

星間二相流体における乱流自己維持機構

岩崎一成¹、犬塚修一郎¹

¹ 名古屋大学大学院理学研究科

Kazunari Iwasaki and Shu-ichiro Inutsuka

Department of Physics, Nagoya University

1 導入

星間ガスは銀河内に広く分布する水素の主成分とするガスである。質量としては星の総質量の約 1/10 だが、星形成の材料となるため、銀河で重要な構成要素である。従って星間ガスを理解することは、星形成、銀河進化の解明において非常に重要である。星間ガスは、外界と光子を通してエネルギーのやり取りをし、加熱と冷却が効く開放系である。その加熱冷却過程によって物理状態(密度、温度、化学組成、電離度)の異なる多くの相が存在する事が知られている。図 1 は、詳細な加熱冷却過程を考慮し、

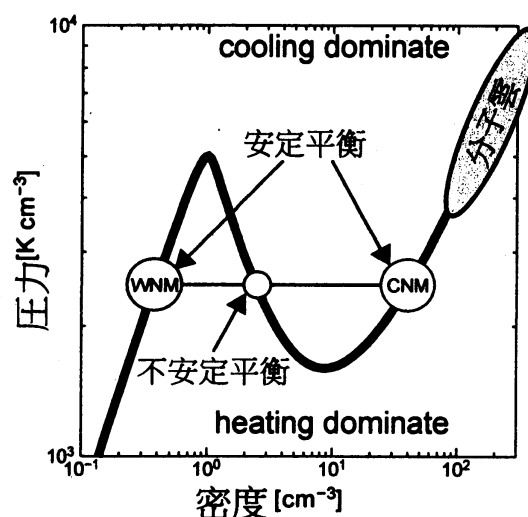


図 1: 熱平衡曲線

(密度-圧力) 平面上に熱平衡状態を太線で表している。一定の圧力の下(図

1の水平線)で三つの状態を取り得る事が分かる [1]。中間の状態は熱的に不安定な平衡状態である。一方、不安定状態を挟んだ二状態は熱的に安定な平衡状態である。低温高密度の状態は Cold Neutral Medium(CNM)、高温低密度の状態は Warm Neutral Medium(WNM) と呼ばれ、実際に観測されている。CNM/WNMは圧力平衡で共存し、両者は薄い界面によって仕切られている。その厚みは、熱伝導によって決まっている。CNMとWNMは水素原子を主成分とし、ほぼ電氣的に中性である。図1の熱平衡曲線のさらに高密度高圧側は、水素分子を主成分とするガス雲で、分子雲と呼ばれる。星は分子雲で形成されるため、星間ガスの中でも特に重要な状態である。

このように星間ガスは様々な物理状態にある多数の状態が共存する多相流体として見る事ができる。さらに観測から、星間ガスには乱流が普遍的に存在している事が知られている。近年の多次元数値流体シミュレーションによって、超新星爆発などによって生じる衝撃波が乱流を駆動する事が明らかになっている [2]。この多相流体中での乱流では、通常の渦のカスケードなどの物理過程に加え、状態間の相互作用 (質量、運動量、エネルギー輸送) が非常に重要となる。しかし、物理過程が複雑で、未だ乱流構造の理解には至っていない。そこで Koyama and Inutsuka [4] は、衝撃波などの強制力を考慮しない、より単純なモデルでの計算を行った。彼らは初期条件として不安定平衡状態を考え、周期境界条件の下で多次元数値流体シミュレーションを行った。不安定平衡ガスはすぐに乱流状態の CNM/WNM の二相流体となり、相互作用しながら進化する。驚くべき事に、彼らは乱流が減衰せずに自己維持される事を発見した。しかし、その具体的機構の解明には至っていない。

そこで本研究では、CNM/WNM 流体における乱流の自己維持機構を数値流体シミュレーションを用いて明かにする。

2 二次元数値流体シミュレーション

2.1 基礎方程式

基礎方程式は以下ようになる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_j) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho v_j)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (P \delta_{ij} + \rho v_i v_j - \sigma_{ij}) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(E + P) v_j - \sigma_{ij} v_i - \kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] = -\rho \mathcal{L}(\rho, T) \quad (3)$$

$$P = \frac{k_B}{\mu_H m_H} \rho T = n_H k_B T, \quad (4)$$

$$\sigma_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right], \quad (5)$$

