

分子雲衝突による大質量星形成過程の数値シミュレーション

高平 謙 (北海道大学理学院 宇宙理学専攻)

Abstract

大質量星は重元素の供給や UV 光による星間空間への影響により銀河の進化に多大な影響を及ぼすが、その形成過程については未だに解明されていない点が多い。本研究の目的は分子雲衝突による大質量星形成メカニズムの解明に寄与することである。大質量星形成の困難は分子雲コアへの質量降着の時間と Kelvin Helmholtz 収縮時間の関係で理解できる。分子雲コアの重力崩壊により星が形成される過程で、分子雲の中に高密度コアが作られ、その質量が大きくなると Kelvin Helmholtz 収縮時間が短くなり質量降着が十分に行われる前に原始星となり降着が止まってしまう。そのため大質量星を形成するためには分子雲コアの (1) 乱流速度が大きく質量降着率が大きく、かつ、(2) 質量の大きな分子雲コアが重力収縮する必要がある。分子雲衝突はこの二つをクリアする可能性がある。我々は Enzo code を用いて高解像度流体シミュレーションを行っている。乱流状態にある大きさの異なる分子雲の正面衝突の場合、分子雲衝突により (1),(2) の大質量星形成の条件を満たす高密度コアが形成され、Core Number の時間変化や分子雲の衝突による Probability Density Function の変化を調べ、分子雲衝突が大質量星形成を引き起こすメカニズムである可能性が高いことが示した。

1 Introduction

大質量星は超新星爆発や星風による重元素・エネルギーの供給や UV 光による電離水素領域の生成など星間空間への影響により銀河の進化に多大な影響を及ぼすが、その形成過程については未だに解明されていない。

大質量星の形成は以下の理由から低質量星の形成過程である分子雲の自己重力収縮とは異なると考えられている。星は分子雲内で高密度領域である分子雲コアが重力崩壊を起こし形成される。形成される星の質量は accretion rate と Kelvin Helmholtz 収縮時間 (KH time) の積で概算できる。KH time はコアの総質量の-1.8 乗に比例し、大質量星となる $8M_{\odot}$ 以上の KH time は 10^5 yr 以下である。よって accretion rate が $0.8 \times 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$ 以上であれば大質量星形成の可能性のあるコアといえる。accretion rate はおおよそ以下の式で求めることができる。

$$\dot{M} \sim \frac{M_{J,E}}{\tau_{ff}} = \frac{2\sqrt{2}\pi^2 c_s^3}{3^{1.5}G} \quad (1)$$

ここで $M_{J,E}$ は乱流の効果も加味したジーンズマス、 τ_{ff} は free-fall time、 c_s は乱流速度を含む ef-

fective sound speed、 G は重力定数である。分子雲の典型的な温度 10K の音速を上式に代入すると $4.26 \times 10^{-6} M_{\odot} yr^{-1}$ となり、大質量星を形成するには質量降着率が小さい。

そのため乱流速度が大きいため、つまり質量降着率が大きくかつ質量の大きな分子雲コアを形成する過程として分子雲衝突が注目されている。

最近、名古屋大学の NANTEN グループによって分子雲衝突とみられる多数の天体が観測されている (図 1)。この天体は、1) リング状またはアーク状のガス分布をもつ、2) その中心から外れた位置に星形成領域がある、3) 二つの異なる速度成分をもった分子雲の複合体である、の三つの特徴をもつ。これらの特徴は Habe and Ohta 1992 の分子雲衝突のシミュレーション結果とよく一致している (図 2)。

Habe and Ohta (1992) では温度の異なる等温静水圧平衡である球形雲を正面衝突させた計算であり、理想化されている。

そこで我々は分子雲乱流と放射冷却を考慮した分子雲衝突の流体シミュレーションを行い、分子雲衝突により形成される分子雲コアは大質量星形成が期待できるかどうかを調べた。

