高温電子プラズマ系の安定性

佐 貫 平 二, 藤 原 正 巳

(名古屋大学プラズマ研究所)

(1985年7月11日受理)

目 次

1. はじめに
 - 1-1 高温電子の取り扱い方法
 - 1-2 周波数オーダーリング
 - 1-3 モデルとしての簡単化
2. 磁気流体不安定性
3. Z-Pinch モデルに基づく安定性解析
4. 径方向固有値問題としての安定性解析
 - 4-1 高周波高温電子インターチェンジ不安定性
 - 4-2 圧縮性アルフベン波不安定性
 - 4-3 Interactive インターチェンジ不安定性
5. 高温電子とコアプラズマDecoupling 条件
6. 高温電子プラズマ系における安定性に対する静電ポテンシャルの影響
 - 6-1 高温電子及び高周波電磁場による静電フルートモードの安定化
 - 6-2 静電ドリフト波に対する高温電子及び静電ポテンシャルの影響
7. 高温電子の存在するミラー系での安定性に関する問題点
 - 7-1 Central Cellでの不安定性
 - 7-2 プラグ及びアンカー領域での不安定性
 - 7-3 静電的バルーニング不安定性
 - 7-4 軸対称タンデムミラーにおける高温電子不安定性とポテンシャルの影響
8. おわりに

Stability of Hot Electron Plasma System

Heiji Sanuki and Masami Fujiwara

(Received July 11, 1985)

Abstract

The purpose of this article is to explain the current topics associated with MHD and kinetic stability features in the hot electron plasma system such as bumpy tori and tandem mirrors. It is emphasized that the ambipolar fields play an important role on stability and transport in these systems.

1. はじめに

内部導体を用いた平均極小磁場によるプラズマ閉じ込め方式として、いくつかの方法が検討されている。直線軸対称系としては、ヘリオトロン磁場配位をもつヘリオトロン-P装置¹⁾、強いミラー磁場配位も可能なLAMEX実験装置(UCLA)²⁾、環状型としては、Caulked Cusp Torus(CCT)装置³⁾やポロイダルヘリオトロン磁場配位をもつPluton装置⁴⁾等が知られている。一方内部導体の代りに高温電子リングを用いたプラズマ閉じ込め装置として、ミラー配位のElmo⁵⁾及びTPM装置⁶⁾、環状型としてのElmo Bumpy Torus(EBT)⁷⁾及びNagoya Bumpy Torus(NBT)⁸⁾実験装置、更に多段ミラー配位をもつ実験装置として、STM⁹⁾、TARA¹⁰⁾、Phedrus¹¹⁾、GAMMA-10¹²⁾及びTMX¹³⁾、MFTF-B等のタンデムミラー実験装置がある。内部導体系としてのLAMEX実験と多段ミラー磁場配位における高温電子の物理実験装置としてのSTM実験の経験に基づいて、両方を組合せた新しい実験装置、AXIM実験計画がUCLAとTRWの協力研究として検討されている。

ここでは、高温電子の存在するプラズマ系での安定性について考察する。バンピートーラスとタンデムミラーでは、その役割に違いがあるが、高温電子に依存している点で、共通の物理的課題も多い。高温電子の効果としては、タンデムミラーでは主としてポテンシャル形成に関係しているのに対し、バンピートーラスではプラズマ周辺部での極小磁場配位の形成に強く関係しており、その効果によって磁気流体不安定性が抑制されるものと考えられる。以下で、バンピートーラスにおける安定性の理論解析の現状を概説し、合せてタンデムミラーの安定性の問題点を考察してみるが、コア・プラズマ及び高温電子成分それぞれに付随した微視的、巨視的不安定性があり、これらのモードを考える上で、高温電子系のもついくつかの特徴を明確にする必要がある。

これらの系を特徴づけている要素として

1. 高温電子の存在

2. 閉じた磁力線をもつ磁場配位と磁気シェアーがない。
3. 圧力の非等方性
4. イオン及び高温電子のラーマー半径が同程度
5. 各種のサイクロトロン共鳴及びドリフト共鳴が存在する。
6. 両極性拡散に伴うポテンシャルの存在

等があげられる, これらの各要素が互いに密接に関連しており, 安定性の解析を複雑にしている。従って, なんらかの形で仮定に基づくいくつかの理論的モデルが検討されている。主にバンピートースについて述べ, 最後にタンデムミラーについて考える。

1-1 高温電子の取り扱い方法

高温電子の取扱い法としては大別して二通り方法があり, 考え方の一つは高温電子を非運動論的 (non-kinetic) に考える立場で, 更に磁気流体と仮定するモデルと, 磁気流体的な時間スケールでは, コアプラズマ成分と相互作用しないとする“Rigid Ring”モデルとが検討されている。もちろん, このような仮定に基づくモデルは, あるプラズマパラメータ領域では有効な情報を提供してくれるが, 限界もあり, 一般的には運動論的モデル (kinetic model) による統一的な議論が必要となる。

1-2 周波数オーダリング

高温電子を含む系であるが故に, 低周波及び高周波で特徴づけられる種々のモードが混在する。これらのモードに関する安定性を解析するために, 通常二つの周波数領域に別けて考える。

(a) 低周波解析: この解析では, その特徴的周波数 (ω) は

$$\omega_{*i}, \omega_{di} \lesssim \omega \ll \omega_{*h}, \omega_{dh}, \omega_{ci}$$

に存在するものと仮定する。ここで, $\omega_{*i}, \omega_{di}, \omega_{*h}, \omega_{dh}$ はそれぞれコアプラズマ及び高温電子の密度勾配及び磁場勾配によるドリフト周波数で, この周波数領域では高温電子を断熱的に取扱うことができる。

(b) 高周波解析: この領域における特徴的周波数は

$$\omega_{*i}, \omega_{di} \ll \omega \sim \omega_{*h}, \omega_{dh}, \omega_{ci}$$

にあると仮定する。 ω_{ci} はイオンのサイクロトロン周波数で, コアプラズマ成分に対して流体的な取扱いが近似的に使える。

1-3 モデルとしての簡単化

理論的考察を容易にするために, いくつかの配位に関する単純化されたモデルが検討されている。これらのモデルとしては, (1) スラブ (slab) モデル, (2) z・ピンチ (z-pinch) モデル, (3) バンピーシリンダーモデル, 及び (4) バンピートース配位が論じられている。

これらの各モデルの関係を図1に示す。スラブ及びz・ピンチモデルでは軸方向の変動は無視されている。更に磁場の勾配によるドリフト (magnetic gradient drift) や曲がった磁力線に沿って粒子が走る時に受

図1. バンピートーラスの理論解析で用いられるいくつかのモデル、スラブ (slab) モデル、Z-ピンチ (Z-Pinch) モデル、バンピーシリンダー (Bumpy Cylinder) モデル及びバンピートーラス (Bumpy Torus) モデルの相互関係。

ける遠心力によるドリフト (magnetic curvature drift) は、スラブモデルでは平均的ドリフトを考慮することで実効的に導入されるが、Z-ピンチモデルでは、もっと自然な形で議論できる点に注意する。軸方向の変動がバンピーシリンダーモデルでは当然ながら考慮されている。

以上述べたこれらの特徴を踏まえてこれまで進められてきた安定性に関する理論を整理してみると、次のように分類できよう。

2. 磁気流体不安定性

はじめに磁気流体の立場から系の安定性について考えてみよう。その為には平衡解を論じる必要がある。よく議論されているのは二次元バンピーシリンダー配位での平衡解析で、非等方圧力平衡方程式¹⁴⁾や時間に依存する磁気流体方程式¹⁶⁾を用いて検討されている。対象となる平衡方程式は

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{J}_R + \vec{J}_P, \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{P}_h + P \vec{I}) = (\vec{J}_R + \vec{J}_P) \times \vec{B}, \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3)$$

で与えられる。(1)~(3)で $\vec{I}$ は単位テンソルを表わし、 $\vec{J}_R, \vec{J}_P$ は高温電子及びコプラズマに関連した電流で、 $\vec{P}_h$ 及び P はそれぞれの圧力成分である。更に円筒座標系におけるClebsch表示

$$\vec{B} = (\nabla \Psi \times \hat{\theta}) / r, \quad (4)$$

を用い、 θ に関する対称性を考慮すると、この系を記述する平衡式

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{P} = \vec{J} \times \vec{P}, \quad (5)$$

が得られる。ここで、 $\vec{P} = \vec{P}_h + P \vec{I}$, $\vec{J} = \vec{J}_R + \vec{J}_P$ とおいた。(4)式の平行成分から、磁力線に沿った方向に対する平衡式

$$\frac{\partial P_{\parallel}}{\partial s} - \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial s} = 0, \quad (6)$$

が導かれるが、 s は磁力線に沿った座標である。(6)式で注意することは、等方圧力を仮定すると当然ながら磁力線に沿って圧力一定で磁束 Ψ だけに依存するが、非等方圧力の場合には、磁力線に沿って圧力は一定とはならず、 Ψ と磁場 B の関数になることである。同様に(6)式の垂直成分から

$$\Delta^* \Psi + \frac{1}{\sigma} \nabla \sigma \cdot \nabla \Psi = - \frac{r^2}{\sigma} \frac{\partial P_{\parallel}}{\partial \Psi} \quad (7)$$

$$\Delta^* \Psi = \left(r \frac{r}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{r}{\partial r} \right) \Psi$$

