



NASA
Postdoctoral Program
administered by Oak Ridge Associated Universities

J08a

相対論磁気リコネクションの 2流体シミュレーション (2)

銭谷 誠司

Michael Hesse, Alex Klimas
NASA Goddard Space Flight Center

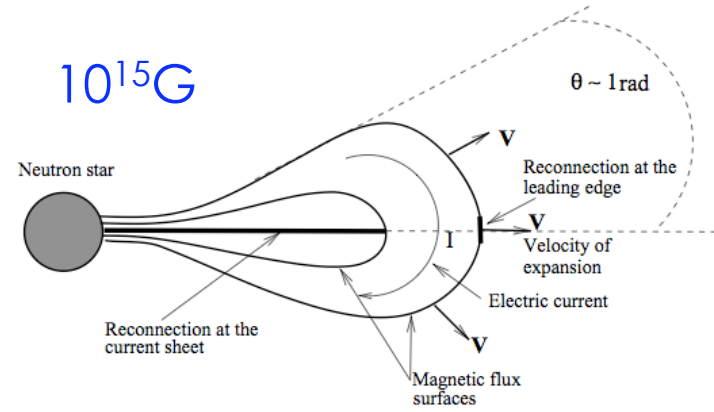
水野 陽介 (代理)

University of Alabama Huntsville

(c) nps.gov

相対論プラズマ環境での 磁気リコネクション

- ・ 強い磁場エネルギー
- ・ 電子・陽電子ペアプラズマ
- ・ 相対論効果 (バルク・熱) が重要

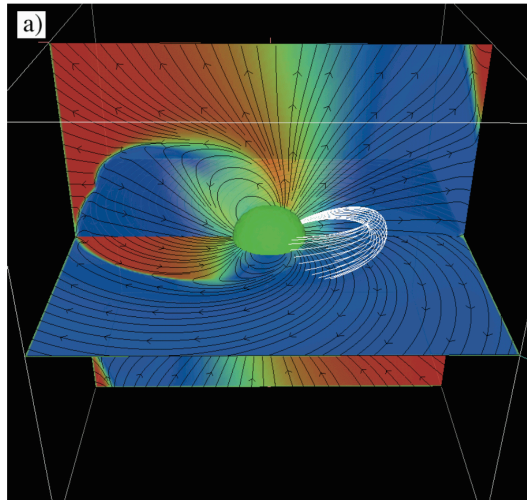


Lyutikov 2006

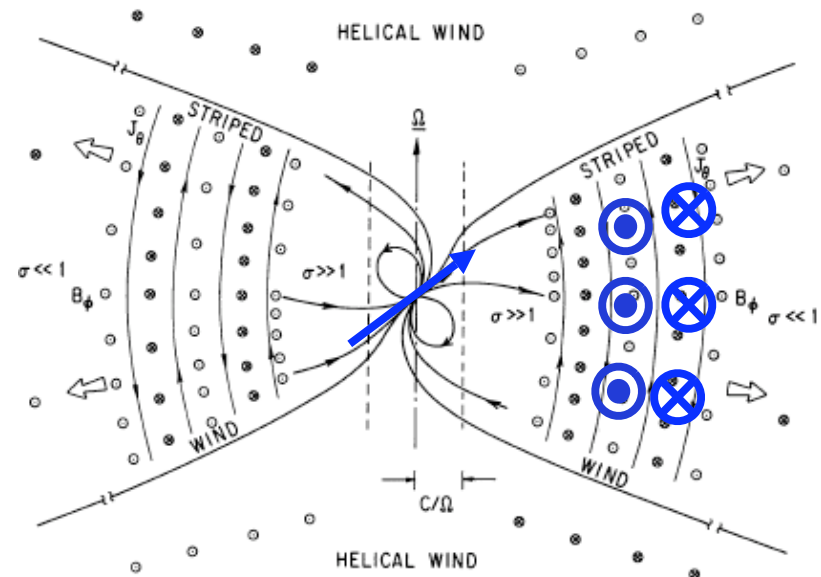
マグネターフレア

パルサー磁気圏

$10^{12}G$



Spitkovsky 2006



パルサー風

Coroniti 1990

相対論リコネクション研究の現状 2010

- 共通理解
 - 理論 → Lyubarsky モデルが出发点
 - 運動論 → 強い粒子加速
- MHD・2流体シミュレーションも徐々に進展

MHD理論

Blackman & Field 1994

Lyutikov & Uzdensky
2003

Lyubarsky 2005

Tenborge+ 2010

理論研究

MHDモデル

Watanabe &
Yokoyama 2006

2流体モデル

Zenitani+ 2009

'09春学会 J34a

