

# フィラメント状分子雲の進化と 多様な環境下における最小ジーンズ質量

野口 みな子 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

最近の観測によって、星はフィラメント構造を持つ分子雲の中で形成されることがわかってきた。また、星が形成されているフィラメントは、安定的に存在できる臨界線密度よりも大きな線密度を持ち、動的に収縮することがわかってきた。Masunaga & Inutsuka(1999) は、フィラメント状分子雲の収縮が止まる時の密度（臨界密度）と、重力不安定となりえる最小の質量（最小ジーンズ質量）を解析的に求めた。しかし、彼らは初期の線密度依存を無視しているが、実際は収縮過程は線密度に強く依存する。従って、本研究では、フィラメント状分子雲の収縮過程を定量的に求めるために、詳細な加熱冷却過程を考慮した 1zone モデルを用いて、広いパラメータ範囲（金属量、初期温度、線密度）で調べた。その結果、収縮が止まる時の密度は、Masunaga & Inutsuka(1999) の予言より 2 桁程度大きい事が分かった。これによって最小ジーンズ質量も小さくなり、低質量星の形成に示唆を与える事ができる。また、Inutsuka(2001) は、静水圧平衡状態のフィラメント状分子雲の重力的分裂によって、形成される分子雲コアの質量関数を Press-Schechter 理論を用いて求めた。フィラメント状分子雲の動的収縮の効果を取り入れることで、現実的な分子雲コアの質量関数を求めることができることから、Inutsuka(2001) のレビューも行う。

## 1 Introduction

最近の Herschel 望遠鏡の観測によって、分子雲の星形成領域にはフィラメント状の細長い構造が豊富に存在し、それに沿って原始星が分布していることがわかった。これより、星がフィラメントの分裂によって形成されることが明らかとなり、星形成過程を理解する上で、フィラメント構造の進化を理解することは非常に重要であるということが言える。

Masunaga & Inutsuka (1999) (以下、MI99) では、フィラメント状分子雲の等温進化の終了の条件、臨界密度、最小ジーンズ質量（星になり得る最小質量）を解析的に示した。今回 1zone モデルを用いて計算を行い、これらの物理量を定量的に調べた。

## 2 基礎方程式

フィラメントの温度進化を定量的に求めるために、運動方程式、エネルギー方程式を数値的に解いて求めた。フィラメント形状の分子雲が一様かつ無限に伸びた軸対称円筒の構造を持ち、磁場なしであると

仮定する。基礎方程式は次の 2 つである。

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{2GM_L}{R} + \frac{4c_s^2}{R} \quad (1)$$

$$\frac{de}{dt} = \Gamma_g + \Gamma_{\text{ext}} - \Lambda_{\text{th}} \quad (2)$$

ここで  $M_L$  は線密度

$$M_L = \int 2\pi R \rho dR \quad (3)$$

であり、フィラメントの単位長さあたりの質量である。ここで (1) 式の圧力勾配力の係数は、臨界線密度

$$M_{\text{crit}} = \frac{2c_s^2}{G} \quad (4)$$

で重力とバランスするように与えた。初期に与えられた質量が (4) 式よりも小さい場合はフィラメントは安定化し、大きい場合は暴走的収縮を始める。

(2) 式は単位質量あたりのエネルギー方程式である。  $\Gamma_g$  は圧縮加熱率であり、次のように表す。

$$\Gamma_g = -p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = A c_s^2 \sqrt{4\pi G \rho} \approx \frac{c_s^2}{t_{\text{ff}}} \quad (5)$$

ここで  $t_{\text{ff}}$  は自由落下時間、 $A$  は 1 のオーダーの定数である。また  $\Lambda_{\text{th}}$  は放射冷却率であり、フィラメン

トの光学的深さ

$$\tau = \int_0^\infty \kappa \rho dr = \frac{\pi}{4} \kappa \rho_c \sqrt{\frac{2c_s^2}{\pi G \rho_0}} \quad (6)$$

の大小により効く冷却が異なる。 $\tau < 1$  のとき、つまり分子雲が光学的に薄いときの冷却率は Stefan-Boltzmann 定数  $\sigma$  と初期温度  $T_{\text{init}}$  を用いて、次のように表す。

$$\Lambda_{\text{th}} = 4\kappa(T_{\text{init}})\sigma T_{\text{init}}^4 \quad (7)$$