の関係式が得られる。(7)式は等方圧力系におけるGrad-Shafranov方程式に対応するもので、(7)式における σ 及びここでは含まれていないが、 τ という物理量は

$$\sigma = 1 - \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{B^2}, \quad \tau = 1 + \frac{1}{B} \frac{\partial P_{\perp}}{\partial B} \quad (8)$$

で定義され、 $\sigma \geq 0$ はfire hose不安定性に対する安定条件で、 $\tau \geq 0$ はミラーモードに対する安定条件としてよく知られている。トカマクとバンピーシリンダーに対する平衡方程式の関係を理解するために対比させて表1に示しておく。バンピーシリンダー配位での平衡解の一例として、NelsonとHedrickによって得られたRigid Ring Modelに基づく結果を図2及び図3に示す¹⁴⁾。図2では磁力線と磁場一定の等高線が

表1. トカマクとバンピーシリンダーに対する平衡方程式の比較。

BUMPY CYLINDER	TOKAMAK

SYMMETRIC IN θ	SYMMETRIC IN θ
$\vec{B} = \nabla\psi \times \nabla\theta$	$\vec{B} = f\nabla\theta + \nabla\psi \times \nabla\theta$
ψ LABELS FIELD LINE	ψ LABELS POLOIDAL FIELD LINE
$2\pi\psi$ IS Z FLUX	$2\pi\psi$ IS POLOIDAL FLUX
$\vec{J} \times \vec{B} = \nabla \cdot \vec{p}$	$\vec{J} \times \vec{B} = \nabla p$
$\Delta^*\psi = -\mu_0 r J_\theta$	$\Delta^*\psi = -\mu_0 r J_\theta$
$\mu_0 r J_\theta = \sigma^{-1} \left[\nabla\sigma \cdot \nabla\psi + r^2 \frac{\partial p_\parallel}{\partial \psi} \right]$ $\sigma = \frac{1}{\mu_0} + \frac{p_\perp - p_\parallel}{B^2}$	$\mu_0 r J_\theta = r^2 \mu_0 \frac{\partial p}{\partial \psi} + f \frac{1}{\sigma} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}$
$\vec{J} \cdot \vec{B} = 0$	$\vec{J} \cdot \vec{B} \sim J_\theta f/r$
$p_\parallel(B, \psi), p_\perp(B, \psi), p(\psi)$	$p(\psi), f(\psi)$
ELLIPTIC IF $\sigma \left(\frac{1}{\mu_0} + B^{-1} \frac{\partial p_\perp}{\partial B} \right) > 0$	ALWAYS ELLIPTIC

$r-z$ 面に図示されている。ミラ一部のmidplaneにおける磁場(B), $\oint d\ell/B$ 及びコアプラズマと高温電子に対するベータ値の径方向分布も図3に示した。この計算ではほぼ一定な圧力分布がコアプラズマに対して仮定されている。これらの結果から分かるように、高温電子成分によって極小磁場配位が形成されている。次の問題は、このようにして得られた平衡解が磁気流体不安定性に対して安定かどうかを調べることである。通常の方法は平衡解を用いて、特定のモードに対する安定条件を満たすかどうかを調べる手法である。簡単のために、はじめは等方圧力の場合について考えてみよう。等方圧力の場合に用いられる安定化条件として、

$$\left(P' + r \frac{U'}{U} \right) \left(U' - P' \oint \frac{d\ell}{B^3} \right) \geq 0, \quad (9)$$

の関係式が知られている。ここで、 $P' = \frac{dP}{d\psi}$, $U = \oint d\ell/B$, r は定圧比熱と定容比熱の比を表わしている。例として図3の平衡解を念頭において(9)の条件について考えてみると、高温電子の内側の領域では、 $P' = 0$ であるか、あるいは $U' > 0$ で $P'/P > -r U'/U$ の場合には(9)の条件を満たし、同様に、外側

図2. パンピーシリンダーでの平衡解。磁力線と磁場一定の等高線の r - Z 面での表示 (文献 (14) から引用)。

図3. パンピーシリンダーでの平衡解。ミラー部の midplane における磁場 (B), $\int dl/B$ 及びコプラズマと高温電子に対するベーター値の径方向分布 (文献 (14) から引用)。

の領域では $p \rightarrow 0$ で $P' < 0$, $U' < 0$ の点に注意すると $|P| \leq |U'| / \oint dl / B^3$ の場合には (9) を満足することがわかる。結論として, Rigid Ring Model では (9) の安定化条件を満たすようにプラズマパラメータを選択することによって磁気流体不安定性に対して安定な平衡解を得ることができる。図2及び図3の平衡解はこれらの条件を満たす解の一例である。これらの平衡解を使って, Nelson と Hedrick は Stability boundary に対するコプラズマのベーター値と高温電子のベーター値との関係について調べた。その結果が図4に示されている。結果は高温電子の空間分布に依存し, 軸方向の特徴的長さを変えると安定領域が変化する。軸方向に比較的長い高温電子分布 (Long Annulus) の場合と短い分布 (Short Annulus) の場合の結果が図4に比較されている。

図4. 安定領域に対するコプラズマ及び高温電子の各ベーター値の関係。Rigid Ring モデルによる解析結果 (文献 (14) より引用)。

Rigid Ring 近似のもとで、多成分流体モデルに基づいて図4と同じような結果が Sanuki と Fujiwara によって求められている¹⁵⁾。

そもそもバンピートラス系では高温電子は非等方圧力で特徴づけられるので、(9)の等方圧力に対する安定化条件を調べるだけでは十分でなく、非等方圧力分布に対する条件を検討しなければならない。これらの条件として

- 1) Rosenbluth-Longmire の条件
($\xi \neq 0, \delta B_{\perp} = 0, \delta B_{\parallel} = 0$)

$$\left\langle \frac{\kappa}{rB} \frac{\partial P_{\parallel}}{\partial \Psi} + \frac{\partial \ln B}{\partial \Psi} \frac{\partial P_{\perp}}{\partial \Psi} \right\rangle \leq 0 \quad (10)$$

- 2) Field-line preserving interchange に対する条件
($\delta B_{\perp} = 0, \delta B_{\parallel} \neq 0$)

$$\left\langle \frac{\kappa}{rB} \frac{\partial P_{\parallel}}{\partial \Psi} + \frac{\partial \ln B}{\partial \Psi} \frac{\partial P_{\perp}}{\partial \Psi} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial P_{\perp}}{\partial \Psi} \right\rangle^2 / \langle \tau B^2 \rangle \leq 0 \quad (11)$$

- 3) Localized Perturbation に対する条件
($\delta B_{\perp} \neq 0, \delta B_{\parallel} \neq 0$)

$$\left\langle \frac{\kappa}{rB} \left(\frac{\partial P_{\parallel}}{\partial \Psi} + \frac{\sigma}{\tau} \frac{\partial P_{\perp}}{\partial \Psi} \right) \right\rangle \leq 0 \quad (12)$$

が議論されている。ここで $\langle A \rangle = \left(\oint A \frac{d\ell}{B} \right) / \left(\oint d\ell / B \right)$ と定義した。条件としては1), 2), 3)の順に厳しい条件になっている。(9)に対してはRigid Ring 近似で得られた平衡解を用いて、安定条件を調べたが、高温電子もコアプラズマと同じ成分とし、いわゆる MHD 流体 と仮定した場合にはいかなる結果が得られるのであろうか。この立場から、文献(16)では磁気流体方程式に基づき、バンピーシリンダー配位での平衡解を求め、安定化の条件(10)~(12)を調べた。結果として、(10), (11)の条件は全領域にわたって簡単に満足するような平衡解を見つけることは容易であるが、(12)の条件を満たすような平衡解を見つけることは極めて難しいことが分った。従って、高温電子成分を流体と仮定する考え方を一歩進めて検討する必要がある。次の章では高温電子のkineticな効果を考慮した安定性の問題を概説してみよう。

3. Z-Pinch モデルに基づく安定性解析

前章で述べた磁気流体方程式による安定性の議論を一歩進めて如何にして運動論効果(kinetic effect)を取り入れて安定性を論じることが重要なテーマとなる。この観点からz・ピンチモデルに基づく理論解析が Berk et al. によって検討された²⁶⁾。

図5. 高温電子プラズマ系のZピンチモデル。
高温電子は図中の斜線部に存在し、コアプラズマ成分はその内部にある。磁場は $\hat{z}$ 方向にモデル化されている(文献(26)より引用)。

彼等によって得られた結果を紹介しよう。このモデルで仮定されている配位を図5に示す。更に対象とするモードの周波数はイオンサイクロトロン周波数より小さいと仮定する。従って基礎方程式としては、ブラソフ方程式の二次のモーメントから決定される圧力項を持つ流体方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \vec{P} + (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (13)$$

を考える。ここで、 $\vec{P}$ は圧力テンソルで

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \sum_i \int \frac{dH d\mu B}{|p_{\parallel}|} F_j(r, H, \mu) \left[\mu B (\vec{I} - \hat{b}\hat{b}) + p_{\parallel}^2 \hat{b}\hat{b} \right] \\ &= P_{\perp} (\vec{I} - \hat{b}\hat{b}) + P_{\parallel} \hat{b}\hat{b}, \end{aligned} \quad (14)$$

