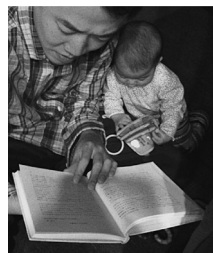


分子雲の形成と星形成の初期条件

井上 剛 志

〈青山学院大学理工学部 〒252-5258 相模原市中央区淵野辺5-10-1〉

e-mail: inouety@phys.aoyama.ac.jp



銀河は星間媒質と呼ばれる希薄なガスで満たされており、星はその星間媒質の中で最も冷たい分子雲と呼ばれる天体で産声をあげる。近年のスーパーコンピュータのめざましい高速化によって分子雲の誕生から星形成開始までを一貫して計算機上に再現することが可能になってきた。本稿では国立天文台 CfCA の大規模並列計算機を用いて行われた分子雲および星形成の最新の研究成果を紹介する。本研究によって得られた、星形成の初期条件となる分子雲コアの重力収縮過程を研究していくことによって、今後は現実的な原始惑星系円盤の形成過程が明らかになっていくと考えられる。

1. 分子雲と星形成の謎

銀河は星間媒質と呼ばれる希薄なガスで満たされており、現在生まれているすべての星は星間媒質の中で最も冷たい分子雲と呼ばれる天体の中で誕生している。分子雲は非常に奇妙な天体であり、1970年代に一酸化炭素分子の回転遷移輝線放射の観測によって詳細な議論がされ始めて以来、星形成の非効率さが問題になっている^{1), 2)}。水素分子を主成分とする分子雲の密度は数百個/cc程度、温度は約10 Kであるが、もしそのようなガスを星間空間に浮かべると約百万年(1 Myr)で重力崩壊を起こしてほとんどのガスが星になるはずである。天の川銀河には約 10^9 太陽質量(M_{sun})の分子雲が存在するが、それらが1 Myrの時間スケールで星に変換されているとすると星形成率は $1,000 M_{\text{sun}}/\text{year}$ となる。にもかかわらず、観測的に星形成率は約 $1 M_{\text{sun}}/\text{year}$ であり、明らかに分子雲の内部には重力崩壊を阻む何かが存在している。その何かの正体は、どんな分子雲でも必ず観測される超音速の乱流による動圧か、もしくは磁場がもつ反発力ではないかと古くから考えられているが、両者とも理論的にも観

測的にも理解するのが難しく、星形成が分子雲の中でどのように開始されるのか? という問いに対する答えは諸説が入り乱れている状態である。

とは言え、星の形成は分子雲コアと呼ばれる何らかの理由で高密度になった分子雲の一部分が重力崩壊することによって開始することは間違いのない。しかしながら、ここにも問題があり、例えば磁場強度や角運動量に代表されるような、崩壊する分子雲コアの物理状態(=星形成の初期条件)が詳しくわからなければ、原始星ジェットやアウトフローの生成メカニズム、連星形成機構、コアから星への質量変換効率、大質量星の形成機構といった多くの問題に確定的な答えを与えることはできない。また、星形成の初期条件はそのまま原始惑星系円盤形成の初期条件でもあり、コアの性質が形成される円盤の性質に大きな影響を与えることが指摘されている³⁾。

このように分子雲に対する研究は天文学的に重要でありながらもいまだに多くの問題を抱えている。そこでシミュレーション天文学という手法で「分子雲を形成過程から丸ごと計算機上に再現してしまえ!」という戦略を筆者らはとっている。近年のスーパーコンピュータの高速化と計算コー

ド開発の進化は目覚ましく、筆者が大学院で研究を始めた頃にはせいぜい空間2次元で磁場を含む重要な物理要素を大胆に無視した準備段階の計算しかなされていなかったが、最近では少なくとも筆者は必要な物理過程（磁場、輻射、自己重力、化学進化）をすべて考慮した3次元シミュレーションに成功している⁴⁾。

