JT-60Uにおける速い周波数掃引モードの計算機シミュレーション

藤堂　泰（核融合研）

共同研究者：篠原孝司、武智学、石川正男（原研）

2003年７月31日～８月１日
第１回核燃焼プラズマ統合コード研究会
京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻第１演習室

Fast Frequency Sweeping Mode observed in the JT-60U plasma

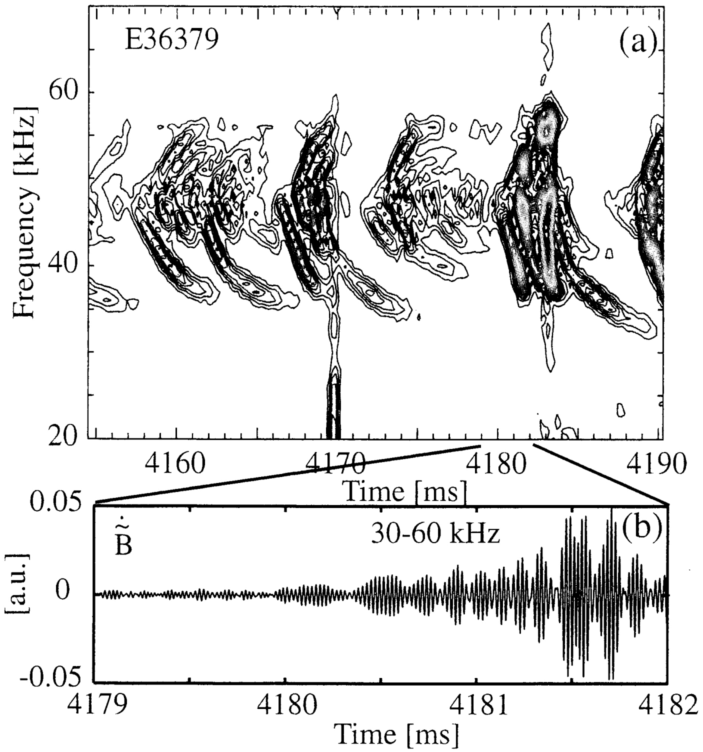
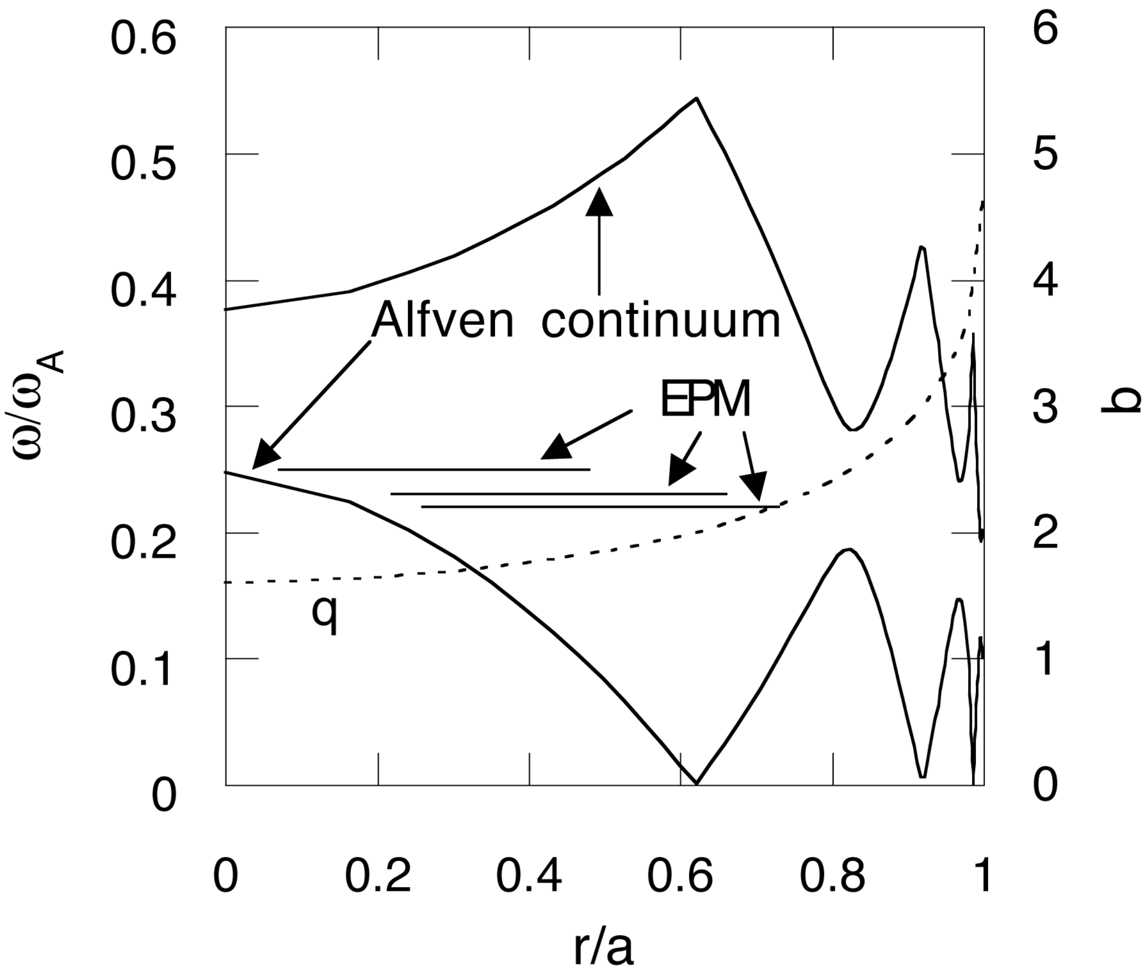


Figure 7. (a) Time traces of the frequency spectrum of magnetic fluctuations during fast FS modes. (b) Time trace of a filtered magnetic probe signal by using a numerical band pass filter with a band frequency of 30–60 kHz.

