

フィラメント状分子雲における分子雲コアの角運動量の起源および進化について



三 杉 佳 明^{1,2}

〈¹ 鹿児島大学理工学研究科物理・宇宙専攻 〒890-0065 鹿児島県鹿児島市郡元 121-40〉

〈² 名古屋大学素粒子宇宙物理学専攻 Ta 研 〒464-8602 愛知県名古屋市千種区不老町〉

e-mail: misugi@sci.kagoshima-u.ac.jp

Herschel宇宙望遠鏡の観測により、分子雲においてフィラメント構造が普遍的であり、分子雲コアはフィラメントから形成されていることが明らかになった。分子雲コアは星・惑星系の母体であるため、その形成および進化を理解することは重要である。特に分子雲コアの角運動量は円盤形成、連星形成およびアウトフローとジェットの駆動に深く関連しているため、星・惑星形成において本質的な役割を果たす。我々は乱流を伴うフィラメントから形成される分子雲コアの角運動量の起源と進化について調べてきた。その結果として、亜（遷）音速程度のコルモゴロフ乱流をもつフィラメントの分裂により観測されている分子雲コアの角運動量を説明できること、およびコア内部の角運動量分布は自己相似解から期待されるプロファイルに収束することなどを明らかにした。

1. イントロダクション

筆者はこれまで、分子雲コア（以下、コア）の角運動量の起源および進化について調べてきた。コアは自己重力で収縮することにより中心に星の前駆体である原始星を、さらに原始星の周囲には惑星形成の現場である原始惑星系円盤を形成する。したがって、星・惑星形成過程を理解するためには、その初期条件であるコアの物理的性質を理解することが必要不可欠である。

特に、コアの角運動量はその後の星形成過程で本質的な役割を果たす。例えば、コアの角運動量はコアが分裂して多重星を作るかどうかを決めるパラメータの一つである [1]。太陽型星の約半数は多重星に属しているため [2]、多重星形成を理解することは星形成過程の理解のうえでも欠かすことができない。また、コアの角運動量は原始惑星系円盤のサイズに影響を与えるため、惑星形成過程の解明のためにも重要である。

Herschel宇宙望遠鏡の観測は、「コアは線状の高密度領域であるフィラメント構造に沿って分布していること」および「フィラメント構造が分子雲において普遍的であること」を明らかにした [3]。したがって、フィラメント状分子雲からのコア形成を調べることでコアの物理的性質およびその多様性を明らかにできると期待される。

この節では、コアの角運動量に対する現状の理解を紹介する。

1.1 分子雲コアの角運動量の観測

コアの角運動量は視線速度図における速度勾配から測定される。視線速度図を剛体回転でフィッティングすることにより角運動量を計算するのが現在もっとも用いられている手法である [4, 5]。コアの角運動量にはサイズ依存性があることが観測により知られており、コアの比角運動量 j に対し $j \propto R^{1.6}$ 程度である [4–6]。ここで、 R はコアのサイズである。さらに近年、おうし座分子雲にある L1495 フィラメントにある多数のコアの角運動

量がさまざまな輝線で統計的に調べられ、サンプルのコアサイズの範囲が狭く、べき指数のエラーは大きい、 $j \propto R^{1.6-2.4}$ 程度であることが報告された [7]。また、質量に対する依存性は $j \propto M^{0.5-0.9}$ である [8]。上記観測によると比角運動量の絶対値の範囲は $j = 10^{20-22} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 程度であることもわかっている。例えば、半径 0.1 pc の一様球が、端で音速となるような剛体回転を行っている場合、比角運動量は $2.5 \times 10^{21} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 程度となる。

上記はコア全体の比角運動量のコアサイズおよび質量に対する依存性であったが、コア内部の角運動量分布についても近年観測が進んでいる。ファーストコア候補天体を含む十数個の Class 0 天体について角運動量分布が調べられ、1000–10000 AU 程度のエンベロップスケールで $j \propto r^{1.6-1.8}$ の依存性が観測された [9, 10]。ここで、 r は密度ピークからの距離を表す。ただし、この角運動量分布にはサンプル内で多様性があることに注意が必要である。

1.2 分子雲コアの角運動量の理論的研究

上記のように観測から示唆が得られつつあるコアの角運動量について、シミュレーション等を用いてその起源について調べられてきた [11–13]。これらの比角運動量の観測結果はコア内部の乱流速度場で説明できることが指摘されている [11]。これは乱流速度場の速度分散を σ としたとき、例えば Burgers 乱流の場合、サイズ R に対し $\sigma \propto R^{1/2}$ となるので、比角運動量のスケールリングが $j \sim \sigma R \propto R^{1.5}$ となるためである。このスケールリングはのちに分子雲スケールからのコア形成シミュレーションにおいても確認された [12]。しかしながら、シミュレーションの初期条件によっては、観測の比角運動量より桁で小さくなるような計算結果も報告されており [13]、どのような星形成の初期条件であればコアの角運動量が再現できるかについては依然として謎のままである。また、コアへの角運動量の持ち込みの履歴についても詳細な解析はなされておらず、コアにいつどのように

