt 2014, doi:10.3847/0004-637X/831/1/97

c11

近赤外線視線速度観測による低質量星

まわりの惑星検出

総合研究大学院大学 物理化学研究科 天

文科学専攻

笠木 結

近赤外線視線速度観測による低質量星まわりの惑星検出

笠木 結 (総合研究大学院大学 物理化学研究科 天文科学専攻)

Abstract

太陽系外惑星の探査方法の一つである視線速度法は、中心星の視線速度変化をスペクトル中の吸収線のドップラー偏移から測り、惑星を検出する方法である。近年、地球型惑星の探査に対し、M 型星という赤色矮星を中心星とする惑星系が注目されている。M 型星は太陽近傍に最も多く存在する星であるが、可視光で暗いため観測が難しく、検出された惑星数も少ない。一方で、ハビタブルゾーンが太陽型星よりも近い位置に存在すると考えられるため、視線速度法を使った地球型惑星の検出に適した天体である。また、M 型星は近赤外で明るく、スペクトルに多くの吸収線を持つ。Reiners et al. (2010) は近赤外線での低質量星周りの惑星に対する視線速度精度や、恒星活動による視線速度信号への影響を検討した。その結果、中期から晩期 M 型星に対しては可視光よりも高い精度が得られることがわかった。そして、現在すばる戦略枠観測 (SSP) では、それらの中～晩期 M 型星周りの惑星を対象に赤外線ドップラー装置 IRD (Infrared Doppler) による観測を行っている。

そこで今回は、上記の論文を踏まえつつ、視線速度精度を制限する様々な要因と IRD-SSP の観測の特徴をまとめる。また、視線速度精度を向上させるための今後の研究課題についても報告する。

1 イントロダクション

視線速度法は、太陽型星周りの最初の系外惑星の検出に使われ、現在でも系外惑星の検出と特徴づけに大きな役割を果たしている。現在では数 ms^{-1} の視線速度信号を検出することが可能となり、今後さらに精度を向上させることで多くの地球質量惑星の検出が期待されている。

Kepler 衛星などによりこれまで多くの系外惑星が発見され、中心星の質量が小さいほど低質量の惑星を多く持つ傾向があることがわかってきた。近年注目されているターゲットである M 型星は、質量 $0.08 - 0.6M_{\odot}$ を持つ赤色矮星である。特に、すばる望遠鏡の観測装置 IRD (Infrared Doppler: 赤外線ドップラー装置) は星の有効温度が低い晩期 M 型星に対する分光観測を行なっている。これはすばる戦略枠観測 (SSP) として 2019 年 2 月から 5 年間に渡って実施される。この観測で期待される成果は主に 2 つある。一つ目は、地球質量のハビタブル惑星の発見である。視線速度の変動を検出するためには、少なくとも軌道周期と同程度の期間継続して観測する必要がある。よって、短周期惑星ほど検出しやすい。晩期 M 型星は光度が小さいため、液体の水が存在できる

領域であるハビタブルゾーン (HZ) がより近い位置に存在し、軌道周期が短い ($\lesssim 10$ 日) 惑星でも HZ 内に入る。また、中心星の質量が小さいのでより大きな視線速度信号が得られ、低質量惑星を検出しやすい。二つ目は、スノーラインを挟んだ、晩期 M 型星周りの様々な質量を持つ惑星分布の解明である。スノーラインとは、原始惑星系円盤内で温度が物質の昇華温度に達する境界であり、形成される惑星の性質を左右する。惑星形成論の検証と惑星系の多様性の解明が期待される。

今後私は、近赤外線での高精度視線速度観測を実現するための研究を行うつもりである。そこで今回は、理論的な到達可能精度を調べた Reiners et al. (2010) による論文のレビューと、様々なノイズ源について調べた内容を報告する。

2 近赤外線での高精度視線速度観測

視線速度測定では、スペクトルから視線速度を測る際の誤差 (精度) と、長期的に見た場合の視線速度のばらつき具合 (安定性) の両方の影響がノイズ

として加わる。一般的には、安定性は精度より悪く (大きな値) なる。以下では特に近赤外線観測でのノイズ源について簡単に示す。

2.1 光子ノイズ

これまでの視線速度観測は主に可視光分光器を用いて行われてきた。しかし、M 型星の多くは可視光では暗いため可視光分光観測は最適な方法ではない。一方で、近赤外線では十分に明るく、近赤外線での観測は大きなメリットがある。そこで、この波長帯で到達できる視線速度精度が Reiners et al. (2010) によって検証された。彼らは M 型星のモデルスペクトル (図 1) を用いて、可視光と近赤外線のそれぞれに対して光子ノイズを計算した。光子ノイズとは、この場合吸収線の鋭さと、信号とノイズの比から計算される理論的な精度限界である。温度の異なる早期、中期、晩期の三つのスペクトル型の星に対してそれぞれの波長帯で得られる結果を示したのが図 2 である。これらの結果から、特に IRD-SSP が主なターゲットとする晩期 M 型星は、近赤外線観測で可視光よりも高い精度まで到達できることが分かる。この理由は、温度が低い星ほど近赤外線のスペクトル中の吸収線がより鋭く、多くなるからである。また、それにより可視光と比べて高い信号ノイズ比が得られるためである。

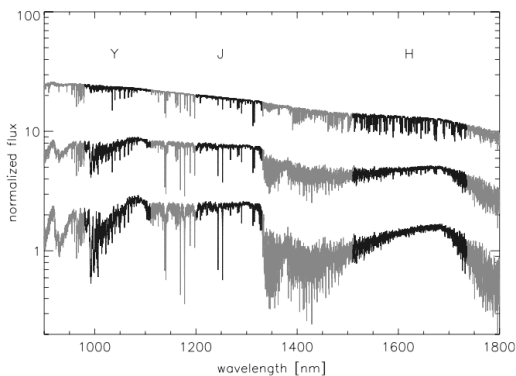


図 1: 上から早期、中期、晩期 M 型星のモデルスペクトル (900 nm~1800 nm)。黒い部分が使用する波長帯 (Y, J, H バンド) を表している。(Reiners et al.(2010) Fig 2 より)

