DT トカマク炉の極低 q 運転による オーム加熱点火

鎌田 裕, 石田真一, 吉田善章, 井上信幸

(東京大学 工学部)

(1985年7月29日受理)

Ignition Conditions of Ohmically Heated DT TOKAMAK Reactors Operated in the Ultra-Low- q Regime

Yutaka Kamada, Shinichi Ishida, Zensho Yoshida
and Nobuyuki Inoue

(Received July 29, 1985)

Abstract

This paper studies the energy-balance characteristics of an ultra low- q (ULQ) confinement concept, and shows the possibility of the Ohmic-Heating ignition. The ULQ equilibrium considered here has the safety factor q in the intermediate range $0 < q < 1$ lying between tokamaks ($1 < q$) and reversed-field pinches ($q < 0$ in a peripheral region). Our calculation of the energy balance is based on the experimental observation in the REPUTE-1 experiments, however, assumes a lot to consider the reactor-parameter regime. The aim of this paper is to provide a reasonable direction of researches on engineering bases. Our basic findings are as follows. There is a possibility of the Ohmic-Heating ignition for a compact and high-power density ULQ system with minor radius ≤ 1 m, major radius ≤ 4 m, toroidal field = 8~10 T, and the total wall loading ~ 12.5 MW/m². To ignite ULQ plasma, temporal control of the plasma density in the start-up phase is important, and Z_{eff} should be greater than 2 to increase the net input power.

1. 序 文

概念設計によれば、通常のトカマク型核融合炉は出力密度が小さく、複雑な追加熱装置を要するため、軽水炉等に比べてコストが高くなる。この点を克服するために、逆転磁場ピンチ(RFP)¹⁾やOHTE²⁾等のトカマクに変わる炉型式、あるいはトカマクそのものを小型化、簡略化した炉型式^{3,4)}が提案されている。これ

らの炉設計はいずれも出力密度が大きく、さらに追加熱によらずオーム加熱のみによる自己点火の達成を目指している。

RFPやOHTEでは大きなプラズマ電流を流すことができ、しかも高ベータ閉じ込めができることから、小型で簡略な炉の設計が容易であるが、現状ではプラズマ閉じ込め物理に関するデータベースが不足している。例えば壁負荷の軽減に必要なダイバーターや、プラズマ平衡の帰還制御の実験はまだ行われていない。一方トカマクでは閉じ込め物理のデータベースは充実しているものの、オーム加熱点火のためには強磁場を要し、高ベータ化のためにアスペクト比を小さくしたり、プラズマ断面を非円形にする必要があるなど、技術的難点がある。

本論文では、トカマクとRFPのそれぞれの特徴を取り入れた閉じ込め方式として、極低 q トカマクをとりあげ、炉のオーム加熱点火の可能性をさぐる。ここで q_ℓ はプラズマ表面でのトカマク放電の安全係数で、プラズマの主半径と副半径をそれぞれ R , a , トロイダル磁場とポロイダル磁場をそれぞれ B_ϕ , B_θ とするとき、 $q_\ell = a B_\phi / R B_\theta$ で与えられる。極低 q トカマクは表面の安全係数が1より小さい領域で運転するトカマクであり、通常のトカマクに比べて大きなプラズマ電流が流せるので、オーム加熱点火には好都合である。この方式は安定化ピンチと呼ばれ古くから研究が行われていたものであるが、MHD的に不安定で放電時間が短く、トカマク等に比べて閉じ込め性能が著しく劣っていた。しかるに最近、東京大学の逆転磁場ピンチ装置REPUTE-1 ($R=82$ cm, $a=20$ cm) を用いた実験において、極低 q トカマクの安定な運転方法が見出された。プラズマ物理の詳細は未だ解明されていないが、ひとつの運転条件として、低磁気レイノルズ数で速い電流立ち上げを行い、より低 q 側 ($q_I < 1/4$) から極低 q 配位 ($1/2 < q_I < 1$) に至らしめることで充分な緩和を生じさせるものである。その放電は抵抗性シェルの表皮時間よりも十分長く続き、しかもRFPほど誤差磁場の影響を受けない。ここではこれらの実験結果に基づいて議論を進める。REPUTE-1は逆転磁場ピンチ装置として設計されたものであるから⁵⁾、極低 q トカマク放電で得られたデータベースは炉心設計に十分なものではない。したがって本稿の炉設計においてこのような点は仮定を設けて補うことにする。

以上のようなRFPとトカマクの中間的放電領域は、プラズマ緩和という物理学的視点から見ても興味深いものである。また実験や解析の遂行にあたり、この領域の閉じ込め方式の炉工学的可能性を今から検討しておくことは、研究意義の明確化や今後の閉じ込め研究の指針を与えるという点において重要である。

