

TRIAM-1Mにおける荷電交換中性粒子エネルギー分析器を用いた高性能プラズマのイオン閉じ込め特性に関する研究

村松, 恭行

九州大学大学院総合理工学府先端エネルギー理工学専攻 : 修士課程

関子, 秀樹

九州大学応用力学研究所

中島, 寿年

九州大学応用力学研究所

川崎, 昌二

九州大学応用力学研究所

他

<https://doi.org/10.15017/6767946>

出版情報 : 九州大学応用力学研究所所報. 120, pp.13-27, 2001-02. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



TRIAM-1Mにおける 荷電交換中性粒子エネルギー分析器を用いた 高性能プラズマのイオン閉じ込め特性に関する研究

村松恭行^{*1} 関子秀樹^{*2} 中島寿年^{*2} 川崎昌二^{*2}
上瀧恵里子^{*2} 花田和明^{*2} 坂本瑞樹^{*2} 中村一男^{*2}
伊藤智之^{*2}

(2000年10月30日受理)

Ion confinement properties of high performance plasmas studied by charge exchange neutral particle energy analyzers on TRIAM-1M

Yasuyuki MURAMATSU, Hideki ZUSHI, Hisatoshi NAKASHIMA, Shoji KAWASAKI,
Eriko JOTAKI, Kazuaki HANADA, Mizuki SAKAMOTO, Kazuo NAKAMURA,
and Satoshi ITOH

E-mail: ysmura@dl.dion.ne.jp

Abstract

High performance plasmas have been studied on TRIAM-1M. In 2.45 GHz lower hybrid current drive (LHCD) a transition to a high ion temperature (HIT) mode is observed. This mode shows both high ion temperature and good confinement. Onset conditions and heating properties are studied. In 8.2 GHz LHCD plasmas an enhanced current drive (ECD) mode, characterized by enhanced current drive efficiency and improved energy confinement, is obtained. In the ECD transition phase improvement of ion energy transport is preceded by the enhancement of the current drive efficiency.

Key words : *High ion temperature, Enhanced current drive, Charge exchange neutral particle measurement.*

1. 緒言

プラズマの高性能化の重要な指標の一つとしてイオン温度の高温化がある。そのためプラズマ中のイオンのエネルギー分布、また高エネルギーイオンの挙動を調べることは非常に重要である。九州大学応用力学研究所炉心理工学研究センターでは、1986年から超伝導強磁場トカマク TRIAM-1M の実験開始以来超伝導トカマク装置連続運転技術の確立¹⁾、1995年に低域混成波(LHW)による2時間電流駆動の成功²⁾、などトカマク型装置の連続運転法の確立を通じて、将来の核融合実現に向けて展望を開いている。最近では2.45 GHz 低域混成波電流駆動(LHCD)実験において放電中にイオ

ン温度が高い状態に遷移する高イオン温度モード(HIT)の生成とその長時間維持^{3),4)}にも成功し、引き続き8.2GHz LHCDにおいて急激に電流駆動効率が改善し密度、イオン温度、電子温度の増加で特徴付けられる高効率電流駆動モード(ECD)^{5),6)}を実現し、その定常化の研究を進めている。本研究は完全無誘導電流駆動プラズマの高性能放電であるHIT放電およびECD放電について調べる事を目的としている。特に本研究はプラズマ中のイオンのエネルギー分布の分析が可能な荷電交換中性粒子エネルギー分析器(NEA)を用いて中性粒子束やイオン温度の時間変化、空間分布を調べ、その閉じ込め改善やその特性を明らかにしている。

2. 荷電交換中性粒子エネルギー分析器

TRIAM-1M に設置されている荷電交換中性粒子エ

*1 九州大学総合理工学研究科先端エネルギー理工学専攻修士課程

*2 九州大学応用力学研究所

エネルギー分析器(Neutral Particle Energy Analyzer :以下 NEA)は Fig. 1 に示すように2つのシステムで構成されている。一つは視線が磁力線に対して垂直であり、Fig. 2 に示すように空間的に8ヶ所のイオンの振る舞いが観測できる法線方向測定用中性粒子エネルギー分析器(NEAP)、他は赤道面上で視線が磁力線に対して34度傾いている接線方向測定用中性粒子エネルギー分析器(NEAT)である。この2つのシステムにより一つの放電で異なる位置、また磁場に対して異なるピッチ角を持つイオンの挙動を同時に調べることができる。

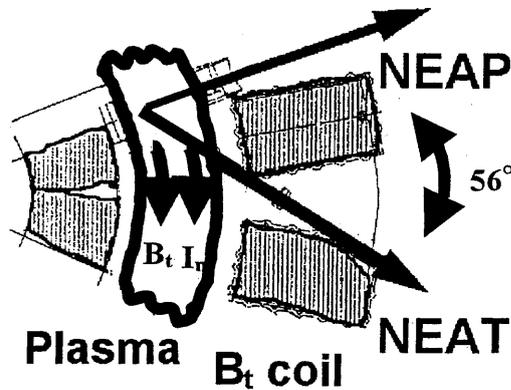


Fig.1 Experimental arrangement for neutral energy analyzers

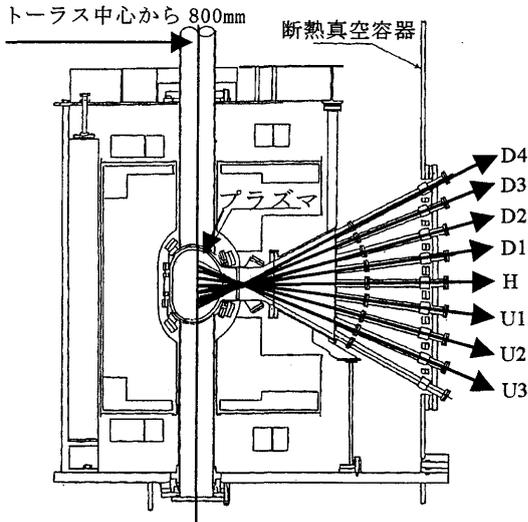


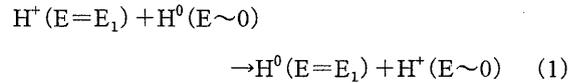
Fig.2 Side-view of the perpendicular NEA system

2.1 測定原理^{7),8)}

プラズマ中のイオンは中性粒子と衝突して共鳴荷電交換反応することによりその方向とエネルギーを変えずに中性粒子となりプラズマ外へ放出される。この様にし

てプラズマ外へ放出された荷電交換中性粒子のエネルギーを分析することにより、プラズマ中のイオンのエネルギー分布を知ることができる。ここでイオンのエネルギー分布がマクスウェル分布となっている場合には、スペクトルの傾きからイオン温度も知ることができる。

まず荷電交換中性粒子の発生過程について述べる。水素プラズマ中で起こる共鳴荷電交換反応とは以下の反応である。



ここで E_1 とはイオンが持っているエネルギーであり、この反応過程において生成された荷電交換中性粒子は反応前のイオンのエネルギーに等しく、かつその方向も保たれている。イオンのエネルギー分布がマクスウェル分布である場合、プラズマをある視線で観測すると、その視線方向に沿って放出されるエネルギーが $E \sim E + \Delta E$ の範囲にある単位時間あたりの荷電交換中性粒子の数は次式で表される。

$$dN = \int_{-a}^a n_0(r) n_i(r) f_{Max}(T_i(r), E) \sigma_{cx}(E) v \Delta E R(r, E) \frac{\Delta \Omega}{4\pi} S dl \quad (2)$$

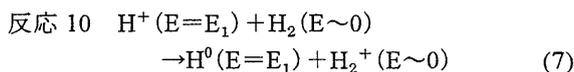
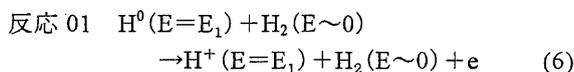
$$f_{Max}(T_i(r), E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E}}{T_i^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T_i}\right) \quad (3)$$

$$R(r, E) = \exp\left[-\int_r^a (n_i(r) \sigma_{cx}(E) + n_e(r) \sigma_{ei}(E, T_e(r))) dr\right] \quad (4)$$

ここで、 f_{Max} はマクスウェル速度分布関数、 E は荷電交換中性粒子のエネルギー、 v は荷電交換するエネルギー E のイオンの速度、 $R(r, E)$ は一度プラズマ中で発生した荷電交換中性粒子の再荷電交換および電子衝突による電離等による減衰を考慮した透過率であり、 a はプラズマ小半径、 $n_0(r)$ 、 $n_i(r)$ 、 $n_e(r)$ 、 $T_i(r)$ 、 $T_e(r)$ はそれぞれ位置 r でのプラズマの中性粒子密度、イオン密度、電子密度、イオン温度、および電子温度を表し、 $\sigma_{cx}(E)$ は荷電交換衝突断面積、 $\sigma_{ei}(E, T_e)$ は電子温度を考慮した実効的電子衝突電離断面積、 $\Delta \Omega$ は観測するプラズマからみた検出装置の平均立体角、 S は検出装置からみたプラズマの平均視野面積で視線 dl に沿って積分している。ここで $\sigma_{ei}(E, T_e)$ は電子の速度が v_e の時の電子衝突電離断面積を $\sigma_{ei}(v_e)$ 、中性粒子の速度 $v_{neutral}$ を用いて次式のようになる。

$$\sigma_{ei}(E, T_e) = \frac{(\sigma_e(v_e)v_e)_{Te}}{v_{neutral}} \quad (5)$$

次に荷電交換した中性粒子のエネルギー分析の手法について述べる。中性粒子のエネルギーを分析するために、飛来してきた中性粒子をガス(本研究では水素)を封入したストリッピングセルと呼ばれるガスセルを通して電離させ再びイオンに戻す。この電離したイオンの電場中の軌道からエネルギーを分析する。本研究で用いている荷電交換中性粒子のエネルギー分析器は静電平行平板型である。分析器の原理は、平行な静電偏向板を用いて分析器内に電場を一様に印加することにより、その平板にある仰角を持って入射したイオンのエネルギーをそのエネルギーによる軌道(放物線)の違いを利用する。なお粒子検出器には2次電子増倍管であるセラトロンを用いている。そのため実際検出装置が検出する粒子数はストリッピングセルによってイオン化されたものだけであり(2)式より求めた値にストリッピングセル効率 η をかけた値となる。ストリッピングセル内では次の2つの反応が起こる。