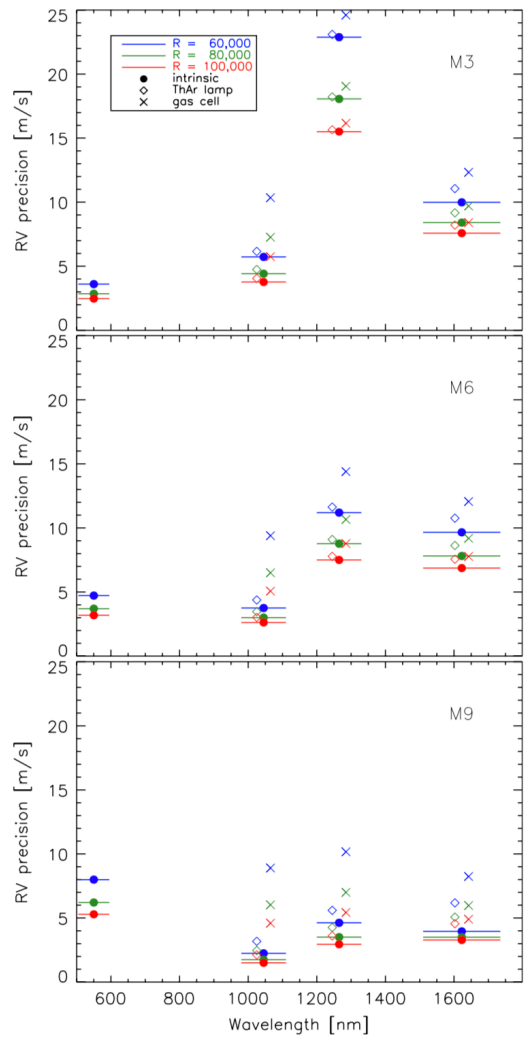


図 2: 上から早期、中期、晩期 M 型星に対するそれぞれの波長帯での到達可能精度。点が光子ノイズのみで制限される精度で、ThAr ランプとガスセルの二つの方法で波長較正を行なった場合の結果も示されている。(Reiners et al.(2010) Fig 5 より)

2.2 恒星ノイズ

恒星の回転や黒点などの活動が存在すると視線速度が変化する。早い自転速度は吸収線幅を広げて精度を下げる原因となり、また、自転と共に恒星面を移動する黒点は惑星の存在による視線速度信号と間違えられる可能性がある。

IRD-SSP では、最初に選んだ 150 天体のうち 60 天体を最終的な視線速度観測のターゲットとして選

択する。これは、例えば、恒星由来のノイズを小さくするために、自転が遅く恒星活動が小さい星であることなどを条件として最適なターゲットが選ばれている。また、得られたデータを解析する際にも、恒星ノイズをモデル化して影響を軽減させる。

2.3 装置安定性

1ms^{-1} の安定性で視線速度を測定することは、装置的に困難な課題である。実際、分光器周辺の温度と圧力の変化、入射光の変化、検出器ピクセルの感度の違いなどにより、必要な安定性の 2-3 倍大きな信号が生じる可能性がある。以下では主に IRD に対して課題となるノイズ源を考えていく。

2.3.1 大気の吸収線

近赤外線波長領域は可視光範囲よりも地球大気の吸収線が多く混入し、視線速度観測の妨げとなる。図 2 は混入部分を除くスペクトル範囲を使って得られた結果であるが、範囲を限定してしまうと視線速度測定のための情報量が少なくなってしまう。代わりに、IRD を使った測定では、地球大気をモデル化して補正を行う方法や、ターゲットとほぼ同じ厚さの大気を通過してくる、恒星の吸収線がほとんどない高速自転星からの光を観測して補正を行う方法が使われる。

2.3.2 レーザー周波数コム

IRD は波長較正源としてレーザー周波数コム (LFC) を用いている。これは、広い波長範囲に渡って、周波数的に等間隔の規則的な輝線パターンを波長の基準として与える。LFC の波長安定性は主に周囲の温度に依存する。そのため、温度管理された部屋に置かれている。

2.3.3 検出器の性質

検出器も精度に影響を与えるいくつかの要因を持つ。まず、ピクセル間の固有の感度やサイズの違いによるものである。感度の違いは、一様な光を当てて

各ピクセルの感度を読み取ることで補正される。一方で、サイズの違いの測定は難しく、補正法は確立していない。また、熱による膨張や収縮の影響も受けるため、検出器は真空チャンパー内に設置され、温度制御がされた冷凍機により冷却されている。また真空チャンパー自体も、温度管理がされた部屋に設置されている。

2.3.4 モーダルノイズ

モーダルノイズとは、光ファイバーの変形や温度変化などの様々な要因から生じる IP (instrumental profile) の不安定性である。これは特に近赤外線分光器の主なノイズ源となっている。LFC と星の光のそれぞれに対するモーダルノイズが存在するが、LFC のような高い可干渉性 (コヒーレント) を持つ光ほどノイズが大きくなる傾向があり、星の光 (部分的に可干渉性がある) とは独立に振る舞うので、それぞれの振る舞いを区別して理解する必要がある。

2.3.5 偏光ノイズ

分光器の波長分散やブレード形状といった応答は、入射光の偏光状態にとっても高い感度を持つ。特に、LFC の光はかなり直線偏光しており、大きなノイズを生じる可能性がある。そのため、偏光状態をあえて様々な状態に高速で変化させ、長時間露光時には平均化された一様な偏光状態とすることで、この影響を低減させている。

2.3.6 IRD の観測で予想される装置的ノイズ

以上の様々なノイズ源が、IRD での視線速度観測に影響を与える。実験で推定されたそれぞれのノイズ源からの寄与を表 1 に示す (Sato et al. 2018)。これは、IRD の観測では理論的な光子ノイズに加えて約 2ms^{-1} のノイズが生じる結果を表している。

3 まとめと今後の展望

地球質量惑星の検出を目指して、主に晩期 M 型星をターゲットとする観測計画がすばる望遠鏡の IRD

表 1: 装置安定性の検証 (Sato et al.(2018) 表 3 を参考に作成)