K. Shinohara et al., Nucl. Fusion 41, 603 (2001).

Frequency sweeping takes place both upwards and downwards by 10-20kHz in 3-5 ms.

q-profile and shear Alfvén continuous spectra



Toroidal mode number n=1

MHD Equations

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) \\
\rho \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{v} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} &= -\nabla p + \tfrac{1}{\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \\
\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E} \\
\frac{\partial p}{\partial t} &= -\nabla \cdot (p \mathbf{v}) - (\gamma - 1) p \nabla \cdot \mathbf{v} \\
\mathbf{E} &= -\mathbf{v} \times \mathbf{B}
\end{aligned}
$$

Effects of Fast Ions to MHD

$$
\begin{aligned}
\rho\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{v} + \rho\mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v} &= (\frac{1}{\mu_0}\nabla\times\mathbf{B} \underline{- \mathbf{j}'_\alpha})\times\mathbf{B} - \nabla p \\
\mathbf{j}'_\alpha &\equiv \int(\mathbf{v}^*_{||} + \mathbf{v}_B f d^3v) + \nabla\times\mathbf{M} \\
&= \mathbf{j}_{\alpha||} + \frac{1}{B}(P_{\alpha||}\nabla\times\mathbf{b} - P_{\alpha\perp}\nabla\ln B\times\mathbf{b}) + \nabla\times(\frac{P_{\alpha\perp}}{B}\mathbf{b})
\end{aligned}
$$

[Todo and Sato, Phys. Plasmas **5**, 1321 (1998)]

$$
\rho\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{v} + \rho\mathbf{v}\cdot\nabla\mathbf{v} = \frac{1}{\mu_0}(\nabla\times\mathbf{B})\times\mathbf{B} - \nabla P_\alpha - \nabla p
$$

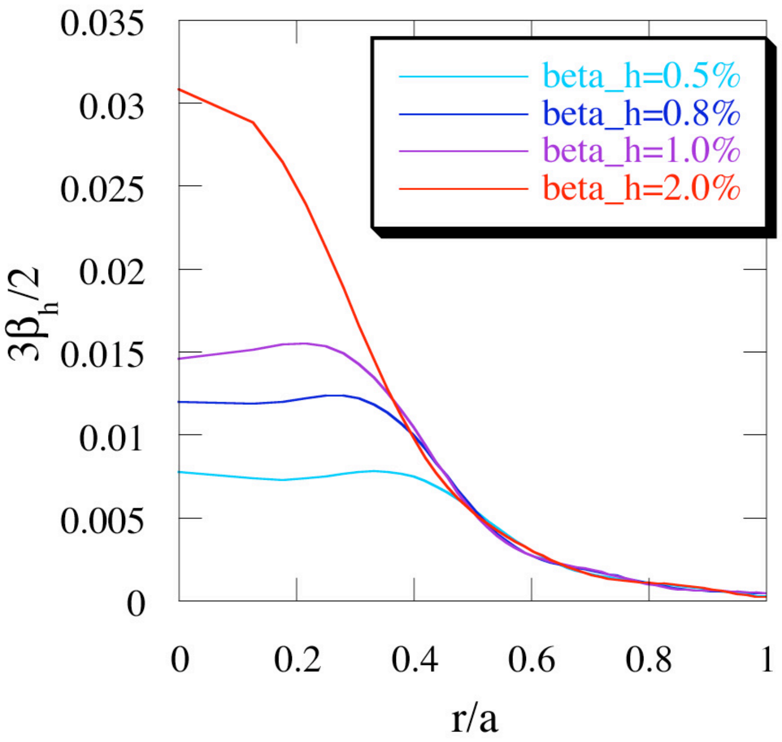
(For isotropic fast ion distribution)

高速イオン分布の時間発展は、□f粒子シミュレーション手法を用いて追跡する。

Initial condition

1. $R_0 = 3.4$ m, $a = 1.0$ m
2. $B = 1.2$ T
3. DD plasma
4. $n_e = 1.6\ 10^{19}\ m^{-3}$
5. Alfven velocity $4.6\ 10^{6}$ m/s
6. Injection velocity energy $5.75\ 10^{6}$ m/s
7. Injection energy 346 keV

