

研究論文

ヘリオトロンJ第1期実験

水内 亨, 岡田 浩之, 長崎 百伸, 別生 榮¹⁾, 佐野 史道,
近藤 克己¹⁾, 浜田 貴照²⁾, 真鍋 義人¹⁾, 設楽 弘之¹⁾, 相澤 健太郎¹⁾,
洪 遠齡¹⁾, 池田 洋一¹⁾, 川染 勇人¹⁾, 小林 亨¹⁾, 武田 全史¹⁾,
高宮 太承¹⁾, 富山 圭史¹⁾, 前野 正吾¹⁾, 井尻 芳行, 千住 徹,
矢口 啓二, 坂本 欣三, 東使 潔, 芝野 匡志, 中須賀 正彦¹⁾,
花谷 清, 中村 祐司¹⁾, 若谷 誠宏¹⁾, 大引 得弘
(京都大学エネルギー理工学研究所, ¹⁾京都大学大学院エネルギー科学研究科,
²⁾京都大学大学院工学研究科)

Results of the First Experiment in Heliotron J

MIZUUCHI Tohru, OKADA Hiroyuki, NAGASAKI Kazunobu, BESSHOU Sakae¹⁾, SANNO Fumimichi,
KONDO Katsumi¹⁾, HAMADA Takateru²⁾, MANABE Yoshito¹⁾, SHIDARA Hiroyuki¹⁾, AIZAWA Kentaro¹⁾,
ANG Wan Ling¹⁾, IKADA Yoichi¹⁾, KAWAZOME Yuto¹⁾, KOBAYASHI Tohru¹⁾, TAKEDA Masafumi¹⁾,
TAKAMIYA Tasho¹⁾, TOMIYAMA Keishi¹⁾, MAENO Shogo¹⁾, IJIRI Yoshiyuki, SENJU Tohru,
YAGUCHI Keiji, SAKAMOTO Kinzo, TOSHI Kiyoshi, SHIBANO Masashi, NAKASUGA Masahiko¹⁾,
HANATANI Kiyoshi, NAKAMURA Yuji¹⁾, WAKATANI Masahiro¹⁾ and OBIKI Tokuhiko

Institute of Advanced Energy, Kyoto University, Uji 611-0011, Japan.

¹⁾*Graduate School of Energy Science, Kyoto University, Uji 611-0011, Japan.*

²⁾*Graduate School of Engineering, Kyoto University, Kyoto 606-8501, Japan.*

(Received 10 January 2001 / Accepted 12 March 2001)

Abstract

Results obtained in the first experimental campaign of Heliotron J are reported. The magnetic surface measurement by using a beam-fluorescent method at a reduced DC magnetic field (~ 300 G) has revealed that the observed surfaces are in basic agreement with the calculated ones when the effects of the measured ambient field around the device are taken into account. For 53.2-GHz ECH hydrogen plasmas, a fairly wide resonance range for breakdown and heating by the TE_{02} mode has been observed as compared with that of Heliotron E.

Keywords:

advanced helical configuration, helical-axis heliotron, Heliotron J, quasi-omnigenity, ECH, currentless plasma production, currentless plasma heating

author's e-mail: mizuuchi@iae.kyoto-u.ac.jp

この論文は第17回年会(2000, 札幌)で招待講演として発表された内容を論文化したものです。

1. はじめに

ヘリカル系磁場閉じ込め研究においては、これまでヘリオトロンE装置やW-7AS装置などを中心に行われてきた原理検証実験の成果を基礎に、プラズマの温度・密度をさらに核融合炉心パラメータ領域へと発展・拡張すべく、それぞれの磁場配位の概念をより最適化したLHDやW-7Xなどの大型装置での研究計画が実施されつつある。一方、ヘリカル系磁場配位はその磁場配位選択に多くの自由度を有しており、この特徴を生かして、従来ヘリカル系磁場の弱点とされる低衝突領域でのリップル損失の軽減を図ることなど、ヘリカル磁場最適化のため新たな概念を取り入れた先進ヘリカル系磁場配位の研究も盛んに行われている。近年、そのような先進配位の概念を実験的研究により拡張するため、例えば、H1-NF(オーストラリア, ANU), TJ-II(スペイン, CIEMAT), HSX(米国, UW-Madison)などいくつかの装置で実機実験が開始され、あるいは、例えば、NCSX(米国, PPPL), QOS(米国, ORNL), CHS-qa(日本, NIFS)などといった新たな装置設計が行われている。

ヘリオトロンJ装置は、このような先進磁場配位の一つとして京都大学を中心に提案された連続巻きヘリカルコイルを用いるユニークな磁場配位、ヘリカル軸ヘリオトロン配位[1]を実現する最初の装置として設計・建設された。ヘリオトロンJ実験の重要な課題としては、(1)本装置での実験的研究を通じて、このユニークな先進磁場配位、ヘリカル軸ヘリオトロン配位の実験的最適化を図ること、(2)同配位における無電流プラズマ生成・閉じ込め特性の理解を深め、トーラス系装置によるプラズマの磁場閉じ込めへの理解を深めること、ならびに(3)同磁場配位に適したダイバータ関連物理研究・技術開発を行うことなどがあげられる[2-4]。

ヘリオトロンJ装置建設は1999年11月に完了し、同年12月に行われたテスト運転において、定常低磁場における2.45 GHz ECHならびにパルス高磁場における53.2 GHz 第二高調波ECHを用いた最初のプラズマ点火に成功した[5]。ヘリオトロンJ装置における第1期実験は、(1)今後の閉じ込め実験に不可欠な良好な閉じ込め磁気面の存在を確認すること、および(2)53.2 GHz 第二高調波ECHによるプラズマ生成・加熱可能領域を把握することを主な目的として2000年度初めから開始された。本論文では、これまで得られたヘリオトロンJ第1期実験の成果を中心に報告する。

2. ヘリオトロンJ装置

2.1 ヘリカル軸ヘリオトロン配位の特徴

低衝突領域でのリップル損失軽減を図るための基本的考え方は、磁気面と粒子軌道との「ずれ」をできるだけ小さくすることにある。詳細な議論は文献[1, 4]に譲るとして、ヘリカル軸ヘリオトロン配位において新たに取り入れられたアイデアは、トーラスの一部に局所準等磁場(local quasi-omnigeneity)構造を作り、そこにピッチ角の大きな荷電粒子を閉じ込めることである。このため、ヘリオトロンJ装置では、Fig. 1に模式的に示すようにトーラスの一部を直線状にし、磁場の曲率半径が大きく径方向の磁場勾配が小さい領域を作り、さらにその領域両端の磁場強度を強くすることにより磁気ミラー様の配位を作ることで、この領域に閉じ込められた荷電粒子の平均軌道の磁気面からの「ずれ」を小さくするようにしている。このように、ヘリカル軸ヘリオトロン配位では、磁場スペクトラムの基本因子として、ヘリカル成分、トロイダル成分にバンピー成分を加え、それらの組み合わせをうまく調整することで良好な閉じ込め性能を得ることを目指しており、特に最後のバンピー成分を制御することが新古典輸送の低減・粒子閉じ込め改善上、重要な位置を占めている。