また、 $\tau > 1$  のとき、つまり分子雲が光学的に厚いときは、放射拡散として冷却することになる。

$$\Lambda_{\text{dif}} = \frac{4\kappa(T_{\text{init}})\sigma T_{\text{init}}^4}{\tau^2} \quad (8)$$

収縮の初期は圧縮加熱率  $\Gamma_g$  は無視できる程の微小なものであるが、収縮が進むにつれ、冷却率に勝るようになる。このとき分子雲は放射冷却によって十分に冷やせなくなり、等温進化が終了する。こうして収縮が終了し、分裂が始まると考えられる。

## 3 Results

### 3.1 臨界密度

収縮が止まるときの臨界密度を求めた。この計算によって、臨界密度が初期に与える線密度に大きく依存し、MI99 で見積もられた値より、2 桁ほど大きくなることがわかった (Fig.1)。初期の線密度が大きければ大きいほど重力が強効き、速度も大きくなる。これによって圧力勾配力が直ちに効きにくいことが考えられ、その分密度が十分に大きくなってからでないと収縮を止められない。また、収縮が止まるときの半径が小さいため、ジーンズ質量も小さくなることが期待される。

### 3.2 最小ジーンズ質量の再検討

得られた密度、半径を用いてフィラメントが分裂して形成された clump の質量を求める。分裂する大

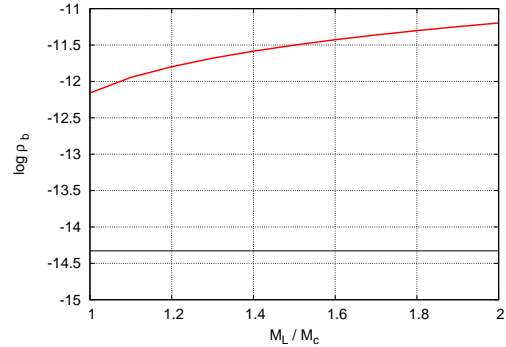


Fig. 1: 臨界密度の初期の線密度依存性。 $\kappa = 0.01[\text{cm}^2/\text{g}]$ 、 $T_{\text{init}} = 10[\text{K}]$ 。横軸は平衡状態の臨界線密度で規格化した初期に与える線密度 ( $M_L/M_{\text{crit}}$ )、縦軸は臨界密度  $\log_{10} \rho[\text{g}/\text{cc}]$  を表している。黒い線は MI99 の臨界密度である。

きさは、フィラメントの実効的な半径  $H_f$  で表すことが出来る。

$$H_f = \sqrt{\frac{2c_s^2}{\pi G \rho}} \quad (9)$$

典型的な clump 同士の距離は約  $8H_f$  ということが知られている。ジーンズ質量の初期の温度への依存性を調べた (Fig.2)。太陽近傍の分子雲の金属量 ( $\kappa = 0.01\text{cm}^2/\text{g}$ ) で固定し、初期温度を  $1\text{K} \sim 100\text{K}$  で変化させて計算を行った。四角が収縮終了時の物理量で見積もった最小ジーンズ質量である ( $M_L/M_{\text{crit}} = 1.4$ )。どの初期温度においても最小ジーンズ質量は MI99 と同程度か、小さくなっている。これは重力の大きさから温度が上昇しても直ちに収縮が止まらず、収縮が止まる半径が小さくなることに起因している。これによって、MI99 で考えられていた質量よりも小さな星が存在する可能性に示唆を与えることができる。

低金属領域での最小ジーンズ質量もここで再検討できる。金属量を太陽近傍の分子雲の金属量の 1000 分の 1、 $\kappa = 10^{-5}\text{cm}^2/\text{g}$  に固定して計算を行った。結果を Fig.3 に示す ( $M_L/M_{\text{crit}} = 1.4$ )。

Fig.3 より、MI99 より最小ジーンズ質量が 1 桁近く小さくなることが得られた。この計算はすべて optically thin の状態で収縮が止まっている。不透明度が小さいと、冷却が効きにくく、収縮が止まりやすい。MI99 ではこの金属量で太陽質量以下の clump