2. 分子雲の形成と進化の観測的示唆

現実的なシミュレーションを行うためには分子雲がどのような状況で形成され進化するのかについて知らなければならない。分子雲の進化と星形成の関係はいくつもの分子雲の観測結果から付随する星の年齢との相関を見ることによって想像されていたが、銀河面はいくつもの分子雲で混雑しており、銀河系内の場合ではこれまではっきりと付随する星が同定できる分子雲は10に満たない程度であった⁵⁾。しかし近年、名古屋大学のグループはNANTEN望遠鏡を用いて大マゼラン雲をface-onで見ることによって統計を一挙に300程度にまで広げた⁶⁾。その結果、分子雲は約10 Myrを基本的時間スケールとして3クラスの進化段階に分類できることや、年を重ねるごとに太っていく傾向が見られることが明らかとなった。最近では別グループのM33銀河の観測からも同じ結論が得られている⁷⁾。これらの性質は分子雲が原子ガスの降着により長時間にわたり成長することを示しており、実際にほとんどの分子雲近傍には降着源である数密度10個/cc程度の通常よりも濃密な原子ガスが存在していることが中性水素原子の21 cm輝線の観測から示されている⁸⁾。また、M51のような分子ガスリッチな銀河では濃密な原子ガスの代わりに小さな分子雲が巨大分子雲の原材料になっていることが示唆されている⁹⁾。何れにせよ星形成活動を示すような立派な分子雲は、次節から示すような小さな雲が集まってできると考えると都合が良いことが分かってきている。

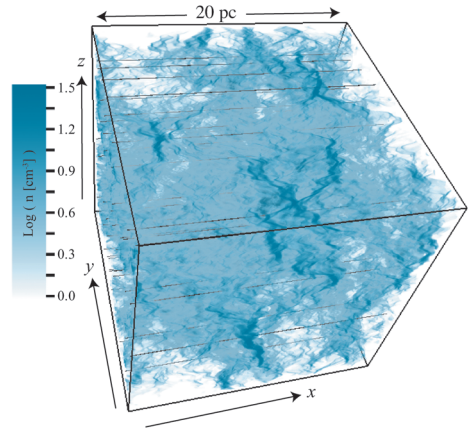


図1 熱的不安定性の成長で形成されたHI雲。

3. シミュレーションによる分子雲形成

分子雲の前駆体となる平均数密度約10個/ccという濃い原子ガスは、星間ガスの体積の大部分を占める薄く広がった星雲間ガス ($n \approx 1$ 個/cc) が衝撃波に圧縮されて形成される水素原子ガスを主成分とするHI雲 ($n \approx 30$ 個/cc) を含んだ媒質であると考えられる。HI雲を生成する衝撃波の起源は古い超新星残骸に伴うものや、スーパーバブル、渦状衝撃波など星間媒質では普遍的に期待される。衝撃波圧縮を受けた薄い星間媒質は熱的不安定性と呼ばれる不安定性によって一部は輝線放射冷却によって冷たい原子雲に、残りは光電加熱によって再び星雲間ガスへと進化することが知られている¹⁰⁾。図1に熱的不安定性の成長の結果形成された原子ガスの密度構造を示した（計算は光学的に薄い星間ガスの加熱冷却効果を考慮した磁気流体シミュレーションによる）。青色で描かれた領域が熱的不安定性で形成されたHI雲であり、薄い色の領域は広がった星雲間ガスである。中性水素の21 cm線輝線観測¹¹⁾ が示しているようにHI雲はシート形状をしており、平均的な星間媒質よりも若干強い $5 \mu\text{G}$ 程度の磁場に貫かれている（図1中の黒線）。

