

# 3次元シミュレーションで探る 分子雲の形成および進化過程

青山学院大学 理工

井上剛志

# 今年度の成果/進行中の研究

- RMI ダイナモによる GRB内部衝撃波での磁場増幅(3次元SRMHDシミュレーション)  
Inoue, Asano & Ioka 11, ApJ, 734, 77
- 相対論的電磁流体コードの開発  
Takamoto & Inoue 11, ApJ, 735, 113
- 分子雲と相互作用する若いSNRモデルの構築(3次元MHDシミュレーション)  
Inoue, Yamazaki, Inutsuka & Fukui 12, ApJ, 744, 71
- パルサー風における乱流磁気散逸の2次元相対論的電磁流体シミュレーション  
Takamoto, Inoue & Inutsuka to appear in ApJL.
- 分子雲形成の3次元化学進化輻射磁気流体シミュレーション  
✓ 今日のトーク  
Inoue & Inutsuka in prep.

# Introduction

- 初期質量関数、星形成率、星形成の初期条件等を理解する為には分子雲の物理状態(磁場や乱流)に対する理解が必要
- 分子雲を初期条件として与えるシミュレーションが最もポピュラー
  - 当然初期に与える磁場強度に仮定が必要
  - 歴史的経緯から等方で div. free な乱流が良く仮定されるが、正当性の保証は無い



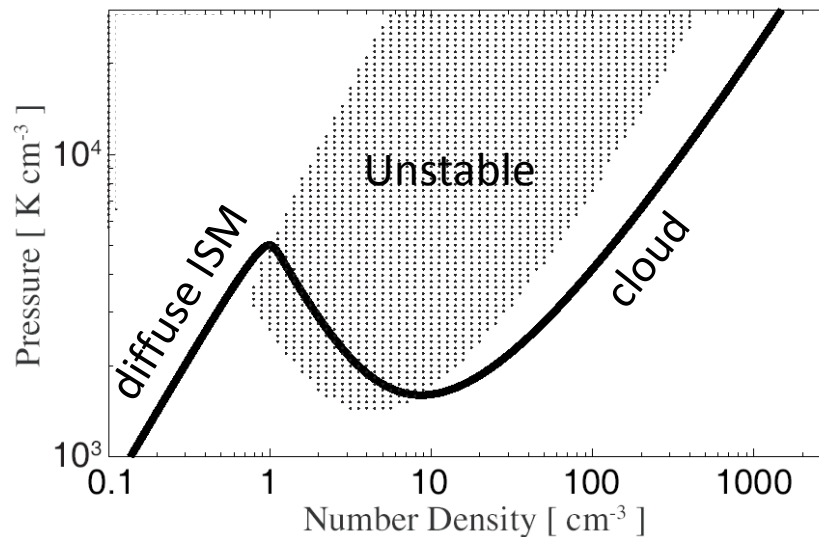
- 分子雲を形成から扱うことで物理状態を知りたい
    - Hennebelle & Perault 99, Koyama & Inutsuka 00:
      - ✓ 分子雲形成研究の先駆け(1D simulation)
      - ✓ 衝撃波圧縮で星間雲を形成しようとするすると熱不安定による分裂が必ず発生
    - Koyama & Inutsuka 02:
      - ✓ 熱不安定で形成された分裂片が“超音速乱流状態”を自然に生み出す
        - 分子雲形成を研究することで星形成研究が抱える問題点を克服できそう
- 最近では TI & Inutsuka 08, 09, Hennebelle+08, Banerjee+09, Vazquez-Semadeni+11

# なぜ分裂するか？：熱不安定

■ Thermal Intability: 暴走的冷却/加熱

■ 線形解析(Field 65, Schwarz+ 72, Koyama & Inutsuka 00)

Instability criterion:  $\left[ \frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{\mathcal{L}}{T} \right) \right]_p < 0$   $\mathcal{L}(\rho, T)$  : cooling rate per unit mass



● Most unstable scale:

$$l_{\text{TI}} = \sqrt{l_c l_F} \lesssim 1 \text{ pc}$$

Field length (min. scale):  $l_F = \sqrt{\frac{\rho \mathcal{L}}{\kappa T}} < 0.1 \text{ pc}$

Acoustic length (max. scale):  $l_c = c_s t_{\text{cool}} < 10 \text{ pc}$

# HI cloud を原材料とした分子雲の形成

□ NANTENによるLMCの観測 (Kawamura+09, Fukui+09)  
& 近傍銀河の観測 (Blitz+06)

- GMC は HI cloud の集積によって進化している
- HI cloud の平均密度は  $\langle n \rangle \sim 10 \text{ cm}^{-3}$

□ 分子雲形成に至る1つのシナリオ

- スーパーシェルで HI cloud が形成
  - 形成された HI cloud がスパイラル衝撃波等に掃かれる
  - どこかは必ず磁力線に沿って衝撃波に掃かれる  
→ 分子雲の形成が可能
- ✓ HI の量が多い場所に必ずしも分子雲が付随しないという観測的特徴と consistent

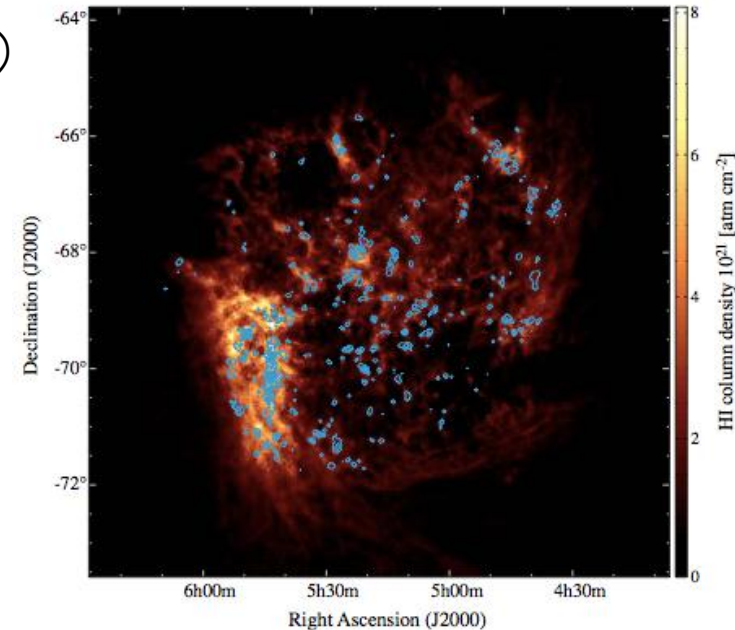
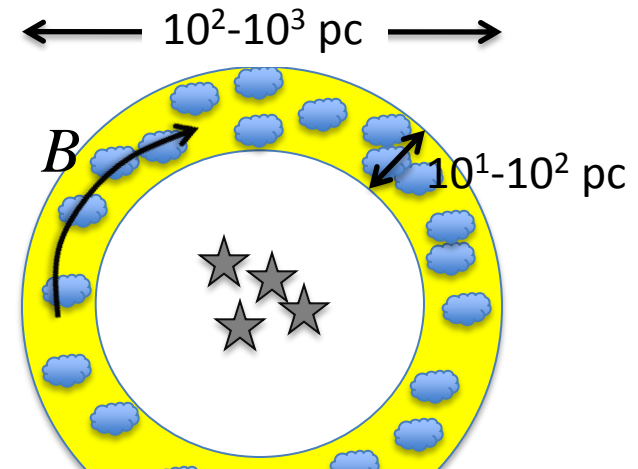


Figure 1. HI integrated intensity image (Kim et al. 2003) with contours of the CO integrated intensity (Fukui et al. 2008). The contour levels begin at  $1.2 \text{ K km s}^{-1}$  and have  $3.6 \text{ K km s}^{-1}$  intervals.



