

# 宇宙の希薄流体における乱流のシミュレーション

小山洋 (神戸大自然)\*、犬塚修一郎 (京都大理)

Hiroshi Koyama (Kobe Univ.) and Shu-ichiro Inutsuka (Kyoto Univ.)

## 概要

宇宙空間に漂う希薄なガスを観測すると至るところで超音速のドップラー変移が見られる。我々はこの乱流状態にあるガス運動を理解するために数値シミュレーションを行っている。本講演では輻射冷却によって駆動される乱流生成メカニズムについて言及する。

## 1 宇宙の希薄プラズマにおける乱流

宇宙空間には星間ガスと呼ばれる希薄なプラズマ (水素原子の個数密度にして  $10^{-3} \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  程度) が存在する。この星間ガスがなんらかの過程を経て高密度に集積し星が生まれると考えられている。

電波などによる観測から星間ガスは音速に比べて大きな輝線の広がりが見られ、ガスが乱流状態にあると考えられている。このような広い輝線幅は至る所に存在することが知られているがその普遍性のメカニズムはまだ解明されていない。

### 1.1 MHD 乱流モデルとその困難

星間ガスのような希薄プラズマは圧縮性流体として振舞うので超音速の乱流はすぐさま衝撃波を形成することで散逸してしまう。この問題を解決する方法として非圧縮波である Alfvén 波が考えられた (Arons & Max 1975)。しかし、その後の詳細な流体計算によって Alfvén 波は他の圧縮性の波とカップルすることで減衰してしまうことが明らかになった (Gammie & Ostriker 1996; Ostriker, Gammie, & Stone 1998; Stone, Ostriker, & Gammie 1998; Mac Low et al. 1998)。Stone らは流体計算の解析から散逸のおよそ半分が衝撃波であることを示した。このように MHD 乱流モデルでは超音速の乱流を長時間持続させることは困難である。

---

\*e-mail: hkoyama@kobe-u.ac.jp

## 1.2 熱不安定性

星間ガスは原子やイオンの発する輝線によって熱エネルギーを減少させることができる。一方で星の光や宇宙線によってガスは加熱され、熱的な平衡状態を保つことができる。

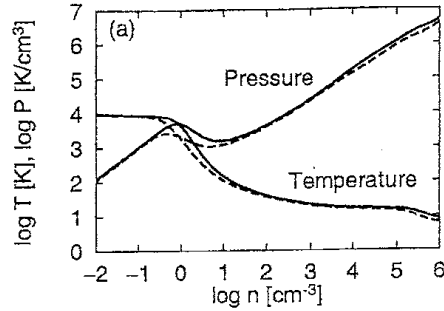


図 1: 星間ガスの熱的平衡曲線。実線と破線は仮定したガス雲の柱密度の違い。(Koyama & Inutsuka 2000)

図 1 は中性原子やイオン、分子などの詳細な加熱・冷却過程、電離や化学反応を解いてガスの熱的な平衡状態を求めたものである。力学的な状態を考察する為に温度と併せて圧力もプロットしている。この図から個数密度が  $1 \sim 10 \text{ cm}^{-3}$  付近で圧力が密度の減少関数になっていることがわかる。この領域では密度の高い摂動に対して低い圧力が平衡状態として実現する為に流体力学的に不安定である。なぜなら圧力の低い摂動はさらに周りから圧縮されて益々低圧高密度に移行するからである。この性質は冷却関数  $\Lambda(T)$  の温度依存性によって決まり星間ガスではおおよそ  $300\text{--}8000 \text{ K}$  で不安定になる。

逆に圧力勾配が正の領域ではこのモードに関して安定であるので、星間ガスは安定な相として存在していると考えられていた。この安定な相は低密度・高温の Warm Neutral Medium (WNM)<sup>1</sup> と高密度・低温の Cold Neutral Medium (CNM) と呼ばれ、等しい圧力の下で共存すると考えられている (Field, Goldsmith & Habing 1969)。

図 2 はこの熱的不安定性の線形解析によって得られた分散関係である<sup>2</sup>。非摂動状態は無限一様で静止した媒質とした。成長率  $\Omega$  は冷却時間

$$\tau_{\text{cool}} = \frac{k_B T}{n \Lambda(T)} \quad (1)$$

で規格化してある。この不安定性は短波長では熱伝導によって安定化される特徴がある。粘性の効果を見る為にプラントル数  $\text{Pr}=0$  (実線),  $100$  (破線) をプロットした。この図から線形不安定性に関して粘性の依存性は非常に小さいことがわかる。

