宇宙ジェットのMHDシミュレーション

加藤 精一 (東大理)，工藤 哲洋 (国立天文台)，柴田 一成 (京大理)

1 はじめに

宇宙ジェットは，原始星・X線連星・活動銀河核等で観測される普遍的な天体現象の１つである．これらの天体におけるジェットはスケールこそ異なるが，共通な観測的特徴をまとめると次のようになる．

- ジェットの速度は中心天体の脱出速度程度
- 非常に遠方まで細く絞られた構造を保っている (コリメーション，原始星ジェットでは数 pc，活動銀河核ジェットでは数 kpc の長さになる)

これらのジェットの根本には降着円盤があると考えられているが，ジェットがどのように加速されるか，どうしてコリメーションするかは謎のままである．

このジェットの加速とコリメーションを同時に説明しうる有力なモデルとして「磁気流体加速モデル」がある．Kudoh, Matsumoto and Shibata (1998) ではこのモデルに基づき，幾何学的に厚い降着円盤から噴出するジェットについて 2.5 次元軸対称非定常シミュレーションにより，ジェットの速度 (V_{jet}) の初期磁場 ($E_{\rm mg} \propto B^2$) 依存性が

$$V_{jet} \quad \propto \quad E_{\rm mg}^{1/6} \sim V_{\rm Kepler}$$

$$(\dot{M}_w \quad \propto \quad E_{\rm mg}^{1/2}\,,\ V_{jet} \propto \left(\frac{\Omega_F^2 E_{\rm mg}}{\dot{M}_w}\right)^{1/3} \sim V_{\rm Kepler})$$

となることが見出された．ここで，$\dot{M}_w$ は質量放出率，Ω_F は磁力線の角速度である．ジェットを加速する力に関しては，Kudoh and Shibata (1995,1997a) の１次元定常の計算によって，磁場が弱い場合は磁気圧，磁場が強い場合は遠心力が主に加速することが予想されている．

今回我々は幾何学的に薄い降着円盤から噴出するジェットについて，Kudoh, Matsumoto and Shibata (1998) と同様にジェットの物理量の初期磁場依存性を調べ比較した．さらに今まではっきりしなかったジェットの加速力について詳しく調べた．

2 シミュレーションのモデル

行なったシミュレーションの仮定は次の通りである．

- 2.5 次元軸対称非定常 ($\partial/\partial\varphi = 0$ だが，$v_\varphi, B_\varphi \neq 0$)
- 非相対論的理想 MHD，理想気体 (比熱比は 5/3)
- 重力は原点においた点源で与えられる

初期条件として回転軸に平行な磁場に貫かれた降着円盤，初期に回転していない静水圧平衡にあるコロナを置いた．また，ジェットの加速力を調べるために，同じ磁力線に沿ってテスト粒子を置いた．境界条件は回転軸，赤道面で対称境界，その他の境界は自由境界とした (図 1)．計算は磁場のパラメータ ($E_{\rm mg}(= V_{\rm A0}^2/V_{\rm K0}^2)$，$V_{\rm A0}^2 = B^2/(4\pi\rho)$，$V_{\rm K0}$ はケプラー速度でいづれも $(r,z) = (1.0, 0)$ での値．) サーベイを降着円盤の初期の回転速度 $V_{\varphi 0}$ がケプラー速度である場合 (Keplerian case) ついて行なった．結果の１例が図 2 である．この例では，ジェットの観測で見られるような knot 構造が星の近傍にできている．

用いた計算手法は CIP-MOCCT 法である．誘導方程式を MOCCT 法 (Evans & Hawley 1988, Stone & Norman 1992) で解き，他の方程式を CIP 法 (Yabe & Aoki 1991) で解いている．CIP 法は風上補間をスプライン補間によって行なう方法で，従来用いられている Lax-Wendroff 法に比べ，衝撃波などに伴う不連続面を比較的安定に解くことができる．MOCCT 法は，div $\boldsymbol{B} = 0$ を満たしつつ，Alfvén 波を安定に解く方法である．グリッド数は 220×224 で原点から少し離れたところでは，格子間隔が広がる非一様メッシュである．

