

電子温度勾配によって駆動されるプラズマ乱流

日本大学工学部 戸次 直明 (Naoaki Bekki)
岐阜工業高等専門学校 森口 博文 (Hirofumi Moriguchi)

I. 序

プラズマ中には多種多様な不安定性が存在するけれども、特にトカマク等において、トロイダル磁場の方向に対して垂直な向きにプラズマ（電子とイオン）が＜異常拡散＞する。一体何がこの＜異常拡散＞を支配しているのか？ この＜異常輸送＞の原因についてはまだ十分に解明されてはいない。これまで、低 β プラズマに対するHasegawa-Mima方程式で記述されるドリフト波乱流による解析等多くの研究がある。ドリフトモード間のパラメトリック非線形モード結合による対流胞 ($\omega \sim 0$, $kz=0$) 励起 によるモデルがSagdeev、Shukla、Taniuti、Mima、Bekki等によって調べられた。しかしながら、モデルが簡単すぎることもあって、＜輸送機構＞のある側面を捉えているにすぎないといえる。そこで、この＜異常輸送＞を説明するために、テキサス大学のHorton達は、線形段階において電子温度(密度)勾配によって駆動される低ハイブリッドドリフトモード(短波長 ρ_{ei}) が支配的である、乱流モデル(ηe 乱流と呼ぶことにする)を提案した [1]。このモデルは、低 β 非粘性の極限においてHasegawa-Mima型方程式になり、弱3次元のMHD系なので、2次元流体 (Navier-Stokes) 乱流におけるような ‘より大きなスケールの渦への遷移 (エネルギースペクトルにおける逆カスケード)’ が期待される。即ち、線形段階で短波長 (ρ_{ei}) の静電揺動、非線形段階で長波長 (電子の表皮巾程度の大きさ: $\delta = c/\omega_{pe}$) の電磁揺動が支配的になると予想されるモデルである。したがって、非線形性によるそのような逆カスケードは磁場揺動の自由エネルギーの源を説明することが可能である。先ず、このモデル方程式系の非線形発展のシミュレーションを実行して、 ηe 乱流のエネルギースペクトルを調べる。

II. モデル方程式

我々のモデルは3つのスカラー場から成る：揺動静電ポテンシャル $\phi(x,y,z,t)$ 、揺動ベクトルポテンシャルのトロイダル (z) 成分 $A(x,y,z,t)$ 、電子の揺動圧力 $p(x,y,z,t)$ 。空間座標はスラブを採用し、 x は半径方向、 y はポロイダル方向、 z はトロイダル方向を表す。

$$(1 - \Delta)\partial_t \phi = [1 - 2\varepsilon_n + (1 + \eta_e)\Delta]\partial_y \phi + 2\varepsilon_n \partial_y p + \{\phi, \Delta\phi\} + \partial_z J - \beta\{A, J\} + d_c \Delta^2 \phi, \quad (1)$$

$$(\Delta - \beta)\partial_t A = \partial_z(\phi - p) - \beta\{A, \phi\} + \beta\{A, p\} + \beta(1 + \eta_e)\partial_y A - \{\phi, J\} - \eta\Delta A, \quad (2)$$

$$\partial_t p = -[(1 + \eta_e) - 6.66\varepsilon_n]\partial_y \phi - 6.66\varepsilon_n \partial_y p - \{\phi, p\} - \partial_z J + \beta\{A, J\} + \kappa\Delta p + \kappa_z \partial_z^2 p. \quad (3)$$

ここで、主要な非線形項は、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 対流微分と磁力線の湾曲の摂動部分を表す項とからなり、ポアソンブラケット演算子 $\{f(x, y, z), g(x, y, z)\} = \mathbf{z} \cdot \nabla f \times \nabla g$ で定義され、 f と g は微分可能な任意の関数である。また、 $\Delta = \partial_x^2 + \partial_y^2$, $J = \Delta A$, $\beta = 4\pi p_0 / B_0^2$ を使った。全エネルギー E は3つの成分からなる：

$$E_1 = \frac{1}{2} \langle \phi^2 + (\nabla \phi)^2 \rangle, E_2 = \frac{1}{2} \langle J^2 + \beta(\nabla A)^2 \rangle, E_3 = \frac{1}{2} \langle p^2 \rangle, \quad (4)$$

$$E = E_1 + E_2 + \frac{3}{5}E_3. \quad (5)$$

ただし、記号 $\langle \rangle$ は3次元シミュレーション箱における空間平均を表す。

III. 数値計算

我々はこの乱流を記述する非線型発展方程式 (1) - (3) を、周期的境界条件のもとに初期値問題として数値的に解く。Patterson&Orszag(1971)のスペクトル法を $x - y$ 平面に適用し、 z 方向は中心差分法、時間発展は4次のルンゲ・クッタ法を使った。代表的なパラメータは、非線型発展方程式 (1) - (3) が線形不安定になるような値を選んだ：

