

# 低アスペクト比トーラスプラズマ実験装置の試作

恭, 田 岡 秀 和, 安味秀 直, 浅 川 誠, 曄 道 仁<sup>1)</sup>. 孝<sup>1)</sup> 打田正樹<sup>1)</sup>, H 中 前 川 (京都大学大学院理学研究科,1)京都大学大学院エネルギー科学研究科)

The LATE (Low Aspect Ratio Torus Experiment) Device and the Initial Results

TAOKA Hidekazu, AMMI Hidenao, ASAKAWA Makoto, TERUMICHI Yasushi, UCHIDA Masaki<sup>1)</sup>, TANAKA Hitoshi<sup>1)</sup> and MAEKAWA Takashi<sup>1)</sup> *Graduate School of Science, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan* <sup>1)</sup>*Graduate School of Energy Science, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan* (Received 31 January 2000/Accepted 17 May 2000)

#### Abstract

A new experimental device, LATE (Low Aspect ratio Torus Experiment), has been constructed to investigate the basic physical mechanism of production, heating and current drive in the low aspect ratio torus plasmas, and some preliminary results have been obtained. The plasma is produced and maintained by RF power at the electron cyclotron range of frequency. The electron density higher than the twice of the cutoff density for 2.45 GHz is achieved when the microwave power of 1.3 kW is injected. Superimposing the vertical magnetic field, toroidal plasma current up to 300 A is produced without ohmic heating, and the magnetic flux measurement suggests that closed magnetic surefaces are produced. Additional heating at the second harmonic of the electron cyclotron resonance is preparing.

## Keywords :

low aspect ratio torus plasma, spheroidal plasma, electron cyclotron resonance plasma

## 1. はじめに

低アスペクト比の球状トカマクは高ベータにおける安 定性,装置の小型化などの点で従来のトカマク装置にな い利点を備えている[1].そして,最近のSTARTの実験 では $\beta_{T} \ge 30$ を達成している[2].この結果に刺激されて スケールアップされた装置である MAST[3]やNSTX [4]の実験が開始されている.

低アスペクト比トーラスプラズマの実験研究はTST-2 装置などでも行われてきている[5]. 本実験装置(LATE : Low Aspect ratio Torus Experiment)においてはオーミ corresponding author's e-mail: h-tanaka@energy.kyoto-u.ac.jp ック加熱を用いずに、電子サイクロトロン周波数領域の マイクロ波電力のみによる定常的な低アスペクト比トー ラスプラズマの生成を目標とする.この時、電子バーン シュタイン波にモード変換することにより、カットオフ 密度以上の高密度プラズマの生成が期待される.さら に、垂直磁場を重畳することにより磁力線が傾き、トロ イダルドリフトを打ち消してトーラスを周回する電子が 発生するのでプラズマ電流をマイクロ波のみで立ち上げ ることができ[6]、プラズマ圧の増大によって自発電流 が流れてトカマク状のプラズマが形成される[7].さら に、電子サイクロトロン第二高調波を入射し、加熱と電 流駆動を行って高密度・高ベータの低アスペクト比トー ラスプラズマを形成することができると考えられる.

本論文ではこのようなねらいで製作したLATE装置の 諸元と特性,およびこれに2.45 GHz,最大3 kWのマイク ロ波電力を入射した初期実験の結果を報告する.

#### 2.実験装置の構成

Fig.1に実験装置 LATE の概要図を示す.真空容器は ステンレス製で内径 \$\overline{0}1,000 mm,高さ 1,000 mmの円筒形 をしており,その中心軸に沿ってトロイダル磁場発生用 の中心導体が貫通している.真空容器の上,下,側面の それぞれには 6 箇所ずつポートを設けてある.低アスペ クト比トーラスプラズマのためのトロイダル磁場を作る には細い中心導体に大電流を流すという技術的問題を解 決する必要がある.本装置では,外径 \$\overline{114 mm,内径 \$\overline{0}108 mm のステンレスパイプの中に外径 \$\overline{0}10 mm,肉厚 2 mm の銅パイプを60本を詰め,それらに同方向の電流 が流れるように Al 製のリターンリム (幅 100 mm,厚さ 3 mm)で接続している.おのおのの銅パイプは流量 1*l* ·min<sup>-1</sup>の純水で冷却しているが,Al 製のリターンリムは 自然空冷である.