角運動量が持ち込まれるかも現状では不明瞭である。特に、これまでの研究では、コア形成の現場であるフィラメント状分子雲に存在する速度場がどのようにコアの角運動量に影響するのかは議論されてこなかった。

本稿ではフィラメント状分子雲におけるコアの角運動量の起源および進化についての我々の研究を紹介する [8, 14]。

2. フィラメント内の乱流速度場とコア角運動量の関係

では、観測されているコア角運動量を説明するのは、フィラメント内のどのような乱流速度場だろうか？この節ではフィラメント内の乱流速度場とコア角運動量の関係についての我々の研究を紹介する。

2.1 フィラメントにおける乱流速度場と予想されるコア質量–比角運動量関係

フィラメント内の視線速度ゆらぎの分散は音速程度であることが観測により示されている [15]。我々はフィラメントの乱流速度場について知りたいわけだが、ベクトル量である速度場を観測的に定量することは困難である。そこで、速度ゆらぎと関連する密度ゆらぎの性質を測定するという手法が取られている。フィラメント内の密度パワースペクトルは、フィラメントに沿った柱密度パワースペクトルとして求められて、べき指数がわかっている [16]。この観測されたべき指数は、密度パワースペクトルと分子雲コアの質量関数の大質量側のべき指数の関係を Press–Schechter 理論 [17] を用いて調べた理論の予言 [18] とも整合的である。これらのべき指数は非圧縮流体において期待されるコルモゴロフ乱流のパワースペクトルのべき指数 $-5/3$ と極めて近い値となっている。また、マッハ数があまり小さくなく亜音速な乱流の場合は、密度ゆらぎもコルモゴロフ乱流に従うことが知られている [19]。これらの事実から、フィラメント内部乱流は音速程度の速度分散をもつコルモゴロフ乱流がもっともらしいと考え

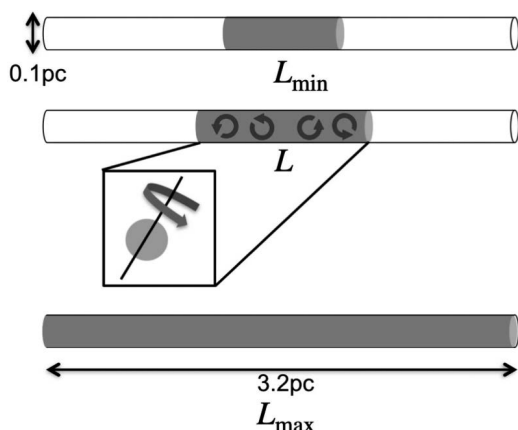


図1 角運動量計算の概念図. フィラメント内の塗りつぶされた領域の角運動量を計算する. すなわち塗りつぶされた領域は将来コアになる領域を表す. $L_{\min}$ と $L_{\max}$ はコアになる領域の最小と最大長さをそれぞれ表している. まず長さスケール L によって決まる領域の角運動量と質量を計算する. そして, コアの位置と長さを変えて繰り返すことでコアの比角運動量 j とコア質量 M の関係を得る.

られる. そこで, 我々はコルモゴロフ乱流を伴うフィラメントにおいて形成されるコアの角運動量の統計的性質を以下の手法によって調査することにした. 計算のセットアップは以下になっている. まずフィラメントを用意し, その中に速度分散が音速のコルモゴロフ乱流を生成する. ある長さ L の領域が将来コアになるとして, その領域内の質量をコアの質量と定義する (図1). したがって, 領域の長さ L とコア質量は一対一対応している. 次に, その領域内の乱流速度場から, 領域の角運動量を以下のように計算する.

$$J(M) = \rho \int \mathbf{x} \times \mathbf{v} d^3 x, \quad (1)$$

ここで ρ は密度, $\mathbf{x}$ は領域の重心からの位置ベクトルである. コア形成期における角運動量保存を仮定することにより, 領域内の角運動量をコアの角運動量として採用する. この計算を領域の位置を変えて繰り返すことで, あるコア質量におけるコアの角運動量の平均および分散を求める. そして,

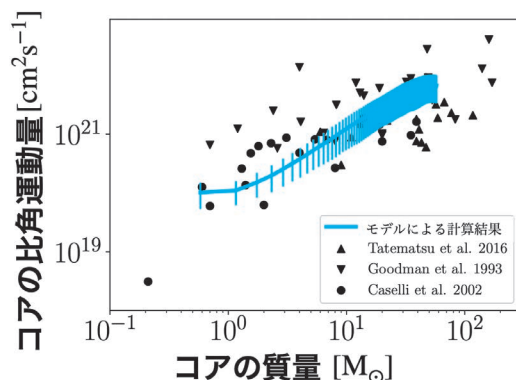


図2 コアの比角運動量のコア質量依存性. 実線がモデルの計算結果 [8], 黒点が観測結果 [4-6] を示している. エラーバーは乱流の種を変えて統計をとったときの標準偏差を表している.

