The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

J. Plasma Fusion Res. Vol.88, No.3 (2012) 158-161

小特集 トカマクにおける三次元MHD研究の現状と他の閉じ込め配位からの寄与

3. 不整磁場・摂動磁場の閉じ込めへの影響

古川 勝
(東京大学大学院新領域創成科学研究科)

(原稿受付：2012年2月1日)

近年のトカマク実験では，装置の構造物等に起因する小さな非軸対称磁場が，アルフベン波を介してプラズマ中で増幅され得ることが問題となっている．また，これら非軸対称磁場のプラズマへの浸透は，プラズマ回転により遮蔽され得ることも知られている．積極的に非軸対称磁場を印加しプラズマを制御しようという試みも進んでいる．さらに，浸透した非軸対称磁場は周辺部の磁場をストキャスティックにし，輸送に影響を与える可能性もある．これらの物理はトカマクプラズマに限った話ではないが，この章では，トカマクプラズマを想定しつつ，非軸対称磁場がプラズマに浸透することに関連するいくつかの重要な物理について述べる．

Keywords:
error field, magnetic perturbation, amplification, plasma rotation, resonance, shielding, braking torque

3.1 はじめに

近年のトカマク実験では，外的要因による非軸対称磁場のプラズマ閉じ込めへの影響が盛んに研究されている．外的要因には2種類あり，1つは意図しないもの，もう1つは意図的なものである．意図しないものは，以前から不整磁場 (error field) と呼ばれているもので，装置の構造物が非軸対称であったり，コイルへの導線，あるいはコイル設置のずれといったことが原因となって，非軸対称な磁場が生じているもののことである．一方，意図的なものは，プラズマ外部のコイルから能動的に非軸対称磁場を印加し，プラズマの制御に使おうというものである．プラズマ中の主要なフーリエモードに対して共鳴する磁場を印加する場合は共鳴摂動磁場 (resonant magnetic perturbation, RMP) と呼ばれる．非共鳴の場合 (non-resonant magnetic perturbation) も研究が行われている．不整磁場，摂動磁場のいずれの場合でも，それら外的要因による磁場がプラズマ中にどのように浸透し，どのようなプラズマ変形が起こり，それが装置構造物等との間に，また磁気島が形成される場合はその内外の間に，どのような力を及ぼし合うかが問題となる．

本章は以下のように構成されている．3.2節では，まず，不整磁場がプラズマ中に浸透する様子について述べる．臨界安定のMHDモードにより，不整磁場はプラズマ中で増幅される．3.3節では，プラズマ回転によって不整磁場の浸透が遮蔽されることを述べる．アルフベン共鳴が重要な役割を果たす．3.4節では，プラズマ中に形成された非軸対称構造が，プラズマ回転を減速させるトルクを発生することを述べる．3.5節では，摂動磁場によりプラズマエッジ付近の磁場がストキャスティックになり，周辺局在モード (edge localized mode, ELM) に影響を与えることについて述べる．3.6節でまとめと展望を述べる．

3.2 不整磁場のプラズマ中への浸透

3.2.1 不整磁場による磁気島生成

はじめに，これらの問題を扱うための基礎的な方法の1つである，接続解法について簡単に説明しておく．長さ $2\pi R$，小半径 a の低ベータの円柱プラズマを考える．円柱座標系 (r,θ,z) を用いる．$r>a$ は真空領域だが，$r=b_-$ には非常に薄い導体壁があり，そのすぐ外側に隣接して $r=b_+$ に不整磁場を作る電流層があるとする．不整磁場を作る原因は様々だが，導体壁のすぐ外に不整磁場を作る電流層を考えることでモデル化している．配位の概念図を図1に示す．

線形化した簡約化MHD方程式[1,2]で慣性と散逸を落とすと，いわゆるNewcomb方程式[3]が得られる：

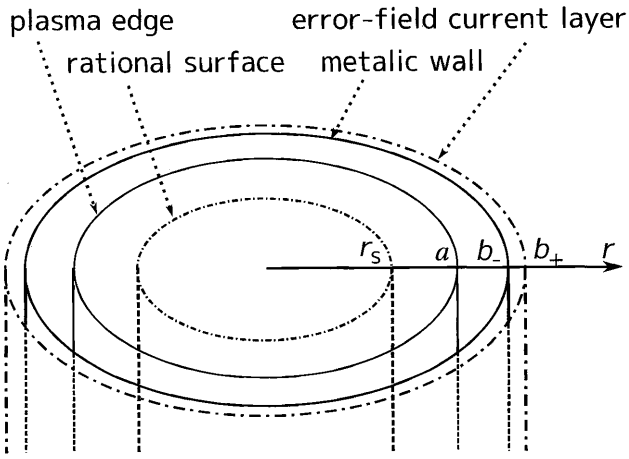

図1 配位の概念図．

3. Effects of Error and Perturbed Magnetic Fields on Confinement

FURUKAWA Masaru
author's e-mail: furukawa@k.u-tokyo.ac.jp

©2012 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research
NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