これらの断面積をそれぞれ $\sigma_{01}(\text{cm}^2)$ 、 $\sigma_{10}(\text{cm}^2)$ とする。ここで $I_0(x)$ 、 $I_1(x)$ をストリッピングセルの入射口からの距離 $x(\text{cm})$ における中性粒子およびイオンの数、 n_{H_2} をストリッピングセルに封入された水素ガスの密度とすると、次の式が成り立つ。

$$\frac{dI_1(x)}{dx} = (I_0(x)\sigma_{01} - I_1(x)\sigma_{10})n_{\text{H}_2} \quad (8)$$

ここで初期条件として $x=0$ のとき、 $I_1(0)=0$ とする。条件 $I_0(x)=I_0(0) - I_1(x)$ と(8)式より長さ $l_{sc}(\text{cm})$ のストリッピングセルの効率 η は、

$$\eta = \frac{I_1(l_{sc})}{I_0(0)} = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} [1 - \exp(-cP_{sc}(\sigma_{01} + \sigma_{10})l_{sc})] \quad (9)$$

で表せる。ここで $P_{sc}(\text{Torr})$ はストリッピングセルの封入圧力であり、 $\alpha(3.53 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \cdot \text{Torr}^{-1})$ は $c \times P_{sc} = n_{\text{H}_2}$ を満たす定数である。(9)式よりストリッピングセル効率 η は封入するガス圧を増加させると上昇することがわかる。よっ

てNEAでのエネルギーが $E \sim E + \Delta E$ における単位時間あたりのカウント数 $S(E \sim E + \Delta E)$ は次式のように表される。

$$S(E \sim E + \Delta E) = \eta(E) \cdot dN(E \sim E + \Delta E) \quad (10)$$

イオンのエネルギー分布がマクスウェル分布をしている場合、(4)式の減衰項を無視して式(2)、(3)、(9)より計測により得られたチャンネル(エネルギー)ごとのカウント数から、それぞれエネルギーに対応した $\sigma_{ex}(E)$ 、粒子のエネルギー E 、 $\eta(E)$ を除いた後、自然対数をとりエネルギー E の関数としてグラフ上にエネルギースペクトルをプロットすると直線になる。イオン温度を導出するためにはその傾きの逆数を求めればよい。よってイオンがマクスウェル分布の場合、(10)を用いて E_1 、 E_2 をエネルギースペクトル上のエネルギーとすると T_i は次式のように表せる。

$$T_i \approx - \frac{E_1 - E_2}{\ln \left(\frac{S(E_1 \sim E_1 + \Delta E)}{E_1 \cdot \eta(E_1) \cdot \sigma_{ex}(E_1)} \right) - \ln \left(\frac{S(E_2 \sim E_2 + \Delta E)}{E_2 \cdot \eta(E_2) \cdot \sigma_{ex}(E_2)} \right)} \quad (11)$$

ここで考慮すべき点としてNEAで計測した量は、プラズマを視線方向に積分した量であるから視線方向すべての情報が含まれている。通常イオン温度はプラズマ中心で温度が高く、周辺では低いというバルブ状の分布をしている。イオン密度も同様な結果を示すことが多い。しかし中性粒子密度はプラズマ周辺に高く、中心では低いロー状の分布をしている。そのため視線に沿った積分値はイオン温度が低く荷電交換中性粒子の発生数が多い周辺領域の影響を受ける。こうして低エネルギー側では弓なりとなり直線からずれる。視線上で最も温度が高い場所、即ちプラズマ中心に近い場所におけるイオン温度を測定するためには、イオン温度が低い周辺領域での影響を取り除く必要がある。十分エネルギーが高い領域($E \gg T_i$)の計測を行なうと、そのほとんどは視線上で一番イオン温度が高い部分で生成される荷電交換中性粒子の寄与である。そのため十分エネルギーが高い領域から得られたエネルギースペクトルからイオン温度の評価を行なうことにより、視線上において最もプラズマ中心に近い場所におけるイオン温度を求めることができる。

2.2 法線方向測定用中性粒子エネルギー分析器⁷⁾

TRIAM-1Mに設置されているNEAPは、Fig. 2に示すように一放電中に垂直方向8点の空間分布とその時間変化が同時計測可能な多チャンネル静電平行平板型中性粒子エネルギー分析器である。プラズマ大半径 $R=0.80 \text{ m}$ での測定コードの高さは真空容器中心を0と

した時 0 mm、±40 mm、±80 mm、±120 mm、-160 mm である。静電平行平板の出口側には約 26 mm ピッチに並んだ粒子検出器であるセラトロンが配置されている。静電偏向板の印加電圧を 0~12 kV まで変化させることにより測定可能な粒子のエネルギーは 0.1 keV~20 keV である。また NEAP は Fig. 1 に示すようにトロイダル磁場に対して垂直な視線を持つため、垂直方向の速度成分だけを持つ粒子を選択的に測定している。

2.3 接線方向測定用エネルギー分析器⁹⁾

TRIAM-1M に設置されている NEAT は TRIAM-1 において使用していた中性粒子エネルギー分析器を接線方向測定用ポートに設置したものである。構造は NEAP と同様に静電平行平板型中性粒子エネルギー分析器である。イオン検出器としてセラトロンを 7 つ配置している。静電偏向板の印加電圧を 0~5 kV まで変化させることにより測定可能な粒子のエネルギー範囲は 0.1~8.4 keV となっている。ストリッピングセルは長さ 20 cm であり、実験時には水素ガスを $4\sim 8 \times 10^{-4}$ Torr 充填した。NEAT は Fig. 1 に示すようにトロイダル磁場に対して 34° 傾いた視線を持っている。NEAP とトロイダル磁場に対して視線が異なるためイオン温度の等方性を調べることができる。

3. 高性能プラズマのイオン閉じ込め特性

TRIAM-1M では、2.45GHz LHCD 放電における高イオン温度モード(HIT)と 8.2GHz LHCD 放電における高効率電流駆動モード(ECD)の2つの高性能放電が観測されている。この章ではこの2つの高性能放電について述べる。

3.1 高イオン温度モード

3.1.1 高イオン温度モードの生成条件

第3章で述べたように HIT の出現は電子密度、プラズマ水平位置、ランチャーの隣接導波管の位相差に依存性があることが実験により確認されている¹⁰⁾。まず電子密度の依存性について述べる。HIT の電子密度依存性を調べるため 2.45GHz LHCD プラズマ放電実験において放電中に H_α 一定制御の参照値を変化させる事によりプラズマ中への粒子の供給量を変化させプラズマの密度を変える実験を行った。放電中の密度の変化を Fig. 3 に、そのときのイオン温度の変化を Fig. 4 に、この放電より得られたイオン温度の電子密度依存性を Fig. 5 に示す。イオン温度は、電子密度が変化することにより大きく変化しており、Fig. 5 より HIT の出現する電子密度

領域(window)が存在していることがわかる。密度 window の値はパワーやプラズマ位置の異なる放電では必ずしも同一ではないが標準的な実験条件(パワー15~30kW、プラズマ水平位置-25~-5mm)では約 $1.4\sim 2.2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ であった。

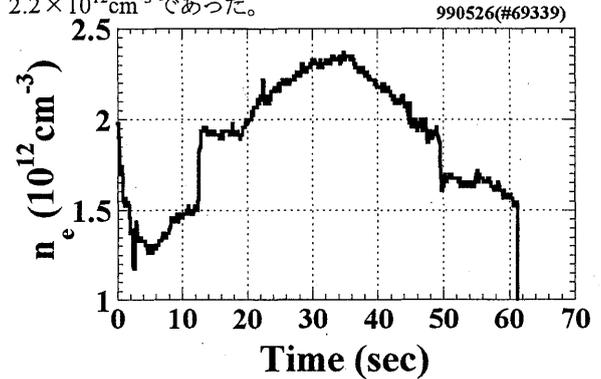


Fig. 3 Density scan experiment. At $t=12$ s a transition from LIT to HIT occurs and at $t=49$ s a back transition occurs.

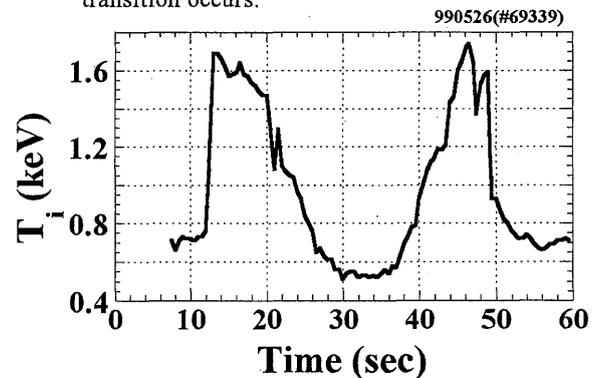


Fig. 4 Time evolution of the ion temperature showing the existence of a density window for HIT. Data corresponds to the same shot in Fig.3.