# 分子雲形成 Simulation

■ HI 媒質が衝撃波に圧縮されて形成される分子雲の 3D simulation

● Basic eqs.: 3D MHD with **chemistry**, **cooling**, **heating**, **thermal conduction**, and **self-gravity**

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{v}) = \sum_n k_n(\rho_n, T) \rho_i \quad \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left( p + \frac{B^2}{8\pi} + \rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v} - \frac{\dot{B} \otimes \dot{B}}{4\pi} \right) = 0 \quad \frac{\partial \dot{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left( (E + p + \frac{B^2}{8\pi}) \mathbf{v} - \frac{\dot{B} \cdot \mathbf{v}}{4\pi} \mathbf{B} \right) = \nabla \cdot \kappa \nabla T - L(n, T) \quad \text{where } E = \frac{p}{\gamma-1} + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi}, \rho = \sum_i \rho_i$$

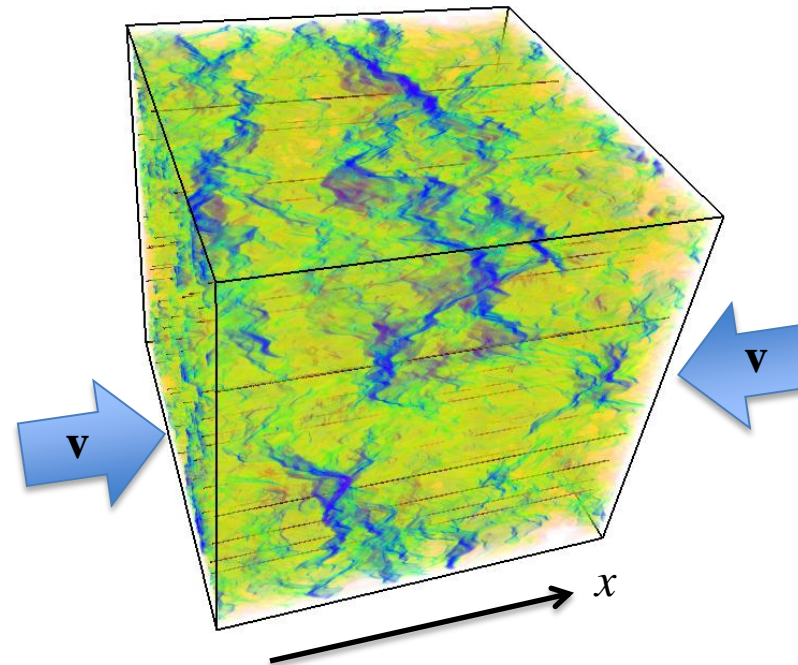
\* 自己重力コードも完成済み

● 初期条件:  
熱不安定で形成された光学的に薄い HI 媒質  
( $\langle n \rangle = 5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $B = 5 \mu\text{G}$ ) の対向流 ( $v_x = \pm 20 \text{ km/s}$ ).

● Resolution:  $\Delta x = 20 \text{ pc} / 512 \text{ cells} \sim 0.04 \text{ pc}$

● y, z 方向は周期境界 (分子雲シートが形成)

\* 初期の HI cloud の密度、温度、形状は 21cm 線の観測と非常に良く一致 (Heiles & Troland 03)

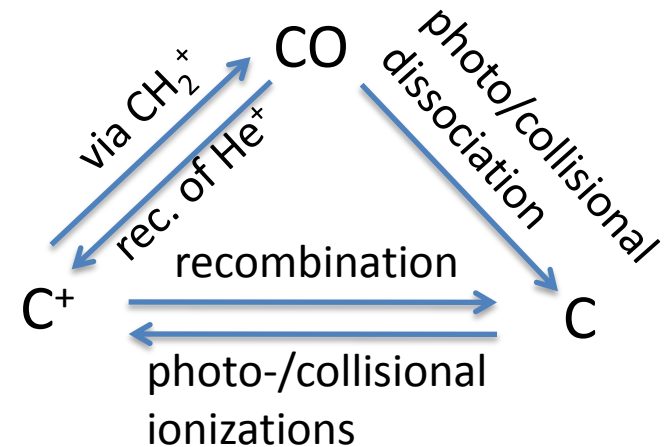
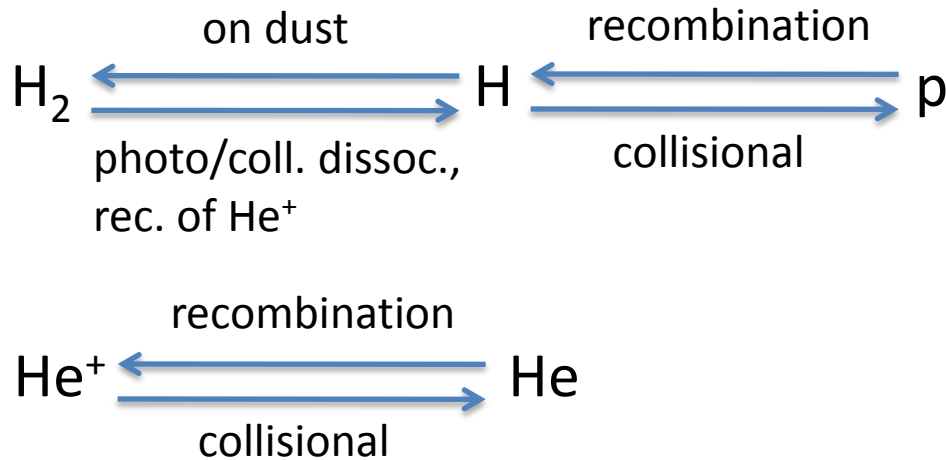


# Microphysics: Chemistry

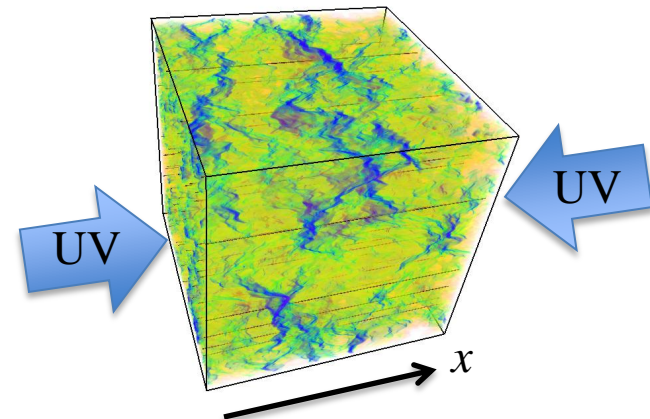
## ■ HI → 分子ガスへの転移もちゃんと追う

- Chemistry: 28 reactions between species of H, H<sub>2</sub>, p, He, He<sup>+</sup>, C<sup>+</sup>, C, and CO

(Tilelens & Hollenbach 85; Draine & Bertoldi 96; Hollenbach & McKee 89; Millar+ 97; Shapiro & Kang 87; Nelson & Langer 97)



- ✓ H<sub>2</sub> の光解離 (自己/ダストによるUV遮蔽を考慮).
- ✓ CO の光解離 (ダストによるUV遮蔽を考慮)
- ✓ UV field は G<sub>0</sub>=0.5 の強度で x = ± ∞ から照射



# Microphysics: Cooling/Heating

■ Following microphysics are taken into account.

● Cooling/Heating: 8 processes

PAH による光電加熱: ダストによる減光を考慮

CR heating

H<sub>2</sub> 光解離加熱: dust/self shielding を考慮

Ly-a emission

C<sup>+</sup> fine-structure (158μm): photon の脱出確率を考慮

O fine-structure (63μm): photon の脱出確率を考慮

CO rotation: photon の脱出確率を考慮

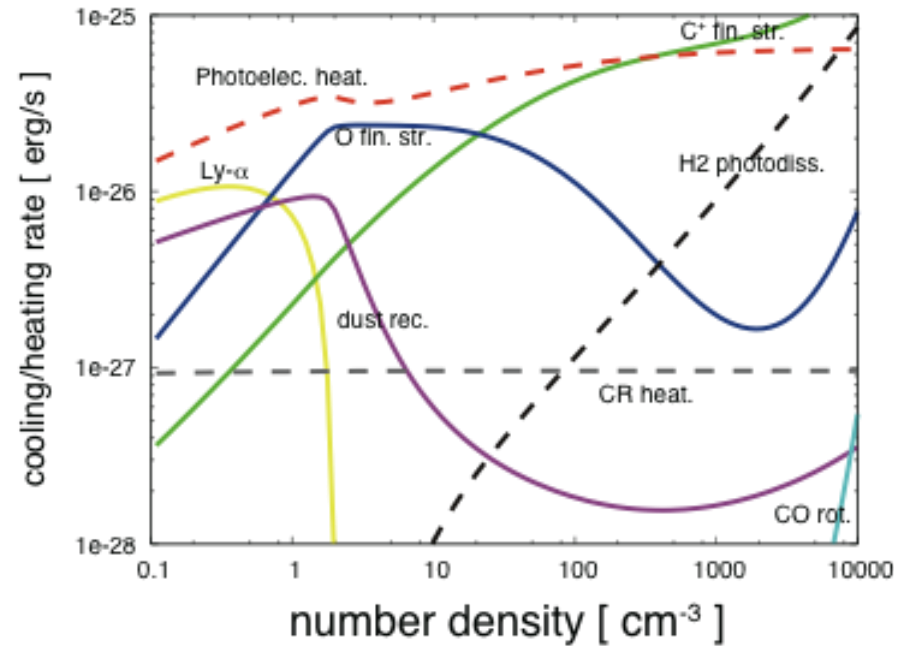
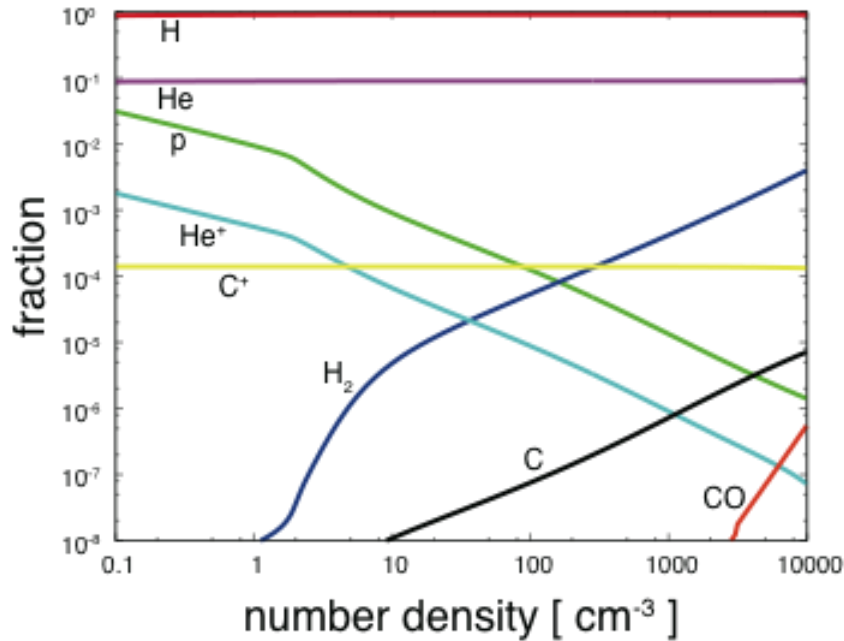
Electron recombination on dust