で与えられる。 H は全エネルギー、 μ は磁気モーメント、 $\vec{I}$ 及び $\hat{b}$ はそれぞれ単位テンソル、単位ベクトルとして定義する。圧力分布 $\vec{P}$ を具体的に求めるためには分布関数 $F_j(r, H, \mu)$ を与える必要があり、それはドリフト近似のもとで、ブラソフ方程式から決める。加えて、電荷中性条件 (charge neutrality) と $E_{\parallel} = 0$ を仮定する。この $E_{\parallel} = 0$ の仮定は磁気流体理論の範囲では一般的に成立するが、たとえば、タンデムミラーのように軸方向に磁場あるいはポテンシャルの変化がある場合には、捕捉粒子が存在し、それによって $E_{\parallel} = 0$ の仮定が成立しなくなる。その結果として、Berk 等によって指摘されている静電的ブルーニングモードが励起され、ミラー系では重要な問題となる²⁸⁾。この問題については7章で議論する。摂動としてはフルートタイプのモードを考えることにして、以下その摂動を表わす変位量 ξ は

$$\xi = i \frac{E_1(r) \times \hat{b}}{\omega B} \exp(-i\omega t + ikz)$$

と与えられる場合について検討する。最終的にモードを記述する方程式として²⁶⁾

$$\begin{aligned} &\left[\frac{\lambda k^2 r (1 + G_1) \rho}{Q} - \frac{d}{dr} \left(\frac{\lambda (1 + G_1) \rho r}{Q} \right) \frac{d}{dr} \right] \xi + \left\{ -\frac{\omega^2}{v_A^2} \frac{r \lambda \rho}{Q} - k^2 B^2 \left[\right. \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{B^2} \frac{d}{dr} (P_{\perp} + P_{\parallel}) + \frac{1}{r} \left(\sigma - \frac{(1 - G_2)^2}{Q} \right) + \frac{G_3}{r} \right] + \frac{2\omega \lambda (1 - G_2) k \rho}{\omega_{ci} Q} \\ &\quad \left. \left. + \frac{d}{dr} \left(\frac{\rho \lambda (1 - G_2) + \delta (\lambda \omega r k / \omega_{ci}) (1 + G_1)}{Q} \right) \right\} \xi = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

が得られる。ここで、 $\xi = \xi_r$, $v_A^2 = B^2 / \rho$, $\lambda = \omega_{ci}^2 \omega^2 / (\omega_{ci}^2 - \omega^2)$ で、係数 Q , G_1 , G_2 , G_3 はそれぞれ

$$Q = 1 + G_1 - \lambda / k^2 v_A^2, \quad (16)$$

$$G_1 = -B \sum_j \int \frac{d p_{\parallel} d \mu \mu^2}{r m_j} \left[\frac{1}{B} \frac{d F}{d \mu} + \left(\frac{k}{m_j q_j B} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{r \omega_{cv}}{p_{\parallel}} \frac{\partial F}{\partial p_{\parallel}} \right) (r \Omega)^{-1} \right], \quad (17)$$

$$G_2 = -\sum_j \int \frac{d p_{\parallel} d \mu \mu}{r m_j} p_{\parallel}^2 \left[\frac{1}{B} \frac{\partial F}{\partial \mu} + \left(\frac{k}{m_j q_j B} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{r \omega_{cv}}{p_{\parallel}} \frac{\partial F}{\partial p_{\parallel}} \right) (r \Omega)^{-1} \right], \quad (18)$$

$$G_3 = -\frac{1}{B} \sum_j \int \frac{d p_{\parallel} d \mu p_{\parallel}^4}{r m_j} \left[\frac{1}{p_{\parallel}} \frac{\partial F}{\partial p_{\parallel}} + \left(\frac{K}{m_j q_j B} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{r \omega_{cv}}{p_{\parallel}} \frac{\partial F}{\partial p_{\parallel}} \right) (r \Omega)^{-1} \right], \quad (19)$$

与えられる。(17)~(19)で、 $c^2 p_{\parallel}^2 = H^2 - 2 \mu B c^2 - m_j^2 c^4$ 、 $\Omega = \omega - \omega_{db} - \omega_{cv}$ の表式を用いた。 ω_{db} 、 ω_{cv} は磁場の gradient drift 及び curvature drift で、それぞれ

$$\omega_{db} = \frac{k \mu}{q_j m_j B r} \frac{dB}{dr}, \quad \omega_{cv} = -k p_{\parallel}^2 / (q_j m_j B r r)$$

で定義する。

(15)式の波動方程式は如何なるモードを記述しているのだろうか。はじめに磁気流体的なモードを考えてみよう。この場合には $\omega \gg \omega_{dj}$ の周波数オーダーリングが使えて、分散関係式は簡単化できる。結果として、圧縮性効果を含む インターチェンジモード と、圧縮性アルフベン波 に対する分散式が得られる。しかし、 $k_{\parallel} = 0$ を仮定しているの、シアーアルフベン波は含まれていない。一方高温電子に関連するモードに対しては、1章で述べたように、別の周波数オーダーリングが適用でき、(15)式は簡単化される。周波数オーダーリングとして

$$1 \gg \left[\frac{\omega}{\omega_{cv}}, \quad \frac{\omega}{k_{\perp} v_A} \left(\frac{r}{\Delta_b} \right)^{1/2}, \quad \frac{\omega}{\omega_{ci}}, \quad \beta_h \right]$$

を仮定すると、コアプラズマのベーター値限界を決めるいわゆる Nelson-Van Dam-Lee (NVL) モード を記述する分散式

$$\omega^2 \approx (k/k_{\perp})^2 v_A^2 \left[\frac{P'_{\parallel c}}{r B^2} - \frac{B'(P_{\perp c}/B^2)' / B}{1 + r (P_{\perp c}/B^2)' / \alpha} \right], \quad (20)$$

が求まる。ここで、 $k_{\perp}^2 = k_r^2 + k^2$ で、 α は温度の非等方性に関連したパラメーターを表わす。コアプラズマのベーター値が非常に小さい時には、 $\alpha \gg -r (P_c/B^2)'$ だから、(20)から明らかなように、コアプラズマの圧力勾配によるインターチェンジモードが励起されるが、磁気井戸形成の条件、

$$\frac{1}{B} \frac{dB}{dr} \left| \frac{d P_{\perp c}}{dr} \right| > \frac{1}{R_c} \left| \frac{d P_{\parallel c}}{dr} \right| \quad (21)$$

が満たされれば安定化される。この条件は前に述べた Rigid Ring 近似の成立するパラメータ領域でも満足する点を指摘したい。いいかえれば、ベーター値が極めて小さい場合には Rigid Ring 近似で得られる結果は z -ピンチモデルの結果とそれほど違わない。しかし、コアプラズマのベーター値が大きくなると両者に顕著な違いが出てくる。(20)式で記述されるモードが安定化される条件として、

$$\beta_c^{\text{crit.}} \leq \frac{2\Delta}{R_c} \frac{1}{(1 + \beta_h)} \quad (22)$$

が得られる。 Δ は圧力勾配を特徴づけるスケールである。この条件式は、NVL 安定化条件 と呼ばれるコアプラズマの臨界ベーター値を表わす関係式である。Rigid Ring 近似では高温電子の運動が考慮されていないので、(22)式の条件式は議論できない。他に重要なモードとして Compressional magnetic instability と呼ばれるモードがあり、このモードは、コアプラズマのベーター値が

図6. コアプラズマの臨界ベーター値を決定する高温電子の curvature ドリフトとコアプラズマインターチェンジモード及び圧縮性アルフベン波の相互作用の様子 (文献 (21) より引用)。

$$\beta_c \geq 2\Delta/R_c (P_h \rightarrow 0), \quad (23)$$

の臨界値を超えると不安定になる (詳しくは文献 24 を参照)。従って、(22) 式とは別の意味で、コアプラズマに対するベーター値限界を与えている。最終的に臨界ベーター値が (22) 式で決まるか (23) 式で表わされるかは高温電子に対するプラズマパラメーターに依存している。この様子が図6に示されている。高温電子の curvature drift 周波数とイオンサイクロトロン周波数の比を Q で表わし、 Q を変化させると、 Q の小さな場合には、高温電子の運動とコアプラズマのインターチェンジモードとの結合が生じ、(22) の条件式で記述される臨界ベーター値を与え、 Q が大きくなると、コアプラズマの圧縮性アルフベン波との結合

図7. 各種モードによって決定される安定領域とコアプラズマ及び高温電子プラズマのベーター値の関係。(a) コアプラズマインターチェンジモードの安定性, (b) 高温電子のインターチェンジモードの安定性, (c) 圧縮性アルフベン波の安定性, (d) NVL モードの安定性の境界がそれぞれ定性的に図示されている。

が生じ, (23) で与えられるような臨界ベーター値が存在する。もう一つ問題となるのは高温電子自身のインターチェンジ不安定性であるが, このモードはコアプラズマ成分がある条件を満足すれば安定化される。以上が以上述べた特徴的な4つのモードに関連して決まる安定, 不安定領域を表わしたのが図7である。以上が(15)式を簡単化した局所的分散関係から得られる特徴的なモードとそれに付随する安定性に関する結果である。しかし, これまで行われたEBT及びNBT実験では磁気井戸が形成される程度に高温電子のベーター値は得られていない。にもかかわらず大局的には著しい不安定性が観測されないのはどうしてであろうか。これまで論じられた理論的結果とのギャップをどのように説明すべきなのか。この視点からもう少し進んだ理論的解析が検討されている。すなわち, 各モードの径方向の空間依存性をWKB近似を用いて解析する方法で, 文献(26)で詳しく論じられている。

ここではその結果だけを紹介したい。最終的に(15)式から5次の分散関係式が得られ, それぞれのモードの安定化条件が論じられている。特徴的なモードの一つは低周波高温電子インターチェンジモードで, このモードはコアプラズマのイオン密度が十分にあれば安定化される。他に高温電子に関係したモードとして, 高周波高温電子インターチェンジモードがあり, このモードもイオン密度がある条件を満たせば安定化される。コアプラズマに関係したモードとしては, 磁気圧縮性モード (magnetic compressional mode) があり,