<sup>1</sup>Neutral とあるが、宇宙線などのイオン化によって約 10% の水素原子が電離している。

<sup>2</sup>解はこの他に 2 つの音波のモードが存在するが、最も不安定なモードは図示した収縮モードである。

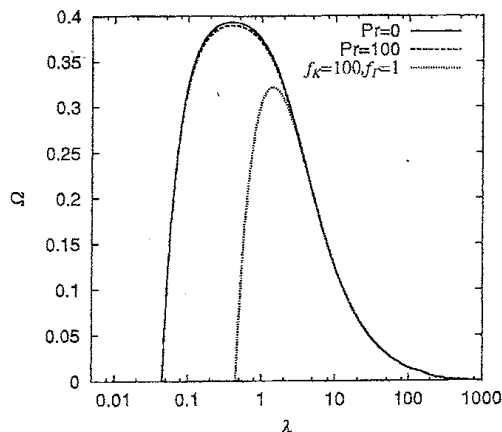


図 2: 熱不安定性の分散関係。非摂動状態を無限一様媒質にした場合。プラントル数が 0(実線)と 100(破線)をプロットした。点線は熱伝導係数を 100 倍にした場合。

### 1.3 熱不安定性と超音速乱流

この熱不安定性によって速度の摂動も指数関数的に成長するので速度分散が生成される。不安定性を発生させるためには星間ガスを熱的な不安定状態に遷移させなければならない。そのシナリオとしては超新星爆発などによる衝撃波で励起させる方法 (Koyama & Inutsuka 2002, 以後 KI02) とその超新星爆発で作られた非平衡で超高温 ( $\sim 10^6$  K) ガスの冷却過程 (Kritsuk & Norman 2002, 以後 KN02) が挙げられる。いずれの場合も超音速の速度分散が生成することが非線形の流体シミュレーションによって示されている。

MHD 乱流の場合では超音速の乱流は衝撃波を伴って散逸したが、熱不安定性では状況が異なることが期待される。熱不安定によって温度の非一様性が作られるために低温側では超音速であっても高温側では亜音速である状況が起こりうるからである。この場合、低温のガスが高温相に対して亜音速で運動すれば衝撃波を形成することなく速度分散が長時間持続することになる。

## 2 熱的不安定性の非線形成長と散逸メカニズム

熱不安定性の非線形成長によって作られる乱流がどのくらいの時間持続するか理解することは星間ガス乱流を理解する上で重要かつ基礎的な問題と言える。数値モデルとしては下記のように圧縮性のナビエ-ストークス方程式にソース項を加えたものを考える。簡単のため磁場は考えない。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j - \sigma_{ij}) = -\frac{\partial P}{\partial x_i}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (E + P) u_j - \sigma_{ij} u_i - K \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] \\ = n\Gamma - n^2 \Lambda(T), \end{aligned} \quad (4)$$

$$E = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{\rho u_k u_k}{2}, \quad (5)$$

$$P = nk_B T, \quad (6)$$

$$n = \rho / m_H, \quad (7)$$

$$\sigma_{ij} = \mu \left\{ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right\}. \quad (8)$$

冷却関数  $\Lambda(T)$  は図1の平衡曲線を再現するようにして与えた。ナビエーストークス方程式にソース項  $n\Gamma$ ,  $n^2\Lambda$  が加わった為に、方程式系はスケールの依存性を持つ。二つの特徴的なスケール、冷却時間で伝播する音波スケール  $\lambda_c = \tau_{\text{cool}} c_s$  及び熱不安定性の臨海波長に対応するスケール  $\lambda_F = (K\tau_{\text{cool}}/n)^{1/2}$  が存在する。これと計算領域の大きさ  $L$  との比、 $L/\lambda_c$ ,  $L/\lambda_F$  が無次元パラメータとして系を特徴付ける。

計算法は Finite Volume Method である時間空間 2 次精度の Godunov 法 (van Leer 1979) を用いた。粘性と熱伝導に対しては陽解法を用いた。