(Bakes & Tielens 94; Glover & MacLow 07; Goldsmith & Langer 78; Black & Dalgarno 77;  
Spitzer 78; de Jong+ 80; Wolfire+ 03; McKee+ 82; Hollenbach & MacKee 79;  
Hosokawa & Inutsuka 06; Tielens & Hollenbach 85; Draine & Bertoldi 96)



# Microphysics: Equilibrium

- Chemical, thermal, radiative equilibrium in optically thin case ( $N_H = 0$ ).

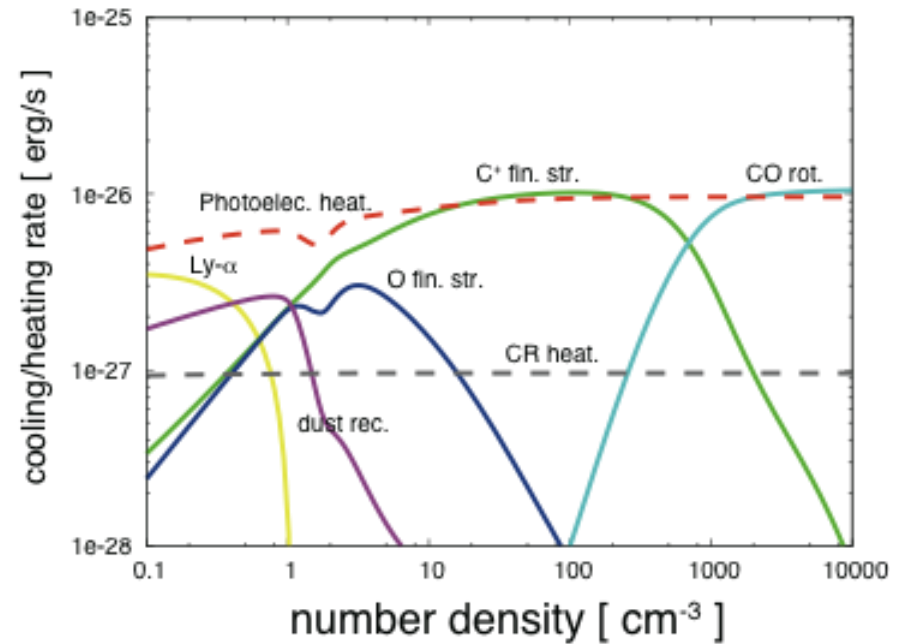
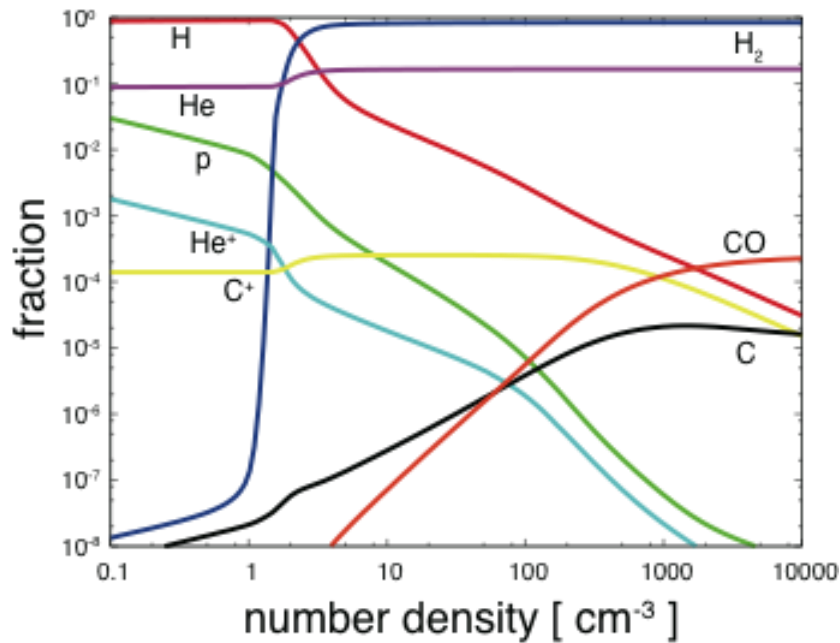


Molecules are not formed due to photo-dissociation.

Dominant cooling process in CNM is C<sup>+</sup> 158  $\mu$ m emission.

# Microphysics: Equilibrium

- Chemical, thermal, radiative equilibrium in optically thick case ( $N_H = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ).

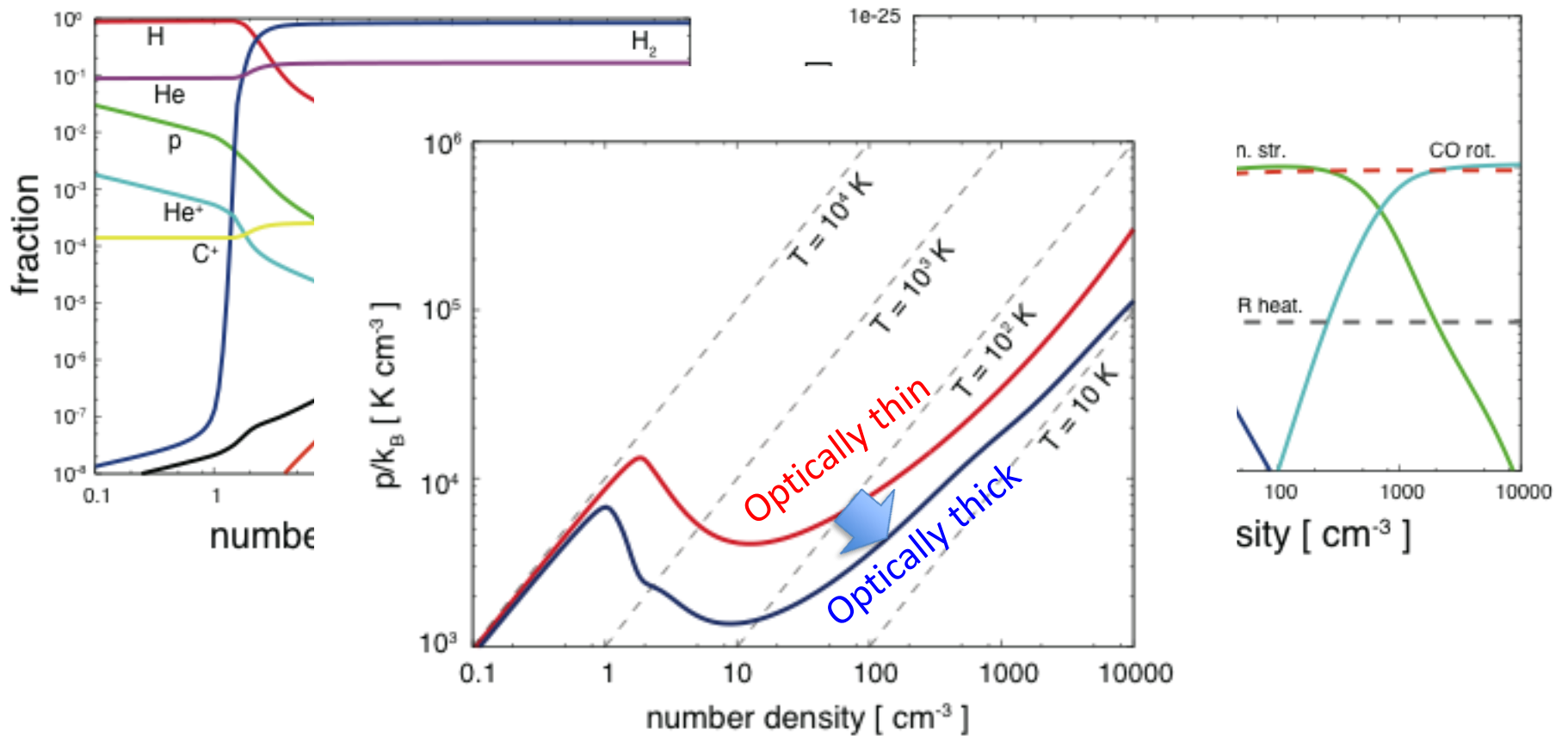


Molecules are formed owing to shielding effect.