ノイズ源	ノイズの大きさ (ms^{-1})
LFC 安定性	0.04
ピクセル間の感度差	0.96
モーダルノイズ (LFC)	$\ll 0.7$
モーダルノイズ (星)	0.5-1.2
偏光ノイズ	< 0.76
合計	1.3-1.9

で始まっている。この観測では、高い精度と安定性での M 型星観測のために、近赤外線の広い波長範囲をカバーし、恒星ノイズの影響が小さい低活動度の星にターゲットを絞っている。この観測で発見された低質量惑星は、将来の大型望遠鏡での詳細観測を行う天体の候補となるだろう。Reiners et al. (2010) により、近赤外線で高い視線速度精度に到達できることが示されているが、IRD ではまだその究極の精度まで到達していない。

私は今後、ハビタブルな地球型惑星の検出に向けて、理論的な地球大気吸収線と M 型星大気スペクトルを用いて、数値シミュレーションにより地球大気吸収線が視線速度測定に与える影響を見積もる研究を行うつもりである。また、実際の観測から得られたデータと数値シミュレーションとを比較し、その違いについて詳しく調べていくつもりである。

Reference

- B. Sato et al. 2018, Search for Planets like Earth around Late-M Dwarfs: Precise Radial Velocity Survey with IRD
- A. Reiners et al. 2010, ApJ, 710, 432

c12

系外惑星探査への Deep Learning の適用

東京大学 大学院理学系研究科 天文学

専攻

桑田 敦基

系外惑星探査への Deep Learning の適用

桑田 敦基 (東京大学 大学院理学系研究科 天文学専攻)

Abstract

系外惑星は 1995 年に初めて発見されて以来、今日までに 3,900 個以上発見されている。その中の約 3,000 個はトランジット法という手法により発見された。トランジット法は、主星の周りを公転する系外惑星が主星の前を横切る際に起こる、わずかな明るさやスペクトルの変化を観測するものである。2009 年に打ち上げられた系外惑星探査衛星 *Kepler* は、はくちょう座まわりを継続観測し、特に Habitable Zone にある惑星を探すサーベイを行った。サーベイした恒星の数は 50 万個以上にのぼり、2018 年 10 月に運用を終了した。さらに 2018 年 4 月には *Kepler* の後継機である *TESS* (*Transiting Exoplanet Survey Satellite*) が打ち上げられ、*Kepler* よりも広範囲にわたり現在も観測が行われている。

Kepler はトランジット法によって惑星候補を発見しているが、この候補の中には偽陽性 (恒星が連星であることによる減光など) が含まれている。そこで、惑星による減光であることを判断するために、Deep Learning を用いた *AstroNet* (Shallue & Vanderburg, 2018) というネットワークが開発された。これらのネットワークは、現段階では観測データから減光が抽出された後に適用されている。実際、*AstroNet* によって判断されたデータが、その後のフォローアップ観測によって新たな系外惑星であると確認された事例もある (Shallue & Vanderburg, 2018)。本発表では、系外惑星探査への Deep Learning の適用についてのレビューおよび、今後のさらなる活用について議論する。

1 はじめに

1995 年にドップラー法で恒星の周りを回る最初の系外惑星が発見されて以来、系外惑星の分野はめざましい発展を遂げている。その中でも 2000 年に惑星の観測に成功したトランジット法による発見は最も多く、トランジット法による探査は系外惑星の理解に革命をもたらしたと言える。特に NASA が打ち上げた *Kepler* 宇宙望遠鏡 (Borucki et al. 2010; Koch et al. 2010) は 4 年間の mission において合計 20 万個もの星を観測し、2,000 個以上の惑星を発見した。2つのリアクションホイールの故障を乗り越え、延長 mission として行われた *K2* (Howell et al. 2014) においてはさらに視野の広い観測が行われ、サーベイした恒星は 50 万個以上、発見した系外惑星は 2,600 個以上となった。さらに *Kepler* の後継機として打ち上げられた *Transiting Exoplanet Survey Satellite* (*TESS*; Ricker et al. 2014) においては全天がサーベイされることになり、最終的には 2,000 万個の恒星が観測されると考えられている。

これまでは減光が惑星によるものが偽陽性による

ものかの判断が人間によって行われてきたが、大量のデータの選別を一様に行うため、機械による試みがなされている。偽陽性を取り除く人間の方法を真似るように設計され、決定木というシステムを用いている *Robovetter* (Coughlin et al. 2016) はその一種である。本発表では、機械による選別の中でも機械学習を *Kepler* のデータに用いて初めて系外惑星が発見された、ニューラルネットワークが用いられているモデルである *AstroNet* を紹介する。さらにそこから派生し、*K2*、および *TESS* のデータに対してニューラルネットワークを適用したモデル、*AstroNet-K2* (Dattilo et al. 2019)、および *AstroNet-TESS* (Yu et al. 2019) についても紹介する。

2 解析方法

2.1 ニューラルネットワーク

ニューラルネットワークは (特徴) 表現学習の一種である。一般に機械学習の目的は、入力データをよ

り便利な出力データに結びつけること、例えばある入力画像に対し「犬」「車」などのラベルをつけることである。このラベルづけのために、あらかじめ「足の数」「車輪の数」といった(人間の判断による)特徴量を入力することもできるが、画像のピクセルに対する特徴量を定義することは極めて困難である。そこで画像のピクセルデータから自動的に特徴量を学習するモデルを構築することを考える。これを(特徴)表現学習と言う。

ニューラルネットワークは、ヒトの脳神経(ニューロン)をモデルにして構築されている。ネットワークは複数の層からなり、各層は入力値に対しある関数値を出力するニューロンという部分で構成されていて、複数のニューロンからの出力値の重み付き和が次の層のニューロンに入力される。ニューロンがどのように結合されているかにより、全結合型ニューラルネットワーク、畳み込みニューラルネットワークなどに分けられる。

また、各入力データには正解が割り当てられていて、ネットワークを通した最終的な(予測された)出力とその正解との誤差を計算し、その誤差を小さくするようにネットワーク内のパラメタ(重み)を調整する。これを繰り返すことでネットワークを最適化する。この方法は教師あり学習とも呼ばれる。

