

重力不安定性における最小ジーンズ質量の再検討

名古屋大学 理論宇宙物理学研究室 (Ta 研)

M1 野口みな子

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、そのフィラメントに沿って原始星が分布していることが明らかにされた。これより観測結果として星はフィラメントの分裂によって形成されているということがわかり、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。

今回の発表では、このフィラメント構造の等温進化の終了の条件を示した Masunaga & Inutsuka (1999) をレビューし、この論文で紹介された等温進化の臨界密度、最小ジーンズ質量 (星になり得る最小質量) と、実際に数値計算を行って得られた最小ジーンズ質量を比較した。

2 フィラメント構造の進化

フィラメント構造を通して“clump”と呼ばれる星のもとが形成されるまでの過程を簡単に追ってみる。まず分子雲が細長いフィラメント構造に分裂する。このときフィラメントにかかっている力は、まず重力

$$F_g = \frac{d\Phi}{dR} \propto \frac{2GM_L}{R} \quad (1)$$

ここで R はフィラメントの半径、 G は重力定数、 Φ は重力ポテンシャルである。また、 M_L は線質量で、単位長さあたりのフィラメントの質量であり、次のように与えられる。

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

この重力によってフィラメントは収縮するが、その反対方向に圧力勾配力が効く。

$$F_p = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{d\rho} \propto \frac{c_s^2}{R} \quad (3)$$

分子雲がフィラメント状に分裂したときのフィラメントの線質量が、フィラメント形状の平衡形状の臨界線質量

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

より小さければ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。この収縮は等温進化が終了するまで続く。つまり $\gamma < 1$ になったときに収縮が終了し、clump に分裂する。今回この clump の質量と、周囲の環境 (金属量、温度) にその質量がどの程度依存するのか調べる。

3 等温進化が終了する条件

これまでの研究 (Larson 1969, Winkler & Newman 1980) では等温進化の終了する条件は、分子雲の“ 光学的深さ τ が 1 程度になったとき ”とされていた。 τ は次のように定義され、フィラメント構造の場合は最右辺のように書くことができる。

$$\tau = \int_0^\infty \kappa \rho dr = \frac{\pi}{4} \kappa \rho_c \sqrt{\frac{2c_s^2}{\pi G \rho_c}} \quad (5)$$

ここで、 κ は金属量を表すフィラメントの不透明度、 ρ_c は中心密度である。ここで τ は κ と中心密度と系の特徴的な長さ (ジーンズ長) をかけた程度になっている。

しかし Masunaga & Inutsuka (1999) ではこの条件は不適切であったと述べている。この論文ではガスのガスによるダストの加熱と冷却を考慮し、フィラメントが等温状態にあるときの条件を次のように示した。

$$\Gamma_g + \Gamma_{\text{ext}} = \Lambda_{\text{th}} \quad (6)$$

ここで Γ_g はガスによるダストの圧縮加熱率、 Γ_{ext} は周囲の星や宇宙線など外部の熱源による加熱率、 Λ_{th} は放射冷却率である。分子雲の重力収縮は圧縮加熱と外部の熱源による加熱に対して、ダストの放射による冷却がつり合っている間は等温で進行することを示している。

収縮の始めは圧縮加熱率 Γ_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。するとフィラメントの分子雲は等温から外れると収縮が終了するのでこれを機に分裂が始まるということになる。

4 加熱機構と冷却機構

まず圧縮加熱率 Γ_g は熱力学第 1 法則より次のように表すことができる。

$$\Gamma_g = -p \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = A c_s^2 \sqrt{4\pi G \rho} \approx \frac{c_s^2}{t_{\text{ff}}} \quad (7)$$

ここで t_{ff} は自由落下時間、 A は 1 のオーダーの定数である。

また放射冷却 Λ_{th} に関しては光学的深さ τ が 1 より小さいか大きいかで効く冷却が異なる。

- $\tau < 1$ のとき

分子雲が光学的に薄いとき、不透明度が小さく熱を容易に系の外に逃がすことができ、optical thin cooling による冷却率が効く。このときの冷却率は Stefan-Boltzmann 定数 σ と初期温度 T_{init} を用いて、キルヒホッフの法則から次のように得ることが出来る。

$$\Lambda_{\text{th}} = 4\kappa(T_{\text{init}})\sigma T_{\text{init}}^4 \quad (8)$$

- $\tau > 1$ のとき

分子雲が光学的に厚いときは、不透明度が大きく熱が直ちに系の外に逃げていくことができないので、放射拡散として冷却することになる。なので τ が大きければ大きい程冷却率は小さくなることになる。この放射拡散による冷却率は次のように与えられる。

$$\Lambda_{\text{dif}} = \frac{4\kappa(T_{\text{init}})\sigma T_{\text{init}}^4}{\tau^2} \quad (9)$$

