

フィラメント状分子雲における分子雲コア質量関数の理論の検証

川村 香織 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

分子雲コア質量関数と星の初期質量関数の形は非常によく似ている。よって、星の形成過程の理解には、分子雲コア質量関数の起源の解明が必要であると考えられる。また、分子雲コアや原始星はフィラメント状分子雲に沿って分布していることから、星形成におけるフィラメント状分子雲の分裂の重要性が指摘されている。Inutsuka(2001) はフィラメント状構造を考慮した分子雲コア質量関数の理論を提案している。この理論は Press-Schechter の方法を応用し、フィラメントの線密度ゆらぎのパワースペクトルから質量関数を解析的に求める。近年の観測で、Inutsuka(2001) で観測と整合的な質量関数を得るための例として用いられていたパワースペクトルが実際に確かめられたことにより、この理論で質量関数を説明できる期待が高まった。しかし、一般に Press-Schechter の方法は幾つかの仮定を含んでおり、理論の正当性について検証する余地が残っている。そこで本研究では Inutsuka(2001) を数学的に検証するための数値実験を行った。その結果、Inutsuka(2001) を観測に応用する際には、離散的な波数を考慮した定式化が必要であることがわかった。

1 Introduction

星は星間物質中の分子雲で形成される。しかし、その形成過程は未だに解明されておらず、現代の天文学・天体物理学における大きな問題の一つとなっている。星形成を理解するということは、星の最も基本的な性質である質量の分布を再現する理論を構築することに他ならない。Herschel 宇宙望遠鏡による Gould Belt 領域のサーベイ観測では、分子雲コア質量関数と星の初期質量関数はどちらも同じようなべきを持ち、よく似た形をしていることが示された (André et al. 2010)。これは星の質量分布の決定に、分子雲コアの質量分布が大きく影響していることを示唆する。よって、星形成を理解する上で分子雲コア質量関数の起源を解明することは非常に重要であると言える。さらに、同じ観測から、分子雲中には多数のフィラメント状構造が存在することが明らかとなった。フィラメント状構造というのは分子雲中で高密度 ($\sim 10^3$ 個 cm^{-3}) の領域が 0.1pc 程度の幅を持って細長く伸びた構造である。分子雲コアや原始星はフィラメント状分子雲に沿って分布していることから、星形成におけるフィラメント状分子雲の分裂の重要性が指摘されている。

Inutsuka(2001) は Press-Schechter の方法をフィラメント状分子雲に応用し、分子雲コア質量関数を解

析的に求める理論を提案した。この理論では、質量関数はフィラメントの線密度ゆらぎのパワースペクトルによって決まる。例として、パワースペクトルが波数の -1.5 乗に比例する形の場合、得られる質量関数は数自由落下時間程度で観測結果とよく一致することが示されていた。近年、Herschel 観測で報告されたフィラメント状分子雲の線密度分布から、線密度ゆらぎのパワースペクトルは波数の -1.6 ± 0.3 乗に比例することが明らかになった (Roy et al. 2015)。この観測結果は Inutsuka(2001) で用いられたパワースペクトルと整合的であり、Inutsuka(2001) で分子雲コア質量関数を説明できる期待が高まった。

しかし、一般に Press-Schechter の方法は幾つかの仮定を含んでおり、理論の正当性を検証する余地が残っている。そこで本研究では Inutsuka(2001) を数学的に検証するための数値実験を行う。

2 Inutsuka(2001) の概要

フィラメント状構造の長さ方向に沿って、線密度ゆらぎ $\delta(z)$ を

$$\delta(z) = \frac{M_{\text{line}}(z) - \bar{M}_{\text{line}}}{\bar{M}_{\text{line}}} \quad (1)$$

で定義する。ここで $M_{\text{line}}(z)$ と $\overline{M}_{\text{line}}$ はそれぞれフィラメントの線密度と平均線密度である。このゆらぎ $\delta(z)$ の確率分布はガウス分布であることを仮定する (実際にガウス分布となることは観測からも十分確かめられている)。質量 M と長さ λ_M 、波数 k_M の間に

$$M = \overline{M}_{\text{line}} \lambda_M, \quad k_M = \frac{2\pi}{\lambda_M} \quad (2)$$

で一对一の関係をつける。質量スケールに応じて幅が決まる窓関数 $W_M(z)$ を用いてゆらぎ $\delta(z)$ を

$$\delta_M(z) = \int \delta(z') W_M(z - z') dz' \quad (3)$$

のようにスムージングする。Inutsuka(2001) では窓関数として

$$W_M(z) = \frac{\sin(k_M z)}{\pi z} \quad (4)$$

で与えられる sharp k-space filter が用いられた。この窓関数は波数空間ではトップハット型となる。

閾値 δ_c を用いて $\delta_M > \delta_c$ のとき、質量 M で崩壊していると定義する。以降この崩壊領域をコアと呼ぶことにする (現実でコアを定義する閾値の具体的な値は $\delta_c \sim 1.6$ である (Inutsuka & Miyama 1997))。スムージング後のゆらぎの確率分布もガウス分布になることから、質量 M のコアの割合 $f(M)$ は

$$f(M) = \int_{\delta_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_M^2}} \exp\left(-\frac{\delta_M^2}{2\sigma_M^2}\right) d\delta_M \quad (5)$$

によって求めることができる。ここで σ_M^2 はガウス分布の分散であり、質量スケールによるガウス分布の違いを表す。具体的には、

$$\sigma_M^2 = \frac{1}{L} \int |\delta_M(z)|^2 dz = \frac{L}{2\pi} \int_{-k_M}^{k_M} P(k) dk \quad (6)$$

のようにパワースペクトル

$$P(k) = |\tilde{\delta}_k(k)|^2 \quad (7)$$

で決定される (ここで $\tilde{\delta}_k(k) = \frac{1}{L} \int \delta(z) e^{-ikz} dz$ 、 L はフィラメントの長さ)。

一方、この割合 $f(M)$ は質量関数 $n(M)$ と質量 M' のコアの中に質量 M のコアが含まれるという条件付き確率 $P(M|M')$ を用いて

$$f(M) = \int_M^{\infty} n(M') \frac{M'}{\overline{M}_{\text{line}}} P(M|M') dM' \quad (8)$$

と表わすこともできる。窓関数に sharp k-space filter を選んだ場合には $P(M|M') = 1/2$ となる (Yano et al. 1996)。

式 (5) と (8) をそれぞれ M で微分して、 $n(M)$ について解くことで質量関数は

$$n(M) = -\frac{\overline{M}_{\text{line}}}{M} \frac{\delta_c}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\delta_c^2}{2\sigma_M^2}\right) \frac{1}{\sigma_M^3} \frac{d\sigma_M^2}{dM} \quad (9)$$

のように求められる。質量関数 $n(M) = dN/dM$ は、単位長さ、質量 $M \sim M + \Delta M$ あたりに含まれるコアの数密度を表す。

例として、線密度ゆらぎのパワースペクトル $P(k)$ が

$$P(k) = 2.5 \times 10^{-5} \left(\frac{|k|}{k_m}\right)^{-1.5} \exp[2\omega(k)t] \quad (10)$$

のようなべき乗の形で与えられる場合、質量関数は図 1 のようになる。ここで $\omega(k)$ はゆらぎの成長率、 k_m は最も不安定な波数である。波数 k_m に対応する波長 $\lambda_m = 2\pi/k_m$ は最も不安定な波長、対応する質量 $M_{\text{min}} = \overline{M}_{\text{line}} \lambda_m$ はコアの最小質量である。数自由落下時間で観測されている分子雲コアの質量関数の傾きをうまく再現することがわかる。

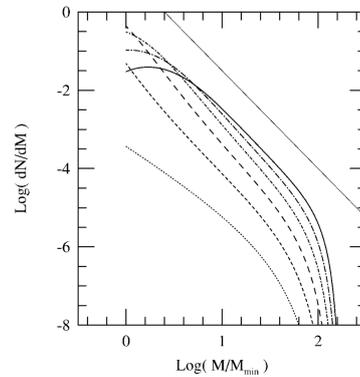


図 1: パワースペクトルが波数の -1.5 乗に比例する場合の質量関数の計算例。横軸は M_{min} で規格化した質量、縦軸は $\overline{M}_{\text{line}}/M_{\text{min}}^2$ で規格化したコアの頻度。曲線は下から順に自由落下時間の 0, 2, 4, 6, 8, 10 倍の時刻での質量関数のスナップショット、直線は傾き $dN/dM \propto M^{-2.5}$ (観測) を示す。

3 離散的な波数を考慮した Inutsuka(2001) の定式化

Inutsuka(2001) では連続的な波数 k を考えているが、ここでは離散的な波数

$$k = \frac{2\pi}{L}j \quad (j = 1, 2, \dots) \quad (11)$$

を考える。また、空間積分の積分範囲は有限とする。式 (4) の sharp k-space filter には、波数 $k_M = (2\pi/L)j_M$ 以上の成分を取り除くローパスフィルター

$$W_M(z) = \frac{1}{L} + \frac{2}{L} \sum_{j=1}^{j_M} \cos\left(\frac{2\pi}{L}jz\right) \quad (12)$$

が対応する。窓関数に式 (12) のローパスフィルターを用いてスムージングを行う場合も、条件付き確率は $P(M|M') = 1/2$ となる。波数の離散化に伴って対応する質量も離散的になるため式 (8) を

$$f(M) = \sum_{j'=2}^{j_M} n(M') \frac{M'}{\bar{M}_{\text{line}}} P(M|M') \Delta M' \quad (13)$$

で置き換える。ここで ΔM は

$$\Delta M = \bar{M}_{\text{line}} L \left(\frac{1}{j_M - 1} - \frac{1}{j_M} \right) \quad (14)$$

で定義した。質量関数を求める際の M の微分を差分に置き換えて計算すると、得られる質量関数は

$$n(M) = B \left(\frac{\lambda_m}{L} \right) \left(\frac{1}{j_M - 1} - \frac{1}{j_M} \right)^{-1} \left(\frac{M}{M_{\text{min}}} \right)^{-1} \frac{\bar{M}_{\text{line}}}{M_{\text{min}}^2} \\ B = g(M + \Delta M) - g(M) \\ g(M) = \int_{\delta_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_M^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_M^2}\right) dx \quad (15)$$

となる。分散 σ_M^2 とパワースペクトルの関係は

$$\sigma_M^2 = 2 \sum_{j=1}^{j_M} P(j) \quad (16)$$

である。

4 数値実験による検証の方法

数値実験により Inutsuka(2001) の方法の数学的な正当性を検証する。Inutsuka(2001) の方法ではコア

を定義する閾値 δ_c の具体的な値に関わらず質量関数 $n(M)$ を求めることができるはずである (ここで定義される“コア”は現実に観測される分子雲コアとは必ずしも一致しない)。よって検証では閾値 δ_c は任意の値を取るものとする。検証の第一歩として初期 ($t = 0$) の質量関数を考える。Inutsuka(2001) の方法で解析的に求めた質量関数と比較するために、 δ_M の確率分布からではなく、 $\delta_M > \delta_c$ で質量 M のコアという Inutsuka(2001) と同じ定義で空間分布から直接コアを同定し、質量関数を求める。

Inutsuka(2001) と同様の形のパワースペクトル

$$P(k) = A \left(\frac{k}{k_m} \right)^\alpha \quad A, \alpha : \text{定数} \quad (17)$$

を持つように線密度ゆらぎの空間分布は

$$\delta(z) = \sum_k \{a(k) \cos(kz) + b(k) \sin(kz)\} \quad (18)$$

$$a(k) = \sqrt{A} \left(\frac{k}{k_m} \right)^{\frac{\alpha}{2}} \sin \theta_k \quad (19)$$

$$b(k) = \sqrt{A} \left(\frac{k}{k_m} \right)^{\frac{\alpha}{2}} \cos \theta_k \quad (20)$$

とする。波数 k は式 (11) のように離散化する。 θ_k を変えることで異なる線密度ゆらぎの空間分布を得ることができる。本研究では θ_k に $0 \leq \theta_k < 2\pi$ の乱数を用いる。また、パワースペクトルを実際の観測結果に近づけるために式 (17) のパワースペクトルに平均 $A(k/k_m)^\alpha$ 、分散 $\sigma^2 = 0.09A(k/k_m)^\alpha$ のガウス分布でばらつきを持たせる。

式 (12) のローパスフィルターは波数 k_M 以上の波数成分を取り除くので、スムージング後のゆらぎの空間分布は

$$\delta_M(z) = \sum_{k=1}^{k_M} \{a(k) \cos(kz) + b(k) \sin(kz)\} \quad (21)$$

となる。任意の場所 z に注目して、 $\delta_M(z) > \delta_c$ となった場所に質量 M のコアを同定し、質量 M に対応する波長 λ_M の長さ分の領域がコアに含まれるものとする。Inutsuka(2001) では大きいコアに飲み込まれている小さいコアを重複して数えてしまう cloud-in-cloud 問題を、条件付き確率 $P(M|M')$ を導入することで回避していた。数値実験では、大きい質量スケールでスムージングが行われたゆらぎの空間分布

$\delta_M(z)$ から順に上で述べた方法でコアを同定し、一度コアに含まれた部分には以降コアを同定しないことで、cloud-in-cloud 問題を回避する。

5 Results & Discussion

2 節で述べた Inutsuka(2001) で解析的に求めた質量関数、3 節で述べた方法で離散的な波数を考慮して定式化した Inutsuka(2001) で解析的に求めた質量関数、4 節で述べた方法で数値実験により求めた質量関数とを比較した結果を図 2 に示す。

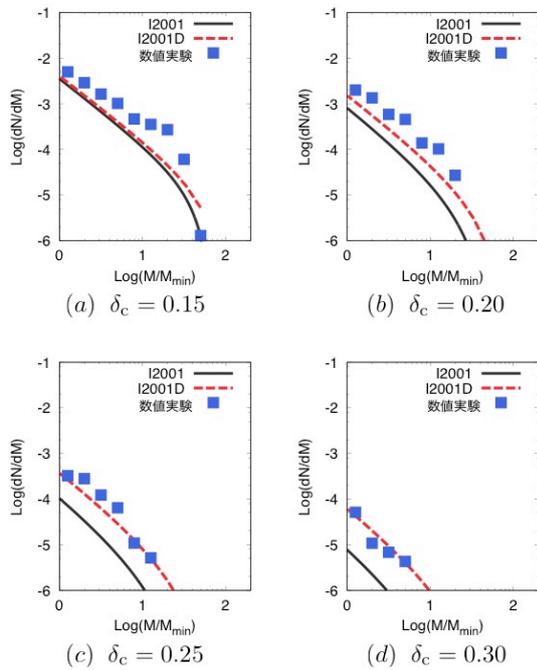


図 2: 質量関数の比較。横軸は M_{\min} で規格化した質量、縦軸は $\bar{M}_{\text{line}}/M_{\min}^2$ で規格化したコアの頻度。黒の実線が Inutsuka(2001)、赤の点線が離散的な波数で定式化した Inutsuka(2001)、青の四角のプロットが数値実験によって求めた質量関数を表す。フィラメントの長さ $L = 100\lambda_m$ 、パワースペクトルの振幅 $A = 1.0 \times 10^{-6}$ 、べき $\alpha = -1.6$ 、数値実験に用いたフィラメントの本数 1000 本の場合の結果。(a) ~ (d) はコアを定義する閾値 δ_c が異なる。

図 2 より、Inutsuka(2001) を離散的な波数で定式化した質量関数の方が、連続的な波数の場合よ

りも、数値実験で求めた質量関数とよく一致していることがわかる。これは数値実験では、観測と同様に線密度ゆらぎを構成する波数が離散的、長さが有限のフィラメントを用いたためであると考えられる。よって Inutsuka(2001) を観測に応用する際には、波数を離散化した定式化を用いる必要があると考えられる。

また、 $\delta_c = 0.15, 0.20$ では理論と数値実験がずれるのに対し、 $\delta_c = 0.25, 0.30$ ではよく一致している。この結果から、Inutsuka(2001) の方法で正しく質量関数を表現するためには、コアを定義する閾値 δ_c にパワースペクトルの振幅 A に応じた下限値が存在することが示唆される。

6 Conclusion

本研究では Inutsuka(2001) の数学的な検証を行うための数値実験を行った。その結果、Inutsuka(2001) を観測に応用する際には、離散的な波数を考慮した定式化が必要であることがわかった。この検証結果に基づいて、線密度ゆらぎが成長する場合についても詳細に解析すれば、時間発展も含めて分子雲コア質量関数の完全な描像が得られることが期待される。

Acknowledgement

本研究を行うに当たり、犬塚修一郎教授をはじめ、理論宇宙物理学研究室の皆様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

- André, Ph., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, A&A, 518, L102
- Inutsuka, S. 2001, ApJ, 559, L149
- Inutsuka, S., & Miyama, S. M. 1997, ApJ, 480, 681
- Press, W. H., & Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425
- Roy, A., et al. 2015, A&A, 584, A111
- Yano, T., Nagashima, M., & Gouda, N. 1996, ApJ, 466,

原始惑星系円盤内のガス・ダスト進化に対する光蒸発の影響

山川 暁久 (東京工業大学大学院 理学院 地球惑星科学コース)

Abstract

原始惑星系円盤内のガスの散逸機構は、その後の円盤進化・惑星形成過程に大きな影響を与えうる。特に近傍に大質量星が存在する場合、紫外線照射によって円盤ガスが散逸する「光蒸発」が起こる。多くの星は星団内で形成されると考えられている (e.g., Lada & Lada 2003) ことから、星団内での円盤進化にとって大質量星による光蒸発は重要な機構である。そこで本研究では、原始惑星系円盤の孤立系における面密度進化計算をもとに、近傍大質量星からの輻射による光蒸発の効果を取り入れた円盤ガスの面密度進化を計算した。さらに、若い星団であるトラペジウム星団における、ALMA, SMA, ハッブル宇宙望遠鏡による円盤観測と計算結果を比較し、円盤のガス・ダスト分布を定める各物理パラメータが観測結果と整合的となる値の範囲を調べた。本研究の計算結果と観測から得られている円盤外縁半径を比較した結果、大質量星からの距離との相関を再現することが出来た。これは光蒸発モデルを支持する結果である。一方、サブミリ波による円盤質量の観測結果と比較した結果、モデルに比べ観測されている円盤質量が小さくなった。この結果は、ダストの成長と中心星への落下による円盤ダスト総質量の減少を示唆していると考えられる。今後、ダスト進化モデルや温度分布などを詳細に取り扱い、モデルの精緻化・観測との比較を行う予定である。

1 Introduction

惑星は、星形成の結果として星の周りに形成される原始惑星系円盤 (以下、円盤) と呼ばれるガスと塵 (ダスト) からなる天体で形成されると考えられている。円盤から惑星に至る過程を解明する上で、円盤内のガスとダストの物理状態を理論的・観測的に明らかにすることは重要である。特に、大型電波干渉計 ALMA などの観測機器の発展によって、様々な円盤のガス・ダスト分布が明らかになっていることから、観測結果を理論的に解釈することが求められている。円盤内のガスは、中心星への乱流粘性降着や中心星からの紫外線による光蒸発、ガス惑星による捕獲などの過程を経て散逸すると考えられている (e.g., Hollenbach et al. 2000)。特に、太陽系を含め多くの星・惑星系の母胎と考えられている若い星団内では、近傍大質量星からの紫外線による光蒸発の効果を見逃すことができないと考えられる。

そこで本研究では、Takeuchi & Lin (2005) の孤立系における計算手法をもとに、近傍大質量星からの輻射による光蒸発の効果を取り入れた円盤内ガス面密度進化を計算する。ここで、粘性降着率、星からの紫外線量などをパラメータとして計算し、光蒸発

が円盤内のガス・ダスト進化におよぼす影響を調べる。さらに、太陽系から最も近い若い星団であるトラペジウム星団における、ALMA とハッブルによる円盤観測 (e.g., Vicente & Alves 2005, Mann et al. 2014) と計算結果を比較し、円盤のガス・ダスト分布およびダストの性質を定める各物理パラメータが観測結果と整合的となる値の範囲を調べる。また本研究で用いた理論計算モデルの妥当性を評価し、観測されている円盤内ガス・ダストの物理状態について議論する。

2 Methods

本研究では、乱流粘性によるガスの面密度進化の式に光蒸発率を組み込んだ (e.g., Clarke et al. 2001) ;

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (r^{1/2} \nu \Sigma_g) \right] - \dot{\Sigma}_{pe}, \quad (1)$$

$$\dot{\Sigma}_{pe} = 2c_{s,pe} n_{0,pe} m_H. \quad (2)$$

温度構造を $T \propto r^{-1/2}$ と仮定すると、動粘性係数 ν は、円盤内の音速 c_s とスケールハイト h 、乱流粘性パラメータ α を用いて、 $\nu \sim \alpha c_s h \propto r$ と書ける。

$\dot{\Sigma}_{pe}$ は外部の大質量星に由来する光蒸発率である。 $c_{s,pe}$ は光蒸発によって散逸するガスの音速、 m_H は水素原子質量である。また、 $n_{0,pe}$ は光蒸発するガスの根元の数密度であり、以下の表式で表現される (Tamura et al. 2011) ;

$$n_{0,pe} = 3.4 \times 10^6 (\log_{10} G_{FUV} - 3.6) \text{ cm}^{-3}. \quad (3)$$

G_{FUV} は円盤に到達する FUV フラックスであり、大質量星からの距離 d に依存している ;

$$G_{FUV} = \frac{\Phi_{*,FUV}}{4\pi d^2} \exp(-n_{bc}\sigma_{bc}d). \quad (4)$$

ここで、 n_{bc} は大質量星と円盤の間のダスト数密度、 σ_{bc} はダストの FUV 吸収断面積、 $\Phi_{*,FUV}$ は大質量星から放出される FUV 光子数である。

トラペジウム星団内の恒星は、中心の大質量星 θ^1 Ori C に対して $\sim 3 \text{ km/s}$ で固有運動していることが知られている (Hollenbrand & Hartmann 1998)。ゆえに、円盤と大質量星との距離 d はこの固有運動によって変化する。トラペジウム星団の年齢は $\sim 1 \text{ Myr}$ と推定されているので、時刻 $t=1 \text{ Myr}$ で円盤と大質量星が最接近すると仮定し、最接近距離 d_0 をパラメータとして、 $d_0=0.01 \text{ pc}$ から $d_0=0.3 \text{ pc}$ までの範囲でそれぞれ円盤ガスの面密度進化を計算する。

3 Results

円盤のガス面密度の初期条件として、 $\Sigma_{g0} = 3.5 \times 10^2 (r/1 \text{ au})^{-1} \text{ g cm}^{-2}$ を用いた。また、初期の円盤外縁半径を 100 au として、円盤と大質量星の最接近距離 d_0 をパラメータとして面密度進化を計算した。乱流粘性パラメータは $\alpha = 10^{-3}$ とした。図 1 に、本研究の計算結果の一例を示す。今回の計算結果によって、光蒸発によって円盤外縁部のガスが散逸することで、外縁半径が小さくなることが確認できた。また、 d_0 が小さい、すなわち大質量星との距離が近ければ近いほど光蒸発の影響が大きく、円盤外縁半径がより小さくなることが分かった。

4 Discussion

トラペジウム星団内の円盤に対する可視光観測から、大質量星からの距離と円盤半径の関係が分かっ

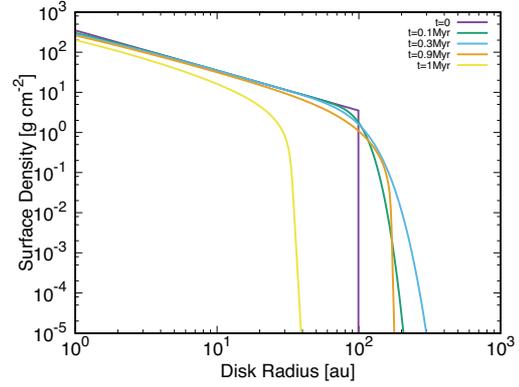


図 1: $d_0=0.01 \text{ pc}$, $\alpha = 10^{-3}$ の場合の円盤ガスの面密度進化。紫線が $t=0$ 、黄線が $t=1 \text{ Myr}$ における面密度を表している。

ている (Bally et al. 1998, Vicente & Alves 2005)。これらの観測結果と本研究での計算結果 ($t=1 \text{ Myr}$ における円盤外縁半径) を比較すると、観測結果の下限値が $\alpha = 10^{-3}$ での円盤ガスの計算結果で良く一致することが分かった (図 2)。この結果は、トラペジウム星団内の円盤は近傍大質量星による光蒸発の影響を受けていることを示している。また、観測結果の下限値を本研究のモデルによって再現したことで、今回の計算結果の妥当性を確認することができた。

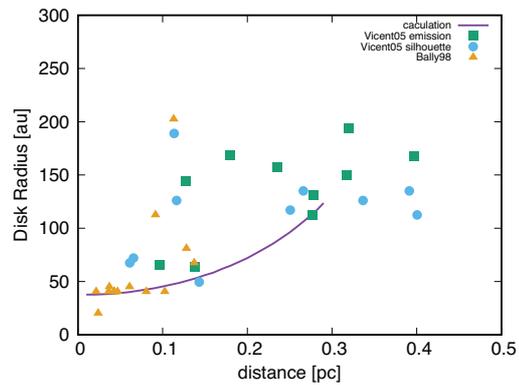


図 2: トラペジウム星団内の原始惑星系円盤の外縁半径と大質量星からの距離との関係。プロットされている各点がハッブル宇宙望遠鏡による観測結果を示している。紫線が今回の計算結果である ($\alpha = 10^{-3}$)。

次に、図 2 での計算結果と同じパラメータを用いて、円盤のダスト総質量と大質量星からの距離の関係

を計算した。円盤ダストの総質量は、ALMA や SMA によるサブミリ波観測によって明らかとなっている (Mann et al. 2010, 2014)。これらの観測結果と本研究での計算結果 ($t=1$ Myr における円盤ダスト総質量) を比較したところ、観測値が計算結果を全体的に下回る傾向が確認された (図 3)。この結果は、ダストの成長と中心星への落下による円盤ダスト総質量の減少を示唆していると考えられる。

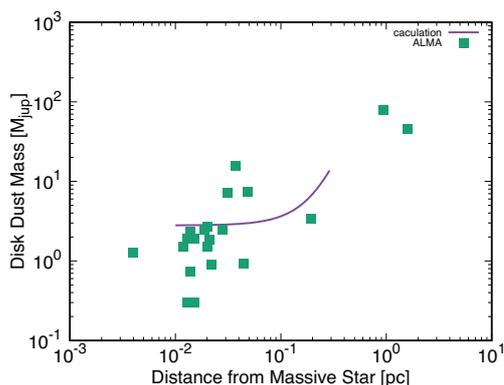


図 3: トラペジウム星団内の原始惑星系円盤のダスト総質量と大質量星からの距離との関係。プロットされている各点が ALMA による観測結果を示している。紫線が今回の計算結果である ($\alpha = 10^{-3}$)。

図 2, 図 3 による観測結果との比較において、背景分子雲内のダストによる大質量星からの紫外線の吸収量などのモデルパラメータに依存しているほか、ALMA で観測された天体は必ずしもハッブル宇宙望遠鏡で円盤半径が測定された天体とは限らない。これらの不定性を取り除くために、今後さらなる検討が必要である。

5 Conclusion

本研究では、原始惑星系円盤の孤立系における面密度進化計算をもとに、近傍の大質量星からの輻射による光蒸発の効果を取り入れた円盤内ガスの面密度進化を調べた。ここで、粘性係数や大質量星からの紫外線量などをパラメータとして計算し、光蒸発が円盤内のガス・ダスト進化におよぼす影響を調べた。さらに、太陽系から最も近い若い星団であるト

ラペジウム星団における、ALMA, SMA, ハッブル宇宙望遠鏡による円盤観測と計算結果を比較し、円盤のガス・ダスト分布を定める各物理パラメータが観測結果と整合的となる値の範囲を調べた。今回行った計算結果をトラペジウム星団内の観測から得られている円盤外縁半径と比較した結果、大質量星からの距離との相関を再現することが出来た。これは光蒸発モデルを支持する結果である。一方、サブミリ波による円盤質量の観測結果と比較した結果、モデルに比べ観測されている円盤質量が小さくなった。この結果は、サイズの大きいダストが中心星に落下し、円盤質量が減少している可能性を示唆している。今後、ダスト進化モデルや温度分布などを詳細に取り扱い、モデルの精緻化・観測との比較を行う予定である。

Acknowledgement

本研究を行うにあたり、野村英子准教授には多大なご指導を頂きました。深く感謝致します。また、国立天文台、京都大学基礎物理学研究所、野辺山宇宙電波観測所、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、日本天文学会からのご支援に感謝致します。

Reference

- Lada, C. J., & Lada, E. A. 2003, ARA&A, 41, 57
- Hollenbach, D. J. et al., 2000, Protostars and Planets IV, 401
- Takeuchi, T. & Lin, D. N. C. 2005, ApJ, 623, 482
- Vicente, S. M. & Alves, J. 2005, A&A, 441, 195
- Mann, R. K. et al., 2014, ApJ, 784, 82
- Clarke, C. J. et al., 2001, MNRAS, 328, 485
- T., Tamura 2011, Master Thesis
- Hillenbrand, L. A., & Hartmann, L. W. 1998, ApJ, 492, 540
- Bally, J, Sutherland, R. S. et al., 1998, AJ, 116, 293
- Mann, R. K., & Williams, J. P. 2010, ApJ, 725, 430

原始惑星系円盤中の塵粒子の大規模循環

桑原 滉 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

原始惑星系円盤におけるダスト成分の面密度を、磁気駆動円盤風を考慮したガス円盤の進化と共に計算し、ダストの大局的な長時間進化を調べる。ガスとダストの回転速度の差に起因する、ダストの動径方向のドリフトの効果も考慮したモデルを構築した。本稿では、 $10\mu\text{m}$ の球形ダストの計算結果を紹介する。ガス成分は磁気駆動円盤風により内側の領域から消失していくのに対し、上空におけるダストとガスの摩擦による結合が不完全であるため、ダスト成分は円盤内に留まり、初期段階 (<100 万年) ではダスト-ガス比が上昇する。一方で、ガス密度が減少してくると、円盤赤道面付近のダスト-ガス結合が不十分になり、後期段階 (>100 万年) ではダストはドリフトし中心星方向に落下し、ダスト/ガス比は減少していく。結果として、ダスト/ガス比は局所的に高くなる場所が形成されるという、空間的に非一様な時間進化をすることが分かった。

1 はじめに

惑星系は若い星の周りにできる原始惑星系円盤で形成されると考えられるが、その進化には未解明問題が数多く残存している。未解明問題の中には、ダストの長時間進化や、円盤そのものの散逸機構を挙げるができる。原始惑星系円盤の観測により、円盤の散逸時間は100-1000万年程度であると見積もられている (Takagi et al.2014 など)。円盤の散逸機構に関して、中心星からの紫外線やX線放射による光蒸発や、乱流ガスの角運動量輸送による中心星への質量降着が議論されている。一方、磁気回転不安定性 (MRI) 起源の磁気乱流による円盤風の効果が、光蒸発と同等以上であるという指摘が、Suzuki & Inutsuka (2009) により報告されている。Miyake et al.(2016) では、磁気駆動円盤風中でのダストの上空への巻き上げと散逸について調査され、三宅 (2016) においてその効果を考慮した上で、ダスト面密度の長時間進化が計算された。その結果は、サイズに依存して円盤内側での円盤風による散逸の効果が変化するという結果であった。しかし、ダストとガスの回転速度の差によるダストの動径方向ドリフトの効果が取り入れられていない。そこで本研究では、ダストの動径ドリフトの効果を、ダストの面密度進化に明示的に考慮した上で方程式を再構築し、ガス円盤中におけるダストの長時間進化を追うことと主目的とする。

2 モデル

2.1 基本変数の定義

本研究ではガス、ダストの面密度 Σ_g 、 Σ_d を扱う際に、以下の表式で数式を用いていく。まずケプラー回転角速度は

$$\Omega_k = \sqrt{\frac{GM_*}{r^3}} \quad (1)$$

で、ガスはほとんどケプラー回転をしている。またガススケールハイト

$$H = \frac{\sqrt{2}c_s}{\Omega_k} \quad (2)$$

を用いるとガスの赤道面における密度は

$$\rho_{g,\text{mid}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Sigma_g}{H} \quad (3)$$

となる。なおここで c_s は音速を表している。

2.2 Stopping Time

ダストが受けるガス抵抗について考える。以下ダストは電氣的に中性かつ球形としてその粒径を s とする。ダストのサイズはガスの平均自由行程よりも小さいものと考えたとすると、この場合ダストの受ける抵抗は Epstein 則に従う。最小質量円盤 (MMSN; Hayashi

1981) では平均分子量 μ 、水素原子質量 m_H 、赤道面でのガス密度 $\rho_{g,\text{mid}}$ 、分子の衝突断面積 σ_{mol} を用いると平均自由行程 λ の大きさを $\lambda \approx 1.4 \left(\frac{r}{1 \text{ au}}\right)^{\frac{11}{4}}$ cm と見積れる。平均自由行程は動径位置に依存するが、以下では Epstein 則に従うおよそ 2cm 以下の粒径のダストを扱う。ダストがガスから相対速度分の運動量を受け、ガスの系から見ると、ダストがガスとカップリングするまでの時間 (stopping time) は運動量保存則により $t_s = \frac{m\Delta v}{|F|}$ と求められる。以下では $\tau_s = t_s \Omega_k$ として無次元化した stopping time を用いる。ダストが密度 ρ_m の完全な球形とすると、 $m = 4/3\pi s^3 \rho_m$ より stopping time は以下で表される。

$$\tau_s = \frac{\pi \rho_m s}{2 \Sigma_g} \quad (4)$$

2.3 円盤風

今回考慮した円盤風は光蒸発によるものではなく磁気回転不安定性 (MRI) 起源のものである。原理について簡単に説明する。円盤を鉛直に磁場が貫いていて電離したガスに凍結していると仮定する。密度揺らぎによりガスの流体素片が動径方向にずれると、角速度差によりさらに流体素片は移動し、凍結した磁力線は引き伸ばされていく。そうすると磁気張力が加わり流体素片は角運動量を失い中心星へ落ちていく。逆に中心星から遠ざかった流体素片は動径方向へ動いていき、やがて磁力線はリコネクションされる。これが繰り返されることにより磁気乱流状態が起きる。(Balbus & Hawley 1991) 近年、MRI は磁気乱流を引き起こすだけでなく、円盤風を駆動するということが Suzuki & Inutsuka (2009) で報告されている。本研究では円盤鉛直面から抜けていくガス、ダストの質量流速を以下の式で表す。

$$(\rho_{g,\text{mid}} v_{g,z})_w = C_w \rho_{g,\text{mid}} c_s \quad (5)$$

$$(\rho_{d,\text{mid}} v_{d,z})_w = D_w \rho_{g,\text{mid}} c_s \quad (6)$$

ガス成分の無次元化した円盤風強度 C_w は 3 次元磁気流体計算の下限値 (Suzuki & Inutsuka 2009) を用いる。ダスト成分の円盤風強度は Miyake et al. (2016) によるフィッティング結果 $D_w = -1.8\tau_s + 1.5 \times 10^{-5}$ を用いる。

2.4 動径ドリフト

ダストの動径方向、方位角方向の運動方程式は次のようになる。

$$\frac{dv_{d,r}}{dt} = \frac{v_\phi^2}{r} - r\Omega_k^2 - \frac{1}{t_s} (v_{d,r} - v_{g,r}) \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} (rv_{d,\phi}) = -\frac{r}{t_s} (v_{d,\phi} - v_{g,\phi}) \quad (8)$$

原始惑星系円盤が薄く (aspect ratio $h = H/r \ll 1$)、ガスはほとんど回転運動をしていると仮定すると、近似により動径ドリフトの式 (9) が得られる。(Adachi et al. 1976)

$$v_{d,r} = \frac{\tau_s^{-1} v_{g,r} - \eta r \Omega_k}{\tau_s + \tau_s^{-1}} \quad (9)$$

なお η はケプラー回転からのずれを表す指標ともなっていて

$$\eta = -\frac{1}{\rho_g r \Omega^2} \frac{dp}{dr} \quad (10)$$

で表される。なお $v_{d,r} - v_{g,r}$ は $\tau_s = 1$ で極大値を取ることが知られていて、 $\tau_s \approx 1$ ではカップリングが中途半端になり、最も動径ドリフトが効いてくる。

2.5 大局的モデル

本研究では最小質量円盤 (MMSN; Hayashi 1981) を初期条件として、ガスとダストの面密度進化を解く。ガス面密度の初期値は

$$\Sigma_g = f_g \Sigma_{g,0} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{r}{r_{\text{cut}}}\right) \quad (11)$$

を用いた。ここで 1au でのガスの初期面密度は $\Sigma_{g,0} = 2400 \text{ g cm}^{-2}$ 、Hayashi モデルでは $f_g = 0.7$ で、 $f_g \Sigma_{g,0} = 1700 \text{ g cm}^{-2}$ を用いる。 $r_{\text{cut}} = 36 \text{ au}$ でこれはガスの存在範囲を表す初期のダスト/ガス比を 1/100 とし、計算ではダストからガスへの影響は無視する。ガス面密度の時間発展式は連続の式、角運動量保存則から求まる。

$$\frac{\partial \Sigma_g}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{2}{r \Omega_k} \frac{\partial}{\partial r} (\Sigma_g r^2 \alpha c_s^2) \right] + (\rho_g v_{g,z})_w = 0 \quad (12)$$

ここで左辺第 3 項は円盤風による質量損失を表す。 α は Shakura & Sunyaev(1973) の α パラメーターを用いており、実効的な粘性を示す。ここでの値は Suzuki & Inutsuka (2009) で求められた局所 3 次元磁気流体シミュレーション結果の下限値 $\alpha = 8 \times 10^{-3}$ を用いる。

ダスト面密度の時間発展に関しては、ガス同様連続の式に加えて、動径ドリフトの式 (9) を代入する。

$$\frac{\partial \Sigma_d}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma_g v_{d,r}) + (\rho_g v_{d,z})_w = 0 \quad (13)$$

以上のことを考慮して、ガス、ダスト面密度時間発展式の中心差分をとり陰的解法でといた。境界は $r_{in} = 0$ から $r_{out} = 1000$ をとりメッシュ間隔が $\Delta r \propto \sqrt{r}$ となるように 2000 分割した。境界条件は、円盤内側では $\Sigma_d r^{\frac{3}{2}} = 0$ 、円盤外側では $\frac{\partial}{\partial r} (\Sigma_d r^{\frac{3}{2}}) = 0$ としている。なお数値計算を行う際には $r_0 = \Omega_{k,0} = f_g \Sigma_g = 1$ として規格化した。

3 結果

本研究ではダストサイズを $10\mu\text{m}$ で固定し、ダストは成長しないものとする。(12) 式を 10^7 年まで時間発展させることにより図 1 を得る。

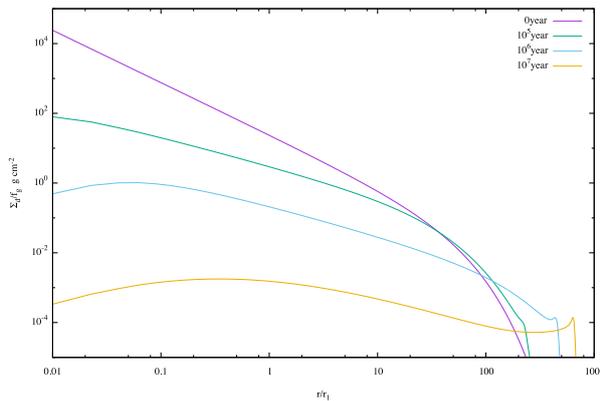


図 1: ダスト面密度の時間発展

以下全ての図において実線は紫色、緑色、水色、橙色の順で $t = 0, 10^5, 10^6, 10^7$ 年を表す。

図 1 を見るとダスト面密度はカットオフ半径付近を境に、その内側では大きく減少し、その外側では

増加したのちに減少していく。特に 30au 付近より外側では増加する割合が大きく、100 倍以上も増加している。カットオフ半径外側ではガス面密度が小さくなり、 τ_s が 1 に近づき、動径ドリフトが効いてくる。(Adachi et al. 1976) 結果的にダストが濃集する部分が現れるのである。三宅 (2016) では質量降着と円盤風の効果により内側の減少が大きかったが、本研究では三宅 (2016) 以上の減少となった。これもまた動径ドリフトが効いている証拠である。また 10^7 年の結果をみると、0.5au 付近でダスト面密度が、他の部分と比べてやや大きくなっていることがわかる。次にダストとガスの面密度比の時間発展の結果を図 2 に示す。

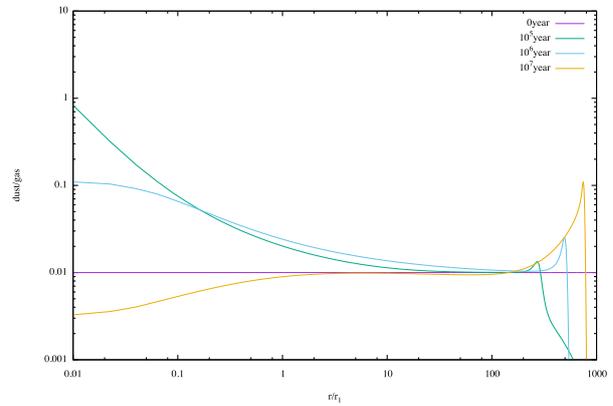


図 2: ダスト/ガス比の時間発展

円盤内側は 10^6 年までは上昇しているが、それ以降比が落ち込み、初期の比を下回るまでになっている。この結果は比が時間に対して増加し続けた三宅 (2016) と大きく異なる点である。初めの増加はガスの円盤風による散逸がダストよりも早いということを示し、その後はガス面密度の減少により τ_s が 1 に近づいていく、つまり動径ドリフトが効いてくることによりダストの質量降着の早さがガスのそれを追い越す。一方円盤外側では、局所的に比が大きい部分が存在し時間とともに外側へと移動しているが、これは図 1 で述べた濃集したダストによるものである。ガスの動径方向の速度成分の系から見たダストの相対的動径ドリフトの時間発展を示したものが図 3 である。ただしその速度は $r\Omega_k$ で割ることにより無次元化された量を扱っている。

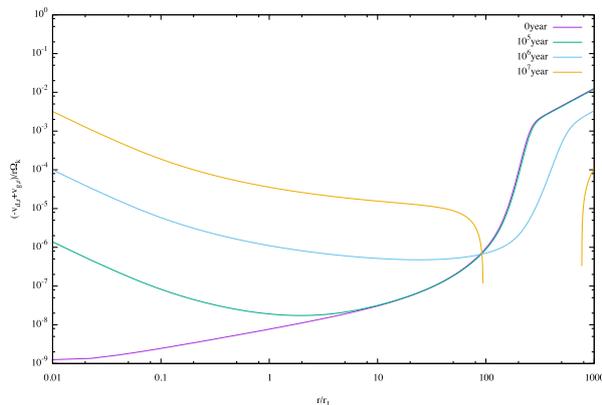


図 3: 無次元化した $-v_{d,r} + v_{g,r}$ の時間発展

log scale なので符号を逆転させた。つまり正の値は円盤の中心方向への移動を示す。円盤の境界付近は相対的動径ドリフトが時間とともに増加し、円盤外側では減少していく。10au 付近より外側は 10^5 年まで変化が見られない。ガス密度の変化が少ないために τ_s にさほど変化がないからである。100au より外側では減少するのみである。時間とともに相対的動径ドリフトは円盤内側で増加していくことにより、内側のダストの質量降着が三宅 (2016) 以上に進んだことがわかる。

4 議論

本研究では一般的な stopping time に対してダスト面密度の円盤動径方向の変化を調べてきた。しかし考慮されていない要素がいくつかある。図 2 でダスト/ガス比が 1 に一旦近づいている。この時点でダストからガスへの影響を考慮すべきであるが、本研究ではガス面密度はそれ自身のみで数値計算をしており、ダスト変化の経過をガス面密度の数値計算に含めていない。またダストの成長はしないものとして考えているが、実際にはダストは成長していき、抵抗則、stopping time 加えて動径ドリフトにも影響を及ぼす。これによりダストからガスへの影響も考えられるため、より定量的に解くことができるであろう。この場合ダストサイズに関してはその初期値の取り方も大きく影響してくると考えられる。今後

このような効果を取り入れて、一般的設定の元での計算を行っていく。

5 結論

磁場駆動による原始惑星系円盤風を考慮したガス成分の進化の中で、これまでの研究で扱われていなかったダストの動径ドリフトを取り入れて、ダスト面密度の長時間進化を、動径方向 1 次元モデルにより計算した。10 μ m の球形ダストの場合、初期には円盤風によるガス成分の選択的散逸によりダスト/ガス比が上昇する一方で、後期にはダストの動径ドリフト効果が勝りダスト/ガス比が減少するという結果を得た。異なる粒径のダストの計算では、定性的にも違う結果が得られる可能性もあり、今後様々なダストサイズでの計算を行い、ダスト面密度進化の大局的進化の統一描像を引き出したい。

Reference

- Adachi, I. et al. 1976. 56, 17561771.
- Balbus, S. A. and Hawley, J. F. 1991. ApJ, 376, 214233.
- Hayashi, C. 1981, Progress of Theoretical Physics, 70, 35
- Lynden-Bell, D., & Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603
- Suzuki T. K., & Inutsuka, S. 2009, ApJ, 691,L49
- Suzuki, T. K. et al. 2010, ApJ, 718, 1289
- Suzuki, T. K. et al. 2016, A&A, 596, A74
- Takagi, Y. et al. 2014. PASJ, 66, 88.

ダストから暴走成長までを包括的に扱える数値計算コードの開発

西川 花 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

星形成の副産物である原始惑星系円盤の中で、 $0.1\mu\text{m}$ 程度の固体微粒子(ダスト)は衝突合体を繰り返し、微惑星、原始惑星という段階を経て 10^5km サイズの惑星にまで成長する。惑星形成はこのように非常に幅広いサイズにまたがる過程である上に、ダストが微惑星になる過程には中心星落下問題など多くの困難があったため、これまではダストから微惑星までと微惑星から惑星までを二分して研究が進められてきた。近年の研究で、衝突合体の過程でダストが空隙の多い構造になることで、中心星落下を免れて微惑星まで成長できることが明らかになった。その結果から、ダストの成長過程はその後の微惑星の面密度分布やサイズ分布に大きな影響を与えることがわかった。一方で、微惑星の初期の分布は、惑星の大きさや形成にかかる時間を決定づける。よって、惑星形成過程の解明には、ダストから惑星までを一連の流れとして調べることが大変重要である。そこで本研究では、合体成長方程式を解き、ダストから原始惑星形成の直前の段階である暴走成長が起こるまでの成長過程を、包括的に調べる数値計算コードを開発した。その結果、 $0.1\mu\text{m}$ のダストから数十kmの微惑星が衝突の繰り返しにより形成されることを、一連のシミュレーションにより示した。

1 背景

惑星は、原始星の周囲に作られる、ガスと固体微粒子(ダスト)からなる原始惑星系円盤の中で形成される。原始惑星系円盤の中に1%程度含まれる、 $0.1\mu\text{m}$ サイズのダストを出発物質として、微惑星($\sim 1\text{--}1000\text{km}$)、原始惑星($\sim 1000\text{--}5000\text{km}$)といった段階を経て、 10^5km サイズの惑星が誕生する。惑星形成シナリオとして、ダストが衝突合体を繰り返すことで惑星まで成長するという考えが有力であるが、詳細な過程は未だ明らかになっていない。

微惑星が惑星になる過程は、 N 体シミュレーションや解析的な計算などにより比較的良好に理解されており、以下のようなシナリオが広く受け入れられている。微惑星が小さい時は、同程度の大きさの微惑星が系の大部分を占め、それらが足並みを揃えて成長していく。微惑星が周囲の微惑星を重力的に引き寄せられるほど大きくなると、一部の大きな微惑星が急速に成長し、少数の原始惑星が形成される。これらの段階はそれぞれ秩序成長、暴走成長と呼ばれる(Wetherill & Stewart 1989)。その後寡占成長という段階を経て原始惑星がさらに成長し(Weidenschilling et al. 1997)、巨大衝突と呼ばれる原始惑星同士の衝突が起こり惑星が形成される(Chambers et al. 1997)。できる惑星の大きさや形成にかかる時間は、微惑星の面密度や乱流の強さなどの初期条件によって決まる(Kobayashi et al. 2016)。

一方、ダストが衝突合体で微惑星になる過程には、様々な困難がある。ダストが衝突時に合体できず跳ね返ったり破壊される問題や(Blum & Wurm 2008)、円盤ガスから受ける摩擦により角運動量を失い、中心星に落下してしまう問題である(Adachi et al. 1976)。しかし近年の研究で、微惑星形成過程の解明に大きな進展があった。ダストは合体成長の過程で、空隙率の高い構造(アグリゲイト)となることが明らかになった(Suyama et al. 2008)。このアグリゲイトは衝撃を全体で吸収するため、ダストが氷でできていれば跳ね返りや破壊が起こることなく合体できる(Wada et al. 2009)。またアグリゲイトは、成長のタイムスケールが中心星落下のタイムスケールより短くなり、微惑星まで成長できることも示された(Okuzumi et al. 2012)。低密度アグリゲイトはその後、ガスの流れと自己重力による圧縮を受けて、実際の小天体と矛盾ない内部密度に達する(Kataoka et al. 2013)。よって、氷ダストが存在するスノーラインの外側では、微惑星形成過程もダストの衝突合体成長で説明できる。

長年微惑星形成が困難とされてきたことで、これまでの惑星形成過程の研究は $0.1\mu\text{m}$ のダストからcmサイズの小石まで、または数kmの微惑星から暴走成長まで、あるいは10km以上の微惑星から惑星までといったように、サイズ空間に対して部分的に行われてきた。しかし、形成される微惑星の量や分布は、その後の惑星形成を大きく左右する。また近年では、原始惑星が円盤外縁部から落下してきたcmサ

イズの小石を集積して成長する効果も脚光を浴びている (Lambrechts & Johansen 2012). したがって、幅広いサイズ分布を包括的に扱い、ダストから惑星までを一貫して扱うことが重要となっている、

そこで本研究では、惑星形成過程が総じて固体天体の衝突合体成長であることに着目し、ダストから惑星までの、一連の流れを調べることを目指す。その第一歩として、ダストが成長して暴走成長が起こるまでの、 $0.1\mu\text{m}$ – 100km に渡る固体天体の成長を包括的に調べた。以下ではその方法と結果を示す。

2 手法

衝突合体を繰り返すことで、固体天体（以下、天体）のサイズ分布は時間とともに変化していく。また天体はほぼケプラー速度 v_K で中心星周りを公転する一方で、円盤ガスは圧力勾配力がはたらくため、ケプラー回転よりもわずかに遅い速度で公転している。そのため、天体はガスから摩擦抵抗を受けて角運動量を失い、中心星に向かって動径移動する。

この2つの効果を考慮し、どのくらいの大きさの天体が、どこに、どれだけあるのかを導く手段として、式(2)の合体成長方程式が知られている。この方程式は特別な場合を除いて解析的に解くことができないため、数値計算によって解く。合体成長方程式の数値計算によって、Okuzumi et al. (2012) ではダストから微惑星までの過程、Kobayashi et al. (2016) では微惑星から暴走成長までの過程が、それぞれ詳しく調べられた。本研究では、ダストから暴走成長までの過程を一貫して調べるために、この2つの先行研究で用いられた手法を組み合わせる計算を行う。

2.1 合体成長方程式

天体のサイズ分布を導くために、中心星からの距離 r における、質量 m の天体の柱密度 $mn_s(m, r)$ の時間変化を考える。ここで $n_s(m, r)$ は柱の個数密度であり、空間の個数密度 $n(m, r, z)$ を用いて以下のように定義される。

$$n_s = \int_{-\infty}^{\infty} n(m, r, z) dz \quad (1)$$

天体の衝突合体と動径移動による、柱密度 $mn_s(m, r)$ の単位時間あたりの変化は、以下のよう

に書ける。

$$\begin{aligned} \frac{\partial mn_s(m, r)}{\partial t} &= \frac{m}{2} \int_0^{\infty} dm_1 \int_0^{\infty} dm_2 \\ &\quad \times n_s(m_1, r) n_s(m_2, r) K(m_1, m_2, r) \\ &\quad \times \delta(m - m_1 - m_2) \\ &\quad - mn_s(m) \int_0^{\infty} dm_2 n_s(m_2, r) K(m, m_2, r) \\ &\quad - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r mn_s(m, r) v_{\text{drift}}(m, r)] \end{aligned} \quad (2)$$

ここで $K(m_1, m_2, r)$ は質量 m_1, m_2 の2天体の衝突確率を表す係数（衝突カーネル）、 $v_{\text{drift}}(m, r)$ は天体の動径移動速度である。右辺第1項は、質量 m_1, m_2 の2天体の衝突により質量 m の天体の数が増加する効果、第2項は質量 m の天体が別の天体と合体し、その数が減少する効果を表している。第3項は、動径移動により質量 m の天体が位置 r に流入、または流出する効果である。なお、ダストから暴走成長までの過程では天体の衝突破壊は重要でないため (Wada et al. 2009; Kobayashi et al. 2010)、式(2)は衝突時に2天体が完全合体すると仮定されている。

右辺第1, 2項を数値積分、第3項を1次の風上差分によって求め、1次のオイラー法を用いて $mn_s(m, r)$ の時間発展を計算する。

2.2 衝突カーネル

ダストから暴走成長までを一連に扱う計算を行う上で、重要となるのが衝突カーネルである。2天体の衝突確率は、それらの衝突断面積 $\sigma_{\text{coll},12}$ と相対速度 $v_{\text{rel},12}$ に比例する。より詳細な計算から、衝突カーネルは以下のように得られる。

$$K(m_1, m_2, r) = \frac{\sigma_{\text{coll},12} v_{\text{rel},12}}{\sqrt{2\pi(H(m_1)^2 + H(m_2)^2)}} \quad (3)$$

ここで、 $H(m_1), H(m_2)$ はそれぞれ質量 m_1, m_2 の天体のスケールハイトである。天体が成長するにつれて、 $\sigma_{\text{coll},12}, v_{\text{rel},12}, H$ の振る舞いが大きく変わるため、その効果を連続的に取り入れる必要がある。

まず衝突断面積は、2天体の半径 a_1, a_2 と脱出速度 v_{esc} を用いて以下のように表せる。

$$\sigma_{\text{coll},12} = \pi(a_1 + a_2)^2 \left(1 + \frac{v_{\text{esc}}^2}{v_{\text{rel},12}^2} \right) \quad (4)$$

$v_{\text{esc}}^2/v_{\text{rel},12}^2$ は Safronov parameter と呼ばれ、天体の成長とともに増加する。

次に相対速度は、天体が小さい時は、ブラウン運動、動径、方位角、鉛直方向の速度成分、そして円盤の乱流に起因し、

$$v_{\text{rel},S} = \sqrt{\Delta v_B^2 + \Delta v_r^2 + \Delta v_\phi^2 + \Delta v_z^2 + \Delta v_t^2} \quad (5)$$

のように与えられる。各成分の導出は Okuzumi et al. (2012) と同様に行う。天体が非常に小さい時はブラウン運動が相対速度を決め、その後は乱流の影響が支配的になる。そのため、 Δv_z の z 依存性を考慮せず $z = H$ とすることができ、式 (3) が得られる。

一方、天体が大きくなるとガスの抵抗の影響が弱くなり、上記のような終端速度近似が成り立たない。そのため、以下のように速度の時間進化を計算する必要がある。

$$\frac{dv_{\parallel}^2}{dt} = \left. \frac{dv_{\parallel}^2}{dt} \right|_{\text{dfs}} - \left. \frac{dv_{\parallel}^2}{dt} \right|_{\text{gas}} \quad (6)$$

$$\frac{dv_{\perp}^2}{dt} = \left. \frac{dv_{\perp}^2}{dt} \right|_{\text{dfs}} - \left. \frac{dv_{\perp}^2}{dt} \right|_{\text{gas}} \quad (7)$$

ここで、 v_{\parallel} 、 v_{\perp} はそれぞれ速度の水平成分、鉛直成分であり、下付きの dfs と gas はそれぞれ乱流密度揺らぎによる速度の増加 (Okuzumi & Ormel 2013)、ガス抵抗による速度の減少を表している (Adachi et al. 1976)。本研究では以下のように相対速度を求める。

$$v_{\text{rel},12} = \sqrt{v_{\text{rel},S}^2 + v_{\parallel,1}^2 + v_{\parallel,2}^2 + v_{\perp,1}^2 + v_{\perp,2}^2} \quad (8)$$

最後にスケールハイトは、天体が小さい時は Youdin & Lithwick (2007) によるダストの沈殿と拡散の平衡解に従い、成長につれて $H = r(v_{\perp}/v_K)$ となるように、これらの2乗平均を取る。

また、天体がガスから受ける摩擦抵抗の性質も、天体の大きさに応じて変化することが知られている。Epstein 則、Stokes 則、Newton 則の3つのガス抵抗則を考慮し、ストップングタイムの計算に Adachi et al. (1976) の導出を用いる。

さらに、天体の内部密度も、成長に伴って変化する。本研究では、ダストのモノマーの内部密度を 1.4g/cm^3 とし、フラクタル次元 2 を保って約 10^{-4}g/cm^3 まで低密度化した後、自己重力によって圧縮されるモデルを考える。ガスによる圧縮は天体の成長に大きな影響を与えないので、簡単のため考慮しない。

3 結果

開発したコードを用いて、天体の成長に伴うサイズ分布と、5.2AU-120AU の範囲での面密度分布の時間発展を計算した。その結果を以下に示す。なお、円盤のガスと初期のダストの面密度構造及び温度構造は、最小質量円盤モデル (Hayashi 1981) を仮定する。

図1は5.2AUにおける天体のサイズ分布の時間進化である。初期の天体はダストのモノマー質量程度の 5.9×10^{-15} (半径は $0.18\mu\text{m}$) とした。柱密度のピークは、存在量の多い天体のサイズを示しており、グラフの面積は5.2AUでの面密度を表す。初期に $0.1\mu\text{m}$ サイズのダストが、20kmを越える微惑星まで成長する様子を読み取れる。

また、100mを越えたところで動径速度が最大となり、天体が5.2AUの位置から流出していることがわかる。しかし、ダストアグリゲイトの低密度化に伴う空気力学的特性の変化により、成長のタイムスケールが落下のタイムスケールより短くなっている。そのため、中心星落下によって天体が大幅に減少することなく、微惑星形成が可能となる。

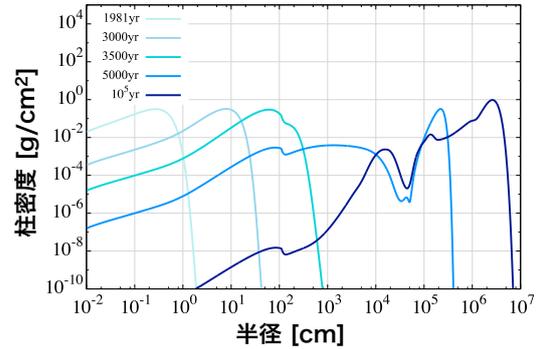


図1: 初期の天体のサイズを $0.18\mu\text{m}$ とした場合の、5.2AUにおける天体のサイズ分布。20kmを越える微惑星が形成されている。

暴走成長が開始する天体のサイズは、乱流の強さ、固体とガスの面密度などによって解析的に求めることができ (Kobayashi et al. 2016)、この時の暴走成長開始のサイズは40km程度である。時間の問題で、そのサイズに達するまでの計算が終わらなかったため、暴走成長の開始を図から読み取ることはできない。代わりに、初期の天体サイズを1kmとして計算を行った場合の結果を、図2に示す。

8.9×10^5 年までは分布の形を変えず天体が成長し、 1.3×10^6 年以降でサイズの大きい天体が急速に成長

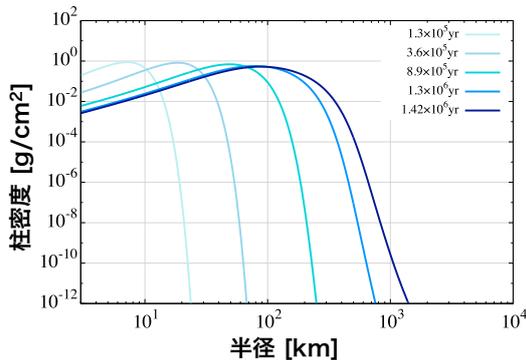


図2: 初期の天体サイズを1kmとした場合の, 5.2AUにおけるサイズ分布. 百万年程度で暴走成長が開始している.

