



レビュー論文

CHS における高速イオン励起 MHD 不安定性による 高エネルギーイオンの異常輸送

磯部光孝¹⁾, 永岡賢一¹⁾, 後藤和幸²⁾, 東井和夫¹⁾, 鈴木千尋¹⁾, 清水昭博¹⁾,
秋山毅志¹⁾, 西村伸¹⁾, 吉村泰夫¹⁾, 南貴司¹⁾, 松岡啓介¹⁾, 岡村昇一¹⁾,
藤堂泰¹⁾, 村上定義³⁾, 笹尾真実子⁴⁾, DARROW Douglass S.⁵⁾, SPONG Donald A.⁶⁾

¹⁾核融合科学研究所, ²⁾名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻, ³⁾京都大学大学院工学研究科,

⁴⁾東北大学大学院工学研究科, ⁵⁾プリンストンプラズマ物理学研究所, ⁶⁾オークリッジ国立研究所

(論文受付: 2007年2月22日 / 論文受理: 2007年5月30日)

将来の核融合炉におけるアルファ粒子による MHD 不安定性の励起とそれに伴うアルファ粒子の異常損失の危惧から, 近年, 高速イオン励起 MHD 不安定性と高速イオンとの相互作用, またその結果生ずる高速イオンの異常輸送に関する研究が重要視されている. 本研究では, CHS の中性粒子ビーム加熱プラズマを対象に, 複数の高速イオン計測器を駆使して, 上記を多角度から調べる実験を進めてきた. CHS におけるこれまでの当該分野研究に触れながら, ここでは, 特に高速イオン励起 MHD モードにより引き起こされる高速イオンの異常輸送を中心に述べる.

Keywords:

helical plasma, CHS, fast ion, neutral beam, Alfvén eigenmode, energetic particle mode, neutral particle analyzer, lost-fast-ion probe

1. はじめに

磁場閉じ込め方式による熱核融合炉を実現するためには, プラズマ中における高速イオンは, その運動エネルギーを背景プラズマに十分与えるまで系内に留まる必要がある. 重水素-三重水素(D-T)核融合反応により生成された高エネルギーアルファ粒子や, 中性粒子ビーム(NB)入射等によりプラズマ中に発生した高エネルギーイオンが仮に何らかの理由でプラズマ系外へ損失した場合, 実験プラズマであれば加熱効率の低下という話で済むかもしれないが, それが炉心プラズマであれば自己点火条件の維持を妨げるのみならず, それらによる第一壁への局所的な熱負荷の結果, 装置に致命的損傷を与える恐れがある. このような背景のもと, トカマク実験においては, 有限個数の離散的トロイダル磁場コイルが作る磁場リップル(所謂, TFリップル)に起因する高速イオンのリップル輸送の問題[1-4], またトロイダルアルヴェン固有モード(TAE)に代表される高速イオン励起電磁流体力学(MHD)不安定性の発生に伴う高エネルギーイオンの異常損失の問題[5-11]について, 実験と理論の両面から広範に研究が進められてきた. 前者については, これまでの実験並びに理論研究からほぼ理解されてきており, そこで得られた知見は, 例えば, 国際熱核融合実験炉(ITER)の設計に大いに反映されてい

る. 一方, 後者については現在, 既存の閉じ込め装置で盛んに研究が行われているが, 非線形物理に基づく現象であるためモードの励起・減衰のメカニズムがきわめて複雑であること, このモードの励起は高速イオンの速度分布並びに空間分布に強く依存することが理論により示唆されるが, 速度空間で等方分布を持つ高エネルギーアルファ粒子を現状のNBやイオンサイクロトロン共鳴加熱を使った実験では十分に模擬することができていない, 等の理由により, 現状, 将来を十分に予見できる位置にあるとは言えない. 将来の核燃焼プラズマでの高速イオン励起 MHD 不安定性に起因する高速イオン異常輸送についてある程度の見通しが得られるよう, それぞれの閉じ込め装置, 磁場配位で得られたデータを一つ一つ積み上げていくことが重要である.

ヘリカル系プラズマ実験では, 非軸対称磁場リップルの存在により軸対称系のトカマクに比して粒子軌道が複雑になるため, 以前はリップル輸送やロスコーンに関する議論が高速イオン研究の中心であったが[12-15], Wendelstein7-ASステラレータのNB加熱プラズマにおいて大域的アルヴェン固有モード(GAE)が観測されたのを皮切りに[16, 17], コンパクトヘリカルシステム(CHS), 並びに大型ヘリカル装置(LHD)において, NB入射高速イオンとアルヴェン固

Anomalous Loss of Fast Ions Due to Fast-Ion-Driven MHD Instabilities in CHS

ISOBE Mitsutaka, NAGAOKA Ken-ichi, GOTO Kazuyuki, TOI Kazuo, SUZUKI Chihiro, SHIMIZU Akihiro, AKIYAMA Tsuyosi, NISHIMURA Shin, YOSHIMURA Yasuo, MINAMI Takashi, MATSUOKA Keisuke, OKAMURA Shoichi, TODO Yasushi, MURAKAMI Sadayoshi, SASAO Mamiko, DARROW Douglass S. and SPONG Donald A.

corresponding author's e-mail: isobe@nifs.ac.jp

有モードの相互作用に関する研究が精力的に行われるようになった[18-28]。高速イオン励起 MHD 不安定性の励起は、高速イオンの速度分布や空間分布に加えて、磁場構造に依存するため、三次元磁場構造を持つヘリカル系ではトカマクで発生しない MHD モードが励起されうるが[26, 29]、励起・減衰機構はトカマクとヘリカルで本質的差異は小さい。したがってヘリカル系における当該研究の推進は、トカマクを含めたトロイダル系プラズマにおける高速イオン励起 MHD モードが引き起こす現象の包括的な理解に貢献できるものとする。

CHS では NB 加熱プラズマを対象に、シンチレータやファラデーカップを利用した損失高速イオンプローブ、荷電交換中性粒子分析器、および方向性ラングミュアプローブ等の複数の高速イオン計測器を駆使して、高速粒子モード (EPM) や TAE が高速イオン輸送に与える影響を多角度から調べる実験を進めてきた。ここでは、CHS において観測されたこれら高速イオン励起 MHD モードにより引き起こされる高速イオンの異常輸送を中心に述べる。

2. 実験

2.1 コンパクトヘリカルシステム (CHS)

