

星間磁気流体乱流の統計則・ 駆動機構と天文学的役割

国立天文台理論部 井上剛志

Introduction: 乱流と統計則

- 乱流: 明確な定義は無いが、「流体の時間的にも空間的にも乱れた流れ」
- 非圧縮性流体の基本的な乱流像

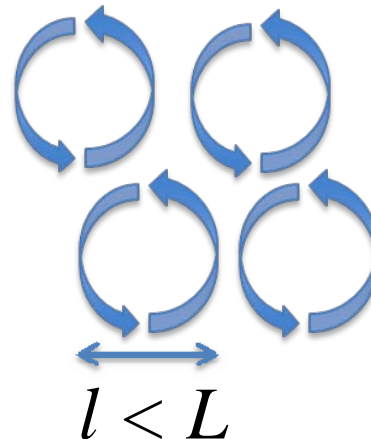
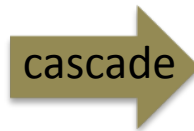
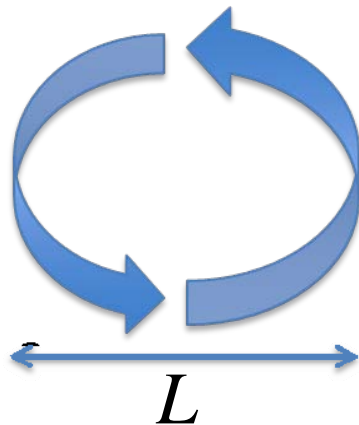
スケール L を持つ乱れた流れ(渦: eddy)が乱流を駆動



Eddy間相互作用/非線形性による不安定性でより小さな eddy に分裂して行く(cascade)



小さなスケール D で粘性による散逸



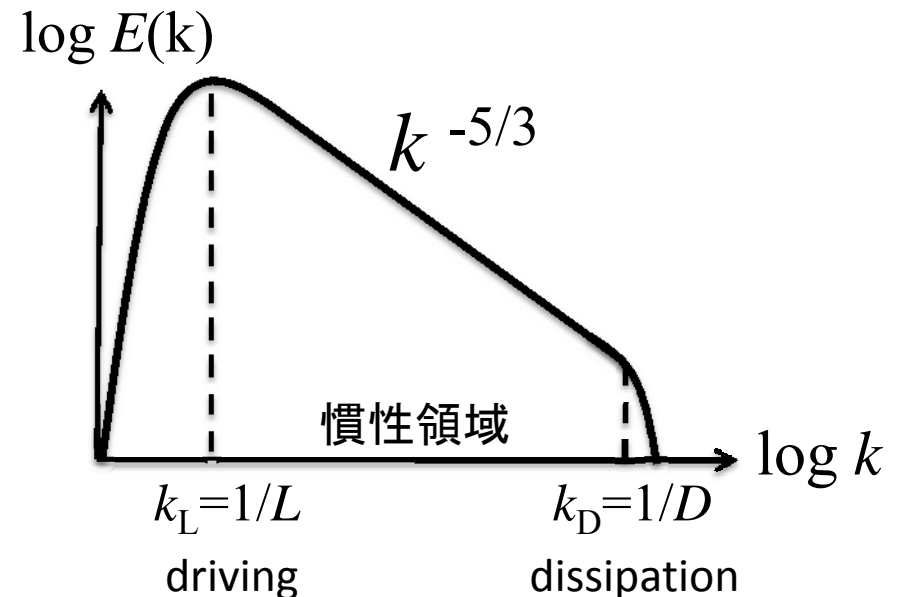
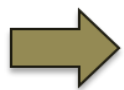
Introduction: 乱流と統計則

■ 非圧縮性乱流に於ける Kolmogorov 5/3乗則 (Kolmogorov 1941)

L の eddy を単位時間単位質量当り ε_L のエネルギーで与え続けた場合、
平衡状態: $\varepsilon_L \sim \varepsilon_{\text{cas}} \sim \varepsilon_D$ が実現(スケール間の energy flux が定常)

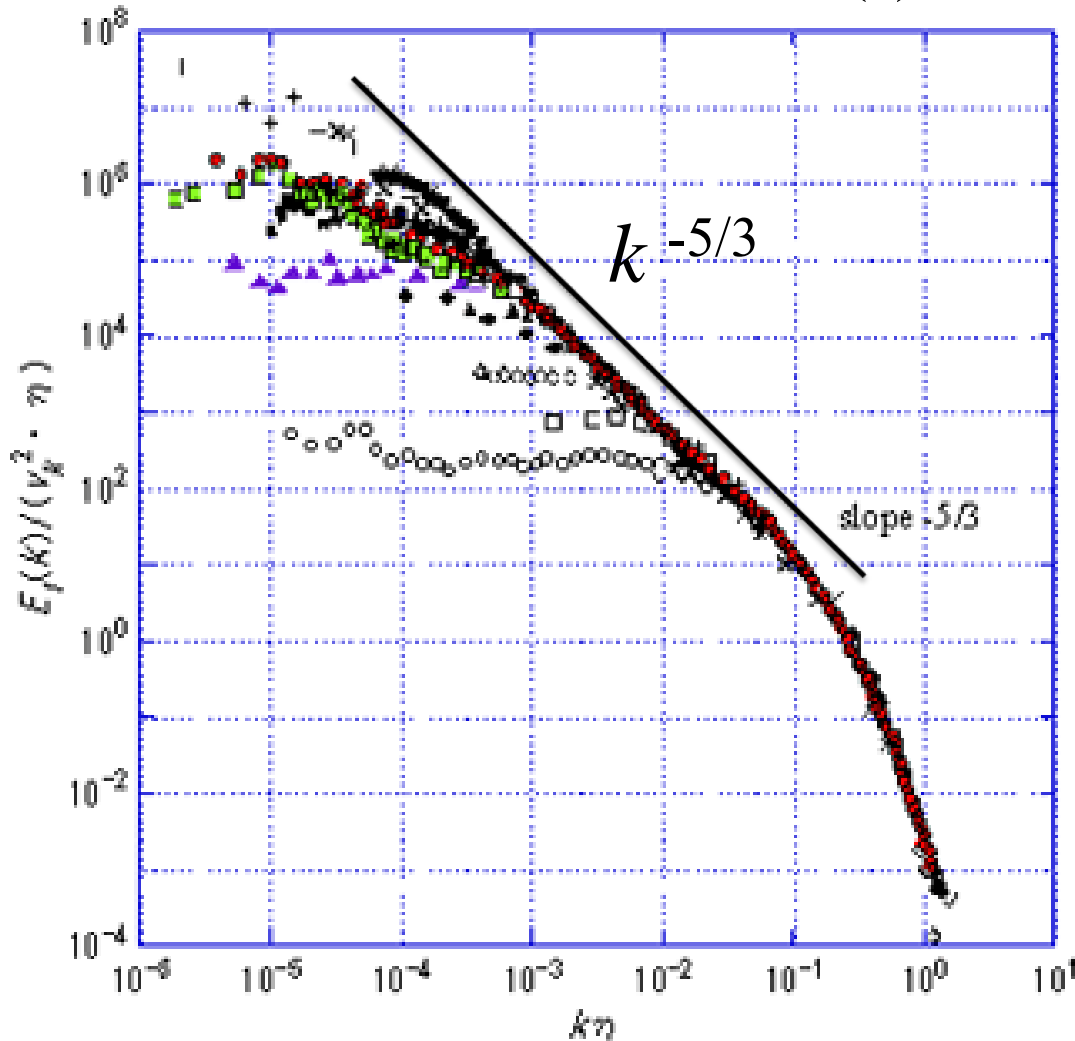
- $\varepsilon \sim v_l^2 / t_{\text{cas}} = \text{const.}$ v_l : スケール l での速度分散 (eddy の回転速度)
- カスケード時間: $t_{\text{cas}} = l / v_l$ eddy turnover time

➡ $v_l \propto l^{1/3}$



Introduction: 乱流と統計則

風洞実験で得られた $E(k)$



present work;

- : 一様せん断乱流, $R_\lambda = 800$
- : 接地境界層, $R_\lambda = 650$
- ▲ : 準等方性乱流, $R_\lambda = 390$
- : 格子乱流, $R_\lambda = 25$

others;

- × : 潮流, $R_\lambda = 2000$ (Grant, et al., 1962)
- +
- ▽ : 大型風洞のリターンチャンネル流, $R_\lambda = 3180$ (Karyakin et al., 1991)
- : NASA大型風洞中の境界層, $R_\lambda = 1500$ (Saddoughi & Veeravalli, 1994)
- : 境界層, $R_\lambda = 850$ (Coantic & Favre, 1974)
- ▲ : 境界層, $R_\lambda = 401$ (Sarban & Marshall, 1965)
- ◆ : 円柱後流, $R_\lambda = 308$ (Uberoi & Freymuth, 1969)
- ◇ : 一様せん断乱流, $R_\lambda = 130$ (Champagne, 1970)
- △ : 大型加圧風洞中の格子乱流, $R_\lambda = 540$ (Kistler & Vrebalovich, 1966)
- : 格子乱流, $R_\lambda = 72$
- ▽ : 格子乱流, $R_\lambda = 37$ (Comte-Bellot & Corrsin, 1971)

