

# 近傍宇宙における分子雲形成の研究最前線



徳田



小林



安部

徳 田 一 起<sup>1</sup>・  
小 林 将 人<sup>2,3,4</sup>・安 部 大 晟<sup>5</sup>

〈<sup>1</sup> 香川大学 〒760-8522 香川県高松市幸町 1-1〉

〈<sup>2</sup> 核融合科学研究所 〒509-5292 岐阜県土岐市下石町 322-6〉

〈<sup>3</sup> I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zülpicher Str. 77, D-50937 Köln, Germany〉

〈<sup>4</sup> 国立天文台 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

〈<sup>5</sup> 東北大学 〒980-8578 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-3〉

e-mail: <sup>1</sup> tokuda.kazuki@kagawa-u.ac.jp, <sup>2,3,4</sup> kobayashi.masato@nifs.ac.jp, <sup>5</sup> abe.daisei@astr.tohoku.ac.jp

星形成の舞台となる分子雲は銀河内の環境に応じて実に多様な形態を取り、その多様性こそが宇宙の星の質量や物質分布を決めている大きな要因であると考えられる。近年ではマゼラン雲など低金属量銀河や近傍銀河の分子雲においても、これまでの銀河系分子雲観測と直接比較可能な高分解能の観測が可能になったことから我々の理解は大きく前進しつつある。しかしながら、この分子雲という研究対象は、輻射、乱流、磁場、自己重力などが絡み合うことで構造形成／進化、およびその中の星形成が制御される複雑系であり、我々の認識を曖昧に留ませてしまっている側面もある。今後より一層、銀河間の垣根を飛び越えて研究を進める時代の到来に向けて、この複雑なシステムの現状の理解を整理したい。本記事では筆者らをはじめとする日本の研究者を中心として取り組んできた分子雲の形成・進化に関する観測および理論研究を概観する。特に金属量に依存した分子雲形成の過程と、分子雲の内部構造として準普遍的である細長い紐状構造（以下、フィラメント）の形成メカニズムを重点的に紹介し、今後解決すべき課題について展望する。

## 1. 序論：星形成の母体となる分子雲

### 1.1 「分子雲」とは？

この天文月報を読まれている読者は、「分子雲」と聞いて、一体どの天体を具体的にイメージするであろうか？ 例えば、原始惑星系円盤と聞けば、HL Tauを始めとしたALMA望遠鏡の画像を想像する方が多いだろう。これら高解像度イメージは星・惑星形成分野に新たな論争を巻き起こし

たことは記憶に新しい。グランドデザイン渦巻き銀河と聞けば、M51などが伝統的に有名ではないだろうか。また、最近ではジェームスウェッブ宇宙望遠鏡 (James Webb Space Telescope; JWST) が提供したM74 (=NGC 628) などのバブルだけの星間物質画像は非常に印象的であり、近傍銀河研究の新たな時代の幕開けを予感させる。しかしながら、分子雲と言わっても、「うーん、もちろん聞いたことはあるし、一般的なことは勉強した

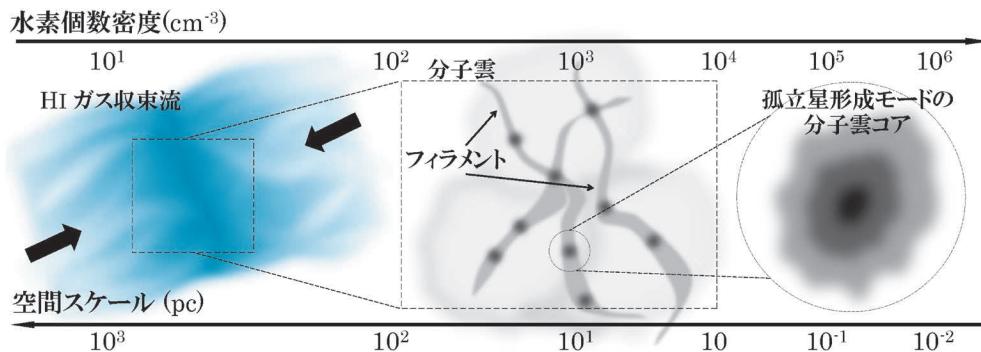


図1 分子雲の形成と階層構造. 大局的なガスの運動（渦状腕ポテンシャルに伴うものや超新星爆発など）により水素原子（HI）ガスの収束流が作られ、その中にさらに階層構造を持った分子雲が形成される。

つもりであるが、確かに具体的な天体のイメージがないなあ。Herschel宇宙望遠鏡で得られた画像は何度か研究会等で見たことがあるがあの天体の名前は何だったっけ？<sup>\*1</sup>」といった意見が多いと想像する。実は正直のところ常日頃から分子雲を研究対象にしている筆者ら自身でさえ、特に代表選手がこれといったイメージがない。これは分子雲が持つ星間物理学的に独特な性質が関係していると考えている。

ここで、分子雲について的一般的な理解を整理してみよう。星間物質の構成要素はガスがその大部分を占めており、その中にダスト（星間微粒子）が微量に含まれている。これら星間物質は星に比べると10%程度の質量であるが、銀河の渦状腕形成などの大局的なダイナミクスに応じて銀河内の空間分布も変化するため、星形成の理解には銀河のダイナミクスも重要である[3]。星間物質はその温度が100万度から10K、水素個数密度が $10^{-2}$ – $10^4\text{ cm}^{-3}$ と非常に物理量のダイナミックレンジが広い相で構成されている。その中最も密度の高く（ $10^2$ – $10^4\text{ cm}^{-3}$ ）、温度の低い（ $\sim 10\text{ K}$ ）部分が分子雲であり、理論的には水素原子（HI）

ガスの収束流により形成されると考えられている。十分に密度が高くなった分子雲は我々の太陽系をはじめとする星形成の舞台となる（図1）。この星形成過程に関しては、歴史的には孤立系と考えてよい星形成の最小母体（現在では、分子雲コアと呼ばれる）を近似した、孤立系球対称雲を出発点として理論が構築されてきた[4]が、太陽質量程度の星やその後の惑星形成の大枠を説明することから、一定の成功を収めていると言えよう。

