

2018年度第48回
天文・天体物理若手夏の学校

集録集

星惑

謝辞

2018年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所(研究会番号:YITP-W-18-02)を始め、国立天文台、理論天文学宇宙物理学懇談会、一般社団法人 豊橋観光コンベンション協会、光学赤外線天文連絡会、高エネルギー宇宙物理連絡会、野辺山宇宙電波観測所からのご支援、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・惑星形成分科会

オーラルアワード(星・惑星形成分科会)

順位	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	本間和明	東京工業大学	M1	有機物マントルを持つ岩石ダストの付着: モデル構築と微惑星形成への応用
2位	古賀駿大	九州大学	M2	円盤形成におけるホール効果の影響:ダスト サイズ分布と宇宙線強度依存性
3位	桑原歩	東京工業大学	M1	Gas flow around embedded planets: the dependence of outflow speed on the planetary mass

ポスターアワード(全分科会)

順位	分科会名	講演者	所属	学年	講演タイトル
1位	星惑	安部大晟	名古屋大学	M1	分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明に向けた数値シミュレーション
2位	星惑	櫻庭遙	東京工業大学	M2	エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成
3位	銀河	安藤誠	東京大学	M1	COSMOS領域における原始銀河団コアの探索

index

a1	長谷川大空	星団形成期における星周円盤の破壊
a2	中村帆南	星形成領域におけるキラル分子生成過程
a3	三杉佳明	分子雲コアの角運動量の起源について
a4	藤城翔	原始星周囲の磁場構造 -ALMA のための疑似偏光観測シミュレーション-
a5	高宇辰	Atacama Compact Array による小質量星形成領域分子雲コアの詳細観測
a6	古賀駿大	円盤形成におけるホール効果の影響:ダストサイズ分布と宇宙線強度依存性
a7	稲吉勇人	SPH 法におけるシア問題の解決策
a8	三谷啓人	前主系列星を含む初代銀河スペクトルの理論計算
a9	中野龍之介	中心星質量による原始惑星系円盤進化の変化
a10	磯谷和秀	巨大衝突ステージにおける惑星-微惑星間の力学的摩擦と微惑星間の衝突・破壊の関係
a11	本間和明	有機物マントルを持つ岩石ダストの付着:モデル構築と微惑星形成への応用
a12	山中陽裕	原始惑星系円盤における周連星惑星の軌道進化
a13	尾崎遼平	周惑星円盤における微衛星形成に対するダストサイズ分布の影響
a14	桑原歩	Gas flow around embedded planets: the dependence of outflow speed on the planetary mass
a15	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
a16	関航佑	Condensation Growth Model of Cloud Particles with Size Distribution for Exoplanetary Atmospheres
a18	奥谷彩香	連星系をなす M 型潮汐固定惑星の habitability に G 型星が与える影響
a19	中川雄太	大気大循環モデルを用いた系外惑星の光度曲線解析による自転傾斜角推定
b1	竹村英晃	オリオン座 A 分子雲におけるコアの同定
b2	木内穂貴	銀河面における前主系列星の広域探査
b3	大野和正	雲から探るスーパーアースの大気組成と形成過程
b4	中嶋彩乃	土星内部構造モデルを考慮した土星中型衛星軌道進化
c1	安部大晟	分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明に向けた数値シミュレーション
c2	織田篤嗣	初代星分裂片の振る舞い
c3	佐伯優	Present day における連星形成
c4	樋口公紀	Star formation during collapsing phase in low metallicity environments
c5	松下祐子	Massive Outflow Driven by Magnetic Effects with High Mass Accretion Rates
c6	渡辺大輝	分子雲コアの進化における外部圧力の重要性
c7	梅谷翼	原始星および原始惑星系円盤における X 線観測の展望
c8	山下真依	近赤外 CaII 三重輝線を用いた前主系列星の彩層活動の調査
c9	秋本妃奈子	Herbig Ae/Be 型星 Z CMa の可視光分光モニター観測
c10	長尾颯太	自己重力不安定な原始星円盤における連星形成
c11	松木場亮喜	超大質量星形成における星周円盤の分裂
c12	富永遼佑	ダスト-ガス混合系の現象論的な方程式の定式化と新しい不安定性
c13	岡田航平	原始惑星系円盤内における惑星移動の三次元計算:温度勾配の効果
c14	松田一真	巨大衝突盆地 (SPA) における K 及び Th 濃縮地域の起源
c15	櫻庭遥	エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成
c16	築山大輝	地上電波望遠鏡 SPART による金星中層大気微量分子の観測・解析
c17	瀬戸麻優子	惑星大気の物理 金星のスーパーローテーション

a1

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

星団は多くの星の集団的形成・進化の現場であり、多くの惑星が存在することが期待されるにもかかわらず、これまでに観測された惑星の主星の多くは、星団に属していない星、フィールド星である。フィールド星の少なくとも半分は惑星を持つが、星団では、年齢が 3 Myr 以下の若い星団を除き、星周円盤を持つ星の割合自体が 2 割以下である。この違いを明らかにするには星団内での星周円盤の進化を追うことが必要である。

星団内の星とフィールド星との大きな違いは、周囲の恒星との相互作用の有無である。円盤は、円盤自身の内的進化及び外的効果による消失の 2 つの効果を受ける。前者は中心星への降着や中心星からの輻射、星風であり、後者には周囲に存在する OB 型星からの輻射による円盤の消失 (光蒸発) や、恒星同士の近接遭遇による円盤破壊がある。周囲に星がないようなフィールド星では、外的効果は起こらない。外的効果について、Adams et al.(2004) などは光蒸発が主要因であると述べている。一方、Portegies Zwart(2016) などは恒星同士の近接遭遇時の円盤破壊が主要因であると主張しており、どちらが主要因なのかまだわかっていない。

そこで、本研究ではまず、分子雲の収縮運動を反映した初期条件を用い、恒星同士の近接遭遇による円盤破壊の効果のみを入れた 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における星周円盤の進化を調べた。また、星団内の OB 型星からの輻射の強さを見ることで、光蒸発がどの程度効いているのか見積もり、2 つの外的効果の円盤の進化への影響を調べた。

その結果、光蒸発は OB 型星からおよそ 1 pc 以内で大きな役割を果たすこと、恒星遭遇による円盤破壊は OB 型星からの距離に依らず効くこと、かつシミュレーション開始後 0.5 Myr までの短期間に集中していることが示唆された。以上より、光蒸発・恒星遭遇による円盤破壊のどちらの効果も円盤の外的破壊に大きな役割を果たすことがわかった。

1 Introduction

星団は多くの星の集団的形成・進化の現場であり、多くの惑星が存在することが期待されるが、これまでに観測された惑星の主星の多くは、星団に属していない星、フィールド星である。フィールド星の少なくとも半分は惑星を持つが、星団では、近傍のものでも惑星は数個しか発見されていない。なぜ星団内であまり惑星が発見されていないのか、その原因を明らかにするには、惑星の材料たる星周円盤を取り巻く星団の環境を調べ、円盤がどのような進化をしていくのかを明らかにすることが必要である。

星団内の星とフィールド星との大きな違いは周囲の恒星との相互作用の有無である。星団内では惑星の材料たる星周円盤は、周囲の OB 型星からの輻射 (光蒸発) や恒星同士の近接遭遇による円盤破壊の効果を

受ける。実際、星団内においては、星密度が高い領域ほど星周円盤が観測される恒星の割合が下がることがわかっている (Guarcello et al. 2016, 図 1)。をこの外的効果について、Adams et al. (2004, 2006) は光蒸発が支配的であると述べている。一方、Pfalzner et al. (2014) や Portegies Zwart(2016) は恒星同士の近接遭遇時の円盤破壊が支配的であると主張しており、まだどちらが支配的かわかっていない。本研究は、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が目的である。

2 Methods

2.1 概要

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、乱流を持つ分子雲から進化してできた散開星団を用いた (図 2)。恒星同士の近接遭遇による円盤破壊の効果を入れた 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星周円盤の進化を調べた。また、星団内の OB 型星からの FUV の輻射の強さを見積もり、光蒸発の、円盤進化への影響を調べた。計算には Makino & Nitadori(2008) の 6 次のエルミート法を用いた。

2.2 モデル

本研究では恒星遭遇による円盤破壊は、2 星の距離が極小となる時に起きると仮定した。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 の星との近接遭遇により下式に示す半径 $r_{1,disk}$ 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 2 星の最近接距離である。

3 Results

シミュレーション開始直後 (0.02 Myr), 0.5 Myr, 1.0 Myr, 2.5 Myr での星周円盤のサイズ分布を図 3 に示す。この図から、シミュレーション開始からすぐに近接遭遇による円盤破壊の効果が起き、円盤半径が小さくなっていることがわかる。そして、0.5 Myr 以降ほとんどサイズに変化が見られないことがわかる。

次に、OB 型星からそれぞれの星が受ける輻射の強さを見積もり、恒星遭遇による円盤破壊だけと考えた場合と、恒星遭遇による円盤破壊及び OB 型星による光蒸発の影響を考慮した場合との、最近接の O 型星までの距離と円盤を持つ恒星の割合との関係について比較を行った。その結果を図 2 に示す。こ

こで、恒星遭遇による円盤破壊の効果について、観測の分解能を考え、円盤半径が 10 au 以上であれば円盤を持つと判定した。また、光蒸発の効果について、Adams(2004) に従い、OB 型星から受ける flux が、時間平均で 30000 G0 未満であれば円盤が破壊されないとした。

図 4 において、紫線が恒星遭遇による円盤破壊のみを考慮した場合の結果であり、緑線が両効果を考慮した場合の結果である。図から、恒星遭遇による円盤破壊は O 型星の距離にあまり依存しないことがわかる。一方、光蒸発を考慮に入れると、O 型星が近くにいない場合光蒸発の影響はあまり現れないが、O 型星から 1 pc 以内の領域では顕著にその影響が現れることがわかった。

以上より、星団における円盤破壊について、恒星遭遇・光蒸発どちらも大きな役割を果たすことがわかった。

4 Conclusion

初期条件として、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、恒星同士の近接遭遇による円盤破壊の効果を入れた 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星周円盤の進化を調べた。また、星団内の OB 型星からの FUV の輻射の強さを見積もり、光蒸発の円盤進化への影響を調べた。その結果、星団形成後すぐの時期に恒星遭遇による円盤破壊が最も顕著に現れることがわかった。また、O 型星の近くにおいては、恒星遭遇と比べて光蒸発による円盤破壊の効果が強く現れることがわかった。以上より、星団における円盤破壊について、恒星遭遇・光蒸発どちらも大きな役割を果たすことがわかった。

Reference

- Guarcello et al., 2016, arXiv:1605.01773
- Pfalzner et al., 2014, ApJ, 793, 34
- Adams et al., 2004, ApJ, 611, 360
- Adams et al., 2006, ApJ, 641, 504

Portegies Zwart, 2016, MNRAS, 457, 313

Fujii & Portegies Zwart, 2015, MNRAS, 449, 726

Breslau et al., 2014, A&A, 565, A130

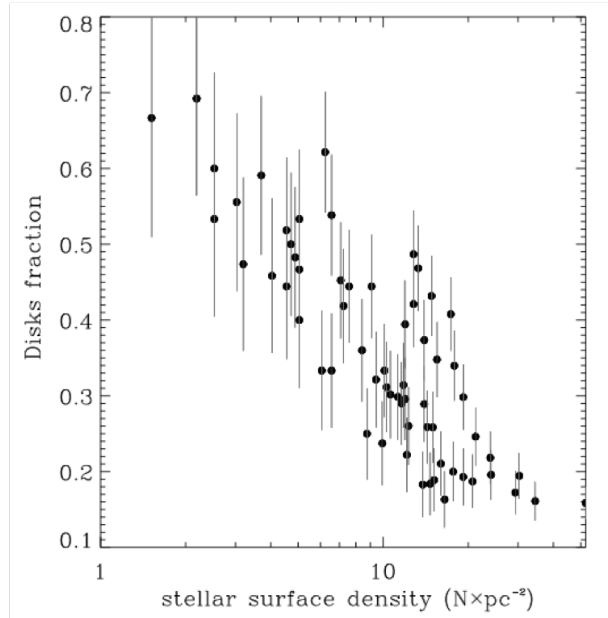


図 1: 星密度と星周円盤を持つ星の割合との関係。

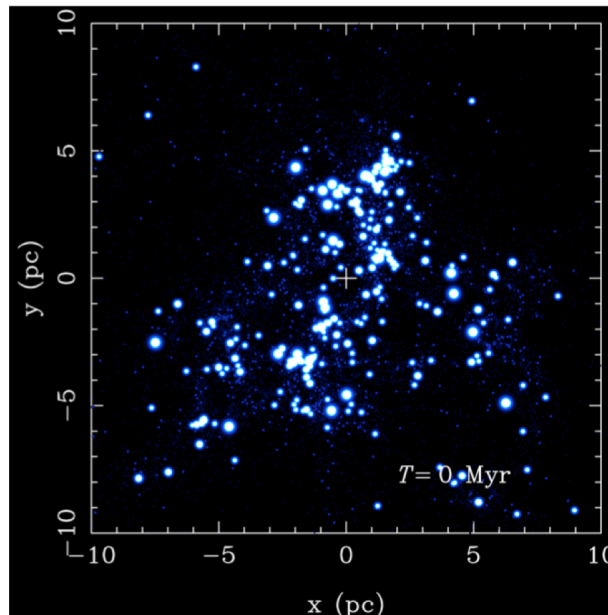


図 2: 初期粒子分布 (Fujii & Portegies Zwart, 2015)。

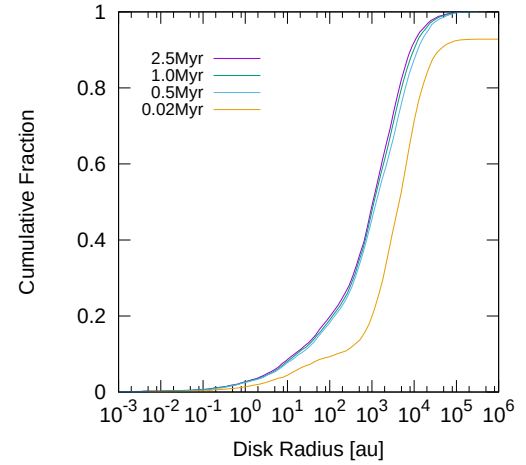


図 3: 各時刻における星周円盤のサイズ分布。0.5 Myr 以降ほとんどサイズに変化が見られない。

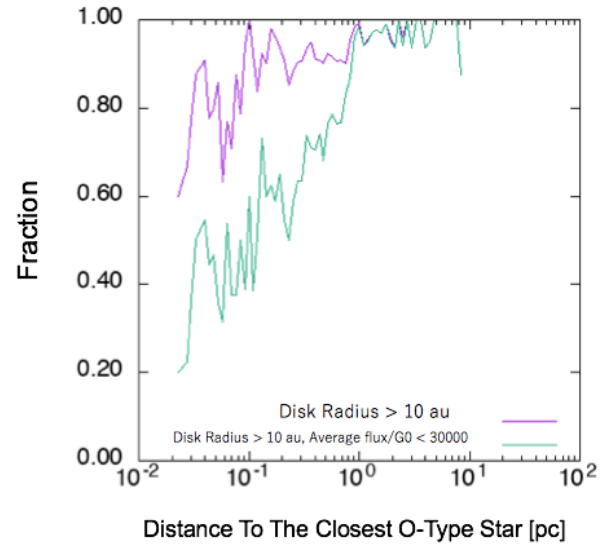


図 4: O 型星からの距離と円盤を持つ星の割合との関係。紫: 恒星遭遇による円盤破壊のみを考えた場合。緑: 恒星遭遇及び光蒸発の効果考えた場合。

a2

星形成領域におけるキラル分子生成過程

中村 帆南 (筑波大学大学院 数理物質科学研究科)

Abstract

地球上の生命に欠かせない物質の一つとしてアミノ酸がある。アミノ酸は鏡像異性体構造を持つが、ほとんどの生物は左手型のアミノ酸のみを用いている。この原因は未だ解明されていないが、隕石中からわずかに左手型に偏ったアミノ酸が発見されていることから、異性体過剰過剰の宇宙由来説が考えられている。また、2016 年に星間分子雲中から初めて鏡像異性体を持つ分子が発見されたことで、注目を集めている。星間空間における異性体過剰形成機構の一つとして、我々は星間空間での円偏光による光不斉分解に着目している。本研究では、気相中における酸化プロピレンの生成経路について、量子力学計算を用いて第一原理的に求める。まず、気相中で起こり得る酸化エチレンの生成機構を検討し、その結果をもとに酸化プロピレンの生成経路を二経路構築した。それぞれ反応生成物の安定性のエネルギーを行うことで、有効な酸化プロピレンの生成経路について検討した。結果として、イオンによる水素引き抜きを経る反応経路とラジカル反応による反応経路はどちらも発熱反応で進むことがわかった。また、酸化プロピレンの左円偏光と右円偏光の吸収率の差を表す円二色性 (CD) について計算した。

1 Introduction

地球上の生物を構成するアミノ酸や糖などの生体分子は、ほとんどが鏡像異性体構造を持つキラル分子である。鏡像異性体は互いの物理的、化学的性質の多くは同じである。しかし、生体内にはどちらか一方の鏡像異性体の型のみが使われていることが知られている。この偏りは自然界のホモキラリティーといわれ、その起源は未解明である。近年、隕石中にアミノ酸の鏡像異性体過剰が発見されたことで、ホモキラリティーの起源が地球外から持ち込まれた可能性が示された。また、左右の一方に偏った円偏光をキラル分子に照射する実験により、鏡像異性体の吸収度の違いから僅かな鏡像異性体過剰率が生じることがわかっている。このことから、円偏光が星間空間での異性体過剰発生メカニズムに関わっていることが示唆されている。

2016 年、天の川銀河の中心付近にある巨大分子雲 SgrB2 において、星間空間で初めてキラル分子（酸化プロピレン）が発見された (McGuire et al. 2016)。観測された酸化プロピレンに異性体過剰が存在するかは不明であるが、鏡像異性体構造を持つ複雑な分子が星形成領域で発見されたことは重要である。星間空間でキラル分子がどのように生成されるか、そ

の環境で異性体過剰が起こり得るのかについて、今後、研究が進むことが期待される。

本研究では、気相中の酸化プロピレンの生成経路を、量子化学計算により明らかにすることを目的とする。中間体や生成物の安定性や反応障壁を比較し、星間空間において起こりうる生成経路を特定する。酸化プロピレンのメチル基を水素で置換した酸化エチレンは、既に 1997 年に SgrB2 分子雲中に発見されており、いくつかの生成経路が提案されている (Bennett et al. 2005)。そこで、まず酸化エチレンの気相中の生成経路を理論的に検証し、その結果をもとに酸化プロピレンの生成経路を検討する。また、考えられる反応経路における中間体と酸化プロピレンについて CD を計算し、左右円偏光に対する吸収強度の差を求める。

2 Methods

本研究では、気相中で考えられる酸化プロピレン生成経路を検討した。酸化プロピレンに似た構造を持つ酸化エチレンに関しては、いくつかの生成経路が提案されている。そのうち、気相中の二つの酸化エチレン生成経路を、酸化プロピレン生成に適用し、

気相中の酸化プロピレン生成経路を構築した。一つ目はイオンによる水素引き抜きを経る反応経路、もう一つはラジカル分子の反応による反応経路である。検討した二つの経路を以下の図に示す。

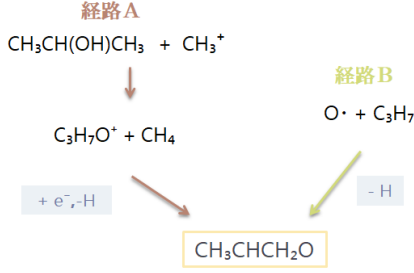


図 1: 酸化プロピレン生成経路図

反応の安定性については、各分子の再安定構造のエネルギーを比較することで見積もり、その反応経路が妥当であるかを考察する。また、反応経路上のキラル分子と酸化プロピレンの CD を求める。

分子のエネルギー計算には密度汎関数理論を用いる。密度汎関数理論とは、エネルギーを電子状態の汎関数としてシュレディンガー方程式を解くことで、物質の電子状態を求める方法である。この時、全電子波動関数を求めるシュレディンガー方程式に対して、以下に示す一電子方程式からなる連立方程式であるコーン・シャム方程式を解くことで電子密度を得る。

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) + V_H(r) + V_{XC}(r) \right] \psi_i(r) = \varepsilon_i \psi_i(r)$$

ここで、 $\psi_i(r)$ は 1 電子波動関数、 $V(r)$ は電子 1 つとすべての原子核間の相互作用を表す。 $V_H(r)$ は、コーン・シャム方程式が扱う 1 つの電子と系の電子全体から作られた電子密度との間の相互作用を表すものである。また、 $V_{XC}(r)$ は、交換相関エネルギーの汎関数微分によって定義することができ、真の運動エネルギーと近似運動エネルギーの差、及び非古典的なクーロンエネルギーが含まれる。

分子の CD 計算には時間依存密度汎関数法による励起状態計算を行う。CD は吸光係数 ε を用いて

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_L - \varepsilon_R$$

によって表される。ただし ε_L は左円偏光に対する吸光係数、 ε_R は右円偏光に対する吸光係数である。つまり、 $\Delta\varepsilon$ はキラル分子を通過した際の左円偏光と右円偏光の減光度の差を表すものである。キラル分子の左型、右型それぞれに対する $\Delta\varepsilon$ は

$$\Delta\varepsilon_L = -\Delta\varepsilon_D$$

の関係にあることが知られている。

以上の計算には量子化学計算プログラム Gaussian09(Frisch, M. J., et al. Gaussian, Inc. 2013) を用いた。分子の再安定構造を求める構造最適化計算には、汎関数として B3LYP 交換相関汎関数、基底関数に 6-31G*を用いた。CD 計算には、汎関数として BHandHLYP 汎関数、基底関数に 6-31G*を用いた。

3 Results

酸化プロピレンが生成されるまでの各段階における安定構造と遷移状態のエネルギーを求めた。二つの反応経路について、計算結果をいかに示す。

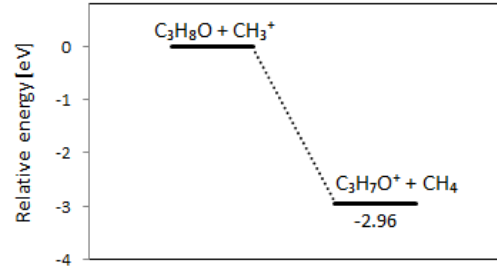


図 2: 経路 A、水素引き抜き反応のエネルギー図。縦軸は初期物質のエネルギーを 0 とした相対エネルギー (eV) を表す。反応障壁はなく単調現象だった。

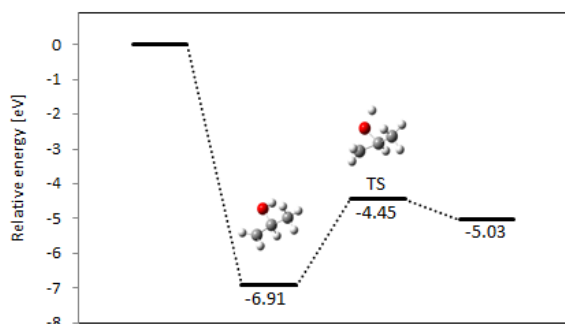


図 3: 経路 A、水素離脱反応のエネルギー図。初期物質はイオンと電子だが、電子のエネルギーは 0 とした。安定構造と反応障壁が存在した。

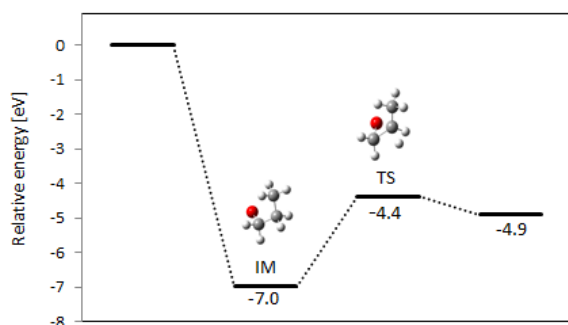


図 4: 経路 B、ラジカル反応のエネルギー図。安定構造と反応障壁が存在した。

次に、酸化プロピレンの CD 計算の結果を示す。得

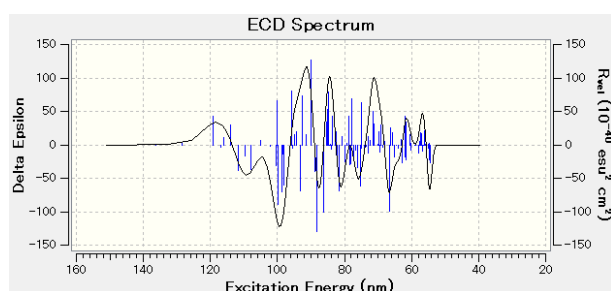


図 5: 酸化プロピレンの CD スペクトル。横軸は波長、縦軸は右と左の円偏光の吸収度の差を示す。

られた CD スペクトルについて、星間空間で代表的な値である Lya の波長 (121nm) を見ると、値は 25.8 であった。つまり、121nm の波長では左円偏光をよ

り吸収しやすいということがわかった。

4 Conclusion

酸化プロピレン生成経路における各分子の安定構造のエネルギーを量子力学計算を用いて求め、水素引き抜き反応とラジカル反応の安定性を見積もった。また、酸化プロピレンの CD を計算した。検討した二つの経路は反応障壁を持つが全体として発熱反応であり、気相中で反応が進むと考えられる反応であることがわかった。

本研究では、気相中の反応を想定しているため、ダスト上で考えられるような他の分子の存在を考慮していない。CD 計算に関しては、酸化プロピレンのみを計算しおり、反応の過程で生成されるキラル分子については計算していない。今後は、ダスト上での反応経路についての計算、反応経路におけるキラル分子の高精度な CD 計算などを通し、ホモキラリティー形成モデルの構築を進める。

Reference

McGuire et al. 2016, Science

Bennett et al. 2005, ApJ

Gaussian 09, Revision D.01, M. J. Frisch, et al., Gaussian, Inc., Wallingford CT, 2013

a3

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

分子雲コアの角運動量は原始星からのアウトフローおよびジェット、最終的に形成される原始惑星系円盤と密接に関係しているため、星形成において重要な物理量である。しかし、コアの角運動量の起源およびその時間発展についてはよく理解されていない。一方で、近年の Herschel 宇宙望遠鏡による観測は星形成領域におけるフィラメント構造の普遍性、コアがフィラメント構造に沿っていることなどを明らかにした。これらの結果は、コアが主にフィラメントから形成されることを示しており、フィラメントからのコア形成理論はコアの質量関数のみでなく角運動量分布も説明すべきである。そこで我々は、フィラメント内の速度場とフィラメントからできるコアの角運動量の関係について解析した。その結果、コルモゴロフ則に従う速度場は観測のコアの角運動量の性質を再現しないことがわかった。観測との不一致の原因は、長波長がもつエネルギーが多すぎるために、小質量側のコアの角運動量が不足してしまうことにある。この問題を解決するために、我々は長波長側のエネルギーがコルモゴロフ則よりも小さいいくつかのモデルを考えた。その結果、コルモゴロフ的な非等方パワースペクトルにより、現在観測されているコアの角運動量の性質を説明できることが明らかになった。これらの結果は、より詳細なフィラメント内の速度場およびコアの角運動量の観測がフィラメントからのコア形成理論の有用性を決め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。このように、コアの角運動量獲得機構を理解することは星惑星形成過程の解明にとって重要な課題である。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 $j \propto M^{0.5-0.7}$ 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)。これらのフィラメントの線密度は星形成にとって重要な物理量であり、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、これらの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)。したがって、コアの多くが超臨界フィラメントにそって分布しているならば、フィラメントからのコア形成理論はコアの角運動量の起源を説明する必要がある。

コアの角運動量を計算するにはフィラメント内の速度場について知る必要がある。しかし分子輝線観測からわかるのは視線成分のみである。これらの視線速度のゆらぎは亜音速であることが観測からわかっている (e.g., Hacar & Tafalla 2011)。分子輝線から速度場のパワースペクトルを導出することは困難であるが、密度ゆらぎのパワースペクトルの観測

は星間媒質 (ISM) (Miville-Deschênes et al. 2010) およびフィラメントに沿って (Roy et al. 2015) なされている。これらの観測は密度ゆらぎのパワースペクトルが、小さいスケールでは 0.02pc まで、亜音速コルモゴロフ乱流により生じる密度ゆらぎと無矛盾であることを明らかにした。

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

磁場なし等温等密度、幅 0.1pc (Arzoumanian et al. 2011) のフィラメントを考える。線密度は $T = 10\text{K}$ の場合の臨界線密度 $M_{\text{line}} = 16M_{\odot}\text{pc}^{-1}$ に等しいとする。この臨界線密度よりも大きな線密度をもつ等温フィラメントは非熱的な力 (例えば、磁場) なしでは平衡状態を実現できない。フィラメントの主軸方向に z 軸をとり、それと垂直な短軸方向に x, y 軸をとり、 x, y 方向に 32、 z 方向に 1024 メッシュをきった。フィラメントの全質量は $M_{\text{max}} = M_{\text{line, crit}}\lambda_{\text{max}}$ 、フィラメントの長さ L 内の質量は $M = M_{\text{line, crit}}L$ と書ける。ここで $\lambda_{\text{min}} < L < \lambda_{\text{max}}$ 、 $\lambda_{\text{min}} = 0.03\text{pc}$ 、 $\lambda_{\text{max}} = 3.2\text{pc}$ である。

2.2 速度場

まずフィラメント内に 3 次元速度場を作る。フィラメント内の速度場は亜音速であることがわかっているので、我々はフィラメント内に亜音速速度場を以下のように数値的に作る (e.g., Dubinski et al. 1995)。に従ってを作る。速度場のフーリエ変換を

$$\mathbf{v} = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{V}(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (1)$$

と表す。 $\mathbf{k}$ は波数ベクトルである。パワースペクトルを

$$P(\mathbf{k}) = \langle |\mathbf{V}(\mathbf{k})|^2 \rangle \quad (2)$$

ここで $\langle \rangle$ はアンサンブル平均を表す。以下では任意のパワースペクトル $P(\mathbf{k})$ に従う $\mathbf{V}(\mathbf{k})$ の計算方法を表す。

2.2.1 非圧縮速度場

非圧縮を仮定すれば、ベクトルポテンシャル $\mathbf{A}$ を用いて $\mathbf{v} = \nabla \times \mathbf{A}$ と書けるので

$$\mathbf{A} = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{A}_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (3)$$

とすれば

$$\mathbf{V}(\mathbf{k}) = i\mathbf{k} \times \mathbf{A}_{\mathbf{k}} \quad (4)$$

と書ける。この $\mathbf{A}_{\mathbf{k}}$ を、モデルのパワースペクトル $P(\mathbf{k}) = (2/3)k^2 \langle |\mathbf{A}_{\mathbf{k}}|^2 \rangle$ に従うガウシアンランダム変数として発生させればよい。最後に $\mathbf{V}(\mathbf{k})$ を逆フーリエ変換することで速度場を求める。

2.2.2 圧縮速度場

圧縮性で渦なしの場合、スカラーポテンシャル ϕ を用いて $\mathbf{v} = \nabla \phi$ と書けるので

$$\phi = \sum_{\mathbf{k}} \phi_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (5)$$

とすれば

$$\mathbf{V}(\mathbf{k}) = i\mathbf{k}\phi_{\mathbf{k}} \quad (6)$$

と書ける。この $\phi_{\mathbf{k}}$ を、モデルのパワースペクトル $P(\mathbf{k}) = k^2 \langle |\phi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle$ に従うガウシアンランダム変数として発生させればよい。最後に $\mathbf{V}(\mathbf{k})$ を逆フーリエ変換することで速度場を求める。

2.3 角運動量の数値計算

Inutsuka (2001) によると、分子雲コアの質量関数は Press-Schechter 理論 (Press & Schechter 1974) により記述できる。Press-Schechter 理論においては将来コアを形成する領域として空間的スケールが定義され、その空間内の質量が質量スケールとして定義される。すなわち長さを決めることは質量を決めることに相当する。

この概念に従い、まずフィラメント長軸に沿った長さスケール L を決める。簡単のため、この論文では密度ゆらぎを導入せず、計算領域はランダムに選択する。次に、決まった領域内の角運動量を以下の式で見積もる。

$$\mathbf{J}(M) = \rho \int \mathbf{x} \times \mathbf{v} d^3x, \quad (7)$$

ここで ρ は密度、 $\mathbf{x}$ は位置ベクトルである。この計算を L の値を変えて繰り返すことで比角運動量 j と

コア質量 M の関係を得る。本研究ではこの手法を用いて、 $j - M$ 関係式のパワースペクトル依存性を調べる。

2.4 等方速度場による角運動量の解析解

等方速度場の場合、コアの角運動量の解析解を以下のように導出できる。

2.4.1 非圧縮速度場

長さ $L = M/M_{\text{line,crit}}$ 内の角運動量は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} J(M) &= \rho \int \mathbf{x} \times \mathbf{v} d^3x \\ &= -\rho \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{V}(\mathbf{k}) \times \int \mathbf{x} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) d^3x \\ &= 2iM \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{V}(\mathbf{k}) \times \mathbf{R}(\mathbf{k}; L). \end{aligned} \quad (8)$$

$\mathbf{R}(\mathbf{k}; L)$ は以下のように定義される。

$$\mathbf{R}(\mathbf{k}; L) \equiv \frac{i}{2\pi D^2 L} \int \mathbf{x} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) d^3x, \quad (9)$$

ここで D はフィラメントの半径であり、本研究では 0.05pc とする。 $\mathbf{R}(\mathbf{k}; L)$ は $\mathbf{x}$ のフーリエ変換に相当している。ベッセル関数 $j_B^{(0)}$ 、 $j_B^{(1)}$ 、 $J_B^{(1)}$ 、 $J_B^{(2)}$ を用いて $\mathbf{R}(\mathbf{k}; L)$ の x 成分は

$$R_x(\mathbf{k}; L) = -D \frac{k_x}{k_r} j_B^{(0)}(X) \frac{J_B^{(2)}(Y)}{Y}, \quad (10)$$

となる。 y 成分は

$$R_y(\mathbf{k}; L) = -D \frac{k_y}{k_r} j_B^{(0)}(X) \frac{J_B^{(2)}(Y)}{Y}, \quad (11)$$

z 成分は

$$R_z(\mathbf{k}; L) = -\frac{L}{2} j_B^{(1)}(X) \frac{J_B^{(1)}(Y)}{Y}, \quad (12)$$

となる。ここで $X \equiv k_z L/2$ 、 $Y \equiv k_r D$ である。式 (8) を用いて、比角運動量は以下ようになる。

$$\begin{aligned} j(M) &= \frac{\sqrt{\langle J(M)^2 \rangle}}{M} \\ &= \sqrt{2 \sum_{\mathbf{k}} P(k) \left[\{\mathbf{R}(\mathbf{k})\}^2 + \frac{\{\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}(\mathbf{k})\}^2}{k^2} \right]}, \end{aligned} \quad (13)$$

ここで $P(k)$ は §2.1 で導入されたパワースペクトルである。 j の表式は速度と位置の 2 乗のフーリエ変換の積で表されていることがわかる。

2.4.2 圧縮速度場

ポテンシャル速度場の場合でも、同様に解析的に計算できる。比角運動量は以下ようになる。

$$\begin{aligned} j(M) &= \frac{\sqrt{\langle J(M)^2 \rangle}}{M} \\ &= 2 \sqrt{\sum_{\mathbf{k}} P_\phi(k) [k^2 \{\mathbf{R}(\mathbf{k})\}^2 - \{\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}(\mathbf{k})\}^2]}, \end{aligned} \quad (14)$$

ここで P_ϕ は

$$P_\phi(k) = \langle |\phi_{\mathbf{k}}|^2 \rangle. \quad (15)$$

と定義される。なお、ポテンシャル速度場はソレノイダル速度場に比べ角運動量に対する寄与が小さいため、この集録では考慮しない。

3 Results

まずパワースペクトルとしてコルモゴロフ則 $P(k) \propto k^{-11/3}$ を採用する。コアの比角運動量の質量依存性は Fig1 のようになった。三次元速度分散は $\sigma_{3D} = 1.0c_c$ とし、観測されている亜音速速度分散を満たすように制限した (e.g., Hacar & Tafalla 2011)。縦軸が分子雲コアの比角運動量を表し、横軸が分子雲コアの質量を表す。緑点が Tatematsu et al. (2016) による観測結果を表し、赤の点線が計算結果である。Fig1 より、完全なコルモゴロフ則では小質量側でコアの角運動量が観測を下回っており、観測を説明できないことがわかる。Fig1 の傾向は以下のように理解できる。まず、ある長さスケール L の領域がもつ角運動量にもっとも寄与するのは $k = 2\pi/(L/2)$ の波数である。よって小質量側の角運動量が小さくなるのは、完全なコルモゴロフ則の場合、大質量に相当する長波長側にエネルギーを多く分配しすぎていることによる。

フィラメント状分子雲の形成過程のシナリオ (e.g., Inoue et al. 2017) によると、フィラメントの短軸方向では、大スケールのパワーが小スケールにシフトした結果、その方向のみパワーが大きくなっている

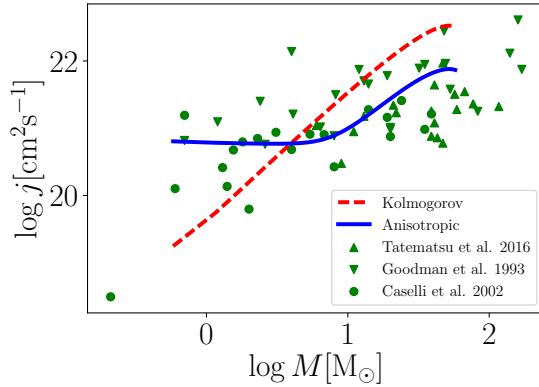


図 1: 縦軸が比角運動量、横軸が質量を表す。緑の上三角が Tatematsu et al. (2016), 下三角が Goodman et al. (1993), 丸が Caselli et al. (2002) の観測結果である。赤の点線がコルモゴロフ則、青の実線が非等方的場合の結果である。

可能性がある。よって、フィラメントに垂直方向の速度擾乱のパワーが大きいゆらぎのスペクトルを検討してみるのが面白い。そこで、以下のようなコルモゴロフ的非等方乱流を仮定して計算してみる。

$$P(k) = A(A_r k_r^2 + k_z^2)^{-11/6} \quad (16)$$

ここで $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ であり、 A_r が小さいほど非等方性が大きくなる。このパワースペクトルで $j - M$ 関係を計算した結果が Fig1 である。なお、非等方的結果は数値計算の結果である。Fig1 より、フィラメント短軸の波に多くのエネルギーを与えた場合、現在観測されているコアの角運動量を再現することがわかる。

4 Summary & Discussion

Fig1 より、フィラメント短軸の波に多くのエネルギーを与えた場合でも、観測のコアの角運動量を再現することがわかった。短軸方向の波にエネルギーが多く渡されるのはフィラメント形成過程を考えても支持される結果である。フィラメント構造は分子雲内のガスが圧縮されて形成されると考えられている。この過程で運動エネルギーが保存するとすれば、もともと長波長の波にあったエネルギーも、短波長の波のエネルギーとなる。つまり圧縮された方向の波

は、圧縮されていない方向の等しい波数の波と比べて、大きなエネルギーをもつ。これは Fig1 の結果と無矛盾である。

我々はフィラメントからの星形成の中で、分子雲コアの角運動量が説明できるかどうかを検証した。完全なコルモゴロフ則では観測のコアの角運動量を再現できないが、フィラメント短軸方向の波に、長軸方向よりもエネルギーを与えた非等方パワースペクトルの場合、観測の角運動量を再現することがわかった。これはガスの圧縮によるフィラメント形成シナリオとも無矛盾である。これらの結果は、亜音速な速度ゆらぎをもつ静かなフィラメントからの分子雲コア形成シナリオを支持し、フィラメント内の亜音速速度場が、コアからできる原始惑星系円盤、連星および単独星の回転の起源となりう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、学生の皆様に感謝致します。

Reference

- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, A&A, 518, L102
- Arzoumanian, D., André, P., Didelon, P., et al. 2011, A&A, 529, L6
- 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
- Hacar, A., & Tafalla, M. 2011, A&A, 533, A34
- Inoue, T., Hennebelle, P., Fukui, Y., et al. 2017, ArXiv e-prints, arXiv:1707.02035
- Inutsuka, S.-i. 2001, ApJ, 559, L149
- Inutsuka, S.-i., & Miyama, S. M. 1997, ApJ, 480, 681
- 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
- Miville-Deschênes, M.-A., Martin, P. G., Abergel, A., et al. 2010, A&A, 518, L104
- Press, W. H., & Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425
- Roy, A., André, P., Arzoumanian, D., et al. 2015, A&A, 584, A111
- Tatematsu, K., Ohashi, S., Sanhueza, P., et al. 2016, PASJ, 68, 24

a4

原始星周囲の磁場構造 -ALMA のための疑似偏光観測シミュレーション-

藤城 翔 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星形成過程では磁場がアウトフロー駆動や角運動量輸送に大きな役割を果たすため、原始星周囲の磁場構造を知る事は重要である。分子雲中のダストは磁力線に対し垂直に整列するため、偏光観測により磁場構造を調べることができる。そこで近年、ALMA 等による偏光観測で原始星周囲の磁場構造が研究されている。単純な重力収縮モデルでは、磁力線は収縮するガスに引きずられて砂時計型になると考えられている。しかし観測では砂時計型の磁場を持つ天体がある一方、明確な構造が見られない天体もある。後者は磁場が弱く乱流により磁場が乱されている可能性が指摘されている。一方、現実的な理論モデリングには視線方向に磁力線が重なり、偏光が相殺される効果も考慮する必要がある。加えて、干渉計はある大きさより広がった構造を復元することができない。従って、アウトフローの広がりより復元可能スケールが小さい場合、実際の磁場構造が復元できない可能性が示唆される。

本研究では星形成過程の MHD シミュレーションに対しダスト熱放射の偏光を含む輻射輸送計算を様々な見込み角に対して行い偏光の性質を調べた。そして、そのモデルを観測シミュレーションソフト CASA を用いて様々な周波数、分解能、MRS を用いて疑似観測し、干渉計による偏光観測の影響を調べた。その結果、アウトフロー内では視線方向の磁場が相殺することにより偏光度が下がり、その効果は見込み角ごとに異なることが分かった。また、アウトフロー領域まで含めた偏光観測を行う場合、従来使用されてきた小さいスケールの分解に優れた観測設定ではなく、より広いスケールを復元することのできる観測設定を用いなければならないことが分かった。

1 Introduction

星は分子雲コアが重力収縮することによって生まれる。初期状態の分子雲コア中の磁力線は平行に整列しているすると、ガスが収縮に伴い磁力線は中心方向にくびれた「砂時計型構造」をとる。その後原始星と降着円盤が形成されると、円盤の回転により磁力線がねじられるため、外側では砂時計型、内側ではねじられた磁力線構造を持つようになる。このねじられた磁力線にそってガスが放出されることにより、角運動量を外部に捨てることが可能となる。この放出されるガスの流れのことをアウトフローという (Tomisaka, 2002)。また曲げられた磁力線にはその曲線を戻す方向に向けて張力が働くため、この磁力線構造により円盤の回転が抑制されることも知られている。したがって、星形成過程を理解する上で原始星周囲の磁場構造を理解することが重要となる。

また、この理論の真偽を確かめるためには実際に原始星周囲の磁場構造を観測する必要がある。原始星周囲の磁力線とそこに存在するダストの熱放射の偏光方向は互いに直交するという関係があるため、近年では ALMA を用いた「偏光観測」により原始星周囲の磁力線構造が研究されている。

図 1 は Girart et al. (2006) と Hull et al. (2017b) による、IRAS4a と Ser-emb 8 と呼ばれる 2 つの原始星の、偏光観測から求めた磁力線構造である。上の原始星のアウトフローは北東方向と南西方向に放出されており、その磁力線構造は同方向に対し砂時計型の構造を持っている。それに対し下の原始星のアウトフローは北西方向と南西方向に放出されているが、その構造は砂時計型構造ではない複雑な構造をしている。この砂時計型でない磁力線構造に対する Hull et al. (2017b) の結論は、磁場が弱く乱流により磁力線構造が乱されているためだとした。

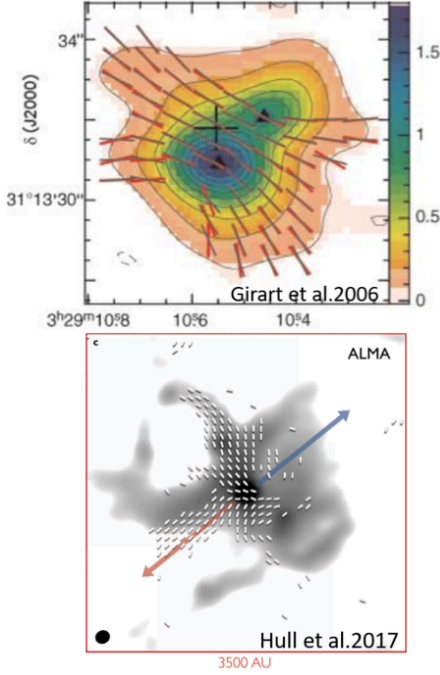


図 1: 上図:NGC1333-IRAS4a の SMA による偏光観測結果 (Girart et al. 2006 Figure1)。下図:Ser-emb8 の ALMA による偏光観測結果 (Hull et al. 2017 Figure1-c)。色は強度、ベクトルは偏光から求めた磁力線の方向を表す。

しかし、偏光観測には次のような問題点が考えられる。観測される偏光度は視線方向のベクトル量の積分値であるため、視線方向に様々な偏光方向をもつダストが重なると偏光度や方向が変化する。原始星周辺の磁力線構造は非常に複雑な構造をしているため、観測される偏光度は理論モデルから予想される構造とは異なることが示唆される。また、その影響は原始星を観測する見込み角によっても変化すると考えられる。そこで、本研究では次節で説明する方法で偏光の相殺と偏光観測の関係について調べた。

また、偏光観測に用いられる ALMA 等の干渉計には、最小基線長で規定される最大復元可能スケール: MRS (Maximum Recoverable Scale) よりも広がった構造は復元できないという特徴がある。Hull et al. (2017b) による観測の MRS は実距離で 2000AU であるが、実際のアウトフローの広がりには 8000AU 程度であると考えられているため、アウトフローはこの

観測結果には復元されていない可能性がある。したがって本研究では干渉計による観測の及ぼす効果について調べるために、作成したモデルを用いてデータ解析・観測シミュレーションソフト CASA を用いて疑似観測を行った。また疑似観測を様々な観測設定を用いて行うことで、使用した観測設定がどの程度モデルの構造を復元できているかについて調べた。

2 Methods

2.1 Observational Models

本研究の観測モデルは、Tomida et al. (2017) による星形成過程の MHD シミュレーション結果を様々な見込み角に対して偏光計算することで作成した。

Tomida et al. (2017) は、class-0 から class-1 までの原始星の密度構造、磁場構造を磁場の散逸を考慮した上で数値計算したものである。本研究では、その結果のうち class-1 後期のシミュレーション結果を用いた。MHD シミュレーションデータの 3 次元格子の各格子には密度、速度、磁場強度等の情報が格納されており、それを用いて観測者の方向に対し射影されるストークスパラメータを計算する (Wardle & Konigl, 1990)。さらに、そのストークスパラメータから観測者が観測する偏光度や偏光強度、偏光方向を計算することにより観測モデルとした。

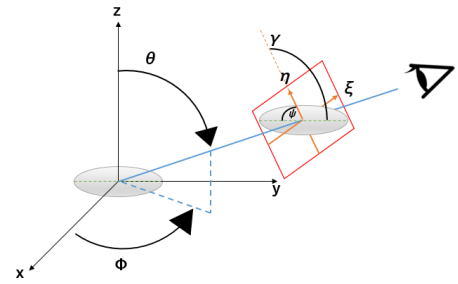


図 2: 空間座標と観測座標

本研究では、 $\theta = 0$ を face on 方向とし、 $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ の 7 方向に対し輻射輸送計算を行なった。また、 ϕ 方向の回転については対象であるため、 $\phi = 0^\circ$ で固定した。

2.2 CASA simulation

次に、観測シミュレーションソフト CASA を使用し、作成したモデルを様々な観測スケールを用いて疑似観測した。ALMA 用のデータ解析・観測シミュレーションソフト CASA は、電波天文学におけるデータを干渉計や単一鏡のデータ (ALMA、VLA など) を用いて疑似的に観測し、さらにその疑似観測データをキャリブレーション、イメージング、解析することができるソフトウェアである。

本研究ではまず、各モデルに対して Hull et al. (2017) と同じ観測設定を用いて疑似観測を行った。その際用いた観測設定を次に示す。

方向 J2000 18h29m48.089 +1d16m43.32

観測帯域 345 GHz $\pm$ 8 GHz

アンテナ配置 ALMA Cycle2 C-35

観測帯域 と使用するアンテナ配置を変更して疑似観測を行うことにより観測スケールによる影響を調査した。使用した観測設定と、各設定を使用した際の分解能:AR (Angular Resolution)、MRS は以下のようになる。

Band	Band 6		Band 7	
	AR (")	MRS (")	AR (")	MRS (")
C35-5	0.22	4.2	—	—
C43-1	1.0	8.3	1.5	12.4
C43-3	0.41	4.7	—	—
C43-4	0.27	3.3	—	—

3 Results

3.1 Observational Models

図 3 に $\theta = 90^\circ, 45^\circ$ の場合の観測モデルを示す。

$\theta = 90^\circ$ の場合、磁力線構造は砂時計型構造をしており、アウトフロー領域で相殺により偏光度が下がっている。それに対し、 $\theta = 45^\circ$ の場合は砂時計型の磁力線構造は見られず、磁力線構造と偏光度が点対称構造を持つことがわかる。

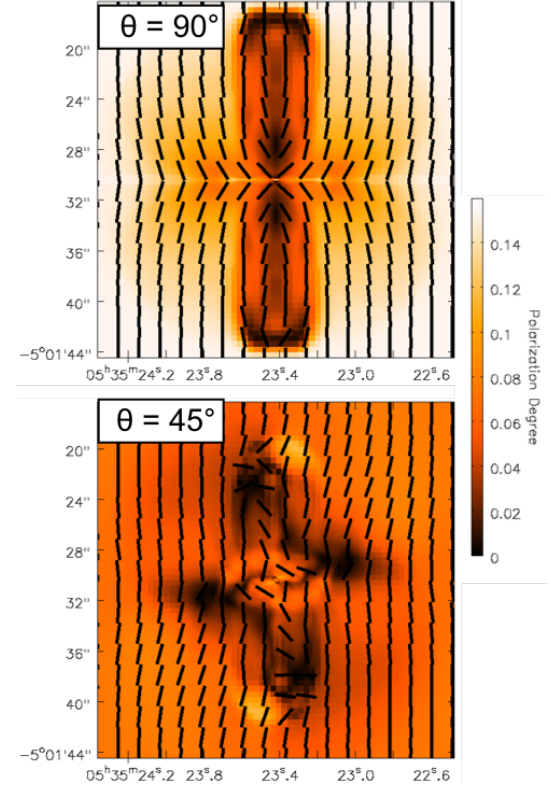


図 3: $\theta = 90^\circ, 45^\circ$ の場合の観測モデル。色は偏光度、ベクトルは偏光から求めた磁力線方向を表す。

3.2 CASA simulation

図 4 に $\theta = 90^\circ$ の観測モデルを様々な観測設定で疑似観測した結果の内、Band7 C35-5 と Band 6 C43-1 を用いて疑似観測した結果を示す。

Band7 C35-5 による結果は、MRS が 4.5 秒角しかないためにアウトフロー領域の磁力線構造や偏光強度を復元できていない。このため、アウトフロー領域を含めた観測を行う際、この観測設定は適していないと考えられる。対して、Band6 C43-1 による結果は MRS が 12.4 秒角にまで広がったため、アウトフロー領域の磁力線構造がよく復元できている。同様の疑似観測を他の観測設定に関しても行ったが、Band6 C43-1 による結果が最もよくモデルの磁力線構造を再現できていた。

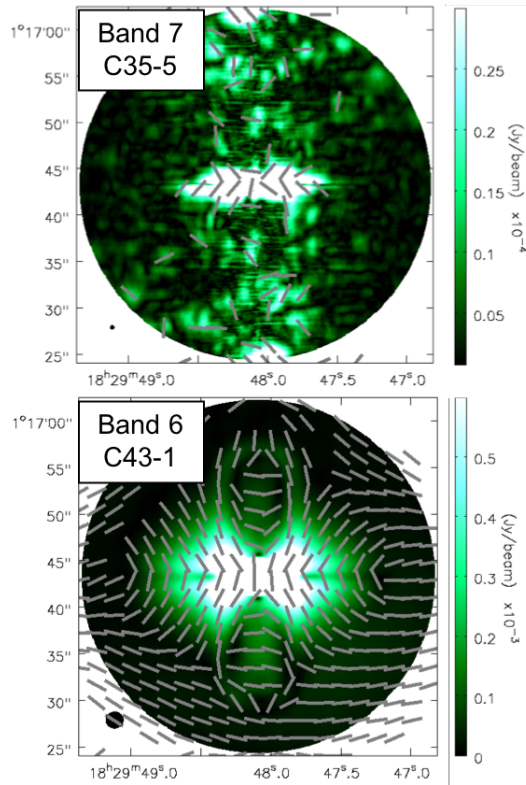


図 4: $\theta = 90^\circ$ の観測モデルの Band7 C35-5, Band 7 C43-1 による疑似観測結果。色は偏光強度、ベクトルは偏光から求めた磁力線方向、楕円は分解能を表す。

4 Discussion

本研究によって得た結果を用いて、図 1-下に示した Hull et al. (2017b) による Ser-emb 8 の観測結果に関する考察を行う。この観測結果にはアウトフローの放出方向に対し砂時計型の構造が見られない。そのためこの原始星周辺の磁場は弱く乱流により乱されているという考察を与えた。

しかし、この観測では本研究の疑似観測と同様に、観測される偏光度と偏光方向から磁力線構造を求めている。また、観測される偏光方向に対し大きな影響を与えるはずのアウトフローや見込み角が考慮されていない。そのため、単純な砂時計型の磁力線構造が観測されるものとして考察を行っている。さらには本研究で行った疑似観測シミュレーションから、Hull の用いた観測設定では周辺の磁力線構造が完全

には復元できていない可能性があることがわかった。したがって、Hull et al. (2017b) の結論は正確とは言えない可能性がある。

5 Conclusion

本研究では、原始星領域の磁場構造解明のための偏光観測に対し、次の 2 点について検証した。

- アウトフローと見込み角の影響で観測される偏光度が変化する影響。
- 観測設定が観測結果に及ぼす影響。

その結果、次のような結論を得た。

1. アウトフローを考慮したモデルの偏光度は、アウトフロー領域で視線方向に磁場が重なるために偏光度が減少した。
2. アウトフローを考慮したモデルを観測する見込み角を変化させると、真横から観測した場合に比べ偏光度が減少した。また、見込み角が 90 度未満のモデルでは砂時計型ではない点対称の構造が見られた。
3. アウトフロー領域を含めた原始星周囲の磁力線を観測する際は復元可能な最大スケール (MRS) がアウトフローの広がり方より大きい必要がある。
4. 観測結果と理論モデルを比較して議論するためには観測対象と等しい見込み角のモデルを用いる必要がある。したがって、観測対象の見込み角を別の観測により制限しておく必要がある。

Reference

- Girart, J. M., et al. 2006, *Science*, 313, 812
- Hull, C. L. H., et al. 2013, *ApJ*, 768, 159
- Kataoka, A., et al. 2012, *ApJ*, 761, 40
- Tomida, K., et al. 2017, *ApJ*, 835, L11
- Tomisaka, K. 2002, *ApJ*, 575, 306

a5

Atacama Compact Array による 小質量星形成領域分子雲コアの詳細観測

高 宇辰 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

原始星は分子雲の高密度領域である分子雲コアが重力収縮することにより形成される。形成される星の質量や連星/多重星の個数は原始星形成直前の状態にある分子雲コアの性質に強く依存すると言われており、このような分子雲コアを同定し、その物理的性質を観測的に明らかにすることは、星形成の初期条件を探る上で重要かつ本質的な課題である。これまでの赤外線減光観測や単一電波望遠鏡によるミリ波連続波放射の観測で分子雲コアの詳細な構造が測定されてきた。これらの観測には空間分解能の限界があり、中心部の ~ 1000 AU 以下の密度の高まりの有無やその内部構造を特定することが困難であったが、ALMA を用いることによりこの問題を突破することが可能である。しかしながら、ALMA Main Array では必ずしも広がった成分に対する感度が十分でない。単一鏡を用いて得られていた結果と合わせて 1000 AU 以上のスケールから数 100 AU 程度の連続的な密度分布を明らかにするため、我々は ACA (Atacama Compact Array) を用いて、小質量星形成領域に存在する分子雲コア 16 天体に対して 1.2 mm 帯連続波等による観測を行った。その結果、約半数以上の天体で連続波放射を検出し、分子雲コアの中心部はこれまでの単一鏡等の観測で示されていたように必ずしも一様密度となっているわけではなく、複数の局所的な強度ピークなど複雑な内部構造を持っているものも存在することが分かった。また、おうし座分子雲に存在する MC5 という天体は、観測サンプルの中で最も軽い質量 (~ 0.2 太陽質量) であるにも関わらず、中心部が $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ と最も高密度であった。これらの結果は連星/多重星系や、褐色矮星など非常に低質量な天体の形成機構を探る上で極めて重要な手がかりになり得ると考えられる。

1 Introduction

水素分子個数密度 10^5 cm^{-3} 程度の分子雲コアの質量関数は星の初期質量関数と酷似していることが電波観測により示されており (e.g., Motte et al. 1998; Onishi et al. 2002)、星形成の初期条件を調べ、星の質量の決定機構等を探る上で分子雲コアの理解は極めて重要である。赤外線減光観測 (e.g., Alves et al. 2001) や単一電波望遠鏡によるミリ波連続波放射 (e.g., Ward-Thompson et al. 1994) が势力的に行われ、中心部が比較的一様で外側が急勾配を持つ Bonner-Ebert 球的な密度分布を持つことが多いとされていた。しかしながら空間分解能の限界のため、中心部の ~ 1000 AU 以下の密度の高まりの有無やその内部構造を特定することが困難であった。ALMA (Atacama Large Millimeter/sub-millimeter Array) の登場によって内部構造の詳細分布が明らかになる

と思われたが、ALMA Main array (12 m array) で行われたサーベイ観測ではほとんどの星なし分子雲コアでダスト連続波が未検出 (Dunham et al. 2016; Kirk et al. 2017) であり、内部構造の詳細を調べるにはターゲット選定が非常に重要であると考えられる。本研究では ALMA Main array よりもより広がった構造に感度がある ACA (Atacama Compact Array) を用いて単一鏡によって得られていた結果と合わせて、数 1000 AU から数 100 AU 程度の連続的な密度分布を明らかにすることを目的としている。

2 Observations and Methods

これまでの ALMA 望遠鏡や単一鏡の結果を用いてどのような観測やターゲットが重要かを検討した。先行研究として、JCMT/SCUBA および ALMA を用いた 1.2mm 波連続放射の分子雲コアの観測を図 1 で

示す。12 m array の観測で、原始星や 10^7cm^{-3} 程度の高密度領域が検出できた MC27/L1521F(Tokuda et al. 2014; 2016) と 12 m で未検出されておらず、コンパクトな構造がない星なし分子雲コア L183 を単一鏡で観測した場合、比較的同じような分布をしているが、ACA で得られた強度分布を比較すると、MC27/L1521Fの方が中心集中していることがわかる。このことから、観測天体として、単一鏡で観測した際に MC27/L1521F と同程度の絶対強度を持つような分子雲コアを選定する必要があることと、単一鏡では判別できなかった分子雲コア中心部の密度の高まりは ACA を用いれば明瞭に区別することが可能になることがわかった。そこで、表 1 で示すように比較的 MC27/L1521F に近い連続波強度を持ち、距離 $\sim 150 \text{pc}$ 以内にある小質量星形成領域に存在する分子雲コア 16 天体を観測対象として選定した。

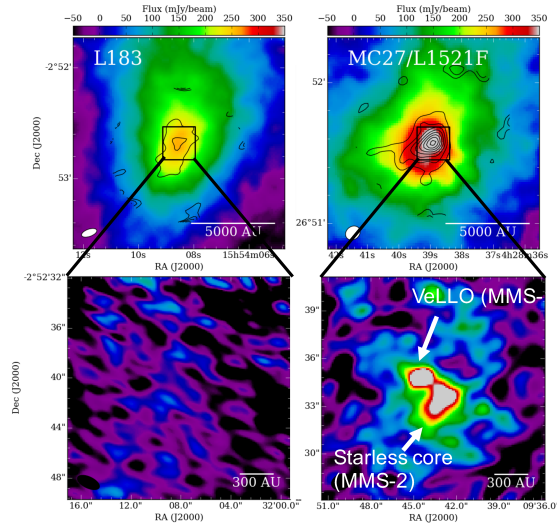


図 1: L183 および MC27/L1521F のダスト連続波の空間分布 (上) JCMT/SCUBA から得られた観測データ (カラー) に ACA 1 mm 帯ダスト連続波の観測データを等高線として加えたもの。(下)ALMA 12 m array で得られた観測データ L183(P.I., J.-P. Bernard),MC27/L1521F(P.I., T. Onishi)

表 1:観測天体

Target	S-D continuum	References ¹	Region	Flux ratio ²
MC33/TMC-2	IRAM	U, K	Taurus	0.64
MC31/TMC2-2A	IRAM	K	Taurus	0.71
MC5	IRAM	U	Taurus	0.37
MC6	IRAM	U	Taurus	0.40
MC8	IRAM	U	Taurus	0.45
MC44/TMC-1C	IRAM	K	Taurus	0.57
MC11	IRAM	U	Taurus	0.62
Lup1-4	ASTE	U	Lupus	0.42
Lup1-5	ASTE	U	Lupus	0.94
Lup1-6	ASTE	U	Lupus	0.62
Lup3-1	SEST	T	Lupus	0.80
Oph-p1	IRAM	U	Oph-North	0.62
Oph-q2	IRAM	U	Oph-North	0.40
Oph-m	IRAM	U	Oph-North	0.62
Cha1-a	ASTE	U	Chamaeleon	0.26
Cha1-b	ASTE	U	Chamaeleon	0.26

1: Kaufmann et al. 2008(K), Tachihara et al. 2007(T), グループで独自に取得したデータ (U)、2: Flux ratio は MC27/L1521F の 1.2 mm 帯連続波の強度を 1 とした時の比を表している

ALMA Cycle 4 (P.I., K. Tachihara, #2016.1.00928.S) にて行われた 16 天体の 1.2 mm 帯連続波による観測データと高密度トレーサーである H^{13}CO^+ ($J=3-2$) の輝線観測データを用いて解析を行なった。角度分解能は約 $5\sim 6''$ である。

3 Results and Discussion

解析において 16 天体の 1.2 mm 帯連続波の観測データからそれぞれの分子雲コアのダストの空間分布と強度プロファイル調べた。ダスト連続波の強度中心に対して放射状に強度プロファイルを平均した。強度プロファイルの導出に用いたデータは、ACA でダスト連続波が検出できたものに関しては、ACA と単一鏡のデータをフーリエ空間上で合成したものであり、ACA で検出できていないものは単一鏡のデータのみで解析を行った。

ACA での観測結果より Lup1-5,Lup1-6 などでは中心付近で一様密度ではなく図 2 に示したように強度(柱密度)の増加が見られた。また、Taurus 領域に存在する MC5 という天体は、観測サンプルの中で最も軽い質量 (~ 0.2 太陽質量) であるにも関わらず、中

心部の密度が 10^6cm^{-3} と最も高密度であり、動的崩壊が始まるしきい値 (e.g., Onishi et al. 1999; 2002) であることから星形成が今後進行する、もしくはは進行段階である可能性がある。非常に低質量であることから、太陽系近傍の典型的な高密度分子雲コアの星形成率 $\sim 20 - 40\%$ (André et al. 2010) を仮定すると、誕生する星は非常に低質量であるため、超低質量星もしくは褐色矮星誕生の現場として非常に重要である可能性がある。また ACA での 1.2 mm 帯連続波の検出/未検出は単一鏡で得られたダスト強度の絶対値ではなく、強度プロファイルの傾きに依存している傾向にあることもわかった。

ダスト連続波が検出できた天体に関して、7 m array の観測によって得られた H^{13}CO^+ ($J = 3-2$) の強度分布を調べた結果、Lupus と Ophiuchus-North 領域の天体では、ダスト連続波との相関がよく、 H^{13}CO^+ 輝線が高密度領域をトレースしていると考えられる。しかしながら、Taurus 領域ではダスト連続波が検出されていながら、 H^{13}CO^+ が未検出であった。これは非常に高密度で低温 ($\sim 10 \text{K}$) の環境下にあるため、 H^{13}CO^+ 分子がダスト粒子に吸着しており、その分子存在量が高密度領域で減少している可能性がある (Caselli et al. 2002)。

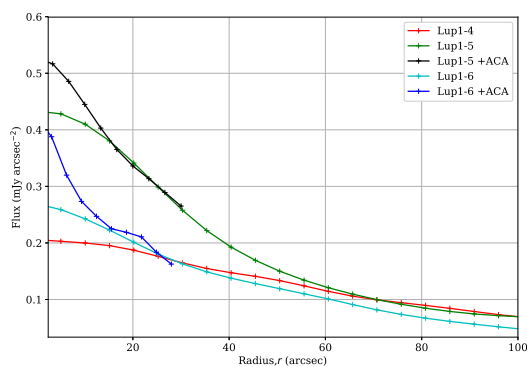


図 2: 単一鏡および、単一鏡と ACA のデータを合成することによって得られた 1.2 mm 連続波の平均強度プロファイル (Lupus 領域)

4 Conclusion

ACA を用いた Lupus, Taurus, Ophiuchus-North, Chamaeleon 領域に存在する星なし分子雲コア計 16 個の観測を 1.2 mm ダスト連続波および、 H^{13}CO^+ ($J = 3-2$) 輝線等で行った。その結果、半数以上の天体でダスト連続波の放射を検出した。それらの天体は中心部が一様になっているのではなく、局所的に密度が高くなっていると考えられる。これらの天体は星形成の直前に起こる現象 (高密度ガスの重力収縮や分裂) を探る上で重要な天体である可能性がある。今後は ALMA Main array を用いた追観測を行い、星形成の初期条件を反映している可能性が高いコンパクトで高密度な天体の物理状態を探る必要がある。

Reference

- Ward-Thompson et al. 1994, MNRAS, 268, 276
- Motte et al. 1998, A&A, 336, 150-172
- Onishi et al. 1999, PASJ, 51, 257-262
- Alves et al. 2001, Nature, 409, 159-161
- Onishi et al. 2002, ApJ, 575, 950-973
- Caselli et al. 2002, P&SS, 50, 1133-1144
- Tachihara et al. 2007, CUP, 478-478
- Kaufmann et al. 2008
- André et al. 2010, Ap&SS, 313, 29-34
- Tokuda et al. 2014, ApJL, 789, 6
- Tokuda et al. 2016, IAU, 315
- Dunham et al. 2016, ApJ, 823, 23
- Kirk et al. 2017, ApJ, 838, 20

a6

円盤形成におけるホール効果の影響:ダストサイズ分布と宇宙線強度依存性

古賀 駿大 (九州大学大学院 理学府)

Abstract

原始惑星系円盤 (以後、円盤) は、重力収縮する分子雲コアの中で原始星の周囲に形成される。円盤は、原始星の重力に対し遠心力によって支えられているため、そのサイズは円盤、または落下するガスが持つ角運動量に依存する。よって、初期に等しい角運動量をもつ分子雲コアでも、重力収縮中に中心部から外部へ輸送される角運動量が異なれば形成される円盤のサイズが変化すると考えられる。角運動量輸送において重要な役割を果たしているのが磁場である。角運動量の輸送効率は、非理想磁気流体力学のホール効果を考慮すると変化すると考えられている。ホール効果の強さは、磁場の強度だけでなく、ガス中に存在している荷電粒子の存在量によって決まり、荷電粒子の存在量はダストサイズ分布と宇宙線強度によって決まる。

Tsukamoto et al. (2015, 2017) では、3 次元シミュレーションによって、あるダストサイズ分布と宇宙線強度を仮定して、ホール効果が円盤の形成に大きな影響を与えることを示した。しかし、シミュレーションではダストサイズ分布と宇宙線強度のパラメータを変えて、それらの影響を調べることは難しい。そこで本研究では、初期に角運動量を持たない分子雲コアを仮定し、ダストサイズ分布と宇宙線強度などをパラメータにして、ホール効果によって誘起されるガスの比角運動量を求めた。さらに形成される円盤のサイズの見積もりを行なった結果、ホール効果はダストサイズ分布と宇宙線強度などのパラメータに対する依存性が強く、また、円盤の構造に十分寄与を与えるほどの角運動量をガスに与えることがわかった。

本公演では、星形成過程での磁場の振る舞いに対するダストサイズ依存性が強いことを考慮し、現在行なっているダスト成長を含めたシミュレーションの方法についても議論する。

1 Introduction

原始惑星系円盤は中心星である原始星の周りに、遠心力と重力が釣り合って形成される。そのため、分子雲コアにおいて原始惑星系円盤に降着するガスの角運動量を調べることで、原始惑星系円盤のサイズがわかる。分子雲コアの角運動量の変化に深く関わっているのが、磁場である。磁場は、高速回転している中心領域と、比較的遅く回転している外部をつなぎ、角運動量を中心領域から外部へ輸送する。この機構は magnetic braking と呼ばれる。さらに、角運動量の輸送効率を変化させるのが、非理想 MHD (電磁流体力学) の効果である。非理想 MHD の効果とは、分子雲コア内のガスの電離度が非常に低いため、ガスが有限の電気抵抗を持つために現れる効果である。非理想 MHD の効果の 1 つが、本講演で着目したホール効果である。ホール効果は、収縮するガス

に突き刺さった磁場が方位角方向に磁気張力をガスに加え、ガスの持つ角運動量を変化させ、円盤のサイズに影響を与える (図 1)。ホール効果による磁場の捻じ曲げ具合と向きは η_H というパラメータで決定される。 η_H は、ガスに含まれる荷電粒子の種類とその数密度に依存するパラメータであるため、 η_H の値を正しく計算するために、化学進化計算が必要となる。そこで今回は、 η_H をより正確に計算したうえで、ホール効果によって誘起される円盤サイズの見積もりを解析的に行う。

ガス中の荷電粒子は、同様に星間空間に存在するダストに吸着する。また、星間空間で荷電粒子は宇宙線による電離作用で生み出される。本研究では、ダストと宇宙線が荷電粒子の存在量に影響を与えることを考慮し、それらをパラメータにすることで η_H がどれほど変化するかを調べ、形成される円盤のサイズを大きく変化させるのかを調べた。