イオン密度が著しく大きければ不安定になる。他にコアプラズマインターチェンジモードが重要であるが、高温電子によって十分大きな磁気井戸が形成されるか、あるいは高温電子の存在によって電子及びイオンの $E \times B$ ドリフトが完全に打ち消されないために生じる“Charge uncovering”効果の条件が満足されれば安定化される。但し、この後者の安定化効果はコアプラズマのベータ値が十分に小さい ($\beta_{\text{core}} \ll 1$) 場合に成立することを注意する。その物理的機構については文献(26)で論じられているが、多流体方程式に基づいてより分かり易く検討されている²⁹⁾。コアプラズマのベータ値限界に関連したモードとして、コアプラズマと高温電子の結合によって生じる、Interactive インターチェンジモードがある。これら5つの特徴的モードとその安定化条件を表2に示す。具体的なEBT-S実験のプラズマパラメータを使って、これらのモードによって決まる安定領域を示したのが図8である。この図から分かるように、ポロイダルモード数 m が $m \leq 3$ に対しては安定領域が存在し、図7では存在しなかった新たな安定領域がコアプラズマ及び高温電子の低ベータ領域に現われる。これは図7では考慮されていなかった“Charge uncovering”効果に依るもので、高温電子のベータ値が磁気井戸を形成する程高くなくとも安定な領域が存在する。従って、前に述べたように現在得られている実験結果を説明する上で重要な理論的提案と考えてよい。しかし、高いモード数 m に対してはこの効果も弱くなり、図8から分かるように、 $m \simeq 8$ の近傍では安定領域がほとんど存在しなくなる。全てのモードに対する安定条件を満たすようなパラメータ領域が存在するのであろうか。あるいは理論的にはどのように考えるのか。この大きなテーマに答えを得るためには各モードの空間構造をも含めたより現実的な理論解析が必要となる。

表2. 高温電子プラズマ系での不安定性と安定化条件。
但し、コアプラズマインターチェンジ不安定性に対する
 $\beta_c \ll 1$ の条件のもとでの安定化条件は“Charge
Uncovering”効果によるものである。

MODE	STABILITY CONDITION
CORE PLASMA INTERCHANGE	$\beta_{\text{hot}} \gtrsim 4\Delta/(R_c), \quad n_h/n_c > 8q_0(k\Delta)^2\beta_c/\beta_h$ ($\beta_c \ll 1$)
HOT ELECTRON INTERCHANGE	$\frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{hot}}} > \frac{4}{(k_\perp\Delta)^2} \frac{1}{q_0} \frac{1}{(1-\beta_c R_c/2\Delta)^2}$
COMPRESSIONAL ALFVÉN	$\frac{n_{\text{core}}}{n_{\text{hot}}} < \frac{[q_0(1-\tilde{\beta}_c)(k_\theta/k_\perp)^2-1]^2}{(k_\theta/k_\perp)^2 q_0 (2\Delta/R_c)^2 \tilde{\beta}_h (\tilde{\beta}-1)(1-\beta_c)}$
INTERACTING RING-CORE INTERCHANGE	$\beta_{\text{core}} < \frac{2\Delta}{R_c} \left(1 + \frac{p_{\parallel h}}{p_{\perp h}} \right)$
DEFINITIONS: $q_0 = \frac{v_{c\perp l}}{\Delta\omega_{ci}}, \quad \tilde{\beta} = \beta \frac{R_c}{2\Delta}, \quad k_\theta = \frac{m}{a}, \quad k_\perp^2 = k_r^2 + k_\theta^2, \quad k_r \sim \frac{2}{\Delta}$

図8. EBT-S 実験パラメーターに対して計算された短波長 WKB モードの安定領域がモード数を変数にして示されている (文献 (26) より引用)。

4. 径方向固有値問題としての安定性解析²⁷⁾

ここでは4章で対象とした各モードについてその特性についてもう少し詳しく検討されているので、その結果を紹介したい。考え方としては(15)式を

$$\frac{d}{dr} \left(r P \frac{d \xi}{dr} \right) - N \xi = 0 \quad (24)$$

と書き直し、固有値問題として解析する。ここで係数 P 及び N は

$$P = \lambda B^2 (1 + G_1) / v_A^2 Q \quad (25)$$

$$\begin{aligned}
N = & \frac{r B^2}{v_A^2} \left[\frac{k^2 \lambda (1 + G_\perp)}{Q} - \frac{\omega^2 \lambda}{v_A^2 Q} - \frac{k^2 v_A^2}{r B^2} \frac{d}{dr} (P_\parallel + P_\perp) \right. \\
& - \frac{k^2 v_A^2}{r^2} (\sigma + G_3) + 2 \omega k \lambda (1 - G_2) / r \omega_{ci} Q \\
& \left. + \frac{k^2 v_A^2 (1 - G_2)^2}{r^2 Q} + \frac{v_A^2}{r B^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r \lambda B^2 S}{v_A^2 Q} \right) \right] \quad (26)
\end{aligned}$$

更に(25)式の S は

$$S = (1 - G_2) / r + \omega k (1 + G_1) / \omega_{ci} \quad (27)$$

で与えられる。(25)–(27)式中の $G_1 \sim G_3$ 及び λ, Q 等はそれぞれ3章で定義されている。はじめに各密度成分は準中性条件, $n_i = n_{ce} + n_{hot}$, を満たすと仮定し, それぞれの密度分布を与える。コアプラズマ電子成分に対しては, $n_{ce} = n_{co} f_1(r)$ と仮定し, $f_1(r)$ は

$$f_1 = \begin{cases} 1 & (x < 0) \\ (1 - S_c) \frac{(x - x_0)^4 (x + x_0)^4}{x_0^8} + S_c & (0 < x < x_0) \\ S_c & (x > x_0) \end{cases}$$

で与える。ここで, $x = (r - r_0) / \Delta$ と変数変換した。 Δ は高温電子密度分布の半値幅で, x_0 はコアプラズマ電子密度分布の拡がりを表すパラメーター, S_c は高温電子の外側の領域でのコアプラズマの密度分布を特徴づけるパラメーターである。後で議論するように, この表面近傍の密度成分は特に高周波高温電子インターチェンジモードの安定化に重要となる。高温電子に対しては, (17)–(19)式で圧力の垂直成分, 相対論的因子及びベータ値を仮定しなければならない。そこで $P_{\perp h}$ として

$$P_{\perp h}(r) = [n_{ho} (\gamma_{00}^2 - 1) q_e m_e c^2 / 2 \gamma_{00}] f_2(r)$$

$$\gamma_{00} = T_{ho} / m_e c^2 + 1$$

を仮定する。 $f_2(r)$ は圧力分布を特徴づける関数で

$$f_2(r) = \begin{cases} S_h & (x < x_0) \\ (1 - S_h) \frac{(x - x_0)^4 (x + x_0)^4}{x_0^8} + S_h & (-x_0 < x < x_0) \\ S_h & (x > x_0) \end{cases}$$

と与えられる。 S_h はコアプラズマ分布と同様に, 高温電子の圧力分布のShell構造を表す因子で, 以下の議論では零とする。磁場は圧力に対する垂直方向のバランス方程式から決定する。このようにして, (24)式の P 及び Q が与えられれば, 固有関数と固有値から各モードの空間構造及び分散特性がより厳密に検討

図9. 径方向固有値問題で仮定された平衡分布。コアプラズマ電子密度、高温電子のベーター値、磁場及び磁場勾配の径方向空間分布 (文献 (27) より引用)。

できよう。以下では、文献(27)で論じられた数値計算結果を紹介したい。計算例として用いられたコアプラズマ密度、高温電子のベーター値、磁場及び磁場勾配の径方向分布が図9に示されている。プラズマパラメーターとしてはEBT-S実験で得られている、 $n_c \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $n_h \sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T_h \sim 500 \text{ keV}$, $\Delta = 1 \text{ cm}$, $R_c \sim 20 \text{ cm}$, $B = 0.55 \text{ T}$ を使った。表2に示したいいくつかの不安定性の中から、三つの特徴的なモードに対する計算結果について以下記述する。

4-1 高周波高温電子インターチェンジ不安定性

モード数を変数として、固有関数としての変位の径方向成分の空間分布及び固有値としての周波数とコアプラズマの電子密度の関係を図10に示す。結果から分かるように、高周波領域にある高温電子インターチェンジモードは高温電子の外側の領域で励起され、電子密度を変えても $m \simeq 2 \sim 4$ のモードは常に不安定である。しかし、コアプラズマの表面近傍の密度成分が存在するとこの不安定性にどのような影響を持つか考えてみよう。

コアプラズマの中心部及び周辺部での密度比をパラメーターにして、周波数と電子密度の関係(図11(A))更に高温電子密度とコアプラズマ電子密度比とモード数 m の関係が図11(B)に示されている。図11から分

図10. モード数 m を変数とした時の高温電子インターチェンジモードの分散関係とコプラズマ電子密度の関係。周波数は点線で、成長率は実線でそれぞれ表わされている(文献(27)より引用)。

図11. コプラズマの中心部及び周辺部での密度比 $(n_c(r_w)/n_c(0))$ をパラメーターにした時の周波数(点線)及び成長率(実線)と電子密度の関係(A), n_h/n_c とモード数 m の関係(B)。(文献(27)より引用)。

かるように、コプラズマの周辺部の密度が30%程度ある場合には、 10^{13} cm^{-3} 程度の電子密度に対しては全てのモード数の高温電子インターチェンジモードが安定化されることが分かる。実験としてもこれに関連する興味あるデータが得られている。