2. REPUTE-1で得られた実験結果

はじめに、REPUTE-1の極低 q 放電で得られた実験結果⁶⁾の概要について、本題の検討に必要な範囲で述べる。

図1は極低 q 放電のプラズマ電流、ループ電圧の時間変化、及び極低 q 放電の典型的な配位をとる時刻

t_2 におけるトロイダル及びポロイダル磁場分布を概念的に示したものである。放電初期の電流ピークでは $q_0 < 1/4$ であるが、電流がフラットな部分では $1/2 < q < 1$ であり、この電流フラットはシェルのスキントime 1 ms に比べて十分長く続いている。電子密度は $0.5 \sim 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ と、通常のトカマク放電に比べて高い。同じ壁状態でRFP放電を行うと密度のポンプアウトが観測されるが、極低 q 放電ではこれは見られない。

図2は電流密度分布と q 分布の概念図であり、それぞれ図1の時刻 t_1, t_2, t_3 における分布である。また、

図1. REPUTE-1 に於ける典型的な極低 q 放電パラメーター (プラズマ電流 I_p , ループ電圧 V_{loop}) 電流ピークでは $q_1 < 1/4$ であり、電流フラットに於いては $1/2 < q_1 < 1$ 。右図は時刻 t_2 に於ける磁場分布を示す。

図2. REPUTE-1 に於ける q 及び電流密度プロファイルの時間変化の概念図。時刻 t_1, t_2, t_3 はそれぞれ図1のそれに対応する。破線はトカマクの q プロファイル。

比較の意味でトカマクの q 分布も示した。時刻 t_1 と t_2 の間ではトロイダル方向の外電場を下げていたので、プラズマの緩和現象が起っている。時刻 t_2 の q 分布はRFPやスフェロマクで観測される、テイラー緩和⁷⁾を経て形成される特徴的な分布である。この図には示していないが、プラズマの周辺から外部にかけては中心部とは逆に $q(r)$ が増加するので、時刻 t_1 , t_2 の分布では $q(r)$ が最小値をとる位置がプラズマ表面の近くにある。その近傍ではMHD的に不安定である筈だが、特別な不安定性は観測されていない。ポロイダル磁場の揺動の振幅はその絶対値の1%以下であり、RFPの場合の約10%に比べて非常に小さい。ただしこの実験は磁気レイノルズ数(ルンドキスト数)が小さい($10^2 \sim 10^3$)領域で行われたものであり、MHD的揺動の非線型領域における振舞について調べるには、さらに高レイノルズ数領域での研究が必要である。極低 q 放電では磁気シャが小さく、圧力駆動モードに対して不安定となる可能性がある。今後の研究でこれらの問題が起こるようであれば、磁気シャの増加や q 分布の最小値の除去のために、OHTEで行われているようなヘリカルコイルを利用したローカルシャの附加も考えられる。

時刻 t_3 の q 分布はトカマクに特徴的な分布である。トカマク型分布はプラズマ表面で q が1に近いが、1よりも小さければ不安定である。実験によれば、安定な極低 q 放電を行うには電流を早く立ちあげて、テイラー緩和を通じてRFP、或いはスフェロマク型の q 分布を形成することが必要である。テイラー緩和を促進するためにはまた、プラズマのレイノルズ数が小さいことも必要である。電流を遅く立ちあげるとトカマク型の q 分布となり、表面の q 値が小さくなるにつれてプラズマが不安定になり、安定な極低 q 放電は実現できない。以上の実験結果はERATOコードを用いた初期的な安定性解析の結果ともほぼ一致している。

REPUTE-1実験によれば、極低 q 放電においては村上パラメータが通常のトカマク放電のそれより10~20倍大きく、密度の制御範囲が大きくとれる可能性がある。またベータ値の上限は I_p / aB_ϕ に比例し、その係数は他の多くのトカマクと同じく3.5となっている⁸⁾。

3. プラズマパラメータの空間分布

炉心プラズマからの熱出力はプラズマの密度、温度の空間分布に依存する。これらのパラメータと、閉じ込め装置の特性を表す磁場、安全係数、ベータ値等のパラメータを関連づけるに十分な理論、あるいは実験法則は今のところ無いので、便宜的に適当な仮定を設ける必要がある。

前節で述べたように、極低 q トカマクプラズマはテイラー緩和過程を経過して準平衡状態に到達する。プラズマのアスペクト比は大きく、ベータ値は小さいとすると、逆転磁場ピンチプラズマと同様に閉じ込め磁場のトロイダル成分とポロイダル成分はそれぞれ、

$$B_\phi(r) = A_\phi J_0(\lambda r)$$

$$B_\theta(r) = A_\theta J_1(\lambda r)$$

なる形のベッセル関数分布でよく近似される。ただし A_ϕ , A_θ は定数、 J_0 , J_1 はそれぞれ第1種、第2種

のベッセル関数である。また λ は定数とする。このとき電流密度のトロイダル、並びにポロイダル成分は、それぞれ

$$j_{p\varphi}(r) = \frac{\lambda}{\mu_0} A_\theta J_0(\lambda r), \quad (1)$$

$$j_{p\theta}(r) = \frac{\lambda}{\mu_0} A_\varphi J_1(\lambda r) \quad (2)$$

となる。ここでトロイダル磁場のプラズマ断面積についての平均値を

$$\langle B_\varphi \rangle = \frac{1}{2\pi a^2} \int_0^a B_\varphi(r) 2\pi r dr$$