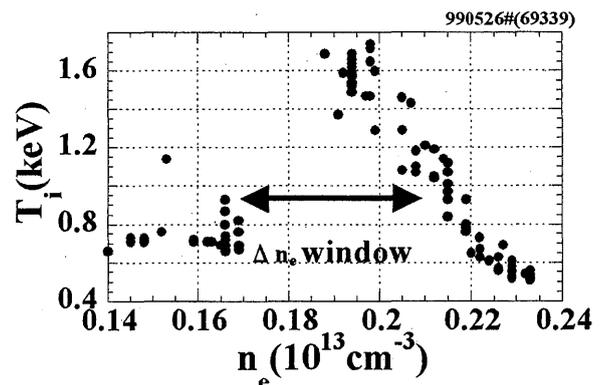


Fig. 5 Dependence of the ion temperature on the electron density. Data are taken from Figs. 3 and 4.

電子密度およびイオン温度の時間変化に注目してみる。Fig. 3、Fig. 4より電子密度のwindowの下限においては、イオン温度の急激な上昇と共に電子密度が急激に上昇している。またwindowの上限においては電子密度の急激な変化はみられず、イオン温度も下限の場合と比べてゆっくりと下がっている。低密度領域からのHITへの遷移は、イオン温度が上昇するだけでなく電子密度も上昇しているため閉じ込めが改善されていることが考えられる。

密度の上昇時と下降時においてwindowの領域が変化するかどうかを調べた。電子密度の変化に対するイオン温度の軌跡をFig. 6に示す。図中矢印の方向は時間発展の方向である。この図よりwindow上限においては密度の上昇時と下降時に軌跡の顕著な違いは観測されないが、密度の下限においてHITが起き密度が急激に変化する際、上昇時の方が下降時よりも密度の変化する幅が大きくヒステリシス特性が存在している⁵⁾。

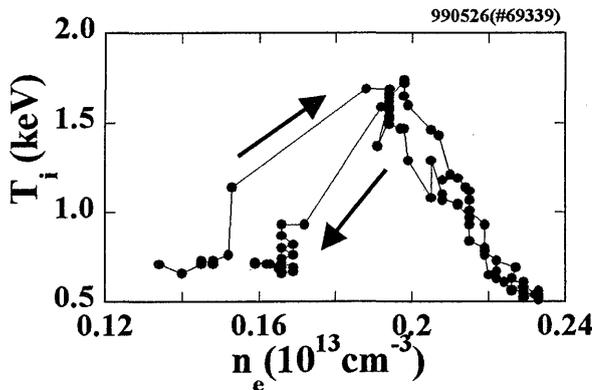


Fig. 6 Trajectory of the HIT transition in the ion temperature and the electron density plane. The arrows indicate arrow of time.

次にプラズマ水平位置(ΔH)依存性について述べる。実験によりイオン温度は、プラズマの水平位置に敏感であることが確認されている。放電中にプラズマの水平位置を変化させイオン温度の変化を調べた実験の例をFig. 7に示す。この図より、プラズマ大半径に沿ってプラズマ中心が内側にある場合にはイオン温度が高温になり得るが、外側にある場合にはイオン温度が高温になりにくい傾向があることがわかる。実験の結果HITに対する ΔH 領域は $-20\text{mm} < \Delta H < -5\text{mm}$ であることがわかった。 ΔH 領域の内側端はプラズマが内側に存在すると電流駆動用ランチャーと離れてしまい波との結合が悪くなることによると考えられる。また電流駆動を担う高速電子は磁気面よりも外側にシフトした軌道を描いておりプラズマが外側にシフトするとこの高速電子の軌道損失¹⁰⁾が起

き、この損失が ΔH 領域の外側端と関連があると考えられる。高速電子の磁気面との軌道のずれを評価する。高速電子はプラズマがトーラス状になっているため、その周りを周回することにより遠心力 F を受け $F \times B$ ドリフトを起す。磁力線がトーラス1周した時ポロイダル断面上で回転する角を回転変換角 ι 、ラーマー半径を ρ として、荷電粒子の磁気面からのずれ Δ は次式のように表される¹²⁾。

$$|\Delta| \approx \rho \left(\frac{2\pi}{\iota} \right) \quad (12)$$

ι はトロイダル磁場を B_t 、ポロイダル磁場を B_p とすると以下のような関係がある。

$$\frac{a\iota}{2\pi R} = \frac{B_p}{B_t} \quad (13)$$

共鳴電子のエネルギーは100 keVを使い、トロイダル磁場6 T、プラズマ電流20 kA、 $R=0.84\text{m}$ 、 $a=0.12\text{m}$ として(12)、(13)より Δ を求めると $|\Delta| \sim 4\text{mm}$ となった。 ΔH 領域の約1/3の寄与である。

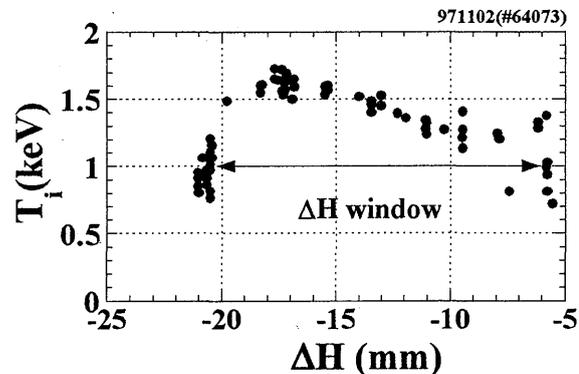


Fig. 7 Dependence of the ion temperature on the plasma horizontal position for the onset condition of HIT.

最後にHITのランチャーの隣接導波管位相差依存性について述べる。2.45 GHz LHCD実験においてランチャーの隣接導波管の位相差($\Delta\Phi$)を変化させる放電を行った。この実験において、放電中に記録した最大のイオン温度をFig. 8に示す。この実験よりHITには、はっきりとした $\Delta\Phi$ 依存性が存在し、HITが出現する範囲は $93^\circ < \Delta\Phi < 123^\circ$ であることがわかった。この $\Delta\Phi$ からLHWの位相速度を見積もってみる。簡単のため波を矩形近似して最も強いスペクトルの位相速度だけを求める。2.45GHzのランチャーの導波管は先端部において19mmピッチで配置してある。よってLHWの位相速度 v_{ph}^{LHW} と $\Delta\Phi$ には次式の関係が成り立つ。

$$v_{ph}^{LHW} = \frac{0.019}{\frac{\Delta\Phi}{360}} \cdot 2.45 \times 10^9 \text{ (m/s:deg)} \quad (14)$$

よってHITが出現する範囲の位相速度は先ほどの位相差条件を(14)に代入すると約 $1.3 \times 10^8 < v_{ph}^{LHW} < 1.8 \times 10^8$ (m/s)となる。屈折率に直すと1.8~2.2となる。この様にランチャーの位相差はLHWと共鳴する高速電子のエネルギーと対応しているが、位相差依存性は電流駆動効率のそれと類似しており電流分布にも関係していると思われる。

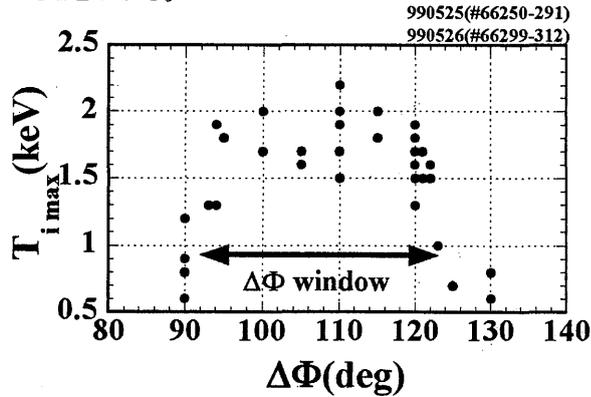


Fig. 8 Dependence of the maximum ion temperature on the antenna phasing for the onset condition for HIT.

3.1.2 高イオン温度モードへの遷移

前述したようにHITの密度window下限領域ではイオン温度、および密度の急激な増加や減少が観測されている。そこで密度下限前後を詳しく調べるため放電中に H_α 一定制御の参照値を変化させプラズマの密度をwindow下限領域の下から増加させる実験を行った。線平均電子密度が約 $1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 付近でイオン温度が急激に上昇し、ほぼ同時刻に電子密度の不連続な増加が観測された。Fig. 9にこの実験の放電波形を示す。

イオン温度が上昇する際エネルギーが十分大きい荷電交換中性粒子束(CX)も増加するので、この遷移現象を詳細に把握するためNEAP(Z:プラズマ垂直位置、Z=0mm)と(Z=40mm)、NEAT(Z=0mm)を用いて遷移時刻付近におけるCX(NEAP→CXP、NEAT→CXT)の時間変化を調べた。NEAPの2つの計測CXP(Z=0mm、40mm)よりプラズマの異なる位置での情報が得られ、NEAPとNEATでの計測CXP(Z=0mm)、CXT(Z=0mm)より異なる速度空間の情報が得られる。NEAPとNEATの速度空間での視線についてFig. 10に示し、HIT遷移時のエネルギーが5~7 keV付近の荷電交換中性粒子束と電子密度の変化をFig. 11に示す。図からこの場合HITへの遷移のタイムスケールは約50msであり、さら

