

# 星間乱流の謎に迫る

天体核研究室・長島雅裕

銀河内の星間空間にはガスが存在している。ガスの質量は星の 1/10 ほどであるが、星形成の材料であり、またそれゆえ銀河の進化にとって大きな影響を与えるため、星間ガスを理解することは重要である。

我々の銀河系内のガスは幾つかの特徴的な相を持つが、特に希薄なガスについては、熱的に安定な「冷たい相 (Cold Neutral Medium; CNM)」と「暖かい相 (Warm Neutral Medium)」に分離していると考えられている。これらはそれぞれ中性水素の個数密度  $n_{CNM} \simeq 10^{1-2} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_{WNM} \simeq 10^{-(1-2)} \text{ cm}^{-3}$ , 温度  $T_{CNM} \simeq 10^{1-2} \text{ K}$ ,  $T_{WNM} \simeq 10^4 \text{ K}$  であり、圧力  $p/k_B \simeq 10^{3.5} \text{ K cm}^{-3}$  程度で圧力平衡にある (Wolfire et al. 2003)。この安定相の物理状態は、ガスの加熱と冷却により決定される。外場からの輻射や宇宙線が、塵粒子や原子に当たり電子を放出させることでガスに熱を与え (加熱)、また原子同士が熱運動により衝突励起し、自発放射により輻射を外に出すことで運動エネルギーを減らし (冷却) ている。二相の境界面では、熱伝導により熱を流し、有限の厚みの界面を形成している。

最近のシミュレーションでは、このような二相に分離した系は、熱伝導により自発的に乱流を生成・維持することが確かめられている (Koyama & Inutsuka 2002 など)。しかし、どのようなメカニズムで乱流が維持されているのかは未だ明確にはなっていない。これを解明することは星間ガスの進化を理解する上でも重要である。

観測的にも現実の星間雲は乱流状態であると考えられている。星間雲内の分子の輝線幅は、分子が存在する温度に相当する幅を大きく超えていることが知られている。さらに謎なことは、輝線幅が星間分子雲のサイズと極めてよい相関を持つことである (Larson 1981)。このサイズ-線幅関係の解明は、宇宙物理学においても最も重要な課題の一つである。

星間ガスは、基本的に開放系の流体力学により定式化ができるが、双安定かつ熱拡散という特徴に着目すると、反応拡散系的一种とも捉えることができる。加熱・冷却に起因する項が反応項、熱伝導に起因する項が拡散項に相当する。そこで、ここでは二相の界面のダイナミクスに注目する。詳細は、Nagashima, Koyama & Inutsuka (2005)、Nagashima, Inutsuka & Koyama (2006) を参照されたい。

さて、ここでパターン形成理論を応用し、半径  $R$  の球対称 CNM 雲に対する二

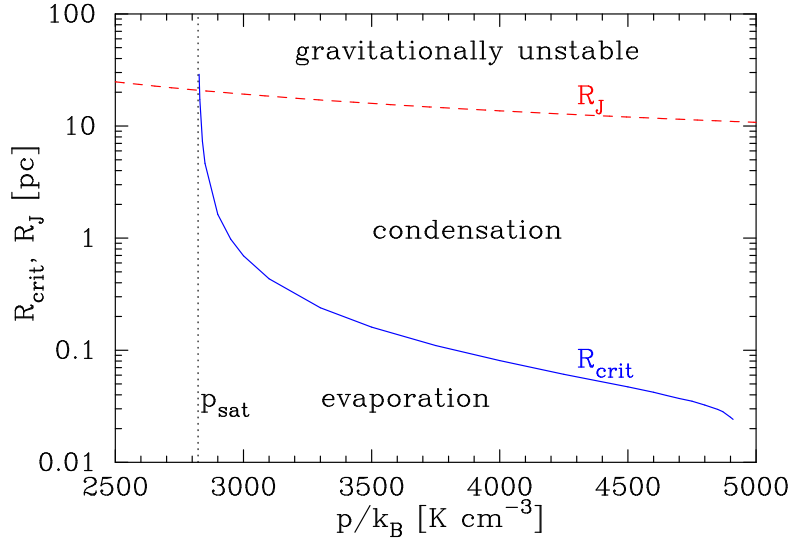


図 1: 臨界半径  $R_{\text{crit}}$ 。縦の点線は飽和圧  $p = p_{\text{sat}}$  を示す。これより左側は常に蒸発。右側では、実線より上の領域では凝集、下は蒸発。10pc 程度を走る破線は重力不安定を示す (Jeans 長)。これより大きいと重力的に不安定になり、潰れる。

相の界面の運動方程式を近似的に求めると、

$$\frac{dR}{dt} = c(p) - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{2}{R} \frac{\kappa_R}{k_B \rho_{\text{CNM}}} \mu \quad (1)$$

となることがわかる。右辺第一項は主に圧力で決まる項、第二項は界面の曲率で決まる項である。さらに両者の釣合より蒸発か凝集かの臨界半径  $R_{\text{crit}}$  が圧力の関数として存在することがわかる。図 1 に臨界半径の圧力依存性を示す。圧力が高いほど臨界半径が小さく、凝集しやすいことを示している。なお破線より上は重力 (Jeans) 不安定になる領域である。‘