$T_e = T_i$, $\varepsilon_n = 0.1$, $\beta = 0.005$, $d_c = 0.1$, $\kappa = \kappa_z = 0.1$, $\eta = 0.05$ を固定するとき、 $\eta_e \equiv L_n / L_T \geq 1$ で線形不安定になる。磁気シアーは無視する。シミュレーション箱は、メッシュが (128, 128, 8) から成る。

IV. 結論

我々は、3次元MHDシミュレーションを実行し、この乱流モデルの特徴を調べ、以下のような結果を得た。(1)線形不安定な短波長モードが線形成長率に従って成長する。(2)有限振幅効果が無視できない段階(非線形段階)において、非線形モード間結合によって振幅の飽和が起こる。(3)このとき、短波長モードから長波長モード(電子の表皮巾程度の大きさ： c / ω_{pe})へのエネルギースペクトルに関する逆カスケードが観察される [Fig. 1]。この表皮巾の大きさは磁場揺動の代表的スケール長、即ち Ohkawaスケーリングに対応す

る [2]。(4)典型的なパラメーターに対して、飽和レベルの大きさは混合波長理論(MLF)で説明可能である。(5)殆ど定常と見なせる飽和している乱流状態において、全エネルギーの波数スペクトルの分布は、非圧縮3次元ナビエ・ストークス乱流の示すコルモゴロフ型 [3] とは異なり、 $E(k) \approx k^{-2}$ を示す [Fig. 2]。

参考文献

- [1] W. Horton, B.G. Hong, T. Tajima and N. Bekki : Comments on Plasma Physics and Controlled Fusion:Part E, Vol.13, pp.207-217, 1990.
- [2] T. Ohkawa, Phys. Lett. 67A, 35, 1978.
- [3] R.H. Kraichnan, Phys. Fluids 7, 1385, 1965.