CHS 装置(装置大半径 1 m, プラズマ平均小半径約 0.2 m)は、1988年 6 月に名古屋大学内東山サイトにて稼働を始めた。途中、土岐サイトへの移転を経て、2006年 8 月末にその役割を終えた。CHS は、トロイダル周期 8, ポロイダル周期 2 を持ち、最大 1.9 T のトロイダル磁場強度 (B_t) を発生する低アスペクト比ヘリカル装置である[30]。図 1 に、本研究を主として行った磁気軸位置 $R_{ax} = 0.962$ m における CHS 磁場配位の回転変換分布を示す。回転変換分布は、プラズマ全域にて所謂ステラレータシアを持ち、通常のトカマクプラズマとは対照的に中心から周辺部に向けて増加しており、後に示すようにトカマクとは異なる TAE

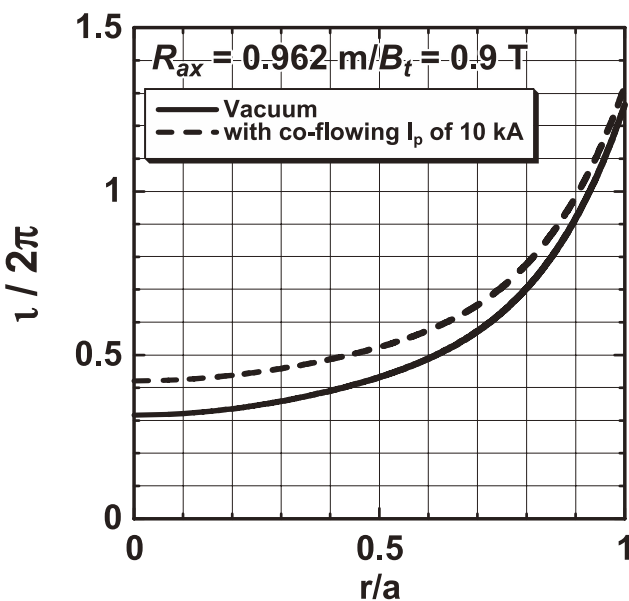


図 1 CHS 磁場配位 ($R_{ax}/B_t = 0.962$ m/0.9 T) の回転変換分布。実線、破線はそれぞれ、真空磁場配位、co-方向に 10 kA の実電流を含んだ平衡の回転変換分布に対応する。

ギャップ構造を作る。

CHS では、始めに電子サイクロトロン共鳴加熱 (発振周波数 53.2 GHz/106.4 GHz のジャイロトロン) によりターゲットプラズマが生成され、NB 入射により追加加熱が行われた。NB 入射機は 2 機装備されており、何れも水素 (H^0) ビームである。両ビームの入射エネルギー E_b , ポート通過電力 P_{nb} は、それぞれ、 $E_b/P_{nb} = 40$ keV/0.8 MW (NB#1), $E_b/P_{nb} = 32$ keV/0.8 MW (NB#2) である。NB は、プラズマの追加加熱としての役割を担うのと同時に、高速イオン励起 MHD モードを不安定化する自由エネルギー源でもある。東山サイトでは、それぞれのビームが向き合うバランス入射の配置となっていたが、さらに高い加熱効率を得るために、2 機を同時に co-方向入射となるよう、土岐への移転の際に NB 入射機の配置換えを行っている。

2.2 高速イオン計測

CHS 実験の特徴の一つに、充実した高速イオン測定環境が挙げられる。ここでは、本研究において重要な役割を果たした高速イオン計測機器について手短かに紹介する。CHS では、荷電交換中性粒子分析器 (NPA), シンチレータを利用した損失高速イオンプローブ (SLIP), ファラデーフィルム型損失高速イオンプローブ (FLIP), 並びに方向性ラングミュアプローブ (DLP) が用いられた。図 2 (a) に、これら計測機器の配置図を示す。NPA は、中性化ガス (H_2) セルと平行平板静電偏向板に基づくエネルギー分析器で構成される一般的なシステムであるが、通過軌道から捕捉軌道にわたり高速粒子の閉じ込めの様子を調査できるよう、大半径方向外側赤道面上にて観測角度が可変のシステムとした[31]。NPA は系内に閉じ込められている高速イオンの情報を提供する一方で、SLIP/FLIP は、系外へ損失していく高速イオンを最外殻磁気面近傍外側にて直接検出する。これらは、所謂磁気スペクトロメータの一種で、プローブ位置に存在している磁力線を利用する。図 2 (b) に、SLIP の動作原理を簡略に示す。検出部側壁の一箇所に二段のスリットを設け、磁力線に巻き付いたラーモア半径の大きな高速イオンのみを検出器内に導く。検出器内に到達した高速イオンがシンチレータ (ZnS:Ag) 表面に衝突した際に発するシンチレーション光を測定することにより、損失高速イオンのエネルギーとピッチ角を大凡知ることがができる[32-35]。このプローブの機能は、プリンストンプラズマ物理学研究所 (PPPL) の TFTR トカマクにおいて用いられた損失高速イオンプローブのそれと基本的に同じである[36, 37]。SLIP の CHS への導入は、1997年に PPPL との共同研究として行われ、それ以降計測部の高速化を中心に、様々な改良を重ねてきた。SLIP は、TFTR, CHS 以降、Wendelstein 7-AS[38], JFT-2M[10], LHD[39], JET[40], ASDEX Upgrade[41]等の磁場閉じ込め核融合実験において広く用いられるようになった。FLIP については、シンチレータの代わりに、薄いアルミ箔が設けられており、検出器内に到達した損失高速イオンを電流として測定する仕組みである[42]。CHS では、磁気面より大半径方向外側へ大きく偏差した軌道を持つ co-通過粒子の検出を意図して、SLIP と FLIP を各一機、横長ポロイダル断面にお