に遷移の際CXP(Z=0mm)が、CXP(Z=40mm)、CXT(Z=0mm)、および密度より数十ms早く反応している事がわかる。Fig. 11のCXP(Z=0mm)とCXP(Z=40mm)の比較により、HITへの遷移はプラズマ中で一様でなく、まずプラズマ中心から起きているものと考えられる。またCXP(Z=0mm)とCXT(Z=0mm)の比較によりイオンへの加熱は、まず磁力線に垂直方向に生じていると考えられ、反応時刻の時間差は速度空間での緩和によるものと考えられる。

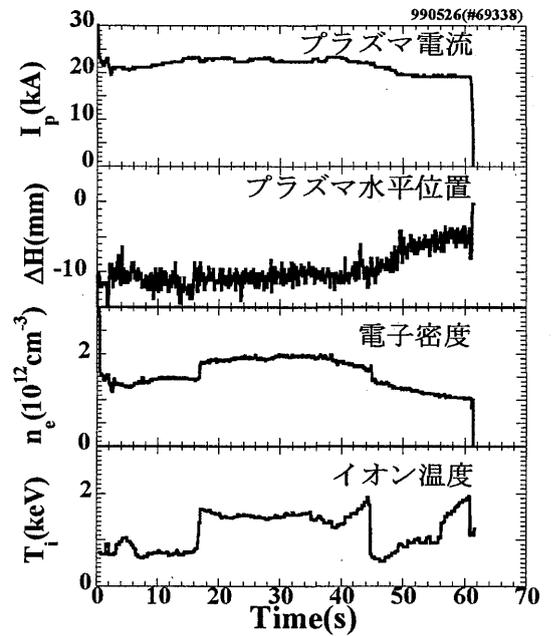


Fig. 9 Time evolution of plasma parameters; from the top; the plasma current, the plasma horizontal position, the line averaged electron density, and the ion temperature.

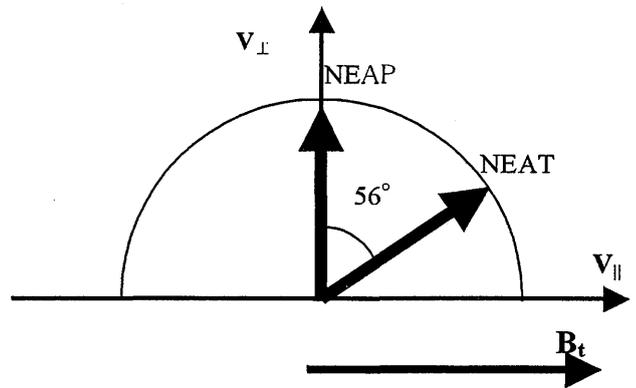


Fig. 10 Schematic view of the viewing chords of NEAP and NEAT in velocity space.

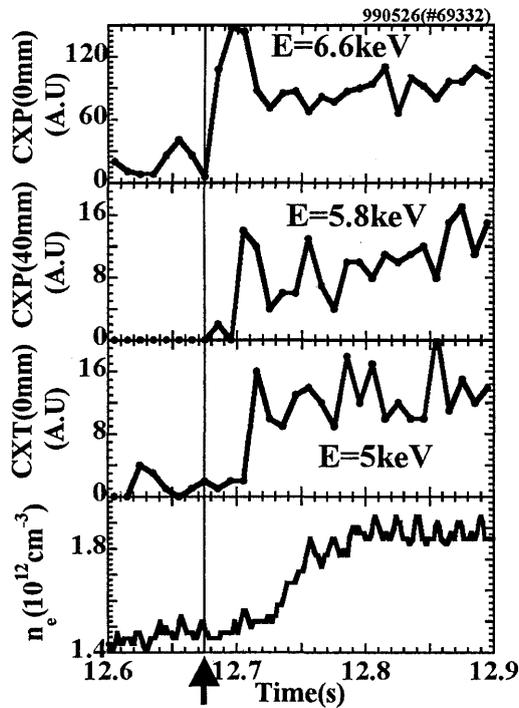


Fig. 11 Time evolution of charge exchange neutral particle fluxes (CXP at $Z = 0\text{mm}$ and 40mm CXT at $Z = 0\text{mm}$) and the electron density. Arrow indicates the HIT transition.

次に HIT 遷移時における CXP($Z=0\text{mm}$)の時間発展をエネルギー別の変化について調べた結果を Fig. 12(a)に、そのときのエネルギースペクトルを Fig. 12(b)に示す。Fig. 12(a)より高エネルギー(6.6 keV、8.5 keV)の CX は遷移時において一旦ピークに達したあと減少している。この現象は低エネルギー(2.8 keV、4.7 keV)の CX では観測されない。Fig. 12(b)からもこの様子がわかる。以上より HIT への遷移の際、高エネルギーのイオンが生成されていると考えられ、時間が経過することにより緩和して、熱化していると考えられる。

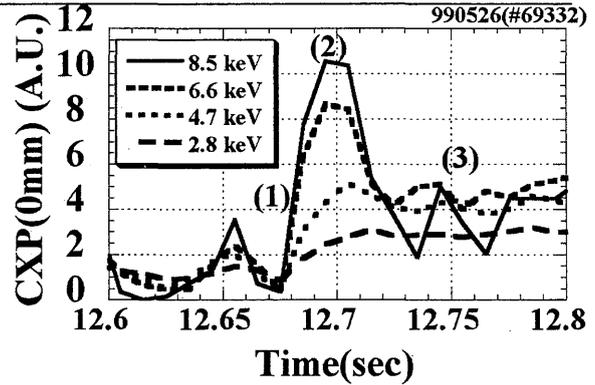


Fig. 12(a) Time evolution of charge exchange neutral particle fluxes at various energy. A HIT transition occurs at $t=12.675\text{ s}$.

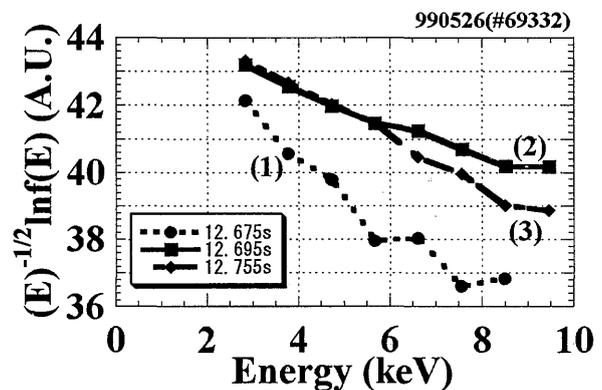


Fig. 12(b) Ion energy spectra correspond to cases of (1),(2) and (3) in Fig. 12(a)

3.1.3 高エネルギーイオンの閉じ込め

まず HIT における内部輸送障壁の出現および特性について述べる。HIT 時のイオン温度空間分布には Fig. 13 に示すように内部輸送障壁が形成されることが実験により確認されている^{4),10)}。ここで図中の LIT とは HIT に比べてイオン温度が低い状態をさし、 $\langle r \rangle$ は規格化接線半径である。内部輸送障壁が形成されるということはイオンの閉じ込めがよくなっていることを意味している。密度を放電中に変化させる実験において、HIT の密度 window 境界付近で内部輸送障壁が移動していることを示唆する現象が観測された。Fig. 14 に $Z=0\text{mm}$ と 40mm におけるイオン温度の時間発展を示す。図より 20s 付近で $r=0\text{mm}$ のイオン温度はゆるやかに減少するものの 1keV 以上に保たれている。一方 $r=40\text{mm}$ のイオン温度は急激に減少している。これは内部輸送障壁が内部に移動しているためと考えられる。そのため HIT の密度 window 境界付近では中心部分のみ閉じ込めがよい状態になっていると考えられ、この現象は HIT への遷移が

まず中心から起きている事と整合している。

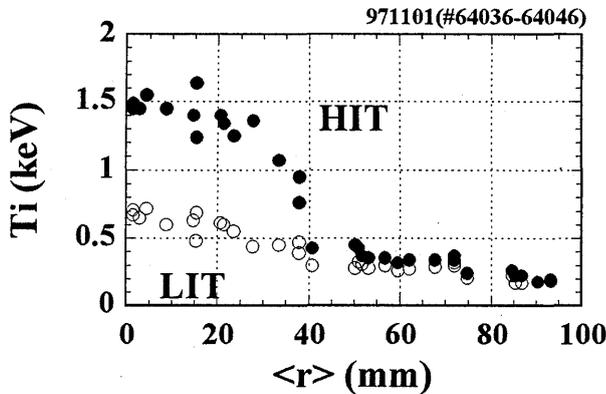


Fig. 13 Comparison of ion temperature profiles for HIT and LIT. In HIT an internal transport barrier was formed at $\langle r \rangle = 40 \text{ mm}$.

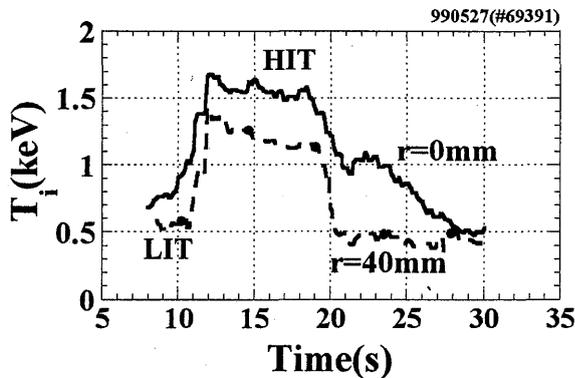


Fig. 14 Time evolution of ion temperatures at $\langle r \rangle = 0 \text{ mm}$ and $\langle r \rangle = 40 \text{ mm}$.

