

衝突性ドリフト波乱流によるテアリングモード の非線形励起

矢木雅敏¹、吉田茂樹²、伊藤早苗¹、安積正史³

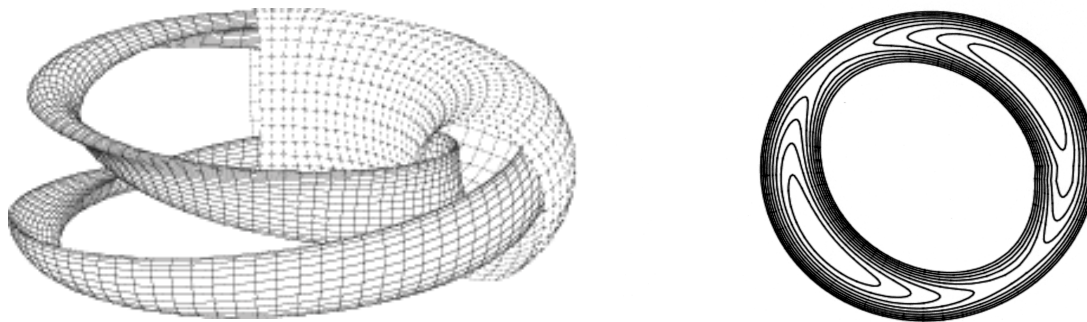
¹九州大学応用力学研究所

²九州大学総合理工学府先端エネルギー理工学専攻

³日本原子力研究所那珂研究所

緒言

- 高温・高 β トカマクプラズマにおいて、新古典テアリングモード (NTM) と呼ばれる磁気島が観測されており、その形状や大きさによっては閉じ込め悪化の原因となる。
- 高効率のトカマクプラズマ実現のため、NTMの予測・制御理論の確立が不可欠である。
- 理論的なNTMの発生機構や物理的な解析はまだ不十分



トカマクにおけるNTMの三次元および二次元構造概略図

緒言 II

- これまでのNTMの解析には電子の新古典粘性効果のみを考慮に入れた3場モデルが用いられてきた。
- 本研究では、3場モデルでは無視されていたイオンの新古典粘性、磁力線方向の圧縮性を考慮に入れた4場モデルを用いてこれらの効果がNTMに与える影響について解析。
- NTMの非線形的な成長の解明は重要な課題であるが、その前に線形成長領域における解析を行う。

4field reduced MHD equation

渦方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2_{\perp} F + [F, \nabla^2_{\perp} F] - \alpha_i \nabla_{\perp} \cdot [p, \nabla_{\perp} F] = -\nabla_{\parallel} \nabla^2_{\perp} A + \mu_i^{cl} \nabla^4_{\perp} F - \frac{q}{\varepsilon} \mu_i^{neo} \frac{\partial U_{pi}}{\partial r} - \frac{q}{\varepsilon} \frac{m_e}{m_i} \mu_e^{neo} \frac{\partial U_{pe}}{\partial r} \quad (1)$$

オームの法則

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(1 - \alpha^2 \frac{m_e}{m_i} \nabla^2_{\perp} \right) A = -\nabla_{\parallel} (F - (\alpha_e + \alpha_i) p) + \alpha^2 \frac{m_e}{m_i} [\phi, \nabla^2_{\perp} A] + \eta^{cl} \nabla^2_{\perp} A - 4\mu_e^{cl} \alpha^2 \frac{m_e}{m_i} \nabla^4_{\perp} A + \alpha h_{BS} \frac{m_e}{m_i} \mu_e^{neo} U_{pe} \quad (2)$$

圧力の発展方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} p + [\phi, p] = \hat{\beta} (-\nabla_{\parallel} (v_{\parallel} + \alpha \nabla^2_{\perp} A) + \eta_{\perp}^{cl} \nabla^2_{\perp} p - \alpha \frac{m_e}{m_i} \frac{q}{\varepsilon} \mu_e^{neo} \frac{\partial U_{pe}}{\partial r}) \quad (3)$$

磁力線方向のイオンの運動方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} v_{\parallel} + [\phi, v_{\parallel}] = -\nabla_{\parallel} p + 4\mu_i^{cl} \nabla^2_{\perp} v_{\parallel} - \mu_i^{neo} U_{pi} - \frac{m_e}{m_i} \mu_e^{neo} U_{pe} \quad (4)$$

4field reduced MHD equation II

ここで

$$F = \phi + \alpha_i p,$$

$$U_{pi} = v_{\parallel} + \frac{q}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial r} (\phi + \alpha_i p), \quad U_{pe} = v_{\parallel} + \alpha \nabla^2_{\perp} A + \frac{q}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial r} (\phi - \alpha_e p)$$

$$\alpha = \frac{c}{a\omega_{pi}}, \quad \text{:normalized ion skin depth}$$

$$\alpha_i = \frac{T_i}{T_i + T_e} \alpha, \quad \alpha_e = \frac{T_e}{T_i + T_e} \alpha$$