しかしながら、そういった分子雲コアは分子雲の中でも局在した部分であることに留意したい（図1）。例えば、距離140 pcと太陽系から最も近く、孤立系星形成モードが支配的なおうし座分子雲では、CO輝線等の観測で見積もられる分子雲の総量が $\sim 10^4 M_\odot$ であり[5]、それに対して数太陽質量程度の分子雲コアが50個程度のみ存在する[6]。すなわち分子雲全体に対する分子雲コアの質量比はわずか数%未満しかないので。また、おうし座領域と比べるとへびつかい座領域のような小質量星の星団が形成されている領域の方が、全体的に柱密度や乱流線幅が大きい傾向にあるなど、星形成活動が違えば母体分子雲の時点では異なる。

\*1 おそらく Phillip André氏が筆頭著者の論文[1]に掲載されている Aquila Rift 領域に存在する Serpens South 分子雲ではないだろうか？ 領域名とそのサブ領域名をフルで答えられた読者はかなりの分子雲オタクである。この領域、よく用いられる距離が大きく分けて、260 pc と 430 pc と 2 パターン存在し、最近ようやく後者に落ち着きつつある[2]。このように天体の基本的な情報ですら時に曖昧のまま研究を進める必要があることも分子雲研究の困難の一つである。

る特徴が見受けられる [7]。このことからも、星形成の母体となる分子雲の理解をなくしては星形成過程の多様性を理解するのは困難であることがわかる。すなわち、分子雲形成の理解は現在の宇宙の物質分布を決めている初期質量関数の起源にまで迫るために避けては通れない課題である。

このように分子雲は宇宙物理学的に重要な研究対象であると筆者らは考えているが、同時に非常に厄介な produk でもある。具体的には、

- ・星間空間におけるさまざまな物理化学過程や環境要因（自己重力、乱流、磁場、宇宙線量、化学反応、金属量など）、システム同士の動的な相互作用が複合的に絡み合いながら現在観測される状態を作り出している。
- ・分子雲の中にはその内部に、細長いひも状構造を示すフィラメント状分子雲（以下、フィラメント）や、前述した分子雲コアと呼ばれるもののが存在する（図1）。それらはスケールやガス密度は大きく異なるが、場合によっては同様な対象を異なる名前で呼称されることがある（例えば、分子雲コアよりも少し大きい塊をクランプと呼ぶこともある）。また分子雲および上記で述べた異なる名前を持つ内部構造は連続的に分布しているため、それぞれの境界を厳密に定義することは観測的に困難である。
- ・星間ダストによる可視／赤外線減光および熱放射線や、COなどをトレーサー（追跡物質）とした電波（ミリ波・サブミリ波）領域の分子輝線などの観測によって特徴化される。しかし、温度や密度などの物理状態、分子の存在量によっては、同じ領域を異なるトレーサー [8] で観測するとあたかも違う挙動を示す。また、同じトレーサーで環境が大きく異なる領域を観測し比較研究を行う際も、注意が必要である（2.2章）。など、研究者ごとに異なる描像を作り出してしまう要因が多数ある。このような性質が分子雲の代表選手ってなんだろうか？という非常に曖昧な理解に留まらせている大きな要因ではないだろうか。

この記事では、局所銀河群をはじめとする近傍宇宙の観測とそれに基づいた理論研究を、現在の銀河系よりも金属量が小さい過去の分子雲形成（2章）と、フィラメント形成についての現状（3章）をまとめ、分子雲星及び星形成の一般的な理解へ向けて我々は今どのような立ち位置にいるかについて考察する。分子雲は異なる進化段階・異なる銀河環境で多様な構造をとりうることをお伝えし、本記事が読者にとっての分子雲の位置付けを考えるきっかけになれば幸いである。

## 1.2 我々は今、どこまでの分子雲に手が届くのか？

近年のミリ波／サブミリ波受信機技術の大幅な進展により地上電波望遠鏡の感度／視野が改善され、分子雲全容（数10-100 pc）から分子雲コア（0.1 pc以下）の高い空間ダイナミックレンジで星形成現場の詳細な観測が可能になった。さらにこの勢いは銀河系を飛び出し、マゼラン雲などの銀河系外の分子雲の高解像度観測が近年急速に進みつつある。ALMA 望遠鏡以前の電波観測では分子雲を5-40 pcの分解能で検出／分解するに留まっていたが、すでに太陽系近傍分子雲の単一鏡観測と同じスケールで比較可能なデータが取得されている [9, 10]。図2に達成可能な空間分解能と天体の距離、および現在利用可能な電波望遠鏡を記載した。

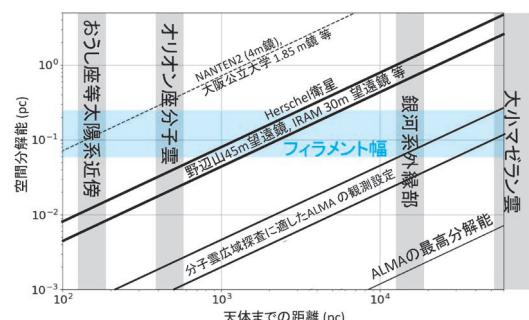


図2 研究対象となる代表的な領域において、各種電波望遠鏡で達成される空間分解能。横軸は観測対象までの距離を表す。分子雲の研究で主に使用することが想定される装置とその典型的な角度分解能より作成した。

銀河系外縁部や大小マゼラン雲などの低金属量環境下の分子雲に対して高い解像度で観測が実行可能になった科学的意義は大きく、太陽系近傍および銀河系内縁部と組み合わせれば、星形成および分子雲形成研究の金属量パラメタレンジが  $1\text{--}0.2 Z_{\odot}$  ( $Z_{\odot}$  は太陽近傍の金属量) と確保できる。特に、低い側の金属量は宇宙史において最も星形成が活発であった赤方偏移 2 度程度の時代のそれに近く [11]、空間分解した観測から過去の星形成について間接的に検証する上で極めて重要な位置付けとなる。