$$\nabla_\perp^2\phi+\frac{mJ_0'}{rk_\parallel}\phi=0$$

ここで，摂動の空間依存性は$e^{i(m\theta-n\varepsilon z)}$とし，$\nabla_\perp^2=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)-\frac{m^2}{r^2}$，$k_\parallel:=m\varepsilon\left(\frac{1}{q}-\frac{n}{m}\right)$，$\varepsilon:=a/R$ は逆アスペクト比，q は安全係数，J_0 は平衡の電流密度であり，プライムは r 微分を表す．$k_\parallel=0$ となる有理面がプラズマ中にあるとして，その半径を r_s と表す．磁場（規格化してある）が $\mathbf{B}=\hat{z}+\nabla\phi\times\hat{z}$ と表されており，Newcomb 方程式の第2項がプラズマ電流となっている．真空領域では $J_0\equiv0$ とすればよい．また，不整磁場を作る電流層は，Newcomb 方程式に $j_e\delta(r-b_+)$ を加えて扱うことができる．ここで $\delta(r)$ は Dirac のデルタ関数である．

Newcomb 方程式は2階常微分方程式であり，2つの線形独立解をもつ．$\lim_{r\to0+}\phi(r)=0$ および $\lim_{r\to+\infty}\phi(r)=0$ に注意すると，それぞれの領域で，解は以下のように表すことができる：

$$0\le r<r_s\ :\quad \phi(r)=\phi_1G_1(r),\tag{2}$$
$$r_s<r<b_-\ :\quad \phi(r)=\phi_2G_2(r)+\phi_3G_3(r),\tag{3}$$
$$b_+<r\ :\quad \phi(r)=\phi_4G_4(r).\tag{4}$$

G_1 等は適切に規格化しておき，ϕ_1 等が振幅を表すことにする．また，$\lim_{r\to+\infty}G_2(r)=0$，および $G_3(b_-)\simeq G_3(b)=0$ とし，それぞれ導体壁なし，完全導体壁ありの場合の解に対応させる．

次に，これらの解を接続していく．まず，有理面 r_s では ϕ が連続と仮定し，また ϕ' の跳び $\Delta':=(\phi'/\phi)_{r_s+0}-(\phi'/\phi)_{r_s-0}$ が有理面近傍の内部層の物理によって決まるとして，

$$\phi_1G_1(r_s)=\phi_2G_2(r_s)+\phi_3G_3(r_s),\tag{5}$$
$$\phi_2G_2'(r_s)+\phi_3G_3'(r_s)-\phi_1G_1'(r_s)=\phi_1G_1(r_s)\Delta_p'(\omega)\tag{6}$$

とする．2本目の式は，右辺が内部層から求められる Δ_p' になっている．導体壁では，磁場の拡散方程式を解く．厚さ $\delta_w\ll1$ の非常に薄い導体壁を仮定すると，$\partial\psi/\partial t=\eta_w\partial^2\psi/\partial r^2$ と近似できる．これを r で積分し，ϕ が壁の両面で同じとすると，$\Delta_w'(\omega)=-i\omega\delta_w/\eta_w$ が得られる．したがって，導体壁を跨いで，解は

$$\phi_2G_2(b_-)+\phi_3G_3(b_-)=\phi(b),\tag{7}$$
$$\phi'(b)-\phi_2G_2'(b_-)-\phi_3G_3'(b_-)=\phi(b)\Delta_w'(\omega)\tag{8}$$

と接続できる．最後に，不整磁場を作る電流層の厚さを $\delta_e\ll1$ とすると，Ampére 則は $\partial^2\psi/\partial r^2=-j_e\delta(r-b_+)$ と近似でき，r で積分すると，$\Delta_e'=-j_e/\psi(b)$ となる．したがって，電流層を跨いで，解は

$$\phi(b)=\phi_4G_4(b_+),\tag{9}$$
$$\phi_4G_4'(b_+)-\phi'(b)=\phi(b)\Delta_e'\tag{10}$$