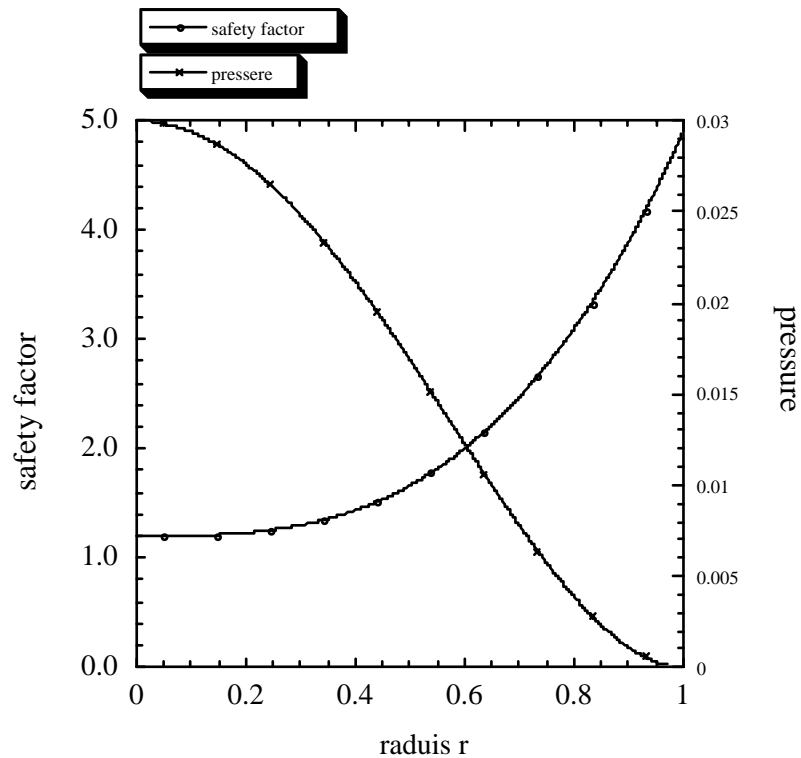
Neoclassical Viscosity

$$\mu_e^{neo} = \frac{2.3\sqrt{\varepsilon}v_e}{(1+1.07v_{e*}^{1/2} + 1.02v_{e*})(1+0.66v_{i*}\varepsilon^{3/2})} \quad (5)$$

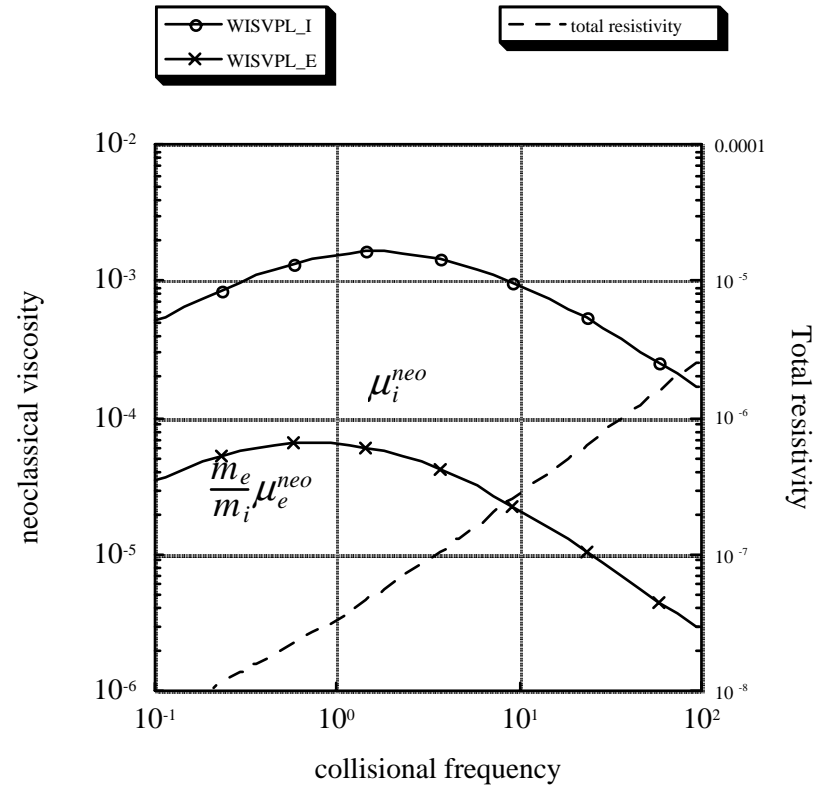
$$\mu_i^{neo} = \frac{0.66\sqrt{\varepsilon}v_i}{(1+1.03v_{i*}^{1/2} + 0.31v_{i*})(1+0.66v_{i*}\varepsilon^{3/2})} \quad (6)$$