ここで、 $E = P/(\gamma-1) + \rho \bar{v}^2/2$ は単位体積当たりの全エネルギー、 $\gamma = 5/3$ は比熱比、 m_H は水素原子核質量、 n_H は水素原子核の数密度、 $\mu_H = 1.4$ は水素原子核当たりの平均分子量、 κ は熱伝導係数、 μ は粘性係数である。熱伝導係数は中性ガスの表式 ($\kappa(T) = 2.5 \times 10^3 \sqrt{T} \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-1}$) を用いる。主要な構成要素である水素は単原子分子なので、粘性係数と熱伝導係数の比であるプラントル数を $2/3$ で固定する。 $\mathcal{L}$ は単位質量当たりの正味の冷却率 (冷却率 - 加熱率) である。ここでは、Koyama and Inutsuka [2] によって与えられた単純な解析的表式を用いる。

2.2 計算手法、問題設定

基礎方程式 (式 1-5) を演算子分割法を用いて解く。まず、オイラー方程式を 2nd order Eulerian-remap Godunov scheme [5] を用いて解き、その後、加熱冷却過程、熱伝導、粘性を陽解法で解く。

初期状態として、速度擾乱を加えた様な不安定平衡状態 ($n_H = 4.3 \text{ cm}^{-3}$ 、 $T = 423 \text{ K}$) を置く。揺らぎはフラットスペクトルで与え、最小のスケールは計算領域の $1/4$ とする。速度擾乱の大きさは、分散が不安定平衡ガスの音速の 2% になるように決める。二相流体の進化を正確に解くためには、二相間相互作用を支配する界面の内部構造を適切に分解する必要がある [3]。界面の構造は、熱伝導と加熱冷却過程の釣り合いによって決まり、

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{\kappa T}{\rho |\mathcal{L}|}} \quad (6)$$

となる。これは Field 長と呼ばれる。Field 長は物理量に依存し、CNM では $\lambda_{F,c} \sim 10^{-3} \text{ pc}$ で、WNM では $\lambda_{F,w} \sim 0.1 \text{ pc}$ である。従って界面内部の温度構造は、CNM から 10^{-3} pc の幅で急激に温度が増加し、 $T = 10^3 \text{ K}$ 程度になると、なだらかに 0.1 pc の幅で WNM につながる。必要とされ

る解像度は $\Delta x < \lambda_{F,c}$ となり、非常に小さい。そのため本研究では、第一段階として、二次元について計算を行う。計算領域は、一辺が $L = 1.2$ pc の正方形とし、全方向に周期境界条件を課す。

2.3 結果

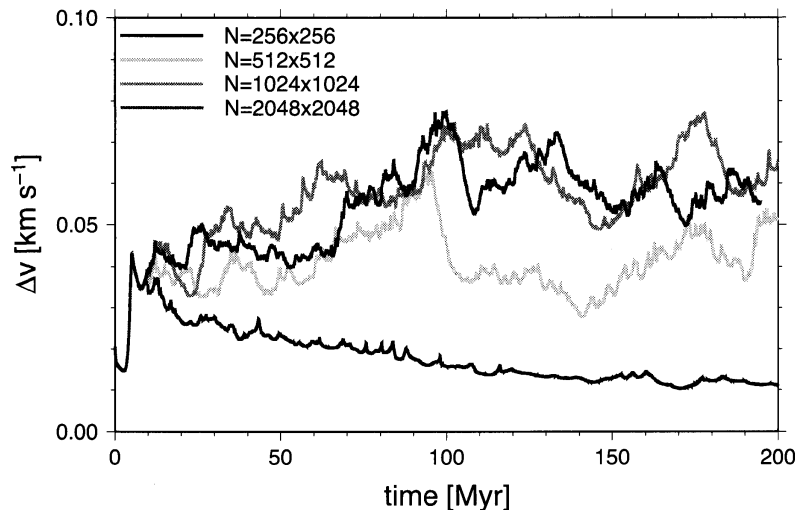


図 2: 速度分散の時間進化。線の違いは、解像度の違いを表す ($N = 256^2$ 、 512^2 、 1024^2 、 2048^2)。

図 2 は、質量で重みを付けた速度分散の時間進化である。線の違いは、解像度の違いである。初期 ($t < 10$ Myr) の速度分散の指数関数的な増加は、熱的不安定性によるものである。高密度部は暴走的に冷却、低密度部は加熱され、温度及び密度の非一様性が増大する。初期進化は解像度に依存しない。これは、すべての解像度で熱的不安定性の最大波長を分解しているためである。おおよそ $t \sim 10 - 20$ Myr で、CNM と WNM が共存する二相流体が形成される。図 3a は、ある時刻での密度分布を表す。青い領域が CNM、赤い領域が WNM に対応する。WNM の中で、CNM が複雑な構造をしている事が分かる。両者の間の黄色の領域は CNM と WNM を繋ぐ界面に対応し、熱的に非平衡状態で、温度と密度が急激に変化している場所である。実際の時間進化は、CNM が WNM の中を変形しながら動き回るような運動をする。少なくとも計算時間内 (200 Myr) で、速度

