

# 星間衝撃波の物理と 天文学的応用

青山学院大学 理工学部

井上 剛志

# Outline

## □ 衝撃波の基礎（修士1年向け）

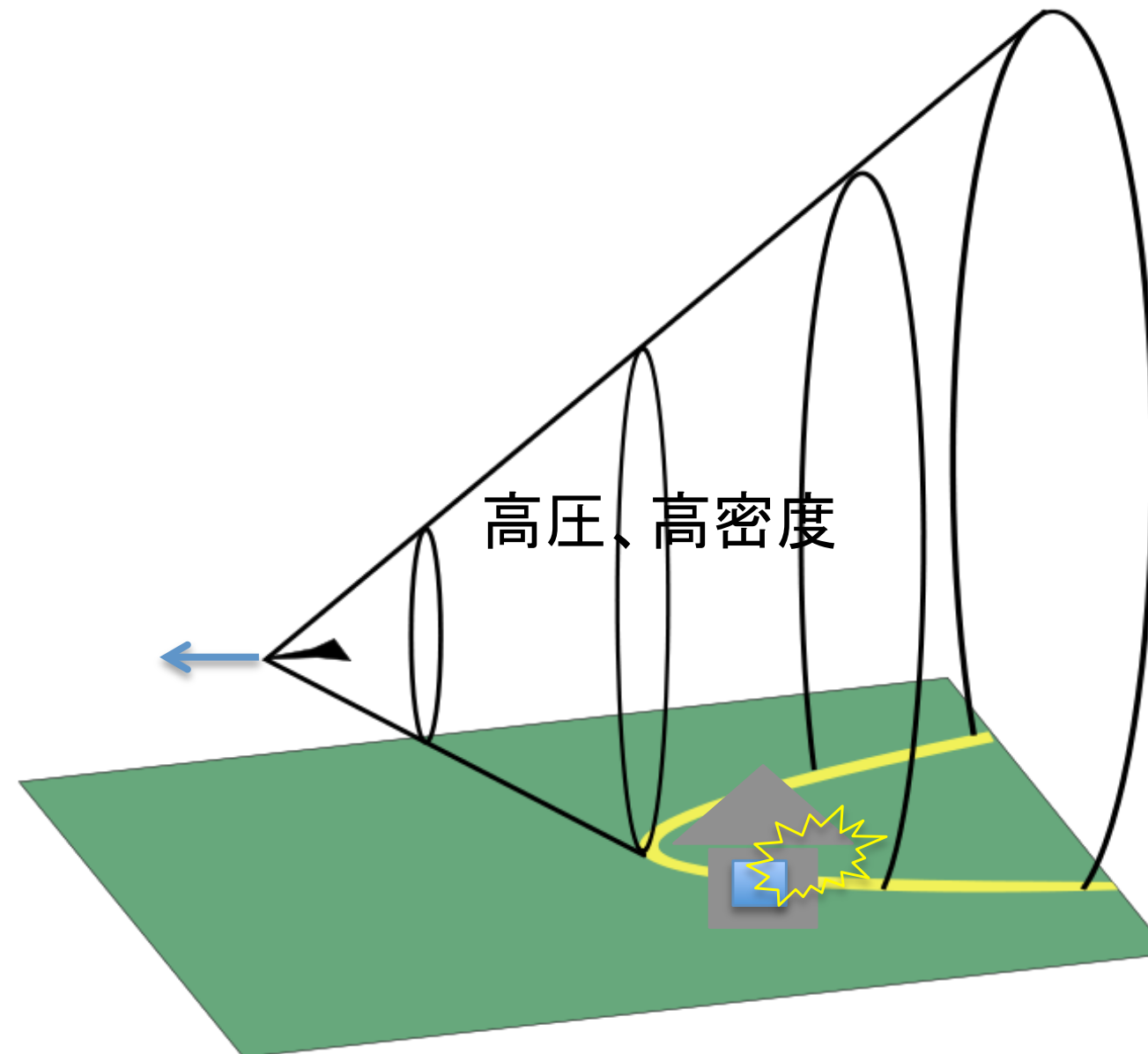
- 衝撃波とは何か？
- 流体衝撃波の基本的性質

## □ 衝撃波の天文学的役割

- 衝撃波による星間雲形成（衝撃波後面での熱的不安定性の励起）
- 衝撃波による大質量星形成（等温磁気流体衝撃波の圧縮による重力不安定）
- 超新星衝撃波と分子雲の相互作用（Richtmyer-Mshkov 不安定）
- 超新星衝撃波後面での偏光放射（非等方磁気乱流の励起）

# 衝撃波とは何か？

- 衝撃波の定義：流体力学方程式が持つ非線形性と散逸の釣り合いが形成する構造  
→ よくわからん
- とりあえず良く知られている例：超音速飛行機のソニックブーム
- ✓ 衝撃波面を境に物理量が突然変化する → 家の窓ガラスが割れる



# 非線形性について

□ 衝撃波に現れる物理量の急激な変化は非線形性が原因

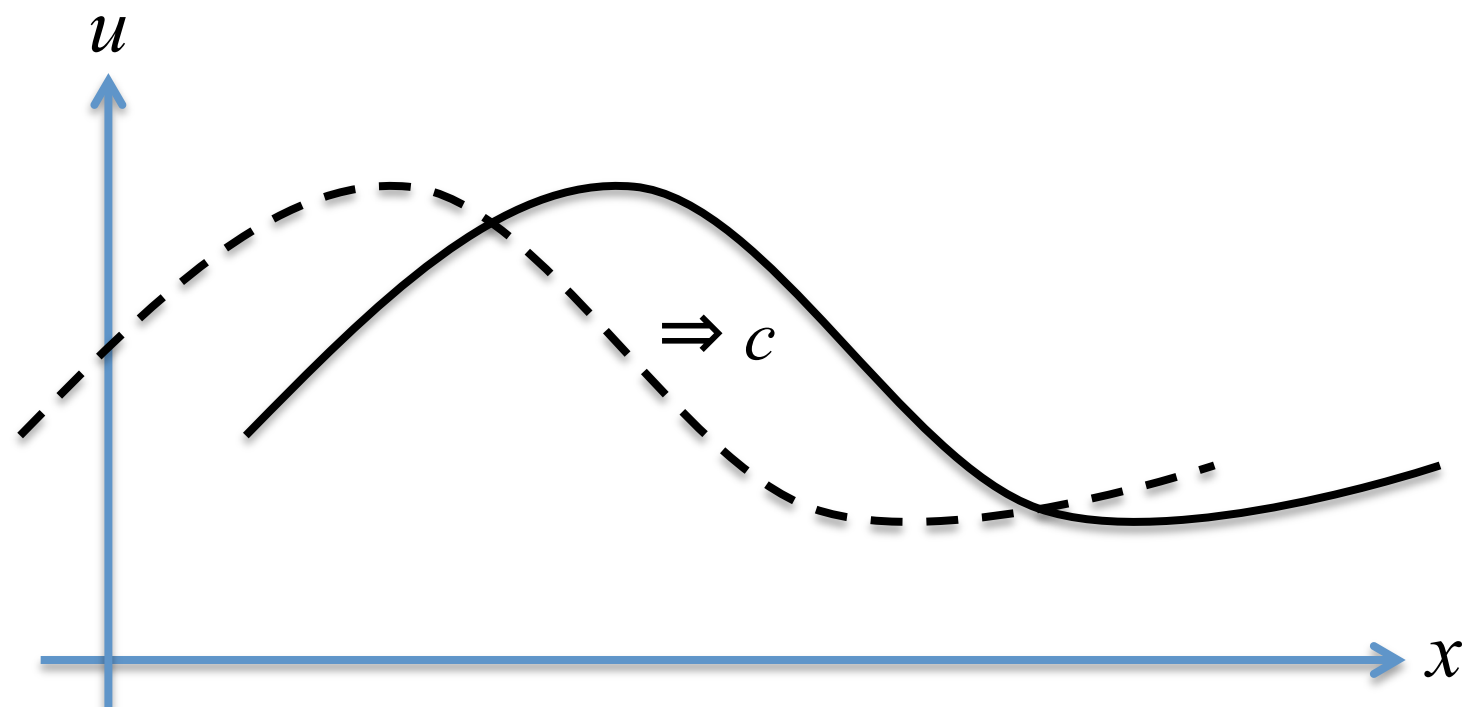
● オイラー方程式(流体の運動方程式):  $\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x}$

非線形(輸送)項

● Burgers 方程式:  $\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0$

✓ 非線形項中の係数  $u$  を定数  $c$  にしてみる:  $\frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0$  解:  $u(t,x) = f(x-ct)$

→ 初期の形を変えずに速度  $c$  で移動





# 非線形性について

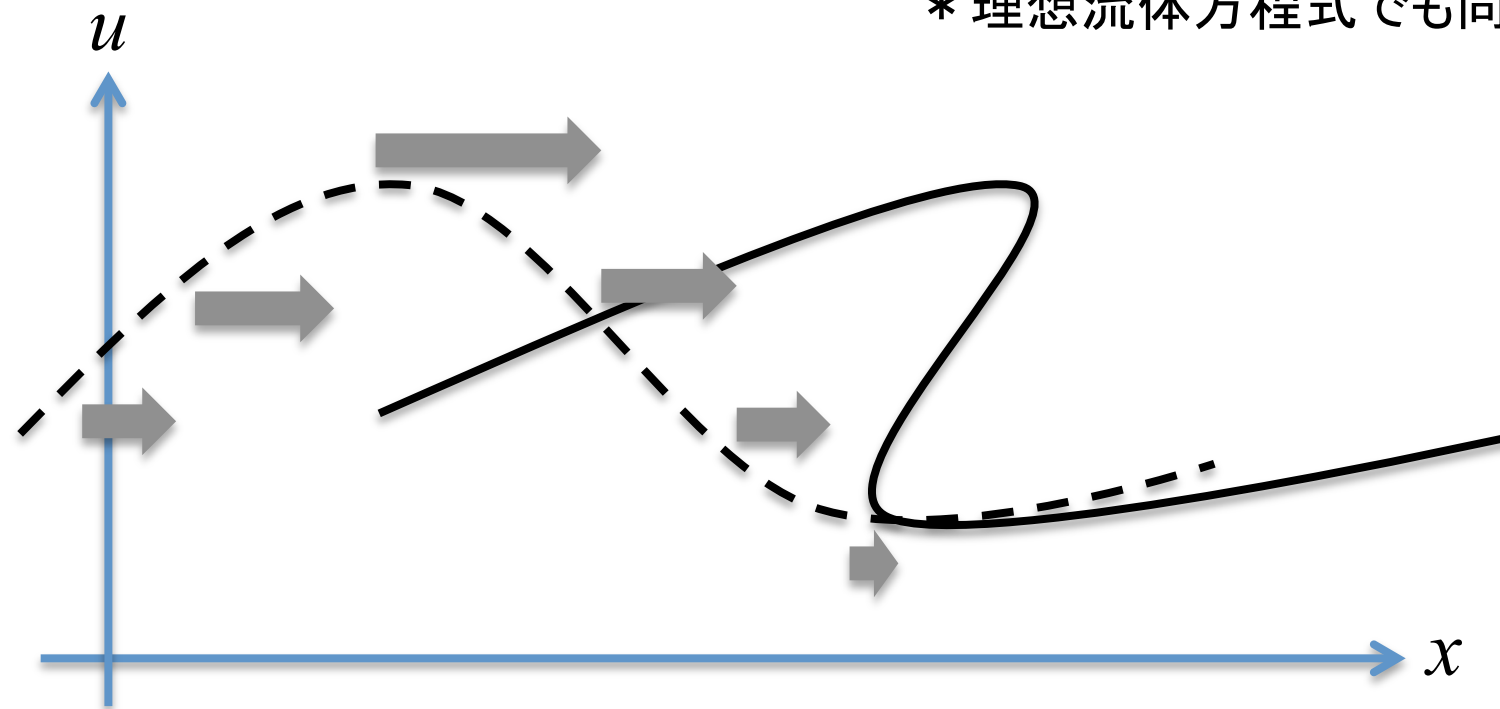
□ 衝撃波に現れる物理量の急激な変化は非線形性が原因

● オイラー方程式(流体の運動方程式):  $\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x}$   
非線形(輸送)項

● Burgers 方程式:  $\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = 0$

✓ 速いところは速く、遅いところは遅く進む → 多価関数を生成

\* 理想流体方程式でも同じ(Riemann 1860)



✓ 数学的な解としては OK だが、物理では NG (ある点のある物理量は一価)

# 散逸の導入

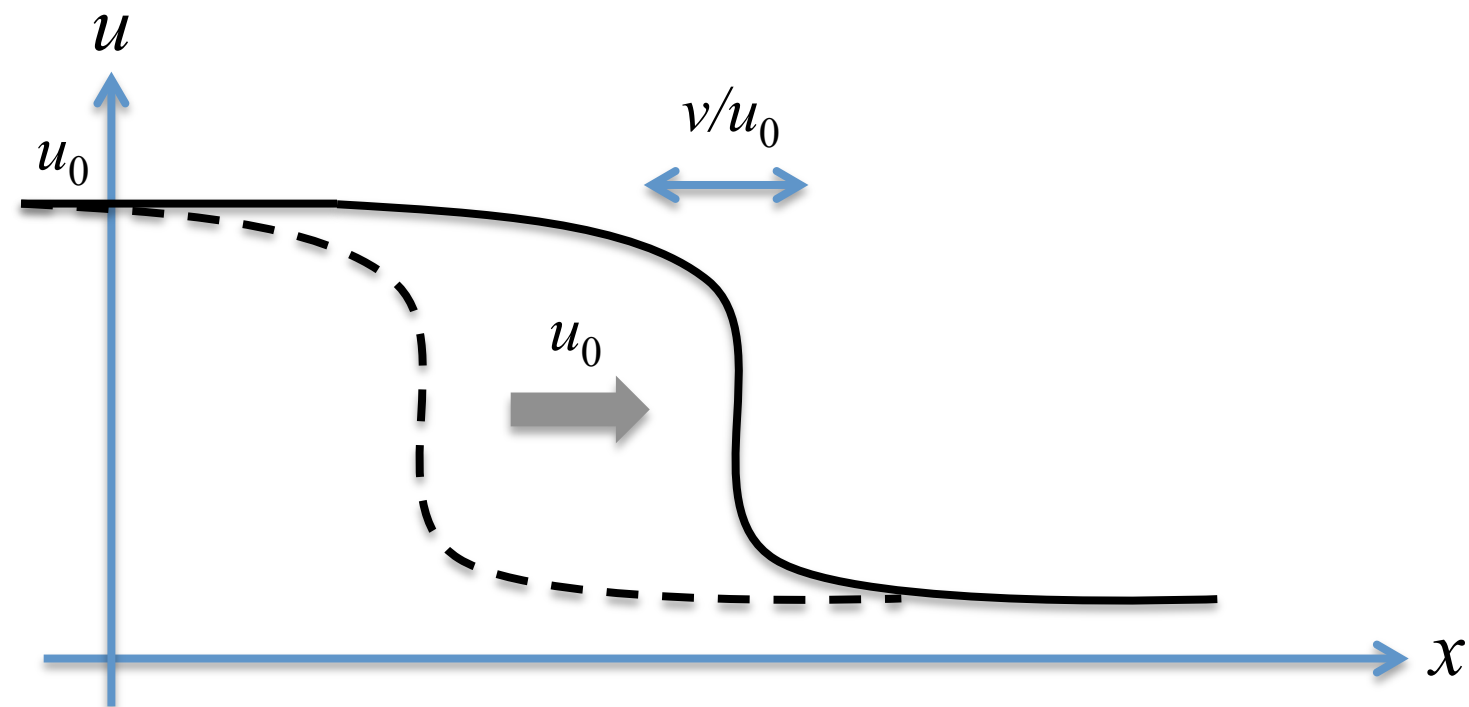
□ 粘性を導入すると物理的解が自然に得られる

● Viscous Burgers 方程式:  $\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$

粘性項(拡散項):  $\nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$  の傾きが大きいと均す効果

✓ 形を変えずに伝播できる解が存在:  $u(t,x) = u_0 [ 1 - \tanh \{ (x - u_0 t) / (2\nu/u_0) \} ]$

\* ある所で解の切り立ちは必ず収まり、一価性を保ち続ける



✓ 「非線形性による解の切り立ち」と「粘性による解の均等化」が釣り合っている

✓ 本質は違うが似た事例: 非線形性 vs. 分散性 = ソリトン

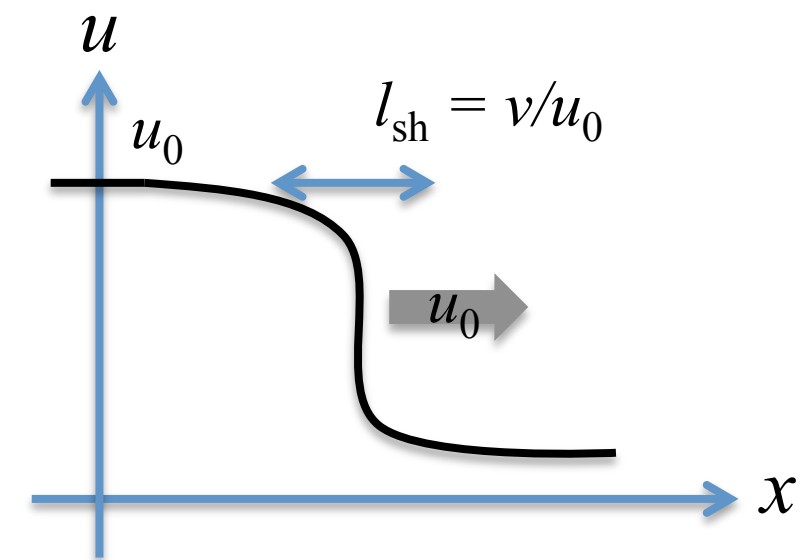
# 保存則形式

□ 粘性を導入すると物理的解が自然に得られるが...