と接続できる．なお，導体壁と電流層の接続条件は，

$$\phi_2G_2(b)=\phi_4G_4(b),\tag{11}$$
$$\phi_4G_4'(b)-\phi_2G_2'(b)-\phi_3G_3'(b)=\phi_4G_4(b)\Delta_w'(\omega)-j_e\tag{12}$$

とまとめることができる．ただし $b_-\simeq b_+\simeq b$ とした．これで，ϕ_j（$j=1,2,3,4$）を決める式が4本得られた．

例えば，$\varepsilon\ll1$ とし，プラズマ中においても有理面近傍以外では摂動電流が無視できると仮定すると，$G_1(r)=(r/b)^m$，$G_2(r)=G_4(r)=(r/b)^{-m}$，$G_3(r)=(r/b)^{m-}(r/b)^{-m}$ とできる．定常状態を考え，有理面でテアリングモードパラメータ $\Delta_p'=0$，導体壁で $\Delta_w'=0$ とすれば，

$$\phi(r_s)=\frac{bj_e}{2m}\left(\frac{r_s}{b}\right)^m\tag{13}$$

と求められる．これは，j_e によって有理面に ϕ つまり摂動 B_r が存在し，真空磁気島が形成されていることを示している．プラズマ応答を含める場合には，Newcomb 方程式においてプラズマが作る摂動電流を考慮し，G_1，G_2 および G_3 を求めれば良い．導体壁は含められていないが，不整磁場による磁気島の大きさが，プラズマ応答を考慮することにより，真空の場合よりも大きくなることが示されている[4]．

また，$\phi_{es}=(r_s/b)^m\phi_3$，$\phi_s=\phi_{es}+(r_s/b)^{-m}(\phi_2-\phi_3)$ と定義して，

$$0\le r<r_s\ :\ \phi(r)=\phi_s\left(\frac{r}{r_s}\right)^m,\tag{14}$$
$$r_s<r<b_-\ :\ \phi(r)=(\phi_s-\phi_{es})\left(\frac{r}{r_s}\right)^{-m}+\phi_{es}\left(\frac{r}{r_s}\right)^m\tag{15}$$

と書き直してみると，$r_s<r<b_-$ の場合の右辺第1項は，壁がないときの解，右辺第2項は不整磁場の影響となる．もし $\phi_{es}=0$ なら，$\Delta_p'=-2m/r_s=:\Delta_{p0}'$ であり，$\phi_{es}\neq0$ なら

$$\Delta_p'=\Delta_{p0}'+2\frac{m}{r_s}\frac{\phi_{es}}{\phi_s}$$

となる．右辺第2項が不整磁場の影響による Δ_p' の変化分である．Rutherford 方程式によって飽和した磁気島の幅を見積もるならば，この変化分によってその幅は影響を受けることになる．

3.2.2 プラズマ応答による不整磁場の増幅

抵抗性壁モードや不整磁場，さらに摂動磁場によるフィードバックを考える際に，それらを結合した複数の電気回路として扱う考え方があり，VALEN コードに実装されている[5,6]．ここでは，非常に簡略化した形ではあるが，基本的な考え方を述べる．

外的に与えられた電流が，無摂動のプラズマ表面を横切る磁束 Φ_x を作るとする．また，プラズマ応答も含め，無摂動のプラズマ表面を横切る全磁束を Φ とする．これらの関係を，透磁率 P を用いて $\Phi=P\Phi_x$ と表す．P は，プラズマが不整磁場に対して線形応答すると仮定する場合には，例えば理想 MHD なら DCON[7]や，抵抗性 MHD にも拡張するなら MARS[8]といった線形 MHD コードで求めるものである．もちろん，これらのコードを用いると，プラズマ中での磁場摂動の分布も求められる．文献[6]に述べられているように，P は概ね $1/(-s+i\alpha)$ となる．$-s$ は MHD モードを駆動するために必要なエネルギー，$i\alpha$ はトルクを表す．まず，トルクがほとんど働いていないとき，MHD