従来のヘリオトロン配位では、高磁気シアによる不安定性抑制が図られてきたが、ヘリカル軸ヘリオトロン配

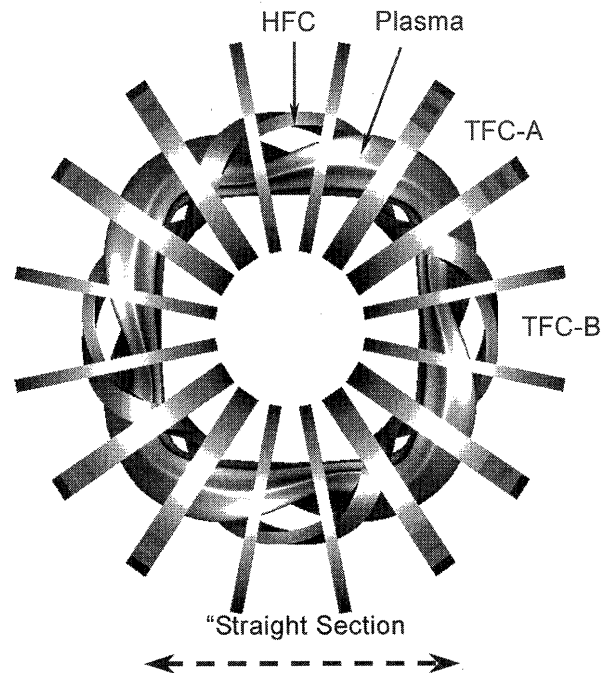


Fig. 1 Characteristics of the Helical-axis Heliotron configuration.

位では回転変換の径方向依存性は弱く低磁気シア配位である。しかしながら、ヘリカル磁気軸配位を採用することにより、ヘリオトロン E 装置の配位では得られなかった、閉じ込め全領域にわたる磁気井戸が形成されており、この磁気井戸による無電流プラズマの MHD 不安定性抑制が図られている。これにより、ヘリオトロン E の残された課題の一つである「粒子閉じ込めと MHD 安定性の両立」を図るものである。

ヘリオトロン J 装置は、連続巻きヘリカルコイルを採用することで、ヘリカル成分、トロイダル成分ならびにバンピー成分の様々な組み合わせが可能で、広範囲なヘリカル軸ヘリオトロン配位を試みる事が可能である。さらに、閉じ込め領域周辺部の磁場構造は、いわゆるストカスティックな磁場構造、あるいは磁気島構造を作ることが可能で、両者の磁場構造における周辺プラズマ物理の比較研究ならびにヘリカル軸ヘリオトロン配位に適したダイバータ配位の研究や技術開発が可能である。

2.2 ヘリオトロン J 装置

Table 1 にヘリオトロン J 装置の主要パラメータを示す。トーラス主半径は 1.2 m、プラズマ副半径は、配位により 10 cm から 20 cm 程度にまで変化させることができる。真空磁場の回転変換や磁気井戸深さは配位により可変であるが、次に述べるヘリオトロン J 装置の標準磁場配位ではそれぞれ、0.56 および 1.5% (最外殻磁気面) である。

Fig. 2 にヘリオトロン J 装置の模式図を示す。本装置のコイルシステムは、Fig. 2 に示されるように、 $L=1/M=4$ の連続巻きヘリカルコイル (HFC)、2 種類のトロイダルコイル (TFC-A, TFC-B)、および 3 組のポロイダルコイル (MVFC (Fig. 2 では省略), IVFC, AVFC) から構成される。HFC/MVFC, AVFC, IVFC ならびに 2 種類のトロイダルコイルにそれぞれ独立した電源を用いることで、広範囲な磁場配位制御が可能と

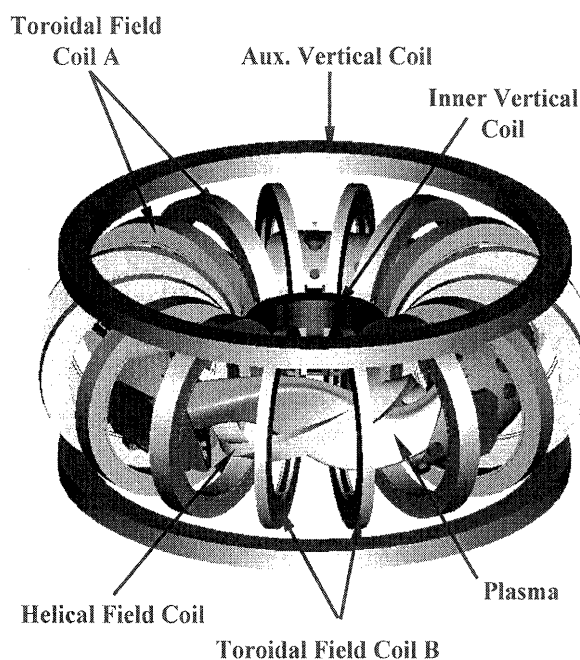


Fig. 2 A schematic view of Heliotron J.

なっている。電源自身は、ヘリオトロン E 装置で使用していたものを活用しており、磁場フラットトップ 0.5 秒、最大 1.5 T (磁気軸上) の磁場を励磁できる。

放電洗浄として、グロー放電洗浄あるいは 2.45 GHz ECH 放電洗浄が可能である。第 1 期実験では主として前者を用いた。可動式電極をトーラス中 1ヶ所に設置し、水素ガスにおいては、350–400 V/1–2 A のトーラス全体にわたるグロー放電を得ている。最終的な壁コンディショニングとして、毎実験開始前にチタンゲッタを実施した。

2.2.1 基本磁場配位と標準磁場配位

本装置は、各コイルを組み合わせることにより、広い範囲でその磁場配位制御が可能であることがその特徴の一つであるが、ヘリカル軸ヘリオトロン配位の基本的な

Table 1 Device Parameters of Heliotron J.

Major Plasma Radius, R	1.2 m
Average Plasma Minor Radius, $\langle a_p \rangle$	0.1–0.2 m
Inside Surface Area of the Vacuum Chamber	$\sim 15 \text{ m}^2$
Magnetic Field Strength, B (on the magnetic axis)	$\leq 1.5 \text{ T}$
Vacuum Rotational Transform, $\frac{1}{2\pi}$	0.3–0.8 with low magnetic shear
Magnetic Well Depth	1.5 % at the plasma edge
Flat-Top Time of the Field	0.5 s
Heating Systems	ECH: 0.5 MW NBI: 1.5 MW ICRF: 2.5 MW

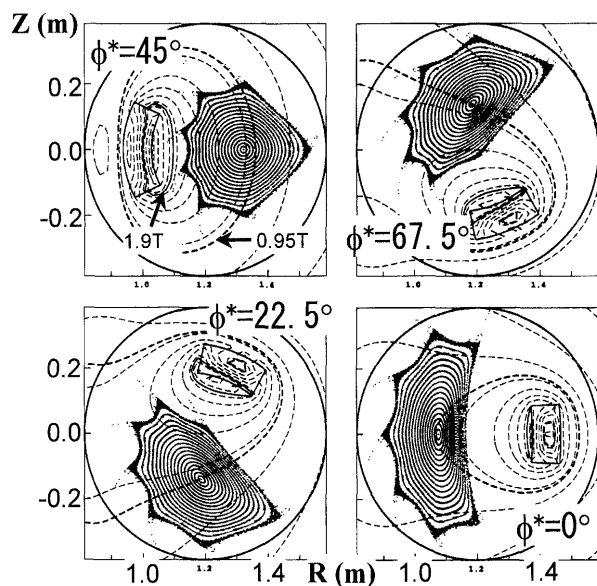


Fig. 3 Magnetic surfaces and contour map of the field strength for the basic configuration of Heliotron J. Thin dashed contour lines are plotted at 0.2 T intervals.