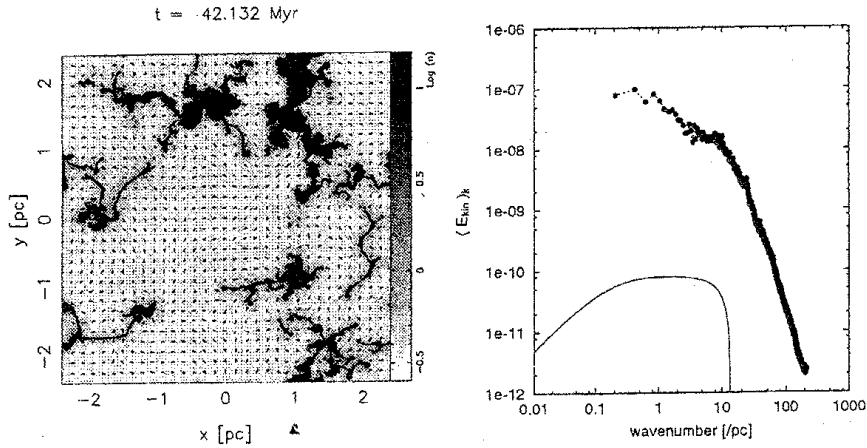


図3: 熱不安定の2次元のシミュレーション。  $L=4.8\text{pc}$ 、 $2048^2$  メッシュ、 $\text{Pr}=2/3$ 。(左図) 密度のコンタ。矢印は速度を表す。(右図) 運動エネルギーのパワースペクトル。実線は初期の不安定平衡における線形成長率。

数値計算の初期条件は一様な不安定平衡点 (数密度  $4.3\text{ cm}^{-3}$ , 図1参照) に微小な密度揺らぎのみを与え、速度揺らぎは与えない。また周期境界条件を課している。図3は不安定性が十分非線形成長した後の密度のスナップシヨツ

トと運動エネルギーのパワースペクトルである。熱不安定性の線形成長率を重ねてプロットした。速度分散の大きさは  $0.05\text{km/s}$  でこれは CNM の音速  $0.6\text{km/s}$  に比べて小さい。不安定性が生じる波数 10 辺りでスペクトルの幕が異なっているように見える。これは不安定性の性質をなんらかの形で表していると思われるがその詳細はまだよく分かっていない。

熱不安定性によって過剰に冷却した領域は周囲よりも低い圧力になる。この圧力勾配が乱流の駆動力である。

### 3 乱流の飽和とスケール依存性

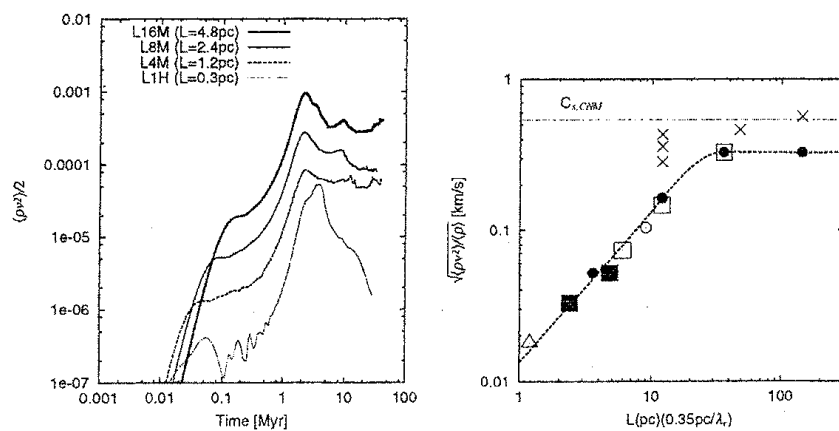


図 4: 運動エネルギーの飽和とそのスケール依存性。(左図) 運動エネルギーの時間進化。(右図) 速度分散のスケール依存性。× はプランドル数が  $2/3$  より小さい計算。それ以外のシンボルは全て  $Pr=2/3$

図 3 の計算例では超音速の乱流は実現しなかった。一方で超音速に達した例も報告されている (KI02; KN02)。この乱流の成長や飽和がどのようなメカニズムで決まっているかはよく分かっていない。この熱不安定モデルでは特徴的なスケール  $\lambda_c$  が存在した。このスケールよりも短い波長の擾動はガスの冷却よりも速く音波が伝わるので圧力的な応答が早い。一方で長波長では音波が伝わるよりも早く冷却するので大きな圧力勾配が作られる。この長波長のモードが乱流の大きさに寄与することを数値計算によって示したのが図 4 である。左図は計算領域  $L$  の異なるモデルでの運動エネルギーの時間進化である。 $L = 0.3\text{ pc}$  のモデルでは生成した乱流は時間と共に減衰した。それよりも大きな  $L$  の計算では十分時間が経ったのちにそれぞれ一定の飽和レベルを表しており、 $L$  の増大に伴って大きくなっていることが分かる。この飽和した速度分散を  $L$  の関数としてプロットしたのが右図である。今回用いた輻射のモデルでは  $\lambda_c=0.35\text{pc}$  になるので、計算結果から無次元パラメーター  $L/\lambda_c$  は少なくとも 100 程度ないと乱流は十分発達できないということが分