HIT におけるリップル捕捉イオンの ∇B ドリフトの抑制についてのべる。NEAP でイオン温度計測を行う場合リップルの効果により見かけ上イオン温度が上下非対称になる事が観測される場合がある^{10),11)}。今回の実験では ∇B ドリフトは下向きである。HIT においてリップルの効果を調べるため H_e 一定制御を行わず密度を一旦下げることにより HIT window からはずしてイオン温度が低い LIT に逆遷移させ、再び密度を増加させることにより HIT に遷移させる実験を行った。その時の密度と NEAP $Z=0 \text{ mm}$ におけるイオン温度の変化を Fig. 15 に示す。この実験において HIT \rightarrow LIT \rightarrow HIT と時間発展していく際のイオン温度の空間分布を NEAP により求めた。Fig. 16 にその結果を示す。図より LIT の場合に見られるイオン温度の上下非対称性が HIT の際には著しく緩和されているのがわかる。特に $Z=-80, -120 \text{ mm}$ においてイオン温度は HIT に遷移することにより減少している。この様

子を詳しく調べるため ∇B ドリフトサイドである $Z=-120 \text{ mm}$ における 2 keV の荷電交換中性粒子束 (CX) と比較のため $Z=0 \text{ mm}$ における 5 keV の CX の時間発展を調べた。Fig. 17 にその結果を示す。図より $Z=-120 \text{ mm}$ における CX は $Z=0 \text{ mm}$ のイオン温度と CX に対して逆位相で変化しており LIT のときに増加して HIT のときに減少していた。以上の結果は HIT においてはリップル捕捉イオンによる ∇B ドリフトが抑制され、イオンの閉じ込め状態が改善されていることを示唆している。

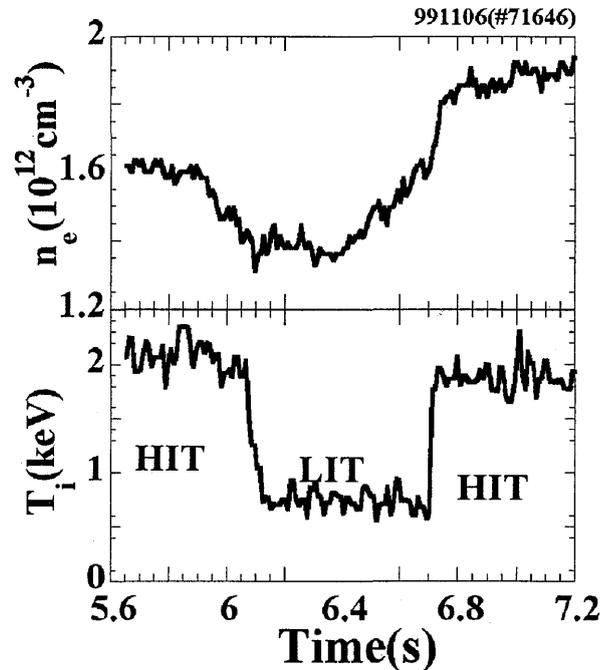


Fig. 15 Time evolution of the electron density and the ion temperature indicating the density window for HIT.

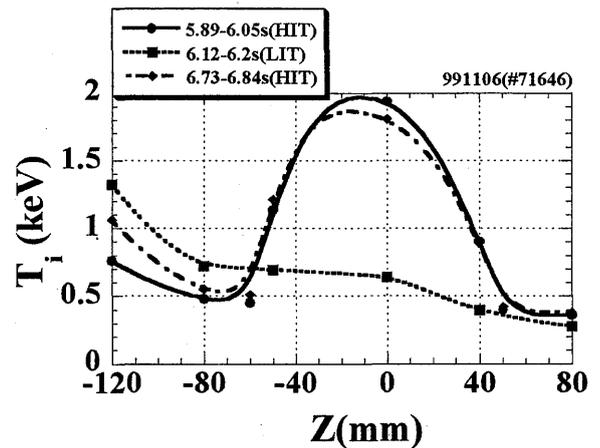


Fig. 16 Ion temperature profiles for HIT and LIT in the case of Fig. 15.

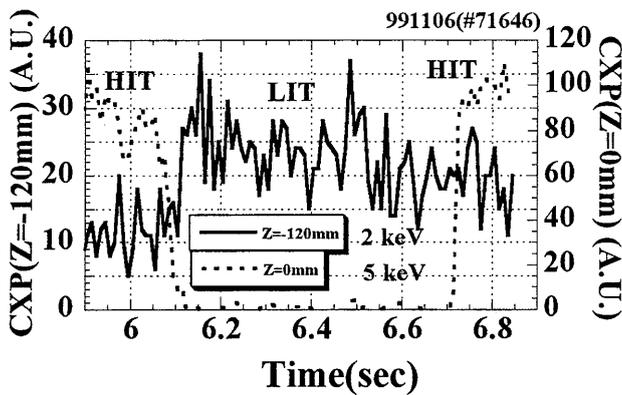


Fig. 17 Time evolution of charge exchange neutral fluxes of $Z=-120\text{mm}$ (∇B drift side) and $Z=0\text{mm}$ (center) in the case of Fig. 15.

HIT の高エネルギーイオンの閉じ込め特性を調べるため、NEAP を用いて幅広いエネルギー領域 ($< 20\text{keV}$) でエネルギースペクトルを取得した。その結果を Fig. 18 に示す。図よりエネルギースペクトルは $12\sim 13\text{keV}$ で折れ曲がっている様子が見える。折れ曲がる点より低いエネルギーにおいては、リップル捕捉イオンの ∇B ドリフトが補償されイオンが十分閉じ込められマクスウェル分布になっていることがわかる。 $E > 13\text{keV}$ のイオンは、現在の HIT の閉じ込め機構発現によっても完全には閉じ込められず ∇B ドリフトによる損失効果が現れている。

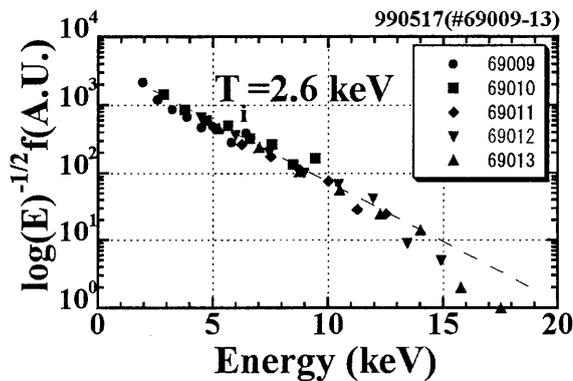


Fig. 18 Typical ion energy spectrum in a HIT plasma.

高周波パワーを切断した後の高エネルギーイオンの減衰を調べた実験結果について述べる。CX の減衰時間 τ_{decay} を切断前の CX のカウント数が $1/e$ に減少するまでの時間とする。リップル補足イオンのドリフト時間 ($\sim 100\ \mu\text{s}$) よりも減衰時間が長い場合にはなんらかの閉じ込め改善機構の存在を意味する⁴⁾。Fig. 19 に高周波パワー切断後における CX の減衰の様子を示す。図より求

められた τ_{decay} ($13\text{ms}: 6\text{keV}$) は、ドリフト速度から求められる時間よりもはるかに長い。考えられる閉じ込め機構は径電場の発現である。 $V_{\parallel} \sim 0$ の粒子はその影響を強く受けるからである。

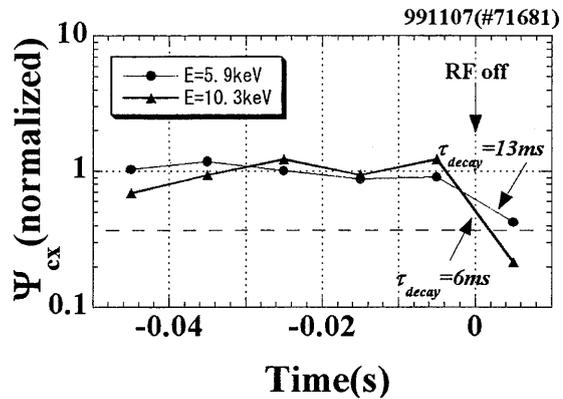


Fig. 19 Time evolution of charge exchange neutral fluxes at $E=5.9\text{keV}$ and 10.3keV . RF is turned off at $t=0\text{ms}$.