シミュレーション研究

運動論モデル

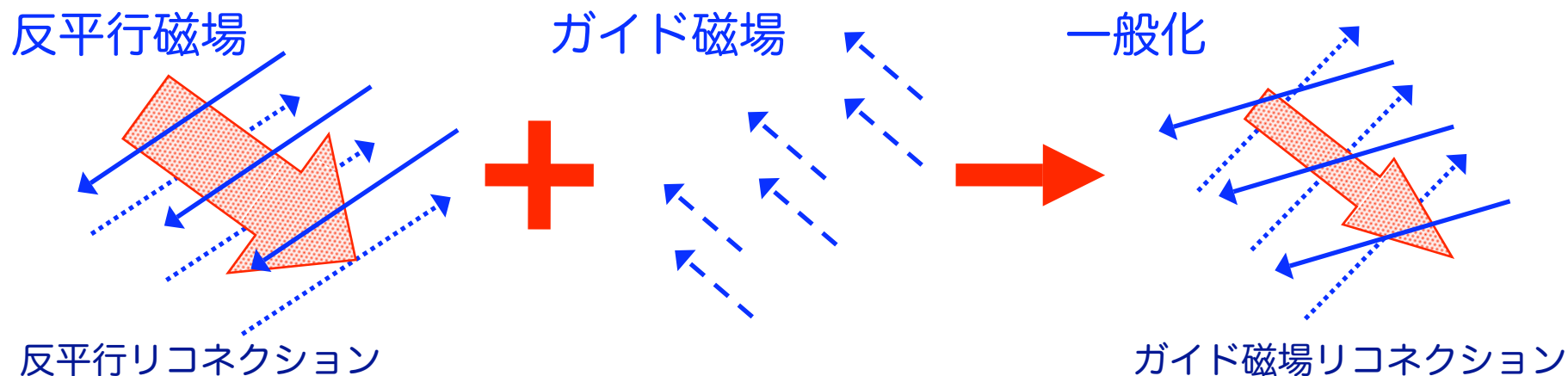
Zenitani & Hoshino 2001

Jaroschek+ 2004

Zenitani & Hoshino 2007

Jaroschek & Hoshino 2009

ガイド磁場（たて磁場）効果



- 太陽フレアなどで一般的
- リコネクションの基礎的な性質が違う
- 相対論リコネクションでの研究は限られている

MHD理論

MHDモデル

2流体モデル

運動論モデル

Lyubarsky 2005

なし

今回の発表

Zenitani & Hoshino 2005

Karliky 2008

理論研究

シミュレーション研究

電子=陽電子 相対論 2 流体モデル

連続 (× 2) $\frac{\partial D_p}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_p \mathbf{u}_p)$

モーメント (× 2) $\frac{\partial \mathbf{m}_p}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\frac{w_p \mathbf{u}_p \mathbf{u}_p}{c^2} + \delta_{ij} p_p \right) + \gamma_p n_p q_p (\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p}{c} \times \mathbf{B}) - \tau_{fr} n_p n_e (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_e)$