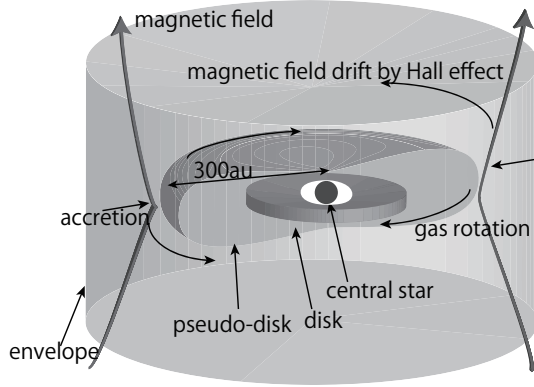


図 1: ガスエンベロープがホール効果を受けて角運動量を獲得する模式図。この模式図では、磁力線が反時計回りに捻じ曲げられ、ガスが時計回りに回転している。

2 Methods

2.1 η_H

Hall effect の拡散係数 η_H は、

$$\eta_H = \frac{c^2 \sigma_H}{4\pi \sigma_{\perp}^2}, \quad (1)$$

$$\sigma_{\perp} = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_H^2}, \quad (2)$$

$$\sigma_H = -\frac{c n_H}{B} \sum_{\nu} \frac{\beta_{\nu}^2}{1 + \beta_{\nu}^2} Q_{\nu} x_{\nu}, \quad (3)$$

$$\sigma_P = \frac{c n_H}{B} \sum_{\nu} \frac{\beta_{\nu}}{1 + \beta_{\nu}^2} |Q_{\nu}| x_{\nu}, \quad (4)$$

$$\beta_{\nu} = \tau_{\nu} \frac{|Q_{\nu}| B}{m_{\nu} c}, \quad (5)$$

で表される。ここに c, B, n_H はそれぞれ光速、磁場、水素原子数密度であり、また、下付き添字 τ は荷電粒子 τ 種の物理量を表し、 Q, x, m, τ はそれぞれ電荷、存在量、質量、中性粒子との衝突による stopping time を表している。今回の計算では、水素原子数密度を 10^4cm^{-3} から 10^{14}cm^{-3} まで変化させて、それぞれの数密度において化学平衡を仮定し、各荷電粒子の存在量を計算した。化学種は ($\text{H}_3^+, \text{HCO}^+, \text{Mg}^+, \text{He}^+, \text{C}^+, \text{H}^+$) の 6 種、それに伴う化学反応 25 種を考慮した。その際、ダストサイズと宇宙線強度をパラメータ化して η_H への影響を調べた。科学進化計算においてダストは荷電粒子の吸着、運搬の役割を果たしており、ダストサイズが変わると衝突断面積が変化し、ダスト

と荷電粒子の衝突頻度やダスト同士の衝突頻度へ影響を与えている。また、宇宙線強度が強ければ強いほど生成される荷電粒子の存在量が多くなる。

2.2 ホール効果によって形成される円盤サイズ

強い磁場のもとにある (初期に回転していない) 分子雲コアに対し、非理想 MHD 効果のうち、Hall effect のみが働いていると仮定して、誘起される円盤のサイズの見積もりを行った。非理想 MHD 効果のうちホール効果のみを考慮した、磁場の時間変化を表す誘導方程式は、

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla (\eta_H (\nabla \times \mathbf{B}) \times \hat{\mathbf{B}}) \quad (6)$$

となる。次に、単位時間当たりの磁場の変化であるホールドリフト速度を

$$\mathbf{v}_{\text{Hall}} = -\eta_H \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \quad (7)$$

で定義する。誘導方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} + \mathbf{v}_{\text{Hall}}) \times \mathbf{B} \quad (8)$$

と書き直せる。ホール効果によって誘起されるガスの回転速度は $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$ で収束するため、ガスの回転速度は Hall drift 速度に収束することになる。ガスの回転速度の見積もりは、

$$\begin{aligned} v_{\phi} &= -(\mathbf{v}_{\text{Hall}})_{\phi} \sim \frac{\eta_H}{|B_z|} \frac{|B_r, s|}{H} \\ &= \frac{1}{\mu_{\text{pdisk}} (M/\Phi)_{\text{crit}}} \frac{\eta_H}{|B_z|} \frac{M_{\text{tot}}}{2\pi r^2 H} \end{aligned} \quad (9)$$

とした (Tsukamoto (2016) より)。ここに、 $H, B_z, B_r, s, \mu_{\text{tot}}, \Phi$ はそれぞれ、ガスエンベロープのスケールハイト、磁場の z 軸成分、磁場の r 方向成分、mass-to-flux-ratio、磁束である。

今回の解析計算では、ホール効果によってガスに回転がかかる領域を $n_H = 10^8 \text{cm}^{-3}$ と設定した。この数密度は星形成過程で中心領域に形成される pseudo-disk と呼ばれる円盤状構造の半径が 300au であり、この距離をジーンズ長とした時の数密度にあたる。円盤のサイズを計算するにあたって、中心星質量を徐々に変化させることで時間変化を表した。計算は

1. 中心星質量 M_{star} から

$$\Sigma_{\text{disk}} = \frac{c_s \Omega_K}{\pi G Q}, \quad (10)$$

$$\Omega_K = \sqrt{\frac{GM_{star}}{r^3}} \quad (11)$$

$$M_{\text{disk}} = \int \Sigma_{\text{disk}} 2\pi r dr. \quad (12)$$

によって円盤の質量を計算した。 Σ_{disk} は、円盤の面密度を表す。また、 Q は Toomre's Q であり、 $Q=1$ とした。

2. 中心領域のガスの総質量

$$M_{\text{tot}} = M_{\text{star}} + M_{\text{disk}}. \quad (13)$$

を式 (9) に代入し、

$$J_{\text{Hall}} = M_{\text{tot}} r_{\text{Hall}} v_{\phi}, \quad (14)$$

から、ホール効果によって誘起される角運動量を r の関数として求めた。 r_{Hall} にはガスが回転を受ける半径である 300au を代入した。

3. 最終的に円盤はケプラー回転をするとして、ケプラー円盤の総角運動量

$$J_{\text{Kepler}} = \int \Sigma_{\text{disk}}(r) 2\pi r^2 \sqrt{\frac{GM_{star}}{r}} dr. \quad (15)$$

と式 (14) を比較し、両者が一致する半径を円盤のサイズとした。

という手順で行い、ダストサイズと宇宙線強度を様々変化させて計算を行った。

と求めている。つまり、拡散係数は電子数密度が小さいほど大きい値をとる傾向にある。今回の計算では、質量のガスダスト比を一定にしているため、ダストサイズが小さくなると、合計の散乱断面積は大きくなる。よって、ガス密度が低い領域では、ダストサイズが小さくなると、ダストによる電子の吸着がよく効き、電子数密度が小さくなり、拡散係数は大きい値をとるようになる。一方、ガス密度が高い領域では、温度が上昇しているため、電子の熱速度が大きくなり、個々のダストサイズが大きいほうが吸着しやすくなるため、拡散係数はダストサイズが大きいほど大きくなる。

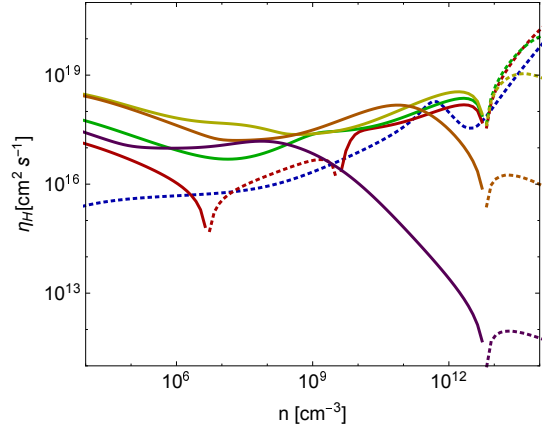


図 2: 横軸はガスの質量密度、縦軸は η_H を表している。実線はマイナス、点線はプラスであり、ダストサイズはそれぞれ一定で、青: $0.3\mu\text{m}$, 赤: $0.1\mu\text{m}$, 緑: $0.075\mu\text{m}$, 黄: $0.050\mu\text{m}$, 黒: $0.025\mu\text{m}$, 紫: $0.010\mu\text{m}$ である。

3 Results

3.1 η_H のダストサイズ依存性

図 2 は宇宙線強度 $\zeta = 10^{-17} \text{s}^{-1}$ の時の η_H を、ダストサイズを変化させて計算した結果である。 η_H は式 () の通り複雑な式であるが、Balbus (2009) では簡単のためにダストを除いたイオンと電子の 2 流体を仮定して、Hall effect の拡散係数を

$$\eta_H = \frac{cB}{4\pi en_e} \quad (16)$$

3.2 ホール効果によって形成される円盤サイズ

図 3 は宇宙線強度 $\zeta = 10^{-17} \text{s}^{-1}$ の時の円盤のサイズの計算結果である。例えば、中心星質量 $M_{star} = 0.3M_{\odot}$ では、ダストサイズが $0.1\mu\text{m}$ と $0.05\mu\text{m}$ の場合での形成される円盤のサイズを比較すると、それぞれ 5au と 35au となった。この場合ではダストサイズが 2 倍変わると円盤のサイズが 7 倍変わることになり、ホール効果によって形成される円盤のサイズは、ダストサイズに対して非常に敏感に効くことがわかった。

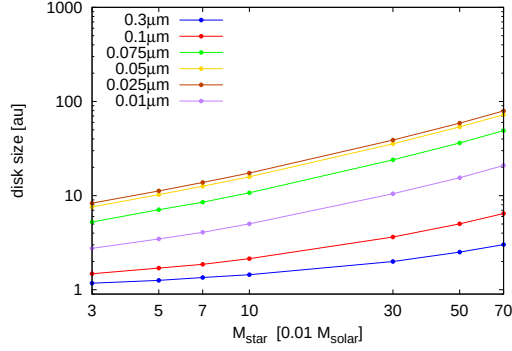


図 3: 横軸は中心星質量、縦軸は形成される円盤のサイズを表している。線の色の違いはダストサイズの違いを表している。

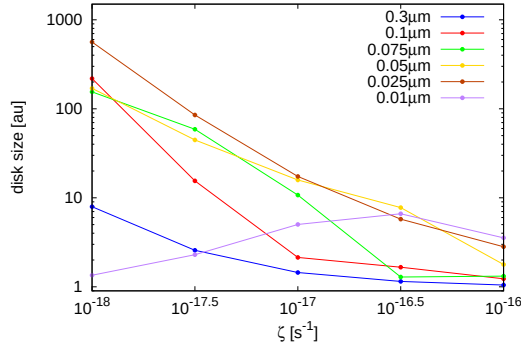


図 4: 横軸は宇宙線強度、縦軸は形成される円盤のサイズを表している。線の色の違いはダストサイズの違いを表している。

一方、図 4 はダストサイズ $0.1\mu\text{m}$ の時の、宇宙線強度の変化に対する円盤のサイズの変化を計算した結果である。図 4 より、宇宙線強度が強くなるほど、電子の存在量が多くなり、ホール効果が弱くなって形成される円盤のサイズが小さくなる傾向になることがわかった。

4 Conclusion & Future Works

ホール効果の原始惑星系円盤のサイズへの寄与を調べるため、ホール効果の強さを表すパラメータである η_H を、化学進化計算を行うことによって求めた。 η_H はダストサイズ、宇宙線強度によって大きく変化するパラメータであることが確かめられた。近年、星形成過程でも、ダストは成長し、サイズが

大きく変化することが理論・観測両方から示唆されている。今後の研究では、ホール効果を含めた数値シミュレーションを行ううえで、ダストの成長と η_H の計算を同時に行うようにコードを開発する。

Acknowledgement

今回の研究を進めていくにあたって、多くの御指導をいただきました町田正博准教授、議論してくださった塚本裕介助教、計算コードを提供してくださった奥住聡准教授に深く感謝いたします。

Reference

- Balbus, Steven A. 2009 arXiv:0906.0854
- Tsukamoto, Y. 2016, PASA, 33, e010
- Tsukamoto, Y., Okuzumi, S., Iwasaki, K., Machida, M. N. & Inutsuka, S. 2017, arXiv:1706.04363

a7

SPH 法におけるシアー問題の解決策

稲吉 勇人 (名古屋大学大学院 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

流体力学の数値計算法として Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法がある。SPH 法は、計算領域に真空が多い場合や流体の密度分布が大きく変わる場合に非常に有効な計算法であるが、冷たいシアー流が存在する場合では非物理的な密度エラーが発生してしまい、正しく計算できないことが分かっている。このシアー問題の解決策の一つに、Imaeda & Inutsuka (2002) の手法があるが、密度がほぼ一様な流体しか計算できない、計算コストが高いという問題点がある。しかし、これらの問題点を解決すればシアー問題の解決につながる。そこで本研究では、Imaeda & Inutsuka (2002) の再定式化を行った。再定式化により、計算の高速化に成功し、さらに密度が非一様な流体でも計算可能であることを確認した。

1 Introduction

宇宙には原始惑星系円盤や円盤銀河など多様な円盤が存在している。円盤の形成・進化過程における非線形現象の理論研究には流体力学の数値計算が有効である。流体力学の数値計算法として、Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法 (Gingold and Monaghan 1977; Lucy 1977) と呼ばれる粒子を用いる手法がある。流体をオイラー的に記述するメッシュ法と比べ、SPH 法はラグランジュ的に記述するため、移流項に伴う数値誤差が発生せず、高密度の領域を高解像度に記述でき、流体が大きく変形する場合の計算に有利である。しかし、冷たいシアー流が存在する流体の数値計算を限られた粒子数の SPH 法で行うと、非物理的な密度エラーが発生し、精度良く計算できないという問題 (シアー問題) がある。原始惑星系円盤は低温で差動回転、つまりシアー流が存在しているため、円盤の形成や進化を SPH 法で計算することには問題がある。SPH 法を用いてこれらの円盤の計算を精度良く行うためには、シアー問題の解決が不可欠である。

このシアー問題の解決策として、Imaeda & Inutsuka (2002) では SPH 法の定式化を見直し、流体素片の速度と SPH 粒子の速度を区別する手法が提案されている。この手法は、密度がほぼ一様な流体のみ有効であり、密度エラーを 20% 程度に抑えることを可能にした。つまり、この手法の密度一様という制約を解消すれば、シアー問題の解決につながる。そこ

で本研究では、Imaeda & Inutsuka (2002) の定式化をさらに見直し、密度が非一様な場合でも計算可能となるように再定式化を行った。2 節では、SPH 法とシアー問題を紹介し、3 節ではシアー問題の解決策の一つである Imaeda & Inutsuka (2002) の紹介とその問題点、4,5 節では本研究である Imaeda & Inutsuka (2002) の再定式化とそのテスト計算、6 節ではまとめと今後の展望を述べる。

2 SPH 法とシアー問題

SPH 法で最も一般的である手法が標準 SPH 法である。標準 SPH 法の密度は以下のように表される。

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_j m W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h(\mathbf{x})) \quad (1)$$

$$h(\mathbf{x}) = \left(\frac{m}{\rho^*(\mathbf{x})} \right)^{1/d} \quad (2)$$

$$\rho^*(\mathbf{x}) = \sum_j m W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, 2h(\mathbf{x})) \quad (3)$$

ここで、 m は SPH 粒子の質量、 j は粒子のラベル、 h は平均粒子間隔程度の長さ、 d は次元、 W はカーネル関数である。 h は全領域で一定の値とする手法もあるが、一般に場所によって可変にした方がよい。Hernquist & Katz (1989) によると、密度のカーネル関数の h は h_j ではなく $h(\mathbf{x})$ の方がよいとされている。inutsuka (2002) では $h(\mathbf{x})$ の表式として式 (2),(3) が提案されている。カーネル関数は、本

研究では $W(\mathbf{x}, h) = (h\sqrt{\pi})^{-d} e^{-\mathbf{x}^2/h^2}$ というガウシアン型のカーネル関数を用いる。また、等温の場合の流体力学の基礎方程式は以下の通りである。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{\nabla P}{\rho} \quad (4)$$

$$P = Cs^2\rho \quad (5)$$

$\mathbf{v}$ は流体の速度, P は圧力, Cs は音速である。等温の場合, 音速が温度に対応する。式 (4) を変形すると, 標準 SPH 法の粘性なしの運動方程式が得られる。これに人工粘性を加えることによって, 以下のような標準 SPH 法の運動方程式 (Monaghan 1992) が得られる。

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = -\sum_j m \left[\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right] \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_i} W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h) \quad (6)$$

$$\Pi_{ij} = -\alpha \frac{Cs_{ij}\mu_{ij}}{\rho_{ij}} + \beta \frac{\mu_{ij}^2}{\rho_{ij}}, \mu_{ij} = \frac{h(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)}{(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)^2 + 0.01h^2} \quad (7)$$

Π_{ij} が人工粘性の項である。添え字 ij は i 粒子と j 粒子の平均を表している。 α と β は適当な定数で $\alpha = 1, \beta = 2\alpha$ がよく用いられる。人工粘性を導入する理由は, 衝撃波を記述するためである。また, 粒子同士が離れている時に粘性が効かないようにするため, $\mu_{ij} > 0$ の時は $\Pi_{ij} = 0$ とする。

しかし, この SPH 法では低温でシアー流が存在する流体では非物理的な密度エラーが発生し, 正しく計算できない (シアー問題)。シアー流とは, 流体の進行方向と垂直な向きに速度差がある流れのことで, 例えば内側が速くて外側が遅いケプラー回転がこれに該当する。密度エラーの原因は, 式 (5) から低温であると Cs が小さくなるため, 圧力が低下し, 粒子同士が押し合う力が小さくなるためである。図 1 は初期条件が粒子数 1000, 計算領域 $-0.5 < (x, y) < 0.5, \rho = 1, v_x = 0, v_y = x$ のテスト計算の結果である。 α は人工粘性のパラメータである。図から, この初期条件では $Cs < 10^{-1}$ では密度エラーが無視できない値 (20%以上) になることがわかる。Tsuribe et al. (2018), in prep によると, $v_x = 0, v_y = Ax$ という box シアーテストでは $Ah/Cs < 0.1$ 程度であれば 20%を超えるような密度エラーが発生しない。よって, シアー問題の簡単な解決策として, h を小さくする (粒子数 N を増やす) というものがある。これで

解決するような状況設定であれば良いが, $h \propto N^{1/d}$ であるので非常に低温の場合では 10^{10} を超えるような粒子数で計算する必要がある, このような計算は計算コスト的に現実的ではない。

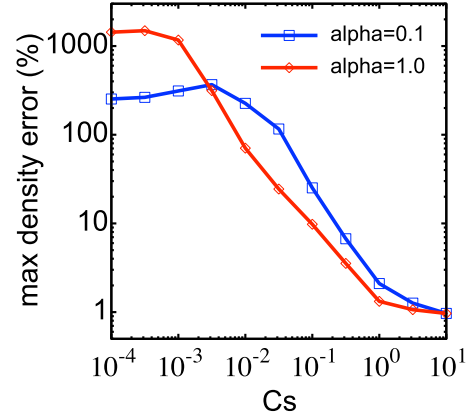


図 1: 温度と密度エラーの関係。縦軸が最大密度エラー, 横軸が温度。時間は $t = 100$ である。

3 Imaeda & Inutsuka 2002 の手法とその問題点

シアー問題の解決策の一つに Imaeda & Inutsuka (2002) がある。標準 SPH 法では, 式 (6) の $\mathbf{v}_i$ が i 粒子の速度であるとみなして粒子を動かすが, 実際は $\mathbf{v}_i$ は流体の速度であり, 粒子の速度とは一致しない (Inutsuka 2002)。これを式で示すと, 式 (1) を時間微分から,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \sum_j m W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \\ &= \sum_j m \dot{\mathbf{x}}_j \cdot \nabla_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \\ &= -\sum_j m \dot{\mathbf{x}}_j \cdot \nabla W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \\ &= -\nabla \cdot \left[\sum_j m \dot{\mathbf{x}}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

とできる。また, 流体力学の連続の式は,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (9)$$

である．式 (8) と式 (9) を比較すると，

$$\rho \mathbf{v} \equiv \sum_j m \dot{\mathbf{x}}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \quad (10)$$

となる．式 (1) と式 (10) から流体の速度は以下のようにかける．

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) \equiv \frac{\sum_j m \dot{\mathbf{x}}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h)}{\sum_k m W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}, h)} \quad (11)$$

この式 (11) の $\mathbf{v}$ が流体の速度， $\dot{\mathbf{x}}_j$ が j 粒子の速度である．式 (6) の運動方程式によって， $\mathbf{v}$ の時間発展を求め，その $\mathbf{v}$ が式 (11) を満たすように $\dot{\mathbf{x}}_j$ を決定し，粒子を $\dot{\mathbf{x}}_j$ によって動かす (Imaeda & Inutsuka 2002)．

この手法により，密度がほぼ一様な流体では密度エラーを 20% 程度に抑えることができる．しかし，この手法には大きな問題点が 2 つある．それは h が全領域で一定でなければ式 (11) が成り立たないこと (式 (8) の変形ができないため)，計算に時間がかかることである．これらの問題点を解決することができれば，シア問題の解決に大きく近づくことができる．

4 Imaeda & Inutsuka (2002) の再定式化

式 (2) から，密度がほぼ一様であれば h が一定であっても精度の良い計算ができるが，非一様な場合は精度が悪化する．よって，Imaeda & Inutsuka (2002) を密度が非一様な場合でも使用可能にするために再定式化が必要である．

本研究では， $h(\mathbf{x})$ を $\mathbf{x}_i$ 周りでテーラー展開し，1 次以上の項を無視つまり $h(\mathbf{x}) \simeq h_i$ という 0 次近似を用いた． $\rho(\mathbf{x}_i)$ はカーネル関数により i 粒子の十分近傍の粒子の情報をを用いるため，密度勾配にもよるが，この 0 次近似は悪くない近似である．この近似により，式 (8) の式変形をそのまま用いることができ， $\mathbf{x} = \mathbf{x}_i$ 近傍では，

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) \simeq \frac{\sum_j m \dot{\mathbf{x}}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h_i)}{\sum_k m W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}, h_i)} \quad (12)$$

が成り立つ．

また，式 (11),(12) を満たすように $\dot{\mathbf{x}}_j$ を決めるにはイタレーションが必要なのだが，このイタレーション

は収束が非常に遅く，Imaeda & Inutsuka (2002) の方法をそのまま用いると計算時間が標準 SPH 法と比べて，100-1000 倍かかってしまう．計算コストを減らす (粒子数を減らす) ための手法であるのに計算コストが高いのでは意味がないので，収束を早くする計算の高速化が必須である．

そこで，本研究では SPH 粒子のスピンという新たな概念を導入した．シアー流が存在する場合，SPH 粒子はスピンをしていると考えた方が自然である．このスピンにより，SPH 粒子周りに新たな速度場ができ，SPH 粒子がより動きやすくなる．SPH 粒子のスピンによる速度場は以下の式で与えられる．

$$\mathbf{v}_{\text{spin}}(\mathbf{x}) = \sum_j \frac{m\omega}{2} |\mathbf{x} - \mathbf{x}_j| W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, \eta h) \mathbf{e}_{\phi,j} \quad (13)$$

$$\omega = (\nabla \times \mathbf{v}) \cdot \mathbf{e}_z \quad (14)$$

η は 1.2 程度が良い．また， $\nabla \cdot \mathbf{e}_{\phi,j} = 0$ であるため，式 (8) の右辺に式 (13) を加えることができる．

以上から，Imaeda & Inutsuka (2002) の再定式化は以下ようになる．

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}) = \frac{\sum_j m \dot{\mathbf{x}}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h_i)}{\sum_k m W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}, h_i)} - \mathbf{v}_{\text{spin}}(\mathbf{x}) \quad (15)$$

5 テスト計算

まず，スピンの導入により計算が高速化されているか確かめるため，2 節と同じ初期条件の box シアーテストを行った．温度は低温の極限である $Cs = 0$ を用いた．計算時間の指標はおおよそステップ数とイタレーション回数の積で表すことができる．図 2 は計算結果である．この図から，スピンを導入したことにより約 10 倍早く収束に向かうことが分かる．

次に，密度が一様でない円盤をケプラー回転させるテスト計算を行った．初期条件は，粒子数 6000, $\rho = \exp(-25(r-1)^2)$, $v_r = 0$, $v_\phi = 2\pi r^{-1/2}$, $Cs = 0$, $\alpha = 0$ である．図 3,4 は粒子の初期配置と初期密度，図 5,6 は標準 SPH 法で計算した $t = 1$ (円盤 1 周) での結果，図 7,8 は本研究の Imaeda & Inutsuka (2002) を再定式化したものを用いて計算した $t = 100$ での結果である．標準 SPH 法では 1 周で大きな密度エラーが発生しているが，本研究の手法では 100 周でも初期密度を保っていることが分かる．

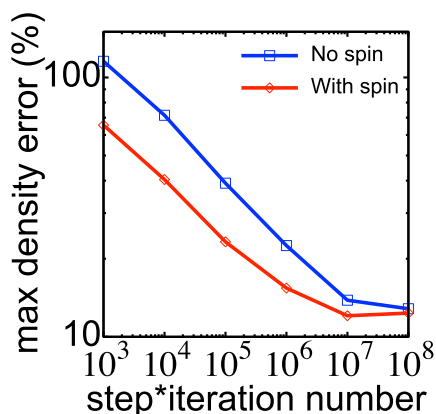


図 2: 計算時間と密度エラーの関係。縦軸が最大密度エラー，横軸がステップ数とイタレーション回数の積。

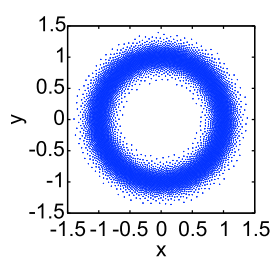


図 3: 粒子の初期配置

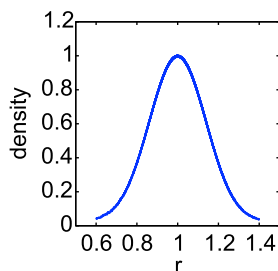


図 4: 初期密度

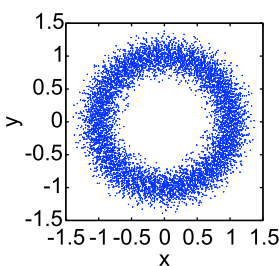


図 5: 標準 SPH 法を用いて計算した $t = 1$ での粒子配置。

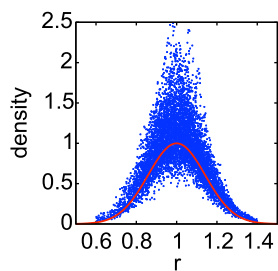


図 6: 標準 SPH 法を用いて計算した $t = 1$ での密度分布。赤線は解析解（初期密度）。

6 まとめと今後の展望

本研究では SPH 法におけるシア問題为解决するため，Imaeda & Inutsuka (2002) の再定式化を行った。再定式化により，密度が非一様な流体の計算

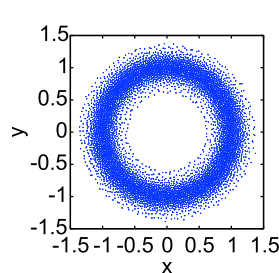


図 7: 本研究の手法を用いて計算した $t = 100$ の粒子配置。

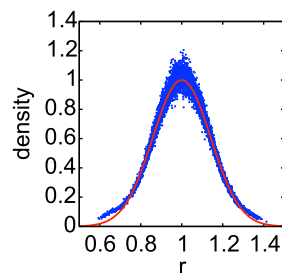


図 8: 本研究の手法を用いて計算した $t = 100$ の密度分布。赤線は解析解（初期密度）。

を可能にし，さらに計算の高速化にも成功した。しかし， $h(x)$ の 0 次近似を用いた定式化がどこまで適用可能であるか調べるためにはさらにテスト計算を重ねる必要がある。適用不可能な設定が存在した場合はさらに定式化を見直す必要がある。さらに，計算の高速化に成功したものの，まだ標準 SPH 法の 10-100 倍計算コストがかかるため，さらなる高速化を目指すことも課題である。

謝辞

本研究を行うにあたり，名古屋大学犬塚修一郎教授，理化学研究所今枝佑輔氏，茨城大学釣部通准教授には大変お世話になりました。この場を借りて深く感謝を申し上げます。

Reference

- Gingold, R.A., Monaghan, J.J., Mon. Not. R. Astron. Soc. 181 (1977) 375
- Hernquist, L., Katz, N., Astrophys. J. Suppl. 70, (1989) 419
- Imaeda, Y., Inutsuka, S., Astrophys. J., 569 (2002) 501
- Inutsuka, S., J. Comput. Phys. 179 (2002) 238
- Lucy, L., Astron. J. 83 (1977) 013
- Monaghan, J.J., Annu. Rev. Astron. Astrophys. 30 (1992) 543

前主系列星を含む初代銀河スペクトルの理論計算

三谷 啓人 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

宇宙で最初に生まれた初代星（種族 III 星）は、宇宙の再電離や元素合成に密接に関わっており、その性質や形成過程の理解は天文学の重要な課題の一つである。2021 年打ち上げ予定の James Webb Space Telescope(JWST) は種族 III 星のような遠方にある天体を観測することが主な目的である。遠方の天体は赤方偏移のため、近赤外領域で明るくなると考えられる。従来の種族 III 星からなる初代銀河のスペクトル (SED) の計算では、十分に時間が経ち、全ての星が主系列 (MS) にいる時から計算を始めている。前主系列 (PMS) は MS に比べ温度が低く明るい。種族 III のような低金属な星の PMS は塵が存在せず、光が遮られずに直接観測されることが期待される。このような PMS の寄与を考慮した初代銀河スペクトルは「赤く」なると考えられる。本研究では、星進化コード MESA、大気モデル BT-Settl モデル、銀河スペクトル進化コード PEGASE を組み合わせて、若い初代銀河に PMS が存在する場合の SED を計算した。星質量が 100 万太陽質量、年齢が 1 万年の初代銀河はおおよそ 15 ミクロンの波長で PMS の寄与を考慮しない場合と比べ AB 等級でおおよそ 1 等級ほど明るいことがわかった。

1 Introduction

初代星（種族 III 星）は、宇宙で最初に生まれた星である。種族 III の天体は観測されていないが、赤方偏移 $z = 10$ 程度の遠方に存在すると考えられている。このような天体は初期宇宙での銀河形成や再電離を担ったと考えられている。初代銀河スペクトル (SED) の理解は、初期宇宙を知る上で理論的にも観測的にも重要な役割を果たす。

これまでに Tumlinson(2000) や Bromm(2001) により初代銀河 SED の理論計算が行われた。従来の取り組みでは全ての星がちょうど主系列 (MS) になった状態 (ZAMS) を初期状態と考え、 ~ 1 Myr 程度の若い銀河では青い SED が提案されてきた。これは、重く明るい星が MS では青い為である。星は水素燃焼をする MS になる前に重力収縮により輝く前主系列段階 (PMS) を経る。通常、PMS にある星からの光は星を取り囲む塵によって遮られ直接届くことはない。しかし、初代銀河の存在するような遠方では、重元素がほとんど存在しないため塵も存在せず直接光を観測できると考えられる。PMS の存在を考慮した初代銀河 SED の計算はされていない。PMS の温度は MS に比べ低いため、赤い SED が予想される。PMS が存在するほど非常に若い銀河 SED を予測す

ることで種族 III 星形成直後の銀河の様子がわかると考えられる。本研究では、初代銀河性質の理解を目的に星形成直後の初代銀河 SED を計算し、PMS の寄与を求めた。

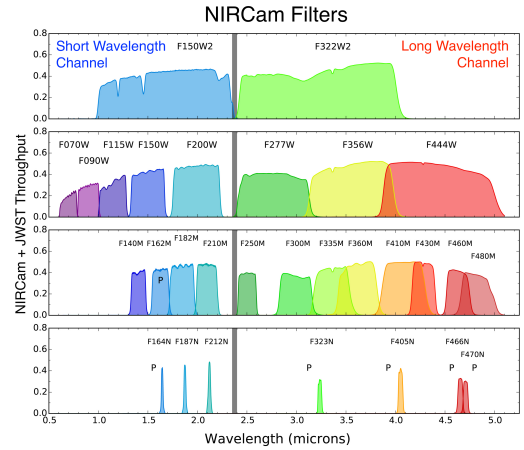


図 1: JWST で用いられるフィルター (NIR Cam)

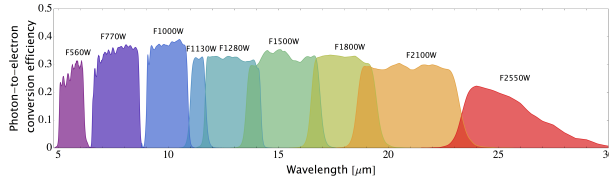


図 2: JWST で用いられるフィルター (MIRI)

2 Methods

本研究における初代銀河 SED 計算は以下の 3 つのステップに分けられる。

1. 星進化コード MESA による前主系列 (PMS) を含む星進化計算
2. 大気モデル BT-Settl モデルによる PMS スペクトル計算
3. 銀河スペクトル進化コード PEGASE による Nebular emission を含む MS スペクトル計算

様々な質量の星の進化計算を行い、初期質量関数 (IMF) でそれぞれの星のスペクトルの割合を加味して計算する。IMF はある星質量の星の割合を表すもので、質量 M 、個数 N に対し、 dN/dM で定義される。歴史的に様々な IMF が提案されているがその起源は明らかになっていない。多くの場合は $dN/dM \propto M^{-\alpha}$ のような冪の形で表される。本研究では、以下の 3 つの IMF について考えた。

$$\frac{dN}{dM} = C_1 M^{-2.35} \quad (1)$$

$$\frac{dN}{dM} = C_2 \quad (2)$$

$$\frac{dN}{dM} = \begin{cases} C_3 M^{-0.3} & (M \leq 0.08 M_{\odot}) \\ C_4 M^{-1.3} & (0.08 M_{\odot} \leq M \leq 0.5 M_{\odot}) \\ C_5 M^{-2.3} & (0.5 M_{\odot} \leq M) \end{cases} \quad (3)$$

それぞれの IMF は、Salpeter(1955), Flat IMF, Kroupa(2001) であり、 C_i は規格化定数。

PMS にいる時間は、重力収縮するタイムスケールであり、Kelvin-Helmholtz のタイムスケール τ_{KH} で表

せられる。これは質量 M の星に対し、 $t_{KH} \simeq 3 \times 10^7 \text{ yr} \times \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{-2.4}$ であり、 $10 M_{\odot}$ で 10^5 yr 程度である。このため、 10^5 yr 程度までは多くの星が PMS 段階にいて SED に寄与すると考えられる。

以下、3 つのステップについて説明する。

2.1 MESA を用いた星進化計算

星進化コード MESA を用いて、PMS を含む星進化計算を行った。MESA は、オープンな次元の星進化計算コードである。質量降着のない場合とある場合の両方を計算した。質量降着がない場合星質量は $0.1 \leq M/M_{\odot} \leq 100$ の範囲で星進化を計算し、ある場合は、初期質量を $M_0 = 0.1 M_{\odot}$ 質量と固定し、質量降着率 $0 \leq \dot{M}/M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \leq 3 \times 10^{-3}$ の範囲を計算した。降着のある場合は質量降着は MS では放射のために遮られ PMS の間でのみ起こると仮定した。また、星風は種族 III では弱くなるため、質量損失はないものとした。

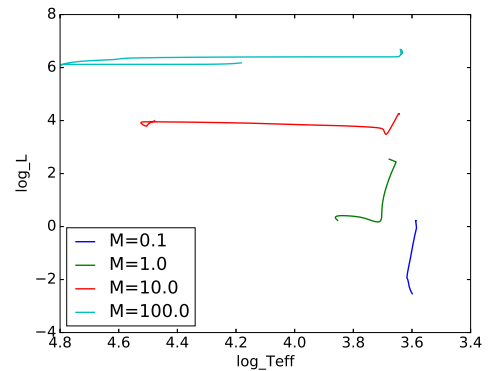


図 3: MESA を用いた星進化計算 HR 図

MESA のデータから、個々の星のパラメータの時間発展やいつ MS になるのかといったことがわかる。

2.2 BT-Settl モデルを用いたスペクトル計算

PMS にいる n 個の星の質量を $M_1 < M_2 < \dots < M_n$ とする。MESA のデータから各時刻における半径 R_i 、表面温度 $T_{\text{eff},i}$ 、表面重力 $\log g_i$ を得ることが

できる．星大気モデル BT-Settl では幅広い範囲で表面温度，表面重力を与えるとフラックス f_i が分かる．初期質量関数 (IMF) を $\Phi(M) \equiv dN/dM$ ，銀河までの光学距離を d_L ，赤方偏移 z とすると銀河 SED における PMS の寄与 F_{PMS} は

$$S(\nu)_{\text{PMS}} = \sum_{i=1}^n \Phi(M_i)(M_{i+1} - M_i) 4\pi R_i^2 \pi f_i(\nu) \quad (4)$$

$$F(\nu_{\text{obs}})_{\text{PMS}} = \frac{S(\nu)_{\text{PMS}}}{4\pi d_L^2} (1+z) \quad (5)$$

を用いて計算することができる．ただし，赤方偏移 $z = 10$ ，光学距離 $d_L = 106 \text{ Gpc}$ を用い，全ての星が同時にできたと仮定し，IMF $\Phi(M)$ は全体が $1M_{\odot}$ になるように規格化した．

2.3 PEGASE を用いた MS スペクトル計算

銀河スペクトル進化コード PEGASE は，IMF，星生成史，星質量範囲等のパラメータから銀河 SED の時間発展を計算するオープンなコードである．

MS の中でも高温の星（O，B 型星）は周りのガスを電離させ，これらのガスが様々な輝線や連続成分の放射をする．これを Nebular Emission と呼ぶ．PEGASE は，全ての星が MS になった瞬間 (ZAMS) から進化したとして Nebular Emission を含む SED を計算することができる．今回は種族 III 星の周りの Nebular が 20000K であるとしてパラメータを変更した．

星質量範囲を MESA で計算した時に MS になる質量範囲にすることで，MS の SED を得ることができる．PEGASE の SED を BT-Settl モデルと同様の操作をすることで，銀河 SED における MS の寄与 F_{MS} を計算することができる．今回は特に連続成分に注目しているため，輝線は無視した．

PMS, MS の寄与を足し合わせることで，PMS を含む SED を計算できる．

3 Results

質量降着のない場合の銀河 SED は以下のものであった．結果は銀河の星質量が 100 万太陽質量であるとした時の SED である．

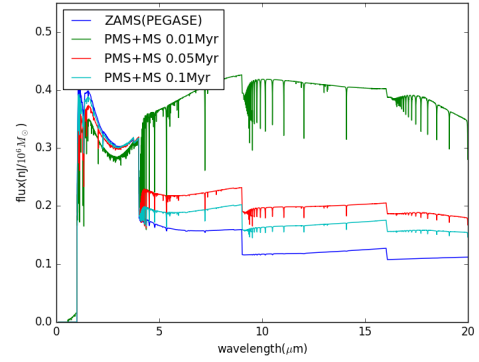


図 4: 質量降着のない銀河 SED (Salpeter IMF)

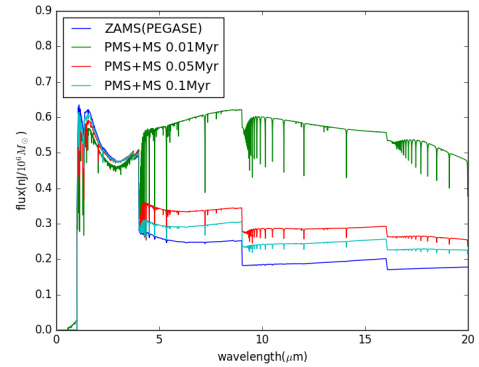


図 5: 質量降着のない銀河 SED (Kroupa IMF)

ZAMS と PMS+MS の差が今回の計算によって明らかになった PMS の銀河に対する影響である．星質量によって強度は異なるが，質量降着のない場合，近赤外領域 ($\sim 1 \mu\text{m}$) と中赤外領域 ($\sim 10 \mu\text{m}$) の強度比が，多くの星が PMS であるほど十分に若い場合と MS のみで構成される場合では大きく異なることがわかる．特に，1 万年程度の形成直後の銀河においては近赤外領域に匹敵するほど中赤外領域で明るくなっている．また，Salpeter(1955) の IMF に比べ軽く暗い星の割合が小さい Kroupa(2001) の IMF の場

合の方がおよそ 1.5 倍程度全体的に明るくなっていることがわかる。

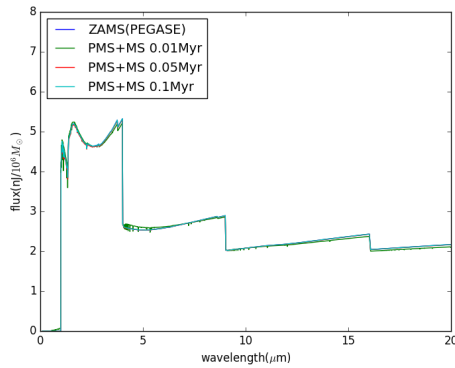


図 6: 質量降着のない銀河 SED (Flat IMF)

Flat IMF では、PMS の期間が短い、重く熱い星の割合が上二つの IMF に比べ、極端に大きいため、PMS の影響は全ての波長帯において見られないことがわかる。

質量降着のある場合は、質量降着のない場合の結果からわかるように Nebular Emission は PMS の寄与には直接は関与しないため無視して計算を行った。

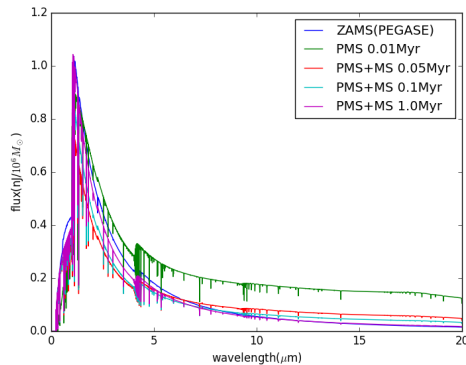


図 7: 質量降着のある銀河 SED (Salpeter)

質量降着の存在する場合でも、中赤外領域に PMS の寄与が見られる。しかし、質量降着がある場合、PMS にいる星の質量はより軽く、温度も低いためその影響が小さくなっていることがわかる。質量降着のない場合とは星質量範囲が異なるため明るさが異なっている。

4 Discussion

PMS の寄与を考慮した銀河 SED 計算により、10 万年程度までの非常に若い銀河 SED の中赤外領域において PMS は無視できない影響が存在することがわかった。また、放射強度は星質量に依存するが、近赤外領域と中赤外領域の強度比が PMS の存在により変化することがわかった。

5 Conclusion

通常の銀河 SED では、全ての星が ZAMS から進化するため、重く熱い星が生きている「若い」銀河は青く、軽く冷たい星のみの老いた銀河は赤くなると考えられている。しかし、本研究による PMS を含む銀河 SED 計算によって、種族 III のような塵のない環境下では、とても若い銀河も老いた銀河同様に赤くなることがわかった。質量降着のある場合は初期質量を固定し、質量降着率を様々にとることで様々な質量の星の進化を計算したが、この仮定はあまり正しくないと考えられる。降着率はおおよそ温度で決まる上、初期質量の違いが最終的な星の違いを生むと考えられるためである。今後、より現実的な PMS の進化計算を元にして、計算することで、初代銀河の性質を調べて生きたい。

Reference

- Tumlinson J., Giroux M. L., Shull J. M., 2001, ApJ, 550, L1
- Bromm, V., Kudritzki, R. P., & Loeb, A. 2001, ApJ, 552, 464
- Osterbrock, D. E. & Ferland, G. J. 2006, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei
- Schaerer, D. 2002, A&A, 382, 28

中心星質量による原始惑星系円盤進化の変化

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。円盤はダストとガスから出来ており、岩石惑星の形成進化はダストが中心的役割を果たすが、ダストの動力学や成長を解明する上で背景のガス成分の物理状態を理解することが不可欠である。円盤の散逸は中心星からの放射による光蒸発や磁気駆動円盤風に担われるが、これらが時間とともにどの様に寄与し、更に中心星質量の違いにより異なるのかは分かっていない。

本研究では X 線による光蒸発 (Owen et al. 2012) と磁気駆動円盤風 (Suzuki & Inutsuka et al. 2009) を考慮した、原始惑星系円盤のガス成分の動径方向 1 次元のシミュレーションを行い、中心星質量の違いにより円盤進化がどの様に異なるかを調査した。

最初に、円盤風のためのシミュレーションで質量を変えたところ、パラメータには依存するが、各パラメータ毎に質量によるスケールを揃えると面密度の時間進化の形はほぼ変わらない事が分かった。次に、光蒸発の効果を取り入れた所、特に進化の後期 $10^6 - 10^7 \text{yr}$ において散逸が強くなる事が分かった。

異なる中心星質量の場合に、円盤風と光蒸発による影響の比を考えると、重い中心星ほど光蒸発の影響が強く寄与することが分かった。これは X 線の光蒸発の効果 (Preibisch et al. 2005) が中心星質量に対して約 1.5 乗とやや敏感に依存する為、小質量星では磁気駆動円盤風に対してその寄与が相対的に小さくなるのが原因と考えられる。

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。

本研究では、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調べた。

先行研究として光蒸発の場合の中心星質量依存の研究 (Preibisch et al. 2005) があるが、本研究ではこれに加え、磁気駆動円盤風と乱流による質量降着の効果も考慮しシミュレーションを行った。

2 Methods

円盤が十分に自己重力で平面に潰れていると仮定し面密度分布を計算する。軸対称を仮定する。

分子雲コアから円盤生成までの研究 (Kimura&Kunitomo&Takahashi 2016) よりディスクの質量は全質量の 12 % と仮定した。このディスク質量を満たすように林モデル (Hayashi 1981) を用いて初期の円盤密度を与えた。

$$\Sigma_{\text{initial}} = \Sigma_{1\text{au}} \left(\frac{r}{1\text{au}} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{r}{r_{\text{cut}}} \right)$$

$$\begin{cases} r_{\text{cut}} = 30\text{au} \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \\ \Sigma_{1\text{au}} = 1.7 \times 10^4 \text{gcm}^{-2} \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right)^{3/4} \end{cases}$$

こうして与えた初期の円盤密度に対して 1 次元の時間進化のシミュレーションを行なった。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{2}{r\Omega} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \Sigma \bar{\alpha}_{r\phi} \right) + r^2 \Sigma \bar{\alpha}_{\phi z} \left(\rho C_s^2 \right)_{\text{mid}} \right\} \right] +$$

$$C_w (\rho C_s)_{mid} + \dot{\Sigma}_{PE} = 0$$

本研究では 4 種類のガスの散逸機構を考慮した。

(1) 乱流粘性による降着 $\alpha_{r\phi}$ (2) 円盤風トルクによる降着 $\alpha_{\phi z}$ (3) 円盤風による質量損失 C_W (4) 光蒸発による質量損失 $\dot{\Sigma}_{PE}$

それぞれの散逸機構の OnOff の組み合わせを考え、8 通りのシミュレーションを $0.1M_{\odot} \sim 1.0M_{\odot}$ の範囲で $0.1M_{\odot}$ 刻みで 80 通り行った。

	C_W		$\dot{\Sigma}_{PE}$		$\alpha_{r\phi}$	
	On	Off	On	Off	8×10^{-3}	8×10^{-5}
000		○		○		○
001		○		○	○	
010		○	○			○
011		○	○		○	
100	○			○		○
101	○			○	○	
110	○		○			○
111	○		○		○	

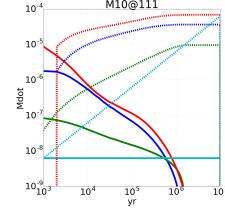


図 2: 散逸機構ごとの時間進化

$1.0M_{\odot}$ となっており、中心星質量の違いが進化に違いを産んでいる。

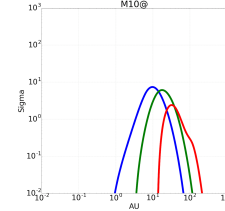


図 3: 中心星質量の違いによる分布の違い

3 Results

$1M_{\odot}$ の中心星に対して円盤風と光蒸発の効果をそれぞれ On Off した 4 通りのシミュレーションを図 1 に示す。

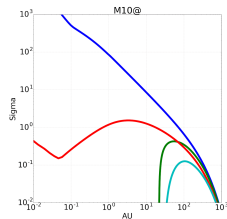


図 1: $1M_{\odot}$ 中心星の面密度分布

全ての散逸機構を On にした状態での $1M_{\odot}$ の中心星の時間進化のシミュレーションを、散逸機構ごとに、どのタイミングで寄与が大きくなっているのか図 2 のように観察した。

同条件で中心星質量を変えた場合にどのような面密度分布の時間に進化になるのか比較した (図 3) 同じ 5Myr の進化だが、左の山から $0.1M_{\odot}$ 、 $0.3M_{\odot}$ 、

4 Discussion

図 1 の結果より、円盤進化において初期に円盤風散逸の効果が大きく、後期になってから光蒸発の効果が聞き始めるようになることが分かった。

図 2 の結果より、光蒸発の効果は、初期の中心星質量に依存しているため一定で、降着と円盤風散逸の効果がガスの面密度が減るほど寄与が減り、結果として光蒸発の効果が後期で卓越しているように見えることがわかった。

図 3 の結果より、中心星質量が軽い星ほど、光蒸発の効果が卓越するのが遅く、より長い時間円盤が残ることが確認された。

5 Conclusion

同じ中心星質量で考えると、初期には磁気円盤風、後期には光蒸発が効くことが分かった。

光蒸発の効果が早く効き始めるためには、円盤風による散逸がある場合もしくは降着が早い場合が必要

であることが分かった。

中心星質量が軽いほど光蒸発の効き始めが遅くなる。

Reference

Blandford & Payne ,1982MNRAS.199..883B

Suzuki & Inutsuka ,2009ApJ...691L..49S

Hollenbach 2000prpl.conf..401H

Owen et al. 2012MNRAS.422.1880O

Nakatani et al. 2018ApJ...857...57N

Suzuki et al. 2016A&A...596A..74S

Kimura & Kunitomo & Takahashi 2017MNRAS.465.4406K

Preibisch et al. 2005ApJS..160..390P

a10

巨大衝突ステージにおける惑星-微惑星間の力学的摩擦と 微惑星間の衝突・破壊の関係

磯谷 和秀 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽系の地球型惑星は、最終段階で火星サイズの原始惑星同士が衝突合体を繰り返し形成されたと考えられており、この進化段階は巨大衝突ステージと呼ばれる。微惑星から原始惑星、原始惑星から惑星までの合体成長を N 体計算で模擬すると、数億年程度で現在の太陽系のような地球型惑星 (離心率 ~ 0.1) が形成された後に、残存する微惑星との力学的摩擦によって地球型惑星の離心率が ~ 0.01 まで下げられる。ところが、この力学的摩擦によって微惑星の離心率が上がるため、微惑星同士の破壊的な衝突が起きるほど相対速度は速くなり、この破壊現象によって微惑星円盤の面密度は減少していく。微惑星の面密度減少によって力学的摩擦の効率が下がるため、本当に地球型惑星の離心率を下げるのが可能なのかという問題が残る。この問題を調べるためには、長期的軌道進化と破壊を扱うことができる計算が必要である。そこで本研究では、 N 体計算と統計的手法を組み合わせた、衝突破壊を扱うことができるハイブリッドコードを開発した。そしてこのコードにより、巨大衝突ステージにおいて残存微惑星間の衝突・破壊現象を考慮すると、実際に惑星-微惑星間の力学的摩擦の効率が下がることを確かめた。

1 背景

太陽系の地球型惑星は、大きく分けて 3 つのステージを経て形成される。まずダストから微惑星、次に微惑星から原始惑星、そして最後に原始惑星から地球型惑星が形成される。この最後の進化段階は巨大衝突ステージと呼ばれ、地球型惑星の軌道や質量などを特徴付ける重要な時期である。

巨大衝突ステージを模擬し原始惑星の N 体計算を行うと、合体成長を繰り返し数億年程度で現在の太陽系の地球型惑星のようないくつかの地球質量の惑星が形成される (e.g., Chambers & Wetherill 1998; Agnor et al. 1999; Kominami & Ida 2002; Kokubo et al. 2006)。しかし、原始惑星同士が軌道交差を起こすほど軌道が歪んだ状態で衝突合体が起きるため、最終的に形成される地球型惑星の離心率 (~ 0.1) は、現在の太陽系の地球型惑星の離心率 (~ 0.01) を説明できない。これに関する現在の惑星形成論の理解では、地球型惑星が形成された後に残存する微惑星との力学的摩擦 (エネルギー等分配) によって地球型惑星の離心率が下げられるという説が有力である (Morishima et al. 2010)。

ところが、この力学的摩擦の反作用や地球型惑星からの摂動によって残存微惑星の離心率が上がり、微惑星同士の破壊的な衝突が起きるほど相対速度が速くなる。そのため残存微惑星円盤の中では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、そのなかでも小さな微惑星は数が多く衝突が頻繁に起きており、破壊のタイムスケールが短い。微惑星が μm サイズまで小さくなると、中心星の輻射圧により吹き飛ばされることで系から速やかに取り除かれるため、残存微惑星円盤の総質量は減少していく。その結果、残存微惑星円盤の質量分布は形を変えないまま総質量が減少する (e.g., Tanaka et al. 1996)。このとき、微惑星の減少のタイムスケールは最大微惑星が衝突によって壊れるタイムスケールになるため、比較的簡単に解析的に表現できる (Kobayashi & Tanaka 2010)。すなわち残存微惑星円盤の総質量減少によって力学的摩擦の効率が下がるため、本当に地球型惑星の離心率を下げるのが可能なのかという問題が残る。

この問題を調べるためには、長期的軌道進化と破壊を扱うことができる計算が必要である。軌道進化を扱うには N 体計算が有効であるが、破壊によって

生じる様々なサイズの微惑星は 10^{35} 個以上にもなり、 N 体計算ではこれら全ての微惑星をととも扱うことはできない。このような多数の粒子を取り扱うには、一つ一つの粒子を取り扱うのではなく、統計力学に基づいた統計的手法が有効であるが、統計的手法では、微惑星が重力的に集積する際にサイズ分布が非軸対称になることや、原始惑星による軌道共鳴のような、重力相互作用の取り扱いができない。すなわち N 体計算と統計的手法を同時に用いると、軌道進化と破壊を同時に考慮した計算を行うことができる。

そこで本研究では、 N 体計算と統計的手法を組み合わせた、衝突破壊を扱うことができるハイブリッドコードの開発を行う。2 節ではこのハイブリッドコードの計算手法について説明する。また、3 節ではこのコードにより得られた、巨大衝突ステージにおける力学的摩擦と破壊現象の関係について議論する。

2 手法

衝突破壊の際に放出される様々なサイズの微惑星の数は 10^{35} 個以上にもなり、個々の微惑星を N 体計算で扱うことは計算コスト的に非常に困難である。そこで本研究では、ほぼ同じ軌道上を運動する複数の微惑星を 1 つの粒子（トレーサーと呼ぶ）として表現するスーパー粒子近似を用いる。1 つのトレーサー内に存在する様々なサイズの微惑星は、同じトレーサーや他のトレーサーの微惑星と衝突を繰り返す、より小さな微惑星となっていく。微惑星は $1\mu\text{m}$ 程度になると中心星の輻射圧により吹き飛ばされ、系から取り除かれる。このような衝突の繰り返しによる衝突カスケードと輻射圧による吹き飛ばしが起こると微惑星の総質量は減少していく。減少率は、微惑星の面密度と微惑星間の衝突速度の関数で与えられる (Kobayashi & Tanaka 2010)。トレーサーの軌道分布からこれらを導出し、軌道進化と衝突進化を同時に解く方法をこの節で説明する。

2.1 N 体計算

本研究では、以下で述べる 4 次のエルミート法 (Makino & Aarseth 1992) と独立タイムステップを用いて軌道進化を計算する。

まず時間 t での位置と速度 $(\mathbf{x}_{0,j}, \mathbf{v}_{0,j})$ 、加速度とその時間微分 $(\mathbf{a}_{0,j}, \dot{\mathbf{a}}_{0,j})$ から、時間 $t + \Delta t$ における位置と速度を 2 次精度の $(\mathbf{x}_{p,j}, \mathbf{v}_{p,j})$ へと予測する。これらを予測子と呼ぶ。次に予測子を使って、時間 $t + \Delta t$ での加速度とその時間微分 $(\mathbf{a}_{1,j}, \dot{\mathbf{a}}_{1,j})$ を求める。続いて、時間 t から $t + \Delta t$ 間の加速度の時間変化を、時間 t における加速度の 2 階と 3 階の時間導関数 $(\mathbf{a}_{0,j}^{(2)}, \mathbf{a}_{0,j}^{(3)})$ を用いた 3 次のエルミート補間多項式で近似し、 $(\mathbf{a}_{0,j}^{(2)}, \mathbf{a}_{0,j}^{(3)})$ について逆に解くと、

$$\mathbf{a}_{0,j}^{(2)} = \frac{-6(\mathbf{a}_{0,j} - \mathbf{a}_{1,j}) - \Delta t(4\dot{\mathbf{a}}_{0,j} + 2\dot{\mathbf{a}}_{1,j})}{\Delta t^2} \quad (1)$$

$$\mathbf{a}_{0,j}^{(3)} = \frac{12(\mathbf{a}_{0,j} - \mathbf{a}_{1,j}) + 6\Delta t(\dot{\mathbf{a}}_{0,j} + \dot{\mathbf{a}}_{1,j})}{\Delta t^3} \quad (2)$$

となる。そしてこの $(\mathbf{a}_{0,j}^{(2)}, \mathbf{a}_{0,j}^{(3)})$ を使って、時間 $t + \Delta t$ における予測子を 4 次精度の $(\mathbf{x}_{c,j}, \mathbf{v}_{c,j})$ へ修正する。これらを修正子と呼ぶ。修正子を使って新たな加速度とその時間微分 $(\mathbf{a}_{1,j}^{\text{new}}, \dot{\mathbf{a}}_{1,j}^{\text{new}})$ を計算する。必要な回数だけ修正を繰り返す。

独立タイムステップは、粒子 j ごとに別々の時間 t_j とタイムステップ Δt_j をもち、別々に時間発展する。タイムステップの計算には以下の表式を用いる (Aarseth 1985)。

$$\Delta t_j = \sqrt{\eta \frac{|\mathbf{a}_{1,j}| |\mathbf{a}_{1,j}^{(2)}| + |\dot{\mathbf{a}}_{1,j}|^2}{|\dot{\mathbf{a}}_{1,j}| |\mathbf{a}_{1,j}^{(3)}| + |\mathbf{a}_{1,j}^{(2)}|^2}} \quad (3)$$

これは 4 次スキームでは非常に効率が良いことが分かっている (Makino 1991)。ここで、 η は積分の精度を決めるパラメータである。また $\mathbf{a}_{1,j}^{(2)} = \mathbf{a}_{0,j}^{(2)} + \mathbf{a}_{0,j}^{(3)}\Delta t$, $\mathbf{a}_{1,j}^{(3)} = \mathbf{a}_{0,j}^{(3)}$ と見積もる。系全体の時間 t_{sys} は、 $t_j + \Delta t_j$ が最小になる粒子 j_{sys} を探し、 j_{sys} と共に進める。そして t_{sys} における全ての予測子を計算し、 j_{sys} のみ修正をし、 $t_{j_{\text{sys}}}$ のみ $\Delta t_{j_{\text{sys}}}$ だけ時間を進める。これを繰り返して時間発展させる。

2.2 統計的手法

微惑星の円盤が存在するとき、その面密度 Σ と微惑星間の相対速度 v が決まると、微惑星円盤の面密度の変化率は以下のように与えられる (Kobayashi &

Tanaka 2010)。

$$\frac{d\Sigma}{dt} = -\frac{(2-\alpha)^2}{m_{\max}^{1/3}} \Sigma^2 \Omega_K h_0 \left(\frac{v(m_{\max})^2}{2Q_D^*(m_{\max})} \right)^{\alpha-1} \times \left[\left(-\ln \epsilon + \frac{1}{2-b} \right) s_1 + s_2 + s_3 \right] \quad (4)$$

ここで、 b, ϵ は無次元パラメータ、 h_0, s_1, s_2, s_3 は定数、 Ω_K はケプラー角速度、 Q_D^* は臨界エネルギー、そして α は微惑星の面数密度のべき ($n_s(m)dm \propto m^{-\alpha}dm$) である。 $v(m)^2/Q_D^*(m) \propto m^p$ のように質量に依存するとき、すなわち破壊のモデルが非自己相似の場合、定常衝突カスケードにおいて、 α は以下のように与えられる (Kobayashi & Tanaka 2010)。

$$\alpha = \frac{11+3p}{6+3p} \quad (5)$$

各トレーサーが持つ微惑星の質量の減少率を計算するためには、トレーサーの周囲の微惑星の面密度とトレーサーに内在する微惑星と他の微惑星の衝突速度を求める必要がある。そこで、まずトレーサー i の位置を 2 次元極座標 (r_i, θ_i) に射影し、動径方向に $r_i \pm \delta r$ 、方位角方向に $\theta_i \pm \delta \theta$ の広がりをもった扇形領域 i を形成する (Morishima 2015)。この領域 i に入っている他のトレーサーを j とし、 j の総数を N とする。面密度は i 自身と j の質量の総和を領域 i の面積で割り、

$$\Sigma_i = \frac{m_i + \sum_j^N m_j}{4r_i \delta r \delta \theta} \quad (6)$$

のように計算する。次にトレーサー i と j の相対速度は、ランダム速度 $\sqrt{e_{i,j}^2 + i_{i,j}^2} v_{K,i}$ で近似する。ここで、 $e_{i,j}$ と $i_{i,j}$ はそれぞれ相対離心率と相対軌道傾斜角を表し、

$$e_{i,j}^2 = e_i^2 + e_j^2 - 2e_i e_j \cos(\varpi_i - \varpi_j) \quad (7)$$

$$i_{i,j}^2 = i_i^2 + i_j^2 - 2i_i i_j \cos(\Omega_i - \Omega_j) \quad (8)$$

のように定義される。ここで、 ϖ は近点経度、 Ω は昇交点経度である。 $v_{K,i}$ は i のケプラー速度である。そして j について平均をとり、平均相対速度を衝突速度だとみなす。

$$v_i = \frac{\sum_j^N \sqrt{e_{i,j}^2 + i_{i,j}^2} v_{K,i}}{N} \quad (9)$$

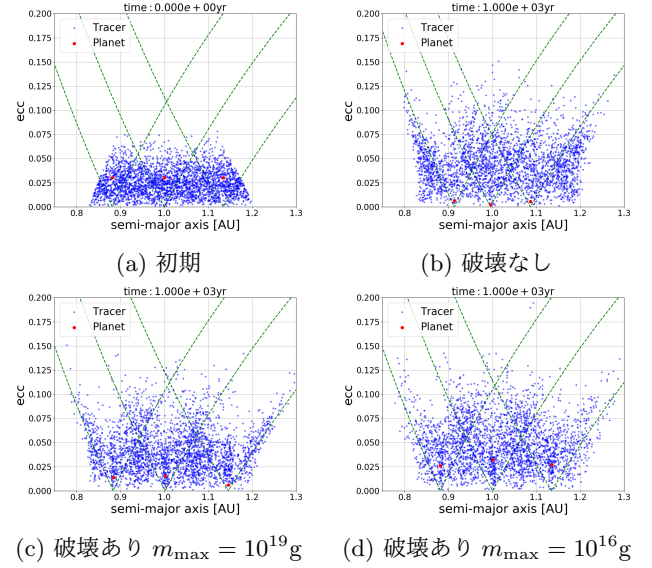


図 1: 縦軸：離心率、横軸：軌道長半径としたときの惑星と微惑星の軌道の様子。赤点は惑星、青点は微惑星を代表させたトレーサー、緑破線は等ヤコビエネルギー線に対応している。(a) 初期の軌道。(b) 破壊を考慮しない場合の 1000 年後の軌道。(c) 破壊を考慮し最大微惑星の質量を $10^{19}g$ にした場合の 1000 年後の軌道。(d) 破壊を考慮し最大微惑星の質量を $10^{16}g$ にした場合の 1000 年後の軌道。

トレーサー i の質量変化は、

$$m_i(t_{\text{frag},i} + \Delta t_{\text{frag},i}) = \frac{m_i(t_{\text{frag},i})}{1 + \Delta t_{\text{frag},i} / \tau_{\text{dep},i}} \quad (10)$$

のように計算する。ここで、 τ_{dep} は以下の式で定義され、式 (4) を用いて値は求められる。

$$\tau_{\text{dep}} = \frac{\Sigma}{|d\Sigma/dt|} \quad (11)$$

統計的手法のタイムステップ $\Delta t_{\text{frag},i}$ の取り方は、質量減少タイムスケール $\tau_{\text{dep},i}$ を基準にして、 $\Delta t_{\text{frag},i} / \tau_{\text{dep},i} = \xi \ll 1$ とする。そして N 体計算では独立タイムステップを用いているため、トレーサー i の N 体計算の時間 t_i が統計的手法の時間 $t_{\text{frag},i}$ を上回ったときにトレーサー i の質量を減少させ、 $t_{\text{frag},i} \rightarrow t_{\text{frag},i} + \Delta t_{\text{frag},i}$ に更新する。

3 結果とまとめ

巨大衝突ステージにおいて、地球型惑星と残存微惑星との力学的摩擦を模擬したテスト計算を行い、微惑

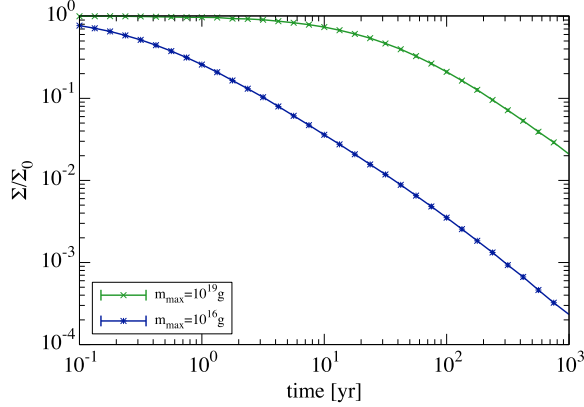


図 2: 縦軸: 初期面密度で規格化した面密度、横軸: 時間としたときの面密度進化の様子。緑線と青線は最大微惑星の質量をそれぞれ 10^{19}g , 10^{16}g にした場合に対応している。

星同士の破壊を考慮する場合としない場合の比較を行った。初期条件は、中心星 ($M_{\odot}$) から 1AU の位置に 3 つの惑星 ($e_p = 0.03$, $i_p = 0.015$, $m_p = 1M_{\oplus}$) を 10 相互ヒル半径の間隔で配置し、また $1\text{AU} \pm 15$ 相互ヒル半径の位置に離心率と軌道傾斜角がレイリー分布の残存微惑星 ($e_{\text{rms}} = 0.03$, $i_{\text{rms}} = 0.015$, $m_{\text{tot}} = 10M_{\oplus}$) を 3000 個のトレーサーで代表させ配置した。ここで、天体 i と隣の天体 $i+1$ の相互ヒル半径は $R_{H,M} = (a_i + a_{i+1})/2 ((m_i + m_{i+1})/3M_*)^{1/3}$ のように定義される。破壊を考慮しない場合、破壊を考慮し最大微惑星の質量を 10^{19}g , 10^{16}g にした場合の計 3 種類を 1000 年分計算したところ、図 1, 2, 3 のようになった。ここで 3 種類の計算について初期角度を変えた計算をそれぞれ 13run ずつ行っており、図 2 ではデータ点: 平均値、エラーバー: 標準偏差とし、図 3 ではデータ点: 2 乗平均平方根、エラーバー: 標準偏差としている。

これらの結果は、破壊のタイムスケール τ_{dep} と力学的摩擦のタイムスケール τ_{df} を比較することで惑星の離心率の下がり方を説明できる。 $m_{\text{max}} = 10^{16} \text{g}$ は $\tau_{\text{dep}} \ll \tau_{\text{df}}$ の場合であり、惑星の離心率はほとんど下がらなかった。また $m_{\text{max}} = 10^{19} \text{g}$ は $\tau_{\text{dep}} \lesssim \tau_{\text{df}}$ の場合であり、惑星の離心率の下がり方は緩やかではあるが力学的摩擦が効いている。

このようなテスト計算の結果、巨大衝突ステージにおいて残存微惑星間の衝突・破壊現象を考慮する

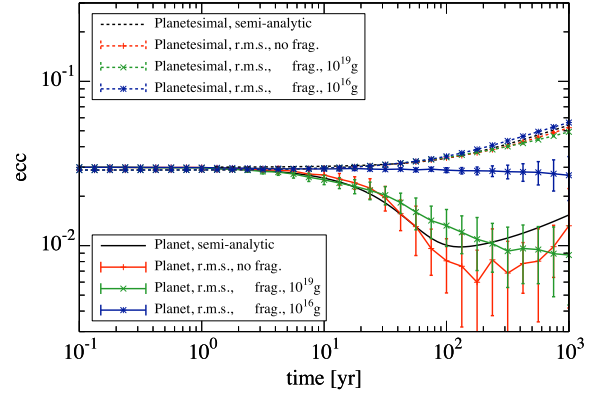


図 3: 縦軸: 離心率、横軸: 時間としたときの離心率進化の様子。実線は惑星、破線は微惑星を代表させたトレーサーに対応している。また赤色は破壊を考慮しない場合、緑色と青色は破壊を考慮し最大微惑星の質量をそれぞれ 10^{19}g , 10^{16}g にした場合、黒色は平均離心率の変化率の解析解 (e.g., Ohtsuki et al. 2002) を数値積分したものに对应している。

と、実際に惑星-微惑星間の力学的摩擦の効率が下がっていることを確かめることができた。

謝辞

本研究を行うにあたり、様々なご指導を頂きました小林浩氏に深く感謝いたします。

参考文献

- Aarseth, S. J. 1985, in Multiple time scales, p. 377 - 418, ed. J. U. Brackbill & B. I. Cohen, 377-418
- Agnor, C. B., Canup, R. M., & Levison, H. F. 1999, Icarus, 142, 219
- Chambers, J. E., & Wetherill, G. W. 1998, Icarus, 136, 304
- Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2010, Icarus, 206, 735
- Kokubo, E., Kominami, J., & Ida, S. 2006, ApJ, 642, 1131
- Kominami, J., & Ida, S. 2002, Icarus, 157, 43
- Makino, J. 1991, ApJ, 369, 200
- Makino, J., & Aarseth, S. J. 1992, PASJ, 44, 141
- Morishima, R. 2015, Icarus, 260, 368
- Morishima, R., Stadel, J., & Moore, B. 2010, Icarus, 207, 517
- Ohtsuki, K., Stewart, G. R., & Ida, S. 2002, Icarus, 155, 436
- Tanaka, H., Inaba, S., & Nakazawa, K. 1996, Icarus, 123, 450

a11

有機物マントルを持つ岩石ダストの付着： モデル構築と微惑星形成への応用

本間 和明 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

Abstract

岩石惑星の形成の第一段階は、シリケートダストから岩石微惑星の形成である。ダストの付着合体を経由した岩石微惑星形成には複数の困難があり、その 1 つとして衝突破壊問題が知られている。衝突破壊問題とは、シリケートの付着効率が低いため、シリケートダストが高速衝突で合体できずに破壊してしまう問題である。

そこで本研究は、表面に有機物を持つシリケートダスト (有機物マントルダスト) に注目する。有機物のマントルは、始原的物質中に存在が確認されている。有機物は氷よりも昇華しにくく、岩石惑星形成の場であるスノーラインの内側でもダスト表面上に存在できた可能性がある。更に有機物はシリケートより柔らかいため、シリケートより付着効率が低いことが指摘されている。したがって、有機物マントルはシリケートダストをつなぎ合わせる「糊」のような役割を果たし、微惑星の形成を促進した可能性がある。