- 衝撃波の厚み:  $l_{\text{sh}} = \nu/u_0 \sim l_{\text{mfp}}$

$l_{\text{mfp}}$ : 流体粒子の平均自由行程 ← めちゃ小さい

- 粘性の導入は正しい処方箋だが非実用的



□ もう一度保存形式で考え直してみる

- 保存形式の viscous Burgers eq.:  $\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u^2}{2} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \right) = 0$

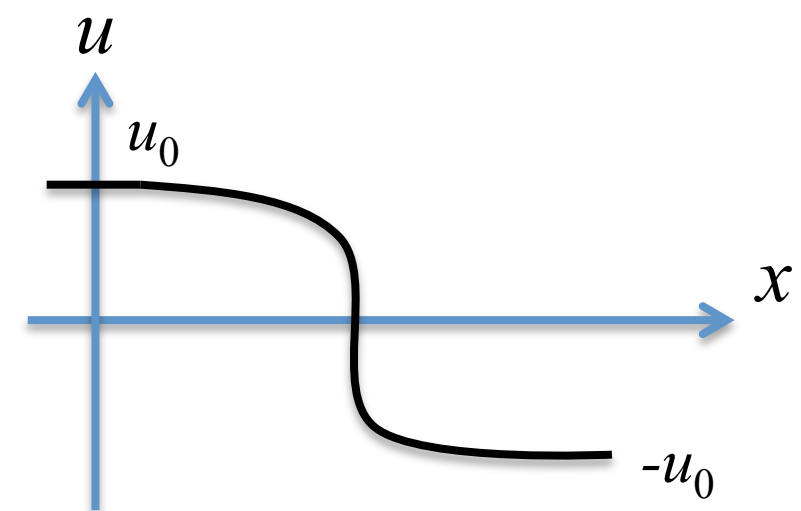
- “静止系” での衝撃波解:  $u(x) = u_0 \tanh[x/(2\nu/u_0)]$

- 構造の十分外側では  $u$  は一定値なので

$$\partial_x (u^2/2) = 0 \rightarrow [u^2/2]_{-\infty}^{+\infty} = 0$$

→  $u(x = -\infty)$  を知っていれば、 $u(x = \infty)$  は代数的に分かる

→ 衝撃波の十分外側の値は内側の構造を解かなくても簡単に分かる！



# 流体方程式の保存則

## □ 保存形式の流体力学方程式

$$\text{連続の式: } \partial_t \rho + \partial_x (\rho \vec{v}) = 0$$

$\nu, \xi$ : 粘性係数

$$\text{運動方程式: } \partial_t (\rho v_x) + \partial_x (\rho v_x^2 + p + (\frac{4}{3}\nu + \xi) \frac{\partial v_x}{\partial x}) = 0$$

$\kappa$ : 熱伝導係数

$$\partial_t (\rho v_{y,z}) + \partial_x (\rho v_x v_{y,z} + \nu \frac{\partial v_{y,z}}{\partial x}) = 0$$

$$\text{エネルギー式: } \partial_t (\frac{p}{\gamma-1} + \rho v^2/2) + \partial_x \{ (\frac{\gamma}{\gamma-1} p + \rho v^2/2) v_x + \kappa \frac{\partial T}{\partial x} + (\frac{\nu}{3} + \xi) v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \nu \vec{v} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} \} = 0$$

- 衝撃波静止系において衝撃波の前後で保存されるのは   内の物理量

- ✓ 質量流束、運動量流束(垂直, 平行成分)、エネルギー流束の保存

$$\left. \begin{aligned} [\rho v_x]_d^u &= 0 \\ [\rho v_x^2 + p]_d^u &= 0 \\ [\rho v_x v_{y,z}]_d^u &= 0 \\ [(\frac{\gamma}{\gamma-1} p + \frac{\rho v^2}{2}) v_x]_d^u &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Rankine-Hugoniot 関係式} \\ \text{or} \\ \text{Shock jump condition} \end{array}$$

- ✓ 上流の性質( $\rho_u, v_u, p_u$ )が既知なら下流の性質( $\rho_d, v_d, p_d$ )が全て分かる and v.v..

# 衝撃波の基本的性質

□ 幾つかの基本的性質(教科書:ランダウ「流体力学」,「連続媒質の電磁気学」、宇宙流体力学)

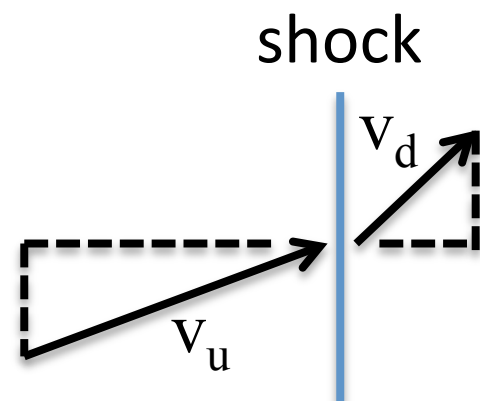
● 代数式を解くと2つの衝撃波と思われる解(MHDでは12!)が得られるが、1つは非物理的解

✓ 非物理的解: エントロピーが下流で減少する解(粘性による構造をサボった代償)

● 上流の Mach 数:  $M_{up} = v_u/c_s$  の関数として圧縮率、減速率が決まる

$$\rho_d/\rho_u = v_u/v_d = \frac{(\gamma+1)M_{up}^2}{(\gamma-1)M_{up}^2+2} \rightarrow 4 \text{ (for } M = \infty, \gamma = 5/3).$$

● 斜め衝撃波では流れが折れ曲がる



✓ 速度の法線成分は減速

✓ 接線成分は保存

□ 保存則を用いた R-H 関係式による解は内部構造を無視した為に解が物理的かどうかを常に判別しなければならない。判別法は完璧ではなく、特に MHD の場合は教科書には非物理的と書かれている中間衝撃波解がその後の詳細な定式化で否定されることもある。

(Landau & Lifshitz 1960 “Electrodynamics of Continuous Media”, Inoue & Inutusk 2007)

# 応用編：

## 衝撃波が引き起こす天体現象

□ 航空工学等で扱われる空気力学とは異なり、星間媒質では

輻射による加熱/冷却、磁場、重力、非熱的粒子(宇宙線)

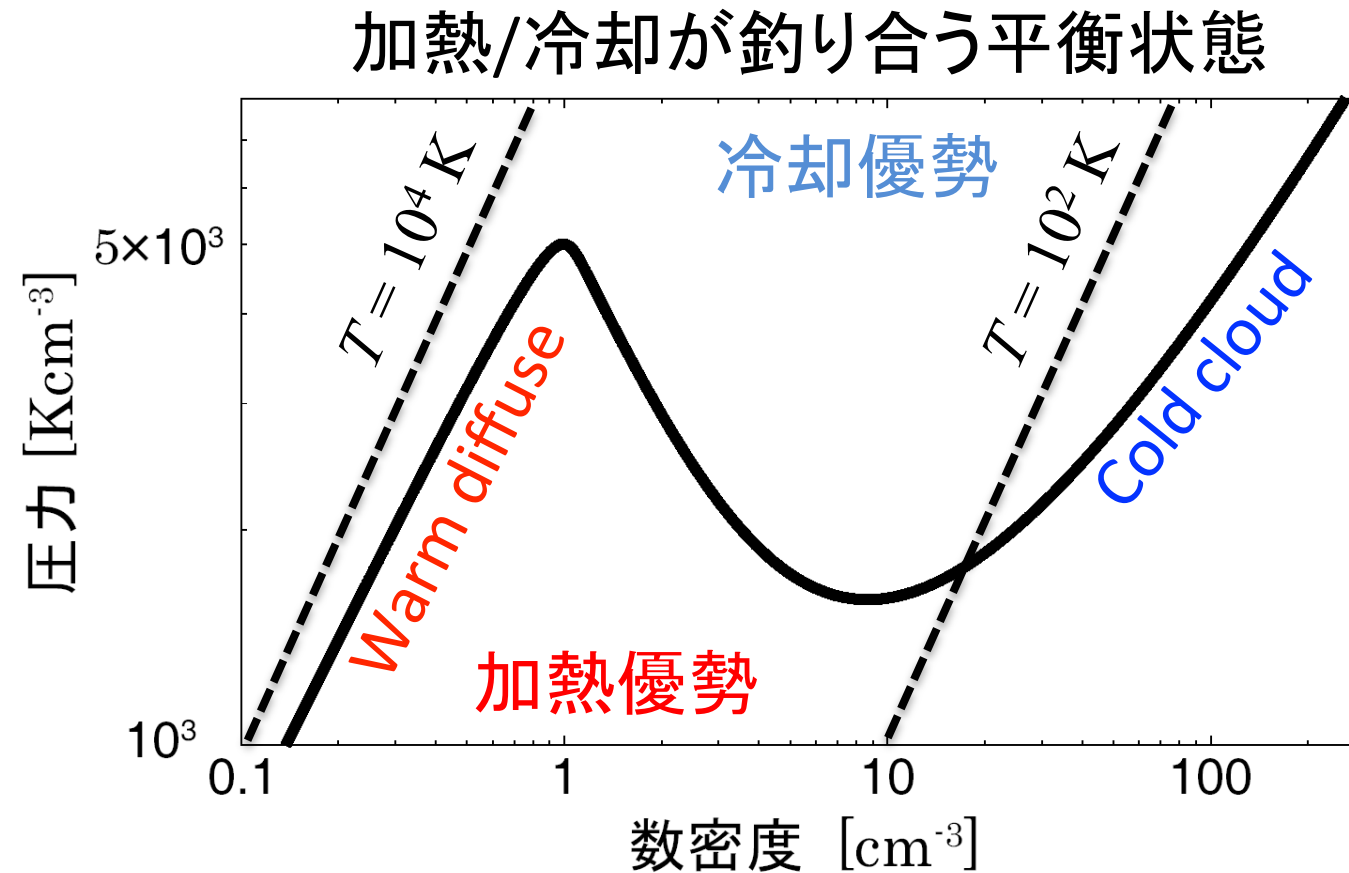
等々の微視的物理過程が本質的に重要になる

→ 衝撃波の性質も空気中のものとは全く違う物になる

- ✓ ISMにおける相転移の励起
- ✓ 強烈な圧縮による大質量星の形成
- ✓ 乱流生成による磁場増幅と粒子加速

# ISMの基本的性質

- ISMは輻射による加熱/冷却が有効な開放系 (Field+69; Wolfire+95)

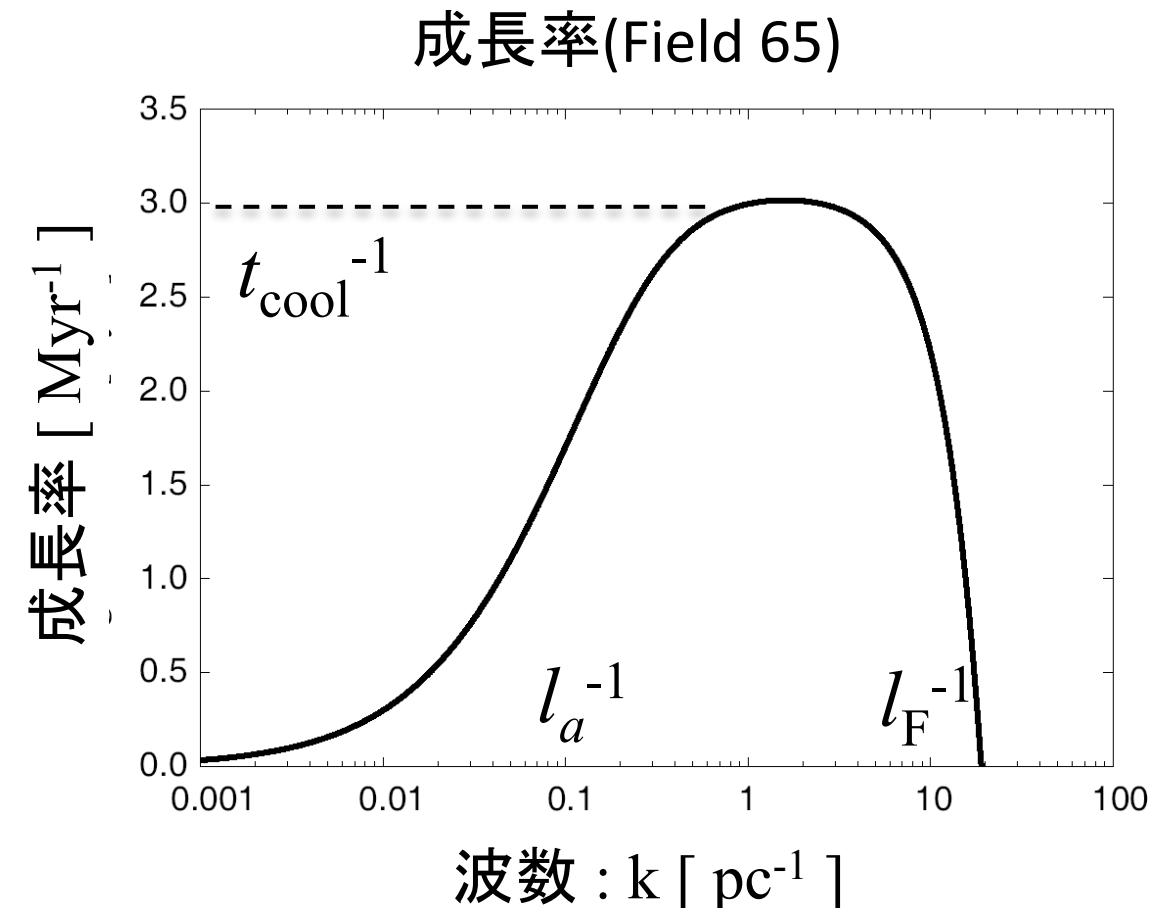


- 加熱源: 星からの背景UV光
  - ✓ 塵粒子(PAH)の光電加熱
- 冷却源: 輝線放射
  - ✓  $T > 1,000$  K では Ly- $\alpha$
  - ✓  $T < 1,000$  K では C<sup>+</sup> 微細構造線  
分子相では CO rot. line

- 平衡状態の線形安定性 (Field 65)

- 準等温相は摂動に対して安定
- 中間相は等圧摂動に対して不安定
  - ✓ 安定相への緩和時間 =  $t_{cool} \sim 1$  Myr
  - ✓ 空間スケール  $\sim (l_a l_F)^{1/2} \sim 1$  pc ( $\sim 3$  光年)