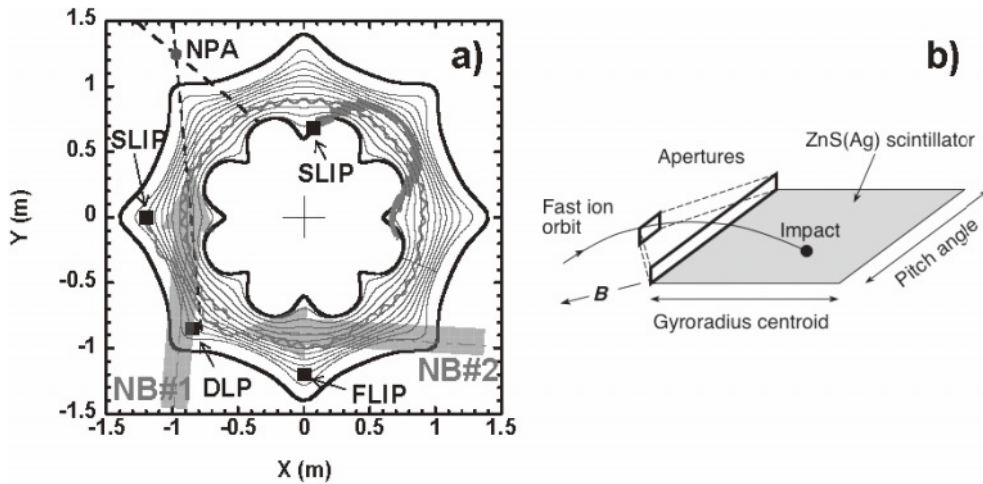


図2 (a)CHSにおける高速イオン計測機器の配置図。NPAの観測角度を表す破線は、設定限界角度に対応している。図中の実線は、大半径方向外側設置の高速イオンプローブ、並びに内側設置のプローブ位置に損失してくる損失高速イオン軌道を表している。(b)シンチレータ型損失高速イオンプローブによる高速イオン検出の原理。

ける $R = 1.2\text{ m}$ の位置に設けられた。また、これらとは別に、大半径方向内側にもSLIPが一機設けてある[43]。これは、co-入射したビームイオンが減速過程で、ピッチ散乱を受けた後、ヘリカルリップル捕捉粒子となり、大半径方向内側へ軌道損失してくる成分を捕らえることを狙ったものである。さらに、プラズマ内部における高速イオン輸送を調べるために、高温環境下の使用においても耐えられるよう設計されたDLPが用いられた[44]。DLPは、SLIP/FLIPとは異なりプラズマ内部への挿入が可能である。プローブシャフト上に、co-通過イオン、counter-通過イオンの軌道に向き合う形でプローブチップが搭載されており、両イオン電流の差分から、ビームイオンのみに起因するイオン電流を引き出すことができる。DLPは、SLIP/FLIP同様、横長ポロイダル断面の $R = 1.2\text{ m}$ の位置に設置された。各測定器の詳細については、参考文献を参照されたい。以上の計測機器の他、高速イオンの振る舞いを調べる上で有益な多視線のHa光計測システムが用いられた。磁気揺動測定は、真空容器壁に沿った形で設置したポロイダル磁気プローブアレイ、トロイダルプローブアレイにて行った。

2.3 高速イオン軌道の特徴、並びに実験条件

次に、CHSにおけるNB入射高速イオン軌道の特徴について述べる。例として、 $R_{ax} = 0.962\text{ m}$ 、 $\langle B \rangle = 0.94\text{ T}$ の真空磁場配位における、エネルギー 38 keV のco-方向に周回する高速イオン(H^+)の案内中心軌道(ブーザー座標)を図3に示す。ここでは、高速イオンは、ポロイダル角 $\theta = 0$ における $R > R_{ax}$ の位置から、初期ピッチ角 $v_{\parallel}/v = 0.8$ にて射出された。低磁場条件下においては、接線co-方向にNB入射されたビームイオンは、プラズマ中を磁気面から大半径方向外側へ大きく偏差した形で周回することが分かる。通過イオン軌道に関しては、低磁場条件($< 1\text{ T}$)であれば磁気軸位置を変えても、この性質は大きくは変わらない。

実験は、低磁場 ($B_t = 0.95\text{ T}$) 条件の下、比較的低密度 ($n_e < 2 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$) の水素プラズマに水素NBビームをco-入射する形で行った。そのために、プラズマ中におけるビームイオンは、磁力線に対し、垂直方向に比して平行方

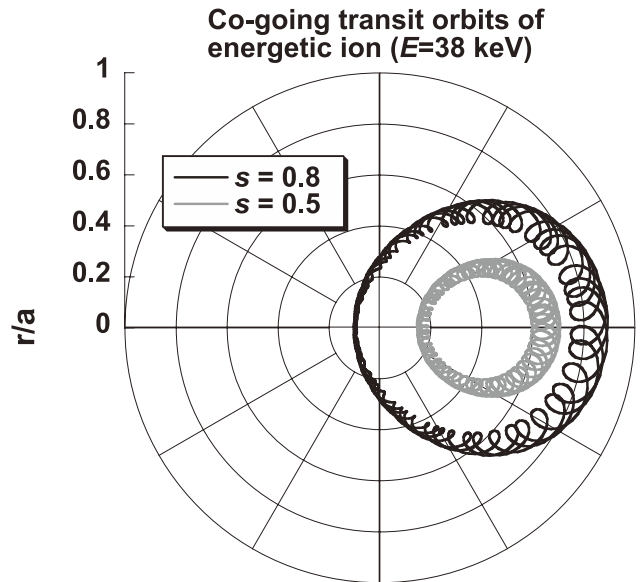


図3 CHSにおけるco-方向に周回する高速イオン($E=38\text{ keV}$, H^+)軌道の例。図中の s は、規格化トロイダルフラックスを表し、 $s=(r/a)^2$ の関係にある。

向に高い圧力を持った形の非等方な速度分布を形成している[45, 46]。一連の実験においては、アルヴェン速度 V_A に対するビームイオン速度 $V_{b\parallel}$ は、 $V_{b\parallel}/V_A < 1$ の関係にある。磁場配位については、高速イオン励起MHD不安定性と高速イオンの相互作用の研究を効率よく進めるために、EPMが支配的なフェーズとTAEが支配的なフェーズが同一ショットにおいて出現する外寄せ配位(磁気軸位置 R_{ax} にして 0.949 m から 1.016 m) を中心に選んだ。また、内寄せ配位 ($R_{ax} < 0.949\text{ m}$) とした場合、大半径方向外側に偏差した軌道を描く高速イオンがSLIP/FLIPの設置位置に到達しないために、高速イオン輸送に関わる情報量が減ってしまうことも外寄せ配位中心の研究となった理由の一つである。