Fig. 2 (a)と(b)に総コイル電流  $I_{\rm T}$  =60 kAT 流した時に 発生する磁場の強度分布の計算結果を示す. 2.45 GHz のマイクロ波の電子サイクロトロン共鳴磁場強度875 G の等磁場面は真空容器内で大半径 R =13.8 cm の位置に くる.また、容器内で、等磁場面はほぼ円筒状となって おり、リターンリムを流れるリターン電流が作るエラー 磁場は無視できるものと考えられる.

60 kAT, 380秒の連続通電時, 銅パイプ部分の温度上 昇は約13 C, リターンリムの温度上昇は約22 Cであ り, 自然空冷であるリターンリムの方が温度は高い. 54 kAT の連続通電時には約20分で温度上昇は止まり, リ ターンリムの温度は約74 Cで一定となった. この時, 2.45 GHz のマイクロ波に対する電子サイクロトロン共鳴層 の位置は R = 12.4 cm であり, 定常的にプラズマを生成す ることが可能である.

プラズマ生成のために 2.45 GHz, 1.4 kW, CW のマグ ネトロンを 3 台, 2.45 GHz, 5 kW, CW のマグネトロン を 1 台, また後述するように, 追加熱および電流駆動の ために 2 GHz, 350 kW, 100 ms のクライストロンが利用 できる. さらに, 第二高調波による加熱と電流駆動のた めに 4 GHz 帯, 30 kW, 30 ms のジャイロトロンを準備 中である.

#### 3. 予備実験結果

予備的な実験を行うために, KIV 線を真空容器の上下 フランジの円周に沿って22ターンずつ巻いて垂直磁場コ イルとした. コイル電流(最大±100 A)は定電流電源によ り定常的に流した. その垂直磁場コイルが作るポロイダ ル磁束の強度分布を Fig. 2 (c)に示す. コイル電流  $I_V$  = 10 A の時赤道面近傍の大半径  $R \leq 25$  cm で垂直磁場強度

(a) ¢ 300 · 245GHz r-probe 2 magnetron\_3 Return Limbs gas injection ¢ 300 φ400 to TMP/RF ouartz w filament quartz window (lop,botton leak bulb...
r-probe orobe (lop,botte center conductor 2 45GHz · 2.45GHz magnetoron\_ magnetoron\_2 (b) -2400z-probe Return limb center conductor Flux loop1 vertical coil H 18 φ 1170 Flux loop2 1000 ~3000 Ick60kAT -11 2.45GHz magnetron r-probe 2.45GHz ( $\omega = \omega c$ ) Flux loop3 ×1 to TMP M Flux loop4 RP φ 1000







Fig. 2 (a) Top view and (b) side view of contour map of the magnetic field strength produced by the toroidal coils. (c) Contour map of the poloidal flux produced by the vertical coils.

B<sub>v</sub>=2.0Gである.マイクロ波源としては2.45 GHz, 1.4 kW, CW のマグネトロンを 3 台用意し, 矩形 TE<sub>10</sub> モー ドを円形 TEu モードに変換後,Xモードで低磁場側よ りトロイダル磁場に対し垂直および斜めに入射した. ガ スはArを用い,ニードルバルブにより定常的に真空容器 内に流入させた.ポロイダル磁束を計測するために、4 本のループコイルを Fig.1(b)に示すように設置した.以 下では、垂直磁場が下側から上側に向かう時を正の符合 で表すこととし、この時の垂直磁場コイル電流を Iv>0 とする. また、トロイダル磁場が上側から見て反時計回 りに向かう時を正とし、この時のトロイダルコイル電流 を I<sub>T</sub>>0とする.また,電子密度と温度の計測には3本 の可動式ダブルプローブ(プローブチップ材質:タング ステン, 直径 0.5 mm, 長さ 3 mm) を用い, 赤道面内 z=0 cm での大半径方向分布および大半径 R = 36 cm における上下方向分布の測定を行った.