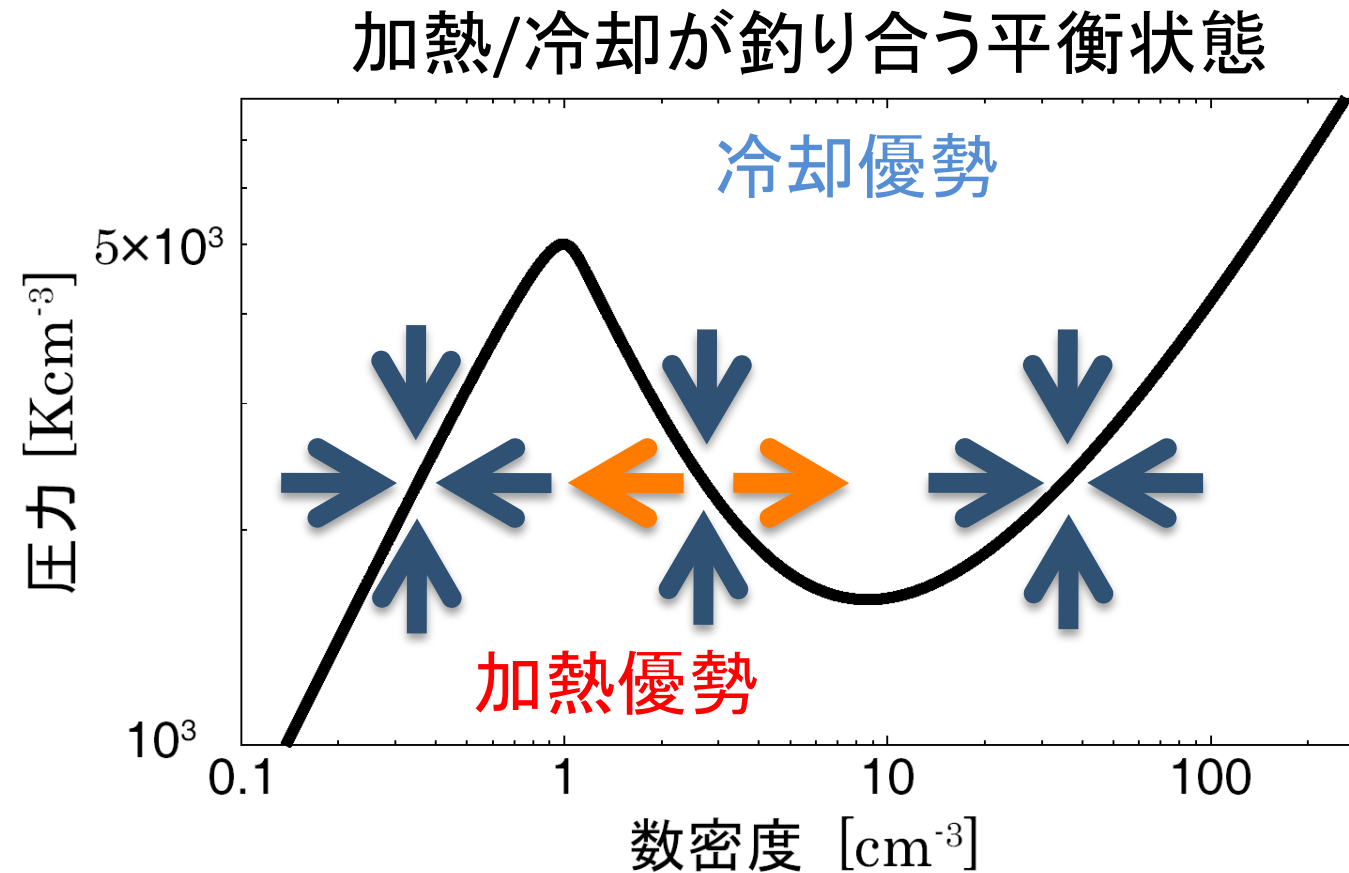
$$l_a = c_s t_{cool} \quad l_F = \sqrt{\rho L / \kappa T}$$





# ISMの基本的性質

- ISMは輻射による加熱/冷却が有効な開放系 (Field+69; Wolfire+95)

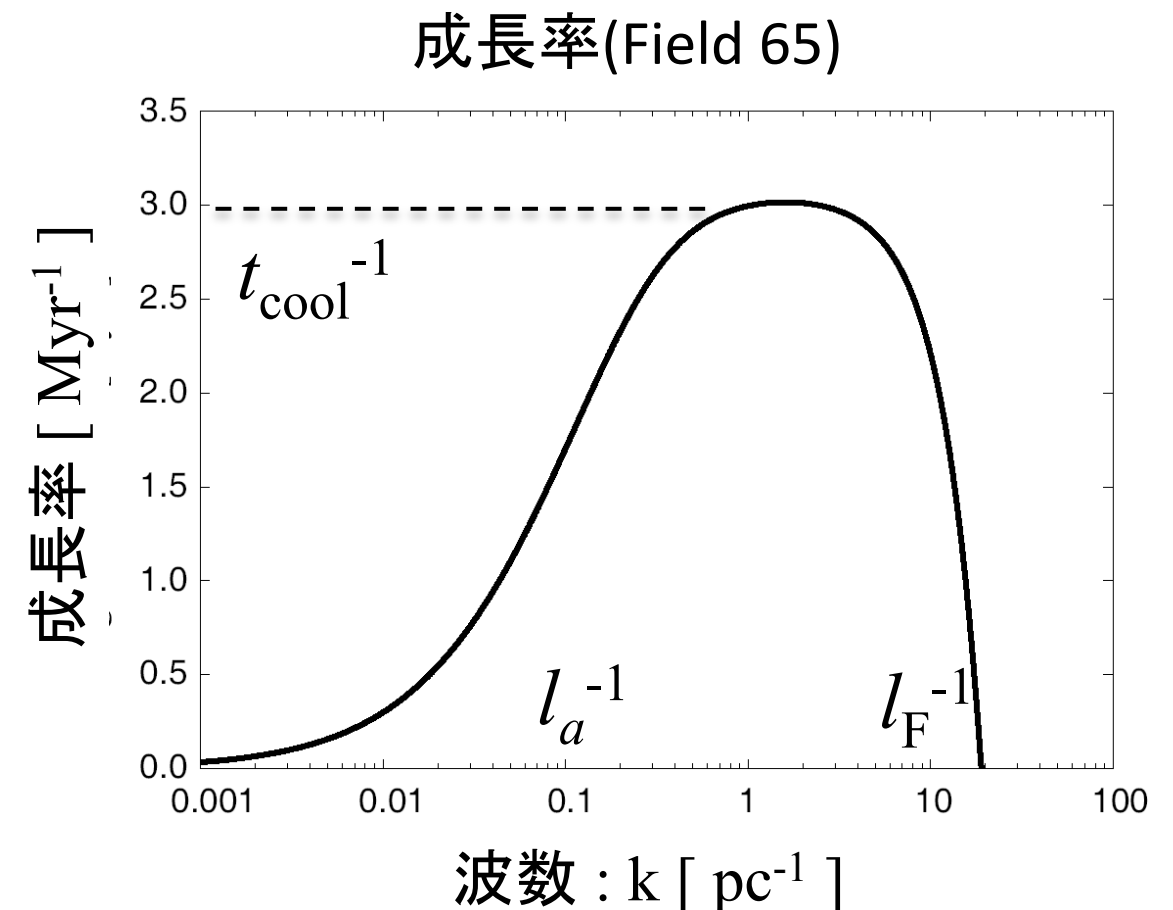


- 加熱源: 星からの背景UV光
  - ✓ 塵粒子(PAH)の光電加熱
- 冷却源: 輝線放射
  - ✓  $T > 1,000$  K では Ly- $\alpha$
  - ✓  $T < 1,000$  K では C<sup>+</sup> 微細構造線  
分子相では CO rot. line

- 平衡状態の線形安定性 (Field 65, Field+69)

- 準等温相は **摂動に対して安定**
- 中間相は **等圧摂動に対して不安定**
  - ✓ 安定相への緩和時間 =  $t_{cool} \sim 1$  Myr
  - ✓ 空間スケール  $\sim (l_a l_F)^{1/2} \sim 1$  pc ( $\sim 3$  光年)

$$l_a = c_s t_{cool} \quad l_F = \sqrt{\rho L / \kappa T}$$





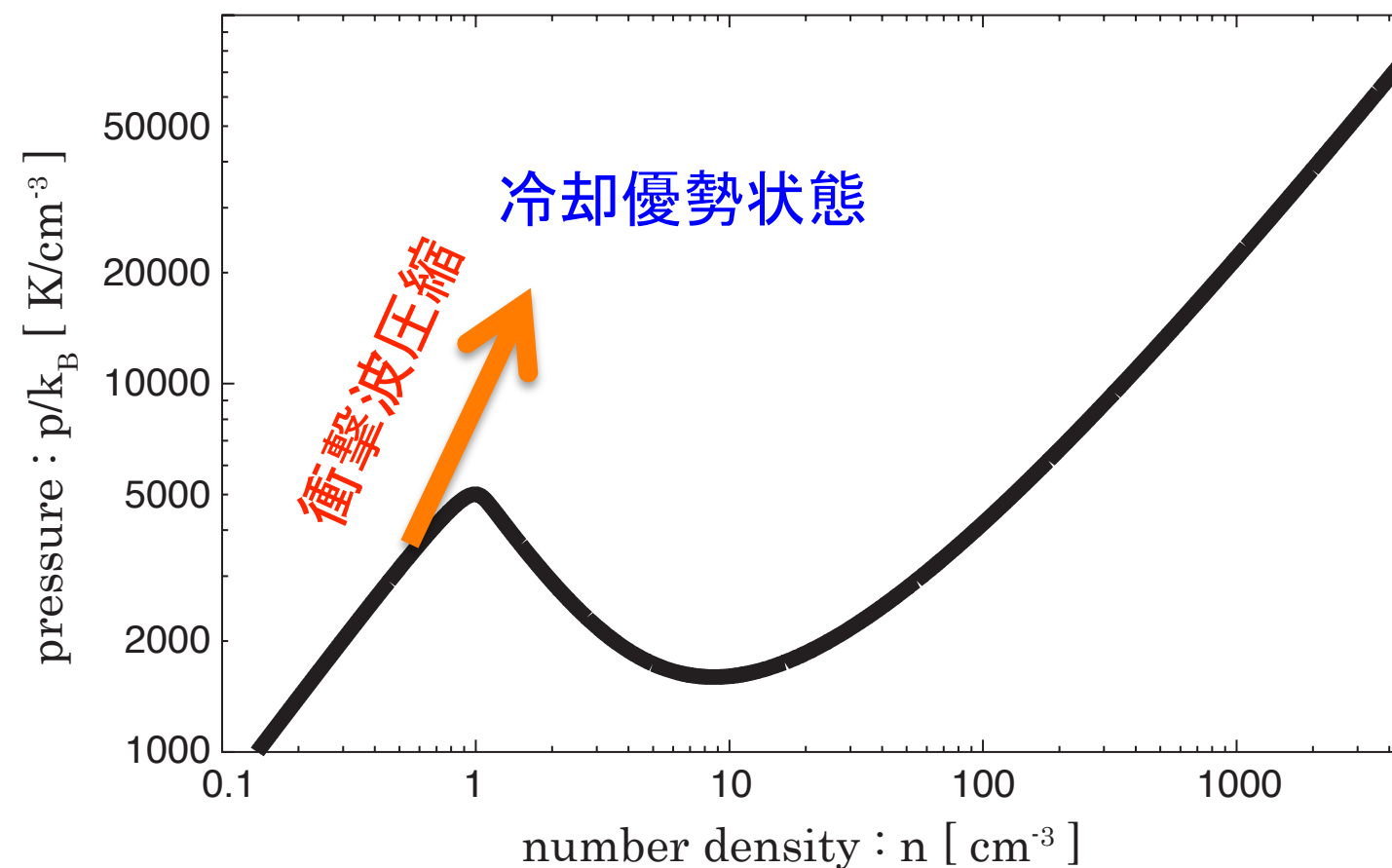
# 衝撃波圧縮による相転移励起

## □ ISM は動的媒質

- a few Myr に1度の割合で超新星衝撃波に圧縮 (McKee & Ostriker 77)
- Spiral stellar potential による銀河衝撃波 (Fujimoto 68; Roberts 69)

## □ ISMは衝撃波圧縮に対して不安定 (Hennebelle & Perault 99; Koyama & Inutsuka 00)

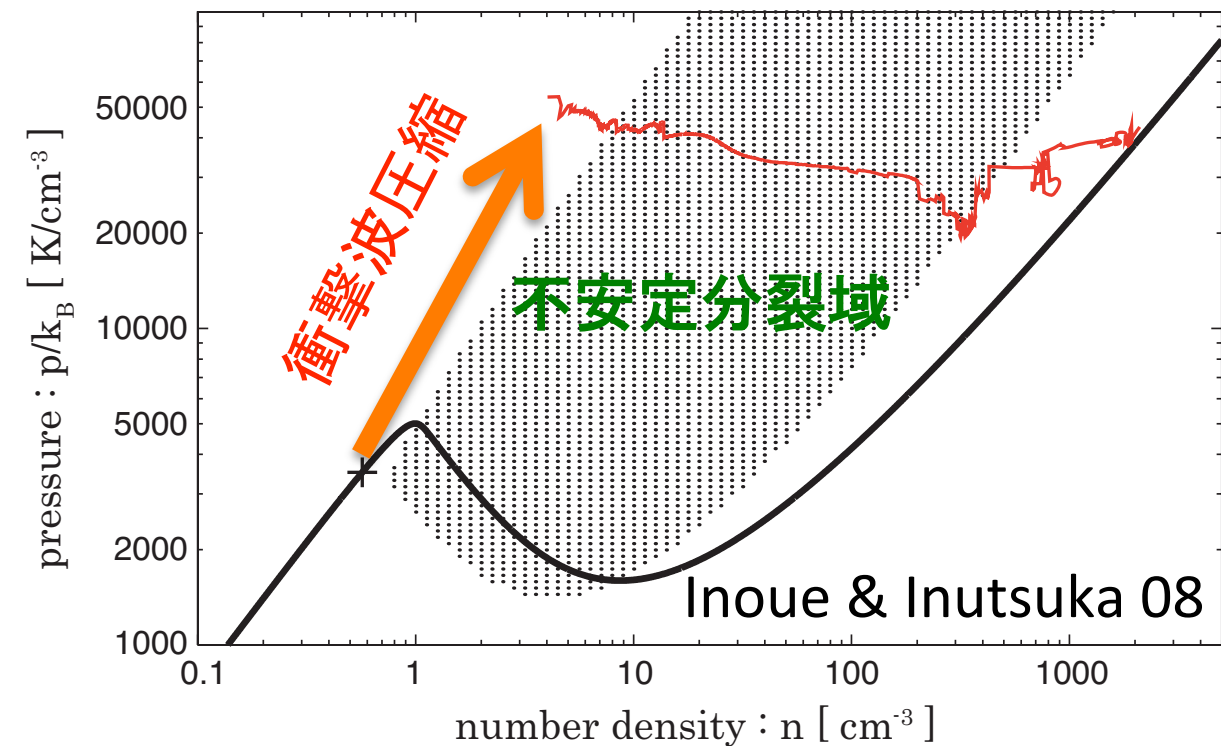
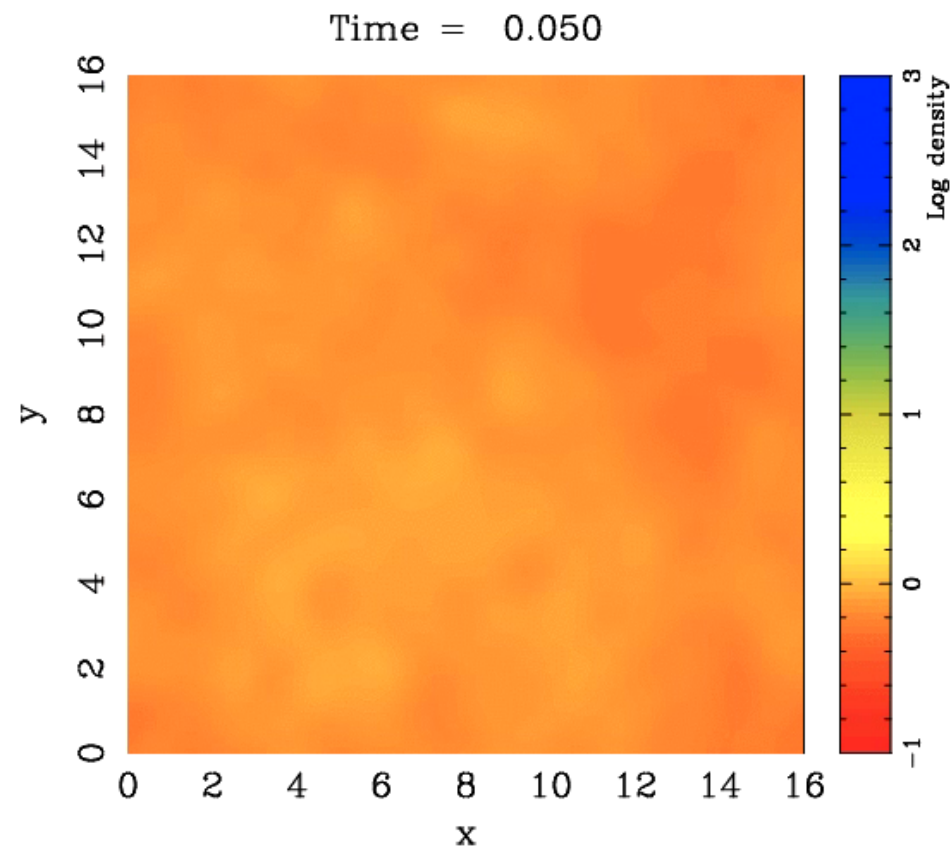
- 星間衝撃波の典型的速度:  $v_{sh} \sim \text{a few} \times 10 \text{ km/s}$  (warm gas の音速:  $c_s \sim 10 \text{ km/s}$ )
  - 衝撃波圧縮により密度温度が数倍上昇し、冷却優勢な非平衡ガスが生成
  - warm diffuse gas から cold cloud への進化の引き金