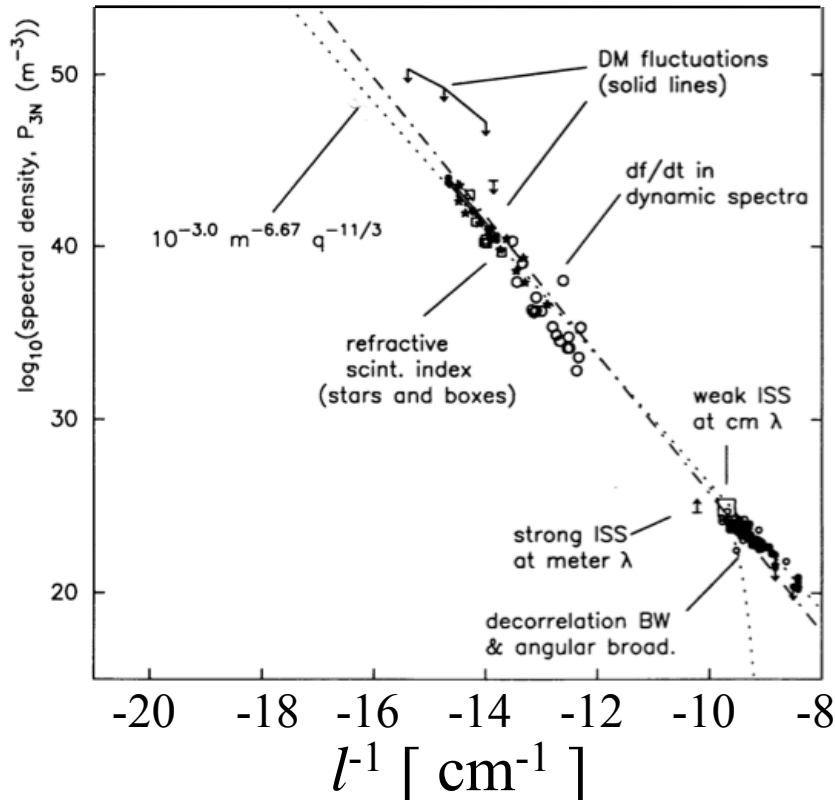
観測されるISMの乱流

ISM で観測される乱流が起源と考えられる統計則

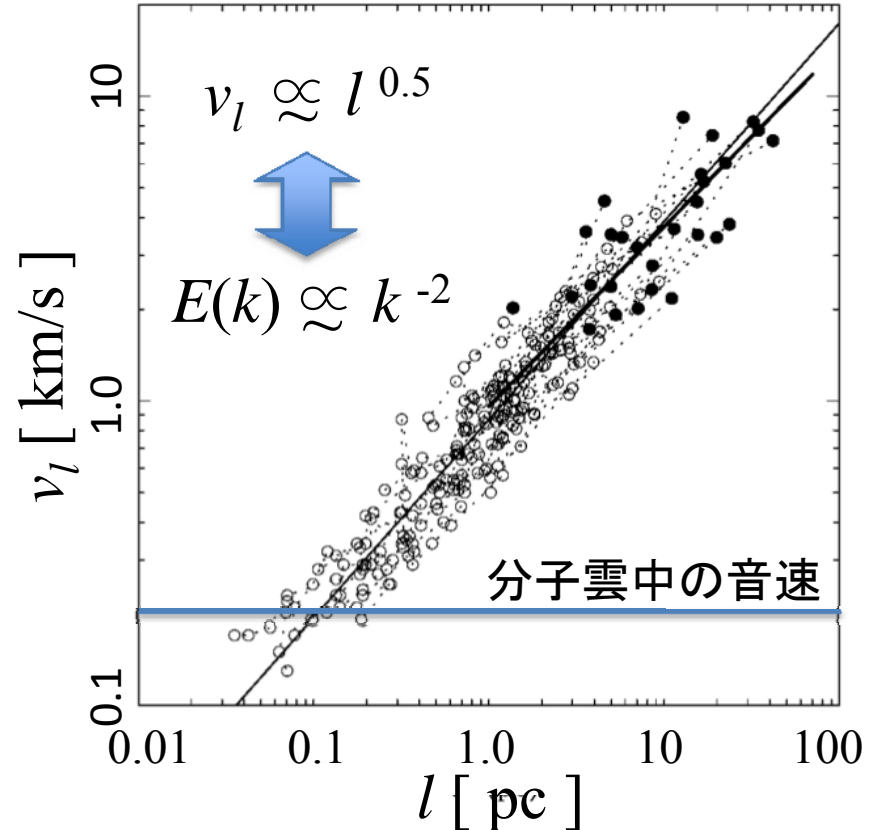
- Scintillation による電離ガス (HIM, WIM) の密度 spectrum : Armstrong+95

- 分子雲に見られるサイズ-線幅関係 Larson's law (Larson 81, Heyer+04)

Spectrum index = Komlogorov



Komlogorov より steep



星間乱流の駆動源

ISM 乱流状態の駆動源

ISMの平均密度 $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$ のHI gas を乱流状態 ($v_l \sim 10 \text{ km/s}$) に保つ為の Energy Flux

$$\dot{e} \simeq (1/2) \rho v_{\text{rms}}^3 / L_d = 3 \times 10^{-27} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \left(\frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_{\text{rms}}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \left(\frac{L_d}{100 \text{ pc}} \right)^{-1}$$

乱流の駆動源 (review by MacLow 04)

$$\bullet \text{ SNe : } \dot{e} = 3 \times 10^{-25} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \left(\frac{\sigma_{\text{SN}}}{0.01 \text{ yr}^{-1}} \right) \left(\frac{H_c}{100 \text{ pc}} \right)^{-1} \left(\frac{R_{\text{sf}}}{15 \text{ kpc}} \right)^{-2} \left(\frac{E_{\text{SN}}}{10^{51} \text{ erg}} \right)$$

• Energy は十分! * Driving scale $\sim 100 \text{ pc}$ 程度 (e.g., Wada & Norman 01, Dib+06)

$$\bullet \text{ MRI : } \dot{e} = -T_{R\Phi} (d\Omega/d \ln R) \quad \text{Maxwell Stress で差動回転からエネルギーを抜く}$$
$$= 3 \times 10^{-29} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \left(\frac{B}{3\mu\text{G}} \right)^2 \left(\frac{\Omega}{(220 \text{ Myr})^{-1}} \right) \quad \text{Sellwood \& Balbus 99}$$

● 自己重力 : Newton Stress で差動回転からエネルギーを抜く

$$\dot{e} = 4 \times 10^{-29} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \left(\frac{\Sigma_g}{10 M_\odot \text{ pc}^{-2}} \right)^2 \left(\frac{H}{100 \text{ pc}} \right)^{-2} \left(\frac{\lambda}{100 \text{ pc}} \right)^2 \left(\frac{\Omega}{(220 \text{ Myr})^{-1}} \right) \quad \text{Wada+ 02}$$

* 差動回転からの引抜 : Stellar Feedback 無しでも乱流をある程度維持できる

非圧縮性のMHD乱流

$$\underline{v_L < c_s, a}$$

- 亜音速の乱流状態 ($M_s = v_L/c_s < 1$) → 非圧縮性のMHD乱流で記述可能
 - ISM では Ionized gas, HII region, diffuse warm medium が対象

■ 非圧縮MHD乱流の統計則: Goldreich & Sridhar 95

- 強い平均磁場がある場合の非等方乱流の統計則 ($v_L < a = \langle B \rangle_L / (4\pi\rho)^{1/2}$)

- 磁場と垂直方向には $P_{th} \rightarrow P_{th} + P_{mag}$ に変わるだけ

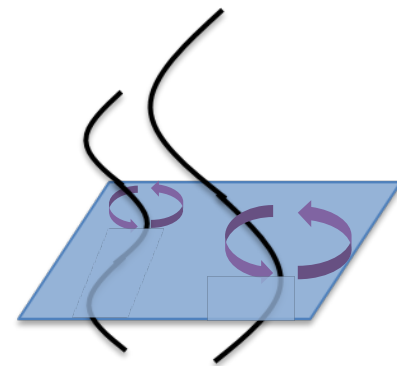
→ 磁場と垂直面内では Kolmogorov 乱流: $E(k_{\perp}) \propto k_{\perp}^{-5/3}$

- 磁場と垂直面内の eddy が磁場を揺らし Alfvén波とカップル

$$\omega_{\text{eddy}} = \omega_{\text{Alf}} \iff v_l k_{\perp} = a k_{\parallel}$$

$$v_l \propto l_{\perp}^{1/3} \propto k_{\perp}^{-1/3} \text{ だから } k_{\parallel} \propto k_{\perp}^{2/3} \text{ GS95 則}$$