放電は,まず,Ar ガスと垂直磁場コイル電流を定常的 に流す.次にトロイダルコイル電流を約1sかけて設定 値まで立ち上げ,以後その値を保持する.そして,電流 が設定値に達した後0.1s後にパルス幅1sのマイクロ波

を入射する、という手順で行った. Fig.3 に総トロイダル コイル電流  $I_{\rm T}$  = 54 kAT, 垂直磁場コイル電流  $I_{\rm V}$  = 40 A, Ar ガス圧  $p = 3 \times 10^{-5}$  Torr においてマイクロ波電力 P<sub>ini</sub>=1.3 kW を入射した時の放電波形を示す.マイクロ波 反射電力 Pref は 0.25 kW ほどであり,約20%の反射があ る. 位置 R = 36 cm, z = -10 cm におけるイオン飽和電 流とループコイルを鎖交する磁束は、マイクロ波入射後 約50msまで急激に変化しそれ以後はほぼ一定値とな る. 計測されたポロイダル磁束の変化の向きは垂直磁場 コイルにより作られる磁束を減少させる向きであり、垂 直磁場コイル電流とは逆向きのトロイダル電流がプラズ マ中にほぼ定常的に流れていることがわかる.また,Fig. 3(e)と(f)に示されているように,真空容器の上側フラン ジの根元部分に巻いたループコイルからの信号 Ø2 の方 が赤道面に対し対称な位置に巻いたループコイルからの 信号 Ф3 の 10 倍ほども大きい. このことから, プラズマ電 流が赤道面よりかなり上側で流れていることが予想され る.

定常的に流している垂直磁場コイル電流*I*vの値を変えて放電を行うと他の条件を一定にしていても、ポロイダ



Fig. 3 Temporal evolution of the discharge. (a) Injected microwave power, (b) reflected microwave power, (c) ion saturation current measured by the double proble at R = 36 cm, z = -10 cm, with applied voltage of -80 V, (d) the flux change in the No.1 loop coil, (e) the flux change in the No.2 loop coil and (f) the flux change in the No.3 loop coil. The discharge conditions are that  $h_{\rm T} = 54$  kAT,  $h_{\rm V} = 40$  A,  $p = 3 \times 10^{-5}$  Torr and  $P_{\rm inj} = 1.3$  kW.

ル磁束の減少量が変化することが観測された.  $\phi_2$ の変化 が一番大きく,他のループコイルからの信号強度との比 は $I_V$ の値を変えてもあまり変わらなかった. Fig.4に  $\phi_2$ の $I_V$ 依存性を示す.  $\phi_2$ の大きさは $I_V \approx \pm 25$  Aの時最 大であり,その符合は $I_V$ の反対となっている.トロイダ ルコイル電流を変えても $\phi_2$ の符合は変わらず,プラズマ 電流の流れる向きは常に垂直磁場コイル電流とは逆向き である.4本のループコイルの信号だけからではプラズ マ電流の大きさを正確に見積もることは難しいが,それ らの信号強度比が大きくは変わらないことから $\phi_2$ の大 きさはプラズマ電流にほぼ比例すると考えられる.

このようなプラズマ電流が流れる機構についてはいく つかのモデルが考えられている[6,8].それによるとト ロイダルドリフトによってイオンと電子は上下に別れ, 荷電分離により垂直方向の電場が生ずる.垂直磁場を加 えることにより磁力線は主軸回りの螺旋状になる.この 磁力線に沿って荷電分離をショートするようにトロイダ ル電流が流れる.また,垂直磁場が彎曲しているため (Fig.2(c))上下の磁場の強い部分でミラー反射されて

Fig. 4 The flux change measured by the No.2 pickup loop coil is plotted as a function of the vertical coil current I<sub>V</sub>. The discharge conditions are that  $h_{\rm T} = 54$  kAT,  $p = 3.7 \times 10^{-5}$  Torr and  $P_{\rm inj} = 1.3$  kW.

捕足される電子が存在する. これらの電子はトロイダル 方向にドリフトするのでトロイダル電流が生ずると考え られる.これら2つの機構で駆動されるプラズマ電流の 大きさはプラズマ圧力に比例し,印加する垂直磁場強度 に反比例する.駆動電流の向きは垂直磁場コイル電流の 向きと逆である.このことは Fig.4の垂直磁場強度の強 い領域での振る舞いを定性的に説明している.一方,垂 直磁場強度が非常に弱いと上下の荷電分離した電荷をシ ョートする螺旋状磁力線の長さが非常に長くなる.この ため, 垂直方向の電場が強くなり, E×B ドリフトによ る大半径外側へのドリフト損失が大きくなり、プラズマ 圧力が下がって駆動電流も減少する.したがって,流れ る電流の大きさはある垂直磁場強度に対して極大値を持 つと予測され, Fig.4の特徴と一致する.上記のような損 失機構に基づいて, Parail らはトロイダル磁場に垂直磁 場を印加した場合に最大の閉じ込め時間を与える垂直磁 場強度を評価した[9]. この時プラズマ圧力も最大とな りプラズマ電流も最大値が得られると期待できる.これ を Fig.4 の実験パラメータに適用すると最適の垂直磁場 強度は8G程度と評価される.この値を垂直磁場コイル 電流に換算すると 40 A に相当し,実験的に得られた 25 A という値に近い.