とにおいて、プラズマ表面におけるトロイダル磁場とポロイダル磁場の値を割って、それぞれを

$$F = \frac{B_\varphi(a)}{\langle B_\varphi \rangle}, \quad \Theta = \frac{B_\theta(a)}{\langle B_\theta \rangle}$$

とおく。

プラズマの主半径、副半径をそれぞれ R, a 、アスペクト比を $A(=a/R)$ とする。プラズマ表面での安全係数 q_l は

$$q_l = \frac{1}{A} \frac{B_\varphi(a)}{B_\theta(a)} = \frac{1}{A} \frac{A_\varphi}{A_\theta} \frac{J_0(\lambda a)}{J_1(\lambda a)} \quad (3)$$

で表わされる。 q_l が与えられている場合は、 A_φ/A_θ と λ が決めるべき値である。

プラズマの圧力分布は $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \mu_0 \nabla p(r)$ から求められ、 $p(a) = 0$ とすると、

$$p(r) = \frac{1}{2\mu_0} (A_\theta^2 - A_\varphi^2) [J_0^2(\lambda r) - J_0^2(\lambda a)] \quad (4)$$

が導かれる。これを用いてプラズマ表面でのポロイダルベータ値 β_θ を計算すると

$$\beta_\theta = \frac{\langle p \rangle}{B_\theta(a)^2 / 2\mu_0} = 1 - \left(\frac{A_\varphi}{A_\theta} \right)^2 \quad (5)$$

となる。 $\beta_{\varphi \max}$ についての比例則として前節で述べた

$$\beta_{\varphi \max} = 3.5 \times \frac{Ip(MA)}{a \langle B_\varphi \rangle} \quad (6)$$

を与えると、 $\beta_{\varphi \max} = 0.175 \Theta$ が導かれる。またこれに対応するポロイダルベータ値は

$$\beta_\theta = 0.175 / \Theta \quad (7)$$

となる。 Θ は

$$\Theta = \frac{B_\theta(a)}{\langle B_\varphi \rangle} = \frac{A_\theta}{A_\varphi} \frac{J_1(\lambda a)}{\langle J_0(\lambda r) \rangle}$$

で表わされることから、 λ と A_φ/A_θ の関数である。従って、(3)、(5)、(7)より β_θ 、 A_φ/A_θ 、 λ が決まる。

パワーバランスの計算に必要な空間分布をもつパラメータは、電流密度 $[j_p(r)]$, 温度 $[T(r)]$, 密度 $[n(r)]$, 圧力 $[p(r)]$ である。 $p \propto nT$ であることから, n , T の分布に関して次のように仮定する。

$$T(r) \propto [p(r)]^{1/2}$$

$$n(r) \propto [p(r)]^{1/2}$$

$$n_e = n_i = n_d + n_r, \quad n_d = n_r$$

$$T_e = T_i$$

すると

$$T(r) = T_0 [J_0^2(\lambda r) - J_0^2(\lambda a)]^{1/2} \quad (8)$$

$$n(r) = n_0 [J_0^2(\lambda r) - J_0^2(\lambda a)]^{1/2} \quad (9)$$

$$p(r) = 2nkT = \frac{1}{2\mu_0} (A_\theta^2 - A_\varphi^2) [J_0^2(\lambda r) - J_0^2(\lambda a)] \quad (10)$$

を得る。 λ はすでに決まっているので、これらのパラメータの空間分布の形状は決まる。あとはそれぞれの絶対値を決めればよいが、 A_φ/A_θ がすでに決まっているので、 A_φ , または A_θ の一方を決めれば全てが決まる。

4. 炉心パラメータの選択

はじめに、前節の議論をもとに炉心の運転パラメータを最適化によりきめる。DT 炉の反応率係数を $\langle \sigma v \rangle_{DT}$, 反応当りの開放エネルギーを Q_{DT} とすると、核反応による炉の熱出力は

$$P_{th} = \int_0^a \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} Q_{DT} 2\pi r dr 2\pi R$$

となる。これと $p = 2nkT$ より

$$P_{th} = \int_0^a \frac{p^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} Q_{DT}}{16(kT)^2} 4\pi^2 R r dr \quad (11)$$

を得る。

ここでは炉の熱出力を決めておいて、これに必要な運転パラメータの最適値を求めることにする。温度や密度は前節の分布を仮定すると、(11) 式の中での変数は温度 T_0 , ならびに中心トロイダル磁場 $B_\varphi(0)$ ($=A_\varphi$) であり、他のパラメータは既知である。さて、必要なトロイダル磁場はできるだけ小さいことが望ましいので、 T_0 を変数として変化させたとき、トロイダル磁場が最小値 $B_\varphi(0)_{\min}$ をとるような T_0 を最適値として採用する。図3は $B_\varphi(0)$ と中心温度との関係の1例をあらわし、この場合 T_0 の最適値 T_f は、中心温度が 13.2 keV のときに対応することがわかる。これに対応する密度は(8), (9), (10) より