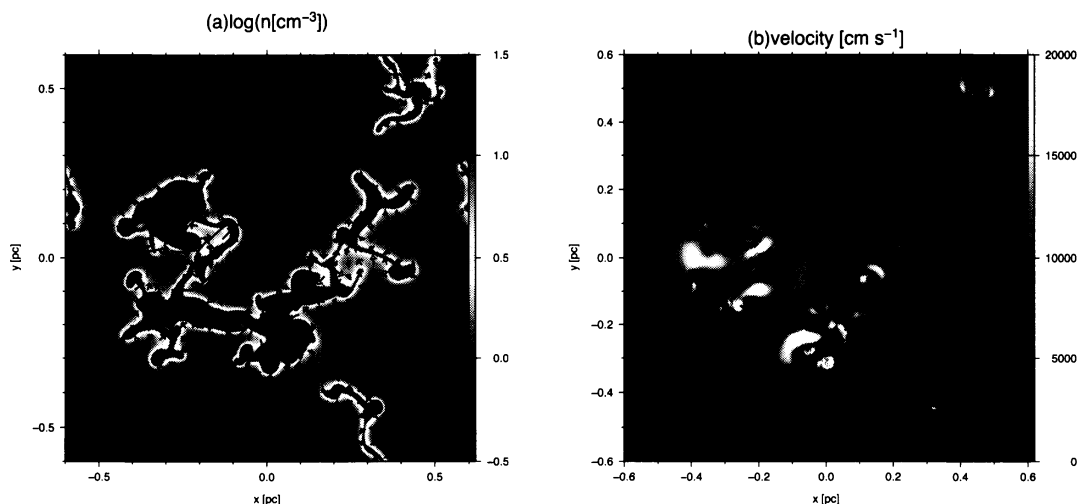


図 3: (a) ある時刻での密度分布。矢印は速度場を表す。(b) 速度分布。緑線は CNM の境界を表す。

分散が維持されている (図 2)。図 2 から、この二相流体段階では、速度分散に解像度依存性がある事が分かる。最も粗い解像度の $N = 256^2$ は、乱流が減衰している。この場合対応するグリッド幅は、 $\Delta x = 0.0047$ pc となり、界面 (λ_c) を分解できていない。解像度を上げると速度分散が増加し、おおよそ $N = 1024^2$ 、 2048^2 で飽和値が収束しているように見える。この解像度依存性から、乱流維持の為には界面を分解しなければならない事が分かる [3]。

図 3a と同時刻の速度分布を図 3b に示す。速度の方向は、図 3a の矢印で表している。緑線は、CNM の境界を表す。CNM 内部に小さな速度構造がある。一方、WNM にはそのような構造は見られず、CNM から離れた領域では速度が小さい。これは動粘性係数 $\nu = \mu/\rho$ の違いによるものである。動粘性係数の比は、 $\nu_{\text{WNM}}/\nu_{\text{CNM}} \sim 10^3$ となり、WNM の粘性係数は CNM に比べ非常に大きい。実際、WNM でレイノルズ数 $\delta v L/\nu$ を評価すると 1 より小さい。そのため、WNM では渦がすぐに散逸してしまう。一方、界面内部とその周辺に大きな速度を持つ領域が存在している。例えば、 $(x, y) = (-0.2 \text{ pc}, 0.0 \text{ pc})$ や、 $(-0.05 \text{ pc}, -0.25 \text{ pc})$ である。これらは、CNM が WNM に向かって凹んでいる領域に対応している。図 3a の速度の方向を見ると、WNM から CNM の凹んだ所に向かう流れが生じている事が分かる。この流れは数 10^4 km s^{-1} あり、WNM と CNM 内部の速度より明らかに大きい。従って、CNM 内の乱流によって CNM 境界