→ MHD乱流の eddy はカスケードするにつれて磁力線方向に伸びた構造

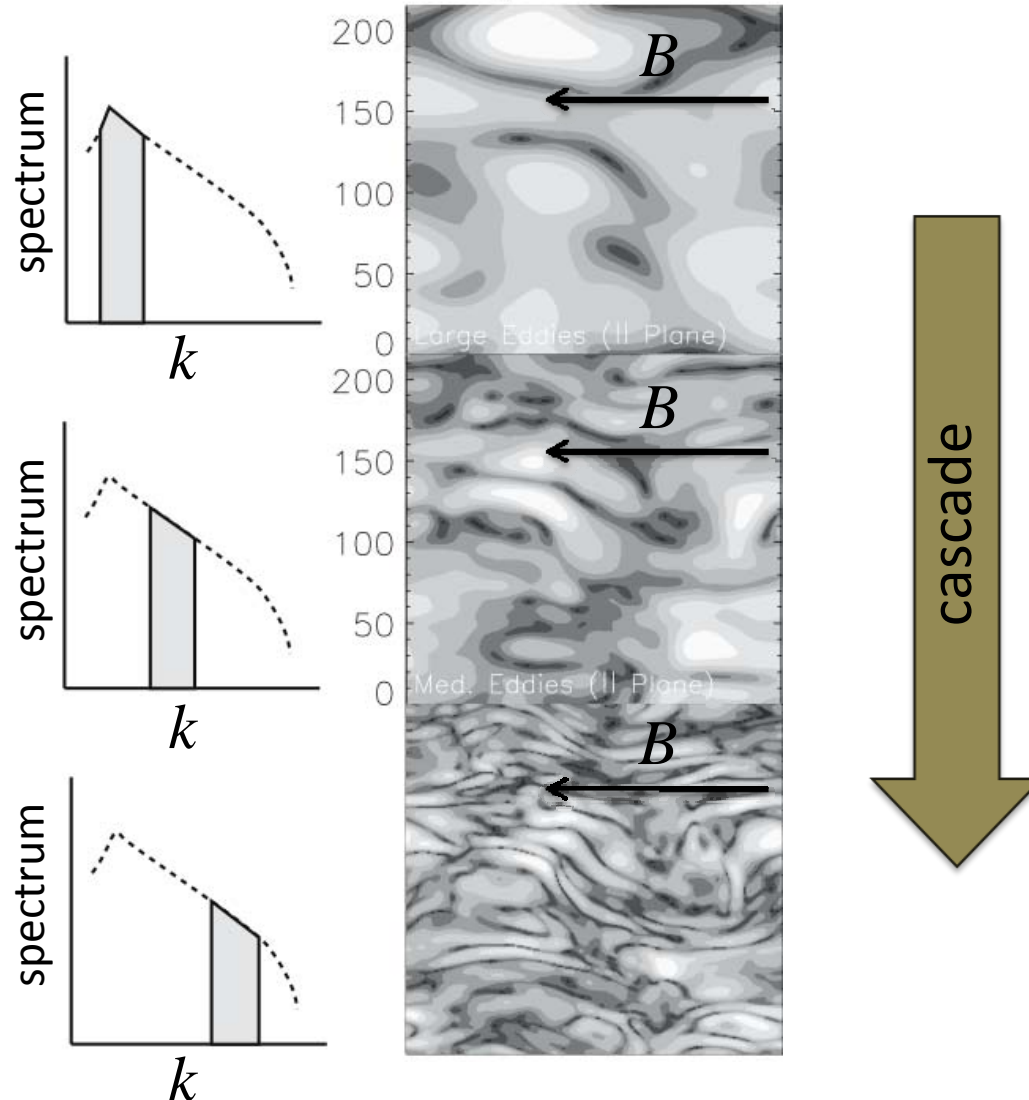


MHD乱流のEddy

$$\underline{\underline{v_L < c_s, a}}$$

- 3D compressive MHD simulation by Cho & Lazarian 05)

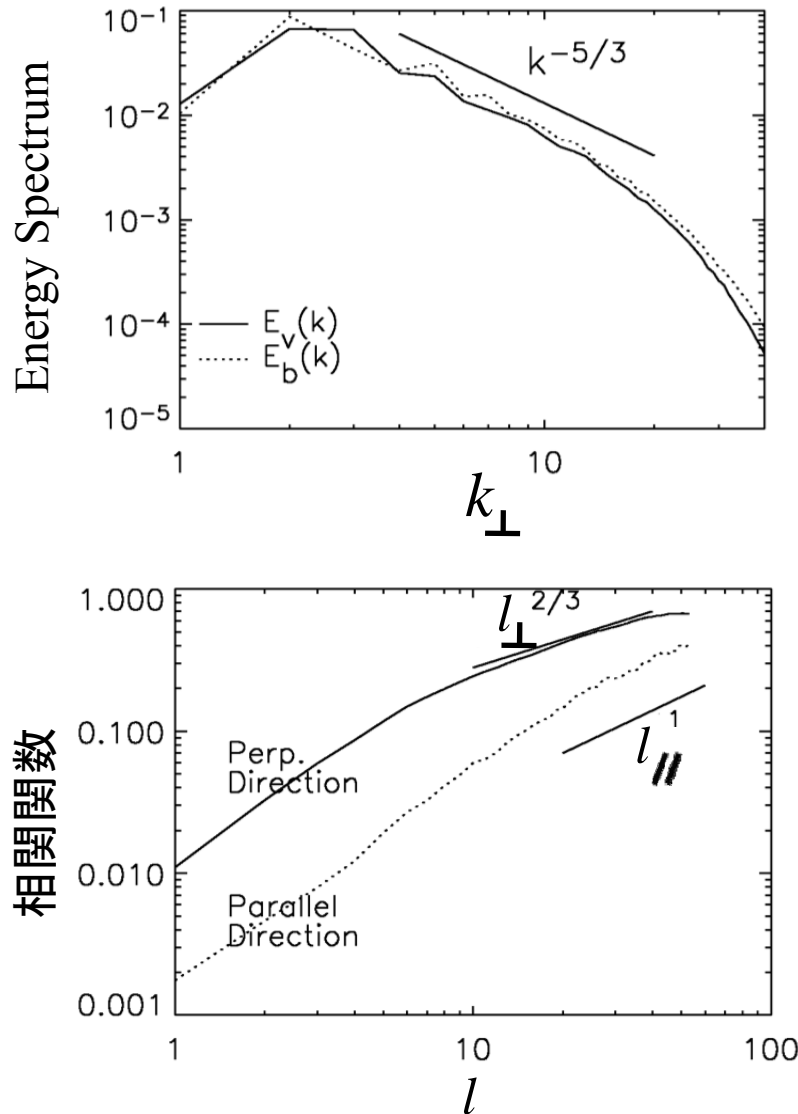
速度場構造



亜音速MHD乱流

$$\underline{v_L < c_s, a}$$

■ 3D compressive MHD simulation by Cho & Lazarian 05



● Numerical Parameter

$$M_s = v_L / c_s = 0.35, M_A = v_L / a = 0.7$$

● スペクトル:

平均磁場と垂直方向は Kolmogorov

● 相関関数: $\langle [B(x+l) \cdot B(x)]^2 \rangle$

$$\text{GS95 則 } l_{\parallel} \propto l_{\perp}^{2/3} \text{ が成立}$$

● 圧縮性媒質でも GS95 は成立

1. 圧縮性の強い Fast, slow mode は大きなスケールで shock 散逸
2. $M_s < 1$ ではモード間結合が弱い



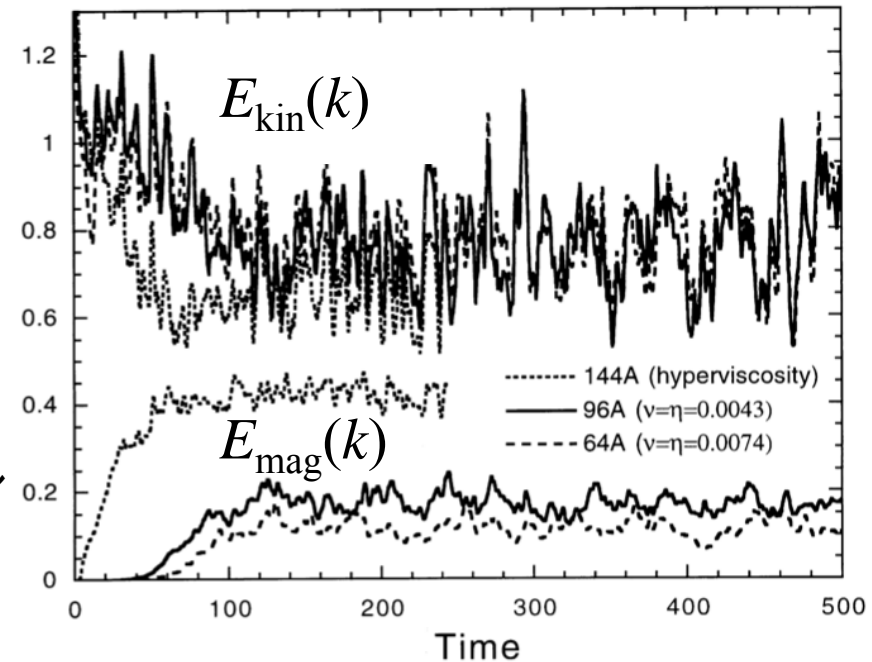
カスケードは Aflven mode が支配

Super-Alfvenic Turbulence

$$\underline{c_s > v_L > a}$$

- Super-Alfvenic ($v_L > a$) の場合、磁場増幅 “Turbulent Dynamo” が起きる
(Batchelor 50, Cho & Vishniac 00)

- E_{mag} は E_{kin} と同程度にまで増幅
- 準定常後のスペクトル
 - ✓ $v_l < a_l$ なるスケール l_c が存在
 - ✓ $l > l_c$ では 等方 Kolmogorov 乱流
 - ✓ $l < l_c$ では 非等方 GS95 乱流
- Mean Field Dynamo とは異なり、大スケール磁場は増幅されない
 - ↔ 大スケール磁場を一方向的に増幅するバイアスが無い
- Turbulent Dynamo は $a > v_L$ であれば超音速乱流でも働く(Padoan+01)