図3. 中心温度 $T(0)$ と中心トロイダル磁場 $B_\phi(0)$ との関係の一例。
この場合 $B_\phi(0)$ は $T(0) = 13.2$ keV で最小となる。

$$2 n_f k T_f = \frac{1}{2 \mu_0} (A_\theta^2 - A_\phi^2)$$

により求められ、既に A_θ/A_ϕ , $A_\phi (=B_\phi(0)_{\min})$, λ が決まっているので n_f が決まる。これで運転領域のプラズマと磁場のパラメータは全て決まったことになる。

5. 炉の起動手順

炉の起動時において、炉心プラズマのパラメータを前節までに求めた運転領域の値まで、オーム加熱のみにより到達させることを考える。ここでは(9)の密度パラメータ n_0 は、初め n_f よりも小さな一定の値 n_1 を保ったまま加熱し、(8)の温度パラメータ T_0 が T_f まで上がったところで密度パラメータ n_0 を n_1 から n_f まで上げることにする。したがってベータ値は、プラズマパラメータが運転領域の値に達したときにはじめて(7)で決まる最大値となり、途中の段階ではこれより小さいものとする。このような運転モードを採用する理由については後で述べる。技術的にはプラズマ密度のコントロールは難しくない⁹⁾。 $n_0 = n_1$ の時の温度パラメータ T_0 を T_1 とおくと、(8), (9), (10)より

$$T_1 = \frac{1}{4 \mu_0 k n_1} (A_\theta^2 - A_\phi^2) = \frac{A_\phi^2}{4 \mu_0 k n_1} \left[\left(\frac{A_\theta}{A_\phi} \right)^2 - 1 \right] \quad (12)$$

となり、この値は磁場とともに増加する。

炉心プラズマへのオーム加熱入力⁹⁾はプラズマ抵抗 $\eta_{\parallel} = 2.38 \times 10^{-9} Z_{eff} \cdot \ell n A \cdot T_e^{-3/2}$ (keV)を用いて

$$\begin{aligned} P_{oh} &= \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a \eta_{\parallel} j_p^2(r) 2\pi r dr \\ &= \frac{4.76 \times 10^{-9} Z_{eff} \cdot \ell n A}{a^2} \int_0^a T_e^{-3/2} (j_{pe}^2 + j_{p\varphi}^2) r dr \\ &= \frac{4.76 \times 10^{-9} Z_{eff} \cdot \ell n A}{a^2} \left(\frac{\lambda}{\mu_0} \right)^2 \frac{2 \mu_0 k n_1 T_1^{-1/2}}{(A_e/A_{\varphi})^2 - 1} \int_0^a [J_0^2(\lambda r) - J_0^2(\lambda a)]^{-3/4} \\ &\quad \times [J_1^2(\lambda r) + \left(\frac{A_e}{A_{\varphi}} \right)^2 J_0^2(\lambda r)] r dr \quad (13) \end{aligned}$$

で与えられる。ここで $\ell n A = 18$ とした。次に、アルファ粒子加熱入力は Q_{α} を DT 反応で生じるアルファ粒子のエネルギーとすると

$$P_{\varphi} = \frac{Q_{\alpha}}{2 a^2} \int_0^a n^2(r) \langle \sigma v \rangle_{DT} r dr \quad (14)$$

となる。ただしイオン温度が T_i (keV) のときの反応率係数は

$$\langle \sigma v \rangle_{DT} = \exp [b + c | \ln (T_i / d) |^{\nu}],$$

$$b = -34.629731, \quad c = 64.221524, \quad d = -0.57164603, \quad \nu = 2.1373239$$

で与えられる¹⁰⁾。

一方損失パワーのうち、制動輻射損失パワーは

$$\begin{aligned} P_{br} &= \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 5.35 \times 10^{-37} Z_{eff} n_e^2 T_e^{1/2} 2\pi r dr \\ &= \frac{10.7 \times 10^{-37} Z_{eff} n_1^2 T_1^{1/2}}{a^2} \int_0^a [J_0^2(\lambda r) - J_0^2(\lambda a)]^{5/4} r dr \quad (15) \end{aligned}$$

で表わされる。また熱伝導等によるいわゆる輸送損失は、エネルギー閉じ込め時間を τ_E とするとき

$$\begin{aligned} P_{tr} &= \frac{1}{\tau_E} \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a 3 n(r) k T(r, t) 2\pi r dr \\ &= \frac{1}{\tau_E} \frac{6 n_1 k T_1}{a^2} \int_0^a [J_0^2(\lambda r) - J_0^2(\lambda a)] r dr \quad (16) \end{aligned}$$

で表わされる。

以上のような入出力のもとで、プラズマエネルギーの空間平均値は次の式に従って変化する。

$$\frac{d}{dt} \langle 3 n k T \rangle = P_{oh} + P_{\alpha} - P_{br} - P_{tr} \quad (17)$$

