

# 宇宙線の影響を考慮した磁気浮力不安定性の2次元、3次元モデルの成長比較

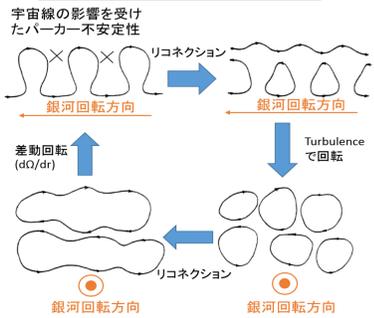
那須田哲也(東京大学)、横山央明(東京大学)、工藤哲洋(国立天文台)

## イントロダクション

### パーカー(1992)の宇宙線駆動型銀河ダイナモ

- 古典的 $\alpha\omega$ ダイナモ
  - 渦拡散係数 $\eta_c \sim 10^{25} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ を用いると、観測されている磁場の構造を再現できる
  - 銀河系で $\eta_c \sim 10^{25} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ をもちいたダイナモのタイムスケールは $\sim 10^8 \text{yr}$
  - 問題は、 $\alpha\omega$ ダイナモでは無視して考えている、磁場からのバックリアクション(小スケールのローレンツ力)によって乱流的運動が抑制され、 $\eta_c \sim 10^{25} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ という大きな値は説明できないこと
- パーカー(1992)の宇宙線駆動型銀河ダイナモ
  - 磁場散逸と $\alpha$ 効果を、パーカー不安定性による磁束浮上とその磁束のリコネクションとで説明することで、 $\alpha\omega$ ダイナモの問題点を解決
  - $\alpha\omega$ ダイナモの定式化は基本的にそのまま適用可
  - 宇宙線の影響を受けたパーカー不安定性の成長のタイムスケールを $\sim 10^7 \text{yr}$ として見積もると
  - ダイナモのタイムスケールは $\alpha\omega$ ダイナモと同オーダー
  - パーカー不安定性の成長のタイムスケールによってダイナモの成長のタイムスケールは変わる
  - ※宇宙線なしのパーカー不安定性の成長のタイムスケールは、宇宙線ありの数倍のタイムスケール
  - 宇宙線ありのパーカー不安定性では、波長が短いループが上がる
  - 宇宙線なしの時に比べリコネクションしやすい

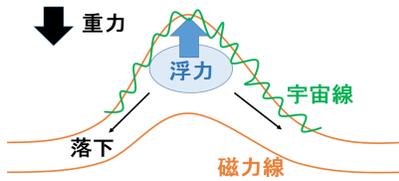
### 宇宙線駆動型銀河ダイナモの概念図



### 宇宙線の影響を受けたパーカー不安定性

- パーカー不安定性の成長率への宇宙線の影響の定性的な説明
  - 宇宙線には(ほとんど)質量がないが、圧力がある
  - 磁場にトラップされた宇宙線は宇宙線圧を使った移流拡散方程式で表せる
  - 拡散係数は磁場に沿った方向に大きな値をもち、磁力線によって宇宙線圧を一緒にしようとする
  - 磁気張力がない磁場のようにはたらくので、浮力を大きくし、パーカー不安定性を促進