このようにして用意した観測が示唆する分子雲の原材料に計算領域の中心面（図中の $x=0$ 面）に向かう流れを与えることで分子雲を形成する降着流を再現する．このような降着流に対応する具体的な天文事象としては、(i) 星々が作る渦状重力ポテンシャルへのガスの落ち込み、(ii) 濃くなった原子ガスの大域的重力崩壊による降着、(iii) HI雲を作るときと同様のスーパーバブルの膨張による掃き集めなどが考えられる．最近では、星と星間ガスの運動を同時に計算する大域的な銀河シミュレーションの結果から、(i) のシナリオが実際に再現されている¹²⁾．与える速度場の大きさは $v=20 \text{ km s}^{-1}$ に設定しており、これは観測から見積もられた降着流の大きさと同程度であり、また上記のような分子雲形成シナリオも整合的な値になっている．本研究のシミュレーション設定が過去の研究と大きく異なる点が二つある．一つ目の違いは、過去のシミュレーションでは分子雲の原材料がよくわからなかったために一様で低密度な星間ガス ($n < 1 \text{ 個/cc}$) を原材料としていたことである．低密度ガスはなかなか集まらないため分子雲形成の時間尺度が約100 Myr程度と非常に長くなっていましたが、本研究では観測と整合する10 Myrの尺度で分子雲が形成される．二つ目の違いは化学反応を支配する背景紫外光の遮蔽を計算し分子の形成まで追跡したこと、紫外光の減光度と分子輝線放射の脱出を算出し分子雲内部の正確な加熱と冷却をシミュレーションに組み込んだことである．これまで“分子雲形成”と銘打った論文はいくつか出版されてきたが実際には原子から分子への遷移は計算されておらず、さらに背景紫外光による過剰な加熱によって分子雲全体が $T=100 \text{ K}$ 近くのかかなり高い温度になっていた．

4. 分子雲の物理状態

図2に原子ガスが降着し始めてから10 Myr後の様子を示す．密度の3次元構造と温度構造の2

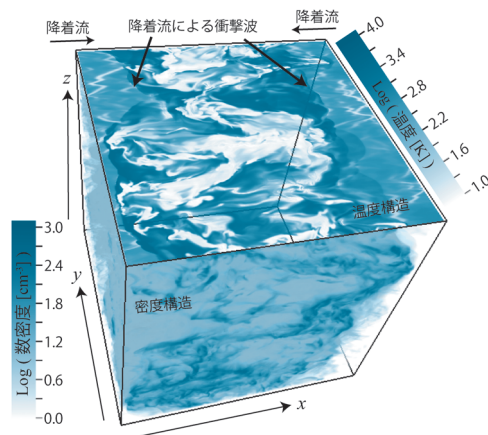


図2 形成された分子雲．3次元の密度構造と温度構造の2次元スライス (x - y 平面) を同時に示す．

次元スライス (x - y 平面) を同時に示した．降着流は衝撃波によって減速と圧縮を受けてより高密度になり、最終的に放射冷却で温度10 Kの分子ガスとなる．熱的不安定性によって生成された降着ガスは始めから非一様なことに加えて、衝撃波圧縮されたガスはもう一度熱的不安定性による暴走的冷却分裂を経験する．これによって形成された分子雲は温度10 Kの冷たい分子ガスクラumpが温度数千Kの暖かい原子ガスに埋め込まれた極めて非一様な構造になっている．このような多相構造は過去のシミュレーションでも示唆されていたが¹³⁾、前節で述べたような過剰な背景紫外光加熱によって暖かい原子ガス成分は人工的に維持されたものである可能性があった．本研究の結果では背景紫外光はガスに含まれている塵粒子によって遮蔽されており、加熱源がないにもかかわらずやはり暖かい原子ガスは存在し続けている．これは乱流による攪拌が原因であり、降着流として流れ込んでくる暖かい原子ガスは約1 Myrという短い時間で冷えてしまうが、それよりも早く乱流で運ばれることによって分子雲の奥深くでも存在し続けているように見えている．