ところで、2005 年 5 月、Braun & Kanekar (2005)、Stanimirović & Heiles (2005) により、tiny HI clouds と呼ばれる微小な中性水素の塊が 21cm 線により発見された。サイズはおよそ 0.01 pc と見積られた。今回の我々の結果から蒸発のタイムスケールを求めると、このサイズでは曲率項が卓越し、どのような圧力の場合でも、およそ 1Myr 程度で蒸発し消失することがわかる。このような微小な雲の形成メカニズムは無論まだわかっていないが、例えば特徴的な時間スケールとして銀河回転を考えると、これは 100Myr のオーダーである。もし、tiny HI clouds が普遍的に存在するならば、銀河回転のようなグローバルなメカニズムではなく、継続的に短い時間スケールで雲を作り続けるなんらかのメカニズムが必要になる。さもなければ、我々の ISM についての熱的性質についての知識が間違っており、圧力、加熱率がひと桁高く、0.01pc の雲でも condensation が起こせる状態になっているかもしれない。統計が議論できる程度のサンプルが増えるまで待つしかないが、いずれにせよ、tiny HI clouds は ISM を探るプローブとして、またこのような

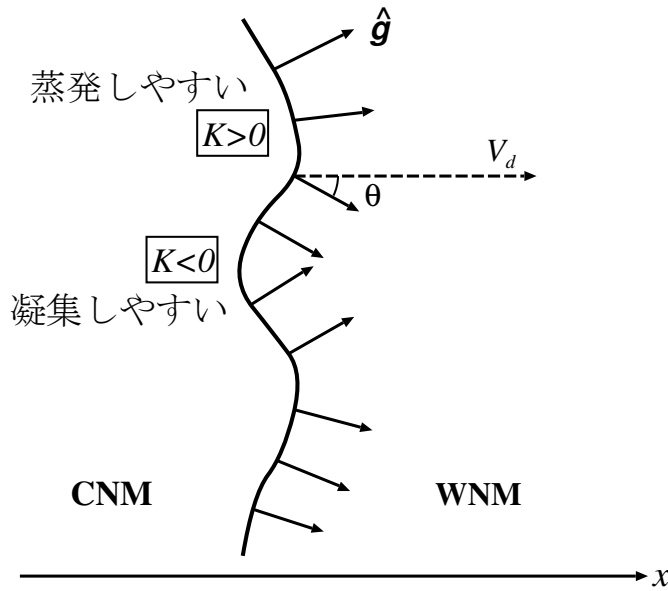


図 2: 曲がった界面のダイナミクス。左側に CNM, 右側に WNM。実線が界面。矢印は各点での normal vector  $\hat{g}$  を示す。

理論を検証する手段としても有効であると考えられる。

次に図 2 のような曲がった界面の発展について考える。界面に対し、normal vector  $\hat{g}$  を張る。温度勾配は界面に対して垂直であること、また平均曲率が  $K = \nabla \cdot \hat{g}$  で与えられることに注意すると、各点での界面の運動は、界面方程式 (1) の  $2/R$  を  $K$  で置き換えればよいことがわかる。 $x$  軸に沿った界面の速度を  $V$  と置くと、 $V$  は

$$V = \cos \theta \left[ c(p) - K \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\mu}{k_B} \frac{\kappa_R}{\rho_{\text{CNM}}} \right] \quad (2)$$

で与えられる。

ここで  $K > 0$  の領域は、 $V$  に対して常に左向き of 速度を与え、 $K < 0$  の領域は右向き of 速度を与える。つまり、曲がった界面は、やがてまっすぐになることを示している。従って、界面は変形に対して (非摂動的に) 安定である、ということになる。

ただし、この結果は流速が常に界面に対し垂直方向である、という仮定をしている。より一般的な場合での線型摂動が Inoue & Inutsuka (2006) により調べられており、ある状況では蒸発の際には界面が不安定になり得るという結果が得られている。ちなみにこれは燃焼波面に対する Darrieus-Landau 不安定と良く似た不安定性である。

さらに乱流を引き起こし得るメカニズムとして、多次元での界面相互作用が挙

げられよう。界面間には近いほど強く引力が働くことがわかっている。そのため、二つの界面が平行に並んだ場合、それぞれの界面は明かに不安定である。やがてある程度の領域の WNM が一気に冷却し、急激に周囲の CNM が流れこみ、運動エネルギーを獲得し、乱流を生成するというシナリオも考えられる。いずれにしても、詳細な乱流の数値実験と、輻射から運動エネルギーに転化するメカニズムの理解の両方をすすめていくことが重要である。

#### References

- Braun, R., & Kanekar, N. 2005, *A&Ap*, 436, L53  
Inoue, T., & Inutsuka, S., in preparation  
Koyama, H., & Inutsuka, S. 2002, *ApJL*, 564, L97  
Larson, B. 1981, *MNRAS*, 194, 809  
Nagashima, M., Koyama, H., & Inutsuka, S. 2005, *MNRAS*, 361, L25  
Nagashima, M., Inutsuka, S., & Koyama, H. 2006, submitted (astro-ph/0603259)  
Stanimirović, S., & Heiles, C. 2005, *ApJL*, 631, L371  
Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 2003, *ApJ*, 587, 278