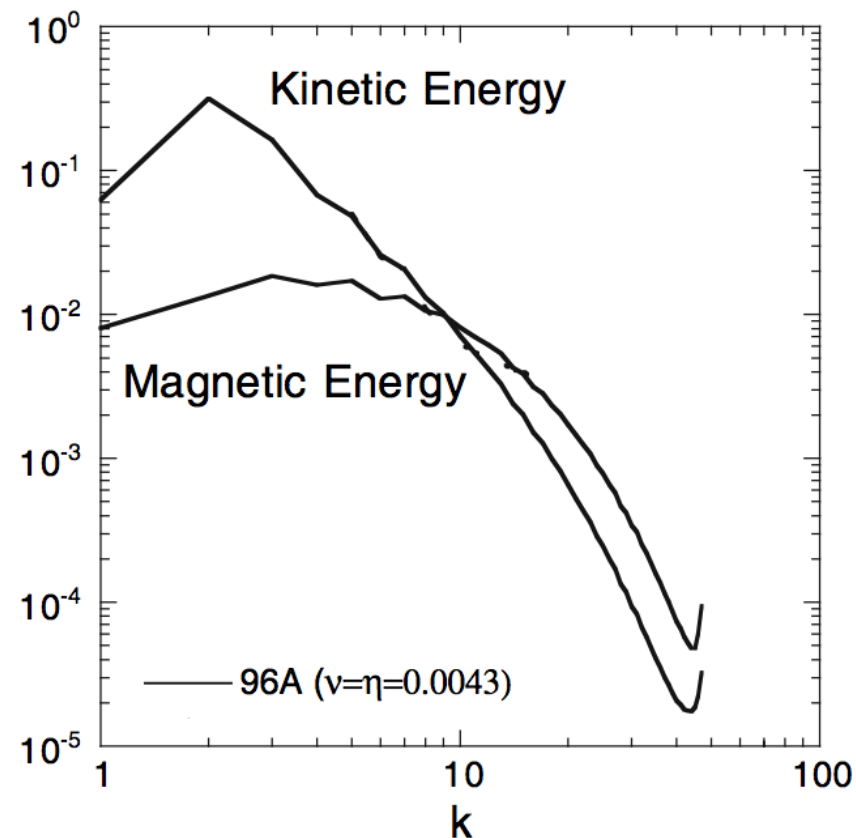


Super-Alfvenic Turbulence

$$\underline{c_s > v_L > a}$$

- Super-Alfvenic ($v_L > a$) の場合、磁場増幅 “Turbulent Dynamo” が起きる
(Batchelor 50, Cho & Vishniac 00)

- E_{mag} は E_{kin} と同程度にまで増幅
- 準定常後のスペクトル
 - ✓ $v_l < a_l$ なるスケール l_c が存在
 - ✓ $l > l_c$ では 等方 Kolmogorov 乱流
 - ✓ $l < l_c$ では 非等方 GS95 乱流
- Mean Field Dynamo とは異なり、大スケール磁場は増幅されない
 - ↔ 大スケール磁場を一方向的に増幅するバイアスが無い
- Turbulent Dynamo は $a > v_L$ であれば超音速乱流でも働く(Padoan+01)



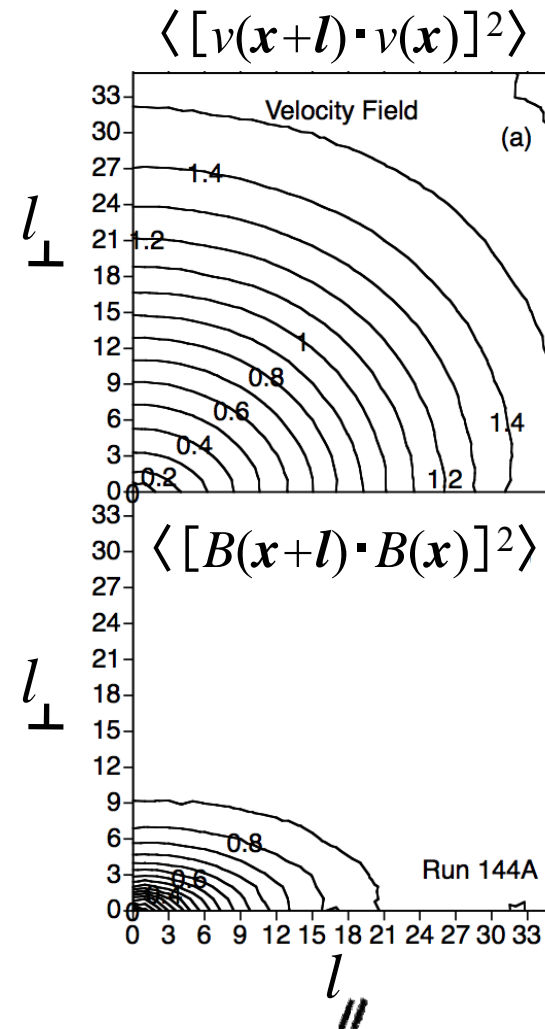
Super-Alfvenic Turbulence

$$\underline{c_s > v_L > a}$$

- Super-Alfvenic ($v_L > a$) の場合、磁場増幅 “Turbulent Dynamo” が起きる

(Batchelor 50, Cho & Vishniac 00)

- E_{mag} は E_{kin} と同程度にまで増幅
- 準定常後のスペクトル
 - ✓ $v_l < a_l$ なるスケール l_c が存在
 - ✓ $l > l_c$ では 等方 Kolmogorov 乱流
 - ✓ $l < l_c$ では 非等方 GS95 乱流
- Mean Field Dynamo とは異なり、大スケール磁場は増幅されない
 - ↔ 大スケール磁場を一方向的に増幅するバイアスが無い
- Turbulent Dynamo は $a > v_L$ であれば超音速乱流でも働く(Padoan+01)



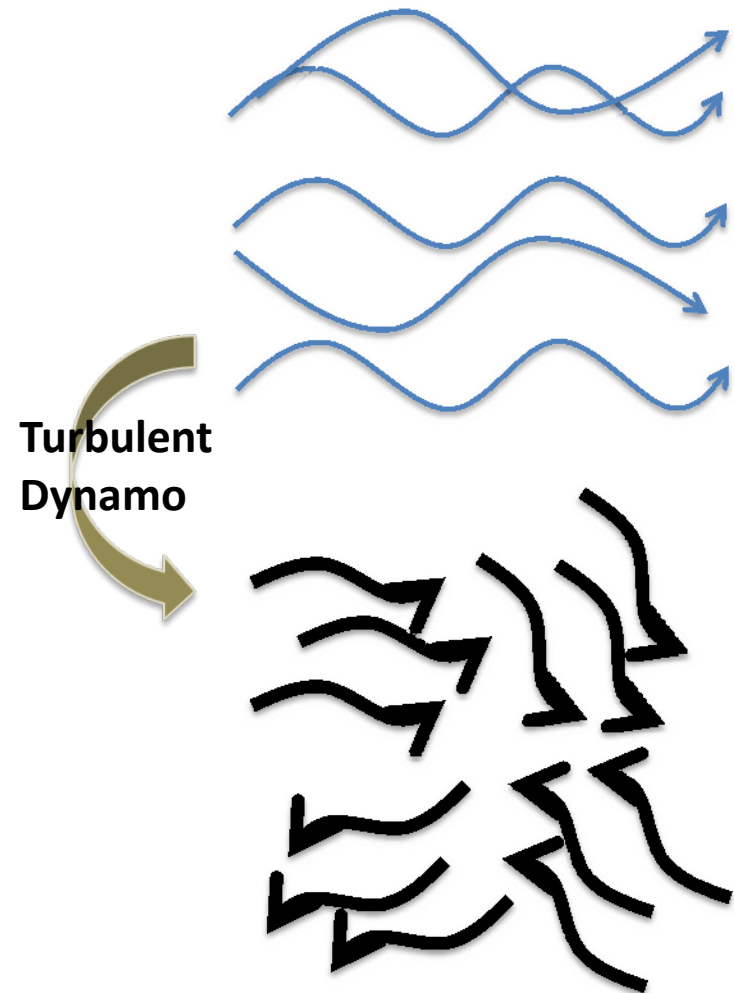
Super-Alfvenic Turbulence

$$\underline{c_s > v_L > a}$$

- Super-Alfvenic ($v_L > a$) の場合、磁場増幅 “Turbulent Dynamo” が起きる

(Batchelor 50, Cho & Vishniac 00)

- E_{mag} は E_{kin} と同程度にまで増幅
- 準定常後のスペクトル
 - ✓ $v_l < a_l$ なるスケール l_c が存在
 - ✓ $l > l_c$ では 等方 Kolmogorov 乱流
 - ✓ $l < l_c$ では 非等方 GS95 乱流
- Mean Field Dynamo とは異なり、大スケール磁場は増幅されない
 - ↔ 大スケール磁場を一方向的に増幅するバイアスが無い
- Turbulent Dynamo は $a > v_L$ であれば超音速乱流でも働く(Padoan+01)



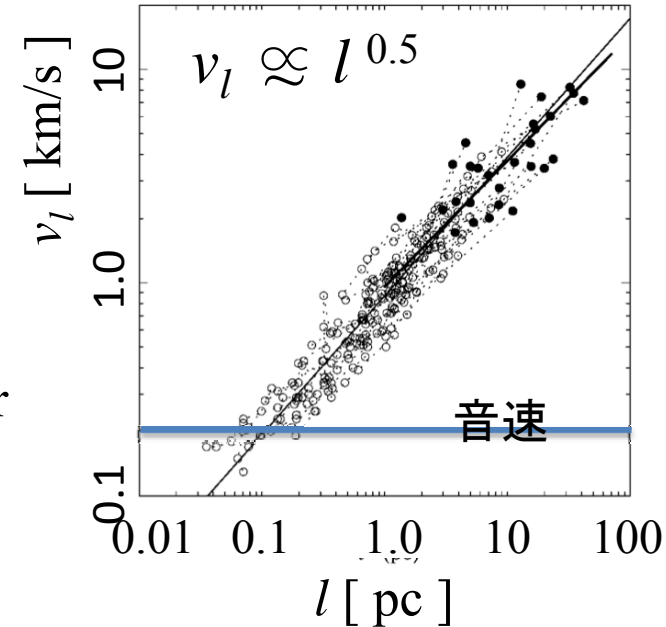
分子雲の物理状態

$$v_L \gtrsim c_s$$

■ 小さな星形成率

- 銀河系内の分子雲の総量: $M \sim 10^9 M_{\text{sun}}$
- 自由落下時間: $t_{\text{ff}} \sim 10^7 \text{ yr } (n/100 \text{ cm}^{-3})^{-1/2}$

- ➡ 重力に拮抗するものがないと
星形成率: $100 M_{\text{sun}}/\text{yr} \gg \text{観測} \sim 1 M_{\text{sun}}/\text{yr}$
- ➡ 乱流圧 and/or 磁気圧で支えられれば良い