Dominant cooling process in dense CNM is CO emission.

# Microphysics: Equilibrium

- Chemical, thermal, radiative equilibrium in optically thick case ( $N_H = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ).

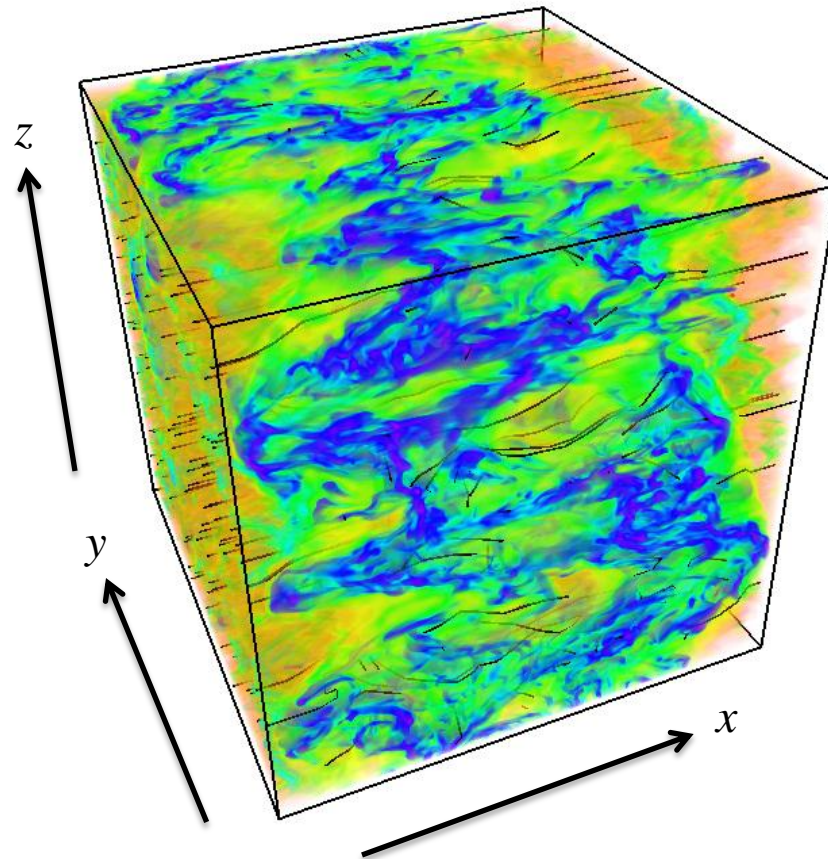


これまでの optically thin な原子ガスの計算: あらゆる場所で  $T > 30 \text{ K} \rightarrow C_s > 0.6 \text{ km/s}$   
 分子ガスを計算: ちゃんと  $T \sim 10 \text{ K}$  を実現  $\rightarrow C_s \sim 0.2 \text{ km/s}$

# Result

## 3D density map

t = 6 Myr



橙、黄:  $n < 5 \text{ cm}^{-3}$

緑:  $5 < n < 20 \text{ cm}^{-3}$

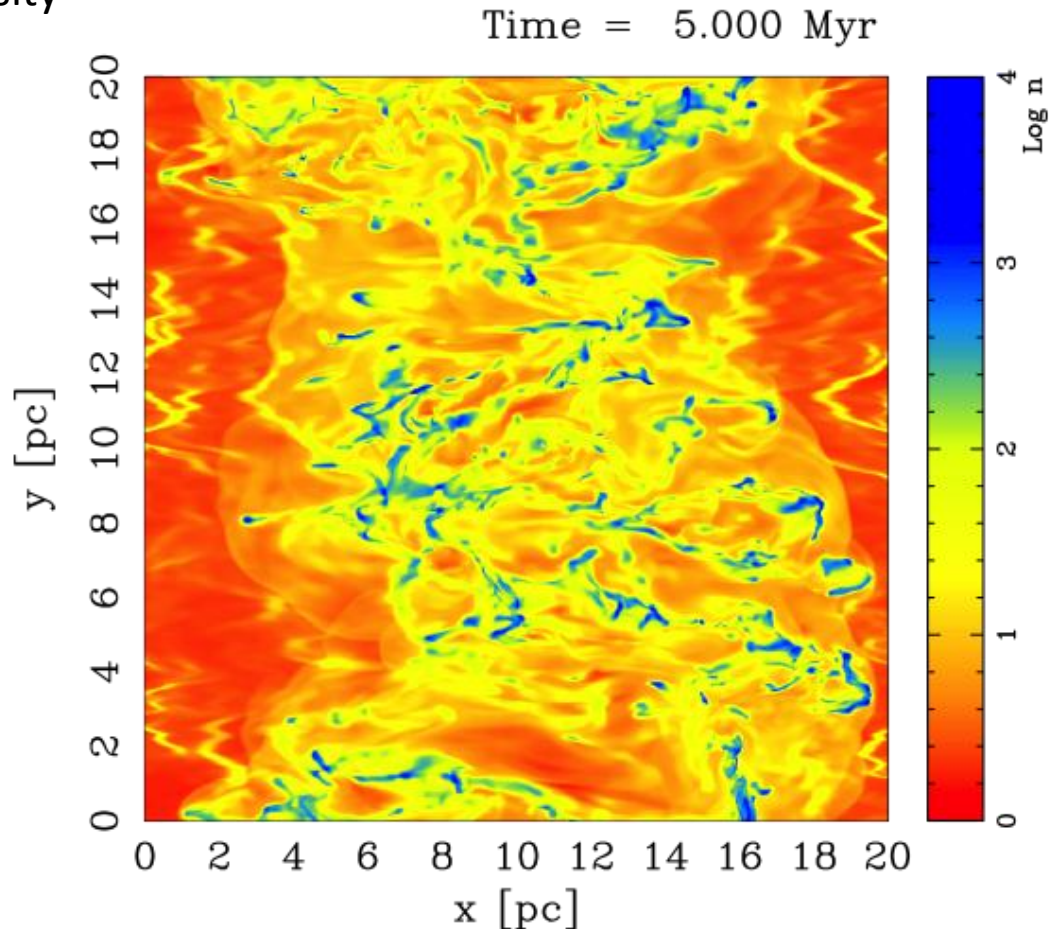
青:  $20 < n < 400 \text{ cm}^{-3}$

紫:  $n > 400 \text{ cm}^{-3}$

- 始めから極めて非一様な密度構造(熱不安定が大きな役割)
- $n < 10 \text{ cm}^{-3}$  で  $T > 1000 \text{ K}$  の薄い熱的不安定ガスが体積の多くを占める “shockless system” になっている