本研究では、有機物マントルダストが付着成長を通じて微惑星を形成する可能性を、次の手法により検証した。有機物マントルシリケートコア球の付着モデルを構築し、付着できる上限の速度を導出した。次にこの付着モデルを組み込んだ、合体成長に伴う有機物マントルダストのサイズ分布進化のシミュレーションを行った。その結果、有機物が柔らかくなる比較的高温の領域において、有機物マントルダストが付着合体を通じて微惑星へと成長することを明らかにした。発表では本研究の結果について述べる。

1 Introduction

岩石惑星形成の第一歩は、サブミクロンサイズのダストがキロメートルサイズの微惑星へ成長することである。ダスト成長の 1 つにダストが衝突による付着を通じて微惑星へ成長する直接合体成長が考えられている。しかし、直接合体成長は衝突破壊という問題を抱えている。典型的な原始惑星系円盤において、ダストが衝突する最大速度はおよそ 50 m s^{-1} である。そのため直接合体成長を考えるならば、このような高速衝突であってもダストが破壊されず、付着できる必要がある。そこでダストの衝突実験が室内、数値シミュレーションにより様々に行われてきた。数々の実験の結果、 $0.1 \mu\text{m}$ の微粒子からなるシリケートダストが衝突により付着できる最大の速度 (臨界破壊速度) は 8 m s^{-1} である (Wada et.al 2013)。そのため、シリケートダストは高速衝突により容易に破壊され、微惑星へ成長しない。従って、氷が昇華してしまうスノーライン内側で直接合体成長を用いて、微惑星形成を説明するのは困難とされている。

そこで本研究は有機物マントルを持つシリケートダスト (有機物マントルダスト) に注目する。これまでの研究では、スノーライン内側に存在する物質はシリケートが主成分であると考えられてきた。しかし、彗星由来と考えられる惑星間塵の観察からシリケート微粒子は表面に薄い有機物層を持つことが知られている (Flynn et al. 2013)。惑星間塵は地球の成層圏で採取された物質であり、彗星由来であるので変成の影響がほとんどない。そのため、原始惑星系円盤の初期に存在した始原的な物質であると考えられている。また、スノーライン内側であってもこのような有機物は昇華せずに残っている可能性も指摘されている。興味深いことに、表面の有機物はシリケートより付着しやすいことも指摘されている (Kudo et al. 2002)。そのため、有機物マントルダストは、表面の有機物がシリケートダストをつなぎ合わせる「糊」のような役割を果たし、スノーライン内側における微惑星の形成を促進した可能性がある。しかし、このような有機物の存在はこれまで考慮されてこなかった。

そのため、本研究では有機物マントルダストが付着成長を通じて微惑星を形成する可能性を、次の手法により検証する。まず有機物マントルシリケートコア球の付着モデルを構築し、付着できる上限の速度を導出する。次にこの付着モデルをダスト合体成長の統計計算法 (Okuzumi et al. 2012) に組み込み、合体成長に伴う有機物マントルダストのサイズ分布進化をシミュレートする。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 Adhesion of Organic-mantled Silicate Dust

2.1 Modeling the Contact of Organic-mantled Grains

単接触で付着している有機物マントルシリケートコア球 2 つを引き離すのに必要なエネルギー (付着エネルギー) E_{break} を、JKR 理論 (Johnson et al. 1971) を拡張して導出する。従来はダストを構成する微粒子を 1 層の弾性体球とし、表面張力を考慮した 1 層弾性体球 2 つの接触理論である JKR 理論を用いて E_{break} を考えていた (Wada et.al 2013)。しかし今回注目する有機物マントルダストは、有機物マントル、シリケートコアを持つ 2 層構造の微粒子からなる。そこで JKR 理論を拡張し、有機物マントルシリケートコア球の付着エネルギー E_{break} を近似的に与えるモデルを構築する。

まず、モデルの基礎となる JKR 理論 (Johnson et al. 1971) による 1 層の弾性体球 2 つの付着エネルギー E_{break} について述べる。JKR 理論によれば半径 R_1, R_2 、ヤング率 Y_1, Y_2 、ポアソン比 ν_1, ν_2 、表面張力 γ である 2 つの微粒子の付着エネルギー E_{break} は

$$E_{\text{break}} \simeq 37 \frac{\gamma^{5/3} R_*^{4/3}}{Y_*^{2/3}} \quad (1)$$

である。ここで、 $1/R_* = 1/R_1 + 1/R_2$, $1/Y_* = (1 - \nu_1^2)/Y_1 + (1 - \nu_2^2)/Y_2$ を表す。この式によれば E_{break} はヤング率 Y_* の減少関数となっている。そのためヤング率の低い物質ほど、付着エネルギー E_{break} が大きい。

次に構築するモデルについて述べる。モデルでは付着している有機物マントルシリケートコア球は簡単化のため、等しい半径 R とマントルの厚み l を持つ 2 球とする。付着モデルによる有機物マントルモノマーの付着エネルギー E_{break} は、一般の l に対して

$$E_{\text{break}} = \min \{E_{\text{or}}, E_{\text{sil}} + U_{\text{or}}\} \quad (2)$$

とする。ここで E_{or} は (1) 式より求められる、半径 R の有機物 1 層球 2 つの付着エネルギー、 E_{sil} は (1) 式より求められる、半径 $R - l$ のシリケート 1 層球 2 つの付着エネルギー、 U_{or} は単純な幾何学関係より求めた有機物マントルによる表面エネルギーを表す。

2.2 Critical Fragmentation Velocity

ダストが衝突を通じて成長できる最大の速度を臨界破壊速度 v_{frag} とする。臨界破壊速度 v_{frag} は Wada et.al (2013) によるダストの衝突シミュレーションにより求められている。Wada et.al (2013) によれば v_{frag} は

$$v_{\text{frag}} = 20 \sqrt{\frac{E_{\text{break}}}{m}} \quad (3)$$

である。ここで m はダストを構成する微粒子 1 つの質量、 E_{break} は付着エネルギーを表す。なお、 v_{frag} はダストのサイズに依存しない。

2.3 Silicate and Organics Physical Characteristic

仮定する有機物及びシリケートの物理的特性について述べる。表面の有機物として原始惑星系円盤の有機物のアナログ物質として、Kudo et al. (2002) によって作成されたものを採用する。彼らは 140 K–300 K の間の各温度で有機物の動的剛性率 G_{or} を測定した。(FIG4.(a) of Kudo et al. (2002))。彼らのデータは、温度 T の関数として

$$G_{\text{or}} = 10^{8.8} \frac{1 + \tanh\{(204 - T)/12\}}{2} + 10^{9.2} \left(\frac{1 + \tanh\{(272 - T)/7\}}{2} \right) e^{-T/35} + 10^{3.1} \frac{1 + \tanh\{(310 - T)/20\}}{2} \text{ Pa} \quad (4)$$

でよくフィットすることができる。ここで T の単位は K である。その他の物理的特性は臨界破壊速度 v_{frag} の最小見積もりを与えるようにとる。そのため、有機物のヤング率 Y_{or} として $Y_{\text{or}} = 3G_{\text{or}}$ を用いる。シリケイトの物理的特性は実験的に求められた値を用いる (chokshi et al. 1993)。

2.4 Examples

有機物マントルダストの臨界破壊速度 v_{frag} を求める。有機物マントルダストを構成する微粒子のサイズは $R = 0.1 \mu\text{m}$ を仮定する。有機物マントルの厚み l は $l/R = 0.1$ とする (Flynn et al. 2013)。

求めた各温度 T での臨界破壊速度 v_{frag} を図 1 に示す。縦軸が温度、横軸が速度を表す。黒実線が $l/R = 0.1$ の時の臨界破壊速度を表す。灰実線は 8 m s^{-1} を示し、 $0.1 \mu\text{m}$ サイズのシリケイトダストの臨界破壊速度 (Wada et.al 2013) に対応する。赤破線は 50 m s^{-1} を示し、典型的な原始惑星系円盤におけるダストのおおよその最大衝突速度に対応する。

得られた臨界破壊速度 v_{frag} から次の 2 つがわかる。1 つは確かに有機物マントルダストは、シリケイトダストより臨界破壊速度が高く付着しやすいことである。そして 2 つ目は典型的な円盤内の高温領域でのみ、有機物マントルダストが合体成長により微惑星へ成長する可能性があることである。

3 Dust Growth Simulation

3.1 Model

本シミュレーションは、ダスト合体成長の統計計算法である Okuzumi et al. (2012) に Okuzumi & Hirose (2012); Okuzumi et al. (2016) による衝突破壊の計算法を組み込み行う。Okuzumi et al. (2012) の計算法は、ダストの動径方向の移流と完全合体成長によるダストサイズ分布進化を計算するものである。本研究は基本的に Okuzumi et al. (2012) の計算法を踏襲するが、Okuzumi et al. (2012) とは異なりダストの衝突破壊を簡単なモデルで考慮する (Okuzumi & Hirose 2012; Okuzumi et al. 2016)。

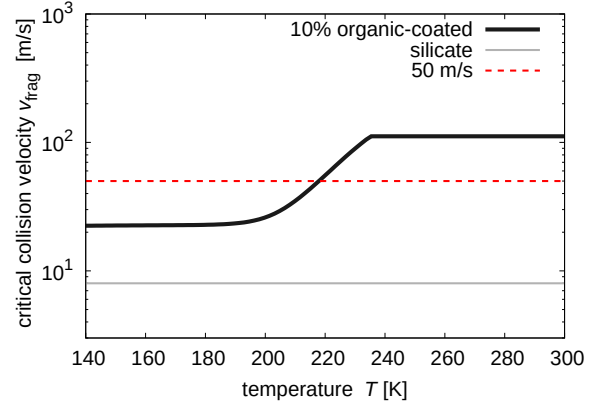


図 1: 黒実線は温度 T ごとの有機物マントルダストの臨界破壊速度, 灰実線はシリケイトダストの臨界破壊速度, 赤破線が最小質量円盤内でのダストの最大衝突速度

シミュレーションで用いる原始惑星系円盤として、1 太陽質量の中心星を持つ最小質量円盤 (Hayashi 1981) を採用する。円盤の乱流は弱いとする。動径方向の円盤温度 T としては $T = 280(r/1 \text{ au})^{-1/2} \text{ K}$ を用いる。また鉛直方向に等温であるとする。計算領域は、 $0.5 \text{ au} < r < 3 \text{ au}$ の範囲にとる。計算領域の外側境界は、この円盤モデルにおけるスノーラインの位置に対応する (Hayashi 1981)。

ダストの成長は以下のようにモデル化する。初期に分布しているダストは全て $0.1 \mu\text{m}$ サイズの微粒子と仮定する。また全ての微粒子は、有機物マントルシリケイトコアを持つとする。有機物マントルの厚み l は全て等しく、 $l/r = 0.1$ とする。衝突合体によるダスト質量 m の進化は臨界破壊速度と衝突速度に応じた付着効率 $s(\Delta v, v_{\text{frag}})$ を用いて求める (Okuzumi et al. 2016)。有機物マントルダストの臨界破壊速度 v_{frag} は、2.4 節で得たもの (図 1) を円盤温度 T の関数として与える。有機物マントルダストの内部密度 ρ_{int} は低密度で一定とする。そのため、本研究では有機物マントルダストの質量 $m \sim 10^{14} \text{ g}$ のとき、ダストサイズがおおよそ km サイズに相当する。

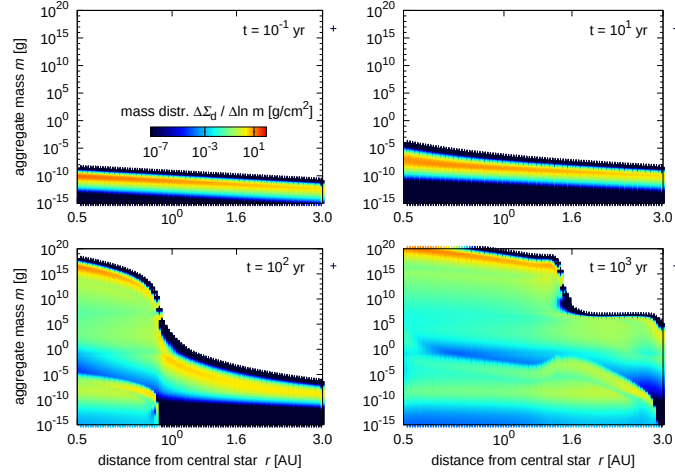


図 2: 異なる時刻における、各軌道 r に存在する質量 m の有機物マントルダストのサイズ分布 $\Delta\Sigma_m/\Delta\ln m$

3.2 Results

シミュレーション結果を図 2 に示す。各グラフの横軸は中心星からの距離、縦軸は有機物マントルダストの質量を表す。グラフ右上の t は経過時間を表し、 $\Delta\Sigma_d/\Delta\ln m$ はダスト対数スケール質量あたりの面密度であり、サイズ分布を表す。

$t = 10^3$ yr では、内側領域において有機物マントルダストが微惑星へ成長している。一方で外側領域の有機物マントルダストは成長できていない。そのため、有機物マントルダストは比較的高温領域における付着効率の上昇により、付着成長を通じて微惑星へ成長することがわかる。

4 Conclusion

本研究は有機物マントルを持つ岩石ダストの存在を考慮し、付着モデル構築、臨界破壊速度の導出、直接合体成長のシミュレーションを行った。その結果、有機物マントルダストは表面の有機物により衝突破壊問題を回避し、比較的高温領域において微惑星へ成長することが明らかになった。

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いただきました。深く感謝いたします。

Reference

- Chokshi, A., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1993, *ApJ*, 407, 806
- Flynn, G. J., Wirick, S., & Keller, L. P. 2013, *Earth, Planets, and Space*, 65, 1159
- Hayashi, C. 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35
- K. L. Johnson, K. Kendall & A. D. Roberts, *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 324, 301
- Kudo, T., Kouchi, A., Arakawa, M., & Nakano, H. 2002, *Meteoritics and Planetary Science*, 37, 1975
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, *ApJ*, 752, 106
- Okuzumi, S., & Hirose, S. 2012, *ApJL*, 753, L8
- Okuzumi, S., Momose, M., Sirono, S.-i., Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2016, *ApJ*, 821, 82
- Wada, K., Tanaka, H., Okuzumi, S., et al. 2013, *A&A*, 559, A62

a12

原始惑星系円盤における周連星惑星の軌道進化

山中 陽裕 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

Kepler 宇宙望遠鏡によって、連星の近くを公転する周連星惑星が見つかった。それらの惑星は海王星から土星程度の惑星質量、およそ 1AU 以内の軌道長半径という共通した特徴を持っている。これらの惑星は、周連星原始惑星系円盤の遠方で形成した後、現在の軌道までマイグレーションしてきたと考えられる。一方、連星の公転によって時間変動する重力場により、連星の近傍には力学的な不安定領域が存在する (Holman & Weigert, 1999)。実際の周連星惑星の軌道はこの不安定領域境界のすぐ外側に位置している。周連星原始惑星系円盤の内側には空隙が生じ (Artymowicz & Lubow, 1994)、円盤内縁半径はこの不安定領域の中にあることがわかった。そこで我々は、惑星は一度軌道不安定領域へ侵入して円盤内縁まで移動するが、その後円盤の散逸に伴って不安定領域の外へ移動するという軌道進化シナリオを立てた。円盤の内縁近くでは不安定領域の中なので惑星は連星から強い重力摂動を受けて軌道が励起される。一方で十分な量の原始惑星系円盤ガスがあれば、ガス抵抗によって惑星軌道の励起が抑制される。惑星の軌道はこれらの釣り合う位置で決まり、円盤ガスの散逸に伴って惑星は外側へ移動し、不安定領域のすぐ外側の軌道を公転する。以上のシナリオを検証するため、我々は連星の離心率と質量比をパラメータとして N 体計算を行った。結果、以上のシナリオで不安定領域のすぐ外側の周連星惑星の軌道が再現可能であることがわかった。また惑星が不安定領域内の軌道移動を生き延びることができる連星離心率の範囲は実際の周連星惑星を持つ連星系と調和的であり、軌道移動の間のガス降着による惑星成長を考慮することで実際の周連星惑星の軌道を説明出来る可能性があることがわかった。

1 Introduction

惑星がどのような恒星の周りでどのように形成・成長するのかを解明することは、惑星科学の重要な課題である。現在までに 3700 個以上の系外惑星が発見されており、その中で二つ以上の恒星の周りを公転する「周連星惑星」は 21 個発見されている (e.g., Doyle et al., 2011)。また、宇宙に存在する恒星の半数以上は連星であると言われている (Duquennoy & Mayor, 1991)。連星周りでは単独星周りとは異なる惑星系が形成される可能性があるため、単独星のみならず連星周りの惑星形成を理解することは重要である。しかし、その形成過程は未だに解明されていない。

連星系の惑星形成において、重要な役割を果たすのが、連星の公転運動である。これにより、周囲の重力場は周期的に変化する。その結果、連星系には惑星軌道が重力的に不安定になる領域が存在し、その境界半径 r_{crit} は Holman & Weigert (1999) の数値計算によ

り、連星の離心率 e_{bin} と質量比 $\mu = M_s/(M_p + M_s)$ の関数で次の様に書ける。

$$r_{\text{crit}} = 1.60 + 5.10e_{\text{bin}} - 2.22e_{\text{bin}}^2 + 4.12\mu - 4.27e_{\text{bin}}\mu - 5.09\mu^2 + 4.61e_{\text{bin}}\mu^2. \quad (1)$$

この軌道不安定領域内にいる惑星は、連星から角運動量を受け取り、系の外側へ移動して最終的に系外へ射出される。観測されている 21 個の周連星惑星のうち、連星間距離のおよそ 5 倍 (1AU 程度) 以内の近傍に位置する 10 個の惑星は、不安定領域境界のすぐ外側の軌道を持ち (図 1)、惑星質量が海王星から土星程度である点で共通している (表 1)。以上の特徴を説明するシナリオはいくつか提案されているものの、それぞれに問題があり未だ決定打が無い。

一般に惑星は、中心星の形成に伴う原始惑星系円盤のなかで形成し、周連星惑星も同様に周連星原始惑星系円盤の中で形成すると考えられる。観測されている周連星惑星はその質量に対して軌道半径が短いため、遠方で形成した後、原始惑星系円盤ガスと

	$M_p[M_\odot]$	$M_s[M_\odot]$	e_{bin}	$a_{\text{bin}}[\text{AU}]$	$M_{\text{pl}}[M_J]$	$a_{\text{pl}}[\text{AU}]$	e_{pl}
Kepler-16b	0.687	0.202	0.16	0.224	0.333	0.72	0.0069
Kepler-34b	1.049	1.022	0.521	0.228	0.22	1.086	0.182
Kepler-35b	0.885	0.808	0.142	0.176	0.127	0.605	0.042
Kepler-38b	0.949	0.249	0.103	0.147	0.384	0.464	0.032
Kepler-47b	1.043	0.362	0.023	0.084	0.0232	0.296	0.035
Kepler-47c	-	-	-	-	0.0852	0.989	0.411
PH1	1.53	0.378	0.212	0.174	0.531	0.634	0.0702
Kepler-413b	0.82	0.542	0.037	0.099	0.211	0.355	0.07
Kepler-453b	0.944	0.195	0.0524	0.185	6.29×10^{-4}	0.79	0.118
Kepler-1647b	1.2207	0.9678	0.1602	0.1276	1.52	2.72	0.0581

表 1: 連星近傍の周連星惑星の物理量。

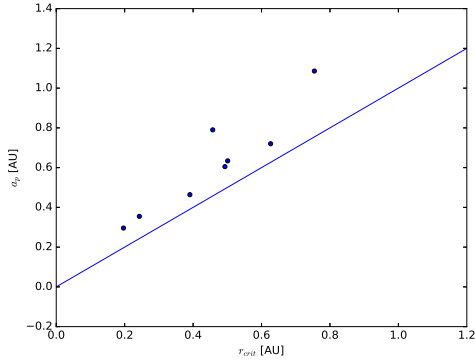


図 1: 横軸に各連星系の軌道不安定領域境界、縦軸に周連星惑星の軌道長半径でともに単位は AU。実線は $a = r_{\text{crit}}$ 。惑星が軌道不安定領域境界のすぐ外側に位置していることがわかる。

の相互作用で角運動量を奪われて移動してきたと考えられる。一方、連星系では先述の重力場の周期変化のために、円盤に連星間距離の 2 倍程度の大きさの空隙が生じることが知られている (Artymowicz & Lubow, 1994)。空隙の大きさは連星の離心率とセパレーションで次の様に書ける。

$$r_{\text{cav}} = (0.425 \log(e_{\text{bin}} + 0.0358) + 3.19)a_{\text{bin}}. \quad (2)$$

移動してきた惑星は円盤内縁で止まると考えられる。実際の周連星惑星系について、軌道不安定領域境界とかつての円盤内縁の位置を比較すると、すべての

系で円盤内縁は不安定領域境界よりも内側にあることがわかった (図 2)。そのため円盤内縁まで移動した惑星は、円盤が散逸するとその惑星は軌道不安定により系外へ飛ばされてしまう。実際の周連星惑星の軌道は不安定領域境界のすぐ外側であるため、遠方から移動してきた惑星を周連星円盤の内縁ではなく現在の軌道位置で止めることが必要である。

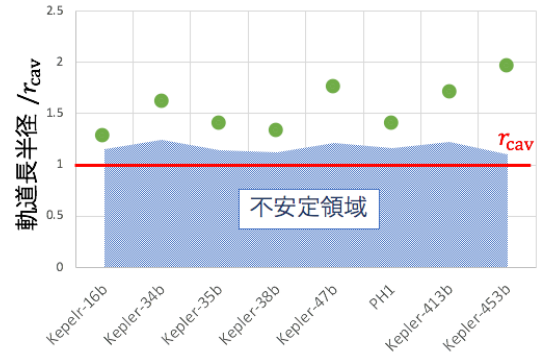


図 2: 各連星系における、不安定領域境界、円盤内縁半径、惑星の軌道の関係。

2 Methods

軌道不安定領域では、惑星は連星から角運動量を受け取り、外向きに移動しようとする。一方で、円盤のガス抵抗は惑星から角運動量を奪い内側へ落下させるように働く。我々は、軌道不安定領域の中で

も、原始惑星系円盤のガス抵抗が十分に強ければ惑星の軌道発散が抑えられると考え、一度原始惑星系円盤の内縁まで移動した惑星が円盤の散逸によるガス抵抗の減衰に伴って不安定領域を脱出し、円盤の散逸後に不安定領域境界のすぐ外側に惑星が残るというシナリオを立てた。このシナリオを検証するため、連星と惑星について円盤からのガス抵抗を加えた重力多体計算を行った。運動方程式は次の通りで、

$$\mathbf{a}_i = - \sum_{j \neq i} \frac{GM_j M_i}{r_{ij}^3} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) + f_{\text{GD}} \delta_{i3} \quad (3)$$

ガス抵抗 f_{GD} は

$$f_{\text{GD}} = - \frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{gas}}}{\tau_{\text{grav}}} \quad (4)$$

$$\tau_{\text{grav}} \simeq \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right) \left(\frac{M_{\odot}}{\Sigma_{\text{gas}} r^2} \right) \left(\frac{c_s}{v_K} \right)^4 \Omega_K^{-1} \quad (5)$$

で表される (Kominami & Ida (2002))。簡単のため、原始惑星系円盤の密度構造は軸対象で太陽系の最小質量円盤 (MMSN) と同じものを使用した。計算時間は $10^5 P_{\text{bin}}$ で、MMSN との面密度比 $f_{\text{disk}} = \Sigma / \Sigma_{\text{MMSN}}$ を各ランごとに段階的に下げることによって円盤面密度の時間進化を近似した。中心連星は、総質量 $M_{\text{tot}} = M_{\odot}$ 、セパレーション 0.2 AU として、惑星質量は $0.1 M_J$ として円盤内縁から計算を開始した。連星の離心率 $e_{\text{bin}} = 0.05, 0.1, 0.2$ と質量比 $\mu = 0.2, 0.3, 0.4$ についてそれぞれ 20 ランずつ計算を行った。

3 Results

計算結果の一例を図 3 に示す。円盤内縁に置かれた惑星は $3 \times 10^4 P_{\text{bin}}$ ほどで速やかに不安定領域境界付近まで移動した。惑星は不安定領域への侵入と脱出を繰り返したのち、不安定領域境界のすぐ外側で一定の振幅で振動し続けることがわかった。また、不安定領域境界付近での振動の様子から、円盤内縁が不安定領域境界よりも内側にある場合は惑星が円盤外側から

各連星のパラメータにおける、惑星の軌道が発散せずに軌道不安定領域を脱出した割合を表 2 に示す。全体的な傾向として、連星の離心率、質量比の増加に伴って連星周りの重力場の擾乱が大きくなり惑星

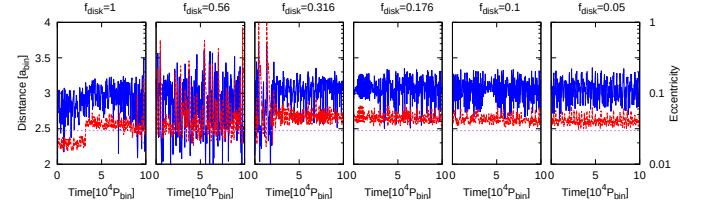


図 3: 惑星の軌道半径と離心率の進化の一例。連星離心率は $e_{\text{bin}} = 0.05$ 、質量比は $\mu = 0.2$ 。赤線が惑星の軌道長半径、青線が惑星の離心率、紫の破線は軌道不安定領域境界である。

	$\mu = 0.2$	0.3	0.4
$e_{\text{bin}} = 0.05$	1	0.4	0.3
0.1	0.55	0.25	0
0.2	0.1	0	0.15

表 2: 各連星系で惑星の軌道が発散せずに軌道不安定領域を脱出した割合。

の生存率が減少した。特に $e_{\text{bin}} = 0.2$ の系では惑星の生存率は著しく減少した。

4 Comparison with Observations

周連星惑星が確認されている連星系の連星離心率は、Kepler-35b や PH1 などの例外はあるものの $e_{\text{bin}} \lesssim 0.1$ であり (表 1)、 $e_{\text{bin}} \geq 0.2$ での惑星生存率の減少はこれとよく整合する。中心連星の質量比は、実際の系では Kepler-34b, -35b, -1647b を除き $0.17 \geq \mu \geq 0.25$ で、今回の計算の $0.2 \geq \mu \geq 0.3$ と整合的である。

5 Conclusion

発見されている周連星惑星の軌道は、連星系の軌道不安定領域のすぐ外側に位置している。この軌道を説明するため、遠方で形成した惑星が周連星原始惑星系円盤が散逸する前に円盤内縁まで移動したのち、外向きの軌道移動を経て不安定領域境界の外側

の軌道を得ると言うシナリオを提案し、重力多体計算によってそれを検証した。結果、この軌道進化が実現される連星と惑星のパラメータ範囲は幾つかの実際の系を含んでおり、先述のシナリオで実際の周連星惑星の軌道が説明できる可能性が示された。

Reference

Artymowicz, P., & Lubow, S. H. 1994, ApJ, 421, 651

Holman, M. J., & Weigert, P. A. 1999, ApJ, 117, 621

Kominami, J., & Ida, S. 2002, Icarus, 43, 56

Pierens, A., & Nelson, R. P. 2008, A&A, 483, 633

a13

周惑星円盤における微衛星形成に対するダストサイズ分布の影響

尾崎 遼平 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

Abstract

木星のようなガス惑星はその形成過程で、周惑星円盤と呼ばれる降着ガスの円盤を持つ。ガリレオ衛星はこの周惑星円盤の中で形成されたと考えられているが、その前身である微衛星の起源は未解明である。本研究では、周惑星円盤中で、小さな固体粒子から微衛星が形成される可能性に着目する。Shibaike et al. (2017) は、定常な周惑星円盤を仮定し、一定の割合で供給される氷ダストの合体成長と落下を計算した。その結果、氷ダストが微衛星まで成長するための条件は、原始惑星系円盤から周惑星円盤へのダストの時間あたり流入量が、ガスの時間あたり流入量以上であるということを示した。ただし Shibaike et al. (2017) では簡単化のため、ダストのサイズ分布は考慮しなかった。このため、各軌道距離での微小なダストの存在がダストの成長や周惑星円盤の温度分布に与える影響を指摘しつつ、詳細な計算はしていなかった。本研究の目的は、氷ダストが直接合体成長のみで落下問題を回避し、また周惑星円盤の温度が氷ダストの昇華温度より低く保たれる条件を求めることである。そこで本研究では、ダストサイズ分布の広がり考慮した、ダスト合体成長の数値計算を行なった。また、各時刻のダストサイズ分布から円盤の光学的厚みを求めることで、円盤温度分布進化を同時に計算した。その結果、ダスト落下の回避条件は Shibaike et al. (2017) の結果とよく一致することがわかった。一方で、ガス流入量が大きいと円盤は高温になり、氷ダストが昇華してしまうことがわかった。この結果から、ガス流入について 100 万年あたり 0.0005 木星質量以下という条件が加わった。本研究の結果は、氷微衛星形成が惑星形成の最終段階で起こる可能性を示唆する。周惑星円盤内での微衛星形成のための条件をさらに絞り込んでいくと共に、微惑星捕獲など別のアプローチと組み合わせて考えることで、衛星形成の全体像を明らかにしていくことが今後の課題となる。

1 Introduction

木星はイオ、エウロパ、ガニメデ、カリストといった規則衛星を持つ。これらの衛星は同一平面上に円軌道を持つことから、周惑星円盤の中で形成されたと考えられている。周惑星円盤とは、ガス惑星が原始惑星系円盤のガスを捕獲し成長する過程で、惑星の周りに形成される円盤である。周惑星円盤における衛星形成の研究は広く行われていたが、衛星の元となる微衛星の起源は明らかになっていなかった。微衛星の起源として、周惑星円盤が原始惑星系円盤の微惑星をガス抵抗によって捕獲する説の他に、周惑星円盤内でダストから微衛星まで合体成長するという説がある。しかし、惑星形成論における大きな問題の1つとして「ダスト落下問題」があり、この問題は周惑星円盤においても同様に生じると考えられる。

Shibaike et al. (2017) は、周惑星円盤内で微衛星が形成される可能性を初めて調べた。原始惑星系円

盤からガス、ダストの供給を受ける定常な円盤の中で氷ダストの直接合体成長を計算し、雪線より外側でダストが微衛星まで成長するための条件を求めた。なお雪線とは、円盤の温度が氷ダストの昇華温度となる軌道距離である。その結果は、時間あたりのダスト流入量のガス流入量に対する比が1以上が必要であるものだった。ただし Shibaike et al. (2017) は、どの軌道距離においてもダストのサイズ分布は十分に狭いとみなすシングルサイズ近似を用いており、その有効性は明らかではなかった。また、円盤の温度分布には、質量面で支配的でない小さなダストが影響を与える。しかし Shibaike et al. (2017) ではダストサイズ分布を計算しないため、円盤の温度分布は最小に見積もった値を用いていた。

本研究は、直接合体成長のみでダスト落下問題を回避し、また周惑星円盤の温度が氷ダストの昇華温度より低く保たれるための条件を明らかにすること

を目的とする。そこで、まず Shibaike et al. (2017) と同様の周惑星円盤モデルを考え、ダスト流入の空間分布とダストのサイズ分布両方の広がり考慮した、ダスト進化の計算を行う。さらに、各時刻のダストサイズ分布から円盤の光学的厚みを計算することで、ダスト進化と円盤の温度進化を同時計算する。

2 Methods

2.1 周惑星円盤モデル

Shibaike et al. (2017) に倣い、外部 (原始惑星系円盤) から物質の供給を受ける定常な粘性降着円盤を考える。軌道距離 r におけるガス面密度 Σ_g は

$$\Sigma_g = \frac{\dot{M}_g}{2\pi r_b} \frac{r^{\frac{3}{2}}}{\nu} \left(-\frac{2}{9} r^{-\frac{1}{2}} + \frac{2}{3} r_b r^{-\frac{3}{2}} \right) \quad (1)$$

と書ける (Fujii et al. 2014)。ここで $\dot{M}_g$ はガスの時間あたり流入量である。 ν は乱流粘性であり、 $\nu = \alpha c_s H_g$ である。 r_b は原始惑星系円盤からのガスが降着する領域の外縁の軌道距離であり、本研究で対象とする $1 M_J$ の惑星については $r_b = 27 R_J$ とする。

赤道面のガスの温度 T は、粘性加熱により

$$T = \left(\frac{9}{8\sigma_{SB}} \nu \Sigma_g \Omega_K^2 \right)^{1/4} g(\tau) \quad (2)$$

と定まるとする (Nakamoto & Nakagawa 1994)。 $g(\tau)$ は光学的厚み τ の関数で

$$g(\tau) = \left(\frac{3}{8} \tau + \frac{1}{4.8\tau} \right)^{1/4} \quad (3)$$

であるが、初期条件では $g \approx 1$ を仮定する。

式 1 と 2 から、温度 T とガス面密度 Σ_g は α と $\dot{M}_g$ をパラメータとする r の関数として書ける。

2.2 ダストモデル

本研究では氷ダストのみを考える。ダストは常に内部密度が 1.4 g/cm^3 で一定な球体であるとし、完全衝突合体を仮定する。中心星方向への移流と衝突合体によるダストサイズ分布進化を、Okuzumi et al. (2012) のプログラムを周惑星円盤用に一部調整したものをを用いて計算した。

周惑星円盤へのダスト流入フラックスは、ガスと同様に軌道距離に反比例するものとした。また、流入するダストのサイズ分布は、粒子半径が 10^{-5} cm から 10^{-2} cm のものを質量で等分配して与えた。

光学的厚み τ は、1 つの固体粒子が持つ吸収断面積とそのサイズの粒子の数面密度の積を、全サイズで積分して求めた。Kataoka et al. (2014) Fig.2(b) の κ_{abs} の値から、半径 a の固体粒子の吸収断面積は $\pi a^2 \times \min(1, a/(10^{-3} \text{ cm}))$ と見積もった。

3 Results

パラメータは乱流の強度 α 、周惑星円盤へのガスの時間あたり流入量 $\dot{M}_g$ 、ダストとガスの時間あたり流入量の比 $\dot{M}_d/\dot{M}_g$ の 3 点である。

3.1 ダスト落下の回避条件

まず、式 2 において $g \approx 1$ とし、円盤温度を最小に見積もった値で固定した場合の結果を示す。 $\dot{M}_g = 0.02 M_J/\text{Myr}$ 、 $\alpha = 10^{-4}$ とする。 $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 0.1$ とした場合のダスト進化を図 1 に、 $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 1$ の場合を図 2 にそれぞれ示す。 $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 0.1$ ではダストは落下してしまうが、 $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 1$ では雪線より外側の領域で微衛星まで成長できることがわかる。

このように、様々なパラメータの組み合わせに対してダストサイズ分布進化の計算を行った結果、ダストが落下を回避して微衛星サイズまで成長するための条件は $\alpha \geq 10^{-4}$ かつ $\dot{M}_d/\dot{M}_g \geq 1$ となった。これは Shibaike et al. (2017) の結果と一致している。

3.2 氷ダスト昇華の回避条件

次に、ダストサイズ分布と円盤温度の進化を同時に計算した場合の結果を示す。図 3 と 4 は、どちらも $\dot{M}_g = 0.002 M_J/\text{Myr}$ 、 $\alpha = 10^{-3}$ 、 $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 1$ とした計算結果である。図 3 の場合は円盤温度を最小値で固定し、図 4 の場合では同時計算で求めている。図 3 では、雪線の外側でダストが微衛星サイズに成長できている。一方、図 4 では図 3 に比べ、ダストが成長できる領域が内側に、雪線が外側にそれぞれ

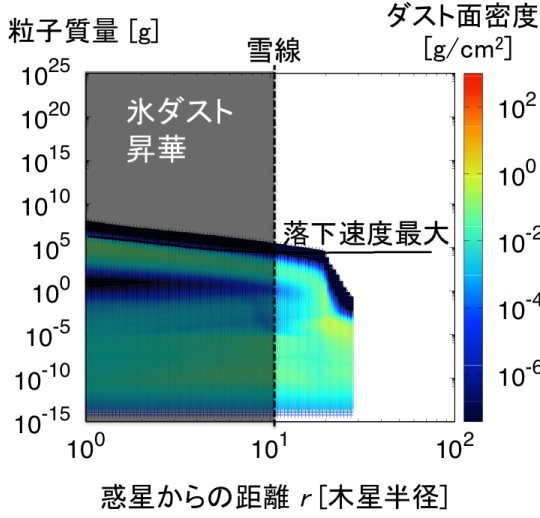


図 1: $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 0.1$ の場合のダスト成長

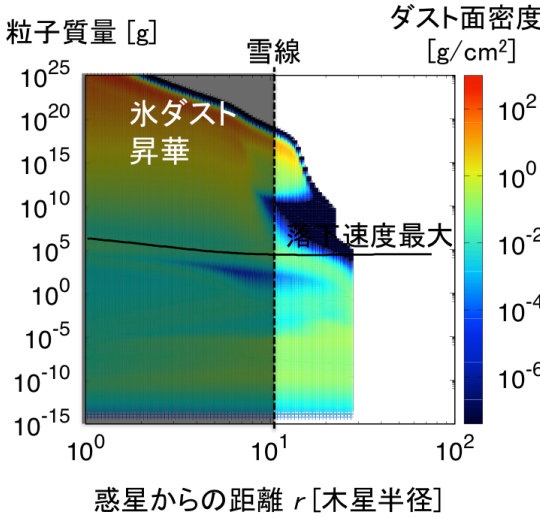


図 2: $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 1$ の場合のダスト成長

移動していることがわかる。これは円盤の光学的厚みを支配する粒子質量が 10 g 以下の小さなダストが多く存在することにより、円盤が高温になったことが原因である。

ここで、 α と $\dot{M}_d/\dot{M}_g$ の値はそのまま、 $\dot{M}_g$ を下げた場合について考える。 $\dot{M}_g$ の値が小さいほど円盤温度は低くなるため、氷ダストが昇華してしまう領域が狭まる。図 5 は $\dot{M}_g = 0.0005 M_J/\text{Myr}$ とした場合の結果であり、ダストが成長できる領域の外縁と雪線とがほぼ同じ位置にあることがわかる。こ

のことから、氷ダストの昇華を回避する条件として $\dot{M}_g \leq 0.0005 M_J/\text{Myr}$ が得られた。

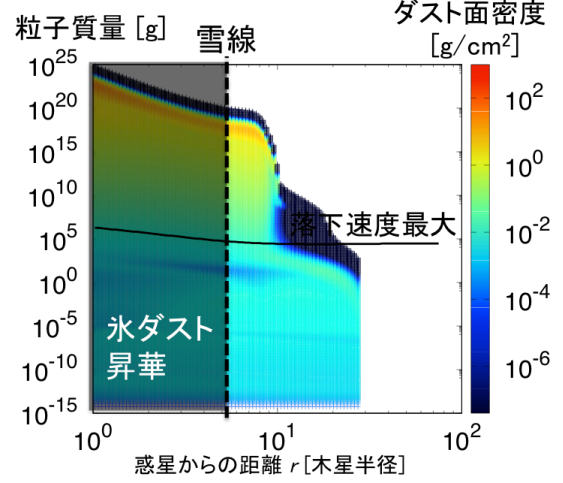


図 3: $\dot{M}_g = 0.002 M_J/\text{Myr}$ 、円盤温度最小見積もりの場合のダスト成長

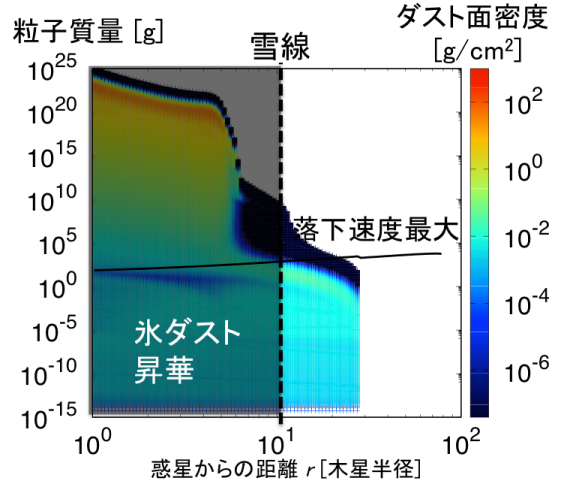


図 4: $\dot{M}_g = 0.002 M_J/\text{Myr}$ 、円盤温度同時計算の場合のダスト成長

4 Discussion

本研究で得た $\dot{M}_g \leq 0.0005 M_J/\text{Myr}$ という結果は、木星を形成するのに必要な値 $\dot{M}_g \approx 1 M_J/\text{Myr}$ に対してかなり小さい。このことから、周惑星円盤に

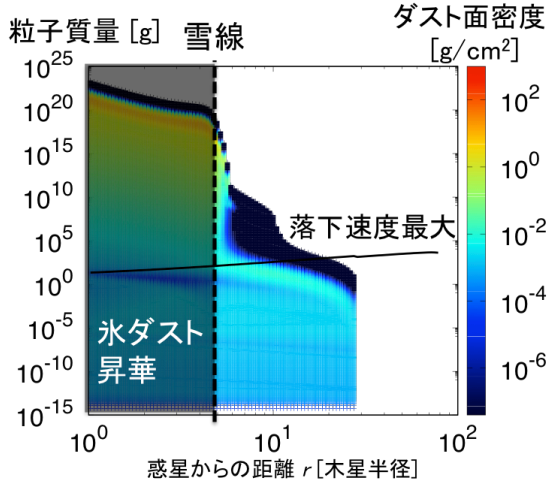


図 5: $\dot{M}_g = 0.0005 M_J/\text{Myr}$ 、円盤温度同時計算の場合のダスト成長

における氷微衛星形成は、原始惑星系円盤のガス面密度が小さくなる、ガス惑星形成の最終段階に限定され得る。他方、ガリレオ衛星系の総質量がおおよそ $10^{-4} M_J$ であるので、これを再現するためには $\dot{M}_d/\dot{M}_g = 1$ としても $\dot{M}_g \geq 10^{-4} M_J/\text{Myr}$ が必要となる。本研究の結果はこの条件の下限とほぼ同じ値であり、低ガス流入以外に周惑星円盤を低温に保つ効果を考える必要がある。

周惑星円盤の乱流の構造によっては、本研究で想定したよりも低い円盤温度になる可能性がある。本研究では、赤道面の乱流が円盤の熱源となり、この熱を光学的厚みに応じて吸収することで円盤温度が定まるとしていた。Fujii et al. (2014) は、乱流を駆動する磁気回転不安定が円盤の表面部分でのみ起こるとしている。円盤表面にのみ乱流がある場合、円盤の温度は本研究で得た値より低くなると考えられる。

また、原始惑星系円盤から流入してくるダストのサイズ分布についても考える必要がある。本研究では簡単のため、粒子半径が 10^{-5} cm から 10^{-2} cm のダストを質量で等分配していた。同じ質量面密度を持つ場合、より小さな粒子はより大きな数面密度を持つことになる。円盤の光学的厚みは小さな粒子の数面密度によって決まるので、小さな粒子を過剰に流入させたことが円盤の高温化に繋がった可能性がある。

5 Conclusion

本研究は、周惑星円盤内で微衛星が形成される条件を求めるため、ダストサイズ分布の広がりを考慮した、氷ダストの直接合体成長の数値計算を行った。また、各時刻におけるダストサイズ分布から光学的厚みを計算することにより、ダスト進化と円盤温度進化の同時計算を行った。その結果、ダスト落下を回避するための条件は $\alpha \geq 10^{-4}$ かつ $\dot{M}_d/\dot{M}_g \geq 1$ となり、これは Shibaike et al. (2017) の結果と一致するものであった。一方、氷ダストの昇華を回避する条件として $\dot{M}_g \leq 0.0005 M_J/\text{Myr}$ が必要であることが新たにわかった。これらは一般的に厳しい条件であり、周惑星円盤での微衛星形成の時期を制約すると同時に、周惑星円盤を低温に保つ、あるいはダストの成長を促進するプロセスの重要性を示唆する。また、微惑星捕獲説などの別方向からのアプローチも組み合わせ、衛星形成の全体像を明らかにしていく必要がある。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、ご指導を頂きました奥住聡准教授に深謝致します。また、様々なご助言を頂きました芝池諭人氏に感謝致します。

Reference

- Fujii, Y. I., Okuzumi, S., Tanigawa, T., & Inutsuka, S.-i. 2014, ApJ, 785, 101
- Kataoka, A., Okuzumi, S., Tanaka, H., & Nomura, H. 2014, A&A, 568, A42
- Nakamoto, T., & Nakagawa, Y. 1994, ApJ, 421, 640
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, ApJ, 752, 106
- Shibaike, Y., Okuzumi, S., Sasaki, T., & Ida, S. 2017, ApJ, 846, 81

a14

Gas flow around embedded planets: the dependence of outflow speed on the planetary mass

桑原 歩 (東京工業大学大学院 地球惑星科学コース)

Abstract

短周期スーパーアースの普遍性は、惑星形成論における謎である。これらの惑星は、原始惑星系円盤寿命内で暴走ガス降着を引き起こし、巨大ガス惑星へと成長してしまうと考えられる。スーパーアースコアが円盤進化の後期段階において形成されたとすれば、この円盤寿命内における暴走ガス降着を回避できると考えられる。円盤内に埋没した惑星周りのガスの流れ場は、特徴的な三次元構造を有しており、この流れ場はガスと固体物質の降着に影響を及ぼすと考えられる。特に、円盤のミッドプレーン付近からのガスの流出(アウトフロー)は、固体物質降着を抑制し、コア形成を遅らせる働きがあると考えられる。しかしながら、流れ場が惑星質量に応じてどのように変化するかはよく分かっていない。そこで、本研究では、ガスの流れ場の惑星質量依存性の研究を行うことを目的とし、スーパーアース形成についての議論も行う。本研究では、等温・非粘性ガスを仮定し、局所球座標系上における 3 次元流体シミュレーションを実施した。その結果、ガスは惑星の Bondi/Hill 半径のいずれかのうちの高緯度から流入し、ミッドプレーン付近から流出することが分かった。流れ場のトポロジー自体は惑星質量を変えても大きく変化しなかったが、ガスが実質的に流入する点は惑星質量とともに変化した。また、解析的な議論から、アウトフロー速度の導出も行った。その結果、アウトフロー速度は Bondi/Hill 半径の大小関係に応じて、 $|u_{\text{out}}| = \sqrt{3/2}mc_s$ ($R_{\text{Bondi}} \leq R_{\text{Hill}}$) or $|u_{\text{out}}| = \sqrt{3/2}(m/3)^{1/3}c_s$ ($R_{\text{Bondi}} \geq R_{\text{Hill}}$) と表せることがわかった。ここで、 R_{Bondi} , R_{Hill} , c_s はそれぞれ Bondi 半径、Hill 半径、等温音速である。本研究の研究結果から、惑星近傍の流れ場は原始コアへの固体物質の流入を抑制し、コアの成長を遅らせる可能性があることが示された。その結果、コアは円盤寿命内での暴走ガス降着を回避できると考えられ、スーパーアース形成の解明につながると期待される。

1 Introduction

ケプラー宇宙望遠鏡を用いた観測により、太陽に似た星の約 50% が短周期スーパーアースと呼ばれる、中心星の近傍を 85 日以内で周り、かつ $1 \sim 4 R_{\oplus}$ (地球半径) を持つ惑星を有していることが分かった (Fressin et al. 2013)。また、これらの天体は、 $2 \sim 20 M_{\oplus}$ (地球質量) を有していることも分かっている (Weiss & Marcy 2014)。短周期スーパーアースの普遍性は、未だによく分かっていない。

コア集積モデルによると、惑星質量が $\sim 10 M_{\oplus}$ に達すると、暴走ガス降着が生じ、惑星は巨大ガス惑星へと成長してしまうと考えられる (e.g., Mizuno 1980; Pollack et al. 1996; Ikoma et al. 2000)。

短周期スーパーアースはどのようにして暴走ガス降着を回避したのか。一つの解決策として、大気リ

サイクリングモデルが提唱されている (Omeri et al. 2015b)。このモデルによると、惑星周囲に形成されたエンベロープの高緯度から円盤ガスが流入し、ミッドプレーン付近から流出していくことで、エンベロープの冷却が遅れ、房総ガス降着を回避できるという。ただし、大気リサイクリングが十分効果的に働くかどうかについては、議論の余地がある (D'Angelo & Bodenheimer 2013; Cimerman et al. 2017; Lambrechts & Lega 2017; Kurokawa & Tanigawa 2018)。

もう一つの案として、後期コア形成シナリオが挙げられる。このシナリオでは、円盤ガスの散逸期に、中心星から離れた場所でスーパーアースコアが形成され (Lee et al. 2014)、形成されたコアはやがて円盤の内側に移動し (Tanaka et al. 2002; Ogiwara & Ida 2009; Ida & Lin 2010)、ガスが晴れ上がる直前に質量比にして 1~10% のエンベロープを纏う (Ikoma &

Hori 2012; Owen & Wu 2016; Ginzburg et al. 2016) という筋書きになっている。

先行研究の 3 次元流体シミュレーションから、ホースシュー軌道に沿って流れ出ていくガスは、音速のオーダー程度の速度を持っていることが明らかになった (Fung et al. 2015)。また、惑星周囲の流れ場は、粒子の軌道及び降着率にも影響することが分かっている (Ormel 2013; Popovas et al. 2018)。しかしながら、この流れ場が、惑星質量に応じてどのように変化するかは未だよく分かっていない。そこで、本研究では、流れ場の惑星質量依存性に焦点を当て、特にアウトフローの速度がどのように変化するかについての研究を行った。

2 Methods

本研究では、等温・非粘性 3 次元流体シミュレーションを実施した。シミュレーションの大部分は、Kurokawa & Tanigawa (2018) の手法を参考に行っている。本研究における長さ、時間、速度、密度はそれぞれ円盤スケールハイト H 、軌道角振動数の逆数 Ω^{-1} 、等温音速 c_s 、ガス密度 ρ_{disc} で規格化されている。この規格化のもとで、無次元化惑星質量は

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

と定義される。ここで、 G は重力定数、 M_p は惑星質量である。また、無次元化した連続の式、オイラー方程式、状態方程式は、それぞれ

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{v} = 0, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \sum_i \mathbf{F}_i, \quad (3)$$

$$P = \rho, \quad (4)$$

と書ける。ここで、 ρ は密度、 t は時間、 $\mathbf{v}$ は速度、 P は圧力、そして $\mathbf{F}_i$ は外力である。これらの基礎方程式を、Athena++コード (White et al. (2016), Stone et al. in prep) を用いて解く。

3 Results

流体シミュレーションを実施した結果、図 1 に見られるような流れ場の 3 次元構造が確認された。流れ場のトポロジーは、惑星質量を変えても大きく変化しなかった。一方で、ミッドプレーン付近からのアウトフロー速度は、惑星質量に応じて増加した。本研究では、アウトフロー速度の解析の見積もりを行った。等温条件下において、ベルヌーイ関数は、

$$B = \frac{u^2}{2} + c_s^2 \ln \rho + \Phi_{\text{eff}}, \quad (5)$$

と与えられる。ここで、 u は回転系における速度、 Φ_{eff} は有効ポテンシャルである。ここで、惑星の Bondi/Hill 領域の天頂 $P_1 = (0, 0, z_1)$ から流入し、ミッドプレーンのある場所 $P_2 = (x_2, y_2, 0)$ から流出していくガスの流線を一つ仮定した際、この流線に沿ったベルヌーイの定理から、アウトフロー速度は、

$$|u_{\text{out}}| = \sqrt{|u_{\text{in}}|^2 + 2c_s^2 \ln \frac{\rho_{\infty}(z_1)}{\rho_{\infty}(0)} + 3x_2^2\Omega^2 + z_1^2\Omega^2 + 2GM_p \left(\frac{1}{\sqrt{x_2^2 + y_2^2}} - \frac{1}{z_1} \right)}. \quad (6)$$

と与えられることが分かった。流入点におけるガスの運動エネルギーの解析から、流入速度の寄与は無視できることが分かった。また、ガスの質量フラックスの解析から、ガスは惑星の Bondi または Hill 半径のどちらか小さい方から支配的に流入流出していることがわかったので、惑星の Bondi/Hill 半径の大小関係で場合分けした際に、アウトフロー速度は近似的に

$$|u_{\text{out}}| \simeq \begin{cases} \sqrt{\frac{3}{2}} mc_s & (R_{\text{Bondi}} < R_{\text{Hill}}) \\ \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{m}{3} \right)^{1/3} c_s & (R_{\text{Bondi}} > R_{\text{Hill}}) \end{cases} \quad (7)$$

と表せることがわかった。シミュレーション結果から得られたミッドプレーンにおけるアウトフロー速度の最大値及び上式をプロットしたものが、図 2 である。この図から、シミュレーションと解析解の良い一致が見られる。

4 Discussion

さて、ここからはアウトフロー速度と粒子の相対速度の比較を行う。粒子の相対速度 Δv が、常に終端

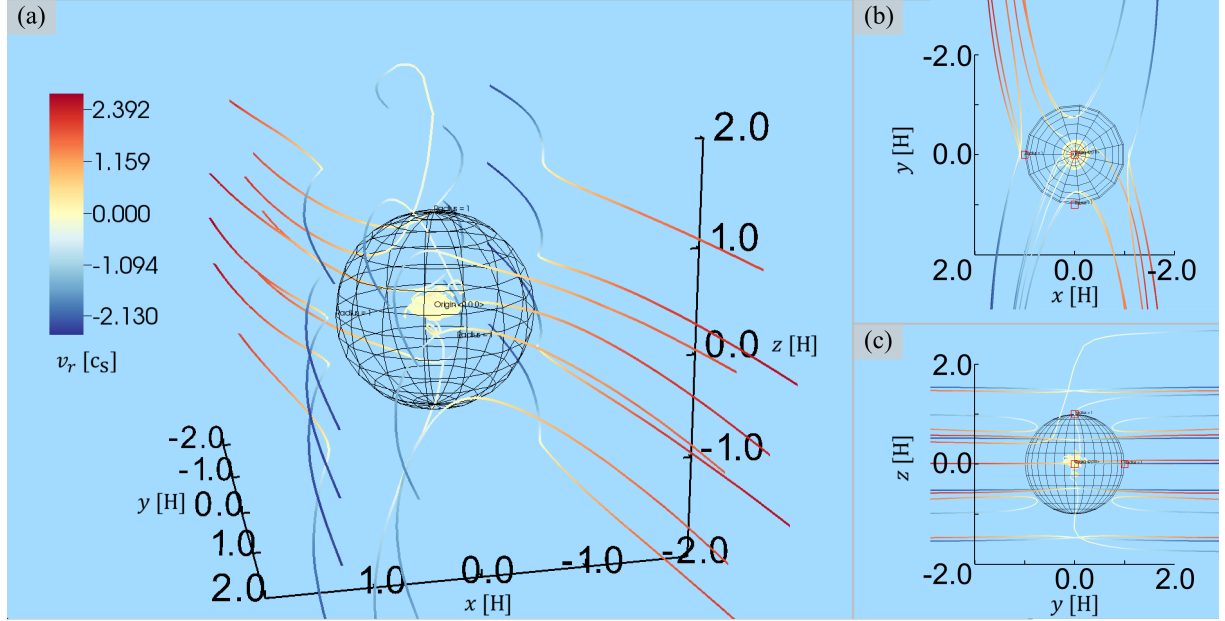


図 1: $m = 1$ の $t = 100$ における流れ場の三次元構造。実線は流れ場の流線を表す。カラーコンターは動径方向の速度変化を表す。中心の球は、惑星の Bondi 領域に対応する。(a): 流れ場の俯瞰図。(b): x - y 平面を $+z$ 方向から見た図。(c): y - z 平面を $-x$ 方向から見た図。

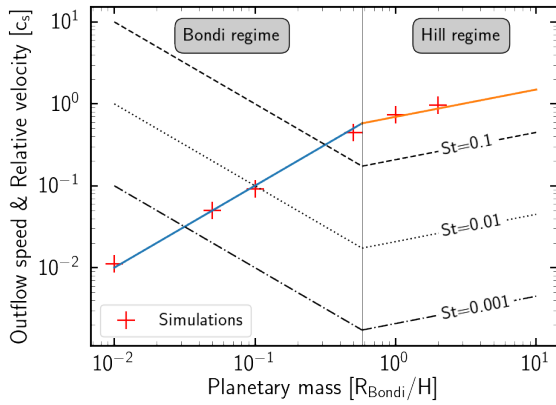


図 2: アウトフロー速度の惑星質量依存性。プラスマークはシミュレーション結果を、実線は解析解を表す。黒の破線、点線などは、各ストークス数ごとの粒子の相対速度を表す (詳細は議論の章にて)。

速度と等しいと仮定すると、以下の力の釣り合いが

成り立つ。

$$\frac{\Delta v}{t_{\text{stop}}} \sim \frac{GM_p}{r^2}, \quad (8)$$

ここで、 t_{stop} は粒子の stopping time である。粒子がそれぞれ惑星の Bondi/Hill 半径付近にあるときで場合分けすると、相対速度は、

$$\Delta v \sim \frac{GM_p}{R_{\text{Bondi}}^2} \frac{St}{\Omega} = m^{-1} St c_s. \quad (9)$$

$$\Delta v \sim \frac{GM_p}{R_{\text{Hill}}^2} \frac{St}{\Omega} = 3^{2/3} m^{1/3} St c_s. \quad (10)$$

と表せる。これらをプロットしたのが、図 2 の黒色の各線である。粒子の相対速度の表式と、アウトフロー速度の近似解析解を比較することで、 $m \gtrsim \sqrt{St}$ なる関係が成り立つような惑星周りの流れ場は、粒子に影響を及ぼし得ると考えられ、惑星コアへの固体物質の流入を妨げ、コア形成を遅らせる要因になる可能性がある。

5 Conclusion

本研究の主な結果をまとめる。

1. 惑星周りの流れ場の 3 次元構造は、惑星質量を変化させても大きく変化しなかった。ガスは惑星の Bondi/Hill 半径の高緯度から流入し、ミッドプレーン付近から流出することがわかった。
2. ガスは Bondi/Hill 領域のどちらか小さい方から支配的に流入流出することがわかった。
3. アウトフロー速度は、惑星質量とともに増加した。また、解析的な見積もりから、その速度は $|u_{\text{out}}| = \sqrt{3/2}mc_s$ ($R_{\text{Bondi}} < R_{\text{Hill}}$)、 $|u_{\text{out}}| = \sqrt{3/2}(m/3)^{1/3}c_s$ ($R_{\text{Bondi}} > R_{\text{Hill}}$) と表せることがわかった。
4. 粒子の相対速度が終端速度に等しいと仮定した際に、固体物質降着に影響しうる惑星質量は、 $m \gtrsim \sqrt{\text{St}}$ と表せることがわかった。

本研究結果から、惑星周りの流れ場は固体物質の降着を抑制する可能性があることが示唆される。アウトフローは惑星への固体物質の降着を抑制し、コア形成を遅らせると考えられ、スーパーアース形成の解明に繋がると期待される。

Reference

- Cimerman, N. P., Kuiper, R., & Ormel, C. W. 2017, MNRAS, 471, 4662
- D' Angelo, G. & Bodenheimer, P. 2013, ApJ, 778, 77
- Fressin, F., Torres, G., Charbonneau, D., et al. 2013, ApJ, 766, 81
- Fung, J., Artymowicz, P., & Wu, Y. 2015, ApJ, 811, 101
- Ginzburg, S., Schlichting, H. E., & Sari, R. 2016, ApJ, 825, 29
- Ikoma, M. & Hori, Y. 2012, ApJ, 753, 66
- Kurokawa, H. & Tanigawa, T. 2018, MNRAS
- Lee, E. J., Chiang, E., & Ormel, C. W. 2014, ApJ, 797, 95
- Mizuno, H. 1980, Progress of Theoretical Physics, 64, 544
- Ogihara, M. & Ida, S. 2009, ApJ, 699, 824
- Ormel, C. W. 2013, MNRAS, 428, 3526
- Ormel, C. W., Kuiper, R., & Shi, J.-M. 2015a, MNRAS, 446, 1026
- Ormel, C. W., Shi, J.-M., & Kuiper, R. 2015b, MNRAS, 447, 3512
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, Icarus, 124, 62
- Popovas, A., Nordlund, ., Ramsey, J. P., & Ormel, C. W. 2018, ArXiv e-prints
- Weiss, L. M. & Marcy, G. W. 2014, ApJ, 783, L6
- White, C. J., Stone, J. M., & Gammie, C. F. 2016, ApJS, 225, 22
- Ikoma, M., Nakazawa, K., & Emori, H. 2000, ApJ, 537, 1013
- Lambrechts, M. & Lega, E. 2017, A&A, 606, A146
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2010, ApJ, 719, 810
- Tanaka, H., Takeuchi, T., & Ward, W. R. 2002, ApJ, 565, 1257
- Owen, J. E. & Wu, Y. 2016, ApJ, 817, 107

a15

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

恒星の掩蔽観測によって準惑星ハウメアの周囲にリングが発見され、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ことがわかった (Ortiz et al., 2017)。このリングの形成過程は、まだわかっていない。本研究では、このリングの形成過程を理解することを目的とする。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。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、ハウメアの近くでは重力場が乱され、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。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。一方、三軸不等楕円体の周囲のロッシュ半径を、完全剛体と完全流体に対して計算した。その結果、完全剛体ロッシュ半径と完全流体ロッシュ半径の間に現在のリングが位置することがわかった。そこで現在、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のコードを開発し、リングが形成される過程について数値計算による検証を行っているところである。

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。このリングの起源は未だ解明されていない。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、

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

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

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

である (Kellog 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 $\rho = 1.885 \text{ g cm}^{-3}$ (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。

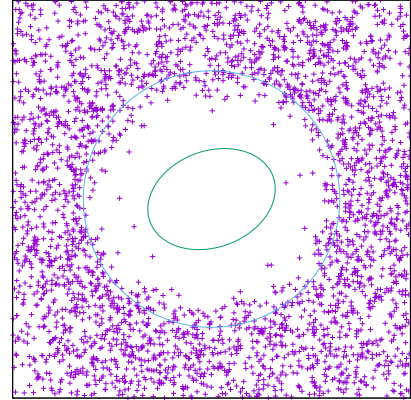


図 1: 充分時間が経過した後のハウメア周囲のテスト粒子の分布。紫の点が各テスト粒子、緑の楕円がハウメア、青の円が実際のリングの位置である。

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く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。

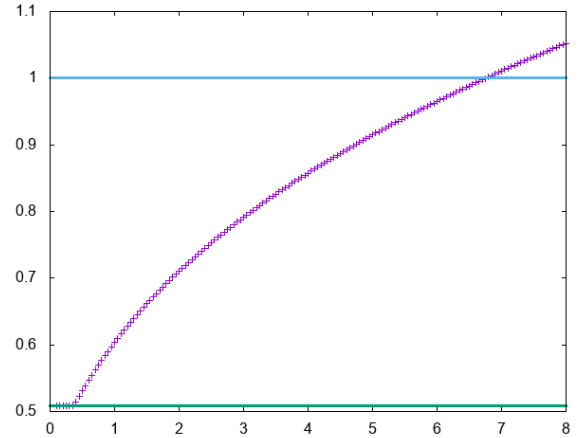


図 2: ハウメア周囲の、完全剛体の伴星に対するロッシュ半径。横軸は、ハウメアと伴星の密度比 ρ_M/ρ_m 。縦軸は、ロッシュ半径をリング半径で規格化したもの。下部の緑色の直線は、ハウメアの最長軸半径。縦軸=1 の青色の線は、リングの位置。

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ュ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ュ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

シュ半径を、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、完全剛体ロッシュ半径がリング半径の 0.71 倍、完全流体ロッシュ半径がリング半径の 1.09 倍となった。すなわち、完全剛体ロッシュ半径と完全流体ロッシュ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ュ半径の不定性が大きいので、ロッシュ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、より正確にロッシュ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、また、講演の概要の作成や発表練習にあたって多大な助言を頂きました山中陽裕氏、野津翔太氏に、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)

a16

Condensation Growth Model of Cloud Particles with Size Distribution for Exoplanetary Atmospheres

関 航佑 (東京工業大学 理学院)

Abstract

惑星の大気組成は形成時や形成後の惑星の進化の情報を保持していると考えられており、大気の詳細を知ることが重要である。系外惑星大気はトランジット時の透過光スペクトル観測によって決定されるが、大気上層に厚い雲があると観測に大きな影響を与える。したがって、惑星大気を詳細に推定するためには大気組成と雲形成を理論的に理解することが重要である。本研究では、雲粒のサイズ分布に着目する。雲粒の成長、輸送を計算し系外惑星の雲頂高度を見積もった Ohno & Okuzumi (2018) は雲粒のサイズ分布が十分狭いと仮定していた（代表サイズ近似）。しかし、観測から示唆される大気高層の雲が再現されない系外惑星が存在する。本研究は雲粒のサイズ分布を考慮した輸送成長計算コードを開発し、代表サイズ近似で雲頂高度を再現できないスーパーアース GJ 1214b に適用した。その結果、大気上層では代表サイズ近似から計算されるよりも小さな雲粒 ($\lesssim 1 \mu\text{m}$) が支配的であり、雲粒のサイズ分布が重要であることがわかった。また、雲頂高度は代表サイズ近似から予測されるよりも上昇した。しかし、大気金属量が 1-100 太陽金属量の場合、観測から示唆される雲頂高度には到達しなかった。そのため、今後は雲粒の内部密度の低下などを考慮する必要がある。

1 Introduction

系外惑星を議論する際には、惑星の軌道要素など以外にも大気の情報などが重要である。なぜなら、大気組成などから惑星の内部構造に制約を与えたり、大気散逸が起きていなければ惑星の形成や化学進化の情報を知ることができることが期待されているからである。惑星大気組成は、トランジットの際の分光観測から決定することができる。惑星の大気に入射した中心星からの光は、大気中の分子によって特定の波長が吸収されて観測者に届く。そのため、惑星大気の透過光を分光観測することで惑星大気組成を決定できる。しかし、観測されているスーパーアースの大気透過光の多くは明瞭な波長依存性を示しておらず、大気組成を決定することが困難である (e.g. Kreidberg et al. 2014; Knuston et al. 2014)。この原因として、大気上層に透過光を遮る厚い雲やヘイズ（もや）の存在が考えられている (e.g. Morley et al. 2013; Kreidberg et al. 2014)。惑星大気組成を推測するには、どのような大気であれば厚い雲やヘイズが形成されるかを理解することが必要である。

2 Methods

雲は $\sim 0.1 - 10 \mu\text{m}$ 程度の雲粒によって構成される。雲粒のサイズはそれぞれの惑星において既知ではなく、本研究では不定性のあった雲粒のサイズを決定するために雲粒の成長を計算した Ohno & Okuzumi (2018) のフレームワークを用いた。Ohno & Okuzumi (2018) は、雲粒の渦拡散と重力落下による鉛直 1 次元の輸送、および凝縮、衝突合体による雲粒の成長を計算した。また、Ohno & Okuzumi (2018) では各高度で雲の質量を担う代表的なサイズの雲粒だけを追跡する”代表サイズ近似”を用いている。代表サイズ近似は計算を大幅に軽減できる利点がある一方、より大気上層まで到達しうる代表サイズより小さな雲粒の分布を追跡できない。実際に、代表サイズ近似によって観測から示唆される雲頂高度が再現される系外惑星もあるが、どのような大気重元素量を仮定しても雲頂高度が再現されないものも存在する。よって本研究では、観測から示唆される雲頂高度がどのような条件下で再現されるのかを調べるため、雲粒のサイズ分布を考慮した鉛直輸送成長計算

コードを開発し、代表サイズ近似では雲頂高度を再現できないスーパーアース GJ1214b に適用した。本研究では、成長過程として主なものである凝縮成長のみを考えた。

また、観測から示唆される雲頂高度が再現されるか調べるため、得られる雲粒サイズ分布から雲頂高度を計算した。雲頂高度は、視線方向（鉛直方向と垂直な方向）の光学的厚みが1となる高度とした。ここで、本研究では雲粒の吸収断面積は雲粒の幾何断面積であると近似した。実質的な雲粒の吸収断面積は観測波長と雲粒半径の関係によって変化するが、これは今後の研究で取り組む。

本研究の基礎方程式は次である。

$$\frac{\partial n'_c}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left[V_f n'_c - K_z n_g \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{n'_c}{n_g} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial m} \left(\frac{\partial m}{\partial t} n'_c \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left[-\rho_g K_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \right] - \left(\frac{\partial \rho_c}{\partial t} \right)_{\text{cond}} \quad (2)$$

ここで、 $n'_c(m, z)$ は単位体積、単位質量の雲粒の数密度、 V_f は雲粒の終端速度、 K_z は渦拡散係数、 n_g 、 ρ_g 、 ρ_v 、 ρ_c はそれぞれ、大気ガス数密度、大気の質量密度、凝縮する KCl ガスの質量密度、雲の質量密度である。

渦拡散係数は Charnay et al. (2015) の 3 次元大気循環計算から得られた式を適用する。Charnay et al. (2015) は一定半径の雲粒の鉛直分布を再現するような渦拡散係数を求めた。

$$K_z = K_z^0 (P/1 \text{ bar})^{-0.4} \quad (3)$$

K_z^0 は大気金属量に依存するパラメーターで、1, 10, 100 太陽金属量の場合、それぞれ $K_z^0 = 7 \times 10^2$, 2.8×10^3 , $3 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ である。

大気の温度構造は Guillot (2010) の放射平衡モデルを用いた。本研究では、大気温度構造から GJ 1214b では KCl が $\sim 1 \text{ bar}$ で凝縮して雲粒を形成するとした。雲粒の半径は $0.1 - 10 \text{ } \mu\text{m}$ とし、雲粒の核となる雲凝結核の数密度は実際の系外惑星では不定であるので、フリーパラメーターとして $10^6 - 10^9 \text{ m}^{-3}$ で変化させる。これは、本研究では成長過程として考慮しなかった衝突合体成長のタイムスケールが、凝縮成長のタイムスケールよりも長く、雲粒の成長が凝縮で決まるようなパラメーター範囲である。

3 Results

3.1 雲粒の鉛直サイズ分布

得られた鉛直サイズの一例を図 1 に示す。大気上層では比較的小さな雲粒が多く存在しており、サイズ分布が広がっていることがわかった。代表サイズ近似における雲粒半径は、質量で重み付けした平均半径（質量代表サイズ）に対応する。 $N_{\text{ccn}} = 10^6 \text{ m}^{-3}$ のときの雲底付近における質量代表サイズは $\simeq 1.3 \text{ } \mu\text{m}$ で、代表サイズ近似から得られる雲粒半径と整合的であった。また、大気上層では代表サイズ近似の結果よりも小さくなることが確認された。

3.2 雲頂高度

本研究で計算された雲頂高度を図 2（青領域）に示す。雲頂高度は代表サイズ近似による結果よりも上昇した。これは、より大気上層まで到達しうる小さい雲粒を考慮しているためである。しかし、GJ 1214b の透過光観測から示唆される雲頂高度には今回の大気金属量パラメーター範囲では到達しなかった。

