磁気リコネクションの大規模粒子シミュレーション

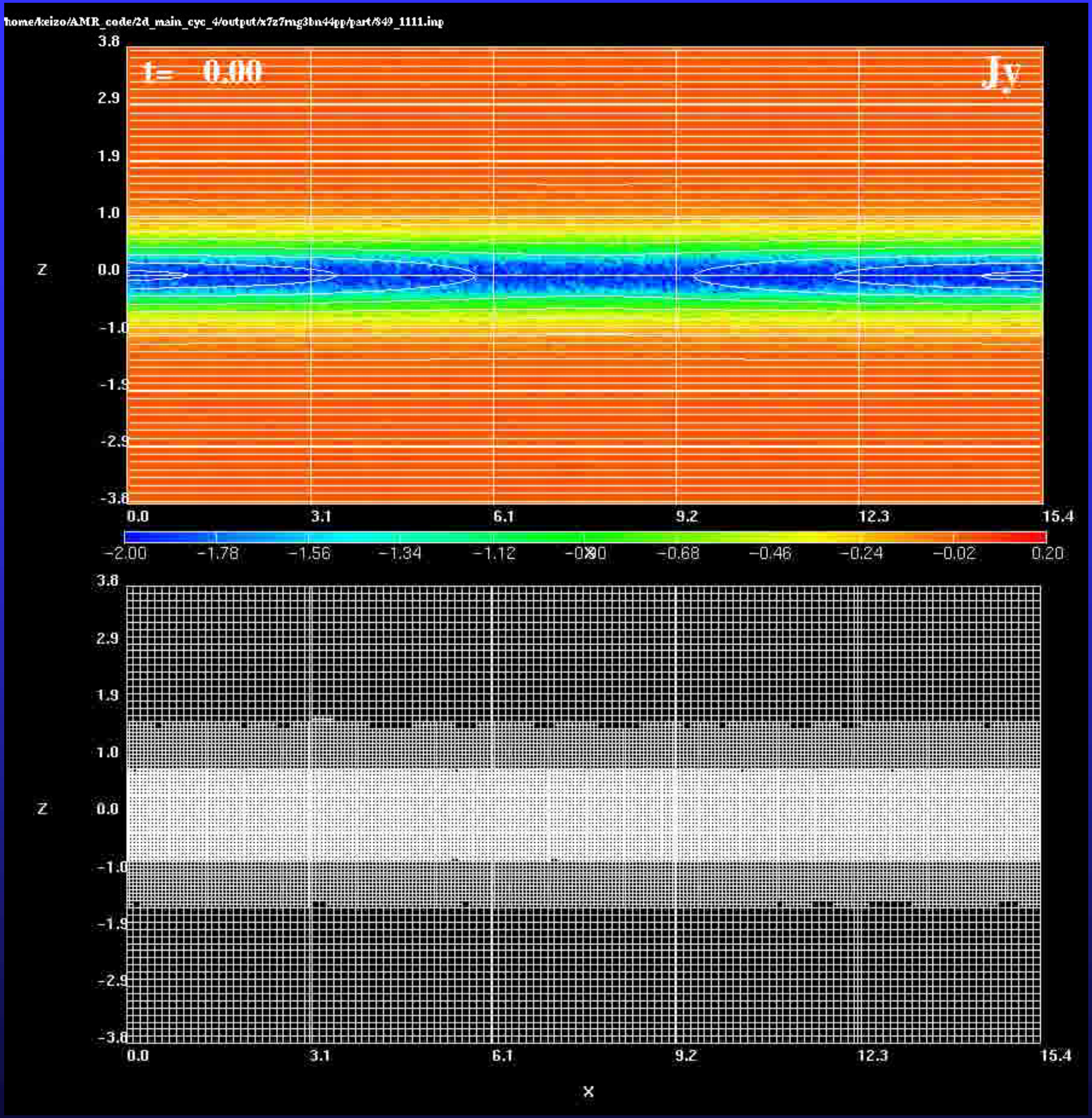
藤本　桂三

名古屋大学太陽地球環境研究所
（学振研究員）

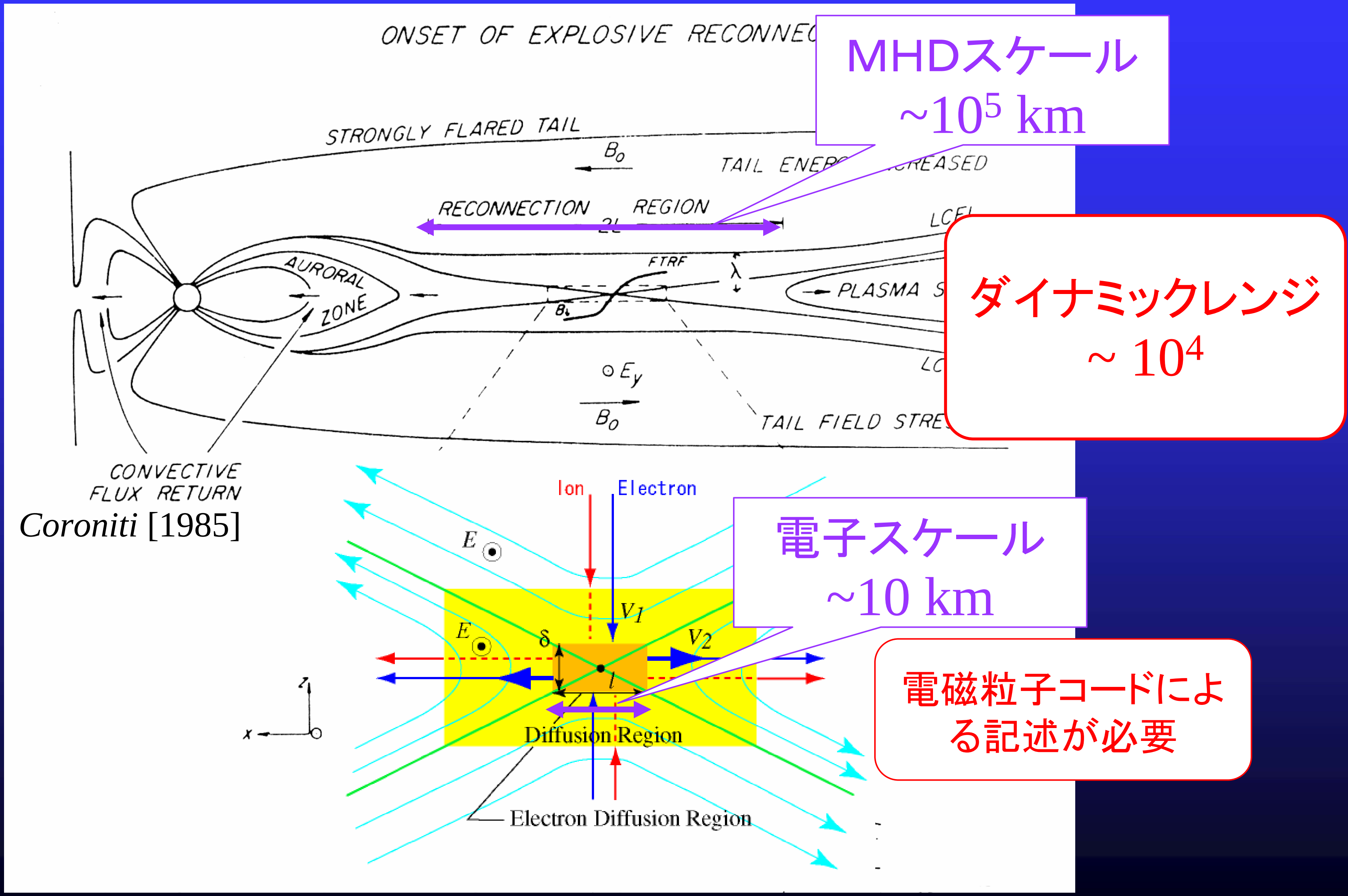
発表内容

1. 適合細分化格子（AMR）を用いた電磁粒子コードの紹介

2. キンクした電流層における高速磁気リコネクション


/home/keizo/AMR_code/2d_main_cyc_4/output/x7z7mg3bn44pp/part/849_1111.inp
t= 0.00
Jy
Z
X
3.8
2.9
1.9
1.0
0.0
0.0
3.1
6.1
9.2
12.3
15.4
-2.00
-1.78
-1.56
-1.34
-1.12
-0.90
-0.68
-0.46
-0.24
-0.02
0.20

地球磁気圏尾部における磁気リコネクション

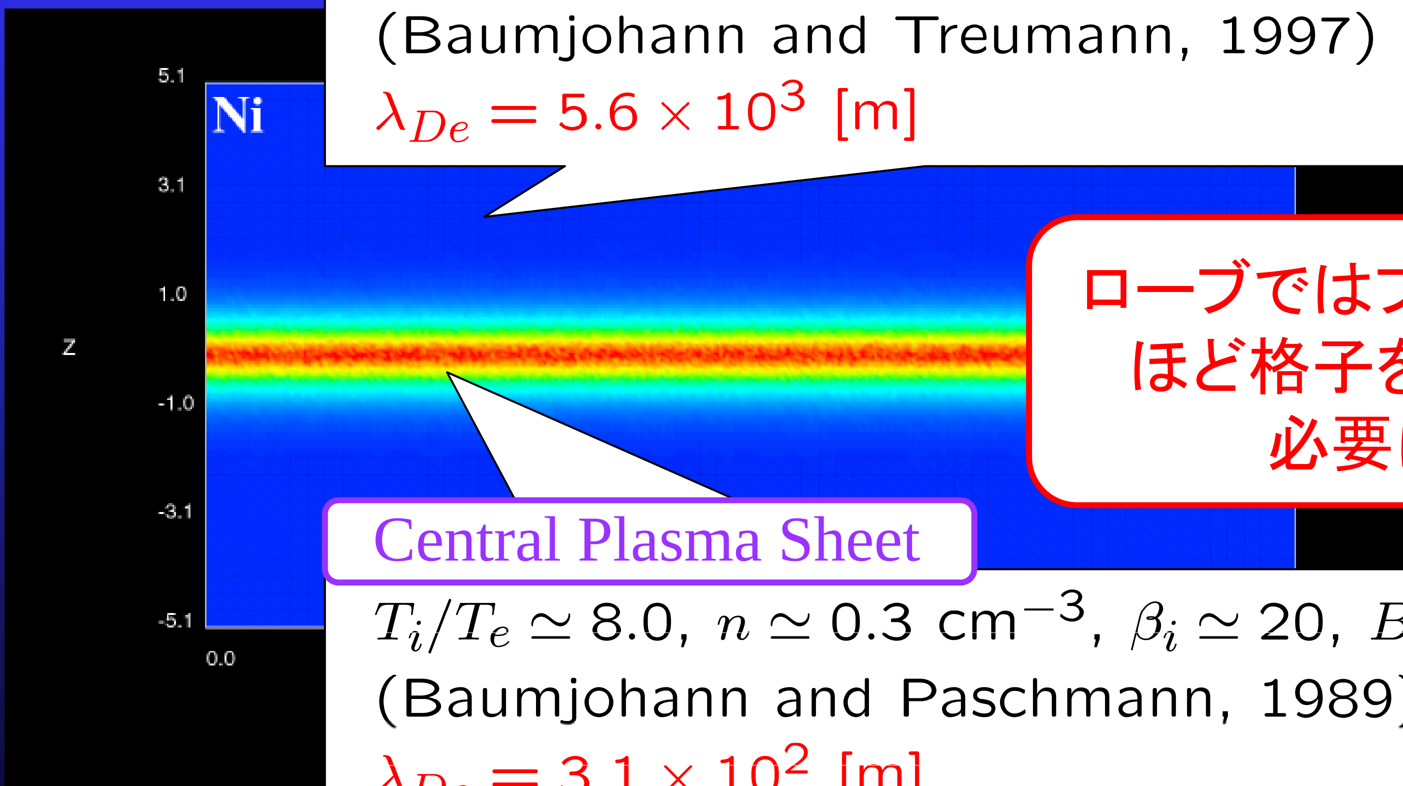


Coroniti [1985]