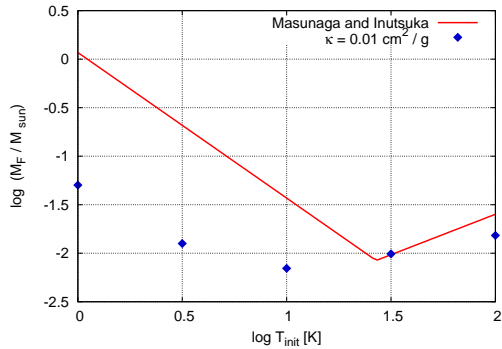


Fig. 2: 太陽近傍の金属量を用いた最小ジーンズ質量の温度依存性。横軸が初期温度、縦軸が太陽質量で規格化した最小ジーンズ質量。実線は MI99 で、四角が計算結果を示す。

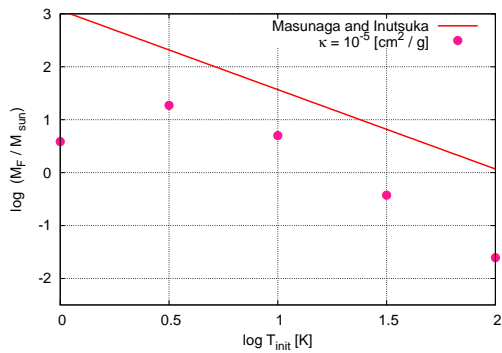


Fig. 3: 太陽近傍の金属量の 1000 分の 1 の値を用いた最小ジーンズ質量の温度依存性。横軸が初期温度、縦軸が太陽質量で規格化した最小ジーンズ質量。実線は MI99 で、丸印が計算結果を示す。

を形成するためには 100K ほどの温度が必要であったが、今回の計算では  $10^{1.5} \text{K} \approx 32 \text{K}$  ほどあれば、太陽質量以下の clump が形成されうことを示している。

## 4 Discussion

星の初期質量関数 (IMF) の起源を理解することは星形成の研究において大きな意味合いを持つ。分子雲の観測において、星の質量関数と分子雲コアの質量関数が似ていることが示された。フィラメント

状分子雲での密度ゆらぎの power spectrum を与えると、Press-Shechter 理論を用いて質量関数を計算することができる (Inutsuka 2001)。加えて、フィラメント構造の分裂プロセスは理論的に線形領域で細かく研究されている (Inutsuka & Miyama 1992)。これらを用いて、収縮するフィラメント上での分子雲コアの質量関数を求めるために Inutsuka(2001) を紹介する。

### 4.1 Press-Shechter 理論

密度ゆらぎ  $\delta\rho$  を考える。

$$\rho(t) = \rho_0 + \delta\rho(t) \quad (10)$$

もし重力不安定ならば、この密度ゆらぎは有限の時間内に無限大になる。この時間  $t_c$  を collapse time と呼び、この時間にコアが形成されたとする。この  $t_c$  は指数的成長する密度ゆらぎが  $\delta_c \approx 1.6$  になる時間と一致する。

有限な長さのフィラメントの縦方向が  $z$  軸方向に一致するような円柱座標系を考える。半径、方位角で積分した密度分布を用いて 1 次元摂動場を考える。

$$\delta(z) = \frac{\rho_z(z)}{\bar{\rho}} = \frac{\rho_z}{\rho_z} - 1 \quad (11)$$

質量スケール  $M$  の密度ゆらぎを調べるために窓関数  $W(z) = \sin(k_M z)/(\pi z)$  を用いてゆらぎを補正する。

$$\delta_M(z) = \int \delta(z') W(z - z') dz' \quad (12)$$

ここで質量スケール  $M$ 、長さスケール  $\lambda_M$ 、波数  $k_M$  はそれぞれ、 $M = M_L \lambda_M$ 、 $k_M = 2\pi/\lambda_M = 2\pi M_L/M$  で与えられる。

Press-Shechter 理論に従い、収縮領域の波数を数えて分子雲コアの質量関数を計算する。密度ゆらぎ  $\delta_M$  がガウス分布に従うとすると、臨界密度  $\delta_c$  を超える密度ゆらぎの質量スケール  $M$  の領域を見つけれられる確率  $P(M, \delta > \delta_c)$  は、ガウス分布関数を積分することで得られる。

$$f(M, \delta > \delta_c) = \int_{\delta_c}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_M^2}} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2\sigma_M^2}\right) d\delta \quad (13)$$

ここで、分散  $\sigma_M$  は  $k$  空間フィルターでのフーリエ成分の分散を足し合わせて計算できる。

$$\sigma_M^2 = \frac{1}{L} \int |\delta_M(x)|^2 dx = \frac{L}{2\pi} \int_{-k_M}^{k_M} |\delta_k(k')|^2 dk' \quad (14)$$

