

分子雲におけるフィラメント形成

安部 大 晟

〈名古屋大学理学研究科物理科学領域 Ta 研 〒464-8602 愛知県名古屋市中種区不老町〉

e-mail: d.abe@nagoya-u.jp



近年の Herschel 望遠鏡の近傍分子雲観測から、高密度フィラメント状分子雲が現在の星形成の場であることが分かってきた。フィラメントは星形成の初期条件を与えるため、星形成過程を明らかにするにはフィラメント形成の理解が重要である。これまで複数のフィラメント形成機構が提案されてきたが、現実の分子雲においてどのような条件のもとでどのフィラメント形成機構が働くのかは明らかではなかった。本研究では、すべてのフィラメント形成機構が分子雲の衝撃波圧縮を引き金とすることに着目し、それぞれのフィラメント形成機構が支配的となる衝撃波圧縮の条件を特定した。本稿では最新のフィラメント形成機構の理解を紹介する。

1. 星形成分野の目標

星形成過程を理解するとあらゆる天体形成・天体現象の発生頻度がわかる。例えば大質量星の形成頻度は超新星爆発の頻度を決定し、銀河の進化に重要なエネルギーの供給率を決める。さらに大質量星形成頻度はブラックホール・中性子星形成やこれに伴う重力波イベントなどの頻度を決める。したがって、どのような質量の星がどのような頻度で形成されるかを理解することは現代天文学の全分野に波及する重要課題である。誕生する星の質量頻度分布が初期質量関数 (IMF) である。IMF には様々なモデルがあるものの基本的には低質量星から大質量星まで単一の冪関数で表現される [1]。IMF の起源解明は分野の究極的な目標であるがこれを説明する標準理論はない。IMF の起源を明らかにするには星形成過程を解明する必要がある。

星形成は銀河の中でも分子雲と呼ばれる主に水素分子で構成される天体で起こる。分子雲の中でも星の母体となるのが「分子雲コア」であり、そ

の重力崩壊によって星が誕生することがわかっている。IMF とコアの質量関数 (CMF) は類似しており [2]、IMF は CMF を継承していると類推されているが、CMF の起源はわかっていない。IMF の起源を解明するにはまず分子雲コアの形成過程を知る必要がある。

2. 星形成のフィラメント-パラダイム

Herschel 望遠鏡による太陽近傍分子雲の観測は、分子雲コアは細長い高密度領域 (フィラメント) に分布し、この構造が普遍的であることを明らかにした [2-4]。さらに、観測からフィラメントでのコア形成の兆候が示されているので [5,6]、フィラメントは星形成の初期条件を与える重要天体であるといえる。さらに Herschel 望遠鏡の観測結果から、星形成は臨界線質量密度を超えたフィラメントで起こるというシンプルな描像で理解できることがわかった。臨界線質量密度とは、フィラメントの自己重力に対しガス圧で支える線質量密度の最大値 (線質量密度とは単位長さあたりの質量) であり、重力定数と音速のみを使っ

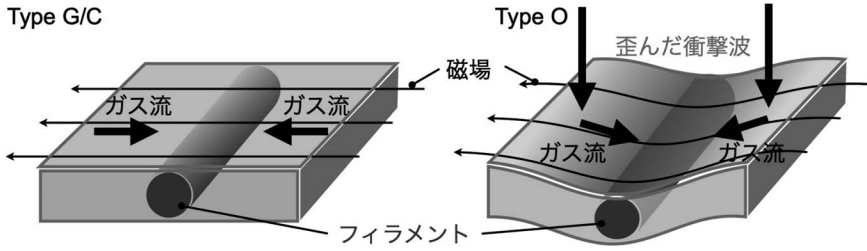


図1 フィラメント形成機構の模式図。左: Type GまたはType Cの模式図。図中のガス流を駆動する機構が自己重力ならType G, 乱流の圧縮流ならType Cである。右: Type Oの模式図。

て記述される。どの分子雲も 10 K で等温なので臨界線質量密度は普遍的な値 ($\sim 20 \text{ Msun pc}^{-1}$) になる [7-9]。

また、観測で得られたフィラメントの線質量密度関数 (FLMF) もまた IMF と CMF に類似していることもわかってきた [10]。フィラメントから分子雲コア・星という各進化段階にある天体は、すべて酷似した質量分布を持つため、この質量分布が「共通の物理過程」によって決まっている可能性を示唆している。フィラメントは IMF の決定に重要な役割を担っていると考えられている。