■ 10年前までの Standard model (Arons & Max 75, Mouschovias+78)

- 重力を磁場で支える為には $B > 20 \mu\text{G } (n/100 \text{ cm}^{-3}) (L/10 \text{ pc})$ Nakano&Nakamura 78
 - 分子雲は super-sonic/sub-Alfvenic 乱流 $\rightarrow \beta \ll 1$ medium
 - ✓ 線幅の正体は大振幅 Alfven wave ($\delta v \sim B/\rho^{1/2} \gg c_s$)
- ↔ ~~非圧縮である円偏光 Alfven wave は非線形の厳密解なので decay 遅いはず~~

超音速乱流

$$v_L \gtrsim c_s$$

■ Simulation による最近の理解の変遷

● 超音速MHD乱流の Simulation 結果 (MacLow+98, Stone+98):

✓ β にあまり依らず超音速乱流は 1 dynamical time (L_{cloud}/v_l) 以内にdecay

↔ $M_s > 1$ ではモード間結合が大きい (Cho & Lazarian 05)
Alfven wave (非縮性) → fast, slow wave (圧縮性大) → Shock 散逸

$$t_{\text{decay}} < L_{\text{cloud}}/v_L \sim 1 \text{ Myr } (L_{\text{cloud}}/1 \text{ pc})^{0.5} \ll \text{分子雲の寿命} > 10 \text{ Myr}$$

● Energetics revisited

分子雲乱流の散逸率: $\dot{e} = \rho v_L^3/L \sim 3 \times 10^{-25} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \left(\frac{L}{10 \text{ pc}}\right)^{0.5}$

超新星からの供給率: $\dot{e} = 3 \times 10^{-25} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \left(\frac{\sigma_{SN}}{1 \text{ SNu}}\right) \left(\frac{H_c}{0.01 \text{ yr}^{-1}}\right)^{-1} \left(\frac{R_{sf}}{15 \text{ kpc}}\right)^{-2} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ erg}}\right)$



高効率で kinetic energy に転化する機構
and/or
何らかの維持機構が必要

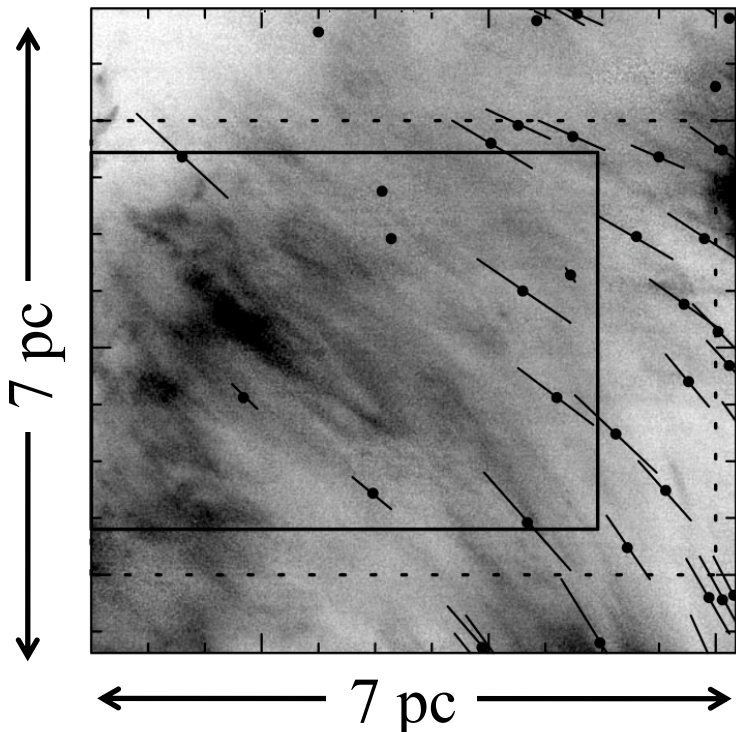
広く受け入れられている
解決策は今の所無い!
ヒントになる現象はある(後述)

分子雲の磁場強度測定

■ Zeeman 効果(OH, CN line)による磁場強度: Crutcher 99

- ➡ 線幅が小さい高密度分子雲コアの Local な磁場強度を測定
- ➡ 大域的磁場が弱くても高密度コアは shock圧縮/dynamo で強い
- ➡ あまり有効な手法ではない

^{12}CO (J=1-0) 放射強度図



■ 大域的平均磁場を測定できないか？

MHD乱流の非等方性に注目

↔ 速度場は非等方なら $v_l < \langle a \rangle_l$

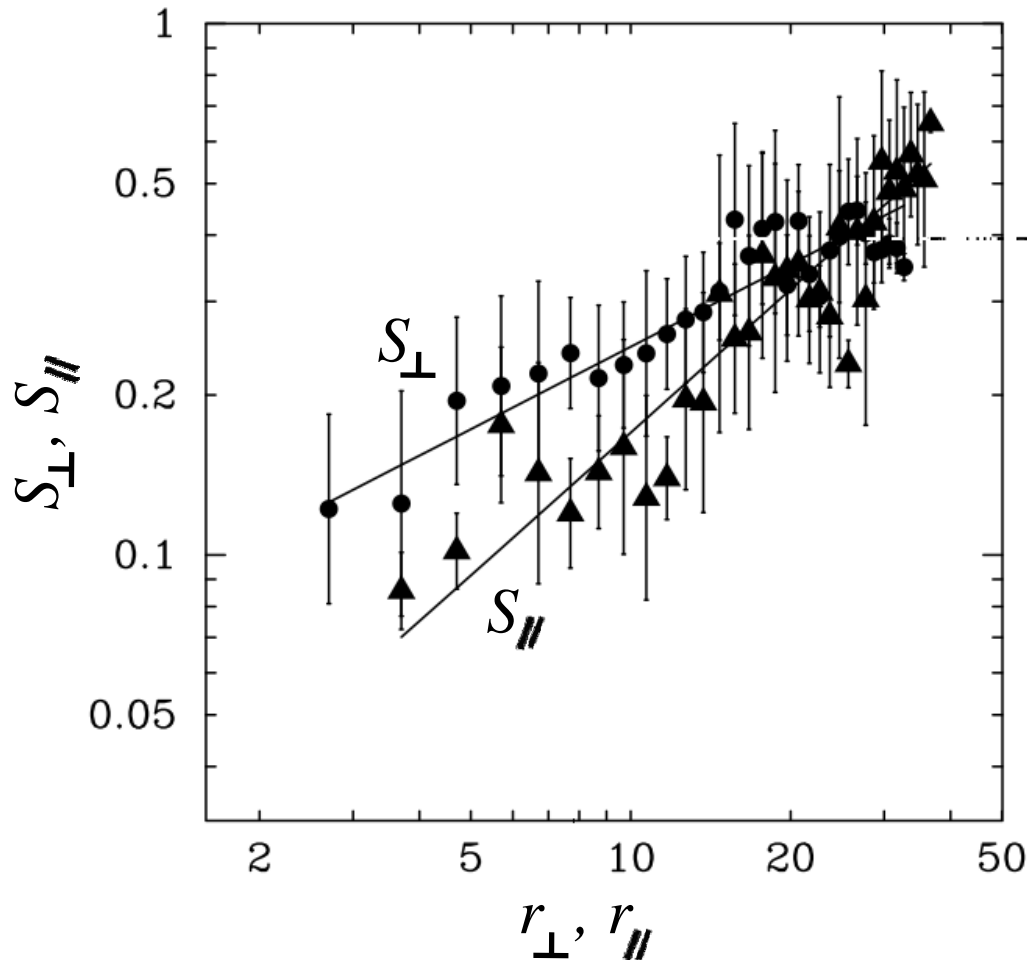
➡ 磁場に強い Lower bound

■ 牡牛座分子雲(低柱密度領域)の非等方速度場の観測: Heyer+08

- Stellar polarization で測った磁力線方向に伸びた eddy?

分子雲の磁場強度測定

■ 牡牛座分子雲(低柱密度領域)における非等方速度場の観測: Heyer+08



● 1次構造関数:

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

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

● 同程度の非等方性が現れる為の
最小磁場: $14\mu\text{G}$

→ 磁場 > 重力

● 磁場強度推定は simulation と比較

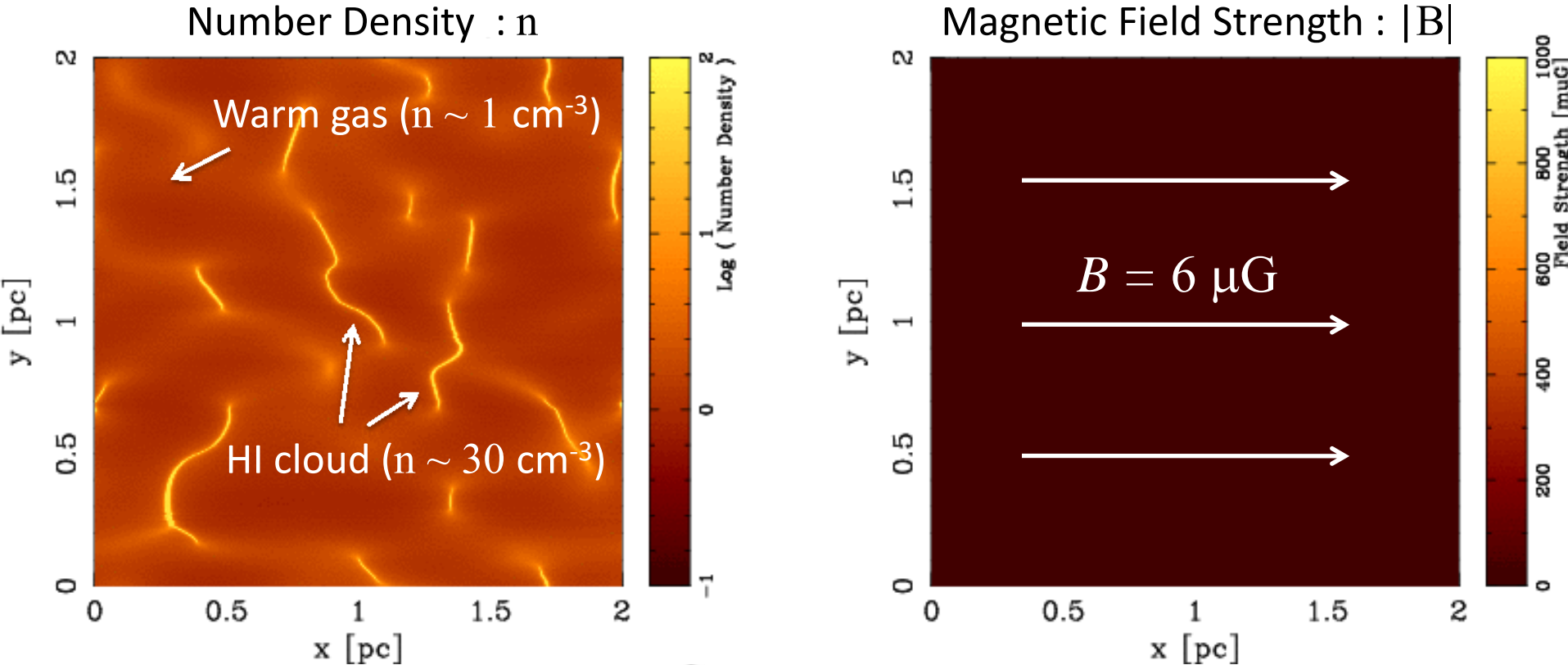


● 観測量と物理量を繋ぐ理論が未整備!
GS95 relation の応用で整備可能?

● 強力な観測手法になり得る!!

2-phase ISM を掃く超新星衝撃波

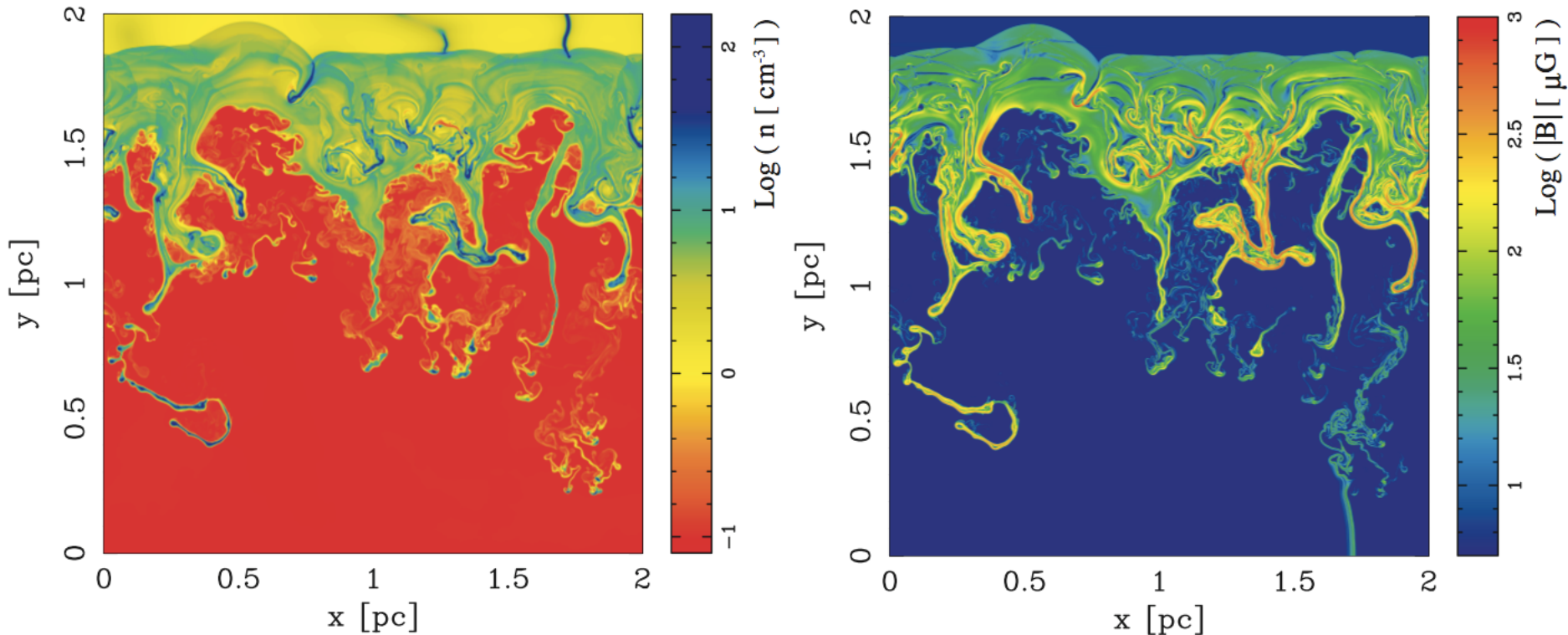
- 熱的不安定性で形成される 2-phase ISM (diffuse gas/ HI cloud) を掃く超新星衝撃波が作る超新星残骸 (TI+ 09 ApJ submitted)



- Age $\sim 1000 \text{ yr}$ の超新星残骸に相当
- $B_{\text{max}} \sim 1 \text{ mG}$ ($\beta \sim 1$) \rightarrow 最近発見された X-ray hot spot を説明 (Uchiyama+08)

2-phase ISM を掃く超新星衝撃波

Time = 1425 yr



- $\nabla \rho \times \nabla p \neq 0 \rightarrow$ shock 面で渦生成 ($\delta v \sim c_s$)
- Turbulent Dynamo で磁場増幅 : $B_{\text{max}} \sim 1 \text{ mG}$ (post shock の $\beta \sim 1$)

■ パラメータは異なるが分子雲の乱流駆動へのヒント？

分子雲は超音速乱流 \rightarrow 密度構造は clumpy

乱流減衰 $\sim 1 \text{ Myr}$ \longleftrightarrow SN shock に掃かれる $\sim 1 \text{ 回/Myr}$

Summary

■ 磁化媒質でも統計則は存在

- Sub-Alfvenic 乱流: Kolmogorov 乱流と Alfven 波がカップルした非等方乱流: $k_{\parallel} \propto k_{\perp}^{2/3}$ (GS95 anisotropy)
- Super-Alfvenic 乱流: Turbulent Dynamo による磁場増幅
増幅の結果 $\langle a \rangle > v_l$ となる領域ではGS95則が成立

■ MHD乱流の非等方性は長年もめている分子雲の大域磁場測定の強力な手段になり得る

➡ 観測量と物理量を繋ぐより精密な理論の構築が必要

■ 超音速乱流は磁場の強弱に依らず急速に Decay

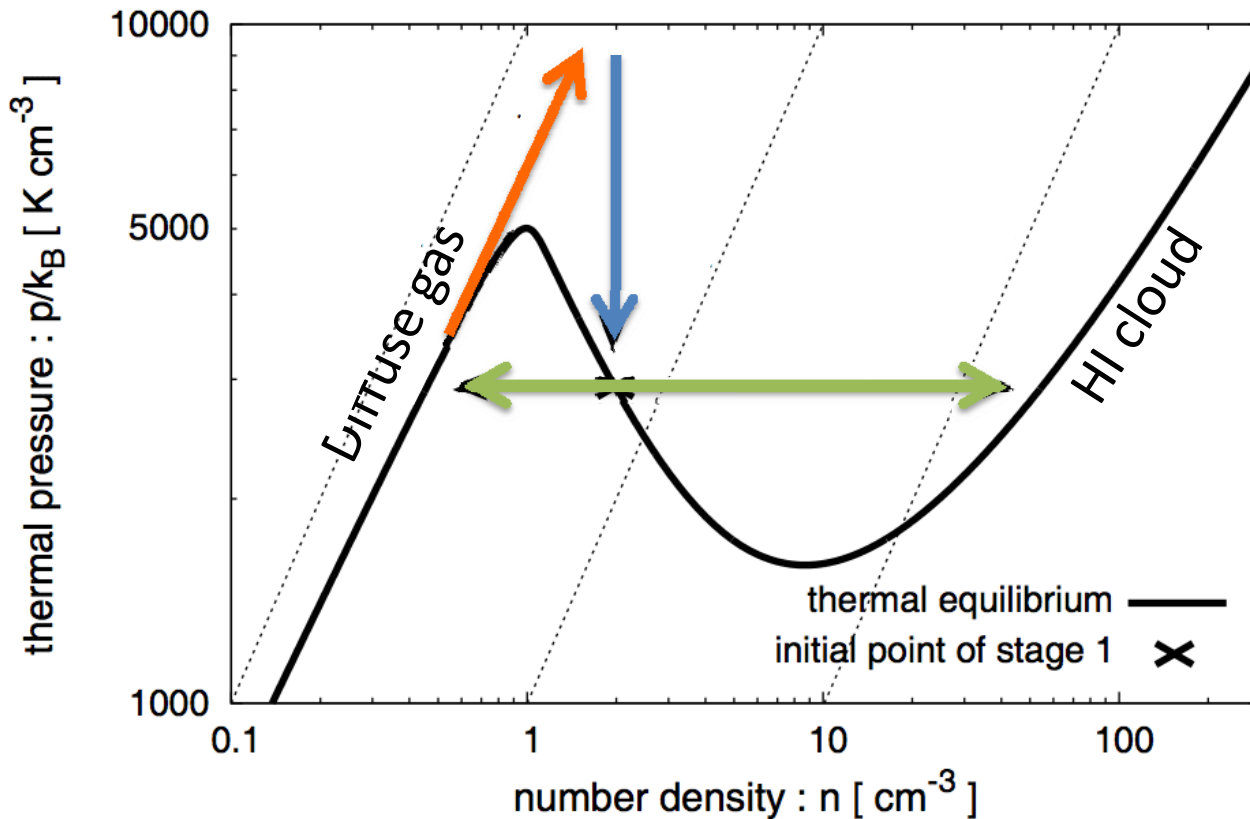
➡ 高効率な駆動機構が必要

➡ 超新星衝撃波と分子雲の相互作用が駆動のヒント？

HI Cloud の形成：熱的不安定性

■ 熱的不安定性による HI Cloud の形成

ISM の熱平衡曲線
(UV heating と line coolings のバランス)