し始める. これは, 秩序成長に引き続き暴走成長が起こっていることを示している. このように, 開発したコードはダストから暴走成長が始まるまでを扱うことができる.

最後に, 図3は固体天体の面密度分布である. 十万年後には, $r > 7\text{AU}$ の位置で面密度が減少している一方で, それより内側では面密度が増加している. これも, 低密度なダストが中心星まで落下するよりも速く成長することによる.

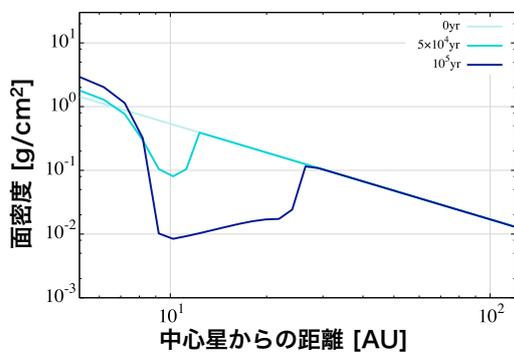


図3: 固体天体の面密度分布. 落下した天体が円盤内側の領域に蓄積している.

4 まとめ・今後の課題

惑星形成過程の解明には, ダストから惑星までを一貫して調べることが重要である. 本研究では, ダストから暴走成長開始までを包括的に扱うことができる, 数値計算コードを開発した. 結果からは, 天

体の成長に伴うサイズ分布と面密度分布の大幅な変動が見られた.

現段階では力学的摩擦などの効果を入れていないため, 暴走成長以降の過程は扱うことができない. 今後この数値計算コードを発展させ, ダストから原始惑星誕生までを一貫して調べたい. また, 近年は円盤外側から落下してきた天体を集積して, 原始惑星が効率的に成長する効果が注目されている. よって, 円盤外側領域から落下する cm サイズの天体が, 原始惑星の成長にどの程度寄与するのかも調べていきたい.

謝辞

本研究を行うにあたり, 小林浩助教をはじめ, 理論宇宙物理学研究室の皆様には大変お世話になりました. この場を借りて深く感謝いたします.

参考文献

- Adachi, I., Hayashi, C., & Nakazawa, K. 1976, *Prog. Theor. Phys.*, 56, 1756
- Blum, J., & Wurm, G. 2008, *ARA & A*, 46, 21
- Chambers, J. E., Wetherill, G. W., & Boss, A. P. 1996, *Icarus*, 119, 261
- Hayashi, C., *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 1981, 70, 35
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., and Wada, K., 2013, *A & A*, 557, L4
- Kobayashi, H., Tanaka, H., Krivov, A. V., & Inaba, S. 2010, *Icar*, 209, 836
- Kobayashi, H., Tanaka, H., & Okuzumi, S. 2016, *ApJ*, 817, 105
- Lambrechts, M., & Johansen, A. 2012, *A&A*, 544, A32
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, *ApJ*, 752, 106
- Okuzumi, S., & Ormel, C. W. 2013, *ApJ*, 771, 43
- Suyama, T., Wada, K., & Tanaka, H., *ApJ*, 2008, 684, 1310
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T., 2009, *ApJ*, 702, 1490
- Weidenschilling, S. J., Spaute, D., Davis, D. R., Marzari, F., & Ohtsuki, K. 1997, *Icar*, 128, 429
- Wetherill, G. W. & Stewart, G. R. 1989, *Icarus*, 77, 330
- Youdin, A. N., Lithwick, Y., *Icarus*, 2007, 192, 588

SPH 法におけるシア問題の解決策

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、低温でかつシア流が存在する場合に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。このシア問題の解決策として、提案されている方法はあるが、円盤の形成や進化のような長時間の計算を可能にしている方法はない。そこで本研究では、SPH 法におけるシア問題を解決するため、SPH 粒子の回転という全く新しい発想を導入した。SPH 粒子の回転によって周りに発生する速度場は、密度エラーを減少させる方向に粒子を移動させることが期待できる。実際に SPH 粒子の回転を加えた方法で、シア流があり密度一定かつ圧力なし、粘性なしの流体のテスト計算を行い、密度エラーが減少していることを確認した。

1 Introduction

原始惑星系円盤や円盤銀河、ブラックホールなど宇宙には様々な回転円盤が存在する。これらの形成や進化は非線形で非常に複雑であるため、数値計算が不可欠である。流体力学の数値計算法として代表的なものはメッシュ法、Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法である。それぞれにメリット、デメリットがあり、解きたい問題によって計算法をうまく選択する必要がある。SPH 法の大きな欠点として、低温でかつシア流が存在する場合に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 (Imaeda & Inutsuka 2002)。この原因は、図 1 のようにシア流があると粒子が近づいてしまうことや、SPH 粒子は球対称を仮定しているため、図 2 のような流体素片の変形を記述できないことなどが考えられる。高温の場合は、シアの強さにもよるが、圧力勾配力により粒子同士が離れるため、シア問題はあまり現れない。メッシュ法でうまく計算できる問題は良いが、真空領域が多い計算や流体の密度分布が大きく変わる計算など、SPH 法を用いた方が良い問題も数多くある。このシア問題の解決策として、流体の速度と粒子の速度を分離して考える方法 (Imaeda & Inutsuka 2002) や隣り合う粒子同士で質量を交換することによって粒子を再配置する方法 (Imaeda et al. 2007) などが提案さ

れており、密度エラーを大きく抑えることに成功しているが、円盤進化のタイムスケールに相当するような長時間の計算では密度エラーを抑えきれていない。そこで、本研究では SPH 粒子の回転という全く新しい発想を導入する。SPH 粒子の回転を Imaeda & Inutsuka 2002 の手法に取り入れ、シア問題の解決を目指す。

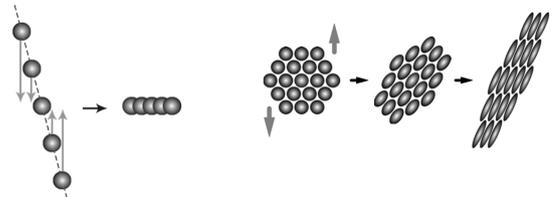


図 1: シア流により粒子が近づいてしまい、密度が高くなってしま

図 2: SPH 法では粒子が球対称としているので、流体素片の変形が表現できない。(Imaeda & Inutsuka 2002 より)

2 等温における標準 SPH 法

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。

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

ここで, m は質量, j は粒子のラベル, h は平均粒子間隔程度の長さ, W はカーネル関数である. カーネル関数は, 流体の密度分布を滑らかにするための関数で,

$$\begin{aligned} W(\mathbf{x}, h) &= W(-\mathbf{x}, h) \\ \lim_{\mathbf{x} \rightarrow \infty} W(\mathbf{x}, h) &= 0 \\ \int W(\mathbf{x}, h) d\mathbf{x} &= 1 \end{aligned} \quad (2)$$

という性質を持つ. 本研究では, 以下のようなガウシアン型のカーネル関数を用いる.

$$W(\mathbf{x}, h) = \left(\frac{1}{h\sqrt{\pi}} \right)^d e^{-\mathbf{x}^2/h^2} \quad (3)$$

ここで, d は次元である.

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 法の運動方程式が得られる.

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

$$\Pi_{ij} = -\alpha \frac{Cs_{ij}\mu_{ij}}{\rho_{ij}} + \beta \frac{\mu_{ij}^2}{\rho_{ij}} \quad (7)$$

$$\mu_{ij} = \frac{h(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j) \cdot (\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)}{(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j)^2 + 0.01h^2} \quad (8)$$

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 は適当な定数である. 人工粘性は衝撃波を記述するために導入されている. よって, 衝撃波を正しく記述するためには, α と β の値を調節しなければならない. 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.

3 Imaeda & Inutsuka 2002 の手法

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. しかし, \mathbf{v}_i は流体の速度であり, 粒子の速度とは一致しない. そこで, 流体の速度と粒子の速度を分けて考えた手法が Imaeda & Inutsuka 2002 である. 式 (1) を時間微分すると,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \sum_j m_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \\ &= \sum_j m_j \dot{\mathbf{x}}_j \cdot \nabla_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \\ &= -\sum_j m_j \dot{\mathbf{x}}_j \cdot \nabla W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \\ &= -\nabla \cdot \left[\sum_j m_j \dot{\mathbf{x}}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

とできる. また, 流体力学の連続の式は,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \quad (10)$$

である. 式 (9) と式 (10) を比較すると,

$$\rho \mathbf{v} \equiv \sum_j m_j \dot{\mathbf{x}}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h) \quad (11)$$

となる. 式 (1) と式 (11) から流体の速度は以下のようにかける.

$$\mathbf{v} \equiv \frac{\sum_j m_j \dot{\mathbf{x}}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h)}{\sum_k m_k W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}, h)} \quad (12)$$

この式 (12) の \mathbf{v} が流体の速度、 \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 (12) を満たすように \mathbf{x}_j を決定し、粒子を \mathbf{x}_j によって動かす。

4 SPH 粒子の回転

標準 SPH 法以外にも様々な SPH 法が提案されているが、SPH 粒子の回転を考慮した方法は存在しない。しかし、実際の粒子は回転するので、SPH 法でも粒子の回転を考慮すべきである。さらに、流体にシア一流が存在する場合は必ず粒子を回転させる。例えば、粒子が渦度 $\boldsymbol{\omega}$ で回転しているとすると、

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v} \quad (13)$$

であるので、式 (13) を変形すると、

$$\mathbf{v} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}}{r^3} dV \quad (14)$$

となる。この \mathbf{v} は粒子同士が離れる方向を向いている。つまり、粒子の回転を考慮することによってシア一流による密度エラーをより軽減することが期待される。

簡単のため、本研究では二次元、密度一定の計算を行う。二次元の時、 $\boldsymbol{\omega}$ は z 方向のみであるので、以降は $\boldsymbol{\omega} = \omega \mathbf{e}_z$ とする。二次元の場合、ラグランジュの渦定理より、

$$\frac{d\omega}{dt} = 0 \quad (15)$$

である。よって、各 SPH 粒子に初期条件である ω を与えておけば、時間発展しても各 SPH 粒子の ω は保存する。本研究では、 ω を以下のように定義した。

$$\omega(\mathbf{x}) = \sum_j \omega_{j,0} \left(2 - \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j)^2}{(\sqrt{2}h)^2} \right) \exp \left(-\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j)^2}{(\sqrt{2}h)^2} \right) \quad (16)$$

$\omega_{j,0}$ は回転の強さを表す定数で、初期条件の $\omega(\mathbf{x})$ に矛盾しないように決める。このように ω を定義す

ることで、SPH 粒子の回転によって粒子の周りに作られる速度場は、式 (14) より、以下ようになる。

$$\mathbf{v}_{\text{turn}}(\mathbf{x}) = \sum_j \omega_{j,0} |\mathbf{x} - \mathbf{x}_j| \exp \left(-\frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j)^2}{(\sqrt{2}h)^2} \right) \mathbf{e}_{\phi,j} \quad (17)$$

ここで、 $\mathbf{e}_{\phi,j}$ は j 粒子を原点とした極座標での ϕ 方向の単位ベクトルである。また、

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_{\text{turn}} = 0 \quad (18)$$

であるため、式 (12) を以下のように置き換えても連続の式は成り立つ。

$$\mathbf{v} \equiv \frac{\sum_j m_j \mathbf{x}_j W(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}, h)}{\sum_k m_k W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}, h)} - \mathbf{v}_{\text{turn}} \quad (19)$$

この式 (19) を満たすように \mathbf{x}_j を求め、SPH 粒子を動かしていく。

5 テスト計算

SPH 粒子の回転によって密度エラーが減少するのか実際にテスト計算を行った。初期条件は、粒子数 4000、密度一定 ($\rho = 1$)、温度 0 (圧力 0)、 $v_x = 0, v_y = x$ 、計算領域 $-0.5 < x < 0.5, -0.5 < y < 0.5$ 、人工粘性 0 である。なお、 y 方向に関しては周期境界条件、 x 方向はシアリング境界条件を用いた。また、このテスト計算の解析解は $\rho = 1$ (密度が変化しない) である。結果は図 3~図 10 の通りである。

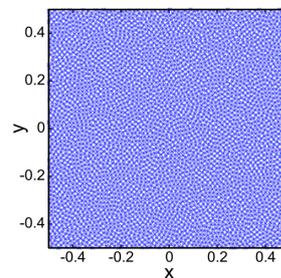


図 3: 粒子の初期配置

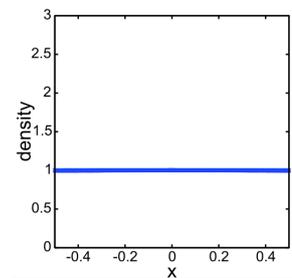


図 4: 粒子の初期密度

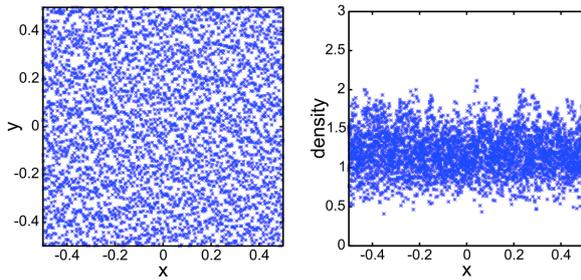


図 5: 標準 SPH 法を用いて計算した $t = 10$ の粒子配置. 初期配置と比べて粒子が集まってしまっていることが分かる.

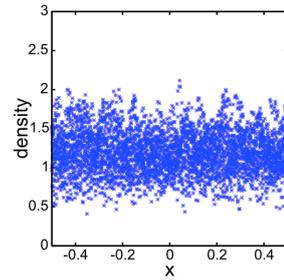


図 6: 標準 SPH 法を用いて計算した $t = 10$ の密度分布. 解析解の $\rho = 1$ から大きくずれているものが多く, 密度エラーが大きいことが分かる.

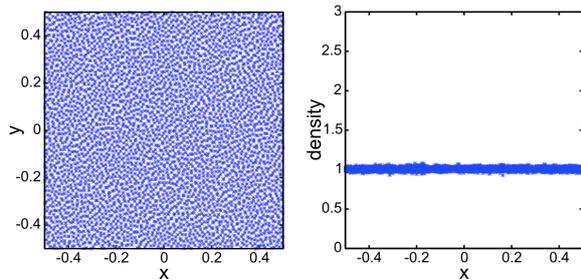


図 7: Imaeda & Inutsuka 2002 の手法に SPH 粒子の回転を加えて計算した $t = 10$ の粒子配置. 標準 SPH 法と比べて粒子がほぼ均等に配置されていることが分かる.

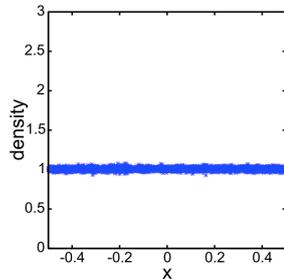


図 8: Imaeda & Inutsuka 2002 の手法に SPH 粒子の回転を加えて計算した $t = 10$ の密度分布. 解析解である $\rho = 1$ からのズレが少なく, 密度エラーが軽減されていることが分かる.

6 結果の考察と今後の展望

テスト計算から, SPH 粒子の回転を考慮すると, 密度エラーが減少することが分かった. さらに, 回転数を増やしていくとより密度エラーを抑えられるという結果を得た. しかし, 回転数を上げるということはあまり物理的ではないため, 現在の SPH 粒子の回転の定式化をさらに改良する必要がある. 異なった定式化をすれば, 自動的に回転数が上がる可能性がある. さらに, Imaeda & Inutsuka 2002 の手

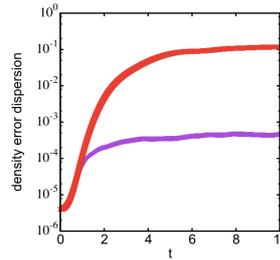


図 9: 密度の解析解 ($\rho = 1$) からのずれの分散. 赤線が標準 SPH 法で紫線が Imaeda & Inutsuka 2002 の手法である (SPH 粒子の回転を含まない). この図からも Imaeda & Inutsuka 2002 の手法は標準 SPH 法に比べて密度エラーを大きく減少させていることが分かる.

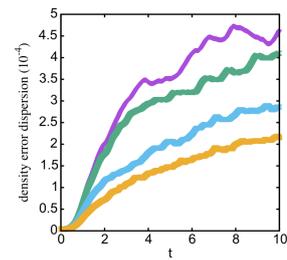


図 10: 密度の解析解 ($\rho = 1$) からのずれの分散. 紫線が Imaeda & Inutsuka 2002 の手法で (SPH 粒子の回転を含まない), 緑線が $\omega_{j,0} = 1$, 青線が $\omega_{j,0} = 10$, 黄線が $w\omega_{j,0} = 30$ である. この図から, SPH 粒子の回転を加えると密度エラーが減少することが分かる. さらに, 回転数を上げるほど密度エラーが小さくなっている.

法と今回加えた回転の計算は, 密度一定の時でしかテストしていない. よって, 今後の課題は, SPH 粒子の回転の定式化の見直しと, 密度が一定でない場合でもシア問題が発生しないように拡張することである.

謝辞

本研究を行うにあたり, 犬塚修一郎教授には多大なるご指導をいただき, 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

- Imaeda, Y., Inutsuka, S., *Astrophys. J.*, 569 (2002) 501
- Inutsuka, S., *J. Comput. Phys.* 179 (2002) 238
- Imaeda, Y., Tsuribe, T., Inutsuka, S., *SPHERIC International Workshop 2* (2007) 87

周連星惑星の軌道と連星物理量の関係について

山中 陽裕 (京都大学 大学院理学研究科)

Abstract

今日までに約 3500 個の太陽系外惑星が発見され、惑星形成についての様々な研究がなされている。一方、観測されている系外惑星のほとんどは単独星周りの惑星で、周連星惑星は未だ 20 個ほどしか発見されておらず、その形成過程の議論は単独星周りのものほど進んでいない。中心連星周りでは重力場が時間変化するために惑星が安定な軌道を保てない領域が存在することが知られていて、Kepler によって観測されている周連星惑星のほとんどはこの不安定領域のすぐ外側に位置している (Bromley et al. 2015)。見つかっている周連星惑星はどれもホットジュピター系のガス惑星で、現在の位置でその場形成したとは考えにくく、遠方で形成した惑星がマイグレーションしてきたと考えられる。一方で、中心連星の重力場によって周連星原始惑星系円盤ガスに inner cavity を生じることがシミュレーションによりわかっている (Artymowicz et al. 1994) が、その大きさは軌道の不安定領域よりも小さく、惑星のマイグレーションが不安定領域付近で止まる理由は定かではない。我々は惑星の軌道位置が中心連星の物理量 (軌道離心率、質量比) で特徴付けられると考え、ガス抵抗を加えた重力 N 体計算を用いて不安定領域内における惑星の振る舞いから、軌道と連星物理量の関係性を調べた。本講演では、計算結果の報告をし、今後の研究について議論する。

1 Introduction

現在約 3500 個の太陽系外惑星が発見され、惑星形成についての多くの研究がなされているが、その多くは単独星周りの惑星系である。一方、2 つ以上の恒星を公転する周連星惑星の観測例は 21 個にとどまり、連星系での惑星形成の一般的な議論は単独星周りのものと比べて遅れている。連星が宇宙に一般的な存在である以上、連星系における惑星形成を議論することは重要である。Kepler 宇宙望遠鏡でトランジット観測されている周連星惑星は質量が Sub-Jupiter で、中心連星から 1AU 以内の至近距離に位置するガス惑星であるので、現在の軌道では惑星の形成材料が不足するためその場形成したとは考えにくく、これらの惑星は固体物質が豊富な遠方で形成したのちに現在の軌道まで移動してきたと考えられる。ここで、2 つの恒星からなる連星系では中心連星からのトルクを受けて周連星原始惑星系円盤にキャビティを生じることが過去の数値計算でわかっている (Artymowicz & Lubow 1994)。円盤ガスの散逸後には、惑星はある軌道長半径以内では連星から受けるトルクが大きくなり安定した軌道維持できずに飛ばされてしまい、その軌道長半径 r_{critical} は数値計算から以下のように

表される (Holman & Weigert 1999)。

$$\frac{r_{\text{critical}}}{a_{\text{binary}}} = 1.60 + 5.10e_{\text{binary}} - 2.22e_{\text{binary}}^2 + 4.12\mu - 4.27\mu e_{\text{binary}} - 5.09\mu^2 e_{\text{binary}}^2 \quad (1)$$

ここで、 $\mu \equiv M_s / (M_p + M_s)$ である。惑星の軌道移動は原始惑星系円盤ガスとの角運動量交換によって起こるので、遠方から移動してきた惑星は最終的には原始惑星系円盤の内縁まで移動してくると考えられる。しかし、この円盤内縁は、ガスの散逸後には軌道不安定領域に含まれるので、惑星は円盤ガス散逸後に内縁にとどまることができない。実際、観測されている惑星の軌道は円盤内縁ではなく軌道不安定領域の境界付近に位置している。惑星の軌道移動が軌道不安定領域境界で止まる機構がないため、我々は原始惑星系円盤の散逸過程で中心連星による軌道の励起を円盤ガスで抑制しながら一度円盤内縁まで移動した惑星を軌道不安定領域の外まで移動させるという仮説を立てた。本研究では、円盤ガスの散逸に伴う惑星の軌道進化をガスドラッグを考慮した重力 N 体計算で検証し、観測されている軌道を再現することを旨とする。

2 Methods

2.1 ガス円盤モデル

周連星原始惑星系円盤のキャビティの大きさは、(Artymowicz & Lubow 1994) の SPH 計算の結果をもとに

$$\frac{r_{\text{cavity}}}{a_{\text{binary}}} = 0.425 \log(e_{\text{binary}} + 0.0358) + 3.19 \quad (2)$$

とした。ここで、キャビティの中心連星の質量比 $\mu \equiv M_s / (M_p + M_s)$ への依存性は本研究で対象としている惑星の質量比の範囲では十分に低いとして、 $\mu = 0.3$ の場合の値を用いた。ガス円盤の面密度は距離 r のベキ分布を用いて $\Sigma \propto r^{-\alpha}$ とし、今回の計算では典型的な値として $\alpha = 1.5$ とした。円盤内縁の境界条件は厳密には Σ はなめらかに減少するが、今回は簡単のため境界条件を $a < r_{\text{cavity}}$ で面密度 $\Sigma = 0$ とした。

惑星がガス円盤から受ける力は、惑星が受ける重力にドラッグ力 f_{GD} を

$$f_{\text{GD}} = -\frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\text{gas}}}{\tau_{\text{grav}}} \quad (3)$$

$$\tau_{\text{grav}} = \tau_{\text{damp}} \left(\frac{M}{0.5M_{\text{J}}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{0.6\text{AU}} \right)^2 \quad (4)$$

$$\tau_{\text{damp}} = 1.2 \left(\frac{\Sigma}{\Sigma_{\text{MMSN}}} \right)^{-1} \text{yr} \quad (5)$$

として加えた (Kominami & Ida 2002)。軌道計算は、惑星が円盤内縁まで移動してきたと考え軌道長半径の初期値は r_{cavity} とし、円盤ガスの面密度 Σ は一定として行い、連星とガスからのトルクが釣り合う軌道を求めた。 Σ を変えて軌道計算を繰り返し、各計算での最終的な惑星軌道をつなぎ合わせることで擬似的に原始惑星系円盤の散逸過程を追う方法をとった。

2.2 時間発展

中心連星と惑星の運動方程式 (6) を 4 次のエルミート法で時間積分する。

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i}{dt^2} = -\sum_{i \neq j} \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} + \delta_{i3} f_{\text{GD}}, \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (6)$$

$i = 3$ は惑星を表し、ガスドラッグ f_{GD} を加える。系の質量、長さ、時間をそれぞれ中心連星の総質量 M_{total} 、セパレーション a_{binary} 、ケプラー時間 T_{binary} で規格化した。今回の計算では典型的な値として、 $M_{\text{total}} = 1M_{\odot}$, $a_{\text{binary}} = 0.2\text{AU}$, $T_{\text{binary}} \sim 1.5 \times 10^{-2}\text{yr}$ を用いた。時間ステップは $\Delta t = 2^{-9}$ とし、積分は $t = 0 \sim 10^5 T_{\text{binary}}$ まで行う。中心連星の離心率と質量比はそれぞれ $e_{\text{binary}} = 0.1$, $\mu = 0.3$ とした。

3 Results

ガス円盤面密度を $\Sigma = 10^{-1} \sim 10^{-5} \Sigma_{\text{MMSN}}$ の範囲で振って軌道計算を行った結果を図 1 に示す。面密度が $4.5 \times 10^{-5} \Sigma_{\text{MMSN}}$ 以下の場合にはガス円盤を考慮しない場合とほぼ同じタイムスケール $t \sim 500 T_{\text{binary}}$ で軌道が発散したので、図 1 では割愛した。全体として、(a)~(e) とガス円盤の密度を下げることで惑星軌道が不安定領域内で発散せずに円盤外側へ移動する傾向が確認できた。(a),(b) のガス密度が大きい場合には、計算時間が長くなるとともに軌道が徐々に励起される様子が見られた。

4 Discussion

惑星が連星から受けるトルクはガス円盤の有無によらないため、ガス面密度を下げていくと連星とガスのトルクが釣り合う位置は円盤の外側へ移動していく。今回の計算では、 $r_{\text{cavity}} = 2.35 a_{\text{binary}}$, $r_{\text{critical}} = 2.74 a_{\text{binary}}$ で、軌道が発散前に $\Sigma = 5 \times 10^{-5} \Sigma_{\text{MMSN}}$ で $a \sim 2.75 a_{\text{binary}}$ 付近で安定することが確認できた。ガス密度を下げて釣り合いの位置が外向きに移動する一方で初期条件が円盤内縁であるため、釣り合いの軌道の内側では一度励起された軌道がガス円盤にダンプされて振動する様子が見える。円盤が希薄な場合の惑星軌道を正確に得るには、ガス円盤の面密度に応じて初期条件を設定しなくてはならないだろう。一度軌道が安定しても、 $60000 T_{\text{binary}}$ 付近から軌道長半径の振動が増幅しているので、時間ステップや計算時間を見直して長期の安定性を検証する必要がある。軌道長半径の振動は円盤密度の高い場合に顕著に見られるが、円盤内縁の境界条件や時間ス

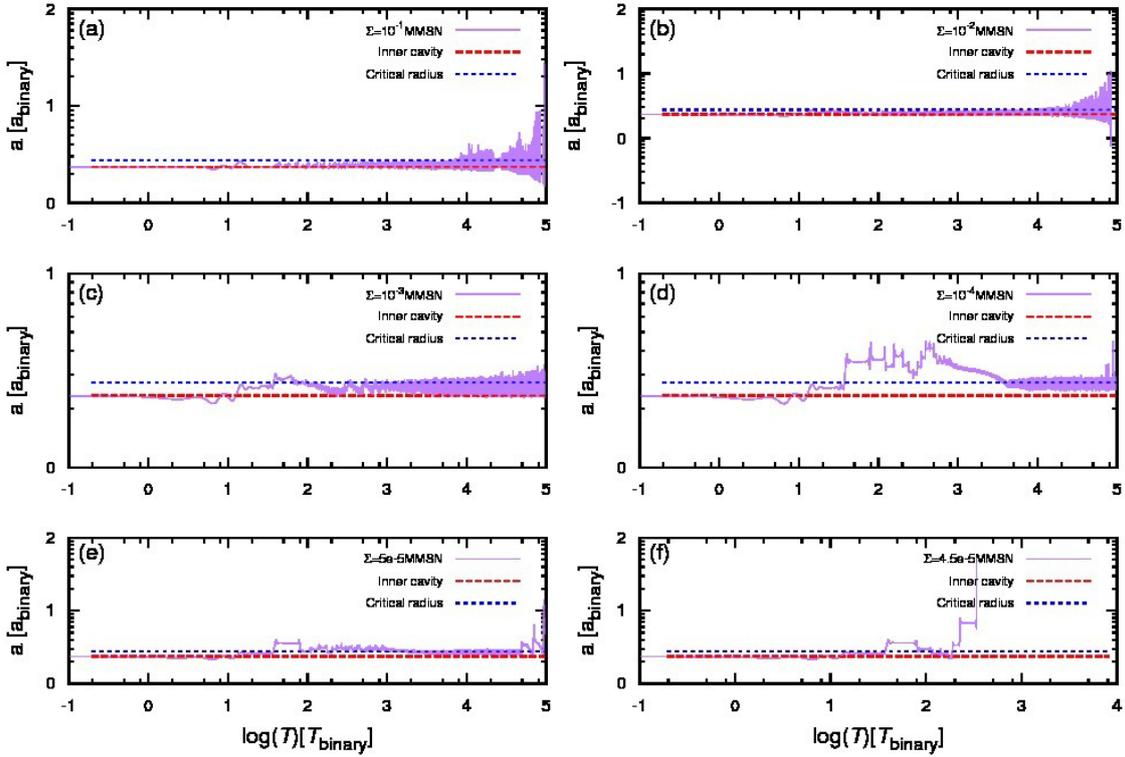


図 1: 惑星の軌道長半径の進化を原始惑星系円盤の面密度ごとにプロットした図。各パネルの面密度 Σ は、(a): $10^{-1}\Sigma_{\text{MMSN}}$, (b): $10^{-2}\Sigma_{\text{MMSN}}$, (c): $10^{-3}\Sigma_{\text{MMSN}}$, (d): $10^{-4}\Sigma_{\text{MMSN}}$, (e): $5 \times 10^{-5}\Sigma_{\text{MMSN}}$, (f): $4.5 \times 10^{-5}\Sigma_{\text{MMSN}}$ 。赤と青の破線はそれぞれ円盤内縁と、軌道不安定領域の外縁の位置である。

テップが起因しているのか物理的意味があるのかは現時点では明らかではないので、キャビティ付近でのガスドラッグの扱いを改良して調べていきたい。

検証していきたい。今回は円盤密度のみを変化させて計算を行ったが、今後は中心連星の離心率などを変えてパラメータスタディを行い、一般の連星周りで実現される惑星軌道を調べたい。

5 Conclusion

周連星惑星の軌道を再現するために、周連星原始惑星系円盤のキャビティまで軌道移動したガス惑星が中心連星とガス円盤からのトルクを受けて準静的に軌道不安定領域の外へ移動するモデルを立ててその妥当性をガスドラッグを考慮した重力 N 体計算で検証した。結果、ガス円盤の密度を一様に減らすことで惑星軌道が円盤内縁から r_{critical} 付近まで移動することが確認できた。しかし、実現した軌道の長期安定性に疑問が残る形となったので、境界条件や初期条件、ガス散逸の取り扱いなどを再考してさらに

Acknowledgement

指導教員の佐々木助教、ゼミで様々なアドバイスをくださった宇宙物理学教室のみなさま、そして研究成果を発表する場を設けてくださった夏の学校事務局員の方々に厚く御礼をを申し上げます。ならびに、本研究にとりかかるきっかけとなった映画 STAR WARS を生み出した George Lucas 映画監督に感謝いたします。

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*, 157, 43

Bromley, B. C. & Kenyon, S. J. 2015, *ApJ*, 806, 98

氷天体衝突による蒸発過程の解明に向けた 3 次元 SPH シミュレーション

伊藤 広大 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

惑星は大小様々なサイズの天体同士が衝突をくりかえして形成された。その際の衝突にともなう温度上昇により、物質の蒸発が生じる。特に氷天体は比較的蒸発に必要なエネルギーが小さいため、氷惑星の形成にとって衝突に伴う蒸発は非常に重要な物理過程である。また地球に彗星のような氷天体が衝突し水が供給される場合にも大きな影響を及ぼすだろう。衝突現象の解明のために地上でも衝突実験は行われているが、地上で天体スケールの衝突を行うことは難しい。そのため数値計算によるシミュレーションは衝突現象を理解するのに非常に重要な手段である。本研究では SPH 法 (Smoothed Particle Hydrodynamics 法) と呼ばれるラグランジュ的な流体力学の数値計算方法を用いて、衝突計算を行った。その際に固体の氷天体を表現するために Tillotson の状態方程式を用いた。氷天体の衝突体を、氷の惑星表面に見立てた平面に衝突させた。その結果から衝突による蒸発量が衝突速度の 2 乗に比例して増えることが分かった。

1 背景

惑星形成過程では μm サイズのダストから 10^3km サイズ以上の原始惑星や惑星にまで成長する。その過程では天体同士が衝突することで合体や破壊が起こり成長していく。特に火星質量程度の天体が存在するような場合には、天体同士の衝突が高速度になり、衝突にともなう温度上昇が物質を蒸発させる可能性がある。つまり、惑星形成過程でひとたび火星質量程度まで成長すると、蒸発のともなう衝突も十分頻繁に起こることが予想できる。衝突による蒸発は天体の組成に大きな影響を及ぼすため、惑星形成における素過程として理解することは非常に重要である。本研究では SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法と呼ばれるラグランジュ的な流体力学の数値計算法を用いて衝突計算を行った。また、Tillotson の状態方程式を用いることで固体物質を扱い、天体を表現した。本計算では、衝突体に対してターゲット側が十分大きな天体への衝突を仮定して、衝突部分付近に着目したシミュレーションを行った。以下では、シミュレーションに用いた式を示し、衝突計算の結果とそれに生じた蒸発量を求めた結果を示す。

2 手法

2.1 SPH 法

衝突計算には SPH 法と呼ばれる流体力学の数値計算方法を用いる。この方法では流体を粒子の集まりとみなしてラグランジュ的に計算していく。SPH 法において、流体の密度分布は固有の質量と広がりを持つ粒子が表現する密度の広がりを足し合わせることで表現する。空間上のある位置 \vec{x} における密度は式 (1) によって表現される。

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

ここで添字 j は粒子番号を表し、 m_j は j 粒子の質量、 W はカーネル関数、 h はスムージング長である。カーネル関数は粒子の広がり方を決める関数であり、スムージング長はカーネル関数の広がりの幅を決める物理量である。本計算ではカーネル関数は式 (2) で表現されるガウシアン型を用いる。

$$W(\vec{x}, h) = \left[\frac{1}{h\sqrt{\pi}} \right]^d \exp\left(-\frac{|\vec{x}|^2}{h^2}\right) \quad (2)$$

ここで d は次元を表している。

以上の定式化と同様に各粒子の広がりを考慮したうえで、離散化された流体の運動方程式とエネルギー方程式は標準 SPH 法では以下の式 (3),(4) のようになる。

$$\frac{d\vec{v}_i}{dt} = - \sum_j m_j \left[\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right] \frac{\partial}{\partial \vec{x}_i} W(\vec{x}_i - \vec{x}_j) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{du_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_j m_j \left[\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right] \\ \times (\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{x}_i} W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで \vec{v} は速度、 p は圧力、 u は単位質量あたりの内部エネルギーである。また、添字はそれぞれ i 粒子または j 粒子の物理量であることを表している。

しかし、この式では衝撃波を扱うことができないという問題がある。そこで標準 SPH 法では衝撃波を取り扱うために運動方程式とエネルギー方程式に人工粘性項と呼ばれる項を導入した。人口粘性項は次のように表される。

$$\Pi_{ij} = -\alpha \frac{c_{s_{ij}} \mu_{ij}}{\rho_{ij}} + \beta \frac{\mu_{ij}^2}{\rho_{ij}} \quad (5)$$

ただし、 c_s は音速、 α, β は人口粘性係数を表している。また、 ij の添字があるものは i 粒子と j 粒子の物理量の平均である。また、 μ_{ij} は次のように表される。

$$\mu_{ij} = \frac{h(\vec{v}_i - \vec{v}_j) \cdot (\vec{x}_i - \vec{x}_j)}{(\vec{x}_i - \vec{x}_j)^2 + 0.01h^2} \quad (6)$$

衝撃波の大きさによって α, β の値は決まるが、一般的には $\alpha = 1.5, \beta = 3.0$ 程度の値を用いることが多いため、本計算では上記の値を採用する。

また計算において位置と速度の時間発展には Leap-Frog 法を用いた。

2.2 Tillotson 状態方程式

Tillotdon の状態方程式は固体物質を扱う際に広く用いられている状態方程式である。物質の密度や内部エネルギーから物質の位相 (固体, 気体) 変化に合わせた 3 種類の状態方程式によって表現されている。

基準の密度 (ρ_0) から圧縮された状態 ($\rho > \rho_0$) もしくは内部エネルギーが低く膨張している状態 ($\rho < \rho_0$ & $u < u_{iv}$) での状態方程式は

$$P = \left[a + \frac{b}{(u/u_0\eta^2) + 1} \right] \rho u + A\mu + B\mu^2 \quad (7)$$

と表される。ただし、 $\eta = \rho/\rho_0$, $\mu = \eta - 1$ を表しており、 u_{iv} は物質の蒸発し始める内部エネルギーを表している。また、 a, b, A, B, u_0, ρ_0 は物質によって決まるパラメーターである。

次に物質の内部エネルギーが高く膨張している状態 ($\rho < \rho_0$ & $u > u_{cv}$) では理想気体的な振る舞いに近づくために次式のように表される。

$$P = a\rho u + \left[\frac{b\rho u}{(u/(u_0\eta^2)) + 1} + A\mu e^{\beta(1-\rho_0/\rho)} \right] \times e^{-\alpha(\rho_0/\rho-1)^2} \quad (8)$$

ただし、 u_{cv} は完全に蒸発してしまう内部エネルギーを表している。また、 α, β は物質によって決まるパラメーターである。

また、式 (5) と式 (6) で表されている内部エネルギーの中間の状態 ($u < u_{iv} < u < u_{cv}$) では、式 (5) と式 (6) を 1 次関数として滑らかにつないで表現している。

$$P = \frac{(u - u_{iv}) P_E + (u_{cv} - u) P_C}{(u_{cv} - u_{iv})} \quad (9)$$

ここで P_C, P_E はそれぞれ式 (5) と式 (6) から求めた内部エネルギーが $u = u_{iv}$ と $u = u_{cv}$ での圧力である。

3 結果と考察

氷天体の球 (衝突体) を十分に大きな氷天体表面にぶつけると仮定して、惑星表面の一部を切り取った半球状の平面部分 (ターゲット天体) に角度 90° から衝突させる計算を行った。衝突体の粒子数は 56 粒子、ターゲット天体の粒子数は 5768 粒子用いた。また、両天体の密度は 1.293g/cm^3 、初期の単位質量あたりの内部エネルギーは 0 erg/g とした。また、衝突速度はおよそ音速程度 ($\approx 3\text{km/s}$) で衝突させた。

図 1 はこの条件での衝突シミュレーションのそれぞれの時間のスナップショットを示している。衝突に

伴い衝突体が破壊され、ターゲット天体にめり込んでいく。28 秒までにはクレーター形成によるイジェクタの放出はまだ起こっていないため、ターゲット天体の形状に大きな変化はないが、後述のように圧力や内部エネルギーは変化している。

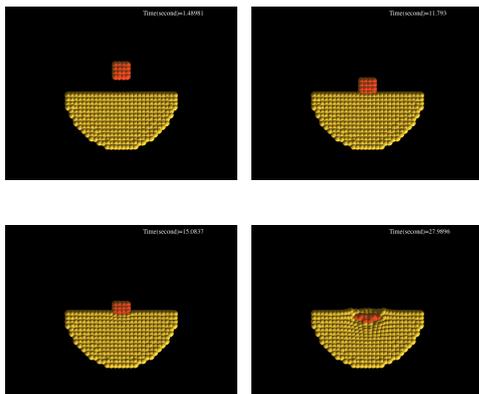


図 1：衝突体 (赤) とターゲット天体の衝突点付近のお椀型領域 (黄) の衝突に伴う時間進化。それぞれのパネルはシミュレーション開始から 1.5 秒後 (左上), 11.8 秒後 (右上), 15.1 秒後 (左下), 28.0 秒後 (右下) の y - z 平面での断面図のスナップショット。

3.1 衝突による圧力分布

次に、この衝突過程で圧力分布がどのように変化したかを図 2 に示す。始めは衝突体とターゲット天体ともに低圧であるが、衝突にともない衝突点から高圧領域になっていることが分かる。次第に衝突点から衝撃波の伝搬とともに高圧領域が衝突点から等方的に広がっている様子が分かる。

3.2 衝突によるエネルギー変化

初期の力学的エネルギーはすべて衝突体の運動エネルギーであったが、衝突過程で衝突体の内部エネルギーやターゲット天体の運動エネルギーや内部エネルギーに分配される。図 3 に衝突体とターゲット天体のそれぞれの運動エネルギーと内部エネルギーの時間進化を示した。

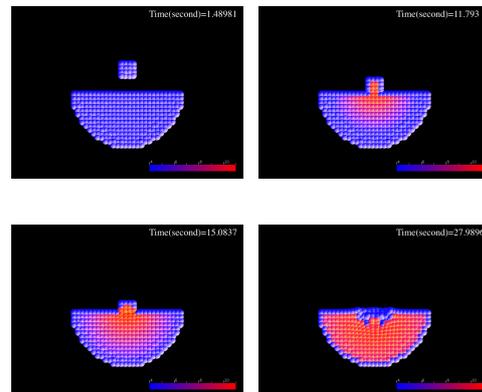


図 2：図 1 に対応した時間での圧力分布図。それぞれのパネルはシミュレーション開始から 1.5 秒後 (左上), 11.8 秒後 (右上), 15.1 秒後 (左下), 28.0 秒後 (右下) の y - z 平面での断面図のスナップショット。高圧領域は赤色、低圧領域を青色で示している。

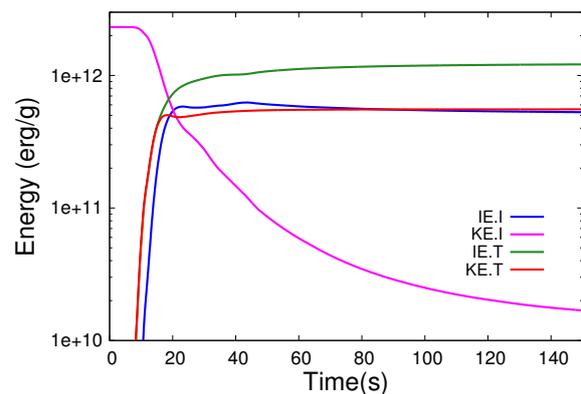


図 3：シミュレーション開始からのエネルギーの時間進化。5 秒程度の時間で衝突が起こり、その後、それぞれのエネルギーが変化している。衝突体の運動エネルギー (ピンク) と内部エネルギー (青)、ターゲット天体の運動エネルギー (赤)、内部エネルギー (緑) を表している。

およそ 5 秒くらいに衝突し始め、衝突体の持っていた運動エネルギーが他のエネルギーへと移り変わっていることが分かる。割合で言うと初期のエネルギーの 55% をターゲット天体の運動エネルギーに、20% がターゲット天体の運動エネルギーと衝突体の内部エ

エネルギーに、残りを衝突体の運動エネルギーに分配された。

3.3 衝突速度と蒸発量

最後に、衝突速度を変えた場合に蒸発量が衝突体の質量に対してどれくらいの量生じるかを求める計算を行った。物質が蒸発したかどうかは各 SPH 粒子がもつ内部エネルギーが u_{cv} を超えた場合は全質量が、 u_{iv} を超えた場合は質量の一部が蒸発したとして蒸発量を計算した。図 4 はその結果である。

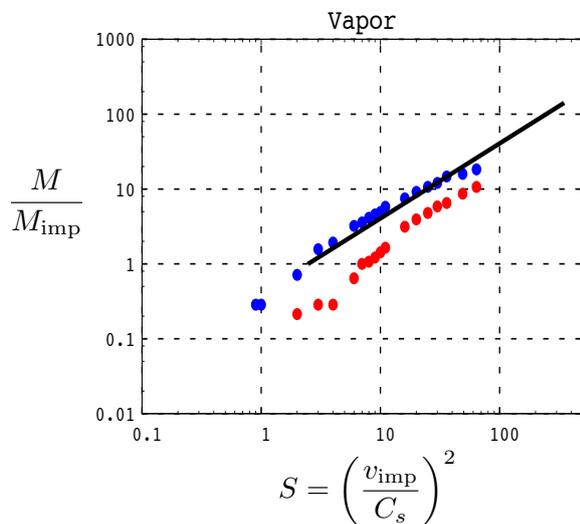


図 4：衝突速度に対する蒸発量。横軸は音速 C_s で規格化された衝突速度 v_{imp} の 2 乗、縦軸は衝突体の質量 M_{imp} で規格化されたターゲット天体の質量を表している。また、図中の実線は先行研究 (Tillotson J.H.1962) で求められたものである。計算結果から求めた完全に蒸発した量 (赤)、部分蒸発した量 (青) を示している。

結果から、ターゲット天体の蒸発量が赤と青の二種類とも衝突速度の 2 乗に比例して増加していることが分かる。また、部分蒸発は全質量が蒸発していないと考えれば、蒸発量を完全に蒸発した量と部分蒸発の一部分の和と考えれば、先行研究ともほぼ一致していると言える。

ただし、先行研究では低速度での衝突 (数 km/s) においては蒸発しないという結果が得られているが、本

研究では蒸発してしまっている。これは粒子数が少ないために内部エネルギーが過剰に 1 粒子にわたってしまったことが原因だと思われる。

4 今後の展望

今回の計算では計算コストを極力減らすため、用いる粒子数を少なくした。しかし、粒子数が少ないと解像度において不十分なため内部エネルギーなどの点で問題が生じている可能性がある。よってより粒子数を増やした計算を行う。また、実際の衝突には重力場の効果を考慮しなくてはならないので、その効果も取り入れる。

5 謝辞

本研究を進めるにあたってご指導頂きました小林浩氏をはじめとし、お世話になった方々に深く感謝いたします。

Reference

- O'Keefe, J. D. & Ahrens, T. J. 2014, *Journal of Geophysical Research*, vol. 87, Aug. 10, 1982,
- Gingold, R. A. & Monaghan, J. J. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 181, Nov
- Tillotson, J. H. 1962. Rep. GA-3216, July 18, Gen. At. , San Diego.

