

[共同研究成果]

星間雲形成における部分電離の効果

松本緑¹、寺田直樹¹、小野高幸¹

1: 東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻

本稿では、星間雲の形成過程における部分電離の効果を検討する。そのために、中性ガスの磁場凍結を仮定した理想 MHD シミュレーションと中性ガスと電離ガスの 2 流体シミュレーションの比較を行う。磁場強度、傾度についてのパラメータスタディの結果、パラメータに依らず、星間雲の形成に対して部分電離の影響は小さく、磁場が大きな抑制効果をもつことが示される。本研究はまた、従来の理想 MHD シミュレーションが星間雲の形成を議論する上で有効であることを示唆する。

1. はじめに

星は分子雲から生まれる。分子雲の形成・進化と星の誕生とは不可分な問題であるので、われわれはまず星間空間における分子雲の形成過程について解明し、最終的には分子雲の形成から星の誕生までを一貫して理解したいと考えている。本稿で紹介するのは、分子雲形成過程における部分電離の効果に関する研究である。

星間雲形成機構

星間媒質は多相性をもち、数密度、温度などにより 5 相に分類される (図 1)。このうち本稿で着目するのは、原子ガス、原子雲、分子雲の 3 つである。分子雲は原子雲の一部として存在し、紫外線が届かなくなるくらい光学的に“深い”場所で形成される。本研究では両者を区別せず、以下星間雲と呼ぶ。星間雲の形成の発端は、星間空間に存在する様々な原子ガスの圧縮過程である (例: 超新星爆発、星の重力ポテンシャル、恒星風、乱流)。一般に衝撃波による圧縮は高々 4 倍程度であるが、星間空間では衝撃波圧縮により励起した熱不安定が 2-3 桁のガスの凝集を促す (図 2a)。

図 2b に熱不安定の原理を示す。熱不安定の主たる駆動源は電離炭素原子の輝線放射冷却である。まず、周囲より強い冷却を受けて圧力が低下すると、圧力バランスを保つために周囲からガスが凝集する。するとそこでは冷却源である炭素原子が増加するため、さらに強い冷却が働く。熱不安定とはこのように冷却と凝集が非線形に進行する現象で、原子ガスの圧縮から熱不安定の発達までが星間雲形成の基本的な描像である。

星間雲形成における磁場の働き

磁場の存在は、先述の星間雲形成の描像を修正する。つまり、熱不安定による原子ガスの凝集は磁場の増幅を伴うため、増強した磁気圧が凝集の抵抗力として働くようになるのである。この場合、炭素原子による冷却はガスの熱圧の減少として表れ、それに応じて低密度のガス塊が形成される (図 2a)。こうして磁場は星間雲形成を抑制する。Hennebelle & Perault は 1 次元理想 MHD シミュレーションを行い、雲が形成されるのは星間ガスの圧縮の方向と磁力線のなす角が 20-30 度以下の場合に限定されることを示している [1]。

多くの先行研究が理想 MHD シミュレーションを用いて星間雲形成に対する磁場の影響を検討している。それらは、電離度の十分高い星間媒質においては、中性ガスは衝突によって電離ガスと完全にカップリングするため、電離ガスと同様に完全に磁力線に凍結する、という過程に基づいている。一方、部分電離ガスの凝集においては、中性ガスと電離ガスのカップリングが不十分のため磁力線が中性ガス塊からすり抜けることにより (ambipolar diffusion)、星間雲形成に対する磁場の抑制効果は軽減されると予想される。

本研究の目的

Inoue et al. は中性ガスと電離ガスの2流体計算を行い、初期に熱的に不安定状態にあるガスの凝集に対して ambipolar diffusion が効率良く働くことを示した[2]。一方、圧縮層において発達する熱不安定に対しては、ambipolar diffusion は働かないことが明らかになった[3]。これらの研究を受けてわれわれは、部分電離媒質における星間雲形成についてその基礎プロセスから解明し、磁場の強度と傾度という2つのパラメータ毎に ambipolar diffusion の働き方を調べた。