$$E_T(k_y) = \sum_{k_x, k_z} E_T(k_x, k_y, k_z)$$

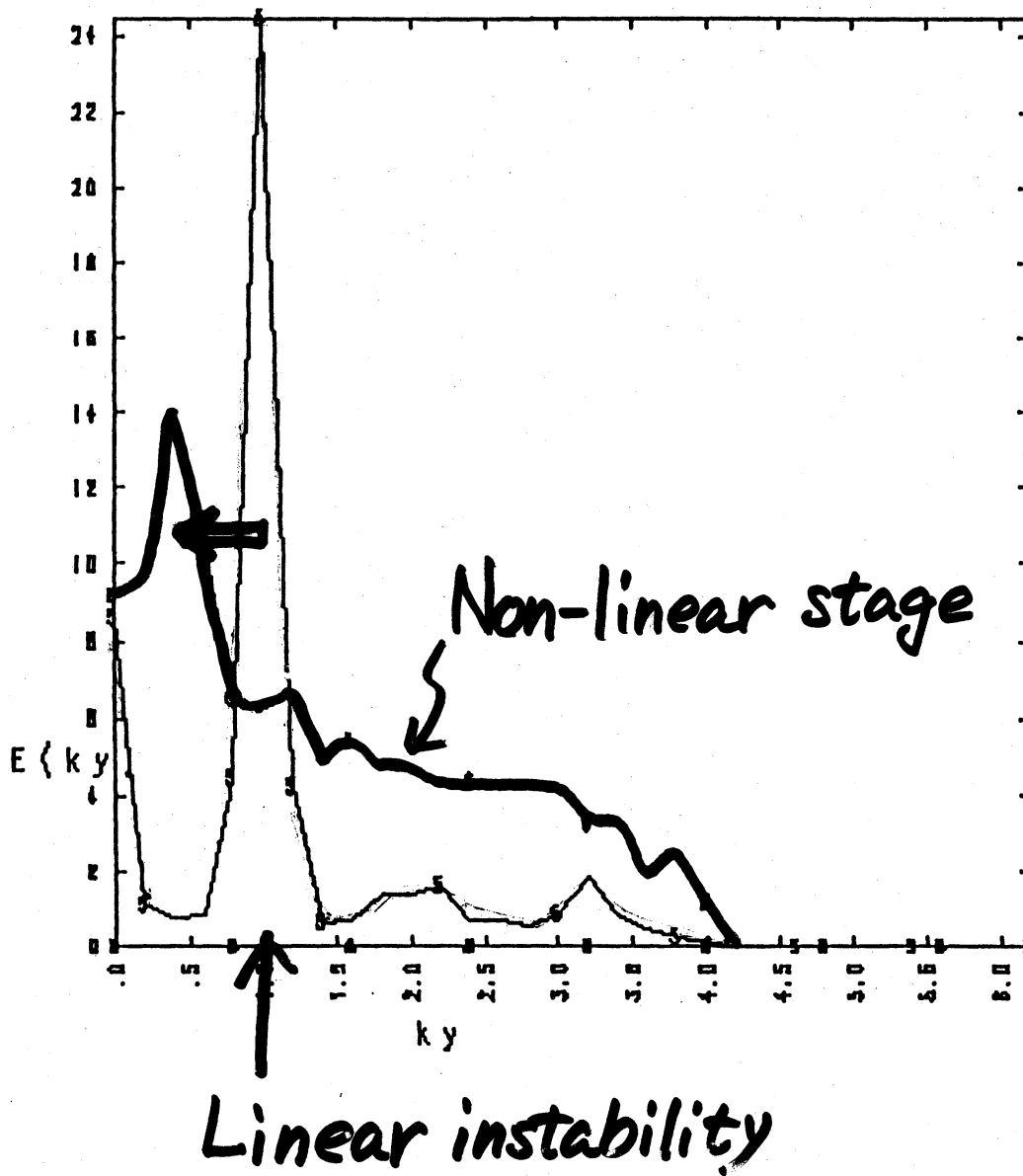


Fig. 1

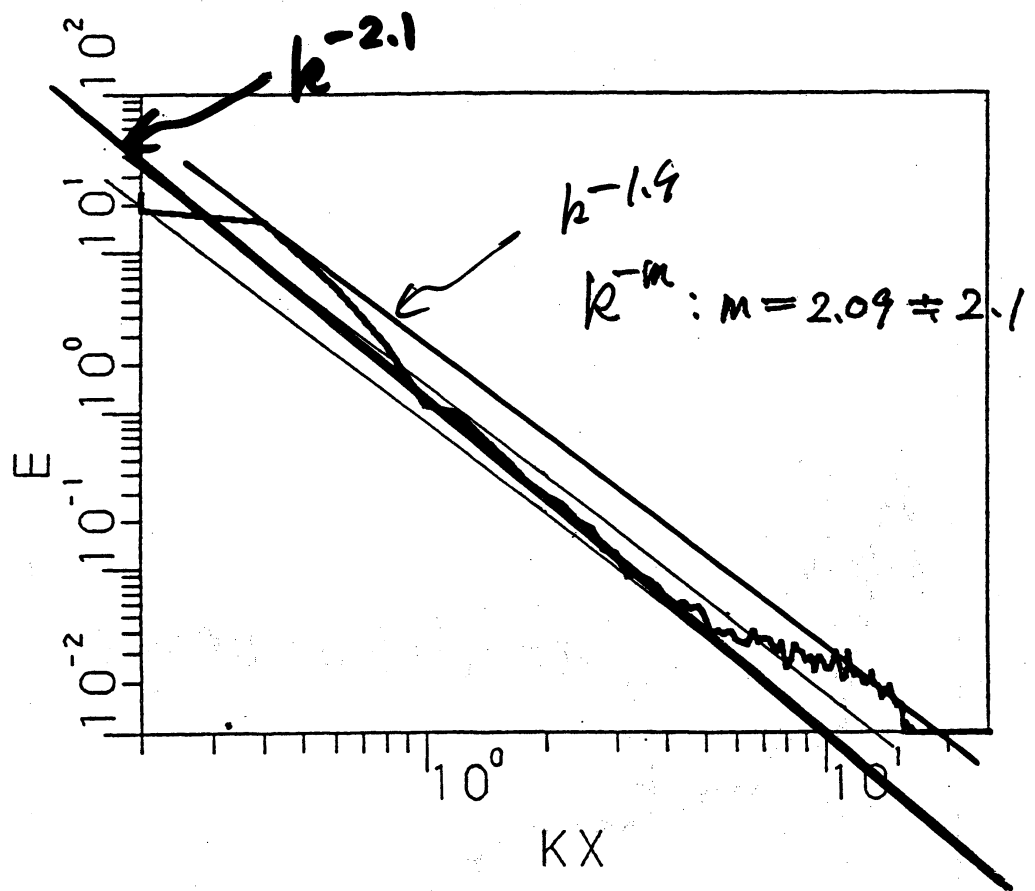


Fig. 2