電磁粒子コードにおける数値的制約とAMR法の適用

格子点間隔の制約: $\Delta x \lesssim 3\lambda_{De} \sim 1km$

[*Birdsall & Langdon*, 1995]



Magnetotail Lobe

$T_i/T_e \simeq 4.0$, $n \simeq 0.01$ cm^{-3}, $\beta_i \simeq 0.1$, $B = 30$ nT.
(Baumjohann and Treumann, 1997)
$\lambda_{De} = 5.6 \times 10^3$ [m]

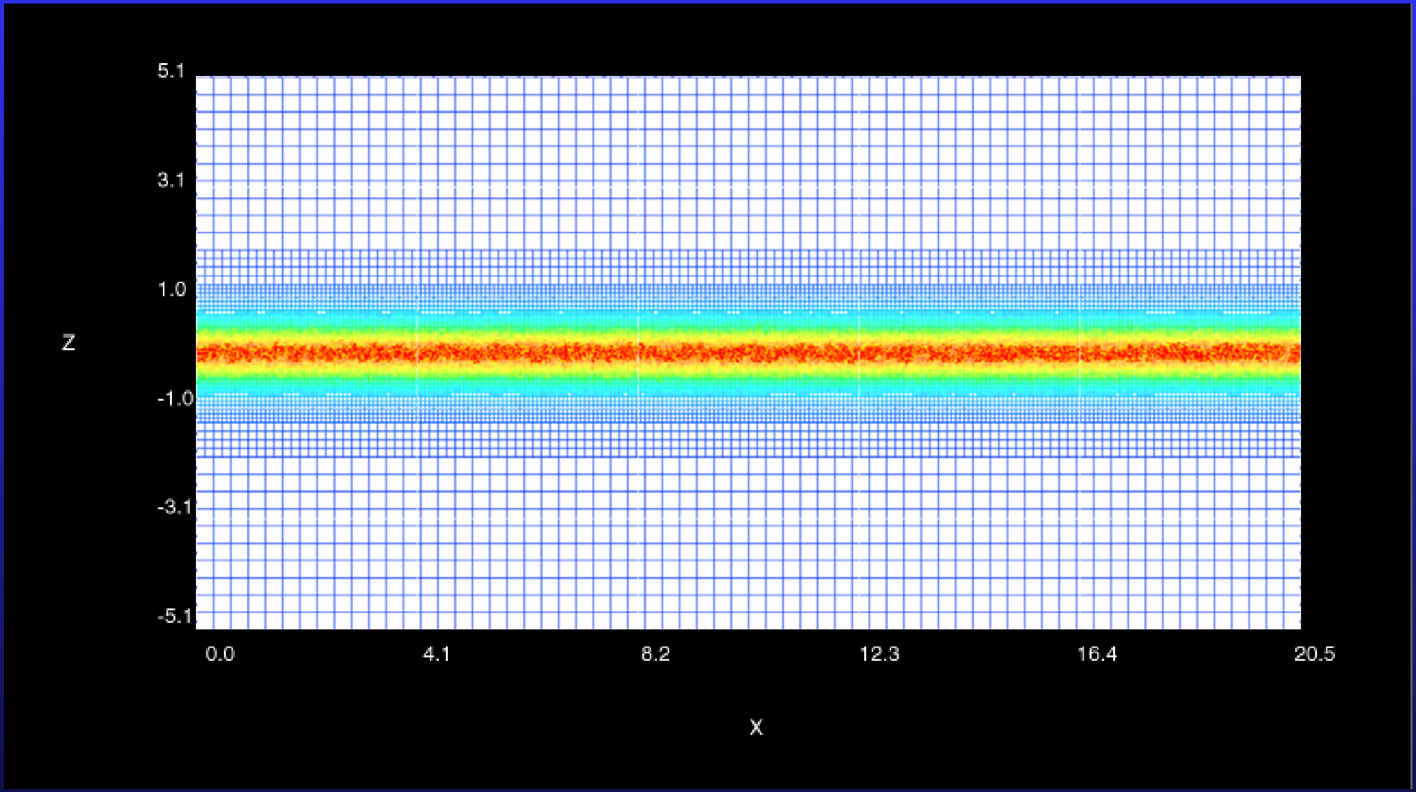
Central Plasma Sheet

$T_i/T_e \simeq 8.0$, $n \simeq 0.3$ cm^{-3}, $\beta_i \simeq 20$, $B = 5$ nT.
(Baumjohann and Paschmann, 1989)
$\lambda_{De} = 3.1 \times 10^2$ [m]

ローブではプラズマシート
ほど格子を細かく切る
必要はない

電磁粒子コードにおける数値的制約とAMR法の適用

格子点間隔の制約:　$\Delta x \lesssim 3\lambda_{De} \sim 1km$



AMR法の使用例

- ✓ 多階層格子を偏微分方程式系に適用

  Berger and Oliger (1984), Berger and Colella (1989)

- ✓ MHD + AMR ・・・ Groth et al. (2000)

- ✓ PIC + AMR (N-body code)

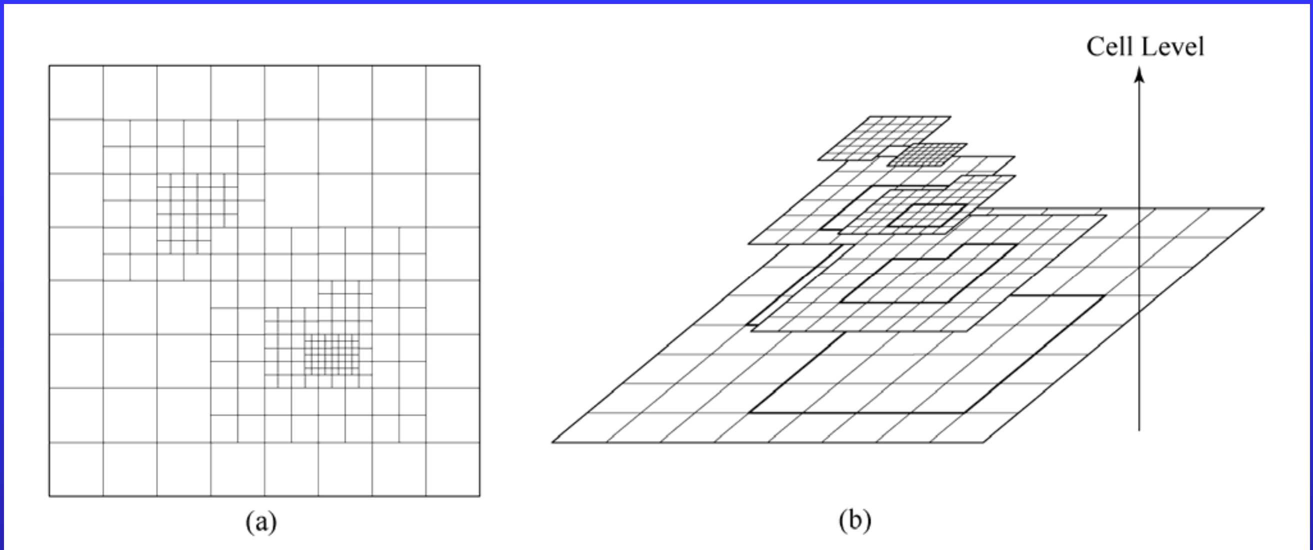
  Villumsen (1989), Kravtsov et al. (1997), Yahagi and Yoshii (2001)

- ✓ ESPIC + AMR ・・・ Vay et al. (2004)

- ✓ EMPIC + AMR

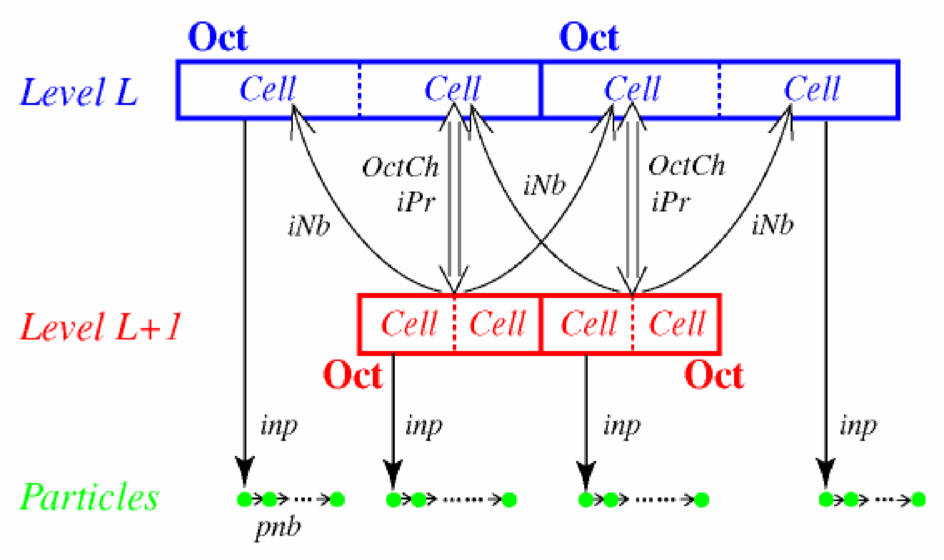
  Fujimoto and Machida (2006), Fujimoto and Sydora (2008)

AMRのデータ構造



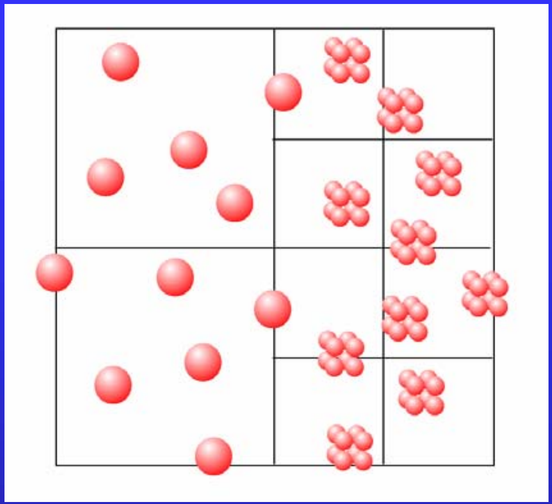
計算格子は階層構造を形成している。

各格子は階層構造の中で独立的に取り扱われるので、配列要素として扱われる構造格子とは異なり、柔軟な配置換えが可能である。



階層構造は、それぞれの格子（もしくはオクト）および超粒子に与えられるポインタによって維持されている。

超粒子の分割 [*Lapenta*, JCP, 2002]