## 2. 分子雲形成過程とその環境依存性

まず観測的事実として、現在新たに誕生する星々はほぼ全て分子雲内部で形成されている [12]。したがって銀河での星形成機構を理解するには、銀河のどのような領域にどのような物理状態の分子雲がどの程度豊富に存在するかを明らかにする必要がある。本章ではまず分子雲が銀河のどこでどのように生まれるかを概観し（2.1章）、それが宇宙史を通して環境（特に金属量）が異なるばどのような変化がもたらされうるか（2.2章）について現在の理解を整理する。

### 2.1 分子雲はどこで生まれるか？

近傍銀河の高解像度サーベイ観測による分子雲同定が飛躍的に進み、分子雲の性質の統計的な議論が可能になった。例えば分子雲質量関数が、銀河の領域ごとに異なる傾きを持っており、大質量の分子雲は銀河渦状腕領域により多く存在することが示された [13]。一方で分子雲がそもそも誕生するためには、銀河面に広く分布する低密度な HI ガス（ただしこれが銀河の中性星間媒質の主成分）を、分子雲に転換する必要がある。この機構として理論的には、HI ガスを超新星残骸の膨張や銀河渦状腕の通過による超音速衝撃波で圧縮し（図1左を参照）、圧縮層が冷却不安定（熱不安定）で収縮することで、分子雲前駆体（Cold Neutral Medium; CNM）が形成され、これが分

子雲に成長すると考えられている。個々の分子雲形成を高解像度で調べる三次元磁気流体シミュレーション研究からも、そのような描像が現在確かめられつつある。これらの理論研究から HI ガスの集積が、分子雲の形成だけでなく、質量進化や内部乱流の駆動・持続に主要な役割を果たすと考えられている（筆者（小林）らを含めた日本発の研究が、この分野で大きな業績をおさめている [14-16]）。特に銀河渦状腕によるガス集積や超新星爆発による HI ガス圧縮が繰り返される領域で、分子雲形成や成長が進むという進化描像を提示しており [17]、これが観測された分子雲質量関数を説明可能である点は注目すべきである。その中で、質量が  $10^6 M_{\odot}$  以上に及ぶ銀河系の中でも最大級の分子雲を作るには、1000 万年以上かけて HI ガス集積を 10 回以上繰り返し、小質量の分子雲を成長させる必要があることも示された [18]。また圧縮のたびに分子雲中では、フィラメント形成・成長（次章で説明）がおこると考えらる。したがってこの進化描像は、分子雲の成長とともに星形成が分子雲中で繰り返しここと、また大質量星形成が大質量の分子雲で起こりやすいこと [19] など、星形成過程も予言している。

しかし未解決問題も残されている。まず Cold Neutral Medium は、分子雲形成に必要であるにもかかわらず、銀河系外光源を背景光とした吸収線を用いて観測されているため、限られた数の視線方向でしか検出・理解されていなかった（例：[20, 21]）。これは Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope (FAST), Square Kilometer Array (SKA), next generation Very Large Array (ngVLA) など進展中・計画中の大規模電波望遠鏡により、さらに広域で検出され、統計が得られると期待されている。次に個々の分子雲に着目し、HI ガス圧縮から分子雲の内部構造の形成までを整合的に計算するこれまでの高解像度シミュレーションは、調べた質量範囲が  $\lesssim 10^4 M_{\odot}$  であった。そのような小質量分子雲の形成がよく

理解された一方で、銀河系内および近傍銀河においてもよく観測される、巨大星団を内包している  $10^5 M_{\odot}$  以上の巨大分子雲形成には成功していない。HIガスの集積が10回以上繰り返された結果実現する内部密度・乱流構造の理論的予言力を向上させ、観測と直接比較する必要がある。

## 2.2 分子雲形成の宇宙史を通した変遷

ALMA望遠鏡・JWST望遠鏡の登場により、近傍銀河での分子雲探査が進んだ結果、局所銀河群ではほとんど見られない非常に大質量な分子雲の存在が報告されている [22]。また高赤方偏移の観測も進み、遠方銀河の爆発的星形成領域でも分子ガスの同定や、重力レンズ効果によって増光された天体であれば、遠方銀河でも分子雲が空間的に解像がされ始めた [23, 24]。今後ngVLAに代表される次世代望遠鏡により、さらに宇宙の様々な年代の様々な銀河での分子雲探査が進展すると期待されるが、宇宙全体の星形成を理解するにはガス相金属量が重要なパラメタの一つであることを強調したい。例えば太陽近傍の金属量において星形成に重要な冷媒は、重元素が担っている。低密度ではC<sup>+</sup>やO原子などによる輝線放射、星形成直前から原始星までの進化段階ではダストの熱

放射が主要な冷却過程となる。低金属量に向かうほどこれらの冷却効率は下がり、最終的にH<sub>2</sub>分子輝線放射が重要になる [25, 26]。そのため同じ力学状態の分子雲から進化しても、金属量が異なると最終的に実現する星の初期質量関数が変わるという、シミュレーションからの示唆がある [27]。

一方で新型望遠鏡の登場により、天の川銀河外縁部や大小マゼラン雲といった低金属量環境にある個々の星形成領域が空間解像できる時代が到来したことにも注目したい。こうした太陽系近傍より低金属量環境下における星形成の起源を理解することは、天の川銀河の初期段階や遠方銀河での星形成の理解に極めて重要である。ここで近年明らかになりつつある大小マゼラン雲をはじめとした分子雲の性質について整理する。これまでCO分子輝線の強度が弱い小マゼラン雲での広域サーベイが困難であったが、ALMA望遠鏡により、銀河系分子雲の広域探査と同等な空間ダイナミックレンジを確保する観測 [28] が可能となった。図3に示したように、小マゼラン雲のCO輝線の空間分布は、銀河系と比べても局在していることがわかる。小マゼラン雲の分子雲の質量関数を導出すると、 $10^4 M_{\odot}$ 程度で頭打ちとなっている

