

磁気回転不安定性による円盤風駆動

小堀内 啓 (名古屋大学大学院 理学研究科 M1)

Abstract

電離度の大きいガス円盤があまり強くない磁場に貫かれて差動回転している場合を考えると、このときほぼ無条件に磁気回転不安定性 (MRI) と呼ばれる不安定性が成長し、乱流状態になることが線形解析および数値シミュレーションによって知られている。

今回は Suzuki&Inutsuka(2009) をレビューし、降着円盤内の MHD 現象について発表する。この研究では局所シアリングボックス内で 3 次元 MHD シミュレーションを行い、円盤風と呼ばれる上下面からのガスの流出が起こることが示されている。いわゆる Channel Flow が最も成長するのはスケールハイトの 1.5-2 倍の高さの領域であり、そこでの磁気圧はガスの圧力と同程度だがわずかに小さい。Channel Flow がリコネクションによって崩壊することでポインティングフラックスがガスに輸送され、円盤風が駆動される。これらの特徴は初期の磁場の強さを変えても確認でき、原始惑星系円盤の自発的な動的蒸発に重要な役割を果たすと考えられる。また Channel Flow の崩壊によって赤道面に向かう Alfvén 波や (磁気) 音波も発生し、これが赤道面でのダストの集積にかかわっている可能性がある。

1 Introduction

磁気回転不安定性 (Magnetorotational Instability) とは、降着円盤のような差動回転する円盤中で起こる回転のタイムスケールで成長する不安定性で、角運動量を円盤の外側に効果的に輸送する有力な機構の 1 つであると考えられている。

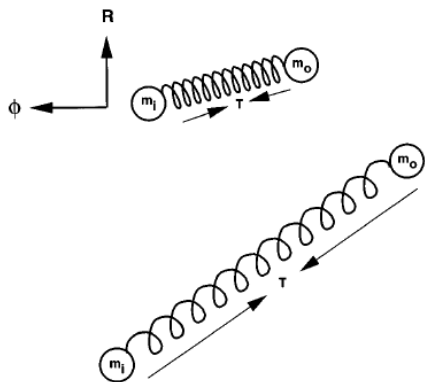


図 1: MRI の直感的説明 (Balbus & Hawley 1998)

MRI は図 1 のような、ばね (磁力線) でつながれた 2 質点の運動として理解できる。はじめ同じ位置

にいた 2 質点のうち m_i が円盤の内側に変位したとする。ケプラー円盤の場合は m_i の方が m_o より速く回るわけであるが、磁場がばねのように働くことで m_i は角運動量を失ってさらに内側へ落ち、 m_o は逆に角運動量を得て外側へ行く。このようにして 2 質点間の距離はどんどん広がり続ける。これが不安定性の原因である。

垂直方向の磁場を持った降着円盤は物理的には太陽のコロナホール周辺の様子と類似しており、MRI による乱流で円盤表面からアウトフローが発生することが予想されるが、そのことを示す定量的な研究はこれまで行われてこなかった。というのは物質や波が自由に流れ出すという境界条件を数値的に設定することが非常に難しいからである (通常の自由境界条件では非物理的な波の反射が起こってしまい、使えない)。

Suzuki&Inutsuka(2009) では、著者らが過去に太陽風や恒星風のシミュレーションの際に開発した流れ出し境界条件を応用することで、MRI による円盤風駆動を計算している。

2 Setup

ケプラー回転する回転座標系の一部を切り出し、今回は等温を仮定して 3 次元 MHD シミュレーションを行う。計算領域の曲率は無視し、差動回転は一様なシア一流として扱う（シアリングボックス）。スケールハイト $H_0 = 1$ 、角速度 $\Omega_0 = 1$ 、赤道面の密度 $\rho_0 = 1$ と規格化すると、音速 $c_s = 1/2$ となる。ボックスの大きさは動径を x 軸として $(x, y, z) = (\pm 0.5H_0, \pm 2H_0, \pm 4H_0)$ とし、初期条件として磁場 $B_{z,0}$ を与える。磁場の強さはプラズマベータ値が $\beta_0 \equiv 8\pi\rho_0 c_s^2 / B_{z,0}^2 = 10^6$ となる値である。また MRI の種となる微小な摂動 $\delta v = 0.005c_s$ を与え、計算スキームは 2 次精度の Godunov-CMoCCT 法を用いる。