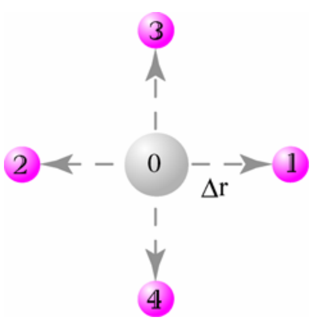


$$\frac{d\vec{v}_s}{dt} = \boxed{\frac{q_s}{m_s}}\left(\vec{E} + \vec{v}_s \times \vec{B}\right)$$

分割前後で保存させる

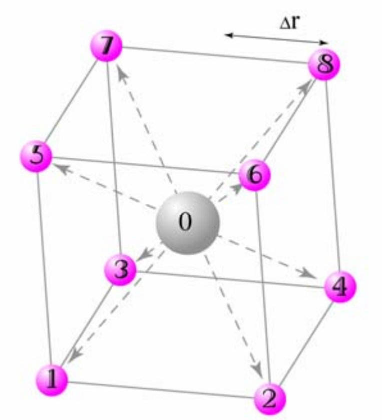
格子点上のモーメント(ρ_c, J)、全電荷・質量($\Sigma\rho_c$, Σm)、粒子の全エネルギー($\Sigma mv^2/2$)、粒子の分布関数(f(v))

2次元の場合



$\Delta r = \Delta_L/N_p^{1/2}$
$\boldsymbol{v}_{1,2,3,4} = \boldsymbol{v}_0$
$m_{1,2,3,4} = m_0/4$
$q_{1,2,3,4} = q_0/4$

3次元の場合



$\Delta r = \Delta_L/N_p^{1/3}$
$\boldsymbol{v}_{1,\ldots,8} = \boldsymbol{v}_0$
$m_{1,\ldots,8} = m_0/8$
$q_{1,\ldots,8} = q_0/8$

基礎方程式系

- 粒子の運動方程式

$$\frac{d\boldsymbol{x}_s}{dt} = \boldsymbol{v}_s, \quad \frac{d\boldsymbol{v}_s}{dt} = \frac{q_s}{m_s}[\boldsymbol{E}(\boldsymbol{x}_s) + \boldsymbol{v}_s \times \boldsymbol{B}(\boldsymbol{x}_s)] \quad (s = i,\ e)$$

- 電磁場に対するMaxwell方程式

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_L + \boldsymbol{E}_T \quad (\nabla \times \boldsymbol{E}_L = 0, \nabla \cdot \boldsymbol{E}_T = 0),$$

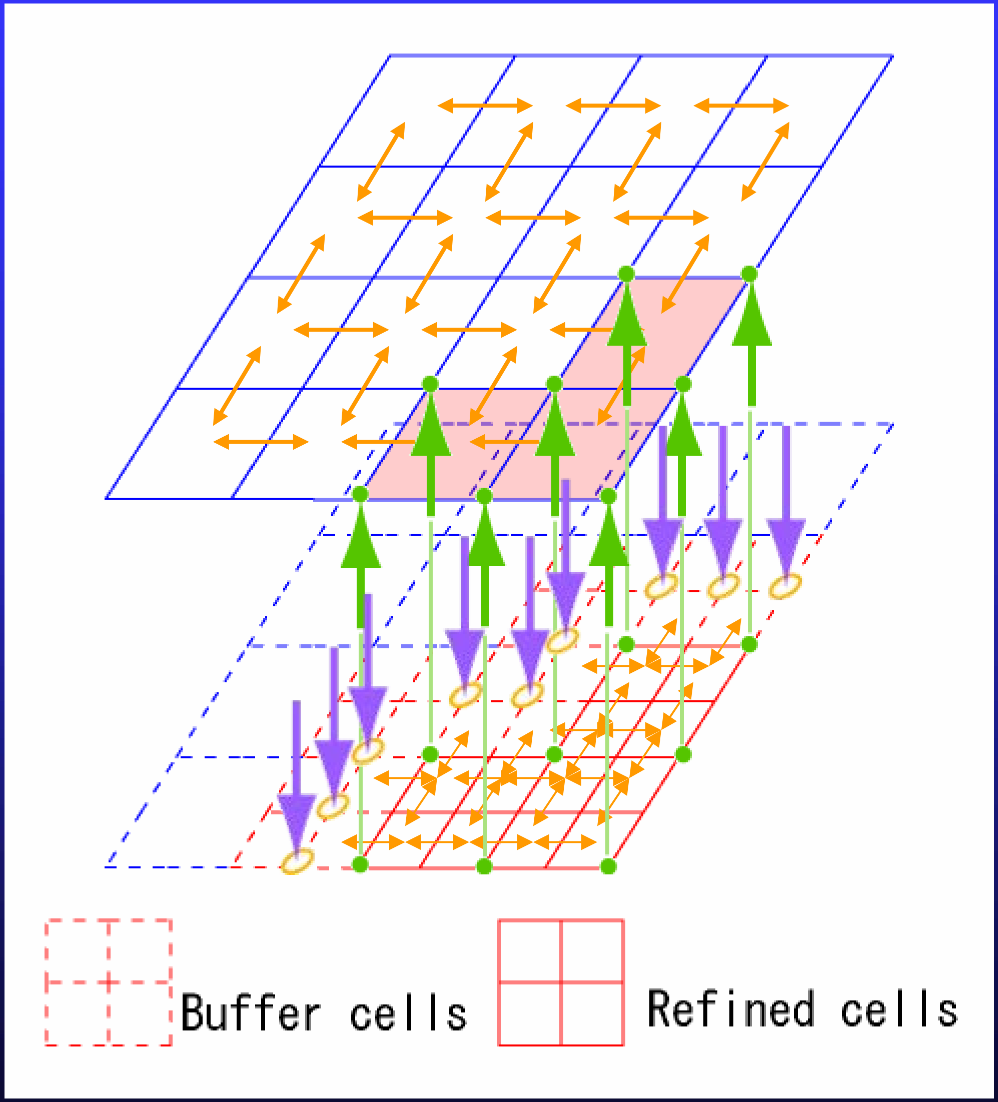
$$\boldsymbol{E}_L = -\nabla\phi, \qquad \nabla^2\phi = -\rho/\varepsilon_0,$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{E}_T}{\partial t} = c^2\nabla \times \boldsymbol{B} - \boldsymbol{j}_T/\varepsilon_0 \qquad (\boldsymbol{j}_T = \boldsymbol{j} + \nabla\eta),$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = -\nabla \times \boldsymbol{E}_T$$

$$\eta = -\varepsilon_0\frac{\partial\phi}{\partial t} \qquad \text{(Charge continuity equation).}$$

電磁場の計算手順



最も粗い格子点上で電磁場を解く。

バッファ格子に解を内挿（線形補完）する。

細かい格子点上で電磁場を解く。

粗い格子点上の解を細かい格子点上の解で置き換える。

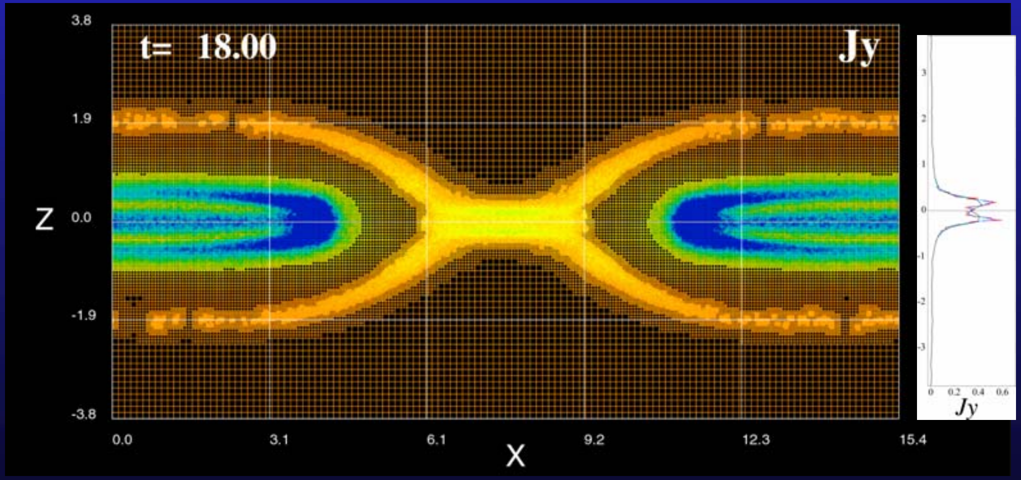
テストシミュレーション

Simulation information.

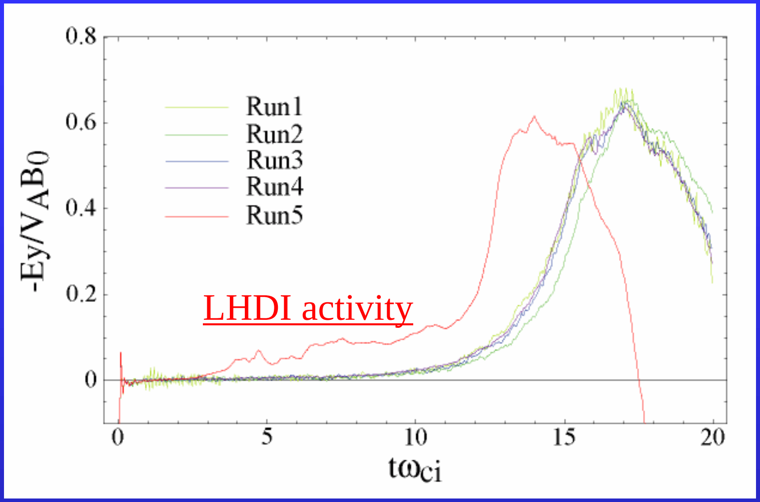
Run#	AMR	Particle splitting	System size	N_{ct}	N_{pt}
Run1	No	No	15.4 ×15.4	1.0×10^{6}	1.9×10^{7}
Run2	Yes	No	15.4 ×15.4	6.7×10^{4}	1.9×10^{7}
Run3	Yes	Yes	15.4 ×15.4	7.1×10^{4}	4.9×10^{6}
Run4	Yes	Yes	15.4 ×0.24× 15.4	5.0×10^{5}	4.8×10^{7}
Run5	Yes	Yes	15.4 ×1.92× 15.4	3.3×10^{6}	5.4×10^{8}

[細分化条件]