エネルギー (× 2) $\frac{\partial \mathcal{E}_p}{\partial t} = -\nabla \cdot (\gamma_p w_p \mathbf{u}_p) + \gamma_p n_p q_p (\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{E}) - \tau_{fr} n_p n_e c^2 (\gamma_p - \gamma_e)$

Faraday $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}$

Ampère $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \nabla \times \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{j}$

Ohm の法則 $E_y \approx \frac{-\langle v_z \rangle B_x}{c} + \frac{m \langle v_z \rangle}{q_p} \frac{\partial h_p u_{y,p}}{\partial z} + \frac{\eta_{eff}}{\gamma_p} j_y - \frac{m \nu_z}{q_p} \frac{\partial^2 h_p u_{y,p}}{\partial z^2}$

4 元速度

$$\mathbf{u} = \gamma \mathbf{v}$$

エンタルピー

$$w_s = e_s + p_s = n_s m c^2 + [\Gamma / (\Gamma - 1)] p_s$$

電子=陽電子 相対論 2 流体モデル

連続 (× 2) $\frac{\partial D_p}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_p \mathbf{u}_p)$

モーメント (× 2) $\frac{\partial \mathbf{m}_p}{\partial t} = -\nabla \cdot \left(\frac{w_p \mathbf{u}_p \mathbf{u}_p}{c^2} + \delta_{ij} p_p \right) + \gamma_p n_p q_p \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_p}{c} \times \mathbf{B} \right) - \tau_{fr} n_p n_e (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_e)$

エネルギー (× 2) $\frac{\partial \mathcal{E}_p}{\partial t} = -\nabla \cdot (\gamma_p w_p \mathbf{u}_p) + \gamma_p n_p q_p (\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{E}) - \tau_{fr} n_p n_e c^2 (\gamma_p - \gamma_e)$

Faraday $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}$

Ampère $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \nabla \times \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{j}$

e⁺-e⁻ 相互作用

係数 τ で
モデル抵抗を調整

Ohm の法則
$$E_y \approx \frac{-\langle v_z \rangle B_x}{c} + \underbrace{\frac{m \langle v_z \rangle}{q_p} \frac{\partial h_p u_{y,p}}{\partial z}}_{\text{移流}} + \underbrace{\frac{\eta_{eff}}{\gamma_p} j_y}_{\text{モデル抵抗}} - \underbrace{\frac{m \nu_z}{q_p} \frac{\partial^2 h_p u_{y,p}}{\partial z^2}}_{\text{散逸}}$$

流体慣性

4 元速度

$$\mathbf{u} = \gamma \mathbf{v}$$

エンタルピー

$$w_s = e_s + p_s = n_s m c^2 + [\Gamma / (\Gamma - 1)] p_s$$

数値計算上の工夫

- 保存量・基本量変換

- 4次方程式を直接解く

$$f(\bar{u}) = G^2(\mathcal{E}^2 - M^2)\bar{u}^4 - 2GMD\bar{u}^3 \\ + \left[G^2\mathcal{E}^2 - D^2 - 2GM^2(G-1) \right] \bar{u}^2 \\ - 2DM(G-1)\bar{u} - (G-1)^2M^2 = 0$$

$$D = \gamma n \\ \mathbf{m} = [\gamma(e+p)\mathbf{u}] / c^2 \longrightarrow (n, p, \gamma, \mathbf{u}) \\ \mathcal{E} = \gamma^2(e+p) - p.$$