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

モードが臨界安定になり，s がゼロに近づくと，ある与えられた Φ_x に対し，実際に生じる磁場摂動 Φ は非常に大きくなることが分かる．つまり，不整磁場は臨界安定な MHD モードによって最も増幅される．つまり，ほんの少しのエネルギーを与えるだけでも駆動されるのが臨界安定な MHD モードということである．また，この状況のときに，トルクも最大になることが示される．文献[9]では，抵抗性壁モードの成長率，およびプラズマのトロイダル回転を減速させるトルクを，理想 MHD のポテンシャルエネルギーを用いて表し，導体壁がない場合に臨界安定のプラズマで，最もトルクが大きくなることが示されている．プラズマ回転は，様々な MHD モードを安定化する効果があると考えられており，その減速は閉じ込め劣化やディスラプションにつながるため，精力的に研究が行われている．IPEC[10]は，プラズマ外部で与えられた非軸対称磁場に合うような臨界安定な理想 MHD モードを DCON で求めるパッケージとなっており，非軸対称に摂動を受けたトカマク平衡を計算できる．しかしプラズマ内部の有理面で磁場摂動がゼロとされており，磁気島のある平衡状態ではない．プラズマ回転も含めた抵抗性 MHD によるプラズマ応答や，真空あるいは理想 MHD 応答との比較が MARS-F コード[11]を用いて行われている[12]．

3.3 プラズマ回転による不整磁場浸透の遮蔽

上記のように，不整磁場はプラズマ中に浸透し，また増幅されるが，プラズマ回転があると，その浸透が遮蔽され得ることがわかっている．もちろんそのようなプラズマ回転も含めた上で「プラズマ応答」なのだが，回転の効果は物理的に興味深いと思われるので，本節で別途取り上げる．理解の鍵となるのがアルフベン共鳴である．理想 MHD プラズマの回転による不整磁場浸透の遮蔽については文献[6]で研究されている．簡単のために 1 次元スラブ配位を考え，平衡流を含めて単純なアルフベン波の分散関係式を導くと，

$$(\omega-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v})^2-(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_\mathrm{A})^2=0 \tag{17}$$

となる．$\boldsymbol{v}$ が平衡流速，$\boldsymbol{v}_\mathrm{A}:=\boldsymbol{B}/\sqrt{\mu_0\rho}$ はアルフベン速度，$\boldsymbol{k}$ が波数ベクトルである．x 方向に非一様性を残して x に関する微分方程式にまとめる場合，左辺の因子が最高階微分項に掛かる．$\boldsymbol{v}\equiv 0$ のときは，$\omega^2=(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_\mathrm{A})^2$ のときに最高階微分項の係数がゼロとなり，これを満たす範囲の ω が連続スペクトルになる．プラズマ中に $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_\mathrm{A}=0$ となる有理面があると，その近傍では，ゆっくりした運動を表す小さな ω や，上の式には含まれていない小さい散逸効果が効き，いわゆる抵抗層を形成する．$\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}\neq 0$ の場合は，最高階微分項の係数がゼロとなるのは $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_\mathrm{A}=\pm(\omega-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v})$ となる場所である．平衡流によってアルフベン波の周波数がドップラーシフトを受けるので，共鳴位置が有理面からずれることになる（**図 2** 参照）．例えば静的な不整磁場にロックした磁気島のように，ω がゼロならば，最高階微分項の係数がゼロとなるのは $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_\mathrm{A}=\pm\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}$ となる 2 枚のアルフベン共鳴面で，そこに摂動電流層が形成されると考えられる．このとき，2 枚のアルフベン共鳴面のずれが十分に小さく，摂動電流層が重なりあって有理面も含む 1 枚の抵抗層を形成する場合には，従来の内部層方程式にプラズマ流の効果を加えたもので解析できる．しかし，2 枚のアルフベン共鳴面のずれが十分に大きければ，アルフベン共鳴面に形成された摂動電流層が有理面に重ならず，したがって磁力線のつなぎ換えは抑えられると考えられる．また，$\omega-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}\simeq 0$ の場合には，最高階微分項の係数がゼロとなるのは $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}_\mathrm{A}=0$ の有理面である．この場合は，有理面近傍に摂動電流層が形成され，磁力線のつなぎ換えが起こり，プラズマ回転と共に回転する磁気島が形成され得ると考えられる．