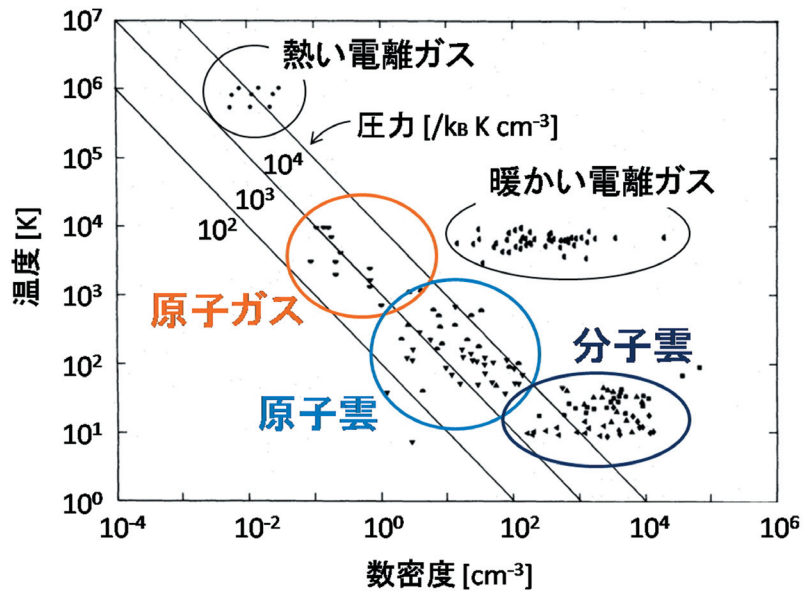


図1 星間媒質は熱い電離ガス (Hot ionized medium; HIM)、暖かい電離媒質 (Warm ionized medium; WIM)、原子ガス (Warm neutral medium; WNM)、原子雲 (Cold neutral medium; CNM)、分子雲 (Molecular cloud) の5つに分類される。