巨大衝突ステージにおける衝突破壊の重要性: N体計算・統計的手法のハイブリッドコードの開発

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る。この巨大衝突ステージにおいて地球や地球-月系が形成される。一方、太陽系外で起こる巨大衝突ステージは、衝突に伴い放出される破片によりデブリ円盤が形成され、観測されている暖かいデブリ円盤 (すなわち地球形成領域のデブリ円盤) を説明することができる。巨大衝突ステージに形成されるデブリ円盤について調べるためには、原始惑星の長期的軌道進化と、破壊を扱うことができる計算が必要である。しかし衝突により放出される破片の数は 10^{35} 個以上にもなり、N体計算ではとて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、破片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。多数の破片を少数のトレーサーと呼ばれるスーパー粒子に近似することで N体計算のコストを抑える。またそれぞれのトレーサーの周りに扇形領域を考え、その領域に入った他のトレーサーを用いて表面数密度と平均相対速度を計算し、破壊による天体の減少を取り扱う。このようにして作り上げられたハイブリッドコードを用いて、巨大衝突により放出された破片は、過去の研究のように一様な分布で一様に消失せず、特徴的な軌道分布を持ち、内側の軌道を持つ破片がより早く消失していくことが分かった。

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が形成、次に微惑星から原始惑星が形成、そして最後に原始惑星から地球型惑星が形成される。

この最後の巨大衝突ステージでは原始惑星同士が衝突合体を繰り返しているが、衝突が起きれば自然に破壊も起こり、原始惑星の10%程度の破片を放出することがSPH法によるシミュレーションで明らかになった (Genda et al. 2012)。破片の総質量は原始惑星に比べ小さいが、破片の表面積は大きいため大きな熱輻射を出す。一方、破片同士の更なる衝突破壊により μm サイズより小さくなった破片は中心星の輻射圧により吹き飛ばされる。これにより破片は消失するが、繰り返し起こる巨大衝突により破片の量が維持され、この熱輻射が太陽系外の $10^6 - 10^7$ 歳程

度以上の星の周りで観測されている暖かい ($\lesssim 1\text{AU}$) デブリ円盤による赤外超過を説明することができる (Genda et al. 2015)。そのため、暖かいデブリ円盤が観測されている恒星の周りでは、巨大衝突ステージを経験した原始惑星や地球型惑星が存在する可能性がある。

デブリ円盤の中では破片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破片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。破片が μm サイズまで小さくなると、上述のように系から速やかに取り除かれるため、破片の総質量は減少していく。その結果、破片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、一度の巨大衝突で放出される破片の減少のタイムスケールは最大放出破片が破片間の衝突によって壊れるタイムスケールになるため、放出破片の総質量の減少は比較的簡単に

解析的に表現できる (Kobayashi & Tanaka 2010)。

一方、巨大衝突により放出される破片は小惑星のファミリーのように似た軌道を持ち、その後惑星の摂動により惑星の周りで均一な分布へと長い時間をかけ進化していく (Jackson & Wyatt 2012)。衝突カスケードによる破片の総質量の減少の解析解は均一な分布にのみ適用可能なため、破片放出後の偏った軌道分布を持つ破片の衝突進化には適用できない。そのため、破壊を考慮した N 体シミュレーションが必要である。

しかし衝突により放出される破片の数は 10^{35} 個以上にもなり、 N 体計算ではこれら全ての破片をとて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、破片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し、解析解のある問題で解析解を正しく再現できることを示す。また、3 節ではこのコードを使い、巨大衝突により放出された破片の進化を計算した結果を示す。これにより発見したことについても議論する。

2 手法

衝突破壊の際に放出される破片の数は 10^{35} 個以上にもなり、個々の破片を 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破片を 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破片は、同じトレーサーや他のトレーサーの破片と衝突を繰り返し、小さな破片となっていく。破片は $1\mu\text{m}$ 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破片の総質量は減少していく。減少率は、破片の面密度と破片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) 用いて計算を行う。

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 $(\mathbf{x}_{p,j}, \mathbf{v}_{p,j})$ を次のように予測する。

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

$$\mathbf{v}_{p,j} = \mathbf{v}_{0,j} + \Delta t \mathbf{a}_{0,j} + \frac{\Delta t^2}{2} \dot{\mathbf{a}}_{0,j}. \quad (2)$$

これらを予測子と呼ぶ。この段階では 2 次精度である。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 $(\mathbf{a}_{1,j}, \dot{\mathbf{a}}_{1,j})$ を次のように求める。

$$\mathbf{a}_{1,j} = - \sum_{k \neq j} G m_k \frac{\mathbf{r}_{jk}}{(r_{jk}^2 + \epsilon^2)^{3/2}}, \quad (3)$$

$$\dot{\mathbf{a}}_{1,j} = - \sum_{k \neq j} G m_k \left[\frac{\mathbf{v}_{jk}}{(r_{jk}^2 + \epsilon^2)^{3/2}} - \frac{3(\mathbf{v}_{jk} \cdot \mathbf{r}_{jk}) \mathbf{r}_{jk}}{(r_{jk}^2 + \epsilon^2)^{5/2}} \right]. \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{r}_{jk} = \mathbf{x}_{p,j} - \mathbf{x}_{p,k}$ 、 $\mathbf{v}_{jk} = \mathbf{v}_{p,j} - \mathbf{v}_{p,k}$ であり、 ϵ は計算上の発散を抑えるためのソフトニングパラメータである (本研究では $\epsilon = 0$)。続いて、時間 t から $t + \Delta t$ 間の加速度の時間変化を、

$$\mathbf{a}_{1,j} = \mathbf{a}_{0,j} + \Delta t \dot{\mathbf{a}}_{0,j} + \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{a}_{0,j}^{(2)} + \frac{\Delta t^3}{6} \mathbf{a}_{0,j}^{(3)}, \quad (5)$$

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

のような 3 次のエルミート補間多項式で近似する。ここで、 $\mathbf{a}_{0,j}^{(2)}$ 、 $\mathbf{a}_{0,j}^{(3)}$ は時間 t における加速度の 2 階と 3 階の時間導関数であり、 $\mathbf{a}_{0,j}^{(2)}$ 、 $\mathbf{a}_{0,j}^{(3)}$ について解くと、

$$\mathbf{a}_{0,j}^{(2)} = \frac{-6(\mathbf{a}_{0,j} - \mathbf{a}_{1,j}) - \Delta t(4\dot{\mathbf{a}}_{0,j} + 2\dot{\mathbf{a}}_{1,j})}{\Delta t^2}, \quad (7)$$

$$\mathbf{a}_{0,j}^{(3)} = \frac{12(\mathbf{a}_{0,j} - \mathbf{a}_{1,j}) + 6\Delta t(\dot{\mathbf{a}}_{0,j} + \dot{\mathbf{a}}_{1,j})}{\Delta t^3} \quad (8)$$

となる。そして、この $\mathbf{a}_{0,j}^{(2)}, \mathbf{a}_{0,j}^{(3)}$ を使って、位置と速度の予測子を以下のように修正する。

$$\mathbf{x}_{c,j} = \mathbf{x}_{p,j} + \frac{\Delta t^4}{24} \mathbf{a}_{0,j}^{(2)} + \frac{\Delta t^5}{120} \mathbf{a}_{0,j}^{(3)}, \quad (9)$$

$$\mathbf{v}_{c,j} = \mathbf{v}_{p,j} + \frac{\Delta t^3}{6} \mathbf{a}_{0,j}^{(2)} + \frac{\Delta t^4}{24} \mathbf{a}_{0,j}^{(3)}. \quad (10)$$

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。これらは、式(3)、式(4)で、 $\mathbf{r}_{jk} = \mathbf{x}_{c,j} - \mathbf{x}_{c,k}, \mathbf{v}_{jk} = \mathbf{v}_{c,j} - \mathbf{v}_{c,k}$ とすれば求まる。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)。

$$\Delta t_j = \sqrt{\eta \frac{|\mathbf{a}_{1,j}| |\mathbf{a}_{1,j}^{(2)}| + |\dot{\mathbf{a}}_{1,j}|^2}{|\dot{\mathbf{a}}_{1,j}| |\mathbf{a}_{1,j}^{(3)}| + |\mathbf{a}_{1,j}^{(2)}|^2}}. \quad (11)$$

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

破片の集団が存在している時、その面密度 Σ と相対速度 v が決まると、破片の面密度の変化率は以下のように与えられる (Kobayashi & Tanaka 2010)。

$$\frac{d\Sigma}{dt} = -\frac{(2-\alpha)^2}{m_{\text{max}}^{1/3}} \Sigma^2 \Omega_K h_0 \left(\frac{v(m_{\text{max}})^2}{2Q_D^*(m_{\text{max}})} \right)^{\alpha-1} \times \left[\left(-\ln \epsilon + \frac{1}{2-b} \right) s_1 + s_2 + s_3 \right]. \quad (12)$$

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 は破片の面数密度のべき ($n_s(m) dm \propto m^{-\alpha} dm$) 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)。

$$\alpha = \frac{11+3p}{6+3p}. \quad (13)$$

各トレーサーが持つ破片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破片の面密度とトレーサーに内在する破片と他の破片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。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、

$$\Sigma_i = \frac{m_i + \sum_j^N m_j}{4r_i \delta r \delta \theta} \quad (14)$$

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、

$$e_{i,j}^2 = e_i^2 + e_j^2 - 2e_i e_j \cos(\varpi_i - \varpi_j), \quad (15)$$

$$i_{i,j}^2 = i_i^2 + i_j^2 - 2i_i i_j \cos(\Omega_i - \Omega_j) \quad (16)$$

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。

$$v_i = \frac{\sum_j^N \sqrt{e_{i,j}^2 + i_{i,j}^2} v_{K,i}}{N}. \quad (17)$$

トレーサー i の質量変化は、

$$m_i(t_{\text{frag},i} + \Delta t_{\text{frag},i}) = \frac{m_i(t_{\text{frag},i})}{1 + \Delta t_{\text{frag},i}/\tau_{\text{dep},i}} \quad (18)$$

のように計算する。ここで、 τ_{dep} は以下の式で定義され、式(12)を用いて値は求められる。

$$\tau_{\text{dep}} = \frac{\Sigma}{|d\Sigma/dt|}. \quad (19)$$

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 結果と考察

地球型惑星と原始惑星の巨大衝突破壊によって破片が放出される様子を模擬し、惑星と破片の軌道進化と破片の質量進化を計算した。初期の破片の総質量は $0.1M_{\oplus}$ とし、惑星の質量は $1M_{\oplus}$ とした。つまりこの計算では実質 10^{35} 個以上の破片を取り扱っている。中心星は $(x, y) = (0\text{AU}, 0\text{AU})$ に固定し、惑星は軌道長半径 1AU 、離心率 10^{-2} 、軌道傾斜角 10^{-3}rad を持つ。惑星の近日点かつ昇交点 $(x, y) = (1\text{AU}, 0\text{AU})$ の位置で衝突が起こり、惑星から見て中心星と反対方向 (L2 側) に惑星表面からコーン状に破片が放出し、その速度は惑星から距離が離れるにつれて速くなると仮定した (脱出速度 v_{esc} の $1.0 - 1.1$ 倍)。破片を等質量のトレーサー 1000 個で代表させ、中心星周りのケプラー運動、惑星とトレーサーの重力相互作用、トレーサー同士の衝突破壊を、ハイブリッドコードを用いて 1000 年分計算を行った (図 1)。円盤の内側にいくほど、軌道周期が短く、相対速度は速くなり、また面密度が大きい。これらはどれも衝突破壊による質量減少の効果を大きくするため、内側の軌道のトレーサーほど減っている。衝突カスケードが起こると破片のサイズ分布は決まるため、破片の総質量と破片からの赤外線フラックスの放出量は比例関係になる。つまり、図 1 の質量分布を明るさの空間分布として見ることもできる。巨大衝突が起こってから 1000 年ほど経つと、内側ほど暗くなり、外側ほど明るいような分布になると予想できる。この結果は、これまでの研究でなされていた一様な破片の分布からは得られなかった結果である。

今後はこのハイブリッドコードを用いて、複数の原始惑星が存在し、巨大衝突が起こるたびに破片を放出するような計算を長時間行うことで、暖かいデブリ円盤の進化について詳しく調べたい。

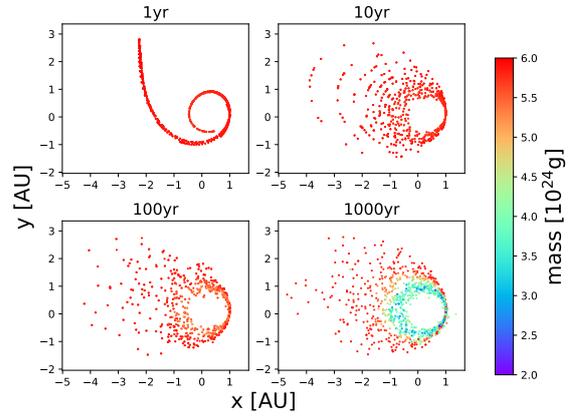


図 1: 破片の軌道と質量の時間変化。トレーサーの位置を x, y 平面に射影し、各点の色で質量を表した。破壊計算では $\delta r = 0.01\text{AU}$, $\delta\theta = \pi/2$ で固定した。

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*, ed. J. U. Brackbill and B. I. Cohen (New York:Academic), 377
- Genda, H., Kobayashi, H., & Kokubo, E. 2015, *ApJ*, 810, 136
- Genda, H., Kokubo, E., & Ida, S. 2012, *ApJ*, 744, 137
- Jackson, A. P. & Wyatt, M. C. 2012, *MNRAS*, 425, 657
- Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2010, *Icarus*, 206, 735
- Makino, J. 1991, *ApJ*, 369, 200
- Makino, J., & Aarseth, S. J. 1992, *PASJ*, 44, 141
- Morishima, R. 2015, *Icarus*, 260, 368
- Tanaka, H., Inaba, S., Nakazawa, K. 1996, *Icarus*, 123, 450

地球型惑星大気の進化に対する惑星表層での元素分配の寄与

櫻庭 遥 (東京工業大学大学院 理学院地球惑星科学系)

Abstract

地球型惑星の大気に含まれる希ガスは、大気や海、生命のもととなる揮発性元素の起源を知る手がかりである。地球型惑星の大気は、隕石重爆撃期における天体衝突による衝突脱ガスという共通の起源を持つと考えられている (de Niem et al. 2012 など)。衝突天体に含まれていた揮発性元素の脱ガスと衝突に伴う大気はぎとりの繰り返しによって大気が形成された。しかし、大気中の希ガスや N_2 の存在量は金星・地球・火星の順で約 2 桁ずつ少なくなっており (Pepin 1991)、その原因は未だ解明されていない。そこで、惑星表層環境の違い (金星：暴走温室状態、地球：炭素循環、火星： CO_2 氷の形成) による元素分配過程の違いという、従来考えられていなかった過程を考慮し、希ガスや N_2 の存在量の違いを再現する条件を調べた。本研究では、隕石重爆撃期の大量・組成 (H_2O , CO_2 , 希ガス+ N_2) の進化を理論モデルを使って計算した。表層環境の違いによる元素分配の効果を以下のように考慮した：金星では全ての元素を大気に分配、地球では $H_2O \cdot CO_2$ 分圧に上限 (残りは海洋・炭酸塩となる)、火星では $H_2O \cdot CO_2$ 分圧に上限 (残りは氷となる)。計算の結果、地球と火星において、元素分配の効果によって最終的に獲得する希ガス+ N_2 量が 4 割程度減少しうることがわかった。これは、元素分配により CO_2 や H_2O の大部分が大気から取り除かれると、大気中の希ガス+ N_2 濃度が高くなり、天体衝突の大気はぎとりによって失う希ガス+ N_2 量が増加するためである。しかし、大気はぎとりは衝突時の大気量が多いほど大気のはぎとり量も増えるため、揮発性成分の一部が凝結することによって形成される大気は薄くなり、大気はぎとりが効きにくくなるという逆向きの効果も同時に作用することで、分配の効果は限定的になることが明らかとなった。

1 Introduction

地球型惑星の大気に含まれる希ガスは、大気や海洋、生命のもととなる揮発性元素の起源を知る重要な手がかりである。地球型惑星は、巨大衝突後の隕石重爆撃期に大量の天体衝突を経験したことが知られている。衝突時、衝突天体に含まれていた揮発性元素が脱ガスし、衝突に伴う衝突蒸気雲によって大気の一部がはぎとられる。その繰り返しによって大気が形成された (de Niem et al. 2012 など)。金星と地球と火星の大気は、いずれもこの衝突脱ガスを起源に持つと考えられている。しかし、その大気中の希ガスや N_2 の存在量は図 1 に示すように金星、地球、火星の順に約 2 桁ずつ少なくなっており、その原因は未だ解明されていない。希ガスや N_2 は反応性が低く惑星内部に取り込まれにくいことからこの違いは初期の大気形成段階で生じたものと考えられる。

地球型惑星の初期表層環境について、金星は暴走温室状態 (Hamano et al. 2013)、地球は温暖湿潤で

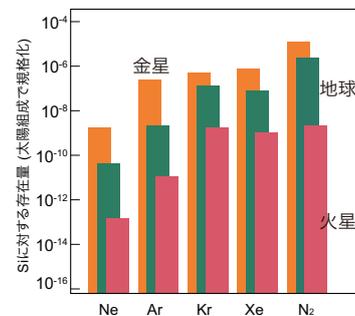


図 1: 金星と地球と火星の大気中の希ガスおよび N_2 の Si に対する存在量を太陽組成で規格化したもの (Pepin 1991 より改変)

海および炭酸塩鉱物が形成され、火星では地表面が低温のため CO_2 と H_2O の氷が形成されていただろうと見積もられている (Forget et al. 2013)。このような表層環境の違いは太陽からの距離に由来するもので、天体衝突時の大気形成にも影響を及ぼした可

能性がある。衝突天体によってもたらされた揮発性元素の振る舞いについて、暴走温室状態にあったとされる金星では供給された揮発性元素が全て大気に分配され、地球ではH₂Oの海洋への分配および炭素循環に伴うCO₂の固相への取り込み、火星ではH₂OとCO₂の凝固が予想される。一部成分が凝結したり鉱物中に取り込まれたりすることによって大気中濃度に違いが生じ、はぎとられる希ガス+N₂量にも差がつくことが推測される。本研究では、従来の衝突脱ガスに関する先行研究(de Niem et al. 2012)では考慮されていなかった大気の組成を加味し、衝突時の惑星表層環境を仮定した元素分配の効果を考慮することによって、希ガス存在量への影響を解明する。

2 Model

我々は、隕石重爆撃期の衝突を想定した地球型惑星の大気進化過程において大気組成および表層環境を考慮した場合、どのように大気量・組成(H₂O, CO₂, 希ガス+N₂)が進化するのかを理論計算によって調べた。衝突天体によってもたらされる揮発性元素を供給、衝突に伴う大気はぎとりを損失とする大気進化を計算した。使用したモデルの模式図を図2に示す。個々の天体衝突による大気の供給とはぎとりについ

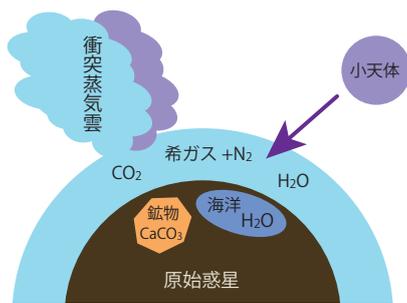


図2: 大気進化モデル模式図(地球の場合)

ては、流体シミュレーションに基づくスケーリング則(Shuvalov 2009, Svetsov 2000)を用いた。

$$\frac{d(m_i N_i)}{d\Sigma_{\text{imp}}} = (1 - \zeta)x_i - \eta \frac{(m_i N_i)}{m_{\text{atm}}} \quad (1)$$

(1) 式のような大気はぎとり効率 η と衝突天体蒸気はぎとり効率 ζ を用いた大気進化微分方程式を解い

た。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} は積算衝突天体質量、 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。 m_{atm} は大気質量である。

本研究で新しく導入した元素分配過程については、大気を含む惑星表層が1回の衝突ごとに相平衡状態に達すると仮定し、次のような条件を設けた:金星では全ての元素を大気に分配、地球ではH₂O・CO₂分圧に上限(残りは海洋・炭酸塩となる)、火星ではH₂O・CO₂分圧に上限(残りは氷となる)。

まず、実際の初期地球型惑星を想定したモデルを標準モデルとして用意する。標準モデルでは、惑星形成から現在に至るまでの衝突脱ガス大気進化を計算するため、衝突天体合計質量として見積もられる惑星質量の1%の衝突を考える。大気成分はCO₂, H₂O, 希ガス+N₂の3成分を仮定し、計算では希ガス+N₂を代表してN₂のみを用いた。標準モデルに用いたパラメータ値を表1に示す。惑星自体の大きさと質

表1: 標準モデルのパラメータ値

	半径	質量	表面温度	CO ₂ 分圧上限
金星	6050 km	4.87×10 ²⁴ kg	2500 K	-
地球	6370 km	5.97×10 ²⁴ kg	288 K	1 bar
火星	3390 km	6.39×10 ²³ kg	223 K	3 bar

量および地球と火星の表面温度はそれぞれ現在の観測値を用いた。金星の表面温度は初期金星の温度として見積もられている2500 Kを用いた(Hamano et al. 2013)。分圧上限値については、地球では表面温度288 Kに対応するH₂O飽和蒸気圧と安定な炭素循環に対応するCO₂分圧上限1 bar(Kasting 1993)を、火星では223 Kに対応するH₂O飽和蒸気圧とドライアイスが形成可能な分圧の閾値である3 bar(Forget et al. 2013)をCO₂分圧上限として設定した。隕石重爆撃期の衝突天体の起源については様々な説が存在する。本研究で扱う惑星形成から現在に至るすべての衝突の中では、惑星形成時に集積されずにFeeding zoneに残った天体が大部分を占めると考えられる。そこで標準モデルではFeeding zoneからの天体衝突に対応する衝突速度分布を用いた。衝突天体のサイズ分布については現在の小惑星帯の観測に基づく分布を採用した。隕石重爆撃期における衝突天体の性質は未解明であるため、衝突天体の揮発性元素量は

パラメータとした。標準モデルではエンスタタイトコンドライト組成を仮定する。

さらに惑星サイズ、表面温度、分圧上限の有無とその値、衝突天体の衝突速度やサイズ分布、組成などをパラメータとし、自由に組み合わせて依存性を調べ、現在の希ガス+N₂存在量を再現できるような初期表層と衝突天体への制約を試みた。

3 Results

我々は、実際の初期地球型惑星を想定した標準モデルを用いた計算と、惑星サイズと地表面温度、組成ごとの分圧上限、衝突天体の組成および衝突速度分布、サイズ分布をパラメータとし、初期の金星、地球、火星として考えられる範囲で最終的に獲得する希ガス+N₂量のパラメータ依存性を調べる計算を行った。パラメータ設定によらず大気量が少ない間は大気の供給が支配的で、やがて大気のはぎとりと供給がつり合う定常状態に達するという特徴が見られた。以降、計算結果の一部を紹介する。

本研究で導入した元素分配の寄与について最終的に獲得する希ガス+N₂量に与える影響を図3に示す。希ガス N₂ 量変化の傾向を見やすくするため惑星質

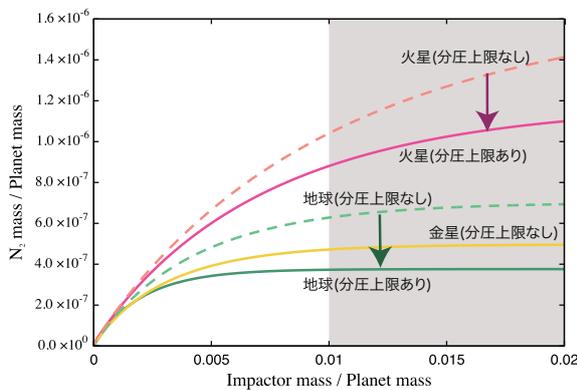


図 3: 地球型惑星の獲得希ガス+N₂量への元素分配(分圧上限)の寄与

量の2%までの計算結果をプロットした。表層での元素分配の寄与を考慮し分圧上限を設けた場合の計算結果を実線で、元素分配を考慮しなかった場合を点線で示した。地球と火星の計算結果に着目し分圧上限ありとなしの結果を比較すると、気相以外に分配

される成分の分圧上限を考慮することで常に気相に分配される希ガスや N₂ がより多くはぎとられ、最終的な希ガス+N₂量は4割程度減少した。今回仮定したパラメータ設定では獲得される希ガス+N₂量が火星、金星、地球の順に多くなり、その差は数倍程度であった。

そこで、惑星サイズ、表面温度、分圧上限の有無とその値、衝突天体の衝突速度やサイズ分布、組成などのパラメータ依存性を調べたところ、それぞれのパラメータが大気形成に与える影響について、主な傾向を明らかにすることができた。計算結果の一部を図4に示す。このグラフは、火星における CO₂

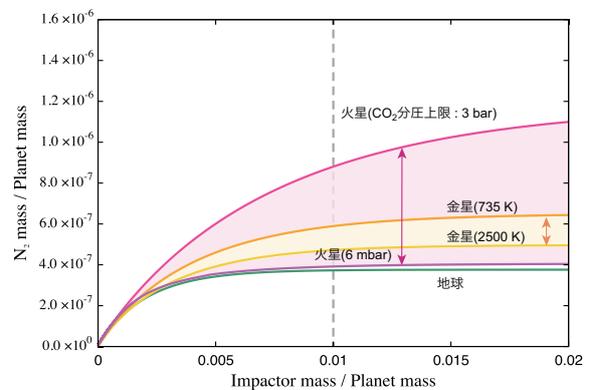


図 4: 地球型惑星の獲得希ガス+N₂量のパラメータ依存性(火星 CO₂ 分圧上限、金星表面温度)

分圧上限を6 mbarから3 barまで、金星表面温度を現在の温度735 Kから2500 Kまで、現実的な範囲で値を変えて計算したときの希ガス+N₂量を取る値の範囲を示したものである。火星の希ガス+N₂量進化は赤色の矢印の範囲で、金星は黄色の矢印の範囲で変化した。このようにパラメータ設定によって惑星が獲得する希ガス+N₂量は変化し、惑星間での大小関係は入れ替わり得るが、その変化も高々数倍程度と、桁違いの差がつくことはなかった。

以上の結果から、海洋や氷の形成および鉱物中への取り込みによって生じると考えられる一部成分の分圧上限を設けることによって、最終的に獲得する希ガス+N₂量はたしかに減少するが、その差は数倍程度に留まり、桁違いの差は生じないことが分かった。また、パラメータを変化させることによっても希ガス+N₂量が変化するが、パラメータ依存性を考

慮しても元素分配の寄与だけでは金星地球火星間で1桁以上の差を再現することは難しいことが分かった。ただし、金星と地球の N_2 量に着目すると、現在の惑星質量に対する存在量は金星が地球より多くその差は2~4倍程度と、今回の計算結果と比較的整合的であるため、本研究で導入した元素分配の影響が現れている可能性が示唆される。

4 Discussion

本研究で導入した隕石重爆撃期当時の表層における元素分配の寄与について議論する。元素分配による大気中の希ガス+ N_2 濃度差のはぎとり量への影響は、当初想定していた最終的な希ガス+ N_2 量に桁違いの差を生じさせる程の効果は発揮しなかった。これは大気はぎとり効率の大気質量依存性によるものだと考えられる。今回用いたSvetsov(2000)モデルの大気はぎとり効率は大気質量 m_{atm} と大気平均分子量に依存する物理量である。計算結果より大気はぎとり効率 η には約0.8乗のべきの大気質量依存性があることが分かった。

$$\eta \propto m_{\text{atm}}^{0.8} \quad (2)$$

衝突が進むに従い大気量は大気の供給と損失が釣り合う定常状態に向かう。供給と損失が釣り合っている時、大気はぎとり効率 η は次の(3)式を満たす。

$$(1 - \zeta)x_i = \eta \cdot \frac{m_{N_2}}{m_{\text{atm}}} \quad (3)$$

ここで m_{N_2} は大気中希ガス+ N_2 質量を表す。左辺は m_{atm} にほぼ依存しないため、定常状態においては右辺も m_{atm} に依存しない。一方右辺の η に $m_{\text{atm}}^{0.8}$ の依存性があることから、定常状態の m_{N_2} は $m_{\text{atm}}^{0.2}$ のべき依存性が予測される。さらにパラメータのうち分圧上限の値のみを変化させた計算を行ったところ、定常状態の希ガス+ N_2 量 m_{N_2} は実際に大気全体の質量 m_{atm} の0.2乗に依存することが確認できた。つまり大気量の増加に伴い大気はぎとり効率も大きくなりはぎとられやすくなる。例えば金星において供給された揮発性元素は全て大気に分配されるのでたしかに大気中の希ガス+ N_2 濃度は低くなるものの、大気質量自体も地球や火星と比べて著しく多くなる

ので大気はぎとりが強く作用したと考えられる。本研究で導入した元素分配による大気中濃度変化の効果と大気質量増加に伴う大気はぎとりの促進が同時に打ち消す方向に作用した結果として、計算結果の最終的な希ガス+ N_2 量の差が数倍程度に留まったのだと考えられる。

5 Conclusion

隕石重爆撃期の揮発性元素の供給とはぎとりによる地球型惑星の衝突脱ガス大気進化において、供給された揮発性元素のうち一部が大気以外の液相や固相に分配されると、たとえ同じ天体衝突を経験しても獲得する希ガス+ N_2 量は減少する。その効果は約4割程度と小さく、これだけでは現在の金星地球火星間の大気中希ガス存在量に見られる約2桁もの差には至らない。これは大気質量が多くなればなるほど衝突脱ガス時の大気はぎとり効率も大きくなりより多くの大気はぎとられるという元素分配の効果を打ち消すような効果が同時にはたらくためである。

Acknowledgement

国立天文台、京都大学基礎物理学研究所、野辺山宇宙電波観測所、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、日本天文学会からのご支援に心より感謝申し上げます。本研究の共同研究者である黒川宏之氏には多大なご指導を頂き、深く感謝致します。

Reference

- de Niem, D., et al. 2012, *Icarus* 221, 495-507.
- Pepin, R. O. 1991, *Icarus*, 92, 2-79.
- Shuvalov, V. 2009, *Meteor. Planet. Sci.*, 44, Nr 8, 1095-1105.
- Svetsov, V. V. 2000, *Solar Syst. Res.*, 34(5), 398-410.
- Hamano, K., Abe, Y., & Genda, H. 2013, *Nature* 497,602-610
- Kasting, J. F. 1993, *Science* 259, 920-926
- Forget, F., et al. 2013, *Icarus* 222, 81-99

分子雲コアの角運動量の起源

三杉 佳明 (名古屋大学大学院 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

宇宙にある天体のほとんどは回転しており、角運動量を持っている。このうち銀河については多くの研究が宇宙論の立場から存在している。星形成の研究も近年大きな発展を見せているが、分子雲コアの角運動量の起源についてはほとんど研究がなされていない。

そこで本研究では分子雲コアの角運動量を分子雲とフィラメントのモデルにより計算した。等方乱流場からなる分子雲で、かつ密度が一様な場合解析的に分子雲コアの角運動量を求めることができることを示した。しかしこのモデルでは観測されている分子雲コアの回転の性質を再現できないことがわかった。一方星形成は分子雲内のフィラメント構造の中で起きることが近年の観測により明らかになっている。ゆえにこのフィラメント構造を考慮して角運動量を見積もる必要性があり、これは数値計算により行った。この結果も観測を再現するには至っていないが、乱流モデルの改善をすることで再現できると期待される。

1 導入

大きいスケールは銀河から、小さいスケールは地球のスケールまで、宇宙にある天体のほとんどは回転をしている。これは天体が角運動量をもっていることを意味する。星形成の研究は分子雲コアが自己重力で収縮し、星を作るまでの過程について多くなされている。たとえば Machida et al. (2008) では分子雲コアの初期条件に対して星形成過程がどのように変化するかを調べている。その初期条件には分子雲コアの角運動量も含まれており、その後の星形成過程に影響する。角運動量大きいと連星になり、小さければ単独星となる傾向を持つ。このように分子雲コアの角運動量はその後の星形成過程に影響を及ぼすにも関わらず、その角運動量の起源に対する研究はほとんど存在しない。Burkert & Bodenheimer (2000) が先行研究として、分子雲コアの回転の性質は乱流速度場のパワースペクトル $P(k) = Ak^\alpha$ で $-4 < n < -3$ のときよく一致するというを示しているが、その起源にまで言及していない。そこで本研究では分子雲コアの角運動量の起源を探ることを目的としている。まずはじめに等方乱流場中にある球領域を考え、それが重力崩壊することによって分子雲コアを形成するというモデルを考えた。一方近年の観測によりフィラメントからの星形成が起きていることが明らかにされた (Könyves et al. 2015)。よって本研究では

フィラメント構造から分子雲コアができる場合に、比角運動量と質量の関係についても数値的に計算した。

2 等方乱流場中の球領域がもつ角運動量

まず分子雲から直接分子雲コアができる場合を考える。ここでは等方乱流を仮定しそのパワースペクトルを

$$P(k) = Ak^\alpha \quad (1)$$

と書く。分子雲コア内に適当な球領域をとりその球の中心周りに積分することを考える。ここで座標原点は球中心にとる。すると角運動量 J は乱流速度場を v_t とすると

$$J = \rho_0 \int \mathbf{x} \times \mathbf{v}_t \quad (2)$$

ここで簡単のため密度場 ρ_0 は一様 (一様等方な分子雲) とした。これに v_t をフーリエ変換した式

$$\mathbf{v} = \int \mathbf{v}_k \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) d^3k \quad (3)$$

を代入すると

$$J = -\rho_0 \int d^3k \mathbf{v}_k \times \int d^3x \mathbf{x} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (4)$$

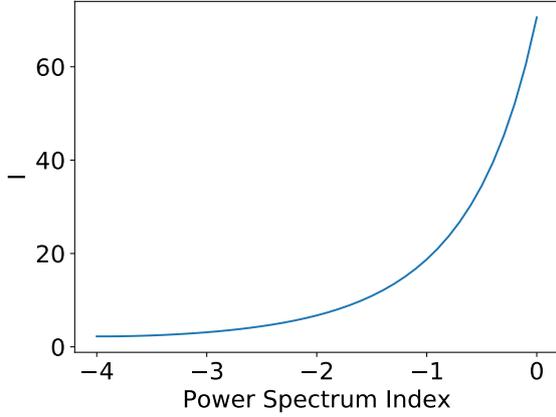


図 1: 縦軸が式 (8) の $I(n)$, 横軸がパワースペクトルのべき n である.

になる. ここで Peebles (1969) より積分は

$$\int \mathbf{x} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) d^3x = 4\pi i R^5 \frac{j_2(kR)}{(kR)^2} \mathbf{k} \quad (5)$$

で評価される. ここで R は球の半径, j_2 は 2 次の球ベッセル関数である. このアンサンブル平均を評価する. パワースペクトルと $\mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_{k'}$ のアンサンブル平均の関係は

$$\langle \mathbf{v}_k \cdot \mathbf{v}_{k'} \rangle = P(k) \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \quad (6)$$

である. これを用いるとアンサンブル平均 J^2 は

$$\langle J^2 \rangle = \frac{64\pi^2}{3} R^{5-n} I(n) \quad (7)$$

ここで

$$I(n) = \int_0^\infty P(y) j_2(y)^2 dy \quad (8)$$

とした. この積分を数値的に積分した結果が以下の図 1 である. 式 (7) より, $\langle J^2 \rangle$ は n と R によって決まっていることがわかるので初期の半径 R と質量 M の関係 $M = (4\pi/3)\rho_0 R^3$ を考慮すると比角運動量 $j = \langle J^2 \rangle^{1/2} / M$ は以下の式 (10) のようになる.

$$j = 2\sqrt{3I(n)} R^{-(n+1)/2} \quad (9)$$

この式 (10) を異なるパワースペクトルのべきごとにプロットしたものが図 2 である. これは $-4 < n < -3$ のスペクトルが分子雲コアの回転の性質をよく再現

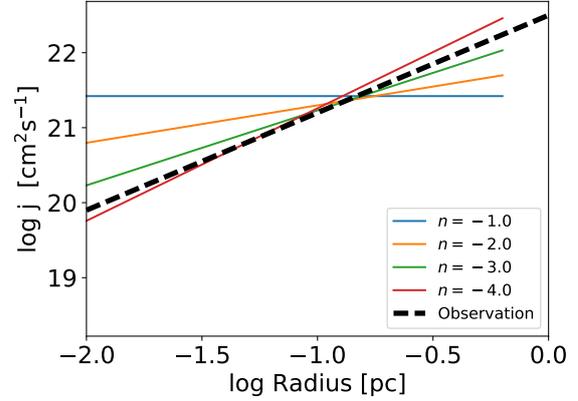


図 2: 縦軸が比角運動量, 横軸が半径である. 色の異なる破線は異なるパワースペクトルのべき n に対する結果を表す. 黒の破線が観測結果 (Tatematsu et al. 2016) で $j \propto R^{1.3}$ である.

するという Burkert & Bodenheimer (2000) の結果に一致しているように見えるが今回横軸の半径は初期のコアの半径であることに注意が必要である. 質量と初期の半径の関係 $M \propto R^3$ と観測による分子雲コアの質量と半径の関係 $M \propto R_{\text{obs}}^2$ より

$$\begin{aligned} j &\propto M^{-(n+1)/6} \\ &\propto R_{\text{obs}}^{-(n+1)/3} \end{aligned} \quad (10)$$

となって観測からずれる. よってこのモデルでは問題がある. この事実と, 星形成領域においてフィラメント状の構造が観測されている事実 (Könyves et al. 2015) より, 分子雲コアの角運動量を考える際にフィラメント構造を考える必要性が理解できる. よって以下ではフィラメント構造を考慮する.

3 フィラメント構造の考慮

フィラメント構造から分子雲コアの角運動量を数値的に計算する. まず密度ゆらぎは

$$\delta(z) = \sum_{k_z} \delta_{k_z} \exp(ik_z z) \quad (11)$$

とフーリエ変換される。パワースペクトル

$$P_d(k) = Dk^\beta \quad (12)$$

のべきは $\beta = -1.6$ とした (Roy et al. 2015). 乱流速度場も同様に

$$\mathbf{v} = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) \quad (13)$$

で与える。パワースペクトルは式 (1) で与える。まずある質量スケール $\lambda_M = M/M_{\text{line}}$ に対して密度ゆらぎの場合は

$$\delta(z) = \sum_{k_z=1}^{j_M} \sqrt{D} k_z^{\beta/2} \cos(k_z z - \phi_{k_z}) \quad (14)$$

で与える。ここで j_M は質量スケール λ_M によるスムージングを表しており、 $j_M = \lambda_M/L$ の関係にある。なお z 方向には密度ゆらぎが存在しているので乱流場は $v_z = 0$ とする。同様に乱流場は以下で与える。

$$\mathbf{v}(z) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{A}_{\mathbf{k}} k^{\alpha/2} \cos(\mathbf{k}_z \cdot \mathbf{x} - \phi_{\mathbf{k}}) \quad (15)$$

密度ゆらぎのピーク周辺の物質が最終的な天体を形成すると考えられるので、 z 方向の密度ゆらぎによるピークを見つける。ピークは臨界密度ゆらぎ (今回は 1.05 とした) を超えているピークとして判定した。今考えている質量スケール λ_M に対応して、そのピークを中心に z 方向に $[-\lambda_M/2, \lambda_M/2]$ の範囲を将来重力崩壊する領域とする。その質量 M を $M = \lambda_M M_{\text{line}}$ により定義する。そして積分

$$\mathbf{J} = \int \rho_0(1 + \delta) \mathbf{x} \times \mathbf{v}_t d^3x \quad (16)$$

によって数値的に角運動量を計算した。ここでは簡単のため重心を原点にとった。この積分を臨界密度ゆらぎ (今回は 1.05 とした) を超えているすべてのゆらぎについて繰り返し、角運動量の平均を求める。さらに同じ計算を異なる質量スケール λ_M について繰り返し、 $j - M$ の関係を計算する。その結果が図 3 である。各プロット点がそれぞれの質量における比角運動量の平均である。観測とはずれていることが見て取れる。乱流場を 2 次元的に入れたことに原因があると考えられる。乱流場に z 依存性を加えることによって問題が解決することを期待している。

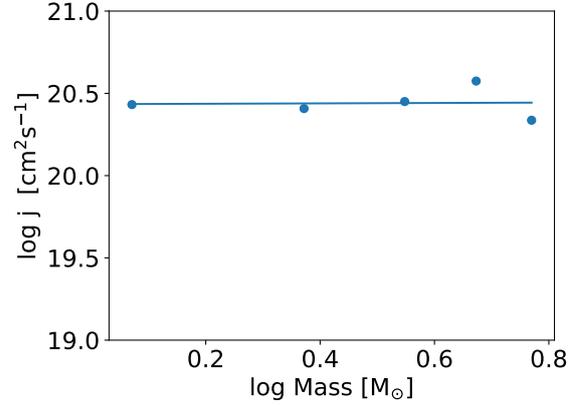


図 3: 縦軸が比角運動量, 横軸が質量である。プロット点は各質量での角運動量の平均を表す。直線はプロットに対する最小自乗法を示す。

4 結論

等方乱流場中における球領域の角運動量は、分子雲から分子雲コアに角運動量が引き継がれたと考えた場合、観測と一致しないことがわかった。この事実と星形成領域におけるフィラメント構造の観測事実などから分子雲コアの角運動量を考える場合、フィラメントからの形成を考える必要性を理解できる。計算結果は観測と一致していないが、この計算は乱流場を完全な 2 次元にしたものなので、 z 依存性を加えることによって解決すると期待される。

謝辞

本研究を行うにあたり、犬塚修一郎教授には数多くのご助言を頂きました。この場を借りて感謝申し上げます。

Reference

- Burkert, A., & Bodenheimer, P. 2000, ApJ, 543, 822
- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, A&A, 584, A91

2017 年度 第 47 回 天文・天体物理若手夏の学校

Machida, M. N., Tomisaka, K., Matsumoto, T., &
Inutsuka, S.-i. 2008, ApJ, 677, 327

Peebles, P. J. E. 1969, ApJ, 155, 393

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

初代星の形成と生存可能性

佐伯 優 (九州大学)

Abstract

宇宙初期に形成された初代星の研究は、初期宇宙の構造がどのように進化してきたかを理解する上で、必要不可欠である。これまで初代星は大質量であると考えられていたが、最近の研究では低質量の初代星が形成される可能性も示唆された。もし初代星の質量が 0.8 太陽質量以下なら、寿命は宇宙年齢よりも長くなるので、現在まで生き残る可能性がある。このような初代星を探すための観測が行われた結果、初代星の候補、あるいはその次世代星と見られる天体が発見された (Placco et al. 2014)。しかし、初代星が形成されている現場を観測することは非常に難しく、その様子は未だ解明されていない。

Greif et al. (2012) では、低質量の初代星がどのように形成されるかを流体シミュレーションを用いて計算した。その結果、ガス雲の中心に位置する原始星 (以下一次原始星) 周りの円盤から新たにいくつかの原始星 (以下二次原始星) が誕生した。二次原始星は一次原始星に落下する場合もあるが、他の二次原始星との相互作用により、シミュレーション終了時まで生き残る場合があることが分かった。これは二次原始星が他の二次原始星と角運動量のやりとりをすることで、軌道半径がより大きくなる位置に移ることができ、一次原始星への落下をまぬがれたためである。二次原始星の形成数は、シミュレーションの時間が進むにつれて単調増加し、それに伴い二次原始星の生存数も単調増加した。この関係は、シミュレーション時間を超えてもなお維持されると考えている。

本講演では、Greif et al. (2012) のレビューを行う。さらにこの研究で解決すべき問題点と初代星の生き残りの可能性について議論し、今後の展望について述べる。

1 Introduction

初代星形成がどのように行われたかを研究することは、宇宙初期の構造を理解する上で重要であるが、初代星形成の様子を直接観測することは望遠鏡の解像度などの問題により非常に難しい。しかし、もし現在まで生き残っている初代星が存在するならば、現在の技術でも観測可能である。そのような星が見つければ、初代星形成の研究はさらに大きく発展するだろう。

これまで初代星は大質量であると考えられてきたが、近年の大型計算機の発達により、大規模な宇宙論的シミュレーションが可能になると、低質量な初代星が形成される可能性も示唆されるようになった。Greif et al. (2012) では、このような低質量星がどのように形成されるかを、流体シミュレーションを用いて計算した。

2 Methods

まず初めに、 $z=99$ で Λ CDM モデルを採用し、N 体計算によってミニハローの位置を決める。ミニハローの位置が決まったら、ミニハローの外側を低解像度で、内側を高解像度でそれぞれ計算していく。ミニハロー内でガス雲の崩壊が始まったら、200pc 内を抜き出し流体シミュレーションコード GADGET を用いて計算を始める。水素の密度が $n_{\text{H}}=1\text{cm}^{-3}$ になると、低密度の部分は解像度を下げ (セル数:32)、高密度の部分は解像度を上げ (セル数:128) で計算する。水素の数密度が $n_{\text{H}}=10^9\text{cm}^{-3}$ を超えたら、中央 1pc を抜き出し、これを次の初期条件とする。このとき、中心のガス雲に影響を与えない DM 粒子を除去する。また、化学組成や冷却効果についても考慮する。次に $n_{\text{H}}=10^{19}\text{cm}^{-3}$ を超えるまで計算し、2000au を抜き出す。これを中心領域が 10au になるまで繰り返す。

$n_{\text{H}}\geq 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 程度のセルができたら、セル同士

が合体するかどうかの判定を行う。もし、合体半径(0.1au)より離れている場合は、これを原始星とする。さらに、形成された原始星同士が合体半径内にいれば、合体させる。合体が終わると、再び新しい原始星と他の原始星が合体するか判定をする。これを、原始星となる候補のセルが無くなり、全ての原始星の位置が決まるまで繰り返す。

3 Results

シミュレーションの結果、原始星が形成されたミニハローのうち4つ(MH1-MH4)をピックアップし、図1~6に示す。図1と図2はMH1-MH4までのそれぞれのミニハローにおいて、1辺10auの立方体内にある水素の数密度の時間進化と、ガスの温度の時間進化を10yr程度まで計算した図である。これらの図から、一次原始星と二次原始星間で複雑な合体が起こっており、シミュレーション終了までに、それぞれのハロー内でいくつかの二次原始星が形成されていることが分かる。MH1とMH2はHD冷却を有効にしたハローで、ガスの乱れが著しく少なく、それは密度と温度の外観が滑らかであることから分かる。また、長期間円盤が安定した状態にあり、凝縮しやすい傾向にある。これは、円盤と原始星の大きさが小さいことから明らかである。

図2からは、最も熱いガスの包みは原始星の中心にあり、 10^4K を超えていること、一次原始星はガス雲の中心に存在している傾向にあり、雲の外れの低質量の場所よりも温度が高いことが分かる。また、渦状腕の前方では圧縮加熱が、後方では膨張冷却が効いていることも分かる。

図3はMH1-MH4における各ハローの質量(左側)と、ハロー内の原始星の半径(右側)の時間進化を計算した図である。形成された原始星の総数は点線で、個々の原始星は各実線で表されている。このシミュレーションでは原始星が各ミニハローでそれぞれ5個、10個、9個、11個形成された。そのうち、シミュレーション時間終了までに生き残った原始星の数は、各ミニハローでそれぞれ2個、4個、5個、5個で、これら原始星の質量は 10^{-3} - $11M_{\odot}$ 、半径は数十百 R_{\odot} 程度であった。

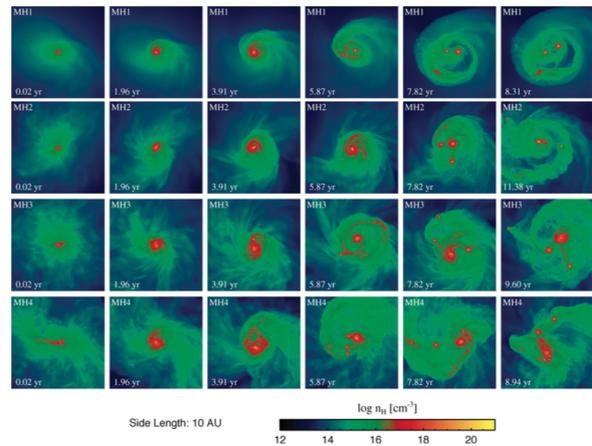


図1: 各ミニハローの1辺10auの立方体内にある水素の数密度の時間進化の様子のスナップショットを6つ撮ったもの。時間は左から右へと進んでいる。また上から順にMH1-4である。

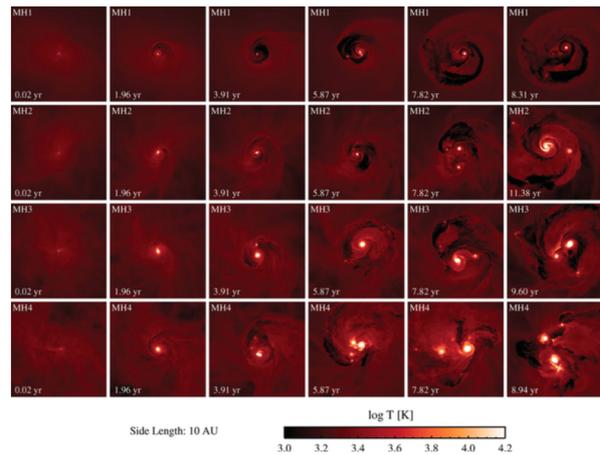


図2: 各ミニハローの1辺10auの立方体内にあるガスの温度の時間進化の様子のスナップショットを6つ撮ったもの。時間は左から右へと進んでいる。また上から順にMH1-4である。

図4は二次原始星の形成数と合体した数を示している。実線は各ハロー内で形成された二次原始星の平均形成数、点線は二次原始星が他の原始星と合体した数、破線は二次原始星と一次原始星が合体した数の時間進化をそれぞれ表している。二次原始星のうち、生き残った原始星は形成総数の1/3で、残りの2/3は他の原始星と合体した。合体した二次原始星

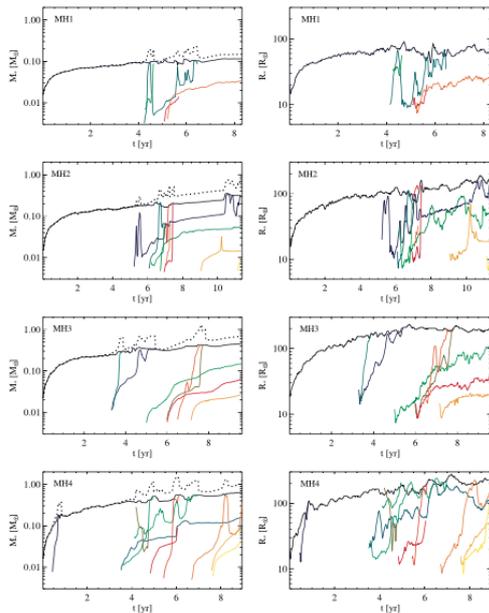


図 3: 各ハローの質量(左側)と、ハロー内の原始星の半径(右側)の時間進化。上から順に MH1-4 である。

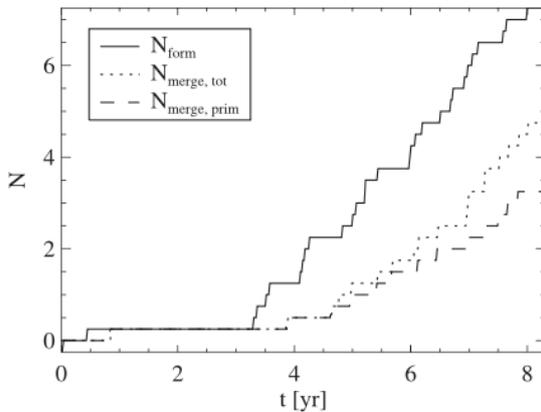


図 4: 二次原始星の形成数と合体した数

のうち、一次原始星と合体したのは $1/2$ である。この結果から、重力勾配トルクと圧力勾配トルクのどちらかが効率良く角運動量を放出していることが明らかであるが、どちらが効いているかは図5、図6に示される。

図5は各ハローで形成された二次原始星で、後に一次原始星と合体するもののうち最も寿命が長かったものを2つ選んで、それらの時間進化を分析した図である。点線と実線は各二次原始星を表している。

また、下2つのパネルにおいて、タイムスケールが正の値をとるときは、単位質量あたりの角運動量が増加している場合であり、赤色のひし形でマークされている。逆に、負の値をとるときは、減少している場合であり、青色の十字でマークされている。重力勾配トルクの方が圧力勾配トルクよりタイムスケールが短いので、前者の方が効くことが分かる。左下のパネルより、負の値が優勢なので角運動量は減少する。また、重力勾配トルクのタイムスケールは二次原始星の生存時間に近いことから、二次原始星が雲の中心へ移動する原因となっていることも分かる。

図6は、各ハローで形成された二次原始星で、シミュレーション時間の最後まで生き残ったもののうち最も寿命が長かったものを2つ選んで、それらの時間進化を分析した図である。MH1については、最後まで生き残った二次原始星は1つだけであった。図5とは対照的に、重力勾配トルクは正に支配されていることが分かる。また、MH2の点線とMH4の実線で表されている二次原始星はより高い軌道へと移行していることが分かる。これは他の原始星のトルクによって角運動量の一部が他の原始星や周囲のガスに移されたために引き起こされる。

4 Conclusion & Discussion

一次原始星周りの円盤から新たに誕生した二次原始星は、一次原始星に落下する場合もあるが、他の二次原始星との相互作用により、シミュレーション終了時まで生き残る場合があることが分かった。これは二次原始星が他の二次原始星と角運動量のやりとりをすることで、軌道半径がより大きくなる位置に移ることができ、一次原始星への落下をまぬがれたためである。二次原始星の形成数は、シミュレーションの時間が進むにつれて単調増加し、それに伴い二次原始星の生存数も単調増加した。この関係は、シミュレーション時間を超えてもおも維持されると考えている。

しかし、このシミュレーションでは計算時間が10yrと短いため、本当に二次原始星が生き残っていくかは定かではない。また、原始星の進化に影響する恐

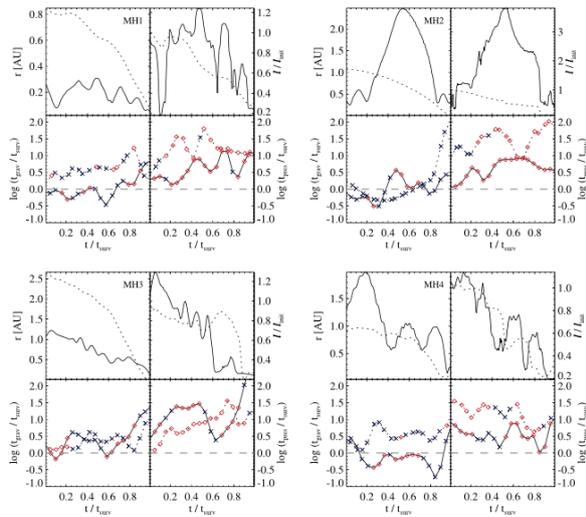


図 5: 後に一次原始星と合体する各ハローで形成された二次原始星の進化。右上の図から左下までそれぞれMH1-4である。また右上のパネルから左上のパネルまでそれぞれ、一次原始星の中心から二次原始星までの距離、二次原始星が形成された時の単位質量あたりの角運動量と初期値との比、重力勾配トルクのタイムスケール比、圧力勾配トルクのタイムスケール比である。

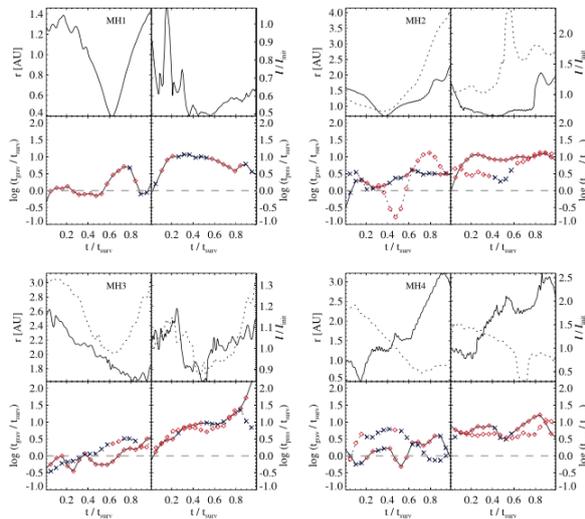


図 6: 図5と同様であるが、シミュレーション時間の最後まで生き残った、各ハローで形成された二次原始星の進化。

れがある、原始星自身が放出する輻射による周辺ガスの化学的及び熱的進化や、ミニハローで重要と考えられる磁場についても考慮されていない。したがって、さらなる時間進化の計算を行う必要があるとともに、二次原始星が現在まで生き残るかを議論するためには輻射や磁場及び質量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、研究室の先輩方に深く感謝致します。また、ご支援くださった国立天文台に感謝致します。

Reference

- Greif, T. H., Bromm, V., Clark, P. C., et al. 2012, American Institute of Physics Conference Series, 1480, 51
- Placco, V. M., Frebel, A., Beers, T. C., et al. 2014, ApJ, 781, 40

超大質量星形成における円盤の安定性

松木場 亮喜 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

観測により、赤方偏移 $z \sim 7$ の初期宇宙に質量 $\sim 10^9 M_{\odot}$ の超大質量ブラックホールが存在することが示唆されている。この観測事実から、初期宇宙環境下で巨大な質量を持つ天体を迅速に形成するシナリオが求められている。その形成シナリオとして有力視されているのがダイレクトコラプスシナリオである。ダイレクトコラプスシナリオとは、超大質量星と呼ばれる $\sim 10^5 M_{\odot}$ の星がその死後に残す同程度の質量を持つブラックホールを種として、超大質量ブラックホールを形成するシナリオである。超大質量星を形成するためには、その原始星周囲の円盤からの降着率が高いことが必要である。高い降着率の下では、原始星からの輻射によるフィードバックを抑えることができるため、原始星は高い降着率を保って成長し超大質量星になると期待される。しかし、高い降着率をもつ円盤は自己重力的に不安定化しやすく、分裂を起こす可能性がある。円盤が分裂することで、原始星への降着率は時間変動するようになり、原始星の成長に影響を及ぼすと推察される。円盤は高い降着率の他にも温度が低いほど分裂しやすく、その冷却過程は円盤中のガスの化学進化に依存する。先行研究となる Latif & Schleicher 2015 において、始原ガス円盤における安定性について論じられている。しかし化学進化に関して簡単なモデル化をしており、化学進化の取り扱いに課題を残していた。

そこで本研究は、一次元定常降着円盤中の始原ガスの化学進化及び冷却過程を詳細に追うことで、降着流の進化を調べた。この結果に基づき、円盤の安定性と原始星から超大質量星への成長について議論する。

1 Introduction

遠方クエーサーの観測により、赤方偏移 $z \sim 7$ の宇宙初期に質量 $10^9 M_{\odot}$ の超大質量ブラックホールが存在することが示唆されている (Mortlock et al. 2011)。このようなブラックホールの形成を説明するシナリオとして、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を持つブラックホールを種として超大質量ブラックホールを形成するシナリオが提唱されている。超大質量星を形成するうえで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と考えられている (Hosokawa et al. 2012)。しかし降着率が高い円盤は、自己重力的に不安定化することによって分裂を起こす可能性がある。円盤が分裂すると降着率が時間変動するようになるため、超大質量星の成長に影響を及ぼす (Sakurai et al. 2015)。したがって、円盤の自己重力不安定性による分裂の有無を明らかにすることは超大質量星の形成を考えるうえで重要である。

Latif & Schleicher 2015 では、始原ガス円盤の分裂可能性を調べており、その結果からガスの化学進化が円盤の安定性に重要な役割を果たすことが示唆されている。しかしその中で化学進化は準解析的なモデルを用いており、化学進化の取り扱いに課題を残していた。

本研究では、一次元定常降着円盤中の始原ガスの化学進化と冷却過程を数値計算で詳細に追うことで降着流の進化を調べる。その結果をもとに円盤分裂の有無と超大質量星形成の可能性について述べる。

2 Methods

一次元定常降着円盤中の始原ガスの熱進化と化学進化を円盤の半径 1000 AU から温度が 10^4 K になるまで追う。円盤の回転はケプラー回転とし、円盤の角運動量輸送は自己重力不安定に起因していると

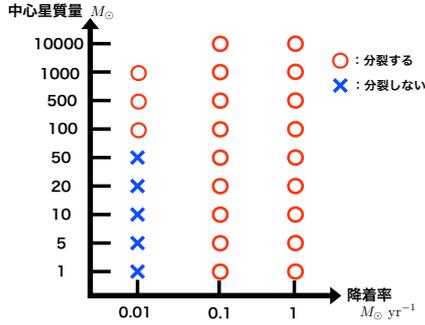


図 1: 横軸: 降着率、縦軸: 中心星質量. 各パラメータに対する分裂の有無.