2.2 入力データ作成

入力データとして、ラベルづけされた light curve を得る必要がある。AstroNet においては Autovetter Planet Candidate Catalog for Q1-Q17 DR24 (Catanzarite 2015) からダウンロードされ、AstroNet-K2 および AstroNet-TESS においては、その論文の著者らにより各 light curve にラベルがつけられた。いずれのネットワークにおいても、全 light curve のうち無作為に選ばれた 80% が訓練データ、10% が検証データ、10% がテストデータに分けられた。まず訓練データを用いて学習することでネットワーク内のパラメタ(重み)を調整し、次に検証データを用いてハイパーパラメタ(層の数など)を調整する。最後にテストデータを用いて、ネットワークの精度を求める。これが学習の一連の流れである。

さらに Shallue & Vanderburg (2018) により、ト

ランジット以外の信号の有無が見える Global view、およびトランジットの形を見ることができる Local view を入力することで良い結果を得られることが分かっている。

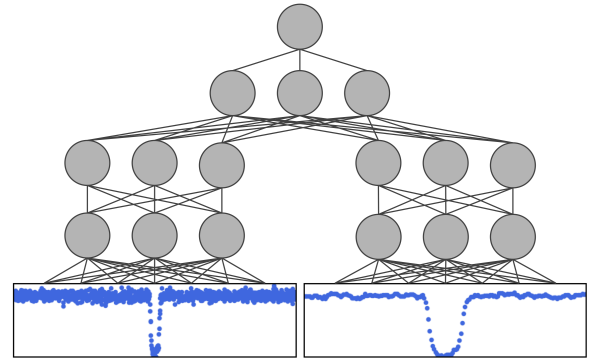


図 1: ネットワークの模式図。2つの light curve は、左が Global view、右が Local view である。

2.3 評価方法

ネットワークを評価する指針として、以下の値を用いる：

- Precision : 惑星であると予測されたもののうち、実際に惑星であるものの割合。
- Recall : 実際に惑星であるもののうち、惑星であると予測されたものの割合。
- Accuracy : 予測された結果が、正解と一致しているものの割合。

ネットワークは入力に対する最終的な出力として、惑星である確率(0 から 1 までの値)を返す。惑星か非惑星かの分類の閾値(自然な閾値は 0.5)は自ら設定することができ、閾値によって Precision、Recall の値は変わる。Precision と Recall の間にはトレードオフの関係がある。

3 結果

Kepler のデータを用いた解析において、複数の構造のネットワークに対し、閾値を変えて得られた Precision、Recall を図示すると、図 2 のようになる。各ネッ

トワークの Accuracy は表 1 のようになった。最終的に最も良い評価が得られたネットワーク、AstroNet は図 3 のような構造を持つネットワークであった。

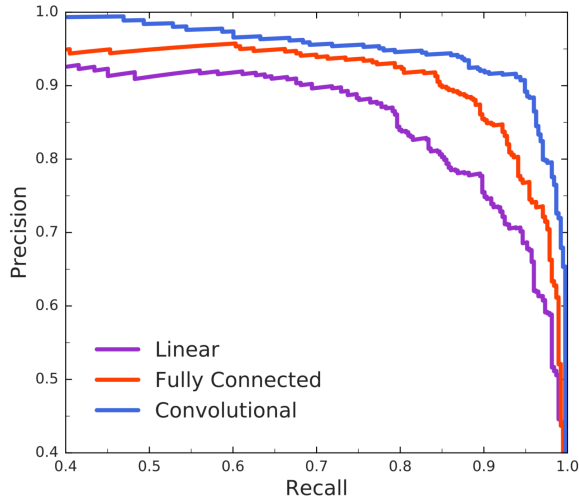


図 2: Precision vs. Recall のグラフ。Linear は入力層と出力層の間に層がないネットワーク、Fully Connected は全結合型ニューラルネットワーク、Convolutional は畳み込みニューラルネットワークをそれぞれ用いたときの値をプロットしている。

表 1: テストデータにおける Accuracy

	Global	Local	Global&Local
Linear	0.869	0.879	0.917
Fully Connected	0.902	0.912	0.941
Convolutional	0.954	0.924	0.960

AstroNet から派生した AstroNet-K2、AstroNet-TESS は AstroNet とネットワークの構造は似ているが、AstroNet-K2 では惑星と主星の半径比およびインパクトパラメータといったスカラー値が入力されていて、Precision=0.9、Recall=0.9、Accuracy=0.9784 を達成している。さらに AstroNet-TESS においては ”planet-like” (惑星もしくは食連星による減光) か ”non planet-like” を判断する triage mode と、惑星か食連星かを判断する vetting mode の 2 つの段階に分けられ、trriage mode のネットワークは AstroNet と同様のものが、vetting mode のネットワークはさらに改良されたものとなってい

