27D23P

ガンマ10の交換型不安定性の計算機シミュレーション
Numerical simulation on the interchange instabilities in GAMMA10

加藤俊介, 片沼伊佐夫, 奥山陽平, 窪田遼人, 坂東隆宏, 今井剛
Shunsuke Kato, Isao Katanuma, Yohei Okuyama, Ryoto Kubota, Takahiro Bando, Tsuyoshi Imai

筑波大学プラズマ研究センター
PLASMA RESEARCH CENTER, University of Tsukuba

ガンマ10磁場配位に対して交換型不安定性に関する計算機シミュレーションを実行した。この時、簡約MHD方程式をコードの基礎方程式として用いて、プラズマの流体的渦度、質量密度、温度に対する時間発展方程式とポアソン方程式を連立させて解いた。交換型不安定性に対して重要な磁力線曲率は磁力線の特性体積としてコードに取り込んでいる。本発表ではプラズマ流体の方位角方向の速度シアが交換型不安定性の成長に与える効果を調べたのでそれに関する発表を行う。

本計算で用いた基礎方程式の導出では、フルート揺動の摂動が磁力線に沿って一定であると仮定し、以下の方程式系を基礎方程式とした。

$$\rho\left(\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t}+\boldsymbol{v}\cdot\nabla\boldsymbol{v}\right)=-\nabla p+\frac{1}{4\pi}(\nabla\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B} \tag{1}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\boldsymbol{v})=0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t}+\boldsymbol{v}\cdot\nabla p=\gamma p(\nabla\cdot\boldsymbol{v})-(\gamma-1)\nabla\cdot\boldsymbol{q}+(\gamma-1)\mathrm{Q_E} \tag{3}$$

$$\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}=\nabla\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}) \tag{4}$$

(1)式はMHD運動方程式、(2)式は連続の式、(3)式は熱輸送方程式である。この方程式系に対して、Adiabatic Separation Method[1]を行うことで、アルヴェン波や磁気音波等の高周波が除去された簡約方程式系を導出した。

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi\,\hat{w}+[\![\phi,\hat{w}]\!]-\left[\!\!\left[\hat{\rho},\langle\frac{v_\alpha^2}{2}\rangle\right]\!\!\right]+\frac{1}{U^\gamma}\frac{\partial U}{\partial\psi}\frac{\partial\langle\tilde{S}\rangle}{\partial\varphi}=\{DT\} \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi\hat{\rho}+[\![\phi,\hat{\rho}]\!]=4\pi\frac{t}{\partial\psi}\left[\hat{\rho}\langle r^2D\rangle\frac{\partial p_0(\psi)}{\partial\psi}\right]+Q_\rho^*U \tag{6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi\hat{T}+[\![\phi,\hat{T}]\!]= -(\gamma-1)\frac{U^\gamma}{\hat{\rho}}\left\{\frac{1}{U}\frac{\partial(U\langle\boldsymbol{q}\cdot\nabla\psi\rangle)}{\partial\psi}+\frac{\partial\langle\boldsymbol{q}\cdot\nabla\varphi\rangle}{\partial\varphi}\right\}+\frac{Q_T^*U^\gamma}{\hat{\rho}} +4\pi\frac{\partial\hat{T}}{\partial\psi}\langle r^2D\rangle\frac{\partial p_0}{\partial\psi}+4\pi(\gamma-1)\hat{T}\frac{\partial\left(\langle r^2D\rangle\partial_\psi p_0\right)}{\partial\psi} \tag{7}$$

$$\frac{\partial}{\partial\psi}\left(\hat{\rho}\langle r^2\rangle\frac{\partial\phi}{\partial\psi}\right)+\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\hat{\rho}\langle\frac{1}{r^2B^2}+\lambda^2B^2\rangle\frac{\partial\phi}{\partial\varphi}\right)=\hat{w} \tag{8}$$

ここで$[\![\phi,\hat{w}]\!]$は$[\![\phi,\hat{w}]\!]=\frac{\partial\phi}{\partial\psi}\frac{\partial\hat{w}}{\partial\varphi}-\frac{\partial\phi}{\partial\varphi}\frac{\partial\hat{w}}{\partial\psi}$ で定義されるポアソン括弧式である。{DT}は散逸項を表し、$\hat{\mathrm{A}}$はAを磁力管で積分したもので$\langle\mathrm{A}\rangle=\hat{\mathrm{A}}/U$である。(5)式はプラズマの流れの渦度に対する運動方程式、(6)式は質量密度に対する運動方程式、(7)式は温度の輸送方程式、(8)式は静電ポテンシャルを求めるポアソン方程式である。それぞれの式を連立させることで、フルート揺動と径方向輸送の時間発展を計算できる。

無次元径方向座標をxで表す時、初期揺動として温度揺らぎ$\mathrm{T_f}$を$\frac{2}{3}>\mathrm{x}>\frac{1}{3}$,$\frac{\pi}{10}>\varphi>0$の範囲で与えた。規格化したシア流の特性動的渦度$\mathrm{w_0}$について径方向分布を与えることで径方向速度シアを実現する。$\mathrm{W_0}$=1はシアのない剛体回転を表し、この時の揺動の発展とシアのある時の時間発展を比較し速度シアによる揺動の成長への影響を調べた。下の図1は$\tau=\frac{\epsilon t C_{sM}}{b}$で規格化した時間での$\tau$ = 34の温度揺動である。ここでϵは微細パラメーター、$\mathrm{C_{sM}}$はプラズマ中の音速である。

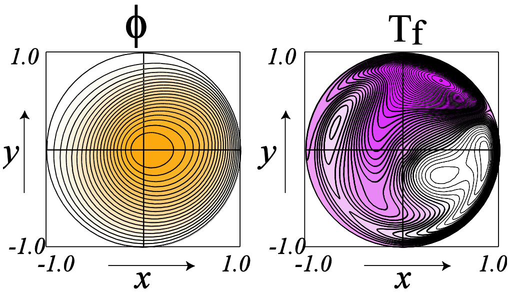

図1: τ = 34でのポテンシャルϕと摂動温度$\mathrm{T_f}$の等高線図($\mathrm{w_0}=1$)

[1] V.P.Pastukhov, Fiz. Plazmy 31, 628 (2005);Plasma Phys. Rep. 31, 577 (2005)