仮定して、トゥームレの Q 値 (Toomre 1964) を

$$Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma} = 1 \quad (1)$$

とおいた。始原ガスの熱進化は、

$$\frac{De}{Dt} = \Gamma - \Lambda \quad (2)$$

($\Gamma \Lambda$: 単位質量あたりの加熱・冷却率) を計算した。加熱・冷却過程として粘性加熱、連続波、水素分子の輝線と化学加熱・冷却を考慮した。化学組成は H , H_2 , H^+ , e を非平衡で解いた。

円盤半径 1000 AU での境界条件として、円盤の温度を $T_{out} = 1000K$ 、化学組成を $y_H = 0.99$, $y_{H_2} = 10^{-3}$, $y_{H^+} = y_e = 10^{-6}$, $y_{H_e} = 8.3 \times 10^{-2}$ とした。

また、円盤分裂の条件として α 粘性率 (Shakura & Sunyaev 1937)

$$\alpha = \frac{\nu \Omega}{c_s^2} > 1 \quad (3)$$

(粘性率 ν は降着率 \dot{M} を用いて、 $\nu = \dot{M}/(3\pi\Sigma)$) を採用した (Zhu et al. 2012)。これは自己重力不安定によって輸送できる降着率に臨界値が存在することを意味している。

3 Results

降着率 $0.01 - 1 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 、中心星質量 $1 - 10^4 M_\odot$ のパラメータ範囲において数値計算を行い式 (3) を用いて分裂の有無を調べた結果を図 1 に示す。図 1

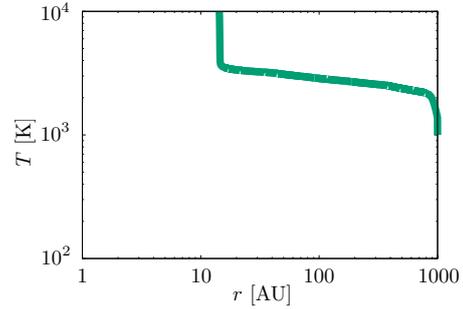


図 2: 横軸: 円盤半径、縦軸: 温度. 降着率 $1 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 、中心星質量 $50 M_\odot$ の場合.

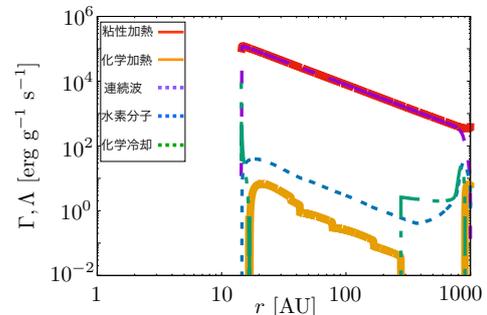


図 3: 横軸: 円盤半径、縦軸: 冷却・加熱率. 降着率 $1 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 、中心星質量 $50 M_\odot$ の場合.

からほとんどのパラメータにおいて円盤が分裂することがわかる。以下では、高い降着率のときに分裂する理由と低い降着率でも中心星質量が大きいと分裂する理由について見ていく。

3.1 The high accretion rate cases

高い降着率で分裂する場合の例として降着率 $1 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ 、中心星質量 $50 M_\odot$ のときの温度と冷却・加熱率の半径分布を図 2,3 に示す。図 2,3 から粘性加熱に対して連続波による冷却が釣り合い温度が等温的に進化することがわかる。このようなとき $\alpha = 1$ となる臨界降着率 \dot{M}_{crit} が存在し、

$$\dot{M}_{crit} = 0.04 M_\odot \text{ yr}^{-1} \left(\frac{\alpha}{1}\right) \left(\frac{T}{3000 \text{ K}}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (4)$$

である。つまり $\dot{M} > \dot{M}_{crit}$ となるような高い降着率では円盤が分裂する。

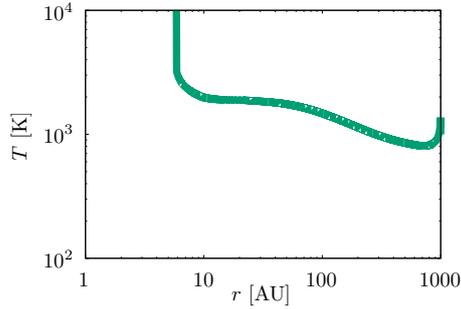


図 4: 横軸: 円盤半径、縦軸: 温度. 降着率 $0.01 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 、中心星質量 $100 M_{\odot}$ の場合.

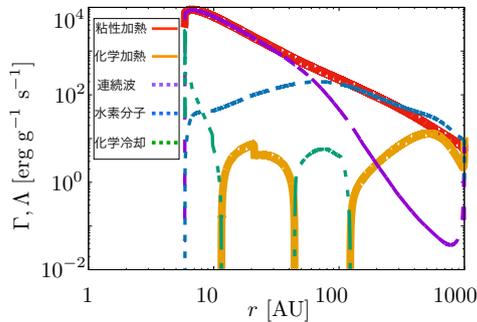


図 5: 横軸: 円盤半径、縦軸: 冷却・加熱率. 降着率 $0.01 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 、中心星質量 $100 M_{\odot}$ の場合.

3.2 The low accretion rate and massive stellar cases

図 1 では臨界降着率以下でも大きい中心星のときに円盤が分裂することがわかる。このような場合の例として降着率 $0.01 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ 、中心星質量 $100 M_{\odot}$ のときの温度と冷却・加熱率の半径分布を図 4,5 に示す。中心星質量が大きいときは、円盤の密度が高くなり水素分子形成が進む。図 4,5 より円盤の 1000 AU - 100 AU で水素分子冷却が効き、温度が低くなっている。式 (3) より α 粘性率は温度に依存し低い温度では分裂しやすくなることがわかる。したがって、降着率が低いときでも中心星の質量が大きくなると分裂しやすくなると考えられる。

4 Conclusion

高い降着率の円盤中の始原ガスは、自己重力不安定によって分裂することがわかった。円盤が分裂すると中心星への降着は間欠的になり、その成長に影響を与えると思われる。今後は、降着が間欠的なときに $10^5 M_{\odot}$ の超大質量星が形成可能なのかを調べる必要がある。

Reference

- Hosokawa T., Omukai K., & Yorke H. W. 2012, ApJ, 756, 98
- Latif M. A., & Schleicher D. R. 2015, A&A, 578, A118
- Mortlock D. J. et al. 2011, Nature, 474, 616
- Sakurai Y., Hosokawa T., Yoshida N., & Yorke H. W. 2015, MNRAS, 452, 755
- Shakura N. I., & Sunyaev R. A. 1973, A&A, 24, 337
- Toomre A. 1964, ApJ, 139, 1217
- Zhu Z., Hartmann L., Nelson R. P. & Gammie C. F. 2012, ApJ, 746, 110

ALMA 観測より解明される原始星エンベロープの角運動量の変換効率

寺澤 祥子 (東京大学 理学系研究科天文学専攻 M1)

Abstract

惑星形成の場と考えられているケプラー円盤の形成時期や成長過程に関しては依然として不明な要素が多い。円盤の形成と進化は原始星エンベロープの角運動量の変換と密接に関係している為、異なる進化段階での原始星の周辺のガス運動と円盤のサイズを調べる必要がある。3つのクラス0の原始星に対して行った1.3mm連続波、 ^{12}CO 輝線、 C^{18}O 輝線そしてSO輝線についてのALMAの観測データに、運動モデルをフィッティングを行う。これにより原始星の質量と円盤の半径を推測する。そして、観測値に先行研究(Yen et al. (2015a))や文献の値を加えた上で特定の半径の角運動量をクラス0とIの原始星での比較をそれぞれ行い、どの程度の割合でエンベロープ回転の角運動量がケプラー円盤へ変換されたかを述べた論文の内、 $^{12}\text{CO}(j=2-1)$ 輝線と $\text{C}^{18}\text{O}(j=2-1)$ 輝線の結果のレビューを行い、今後の原始星惑星系円盤の研究の展望を示していきたい。

1 Introduction

半径が数百AUのケプラー円盤を持つ原始星からは、分子線を用いた観測で若い恒星物質が確認されている。これはT TauriやHerbig Ae/Be星でみられ、惑星形成の場であると考えられている。そして、これと同様の円盤がクラス0とIの原始星の進化の初期段階で、分子線によって観測されている。しかし、ケプラー円盤の生成時期や方法、特にYSOの周辺でみられる100AU以上の円盤への成長過程においては、どのメカニズムが重要な役割を担っているかは未だ不明である。

また、ここ数年のケプラー円盤の観測結果では、(1)クラス0やIの原始星の半径数百AU規模のケプラー回転の進化傾向は、始めは遅いが徐々に早くなる(Yen et al. 2013)ことや、(2)高質量の原始星はより大きなケプラー円盤を示す傾向がある(Harsono et al. 2014; Aso et al. 2015)ことが明らかになった。これらの結果から角運動量保存則より原始星エンベロープの回転の角運動量の多数は、ケプラー円盤形成領域へと変換されることが導かれる。よって、ケプラー円盤がサイズの成長と共に自己崩壊を起こすシナリオを支持しているが、この角運動量の変換の効率は未だに不透明のままである。

円盤の形成と進化は原始星エンベロープの角運動量の変換と密接に関係している為、異なる進化段階で

の原始星周辺のガス運動と円盤のサイズを調べる必要性が極めて高い。今回は原始星の中でも取り分け初期の進化段階である3つのタイプ0の原始星(Lupus 3 MMS, IRAS 15398-3559, IRAS 16253-2429)をターゲットとしたALMA観測を行った分析結果論文(Yen et al. (2017))の結果の一部として、 ^{12}CO 輝線($j=2-1$)と $\text{C}^{18}\text{O}(j=2-1)$ 輝線の結果の紹介を行う。本集録ではターゲットとなった3つの天体の内、Lupus 3 MMSに主な焦点を当てていく。

2 Observations

Yen et al. (2017)で使用されたデータの内はLupus 3 MMS, IRAS 15398-3559はALMA望遠鏡のCycle-2運用期間の2014年4月30日にそれぞれ34本と36本のアンテナを使用し、残るIRAS 16253-2429は2015年1月28日に38本のアンテナを、2015年5月4日に35本のアンテナを使用し、バンドパス・フラックス・位相キャリブレーションでそれぞれ観測された。また、全ての観測において相関器は周波数分割モードで構成されていた。

実際には1.3mm連続波、 ^{12}CO 輝線、 C^{18}O 輝線、SO輝線の4種で観測されたが、今回は C^{18}O 輝線に焦点を当てていく。観測した3つの天体の ^{12}CO 輝線と C^{18}O 輝線での角度分解能とノイズレベルをそ

それぞれ以下の表1、表2で示す。

表 1: ^{12}CO 輝線での角度分解能とノイズレベル

Source	beam	noise
Lupus 3 MMS	$0''.51 \times 0''.46(24^\circ)$	2.5
IRAS 15398-3559	$0''.51 \times 0''.47(44^\circ)$	2.6
IRAS 16253-2429	$1''.15 \times 0''.73(82^\circ)$	2.2

表 2: C^{18}O 輝線での角度分解能とノイズレベル

Source	beam	noise
Lupus 3 MMS	$0''.53 \times 0''.48(21^\circ)$	2.9
IRAS 15398-3559	$0''.53 \times 0''.49(42^\circ)$	3
IRAS 16253-2429	$1''.19 \times 0''.77(81^\circ)$	2.5

3 Results

3.1 ^{12}CO emission

図1が示しているのは、青色または赤方偏移したLupus 3 MMSの ^{12}CO 輝線の構造で、これは頂点位置を中心としたV字型である。青色偏移のアウトフローは主に西へ、赤色偏移のアウトフローは主に北東へとそれぞれ向かっている。この方向は、より低い角度分解能で観測された過去の結果と一致している。

3.2 C^{18}O emission

図2が示しているのはLupus 3 MMSの C^{18}O 輝線は原始星の周囲に $\sim 2''$ の見かけの大きさを持つコンパクトな構成要素や、 $2''\sim 4''$ の長さ及び C^{18}O のアウトフローの中空壁に沿った C^{18}O の拡大である。輝線のピークの位置は原始星の位置より $\sim 0''.3$ だけ西に位置しており、このピークの位置及びアウトフローの中空壁の拡大はアウトフロー不純物による可能性が高い。また C^{18}O 輝線は北西（青方偏移）から南東（赤方偏移）まで明確な速度勾配を示しており、速度勾配の方向は赤方偏移したアウトフローに対し垂直である。また青色及び赤方偏移した C^{18}O 輝線の位置は原始星の位置に対して対称である。よっ

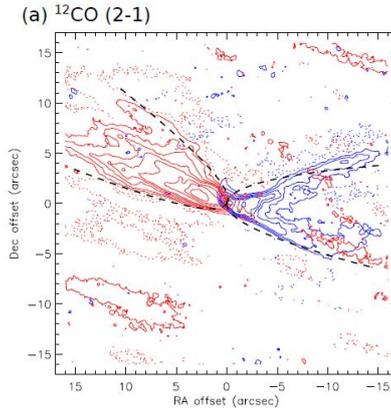


図 1: ^{12}CO の Lupus 3 MMS のモーメント 0 マップ
黒い点線は、観測された ^{12}CO のアウトフロー形態に最もよく適合した放物線の形を示す。

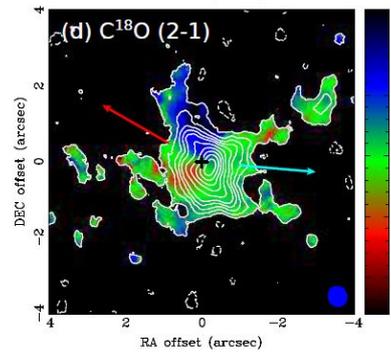


図 2: C^{18}O の Lupus 3 MMS のモーメント 1 マップ
(カラー) にオーバーレイされたモーメント 0 マップ
(等高線)。青色及び赤色の矢印は、それぞれ ^{12}CO
アウトフローの青方及び赤方偏移の方向を示す。

て、 C^{18}O 輝線は原始星周辺の内部エンベロープの中心的な回転をトレースできる可能性が高い。

4 Analysis

4.1 Outflow Orientations & Inclinations

Shu et al.(1991,2000) のモデルを用いて、今回得られた ^{12}CO データより原始星アウトフローの方向と傾きを再推定を行った。結果、最適なアウトフロー

形態と速度構造は図 1 を示す。また、推定傾斜角は、幾つかの要因によって異なる形態および速度構造を記述する 2 つのフィッティングパラメータの c_0 や v_0 と一致している。今回用いた方法では、最良の c_0 と v_0 を検索し、 5σ の輪郭を描く曲線を生成し、輪郭の稜線を通る曲線を生成した。

4.2 Rotational Profiles

Lupus 3 MMS の回転プロファイルは $V_{sys} = 4.62 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$ で、 $V_{rot} = (0.87 \pm 0.04) \times (R_{rot}/R_0)^{0.57 \pm 0.03}$ と測定された。アウトフローによる可能性のある不純物が高密度の C^{18}O 輝線のモーメント 0 マップ ($\Delta V \geq 0.3 \text{ km s}^{-1}$; 図 3) 上に依然として見られるが、ケプラー円盤の存在を示唆している。観測された回転速度は半径 100AU までは $R^{-0.5}$ のケプラー分布に従うので、ケプラー円盤の半径は少なくとも 100AU である可能性が高い。

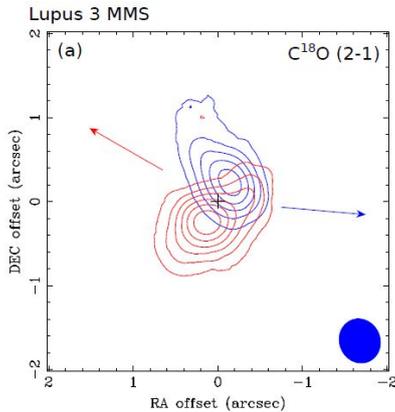


図 3: 青色偏移及び赤方偏移された高速度の C^{18}O 輝線のモーメント 0 マップ

4.3 Kinematic Models of Envelopes

構築した運動・計算モデルと観測して得たデータのフィッティング結果は、P-V 図として表した (図 4)。フィッティングの結果、図 4(a) は $0.3M_{\odot}$ 原始星のケプラー円盤で説明でき、円盤の半径が 130AU になることを示している。図 4(b) はケプラー円盤の外側のインフロー運動による速度勾配を表している。これ

は使用したモデルより複雑であり、アウトフローの不純物によるものと考えられる。

以上よりエンベロープのガス運動はフィッティングで使用した運動モデルと異なる可能性がある。

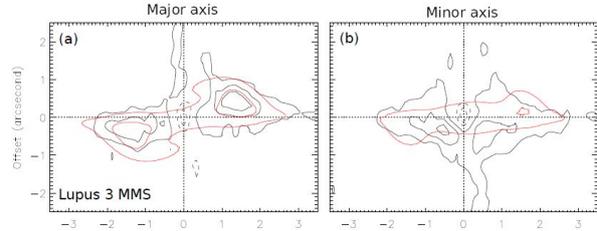


図 4: 観測して得た C^{18}O 輝線データに運動モデルとのフィッティングを行った P-V 図

5 Discussion

5.1 Keplerian Disk Formation

以上の観測結果より、Lupus 3 MMS の外部円盤半径の特定の角運動量は、使用した運動モデルより $9 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ と推定される。しかし、Lupus 3 MMS の観測結果で円盤回転方向とは反対の速度勾配を示しており、エンベロープから円盤への降着や回転の接続は示されていない。この原因の 1 つとして高密度のコアが内側領域が外側領域よりも高い角運動量を有する可能性があると考えられている。従って、内部崩壊が一度始めると内側領域の角運動量は既に半径 100AU のケプラー円盤の形成に十分となっている為、崩壊の進行に伴い内側で大きな角運動量を得ることによりケプラー円盤が更に成長する可能性は低いと考えられる。

また、理論的にはケプラー円盤のエンベロープの逆回転は円盤形成領域を回転させるホール効果によって引き起こされる可能性がある。よって、実際に Lupus 3 MMS のエンベロープは 100AU 円盤で逆回転していると仮定し運動モデルを用いると、角運動量は $9 \times 10^{-4} \text{ km s}^{-1} \text{ pc}$ となる。これは前述の円盤半径の特定の角運動量と一致する。よって、Lupus 3 MMS の円盤形成は 100AU 規模ではホール効果によって説明可能となるが、1000AU 規模では高度な角度分解能及び S/N 比が要求され、未だ解決されていない。

5.2 Angular Momentum Transfer

先行研究 (Yen et al. (2015a)) や文献値に加え、今回の観測した天体の特定の半径での角運動量プロファイルを図5のようにプロットした。これらの8つのクラス0とIの原始星において、特定半径と全体の角運動量のプロファイルとの比較を行うと、原始星の進化の初期段階のみならず、全体的な進化傾向は従来の内部からの自己崩壊モデルによって記述できると発見した。

更にこのサンプルの角運動量プロファイルは降着物質からの角運動量を効率的に除去できる場合、効率的な時期制動の領域は週百 AU を超える半径に位置する可能性があることが示唆できる。

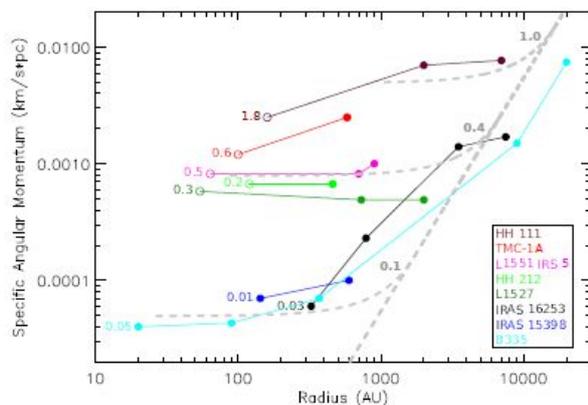


図 5: 8つのクラス0とIの原始星の特定の角運動量プロファイル

5.3 Evolution of Disk Size

原始星のケプラー円盤のサイズの進化を調べるため、Lupus 3 MMS の ALMA の観測結果を含むクラス0とI原始星の周りに解明されたケプラー円盤のリストを纏めた。そして、ケプラー円盤回転から測定した円盤半径と原始星質量をプロットしたのが図6である。図6の赤い四角と青い菱形はそれぞれクラス0とIの原始星。クラス0はクラス1に比べ円盤が小さくなっている。よって、この結果は $M_* \geq 0.2M_\odot$ の時に円盤のサイズが増加し続ける事を示す。また、円盤半径は原始星質量が大きくなるにつれ徐々に増加していくが、崩壊モデルのように急速ではなく、ク

ラス0からIへの移行で増加する可能性もある。

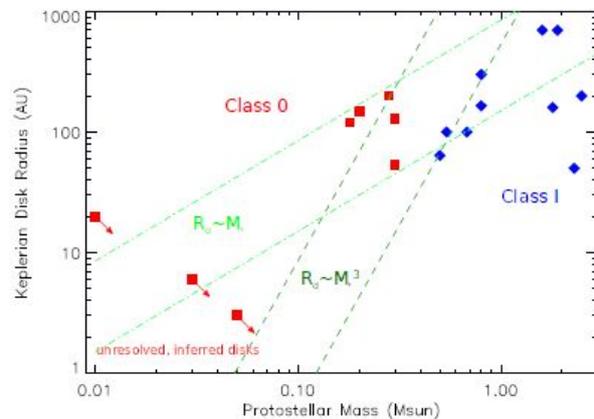


図 6: 原始星質量-円盤半径の図。赤い四角と青い菱形はそれぞれクラス0とIの原始星を示す。

6 Summary

今回、3つのクラス0原始星の ALMA 観測を行い、100AU 規模でのケプラー円盤とガス運動を探索し、原始星のケプラー円盤の形成と成長の要因を考察していった。

今回は主に運動モデルを利用した上でのアウトフローの方向やケプラー円盤の角速度に着目していったが、原始星の質量と円盤との相関関係や崩壊中に放出・衝突する物質を考慮した上でのケプラー円盤の形成と進化について調べていく必要性を感じた。

Reference

- Yen, Hsi-Wei et al. 2017,ApJ,834,178Y
- Yen, H.-W., Koch, P. M., Takakuwa, S., et al. 2015a, ApJ,799,193
- Shu, F. H., Ruden, S. P., Lada, C. J., & Lizano, S. 1991, ApJL, 370, L31
- Shu, F. H., Najita, J. R., Shang, H., & Li, Z.-Y. 2000, Protostars and Planets IV, 789

対流平衡下における前主系列星の安定性

井上 裕貴 (首都大学東京大学院 物理学研究科)

Abstract

前主系列星の進化過程の前半は Hayashi トラックと呼ばれ、対流によるエネルギー輸送が主となっている。それに対し前主系列星の進化過程の後半は Henyey トラックと呼ばれ、放射によるエネルギー輸送が主となっている。この変化は、星内部の温度上昇につれ光学的な不透明度が低下することに依るものである。Hayashi トラックよりも低温側の領域は Hayashi の禁止領域と呼ばれ、この領域の星は力学平衡状態にあり得ないことが知られている。

本研究ではこの星の表面温度の下限値を調べるために、前主系列星における星全体が対流平衡にある星のモデルを考え、星表面での初期条件を与えて中心に向かって微分方程式を解くことで、各初期条件に対する星の解を求めた。そしてそれらの解の安定性と表面有効温度との関係性を調べることで、対流平衡にある星には表面有効温度の下限値が存在し、その下限値よりも低い表面有効温度を持つ星の解は不安定であることを示した。また、星表面の構造として放射平衡にある薄い外層を考え、この外層構造と表面有効温度との関連性についても議論する。

1 Introduction

星の性質で最も測りやすいものは光度 (L) と表面有効温度 (T_e) であり、これをプロットしたものが HR 図と呼ばれる。その HR 図上で大部分の星が分布する帯状の分布を主系列と呼び、水素燃焼の核融合反応をエネルギー源として輝く。この主系列に達する前の星を前主系列星と呼び、重力収縮により解放される重力ポテンシャルエネルギーをエネルギー源として輝く。この前主系列星が重力収縮し、中心温度が水素燃焼可能な温度 ($\sim 10^7 K$) に達すると主系列星となる。星はその生涯のほとんどを主系列上で過ごし、中心の水素が枯渇すると主系列から外れて壮年期を迎えるというのが一般的な星の進化過程である。

$1M_{\odot}$ 程度の質量の星に注目すると、前主系列星の星の進化は大きく 2 つに分けられる。前半では HR 図上を縦に走る Hayashi トラックに沿って収縮し、この期間中の星は全領域にて対流でエネルギーを輸送している。しかし進化が進むと星の中心で対流が止まり、放射によるエネルギー輸送が優勢となるため、HR 図上をほぼ左に走る Henyey トラックに沿って収縮し、主系列へと至る。Hayashi トラック上にある星は星全体で穏やかな対流が起きている状

態であり、それよりも低温側の星は激しい対流が起こって短いタイムスケールで Hayashi トラック或いはそれよりも高温側へと移動してしまう。このため Hayashi トラックよりも低温側の星は不安定となるためこの領域を Hayashi の禁止領域と呼び、Hayashi トラックは星の表面有効温度の下限値を示していることとなる。

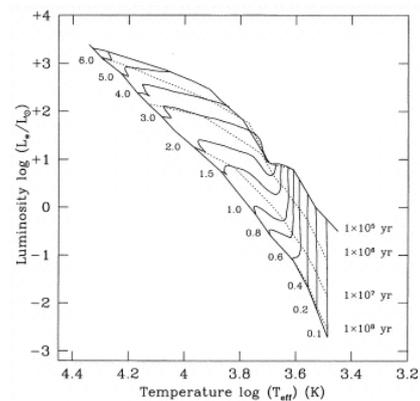


図 1: 前主系列星質量ごとの HR 図上での進化予想 (Palla & Stahler 1993)。

本研究では Hayashi の禁止領域を計算するため、星全領域において静かな対流が起きている状態を考

え、ポリトロップ星と等価な微分方程式を立てる。そして表面での境界条件を与え、星中心に向かってルンゲクッタ法を用いて微分方程式を解き、各表面有効温度とそれに対応する星の解の安定性について議論する。また、星表面での放射平衡にある薄い外層や水素の電化による Hayashi トラックへの影響も議論する。

2 Methods

2.1 対流平衡な星のモデル

静水圧平衡における星の内部構造の式は以下のように入えられる。

$$\frac{\partial r}{\partial M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^2} \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{rad} = \frac{3}{16\pi a c G} \frac{P}{T^4} \frac{\kappa L_r}{M_r} \quad (\text{放射})(3) \\ \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{ad} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} = 0.4 \quad (\text{対流})(4) \end{array} \right.$$

上から質量保存・静水圧平衡・温度勾配を示す式であり、 M_r, L_r, a, κ はそれぞれ半径 r の球殻以内の質量・球殻を通過するフラックス・放射係数・opacityを表す。 γ は断熱指数であり、単原子分子理想気体ならば $5/3$ であるが、原子のイオン化・分子解離が起る相では $\gamma \rightarrow 1$ となる。(3)と(4)は効率の良い方が選ばれるのだが、今回は星全体において対流平衡な星のモデルを考えるため、ここでは外層の放射域を無視し星表面にて $P=T=0$ の境界条件を取り、(4)より

$$P = KT^{2.5} \quad (5)$$

(K は定数)を得る。(1)(2)(5)に次のような変数変換

$$\bar{T} \equiv \frac{\mu m_H GM}{kR}, \bar{P} \equiv \frac{GM^2}{4\pi R^4} \quad (6)$$

$$q \equiv M_r/M, x \equiv r/R, t \equiv T/\bar{T}, p \equiv P/\bar{P} \quad (7)$$

を施し、微分方程式

$$-2.5 \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dt}{dx} \right) = Ax^2 t^{1.5} \quad (8)$$

$$A \equiv 4\pi K G^{3/2} \left(\frac{\mu m_H}{k} \right)^{5/2} M^{1/2} R^{3/2} \quad (9)$$

が得られる。ここで μ は平均分子量、 m_H は水素原子質量である。 A をパラメーターとして変化させ、対応する解の安定性を評価する。また星表面から $\tau = 2/3$ での温度を表面有効温度 T_e とし、この面を光球と呼ぶ。星からの luminosity は $\pi a c R^2 T_e^4$ のシュテファンボルツマンの式で見積もる。本研究において星の組成は pop.I ($(X, Y, Z) = (0.61, 0.37, 0.02)$) を仮定する。

2.2 表面放射域の取り扱い

表面の放射平衡にある領域を無視しない場合について考える。この領域では(3)の温度勾配が成り立つ。ここで放射領域は星全体からすれば非常に薄いため、 $M_r = M = const, L_r = L = \pi a c R^2 T_e^4$ と仮定すると(3)は

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \frac{\kappa P}{BT^4} \quad (10)$$

$$B = \frac{16GM}{3R^2 T_e^4} \quad (11)$$

となる。ここで、 κ は分子・ H^- ・クラマース型の3つを各温度帯に対して与える。

表面放射域を無視しない場合の T_e を調べるために、光球での温度 (T_e) を与え、中心に向かって(10)を解くことで2.1にて議論したどの解に接続するかを調べる。ここで対流発生条件として

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{rad} \geq \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{ad} \quad (12)$$

を仮定し、(12)となる点にて放射域→2.1節の対流域に移り変わるとする。

2.3 水素の電離領域の取り扱い

水素の電離領域 ($T = 10^4 \sim 10^5 K$) において、(4)の γ が1に近づくため $\left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{ad}$ が0.4より小さい値を取り、対流の起こりやすい状態になる。この水素の電離領域の影響を考えるが、単純化のために星の大気が水素のみからなると仮定すると、

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln P} \right)_{ad} = \frac{2 + x(1-x)\left(\frac{5}{2} + \frac{x}{kT}\right)}{5 + x(1-x)\left(\frac{5}{2} + \frac{x}{kT}\right)^2} \quad (13)$$

$$\frac{x^2}{(1-x)(1+x)} = \frac{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3 P} \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right) \quad (14)$$

ただし、(14) は saha 方程式、 x, χ, m はイオン化率・水素の電離エネルギー・電子質量。

3 Results

3.1 表面放射域を無視した場合

(8) を、 $x = 1$ にて $t = 0, (dt/dx)_{(x=1)} = 0.4$ という境界条件を与えて内側に向かって積分していく。この結果 $A = A_0 \equiv 45.48$ の場合のみちょうど $x = 0$ で $q = 0$ となった。 $A < A_0$ の場合 $x = 0$ で $q > 0$ と芯の残る構造となり、対流域の内側で別の構造に接続している場合の解となる。しかし $A > A_0$ の場合 $0 < x < 1$ で $q = 0$ となり、中心に達するまでに質量が 0 になるため不安定な解と考えられる。(表 1)

表 1: 解の A 依存性

$A < A_0$	$x = 0$ で $q > 0$	中心集中型
$A = A_0$	$x = 0$ にて $q = 0$	全領域で対流平衡
$A > A_0$	$0 < x < 1$ で $q = 0$	崩壊型 (不安定)

次に各 A に対応する星の解の表面有効温度と光度を計算し、HR 図上にプロットした (図 2)。ただし半径は $1M_{\odot} \leq R \leq 10M_{\odot}$ とした。 $A > A_0 = 45.48$ の領域の解は不安定のため、禁止領域と考えられる。

3.2 表面放射域を無視しない場合

3.2.1 水素の電離を無視する場合

T_e を与え、中心に向かって (10) を積分してゆき、対流発生条件 (12) を満たす点で積分を止める。この点での P と T から、(9) を用い A を計算することで、表面有効温度と解の安定性との関連性が得られる。表面温度を 10K ごとに変化させ、 A_0 に最も近い値を取る A をもつ解を HR 図上にプロットした。(図 3)

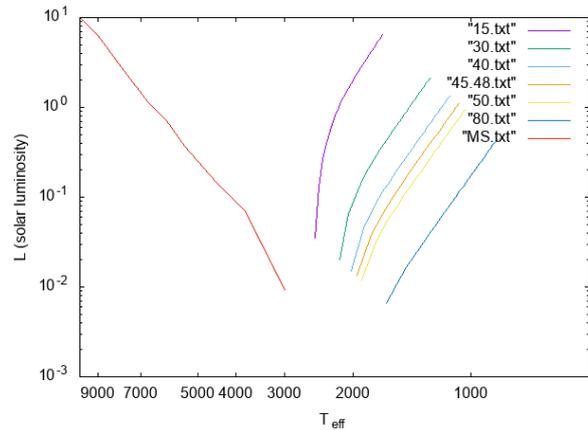


図 2: 各 A に対応する解の HR 図上でのプロット。(表面放射域は無視) 比較のため主系列もプロット。

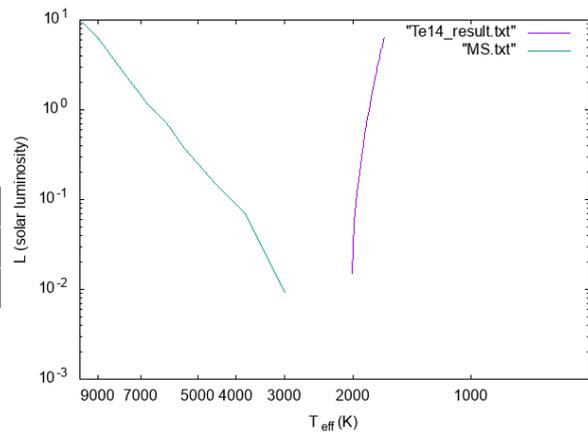


図 3: $A \simeq A_0$ に対応する解の HR 図上でのプロット。(表面放射域を無視しない・H の電離は無視) 比較のため主系列もプロット。

3.2.2 水素の電離を無視しない場合

水素の電離を無視しない場合、3.2.1 の場合に比べ対流が起きやすくなる。そこで、表面から (10) を積分してゆく際の対流発生条件として、(12) と (13) を組み合わせたものを用いる。対流が発生した点からは (13) を積分してゆき、 $x = 0.90$ となった点での P と T を用い A を計算し、表面有効温度と解の安定性との関連性を得た。表面温度を 10K ごとに変化させ、 A_0 に最も近い値を取る A をもつ解を HR 図上にプロットした。(図 4)

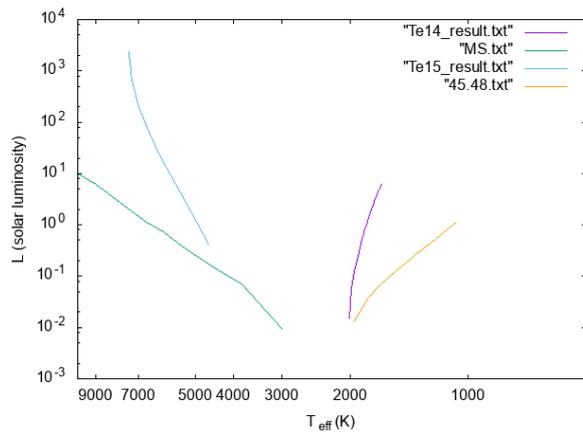


図 4: 3つのモデルに関する $A \simeq A_0$ となる解の HR 図上でのプロット。右から 3.1 節の $A = A_0$ の結果・3.2.1 節の結果・3.2.2 節の結果・主系列。

4 Discussion

表面の放射域を考える場合と考えない場合では、HR 図上での差はあまり見られなかった。しかし水素の電化域の有無に関しては大きな差が HR 図上で生じた。これは水素の電化領域が星の表面付近に分布しているからであり、表面温度に大きく寄与していることがわかる。ただし先行研究 (Palla & Stahler 1993) によると、 $1M_{\odot}$ 程度の星の Hayashi トラックは $4000K$ 付近に分布しており、3.2.2 節の結果よりも低温側に存在している。これは本研究において、電離領域での物理量を見積もる際に大気が水素のみからなると仮定したためと考えられる。現在考えている温度領域においてヘリウムは電離等しないため、ヘリウムの寄与も考えると大気の熱力学的性質は 3.2.1 節で考えたものに少し近づき、3.2.2 節で導いた Hayashi トラックも低温側にずれると考えられる。

5 Conclusion

本研究では、星全体において対流平衡にある星のモデルを考え、HR 図上で星の解の不安定領域を導いた。また、星表面の放射領域と水素の電化領域の影響を加味することで、より正確な不安定領域を再現した。より詳細な大気の組成を考えることで、さ

らに正確な値を求めることができるだろう。

Reference

Palla & Stahler 1993, Apj, 418, 414

C. Hayashi, R. Hoshi, & D. Sugimoto 1962, Prog. Theor. Phys. Suppi. 22

原始惑星系円盤に与える Hall effect の影響

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において原始星の周りに形成される。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、そのサイズは持っている角運動量に依存する。よって、初めに同じ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。なぜなら、分子雲コアを貫く磁場と、コアの回転により、磁気制動が働くことで、角運動量を外部へ輸送することが可能になるからだ (Tomisaka 2002)。角運動量の輸送効率は、非理想磁気流体力学の効果である Hall effect を考慮すると変化することが示された (Krasnopolsky et al.2011 他)。Hall effect は磁力線を分子雲コアの回転方向または回転と逆方向に捻じ曲げる効果であるため、磁気制動を強めたり弱めたりすることができる。Hall effect による磁場の変形の度合と向きは、拡散係数というパラメータで表せるため、Hall effect の拡散係数を調べることは角運動量の輸送効率の変化を調べるうえで重要である。

Braiding & Wardle (2012) では、Hall effect を考慮した回転する等温の分子雲コアの半解析的な重力収縮のモデルを用いて、収縮のダイナミクスに Hall effect が与える影響を調べた。その結果、角運動量の輸送効率に変化し、円盤のサイズが変わった。しかし、実際には、拡散係数は、分子雲コアに含まれるダストや、起こっている化学反応に依存するため複雑である。したがってダストや化学反応を考慮に入れた計算が必要である。本発表では Braiding & Wardle (2012) の紹介をしたうえで、Hall effect の拡散係数について議論する。また、強い磁場が突き刺さった (初期に回転していない) 分子雲コアに、Hall effect が働いていると仮定したときの誘起される円盤のサイズの見積もりを行う。最後に今後の研究の展望について述べる。

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 の効果には 3 つあり、Ohmic dissipation, ambipolar diffusion, Hall effect である。Ohmic dissipation と ambipolar diffusion は、共に磁束を減少させる効果

である。この効果により、magnetic braking を弱めて角運動量の輸送を抑えることができる。一方 Hall effect は磁力線を分子雲コアの回転方向または回転と逆方向に捻じ曲げる効果であるため、磁気制動を強めたり弱めたりすることができる (図 1)。

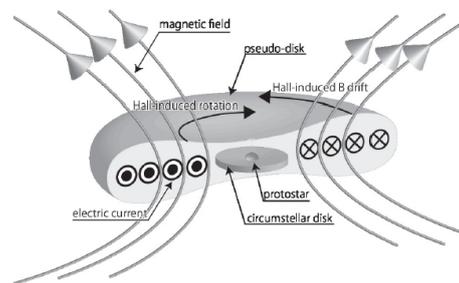


図 1: Hall effect による磁力線を捻じ曲げる効果を表した図 (Tsukamoto et al.(2017) より)。磁場の磁気張力がガスにかかるため、磁場の捻じ曲げられる方向と、誘起されるガスの回転は逆方向になる。

表 2: パラメータは左から順に、規格化された Hall effect の拡散係数、円盤面密度、磁場の垂直成分、中心星質量、円盤質量、円盤半径の計算結果を表している (Braiding & Wardle (2012) より)

η_H	$\Sigma(\text{gcm}^{-2})$	$B_z(\text{G})$	$M_c(M_\odot)$	$M_{\text{disk}}(M_\odot)$	$R_c(\text{au})$
-0.2	1920	0.289	7.21×10^{-2}	9.99×10^{-3}	15.10
0	1250	0.299	7.62×10^{-2}	3.75×10^{-3}	5.31
0.2	620	0.304	7.54×10^{-2}	1.24×10^{-3}	2.43

Braiding & Wardle (2012) では、回転する等温の分子雲コアの半解析的な重力収縮のモデルを用いて、規格化した η_H をパラメータとして -0.5 から 0.2 まで様々変えて計算を行った。表 2 は Hall effect の拡散係数を様々な値に変化させたときの円盤の物理量を表している。Hall effect は円盤サイズを変化させることがわかった。円盤サイズは、降着ガスの角運動量に依存しているため、Hall effect は角運動量輸送効率を変化することが示唆された。しかし、この研究の問題として、各数値計算ごとに拡散係数を一定で計算していることがあげられる。Hall effect の強さは、Hall effect の拡散係数と呼ばれるパラメータに依存する。拡散係数は、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、Hall effect の正確な値を知るために化学進化計算が必要となる。そこで今回は、Hall effect の拡散係数をより正確に計算し、拡散係数を一定にして数値計算を行って良いかを検証する。また、Hall effect が誘起する円盤サイズの見積もりを解析的に行う。

2 Methods

2.1 Hall effect の拡散係数

Hall effect の拡散係数 η_H は、

$$\eta_H = \frac{\sigma_H}{\sigma_\perp^2 + \sigma_H^2} \quad (1)$$

ここに、

$$\sigma_\perp = \sum_i \frac{\sigma_i}{1 + (\omega_i \tau_{in})^2} \quad (2)$$

$$\sigma_H = - \sum_i \frac{\sigma_i \omega_i \tau_{in}}{1 + (\omega_i \tau_{in})^2} \quad (3)$$

$$\sigma_i = \frac{n_i q_i^2 \tau_{in}}{m_i} \quad (4)$$

$$\omega_i = \frac{q_i B}{m_i c} \quad (5)$$

$$\tau_{in} = \frac{1}{a_{i\text{He}}} \frac{m_i + m_{H_2}}{m_{H_2}} \frac{1}{n_{H_2} \langle \sigma_{\text{coll}} \omega \rangle_i} \quad (6)$$

で表される (Marchand et al.(2016) より)。i は荷電粒子 i 種を表していて、 σ_i は i 種の電気伝導度、 ω_i は i 種のサイクロトロン振動数、 τ_{in} は荷電粒子 i 種と中性粒子の衝突から次の衝突までの時間を表している。よって、 η_H の値は、系に存在する荷電粒子の種類 (質量、電荷) とその存在量によって決まる。そのため、水素分子の質量密度を 10^{-20}gcm^{-3} から 10^{-7}gcm^{-3} までパラメータを変えて、それぞれの質量密度において化学平衡を仮定し、chemical abundance を計算し、式 (1)~(6) に代入した。化学種は (H_3^+ , HCO^+ , Mg^+ , He^+ , C^+ , H^+) の 6 種、化学反応 11 種を入れている。また、ダストサイズを変化させて拡散係数への影響を調べている。今回の計算では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。

2.2 Hall effect 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、誘起される円盤の見積もりを行った。非理想 MHD 効果の、Ohmic dissipation, ambipolar diffusion の項を落とした誘導方程式は、

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla (\eta_H (\nabla \times \mathbf{B}) \times \hat{\mathbf{B}}) \quad (7)$$

となる。次に、単位時間当たりの磁場の変化である Hall drift 速度を

$$\mathbf{v}_{\text{Hall}} = -\eta_H \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \quad (8)$$

で定義する。誘導方程式は

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} + \mathbf{v}_{\text{Hall}}) \times \mathbf{B} \quad (9)$$

と書き直せる。Hall effect 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、

$$\begin{aligned} v_\phi &= -(\mathbf{v}_{\text{Hall}})_\phi \sim \frac{\eta_H}{|B_z|} \frac{|B_{r,s}|}{H} \\ &= \frac{1}{\mu_{\text{pdisk}}(M/\Phi)_{\text{crit}}} \frac{\eta_H}{|B_z|} \frac{M_{\text{pdisk}}}{2\pi r^2 H} \end{aligned} \quad (10)$$

とした (Tsukamoto (2016) より)。

$B_z, B_{r,s}, H, \Phi, \mu_{\text{pdisk}}, M_{\text{pdisk}}$ はそれぞれ、pseudo-disk の、midplane での鉛直方向の磁場、表面でのポロイダル磁場、スケールハイト、磁束、臨界値で企画した mass-to-flux ratio、全質量を表す。pseudo-disk とは、分子雲コアの重力収縮中に中心領域に形成される円盤型の構造である。 $\mu_{\text{pdisk}} = 2, B_z = 10^{-3}\text{G}, M_{\text{pdisk}} = 0.1M_\odot$ とし、スケールハイト $H = \frac{c_s}{\Omega_K}$ (c_s は音速、 Ω_K ケプラー角速度) として v_ϕ を見積もった。さらに、比角運動量 $j = r \times v_\phi$ で求めた。目的である Hall effect で誘起される円盤のサイズは

$$r_e = \frac{j^2}{GM_{\text{pdisk}}} \quad (11)$$

で定義し、先行研究において、Hall effect が最も強くなるのは中心から 100au~1000au の領域であることが示唆されているため、 $r=100\text{au}$ での比角運動量から円盤のサイズを求めた。

3 Results & Discussion

3.1 Hall effect の拡散係数

図 2 より、Hall effect の拡散係数はガスの質量密度とダストサイズに対し、強い依存性を持つことがわかる。この結果より、Braiding & Wardle (2012) のようにダストを考慮せずに、空間的に一定の拡散係数を用いることは良い近似とは言えないことが示された。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

$$\eta_H = \frac{cB}{4\pi en_e} \quad (12)$$

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

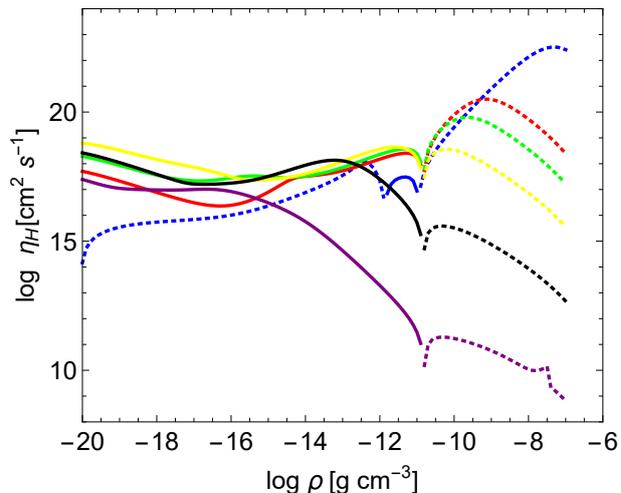


図 2: 横軸はガスの質量密度、縦軸は Hall effect の拡散係数を表している。実線はマイナス、点線はプラスであり、ダストサイズはそれぞれ一定で、青: $0.3\mu\text{m}$, 赤: $0.1\mu\text{m}$, 緑: $0.075\mu\text{m}$, 黄: $0.050\mu\text{m}$, 黒: $0.025\mu\text{m}$, 紫: $0.010\mu\text{m}$ である。

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。

3.2 Hall effect によって形成される円盤サイズ

図 3 を見ると、ダストサイズによって円盤のサイズは大きく変わってくるのがわかる。 $r_e \propto \eta_H^2$ の関係が成り立っているため、拡散係数の絶対値が大きいほど形成される円盤のサイズも大きくなる。つまり、初期に回転していない分子雲コアでは、Hall effect の働きが強いほど形成される円盤のサイズは大きくなる。また、ダストサイズレンジが $0.025\mu\text{m} \sim 0.1\mu\text{m}$ において、円盤サイズが数 au~15au となり、

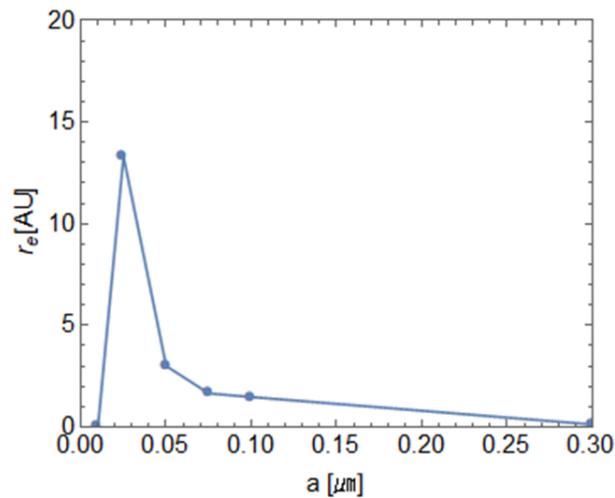


図 3: 縦軸は円盤半径、横軸はダストサイズ一定で、 $0.010\mu\text{m}$, $0.025\mu\text{m}$, $0.050\mu\text{m}$, $0.075\mu\text{m}$, $0.1\mu\text{m}$, $0.3\mu\text{m}$ の 6 パターンで円盤半径を求めている

観測される円盤に匹敵するサイズの円盤が形成された。Hall effect 初期の角運動量はほぼ 0 であることを仮定しているのに対し、円盤が角運動量を持っているのは、外部の envelope と呼ばれる領域がマイナスの角運動量を受け取り、円盤と逆回転をしているためだと考えられる。実際の化学進化を考えれば、さらにダストの一定でないサイズ分布や、蒸発、合体成長などの物理、またより多くの化学種、化学反応系を計算に入れなければならない。また、今回は十分時間が経った時点での拡散係数の値を採用したが、最終的に Hall effect を含めた星形成の数値計算を実行する際、自由落下時間より化学進化の典型的なタイムスケールが十分小さいことから、非平衡な化学で解く必要がある。

4 Conclusion & Future Works

Hall effect の原始惑星系円盤のサイズへの寄与を調べるため、Hall effect の強さを表す拡散係数を、化学進化計算を行うことによって求めた。拡散係数はダストサイズ、ガスの数密度によって変化するパラメータであることが確かめられたので、星形成過程においては時間的、空間的に一定でない複雑なパラメータであることがわかった。また、Hall effect は

星形成過程において無視できない効果である可能性も、Hall effect のみで誘起された円盤のサイズから示唆された。

今後の研究では、これらを考慮してより正確な拡散係数を求め、最終的には星形成過程の数値シミュレーションに導入する。

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と研究室の先輩方、議論して下さった塚本裕介助教、計算コードを提供して下さった奥住聡准教授に深く感謝いたします。また、国立天文台からのご支援に感謝いたします。

Reference

- Tsukamoto, Y. 2016, PASA, 33, e010
- Braiding, C. R. & Wardle, M. 2012a, MNRAS, 427, 3188
- Tsukamoto, Y., Okuzumi, S., Iwasaki, K., Machida, M. N. & Inutsuka, S. 2017, arXiv:1706.04363
- P. Marchand, J. Masson, G. Chabrier, P. Hennebelle, B. Commerçon & N. Vaytet 2016, A&A, 592A, 18M

原始惑星系円盤における永年重力不安定性の非線形発展

富永 遼佑 (名古屋大学大学院 理学研究科 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

本研究では永年重力不安定性の非線形数値計算を行った。永年重力不安定性の長時間発展を調べるために、Symplectic 法を流体計算法に応用した新たな長時間流体計算法を開発した。この計算法を用いて、初期に大域的な圧力勾配のない円盤で永年重力不安定性の非線形発展を調べた。その結果、ダストの面密度が初期の 100 倍程度まで上昇し、ダストガス質量比が 10 程度のリングが形成された。この結果は永年重力不安定性が微惑星形成にとって有力な機構となり得ることを示唆している。さらに形成されたダストリングは自己重力により $10^{-4} \text{au yr}^{-1}$ 程度で徐々に円盤内側に落下することが分かった。この落下速度を半解析モデルによって再現することに成功した。

1 導入

原始惑星系円盤は惑星が誕生する場所である。近年のアルマ望遠鏡の高解像度観測によって、原始惑星系円盤内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)。観測されたリング構造は、惑星の存在もしくはこれから起こる微惑星形成を示唆していると考えられている。したがって、リングの形成機構を明らかにすることは、惑星形成理論の解明のために重要である。リングの形成機構として、惑星と円盤の重力相互作用によるもの (e.g., Kanagawa et al. 2015; Akiyama 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が、未だ議論が活発に行われている。

永年重力不安定性もまたリング形成機構の候補の 1 つとして考えられている (Takahashi & Inutsuka 2014, 2016)。永年重力不安定性はもともと微惑星形成機構として提唱された機構であり (e.g., Ward 2000; Youdin 2005a,b, 2011; Shariff & Cuzzi 2011; Michikoshi et al. 2012)、円盤中のダストとガスが摩擦で相互作用することによって自己重力安定な円盤でも成長する不安定性である。この不安定性の線形成長は先行研究で詳細に調べられており、その最大成長波長は半径 100au でおおよそ 10au、成長時間が 10^{4-5}yr であるということが分かっている (e.g., Takahashi & Inutsuka 2014)。またガスの乱流が弱く、ダストガス質量比が大きい円盤で成長しやすいことが分かって

いる。一方、永年重力不安定性の非線形成長過程は未だ調べられていない。微惑星形成のような現象は非線形現象であるため、永年重力不安定性による微惑星形成過程を明らかにするためには、非線形成長の振る舞いを明らかにする必要がある。また円盤内に形成されるリングとギャップ構造の面密度コントラストが非線形成長の振る舞いにどのように依存しているかを調べることは、観測されているリング構造の起源を理解するために重要である。

本研究では数値計算を用いて永年重力不安定性の非線形成長を調べた。本集録では非線形成長の振る舞いを明らかにするための第一歩として行った、初期に圧力勾配力のない円盤における永年重力不安定性の非線形数値計算結果を示す。

2 数値計算手法

本研究では、先行研究と同様に無限に薄い軸対称円盤を考え、以下の 2 流体方程式系を解く：

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

$$\Sigma \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla P - \Sigma \nabla \left(\Phi - \frac{GM_*}{r} \right) + \frac{\Sigma_d (\mathbf{v} - \mathbf{u})}{t_{\text{stop}}}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Sigma_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\Sigma_d \mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

$$\Sigma_d \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -c_d^2 \nabla \Sigma_d - \Sigma_d \nabla \left(\Phi - \frac{GM_*}{r} \right) + \frac{\Sigma_d (\mathbf{u} - \mathbf{v})}{t_{\text{stop}}}, \quad (4)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G (\Sigma + \Sigma_d) \delta(z). \quad (5)$$

ここで Σ , \mathbf{u} はガス流体の面密度と速度、 Σ_d , \mathbf{v} はダストの面密度と速度、 Φ は自己重力ポテンシャル、 P はガスの圧力、 c_d はダストの速度分散を表す。また t_{stop} はダストの stopping time である。ガスの状態方程式として以下を用いた:

$$P = c_{s,0}^2 \Sigma_0 \left[\frac{\Sigma}{\Sigma_0} + \left(\frac{\Sigma}{\Sigma_0} \right)^{5/3} \right]. \quad (6)$$

$c_{s,0}$ は等温音速でここでは $c_{s,0} \simeq 186 \text{ m s}^{-1}$ とした。ダストの速度分散 c_d はガスの音速の 0.1 倍とした。

数値計算法は本研究で新たに開発した長時間計算法を用いた。この長時間計算法では Lagrange mesh 法と Symplectic 法を組み合わせることで、空間差分に起因する数値散逸と時間積分に起因する数値散逸の両方を回避している。また摩擦の計算には区分密解法 (Inoue & Inutsuka 2008) を用いた。

3 結果

3.1 初期条件と境界条件

本研究では、非線形成長を簡潔に理解するために、初期に圧力勾配のない円盤を仮定した。このような円盤では初期にダストとガスが同じ回転速度を持っているため、ダストのドリフトは起こらない (cf., Nakagawa et al. 1986)。中心星の質量は $1M_\odot$ 、ダストガス質量比は 0.1 とし、初期の面密度の値はガスとダストそれぞれの Toomre の Q 値 (Toomre 1964) が 3 となるように設定した:

$$Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma_0}, \quad (7)$$

$$Q_d = \frac{c_d \Omega}{\pi G \Sigma_{d,0}}. \quad (8)$$

ダストのサイズは 3 mm、内部密度は 3 g cm^{-3} に固定した。摩擦則には Epstein 則を仮定し、各場所で t_{stop} を求めた。今回の計算では $t_{\text{stop}} \Omega \simeq 0.23$ である。計算領域は 60 au から 140 au とし、メッシュ数を 2048 とした。境界条件には固定端境界条件を採用した。時間刻み幅は各時刻で Courant 数が 0.5 となるように決定した。本研究では自己重力の計算にソフトニングを用いる。ソフトニング長は初期に 1 メッシュ幅として、密度揺らぎが負になる領域では各時刻でソフトニング長が 1 メッシュ幅となるように調整した。このように決めたソフトニング長はダストのスケールハイト c_d/Ω よりも小さい。実際の円盤では自己重力は円盤の厚みの効果で弱められることで非線形成長が飽和すると考えられるが、円盤の厚みを評価するためには多次元計算が必要である。このような理由から、本研究で行う 1 次元計算では上記のソフトニングを用いて非線形成長を飽和させる計算を行った。初期摂動は乱数を用いて与えた。