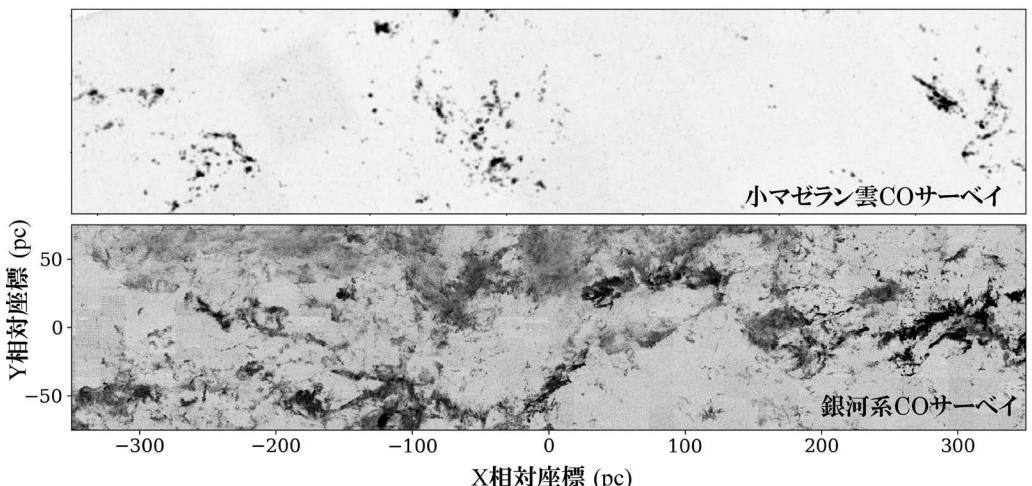


図3 小マゼラン雲における広域サーベイ（上パネル：[28] より作成）と銀河系における同種のサーベイ（下パネル：[29] より作成）によって得られた一酸化炭素輝線の強度分布を比較した図。

[30, 31]. 小マゼラン雲においてはCO分子輝線が分子雲質量全体の10%程度しか検出できず分子ガスの高密度トレーサーになっている可能性 [28, 32] を考慮しても、銀河系や近傍渦巻銀河の観測で見られる最大質量 $10^6\text{--}10^7 M_{\odot}$ 程度の巨大分子雲 [22, 33, 34] には及ばない。さらに小マゼラン雲における分子雲のサイズ-速度線幅関係を導出すると、太陽系近傍分子雲で報告されている典型的な関係よりも2倍程度線幅が小さいことが明らかになった [31]。近年の天の川銀河外縁部の低金属量分子雲の観測からも、同様の傾向が示唆されている [35]。これらの特徴（すなわち、分子雲質量が小さく、乱流による線幅が小さい）は現時点では大マゼラン雲（ $0.5 Z_{\odot}$ ）において顕著な観測例が報告されておらず、 $0.5 Z_{\odot}$ と小マゼラン雲程度の金属量（ $0.2 Z_{\odot}$ ）との間に、分子雲の物理的性質を大きく変えうる境目が存在している可能性が浮かび上がりつつある。

そこで筆者（小林）らは2.1章で述べたHIガス圧縮シミュレーションを、さらに低金属量環境へと拡大した。特に小マゼラン雲の金属量環境や天の川銀河を過去100億年程度遡った金属量環境を再現できるよう、 $0.2 Z_{\odot}$ まで計算した [11]。その結果、低金属量環境でも大局磁場に沿ったHIガス圧縮であれば分子雲形成が可能であることがわかった。ただし非効率な冷却によりCNM形成に時間がかかり、形成される分子雲質量も小さくなることがわかった（図4）。そこでこの計算結果を用いて、圧縮条件（速度・密度・金属量・圧縮空間スケール）から形成される分子雲質量を予言するフィッティング式を導出した [36]。その結果、低金属量環境下で $10^6 M_{\odot}$ 程度の大質量分子雲を形成するには、 $100 \text{ km s}^{-1}$ 程度の高速度な圧縮が必要であることがわかった。これは銀河脱出速度に匹敵しており、銀河間相互作用など銀河スケールの大規模な圧縮流が重要であることを示唆している。さらにシミュレーションから、低金属量環境では圧縮時のラム圧に対抗する分子雲の熱

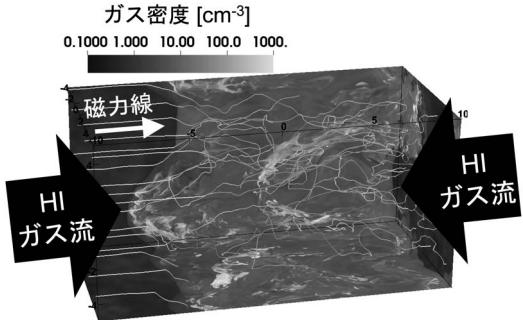


図4 低金属量環境下（金属量 $0.2 Z_{\odot}$ ）での分子雲形成3次元磁気流体シミュレーションの結果。グレースケールは密度を、白線は磁力線を表す ([36] から改変)。 $10 \text{ pc} \times 10 \text{ pc} \times$ 長辺 $20 \text{ pc}$ の計算領域。計算領域の長辺方向を向いた一様磁場（初期強度 $1 \mu\text{G}$ ）に沿った超音速のHI流を考える。衝撃波圧縮とHIガスの熱的不安定性の組み合わせにより、分子雲内部は非一様な密度・乱流構造が形成される。これがフィラメント形成（3章参照）に必要な種密度・種乱流となっている。

圧が高いため、衝撃波圧縮後の速度分散が太陽金属量の分子雲の場合の半分程度まで小さくなることも明らかになった。これは小マゼラン雲のCO観測 [31] を自然と説明する機構である。

ここまで計算では、金属量にかかわらず同一の速度で、数MyrにわたりHIガスを圧縮し続ける状況を調べてきた。実際の宇宙では圧縮の起源の違いに起因する圧縮速度の多様性や時間変動（例：圧縮継続時間、圧縮頻度）があると考えれ、その結果形成される分子雲の質量や内部乱流強度も変化することが期待される。そこで筆者（小林）らは、多様な金属量・多様な圧縮速度・圧縮速度の時間変動が分子雲形成に与える影響を網羅的に調べるシミュレーションを実施中である。低金属量環境では、銀河間潮汐相互作用や銀河衝突などの高速度・大空間スケール圧縮により、1回のHIガスの圧縮で、分子雲形成から一気に大質量星形成まで誘発されるパラメタの存在が指摘されている [37]。このような極端な環境を含む広いパラメタの依存性が明らかになることで、過去か