右辺は温度の関数である。プラズマ温度が運転領域の値まで上がってゆくには、加熱入力が損失パワーよりも大きくなければならない。 P_{oh} が温度とともに小さくなるのに対して、 P_{α} は温度とともに増加する。こ

うして $P_{oh} + P_{\alpha}$ はおよそ 3 keV から 5 keV の温度範囲で最小値をとるので、損失パワー $P_{br} + P_{tr}$ はこの温度範囲で加熱パワーよりも十分小さくなくてはならない。損失パワーのうち、制動輻射は (15) より密度の自乗に比例するため、初めから高い密度で運転すると、この温度範囲を乗り切ることができない。最初小さな密度でスタートするのはこの理由による。

初めの密度をどの値に選ぶかは、磁気レイルズ数を通して温度や磁場等のほかのパラメータとの兼ね合いにより決めなければならない。磁気レイルズ数を温度、密度、ポロイダル磁場の空間平均値を用いて定義すると、

$$s = \frac{\mu_0 a}{\eta \langle T \rangle} \frac{\langle B_{\theta} \rangle}{(\mu_0 \langle \sigma \rangle)^{1/2}} \quad (18)$$

と表わされる。ここで ρ はプラズマの質量密度である。テイラー緩和のためには s は小さな値をとらなければならないので、プラズマ電流は小さく、初期温度は低く、密度はできるだけ高くすることが要求される。しかし、密度は既に述べたように、あまり高くはできない。結局オーム加熱点火のためには、図4に示すように初めは小さなプラズマ電流で極低 q トカマクを実現し、次に q_l を一定に保ちながら電流を増加して炉心温度に達し、それから密度を増加させ

という炉の運転モードが適当である。 q_l を一定に保つには、電流の増加に伴ってトロイダル磁場も増加させることが必要である。技術的には初めから電流や磁場を大きな値まで立ちあげるよりは、上述のようないわゆるランプモードで立ちあげる方が楽である¹¹⁾。

ここでの計算においては初期値を以下のように設定した。

$$s < 1000 \quad (19)$$

$$T(r=0) = 10 \text{ eV} \quad (20)$$

$$\beta = f \beta_f \quad (21)$$

$$n = f n_f \quad (22)$$

$$0 < f \leq 1 \quad (23)$$

β_f は最終運転領域におけるベータ値である。アスペクト比 A , q_l , f を決めれば2番目から4番目までの条件から β_{θ} , B_{θ} , I_p が順に決まる。

図4. 本設計で採用した立ち上げ方式。

ここでは、温度を 10eV から T_f まで直線的に増加させてパワーの入出力を計算する。密度とベータ値は温度が T_f に達するまでは初期値を保ち、 T_f に達したのちは、それぞれ n_f , β_f まで上げる。温度が増加するとき一定のベータ値を保つには、磁場の自乗が温度とともに増加しなければならないので、プラズマ電流 I_p が温度の平方根に比例するように電源を制御する必要がある。

本稿では、放射損失のうち制動輻射損失が支配的であるとして議論を進めている。しかし、起動初期の領域では数 $10 \sim$ 数 100eV における不純物の線放射が損失パワーに大きく寄与する。計算によれば、C や O のような低 Z 不純物では数%の混入が生じて温度は上昇するが、高 Z 不純物の混入は出来る限り少ない方が望ましい。現在コロナモデルを用いた詳細な計算コードを開発中であるが、仮に図4の初期にオーム加熱パワーに不足が存在する場合、プラズマ電流及びトロイダル磁場の立ち上げを低温領域で速く（既に低 β で運転）することや、より小さな f 値で立ち上げることも考えられる。

以上のような運転シナリオによりオーム加熱点火が可能なパラメータの窓が存在するか否かについて、次の節で検討する。そのための計算には、輸送損失パワーを決めるエネルギー閉じ込め時間が必要である。REPUTE-1 に於ける極低 q 実験では、本来この装置がRFPとして設計されたものである為トロイダル磁場が小さく大電流を流すことができない。このため未だプラズマ温度は数十 eV であり放射バリアーを越えておらず、従って得られている τ_E は $100\text{ }\mu\text{sec}$ 以下と短い。このように、極低 q トカマクについてのエネルギー閉じ込め時間に関するデータベースは未だないので、通常のトカマクで用いられるものと、RFP で用いられるもののそれぞれについて計算して比較、検討を行うことにする。

6. 結果とパラメータ・サーベイ

本節では、以上記してきた仮定のもとに極低 q 配位での点火に必要なパラメータのサーベイを行い、オーム加熱点火の可能性をさぐる

炉心設計においては多数のパラメータが現われる上、それらの組み合わせの数も膨大なものとなる。従って、設計に臨んでは、炉の性能、経済性、規模等の選択について指針が重要である。今回の計算においては、以下に示す基本理念を設定した。