3.2 永年重力不安定性の非線形成長

図 1 はダストとガスの面密度進化を表している。 $r = 110, 130 \text{ au}$ で永年重力不安定性の最大成長波長が成長し、ダストの面密度は初期の 100 倍程度まで増加した。一方ガスの面密度揺らぎは初期の 18% 程度しか増えなかった。これはガスの圧力勾配力による安定化が起こったためである。この結果、初期のダストガス質量比が 10 程度のリングが形成された。このようなダスト優勢な領域では、自己重力的な分裂に伴う微惑星形成に発展することが期待出来る。したがって永年重力不安定性は微惑星形成機構として有力な現象であると言える。

ダストリングの形成に加えて、形成されたリングが徐々に内側に落下していくことが分かった。図 2 は形成された外側のリングを構成するダストメッシュの運動を表している。 $t \simeq 30000 \text{ yr}$ でダストリングが形成され、その後徐々に落下していることが分かる。図 3 はダストとガスの比角運動量の時間変化を表している。ダストとガスはほとんど Kepler 速度で回転しているため、比角運動量の時間進化は半径の

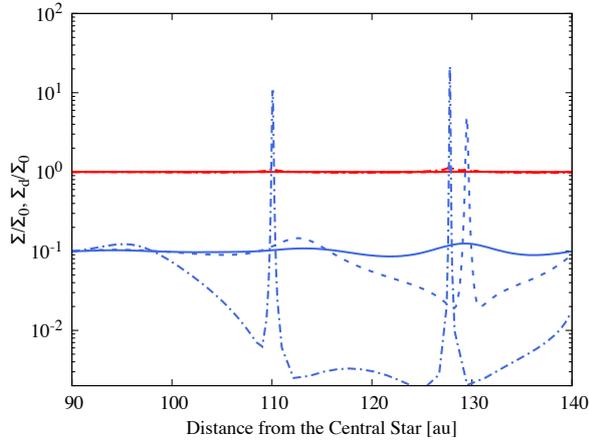


図 1: ダストとガスの面密度分布。青線がダスト、赤線がガスを表しており、両方ともガスの非摂動状態の面密度で規格化している。実線、破線、点破線はそれぞれ、 $t = 26128\text{yr}$, 33506yr , 41224yr の分布を表す。 $r = 110, 130$ au における永年重力不安定性の最大成長波長が成長した。ガスの面密度は 2 倍も増加していないのに対し、ダストの面密度は初期の 100 倍程度まで増加している。

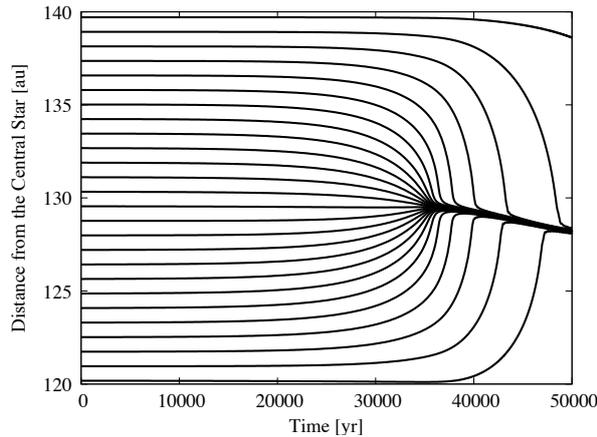


図 2: ダストセルの位置の時間変化。ただし図示するセルの数は一定の間隔で間引いている。本研究では Lagrange 的にセルの運動を解いているため、セルの数が多いところほど面密度が高い。 $t \simeq 30000$ yr で形成されたリングは円盤内側に落下していることが分かる。

時間進化と対応している。ダストリングの落下に伴って、摩擦によってダストとガスの間で角運動量交換が起こり、ダストリングが落下しているということが分かる。

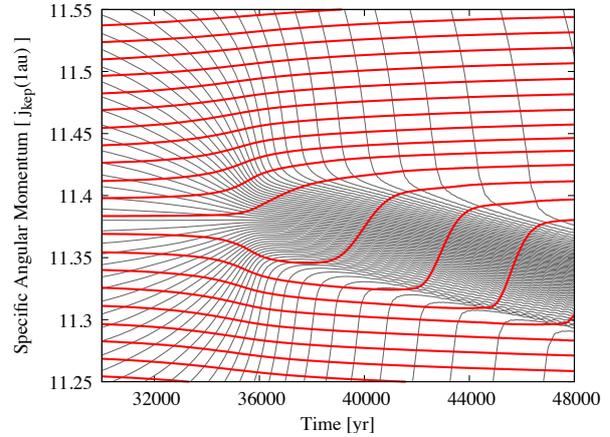


図 3: ダストとガスの比角運動量の時間進化。灰色線はダストの比角運動量、赤線はガスの比角運動量を表す。縦軸は $r = 1\text{au}$ での Kepler 比角運動量 $j_{\text{kep}}(r) \equiv r^2 \Omega_{\text{kep}}$ で規格化した比角運動量である。ダストの比角運動量は落下に伴って減少していることが分かる。一方ガスの比角運動量はダストリングの通過に伴って増加している。リング内ではダストガス質量比が大きいいため、ガスの比角運動量の変化率が大きい。

4 議論: リング落下の半解析モデル

今回起こったリング落下はリング自身の自己重力によって引き起こされているということが分かった。ここではダストの運動方程式を用いたリング落下モデルと数値計算結果を比較する。

まずガスの動径方向の速度は 0 と仮定する。ダストに対して終端速度を仮定するとダストの運動方程式は

$$\frac{v_\theta^2}{r} - \frac{GM_*}{r^2} - \frac{c_d^2}{\Sigma_d} \frac{\partial \Sigma_d}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} - \frac{v_r}{t_{\text{stop}}} = 0 \quad (9)$$

となる。ここから回転速度と Kepler 速度のズレは微小としてその 1 次 δv_θ まで残すと、ダストの動径方向の速度は

$$v_r = t_{\text{stop}} \left[2\delta v_\theta \Omega_{\text{kep}} - \frac{c_d^2}{\Sigma_d} \frac{\partial \Sigma_d}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right] \quad (10)$$

となる。この速度を時間積分して求めたリングの半径の時間変化と数値計算結果を比較したものが図 4 である。Coriolis 力による落下速度の減速はあるものの、リング落下の大まかな振る舞いは Coriolis 力を無視したモデルで捉えることが出来る。ここでリングの自己重力 Φ を、リングをより細くしようとする

反対称成分 Φ_{asym} とリングの半径をより小さくしようとする一様成分 Φ_{h} に分けて考える。非線形成長が飽和した段階ではリング重力の反対称成分は圧力勾配力と釣り合っているため、Coriolis 力を無視した式 (10) は以下のように変形できる:

$$v_r \simeq -t_{\text{stop}} \frac{\partial \Phi_{\text{h}}}{\partial r}. \quad (11)$$

これはリングの落下がリング重力の一様成分によって引き起こされていることを示している。 $t = 40000 \text{ yr}$ で式 (10) で得られる速度は $-0.8 \times 10^{-4} \text{ au yr}^{-1}$ 程度で、式 (11) から求まる速度は $-1.0 \times 10^{-4} \text{ au yr}^{-1}$ 程度であり、2 つがよく一致していることが分かった。

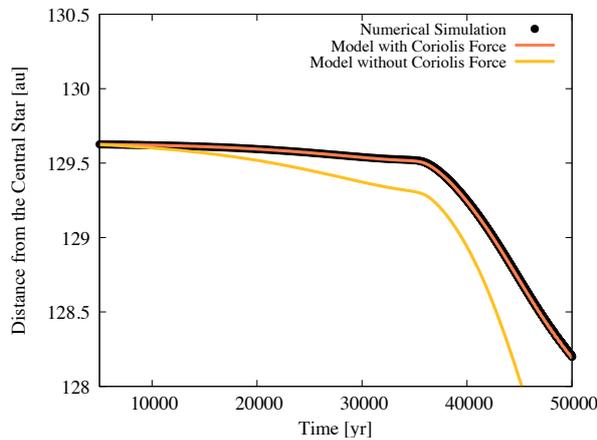


図 4: 数値計算結果とモデルの比較。黒点は数値計算結果、黄色線は Coriolis 力を無視したモデル、橙線は Coriolis 力も考慮したモデルを表す。モデルの計算をする際には $t_{\text{stop}} \Omega_{\text{kep}} = 0.2338$ とした。

5 まとめ

本研究では初めて永年重力不安定性の非線形計算を行った。その結果ダストガス質量比が 10 程度のリングが形成されることが分かった。このようなダスト優勢な領域では自己重力の分裂による微惑星形成が起こることが期待出来る。さらに形成されたダストリングはリング自身の重力によって徐々に落下することが分かった。この落下を半解析モデルによって再現することに成功した。

謝辞

本研究を行うにあたり、指導教官である犬塚修一郎教授と工学院大学/国立天文台の高橋実道氏には大変お世話になりました。

Reference

- Akiyama, E., Hasegawa, Y., Hayashi, M., & Iguchi, S. 2016, *ApJ*, 818, 158
- ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M., et al. 2015, *ApJL*, 808, L3
- Inoue, T., & Inutsuka, S.-i. 2008, *ApJ*, 687, 303
- 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
- Michikoshi, S., Kokubo, E., & Inutsuka, S.-i. 2012, *ApJ*, 746, 35
- Nakagawa, Y., Sekiya, M., & Hayashi, C. 1986, *Icarus*, 67, 375
- Okuzumi, S., Momose, M., Sirono, S.-i., Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2016, *ApJ*, 821, 82
- Shariff, K., & Cuzzi, J. N. 2011, *ApJ*, 738, 73
- Takahashi, S. Z., & Inutsuka, S.-i. 2014, *ApJ*, 794, 55
- . 2016, *AJ*, 152, 184
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Ward, W. R. 2000, *On Planetesimal Formation: The Role of Collective Particle Behavior*, ed. R. M. Canup, K. Righter, & et al., 75–84
- Youdin, A. N. 2005a, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0508659
- . 2005b, *ArXiv Astrophysics e-prints*, astro-ph/0508662
- . 2011, *ApJ*, 731, 99

原始惑星系円盤の化学構造と、分光観測を用いた H₂O スノーラインの検出可能性

野津 翔太 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

原始惑星系円盤 (以後、‘円盤’) において H₂O スノーラインを観測的に同定する事は、微惑星・惑星形成過程や、地球上の水の起源を考える上で重要である。太陽質量程度の前主系列星周りの円盤の場合、円盤赤道面における H₂O スノーラインは、中心星から数天文単位の位置に存在する。しかし、撮像観測によってこのような円盤の H₂O スノーラインを検出する事は、空間分解能が足りないために困難である。一方で円盤はほぼケプラー回転している為、円盤から放射される輝線はドップラーシフトを受け広がっている。この輝線のプロファイル形状の解析から、輝線放射領域の中心星からの距離の情報が得られる。

そこで我々はこれまでに、数値計算の結果に基づき、ortho-H₂¹⁶O 輝線プロファイルの観測から円盤内の H₂O 分布、特に H₂O スノーラインを同定する方法を提案してきた (Notsu et al. 2016, 2017)。具体的にはまず円盤の化学反応ネットワーク計算を行い、H₂O を含む様々な分子種の存在量とその分布を調べた。すると H₂O スノーラインの内側の円盤赤道面付近だけでなく、円盤外側の上層部高温領域や光脱離領域でも H₂O ガスの存在量が多い事が分かった。またその計算結果を元に、円盤から放出される ortho-H₂¹⁶O 輝線のプロファイルを多数の輝線について計算した。その結果、アインシュタイン A 係数 (放射係数) が小さく、励起エネルギーが比較的高い輝線のプロファイルを高分散分光観測で調べる事で、H₂O スノーラインを同定できる可能性がある事が分かった。そして、このような特徴を持つ輝線が、中間赤外線からサブミリ波までの幅広い波長帯に多数存在し、その強度は波長が短い程大きい事が分かった。

また最近では、モデル計算の範囲を広げ、新たに para-H₂¹⁶O 輝線や H₂¹⁸O 輝線を用いた H₂O スノーライン同定可能性の調査も行っている。更に円盤からの H₂O 輝線検出を目指した ALMA 観測も提案しており、一部のデータが取得済みである。本発表では、これまでの解析結果の紹介と今後の高分散分光観測 (ALMA, SPICA など) での H₂O スノーラインの同定可能性の議論、更に可能な範囲で観測結果の一部を紹介する。

1 Introduction

1.1 H₂O スノーラインと、惑星形成における氷ダストの役割

原始惑星系円盤 (以後、‘円盤’) とは、誕生直後の星の周りに形成される、ダスト (塵) とガス (主成分は水素分子) でできた円盤である。円盤内部において、中心星近傍は星からの光で高温となり、H₂O が円盤中に漂うダスト表面から脱離して気体となる。一方遠方では光が弱く低温となり、H₂O がダスト表面に凍結する。この境界が H₂O スノーラインであり、固体微粒子の合体成長で惑星を作る際 H₂O スノーラインの内側では地球型の岩石惑星が形成される。一方外

側では固体微粒子の総量が増加する。このため固体微粒子の合体成長で巨大な岩石コアが形成され、それらが重力で周りのガスを大量に集める事で、木星型のガス惑星が形成される (e.g., Hayashi et al. 1981, 1985)。そのため H₂O スノーラインを観測的に同定する事は、微惑星・惑星形成過程や、地球上の水の起源を考える上で重要である (e.g., Morbidelli et al. 2016, Sato et al. 2016)。

円盤赤道面における H₂O スノーラインの位置は、太陽質量程度の前主系列星 (T Tauri 星) 周りの円盤の場合、中心星から数天文単位 (AU) 付近に存在する。しかし中心星の放射強度、円盤内のダストサイズ分布、中心星への質量降着率など、円盤の物理構造を変える事でその位置は変化する (e.g., Oka et al.

2011)。そのため、太陽系外の円盤の観測から H₂O スノーラインの位置を決める事で、逆に円盤の物理構造、ひいては惑星形成理論に制限をかける事が出来ると考えられる。

1.2 H₂O 輝線の観測と H₂O スノーライン

円盤の観測から H₂O スノーラインを決定する場合、まずは H₂O ガス、氷の撮像観測から情報を得る事が考えられる。しかし円盤において、中心星から数 AU 付近を分解する撮像観測は、空間分解能が足りず難しい。

近年 Spitzer (中間赤外線) や Herschel(遠赤外線) などの宇宙望遠鏡を用いて、円盤から放射される H₂O 輝線を検出できるようになった (e.g., van Dishoeck et al. 2014, Blevins et al. 2016)。しかし、これらの輝線は主に円盤表層部やスノーライン外側の円盤外縁低温部に存在する H₂O ガスから放射されたものであり、円盤赤道面のスノーライン位置を直接同定することはできなかった。

一方で円盤はほぼケプラー回転している為、円盤から放射される輝線はドップラーシフトを受け広がっている。この輝線のプロファイル形状の解析から、輝線放射領域の中心星からの距離の情報が得られる。実際にこの手法を用いた研究もなされていて、例えば CO の 4.7 μ m の振動回転輝線を用いた、円盤の内部構造の研究 (e.g., Pontoppidan et al. 2008) が挙げられる。そこで、今後波長分解能の高い分光観測が可能になれば、円盤赤道面内縁から放射される H₂O 輝線のプロファイル形状の解析を通じ、モデルに依存せず典型的な円盤において H₂O スノーラインを同定できると考えられる。

そこで我々は、円盤の化学反応ネットワーク計算と放射輸送計算の手法を用いて、H₂O 輝線プロファイルの観測から円盤内の H₂O 分布、特に H₂O スノーラインを同定する方法を提案してきた (e.g., Notsu et al. 2016, 2017)。次章以降では我々の解析手法の概要と解析結果の一部を記述する。

2 Methods & Results

2.1 原始惑星系円盤の物理構造

円盤内の化学反応計算を行う際には、円盤内の各点での温度・密度・中心星からの紫外線放射などの物理量が必要になる。本研究では円盤の物理モデルとして、Nomura & Millar (2005) に、X 線加熱を加えたモデル (Nomura et al. 2007) を使用した。中心星は T Tauri 星 (質量 $M_* = 0.5M_\odot$, 半径 $R_* = 2.0R_\odot$, 有効温度 $T_* = 4000\text{K}$) と Herbig Ae 星 (質量 $M_* = 2.5M_\odot$, 半径 $R_* = 2.0R_\odot$, 有効温度 $T_* = 10,000\text{K}$) を置き、円盤は定常、軸対称を仮定した。また、円盤中のダストサイズ分布は Nomura & Millar (2005) と同じモデルを用いており、ダストの最大サイズは約 10 μm である (詳細は Walsh et al. 2010, 2012, 2015, 及び Notsu et al. 2015, 2016, 2017 を参照)。図 1 は中心星が Herbig Ae 星の場合の円盤のガス温度分布図である。

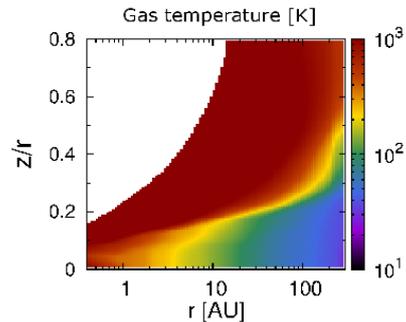


図 1: Herbig Ae 円盤のガス温度分布 (単位は K)。横軸は円盤半径 (AU)、縦軸は円盤の赤道面からの高さ/円盤半径。

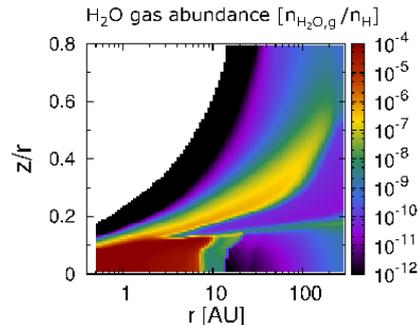


図 2: Herbig Ae 円盤の H₂O ガスの組成分布

2.2 原始惑星系円盤の化学反応計算

原始惑星系円盤内の化学反応計算の際、反応係数として UMIST Database for Astrochemistry (Rate06) の値を用いた (Woodall et al. 2007)。なお計算に含んだ化学種数は 375、気相中での化学反応数は 4346 である。また、ガス・ダスト間の相互作用として、ダスト表面への化学種の凍結や、熱的・非熱的脱離の過程も合わせて考えた。(これら化学反応計算の詳細は、Walsh et al. 2010, 2012, 2015, 及び Notsu et al. 2016, 2017 も参照。)

図 2 は Herbig Ae 円盤モデルの場合の H_2O ガスの組成分布の結果である。 H_2O スノーラインは 14AU 付近に存在する事が分かる (Notsu et al. 2017)。図 1 と比較すると、円盤赤道面の H_2O スノーラインの内側の円盤赤道面付近だけでなく、円盤外側の上部高温領域や光脱離領域でも H_2O ガスの存在量が多い事が分かる。なお高温領域で H_2O が多いのは、気相中で H_2O を生成する反応が促進されるからである (e.g., van Dishoeck et al. 2014)。なお中心星の放射強度が弱い T Tauri 星モデルの場合は、 H_2O スノーラインは 1.6AU 付近に存在する (Notsu et al. 2016)。

2.3 H_2O 輝線の放射輸送計算と結果

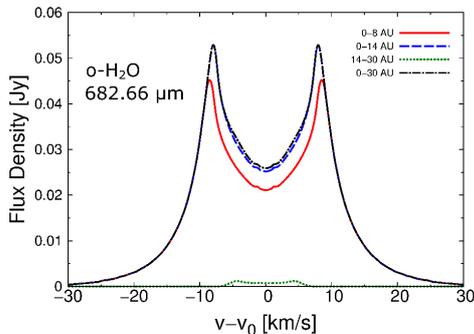


図 3: ortho- H_2^{16}O 682.66 μm 輝線のプロファイル

前章の計算で得られた H_2O ガスの組成分布のデータを用い、円盤内の各点からの寄与を足し合わせた ortho- H_2^{16}O 輝線の放射輸送計算を行った。ここで天球面上の円盤の各点から放射される輝線強度は、円盤内部の視線方向の各点の寄与を足し合わせた以下の式で表される。

$$I_{ul}(r, \nu) = \int_{-s_\infty}^{s_\infty} n_u A_{ul} \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} \Phi(\nu) \exp(-\tau_{ul}) ds \quad (1)$$

ここで、 u を励起状態を表す添字、 l を励起前のエネルギーが低い状態を表す添字とする。この時、 n_u は励起状態にある分子の数密度、 A_{ul} は状態 u から l へと自発的に放射を出して遷移する確率を表すアインシュタイン A 係数 (放射係数)、 h はプランク定数、 ν_{ul} は状態 u から l へと遷移する時に放出する光の振動数、 τ_{ul} は光学的厚みである。 $\Phi(\nu)$ は各点での輝線の速度プロファイルを表わす関数で、円盤のケプラー回転と熱運動 (音速) が原因で起きるドップラーシフトを考慮している。(1) 式から、ある視線方向の光学的厚みが十分小さい場合 ($\tau_{ul} \ll 1$)、その方向の輝線強度は概ね A_{ul} と n_u に比例することがわかる。

放射輸送計算の結果、放射係数が小さく ($A_{ul} \sim 10^{-6} - 10^{-3} \text{ s}^{-1}$)、励起エネルギーが比較的高い ($E_u \sim 1000\text{K}$) 輝線のプロファイルを高分散分光観測で調べる事で、 H_2O スノーラインを同定できる可能性がある事が分かった。これは A_{ul} が小さい輝線の場合、光学的に薄い円盤外側の表層部の高温領域にある H_2O ガスからの放射の寄与が、光学的に厚く高温な円盤赤道面の H_2O スノーライン内側領域の H_2O ガスからの放射の寄与と比較して十分小さくなる事が原因である。また励起エネルギーが比較的高い輝線は、 H_2O スノーライン外側の低温な光脱離領域からは放射されない事も原因である。

図 3 は、計算した輝線のうち ortho- H_2^{16}O 682.66 μm 輝線 ($A_{ul} = 2.82 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $E_u = 1088.7\text{K}$) のラインプロファイルを示している。なお計算の際、天体までの距離 $d=140\text{pc}$ 、軌道傾斜角 $i=30^\circ$ とした。図 4 では、この輝線について $z=\infty$ の方向から円盤を観測した際の、視線方向の emissivity 分布を示している。これらの図から、 H_2O スノーラインの内側赤道面からの H_2O 輝線への寄与が、円盤外側の表層高温部と光脱離領域からの寄与より大きい事が分かる。そのため、プロファイル形状から H_2O スノーラインの情報が読み取れる。

他にも A_{ul} や波長が異なる様々な輝線について解析を行った結果、 H_2O スノーライン観測に適した ortho- H_2^{16}O 輝線が、中間赤外線からサブミリ波までの幅広い波長帯に多数存在し、その強度は波長が短い程、また中心星の温度が高く H_2O スノーライン位置が中心星から離れている程大きい事が分かった (Notsu et al. 2016, 2017)。図 5 では Herbig Ae 星モデルの場合に

ついて、 H_2O スノーライン観測に適した ortho- H_2^{16}O 輝線のフラックス分布を示している。

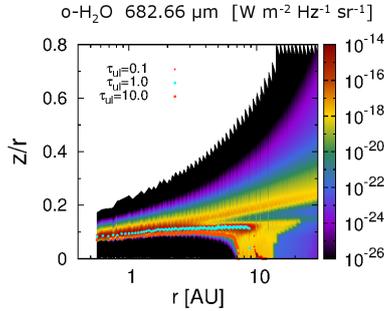


図 4: ortho- H_2^{16}O 682.66 μm 輝線の emissivity 分布

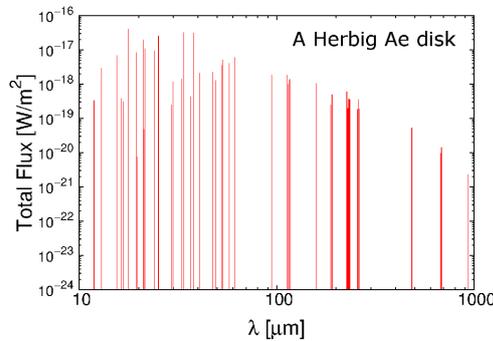


図 5: H_2O スノーライン観測に適した ortho- H_2^{16}O 輝線のフラックス分布 (Herbig Ae 星モデルの場合)

3 Discussions and Conclusion

我々は円盤の化学反応ネットワーク計算と放射輸送計算の結果に基づき、ortho- H_2^{16}O 輝線プロファイルの観測から円盤内の H_2O 分布、特に H_2O スノーラインを同定する方法を調査してきた。その結果、アインシュタイン A 係数 (放射係数) が小さく、励起エネルギーが比較的高い輝線のプロファイルを高分散分光観測で調べる事で、 H_2O スノーラインを同定できる可能性がある事が分かった。そして、このような特徴を持つ輝線が、中間赤外線からサブミリ波までの幅広い波長帯に多数存在し、その強度は波長が短い程大きい事が分かった。なお、ページ数の都合で一部の結果・議論しか掲載できていないため、詳細については Notsu et al. (2016, 2017) を併せてご覧頂ければ幸いである。

また本集録では同じくページ数の都合上割愛するが、最近ではモデル計算の範囲を広げ、新たに para- H_2^{16}O 輝線や H_2^{18}O 輝線を用いた H_2O スノーライン

同定可能性の調査も行っており、現在査読論文を執筆中である (Notsu et al. in prep.). 更に円盤からの H_2O 輝線検出を目指した ALMA 観測も提案しており、一部のデータが取得済みである。今後も従来の数値計算に基づいた調査を継続すると同時に、将来の中間赤外線～サブミリ波での高分散分光観測 (e.g., ALMA, SPICA) での H_2O スノーラインの同定可能性の議論や、実際の観測も更に推進していく予定である。

Acknowledgement

本研究は日本学術振興会特別研究員 (DC1) 奨励費 16J06887 の助成を受けたものです。本研究は、野村英子氏、石本大貴氏、Catherine Walsh 氏、本田充彦氏、廣田朋也氏、秋山永治氏、T. J. Millar 氏らとの共同研究です。これらの方々をはじめとする、本研究に関わった全ての皆様に深く感謝します。

Reference

- Blevins, S. M., Pontoppidan, K. M., Banzatti, A., et al. 2016, *ApJ*, 818, 22
 Hayashi, C. 1981, *Prog. Theor. Phys, Suppl.*, 70, 35
 Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985, in *Protostars and Planets II*, ed. D. C. Black & M. S. Matthews (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 1100
 Morbidelli, A., Bitsch, B., Crida, A., et al. 2016, *Icarus*, 267, 368
 Nomura, H., & Millar, T. J. 2005, *A&A*, 438, 923
 Nomura, H., Aikawa, Y., Tsujimoto, M., et al. 2007, *ApJ*, 661, 334
 Notsu, S., Nomura, H., Ishimoto, D., Walsh, C., Honda, M., Hirota, T., & Millar, T. J. 2017, *ApJ*, 836, 118
 Notsu, S., Nomura, H., Ishimoto, D., Walsh, C., Honda, M., Hirota, T., & Millar, T. J. 2016, *ApJ*, 827, 113
 Notsu, S., Nomura, H., Ishimoto, D., et al. 2015, *ASP Conference Series* 499, *Revolution in Astronomy with ALMA: The Third Year*, ed. D. Iono et al. (San Francisco, CA: ASP), 289
 Oka, A., Nakamoto, T., & Ida, S. 2011, *ApJ*, 738, 141
 Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., et al. 2008, *ApJ*, 684, 1323
 Sato, T., Okuzumi, S., & Ida, S. 2016, *A&A*, 589, A15
 van Dishoeck, E. F., Bergin, E. A., Lis, D. C., & Lunine, J. I. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther et al. (Tucson, AZ: Univ. Arizona Press), 835
 Walsh, C., Millar, T. J., & Nomura, H. 2010, *ApJ*, 722, 1607
 Walsh, C., Nomura, H., Millar, T. J., et al. 2012, *ApJ*, 747, 114
 Walsh, C., Nomura, H., & van Dishoeck, E. 2015, *A&A*, 582, A88
 Woodall, J., Agúndez, M., Markwick-Kemper, A. J., et al. 2007, *A&A*, 466, 1197

オリオントラペジウム星団における星同士の遭遇による星周円盤の破壊

長谷川 大空 (東京大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

本発表では Stellar disc destruction by dynamical interactions in the Orion Trapezium star cluster (Portegies Zwart(2015)) のレビューを行う。

若い星の星周円盤の状態を調べることは、星や惑星の形成を理解するのに重要である。星周円盤は中心星からの輻射などにより、数 Myr のタイムスケールで失われることが観測から示唆されている。他にも近くの大質量星による光蒸発や星同士の近接遭遇によっても円盤が破壊されると考えられている。実際、観測によって、密度の高い星団では星周円盤を持つ星の割合が低いことが示唆されている。

オリオン星雲のトラペジウム星団は半径 3 pc、年齢 0.3 Myr ほどの若い星団である。Portegies Zwart(2015) は、トラペジウム星団の現在の星周円盤の状態が、星同士の遭遇による円盤の破壊により形成されたものかを調べるために、星同士の近接遭遇による星周円盤の破壊と質量降着を考慮した N 体シミュレーションを行い、トラペジウム星団の星周円盤のサイズの分布の再現を試みた。具体的には、近接遭遇によって円盤が乱されたことにより 2 つの星へその一部が降着し、円盤のサイズ及び質量が失われていくという効果を入れている。

その結果、初期条件が星の数 $N = 2500 \pm 500$ 、半質量半径 $R = 0.5$ pc、初期ビリアル比 $Q = 0.3$ または 0.5、初期の星の空間分布のフラクタル次元 $F = 1.6$ の時に 0.2-0.5 Myr の時刻でトラペジウム星団を良く再現することに成功した。

ALMA により、星団内の円盤について多くのサンプルが観測されることが期待されている。また、円盤の破壊の効果や星団のモデルについても更なる改良の余地があり、今後より詳しく検討する予定である。

1 Introduction

オリオン星雲のトラペジウム星団は我々から 412 pc ほどの距離にある、1000 個ほどの星からなる、半径約 3 pc、年齢約 0.3 Myr の星団である。その近さから、星団内の星周円盤について、詳細な観測が行われている (Vicente & Alves 2005)。

星団の年齢と密度との関係を図 1 に示す (Pfalzner et al. 2014)。図 1 から、星団の密度は、年齢の大きいものほど小さくなっていくことがわかる。これは gas expulsion と星団の力学的進化の 2 つによるものと考えられている。Gas expulsion とは、大質量星からの星風や超新星爆発により、数 Myr のタイムスケールで星団内からガスが排出される現象のことで、これにより密度が減少する。また、星団は力学的進化により、core-collapse の後星は散逸してしまい、密度が減少していく。

図 2 に星団の年齢と星の中で円盤を持つものの割

合との関係を示す。この図から、星団は年齢が大きくなるにつれ、円盤を持つ星の割合が指数関数的に減少していくことがわかる。円盤はその進化により段々消えていくものであるが、星団内においては、星同士の近接遭遇により円盤が乱されその一部が降着し起きる、円盤の破壊が大きく影響すると考えられている。

トラペジウム星団において、近接遭遇による円盤の破壊の影響があったのかどうかはまだわかっていない。N 体シミュレーションにより、トラペジウム星団の円盤のサイズ分布が、星同士の近接遭遇の影響を受けているかを調べるのが当論文の目的である。

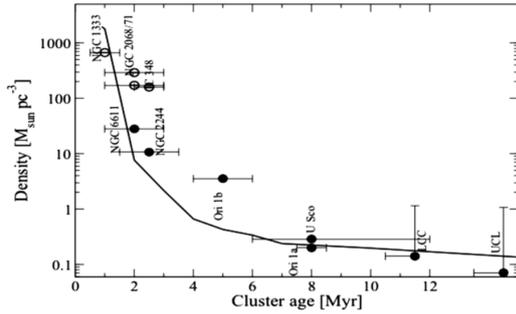


図 1: 星団の年齢と密度との関係 (Pfalzner et al. 2014)。実線は太陽系近傍にある典型的な大質量星団に対しての、gas expulsion 後の進化のシミュレーション結果。

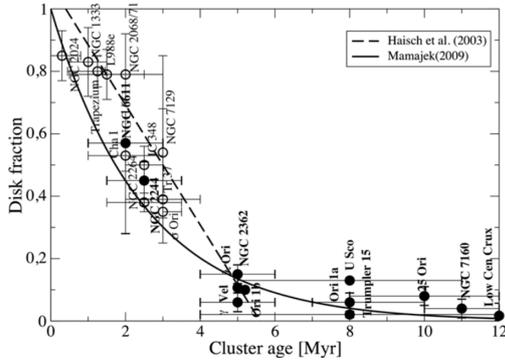


図 2: 星団の年齢と円盤を持つ星の割合との関係 (Pfalzner et al. 2014)。

2 Methods

彼らは Astronomical Multipurpose Software Environment (AMUSE; Portegies Zwart et al. 2009, 2013; Pelupessy et al. 2013) と呼ばれる N 体シミュレーションのプログラム群を用い、N 体シミュレーションを行った。計算には 4 次の Hermite 積分コード、PH4 (Steve McMillan) を用いた。

2.1 Model

星団内の星周円盤は、gas expulsion や星同士の近接遭遇によって失われていく。彼らは gas expulsion の効果は考えず、星同士の近接遭遇のみにより星周円

盤の一部が切り取られ失われていくと仮定した。円盤の切断は 2 つの星が encounter radius よりも短い距離まで接近した場合に起こるとした。円盤は円状であるとし、初期の encounter radius は 0.02 pc、円盤半径 r_{disc} は 400 au とした。

質量 m の星が質量 M の星と近接遭遇した際の、切断後の円盤半径の計算には Breslau et al. 2014 より得られた経験式

$$r'_{\text{disc}} = 0.28q(m/M)^{0.32} \quad (1)$$

を用いる。ここで q は遭遇における近点距離である。なお、この式は円盤のサイズが小さくなる場合にのみ適用される。計算回数の削減のため、遭遇後、2 つの星の encounter radius を $q/2$ と取り直す処理を行う。

近接遭遇によって、円盤はサイズが小さくなるだけでなく質量も失うはずである。各円盤から失われる質量 dm を、円盤の質量を m_{disc} として

$$dm = m_{\text{disc}} \frac{r_{\text{disc}}^{1/2} - r'^{1/2}_{\text{disc}}}{r_{\text{disc}}^{1/2}} \quad (2)$$

と仮定した。円盤が失った質量の一部は中心星へと降着するはずである。その質量は

$$dm_{\text{acc}} = dm f \frac{m}{m + M} \quad (3)$$

とした。ここで、 $f (\leq 1)$ は mass transfer efficiency factor である。

2.2 Initial conditions

それぞれの星の質量は Kroupa 2001 に従い、0.01-100 M_{\odot} の範囲で分布させた。それぞれの星は初め、その質量の 10% の質量の、半径 400 au の円盤を持つとした。400 au は Vicente & Alves 2005 の観測における、トラベジウム星団における星周円盤の最大値である。星の位置についてはフラクタル分布とした (Goodwin & Whitworth 2004)。フラクタル分布とはフラクタル次元 F をパラメータとして作られる分布であり、固まり具合を表現するのに適している。 F の値が大きいほど満遍なく広がった分布となり、逆に F の値が小さいほど固まった分布になる。

星団の初期条件として、星は球対称ではなく塊状の分布であることが観測から示唆されているため、フラクタル分布は星団の初期条件として適していると考えられる。

フラクタル次元 F 、ビリアル比 Q 、星の数 N 、half-mass radius R の 4 つをパラメータにとり、シミュレーションを実行した。具体的にはフラクタル次元については $F=1.2, 1.6, 2.0$ の 3 つの値で、ビリアル比については $Q=0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 1.0$ の 5 つの値で、星の数 N については 1000 から 3500 まで 500 個刻みで 6 つの値で、half-mass radius R については 0.125 pc, 0.25 pc, 0.5 pc, 1 pc の 4 つの値を初期条件として与えた。

3 Results

図 3 に $N=1500, Q=0.5, R=0.5$ pc の時の、各 F の値による星の初期分布を示す。図の左上から順番に $F=1.2, 1.6, 2.0$ の分布となっている。また、比較のため、図の右下に Plummer 分布を示す。これよりフラクタル分布の時には Plummer 分布と異なり、球対称ではなく、複数の塊に分かれて分布していることがわかる。

図 4 に、図 3 の初期条件から計算を進め、0.3 Myr となった時の星の分布を示す。図の青色は近接遭遇による円盤の破壊が起きず、円盤半径が 400 au のままのものを表し、赤色は半径が 100 au より大きく 400 au より小さくなったものを表し、黄色は半径が 100 au よりも小さいものを示している。ここから、Plummer 分布では中心部でのみ円盤の破壊が起き、そのほかの多くの星で破壊が起きていないことがわかる。一方フラクタル分布では、円盤の破壊がほとんどの星で発生し、初期状態と比べ円盤が小さくなっていることがわかる。

図 5 に、cumulative な円盤のサイズ分布を示す。緑色が Plummer 分布、赤色が観測結果の分布を示す。望遠鏡の分解能の問題から、円盤半径が 100 au 以上のものに限り比較を行った。図 6 に、半径が 100 au 以上の円盤についての、cumulative なサイズ分布を示す。これより、初期条件が Plummer 分布では近接遭遇を起こす円盤の数が少なく、サイズ分布は観

測結果と大きく異なり、星団の初期条件として適切でないことがわかった。

観測とシミュレーションとの一致具合を比較するために、彼らは Kolmogorov-Smirnov(KS) 統計及び Mann-Whitney-Wilcoxon(MWW) 統計を用いた (Kolmogorov 1954, Wilcoxon 1945; Mann & Whitney 1947)。それぞれの統計において観測の分布と比較を行い、 p 値が 0.05 以下の時には観測と一致しない分布として除外した。 p 値だけでは適切なパラメータ群を導くのは困難であるため、 $r_{\text{disc}} \geq 100$ au となる円盤の数についても比較を行った。観測で検出された円盤半径が 100 au 以上の天体は 95 天体であったことから、ポアソン統計に従い、 $r_{\text{disc}} \geq 100$ au となる円盤の数が 70 以上 120 以下とならないシミュレーション結果についても除外した。

一般に、 $F=1.6$ の場合に観測結果の円盤のサイズ分布をよく再現できた。この時 $R=0.5$ pc、 $Q=0.5$ または $Q=0.3$ 、 $N=2500$ または $N=3000$ の場合に観測結果をもっともよく再現できた。

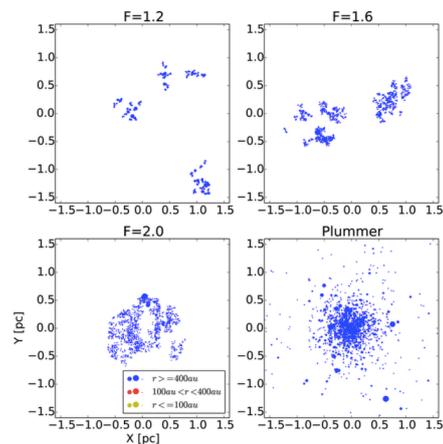


図 3: $N=1500, Q=0.5, R=0.5$ pc の時の、各 F の値による星の初期分布。

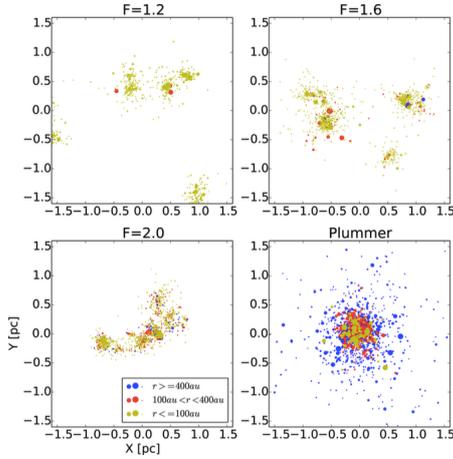


図 4: $N=1500$, $Q=0.5$, $R=0.5$ pc の時の、0.3 Myr における星の分布。

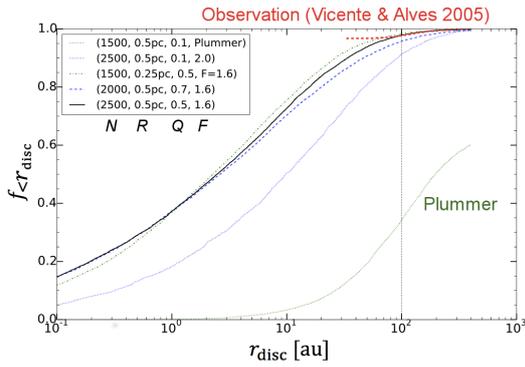


図 5: cumulative な円盤のサイズの分布。緑色が Plummer 分布、赤色が観測結果の分布を示す。

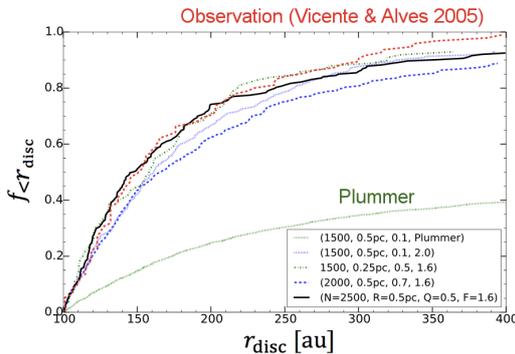


図 6: $r_{\text{disc}} \geq 100$ au の円盤についての cumulative なサイズ分布。緑色が Plummer 分布、赤色が観測結果の分布を示す。

4 Conclusion

Portegies Zwart(2016) らは、星周円盤のサイズと質量が星同士の dynamical interaction によってのみ変化するモデルを仮定し、オリオン星雲トラペジウム星団の星周円盤の分布について、観測結果を再現することを目的とした N 体シミュレーションを行った。その結果初期条件として、星の数が 2500 または 3000 個、half-mass radius が 0.5 pc、ビリアル比が 0.5 または 0.3、フラクタル次元が 1.6 の時に観測をよく再現したと結論づけた。

5 My Future Work

Portegies Zwart(2016) らのシミュレーションではガスの影響を考慮していない。Vincke & Pfalzner 2016 らのシミュレーションによれば、円盤の破壊をもたらすような dynamical interaction のほとんどは星団からガスがなくなる前に起こっている。また、観測から SFE は 30%以下と、星団の質量の大部分をガスが占めることがわかっている。したがってガスを含んだシミュレーションにすることで、大きく異なる結果になる可能性が十分考えられる。今後はガスの効果を含んだシミュレーションを行い、星団内の円盤が受ける効果についてより詳細に調べていきたいと考えている。

Reference

- Breslau et al., 2014, A&A, 565, A130
- Goodwin S. P., Whitworth A. P., 2004, A&A, 413, 929
- Kolmogorov A. N., 1954, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 98, 527
- Pelupessy et al., 2013, A&A, 557, A84
- Pfalzner et al., 2014, ApJ, 793, L34
- Portegies Zwart S. F., 2016, MNRAS, 457art S.
- Vicente S. M., & Alves J., 2005, A&A, 441, 195
- Vincke K., Breslau A., Pfalzner S., 2015, A&A, 577, A115
- Wilcoxon F., 1945, Biometrics Bull., 1, 80

焼結の効果を入れた ダストアグリゲイトの3次元衝突シミュレーション

長尾 整道 (東京工業大学大学院 理学院 地球惑星科学系)

Abstract

ダストアグリゲイトは、粒子の衝突合体によって作られる粒子の集合体であり、微惑星の材料になる。ダストアグリゲイトが形成されるには、アグリゲイト同士が衝突しても壊れないことが必要であり、破壊が起こる衝突速度に関して、いくつかの3次元衝突シミュレーションが行われてきた。しかし、これまでの3次元衝突シミュレーションでは焼結の効果は考慮されていなかった。現在、2次元での焼結の効果を入れたアグリゲイト衝突シミュレーションはすでに行われており、焼結がおこるとアグリゲイトは壊れやすくなることが示されている (Sirono & Ueno 2017)。本研究では、焼結の効果を入れた3次元衝突シミュレーションを行い、主に破壊が起こる速度、衝突により生じた破片の分布について、2次元衝突シミュレーションとの比較を行った。3次元のシミュレーションの結果、2次元シミュレーションと比較して、破壊が起こる速度や跳ね返りの有無、破片の分布の違いを確認することができた。

1 Introduction

惑星形成の初期段階において、 $0.1\mu\text{m}$ ほどのダストは、衝突合体により微惑星へと成長する。しかし、ダストが衝突合体により成長するためには、ダスト同士が衝突しても壊れずに集積することが必要である。ダストの衝突合体によってできた集合体はダストアグリゲイトと呼ばれる(以下、本稿では単にアグリゲイトと記述する)。

ダスト成長の初期段階では、同サイズのダストによる圧縮を伴わない衝突により、BCCAアグリゲイトと呼ばれる空隙率の高いアグリゲイトが形成される (Mukai et al. 1992; Kempf et al. 1999)。氷とシリケートのBCCAアグリゲイトについて、成長できる限界の相対速度(以下、成長限界速度)は計算されており、それぞれ 34m/s 、 3.4m/s と示されている (Wada et al. 2008)。しかし、この結果は、焼結は考慮されていない。焼結とは、融点より少し低い温度で物質を温めることによりその物質の表面分子が移動する現象のことである。現在、焼結を考慮した衝突シミュ

レーションが2次元に関して行われており、焼結が進むと、BCCAアグリゲイトが成長できる限界の速度は、およそ 10m/s まで下がることが示されている (Sirono & Ueno 2017)。

そこで本研究では、焼結を考慮したダストアグリゲイトの3次元衝突シミュレーションを行い、2次元での衝突シミュレーションの結果との違いについて明らかにする。本稿では、主に成長限界速度、破片の分布についての違いについて議論する。

2 Model

本研究では、アグリゲイトの衝突を N 粒子の運動方程式を解くことにより、シミュレーションを行っている。正面衝突により、同サイズの2つのアグリゲイトを衝突させる。本研究で用いた各アグリゲイトの構成粒子数は、512である。シミュレーションに用いるダストアグリゲイトは、水を仮定し、アグリゲイトを構成する粒子半径

は、 $0.1\mu\text{m}$ とする。図1、図2は、それぞれ実際にシミュレーションに用いた2次元と3次元のアグリゲイトである。

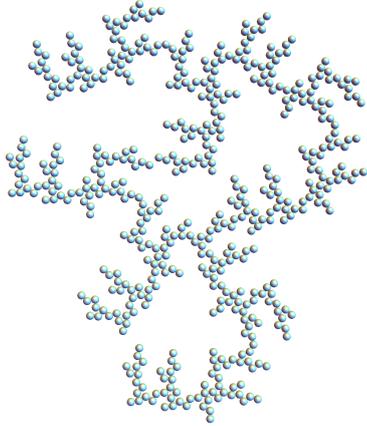


図 1: 構成粒子数 512 の 2 次元アグリゲイト

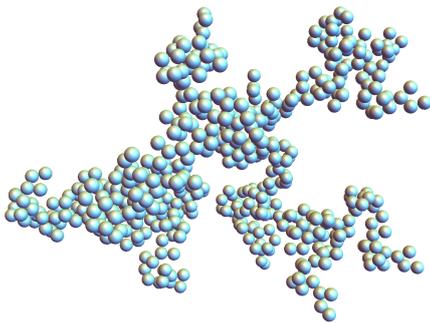


図 2: 構成粒子数 512 の 3 次元アグリゲイト

焼結の取り扱いの説明に移る。

本研究では、焼結が進むにつれ、粒子同士の接触部分(ネック)に表面分子が移動して太くなる効果、また、ネック半径の増加に対応して粒子半径の減少という効果を考慮している。衝突前のアグリゲイトのネックは、焼結しているとし、衝突後、新たにできるネックは、焼結していないものとする。焼結度合いを表すパラメータとして、焼結前の粒子半径に対するネック

半径の比を用いる(以下、 β)。本研究では、焼結なし、 $\beta = 0.5, 0.7$ の3つのパターンについて調べている。

2粒子間の運動は、以下の4パターンが考えられる。

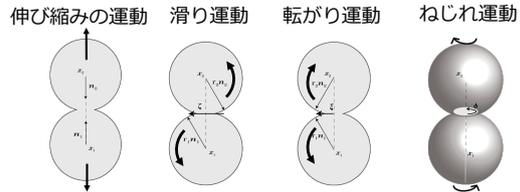


図 3: 2 粒子間の運動

このうちねじれ方向の運動が3次元での衝突シミュレーションを行う上で新たに導入した運動である。

2粒子間には、弾性力が働くが、伸縮みの運動以外の運動では、弾性限界を超えた際の振る舞いに関して、焼結の有無により違いが生じる。弾性限界を超えた際、焼結が起っていない状態では、摩擦によりエネルギーを散逸しながらもう一方の粒子表面を転がる。一方で、焼結が進むと弾性限界を超えた際、ネックが折れることにより、粒子同士の接触が途切れてしまう。これは、粒子半径の減少を考慮しているからである。

焼結ネックの弾性限界は、ネックが溜め込んだ弾性エネルギーがネックが持つ表面エネルギーと等しくなる場合に対応している。弾性限界に対応する変位を ϵ とすると、以下の式から導ける (Sirono & Ueno 2017)。

$$\frac{1}{2}k\epsilon^2 = \pi(\beta r)^2\gamma \quad (1)$$

ここで、 k は、バネ定数、 r は、焼結前の粒子半径、 γ は、単位面積あたりの表面エネルギーである。右辺がネック全体にかかる表面エネルギーとなっている。

なお、本研究では、5つの形の違うアグリゲイトを用意しその平均を結果として用いている。

3 Results

本節では、結果を述べる。

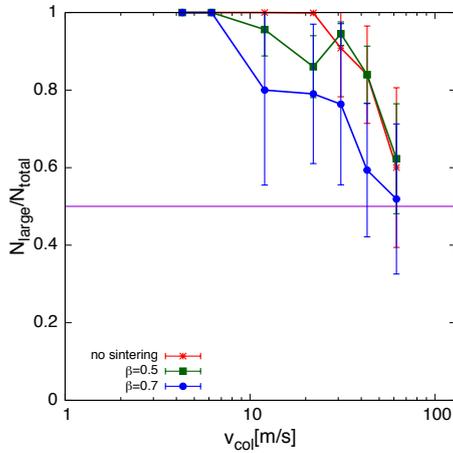


図 4: 2 次元 BCCA アグリゲイトの最大破片と衝突速度の関係。 N_{total} は、全粒子数 (ここでは、1024)。 N_{large} は、衝突後の最大破片の構成粒子数。横軸は、衝突速度である。赤色、緑色、青色がそれぞれ、焼結なし、 $\beta = 0.5$ 、 $\beta = 0.7$ の結果に対応している。

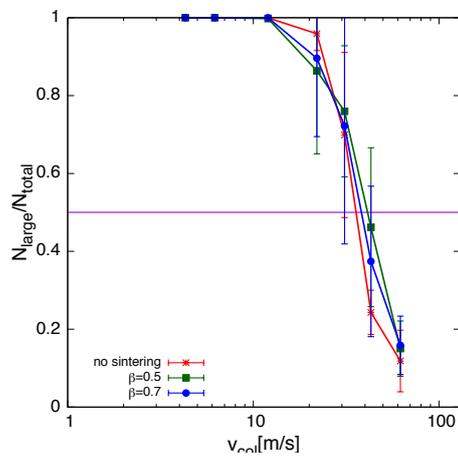


図 5: 3 次元 BCCA アグリゲイトの最大破片と衝突速度の関係。

図 4 は、2 次元シミュレーションでの最大破片と衝突速度の関係、図 5 が 3 次元シミュレーション

での最大破片と衝突速度の関係である。同サイズのアグリゲイトを衝突させているので、縦軸が 0.5 に対応する速度が成長限界速度である。2 次元の結果は、計算コードの問題により、高速度での計算が行えなかったのだが、成長限界速度は、おおよそ 60m/s と見積もることができるだろう。一方、3 次元の成長限界速度は、おおよそ 40m/s であり、2 次元と比較し、小さい成長限界速度が得られた。また、焼結の進み具合と最大破片の関係も違いが見られ、3 次元では、2 次元ほどは、焼結具合による違いは、無いようである。

また、2 次元では、衝突速度おおよそ 10m/s で、跳ね返りも確認された。跳ね返りは、3 次元では確認されなかったので、この点も違いとして挙げておく。

図 6 は、衝突後の破片の累積分布である。速度は、2 次元、3 次元それぞれの成長限界速度である (つまり、最大破片は、ほぼ同じである)。

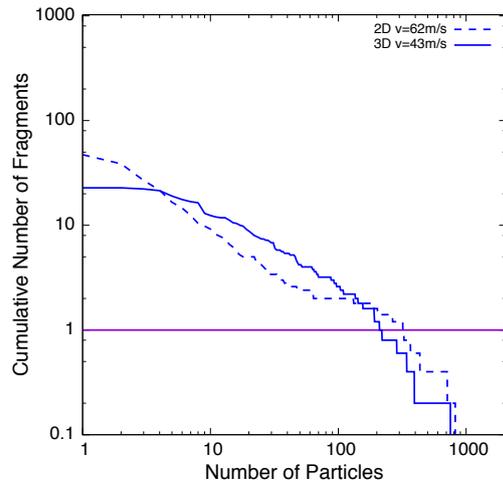


図 6: 衝突後の破片の累積分布。実線が 3 次元、破線が 2 次元の結果であり、それぞれの成長限界速度付近での結果を示している。 $\beta = 0.7$ である。

若干ではあるが、2 次元と比較し、3 次元の方が細かい破片が少なく、大きめの破片が形成さ

れやすいことが確認できる。

4 Discussion

前節の結果から、2次元と3次元の衝突の違いにより、成長限界速度の大きさ、跳ね返りの有無、破片分布について違いが見られることが判明した。2次元衝突では、最大破片となる破片が出来やすく、同時に細かい破片が出やすい。

この違いを生む原因として、アグリゲイトの衝突による接触点数に2次元と3次元で違いがあることが挙げられるだろう。幾何学的な観点から、高速度での衝突では、2次元アグリゲイトは、他の粒子と接触する機会が多い。また、2次元での衝突は、3次元での衝突と異なり、生成された破片が逃げる方向が限られているので、再衝突を起しやすくなる。結果的に、破片が衝突を繰り返すことにより砕け、細かい破片が形成されやすくなる。一方で、再衝突により、最大破片も大きくなる傾向がある。一方、3次元での衝突は、2次元とは違い衝突を経験しない粒子が多い。その結果、ネックが数点切れることにより、大きめの破片が形成されると、その破片が再衝突を経験せず、最終的に中程度のサイズのアグリゲイトが複数存在する。以上のことより、前節で見たような違いが生まれてきていると考えることができる。

本研究では、自身の計算コードで行なった2次元、3次元それぞれの結果を比べたが、本研究での2次元の結果が先行研究である Sirono & Ueno (2017) と異なっており、シミュレーションコードについて、再度検証する必要がある。

5 Conclusion

本研究では、焼結という効果をダストアグリゲイトに取り入れ、従来の2次元のものと比べ、より現実に即した3次元でのシミュレーションを行い、その違いを示すことができた。違いと

して、成長限界速度(2次元では、 $\sim 60\text{m/s}$ であるが、3次元では、 $\sim 40\text{m/s}$)、跳ね返りの有無、破片分布が確認できた。

しかし、先行研究者との違いなど計算コードに関して、不安が残る点もあり、今後より一層の検証が必要である。

今後の研究方針としては、粒子数依存性、圧縮度合いの違い、BPCA アグリゲイトとの比較などを行なっていく予定である。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、奥住聡先生、城野信一先生、田中秀和先生には、丁寧なご指導をいただきました。深く感謝いたします。