初期分布とプラズマパラメータ

初期分布



$$p(r) = \frac{\beta}{\varepsilon} \left(1 - (r/a)^2\right)^2$$

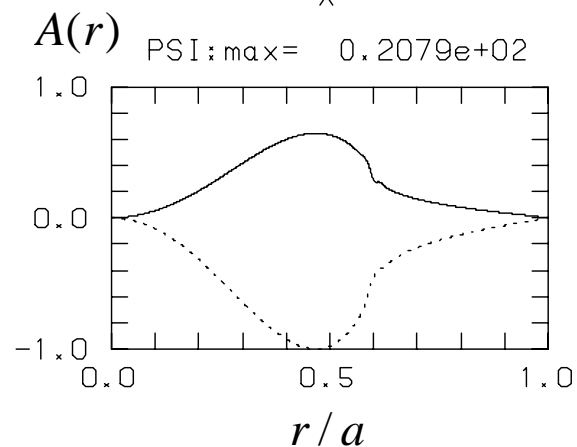
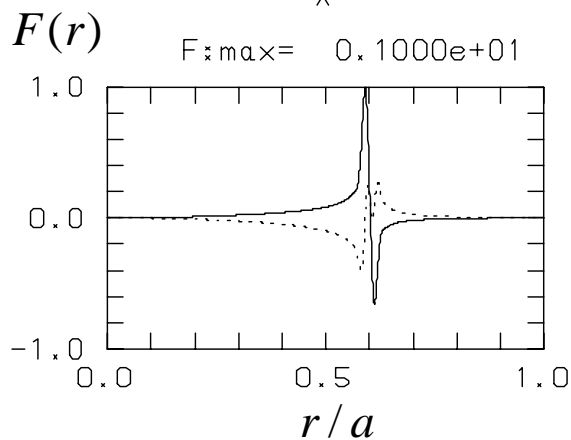
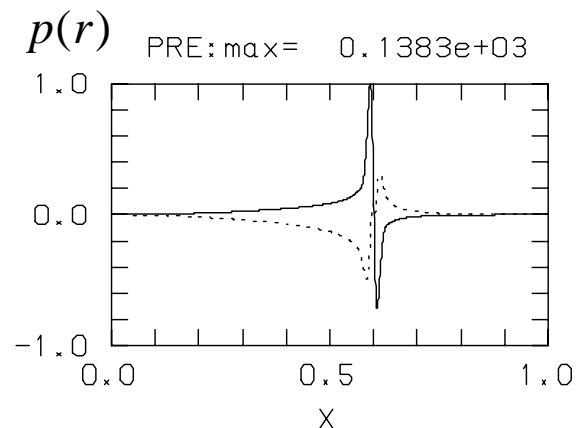
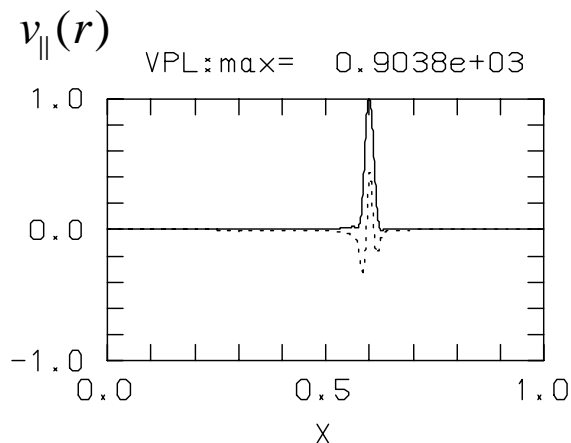


(banana) (plateau) (Pfirsch Schluter)

- 各プラズマパラメータ ($\varepsilon = 1/3, \beta = 0.01, \alpha = 0.01, T_e = T_i, m/n = 2/1$)

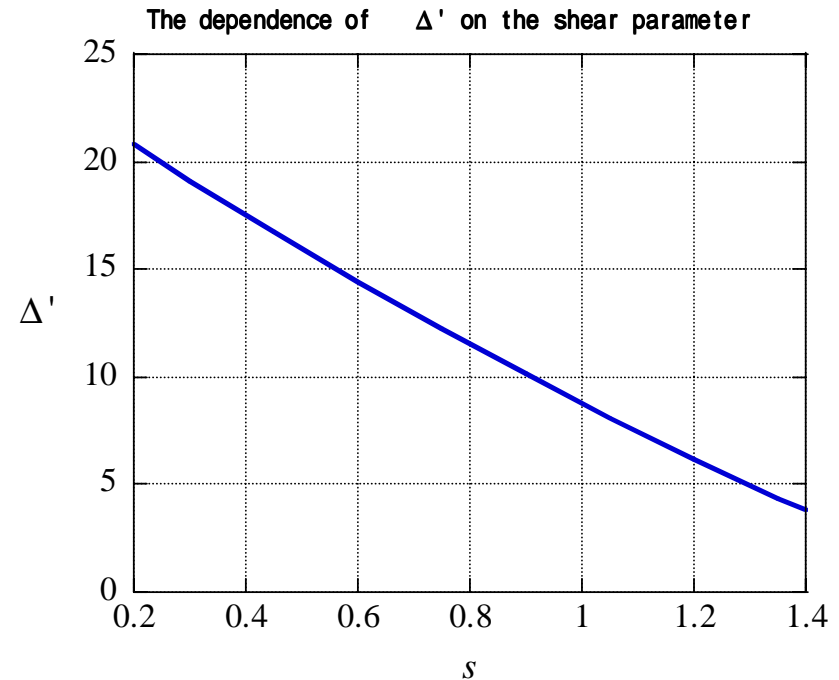
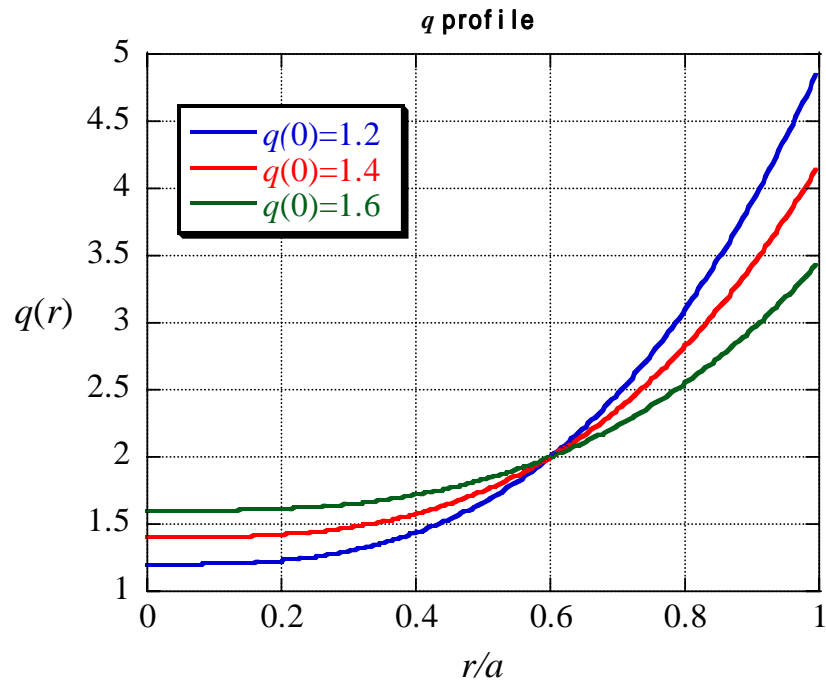
バナナ領域における典型的なモード構造