かった。但しこれらのパラメーター範囲では超音速まで達することもなかった。これと他の超音速に達したモデル (KI02; KN02) との違いはまだ理解するに至っていない。

#### 4 乱流の自己生成メカニズム

これまでの数値シミュレーションから輻射によって加熱・冷却するガスは熱不安定性によって乱流状態を作り出すことが分かってきた。しかもこの乱流が減衰することなく持続することは物理モデルとして大変興味深い。初期に与えた不安定平衡媒質の時間進化は線形解析によって理解することが出来た。しかし、十分非線形に達した後に乱流状態を持続させるメカニズムはよくわかっていない。この問題の鍵を握っているのは安定 2 相の境界面に伴うダイナミクスである。

今温度・密度の異なる 2 相が隣接する状況を考える。もし散逸項の無い理想流体なら温度の異なる 2 相は等しい圧力さえ持っていれば、接触不連続面として共存出来る。しかし、実際には熱伝導によって高温相から低温相への熱輸送が存在し、境界層は有限の厚みを持った連続した温度分布を持つことになる。従って境界層が定常状態として実現するなら圧力一定の元でエネルギー方程式  $\nabla \cdot (\rho v h) = n\Gamma - n^2 \Lambda(T) + \nabla K \nabla T$  が成り立たなければならない<sup>3</sup>。これを積分系で書き直せば

$$\Delta(\rho v h) = \int_{\text{WNM}}^{\text{CNM}} n\Gamma - n^2 \Lambda(T) dx, \quad (9)$$

となるが、 $v = 0$  となる為には右辺の積分がゼロにならないといけない。これを満たすには特定の圧力でなければならないことが知られている (Zel'dovich & Pikel'ner 1969, 以後 ZP)。この圧力のことを飽和圧力 (Saturation pressure) と呼ぶ。飽和圧力と異なる場合はエンタルピー流速 ( $\rho v h$ ) をもって境界層の熱収支の過不足分を補わなければならない。その結果、飽和圧力よりも高い圧力では低温相から高温相へのガスの流れ (降着) が存在し、低い圧力では逆の流れ (蒸発) になる。この振る舞いはファンデルワールス状態方程式における面積則と類似している。但し、飽和圧力が一意に定まるのは平衡平板の形状の場合のみで、球対称の形状の場合はガス雲の半径に依存する (Graham & Langer 1973)。従って不規則な形状の雲が多数混在する図 3 のような系に対しては一部で蒸発が、別の一部で降着というように局所的に熱収支が釣り合うように流速が発生する。この境界層で発生する熱輸送を解く為には当然のことながら境界層の温度・密度分布を解かなければならず、大きなダイナミックレンジの数値計算が要求される (Koyama & Inutsuka 2004)。

以上の流速の大きさは数十 cm/s と非常に小さいことにも注意すべきである (ZP)。これだけでは乱流の生成プロセスとしては不十分であるが、この流

<sup>3</sup>簡単のため粘性を無視した

れをより卓越させるメカニズムとしてこの境界層の不安定性に着目したい。特に蒸発流は低温相から高温相への流れであり、これは丁度燃焼流における Darrieus-Landau 不安定性と同じ状況である。このような星間ガスの境界層における不安定性はまだ十分解析されておらず、現在我々は線形解析、非線形シミュレーションによって解明しようと試みている。

## 参考文献

- [1] Arons, J., & Max, C. E. 1975, *Astrophys. J.*, 196, L77
- [2] Field, G. B., Goldsmith, D. W., & Habing, H. J. 1969, *Astrophys. J.*, 155, L149
- [3] Gammie, C. F., & Ostriker, E. C. 1996, *Astrophys. J.*, 466, 814
- [4] Graham, R., & Langer, W. D. 1973, *Astrophys. J.*, 179, 469
- [5] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2000, *Astrophys. J.*, 532, 980
- [6] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2002, *Astrophys. J.*, 564, L97 (KI02)
- [7] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2004, *Astrophys. J.*, 602, L25
- [8] Kritsuk, A. G., & Norman, M. L., 2002, *Astrophys. J.*, 569, L127 (KN02)
- [9] Mac Low, M. M., Klessen, R. S., Burkert, A., Smith, M. D., & Kessel, O. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 2754
- [10] Ostriker, E. C., Gammie, C. F., & Stone, J. M. 1998, *Astrophys. J.*,
- [11] Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, *Astrophys. J.*, 508, L99
- [12] van Leer, B. 1979, *J. Comp. Phys.*, 32, 101
- [13] Zel'dovich, Y., & Pikēl'ner, S., 1969, *JETP*, 29, 170 (ZP)