ら今までの天の川銀河の分子雲形成および星形成史の解明や、銀河外縁部や大小マゼラン雲など異なる環境での星形成を統一的に解明することが可能になると期待される。

### 3. フィラメント形成を理解する: 幅0.1 pcを説明するメカニズムの 提案

2章では分子雲がHIガスの衝突流によって形成されることを紹介した。ただし、星形成に至るまでを連続的に追跡するためには分子雲の内部構造の形成についてさらに理解を深める必要がある。この章ではまず太陽系近傍や銀河系内の観測的研究により明らかにされてきた分子雲の形態や性質について概観し、その形成機構について理論的解釈を提案する。

#### 3.1 フィラメントの観測

分子雲の内部構造がフィラメント状の形態を示すことは、電波観測や赤外線観測が一般化する以前、すなわち光学観測により暗黒星雲が同定される時代から示されていた[38]。その後、電波観測技術が発展し、分子雲の“本体”が撮像できるようになると、太陽系近傍(100–500 pc以内)の分子雲はその星形成の規模に依らず、全てフィラメント状構造を持つことが確認された[5, 39]。さらにCO輝線の同位体等を駆使することにより、図1中央や右に示すような階層的構造を明らかにし、ある水素分子柱密度の閾値( $8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ )を超えると星形成に至る分子雲コアが見出される[40]など、フィラメントから個別星形成を連続的に結びつけるような研究が大きく前進した。これら同様な結果は、後述するHerschel宇宙望遠鏡による分子雲の網羅的観測によって確認され近年大変有名となった[41, 42]が、名古屋大学4 m鏡や野辺山45 m鏡など日本の電波望遠鏡がその10年以上前に重要な貢献を果たしていたことを改めて強調しておきたい。

Herschel宇宙望遠鏡の強力な点は、分子雲に含

まれるダストからの遠赤外線熱放射を0.1 pc以下の解像度かつ分子雲全体の広域観測を実行できることにある。一連のサーベイ観測により、フィラメントの短軸の幅は一定(0.1 pc)であり、これは、どの星形成領域においても、また単位長あたりの質量(線密度)によらずに成り立つという結果が導出され[43, 44]、分子雲研究の分野に論争を巻き起こした(正確にはフィラメント半値全幅の頻度分布関数の中央値が0.1 pc程度であることに留意したい)。この“準”普遍的なフィラメント幅の妥当性に関しては依然として反証もあるが[45]、少なくとも光学的に薄く柱密度を概ね正確にトレースしていると思われる遠赤外線からミリ波の連続波で観測する限りは、この0.1 pcというものは結果は因子2程度以内で大きく変わらないという見解[46]が浸透しつつある。また、Atacama Pathfinder Experiment (APEX) 望遠鏡やALMA望遠鏡の観測により、Herschel宇宙望遠鏡では空間分解できなかった太陽系より1 kpc以遠の大質量星形成領域[47]や大マゼラン雲[10]においても同様な結果が得られている。

線質量密度によらず0.1 pcの幅の普遍性が存在することは理論的には不可解で、ある臨界の線質量密度( $\simeq 17 M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$ )を超えた大質量なフィラメントは動径方向に重力収縮するはずである。この理論的示唆と観測事実の間にある矛盾を0.1 pc問題と呼ぶことにする。この問題は2011年に初めて観測的に示されて以来、理論的には理解されていなかった。

#### 3.2 0.1 pc問題に挑む

0.1 pc問題を解決するためにフィラメントの内部およびその周辺で何が起こるのかを理解する必要がある。これは単に0.1 pc問題を解くだけではなく、星形成の初期条件を理解する上で重要であり、星の初期質量関数やコアの角運動量の決定に強く影響する(4章も参照)。特に星形成に関与するフィラメントの形成は、強い衝撃波によって誘発される[14, 17, 48–50]。この強い衝撃波に伴

い、密度が急上昇する境界で磁場は增幅し流体は減速する。その結果、衝撃波後面では Alfvén 速度より遅い（ただし超音速になりうる）流れとなる。この遅い流れが磁場に沿って超音速で収束する場所で高密度構造、すなわちフィラメントが形成される。このとき、フィラメントの境界として現れる第二の衝撃波は、基本的には「slow-mode 衝撃波」となる。slow-mode 衝撃波では、衝撃波面の揺らぎが成長する「波打不安定性」が起こる [51, 52]。その波面揺らぎがフィラメント内部へも供給される乱流を駆動し、重力収縮に抗う非熱的運動となり、フィラメントの幅を一定に保つ役割を果たすことが期待される。

筆者（安部）らはこの波打不安定性に着目し、フィラメントの進化過程のシミュレーションをおこなった。まずは2次元の自己重力なし、両極性拡散を含んだ非理想磁気流体シミュレーションを行うことで何が起こるかを実験的に調べた。図5は、個数密度  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  のガスが、速度  $1 \text{ km s}^{-1}$  で、 $30 \mu\text{G}$  の磁場に沿って衝突させている。結果として、フィラメントの内部に非等方的な乱流

が駆動され、幅を大きくするラム圧が供給されることがわかった。筆者（安部）らはシミュレーション結果を徹底的に解析し、具体的な乱流駆動機構を以下のように解釈した（図6）。

- 1) 両極性拡散が効く波面近傍ではガスは磁場を跨ぎ、波面に沿って流れる。
- 2) フィラメントの凹部にガスが溜まり、高密度なガス塊（Hail「雹」と呼ぶことにしている）ができる。