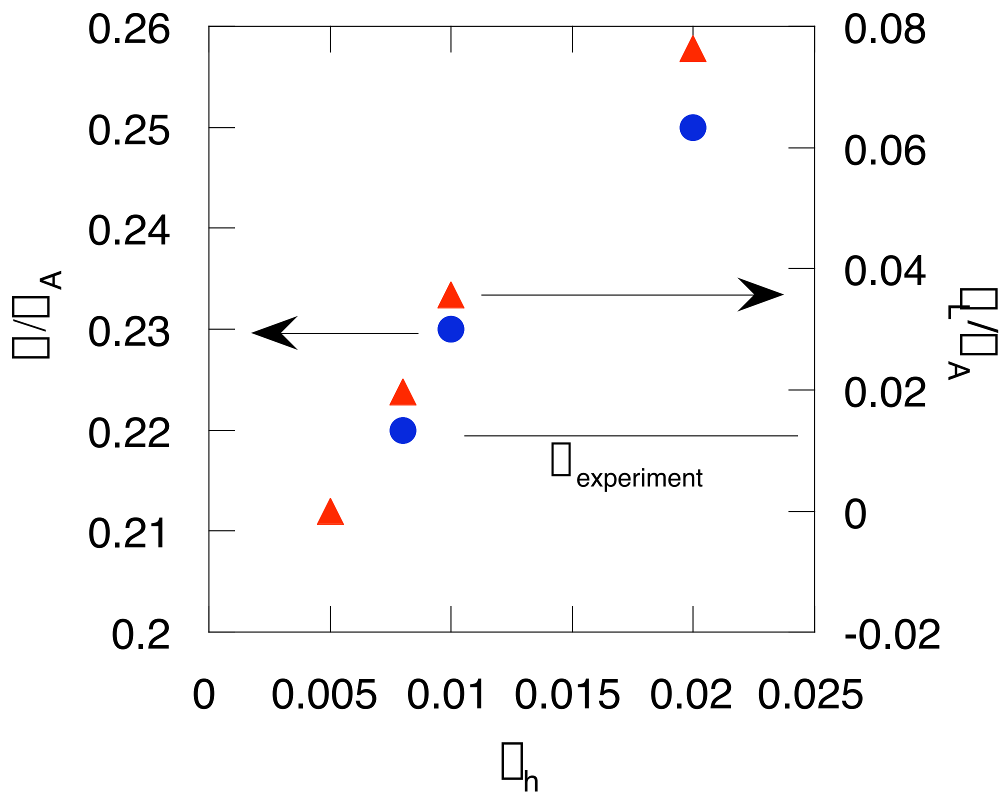
高速イオン圧力分布依存性を調べる



Beta_h=2%の分布はOFMCによる計算結果に基づく。

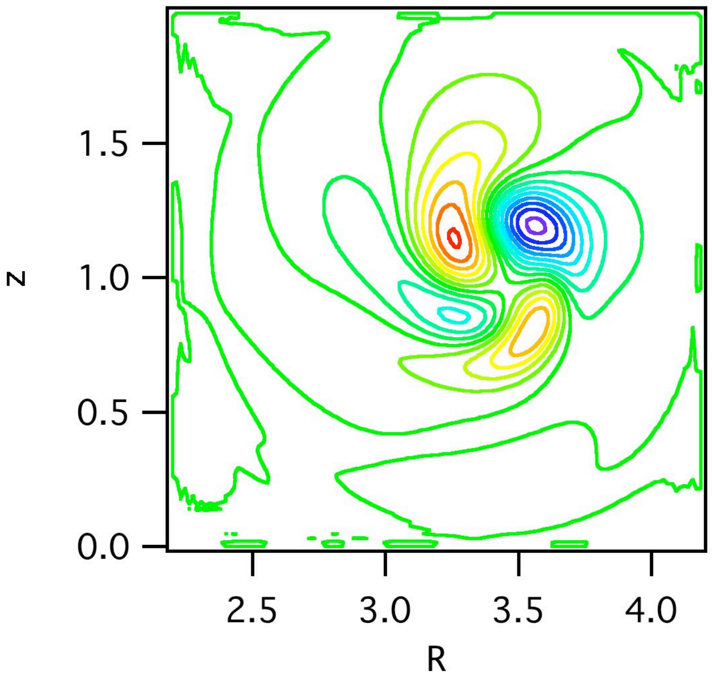
アルヴェンモードによる高速イオン分布変化を想定して、中心部分の高速イオン圧力を下げた場合を合わせて調べる。