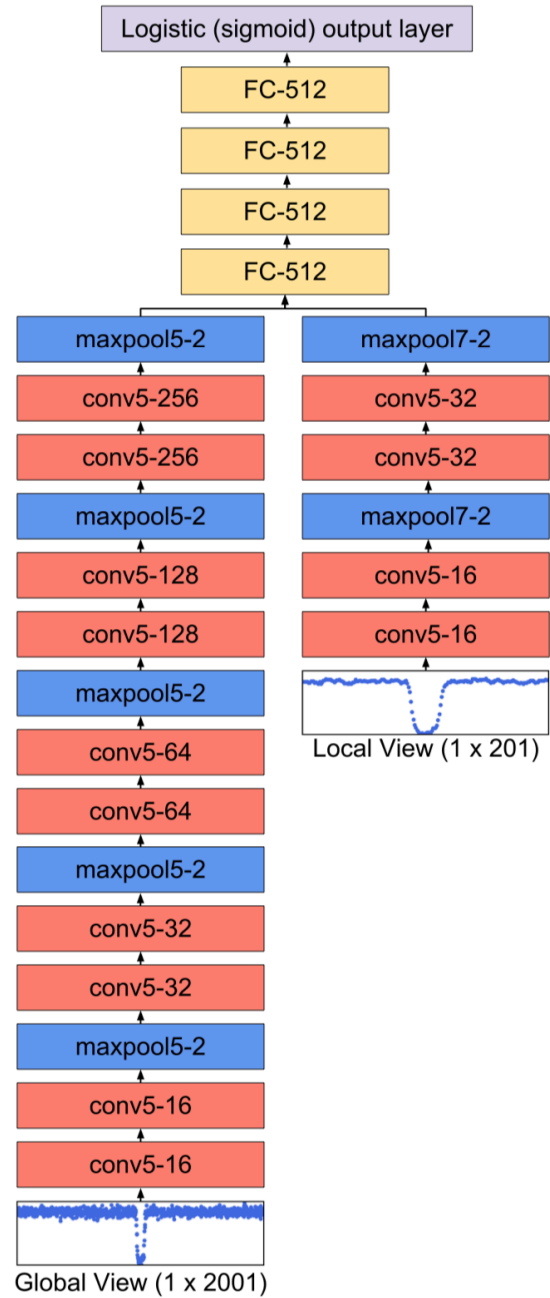


図 3: AstroNet の構造

る。trriage mode においては Accuracy=0.974、Average Precision(各閾値に対する Precision の重みつき平均)=0.970 を達成しているが、vetting mode においては Accuracy=0.978、Average Precision=0.693 と、惑星の発見は現段階では困難であるという結果

が得られた。

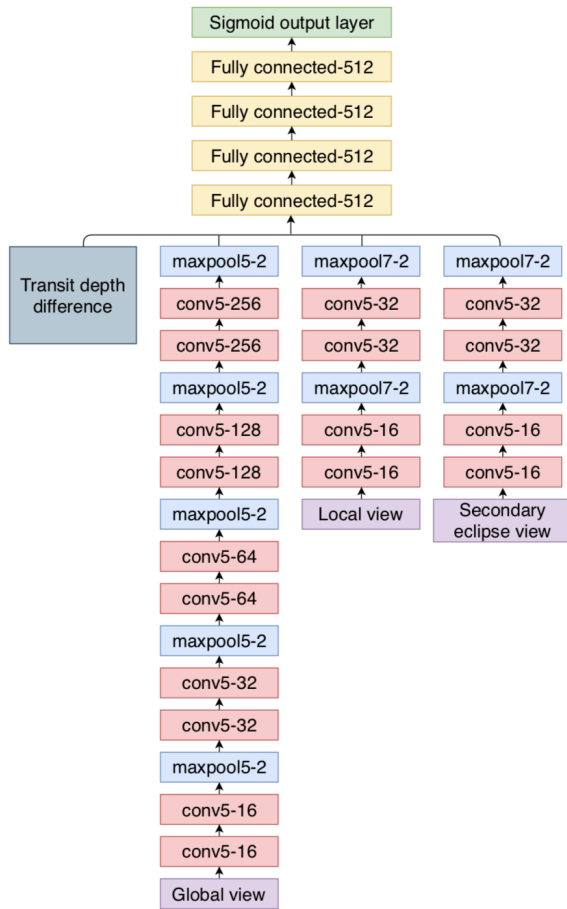


図 4: AstroNet-TESS における vetting mode の構造。Secondary eclipse view として新たな入力データが、Transit depth difference として aperture をわずかに変えたときの Transit depth の変化がスカラー値として入力されている。

4 今後の展望

実際、AstroNet の解析では Kepler-80 g および Kepler-90 i が、AstroNet-K2 では EPIC 246151543b および EPIC 246078672b が、その後のフォローアップ観測を経て発見されている。AstroNet-TESS においては、triage mode では高い Precision が得られているものの vetting mode には未だ改善の余地がある。TESS からは現在でも新たなデータが

取得されていて、新たなデータを triage mode で解析したところ、Precision=0.83 と偽陽性のほとんどを取り除くことができたという報告もなされている。未知のデータに対して正しい解析が行えることは、ニューラルネットワークでの解析において重要な側面である。ニューラルネットワークを用いた方法では、一般に訓練データを増やすことにより精度が向上することから、今後の TESS からの新たなデータを用いた解析により、さらなる系外惑星の発見が期待される。

Reference

- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, *Science*, 327, 977
- Catanzarite, J. H. 2015, *Autovetter Planet Candidate Catalog for Q1-Q17 Data Release 24 (KSCI-19090-001)*, Tech. rep.
- Coughlin, J. L., Mullally, F., Thompson, S. E., et al. 2016, *ApJS*, 224, 12
- Dattilo, A., Vanderburg, A., Shallue, C. J., et al. 2019, *AJ*, 157, 169
- Howell, S. B., Sobeck, C., Haas, M., et al. 2014, *PASP*, 126, 398
- Koch, D. G., Borucki, W. J., Basri, G., et al. 2010, *ApJ*, 713, L79
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2014, in *Proc. SPIE, Vol. 9143, Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, 914320, arXiv:1406.0151
- Shallue, C. J., & Vanderburg, A. 2018, *AJ*, 155, 94
- Yu L., Vanderburg A., Shallue C. J. et al. 2019, *AJ*, 158, 25

c13

木星の大赤斑の維持機構の解明
名古屋大学大学院 理学研究科
半谷 康介

木星の大赤斑の維持機構の解明

半谷 康介 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽系の惑星の一つである木星は、惑星系の中において最大の質量及び半径を有する巨大なガス惑星である。木星は地球などと同様に大気構造を有しており、その大きな特徴の一つとして大赤斑があげられる。大赤斑とは 1665 年に Cassini によって初めて観測された木星の南半球に位置する巨大な渦のことである。Cassini の発見以降、断続的に観測が続けられ、現在でもその存在を確認することができる。大きさは 19 世紀後半には地球 3 個分ほどの大きさがあり、さらに観測が進み、2014 年のハッブル宇宙望遠鏡の観測でも地球の約 1.4 倍ほどの大きさがあることが分かっている。しかし大赤斑の発生機構及び維持機構は未だ明らかになっておらず、研究が進められている。今回は数値計算の手法の一つである粒子法を用いて大赤斑の維持機構に迫ることができないか考察する。

1 Introduction

太陽系の惑星には木星がある。木星は地球などと同様に大気構造があることが知られている。そして木星の大気構造の大きな特徴の一つとして大赤斑が挙げられる。大赤斑とは 1665 年に Cassini によって初めて観測された木星の南半球に位置する非常に巨大な渦の名称である。色は濃いオレンジ色をしており、近年の観測ではその色が次第に濃くなってきているという報告もある。