筆者はこれまでフィラメントの形成・進化過程の研究を遂行してきた。本稿では筆者が 2021 年に The Astrophysical Journal にて出版した研究成果 [11] を紹介する。ちなみにこの論文は 2023 年 4 月に開催された世界最大規模の星・惑星分野の国際会議である Protostars & Planets VII の Chapter 7 で大きくとりあげられた [12]。

3. フィラメント形成機構とその乱立

フィラメント形成機構の研究は、筆者がこの業界に参入する前からなされ、複数の候補理論が提案されていた。ここではまず提案されてきたフィラメント形成機構を紹介する。筆者は本研究を通して得られた理解をもとにフィラメント形成機構に「Type O」のように名前を付け直した。基本的にすべてのフィラメント形成は星間衝撃波によって誘発される。実際、分子雲はその一生のうち超新星爆発などに由来する衝撃波圧縮を数十

回経験することが知られており、衝撃波と分子雲の相互作用は頻繁に起こる。フィラメント形成機構の模式図を図 1 に載せた。

Type G (シート状分子雲の重力分裂)

分子雲が星間衝撃波に圧縮されるとシート状構造ができる。このとき磁気凍結によりガスとともに磁場も圧縮されシートは強磁場を伴う。磁場が強く磁場に垂直なガスの動きは妨げられるため、自己重力により磁場に沿ってガスが集積し、磁場に対して垂直なフィラメントが形成される。形成にはシートの平均密度を使って定義される自由落下時間程度かかる [13-19]。

Type C (乱流の圧縮流成分による形成)

分子雲は普遍的に超音速乱流状態にある [20]。乱流速度場を持った分子雲が衝撃波で圧縮されシート構造を形成すると、その中の磁場に垂直な乱流速度成分は強く減速され、磁場に平行方向の速度成分が生き残る。すると、二次元的なシート構造内での磁場に沿ったガスの運動によりフィラメント状の構造が形成される [21-23]。

Type O (斜め磁気流体衝撃波による圧縮形成)

熱的不安定性と乱流の影響により、分子雲は自然とクランピーな構造を持つ [24]。分子雲と衝撃波がぶつかると、分子雲の高密度部分は周りよりも重く、慣性が大きいため衝撃波面を歪ませる。歪んだ衝撃波を通過する際に、衝撃波面に平行な速度成分はほぼ変化せずに、垂直成分だけが強く減速を受ける。よって衝撃波面へ向かうガスの流れは衝撃波面に沿うような流れに変化し、歪んだ

表1 フィラメント形成機構のまとめ

カテゴリ	フィラメント v.s. 磁場	形成メカニズムの概要
Type G	垂直	シート状雲の自己重力分裂
Type C	垂直	シート状雲中の磁場に沿った乱流圧縮流
Type O	垂直	斜め磁気流体衝撃波の効果
Type I	—	シート状雲同士の交差線
Type S	平行	乱流のシアー流による流体素片の引き伸ばし

衝撃波面の頂点付近にガスが溜まる。このときガスは磁場を横切って動けないので磁場に垂直方向に1次元的に伸びたフィラメント構造が形成される [25-27].

ほかにも Type I (衝撃波圧縮によって生まれた複数のシート状雲の交差線, [28-30]) と Type S (乱流のシアー流成分による流体素片の引き伸ばし, [31,32]) がある。前者は磁場が非常に弱い場合に起こり、後者は流体素片の引き伸ばしによって磁場に平行な低密度フィラメントができる。よって現在の星形成が起こるような高密度フィラメントの形成に現実的には関与しないと考えられる。フィラメント形成機構を表1にまとめた。

4. フィラメント形成シミュレーション

3章で述べたように種々のフィラメント形成機構が提案されてきた。しかしながら、過去の研究ではそれぞれのフィラメント形成機構が支配的に働くように理想的な問題設定が取られていたため、現実の分子雲においてどのような条件のもとでどのフィラメント形成機構が働くのかは明らかではなかった。本研究では、すべてのフィラメント形成機構が分子雲の衝撃波圧縮を引き金とすることに着目し、自己重力を考慮した3次元等温磁気流体シミュレーションをおこない、それぞれのフィラメント形成機構が支配的となる衝撃波圧縮の条件を特定することにした。シミュレーションコードは法政大学の松本倫明氏によって開発され