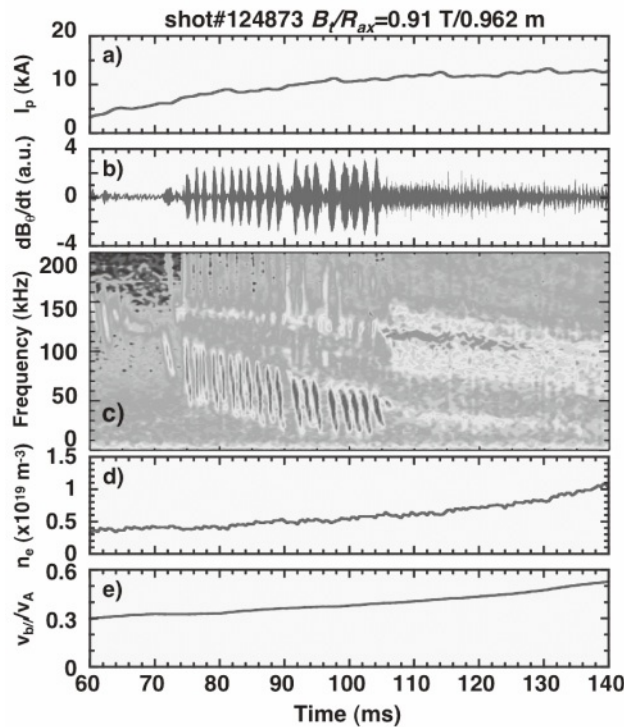


図4 高速中性粒子ビームにより励起された高速イオン駆動MHD不安定性。磁場配位は、 $R_{ax} = 0.962 \text{ m} / B_t = 0.92 \text{ T}$ 。a) プラズマ実電流、b) 磁気揺動、c) 磁気揺動のスペクトログラム、d) 線平均電子密度、e) アルヴェン速度 V_A に対するビームイオン速度 $V_{b||}$ の比。

3. 実験結果

3.1 EPM, TAE の励起

CHSの低磁場外寄せ配位 ($R_{ax}/B_t = 0.962 \text{ m}/0.92 \text{ T}$)において、低密度ターゲットプラズマに2機のNBをco-入射した際に観測される典型的な磁気揺動と関連パラメータの時間変化を図4に示す。放電の前半においては ($t < 105 \text{ ms}$)、回帰的に出現するMHDバーストが観られる。このMHDバーストは、ビームの圧力がプラズマの圧力と同じ程度になる低密度条件下において現れる[47]。バースト現象は、CHS実験の比較的初期の段階から観測されており、当初は交換型不安定性との関連を中心に議論された[48]。その後の研究の進展から、高速イオンと強く関連した現象であることがわかってきた。磁気プローブアレイ信号の解析から、このモードはイオン反磁性方向に伝搬し、磁気振動の位相差の解析から $m/n = 3/2$ モードであることがわかった。ここで、 m と n は、それぞれポロイダル、トロイダルモード数を表す。因みに、内寄せ配位にすると、 $m/n = 2/1$ モードが支配的となる。図5に、図4の放電を得た配位における $n = 1, 2$ モードに関するポロイダルモード結合のみを考慮した2次元シアアルヴェンスペクトラムを示す。揺動の周波数は、TAEギャップ周波数帯よりも十分に低い値を示し、アルヴェン共鳴により連続減衰を強く受けると考えられるシアアルヴェンスペクトラム内に存在する。また、それぞれのバーストは非常に速い周波数掃引 ($< 1 \text{ ms}$) を伴っており、これらの特徴は高速粒子モード (EPM) [49, 50]のそれと合致している。また後述するように、この

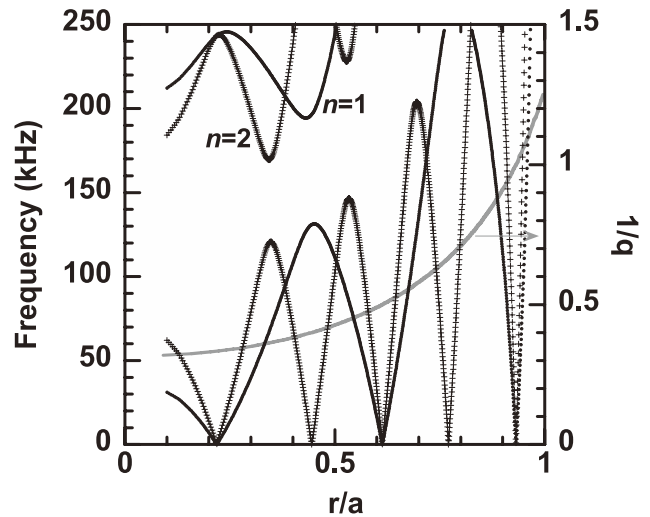


図5 磁場配位 $R_{ax} = 0.962 \text{ m} / B_t = 0.92 \text{ T}$ におけるシアアルヴェンスペクトラム。 $Z_{\text{eff}} = 3$ を仮定した。

モードは高速イオンの異常輸送を引き起こしており、ここで観測されたMHDバーストは、EPMであると考えて矛盾はない。

ビーム駆動電流の上昇に伴い、この放電の後半 ($t > 105 \text{ ms}$)においては、 $m/n = 3/2$ のEPMがほぼ消滅し、一方で、100 kHzを越える周波数を持つ $m \sim 2/n = 1$ の磁気揺動が強く現れる。このモードも、EPM同様イオン反磁性方向に伝搬している。このモードは、周波数がTAEギャップ周波数 ($f_{\text{TAE}} = V_A/4\pi Rq^*$, $q^* = (2m+1)/2n$)にあることに加えて、揺動周波数の質量密度依存性がTAEのそれと同じ傾向を示すことから、TAEであると考えてよい。CHSでは、トカマクとは異なり周辺部に向かうに従い回転変換が増し、かつ、NB加熱プラズマの場合、密度は周辺部に向かうにつれ減少するので、これら二つの重畳効果により、TAEギャップ周波数は中心から外側に周辺に向かって急激に上昇する。そのために、TAEは周辺部にて連続減衰を受けやすいと考えられるが、co-方向に流れるビーム駆動電流によりプラズマ中心付近の磁気シアが弱まり、コア局在化TAEが励起される可能性がある。ヘリカル系プラズマにおけるTAEの励起は、1998年に武智らによってCHSにて最初に確認された[19, 21]。その後、3次元理想MHD解析コードCAS3D3[51]により、 $R_{ax} = 0.949 \text{ m}$ の磁場配位におけるコア部に局在した $n = 1$ TAEの固有関数が示された[23]。図4e)に見られるように、この放電は $V_{b||}/V_A < 0.6$ の条件下にあり、側帯波励起[52]によりTAEが励起されているものと考えられる。なお、この時 V_A は、 $Z_{\text{eff}} = 3$ の仮定の下、プラズマ中心コードによる線平均密度を基に、評価している。軸対称系のトカマクにおいては、TAE揺動周波数上に重畳されるプラズマのトロイダル回転に起因したドップラーシフトの影響が議論の対象となるが[53]、CHSでは非軸対称リップルの存在により回転速度がトカマクに比して低く[54]、その影響は数kHzと見積られるため、揺動周波数へのドップラーシフトの影響は、CHSではほぼ無視できる。