木星の大赤斑は Cassini による発見以降、断続的に観測が続けられており、19 世紀後半の観測では地球 3 個分の大きさがあり、2014 年のハッブル宇宙望遠鏡の観測によるとその大きさは地球の約 1.4 倍の大きさがあるということがわかっている。木星の観測は近年、望遠鏡や探査機の技術の発達により、盛んに行われており、大赤斑の観測も次第に盛んになってきている。

しかし、未だ木星の大赤斑の発生機構及び維持機構は明らかになっておらず、理解が進んでおらず研究の最先端になっている。

発見以降約 350 年以上渦の形を保っている大赤斑のシミュレーションや数値計算は多くの研究者が取り組んでいるが、その長すぎる維持機構は分かっていない。先行研究 Showman et al.(2018) では木星の大気循環と対流の相互作用によって大気循環がどの程度増幅するかという 3D シミュレーションを行っ

ているが大赤斑の維持機構の解明には至っていない。私はメッシュ法で渦を記述するのではなく、連続体を有限粒子の集合体と近似し、数値計算を行っていく粒子法という手法を用いて大赤斑の渦の長期間の維持機構を再現できないか考察した。

2 Methods

2.1 Great red spot

木星の大赤斑 (Great red spot) は約 350 年以上渦の構造を保っている非常に巨大な渦である。

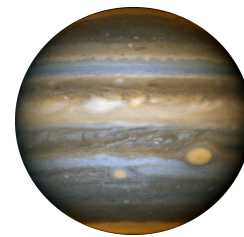


図 1: 木星 (photos by NASA)



図 2: Great red spot photos by NASA

近年の観測により渦の内部は反時計回りに回転しており大赤斑の北側では東から西に向かう大気循環が存在し、逆に南側では西から東に向かう大気循環が存在することが分かっている。さらにガス惑星である木星の特徴として、木星自身が自己重力によって収縮することにより、その重力エネルギーを解放することで大赤斑は維持しているのではないかと考えられている。しかし、その機構を考慮に入れても 350 年以上渦の構造を保っている機構を説明しきれていない。

そこで私は粒子法と呼ばれる連続体を有限個の粒子に近似し、数値計算を行う方法で大赤斑の渦の維持を再現することが可能か考察した。

2.2 先行研究

先行研究として Showman et al.(2018) を取り上げる。この論文の中では褐色矮星や木星、土星などの天体の大気循環や長期変動などを 3D シミュレーションを用いて計算している。具体的には成層化された大気の下層で引き起こされた摂動がどのように上層へ伝搬していくのかをメッシュ法を用いて考察している。様々な条件のもとで大気温度や帯状風などのシミュレーションを行っており、地球大気での周期振動の一つである QBO(quasi-biennial oscillation) に類似した木星大気での周期振動 QQQ(quasi-quadrennial oscillation) や土星大気での周期振動 SAO(semi-biennial oscillation) などの考察もしている。

QBO とは日本語では成層圏準二年周期振動のことで赤道域の成層圏での風系が二年周期で規則的に変動する現象のことで QQQ は振動周期が二年ではなく四年のもので SAO に関しては 15 年周期の現象のことである。シミュレーション結果を図 3 に示す。上から時刻 $t=2200$ 日、 $t=6600$ 日、 $t=11000$ 日のスナップショットであり、色は帯状風を表している。赤色が濃くなればなるほど東向きの帯状風の風速が上がり、青色は西向きの帯状風の風速を表している。図 3 を見てわかる通り、周期的に東向きの帯状風が西向きにシフトし、さらに時間が経過すると東向きにシフトしていることがわかる。これが QBO や QQQ などに代表される大気の周期振動を示している。

Showman et al.(2018) では三次元空間をメッシュ法で計算し、そのスナップショットを用いて褐色矮星の大気循環を考察している。私は、渦をラグランジュ的に追跡することができる粒子法を用いてこの大赤斑の維持機構に迫ることができないか考え、研究を進めている。

2.3 渦度保存式

ラグランジュ的に記述する利点としては、渦度ポテンシャルが保存量として議論を進めていくことができる点である。渦度ポテンシャルとは以下の式で表される物理量である。

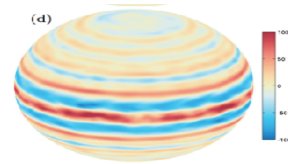
$$\frac{\omega_a \cdot \nabla \lambda}{\rho} \quad (1)$$

ここで λ とは流れに沿って保存される量、例えばエントロピーなどである。 ω_a は慣性系からみた速度に対する渦度のことで絶対渦度と呼ばれている。 ρ は流体の密度である。

この渦度ポテンシャルはバロトロピックな流体であるか λ が圧力 p や ρ で表すことができる熱力学関数であるといういずれかを満たす必要があり、非保存力が働いておらず、粘性がない流体で保存される量である。これらの物理量を用いることで数値粘性や長時間シミュレーションを実行しても減衰せず保存量として議論することができることが期待でき、大赤斑の長期間の維持機構を考えることができる可能性がある。

3 Results

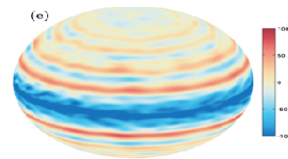
現在、うまく数値計算を行うことができておらず、まだ大赤斑の維持機構を考察するところまで至っていない。渦度ポテンシャルなどの保存量を導くことができたため、この物理量を用いて長期間のシミュレーションを行っても減衰しないシミュレーションを行い、大赤斑がなぜ 350 年以上も渦として存在し続けているのかを考察していきたい。



4 Conclusion

木星の大赤斑は約 350 年以上、大気上に存在し続けており、なぜ散逸されることなく存在することができているか理解されていない。今回は渦度保存則などからラグランジュ的に粒子を追跡する粒子法の利点を用いて大赤斑の維持機構に迫ろうと試みましたが、数値計算を実装することができておらず、考察にまでは至っていない。

今後はまずは二次元のシミュレーションを実装し、渦が保存されるタイムスケールや機構を考察し、ゆくゆくは三次元のシミュレーションを実装し、木星大気の大赤斑の維持機構や発生機構を明らかにしていきたい。



