

# 分子雲衝突による銀河スケールでの巨大分子雲質量関数の進化

小林 将人 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

近傍銀河を空間分解した近年の大規模電波観測から、巨大分子雲 (GMC) の質量頻度分布 (質量関数) が持つ傾きは、銀河の領域ごとに異なるということが明らかになってきた。またパーセクスケールを対象とした電磁流体力学シミュレーションからは、星間ガスを衝撃波によって多数回圧縮することが分子雲を形成するために不可欠である、と示唆されている。シミュレーションから支持されるこうした多数回圧縮を銀河スケールで実現する機構として Inutsuka et al. (2015) は、大質量星が形成する電離領域や超新星残骸が膨張する過程で、その膨張するシェルで分子雲形成を起こすというシナリオを提案している。このシナリオに基づき本研究では、分子雲同士の衝突現象 (分子雲衝突) も考慮した GMC 質量関数の GMC 質量空間における連続の式を定式化した。この連続の式から GMC 質量関数の時間発展を計算し、計算結果を観測と比較した。その結果、(1) 分子雲衝突は GMC 質量関数の時間発展に大きな影響を与えていないこと、(2) 観測される質量関数の傾きは GMC の生成・破壊のタイムスケールに制限を与える可能性があること、が示唆された。

## 1 Introduction

銀河は星、星間ガス、そして暗黒物質から成る複雑系であるため、バリオンの各物理素過程から宇宙の大規模構造に至るまで網羅し銀河形成・進化を统一的に理解することは未だ困難である。従って各物理素過程に立脚したモデルを構築し、銀河の主要な活動である星形成をその母体となる分子雲から理論的に議論することが、銀河形成・進化の理解にとって必要不可欠である。また理論モデルの整備は、近傍銀河の観測結果のみならず今後 10 年間に多数計画されている高赤方偏移銀河の大規模サーベイの結果を理解するにあたって大変重要である。

近傍銀河を空間分解した電波観測が近年続々と行われ (Rosolowsky et al. 2007; Colombo et al. 2014a,b; Schinnerer et al. 2013, 等), GMC 質量関数が銀河の領域ごとに異なっているという指摘がされている。特に Colombo et al. (2014a) は M51 の観測結果において、GMC 質量関数のべき ( $\partial n / \partial M \propto M^\alpha$ ) が渦状腕内領域ではゆるく ( $\sim -1.3$ ), 渦状腕間領域ではきつく ( $\sim -2.6$ ) なっていることを示している。この結果は、渦状腕間領域では大質量 GMC が形成されにくいことを意味している。

分子雲の生成には、銀河ディスクの体積の大半を占める暖かい中性水素ガスを圧縮する必要がある。こ

こ 10 年、磁場の効果も取り入れたパーセクスケールの電磁流体力学シミュレーションが行われるようになり、磁場が中性水素ガスの圧縮を著しく阻害すと明らかにされている (Inoue & Inutsuka 2008, 2009; Heitsch et al. 2009; Inoue & Inutsuka 2012)。こうしたシミュレーションの結果から、衝撃波による圧縮が従来考えられていた 1 回程度ではなく、多数回なされなければ分子雲の形成には至らない、ということが理解されつつあり、これは数 10~ 数 100 パーセク程度の銀河スケールでも同様であると考えられる。

Inutsuka et al. (2015) は、シミュレーションから支持されるこうした多数回圧縮を銀河スケールで実現する機構として、大質量星が形成する電離領域や超新星残骸が膨張する過程で、その膨張するシェルで中性水素ガスの圧縮が起こり分子雲が形成される、というシナリオを提案している (SI15 シナリオ)。このシナリオに基づき Inutsuka et al. (2015) は、GMC 質量関数の GMC 質量空間における連続の式を定式化し、GMC 質量関数の時間進化を計算した。その結果は、観測されている質量関数の傾き  $\alpha$  の多様性を再現している。

しかしこの定式化には、近年大質量星形成や星団形成に重要であると観測的に注目されている分子雲同士の衝突現象 (分子雲衝突) が考慮されていない。

SI15 シナリオの中で分子雲衝突は、シェル表面に乗った GMC 同士がシェルの膨張速度程度で衝突する、という描像で捉えることが可能である。そこで本研究では、分子雲衝突も考慮した定式化を行い GMC 質量関数の時間発展を計算した。

## 2 Formulations

### 2.1 SI15 Formulation

まず、SI15 シナリオに基づき Inutsuka et al. (2015) が定式化した、GMC 質量関数の時間発展方程式を以下に紹介する。これは GMC 質量空間における GMC 質量関数の連続の式となっている。

$$\frac{\partial n_{\text{cl}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial M} \left( n_{\text{cl}} \frac{dM}{dt} \right) = -\frac{n_{\text{cl}}}{T_d}. \quad (1)$$