ではなぜ乱流が生成されるのか？ 図2上面の温度構造が示すように降着による衝撃波面（温度

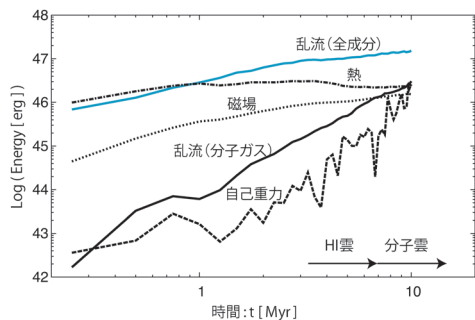


図3 降着するガス成分を除いた計算量域内に含まれる種のエネルギー進化。

の急な上昇が見られる面)は上流が非一様であることによって歪んだ形状をしている。流体力学における Crocco の定理が示すように、例え上流が層流であっても歪んだ衝撃波の下流では乱流が生成される。乱流の速度分散は暖かいガス成分では約 10 km s^{-1} であり、暖かいガス成分の音速に比べてやや小さい。一方、冷たい分子ガス成分中では約 3 km s^{-1} であり、温度 10 K の音速 0.2 km s^{-1} に比べて優位に大きい超音速乱流となっている。通常の断熱ガスの衝撃波では歪んだ衝撃波下流の乱流は決して音速を超えることはできない。しかしながら、星間衝撃波の場合は放射冷却で下流の温度が低下することにより、最終的に温度 10 K にまで冷却された分子ガスは超音速の乱流状態になることができる。

図3に降着するガス成分を除いた計算量域内に含まれる各種のエネルギー進化を示す。約 7 Myr の時点で冷たいガス成分に含まれる炭素原子の大半が CO 分子に変換され分子雲として観測的に認識される天体となっている。この時点で CO 分子の輝線放射観測で認識できる分子ガスの乱流エネルギー (実線) と重力エネルギー (破線), 乱流ダイナモで増幅された磁気エネルギー (点線), 熱エネルギー (一点破線) はどれもほぼ同程度となっており観測される分子雲の特徴をよく再現している。しかしながら、分子輝線観測では見えない暖かいガス成分を含むシステム内の全乱流エネ

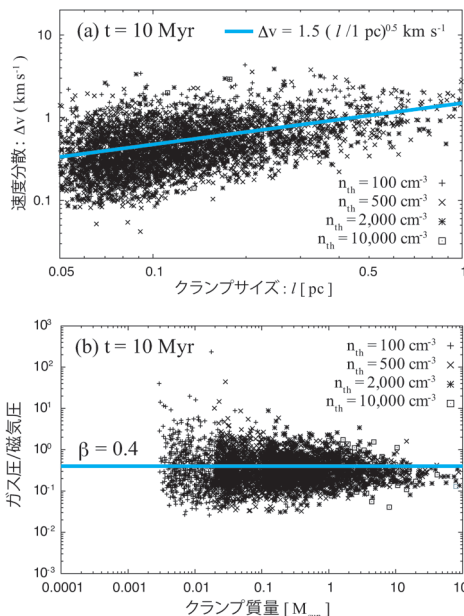


図4 パネル (a): 分子クラumpのサイズと内部の速度分散をすべてのクラumpに対してプロットしたもの。パネル (b): クラump内部のガス圧と磁気圧の比をすべてのクラumpに対してプロットしたもの。

ルギー (青線) はほかのエネルギーを1桁上回っており、今回再現された分子雲は、実は観測では見えていない暖かいガス成分の乱流に支配されていることがわかる。本稿の始めに分子雲中には重力を支える何かが存在していると述べたが、シミュレーション結果はそれが現在の観測では見えていない乱流成分であることを示唆している。実際に乱流が自己重力に対抗するためには、速度場が自己重力を強化してしまう圧縮性の成分が小さいことが必要である。いま分子雲を形成している降着流は純粋な圧縮性の流れであり、上の必要条件を満たしていないように思えるがそうではない。確かにエネルギーの源泉は圧縮性の降着流であるが、歪んだ衝撃波で生成される乱流は大半が回転性の成分になっている。