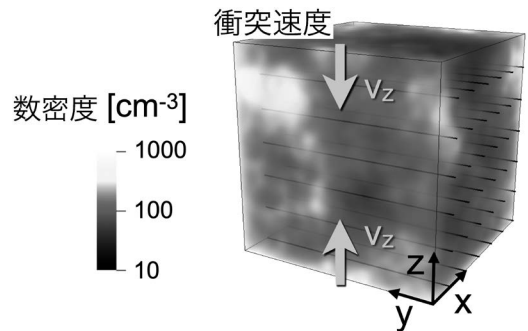


図2 シミュレーションのセットアップ。色はガスの密度、黒線は磁力線を表している。

た「SFUMATO」を用いた [33]。一辺 6 pc の立方体の計算領域中で平均 100 cm^{-3} の非一様ガスを z 方向に沿って衝突させる (図2)。計算領域の $z=0$ pc の面から2枚の衝撃波がそれぞれ z 軸正の向きと負の向きに伝播する。したがって2枚の衝撃波の間に圧縮領域が形成される。計算領域の中央にてガスを衝突させるのは、計算領域内に衝撃波の圧縮領域 (フィラメントの形成現場) になるべく留まるようにするための都合である。ガス衝突のシミュレーションは「星間衝撃波が分子雲を通過する」状況と異なって聞こえるかもしれない。磁場があると衝撃波の伝播が速く衝撃波同士が速やかに離れるために、2枚の衝撃波の間の相互作用は弱い。よって、一枚の星間衝撃波が分子雲中を通過するような状況と大きく変わらない。本研究では分子雲を通過する衝撃波の速度によってフィラメント形成機構が変わるかを調べた。以下では、強い衝撃波 (衝撃波速度 = 7 km s^{-1}) の

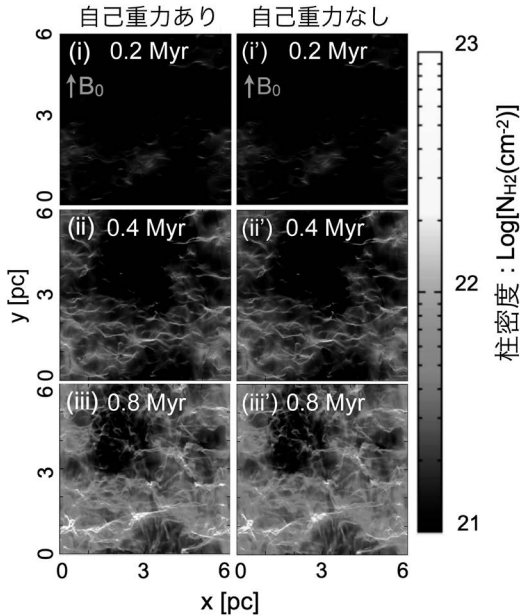


図3 強い衝撃波（衝撃波速度が約7 km s⁻¹）の場合のシミュレーション結果。色は衝突方向（z方向）に沿って積分した柱密度を表す。上から下にかけて、衝撃波が発生してから0.2, 0.4, 0.8 Myr後の結果である。左と右の列は、それぞれ自己重力を考慮した計算と考慮しない計算の結果である。

場合と、弱い衝撃波（衝撃波速度=2.5 km s⁻¹）の場合におけるシミュレーション結果を紹介する。

強い衝撃波によるフィラメント形成

衝撃波速度が速いとき（約7 km s⁻¹）のシミュレーション結果を図3に載せた。図3はz方向に密度場を積分した柱密度マップで、圧縮層を厚み方向から見ておりx方向に伸びたフィラメントを横から視認できる。自己重力ありの場合（左）と自己重力なしの場合（右）はほぼ同じ結果を返している。このことから衝撃波が強いときは自己重力とは関係なくフィラメントを形成することがわかる。さらに、このシミュレーションでは乱流を初期に与えておらず、Type Cのモードを入れている。図4はyz面におけるあるフィラメント一本の周囲の密度場である。フィラメントはx方向に伸びているため、図4でフィラメントは紙面垂