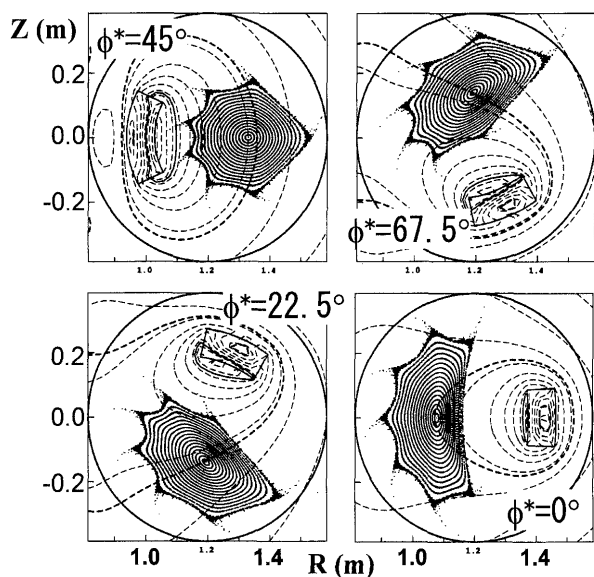


Fig. 4 Magnetic surfaces and contour map of the field strength for the standard configuration of Heliotron J. Thin dashed contour lines are plotted at 0.2 T intervals.

特徴, すなわちトラス直線部における局所準等磁場形成による良好な粒子閉じ込めと磁気井戸の両立性が良く現れた配位は, IVFCやAVFCなどの補助コイルを用いることなく実現可能である. これをヘリオトロンJ装置の「基本配位」と呼ぶ. この配位の真空磁気面形状および磁場強度等高線 (細い破線は 0.2 T 間隔, 太い破線は 0.95 T, 実線は 1.9 T を示す) を Fig. 3 に示す. 図中に描

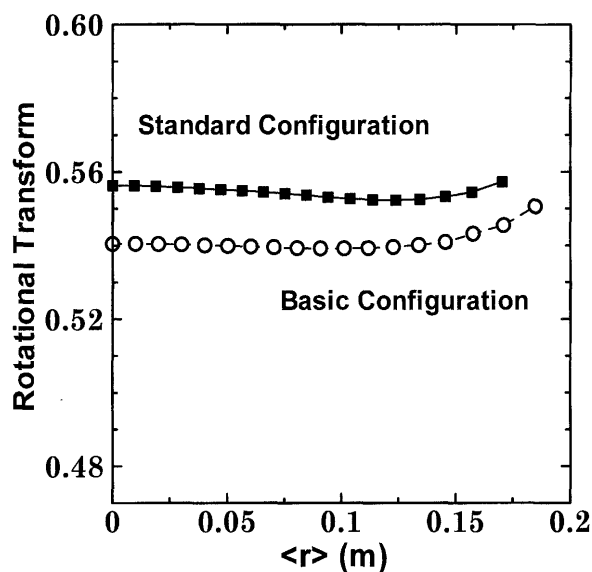


Fig. 5 Rotational transform for the basic and standard configurations of Heliotron J.

かれている円は, 放電管内壁 (ヘリカルコイル用溝のない部分) の位置を示している. しかしながら, 基本配位においては最外殻磁気面と真空容器内壁との距離が若干狭いため, 補助コイル系による磁場を追加することにより最外殻磁気面の大きさを若干縮小し, 基本配位の持つ特徴をほぼ維持したまま最外殻磁気面と放電管内壁との距離を広げた配位をヘリオトロンJ装置における「標準配位」としている (Fig. 4).

上記両磁場配位とも, その回転変換の値は低次の有理数から離れたいわゆる非共鳴磁場配位である (Fig. 5). このとき, 最外殻磁気面より外側では, 磁力線はヘリオトロンE装置やLHD装置で見られる「髭構造」を持つ構造と同様の構造となり [6], この構造をダイバータ磁力線へ利用することが考えられる. ただし, ヘリオトロンJ装置の場合は, その真空容器壁位置の関係上, ヘリオトロンEやLHDで見られるようなトラス方向に連続したダイバータトラスとはならず, トラス方向に局在するものとなる. また, 磁力線の「折り畳み・引き伸ばし効果」が十分発揮される前に真空容器壁を横切するため, 周辺磁力線の壁までの結合長は, 最外殻磁気面からの距離に対し, ほぼ単調に減少する [7].

3. 真空磁気面計測

ヘリカル系装置に代表されるような外部コイルのみで閉じ込め磁場を作る装置では, (1)磁場コイル系の健全性の確認, および(2)装置周辺部の加熱・計測装置で使用せ

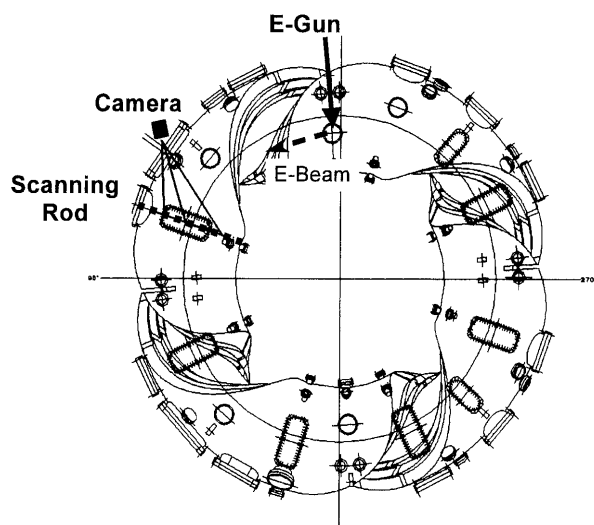


Fig. 6 Experimental set-up for the mapping experiment.