磁気計測からは上下の非対称性が予想されるので,可 動式のダブルプローブを用いて電子密度と温度の分布を 調べた.しかし,プラズマ電流が最大となる $I_V = \pm 25$ 

## プラズマ・核融合学会誌 第76巻第6号 2000年6月

研究論文

A 付近ではプローブをプラズマに挿入することにより ループコイルからの信号強度が10%程度減少するの で、プローブの影響があまりなくプラズマ電流も同程度 流れている  $I_V = \pm 40$  A において行った. Fig.5 にイオン 飽和電流 $I_{is}$ のR = 36 cmにおける上下方向分布を示す.  $I_{V} = 0 A の時 (Fig. 5 (b)), 分布は下側 (z < 0 cm) に大き$ く片寄っているのがわかる.これに Iv = ±40 A の垂直磁 場を重畳すると(Fig.5(a),(c)),いずれの場合も上側 (z>0 cm) にシフトし, z≈25 cm 付近で最大となって いる. このような上下のシフトの向きは垂直磁場コイル 電流の向きには依らず、トロイダルコイル電流の向きを 反転した時にのみ反転する (Fig.5(d), (f)). *I*<sub>V</sub> ≠ 0 A の時 のシフトの向きはイオンのトロイダルドリフトの向きと 一致しているが、I<sub>V</sub>=0Aの時にトロイダルコイル電流の 向きを反転してもシフトの向きは変わらない(Fig. 5 (b), (e)). とくに Fig. 5 (b)の場合はイオンのトロイダルドリ フトの向きとは逆であり、一概にイオンのトロイダルド リフトで決まっているとも言えない.他の機構として、 リターンリムが通電時に上下非対称に変型し、その結果 生ずる水平磁場によりプラズマが*J*×Bの力を受けて上 下方向にシフトすることも考えられるがはっきりした原 因はまだ不明である.いずれにせよ,現在の垂直磁場コ イルの配置では中心付近のnインデックスが小さく十分 な垂直方向安定性が確保されていないと考えられる.

ダブルプローブで測定したイオン飽和電流*I*<sub>is</sub>の赤道面 内 (*z* = 0 cm) における大半径方向分布を Fig. 6 に示す. 実験条件は Fig. 5 (a), (b)の場合と同じである. *I*<sub>V</sub> = 0 A



Fig. 5 Vertical profile of the ion saturation current measured by the movable double probes at R = 36 cm, applying a voltage of -80 V, in the case of  $k_{\rm T} = 54$  kAT and (a)  $k_{\rm F} = 40$  A, (b)  $k_{\rm F} = 0$  A and (c)  $k_{\rm F} = -40$  A, and in the case of  $k_{\rm T} = -54$ kAT and (d)  $k_{\rm F} = 40$  A, (e)  $k_{\rm F} = 0$  A and (f)  $k_{\rm F} = -40$  A. Other discharge conditions are that  $p = 3 \times 10^{-5}$  Torr and  $P_{\rm inj}$ = 1.3 kW.

の時 (Fig. 6 (a)), プラズマは電子サイクロトロン共鳴層 の大半径内側にはほとんどなく,大半径外側にほぼ一様 に生成されている.大半径 R = 18 cm において,電子密 度  $n_e = 9.8 \times 10^{10}$  cm<sup>-3</sup>,電子温度  $T_e = 5.3$  eV であり,2.45 GHz のマイクロ波のカットオフ密度にまで達してい る.これに  $I_V = 40$  A の垂直磁場を重畳すると (Fig. 6 (b)),  $I_{is}$  は電子サイクロトロン共鳴層の大半径内側には ほとんどないのは変わらないが,電子サイクロトロン共 鳴層の外側全領域で増加し,特に大半径 R = 15-25 cm では垂直磁場を加えなかった場合のほぼ2倍になってい る.R = 15 cm における電子密度と温度はそれぞれ  $n_e = 1.9 \times 10^{11}$  cm<sup>-3</sup>,  $T_e = 4.3$  eV であり,電子密度はマ イクロ波のカットオフ密度の2倍以上になっている.