5 参考文献

Showman et al.(2018)

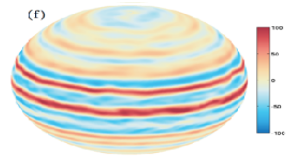


図 3: Showman et al.(2018) のシミュレーション結果。上から $t=2200\text{day}$, 6600day , 11000day の時のスナップショット

c14

Tomo-e Gozenによる小惑星探査
東京大学大学院 理学系研究科 天文学
専攻
紅山 仁

Tomo-e Gozen による小惑星探査

紅山 仁 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)¹

Abstract

近年新しい小惑星は目覚ましい勢いで見つかっており、2019 年 7 月現在約 80 万個の小惑星が発見されている。しかしそれらは比較的サイズの大きいものであり、直径 10m 以下の小惑星 (微小小惑星) は 99 パーセントが未発見である。微小小惑星は暗く、地球近傍の明るいものでなければ感度が足りず観測できない。さらに地球近傍の小惑星は地球との相対速度が大きく観測することが難しい。つまり新たに地球に近い小惑星を発見するには短い時間間隔 (高時間分解能) で高速撮像することが必要である。東京大学木曾観測所 105cm シュミット望遠鏡に搭載された CMOS カメラ Tomo-e Gozen を用いれば微小小惑星を多数発見することが期待される。実際に 2019 年 3 月の観測で小惑星候補 (8m) の発見に成功している。本稿では Tomo-e Gozen を用いた小惑星探査計画と将来展望について述べる。

1 Introduction

10m 以下のサイズの小惑星 (微小小惑星) は 99 パーセントが未発見である (Harris&D'Abramo 2015)。微小小惑星の観測において、地球から離れたものは検出が難しく、地球接近小惑星 (Near Earth Asteroid ; 近日点距離 1.3au 以下の小惑星) の観測が主となる。地球接近小惑星は距離が近い分見かけの移動速度が大きくなり画像の中で伸びてしまうため (Trailing loss 効果)、短い積分時間 (高時間分解能) で撮像する必要がある。Tomo-e Gozen は 2019 年 4 月にセンサーユニットの最後の一つが搭載された世界初広視野高速動画観測カメラである。東京大学木曾観測所 105cm シュミット望遠鏡に搭載されている (図 1)。シュミット望遠鏡の特徴である広視野観測に加え、CMOS センサーによる高速撮像が可能である。これにより高速で動く地球接近天体の検出を可能にする。またシュミット望遠鏡の特徴である広視野により発見効率の向上も大きく期待される。現在、微小地球接近天体の量産的発見が期待される装置は世界で Tomo-e Gozen のみである。2019 年 3 月に Tomo-e Gozen により地球接近小惑星候補 (直径約 8m) が発見されており、発見能力は十分であると言える。またもう一つの特徴として、Tomo-e Gozen による観測は高速、広視野であるため一晩に約 20TB もの膨大なデータを蓄積

することが挙げられる。このデータから必要な情報を得るために機械学習を用いて小惑星を検出している (Kojima 2019)。本稿は以下の流れに沿う。2 章で Tomo-e Gozen カメラについての詳細、3 章でビッグデータの解析手法と小惑星観測の流れについて述べる。最後に 4 章でまとめと今後の観測展望について述べる。



図 1: 木曾観測所 105cm シュミット望遠鏡

2 Instruments

東京大学木曾観測所 105cm シュミット望遠鏡は長野県木曾郡木曾町にあり、1974 年に観測所が開設されて以来、シュミット望遠鏡の 6 度四方の広視野を生かし写真乾板での観測が行われてきた。なお現在

¹beniyama@ioa.s.u-tokyo.ac.jp,
<http://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/~beniyama/>

そのデータは全て電子化され保存されている。1987 年からは CCD カメラの運用にシフトし、2012 年からは KWFC(Kiso Wide Field Camera) が運用されてきた。KWFC では 2 度四方の広視野撮像を可能にし盛んに観測が行われてきた。そして 2019 年からは Tomo-e Gozen を用いた視野 20 平方度の可視広視野高速動画観測という新たな時代が始まろうとしている。Tomo-e Gozen の性能を表 1 に示した。Tomo-e Gozen は 1200×2160 画素の CMOS センサーが 21 枚並んだものを一つのユニット (Q;quadrant) とし、Q1,Q2,Q3,Q4 の計四つのユニットからなる (図 2, 図 3)。計 84 枚のセンサーでの視野は約 20 度となり、2×2 ディザリングで直径 9 度の望遠鏡視野のほとんどの領域を覆うことができる。Tomo-e Gozen による全天サーベイ観測ではひとつの領域を 0.5 秒積分で 6 秒間、計 12 フレーム観測し、高度 30 度以上を約 3 回観測することができる。このサーベイ観測により小惑星だけではなく、超新星、FRB(Fast Radio Burst)、TNO(trans-Neptunian objects) など、様々な天体の発見が期待されている。また LIGO, Virgo から重力波アラートを受け取った際には最優先で重力波フォローアップ観測を行う体制も整っている。このように Tomo-e Gozen は数々の天体の発見が期待される新時代の装置である。

表 1: Tomo-e Gozen の基本性能

センサー数	84[枚]
視野	20[deg ²]
最速撮像間隔	0.5[s]
限界等級 (0.5 秒積分, 5 σ)	19[mag]

3 Methods

Tomo-e Gozen の全天サーベイ観測では一つの領域に対し 0.5 秒積分の画像を 12 フレーム、計 6 秒間撮り続ける。高度 30 度以上を無駄がない最適化された経路で観測を行う。重力波アラート等が来ない限り、毎晩全天サーベイを約 3 回行う。一度目のサーベイ観測において、後に述べる機械学習を用いた移動天体検出を行い小惑星候補を抽出する。そしてその小惑星の軌道を計算し、追観測を行う。これによ