ざるを得ない磁性体の存在が閉じ込め磁気面に重大な影響を及ぼさないことを確認するため、プラズマの存在しない場合の磁気面、すなわち真空磁気面の実測が重要な実験項目の一つである。

ヘリオトロンJ装置における最初の真空磁気面計測は、小型の電子銃からの低エネルギー微小電子ビーム (~ 100 eV, $1\text{--}20$ μA , ビーム径 0.5 mm) を利用する電子ビーム蛍光法[8]を用いて行った。電子ビーム位置検出には、ビームのトーラス周回数を稼ぐため、蛍光材を塗布した棒を閉じ込め領域で動かし、電子ビームが蛍光材に当たった時の発光を観測するロッド掃引法[9-11]を用いた。蛍光観測には CCD ビデオカメラを使用し、スケールマーカの画像を利用した画像処理により視野角等の補正を行い磁力線追跡計算の結果との比較を行う。今回の実験に使用した電子銃、蛍光ロッド掃引装置、ならびに CCD カメラの配置を Fig. 6 に示す。電子銃はトーラス直線部中央の上部ポートから導入され、磁力線に沿った反時計方向の電子ビームを射出する。蛍光ロッド掃引に必要な時間の制約から約 300 G 程度の定常低磁場を用いて計測を行った。

基本磁場配位ならびに標準磁場配位において、いくつかの電子銃位置 (赤道面からの垂直位置, Z) に対する蛍光イメージ (視野角補正済み) を合成して得られた磁気面群を Fig. 7(a) および (b) に示す。電子銃駆動装置の制約 (電子銃設定可能位置範囲: -2 cm $\leq Z \leq 28$ cm) により計算上の最外殻磁気面までの計測はできていないが、両磁場配位ともに、観測可能領域内では入れ子状の閉じた磁気面群のイメージが得られており、磁気島のような構

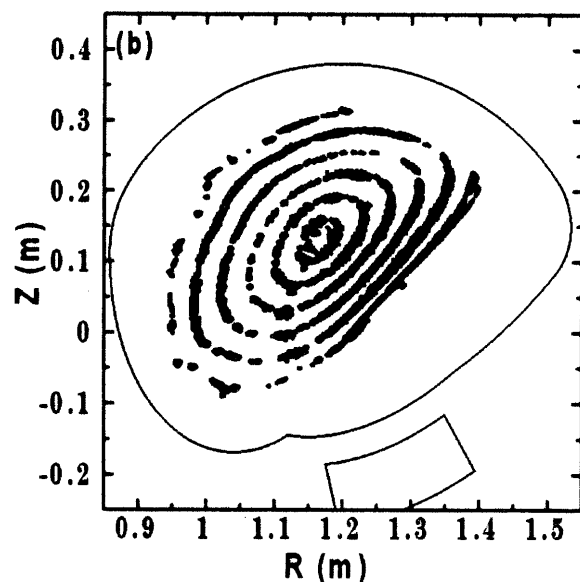
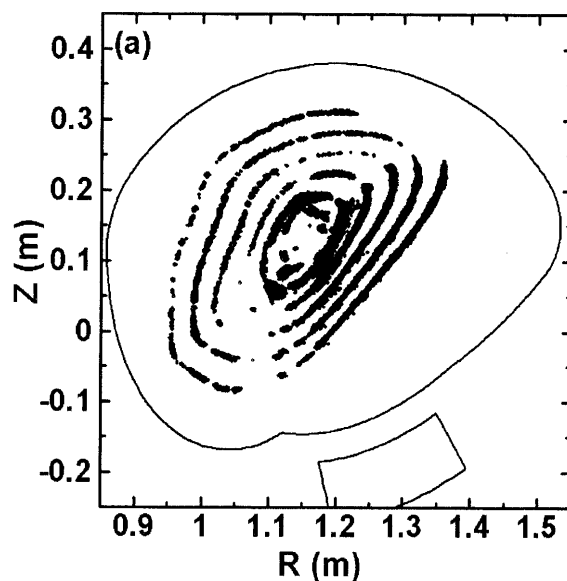


Fig. 7 Experimentally observed magnetic surfaces for the (a) basic and (b) standard configurations.

造は観測されていない。

本実験は低磁場で行われているため、励磁コイル以外に起因する外部不整磁場として、強磁場で行うプラズマ実験時には問題とならない地磁気および装置周辺の磁化された材料からの残留磁場を考慮しなければならない。このため、全コイル無励磁時における真空容器周辺の磁場を実測した。それによると、計測位置によって多少の変化が認められ高次モード成分の存在が示唆されるものの、外部磁場の最大成分として、約 1.5 G の下方向均一垂直磁場が存在することがわかった。この磁場は、地磁気

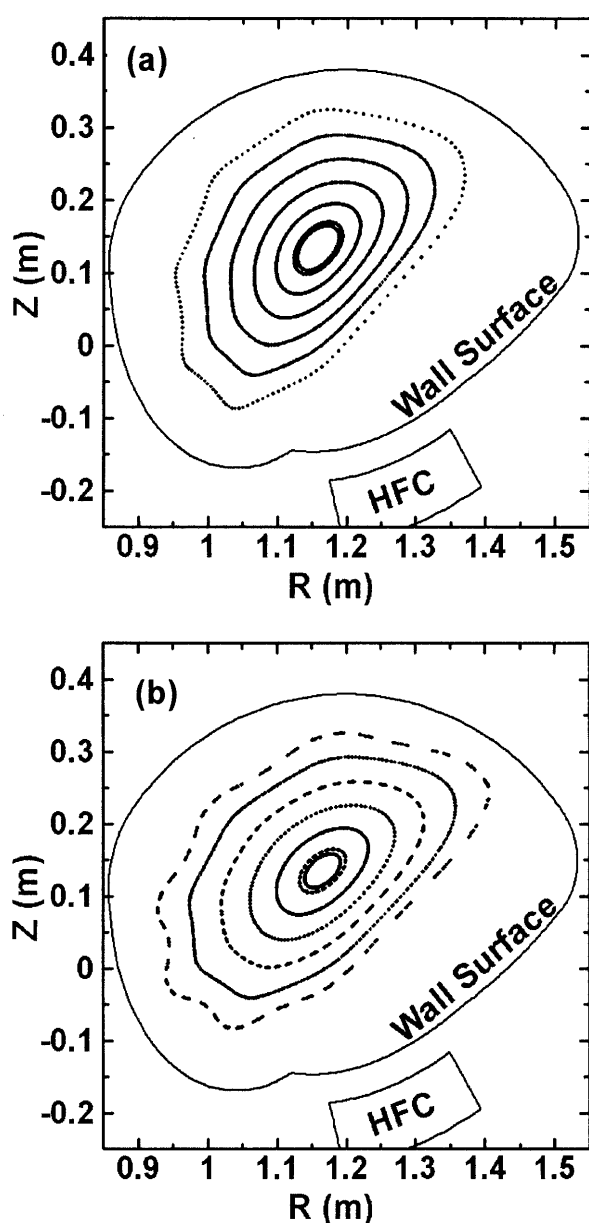


Fig. 8 Calculated magnetic surfaces, with the ambient field effects, corresponding to the measured surfaces in Fig. 7 (a) and (b).