これらの冷却にガスの圧縮加熱が打ち勝つようになると分子雲を十分に冷やせなくなり、等温進化が終了すると考え、Masunaga & Inutsuka (1999) ではこの条件を

$$\Gamma_g = \Lambda \quad (10)$$

として与えた。これより圧縮加熱の項から、臨界状態の密度を不透明度（金属量） κ と初期温度 T_{init} の関数として導くことができる。ここで κ の温度依存性を

$$\kappa(T_{\text{init}}) = \kappa_0 \left(\frac{T_{\text{init}}}{10\text{K}} \right)^\alpha \quad (11)$$

とする。ここで α は 1 ~ 2 程度である。これより得られた臨界密度はそれぞれ次のようになる。

$$\rho_{\text{th}} = 4.7 \times 10^{-15} \text{gcm}^{-3} \left(\frac{\kappa_0}{0.01 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{T_{\text{init}}}{10\text{K}} \right)^{6+2\alpha} \quad (12)$$

$$\rho_{\text{dif}} = 4.7 \times 10^{-13} \text{gcm}^{-3} \left(\frac{\kappa_0}{0.01 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}} \right)^{-2/3} \left(\frac{T_{\text{init}}}{10\text{K}} \right)^{(4-2\alpha)/3} \quad (13)$$

これらを等高線として Fig.1 に示した。

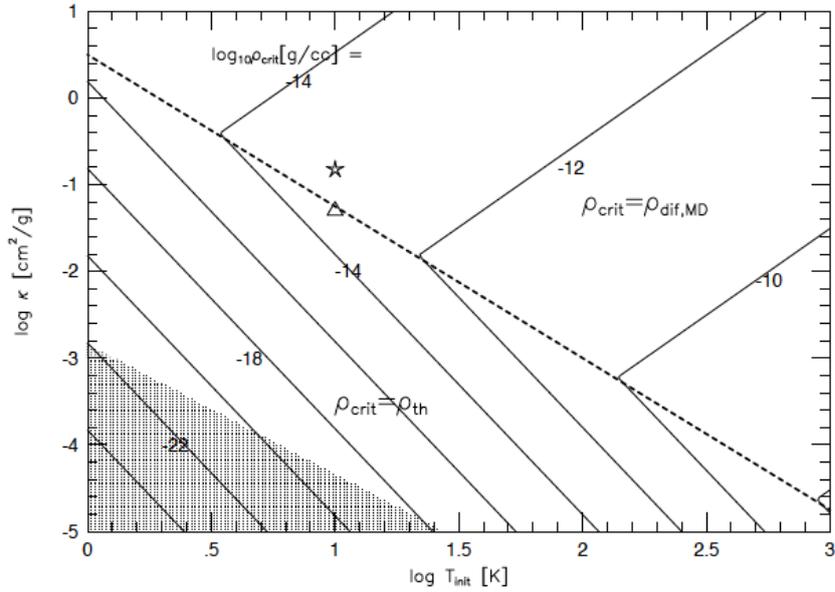


Fig. 1: 等温進化が終了する臨界密度。横軸は初期温度 ($T_{\text{init}}[\text{K}]$)、縦軸は不透明度 ($\kappa[\text{cm}^2\text{g}^{-1}]$) である。等高線は $\log_{10} \rho[\text{g/cc}]$ を表している。

中央を横切る点線は $\tau = 1$ の線である。これより上が $\tau < 1$ で optical thin cooling が効く領域で、それ以下が $\tau > 1$ で放射拡散による冷却が効く領域になっている。上の領域と下の領域は冷却率の τ 依存性が異なるので、臨界密度の κ 依存性、 T_{init} 依存性も異なっている。この等高線の見方としては、 τ が 1 より小さい領域では、 κ が大きければ大きいほど、また初期温度が大きければ大きいほど冷却率が大きくなるので、それに対する加熱率が追いつきにくくなる。これによって臨界密度は右上に向かって大きくなっていく。また、 τ が 1 より大きい領域では、 κ が小さければ小さいほど、また初期温度が大きければ大きいほど冷却率が大きくなるので、そこで加熱率が追いつきにくくなり臨界密度も右下に向かって大きくなる。この図でわかることは、Larson (1969) や Winkler & Newman (1980) で示された等温進化が終了する条件と言われた“ $\tau = 1$ ”は、冷却機構が変わる境界であるだけで、等温進化が終了する条件ではないということである。