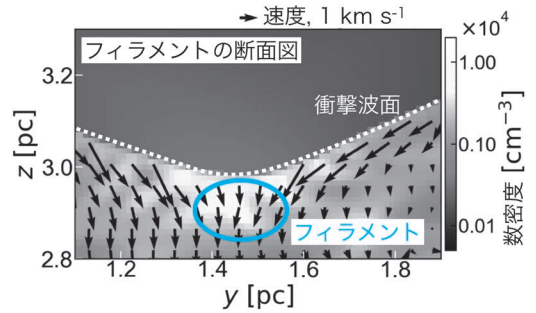


図4 強い衝撃波（衝撃波速度約7 km/s）の場合のシミュレーション結果。あるフィラメントの断面の拡大図を表す。色は数密度を表し、矢印は圧縮領域内の速度場を表す。Type Oフィラメント形成に特徴的な流れ場が確認できる。

直方向に伸びた構造をしている。このように衝撃波が湾曲しており頂点に向かうガスの流れが確認できる。初期に乱流を与え、Type Cのモードを入れても同様の結果であった。したがって衝撃波の速度が速いときはType Oフィラメント形成が起こっていることがわかった。なお、分子雲における乱流による構造形成を研究する多くの理論的研究 [21,22] では、初期条件として一様密度分布を用いている。そのため、一様な初期密度を仮定した研究では、Type Oモードは欠落している。本研究では密度の非一様性も考慮している。

形成にかかる時間スケールから上の議論を定量的に裏づけることができる。FilFinderアルゴリズム [34] を用いてシミュレーション結果からフィラメント構造を同定し、圧縮層中のフィラメントの質量の割合の時間進化を調べた。フィラメントの質量の割合が最も大きく増加した時刻を「フィラメント形成時間」として定義し、圧縮層の自由落下時間と比較したところ、自由落下時間よりも早くフィラメント形成時間を迎えることがわかった。このことはフィラメント形成に自己重力が関係ないことを裏打ちしている。

弱い衝撃波によるフィラメント形成

衝撃波速度が遅いときのシミュレーション結果を図5（初期乱流なし）と図6（初期乱流あり）

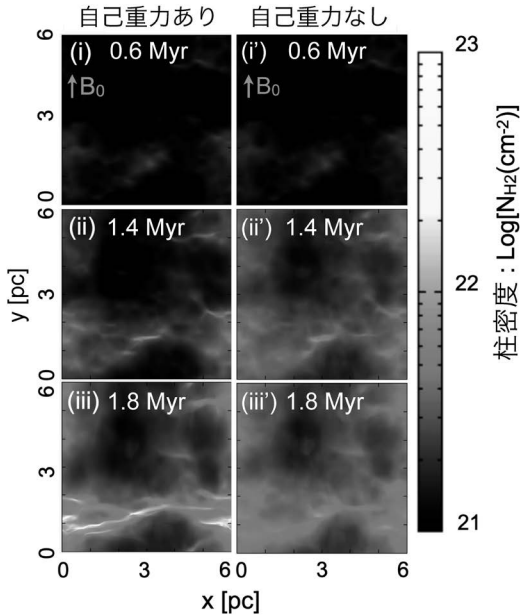


図5 弱い衝撃波（衝撃波速度が約 2.5 km s^{-1} ）の場合のシミュレーション結果。乱流の影響を調べるために初期に乱流速度場を入れていない。色は衝突方向（z方向）に沿って積分した柱密度を表す。上から下にかけて、衝撃波が発生してから0.6, 1.4, 1.8 Myr後の結果である。

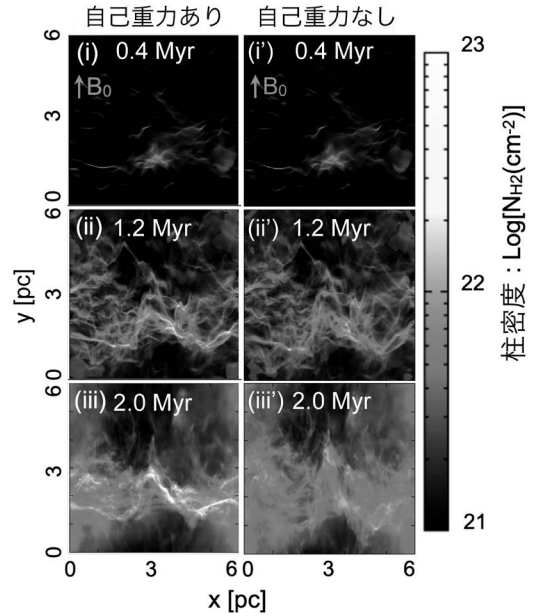


図6 弱い衝撃波（衝撃波速度が約 2.5 km s^{-1} ）の場合のシミュレーション結果。初期に乱流速度場を導入している。色は衝突方向（z方向）に沿って積分した柱密度を表す。上から下にかけて、衝撃波が発生してから0.4, 1.2, 2.0 Myr後の結果である。