- div E · div B 条件

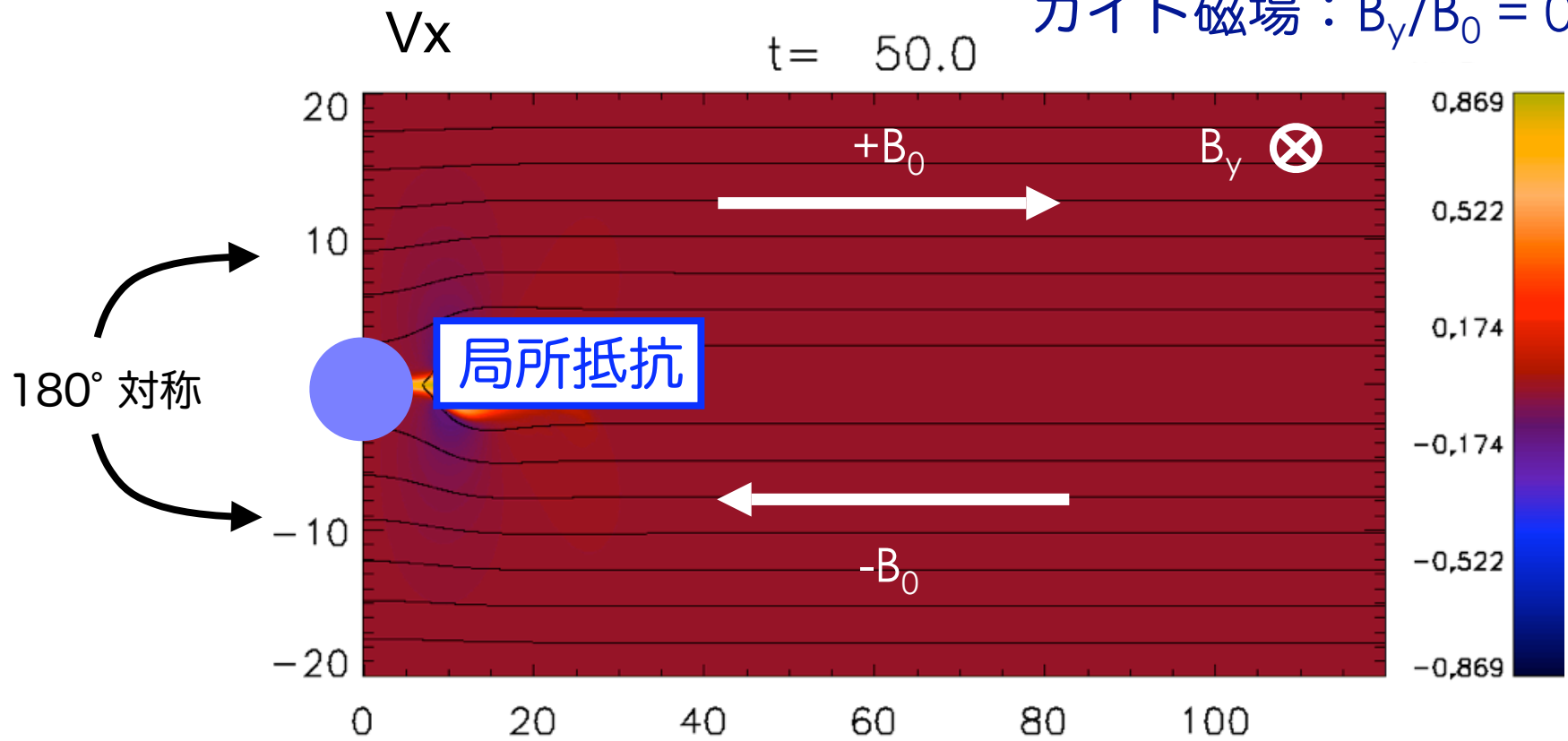
- Hyperbolic divergence cleaning (Munz 2000, Dedner 2002)
- 2本の仮想ポテンシャルを方程式系に追加
 - ・ エラーを拡散・減衰させる (テレグラフ方程式)

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E} - \nabla \psi, \\ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \nabla \times \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{j} - \nabla \phi,$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -c^2(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \kappa \psi, \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} = -c^2(\nabla \cdot \mathbf{E} - 4\pi \rho_c) - \kappa \phi.$$