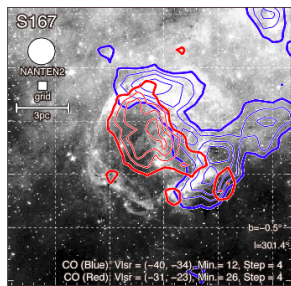


図 1: S167 の Spitzer $8\mu m$ に NANTEN2 による観測を重ねた図。青・赤の等高線は速度の異なる CO 観測結果であり、青は CO 積分範囲が -40 -34 km/s、赤は -31 -23 km/s である。

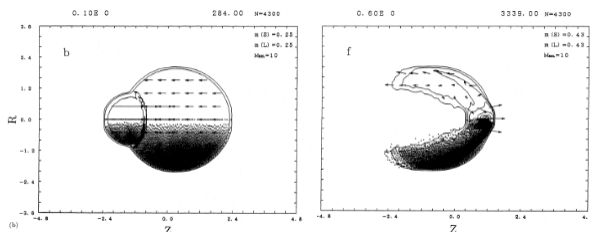


図 2: Habe and Ohta 1992 のシミュレーション結果。等温静水圧平衡にある二つの分子雲が衝突し、NANTEN の観測結果と非常に良く似たアーク構造、中心から外れた高密度領域そして二つの速度成分の特徴を再現している。

2 Model

シュミレーションは 3 次元高分解能計算が可能な Enzo code を用いた。Enzo code は高精度な AMR コードであり、そのため分子雲衝突の際に起こる様々な流体不安定や衝突で形成されるシェル構造、分子雲コアの詳細な形成過程を計算できる。シミュレーションボックスは一辺 30pc の立方体であり、最小の cell size は 0.03pc である。シミュレーションに用いた二つの分子雲のパラメータは表 (1) にまとめている。ここで小さい分子雲を Cloud1、大きい分子雲を Cloud2 とよぶ。

我々は Larson's law (Larson(1969)) に従って初期状態でビリアル平衡となるように乱流を導入した。孤立した分子雲は乱流によりそれぞれの free-fall time より十分長い時間支えられており、高密度コアが形

	Cloud 1	Cloud 2
T_{BE} [K]	120	240
t_{ff} [Myr]	5.31	7.29
r_c [pc]	3.5	6.8
M_c [M_{\odot}]	417	1635
σ_v [km/s]	1.25	1.71
\bar{n} [cm^{-3}]	47.4	25.3

表 1: 分子雲の初期パラメータ。上から温度、free-fall time、半径、質量、速度分散 (3D)、平均数密度である

成されない。また、衝突時間は free-fall time よりも十分短くシュミレーションで形成される高密度コアは衝突によるものである。

今回、高密度コアの定義を密度が $10^{-20} gcm^{-3}$ 以上の領域と定義している。

乱流を入れて 0.5Myr の間乱流による密度構造を発達させ、その後 Cloud1 に衝突速度を与えて衝突された。

3 Results

本シミュレーションも密度分布がアーク状になり、高密度領域がその中心から外れて形成されることがわかった。図 (3) は衝突軸に垂直な方向にプロジェクションした密度の時間発展を表している。図は衝突速度は $5.0 km s^{-1}$ で左からコアがはじめて形成された step(1.2Myr)、高密度コア数が最も多い step(3.1Myr)、衝突による衝撃波が Cloud2 を抜ける step(4.9Myr) である。他のシミュレーション結果も同様のアーク状の構造が形成され、中心から外れた高密度領域のが形成された。

また、衝突軸方向にプロジェクションしたものが図 4 である。この密度分布が三裂星雲のダークレーンによく似た構造が形成された。

3.1 Probability Density Function

Probability Density Function(PDF) は分子雲衝突により log-normal 分布に power-law 成分が生成されるわかった。PDF とはある密度が占める全体