に載せた。初期乱流がないときは自己重力の有無で顕著な違いが出ることが確認できる。つまり衝撃波が弱いとType Oは顕著ではなく、Type Gフィラメント形成が重要となっている。

また初期乱流があるときはType Cによって速やかにフィラメント構造を作るが、この構造は過渡的であり、柱密度もそれほど高くない。また、 $t=2 \text{ Myr}$ の結果をみると自己重力の有無で違いがあることが確認できる。つまり星形成に重要な大質量フィラメントはType Gによって形成されることがわかった。

ここでもフィラメントの質量の割合と形成時間の解析結果を簡単に紹介する。初期乱流なし（図5）の場合はフィラメント形成時間と自由落下時間がほぼ一致しており、フィラメントは明らかに純粋にType Gで形成されることが確認できた。初期乱流がある場合（図6）は自由落下時間より

も早くフィラメント形成時間を迎えておりType Cが支配的に起こっていることが確認できた。さらに、自己重力がない場合（図6右）で長時間が経つと一旦Type Cで形成されたフィラメントの割合が時間とともに減少に転じており、フィラメントが過渡的な構造であることを裏付ける結果を得た。

ここまで、強い衝撃波であればType O、弱い衝撃波であればType G (C) が重要であることを示した。 7 km s^{-1} と 2.5 km s^{-1} のあいだの衝撃波速度の場合のシミュレーションを実行した結果、Type OとType G (C) は、ある臨界の衝撃波速度で突然切り替わるのではなく、実際は緩やかに遷移することがわかった。6章では簡単なモデルからフィラメント形成の時間スケールをTypeごとに導き、閾速度の見積もりと我々の得た結果の解釈を紹介している。

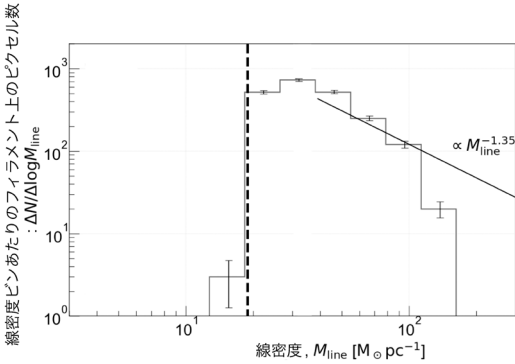


図7 強い衝撃波（衝撃波速度 7 km s^{-1} ）の場合に得られた FLMF. 初期に乱流速度場を導入している。衝撃波が発生してから 1.3 Myr の結果である。黒破線は臨界線質量密度で、IMF の大質量側の冪乗則を黒実線で表す。

5. フィラメント線質量密度関数

シミュレーション結果からフィラメント構造を同定し、線質量密度の頻度分布を調べた。図7に衝撃波が強いときの結果を載せる。黒破線は臨界線質量密度である。なお磁場強度は圧縮層での平均値を用いている。衝撃波が強いときは 1 Myr 程度の短時間で大質量星形成の初期条件である約 $100 M_{\text{sun}} \text{ pc}^{-1}$ を超える [35,36] フィラメントが自然に形成されることがわかり、大質量星形成は Type O でできたフィラメントで起こることがわかった。Type O では衝撃波上流の高速流の一部をフィラメントの成長に使えるため大質量星形成を自然に起こすことができるのである。さらに線質量密度側の関数形が IMF の冪乗則 ($\propto M_{\text{line}}^{-1.35}$) に類似することもわかった。この特徴は他の形成機構では見られない。なぜこのような結果になるかはわかっておらず、将来的に調べるつもりである。

6. 議論：フィラメント形成時間の見積もり

4章ではシミュレーション結果を紹介し、フィラメント形成機構が衝撃波の速度によって変化することを示した。筆者としてはシミュレーション

しただけでわかった気になるのは少々不満だったので、衝撃波の速度によって支配的なフィラメント形成機構が変わる理由を明らかにすべく簡単なオーダー評価を行った。フィラメント形成の簡単なモデルを作り、フィラメントが成長する時間スケールを各々の形成機構で評価した。