ここで  $L$  はフィラメントの長さである。簡単のために、ゆらぎのスペクトルは次のような形をとるとする。

$$|\delta_k|^2 = B \left( \frac{k}{k_m} \right)^n \exp[2\omega(k)t] \quad (15)$$

ここで  $\omega(k)$  はゆらぎの成長率で、 $k_m = 2\pi/\lambda_m$  は最も不安定な波数であり、 $\lambda_m$  はジーンズ長のオーダーでフィラメントの直径に相当する。

$M$  と  $M + dM$  の間の単位質量あたりのフィラメントの単位長さあたりの孤立収縮領域の数密度を  $n(M) = dN/dM$  で表す。質量スケール  $M$  の収縮領域は、質量スケールが  $M'$  以上の孤立収縮領域に含まれている。質量スケール  $M$  の収縮領域の比は次のように表すことができる。

$$f(M, \delta > \delta_c) = \int_M^\infty n(M') \frac{M'}{M_L} P(M|M') dM' \quad (16)$$

ここで  $P(M|M')$  は質量スケール  $M'$  の収縮領域内の、質量スケール  $M$  の収縮領域のある確率である。これは鋭い  $k$  空間フィルターの場合、 $1/2$  となる。また、(13) 式を用いると、質量関数は

$$n(M) = -\frac{M_L}{M} \frac{\delta_c}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\delta_c^2}{2\sigma_M^2}\right) \frac{1}{\sigma_M^3} \frac{d\sigma_M^2}{dM} \quad (17)$$

と表すことができる。ここで  $M_{\min} = M_L \lambda_m$  である。初期に次のようなゆらぎのスペクトルを持つとする。

$$|\delta_k|^2 = 0.005 \frac{\lambda_m}{L} \left( \frac{k}{k_m} \right)^{-1.5} \quad (18)$$

この初期状態を用いて、Inutsuka(2001) は静的なフィラメントの質量関数を求めた (Fig.4)。

ここで、 $L = 200\lambda_m$  とした。質量関数のピークは初期の  $M = M_{\min}$  から  $M$  の大きい方へ移動していく。これは小さなコアのいくらかは大きなコアに取り込まれるからである。

## 5 Conclusion & Future work

本研究では詳細な加熱冷却過程を 1zone モデルで計算した。

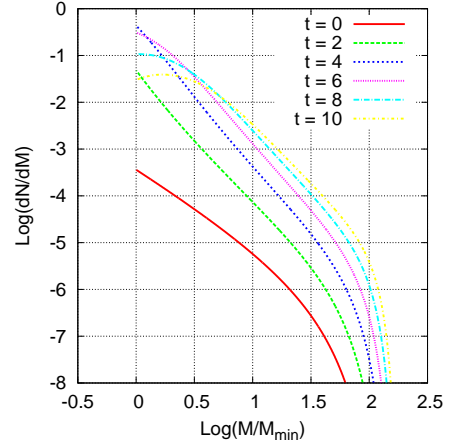


Fig. 4:  $\delta \propto k^{-1.5}$  のときの分子雲コアの質量関数の進化。曲線は  $t/t_g = 0$  (点線), 2, 4, 6, 8, 10 (太線) に対応する ( $t_g$  は自由落下時間)。直線は  $dN/dM \propto M^{-2.5}$  である。

- 解析的に求められていた収縮の終了条件を定量的に調べた。これによって臨界密度の初期線密度依存性が明らかとなった。収縮が終了する半径が小さくなることによって、最小ジーンズ質量も MI99 で見積もられていた値より小さくなることがわかった。
- 広いパラメータ範囲 (金属量、初期温度、初期線密度) で計算を行うことで、様々な環境下での最小ジーンズ質量を見積もった。特に、低金属領域で形成される星が太陽質量以下になりうることがわかった。

本研究では、最小ジーンズ質量を見積もったが、現実にはさまざまなスケールのゆらぎが存在するため、統計的な議論が必要になる。今後、Press-Schechter 理論を応用してフィラメントから形成される分子雲コアの質量関数を求める予定である。

## Reference

- [1] H.Masunaga & S.Inutsuka,1999,ApJ,510,822
- [2] S.Inutsuka,2001,ApJ,599,L149
- [3] S.Inutsuka & M.Miyama,1992,ApJ,388,392