Reference

- Kempf, S., Pfalzner, S., & Henning, T. K. 1999, *Icarus*, 141, 388
- Mukai, T., Ishimoto, H., Kozasa, T., Blum, J., & Greenberg, J. M. 1992, *A&A*, 262, 315
- Sirono, S.-i., & Ueno, H. 2017, *ApJ*, 841, 36
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2008, *ApJ*, 677, 1296

火星衛星の捕獲説の再検討:火星原始大気の回転の影響について

鈴木 智浩 (東京工業大学理学院地球惑星科学系)

Abstract

火星には二つの小さな衛星、Phobos と Deimos が存在している。火星衛星の起源としては主に捕獲説と衝突説が議論されてきたが、決着はついていない。Phobos と Deimos の反射スペクトルが C 型や D 型の小惑星のそれに類似しているという点は、捕獲説を支持する。一方で、火星に飛来する小天体の方向はランダムであることが期待されるので、二つの火星衛星が小さな軌道傾斜角(つまり、ほぼ火星赤道面上を公転している)を持っているということを自然には説明できない。火星衛星の捕獲説に関する先行研究 (Hunten, 1979; Sasaki, 1990; Burns, 1992) でも、火星との潮汐相互作用や火星周りの静止した原始大気のガス抵抗によって衛星の離心率が現在のようにほぼ 0 になることがわかっているが、軌道傾斜角の問題は全く解決されていない。そこで、本研究では火星周りの原始大気が静止しているのではなく、火星の自転方向に回転運動をしているような場合を考慮すれば、捕獲された小天体の軌道傾斜角も変化するのではないかと考えた。本研究では、回転速度をパラメータとして、Sasaki (1990) で用いられた原始大気のガス密度分布を考慮して、捕獲後の衛星の軌道傾斜角の変化を数値的に計算した。その結果、ガスの回転速度によって軌道傾斜角の落ち方になんかの差が出て、ガスの回転速度がケプラー速度の 50% 以下ではあまり変化がないことがわかった。原始惑星系円盤ガス中で成長する原始惑星が捕獲する大気の運動に関して、Ormel et al. (2015) は等温で非粘性な流れを二次元系で計算している。彼らの計算結果によると、火星質量の天体が捕獲する原始大気の回転速度は、ケプラー速度の 10% 程度であることが示されているので、本研究で得られた結果を適用すると、小天体が火星に捕獲された後に現在の軌道になる確率は従来の確率からわずかにしか上がらない。そのため、現段階での我々の知見では捕獲説で現在の火星衛星系を作ることは困難であると言える。

1 Introduction

火星には Phobos, Deimos という二つの衛星がある。衛星の発見から 100 年以上たつが、いまだにその起源は確定していない。現在、主流となっている起源は捕獲説と衝突説の二つがある。

一つは捕獲説である。これは小惑星が火星の重力によって捕えられるという説である。Phobos と Deimos の反射スペクトルが C 型や D 型の小惑星のそれに似ており、近年までこの説が有力とされてきた。しかし、捕獲説は低傾斜角という現在の衛星の軌道を説明できない。なぜなら、もし捕獲された天体の軌道傾斜角がランダムな場合、二つが 2° 以内になる(現在の Phobos と Deimos の軌道傾斜角に落ち着く)確率は 10^{-7} 程度しかないからである。

二つ目は衝突説である。天体が火星に飛来し衝突した後、破片が飛び散って火星の赤道周りに円盤ができ、この円盤から衛星が形成されるという説であ

る。衝突説では、軌道傾斜角の問題は解決される。Rosenblatt et al. (2016) で行われたシミュレーションでは、火星の共回転半径(惑星の自転周期と衛星の公転周期が等しくなるような軌道)の内側と外側にちょうど一つずつ衛星をつくる(現在の火星システムをつくる)ことに成功しており、衝突説の新たな可能性を示唆した。

衝突説に追い風が吹く中、捕獲説においてもまだ研究されていないことがあるため、本研究では捕獲説に立ち返ってその可能性を探っていく。Sasaki (1990) では捕獲された衛星の長期の軌道進化を大気の抵抗の下で二次元計算した。計算の結果、離心率がほぼ 0 になることが確認できたが、軌道傾斜角の問題は解決されなかった。Sasaki (1990) では一次元球対称の静止している大気が考えられていたが、原始大気が火星周りで回転しているような状況を考えると、捕獲された衛星の軌道傾斜角も変化する可能性がある。

2 Model

2.1 ガスの密度勾配

火星周りのガスは火星の重力により火星中心に近づくほど濃くなっている。本論文では Sasaki (1990) で扱われたガスの密度勾配を用いる。

$$\rho_g(r) = \begin{cases} 1 \times 10^5 \rho_0 (r/r_m)^{-3} & (r_m < r < 1 \times 10^8) \\ \rho_0 \exp(1 \times 10^8/r) & (r > 1 \times 10^8) \end{cases}$$

ここで、 r は火星中心からの距離、 r_m は火星半径 ($= 3 \times 10^6 m$)、 ρ_0 はガス密度定数 ($= 4.2 \times 10^{-7} \text{kg/m}^3$) である。

2.2 ガスの回転モデル

本研究ではガスが火星の自転方向のみに回転しているとする。すると、ガスの速度の式は次のようになる。

$$v'_g = f \sqrt{\frac{GM}{r_{xy}}}$$

ここで、 G は万有引力定数、 M は火星の質量、 r_{xy} は火星の自転軸からの距離、 f は火星中心のケプラー速度に対する割合を示している。しかし、このモデルだと極域の速度が大きくなりすぎてしまう。そのため、速度場の緯度依存性をもたせるために、

$$v_g = f \sqrt{\frac{GM}{r_{xy}}} \cos \theta$$

とした (ここにおける θ は火星中心を原点、火星の自転方向を ϕ としたときの球座標における緯度)。

2.3 運動方程式

衛星が受ける力は火星の重力とガス抵抗である。そのため、運動方程式は次のようになる。

$$ma = -GMm \frac{\mathbf{r}}{r^3} - \frac{C_D \pi D^2 \rho_g}{2} |\mathbf{u}| \mathbf{u}$$

ここで、 C_D は無次元の抵抗係数で本研究では $C_D = 1$ 、 D は衛星の半径、 \mathbf{u} は衛星のガスとの相対速度である。

以上のモデルを用いて、4 次エルミート法で軌道計算を行った。計算は火星のヒル半径から共回転半径までとした。これは現在の衛星の位置から時間を遡ったとき、共回転半径の位置にあったと考えられるためである。衛星に関するパラメータは Phobos のものを適用した。

3 Results

いくつかの回転速度パラメータ f で計算を行った結果を以下に示す。

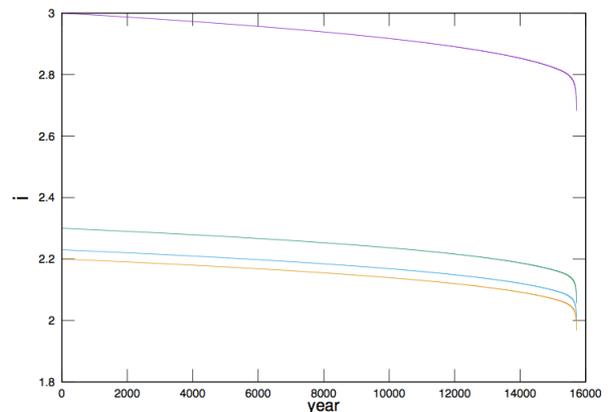


図 1: $f=0.1$ のときの軌道傾斜角の変化

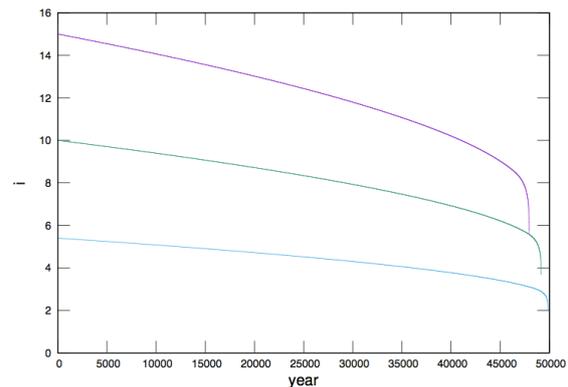


図 2: $f=0.5$ のときの軌道傾斜角の変化

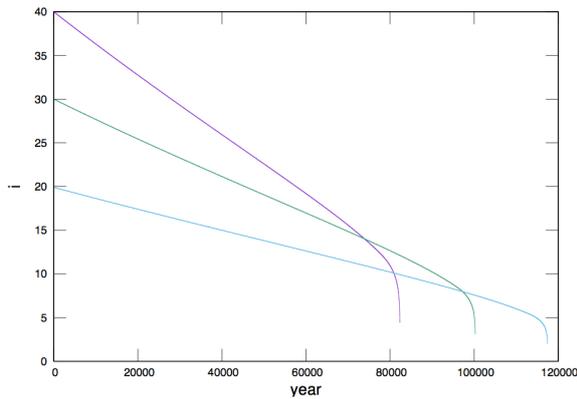


図 3: $f=0.7$ のときの軌道傾斜角の変化

これらの結果より、ガスの回転速度が速いほど衛星の軌道傾斜角は落ちることがわかった。また、 f を 0.1 ごとにとり、傾斜角がちょうど 2° に落ちるような初期傾斜角との関係を図 4 に示した。図 4

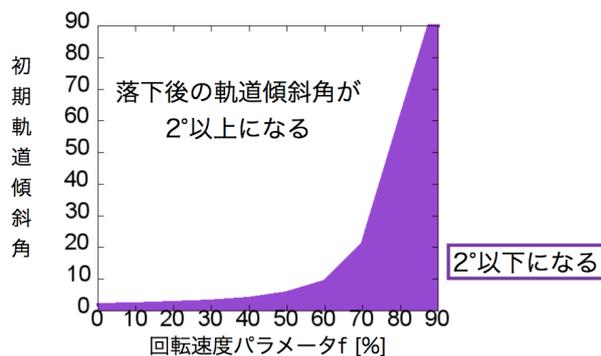


図 4: ガスの回転速度パラメータ f と傾斜角が 2° に落ちるような初期傾斜角の関係

より、 f が $0.6 \sim 0.7$ 以上になると傾斜角が大きく変化することがわかった。

4 Discussion

二つの天体の軌道傾斜角が θ 以内になる確率は以下のように表される。

$$P = \left(\frac{1 - \cos \theta}{2} \right)^2$$

これを用いて f と上記の確率 P の関係を表すと図 5 のようになる。

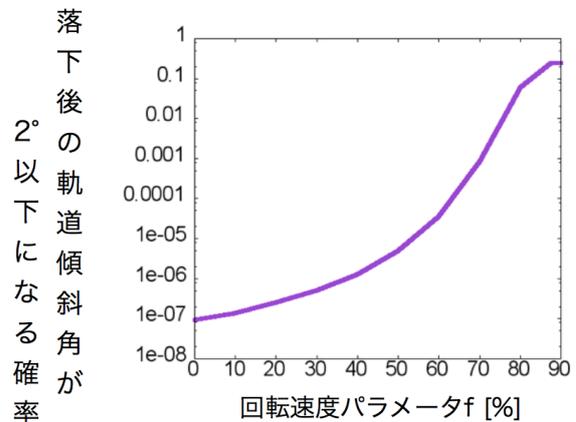


図 5: ガスの回転速度パラメータ f と二天体の傾斜角が 2° 以内に落ちる確率の関係

このように、確率はガスの回転速度が速いほど上昇するが、捕獲説を決定づける値とは言えない。Ormel et al. (2015) では原始惑星が捕獲する大気の流体計算がなされているが、その計算結果に基づくと火星質量の天体の場合、原始大気の回転速度はケプラー速度のおよそ 10% で回転していることが示されている。これを適用した場合、確率は大気が回転していない場合と比べて数倍しか上がらない。

5 Conclusion

本研究では、火星原始大気の回転を考慮して火星衛星の捕獲説を再検討した。その結果、大気の回転速度がかなり速くないと現在のような軌道傾斜角を説明するのは難しいことがわかった。

Acknowledgement

本研究を進めるにあたり、玄田英典先生には大変お世話になりました。心よりお礼申し上げます。

Reference

Craddock, R. A. 2011, Icarus 211, 1150-1161
Ormel, C. W. et al. 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 446, 1026-1040

2017 年度 第 47 回 天文・天体物理若手夏の学校

Sasaki, S. 1990, Abstract of the Lunar and Planetary
Science Conference, volume 21, page 1069

近赤外撮像画像における大質量星形成領域 MonR2 の中心星とネビュラの変光調査

儀間 博考 (鹿児島大学大学院 理工学研究科 物理・宇宙専攻)

Abstract

星形成領域 MonR2 では、電波観測で周期 30 日程度のメタノールメーザーの周期変動が見つかっており、その変動と中心天体の赤外線強度の変光に関係があるのではないかと示唆されている。

そこで、近赤外線での中心星の変光を調べ、MonR2 からのメタノールメーザーと中心星からの赤外線との関係を明らかにしたいと考えている。通常、ネビュラに覆われている星では、アパーチャー測光をすることはできないが、MonR2 では、中心星に対してネビュラが暗いため影響は小さい。そこで、アパーチャー測光をしたところ、J,H バンドで約 0.3 等程度の変光があることが確認できている。この方法では、ネビュラが変光していたり、中心天体に対してネビュラが明るい領域ではその影響を受けるため、精度良く測光することができない。そのため、ネビュラの影響の少ない測光方法を模索している。

現在は、異なるシーイング環境での赤外線撮像画像をデコンボリューションなどを用いてシーイングサイズを揃えて比較をし、ネビュラの変光の有無を調べることで測光の精度を上げることができないのかと考えている。

今回の解析では、ネビュラの変光がないことが確認できたため、0.3 等程度の変光が中心星の変光によるものだと確認することができた。

1 Introduction

MonR2 では、6.7GHz のメタノールメーザーの周期変動が見つかった (Uchiyama, private communication)。その励起がダストからの赤外線で行われていて、メタノールメーザーの強度変化は中心星やネビュラからの放射の影響を受ける (Sobolev et al. 1997)。中心星やネビュラの変光を調べることでメタノールメーザーと赤外線の強度変化の相関を調べることができるのではないかと考えた。

そこで、私たちは、鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡 (図 1) を用いて 2014 年 2 月から 2016 年 4 月の間、中心星やネビュラの変光を調べるために近赤外線での測光観測を行った。(表 1) 通常、ネビュラに覆われている星では、アパーチャー測光をすることはできないが、Mon R2 では、中心星に対してネビュラが暗いため影響は小さい。そこで、アパーチャー測光をしたところ、J,H バンドで図 2,3 の約 0.3 等の変光があることが確認できている。しかし、この方法では星とネビュラの分離をすることができないため、

精度良く測光することができない。そのため、IRAF のデコンボリューションを行うタスクを用いて赤外線撮像画像のシーイングサイズを揃えて比較をすることでネビュラと中心星の変光について調べた。

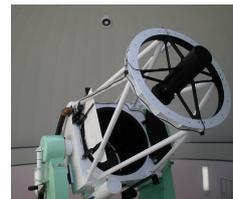


図 1: 鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡

表 1: 観測期間

バンド	観測期間	fits 枚数
Jband(1.25 μ m)	2014/2/24 ~2015/12/31	18 枚
Hband(1.65 μ m)	2014/2/24 ~2015/4/19	17 枚

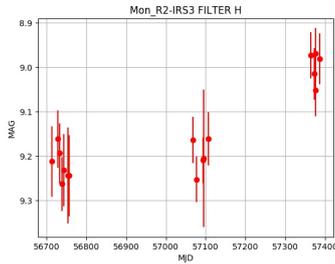


図 2: MonR2 IRS3(Hband): 相対測光測光結果
IRAF のアパーチャー測光を使い視野を固定するためにすべての日でパラメータを揃えて測光している

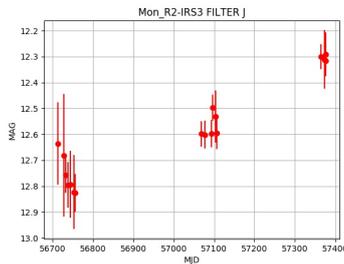


図 3: MonR2 IRS3(Jband): 相対測光結果

2 Methods

地上で撮られた近赤外線撮像画像は観測時の大気の状態の影響を受けてシーイングサイズが変化する。独立した点源でのアパーチャー測光では、画像ごとのシーイングサイズからアパーチャー半径を決めることで測光を行うことができる。しかし、Mon R2 IRS3 のようなネビュラに囲まれた星ではアパーチャー半径を広げると、目的星以外の余計な成分を含むことと、シーイングサイズがばらつくことから、ネビュラの影響を見積もることができない。そこで、IRAF の daophot パッケージの psf のタスクを用いて表 1 の画像ごとに PSF を作成し STSDAS/restore パッケージの wiener タスクを用いてデコンボリューションを行い、STSDAS/fourier パッケージの fconvolve で 2015/3/12 の J,H バンドでの PSF を畳み込みむことでシーイングサイズを揃えた。

それらの処理をした後で、目的星の重心とその他の星の重心を線でつなぎ、線と重なるピクセルの値で断面図を作成した。

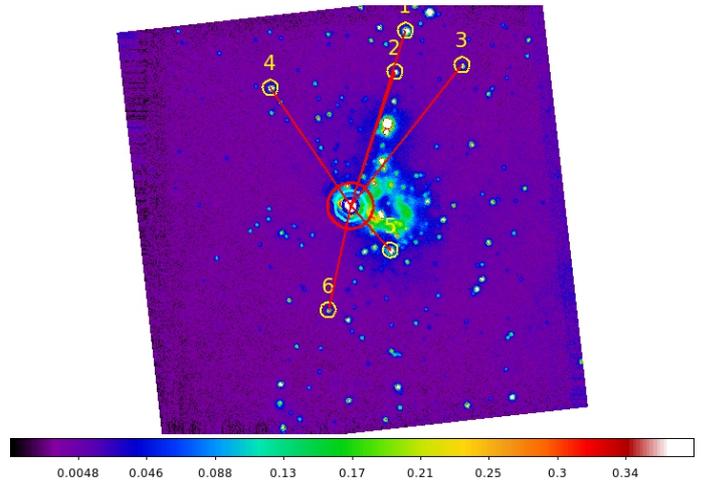


図 4: 鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡で Hband で撮られた Mon R2 の画像のシーイングを揃えた画像で平均を取ったもの

カラーバーはミリ Jy/pixel で書かれていて、上の方向が N、左の方向が E になっていて、視野が Fov=5.5arcmin(Pixel scale=0.63") となっている。

3 Results

図 6,7,8,9 のグラフは、図 4 の黄色い円で囲まれた星から目的星 (Mon R2 IRS3) をつなぎ、目的星を中心として他の星までの方向を正として近赤外線撮像画像の断面図を描き、断面図の線の色と観測された日付とが対応したものになっている、図 4 の黄色い円に付随して付けられている番号とグラフの y ラベルの数字が揃うようになっている。加えて、図 4 の目的星を中心とした青 (半径 R=10pixel)、シアン (R=20pixel)、赤 (R=30pixel) の同心円と断面図の縦線が揃うようにプロットしている。

図 6,8 のグラフの目的星の部分での変光に比べて、図 7,9 のグラフから、目的星の周りのネビュラはノイズ程度にバラついてはいるものの、MonR2 IRS3 の周りのネビュラでの変光がないことがわかる。

そのため、図 2,3 の約 0.3 等の Mon R2 IRS3 での変光の原因は中心星によるものだと考えられる。

4 Discussion and Conclusion

IRAF の daophot パッケージで PSF 測光を行うと PSF を作成し、フィッティングをかけて測光が行われる。その測光結果に対応する等級の PSF を引き、引き残しや引きすぎてないかを確認することで精度を検証をするというものになっている。Mon R2 IRS3 で PSF 測光を行う場合、図 5 のように引きすぎて黒く抜けてしまうという問題が起こっていたため、等級が明るく見積もられていた。

しかし、今回の研究から、Mon R2 IRS3 の変光は中心星によるもので周りのネビュラの変光はがないことがわかった。そのため、IRAF のような PSF 測光を行った際に星を引き去った画像の中心星のあった部分は他の日でもおおよそ同じ値になるのではないかと考えられる。このことから、今後の課題として、PSF 測光を行った際、それぞれの画像で引きすぎない。且つ、引いた画像の目的星の部分がそれぞれの日で変光を起こさないような測光方法を模索する必要がある。

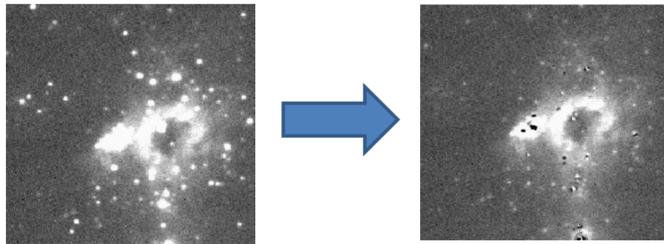


図 5: IRAF の daophot パッケージを用いて Mon R2 IRS3 に PSF 測光を行ったもの
独立した点源の星は問題なく引けているが Mon R2 IRS3 では引きすぎて黒くなっている

Reference

A.M.Sobolev,D.M.Cragg,&P.D.Godfrey
1997,1997A&A..324..211S

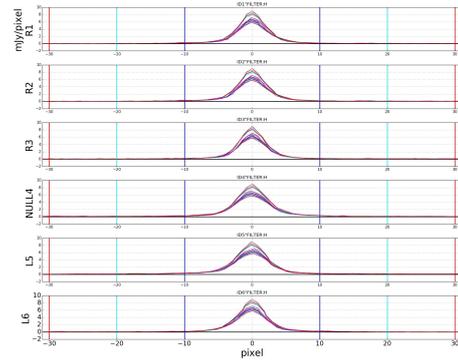


図 6: Mon R2 IRS3(Hband) 断面図
断面図の y 軸に mJy/pixel x 軸に pixel それぞれのグラフの y ラベルの数字と図 4 の星に付随してある数字を揃えるようにしてある。

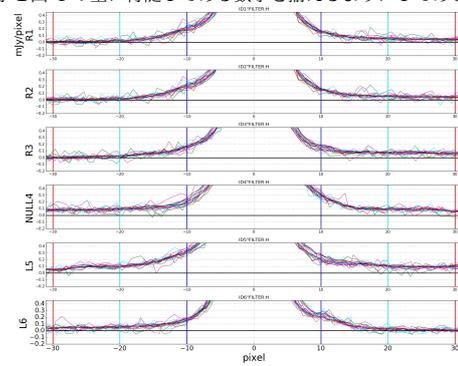


図 7: Mon R2 IRS3(Hband)図 5 を拡大したもの

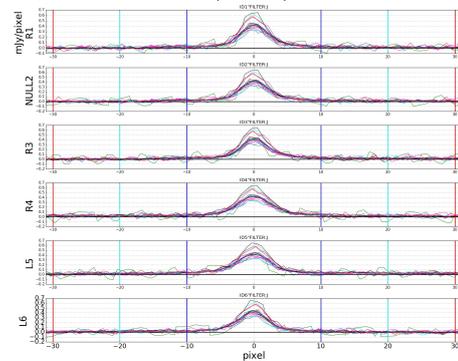


図 8: Mon R2 IRS3(Jband)断面図

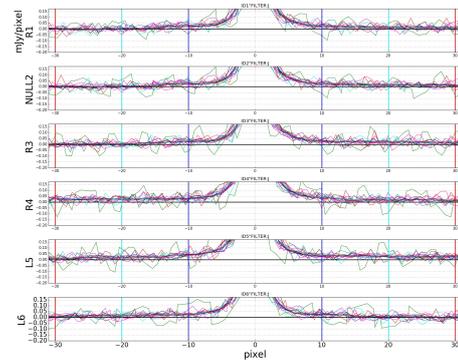


図 9: Mon R2 IRS3(Jband)図 7 を拡大したもの

OMC-2, FIR3/4/5 領域の多輝線観測

小山田 朱里 (日本女子大学大学院 理学研究科)

Abstract

分子雲中にある「コア」は星の形成現場であり、自己収縮により星が誕生するとされている。本研究では国立天文台野辺山宇宙電波観測所の 45m 電波望遠鏡を用いた観測プロジェクトの一環として、FOREST(FOur beam REceiver System on 45m-Telescope) および T70 受信機を用いて地球から最も近傍 (~412 pc) の巨大分子雲であるオリオン A 分子雲 OMC-2 中の原始星候補天体 FIR3/4/5 領域の多輝線観測を行った。取得データから N_2H^+ のコアが FIR4/5 付近で同定できたほか、その付近全体に弱い CCS 輝線が分布していることが発見された。先行観測では得られていなかった OMC-2 領域での CCS の存在証拠を示せた意義は大きい。今後この領域の物理状態を解析し、星形成過程の理解を進めていく予定である。

1 Introduction

宇宙に存在する原子は密度が高くなることで分子になり、星間分子雲と呼ばれる。星は分子雲中の「コア」と呼ばれる特に高密度な部分で誕生する。そのため、星形成の過程を知るには、星形成直前のコアの性質を解明することが重要である。観測には、分子雲を直接観測できる波長帯である電波が用いられる。オリオン A 分子雲は地球から最も近い巨大分子雲であり、高密度コアの分布や物理的性質を調べるのに適している。観測天体はオリオン A 分子雲 OMC-2 中の原始星候補天体 FIR3/4/5 領域である。FIR3/4/5 領域は、原始星 FIR3 からのアウトフローが FIR4 に衝突し、小さなガスの塊に分裂している (Shimajiri et al. 2008)。本研究の目的は、多輝線データからこの領域の物理状態を調べ、この領域で進む星形成過程の理解をさらに進めることである。

2 Observations

野辺山 45m 電波望遠鏡に搭載された FOREST と T70 受信機を用いて、OMC-2 中の FIR3/4/5 領域について、 $^{13}CO(1-0)$, $C^{18}O(1-0)$, $CCS(J_N = 7_8 - 6_7)$, $N_2H^+(J_{F_1,F} = 1_{1,2} - 0_{1,2})$, $HN^{13}C(1-0)$, $H^{13}CO^+(1-0)$, $H^{13}CN(1-0)$, $HCO^+(1-0)$, $N_2D^+(J_{F_1,F} = 1_{2,3} - 0_{1,2})$, $DNC(1-0)$, $DC_3N(9-8)$ のマッピング観測を行った。

3 Results

^{13}CO , $C^{18}O$, CCS , N_2H^+ , $HN^{13}C$, $H^{13}CO^+$, $H^{13}CN$, HCO^+ , N_2D^+ , DNC , DC_3N の各輝線の積分強度図が図 1、図 2、図 3 である。() 内が各輝線で積分した速度範囲である。左下の白丸はビームサイズを表している。グリッドサイズは 7.5 arcsec で、図中の記号は Chini et al. 1997 より引用した FIR3/4/5 領域の座標 (表 1) である。カラーバーの単位は K km/s である。観測諸元は表 2、表 3 にまとめた。

表 1: FIR3/4/5 領域の座標

	R.A.(J2000)	Decl.(J2000)
FIR3	5:35:27.6	-5:09:33.0
FIR4	5:35:26.7	-5:10:00.0
FIR5	5:35:26.4	-5:10:23.0

取得データから N_2H^+ のコアが FIR4/5 付近で同定できた。そのコアから南西方向にかけて比較的強い DNC が検出され、冷たいガスが広がっていることが示唆された。また、その付近全体に弱い CCS 輝線が分布していることが新たにわかった。先行観測では、OMC-2 領域において CCS 輝線は検出されておらず (Tatematsu et al. 2008)、今回の高感度 FOREST 観測により、OMC-2 領域でも CCS が存在することが明らかになった。

表 2: 観測諸元 (FOREST)

	^{13}CO	C^{18}O	CCS	N_2H^+
ビームサイズ	21.7 arcsec		23.4 arcsec	
速度分解能	0.05 km/s			
T_{sys}	150-200 K	100-200 K	200-250 K	100-150 K
rms ノイズレベル	0.3 K	0.4 K	0.1 K	0.2K

表 3: 観測諸元 (T70)

	HN^{13}C	H^{13}CO^+	H^{13}CN	HCO^+	N_2D^+	DNC	DC_3N
ビームサイズ	24.9 arcsec				23.4 arcsec		
速度分解能	0.05 km/s						
T_{sys}	100-250 K						
rms ノイズレベル	0.5 K	0.5 K	0.4 K	0.8 K	0.6 K	0.6 K	0.7 K

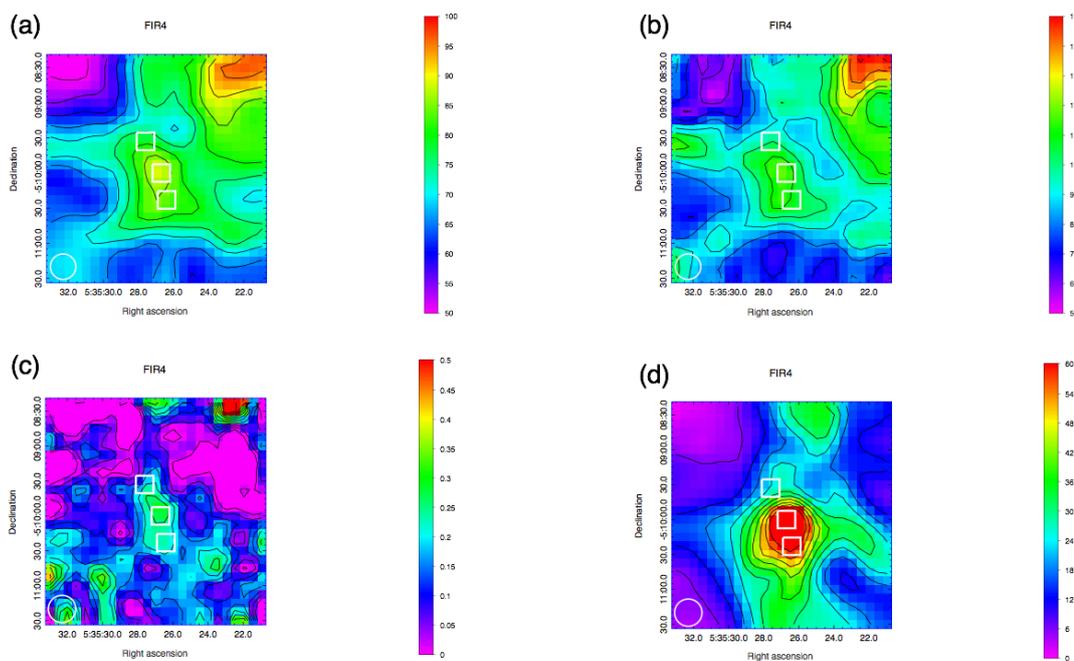


図 1: 積分強度図: (a) ^{13}CO (5.075 km/s~15.075 km/s), (b) C^{18}O (5.075 km/s~15.075 km/s) (c)CCS(8.575 km/s~12.575 km/s), (d) N_2H^+ (1.575 km/s~20.075 km/s)

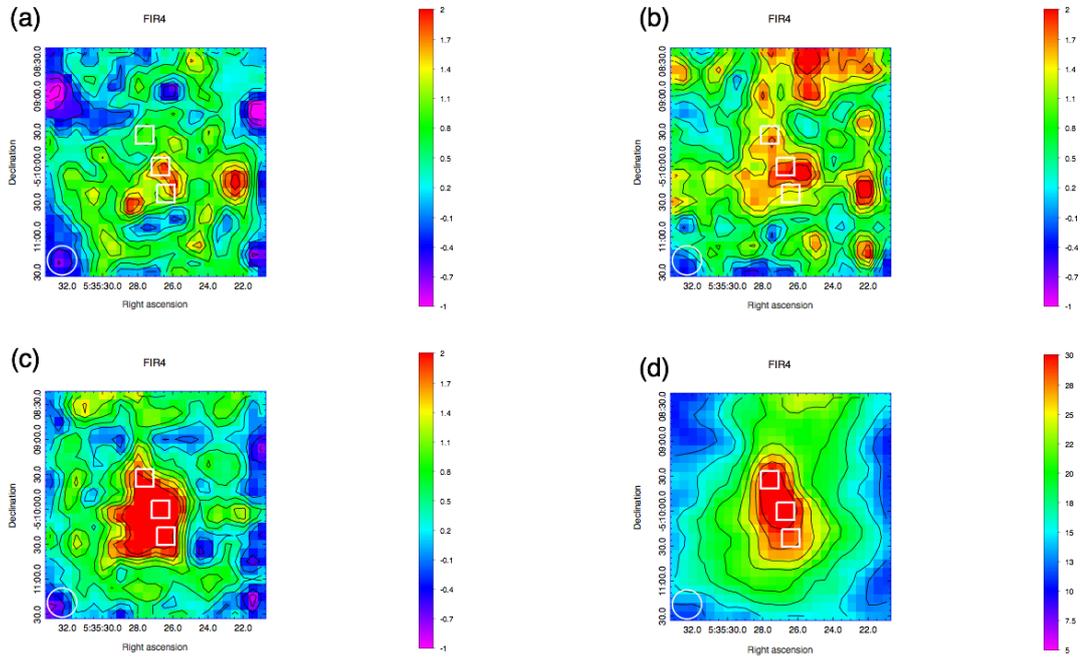


図 2: 積分強度図: (a)HN¹³C(8.075 km/s~16.075 km/s), (b)H¹³CO⁺(8.075 km/s~16.075 km/s), (c)H¹³CN(8.075 km/s~16.075 km/s), (d)HCO⁺(8.075 km/s~16.075 km/s)

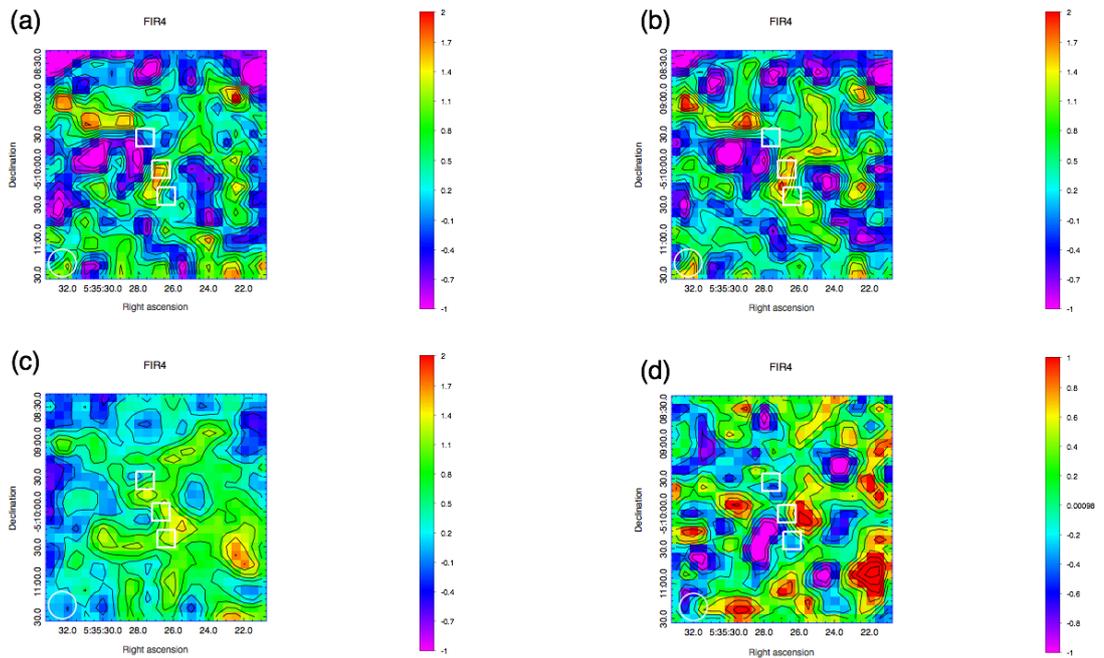


図 3: 積分強度図: (a)N₂D⁺(2.075 km/s~16.075 km/s), (b)N₂D⁺(2.075 km/s~16.075 km/s), (c)DNC(9.075 km/s~13.075 km/s), (d)DC₃N(8.075 km/s~16.075 km/s)

4 Discussion

図4は分子雲の星形成における化学進化の概念図を表している。Suzuki et al. 1992 や Ohashi et al. 2014 などから、星ありコアでは N_2H^+ が豊富である一方、星なしコアでは CCS が豊富にあることがわかっている。つまり、CCSなどの炭素鎖分子は密度が低くとも豊富に存在するが、進化が進むにつれて N_2H^+ などの分子が増える。このことを用いて、様々な分子による観測の結果を議論する。

DNC と DC_3N は重水素化合物である。重水素は低温の分子雲中で分子に凝縮される。このことを重水素濃縮という。重水素濃縮は CO がダストに吸着して減少することで加速する一方、コアができ分子雲の温度が上昇すると重水素化合物が破壊されることで減速する。よって、重水素濃縮度が高いところは低温であり、コアが作られる直前であると考えられる。

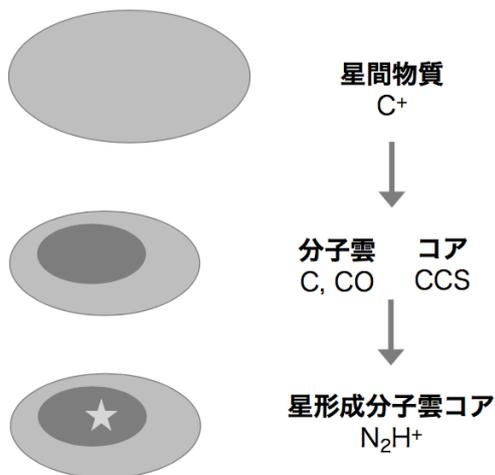


図4: 分子雲の星形成における化学進化の概念図

5 Future work

今後、柱密度を算出し、fractional abundance を算出する。fractional abundance とは、水素分子 H_2 に対する各分子の存在比である。 ^{13}CO , $C^{18}O$, CCS, $H^{13}CO^+$ に関しては、光学的に薄いと仮定することで柱密度を求めることができる。たとえば Shimajiri et al. 2015 によると、 H_2 の柱密度は、FIR3において $26.9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (励起温度=13.8[K])、FIR4において $45.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (励起温度=13.0[K]) と見積もられる。光学的に厚い分子 (HCO^+ など) やハイパーファイン構造を持つ分子 (N_2H^+ , $H^{13}CN$ など) に関しては解析が複雑になるため、今後検討していく予定である。

6 Conclusion

N_2H^+ のコアが FIR4/5 付近で同定できた。また、その付近全体に、先行観測では得られていなかった弱い CCS 輝線が分布していることを発見した。今後引き続きこの領域の物理状態を解析し、星形成過程の理解を進めていく予定である。修士論文の執筆にあたっては、星形成の直前に多く存在するとされる N_2H^+ 分子について重点的に解析を行う。

Acknowledgement

国立天文台野辺山宇宙電波観測所、理論研究部および中村文隆准教授にはご指導をいただきました。ありがとうございました。

Reference

- Chini et al. 1997, AJ, 474, L136.
- Shimajiri et al. 2008, AJ, 683:255-26.
- Shimajiri et al. 2015, AJ, 221:31.
- Tatematsu et al. 2008, PASJ, 60, 407-410.
- Suzuki et al. 1992, AJ, 392:551-570.
- Ohashi et al. 2014, PASJ, 66, 119.

放射条件と軌道安定性から評価する連星系の Habitable Zone

Jaime L., & Pichardo B.: “Habitable Zones with Stable Orbits for Planets around Binary Systems”, 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 431, 1

奥谷 彩香 (東京工業大学理学院 地球惑星科学系)

Abstract

従来の habitable zone (HZ) は、中心星が一つのときに限って議論されてきた。しかし恒星の大半は連星系をなすため、HZ を連星系まわりに拡張する必要がある。そこで、本発表では二重連星の HZ の条件を定式化する Jaime et al.(2014) の論文について、レビューを行う。この論文では、以下の二つの独立な条件を HZ の条件として用いる。

A. 中心星からの放射：HZ は中心星放射によって定義されるが (たとえば Kopparapu et al. 2013)、一つの中心星まわりの放射条件を二つの放射源がある場合に拡張する。連星系ではこの条件をみだす範囲 “radiative Habitable Zone (rHZ)” が、各星のまわり、または連星系まわりにあらわれる。

B. 惑星軌道の安定性：生命が出現するまでに十分な時間、惑星が安定にとどまるような軌道は、一方の恒星に十分近い軌道と連星両方から十分離れた軌道の二種類が存在する (Pichardo et al. 2005, 2008)。

この二つの条件を同時に満たすような軌道範囲を連星系の HZ とし、太陽系近傍の 64 個の連星系についてこれを適用した。その結果、56%の連星系が HZ をもつことが分かった。

1 Introduction

1995 年以降の相次ぐ系外惑星の発見より、生命が居住可能 (habitable) な惑星についての議論は近年盛んに行われている。地球とは非常に異なる惑星でも条件をみれば habitable 惑星になりうるという見方は、将来 habitable 惑星を発見するチャンスを拡大することにつながる。

今までは、中心星が一つである場合に限って habitable zone(HZ) を考えていた。しかし観測事実より、ほとんどの星は二重連星または多重連星の一部をなすことがわかっている。特に、重い星ほど連星系をなす確率は高く、太陽型の F~G 型星の 57%は主系列星をペアに連星系をなす (Duquennoy & Mayor 1991)。また、G 型星より軽い M 型星を主星とする連星系は 30~40%存在する (Fischer & Marcy 1992)。実際に太陽系近隣でも、約 50%の太陽型星が連星系をなしている (Raghavan et al. 2010)。これにくわえて近年、連星系をまわる惑星が相次いで発見された。現在確認されている連星系周りの惑星は 19 個である。2012 年には、連星系 Kepler17 の周りに複数の惑星

が公転していることが発見された。

以上をふまえ、HZ を連星系の惑星について拡張する必要がある。連星系の HZ を考える際には、放射条件と惑星軌道の安定性という独立な二つの条件について考える。これについての先行研究はいくつか行われてきたが (たとえば Kane & Hinkel 2013)、先行研究で惑星軌道の安定性の判断に用いている式は、連星系の軌道離心率が高いときに成り立たなくなることが指摘されている。そこで、今回レビューを行う Jaime et al. (2014) の論文では、軌道安定性については解析的な式 (Pichardo et al. 2005, Pichardo et al. 2008) を用いて、二重連星の HZ の定式化を行う。これを、太陽系近傍の連星系について適用し、HZ をもつ連星系の割合がどのくらいであるのか見積もった。

2 Methods

連星系の HZ の条件は、以下の二つの独立な条件を用いて考える。

2.1 放射条件

中心星が一つするとき、惑星表面に液体の水が存在できるように放射条件 (Kopparapu et al. 2013) :

$$I_o \leq I(r) \leq I_i(r) \quad (1)$$

を用いる。ある位置でうけとる放射 $I(r)$ を放射源が二つある場合に拡張する。連星系の軌道面と惑星の公転面が同一面上にあると仮定すれば、二つの星からの放射を足し合わせたものは、

$$I(x, y) = L_T \left[\frac{1 - \lambda_s}{(x - r_p)^2 + y^2} + \frac{\lambda_s}{(x - r_s)^2 + y^2} \right] \quad (2)$$

である。ここで、 x, y は連星系の軌道面上の座標、 L_T は連星系の total luminosity、 λ_s は伴星の L_T への寄与である。また、 M を連星の質量の和、 r_{12} を連星間の距離として、 $r_p = -(m_s/M)r_{12}$ 、 $r_s = (m_p/M)r_{12}$ で定義する。この放射 $I(x, y)$ が、式 (1) をみたすところが連星系の radiative Habitable Zone (rHZ) となる。

まず簡単のため、連星の軌道離心率が 0、すなわち連星間の距離 r_{12} が時間変化しないときについて考える。 r_{12} と L_T で規格化し、新たに

$$\eta_p = -q = m_s/M, \quad \eta_s = +(1 - q) \quad (3)$$

とおけば、式 (2) は

$$I(x, y) = \frac{1 - \lambda_s}{(\eta_x + q)^2 + \eta_y^2} + \frac{\lambda_s}{(\eta_x + q - 1)^2 + \eta_y^2}. \quad (4)$$

これより I は λ_s と質量比 q のみで定まる。等照線が連星系周りに各星のまわりに変わるところの放射を critical isopleth とよび、

$$I_c = \frac{(1 - \lambda_s)^{1/3} + \lambda_s^{1/3}}{[(1 - \lambda_s)^{2/3} + \lambda_s^{2/3} - \lambda_s^{1/3}(1 - \lambda_s)^{1/3}]^2} \quad (5)$$

で表される。

この I_c と HZ をみたす I の位置関係によって、rHZ は以下の 3 つの configuration に場合分けされる。

- configuration I: ($I_c < I_o$). rHZ はそれぞれの星のまわりに存在する。
- configuration II: ($I_o < I_c < I_i$). HZ の内側の境界はそれぞれの星まわりに位置し、外側の境界は連星系まわりに位置する。

- configuration III: ($I_i < I_c$). rHZ は連星系まわりに存在する。

それぞれの configuration を図 1 に示す。

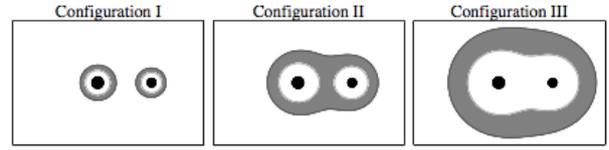


図 1: rHZ の三つの配位

Pichardo et al.(2005) によると連星系における惑星の軌道は、その軌道離心率が 0.3 より低いとき安定になる。ゆえに、惑星の軌道を円軌道とする。これを反映して、軌道上のどの phase においても放射条件をみたすような、円状の軌道がとれる範囲を radiative Binary HZ (rBHZ) として定義する。等照線は critical isopleth 付近ほど円状ではなくなるので、rBHZ を考える際には注意が必要である。

なお、連星系が軌道離心率を持つ場合は、近星点と遠星点それぞれにおいて rBHZ を求め、より厳しい条件の方を採用すればよい。

2.2 惑星の軌道安定性

二重連星に対して惑星が存在するとき、系は三体問題となるため、惑星の軌道は不安定になりうる。そこで、以下の Pichardo et al. (2005, 2008) の解析的な式を用いて安定な軌道が存在する範囲を定める。なお、上述したように、惑星の軌道は円軌道のもの考える。

惑星が各星 i のまわりをまわるときは、各星に軌道が近いほどもう一方の星の重力の影響を受けなくなるため安定になる。このときの安定な惑星の軌道の最大半径 R_i は、

$$R_i = R_i^{Egg} \left(0.733(1 - e)^{1.2} q^{0.07} \right) \quad (6)$$

ここで、 R_i^{Egg} はロッシュローブ内でもとることのできる円の最大の半径の近似式であり、

$$R_i^{Egg} = \frac{0.49 a q_i^{2/3}}{0.6 q_i^{2/3} + \ln(1 + q_i^{1/3})}, \quad (7)$$

$$(q_1 = M_1/M_2, \quad q_2 = M_2/M_1)$$

で表される (Eggleton 1983)。 a は連星系の軌道長半径で、 e は軌道離心率である。

一方、惑星が連星系のまわりをまわるとき、連星系から離れるほど軌道は安定になる。このときの安定な惑星の軌道の最小半径 R_{CB} は、

$$R_{CB} = 1.93a(1 + 1.01e^{0.32})(q(1 - q))^{0.043} \quad (8)$$

である。さらに、連星系が軌道離心率をもつとき、 R_{CB} の軌道中心は、連星系の重心からずれることが示されている (Pichardo et al. 2008)。このずれは、

$$R_{sh} = -3.7ae^{0.8}(0.5 - q)[q(1 - q)]^{1/4} \quad (9)$$

で与えられる。

3 Results

前章の放射条件と軌道安定性を組み合わせて、太陽系近傍の 64 個の連星系の HZ を評価する。この 64 個の連星系は主系列星であり、軌道要素がわかっている。ルミノシティを求める際には、Cox (2000) の質量光度関係を用いた。

その結果、64 個の連星系のうち 36 個の連星系、すなわち 56% が HZ の条件を満たした。これらの中に、configuration II の rHZ をもつものは存在しなかった。ここでは、特に 3 つの連星系を例として、HZ の評価を実行してみる。

HIP 1955

結果を図 2 に示す。HIP 1955 の rHZ は、近星点についても遠星点についても、configuration III になる。したがって、連星系周りの安定な軌道の最小半径 R_{CB} と、その中心のずれ R_{sh} を計算すればよい。これより、赤い実線より外側かつ濃い灰色のゾーンの内側に入る、赤い実線と同心円の領域が HZ になる。

HIP 80436

結果を図 3 に示す。rHZ は configuration I になる。各星周りの安定な軌道の最大半径を求めると、主星には放射条件と軌道安定性をみたら HZ が存在しな

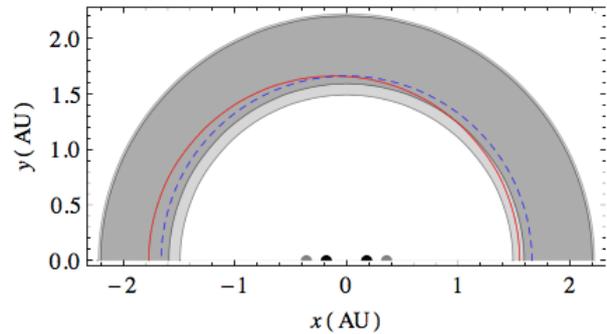


図 2: HIP 1955 の HZ。黒い点が近星点、灰色の点が遠星点。薄い灰色のゾーンが近星点での rHZ、濃い灰色のゾーンが遠星点と近星点の rHZ の重なった部分を示している。青い点線は安定な軌道の最小半径 R_{CB} であり、赤い実線は軌道中心のずれを考慮した安定な軌道の最小半径である。

いことがわかる。一方、伴星について拡大した図 4 を見ると、濃い灰色のゾーンが HZ になっていることがわかる。

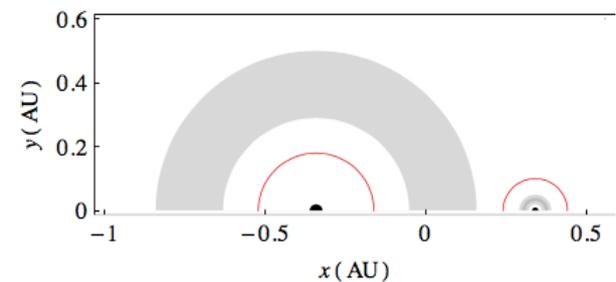


図 3: HIP 80436 の HZ。黒い点は近星点の位置関係。薄い灰色のゾーンが近星点での rHZ、濃い灰色のゾーンが遠星点と近星点の rHZ の重なった部分を示している。赤い実線は安定な軌道の最大半径である。

HIP 76852

結果を図 5 に示す。rHZ は configuration III になる。rHZ の内側の境界についてとれる円軌道は図中の外側の赤い円であり、rHZ の外側の境界についてとれる円軌道は内側の赤い円となる。したがって、全ての phase で rHZ の領域内に入る円軌道は存在しな

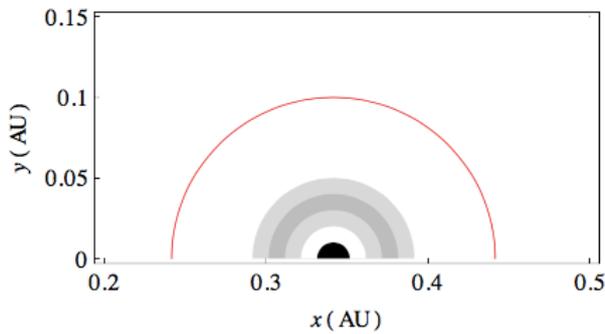


図 4: HIP80436 の伴星の拡大図

いことがわかる。これより、HIP 76852 は HZ をもたない連星系である。

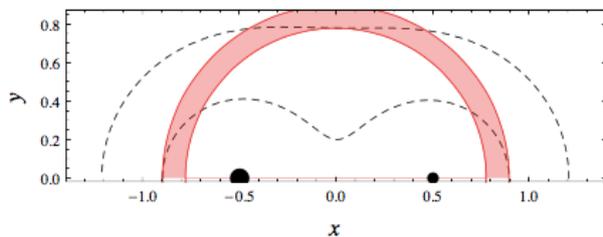


図 5: HZ をもたないケース:HIP76852。黒い点は近星点のときの位置関係。黒い点線は rHZ の境界を示す。

4 Conclusion & Future Work

恒星の半分近くは連星系を成し、かつ連星系をまわる惑星が複数存在しているという観測事実より、連星系についての HZ を考えることは非常に重要である。そこで、Jaime et al.(2014) に従って二重連星の HZ を定式化した。中心星が一個のときの HZ の放射条件を放射源が二つある場合に拡張し、軌道の安定性については解析的な式 (Pichardo et al. 2005, 2008) を用いて評価した。この二つの条件を満たすところが、二重連星の HZ となる。この評価基準を太陽系近傍の 64 個の連星系について適用したところ、56% の連星系が HZ をもつことがわかった。

Jaime et al.(2014) では星のスペクトルタイプを特定せず、放射強度のみで rHZ を評価してきた。さらに、惑星を質点として扱い、その表層環境については言及していない。そこで、自身の今後の研究課題と

しては、M 型主系列星を含む連星系にのみターゲットを絞り、この系についての HZ の評価を行いたい。M 型星は低温であり、HZ が星に近くなるため潮汐同期回転し、表層環境が過酷になると考えられている。しかし、連星系をなしていればもう一方の星からの放射をうけてその環境が緩和される可能性がある。そこで、M 型星を含む連星系の HZ を Jaime et al.(2014) の手法で見積もり、さらに表層環境についても潮汐進化や大気輸送などの効果を取り入れて調べていきたい。

M 型星まわりの HZ 中の岩石惑星は、2017 年に TRAPPIST-1 で発見された複数個の惑星などがある。さらに今年 12 月に打ち上げ予定の TESS は M 型星まわりの低質量惑星を探索候補にしている。中心星が M 型星一つのみならず、M 型星を含む連星系にも HZ が存在するということが示せれば、habitable 惑星発見のチャンスをさらに広げられるだろう。

Acknowledgement

国立天文台及び、京都大学基礎物理学研究所、野辺山宇宙電波観測所、宇宙線研究者会議、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、日本天文学会からのご支援に感謝いたします。また、研究を進める上で多くのご指導をくださった井田茂先生と藤井友香さんに深く感謝いたします。

Reference

- Jaime L., Aguilar L., & Pichardo B., 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 431, 1
- Duquennoy A., & Mayor M. 1991, Astronomy & Astrophysics, 248, 485
- Fischer D. A., & Marcy G. W. 1992, Astrophysical Journal, 396, 178
- Pichardo B., Sparke S., & Aguilar L. 2005, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 359, 521
- Pichardo B., Sparke S., & Aguilar L. 2008, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 391, 815
- Kopparapu R., Ramirez R., & Kasting, J. F. et al. 2013, Astro-physical Journal, 765, 131

トランジット法による系外惑星大気観測の今後の展望

寺田 由佳 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

Abstract

トランジット法は、系外惑星の公転面が観測者の視線に沿う場合に見られる、惑星による食に伴う明るさやスペクトルの変化を観測するものである。この手法は系外惑星の間接的な観測法であるが、惑星大気についての情報を得ることが可能である。トランジットが起こっている間、恒星の光の一部が惑星の大気中を通過し、一部が吸収される。従って、食の内外のスペクトルの差から、惑星の大気を透過してくる主星の光を分析することで、惑星の大気を調べることが出来る。現在、TESS、JWST、CHEOPS といったトランジット法を用いた系外惑星の探査や分光を行う望遠鏡や衛星の打ち上げが計画されており、今後、ますますトランジット法による系外惑星の大気の観測が盛んになることが予想される。ここでは、トランジットによる大気観測の現状と打ち上げ予定の観測装置によって近い将来、どのような観測ができるかについて述べる。

1 Introduction

1.1 Exoplanetary Exploration

1995 年にドップラー分光法で恒星を回る最初の系外惑星が発見されて以来、系外惑星の分野は発展を続け、惑星の大気や組成、内部構造に関する研究も行われるようになった。その中でもトランジット法は 2000 年に惑星の観測に成功し、ケプラー宇宙望遠鏡の登場により複数ある系外惑星探査の手法の中でも最も多くの系外惑星を発見した観測手法である。