- ISM は 1 Myr に一度 SN 衝撃波に掃かれる

衝撃波圧縮

冷却

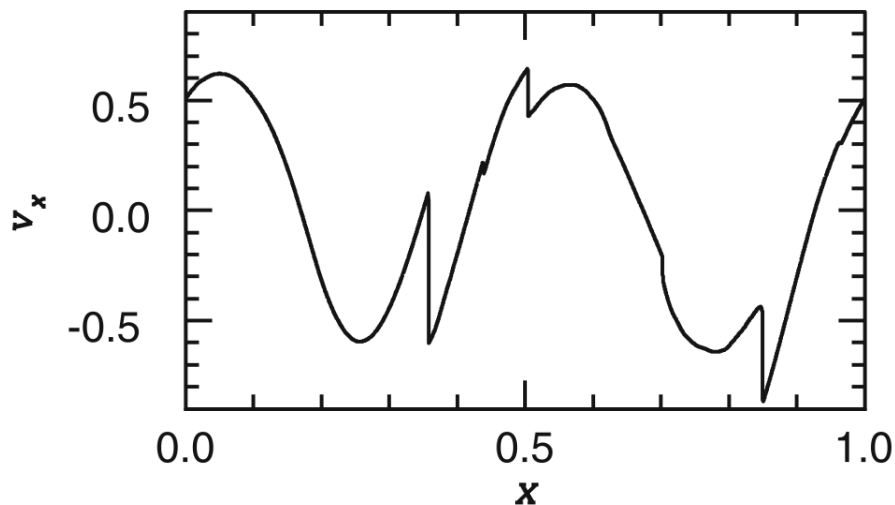
熱的不安定

See, Koyama & Inutsuka 02
TI & Inutsuka 08

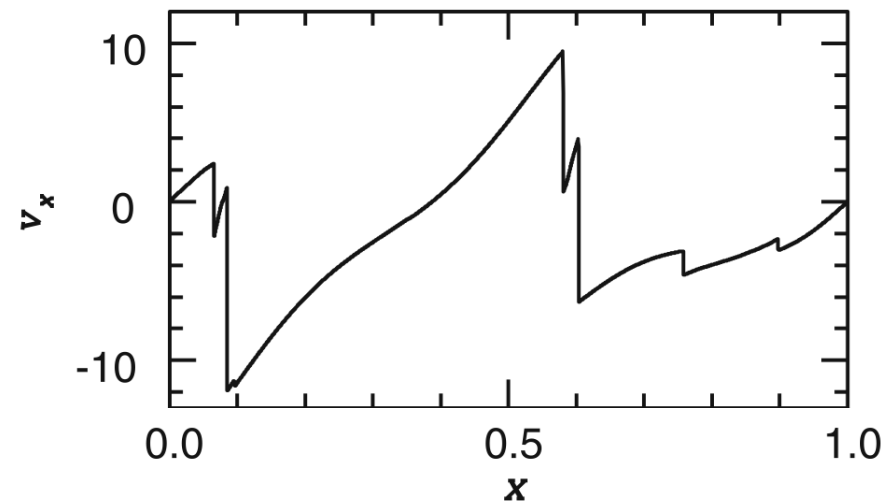
超音速乱流の Spectrum $v_L \gtrsim c_s$

- HI cloud ($\langle M_s \rangle \sim 3$), 分子雲 ($\langle M_s \rangle \ll 1$) は超音速の乱流状態
 - 超音速乱流場の power spectrum (Kim & ryu 05, Beresnyak+ 05)
 - kinetic energy spectrum $E_{kin}(k)^2 \propto k^{-n} : n = 5/3 \xrightarrow{M_s \nearrow} 2$
 - ✓ 衝撃波の発生により速度構造はstep関数が卓越
- ➡ 分子雲の速度 spectrum が Kolmogorov より steep な理由

速度構造: $M_s=0.8$



速度構造: $M_s=12.5$



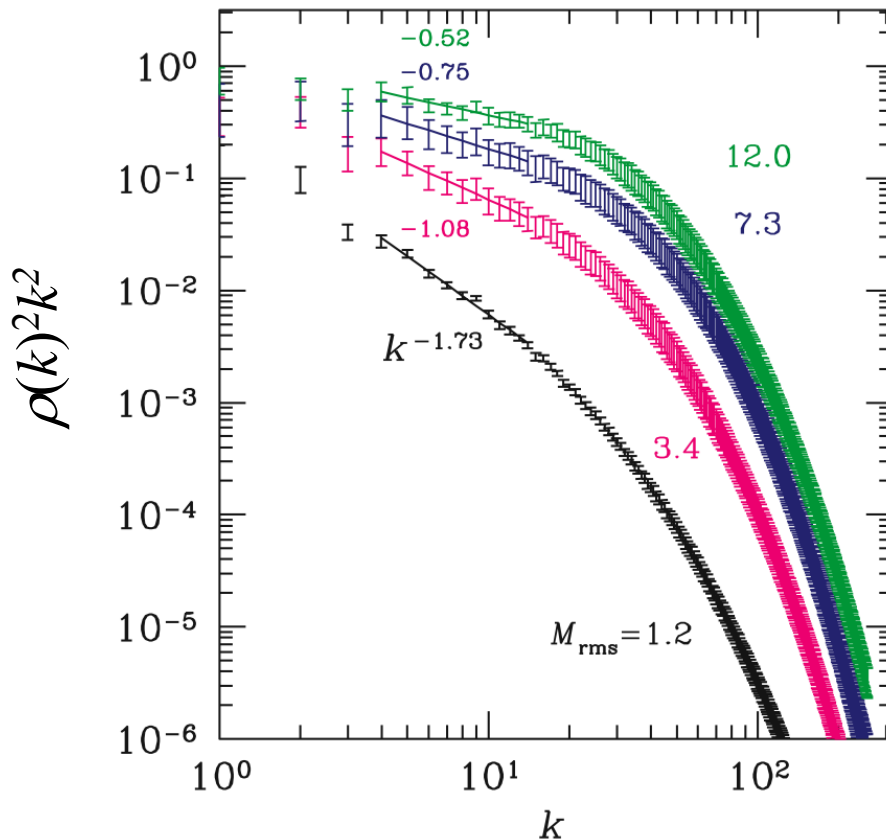
超音速乱流の Spectrum

$$\underline{\underline{v_L > c_s}}$$

■ 超音速乱流場の power spectrum (Kim & ryu 05, Beresnyak+ 05)

- density power spectrum $\rho(k)^2 k^2 \propto k^{-n} : n = 5/3 \xrightarrow{M_s \nearrow} 0$

✓ 衝撃波に何度も掃かれ密度構造は sheet \rightarrow filament \rightarrow clump (delta関数)

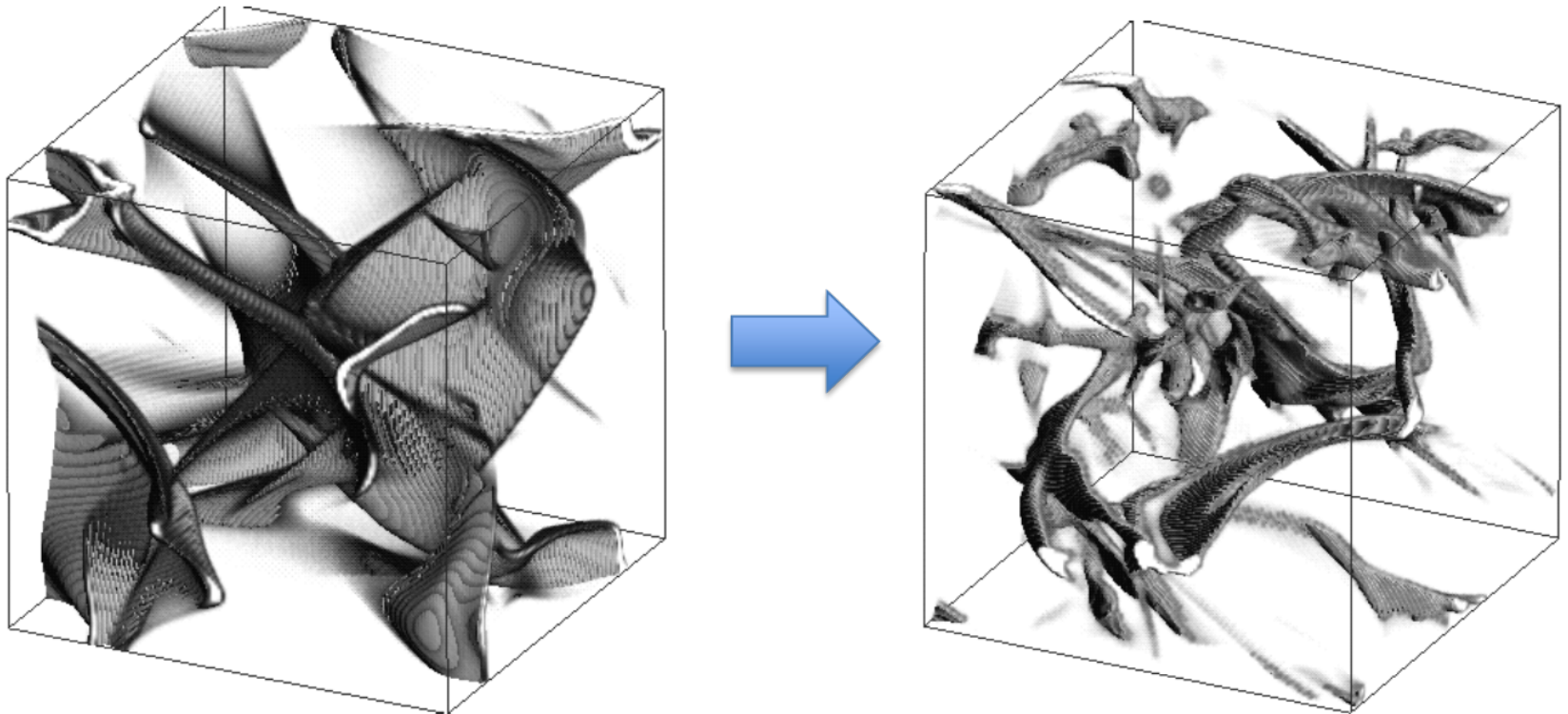


超音速乱流の Spectrum $v_L > c_s$

■ 超音速乱流場の power spectrum (Kim & ryu 05, Beresnyak+ 05)