# 雲形成シミュレーション

## □ 衝撃波による WNM の圧縮/相転移のシミュレーション

(Hennebelle & Perault 99, Koyama & Inutsuka 00, 02)



- 衝撃波圧縮で生成された冷却優勢ガスが熱的不安定領域を經由して低温層へ転移  
→ 熱的不安定のスケール(0.1 - 1 pc)の clump の集合体が生成

- 最近では輻射輸送、磁場、加熱冷却、熱伝導を全て考慮したシミュレーションがなされている  
(Inoue & Inutsuka 12)

→ 薄いガスが集まる場所から星形成の初期条件までの一貫した理解

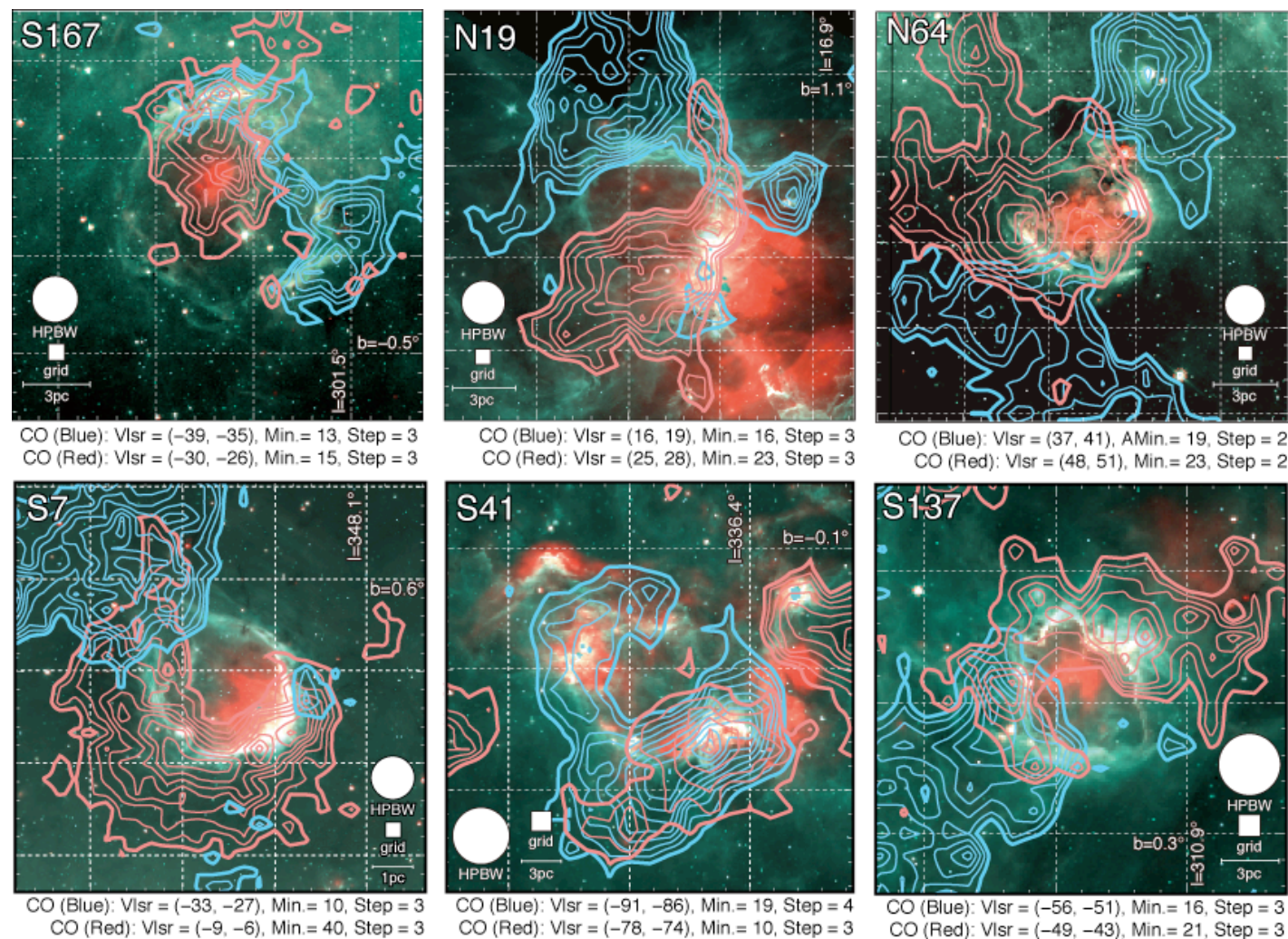
# 話題2. 大質量星形成

## □ 天文学的意義

- 大質量星 ( $m > 10 m_{\text{sun}}$ ): 強烈な紫外光、星風、超新星爆発、ブラックホール/中性星形成に関連
- なぜ形成されるのか今でも不明

✓ 重力不安定の典型的質量: 
$$m_J = \frac{c_s^3}{G^{3/2} \rho^{1/2}} = 1 m_{\text{sun}} \left( \frac{c_s}{0.2 \text{ km/s}} \right)^3 \left( \frac{\rho / m_p}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (\text{Jeans質量})$$

## □ 最近の観測 (NANTEN2 telescope): 分子雲同士の衝突が大質量星形成の引き金



- Colliding clouds are associated with Spitzer bubbles.

- Typical parameters (median):

✓  $m_{\text{cloud}} \sim 10^4 - 10^5 m_{\text{sun}}$

✓  $L_{\text{size}} \sim 5 \text{ pc}$

✓  $v_{\text{rel}} \sim 26 \text{ km/s} (M \sim 100).$

Color: Spitzer 8, 24 $\mu\text{m}$  (Benjamin+03, Carey+09)

Contour: NANTEN2  $^{12}\text{CO}$  J=1-0 (Fukui+13 in prep.)



# 等温MHD衝撃波

□ 分子雲(高密度媒質)中の衝撃波 → すぐに冷却 → 等温衝撃波(圧縮されるが温度は同じ)

- 磁場を無視した場合:  $\rho_d \approx \rho_u M_s^2$       Sonic Mach number:  $M_s \equiv \frac{v_{sh}}{c_s}$
- 磁場が入ると:  $\rho_d \approx \sqrt{2} \rho_u M_A$       Alfvén Mach number:  $M_A \equiv \frac{v_{sh}}{c_A} = \frac{\sqrt{4\pi\rho_0} v_{sh}}{B_0}$
- $B_{cr} = \sqrt{8\pi\rho_0} \frac{c_s^2}{v_{sh}} = 0.1 \mu\text{G} \left( \frac{v_{sh}}{10 \text{ km/s}} \right)^{-1} \left( \frac{n_0}{300 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{c_s}{0.2 \text{ km/s}} \right)^2$

→ 分子雲では**磁場は常に重要**で衝撃波圧縮の強度を決定

# シミュレーションの設定

Cray XT-4@CfCA & 京@理研を使用

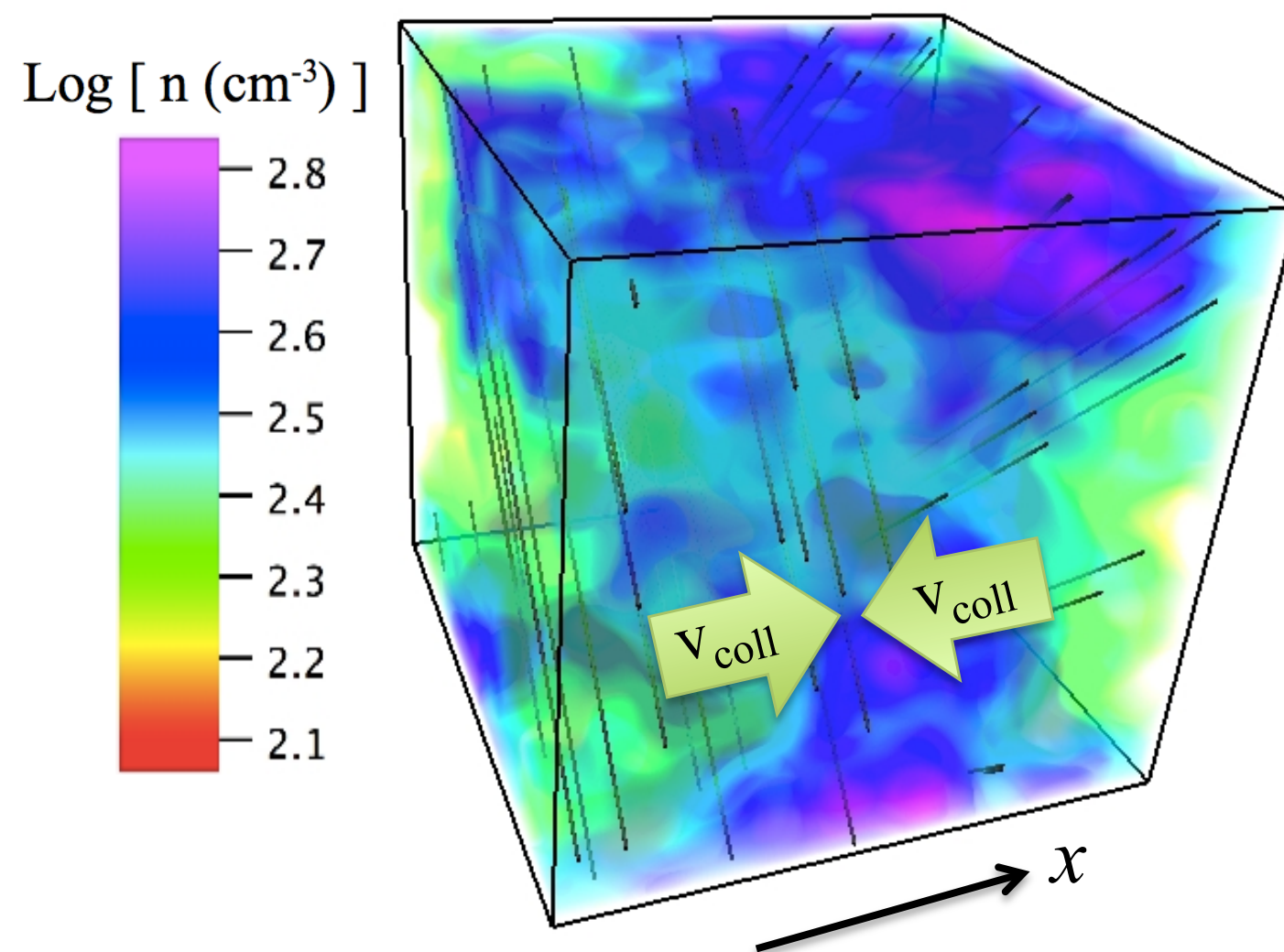
□ 自己重力入りの3次元等温MHD方程式を解く(  $c_s = 0.2$  km/s )

✓  $\langle n \rangle = 300$  cm<sup>-3</sup> + 密度ゆらぎ  $P_{\log n}(k) \propto k^4$ ,  $\Delta n / \langle n \rangle = 0.43$

↑ 超音速乱流下の分子雲で期待されるスペクトル(Beresnyak+05)

✓ 衝突速度  $v_{\text{coll}} = 10$  km/s で正面衝突させる

✓  $B = 20$   $\mu$ G in  $y$ - $z$  plane



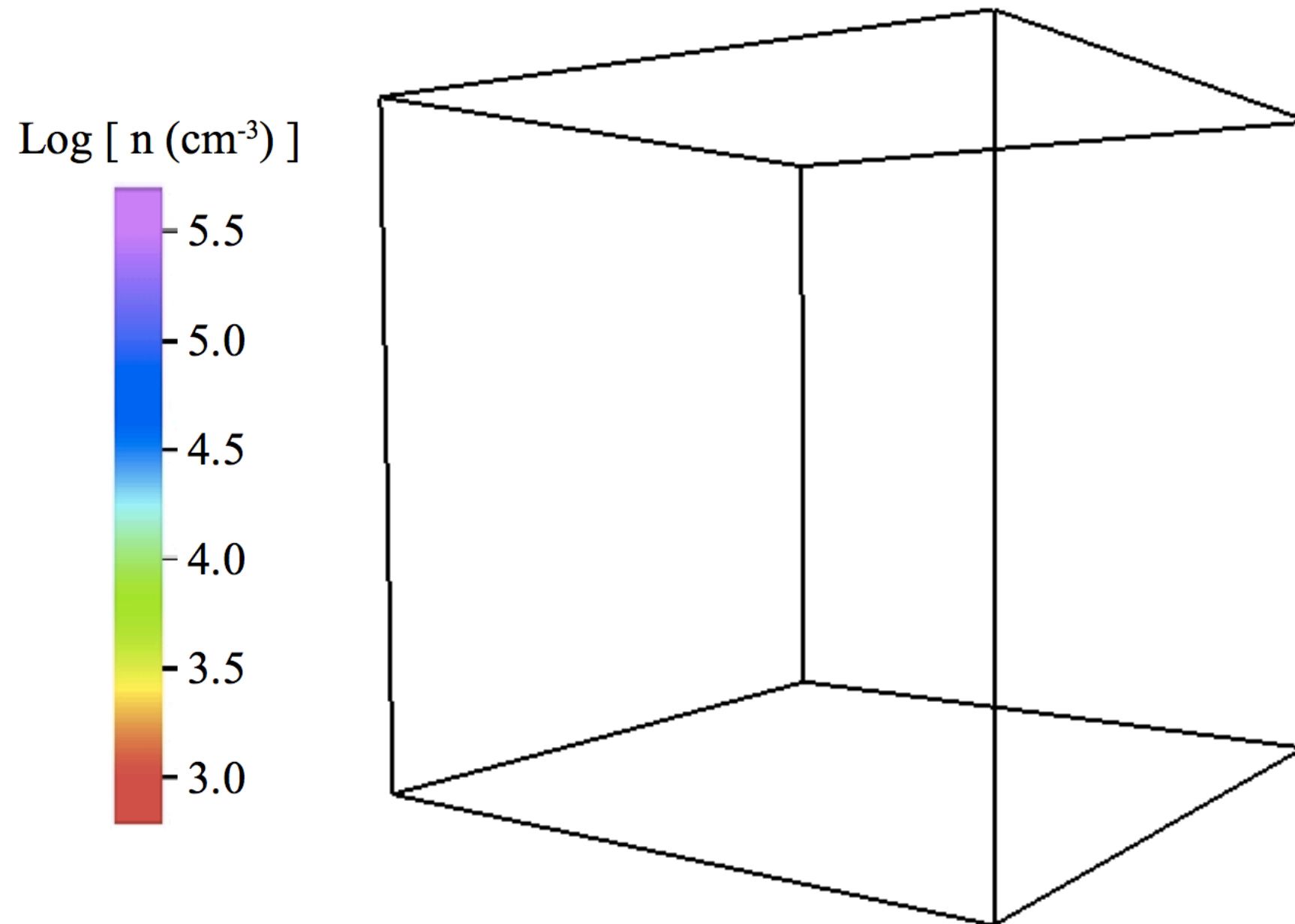
Volume =  $(8 \text{ pc})^3$

Resolution:  $\Delta x = 8 \text{ pc}/1024$   
 $= 0.008 \text{ pc}$

# Result

Inoue & Fukui 13

3D structure of number density

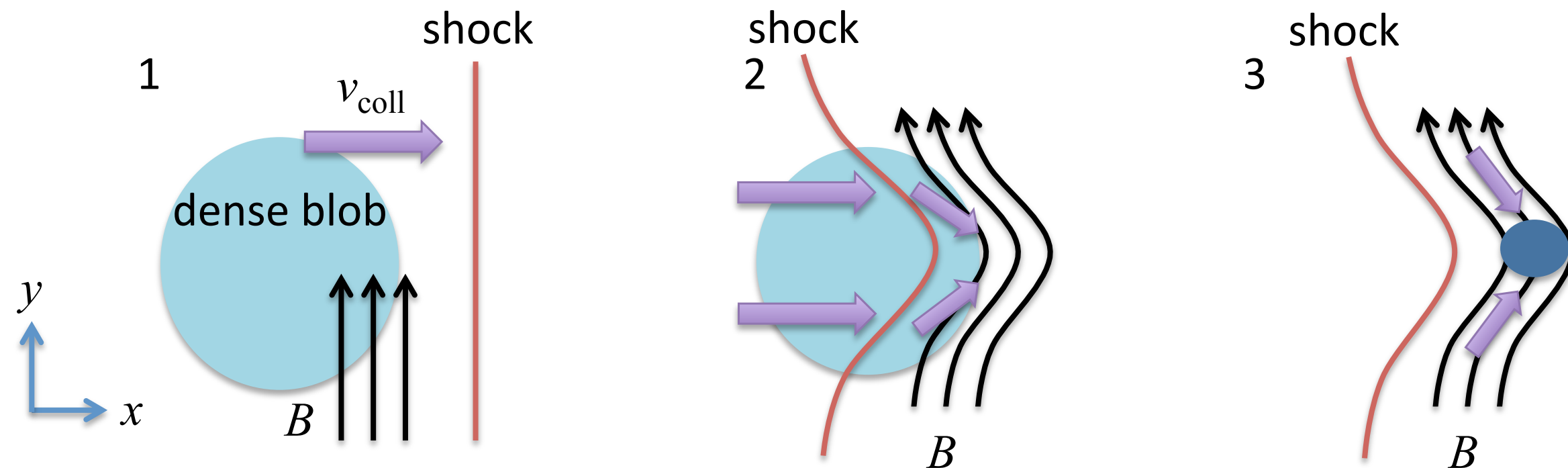


- 衝突で圧縮された高密度ガス( $n > 10^3 \text{ cm}^{-3}$ )のみを表示.
- フィラメントの集合体が生成される.