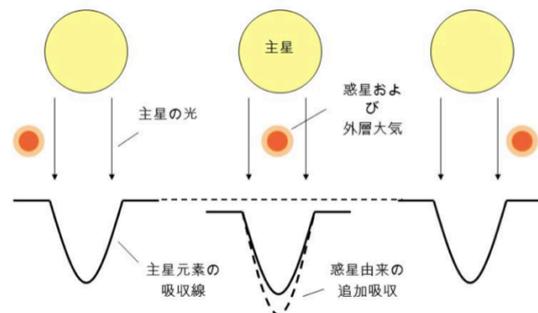


図 1: トランジット分光法

1.2 1.2 トランジット分光法と問題点

このトランジット法は現在、系外惑星を発見するだけでなく、様々な波長による観測でトランジット中の透過スペクトルに吸収線が存在するかを調べ、惑星大気の成分を推測することを可能にしている (図 1)。

この手法はトランジット分光観測と呼ばれ、2002 年にハッブル宇宙望遠鏡の STIS 分光器を用い、HD209458 をトランジット観測し、この恒星周りの惑星の大気にアルカリ金属が含まれる最初の証拠が示された (Charbonneau, et al., 2002)。多くの系外惑星の大気観測が行われる中で問題となっているのが大気中の雲の存在である。実際に、GJ1214b の大

気

の観測で、平坦な透過スペクトルが得られた (図 2)。このように、雲による透過スペクトルの遮蔽が起これば、系外惑星の大気の成分がわからなくなっている。そのため、系外惑星の大気の雲の理解が重要となる。

2 Future Plans

2.1 HEARTS

HEARTS (Hot Exoplanet Atmospheres Resolved with Transit Spectroscopy) は ESO3.6m 望遠鏡に搭載された高分解能分光器 HARPS を用いた系外惑星

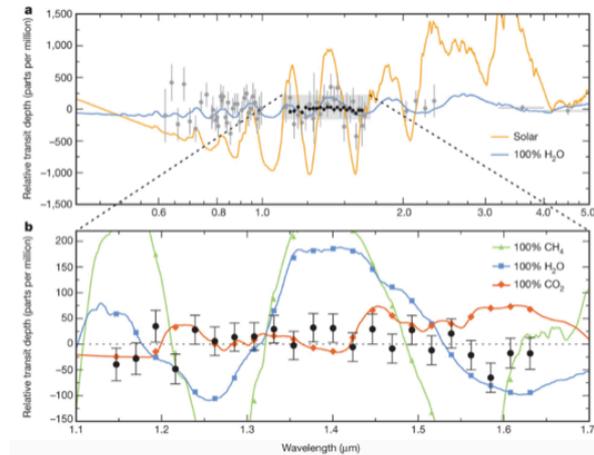


図 2: Kreidberg et al. (2014) による GJ1214 b 大気の透過光スペクトル。黒点が観測値で、図 1 よりも精度が上がっていることがわかる。緑色、青色、オレンジ色の点は、それぞれ、メタン 100%、水蒸気 100%、二酸化炭素 100%、の大気を仮定した時に得られる透過光スペクトルの推定値。

の高層大気の分光観測である。最初のターゲットとして WASP-49b が選ばれ、Na のスペクトル線が見つかった (図 3)。

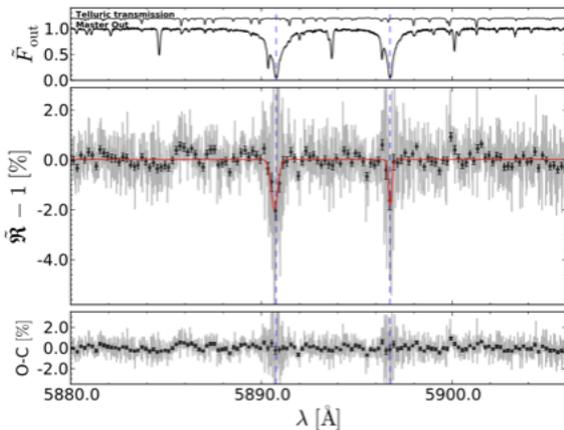


図 3: HARPS で観測された WASP-49b の Na の 2 本のスペクトル線

現在、4m クラスの望遠鏡に HARTS を搭載し、観測がおこなわれている。さらに、VLT に ESPRESSO 分光器に搭載して観測も行われる予定で、より精度

の高い観測結果が得られることが期待される。

2.2 JWST,TESS,CHEOPS

JWST はハッブル宇宙望遠鏡の後継機として NASA,ESA,CSA が開発中の赤外線宇宙望遠鏡で、2018 年に打ち上げ予定である。近赤外線カメラ、近赤外線分光器、中間赤外線装置、ガイド及び近赤外線装置が搭載される。ハッブル宇宙望遠鏡より観測精度が向上し、少ない観測回数でよりよい結果が得られる。JWST の観測により、大気の雲の研究が進展することが予想されている。TESS は 2018 年打ち上げ予定の系外惑星トランジット観測用の衛星である。12 等よりも明るい G, K 型 50 万個と 1000 個の近傍赤色星を狙う。次に、CHEOPS は ESA が 2018 年に打ち上げ予定の衛星でスーパーアースから海王星質量までの既知の惑星が存在する恒星の精密測光小型ミッションである。12.5V 等級より明るい恒星を観測する。それぞれがこれまでにない結果を導くことが予想されるが、2つの結果を比較することでさらなる情報が得られることが予想される。具体的に考えられているのは、ホットジュピターからの反射光と熱放射の区別である (Gaidos et al. 2017)。TESS と CHEOPS は感度の高い領域が異なる (図 4)。これにより、CHEOPS は反射光に、TESS は昼側からの熱放射に対してより敏感になるので、同じ対象を見ることによって区別が可能になると考えられる。

3 Conclusion

これまでの系外惑星のトランジット分光による観測で、宇宙生物の研究につながる水の吸収線の発見や、惑星形成に関わる発見がなされている。現時点でトランジット観測が可能な惑星系は限られており、主なターゲットはホットジュピターである。地球のような系外惑星の観測は困難であるが、前節で紹介した装置が稼働し、観測が行われていくことでスーパーアースなどのハビタビリティの議論が進むことが期待される。

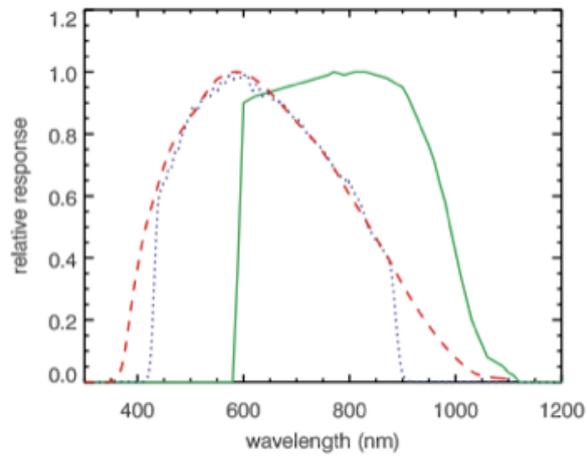


図 4: Kepler, TESS, CHEOPS の応答関数 緑 : TESS, 赤 : CHEOPS, 青 : Kepler

Reference

- [1] P.Molliere, R. van Boekel, et al., 2016, A&A, 600, A10
- [2] Eriza M.-R. Kempton & Jacob L. Bean, 2017, ApJ
- [3] Wyttenbach, C.Lovis, et al., 2017, A&A 602, A36
- [4] E. Gaidos, D. Kitzmann, K. Heng, 2017, MNRAS
- [5] Kevin B. Stevenson, Nilole K. Lewis, et al., 2017 PASP
- [6] Hannah R. Wakeford, David K. Sing, et al., 2017, Science, 356, 628-631

近赤外撮像画像における大質量星形成領域 MonR2 の中心星とネビュラの変光調査

儀間 博考 (鹿児島大学大学院 理工学研究科 物理・宇宙専攻)

Abstract

星形成領域 MonR2 では、電波観測で周期 30 日程度のメタノールメーザーの周期変動が見つかっており、その変動と中心天体の赤外線強度の変光に関係があるのではないかと示唆されている。

そこで、近赤外線での中心星の変光を調べ、MonR2 からのメタノールメーザーと中心星からの赤外線との関係を明らかにしたいと考えている。通常、ネビュラに覆われている星では、アパーチャー測光をすることはできないが、MonR2 では、中心星に対してネビュラが暗いため影響は小さい。そこで、アパーチャー測光をしたところ、J,H バンドで約 0.3 等程度の変光があることが確認できている。この方法では、ネビュラが変光していたり、中心天体に対してネビュラが明るい領域ではその影響を受けるため、精度良く測光することができない。そのため、ネビュラの影響の少ない測光方法を模索している。

現在は、異なるシーイング環境での赤外線撮像画像をデコンボリューションなどを用いてシーイングサイズを揃えて比較をし、ネビュラの変光の有無を調べることで測光の精度を上げることができないのかと考えている。

今回の解析では、ネビュラの変光がないことが確認できたため、0.3 等程度の変光が中心星の変光によるものだと確認することができた。

1 Introduction

MonR2 では、6.7GHz のメタノールメーザーの周期変動が見つかった (Uchiyama, private communication)。その励起がダストからの赤外線で行われていて、メタノールメーザーの強度変化は中心星やネビュラからの放射の影響を受ける (Sobolev et al. 1997)。中心星やネビュラの変光を調べることでメタノールメーザーと赤外線の強度変化の相関を調べることもできるのではないかと考えた。

そこで、私たちは、鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡 (図 1) を用いて 2014 年 2 月から 2016 年 4 月の間、中心星やネビュラの変光を調べるために近赤外線での測光観測を行った。(表 1) 通常、ネビュラに覆われている星では、アパーチャー測光をすることはできないが、Mon R2 では、中心星に対してネビュラが暗いため影響は小さい。そこで、アパーチャー測光をしたところ、J,H バンドで図 2,3 の約 0.3 等の変光があることが確認できている。しかし、この方法では星とネビュラの分離をすることができないため、

精度良く測光することができない。そのため、IRAF のデコンボリューションを行うタスクを用いて赤外線撮像画像のシーイングサイズを揃えて比較することでネビュラと中心星の変光について調べた。

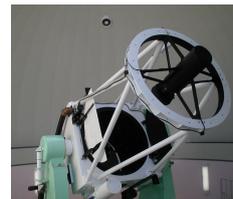


図 1: 鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡

表 1: 観測期間

バンド	観測期間	fits 枚数
Jband(1.25 μ m)	2014/2/24 ~2015/12/31	18 枚
Hband(1.65 μ m)	2014/2/24 ~2015/4/19	17 枚

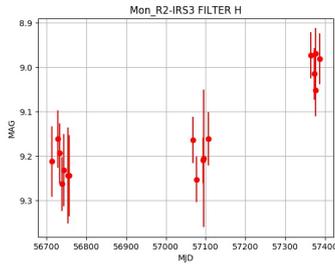


図 2: MonR2 IRS3(Hband): 相対測光測光結果
IRAF のアパーチャー測光を使い視野を固定するためにすべての日でパラメータを揃えて測光している

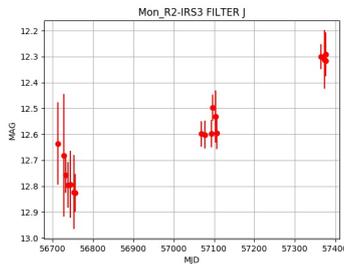


図 3: MonR2 IRS3(Jband): 相対測光結果

2 Methods

地上で撮られた近赤外線撮像画像は観測時の大気の状態の影響を受けてシーイングサイズが変化する。独立した点源でのアパーチャー測光では、画像ごとのシーイングサイズからアパーチャー半径を決めることで測光を行うことができる。しかし、Mon R2 IRS3 のようなネビュラに囲まれた星ではアパーチャー半径を広げると、目的星以外の余計な成分を含むことと、シーイングサイズがばらつくことから、ネビュラの影響を見積もることができない。そこで、IRAF の daophot パッケージの psf のタスクを用いて表 1 の画像ごとに PSF を作成し STSDAS/restore パッケージの wiener タスクを用いてデコンボリューションを行い、STSDAS/fourier パッケージの fconvolve で 2015/3/12 の J,H バンドでの PSF を畳み込みむことでシーイングサイズを揃えた。

それらの処理をした後で、目的星の重心とその他の星の重心を線でつなぎ、線と重なるピクセルの値で断面図を作成した。

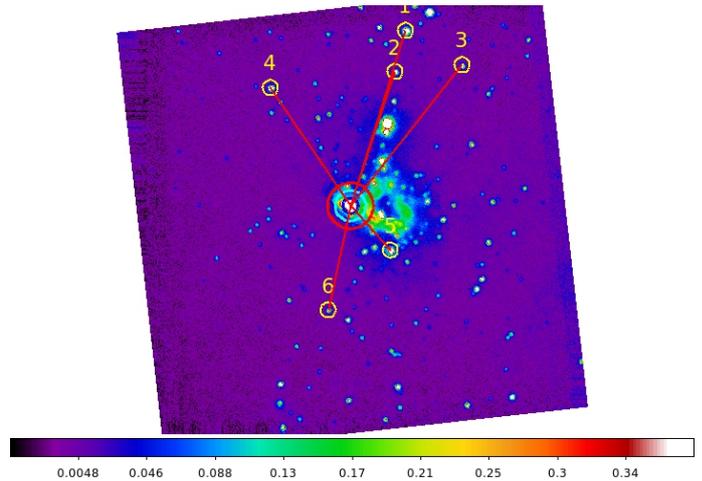


図 4: 鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡で Hband で撮られた Mon R2 の画像のシーイングを揃えた画像で平均を取ったもの

カラーバーはミリ Jy/pixel で書かれていて、上の方向が N、左の方向が E になっていて、視野が Fov=5.5arcmin(Pixel scale=0.63") となっている。

3 Results

図 6,7,8,9 のグラフは、図 4 の黄色い円で囲まれた星から目的星 (Mon R2 IRS3) をつなぎ、目的星を中心として他の星までの方向を正として近赤外線撮像画像の断面図を描き、断面図の線の色と観測された日付とが対応したものになっている、図 4 の黄色い円に付随して付けられている番号とグラフの y ラベルの数字が揃うようになっている。加えて、図 4 の目的星を中心とした青 (半径 R=10pixel)、シアン (R=20pixel)、赤 (R=30pixel) の同心円と断面図の縦線が揃うようにプロットしている。

図 6,8 のグラフの目的星の部分での変光に比べて、図 7,9 のグラフから、目的星の周りのネビュラはノイズ程度にバラついてはいるものの、MonR2 IRS3 の周りのネビュラでの変光がないことがわかる。

そのため、図 2,3 の約 0.3 等の Mon R2 IRS3 での変光の原因は中心星によるものだと考えられる。

4 Discussion and Conclusion

IRAF の daophot パッケージで PSF 測光を行うと PSF を作成し、フィッティングをかけて測光が行われる。その測光結果に対応する等級の PSF を引き、引き残しや引きすぎてないかを確認することで精度を検証をするというものになっている。Mon R2 IRS3 で PSF 測光を行う場合、図 5 のように引きすぎて黒く抜けてしまうという問題が起こっていたため、等級が明るく見積もられていた。

しかし、今回の研究から、Mon R2 IRS3 の変光は中心星によるもので周りのネビュラの変光はがないことがわかった。そのため、IRAF のような PSF 測光を行った際に星を引き去った画像の中心星のあった部分は他の日でもおおよそ同じ値になるのではないかと考えられる。このことから、今後の課題として、PSF 測光を行った際、それぞれの画像で引きすぎない。且つ、引いた画像の目的星の部分がそれぞれの日で変光を起こさないような測光方法を模索する必要がある。

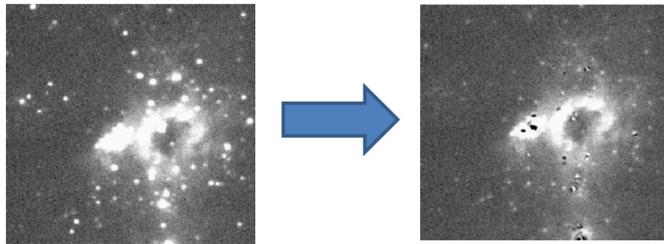


図 5: IRAF の daophot パッケージを用いて Mon R2 IRS3 に PSF 測光を行ったもの
独立した点源の星は問題なく引けているが Mon R2 IRS3 では引きすぎて黒くなっている

Reference

A.M.Sobolev,D.M.Cragg,&P.D.Godfrey
1997,1997A&A...324..211S

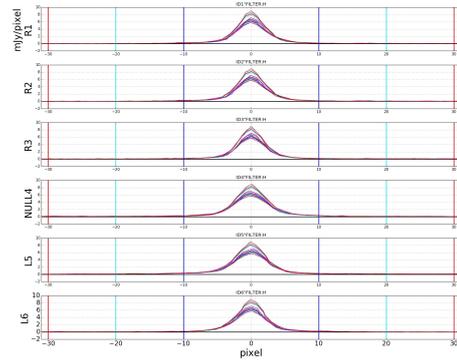


図 6: Mon R2 IRS3(Hband) 断面図
断面図の y 軸に mJy/pixel x 軸に pixel それぞれのグラフの y ラベルの数字と図 4 の星に付随してある数字を揃えるようにしてある。

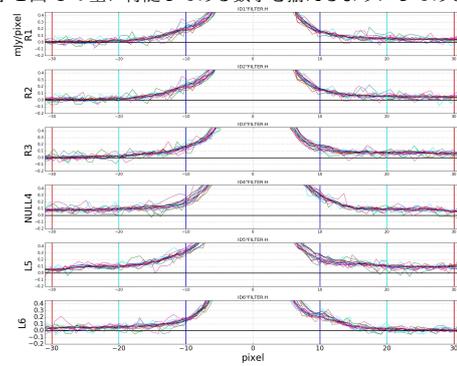


図 7: Mon R2 IRS3(Hband)図 5 を拡大したもの

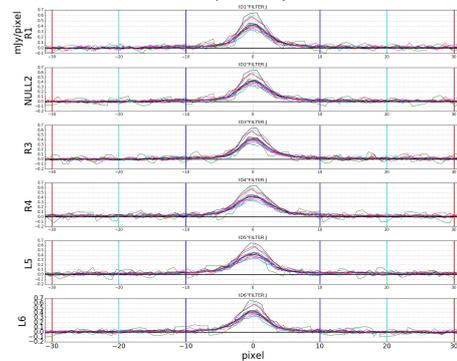


図 8: Mon R2 IRS3(Jband)断面図

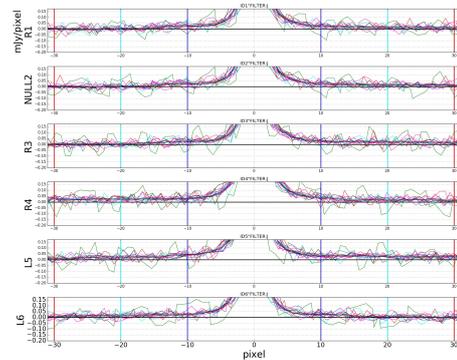


図 9: Mon R2 IRS3(Jband)図 7 を拡大したもの

赤外線による大質量星形成過程へのアプローチ

吉田 泰 (東京大学大学院理学研究科天文学専攻修士1年)

Abstract

小中質量の星形成過程は大方解明されつつあるが、大質量の星形成過程は大質量の星の数が多いことと星形成のタイムスケールも短いことから、解明が低質量星に比べて遅れている。星の形成過程において、星の周囲の現象を見るのに変光を見るのが有効である。低質量星では変光によって最近傍の構造や運動が調べられているが、大質量星では変光が存在するかどうかはわかっていなかった。近年メーザーによるモニタ観測で変光が見つかり、注目が集まっていた。加えて昨年、赤外線で見つかった大質量の YSO (Young Stellar Object) が発見された。赤外線観測は光度などの物理パラメータを直接得られるため、今後の研究が大いに期待される。本講演では昨年発見された大質量の VYSO (Variable Young Stellar Object) の論文を紹介しつつ、大質量 VYSO の赤外線での観測の展望について述べる。

1 イントロダクション

大質量星は、強い輻射を持つことや超新星爆発を起こし、周りのガスの進化に大きな影響を与えるため、大質量星形成過程の解明は極めて重要であるが、その形成過程は大質量の星の数が多いことと星形成のタイムスケールの短さから、低質量星に比べて解明が遅れている。特に大質量星形成段階における降着率は大きな問題となっている。大質量星は寿命が短く、主系列段階に入ると強い輻射を持つため、 $10 - 20 M_{\odot}$ のような大質量星を形成するには、高い降着率 ($\sim 10^{-3} M_{\odot}$) が必要になってくる。

大質量星の降着メカニズムの解明にあたって、若い大質量星の中心付近 (\sim 数 AU) の観測が必要になってくるが、若い大質量星は一般に分子雲やダストに深く埋もれており、中心星付近の直接撮像は可視光や赤外線では難しい。そこで若い大質量星の中心星付近の構造を推定するにあたって、変光を見るのが有効である。実際に、メーザー変光を伴う若い大質量星は発見されており、変光を通して中心星付近の構造を説明するモデルがいくつか存在する。

電波では、若い大質量の中心星付近の構造の研究を主にメタノールメーザーを用いて行なっている。6.7GHz class II メタノールメーザーはしばしば若い大質量星に付随しており、circustellar disk ($r \sim 10^3$ AU) に位置していると考えられている (Bartkiewicz et al. 2009)。さらにメタノールメー

ザーの中には10日以上周期で変光をするものが存在する (Goedhart et al. 2004, 2009)。また、ホルムアルデヒドメーザーについても、準周期的 (完全に周期的でない) な変光 (周期 ~ 237 日) も存在する (Araya et al. 2010)。こうした (準) 周期的なメーザー変光を説明するために、様々なモデルが提唱されており、colliding-wind binary model (van der Walt 2011) や連星の周期的な accretion model (Araya 2010)、中心星の脈動モデル (Inayoshi et al. 2013) などが挙げられる。

一方赤外線ではこうした若い大質量星の変光観測はほとんど行われておらず、若い大質量星が変光が明確に捉えられたのは2016年のことである (Kumar et al. 2016)。また、メタノールメーザーと異なり、赤外線 (K band) における変光が周期的であるとは言えない。

メーザーの周期変光を説明するモデルの中には連星の赤外線励起によるもの (Araya et al. 2010) や中心星の脈動によるもの (Inayoshi 2013) が存在する。もしこれらのモデルが正しいならば、メーザーの周期変光と赤外線の変光はある程度連動しているはずである。したがって、若い大質量星のメタノールメーザー及び赤外線による長期にわたる観測が必要となる。本講演では変光振幅の大きい大質量 VYSO (Variable Young Stellar Object) の発見に関する論文 (Kumar et al. 2016) を紹介し、現在我々の研究グループがモ

ニター観測をしている大質量星形成領域の大質量原始星について述べる。

2 高振幅の VYSO の発見

本セクションでは、Kumar et al. 2016 による論文『HIGHLY VARIABLE YOUNG MASSIVE STARS IN ATLASGAL CLUMPS』を紹介する。この論文では、Ks band において $\Delta K_s \geq 1(\text{mag})$ の MYSO(Massive YSO) を初めて発見したことを述べている。大質量 YSO の選定方法は次のとおりである。

まず、VVV survey より $\Delta K_s \geq 1(\text{mag})$ を超える変光星のカタログを用意する (Contreras et al. 2016)。これと ATLASGSL survey(分子雲の分布が見られる) とを照合させ、YSO 候補を見つける。さらに、2MASS, GLIMPSE, MIPS GAL, WISE, HiGal, ATLASGAL のデータベースを元に、Robitaille et al. の SED fitting tool を用いて、質量を決定し、大質量星を同定する。その結果、13 個の天体が大質量 VYSO であることがわかった。この論文で発見された VYSO の一覧を図 1 に示す。

VYSO	M_* (M_\odot)	A_{dust} (mag)	$A_{\text{H}\alpha}$ (mag)	\dot{M}_{out} ($10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$)		logAge (yr)	Distance (kpc)	log(f_{dust}) (G_0)	$\chi^2_{\text{red}}/N_{\text{par}}$	N_{par}	N_{out}
				$10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$	$10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$						
VVVv244	5.9 ± 2.6	102 ± 4009	32 ± 13	7.6 ± 26.2	1.1 ± 6.0	6.2 ± 0.8	5.5 ± 3.5	2.8 ± 0.7	0.05	1000	1302
VVVv251	8.5 ± 2.8	97 ± 295	46 ± 7	3.3 ± 3.5	3.8 ± 27.0	6.2 ± 0.7	4.2 ± 2.6	3.5 ± 0.5	0.05	684	49
VVVv336	7.3 ± 2.9	206 ± 2951	45 ± 9	0.0 ± 0.0	0.7 ± 2.8	6.4 ± 0.2	5.7 ± 3.3	3.2 ± 0.6	0.09	3333	8
VVVv367	8.3 ± 2.7	641 ± 3857	31 ± 14	3.8 ± 4.2	8.7 ± 34.0	5.7 ± 1.2	4.0 ± 2.9	3.3 ± 0.6	0.16	1035	363
VVVv374	8.8 ± 2.7	121 ± 1480	15 ± 4	1.6 ± 7.9	0.6 ± 4.2	6.3 ± 0.2	4.4 ± 2.5	3.5 ± 0.4	0.14	1659	113
VVVv381	7.3 ± 2.5	67 ± 1185	37 ± 9	0.4 ± 0.9	0.7 ± 3.1	6.4 ± 0.3	5.1 ± 3.1	3.2 ± 0.5	0.36	3290	75
VVVv405	11.1 ± 3.3	340 ± 3631	45 ± 6	0.0 ± 0.0	1.8 ± 6.3	6.3 ± 0.2	4.4 ± 2.3	3.8 ± 0.4	0.64	806	0
VVVv406	5.3 ± 2.5	93 ± 3391	13 ± 11	2.8 ± 4.2	2.8 ± 8.7	6.9 ± 0.9	5.7 ± 3.6	3.6 ± 0.7	0.25	3172	2612
VVVv405	7.6 ± 2.5	69 ± 1056	37 ± 8	0.0 ± 0.0	0.7 ± 2.7	6.4 ± 0.2	5.5 ± 3.2	3.3 ± 0.5	0.03	3969	51
VVVv717	8.5 ± 2.8	73 ± 493	44 ± 6	0.0 ± 0.0	1.5 ± 4.1	6.3 ± 0.2	5.7 ± 3.3	3.5 ± 0.5	0.49	1490	0
VVVv750	7.5 ± 2.9	224 ± 3415	36 ± 12	38.4 ± 96.1	0.3 ± 3.5	6.4 ± 0.3	5.9 ± 3.3	3.2 ± 0.6	0.0	5515	204
VVVv750	7.4 ± 3.3	450716 ± 5272801	11 ± 8	15.8 ± 17.0	19.8 ± 71.2	4.1 ± 0.7	6.2 ± 3.8	2.9 ± 0.6	0.08	1807	1806
VVVv802	11.5 ± 3.2	160 ± 2169	47 ± 3	0.0 ± 1.7	2.3 ± 10.0	6.3 ± 0.2	5.5 ± 1.6	3.9 ± 0.4	0.29	1635	5

図 1: 発見された大質量 VYSO 一覧 (Kumar et al. 2016)

さらに、 K_s -band におけるライトカーブを図 2, 3 に示す。これら 13 天体のライトカーブは周期的とは言えないと Kumar et al. 2016 は主張しており、また非周期性から、周期的な変光を起こす原因であるほぼ同じ質量の天体による食の可能性は除外できることと、光度変化が大きいことから黒点やフレア、脈動では説明できないと主張している。また、13 個の天体付近でメタノールメーザー源は 30 秒角以内において発見されなかった。

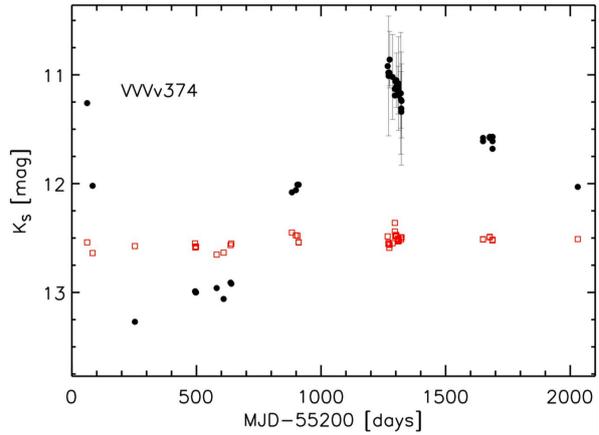


図 2: K_s -band での VVVv374 のライトカーブ (Kumar et al. 2016)、黒点が VVVv374 の等級、赤点はリファレンス星の等級

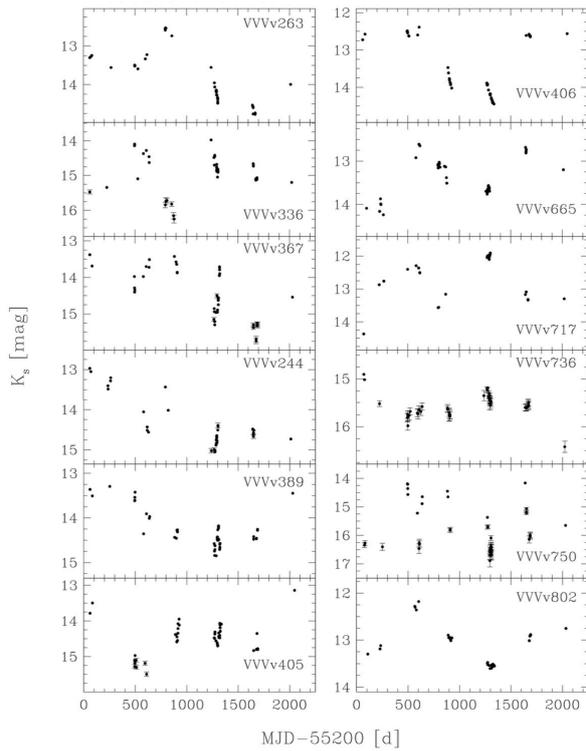


図 3: 図 2 と同様(Kumar et al. 2016)

3 我々が取り組んでいる研究

メーザー変光による若い大質量星の中心星付近の構造モデルの検証には、赤外線とメタノールメーザー

の同時観測が不可欠である。現在、茨城大学では大質量星形成領域における 6.7GHz メタノールメーザーのモニター観測が行われている。これら天体に対しての赤外線モニター観測を行えば、メタノールメーザーの観測結果との照合が可能である。

そこで我々は、大質量星形成領域 MonR2 に存在する MonR2 IRS3 の赤外線 (J, H, K band, 広島大学) 及びメタノールメーザー (茨城大学) での同時観測を行っている。MonR2 IRS3 は、地球からの距離が 0.83kpc であり、2つの MYSO (Massive YSO) と複数の中小質量 YSO で構成されている (図4, Preibisch 2002)。今回の赤外線観測では、これらの星の反射星雲全体の測光を行った。

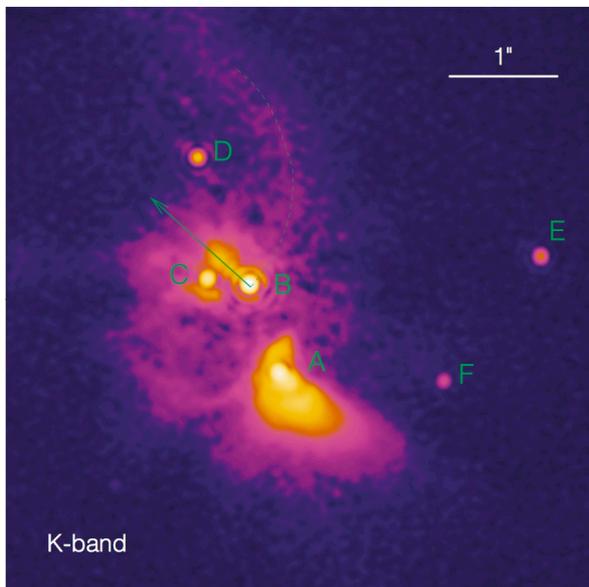


図4: MonR2 IRS3 の高解像度撮像 (Preibisch 2002)

赤外線での観測は 2013 年 12 月～2014 年 3 月、2015 年 12 月～2016 年 4 月、2016 年 12 月～2017 年 4 月に行われ、メタノールメーザーによる観測は 2012 年 12 月から 2017 年 2 月にかけて行われている。この天体は、6.7GHz メタノールメーザーによる観測から数百日から千数百日の周期を持つことが最近の観測からわかっている (Yonekura and Sugiyama in private communication)。私は赤外線での観測データを解析中である。

赤外線では現在、J, H, K band における測光のデー

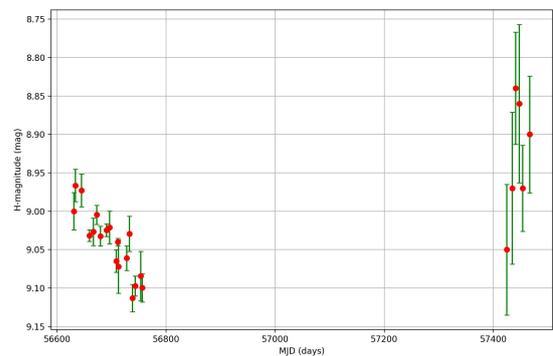


図5: H band における MonR2 IRS3 の等級 (内山 2014 学会発表)。期間は 2013 年 12 月から 2013 年 4 月

タ解析を進めている。先行研究では 2013 年 12 月から 2014 年 4 月にかけて J, H band において、MonR2 IRS3 の測光解析がされており、J, H band いずれの場合においても光度が減少していた (内山 2014 学会発表, 図5(H band のみ))。ところが、2016 年 2 月～3 月の解析では、エラーバーが大きいものの減光傾向は消えていた (図5)。周期変動をしているかどうかは他の期間の測光解析を進めなければわからないものの、2013 年 12 月～2014 年 4 月にかけて見えていた減光現象が 2016 年 2 月～3 月に再び同等の等級に戻っていたことから、この天体は赤外線においても何らかの長期的な光度変動が起きていることがわかった。

また、この期間 (MJD57420-57470(days)) において、赤外線における増光傾向はメタノールメーザーでもわずかながら見られたが、赤外線とメタノールメーザーが連動して変光しているかどうかを確認するには、他の期間におけるデータ解析が必要である。

これからの展望としては、赤外線で観測した期間における MonR2 IRS3 の各 band における精度の高い測光解析を進め、赤外線で周期的な変光が起きるかどうか、赤外線の変光とメーザーの変光の連動性があるかどうかを確認し、メタノールメーザーの周期変光から提唱されたモデルの検証を行う予定である。また、一部の期間を除き、今回の赤外線観測では J, H, K band 同時観測を行っているので、これら

カラーの変動から原始星の特性の詳細な解析が期待できる。

4 まとめ

大質量星の形成過程はよくわかっていない。特に大質量星の高い降着率はどのようにして実現されるかは大きな問題である。我々は大質量 YSO の中心星付近の構造の推定を赤外線の変光によって試みる。大質量 YSO の振幅の大きいかつ非周期的な変光が昨年確認された (Kumar et al. 2016)。我々は大質量星形成領域に存在する MonR2 IRS3 の赤外線の光度変動を確認し、6.7GHz メタノールメーザーの変光との連動性を確認することにより、現在提唱されている大質量原始星の構造モデルを検証する。

Reference

- Araya, E. D., Hofner, P., Goss, W. M., et al. 2010, *ApJ*, 717, L133
Bartkiewicz, A., Szymczak, M., van Langevelde, H. J., Richards, A. M. S., & Pihlström, Y. M. 2010, *A&A*, 502, 155
- Bartkiewicz, A., Szymczak, M., van Langevelde, H. J., Richards, A. M. S., & Pihlström 2009 *A&A*, 502, 155
- C. Contreras Peña, P. W. Lucas, D. Minniti, R. Kurtev, W. Stimson, C. Navarro Molina, J. Borissova, N. Kumar, M. A. Thompson, T. Gledhill, R. Terzi, D. Froebrich, A. Caratti o Garatti, 2016
- Goedhart, S., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J. 2004, *MNRAS*, 355, 553
- Inayoshi, Kohei, Sugiyama, Koichiro, Hosokawa, Takashi, Motogi, Kazuhito, & Tanaka, Kei E. I. *ApJ*, 769, L20
- Goedhart, S., Langa, M. C., Gaylard, M. J., & van der Walt, D. J. 2009, *MNRAS*, 398, 995
- Kumar, M. S. N., Contreras Peña, C., Lucas, P. W., & Thompson, M. A., 2016, *ApJ*, 833, 24
- Preibisch, T., Balega, Y. Y., Schertl, D. & Weigelt, G., 2002, *A&A*, 302, 945
- Robitaille, Thomas P., Whitney, Barbara A., Indebetouw & Remy, 2007, *ApJS*, 169, 328
- Uchiyama, Mizuho, 2014, conference presentation
- van der Walt, D. J. 2011, *AJ*, 141, 152

NRO 銀河面サーベイプロジェクト (FUGIN):ホットコアの無バイアスサーベイ

佐藤 一樹 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻)

Abstract

ホットコアは大質量星形成領域で観測される天体であり、分子雲が収縮し中心で原始星が誕生した段階にあたる。分子雲内で原始星が誕生した際に周りの分子が暖められ励起するため、それらの励起輝線が観測される。大質量星の形成メカニズムは未だ解明されておらず、大質量星の形成段階にあたるホットコアを統計的に研究することは重要である。

FUGIN プロジェクトでは、野辺山宇宙電波観測所の 45m 電波望遠鏡を用いて銀河面において ^{12}CO 、 ^{13}CO 、 C^{18}O の輝線の同時観測を行った。この観測帯域に含まれる HNCO 、 CH_3CN 、 SO_2 等の輝線も解析し、銀河面内でホットコアを無バイアスサーベイすることが本研究の目的である。これらの分子輝線はホットコアの良いトレーサーとなる。本研究は、ダスト連続波のサーベイに依存しない、分子スペクトル線のみによる初の系統的なサーベイを目指している。

観測帯域内でホットコアがどのような状態であるかを探るため、感度の高いデータがある W51 領域で解析を行った。つぎに実際のサーベイ解析が可能か検証するために、すでに知られているホットコア領域の存在する W33 領域で解析を行ったところ、W33 Main および W33 A の HNCO (109.906GHz)、 CH_3CN (110.364GHz) の輝線の検出に成功した。これらの結果を報告するとともに、今後の他領域でのホットコアサーベイの方向性について議論する。

1 背景

ホットコアは大質量星形成の初期段階とされ、小さく (≤ 0.1 pc)、高密度で ($\geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$)、ガス・ダスト温度が高い (≥ 100 K) 天体と定義されている (e.g., Kurtz et al. 2000)。通常の分子雲内は一部の分子がダスト表面に吸着している。大質量星が誕生しつつあるホットコアの周辺では、周辺で分子が暖められ吸着されていた分子が気相に放出され、密度も高いため化学反応が進み複雑な有機分子を含む様々な分子が生成される。ホットコアではこれらの励起輝線観測される。ホットコアは大質量星形成の研究において非常に重要である。また、ホットコアの進化段階によって分子組成が変化すると考えられている (Nomura & Millar (2004)) がホットコアはこれまで統計的に十分な観測がなされていない。過去に連続波に依存したサーベイは存在する (e.g., Churchwell et al. 1990, 1992; Hoq et al. 2013) が、ほかの情報に依存せずに観測領域を定めた無バイアスなホット

コアサーベイはなされてこなかった。

本研究ではダスト連続波のサーベイに依存せずにこれらの分子スペクトル線のみをサーベイ観測し、ホットコアを多く無バイアスに検出することを目的としている。

2 観測データ

FUGIN(FOREST Unbiased Galactic Plane Imaging survey with Nobeyama 45m telescope) プロジェクトでは、野辺山宇宙電波観測所の 45m 望遠鏡の装置 FOREST を用いて、天の川銀河面の運動・物理状態を探るため ^{12}CO (115.271GHz)、 ^{13}CO (110.201GHz)、 C^{18}O (109.782GHz) ($J=1-0$) の輝線同時観測を行った (Umamoto et al. 2017)。観測領域は ($10^\circ < l < 50^\circ, |b| < 1^\circ$) および ($198^\circ < l < 236^\circ, |b| < 1^\circ$)。CO 輝線を観測した際の観測帯域 (109.5-110.5GHz),(114.9-115.8GHz) 内に HNCO 、 CH_3CN 、 SO_2 等の輝線も含まれる。本

研究では、それらの輝線を主なターゲットとして解析を行った。

表 1: 観測データのパラメータ

天体名	観測域	rms(速度幅 1km/s)[K T _A [*]]
W51	1° × 1°	0.023
W33	5' × 20"	0.30

3 ステップ 1: W51 領域の解析

まず FUGIN のキャリブレーション観測のため繰り返し観測され S/N 比の高いデータが蓄積された W51 領域において、観測帯域内でどのような輝線が見つかり、ホットコアサーベイにおいてどの輝線がよい指標になるか探るため調査を行った。解析した領域は W51IRS2, W51e1,e2 の 2 領域である (図 1)。

W51 領域で解析を行ったホットコア

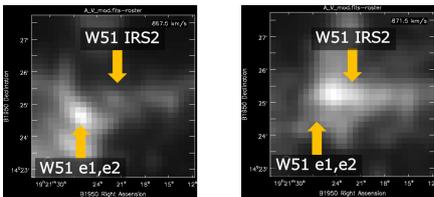


図 1: W51 内で解析したホットコア領域
左: ¹³CO 57.5km/s 右: ¹³CO 61.5km/s

まず観測帯域すべて (109.5~110.5GHz, 114.9~115.8GHz) についてのスペクトル分布を W51IRS2, W51e1,e2 の 2 領域について作成した。2 領域では CO の輝線が検出され、ほかの分子輝線も数多く検出された (図 2)。

今後はこれらの分子ごとの線幅や視線速度などの情報を解析し、観測帯域内でホットコアがどのようなスペクトル構造を示すのかについてさらに探っていく。

4 ステップ 2: W33 領域の解析

つぎに今後の解析についての検証および方法の検証のため、W33 領域に存在する既知 (Immer et.al 2014)

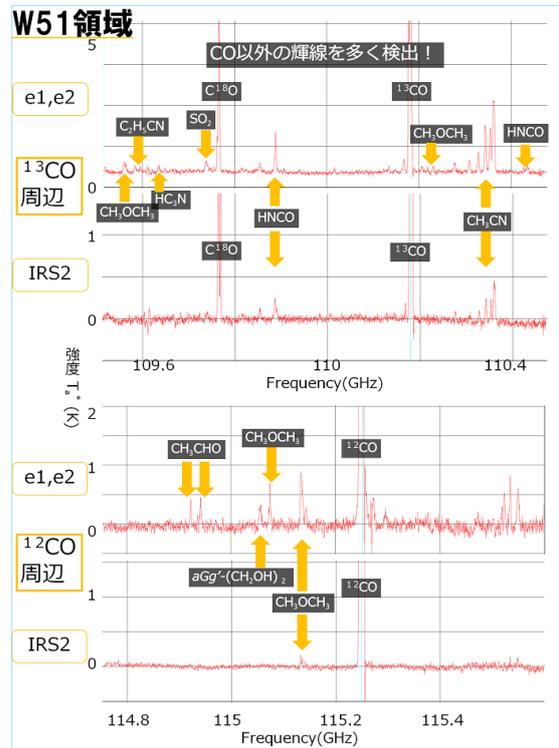


図 2: W51 IRS2, W51 e1,e2 でのスペクトル

のホットコア (W33 Main, W33 A, W33 B, 図 3 参照) について解析を行ったところ図の 2 つの輝線で弱いピークが見つかった。(図 4) それぞれのホットコアで各分子は C¹⁸O 分子と同じ視線速度 (W33 Main, A が 35km/s, W33 B が 55km/s) を持っており、同じ天体からの輝線であると考えられる。

W33 内のホットコアからいくつかの輝線が検出されており、今後のサーベイが実現可能であると言える。一方、W33 の解析結果から各分子輝線の S/N も非常に低いことも見受けられる。このデータから単純な統計論でホットコアのサーベイを行うのは困難である。そこで、ベイズ統計論を用いて HNC、CH₃CN、SO₂、¹³CO などのいくつかの分子のスペクトルや線幅、それぞれの分子の視線速度といったひとつひとつは精度の悪い情報を同時に考えホットコアの存在確率を導くことを検討している。現在、ベイジアンフィルターなどを用いて例えば確率 80% 以上でそこに hot core があると推定される位置・速度を拾い出すことを目標に解析方法を模索中である。

W33領域で解析を行ったホットコア

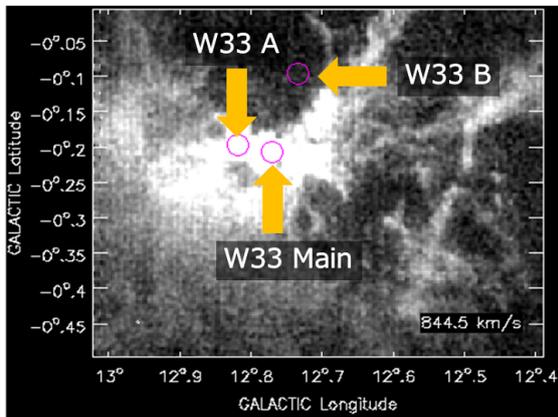


図 3: W33 内で解析したホットコア領域

^{13}CO 31.5km/s

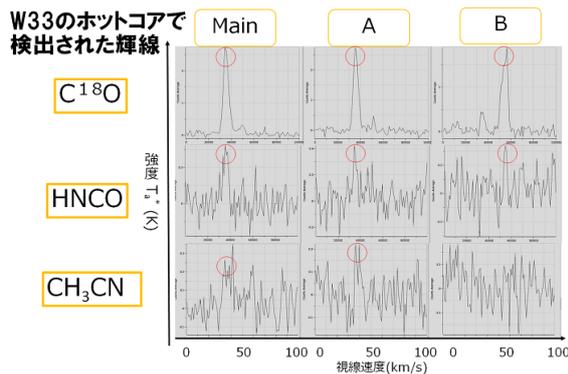


図 4: W33 Main, W33 A, W33 B でのスペクトル

W51,W33 領域で検出された輝線について表 2 に詳しく整理した。

5 ステップ 3:観測した全領域でのサーベイ

ステップ 2 で確立した検出手法を FUGIN の全サーベイ領域に適用し、ホットコア候補天体のカタログを作成する。本研究によりホットコアが多く発見されれば、ホットコアの進化段階ごとの統計的な議論も可能となり、ホットコアの進化段階における分子

表 2: 検出されたスペクトル

周波数の単位は GHz 検出の凡例:1:W51 e1,e2 のみ 2:W51 e1,e2,IRS2 の 2 点 3:W51 e1,e2,IRS2

W33 のいずれかの領域

検出	分子	遷移	周波数 (GHz)
2	HNCO	5 1 5 → 4 1 4	109.496
1	CH ₃ OCH ₃	8 2 7 1 → 8 1 8 1	109.574
1	HC ₃ N	12 1 → 11 -1	109.598
1	C ₂ H ₅ CN	12 1 11 → 11 1 10	109.650
3	SO ₂	17 5 13 → 18 4 14	109.758
3	C ¹⁸ O	1 → 0	109.782
3	HNCO	5 2 4 → 4 2 3	109.872
3	HNCO	5 2 3 → 4 2 2	109.873
3	HNCO	5 0 5 → 4 0 4	109.906
1	CH ₃ CH ₃ CO	9 2 7 1 → 8 3 6 1	110.149
3	¹³ CO	1 → 0	110.201
1	HNCO	5 1 4 → 4 1 3	110.298
1	CH ₃ CN	6 5 → 5 5	110.330
1	CH ₃ CN	6 4 → 5 4	110.349
2	CH ₃ CN	6 3 → 5 3	110.364
3	CH ₃ CN	6 2 → 5 2	110.374
3	CH ₃ CN	6 1 → 5 1	110.381
3	CH ₃ CN	6 0 → 5 0	110.383
1	CH ₃ OCHO	9 8 1 0 → 8 8 0 0	110.455
1	CH ₃ OCHO	9 8 2 0 → 8 8 1 0	110.455
1	CH ₃ OCHO	9 8 2 1 → 8 8 1 1	110.458
1	CH ₃ CHO	6 0 6 2 → 5 0 5 2	114.940
1	CH ₃ CHO	6 0 6 0 → 5 0 5 0	114.960
1	CH ₃ OCH ₃	9 2 8 3 → 9 1 9 3	115.072
1	CH ₃ OCH ₃	9 2 8 5 → 9 1 9 5	115.072
1	CH ₃ OCH ₃	9 2 8 1 → 9 1 9 1	115.075
1	CH ₃ OCH ₃	9 2 8 0 → 9 1 9 0	115.078
1	<i>α</i> G ⁻ -(CH ₂ OH) ₂	12 3 10 0 → 11 3 8 0	115.096
2	CH ₃ OCHO	9 2 7 3 → 8 2 8 6	115.153
3	CO	1 → 0	115.271

組成の理論 (Nomura & Millar (2004)) を検証することも可能になる。

Acknowledgement

本稿は長谷川哲夫氏, 梅本智文氏, 南谷哲宏氏, 鳥居和史氏 (国立天文台), 久野成夫氏 (筑波大学), 半田利弘氏 (鹿児島大学), 瀬田益道氏 (関西学院大学), 坪井昌人氏 (ISAS), 他 FUGIN チームとの共同研究に基づいています。また阪本成一氏には解析の方向性について助言をいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

Reference

Churchwell et al. 1990, A&A 572, A63

Churchwell et al. 1992, A&A 572, A63

Kurtz et al. 2000, Protostars and Planets IV, 299

Hoq et al. 2013, ApJ,777,157

Umemoto et al. 2017, , PASJ

Nomura & Millar 2004, A&A 414, 409423

Immer et.al 2014, A&A 572, A63

ALMA のための原始惑星系円盤とアウトフローの観測的可視化

北亦 裕晴 (大阪大学大学院 理学研究科)

Abstract

2013 年、チリはアタカマ砂漠にて大型電波干渉計 Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) が稼働を開始した。従来の観測機器では成し得なかった超高感度・高分解能な観測により、宇宙物理学の諸分野における観測的研究は急速に発展している。星形成過程の研究も例外ではなく ALMA の恩恵を受けている。原始星は密度の濃い分子雲の中で誕生するため、従来の観測機器では直接観測することは困難であった。現在は ALMA により、原始星に付随する原始惑星系円盤の回転などが詳細に観測できる。

原始惑星系円盤中のガスは角運動量を持っており、円盤の形成と進化において角運動量の輸送が重要である。円盤の角運動量を輸送する物理機構の一つとして磁場により駆動されるアウトフローがある。アウトフローの理論的研究は古くから為されているが、観測的研究は ALMA の登場によって進展し始めたばかりである。既にアウトフローの観測に関する論文が報告されており (e. g. Bjerkeli et al. 2016, Zapata et al., 2015)、今後はアウトフローをはじめ原始惑星系円盤の観測的研究はより推進されると予想される。

ALMA による観測の進展に対し、観測と直接比較できる精密な理論モデルが強く求められている。この需要に応える手法の一つが流体力学シミュレーションの結果から輻射輸送計算により観測的性質を計算する観測的可視化である。我々はこの手法により現実的な物理過程を含む磁気流体シミュレーションの結果から観測的性質を予言し、観測された天体の物理的状態を推定する系統的な手法を確立することを目指している (Tomida et al., 2017)。本発表では観測的可視化の方法を紹介すると共に、この方法を用いて理論・観測の両面から原始惑星系円盤の物理を解明する研究について最近の進展を報告する。

1 Introduction

一般的な星形成の流れ (図 1) は、(1) 分子雲が何らかの原因によって圧縮されて分子雲コアを形成し、(2) コアの収縮を通じて中心に原始星や円盤が生じ、円盤から原始星へのガス降着やアウトフローなどが起こる。(3) 原始星周辺の円盤が次第に散逸する。(4) 恒星が誕生する。ALMA 稼働前の星形成の観測的研究は、星形成の流れの中で (2) から (3) の若い原始星とそれを取り巻く原始惑星系円盤の段階が分子雲コアに埋もれており観測が難しいため他の進化段階に比べて遅れていた。しかし、現在では ALMA が実現する超高分解能と超高感度の両立によってこのような進化段階に関する観測的研究が推し進められるようになった。この若い原始星とそれを取り巻く原始惑星系円盤という進化段階で円盤から原始星への降着がどれほど効率よく起こるかで最終的に生まれる星の質量が決まるため、この段階 (2) は星形成の文脈において非常に重要である。

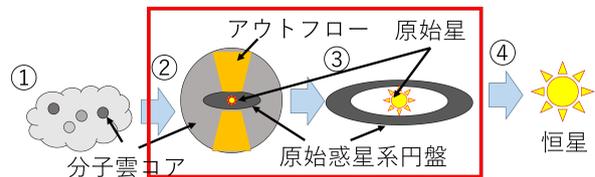


図 1: 一般的な星形成の流れ。赤枠で囲まれた進化段階は、現在 ALMA によって観測的研究が大幅に進展している。

原始惑星系円盤から原始星へガスが降着する効率は、円盤が持つ角運動量の輸送効率と言い換えることができる。円盤内のガスは角運動量保存則によって原始星への降着を妨げられているため、何らかの物理過程によって円盤から角運動量を取り除かなければならない。

Tomida et al., 2017 では 3 次元抵抗性磁気流体シミュレーションを実行し、Elias 2-27 に観測されてい

るような原始星に対して円盤の質量が比較的大きい天体においては円盤の自己重力トルクによる角運動量輸送が効率的に働いている可能性を示唆した。一方で Gurney et al., 2008 では Elias 2-27 の方向にアウトフローの存在を示唆する観測結果を報告している。現状では原始惑星系円盤において実現し得る数多の角運動量輸送機構の支配バランスは不明である。したがって、ALMA が利用可能な現在、観測的研究から円盤で実現する様々な角運動量輸送機構の輸送効率に制限を与えることが期待されている。

本研究では、複数ある角運動量輸送機構の中でも特にアウトフローに注目した。既に ALMA によるアウトフローの観測はいくつか報告されている (e.g. Bjerkeli et al. 2016, Alves et al., 2017)。しかし、得られた観測結果からアウトフローに関する物理的な情報を正しく抽出するにはいくつかの困難が立ちだかる。例えば、観測すべき輝線の種類や遷移レベル、円盤が視線方向に対して持つ傾きが観測結果に与える影響、円盤から放出されるアウトフローと円盤に降着するガスの区別、観測で得られる一時刻における情報から円盤の時間進化に関する情報を抽出する方法などが挙げられる。観測データの解析におけるこのような問題を解決するために、理論研究の立場から観測的な性質に対する予言が強く求められている。

理論モデルに基づいた数値シミュレーションの結果と実際の観測結果を直接比較する方法として観測的可視化がある。観測的可視化とは数値シミュレーションの結果を仮想的な天体とみなして輝線強度情報などを得ることである。図 1(2) の段階に対する理論的研究において、既に多くの数値シミュレーションがなされている (e.g. Machida et al., 2008)。本研究では観測的可視化の方法を用いて得られた仮想的な観測結果を解析し、実際の観測結果から円盤の物理的な情報を抽出する方法やアウトフローと円盤の角運動量進化について調べた。

2 Methods

本章ではまず観測的可視化の方法について説明する。観測的可視化を行うためにはまずはじめに数値

シミュレーションの結果が必要であるが、本研究では Tomida et al., 2017 の数値シミュレーション結果を用いた。数値シミュレーションの結果が得られたら、RADMC-3D を用いて輻射輸送の情報を計算し系の温度構造を決定する。次に仮想的に観測したい放射を放つ粒子の空間分布を仮定し、計算した温度構造とから系外へ放たれる放射の強度情報を得る。得られた強度情報を ALMA で採用されている解析ソフト CASA を用いることで、地上から見た天体の方角、輝線強度など観測で得られる情報 (measurement set) へ変換する。measurement set が準備できると、あとは実際の観測と同様にイメージング、解析することができる。