この手順をコアの比角運動量 j とコア質量 M の関係を得るために L の値を変えて繰り返す. この手法を用いることで, コルモゴロフ乱流をもつフィラメントで形成されるコアにおける, 比角運動量 j とコア質量 M の間の関係を得ることができる.

計算結果を示しているのが図2である. 計算結果の青線が観測結果の黒点をおおむね再現していることがわかる. したがって, コルモゴロフ乱流を伴うフィラメントの分裂により, 観測されているコアの角運動量を説明可能であることを示している. なお, 観測点のばらつきが, 理論予言の分散よりも大きいことが見てとれる. 本研究では, 簡単のため密度と速度分散を固定したが, 現実のフィラメントではその両者にばらつきがあるため, 観測結果が示す大きな分散が生まれることが考えられる. 一方で, 観測において視線速度図から角運動量を計測する際にも密度一定の仮定などを用いている場合もあるため, 注意が必要である. また, (当然であるが) 観測では視線速度しか測れないため, 実際の三次元ベクトルとしての角運動量と視線速度図から測られる角運動量の違いを調べることも重要である.

2.2 フィラメント形成シミュレーションから得られるフィラメントにおける乱流場

フィラメント内部乱流がコルモゴロフ乱流に

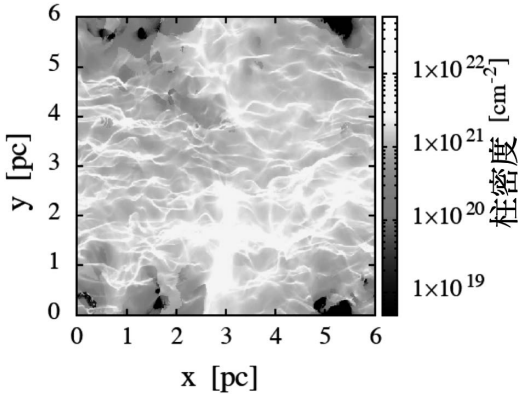


図3 フィラメント形成シミュレーション [20] によって得られた、時刻0.3 Myrでの柱密度マップ。柱密度はガス流の衝突方向 (z 方向) に沿って積分して求めた。

従っていれば、観測されているコアの角運動量を説明可能であることが示された。この結果はフィラメント内の速度パワースペクトルを実際に計測することで検証が可能である。そこで筆者は名古屋大学の安部大晟氏のガス流衝突によるフィラメント形成シミュレーションのデータを解析し、フィラメント形成シナリオと整合的であるかを調べた。シミュレーションのセットアップは以下のようになっている。計算領域は一辺6 pcの立方体であり、メッシュ数は 512^3 である。初期磁場(強さ $10 \mu\text{G}$)の方向を y 方向とし、 z 方向に沿って両側から 5 km s^{-1} の速さでガスを流入させる。初期数密度は 300 個/cc で、初期にのみ乱流速度場を速度分散 $\sigma = 1.0 \text{ km s}^{-1}$ で与える。 x, y 軸方向は周期境界である。より詳細なセットアップは安部氏の論文を参照されたい [20]。

図3はシミュレーション結果からガス流の衝突方向に沿って積分した面密度マップを示している。 x 軸方向に伸びた多数のフィラメントが形成されていることが見てとれる。これらのフィラメントをFilFinder [21] を用いて同定し、それぞれのフィラメントにおいてフィラメント軸に沿った速度パワースペクトルを計算した。得られた速度パワースペクトルのべき指数をヒストグラムにし

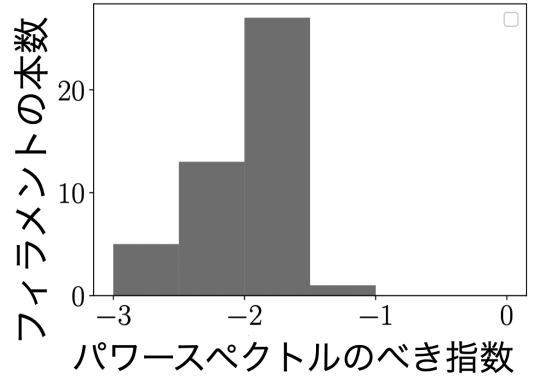


図4 フィラメント形成シミュレーションにおいて形成されたフィラメントの速度パワースペクトルのべき指数のヒストグラム。

たものが図4である。べき指数は -2.0 から -1.5 の範囲に特徴的なピークをもっていることが見てとれる。この解析結果は、シミュレーションにおいて形成されたフィラメント内の速度場はコルモゴロフ乱流と無矛盾であることを示している。

