キンクした電流層における磁気リコネクション *電気抵抗の起源をさぐる*

藤本 桂三

名古屋大学 太陽地球環境研究所





$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \vec{B} \quad (\eta: \text{ Resistivity, } \vec{E} \neq -\vec{V} \times \vec{B})$$
$$\vec{E} = \eta \vec{j}$$
$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \right) = -\vec{j} \cdot \vec{E}, \quad \vec{j} \cdot \vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{1}{\gamma - 1} p \right)$$

▶ 2次元電磁粒子シミュレーション



$$-E_y = \left(\vec{V}_e \times \vec{B}\right)_y \\ + \frac{1}{en_e} \left(\nabla \cdot \vec{P}_e\right)_y \\ + \frac{m_e}{en_e} \left(\frac{\partial V_{ey}}{\partial t} + \vec{V}_e \cdot \nabla V_{ey}\right)$$



20

<u>2Dリコネクション</u>



> 電子による慣性抵抗 [Speiser, 1970; Tanaka, 1995]

$$\eta_{in} = \frac{m_e}{n_e e^2} \frac{1}{\tau_{tr}}$$
$$E_R = \eta_{in} j \approx \frac{m_e}{e} \frac{V_{ey}}{\tau_{tr}}$$





$$\delta_e \approx \lambda_e$$

磁気圏尾部:~10km (⇔10⁵km) 太陽フレア:~10⁻⁵km (⇔10⁴km)

<u>ハリス電流層における不安定モード</u>

Tearing instability



\succ m_i/m_e = 25, $l_x \times l_y \times l_z = 31 \times 7.7 \times 31$









$$\begin{split} \left\langle -E_{y'} \right\rangle &= \frac{1}{\langle n_e \rangle} \left(\left\langle n_e \vec{V}_e \right\rangle \times \left\langle \vec{B} \right\rangle \right)_{y'} \\ &+ \frac{1}{e \langle n_e \rangle} \left\langle \left(\nabla \cdot \vec{P}_e \right)_{y'} \right\rangle \\ &+ \frac{m_e}{e \langle n_e \rangle} \left\langle \frac{\partial \vec{V}_{ey'}}{\partial t} + \vec{V}_e \cdot \nabla V_{ey'} \right\rangle \\ &+ \frac{1}{\langle n_e \rangle} \left\langle \delta n_e \delta E_{y'} \right\rangle \\ &+ \frac{1}{\langle n_e \rangle} \left\langle -\delta (n_e V_{ex}) \delta \vec{B}_{z'} \right\rangle (\delta B_x = 0) \end{split}$$



▶ 流体要素のエネルギー時間発展



<u>3Dリコネクション</u>

▶ 電子のメアンダリングスケール

$$\omega \approx \frac{2}{3} \frac{V_{ey'}}{c} \omega_{pe} \quad [Speiser, 1965]$$
$$y_m \approx 3\pi \lambda_e \left(1 + \frac{3\pi}{2} \frac{\lambda_e}{V_{ey'}\tau}\right)$$
$$\approx 9\lambda_i$$



メアンダリングスケール ~ キンクモードの波長

<u>質量比が大きい場合(m_i/m_e > 100)</u> $y_m \approx 3\pi\lambda_e \left(1 + \frac{3\pi}{2} \frac{\lambda_e}{V_{ey'}\tau}\right)$ ▶ YZ平面における2Dシミュレーション 電子温度:m_i/m_e=400 0.03 $m_j/m_e=25$ 0.025 2 το φο (1/1) 0.02 0.015 0.01 0.01 $m_j/m_e=100$ $m_i/m_e = 400$ z/λ_i 0 0.005 -2 0 -4 2 10 15 20 0 0 5 $\frac{4}{y/\lambda_i}$ 6 0. Te/Te0 2.5 twci Hybrid-scale kink mode 0.0062 0.005 amplitude Mode 1 [Shinohara et al., 2001; Daughton, 2003]: 0.005 0.004 Mode 6 \mathcal{Q} $\partial (n_e T_e) / \partial t$ $\begin{array}{c} 0.003 \\ 0.002 \\ 0.002 \end{array}$ 0.0038 $\lambda \sim (\lambda_i \lambda_e)^{1/2}$ United and a contract of the second s 0.001 0 電子加熱 20 25 5 10 15 tω_{ci}

<u>質量比が大きい場合(m_i/m_e>100、2D-YZ plane)</u>





キンクモードと磁気リコネクションの結合過程を調べることによって、高速磁気リコネクションにともなう磁気拡散過程を議論した。

- キンクモードがない場合(2Dリコネクション)では、磁気拡散は電子 による慣性抵抗のみで維持されている。
- キンクモードが励起すると、電流層の幅が広がるため慣性抵抗は 小さくなる。そのかわり、キンクモードによって電子の一部が強く熱 化されるため異常抵抗が発生し、高いリコネクション効率が維持さ れる。
- リコネクション効率は、大規模なイオンスケールの構造によって決定 され、電子の運動はその構造に合うように調節されているのかもし れない。