

原始惑星系円盤における磁気拡散 とくに両極性拡散が磁気回転不安定性へ与える影響

熊田 遼太 (東北大学 天文学専攻 M1)

Abstract

原始惑星系円盤 (円盤) は惑星形成の舞台であり、その効率は円盤内の乱流強度によって決定される。乱流の生成源は磁気回転不安定性 (MRI) と考えられているため、MRI の成長を理解することは惑星形成過程を理解する上で重要となる。一方、MRI の成長は、電磁流体の磁気拡散項：オーム散逸、ホール効果、両極性拡散によって抑制されると考えられている。したがって、これらの効果が円盤へ与える影響を理解することは重要である。しかし、磁気拡散項がどのくらい MRI を抑制するのかは、オーム散逸を除き十分に理解されていない。本講演では、オーム散逸と両極性拡散を考慮した shearing-box シミュレーションを初めて行い、MRI の成長を調べた Bai & Stone (2013)[1] をレビューする。シミュレーションは (1) オーム散逸のみ、(2) オーム散逸と両極性拡散の効果を考慮した場合でそれぞれ実施した。シミュレーションの結果、磁気拡散とくに両極性拡散は MRI の効果を大きく抑制した。一方で、磁気遠心力風が角運動量の輸送に大きく貢献していることが分かった。得られた結果は、MRI 由来の乱流粘性により角運動量が輸送されるという、原始惑星系円盤の従来の描像を変える可能性がある。

1 Introduction

原始惑星系円盤とは、原始星周囲に構成される円盤状の構造である。惑星形成は円盤内で起きると考えられており、それゆえ円盤ガスの降着率 \dot{M} は惑星形成を考える上で重要となる。降着率の観測値は $\dot{M}_{\text{obs}} \approx 10^{-8 \pm 1} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ であることが分かっている [2] が、降着においてどのようなメカニズムが角運動量を輸送しているのかははっきりとしていない。

角運動量輸送メカニズムの候補のひとつは円盤内で生じた乱流粘性である。この乱流粘性の効果をパラメータとして置き、計算を行うのが標準円盤モデルである [3]。パラメータ α は以下で与えられる：

$$\alpha c_s^2 \Sigma = \int T_{R\phi} dz \quad (1)$$

ここで、 $T_{R\phi}$ は応力テンソルの $R\phi$ 成分である：

$$T_{R\phi} = T_{R\phi}^{\text{Rey}} + T_{R\phi}^{\text{Max}} = \rho v_R v_{\phi} - B_R B_{\phi} \quad (2)$$

降着率 \dot{M} は、 α を用いて以下で与えられる：

$$\dot{M} = \frac{2\pi}{\Omega} \alpha c_s^2 \Sigma \quad (3)$$

ただし c_s , Ω , Σ はそれぞれ音速、円盤の回転角速度、円盤の面密度である。また、 $T_{R\phi}^{\text{Rey}}$, $T_{R\phi}^{\text{Max}}$, ρ は Reynolds 応力の $R\phi$ 成分、Maxwell 応力の $R\phi$ 成分、円盤

の体積密度であり、 v_R , v_{ϕ} , B_R , B_{ϕ} はそれぞれ速度、磁場の R 成分、 ϕ 成分である。のちに説明する磁気回転不安定性が発達している場合には、 $T_{R\phi}^{\text{Max}} \gg T_{R\phi}^{\text{Rey}}$ となる。

一般に円盤内のガスは電離しているため、その流体運動は電磁流体力学 (magneto hydrodynamics, MHD) で記述される。MHD では、運動は主として磁場が駆動する。磁場の時間変化を与える方程式が、誘導方程式である：

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times [\eta_O \mathbf{J} + \eta_A \mathbf{J}_{\perp} + \eta_H (\mathbf{J} \times \mathbf{B})] \quad (4)$$

ここで \mathbf{u} は速度ベクトル、 \mathbf{J} は電流密度ベクトルであり、添字 \perp は磁場 \mathbf{B} に対して直交する成分を表す。右辺第 2 項が無視できる場合、プラズマは磁力線とともに運動する (凍結定理)。この性質が、後述の磁気回転不安定性を駆動する要因のひとつになる。

磁気回転不安定性 (magnetorotational instability, MRI) は、円盤ガスの差動回転によって生じる流体力学的不安定性である。MRI の成長過程を表した模式図を図 1 に示した。プラズマは磁力線とともに運動するため、磁場にゆらぎが生じると、プラズマに差動回転が生じる (図左)。差動回転しているプラズマに対しては磁気張力トルクがはたらき、内側へ落ち

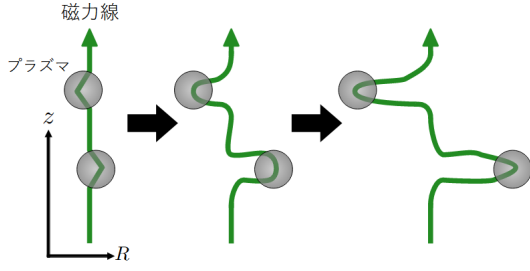


図 1: 磁気回転不安定性 (MRI) の模式図. 磁力線のゆらぎ (図左) がプラズマの角運動量を輸送し (図中央), さらに磁力線を歪ませる (図右) .