5 最小ジーンズ質量

得られた臨界密度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。分裂して clump になるフィラメントの大きさは、フィラメントの実効的な半径 H_f で表すことができる。

$$H_f = \sqrt{\frac{2c_s^2}{\pi G \rho}} \quad (14)$$

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。イメージとして Fig.2 に示す。

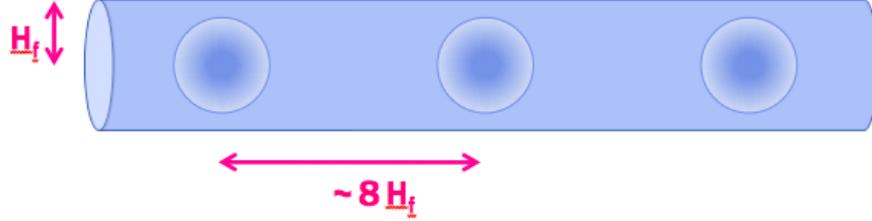


Fig. 2: フィラメントから clump への分裂

これより clump の質量は

$$M_F \approx \rho_{\text{crit}} \times \pi H_f^2 \times 8H_f \propto \rho_{\text{crit}}^{-1/2} T_{\text{init}}^{3/2} \quad (15)$$

と求めることができる。それぞれの臨界密度に対応する最小ジーンズ質量は次のようになる。

$$M_{F,\text{th}} = 3.7 \times 10^{-2} M_\odot \left(\frac{\kappa_0}{0.01 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{T_{\text{init}}}{10 \text{K}} \right)^{-(3+2\alpha)/2} \quad (16)$$

$$M_{F,\text{dif}} = 3.7 \times 10^{-3} M_\odot \left(\frac{\kappa_0}{0.01 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{T_{\text{init}}}{10 \text{K}} \right)^{(5+2\alpha)/6} \quad (17)$$

これらを等高線として Fig.3 に示した。

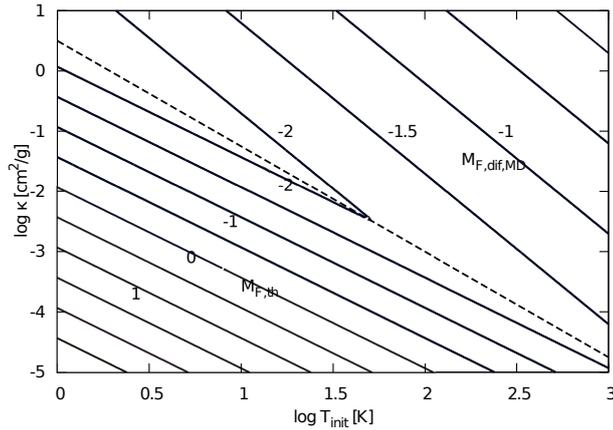


Fig. 3: 最小ジーンズ質量の等高線。横軸は初期温度 (T_{init} [K])、縦軸は不透明度 (κ [$\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$]) である。等高線は $\log_{10}(M/M_\odot)$ を表している。

中央を横切る点線は $\tau = 1$ の線である。この等高線は $\tau = 1$ を中心とした谷のような形になっている。これより上が $\tau < 1$ で optical thin cooling が効く領域で、それ以下が $\tau > 1$ で放射拡散による冷

却が効く領域になっている。これらより、金属量 κ と温度 T_{init} が得られれば、その環境下で形成される星の最小質量を見積もることができると言える。

5.1 低金属量領域での最小ジーンズ質量

近年銀河ハローなどの金属量の少ない領域で太陽質量以下の星が発見されている。これまでの研究では低金属量領域では質量の大きな星が形成されると考えられていた。この矛盾を解決するために、金属量などのパラメータを考慮したジーンズ質量を定義する必要があり、今回の最小ジーンズ質量を用いることで低質量の星が形成される可能性に唆を与えることが出来る。Fig.3 において、銀河ハローの金属量が太陽近傍の分子雲の金属量の 1000 分の 1 の場合、即ち $\kappa = 10^{-5} \text{cm}^2/\text{g}$ のとき、最小ジーンズ質量が太陽質量以下になるには温度が数百度必要であることがわかる。これは星形成領域や、周囲の天体からの放射を浴びているなどの何らかの原因で温度が高い領域で実現可能な環境であると言える。

6 数値計算

実際にフィラメントの温度進化を運動方程式と、加熱・冷却を加えたエネルギー方程式を数値的に解いて求めた。基礎方程式は次の 2 つである。

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{2GM_L}{R} + \frac{4c_s^2}{R} \quad (18)$$

$$\frac{de}{dt} = -p \frac{d}{dt} \frac{1}{\rho} + \Gamma_{\text{ext}} - \Lambda_{\text{th}} \quad (19)$$

ここで (18) 式の圧力勾配力の係数は、臨界線質量 [(4) 式] でバランスするように与えた。4 次精度の Runge-Kutta 法を用いて計算し、収縮が止まったときの密度を臨界密度とした。この計算によって、臨界密度が初期に与える線質量に大きく依存することがわかった。これを Fig.4 に示す。