周波数と成長率が高速イオン圧力分布に依存

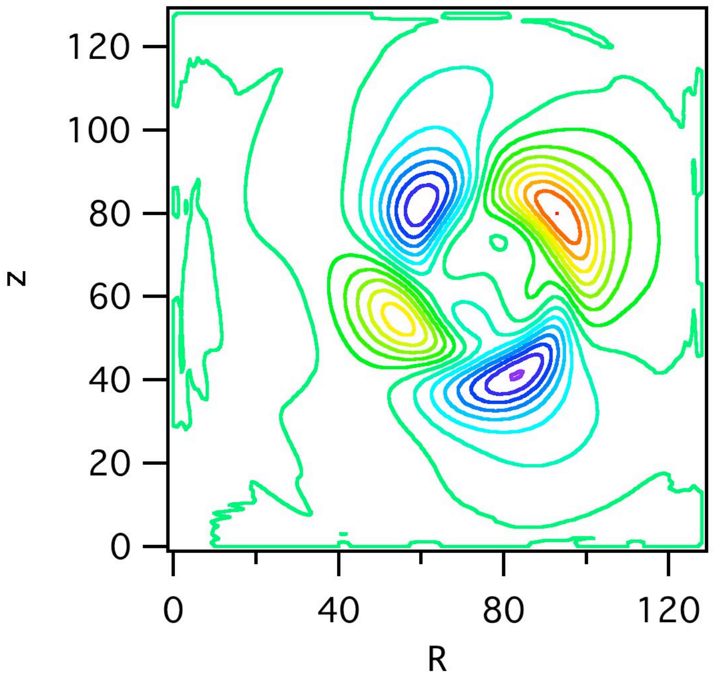


周波数と成長率がbeta_hに依存する。

モード空間分布も高速イオン圧力分布に依存



beta_h=2%

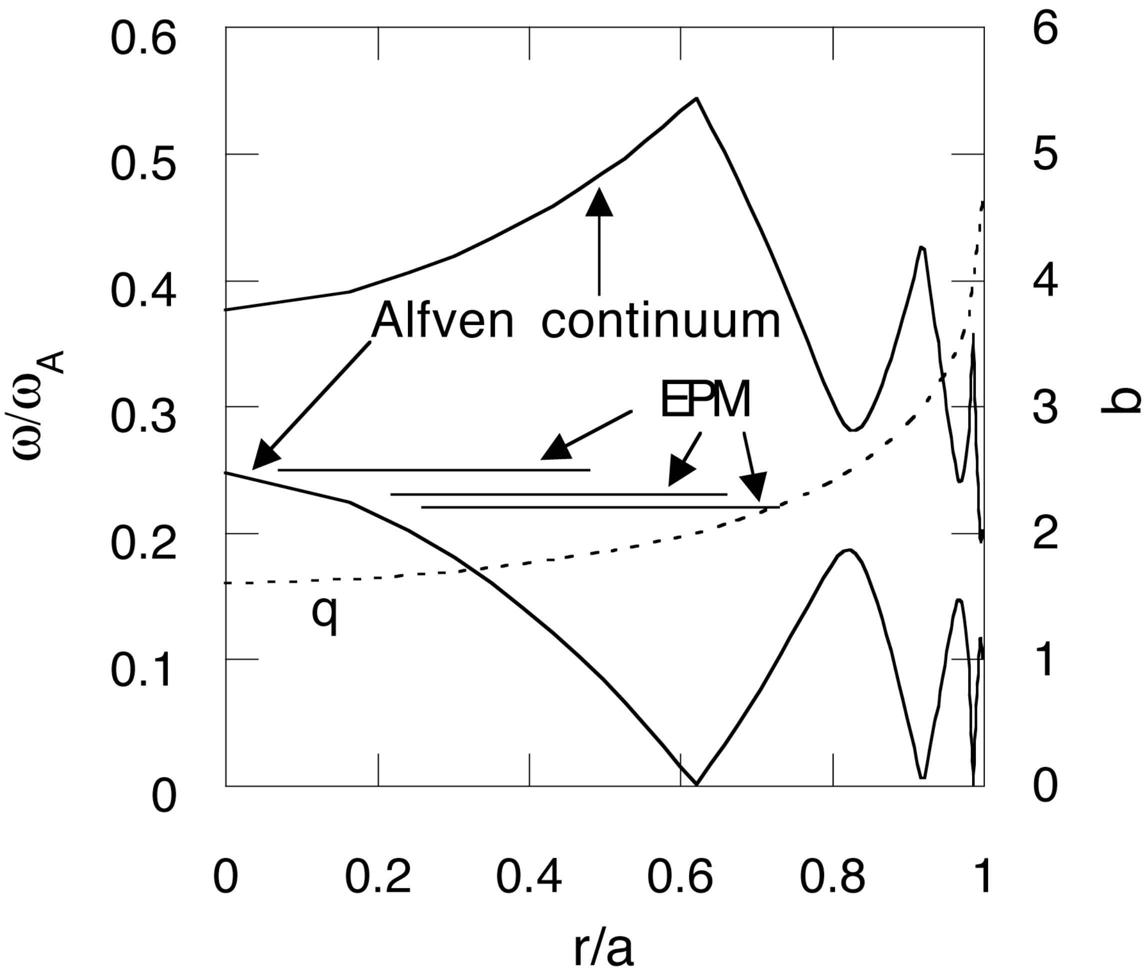


beta_h=1%

モード空間分布もbeta_hに依存する。高速イオン圧力勾配の大きいところに局在している。

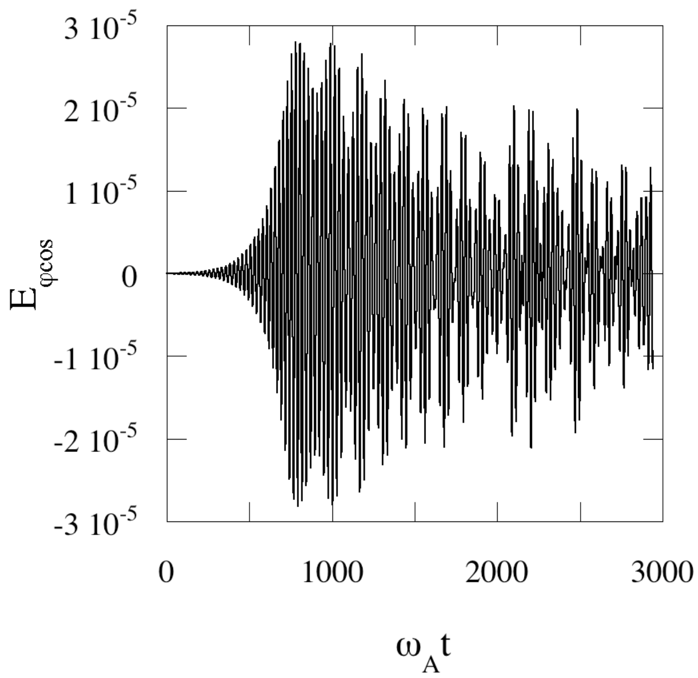
------> Energetic Particle mode (EPM)