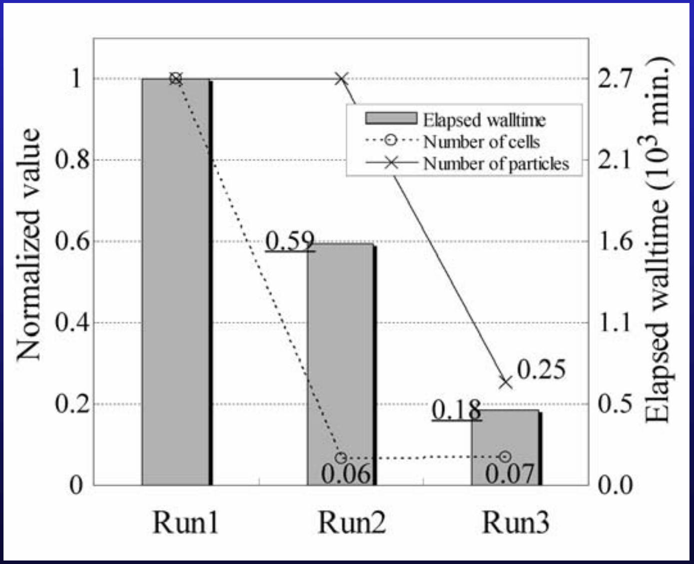
$$\Delta_L > 2.0\ \lambda_{De} \quad \text{or} \quad V_{ey} > 2.0\ V_A$$



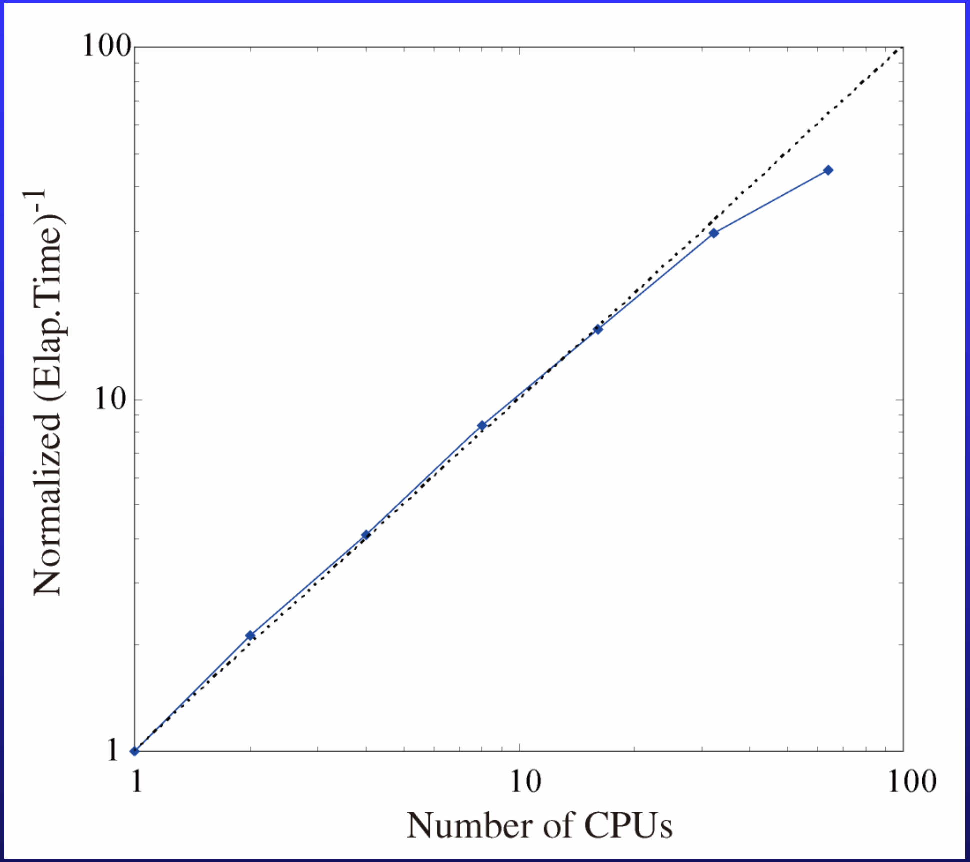
[Reconnection electric field]



[Simulation time]



並列化効率

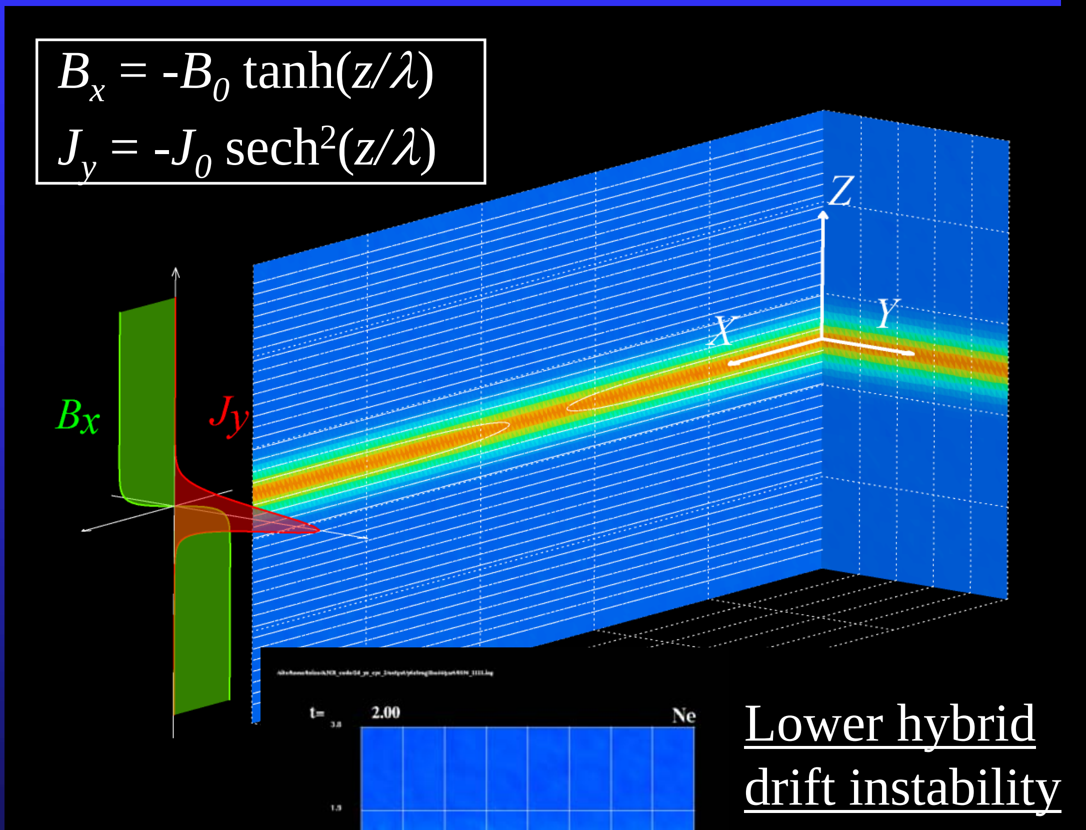


(The test was performed using the FUJITSU HPC2500.)

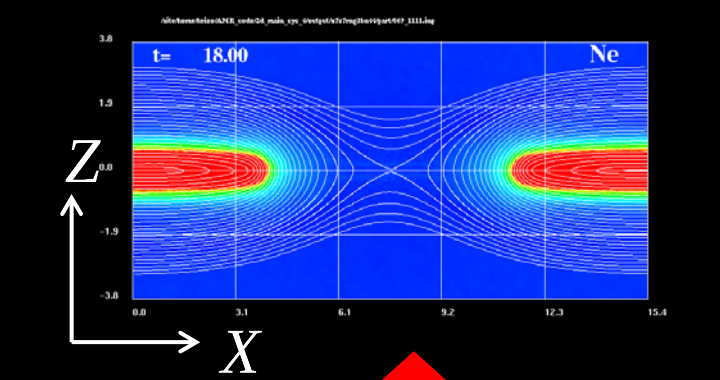
ハリス電流層における不安定モード

$B_x = -B_0 \tanh(z/\lambda)$

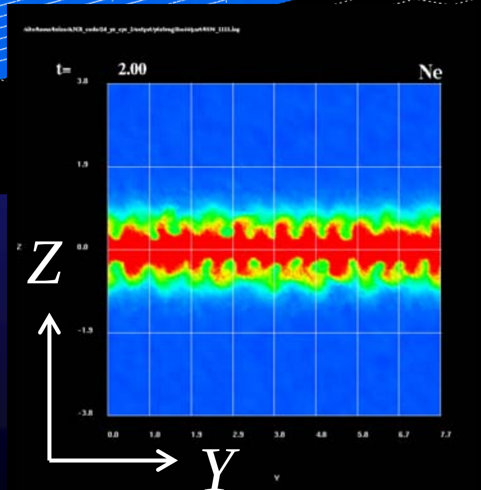
$J_y = -J_0 \,\mathrm{sech}^2(z/\lambda)$



Tearing instability



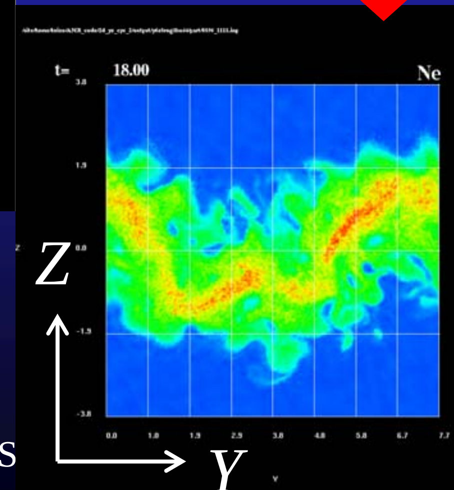
- ✓ 成長率が小さ
- ✓ 小さな磁気島 飽和する
- ✓ 電子スケー 薄い電流層



Lower hybrid drift instability (LHDI)

$k_y r_{Le} \sim 1$

$\gamma \sim \omega_{lh}$



Kink-type instability

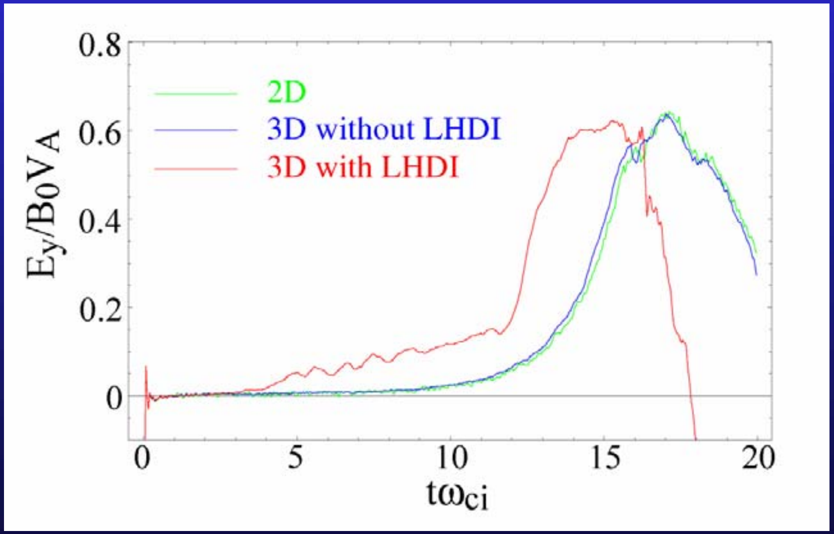
$k_y \lambda \sim 1$

LHDIがTearing instabilityに与える影響

LHDIは電流層を薄くし、電流密度を強化することによって、Tearing instabilityの成長率を上げる効果がある。

[*Scholer et al.* (2003), *Ricci et al.* (2004), *Shinohara and Fujimoto* (2005)]