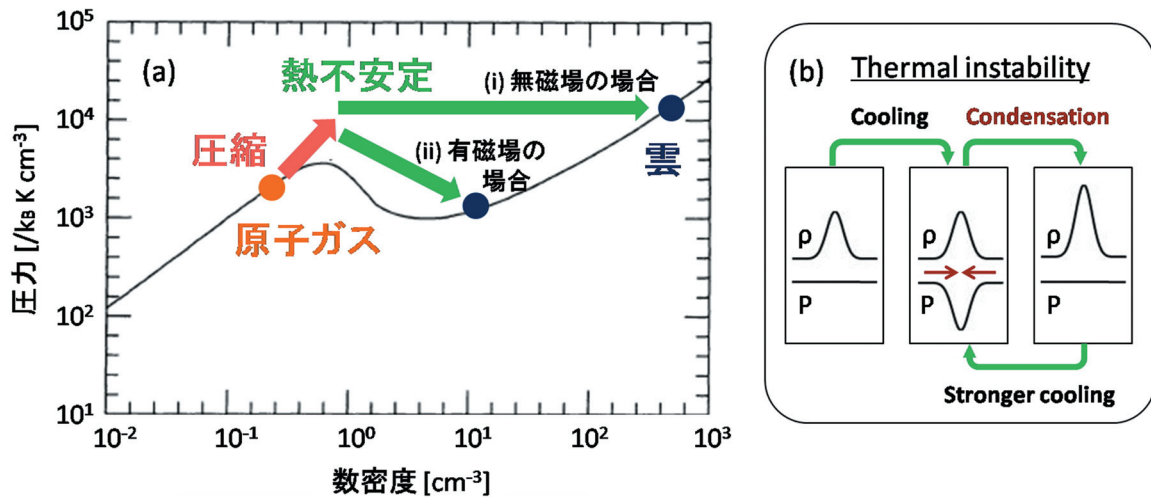


図2 (a)星間雲の形成の概要。(b)熱不安定の原理。

2. 数値計算の方法

2.1 基礎方程式

星間雲形成に対する部分電離の効果を知るために、中性ガスの磁場凍結を仮定した理想MHDシミュレーションと中性ガスと電離ガスの2流体シミュレーションの比較を行う。本節では、2流体シミュレーションの基礎方程式を示す。中性流体と電離流体の運動は、電荷交換反応、摩擦力、摩擦による加熱を通して結びついている。また、中性流体のエネルギー方程式に放射冷却、加熱、熱伝導が入る。

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_n u_n) = m_n(\alpha n_i^2 - \xi n_n), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_i) = m_i(\xi n_n - \alpha n_i^2), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u_n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(p_n + \rho u_n u_n + \rho u_n v_n + \rho u_n w_n) = A_c \rho_n \rho_i (u_i - u_n), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left(p_i + \frac{B^2}{8\pi} + \rho \mathbf{v}_i \mathbf{v}_i - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \mathbf{B} \right) = A_c \rho_n \rho_i (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i), \quad (4)$$

$$\frac{\partial e_n}{\partial t} + \nabla \cdot [(e_n + p_n) \mathbf{v}_n] = \nabla \cdot \kappa \nabla T - \rho_n L + \frac{A_c \rho_n \rho_i}{m_n + m_i} [m_i (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n)^2 + 3k_B (T_i - T_n)], \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(e_i + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[(e_i + p_i) \mathbf{v}_i + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{4\pi} \right] = \frac{A_c \rho_n \rho_i}{m_n + m_i} [m_n (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_i)^2 + 3k_B (T_n - T_i)], \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}), \quad (7)$$

ここで、添え字 n と i は中性ガスと電離ガスを表す。記号 ρ は質量密度、 n は数密度、 \mathbf{v} は速度、 p は圧力、 T は温度、 \mathbf{B} は磁場、 $e = \rho v^2/2 + p/(\gamma-1)$ は単位体積当たりの総エネルギーである。特性熱比 γ は $5/3$ とし、理想気体を仮定する ($p = nk_B T$)。また各流体の組成は、水素 91% とヘリウム 9% を仮定する ($m_n = m_i = 1.27 m_{\text{proton}}$)。記号 ξ は電離度[4]、 α は再結合係数[5]、 A_c は衝突係数[6]、 L は冷却関数[7]、 κ は熱伝導係数[8]を表す。

2.2 モデル

衝撃波による星間原子ガスの圧縮を再現するために、初期条件として、静止した一様な原子ガス中をフローが伝搬するモデルを考える (図 3a)。中性原子ガスの数密度、圧力はそれぞれ $n_n = 0.30 \text{ cm}^{-3}$ 、 $p_n = 2000 \text{ K cm}^{-3}$ で、フェイズダイアグラム上の位置は図 4 の黒丸である。電離ガスの状態は、中性ガスとの電離平衡、温度平衡によって $n_i = 0.0057 \text{ cm}^{-3}$ and $T_i = 6700 \text{ K}$ と仮定する。パラメータフローの速度は $v_n = v_i = 25.5 \text{ km/s}$ 、音速に対するマッハ数 $M_s = v/c_s = 3$ で、左端境界から流れ込み続ける。右端境界は自由境界とし、十分に大きな計算領域を確保する。

以上のような初期状態から計算を進めると、まずフローは **fore shock** と **reverse shock** のペアを形成し、原子ガスを圧縮する (図 3b)。同時に熱不安定が励起し、ガスの圧縮層の中心でさらに凝集が進む。圧縮層中心部の凝集は、凝集ガスが熱的に安定な状態に達するまで続く (図 3c)。次章では、この凝集ガスがフェイズダイアグラム上でどのような経路をたどり雲へと進化するかということに焦点を当てて議論する。