2.3 フィラメントに沿った速度パワースペクトルの観測

上記のシナリオのもと、実際にフィラメントに沿った速度パワースペクトルが観測された [22]。NGC 6334において47本のフィラメントに対し行った解析の結果、速度パワースペクトルのべき指数のヒストグラムは $-5/3$ 付近にピークをもっていることが明らかになった。このように、フィラメント状分子雲内の初期速度場はコルモゴロフ乱流と無矛盾であることが実際の観測からも示唆された。このようなパワースペクトルのべき指数と絶対値の観測をさまざまな領域で行っていくことで、領域ごとの角運動量の性質の違いの理解につながる可能性がある。

3. フィラメント状分子雲におけるコア角運動量の進化

我々の研究によって [8]、観測されているコアの角運動量を説明可能なフィラメントの初期条件が明らかになった。しかし、解析モデルでは角運動

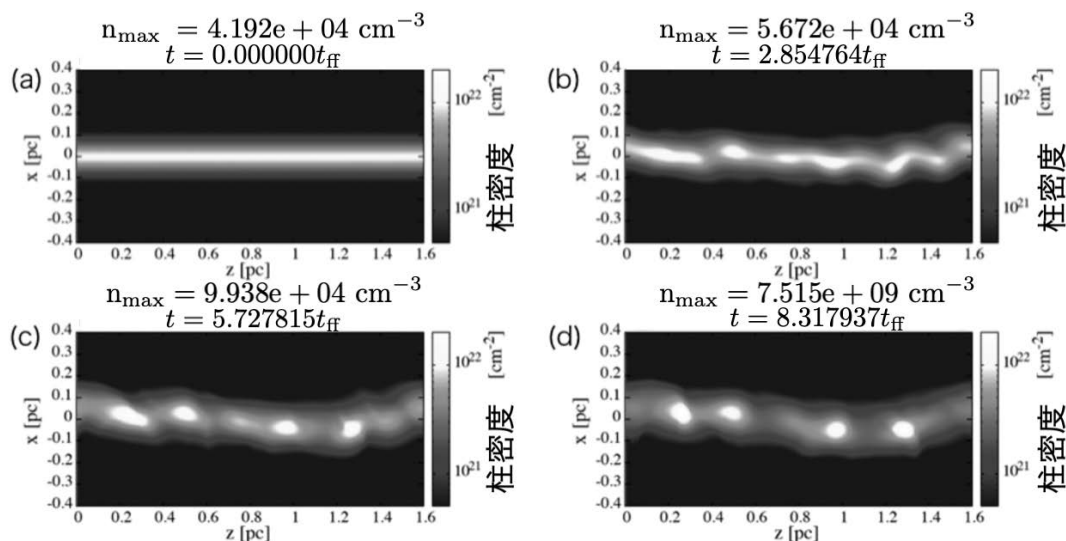


図5 フィラメントの柱密度の時間進化 [14]. (a)–(d) の順に時間進化を表しており、各図の上に経過時間とその時刻での最大密度を示している。ここで t_{ff} は初期フィラメントのピーク密度 ρ_{c0} で定義される自由落下時間で $t_{\text{ff}} = 1/\sqrt{4\pi G\rho_{c0}} = 0.087 \text{ Myr}$ である。

量保存を仮定してコアの角運動量を計算していたため、実際にコアが形成される過程で、どのように角運動量が進化するのかについては明らかになっていなかった。また、フィラメントから形成されるコアの角運動量プロファイルについても先行研究ではほとんど調べられていないのが現状である。

そこで我々はフィラメントにおけるコア形成を数値シミュレーションすることで、コア角運動量の時間進化と、その内部構造について調査した。我々は Godunov-type Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) 法 [23] を用いて、コルモゴロフ乱流速度場を伴うフィラメント状分子雲の分裂を計算した。状態方程式は等温を用いており、フィラメントの線密度（単位長さ当たりの質量）は臨界線密度、乱流場の速度分散は音速を用いた。ここで臨界線密度とは等温フィラメントが支えられる最大の線密度のことを指す [24, 25]。臨界線密度よりも大きな線密度をもつフィラメントは圧力勾配力により自己重力を支えられずに動径方向に収縮する [27]。このようなセットアップのもとでフィラメントの分裂を計算した結果が

図5である。(a)–(d) の順に時間進化を表しており、コアがフィラメントの分裂により形成されている様子が確認できる。このようにして形成されたコアの角運動量を解析する。

3.1 コア角運動量の進化

ここでは、コア全体の角運動量の進化について述べる。まず、コアの定義についてであるが、計算の終状態（最大密度が $10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$ 程度に達したとき）において密度等高面の中に含まれる質量が $1 M_{\odot}$ になる領域とする。SPH法はラグランジュ的手法であるため、終状態においてコアを構成していた流体素片（SPH粒子）がどのような進化をしてきたか時間を遡って追跡することが容易である。終状態においてコアに属していたSPH粒子の時間進化を表しているのが図6である。左図から右図に向かって時間進化を表しており、非球対称な構造からコンパクトで球（楕円体）に近い形に進化していく様子が見てとれる。終状態においてコアを構成していたガスの重心まわりの角運動量の進化をプロットしたのが図7である。進化段階の初期において30%程度の減少がみら