- density power spectrum $\rho(k)^2 k^2 \propto k^{-n} : n = 5/3 \xrightarrow{M_s \nearrow} 0$

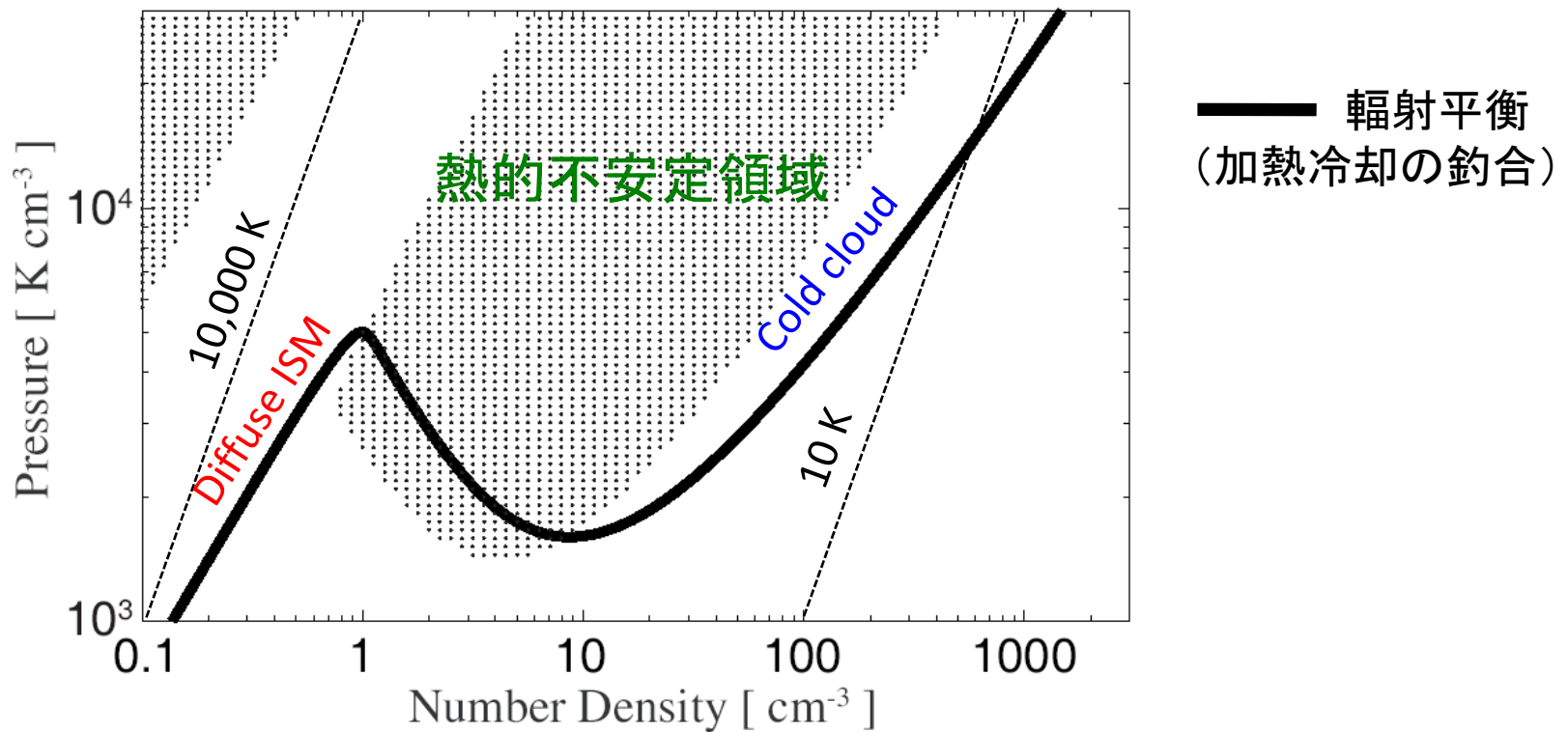
✓ 衝撃波に何度も掃かれ密度構造は sheet \rightarrow filament \rightarrow clump (delta関数)



Cloud の形成：熱的不安定性

■ 分子雲形成の理解 → 物理環境 (乱流・磁場) の解明に直結

● 熱的不安定性による Cloud の形成



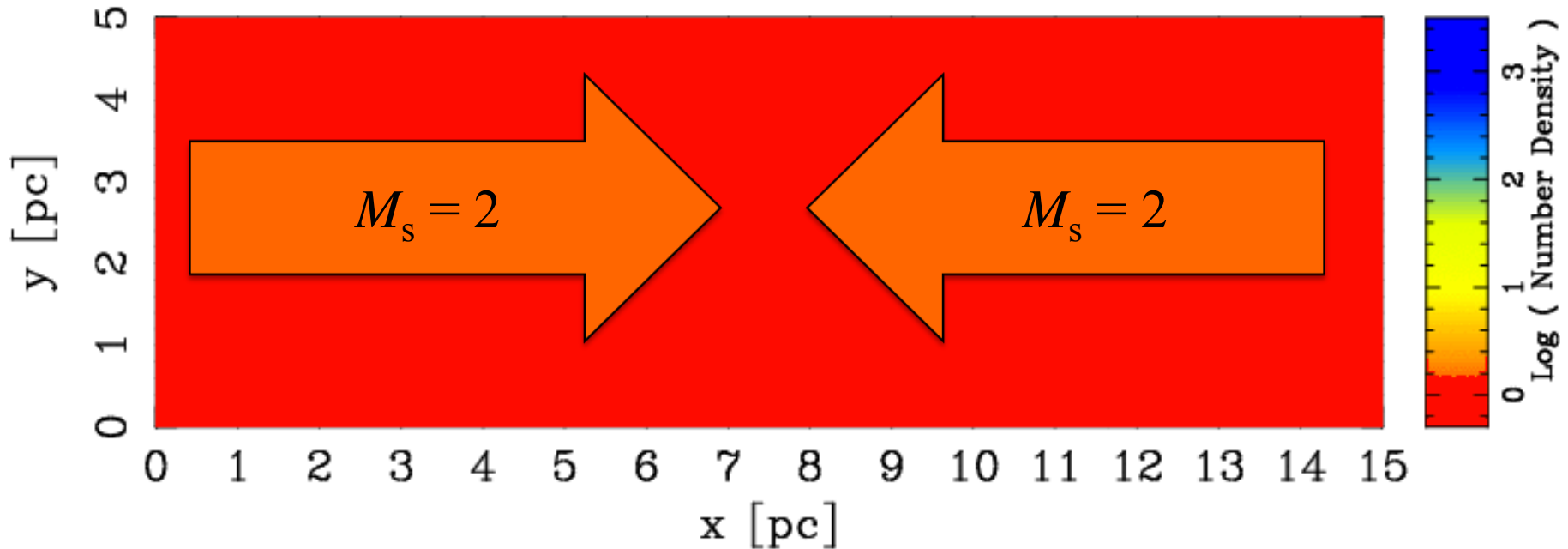
熱的不安定：暴走的冷却凝縮 → 分裂した低温ガス clumps

Diffuse gas からの cloud 形成 → 必ず熱的不安定状態を經由

Cloud の形成：乱流駆動のヒント

■ 熱的不安定性による cloud 形成 simulation: Koyama & Inutuka 02, TI & Inutsuka 08

Time = 0.00000 Myr



衝撃波による熱化 ← 熱的不安定性 → cloudlet のランダム運動

- Cloudlet の速度分散 $\langle v \rangle \sim 2$ km/s → “超音速乱流”
- Cloudlet は超音速で運動 → 周囲の薄いガスに大しては亜音速：低散逸
- 形成されているのは HI cloud → 分子雲との関連は今後の大きな課題

HI cloud は理解できた？

■ Turbulent ISM に於ける HI cloud 形成の大規模 simulation : Hennebelle & Audit 07

● HD simulation ($10^4 \times 10^4$)

● HI cloud は 微小雲複合体

● 密度構造 $\rho(k)^2 k^2 \propto k^{-n}$

Sim.: $n \sim 0.4$ due to clumpy structure

観測: $n \sim 0.5$ (Deshpande+00)

Kolmogorov : $n \sim 1.67$

1-phase の超音速乱流でも
shallow index 可能だが、
 $M_s > 10$ が必要で不自然



HI cloud は Warm gas に浮かぶ微小雲複合体(Warm gas と Cold gas の 2-phase medium)