3.2 高効率電流駆動モード

3.2.1 高効率電流駆動モードの発生

8.2GHz LHCD 放電において入射する高周波のパワーを増加させると、あるしきい値パワー (130kW) 以上において自発的に電流値と電子密度が増大して電流駆動効率が改善される高効率電流駆動モード (ECD) への遷移現象が観測されている。この放電の特長は電流値、電子密度の上昇の他にイオン温度、電子温度も増加して電流駆動効率の上昇だけでなくエネルギーの閉じ込め状態も改善することである^{5), 6)}。ECD のプラズマパラメータは電流値 $40\sim 65\text{kA}$ 、線平均電子密度 $2\sim 4 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 、電子温度 $\sim 0.8\text{keV}$ 、イオン温度 $\sim 0.5\text{keV}$ である。Fig. 20 に典型的な ECD が出現した放電のプラズマ電流、電子密度、高周波パワー、イオン温度の時間発展を示す。放電開始後 2 s から第 2 の 8.2GHz LHCD システムを重畳し入射する高周波パワーを増加させた。その結果高周波パワーを増加させた後、時刻 3.3 s においてプラズマ電流、電子密度、イオン温度が自発的に増加して ECD に遷移した。その後高周波パワーをゆるやかに減少させていくとそのパワーの減少に伴い電流や電子密度が減少していくのがわかる。しかしイオン温度はプラズマ電流値や電子密度のように減少せず充分時間が経過した 12 s から減少している。ECD において高周波パワーに対してプラズマ電流、電子密度は同様なパワー依存性を示すが、イオン温度の高周波パワー依存性はこれとは異なった傾向であると考えられる。

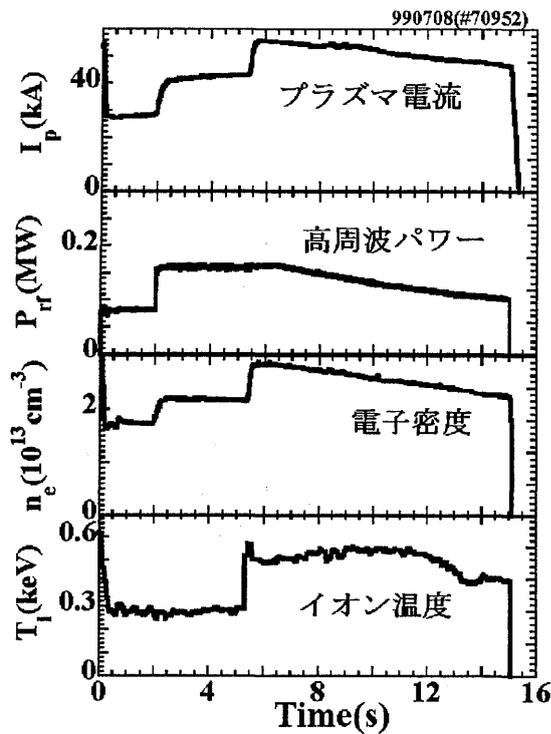


Fig. 20 Time evolution of plasma parameters; from the top; the plasma current, the rf power, the line averaged electron density, and the ion temperature. ECD occurs at $t=5.5$ s.

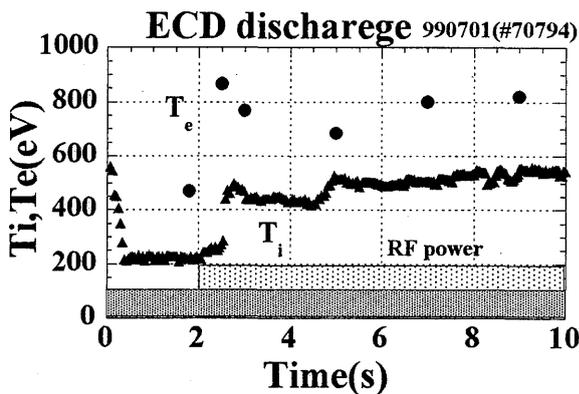


Fig. 21 Time evolution of both ion and electron temperatures. The waveform of the rf power is also shown. HIT occurs at $t=2.6$ s.

次に電子温度の変化について述べる。ECD においてはイオン温度より電子温度が高い特徴がある。トムソン散乱による電子温度測定は放電中に一回なので、再現性の良い放電の重ね合わせにより電子温度の時間発展を求めた。ECD へ遷移する放電における電子温度の時間発展をイオン温度の時間発展と共に Fig. 21 に示す。この放電では Fig. 20 の場合と同様に 2 s から高周

波パワーを増加させており、Fig. 21 より電子温度はイオン温度の上昇と同様に ECD に遷移することで上昇していることがわかる。

3.2.2 高効率電流駆動モードへの遷移

ECD への遷移現象の詳細を把握するために遷移時刻付近のプラズマ電流(I_p)、電子密度(n_e)、プラズマ中への入射粒子束の指標となる H_α 光(H_α)、法線方向の荷電交換中性粒子束 CXP($Z=0$ mm)の時間発展を時間分解能を上げて調べた。その結果を Fig. 22 に示す。

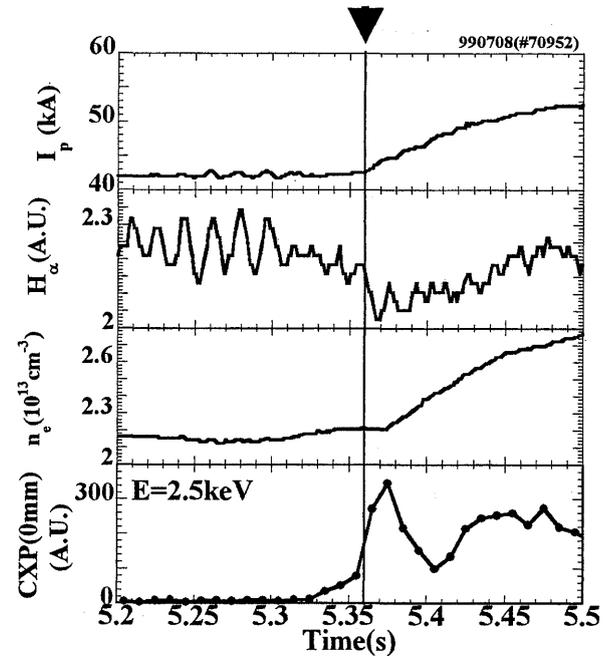


Fig. 22 Time evolution of plasma parameters; from the top, the plasma current, the H_α signal, the line averaged electron density, and charge exchange neutral particle fluxes. Arrow indicates an ECD transition.

まずそれぞれの時間発展の関係を明らかにする。電流が増加に転じるのと同じタイミングで急激に H_α が減少し、CXP($Z=0$ mm)が増加している。その後電子密度は少し遅れて増加している。次に変化の時定数について述べる。 H_α の遷移後の増加は H_α 一定のフィードバック制御を行っているためである。CXP($Z=0$ mm)は 20ms でピークに達するが電流、電子密度の増加の時定数は約 100ms であった。従ってイオン温度の増加はプラズマ電流の増加によるエネルギー閉じ込め改善が原因ではないと考えられる。ここで遷移時における電流の時定数は電流拡散時間程度である。例えば電流駆動時の高周波切断後の電流持続時間は約 200ms であり、計算値とよく一致している。電流が増加する際電流が流れる方向

とは逆方向のの周回電圧が生じ、高周波による電流駆動効率は過渡的に影響される。電子密度の増加と H_e の減少から粒子閉じ込めの改善が明らかである。ただしこの改善の時定数は電流増加の時定数と同程度であり電流増加による改善効果と考えられる。

以上の結果から ECD への遷移の際、何らかのエネルギーの閉じ込め改善機構が発現し、その後電流駆動効率の改善へと遷移すると考えている。

次に ECD 遷移時の荷電交換中性粒子束の反応について調べた。Fig. 23 に ECD 遷移時の法線方向の荷電交換中性粒子束 CXP($Z=0\text{mm}$, 80mm)と接線方向の CXT($Z=0\text{mm}$)の時間発展を示す。ECD 遷移時における荷電交換中性粒子束の反応時刻に位置、および速度空間において時間差は観測できなかった。これはイオン加熱が等方的に生じており障壁構造を持たずに空間的にも一様であることを示唆する。

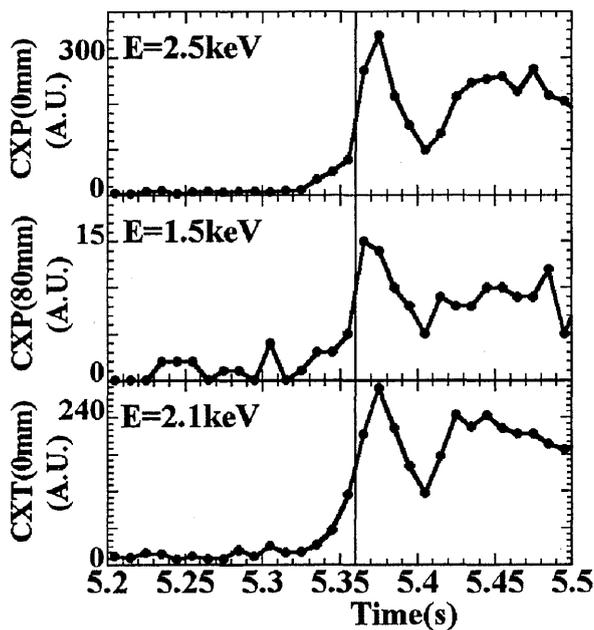


Fig. 23 Time evolution of charge exchange neutral particle fluxes (CXP at $Z=0\text{mm}$ and 80mm and CXT at $Z=0\text{mm}$) and the electron density. The vertical line indicates an ECD transition.

3.2.3 高効率電流駆動モードの特性

ECD の特性を調べるために、ECD 遷移前後のイオン温度の空間分布について調べた。そのときの NEAP による $Z=0\text{mm}$ イオン温度と入射した高周波パワーの時間発展を Fig. 24(i)、得られたイオン温度の空間分布を Fig. 24(ii)に示す。なお空間分布は再現性のよい放

電を用いて求めた。Fig. 24(ii)中の(a)、(b)、(c)は、それぞれ Fig. 24(i)と対応しており(a)高周波のパワー80kW、(b)高周波パワー160kW ECD 遷移前、(c)高周波パワー160kW ECD 遷移後のイオン温度の空間分布である。高周波パワーを入射させる前の(a)の領域ではリップル捕捉イオンの効果であるイオン温度の上下非対称性が観測されている。高周波パワー増加後 ECD へ遷移する前の(b)の領域では若干イオン温度が増加するが特に分布の特性は変わっていない。ECD へ遷移した後の(c)の領域ではプラズマ全体でイオン温度が上昇し、中心付近のイオン温度は約2倍、 $Z=\pm 80\text{mm}$ の地点において約1.7倍増加している。また ECD において $Z=\pm 40\text{mm}$ においてイオン温度が等しくなっており、(b)、(c)の場合と比べイオン温度の上下非対称性が緩和されている。この上下非対称性緩和の原因としては密度の増加(線平均電子密度で約 $2.3 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$)によるリップル捕捉イオンの ∇B ドリフト損失の減少¹⁰⁾、とイオンの閉じ込め改善機構の出現が考えられる。

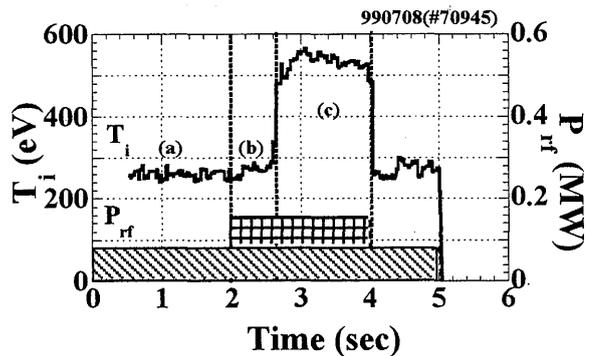


Fig. 24(i) Time evolution of the ion temperature. Three phases (a), (b) and (c) correspond to two non-ECD states and ECD.