セットアップ

ガイド磁場： $B_y/B_0 = 0.5$



上流パラメーター

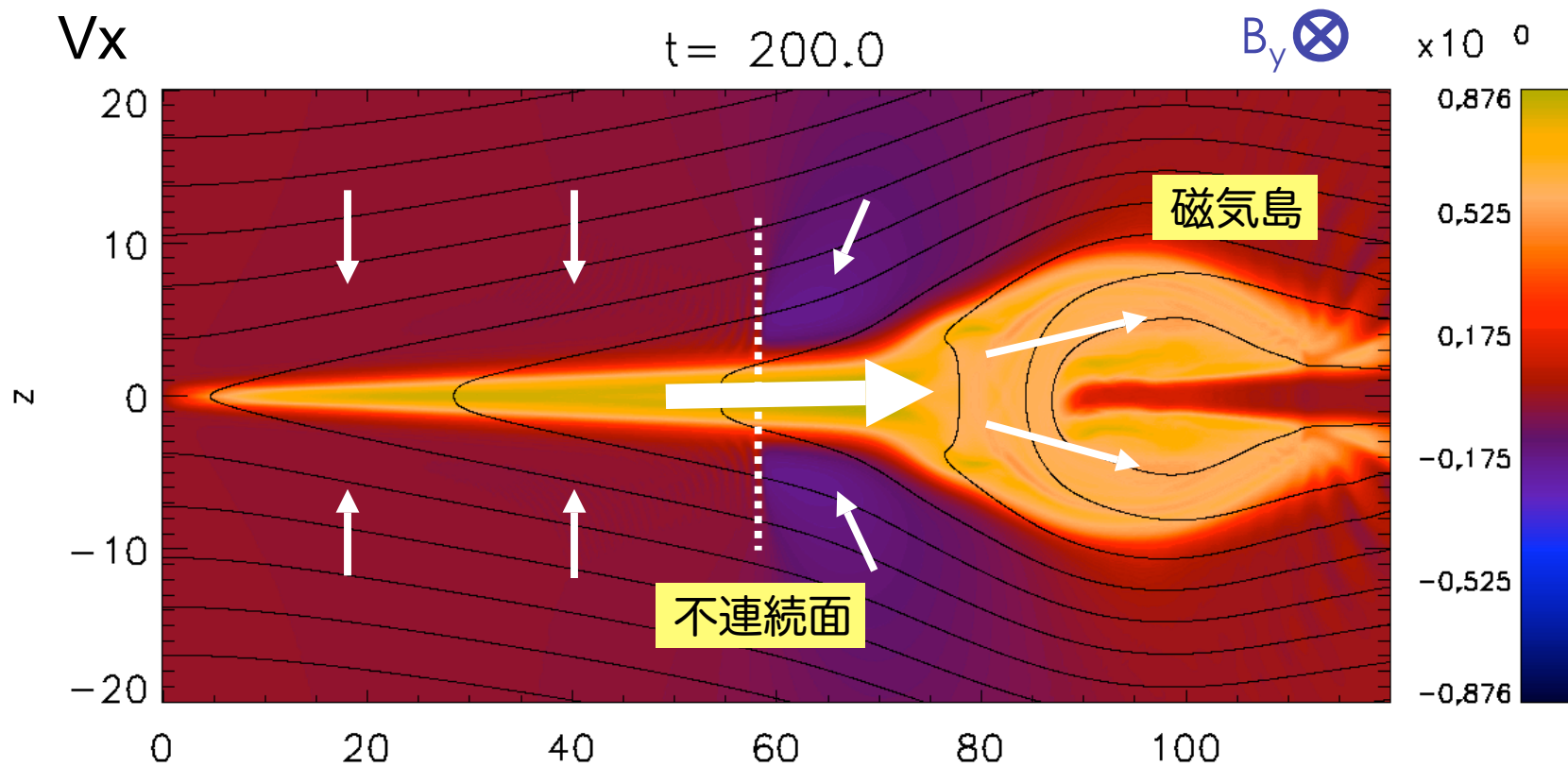
$$T = mc^2 \quad \sigma_x \approx \frac{B_0^2}{4\pi(2w)} = 4$$