3 Results

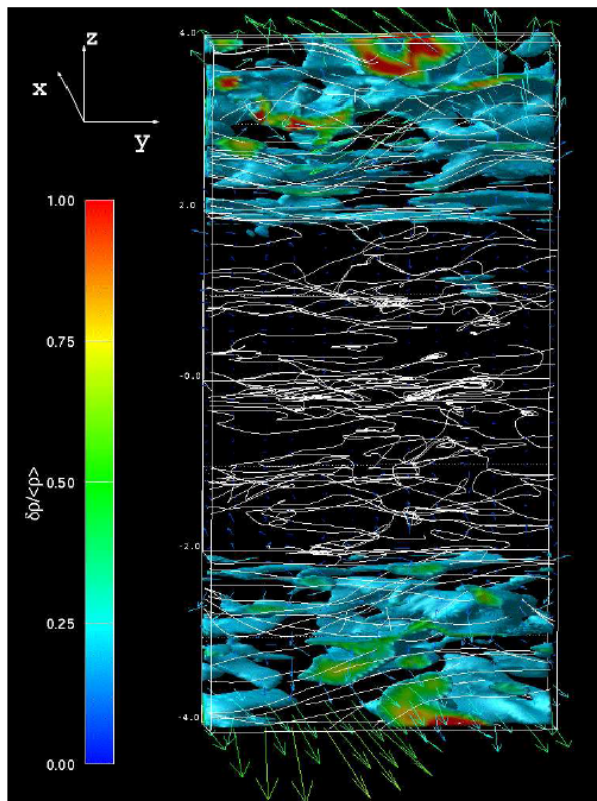


図 2: $t=210$ 回転のスナップショット (Suzuki & Inutsuka 2009)。白線が磁場、矢印が速度場、色つきの領域では $\delta\rho/\langle\rho\rangle > 0$ になっている

計算領域のほとんどで磁場は十分弱く MRI により不安定であるが、計算開始時では $|z| < 2.5H_0$ の領域ではメッシュ幅 Δz が最大成長波長 $\lambda_{\max} \approx 2\pi v_A / \Omega_0$ よりも小さいため解像できない。ここで v_A は Alfvén 速度である。MRI 乱流は最初の約 3 回転で $z \approx \pm 3H_0$ 付近に発生し、その後赤道面の方向に広がる。これは $\Delta z > \lambda_{\max}$ の領域では解像される波の成長時間が $\Delta z / \lambda_{\max}$ に比例するためである。 $t \gtrsim 100$ 回転で赤道面も乱流状態になり、 $t \gtrsim 200$ 回転でボックス内の磁場強度は飽和する。計算は $t = 400$ 回転まで行う。

図 2 は $t = 210$ 回転のときの磁場、速度場、 $\delta\rho/\langle\rho\rangle$ のスナップショットである。ここで $\langle\rho\rangle$ は密度の x - y 面内での平均値、 $\delta\rho$ は平均からのずれである。上下の境界付近で外向きの流れが発生していることが分かる。

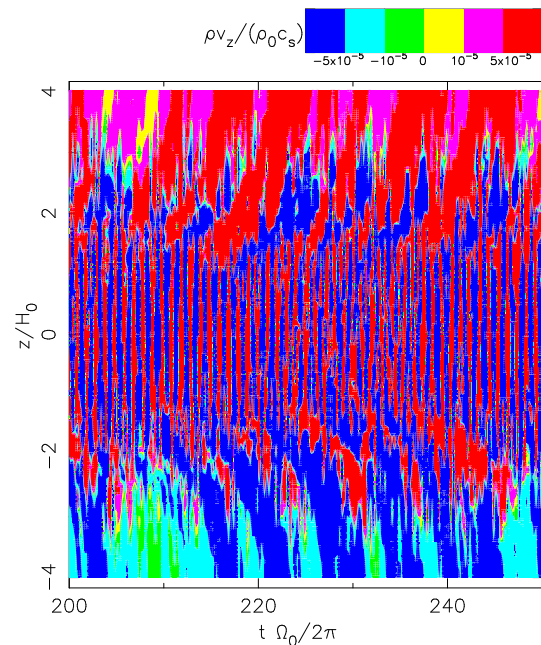


図 3: $\rho v_z / \rho_0 c_s$ の時間変化 (Suzuki & Inutsuka 2009)。縦軸は H_0 、横軸は周期 $2\pi/\Omega_0$ で規格化してある

図 3 は質量流束の z 成分 $\rho v_z / \rho_0 c_s$ の時間変化を示している。上下面からガスが流出している様子が見て取れる。質量流束は 5–10 回転の準周期的なサイクルで激しく変化しており、 $z \sim \pm 2H_0$ の領域から上下に伸びている。つまり、流束はこの「注入領域」から上下に放出されていると言える。

このような特徴は Channel Flow の崩壊によるものである。最大成長波長とスケールハイトの比は近似的に $\lambda_{\max}/H_0 \sim \sqrt{1/\beta}$ とかけるが、 $|z| \sim \pm 2H_0$ でこれは ~ 1 になる。 $|z| > 2H_0$ では $\lambda_{\max} > H_0$ となってそもそも MRI に対して安定であり、 $|z| < 2H_0$ では不安定であるが赤道面に近づくほどガス圧が強くなってしまふ。よって $z \sim \pm 2H_0$ で最も大きな Channel Flow が成長し、リコネクションによりガスを上下に加速する。