だけではなく、ヘリオトロンE装置でも使用していた上下ベースの磁化による残留磁場と地磁気が合成されたものと考えられる。この周辺磁場の実測結果を基に、外部不整磁場モデルとして、トーラス全体に均一な水平・垂直磁場を取り込み、磁力線追跡コードにより磁気面形状を計算した。このようにして得られた両磁場配位における各電子銃位置を通る磁気面群の図を Fig. 8(a),(b)に示す。両磁場配位の回転変換は、このモデルで与えたような低次の不整磁場成分に対し共鳴条件にないため、図に

見られるように磁気島が生ずることはない。しかし、Fig. 3, Fig. 4と比較して明白のように、磁気面位置のずれや磁気面形状の変形が生じている。Fig. 7とFig. 8を比較してわかるように、観測された磁気面と数値計算によるものは測定誤差の範囲内で良い一致を示している。この結果は、少なくとも標準配位や基本配位などの非共鳴磁場配位に対しては、建設されたコイル系自身は十分な精度で設置され、重大な不整磁場発生要因とはなっていないことが示されたものと言える。

しかし、詳細に見ると、あまり大きなずれではないが、今回用いた低次不正磁場モードモデルでは再現できない「歪み」が存在しているようである。これは、何らかの高次モード不正磁場が存在する可能性を示唆しているものと思われる。このような高次モードを含む不整磁場を発生する可能性のあるものとして、上述のような外部磁場の高次モード成分以外に、例えば、ヘリカルコイル給電部において不可避的に生ずる電流路のずれなどが考えられる。この給電部に付随する不整磁場を見積もるための一つのモデルが提案されている[12]が、先の周辺磁場モデルとともにこのモデル磁場を取り入れた計算を行っても、依然、観測された歪みを再現できていない。今回の実験で観測された磁気面の「歪み」が、その歪みを生む不整磁場が、外部磁場によるものであるのか、あるいは設置精度も含めたコイル構造に起因するものであるかは、計測上の問題である可能性の再確認も含め、今後、より詳細な実験で明らかにしていく必要がある。

また、回転変換が0.5近くの値をとるような共鳴磁場配位は、磁気島ダイバータの概念開発実験に魅力的な配位である[13]が、不整磁場により磁気面トポロジーを大きく乱される可能性があり、その磁場構造の実測が重要である。しかしながら、今回のような低磁場を用いた計測では上述の地磁気や残留磁場などによる低次モード外部磁場に大きく影響されることから、これらの周辺磁場の影響が無視できる条件、すなわち、よりプラズマ実験条件に近い高磁場での計測が不可欠である。ヘリオトロンJ装置では、定常高磁場を得ることは、装置制約上困難であり、パルス磁場で計測を行う必要がある。この場合、磁場の立ち上がり・立ち下がり時の周回電圧によるプラズマ発生を抑えることなど技術的な検討が必要となるが、できるだけ早い機会に計測を行う予定である。

4. 第二高調波 ECH プラズマ実験

2000年7月より開始された第1期プラズマ実験の主目的は、ヘリオトロンJ装置におけるECH無電流プラズマ

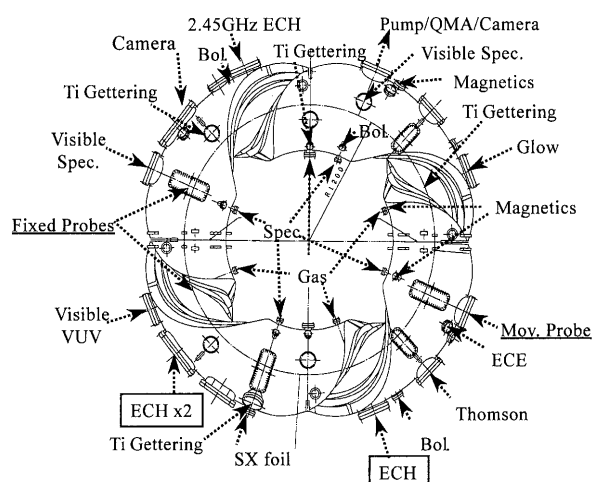


Fig. 9 Experimental set-up for the ECH experiment.

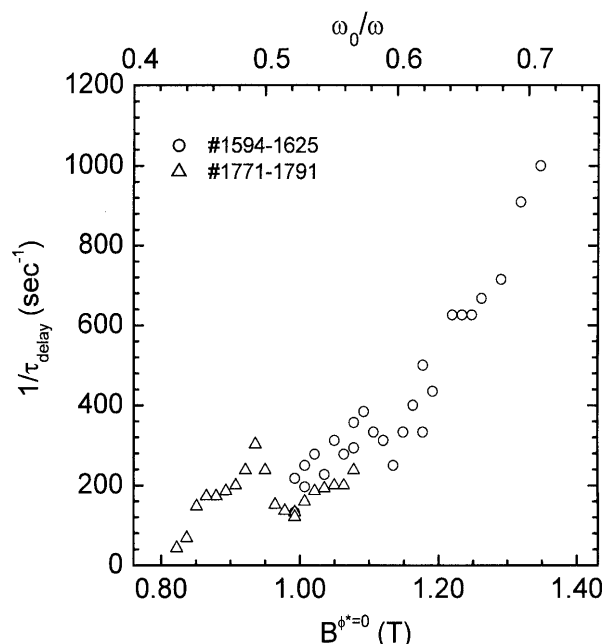


Fig. 10 Dependence of the plasma breakdown on the magnetic field strength.

の生成・加熱領域を把握することにある。本論文では、磁気面の健全性が実験的に確認された基本配位あるいは標準配位に対し、閉じ込め磁場強度依存性の観点からプラズマ生成・加熱領域を議論する。

3本のジャイロトロンからTE₀₂モードで伝送されたマイクロ波は、そのまま放電管内に入射される。このため、第1期実験では入射マイクロ波の集光・偏光制御は行われていない。入射位置はFig. 9に示すとおり2ヶ所に分散しており、2本はトロイダル方向に入射され、残

り1本は垂直入射に近い入射となっている。入射マイクロ波電力は最大400 kWで、パルス幅は最大50 msである。動作ガスとして軽水素を用い、トラス4ヶ所の内側ポートより供給している。

4.1 プラズマ生成領域

プラズマ生成の指標として、マイクロ波入射を開始してからH α 発光強度の初期ピークが現れるまでの遅れ時間 τ_{delay} をとり、その閉じ込め磁場強度依存性を調べた。プラズマ生成開始条件として初期中性粒子密度が大きく関与することから、ここでは、ガス供給条件を固定したまま磁場強度を変化させた。また、マイクロ波電力も一定(400 kW)とし、パルス幅は約40 msとした。

基本配位における τ_{delay} の磁場強度依存性をFig. 10に示す。図では縦軸に τ_{delay} の逆数をとってある。したがって、値が大きいかほどプラズマ生成が容易であることを示す。また、磁場強度としては、トラス直線部中央ポロイダル面における磁気軸位置での磁場強度 $B^{\phi^*=0}$ をとった。第二高調波ECHによるプラズマ生成機構を考えると、磁場に垂直な速度成分の大きい電子の閉じ込めに適していると考えられるこの部分に共鳴層を持つてくるのが、プラズマ生成に有利と考えるからである。