込んだプラズマはより内側へと、外側へ飛ばされたプラズマはより外側へと、移動していく (図中央) . この移動によって、磁力線はさらに歪み、角運動量がより効率的に交換され、円盤内は乱流状態となる (図右) . MRI が角運動量輸送のメカニズムとしてはたらくことは Balbus & Hawley(1991) が提唱し、定常円盤降着を考える際の標準モデルとなっている [5].

一方で、式 (4) 右辺第 2 項に示された磁場の拡散 (磁気拡散) は MRI を抑制する. 磁気拡散の各項はそれぞれ (1) オーム散逸、(2) 両極性拡散 (3) ホール効果、と呼ばれている. このうち (3) は、今回のシミュレーションでは考慮されていないため、説明を省略する. (1) のオーム散逸は流体の担い手 (中性粒子) と電流の担い手 (電子) との衝突により生じる磁場の拡散である. (2) の両極性拡散は、慣性の担い手である中性粒子が、磁力線とともに運動するプラズマ構成粒子とあまり衝突しないことにより生じる拡散である. 原始惑星系円盤の内側は完全には電離されていないため、両極性拡散の影響も考慮しなければならない.

3 つの磁気拡散のうち、両極性拡散とホール効果については、MRI をどのように抑制しているのかがよく分かっていなかった. 今回紹介する Bai & Stone(2013) では、オーム散逸と両極性拡散の両方を含む 3 次元 MHD シミュレーションを行い、磁気拡散とくに両極性拡散が MRI をどのように抑制するかを調べた. この 2 つの磁気拡散を同時に考慮した 3 次元 MHD シミュレーションは、本論文が初である.

2 Methods

Bai & Stone(2013) では、中心星から 1 AU の距離に置いた shearing-box を用いて 3 次元 MHD シミュレーションを行った. shearing-box とは、図 2 のように円盤の一部を切り取った箱のことである. Bai & Stone 2013 では、シミュレーションは磁気拡散に関して (1) オーム散逸のみ (2) オーム散逸と両極性拡散の 2 つを行った¹. 基礎方程式は以下の 3 式である:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}^T \mathbf{u} + \mathbf{T}) \\ = \rho [2\mathbf{u} \times \boldsymbol{\Omega} + 3\Omega^2 x \mathbf{e}_x - \Omega^2 z \mathbf{e}_z] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times [\eta_O \mathbf{J} + \eta_A \mathbf{J}_\perp] \quad (7)$$

ただし、 \mathbf{T} は応力テンソル:

$$\mathbf{T} = (P + B^2/2) \mathbf{I} - \mathbf{B}^T \mathbf{B} \quad (8)$$

であり、 \mathbf{I} , ρ , \mathbf{u} , P , $\boldsymbol{\Omega}$, \mathbf{B} はそれぞれ単位テンソル、ガスの質量密度、流速ベクトル、ガス圧、角速度ベクトル、磁場である. また、 \mathbf{e}_j ($j = x, y, z$) は各方向 (それぞれ動径方向、方位角方向、高さ方向) の単位ベクトルである.

円盤は最小質量円盤モデル (林モデル) を用いた. また、音速 $c_s = 1 \text{ km/s}$, 角速度 $\Omega = 10^{-7} \text{ s}^{-1} \approx 1 \text{ yr}^{-1}$, スケールハイト $H = c_s/\Omega = 0.1 \text{ AU}$, 密度 $\rho = 13.1 \times 10^{-8} \text{ g cm}^{-3} \exp[-(-z^2/H^2)]$, 磁場 $B_z = 4.1 \times 10^3 \text{ G}(1 + \sin(2\pi x/L))$ である. box のサイズは $(x, y, z) = (4H, 8H, 16H)$ とした.

境界条件は、 x 方向に shearing condition (ずれ境界条件) [6], y 方向に boundary condition (周期境界条件) [6], z 方向に outflow condition (流出境界条件) を、それぞれ考えた.