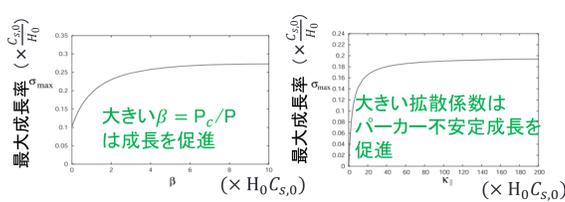
### 宇宙線の影響を考慮したパーカー不安定性の概念図



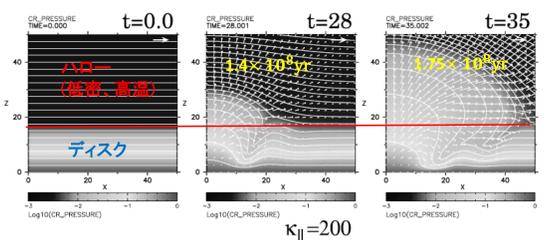
### CRの影響を受けたパーカー不安定性の先行研究

- Kuwabara et al (2004)
  - 線形解析及び非線形2Dシミュレーション
  - 圧縮性理想MHD方程式+宇宙線の移流拡散方程式を計算

### 宇宙線の影響を受けたパーカー不安定性の線形解析



### 宇宙線の影響を受けたパーカー不安定性の非線形2Dシミュレーション



※バックグラウンド: 宇宙線圧力、白線: 磁力線、矢印: 速度ベクトル  
※時刻は、論文のキャプションの誤りを訂正して記載

- リアリスティックな拡散係数( $\kappa_{||} \sim 3 \times 10^{28} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ )を用いた2Dシミュレーション
  - $10^8 \text{yr}$ でハロー部に磁束が抜けていく
  - Parker(1992)の磁気浮上のタイムスケールの見積りとは1桁程度ずれる

### 先行研究のまとめ

- 2次元では、線形、非線形段階ともにCRsありのモデルのほうがCRsなしのモデルより成長が速いが、非線形段階の結果から磁束浮上のタイムスケールは $\sim 10^8 \text{yr}$ とパーカー(1992)で使われたものよりは1桁程度大きい

## 本研究の目的

- パーカー(1992)の宇宙線駆動型銀河ダイナモのタイムスケールは、パーカー不安定性によって磁束がハロー部に抜けていくタイムスケールに依存性あり
- 3次元モデルでは、初期磁場 $B_x$ に垂直で銀河面に平行な方向 $Y$ が加わることで、磁束の $Y$ 方向への膨張が起こると考えられる。また、交換不安定性も起こりえて、タイムスケールに影響を与える可能性あり
- 宇宙線入りパーカー不安定性の2次元、3次元モデルの成長比較を行った研究がない
- 2次元、3次元シミュレーションを行い、磁束浮上のタイムスケールを比較する

## 基礎方程式、初期条件、計算条件

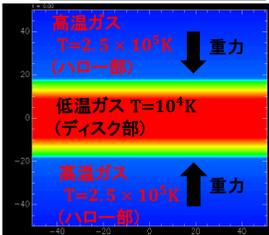
- 基礎方程式は圧縮性理想MHD方程式+宇宙線の移流拡散方程式
 
$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla (P + P_c) + \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \mathbf{g}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{P}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} P + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \mathbf{v} + \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \right] + \mathbf{v} \cdot (\nabla P_c - \rho \mathbf{g}) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} P_c + \gamma_c P_c \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla P_c - \nabla \cdot (\kappa_{||} \nabla P_c) = 0$$
- ※ $\mathbf{b}$ : 磁場の単位ベクトル  
※宇宙線の拡散は磁力線方向のみ
- 重力銀河面垂直方向、赤道面で $\tanh$ で反転
- 初期磁場は $B_x$ のみ
- 静水圧平衡で成層
  - 宇宙線あり:  $\alpha = \frac{P_m}{P} = 0.2, \beta = \frac{P_c}{P} = 0.8$
  - 宇宙線なし:  $\alpha = 1.0, \beta = 0$
- $\alpha, \beta$ でモデル設定
- X, Y境界は周期、Z境界は十分遠方( $|Z| = 200H_0$ )
- ディスク部( $|z| \leq 18H_0$ )のみ $v_x$ にランダム擾乱
- 宇宙線なし、 $\kappa_{||}/(C_{s,0}H_0) = 10, 40$ を計算
- ※ $\kappa_{||} = 6 \times 10^{28} \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \rightarrow \kappa_{||}/(C_{s,0}H_0) = 200$ がリアリスティックな拡散係数
- 改良Lax-Wendroff法を用いて計算