まず Type G におけるフィラメント形成の時間スケールは衝撃波圧縮層の自由落下時間である。衝撃波圧縮層の平均密度を使って定義された自由落下時間は以下のように書ける。

$$t_G = \sqrt{\frac{1}{2\pi G \rho_{\text{sh}}}} \propto v_{\text{sh}}^{-1/2} \tag{1}$$

ここで G は重力定数、 $\rho_{\text{sh}} \equiv \sqrt{2} M_A \rho_0$ は衝撃波圧縮層のガス密度で、 v_{sh} は衝撃波の速度である。さらに ρ_0 は上流の密度で、 $M_A \equiv v_{\text{sh}} / (B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0})$ は Alfvén Mach 数である。 B_0 は上流の磁場強度である。

図8の上部のようなモデルを考えると、Type O では衝撃波後面でのフィラメントへの質量流束は $\rho_{\text{sh}} v_{\text{sh}} \sin\theta$ で与えられる。ここで θ は衝撃波角であり、また衝撃波後面の水平方向の速度は波面を介して速度がほぼ保存されることを用いた。フィラメントの幅 w が時間変動しないとすると、時間 t 後のフィラメントの線質量密度は次のように書くことができる。

$$M_{\text{line}} = 2\rho_{\text{sh}} v_{\text{sh}} w t \sin\theta. \tag{2}$$

よって、Type O で線質量密度 M_{line} のフィラメントを作るタイムスケール t_0 は、以下の式で推定される。

$$t_0 = \frac{M_{\text{line}}}{2\rho_{\text{sh}} v_{\text{sh}} \sin\theta w} \propto v_{\text{sh}}^{-2} \tag{3}$$

続いて Type C におけるフィラメント形成の時間スケールを考える。図8下部に示すように、衝撃波圧縮されたシート内で乱流起源のガス流が収束することでフィラメントが形成される。収束す

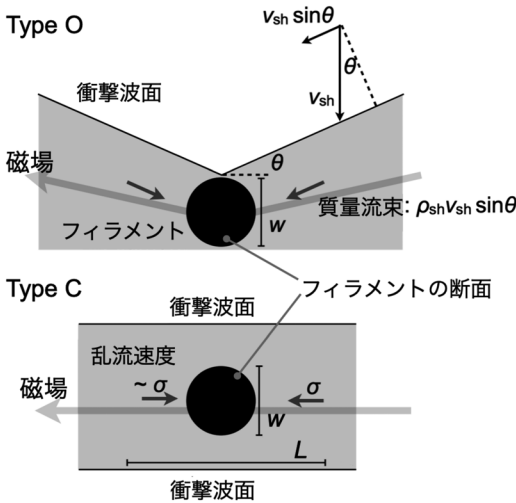


図8 フィラメント形成時間を見積もるためのモデルの模式図. 上部: Type O のモデル. 下部: Type C.

る流れの速度を σ , その流れの空間スケールを L , 流れの幅を w と表記する. 収束流の起源である分子雲の超音速乱流にはスケール L と, そのスケールにおける速度分散 σ の間には, Larson則 $\sigma - V_{08} (L/L_1)^{0.5}$ という関係が存在することが知られている [17]. ここで $V_{08} = 0.8 \text{ km s}^{-1}$, $L_1 = 1 \text{ pc}$ である. Larson 則を用いると, 質量獲得の時間スケールは次式で与えられる.

$$t_C = L/\sigma \sim L^{1/2} L_1^{1/2} / V_{08}. \quad (4)$$

一方, L と w を使ってフィラメントの線質量密度は

$$M_{\text{line}} = \rho_{\text{sh}} Lw. \quad (5)$$

と見積もられる. 式(5)を使って式(4)の L を消去すると, 乱流が線質量密度 M_{line} のフィラメントを形成する時間スケール t_C は, 以下のように推定される.

$$t_C = \frac{M_{\text{line}}}{\rho_{\text{sh}} w \sigma} \propto v_{\text{sh}}^{-1/2}. \quad (6)$$

ここで, σ は L に依存するが, 式(5)を用いて L を消去した.