この式中で、 $n_{\text{cl}}$  は GMC の微分質量関数であり、系全体の全 GMC 質量が

$$M_{\text{cl,total}} = \int_0^\infty M' n_{\text{cl}}(M') dM', \quad (2)$$

で与えられる。また  $T_d$  は GMC の典型的な自己破壊タイムスケールである。ここで自己破壊とは、GMC 内部で誕生した大質量星からの輻射により、GMC を構成している水素分子が解離・電離されることを意味している。Hosokawa & Inutsuka (2006b,a) で行われた 1 次元球対象輻射流体計算から、GMC 内部で大質量星が形成されるまでのタイムスケールも込みで  $T_d \sim 14 \text{ Myr}$  であると考えられる。また式 (1) の左辺第 2 項の移流項内に現れる GMC 成長率  $dM/dt$  は、観測される分子雲の柱密度がほぼ一定であるという事実に基づき、GMC の質量に比例した形で

$$\frac{dM}{dt} = \frac{M}{T_f}, \quad (3)$$

と与えられている。ここで  $M$  は対象とする GMC の質量、また  $T_f$  は GMC 形成の典型的なタイムスケールであり、Inoue & Inutsuka (2012) のシミュレーション結果からおよそ  $T_f \simeq 10 \text{ Myr}$  と見積もられている。

### 2.2 Our Formulation

本研究では、式 (1) に分子雲衝突の項を導入し、以下に示す新しい定式化を行った。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial n_{\text{cl}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial M} \left( n_{\text{cl}} \frac{dM}{dt} \right) \\ &= -\frac{n_{\text{cl}}}{T_d} \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty K(m_1, m_2) n_{\text{cl},1} n_{\text{cl},2} \\ &\quad \delta(m - m_1 - m_2) dm_1 dm_2 \\ &- \int_0^\infty K(m, m_2) n_{\text{cl}} n_{\text{cl},2} dm_2. \end{aligned} \quad (4)$$

右辺第 2 項は質量  $m_1$  と  $m_2$  の GMC 同士の衝突により質量  $m$  の GMC を生成する項であり、右辺第 3 項は質量  $m_2$  の GMC と衝突することで質量  $m$  の GMC が消失する項である。ここでカーネル関数  $K(m_1, m_2)$  は質量  $m_1$  と  $m_2$  の GMC が衝突する際の衝突係数であり、衝突時の相対速度  $V$  と衝突断面積  $\sigma$  の積で与えられる。観測されている分子雲衝突候補天体の速度差は概ね  $10 \text{ km/s}$  程度で一定であることからこの値を  $V$  に採用した。また観測される分子雲の柱密度はほぼ一定であるため、これを  $\Sigma = 2 \times 10^{22} \times 2.34 m_{\text{H}} \text{ g/cm}^2$  とし、 $\sigma$  を GMC 質量に比例させて評価した。従ってカーネル関数  $K$  の形は

$$K(m_1, m_2) = V \sigma(m_1, m_2) = V \frac{m_1 + m_2}{\Sigma}, \quad (5)$$

で与えられる。

数値計算をするために、式 (4) を離散化した。この時規格化は、時間については  $1 \text{ Myr}$  で、質量については  $10^2 M_\odot$  で、実空間スケールは  $10^2 \text{ pc}$  で行った。

## 3 Results

### 3.1 Effects of Cloud-Cloud Collisions

GMC 質量関数の時間発展を計算した結果を図 1 と図 2 に示す。図 1 は式 (4) に基づいて分子雲衝突も計算した時間発展である。図 2 は Inutsuka et al. (2015) が示す分子雲衝突の無い式 (1) に基づいた時間発展である。両者の比較から、小質量の GMC 同士が分子雲衝突によって大質量の GMC となり図の右側へ流

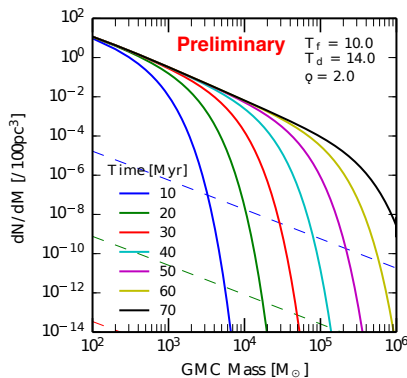


図 1: 式 (4) を積分して求めた GMC 質量関数の時間発展. 10Myr 刻みのプロット.