Reconnection electric field



リコネクションの進行に伴って、X-line近傍の密度勾配がなくなると、安定化する。

Kink-type instabilityと磁気リコネクション

- Drift kink
- Ion-ion kink
- Kelvin-Helmholtz

イオンのドリフトエネルギーを自由エネルギーとして励起される

リコネクションを駆動する ・・・*Horiuchi and Sato* (1999), *Scholer et al.* (2003)

リコネクションには影響を与えない ・・・ *Pritchett and Coroniti* (2001), *Karimabadi et al.* (2003)

ローブのプラズマがX-line近傍に流入するにしたがって、イオンのドリフトエネルギーがなくなるので、Kink instabilityは消える。

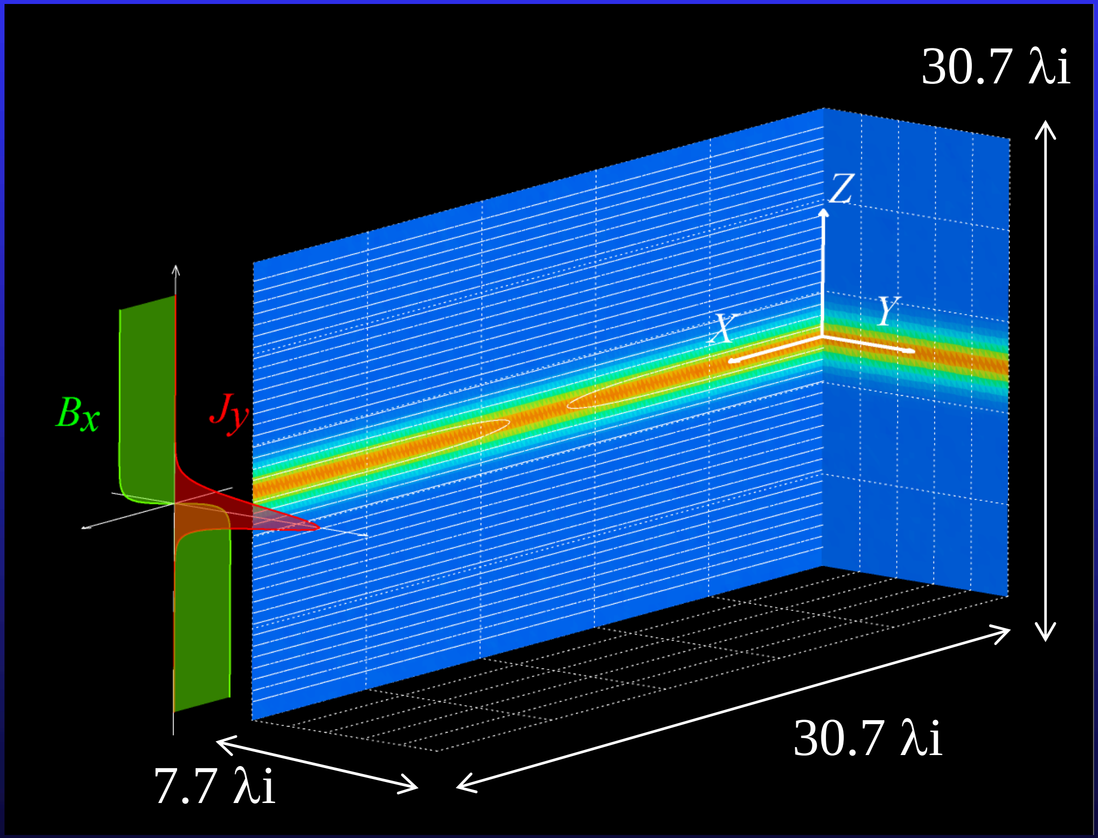
地球磁気圏尾部でキンクした電流層がしばしば観測される。
(*Runov et al.*, 2003; 2005; 2006; *Sergeev et al.*, 2006)

キンクした電流層でリコネクションが観測された例もある。
(*Wygant et al.*, 2005)

計算に用いたシステム

シミュレーションコード:

3次元電磁粒子コード＋適合格子細分化法 (AMR-EMPIC-3D)



$L_x \times L_y \times L_z$

$= 30.7\ \lambda_i \times 7.7\ \lambda_i \times 30.7\ \lambda_i$

$m_i/m_e = 25$

最大解像度:

$N_x \times N_y \times N_z = 1024 \times 256 \times 1024$

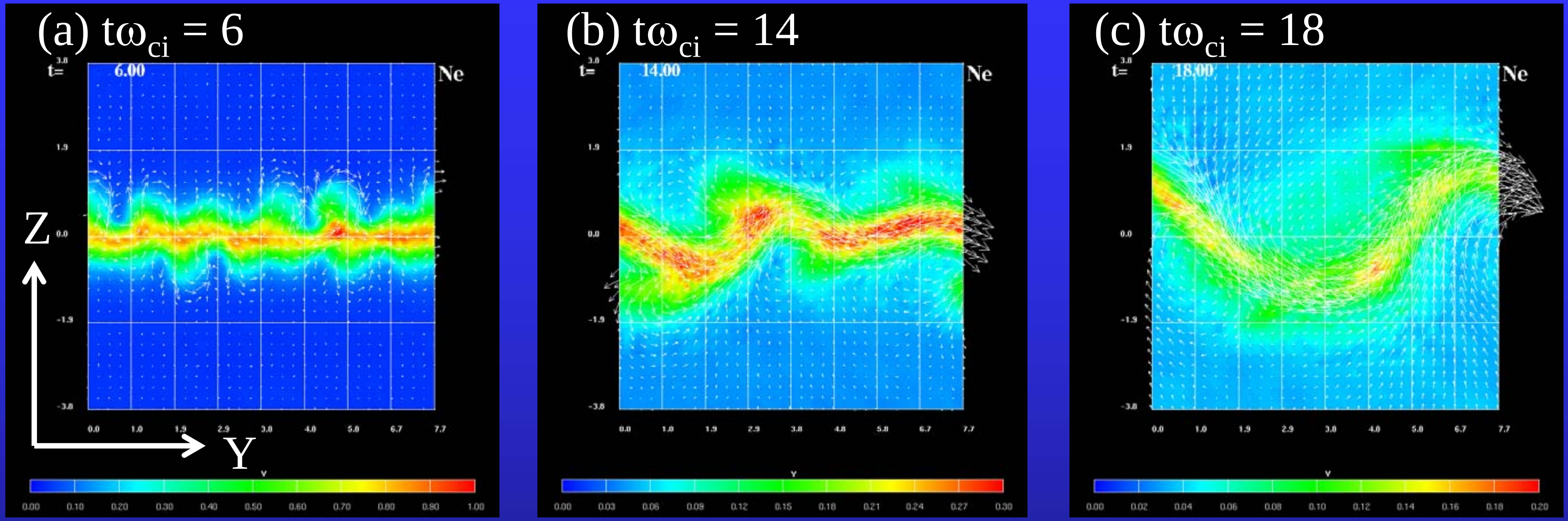
超粒子の数:

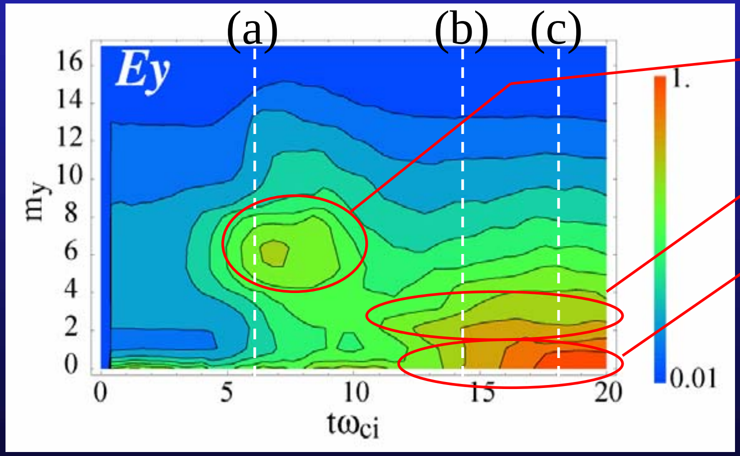
$< 1.5 \times 10^9$

スーパーコンピュータ:

Fujitsu PRIMEPOWER HPC2500

YZ平面における電流層の時間発展





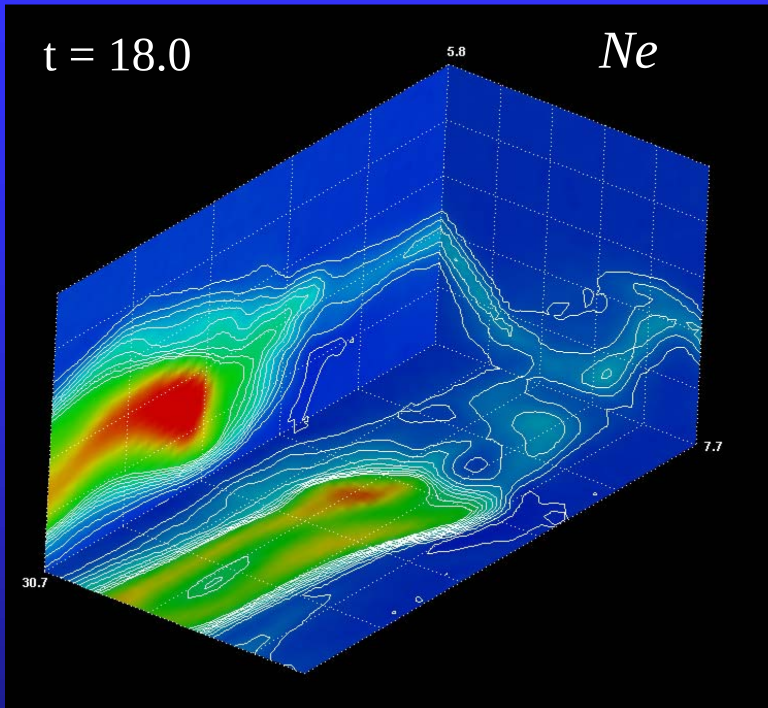
Lower hybrid drift instability (LHDI)