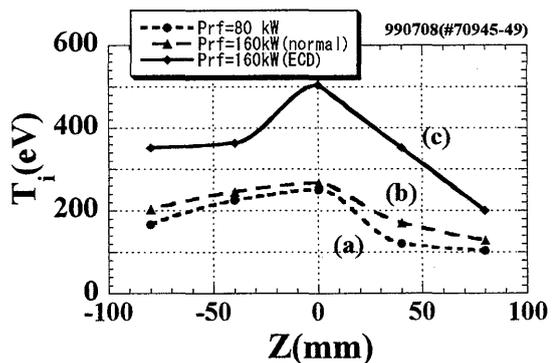


Fig. 24(ii) Ion temperature profiles corresponding to (a), (b), and (c) in Fig. 24(i).

次に ECD への遷移による蓄積エネルギーの変化に

ついて考える。ECD への遷移はイオン温度が上昇するだけでなく電子温度が約 0.8 keV、線平均電子密度も最大約 $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ に上昇するのでプラズマの蓄積エネルギーが大幅に上昇している。この様子は反磁性コイルによる反磁性測定においても観測されている。反磁性測定により算出した ECD が出現する放電における蓄積エネルギーの時間発展を Fig. 25 に示す。この場合でも入射パワーが増加した数秒後、ECD へ遷移して蓄積エネルギーが上昇している様子がわかる。このように入射パワーの変化はないが蓄積エネルギーは増加しており、ECD への遷移によりエネルギーの閉じ込め性能が改善される。

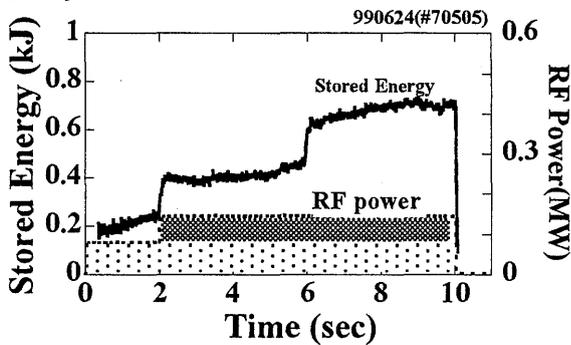


Fig. 25 Time evolution of stored energy by diamagnetism measurement. The waveform of rf power is also shown. A ECD transition occurs at $t=5.9$ s.

3.3 高性能プラズマに対する考察

TRIAM-1M において生成されている HIT と ECD の 2 つの高性能放電に対して、荷電交換中性粒子を中心に計測を行った。この節では、計測結果をまとめ、その現象の意味について考察を行う。

HIT について

HIT において典型的な電子温度は約 0.6 keV であるが、イオン温度は約 0.5 keV から 1.5~3 keV を越す急激な上昇が観測されている。そこでまず観測された HIT のイオン温度上昇について検討してみる。イオンの単位体積あたりの蓄積エネルギーを W_i 、イオンへの単位体積あたりの入力パワーを P_i 、エネルギー損失を熱伝導のみと考え単位体積あたりのエネルギー損失を $\nabla \cdot q$ とすると単位体積あたりのイオンのエネルギーバランスは以下の式で与えられる。

$$\frac{dW_i}{dt} = \frac{3}{2} \frac{dn_i T_i}{dt} = P_{in} - \nabla \cdot q \quad (15)$$

この式から TRIAM-1M において遷移時間が 10ms でプラズマ中心の半径 4cm の部分が密度 $2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ であり、1 keV イオン温度が上昇したとしてその時必要な入力エネルギーの増加分を見積もった。この際遷移の時間スケールが非常に短いと仮定して熱伝導の項を無視した。これは増加エネルギーを少なく見積もることにはなるが、この結果イオンへの入力エネルギーの増加分は 1 kW 以下である。これは入射パワー 20 kW の 5% 以下に相当する値である。

2.45 GHz LHCD 放電における HIT の出現条件は現在までわかっていた電子密度、プラズマ水平位置に加えて、新たに電流駆動システムにおけるランチャーの隣接導波管の位相差に対して依存性があることが確認できた。電流駆動プラズマ中では電子およびイオンの加熱パワー源としては入射高周波パワーのみである。しかも HIT の密度領域では LHW がモード変換等により直接イオンを加熱することはない⁴⁾。よって観測されているイオンの加熱を解明する手がかりを得るため HIT の出現条件、遷移現象、放電の特性を検討した。まず出現条件であるがプラズマ水平位置依存性はプラズマ電流を担っている高速電子の軌道の磁気面から外側へのずれと高周波とプラズマの結合で定性的には説明可能である。隣接導波管の位相差依存性については生成される LHW が結合する高速電子のエネルギーの変化が間接的に電流分布の変化に反映されればプラズマ特性の遷移の可能性が考えられるがその解明は今後の課題である。

HIT への遷移過程の解析から得られた結果を検討する。HIT 遷移過程ではまず磁場に対して垂直成分を持ち、また高エネルギーイオンが加熱されており、空間的には中心から周辺へ HIT 領域が広がっている結果を得た。HIT の状態で LHW を切断した実験において切断後の CX の時間発展を Fig. 26 に示す。

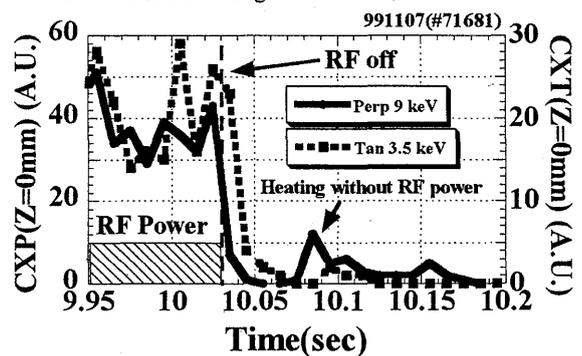


Fig. 26 Time evolution of charge exchange neutral particle fluxes of perpendicularly and tangentially measurements.

切断して数十 ms 後 LHW が存在しないにもかかわらず、

図より垂直成分に高エネルギーのイオンが生成されている。ただしこの現象が HIT と関係しているかどうかはわからないが LHW に直接起因しない垂直方向の高エネルギーイオンの生成機構が存在している事の明白な事象である。さらにこれはイオン加熱が電子の特定の速度分布形状によっていることを示唆する。なお本論文では触れていないが、プラズマから放射される電磁波をスペクトルアナライザーで観測することにより、マイクロ波の 2.45GHz の近傍に多数のサテライト波が観測されている。このサテライト波のスペクトル幅は HIT、LIT に強く関連し、HIT で狭く、LIT で広がる事が調べられている。⁵⁾

以下 HIT の特性について検討する。HIT ではイオン温度の急峻な温度勾配が観測されておりイオンの輸送障壁形成が電流駆動プラズマで生じていることを見出している。このことに関して今回 NEAP による 20keV 近くまでのエネルギースペクトルの取得や、高周波切断後における荷電交換中性粒子の減衰の測定結果より、直接高エネルギーイオンの良好な閉じ込めを確認することができた。さらに HIT に関する密度下限からの遷移の際、これまで観測しているイオン温度の増加に加えて電子密度の増加を観測した。これにより HIT への遷移ではイオンのエネルギーのみならずにより粒子の閉じ込め改善も起きていることを確認できた。観測したリップルに捕捉されたイオンの効果について検討する。NEAP によるイオン温度の分布計測により HIT においては ∇B ドリフトの影響によるイオン温度の上下非対称の緩和が観測された。さらに ∇B ドリフト側の荷電交換中性粒子束計測によって HIT に遷移すると中性粒子束が大幅に減少した。これらの結果より輸送障壁の出現によりプラズマ内部で生成される高エネルギーイオン ($v_{\parallel} \sim 0$) の ∇B ドリフトの抑制を明白に示すことができたと考えている。この ∇B ドリフトの抑制機構として径電場の効果を調べる。半径方向に電場が存在すると ∇B ドリフトしている粒子が $E \times B$ ドリフトによりポロイダル方向に回転するため系外への損失を免れることが考えられる⁽¹²⁾。 $E \times B$ ドリフト $v_{E \times B}$ による速さが ∇B ドリフト v_d による速さと同程度になるためには径電場がどれだけ必要か見積もってみる。簡単のため径電場を E_r として空間内一様であるとする。 B_t は 6T とした。 v_d 、 $v_{E \times B}$ は次式のように表される

$$v_{E \times B} = \frac{E_r}{B_t} \quad (16)$$

$$v_d = \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_{ci}R} \quad (17)$$