磁気拡散係数 η_A の値は化学計算の表を用いた. η_A の磁場 B に対する依存性は以下のように設定した. なお、この依存性の詳細は Bai(2011)[4] に記載がある.

$$\eta_A = \begin{cases} Q_{A1} B^2, & (B < \sqrt{Q_{A2}/Q_{A1}} B_i) \\ Q_{A2} B_i^2, & (\sqrt{Q_{A2}/Q_{A1}} B_i < B < B_i) \\ Q_{A2} B^2, & (B > B_i) \end{cases} \quad (9)$$

$$Q_{A2} B_i^2, & (\sqrt{Q_{A2}/Q_{A1}} B_i < B < B_i) \quad (10)$$

$$Q_{A2} B^2, & (B > B_i) \quad (11)$$

また Bai & Stone(2013) では、定常状態における降着率に興味があるため、時間発展で流出した質量を各セルへ再注入し、定常状態を維持している.

¹他の条件下でのシミュレーションは、本講演では省略する.

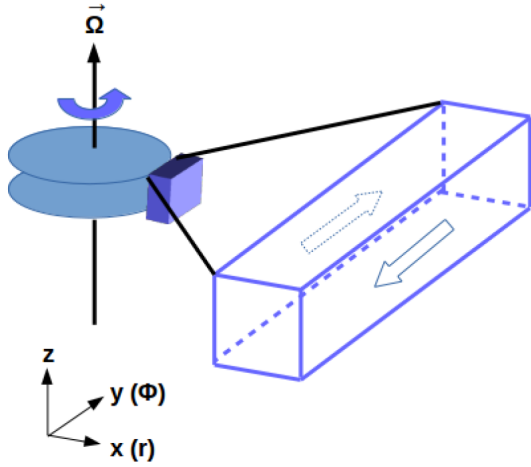


図 2: shearing-box の模式図. 円盤の一部を曲率が無視できるくらい小さな箱として切り出し, その中で流体シミュレーションを行う. <https://www.astr.tohoku.ac.jp/~tomida/athena/modules.html>

3 Results

図 3 に, 各時刻 t の高さ z/H における Maxwell 応力テンソルの $R\phi$ 成分 $T_{R\phi}^{\text{Max}}$ を示した. 上下のパネルはそれぞれ (1) オーム散逸のみ (2) オーム散逸と両極性拡散の結果に対応する.

オーム散逸のみ (パネル上部) の場合, $z/H > 2$ の領域ではギザギザした形状が確認できる. これは, $z/H > 2$ の領域ではオーム散逸が効かず, MRI が成長したことにより生じたものと解釈できる. $0 < z/H < 2$ にて比較的強い応力が見られるのは, $z/H > 2$ で生じた乱流が円盤中央へ伝播したからと考えられる.

両極性拡散も含めた (パネル下部) 場合, $z/H > 2$ の領域では, ギザギザした形状分布ではなく, 層状分布が現れた. これは両極性拡散が $2 < z/H < 4$ の領域附近で効き, MRI が抑制されたからと考えられる. 図 3 より, $z < 4H$ における応力テンソルの $R\phi$ 成分 $T_{R\phi}$ を見積もると $T_{R\phi} \approx 3 \times 10^{-4} \rho_0 c_s^2$ となった ($\rho_0 = 13.1 \times 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$).

4 Discussion

式 (1), (3) から, 両極性拡散を含むシミュレーションで得た応力テンソルの値を用いて降着率 \dot{M} を計算すると $\dot{M} \approx 2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ となった. これは観

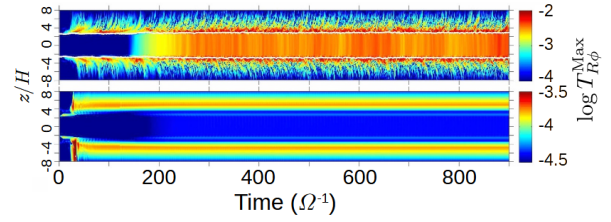


図 3: Maxwell 応力テンソル $T_{R\phi}^{\text{Max}}$ の時間-空間分布. 上下のパネルはそれぞれ (1) オーム散逸のみ (2) オーム散逸と両極性拡散の結果を示している. (1) オーム散逸のみの場合, $z > 4H$ で MRI が発達している; (2) 両極性拡散も含めると, $z > 4H$ で両極性拡散が効き, MRI が抑制される.

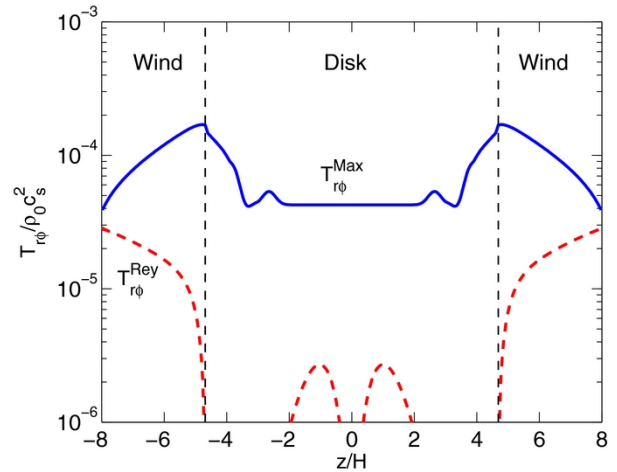


図 4: 応力テンソルの $R\phi$ 成分 $T_{R\phi}$ の分布. オーム散逸が効いている領域 $z < 4H$ では, $T_{R\phi}$ はほとんど一定の値 $T_{R\phi} \approx 3 \times 10^{-4} \rho_0 c_s^2$ をとっている ($\rho_0 = 13.1 \times 10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$).

