



- Introduction
   宇宙物理に於ける典型的なタイムスケールと 星間ガスの物理状態:二相安定状態
- 2. 星間ガスのダイナミクス
- 3. 界面の運動と球対称雲の蒸発率
- 4. 曲がった界面の運動
- 5. まとめ

ref) Nagashima, Koyama & Inutsuka, 2005, MNRAS, 361, L25 (astro-ph/0503137)



# -銀河内の星間空間に存在するガス(の総称) -Interstellar Medium (ISM) -大部分は水素(質量比約75%)、 23%He, 2%重元素(約半分は酸素) -星の材料、銀河進化の鍵

NGC2403 左:中性水素ガス(電波) 右:可視光(同縮尺)







Dust in Andromeda Galaxy (M31) NASA / JPL-Caltech / K. Gordon (University of Arizona) Spitzer Space Telescope • MIPS Visible: NOAO/AURA/NSF ssc2005-20a

赤外線衛星Spitzerによる アンドロメダ銀河の画像 ダスト(塵粒子)の分布

#### 基本的なタイムスケール

10<sup>10</sup> yr 宇宙年齢 10<sup>9</sup> yr 構造の進化(天体の自己重力) 10<sup>8</sup> yr 銀河回転 10<sup>6-8</sup> yr 星間ガスの進化?超新星爆発 10<sup>4-6</sup> yr 星の形成

荒っぽく言うと…
 宇宙論的な構造の進化:
 銀河内の現象は適当なモデルに押し込められる
 星スケールの現象:
 宇宙論的には瞬時→静的な境界条件として扱える
 銀河スケールの現象はよく考えて扱わないと難しい

今回は星、超新星との相互作用は無視する (あるいは超新星爆発による衝撃波通過後と思ってもよい)

#### ISM の物理(熱力学的)状態



FIG. 1.—Interstellar gas temperature, density, and pressure, based on seven galactic spectral line surveys. Circles, representative points for coronal gas observed in 1032 Å O vI line, based on filling factor  $f_c = 0.1, 0.2, and 0.4, and on n(T)$  power-law exponent  $\eta = 0.0, 0.5, and 1.0$ ; semicircles pointing down, intercloud gas observed in 21 cm H I line; semicircles pointing up and triangles pointing down, diffuse clouds observed in 21 cm H I line; triangles pointing up, dark clouds observed in 21 cm H I line; triangles pointing left, dark clouds observed in 2.6 mm CO lines; diamonds, Bok globules observed in 2.6 mm CO lines; squares, molecular clouds associated with nebulosity, observed in 2.6 mm CO lines; semicircles pointing left, H II regions observed in 6 cm H109a line and 6 cm continuum.

Myers (1978)

## 薄いISMの物理状態

- 二相共存 WNM(T∽10<sup>4</sup>K, n∽10<sup>-1</sup>cc) CNM(T∽10<sup>2</sup>K, n∽10<sup>1</sup>cc)
- pressure balance
- optically thin 外部と輻射を通じて エネルギー散逸
- 自己重力は効かない 自己重力のtime/length scales

$$\tau \sim 1/\sqrt{G\rho} \sim 1.2 \times 10^8 \left(\frac{n}{cc}\right)^{-1/2} yr$$

$$l \sim 2 \times 10^{3} \left( \frac{T}{10^{2} K} \right)^{1/2} \left( \frac{n}{cc} \right)^{-1/2}$$
 ~銀河回転  
銀河サイズ





#### 加熱率、冷却率(atomic processes)



## <u> 圧力平衡下のISM</u>

加熱=冷却の系列をプロット 不安定平衡 4  $\Gamma < \Lambda$ K cm<sup>-3</sup>] **WNM** 3.5 Log[P/k\_B / CNM 3  $\Gamma > \Lambda$ 安定平衡 4 Log[T/K] 2 1 2 -10 Log[n/cm<sup>-3</sup>]

星間ガスの状態は、
 WNM と CNM への
 相分離状態
 →一種の相転移

相間の界面(front)の運動を 解き、CNM(HI) cloud の 成長について調べる

界面の物理状態 →熱伝導が重要

Koyama & Inutsuka's cooling function used

#### **Basic Equations**

 $\Gamma = 2 \times 10^{-26} [erg/s]$  Koyama & Inutsuka (2000)

## 反応拡散系として見る

Lagrange座標(空間→質量)に移り、 適当に変数変換すると( Z ≡ T<sup>1+α</sup> ; conductive flux)



汎関数微分により

 $\frac{\delta \mathscr{F}}{\delta Z} = -Z^{1/\alpha - 1} \frac{\partial Z}{\partial t}$ 

この軌跡が front (domain wall) を記述する解になっている

※ただし非線形、1次元系でのみ計算可能

進化のタイムスケール

冷却 
$$au_{cool} \simeq \frac{kT}{n\Lambda} \simeq 10^4 - 10^6 \, yr \simeq 3 \times 10^{11-13} \, s$$