この式よりイオンのエネルギーを 10 keV として $v_{E \times B}$ 、 v_d が等しいとすると必要な E_r は約 120 V/cm となる。中心で 1~2keV の電位形成は HIT プラズマでは十分可能

でありこの程度の径電場はあり得ない値ではないと思われる。

ECD について

ECD へ遷移する必要条件是、しきい値(130 kW)以上のパワー注入である。しかしこの閾値はあくまで平均的な意味を持っており厳密には明確なヒステリシス特性が観測されている。即ち放電中にパワーを閾値以下から閾値以上にパワーアップし ECD を実現する実験と、逆にすでに閾値以上のパワーで ECD の状態を実現しておきパワーを閾値以下にパワーダウンする実験を行うと、後者における逆遷移パワーは明らかに前者の閾値に比べて低い⁵⁾。両者の差を平均的な閾値パワーの比は約 30% 程度であった。この比が大きくなれば、はじめに ECD に移行するのに大きいパワーは必要ではあるがその後 ECD の維持には低パワーですむので長時間維持の観点では有利である。

ECD の遷移現象について検討する。ECD への遷移を電流の増加時刻と定義すると 3. 2. 2 節で述べたように、エネルギー閉じ込めの改善が先行して起きる。粒子閉じ込め改善は遷移と同時にトリガーされるようである。即ち遷移時刻で急激に H_{α} 光が減少し、ダブルプローブによる周辺プラズマ計測はイオン飽和電流の急激な減少を示す。遷移後のプラズマ内部密度の大幅な増加と SOL での密度の減少は H_{α} 光の減少、即ち入射中性粒子束の減少と合わせて粒子閉じ込め性能の明白な改善を示唆し、H モード特性との類似性を示している^{5), 6)}。この改善は粒子閉じ込め時間スケール(数ms)をはるかに超える約 100ms に亘って継続して起きており密度は最終的に $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ という値に達することが可能である。この変化は温度増加が閉じ込め時間の数倍のスケールで起きることとは異なっている。プラズマ電流の増加の粒子閉じ込め改善に対する効果の同定が今後の課題であろう。

電流が増加する過程では逆起電力が発生するため、定常値に達するには、回路時定数 L/R に加えて高周波電流駆動が逆電場による減速に打ち勝つための特徴的な時間が必要であり電流の増加の時間スケールはこの特徴的な時間が支配していると考えられる。このことはこの回路系に印加されたトリガー、即ち ECD への遷移自体はステップ状に極めて短時間に起きその状態は継続していることを意味している。

計測より得られた ECD のイオンの閉じ込め特性について検討する。ECD におけるイオン温度の空間分布を測定した結果、ECD の遷移によりプラズマ中心近傍だけではなく周辺においてもイオン温度の増加が観測され、内部輸送障壁の存在で特徴付けられる HIT とは閉じ込め改善のメカニズムが異なっていると考えられる。ここで

ECD におけるイオンの閉じ込めについて考えてみる。ECDでは電子温度の方がイオン温度よりも高のでイオン加熱機構は電子との衝突によるものだけと仮定してECD 遷移前後における中心付近のイオンの閉じ込めを評価してみる。エネルギーバランスの式は電子からイオンに伝わる単位体積あたりのパワーを P_{ei} 、電子温度とイオン温度の緩和時間を $\tau_{T^{ei}}$ とすると次式のように表される¹³⁾。

$$P_{ei} = \frac{3}{2} n_i \frac{T_e - T_i}{\tau_{T^{ei}}} \quad (18)$$

ECD 遷移前後の中心付近における電子温度の変化を 0.5 keV から 0.8 keV、イオン温度の変化を 0.25 keV から 0.5 keV、電子密度の変化を $2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ から $3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ とする。これより遷移前後の $\tau_{T^{ei}}$ はそれぞれ 9ms、12ms となり(18)式から遷移前後の P_{ei} はそれぞれ 0.13W/cc、0.18W/cc となる。イオンのエネルギー閉じ込め時間を τ_{Ei} 、イオンのエネルギーを W_i として、定常状態では以下の式が成り立つ。

$$\frac{W_i}{\tau_{Ei}} = P_{ei} \quad (19)$$

この関係より遷移前後の τ_{Ei} を求めた。ただし密度分布は平坦と仮定した。この結果遷移前後で 9ms、20ms となりECD への遷移で閉じ込め時間が約2倍になることが示された。エネルギー閉じ込め時間は 4ms から 8~10ms に増加することから電子系の改善もイオン系と同様と推定できる。

4. まとめおよび今後の課題

本研究は荷電交換中性粒子エネルギー分析器を用いて TRIAM-1M において実験されている無誘導電流駆動プラズマの高性能化について調べ、2.45 GHz LHCD プラズマにおける高イオン温度モード(HIT)、および 8.2 GHz LHCD プラズマにおける高効率電流駆動モード(ECD)について実験結果より検討した。以下に本研究のまとめを示し今後の課題について述べる。

2.45 GHz LHCD 放電の高イオン温度モード(HIT)について、その生成される条件を調べた結果、電子密度、プラズマ水平位置に特定の領域がある事が確認でき、さらに電流駆動システムの隣接導波管の位相差に対しても依存性があることが明らかになった。その条件は線平均電子密度 $1.4 \sim 2.2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 、プラズマ水平位置 $-20 \text{mm} < \Delta H < 5 \text{mm}$ 、ランチャーの隣接導波管の位相差 $93^\circ < \Delta \Phi < 123^\circ$ であった。HIT への遷移過程の解析より HIT の発生ではまず磁力線に対して垂直成分の

イオンが加熱され熱化されることを確認した。イオン温度の内部輸送障壁位置の径方向移動により、HIT が空間的にはプラズマ中心で起きその後半径約 $r/a \sim 0.5$ の領域へと HIT 領域が広がっていく結果を得た。さらに逆遷移の場合でも中心部の逆遷移がもつとも遅れることを観測した。LHW が切断後の高エネルギー中性粒子の観測より高エネルギーイオンが実際によく閉じ込められていることを確認し、直接 LHW からイオン加熱が起きていない可能性も示した。特にリップル捕捉粒子の ∇B ドリフトの抑制を上下方向のイオン温度分布によって確認できた点が重要である。閉じ込め機構としては1~2keV 程度の電位形成による径電場の効果(ポロイダル回転)を検討した。イオン加熱機構については高速電子の影響、即ち電子の速度分布関数のゆがみとその緩和に基づくイオンと結合可能な波動の励起の可能性が考えられる。実際にイオンプラズマ振動数を持つ静電波を観測している。

高効率電流駆動モード(ECD)は遷移によってプラズマ電流、電子密度が増加して電流駆動効率が改善するが、それに先んじてイオン(恐らく電子も)のエネルギー閉じ込めが改善することで特徴付けられる現象である。遷移時の H_α 光の減少や SOL の電子密度の減少、内部の密度増加は H-mode と極めて類似しているがエネルギー閉じ込めが粒子閉じ込めに先行する点が大きく異なる。遷移に先んじたイオン加熱に関して HIT の場合と同様に荷電交換中性粒子束の空間分布および磁場に対するピンチ角依存を測定したが 10ms の時間分解能では有意な差はなかった。電子温度の連続測定が可能になれば電子系のエネルギー改善との関連が明らかになると考えられる。電子との衝突によるエネルギー授受がイオンのエネルギー源とすればイオンの閉じ込め時間は約2倍に増加する。

以上の結果を踏まえて今後の課題として以下のようなことが挙げられる。

HIT の加熱と閉じ込め改善機構の同定とその同時性を明らかにすることが重要であり、高速電子スペクトル、プラズマ内部の波動の特性、プラズマ回転と電場の測定、径電場を考慮した高エネルギーイオンの軌道シミュレーションなどを行う。

ECD ではエネルギー改善機構と電流駆動効率改善機構の同定とその発現時間差について明らかにしたい。トロイダル電場の効果、大角散乱による電流駆動効率の改善などの定量的確認とやはりプラズマ内部の電場発生と高速電子の役割を明らかにしたい。

参考文献

- 1) Jotaki, E., et al., Fusion Eng. Design 36 (1997) 289
- 2) Itoh, S., et al., Fusion Energy 1996 Vol. 3 IAEA, Vienna (1997) 351
- 3) Itoh, S., et al., Proc.17th IAEA Fusion Energy Conf. 1998, IAEA-CN-69/OV2/3, IAEA, Vienna (1998)
- 4) H. Zushi, K. Nakamura, et al., Proc. 17th IAEA Fusion Energy Conf. 1998, IAEA-CN-69/EXP2/16 (C1) IAEA, Vienna (1998)
- 5) H. Zushi., et al., 2nd IAEA TCM on Steady-State Operation and Magnetic Fusion Devices I 15 (1999)
- 6) 花田和明、他、プラズマ核融合学会第16回年会 23Ba7 (1999)
- 7) 永尾明博、他：九州大学応用力学研究所所報 第66号 (1988) 401
- 8) 中嶋洋輔 京都大学博士論文 (1983)
- 9) 中村一男、他：九州大学応用力学研究所所報 第17号 (1980) 125
- 10) 富岡修一：九州大学大学院総合理工学研究科 修士論文 (1998)
- 11) EQUIPE TFR, Nucl. Fusion Vol.18 (1978) 647
- 12) 宮本健郎：プラズマ物理入門 岩波書店 (1991)
- 13) 高村秀一：プラズマ加熱基礎論 名古屋大学出版会 (1986)