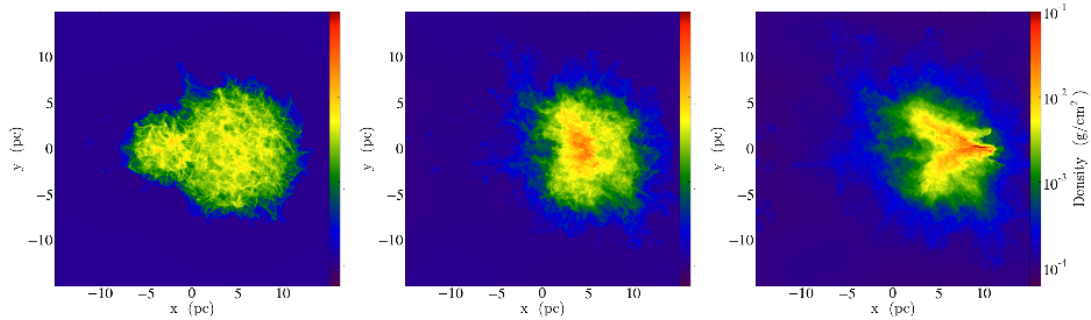


図 3: 衝突速度 5.0 km s^{-1} での密度プロジェクションの時間発展。それぞれのシーンは左から、最初のコアが形成 (1.2 Myr)、最も多くのコアが形成 (3.1 Myr)、衝撃波が Cloud2 を抜ける (4.9 Myr) ステップである。

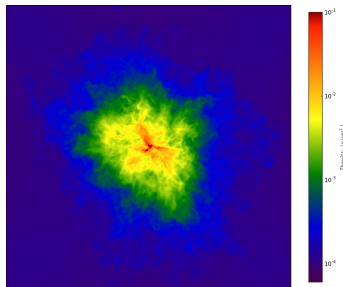


図 4: 衝突軸方向からみた終状態の密度プロジェクション

の体積に対する割合の分布のことである。Kainulainen+(2009) は星形成領域をもたない分子雲の PDF は log-normal になり、星形成領域をもつ分子雲の PDF は log-normal + power-law になることを観測的に示した。図 5 は PDF を比較した。上の図は衝突していない場合の分子雲の PDF であり、黒い実線が乱流運動を開始してから 1.0 Myr 後の PDF、赤い点線が 5.3 Myr (Cloud1 の free-fall time) での PDF である。青い破線は log-normal の線をあらわす。衝突無しの場合には時間が経過しても PDF は log-normal でよく近似できる。下の図は衝突速度 5.0 km s^{-1} の場合の PDF である。 3.7 Myr (黒い実線は高密度コアの数が最大となるステップ) の PDF であり、青い破線は log-normal である。これを見ると衝突により、free-fall time よりも十分短い時間で PDF が星形成分子雲の特徴の power-law をもつことがわかる。他の速度 ($3.0, 10.0 \text{ km s}^{-1}$) も同様に power-law の成分が生成した。

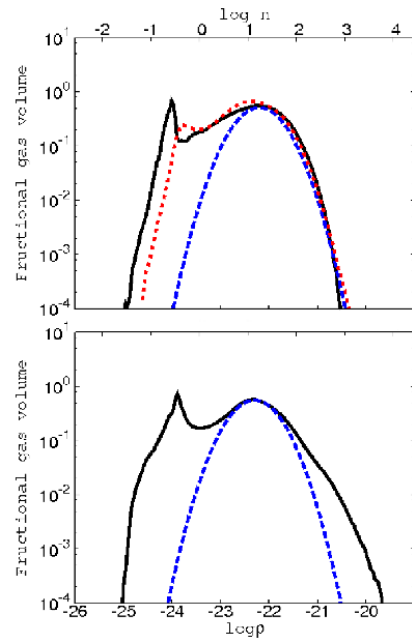


図 5: 衝突無し (上) と衝突速度 5.0 km s^{-1} での Probability Density Profile (PDF)

3.2 Clump number

衝突速度がコアの数やコア形成の速度に関係していることがわかった。図 6 に左から順に衝突速度が $3.0, 5.0, 10.0 \text{ km s}^{-1}$ のクラump数の時間変化をしめした。横軸は二つの分子雲が接触し始めた時刻を 0 とし、Cloud1 の free-fall time で normalize している。赤い破線が高密度コア ($> 1 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$) の数の時間変化を表している。より密度のしきい値の低い