### 初期X-Z面の密度コンター

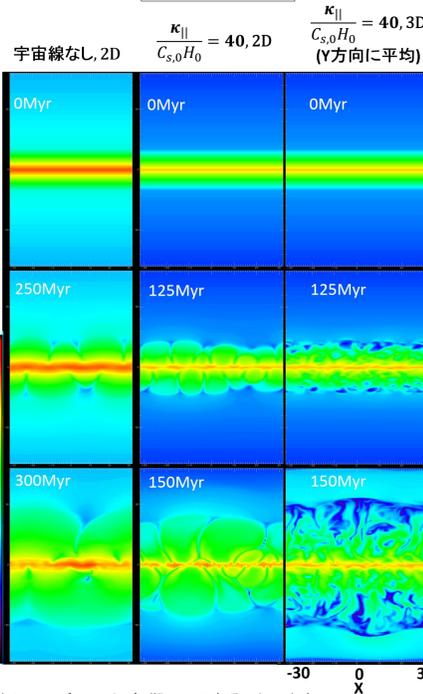


- 規格化
  - 赤道面での音速:  $C_{s,0} = 10 \text{kms}^{-1}$
  - 赤道面での密度:  $\rho_0 = 1.6 \times 10^{-24} \text{gcm}^{-3}$
  - ガススケールハイト:  $H_0 = 50 \text{pc}$
  - 時間の単位  $\tau = \frac{H_0}{C_{s,0}} \sim 5 \text{Myr}$
- ( $N_x \times N_y \times N_z$ ) = (120 × 100 × 1404)
- ( $x$ 幅,  $y$ 幅,  $z$ 幅) = (60, 15, 400)
- ( $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ ) = (0.5, 0.15, 0.14)

## 結果

### パーカー不安定性成長の様子

#### 磁気圧 $P_m$ の分布



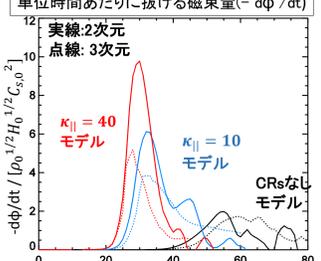
- ※宇宙線なしのモデルでは、初期 $\alpha = 1$ であることに注意
- 宇宙線ありのほうが不安定性の成長が速い
- 宇宙線ありでは、宇宙線なしのループに比べ波長が短い
- 2次元、3次元の比較では、同程度、あるいは3次元のほうが成長が速く見える

### ディスクからハローに抜ける磁束量

-ディスク内にある磁束量を $\Phi$ とすると、単位時間あたりにディスクからハローに抜ける磁束量は

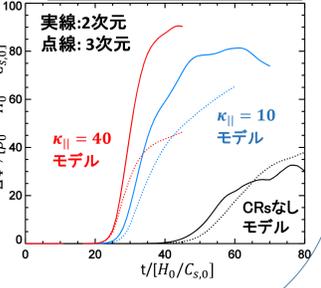
$$-\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{(x_{\text{max}} - x_{\text{min}})} \left( \int_{x_{\text{min}}}^{x_{\text{max}}} \int_{y_{\text{min}}}^{y_{\text{max}}} V_z(x, y, z = 18, t) B_x(x, y, z = 18, t) dy - \int_{x_{\text{min}}}^{x_{\text{max}}} \int_{y_{\text{min}}}^{y_{\text{max}}} V_z(x, y, z = -18, t) B_x(x, y, z = -18, t) dy \right)$$

### ディスクからハローに抜ける磁束量



- 2D, 3Dで、成長が始まる時刻はだいたい同時刻
- $d\Phi/dt$ のピーク値は2次元モデルのものが大きい

### ディスクからハローに抜けた磁束量

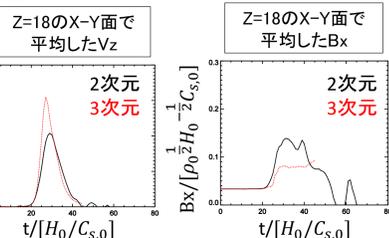


- 時刻 $t$ までにディスクからハローに抜けた磁束量は $-\Delta\Phi \equiv -(\Phi(t) - \Phi(0))$
- 宇宙線ありのモデルに関しては2次元モデルのほうが、たくさんの磁束がハローへ抜ける
- 3次元モデルの成長が遅い