5. 星形成の初期条件

分子雲を構成する冷たい分子クラumpは大きな

スケールの乱流に流されながらほかのクランプと衝突合体を繰り返して成長していく。面白いことに、このとき成長していくクランプは二つの重要な性質を常に満たす。一つはクランプ内部の乱流の統計則である。図4のパネル (a) に示すように、クランプの密度や計測した時刻によらず、一つひとつのクランプ内の乱流の速度分散はクランプサイズの1/2乗に比例する。実はこれはどの分子雲を観測しても普遍的な規則として現れる有名なサイズ-速度分散関係： $\Delta v = 1.5 [l/1 \text{ pc}]^{0.5} \text{ km s}^{-1}$ （もしくはLarson's law）そのものである。二つめは図4のパネル (b) に示すようにガス圧に対する磁気圧の比がどのクランプもほぼ一定 ($p_{\text{gas}}/p_{\text{mag}} = 0.4$) という規則であり、別の言い方をすればアルフベン速度がどこでもおおむね一定になっている。これら二つの性質を満たしながらクランプは徐々に質量を増していき、最終的に重力不安定な分子雲コアとなり星形成を開始する。つまり、もちろんばらつきはあるが、星形成には典型的な初期条件があり、どの密度とサイズのときに重力的に不安定になろうと分子雲コア内部の磁場はアルフベン速度が一定になるように決まり、乱流はコアのサイズだけで強さが決まるということになる。

6. 分子雲クランプの質量関数

図5に分子雲クランプの質量分布関数を示す。パネル (a) は平均数密度が100個/cc以下の低密度なクランプ、パネル (b) は平均数密度が1,000個/cc以上の高密度なクランプの分布である。低密度なクランプは指数が-1.8程度のべき分布になっているがこれは降着してくる原材料のHI雲の分布と一致するので単に衝突合体成長する前のクランプとみなせる。HI雲を作る熱的不安定性の性質を用いてPress-Schechter理論を応用するとHI雲のべき指数が-1.8程度になることは解析的にも示すことができる¹⁴⁾。また、この指数はCO輝線放射の観測データから算出された低密

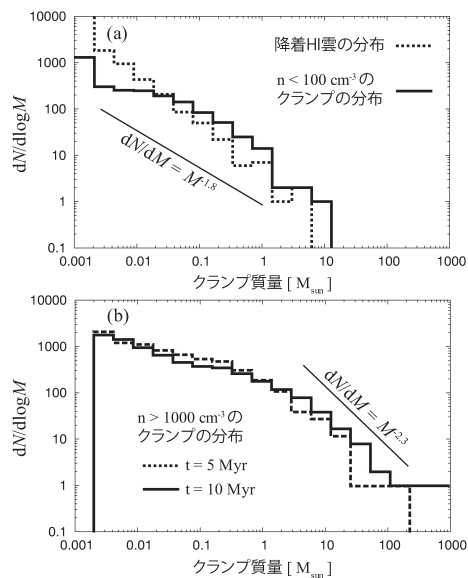


図5 パネル (a): 平均数密度が100個/cc以下の低密度な分子クランプの質量分布関数 (実線) と降着するHI雲の質量分布関数 (点線)。パネル (b): 平均数密度が1,000個/cc以上の高密度な分子クランプの質量分布関数。

度クランプの分布関数とも整合している¹⁵⁾。

一方、高密度ガスはより複雑な分布になっているが、時刻によらず約1 M_{sun} 以上の範囲は指数-2.3程度のべき分布になっている。现阶段では理由が確定できていないので偶然かもしれないが、これは星の初期質量関数 (IMF) とほぼ同じ指数である。観測的研究からは数密度が1,000個/cc程度以上の分子雲クランプはIMFと類似した分布になることがすでに指摘されており、今回のシミュレーションと整合する¹⁶⁾。まだ重力に束縛されていないものを多く含んでいる数密度1,000個/cc程度の分子雲クランプの分布関数が、IMFの起源であると主張するためには超えなければならないギャップはある。しかしながら、乱流的に動き回るクランプ同士の衝突合体成長過程がIMF解明の鍵を握っているとすれば、今後そのような描像に基づく理論を作るための新たな道が開けたことになる。