プラズマ生成可能領域は、同図に示すように、弱磁場側は約0.8 Tから、高磁場側は装置制限である1.4 T近くまで広く広がっていることが明らかとなった。さらに、 $1/\tau_{\text{delay}}$ の大きさ(プラズマ生成の容易さ)にも着目すると、トラス直線部中央($\phi^*=0^\circ$)ポロイダル面における磁気軸に第二高調波共鳴層がある $B^{\phi^*=0} \cong 0.95$ T付近で極大値を持つもの、 $B^{\phi^*=0} \geq 1$ Tでは磁場強度が上がるほど大きくなり、プラズマ生成がより容易になっていることがわかる。また、CCDカメラによるトラス接続線方向からのプラズマ可視光観測によれば、現状、注目している現象に対し時間分解能が十分でないことやECHパルス開始時刻との同期が取れていないことなどの問題があるものの、 $B^{\phi^*=0} \leq 0.95$ Tでは、まず磁気軸付近で紐状のプラズマが生成され、その後、閉じ込め領域全体に広がる様子が観測されている。一方、強磁場側では、(時間分解の範囲で)初めから閉じ込め領域全体にプラズマが生成されているようである。

標準配位においても、Fig. 10と同様の傾向が観測されているが、低磁場側のプラズマ生成限界が $B^{\phi^*=0} \cong 0.85$ Tと、若干高くなっているように見える。最外殻磁気面の大きさの違いが関係している可能性もあるが、実験条件、すなわち壁表面状態や初期ガス供給量やマイクロ波電力などが微妙に異なっていた可能性もあり、両磁場配

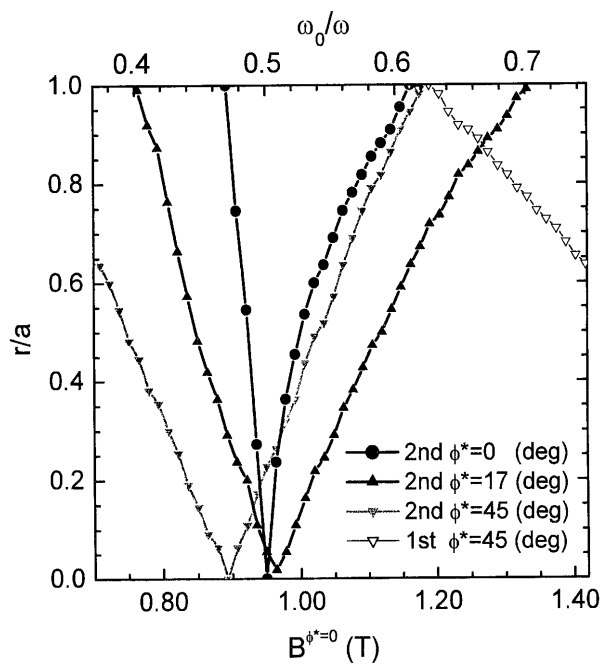


Fig. 11 Dependence of the ECH resonance position on the field strength for the basic configuration of Heliotron J.

位におけるこの限界磁場強度の差の有為性については、今後検証していく必要がある。

上記のような $1/\tau_{\text{delay}}$ の磁場強度依存性の理解を助けるため、53.2 GHz ECH の基本波ならびに第二高調波共鳴層位置と閉じ込め磁場強度との関係を Fig. 11 に示す。図では、トロイダル位置の異なる3つのポロイダル断面 ($\phi^* = 0^\circ, 17^\circ, 45^\circ$) における最も内側の共鳴位置 (r/a) を $B^{\phi^*=0}$ の関数として示している。

第二高調波 ECH の観点からは、磁場強度が $B^{\phi^*=0} \cong 0.95$ T から大きくなって小さくなくても、第二高調波共鳴層は閉じ込め領域外側へと移動している。したがって、 $1/\tau_{\text{delay}}$ が $B^{\phi^*=0} \cong 0.95$ T 付近で極大値となることはピッチの大きな高速電子の閉じ込めが重要な第二高調波 ECH によるプラズマ生成機構を考えると、定性的には矛盾がないと思われる。ただし、理論的予測によれば、ヘリオトロン J 装置では、プラズマ発生時のような $\beta = 0\%$ 条件では、トラス内外でロスコーン構造に違いがあることが示されており [4]、この観点のみからは、 $B^{\phi^*=0} \cong 0.95$ T から少し強磁場側のほうが第二高調波 ECH で発生する高速電子の閉じ込めが良いと考えられ、したがってプラズマ生成には有利かもしれない。しかしながら、今期の ECH システムでは、次に述べるように基本波共鳴の効果も考える必要があると思われるため、残念ながらこれ以上の議論は難しい。第2期実験以

降は 70 GHz 集光ビームによる局所 ECH 実験が可能となる予定であり、これを活用した詳細な研究が期待される。

一方、Fig. 11 によれば、磁場を強くすると、磁場強度の強い $\phi^* = 45^\circ$ 断面で基本波共鳴層が閉じ込め領域内に出現してくることがわかる。Fig. 3 に示されるような最外殻磁気面に見られる突起状部分の先端、あるいはそのすぐ外側に存在する磁力線長の長い領域まで考慮すると、 $B^{\phi^*=0} \geq 1$ T で基本波共鳴層が出現してくることになる。したがって、第二高調波共鳴層が磁気軸から離れるにしたがってプラズマ生成が困難となっても、強磁場側ではよりプラズマ生成が容易な基本波によるプラズマ生成が効いてくることが可能であろう。その結果、Fig. 10 に見られるように $1/\tau_{\text{delay}}$ が大きな値をとるようになってくるものと考えられる。

ヘリオトロン E では、基本波 ECH によるプラズマ生成領域と第二高調波 ECH による生成領域とは明確に分離していた。磁場強度の観点からは、ヘリオトロン E 装置においても第二高調波共鳴層と基本波共鳴層は共存可能である。しかしながら、その磁場範囲は狭く、さらに磁気軸に第二高調波共鳴層が来る条件から大きく外れている。したがって、ヘリオトロン J に比べて、「不利な条件」にあると言えよう。しかし、このことのみで両者の違いが説明可能か否かは慎重に検討する必要がある。特に、次節でみるように、第二高調波 ECH による有効加熱磁場強度領域もヘリオトロン E のそれに比して広いようであり、両者の磁場構造の違いによるプラズマ発生・加熱機構の差異に関する検討も必要と考えられ、今後のヘリオトロン J 実験の課題の一つである。

ともかく、ヘリオトロン J 装置では、その磁場構造の特質から、真空容器内に第二高調波共鳴層と基本波共鳴層が共存する広い領域があり、これらが有効に作用することによって非常に広い磁場強度領域で ECH プラズマの生成を可能としていると考えられる。

なお、ここで示したプラズマ生成領域は、はじめに述べたように、ガス供給量のある条件に固定した実験で得られたものであるため、うまく条件を見つけ出せば、特に低磁場側の限界は若干広がる可能性はある。しかし、共鳴層位置の変化から考えると、今回の ECH 条件下では、それほど大きな差は生じないであろう。