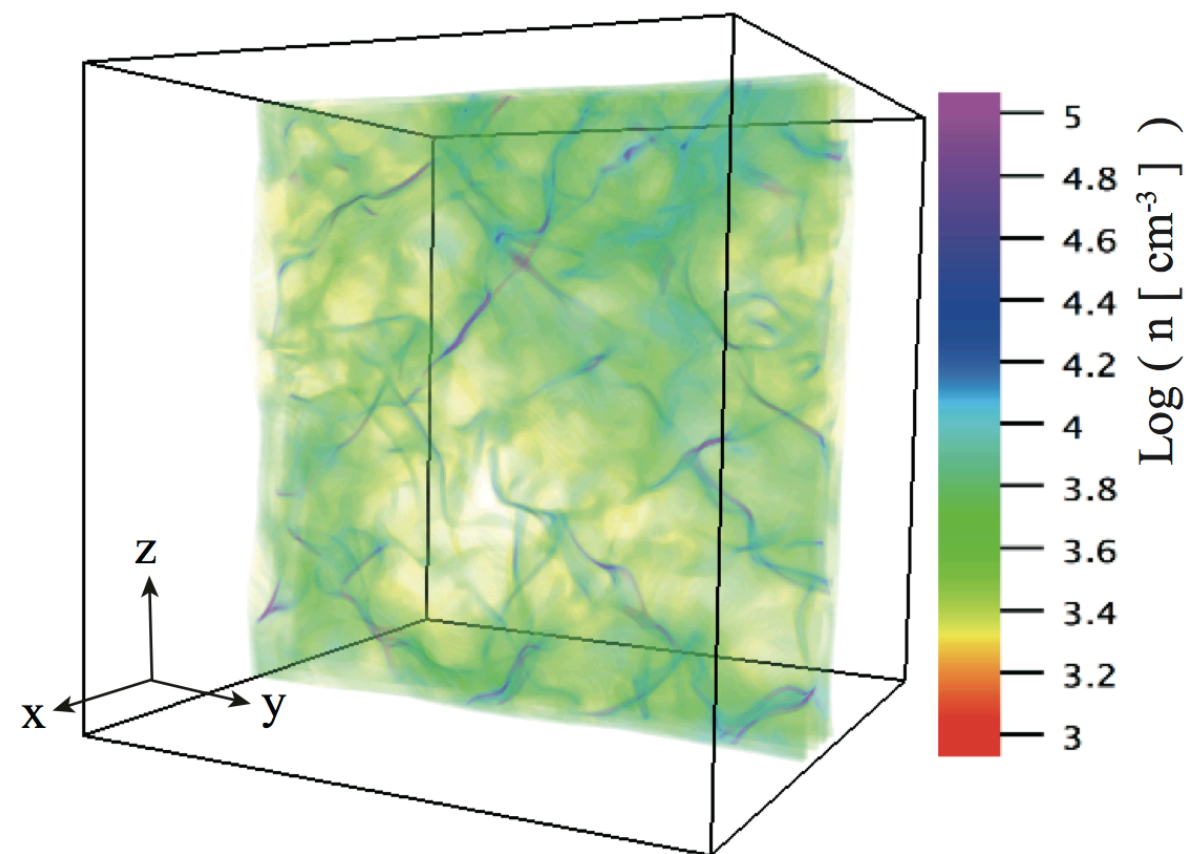
# なぜフィラメントか？

Inoue & Fukui 13

## □ 密度ゆらぎと衝撃波の相互作用



→ 衝撃波に掃かれた密度ゆらぎは**フィラメント状に圧縮される**.

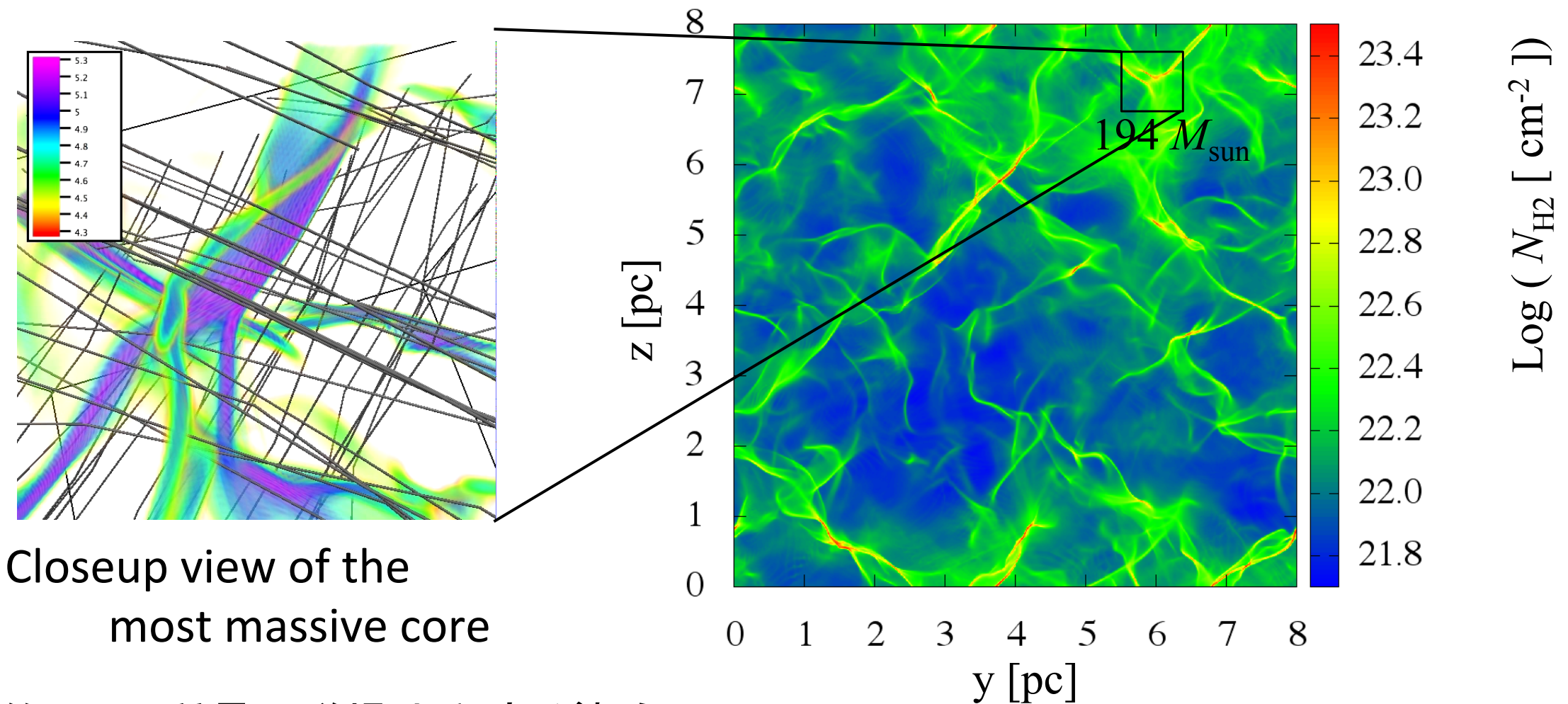




# 大質量コア

Inoue & Fukui 13

□  $t = 0.63 \text{ Myr}$  後に  $M = 194 M_{\text{sun}}$  の大質量星形成コアが生成



- 実効的 Jeans 質量は磁場(と乱流)が担う

$$m_{\text{J,eff}} \approx \frac{c_s^3 + c_A^3 + \Delta v^3}{G^{3/2} \rho^{1/2}}, \text{ where } c_s^3 : c_A^3 : \Delta v^3 \approx 1 : 300 : 200$$

$$m_{\text{J,Alf}} \sim \frac{c_A^3}{G^{3/2} \rho^{1/2}} \sim \frac{B^3}{G^{3/2} \rho^2} \propto \frac{B_{\text{ini}}^2 v_{\text{coll}}}{\rho_{\text{ini}}^{3/2}} \rightarrow \text{強い衝撃波による磁場圧縮が大質量の要因}$$



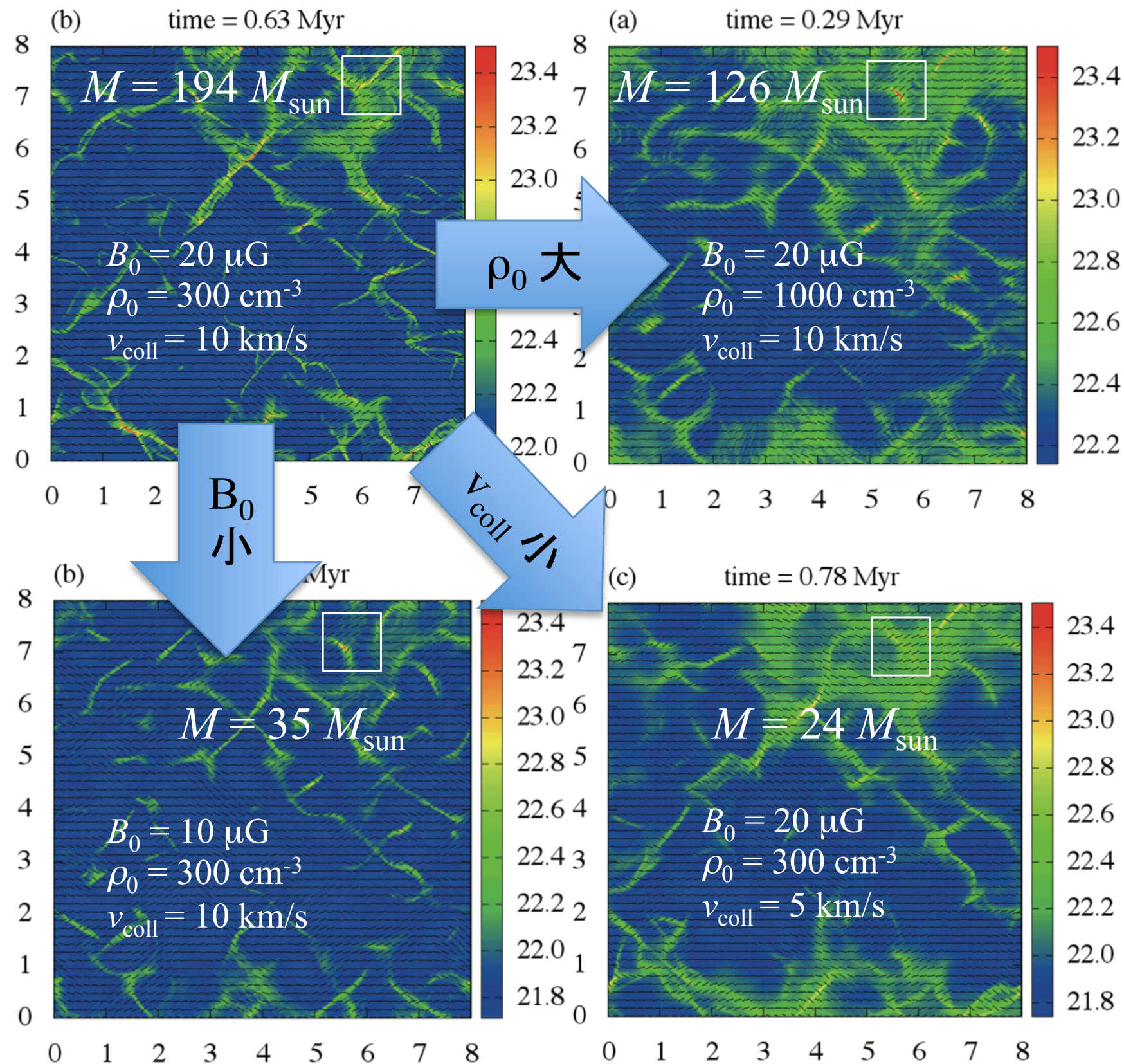
shock jump condition



# 初期パラメーター依存性

Inoue & Fukui 13

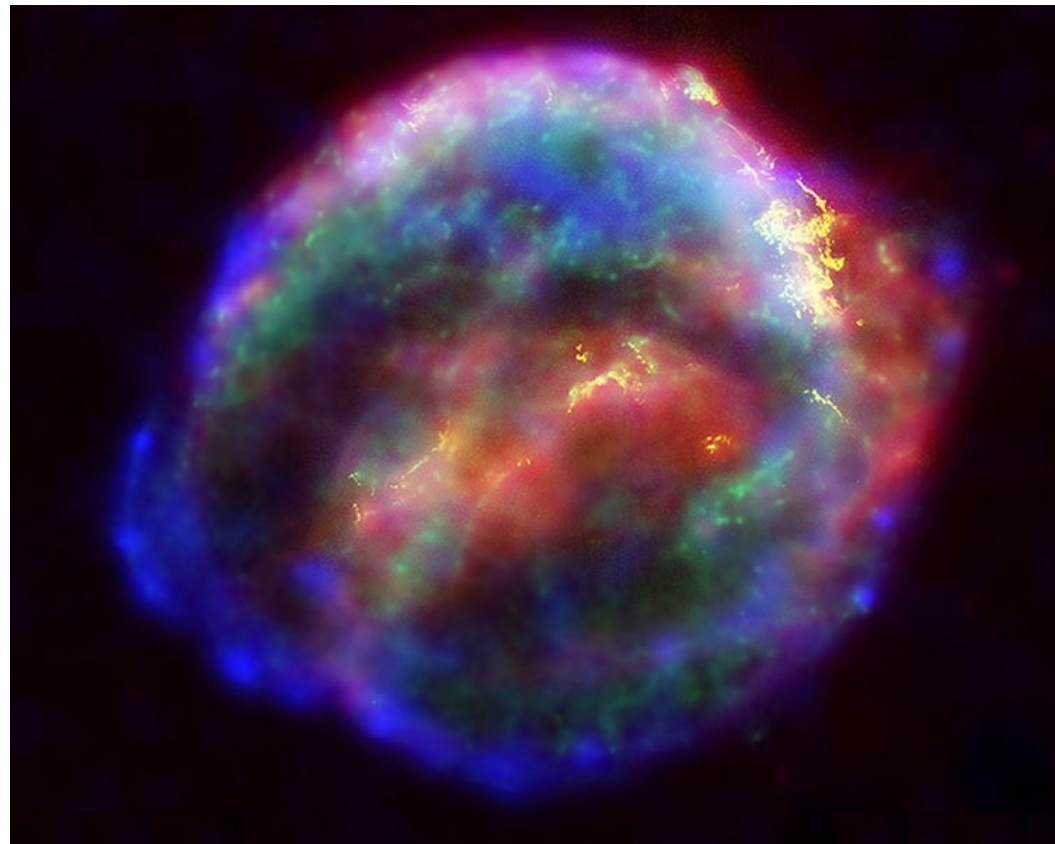
- コア質量は初期磁場と衝突速度の増加関数、初期密度の減少関数





# 話題3. 超新星残骸(SNR)

- 超新星爆発起源の衝撃波がISMを掃き集めて作る天体
  - SNR shock では knee energy ( $E \sim 10^{15.5}$  eV)までの宇宙線が加速されていると信じられている
  - 宇宙線の主成分である陽子の加速をとらえた観測的証拠が無い！
- \* 中年齢 SNR の GeV emission は陽子起源が最も都合が良い (Abdo+09他多数 by Fermi team)