測値の誤差範囲内であるが, 中央値よりはやや小さい値となっている.

Bai & Stone 2013 では, MRI に代わる角運動量輸送として磁気遠心力風に着目した. 実際, 今回のシミュレーションでは図 4 の速度分布を得ており, 円盤上部で磁気遠心力風が吹いていると考えられる.

ここで磁気遠心力風の簡単な説明を行う. 原始星の回転により強化された磁場は図 4 のような磁力線を描く. 磁気圧を受けたプラズマは磁力線にそって円盤上方へ飛んでいき, 磁気遠心力風を構成する.

磁気遠心力風を考慮して円盤の降着率を再計算す

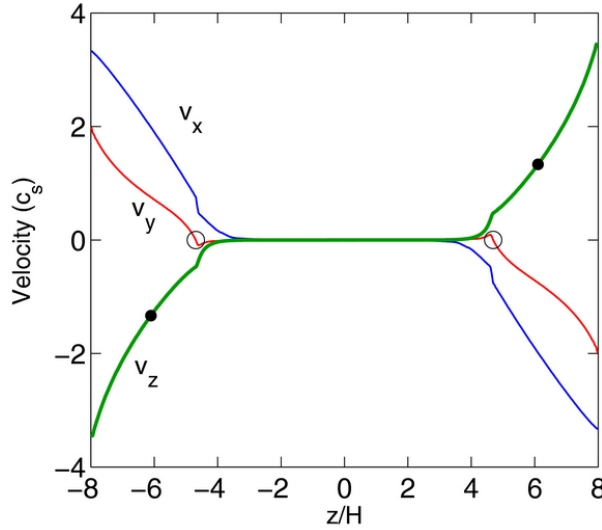


図 5: オーム散逸と両極性拡散を考慮したシミュレーションにおけるガスの速度分布. 分布は準定常状態 ($\Omega t > 300$) における値である. 円盤の上部 ($z > 4H$) で v_z が増加している.

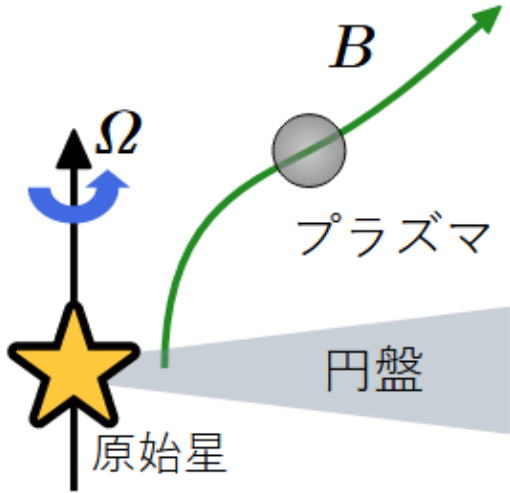


図 6: 磁気遠心力風の模式図. 原始星の回転により強化された磁場がプラズマを磁力線方向へ吹き飛ばす.

る. 式 (3) の右辺へ磁気遠心力風の寄与

$$\frac{4\pi}{\Omega} RT_{\phi z}|_{-z_b}^{z_b} = \frac{8\pi}{\Omega} RT_{\phi z}|_{z_b} \quad (12)$$

を加えて計算すると $\dot{M} \approx 4.3 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ を得た. これは磁気遠心力風を考慮していない場合に比べて, より観測値を再現している.

5 Conclusion

今回紹介した Bai & Stone 2013 では, 原始惑星系円盤における降着メカニズムを調べるため, オーム散逸と両極性拡散の両方を考慮した 3 次元 MHD シミュレーションを行った. 両極性拡散は MRI を強く抑制するため, MRI のみで円盤の降着率を説明するのは十分でないことが分かった. しかし, 円盤上部で発生している磁気遠心力風も考慮して降着率を計算すると, 観測値により近い値を得ることができた.

Reference

- [1] Bai and Stone, ApJ, 769, 76 (2013)
- [2] Gullbring et al. ApJ, 492, 323(1998)
- [3] Shakura and Sunyaev, A&A, 24, 337(1973)
- [4] Bai ApJ, 739, 51(2011)
- [5] Balbus and Hawley, ApJ, 376, 214(1991)
- [6] Hawley et al. ApJ, 440, 742(1995)