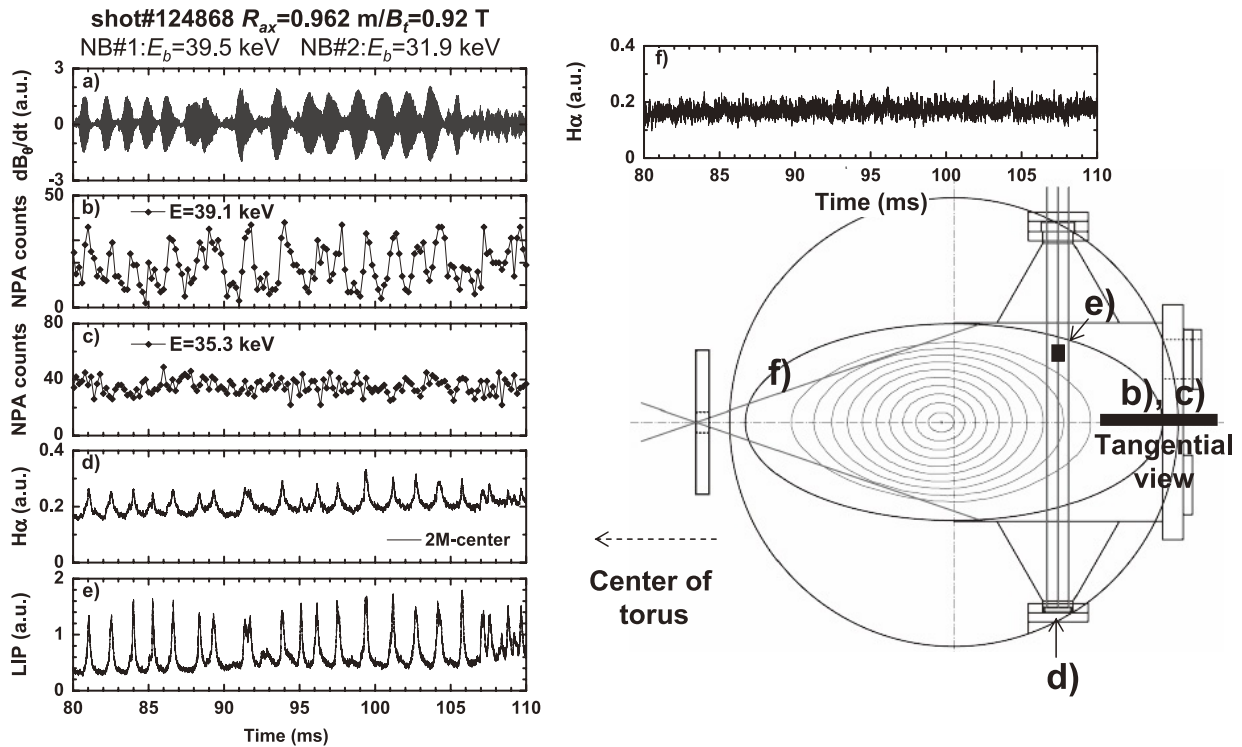


図6 EPM 放電における高速イオン信号とその計測位置. a) 磁気揺動, b) 高速中性粒子束 ($E = 39.1$ keV), c) 高速中性粒子束 ($E = 35.3$ keV), d) $H\alpha$ 光強度, e) 損失高速イオン束, f) $H\alpha$ 光強度. この時 NPA は, co-通過軌道を持つ高速イオンを測定するよう, 接線方向に向けられている.

3.2 高速イオン異常輸送の観測

EPM によるビームイオンの排出は, 東山サイトの頃に確認されているが[22-25], その後の計測機器の改良, 拡充により, いくつかの新たな知見が得られた. 図6に, $R_{ax}/B_t = 0.962$ m/0.95 T の磁場配位において, 2機のNBの接線 co-入射により EPM が励起された際の損失高速イオン束, 高速中性粒子束, $H\alpha$ 光強度の時間変化, 並びにそれらの観測位置をポロイダル断面上に示す. EPM パーストに相関して, 大半径方向外側において測定された損失高速イオン束, 高速中性粒子束, $H\alpha$ 光強度の周期的な増大が観られる. この時, NPA は co-通過粒子に向き合う形で接線方向に向けられており, 視線と磁力線のなす角度から判断される測定高速粒子のピッチ角 $v_{||}/v = 0.7 \sim 0.85$ の範囲にあり, すべて co-通過軌道に対応する. 高速中性粒子束の増大は, EPM により高速イオンが中性粒子密度 n_H の濃い周辺部に輸送され, $n_{fastion} n_H \sigma v$ で表される高速イオンの荷電交換反応度が上昇した結果であると解釈される. $n_{fastion}$, σv はそれぞれ, 高速イオン密度, $H^+ + H^0 \rightarrow H^0 + H^+$ の荷電交換断面積である. また, 外側周辺部のみを観る視線 ($r/a > 0.8$) における $H\alpha$ 光強度の上昇は, 高速イオンが周辺部に高い密度で存在する中性粒子に衝突した際に放出されたものと考えられ, 系内に閉じ込められている高速イオンの振る舞いを間接的に反映していると言える. ここで, 注目すべき点は, 入射エネルギー E_b 近傍のエネルギー ($E = 39$ keV) を持つ高速中性粒子は, EPM に相関した形でフラックスの周期的変動を示す一方で, 幾分減速した高速粒子 ($E = 35$ keV) のフラックスには, 著しい変化は認められない. さらにそれよりも低いエネルギーの粒子に関し