7. 今後の課題

本稿では化学進化、放射加熱冷却、自己重力を考慮した3次元MHDシミュレーションによる最新の分子雲形成シミュレーションの結果を紹介した。分子雲をその形成から一貫して再現することにより星形成の初期条件解明に迫る結果を得ることができた。しかしながら、今回実行したシミュレーションの分解能 ($\Delta x=0.02$ pc) では分子雲コアのスケールを一辺につきたかだか10点程度でしか再現できていない。幸運にも日本の天文学者は審査に通れば今年一新された国立天文台 CfCA のスーパーコンピューターや理研の京コンピューターといった世界最速クラスの計算機を無償で利用することができる。これらを用いれば分解能を数倍に上げた計算が実行可能であり、実際に筆者は上に挙げた計算機でそのような計算をすでに進めている。

これまで星形成や原始惑星系円盤形成に関する研究は、簡単のために例えば一様磁場に貫かれた球形状で剛体回転したコアなどを初期条件としてきたが、磁気乱流を伴う現実的コアはそのような単純な設定とは異なる密度や角運動量、磁場の分布をもっており、それらが星形成や円盤形成に大きく影響することが近年の研究から指摘されている³⁾。本研究を発展させたより高分解能なシミュレーションができれば、得られた分子雲コアの詳細データを初期条件として設定し、星形成や原始惑星系円盤形成のより精密な研究を行っていく道が開ける。与えられた分子雲コアを初期条件としてその重力収縮過程を探る星惑星形成シミュレーションは日本のお家芸であり、この計画の進展により星惑星形成の理論的研究で今後も日本が世界を圧倒していくことは想像に難くないと言える。

謝辞

本稿の執筆を薦めてくださった町田正博氏に感謝いたします。紹介させていただいたシミュレ-

ーションは国立天文台 CfCA のスーパーコンピューター・XT4 および XC30 で実行されたものであり、いつも快適な利用環境を整えてくださっている CfCA の皆様に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 23740154) によるサポートの結果得られたものです。

参考文献

- 1) Goldreich P., Kwan J., 1974, ApJ 189, 441
- 2) Zuckerman B., Palmer P., 1974, ARAA 12, 279
- 3) Machida M. N., et al., arXiv 1307.1747
- 4) Inoue T., Inutsuka S., 2012, ApJ 759, 35 (本稿で紹介する自己重力まで含んだ結果は現在投稿準備中)
- 5) Ballesteros-Paredes J., Hartmann L., 2007, Rev. Mex. AA 43, 123
- 6) Kawamura A., et al., 2009, ApJS 184, 1
- 7) Gratier P., et al., 2013, A&A 557, 101
- 8) Fukui Y., et al., 2009, ApJ 705, 144
- 9) Koda J., et al., 2009, ApJ 700, 132
- 10) Inoue T., Inutsuka S., 2008, ApJ 687, 303
- 11) Heiles C., Troland T. H., 2003, ApJ 586, 1067
- 12) Wada K., et al., 2011, ApJ 735, 1
- 13) Koyama H., Inutsuka S., 2002, ApJ 564, L97
- 14) Hennebelle P., Audit E., 2007, A&A 465, 431
- 15) Kramer C., et al., 1996, A&A 307, 915
- 16) Ikeda N., Kitamura Y., 2009, ApJ 705, L95

Formation of Molecular Clouds and the Initial Conditions of Star Formation

Tsuyoshi INOUE

*Department of Physics and Mathematics,
Aoyama-Gakuin University, 5-10-1 Fuchinobe,
Chuo-ku, Sagami-hara 252-5258, Japan*

Abstract: It is known that stars and planets are formed in molecular clouds. However, how star formation is induced in molecular clouds has been a matter of debate for this 40 years. Recent progress of supercomputer has begun to allow to perform simulations of molecular cloud formation and following star formation consistently. In this paper, we show the result of the state-of-the-art simulation of molecular cloud formation.