プラズマが大きく上側にシフトしているため,現在の ダブルプローブによる密度分布計測ではプラズマ中心で の値を測定できていないが,2本のパスにおける分布計 測からは*R* = 15 cm, *z* = 25 cm付近に密度のピークがあ ると考えられる.そこで,ここにフィラメント電流が流 れているものと近似し,磁気計測で得た磁束データを満 たすようなフィラメント電流の値を最小自乗法で求める



Fig. 6 Radial profile of the ion saturation current measured by the movable double probe on the midplane, applying a voltage of -80 V, in the case of (a)  $k_{\rm V} = 0$  A and (b)  $k_{\rm V} = 40$  A. The discharge conditions are that  $k_{\rm T} = 54$  kAT,  $p = 3 \times 10^{-5}$  Torr and  $P_{\rm inj} = 1.3$  kW.

## プラズマ・核融合学会誌 第76巻第6号 2000年6月



Fig. 7 Contour map of the ploidal flux calculated in the case of  $k_V = 25$  A and  $l_p = -340$  A at R = 15 cm, z = 25 cm. The dotted lines show the measuring paths of the probes.

と、 $I_{V} = 25$  A の時で $I_{P} = -340$  A が得られた. このよう な手法によるプラズマ電流の見積もりは大雑把なもので はあるが、300 A 程度のプラズマ電流が流れているもの と考えられる. Fig. 7 にこの時のポロイダル磁束の等磁 束面をプロットしてある. またプローブの掃引経路も点 線で示してある. この図は、R = 15 cm、z = 25 cm を中 心に最外殻磁気面の小半径が $a \approx 8$  cm である閉じた磁気 面群が形成されていることを示している. これらのパラ メータをプラズマ平衡の式[10]

$$B_{\rm V} = \frac{\mu_0 I_{\rm p}}{4\pi R} \left( \ln \frac{8R}{a} + \beta_{\rm p} + \frac{l_{\rm i}}{2} - \frac{3}{2} \right)$$

に代入すると平衡に必要な垂直磁場は内部インダクタン ス $l_i = 1$ として $\beta_p = 0.4$ の場合は4.8 G,  $\beta_p = 2$ の場合でも 8.4 G となり,実験値の 5.0 G と大きな矛盾はない.ちな みに,最外殻磁気面内の電子密度と電子温度が一様で, その値がそれぞれ Fig. 6 (b)の R = 15 cm における値と 同じであるとすると  $\beta_p = 0.43$  になる.

また, Fig. 6 (b)では, *I*<sub>is</sub>の大半径方向分布に*R*=15, 28, 36 cm 付近にピークが見られる. Fig. 8 に示すよう に, これらの *I*<sub>is</sub>のピークの位置はトロイダル磁場強度に 比例して大半径外側に移動してゆく. そのピークの位置



Fig. 8 Radial profile of the ion saturation current measured by the movable double probe on the midplane, applying a voltage of -80 V, in the case of (a) h = 54 kAT, (b) h = 45 kAT and (c) h = 36 kAT. The discharge conditions are that  $I_V = 40$  A,  $p = 2.2 \times 10^{-5}$  Torr and  $P_{inj} = 2.6$  kW. The broken lines show the position of the electron cyclotron resonance layer.

を*I*<sub>T</sub>に対してプロットしたのが Fig.9である. 図中の 直線はそれぞれ電子サイクロトロン共鳴の基本波, 第二 高調波, 第三高調波に対応する位置を表す. これより, ピークの位置は各高調波共鳴層の位置より低磁場側にシ フトしていることがわかる. 電子密度がカットオフ密度 以上であることと考え合わせると, プラズマ生成に電子 バーンシュタイン波が関与しているものと思われる.

## 4. 追加熱計画

これまでの予備的な実験結果をふまえ,LATEでは以 下のような追加熱実験を予定している.まず,プラズマ 生成には2.45 GHzのマイクロ波の電子サイクロトロン共 鳴を用いる.垂直磁場を重畳すればプラズマ電流が発生 し,閉じた磁気面が形成される.そこに,2GHzのマイク ロ波による電子サイクロトロン共鳴加熱,ならびに4 GHz帯のマイクロ波による電子サイクロトロン第二高調 波加熱を行い,プラズマの加熱ならびに電流駆動を行 う. 研究論文



Fig. 9 The position of the peak in the radial profile of the ion saturation current is plotted versus the total toroidal coil current  $I_{\rm T}$ . The solid lines show the position of the electron cyclotron resonance at harmonics.