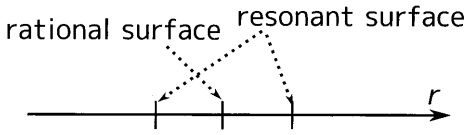

図 2　有理面を共鳴面のずれの概念図．

なお，トロイダルプラズマでは，複数の有理面が存在し，プラズマ変形も複数のポロイダルフーリエモードを含むのが一般的である．プラズマのトロイダル回転は実験的にも観測され，小半径方向に分布をもつので，異なる有理面では異なる回転速度をもつ．すると，ある有理面で回転速度がゼロになるような座標系に乗ったとしても，他の有理面では有限の回転速度が残るわけなので，やはり有限の回転速度をもちアルフベン共鳴面が有理面からずれている状況が一般的だと考えられる．

3.4 トルクバランス

プラズマ回転による遮蔽効果はあるにせよ，不整磁場はプラズマ中に浸透する．このような非軸対称構造を作る摂動電流や磁場は，プラズマ中に電磁力を生成する．磁気島のような揺動がプラズマ回転と共に回転すると仮定し，プラズマ回転周波数の時間変化をトロイダルトルク $T_\phi:=R\int F_\phi \mathrm{d}^3x$ とポロイダルトルク $T_\theta:=\int F_\theta r\mathrm{d}^3x$ を用いて表すと，

$$\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}t}=\frac{mT_\theta}{\int\rho r^2\mathrm{d}^3x}-\frac{nT_\phi}{R^2\int\rho\mathrm{d}^3x} \tag{18}$$

と書ける．ω の時間発展を解くことにより，回転する磁気島の導体壁へのロック（ロックトモード）の解析が行われた[13]．このようなロッキングは，磁気島幅の増大と遂にはディスラプションにつながる可能性が高く，実験的にも精力的に研究されているものである．また，磁気島と背景プラズマが異なる速度で回転している場合は，磁気島の内外の間に粘性トルクが働く．これが導体壁との間に働く電磁トルクと釣り合うトルクバランスを解析することにより，実現可能な磁気島の回転周波数には禁制帯があることも示された[14]．この周波数禁制帯の考え方は，実験で得られる抵抗性壁モードの安定化に必要なプラズマ回転速度が，実験の仕方によって異なることを説明するためにも用いられた[15]．

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

定常状態では右辺のトルクが釣り合う．文献[16,17]では，磁気島の回転が，その外のプラズマ回転とずれる場合も含め，プラズマ中の抵抗層を線形および非線形モデルで解析し，可能なトルクバランス状態とその分岐について調べられている．ドリフトMHDモデル等への拡張は[18,19]で述べられている．

磁気島の回転速度と磁気島外のプラズマ回転が別々に時間変化してよい状況は，直接的な非線形シミュレーションによって調べられている．磁気島内外の回転速度の違いによる粘性力を外力としてモデリングし，磁気島部分の理想MHD平衡が計算され，外力の増加に伴って磁気島がやや小さくなり，さらにある上限値を超えると磁気島構造が維持されないことが示された[20]．不整磁場とプラズマ回転の駆動力を与え，粘性，抵抗を含むMHD方程式を初期値問題としてシミュレーションし，回転速度によってMaxwell，粘性，慣性応力の間に複数のバランス状態があることが示されている[21]．

プラズマ回転速度$\boldsymbol{v}$や磁場$\boldsymbol{B}$の時間変化も伴うダイナミクスの場合，前節に述べたアルフベン共鳴の位置も時々刻々変化する．準線形・非線形の簡約化MHDシミュレーションにより，静的・動的摂動磁場に対するプラズマ応答が計算され，摂動磁場がプラズマ中で増幅される様子や，アルフベン共鳴によって遮蔽される様子が示されている[22-24]．また，2流体簡約化MHDモデルにも拡張され，ドリフトテアリングモードによる磁気島回転と静的不整磁場によるロッキング等が調べられている[25-28]．

3.5 周辺磁場のストキャスティック化

これまでの実験で，共鳴摂動磁場を印加することで，タイプI-ELMが完全に抑えられたり[29,30]，高周波数・小振幅化されたり[31]することが示されており，トカマク型の核融合炉実現にとって重要な研究課題となっている．共鳴摂動磁場の印加により，エッジ付近で隣接する共鳴面に生成される磁気島がオーバーラップし，磁場がストキャスティックになることと密接に関係していると考えられる．これらの研究も精力的に行われており，シミュレーションによる説明も試みられている[32-34]．