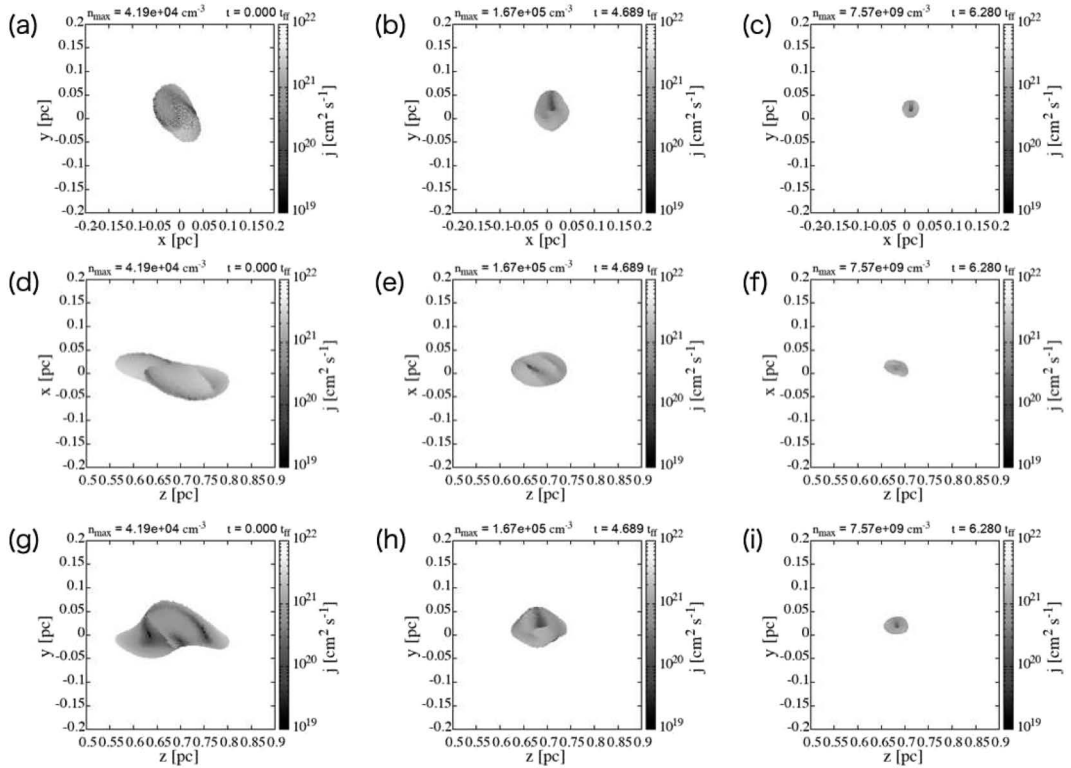


図6 終状態においてコアを構成していたSPH粒子の時間進化。左から右に向かって時間進化を表している。色は個々のSPH粒子のコア重心まわりの比角運動量の絶対値を表している。1行目((a)-(c))がx-y平面, 2行目((d)-(f))がx-z平面, 3行目((g)-(i))がy-z平面に対応している。ここでz軸がフィラメント長軸に平行な軸である。

れるが、密度が高くなるにつれて一定になる。重心周りの角運動量は保存量であるが、コアへと進化するガスからその周囲のガスへと主に圧力によって角運動量が輸送されることで、図7が示す角運動量の初期の減少は起こる。また、進化が進むにつれて一定になる理由は、中心密度が増加するにつれて自由落下時間が短くなり角運動量輸送をするための時間が足りなくなるためである。

統計をとるために同様のシミュレーションを乱流生成時に用いる乱数の種を変え40回行い、38個のコアについて同様の解析を行った^{*1}。

その結果、統計的にみてもフィラメントからコ

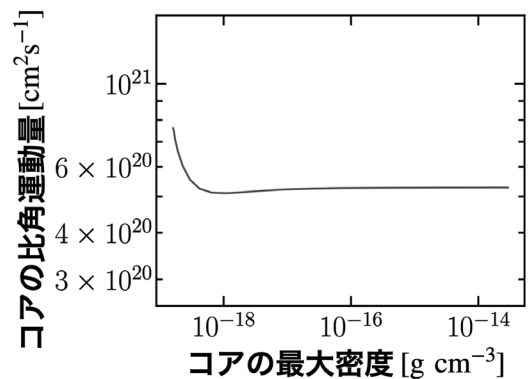


図7 コア角運動量の時間進化。縦軸はコアの比角運動量、横軸はコアの最大密度で時間進化に対応している。

*1 各フィラメントにつき一つのコアを解析している。40個中の二つのコアは1M_⊙の密度等高面に二つの密度ピークをもっていたため、本解析からは除外している。

ア形成期においては角運動量の変化量は初期の角運動量の30%程度の減少にとどまることが明らかになった。これは、フィラメントの分裂期においてコアは元々もっていた角運動量をあまり失わないため、コア角運動量は初期の乱流速度場ではば決定されることを意味している。