Kink-type instability

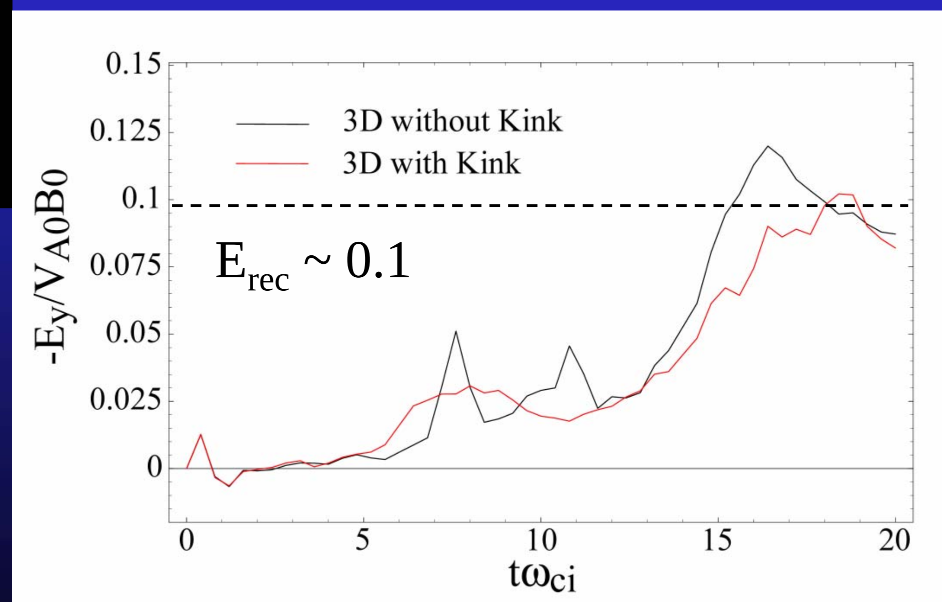
Tearing instabilityに伴う誘導電場

Tearing instabilityに伴う誘導電場によってイオンが加速され、キンクモードの成長を維持している。

3D reconnection



[Reconnection Electric Field]

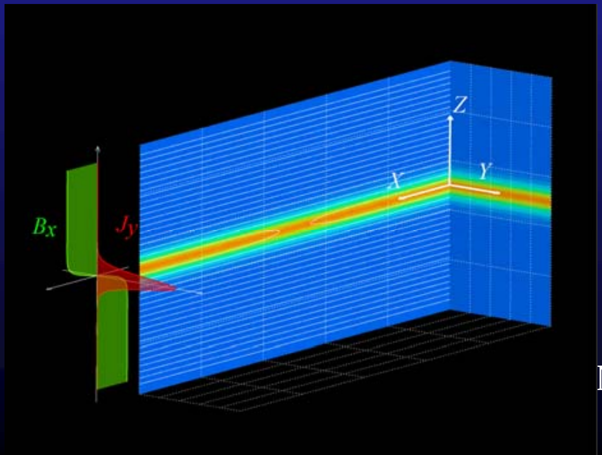


Generalized Ohm's low

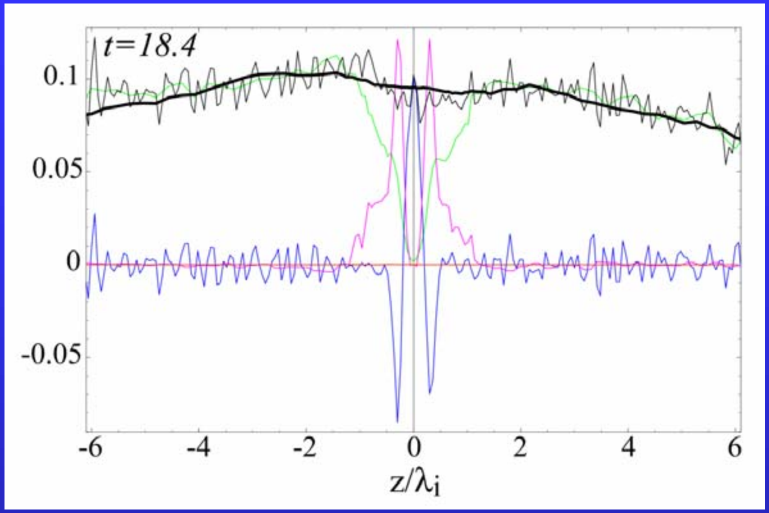
$$\langle -E_y\rangle = \frac{1}{\langle n_e\rangle}\left(\left\langle n_e\vec{V}_e\right\rangle \times \left\langle \vec{B}\right\rangle\right)_y + \frac{1}{e\langle n_e\rangle}\left\langle\left(\nabla\cdot\vec{P}_e\right)_y\right\rangle + \frac{m_e}{e\langle n_e\rangle}\left\langle\frac{\partial V_{ey}}{\partial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

Anomalous effects

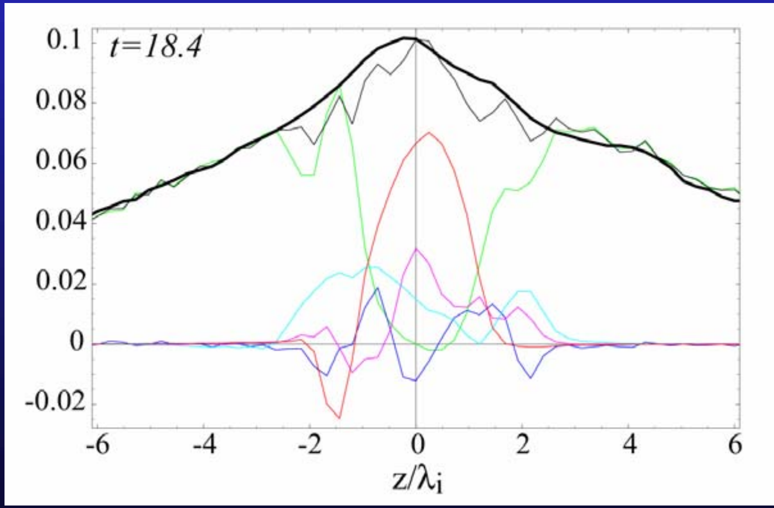
$$\langle\cdot\rangle = \frac{1}{l_y}\int_0^{l_y}\cdot\, dy$$



3D without kink



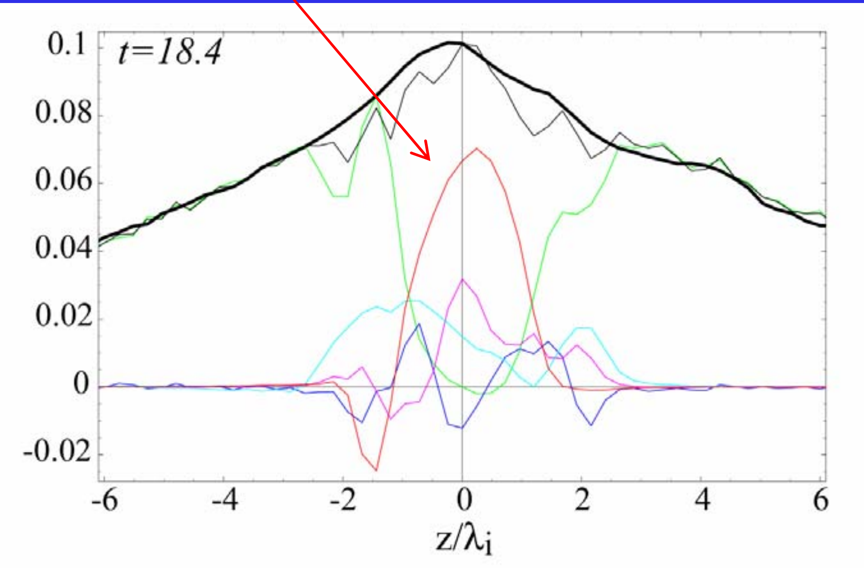
3D with kink

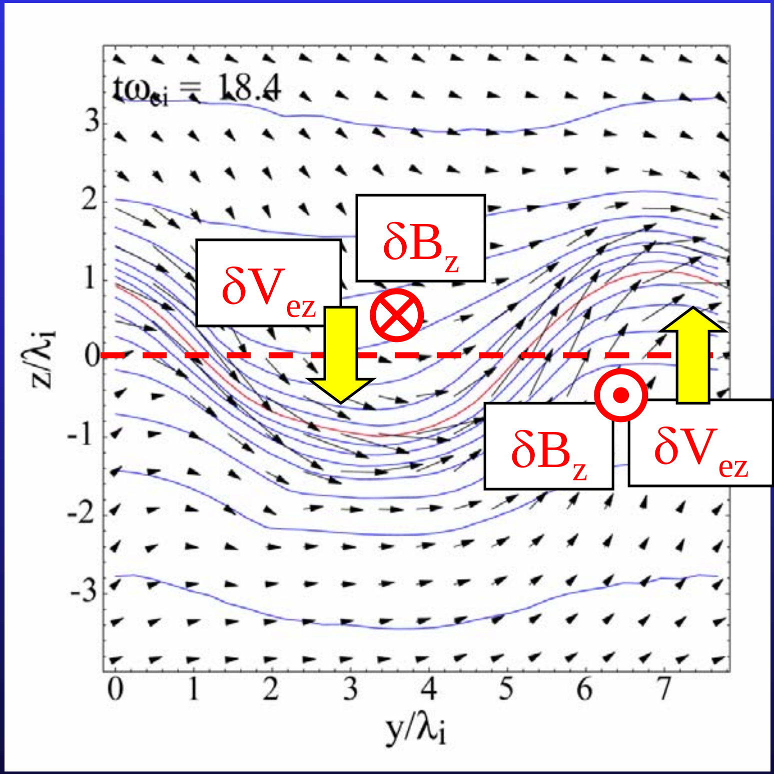


異常抵抗項

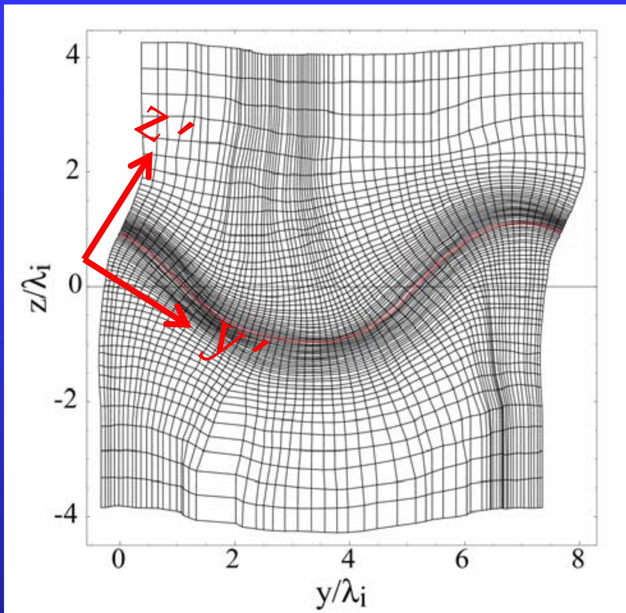
$$\underline{\frac{1}{\langle n_e \rangle}\langle \delta(n_e V_{ez})\delta B_x \rangle} - \frac{1}{\langle n_e \rangle}\langle \delta(n_e V_{ex})\delta B_z \rangle$$