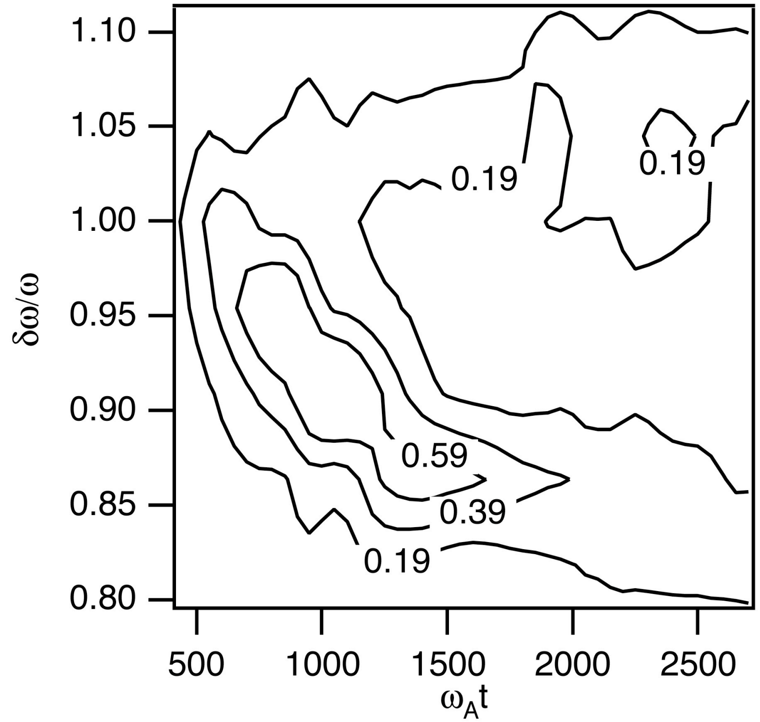
q-profile and shear Alfvén continuous spectra



Toroidal mode number n=1

EPMの時間発展 (beta_h=2%の分布を1/5にした場合)





3000アルヴェン時間(=2.4ms)に周波数が上側に4kHz、下側に9kHz変化した。

まとめ（１）

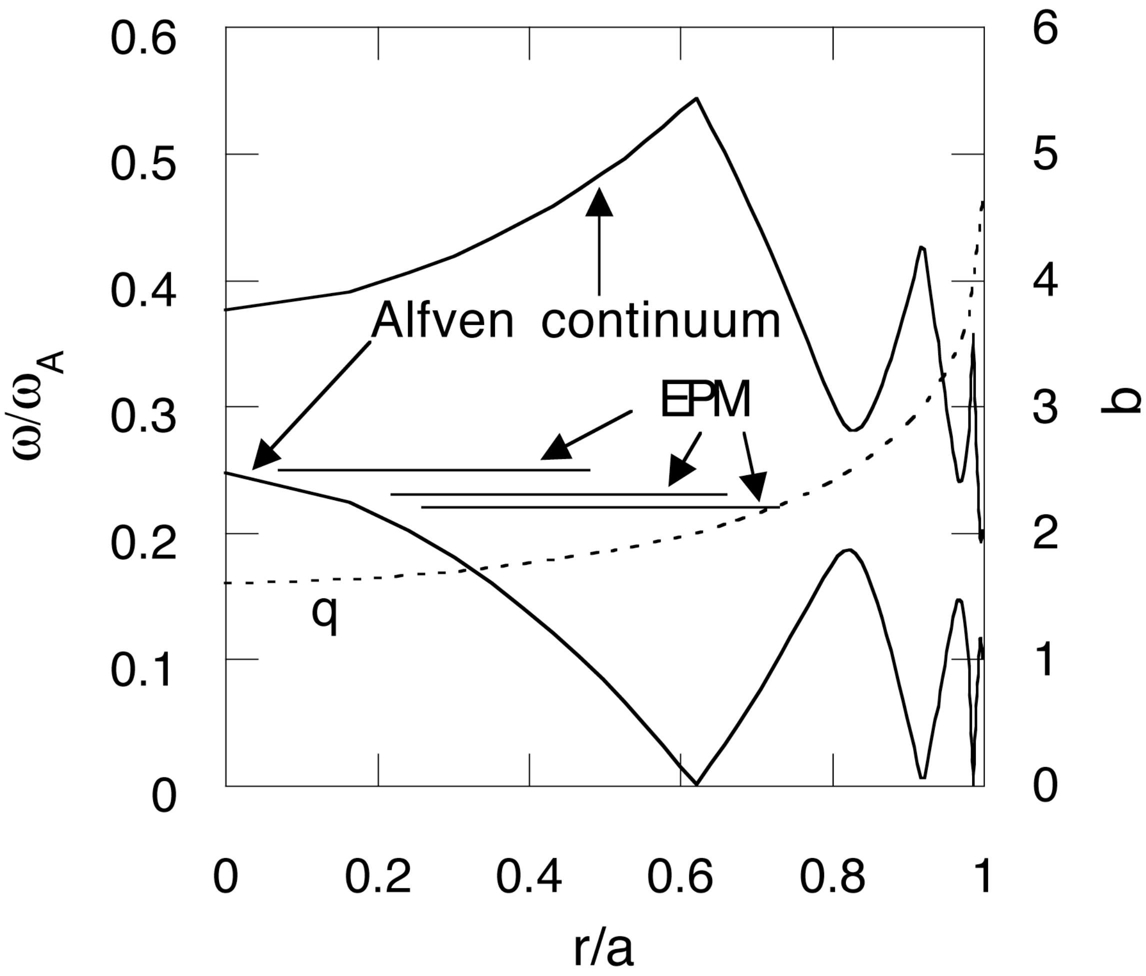
１． Fast Frequency Sweeping (FFS) mode の中心周波数とほぼ等しい周波数をもつEnergetic Particle mode (EPM)を見いだした。