ても同様に変化はなく, このことは, このモードは E_b 近傍のビームイオンにより謂わば共鳴的に励起され, その結果モードを励起したビームイオン自身が輸送されていることを示唆している. 一方, 先に述べた $H\alpha$ 光強度と小半径における測定位置はほぼ同じであるが, 大半径方向内側視線から得られた $H\alpha$ 光強度には, EPM に相関した変化を認めることができず, また内側 SLIP が示す損失高速イオン束にも変化は見られないことから, 回帰的 EPM パーストにより, 入射エネルギー (E_b) 近傍のエネルギーを持つ co-方向に周回するビームイオンが大半径方向外側へ排出されると判断できる. また, 通過粒子が摂動磁場の影響により実効的なピッチ角散乱を受けてヘリカルリップル捕捉軌道に入り大半径方向内側に損失する可能性が考えられなくはないが, 内側 SLIP において高速イオンの異常損失が特に認められないという観測結果は, そういった粒子の割合がきわめて小さいことを示唆している. なお, EPM 発生時に SLIP により検出された損失高速イオンのピッチ角は, 検出位置において $v_{||}/v = 0.77 \sim 0.80$ に局在化しており[55], NPA の測定結果と矛盾しない. 内寄せ配位 ($R_{ax} \leq 0.921$ m) においても, EPM (この場合, $m/n = 2/1$ モード) に相関した高速中性粒子束の増大は観られたが, その時 SLIP/FLIP では損失高速イオンは検出されなかった. これは, 損失してくる高速イオン軌道とプローブの設置位置との関係によるもので, NPA データから内寄せ配位においても EPM による高速イオンの輸送自身は引き起こされていると考えられる.

$n = 1$ TAE については, 以前に東山サイトにて行われた 1 機の NB ($E_b/P_{nb} = 38$ keV/0.8 MW) を接線方向に co-

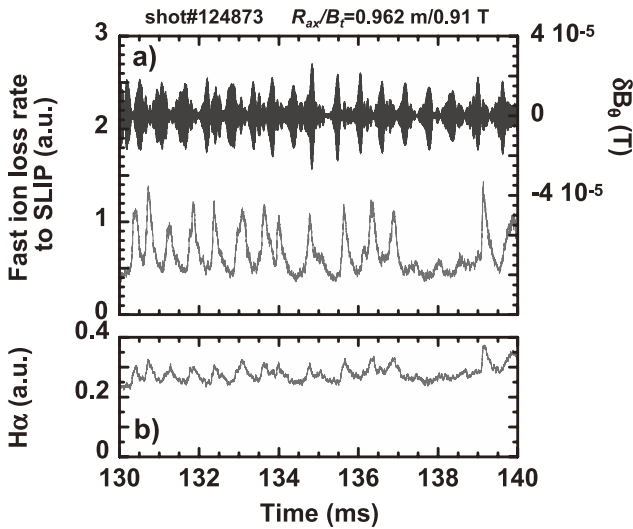


図7 TAEによる高速イオンの排出。a) 大半径方向外側にて測定された損失高速イオン束、並びに磁気揺動振幅、b) 大半径方向外側において測定されたH α 光強度。

入射した以前の実験 ($\delta B/B < 10^{-5}$ (磁気プローブ位置)) では、顕著な高速イオンの損失は観られなかったが[21]、移転後、2機のNBを接線co-入射した実験 ($\delta B/B > 10^{-5}$) において、高速イオンの強い排出が確認された(図7)。一時的に磁場揺動振幅がやや減少した $t = 138$ ms 前後において、磁気揺動に伴う変動が損失高速イオン束、H α 光強度ともに顕著に小さくなっており、不安定性に伴う高速イオンの排出の有無が、磁場揺動振幅に敏感であることが伺える。図8に、EPMとTAEによる損失高速イオン束 $\delta\Gamma_{\text{fast ion}}$ と揺動磁場振幅との関係を示す。この時、両軸の値は、ピークのそれを取って評価した。いずれのモードの場合でも、高速イオンの排出は揺動磁場振幅 $\delta B > 10^{-5}$ (T) で起き、振幅の大きさに依存する形で損失イオン束が増加する。TAEは、EPMに比して弱い磁場揺動振幅にて、EPM同等の高速イオン損失を引き起こしているように見える。これについては、NSTXにおいても類似の観測結果が得られている[56]。ただし、磁場揺動振幅は磁気プローブ位置の値であり、TAEがEPMに比して中心部に局在しているため、TAEのプラズマ内部での揺動振幅をEPMのそれよりも低めに見積もっている可能性が残されており、今後さらなる解析が必要である。揺動振幅に対する $\delta\Gamma_{\text{fast ion}}$ の依存性は、共鳴的損失と言われる線形よりも強い依存性を示し、拡散損失の様相を示している[57]。

3.3 プラズマ内部における高速イオン輸送の情報

図9に、時間軸を拡大したa)磁気揺動、b)スペクトログラム、c)高速中性粒子束 ($E = 39.1$ keV)、d)大半径方向外側周辺のH α 光強度、e)損失高速イオン束の時系列データを示す。高速中性粒子束は、磁気揺動の成長、かつ周波数掃引が始まるのとほぼ同時に増大し始める一方で、それに幾分遅れてH α 光強度が、さらにやや遅れて損失高速イオン束が増大を始める。損失高速イオン束のピークは、磁気揺動振幅のピークに比して時間において明らかに遅れており、揺動磁場強度が最大に達した頃に損失高速イオン束が増加し始める。この短いながらもそれぞれの測定信号に観