- i) 炉心のコンパクト化
- ii) 無理のない壁負荷、及びトロイダル磁場の選択
- iii) 中規模発電炉の選択（～電気出力 600 MWe ）

i) は核分裂炉等、他の炉形式に対する経済的競争力の向上を意味している。ii) は、技術的制約であり、近い未来に実用炉を実現するために不可欠な現実的指針である。iii) は、開発費用の低減、及びその期間の短縮を意味する。

以上 i), ii), iii) に沿って、種々のパラメータについてのサーベイを行い、補助加熱のいらないオーム加熱点火領域を見出すことができた。表1に示した例は1つの結果であり、エネルギー閉じ込め時間 τ_E に

(表1) オーム加熱点火 極低 q トカマク炉の設計例
(Alcator 則を仮定)

Total Thermal Power [MW]	2000	3000
Total Wall Loading [MW/m ²]	12.5	12.5
Plasma Volume [m ³]	69.8	128
Aspect Ratio	4.0	4.0
Plasma Minor Radius [m]	0.96	1.18
Plasma Major Radius [m]	3.84	4.70
Z_{eff}	2.0	2.0
q_I	0.5	0.5
Poloidal Beta [%]	38.0	39.0
Average Toroidal Beta [%]	8.2	8.2
Temperature [keV]	11.5	12.7
Average Toroidal field [T]	8.0	8.3
Toroidal Field at Plasma Center [T]	8.6	9.0
Toroidal Current [MA]	18.0	22.6
Current Density [MA/m ²]	6.2	5.2
Average Density [m ⁻³]	6.4×10^{20}	5.1×10^{20}
ΔP_{min} [MW/m ³]	0.13	0.07
f	0.5	0.5
$\tau_E (= C_a n a^2)$	$C_a = 6 \times 10^{-21}$	$C_a = 6 \times 10^{-21}$

いて、Alcator 則を仮定した場合のオーム加熱点火炉心のパラメータである。全熱出力 2000 MW, 3000 MW は、それぞれ電気出力 600 MWe, 900 MWe の中程度の発電炉に対応する。図 5 は、設計の際仮定したトロイダル磁場 (B_ϕ), ポロイダル磁場 (B_θ), 安全係数 (q), トロイダル電流 ($j_{p\phi}$), ポロイダル電流 ($j_{p\theta}$), プラズマ圧力 (p), 温度 (T), 密度 (n), の空間分布である。また、図 6 は、加熱パワー ($P_{oh} + P_\alpha$) と、損失パワー ($P_{br} + P_{tr}$) を、温度の関数としてプロットしたものであり、この例では、全ての温度において加熱パワーは損失パワーを上回り、温度は運転領域まで順調に上昇して行く。

以下 τ_E について、Alcator 則, neo-Alcator 則^{12, 13)}, DIVA による比例則¹⁴⁾, RFP 比例則¹⁵⁾ を仮定した場合の設計例とパラメータ依存性について述べる。

図5. 計算に用いたトロイダル磁場 B_ϕ , ポロイダル磁場 B_θ , 安全係数 q , トロイダル電流密度 j_ϕ , ポロイダル電流密度 j_θ , 圧力 P , 温度 T , 密度 n それぞれのプロファイルモデル。

図6. プラズマ温度に対する全加熱パワー ($P_{oh} + P_\alpha$) と全損失パワー ($P_{br} + P_{tr}$) の変化。

6.1 Alcator 則を用いた場合

ここでは、次式で与えられる τ_E を用いた。

$$\tau_E = C_a n a^2 \quad (24)$$

$$C_a = 6.0 \times 10^{-21} \text{ (in MKS)}$$

今、[(加熱パワー) - (損失パワー)]の最小値を ΔP_{min} とする。すなわち

$$\text{Min} [(P_{oh} + P_\alpha) - (P_{br} + P_{tr})] = \Delta P_{min} \quad (25)$$

$\Delta P_{min} < 0$ の場合、炉心の温度上昇は止まり、炉は点火温度に達しない。もし式(21)、(22)中の f を1とすると、いずれの場合も ΔP_{min} は負となってしまうので、前述のように炉の起動は、 $f < 1$ で行い、定格温度に達した後に密度(従ってベータ値)を上昇させる。このような起動過程は、従来の RFP の炉設計でも、提案されている¹⁶⁾。本設計ではベータ値の上昇限度は(6)式で与えられるものとしており、このときの密度増加は例えばペレット入射で行えばよい。最近の Alcator C の実験結果⁹⁾によれば、ペレット入射後の温度とそのプロファイルは、すみやかに復帰している。また、ここであげた例では、定格運転温度におけるアルファ粒子加熱パワーは、ペレット燃料の温度を定格値まで上昇させるに充分である。

6.1.1 f について

τ_E について(24)式を用いる場合、 $f = 0.5$ 程度が適当である。 f を高くとれない理由は、 P_α がきかない低温領域(~ 6 keV 以下)で、 $P_{br} > P_{oh}$ となるためである。逆に、 f の下限は、極低 q 配位のセットアップ時にテイラー緩和が起こる程度(磁気レイノルズ数が1000以下)の密度を必要とすること、及び高温側で n^2 に比例する P_α をある程度大きくしなければならないという2つの条件で決まる。