典型アウトフロー速度

$$\gamma_{out} \sim \gamma_{A,x} = \sqrt{1 + \sigma_x}$$

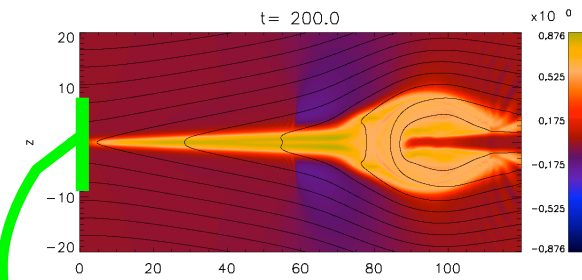
シミュレーション結果

- ・ 速いリコネクション
 - ・ リコネクションの進行速度 (リコネクション率) ~ 0.1
 - ・ インフロー $\sim 0.15c$ 、アウトフロー $\sim 0.8c$
- ・ 不連続面より左側は準定常領域



リコネクション電場 E_y

- リコネクション点の電場 $E_y =$ 磁力線の輸送効率
- 流体慣性項が重要
 - 移流項
 - 散逸項 (人工粘性由来)
 - ◎ 運動論効果と類似 (Hesse+ 2004)
 - △ 相対論散逸問題...



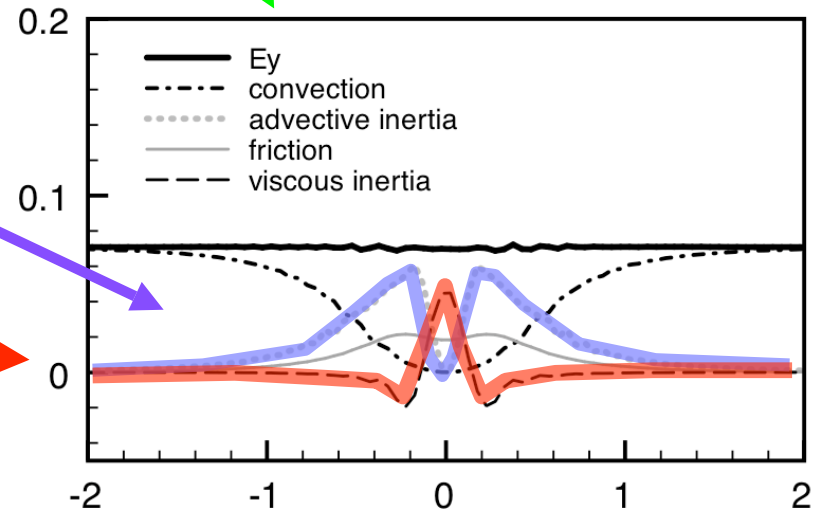
Convection

流体慣性 (移流)

$$E_y \approx \frac{-v_z B_x}{c} + \frac{m_p}{q_p} \left(v_{px} \frac{\partial h_p u_{py}}{\partial x} + v_{pz} \frac{\partial h_p u_{py}}{\partial z} \right) + \frac{\eta_{eff}}{\gamma_p} j_y - \frac{m_p}{q_p} \left(\nu_z \frac{\partial^2 h_p u_{py}}{\partial z^2} \right)$$