4-2 圧縮性アルフベン不安定性

このモードに対して(24)式の固有関数としての変位の径方向成分の空間分布から、このモードは高温電子環の外側の領域で励起されていることが分かる。モード数 m を変えた時の周波数と電子密度の関係を図12に示した。この結果から分かるように、モード数 $m=10 \sim 16$ をもつモードは電子密度に依らず常に不安定となる。しかし、この計算には有限ラーマー半径(FLR)効果は考慮されていない。高温電子のFLR効果による磁気圧縮性モードの安定化条件についてはBerk et al.によって検討されており³⁰⁾、条件式

$$k_{\perp}^2 \rho_h^2 \geq \frac{2\Delta}{R_c} \frac{1}{\beta_h} \quad (27)$$

が満たされれば、安定化される。図12で用いたパラメーター、 $\beta_h \sim 30\%$, $R_c \simeq 20 \text{ cm}$, $\Delta = 1 \text{ cm}$, $m=10$

図12. モード数 m を変数とした時の圧縮性アルフベン波の周波数(点線)及び成長率(実線)と電子密度の関係(文献(27)より引用)。

及び $B = 0.55 T$ を使って条件式(27)を調べると、図

12で不安定な $m = 12 \sim 16$ のモードに関してはFLR効果によって安定化されるものと結論される。

4-3 Interactive インターチェンジ不安定性

前章の表1で示したように、この不安定性に関する安

定化条件からコアプラズマに対するベーター値限界が決まる。(24)式に基づいて得られた結果として、周波数とコアプラズマ電子温度との関係をモード数を変数にして図13に示した。更に、臨界ベーター値を特徴づける量として新たに

図13. モード数 m を変数とした時の interacting core interchange modeの周波数(点線)及び成長率(実線)とコアプラズマ電子温度の関係(文献(27)より引用)。

$$\tilde{\beta}_c = -r \frac{d}{dr} (P_c / B^2) \simeq \beta_c \frac{R_c}{2\Delta} (1 + \beta_h) \quad (28)$$

を定義する。コアプラズマ電子密度を 10^{13} cm^{-3} とした時の $\tilde{\beta}_c$ の径方向分布をコアプラズマの電子温度を変数にして図14に示す。図13から分かるように、用いたパラメーター領域ではモード数にあまり依存せず、安定性を決める臨界電子温度は約 $T_{ce} \sim 2 \text{ keV}$ で与えられる。この T_{ce} の値と図14から $\tilde{\beta}_c$ は約0.5となるから、臨界ベーター値は(28)式より6%となる。この値は表1の表式から得られる値10%の約半分になっている。従って、モードの径方向の空間依存性を考慮すると、得られる臨界ベーター値はWKB近似で得られる結果より小さくなる。表1で与えた結果との重要な違いの一つは図13から分かるように、臨界電子温度近傍でのモードの特徴的な周波数は高いモード数に対してはイオンサイクロトロン周波数 ω_{ci} より大きくなる事実で、これは表1で結論を導びく時に用いた $\omega / \omega_{ci} \ll 1$ の仮定の問題点を示唆している。次の章でこの点について考察する。

図14. コアプラズマ電子温度を変数とした時の interacting core interchange mode に関連する $\tilde{\beta}_c$ の径方向空間分布。
 $n_{\text{core}} = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ を仮定した(文献(27)より引用)。

5. 高温電子とコアプラズマ Decoupling 条件²⁷⁾

Interactive インターチェンジモードの安定性及び付随する臨界ベーター値を決定する要素として、コアプラズマの圧力勾配及び高温電子とコアプラズマとの結合の強さを特徴づける“Decoupling 条件”がある。指摘しておきたいのは、文献(19)及び(20)で最初に議論されたNVLの安定化条件^{19, 20)}

$$\beta_c \leq \frac{2\Delta}{R_c} \frac{1}{1 + \beta_h} \quad (29)$$

を導出する時に、モードに対する周波数に対して

$$\omega \simeq \omega_{* \text{core}} \ll \omega_{cv, \text{hot}} \quad (30)$$

の周波数オーダリングが仮定されている点である。ここで、 $\omega_{* \text{core}}$ はコアプラズマの密度勾配によるドリフト周波数、 $\omega_{cv, \text{hot}}$ は高温電子の磁場の曲率によるドリフト周波数である。しかし、前章でも指摘したように、図13で示した結果から、臨界ベーター値を決定するパラメーター領域では周波数がイオンサイクロ

トロン周波数と同程度となる。特に、 $\omega_{cv, hot}$ がパラメーター、 T_{hot} 、 R_c 及び B に依存している点に留意すると、これらのパラメーターによって決まる $\omega_{cv, hot}$ が、高温電子の磁気流体不安定モードの成長率より小さくなれば、条件式(30)は成立せず、従ってこの場合には高温電子を独立したプラズマの成分とはみなしえず、磁気流体と同様に考える場合に相当する。これらの関係をもう少し詳しく考えてみよう。その為にいくつかの物理量として

$$\tilde{\beta}_c = -R_c \frac{d}{dr} \left(\frac{P_c}{B^2} \right), \quad \Omega_{cv} = \frac{\omega_{cv}}{\gamma_{MHD}}$$

$$\gamma_{MHD}^2 = \frac{k(P_{\perp h} + P_{\parallel h})}{\rho_0 R_c},$$

$$\omega_{cv} = \frac{k(P_{\perp h} + P_{\parallel h})}{\rho R_c \omega_{ci} P}, \quad P = \frac{n_h}{n_c}$$

を定義すると、3章で論じたWKB 近似のもとで得られた結果より、Decoupling 条件式として

$$\Omega_{cv} > \frac{3(k\Delta)^{1/2} \tilde{\beta}_c^{1/2} (1 + 2\tilde{\beta}_c / \tilde{\beta}_h - 2\tilde{\beta}_h^{1/2})}{(k_{\perp} \Delta) (1 - \tilde{\beta}_c)^{3/2}} \quad (31)$$

が得られている²⁷⁾。前章で紹介した径方向の固有値問題から得られるDecoupling 条件と短波長近似の時の条件式、(31) 及び長波長モード(Layer mode) モデルの結果をいくつかの具体的実験パラメーターに対して表わしたのが図15である。EBT-Sは現存する実験装置で、EBT-P及びEBT-Rは大型バンピートラス実験計画であり、それぞれのプラズマパラメータを表3に示す。

図15に於いて二つの極限について考えてみる。一つは高温電子とコアプラズマの結合が極めて弱い場合($\Omega_{cv} \rightarrow \infty$)で、この場合には $\tilde{\beta}_c$ は1に近づく。他の場合は結合が非常に強い極限(layerモードに対しては Ω_{cv} は15、WKBモードに対しては Ω_{cv} が0.62)で、この場合には T_{hot} / T_{core} は1に近づく。すなわち前者がNelson-Van Dam-Lee によって

図15. 表3の各バンピートラス実験パラメーターに対する高温電子とコアプラズマ decoupling 条件の非局所解析結果。Layer 及び WKBモデルによる解析結果も示されている(文献(27)より引用)。

表3. EBT-S, EBT-P 及び EBT-R の各バンピートラス実験に対する実験パラメーター

	EBT-S	EBT-P	EBT-R
$\beta_{hot}, \%$	20	20	20
Δ, m	0.01	0.015	0.1
R, m	0.2	0.26	2
B, T	0.55	1	2

議論された場合に対応し、後者が高温電子を磁気流体と考える場合に対応する。従って、図 15 から分るように、後者の場合には全ての $\tilde{\beta}_c$ に対して磁気流体的に不安定な結果となり、2 章で述べた結果と定性的には一致した結論を与えている。

6. 高温電子プラズマ系における安定性に対する静電ポテンシャルの影響

バンピートーラス系の特徴の一つとして静電ポテンシャルの存在については 1 章で指摘した。バンピートーラス実験で観測されるプラズマの揺らぎと高温電子及び静電ポテンシャルの相関関係を解明することも重要な課題の一つである。これらの実験結果を要約すれば、(i) 100 KHz 以下の周波数を持つプラズマの揺らぎが観測され、高温電子の形成とともに増長し、一旦ピークを示した後、次第に減少する。(ii) 更に低圧力実験領域では、高周波で特徴づけられるプラズマの揺らぎが生じ、加熱パワーの増強につれて大きくなり、高温電子リングの外側の領域で観測される。(iii) 通常の実験条件の場合には、比較的高圧力領域での実験条件 (C-mode) では正の静電ポテンシャルが観測され、圧力の減少につれて高温電子が形成される。このパラメーター領域は T-mode 実験と呼ばれているが、静電ポテンシャルは負となり、そのポテンシャル井戸は高温電子の形成が進むにつれて深くなる。(i) の実験結果をもう少し詳しく調べてみると、70 KHz 程度の周波数をもつプラズマの揺らぎと 5~10 KHz の周波数領域にスペクトルのピークが観測され、空間分布、回転方向等より、前者は密度勾配によるドリフト波、後者は低周波インターチェンジモードに関連したプラズマの揺らぎと考えられる。以下では、これらの低周波モードと高温電子及び静電ポテンシャルの関係について考えてみよう。