# Result

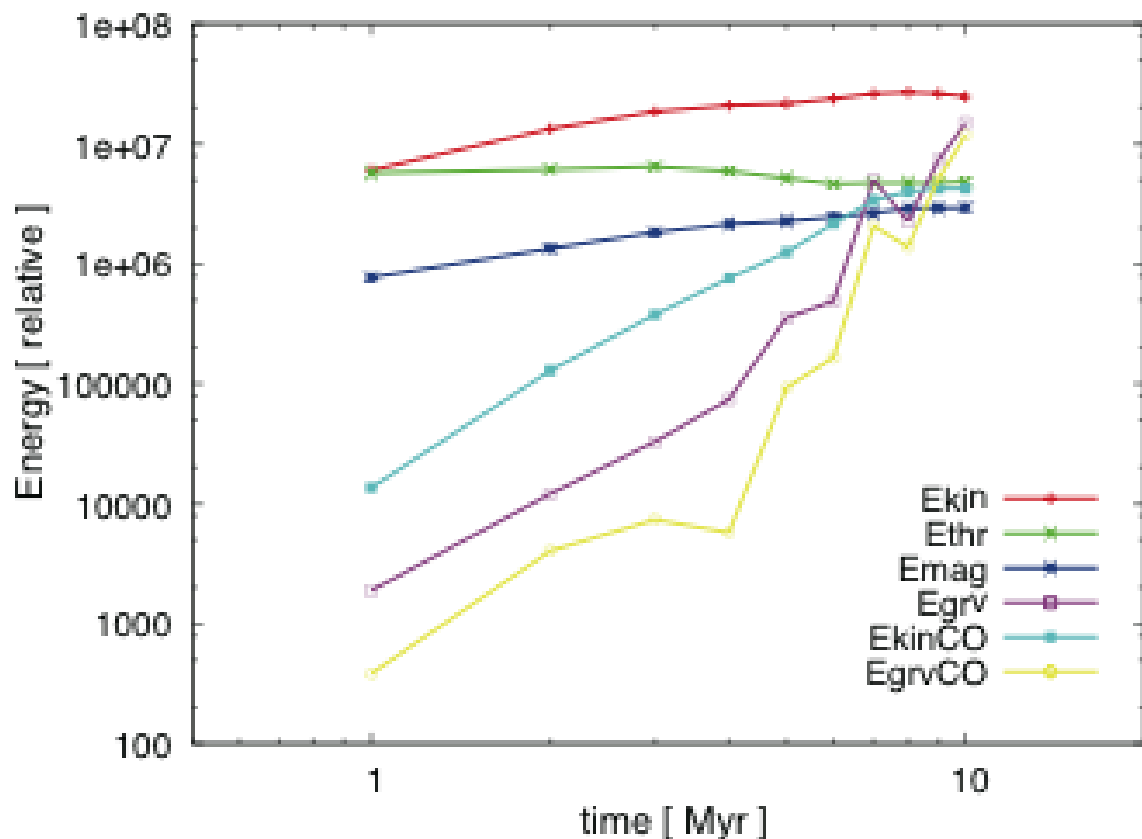
## □ 2D slice of density



- 始めから極めて非一様な密度構造(熱不安定が大きな役割)
- $n < 10 \text{ cm}^{-3}$  で  $T > 1000 \text{ K}$  の薄い熱的不安定ガスが体積の多くを占める “shockless system” になっている

# 時間進化

## □ 各種エネルギーの時間進化



乱流エネルギー

熱エネルギー

磁気エネルギー

重力エネルギー

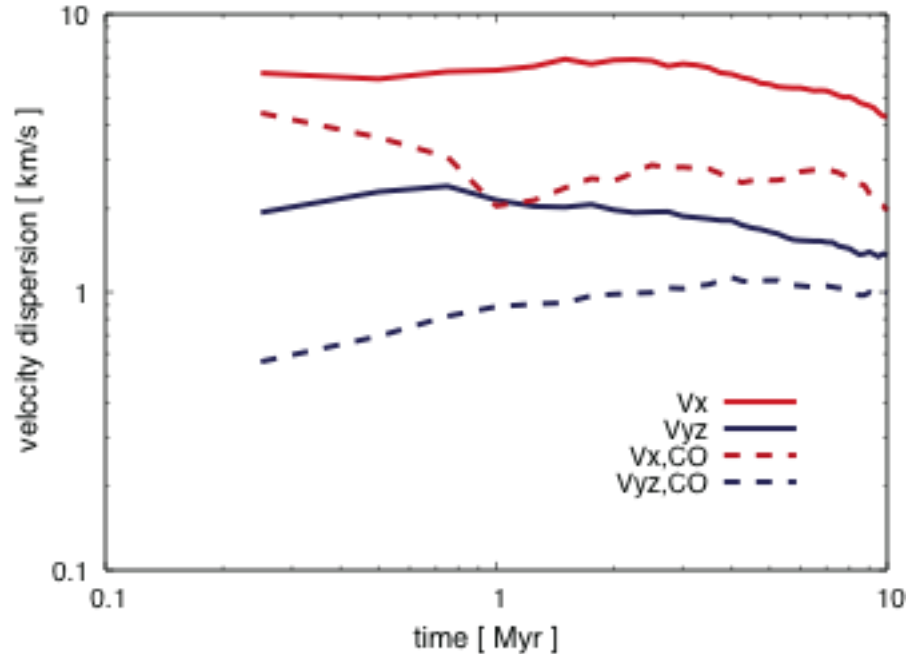
CO fraction で重みをかけた乱流エネルギー

CO fraction で重みをかけた重力エネルギー

- $t \sim 7$  Myr 程度で CO で測った質量と系の質量が同程度になる(分子雲の誕生)
- CO で測った乱流エネルギーは本当の乱流エネルギーよりも1桁程度も小さい!  
←→ 観測では見えない薄い熱的不安定ガスの乱流エネルギーが卓越している

# 乱流の速度分散

## □ 速度分散の進化



- 速度分散はほぼ一定で飽和(大きさは恐らく box scale depend → Larson's law?)
- 乱流は非等方 → 通常仮定される等方乱流とは定性的に性質が変わる(後述)
- 乱流エネルギーの注入率:  $\varepsilon = \alpha \rho_{\text{HI}} v_{\text{sh}}^2 v_{\text{sh}} L^2$  ( $\alpha$  は駆動効率係数)  
散逸率:  $\varepsilon = -\rho_{\text{m.c.}} \Delta v^2 (\Delta v^2/L) L^3$

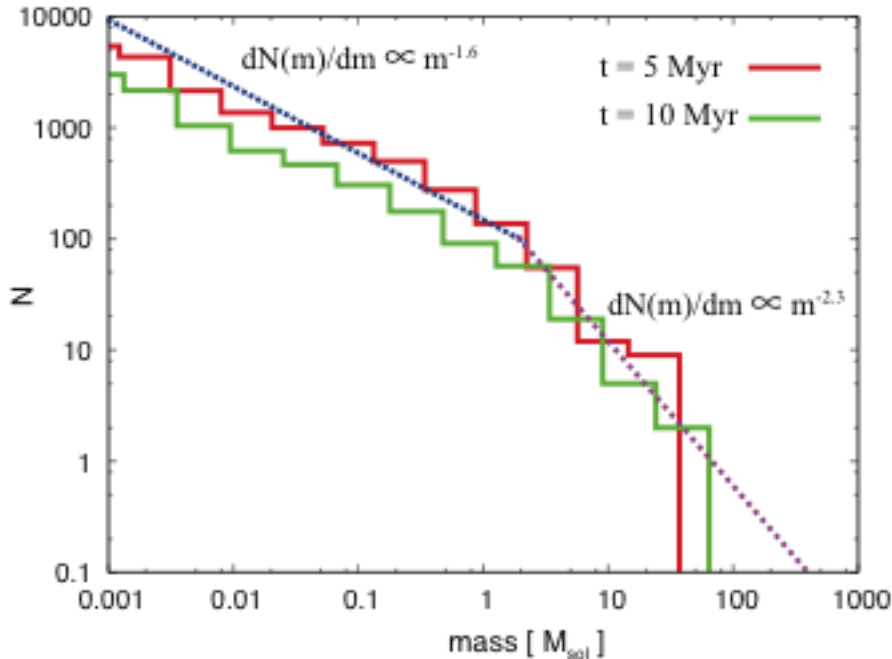
→  $\alpha \sim 100\%$  ! (そんなはずは無い!)

→ これは shockless system ということが効いている証拠!



# クランプの性質 1

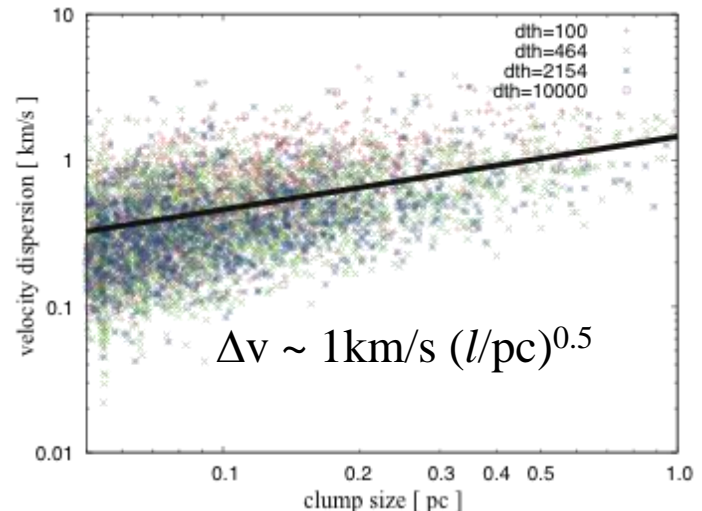
- クランプをある閾値以上の密度をもつ繋がった構造と定義
- クランプの質量関数 ( $\rho_{\text{th}} = 300 \text{ cm}^{-3}$ )



- Broken power-law

- ✓ 低質量側では  $dN/dm \propto m^{-1.6}$   
熱不安定の影響 (Hennebelle & Audit 07)
- ✓ 高質量側では  $dN/dm \propto m^{-2.3}$   
統計は不十分だが IMF?  
クランプの合体成長/分裂の安定分布?