が引き込まれ、それに追従した流れでは説明できない。次の章で、この界面付近に誘起された流れが熱伝導起源である事を示す。

3 曲がった界面のダイナミクス

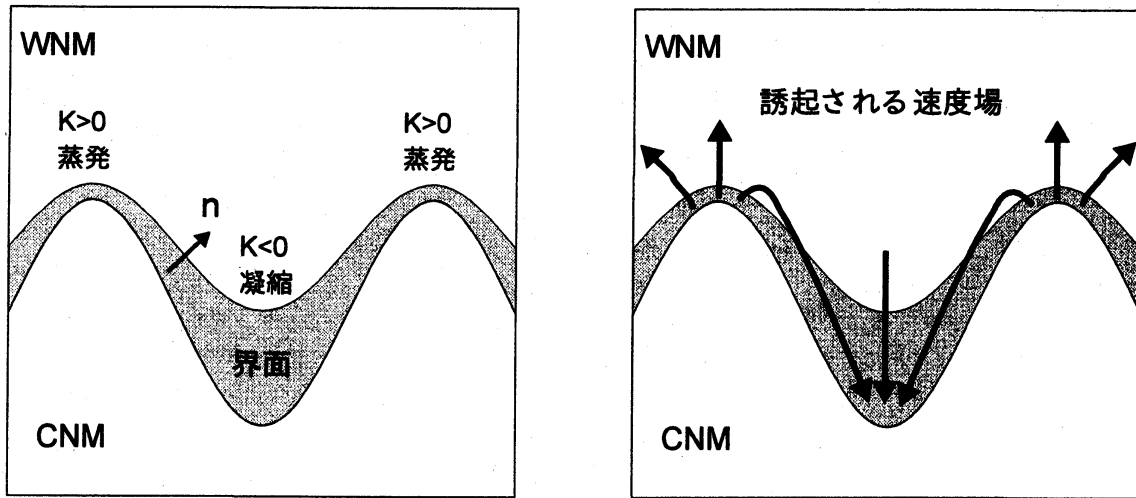


図 4: 曲がった界面の模式図。灰色の領域は界面内部を表し、その下側が CNM、上側が WNM に対応する。右図は、誘起される速度場をベクトルで示す。

図 3 から分かるように、二相流体中での乱流は界面を大きく変形させる。界面では温度が急激に変化するために熱伝導が効き、エネルギーが流れ、それに伴い質量と運動量が輸送される。熱伝導は、界面の形状に強く依存する。図 4 左は変形した界面の模式図である。灰色の領域は界面内部を表し、その下側が CNM、上側が WNM に対応する。界面に垂直な単位ベクトルを $\vec{n}$ (CNM から WNM に向かう向き) とし、温度勾配は $\vec{n}$ に平行であるとする、エネルギー方程式に現れる熱伝導項は

$$\vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T) = \partial_n (\kappa \partial_n T) + \kappa K \partial_n T, \quad (7)$$

と書ける。ここで、 ∂_n は $\vec{n}$ に沿った空間微分、 $K \equiv \vec{\nabla} \cdot \vec{n}$ は界面の曲率である。右辺第一項は、 $\vec{n}$ に沿った二階微分項、第二項は曲率の効果を表す。二次元の計算結果 (図 3) から、界面は大きく変形していて、界面の曲率半径 ($1/K$) が界面の厚み ($\lambda_{F,w}$) よりも小さい事が解析から分かる。そのような場合、式 7 の曲率項が右辺第一項より重要となる。 $\vec{n}$ は、CNM

から WNM に向かう向きなので $\partial_n T$ は正である。従って、曲率 K の符号で、熱伝導の符号が決まる。 $K > 0$ の界面は、CNM が WNM に対して凸になっている場合に対応する (図 7 左参照)。この場合、熱伝導は正なので、界面内部が熱伝導によって加熱される。つまり、凸状界面では CNM が蒸発し WNM となる。一方、凹状界面 ($K < 0$) の場合は、WNM が凝縮し CNM となる。図 4 右は、熱伝導によって誘起される速度場を表している。図 3 で見られたような、凹んだ CNM に向かう流れが熱伝導によって生じる。以下に典型的な速度を見積もる。エネルギー方程式より、

$$c_p \rho \frac{dT}{dt} \sim \kappa K \partial_n T \quad (8)$$

となる。ここで圧力変化が小さい事と、加熱冷却項が熱伝導項より小さいことを用いている。 c_p は、定圧比熱である。定常を仮定すると、

$$c_p \rho v \partial_n T \sim \kappa K \partial_n T \quad (9)$$

となる。速度について解くと、

$$v \sim \frac{\kappa K}{c_p \rho} = 2.3 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1} \left(\frac{n}{2 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{1000 \text{ K}} \right)^{1/2} \left(\frac{K}{(0.01 \text{ pc})^{-1}} \right) \quad (10)$$

となる。密度と温度は、界面内部で典型的な値を用いている。曲率は、数値的に $\nabla^2 T / |\vec{\nabla} T|$ を計算し、速い流れが生じている凹領域に典型的な値を用いた。得られた速度は、二次元シミュレーション (図 3b 参照) で得られた値と同程度であり、界面に駆動される流れは熱伝導で説明できる。