6-1 高温電子及び高周波電磁場による静電フルートモードの安定化³¹⁾

バンピートーラスにおける ICH 加熱実験では、イオン加熱のみならず、静電ポテンシャル等のプラズマパラメーターの変化も観測されている。詳しい実験結果の考察については別の機会に紹介するとして、ここでは静電的フルートモードの高温電子及び高周波電場による安定化と静電ポテンシャルの影響について考えてみよう。理論解析のモデルとしては、径方向の波動方程式を基礎方程式とし、高温電子の効果は Rigid Ring 近似 を用いて考慮する。シリンダー配位での固有値方程式

$$\frac{d}{dr} \left(T \frac{d\psi}{dr} \right) + \left[\frac{(1-m^2)}{r^2} T + (m^2 r g + r^2 \omega^2) \frac{d\rho}{dr} \right] \psi = 0 \quad (32)$$

に基づいて考えることにする。ここで

$$T = \bar{\omega}^2 \rho S r^3, \quad \psi = \frac{E_\theta}{\bar{\omega}}, \quad \bar{\omega} = \omega - m\omega_0$$

$$\omega_0 = -\frac{E_0}{r B_0}, \quad S = 1 + \frac{B^2}{4\pi\rho c^2} - \frac{m}{r\rho\omega_{ci}} \frac{dP}{d\bar{\omega}}$$

と定義する。 ψ は粒子の摂動変化を表わす量で、 E_θ は電場の θ 成分、 B_0 は Z 方向の一様磁場、 E_0 は定

常な静電ポテンシャル, ρ は電荷分布密度, P は等方圧力成分を表わしている。(32)式で, g は実効的重力として導入された量で, 次のように

$$g = \begin{cases} g_i & (\text{領域 I}) \\ g_i + g_h + g_{rf} & (\text{領域 II}) \\ g_i & (\text{領域 III}) \end{cases}$$

と仮定する。 g_i , g_h 及び g_{rf} はそれぞれ, 磁場勾配及び曲率による重力, g_h は高温電子による磁場変化による重力, g_{rf} は高周波電場による動重力を表わしており, それぞれ,

$$g_i = \frac{2\kappa T_i}{m_i R_c},$$

$$g_h = -g_i \left(\frac{R_c}{\delta} \beta_h \right),$$

$$g_{rf} = \frac{e^2 \nabla_r E_{rf}^2}{4 m_i^2 (\omega_{rf}^2 - \omega_{ci}^2)}$$

で定義されている。領域 I ~ III はそれぞれ高温電子環の内部, 高温電子の分布の外側, 更にその外側の領域を表わしている。電荷分布密度, 実効的重力項, $E \times B$ ドリフト周波数, rf - 電場, 磁場, 圧力に対する径方向分布を図 16 に示した。一般的に静電ポテンシャルの安定性に対する影響を議論する時に注意すべき点は, ポテンシャル及び圧力あるいは密度の空間分布に依存して, 安定化にも不安定化にも寄与することである。ここではポテンシャル分布として, 実験的に観測されている空間分布を念頭において, 図 16 に示したような拋物線状の分布をモデルとして仮定した。従って, この場合には $E \times B$ ドリフトにシャープはなく, 大きなポテンシャルに対しては安定性の立場からあまり好ましくない。結果として二つの不安定なモードが得られるが, より不安定性の強いモードに対する結果を図 17 及び図 18 に

図16. 高温電子環の内側, 外側, 更にその外側の領域をそれぞれ I, II, III で表わし, その各領域における電荷分布密度 (ρ), 実効的重力項 (g), $E \times B$ ドリフト周波数, rf -電場, 磁場, 圧力に対する径方向分布を示す (文献 (31) より引用)。

図17. 静電ポテンシャルを特徴づけるパラメーター ω_0 / γ_{12} を変数にした時のフルートモードの最大成長率と高温電子のベータ値の関係 (文献 (31) より引用)。

図18. 静電ポテンシャルを特徴づけるパラメーター ω_0 / γ_{12} を変数にした時のフルートモードの最大成長率と rf-電場の関係 (文献 (31) より引用)。

に示す。プラズマパラメーターとしては、EBT/NBT実験のデーターとして、 $r_{12} = 12 \text{ cm}$, $r_{23} = 13 \text{ cm}$, $T_i = 100 \text{ eV}$, $B_0 = 0.3 \text{ T}$, $R_c = 20 \text{ cm}$, $\omega_{rf} / \omega_{ci} = 1.1$ を用いた。 r_{12} を $(\kappa T_i / 2eB) / r_{12}^2$ で定義すると、 r_{12} で規格化した不安定モードの成長率と高温電子のベータ値の関係が、ポテンシャルの大きさを特徴づけるパラメーター、 ω_0 / γ_{12} を変数として図 17 に示されている。得られる結論の一つは、ポテンシャルが大きくなると、モードはより不安定となり、高温電子によって安定化するためにはより高い高温電子に対するベータ値が必要となる。同様に、不安定モードの成長率と rf-電場の大きさの関数を表わしたのが図 18 である。この結果からもモデルとして用いた静電ポテンシャルの空間分布に対しては、ポテンシャルが不安定性を増長するため、高温電子あるいは rf-電場による安定化を考える上で、その安定化条件を厳しくする。従って、どのようにしてポテンシャルの形状を制御できるかが重要なテーマとなろう。

6-2 静電ドリフト波に対する高温電子及び静電ポテンシャルの影響³²⁾

低周波数領域でのプラズマの揺らぎに関する実験観測結果についてはこの章のはじめで述べた。10 KHz 程度の周波数で特徴づけられる静電的フルートモードは高温電子環の外側に観測されるが、70 KHz 程度の周波数の静電ドリフト波は高温電子環の内側の領域に励起されている。ここでは、これらの実験結果を念頭において、静電ドリフト波に対する高温電子及び静電ポテンシャルの影響について考察する。理論解析を簡単にする為にスラブモデルを仮定する。解析方法としては、モードの径空間依存性が不安定性の特性に重要と考えられるので、波数空間の積分方程式に基づく非局所固有モード解析法を採用した³³⁾。ドリフト波の特性としての周波数、成長率、径方向の波数、局在性などが統一的に検討できる点を強調したい。モデルと

して仮定したコプラズマのイオン及び電子密度の径方向分布、静電ポテンシャル分布を図19に示した。現実的にはプラズマ周辺部に表面プラズマ成分が存在するので、この点も考慮してパラメーター ε でこの成分をコプラズマの密度分布に取り入れた。プラズマパラメーターとしてはNBT-1M実験のパラメーターを使った。最初にドリフト波の分散関係に対する高温電子の密度依存性を考える。その結果の一例を図20に示す。(a)は周波数と $k_y \rho_i$ の関係、(b)は成長率と $k_y \rho_i$ の関係を表わしており、コプラズマの中心における密度と高温電子密度のピーク値の比(α)を変えた時の結果が比較されている。図20の結果を理解する為には、静電ドリフト波の一般的性質として、その周波数はイオンの密度分布に主に依存し、成長率は電子の密度分布に強く関係している点に注意したい。ドリフト波が径方向のどの位置に励起されるかはパラメーター ε に依存しており、 $\varepsilon = 0.2$ と選ぶと、高温電子の丁度内側にピークをもつようなドリフト波が存在する。従って、この場合には高温電子の密度を増すにつれて、準中性荷電条件を満足するように、コプラズマの電子密度分布がその位置で変化し、よりその密度勾配が険しくなる(図19を参照)。結果として、

図19. 高温電子プラズマ系でのドリフト波解析で仮定されたコプラズマのイオン及び電子の密度と静電ポテンシャルの径方向分布。ここで、 ε はコプラズマのプラズマ周辺部での密度分布を表わすパラメーターである(文献(32)より引用)。

図20. ドリフト波の周波数(a)及び成長率(b)に対する高温電子密度の依存性(文献(32)より引用)。

高温電子の密度を変えても周波数はあまり変化しないが、成長率は影響を受けて、より不安定となる。高温電子の形成につれて低周波の揺らぎのレベルが上がる実験結果を説明する一機構と考えてよい。次に静電ポテンシャルの影響について考えてみよう。局在する静電ドリフト波の径方向のモード構造の node を表わすパラメーターを N として、 $N=0$ と 1 をもつモードに対して、 $\alpha=0$ と 0.1 の二つの場合の最大成長率と静電ポテンシャルの関係を示したのが図 21 である。図 19 の結果を考慮すれば $\alpha=0.1$ のモードがより不安定であり、且つドリフト波の基本モード ($N=0$) が仮定したプラズマパラメーターに対しては最も不安定なモードであることがわかる。注目すべきことは、成長率のピークが負の静電ポテンシャル側にシフトしている点で、このことは静電ポテンシャルによる $E \times B$ ドリフトの回転方向がイオンのドリフトと逆方向で、互いに打ち消し合う為有限ラーマー半径効果が減ずる現象から説明でき

よう。更に、その符号によらず、ポテンシャルが十分に大きい場合にはドリフト波は安定化される点も理論の重要な結果の一つである。先に述べた実験結果から高温電子の形成に伴い、静電ポテンシャルも正から負となり、同時に深くなるから、そのプラズマの揺らぎがドリフト波に関係しているとすれば、ここで検討した理論結果は実験観測結果を説明する上で有力な手掛りとなろう。

7. 高温電子の存在するミラー系での安定性の問題点

これまでバンピートラス系における高温電子及び静電ポテンシャルと安定性の関係について、その理論的課題と結果について概説してきたが、1章で述べたバンピートラスの特性は単にその装置に限らず、高温電子を含むミラー系装置でも共通のテーマとして問題となる。この章では簡単にその問題点を考えてみたい。高温電子の関係する各種ミラー装置については序論でふれたが、特に通常のタンデムミラー配位における安定性を議論する場合には次の点に注意しなければならない。すなわち、装置の中心部としての central cell 領域での微視的及び巨視的不安定性、更に高温電子の存在するプラグあるいはアンカー領域での微視的及び巨視的不安定性を論じた上で、系全体に対する平衡や安定性の問題をどのように統一的な立場から検討するかであろう。以下で各領域で問題となるであろう不安定性について考えてみよう。