雲粒が上昇しうる高度は重力落下と拡散上昇のバランスで決まる。拡散上昇を記述する渦拡散係数には不定性があり、混合長理論や観測されている大気透過光スペクトルとの比較から式 (3) より高い渦拡散係数も予測されている (e.g. Morley et al. 2013; Gao & Benneke 2018)。図 2（黄領域）に、Charnay et al. (2015) による渦拡散係数を一桁上昇させた雲頂高度の結果を示す。雲頂高度は上昇したが、観測から示唆される雲頂高度には到達しなかった。

4 Conclusion

本研究ではサイズ分布を考慮した系外惑星大気中の雲粒輸送成長計算を行い、雲粒の鉛直サイズ分布を明らかにした。その結果、上層では代表サイズ近似から予測されるよりも小さな雲粒が支配的であることがわかった。また、得られた雲粒サイズ分布から雲頂高度を計算し、観測から示唆される雲頂高度と比較した。代表サイズ近似よりも上層まで雲が上昇することがわかった。代表サイズ近似モデルで雲頂

高度を説明できる系外惑星については、観測から示唆される高高度の雲をより説明しやすくなった。一方で、1-100 太陽金属量では観測から示唆される雲頂高度には到達しないことがわかった。そのため、今後は雲粒の内部密度の低下などを考慮する必要がある。

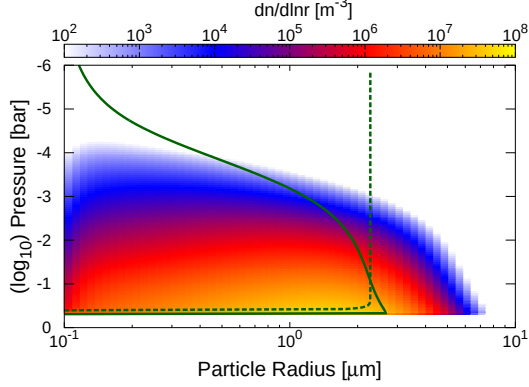


図 1: 雲粒の鉛直サイズ分布。1 太陽金属量、雲底での凝結核数密度が 10^6m^{-3} の場合。実線は本研究で得られた質量代表サイズ、点線は Ohno & Okuzumi (2018) の代表サイズ近似の結果。

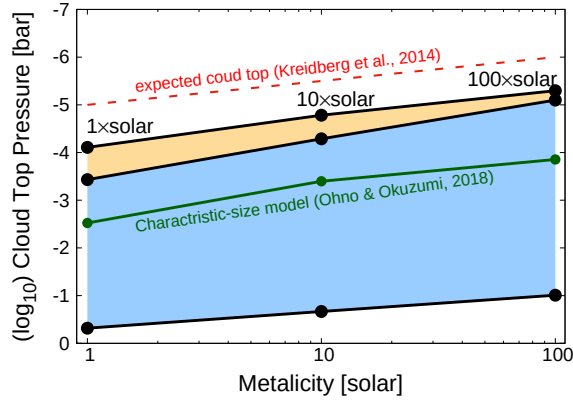


図 2: 計算された GJ 1214b の雲頂高度。青、黄色領域はそれぞれ Charnay et al. (2015) から計算された渦拡散係数を用いた場合、渦拡散係数を 1 桁上昇させた場合の雲の形成範囲。緑点は代表サイズ近似 (Ohno & Okuzumi 2018) から予測された雲頂高度、赤点線は大気透過光観測 (Kreidberg et al. 2014) から予測された雲頂高度。

Acknowledgement

共同研究者の奥住聡准教授、大野和正さんに感謝申し上げます。

Reference

- Ackerman, A. S., & Marley, M. S., 2011, ApJ, 556, 872
- Charnay, B., Meadows, V., & Leconte, J. 2015a, ApJ, 813, 15
- Gao, P., & Benneke, B. 2018, ArXiv e-prints, arXiv:1807.04924
- Guillot, T. 2010, A&A, 520, A27
- Knutson H. A., Benneke, B., & Demig, D. 2014a, Nature, 505, 66
- Kreidberg, L., Bean, J. L., & Désert, J.M. 2014, Nature, 505, 69
- Morley, C. V., Fortney, J. J., & Kempton, E.M.-R. 2013, ApJ, 775, 33
- Ohno, K., & Okuzumi, S. 2018, ApJ, 859, 34

a17

a18

連星系をなす M 型潮汐固定惑星の habitability に G 型星が与える影響

奥谷 彩香 (東京工業大学理学院 地球惑星科学系)

Abstract

M 型星は光度が小さいため Habitable Zone (HZ) が中心星に近く、HZ の惑星は潮汐固定されて高温な昼面・低温な夜面をもつと考えられる (Kasting et al. 1993)。その結果、潮汐固定された陸惑星では、極端に寒冷化した夜面に水が固体として凍結してしまう可能性がある。さらに、他の大気分子までもが夜面に凝結し始めると、大気による熱輸送や温室効果が失われ、惑星全体はさらに寒冷化する (Joshi et al. 1997)。しかし、潮汐固定惑星をもつ M 型星がより明るい星と連星系をなす場合、連星からの放射で惑星表面の温度分布が変わり、上記の問題を避けられる可能性がある。そこで本研究では、地球大気または CO₂ 大気をもつ陸惑星と海惑星について、惑星の地表面温度分布を、大気の温室効果・熱輸送を含む 2 次元 Energy Balance Model (e.g., North 1975) を用いて計算し、水の局在凍結や大気の夜面凍結への G 型連星の影響を調べた。その結果、連星間距離約 4AU まで、G 型星からの放射が惑星温度に影響を及ぼすことがわかった。地球大気または 0.1-1bar CO₂ 大気を有する陸惑星について、連星系の場合、夜面の温度が大幅に上昇し、昼夜の温度差が緩和される。これにより水の凍結を免れる領域が大幅に拡張し、HZ が現れることが明らかになった。一方で 1bar 以下の CO₂ 大気を有する海惑星については、連星の放射によって大気崩壊を免れる領域が拡張されることで、HZ が存在するようになることがわかった。

1 Introduction

Habitable Zone (HZ) とは惑星表面に液体の水が存在しうるような惑星軌道領域である。太陽の 0.1-0.5 倍の質量を持つ M 型星は、恒星全体の約 3/4 をしめるほど多数存在し、また、M 型星は半径も小さいため HZ 内の惑星の観測に好都合な系として注目を集めている。一方で、光度の小さな M 型星の HZ は中心星に近いので、惑星は潮汐固定されて常に同じ面を中心星に向けるようになり、高温な昼面・低温な夜面をもつ (Kasting et al. 1993)。

潮汐固定された陸惑星 (表面に地球の 100 分の 1 程度以下の少量の水が存在する惑星) では、極端に寒冷化した夜面に水が固体として凍結してしまい、液体の水として存在できない可能性がある。さらに、他の大気分子までもが夜面に凝結し始めると、大気による熱輸送や温室効果が失われ、惑星全体はさらに寒冷化する。この大気の凝結現象は、大気崩壊と呼ばれる (Joshi et al. 1997)。特に、大気量が少ない惑星は極端な昼夜の温度差を有することから、上記の水の凍結・大気崩壊を免れて水が惑星の表面に液体で存在するような領域が存在しない。

しかし、潮汐固定惑星をもつ M 型星が、より光度の大きな星と連星系をなしている場合、M 型星まわりの潮汐固定惑星の夜面に周期的な放射を与えることができる。その結果、明るい連星からの放射で惑星表面の温度分布が変わり、惑星は上記の凍結問題を受けにくくなるであろう。

そこで本研究では、M 型星とペアをなす連星として G 型星を仮定して、水の局在凍結や大気崩壊への G 型星の影響を明らかにする。この目的のため、連星間距離と惑星の大気圧を主に変化させながら、陸惑星と海惑星の 2 次元的な地表面温度分布を計算する。この計算結果をもとに、連星系と単独 M 型星における HZ 境界 (暴走温室境界・水の凍結境界・大気崩壊の境界) をそれぞれ見積もり、両者の比較を行う。

なお、M 型星と G 型星の組み合わせからなる連星系は、一般的に存在する系である。Raghavan et al. (2010) によると、G 型星の約 1/3 は自身を主星とするような連星系をなす。また、伴星の分布は、伴星/主星の質量比に依存せず、ほぼ一定の値をとる。これより、G 型星を主星とするような連星系のうち、約半分は GM ペアの連星系が占めていると考えられる。

2 Methods

2.1 Binary and Planetary orbit

M3V 星 (3300 K/ 0.01 $L_{\odot}$ / 0.25 $M_{\odot}$) と G2V 星 (5778 K/ 1 $L_{\odot}$ / 1 $M_{\odot}$) からなる連星系を仮定する。G 型星が潮汐固定惑星の温度に影響を与える範囲を調べるために、連星間距離 a_B を 0.1au から 4 au まで変化させて計算を行う。また、連星系の軌道離心率 e_B は簡単のため 0 とする。

惑星は、M 型星のまわりを同期回転しているものとする。質量 0.25 $M_{\odot}$ の M 型星について、惑星が潮汐固定される半径は約 0.31 au となる (Kasting et al. 1993)。惑星軌道は、これを最大半径とし、G 型星からの重力を受けて不安定となる軌道領域を除いて変化させた。安定軌道の最大半径は、以下の半解析的な式を用いて評価した (Pichardo et al. 2005):

$$R_{\max} = R_{\max}^{\text{Egg}} \left[0.733(1 - e_B)^{1.2} \left(\frac{M_M}{M_G + M_M} \right)^{0.07} \right]. \quad (1)$$

$R_{\max}^{\text{Egg}}$ は、Eggleton (1983) により導出された、ロッシュローブ内でもとれる円軌道の最大半径である。

2.2 Energy Balance Model

本研究では、緯度方向と経度方向の Energy Balance Model (EBM; e.g., North 1975) を用いて、地球大気 1bar または CO₂ 大気 0.1-10bar を有する海惑星と陸惑星の地表面温度 $T(\theta, \phi)$ をそれぞれ計算する。EBM では、各地点 (θ, ϕ) における熱収支の式、

$$C \frac{\partial T(\theta, \phi, t)}{\partial t} = Q(\theta, \phi, t) - I(\theta, \phi, t) + \nabla \cdot (\kappa \nabla T(\theta, \phi, t)), \quad (2)$$

を解くことで $T(\theta, \phi)$ を求める。 ϕ は M 型星の直下点からの経度を表し、Anti Stellar Point (ASP) を 180° とする。 C は惑星の熱容量を表し、海惑星と陸惑星について、地球の海または陸の値を用いる (Pollard 1983)。海の熱容量は、陸の 20 倍である。

Q はそれぞれの星からの入射フラックスを表し、連星と惑星の動きにあわせて時間変動する。また、各星からの放射に対するアルベドは、地表面アルベド (海 0.07/ 陸 0.2; Turbet et al. 2016) と湿潤または乾燥大気のレイリー散乱によるアルベドをたしあわ

せたものとする。海惑星では、昼面の水蒸気雲 (Yang et al. 2014) を再現するようアルベドを設定した。

I は惑星大気上層からの熱放射を表す。海惑星では水蒸気による強い温室効果を考慮し、 $I = A + BT$ を用いる。 A, B は二酸化炭素の分圧に応じて決定する係数である (Calderia & Kasting 1992)。陸惑星の放射は、乾燥大気の放射対流平衡を SOCRATES (Edwards & Slingo 1996; Edwards 1996) により計算し、地表面温度と熱放射を黒体放射の形 $I = \sigma' T^4$ の形で近似した。ここで、 σ' は二酸化炭素の分圧に応じて決定する係数である。

右辺第三項は、大気または海による熱輸送を表し、EBM では拡散の形を用いる。緯度方向の拡散係数 D_{lat} は地球の海または陸の値を用いる。潮汐固定惑星は、夜面の高緯度に全球的な大気循環から切り離された寒冷領域をもつ (e.g., Turbet et al. 2016; Kopparapu et al. 2017)。この傾向を再現するため、経度方向の拡散係数 D_{lon} については、高緯度を地球の D_{lon} 値の 0.02 倍、低緯度を地球の値の 1.1 倍に設定した。なお、海の拡散係数は陸の 2 倍の値をとるものとし、各拡散係数は大気圧に比例した値をとる。

2.3 How to estimate the HZ

会合周期 (=日射周期) 1 周期中の最高温度と最低温度を用いて、海惑星と陸惑星の HZ を定める。海惑星の内側境界は暴走温室境界で定め、最高温度が 300-310K をこえるところとする (Kopparapu et al. 2017)。外側境界は海の凍結境界 (最高温度 < 水の凍結温度) または大気崩壊の境界 (最低温度 < 大気の凝結温度) のうち、厳しい条件の方を採用する。

陸惑星の内側境界は暴走温室境界でさだめ、最高温度が 400-600K を上回るところとする。外側境界は水の局在凍結境界 (最低温度 < 水の凍結温度) または大気崩壊の境界 (最低温度 < 大気の凝結温度) のうち厳しい条件の方を採用する。

3 Results

3.1 Global maps of planetary surface temperature

軌道長半径 0.14 au における、地球大気 1bar 海惑星の温度 map のスナップショットを図 1 に示す。G

型星の直下点を黒い星で示す。海惑星の温度分布は、G 型星からの放射の変化に依存せず、時間変動しない。また、連星間距離の大小に関わらず昼面が存在し、最高温度は M 型星の直下点で実現される。

一方、陸惑星 (図 2) では、G 型星からの放射の時間変化にあわせて大きく温度分布が変化する。特に、G 型星からの放射が卓越する程に連星間距離が小さいときは、惑星が潮汐固定されていることによる昼面と夜面は現れなくなる。

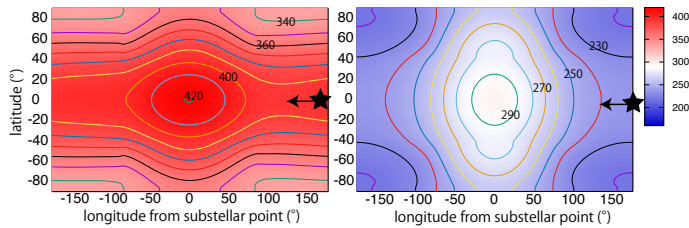


図 1: 海惑星の温度 map. 左に連星間距離 0.9AU、右に連星間距離 2.0AU のときの結果を示す。

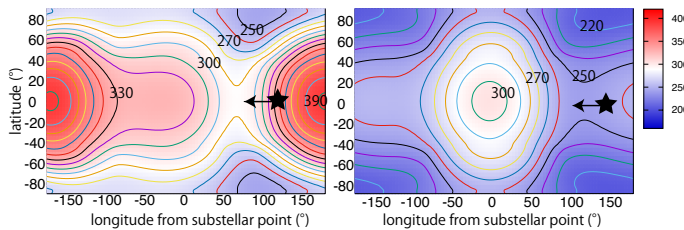


図 2: 陸惑星の温度 map. 左に連星間距離 0.8AU、右に連星間距離 2.0AU のときの結果を示す。

3.2 Temperature profiles

惑星の軌道長半径を 0.14AU に固定したときの、連星間距離と惑星の温度の関係を図 3 に示す。比較のため、単独 M 型星周りの温度も実線で示す。単独 M 型星まわりにおいて、陸惑星の夜面は海惑星の夜面よりも寒冷である。陸惑星は水蒸気の温室効果がなく全球的に寒冷であり、また、熱拡散係数が小さく熱輸送の効率が悪いためである。これより、夜面での大気崩壊や水の凍結がより起こりやすくなる。

連星系においては、陸惑星の方が一周中に大きな温度変化を経験する。とくに、その変化は ASP で最大になり、夜面の温度は G 型星の放射に強く影響を受ける。これは、陸惑星の熱容量が海惑星の 1/20 であり、熱輸送の効率も悪いので、受け取った日射量に対してローカルに温度分布が決定するためである。

また、海惑星・陸惑星いずれも連星間距離 4 au 付近まで G 型星放射の影響を受けて温度が上昇する。

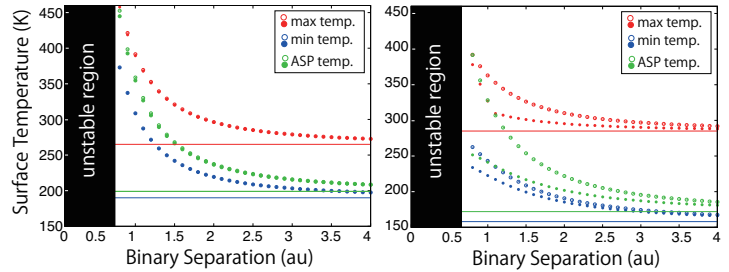


図 3: 連星間距離に対する惑星の最高温度 (赤)、最低温度 (青)、ASP の温度 (緑). 実線は単独 M 型星のときの各温度。左に海惑星、右に陸惑星の結果を示す。

3.3 Habitable Zone

地球大気 1bar 海惑星の温度分布を図 4 に示す。単独 M 型星・連星系の両方について、大気崩壊は潮汐固定領域内でおこらないため、海の凍結境界が HZ の外側境界となる。したがって、HZ の境界は惑星の最高温度により決定する。単独 M 型星まわりの潮汐固定惑星と同様に、連星系における海惑星の最高温度は M 型星昼面の直下点で実現する。これより、M 型星の放射が支配的に HZ を決定することとなる。このため、連星系の HZ (図 4 左) は単独 M 型星の HZ (図 4 右) を平行移動した形になる。

1bar 以下の CO₂ 大気をもつ海惑星では、単独 M 型星まわりにおいて、大気崩壊の境界が HZ の内側境界よりも中心星に近くなるため、HZ が存在しなくなる。連星系においては G 型星の放射が夜面の温度を温めることで、大気崩壊の境界が海の凍結境界より外側に拡張されるため、HZ が現れるようになる。

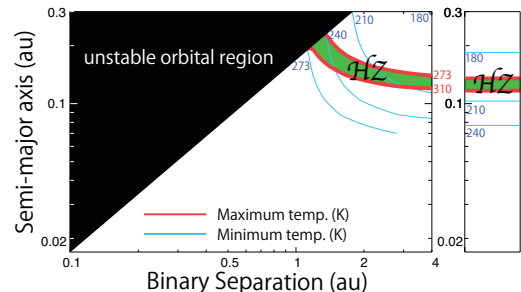


図 4: 地球大気 1bar をもつ海惑星の HZ. 左が連星系の場合、右が単独 M 型星の場合。

地球大気 1bar 陸惑星 (図 5) については、単独 M

型星まわりでは昼夜の激しい温度差の結果、水の凍結境界が 0.01AU 付近と非常に中心星に近くなり、HZ は存在しない。連星系においては、G 型星の放射で夜面の温度が大幅に上昇し、昼夜の温度差が緩和される。その結果、水の凍結を免れる領域が拡張し、連星間距離 1 au 以下のとき HZ が現れる。

CO₂ 大気 1bar を持つ場合、CO₂ の圧力増加に伴って大気の凝結温度があがるため、大気崩壊が潮汐固定領域内で起こるようになる。ただし、大気崩壊の境界は水の凍結境界より外側に位置するため HZ の決定には影響を及ぼさない。このため CO₂ 大気 1bar において、HZ は地球大気と同様の傾向を示した。

CO₂ 大気 0.1bar 以下では、熱輸送の効率が非常に悪くなるため、連星系においても昼夜の温度差を緩和できなくなり、HZ が存在しなくなる。一方で、CO₂ 大気約 3 bar 以上では熱輸送の効率があがること・温室効果がより強くなることから、単独 M 型星の場合も夜面の温度が上がり、HZ が存在するようになる。このため、G 型星放射は HZ の幅をわずかに拡張させるのみとなる。

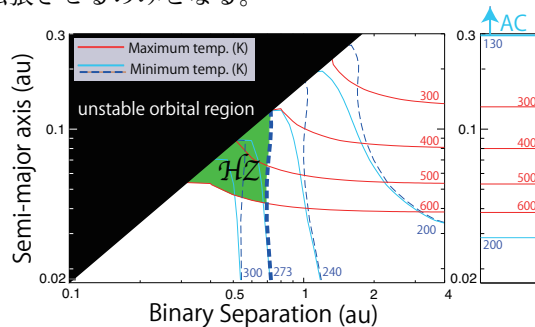


図 5: 地球大気 1bar をもつ陸惑星の HZ. 左が連星系の場合、右が単独 M 型星の場合。水色の実線は最低温度の最低値、青い点線は最低温度の最高値を表す。

4 Discussion & Conclusion

本研究では、連星系が潮汐固定惑星の水の凍結・大気崩壊に与える影響を調べた。連星が G 型星のとき、連星間距離約 4 au まで惑星の温度に影響を与える。連星系の放射をうけて夜面の温度が大きく上昇することで、1bar 以下の CO₂ 大気を持つ海惑星では大気崩壊の境界が中心星から遠ざかること、1bar の地球大気または 0.1-1bar の CO₂ 大気を有する陸惑星では、水の凍結境界が拡張することにより、連星系のときのみに HZ が現れることが明らかになった。

なお、EBM では大気の運動を解いていないため、連星系が大気循環や大気の鉛直構造にあたえる影響は考慮されていない。また、惑星の軌道長半径を変化させたが、自転周期に依存して大気循環の構造も変化するため、この効果も取り入れる必要がある。本研究では、単独星のときよりも複雑な連星系の気候をよりシンプルに理解するため、また、広範囲のパラメータについて効率よく計算を行うため、EBM を用いたが、より厳密に気候を調べるためには、大気循環や水循環を self-consistent に解く大気循環モデル (GCM) で計算を行う必要がある。GCM を用いたより詳細な計算は、Future work とする。

Acknowledgement

本研究の共同研究者である藤井友香氏と井田茂氏には多くのご指導をいただき、深く感謝いたします。

Reference

- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, *Icarus*, 101, 108
- Joshi, M. M., Haberle, R. M., & Reynolds, R. T. 1997, *Icarus*, 129, 450
- Raghavan, D., McAlister, H. A., Henry, T. J., et al. 2010, *ApJS*, 190, 1
- Abe, Y., Abe-Ouchi, A., Sleep, N. H., & Zahnle, K. J. 2011, *Astrobiology*, 11, 443
- Pichardo, B., Sparke, L. S., & Aguilar, L. A. 2005, *MNRAS*, 359, 521
- Eggleton, P. P. 1983, *ApJ*, 268, 368
- North, G. R. 1975, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32, 2033
- Pollard, D. 1983, *J. Geophys. Res.*, 88, 7705
- Turbet, M., Leconte, J., Selsis, F., et al. 2016, *A&A*, 596, A112
- Yang, J., Gwenaël, B., Fabrycky, D., & Abbot, D. 2014, *ApJ*, 787, L2
- Caldeira, K., & Kasting, J. F. 1992, *Nature*, 359, 226
- Edwards, J. M. 1996, *Journal of Atmospheric Sciences*, 53, 1921
- Edwards, J. M., & Slingo, A. 1996, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 122, 689
- Kopparapu, R. k., Wolf, E. T., Arney, G., et al. 2017, *ApJ*, 845, 5

a19

大気大循環モデルを用いた系外惑星の光度曲線解析による自転傾斜角推定

中川 雄太 (東京大学大学院 宇宙理論研究室)

Abstract

本研究は、将来の系外地球型惑星観測を想定し、惑星表層情報を読み取る方法について検討するものである。地球の設定から自転軸傾斜角などを変更した大気大循環モデル計算で得られる結果を「ありえる系外惑星」のデータと考え、これの模擬的な観測を行なう。

Kawahara (2016) は、惑星の光度曲線の周波数変調からその自転軸傾斜角と自転周期を推定する手法を提案し、地球のデータから雲の影響を取り除いた光度曲線を解析することでその有用性を示した。今回我々は雲の効果を考慮しても自転軸傾斜角を推定できるかどうかシミュレーションで調べた。地球のように雲が形成されて地表の大部分を覆う惑星では、雲はその高い反射率で光度曲線に強く影響する。自転軸傾斜角の異なる惑星における雲構造と大気構造を矛盾なく考慮する必要があるため、我々は大気大循環モデルを用いて雲量分布と時間変化を表現した。さらにこの雲データを用いて惑星の散乱光度曲線を別途構成し、時間-周波数解析を行った。

異なる自転軸傾斜角の惑星を観測した場合の解析結果を調べたところ、惑星の北半球を見る観測者からは自転軸傾斜角と自転周期をよく推定できたが、一方、南半球を見る観測者には推定が困難であった。これは南北の海陸分布の差が影響していると考えられる。

1 背景と先行研究

地球のように海陸の分布などによって表層の不均一性をもつ惑星を遠方から観測すると、自転と公転に伴って観測される散乱光が変動する。この時間変動を解析すれば地表面に関する情報や惑星の自転情報を読み取ることができる。観測で角度分解できない太陽系外惑星の場合、表層の情報を読み取る手段はこの散乱光の光度曲線解析に限られる。このような系外地球型惑星の散乱光観測は技術的に困難であるため、次世代ミッション (HabEx, LUVOIR) を待たなければならないが、将来得られる散乱光変動データを想定した表層情報読み取り手法についての研究は精力的に行われている (e.g., Ford et al. 2001, Cowan et al. 2009, Fujii et al. 2010, Fujii et al. 2011)。

Kawahara (2016) は、惑星の光度曲線の周波数変調からその自転軸傾斜角と自転周期を推定する手法を提案した。これは光度変動の日周期が自転周期から公転運動の分だけずれること、自転軸傾斜角や観測者の位置に応じて日周期が特徴的な年変化をすることに注目したものである。さらに Kawahara は雲なし地球の模擬観測データを解析することで、この

手法の有用性を示した。

しかしながら、雲が地表の大部分を覆う地球のような惑星では、雲はその高い反射率で光度曲線に強く影響する。さらに雲は生まれ、流れ、消えるので自転情報を乱しうる。今回我々は雲の効果を考慮しても Kawahara (2016) の手法によって自転傾斜角を推定できるかどうか、シミュレーションで調べた。

2 手法

本研究は

1. 大気大循環モデルを用いて「自転軸傾斜角のみ異なる地球」=「ありえる系外惑星」の雲量分布とその時間変化を計算、
2. 1 で得た雲データを用いて別途「ありえる系外惑星」の散乱光度曲線を計算、
3. 2 で得た光度曲線を Kawahara (2016) の手法で解析し自転情報を推定、

の 3 ステップで進める。

2.1 3次元大気構造計算

自転軸傾斜角の異なった地球では雲や大気の構造が大きく異なることが予想されており (e.g., Williams & Pollard 2003, Abe et al. 2005)、矛盾なく考慮するために3次元大気大循環モデルを用いて大気構造を計算する。本研究では公開コード DCPAM5 (Takahashi et al. 2016) を用いて、 0° から 180° までの自転軸傾斜角を与えて実験を行い、それぞれの雲量分布と時間変化を求めた。それ以外の惑星表層環境は地球と揃えた。計算解像度は最低限の構造 (ハドレー循環など) が再現されるよう、水平方向に 64×32 、鉛直方向に 26 とした。それぞれの状態においてまず 10 年以上の計算を行って準平衡状態に達させた後、模擬観測に必要な 3 時間ごとの平均雲量分布を計算した。

2.2 模擬観測

系外の観測では惑星スケールの角度分解能が失われるため、模擬観測では惑星散乱光の面積分量を計算する必要がある。

惑星散乱光の面積分フラックスは

$$F_p(\lambda) = \frac{1}{d^2} \int_S I(\phi, \theta; \lambda) \cos \theta_0(\phi, \theta) dS \quad (1)$$

と書くことができる (d : 惑星系までの距離, I : インテンシティ, (ϕ, θ) : 惑星表面上の座標, dS : 惑星表面の素片, θ_0 : 惑星表面の法線ベクトルと観測者方向のなす角)。雲の時間変化や自転公転による見かけの変化のため、 $F_p(\lambda)$ は時間の関数である。

惑星表面上各ピクセルにおける観測者方向のインテンシティ $I(\phi, \theta; \lambda)$ を惑星大気輻射輸送モデルを用いて計算する。本研究では、地球大気輻射輸送の公開コード libRadtran (Mayer et al. 2005) を用いて、2.1 の雲量分布と時間変化を入力し雲の影響を考慮した惑星散乱光フラックス/光度曲線を作成した。矛盾のないような他の大気パラメータ (気温、気圧、水蒸気混合比など) にも 2.1 の結果を用いた。

大気計算における 1 グリッドの水平方向スケール ($\sim 1000\text{km}$) に比べ大気鉛直方向スケール ($\sim 30\text{km}$) が十分薄いことから、大気計算の各ピクセルにおいて平行平板近似を用いて 1 次元輻射輸送計算を行った。

今回は単純な例として、公転面から北へ垂直に (軌道傾斜角 $i = 0^\circ$)、10 pc 離れた位置に観測者を仮定した。光学系に入ってきた光子の 100% を用いることができるとし、観測ノイズは光子エラー ($\sigma \sim \sqrt{N}$) のみとした。そのため以下では S/N のパラメータとして望遠鏡の口径を用いる。模擬観測バンドは MODIS (Salomonson et al. 1989) のうち可視 $\sim 0.45\mu\text{m}$ 、近赤外 $\sim 0.85\mu\text{m}$ の 2 バンドを用いた。これらのデータを差し引くことで、“白い” 雲の影響は打ち消され、“赤い” 陸の情報が見やすくなると考えられる。

2.3 光度曲線解析

光度曲線解析には Kawahara (2016) の公開コード juwvid (<https://github.com/HajimeKawahara/juwvid/>) を使い、光度変動シグナル $z(t)$ の pseudo-Wigner distribution:

$$g(f, t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) z(t + \tau/2) z^*(t - \tau/2) e^{-2\pi i f \tau} d\tau \quad (2)$$

を求めた。これは各時刻 t における特徴的な周波数を表すような時間-周波数領域での強度関数である。ただし $h(\tau)$ は窓関数で、窓の幅を表すパラメータ ω を用いて

$$h(\tau) = \begin{cases} 0.54 + 0.46 \cos(2\pi\tau/\omega) & \text{for } |\tau| \leq \omega/2 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (3)$$

の関数形を使った。シグナル $z(t)$ には、反射率の差にあたる量

$$R_{0.45-0.85}(t) = \frac{F_p(0.45\mu\text{m})}{F_*(0.45\mu\text{m})} - \frac{F_p(0.85\mu\text{m})}{F_*(0.85\mu\text{m})} \quad (4)$$

を規格化したものを使った。ここで $F_*(\lambda)$ は同じバンドにおける主星のフラックスである。

3 結果

3.1 光度曲線解析

図 1 にそれぞれの自転軸傾斜角 (ζ で表した) における周波数解析の結果を示す。望遠鏡口径は 20 m を

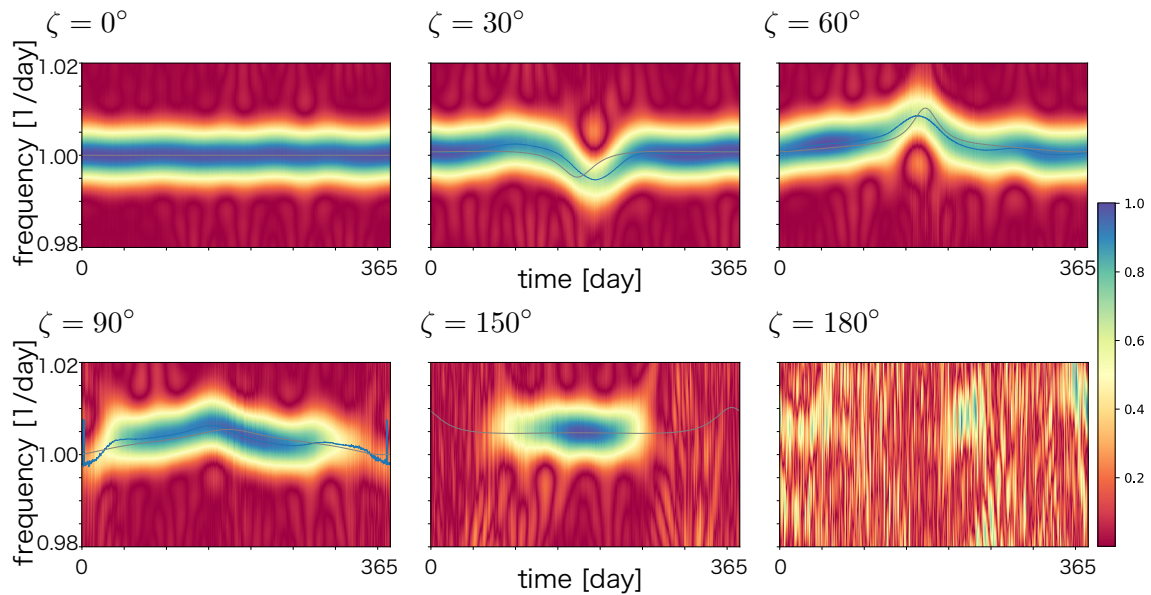


図 1: 異なる自転軸傾斜角を持つ惑星を観測した場合の解析結果。時刻の原点は 1/1 0:00 GMT を表す。図中の灰色の線は Kawahara (2016) から予想される光度変動日周波数の年変化、青色の線は解析から抜き出した日周波数の年変化を示している。

仮定した。自転軸傾斜角が 90° までは強く周波数が読み取れ、予測される周波数の変調パターン (図中灰色の線) ともよく一致していることが分かるが、 150° 以上では年間を通じた周波数パターンを読み取ることができなかった。気候力学の観点より、南北逆転した惑星 ($\zeta \rightarrow 180^\circ - \zeta$) での大気構造も同様であることが示唆されているため、周波数読み取りで見られる南北の非対称性は地形によるものであることが考えられる。

3.2 惑星の見かけ

南北非対称性の地形起源を確認するため、ある瞬間での惑星の見かけを示す (図 2)。自転軸傾斜角 30° の雲あり模擬観測の様子を見ると、雲の間から赤い陸 (ここではアフリカ大陸のサハラ付近) が見えていることが分かる。このような領域は気候力学的に雲が形成されにくく¹、雲に影響されない自転情報のト

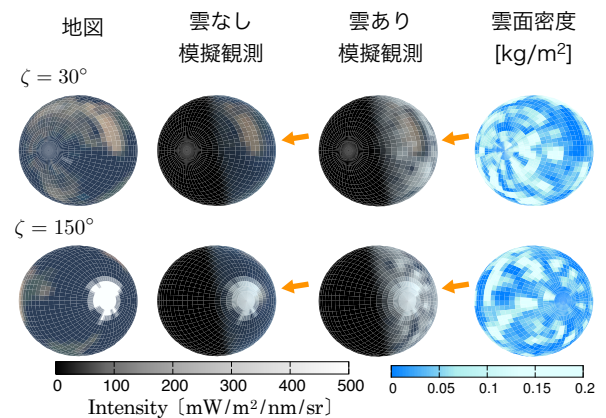


図 2: 惑星の見かけ。矢印は主星が照らす向きを示しており、季節変化によって主星は紙面上を円運動する。

レーサーとなる。北半球はこのような大陸が多いため、年を通して自転による光度変動が観測されたと考えられる。一方、自転軸傾斜角 150° では海の多い南半球を観測するため、陸のトレーサーも少なくな

¹大域的には海からの水蒸気が凝結して雲を形成するが、大陸内部までは輸送されずに降水する。また亜熱帯高圧帯がサハラの雲形成を抑制していることも挙げられる。

つ雲の影響を大きく受け自転情報が得られなかったと考えられる²。

4 まとめ

本研究では大気大循環モデルを用い、現実的な雲の影響の下で、Kawahara (2016) の系外惑星自転軸傾斜角推定法の有用性を調べた。雲は海陸を覆うように形成されかつ時間変化するため、推定に悪影響を及ぼしうる。地球の海陸分布を仮定した場合、北半球を見る観測者からは自転軸傾斜角と自転周期をよく推定できたが、一方、南半球を見る観測者には推定が困難であった。これは南北の海陸分布非対称性が影響していると考えられる。今回得られた結果は、雲がある場合での Kawahara (2016) の有用性を一部支持すると同時に、その適用条件・限界を改めて示唆する。

Acknowledgement

普段より厳しい議論や温かいご指導をくださった東京大学理学系研究科の須藤靖氏、河原創氏、大気海洋研の小玉貴則氏、北海道大学理学研究科の石渡正樹氏に厚く感謝を申し上げます。また、大気大循環モデル DCPAM について様々にご教授くださった石渡氏、高橋芳幸氏をはじめとする DCPAM 開発プロジェクトの皆様に感謝いたします。本研究は国立天文台シミュレーションプロジェクトによる計算資源のご支援を頂きました、この場を借りて感謝申し上げます。

Reference

Kawahara, H. 2016, ApJ, 822, 112

Ford, E. B., Seager, S., & Turner, E. L. 2001, Nature, 412, 885

Cowan, N. B., Agol, E., Meadows, V. S., et al. 2009, ApJ, 700, 915

Fujii, Y., Kawahara, H., Suto, Y., et al. 2010, ApJ, 715, 866

Fujii, Y., Kawahara, H., Suto, Y., et al. 2011, ApJ, 738, 184

Williams, D. M., & Pollard, D. 2003, International Journal of Astrobiology, 2, 1

Abe, Y., Numaguchi, A., Komatsu, G., & Kobayashi, Y. 2005, Icarus, 178, 27

Takahashi, Y. O., H. Kashimura, S. Takehiro, M. Ishiwatari, S. Noda, M. Odaka, T. Hori-nouchi, & Y.-Y. Hayashi 2016, <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>, GFD Dennou Club

Mayer, B., C. Emde, J. Gasteiger, R. Buras, & A. Kylling 2005, <http://www.libradtran.org/>, libRadtran developers team

Salomonson, V. V., Barnes, W. L., Maymon, P. W., Montgomery, H. E., & Ostrow, H. 1989, IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 27, 145

²南半球にも南極大陸が存在するが、氷に覆われ白いため解析段階で雲と合わせて差し引かれたこと、またこの手法が極域の非一様性に対する感度が弱いことによりトレーサーとならなかったと考えられる。一方、南半球低緯度に存在するオーストラリア大陸などは、これらが見える季節に限りトレーサーとして働いていることが分かった

b1

$C^{18}O$ ($J = 1 - 0$) 輝線によるオリオン座 A 分子雲の高密度コア探査

竹村 英晃 (総合研究大学院大学 / 国立天文台)

Abstract

星は分子雲の中にある高密度コアで誕生する。したがって、分子雲内での高密度コアの分布や構造、物理状態を明らかにすることは星形成過程を解明する上で非常に重要である。典型的な分子雲の大きさは数十 pc、質量は $10^5 M_{\odot}$ 程度、密度 10^2 cm^{-3} 程度である。それに比べて、高密度コアは大きさが 0.1 pc 程度、質量が $10 M_{\odot}$ 、密度 10^4 cm^{-3} 程度と非常にコンパクトである。このような構造を十分な分解能で検出するには、高角分解能の分子輝線データが必要である。

最近我々は、野辺山 45m 鏡を用いて、最も近傍 (414 pc) にある巨大分子雲であるオリオン A 分子雲の広域マッピング観測を行い、 ^{12}CO ($J = 1 - 0$)、 ^{13}CO ($J = 1 - 0$)、 $C^{18}\text{O}$ ($J = 1 - 0$) の広域高分解能マップ ($\sim 21''$ 分解能 $\simeq 0.04 \text{ pc}$) を作成した。本研究では、高密度ガス ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) をよくトレースする $C^{18}\text{O}$ ($J = 1 - 0$) 輝線データを用いて、オリオン A 分子雲の高密度コア探査を行った。そして、階層構造解析ツールである Dendrogram を用いて、371 個の高密度コアを同定した。その同定した高密度コアの平均サイズ、平均線幅はそれぞれ 0.09 pc、0.40 km/s であった。さらに、局所的熱平衡 (local thermodynamic equilibrium、LTE) を仮定して各コアの質量を求め、各コアの力学状態を明らかにするためにポリアル解析を行った。今後は Dendrogram におけるコアの同定手法の改善を行い、コアの力学状態を外圧の効果も取り入れて調べていく予定である。

1 Introduction

星は、分子雲の中でも特に密度が高い領域であるコアで形成される。この星形成の過程を明らかにするためには、分子雲内でのコアの分布や構造、物理状態を明らかにすることが非常に重要である。しかし、高密度コアは分子雲に比べて非常に小さいことに加え、典型的な温度が 10 K 程度と低いため、その詳しい性質を調べるためには、高角分解能の分子輝線データが必要である。

本研究の目的は、オリオン座 A 分子雲内での高密度コアを同定し、力学状態を明らかにすることである。そのためには、高密度コアの質量を正確に求める必要がある。このとき、CO と水素ガスの存在比を一定として計算をされることが多かった。しかし、本研究では分子雲内で物理量の違いがあることを考慮して質量を求めた。

2 Methods

2.1 Observation

野辺山 45m 電波望遠鏡を用いて、 $C^{18}\text{O}$ ($J = 1 - 0$) の広域高分解能マップ ($\sim 21''$ 分解能 $\simeq 0.04 \text{ pc}$) を作成した。観測諸元を表 1 に示す。

表 1: 観測諸元

望遠鏡	野辺山	45m
分子輝線	$C^{18}\text{O}$	($J = 1 - 0$)
観測周波数	109.782182	GHz
ビームサイズ	21.7	arcsec
速度分解能	0.1	km/s
rms ノイズレベル	0.43	K

2.2 Dendrogram

Dendrogram は図 1 のように階層構造を切り分けることができるツールである。構造の切り分けには、min value, min delta, min npix の計 3 つのパラメータを与える必要がある。本研究では、観測より得られたデータから作成した SN マップにおいて、Dendrogram を用いて高密度コアの同定を行った。構造は trunk, brunce, leaf に切り分けられ、leaf として同定されたものを高密度コアとして解析を行った。3 つのパラメータは min value=4, min delta=4, min npix=40 とした。

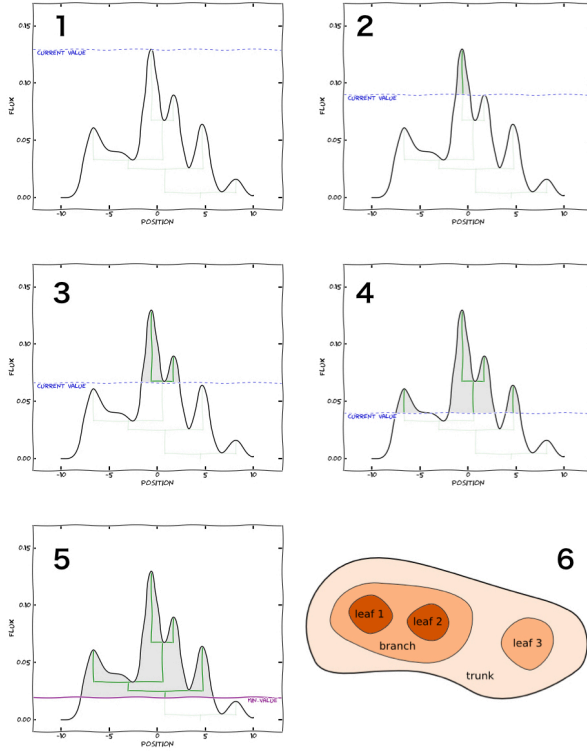


図 1: Dendrogram によるコア同定の模式図と同定された構造。1. はじめに Flux が一番高いところを leaf とする。このとき、leaf として同定されるためには最低でも 3 次元キューブデータ上で min npix 以上のピクセル数を含んでいる必要がある。2. そこから min delta の幅を刻みながら線を下げて次の構造を探していく。3. 構造が別れるところに差し掛かったとき同定した leaf もまとめて brunch とする。4. この作業を繰り返していく。5. そして線が min value に達したときコアの同定は終わり、大きな構造を trunk とする。6. 以上より、階層構造を切り分けることができる。なおこの図は 1 から 5 までのものとは異なる。(画像は Dendrogram のホームページより掲載)

3 Results

また、 $C^{18}O$ の積分強度図上に同定したコアをプロットした図を図 2 に示す。

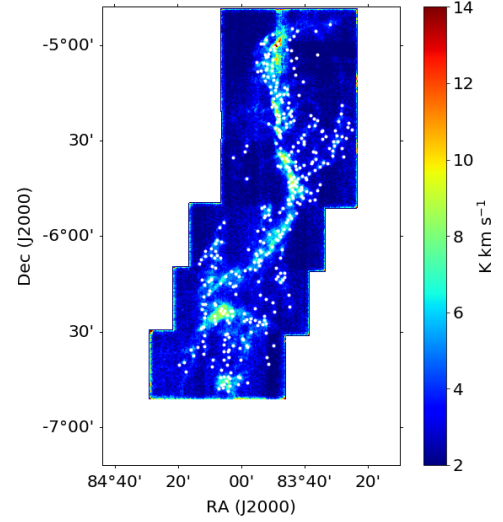


図 2: 同定したコアを $C^{18}O$ の積分強度図上にプロットした図。合計 371 個のコアが同定され、白い丸で示してある。そして、それらのコアがフィラメント状の構造に沿って分布していることがわかった。

4 Discussion

4.1 コアの質量を求める式

本研究では、LTE および $C^{18}O$ が光学的に薄いことを仮定して質量を求めた。その式は次の通りである。

$$M_{\text{LTE}} = 3.4 \times 10^{-10} \left(\frac{D}{414 \text{ pc}} \right) \left(\frac{\Delta\theta}{7.5''} \right) \times \left(\frac{\eta}{0.437} \right)^{-1} \sum_i X_{C^{18}O,i} \times T_{ex,i} \exp(5.27/T_{ex,i}) \left(\frac{T_{A,i}^* \Delta v_i}{\text{K km s}^{-1}} \right) M_{\odot} \quad (1)$$

ここで、 D は天体までの距離、 $X_{C^{18}O}$ は $C^{18}O$ と H_2 のアバundance比、 T_{ex} は励起温度、 η は観測効率、 $\sum_i T_{A,i}^* \Delta v_i$ はコアの積分強度をそれぞれ表す。

また、LTE を仮定して求めた質量なので M_{LTE} と呼ばれる。

そして質量は次のような手順で求めた。1. CO から求めた励起温度のマップと C^{18}O の積分強度図より、 C^{18}O の柱密度のマップを作成した。2. そのマップと herchel の H_2 の柱密度のマップから C^{18}O アバundance比のマップを作成した。3. Dendrogram の出力結果からコアの位置を求めた。4. 作成したマップと同定されたコアの位置を対応させ、式 (1) を用いて質量を計算した。

4.2 コアの物理量

各コアの軸比、サイズ、線幅、質量のヒストグラムを図 3 に示す。

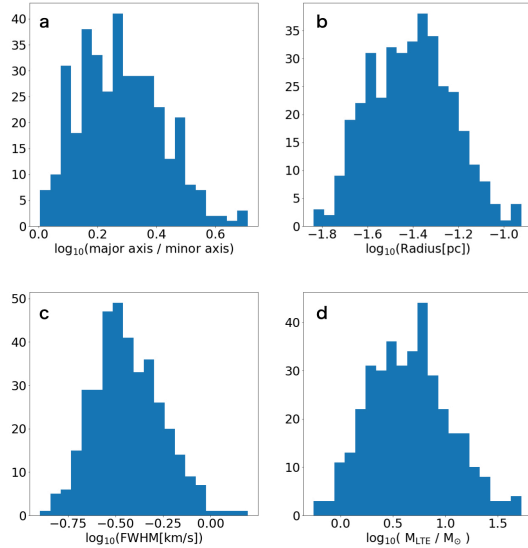


図 3: a. コアの軸比のヒストグラム。コアは Dendrogram において 2 次元上で完全な円ではなく楕円として同定される。軸比は 2 次のモーメントの半値幅 (half width at half maximum, HWHM) として求めた楕円の長軸 (major axis) と短軸 (minor axis) の比である。b. コアのサイズのヒストグラム。サイズはコアとして同定された楕円と同じ面積を持つ円の半径である。c. コアの線幅のヒストグラム。ここで、線幅は半値全幅 (full width at half maximum, FWHM) である。d. コアの LTE 質量のヒストグラム。太陽質量程度、もしくはそれよりも軽いコアが多く同定されていることがわかる。

また、各コアを質量によって色分けし、 C^{18}O の積分強度図上にプロットした図を図 4 に示す。

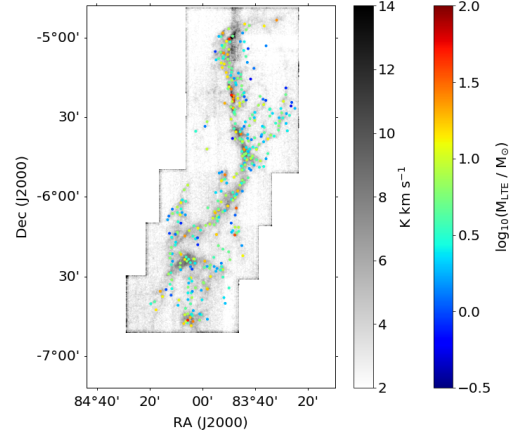


図 4: 各コアを質量によって色分けし、 C^{18}O の積分強度図上にプロットした図。積分強度図をグレースケールで表しており、左側のカラーバーに対応している。各コアを質量に応じて色分けをしており、右側のカラーバーに対応している。積分強度図へのプロットはコアの位置を表している。これより、質量の大きいコアは南北に伸びるフィラメント状の構造に沿って分布をしている傾向があることが読み取れる。

4.3 ビリアル解析

ビリアル比はビリアル質量 M_{vir} とコアの質量の比、つまり $\alpha_{\text{vir}} = M_{\text{vir}} / M_{\text{LTE}}$ として求めることができる。コア表面での圧力が小さいとき、ビリアル質量は

$$M_{\text{vir}} = \frac{3k_{\text{B}}TR}{aG\mu m_{\text{H}}} = \frac{3R(\Delta v)^2}{8(\ln 2)aG} \quad (2)$$

というように、温度 T と半径 R で求めることができる。ここで、 Δv は半値幅で、温度 T とは $(\Delta v)^2 = 8(\ln 2)k_{\text{B}}T / (\mu m_{\text{H}})$ の関係がある。なお、密度一様球を仮定する場合、 $a = 3/5$ であり、計算ではこの値を用いた。平衡状態の高密度コアの質量が、式 (2) で求めたビリアル質量よりも小さい場合には、コアは重力だけで閉じ込められているのではなく、外圧が無視できないほど大きいということになる。各コアのビリアル比を図 6 に示す。

また、各コアをビリアル比によって色分けし、 C^{18}O の積分強度図上にプロットした図を図 6 に示す。

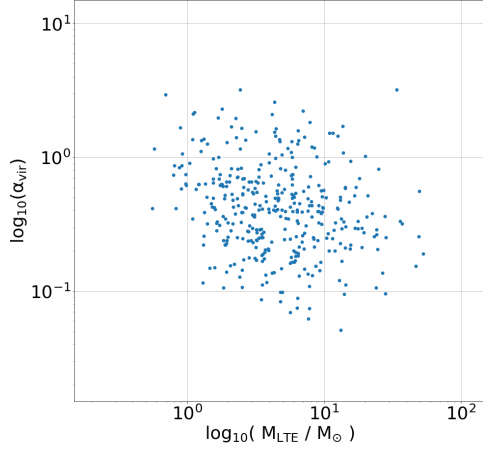


図 5: コアのビリアル比。ここで、leaf として同定された構造をすべてコアとしているため、leaf と同じ面積を持つ円の半径をコアの半径 R としてビリアル質量を計算した。この結果、ビリアル質量よりも大きい質量を持つコアが存在すること、つまり重力だけではなく外圧によって支えられているコアがあることが示唆された。

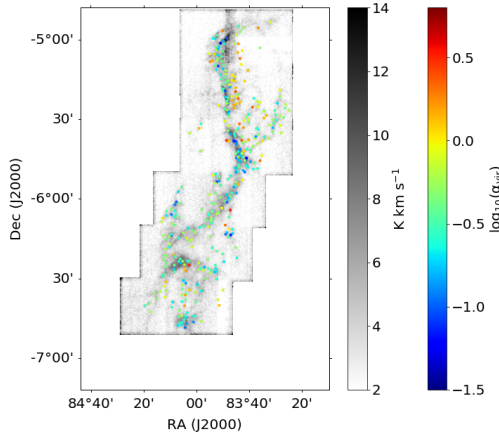


図 6: 各コアをビリアル比によって色分けして、 $C^{18}O$ の積分強度図上にプロットした図。積分強度図をグレースケールで表しており、左側のカラーバーに対応している。各コアをビリアルに応じて色分けをしており、右側のカラーバーに対応している。積分強度図へのプロットはコアの位置を表している。これより、ビリアル質量よりも大きい質量を持つコアは北側の領域に多い傾向があると読み取れる。

5 Conclusion

階層解析ツールの Dendrogram を用いて 371 個のコアを同定した。そして、そのコアの物理量として、

速度、サイズ、軸比、質量を求めた。質量を計算する際、不定性を取り除くために、励起温と、 $C^{18}O$ のアバundance比は固定した値を使わず、作成したマップをコアの位置を対応させることにより、コアごとに物理量が異なることを考慮した。さらに、ビリアル解析を行い、コアの力学状態を調べた。その結果、ビリアル質量よりも大きい質量を持つコアの存在が示唆されたため、力学状態を明らかにするためには外圧など、重力以外の力も考慮する必要があることがわかった。

今後は、まず Dendrogram に与える 3 つのパラメータの最適化を行う。さらに、コアのサイズやチャンネル数によって同定したコアを振るいにかけることによってコア同定の精度を上げる。その上で、解析では本研究で用いたデータよりも分解能の良い CARMA のデータを用いてコアの詳細な性質を調べる。また、ビリアル解析に外圧の効果も取り入れることも行う予定である。

6 Reference

- Ikeda, N., & Kitamura, Y. 2009, The Astrophysical Journal, 705
 Maruta, H., Nakamura, F., Nishi, R., Ikeda, N., & Kitamura, Y. 2010, The Astrophysical Journal, 714:680–698
 Nakamura, F., Kameda, Y., Kamazaki, T., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 726:46
 Friesen, R. K., Bourke, T. L., Francesco, J. Di., Gutermuth, R., & Myers P. C., 2016, The Astronomical Journal, 833:204

Acknowledgement

本研究は中村文隆氏、Patricio Sanhueza 氏、石井峻氏 (国立天文台)、Hector Arce 氏、Shuo Kong 氏 (Yale)、John Carpenter 氏 (JAO) ほか星形成レガシープロジェクトでの共同研究です。また、中村文隆氏、石井俊氏から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、国立天文台理論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。

b2

銀河面における前主系列星の広域探査

木内 穂貴 (埼玉大学大学院 教育学研究科)

Abstract

星は銀河面の円盤部の近くにある密度の高い分子雲で主に形成され则认为られている。一方、分子雲の付随しない、またはガス・ダスト密度が低い領域において、若い前主系列星 (PMS) の探査は不十分であり、低密度領域での星形成について理解が進んでいない。そこで我々は銀河面付近及び高銀緯の低密度分子雲領域において、 $H\alpha$ 輝線、赤外超過などの特徴を示す PMS の無バイアスな探査を行い、どのように星形成が起きているのか、また分子雲密度等の異なる環境における星形成の相違は何かについて探っている。

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に、野辺山 45m 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) の観測領域について PMS の探査観測を行った。まず可視 $r', i', H\alpha$ 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、IPHAS の二色図と 2MASS, WISE の二色図から、 $H\alpha$ 輝線かつ赤外超過を持つと期待される PMS 候補天体を選別した。次にこれらの PMS 候補天体に対し、 $H\alpha$ 輝線等価幅測定とスペクトル型等の決定を目的として、兵庫県立大学なゆた 2.0m 望遠鏡を用いた可視分光観測を行った。結果、24 天体で $H\alpha$ 輝線が検出された。 $H\alpha$ 輝線を示す PMS に対して $H\alpha$ 等価幅とスペクトル型を求めるとともに、これら PMS と、FUGIN により新たに同定された分子雲との空間分布や距離の比較を行い、異なる分子雲密度等における星形成について考察した。

1 Introduction

1.1 星の進化段階

星は、分子雲の密度が高い部分が重力収縮して形成される分子雲コアから誕生し、その後、中心星の周り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、質量が重い星は Herbig Ae/Be 型星、軽い星は T タウリ型星 (TTS) という前主系列星 (PMS) 段階を迎え、その後星周円盤が散逸し、水素の核融合反応が起きて太陽のような主系列星となる。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。

集団的に形成されていることが明らかにされた (eg., Oasa et al. 2006)。一方、分子雲密度の比較的小さい高銀緯分子雲 (MBM01,02,03,53,54,55) の分光観測探査において 35 天体の TTS が同定され、高銀緯分子雲で初めて若い褐色矮星が発見された (平塚 修士論文 2017)。また、おうし座分子雲では様々な年齢の若い低質量星や褐色矮星が分子雲内のある程度広い領域で孤立的に存在していると報告されている (eg., Luhman et al. 2010)。このように、分子雲のガス密度が小さい高銀緯分子雲や、銀河面に近いが分子雲密度の小さい場所においても星形成が起きていると考えられているが、観測例が少なく、個々の高密度分子雲ほど星形成の理解が進んでいない。

1.2 分子雲密度と星形成

一般的に、星形成は分子雲のガス・ダスト密度の大きい領域で活発に起きていることがわかっている。例えば、はくちょう座分子雲の S106 では若い低質量星や褐色矮星が分子雲のガスの数密度の高い場所で

2 Methods

PMS は赤外超過、 $H\alpha$ 輝線などの特徴を示す。これらを踏まえ、始めに全天近・中間赤外探査観測 (2MASS, WISE) のアーカイブデータの二色図より赤外超過の有無について調べた。その後、銀河面測

光探査観測 (IPHAS) のデータの二色図より $H\alpha$ 輝線強度の推定を行い、PMS 候補天体の選別を行った。そして選別した PMS 候補天体について兵庫県立大学西はりま天文台 2.0m なゆた望遠鏡/MALLS を用いた可視光低分散分光観測を実施し、 $H\alpha$ 輝線等価幅の測定とスペクトル型の決定を行い、PMS を同定した。同定した PMS に関して、FUGIN より新たに同定された低密度分子雲との空間分布や距離の関係を調べ、異なる分子雲密度等における星形成について議論した。以下に、選別に関して用いた 2 種類の方法を示す。

<方法 A>

1. 2MASS の JHK 二色図より赤外超過天体を選別
2. IPHAS の $r'i'H\alpha$ 二色図より $H\alpha$ 輝線候補天体を選別
3. 分光観測 (※ 3 Observations に記載)

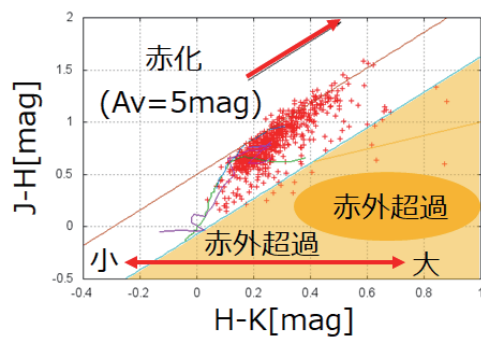


図 1: 銀経:210~215°、銀緯:0~+1° における 2MASS の JHK 二色図

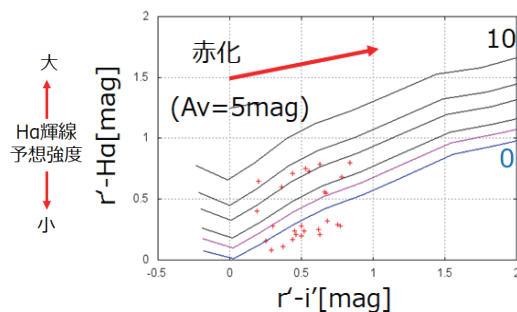


図 2: 銀経:210~215°、銀緯:0~+1° における IPHAS の $r'i'H\alpha$ 二色図

<方法 B>

1. 2MASS, WISE を用いた JHK[3.4], K[3.4][4.6] 二色図による赤外超過の有無と、IPHAS の $r'i'H\alpha$ 二色図から予想される $H\alpha$ 輝線等価幅 (EW) を組み合わせ、以下の条件に分類して選別
- (1) JHK[3.4], K[3.4][4.6] 赤外超過 & $H\alpha EW 0\text{\AA}$ 以上
- (2) JHK[3.4] 赤外超過 & 晩期型星で $H\alpha EW 0\text{\AA}$ 以上
- (3) JHK[3.4] 赤外超過 & 早期型星で $H\alpha EW 10\text{\AA}$ 以上
- (4) K[3.4][3.4] 赤外超過 & 晩期型星で $H\alpha EW 0\text{\AA}$ 以上
- (5) K[3.4][3.4] 赤外超過 & 早期型星で $H\alpha EW 10\text{\AA}$ 以上
- (6) 赤外超過無し & $H\alpha EW 30\text{\AA}$ 以上
- (7) (6) & WISE 同定天体なし
2. 分光観測 (※ 2018/07/16~20 になゆた 2.0m を用いて実施)

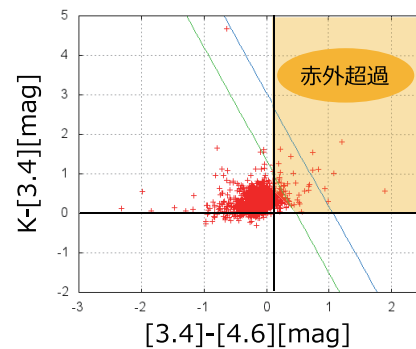


図 3: 銀経:45~50°、銀緯:0~+1° における IPHAS の $r'i'H\alpha$ 二色図

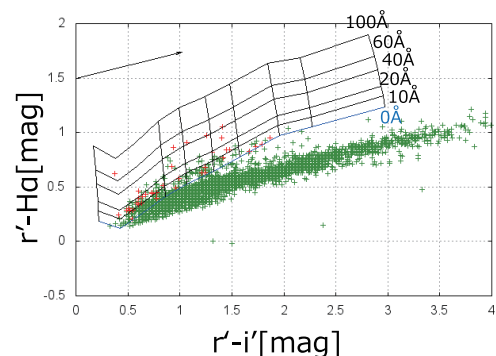


図 4: 銀経:45~50°、銀緯:0~+1° における IPHAS の $r'i'H\alpha$ 二色図

3 Observations

方法 A により選別した $H\alpha$ 輝線の期待できる 73 天体のうち 34 天体に関して、兵庫県立大学西はりま天文台 2.0m なゆた望遠鏡 / MALLS を用いた可視分光観測を実施した。

<観測概要>

日時	2017/1/2、2/28、9/28、12/7,8,30
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	4000~9000Å
波長分解能	R~700
スリット幅	0.8", 1.2"
積分時間	1 天体あたり 240~2400s

4 Results

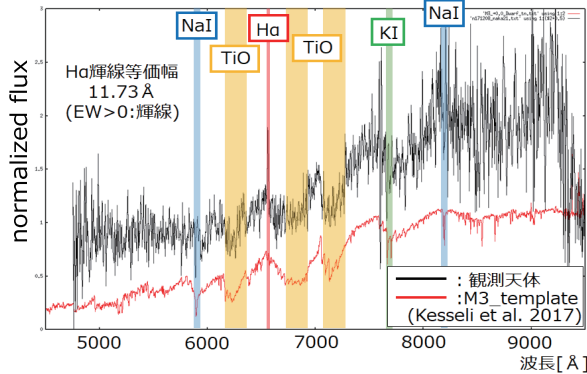


図 5: 観測で得られたスペクトルの一例

観測データの解析には IRAF を使用した。ダーク・フラット処理などの一次処理、波長較正による一次元化を施した後、 $H\alpha$ 輝線等価幅の測定を行った。また、観測天体の輝線・吸収線の位置とスペクトルの傾きをスペクトルテンプレート (Kessel et al. 2017) と比較し、スペクトル型の決定を行った。観測を行った 34 天体のうち、24 天体で $H\alpha$ 輝線が検出された。そのうち、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 天体であった。

加えて、観測から得られた $H\alpha$ 輝線等価幅と $r'-H\alpha$ の関係を求めた。結果、 $r'i'H\alpha$ 二色図を用いた $H\alpha$ 輝線候補天体の選別が有効であると考えられる。

5 Discussion

IPHAS と FUGIN の共通領域である、銀経: $198^\circ < l < 216^\circ$ 、銀緯: $-1^\circ < b < +1^\circ$ について、以下で議論を行う。この領域中の $H\alpha$ 輝線天体は 12 天体であった。

5.1 PMS の SED

$H\alpha$ 輝線天体 (12 天体) に対して、多波長測光値から SED を求めた。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。得られた SED から紫外・赤外超過の有無を調べた。加えて、導出した有効温度と、分光観測から得られたスペクトル型より求めた有効温度との比較を行い、スペクトル型の検証をした。結果、赤外超過のある天体が 11 天体、紫外超過のある天体が 1 天体であった。これらから、星周円盤をもつ PMS 天体であると考えられる。また、比較した有効温度に関して、誤差の範囲内で一致した。

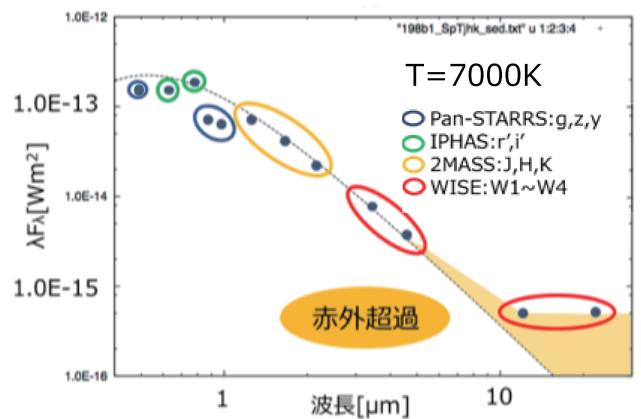


図 6: 求めた SED の一例

5.2 PMS の $H\alpha$ 輝線強度と色指数の相関

PMS に対して $H\alpha$ 輝線等価幅と、赤外超過の指標となる色指数 ($H-K$, $[3.4]-[4.6]$, $[4.6]-[12]$) の相関を調べた。結果、全ての色指数において $H\alpha$ 輝線等価幅と正の相関が見られた。このことから、 $H\alpha$ 輝線等価幅の値が大きくなるにつれて赤外超過が大きいということが考えられる。本研究の PMS 候補天体の選別において、赤外超過を条件にすることは妥当であろう。

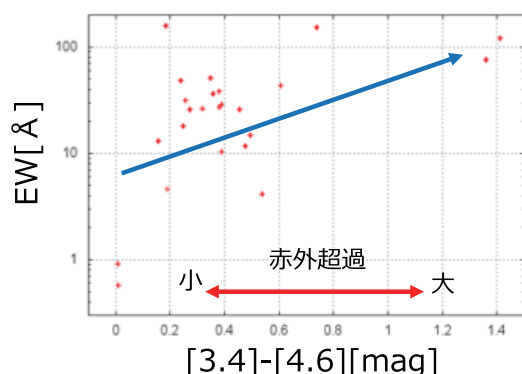


図 7: $H\alpha$ 輝線等価幅 (EW) と色指数 ($[3.4]-[4.6]$) の相関

5.3 PMS の空間分布と距離

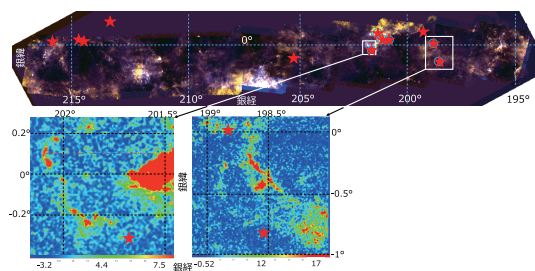


図 8: Herschel の三色合成図 (150,360,500 μ m)[上] と FUGIN の各分子雲の 12CO 積分強度図の例 [下]。同定した PMS の位置を星印で示す。

$H\alpha$ 輝線天体について、FUGIN で新たに同定された低密度分子雲と空間分布や距離が一致するかを調べた。距離については Gaia 位置天文衛星観測より得られている年周視差から導出した。結果、12 天体

のうち分子雲と空間分布が一致した天体が 6 天体であった。一方、距離に関しては、一致するものがなかった。このことから、前主系列星がガスの低密度環境に孤立して存在していること、または、分子雲中で形成後に何か力学的な力が作用し、移動したということが示唆される。しかし、輝線天体の中には前主系列星以外の天体も考えられるので、今後各天体をさらに詳しく検討する必要がある。

6 Summary

銀河面における PMS の分布、分子雲のガス・ダスト密度の違いにおける星形成の違いを明らかにするため、IPHAS, 2MASS, WISE のアーカイブデータを用いて赤外超過、 $H\alpha$ 輝線強度の観点から PMS 候補天体を選別した。この候補天体に対して兵庫県立大学西はりま天文台 2.0m なめた望遠鏡/MALLS を用いた可視分光観測を実施した。観測の結果、24 天体で $H\alpha$ 輝線が検出された (A 型:6, F 型:3, G 型:2, K 型:9, M 型:4 天体)。そのうちの 12 天体について SED による紫外・赤外超過の有無、FUGIN によって新たに同定された低密度分子雲との空間分布や距離を調べた。その結果、SED において紫外超過が 1 天体、赤外超過が 11 天体に見られた。また、分子雲に付随する天体は見られなかった。今後、より良い PMS 候補天体別方法の検証や、サンプル数を増やすためにさらなる分光観測を行って行きたい。

Reference

- Barentsen G. et al., 2011, MNRAS, 415, 103
- Drew J. E. et al., 2005, MNRAS, 362, 753
- Kesseli, A. Y., West, A. A., Veyette, M., et al. 2017, ApJS, 230, 16
- Luhman, K. L., Allen, P. R., Espaillat, C., Hartmann, L., & Calvet, N. 2010, ApJS, 186, 111
- Oasa, Y., Tamura, M., Nakajima, Y., et al. 2006, AJ, 131, 1608
- 平塚 2017 修士論文 (埼玉大学)

b3

雲から探るスーパーアースの大気組成と形成過程

大野 和正 (東京工業大学 理学院 地球惑星科学系)

Abstract

近年のハッブル宇宙望遠鏡による大気透過光の分光観測から、スーパーアースの大気中には雲が普遍的に存在することが示唆されている。これらの惑星の大気は高層雲に覆われていることが示唆されており、分光観測から大気組成を直接決定することが非常に困難である。そのため、観測結果を正しく解釈するためには系外惑星における雲の形成過程を理解することが重要となる。我々は雲の構成粒子 (雲粒) の輸送・成長を自己無撞着に計算することで、スーパーアースの大気中に形成される雲の空間構造及び高層雲の形成条件について調べてきた。本講演では衝突合体に伴う内部空隙の形成を考慮し、雲粒が雪片のような低密度粒子となる影響について調べた。その結果、雲粒の内部密度は空隙形成によって物質密度より 2–3 桁程度下がりうることが分かった。雲は従来考えられていたよりも巨大な粒子で構成され、それらは大気上空まで輸送されることが分かった。また、個別天体の観測と比較した結果、観測されたスペクトルは大気中の重元素量が非常に高い場合 (太陽の重元素存在量の 100 倍以上) に形成される雲と整合的であることが分かった。今回推定された高い大気重元素量は、その惑星の形成場所や獲得した固体物質の情報を反映している可能性がある。

1 研究背景

多波長トランジット観測は、系外惑星の大気組成を調べる有力な手法の 1 つである。大気組成は惑星の形成場所や集積物質の化学組成を反映していることが期待され、惑星の形成過程に観測的な観点から迫る手がかりとなる。しかし、実際の観測では大気分子の吸収特徴が理論予想よりも遥かに弱いという結果が多数報告されており、大気上層の雲の存在が示唆されている (e.g., Crossfield & Kreidberg 2017)。したがって、観測結果を正しく解釈するためには、系外惑星における雲の形成過程を理解することが非常に重要である。