4 議論

4.1 乱流自己維持機構

第 3 章で、界面の変形は熱伝導駆動流を誘起する事を示した。凸型界面に生じる蒸発流は、乱流維持には効かないと考えられる。何故なら、温度が高くなるにつれて、動粘性係数が増加し、渦がすぐに減衰するからである。一方、凹型界面に生じる凝縮流は、その運動エネルギーを相転移によって CNM に持ち込むことができ、CNM 内部の乱流エネルギー増加に寄与すると期待される。界面を通じた運動量輸送は、流れと CNM 境界の成す角に依存する。CNM 境界と垂直な速度成分は密度比の為、大き

く減少する。一方、平行な速度成分は保存される。従って、界面の曲率が大きく、より凹んでいる程、CNMに持ち込まれる運動エネルギーが大きくなる。

以上の事から乱流の自己維持機構として以下の機構が考えられる。まず、乱流によって界面が変形される。それによって、凹型界面に凝縮流が生じる。この凝縮流が持つ運動エネルギーがCNM内部に取り込まれる。CNM内部の乱流は、さらに界面を曲げ、新たな凝縮流を誘起する。このように正のフィードバックが加わり定常的にCNM内部に運動エネルギーが注入される。乱流の飽和は、粘性による散逸と、凝縮流によるエネルギー注入との釣り合いで決まると考えられる。

4.2 計算領域依存性

本研究は、物理過程を調べるために、比較的小さな計算領域 $L = 1.2 \text{ pc}$ で高解像度の計算を行った。第 4.1 章で述べたように、CNM 内部の乱流は凹型界面での凝縮流が起源となる。この時、凹型界面から凝縮流がCNM内部に取り込まれるまでに、有限の時間(おおよそ、 $0.1 \sim 1 \text{ Myr}$)がかかる。計算領域が小さい場合は、凝縮流の情報が計算領域の端まで伝わり、凝縮流を抑制する。実際 $L = 0.3 \text{ pc}$ にすると乱流は維持できない。計算領域を大きくすると、速度分散は大きくなる。取り込まれる時間 ($\Delta t \sim 0.1 - 1 \text{ Myr}$) に WNM の音速をかけると、 $\sim 7 \text{ pc}$ となる。計算機資源の関係で確かめていないが、 $L > 10 \text{ pc}$ にすると計算領域依存性が無くなると考えられる。

4.3 次元性と磁場の影響

本研究では二次元の場合に、乱流維持機構を発見した。しかし、よく知られているように、乱流の性質は次元に大きく依存する。乱流維持機構では、CNM 内部に取り込まれた凝縮流が、効率よく界面を変形する事が必要になる。三次元では、CNM 内の乱流が小さなスケールへとカスケードし効率的に界面を変形できない可能性がある。今後三次元シミュレーションを行い、乱流の性質を調べていく必要がある。

また、星間ガスは磁化している事が知られている。薄い星間ガスでは、磁気圧が熱的圧力と同程度効いており、磁場が乱流構造に強く影響する事を表している。磁気流体での乱流のカスケードは流体とは異なり、非

等方的になる。二相流体での磁気乱流は未だ発展途上なので、今後調べていく必要がある。

5 まとめ

薄い星間ガスは二相構造をしていて、互いに相互作用を行う。この二相流体中で乱流が自己維持される事が分かっていたが、その機構は未解明だった。我々は高解像度の二次元数値流体シミュレーションを行い、物理過程を詳細に調べた。その結果、乱流によって界面が変形される事による熱伝導駆動流が重要な役割を果たしている事が分かった。熱伝導駆動流には、蒸発流と凝縮流が存在する。CNMがWNMに対して凸になっている所に生じる蒸発流は、低粘性のCNMから高粘性のWNMに変化するために乱流維持には寄与しない。一方、CNMがWNMに対して凹んでいる所に誘起される凝縮流は最終的にCNM内部に取り入れ、CNM内部に運動エネルギーを注入することができる。CNM内部の乱流はさらに界面を変形させ、新たな凝縮流を駆動する。このような正のフィードバック過程により、乱流は自己維持される事が分かった。

参考文献

- [1] G. B. Field, D. W. Goldsmith, and H. J. Habing. *ApJL*, 155: L149March , (1969). doi: 10.1086/180324.
- [2] H. Koyama and S. Inutsuka. *ApJL*, 564:L97–L100, (2002).
- [3] H. Koyama and S. Inutsuka. *ApJL*, 602:L25–L28, (2004).
- [4] H. Koyama and S. Inutsuka. *ArXiv Astrophysics e-prints* May , (2006).
- [5] B. van Leer. *J. Comput. Phys.*, 32:101–136, (1979).