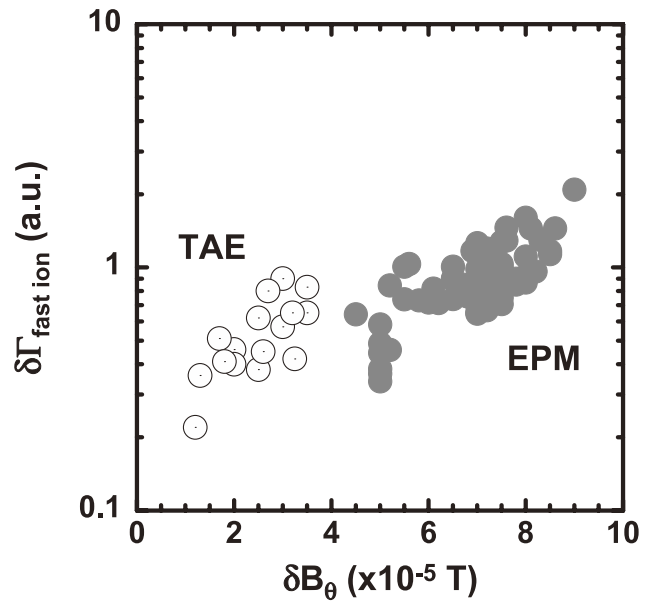


図8 EPM/TAEにより誘起された損失高速イオン束 $\delta\Gamma_{\text{fast ion}}$ と磁場揺動振幅 δB との関係。

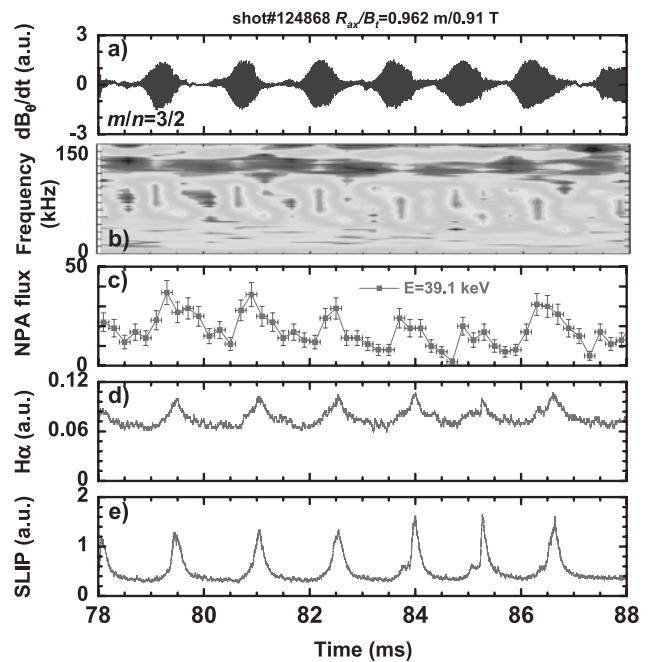


図9 EPMによる高速イオン輸送・排出。a) 磁気揺動、b) スペクトログラム、c) 高速中性粒子束 ($E = 39.1$ keV)、d) H α 光強度、e) 損失高速イオン束。本図は、図4に示した放電波形の時間軸を拡大した。

られる立ち上がり時刻の差異は、モードによりプラズマ内部にてビームイオンが輸送される様子を反映している。接線方向に視線を置いたNPAにより測定された高速中性粒子束は、プラズマ内部におけるビームイオンの情報を包含している。中性粒子密度は、中心部から周辺部に向けて急激に増大するので[58]、ビームイオンの径方向への輸送が始まると、そこでの荷電交換反応確率が増し、その結果高速中性粒子束の増大という形になって現れる。その後、図6に示した観測視線、すなわち $r/a \sim 0.9$ より外側の周辺領

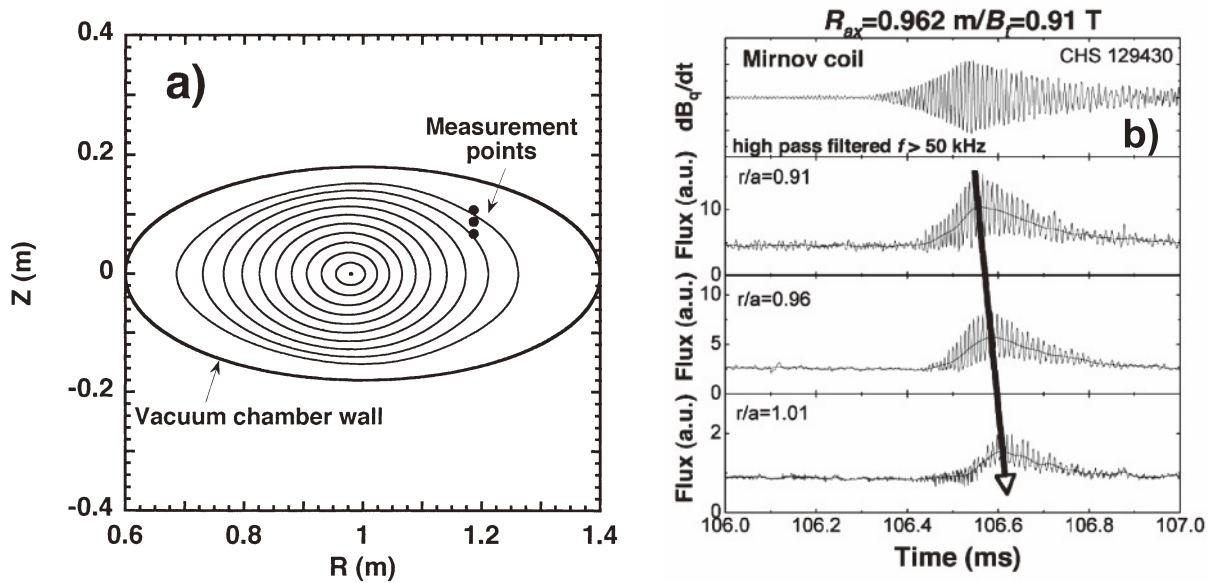


図10 a) DLPによる高速イオンの検出位置, b) EPM発生時にプラズマの周辺部において検出された高速イオン束の振る舞い。

域において測定された $H\alpha$ 光強度の増大は、輸送され周辺部までやってきたビームイオンと残留中性粒子との衝突に起因するものと考えられる。最終的に、ビームイオンは最外殻磁気面を横切り損失高速イオンプローブに到達する。図9に観られる各測定結果の時間差は、上記のモデルにより定性的に理解できる。

プラズマ内部における高速イオン異常輸送の直接的な評価を意図して、プラズマに顕著な影響を与えない範囲でDLPをプラズマ内に挿入し、複数の観測点においてビームイオンの振る舞いを調査した。図10(a)に、ビームイオンの各観測点、図10(b)に、各観測点におけるビームイオン束の時系列データ(同時測定)を示す。図より、EPMの励起に伴いビームイオン束のピーク値に、最も奥の観測点($r/a = 0.91$)から手前の点($r/a = 1.01$)へと時間遅れが生じていることがわかる。これは、プラズマ内部における高速イオン輸送の様子を表している。各ピーク位置の時間差と観測点間隔から、ビームイオンの径方向への輸送速度は、約600 m/s程度と見積もられた。ビームイオンは、一旦磁場揺動による輸送を受けると、1 ms以下の時間スケールで磁気面を横切り、プラズマから逃げてしまうことを意味している。高速イオン輸送については、現在、時間的に変動する摂動磁場を考慮した粒子軌道計算を進めており、今後理論面からの理解の進展が期待できる段階にある。

