

# 電子乱流スペクトルのジャイロ運動論的シミュレーション

河合智賀<sup>1,2)</sup>, 前山伸也<sup>2)</sup>, 井戸村泰宏<sup>2)</sup>, 小川雄一<sup>1)</sup>

1): 東京大学新領域創成科学研究科

2): 日本原子力研究開発機構

## 1. はじめに

磁場閉じ込めプラズマ乱流における帯状流などの構造形成の過程について、準 2 次元乱流における自己組織化との関連が指摘されている [1]。本研究では、電子スケール乱流のジャイロ運動論的 Vlasov シミュレーションを行い、自己組織化による流れの構造形成とエネルギースペクトルの関連性をプラズマ乱流の流体近似である Hasegawa-Mima(H-M)方程式との関連から検討した。

## 2. ジャイロ運動論的 Vlasov-Poisson 方程式系

本研究では背景磁場のシアと曲率を無視したシアレススラブ配位において、磁場揺動を無視した静電近似と長波長近似  $k_{\perp} \rho_{te} < 1$ 、さらにイオン密度の断熱近似を仮定した以下のような Vlasov-Poisson 方程式系を解析に用いた。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \left( v_{\parallel} \mathbf{b} + \frac{c}{B_0} (\mathbf{b} \times \nabla_R \langle \phi \rangle_{\alpha}) \right) \cdot \nabla_R F - \frac{q_e}{m_e} \mathbf{b} \cdot \nabla_R \langle \phi \rangle_{\alpha} \frac{\partial F}{\partial v_{\parallel}} = C(F) \quad (1)$$

$$-\left( \nabla_{\perp}^2 + \nabla_{\perp} \cdot \frac{\rho_{te}^2}{\lambda_{De}^2} \nabla_{\perp} \right) \phi + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} = \int F \delta[(R + \rho) - x] D d^6 Z - n_0 \quad (2)$$

## 3. 準 2 次元乱流と自己組織化

式(1),(2)において  $k_{\parallel} = 0, C(F) = 0$ 、また有限 Larmor 半径効果を無視した極限を取ると、2 次元回転流体乱流を記述する H-M 方程式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\tau \phi - \rho_s^2 \nabla_{\perp}^2 \phi) + (\mathbf{b} \times \nabla \phi) \cdot \nabla (\rho_s^2 \nabla_{\perp}^2 \phi - \ln n_0) = 0 \quad (3)$$

$$\tau \equiv T_e/T_i, \rho_s^2 = 1 + \lambda_{De}^2/\rho_{te}^2$$

式(3)はエネルギー  $-\frac{1}{2} \int (\tau \phi^2 + \rho_s^2 |\nabla \phi|^2) dV$  とエンストロフィー  $-\frac{1}{2} \int (\tau |\nabla \phi|^2 + \rho_s^2 |\nabla^2 \phi|^2) dV$  という 2 つの保存量を持つ。このため 3 次元流体乱流と異なり 2 次元流体乱流では、エネルギースペクトルにおいてそれぞれ異なる冪乗則に従う 2 つの慣性領域が見られる [2]。

$$E(k_{\perp}) \propto \begin{cases} k_{\perp}^{-5/3} & k < k_s \\ k_{\perp}^{-3} & k > k_s \end{cases} \quad (4)$$

$k_s$  はエネルギーソースの存在する波数領域であるドリフト波の線形分散と渦の回転時間の釣り合いから、エネルギーの逆カスケードが留まり乱流スペクトルにピークを作る波長(Rhines スケール)が求められる [3]。

$$k_{c,x} = (\beta/U)^{1/2} \cos \theta \sin^{1/2} \theta, \quad (5)$$

$$k_{c,y} = (\beta/U)^{1/2} \sin^{3/2} \theta \quad (6)$$

$\beta \equiv |\nabla \ln n_0| (\equiv L_n^{-1})$ : 密度勾配長,  $U = \epsilon^{1/2}$  は乱流場の平均速度である。