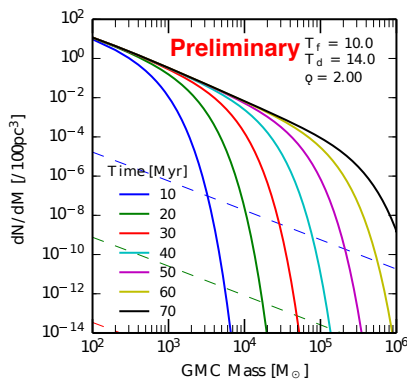


図 2: 式 (1) を積分して求めた GMC 質量関数の時間発展. 10Myr 刻みのプロット. 図 1 との比較から, 分子雲衝突は大質量側に質量の分配を促しているが GMC 質量関数の進化に大きな影響を与えていない.

れたことが読み取れる. しかしその効果は極めて小さく, GMC 質量関数の時間発展に大きな影響を与えていないことがわかる. これは分子雲衝突が, 銀河内の大質量星や星団形成に主要な役割を果たしているにも関わらず, GMC 質量関数に代表される星間物質の状態に (数 10Myr 程度の時間でならしめたときに) 大きな影響を与えていないことを示している.

### 3.2 Steady State Solution

仮に分子雲衝突が重要でないという前節の結果を受け入れた場合, GMC 質量関数の時間発展は分子雲

衝突項が存在しない式 (1) でほぼ統御されていることを意味する. 式 (1) の定常解は解析的に得ることができ,

$$n_{cl}(M) = \frac{N_0}{M_\odot} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{-1 + \frac{T_f}{T_d}}, \quad (6)$$

と表される. ( $N_0$  は規格化定数.) この表式から, 観測される GMC 質量関数のべきの多様性が  $T_f/T_d$  比が銀河の領域ごとに異なることを示唆していると分かる. GMC 質量関数の観測を様々な銀河環境 (銀河内での領域や銀河の形態, 赤方偏移など) について行うことで, GMC の自己成長タイムスケールや GMC 内部での星形成のタイムスケールなどに制限をつける可能性がある, ということの意味している.

例えば前出の Colombo et al. (2014a) が報告している M51 の観測結果からは, GMC 質量関数のべき ( $\alpha$ ) がゆるい渦状腕内領域では GMC の自己成長タイムスケールが短い可能性があり, 逆にべきがきつい渦状腕間領域では GMC の自己成長タイムスケールが長い可能性がある, ということが推察される.

## 4 Discussion and Conclusion

3.1章で示した分子雲衝突が効いていないという結果は, 分子雲衝突のタイムスケールが自己成長・破壊のタイムスケールよりも長い, と直感的に理解ができる. 一方で Dobbs et al. (2015) は孤立系にある銀河のシミュレーションを行い, 各 GMC において分子雲衝突は数 10Myr に一度程度起こるが, 星間ガスの状態を大きく変えうるものではない, と主張している. また Fujimoto et al. (2014) は, ENZO コードを使った 3 次元 adaptive mesh refinement の流体力学シミュレーションを行い, 棒渦巻き銀河の GMC の分布を調べている. 彼らの結果からは, 分子雲衝突や星からのフィードバックなどが無い場合でも重力的な相互作用だけで GMC の寿命は短いことを主張している (数 Myr ~ 80 Myr).

今後は観測されている  $10^7 M_\odot$  程度の大質量 GMC も含めた質量関数を計算するとともに, 質量流速のチェックを行うことで, どの質量スケールにおいて自己成長・破壊や分子雲衝突がどの程度機能しているかを明らかにする.

## 5 Acknowledgment

This project is supported by Japan Society for the Promotion of Science (JSPS) KAKENHI Grant-in-Aid (No.15J04974).

## Reference

- Colombo D., et al., 2014a, ApJ, 784, 3
- Colombo D., et al., 2014b, ApJ, 784, 4
- Dobbs C. L., Pringle J. E., Duarte-Cabral A., 2015, MNRAS, 446, 3608
- Fujimoto Y., Tasker E. J., Wakayama M., Habe A., 2014, MNRAS, 439, 936
- Heitsch F., Stone J. M., Hartmann L. W., 2009, ApJ, 695, 248
- Hosokawa T., Inutsuka S.-i., 2006a, ApJ, 646, 240
- Hosokawa T., Inutsuka S.-i., 2006b, ApJ, 648, L131
- Inoue T., Inutsuka S.-i., 2008, ApJ, 687, 303
- Inoue T., Inutsuka S.-i., 2009, ApJ, 704, 161
- Inoue T., Inutsuka S.-i., 2012, ApJ, 759, 35
- Inutsuka S.-i., Inoue T., Iwasaki K., Hosokawa T., 2015, ArXiv e-prints,
- Rosolowsky E., Keto E., Matsushita S., Willner S. P., 2007, ApJ, 661, 830
- Schinnerer E., et al., 2013, ApJ, 779, 42