図21. ドリフト波の基本波 ($N=0$) と $N=1$ ドリフト波の成長率と静電ポテンシャルの関係。コアプラズマ密度と高温電子密度の比を表わすパラメーターを α として、 $\alpha=0$ と $\alpha=0.1$ の場合が比較されている (文献 (32) より引用)。

7-1 Central Cell での安定性

この領域での巨視的不安定性としては、i) インターチェンジモード、ii) 磁気流体的バルーニングモード、iii) 静電的バルーニングモードなどが問題となる。インターチェンジ不安定性については、2章で議論した方法を用いて平衡解を求め、(12)式の安定化条件を調べることによって検討できる。プラズマのベーター値が大きくなるとバルーニングモードが問題となるが、よく議論されているバルーニングモード方程式に基づいて解析されている。静電的バルーニングモードについては後で述べる。微視的不安定性としては、イオン温度の非等方性に起因するアルフベン・イオン・サイクロトロン(AIC)モードや、イオンサイクロトロン波とドリフト波との結合によって生じるドリフト・サイクロトロン(DC)モード、更にロスコーン成分の関与したドリフト・サイクロトロン・ロスコーン(DCLC)モードなどが考えられる。これらのモードの安定化機構についても多くの議論があるが、ここでは省略したい。

7-2 プラグ及びアンカー領域での安定性

この領域における安定性の考え方は本質的にはこれまでのバンピートラスについての議論と同様でよい。すなわち考えられる不安定性としては、i) ミラー不安定性、ii) 高温電子インターチェンジモード、iii) コアプラズマインターチェンジモード、iv) ホイッスラーモードなどの微視的不安定性、v) Interactive ringモードなどが対象となる。加えて、比較的高温のイオン成分も存在するため、それに付随した微視的不安定性も考えられる。

現実的にはそれぞれの領域でのこれらのモードが独立に議論できるわけではなく、相互に関係している点に注意しながら系全体の安定性を論じなければならない。

7-3 静電的バルーニング不安定性

このような立場から、重要と考えられるのは静電的バルーニング不安定性であろう。この問題は Berk と Rosenbluth によって最初に指摘されたが、ある意味でトカマクにおける捕捉粒子不安定性に似ている。この不安定性は本質的には磁場の悪い曲率に捕捉された粒子によっておこる静電的不安定性と考えてよい。簡単にその安定化機構を説明するために、次の分散式³⁴⁾

$$\left(1 + \frac{A_1}{m^2}\right) \omega^2 - \omega m \omega_{*i} \left(\frac{m-1}{m} + \frac{A_2}{m^2}\right) + \gamma_c^2 = 0 \quad (33)$$

を引用する。ここで、 m はモード数、 ω_{*i} はイオンのドリフト周波数、 γ_c^2 は極小磁場配位を持つアンカー領域を除く全領域で平均された磁気流体フルートモードの成長率である。更に $(m-1)$ の項は有限ラーマー半径効果を表わし、 $A_{1,2}$ は装置の構造に依存する係数である。 A_1 は摂動ポテンシャルがほぼ零の領域と有限の領域を通過する粒子に関連したデバイ遮蔽の効果に対応し、 A_2 はイオンと電子の $E \times B$ ドリフトの差に依存した量であり、この効果はトカマクではなく、タンデムミラー磁場配位で生じる。ここで重要なことは、パラメーターによって A_2 の符号に正負のあることで、FLR安定効果を助ける場合と打ち消す場合がありうることである。 $A_2 < 0$ でFLR効果が効かなくなると、静電的な不安定性が生じることになる。

一般には, $A_2 > 0$ になるように実験装置は設計されている。このような場合には, (33) 式から分かるように, 最も不安定なモードは $m = 1$ で, その安定化条件は

$$\frac{\omega_{*i}^2}{\gamma_c^2} > 4 \frac{(1 + A_1)}{A_2^2} \quad (34)$$

で与えられる。具体的に (34) の条件をみるために, MFTF-B の axicell 装置デザインに対して得られている A_1, A_2 の表式及びマシンパラメーターを用いて考えてみよう。この場合には, A_1, A_2 は

$$A_1 = A_2 = \left[\frac{r_c^2}{\rho_i^2} \frac{n_{pass}}{n_c} \frac{2}{L_c} \frac{B_c}{B_a} (L_a + L_t) \right] \quad (35)$$

で与えられる。ここで, r_c は central cell でのプラズマ半径, n_c, n_{pass} は central cell での密度及び passing particle の密度で, B_c, B_a は central cell 及びアンカーでの磁場を表わし, 更に L_c, L_t, L_a は central cell, central cell とアンカーのつなぎめの領域, アンカー自身の領域それぞれの長さである。

MFTF-B デザインパラメーター, $L_c = 16$ m, $L_t = 5$ m, $L_a = 2.5$ m を使い, 更に $r_c / \rho_i = 13$

(MARS-mode と呼ばれている) を仮定すると, (34) から安定化条件として

$$\begin{aligned} \frac{n_{pass}}{n_c} &> 5\% (\omega_{*i}^2 \approx \gamma_c^2) \\ &1.6\% (\omega_{*i}^2 \approx 2\gamma_c^2) \end{aligned} \quad (36)$$

が得られる。従って, $A_{1,2}$ はアンカー領域と central cell の結合を特徴づける重要な物理的パラメーターとなっている。MFTF-B デザインでは, r_c / ρ_i 及び n_{pass} / n_c が安定化条件を満足するように変化できるようになっている。他にも A-cell 装置デザインパラメーターに対する安定化条件も検討されているが, 文献(33)で詳しく議論されているのでここでは省略する。

7-4 軸対称タンデムミラーにおける高温電子不安定性とポテンシャルの影響

軸対称タンデムミラーは 4 極磁場コイルによる極小磁場配位をもつアンカー部が高温電子を含む軸対称ミラー部に置き換わった装置になっている。従って, 系の安定性はバンピートーラスの場合と同様にコアプラズマと高温電子の結合で決定される。しかし, バンピートーラスの安定性の理論はほとんどフルートモードに限定されており, タンデムミラーに対しては軸方向の問題に拡張する必要がある。最近の理論³⁵⁻³⁸⁾によれば, このような系は, 負のエネルギーを持つ hot electron precessional mode がバルーニングモードと結合することによって不安定になることが指摘されている。特に, Baldwin と Berk は end cell 部の hot electron precessional mode が central cell 部のシャーアルフベン波と結合して不安定になることを最初に示した。その後, Tsang et al^{36, 37)}はこのモードが系の安定性に対して二つの重要な効果を持つことを示唆している。その効果の一つは低周波に対する NVL の安定化条件を変えることで, 高温電子の温度が下がれば安定領域は著しく制限される。他のもう一つの影響は hot electron precessional mode とバルーニングモードの結合によって不安定性がおこると, 新たに安定化条件が現われる点である。すなわち, 系の長

さが長くなれば、多くのシャーアルフベン波が励起され、周波数の共鳴条件が満たされれば、異なる軸方向のモード数を持つ多くのバルーニングモードが不安定となる。しかも central cell 領域の長さあるいは密度が増すにつれて、不安定領域がパラメーター空間で稠密に現われる。最近、Berk と Kaiser³⁸⁾ は理論的モデルをより厳密化することによってこれらの不安定性の安定化を検討している。結果として、hot electron precessional mode は $m \geq 2$ のシャーアルフベン波を励起して不安定となるが、FLR 効果によって安定化される可能性を論じ、更に $m=1$ のモードに対しては導体壁による安定化が可能なることを指摘している。

一般的にタンデムミラーにおける安定性の問題を複雑にしている要素としてポテンシャルが軸方向に変化している点を指摘しておかなければならない。そのために生じる軸方向の依存性をもつ $E \times B$ ドリフトが系の安定性にどのような影響を与えるのであろうか。タンデムミラーではこのようにして $E \times B$ ドリフトの軸方向のシャーが新たな不安定性をひきおこすことが最近の理論によって議論されている³⁹⁻⁴¹⁾。軸対称タンデムミラーでは高温電子が加わるために、安定性は更に複雑になる。Tsang と Lee はこのテーマを運動論的な理論モデルに基づいて検討し、興味ある結果を得ている⁴²⁾。問題点は前に述べた hot electron precessional mode とシャーアルフベン波の結合によって生じる不安定性が $E \times B$ ドリフトシャーによってどのように影響されるかである。ここではその結果を簡単に紹介する。彼等は安定化の条件として

$$|\omega_A| > \max(|Q|, |Q + (1 + \hat{\beta}_w) \omega_K|) \quad (37)$$

を導びいた。ここで、 ω_A は central cell 部で定義されたアルフベン周波数で、近似的に $\pi v_{AC} / L_c$ で与えられる。(37) 式の Q 、 $\hat{\beta}_w$ 及び ω_K は

$$\begin{aligned} Q &= \omega_{ep} - \omega_{ec}, \quad \omega_{ec} = \left(\frac{c}{B_c} \right) \underline{k}_\perp \times \hat{n} \cdot \nabla \phi_c \\ \hat{\beta}_w &= \beta_w \left(1 + \frac{1}{\beta_h} \right) (2\varepsilon)^{-1}, \quad \varepsilon = (R_c \partial \ln B / \partial r)^{-1} \\ \omega_K &= 2\omega_{Kh} / \left(1 + \frac{\beta_h}{2} \right), \quad \omega_{Kh} = -(c T_h / e v_A) \underline{k}_\perp \times \hat{n} \cdot (\hat{n} \cdot \nabla \hat{n}) \end{aligned}$$