4 GHz 帯のマイクロ波発振器としてはジャイロトロン を用いる. 基本設計を行ったところ, ビーム電圧 30 kV, ビーム電流 5 A, キャビティ半径 37.4 mm, キャビティ長 505.5 mm の時 TE<sub>01</sub> モードでの基本波発振で発振効率 22 %が得られることがわかった. これより, 30 kW 程度 の出力が期待される.

## 5. まとめ

オーミック加熱を用いずに、マイクロ波電力のみによ り低アスペクト比トーラスプラズマの生成・加熱・電流 駆動を行い、高いベータを持ったトーラスプラズマの基 礎的な性質を調べるために新しく実験装置を制作し、予 備的な実験を行った.

垂直磁場を加えることにより,245 GHz,1.3 kW のマ イクロ波入射時にカットオフ密度の2倍以上の電子密度 のトーラスプラズマが生成された.この時垂直磁場コイ ル電流とは逆向きに300 A 程度のトロイダル電流が流 れ,閉じた磁気面が形成されているものと考えられる. 大半径方向の電子密度分布は電子サイクロトロン共鳴 の各高調波共鳴層の位置より弱磁場側にピークが見られ る.また,電子密度は最大でカットオフ密度の2倍以上 になっている.これらのことは、マイクロ波電力が電子 バーンシュタイン波にモード変換して吸収されたことを 示唆している.

今後は新しい垂直磁場コイルを設置してプラズマの上 下位置の安定化を計り,基本波および第二高調波加熱を 用いた高電力マイクロ波入射により,より大きなプラズ マ電流を得て高密度・高温度プラズマの生成を行う予定 である.

## 参考文献

- [1] Y-K.M. Peng and D.J. Strickler, Nucl. Fusion **26**, 769 (1986).
- [2] M. Gryaznevich, R. Akers, P.G. Carolan, N.J. Conway, D. Gates, A.R. Field, T.C. Hender, I. Jenkins, R. Martin, M.P.S. Nightingale, C. Ribero, D.C. Robinson, A. Sykes, M. Tournianski, M. Valovič and M.J. Walsh, Phys. Rev. Lett. 80, 3972 (1998).
- [3] A. Sykes, *Proc. 17 th IAEA Fusion Energy Conf., Yokohama* (1998) IAEA-CN-69/OV 2/5.
- [4] M. Peng, J. Scmidt, M. Ono, W. Reiersen, S. Kaye, S. Jardin, J. Menard, D. Gates, J. Robinson, F. Dahlgren, L. Grisham, D. Majeski, D. Mikkelsen, R. Wilson, R. Woolley, E. Cheng, D. Strickler, J. Galambos, I. Sviatoslavski and S. Wang, *Proc. 17 th IAEA Fusion Energy Conf.*, Yokohama (1998) IAEA-CN-69/FTP/04.
- [5]高瀬雄一,江尻晶,白岩俊一,牛込雅裕,糠谷直宏, 永島芳彦,益子岳史,野里英明,山岸健一:日本物理 学会講演概要集 1999 年秋の分科会 26 aYG-7.
- [6] T. Shimozuma, J. Takahashi, H. Tanaka, T. Maekawa, Y. Terumichi S. Tanaka and M. Okamoto, J. Phys. Soc. Jpn. 54, 1360 (1985).
- [7] C.B. Forest, Y.S. Hwang, M. Ono and D.S. Darrow, Phys. Rev. Lett. 68, 3559 (1992).
- [8] C.B. Forest, Y.S. Hwang, M. Ono, G. Greene, T. Jones, M. Schaffer, A. Hyatt, T. Osborne, R.I. Pinsker, C.C. Petty, J. Lohr and S. Lippmann, Phys. Plasmas 1, 1568 (1994).
- [9] V.V. Parail, G.V. Pereverzv and I.A. Vojtsekhovich, Proc. 10th Int. Conf. Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion Res., Kyoto (1984) IAEA-CN-44/F-IV-4.
- [10] J. Wesson, *Tokamaks*, 2 nd, (Oxford Science Pub., 1997), p.123.