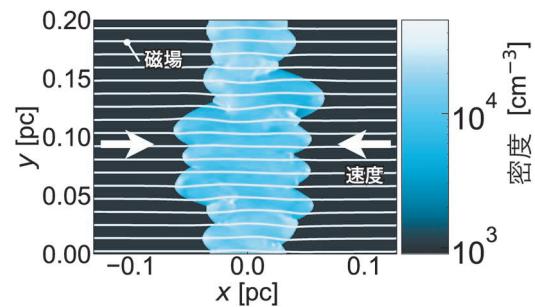


図5 フィラメントの進化過程を調べるための実験的な2次元シミュレーション。個数密度  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  のガスを、速度  $1 \text{ km s}^{-1}$  で  $30 \mu\text{G}$  の磁場に沿って衝突させている。波打不安定性と両極性拡散の組み合わせによってフィラメントの中に乱流が駆動されることを発見した。

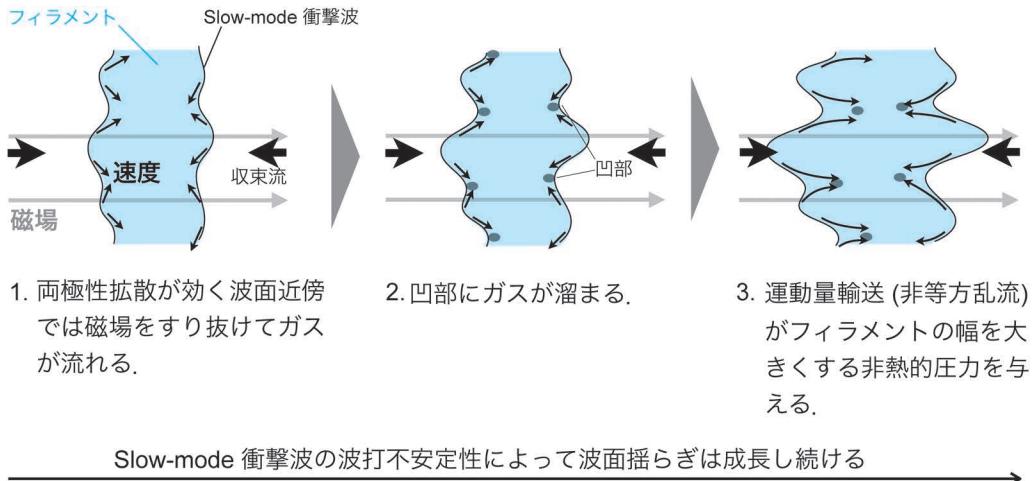


図6 我々が特定した、STORM 機構（Slow-shock-mediated Turbulent flow Reinforced by Magnetic diffusion）機構の模式図。この機構によって、高い線質量密度のフィラメントに対しても幅を維持するための非熱的圧力が与えられる。

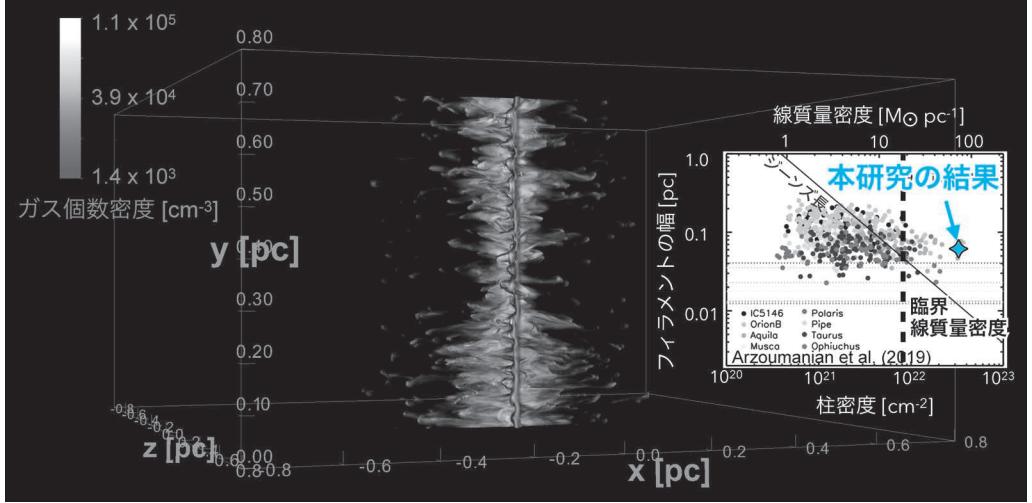


図7 フィラメント進化過程（自己重力および両極性拡散を含む3次元波打不安定性）のシミュレーション結果。ガスが衝突し衝撃波が形成されてから1.15 Myr経過した時点での密度分布を表す。約  $100 M_{\odot} pc^{-1}$  にまで質量を獲得しているが、幅は約0.1 pcとなっている。この結果を [44] によって得られた個々のフィラメントの幅と柱密度の関係を示した図に重ねてプロットした（右）。熱圧力だけでは支えきれないほどの高い線質量密度に対し、約0.1 pcの幅をもつ“不可思議な”フィラメントを再現できたことを表している。

3) このガス塊 (Hail) は反対側の衝撃波面に向かって飛び出し、運動量を輸送する。これがフィラメントの幅を大きくする非熱的圧力を与える。

興味深いことに、この過程が起こっている間、波打不安定性によってフィラメントの境界は揺らぎ続け乱流は駆動され続ける。波打不安定性が効率的かつ持続的な乱流駆動の鍵なのだ。我々はこの新たに特定された機構を“STORM”（Slow-shock-mediated Turbulent flOw Reinforced by Magnetic diffusion）と名付けた。フィラメント内を“雹”が吹き荒れるような様子はまさに“Hailstorm (雹の嵐)”である。

STORM 機構の興味深さをここで強調しておこう。STORM 機構において波打不安定性と両極性拡散という一見競合する2つの物理が重要である。両極性拡散は波打不安定性を抑える効果があるため（実際、筆者（安部）の研究 [53] でもこれを示している）、直観的には乱流生成に不利に思える。しかしながら、両極性拡散を考慮せず理