6.1.2 Z_{eff} について

P_α のきいてこない低温側において炉の温度を上昇させるためには、最低限 $P_{oh} > P_{br}$ でなければならない。ここで、

$$P_{oh} = \eta j^2 = C_1 Z_{eff} T^{-1.5} j^2 \quad (25)$$

$$P_{br} = C_2 Z_{eff} n_e^2 T^{0.5} \quad (26)$$

C_1, C_2 は、定数。

である。今、簡単のために空間分布を無視すると、(25)、(26)より、 $P_{oh} > P_{br}$ のためには、

$$j \text{ (MA/m}^2\text{)} > 0.353 n \text{ (} 10^{20} \text{ m}^{-2}\text{)} T \text{ (keV)} \quad (27)$$

となる。((27)式に Z_{eff} がはいらないことに注意。) トカマクを例にとると、 $n = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ として、 $a = 1 \text{ m}$ 、 $q = 3.0$ 、 $A = 5$ では、5 keV において、(27)を満たす電流を流すためには、17.5 T のトロイダル磁場が必要である。一方、極低 q 配位で $q = 0.5$ とした時には、3 T でよいこととなる。従って、

本論文の例にあるように $B_\phi = 8 \sim 10$ T とした場合、(密度が高くなったとしても) 充分高温側まで $P_{oh} > P_{br}$ となる様にできる。

さて実際には、6 keV 程度以下の P_α の小さな領域では、

$$P_{oh} - P_{br} > P_{tr} \quad (28)$$

でなければならない。(28)の左辺は Z_{eff} とともに増加するので(27)が成立するような高電流密度の極低 q トカマクやRFPでは、輸送による損失パワーを補うためには、ある程度 Z_{eff} が高いほうが望ましいこととなる。しかし、あまり Z_{eff} を大きくすると、高温側で $P_\alpha < P_{br}$ とするので上限が存在する。図7は、放射損失として制動輻射のみを考慮した場合の2000MWの極低 q 炉における ΔP_{min} と Z_{eff} の関係を示したものである。 $f = 0.5$ では $Z_{eff} > 1.6$ で炉が成立することがわかる。一方、 $f = 0.6$ では、 $2.8 < Z_{eff} < 6.2$ の範囲でしか成立しない。

さて、第5節でも述べたように放射損失と

しては、制動輻射の他に線放射 (P_l) 及び放射再結合 (P_{rc}) による損失も考慮せねばならない。

CやOのような低Z不純物の場合では数百 eV 以下の P_l が問題となる。この点を加味すると、本設計例の場合低Z不純物では約 $Z_{eff} < 3$ でなければならない。高Z不純物(例えばFe, Ni)の場合では、 P_l に加えて数 keV の領域での P_{rc} がZとともに急激に増大するため点火は難しい。従って、リアクターでは高Z不純物の混入を避ける為に第一壁をグラファイトコーティングすること等が考えられる。

高温かつ大型の極低 q トカマクに、Alcator則がそのまま適用できるか否かは不明であり、 C_a の値が悪化することも考えられる。このような場合には定格運転時のベータ値をさげて、密度に対して相対的に電流密度を増加、すなわち P_{oh} を増加させることが考えられる。例えば、図7の $f = 0.5$ の例では、平均トロイダル磁場を 8 T $\rightarrow$ 10 T とすることにより、 $Z_{eff} = 2.0$ で、 $C_a = 3.2 \times 10^{-21}$ まで許容可能となる。

6.1.3 アスペクト比 (A) について

式(3)から、ある与えられた β 及び磁場プロファイルにおいて、 q を下げることと A を下げことは同等である。従って、同じトロイダル磁場に対して A が小さいほうが、高い電流密度をとることができ、 P_{oh}

図7. 2000 MW_{th} 炉の場合の ΔP_{min} と Z_{eff} の関係 (実線) とオーム加熱点火に必要な係数 C_a の最小値 (破線)。但し放射損失として制動輻射のみを考慮した場合。

が上昇する。また、 τ_E について、 na^2 に比例する Alcator 則的な記述が成立する場合、 A の小さな (a の大きな) プラズマのほうが閉じ込めがよい。さらに、同じ全熱出力および壁負荷を仮定すれば、 A が大きくなるとプラズマ体積が小さくなり、その結果プラズマ圧力を大きくとる必要が生じる。限られたベータ値では、これはトロイダル磁場を増大させることを意味する。従って、磁場の条件から A が小さいことが望ましい。

