

ジャイロ運動論シミュレーションによる 帯状流状態遷移の乱流非線形過程

日大生産工(院) ○原 遥平
日大生産工 佐々木 真

1. 背景

磁場閉じ込めプラズマにおける粒子や熱の輸送は乱流の非線形過程に支配される。乱流は非線形的にゾナルフローやストリーマと言われる構造を形成し、乱流の時空間分布が決定される[1]。乱流の時空間ダイナミクスでは、乱流が空間局在したり、アバランチのように弾道伝播する事が知られている[2]。このような乱流の挙動の選択則の理解が求められている。このような乱流の伝播や局在の時空間パターンに注目すると、乱流強度と帯状流のパターンが似通っている事がわかる[3]。この事から、帯状流との相互作用が本質的役割を担う可能性がある。

本研究では、ジャイロ運動論シミュレーション (Gyrokinetic-Vlasov-simulation-code, GKV コード [4]) を実施し、非線形過程の乱流帯状流相互作用における位相研究効果の影響を定量化する事を目指す。プラズマ配位には、単純な円形トカマクを考え、断熱電子仮定の基、イオン温度勾配モード (ITG) 乱流の非線形発展を考える。ショット毎に安全係数を変更する事で、測地線音波 (Geodesic Acoustic Modes, GAMs) の減衰率を変化させ [5]、実現する乱流ダイナミクスの調査を行なった。

2. 手法

本件では、シミュレーションを実施するにあたって、核融合研究所のプラズマシミュレータ雷神を使用し、ジャイロ運動論に基づいたシミュレーションコード、

Gyrokinetic-Vlasov-simulation-code(GKV コード)[4]を用いる。GKVコードでは以下の式を解いている。

$$\frac{\partial f_{sk}}{\partial t} + v_{\parallel} \nabla_{\parallel} f_{sk} + N_{sk} - \frac{\mu \nabla_{\parallel}}{m_s} \frac{\partial f_{sk}}{\partial v_{\parallel}} = -\frac{e_s F_{sM}}{T_s} \left[v_{\parallel} \left(\nabla_{\parallel} J_{0sk} \phi_k + \frac{\partial J_{0sk} A_{\parallel k}}{\partial t} \right) + i \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_s J_{0sk} (\phi_k - v_{\parallel} A_{\parallel k}) \right] + \sum C_{s,s'} (f_{sk}' f_{s'k}) \quad (1)$$

$$[k_{\perp}^2 + \frac{1}{\epsilon_0} \sum \frac{e_s^2 n_s}{T_s} (1 - r_{0sk})] \phi_k = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_s e_s \int J_{0sk} f_{sk} dv^3 \quad (2)$$

$$k_{\perp}^2 A_{\parallel k} = \mu_0 \sum_s \int v_{\parallel} J_{0sk} f_{sk} dv^3 \quad (3)$$

上記の式は上からジャイロ平均したボルツマン方程式、ポアソン方程式、アンペールの法則に対応している。これらの式 $f_{sk}(\mu, v_{\parallel}, \mathbf{X}, t)$ は5次元分布方程式の発展を支配する式である。分布関数は速度空間には磁気モーメント μ 、 v_{\parallel} の2次元をとり、実空間 \mathbf{X} は3次元を考え、速度空間・実空間を合わせて5次元の位相空間の計算を行う。電磁場は、静電ポテンシャル Φ およびベクトルポテンシャル \mathbf{A} で記述される。

3. 帯状流・乱流の時空間ダイナミクス

本計算は規格化密度温度勾配2.22、規格化温度勾配6.92、質量数1.0、電子・イオン温度比を1.0といったパラメータで、非線形計算を実行し、非線形過程の乱流帯状流相互作用について調べた。非線形飽和状態で得られた静電ポテンシャルに着目し、ポロイダル、トロイダル方向に平均した帯状流成分 ϕ_{ZF} と、それ以外を乱流成分 $\tilde{\phi}$ として分解した。帯状流成分は径方向に微分する事で以下の式の様に $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト近似のもと、ポロイダル流を評価した。

$$V_y = \frac{\partial}{\partial x} \phi_{ZF}(x, t) \quad (4)$$

乱流の渦運動に関する運動エネルギーを次のように評価した。

$$I_{turb}(x, t) = \int \frac{1}{2} |\nabla_{\perp} \phi_{turb}|^2 dy dz \quad (5)$$

以下ではこの2つの時空間発展に着目する。

Fig. 1に安全係数 $q=1$ における帯状流成分 (上図) と乱流成分の運動エネルギー (下図) の時間発展を示す。帯状流成分の時間発展において、半径方向に層状の構造を形成している事から、静的帯状流が支配的である。帯状流成分におけるポロイダル速度の正の領域で乱流成分の運

Nonlinear processes of turbulence in zonal flow transition
by gyro-kinetic simulations