- クランプのサイズー速度分散関係

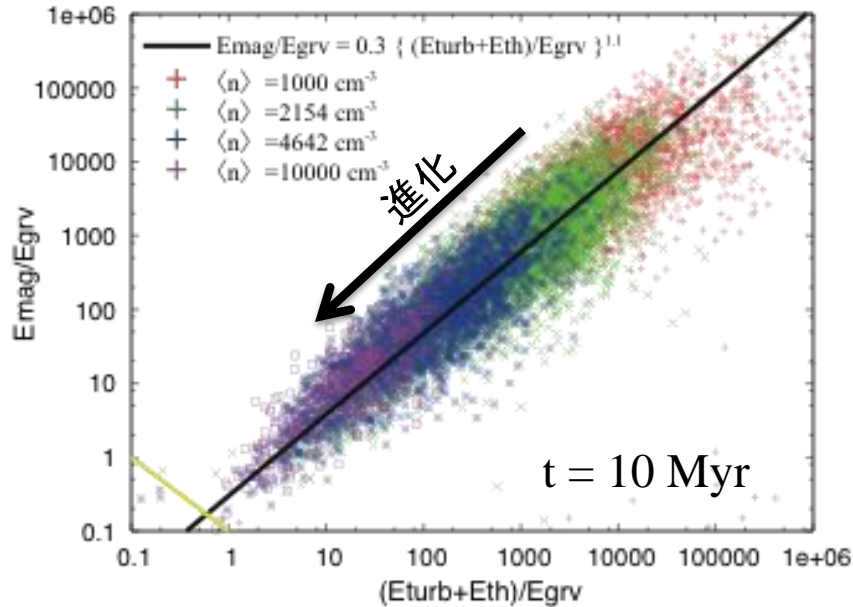


- 観測される冪分布を良く再現  
(see also Audit & Hennebelle 10)
- クランプの密度に大きくよらない  
(Yoshida+10 @ L1551)



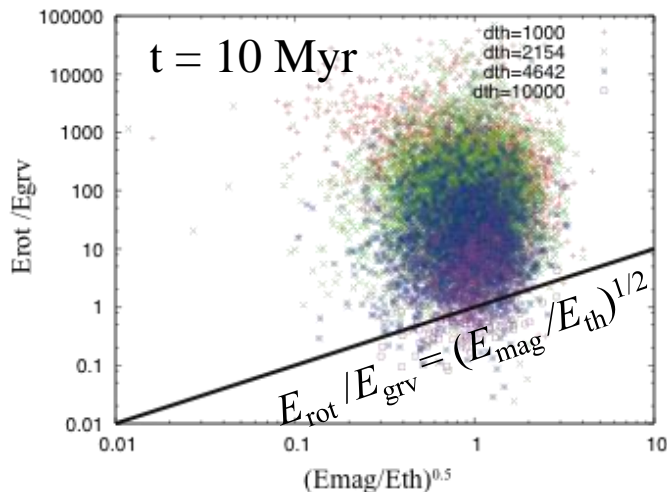
# クランプの性質 2

## □ 星形成の初期条件は(1つの分子雲内では)ユニバーサル?



- クランプの磁場、乱流、熱エネルギーは一定の規則に従って時間進化し、 $E_{\text{mag}}/E_{\text{turb}} \sim 0.2$  の初期条件で星形成

## □ 回転則



- Machida+08 の分裂則を満たすように進化

$$E_{\text{rot}}/E_{\text{grv}} > (E_{\text{mag}}/E_{\text{th}})^{1/2}$$

→ 連星形成

- ✓ 観測よりも回転が強いように思えるが、観測は1桁程度回転を過小評価する傾向がある(Dib+10)

# 磁場の性質

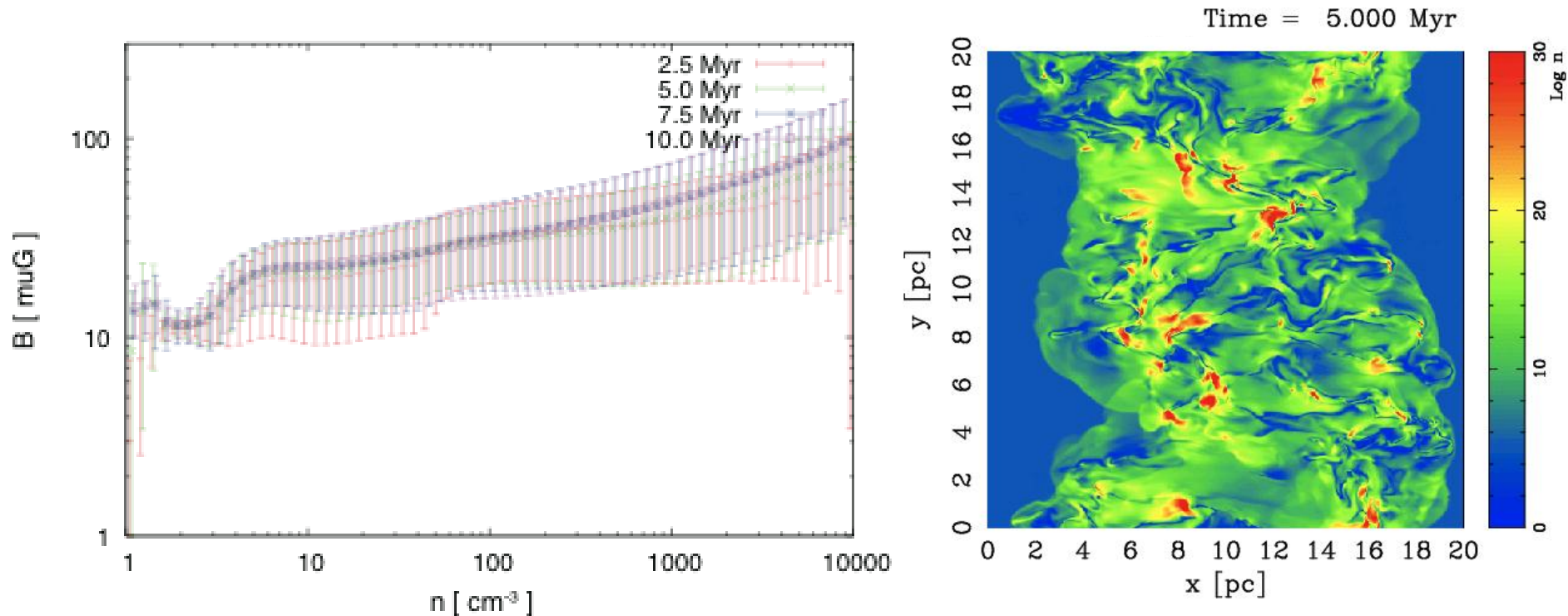
□ HI cloud は磁力線に沿って集積するしかない (TI & Inutsuka 08, 09).

→  $\langle B \rangle = 5 \mu\text{G}$  で不変

→ 大域的な Mass to flux ratio はあつというまに1以上に

$$t_{\text{trans}} \sim 2 (n / 5 \text{ cm}^{-3})^{-1} (v_{\text{flow}} / 20 \text{ km/s})^{-1} (B_x / 5 \mu\text{G}) \text{ Myr} \quad (\text{see also Banerjee+09})$$

□ ただし、乱流ダイナモの影響で局所的には磁場は強い:  $\langle |B| \rangle \sim 20 \mu\text{G}$



# Chandrasekhar-Fermi Effect 1

## □ 分子雲の(大域的)磁場強度の推定法

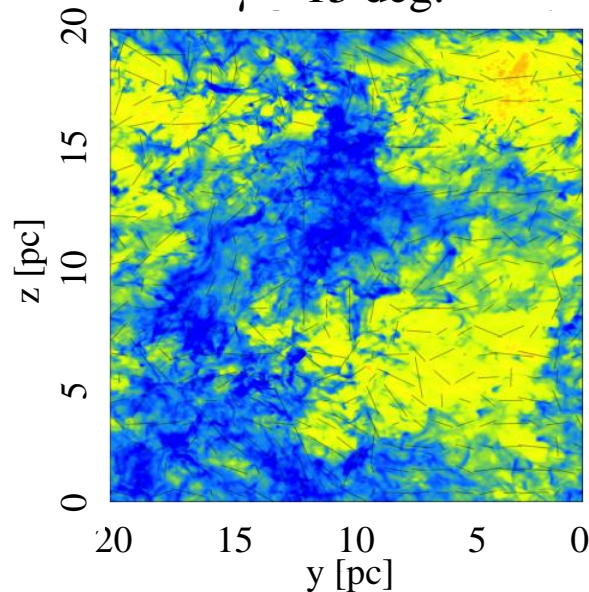
- 大域的磁場に垂直な速度成分 = Alfvén velocity × 磁力線分散角 (Alfvén波線形モード)

$$\langle B \rangle = \frac{\sqrt{4\pi\rho} \Delta v_z}{\sin\gamma \Delta\theta} \quad z: \text{視線方向、}\gamma: \text{平均磁場と視線方向の成す角}$$