２． EPMの周波数と空間分布は高速イオン分布に強く依存する。

３． EPMの時間発展を計算し、FFSモードと同程度の周波数変化が起こることを明らかにした。

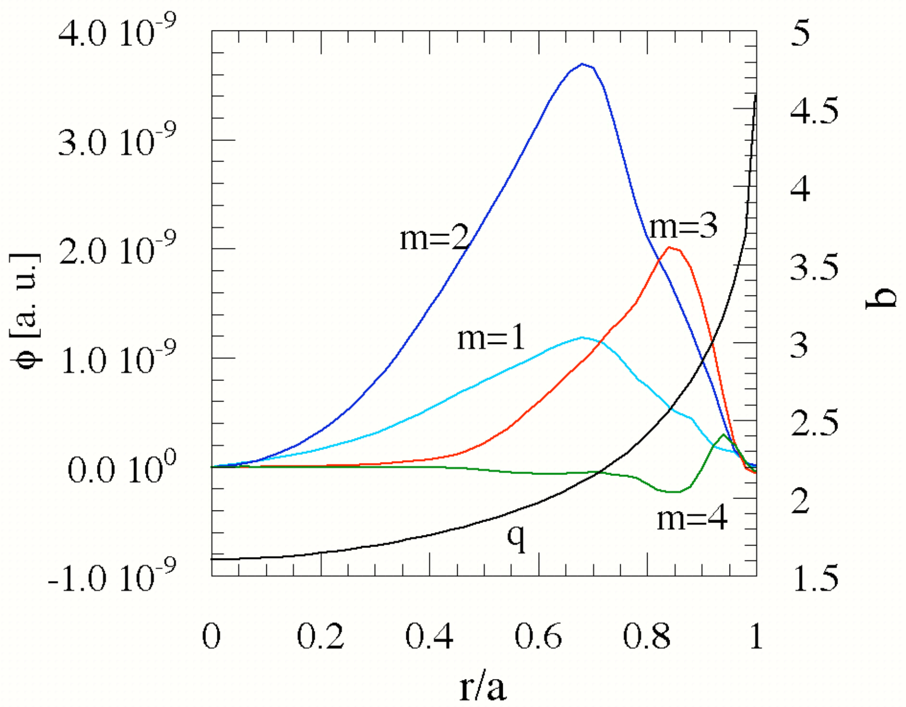
４． 高速イオン初期分布が異なる場合の計算を実行中。

q-profile and shear Alfvén continuous spectra



Toroidal mode number n=1

A toroidal Alfven eigenmode is found with Fokker-Planck-MHD [Todo et al. Nucl. Fusion 41, 1153 (2001)]



Mode number m=2,3/n=1

Frequency 51kHz

(Central frequency in the experiment: ~50kHz)

摂動論的シミュレーション

1. 固有モードを求める：
   運動論的MHDシミュレーション
   （TAEの非線形計算を行った結果、成長期にはモード構造は一定であった。[Y. Todo et al., Nucl. Fusion **41**, 1153 (2001)]ーー＞摂動論的シミュレーション）

2. 摂動論的シミュレーション：モード空間分布・周波数をあらかじめ与え、モードの振幅・位相と高速イオンの運動を自己無撞着に追跡する。

<u>より現実的なパラメータを用いた長時間（約１０倍）の追跡が可能！</u>

Equations of motion

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = V\xi\mathbf{b} + \mathbf{V}_E + \frac{m_f V^2(1+\xi^2)}{2q_f B_0 R_0}\hat{z},$$

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V(1+\xi^2)}{2B_0 R_0}E_z - \nu\left(V + \frac{V_c^3}{V^2}\right),$$

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{(\xi - \xi^3)}{2B_0 R_0}E_z + \frac{V(1-\xi^2)}{2R}b_R,$$

$$\xi_{new} = \xi_{old}(1 - 2\nu_d \Delta t) \pm [(1-\xi_{old}^2)2\nu_d \Delta t]^{1/2}$$

[A. H. Boozer and G. Kuo-Petravic, Phys. Fluids **24**, 851 (1981).]

Electromagnetic Field

$$\phi_s(R,\zeta,z) = X\sum_m \phi_m(r)\sin(n\zeta + m\theta - \omega t),$$

$$\phi_c(R,\zeta,z) = Y\sum_m \phi_m(r)\cos(n\zeta + m\theta - \omega t),$$

$$\phi = \phi_s + \phi_c,$$

$$A_{\parallel s}(R,\zeta,z) = X\sum_m a_{\parallel m}(r)\sin(n\zeta + m\theta - \omega t),$$

$$A_{\parallel c}(R,\zeta,z) = Y\sum_m a_{\parallel m}(r)\cos(n\zeta + m\theta - \omega t),$$

$$A_\parallel = A_{\parallel s} + A_{\parallel c},$$

$$a_{\parallel m} = \phi_m(n - m/q)/\omega R_0$$

$$\mathbf{E}_{s(c)} = -\nabla_\perp \phi_{s(c)},$$

$$\mathbf{B}_{s(c)} = \nabla_\perp \times (A_{\parallel s(c)}\mathbf{b})$$

Time Evolution of the Mode

$$\frac{dX}{dt} = \left[-\left\langle \mathbf{j}_f \cdot \mathbf{E}_s \right\rangle \big/ 2W_s - \gamma_d \right] X,$$

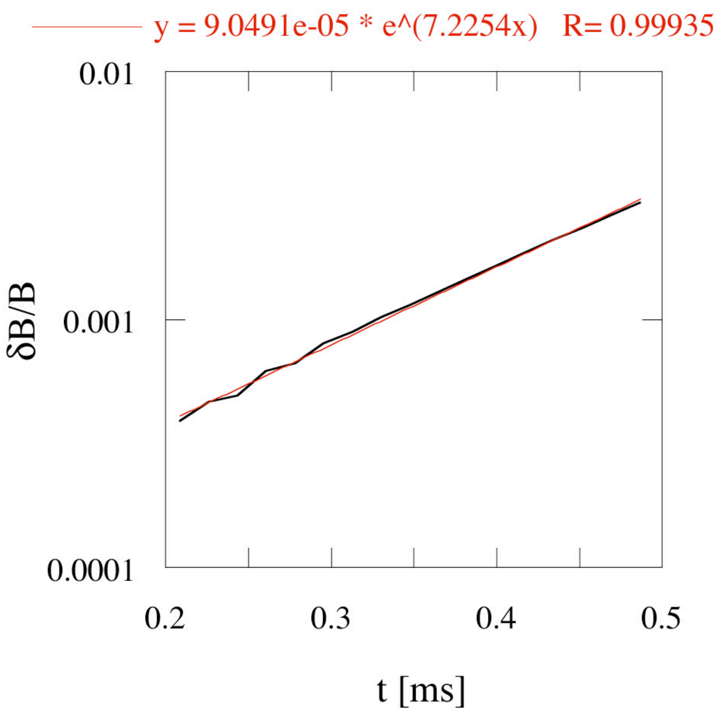
$$\frac{dY}{dt} = \left[-\left\langle \mathbf{j}_f \cdot \mathbf{E}_c \right\rangle \big/ 2W_c - \gamma_d \right] Y,$$