GJ1214 b は大気上層に雲が存在することが強く示唆されている典型的なスーパーアースの 1 つである (Kreidberg et al. 2014)。Charnay et al. (2015) 等の先行研究は、雲粒の沈殿速度をパラメーターとして雲の構造を計算し、これらが十分小さければ観測を説明可能であることを示した。しかし、ここで示唆されている極めて低い沈殿速度を持つ雲粒を生み出す、その根底にある物理過程は未だ未解明である。

これまで我々は雲粒の鉛直輸送・成長を自己無撞着に計算するモデルを構築し (Ohno & Okuzumi 2017)、どのような大気組成の条件下で観測が示唆する高層雲

が形成されうるのかを調べてきた (Ohno & Okuzumi 2018)。特に Ohno & Okuzumi (2018) では、雲粒が従来仮定されるようなコンパクト球の場合、GJ1214 b の観測を説明しうる高度まで雲が到達できないことを見出した。今回我々は、より現実的な状況として雲粒が雪片のような非球形粒子に進化することを考慮し、その空間構造と観測への影響について調べた。

2 手法

GJ1214 b を始めとする大気透過光スペクトルが得られている系外惑星の殆どは、中心星近傍を公転する短周期惑星である。このような惑星は非常に高温であり、KCl、MgSiO₂、TiO といった鉱物が雲として存在することが示唆されている。本研究では特に、雲の存在を示唆する観測結果が多く報告される温度帯 ($\approx 500\text{--}1000\text{ K}$) に形成されることが示唆されている KCl を雲の組成として仮定して計算を行う。

2.1 雲粒の輸送・成長モデル

本研究では雲粒の鉛直輸送と成長を計算し、雲の鉛直構造を推定する。雲全体の質量を担う粒子の進

化を計算する代表サイズ近似を適用すると、基礎方程式は一般に以下のように与えられる。

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[n_g K_z \frac{\partial n_c}{\partial n_g} + v_t n_c \right] - \left| \frac{\partial n_c}{\partial t} \right|_{\text{coll}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_g K_z \frac{\partial \rho_c}{\partial \rho_g} + v_t \rho_c \right] + \left(\frac{\partial \rho_c}{\partial t} \right)_{\text{cond}}, \quad (2)$$

ここで n_c 、 ρ_c は雲粒の数密度と質量密度、 n_g 、 ρ_g は大気分子の数密度と大気密度、 K_z は渦拡散係数である。代表サイズ近似の適用下において、粒子質量は $\rho_c = m_c n_c$ の関係を満たす。渦拡散係数は GJ1214 b に対する大気循環計算から推定された値を用いる (Charnay et al. 2015)。粒子の沈殿終端速度 v_t は以下のように与えられる (Ohno & Okuzumi 2017)。

$$v_t = \frac{m_c g r_c}{6A\eta} \beta \left[1 + \left(\frac{0.45 m_c g \rho_g r_c^2}{72A\eta^2} \right)^{2/5} \right]^{-5/4}, \quad (3)$$

ここで g は重力加速度、 r_c は粒子半径、 η は大気の粘性係数、 A は粒子の射影断面積である。式 (3) はガス抵抗則の Stokes 則と Newton 則の遷移をよく表現する (Ohno & Okuzumi 2017)。 β はガス抵抗則の遷移 (Epstein 則から Stokes 則) を表現するファクターである。

支配方程式に含まれるソース項は凝縮・衝突成長による粒子数密度、質量密度の変化を表す。凝縮に関して、本研究では凝縮成長が完了した高度を計算領域の下端とするため、 $(\partial \rho_c / \partial t)_{\text{cond}} = 0$ である。衝突成長による粒子数密度低下は以下のように書ける。

$$\left| \frac{\partial n_c}{\partial t} \right|_{\text{coll}} = 8 \sqrt{\frac{\pi k_B T}{m_c}} r_c^2 n_c^2 + \frac{4 k_B T \beta}{3 \eta} n_c^2 + \pi r_c^2 n_c^2 v_t E, \quad (4)$$

ここで第一項と第二項は粒子の熱運動由来の衝突¹、第三項は粒子同士が異なる沈殿速度を持つことに由来する衝突を表す。 E は雲粒が周囲のガスとカップルすることで衝突が妨げられる効果を表すファクターである。一般に雲粒の制動時間が注目する運動のタイムスケール (ここでは雲粒同士が交差する時間) より長ければ $E \approx 1$ 、短ければ $E \approx 0$ となる。

¹2 つ項があるのは、粒子が弾道軌道をとる場合とランダムウォーク軌道をとる場合で衝突率が異なるためである。

2.2 粒子の内部密度進化モデル

本研究では上記の雲粒成長モデルに加え、空隙の形成や圧縮によって粒子の内部密度が変化する効果を考慮する。今回考えるような内部に空隙を持った凝集物 (雪片のような粒子) はアグリゲイトと呼ばれ、その存在が実験・数値計算などから示唆されている。アグリゲイトの内部密度進化モデルは Kataoka et al. (2013) に基づいて以下のように与える。

$$\left(\frac{\rho_p}{\rho_0} \right) = \max[\phi_{\text{hit}}, \phi_{\text{gas}}], \quad (5)$$

ここで ρ_p と ρ_0 は粒子の密度と粒子を構成する物質の密度である。 ϕ_{hit} は低速度衝突によって粒子内部に空隙が形成される場合の粒子充填率で、以下のように入えられることが弾性体接触理論を考慮した N 体計算の結果などから知られている。

$$\phi_{\text{hit}} \approx \frac{r_m}{r_c}, \quad (6)$$

ここで r_m はアグリゲイトを構成する最小粒子 (モノマー) の半径である。一方、 ϕ_{gas} は雲粒が沈殿する際にガスとの摩擦によって圧縮される場合の充填率である。これはガス摩擦による圧力とアグリゲイトを圧縮するのに要する圧力との比較から以下のように与えられる。

$$\phi_g = N_m^{1/7} \left(\frac{m_m g r_m}{\pi E_{\text{roll}}} \right)^{3/7}, \quad (7)$$

ここで N_m は 1 つのアグリゲイトに含まれるモノマー数、 E_{roll} は接触したモノマー同士を 90° 回転するのに必要なエネルギーである。また、今回は衝突圧縮を考慮していないが、雲粒同士の衝突速度は殆どの場合では低速²のため、衝突圧縮は無視することが可能である。

3 結果

3.1 雲の鉛直構造

図 1 に定常状態における雲の鉛直構造を示した。下境界は雲底高度に設定し、初期数密度は雲底にお

²衝突エネルギーとアグリゲイトを変形するのに要するエネルギー ($\sim N_m E_{\text{roll}}$) を比較することで知ることが可能である。

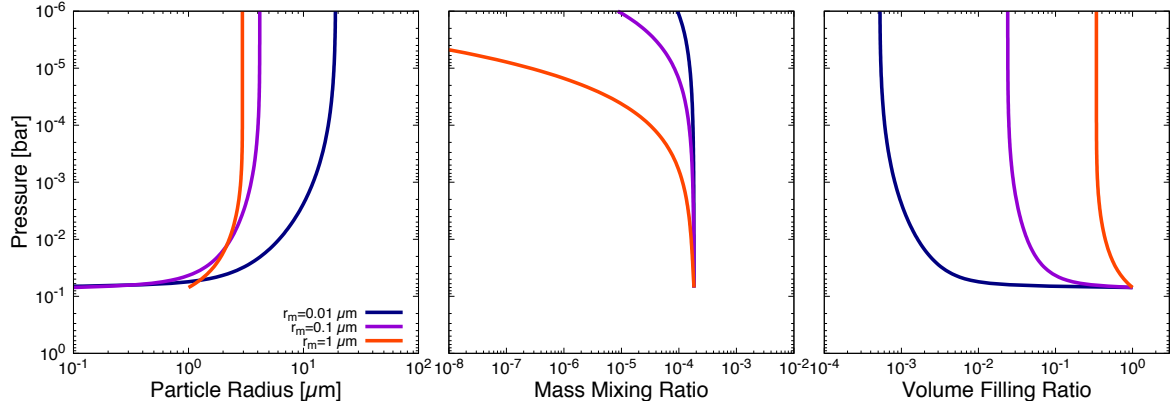


図 1: 雲の鉛直構造。左図から順にアグリゲイト半径、雲の質量混合率、粒子の体積充填率を示している。藍色、紫色・オレンジの線はそれぞれモノマー半径 $r_m = 0.01 \mu\text{m}$, $0.1 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ を設定した場合の鉛直分布である。また、大気の高元素存在率は太陽組成の 100 倍を仮定した。

ける飽和蒸気量 / モノマー質量とした。まず、粒子の成長は雲底付近 ($\approx 0.1 \text{ bar}$) で主に発生し、上層での粒子サイズはほぼ一定となる。これは大気の上層では衝突タイムスケールが鉛直輸送のタイムスケールより遥かに長いことに起因する。また、雲底での総質量は飽和蒸気量で固定されるため、モノマーが小さいほどモノマー数密度は高くなり、結果として衝突成長が効率的に発生するようになる。そのため、アグリゲイトの場合、モノマー半径が小さいほど粒子が大きく成長する傾向が現れる。また、衝突成長に伴う空隙形成によって粒子密度は 2–3 桁ほど物質密度から低下し、モノマー半径が小さいほど上層まで雲が輸送されることが分かった。

粒子の圧縮に関しては、アグリゲイト半径が $\approx 30 \mu\text{m}$ を超えるとガス摩擦による圧縮が発生することが分かった。この過程は特に雲の質量混合率が非常に高い場合に重要となるが、今回着目している KCl 雲の場合、大気高元素量が太陽の 1000 倍の場合のみ雲の鉛直構造に影響を与える。

3.2 大気透過光スペクトルと観測の比較

得られた雲の鉛直構造を用いて、大気透過光スペクトルの理論予測を行なった。化学種としては H_2 、 H_2O 、 CH_4 、 CO 、 CO_2 、 NH_3 、 H_2S 、 PH_3 を考慮し、熱化学平衡における各分子の存在量を仮定した。ガス分子の吸収線はデータベース HITRAN2016 を用

い、アグリゲイトの光学特性計算には修正平均場理論を適用した。

計算から得られた透過光スペクトルと実際に観測されたスペクトルを示したのが図 2 である。各モデルのカイ二乗は大気高元素量が低くなるほど高くなることが分かった。特に、大気高元素量が低い (100 倍以下) 場合、いずれのパラメーターでも $\chi^2_\nu > 5$ となり、観測点を説明するのは困難である。このような結果となる原因として、以下の 2 点が挙げられる。1 点目に、低高元素量の場合は雲の総量が少なくなってしまうため、大気分子の吸収を隠しきることができない。これは大気分子の吸収線が見られない実際の観測と不整合である。2 点目として、アグリゲイトはその光学特性から λ^{-2} に比例するスロープをスペクトルに形成する。このスロープの傾きは圧力スケールハイトに比例し、低高元素量の大気ほどスロープが急となる。この傾向もフラットなスペクトルの存在を示唆する観測と不整合である。

一方、高高元素量の場合は観測をよく説明することが可能である。全てのデータ点と比較した場合、100 倍高元素量の場合は $\chi^2_\nu = 2.74$ 、1000 倍の時は $\chi^2_\nu = 2.48$ が得られた。また、これまでで最も高い精度の観測が行われたハッブル宇宙望遠鏡の結果 (Kreidberg et al. 2014) と比較した。その結果、100 倍高元素量の場合は $\chi^2_\nu = 2.22$ 、1000 倍の時は $\chi^2_\nu = 1.08$ と、1000 倍高元素量の時に極めて良いフィットを示すことが分かった。ここでのベストフィットモデルはス

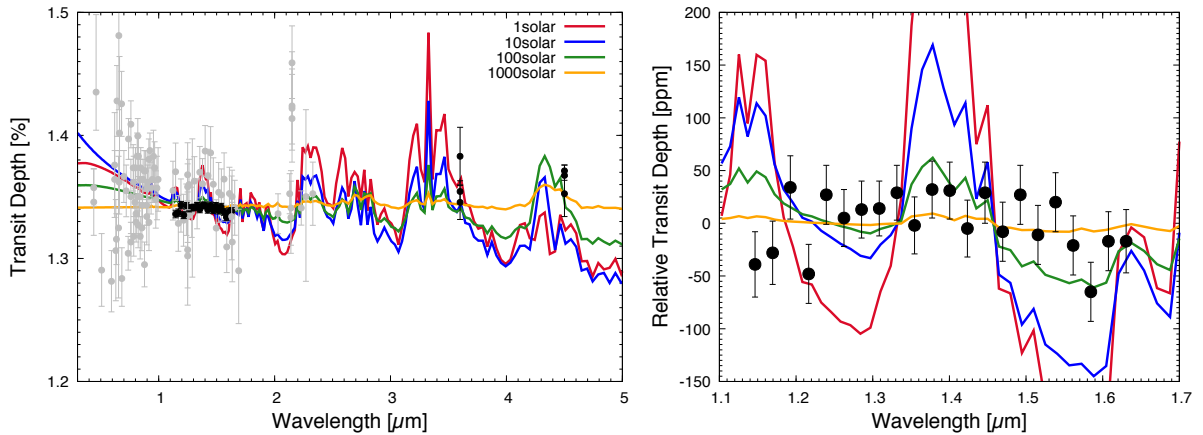


図 2: カイ二乗が最小となる大気透過光スペクトルと観測の比較。異なる色の線は大気重元素量の違いを表す。左図はこれまでに得られた全ての観測点との比較、右図はハッブル宇宙望遠鏡の観測点 (Kreidberg et al. 2014) のみとの比較である。左図中において、ハッブル宇宙望遠鏡とスピッツァー宇宙望遠鏡の観測点は特に黒点でプロットした。縦軸はトランジット半径 (左図) と相対トランジット半径 (右図) である。

スピッツァー宇宙望遠鏡による長波長での観測もよく説明する。これらの結果から、GJ1214 b の観測は大気重元素量が極めて高い (太陽の 100 倍以上) ことを示唆している可能性がある。

あることを支持しており、GJ1214 b が雪線より遠方で形成されて現在の位置まで軌道移動してきたという有力なシナリオを示唆している。

4 まとめと議論

本研究では系外惑星大気中の鉱物雲の鉛直構造を計算し、観測への影響を調べた。雲粒が雪片のようなアグリゲイトに成長することを考慮した場合、粒子密度は物質密度より 2–3 桁低くなり、大気上層まで雲は到達しうる。得られた雲の構造を元に大気透過光スペクトルの理論予測を行い、雲の存在が強く示唆されているスーパーアース GJ1214 b の観測との比較を行った。その結果、大気重元素量が極めて高い (太陽の 100 倍以上) のみ、GJ1214 b の観測を説明可能であることが分かった。

今回得られた極めて高い大気重元素量という結果は、惑星の元となる固体物質が 1 km 以下と仮定した場合の大気形成シミュレーションと整合的である (Fortney et al. 2013)。また、GJ1214 b は質量と半径の関係から、水素大気を持つ岩石惑星か極めて高い重元素量大気を持つ氷惑星であることが示唆されている。今回得られた結果は GJ1214 b が氷惑星で

Acknowledgement

本研究を遂行するにあたって、粒子の内部密度進化のモデリングに助言をくださった奥住聡准教授、修正平均場理論の数値計算コードを提供してくださった田崎亮氏、透過光スペクトルの計算法に助言をくださった川島結衣氏に深く感謝します。

Reference

- Charnay, B., Meadows, V., & Leconte, J. 2015, *ApJ*, 813, 15
- Crossfield, I. J. M., & Kreidberg, L. 2017, *AJ*, 154, 261
- Fortney, J. J., Mordasini, C., Nettelmann, N., et al. 2013, *ApJ*, 775, 80
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., & Wada, K. 2013, *A&A*, 554, A4
- Kreidberg, L., Bean, J. L., Désert, J.-M., et al. 2014, *Nature*, 505, 69
- Ohno, K., & Okuzumi, S. 2017, *ApJ*, 835, 261
- Ohno, K., & Okuzumi, S. 2018, *ApJ*, 859, 34

b4

土星内部構造モデルを考慮した土星中型衛星軌道進化

中嶋 彩乃 (東京工業大学大学院 理学院 地球惑星科学系 地球惑星科学コース)

Abstract

土星中型衛星系は軌道配置や熱活動において多様性があり、その多くは形成過程や軌道進化によって生じるものだと考えられている。しかし、これらの形成・軌道進化過程に関しては未だに議論が続いている。本研究では、衛星の軌道進化が土星の潮汐散逸に大きく依存することに着目し、土星の内部構造と散逸モデルの違いによる軌道進化を検討した。まず、土星をコアとエンベロープから構成される天体と仮定し、1) 土星の粘弾性コアによる散逸、2) エンベロープによる散逸の 2 つを考慮した解析計算を行った。結果、1) では近年議論されている土星リングからの衛星形成、2) では従来の周惑星円盤からの衛星形成と、2 つのモデルでそれぞれ異なる衛星形成過程を考慮する必要があることがわかった。

1 Introduction

土星中型衛星とは、タイタンより内側の軌道に位置している質量が $3.8 \times 10^{19} \sim 2.5 \times 10^{21} \text{kg}$ の衛星で、土星に近いものから順に、ミマス、エンケラドス、テティス、ディオオーネ、レアの 5 天体から成る。この土星中型衛星系はコンパクトな軌道配置を持つという特徴があり、特に大きな問題として挙げられるのは、軌道が隣接しない天体同士のエンケラドスとディオオーネが 2:1 の平均運動共鳴の関係を持つ点である。平均運動共鳴とは、衛星の軌道周期がある整数比になることにより大きな摂動を受ける現象で、一般に一度このような共鳴に捕獲されてしまうとその関係を抜けることは困難になる。よって現在の軌道配置 (テティスーディオオーネのような隣同士の共鳴ではなく、ミマスーテティス及びエンケラドスーディオオーネの、一つ飛ばした衛星衛星間による軌道共鳴) を再現するためには、軌道が隣接する天体同士での共鳴関係を何らかの方法で通過するかもしくは、共鳴状態に入らない軌道進化を経る必要がある。このような共鳴捕獲の問題は衛星の潮汐軌道進化過程と密接に関わっているため、本研究では土星の潮汐に注目している。

衛星の軌道長半径 a は主に惑星の潮汐によって変化し、離心率が非常に小さく、かつ、衛星間相互作用を無視した場合、その進化は次の式に従う (Murray

& Dermott 1999)。

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dt} = 3 \frac{k_{2p}}{Q_p} \frac{M_m}{M_p} \left(\frac{R_p}{a} \right)^5 \Omega, \quad (1)$$

ここでは、 k_2 、 Q 、 M 、 R と Ω がそれぞれラブ数、散逸係数、質量、物理半径とケプラー角速度を表している。また添字は m が衛星、 p が惑星を表す。式 (1) より、衛星の軌道長半径進化は惑星 (土星) の潮汐散逸率 (k_{2p}/Q_p) に依存しており、これは土星の内部構造とそれに伴う潮汐散逸モデルによって大きく変化し得る。しかし、土星の内部構造はまだ未解明な点が多く残されており、モデルに不定性がある。

本研究では、土星の内部構造をコアとエンベロープから成ると仮定し、粘弾性コアによる散逸とエンベロープによる散逸という 2 つのモデルを用いることで土星中型衛星の軌道進化にどのように変化するか比較を行った。また、現在の軌道配置を十分に再現できるような内部構造と潮汐散逸モデルの制約を行った。ここでは、その前段階として 2 つのモデルによる衛星軌道長半径進化の解析計算結果の紹介と比較を行う。

2 Model

本研究で用いる土星の内部構造と潮汐散逸モデルは以下の 2 つである。

2.1 Set A：粘弾性コアによる潮汐散逸

まず Set A では Shoji & Hussmann (2017) を参考に、散逸的でない流体のエンベロープ (Remus et al. 2012, 2015; Lainey et al. 2017) と粘弾性コアから成る簡単な二層構造モデルを仮定する。粘弾性コアを仮定することによって、粘性摩擦により潮汐応答が遅れ、潮汐周波数に依存した散逸が起こる (Remus et al. 2012)。この場合の土星の k_{2p}/Q_p は複素ラフ数 ($\tilde{k}_{2p}$) の虚数部分にあたるので、

$$k_{2p}/Q_p = |\text{Im}(\tilde{k}_{2p})| \quad (2)$$

$$\tilde{k}_{2p} = \frac{3}{2} \frac{\tilde{\epsilon} + \frac{2}{3}\beta}{\alpha\tilde{\epsilon} - \beta} \quad (3)$$

さらに、

$$\alpha = 1 + \frac{5}{2} \left(\frac{\rho_c}{\rho_o} - 1 \right) \left(\frac{R_c}{R_p} \right)^3 \quad (4)$$

$$\beta = \left(\frac{R_c}{R_p} \right)^2 (\alpha - 1) \quad (5)$$

$$\tilde{\epsilon} = \frac{\frac{19\tilde{\mu}_c}{2\rho_c g_c R_c} + \frac{\rho_o}{\rho_c} \left(1 - \frac{\rho_o}{\rho_c} \right) \left(\beta + \frac{3}{2} \right) + \left(1 - \frac{\rho_o}{\rho_c} \right)}{\left(\alpha + \frac{3}{2} \right) \frac{\rho_o}{\rho_c} \left(1 - \frac{\rho_o}{\rho_c} \right)} \quad (6)$$

となる。このとき、 ρ 、 g と R それぞれ密度、重力加速度と物理半径で、添字 c がコア、s が惑星表面、o がエンベロープを指している。また、 $\tilde{\mu}_c$ は粘弾性コアの複素弾性率と呼ばれ、粘弾性モデルとして、マクスウェルモデルを仮定した場合、以下のように表される。

$$\tilde{\mu}_c = \frac{\omega_f \mu \eta}{\omega_f \eta + i\mu} \quad (7)$$

ここで μ は剛性率、 η は粘性率、 $\omega_f = 2(\Omega - \omega)$ であり、 Ω は惑星の自転角速度、 ω は衛星の公転角速度を表す。以上より、衛星の軌道周波数に依存して土星の k_{2p}/Q_p が変化することがわかる。

2.2 Set B：エンベロープによる潮汐散逸

Set B では、土星が厚い対流的なエンベロープを持つと仮定し、土星の潮汐散逸が、潮汐周波数と惑星の固有モード振動数との共鳴によって励起されるメカニズムを考慮する。土星が高速で自転している

ことと、近年の観測結果では安定な成層構造の存在が示唆されていることからエンベロープ内に様々なモード振動 (gravity/inertial/Rossby) が起こり、これらが衛星の周波数と共鳴することにより潮汐を励起する可能性がある。このように衛星の周波数がモード振動との共鳴にあるときを “Resonant locking” と呼ぶ。

ここで、惑星の回転座標におけるモード変位が $e^{i(\omega_\alpha t + m\phi)}$ に比例している (m はモードの方位数; m が正であれば retrograde mode になる) という条件を用いると、衛星との共鳴付近にある振動モードの角振動数は、

$$\omega_\alpha \simeq m(\Omega - \omega) \quad (8)$$

である。さらに、Resonant locking の状態での潮汐散逸率は、

$$\left. \frac{k_{2p}}{Q_p} \right|_{\text{ResLock}} = \frac{2}{9} \frac{M_p}{M_m} \left(\frac{\omega_\alpha}{m\omega^2 t_\alpha} - \frac{\Omega}{\omega^2 t_p} \right) \left(\frac{R_p}{a} \right)^{-5} \quad (9)$$

となり、ここでの t_α と t_p はそれぞれモード進化と惑星の自転進化の時間スケールを表している。以上より、Set B での潮汐散逸は惑星進化の時間スケールによって決まっていることがわかる。

3 Methods

まず、Model の節で紹介した Set A、Set B の 2 つの土星モデルに対して、衛星間相互作用を無視した軌道長半径進化の解析解を用い、現在の衛星軌道配置から軌道進化を逆算した。ここでは、その解析的な計算結果を紹介する。さらに、これら 2 つのモデルによる衛星の軌道進化と形成過程の違いを検討する。また Set A では、粘弾性コアの粘性率 η と剛性率 μ をパラメータとして変化させた。

4 Results

4.1 Set A

Set A のモデルを用いた土星中型衛星の軌道長半径進化を計算した結果の一例を図 1 に示す。このモ

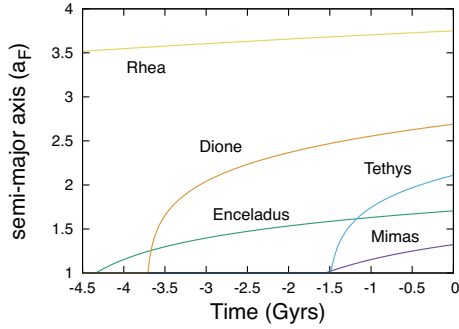


図 1: Set A における土星中型衛星の軌道長半径進化 ($\eta = 10^{14} \text{Pa s}$, $\mu = 10^{11} \text{Pa}$)。軌道長半径は土星の F リング半径 a_F ($\approx$ 土星のロシュ半径) で規格化しており、横軸の時間=0 となるところが現在を表す。

デルを用いた場合、土星の潮汐散逸量として妥当な範囲内では、粘性率や剛性率の値に関わらず、質量の大きいテティスが太陽系年齢の間 (≈ 45 億年) に土星のロシュ限界の内側へ入ってしまうことがわかった。そのため、Charnoz et al. (2011) によって提唱された、土星中型衛星が土星リングから形成されるモデルを考慮する必要がある。さらに、どのパラメータを用いてもレア以外の衛星間で軌道交差が起こることがわかった。衛星同士が軌道交差を起こすと、その部分で衝突合体・破壊が起こりやすいため現在の衛星軌道を再現することが困難になる。Charnoz et al. (2011) の形成モデルを用い、土星リングのトルクを考慮した場合の軌道長半径進化が図 2 になる。こ

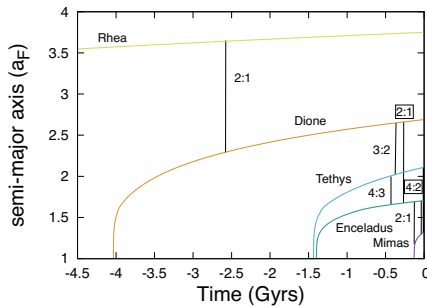


図 2: Set A において土星リングからのトルクを考慮した土星中型衛星の軌道長半径進化 ($\eta = 10^{14} \text{Pa s}$, $\mu = 10^{11} \text{Pa}$)。黒い線は衛星同士の共鳴位置を表しており、エンケラドス-ディオーネ 2:1 とミマス-テティス 4:2 が現在存在する共鳴関係である。

の結果から、土星リング質量が 5 エンケラドス質量以上あれば、衛星間の軌道交差を回避することができ、現在の軌道配置を再現できる可能性があることがわかった。しかし、テティスとディオーネの軌道が近づく際に 3:2 の共鳴位置を通過するため、共鳴捕獲を回避することが困難になる。そのため、このような軌道進化を考えた場合でも、共鳴捕獲により現在の軌道が困難になるという問題は依然として残ってしまう。

4.2 Set B

Set B のモデルを用いた計算結果の一例が図 3 になる。この結果から、Set B のモデルでは土星中型衛星が太陽系年齢の間に土星のロシュ限界内に入ることなく、周惑星系円盤から形成されたと考えることができる。しかし、こちらでも Set A と同様に、共鳴捕獲により現在の軌道配置を再現することが困難になる可能性がある。

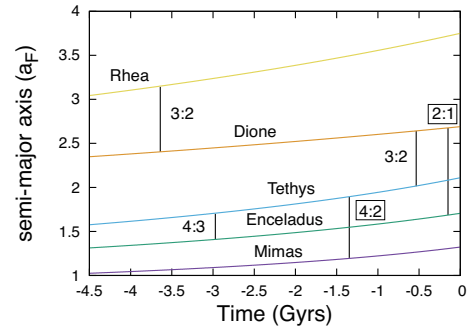


図 3: SETB における土星中型衛星の軌道長半径進化。

5 Conclusion

本研究では、土星の内部構造をコアとエンベロープの二層から成ると仮定し、コアとエンベロープそれぞれの潮汐散逸モデルを用いた場合の土星中型衛星の軌道進化過程を比較した。その結果、散逸モデルの違いによって、異なる衛星形成モデルを考慮する必要があることがわかった。まず、SETA のように粘弾性コアのみでの潮汐散逸を仮定した場合、土星中型衛星は太陽系年齢以内にロシュ限界内に入る

ため、近年提唱されている土星リングから衛星が形成されるモデルを考慮する必要がある。一方で、SETB のようなエンベロープによる散逸のみを仮定した場合、衛星は現在の軌道配置からあまり変化せず、全土星中型衛星は太陽系年齢以内にロシュ限界の外側にあるため、衛星が周惑星系円盤から形成されるモデルを考慮する必要がある。また、SETA、SETB のどちらの場合においても、テティスとディオオーネの軌道が近付く際にテティス-ディオオーネ 3:2 共鳴を通過するため、共鳴捕獲により現在の軌道を再現することが困難になる可能性があることが分かった。リングとの共鳴によって生じる離心率上昇を考慮すると、テティス-ディオオーネの共鳴関係は回避できる可能性があるため、今後はそれらの影響を考慮して軌道進化を考察していく予定である。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、庄司大悟氏、井田茂教授には大変お世話になりました。この場を借りて深くお礼申し上げます。

Reference

- Murray, C. D. & Dermott, S. F. 1999, Cambridge University Press
- Shoji, D. & Hussmann, H. 2017, A&A, 599, L10
- Remus, F., Mathis, S., Zahn, J.-P. & Lainey, V., 2012, A&A, 541, A165
- Remus, F., Mathis, S., Zahn, J.-P. & Lainey, V., 2015, A&A, 573, A23
- Lainey, V., Jacobson, R. A., Tajeddine, R., Cooper, N. J., Murray, C., Robert, V., Tobie, G., Guillot, T., Mathis, S., Remus, F., Desmars, J., Arlot, J.-E., De Cuyper, J.-P., Dehant, V., Pascu, D., Thuillot, W., Le Poncin-Lafitte, C. & Zahn, J.-P. 2017, Icarus, 281
- Charnoz, S., Crida, A., Castillo-Rogez, J. C., Lainey, V., Dones, L., Karatekin, Ö., Tobie, G. and Mathis, S., Le Poncin-Lafitte, C. & Salmon, J. 2011, Icarus, 216, 2
- Fuller, J., Luan, J., Quataert, E. 2016, MNRAS, 458, 4

c1

分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明

安部 大晟 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の観測から星形成は分子雲中のフィラメント状 (線状) の高密度領域で行われることが明らかになっている (André 2010)。よって星形成の理解には、分子雲中でのフィラメント形成を解明する必要がある。Inoue et al.(2018) では高解像度な磁気流体シミュレーションを用いることで、分子雲が衝撃波に圧縮されるという普遍的な現象からフィラメントが形成されるメカニズムを特定した。フィラメントは臨界線密度を超えると重力不安定によって崩壊し、星形成を始めることが知られている。フィラメントの平衡状態を計算して臨界線密度を見積もった仕事として Tomisaka(2014) が知られている。Inoue et al.(2018) ではシミュレーションから、Tomisaka(2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。しかしながら、Tomisaka(2014) で調べられた平衡状態は、Inoue et al.(2018) によるシミュレーションで示された、分子雲が衝撃波によって圧縮されるという動的な状況とは異なっている。加えて Inoue et al.(2018) では 1 つの初期条件のもとでしか計算されていない。よって本研究では Inoue et al.(2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで Tomisaka(2014) の臨界線密度の見積もりの正当性を検証するための計算をするつもりである。本講演では Tomisaka(2014) の平衡解と Inoue et al.(2018) での計算結果について論じ、今後のフィラメントからの星形成研究の展望を示す。

1 Introduction

星は宇宙を構成する基本要素であり、星形成は銀河進化に繋がることから宇宙全体の理解において極めて重要である。近年の Herschel 望遠鏡の分子雲の観測から星形成は分子雲中のフィラメント (線状の高密度領域) で行われることが明らかになり (André 2010)、フィラメントの重力崩壊が星形成の開始条件を決定しているということが示唆された。よって分子雲からの、フィラメントを介した星形成過程を解明する必要がある。

フィラメントはどのようにして形成されるのか。それは分子雲と衝撃波の相互作用であると Inoue & Fukui (2013) の数値シミュレーションによって示唆されが、Inoue & Fukui (2013) では解像度不足のために星の形成まで観測できなかった。

Inoue et al. (2018) では、分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを高解像度の数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまり臨界線密度を求める。

2 Methods

2.1 Numerical Setup

この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三次元の磁気流体力学 (MHD) シミュレーションを行う。使用するコードは Matsumoto (2007) によって開発された SFUMATO コードである。SFUMATO コードは、自己重力を多重格子法で解き、MHD 方程式を近似リーマン解法を用いた有限体積法で解くものである。さらに利点として適合格子法 (Adaptive Mesh Refinement; AMR) の使用が挙げられる。これは詳細を見たい領域を高解像度化し、それ以外を低解像度化することで、格子数の節約をしつつ観測したい箇所を局所的に高解像度で観測することができる方法である。つまり観測したいフィラメント部分の格子を細分化して高解像度の観測を実現することができる。SFUMATO コードでは、星形成が起り得る領域に対しては sink particle が導入される。sink particle とは周りのガスを降着させる仮想粒子であり、その形成判定は周辺ガスの重力的な安定状態を時々刻々監視することで行われ

ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時間発展を追い、崩壊による sink particle への質量降着率のような星形成に関わる重要な物理量が計算可能となる。

2.2 Initial Condition

この研究では、半径 1.5 pc の球状分子雲とそれより圧倒的に大きい分子雲 (=超音速流) との衝突のシミュレーションがされており、このシミュレーションを観測することでフィラメントの臨界線密度の計算もされている。音速が 0.3 km s^{-1} で、相対速度 10 km s^{-1} で衝突させるので衝撃波が生成される。磁場は y 軸正方向に観測に合わせた値として $20 \mu\text{G}$ とする。

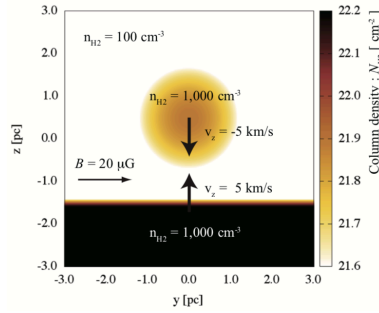


図 1: Inoue et al.(2018) の初期条件。縦、横軸はともに空間座標。色は柱密度を表している。中心にある半径 1.5 pc の球が分子雲で、その下方から超音速流を衝突させ、分子雲と衝撃波の相互作用を記述する。

3 Results

3.1 Filament Formation Phase

ここではフィラメントがどのようにして形成されるのかについて解説する。分子雲と超音速流の衝突の後、分子雲は乱流により密度の高い領域 (クランプ) を作る。このクランプの時間進化を追うことでフィラメントの形成を説明することができる。以下にシミュレーションのスナップショット (図 2) とフィラ

メント形成メカニズムを解説したイラスト (図 3) を添付する。

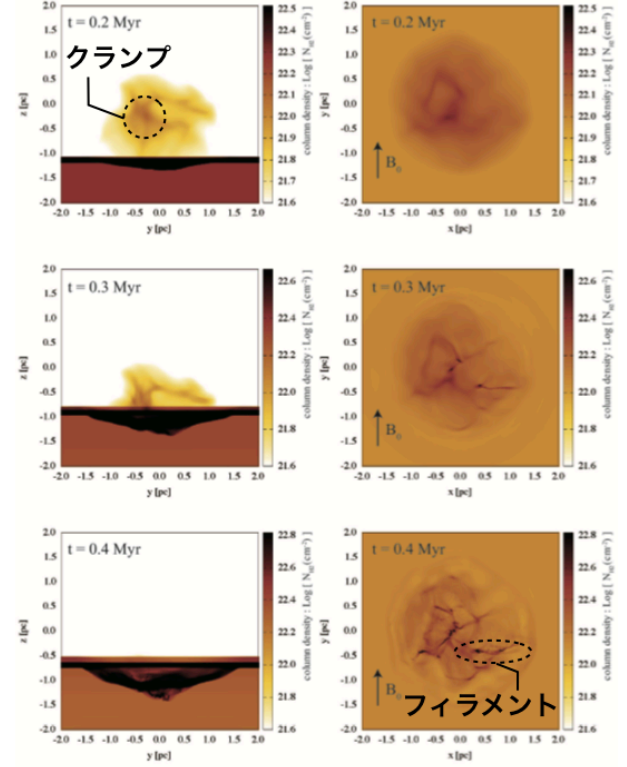


図 2: フィラメント形成までのシミュレーションのスナップショット (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。左の列は yz 平面、右の列は xy 平面

まず初期条件から 0.2Myr 後は、超音速の乱流によって分子雲ガスが圧縮される。その結果クランプが形成される。

初期条件から 0.3Myr 後は、超音速流と分子雲の衝突によって生成される衝撃波と分子雲中にできたクランプが衝突する。このとき衝撃波の速度は密度の高い領域で減速されるので、クランプに押される形で衝撃波面は折れ曲がる。また分子雲中の中性ガスは電子や陽子と高い頻度で衝突することからその振る舞いはプラズマと同じと考えて良いため、磁気凍結を起こす。よって磁場も同様にクランプに押される形で折れ曲がる。衝撃波面が変形したことで、(図 3) の中心の拡大図のように「斜め衝撃波」が形成される。斜め衝撃波では接線方向の速度 (運動量) は保存される。したがって (図 3) の白矢印のようにある一

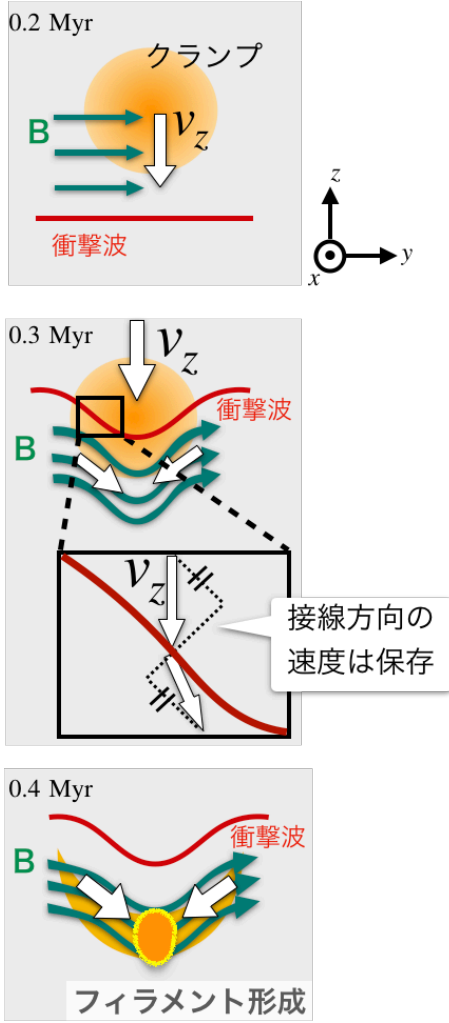


図 3: フィラメント形成のメカニズムを解説したイラスト (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。ここでは乱流によって形成された分子雲中の高密度領域であるクランプに着目している。

点に集中するガスの流れ (以下、concentrated flow) ができる。このとき分子雲中のガスは磁気凍結から磁力線を横切れないためガスの流れが集中する点でガスを溜め込む。加えて (図 3) の紙面に垂直方向 (x 方向) には圧縮を受けないので、線状に高密度領域を作る。

このようにして、初期条件から 0.4Myr 後にはフィラメントが形成される。

3.2 Filament Collapse Phase

ここではフィラメントの重力崩壊から星形成までについて述べる。フィラメントが一度形成されると、衝撃波圧縮によって誘起されたガスの流れ (= concentrated flow) によってフィラメントは質量を蓄えていく。フィラメントはある線密度を超えると、その構造をガス圧と磁気圧で支えきれなくなり、重力不安定を起こす。そして星形成を開始する。このときのフィラメントの線密度は臨界線密度と呼ばれ、星形成開始条件を決める。星形成開始条件から星の初期質量、つまり星の運命が決まるため臨界線密度は重要な物理量である。この研究のシミュレーション結果では $t = 0.45\text{Myr}$ のとき重力崩壊が始まっている。よってフィラメントの臨界線密度 λ_{simu} は以下の (図 4) ようにフィラメントの形状を仮定すると計算できる。よってこのシミュレーションで得られる臨界線密度 λ_{simu} は

$$\lambda_{\text{simu}} \simeq 80 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-1}. \quad (1)$$

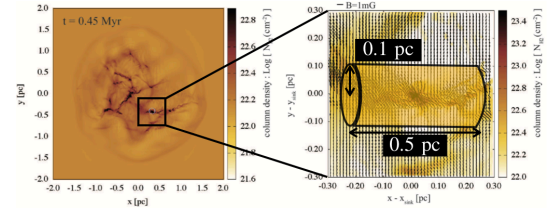


図 4: 初期条件から 0.45 Myr の、横軸に x 、縦軸に y を選んだときのスナップショット (左) とその中で最高密度領域の拡大図 (右)。左図を見るとフィラメントは x 軸におおよそ平行に形成されている。右図について、フィラメントの幅は 0.1pc とし、長軸を 0.5pc とすると臨界線密度が計算できる。

4 Discussion

関連する研究として、フィラメントの平衡状態の臨界線密度を見積もっている Tomisaka(2014) がある。ここでは、Tomisaka(2014) の臨界線密度の表式を用いて臨界線密度を計算し、このシミュレーションで得られる臨界線密度 λ_{simu} と比較する。

Tomisaka(2014) では、臨界線密度 $\lambda_{\max}$ はフィラメントを貫く磁束密度に比例すると主張している。その臨界線密度の表式は

$$\lambda_{\max} \simeq 0.24 \frac{\Phi_{\text{cl}}}{G^{1/2}} + 1.66 \frac{c_s^2}{G}. \quad (2)$$

このとき $\Phi_{\text{cl}} \equiv B_{\text{fil}} w$ で、 w はフィラメントの幅である ($w = 0.1 \text{ pc}$)。フィラメントを貫く磁束密度 B_{fil} は磁場が衝撃波面に平行な場合の等温 MHD における Shock Jump Condition を用いて衝撃波の上流の量から計算できる。よって

$$\begin{aligned} B_{\text{fil}} &\simeq B_1 = r B_0 \\ &= \left[2M_A^2 + (\beta + 1)^2/4^{1/2} - (\beta + 1)/2 \right] B_0 \\ &\simeq \sqrt{2} M_A B_0 \\ &\simeq 300 \mu\text{G} \left(\frac{n_0}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right) \quad (3) \end{aligned}$$

ここで添字の 0 と 1 はそれぞれ衝撃波の上流と下流の量を表している。 r は圧縮率。 $\beta \equiv 8\pi c_s^2 \rho_0 / B_0^2$ は上流のプラズマベータである。さらに $M_A \gg \beta$ を用いている。Inoue et al. 2018 のシミュレーションでのパラメータを (2) に代入すると、

$$\begin{aligned} \lambda_{\max} &\simeq 67 M_{\odot} \text{pc}^{-1} (B_{\text{fil}}/300 \mu\text{G}) (w/0.1 \text{ pc}) \\ &\quad + 35 M_{\odot} \text{pc}^{-1} (c_s/0.3 \text{ km s}^{-1}). \quad (4) \end{aligned}$$

ここで (1) と (4) を比較すると臨界線密度がおおよそ同じくらいになっていることが分かる。よって、Inoue et al. (2018) ではシミュレーションから、Tomisaka (2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。

5 Summary & Future Work

星形成の新しいパラダイムとしてフィラメントからの星形成があることが観測的に示唆されている。そして、その具体的な描像は衝撃波と分子雲の相互作用であることがわかってきた。この研究では分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまりフィラメントの臨界線密度を求めた。そして関連する研究である Tomisaka(2014) が見

積もった臨界線密度と比較し、おおよそ一致することがわかった。

私は今後 Inoue et al. (2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで、本当に臨界線密度に達したときに重力崩壊が始まるのかどうか、そして Tomisaka (2014) の臨界線密度の見積りものの正当性を検証するための計算をするつもりである。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、指導教官である井上准教授をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの助言を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
- Larson, R. B. 1981 MNRAS, 194, 809L
- Matsumoto, T. 2007, PASJ, 59, 905
- Tomisaka, K. 2014, ApJ, 785, 24

初代星分裂片の振る舞い

織田 篤嗣 (甲南大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

初代星分裂片の基本的振る舞いを理解する為に、エンベロープ内でのシードバイナリー進化についての研究を参考にすることにした。これは、Bate&Bonnell(1997),Young et al.(2015),Young&Clarke(2015) などにより、シミュレーションによって調べられている。彼等は、エンベロープ中心にシードバイナリーを置き、連星質量比、エンベロープ粒子の固有軌道角運動量、温度を変化させ、それぞれの場合での質量比進化について調べた。それらの結果によると、エンベロープ粒子の固有軌道角運動量が伴星の固有軌道角運動量より比較的小さい時、質量比は減少する。また、エンベロープ粒子の固有軌道角運動量が伴星の固有軌道角運動量より比較的大きい時、質量比が増加することが示された。

本発表では、シードバイナリー進化の上記論文のレビューを行う。

1 Introduction

現在、初代星形成シミュレーションはいくつかのグループで行われているが、初代星円盤の分裂や分裂片の合体などを十分扱える空間分解能で、原始星誕生から星の輻射が始まる数千年後に亘るシミュレーションは、計算資源の制限から未だ行われていない。図 1 に、現在行われている初代星シミュレーションのタイムスケールと空間分解能の関係を示した。

Susa(2018) では、分裂及び合体が十分扱える空間分解能で、初代星シミュレーションを行った。その結果によると、多くの初代星分裂片連星が形成されることが分かった。しかし、どのような物理的要因によって、最終的な初代星分裂片の数や、質量比分布決まっているのかがわかっていない。そこで、それらの物理的要因の説明を行うために、シードバイナリー進化の研究を参考にすることにした。

シードバイナリーは分子雲コアの分裂によって作られる。その質量は 0.01 太陽質量程度と考えられている。連星は質量のほとんどを降着期で獲得する。すなわち、連星の質量比は降着によって決まる。ゆえに、連星の性質を知るためには連星の降着期をよく知らなければならない。

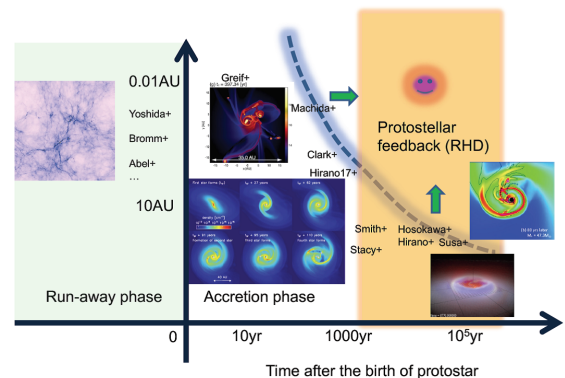


図 1: 現在の初代星形成シミュレーションのタイムスケールと空間分解能の関係。[5] より引用。

2 ロッシュポテンシャル

連星への降着を考えるには、ロッシュポテンシャルの概念が重要である。ロッシュポテンシャルは、連星共回転系での試験粒子の重力エネルギーと、共回転による試験粒子の遠心力エネルギーで定義される。図 2 に、連星の軌道平面上での等ロッシュポテンシャル線を示した。また、重力と遠心力が釣り合う平衡点が五つあることが知られており、それぞれラグランジュ1~5 (L1~5) と呼ぶ。L1~3 はくわ点であり、不安定である。図 2 の八の字の領域は、L1 点の等ポ

テンシャル線で、これをロッシュローブと呼ぶ。

図 3 に、連星軌道平面上の L1~3 点を結ぶ直線上でのロッシュポテンシャルの大きさと、試験粒子のヤコビ定数を示した。ここで、ヤコビ定数とは、試験粒子の運動エネルギーとロッシュポテンシャルの和である。粒子は、運動エネルギー>ロッシュポテンシャルの領域を運動することができる。また、図からも分かる様に、L1~3 点のロッシュポテンシャルの大きさは $L_3 > L_2 > L_1$ である。ロッシュポテンシャルは有用な概念ではあるが、圧力やコリオリ力などを含んでいないことに注意しなければならない。

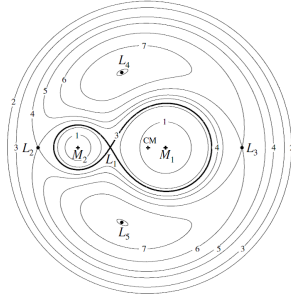


図 2: 軌道平面上での等ロッシュポテンシャル線 (連星質量比 0.25)。[2] より引用。

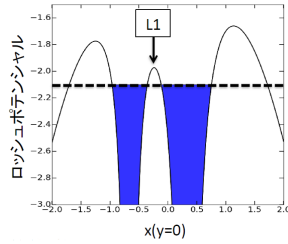


図 3: L1~3 点を結ぶ直線上でのロッシュポテンシャル。青色の領域は、試験粒子が運動できる領域を表す。[6] より引用。

3 Methods

降着期のシードバイナリー進化は、シミュレーションによって多少の違いはあるが、次の様な状況

設定でシミュレーションが行われている。初期分布として、エンベロープ中心に連星質量比 $q(=M_2/M_1)$ のシードバイナリー (粒子) を置く。また、密度分布は均一とする。エンベロープ粒子の固有軌道角運動量は、全粒子が同じ固有軌道角運動量を持っているものとする。また、計算時間の間、境界外側から投入する粒子も全て同じ固有軌道角運動量を持つとする。動径方向の速度は $v_r = \sqrt{(2GM_b/r) - j^2/r_{xy}^2}$ と与える。ここで、 $M_1 + M_2 = M_b$ であり、 j , r_{xy} はそれぞれ、エンベロープ粒子の固有軌道角運動量と、軌道平面上での半径である。

さらに、計算時間の短縮と簡単化のため、粒子間に重力は働かないとし、等温変化とする。また、連星は円軌道で固定し、質量も変化せず、連星間距離も変化しない。この条件の下で十分時間が立つと、連星への降着が定常状態に至ることが分かっている。

4 Bate&Bonnell(1997)

Bate&Bonnell(1997) は、3次元 SPH シミュレーションを用いて、シードバイナリー進化シミュレーションを行った。彼等は、音速を $cs/vk=0.056$ (v : 半径 a でのケプラー回転速度, a : 連星間距離) とし、圧力の影響が強く働かない低温の場合について調べた。また、投入するエンベロープ粒子と初期分布エンベロープ粒子の固有軌道角運動量及び、連星の質量比を網羅的に変えて調べた。その結果を図 4,5 に示した。ここで、エンベロープ粒子の固有軌道角運動量 1.2 というのは、 $1.2\sqrt{GM_b a} = 1.2$ ということ、 $\sqrt{GM_b a} = 1$ と規格化されている。また、 $\sqrt{GM_b a}$ は、連星が重心にあるとき、連星間距離 a の半径を粒子が円軌道できる固有軌道角運動量である。

この結果は、次の様に理解できる。エンベロープ粒子の固有軌道角運動量が十分小さい時、粒子は連星の重心に向かって落ちるから、重心の近くにいる主星に降着する。粒子の固有軌道角運動量が大きくなるにつれて、伴星への降着が増えてゆく。ところで、連星質量比 q を時間微分すれば

$$\dot{q} = (\dot{M}_2 - q\dot{M}_1) \frac{(1+q)}{M_b} \quad (1)$$

と書けるから、連星への降着が $\dot{M}_2 > q\dot{M}_1$ となる時、質量比は 1 に向かうようになる。さらに、伴星の固有軌道角運動量を超える固有軌道角運動量の場合では、周連星円盤が形成される。周連星円盤を形成したときの連星への降着は、ロッシュポテンシャルの小さい L2 からが支配的であるので、エンベロープ粒子は伴星背後から伴星へそのまま降着する。しかし、L2 のロッシュポテンシャルは L1 より大きいので、L2 から降着したエンベロープ粒子は、伴星のロッシュローブ内で L1 を超えることができなくなるような散逸を受けていると考えられる。また、エンベロープ粒子の固有軌道角運動量が大きすぎると周連星円盤を形成するが連星に降着できない。

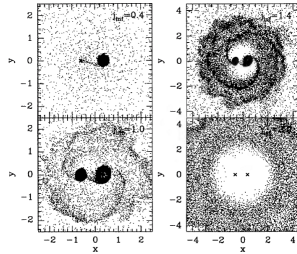


図 4: 定常状態でのスナップショット。(連星質量比 0.6)

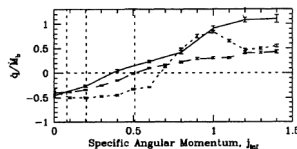


図 5: 質量比変化率とエンベロープ粒子の固有軌道角運動量の関係。縦線は左から、主星、連星 ($j_1/q = qj_2$)、伴星の固有軌道角運動量である。(質量比 0.6)

べるため、2 次元 SPH シミュレーションを行った。エンベロープ粒子の固有角軌道運動量は $1.2\sqrt{GM_b a}$ とした。すなわち、エンベロープ粒子は周連星円盤を通してシードバイナリーへ降着する。温度については、 $cs/vk=0.05$ 及び $cs/vk=0.25$ の場合について調べた。

連星質量比 0.2 の低温、高温、それぞれの場合の定常状態に至ってから、60 周期に亘って平均した、密度分布と速度分布を図 5,6 に示した。図 5,6 の比較から温度の違いによって、次の様に降着流が変化することが分かる。まず、どちらの場合でも、降着は L2 からが支配的であり、スパイラルアームが L2 と L3 に接している。低温の時、L2 からの降着流は細く、伴星の円盤に垂直に流入してロッシュローブの内側で円盤と衝突している。この時、エンベロープ粒子は十分散逸し、L2 から流入した粒子はほとんど伴星に降着する。伴星に入ったのち、主星に降着する粒子の割合は 6% である。逆に、主星から伴星へ降着する粒子の割合は、18% である。一方高温の場合、図でオレンジ色の部分が圧力勾配の上昇により広がっていることが分かる。また、L2 からの降着流は太くなり、伴星への降着流は円盤の接線方向になっている。それらにより、伴星へ降着する流れと円盤の縁に沿って主星に流れる部分に分かれている。一度伴星へ入ったのち、主星へ降着する割合は 65% である。主星から伴星へ降着する粒子の割合は 21% である。

続いて、図 7 に高温及び低温それぞれでの降着率 $\lambda (\dot{M}_1/\dot{M})$ と連星質量比の関係を示した。それぞれのプロット点で、薄い領域の横軸の長さは、定常状態に至ってから、それぞれの降着率をとった時間を表しており、クロス点は平均である。図から分かるように、高温の場合、降着率が振動していることが分かる。しかし、その平均はおおよそ全ての質量比で主星及び伴星への降着率は等しい。主星及び連星への降着率が等しい時、(1) 式より、質量比は減少することが分かる。

5 シードバイナリーへの降着の温度依存性

Young et al.(2015) と Young&Clarke(2015) は、シードバイナリーへの降着の温度依存性について調

6 Conclusion

今回紹介した結果から次のことが分かる。シードバイナリーへの降着は、エンベロープ粒子の固有

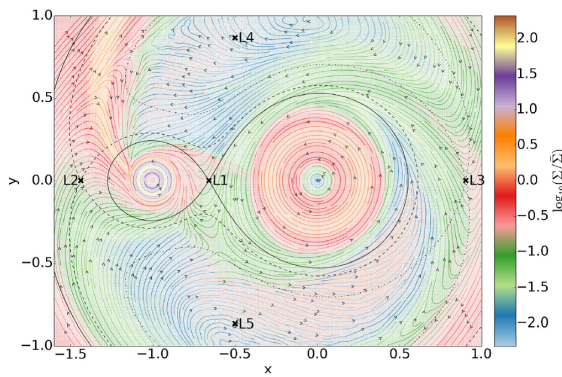


図 6: 低温の場合での、密度分布と速度分布。定常状態に至ってからの 60 周期を平均している。密度は周連星円盤の密度で規格化している。(連星質量比 0.2)

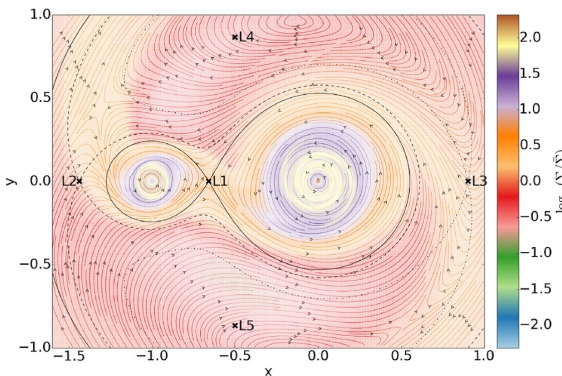


図 7: 高温である以外は、図 6 と同じ。

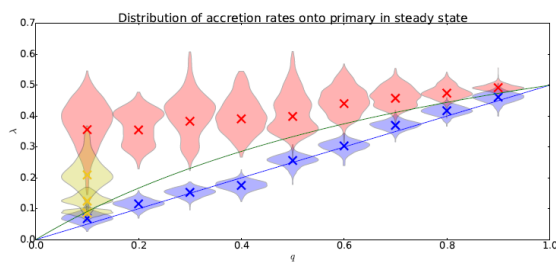


図 8: 降着率と連星質量比の関係。赤色が高温を表し、青色は低温を表す。 $\lambda = \dot{M}_1 / \dot{M}$ 。

軌道角運動量と温度によって、およそ次の様に決まる。エンベロープ粒子の固有軌道角運動量が伴星の固有軌道角運動量より比較的小さい時、粒子は重

心近くに落下し、重心近くにいる主星に降着する。また、エンベロープ粒子の固有軌道角運動量が伴星の固有軌道角運動量より比較的大きい時、伴星へ降着する。エンベロープ粒子の固有軌道角運動量 > 伴星の固有軌道角運動量の時、周連星円盤が形成され、L3 に比べてロッシュポテンシャルが小さい L2 からの降着が支配的となる。しかし、L2 からの流入の仕方とそのあとの振る舞いは温度によって異なる。低温の時、エンベロープ粒子は円盤に垂直に流入し、ロッシュローブ内側で衝突して、そのまま伴星に降着する。一方高温の時、流入する粒子は円盤の接線方向であり、伴星に流入する流れと円盤の縁を沿って主星に流入する流れに分かれる。これらの違いは、散逸の有無によると考えられる。しかし、高温の場合でも降着率は主星と伴星で同程度であり、質量比は増加する。すなわち、高温は伴星への降着を妨げる傾向にあるが、高温であっても質量比は増加する傾向である。

これらの結果は、いくつかの制限がされた上での結果である。ゆえに、シードバイナリー進化研究はこれからだといえると思う。

Reference

- [1] Bate M. R., Bonnell M. R., 1997, MNRAS, 285, 16
- [2] Juhan Frank, Andrew King, Derek Raine. Accretion Power in Astrophysics. Third Edition. Cambridge University Press, 2002
- [3] Young M. D., Baird J. T., Clarke C. J., 2015, MNRAS, 447, 2907
- [4] Young M. D., Clarke C. J., 2015, MNRAS, 452, 3085
- [5] 須佐元 初代星研究会 2017 http://www-tap.scphys.kyoto-u.ac.jp/~hosokawa/shodai18/talks/12_Susa.pdf
- [6] 鈞部通 初代星研究会 2017 http://www-tap.scphys.kyoto-u.ac.jp/~hosokawa/shodai18/talks/13_Tsuribe.pdf

present day における連星形成

佐伯 優 (九州大学大学院 理学府 地球惑星科学専攻)

Abstract

太陽近傍の恒星は半数以上が連星系に属しており、星形成領域においてはその割合がさらに高いことが知られている。これは、星が誕生する際、ほとんどが連星系を形成することを示唆しており、星の形成過程を理解するためには、連星系の形成過程を理解する必要がある。また、連星は現在観測可能な、様々な天文現象を引き起こす存在でもある。例えば、Ia 型超新星や、近年直接検出に成功している重力波は、2 つの恒星間距離が星の半径の数倍程度以下の連星 (以下、近接連星) による連星間質量輸送や、合体の結果生じる現象である。また、初期宇宙に誕生した初代星の生き残りの候補として考えられている金属欠乏星も、初代星の近接連星が起源であると考えられている。しかし、連星系の形成メカニズムは未だ解明されていない。本研究では、磁場を無視し、 α と β をパラメータとした数値シミュレーションを行った。ここではこれまでで得られた結果から連星の形成条件や成長過程について議論し、今後の展望を述べる。

1 Introduction

近傍の連星に関してはこれまでの観測研究により、その頻度や連星間距離、軌道周期、離心率、質量比などが分かっている。太陽近傍の星の場合、60 % から 70 % が連星系のメンバーとして存在し、星形成領域 (おうし座、へびつかい座) では、この頻度が単独星と比べてさらに高い。また、一般的に前主系列星の連星頻度は主系列星の連星頻度より高いことが分かっている。例えば、おうし座領域および Rho ヘビつかい座領域における原始星 (Class 天体) の連星頻度は、連星間距離が 110-1400AU の範囲で、両方とも G 型矮星 (主系列星の一種) の連星頻度より約 2 倍高い。他の星雲内の class 天体でも似た頻度であることが分かっている。一方、オリオン星雲領域の class 天体における連星頻度は、主系列星とほぼ同じである。この結果は、星の多くは連星系や多重星系として生まれるが、その系は時間とともに解消されることを示しており、連星系や多重星系はその形成あるいは成長段階で系からの飛び出しが起こったか、合体したと考えられる。このように単独星はもともと連星もしくは多重星であった可能性が高く、連星の形成・成長過程を解明することは、単独星の起源を理解する上で重要である。

連星の形成過程は、連星間距離が分子雲コアの典型的な半径より小さいことや、上記のように若い星

でも連星頻度が高いこと、連星の多くがほぼ同じ年齢であることから、重力収縮する分子雲コア内で形成されることが示唆されている。しかし、分子雲コア内部は密度が非常に高く不明瞭なため、連星形成の様子を直接観測することは不可能であり、具体的にどのような形成メカニズムがあるのかは未だ完全には解明されていない。特に近接連星についてはほとんど研究が進んでいない。したがって、本研究では数値シミュレーションを用いて近接連星の形成・成長過程を計算し、その結果をもとに連星形成の条件や成長過程を調べる。

2 Methods

半径 10^4 AU の分子雲コアから原始星連星が形成されるまで計算する。本研究では磁場を無視し、

$$\alpha = \frac{E_t}{E_g}$$

で与えられる、重力エネルギーに対する熱エネルギーの比 α 、および

$$\beta = \frac{E_r}{E_g}$$

で与えられる、重力エネルギーに対する回転エネル

ギーの比 β をパラメータとして、4 通りの計算を行った。各サンプルで用いたパラメータの値を表 1 に示す。

表 1: 各サンプルで用いたパラメータの値。観測から $\alpha = 0.1 - 0.8$ 、 $\beta \approx 0.02$ であることが知られている。

サンプル名	α	β
S1	0.5	0.0025
S2	0.5	0.001
S3	0.5	0.04
S4	0.42	0.04

3 Results

これまでの計算結果を以下に示す。図 1 から 4 は、各サンプルの時間進化の様子をそれぞれ示している。また、図 5 は図 4 の下段の 4 つのパネルをそれぞれ拡大したものである。カラーバーは計算領域中心面での密度分布を表している。

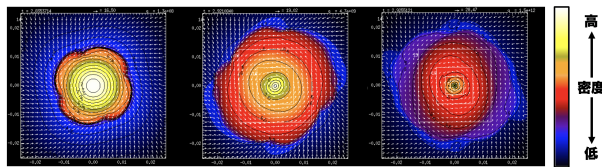


図 1: S1 の時間進化の様子を 3 つ撮ってきたもの。時間は左から右へと進んでいる。スパイラルアームが生じることなく重力収縮が進んでいる。

まず、図 1 から 3 を比較し、 $\alpha=0.5$ における回転エネルギーの違いが、結果にどのような違いをもたらすのか見ていく。図 1 ではスパイラルが生じることなく重力収縮していく様子が見られるのに対し、図 2 および図 3 では、左上から右に 2 番目のパネルで高密度領域が 2 箇所現れ、その後合体し、スパイラルアームが伸びた構造となっている。さらに、図 2 より図 3 のの方がその構造が顕著に見られることから、回転エネルギーが高いほどスパイラルアーム構造になりやすいことが分かる。

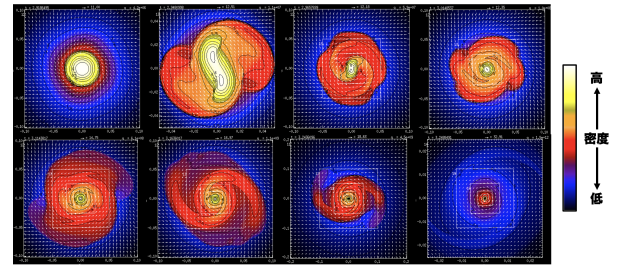


図 2: S2 の時間進化の様子を 6 つ撮ってきたもの。時間は左上から右下へと進んでいる。うっすらとスパイラルアームが見えるが、一番右下のパネルではほとんど消えている。

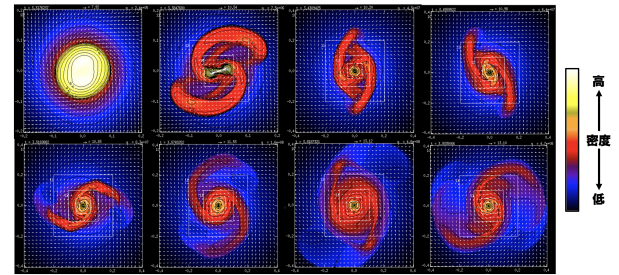


図 3: S3 の時間進化の様子を 6 つ撮ってきたもの。時間は左上から右下へと進んでいる。S2 より顕著なスパイラルアームが見えており、一番右下のパネルまで消えずに残っている。

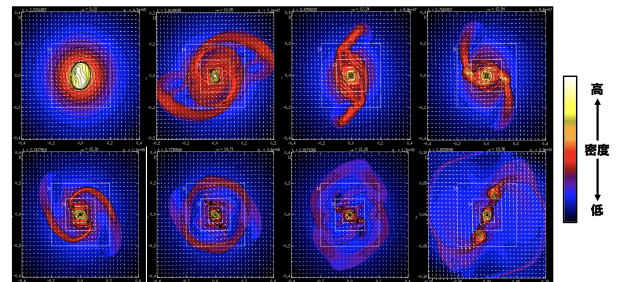


図 4: S4 の時間進化の様子を 6 つ撮ってきたもの。時間は左上から右下へと進んでいる。下段のパネルの左から右にかけて（時間が進むにつれて）、スパイラルアームが中心領域を囲い、最終的に再び薄いアームのようになっているのが分かる。

次に、図 3 と図 4 を比較して、 $\beta=0.04$ における熱エネルギーの違いが、結果にどのような違いをもた

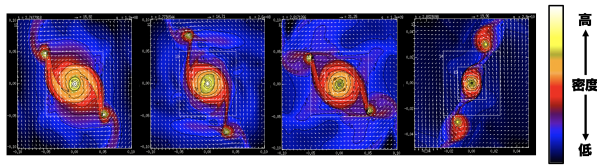


図 5: S4 の下段 4 つのパネルをそれぞれ拡大したもの。時間は左から右へと進んでいる。パネルの左から右にかけて（時間が進むにつれて）三重星を形成している様子がはっきりと見える。

らすのか見ていく。図 3 では上記のようにスパイラルアームが伸びた構造のままであったが、図 4 ではスパイラルアームが生じた後、そのアームが中心を囲うような構造になった。この際、図 5 で見られるように、中心領域では三箇所の高密度領域が生じ、その後、三重星が誕生していることが分かる。この結果から、熱エネルギーが低いほど連星になりやすいと考えることができる。

4 Discussion & Conclusion

連星が形成する条件として、熱エネルギーの比は低い値をとることが分かった。また、回転エネルギーの比はスパイラルアーム構造に影響を及ぼすことが分かった。しかし、本研究はまだ計算時間が短いため、十分に分子雲コアが成長しておらず、分裂する段階に達していない可能性がある。すでに分裂が起きている S4 では三重星が形成されているが、中心領域では重力収縮が続いており、今後この領域内で新たに連星間距離が比較的近い連星（近接連星）が誕生する可能性もある。また、本研究では数パターンのパラメータのみ用いたが、観測研究から得られたパラメータの値の範囲は広く、依存性も高いことから、観測された範囲内でさらにパターンを増やし統計を取ることで、連星の形成・成長過程における特徴やその傾向を調べる必要がある。さらに、present day における星形成で重要と考えられる磁場を考慮していないことから、連星の形成・成長過程を正しく理解するためには、引き続き計算を行うとともに磁場やパラメータの考慮も必要である。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、多くのご指導をいただきました町田正博准教授に深く感謝致します。また、ご支援くださった京都大学に感謝致します。

Reference

- Matsumoto, T., & Hanawa, T. 2003, ApJ, 595, 913
Duchêne, G., & Kraus, A. 2013, ARA&A, 51, 269D
Lund, K., & Bonnell, I. A. 2018, MNRAS, 479, 2235L

Star formation during collapsing phase in low metallicity environments

樋口 公紀 (九州大学大学院 理学府地球惑星科学専攻)

Abstract

異なる星形成環境における収縮するガス雲の進化を three-dimensional non-ideal magnetohydrodynamics (MHD) simulation を用いて調べる。今回は 7 つの金属量 ($Z/Z_{\text{sun}} = 0, 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$ and 1) と 4 つのイオン化パラメータ ($C_{\zeta}=0, 0.01, 1$ and 10, C_{ζ} はイオン化強度を調整するパラメータで $C_{\zeta} = 1$ は近傍の星形成領域のものに対応する) を組み合わせ、28 通りの環境を設定する。設定したガス雲から原始星が形成されるまで計算し、アウトフローの駆動について調べる。 $Z > 10^{-4} Z_{\text{sun}}$ かつ $C_{\zeta} \geq 0.01$ の環境では星形成過程においてアウトフローが駆動される。低質量星は強力な質量放出の結果として形成されるので、アウトフローの駆動の観点から、星形成モードの遷移は $Z \sim 10^{-4} - 10^{-3} Z_{\text{sun}}$ の金属量レンジで現れることが予測される。

1 Introduction

アウトフローは近傍の星形成領域で普遍的に観測される。近年の観測精度の向上により、幅広い質量をもつ原始星がアウトフロー源として認識され始め、低質量星からも大質量星からもアウトフローが駆動されていることが確認された (e.g. Beuther et al. 2002; Maud et al. 2015; Whelan et al. 2018)。星形成過程におけるアウトフローの駆動メカニズムは長年議論続けられており、今もなお議論されている (e.g. Pudritz & Norman 1983)。最近では ALMA 観測によってアウトフローの回転や駆動領域の根元付近が解像されてきており、magnetohydrodynamic (MHD) disc wind model が駆動メカニズムとして有力視されてきつつある (e.g. Bjerkeli et al. 2016; Hirota et al. 2017)。理論研究からはアウトフローは大部分の降着ガスを星間空間に掃き出し、星形成効率や星の最終質量の決定に強く寄与することが示されており (Matzner & McKee 2000; Machida & Hosokawa 2013)、現在の太陽系近傍の星形成過程において観測・理論両方からアウトフローが重要な影響を与えていることが示唆されている。しかし、太陽系近傍以外の星形成領域からのアウトフローは、現在の観測精度をもってしても、観測することができない。そのため宇宙初期から現在に至るまでの星形成過程は、多くの謎が