$$v_e \approx 0.7, q(0) = 1.2$$



平行方向速度 v_{\parallel} が有理面付近で大きな振幅を持つ ($r_s/a=0.6$).

安全係数分布 $q(r)$ 依存性



安全係数分布のモデル

$$q(r) = \frac{q_r - q(0)}{2^b - 1} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s} \right)^a \right]^b + \left(q(0) - \frac{q_r - q(0)}{2^b - 1} \right)$$

($a = 3.0, b = 1.0, r_s = 0.6, q_r = 2.0$)

Δ' : 自由エネルギー
パラメータ

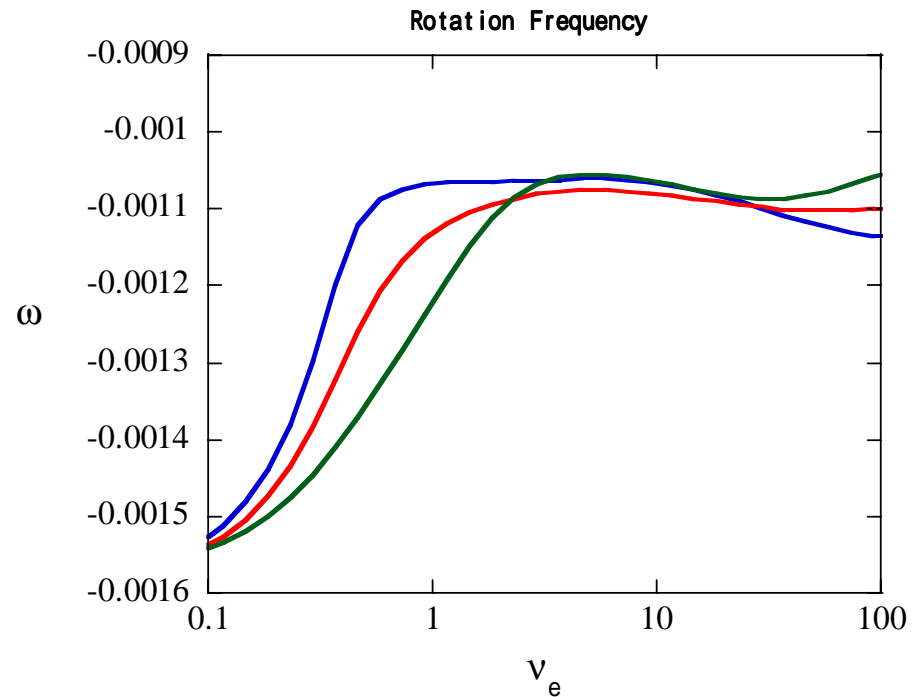
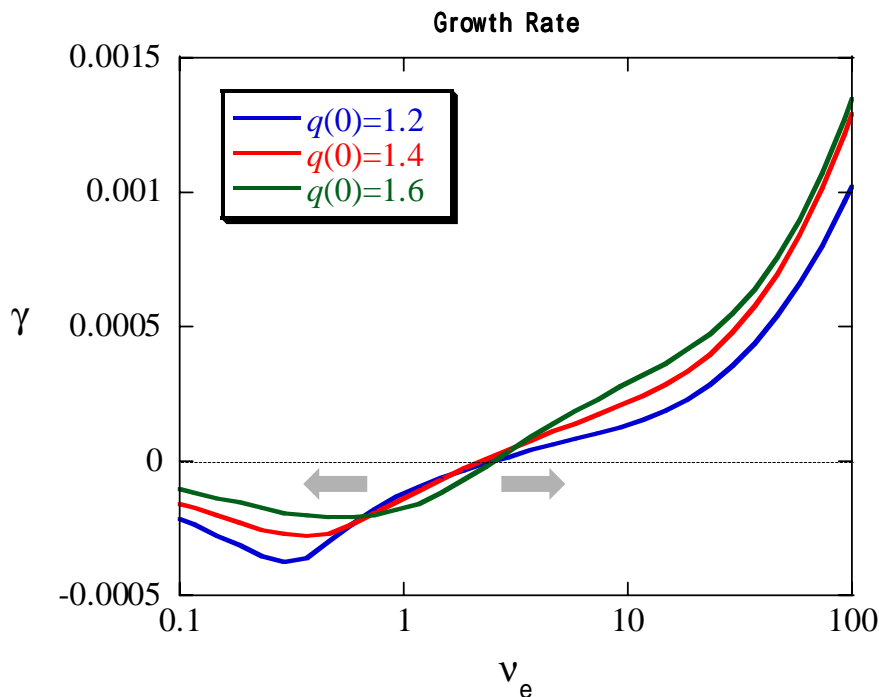
$$\Delta' = \frac{A'(r_s - 0) - A'(r_s + 0)}{A(r_s)}$$