電流層に向かって電子の流入がある。



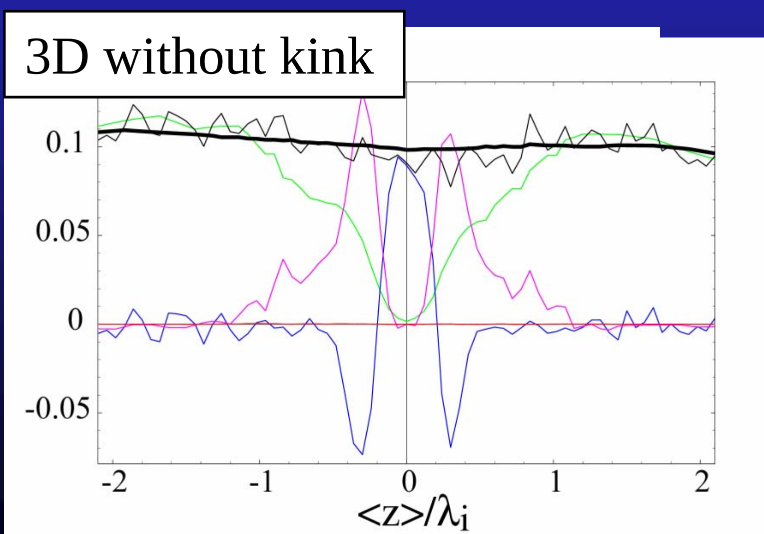


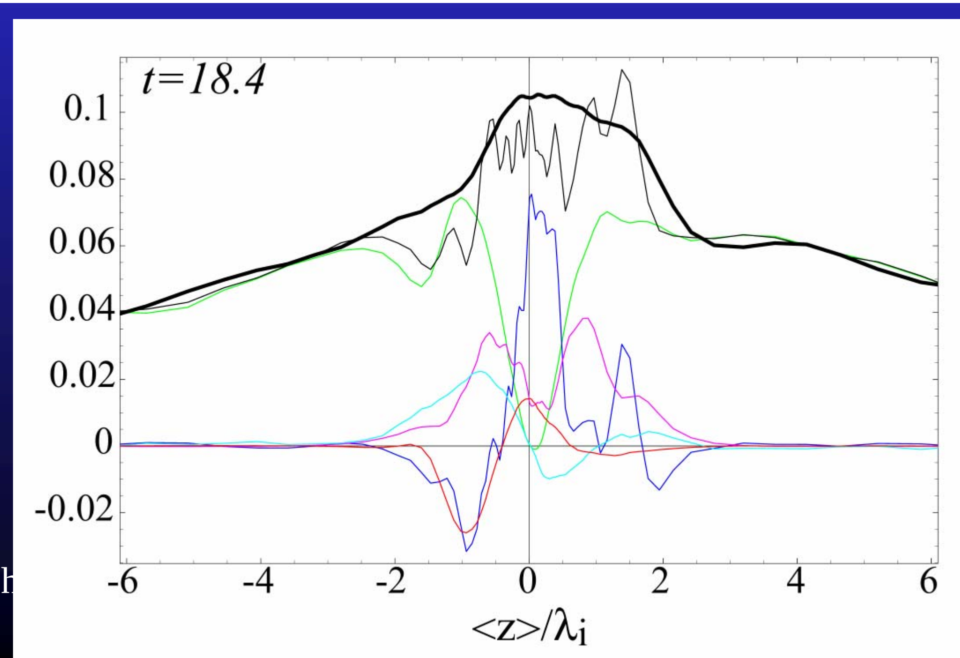
磁場等値線を軸とする座標系



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

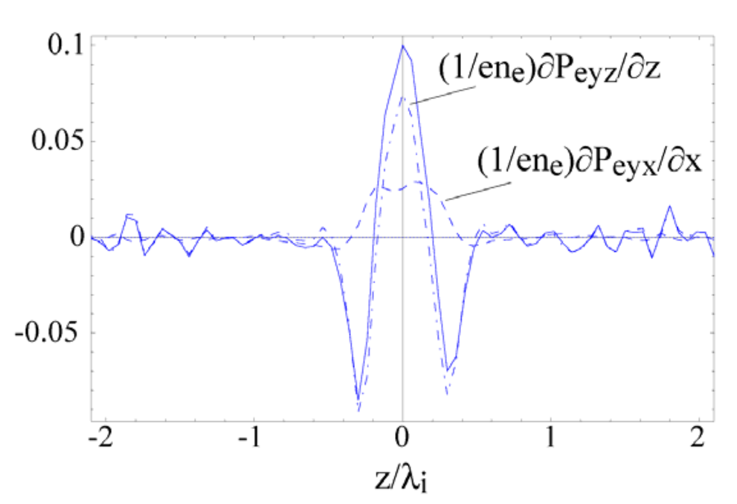
$$
\boxed{\langle \cdot \rangle = \frac{1}{l_y}\int_0^{l_{y'}} \cdot \, dy'}
$$

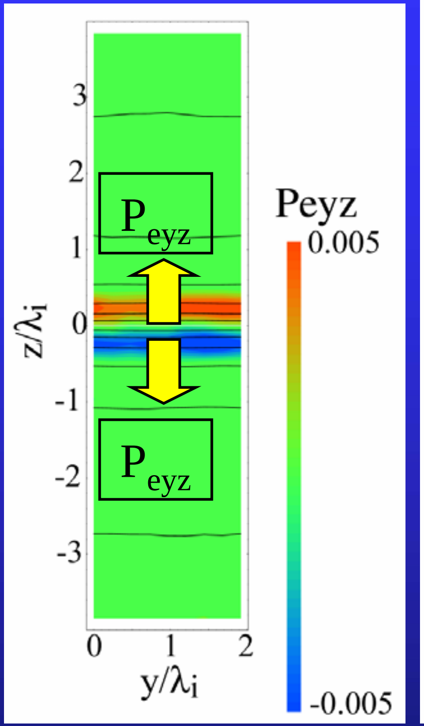


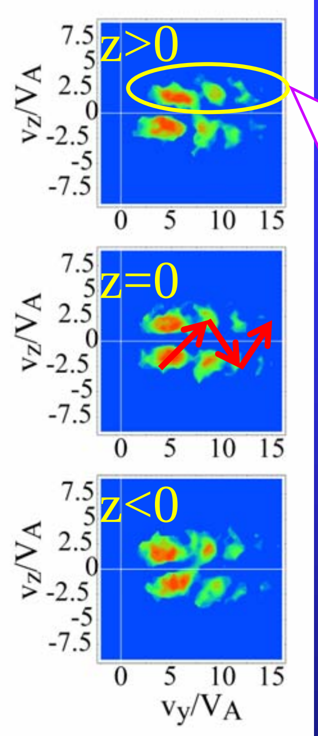


電子の圧力発散項:キンクモードが無い場合

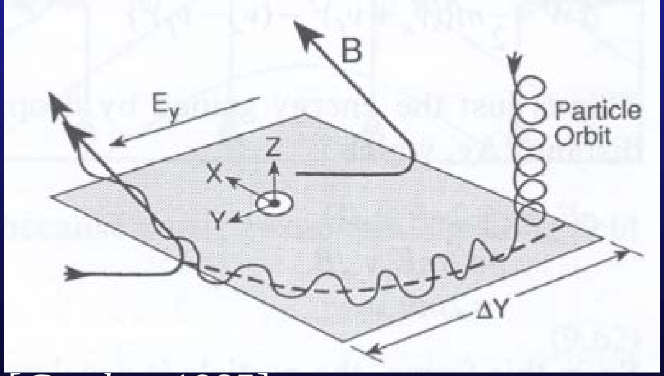
$$(\nabla \cdot \vec{P}_e)_y \approx \frac{\partial P_{eyx}}{\partial x} + \frac{\partial P_{eyz}}{\partial z}$$







加速された粒子が磁気拡散領域から流出する。

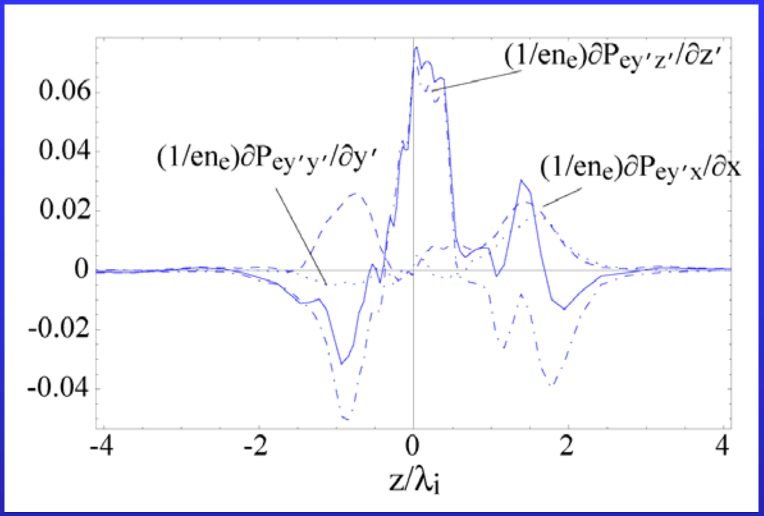


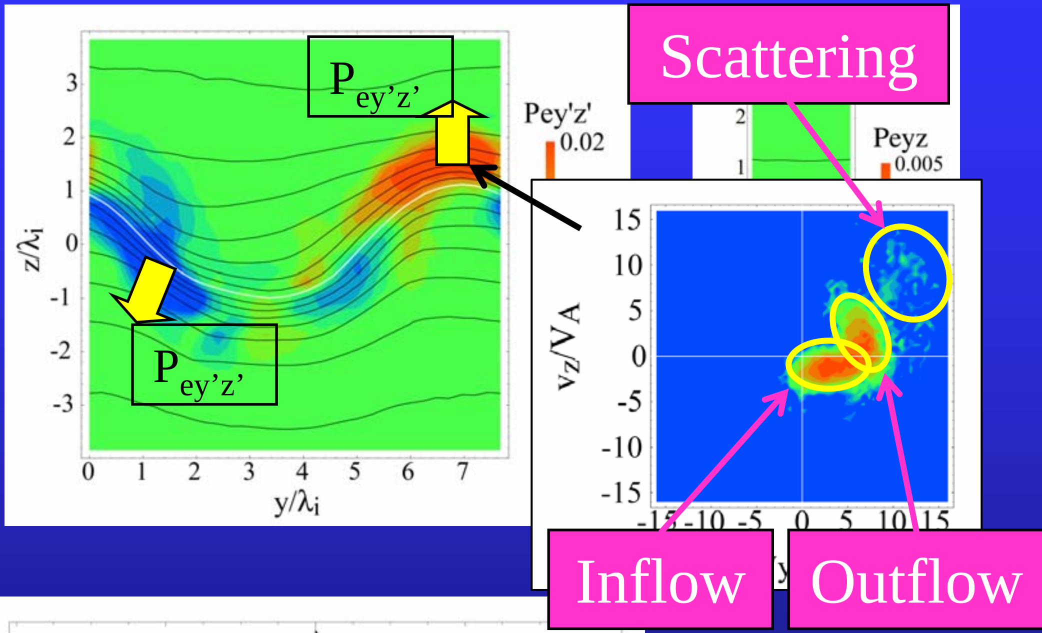
[*Cowley*, 1985]