Blue: X-ray (4-6 keV) by Chandra X-ray obs.  
Yellow: Optical, Hubble Space Telescope

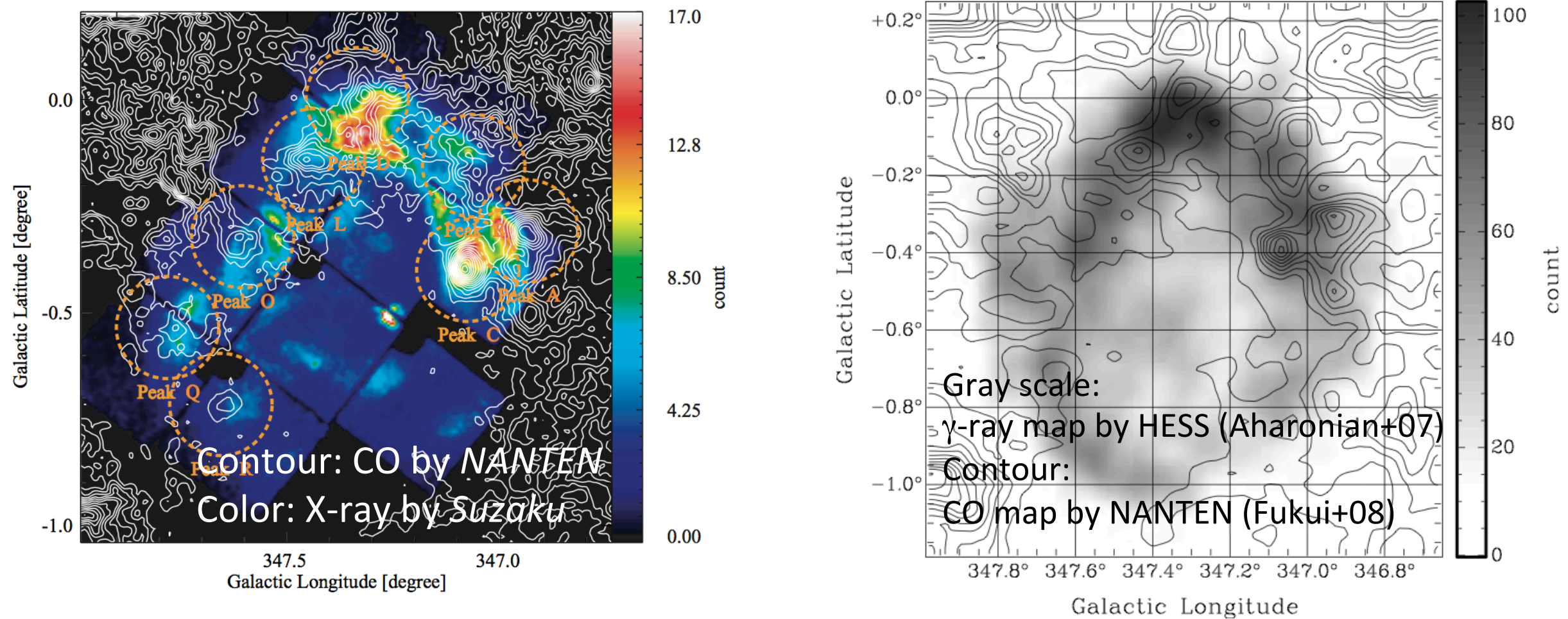


Green: X-ray (0.3-1.4 keV) by Chandra X-ray obs.  
Red: Infrared: Spitzer space telescope



# 分子雲と相互作用するSNR

- ガンマ線で明るいSNR: RX J1713.7-3946 (近くて若い重要天体)
- 分子雲(CO line emission)とシンクロトロンX線、ガンマ線が相関！？



- ✓ なぜ分子雲と衝撃波の相互作用でシンクロトロン放射が増光？
- ✓ もし本当なら...

SNRからのガンマ線の起源

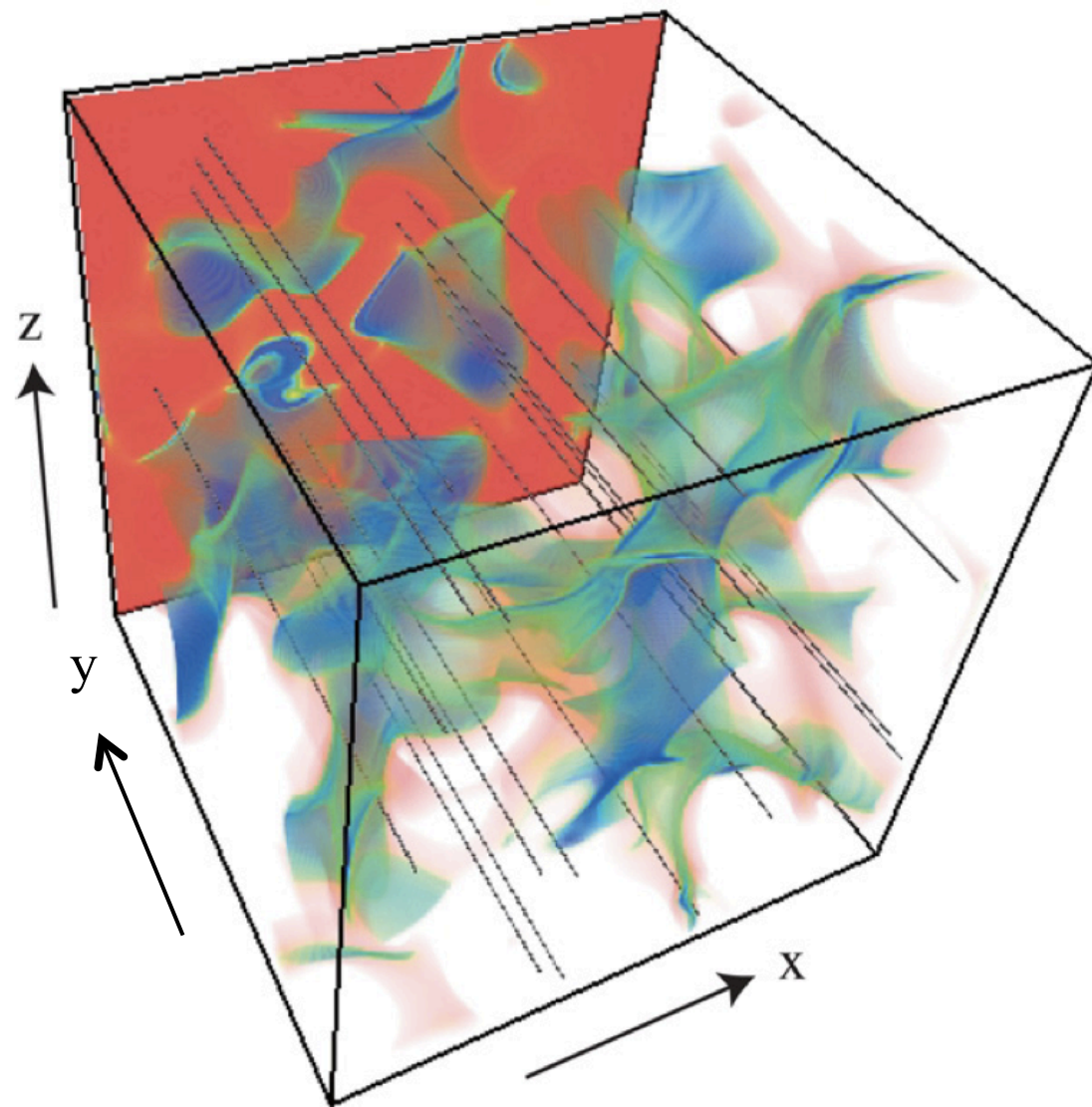
加速電子起源の逆コンプトン散乱:  $e + \text{CMB} \rightarrow e + \gamma$

加速陽子起源の中間子崩壊:  $p_{\text{CR}} + p(\text{分子雲}) \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma$

# Shock-cloud Interaction Model

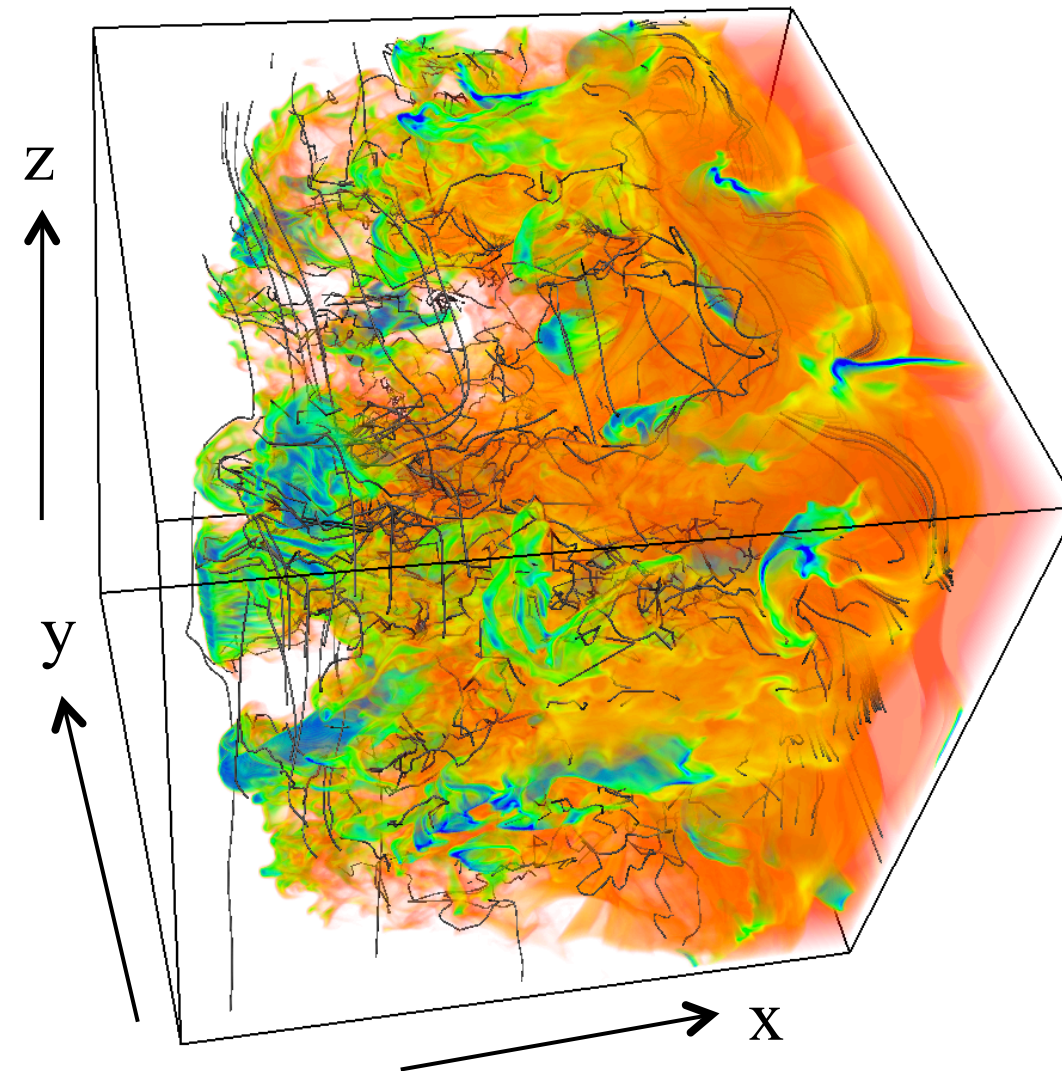
- Cloud と相互作用する衝撃波の3次元 MHD simulation (Inoue+09, 11, 12)

初期密度



Blue : clouds

衝撃波圧縮後



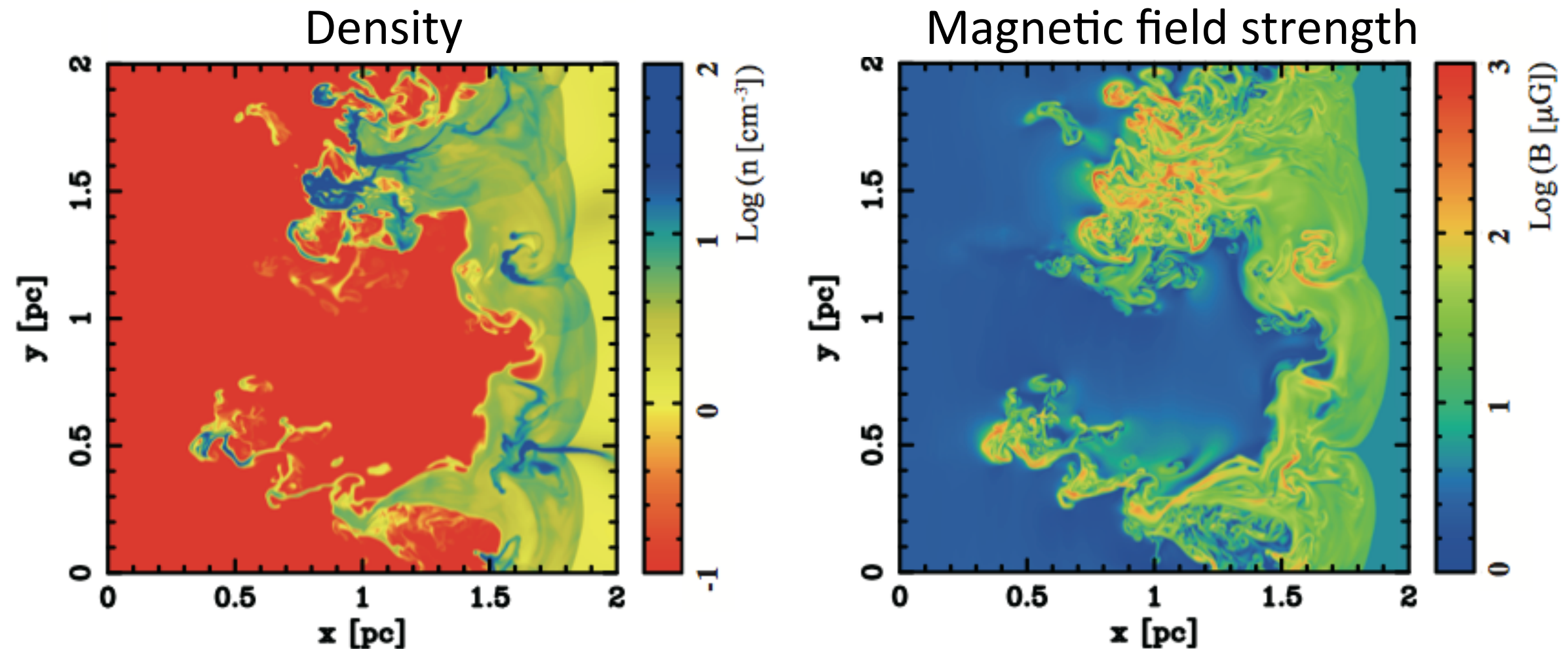
Blue : shocked cloud

Orange : shocked diffuse gas



# Shock-cloud Interaction Model

- Cloud と相互作用する衝撃波の3次元 MHD simulation (Inoue+09, 11, 12)



- Shock-cloud interaction で渦流が生成 → 磁力線が引き延ばされて増幅  
(see also Giacalone & Jokipii 07)
- ✓ Plasma  $\beta \sim 1 \leftrightarrow B \sim 1$  mG で増幅終了
- ✓ シンクロトロン放射の強度:  $P_{\text{syn}} \propto B^{1.5}$  (教科書: Rybicki & Lightman 85)  
→ RX J1713 の X 線増光が説明できる

# 分子雲と相互作用するSNR

□ シミュレーションが示唆する強い磁場  $B \sim 1\text{mG}$  も観測されている

●  $t_{\text{dec}} \sim 1\text{ yr}$  のX線強度変動域を発見 (Uchiyama+08)

✓ Synchrotron cooling time:

$$t_{\text{synch}} \approx 1.5 \left( \frac{B}{\text{mG}} \right)^{-1.5} \left( \frac{\varepsilon}{\text{keV}} \right)^{-0.5} \text{ yr}$$

→  $B \sim 1\text{mG}$ !