4.2 プラズマ加熱領域

前節で見たように、ヘリオトロン J 装置では、広い磁場強度範囲で連続的に ECH プラズマの生成が可能である。では、有効な加熱が行われる磁場強度領域はどうで

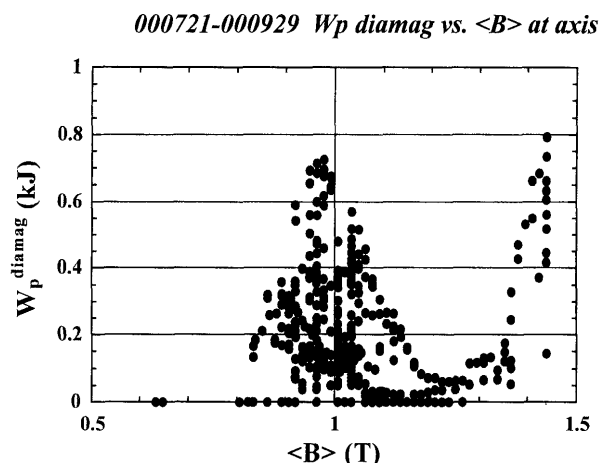


Fig. 12 Dependence of the stored energy on the magnetic field strength. Here, $\langle B \rangle$ denotes the one-pitch averaged field strength on the magnetic axis.

あろうか。ここでは、ECHによるプラズマの有効加熱の目安として、反磁性ループ信号から得られるプラズマ内部エネルギー W_p^{diamag} をとることとする。磁場配位とECH条件を固定しているため、各閉じ込め磁場強度での実験上のコントロールノブはガス供給量（プラズマ密度制御）である。

Fig. 12は、ガス供給量をいろいろ変化させていく中で、これまでに得られているすべての W_p^{diamag} データを閉じ込め磁場強度の関数として示すものである。ここでは、横軸に磁気軸上での平均磁場強度 $\langle B \rangle$ を採用した。また、同図において、磁場配位は、標準配位である。現時点では、まだ密度コントロールが最適化されている状況ではなく、これを最適化していくことにより W_p^{diamag} の値自身のさらなる上昇、および加熱領域の広がりも期待しているが、 $W_p^{\text{diamag}} \approx 0.8$ kJを得ている。 W_p^{diamag} の閉じ込め磁場強度依存性において、前節のプラズマ生成領域の閉じ込め磁場強度依存性にみられた特徴と大きく異なる点は、 W_p^{diamag} が大きな値をとれる領域、すなわち「有効加熱領域」が、低磁場領域 ($0.85 \text{ T} \leq \langle B \rangle \leq 1.15 \text{ T}$) および高磁場領域 ($1.35 \text{ T} \leq \langle B \rangle$) の2つに分かれていることである。この中間の領域では、前節で述べたようにプラズマは容易に生成されるものの、少なくとも今回のECHパルス幅の間には W_p^{diamag} の上昇が見られていない。この中間領域において、放射損失量が特に大きくなっている兆候はなく、放射損失の増加によって W_p^{diamag} の上昇が大きく妨げられているとは考えていない。

低磁場領域では、第二高調波による中心加熱条件

($\langle B \rangle \approx 0.95 \text{ T}$) を中心とし、それから離れるにしたがって W_p^{diamag} が上がりにくくなっており、第二高調波ECHによる加熱が中心加熱から周辺加熱に移行し、その加熱効率が劣化しているものと考えられる。第二期以降の実験では、閉じ込められたプラズマの温度・密度分布計測を可能とし、より詳細な検討を行う予定である。なお、低磁場側の限界はプラズマ生成限界のそれとほぼ同じとなっている。

第二高調波ECHによる有効加熱領域の閉じ込め領域依存性をヘリオトロンE装置でのもの[14]と比較すると、実験条件(ECH電力密度、入射方法など)や有効加熱に関する尺度に違いがあり直接定量的な比較はできないものの、ヘリオトロンJ装置では、より広い磁場領域で有効な加熱が行われているようである。

一方、第二高調波ECH条件を外れた強磁場領域に、中心加熱第二高調波ECHに匹敵する有効加熱領域があることは、非常に興味深い。確かに、前節で述べたように強磁場側では基本波共鳴層が出現するが、その位置は閉じ込め領域の周辺部 ($r/a \geq 0.8$) にしか存在し得ない。磁場強度が上がって、閉じ込めに有利になっている可能性を考慮に入れたとしても、同様の周辺加熱条件の第二高調波ECHに比して、この高磁場領域での加熱が非常に効率が良いことを示唆している。残念ながらプラズマ温度・密度の径方向分布に関する情報が取れていないため、加熱機構に関する詳細な議論は今後の研究の進展を待たねばならないが、ある種のヒートピンチ、あるいは電子バーンシュタイン波へのモード変換による中心加熱の可能性などが考えられる。

4.3 周辺プラズマ

ECHプラズマにおける周辺プラズマ分布を調べるために、Fig. 9に示すような位置においてスクレイブオフ(SOL)領域を横切る可動静電プローブ(Fig. 9中では、Mov. Probeと示されている)および真空容器壁近くに設置した固定静電プローブ(Fig. 9, Fixed Probes)で観測した。

標準磁場配位において、可動プローブによるSOLプラズマ密度は、最外殻磁気面から離れるに従い指数関数的に減少しており、その特性長は、本論文で紹介しているECH実験の条件下では、およそ3-4 cmである。また、ヘリオトロンEで観測されたような分布の明確な「折れ曲がり」(密度勾配の異なる2つの領域)[15]は観測されていない。これは、ヘリオトロンJでは、最外殻磁気面の外を出発した磁力線の容器壁までの結合長は、最外殻磁気面から離れるにしたがって、ほぼ単調な減少関

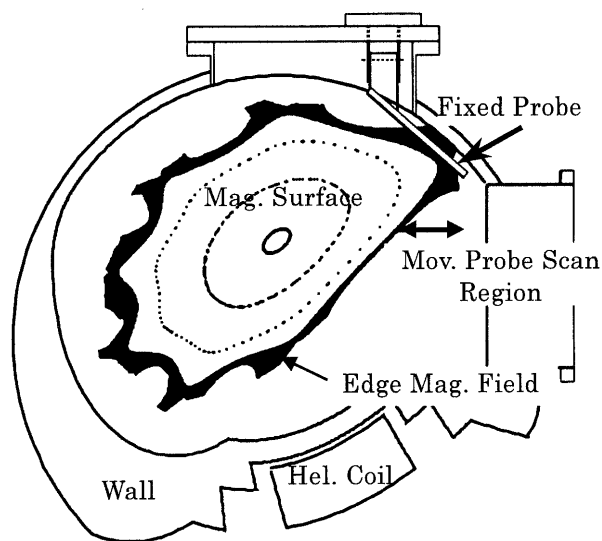


Fig. 13 Position of the probes in the poloidal cross-section. The other fixed probe is located at the up-down symmetric cross-section and the movable probe scans the SOL region at the different toroidal position (See Fig. 9).