本研究では、磁場の強度と傾度という2つのパラメータについて雲のでき方を調べる (表 1)。 β は磁気圧と中性ガスの熱圧の比 ($\beta \equiv p_n/p_{\text{mag}}$)、 θ は衝撃波法線からの磁力線の傾きである ($\theta \equiv$

B_z/B_x)。磁場強度、傾度を変化させた 6 ケースについてそれぞれ理想 MHD 計算と 2 流体計算を行う。また磁場のない場合についても理想 MHD 計算で調べる。

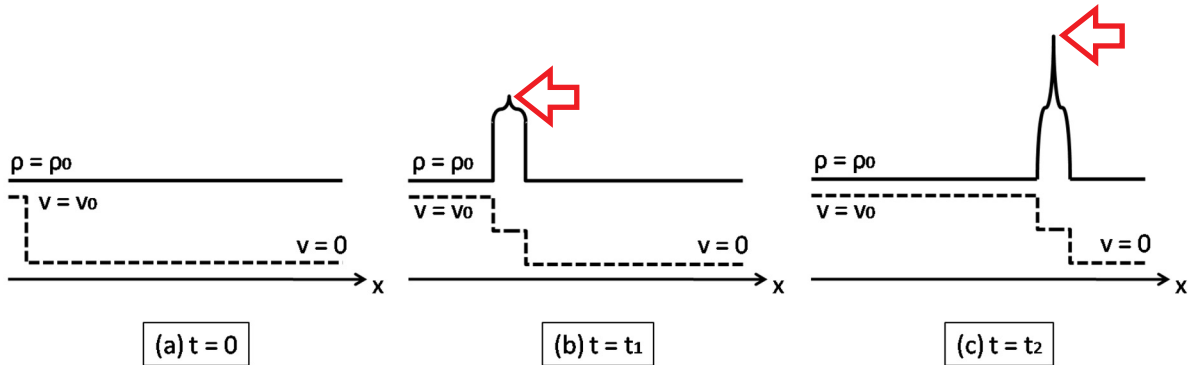


図 3 初期状態(a)と時間進化の概略(b, c)。太線は密度場を破線は速度場を表す。

表 1 パラメータ

磁場パラメータ			理想 MHD			2 流体		
B [μG]	β	θ	雲数密度 [cm^{-3}]	雲形成時間 [Myr]	Run	雲密度 [cm^{-3}]	雲形成時間 [Myr]	Run
0	∞	—	284	2.5	1-1			
0.65	16	90°	—	—	2-1	33	14	2-2
0.65	16	60°	71	4.4	3-1	67	4.6	3-2
0.65	16	30°	157	3.1	4-1	137	2.9	4-2
0.081	1024	90°	18	2.5	5-1	28	2.5	5-2
0.081	1024	60°	23	2.5	6-1	36	2.4	6-2
0.081	1024	30°	47	2.4	7-1	69	2.4	7-2

3. 結果

3.1 $\beta = 16$ の場合

図 4a は $\beta = 16$ の場合について、凝集ガス (図 3 の赤矢印) のフェイズダイアグラム上の進化を示している。無磁場の場合は図 2 で示したように、衝撃波によって圧縮されたガスが、熱不安定によってほとんど等圧のまま熱的に安定な状態に達していることがわかる (Run 1-1; 黒い細線)。このとき 2.5 Myr のうちに数密度 284 cm^{-3} の雲ができる。一方、磁場の存在は雲の数密度を減少させたり、場合によっては雲の形成そのものを妨げる。理想 MHD 計算 $\theta = 90^\circ$ の場合がその例で、一旦圧縮されたガスはほとんど凝集せずに圧力だけが減少して $n_n = 2.5 \text{ cm}^{-3}$ and $T_n = 1013 \text{ K}$ の状態に収束する (Run 2-1; 赤い細線)。