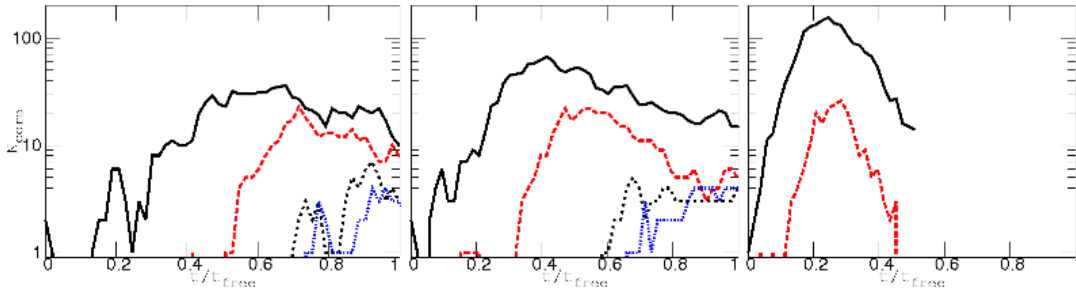


図 6: クランプ数の時間発展。右から衝突速度 $3.0, 5.0, 10.0 \text{ km s}^{-1}$ の場合である。それぞれの線は密度を表しており、黒の実線: $5.0 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$ 、赤の破線: $1.0 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ 、黒の点線: $5.0 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ 、青の鎖線: $1.0 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$ である。衝突速度が大きいものほど密度の低いコアの数が多く、形成されるのも速いことがわかる。

クランプ ($> 5 \times 10^{-21} \text{ g cm}^{-3}$) の数を黒の実線、密度の高いクランプ ($> 5 \times 10^{-20}$ と $> 1 \times 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$) の数をそれぞれ黒の点線、青の鎖線であらわしている。クランプの数を比較すると衝突速度が速いほど密度の低いクランプは早期で多くできていることがわかる。 10.0 km s^{-1} の場合では高密度のクランプが形成されない。これは衝突時間が短すぎて高密度コアを形成するのに十分な時間衝突が継続しなかったと考えている。観測されている分子雲衝突の相対速度は 10 km s^{-1} 以上なので大きな分子雲 ($10^4 M_{\odot}$ 以上) の衝突が高密度コア形成に必要と考えられる。

t[Myr]	M[M_{\odot}]	$v_{dis}(\text{km s}^{-1})$	$M_{J,E}[M_{\odot}]$
3	3.52	0.57	27.03
3.2	7.07	0.59	27.30
3.4	12.97	0.64	30.66
3.6	16.16	0.68	34.87
3.8	31.15	0.65	28.69
4	43.88	0.65	21.36
4.2	58.29	0.70	17.57
4.4	81.55	0.78	9.83
4.6	116.13	0.87	10.22

表 2: core evolution

3.3 core evolution

表 2 は衝突速度が 5.0 km s^{-1} の場合の最も大質量となる高密度コアの質量、速度分散 v_{dis} と $M_{J,E}$ の時間発展をあらわしている。また、3.8Myr でコア質量が $31 M_{\odot}$ となり $M_{J,E}$ よりも大きくなる。速度分散は音速の二倍で (1) 式の accretion rate は 0.37×10^{-4} である。質量降着率が高く大質量星形成の可能性が高いコアである。

4 Conclusion

我々は乱流状態にある分子雲の衝突によって速度分散の高い高密度コアが形成され、それは $M_{J,E}$ も大きく大質量星形成が期待できることを示した。衝突速度は形成されるコアの数と形成されるまでの時

間と関係があり、衝突速度が大きいほど多くのコアが早く形成される。観測されている分子雲の速度分散は 10 km s^{-1} 以上であるため、さらに大きい分子雲でシミュレーションを行う。

Reference

- Habe A., Ohta K. 1992, PASJ, 44,203
 Kainulainen. J., Beuther. H., Henning. T. & Plume. R. 2009, A&A, 508,L35
 Larson, R.B. 1969,MNRAS, 145, 271