✓ 強磁場領域の空間サイズ  $\sim 0.05\text{ pc}$   
までシミュレーションは再現できている

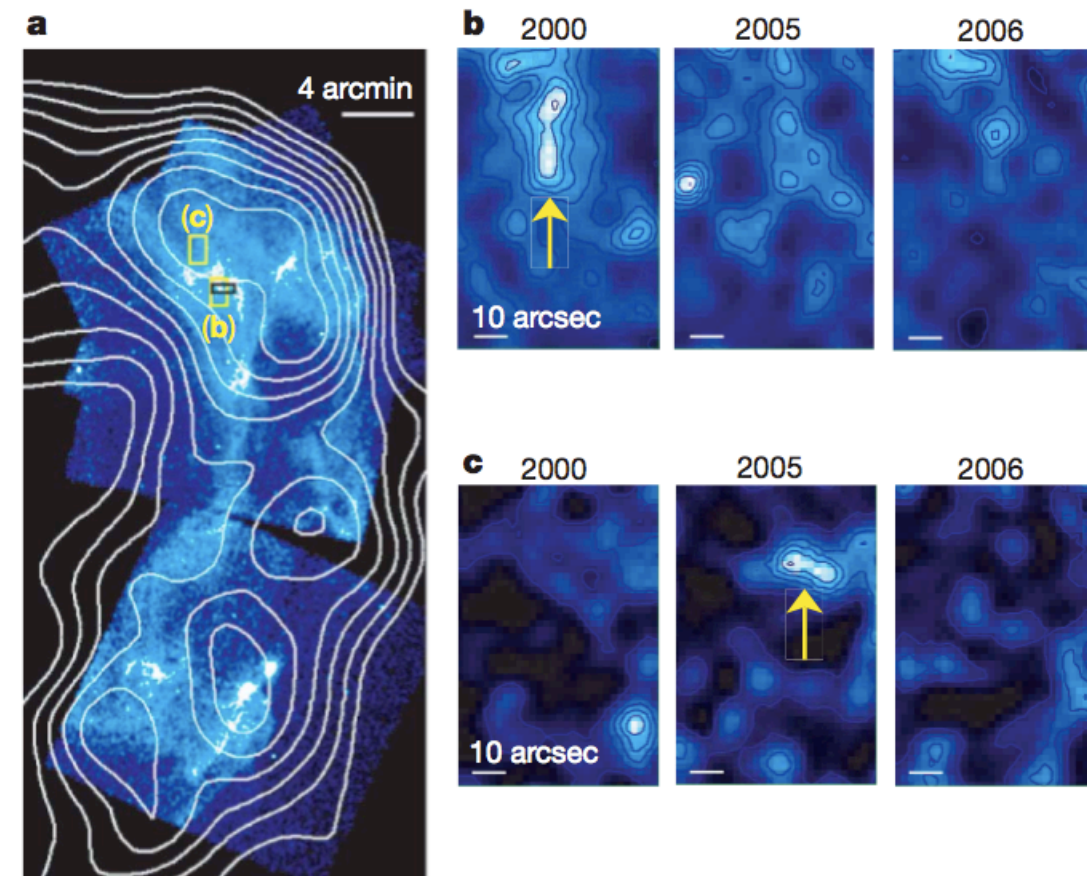


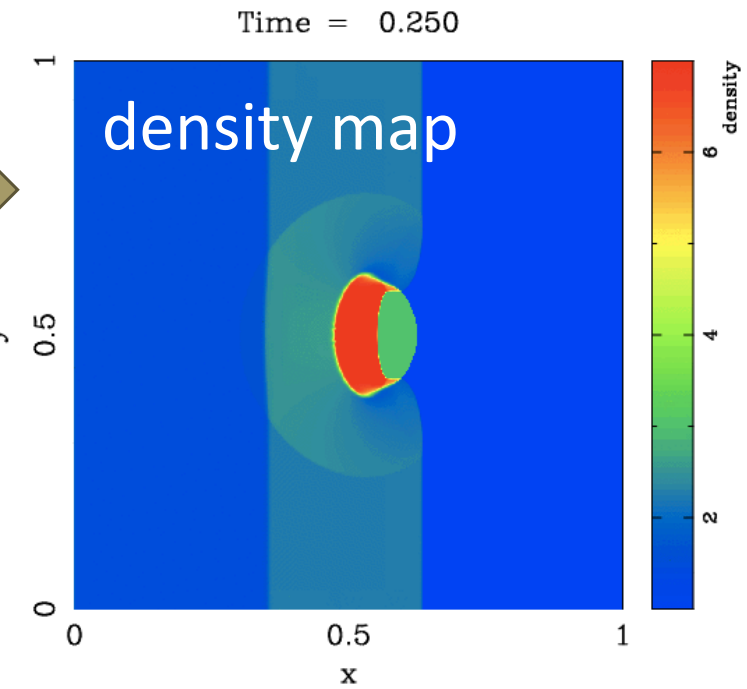
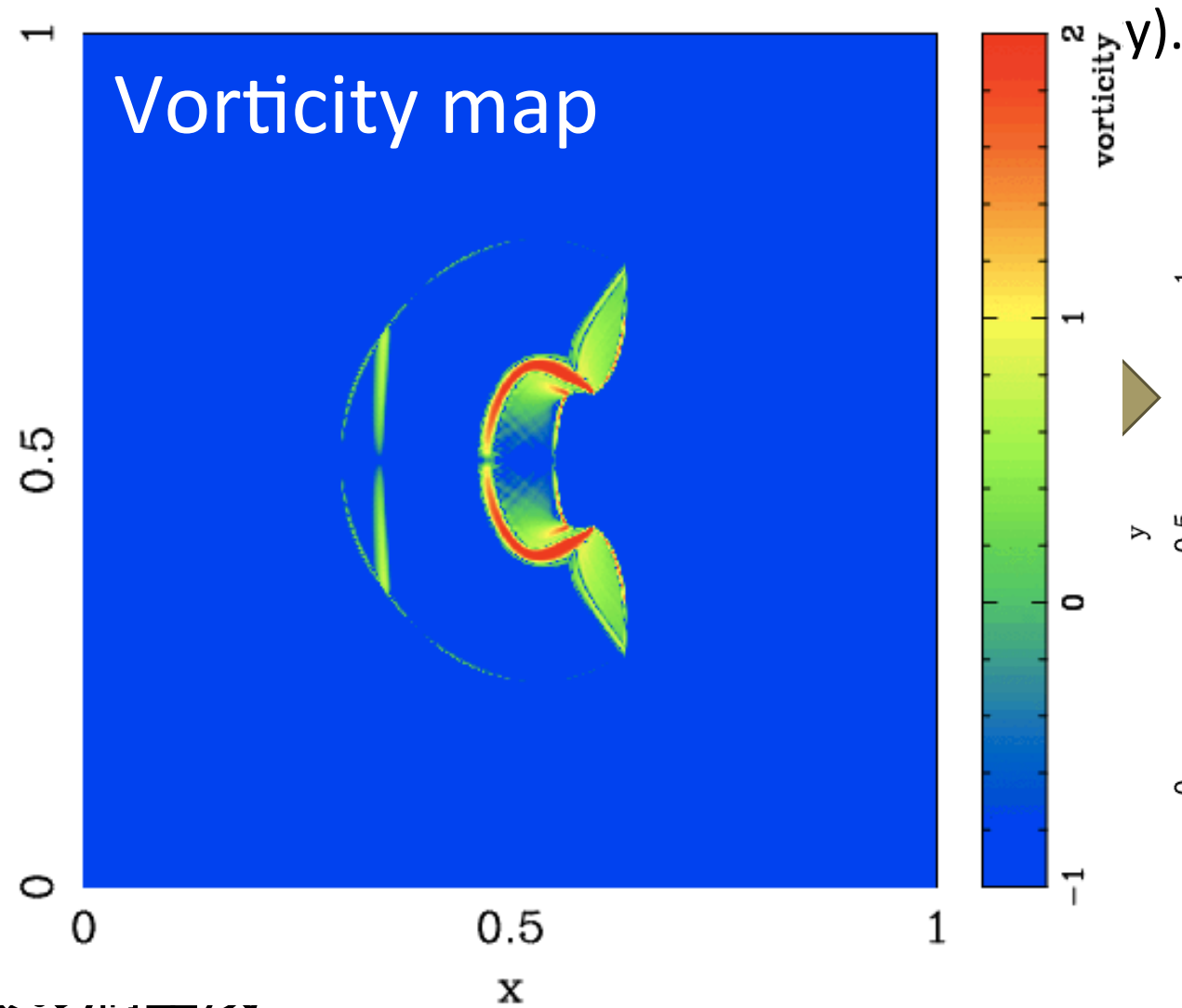
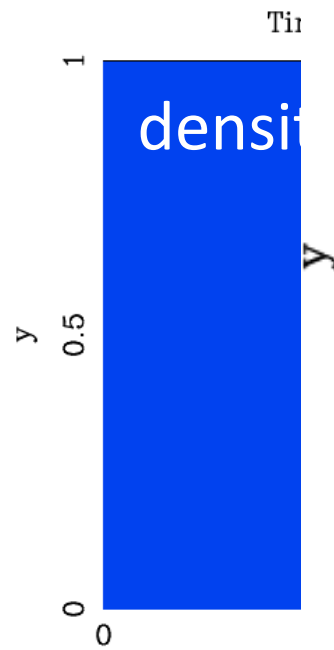
Figure 1 | Chandra X-ray images of the western shell of SNR

# なぜ乱流が生まれるのか？

Time = 0.250

Shock-cloud int

● 重いガス球に



● ミクロには2種

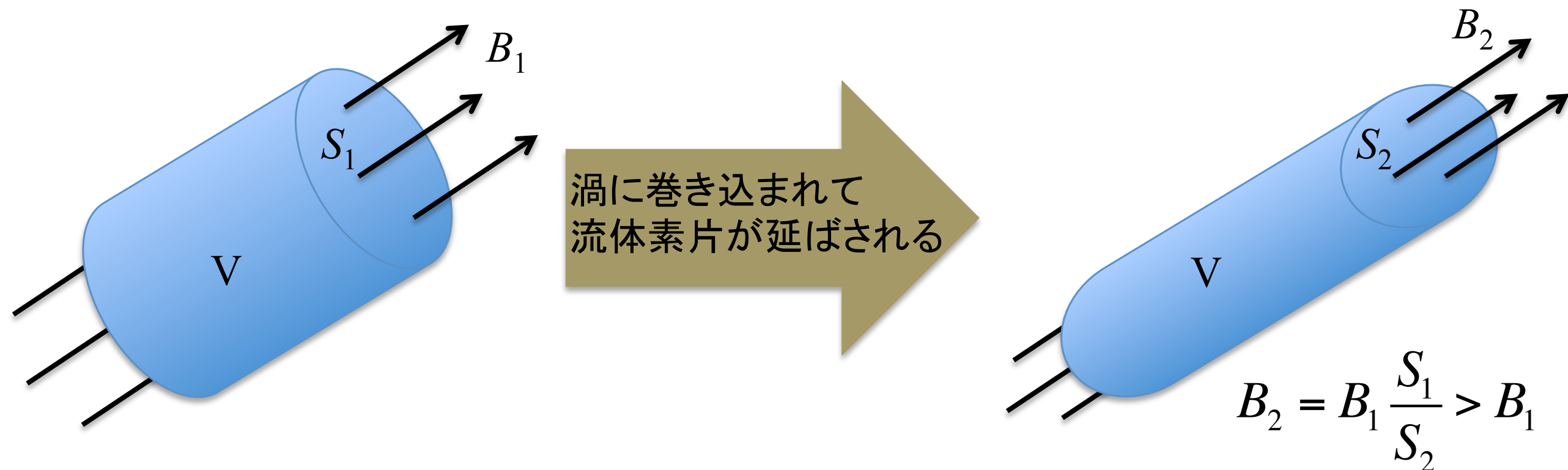
1. Baroclinic effect:  $\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{\omega}) + \frac{1}{\rho^2} \vec{\nabla} \rho \times \vec{\nabla} p \rightarrow \omega \sim \frac{2\gamma(M^2 - 1) \delta\rho/\rho}{\Delta x (\gamma + 1) M^2} v_{sh}$

2. Curved shock effect or Croccoの定理:  $\vec{\nabla}_t(h + v^2/2) = T \vec{\nabla}_t s + \vec{v} \times \vec{\omega}$

$\omega \sim \frac{(M^2 - 1)^2}{a(\gamma + 1)M^2 \{(\gamma - 1)M^2 + 2\}} v_{sh}$      $a$ : shock curvature (Kida&Orszag 90)

# なぜ磁場が増幅されるのか？

- 理想MHD: プラズマは磁力線を横切れない(磁力線の凍結)
  - ∴ プラズマを構成する荷電粒子は磁力線に巻き付く(ジャイロ運動)
- 流体素片を貫く磁束は一定:  $\int B dS = \text{const.}$



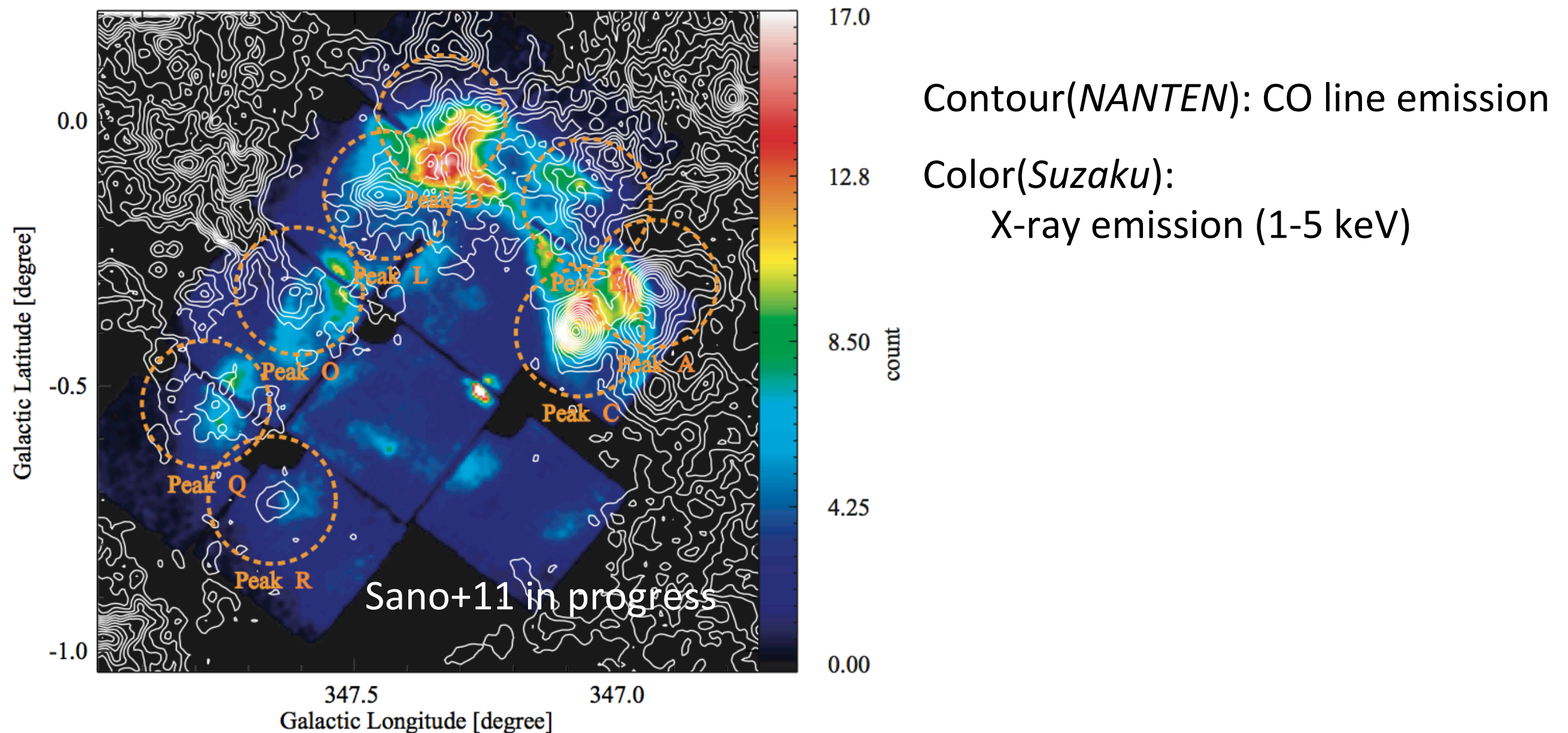
\* 渦流( $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ )なので体積  $V$  は不変