4. まとめ

CHSにおけるNB入射による高速イオン励起MHD不安定性実験のこれまでの振り返りつつ、プロジェクト後半に得られたEPM, TAEによる高速イオンの異常輸送に関する実験結果を中心に述べた。EPMによるNBイオンの排出の存在は、以前より確認されていたが、最近の実験にて、高速でco-方向にトラスを周回するNBイオンが回帰的EPMを励起し、その結果、NB入射エネルギー近傍のエネルギーを持つ高速イオンが周回軌道を保持したまま大半径

方向外側に輸送されていることが明らかとなった。実験は、EPMの周波数掃引の始まる時刻と高速イオン輸送が始まる時刻はほぼ同じであることを示し、このことは、モード周波数と高速イオン空間分布が密接な関係にあるという理論からの指摘を支持と矛盾しない。また、プラズマ内部における高速イオンの多点計測から、EPMにより輸送された高速イオンは、1 ms以下の短いタイムスケールで損失に至ることが示された。CHSでは、co-入射NB駆動電流の上昇に伴い、プラズマ中心部の磁気シアが弱まりコア局在化TAEが励起される。2機のNBを同時に入射した実験では、TAEにより誘起される顕著な高速イオンの異常損失が観測された。高速イオンは、いずれのモードにおいても、拡散損失的な機構により輸送・損失している。ただし、本実験を行った低磁場プラズマ(<1 T)では、NB入射高速イオン軌道の磁気面からの偏差が大きく、そもそも高速イオンが損失しやすい条件下の実験であることに留意する必要がある。本課題は、核燃焼プラズマにおいて起きうる問題を意識した課題であり、今後も引き続きLHDにおいてヘリカル系プラズマにおける当該データの拡充を図り、高速イオン励起MHD不安定性と高速イオンの相互作用に関する知見を更に築き上げていく必要があると思われる。

謝辞

本研究は、日本学術振興会科学研究費補助金(課題番号: 16686051)、文部科学省特定領域科学研究費補助金(課題番号: 16082209)、並びに自然科学科学研究機構核融合科学研究所(NIFS05ULPD609)の御支援により遂行することができました。ここに感謝いたします。

参考文献

- [1] K. Tani *et al.*, J. Phys. Soc. Japan **50**, 1726 (1981).
- [2] R.J. Goldston *et al.*, Phys. Rev. Lett. **47**, 647 (1981).

- [3] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 1097 (1994).
- [4] M.H. Redi *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 1191 (1995).
- [5] K. McGuire *et al.*, Phys. Rev. Lett. **50**, 891 (1983).
- [6] K.L. Wong *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 1874 (1991).
- [7] W.W. Heidbrink *et al.*, Nucl. Fusion **31**, 1635 (1991).
- [8] S. Bernabei *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 1880 (1999).
- [9] E.D. Fredrickson *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S926 (2006).
- [10] K. Shinohara *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, S31 (2004).
- [11] M. Ishikawa *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S898 (2006).
- [12] K. Hanatani *et al.*, Nucl. Fusion **21**, 1067 (1981).
- [13] R.H. Fowler *et al.*, Nucl. Fusion **30**, 997 (1990).
- [14] A. Teubel and F-P Penningsfeld, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 143(1994).
- [15] M.R. Wade *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 1029 (1995).
- [16] A. Weller *et al.*, Proc. 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lisboa, 26-30 July 1993, Part I, Vol. 17C, I-337 (1993).
- [17] A. Weller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1220 (1994).
- [18] K. Toi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **1**, 267 (1998).
- [19] M. Takechi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **1**, 270 (1998).
- [20] K. Toi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **75**, 245 (1999).
- [21] M. Takechi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 312 (1999).
- [22] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1929 (1999).
- [23] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 1349 (2000).
- [24] T. Kondo *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 1575 (2000).
- [25] K. Toi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **5**, 50 (2002).
- [26] S. Yamamoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 2450001-1 (2003).
- [27] K. Toi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, S1 (2004).
- [28] S. Yamamoto *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 326 (2005).
- [29] N. Nakajima, C.Z. Cheng and M. Okamoto, Phys. Fluids **B4**, 1115 (1992).
- [30] K. Matsuoka *et al.*, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1988* (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988), Vol. 2, IAEA, Vienna, 411 (1989).
- [31] H. Matsushita *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 3607 (2004).
- [32] D.S. Darrow *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **1**, 362 (1998).
- [33] T. Kondo *et al.*, 1998 Int. Congress on Plasma Physics and 25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Praha, June 29 - July 3, 1998 ECA Vol. 22C, 1462 (1998).
- [34] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 827 (1999).
- [35] D.S. Darrow *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 838 (1999).
- [36] S.J. Zweben *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 825 (1989).
- [37] D.S. Darrow *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 476 (1995).
- [38] A. Werner *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 780 (2001).
- [39] M. Nishiura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 3646 (2004).
- [40] S. Baeumel *et al.*, Fusion Eng. Des. **74**, 853 (2005).
- [41] M. Garcia-Munoz *et al.*, 32nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona, 27 June -1 July 2005 ECA Vol. **29C**, P-5.085 (2005).
- [42] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **77**, 10F508 (2006).
- [43] M. Isobe *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1739 (2003).
- [44] K. Nagaoka *et al.*, Plasma Fusion Res. **1**, 005-1 (2006).
- [45] S. Murakami *et al.*, 12th International Stellarator Workshop, Madison, September 27 - October 1, 1999, P2-01 (1999).
- [46] S. Murakami *et al.*, Annual Report of National Institute for Fusion Science, April 1998-March 1999, 202 (1999).
- [47] M. Isobe *et al.*, 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 14-18 June 1999 ECA Vol. **23J**, 21 (1999).
- [48] S. Sakakibara *et al.*, J. Phys. Soc. Japan, **63**, 4406 (1994).
- [49] L. Chen, Phys. Plasmas **1**, 1519 (1994).
- [50] Y. Todo, Phys. Plasmas **13**, 082503 (2006).
- [51] C. Nuhrenberg, Phys. Plasmas **6**, 137 (1999).
- [52] H. Biglari, F. Zonca and L. Chen, Phys. Fluids **B4**, 2385 (1992).
- [53] E.J. Strait, W.W. Heidbrink and A.D. Turnbull, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 1211 (1994).
- [54] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**, 58 (1991).
- [55] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S918 (2006).
- [56] E.D. Fredrickson *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 056109 (2006).
- [57] W.W. Heidbrink *et al.*, Phys. Fluids **B5**, 2176 (1993).
- [58] H. Takenaga *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 107 (1995).