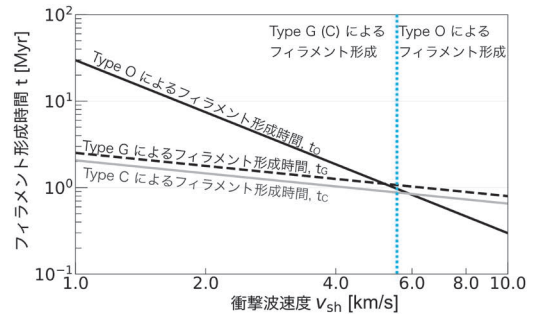


図9 各形成モードにおけるフィラメント形成時間の衝撃波速度依存性. 黒線が Type O, 灰色線が Type C, 破線が Type G の時間スケールを表している. ここで $\theta = 30^\circ$, $w = 0.1 \text{ pc}$, M_{line} は臨界線質量密度とした.

図9に臨界線質量密度のフィラメントが形成される時間スケール t_O と t_C , そして圧縮層の自由落下時間 t_G を衝撃波速度の関数としてプロットした. Type CとType Gのフィラメント形成時間はほぼ一致することがわかる. これら2つと t_O を比較すると衝撃波速度が約 5 km s^{-1} より小さいときには, $t_C, t_G < t_O$ となり, 大きいときには $t_O < t_C, t_G$ となる. したがって, 衝撃波速度が大きい場合はType Oが, 衝撃波速度が小さい場合はType CとType Gがより速くフィラメントを作るので重要であることがわかり, 第4章で紹介したシミュレーションの結果と整合的である. 衝撃波速度が「速い」「遅い」を分かつ閾速度は図8から約 5 km s^{-1} 程度であることがわかる. 星間空間を伝播する衝撃波の典型的な速度は 10 km s^{-1} 程度なので基本的にType Oフィラメント形成機構が起ることが期待される.

7. 今後の課題

本研究によって, 乱立したフィラメント形成機構を衝撃波圧縮の強さによって統一的に理解することができた. 本研究のType分類は今後標準的に使用されることが期待される. しかしながら, 星形成のフィラメント-パラダイムにはいまだ謎が多く残されている.

どのフィラメント形成機構が現実の宇宙で重要であるかはわかっていない。6章の最後に議論したようにType Oが重要であると思われるがこれを裏付ける観測的研究が必要である。いくつかの分子雲で、ガスの視線速度構造の観測からフィラメント形成機構が特定され始めている。統計的な議論をするためにPhilippe André氏やDoris Arzoumanian氏ら観測家との共同研究を進めている。

第5章で紹介したFLMFの起源はわかっていない。本研究は世界で初めてフィラメント形成シミュレーションからFLMFを描いたものであり、Type OであればIMFに近いFLMFが得られることがわかった。Type Oでは衝撃波圧縮される前の非一様密度場を基にフィラメントを形成するため、非一様密度場のパワースペクトルをもとに、FLMFの起源がわかると予想している。

フィラメントの幅の普遍性が観測的に示唆されたが、これを理論的に説明できないという問題もある。フィラメントの自己重力分裂はフィラメントの幅の数倍の間隔で起こるという理論がある[37]。つまりコアはフィラメントの幅の数倍の長さにあるガスを集めて形成されるため、コアの質量を決定するうえで幅は重要である。重いフィラメントの幅は自己重力が強いため細くなるという理論的な予言があるにもかかわらず、観測的には幅はその線質量密度によらず普遍的に0.1 pcである[38]という10年以上解かれていない矛盾がある。筆者は形成機構を深く理解したことによる知見から適切なセットアップでのフィラメント進化シミュレーションを推進している。その結果、フィラメントでの乱流発生機構を発見し、その乱流の動圧によって重いフィラメントが0.1 pcの幅を維持しようという理論を提案するために論文を準備している。とはいえ、いまだ十分な議論はされておらずこの矛盾を解くにはさらなる研究が必要である。実はこの詳細は将来の天文月報で紹介するつもりで、その内容を執筆中である。