s : 規格化されたシア
パラメータ

$$s = \frac{r_s}{q(r_s)} q'(r_s)$$

安全係数分布 $q(r)$ 依存性 II

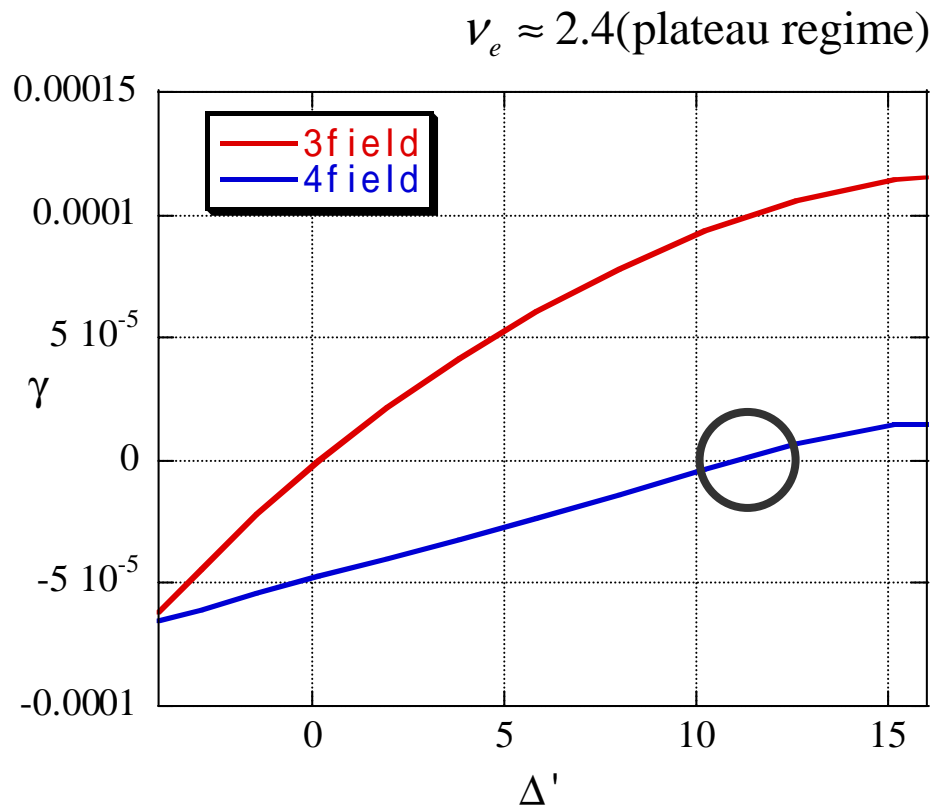
- 安全係数分布を変化させたときのNTMの成長率と回転周波数の衝突周波数依存性



揺動成分: $f(x, t) \rightarrow f_{m,n}(r) \exp[im\theta + in\zeta + (\gamma - i\omega)t]$ ($m/n = 2/1$)