存在する。そこで、本研究では、異なる星形成環境における収縮するガス雲の進化を three-dimensional non-ideal MHD simulation を用いて調べ、特に星形成効率や星の最終質量に強く影響を与えるアウトフローに着目する。

2 Methods

初期設定や使用しているパラメータ (table 3) は Higuchi et al. (2018) とほとんど同じなので、そちらを参照してもらいたい。

3 Star Formation Mode

宇宙初期から現在まで絶えず星形成は続いている。理論研究で宇宙初期の始源ガスからは $10 - 1000 M_{\odot}$ の質量を持つ星が典型的に形成されることが示された (e.g. Hirano et al. 2015)。というのも、始源ガスでは冷却材が欠如しており、ガス温度が高くなる。ジェーンズ質量が大きくなるため、大質量星が形成される。宇宙初期に比べて現在では、豊富な冷却材の存在が温度を効率的に下げるため、ジェーンズ質量が小さくなり小質量星が形成されやすい。ゆえに、宇宙初期から現在までの間に約 $100 M_{\odot}$ から約 $1 M_{\odot}$ への質量

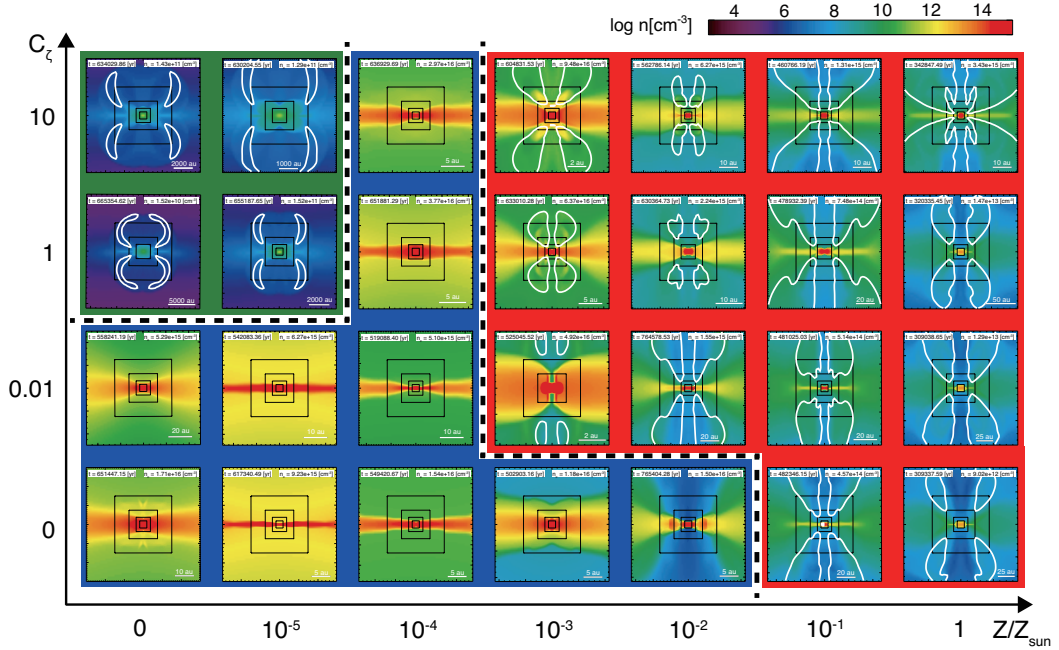


図 1: イオン化パラメータ C_z (縦軸)、金属量 $Z/Z_\odot$ (横軸) に整列された 28 枚のパネルは密度分布をプロットした。それぞれのパネルは $y = 0$ 面でプロットされた密度分布であり、白線で囲まれた領域はアウトフロー領域を示す。経過時間、中心数密度は上部に、空間スケールは下部に表示した。背景色はアウトフローの駆動の有無で色分けされており、low-density outflow model は緑色、high-density outflow model は赤色、non-outflow model は青色である。

遷移が起こったことが推測される。先行研究では、この質量遷移を特徴付ける critical metallicity Z_{cri} (Z_{cri} 以下になると優先的に大質量星が形成される) が考えられた。 Z_{cri} の決定には dust (e.g. Schneider et al. 2002; Omukai et al. 2005) や metal line cooling (e.g. Bromm et al. 2001; Bromm & Loeb 2003) の寄与が考慮された。結果として、 $Z_{\text{cri}} \approx 10^{-5} - 10^{-3} Z_\odot$ のレンジに critical metallicity Z_{cri} が存在することが示唆された。

今回、表 1 に示された 28 通りの初期設定の元、ガス雲から原始星形成までの three-dimensional non-ideal MHD simulation を行い、アウトフローの駆動の有無に着目した (Fig. 1)。アウトフロー駆動の観点から、これらのモデルは 3 つに分類することができ、(1) 高密度領域でアウトフローが駆動する (Fig. 1 の背景赤色、high-density outflow model)、(2) 低密度領域でアウトフローが駆動する (Fig. 1 の背景緑色、low-density outflow model)、(3) シミュレーション

終了時までアウトフローが駆動しない (Fig. 1 の背景青色、non-outflow model)、その傾向として金属量とイオン化パラメータが高くなるほど、アウトフローが駆動することが示された。

high-density outflow models では、中心数密度が $n_c \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ を超えた後、アウトフローが計算終了時まで駆動し続けた。このモデルのアウトフローは現在の星形成過程 (i.e. $Z/Z_\odot \approx 1$) で見られる first core 形成後回転によって磁場が増幅され、magneto-centrifugal force によって駆動されるものであった (e.g. Blandford & Payne 1982; Machida et al. 2008)。一方 low-density outflow model では、中心数密度が $n_c \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$ を超えると、アウトフローが駆動した。このモデルのアウトフローの傾向として、低金属量かつ高イオン化パラメータで駆動されており、シミュレーション終了時まで駆動し続けた。 $C_z = 1$ と 10 の場合、イオン化強度が強く多くの電子を生成し、以下の反応式に従って H_2 や HD が形成され

表 1: モデルパラメータ。1 – 6 列はそれぞれモデル名、イオン化パラメータ C_C 、金属量 $Z/Z_\odot$ 、the mass-to-flux ratio μ_0 、初期磁束密度 B_0 、初期角速度 Ω_0 。7 – 9 列はガス雲の質量 M_{cl} 、温度 T_{cl} 、半径 r_{cl} 。10 列はアウトフローの駆動 (○, ◇), 未駆動 (×) を表す。ここで、高密度領域 (high-density outflow; $n > 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) で駆動したモデル、低密度領域 (low-density outflow; $n < 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) で駆動したモデルを分けている。

Model	C_C	$Z/Z_\odot$	μ_0	$B_0 [\mu\text{G}]$	$\Omega_0 [\text{s}^{-1}]$	$M_{cl} [M_\odot]$	$T_{cl} [\text{K}]$	$r_{cl} [\text{AU}]$	Outflow
I0ZP		0		34.1	1.31×10^{-14}	1.08×10^4	198	4.91×10^5	×
I0Z5		10^{-5}		33.8	1.31×10^{-14}	1.05×10^4	194	4.87×10^5	×
I0Z4		10^{-4}		31.9	1.31×10^{-14}	8.75×10^3	172	4.59×10^5	×
I0Z3		10^{-3}		24.6	1.31×10^{-14}	3.98×10^3	103	3.52×10^5	×
I0Z2		10^{-2}		9.83	1.35×10^{-14}	2.27×10^2	16.4	1.33×10^5	×
I0Z1		10^{-1}		10.3	1.62×10^{-14}	1.26×10^2	18.1	9.67×10^4	○
I0Z0		1		5.76	1.78×10^{-14}	15.2	5.65	4.49×10^4	○
I001ZP		0		28.4	1.31×10^{-14}	6.20×10^3	140	4.09×10^5	×
I001Z5		10^{-5}		25.1	1.31×10^{-14}	6.03×10^3	136	4.05×10^5	×
I001Z4		10^{-4}		26.2	1.31×10^{-14}	4.88×10^3	117	3.77×10^5	×
I001Z3		10^{-3}		20.0	1.31×10^{-14}	2.15×10^3	68.0	2.87×10^5	○
I001Z2		10^{-2}		9.85	1.35×10^{-14}	2.30×10^2	16.5	1.34×10^5	○
I001Z1		10^{-1}		10.4	1.62×10^{-14}	1.28×10^2	18.2	9.72×10^4	○
I001Z0		1		5.76	1.78×10^{-14}	15.2	5.64	4.49×10^4	○
I1ZP		0		12.1	1.31×10^{-14}	4.79×10^2	24.9	1.74×10^5	○
I1Z5		10^{-5}		12.1	1.31×10^{-14}	4.82×10^2	25.1	1.74×10^5	○
I1Z4		10^{-4}		12.4	1.31×10^{-14}	5.09×10^2	26.0	1.77×10^5	×
I1Z3		10^{-3}		12.7	1.31×10^{-14}	5.43×10^2	27.3	1.81×10^5	○
I1Z2		10^{-2}		12.1	1.34×10^{-14}	4.39×10^2	25.0	1.66×10^5	○
I1Z1		10^{-1}		10.9	1.59×10^{-14}	1.58×10^2	20.1	1.06×10^5	○
I1Z0		1		6.11	1.78×10^{-14}	18.0	6.34	4.75×10^4	○
I10ZP		0		13.5	1.31×10^{-14}	6.56×10^2	31.0	1.93×10^5	○
I10Z5		10^{-5}		13.6	1.31×10^{-14}	6.64×10^2	31.2	1.94×10^5	○
I10Z4		10^{-4}		14.0	1.32×10^{-14}	7.25×10^2	33.1	1.99×10^5	×
I10Z3		10^{-3}		15.3	1.32×10^{-14}	9.39×10^2	39.6	2.17×10^5	○
I10Z2		10^{-2}		15.3	1.34×10^{-14}	8.67×10^2	39.6	2.09×10^5	○
I10Z1		10^{-1}		12.6	1.55×10^{-14}	2.74×10^2	26.8	1.29×10^5	○
I10Z0		1		8.03	1.78×10^{-14}	40.1	11.0	6.24×10^4	○

る (e.g. Galli & Palla 1998; Flower & Pineau des Forêts 2003):

$$e^- + \text{H} \rightarrow \text{H}^- + h\nu, \quad (1)$$

$$\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + e^-, \quad (2)$$

$$\text{D}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{HD} + \text{H}^+, \quad (3)$$

$$\text{D} + \text{H}_2 \rightarrow \text{HD} + \text{H}. \quad (4)$$

H_2 や HD は $n_c \lesssim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ のレンジで、ガス温度を 100 K 以下に減少させることが可能であり (e.g. Uehara & Inutsuka 2000)、その後水素原子の 3 体反応 (e.g. Palla et al. 1983; Omukai et al. 2005) によって温度が急激に上昇しガス圧が上昇する (Higuchi et al. 2018 の Fig. 2 参照)。その結果、ガスの収縮スピードが遅くなり、回転のタイムスケールの方が収縮のタイムスケールよりも短くなるので、magneto-centrifugal force によるアウトフローが駆動された。

今回様々な金属量を有するガス雲における星形成過程をシミュレーションし、アウトフローの駆動の有

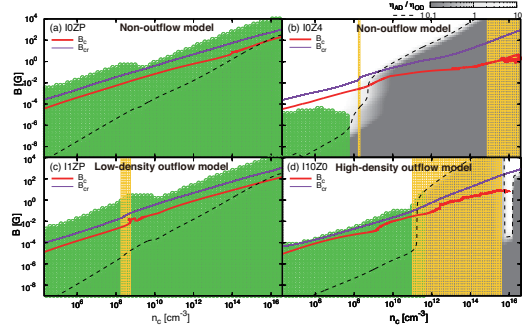


図 2: モデル (a) I0ZP, (b) I0Z4, (c) I1ZP, and (d) I10Z0 のガス雲中心での磁場強度進化を中心数密度に対してプロットした。紫線は臨界磁場強度、赤線は計算結果、緑領域は磁気レイノルズ数が 1 以上の領域、黄領域は adiabatic index γ が $4/3$ ($P \propto \rho^\gamma$) を超えた領域である (詳細は Higuchi et al. 2018 を参照)。灰色のコントアは ambipolar diffusivity η_{AD} と Ohmic resistivity η_{OD} の比をとっており、黒破線がその比が 1 となるレンジである。

無に着目した。アウトフローは大部分の降着ガスを星間空間に掃き出し、星形成効率や星の最終質量の決定に強く寄与することが示されている (Matzner & McKee 2000; Machida & Hosokawa 2013)。そのため、アウトフローの駆動の有無を調べることで、約 $100 M_\odot$ から約 $1 M_\odot$ への質量遷移が起こった金属量レンジを推定できると考えた。計算の結果、イオン化パラメータにも依存するが、大雑把に $Z/Z_\odot = 10^{-4}$ – 10^{-3} のレンジでアウトフローの駆動に違いが見られることがわかった (Fig. 1)。この結果は critical metallicity $Z_{\text{cri}} \approx 10^{-5}$ – $10^{-3} Z_\odot$ と矛盾のない結果である。

4 Outflow driving condition

Fig. 2 に non-outflow models I0ZP と I1ZP、low-density outflow model I1ZP、high-density outflow model I10Z0 の中心磁場強度の進化を示した。今回の解析で、以下の 3 つの条件を満たした時にアウトフローが駆動することが明らかになった:

- (a) 原始星形成前に stable adiabatic core が形成され、

(b) stable core が長時間持続し、

(c) stable core の内側もしくは周りの中性ガスと磁場が強く結合している。

条件 (a) と (b) は effective polytropic index γ が $4/3$ を超えた時に達成され (Fig. 2 の黄領域)、条件 (c) は磁気レイノルズ数が 1 を超えた時に達成される (Fig. 2 の緑領域)。Fig. 2(a) を見ると、緑領域に覆われている (磁場とコア付近のガスは強く結合されている) が、黄領域に覆われていない (原始星形成前にコアが形成できていない)。この model I0ZP は primordial star formation case であり、Machida (2008b) と矛盾ない結果であった。Fig. 2(b) では、原始星形成前にコアは形成されていることはわかるが、磁場とコア付近のガスが強く結合していないため、アウトフローが駆動できなかったと考えられる。Fig. 2(c) と (d) では、緑と黄領域が重なっている。つまり (a) – (c) の駆動条件を満たしたため、アウトフローが出現した。

5 Summary

今回、異なる 28 通りの星形成環境における収縮するガス雲の進化を three-dimensional non-ideal MHD simulation を用いて調べた。星形成過程で起こる現象の中でも特に、アウトフローという質量放出現象に着目した結果、現在の星形成では普遍的に駆動すると考えられているアウトフローだが、環境が異なれば、駆動しない場合があることがわかった。さらに、宇宙初期から現在までの星形成の質量遷移は金属量が $Z/Z_{\odot} = 10^{-4}$ – 10^{-3} のレンジで起こることが示唆され、宇宙初期から現在までの星形成過程は、絶えず変化していることが考えられる。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、町田正博准教授に多くのご指導いただきました。深く感謝いたします。また、共同研究をしてくださっている須佐元教授に深く感謝いたします。基礎物理学研究所からのご支援感謝いたします。

Reference

- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., et al. 2002, *A&A*, 383, 892
- Bjerkeli, P., van der Wiel, M. H. D., Harsono, D., Ramsey, J. P., & Jørgensen, J. K. 2016, *Nature*, 540, 406
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Bromm, V., Ferrara, A., Coppi, P. S., & Larson, R. B. 2001, *MNRAS*, 328, 969
- Bromm, V., & Loeb, A. 2003, *Nature*, 425, 812
- Flower, D. R., & Pineau des Forêts, G. 2003, *MNRAS*, 341, 1272
- Galli, D., & Palla, F. 1998, *A&A*, 335, 403
- Higuchi, K., Machida, M. N., & Susa, H. 2018, *MNRAS*, 475, 3331
- Hirano, S., Hosokawa, T., Yoshida, N., Omukai, K., & Yorke, H. W. 2015, *MNRAS*, 448, 568
- Hirota, T., Machida, M. N., Matsushita, Y., et al. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0146
- Machida, M. N., Inutsuka, S., & Matsumoto, T. 2008, *ApJ*, 676, 1088
- Machida, M. N. 2008b, *ApJL*, 682, L1
- Machida, M. N., & Hosokawa, T. 2013, *MNRAS*, 431, 1719
- Matzner, C. D., & McKee, C. F. 2000, *ApJ*, 545, 364
- Maud, L. T., Moore, T. J. T., Lumsden, S. L., et al. 2015, *MNRAS*, 453, 645
- Omukai, K., Tsuribe, T., Schneider, R., & Ferrara, A. 2005, *ApJ*, 626, 627
- Palla, F., Salpeter, E. E., & Stahler, S. W. 1983, *ApJ*, 271, 632
- Pudritz, R. E., & Norman, C. A. 1983, *ApJ*, 274, 677
- Schneider, R., Ferrara, A., Natarajan, P., & Omukai, K. 2002, *ApJ*, 571, 30
- Susa, H., Doi, K., Omukai, K. 2015, *ApJ*, 801, 13
- Uehara, H., & Inutsuka, S.-i. 2000, *ApJL*, 531, L91
- Whelan, E. T., Riaz, B., & Rouzé, B. 2018, *A&A*, 610, L19

Massive Outflow Driven by Magnetic Effects with High Mass Accretion Rates

松下 祐子 (九州大学大学院 地球惑星科学専攻)

Abstract

Protostellar outflows are ubiquitously observed around low- and high-mass protostars. outflows provide profitable clues for elucidating the star formation process, in which they transport the excess angular momentum and determine the star formation efficiency. To investigate the relation between the mass accretion and mass ejection rates, using a three-dimensional MHD simulation, we calculate the evolution of collapsing magnetized clouds with different thermal stabilities that control the mass accretion rate onto the protostar. Both massive protostars and massive outflows are formed in highly gravitationally unstable cores. The simulated outflow properties are well agreement with observations. This indicates that massive stars form in the same manner as low-mass stars. In addition, massive outflows are driven by magnetic effects as explained in the low-mass star formation process.

1 Introduction

星は、宇宙を構成する要素のうちで最も重要であり、星形成過程を理解することは宇宙を理解することにも繋がる。 $8M_{\odot}$ 以上の質量を持つ星は、大質量星と呼ばれているが、輻射によるフィードバックの効果や星風、超新星爆発など、周囲に与える影響が大きく、宇宙の進化に深く関わっている。したがって、大質量星を研究することは重要である。しかしながら、近傍に観測対象が少なく、低質量星と比較すると研究が発展してこなかった。近年、望遠鏡の精度の向上と共に、大質量星の観測も盛んになってきた。観測結果として、低質量星からは低質量なアウトフローが、大質量星からは大質量なアウトフローが駆動されることが示唆される (Beuther et al. 2002; Wu et al. 2005)。このことから、大質量星の形成過程は、低質量星のスケールアップ版ではないかと考えられている。我々は、星形成過程において普遍的に駆動するアウトフローから、大質量星形成を考えた。スケールアップ版であるとする、大質量星の場合も、低質量星の場合と同様にアウトフローや磁場の効果で角運動量が輸送されていると予測できる。したがって、我々は、磁場とその散逸を考慮した 3 次元 MHD シミュレーションをすることで、大質量星

の形成を考えた (Mstushita et al. 2017; 2018)。

2 Methods

本研究では、3 次元 MHD シミュレーションを用いて、分子雲コアから原始星が誕生するまでを計算した。使用した MHD 方程式は以下に示したものである。

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

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) - \rho \nabla \phi \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho \quad (4)$$

ここでは、エネルギー方程式と輻射輸送を考える代わりに、バロトロピックな状態方程式を仮定した。また、パラメータについては、表 1 に示す。初期状態として、Bonner-Ebert 密度プロファイルをもつ分子雲コアを用意した。中心密度は、 $3.8 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$ 、温度は 40 K とした。これは、大質量星形成領域の観測に基づいた値を設定した。初期の分子雲コアの不安定性 (重力エネルギーに対する熱エネルギーの比) をパラメータとすることで、低質量星から大質量

表 1: モデルごとのパラメータ

Model	f	C_η	M_{cl} [$M_\odot$]	R_{cl} [pc]	B_0 [μ G]	Ω_0 [10^{-14} /s]	α_0	β_0	γ_0	μ
A	1.4		32		23	3.3	0.5			
B	3.4		77		56	5.1	0.20			
C	8.4	1	192	0.28	140	8.0	0.08	0.02	0.2	2
D	17		385		280	11	0.04			
E	34		771		560	16	0.02			
F	67		1542		1120	23	0.01			

星までの広い質量範囲をカバーした。光度計算については、星進化コードを用いて、質量降着率と原始星質量から星の進化を計算して求めた (Machida & Hosokawa 2013)。

3 Results & Discussion

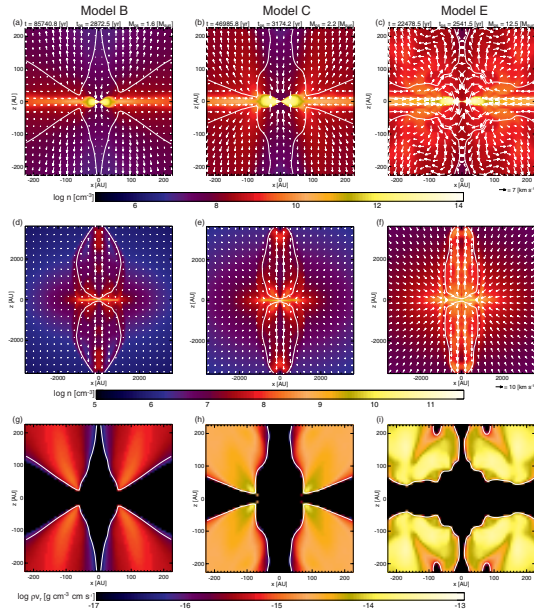


図 1: Time evolutions of the density and velocity distributions in model A, C and F

図 1 には、モデル A, C, F の密度と速度についてのシミュレーション結果を示した。図中のベクトルは速度をカラーコントアは密度を表している。明らかに、モデル A に比べてモデル F の方が、速度も密度も大きいアウトフローが駆動していることが分かる。

モデル F は、最も質量降着率が高く、ファーストコアの寿命が短いものである。このモデルでは、磁場が十分に巻かれてアウトフローが駆動する前に原始星が形成される。つまり、原始星形成後にアウトフローが進化していく。アウトフローの進化やファーストコアの寿命の違いは、質量降着率と初期の分子雲の不安定性に関連していることが示唆される。

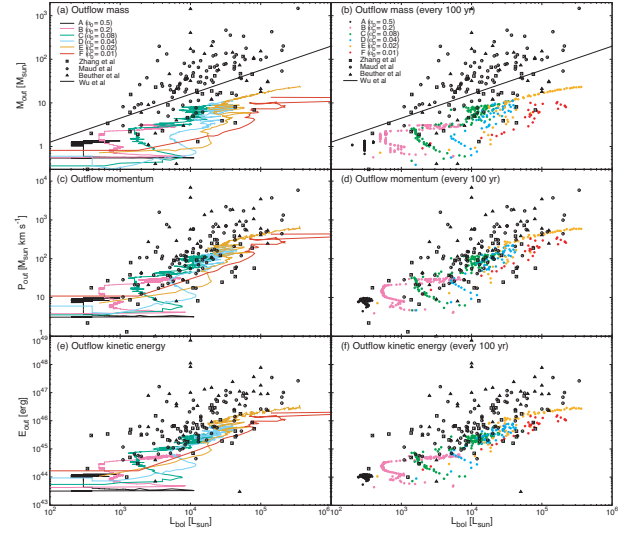


図 2: Comparison with Observation: mass, momentum, energy against bolometric luminosity

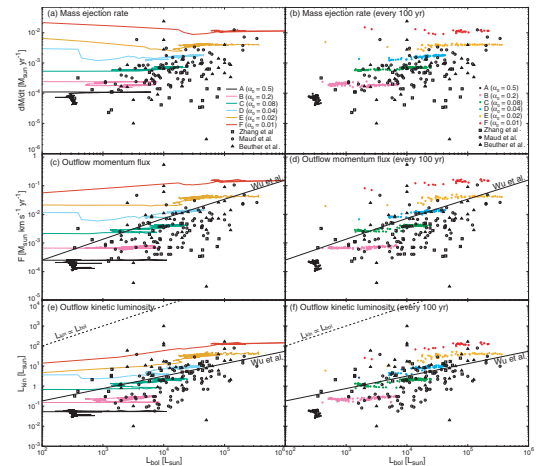


図 3: Comparison with Observation: Outflow rate, kinetic energy and momentum flux against bolometric luminosity

図 2,3 は、シミュレーション結果と観測結果を比較した結果を示す。図 2 の (a)(d) は outflow mass、(b)(e) は outflow momentum、(c)(f) は outflow energy についてである。図 3 の (a)(d) は outflow rate、(b)(e) は kinetic energy、(c)(f) は momentum flux についてである。観測結果は黒色のドットで、シミュレーション結果はカラーで示されている。これらの図から、観測結果とシミュレーションの結果は良く一致していることが分かる。特に、図 3 で示した outflow rate, kinetic energy, momentum flux については、非常に良い一致を見せている。これらの物理量に関して違いが生じた理由としては、outflow mass, outflow momentum, outflow energy は、時間に関して積分した量 (time-integrated quantities) であり、outflow rate, kinetic energy, momentum flux は時間に関する量ではない (time-derivative quantities) ことが考えられる。つまり、time-derivative quantities は星の進化ステージに強く依存していないと言える。したがって、それらの物理量は、アウトフローの駆動メカニズムの決定に深く関わっているといえよう。本研究では、磁場とその散逸のみを考慮し、輻射フィードバックについての考慮は行っていない。にもかかわらず、観測とシミュレーションの結果が非常によく一致したということは、大質量星形成は低質量星形成のスケールアップ版であり、また、大質量星から駆動されるアウトフローは、磁気駆動であると言える。

4 Conclusion

- This results investigate the relation between mass accretion onto the protostar and the magnetically driven outflow
- The simulation results are in good agreement with the observations
- The time-derivative quantities do not significantly depend on the evolutionary stage, they are essential for determine that outflow driving mechanism.

- The massive outflow observed in high-mass star-forming regions can be explained by the MHD disk wind.

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、多くのご指導を頂きました町田正博准教授に深く感謝いたします。また、共同研究してくださっている細川隆史准教授、櫻井祐也さんに深く感謝いたします。京都大学基礎物理学研究所からのご支援に感謝いたします。

Reference

- Beuther, H., et al., 2002, A&A, 383, 892B
- Machida, M. N., & Hosokawa, T. 2013, MNRAS, 431, 1719
- Matsushita, Y., et al., 2017, MNRAS, 470, 1026
- Matsushita, Y., et al., 2018, MNRAS, 475, 391
- Wu, Y., et al., 2004, A&A, 426, 503

分子雲コアの進化における外部圧力の重要性

渡辺 大輝 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

この講演は参考文献についてのレビューである。

星間空間には希薄な星間物質が存在していて、その中で高密度領域では主成分の水素が分子になっているので星間分子雲と呼ばれ、さらにその中でも密度が高い部分は分子雲コアと呼ばれている。その分子雲コアが収縮することで星が形成されると考えられており、分子雲コアの進化を調べるためにビリアル解析という手法が用いられる。このとき考えなければいけないのは分子雲コアの内圧と自己重力のつりあいだけでなく、外部からの圧力も考えることが重要になってくる。

この論文ではへびつかい座 ρ 分子雲について、野辺山の 45 メートル電波望遠鏡で観測した H^{13}CO^+ のデータを用い 68 個の分子雲コアを同定し、その同定した分子雲コアにおいてそれぞれのコアの半径や質量などを求めた。実際の分子雲コアにおいてビリアル解析をすることで、分子雲コアの形成と進化において外部からの圧力が重要な役割を果たすことを示していく。

1 Introduction

星間空間には希薄な星間物質が存在していて、その中で高密度領域では主成分の水素が分子になっているので星間分子雲と呼ばれ、さらにその中でも密度が高い部分は分子雲コアと呼ばれている。その分子雲コアが収縮することで星が形成されると考えられている。

へびつかい座 ρ 分子雲は太陽系近傍にある暗黒星雲で、その近さと若い星の多さ、現在でも星形成が活発に行われていることなどからとてもよい研究対象である。本論文ではこのへびつかい座 ρ 分子雲における高密度コアの物理的性質を分析する必要がある。高密度コアの力学的状態を正確に評価するために高密度トレーサーである $\text{H}^{13}\text{CO}^+(J=1-0)$ を用いた。本論文で使用したのは野辺山 45m 電波望遠鏡のアーカイブデータである。そのデータに clump find アルゴリズムを適用して 68 個のコアを同定し、コアの半径、FWHM 線幅、LTE 質量、ビリアル質量などの物理量を求めた。これらの物理量を使ってビリアル解析を行うことでコアの力学的状態について調べた。

2 Methods

図 1 にはへびつかい座 ρ 分子雲に対する H^{13}CO^+ の積分強度マップにより分子雲の全体的な分布を示す。

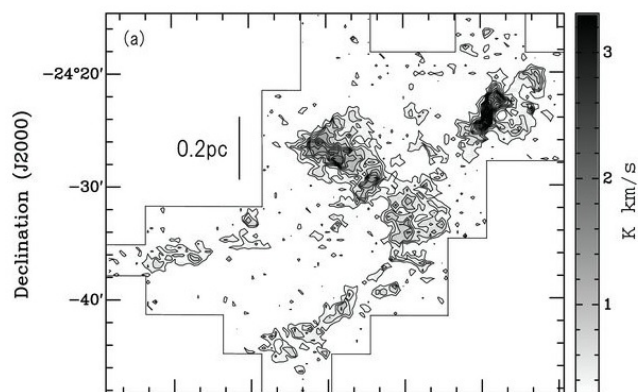


図 1: $\text{H}^{13}\text{CO}^+(J=1-0)$ の積分強度マップ

次に clump find アルゴリズムによりコアを同定する。clump find アルゴリズムとは分子雲の放射のピークを探し、それぞれの隣接するコアとの境界決める手法である。図 2 に Williams et al. 1994 の clump find アルゴリズムのイメージ図を示す。同定した 68 個のコアに対して半径や FWHM 線幅、LTE 質量などを

導出した。

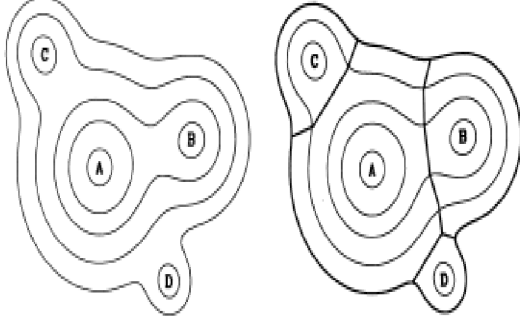


図 2: clump find アルゴリズムのイメージ

同定したコアに対してビリアル解析を行う。簡単のためにコアは一様な球だと近似すると、ビリアル方程式は次のようになる。

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} = U + W + S. \quad (1)$$

ここで I は慣性モーメント、 U は内部エネルギー、 W は磁場の効果を含む重力エネルギー、 S は表面圧力を表している。これらは次のように与えられる。

$$U = \frac{3Mdv_{\text{tot}}^2}{8\ln 2}, \quad (2)$$

$$W = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R_{\text{core}}} \left[1 - \left(\frac{\Phi}{\Phi_{\text{cr}}} \right)^2 \right], \quad (3)$$

$$S = -4\pi R^3 P_{\text{ex}}. \quad (4)$$

ここで、 M はコアの質量で今回はコアの LTE 質量が使われる。 dv_{tot} はコアの全速度分散、 R_{core} はコアの半径、 Φ はコアを貫く磁束、 Φ_{cr} は臨界磁束、 P_{ex} は表面圧力。ここで、 Φ と P_{ex} 以外の項は同定したコアの物理量から推測できる。

データから個々のコアにかかる表面圧力を直接推定するのは困難であるため代わりに Oph A、B、C、E、F という subclumps で測定された平均密度 $\langle \rho \rangle$ と速度分散 $\langle \sigma \rangle$ から次のように推定する。

$$\langle P_{\text{ex}} \rangle \approx \langle \rho \rangle \langle \sigma \rangle^2. \quad (5)$$

また、磁場については個々のコアの Φ/Φ_{cr} の値を評

価することは非常に困難である。そのためここでは簡単のために、

$$\frac{\Phi}{\Phi_{\text{cr}}} = 0, \quad (6)$$

と仮定する。

3 Results

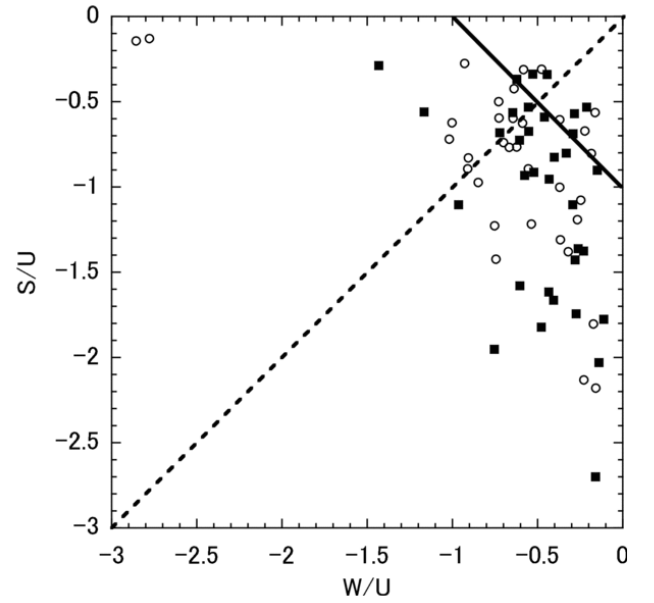


図 3: 表面項 S と重力項 W との関係

図はそれぞれのコアに対してビリアル解析を行ったものがプロットされている。■は YSOs がいないコア、○は YSOs があるコア、表面項 S と重力項 W は内部エネルギー U で規格化されている。実線はビリアル平衡 $U + W + S = 0$ を表している。この実線より下にあるコアは $U + W + S < 0$ であり束縛されている。破線は $S = W$ で、表面項と重力項が等しい状態を表している。

4 Discussion

図 3 の実線より下にあるコアは $U + W + S < 0$ であるため束縛されており、大部分のコアが実線より下にあるのがわかる。このことから大部分のコアは

収縮して星を形成する可能性がある。また、多くのコアは破線 $S = W$ よりも下にあり、これは $|S| > |W|$ を表しており表面項 S が重力項 W よりも重要であることを表している。クラスター環境におけるコアの形成と進化は外部圧力の影響が大きいと考えられる。

5 Conclusion

へびつかい座 ρ 分子雲に対して H^{13}CO^+ の観測をもとに clump find アルゴリズムによりコアを同定した。その同定したコアに対してビリアル解析を適用することで大部分のコアが束縛され、収縮し、星が形成されるだろうということがわかった。また、大部分のコアが重力項よりも表面項のほうが重要で、クラスター環境におけるコアの形成と進化に大きく影響していると考えられる。

Reference

H.MARUTA THE ASTROPHYSICAL JOURNAL,
714:680-698 (2010 May 1)

原始星および原始惑星系円盤における X 線観測の展望

梅谷 翼 (首都大学東京大学院 理学研究科)

Abstract

銀河の構成要素として星は最も基本的なものであり、星がどのように作られ進化するかを理解することは、宇宙のさまざまな現象を正しく理解することにつながる。特に原始星や原始惑星系円盤ではさまざまなダイナミカルな過程が起きているはずであるが、まだ観測的な理解は十分ではない。X線分光観測はこうした星形成・惑星形成にからむ現象を解き明かす新しい手がかりを与えるはずである。なお、本発表は Tsuboi et al. (2014) の内容に基づいている。

1 Protostars

原始星は分子雲から生まれ、恒星へと成長していく天体である。分子雲とは、宇宙空間に存在する微粒子と気体の混合で、構成される星間物質の密度が高く、水素を主成分とする 10 K ほどの低温の領域である。密度が高い領域は分子雲コアと呼ばれ、その進化は重力、乱流と熱運動のエネルギー、磁場のエネルギーなどのバランスがどう変化するかによって左右される。重力が優勢になり分子雲が重力的に不安定になると、重力による自己収縮が始まり、中心に物質が集中し、圧力勾配で支えられた原始星が形成される。原始星は図 1 に示すように、一般的にはクラス 0 からクラス 1 までに分類される。

分子雲の中で大きな角運動量をもつ微粒子やガスは、原始星までたどり着かずに周りを回転しながら、遠心力によって円盤を形成する。この降着円盤が原始惑星系円盤の元となる。原始星の放射スペクトルは中～遠赤外領域にピークを持つが、この帯域は周囲の分子雲による減光に阻まれてしまうため、原始星とその周囲への降着過程を直接観測することはできなかった。このブレイクスルーとなったのが高い透過力を持つ X 線である。日本の X 線天文衛星「てんま」(1983-1984) と「ぎんが」(1987-1991) は 4 keV 以上のエネルギーに感度を持ち、温度数 1000 万度の X 線と 4000 万度の X 線フレアを検出した。低温の分子雲に覆われた内側に非常に高温のプラズマがあることを示し、驚きを与えた結果である。「あすか」(1993-2001) は 10 keV までのエネルギーで X 線撮像が可能で、原始星が実際に X 線源であることを突き

止めた。このように、可視光や赤外線といった他の電磁波では知り得ない原始星の様々な情報を、透過力の高い X 線で観測することにより得ることができる。

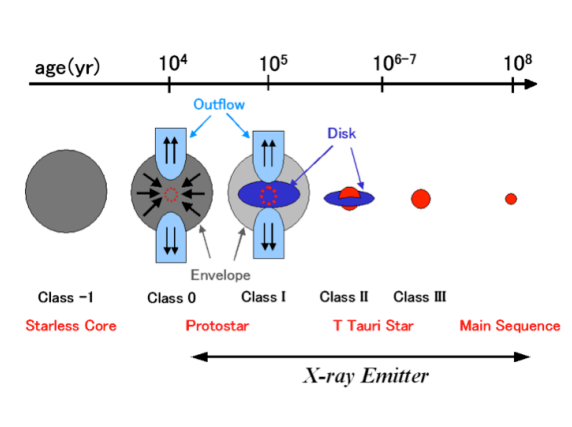


図 1: 星の形成の模式図。原始星はクラス 0, I に分類され、それぞれ放射スペクトルはミリ波、および中間-遠赤外にピークをもつ。バイポーラーフローがあり、ガス降着がおきている。

以下では原始星の X 線分光観測から得られる情報をまとめる。

1.1 原始星の半径と自転

エネルギー 6.7 keV の He-like な鉄輝線の、原始星の自転によるドップラーシフトを観測することで、自転周期を求めることができる。ただし星間物質の影響で輝線に幅が生じるため、これを判別するには

7 keV で $E/\Delta E = 1000$ 相当のエネルギー分解能が必要となる。自転周期と自転速度が得られれば、次の式から原始星の半径を求めることができる。

$$2\pi R_* \cos \theta \sin i = v \cos \theta \sin i T$$

ここで i は原始星の自転軸からの傾斜角、 θ は緯度である。自転速度と半径から導かれる原始星の角運動量は、原始星自身の収縮過程を理解する鍵となる。

1.2 降着物の動力学と質量の下限値の決定

これは上の 1.1 の結果と深く結びついている。降着円盤は、原始星の出す硬 X 線が作る蛍光 X 線すなわち中性の鉄による 6.4 keV の輝線を放出する。この輝線のドップラーシフトとその広がりを見ることで、円盤の内側の力学を特徴づけられる。また星の表面と円盤の自転周期の違いから、円盤から星へ角運動量に移されている様子を調べることもできる。

1.1 で 6.7 keV 輝線を使って発生領域の半径を求めたように、6.4 keV を放射する領域の半径も求めることができる。この結果から、ケプラー運動もとに質量の下限值も決めることができる。フレアを起こす時のスペクトルの時間変化と中性 Fe 輝線の等価幅を観測することで、円盤内部の構造を調べることができる。XRISM は Fe K バンドではチャンドラ衛星よりも高い感度があるため、高い分解能で構造を調べることができる。原始星の降着円盤の内側の構造は、その後原始惑星系円盤となっていく部分なので特に興味深い場所である。

1.3 原始星からのジェット

分子雲コアが重力的に不安定になり原始星が形成されるとき、ジェットと呼ばれるガスの流れが降着円盤に垂直な両極方向に発生する。このジェットは磁気再結合による X 線フレアを伴うと考えられ、実際に太陽ではこれが観測されている。磁気再結合とはプラズマ中で磁力線がつなぎかわり、磁場のエネルギーが運動エネルギーや熱エネルギーに変わる過程である。高いエネルギー分解能を持つ分光器を用いてジェットによるドップラー効果を観測することで、

原始星のフレアとジェットが同時に発生しているかどうかを調べることができる。

1.4 プラズマの温度

過去の原始星の調査により、若い星が高温のプラズマから X 線を出していることがわかっている。しかし周囲のガスによる強い吸収と、10 keV 以上での X 線感度の低下により原始星のプラズマの温度を十分な精度で決められなかった。6.7 keV の He-like と 6.9 keV の H-like な鉄輝線の強度比から、連続スペクトルとは独立にプラズマの温度を推定できる。そのためには Fe K バンドでの高い感度が重要である。

1.5 X 線を放射する時期の特定

クラス 1 の原始星からの X 線は「あすか」が捉え、チャンドラ衛星により X 線での性質がよくわかってきた。Ophiuchi 雲のチャンドラによる観測では、クラス 1 天体の 70% から X 線が見つかり、クラス 1 の原始星は事実上全て X 線を放射すると考えらる。一方、Pre-stellar のクラス -1 の 41 天体からは X 線放射を検出できなかった。このことから X 線放射には原始星自身が不可欠であることが示唆されている。クラス 0 の原始星では、あるタイミングで X 線が放出されることがわかっているが、それらはクラス 0 とクラス 1 の間にあると考えられ、本当にクラス 0 であるかどうかはまだわかっていない。クラス 0 の原始星からの X 線放射を観測では、クラス 1 よりもさらに周囲のガスが多く残っているために、X 線の吸収が検出を困難にしている。10 keV を越えるような、透過力の強い硬 X 線に対し高い感度を備えていれば、この問題を解決できる。

1.6 フレアの前兆となる軟 γ 線の調査

太陽フレアでは、熱的放射による X 線フレアの前兆が軟 γ 線の領域で見られる。これは他の星でも同じような前兆を観測できるはずである。この前兆は、磁気再結合による粒子加速で起こる非熱的制動輻射と考えられている。こうした前兆に対して、高感度

な撮像ができることと、熱的なX線フレアで出る高電離状態の鉄の K 輝線に対し優れたエネルギー分解能を持つことの 2 つが合わされば (たとえば XRISM と NuSTAR の同時観測)、原始星のフレアの過程を特徴づけられる強力な手段となる。

Reference

Tsuboi, Y., Ishibashi, K., Audard, M., et al. 2014, arXiv:1412.1162

近赤外 CaII 三重輝線を用いた前主系列星の彩層活動の調査

山下 真依（兵庫県立大学 理学部 物質科学科）

Abstract

ひので衛星により、太陽の彩層は光球のエネルギーをコロナに伝える重要な役割があることが近年明らかになった。太陽と同程度の質量を持つ恒星の、前主系列段階は T タウリ型星 (TTS) と呼ばれる。前主系列星には主系列星より活発な彩層が存在すること、その活動度は原始惑星系円盤からの降着量に依存していることが近年の研究で明らかになった。質量降着によって加熱された彩層からは CaII 三重輝線 (λ 8498,8542,8662 Å) などの輝線が放出される。

本研究では、前主系列星の彩層活動を通して、彩層や原始惑星系円盤などの様子を知ることが目的である。Ca 三重輝線の等価幅・速度幅自体が時間変動している可能性が高い。TTS の彩層をモニター観測すると、降着した領域の密度などが分かるだけでなく、降着の過程も考察できる。

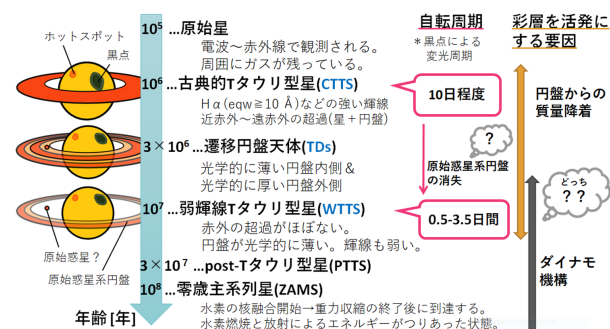
そこで、おうし座分子雲、さそり座分子雲に付随する TTS 20 天体を、西はりま天文台 2 m なゆた望遠鏡と中低分散分光器・MALLS を用いて取得した。そのうち CaII 三重輝線が顕著に現れていた 3 天体は 1200 秒積分の中分散分光観測を繰り返した。結果、CTTS のには変動が見られた。狭輝線 T タウリ型星 (WTTS) も狭輝線が見られたが、S/N が悪いいため変動しているかは評価が難しい。今後はおうし座分子雲の TTS のモニター観測を続ける予定である。

1 Introduction

1.1 彩層について

恒星大気は内側から光球・彩層・コロナに分けられる。外側になるにつれて光球の温度は低くなるが、その勾配が逆転しなだらかな温度上昇を示している領域が彩層である。彩層は恒星の大気の最上部にある薄い層で、H や Mg、Ca などによる多くの輝線が生まれる領域でもある。太陽以外の恒星にも彩層やコロナが存在する。主系列星の彩層活動は自転速度を一つのパラメータとするダイナモ機構に依存していることが Noyes et al.(1984) で発見された。

ら TDs の円盤内縁は光学的に薄くなっていると言われている。TDs はそのタイムスケールが短く、観測例が少ないことから不明な点が多い。



1.2 小質量星 (M=1~2M_⊙) の前主系列段階

小質量星 (M=1~2M_⊙) の前主系列段階として原始星、古典的 T タウリ型星 (CTTS) と弱輝線 T タウリ型星 (WTTS) と進化すると考えられる。近年、CTTS と WTTS の間の進化段階として遷移円盤天体 (TDs) が定義された。SED(spectral energy distribution) か

図 1: 小質量星 (M=1~2M_⊙) の前主系列段階。進化が進むにつれて円盤の内側は光学的に薄くなっていく。WTTS の段階では円盤内縁と中心星を結んでいた磁場が存在しないので、自転周期が短くなる。

1.3 前主系列星の彩層活動

前主系列星の彩層はより活発であると言われている。円盤からの物質降着により熱せられた彩層からは近赤外 CaII 三重輝線 (λ 8498・8542・8662 Å) が放出されるため、それが彩層活動の指標となる。先行研究 Moto 'oka&Itoh(2013) では前主系列星の彩層活動はダイナモ機構ではなく、円盤からの質量降着率に依存している。また円盤の質量が同程度であれば TDs の CaII 輝線の強度は CTTS の 10 倍弱いことが確認できた。TDs の段階では、原始惑星によって円盤内縁から恒星の赤道面への降着は阻害されていると考えられる。光学的に厚い円盤外縁の物質が恒星の極へと流れる可能性があるが、両方とも現段階では断定することはできない。紫外線や X 線では、数時間のタイムスケールのアウトバーストが観測されている。このとき円盤物質のかたまりが光球へと降着していると考えられている。

降着の過程は円盤内縁の密度変化と関係がありそうだが、CaII 輝線の等価幅、速度幅自体が時間変化している可能性も高いため、より多くのモニター観測が必要である。等価幅や速度幅の変光周期を測定して原始惑星系円盤の半径と比較すると、円盤のどこから物質が降着しているのかを考察できる。

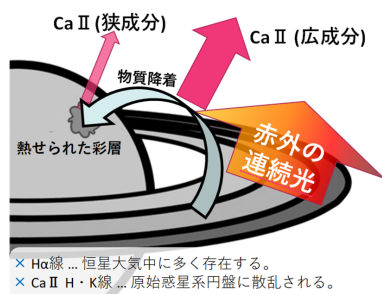


図 2: T タウリ型星の周辺には原始惑星系円盤が存在する。円盤から中心星へ物質が降着したとき、降着によって温められた彩層と降着している途中の物質から CaII 輝線が放射される。どちらから出たのかを判定するには、輝線の等価幅・速度幅を測定する必要がある。また円盤からは赤外の連続光が出ているが、進化が進むにつれて弱くなっていく。

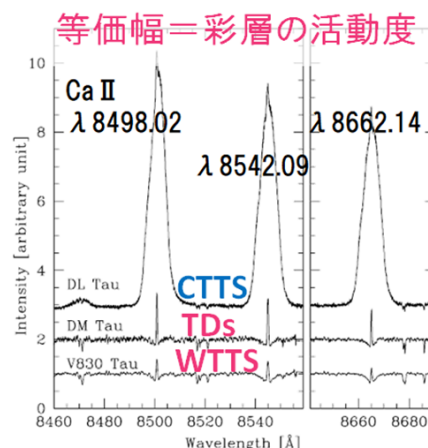


図 3: CaII 三重輝線の等価幅は彩層の活動度の指標として用いられてきた。先行研究 Moto 'oka&Itoh(2013) では、進化に伴って彩層活動は弱まっていた。

2 Observations

本研究では T タウリ型星の自転周期と CaII 三重輝線の強度および速度幅の時間変動周期の検出を試みた。観測対象はおうし座分子雲 (距離 約 140 [pc])、さそり座－ケンタウルス座分子雲 (距離 約 118-145 [pc]) に付随する T タウリ型星 17 天体である。いずれも単独星であり、自転周期が比較的短く I 等級の明るいものを優先的に観測した。2 m なゆた望遠鏡と中低分散分光器・MALLS (Medium And Low-dispersion Long-slit Spectrograph) を用いて取得した。そのうち 3 天体は 1200 秒積分の中分散分光観測を繰り返した。DG Tau は 3 回、DL Tau は 2 回、V1023 Tau は 5 回である。



図 4: 2 m なゆた望遠鏡と中低分散分光器・MALLS

1 が観測のパラメータである。

表 1: 観測のパラメータ

観測期間	2017/12/5 ~ 2018/6/13
観測所	西はりま天文台
望遠鏡	2 m なゆた望遠鏡
装置	中低分散分光器・MALLS
観測手法	中分散でのモニター観測
観測対象	太陽近傍の分子雲に属する TTS
露出時間	1200 s または 600 s
観測波長	$\lambda = 8350\text{--}8750 \text{ \AA}$
使用スリット	0.8 "
使用 Grating	1800 本/mm (R ~ 7500)

天体のスペクトル画像を得た同日にコンパリソン画像、フラット画像、ダーク画像を得た。コンパリソン、フラット画像は中心波長を変えずに、観測の前後に取得した。コンパリソン画像は波長校正用の比較光源を写したものである。フラット画像は CCD カメラのピクセルごとの感度ムラを補正するために用いる。ダーク画像は暗電流によるノイズを取り除くために用いるが、そのために天体スペクトル画像、フラット画像のそれぞれに露光時間を合わせ、数種類取得した。

観測で得られた画像の一次処理には、画像処理ソフト IRAF を用いた。全体の流れは以下の通りである。

- ① Overscan 領域の処理
- ② ダーク処理
- ③ フラット処理
- ④ 波長校正
- ⑤ スカイの除去
- ⑥ スペクトルの抽出
- ⑦ 連続光のフィッティング、縦軸の規格化

その後、IRAF で中心波長、等価幅、半値幅を三重輝線それぞれに対して 3 回ずつ測定した。測定値は `splot.log` に記録される。波長ごとに測定値の平均を出し、かつ視線速度と速度幅を計算するためのプログラムを Python3 で組んだ。

3 Results and Discussion

2 m なゆた望遠鏡と分光器 MALLS での観測結果は以下の通りである。S/N が悪く、輝線の有無が判定しづらい天体もあった。

広輝線が見られたもの…DG Tau, DL Tau, RY Tau
狭輝線が見られたもの…V1023 Tau(1-3 回目), CW Tau(λ 8662 のみ), LkCa 4, LkCa19

輝線が検出できなかったもの…BP Tau, HD 283572, HD 285778, SU Aur, CD-23 12851, 1RXS J161951.4-215431

連続光が検出できなかったもの…V1023 Tau(4-5 回目), さそり座の名無し天体

複数回の観測を繰り返した天体のうち、CTTS は DG Tau と DL Tau で、WTTS は V1023 Tau である。今回は DG Tau と V1023 Tau の 3 日間の観測結果を比較する。CTTS・DG Tau ではいずれの観測日でも速度幅が広く、強い CaII 輝線が得られ、その等価幅の変動が見られた。降着している途中の物質から出た CaII 線のほうが優勢であると考えられる。WTTS・V1023 Tau は狭輝線が得られた。1 回目は恒星由来と考えられる速度幅の広い吸収に埋もれた、CaII 線が得られた。2-3 回目は観測時の空が明るかったため S/N が悪かったが、CaII 線らしきものは見られた。4-5 回目は同様の理由で連続光部分も検出できず、解析が難しかった。

4 Conclusion

西はりま天文台 2 m なゆた望遠鏡と中低分散分光器・MALLS を用いて、おうし分子雲とさそり座一ケンタウルス座分子雲の TTS 合計 17 天体を取得した。そのうち 8 天体ではっきりとした近赤外 CaII 三重輝線が見られた。いずれもおうし座分子雲に属する TTS である。複数回の観測を繰り返した CTTS・DG Tau, WTTS・V1023 Tau では近赤外 CaII 三重輝線の等価幅、半値幅、視線速度、速度幅の変動が見られた。DG Tau はどの日も強い輝線が得られた。降着している途中の物質から出た成分が優勢であると考えられる。V1023 Tau では狭輝線が見られ、彩層由来の成分のほうが優勢であると考えられる。

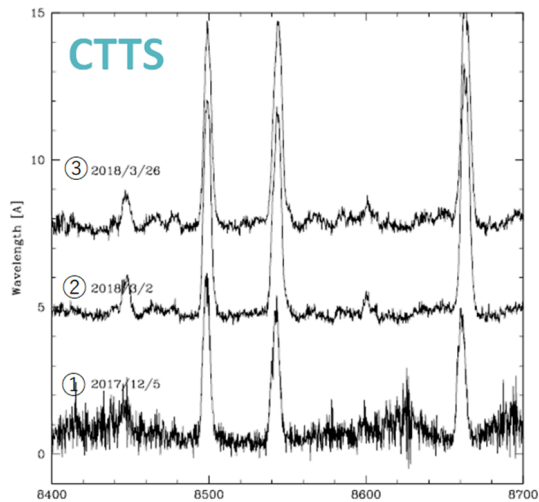


図 5: CTTS(DG Tau) の観測結果。いずれの観測日でも、降着している途中の物質から出たと考えられる強い輝線が得られた。CaII 線の強さが変化しているように見える。それぞれの輝線の観測値および物理量は Appendix を参照。

彩層および原始惑星系円盤の詳細な調査のためにはデータが少ないので、これからもおうし座分子雲の TTS のモニター観測を続ける予定である。さらに、すばる望遠鏡 HDS、Keck 望遠鏡 HIRES、VLT X-shooter と UVES のアーカイブデータを解析し、データ数を増やすつもりである。

Reference

- Noyes, R. W., Hartmann, L. W., & Baliuns, S. L., et al. 1984, ApJ, 279, 763
- Moto'oka, K., & Itoh, Y. 2013, RAA, 13, 1189

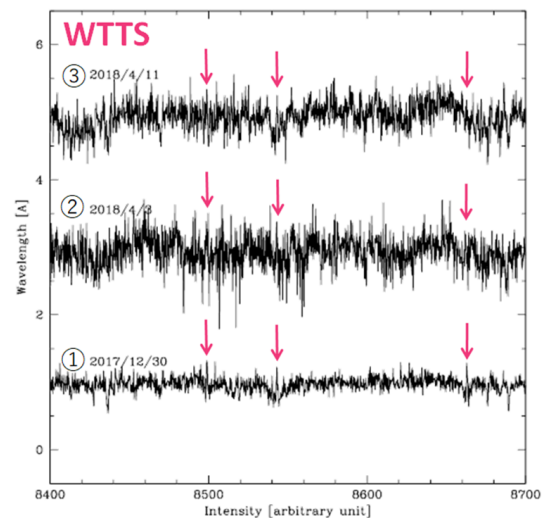


図 6: WTTS(V1023 Tau) の観測結果。5 日間観測したが、空が明るかったために 4-5 回目は連続光が検出できなかった。1 日目・2017/12/30 は近赤外 CaII 三重輝線の狭成分らしきものがはっきりと見られる。この輝線は恒星による広い吸収に埋もれているため、リアルである可能性が高い。それぞれの物理量が変化していることが確認できる。S/N が悪かったため比較が難しい日が多かったが、今後のモニター観測に期待される。

Herbig Be 型星 Z CMa の可視光分光モニター観測

秋本 妃奈子 (兵庫県立大学大学院 物質理学研究科)

Abstract

前主系列星の変光を調べることは、若い星の質量獲得のメカニズムの解明に役立つと考えられる。近年アウトバーストを起こしたことで有名な Z CMa は、Herbig Be 型の星と FU Ori 型の星の若い連星であることが知られている。この星は静穏時には V バンドで 11 等級だが、2014 年から 2018 年の間に 4 度の急激な増光を起こし、最大で 8 等級前後まで明るくなった。本研究では 2 度の増光期間を含む 2015 年 10 月から 2018 年 1 月にかけての分光モニター観測の結果を報告する。観測には西はりま天文台の 2m 反射望遠鏡「なゆた」に搭載される、可視光中低分散分光器 MALLS (Medium And Low-dispersion Long-slit Spectrograph) を使用した。19 夜において、6280 Å から 6720 Å の波長範囲で波長分解能 $R \sim 7500$ のスペクトルを取得した。また、Keck 望遠鏡の高分散分光器 HIRES で撮られた、2000 年から 2008 年までの 5 夜のデータも使用した。得られたスペクトルには $H\alpha$ や FeII など多数の輝線が確認され、活発な質量降着現象が起きていることが分かった。一方で質量放出現象と密接な関わりがあるといわれている [OI] 輝線は、観測期間中に等価幅が $-0.68 \text{ \AA}$ から $-4.4 \text{ \AA}$ まで変化した。V 等級が明るくなると等価幅は減少したことから、増加した連続光に [OI] の輝線が埋もれたものと考えられる。また [OI] の等価幅から質量放出率が $10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 程度と推定できる。これらの結果から Z CMa の連続光の急激な増光と質量放出との関係を議論する。

1 Introduction

1.1 若い星の質量獲得

星は分子雲内部で生まれ、周囲の物質を取り込むことにより質量を獲得していく。物質は星の周りに形成された降着円盤を介して星の表面へと落下する。多くの若い星は数十万年から 1000 万年ほどの時間をかけて、通常時に $10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 程度の降着率で質量を獲得していくと考えられている。しかしこの降着率だけでは最終的な主系列星の質量に至るには不十分である。この問題の解決の糸口として、星の急激な増光現象である FU Ori 現象が注目されている。FU Ori 現象は降着円盤からの物質降着により発生すると考えられていて、現在十数天体が報告されている。Hartmann & Kenyon (1996) は星の形成率と過去の FU Ori 現象の観測頻度から、この現象はどの星に対しても反復的に起こり、1 天体あたりに 10 回以上起こる可能性があるとして推測した。このように FU Ori 現象は星の成長に必須であると主張される一方で、観測事例が少なく未だ解明されていない部分が

多い。FU Ori 現象を起こしている星について観測研究することは、星形成のメカニズムの本質的な解明に繋がると考えられる。

変光を示す若い星の観測において、しばしばジェットが観測される。ジェットは磁気遠心力噴出メカニズムを介して降着円盤表面から生じることが広く受け入れられており、角運動量を効率的に抽出し物質を星表面へと降着させることを可能とするため、星形成を考える上で重要な役割を果たすと考えられている。

6300 Å の [OI] は禁制輝線でありジェットに由来することが知られ、ジェットによる質量放出率の測定に用いられる。Hartigan et al. (1995) は [OI] 輝線を用いて数多くの T Tau 型星の質量放出率を求め、その結果質量放出率と質量降着率の間に 0.01 の比で相関があると報告した。

1.2 Z CMa

Z CMa は Herbig (1960) によって Herbig Ae/Be 型星と分類された星である。不規則な周期で変光を示すことで有名な若い星であり、静穏時は V バンドで 11 等級、アウトバースト時は 9 等級にまで明るくなることが知られている (Covino et al. 1984; Hessman et al. 1991)。また Z CMa は 0.1 arcsec 離れた連星であり、SED において可視域と紫外域で支配的な南東の星 (SE) と、強い赤外源の北西の星 (NW) からなることが示された (Koresko et al. 1991)。Whitney et al. (1993) による $H\alpha$ 輝線の強い偏光の発見や van den Ancker et al. (2004) の高分散分光の結果などから、南東の星は FU Ori like な星、北西の星はエンペロープに囲まれた B 型星であると一般的に解釈されている。

この星は 2014 年から 2018 年の間に 4 度の急激な増光を起こし、最大で V バンドで 8 等級前後まで明るくなった。本研究では 2 度の増光期間を含む 2015 年 10 月から 2018 年 1 月にかけての分光モニター観測の結果を報告し、ジェットによる質量放出率とその時の質量降着率について議論する。

2 Observations

本研究の観測は 2015 年 10 月から 2018 年 1 月にかけて、西はりま天文台の 2m 反射望遠鏡「なゆた」で行った。使用した装置は可視光中低分散分光器 MALLS (Medium And Low-dispersion Long-slit Spectrograph) である。観測波長は 6280 Å から 6720 Å で、波長分解能 $R \sim 7500$ 、600 秒から 3600 秒の露出時間で 19 夜のデータが得られた。図 1 に観測したときの日にちと光度を示す。

画像処理には National Optical Astronomy Observatory (NOAO) の画像解析ソフト IRAF (Imaging Reduction and Analysis Facility) を用いた。

また、解析には Keck 望遠鏡の高分散分光器 HIRES で撮られた、2000 年から 2008 年までの 5 夜のデータも使用した。表 1 にデータの詳細を記す。HIRES のデータの画像処理は IRAF の他、MAKEE (Mauna Kea Echelle Extraction) というパイプラインを通し

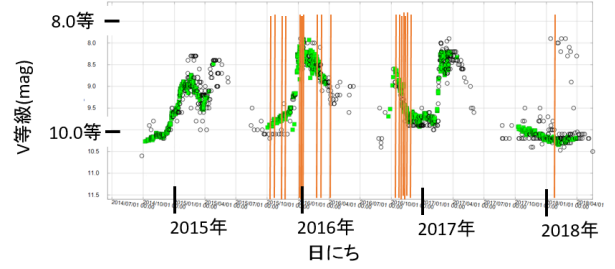


図 1: Z CMa の光度曲線。緑点は V 等級、白丸が眼視観測による等級、オレンジ線が本研究の観測でデータが得られた日を表す。光度曲線は AAVSO (American Association of Variable Star Observers) で公開されているデータを使用した。

て行った。

表 1: アーカイブより取得した HIRES のデータ

観測日	観測者	露出 (s)	V 等級 (mag)
2008.12.3	Dahm	60	8.7
2008.12.4	Dahm	60	8.7
2008.12.17	Hireseng	60	8.5
2010.11.14	Herbig	200	8.5
2011.12.18	Reiqrth	180	10.1

3 Results and Discussion

3.1 Z CMa のスペクトル

図 2 に MALLS で得られたスペクトルの一例を示す。P Cygni を示す強い $H\alpha$ 輝線その他、複数の FeII 輝線などが見られた。

また、得られたスペクトルのうち 6300 Å の [OI] について拡大し時系列に並べたものを図 3 に示す。今回の観測において 6300 Å のピークその他 6291 Å 付近にもピークが見られた。van den Ancker et al. (2004) によると 6291 Å のピークは 2000 年までの観測では見られなかったもので、2002 年の観測において見られるようになった。このピークについて、前述の著者はジェットのコリメーションが変わったことに由来

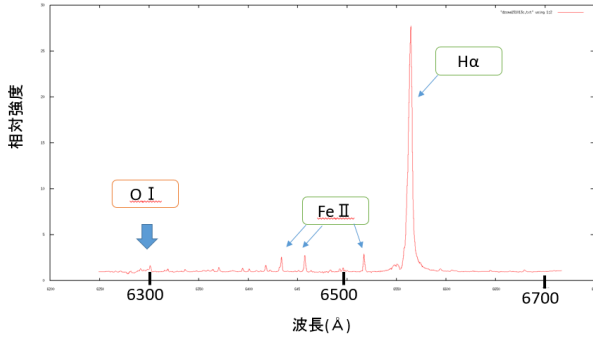


図 2: Z CMa のスペクトルの一例。

している可能性を述べている。

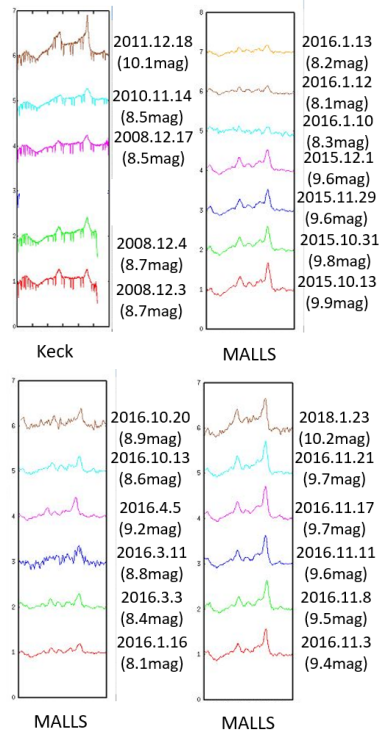


図 3: [OI] のスペクトル。横軸: 6280 Å-6310 Å、縦軸: 相対強度

3.2 [OI] の等価幅

[OI] の等価幅は IRAF の splot タスクを用いて直接積分により測定した。測定した幅は 6287 Å から

6303 Å であり、ピークを 2 つともを含む。ジェットに関する先行研究では [OI] は 40km/s を境に低速成分と高速成分に分けられ、ジェットに直接的に関係している高速成分について議論がなされる (Nisini et al. 2018)。しかし今回はピークが 2 つあるなどの理由で測定方法が複雑になるのを避け、両者の区別はしていない。得られた等価幅の測定結果を図 4 に記す。

また図 4 には、[OI] の光度が変わらず連続光成分のみが増加した場合に予測される等価幅の推移のモデル線も示す。

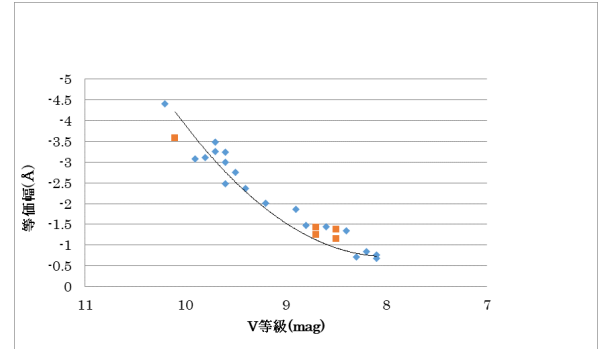


図 4: [OI] 等価幅の測定値とモデル値。青点は MALLS、オレンジ点は Keck の測定点、黒線はモデル線の推移を表す。

図 4 に示したように、測定値は等級が明るくなると小さくなったが、その推移の仕方はモデル値におおよそ合致していた。これは [OI] 輝線が連続光に「埋もれた」ことを意味する。

3.3 質量放出率と質量降着率

質量放出率は [OI] の光度から見積もることができる。求め方にはいくつかの式が提唱されているが、本研究では Hartigan et al. (1995) の次式を採用した。

$$\log_{10} \dot{M}_w = -4.30 + \log_{10} \frac{L_{6300}}{L_{\odot}} \quad (1)$$

ここで、 $\dot{M}_w$ は質量放出率、 L_{6300} は [OI] の光度、 $L_{\odot}$ は太陽光度を表す。まず、観測で得た [OI] の等価幅と Z CMa の地球からの距離 4.2988 arcsec (Gaia

Collaboration 2018) から [O1] の光度を算出した。続けて、求めた [OI] 光度から質量放出率を算出した。

次に、質量降着率を求める。静穏時を V バンドで 10.5 等級とし、等級の差から光度がどの程度増えたかを調べる。Koresko et al. (1991) は Z CMa について南東の星と北西の星に分けてスペクトルエネルギー分布 (SED) を作成し、それぞれの光度を $700 L_{\odot}$ と $2100 L_{\odot}$ と求めた。このとき、Z CMa までの距離は 1150 pc を用いて求めている。本研究において Koresko et al. (1991) の作成した SED の概形が等級が変化しても変わらないものと仮定し、距離と等級を焼き直すことで今回の観測における光度の変化量を決定した。決定した光度の変化量から、質量降着率を求める。光度の変化量と質量降着率の関係式は、Gullbring et al. (1998) の次式を採用した。

$$L_{acc} \simeq \frac{GM_s \dot{M}_{acc}}{R_s} \left(1 - \frac{R_s}{R_{in}}\right) \quad (2)$$

ここで、 L_{acc} は降着光度、 G は重力定数、 M_s は星の質量、 $\dot{M}_{acc}$ は質量降着率、 R_s は星の半径、 R_{in} は降着円盤のインナー半径を表す。出典先の論文において、 $\left(1 - \frac{R_s}{R_{in}}\right)$ は典型的に 0.8 とおいてよいとしているので、本研究でもそれを採用する。 M_s は $3M_{\odot}$ 、 R_s は $7R_{\odot}$ を使用した (van den Ancker et al. 2004)。

以上により得られた結果を、図 5 に記す。

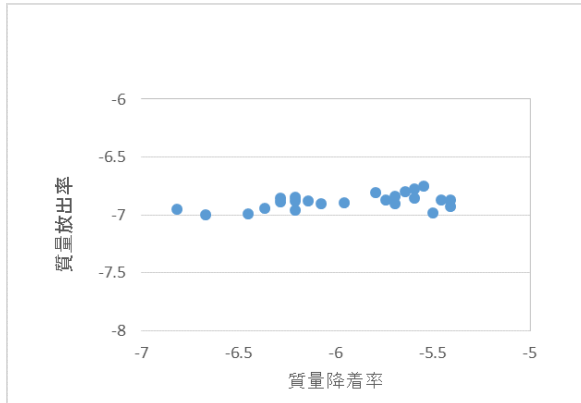


図 5: Z CMa の質量放出率と質量降着率。縦軸横軸共に $\log(M_{\odot} \text{ yr}^{-1})$ の値。

図 5 より、質量降着率が変化したにも関わらず、質量放出率がおおよそ一定であったことが分かった。

4 Conclusion

本研究の観測より、質量降着率がおおよそ $10^{-6.8} M_{\odot}$ から $10^{-5.4} M_{\odot}$ で推移したのに対し、質量放出率は $10^{-6} M_{\odot}$ でほぼ一定であったことが分かった。これは、質量降着率と質量放出率との間に相関があるという先行研究の結果と矛盾する。今後この結果の解釈として、両者の間にタイムラグがあるなどいくつかの可能性について議論を展開していく必要がある。