音速 
$$c_{S} \simeq 10^{5} \left( \frac{T}{10^{2} K} \right)^{1/2} cm/s$$

Field length: 冷却と熱伝導が釣り合う長さ  $l_F = \sqrt{\frac{\kappa T}{n^2 \Lambda}} \simeq 3 \times 10^{15} - 10^{18} cm$ 界面の厚みを与える

$$v < l_F / \tau_{cool} \simeq 10^4 \, cm/s \ll c_S$$

加熱・冷却は速やかに起こり、熱伝導によりゆっくりとガスが運動する →シミュレーションを見てみる

流体シミュレーション(2D)

不安定状態に微小な摂動を加える →相分離を起こし、自発的に乱流状態へ →加熱冷却は運動よりずっと速い



#### 小山氏提供

#### Tiny HI clouds の発見: 球対称系は重要



#### 球対称雲に対する解析近似解の構築(1)

<u>1. 運動が音速に比べずっと遅いので、圧力変動は無視</u> Tds=dU+pdV =d(U+pV)-Vdp =dH-Vdp →Tds=dH  $\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{\mathcal{R}}{\mu}\rho\frac{dT}{dt} + \frac{dp}{dt} = -\rho\mathcal{L} + \nabla \cdot \kappa\nabla T$ 



#### 球対称近似解の構築(2)

d次元球対称でのenergy方程式は( $u \equiv v - \dot{R}$ ; front静止系での流速)



・温度変化は front のみ ・右辺第一項、第二項はd=1の左辺で置き換える  $- - - - - - u_d(R) = u_1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{d - 1}{R} \frac{\kappa(R)T(R)}{p}$ 

さらにfrontの速度を得るために、 $f = -\dot{R}/u$ を数値的に求める (次元に依らないと仮定して、d=1に対して求める)

$$1-D: \rho_R u_R = \rho_{CNM} u_{CNM} = -\rho_{CNM} \dot{R}$$
  

$$d-D: 4\pi r_R^2 \rho_R u_R = 4\pi r_{CNM}^2 \rho_{CNM} u_{CNM} = -4\pi r_{CNM}^2 \rho_{CNM} \dot{R}$$
  
frontが薄い極限で次元に依らない

#### Frontの 速度

いまの近似解は以下のように書ける:  $\dot{R} = V(p) \left[ 1 - \frac{R_c}{R} \right]$ 

ここで V(p)は d=1 での定常解の速度。 これを数値的に求める。 (isobaricの仮定は外し、full に解く)

上: cloud静止系でのWNMの速度 下: frontの速度

<u>cloud の成長則が求まった!</u>



#### 球対称近似解の構築(3)

以上より、

$$\begin{split} \dot{R} &= V(p) - f \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{d - 1}{R} \frac{\kappa(R)T(R)}{p} \\ &= V(p) \left( 1 - \frac{R_{crit}}{R} \right) \\ \text{(Nagashima, Koyama & Inutsuka 2005)} \\ &= V(p) \left( 1 - \frac{R_{crit}}{R} \right) \\ &= V(p) \left( 1 - \frac$$

#### **Full Numerical Simulation**

球対称1次元、Lagrangean mesh (2000), 2nd-order Godunov boundary condition: a constant outside pressure (p\_WNM)



cloud center **→** WNM



- Full sim. is almost consistent with QSS.
- McKee-Cowie's evaporation rate (MC77) overestimates by a factor of 4-5.



蒸発の Timescale



Log[R<sub>c</sub>/pc]

# 曲がった界面のダイナミクス(1)

Considering general curved fronts using the curvature term of the analytic formula



### 曲がった界面のダイナミクス(2)

**CNM** 

方向余弦に注意して、x軸方向の界面の速度は  $V_d = \cos\theta \left[ \dot{R}_1 - f X_2 K / p \right]$  $-p > p_{sat} \rightarrow \frac{dR_1}{dt} > 0$ 蒸発しやすい K>0 V/ for K>0 region V大 for K<0 region →界面はまっすぐになりたい WNM →安定 ...and vice versa  $p < p_{sat}$ K<0 →curvature term seems to stabilize fronts 凝集しやすい  $\blacktriangleright V_d$ ただし、圧力変動の効果も 効く可能性がある(線形摂動) × (井上&犬塚、準備中) →燃焼波面の Darrieus-Landau不安定

#### direct simulation では

#### 青:蒸発、赤、黄:凝集 (小山氏提供) 確かに凸の部分は蒸発し、凹の部分は凝集している

t = 92.299 Myr



しかし、時々勝手にちぎれて乱流を駆動する塊は どのように生じるのか? …解析はまだ始まったばかり!



- 現実的な星間ガスの物理状態は熱的に双安定状態で ある
- CNM, WNM相はほぼ圧力平衡で共存し、熱伝導でつな がっている
- 加熱冷却はガスの運動よりずっと速く、タイムス ケールを分離して解析することが可能
- パターン形成理論が使える
- direct simulation とよく一致する →数値実験で検証可能
- 時間依存Ginzburg-Landauのようなモデルを仮定す る必要がない
  - →流体方程式+atomic processで、非線形だが手に 負えないほどややこしくもない