理想 MHD と 2 流体の計算を比較すると、 $\theta = 90^\circ$ の場合は 2 流体でのみ雲が形成する (Run 2-2)。これは明らかに ambipolar diffusion が働いたことを示している。しかしながら、 $\theta \neq 90^\circ$ の場合には、理想 MHD 計算と 2 流体計算の結果との間に違いはない (Run 3-1 と 3-2; Run 4-1 と 4-2)。その理由は、磁気圧が磁力線垂直方向のガスの運動を抑制したことにある。磁力線に沿って進むガスの凝集は、そもそも ambipolar diffusion による磁力線のすり抜けを誘起しない。

3.2 $\beta = 1024$ の場合

図 4b は $\beta = 1024$ の場合の凝集ガスのフェイズ進化経路である。理想 MHD と 2 流体の結果を比較すると、 $\beta = 16$ の場合と違って傾度 θ が 90° か否かに関わらず同様の様相を呈している。つまり、衝撃波による圧縮後、しばらくは無磁場の場合と同じ経路をとって凝集が進む。進化の後半で磁気圧が効き始めるとき、2 流体の場合には磁場による密度抑制の効果が緩和される。これが $\beta = 1024$ の場合の ambipolar diffusion の働き方である。

$\beta = 16$ の場合と異なり $\theta \neq 90^\circ$ の場合にも ambipolar diffusion が働くのは、弱い磁気圧が磁力線垂直方向にも凝集を許すからである。それでもなお、無磁場の場合と比べると形成した雲の数密度が低いのは、磁力線が ambipolar diffusion によって凝集ガス塊からすり抜けるよりも、熱不安定によってガス塊に集められる方が効率よく進むからである。初期磁場の 64 倍の初期磁場強度の違いにも関わらず、形成した雲の磁場強度が同程度であることも、このことを示している。

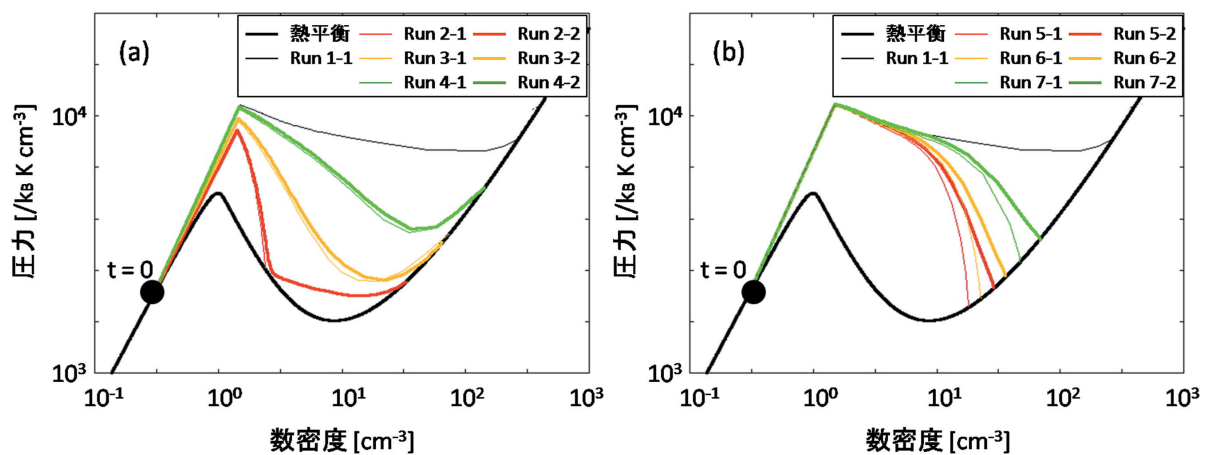


図 4 凝集ガス (図 3 の赤矢印) のフェイズダイアグラム上の進化 (a: $\beta = 16$ の場合; b: $\beta = 1024$ の場合)。黒い太線は熱平衡状態、その他の線は計算結果で、太線が 2 流体計算の結果を、細線が理想 MHD 計算の結果を示す。黒い細線は無磁場の場合 (Run 1-1)、赤線、黄線、緑線は $\theta = 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ$ の場合をそれぞれ表している。