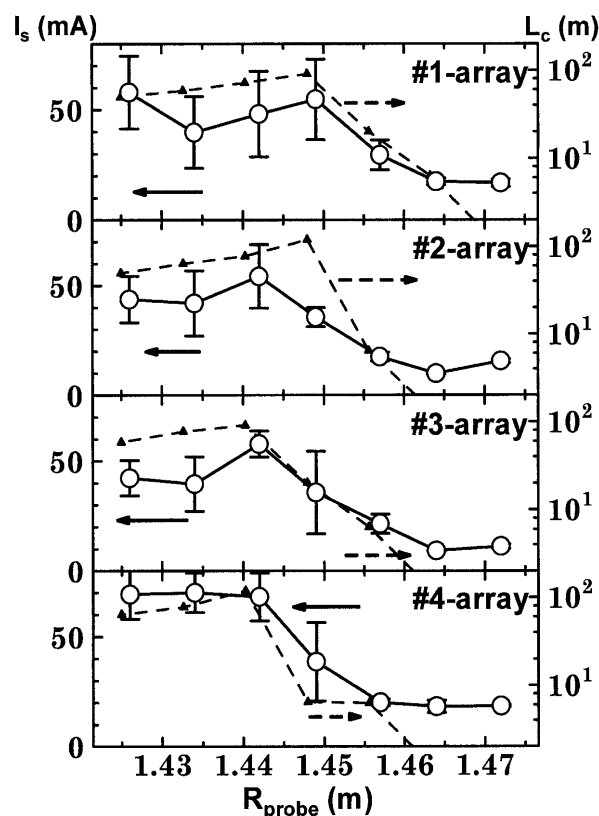


Fig. 14 Distribution of the ion-saturation current measured with the fixed probe-array for the ECH plasmas (the standard configuration). The broken lines in the figure indicate the connection length of the field lines from the array to the wall.

数となっており、ヘリオトロンEのような厚いストキャスティック層 (SOL 領域) がないことに関係していると思われる。一方、電子温度分布は、最外殻磁気面近くで少し平坦になっている傾向が見られるが、その領域を離れると、密度分布とほぼ同様な特性長を持つ指数関数的な減少を示している。今回のECHプラズマに対する最外殻磁気面近傍の典型的なプラズマ電子密度、温度は、 $1-2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 40-50 eV である。

固定プローブは、ポロイダル方向 (大半径方向) 7列のアレイがトロイダル方向に1 cm 間隔で4行、合計28個の静電プローブで構成されており、トポロジカルに対称な上下位置二個所に設置されている (Fig. 13 参照)。

Fig. 14 は、この固定プローブで観測したイオン飽和電流値 I_s の分布を示している。図中、破線は磁力線の壁までの結合長 L_c を表している。図に示されるように、イオン飽和電流は磁力線長の長い領域で大きな値をとっており、この長い磁力線が、いわゆるダイバータ磁力線となると考えられる。電子温度分布も L_c の長いところで高温となる傾向があるが、 I_s 分布ほど鮮明ではない。この固定プローブで観測される各プラズマショットにおけるプラズマ温度の最高値は、上述の可動プローブで得られたものに近い。これは、標準配位では、固定プローブ位置が最外殻磁気面に近いことが原因の一つと考えられる。

また、ダイバータ負荷制御の観点からは、各ダイバータトレース部における負荷の均一性が問題となるが、これまでのところ、イオン飽和電流値には、ヘリオトロンEで見られたような顕著な上下非対称[16, 17]は認められていない。ただし、密度分布や浮遊電位分布にはいくつかの差が見られる場合があり、それらが、何に起因するものか、今後解明していく必要がある。

5. まとめ

京都大学エネルギー理工学研究所では、ヘリオトロンJ装置を用いたヘリカル軸ヘリオトロン磁場配位によるプラズマ閉じ込め実験を開始した。

プラズマ実験に先立って実施した真空磁気面計測により、数値計算から予測される層状の磁気面構造が作られていることが確認され、標準磁場配位や基本磁場配位における磁気面の健全性が確認され、コイル設置精度が十分確保されていることが確認できた。

プラズマ実験においては、第二高調波共鳴磁場強度 ($\sim 1 \text{ T}$) を中心とした広い範囲で、閉じ込め研究に十分な高温プラズマが第二高調波ECHで生成・加熱されることが明らかとなった。さらに、第二高調波加熱がその

効果を失った後、さらに高磁場領域において効果的な加熱領域が現れることが見出された。このように広い磁場強度範囲においてECHプラズマの生成・加熱が可能であることは、この装置の特異な磁場構造と関連するものと考えられ、今後の詳細な検討が興味深い。

今後、計測システムの整備を積極的に進め、ヘリカル軸ヘリオトロン配位の持つ閉じ込め性能のポテンシャルを確認する実験を遂行していく予定であるが、特に、以下の検討を行っている。

- (1)不純物, リサイクリング制御のためのプラズマ・壁相互作用制御.
- (2)バンピー成分, 磁気井戸, ヘリカル/磁気島ダイバータなどに関連する磁場配位制御シナリオ.
- (3)ECH装置, ICRF装置などの加熱機器のアップグレード.

さらに、周辺領域プラズマに関しては、ダイバータ物理との関連で、今後とも精力的に研究を進めていかねばならないが、特に、磁場のトポロジカルな構造の対称性がダイバータプラズマの対称性を保証するか否か、十分注意して調べていく予定である。

参考文献

- [1] M. Wakatani *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 569 (2000); M. Yokoyama *et al.*, *Fusion Energy 1996* (IAEA, 1997) Vol.2, p.175.
- [2] F. Sano *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES 1, 168 (1998).
- [3] T. Obiki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **42**, 1151 (2000); F. Sano *et al.*, *Proc. 12th International Stellarator Workshop* (Wisconsin, USA, 1999) p.2.
- [4] 佐野史道 他: プラズマ・核融合学会誌 **75**, 222 (1999).
- [5] F. Sano *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **2**, 26 (2000).
- [6] T. Mizuuchi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **2**, 192 (2000).
- [7] T. Mizuuchi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **1**, 209 (1997).
- [8] R. Takahashi *et al.*, Plasma Phys. Lab., Kyoto Univ. Report PPLK-5, Vol.1, p.220 (1986) (*Proc. Int. Stellarator/Heliotron Workshop* (IAEA TCM, 1986, Kyoto)).
- [9] R. Jaenicke *et al.*, Nucl. Fusion **33**, 687 (1993).
- [10] M. Shats *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 1653 (1994).
- [11] E. Ascasibar *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 851 (1997).
- [12] 中村優太: 京都大学大学院エネルギー科学研究科平成11年修士論文.
- [13] T. Mizuuchi *et al.*, J. Nucl. Mater., *in press*.
- [14] A. Iiyoshi *et al.*, *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Research 1984* (IAEA, 1985) Vol.1, p.453.
- [15] T. Mizuuchi *et al.*, J. Nucl. Mater. **121**, 3 (1984).
- [16] T. Mizuuchi *et al.*, J. Nucl. Mater. **266-269**, 1139 (1999).
- [17] V.V. Chechkin *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 785 (2000).