3　計算結果

3.1　ジェットの加速力

ジェットが実際にどのような力で加速されているかを調べた．初期に磁力線上に Lagrange 粒子を置き，着目している粒子に関して，ある時刻で粒子にはたらいている流線方向の力を計算し，時間変化をグラフにしたものが図 3，4 である．図 3 は $E_{\rm mg} = 5.0 \times 10^{-5}$（初期磁場が弱い場合），図 4 は $E_{\rm mg} = 5.0 \times 10^{-3}$（初期磁場が強い場合）である．ジェットが噴出した時刻は重力の流線方向成分の符号が反転した時刻と言い換えることができ，2 つの図で噴出前では中心天体に向かって降着するため重力が優勢である．これらの図を見ると，磁場が弱い場合では主に磁気圧によってジェットが加速され，磁場が強い場合には磁気圧に加え遠心力によって加速されていることがわかる．これらの結果は計算した全ての場合について共通であった．

3.2　物理量の磁場依存性

最後にジェットの速度の磁場依存性を調べた結果が，図 5 である．thick disk の場合に比べ，各物理量の値は小さくなる傾向にあるが，ジェットの速度に関する依存性は，

$$V_{jet} \propto E_{\rm mg}^{1/6} \sim V_{Kepler}$$

となり，thick disk の場合と同様な結果となった．

参考文献

Blandford, R.D. & Payne, D.G. 1982, MNRAS, 199, 883

Evans, C.R., & Hawley, J.F. 1988, ApJ, 332, 659

Kato,X.,S., Kudoh, T., & Shibata, K., submitted to ApJ.

Kudoh, T., & Shibata, K. 1995, ApJ, 452, L41

Kudoh, T., & Shibata, K. 1997a, ApJ, 474, 362

Kudoh, T., & Shibata, K. 1997b, ApJ, 476, 632

Kudoh, T., Matsumoto, R., & Shibata, K. 1998, ApJ, 508, 186

Matsumoto, R., Uchida, Y., Hirose, S., Shibata, K., Hayashi, M. R., Ferrari, A., Bodo, G., & Norman, C. 1996, ApJ, 461, 115