想磁気流体シミュレーションをすると、波打不安定性はより速く成長するもののフィラメント内部には乱流が駆動されない。両極性拡散無しでは、ガスは磁場に強く結合し、雹すら形成されないのである。逆に磁場を考慮しない場合（両極性拡散が強く効く極限に対応）は、乱流は駆動されるものの [54, 55]、フィラメントの外から大きな揺らぎを入れ続けない限りは乱流を維持することはできない。つまり、磁場とガスが完全に結合しても、完全に分離しても STORM 機構は起こらない。絶妙ともいえる中間状態こそ STORM 機構に不可欠である。

最後に、0.1 pc 問題の解決に向けて行なった3次元の自己重力入りの計算結果を紹介する。強い衝撃波によるフィラメント形成機構を想定して、強い衝撃波通過後に形成される高密度なシート状の雲の中でガスを磁場に沿って衝突させてフィラメントを作るシミュレーションを行った。フィラメントの密度のスナップショットと、そのときの柱密度・フィラメントの幅を Doris Arzouma-

nian 氏の観測結果と比較した結果を図 7 に載せる。密度場において、STORM 機構による、左右に伸びる指状構造や「雹」が吹き荒れる様子が確認できる。また、臨界線質量密度を大きく上回る  $100 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$  近い大質量フィラメントであるにもかかわらず幅が約  $0.1 \text{ pc}$  となっていて観測結果と整合的であることがわかる。また、興味深いことに最近の ALMA 望遠鏡 [56] や JWST 望遠鏡 [57] の観測により、上記のような大質量フィラメントの内外に STORM 機構によって説明可能な  $0.1 \text{ pc}$  以下の微細構造が存在することが明らかになりつつある。このことを踏まえ、筆者らは  $0.1 \text{ pc}$  問題の解決策として、本機構を提案する。

#### 4. まとめと今後の展望

本稿では、星形成の舞台となる分子雲が多様な物理状態・進化段階を取りうること、さらにフィラメントの形成が理解されつつあること、金属量が新たなパラメタ空間として観測・理論ともに開拓され始めていることをお伝えした。様々な形態（ガス密度・温度や乱流状態）を持つ分子雲が衝突流の速度や密度、磁場や金属量といった物理パラメタのうち、どれが重要な役割を果たしてその状態に至ったかを改めて問い合わせ契機となれば幸いである。

星形成現場となる分子雲がフィラメント状構造を持つということは、太陽系形成にも重要な役割を果たしていた可能性がある。筆者（小林）らは、太陽系形成初期に起源を持つ隕石中の同位体組成比が、太陽系形成環境もフィラメントであったことを仮定すると説明できることを指摘した [58]。このように、星間媒質研究は多様な分野の物理過程に絡んでいる。

ここからは残された課題について言及したい。3 章では、大質量なフィラメントの重力収縮に対するための機構として STORM 機構を紹介した。同機構は  $0.1 \text{ pc}$  問題への解決策を与えるだけでなく、フィラメント内の分子雲コアの質量や角

運動量といった物理量を決定しうる。実際、乱流によって決まるフィラメント内の密度揺らぎがコアの質量関数を決定することが指摘されている [59]。フィラメントでの物理過程を理解した今こそ、分子雲コアまでの進化をシームレスに調べ、初期質量関数の起源の理解に繋げることが重要である。また、STORM 機構の重要なパラメタである分子雲の電離度は、宇宙線量や金属量に依存するため、異なる銀河環境における星形成活動やフィラメントの性質の違い [60] を説明する上でも鍵となり得る。さらに、こうした密度揺らぎや乱流の源として、超新星残骸による複数回の圧縮と、それによる H<sub>i</sub> ガスの流入が有力視されており、2 章で述べた通り、それを再現する現実的な三次元シミュレーションの構築が今後の課題である。

近年の観測により、より大質量の分子雲ほど大質量星形成の頻度が高いことが示され、分子雲の質量と星形成活動の対応関係が明らかになりつつある [61, 62]。この関係を理解するには、分子雲形成とフィラメント形成を統一的に捉え、雲スケールから銀河スケールに至る数値計算の整合性を確保することが重要である。また、従来の近傍銀河観測は主に  $10^5 M_{\odot}$  以上の大質量雲に限られていた。分子雲形成時から一貫して進化を理解するための、より小質量 ( $10^4 M_{\odot}$  以下) の雲を銀河全体で網羅的に捉える観測 [63] の需要が高まっている。今後は、単一電波望遠鏡（野辺山 45 m 鏡等や次世代のサブミリ波単一鏡）と干渉計の連携をより一層強化し、近傍銀河や局所銀河群を高い空間ダイナミックレンジで観測した結果に基づいて、銀河円盤全体の動力学と整合的な視点から、分子雲進化の理論的理説をさらに深めることが重要な課題となる。

#### 謝 辞

この原稿は、我々がこれまで主催してきた星形成研究会（特に「銀河星形成研究会 2021」（2021

年11月)・「マゼラン雲ALMA ラージプログラム検討研究会」(2022年6月)・および「近傍宇宙の観測的研究で探る星間物質ライフサイクル」(2023年2月))での議論・知見に動機づけられ、現状の星形成・分子雲研究の総括と今後の展望を試みたものである。この原稿を作成するにあたって、2024年度の天文月報編集委員の岩崎一成氏には大変お世話になった。