Yohei HARA and Makoto SASAKI

動エネルギーの値が大きい傾向がある。この空間的な位相関係は長時間維持されている。また、ポロイダル流速の半径方向に対する曲率の符号に対して非対称である。このような性質は波動運動論が予測する乱流捕捉の予測と矛盾しない[6]。

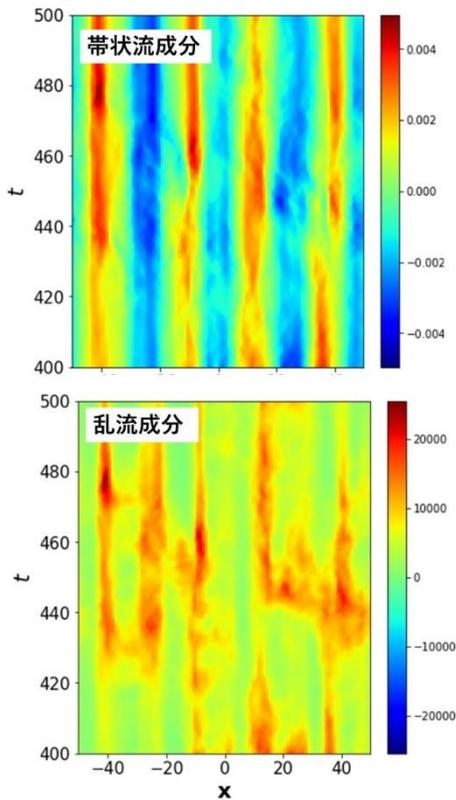


Fig. 1 $q=1$ における静電ポテンシャルの時間発展（上図は带状流成分、下図は乱流の運動エネルギーに対応）

Fig. 2では带状流が時空間的に振動しており、GAMが支配的な乱流場になっている。GAMの場合は径方向の波長が静的带状流の半分程度の長さになっている。GAMは振動しながら径方向に伝搬し定在波のような構造を生み出している。一方で、乱流の運動エネルギーの発展を見ると、径方向に弾道的な伝播が見られる。このときの伝播速度はGAMの伝播速度と同程度であり、GAMに捕捉された乱流が伝播されている可能性がある[7]。これらの詳細は発表で述べる。

4. まとめと展望

核融合プラズマにおけるイオン温度勾配乱流に着目して、非線形乱流状態の带状流と乱流の時間空間ダイナミクスの調査を行った。5次元位相空間における乱流場はGKVコードを用いて計算した。安全係数をパラメータとしてスキャンし、乱流場の状態変化を得た。安全係数が

低い場合は静的带状流が支配的で、乱流場は空間的に局在することが観測された。

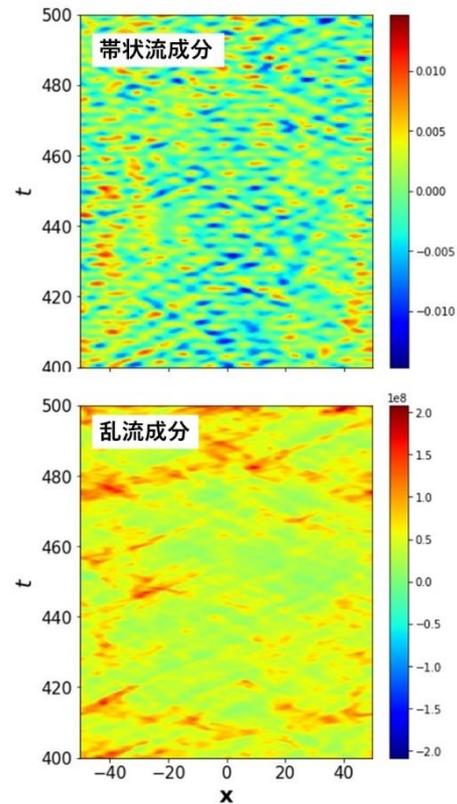


Fig. 2 $q=4$ における静電ポテンシャルの時間発展（上図は带状流成分、下図は乱流の運動エネルギーに対応）

一方で、安全係数が高い場合、GAMが支配的になりGAMの弾道的な伝播が観測された。これらの挙動は带状流による乱流捕捉で系統的に説明できる可能性があり、今後詳細を調査する。

参考文献

- [1] P. H. Diamond, et al. Plasma Physics and Controlled Fusion 47, R35 (2005).
- [2] G. Dif-Pradalier, et. al., Phys. Rev. Lett., 114, 085004 (2015).
- [3] M. Nakata, Y. Idomura, Nucl. Fusion, 53, 113039 (2013).
- [4] T.-H. Watanabe, et. al., Phys. Rev. Lett., 100, 195002 (2008).
- [5] H. Sugama, T.-H. Watanabe, Phys. Plasmas, 94, 115001 (2005).
- [6] M. Sasaki, et al. POP, 28(11). (2021)
- [7] M. Sasaki, et al. POP, 25.1 (2018)