## 4. 結果

計算は日本原子力研究開発機構が開発されたジャイロ運動論的 Vlasov コードである G5D を用いた [4]。

### 4.1 減衰乱流シミュレーション

初期条件として与えた密度擾乱が Landau 減衰するシミュレーションにおいて、式(3)に現れる 2 つのパラメータ  $\tau, \rho_s^2$  を変化させると Rhines スケールの波数近傍での線形分散の強さが変わり、自己組織化に

よって長波長の構造が現れた時の構造が変化することが見出された。図 1(b)は Rhines スケール  $k_c$  付近での線形分散が強く式(5),(6)に従った非等方なエネルギースペクトルの構造が発達しているが、線形分散の影響を小さくした設定での結果である図.1(a,c)は等方的な乱流構造が得られた。

### 4.2 ETG 乱流シミュレーション

ETG 乱流の飽和振幅の異なる 2 ケースについて、非線形飽和段階でのスペクトルを図 2 に示す。図 2(b)に示す飽和振幅の大きなケースでは、エネルギーとエンストロフィーのデュアルカスケードによる慣性領域が明らかとなり、H-M 方程式の持つ性質との一致が確認された。一方、図 2(a)に示す飽和振幅の小さいケースでは Rhines スケールが短波長側にシフトするため、エネルギーの逆カスケードによる慣性領域が明確でない。また線形不安定なモードとの直接相互作用によると思われる帯状流の形成が確認された。

## 5. 結論

本研究では磁化プラズマ乱流のジャイロ運動論的シミュレーションによって減衰乱流と ETG 乱流におけるエネルギースペクトルの詳細な解析を実施し、

- 2 次元エネルギースペクトルの長波長領域において、H-M 方程式の理論解析で得られたものと同様なダンベル型の非等方な構造がエネルギーの逆カスケードによって形成されたこと
- 電子とイオンの温度比、Debye 長とジャイロ半径の比(～プラズマ密度)、乱流場の飽和振幅を変えた時にスペクトルの非等方性をもたらす自己組織化現象が大きく変化すること

を確認した。

参考文献

- [1]: A. Hasegawa: Adv. Physics. **96**,1(1985)  
 [2]: R. H. Kraichnann, Phys. Fluids, **10**, 1417(1967)  
 [3]: P. B. Rhines: J. Fluid Mech. **69**, 417(1975).  
 [4]: Y. Idomura, et al., J. Compt. Phys. **226** 244(2007)

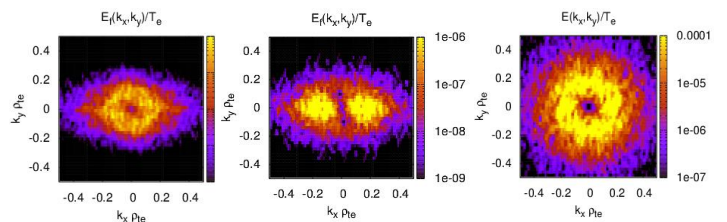


図.1 2次元エネルギースペクトル  $E(k_x, k_y) \equiv (\tau + \rho_s^2 k^2) \phi_k$ . 準定常状態 (a).  $\tau = 1, \rho_s^2 = 11$  (b).  $\tau = 0.3, \rho_s^2 = 11$  (c).  $\tau = 0.3, \rho_s^2 = 2$

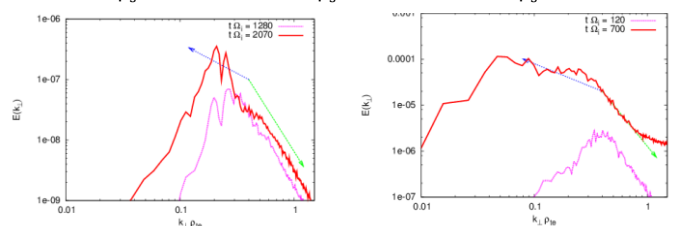


図 2. 1次元エネルギースペクトル:ETG 乱流  
 左:  $\frac{q_e \langle \phi \rangle}{T_e} \sim 0.2\%$ , 右:  $\frac{q_e \langle \phi \rangle}{T_e} \sim 5\%$