上記の解析はコア角運動量の絶対値についてであったが、角運動量はベクトル量であるので向きの情報ももっている。そこで、フィラメント長軸とコアの角運動量のなす角についても調べた。その結果、フィラメント長軸に対して垂直に回転しているコアが多いことがわかった。これは以下のように理解することができる。フィラメントの自己重力分裂の最大成長波長はフィラメント幅の4倍程度であるため [26, 27], フィラメントからコアを形成する際にはフィラメント長軸方向からガスを集めてくる。この傾向は図6でも見てとれ、初期状態（左の列）ではフィラメント長軸方向（ z 軸方向）に伸びた構造をしている。角運動量は「ある点（今の場合は重心）からの距離」と「速度」の外積で計算されるため、長軸方向に長い形状をもっている今の場合は角運動量の x および y 成分が z 成分に比べて大きくなる。これに加

えて、フィラメント内はコルモゴロフ乱流状態にあり、長波長により大きなエネルギーがあるため、2点間の距離が離れるほど速度差が大きくなる。サイズスケール程度の波が角運動量に寄与するので、コア角運動量に寄与する波の波長は z 軸方向の方が x と y 軸方向より長くなる。以上のような効果により、コア角運動量はフィラメント軸と垂直になる傾向をもつ。

3.2 コア内部の角運動量分布の進化

ここまでは、コア全体の角運動量の進化について述べてきた。一方で、コア内部の角運動量分布はどのような大きさの角運動量がのちに円盤に降着するかに関連しているため、その後の星・惑星形成過程にとって重要である。ここでは、コア内部の角運動量分布について紹介する。これまでの研究により、自己重力収縮しているコアの進化は等温球対称の自己相似解である Larson-Penston 解でよく近似できることが知られている [28, 29]. さらに、回転を含む系においても自己相似解が存在することが解析的に示されている [30]. しかしながら、コルモゴロフ乱流を伴うフィラメントから形成されるコアがこのような自己相似解に収束するかは自明ではないため、シミュレーション

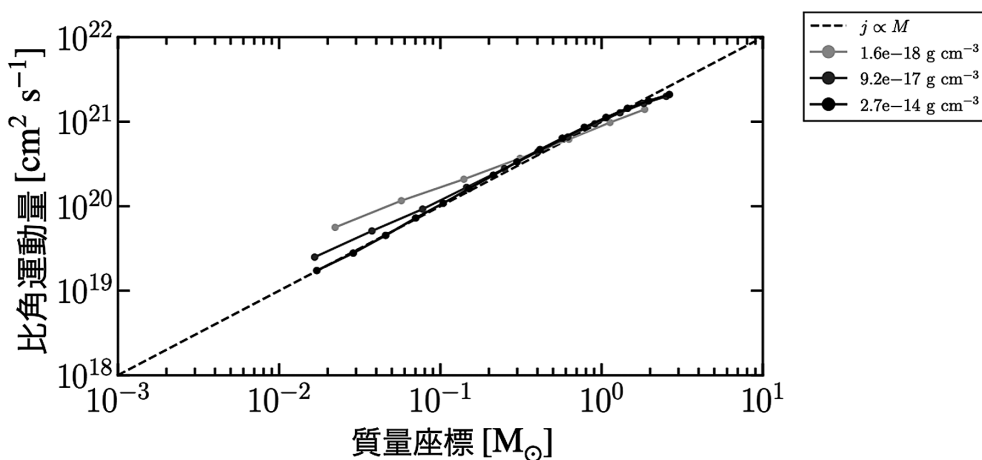


図8 一つのコアの内部の角運動量分布の時間進化。横軸は質量座標でコア中心からの距離に対応している。縦軸は内側の比角運動量である。色は時間進化に対応している。凡例はコアの中心密度を表しており、時間進化に対応している。破線は自己相似解から期待される $j \propto M$ のプロファイルを示している。

を用いた検証が待たれていた。

我々のシミュレーションで形成されたコアの内部の角運動量分布の進化について、ファーストコアが形成される直前まで追跡し調べた。その結果を示しているのが図8である。この図はコア内部の角運動量分布の進化を表しており、色は時間進化に対応している。時間が経過するにつれて自己相似解から期待される $j \propto M$ のプロファイルである破線に収束していく様子が確認できる。この自己相似解プロファイルは以下のように理解できる。コア内部の密度が平坦な中心領域の大きさはおおよそジーンズ長 λ で記述できる。一方で、系の時間タイムスケールは自由落下時間のみであるため、自己相似解の場合中心の角速度は中心の密度に対し $\omega \propto \rho_c^{1/2}$ となる [31]。これらの事実から、自己相似解に収束した場合の比角運動量は $j \sim \omega \lambda^2 \propto \rho_c^{-1/2}$ となる。質量は $M \sim \rho_c \lambda^3 \propto \rho_c^{-1/2}$ となるため、最終的に $j \propto M$ が導出できる。このように我々のシミュレーションは、乱流を伴うフィラメントから形成されるコアの角運動量分布は自己相似解に収束することを示した。