3.6 まとめと展望

本章では，外的に与えられた不整磁場・摂動磁場が，プラズマ中に浸透し増幅されることや，プラズマ回転によって遮蔽され得ること，またプラズマ中の非軸対称構造によるトルクがプラズマ回転を減速させることを述べた．これらは非線形的に関係し合っているが，磁気島のロッキングや抵抗性壁モードの不安定化によるディスラプションを避けるためには物理の理解が必須である．また，摂動磁場の印加によりELMの抑制・緩和が可能であることも述べた．プラズマエッジ付近の磁場がストキャスティック化と関連したMHD安定性や輸送の変化を理解することが重要な課題である．これらの現象をもし一言でまとめるならば，プラズマという非線形媒質が外的擾乱にどのような応答をするのかを知りたいということになるが，様々な要素が複雑に関係し合っており，チャレンジングであるが大変興味深い．

参考文献

[1] H.R. Strauss, Phys. Fluids **19**, 134 (1976).
[2] R.D. Hazeltine and J.D. Meiss, *Plasma Confinement* (Dover Publications, Inc., Mineola, New York, 2003).
[3] W.A. Newcomb, Ann. Phys. **10**, 232 (1960).
[4] J.K. Lee, H. Ikezi, F.W. McClain and N. Ohyabu, Nucl. Fusion **23**, 63 (1983).
[5] A.H. Boozer, Phys. Rev. Lett. **86**, 5059 (2001).
[6] A.H. Boozer, Phys. Plasmas **10**, 1458 (2003).
[7] A.H. Glasser and M.S. Chance, Bull. Am. Phys. Soc. **42**, 1848 (1997).
[8] A. Bondeson, G. Vlad and H. Lütjens, Phys. Fluids B **4**, 1889 (1992).
[9] L.-J. Zheng and M. Kotschenreuther, Phys. Rev. Lett. **97**, 165001 (2006).
[10] J.-k. Park, A.H. Boozer and A.H. Glasser, Phys. Plasmas **14**, 052110 (2007).
[11] Y.Q. Liu, A. Bondeson *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 3681 (2000).
[12] M.S. Chu, L.L. Lao *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073036 (2011).
[13] M.F.F. Nave and J.A. Wesson, Nucl. Fusion **30**, 2575 (1990).
[14] D.A. Gates and T.C. Hender, Nucl. Fusion **36**, 273 (1996).
[15] A.M. Garofalo, G.L. Jackson, R.J. La Haye *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1121 (2007).
[16] R. Fitzpatrick, Nucl. Fusion **33**, 1049 (1993).
[17] R. Fitzpatrick, Phys. Plasmas **5**, 3325 (1998).
[18] F.L. Waelbroeck, Phys. Plasmas **10**, 4040 (2003).
[19] A. Cole and R. Fitzpatrick, Phys. Plasmas **13**, 032503 (2006).
[20] T.H. Jensen, A.W. Leonard, R.J. LaHaye and M.S. Chu, Phys. Fluids B, **3**, 1650 (1991).
[21] O.A. Hurricane, T.H. Jensen and A.B. Hassam, Phys. Plasmas **2**, 1976 (1995).
[22] Y. Kikuchi, K.H. Finken *el al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, 169 (2006).
[23] Y. Ishii and A.I. Smolyakov, Plasma Fusion Res. **3**, 048 (2008).
[24] Y. Ishii, Plasma Fusion Res. **5**, 002 (2010).
[25] Y. Kikuchi, M.F. M. de Bock *el al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 085003 (2006).
[26] Q. Yu, S. Günter, Y. Kikuchi and K.H. Finken, Nucl. Fusion **48**, 024007 (2008).
[27] F. Militello and F.L. Waelbroeck, Nucl. Fusion **49**, 065018 (2009).
[28] S. Nishimura, M. Yagi, K. Itoh, S.-I. Itoh and S. Benkadda, Nucl. Fusion **50**, 054007 (2010).
[29] T.E. Evans, R.A. Moyer *et al.*, Nature Phys. **2**, 419 (2006).
[30] T.E. Evans, M.E. Fenstermacher *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 024002 (2008).
[31] Y. Liang, H.R. Koslowski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 265004 (2007).
[32] M. Bécoulet, G. Huysmans, *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 085011 (2009).
[33] E. Nardon, P. Tamain *et al.*, Nucl. Fusion **50**, 034002 (2010).
[34] Q.Yu and S. Günter, Nucl. Fusion **51**, 073030 (2011).

NII-Electronic Library Service