Reference

- Covino, E.; Terranegra, L.; Vittone, A. A. & Russo, G. 1984, AJ, (ISSN 0004-6256), 89, Dec. 1984, p. 1868-1875
- Gaia Collaboration 2018, VizieR On-line Data Catalog: I/345. Originally published in: 2018A&A. Hartmann, Lee; Calvet, Nuria; Gullbring, Erik & D'Alessio, Paola 1998, APJ, 495, Issue 1, pp. 385-400
- Hartigan, Patrick; Edwards, Suzan & Ghandour, Louma 1995, APJ, 452, p.736
- Hartmann, Lee, & Kenyon, Scott J. 1996, ARA&A, 34, 1996, pp. 207-240
- Hessman, F. V.; Eisloffel, J.; Mundt, R.; Hartmann, L. W.; Herbst, W. & Krautter, J. 1991, APJ, Part 1 (ISSN 0004-637X), 370, March 20, 1991, p. 384-395
- Herbig, George H. 1960, APJ Supplement, 4, p.337
- Koresko, Chris D.; Beckwith, Steven V. W.; Ghez, Andrea M.; Matthews, Keith & Neugebauer, Gerry 1991, AJ, (ISSN 0004-6256), 102, Dec. 1991, p. 2073-2078, 2127, 2128
- Nisini, B.; Antonucci, S.; Alcal, J. M. et al. 2018, A&A, 609, id.A87, 23 pp
- van den Ancker, M. E.; Blondel, P. F. C.; Tjin A Djie, H. R. E. et al. 2004, MNRAS, 349, Issue 4, pp. 1516-1536.
- Whitney, T. M.; Jiang, J. S.; Searson, P. C. & Chien, C. L. 1993, Sci, 261, Issue 5126, pp. 1316-1319

c10

c11

超大質量星形成における星周円盤の分裂

松木場 亮喜 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

ビッグバンからわずか 10 億年の間に $10^{7-10} M_{\odot}$ と大質量の超大質量ブラックホールが 100 天体以上形成されていることが観測から明らかになっている。これらのブラックホールの種は成長時間の問題からある程度重いことが推察されており、超大質量星と呼ばれる $10^5 M_{\odot}$ の星がその死後に残す同程度の質量のブラックホールがその種として有力視されている。超大質量星を形成するには、星周円盤からの高い降着率のもとで星が膨張し電離フィードバックが抑制されることが重要であると考えられている。しかし降着率の高い円盤は自己重力的に不安定化しやすく、それによって分裂を起こす可能性がある。もし円盤が分裂すると降着率が時間変動するようになり、星の成長に影響を与える。したがって、星周円盤の自己重力不安定性による分裂の有無は超大質量星の形成を考えるうえで重要である。Sakurai et al. (2016) では星周円盤の時間進化シミュレーションから得られた降着率をもとに星の進化計算を行い、時間変動のある降着率のもとで超大質量星が形成できるのかを調べている。その結果から降着率が小さい時間が星が収縮するタイムスケールより短い場合に超大質量が形成可能であるという示唆を与えている。しかし円盤の自己重力不安定性は円盤ガスの温度に依存するためガスの熱進化が重要となるが、Sakurai et al. (2016) は状態方程式をバロトロピックにすることで熱進化を考慮していない。

本研究では円盤ガスの熱進化を考慮したうえで、星周円盤の 2 次元流体シミュレーションを行った。それから得られる円盤の自己重力不安定性および星への降着率の時間変動をもとに星の進化について考える。これより超大質量星が形成可能なのかについて議論をする。

1 イントロダクション

近年、キューサーの観測によって高赤方偏移に超大質量ブラックホール (SMBH) が存在することが明らかになっている。ビッグバンからわずか 10 億年以内に $10^{7-10} M_{\odot}$ ほどの SMBH が 100 個以上見つかった (Matsuoka et al. 2018)。これらの大質量の BH を観測で制限されているような短時間で形成する標準的なシナリオはいまだ確立されていない。しかし SMBH の種ブラックホールは降着成長にかかる時間の問題から、ある程度大質量でなければならないと考えられている (e.g. Volonteri 2012)。

その種ブラックホールを形成する有力なシナリオにダイレクトコラプスシナリオがある (Bromm & Loeb 2003)。これは超大質量星 (SMS) と呼ばれる $10^5 M_{\odot}$ 程度の星が、相対論的な効果によって重力崩壊した後に残る同程度の質量の BH を種とするシナリオである。SMS を形成するためには通常の初代星とは異なる特殊な環境が必要である。初代星形成

において始原ガス雲は H_2 分子冷却によって収縮していく (Yoshida et al. 2008; Hosokawa et al. 2011)。しかし外部輻射場によって H_2 分子形成が抑制されると、始原ガス雲は H 原子冷却によって収縮していく (Omukai 2011; see also Sugimura et al. 2014, 2016)。H 原子冷却ガス雲は 10^4 K 程度で等温的に進化し、ガス雲の分裂が回避されと考えられる。ガスの収縮過程で形成される原始星は周囲のガス雲からの降着によって SMS へと成長していく。ガス雲は高温なため、原始星への降着率は非常に大きく典型的に $0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ となる (Chon et al. 2018)。このような大きい降着率のもとでは原始星が巨星化し電離フィードバックが抑制されることで $10^5 M_{\odot}$ の SMS の形成が可能である (Hosokawa et al. 2012, 2013)。

原始星への降着の際に、もとの始原ガス雲が角運動量をもっていると原始星の周囲に円盤が形成され、原始星への降着は円盤を経由するようになる。3D シ

ミュレーション (Chon et al. 2018) では、SMS 形成時にできる星周円盤が自己重力的な不安定性によって分裂する徴候が見られている。円盤分裂が起きると、分裂片が降着することで降着率が大きくなったり、分裂片の降着が落ち着くと降着率が小さくなったりと降着率が時間変動するようになる。3D シミュレーションで見られているような円盤分裂に伴う降着率の時間変動によって SMS 形成の可否に影響する可能性がある。しかしながら、3D シミュレーションには円盤のスケールを十分に解像できていない問題がある。

定常的な $0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 程度の降着率のもとでは SMS の形成が可能だが (Hosokawa et al. 2012, 2013)、降着率が時間変動する場合にも SMS は形成可能なのかを Sakurai et al. (2015, 2016) が調べている。Sakurai et al. (2016) では 2D シミュレーションを行い星周円盤から中心の原始星への降着率の時間進化を追っている。そしてシミュレーションから得られた降着率をもとに星の進化計算を行っている。その結果から降着率の小さい時間が長い場合は、星が収縮することで電離フィードバックが働き降着流を止め、SMS が形成できないことが示唆されている。しかし円盤の自己重力不安定性は円盤ガスの温度に依存するためガスの熱進化が重要となるが、Sakurai et al. (2016) は状態方程式をバロトロピックにすることで熱進化解いていない。

本研究は円盤ガスの熱進化を考慮したうえで、星周円盤の 2D 流体シミュレーションを行い、それから得られる円盤の自己重力不安定性および星への降着率の時間変動をもとに星の進化について考えることが目的である。本稿では開発途中であるコードのテスト計算における結果について紹介を行う。

2 モデルと手法

本研究では分子雲コアの崩壊から円盤の形成および進化過程を 2D シミュレーションによって追っていく。計算領域は極座標をとり、内縁と外縁の半径を決めたうえで 128×128 のグリッドに分割する。内側にはシンクを置き、単位時間あたりにシンクへと流入したガスの質量を計ることで降着率を求める。

2 次元において計算するために分子雲コアを薄い円盤状のガスとして近似して取り扱う。そうすると基礎方程式は、

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\nabla_p \cdot (\Sigma \vec{v}_p), \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma \vec{v}_p) + [\nabla \cdot (\Sigma \vec{v}_p \otimes \vec{v}_p)]_p = -\nabla_p P + \Sigma \vec{g}_p + (\nabla \cdot \Pi)_p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla_p \cdot (e \vec{v}_p) = -P(\nabla_p \cdot \vec{v}_p) - \Lambda + (\nabla \vec{v})_{pp'} : \Pi_{pp'}, \quad (3)$$

となる。それぞれ質量、運動量とエネルギーの保存の式である。下付きの添え字 p は平面成分 (r, θ) を表す。また、 Σ は面密度、 $\vec{v}$ は速度、 P は鉛直方向に積分した圧力、 $\vec{g}$ は重力加速度、 Π は粘性ストレステンソル、 e は単位面積当たりの内部エネルギーを表している。圧力 P は比熱比 γ を用いて、

$$P = (\gamma - 1)e, \quad (4)$$

重力加速度 $\vec{g}$ は中心星による重力加速度 $\vec{g}_{\text{star}}$ とガスからの重力を考慮した重力ポテンシャル

$$\Phi = -G \int \frac{\Sigma}{|\vec{r} - \vec{r}'|} r' dr' d\phi' \quad (5)$$

より

$$\vec{g} = -\nabla_p \Phi + \vec{g}_{\text{star}} \quad (6)$$

で与えられる。また、粘性ストレステンソル $\vec{\Pi}$ は動粘性係数 ν を用いて、

$$\Pi = 2\Sigma\nu \left(\nabla \vec{v} - \frac{1}{3}(\nabla \cdot \vec{v})\mathbf{e} \right) \quad (7)$$

から得られる。なお、 $\mathbf{e}$ は単位テンソルである。

式 (2) の右辺の Λ は単位面積当たりの冷却率で冷却過程として H_2 の輝線放射、 H^- 自由-束縛放射、 $\text{H}_2 - \text{H}_2$ 衝突誘導放射、 $\text{H}_2 - \text{He}$ 衝突誘導放射と化学冷却を考慮した。化学冷却は化学反応に伴って起きる冷却で、本研究では H_2 の解離と電離に伴う冷却を考えている。なお本稿ではテスト計算として太陽金属量における計算結果を示す。したがって上記

の冷却過程に加えて、金属 (OI, CII) の輝線放射とガス-ダスト衝突を考慮している。

化学進化は $\text{H}, \text{H}_2, \text{H}^+, \text{e}$ を非平衡、 H^- を平衡としてその進化を追った。 He は常に中性であり、化学進化には寄与しないものとしている。

初期条件としてコアの面密度と角速度の半径分布を与える。軸対称で磁場的に不安定なコアの半径分布は (Basu 1997)

$$\Sigma = \frac{r_0 \Sigma_0}{\sqrt{r^2 + r_0^2}}, \quad (8)$$

$$\Omega = 2\Omega_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2} - 1 \right], \quad (9)$$

となる。下付きの添え字 0 は中心での値を表す。 r_0 は中心から密度が一定となるコアの半径で、

$$r_0 = \sqrt{A} \frac{c_s^2}{\pi G \Sigma_0} \quad (10)$$

で与えられる。定数 A が 1 のとき分子雲コアは力学平衡である。本研究では $A = 1.2$ とする。テスト計算における初期の温度は 10 K とした。また計算領域の内縁半径は 10 au、外縁半径は 10^4 au としてコア半径 $r_0 = 1500$ au とした。このとき分子雲コアの質量は $1.4 M_\odot$ となる。

3 結果

ここではテスト計算の結果を示していく。図 1, 2 にそれぞれ面密度と温度の半径分布図を示す。なお両方とも角度方向に平均をとっている。線の色の違いは時間の違いを表しており、計算の始めを $t = 0$ とすると赤は 0 Myr, 橙は 0.06 Myr, 緑は 0.075 Myr, 青は 0.15 Myr, 紫は 0.25 Myr である。図 1 を見ると計算開始から $t = 0.07$ Myr (緑) まで面密度分布は自己相似的になっており、内側のコア部分ほど先に密度が大きくなっていく。 $t = 0.07$ (緑) になると内側で原始星が形成される。この自己相似的に面密度が大きくなっていく段階では温度はほぼ等温となっている (図 2)。 $t = 0.15$ Myr (青) になると原始星周囲に円盤が形成される。円盤部分で面密度は 10^2 g cm^{-2} ほどでほとんど一定である (図 1)。図 1

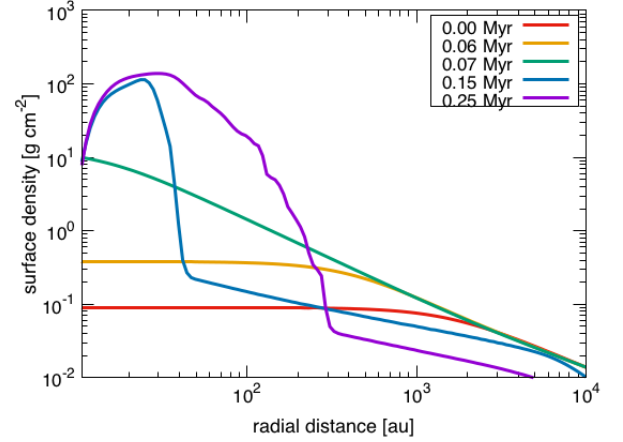


図 1: 面密度の半径分布図。線の色の違いは時間の違いを表す。

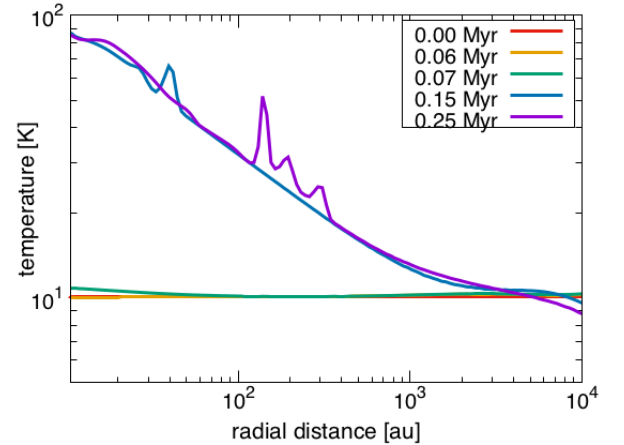


図 2: 温度の半径分布図。線の色の違いは時間の違いを表す。

において、 $t = 0.25$ Myr (紫) のときに面密度が一定の半径は $t = 0.15$ Myr (青) のときよりも大きくなっており、時間の経過によって円盤の外縁が広がっていくことがわかる。これは時間が経つにつれて、より比角運動量の大きいガスがエンベロープから円盤へと降着するようになるからである。図 2 をみると $t = 0.15, 0.25$ Myr のとき温度は内側で 100 K 程度になっている。これは中心に原始星が形成されたことで、ガスが原始星からの輻射によって温められる

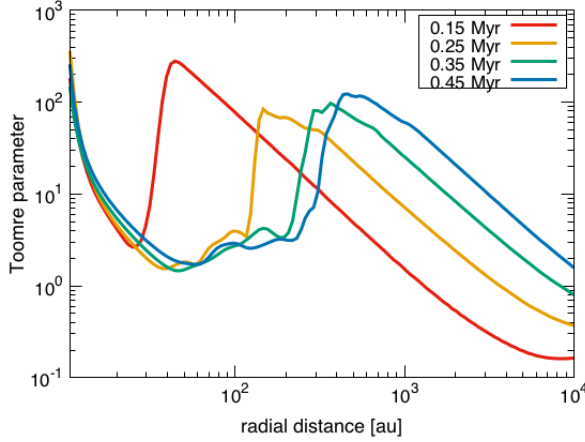


図 3: 温度の半径分布図。線の色の違いは時間の違いを表す。

からである。

次に形成された円盤の自己重力不安定性について見ていく。円盤の自己重力不安定性を評価する指標としてトゥームレのパラメータ (Toomre 1964)

$$Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma} \quad (11)$$

がある。 c_s は音速で G は重力定数である。 $Q > 1$ のとき円盤は自己重力的に安定であり、 $Q < 1$ のとき円盤は自己重力的に不安定である。図 3 は角度方向に平均をとったトゥームレのパラメータの半径分布図である。線の色の違いは時間の違いを表しており、赤は 0.15 Myr, 橙は 0.25 Myr, 緑は 0.35 Myr, 青は 0.45 Myr である。図 3 よりどの時間においても円盤部分で $Q \sim 2$ となっており、円盤は自己重力的に安定であることがわかる。しかし Q の値は小さいところで 1 に近づいており、局所的には $Q < 1$ となり不安定化する可能性がある。

Reference

- Basu S., 1997, ApJ, 485, 240
 Bromm V., Loeb A., 2003, ApJ, 596, 34
 Chon S., Hosokawa T., Yoshida N., 2018, MNRAS, 475, 4104

- Hosokawa T., Omukai K., Yoshida N., Yorke H. W., 2011, Science, 334, 1250
 Hosokawa T., Omukai K., Yorke H. W., 2012, ApJ, 756, 93
 Hosokawa T., Yorke H. W., Inayoshi K., Omukai K., Yoshida N., 2013, ApJ, 778, 178
 Matsuoka Y., et al., 2018, preprint, (arXiv:1803.01861)
 Omukai K., 2001, ApJ, 546, 635
 Sakurai Y., Hosokawa T., Yoshida N., Yorke H. W., 2015, MNRAS, 452, 755
 Sakurai Y., Vorobyov E. I., Hosokawa T., Yoshida N., Omukai K., Yorke H. W., 2016, MNRAS, 459, 1137
 Sugimura K., Omukai K., Inoue A. K., 2014, MNRAS, 445, 544
 Sugimura K., Coppola C. M., Omukai K., Galli D., Palla F., 2016, MNRAS, 456, 270
 Toomre A., 1964, ApJ, 139, 1217
 Volonteri M., 2012, Science, 337, 544
 Yoshida N., Omukai K., Hernquist L., 2008, Science, 321, 669

ダスト-ガス混合系の現象論的な方程式の定式化と新しい不安定性

富永遼佑 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年のアタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計による原始惑星系円盤の高解像度観測によって、様々な円盤にダストの多重リング構造が発見された。多重リングの形成機構の候補のひとつとして永年重力不安定性によるものが考えられている。永年重力不安定性の成長過程を議論する上で重要な素過程にダストの乱流拡散がある。先行研究ではこの効果をダストの連続の式に単に拡散項を導入することでモデル化していた。しかしこのようなモデル化では円盤の全角運動量が保存しない。そこで本研究では平均場近似に基づいて、摩擦が強い場合の乱流拡散を適切に記述する現象論的な方程式を定式化した。この方程式系を用いて線形解析を行った結果、永年重力不安定性は指数関数的に単調成長するモードであることがわかった。これはパラメータによっては過安定モードとして現れていた先行研究とは本質的に異なる結果である。さらにガスの乱流粘性がある場合には永年重力不安定性とは異なる新しい不安定性 (two-component viscous gravitational instability, TVGI) が現れることがわかった。TVGI の最大成長波長は半径 100au で 10au 程度、その成長時間は円盤の回転周期の 100 倍から 1000 倍程度であり、永年重力不安定性と同様に多重リング構造の起源となり得る不安定性であることがわかった。

1 導入

原始惑星系円盤は星形成に付随して形成される円盤であり、主に水素分子からなるガスとダストで構成される。惑星はこの原始惑星系円盤で形成されると考えられている。近年のアタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) による原始惑星系円盤の高解像度観測によって、その詳細な構造が明らかになりつつある。ALMA の観測によって様々な円盤にダストの多重リング構造が発見された (e.g., ALMA Partnership et al. 2015; Isella et al. 2016)。ALMA Partnership et al. (2015) によって報告された HL Tau のリング構造は特に注目を集めている。観測されたリング構造の形成機構の候補として、惑星と円盤の重力相互作用によるもの (e.g., Kanagawa et al. 2016)、ダストの焼結効果によるもの (Okuzumi et al. 2016) などが提唱されている。HL Tau は年齢が 100 万年程度の若い天体であるため、もし惑星によってリング構造が形成されたとすると、円盤進化の早期段階で惑星が形成される必要がある。このようにダストの多重リング構造と惑星形成との関連が示唆されているため、リング形成機構を明らかにすることは惑星形成理論を明らかにする上で重要である。

永年重力不安定性もまたリング形成機構の候補として考えられている (Takahashi & Inutsuka 2014, 2016)。永年重力不安定性はダストとガスの間の摩擦によって成長する不安定性であり、自己重力的に安定なガス円盤で成長する。永年重力不安定性の成長を議論する上で重要な素過程にガス乱流中のダスト拡散がある。先行研究では乱流拡散の効果を単にダストの連続の式に拡散項を導入することでモデル化していた。しかしこのようなモデルには円盤の全角運動量が保存しないという理論的な不備がある。これは不安定性によるダスト集積、リング形成を議論する上で解決すべき問題である。

そこで本研究では平均場近似に基づいて摩擦が強いときの乱流拡散を適切に記述する現象論的な方程式を導出した。本集録では導出した方程式を用いて行った線形解析の結果について示す。

2 基礎方程式

本研究では質量 M_* の中心星周りの無限に薄い軸対称円盤を考える。まずガス円盤の従う方程式は以

下の連続の式と運動方程式である:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\Sigma u_j) = 0, \quad (1)$$

$$\Sigma \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -c_s^2 \frac{\partial \Sigma}{\partial x_i} - \Sigma \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Phi - \frac{GM_*}{r} \right) + \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} + \Sigma_d \frac{v_i - u_i}{t_{\text{stop}}}. \quad (2)$$

ここで Σ, Σ_d はガスとダストの面密度、 u_i, v_i はガスとダストの速度の i 成分、 c_s はガスの音速、 t_{stop} はダストの制動時間を表す。 Φ は自己重力ポテンシャル、 G は万有引力定数、 r は中心星からの距離である。また

$$T_{ij} \equiv \Sigma \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right), \quad (3)$$

は乱流による粘性応力テンソルであり、その強さを無次元量 α 、音速、円盤の回転角速度 Ω を用いて $\nu = \alpha c_s^2 / \Omega$ で表す (Shakura & Sunyaev 1973)。次に平均場近似に基づいて導出したダストの方程式系を示す。ただしここではその導出過程は省略する。導出したダストの方程式は以下の連続の式、動径方向の運動方程式、比角運動量の時間発展式である:

$$\frac{\partial \Sigma_d}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \Sigma_d v_r)}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D \frac{\partial \Sigma_d}{\partial r} \right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_d \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r' \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) &= \Sigma_d \frac{v_\phi^2}{r} - c_d^2 \frac{\partial \Sigma_d}{\partial r} \\ &\quad - \Sigma_d \frac{\partial}{\partial r} \left(\Phi - \frac{GM_*}{r} \right) \\ &\quad - \Sigma_d \frac{v_r - u_r}{t_{\text{stop}}} \\ &\quad + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r v_r D \frac{\partial \Sigma_d}{\partial r} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\Sigma_d \left(\frac{\partial r v_\phi}{\partial t} + v_r' \frac{\partial r v_\phi}{\partial r} \right) = -\Sigma_d \frac{r v_\phi - r u_\phi}{t_{\text{stop}}}. \quad (6)$$

ここで D はダストの乱流拡散係数、 c_d は速度分散を表す。また移流速度 v_r' は

$$v_r' \equiv v_r - \frac{D}{\Sigma_d} \frac{\partial \Sigma_d}{\partial r} \quad (7)$$

であり、ダストの平均速度と拡散流の速度の和になっている。先行研究との違いは移流速度に拡散流の速

度が含まれていることである。式 (5) の右辺第 5 項も先行研究の方程式には含まれていない項であるが、次節で示すようにこの項は線形解析には影響しない。最後に自己重力ポテンシャルは以下の Poisson 方程式に従うものとする:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G (\Sigma + \Sigma_d) \delta(z) \quad (8)$$

3 線形解析

前節で示した基礎方程式を用いて行った線形解析の結果を示す。非摂動状態の物理量は添字 0 をつけて表し、 $u_{r,0} = v_{r,0} = 0$ とする。また非摂動状態では面密度分布は一様で Σ_0 と $\Sigma_{d,0} \equiv \epsilon \Sigma_0$ は定数とする。線形解析は半径 R における円盤の回転角速度 Ω で回転する局所回転座標系 $(x, y) = (r - R, R(\phi - \Omega t))$ で行う。各物理量の摂動量は $\exp[nt + ikx]$ に比例する軸対称摂動であるとする。この時式 (5) の右辺第 5 項は 2 次の摂動量になるため線形解析には影響しない。今回の解析で得られるモードは全部で 6 つあり、そのうち 4 つは減衰振動モードである。残りの 2 つのモードが不安定性に関係するモードであるため、以下ではそれらに関する結果を示す。

まずガスの粘性を無視した場合の結果を示す。粘性がない場合前述の 2 つのモードは、 $n = 0$ の定常モードと n が実数の永年重力不安定性が現れることがわかった。図 1 は $D = 10^{-4} c_s^2 \Omega^{-1}$, $c_d = 0$, $\epsilon = 0.1$, $\tau_s \equiv t_{\text{stop}} \Omega = 0.01$, $Q \equiv c_s \Omega / \pi G \Sigma_0 = 3$ の時の永年重力不安定性の成長率を先行研究と比較したものである。このパラメータの場合、先行研究では永年重力不安定性が過安定となっていた。これは拡散項によって角運動量が保存しないために現れていた非物理的な性質である。一方、本研究では永年重力不安定性は指数関数的に単調成長するモードであることがわかった。

次にガスの乱流粘性を考慮した場合の結果を示す。乱流粘性を考慮した場合には前述の定常モードが不安定化することを発見した。これはダスト-ガス混合系の新しい不安定性であり、本研究では two-component viscous gravitational instability (TVGI) と呼ぶことにする。TVGI は粘性とダスト-ガス間の摩擦によってダストとガスそれぞれのコリオリ力が弱められる

ことで成長する不安定性である。図 2 は $\epsilon = 0.1, \tau_s = 0.3, Q = 5$ の場合の永年重力不安定性と TVGI の分散関係を表している。ただし拡散係数 D とダストの速度分散 c_d は以下の式で与えられるものとした (Youdin & Lithwick 2007):

$$D = \frac{1 + \tau_s + 4\tau_s^2}{(1 + \tau_s^2)^2} \alpha \frac{c_s^2}{\Omega}, \quad (9)$$

$$c_d = \frac{\sqrt{1 + 2\tau_s^2 + (5/4)\tau_s^3}}{1 + \tau_s^2} \sqrt{\alpha} c_s. \quad (10)$$

図 2 から TVGI の最大成長波長はガスのスケールハイト程度、最大成長率は円盤の回転角速度よりも非常に小さいことがわかる。また TVGI は永年重力不安定性が安定なパラメータにおいても成長する不安定性であることもわかる。

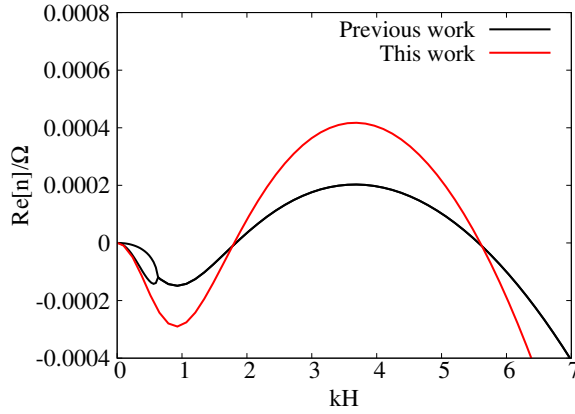


図 1: $D = 10^{-4} c_s^2 \Omega^{-1}, c_d = 0, \epsilon = 0.1, \tau_s = 0.01, Q = 3$ の場合の永年重力不安定性の分散関係。横軸はガスのスケールハイト $H \equiv c_s/\Omega$ で規格化した波数、縦軸は円盤の角速度 Ω で規格化した n の実部を表す。黒線は先行研究 (Takahashi & Inutsuka 2014) の結果、赤線が本研究の結果を表す。

4 議論

TVGI の成長過程でダストは動径方向に集積されるため、永年重力不安定性と同様に円盤内にダストのリング構造を形成することが示唆される。そこで本研究で定式化した方程式系と HL Tau の円盤モデルを用い

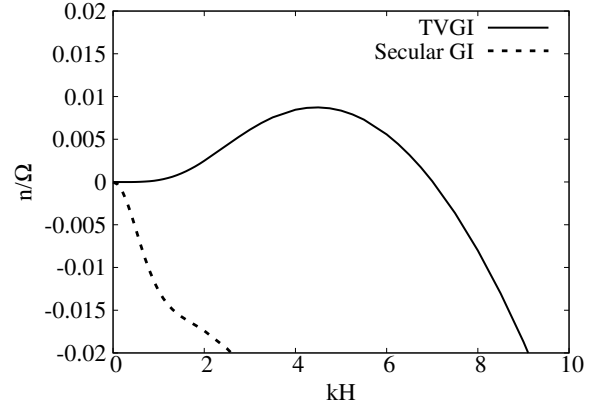


図 2: $\epsilon = 0.1, \tau_s = 0.3, Q = 5$ の場合の永年重力不安定性 (Secular GI) と TVGI の分散関係。横軸はガスのスケールハイト $H \equiv c_s/\Omega$ で規格化した波数、縦軸は円盤の角速度 Ω で規格化した n を表す。

て線形解析を行い、HL Tau のリング構造が形成可能かどうかを調べた。円盤モデルとしてダストの面密度とガスの温度の動径分布には、以下の exponentially cutoff disk モデル (Takahashi & Inutsuka 2016) を用いる:

$$\Sigma_d(r) = 0.51 \left(\frac{r}{R_c} \right)^{-\gamma} \exp \left[- \left(\frac{r}{R_c} \right)^{2-\gamma} \right] \quad [\text{g cm}^{-2}], \quad (11)$$

$$T = 30 \left(\frac{r}{20 [\text{au}]} \right)^{-0.65} \quad [\text{K}]. \quad (12)$$

ここで $R_c = 80.2 \text{ au}$ 、 $\gamma = -0.2$ である。中心星の質量を $1M_\odot$ 、ダストサイズと内部密度をそれぞれ 3mm 、 3g cm^{-3} と仮定する。またダストガス比は 0.02 とする。乱流強度は $\alpha = 3 \times 10^{-4}$ とし動径方向に一定と仮定する。図 3、4 は線形解析から得られる最大成長モードの成長波長と成長時間 n^{-1} を示している。また永年重力不安定性と TVGI の不安定領域を比較するため、ガスの乱流粘性を考慮しなかった場合の線形解析の結果も示している。粘性を考慮しなかった場合に存在する不安定性は永年重力不安定性のみであり、 80au から 100au で成長する。粘性を考慮した場合に存在する不安定性は粘性過安定と永年重力不安定性と TVGI の 3 つがある。粘性過安定不安定領域は半径 50au より内側であるが、その成長波長は円盤半径よりも大きく、成長時間が円

盤の寿命と比べて長い場合、本研究では議論しない。TVGI の不安定領域は 50au から 80au と 100au より外側である。図 3 から TVGI の成長波長は半径に依らず 10au 程度であることがわかる。これは観測された HL Tau のダストリングの幅と同程度である。また TVGI の成長時間は 10^6 年以下で (図 4)、HL Tau のような若い天体においても成長可能であるため、HL Tau の半径 50au より外側のリング構造は TVGI によって形成可能であると言える。

5 結論

本研究では平均場近似に基づき角運動量が保存しつつ摩擦が強い場合のダストの拡散過程を適切に記述する現象論的な方程式を定式化した。定式化した方程式系を用いて線形解析を行った結果、永年重力不安定性は指数関数的に単調成長するモードであることがわかった。さらにガスの粘性を考慮した場合には新しい不安定性 TVGI が成長することを発見した。TVGI は観測された多重リング構造の形成機構となり得ることがわかった。

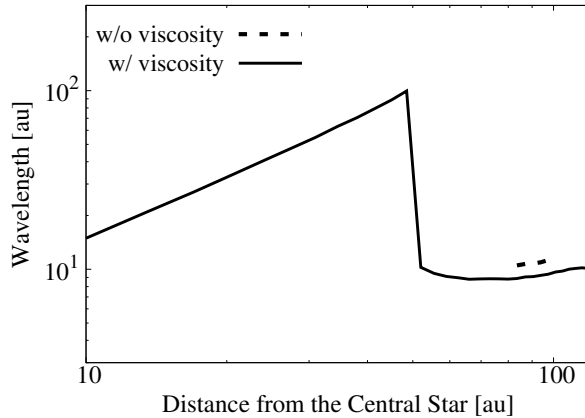


図 3: exponentially cutoff disk モデルを用いた時の各半径での不安定性の最大成長波長。破線はガスの乱流粘性を考慮しなかった結果、黒実線はそれを考慮した結果を表す。

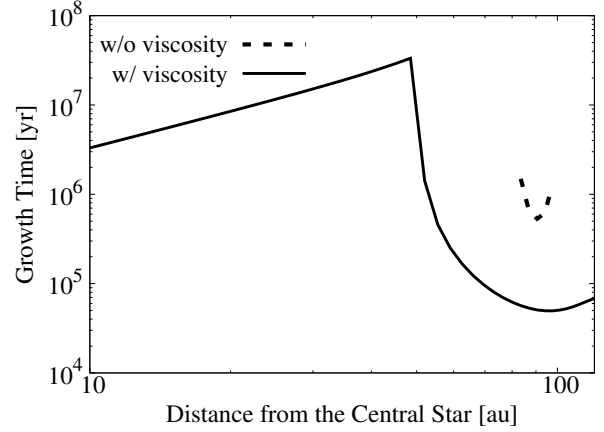


図 4: exponentially cutoff disk モデルを用いた時の各半径での不安定性の成長時間。破線はガスの乱流粘性を考慮しなかった結果、黒実線はそれを考慮した結果を表す。

謝辞

著者は JSPS 科研費 18J20360 の助成を受けています。また本研究は高橋実道氏、犬塚修一郎教授との共同研究です。

Reference

- ALMA Partnership et al. 2015, ApJL, 808, L3
- Isella, A., Guidi, G., Testi, L., et al. 2016, Physical Review Letters, 117, 251101
- Kanagawa, K. D., Muto, T., Tanaka, H., et al. 2015, ApJL, 806, L15
- Okuzumi, S., Momose, M., Sirono, S.-i., Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2016, ApJ, 821, 82
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
- Takahashi, S. Z., & Inutsuka, S.-i. 2014, ApJ, 794, 55
- Takahashi, S. Z., & Inutsuka, S.-i. 2016, AJ, 152, 184
- Youdin A. N., Lithwick Y., 2007, Icarus, 192, 588

原始惑星系円盤における惑星移動の三次元計算：温度勾配の効果

岡田 航平（東北大学大学院 理学研究科）

Abstract

惑星の形成過程における未解決問題の一つが惑星落下問題である。若い星の周りに作られる原始惑星系円盤内で惑星は形成されたと考えられている。しかし、形成中の惑星はガス円盤に密度波を励起しその反作用で負のトルクをうけるため、その結果惑星は中心の恒星へ落下することが指摘されてきた。さらに、その落下時間は短く、惑星が十分に成長する以前に落下してしまうため、この惑星落下は深刻な問題となっている。一方、系外惑星の中心星近くを周回するホットジュピターを説明する上では、この惑星移動メカニズムは有用である。これまで、惑星にかかるトルクの計算は線形計算と流体計算の両方により調べられてきたが、三次元計算は等温円盤のみに限定されていた (Tanaka et al, 2002)。これは、動径方向の温度勾配を含めた三次元計算は発散を含むため、この発散の問題は未だ解決されていない。そのため、最近行われた三次元流体計算の結果を線形計算で検証することができていない。本研究では、新たな近似により、温度勾配を含めた三次元線形計算を試みている。原始惑星系円盤と惑星の重力相互作用による三次元密度は、線形計算においては円盤回転軸方向 (Z 方向) の速度成分をもたない二次元波と、Z 方向速度成分を持つ三次元的波との重ね合わせで表される。このうち、三次元的波が温度勾配の効果で発散するのであるが、三次元的波による惑星へのトルクの寄与はわずか 1% 程度と非常に小さい。そこで、本研究では、寄与が小さいと考えられる三次元波を無視することで温度勾配がある場合のトルクを近似的に求める。実際、三次元流体計算において発散は起こっていないため、このような近似は有効であると期待される。本講演では、温度勾配を含めた惑星移動の三次元線形計算の結果及び三次元流体計算との比較について紹介する。

1 はじめに

惑星は恒星の周囲を回転する原始惑星系円盤で生まれると考えられている。円盤は主にガスでできているが、円盤に埋め込まれた惑星とガスの相互作用の結果、惑星は恒星を中心とする円筒座標系において動径方向に移動する。今回注目するのが Type 1 migration である。これは質量がだいたい地球質量程度の場合に当てはまり、惑星は円盤に密度波を励起する。その密度波との重力相互作用の結果、惑星はトルクを受けその軌道長半径が変化し、中心星に近づいていく。Type 1 migration のタイムスケールはだいたい 10^4 – 10^5 年と計算されていて、この時間は原始惑星系円盤の寿命 10^6 – 10^7 年と比較すると十分に小さく、結果ガスが散逸し終わる前に惑星は恒星に落下してしまうという問題が発生する。これが惑星落下問題である。惑星落下問題は惑星形成過程における深刻な問題であり、未だ解決されていない。

Type 1 migration については、線形計算 (Goldreich & Tremaine 1979; Tanaka et al. 2002)、流体計算 (Paardekooper et al. 2010, 以下 P10) ともによく研究されている。線形計算において、惑星がガスから受けるトルクは二つの種類のトルク、Lindblad torque と Corotation resonance torque に分けられる。この二つのトルクの式を初めて線形解析で求めたのは Goldreich & Tremaine (1979) である。Lindblad torque は惑星の周辺のガス円盤に密度波を励起させ、この密度波と惑星が重力相互作用を起こすことによるトルクである。一方で Corotation torque は Lindblad torque と比べ、より惑星に近い領域のガスとの相互作用によるトルクである。

今回、P10 は、Horseshoe drag (Ward 1991) のモデルを用いて、非摂動状態において非等温円盤に対し、流体計算の結果を再現するトルクの式を導出することに成功した。ただし P10 では二次元円盤を考えており、三次元の効果は softening parameter b を用いて近似的に表している。しかしこの b の値が

どの程度なら適当なのかには不定性があり、この方法による三次元計算の模擬には高い精度は見込めない。従って今後、Tanaka et al. (2002) を参考に、三次元の非等温円盤の場合の計算を行なっていく予定である。

2 horseshoe torque および total torque のモデル

2.1 惑星重力と円盤モデル

惑星と共に回転する回転座標系を考える。基礎方程式は連続の式、オイラー方程式である。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = -\nabla \cdot (\Sigma \vec{v}) \quad (1)$$

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} + 2\Omega_p \vec{e}_z \times \vec{v} = -\frac{1}{\Sigma} \nabla p - \nabla \Phi \quad (2)$$

ここで Σ は円盤の面密度、 $\vec{v}$ は流体の速度、 p は圧力、 Φ は中心星と惑星の重力ポテンシャルである。また Ω_p は惑星の角速度、 $\vec{e}_z$ は円筒座標 z 軸方向の単位ベクトルである。

惑星の重力ポテンシャルは次式のようにかける。これは三次元の効果を softening parameter b を用いて表した形である。

$$\Phi_p = -\frac{GM_p}{\sqrt{|r - r_p|^2 + b^2 r_p^2}} \quad (3)$$

ここで G は重力定数、 M_p は惑星の質量、 r は円筒座標系の動径、 r_p は惑星の位置を表す。

horseshoe drag のモデルでは、惑星にとっても近い領域でガスが惑星からトルクを受け、角運動量のやりとりを行う結果、図 1 のようにガスが流れる。ここで各曲線は惑星の周りでのガスの流線を表している。horseshoe region とは流線が U 字を描いている領域である。

P10 の先行研究との大きな違いは、non-barotropic なガス円盤におけるトルクの表式をこのモデルで説明したことにある。非摂動状態において動径方向にエントロピー勾配を $S_0 \propto r^{-\xi}$ の与える。この初期条件のため、円盤は non-barotropic となる。

また円盤の面密度と温度の非摂動状態の値を $\Sigma_0 \propto r^{-\alpha}$ 、 $T_0 \propto r^{-\beta}$ のように与える。

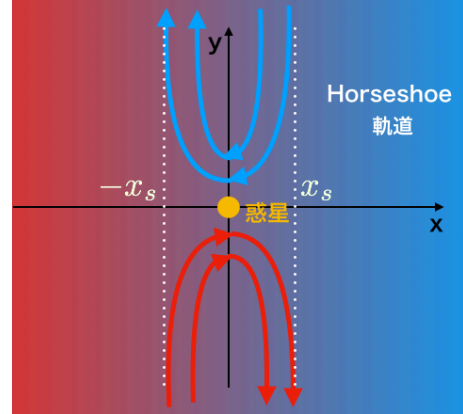


図 1: horseshoe region におけるガスの流れ。コントラストは非摂動状態における円盤の物理量の勾配を示している。(例: 面密度、温度、エントロピー、vortensity など)

2.2 horseshoe torque のモデル

horseshoe drag による惑星に働くトルクは図 1 において、horseshoe region 内のガスの角運動量の収支を考慮することで求められ、次の式 (4) で表される。

$$\Gamma_{hs} = 2r_p \int_0^{x_s} (F - F_0) dx \quad (4)$$

$$F - F_0 \approx -\frac{3}{4} r_p^3 \Sigma_p \Omega_p^2 x^2 \frac{\Sigma - \Sigma_0}{\Sigma_0} \quad (5)$$

$$x = \frac{r - r_p}{r_p} \quad (6)$$

ここで添字 p は惑星の位置での値、 0 は非摂動状態での値、添字無しは horseshoe turn 後の値をそれぞれ示している。式 (5) から、トルクは horseshoe drag が起きた前後での面密度の差から生じるとわかる。この面密度の差を barotropic な場合と non-barotropic な場合でそれぞれ考えてみる。

- barotropic な場合

円盤が barotropic である時、流線に沿って specific vorticity が保存する。この時、ある x における horseshoe turn の前後での面密度の差は、式 (7) となる。

$$\frac{\Sigma - \Sigma_0}{\Sigma_0} = 2 \left(\alpha - \frac{3}{2} \right) x \quad (7)$$

- non-barotropic な場合

光学的に厚い円盤を仮定すると、エントロピーが流線に沿って保存する。この時面密度の差は、式 (8) となる。

$$\frac{\Sigma - \Sigma_0}{\Sigma_0} = -2\frac{\xi}{\gamma}x \quad (8)$$

また non-barotropic であるため vortensity は保存しない。この場合における流線に沿っての vortensity の変化による、面密度の変化は式 (9) で表される。

$$\frac{\Sigma - \Sigma_0}{\Sigma_0} = -\frac{\omega_0}{\Sigma_0} \frac{2\xi}{\gamma} \frac{\Omega_p}{\Sigma_p} \left(\frac{q}{d} - \frac{3}{8}x_s^2 \right) \delta(x - x_s) \quad (9)$$

ここで q は中心星と惑星の質量の比、 d は惑星から淀み点までの距離、 ω_0 は渦度をそれぞれ表している。

以上の面密度の変化、式 (7)、(8)、(9) を式 (4) に代入することで、最終的に horseshoe drag による惑星に働くトルク、式 (10) が求まる。

$$\Gamma_{hs} = \frac{3}{4} \Sigma_p r_p^4 \Omega_p^2 x_s^4 \left(\frac{3}{2} - \alpha + \frac{\xi}{\gamma} \left(\frac{8q}{dx_s^2} - 2 \right) \right) \quad (10)$$

2.3 total torque の式

モデルで求めた horseshoe torque(10) と、線形解析で求まる Lindblad torque を足し合わせることで、断熱過程における惑星に働くトルクの表式を P10 は求めている。

$$\gamma\Gamma/\Gamma_0 = -2.5 - 1.7\beta + 0.1\alpha + 1.1 \left(\frac{3}{2} - \alpha \right) + 7.9 \frac{\xi}{\gamma} \quad (11)$$

$$\Gamma_0 = \left(\frac{q}{h} \right)^2 \Sigma_p r_p^4 \Omega_p^2 \quad (12)$$

また $\gamma = 1$ とすることで流体を locally isothermal limit として扱うことができる。その場合の式も論文では求められていて、次のように表せる。

$$\begin{aligned} \Gamma_{iso}/\Gamma_0 = & -(2.5 - 0.5\beta - 0.1\alpha) \left(\frac{0.4}{b/h} \right)^{0.71} \\ & - 1.4\beta \left(\frac{0.4}{b/h} \right)^{1.26} + 1.1 \left(\frac{3}{2} - \alpha \right) \left(\frac{0.4}{b/h} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

3 トルクの式と流体計算の比較

式 (11) と流体計算の結果を比較したものが図 2 である。

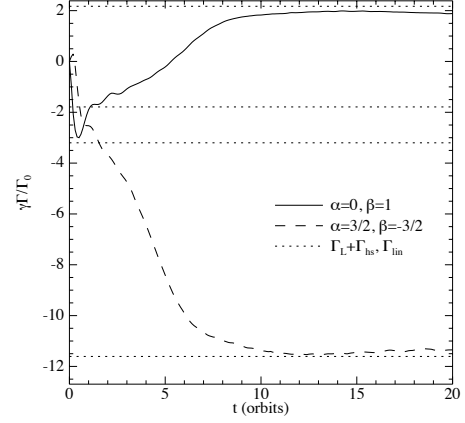


図 2: 式 (11) と流体計算の結果の比較。
 $\xi = 5/3, b/h = 0.4$

二本の濃い曲線は流体計算の結果を、四本の薄い点線のうち、一番上と一番下の線が (11) の式を表している。また真ん中にある二本の線は線形計算から求まる式を表している。図 2 からわかるように、式 (11) は流体計算の結果とよく一致していることがわかる。それと比較して、線形計算は流体計算と全く一致していない。

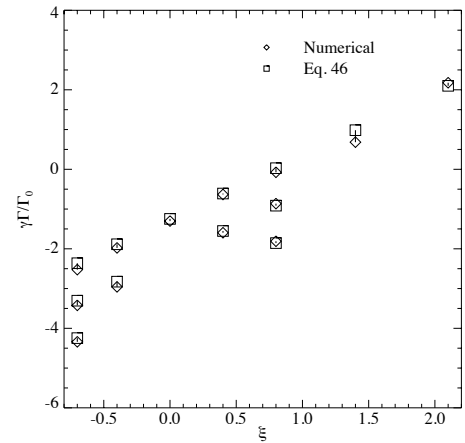


図 3: 式 (11) と流体計算の比較 $\gamma = 1.4, b/h = 0.6$

図 3 は式 (11) と流体計算の結果を様々なパラメータに対して比較したものである。縦に並んでいる点はそ

れぞれ $\alpha = \{0.5, 1.5, 2.5\}$, $\alpha = \{0.5, 1.5\}$, $\alpha = \{0.5\}$ の場合をプロットしている。図 3 から式 (11) が広いパラメータの範囲で流体計算の結果と良い一致を見せているのがわかる。

また locally isothermal limit の場合の式 (13) も流体計算の結果とよく一致している。

4 P10 の結論

non-barotropic なガス円盤において、Type 1 migration を行う惑星に働くトルクの式を、線形計算と horseshoe drag モデルを組み合わせで導出した。流体計算の結果と比較した結果、多くのパラメータの組み合わせで良い一致をしている。

付録 A 断熱/等温のための条件

今回、トルクを計算する際、断熱過程を仮定していた。これは円盤を光学的に厚いと考えているからであるが、これは検証する必要がある。流体が断熱過程で扱えるか、または locally isothermal limit で扱えるかは円盤の cooling time と kepler time を比較することで判断することができて、 $t_{\text{cooling}}/t_{\text{kepler}} \ll 1$ の時は locally isothermal limit、 $t_{\text{cooling}}/t_{\text{kepler}} \gg 1$ の時、断熱過程となる。

cooling time とは流体の内部エネルギーが放射で拡散する典型的タイムスケールである。

$$t_{\text{cooling}} = \frac{c\Sigma_0 T}{2\sigma T^4} \quad (14)$$

kepler time とは流体の移動の典型的タイムスケールである。 $t_{\text{cooling}}/t_{\text{kepler}}$ の値を典型的な円盤の値を代入して計算すると、

$$\frac{t_{\text{cooling}}}{t_{\text{kepler}}} \sim 3.6 \left(\frac{\Sigma_0}{1000 \text{ g cm}^{-2}} \right) \quad (15)$$

と計算できる。ここで $c = 5k_B/4m_p$ は specific heat、 $T = 300\text{K}$ は円盤表面の温度である。ただし k_b はボルツマン定数、 m_p は陽子の質量を表す。従って、 t_{cooling} と t_{kepler} のオーダーは同じ程度になり得る。従って、円盤のガス面密度 Σ_0 の値によっては断

熱近似が破綻する可能性があるため、より詳細な検討が必要である。

付録 B 今後の計画

今回、線形計算で求められる corotation torque を horseshoe torque に置き換えることでトルクの式を得たが、この置き換えが本当に正しいかどうかは考察する必要がある。corotation torque で表せるか、horseshoe torque で表せるかは円盤の粘性によると考えられている (Paardekooper & Papaloizou 2009)。またはじめにでも述べたとおり、今回の論文では円盤を二次元近似し、三次元の効果は softening parameter b で近似的に表している。この時、トルクがどのように softening parameter b に依存するかに関しては詳しく考えられているわけではなく、 b 依存性は power law で表されると仮定した上でトルクの式を導出している。それに対して Tanaka et al. (2002) は二次元近似をすることなく、三次元円盤で温度が一定である場合に対して線形計算を行なっている。しかし今までにされてきた線形計算の研究で、三次元非等温円盤を扱っているものはない。従って三次元非等温円盤に対して線形計算を行うことは、流体計算と比較する意味でもとても重要である。今後 Tanaka et al. (2002) を参考に、三次元非等温円盤について線形計算を行なっていく予定である。

Reference

- Goldreich, P., & Tremaine, S. 1979, ApJ, 233, 857
- Paardekooper, S.-J., & Papaloizou, J. C. B. 2009, MNRAS, 394, 2297
- Paardekooper, S.-J., Baruteau, C., Crida, A., & Kley, W. 2010, MNRAS, 401, 1950 (P10)
- Tanaka, H., Takeuchi, T., & Ward, W. R. 2002, ApJ, 565, 1257
- Ward, W. R. 1991, Lunar and Planetary Science Conference, 22,

c14

巨大衝突盆地 (SPA) における K 及び Th 濃縮地域の起源

松田 一真 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻)

Abstract

月の SPA 領域内には K・Th 濃度が周辺地域よりも高くなっている場所が複数存在する。それらは主に SPA 北部に存在する。SPA 北部には高 Ca 輝石を主成分とする地域が存在することが分かっているが、この地域は K・Th 濃縮地域と一部重なっている。よって、鉱物組成と K・Th 濃度には何らかの関連性が存在する可能性がある。本研究では、K・Th 濃度地図、鉱物組成地図、可視光・近赤外光における吸収深さグラフを作成し、それらを比較・検討した。

まず、K・Th 濃度地図を作成するために、誤差による重み付けをした較正式を導出した。次に、この較正式の妥当性を確認し、K・Th 濃度地図を作成した。また、鉱物組成地図、可視光・近赤外光における吸収深さグラフを作成し、K・Th 濃度地図、先行研究と比較・検討した結果、K・Th 高濃度地域は高 Ca 輝石ではなく低 Ca 輝石が主成分という鉱物学的特徴を持つことが分かった。この考察と先行研究との比較から、K・Th 高濃度地域の由来は SPA の形成時に地殻の下から掘り返された K・Th に富む層とマントル上部の混合物であることが推測された。

1 背景・目的

月の南極エイトケン盆地 (SPA) は、太陽系最大の衝突盆地である。SPA では Th, Fe の濃度が、周囲の月高地よりも高い [Jolliff et al (2000)]。また、SPA 形成時の隕石衝突により、月内部のマントル物質が掘り返され表層にもたらされたと考えられている [Lucey et al (1998)]。SPA 内の元素分布や鉱物組成を調査することで、月内部の情報を得ることができる。先行研究では、SPA 北部に高 Ca 輝石が主成分の地域が存在すること、それらの地域は K・Th 濃縮地域と一部重なっていることが分かった [館 (2016)]。さらに、かぐや搭載分光カメラの観測データから、SPA 形成した衝突は初期マントル構造の大規模な変化 (オーバーターン) 後に起きたこと、衝突による impact melt sheet は分化していたことがわかった [Uemoto et al (2017)]。

本研究では、かぐやガンマ線分光計 (KGRS) の観測データを用いて、より正確な較正式に基づく K・Th 濃度地図を作成すること、さらに SPA の K・Th 濃度地図と鉱物組成地図を作成し比較することで、K・Th 濃縮地域と鉱物組成の関連性を調べ、SPA 内の K・Th 濃縮地域の起源について新たな知見を得ることを目的とする。

2 研究方法

KGRS の低高度ガンマ線スペクトルデータを等面積ピクセル (100 × 100 km) 毎に積算し、K・Th ガンマ線ピークを解析ソフト Aquarius を用いフィッティングし、その計数率を求めた。濃度算出には月回収試料を Ground Truth として用い、その結果を基に SPA の K・Th 濃度地図を作成した。また、かぐや分光 MI データの解析には、KADIAS を使用して鉱物組成地図を作成した。また、かぐや SP データより K・Th 濃縮地域の近赤外領域における反射率グラフを作成した。

3 結果

まず、SPA における K 濃度地図を図 1 に、Th 濃度地図を図 2 に示す。赤い点線は SPA のおおよその位置を表す。また、赤い実線で囲った領域が高濃度地域、白い実線で囲った領域が低濃度地域を表す。また、図 3 に SPA 北部の鉱物組成地図を示す。

図 1・図 2 と図 3 を比較したところ、K・Th 高濃度地域は鉱物組成地図の青白い領域の一部と一致することがわかった。これらの地域は高 Ca 輝石が多い。

一方で K・Th 低濃度地域は mare と一致することが分かった。

次に、各 pixel の青白い地域の SP データを各 10 個ずつ集め、その平均値をとりグラフ化した。SP データは低アルベド物質用位相角補正・アポロ 16 号着陸サイト校正係数補正をしたものを使用した。このデータを前後 2 データずつでスムージングして反射率グラフを作成した。図 4 に反射率グラフを示す。ここで、図中の数字はピークの位置を示す。

図 4 の通り、ピークの位置は全ての地域で 900nm 台となった。これは輝石の吸収が支配的であることを示す。高濃度地域では、H2・H3 は H1 よりもピークの位置が高波長側にある。これは H2・H3 は H1 と比較して、高 Ca 輝石が多いことを示している。一方で、L1 は高濃度地域と比較してピークの位置が高波長側にある。これは L1 が高濃度地域と比較して、高 Ca 輝石が多いことを示している。

ここで、[Ohtake et al (2014)] では、SPA 北～北西部には高 Ca 輝石が主成分となる地域が存在するとある。そこで、Ca 存在量についても [Yamashita et al (2012)] から比較した。また、Fe 存在量についても MI データから比較した。表 1 に各地域の比較結果を示す。LCP は低 Ca 輝石、HCP は高 Ca 輝石を表す。

表 1 で SPA 内に注目すると、H2, H3 は H1 と比較して Ca・Fe 存在量が多い。H2・H3 は mare (H2 は Ingenii, H3 は Leibnitz) の近くに存在するため、mare 由来の高 Ca 輝石や Fe が混入したのではないかと考えられる。一方で、L1 は高濃度地域と比較して Ca・Fe 存在量が多い。L1 は mare (Apollo N) と重複するため、高 Ca 輝石が主成分となり、Fe も多いからだと考えられる。

4 考察

上記の結果及び [Hagerty et al (2011)] のモデルに基づき、SPA の歴史について考察した。図 5 に SPA の歴史について示す。

1 マグマオーシャンが分化するとき、地殻とマン托ルの間に K・Th に富んだ層ができる。ここで、この層はマン托ルオーバーターン後も残存すると仮定す

る。一方、マン托ルオーバーターン後のマン托ル上部は低 Ca 輝石と橄欖石が主成分となる。

2 SPA 形成時の衝突でマン托ルと K・Th に富む層の一部が掘り返され、混合して地殻の上に広がる。一方、衝突時の熱でマン托ルの対流が活性化し、K・Th に富んだ層は SPA 地下から移動して月の表の地下に集積する。

3 より新しい時代に mare が形成される。mare basalt 中の輝石は Ca 存在量がマン托ル上部の輝石と比較すると多い。mare の近くに存在する H2・H3 は mare basalt がいくらか混入し、高 Ca 輝石・Fe 存在量が H1 と比較して多くなる。

5 まとめ・今後の方針

本研究では、誤差を考慮した較正式に基づき SPA における K・Th 濃度地図を作成し、K・Th 濃縮地域の分布を調べた。また、鉱物組成地図を作成し、両者を比較した。その結果、K・Th 高濃度地域は低 Ca 輝石に富む地域と一致することが示唆された。この結果に基づき、K・Th 高濃度地域は SPA 形成時に掘り返されたマン托ル上部と、SPA の地下にかつて存在した K・Th に富む層に由来することが推測された。

今後の研究では、本研究の対象外となった SPA 内の K・Th 高濃度地域も調査対象とする。また、K・Th 高濃度地域の形成年代について調査し、SPA の形成年代と同時期であることを確認する。これらの結果をもって本研究の結論が正しいかどうかを検討する。

6 参考文献

- Hagerty et al (2011), Thorium abundances of basalt ponds in South Pole-Aitken basin: Insights into the composition and evolution of the far side lunar mantle, *Journal of Geophysical Research*, Volume 116, Issue E6.
- Hasebe et al (2008), Gamma-ray spectrometer (GRS) for lunar polar orbiter SELENE, *Earth, Planets and Space*, Volume 60, p. 299-312.
- Jolliff et al (2000), Major lunar crustal terranes:

Surface expressions and crust-mantle origins, Journal of Geophysical Research, Volume 105, Issue E2, p. 4197-4216.

Lucey et al (1998), FeO and TiO₂ concentrations in the South Pole-Aitken basin - Implications for mantle composition and basin formation, Journal of Geophysical Research, vol. 103, p. 3701.

Ohtake et al (2014), Geologic structure generated by large-impact basin formation observed at the South Pole-Aitken basin on the Moon, Geophysical Research Letters, Volume 41, Issue 8, pp. 2738-2745.

Uemoto et al (2017), Evidence of impact melt sheet differentiation of the lunar South Pole-Aitken basin, Journal of Geophysical Research: Planets, Volume 122, Issue 8, pp. 1672-1686.

館卒業論文 (2016), 月の南極エイトケン盆地における元素分布の解析.

長谷部信行, 桜井邦朋編, “人類の夢を育む惑星「月」”, 恒星社厚生閣, 2013

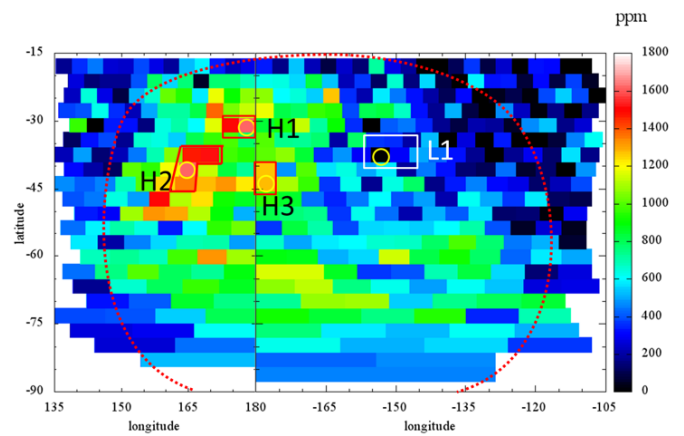


図 1: K 濃度地図

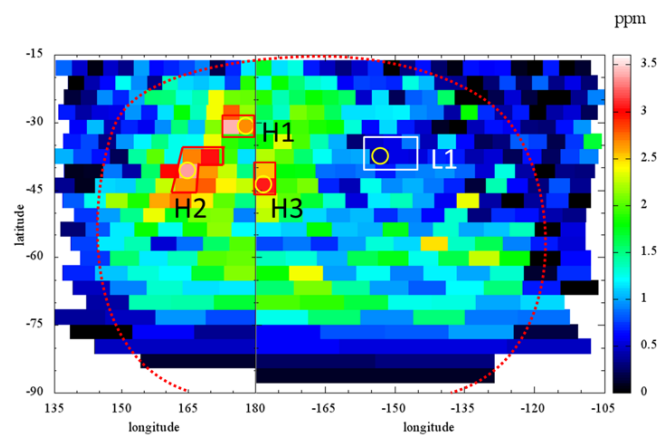


図 2: Th 濃度地図

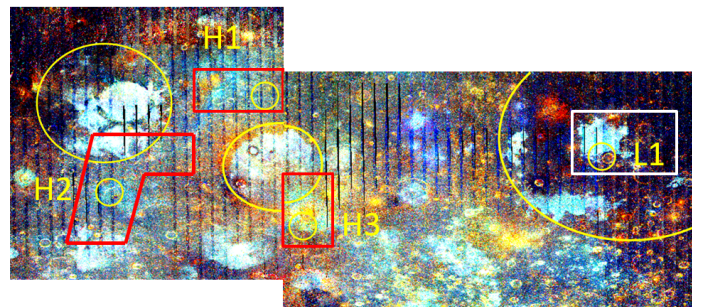


図 3: SPA 北部の鉱物組成地図

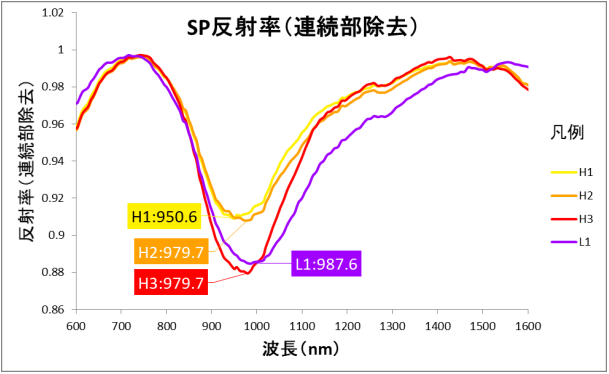


図 4: SP 反射率グラフ

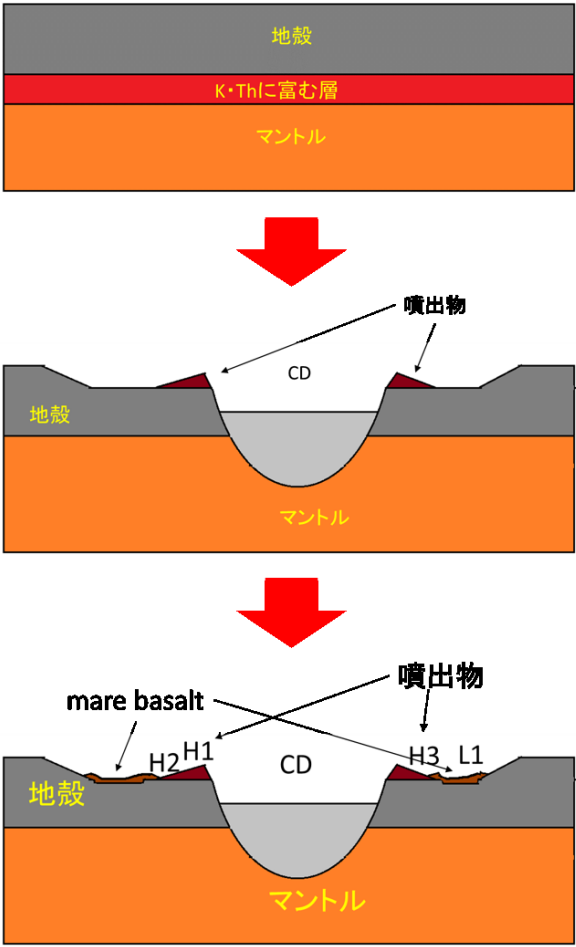


図 5: SPA の歴史

表 1: 各地域の特徴

地域	ピーク (	Ca(wt)	Fe(wt)	物質
H1	950.6	11.13	11.18	LCP
H2	979.7	12.14	12.70	LCP+HCP
H3	979.7	11.79	13.04	LCP+HCP
L1	987.6	14.14	17.57	HCP

エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成

櫻庭 遥 (東京工業大学大学院 地球惑星科学系)

Abstract

地球表層に存在する揮発性元素は、大気や海洋を形成するため、地球や生命の起源を探る上で非常に重要である。地球大気は主に後期天体集積による衝突脱ガスによってもたらされた揮発性元素によって形成されたと考えられている。ただし、衝突天体の組成は現時点で正確には明らかになっていない。本研究では、特にコンドライト組成に比べて地球表層の C/H 比および N/H 比が小さいことに着目し、後期天体集積期にこれを再現する条件を探る。原始惑星への天体衝突における衝突脱ガスと大気剥ぎ取りについて、大気組成進化を考慮した大気進化計算を行った。初期地球表層では海洋と炭素循環の存在を仮定し、 H_2O と CO_2 の海洋・炭酸塩への分配を考慮した。衝突天体組成についてはその揮発性元素含有量をパラメータとし、計算結果と現在の地球表層の揮発性元素組成を比較した。衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気進化では十分時間が経つと供給と損失がつりあう定常状態に近づくことが分かった。その定常量は衝突天体組成に依存し、揮発性元素含有割合が小さいほど少量の大気量に収束した。また、衝突と同時に炭素が炭酸塩に、水素が海洋に固定されることで、地球表層に獲得される C/H 比と N/H 比は衝突天体組成の値から減少した。幅広いパラメータ・サーベイの結果、地球表層の C/H/N 量および存在比から見積もられる後期集積天体組成はエンスタタイトコンドライト組成であることを明らかにした。

1 Introduction

水素 (H) や炭素 (C)、窒素 (N) などの揮発性元素は、大気・海洋という生命を育む環境を形成する点で、地球や生命の起源と密接な関連がある。現在の地球表層環境は海水量・大気組成の絶妙なバランスの上に維持されているが、これらの形成条件は未解明である (e.g., Catling & Kasting 2017)。本研究では、地球およびその表層環境の起源を探るため、地球表層の揮発性元素組成に着目した。

地球表層の揮発性元素は主に惑星形成最終段階の小天体の衝突によってもたらされたと考えられているため、小天体から飛来したコンドライト隕石はその起源について重要な手がかりとなる。図 1 は地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成の比較を示している。コンドライトにはここで示されているエンスタタイトコンドライトや炭素質コンドライトなど様々な種類があるが、いずれの種類のコンドライトと比べても地球表層では炭素と窒素が枯渇している。

本研究では、小天体衝突による大気形成過程に着目する。月面クレーターの年代分析から、地球型惑星

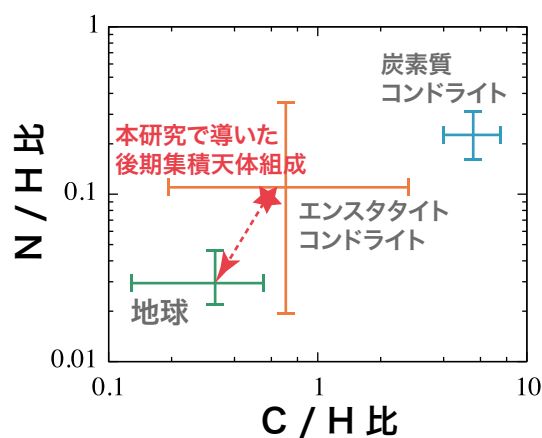


図 1: 地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成における C/H 比および N/H 比の比較 (data are from Abe et al. 2000; Pepin 2015)

は巨大衝突後の集積最終段階において無数の小天体衝突を経験したことが知られている。衝突した小天体に含まれていた揮発性元素が脱ガスし、大気を形成した。同時に衝突で噴き上がった衝突蒸気雲によっ

て大気の一部が宇宙空間へ失われる (e.g., de Niem et al. 2012)。巨大衝突後の一連の小天体衝突は後期天体集積と呼ばれ、主に直径数 km から数十 km の小天体が地球質量の約 1% ほど衝突したと考えられている (e.g., Bottke et al. 2010)。

初期地球の海洋形成時期および炭素循環がいつはじまったのかについては未だ議論が続いており正確には明らかになっていない。しかし、もし後期天体集積時に海洋や炭素循環が存在したならば、衝突天体から脱ガスした揮発性元素は大気だけではなく海洋や炭酸塩へも分配されたはずである。本研究ではこのような惑星表層の元素分配が大気形成に与える影響を明らかにすることで、地球表層の炭素・窒素枯渇の原因と後期集積天体が満たすべき条件を探る。

2 Models

本研究では、後期天体集積における大気形成モデルを構築し、惑星表層の元素分配が大気組成進化に与える影響を調べた。小天体によって供給される揮

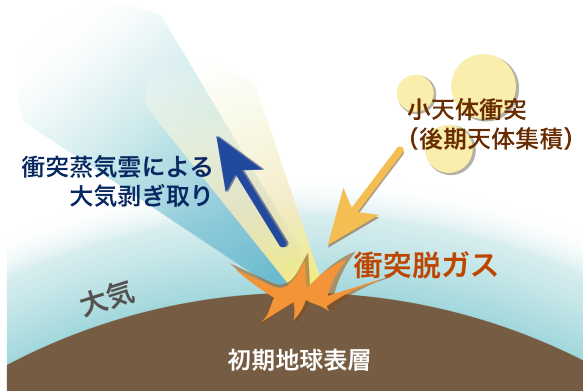


図 2: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気形成モデル概念図

発性元素の衝突脱ガスと、衝突で吹き上げられる衝突蒸気雲による大気剥ぎ取りを考えた大気進化を計算した (図 2)。大気を構成する揮発性成分には水蒸気 (H_2O)、二酸化炭素 (CO_2)、窒素 (N_2) の 3 成分を仮定し、各成分の大気・表層リザーバー (大気・海洋・地殻) 間の分配を考慮した C/H 比・N/H 比の時間進化を調べた。

計算では衝突量と大気量変化の関係を示した大気進化方程式 (1) を解いた (Sakuraba et al. in press., arXiv#: 1805.07094)。

$$\frac{d(m_i N_i)}{d\Sigma_{\text{imp}}} = (1 - \zeta)x_i - \eta \frac{(m_i N_i)}{m_A} \quad (1)$$

右辺第 1 項は大気の供給、第 2 項は損失に相当する。ここで Σ_{imp} は衝突累計質量、 i は各大気成分を意味し、 m, N, x はそれぞれの分子量と大気中分子数、衝突天体中含有割合を表す。

式 (1) 中の η は大気はぎとり効率、 ζ は衝突天体蒸気はぎとり効率を表しており、大気剥ぎ取りモデル (Svetsov 2000, 2007; Shuvalov 2009) を適用した。大気剥ぎ取りは衝突天体のサイズと速度に依存するため、両分布を考慮した統計的平均操作を行った。

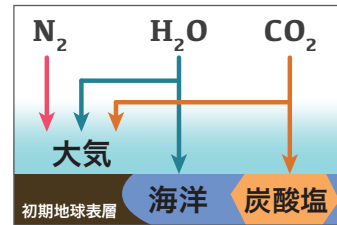


図 3: 大気進化モデル中の地球表層における元素分配のイメージ図。 N_2 は大気に、 H_2O は大気と海洋に、 CO_2 は大気と炭酸塩にそれぞれ分配されると仮定した。

惑星表層におけるリザーバー間の元素分配については、 H_2O の海洋への分配および CO_2 の炭酸塩への分配を仮定し (図 3)、各成分分圧に飽和水蒸気圧 ($P_{\text{H}_2\text{O}} < 0.017\text{bar}$) および炭素循環が安定して駆動するような分圧上限 ($P_{\text{CO}_2} < 10\text{bar}$, Kasting (1993)) を設けることによって考慮した。大気の温度については等温大気を仮定し、現在の表面温度である 288 K を仮定した。一方 N_2 は反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいためすべて大気に分配されると仮定した。元素分配によって H_2O が海洋に、 CO_2 が炭酸塩に蓄積することで、衝突天体中の揮発性元素組成とは異なる組成の大気が形成される。結果として各成分の衝突による剥ぎ取り量にも偏りが生じ、大気中の C/H 比や N/H 比も変化すると考えられる。衝突脱ガスについては衝突天体の CO_2 , H_2O , N_2 各

成分の含有割合をパラメータとし、様々な組成の小天体衝突によって形成される大気組成を調べること、衝突天体組成への制約を試みた。

3 Results & Discussion

本研究では、後期天体集積による大気形成において衝突脱ガス時の惑星表層での元素分配を考慮した大気組成進化を調べた。計算の結果、後期天体集積時の水素・炭素の海洋・炭酸塩へ分配されることによって、地球表層の C/H 比および N/H 比は減少し、炭素・窒素枯渇を生じさせることが分かった。また、現在の地球表層の揮発性元素組成から衝突時の元素分配による大気組成進化を遡ることで、エンスタタイトコンドライト組成の後期集積天体を仮定すると現在の地球表層に見られる炭素・窒素枯渇を説明できることが分かった。

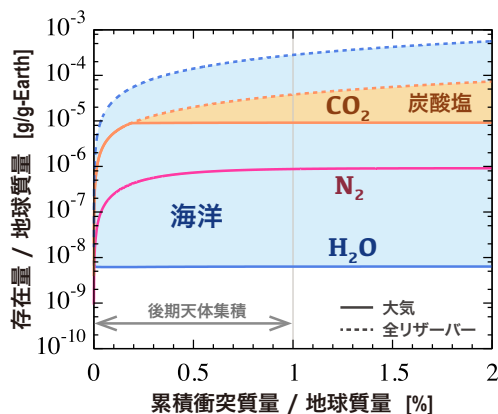


図 4: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる地球大気中の揮発性元素量進化 (橙: 二酸化炭素 (CO_2), 青: 水蒸気または水 (H_2O), 赤: 窒素 (N_2), 実線: 大気中の存在量, 点線: 表層の全リザーバー中の存在量). 衝突天体中の揮発性元素含有量は (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) と仮定した。

図 4 は地球大気組成の時間進化 (CO_2 , H_2O , N_2 の各存在量進化) を示している。本研究から推測される衝突天体組成として各成分の含有割合を (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) と設定した場合の計算結果である。横軸の衝突質量は時間発展に相当する。衝突

が進むにつれて H_2O は海洋へ、 CO_2 は炭酸塩へ取り込まれるため、その分は剥ぎ取られることなく惑星に蓄積される。衝突天体によって供給された H_2O はそのほとんどが海洋へ蓄積され、大気剥ぎ取りの影響をほとんど受けないのに対し、大気のみ分配到される N_2 や一部しか炭酸塩へ取り込まれない CO_2 は大気剥ぎ取りによって選択的に宇宙空間へ剥ぎ取られたと推測される。

次に後期天体集積中の惑星表層の N/H 比と C/H 比の時間進化を図 5 に示す。衝突天体組成は図 4 と同じ設定での計算結果である。後期天体集積による天体衝突量は地球質量の約 1% と見積もられており (Bottke et al. 2010)、その時点までに N/H 比は約 7 割, C/H 比は約 4 割減少した。これは、衝突天体によって供給された水素の大部分と炭素の一部が海洋や炭酸塩として地球表層に固定されることで衝突による大気剥ぎ取りの影響を受けず地球表層に留まったためだと考えられる。大気のみ分配到される窒素と、一部が炭酸塩に取り込まれてもなお大気の主成分を占める二酸化炭素は、水蒸気に対して大気中の存在割合が多く、大気剥ぎ取りの影響を強く受ける。その結果として C/H 比および N/H 比が減少したと推測される。以上の結果から、後期天体集積時の表層リザーバー間の元素分配が地球表層に見られる炭素・窒素枯渇の原因の一つだと考えられる。

また、衝突天体組成に対し幅広いパラメータ・サーベイを行ったところ揮発性成分含有割合が (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) の小天体が衝突した場合、後期天体集積後の最終的な C/H 比および N/H 比、 N_2 量が現在の地球と一致した。図 1 の星印とそこからの矢印は衝突天体組成と元素分配による化学組成進化を表している。今回求めた組成は太陽系小天体の中ではエンスタタイトコンドライトに分類されるため、この結果から後期集積天体はエンスタタイトコンドライト組成であったことが示唆される。

太陽系小天体の組成は、構成成分の凝結温度の違いによってその形成場所の情報を反映していると考えられる。岩石惑星軌道付近の太陽系内側領域には揮発性元素含有量が比較的小さい天体が、小惑星帯以遠の太陽系外側領域には揮発性元素に富んだ天体が多く分布する (e.g., Morbidelli 2012)。この傾向を利用することで、衝突天体組成の見積もりからその

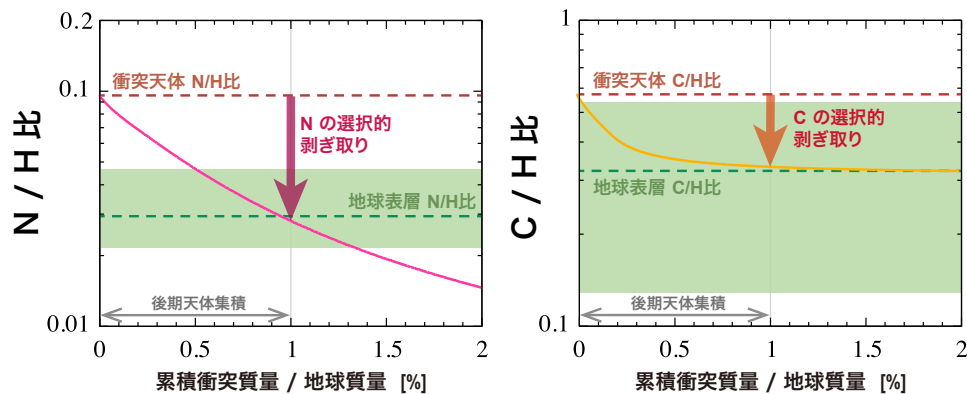


図 5: 地球表層の C/H 比および N/H 比進化. 図 4 と同様の計算において大気+海洋+炭酸塩に蓄積された揮発性元素 (C, H, N) の存在比の時間進化を示す.