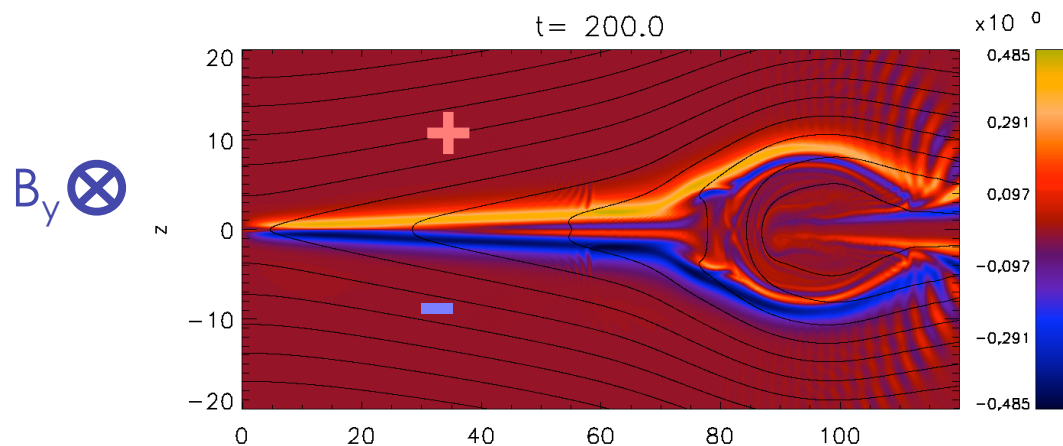
モデル抵抗

流体慣性 (散逸)

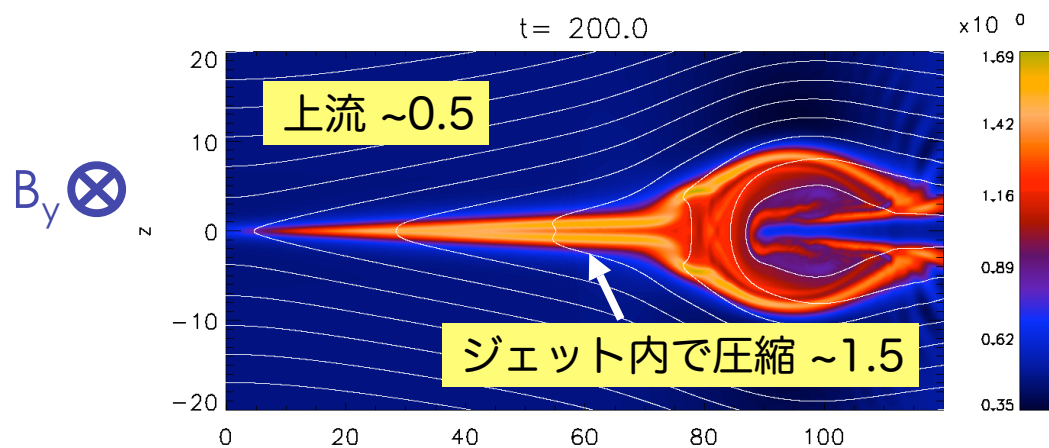


アウトフロージェット構造

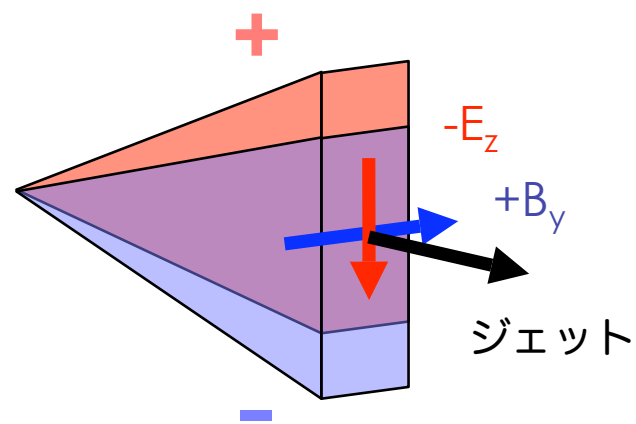
- 荷電分離 $(N_p - N_e) / (N_p + N_e)$



- ガイド磁場 (B_y)