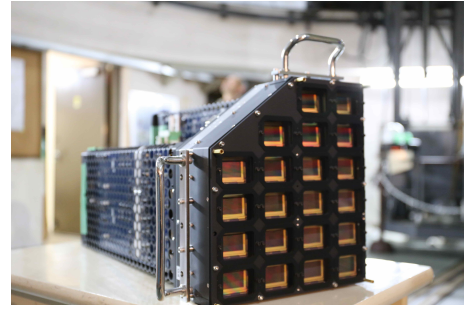


図 2: Tomo-e Gozen Q4 ユニット。21 枚の CMOS センサーが搭載されている

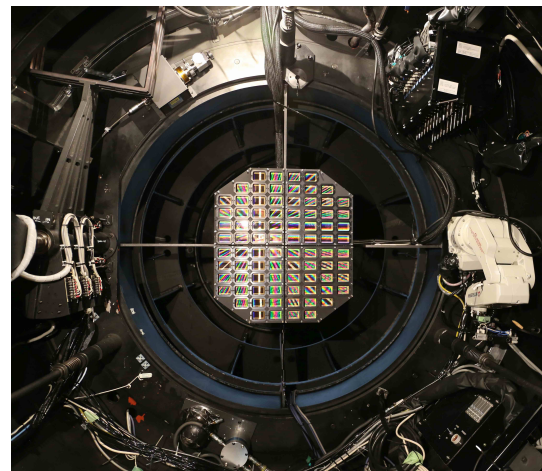


図 3: 望遠鏡に搭載された Tomo-e Gozen

り一晩 5 回以上の検出が期待され、高い精度での軌道決定が可能になる。この追観測は Tomo-e Gozen の広い視野により容易に行うことができる。

Tomo-e Gozen は 84 枚のセンサーが 0.5 秒積分のデータ撮り続けるため、一晩で約 20TB ものデータが蓄積される。その膨大な量のデータから、小惑星候補を抽出するために機械学習を用いている。0.5 秒積分の画像 12 枚を単位とする 6 秒の動画データを撮り続け、その 6 秒単位で移動天体を抽出する。各動画データの最初と最後 (1,12 フレーム) の両方に含まれている星からマスク画像を生成し、全てのフレームからマスク画像を引き、3 フレーム以上に含まれている天体を検出天体とする。この検出天体の中から移動天体を検出するのに機械学習を用いる。既存の Tomo-e Gozen による地球接近天体の観測データ、人工衛星、人工信号を教師データとし作成した分類

器を利用している (Kojima 2019)。

以上を踏まえた全天サーベイ観測における小惑星探査フローチャート (図 4) を以下に述べる。まず 1 度目の全天サーベイ観測データから機械学習により移動天体を検出する。その天体が既存の小惑星やスペースデブリ、人工衛星でないか、カタログ化されたデータ²を用いてマッチングを行う。カタログ化されていない新天体候補に対して軌道を予測して 1 時間ごとに約 5 回の追観測を行う。その後追観測に成功した天体の軌道を計算し、³ 太陽周回軌道であれば未発見小惑星、地球周回軌道であればスペースデブリまたは minimoon (地球重力に束縛され地球周回軌道を回る小天体) と考えられる。

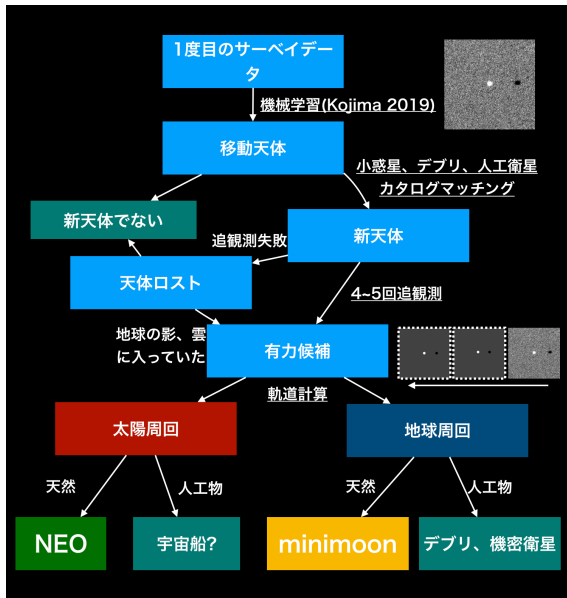


図 4: 地球接近小惑星発見フローチャート

4 Summary & Futurework

Tomo-e Gozen は今年 4 月に全てのセンサーが搭載され、本観測が秋から始まる。広視野高速動画観測により様々な突発天体の発見が期待される。未発見地球接近天体を多数発見することで、未だされて

²小惑星は Minor Planet Center <https://www.minorplanetcenter.net/>
デブリ・人工衛星は Space Track <https://www.space-track.org/auth/login>
のデータ用いている。

いないメートルサイズの小惑星についての統計的議論を行うことができる。形状や組成等について議論することで地球接近天体生成のメカニズムについての理解が深まることが期待される。

すでにサイズが比較的大きい NEO については Popescu et al. (2019)、Binzel et al. (2019) や Perna et al. (2018) など科学的組成についての研究が精力的に行われている。しかし 10m 以下のサイズの NEO はそもそも発見数が少なく統計的研究が行われていない。そこで Tomo-e Gozen で 10m 級の小惑星を多数発見し、追観測を行うことで未知のサイズスケールの統計的議論ができる。

そのためには Tomo-e Gozen 以外の望遠鏡での追観測が不可欠である。フィルターを装着しない Tomo-e Gozen の可視光観測ははじめの一歩であり、国内外の望遠鏡による追観測を行うことでより発展したサイエンスを行うことができる。

Acknowledgement

本研究に関わる Tomo-e Gozen チームの皆様、東京大学理学研究科附属天文学教育研究センターの皆様、夏の学校運営に関わる全ての方々に深く感謝申し上げます。

Reference

- Binzel R.P. et al.,2019,Icarus,324,41
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.12.035>
- Harris Alan W.,D'Abramo Germano,2015,Icarus,257,302
<https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.05.004>
- Kojima Y.,2019,Master's Thesis
- Perna D. et al.,2018,Planetary and Space Science,157,82
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2018.03.008>
- Popescu M. et al.,2019,Astronomy&Astrophysics,627,A124
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935006>

³現在はソフトウェア Find_Orb を用いている
<https://www.projectpluto.com/fo.htm>