NTMは広範な衝突周波数領域 ($v_e < 0.8, 2.5 < v_e$) において安全係数分布の平坦化により不安定化される傾向にある。

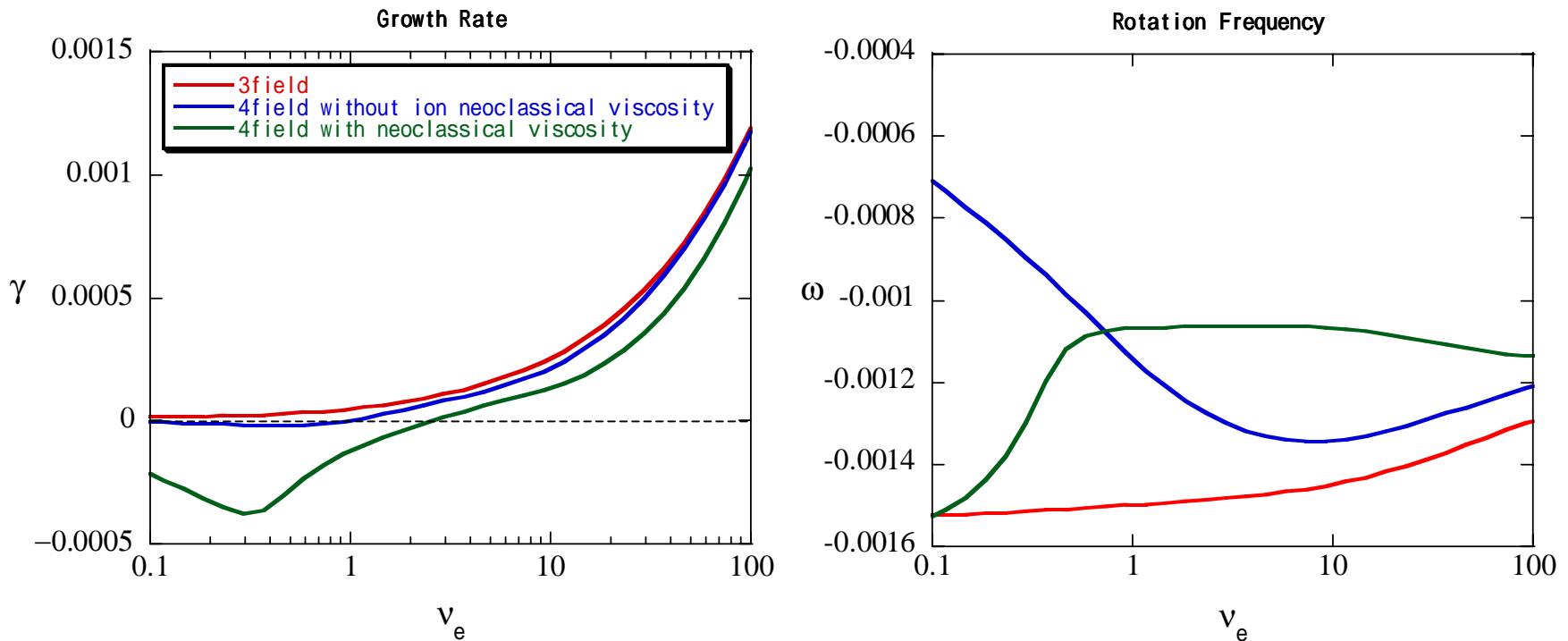
NTM成長率の自由エネルギーパラメータ Δ' 依存性



3場モデルではほぼ原点を通っている一方で、4場モデルでは $\Delta' > \Delta'_c$ のとき不安定となる閾値 Δ'_c (≈ 11.2)が存在する。
(新古典粘性と圧縮性によりNTMは安定化される。)

4場モデルにおける安定化効果

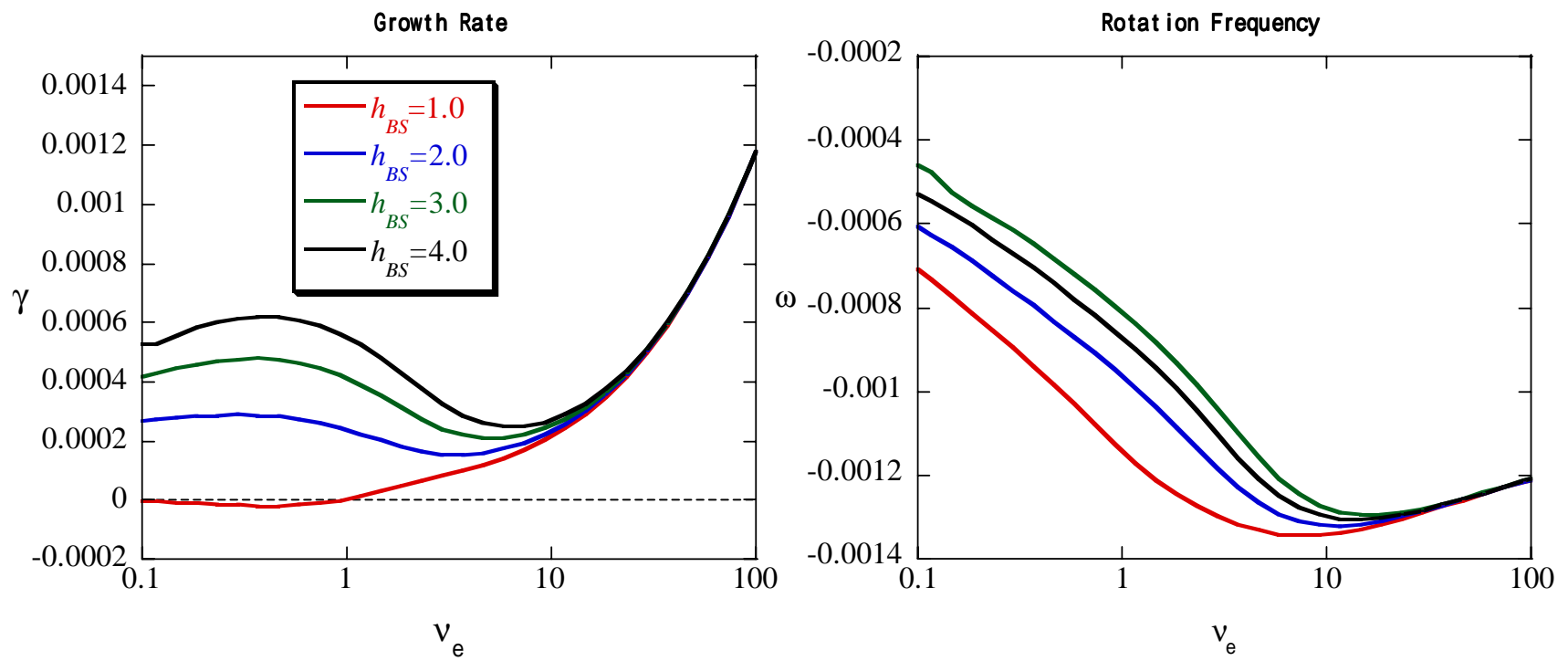
- 3場モデルおよび4場モデルにおけるNTMの成長率と回転周波数の衝突周波数依存性