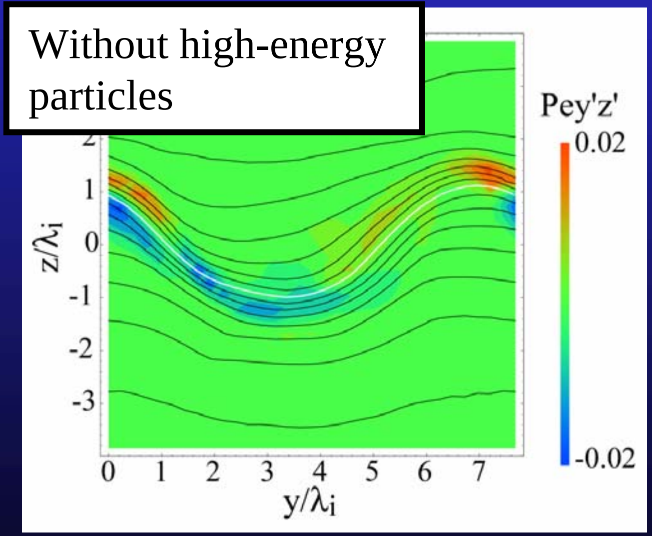
➢ 電子による慣性抵抗 [*Speiser*, 1970]

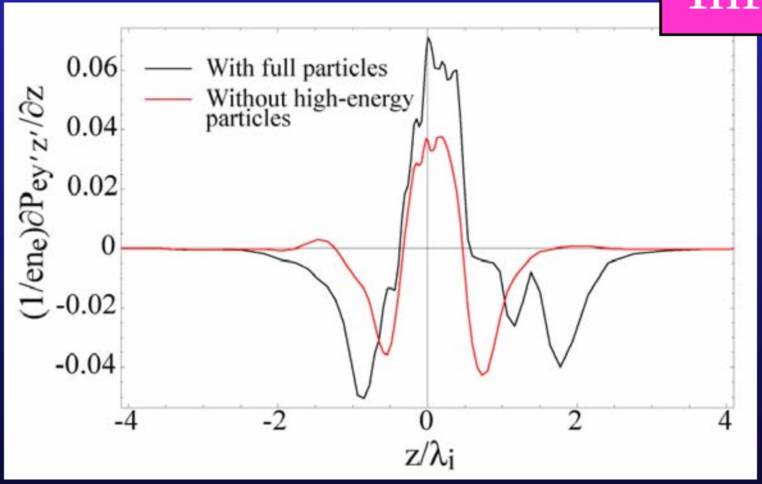
$$\eta = \frac{m_e}{n_e e^2}\frac{1}{\tau}, \quad \tau \sim l/V_e$$

電子の圧力発散項:キンクモードがある場合



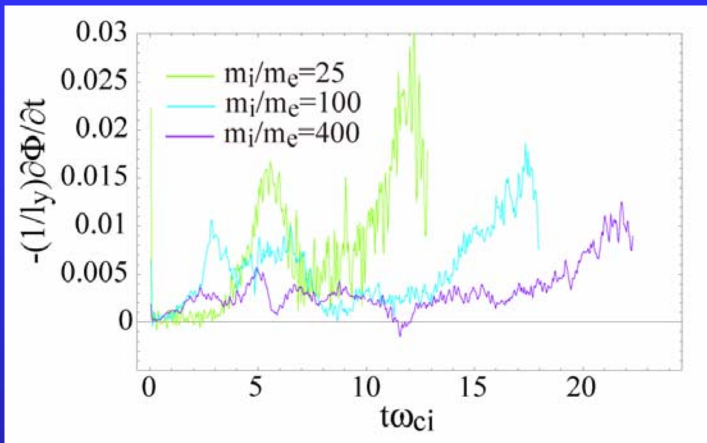






質量比がより大きい場合（m_i/m_e>100、2D-YZ plane）

[Diffusion Rate]



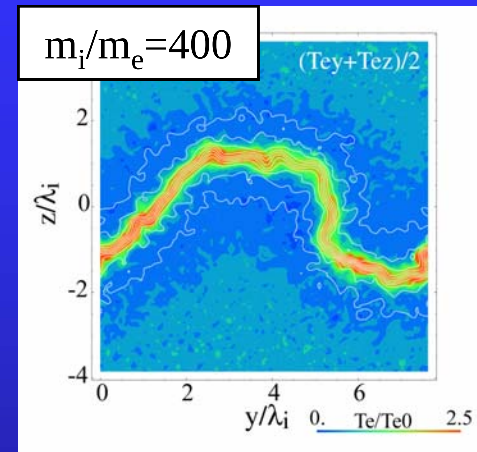
磁気拡散率

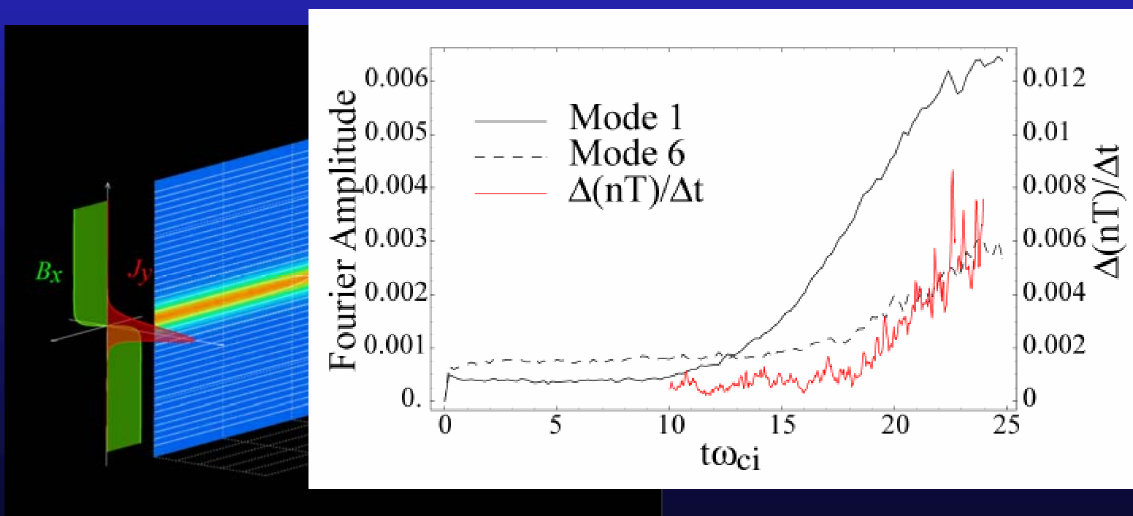
$$\text{Diff. rate} \equiv -\frac{1}{L_y}\frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

磁気フラックス

$$\Phi = \frac{1}{2}\int_S |B_x| dS$$

[Electron Temperature]





Hybrid-scale kink mode:

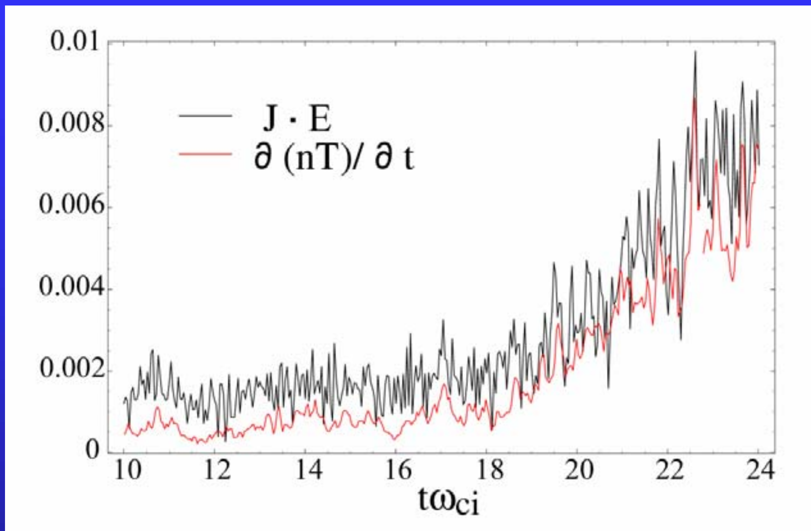
$\lambda \sim (\lambda_i \lambda_e)^{1/2}$

[*Shinohara et al.*, 2001; *Daughton*, 2003]

↓

電子加熱

質量比がより大きい場合（m_i/m_e>100、2D-YZ plane）



$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{B^2}{2\mu_0}+\frac{\varepsilon_0 E^2}{2}\right) = -\vec{J}\cdot\vec{E}$$
$$\approx -\frac{\partial(nT)}{\partial t}$$

磁気エネルギー → Hybrid-scale kink mode → プラズマ熱エネルギー

まとめ

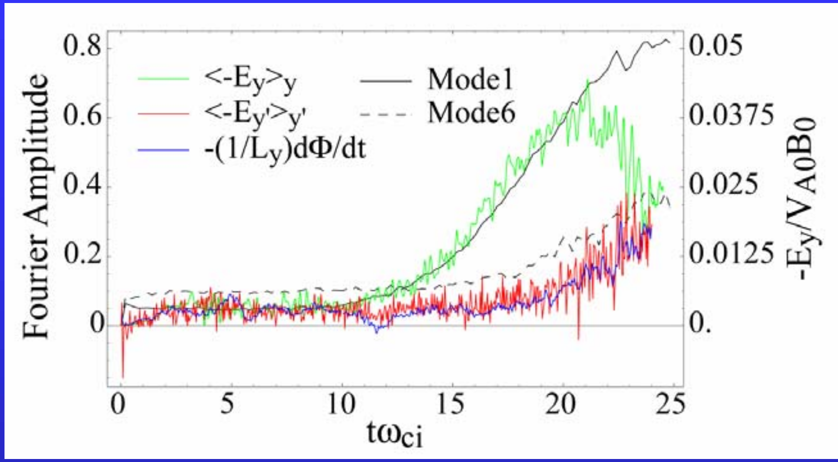
1．マルチスケールシミュレーションを目指した新しいコードの開発

PIC法を用いた従来の電磁粒子コードに適合細分化格子（AMR）を適用することによって、効率の良い高分解能計算を実現させた。

2．キンクした電流層における高速磁気リコネクション

- キンクモードはリコネクション電場によって加速されたイオンによって維持される。
- キンクモードによって、一部の電子が強く加速、散乱されることによって大きな磁気拡散が生じ、高速リコネクションを実現している。
- 質量比が大きい場合には、hybrid-scaleのキンクモードによって電子散乱が起きると考えられる。
- 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*。

Diffusion Rate



Faraday's law

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_S \vec{B}\cdot\vec{n}\,dS = -\int_S (\nabla\times\vec{E})\cdot\vec{n}\,dS$$

$$= -\oint_C \vec{E}\cdot d\vec{l} = -\int_A^{A'} E_{y'}\,dy'$$

Magnetic flux

$$\Phi \equiv -\int_S \vec{B}\cdot\vec{n}\,dS$$

Diffusion rate

$$\text{Diff. rate} = -\frac{1}{L_y}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = -\frac{1}{L_y}\int_A^{A'} E_{y'}\,dy' = \left\langle -E_{y'}\right\rangle_{y'}$$