## 参考文献

- [1] André, P., et al., 2010, *A&A*, 518, L102
- [2] Ortiz-Léon, G. N., et al., 2018, *ApJ*, 869, L33
- [3] Baba, J., et al., 2017, *MNRAS*, 464, 246
- [4] Larson, R. B., 1969, *MNRAS*, 145, 271
- [5] Mizuno, A., et al., 1995, *ApJ*, 445, L161
- [6] Onishi, T., et al., 2002, *ApJ*, 575, 950
- [7] Tachihara, K., et al., 2002, *A&A*, 385, 909
- [8] Shimajiri, Y., et al., 2023, *A&A*, 672, A133
- [9] Fukui, Y., et al., 2019, *ApJ*, 886, 14
- [10] Tokuda, K., et al., 2019, *ApJ*, 886, 15
- [11] Delgado Mena, E., et al., 2019, *A&A*, 624, A78
- [12] Bigiel, F., et al., 2008, *AJ*, 136, 2846
- [13] Colombo, D., et al., 2014, *ApJ*, 784, 3
- [14] Inoue, T., & Fukui, Y., 2013, *ApJ*, 774, L31
- [15] Iwasaki, K., et al., 2019, *ApJ*, 873, 6
- [16] Kobayashi, M. I. N., et al., 2022, *ApJ*, 930, 76
- [17] Inutsuka, S., et al., 2015, *A&A*, 580, A49
- [18] Kobayashi, M. I. N., et al., 2017, *ApJ*, 836, 175
- [19] 福井康雄, 2020, 天文月報, 113, 269
- [20] Li, D., & Goldsmith, P. F., 2003, *ApJ*, 585, 823
- [21] Heiles, C., & Troland, T. H., 2003, *ApJS*, 145, 329
- [22] Herrera, C. N., et al., 2020, *A&A*, 634, A121
- [23] Hatsukade, B., et al., 2015, *PASJ*, 67, 93
- [24] Tadaki, K., et al., 2018, *nat*, 560, 613
- [25] Omukai, K., et al., 2005, *ApJ*, 626, 627
- [26] Nakauchi, D., et al., 2021, *MNRAS*, 502, 3394
- [27] Chon, S., et al., 2021, *MNRAS*, 508, 4175
- [28] Tokuda, K., et al., 2021, *ApJ*, 922, 171
- [29] Heyer, M. H., et al., 1998, *ApJs*, 115, 241
- [30] Saldaño, H. P., et al., 2023, *A&A*, 672, A153
- [31] Ohno, T., et al., 2023, *ApJ*, 949, 63
- [32] Muraoka, K., et al., 2017, *ApJ*, 844, 98
- [33] Kohno, M., et al., 2021, *PASJ*, 73, S129
- [34] Fujita, S., et al., 2023, *PASJ*, 75, 279
- [35] Lin, L., et al., 2025, *Nat. Astron.*, 9, 406
- [36] Kobayashi, M. I. N., et al., 2023, *ApJ*, 954, 38
- [37] Maeda, R., et al., 2021, *ApJ*, 908, 2
- [38] Schneider, S., & Elmegreen, B. G., 1979, *ApJs*, 41, 87
- [39] Nagahama, T., et al., 1998, *AJ*, 116, 336
- [40] Onishi, T., et al., 1998, *ApJ*, 502, 296
- [41] Könyves, V., et al., 2015, *A&A*, 584, A91
- [42] André, P., et al., 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. Beuther, H., et al. (University of Arizona Press, Tucson), 27
- [43] Arzoumanian, D., et al., 2011, *A&A*, 529, L6
- [44] Arzoumanian, D., et al., 2019, *A&A*, 621, A42
- [45] Panopoulou, G. V., et al., 2022, *A&A*, 657, L13
- [46] André, P. J., et al., 2022, *A&A*, 667, L1
- [47] André, P., et al., 2016, *A&A*, 592, A54
- [48] Vaidya, B., et al., 2013, *MNRAS*, 433, 1258
- [49] Inoue, T., et al., 2018, *PASJ*, 70, S53
- [50] Bonne, L., et al., 2020, *A&A*, 644, A27
- [51] Lessen, M., & Deshpande, N. V., 1967, *J. Plasma Phys.*, 1, 463
- [52] Stone, J. M., & Edelman, M., 1995, *ApJ*, 454, 182
- [53] Abe, D., et al., 2024, *ApJ*, 961, 100
- [54] Vishniac, E. T., 1994, *ApJ*, 428, 186
- [55] Clarke, S. D., et al., 2020, *MNRAS*, 497, 4390
- [56] Tachihara, K., et al., 2024, *ApJ*, 968, 131
- [57] André, P., et al., 2025, *ApJ*, 984, L59
- [58] Arzoumanian, D., et al., 2023, *ApJ*, 947, L29
- [59] Inutsuka, S., 2001, *ApJ*, 559, L149
- [60] Tokuda, K., et al., 2025, *ApJ*, 980, 269
- [61] Demachi, F., et al., 2024, *PASJ*, 76, 1059
- [62] Konishi, A., et al., 2024, *PASJ*, 76, 1098
- [63] Koda, J., et al., 2023, *ApJ*, 949, 108

## Toward a Comprehensive Understanding of Molecular Cloud Formation in the Local Universe: Recent Achievement and Future Prospects

Kazuki TOKUDA<sup>1</sup>, Masato I. N. KOBAYASHI<sup>2,3,4</sup>  
and Daisei ABE<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Education, Kagawa University, 1-1  
Saiwai-cho, Takamatsu, Kagawa 760-8522, Japan*

<sup>2</sup>*National Institute for Fusion Science (NIFS),  
322-6 Oroshi-cho, Toki, Gifu 509-5292, Japan*

<sup>3</sup>*I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln,  
Zülpicher Str. 77, D-50937 Köln, Germany*

<sup>4</sup>*Division of Science, National Astronomical Observatory of Japan, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

<sup>5</sup>*Astronomical Institute, Tohoku University,  
Sendai, Miyagi 980-8578, Japan*

**Abstract:** Molecular clouds, the birthplaces of star formation, take on a variety of shapes depending on their environment within a galaxy. Recent advances in observational capabilities have made it possible to obtain high-resolution views of molecular clouds in low-metallicity galaxies, such as the Magellanic Clouds, and nearby galaxies. However, molecular clouds are complex systems in which radiation, turbulence, magnetic fields, and self-gravity interact to control structural evolution and star formation. As we prepare to take our research beyond the boundaries of galaxies, it is important to organize our current understanding of this complex system. In this article, we review observational and theoretical research on the formation and evolution of molecular clouds, mainly conducted by Japanese researchers. In particular, we focus on the formation mechanisms of filamentary clouds, which are quasi-universal structures in molecular clouds, and the process of molecular cloud formation as a function of metallicity. We discuss the implications of these findings for star formation and the understanding of the interstellar medium in the distant Universe.