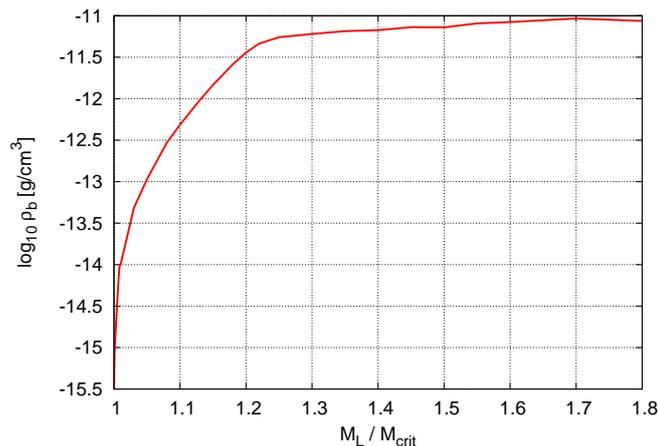


Fig. 4: 臨界密度の初期の線質量依存性。横軸は平衡状態の臨界線質量で規格化した初期に与える線質量 (M_L/M_{crit})、縦軸は臨界密度 $\log_{10} \rho \text{ [g/cc]}$ を表している。

Fig.4 は $\kappa = 0.01 \text{cm}^2/\text{g}$ 、 $T_{\text{init}} = 10\text{K}$ で固定してある。平衡状態の臨界線質量との比が大きければ大きいほど、およそ 3 桁ほど臨界密度が大きくなることがわかった。これは初期の線質量が大きければ

大きいほど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ことに起因すると考えられる。また、最小ジーンズ質量は臨界密度の $-1/2$ 乗に比例するので、臨界密度が大きいほど小さな星が形成される可能性が考えられる。

また前章で触れた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、線質量を $M_L/M_{\text{crit}} = 1.01, 1.4$ でそれぞれ計算を行った。結果を Fig.5 に示す。

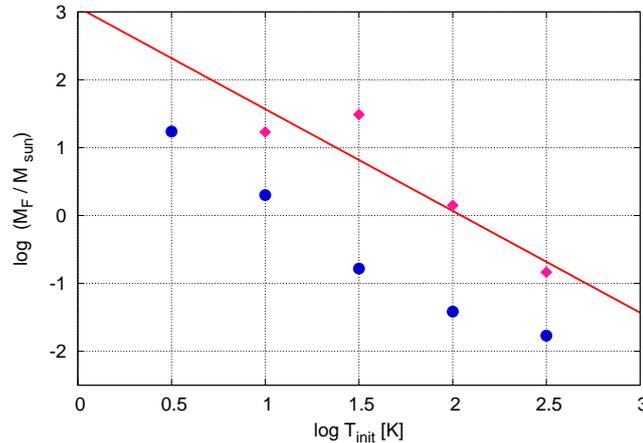


Fig. 5: 最小ジーンズ質量の温度依存性。横軸が初期温度 $\log_{10} T_{\text{init}} [\text{K}]$ 、縦軸が太陽質量で規格化した最小ジーンズ質量 $\log_{10}(M_F/M_{\odot})$ 。実線は Masunaga & Inutsuka (1999) で、四角が $M_L/M_{\text{crit}} = 1.01$ 、丸印が $M_L/M_{\text{crit}} = 1.4$ を示す。

Fig.5 より、線質量の比が $M_L/M_{\text{crit}} = 1.4$ のときは Masunaga & Inutsuka (1999) より最小ジーンズ質量が小さくなることが得られた。Masunaga & Inutsuka (1999) ではこの金属量で太陽質量以下の clump を形成するためには 100K ほどの温度が必要であったが、例えば今回の計算では $10^{1.5} \text{K} \approx 32 \text{K}$ ほどあれば、太陽質量以下の clump が形成されうることを示している。これによって低金属量領域での小さな星の形成がより現実的になったと言える。

7 Conclusion & Future work

- 慣習的に分子雲の等温進化が終了する条件であった“ $\tau \approx 1$ ”は不適切であり、 τ が 1 より大きい、小さいで異なる冷却を考慮することで、広いパラメータ領域（不透明度、初期温度）で等温から断熱へ遷移するときの臨界密度を求めた。
- 得られた臨界密度を用いて、最小ジーンズ質量を見積もり、低金属量領域（銀河ハローや宇宙初期）であっても初期温度が数十度ほどあれば、太陽質量以下の星が形成され得ることが示唆された。
- 今後この計算を向上させ、収縮・分裂を考慮した IMF（初期質量関数）の構築を目指す。