Shibata, K., & Uchida, Y. 1986, PASJ, 38, 631

Stone, J. M., & Norman, M. L. 1992, ApJS, 80, 791

Uchida, Y., & Shibata, K. 1985, PASJ, 37, 515

Yabe, T., & Aoki, T. 1991, Comp. Phys. Comm., 66, 219

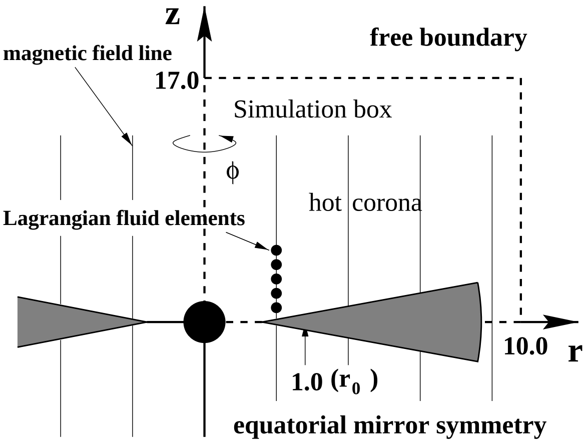

図 1: シミュレーションの初期条件と境界条件．

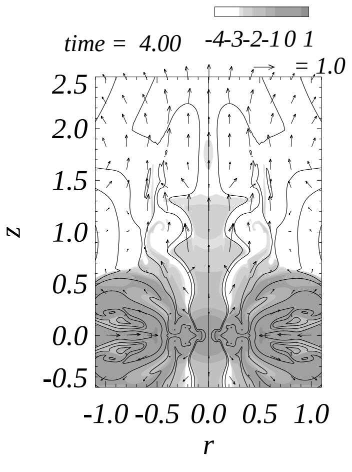

図 2: $E_{\rm mg} = 5.0 \times 10^{-5}$ の時の計算結果．図は密度分布で，実線は磁力線．

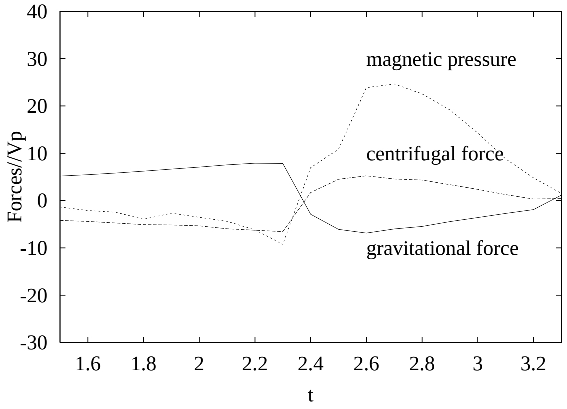

図 3: Keplerian case で磁場が弱い時($E_{\rm mg} = 5.0\times 10^{-5}$) の流線方向の単位質量あたりの力．横軸は時間．加速には磁気圧が有効にはたらいている．

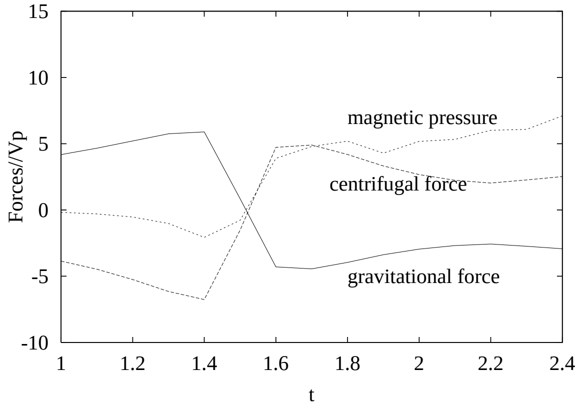

図 4: Keplerian case で磁場が強い時($E_{\rm mg} = 5.0\times 10^{-3}$) の流線方向の単位質量あたりの力．横軸は時間．磁場が強くなるにつれて，遠心力による加速が有効になる．

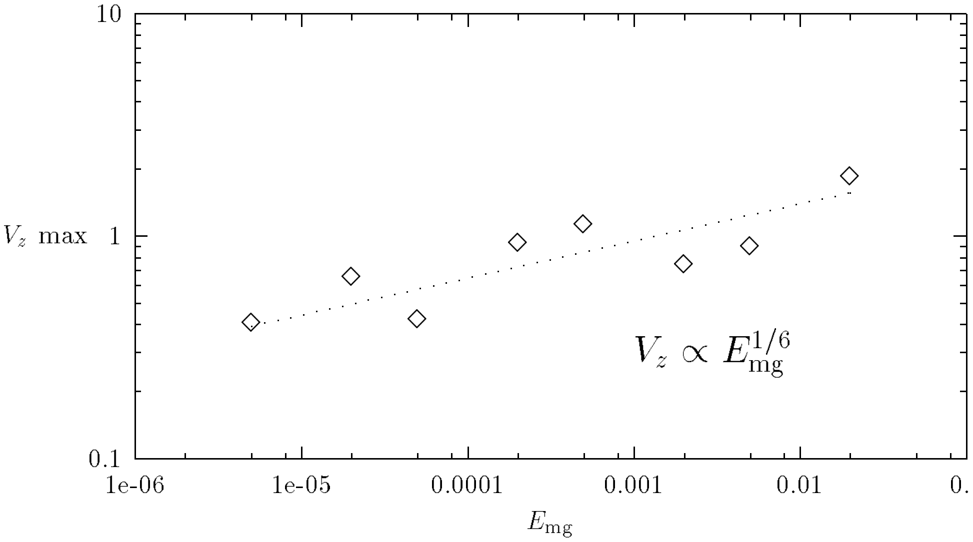

図 5: Keplerian case におけるジェットの物理量の依存性．$V_z max$ はジェットの速度で単位は$(r, z) = (1.0, 0)$ でのケプラー速度．横軸は初期磁場の強さを表す $E_{\rm mg}$．この依存性は幾何学的に厚い降着円盤の場合と同様な結果となった．