4場モデルにおけるNTMの安定化効果はイオンの新古典粘性効果が支配的である。

Boot Strap電流効果

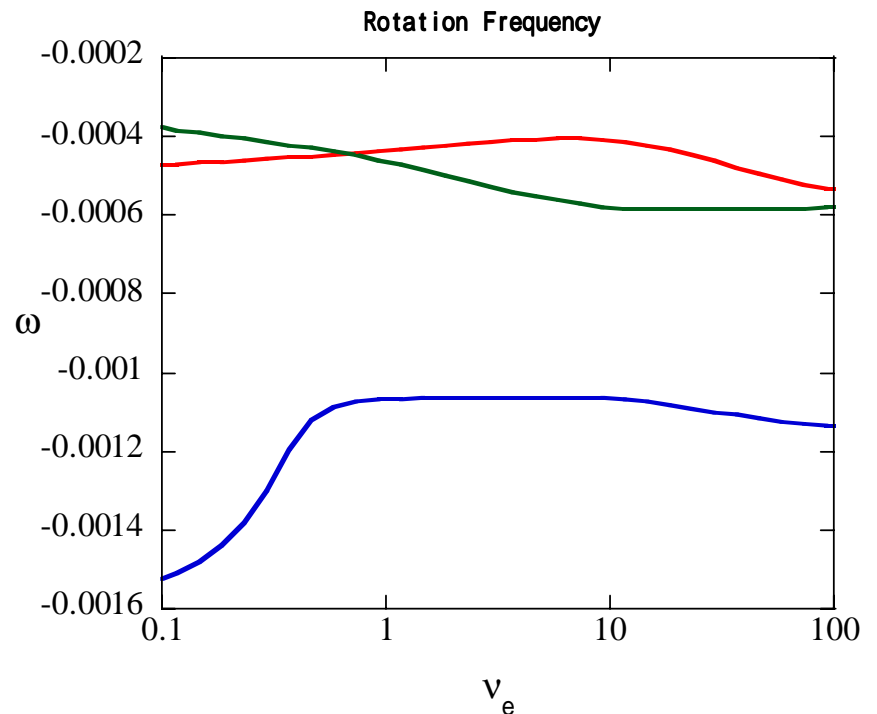
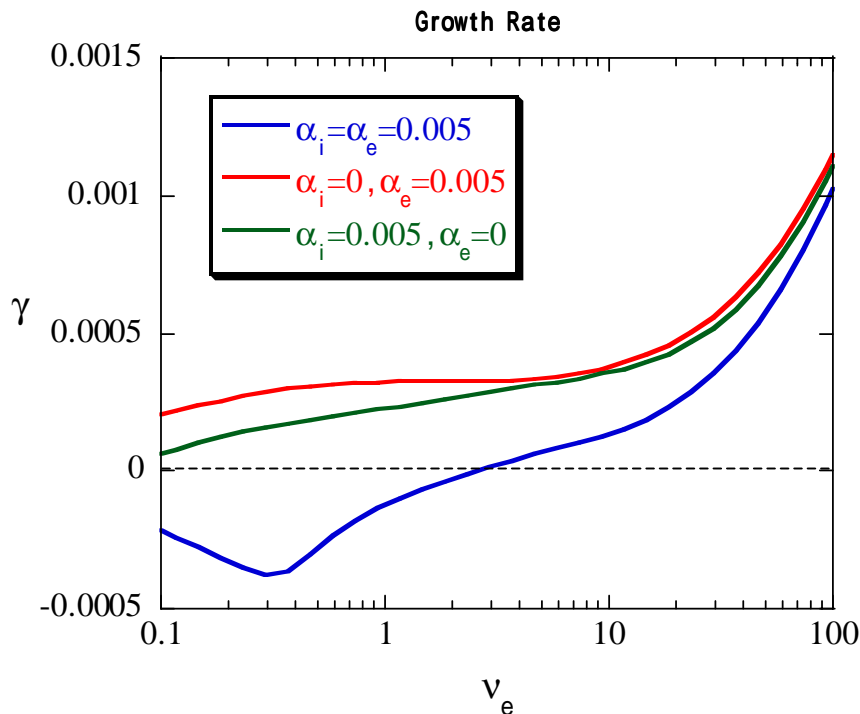
- h_{BS} を変化させた時のNTMの成長率と回転周波数の衝突周波数依存性。 ($\mu_i^{neo}=0$)