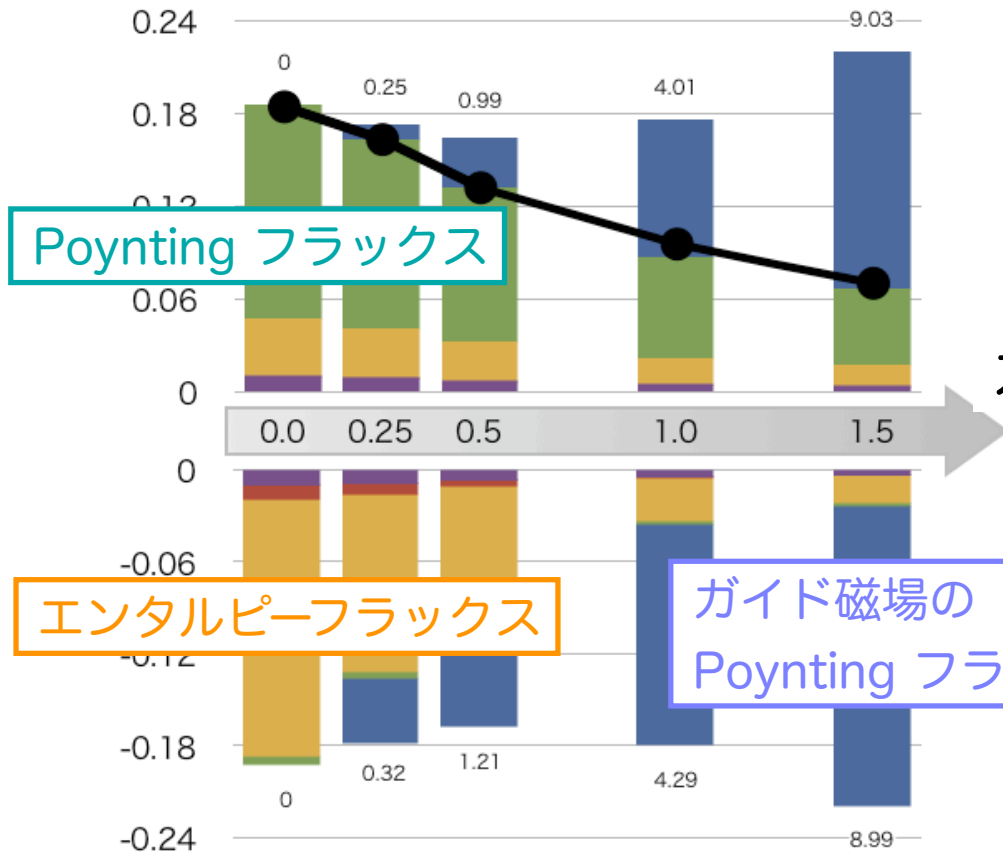
- 分極電場とガイド磁場が理想 MHD 条件を満たす



- Poynting フラックスがエネルギーを運ぶ

リコネクション領域のエネルギー収支

流入エネルギー



- ・ 圧縮ガイド磁場の Poynting フラックスがエネルギーを運ぶ
- ・ 磁場→プラズマのエネルギー変換効率は下がる

ガイド磁場の強さ

Matter	$\gamma n m c^2 \mathbf{v}$
バルク	$\gamma(\gamma - 1) n m c^2 \mathbf{v}$
エンタルピーフラックス	$\gamma^2 \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} p \mathbf{v}$
Poynting フラックス	$\frac{c}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$
Poynting フラックス	

- Poynting flux (By)
- Enthalpy flux
- Matter flow
- Poynting flux (Bx, Bz)
- Bulk kinetic energy
- Reconnection rate (rescaled)

まとめ

- 相対論ガイド磁場リコネクションの2流体シミュレーション
- 結果
 - 高速リコネクション
 - リコネクション率 ~ 0.1 , アウトフロー $\sim 0.8c$
 - リコネクション電場
 - 流体慣性が重要
 - ガイド磁場効果
 - 荷電分離、圧縮ガイド磁場
 - \rightarrow Poynting フラックスがエネルギーを運ぶ
- Reference : Zenitani+ ApJ 705, 907 (2009)
- ご質問は Seiji.Zenitani-1@nasa.gov まで