4. まとめ

中性ガスの完全磁場凍結を仮定した理想 MHD シミュレーションと中性ガスと電離ガスの 2 流体シミュレーションの比較を行うことによって、星間雲の形成における部分電離の効果を究明した。磁場強度、傾度についてのパラメータスタディの結果、パラメータに依らず、星間雲の形成に対して部分電離の影響は小さく、磁場が大きな抑制効果をもつことが明らかになった。

1. $\beta = 16$ の場合 傾度 θ が 90 度でない限り ambipolar diffusion は起こらない。これは磁気圧が磁力線垂直方向のガスの凝集運動を禁止するためである。磁力線に沿って進むガスの凝集は、そもそも ambipolar diffusion による磁力線のすり抜けを誘起しない。
2. $\beta = 1024$ の場合 傾度 θ によらず、進化の後半で ambipolar diffusion が働き、雲の密度を増加させる。これは、 $\beta = 16$ の場合と異なり、弱い初期磁場が磁力線垂直方向のガスの運動を許容することによる。ただし、ambipolar diffusion による磁力線の凝集ガス塊からのすり抜けは、熱不安定による磁場増幅に比べて効率が悪いいため、磁場に依る雲形成抑制効果は依然強く残る。その結果、形成する雲の密度は無磁場の場合のそれと比べると低くなる。

本研究は、2次元2流体シミュレーションの先行研究[3]を補完する役割を担う。すなわち、1次元2流体シミュレーションを用いてパラメータスタディを行うことにより、パラメータ毎の星間雲の形成の基礎過程を解明した。本結果は、星間雲の形成を議論する上では理想MHDシミュレーションが有用であることを示唆する。

謝辞

本研究は東北大学サイバーサイエンスセンターとの平成20年度共同研究 課題「惑星磁気圏における波動粒子相互作用についての計算機実験」を進める中で得られた成果であり、シミュレーションコードの開発にあたっては同センターとの共同研究として進められた。共同研究を通じて有益な助言と多くの協力をいただき、本シミュレーションコードのSX-9での演算性能の向上において大きな効果を得ることができた。

参考文献

- [1] Hennebelle, P., and M. Perault, Dynamical condensation in a magnetized and thermally bistable flow Application to interstellar cirrus, *A&A*, **359**, 1124-1138, 2000.
- [2] Inoue, T., S. Inutsuka, and H. Koyama, The role of ambipolar diffusion in the formation process of moderately magnetized diffuse clouds, *ApJ*, **658**, L99-L102, 2007.
- [3] Inoue, T., and S. Inutsuka, Two-fluid magnetohydrodynamic simulations of converging HI flows in the interstellar medium. I. Methodology and basic results, *ApJ*, **687**, 303-310, 2008.
- [4] Wolfire, M. G., D. Hollenbach, D. F. Mckee, A. G. G. M. Tielens, and E. L. O. Bakes, The neutral atomic phases of the interstellar medium, *ApJ*, **443**, 152-168, 1995.
- [5] Shapiro, P. R. and H. Kang, Hydrogen molecules and the radiative cooling of pregalactic shocks, *ApJ*, **318**, 32-65, 1987.
- [6] Glassgold, A. E., P. S. Krstić, and D. R. Schultz, $H^+ + H$ scattering and ambipolar diffusion heating, *ApJ*, **621**, 808-816, 2005.
- [7] Koyama, H. and S. Inutsuka, An origin of supersonic motions in interstellar clouds, *ApJ*, **564**, L97-L100, 2002.
- [8] Parker, E. N., Instability of thermal fields, *ApJ*, **117**, 431-436, 1953.