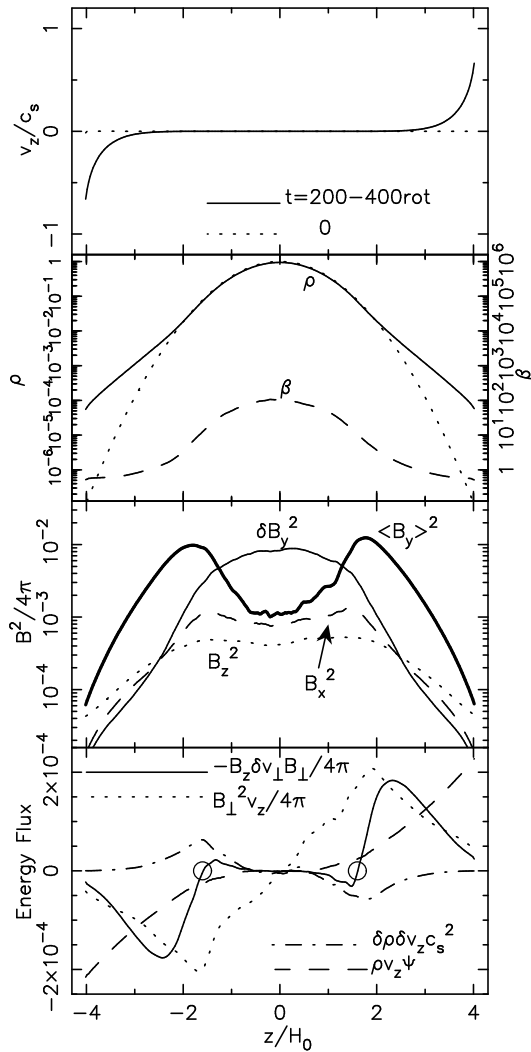


図 4: $t = 200 - 400$ の間の円盤の構造 (本文参照)(Suzuki & Inutsuka 2009)

図 4 は $t = 200 - 400$ 回転の間で平均した種々の物理量を示す。1 番目の図はアウトフローの平均速度で、

上下面で音速に近い値になっている。2 番目の図は ρ と β の構造で、 ρ は $z \approx \pm 2H_0$ からのアウトフローによって外側では増加している。 β は $|z| \gtrsim 3H_0$ の領域で 1 以下になり、磁気圧がガス圧を上回る。

3 番目の図は飽和時の磁気エネルギーを示す。 B_x, B_z に関しては揺らぎ成分が平均値をはるかに上回る。一方トロイダル成分 B_y は表面付近では揺らぎ成分の方が弱くなり、乱流状態にもかかわらず磁場は直線状にそろった構造をとる。

一番下の図はエネルギー流束 $B_{\perp}^2 v_z/4\pi$ (磁気圧)、 $-B_z \delta v_{\perp} B_{\perp}/4\pi$ (磁気張力)、 $\delta \rho \delta v_z c_s^2$ (音波) を示している。 $B_{\perp}^2 v_z/4\pi$ と $-B_z \delta v_{\perp} B_{\perp}/4\pi$ はどちらも $|z| \gtrsim 2H_0$ で減少しており、これはポインティングフラックスがガスの運動に変換されていることを示す。また $-B_z \delta v_{\perp} B_{\perp}/4\pi$ は $z \approx \pm 1.6H_0$ で符号が変わり、その領域から上下に Alfvén 波が伝わる。リコネクションによって音波も発生し、赤道面へと伝わる。

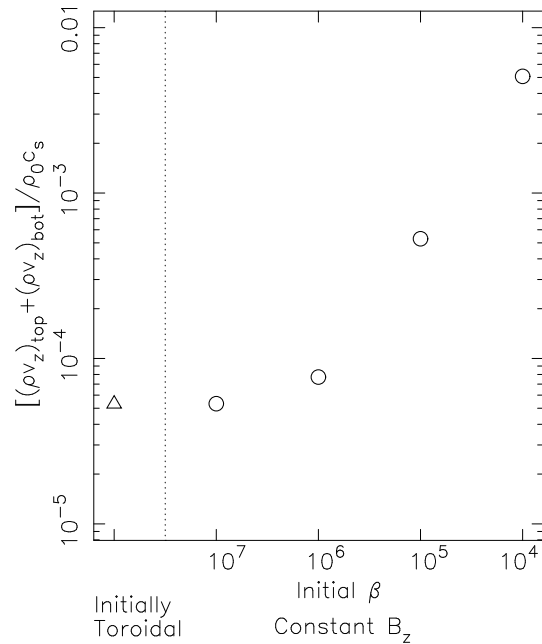


図 5: 初期の磁場を変えた場合の質量流束 (Suzuki & Inutsuka 2009)