\* 乱流ダイナモ or Small scale dynamo と呼ばれるプロセスはいろいろなスケールで起きる  
引き延ばし増幅の重ね合わせ



# シミュレーションの予言1 Inoue+12, ApJ

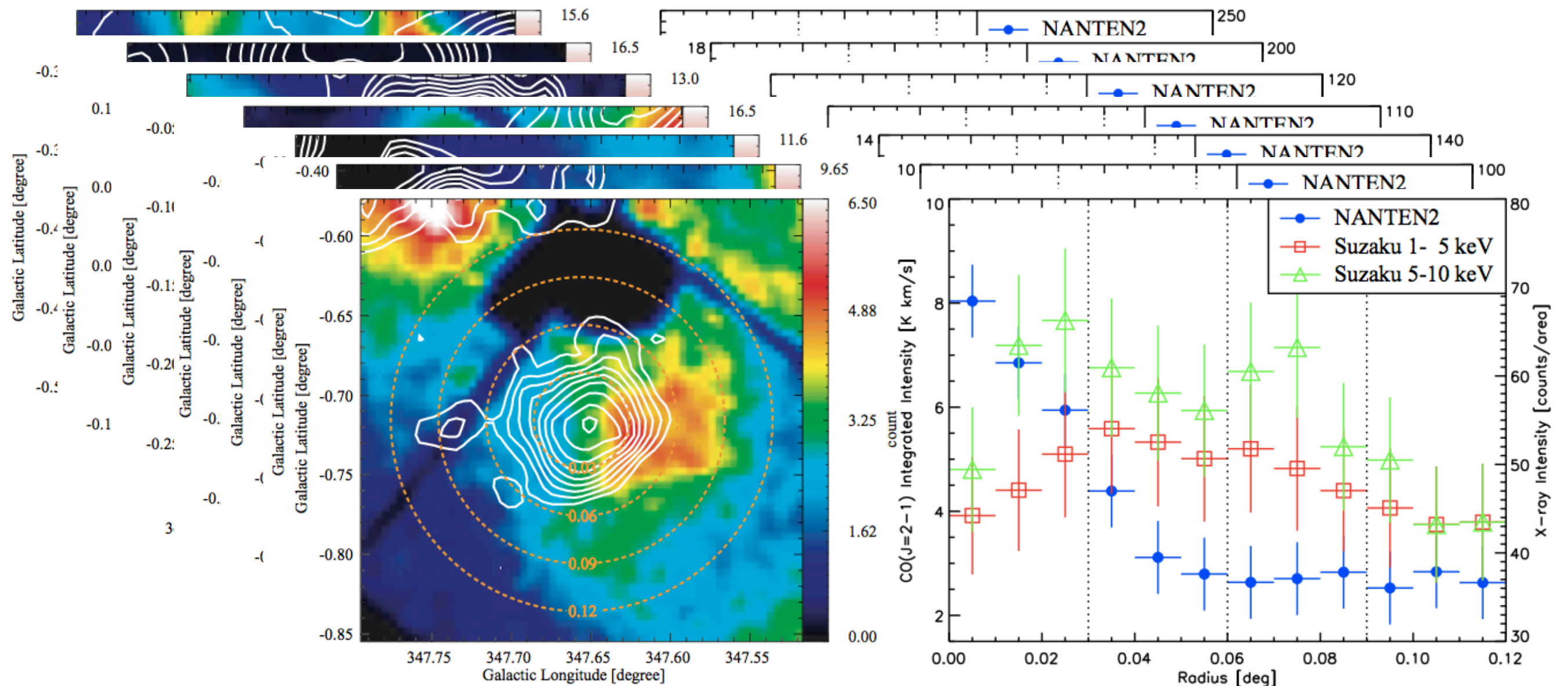
- 乱流励起+磁場増幅は cloud の近傍で発生(内部ではなくちよつと外側)  
→ Cloud から  $\sim 0.1$  pc 程度離れたところで synchrotron X ( $P_{\text{syn}} \propto B^{1.5}$ ) が増光すべし
- Cloud からの CO emission と synchrotron X の詳細比較(Sano+13, ApJ submitted)



# シミュレーションの予言1 Inoue+12, ApJ

- 乱流励起+磁場増幅は cloud の近傍で発生(内部ではなくちよつと外側)  
→ Cloud から  $\sim 0.1$  pc 程度離れたところで synchrotron X ( $P_{\text{syn}} \propto B^{1.5}$ ) が増光すべし
- Cloud からの CO emission と synchrotron X の詳細比較(Sano+13, ApJ submitted)

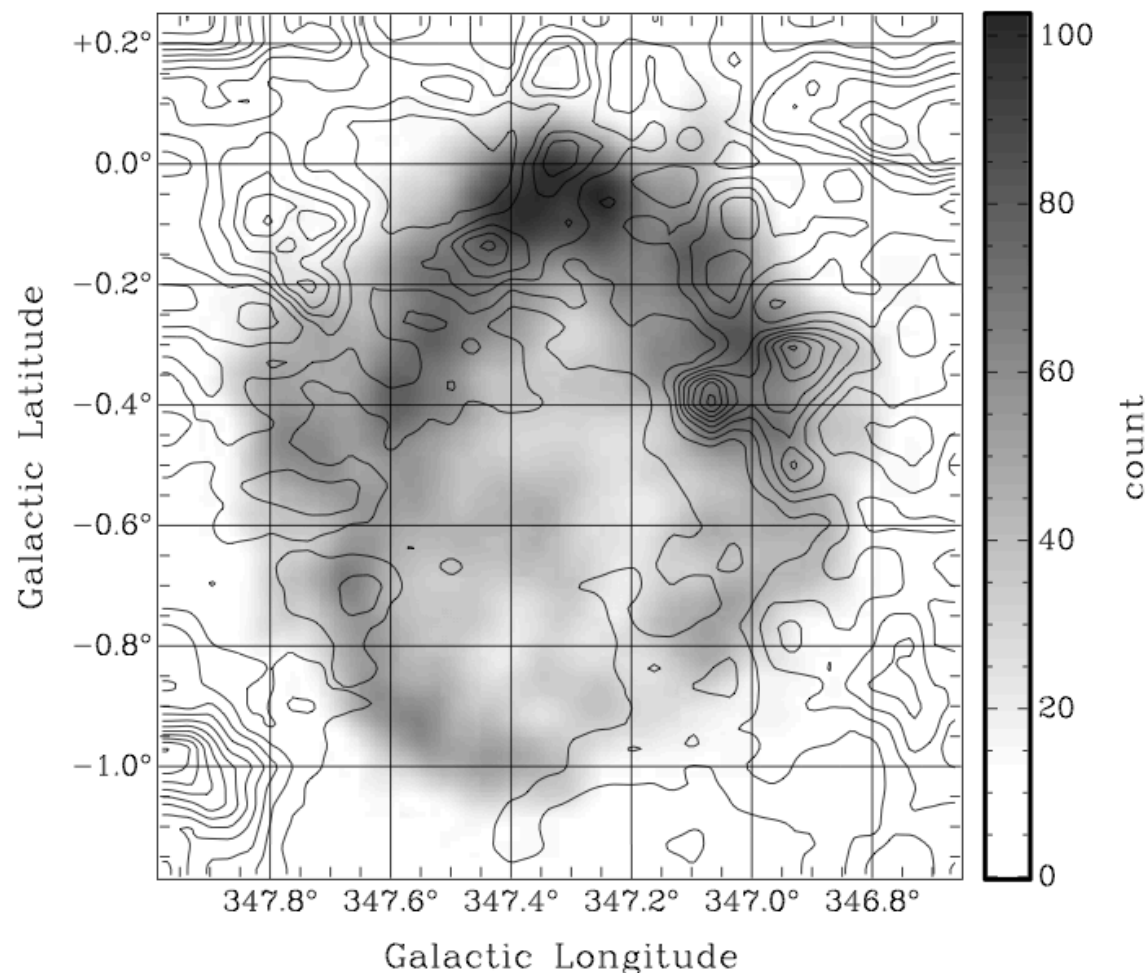
## 全ての領域で予言通りの結果





# シミュレーションの予言2 Inoue+12, ApJ

- Synchrotron X の増光が付近に見られる cloud = 衝撃波と相互作用している cloud
  - ガンマ線が加速陽子起源なら、そのような cloud の CO 放射ピークはガンマ線ピークと一致
- 残念ながら現状のガンマ線観測(H.E.S.S.)の分解能 >> 分子雲観測(NANTEN)の分解能



Gray scale:  
γ-ray map by HESS (Aharonian+07)

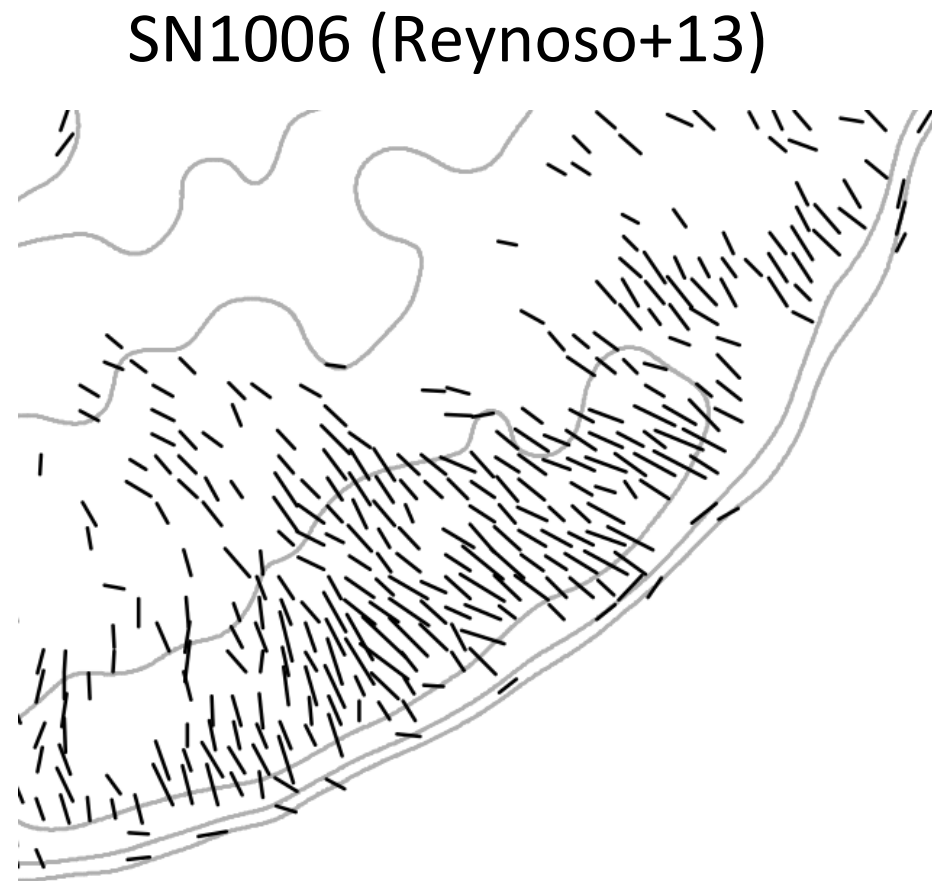
Contour:  
CO map by NANTEN (Fukui+08)

- **次世代ガンマ線望遠鏡 CTA (2017年部分観測開始)なら十分な分解能で判定できる**
  - CO peak と X peak の典型的なズレの大きさ ~ 0.1 deg.
  - CTAの分解能 ~ 1 arcmin. ~ 0.02 deg. @1TeV

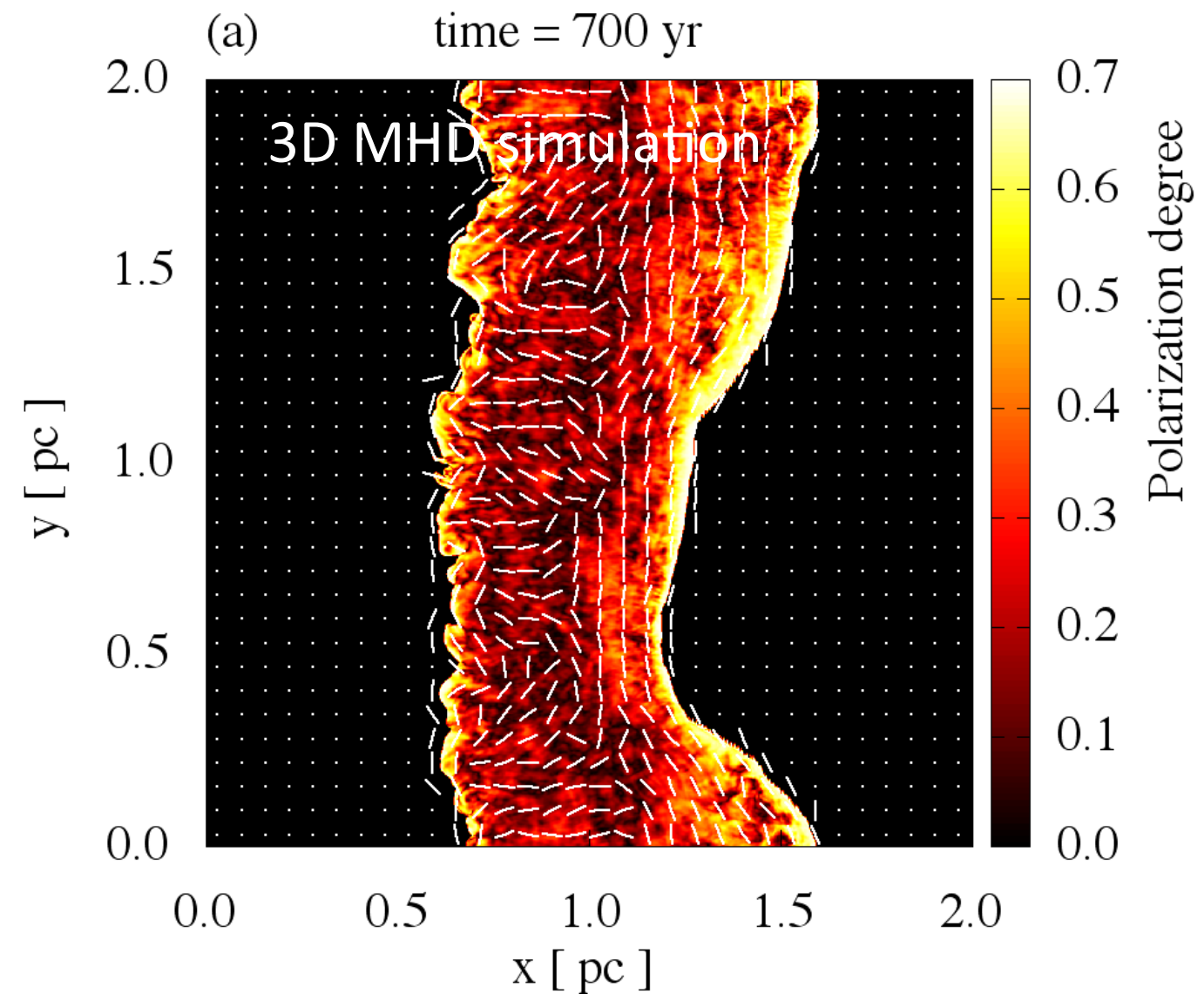
# 最後に：SNRからの偏光放射

## □ Synchrotron 電波の偏光観測

- 偏光から推定した磁場分布は動径方向(Reynoso+13)



Shock 上流では垂直でも下流では  
磁場が動径方向に変化



- ✓ 衝撃波面で発生する Richtmyer-Meshkov 不安定で説明できる

(青学M1 霜田君のポスター)

# Summary

- 多くの天文現象は非常に動的で衝撃波が系の本質的性質多くを決定
- 空気力学とは異なり、天体衝撃波は様々な不安定性を励起
  - 熱的不安定性 → HI & molecular cloud formation.
  - 分子雲中では強烈的な圧縮に伴う星形成
  - 分子雲と超新星残骸の相互作用(Richtmyer-Meshkov 不安定)
    - ✓ 磁場増幅 & Synchrotron放射の空間構造
    - ✓ ガンマ線放射機構の検証(宇宙線加速パラダイムの検証)