この分布を観測との比較のために j - r の関係にすることを考える。Larson-Penston 解では外側の密度プロファイルは $\rho \propto r^{-2}$ なので、半径 r の内側にある質量は $M \propto r$ である。したがって、自己相似解のプロファイル $j \propto M$ を半径で表すと $j \propto r$ となる。実際に我々のシミュレーションでは $j \propto r$ が成り立っていることも確認されている。一方で、コア内部の角運動量分布の観測の結果は $j \propto r^{1.6-1.8}$ 程度であることを示している [9, 10]。したがって、観測結果は自己相似解の角運動量分布よりも急なべき指数をもつこと示唆している。我々の解析では、観測と比較するために、シミュレーション結果から作成した視線速度図を用いた角運動量の導出も行った。その結果、視線速度図から測った分布の平均は $j \propto r^{1.3}$ であった。また、フィラメントの長軸が天球面に対し 30° 傾いている場合の解析も行ったところ、 $j \propto r^{1.6}$ となった。

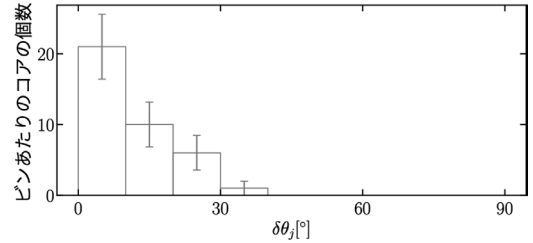


図9 コア内の $0.5 M_\odot$ の球領域の角運動量とその外側に隣接する同一質量のシェルの角運動量のなす角の頻度分布。

これは、フィラメントに沿った非球対称な降着流な効果だと考えられる。したがって、フィラメントが天球面に対し傾いている場合、観測されているような角運動量分布を再現できる。しかし、コア内部の角運動量分布の導出に成功した観測例はまだほとんどないため、観測された分布が何を意味しているかをより詳細に理解するためにはより多くのサンプルが必要となる。もし、自己相似解からの予測よりきついべき指数の角運動量分布が多く観測されるようであれば、フィラメントからファーストコア形成までの角運動量進化において磁場が重要な役割を果たしていることを意味しているのであろう。

上で議論したのは角運動量の絶対値の半径分布であった。一方で、コアはフィラメント内の乱流速度場から角運動量を得ているため、コア内部でも場所によって角運動量の向きが異なる。近年の観測においても、コア内部でコヒーレントでない回転運動 [10] や円盤面の傾きが半径によって異なる円盤 [32] も発見されている。したがって、フィラメントからコアが形成される際にどの程度の角運動量の向きのばらつきが残るのかを調べておくことは重要である。終状態における「コア内の $0.5 M_\odot$ の球領域の角運動量」と「その外側に隣接する同一質量のシェルの角運動量」のなす角のヒストグラムが図9である。

図9の分布の平均は 12° で標準偏差は 9° であり、ファーストコア形成直前においても、 10° 程度の

傾きがコア内に存在していることがわかる。これらの乱流による傾きは、少なくとも磁場の弱い環境においては、観測されているような円盤面の傾きが半径によって異なる円盤 [32] の形成メカニズムの一端を担うと考えられる。磁場が強い環境においては磁場が角運動量の向きに異方性をもたらす場合もあるため [33]、傾いた円盤の起源を知るためには周囲の磁場や速度場の構造を調べるのが重要になるであろう。

4. まとめと今後の課題

我々は、フィラメント状分子雲の分裂による分子雲コア形成過程における分子雲コアの角運動量進化について研究してきた。その結果、コルモゴロフ乱流を伴うフィラメント状分子雲から形成されるコアの角運動量は観測結果と無矛盾であることが示された。また、コア内部の角運動量分布は自己相似解に収束することを示した。さらに、乱流によるコア内の角運動量の傾きは 10° 程度であることも示した。これらのコア内の角運動量の非一様性は、傾きをもった円盤 [32] の形成につながる事が期待される。

一方で本稿で紹介した我々の研究には磁場の効果は含まれていないため、磁場がフィラメント分裂期において果たす役割については依然として未解明である。さらに、磁場と角運動量の方向の違いは角運動量輸送効率に深く関連しているため [33]、磁場がどのようにコアに持ち込まれるか解明することも重要になってくる。したがって、次のステップとしては磁場を考慮したシミュレーションによる角運動量進化の解明が挙げられる。また、フィラメント内においてはコアの合体という現象もしばしば起こる。このような現象の研究は軌道長半径が数千 AU 程度の長周期連星の頻度の解明につながる可能性がある。