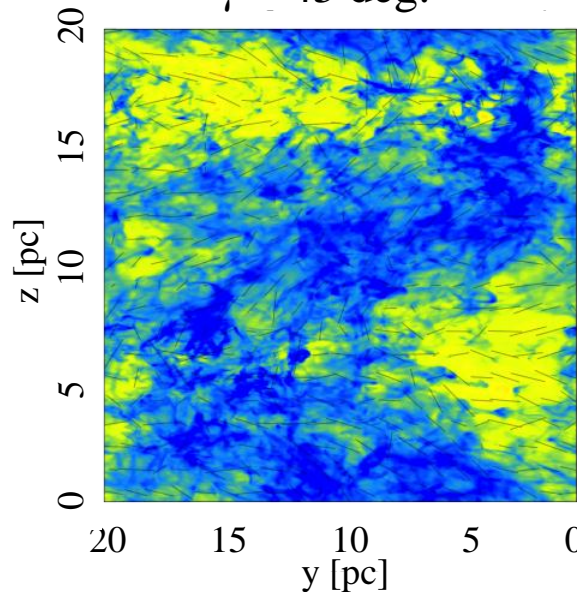
- ✓ 乱流が sub-Alfvénic (分散角が小さい場合) に使える方法とされている
- ✓ 平均磁場と視線方向のなす角  $\gamma$  による不定性 (Zweibel 90)