本研究では、Tomida et al., 2017 の 3次元抵抗性磁気流体シミュレーションの結果に対して $^{12}\text{CO}(2-1)$ 輝線の可視化を行った。CO 同位体は原始惑星系円盤に存在する化学種としては水素に次いで存在量が多く (水素分子の約 1 万分の 1)、水素分子と違って電気双極子を持っており強い輝線を放射することができる。このような理由から、CO 同位体は原始惑星系円盤周辺のガスの運動を調べるために実際の観測でもよく用いられている。

観測的可視化の方法によって再現した仮想的なアウトフローの観測結果から、円盤の角運動量進化の情報を取り出す解析を行った。数値シミュレーションの結果を用いれば円盤の時間進化を直接追うことができるが、実際の観測では一時刻における天体の情報しか得られないため工夫が必要となる。円盤から一定の高さごとにアウトフローの持つ角運動量を調べることで、継続的に円盤から放射されているアウトフローの角運動量の時間進化を追うことができる (図 2)。しかし、この解析には円盤から放射されたアウトフローの角運動量は保存しているという仮定が必要であるため、解析結果の解釈には注意が必要である。

3 Results

本研究ではアウトフローの回転の情報を得るために視線方向に対して edge-on な円盤を可視化した。まずは生のシミュレーションデータとそれを可視化した結果を図 3 に示す。

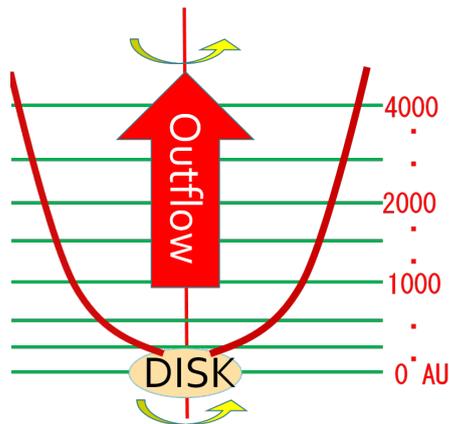


図 2: アウトフローの情報から円盤のもつ角運動量の時間進化を解析する手法。一時刻におけるガスの運動情報から円盤が持つ角運動量の時間進化に関する情報を抜き出すことができる。

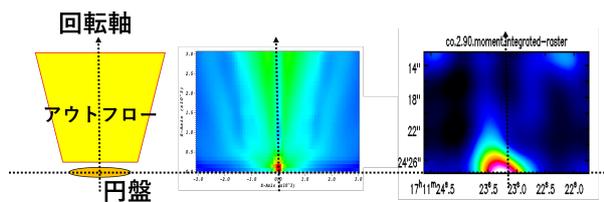


図 3: 模式図 (左)、可視化する前の生のシミュレーションデータ (中) と可視化後の積分輝線強度図 (右)。生のシミュレーションデータにおいて色は視線方向の速度の絶対値、可視化後の図では輝線強度を表す。

図中の生のシミュレーションデータを見ると、円盤表面から放たれたアウトフローは回転軸方向に角運動量を持っていることが分かる。つまり、円盤と同様にアウトフローも回転している。このアウトフローが円盤の回転軸周りで回転するという情報を可視化後のデータから抽出するためには、円盤からある高さにおいて回転軸に垂直な方向の位置-速度図を作成する必要がある (図 4)。

図 4 右は円盤から高さ 2000AU の地点におけるアウトフローの PV 図である。図中では左下と右上に輝線強度が強くなっている領域が見られ、これがアウトフローに対応する。左下の領域は系全体の運動速度 (-5km/s) に対して青方偏移しているため観測者に近づく方向に回転しており、逆に右上の領域は赤

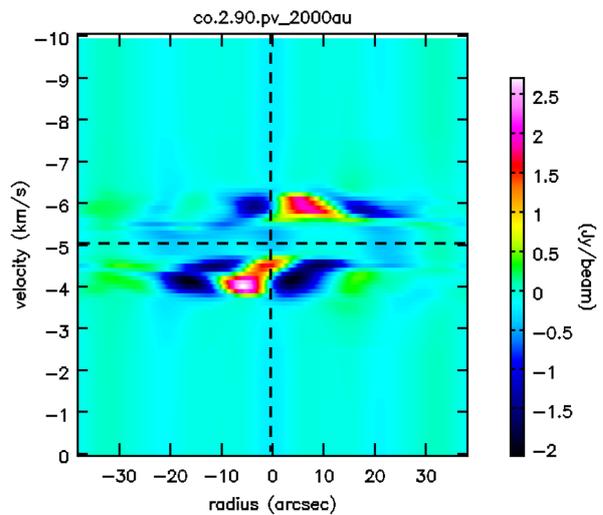


図 4: 円盤から高さ 2000AU の PV 図。縦軸が視線方向の速度 (km/s)、横軸が位置 (arcsec、今回の可視化では 1arcsec=139au)、色は積分輝線強度を表す。縦の破線 (0arcsec) が円盤の回転軸、横の破線 (-5km/s) が系全体の運動速度 (視線方向には無回転な速度) を表す。

方偏移していることから観測者から遠ざかる方向に回転していることが分かる。回転の様子は図 2 の模式図と同様となっている。

円盤から高さ 100AU 毎に図 4 のような PV 図を作成し、1. アウトフローの輝線強度が雑音の 3 倍以上の領域の中で最も角運動量大きい点、2. アウトフローの輝線強度が最大となる点を抽出し、該当する点に対して回転軸からの距離×視線方向の速度を計算してアウトフローのもつ角運動量を求めた。この解析によって得られた結果を図 5 に示す。

4 Discussion

アウトフローの観測において、アウトフローは空間的に広がりを持っているためアウトフローのどの部分の角運動量を反映しているかは問題になる。図 5 によると輝線強度が最大となる位置の角運動量を選ぶことで、真の角運動量 (可視化前の生データ) に近い情報を得られることが分かった。観測的可視化の方法では可視化する前のシミュレーションデータを用いることで真の物理量を知ることができるため、

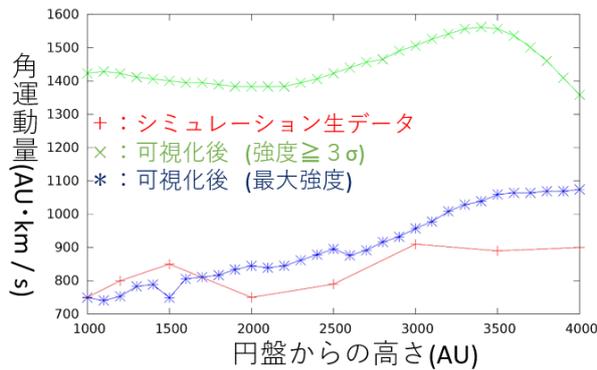


図 5: 円盤から高さ 100AU 毎のアウトフローの角運動量の推移。回転軸に垂直で円盤から一定の高さを持つ面において輝線強度が雑音の 3 倍 (3σ) 以上の領域で最も角運動量が大きい点 (緑)、輝線強度が最大となる点 (青) における角運動量を記した。観測的可視化を行う前の生のシミュレーションデータ (赤) も同様である。

実際の観測において真の値に近い物理情報を取り出すための解析手法を提案できる。今回は $12\text{CO}(2-1)$ 輝線を可視化したが、 13CO など他の CO 同位体を可視化することでどの輝線がアウトフローの運動を抽出するのに適しているかを調べられる。また、今回は最もアウトフローの回転の情報を抽出しやすい edge-on 天体の可視化を行ったが、今後は天体が視線方向に対して傾きを持っていた際に解析結果に及ぼす影響を調べる必要がある。

また、図 5 を見ると生データ、可視化後のデータともに円盤から上昇するにつれて角運動量も上昇している。図 5 が円盤の持つ角運動量の時間進化だとすると、時間が経つにつれ原始星の質量は増えるため円盤の持つ角運動量は大きくなっていくと考えられる。また、放出されたアウトフローは周辺のガスと相互作用することによって次第に角運動量を失っていくと考えられる。以上の理由から、円盤からの高さが大きくなるにつれてアウトフローの持つ角運動量は小さくなっていくと考えられるが図 5 の結果はこの推測と相反する。今後はアウトフローだけでなく円盤の角運動量輸送機構の振る舞いについて、シミュレーションデータを解析し議論する必要がある。

5 Conclusion

現段階で得られた結果は観測的な性質への予言として、観測からアウトフローの角運動量を抽出すると真の値に近い角運動量が得られることが示唆された。

今後の展望としては、観測的な性質の予言以前に円盤で実現する角運動量輸送機構の支配バランスと円盤の時間進化についてシミュレーションから詳しく調べる必要がある。

Acknowledgement

本研究は指導教員の富田賢吾さん (大阪大) をはじめ、町田正博さん (九州大)、細川隆史さん (京都大)、櫻井祐也さん (東京大) との共同研究です。共同研究者の方々にはここに感謝申し上げます。

Reference

- Alves et al 2017, A&A, accepted
- Bjerkali et al 2016, Nature, 540, 7633, 406-409
- Gurney et al 2008, PASP, 120, 873-1193
- Machida et al 2008, ApJ, 676, 1088
- Tomida et al 2017, ApJL, 835, 1, L11, 8
- Zapata et al 2015, ApJL, 811, L4

原始惑星系円盤中でのシアア不安定性

小野 智弘 (京都大学 宇宙物理学教室)

Abstract

原始惑星系円盤は惑星形成の現場であり、その構造・進化は形成される惑星の性質を左右すると考えられている。近年、ALMA 望遠鏡による観測などによって三日月状に物質が偏在した構造を持つ原始惑星系円盤の存在が明らかにされており、円盤進化・惑星形成への影響に注目が集まっている。円盤三日月状構造は差動回転円盤中でのシアア不安定性によって形成される巨大渦の存在を示唆するというのが一般的である。そのため、円盤三日月状構造から円盤進化・惑星形成に結び付けるためには、シアア不安定性に対する深い理解が必要となると考えられる。しかし、天文分野ではシアア不安定性について十分な理解が成されてこなかった。一方、地球大気分野ではシアア不安定性について長く研究されてきた。特に、その物理機構は2本のロスビー波同士の相互作用によって説明される。本講演の前半では、地球大気分野で培われたシアア不安定性の物理機構について紹介する。後半は、系を差動回転円盤に拡張することで、原始惑星系円盤中でのシアア不安定について概観する。これらは、降着円盤や銀河円盤など、多様な天体上の物理現象を理解する上でも役立つことが期待される。

1 導入

原始惑星系円盤はガスとダストで構成される若い星の周りの降着円盤であり、惑星形成の現場として知られている。そのため、円盤の物理構造やその進化は最終的に形成される惑星の性質を理解する上で重要である。近年、アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) などによる観測によって、原始惑星系円盤が多様な物理構造を持つことが明らかにされてきた。円盤の片側に物質が偏って存在する円盤三日月状構造もその一つであり、現在まで複数天体でその存在が観測されている。

ここで、三日月状構造を持つことが確認された円盤の代表的な例として HD142527 を紹介する。Fig. 1 は Herbig 型星 HD142527 の周りに存在する原始惑星系円盤の ALMA 観測の結果である (Fukagawa et al. 2013)。ダスト連続光の輝度分布から、円盤三日月状構造を明瞭に確認できる。これは、mm サイズの小さなダストが方位角方向に対して非軸対称に偏在していることを意味する。一方、ガス輝線観測では感度や分解能の不足のために非軸対称性を確認するには至っていない。しかし、理論モデルを介して観測結果からより詳細な情報を得る試みがなされており、それによると方位角方向の密度コントラスト

がダストは約 70 倍、ガスは約 4 倍であると推定されている (Muto et al. 2015; Boehler et al. 2017)。このような三日月状構造が円盤進化・惑星形成とどのように関連するのかについて、注目が集まっている。

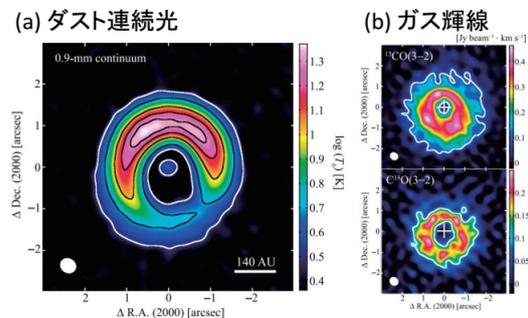


図 1: ALMA による HD142527 の円盤観測 (Fukagawa et al. 2013)。(a) は 336 GHz でのダスト連続光のマップ。(b) ガス輝線観測のモーメント 0 (上: $^{13}\text{CO}(3-2)$, 下: $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$)。

三日月状構造の成因として、最も有力なのはガス巨大渦を用いるモデルである。原始惑星系円盤はほぼケプラー回転をしていることから、逆行回転をする高気圧渦はシアアと整合的になり、円盤内で準安

定的に存在できる。一方、順行回転をする低気圧渦はシアアによって円盤回転のタイムスケールで破壊されてしまう。円盤内のダスト粒子はガス抵抗を受けることで、ガスの高気圧領域に集積されることが知られている。そのため、円盤内に巨大なガスの高気圧渦が形成されるとダスト粒子を集積し、観測で見られるような三日月状構造を形成すると期待される (Inaba & Barge 2006)。

ここで問題となるのが、ガス巨大渦を形成する物理機構である。原始惑星系円盤内における渦形成に関して、いくつかの流体不安定性が提案されている (Lovelace et al. 1999; Klahr & Bodenheimer 2003; Goldreich & Schubert 1967; Marcus et al. 2013; Owen & Kollmeier 2017)。しかし、我々は動径方向に密度や温度といった物理量が急激に変化する際、円盤内に渦を形成するロスビー波不安定性 (RWI: Lovelace et al. 1999) について着目する。三日月状構造が観測される円盤の全てにおいて、中心に大きなギャップ構造が存在することが知られている。ギャップの縁において密度や温度の分布が大きく変化することが期待されるため、RWIは観測される円盤三日月状構造を説明するための渦形成機構として最有力である。

RWIはシアア不安定性の一種である (Ono et al. 2016)。しかし、天文分野においてシアア不安定はこれまで馴染深いものではなかった。本論文ではシアア不安定性・RWIの物理機構について紹介する。シアア不安定性を理解するための前準備としてポテンシャル渦度・ロスビー波といった概念を2章で導入し、3章ではシアア不安定性の物理機構を概説する。最終的に、4章では差動回転円盤中のシアア不安定であるRWIを紹介する。シアア不安定性・RWIの物理機構を理解することは、円盤三日月状構造の観測から円盤進化・惑星形成に結び付けるためには重要であると考えられる。

2 ポテンシャル渦度とロスビー波

シアア不安定性は文字通り、流体中のシアア構造に起因して引き起こされる不安定性である。そのため、シアア不安定性を理解するために、ポテンシ

ャル渦度 q と呼ばれるシアアに関連した物理量を用いることが重要である。断熱流を考えた際、ポテンシャル渦度はラグランジュ的に保存し、

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla q = 0 \quad (1)$$

を満たす。ここで、 t は時間、 \mathbf{v} は速度場である。ポテンシャル渦度 q の表式は状態方程式によって変わり、非圧縮の場合はベクトル量 $\text{rot } \mathbf{v}$ 、等エントロピー流の場合はベクトル量 $(\text{rot } \mathbf{v})/\rho$ 、一般の場合はスカラー量 $(\text{rot } \mathbf{v}) \cdot (\nabla S)/\rho$ となる。ここで、 S はエントロピー。系が断熱流ではない場合、ポテンシャル渦度は保存量ではなくなることに注意が必要である。

ここで、簡単のために2次元 (x, y) について考える。この際、非圧縮流や等エントロピー流の場合におけるポテンシャル渦度ベクトルのうち非自明となる z 成分をポテンシャル渦度 q と再定義する。さらに、平衡 $(\partial/\partial t = 0)$ ・2次元 (x, y) ・平行 $(v_{x0} = 0, v_{y0} \neq 0)$ な断熱流を背景流として仮定し、背景流は y 方向に一樣であるとする。この時、添え字の0は背景流を表す。この平衡流に微小摂動が加わった場合を考えた時、ポテンシャル渦度の摂動一次項が満たす関係式は

$$\frac{\partial q_1}{\partial t} + v_{x1} \frac{dq_0}{dx} + v_{y0} \frac{\partial q_1}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

となる。ただし、添え字1は摂動を表す。(2)式はポテンシャル渦度摂動の時間進化を表しており、 x 方向に背景ポテンシャル渦度が摂動速度場によって移流され、 y 方向に摂動ポテンシャル渦度が背景速度場によって移流されることを表す。これは、次に導入するロスビー波を理解する上で重要な規則である。

背景ポテンシャル渦度 $q_0(x)$ が x について単調増加し、 $q_0(0) = 0$ の場合を考える。この時 y 方向について特定の波長を持ち、 $x = 0$ に振幅のピークを持つ摂動ポテンシャル渦度 q_1 分布の時間成長について注目する。この時、 $q_1 > 0$ の領域では反時計回りに、 $q_1 < 0$ の領域では時計回りに摂動速度場 \mathbf{v}_1 が形成される。 x 方向には背景ポテンシャル渦度が摂動速度場によって移流されるため、 $\partial q_1/\partial y > 0$ の領域では負のポテンシャル渦度フラックスを、 $x = 0$ に $\partial q_1/\partial y < 0$ の領域では正のポテンシャル渦度フラックスを持つことになる。この際、 $|q_1|$ が最大

となる場所におけるフラックスは0であるので、ポテンシャル渦度摂動の振幅は変わらない。その一方、位相は背景流速 v_{y0} に対して $+y$ 方向に進んでいく(図2)。以上のように、背景ポテンシャル渦度が x 方向に正の勾配がある時、 $+y$ 方向に相対位相速度 ($\Delta v_{ph} > 0$) をもつ中立波が存在できる。このような中立波をロスビー波と呼ぶ。ロスビー波の相対位相速度の方向は背景ポテンシャル渦度の勾配によって決まり、 $q'_0 < 0$ の時は $-y$ 方向の相対位相速度となる ($\Delta v_{ph} < 0$)。ただし、プライムは d/dx を表す。

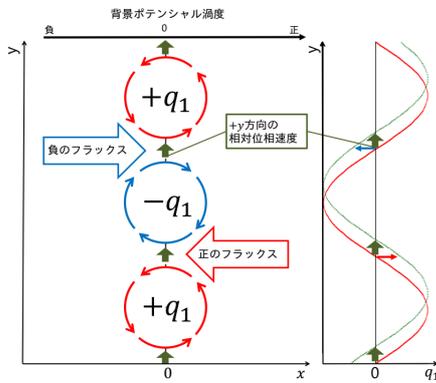


図 2: ロスビー波とその位相速度に関する概略図

3 シアー不安定性の物理機構

ここでは2次元非圧縮流体を例にシアー不安定性の物理機構について説明する。非圧縮流ではポテンシャル渦度は渦度と一致し、

$$q \equiv [\text{rot}\mathbf{v}]_z = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (3)$$

のように与えられる。背景流として

$$v_{x0} = 0 \quad (4)$$

$$v_{y0} = -\tanh(x) \quad (5)$$

のように与えた時、背景ポテンシャル渦度は

$$q_0 = -\text{sech}^2(x) \quad (6)$$

となる。つまり、 $x < 0$ では $q'_0 < 0$ のため $\Delta v_{ph} < 0$ であり、 $x > 0$ では $q'_0 > 0$ のため $\Delta v_{ph} > 0$

となる。この時、常に背景速度場と相対位相速度は逆方向になっていることが分かる。

今、 $x = \pm d$ ($d > 0$) にそれぞれ一本ずつロスビー波が存在する時を考える。ロスビー波の相対位相速度は他方のロスビー波が誘因する摂動速度場によっても影響を受け、その影響は二本のロスビー波の位相差 δ に依存する。位相差が無い時 ($\delta = 0$)、ロスビー波同士が作る摂動速度場は強め合うので $|\Delta v_{ph}|$ は最大となる。一方、 $\delta = \pi$ の時は摂動速度場が弱め合った結果、 $|\Delta v_{ph}|$ が最小となる。そのため、 $|\Delta v_{ph}|_{\delta=0} > |v_{y0}|$ であるならば、 $v_{ph} \equiv \Delta v_{ph} + v_{y0} = 0$ を満たす位相差 $\delta = \pm\delta_c$ が存在する。この時、二本のロスビー波は位相が固定される。

二本のロスビー波の位相が止まる時の位相差について、正負はそれぞれ安定モードと不安定モードに対応する。正の位相差でロスビー波の位相が止まった場合、他方のロスビー波が作る摂動速度場によって運ばれた背景ポテンシャル渦度の移流は、正の摂動ポテンシャル渦度領域に正のフラックスを与える(図3a)。これは摂動をより発展させるため、不安定モードである。一方、負の位相差でロスビー波の位相が止まった場合、正の摂動ポテンシャル渦度領域に負のフラックスを与える。これは摂動を減衰させるため、安定モードである(図3b)。

このように2本のロスビー波の相互作用によって起こる不安定性こそがシアー不安定性である。これまでの説明からシアー不安定性を起こすための必要条件が2つ得られる。一つは、ポテンシャル渦度の分布に極値が存在することである。これはReyleighの変曲点定理と呼ばれるもので、相対位相速度の向きが異なるロスビー波が存在するための条件である。二つめは背景速度場の勾配と背景ポテンシャル渦度の勾配が異符号であることである。これはFjørtoftの定理と呼ばれるもので、相対位相速度と背景速度場の向きが逆になるための条件である。

4 ロスビー波不安定性

最後に、中心星の周りを回転する圧縮性を持つ2次元 (r, φ) 差動回転円盤について考える。ここでは簡単のために、等エントロピー流を仮定する。この

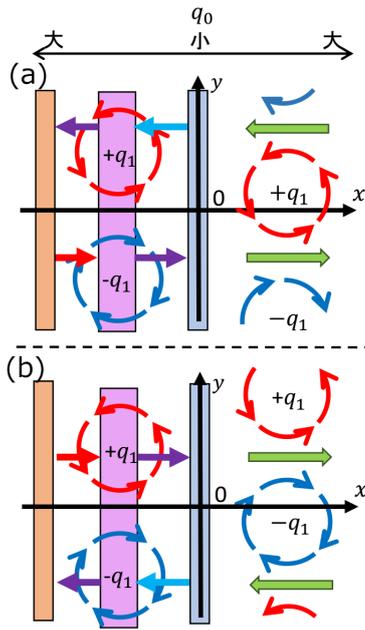


図 3: シアー不安定性の物理メカニズムに関する概略図

時、ポテンシャル渦度は

$$q \equiv \frac{[\text{rot}\mathbf{v}]_z}{\Sigma} = \frac{1}{r\Sigma} \left[\frac{\partial r v_\varphi}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} \right] \quad (7)$$

となる。ただし、 Σ は面密度分布である。背景流として軸対称平衡なものと考え、背景面密度分布 Σ_0 が与えられた時の背景速度場は

$$v_{r0} = 0 \quad (8)$$

$$v_{\varphi 0} = \sqrt{v_K^2 + \frac{r}{\Sigma_0} \frac{\partial P_0}{\partial \Sigma_0}} \quad (9)$$

となる。ただし、 v_K はケプラー回転速度、 $P_0 = P_0(\Sigma_0)$ は背景場の z 方向に積分した圧力。背景ポテンシャル渦度は

$$q_0 = \frac{1}{r\Sigma_0} \frac{\partial [r v_{\varphi 0}]}{\partial r} \quad (10)$$

である。

(9)・(10) 式より、背景場の回転速度とポテンシャル渦度場は圧力勾配力の影響によってケプラー回転の場合からずれる。その際、圧力勾配のスケールが円盤半径に比べて小さいと、より高階微分の項を含むポテンシャル渦度が回転速度に比べて逸脱が大き

くなる。そのため、背景場が動径方向に鋭い圧力(面密度)勾配を持つ時、ポテンシャル渦度が極値を持つためにシアー不安定性が起こる。このように、中心天体周りを回転する差動回転円盤中でのシアー不安定性をロスビー波不安定性と呼ぶ (RWI: Lovelace et al. 1999)。

この時、回転速度はケプラー回転からのずれが少なく、動径方向について単調減少することは変わらない。すなわち、RWI が起こるためには Fjørtoft の定理から、背景ポテンシャル渦度が極小値を持つ必要がある。(9)・(10) 式より、背景ポテンシャル渦度の極小点は圧力分布の極大点に対応するため、原始惑星系円盤上の圧力(面密度)分布に強い上凸構造が存在する時、RWI に対して不安定となり得る。これは、円盤内にバンプ、ジャンプ、ギャップ構造などといった狭い領域で鋭く圧力(密度)が変化する領域がある時にロスビー波不安定性が起こることを示唆している。

Reference

- Boehler, Y., Weaver, E., Isella, A., et al. 2017, ApJ, 840, 60
- Fukagawa, M., Tsukagoshi, T., Momose, M., et al. 2013, PASJ, 65, L14
- Goldreich, P., & Schubert, G. 1967, ApJ, 150, 571
- Inaba, S., & Barge, P. 2006, ApJ, 649, 415
- Klahr, H. H., & Bodenheimer, P. 2003, ApJ, 582, 869
- Lovelace, R. V. E., Li, H., Colgate, S. A., & Nelson, A. F. 1999, ApJ, 513, 805
- Marcus, P. S., Pei, S., Jiang, C.-H., & Hassanzadeh, P. 2013, Physical Review Letters, 111, 084501
- Muto, T., Tsukagoshi, T., Momose, M., et al. 2015, PASJ, 67, 122
- Ono, T., Muto, T., Takeuchi, T., & Nomura, H. 2016, ApJ, 823, 84
- Owen, J. E., & Kollmeier, J. A. 2017, MNRAS, 467, 3379

原始惑星系円盤において磁気流体構造に依存するスノーライン

森 昇志 (東京工業大学理学院)

要旨

太陽系形成理論を構築する上で、地球の含水率が小さいという制約を満たす必要がある。水は氷として原始惑星に運ばれるため、地球形成過程と氷の昇華境界 (スノーライン) の位置関係が重要である。円盤形成初期は光学的に厚いため、降着エネルギーが円盤に蓄積することで加熱する降着加熱がスノーラインの位置を決定すると考えられている。降着加熱を考慮する際、エネルギー散逸が赤道面で起きるといった仮定がされる。しかし、このような仮定は必ずしも現実的ではない。磁場のある円盤では、エネルギー散逸は磁場構造と抵抗構造に大きく依存する。本研究では、この事実に着目し、3次元の磁気流体計算を行い、得られたエネルギー散逸率の鉛直分布から赤道面温度を見積もる。計算の結果、上層でエネルギー散逸を起こすことが分かった。上層でエネルギー散逸が起こるとした場合のスノーラインの位置についても議論する。

1 イントロ

太陽系形成を説明する上で、岩石型惑星、特に地球の水の含有量が小さいという事実は大きな制約となりうる。地球の海の質量は、地球全体の質量に対し 0.023wt%ほどしかなく、外核の密度欠損から推定される水素の量から考慮しても 1wt%ほどである (Nomura et al. 2014)。一方で、外側天体は含水率は比較的高く、極端な例である彗星はほぼ 100%に近い (A'Hearn et al. 2011) また、中心星からの輻射 (Machida & Abe 2010) やジャイアントインパクト (Genda & Abe 2005) による水の蒸発を考慮しても、地球の重力圏から水を蒸発させるのは難しく、地球形成後に多量の水を取り除くとは考えにくい。そのため、地球は乾いた環境下で形成されたと考えられている。

では、どのようにしてそのような含水率の低い惑星を作るのだろうか。それを解き明かすには、水の昇華境界 (スノーライン) が重要となる。惑星形成の場である原始惑星系円盤 (以後、円盤と呼ぶ) において、水はおおよそ 170K より高温環境では気体として存在し、170K 以下では固体として存在する。その境界をスノーラインと呼ぶ。円盤が光学的に薄いと仮定した温度分布の場合、スノーラインは 3au 付近に位置し、1au に位置する地球の含水率が低いのは自然なように思える (Hayashi 1981)。

しかし、原始惑星系円盤は少なくとも形成初期に

は多量の小さなダストを含み、光学的に厚いと考えられる。光学的に厚い円盤の温度分布は、中心星による円盤表面への照射と降着ガスが解放する重力エネルギーによる降着加熱によって決まる。中心星照射のみで円盤を加熱した場合、円盤に吸収されるエネルギーは照射されるエネルギーのうち 5%ほどであり (e.g. Kusaka et al. 1970)、冷たい円盤となり、スノーラインは 0.7au に位置する (Sasselov & Lecar 2000)。一方で、降着エネルギーを赤道面で熱に変換する“典型的な降着加熱モデル”の場合、光学的に厚い円盤における非効率的な冷却のために熱が円盤に蓄積し、円盤は高温となりうる。降着加熱は降着率に依存するが、降着率は円盤形成後時間とともに減少してゆく (e.g. Hartmann et al. 1998)。そのため、光学的に厚い円盤におけるスノーラインの進化は、円盤形成初期の高い降着率の時には 1au より外側に、降着率が落ちてくると中心星照射で決まるスノーラインの位置まで移動し、さらに降着率が減少すると円盤が光学的に薄くなるためにスノーラインは外側へと移動する (Davis 2005; Garaud & Lin 2007; Oka et al. 2011; Bitsch et al. 2015; Baillié et al. 2015; Mulders et al. 2015)。図 1 に Oka et al. (2011) によるスノーラインの移動の例を示した。

このスノーラインの移動を考慮して、地球の含水率を説明する上で 2つの制約がある。1つは、地球を構成するような 1000km サイズ天体である原始惑

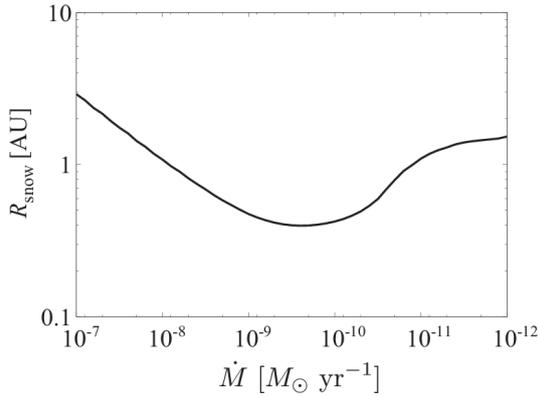


図 1: Oka et al. (2011) による円盤降着率に対するスノーラインの位置。中心星質量・半径・光度は太陽質量・半径・光度。定常降着円盤を仮定し、角運動量輸送効率 $\alpha = 0.001$ 、オパシティは 2cm/g 。円盤降着率は円盤形成後から減少してゆくと、 $\dot{M} > 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$ ではスノーラインの位置は降着率の減少関数となる。 $\dot{M} < 10^{-10} M_{\odot}/\text{yr}$ では、降着率が下がると光学的に薄くなるためにスノーラインの位置は降着率の増加関数となる。

星も乾いた環境下で作らなければならない点である。地球は原始惑星同士の衝突から形成されると考えられているが、そのような衝突による水の蒸発は非効率的であるためである (Genda & Abe 2005)。もう一つは、降着加熱で温められているような時代に原始惑星を乾いた環境下で作れたとしても、スノーラインが内側に移動した際に、円盤遠方から流れてくる氷粒子を取り込んではいけないという点である。これに対しては、Sato et al. (2016) では、コンパクトな円盤でスノーラインが数 Myr の時に 1au を跨いでくれば、地球の含水率を低く保てることを示した。あるいは、Morbidelli et al. (2016) では、原子木星ができることで、円盤に溝を作り、円盤遠方から流れてくる氷粒子を妨げるというアイデアが挙げられている。

これら従来の研究において、降着エネルギーを赤道面で熱に変換する“典型的な降着加熱モデル”が仮定されているが、実際は必ずしも正しい訳ではない。円盤が完全に乱流状態である場合は乱流粘性によるエネルギー散逸が円盤赤道面に集中するために、この仮定は妥当であると考えられている。しかし、円

盤のどこで降着エネルギーを散逸させ熱に変換させるのかという点は、エネルギー散逸機構に依存する。例えば、原始惑星系円盤に磁場が存在する場合、磁気回転不安定が成長し、磁気乱流が発生すると考えられている (Balbus & Hawley 1991)。しかし磁気回転不安定は電離度が十分高い領域でのみ成長するため、赤道面付近の低電離度領域では乱流が発生せず層流となる (e.g. Gammie 1996)。オーム散逸による抵抗と成層構造を考慮した輻射磁気流体シミュレーションからは、そのような赤道面が安定化された円盤では、エネルギー散逸は円盤上層の磁気乱流層で行われることが示されている (Hirose & Turner 2011)。円盤上層でエネルギー散逸が起きると、エネルギーが比較的光学的に薄い領域で発生し、効率よく冷却されるために、円盤赤道面の温度は、典型的な降着加熱モデルに比べて低くなる。

また近年のオーム散逸以外の非理想 MHD 効果 (両極性拡散やホール効果) も考慮した磁気流体シミュレーションからは、上層の磁気乱流領域も非理想 MHD 効果によって安定化される円盤がシミュレーションによって示されている (e.g. Bai & Stone 2013)。この場合、乱流は発生していないために、ジュール加熱によるエネルギー散逸が支配的だと考えられるが、円盤のどこで散逸が行われるかは不明である。また、円盤風によって降着エネルギーを抜き取る事も起きうると考えられる。

以上の背景を考慮して、本研究の目的は、現実的な磁場のある円盤における加熱領域を調べることである。磁気抵抗の効果を取り入れるため、本研究では 3 種類の非理想 MHD 効果を考慮した磁気流体シミュレーションを行い、円盤のどこでエネルギー散逸が起きるかを調べる。

2 手法

3次元の抵抗性磁気流体力学シミュレーションを行う。計算は磁気流体計算の公開コード “Athena” を用いる (Stone et al. 2008; Stone & Gardiner 2010)。

抵抗性磁気流体方程式は以下のように書ける。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times \mathbf{E}' . \quad (1)$$

ここで、 E' はガスと共に運動する座標系から見た値であり、

$$\mathbf{E}' \equiv \eta_O \mathbf{J} + \eta_H (\mathbf{J} \times \hat{\mathbf{B}}) + \eta_A \mathbf{J}_\perp, \quad (2)$$

と書ける。また、 η_O 、 η_H 、 η_A はそれぞれオーム散逸、ホール効果、両極性拡散による磁気拡散係数を表し、

$$\eta_O \propto x_e^{-1}, \quad \eta_H \propto x_e^{-1} \left(\frac{B}{\rho} \right), \quad \eta_A \propto x_e^{-1} \left(\frac{B}{\rho} \right)^2 \quad (3)$$

という依存性がある。 x_e は電離度。

磁気拡散係数の値は、あらかじめ電離反応計算を解いて得られた抵抗テーブルを用いて、ガス密度と電離率の関数として局所的に与える。電離反応計算には、イオンを1種類と仮定して、宇宙線と中心星からのX線による中性ガスの電離、荷電粒子の気相中での再結合、荷電粒子のダストへの吸着を考慮する (Okuzumi et al. 2009)。電離反応計算から電子数密度とイオン数密度を計算し、磁場の依存性を含まないような形にするために、 η_O 、 η_H/B 、 η_A/B^2 の値をテーブルにする。電離反応を計算する際に、軌道長半径 1au、温度 280K、ダスト粒子半径 $0.1\mu\text{m}$ 、ダストガス比 10^{-4} を仮定した。FUVによる水素分子の電離を考慮するために、境界から $< 0.03 \text{ g/cm}^2$ の領域の抵抗値は解析的に与える (Bai & Stone 2013)。

円盤モデルは 1au における最小質量円盤を想定して 1700 g/cm^2 を与える。温度分布は鉛直方向等温で 280K を与える。今回の研究では、エネルギー散逸によって円盤ガスが具体的にどれほどの温度になるのかという点は直接計算しない。密度分布は静水圧平衡与える。

3 結果

図2はエネルギー注入率とエネルギー散逸率をプロットした。エネルギー注入率は、動径方向の境界になされるトルクにおおよそ等しく、 $\dot{E}_{inj} = -1.5\Omega_0 w_{xy}$ と書ける。 w_{xy} は x 方向の境界になされる y 方向の応力であり、レイノルズ応力とマクスウェル応力の和である。エネルギー散逸率は、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}'$ であり、ジュール加熱によって熱に変換されるエネルギー率を表す。この図を見ると、赤道面でエネルギーが注入され、

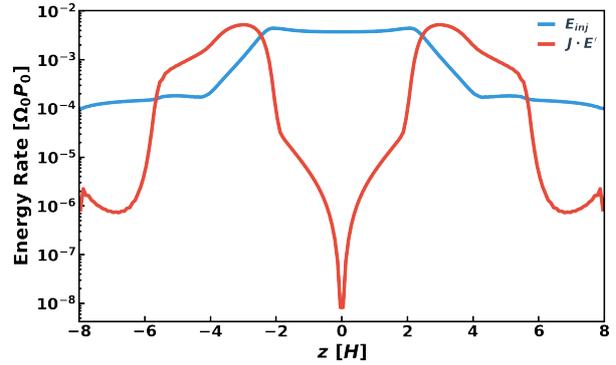


図 2: エネルギー注入率 (赤線) とエネルギー散逸率 (青線)。

$z = \pm 3H$ で熱に変換されていることが分かる。また、エネルギー収支を計算してみると、注入されたエネルギーのうち 70% が熱に変換され、残りの 30% は鉛直方向境界から流出していることが分かった。

4 議論

今回の結果で得られたような円盤の温度構造を調べるため、降着エネルギーを赤道面で散逸させる典型的な降着加熱モデルと円盤上層で降着エネルギーの 70% が散逸に使われる降着加熱による温度分布を比較した (図 3)。その結果、典型的な降着加熱モデルに比べて円盤温度は 1/3 倍になることが分かった。またそのような円盤におけるスノーラインの位置の質量降着率依存性をプロットした (図 4)。今回のような降着加熱の場合、スノーラインが 1au を通過するのは、赤道面加熱の場合 $\dot{M} \approx 5 \times 10^{-7} M_\odot/\text{yr}$ だったのが、 $\dot{M} \approx 10^{-7} M_\odot/\text{yr}$ となることが分かる。このような質量降着率は Sicilia-Aguilar et al. (2010) によると、円盤年齢 $\sim 0.3 \text{ Myr}$ に対応する。すなわち、Morbidelli et al. (2016) のような原子木星をこれほど早い時期に作れるかという新たな疑問を提供する。

今後は、どのような場合に上層加熱が起きるのかを解明するため、広いパラメータ範囲で計算を行う。

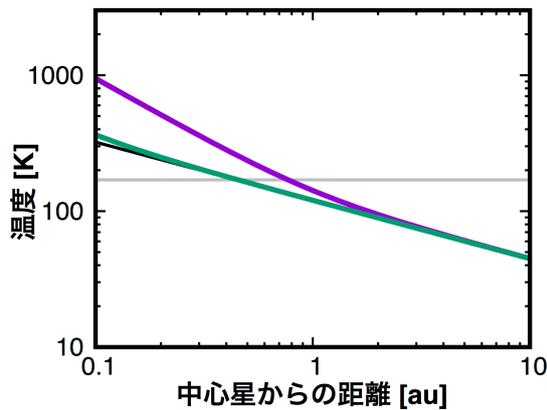


図 3: 動径方向の赤道面温度分布。紫線は赤道面加熱を仮定した場合、緑線は上層加熱 ($z = 3H$) を仮定した場合。灰色線はスノーラインの温度を表し、黒線は中心星照射による温度分布を表す。角運動量輸送効率 $\alpha = 0.01$ 、オパシテイ $\kappa = 0.05$ を仮定。

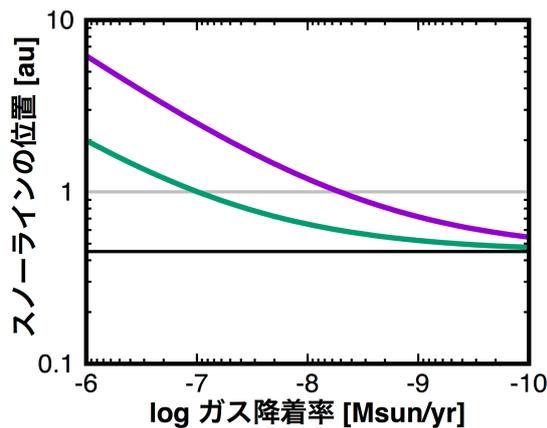


図 4: 動径方向のスノーラインの質量降着率依存性。紫線は赤道面加熱を仮定した場合、緑線は上層加熱 ($z = 3H$) を仮定した場合。灰色線はスノーラインの位置を表し、黒線は中心星照射によるスノーラインの位置を表す。角運動量輸送効率 $\alpha = 0.01$ 、オパシテイ $\kappa = 0.05$ を仮定。

謝辞

著者は JSPS 科研費 17J10129 の助成を受けています。

参考文献

- A'Hearn, M. F., Belton, M. J. S., Delamere, W. A., et al. 2011, *Science*, 332, 1396
- Bai, X.-N., & Stone, J. M. 2013, *ApJ*, 769, 76
- Baillié, K., Charnoz, S., & Pantin, E. 2015, *A&A*, 577, A65
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *ApJ*, 376, 214
- Bitsch, B., Johansen, A., Lambrechts, M., & Morbidelli, A. 2015, *A&A*, 575, A28
- Davis, S. S. 2005, *ApJ*, 620, 994
- Gammie, C. F. 1996, *ApJ*, 457, 355
- Garaud, P., & Lin, D. N. C. 2007, *ApJ*, 654, 606
- Genda, H., & Abe, Y. 2005, *Nature*, 433, 842
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., & D'Alessio, P. 1998, *ApJ*, 495, 385
- Hayashi, C. 1981, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 70, 35
- Hirose, S., & Turner, N. J. 2011, *ApJ*, 732, L30
- Kusaka, T., Nakano, T., & Hayashi, C. 1970, *Progress of Theoretical Physics*, 44, 1580
- Machida, R., & Abe, Y. 2010, *ApJ*, 716, 1252
- Morbidelli, A., Bitsch, B., Crida, A., et al. 2016, *Icarus*, 267, 368
- Mulders, G. D., Ciesla, F. J., Min, M., & Pascucci, I. 2015, *ApJ*, 807, 9
- Nomura, R., Hirose, K., Uesugi, K., et al. 2014, *Science*, 343, 522
- Oka, A., Nakamoto, T., & Ida, S. 2011, *ApJ*, 738, 141
- Okuzumi, S., Tanaka, H., & Sakagami, M. 2009, *ApJ*, 707, 1247
- Sasselov, D. D., & Lecar, M. 2000, *ApJ*, 528, 995
- Sato, T., Okuzumi, S., & Ida, S. 2016, *A&A*, 589, A15
- Sicilia-Aguilar, A., Henning, T., & Hartmann, L. W. 2010, *ApJ*, 710, 597
- Stone, J. M., & Gardiner, T. A. 2010, *ApJS*, 189, 142
- Stone, J. M., Gardiner, T. A., Teuben, P., Hawley, J. F., & Simon, J. B. 2008, *ApJS*, 178, 137

星周円盤内における衛星軌道の変化

柳沼 優太 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

この講演は参考文献 [1] についてのレビューである。

現在、太陽系の惑星には衛星を持つものがあるが、その衛星の軌道がどのように変化してきたのかを考える。円盤・衛星間では角運動量・エネルギーが円盤外向きに輸送されており、それにより衛星軌道が変化する。その角運動量・エネルギー輸送の原因としては、衛星・円盤間の共鳴や近接接近などが考えられる。

参考文献 [1] では共鳴と近接接近についてそれぞれ計算しているが、ここでは共鳴による衛星・円盤間の角運動量とエネルギーの輸送についてのみ述べる。輸送について計算をすると、リンドブラッド共鳴による輸送では衛星軌道の離心率が増大し、共回転共鳴による輸送では離心率が減少することがわかる。また共鳴は常に同じ位置で生じているのではなく、状況によって共鳴の位置は異なっている。

輸送には共鳴だけでなく近接接近などほかの要因も影響を与えていると考えられるため、衛星軌道がどのように変化するか正確に求めるためにはそれらについても考慮する必要がある。

1 Introduction

ここでの目的は、円盤・衛星間の角運動量・エネルギー輸送について計算することで衛星軌道がどのように変化するかを求めることである。

輸送の原因には共鳴や近接接近などが考えられるが、ここでは共鳴について考える。まず衛星・円盤間で起こる共鳴にはどのようなものがあるか、またその共鳴はどこで生じているのかについて述べる。次にトルクによる輸送について計算し、衛星軌道の軌道半径と離心率の変化率について求める。その結果、共鳴と軌道半径・離心率の変化にはどのような関係があるのかをまとめる。ここで得られる結果は土星や天王星の環などに用いられている。

2 Model

2.1 Disk

赤道面にある 2D-disk を円柱座標系で考える。非摂動状態では方位角対称で、円盤中心にある質量 M_p の惑星周りをケプラー回転をしている。

オールト定数 $A(r)$ と $B(r)$ 、周転円振動数 $\kappa(r)$ は、

$$A(r) \equiv \frac{r}{2} \frac{d\Omega}{dr} \quad (1)$$

$$B(r) \equiv \Omega(r) + A(r) \quad (2)$$

$$\kappa^2(r) \equiv \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} [r^2 \Omega(r)]^2 = 4B(r)\Omega(r) \quad (3)$$

と表される。

2.2 Satellite

衛星軌道は円盤面にあり、その軌道は円に近く周転円振動をしている (離心率 $e \equiv (r_{max} - r_{min})/2a$ 、振動数 $\kappa_s \equiv \kappa(a)$ 、 a は中心からの平均距離)。

このときの衛星軌道の r_s 、 θ_s は、

$$r_s = a(1 - e \cos \kappa_s t), \theta_s = \Omega_s t + \frac{2\Omega_s e}{\kappa_s} \sin \kappa_s t \quad (4)$$

である。近点移動率は、

$$\frac{d\omega}{dt} = \Omega_s - \kappa_s \quad (5)$$

で与えられる。質量 M_s の衛星による摂動ポテンシャルは、

$$\phi^s(r, \theta, t) = -\frac{GM_s}{|r - r_s|} + \frac{M_s}{M_p} \Omega^2(r) r_s \cdot r \quad (6)$$

であり、これをフーリエ級数展開すると、

$$\phi^s(r, \theta, t) = \sum_{t=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \phi_{l,m}^s(r) \cos\{m\theta - [m\Omega_s + (l-m)\kappa_s]t\} \quad (7)$$

となる。ここで $\phi_{l,m}^s$ の最大項は $e^{|l-m|}$ に比例している。パターン速度（回転角速度）は、

$$\Omega_{l,m} = \Omega_s + \frac{(l-m)}{m} \kappa_s \quad (8)$$

である。(4)~(6) を用いて $\phi_{l,m}^s$ について e の一次までを計算すると、

$$\phi_{m,m}^s = -\frac{GM_s}{2a}(2 - \delta_{m,0})(b_{1/2}^m - f\beta\delta_{m,1}) \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \phi_{m+1,m}^s = & -\frac{GM_s}{2a}e(2 - \delta_{m,0}) \\ & \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{m\Omega_s}{\kappa_s} + \frac{\beta}{2} \frac{d}{d\beta} \right) b_{1/2}^m \right. \\ & \left. - f\beta \left(\frac{3}{2} - \frac{2B_s}{\Omega_s} + \frac{\Omega_s}{\kappa_s} \right) \delta_{m,1} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \phi_{m-1,m}^s = & -\frac{GM_s}{2a}e(2 - \delta_{m,0}) \\ & \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{m\Omega_s}{\kappa_s} + \frac{\beta}{2} \frac{d}{d\beta} \right) b_{1/2}^m \right. \\ & \left. - f\beta \left(\frac{3}{2} - \frac{2B_s}{\Omega_s} - \frac{\Omega_s}{\kappa_s} \right) \delta_{m,1} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

が得られる（ここで $f \equiv \Omega_s^2 a^3 / GM_p$ 、 $\beta \equiv r/a$ 、 δ はクロネッカーのデルタ、 $b_{1/2}^m(\beta)$ はラプラス係数

$$b_{1/2}^m(\beta) \equiv \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos m\phi d\phi}{(1 - 2\beta\cos\phi + \beta^2)^{1/2}} \quad (12)$$

である。).

3 Torques at Resonances

3.1 Corotation Resonances

衛星と渦状腕が一緒に回転し円盤の密度波と共鳴を起こす現象であり、その場所を共回転半径と呼ぶ。このときの角速度は、

$$\Omega(r) = \Omega_{l,m}, m > 0 \quad (13)$$

で、生じるトルクは、

$$T_{l,m}^C = \frac{m\pi^2}{2} \left[\left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^{-1} \frac{d}{dr} \left(\frac{\Sigma}{B} \right) (\phi_{l,m}^s)^2 \right]_{r_C} \quad (14)$$

である。

3.2 Lindblad Resonances

衛星が渦状腕に出会う振動数と周転円振動数の周期が等しくなることにより密度波と共鳴を起こす現象である。内部リンドブラッド共鳴と外部リンドブラッド共鳴の二種類生じる場合もある。このときの角速度は、

$$\Omega(r) + \epsilon \frac{\kappa(r)}{m} = \Omega_{l,m}, \epsilon = \pm 1, m > 0 \quad (15)$$

で、生じるトルクは、

$$T_{l,m}^L = -m\pi^2 \left[\Sigma \left(\frac{rdD}{dr} \right)^{-1} \left(\frac{rd\phi_{l,m}^s}{dr} + \frac{2\Omega}{\Omega - \Omega_{l,m}} \phi_{l,m}^s \right)^2 \right]_{r_L} \quad (16)$$

である。（ $D = \kappa^2 - m^2(\Omega - \Omega_{l,m})^2$ ）

3.3 Torque Densities

円盤上でトルクは共回転共鳴とリンドブラッド共鳴が起こる近傍のみで $\phi_{l,m}^s$ によって生じる。共鳴が生じるかどうか、またその共鳴がおこる場所は l と m の値によって異なる。Fig.1 では共鳴が起こる位置を示している。図をみると l と m の値によって共鳴が起こる場所が異なっていることがわかる。(9)~(12)、(14)、(16)、Fig.1 を用いてトルク密度を計算していくと最終的に、

$$\begin{aligned} \frac{dT_{m\pm 1,m}^C}{dr} = & -\frac{e^2 \kappa^4 r^3 (GM_s)^2}{2^6 |A|^5} \frac{d}{dr} \left(\frac{\Sigma}{B} \right) \\ & \{ (2\Omega/\kappa) K_0(\kappa/2|A|) + K_1(\kappa/2|A|) \}^2 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_{m,m}^L}{dr} = & \text{sgn}(r-a) \frac{\kappa^2 r \Sigma (GM_s)^2}{2^3 A^4 (a-r)^4} \\ & \{ (2\Omega/\kappa) K_0(\kappa/2|A|) + K_1(\kappa/2|A|) \}^2 \end{aligned} \quad (18)$$

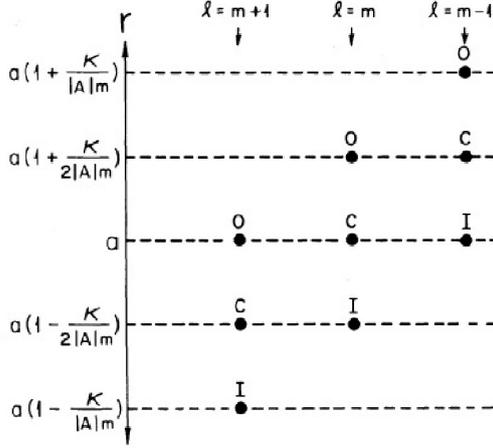


図 1: Fig.1 $m \gg 1$ のとき重要となる共鳴の位置。衛星からの摂動ポテンシャルが $\propto e^{l-m}$ であるため、 $|l-m| \leq 1$ の場合についてのみ示している。(O(I) : 外部 (内部) リンドブラッド共鳴、C : 共回転共鳴)

$$\frac{dT_{m\pm 1,m}^L}{dr} = \text{sgn}(r-a) \frac{e^2 \kappa^4 r^3 \Sigma (GM_s)^2}{2^2 A^6 (a-r)^6} \left\{ [1 + (2\Omega/\kappa)^2] K_0(\kappa/|A|) + [|A|/\kappa + 4\Omega/\kappa] K_1(\kappa/|A|) \right\}^2 \quad (19)$$

という結果が得られる。

4 Orbital Variation

実際に角運動量・エネルギー輸送について計算し、その結果衛星軌道がどのように変化しているのかについて述べる。ここでは円盤がいくつものリングから構成されていると考え、幅 Δr 、質量 M_r のリングと質量 M_s 衛星の共鳴による軌道半径 a と離心率 e の変化について計算する。

円盤中心からの距離を a とすると角運動量とエネルギーは、

$$H = M_s a^2 \Omega \quad (20)$$

$$E = \frac{1}{2} M_s [(a\Omega)^2 + (ea\kappa)^2] + M_s \Phi(a) \quad (21)$$

となる。ここで $\Phi(a)$ は非摂動重力ポテンシャルである。

角運動量とエネルギーの変化はトルク T_r とパターン速度 Ω_p を用いて、

$$\frac{dH}{dt} = -T_r \quad (22)$$

$$\frac{dE}{dt} = -\Omega_p T_r \quad (23)$$

と書ける。これらの式と $a\Omega^2 = d\phi/dr$ 、 $\kappa^3 - 3\Omega^2 = d^2\Phi/dr^2$ の関係を用いると、

$$\frac{da}{dt} = -\frac{2\Omega T_r}{a\kappa^2 M_s} \quad (24)$$

$$\frac{de}{dt} = -\left[(\Omega_p - \Omega) - 2e^2 \Omega \left(1 + \frac{d \ln \kappa}{d \ln r} \right) \right] \frac{T_r}{M_s e (a\kappa)^2} \quad (25)$$

が得られる。

ここで da/dt 、 de/dt に対して最も影響を与えるトルク密度はそれぞれ異なっており、 da/dt に対しては $dT_{m,m}^L/dr$ が、 de/dt に対しては $dT_{m\pm 1,m}^L/dr$ と $dT_{m\pm 1,m}^C/dr$ が大きく寄与する。

(17)~(19) を用いると、最終的に da/dt と de/dt は

$$\frac{da}{dt} = \text{sgn}(a-r) \frac{\Omega G^2 M_s M_r}{8\pi A^4 a (a-r)^4} \left\{ (2\Omega/\kappa) K_0(\kappa/2|A|) + K_1(\kappa/2|A|) \right\}^2 \quad (26)$$

$$(M_r \equiv 2\pi \Sigma r \Delta r)$$

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dt} = \frac{\kappa^2 G^2 M_s M_r}{8\pi |A|^5 a |a-r|^5} \left\{ [1 + (2\Omega/\kappa)^2] K_0(\kappa/|A|) + [|A|/\kappa + 4\Omega/\kappa] K_1(\kappa/|A|) \right\}^2 - \frac{|A|}{2B} \left\{ (2\Omega/\kappa) K_0(\kappa/2|A|) + K_1(\kappa/2|A|) \right\}^2 \quad (27)$$

と表される。

(27) において、正の項はリンドブラッド共鳴、負の項は共回転共鳴による影響を表している。

ここで得られた結果は円盤ではなく一つのリングと衛星間の共鳴によるものなので、円盤との共鳴についての結果はいくつものリングについて計算しその和であると考えられる。

5 Conclusion

ここまで衛星・円盤間の共鳴について調べ、それが衛星の軌道にどのような変化を及ぼすのかについて計算した。得られた結果から、離心率の変化のふるまいが共鳴によって異なり、リンドブラッド共鳴によって生じるトルクは衛星の離心率を増加させ、共回転共鳴によって生じるトルクは離心率を減少させることがわかった。だが、衛星軌道の変化には共鳴だけでなく円盤・衛星の近接接近による相互作用なども影響を与えているため、その影響についても考える必要がある。

Acknowledgement

宇宙物理学研究室および国立天文台からのご支援感謝いたします。

Reference

Goldreich, P., & Tremaine, S. 1980 ApJ241,425