形成場所や集積過程を含む惑星形成シナリオに対する手がかりが得られると期待される。

現在の地球表層に存在する希ガスはその大部分が大気に含まれているが、その存在量もコンドライト組成に比べて枯渇している (e.g., Pepin 2015)。希ガスも窒素と同様反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいため、後期天体集積によってもたらされた希ガスは大気に分配され、大気剥ぎ取りの影響を強く受けたと考えられる。したがって、本研究で着目した表層における元素分配を伴う大気剥ぎ取りは、希ガス存在量にも影響を与えたと考えられる。

4 Conclusion

衝突脱ガスと大気剥ぎ取りを伴う後期天体集積において、衝突時に海洋や炭素循環がすでに存在したと仮定すると、地球表層の N/H 比および C/H 比は時間とともに減少し、炭素・窒素枯渇を引き起こすことが分かった。これは衝突天体によって供給された水素が海洋へ、炭素が炭酸塩へ固定されることによって大気剥ぎ取りの効果が妨げられたことに起因する。さらにこの大気組成進化を遡り幅広いパラメータ・サーベイを行った結果から、我々は後期集積天体はエンスタタイトコンドライトと類似した組成であったと推測する。

Acknowledgement

本稿は地球生命研究所 (ELSI) の黒川宏之研究員・玄田英典准教授との共同研究に基づいています。以上の共同研究者に加え、数多くのご助言をいただいた指導教員の奥住聡准教授に心より感謝申し上げます。

Reference

- Abe, Y., et al. 2000, University of Arizona Press, 413-433.
- Bergin, E., et al. 2015, National Academy of Sciences 112, 29, 8965-8970.
- Bottke, W.F., Nesvornyy, D., Vokrouhlicky, D., Morbidelli, A. 2010, The Astronomical Journal 139, 994.
- Catling, D.C., Kasting, J.F. 2017, Cambridge University Press.
- Kasting, J. F. 1993, Science 259, 920-926.
- Morbidelli, A., et al. 2012, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 40.
- de Niem, D., et al. 2012, Icarus 221, 495-507.
- Pepin, R. O. 1991, Icarus, 92, 2-79.
- Sakuraba, H., Kurokawa, H., and Genda, H. 2018, Icarus in press.
- Shuvalov, V. 2009, Meteor. Planet. Sci., 44, Nr 8, 1095-1105.
- Svetsov, V. V. 2000, Solar Syst. Res., 34(5), 398-410.
- Svetsov, V. V. 2007, Solar Syst. Res., 41, 28-41.

地上電波望遠鏡 SPART による金星中層大気微量分子の観測・解析

築山 大輝 (大阪府立大学大学院 理学系研究科)

Abstract

中心星の活動が周辺の地球型の惑星大気環境に与える影響について理解を深めるべく、我々は、国立天文台野辺山宇宙電波観測所の 10 m 電波望遠鏡 (SPART) を用いて、太陽系惑星大気の微量分子の 100/200 GHz 帯スペクトル線を監視する SPART ミッションを推進している。特に火星や金星はすでに磁場を失っており、中心星の活動の影響をダイレクトに受ける貴重な実験場である。電波のヘテロダイン分光は周波数分解能が高く、金星であれば高度 60 km 付近に存在する濃硫酸の雲より上層大気中の微量分子の観測が可能である。これまでの観測から金星の中層大気の一酸化炭素 (CO) は太陽活動の低下と連動するように減少傾向にあることが分かってきた。また、太陽活動の影響だけでは説明のつかない短期スケールの一酸化炭素 (CO) の変動を有すことも分かってきている。そこで、引き続き、金星と火星の微量分子の変動の動向を探り、太陽活動における大気酸化反応ネットワーク/大気ダイナミクスのリンクを紐解く計画である。また、100/200 GHz 帯の観測スペクトルでは放射輸送モデルの比較解析により、高度 60 km 以上の CO の高度分布を求めることができる。ポスター発表では本ミッションの観測データの解析について説明し、その結果について紹介する。

1 イントロダクション

近年発見・探査研究が目覚ましい系外惑星のハビタビリティを理解する上で、中心星からの高エネルギー粒子や紫外線 (UV) の影響を受け、惑星中層大気の物理・化学状態がどのようにバランスしているのか理解を深めることが重要になる。惑星は中心星からの距離、フレアによる膨大な電磁波や高エネルギー粒子の飛来等の影響を受ける他、恒常的に恒星風/太陽風や紫外線の変動の影響も受けている。中心星のこうした短・中・長期の活動が周りの惑星に与える影響を評価することはとても重要である。そこで、太陽活動が地球型惑星に与える影響を調べることで、系外惑星のハビタビリティを理解することにつながる。

図 1 は野辺山強度偏波鏡の 1GHz 帯太陽電波強度の時間変化を表したグラフである。太陽活動は約 11 年周期で増減を繰り返しているが、近年、低下傾向にあることがわかる。太陽系内惑星において、太陽活動低下の影響が表れているのか探るべく、我々は金星を観測対象に選択した。金星は典型的な地球型惑星 (岩石惑星) であり、大気の約 95 % が CO_2 である。さらに金星は固有磁場をもたず、太陽活動の影響を受けやすいので、影響評価がしやすいと考えた。

本研究では金星を SPART で観測し、太陽活動が金星大気に与える影響を評価した。

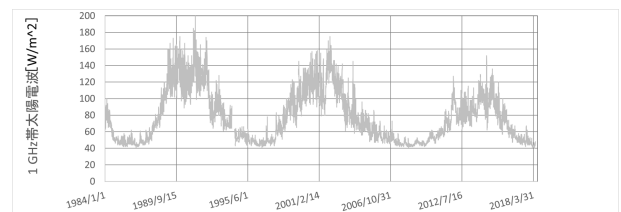


図 1: 1GHz 帯太陽電波強度 (野辺山強度偏波計)

2 電波望遠鏡 SPART

Solar Planetary Atmosphere Research Telescope (SPART) は長野県の野辺山にある国立天文台野辺山 (標高 1350 m) に設置された口径 10m の電波望遠鏡で、ミリ波干渉計 (NMA) の F 号機を我々が単一鏡化したものである。現在は太陽活動の影響が太陽系惑星に与える影響を解明するべく、世界で唯一の惑星大気観測専用の電波望遠鏡として運用している。

以下に SPART の特徴を示す。

- 100/200 GHz 帯 (2-band) 超伝導 SIS ミクサ検出器搭載
- 周波数分解能 61.3 kHz、帯域 1 GHz の分光計搭載
- 空間分解能：68 秒角 (115 GHz 観測時)、34 秒角 (230 GHz 観測時)
- 大阪府立大学の学生が常時リモート観測を実施



図 2: 電波望遠鏡 SPART

3 リトリバー解析

まずはじめに気温・圧力・CO の混合比の高度分布 (図 3) を与え、放射輸送方程式 (1) を解く。こうして理論的に求めた CO スペクトル $T_B(\nu, \mu)$ を SPART の観測スペクトルと比較し、理論的に求めたスペクトルに観測スペクトルが重なるように、初めに与えた CO 混合比をあわせていく (図 4)。重なった時の CO 混合比をその日の解析結果 (各高度における CO 混合比) とする。この解析方法をリトリバー解析と呼ぶ。周波数 ν での輝度温度 $T_B(\nu, \mu)$ は、以下のように表される。

$$T_B(\nu, \mu) = \prod_{n=1} e^{-\frac{\tau_n(\nu)}{\mu}} + \sum_{n=1} \left[\frac{T_n \tau_n(\nu)}{\mu} \right] \left[\prod_{i=n+1} e^{-\frac{\tau_i(\nu)}{\mu}} \right] \quad (1)$$

ここで、各パラメータについて説明する。 T_0 は連続波の輝度温度、 μ は大気の高さ、 T_n は n 番目の層の気温、 $\tau_n(\nu)$ は n 番目の層の光学的厚みを表し

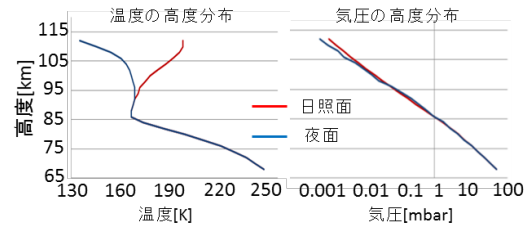


図 3: 金星の温度、圧力の高度分布

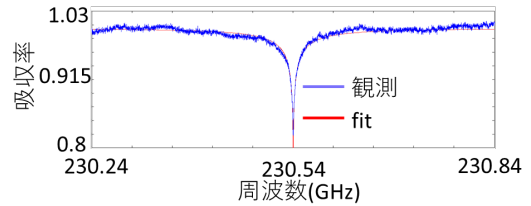


図 4: 観測スペクトルのフィッティング

ている。

初めに与える気温・気圧の高度分布は Clancy et al.1985 の TABLE2、CO 混合比は Clancy et al.2003 を参考にしている。また、放射輸送方程式の導出は Clancy et al.1983 の APPENDIX1 を参考にしている。また、金星の昼面・夜面領域に対して、それぞれ各高度の気温と圧力、CO の混合比 (アプリオリ) を入れて解析を行っている。また、SPART ではダブルサイドバンド受信のため、較正天体である星形成領域のオリオン KL を定期的に観測して、115 GHz 帯、230 GHz 帯のサイドバンド分離比をチェックしている。

4 解析結果

数十年での長期間スケールでみた CO 混合比は太陽活動の低下に伴って、減少傾向にあることが結果として示された。減少率は約 0.7 ppmv/年である。また cycle24 の太陽活動にたいして、これまで知られていなかった紫外線と CO が反相関する様子も捉えることに成功した。これは単純な光学反応では説明できず、大気の膨張や熱潮汐などのダイナミクスや、火山からの硫化物や塩化物などの物質循環の変

化が、金星の高層に影響を及ぼしている可能性を示唆している。

5 まとめ・今後

本研究では、金星を継続的に観測することによって、太陽活動が金星大気に与える影響を捉えてきた。しかし、太陽活動の影響だけでは説明ができない短期的な変動も見られた。今後も金星大気の観測を続け、短期的な変動の原因を明らかにしていく。

Reference

中井直正、坪井昌人、福井康雄 [編]
シリーズ現代の天文学 16 巻 宇宙の観測 II—電波天文学 日本評論社

浅野正二 [編]
大気放射学の基礎 朝倉書店

Clancy et al. 1983 ,Icarus ,55 ,282-301

Clancy et al. 1985 ,Icarus ,64 ,157-182

Clancy et al. 1985 ,Icarus ,161 ,1-16

惑星大気の物理学 ～金星のスーパーローテーション～

瀬戸 麻優子 (お茶の水女子大学 人間文化創成科学研究科理学専攻修士 1 年)

Abstract

太陽系の惑星に存在する大気の運動は惑星によって様々である。中でも金星は「スーパーローテーション」と呼ばれる非常に特徴的な運動をしていることが分かっている。金星の自転速度は遅いのに関わらず、その自転速度の何十倍もの速度を持った風が金星全体を一方向に吹き荒れているのである。この現象のメカニズムは未だに解明されていない。そこで本研究では、金星のスーパーローテーションの二次元モデルを作ることで現象の理解を目指した。

1 導入

まず初めにスーパーローテーションとは何かについて説明する。スーパーローテーションとは、惑星や衛星の大気循環において赤道付近を含む広い範囲で自転方向に自転速度を大きく上回る速度の風が吹き続けるという現象のことをいう。特に金星では、自転の約 60 倍にあたる秒速 100 メートルほどの強風がその大気中を吹き荒れていることが観測によって確認されている。1974 年 NASA の金星探査機マリナー 10 号の観測により、金星上空の広範囲で吹く金星の自転速度の約 60 倍という 100m/s の強風が確認された。同様の強風は土星の衛星タイタンでも見つかっている。地球の上空にもジェット気流のような自転方向に吹く風は存在しているが、自転に対する速度は金星ほど大きくはない。金星のスーパーローテーションのメカニズムは未だに明らかにされておらず、大きな謎の一つとなっている。

現在、スーパーローテーションの仮説は主に次に述べるの 2 つである。1 つ目はギーラッシュメカニズム説である。この説は、ハドレー循環（子午面循環）と水平方向に伝わる波との組み合わせにより大気が加速される説である。地表からくみ上げられた角運動量は赤道付近でハドレー循環によって大気上層に運ばれ、そのまま高緯度集積されて高緯度ジェットを形成する大きな水平渦拡散によって高緯度の角運動量の一部が赤道に逆輸送される。これによって、全球にまたがるスーパーローテーションが維持される。しかしながら、大きな水平渦拡散が何であるかわかっていない点や、そもそも金星大気にハドレー

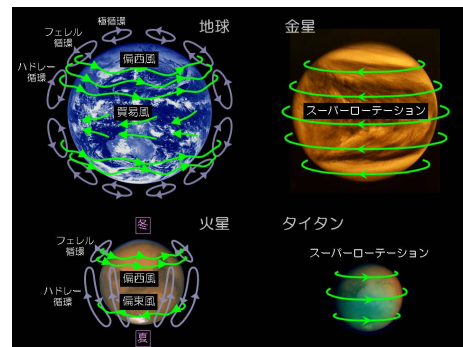


図 1: 大気循環のイメージ (金星探査機あかつき HP より)

循環が存在しているのかが分からない点などが問題点である。2 つ目は熱潮汐波メカニズムである。この説は、雲層が太陽光で加熱されるために励起される波が上下に伝わり大気を加速する説である。熱潮汐波は地面から見ると太陽と同じ方向（自転と逆方向）に動いているように見える。そこで自転方向の運動量を正とすると、負の運動量を伴っていることになる。負の運動量が雲層から出ていくので、運動量保存則より正の運動量が雲層生まれ、雲層は自転以上の速度で動くようになり、スーパーローテーションが生じるという理論である。一方で、中層大気への角運動量供給機構がわかっていないことや、数値シミュレーションの際にレイリー摩擦によって人為的に角運動量を供給していることが問題点となっている。

そこでこの研究では、ますます複雑化していく現行の研究と異なった視点から金星大気の循環につい

て考察したい。大気の流れが最も効率が良くなるように対称性は自発的に破れるのではないかという視点からモデルを考える。そして最終的には、このモデルによるスーパーローテーションが金星特有のものではなく、普遍的であることを他の惑星と比較することで確認できるようなモデルを目指していく。例えば、地球での対応物はジェットストリームである。これらの違いは、金星のように大域的であるか、地球のように局所的であるかの違いだけである。簡単なモデルが様々な惑星大気の力学をどれだけ普遍的に記述できるかを考察するのが目標である。

2 金星の大気

モデルを考えるにあたって、金星の大気について説明する。まずは金星の基本的なデータを調べた。直径(赤道面)12000、平均表面温度 737K、大気組成は二酸化炭素 96.5 対流層 10km 程度、大気圧 9321kPa というのが基本的な金星のデータである。以上からわかるように金星の大気の特徴は、非常に厚く、高温高圧な点である。更には、大気の主成分は強い温室効果を生み出す二酸化炭素であり、高度 50 ~ 60km あたりには硫酸の雲が存在している。その雲の中の風は非常に強風になっている。

3 二次元モデルの提案

ここまでの議論から金星の大気の運動を駆動する大きな要因は、自転ではなく温度差であると考えた。一般的に大気は熱を運ぶように循環するため、高温の部分から低温の部分に向かって流れる。よって、自転が非常に遅く、ほぼ止まった状態として捉えることのできる金星では、自然に考えると大気循環は昼面と夜面を結ぶ直径に対して対称性を持っているはずである。ところがスーパーローテーションではその対称性は破られ、一つの大きな大気の回転ができていることになる。また、金星のスーパーローテーションが緯度に関わらず全球で一様であると考えられる。

図 2 のように大気の運動が一様であれば、金星の自転軸に対して垂直な断面における二次元のモデルを考えると最も単純なモデルができるはずである。

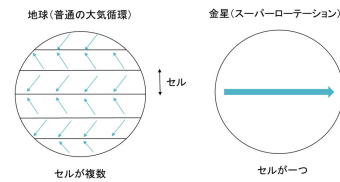


図 2: 地球と金星の大気循環

4 仮モデル

より簡単な二次元のモデルを提案する。金星の大気の循環を 3 つの二次元ループとして考える。下図において時計回りの循環を正とする。

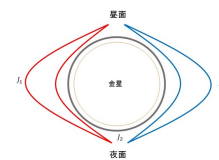


図 3: 仮モデル

J_1 と J_3 の速度差摩擦を κ 、 J_1 と J_2 及び J_2 と J_3 の間の速度差摩擦を μ 、熱効率(体積膨張率)を a 、自転による引き摺りを R 、地面との摩擦を ν 、太陽からの熱エネルギーの流入を h 、熱伝達率を b として循環についての方程式をたてると

$$J_1'(t) = cJ_1(t)T(t) - \kappa (J_1(t) - J_2(t)) - \mu (J_1(t) + J_3(t))$$

$$J_2'(t) = (J_1(t) - J_2(t)) - \kappa (J_3(t) - J_2(t)) + \nu (R - J_2(t))^2$$

$$J_3'(t) = cJ_3(t)T(t) - \kappa (J_3(t) - J_2(t)) - \mu (J_1(t) + J_3(t))$$

$$T(t) = h - bT(t)(J_1(t)^2 + J_3(t)^2)$$

これらの方程式を解き、グラフ化したものが次の図である。赤色が J_1 、灰色が J_2 、青色が J_3 、橙色が T となっている。

1 つ目の図では J_1 と J_3 の向きが逆向きになり、対称な循環ができていることが分かる。一方で 2 つ目の図では、 h を大きくし、 κ を大きくしたことによ

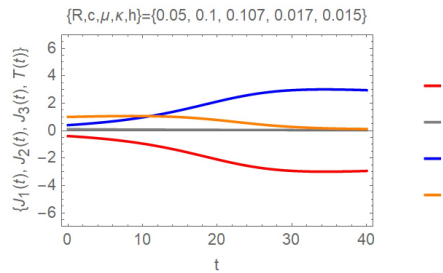


図 4: 対称な循環

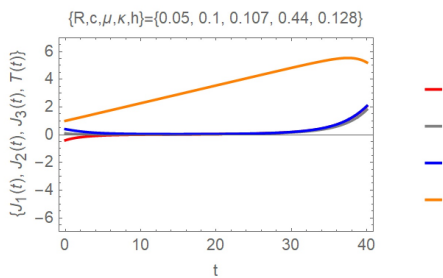


図 5: スーパーローテーション

て J_1 と J_3 の向きがそろいスーパーローテーションとして捉えられる運動を見せた。

5 まとめと今後の展望

二次元の簡単なモデルで金星のスーパーローテーションを描けるか議論してきたが、改善すべき点はたくさんある。その中でも特に流体力学の導入は欠かせないと思う。惑星の大気の運動は流体の運動として捉えるのが自然ではないかと思う。そこで問題になるのは金星大気の高いレイリー数である。レイリー数が高いと従来のナビエストークス方程式がうまく機能しなくなってしまう。よって、高レイリー数に耐えるナビエストークス方程式、またはそれに代わる流体の方程式について議論していくことが必要であると考えた。今後の展望としては、そのような流体の方程式の提案と更なるモデルの改善を目標としたい。

Acknowledgement

研究を進めるにあたり、一緒に議論してくださった森川雅博教授をはじめとするお茶の水女子大学宇宙物理研究室のすべての皆様に感謝申し上げます。

Reference

山本勝 2003, 数理解析研究所講究録 1311 巻

R. David Baker, & Gerald Schubert 1999, JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 104

c1

分子雲中におけるフィラメント形成と星形成開始条件の解明

安部 大晟 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

近年の観測から星形成は分子雲中のフィラメント状 (線状) の高密度領域で行われることが明らかになっている (André 2010)。よって星形成の理解には、分子雲中でのフィラメント形成を解明する必要がある。Inoue et al.(2018) では高解像度な磁気流体シミュレーションを用いることで、分子雲が衝撃波に圧縮されるという普遍的な現象からフィラメントが形成されるメカニズムを特定した。フィラメントは臨界線密度を超えると重力不安定によって崩壊し、星形成を始めることが知られている。フィラメントの平衡状態を計算して臨界線密度を見積もった仕事として Tomisaka(2014) が知られている。Inoue et al.(2018) ではシミュレーションから、Tomisaka(2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。しかしながら、Tomisaka(2014) で調べられた平衡状態は、Inoue et al.(2018) によるシミュレーションで示された、分子雲が衝撃波によって圧縮されるという動的な状況とは異なっている。加えて Inoue et al.(2018) では 1 つの初期条件のもとでしか計算されていない。よって本研究では Inoue et al.(2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで Tomisaka(2014) の臨界線密度の見積もりの正当性を検証するための計算をするつもりである。本講演では Tomisaka(2014) の平衡解と Inoue et al.(2018) での計算結果について論じ、今後のフィラメントからの星形成研究の展望を示す。

1 Introduction

星は宇宙を構成する基本要素であり、星形成は銀河進化に繋がることから宇宙全体の理解において極めて重要である。近年の Herschel 望遠鏡の分子雲の観測から星形成は分子雲中のフィラメント (線状の高密度領域) で行われることが明らかになり (André 2010)、フィラメントの重力崩壊が星形成の開始条件を決定しているということが示唆された。よって分子雲からの、フィラメントを介した星形成過程を解明する必要がある。

フィラメントはどのようにして形成されるのか。それは分子雲と衝撃波の相互作用であると Inoue & Fukui (2013) の数値シミュレーションによって示唆されが、Inoue & Fukui (2013) では解像度不足のために星の形成まで観測できなかった。

Inoue et al. (2018) では、分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを高解像度の数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまり臨界線密度を求める。

2 Methods

2.1 Numerical Setup

この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三次元の磁気流体力学 (MHD) シミュレーションを行う。使用するコードは Matsumoto (2007) によって開発された SFUMATO コードである。SFUMATO コードは、自己重力を多重格子法で解き、MHD 方程式を近似リーマン解法を用いた有限体積法で解くものである。さらに利点として適合格子法 (Adaptive Mesh Refinement; AMR) の使用が挙げられる。これは詳細を見たい領域を高解像度化し、それ以外を低解像度化することで、格子数の節約をしつつ観測したい箇所を局所的に高解像度で観測することができる方法である。つまり観測したいフィラメント部分の格子を細分化して高解像度の観測を実現することができる。SFUMATO コードでは、星形成が起り得る領域に対しては sink particle が導入される。sink particle とは周りのガスを降着させる仮想粒子であり、その形成判定は周辺ガスの重力的な安定状態を時々刻々監視することで行われ

ている。これによって、実際に重力崩壊が起きた場所や時刻の同定が容易になり、かつ重力崩壊後も時間発展を追い、崩壊による sink particle への質量降着率のような星形成に関わる重要な物理量が計算可能となる。

2.2 Initial Condition

この研究では、半径 1.5 pc の球状分子雲とそれより圧倒的に大きい分子雲 (=超音速流) との衝突のシミュレーションがされており、このシミュレーションを観測することでフィラメントの臨界線密度の計算もされている。音速が 0.3 km s^{-1} で、相対速度 10 km s^{-1} で衝突させるので衝撃波が生成される。磁場は y 軸正方向に観測に合わせた値として $20 \mu\text{G}$ とする。

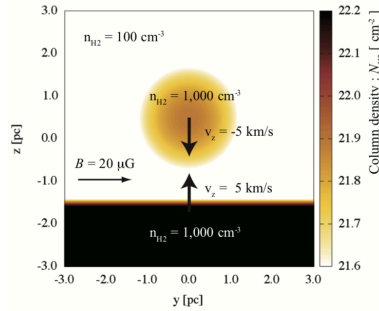


図 1: Inoue et al.(2018) の初期条件。縦、横軸はともに空間座標。色は柱密度を表している。中心にある半径 1.5 pc の球が分子雲で、その下方から超音速流を衝突させ、分子雲と衝撃波の相互作用を記述する。

3 Results

3.1 Filament Formation Phase

ここではフィラメントがどのようにして形成されるのかについて解説する。分子雲と超音速流の衝突の後、分子雲は乱流により密度の高い領域 (クランプ) を作る。このクランプの時間進化を追うことでフィラメントの形成を説明することができる。以下にシミュレーションのスナップショット (図 2) とフィラ

メント形成メカニズムを解説したイラスト (図 3) を添付する。

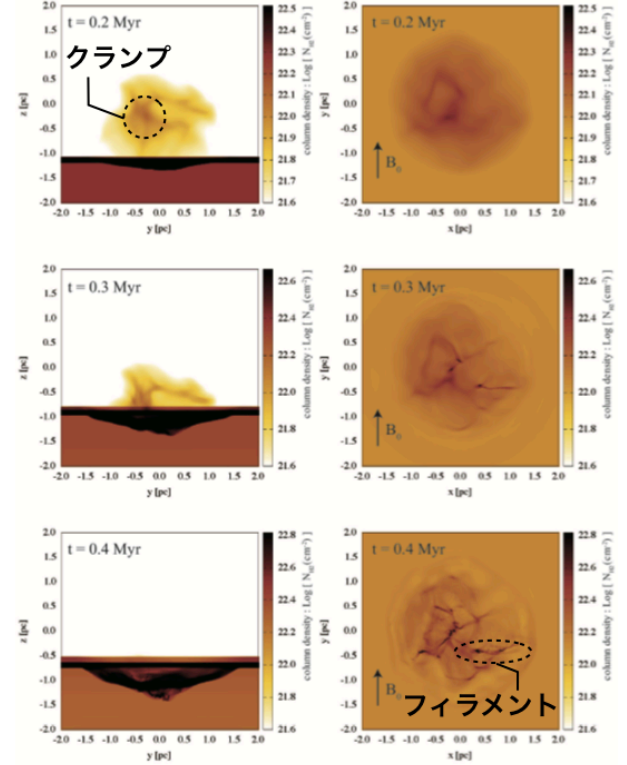


図 2: フィラメント形成までのシミュレーションのスナップショット (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。左の列は yz 平面、右の列は xy 平面

まず初期条件から 0.2Myr 後は、超音速の乱流によって分子雲ガスが圧縮される。その結果クランプが形成される。

初期条件から 0.3Myr 後は、超音速流と分子雲の衝突によって生成される衝撃波と分子雲中にできたクランプが衝突する。このとき衝撃波の速度は密度の高い領域で減速されるので、クランプに押される形で衝撃波面は折れ曲がる。また分子雲中の中性ガスは電子や陽子と高い頻度で衝突することからその振る舞いはプラズマと同じと考えて良いため、磁気凍結を起こす。よって磁場も同様にクランプに押される形で折れ曲がる。衝撃波面が変形したことで、(図 3) の中心の拡大図のように「斜め衝撃波」が形成される。斜め衝撃波では接線方向の速度 (運動量) は保存される。したがって (図 3) の白矢印のようにある一

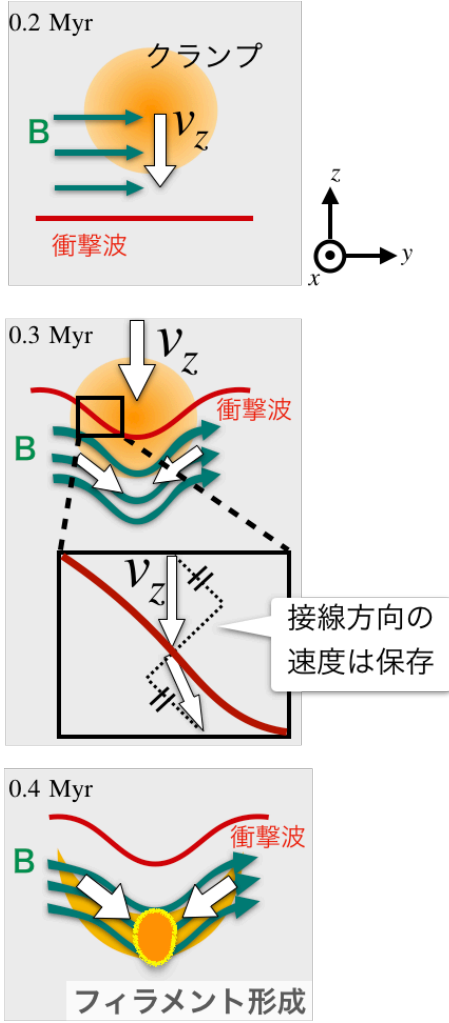


図 3: フィラメント形成のメカニズムを解説したイラスト (上からそれぞれ 0.2Myr 後、0.3Myr 後、0.4Myr 後)。ここでは乱流によって形成された分子雲中の高密度領域であるクランプに着目している。

点に集中するガスの流れ (以下、concentrated flow) ができる。このとき分子雲中のガスは磁気凍結から磁力線を横切れないためガスの流れが集中する点でガスを溜め込む。加えて (図 3) の紙面に垂直方向 (x 方向) には圧縮を受けないので、線状に高密度領域を作る。

このようにして、初期条件から 0.4Myr 後にはフィラメントが形成される。

3.2 Filament Collapse Phase

ここではフィラメントの重力崩壊から星形成までについて述べる。フィラメントが一度形成されると、衝撃波圧縮によって誘起されたガスの流れ (= concentrated flow) によってフィラメントは質量を蓄えていく。フィラメントはある線密度を超えると、その構造をガス圧と磁気圧で支えきれなくなり、重力不安定を起こす。そして星形成を開始する。このときのフィラメントの線密度は臨界線密度と呼ばれ、星形成開始条件を決める。星形成開始条件から星の初期質量、つまり星の運命が決まるため臨界線密度は重要な物理量である。この研究のシミュレーション結果では $t = 0.45\text{Myr}$ のとき重力崩壊が始まっている。よってフィラメントの臨界線密度 λ_{simu} は以下の (図 4) ようにフィラメントの形状を仮定すると計算できる。よってこのシミュレーションで得られる臨界線密度 λ_{simu} は

$$\lambda_{\text{simu}} \simeq 80 \text{ M}_{\odot} \text{pc}^{-1}. \quad (1)$$

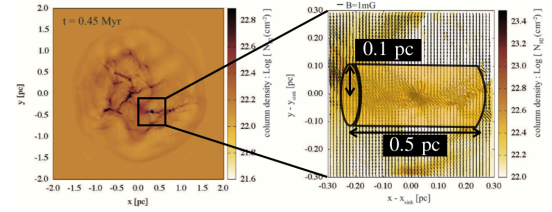


図 4: 初期条件から 0.45 Myr の、横軸に x 、縦軸に y を選んだときのスナップショット (左) とその中で最高密度領域の拡大図 (右)。左図を見るとフィラメントは x 軸におおよそ平行に形成されている。右図について、フィラメントの幅は 0.1pc とし、長軸を 0.5pc とすると臨界線密度が計算できる。

4 Discussion

関連する研究として、フィラメントの平衡状態の臨界線密度を見積もっている Tomisaka(2014) がある。ここでは、Tomisaka(2014) の臨界線密度の表式を用いて臨界線密度を計算し、このシミュレーションで得られる臨界線密度 λ_{simu} と比較する。

Tomisaka(2014) では、臨界線密度 $\lambda_{\max}$ はフィラメントを貫く磁束密度に比例すると主張している。その臨界線密度の表式は

$$\lambda_{\max} \simeq 0.24 \frac{\Phi_{\text{cl}}}{G^{1/2}} + 1.66 \frac{c_s^2}{G}. \quad (2)$$

このとき $\Phi_{\text{cl}} \equiv B_{\text{fil}} w$ で、 w はフィラメントの幅である ($w = 0.1 \text{ pc}$)。フィラメントを貫く磁束密度 B_{fil} は磁場が衝撃波面に平行な場合の等温 MHD における Shock Jump Condition を用いて衝撃波の上流の量から計算できる。よって

$$\begin{aligned} B_{\text{fil}} &\simeq B_1 = r B_0 \\ &= \left[2M_A^2 + (\beta + 1)^2/4^{1/2} - (\beta + 1)/2 \right] B_0 \\ &\simeq \sqrt{2} M_A B_0 \\ &\simeq 300 \mu\text{G} \left(\frac{n_0}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right) \quad (3) \end{aligned}$$

ここで添字の 0 と 1 はそれぞれ衝撃波の上流と下流の量を表している。 r は圧縮率。 $\beta \equiv 8\pi c_s^2 \rho_0 / B_0^2$ は上流のプラズマベータである。さらに $M_A \gg \beta$ を用いている。Inoue et al. 2018 のシミュレーションでのパラメータを (2) に代入すると、

$$\begin{aligned} \lambda_{\max} &\simeq 67 M_\odot \text{pc}^{-1} (B_{\text{fil}}/300 \mu\text{G}) (w/0.1 \text{ pc}) \\ &\quad + 35 M_\odot \text{pc}^{-1} (c_s/0.3 \text{ km s}^{-1}). \quad (4) \end{aligned}$$

ここで (1) と (4) を比較すると臨界線密度がおおよそ同じくらいになっていることが分かる。よって、Inoue et al. (2018) ではシミュレーションから、Tomisaka (2014) の臨界線密度がフィラメント崩壊の初期条件を決めると示唆している。

5 Summary & Future Work

星形成の新しいパラダイムとしてフィラメントからの星形成があることが観測的に示唆されている。そして、その具体的な描像は衝撃波と分子雲の相互作用であることがわかってきた。この研究では分子雲の衝撃波圧縮によるフィラメント形成から星形成までを数値シミュレーションを用いて調べ星形成の初期条件、つまりフィラメントの臨界線密度を求めた。そして関連する研究である Tomisaka(2014) が見

積もった臨界線密度と比較し、おおよそ一致することがわかった。

私は今後 Inoue et al. (2018) の高解像度シミュレーションを様々なパラメータで実行することで、本当に臨界線密度に達したときに重力崩壊が始まるのかどうか、そして Tomisaka (2014) の臨界線密度の見積りものの正当性を検証するための計算をするつもりである。

Acknowledgement

本講演を行うにあたり、指導教官である井上准教授をはじめ理論宇宙物理学研究室の皆様には多くの助言を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
- Larson, R. B. 1981 MNRAS, 194, 809L
- Matsumoto, T. 2007, PASJ, 59, 905
- Tomisaka, K. 2014, ApJ, 785, 24

エンスタタイトコンドライト集積による地球大気形成

櫻庭 遥 (東京工業大学大学院 地球惑星科学系)

Abstract

地球表層に存在する揮発性元素は、大気や海洋を形成するため、地球や生命の起源を探る上で非常に重要である。地球大気は主に後期天体集積による衝突脱ガスによってもたらされた揮発性元素によって形成されたと考えられている。ただし、衝突天体の組成は現時点で正確には明らかになっていない。本研究では、特にコンドライト組成に比べて地球表層の C/H 比および N/H 比が小さいことに着目し、後期天体集積期にこれを再現する条件を探る。原始惑星への天体衝突における衝突脱ガスと大気剥ぎ取りについて、大気組成進化を考慮した大気進化計算を行った。初期地球表層では海洋と炭素循環の存在を仮定し、 H_2O と CO_2 の海洋・炭酸塩への分配を考慮した。衝突天体組成についてはその揮発性元素含有量をパラメータとし、計算結果と現在の地球表層の揮発性元素組成を比較した。衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気進化では十分時間が経つと供給と損失がつりあう定常状態に近づくことが分かった。その定常量は衝突天体組成に依存し、揮発性元素含有割合が小さいほど少量の大気量に収束した。また、衝突と同時に炭素が炭酸塩に、水素が海洋に固定されることで、地球表層に獲得される C/H 比と N/H 比は衝突天体組成の値から減少した。幅広いパラメータ・サーベイの結果、地球表層の C/H/N 量および存在比から見積もられる後期集積天体組成はエンスタタイトコンドライト組成であることを明らかにした。

1 Introduction

水素 (H) や炭素 (C)、窒素 (N) などの揮発性元素は、大気・海洋という生命を育む環境を形成する点で、地球や生命の起源と密接な関連がある。現在の地球表層環境は海水量・大気組成の絶妙なバランスの上に維持されているが、これらの形成条件は未解明である (e.g., Catling & Kasting 2017)。本研究では、地球およびその表層環境の起源を探るため、地球表層の揮発性元素組成に着目した。

地球表層の揮発性元素は主に惑星形成最終段階の小天体の衝突によってもたらされたと考えられているため、小天体から飛来したコンドライト隕石はその起源について重要な手がかりとなる。図 1 は地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成の比較を示している。コンドライトにはここで示されているエンスタタイトコンドライトや炭素質コンドライトなど様々な種類があるが、いずれの種類のコンドライトと比べても地球表層では炭素と窒素が枯渇している。

本研究では、小天体衝突による大気形成過程に着目する。月面クレーターの年代分析から、地球型惑星

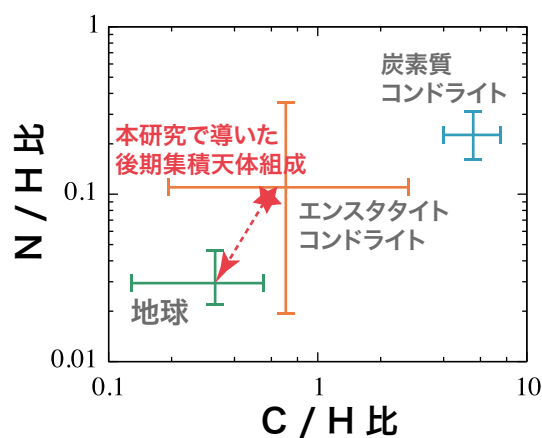


図 1: 地球表層 (大気 + 海洋 + 地殻) とコンドライト中の揮発性元素組成における C/H 比および N/H 比の比較 (data are from Abe et al. 2000; Pepin 2015)

は巨大衝突後の集積最終段階において無数の小天体衝突を経験したことが知られている。衝突した小天体に含まれていた揮発性元素が脱ガスし、大気を形成した。同時に衝突で噴き上がった衝突蒸気雲によっ

て大気の一部が宇宙空間へ失われる (e.g., de Niem et al. 2012)。巨大衝突後の一連の小天体衝突は後期天体集積と呼ばれ、主に直径数 km から数十 km の小天体が地球質量の約 1% ほど衝突したと考えられている (e.g., Bottke et al. 2010)。

初期地球の海洋形成時期および炭素循環がいつはじまったのかについては未だ議論が続いており正確には明らかになっていない。しかし、もし後期天体集積時に海洋や炭素循環が存在したならば、衝突天体から脱ガスした揮発性元素は大気だけではなく海洋や炭酸塩へも分配されたはずである。本研究ではこのような惑星表層の元素分配が大気形成に与える影響を明らかにすることで、地球表層の炭素・窒素枯渇の原因と後期集積天体が満たすべき条件を探る。

2 Models

本研究では、後期天体集積における大気形成モデルを構築し、惑星表層の元素分配が大気組成進化に与える影響を調べた。小天体によって供給される揮

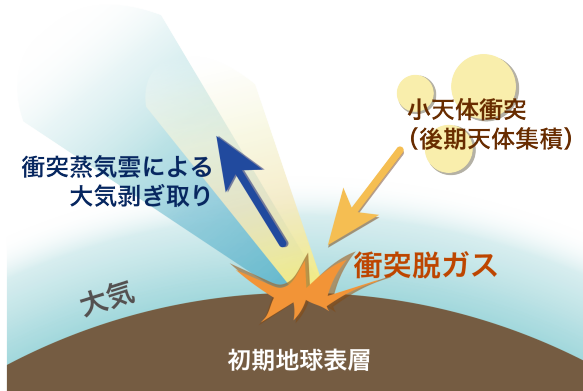


図 2: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる大気形成モデル概念図

発性元素の衝突脱ガスと、衝突で吹き上げられる衝突蒸気雲による大気剥ぎ取りを考えた大気進化を計算した (図 2)。大気を構成する揮発性成分には水蒸気 (H_2O)、二酸化炭素 (CO_2)、窒素 (N_2) の 3 成分を仮定し、各成分の大気・表層リザーバー (大気・海洋・地殻) 間の分配を考慮した C/H 比・N/H 比の時間進化を調べた。

計算では衝突量と大気量変化の関係を示した大気進化方程式 (1) を解いた (Sakuraba et al. in press., arXiv#: 1805.07094)。

$$\frac{d(m_i N_i)}{d\Sigma_{\text{imp}}} = (1 - \zeta)x_i - \eta \frac{(m_i N_i)}{m_A} \quad (1)$$

右辺第 1 項は大気の供給、第 2 項は損失に相当する。ここで Σ_{imp} は衝突累計質量、 i は各大気成分を意味し、 m, N, x はそれぞれの分子量と大気中分子数、衝突天体中含有割合を表す。

式 (1) 中の η は大気はぎとり効率、 ζ は衝突天体蒸気はぎとり効率を表しており、大気剥ぎ取りモデル (Svetsov 2000, 2007; Shuvalov 2009) を適用した。大気剥ぎ取りは衝突天体のサイズと速度に依存するため、両分布を考慮した統計的平均操作を行った。

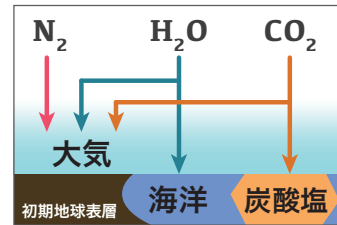


図 3: 大気進化モデル中の地球表層における元素分配のイメージ図。 N_2 は大気に、 H_2O は大気と海洋に、 CO_2 は大気と炭酸塩にそれぞれ分配されると仮定した。

惑星表層におけるリザーバー間の元素分配については、 H_2O の海洋への分配および CO_2 の炭酸塩への分配を仮定し (図 3)、各成分分圧に飽和水蒸気圧 ($P_{\text{H}_2\text{O}} < 0.017\text{bar}$) および炭素循環が安定して駆動するような分圧上限 ($P_{\text{CO}_2} < 10\text{bar}$, Kasting (1993)) を設けることによって考慮した。大気の温度については等温大気を仮定し、現在の表面温度である 288 K を仮定した。一方 N_2 は反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいためすべて大気に分配されると仮定した。元素分配によって H_2O が海洋に、 CO_2 が炭酸塩に蓄積することで、衝突天体中の揮発性元素組成とは異なる組成の大気が形成される。結果として各成分の衝突による剥ぎ取り量にも偏りが生じ、大気中の C/H 比や N/H 比も変化すると考えられる。衝突脱ガスについては衝突天体の CO_2 , H_2O , N_2 各

成分の含有割合をパラメータとし、様々な組成の小天体衝突によって形成される大気組成を調べること、衝突天体組成への制約を試みた。

3 Results & Discussion

本研究では、後期天体集積による大気形成において衝突脱ガス時の惑星表層での元素分配を考慮した大気組成進化を調べた。計算の結果、後期天体集積時の水素・炭素の海洋・炭酸塩へ分配されることによって、地球表層の C/H 比および N/H 比は減少し、炭素・窒素枯渇を生じさせることが分かった。また、現在の地球表層の揮発性元素組成から衝突時の元素分配による大気組成進化を遡ることで、エンスタタイトコンドライト組成の後期集積天体を仮定すると現在の地球表層に見られる炭素・窒素枯渇を説明できることが分かった。

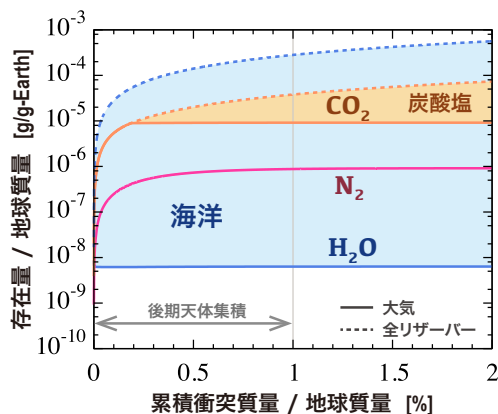


図 4: 衝突脱ガスと大気剥ぎ取りによる地球大気中の揮発性元素量進化 (橙: 二酸化炭素 (CO_2), 青: 水蒸気または水 (H_2O), 赤: 窒素 (N_2), 実線: 大気中の存在量, 点線: 表層の全リザーバー中の存在量). 衝突天体中の揮発性元素含有量は (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) と仮定した。

図 4 は地球大気組成の時間進化 (CO_2 , H_2O , N_2 の各存在量進化) を示している。本研究から推測される衝突天体組成として各成分の含有割合を (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) と設定した場合の計算結果である。横軸の衝突質量は時間発展に相当する。衝突

が進むにつれて H_2O は海洋へ、 CO_2 は炭酸塩へ取り込まれるため、その分は剥ぎ取られることなく惑星に蓄積される。衝突天体によって供給された H_2O はそのほとんどが海洋へ蓄積され、大気剥ぎ取りの影響をほとんど受けないのに対し、大気のみ分配到される N_2 や一部しか炭酸塩へ取り込まれない CO_2 は大気剥ぎ取りによって選択的に宇宙空間へ剥ぎ取られたと推測される。

次に後期天体集積中の惑星表層の N/H 比と C/H 比の時間進化を図 5 に示す。衝突天体組成は図 4 と同じ設定での計算結果である。後期天体集積による天体衝突量は地球質量の約 1% と見積もられており (Bottke et al. 2010)、その時点までに N/H 比は約 7 割, C/H 比は約 4 割減少した。これは、衝突天体によって供給された水素の大部分と炭素の一部が海洋や炭酸塩として地球表層に固定されることで衝突による大気剥ぎ取りの影響を受けず地球表層に留まったためだと考えられる。大気のみ分配到される窒素と、一部が炭酸塩に取り込まれてもなお大気の主成分を占める二酸化炭素は、水蒸気に対して大気中の存在割合が多く、大気剥ぎ取りの影響を強く受ける。その結果として C/H 比および N/H 比が減少したと推測される。以上の結果から、後期天体集積時の表層リザーバー間の元素分配が地球表層に見られる炭素・窒素枯渇の原因の一つだと考えられる。

また、衝突天体組成に対し幅広いパラメータ・サーベイを行ったところ揮発性成分含有割合が (CO_2 : 0.7%, H_2O : 3%, N_2 : 0.03%) の小天体が衝突した場合、後期天体集積後の最終的な C/H 比および N/H 比、 N_2 量が現在の地球と一致した。図 1 の星印とそこからの矢印は衝突天体組成と元素分配による化学組成進化を表している。今回求めた組成は太陽系小天体の中ではエンスタタイトコンドライトに分類されるため、この結果から後期集積天体はエンスタタイトコンドライト組成であったことが示唆される。

太陽系小天体の組成は、構成成分の凝結温度の違いによってその形成場所の情報を反映していると考えられる。岩石惑星軌道付近の太陽系内側領域には揮発性元素含有量が比較的小さい天体が、小惑星帯以遠の太陽系外側領域には揮発性元素に富んだ天体が多く分布する (e.g., Morbidelli 2012)。この傾向を利用することで、衝突天体組成の見積もりからその

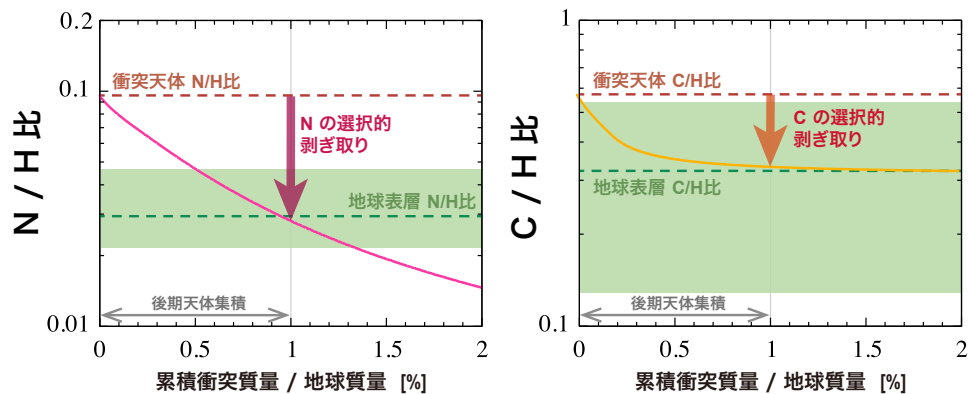


図 5: 地球表層の C/H 比および N/H 比進化. 図 4 と同様の計算において大気+海洋+炭酸塩に蓄積された揮発性元素 (C, H, N) の存在比の時間進化を示す.

形成場所や集積過程を含む惑星形成シナリオに対する手がかりが得られると期待される。

現在の地球表層に存在する希ガスはその大部分が大気に含まれているが、その存在量もコンドライト組成に比べて枯渇している (e.g., Pepin 2015)。希ガスも窒素と同様反応性が低く惑星内部には取り込まれにくいため、後期天体集積によってもたらされた希ガスは大気に分配され、大気剥ぎ取りの影響を強く受けたと考えられる。したがって、本研究で着目した表層における元素分配を伴う大気剥ぎ取りは、希ガス存在量にも影響を与えたと考えられる。

4 Conclusion

衝突脱ガスと大気剥ぎ取りを伴う後期天体集積において、衝突時に海洋や炭素循環がすでに存在したと仮定すると、地球表層の N/H 比および C/H 比は時間とともに減少し、炭素・窒素枯渇を引き起こすことが分かった。これは衝突天体によって供給された水素が海洋へ、炭素が炭酸塩へ固定されることによって大気剥ぎ取りの効果が妨げられたことに起因する。さらにこの大気組成進化を遡り幅広いパラメータ・サーベイを行った結果から、我々は後期集積天体はエンスタタイトコンドライトと類似した組成であったと推測する。

Acknowledgement

本稿は地球生命研究所 (ELSI) の黒川宏之研究員・玄田英典准教授との共同研究に基づいています。以上の共同研究者に加え、数多くのご助言をいただいた指導教員の奥住聡准教授に心より感謝申し上げます。

Reference

- Abe, Y., et al. 2000, University of Arizona Press, 413-433.
- Bergin, E., et al. 2015, National Academy of Sciences 112, 29, 8965-8970.
- Bottke, W.F., Nesvornyy, D., Vokrouhlicky, D., Morbidelli, A. 2010, The Astronomical Journal 139, 994.
- Catling, D.C., Kasting, J.F. 2017, Cambridge University Press.
- Kasting, J. F. 1993, Science 259, 920-926.
- Morbidelli, A., et al. 2012, Annual Review of Earth and Planetary Sciences 40.
- de Niem, D., et al. 2012, Icarus 221, 495-507.
- Pepin, R. O. 1991, Icarus, 92, 2-79.
- Sakuraba, H., Kurokawa, H., and Genda, H. 2018, Icarus in press.
- Shuvalov, V. 2009, Meteor. Planet. Sci., 44, Nr 8, 1095-1105.
- Svetsov, V. V. 2000, Solar Syst. Res., 34(5), 398-410.
- Svetsov, V. V. 2007, Solar Syst. Res., 41, 28-41.

COSMOS 領域における原始銀河団コアの探索

安藤 誠 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

原始銀河団は現在の銀河団の祖先と考えられている領域で、主に $z > 2$ における銀河の密度超過として発見されてきた。銀河の形成・進化に対する環境の影響を知る上では、原始銀河団の中で特に密度の高い中心部（コア）を探索する必要がある。本研究では多波長の観測データが存在する COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、重い銀河のペアをトレーサーとし、原始銀河団のコアとみなせるような重いダークマターハロー (DH) を探索した。その結果原始銀河団コアの候補として、およそ 200 組の銀河グループが見つかった。これらの周りでは銀河の密度超過が見られ、また clustering 解析から DH の質量が $M_{\text{DH}} = 2.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ であると見積ることができた。将来的には、今回発見したコア候補の周囲にサブミリ銀河のような特徴的な天体が存在するかを調べることで、分光追観測によってコア候補が本物であることを確認することなどを予定している。

1 Introduction

銀河団は宇宙最大規模のダークマターハロー (DH) を土台として、銀河が高密度で存在する領域である。その特有な環境ゆえに、銀河進化と銀河の周囲の環境との間の依存性、すなわち環境効果を調べる上でも銀河団は重要な研究対象である。多くの銀河団は $z < 1$ のような比較的近傍の宇宙で発見されてきたが、近年の観測技術の向上や手法の開発を背景に、より遠方の宇宙においても銀河団の探索が精力的に行なわれている。特に $z > 2$ のような遠方にある銀河の高密度領域のうち、将来的に DH の質量が現在の銀河団 DH 質量の典型値である $M_{\text{DH}} \sim 10^{14} M_{\odot}$ 程度にまで成長することが予想されるようなものは原始銀河団と呼ばれ、銀河団そのもののやメンバー銀河の進化を調べるための対象として関心を集めている (Overzier 2016)。

原始銀河団は代表的には以下のような手法で探索が行なわれている。

1. LBGs や LAEs などの大規模なサーベイに基づいて、 ~ 10 cMpc 程度にわたる銀河の密度超過領域を探索。
2. QSOs や SMGs などの特徴的に重いと考えられる銀河を目印に密度超過を探索。

これらは多くの原始銀河団候補領域を発見するという成果を上げている一方で、原始銀河団と環境の研究という観点では問題も残る。(1) については、非常に大局的な銀河の密度超過を探索ことになるので、環境効果が顕著に現れると考えられる中心部が同定できないことや、そのような大きな構造が銀河団に進化するかどうかの判定を（しばしば未検証の）シミュレーションに依存していることが挙げられる。(2) についても、目印となる天体の寿命が短いので、限られた原始銀河団しか探せない可能性が高い。

原始銀河団の中心部の研究については、 $z > 2$ おいて非常に高い密度超過を持つ天体が見つかった（Wang et al. 2016; Miller et al. 2018; Oteo et al. 2018）。こうした原始銀河団の「コア」は数百 pkpc 程度の非常に小さな領域に多数の銀河が集中していることや、極めて高い星形成率 ($\sim 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) を持つなどの特徴があり、環境効果を調べる上でも興味深い対象である。一方で、このような極端な天体は稀にしか見つからず、見つかったとしても一般的な環境とは呼びにくい。

そこで、原始銀河団のコアを系統的な手段で多く見出すことが重要になる。そこで本研究では、 $z \sim 2$ において、当時の最も重い virial halo を原始銀河団コアと定義し、これを探索するために銀河のペアに着目して解析を行った。

本研究では flat な Λ CDM 宇宙論を仮定し、 $\Omega_M = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$ を採用する。また距離に言及する際に共同距離であるか物理距離であるかを明示して、cMpc, pMpc のように表記する。

2 Data & Samples

本研究では、COSMOS 領域における 2015 年版の銀河カタログ (Laigle et al. 2016) を用いた。このカタログでは Ks-band によって選択された 50 万個を超える銀河について、可視光から近赤外線にわたる多波長観測によって得られた、星質量や測光的 redshift などの情報が含まれている。観測領域の広さは、近赤外線サーベイである UltraVISTA の観測が存在する領域が $\sim 1.58 \text{ deg}^2$ であり、その中には 3σ 限界等級が $K_s = 24.0$ の Deep 領域と $K_s = 24.7$ の Ultra Deep 領域が含まれている。なお Deep 領域について、 $2.75 < z < 3.5$ における銀河の 90% mass limit は $\log(M_*/M_\odot) = 10.1$ である。このうち本研究では、 $1.5 \leq z \leq 3.0$ にある 167815 個の銀河をサンプルとして選んだ。

3 原始銀河団コアの探査

3.1 原始銀河団コア

本研究では原始銀河団のコアを、 $z \sim 2$ において最も重いビリアル化した DH と定義した。このような DH は $z \sim 0$ まで進化すると $M_{\text{DH}} \geq 10^{14} M_\odot$ の質量を獲得することが予想される。 $z \sim 0$ である質量を持つ DH の過去の質量は extended Press-Schechter モデル (Hamana et al. 2006) によって解析的に推定でき、いま考えている DH の場合、 $z \sim 2.5$ において典型的に $M_{\text{DH}} \sim 3 \times 10^{13} M_\odot$ を持つことが予想される。また球対称崩壊モデルによると、このような DH のビリアル半径は $r_{\text{vir}} \sim 0.3 \text{ pMpc}$ である。また、Behroozi et al. (2013) によると $M_{\text{DH}} \sim 10^{13} M_\odot$ のような DH は、 $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ のような重い銀河のホストハローである。そこで本研究では、 0.3 pMpc の半径の中に $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河が 2 個以上存在する領域を原始銀河団のコア候補として探索した。

3.2 Analysis

原始銀河団のコアとみなせるような銀河のグループを探すために、以下のような手続きを行った。なおサンプルとして用いた $1.5 \leq z \leq 3.0$ かつ $M_* \geq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河の総数は 1727 個であった。

1. ある銀河に着目し、その銀河を中心として半径 $\Delta\theta = 0.3 \times 2 \text{ pMpc}$ 、奥行き $\Delta z = 0.12 \times 2$ の円筒内にある銀河（「隣接銀河」と呼ぶ）を数える。
2. 隣接銀河数が多い銀河から順に、中心銀河及びその隣接銀河をまとめて原始銀河団コア候補とみなす。複数のコア候補に属する可能性がある銀河については、よりメンバー数の多いものの方に属するものとする。
3. まとめたメンバー銀河の位置・redshift の平均を原始銀河団コア候補の位置・redshift とする。

ここで奥行き $\Delta z = 0.12$ はカタログ銀河が持つ redshift の誤差を考慮して設定したものである。

4 Results

見つけた原始銀河団コア候補を図 1 に示す。これらには表 1 に示すようなメンバー数を持つものが含まれる。

表 1: 原始銀河団コア候補の数

メンバー数	2	3	4	5	6	計
候補数	150	30	14	5	4	203

5 Discussion

5.1 Surface number density

今回探索した原始銀河団コア候補の周囲における銀河の密度超過を知るために、周囲にある銀河の分布を調べた。まず各コア候補の座標を中心とし、奥行き $\Delta z = 0.12$ を持つ円環柱の中に存在する、 $10.0 \leq \log(M_*/M_\odot) < 11.0$ を満たす銀河の数を数えた。次

に半径ごとの数分布を全てのコア候補について足し合わせることで、今回見つけた候補の平均的な密度分布を得た。同様の解析を $\log(M_*/M_\odot) \geq 11.0$ を満たす銀河及びランダム点周りでも行った。前者は「重い銀河のグループ」が単体の重い銀河と比べて銀河の密度超過のよいトレーサーとなるかを調べるのに用い、後者は COSMOS 領域の平均的な銀河数密度を評価することに用いる。

結果は図 2 示されている。原始銀河団コア候補周りの銀河の密度は単体の重い銀河や COSMOS 平均と比べて大きくなっている。コア領域と見なしうる半径 $1-2$ cMpc において、COSMOS 平均に対する原始銀河団コア周りでの密度超過はおよそ 0.5 である。

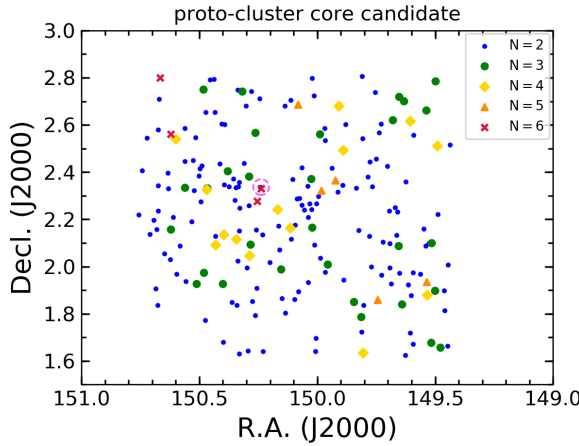


図 1: COSMOS 領域における原始銀河団コア候補。小丸, 大丸, ダイヤモンド, 三角形, バツ印によってそれぞれ 2, 3, 4, 5, 6 個のメンバー銀河を含むコア候補が示されている。このうちマゼンタの破線円で囲まれたものは Wang+16 において分光同定されたコアである。

5.2 Clustering Analysis

今回見つけた原始銀河団コア候補の集合度合いを調べるために 2 点角度相関関数 $\omega(\theta)$ を計算した。 $\omega(\theta)$ は、Landy & Szalay (1993) の推定式を用いると、以下のように表される。

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2DR(\theta) + RR(\theta)}{RR(\theta)}$$

ただし $DD(\theta)$, $DR(\theta)$, $RR(\theta)$ はそれぞれ、角度 θ だけ隔てたデータ点-データ点、データ点-ランダム点、ランダム点-ランダム点のペアの数である。図 3 に本研究で求めた銀河団コア候補及び重い銀河の角度相関関数がプロットされている。これらを $\omega(\theta) = A_\omega \theta^{-0.8} + IC$ の関数形 (IC は観測領域で決まる定数) で fit を行うことにより、 $A_\omega^{\text{core}} = 10.9^{+4.3}_{-4.3}$, $A_\omega^{\text{gal}} = 2.8^{+0.5}_{-0.5}$ を得た。2 点角度相関関数は、その天体のホスト DH の質量の推定に用いることができる (e.g. Kusakabe+18, Okamura+18)。これをもとに推定したホスト DH の質量は、 $M_{\text{DH}}^{\text{core}} = 2.5^{+1.7}_{-1.1} \times 10^{13} M_\odot$, $M_{\text{DH}}^{\text{gal}} = 4.6^{+1.5}_{-1.3} \times 10^{12} M_\odot$ であった。これは銀河のペアを探すことでより重い DH を探すことができることを示しており、またその質量は今回目標としていた DH に近い値であることがわかった。

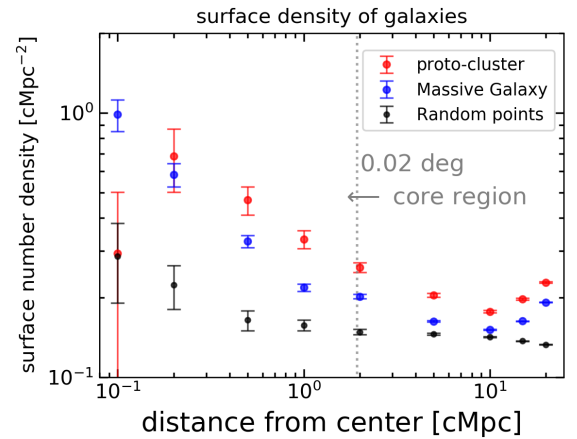


図 2: 原始銀河団コア候補周りの銀河の密度超過。赤, 青, 黒の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補, 重い銀河, ランダム点周りの面密度を表す。

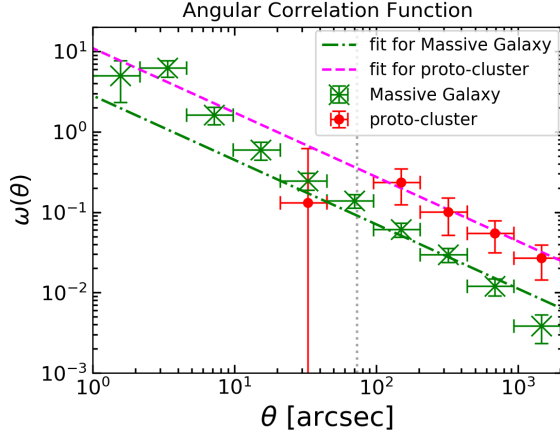


図 3: 原始銀河団コア候補及び単体の重い銀河の 2 点角度相関関数。赤、緑、の各点はそれぞれ原始銀河団コア候補、重い銀河での $\omega(\theta)$ を表す。またそれぞれをモデルで fit したものがそれぞれ破線及び一点鎖線で表されている。

6 Future work

これまでに見つけた原始銀河団コア候補領域について、そのメンバー銀河に対する環境効果の様子を調べるために、将来的には以下のようなことを行う予定である。

- 原始銀河団コア候補周辺に中性水素ガスが存在するかを調べる。
- サブミリ銀河のようなダストを多く持つ（したがって星形成が盛んな）銀河が原始銀河団コア候補に存在するかを調べる。
- 原始銀河団コア候補の分光追観測
- COSMOS 以外の領域における原始銀河団コア候補の探索

7 Conclusion

COSMOS 領域の銀河カタログを用いて、 $1.5 \geq z \leq 3$ にある $M_* \leq 10^{11} M_\odot$ を満たす銀河のグループを探索することで原始銀河団のコア候補の探索を行い、約

200 個の候補を見つけた。コア候補周りの銀河の密度超過は 0.5 程度であった。また、コア候補に対する clustering 解析により、コア候補が属する DH の平均的質量はおよそ $M_{\text{DH}} \sim 2 \times 10^{13} M_\odot$ であることがわかった。

Acknowledgement

本研究におきましては、指導教員である嶋作一大先生から多くのアドバイスをいただき、また研究に関する細やかな議論をたくさんさせていただきました。また、研究室のメンバーの方々には解析の初歩から丁寧に教えていただき、研究のアイデアをいただきました。研究を支えてくださっている皆様に感謝申し上げます。

Reference

- Behroozi, P. S., Wechsler, R. H., & Conroy, C. 2013, ApJ, 770, 57
- Hamana, T., Yamada, T., Ouchi, M., Iwata, I., & Kodama, T. 2006, MNRAS, 369, 1929
- Kusakabe, H., Shimasaku, K., Ouchi, M., et al. 2018, PASJ, 70, 4
- Laigle, C., McCracken, H. J., Ilbert, O., et al. 2016, ApJ, 224, 24
- Landy, S. D., & Szalay, A. S. 1993, ApJ, 412, 64
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018, Nature, 556, 469
- Okamura, T., Shimasaku, K., & Kawamata, R. 2018, ApJ, 854, 22
- Oteo, I., Ivison, R. J., Dunne, L., et al. 2018, ApJ, 856, 72
- Overzier, R. A. 2016, A&A Rev., 24, 14
- Wang, T., Elbaz, D., Daddi, E., et al. 2016, ApJ, 828, 56