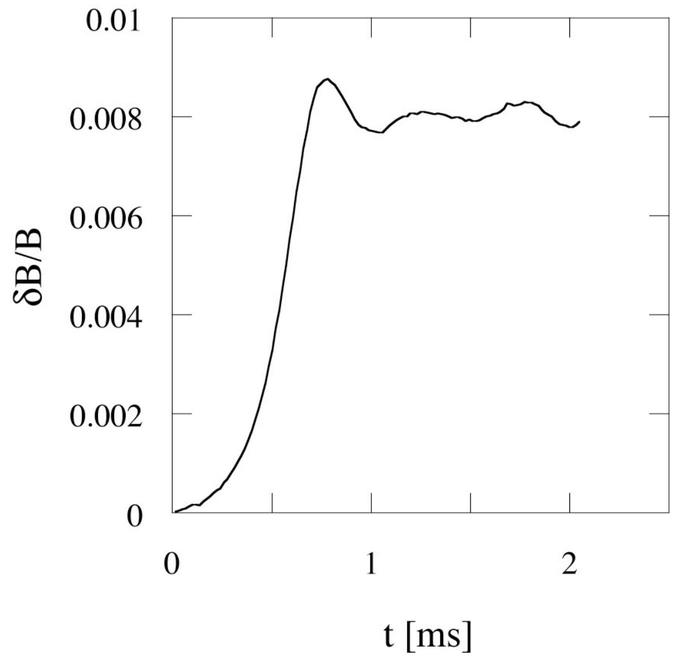
$$\mathbf{j}_f = \sum_i w_i \frac{m_f V_i^2 (1 + \lambda_i^2)}{2 B_0 R_0} \hat{z}$$

$$W_{s(c)} = \left\langle \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}_{s(c)}^2 + \frac{1}{2\mu_0 V_A^2} \mathbf{E}_{s(c)}^2 \right\rangle$$

Similar to H.L.Berk, B.N.Breizman, and M.S.Pekker, Nucl. Fusion **35**, 1713 (1995).

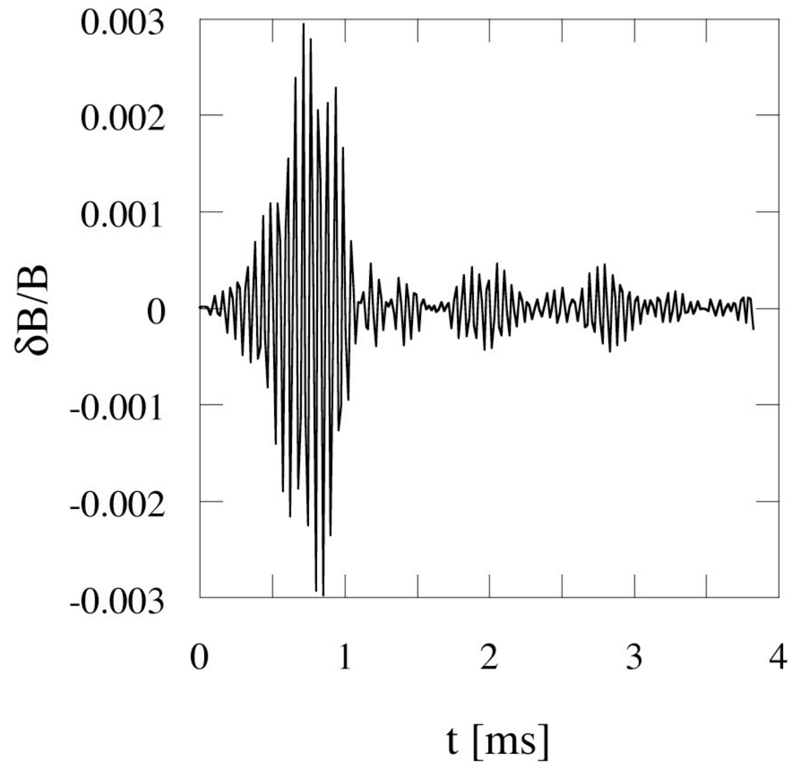
Time evolution with $\square_d=0$





$\square_L=7.2\ 10^3\ s^{-1}$, the amplitude oscillation takes place after the saturation.