孤立したコアから形成される連星の角運動量はコアが初期にもっている角運動量により制限を受け、その値は数百 AU 程度である。したがって、

長周期連星形成を理解するためには、その頻度を解明するうえでもコアより大きなスケールからの連星形成を考慮する必要がある。実際に原始星間の距離の頻度分布では数十 AU と数千 AU 程度に二つピークをもつことが Perseus 領域における観測から明らかになっており [34]、長周期連星の頻度分布の解明は急務である。

謝 辞

本稿の内容は筆者のすでに出版済みの論文 [8] と掲載受理済みの論文 [14]、および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犬塚修一郎氏、共同研究者である Doris Arzoumanian 氏には大変お世話になりました。また、安部大晟氏にはシミュレーションデータを提供していただきました。この場を借りてお礼申し上げます。また、本稿の執筆の機会を与えてくださった岩崎一成氏にも感謝いたします。

参考文献

- [1] Machida, M. N., et al., 2008, ApJ, 677, 327
- [2] Raghavan, D., et al., 2010, ApJS, 190, 1
- [3] André, P., et al. 2010, A&A, 518, L102
- [4] Goodman, A. A., et al., 1993, ApJ, 406, 528
- [5] Caselli, P., et al., M. 2002, ApJ, 572, 238
- [6] Tatematsu, K., et al., 2016, PASJ, 68, 24
- [7] Punanova, A., et al., 2018, A&A, 617, A27
- [8] Misugi, Y., et al., 2019, ApJ, 881, 11
- [9] Pineda, J. E., et al., 2019, ApJ, 882, 103
- [10] Gaudel, M., et al., 2020, A&A, 637, A92
- [11] Burkert A., & Bodenheimer P., 2000, ApJ, 543, 822
- [12] Chen, C.-Y., & Ostriker, E. C., 2018, ApJ, 865, 34
- [13] Dib, S., et al., 2010, ApJ, 723, 425
- [14] Misugi, Y., et al., 2022, arXiv e-prints, arXiv:2212.02070
- [15] Hacar, A., & Tafalla, M., 2011, A&A, 533, A34
- [16] Roy, A., et al., 2015, A&A, 584, A111
- [17] Press, W. H., & Schechter, P., 1974, ApJ, 187, 425
- [18] Inutsuka, S., 2001, ApJ, 559, L149
- [19] Kim, J., & Ryu, D., 2005, ApJ, 630, L45
- [20] Abe, D., et al., 2021, ApJ, 916, 83
- [21] Koch E. W., & Rosolowsky E. W., 2015, MNRAS, 452, 3435
- [22] Arzoumanian, D., et al., 2022, A&A, 660, A56
- [23] Inutsuka, S., 2002, J. Computat. Phys., 179, 238

- [24] Stodólkiewicz, J. S. 1963, *Acta Astron.*, 13, 30
- [25] Ostriker, J. 1964, *ApJ*, 140, 1056
- [26] Nagasawa M., 1987, *Prog. Theor. Phys.*, 77, 635
- [27] Inutsuka S., & Miyama S. M., 1992, *ApJ*, 388, 392
- [28] Larson, R. B., 1969, *MNRAS*, 145, 271
- [29] Penston, M. V., 1969, *MNRAS*, 144, 425
- [30] Saigo, K., & Hanawa., T. 1998, *ApJ*, 493, 342
- [31] Matsumoto, T., et al., 1997, *ApJ*, 478, 569
- [32] Sakai, N., et al., 2019, *Nature*, 565, 206
- [33] Tsukamoto, Y., et al., 2018, *ApJ*, 868, 22
- [34] Tobin J. J., et al., 2016, *ApJ*, 818, 73

On the Origin and Evolution of the Angular Momentum of Star Forming Cores in Filamentary Molecular Clouds

Yoshiaki MISUGI^{1, 2}

¹ *Department of Physics and Astronomy Graduate School of Science and Engineering/Faculty of Science Kagoshima University*

² *Department of Physics, Graduate School of Science, Nagoya University, Nagoya 464-8602, Japan*

Abstract: The angular momentum of a molecular cloud core plays a key role in star formation. However, the origin of the core rotation and its time evolution are not well understood. Recent observations reveal that molecular clouds exhibit a ubiquity of filamentary structures and that star forming cores are associated with the densest filaments. We show that the subsonic (or transonic) Kolmogorov turbulent velocity field model can reproduce the observed property of the angular momentum of cores. We also analyze the results of filament formation simulations and show that the the line mass and velocity power spectrum along the filaments follow Kolmogorov turbulence. Finally, we perform the three-dimensional simulations to investigate the time evolution of angular momentum of molecular cloud core formed through filament fragmentation process. As a result, we find that the angular momenta of cores change only by 30% in their formation process. we also find that most of the cores rotate perpendicular to the filament axis. In addition, we analyze the internal angular momentum structure of cores. Although the cores gain various angular momentum from the initial turbulent velocity fluctuations in the filament, the angular momentum profile in a core converges to the self-similar solution.