## □ dust sub-mm emission の疑似偏光観測 (Fiege & Pudritz 00, Padoan+01, Tomisaka 11)

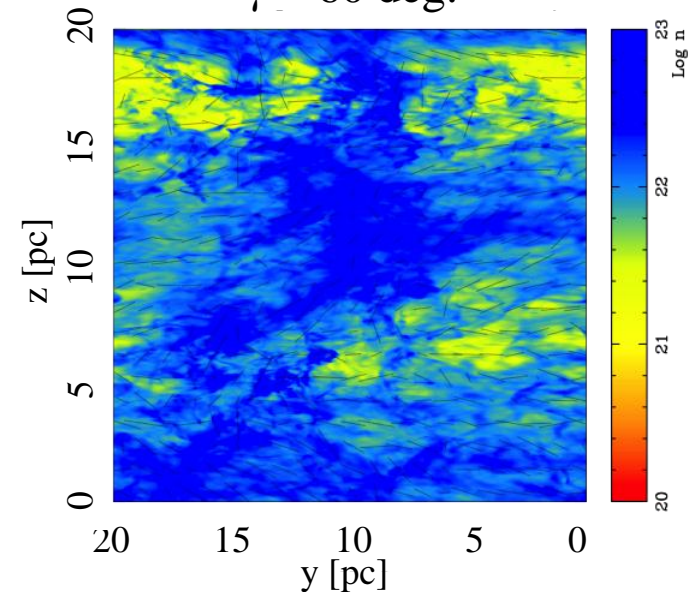
$\gamma = 15 \text{ deg.}$



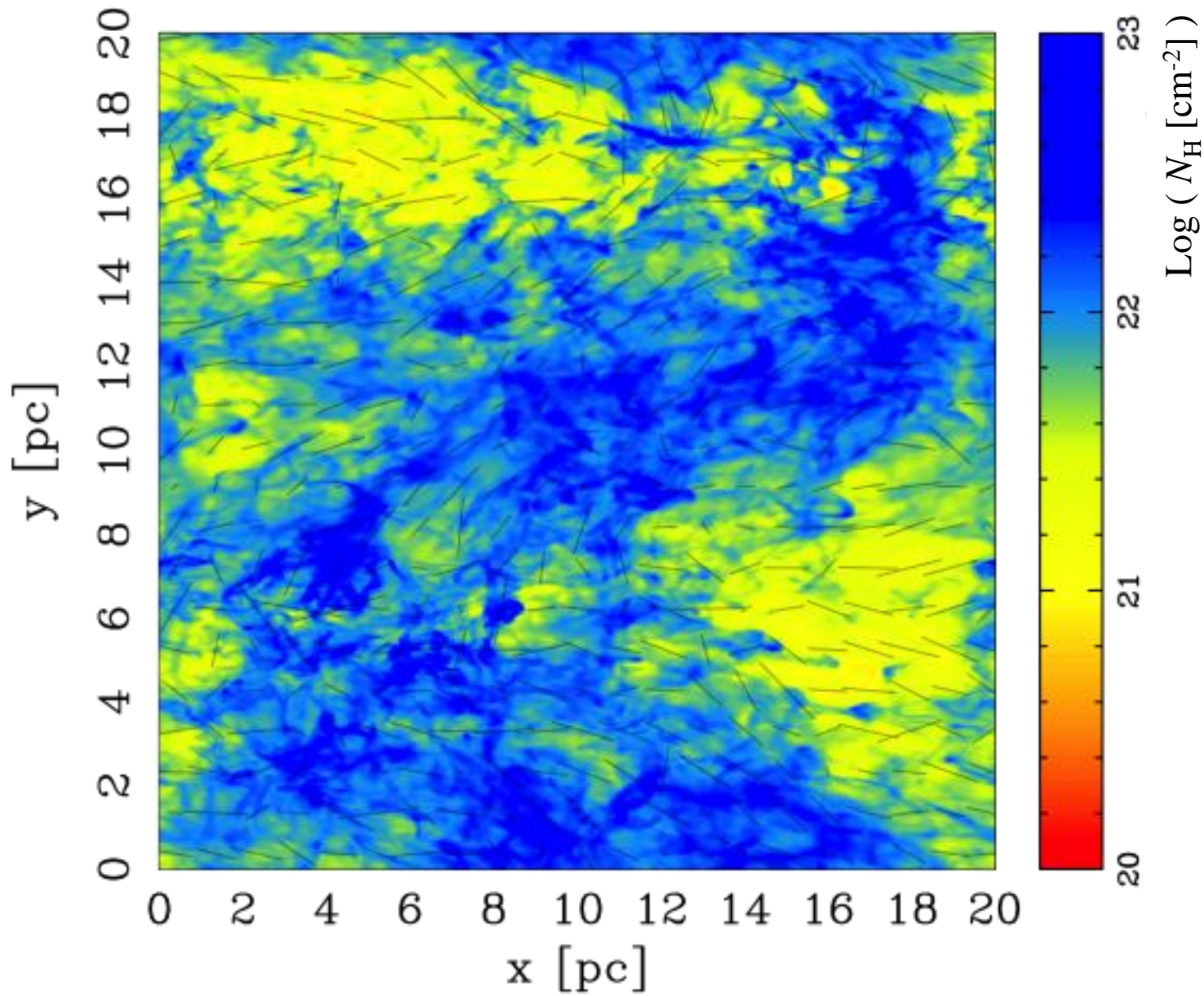
$\gamma = 45 \text{ deg.}$



$\gamma = 60 \text{ deg.}$

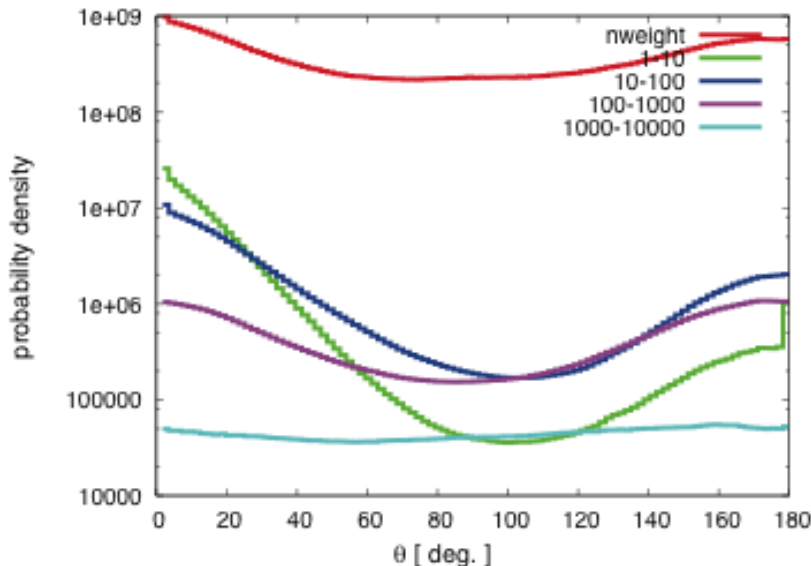




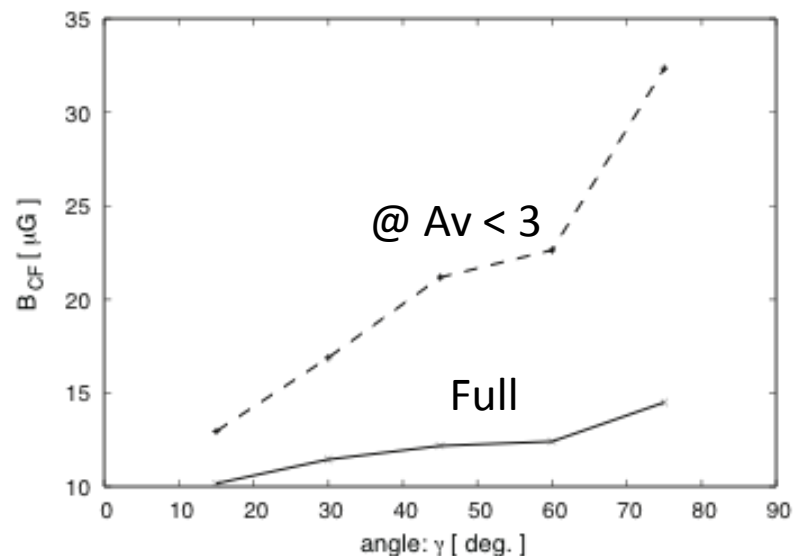


# Chandrasekhar-Fermi Effect 2

## 磁気線方位角分布

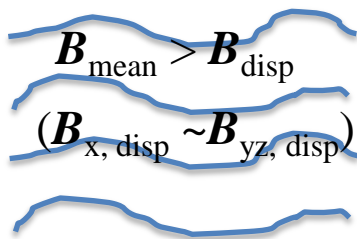


## 疑似観測結果のCF法による磁場強度推定



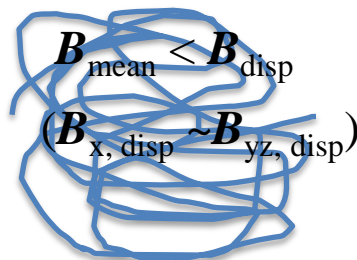
● 乱流は super-Alfvénic にも関わらず偏光角度分散が小さい！ ←→ 乱流の非等方性

$$\checkmark \mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{mean}} + \mathbf{B}_{\text{disp}} \quad (\mathbf{B}_{\text{disp}} \propto \mathbf{v}_{\text{disp}})$$

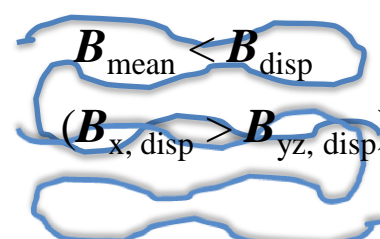


sub-Alfvénic乱流

$$\Delta\theta = \frac{\Delta v_z}{\langle B \rangle / \sqrt{4\pi\rho}}$$



等方super-Alfvénic乱流



非等方super-Alfvénic乱流

$$\Delta\theta = \frac{\Delta v_z}{\Delta v_x}$$

→ 非等方乱流の場合、弱い磁場にも関わらずCF法では磁場は強いという結論に...

# 磁場起源と、駆動機構起源の非等方性

□ Goldreich & Sridhar 95: 強い磁場は乱流を非等方にする(非圧縮MHD乱流理論)

- 磁力線に垂直な成分の速度場は平行成分に比べて強くカスケード

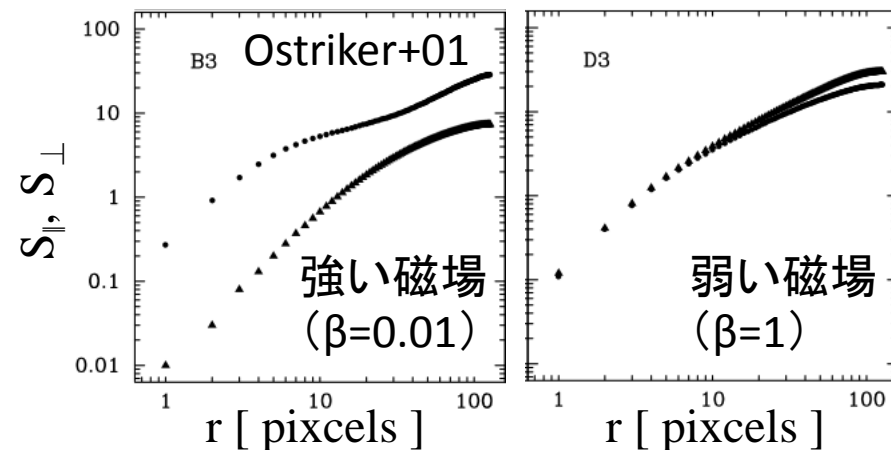
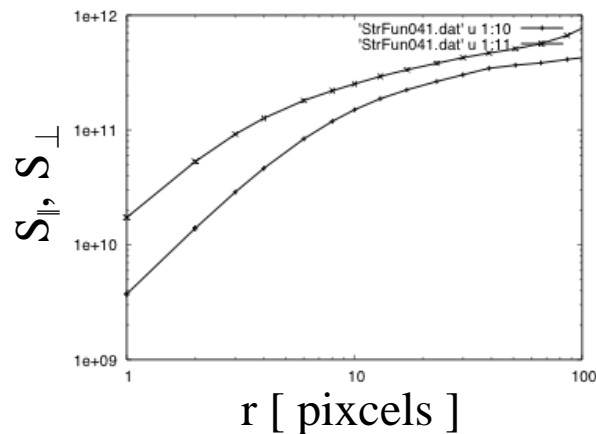
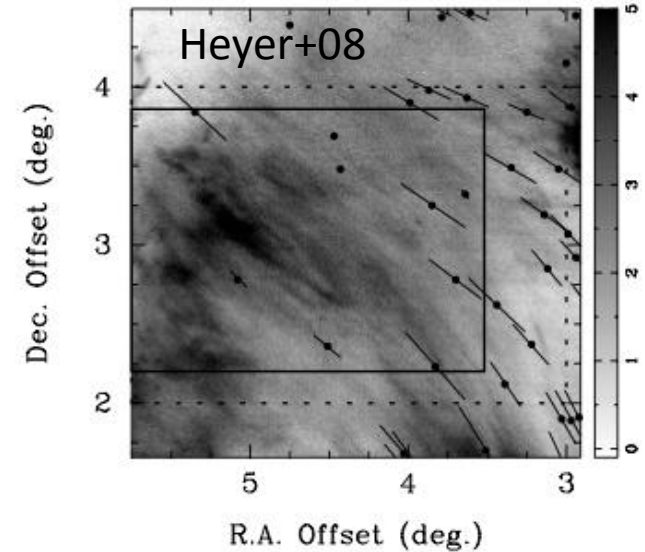
□ Hoyer+08: 牡牛座分子雲の速度場構造は非等方

- 超音速乱流の MHD simulation (Ostriker+01) の磁場が強い場合と構造関数が一致

$$S_{\parallel}(r_{\parallel}) = \langle |v_{\text{los}}(\mathbf{x}) - v_{\text{los}}(\mathbf{x} + \mathbf{r}_{\parallel})|^2 \rangle$$

$$S_{\perp}(r_{\perp}) = \langle |v_{\text{los}}(\mathbf{x}) - v_{\text{los}}(\mathbf{x} + \mathbf{r}_{\perp})|^2 \rangle$$

□ 磁場が弱くても非等方駆動だと  
等方駆動で磁場が強い場合と同様の結果に...



# Summary

- HI cloud の集積による分子雲の形成仮定を調べた
- “分子雲”の形成を調べた最初の計算
- 大きなスケールで非等方に駆動される超音速乱流状態の分子雲が形成
- 分子雲クランプは一定の規則 ( $E_{\text{mag}}/E_{\text{grv}} \sim 0.2 \{(E_{\text{th}}+E_{\text{kin}})/E_{\text{grv}}\}^{1.2}$ ) に従って超臨界な分子雲コアへと成長
- 乱流が非等方な為に、磁場方位の分布も非等方
  - 磁場が弱いにも関わらず偏光の分散角は小さい  
←→ Chandrasekhar-Fermi 法を適応するのは非常に危険
  - 等方駆動で磁場が強い場合の乱流速度場の構造関数と非等方駆動で磁場が弱い場合の構造関数も区別できない程良く似てしまう  
←→ 非等方性 = 強い磁場が起源という最近流行の考え方は危険

これまで多くの研究者が想像してきたものとは大分異なる分子雲が形成される！  
→ 今後の星形成研究へのインパクトは大きい！？