衝突周波数の低い領域でBoot Strap電流によりNTMは不安定化される。

反磁性ドリフト効果

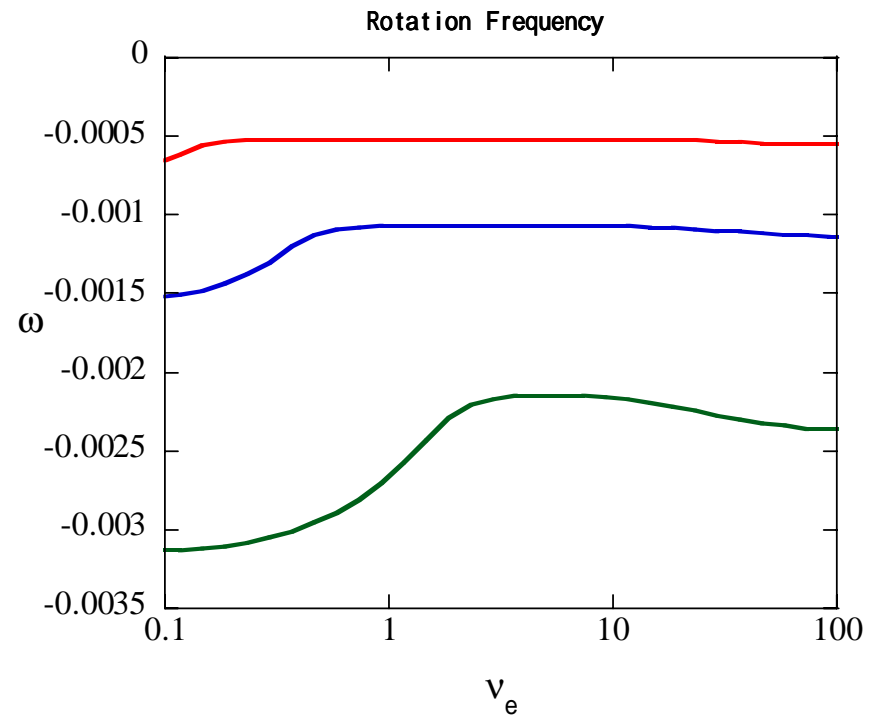
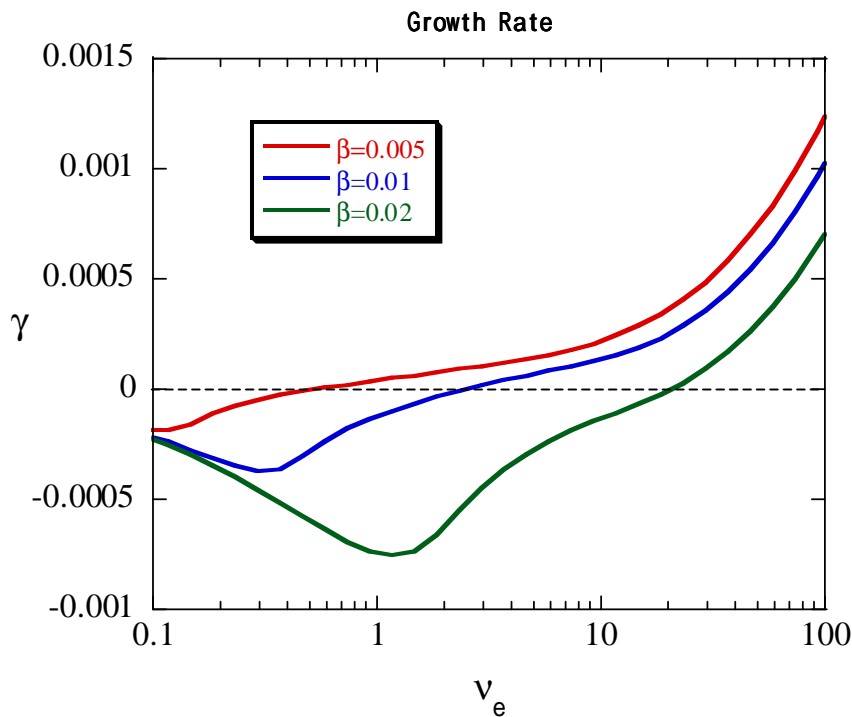
- α_i, α_e を変化させたときのNTMの成長率と回転周波数の衝突周波数依存性



- ・イオンと電子の反磁性ドリフト効果によりNTMは安定化。
- ・イオン、電子の反磁性ドリフト効果とイオンの新古典粘性の相乗効果によりNTMは強く安定化。

有限 β 効果

- 値を変化させたときのNTMの成長率と回転周波数の衝突
周波数依存性



有限 β 効果はNTMを安定化させ、イオン反磁性ドリフト
回転方向にNTMを駆動する。

結言

- 4場モデルを用いて、線形成長領域におけるNTMの成長率を評価し、従来の3場モデルとの比較検証を行った。
- NTMはイオンの新古典粘性および磁力線方向の圧縮性により安定化される。
- 4場モデルにおける安定化効果はイオンの新古典粘性効果によるものが支配的。
- $\Delta' > \Delta'_c$ の時不安定となる安定閾値 Δ'_c を定量的に求めた。($\Delta'_c \approx 11.2$)
- 衝突周波数が低い領域においてBoot Strap電流によりNTMは不安定化される。(衝突周波数の高い領域ではBoot Strap電流の効果は弱い。)
- **イオンの新古典粘性効果とイオン、電子の反磁性ドリフト効果の相乗効果**によりNTMは安定化される。
- 線形成長領域では、有限 β 効果によりNTMは安定化される。