謝辞

本稿の内容は筆者の出版済みの論文 [8] と博士論文の一部に基づいています。これらの研究を遂行するにあたって、学生時代の指導教員である井上剛志氏と犬塚修一郎氏、共同研究者かつ本研究で用いたシミュレーションコード「SFUMATO」の開発者である松本倫明氏には大変お世話になりました。この場を借りてお礼申し上げます。シミュレーションは国立天文台CfCAのスーパーコンピュータXC50で実行されたものであり、いつも快適な利用環境を提供してくださっているCfCAの皆様はこの場を借りて御礼申し上げます。また本研究の成果は科学研究費補助金（課題番号22J15861）による支援の結果得られたものです。最後に本稿の執筆の機会を与えてくださった岩崎一成氏に感謝いたします。

参考文献

- [1] Salpeter, E. E., 1955, ApJ, 121, 161
- [2] André, P., et al., 2010, A&A, 518, L102
- [3] Arzoumanian, D., et al., 2011, A&A, 529, L6
- [4] Könyves, V., et al., 2015, A&A, 584, A91
- [5] Shimajiri, Y., et al., 2019, A&A, 632, A83
- [6] Zhang, G., et al., 2020, A&A, 642, A76
- [7] Stodólkiewicz, J. S., 1963, Acta Astron., 13, 30
- [8] Ostriker, J., 1964, ApJ, 140, 1056
- [9] Inutsuka S., & Miyama S. M., 1992, ApJ, 388, 392
- [10] André, P., et al., 2019, A&A, 629, L4
- [11] Abe, D., et al., 2021, ApJ, 916, 83
- [12] Pineda, J.E., et al., 2023, preprint (arXiv:2205.03935)
- [13] Tomisaka, K., & Ikeuchi, S., 1983, PASJ, 35, 187
- [14] Miyama, S. M., et al., 1987, PThPh, 78, 1051
- [15] Miyama, S. M., et al., 1987, PThPh, 78, 1273
- [16] Nagai, T., et al., 1998, ApJ, 506, 306
- [17] Kitsionas, S., & Whitworth, A. P., 2007, MNRAS, 378, 507
- [18] Balfour, S. K., et al., 2015, MNRAS, 453, 2471
- [19] Balfour, S. K., et al., 2017, MNRAS, 465, 3483
- [20] Larson, R. B., 1981, MNRAS, 194, 809
- [21] Chen, C. Y., & Ostriker, E. C., 2014, ApJ, 785, 69
- [22] Chen, C.-Y., & Ostriker, E. C., 2015, ApJ, 810, 126
- [23] Padoan, P., & Nordlund, A., 1999, ApJ, 526, 279
- [24] Inoue, T., & Inutsuka, S., 2012, ApJ, 759, 35
- [25] Inoue, T., & Fukui, Y., 2013, ApJL, 774, L31
- [26] Vaidya, B., et al., 2013, MNRAS, 433, 1258
- [27] Inoue, T., et al., 2018, PASJ, 70, S53
- [28] Padoan, P., & Nordlund, A., 1999, ApJ, 526, 279

[29] Pudritz, R. E., & Kevlahan, N. K. R., 2013, RSPTA, 371, 20120248
 [30] Matsumoto, T., et al., 2015, ApJ, 801, 77
 [31] Hennebelle, P., 2013, A&A, 556, A153
 [32] Inoue, T., & Inutsuka, S., 2016, ApJ, 833, 10
 [33] Matsumoto, T., 2007, PASJ, 59, 905
 [34] Koch, E. W., & Rosolowsky, E. W., 2015, MNRAS, 452, 3435
 [35] Fukui, Y., et al., 2019, ApJ, 886, 14
 [36] Tokuda, K., et al., 2019, ApJ, 886, 15
 [37] Inutsuka, S., & Miyama, S. M., 1997, ApJ, 480, 681
 [38] Arzoumanian, D., et al., 2011, A&A, 529, L6

Formation of Star-forming Filaments in Molecular Clouds

Daisei ABE

Department of Physics, Graduate School of Science, Nagoya University, Nagoya 464-8602, Japan

Abstract: Recent Herschel Telescope observations of nearby molecular clouds have revealed that high-density filamentary molecular clouds are the site of present day star formation. Since filaments provide the initial conditions for star formation, understanding filament formation is important to reveal the star formation process. Although several filament formation mechanisms have been proposed, it is not clear which filament formation mechanism is triggered by which conditions in actual molecular clouds. In this study, we focused on the fact that all filament formation mechanisms are triggered by shock wave compression of molecular clouds, and identified the shock wave compression conditions under which each filament formation mechanism is dominant. In this paper, we present our latest understanding of filament formation mechanisms.