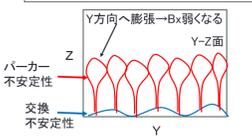
## 考察1

### 3次元モデルが2次元モデルより磁束が抜けるのが遅い理由

- $\kappa_{||}/(H_0/C_{s,0}) = 40$ モデルを例にとりて $-\frac{d\Phi}{dt}$ の $V_z B_x$ 依存性を見る
- $-\frac{d\Phi}{dt}$ がピークを迎える $t = 28-30$ に注目すると
- ハロー-ディスクコンタクト面( $|z|=18$ )の $B_x$ の磁場強度は3次元モデルのほうが2次元モデルより大きい
- $V_z$ の平均値は、2次元モデルのほうが3次元モデルより大きい
- $B_x$ が2次元モデルに比べ弱いことが3次元モデルの磁束が抜けるのを遅くする
- $B_x$ が2次元モデルに比べて弱いのは、 $Y$ 方向への磁束の膨張のため?
- 磁束を持ち上げる上昇流のフィリングファクターが小さいと、 $|z|/H_0 = 18$ では $Y$ 方向への磁束の膨張によって $B_x$ が小さくなっているはず
- $B_x$ とフィリングファクターの散布図で検証



### 膨張による $B_x$ 低下の概念図

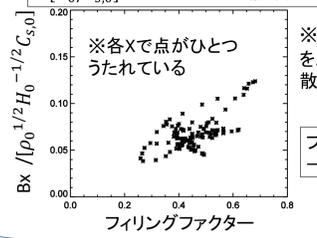


フィリングファクター $ff(x, t)$ の定義は、 $meanV_z(x, t)$

$$ff(x, t) = \frac{1}{(y_{\text{max}} - y_{\text{min}})} \int_{y_{\text{min}}}^{y_{\text{max}}} V_z(x, y, z = 10, t) dy$$

を用いて、 $ff(x, t) = \frac{meanV_z(x, t)}{[V_z(x, y, z = 10, t) > meanV_z(x, t)] \text{の } y \text{ の範囲での } V_z \text{ 平均}}$

### $t/[H_0/C_{s,0}] = 27$ の $B_x$ vs. $ff$ の散布図



- ※各 $X$ で点がひとつうたれている
- ※上昇流は $V_z/[C_{s,0}] \sim 2$ で $z/H_0 = 10-18$ 間を上昇すると、 $B_x(x, t=27), ff(x, t=23)$ の散布図を書いている

フィリングファクター $\rightarrow B_x$ の関係  
→ $B_x$ を弱めているのは $Y$ 方向への膨張

## 考察2

### 磁束がハロー部へと抜けるタイムスケール

- 宇宙線ありのモデルの場合、 $t=0$ でディスク部( $|z| < 18$ )に存在する磁束量 $\Phi_0 / [\rho_0^{1/2} H_0^{3/2} C_{s,0}] = 282$
- 磁束浮上のタイムスケールを $\tau_{flux} = \left( \frac{1}{\Phi_0} \frac{d\Phi}{dt} \right)^{-1}$ とする。
- 平均の $\frac{d\Phi}{dt} \sim \frac{1}{2} \max \left( \frac{d\Phi}{dt} \right)$ として、 $\tau_{flux}$ を計算すると、各モデルについて値が得られる

#### 各モデルの $\tau_{flux}$

	2次元	3次元
$\kappa_{  }/(C_{s,0}H_0) = 10$	460Myr	735Myr
$\kappa_{  }/(C_{s,0}H_0) = 40$	289Myr	540Myr

→3次元モデルを考えると磁束浮上のタイムスケールが289Myr/540Myr $\sim 1.9$ 倍になる

## まとめ

- 2次元モデルに比べ、3次元モデルは磁束浮上率が下がることがわかった。
- 3次元モデルでの磁束浮上率の低下は、磁束を持ち上げる上昇流のフィリングファクターが小さく、磁束が $Y$ 方向に膨張することで $B_x$ が弱くなって上昇してくるが原因であるとわかった。
- 3次元のモデルになると、磁束浮上のタイムスケール $\tau_{flux}$ が2次元モデルの1.9倍程度にまで効率が下がることがわかった。このタイムスケールは、パーカー(1992)の見積もりを支持しない結果である。

## 参考文献

Kuwabara, T., Nakamura, K., & Ko, C. M. 2004, ApJ, 607, 828  
Matsumoto, R., & Shibata, K. 1992, PASJ, 44, 167  
Parker, E. N. 1992, ApJ, 401, 137  
Ryu, D., Kim, J., Hong, S. S., & Jones, T. W. 2003, ApJ, 589, 338