図 5 は初期の磁場強度を変えた場合の質量流束を示す。 $\beta_0 = 10^4$ では $t = 25 - 55$ の平均値、それ以外は磁場が飽和後 200 回転の平均値である。また $\beta_0 = 10^6$ では初期磁場がトロイダルな場合も示す (図中の Δ)。どの場合でもアウトフローが存在しており、その量

は β_0 が小さいほど増加する。

4 Discussion

シアリングボックスによる計算では x 方向の質量流束はゼロになってしまうが、円盤の降着速度 $-v_r \approx \alpha c_s^2 / r \Omega_0$ からこれを見積もることができる。ここで乱流粘性のパラメータ α は $\alpha \equiv \left(v_x \delta v_y - \frac{B_x B_y}{4\pi\rho} \right) / c_s^2$ で与えられる (Shakura&Suyae 1973)。

円盤風と降着による mass loss の比は

$$\begin{aligned} \frac{\langle \dot{M}_z \rangle}{\langle \dot{M}_r \rangle} &\approx \frac{\iint dx dy \langle \rho v_z \rangle}{\int dy \langle \Sigma \bar{\alpha} \rangle c_s^2 / (r \Omega_0)} = \frac{\langle \langle \rho v_z \rangle \rangle L_x r \Omega_0}{\langle \langle \Sigma \bar{\alpha} \rangle \rangle c_s^2} \\ &\approx 0.05 \left(\frac{r}{10 H_0} \right) \left(\frac{L_x}{H_0} \right) \end{aligned}$$

となる。ここで面密度 $\Sigma = \int dz \rho$ であり、乱流粘性パラメータについては $\bar{\alpha} = \int dz \rho \alpha / \Sigma$ という重みづけをしている。また $\langle \rangle$ は時間平均、 $\langle \langle \rangle \rangle$ は時間平均かつ xy 面内での平均をそれぞれ表す。最後の評価は計算で得た $\langle \langle \rho v_z \rangle \rangle \approx 8 \times 10^{-5} \rho_0 c_s$ 、 $\bar{\alpha} \approx 0.012$ を用いて得られる。もし計算領域を z 方向に伸ばせば上下面からのアウトフローは減少すると考えられるので、この評価値は上限であるとみなすべきである。角運動量については

$$\frac{\langle \dot{L}_z \rangle}{\langle \dot{L}_r \rangle} = \frac{\iint dx dy \langle \rho v_z \rangle r^2 \Omega_0}{\int dy r \langle \Sigma \bar{\alpha} \rangle c_s^2} = \frac{\langle \langle \rho v_z \rangle \rangle L_x r \Omega_0}{\langle \langle \Sigma \bar{\alpha} \rangle \rangle c_s^2} \approx \frac{\langle \dot{M}_z \rangle}{\langle \dot{M}_r \rangle}$$

となり、mass loss と同じスケリングとなる。

次に、原始惑星系円盤の進化について今回の結果を適用する。最小質量円盤 (MMSN) (Hayashi 1981) $\rho_0 = 1.4 \times 10^{-9} \left(\frac{r}{1 \text{AU}} \right)^{-11/4}$ の場合 1AU での磁場の強さは初期は $B_{z,0} \approx 0.01 \text{G}$ 、飽和時は $B \approx 1 \text{G}$ となる。このとき 200–400 回転後の円盤風による mass loss は全質量の $\approx 5\%$ で、円盤蒸発のタイムスケール $\tau_{\text{ev}} \approx 4000 \text{yr} (1 \text{AU}), 6 \times 10^5 \text{yr} (30 \text{AU})$ となる。これは過去の観測的な値 ($\tau_{\text{ev}} \sim 10^6\text{--}7 \text{yr}$) と比べてかなり短い、今回のシミュレーションは質量降着を考慮していないため大きな食い違いとはいえない。また MMSN のスケールハイトには $H_0/r \propto r^{1/4}$ の関係があり、円盤の内側ほど相対的に円盤風が重要になることが前述の mass loss rate の比からわかる。

5 Conclusion

円盤表面から物が自由に流れ出すという境界条件のもとで、円盤風の存在を数値的に示した。今回の計算はシアリングボックスによる局所的シミュレーションであった。今後の展望としては、等温という条件を外す、曲率や円盤内の mass flux を考慮した大域的なシミュレーションを行う、などが考えられる。

Reference

- Balbus, S.A., and Hawley, J.F. 1998, *RvMP*, 70, 1
 Hayashi, C. 1981, *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 70, 35
 Shakura, N.I., and Sunyaev, R.A. 1973, *A& A*, 24, 337
 Suzuki, T.K., and Inutsuka, S. 2009, *ApJ*, 691, L49