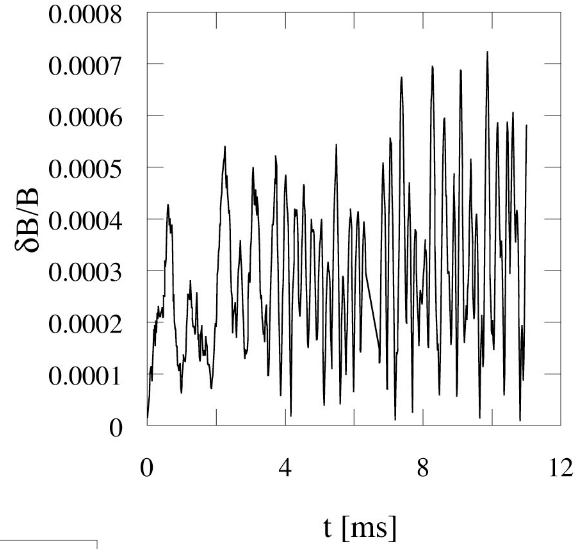
Time evolution with $\square_d$= 2 10^3 s^{-1}

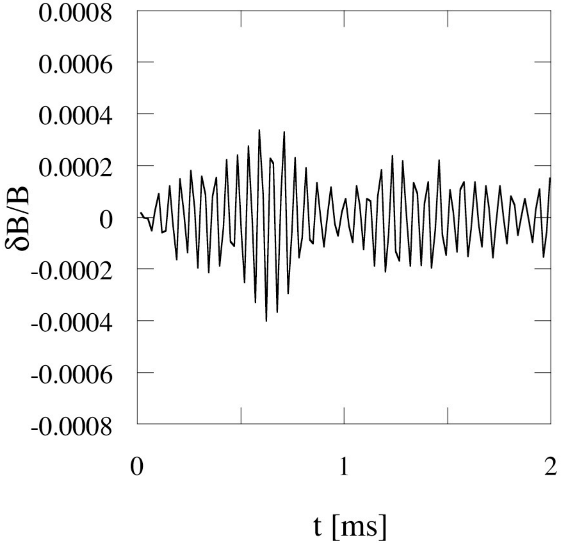


The amplitude grows once and later damps gradually.

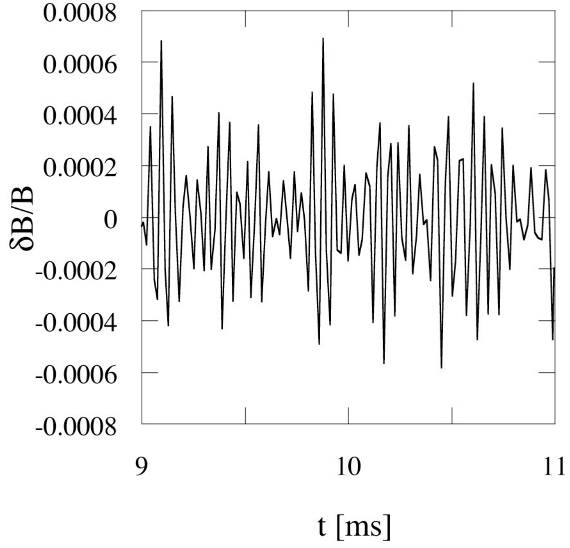
Time evolution with $\square_d = 6 \; 10^3 \; s^{-1}$

Amplitude does not decay.

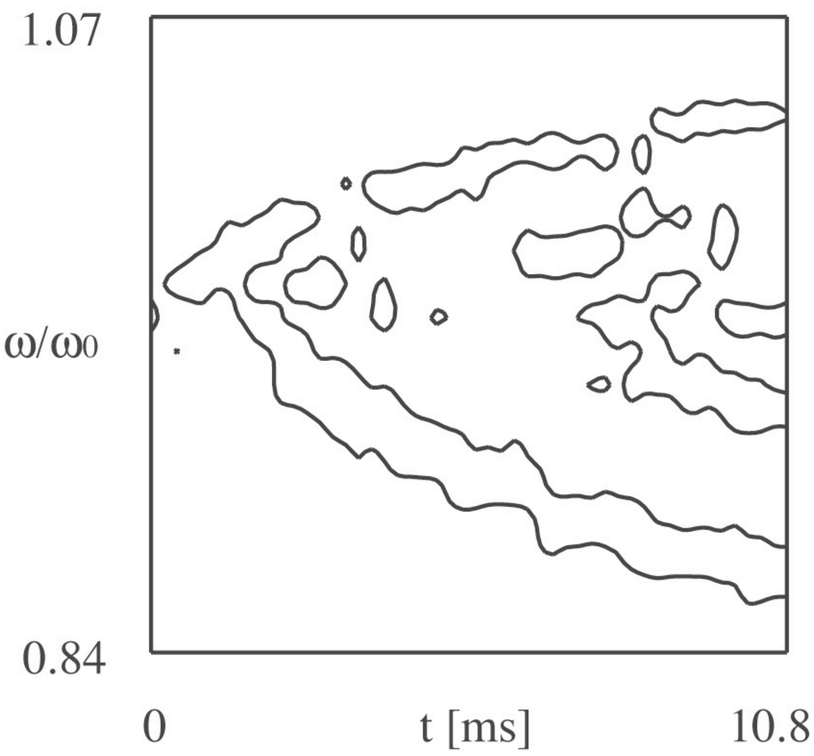




The beat frequency is higher in the later phase.



Frequency evolution with □$_d$= 6 10^3 s^{-1}



Frequency sweeping takes place by 4kHz in 5ms.

まとめ（２）

１．線形成長率と減衰率が近い場合に、TAEの周波数掃引が起こった。その変化（分離）率はEPMの約1/4であり、EPMの方が実験に近い。

２．EPMの方がTAEよりも成長率が大きく、周波数変化（分離）率も大きい。これは、Berk and Breizmanがbump in tail instabilityについて発見した現象と矛盾しない。

まとめ（３）

１．TAEは摂動論的シミュレーションが適用可能であり、比較的高速に計算できる。

２．一方、EPMの空間分布と周波数は高速イオン分布に依存するため、非摂動論的な計算手法が必要であり、より長い計算時間を要する。