で定義されている。これらの関係式の中で、 p 及び c は plug 及び central cell 領域での物理量を表わしている。(37) 式は ω_A の定義を使って

$$L_c \leq \pi v_{AC} / \max(|Q|, |Q + (1 + \hat{\beta}_w) \omega_K|) \quad (38)$$

と書き直せるので、(38) 式は central cell の長さに対する上限を与えている。高温電子がなければ、

(38) 式は

$$|Q| < \pi v_{AC} / L_c \quad (39)$$

となり、通常のタンデムミラーに対して得られている安定化条件になっている。これらの結果から、hot electron precessional mode が $E \times B$ ドリフトによって、より安定になるのかまたはより不安定になるのか

は end cell 領域でのポテンシャルの形状に依存する。すなわち, end cell での径方向電場が正であれば, $E \times B$ ドリフト方向は高温電子の ω_{kh} と反対方向となり, 安定化条件は $E \times B$ ドリフトによってより安定な傾向を示す。特に, Ω と $(1 + \hat{\beta}_w)$ が同程度の大きさの場合, すなわち $\omega_{kh} / \Omega \sim T_h L_{\perp} / e \phi_p R_c$ の条件に対しては, 軸対称タンデムミラーは通常のタンデムミラー程不安定にはならないことが指摘されている。最近の実験データ⁴³⁾及び輸送理論⁴⁴⁾に依れば, end cellでの径方向電場は正となりうることが示されており, 安定性の立場からは好ましいポテンシャル分布が実現されていることになる。

8. おわりに

高温電子プラズマ系の安定性に関する理論解析の現状をバンピートーラスを中心に, タンデムミラーも含めて概説した。このような系での安定性の問題を正しく取り扱うためには, コアプラズマと高温電子の運動を無撞着に解析することが必要で, 現在その理論解析法が確立されたと言ってもよく, タンデムミラー系の安定性の解析にも拡張されつつある。更にその手法はトカマクにも応用され, 高エネルギー粒子による安定化の問題が第二安定領域へのプロセスに関連して検討されている。しかし, 高エネルギー粒子の関与する問題を検討する時に一般的に指摘しておきたいことは, 総合的な立場からその効用を論じることの重要性であろう。

また本文でも強調したように, プラズマ中の電場の存在は安定性や輸送などの解明には避けて通れない重要性をもつと考えられる。この問題は単にバンピートーラスやタンデムミラー系に限らず, ステラレータ / ヘリオトロンなどの無電流プラズマ系の共通の課題ともなっている。従って, 本文でも多少論じたが, 高周波電磁場などの併用によっていかにプラズマ中の電場をコントロールできるかも重点研究課題の一つとなるであろう。現在NBT-1M 実験では種々の手法を用いて意欲的に電場の研究が行われており, 安定性や輸送との関連性についての実験結果も得られつつある。

今後, 理論, 実験両面から, 高エネルギー粒子を含むプラズマ系の安定性や輸送の問題点, 更に電場との関連性を解明する努力がより体系的に進められるものと確信している。

最後に, 限られた紙面の関係で多くの先達のすぐれた仕事も十分に紹介しきれなかった点を詫びたい。更に, バンピートーラスの問題点については, 池上先生を初めNBTグループのメンバーに, タンデムミラーについてはUCLAとTRWの多くの研究者に有益な議論を載いたのでここで感謝したい。終りに, 昭和60年1月に鬼怒川御苑で開催された“新しいプラズマ物理学”に関する研究会での討論は殊更に今回まとめるに際して有益であった点を述べて終りにしたい。

参 考 文 献

- 1) 毛利明博, 松田慎三郎: 核融合研究 20 (1968) 165.
- 2) J. R. Ferron and A. Y. Wong: UCLA Report PPG-625 (April 1982).
- 3) Akihiro Mohri and Taijiro Uchida: IPPJ-127 (June 1972).
- 4) V. G. Zykov, V. I. Karpukhin, Yu. F. Lonin, N. N. Podteregera, N. I. Rudnev and V. T. Tolok: Sov. Phys. Tech. Phys. 19 (1975) 1063.
- 5) R. A. Dandl: in Proceeding of the EBT Ring Workshop, Oak Ridge National Lab., 1979, Conference No. 791228, P. 31.
- 6) H. Ikegami, S. Aihara, M. Hosokawa, and H. Aikawa: Fucl. Fusion 13 (1973) 351.
- 7) M. Fujiwara *et al.*: Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, London, Sept. 1984, IAEA-CN-44/D III -5.
- 8) N. A. Uckan *et al.*: Proc. 8th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, July 1980, Vol. 1, IAEA, Vienna (1981) 845.
- 9) B. H. Quon, R. A. Dandl, W. F. Divergilio, G. E. Guest, L. L. Lau, N. H. Lazar, T. K. Samec, and R. F. Wuerker: to be published in Phys. of Fluids.
- 10) J. Kesner *et al.*: MIT Plasma Fusion Center Report, PFC/RR-83-35 (1983).
- 11) N. Hershkowitz *et al.*: in Proceeding of the 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, September (1982), paper IAEA-CN-41/G-4-1, P. 553.
- 12) M. Inutake *et al.*: in Proceeding of the 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, September (1982), paper IAEA-CN-41/G3.
- 13) T. C. Simonen *et al.*: in Proceeding of the 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, September (1982), paper IAEA-CN-41/G-1, P. 519.
- 14) D. B. Nelson and C. L. Hedrick: Nucl. Fusion 19 (1979) 283.
- 15) H. Sanuki and M. Fujiwara: in Proceeding of the EBT Ring Workshop, Oak Ridge National Lab., 1979, Conference No. 791228, P. 453.
- 16) H. Sanuki, T. Ogino, S. Ishiguro and T. Kamimura: in Proceeding of Workshop on EBT Stability Theory, Oak Ridge National Laboratory (1981) P. 229.
- 17) R. R. Dominguez and H. L. Berk: Phys. of Fluids 21 (1978) 827.
- 18) R. R. Dominguez and G. E. Guest: Phys. of Fluids 24 (1981) 780.

- 19) D. B. Nelson : Phys. Fluids **23** (1980) 1850.
- 20) J. W. Van Dam and Y. C. Lee : in Proceeding of the EBT Ring Workshop, ORNL, Oak Ridge, (1980) P.471.
- 21) D. A. Spong : in Proceeding of the EBT Stability Theory Workshop, ORNL, Oak Ridge (1981) P.33.
- 22) K. T. Tsang and C. Z. Cheng : in Proceeding of the EBT Stability Theory Workshop, ORNL, Oak Ridge (1981) P.141.
- 23) D. A. Spong and A. M. El Nadi : Bull. Am. Phys. Soc. **25** (1980) 964.
- 24) A. M. El Nadi : Phys. Fluids **25** (1982) 2019.
- 25) J. W. Van Dam, M. N. Rosenbluth and Y. C. Lee : Phys. Fluids **25** (1982) 1349.
- 26) H. L. Berk, J. W. Van Dam and M. N. Rosenbluth, and D. A. Spong : Phys. Fluids **26** (1983) 201.
- 27) D. A. Spong, H. L. Berk and J. W. Van Dam : Phys. Fluids **27** (1984) 2292.
- 28) H. L. Berk, M. N. Rosenbluth, H. V. Wong, T. Antonsen and D. E. Baldwin : Institute for Fusion Studies, University of Texas, Austin, TX, Report IFSR-59 (1982).
- 29) H. Sanuki and F. F. Chen : (投稿予定)
- 30) H. L. Berk, C. Z. Cheng, M. N. Rosenbluth and J. W. Van Dam : Phys. Fluids **26** (1983) 2642.
- 31) H. Sanuki : J. Plasma Physics **29** (1983) 99 and J. Phys. Soc. Jpn. **52** (1983) 511.
- 32) H. Sanuki : Phys. Fluids **27** (1984) 2500.
- 33) T. Watanabe, H. Sanuki and M. Watanabe : J. Phys. Soc. Japan **47** (1979) 286.
- 34) D. E. Baldwin and B. G. Logan : Lawrence Livermore Laboratory Report, UCID-19359 (1982) P.147.
- 35) D. E. Baldwin and H. L. Berk : Phys. Fluids **26** (1983) 3595.
- 36) K. T. Tsang, X. S. Lee, B. Hafizi and T. M. Antonsen, Jr : Phys. Fluids **27** (1984) 2511.
- 37) K. T. Tsang, X. S. Lee, B. Hafizi and T. M. Antonsen, Jr. : Phys. Fluids **27** (1984) 2912.
- 38) H. L. Berk and T. B. Kaiser : Phys. Fluids **28** (1985) 345.
- 39) H. Hojo, H. Miyamoto and K. Nishikawa : Institute for Fusion Theory, Hiroshima University Report, HIFT-69 (1983).

- 40) X. S. Lee, P. J. Catto and R. E. Aamodt : Phys. Fluids **25** (1982) 1491.
- 41) J. P. Freidberg and D. A. D' Ippolito : Phys. Fluids **26** (1983) 2657.
- 42) K. T. Tsang and X. S. Lee : Phys. Rev. Lett. **26** (1984) 2094.
- 43) R. P. Drake *et al.* : Phys. Fluids **25** (1982) 2110.
- 44) J. R. Myra and P. J. Catto : Phys. Fluids **26** (1983) 1836.