A の下限は、トロイダルコイルの大きさや、リップルの許容度、ブランケット等の条件から幾何学的な制限をうけるが、今回は、 $A = 4$ を採用した。

6. 1. 4 壁負荷 (WL) について

ここで WL としているのは、中性子負荷および熱負荷の合計であり、その比は DT 炉では 4 : 1 となる。今回標準値として採用した値は、 $WL = 12.5 \text{ MW/m}^2$ であるが、これは中性子負荷 = 10 MW/m^2 、熱負荷 = 2.5 MW/m^2 に相当する。炉のコンパクト化という視点からは、 WL を増大した方がよい。しかし、現時点での技術的な制約としては 12.5 MW/m^2 を上限と考えてよいであろう。 WL を上げるとプラズマ体積は小さくなり、必要な密度および磁場が増大する。前者は P_{br} の増加を意味し、後者は、技術的な制約がからむ。表 2 に示したものは、全熱出力 2000 MW 及び、3000 MW で、 $WL = 5.0, 12.5, 20.0 \text{ MW/m}^2$ としたときの OH 点火炉の設計例である。仮に WL を 20.0 MW/m^2 まで許容できるとすれば、2000 MW の炉では $R = 3 \text{ m}$ 、 $a = 0.76 \text{ m}$ といった非常にコンパクトなものとなる。

[表 2] 全壁負荷を変化させた場合の極低 q トカマク炉の設計例

Total thermal Power [MW]	2000	2000	2000	3000	3000	3000
Total Wall Loading [MW/m^2]	5.0	12.5	20.0	5.0	12.5	20.0
Plasma Volume [m^3]	276	69.8	34.4	507	128	63.3
Plasma Minor radius [m]	1.52	0.96	0.76	1.86	1.18	0.93
Plasma Major radius [m]	6.07	3.84	3.03	7.43	4.70	3.71
Poloidal Beta [%]	25.2	38.0	38.0	26.8	39.0	39.0
Average Toroidal Beta [%]	5.6	8.2	8.4	5.8	8.2	8.4
Temperature [keV]	15.6	11.5	12.1	11.4	12.7	12.5
Average Toroidal Field [T]	6.8	8.0	8.6	7.1	8.3	8.9
Toroidal Field at Plasma Center [T]	7.4	8.6	9.2	7.8	9.0	9.6
Toroidal Current [MA]	23.9	18.0	15.2	30.8	22.6	19.2
Current Density [MA/m^2]	3.29	6.22	8.37	2.84	5.17	7.07
Average Density [$\times 10^{20} \text{ m}^{-3}$]	2.3	6.4	8.5	2.9	5.1	7.3
ΔP_{min} [MW/m^3]	0.053	0.13	0.26	0.01	0.07	0.19

* Aspect Ratio = 4.0, $Z_{eff} = 2.0$, $q_1 = 0.5$ and $\tau_E = C_a \times na^2$, $C_a = 6 \times 10^{-21}$

6.1.5 DIVA による比例則を用いた場合

低 q トカマク ($1 < q < 2$) での閉じ込めを調べた DIVA の報告¹³⁾によれば, $1 < q$ に於て, 大きな Sawtooth Oscillation の存在しないとき

$$\tau_E = C_d n a_{half}^2 q_l^{1/2} \quad (29)$$

$$C_d = 1.67 \times 10^{-20} \text{ (in MKS)}$$

a_{half}^2 : half radius of the electron temperature

である。

今回われわれの用いた温度分布では, $a_{half} \sim 0.85 a$ であり, $q_l = 0.5$ とすると,

$$\tau_E = 8.48 \times 10^{-21} n a^2 \quad (30)$$

となる。これは, 前項で述べた Alcator 則と同じパラメータ依存性であるが, 係数がより大きい。従って, DIVA による比例則が外挿可能であるとすれば, $Z_{eff} = 2$ として, $f = 0.6 \sim 0.7$ 程度での起動が可能となる。他のパラメータ依存性は, Alcator 則と同じである。

6.2 neo-Alcator 則を用いた場合

つきに τ_E について neo-Alcator 則¹⁴⁾を用いた場合について述べる。このときエネルギー閉じ込め時間は

$$\tau_E = C_n n a R^2 q_l \quad (31)$$

$$C_n = 6.7 \times 10^{-22} \text{ (in MKS)}$$

で表される。この比例則を考えると, 極低 q の場合同程度の大きさを持つ通常のトカマクに比べて, q_l が小さい分だけ輸送損失が大きくなり, その値は 6~8 倍となる。極低 q では密度を高くとれるため, τ_E 自体は長くなるが, これは輸送損失パワーの減少には寄与しない。なぜなら $P_\alpha = (\int 3 n k T dV) / \tau_E$ であり, この値は, 密度プロファイルにはよるが, その絶対値にはよらないからである。

neo-Alcator 則の場合も, $f = 1$ として起動したのでは点火しないのであるが, Alcator 則と最も異なる点は, アスペクト比依存性である。

図 8. τ_E に neo-Alcator 則を仮定した場合の ΔP_{min} とアスペクト比 A との関係 (実線は 2000 MW, 破線は 3000 MW の炉に対応。) と, 必要なトロイダル磁場の値。

(表 3) オーム加熱点火極低 q トカマク炉の設計例
(Neo-Alcator 則を仮定)

Total Thermal Power [MW]	2000	3000
Total Wall Loading [MW/m ²]	12.5	12.5
Plasma Volume [m ³]	69.8	128
Aspect Ratio	4.0	4.0
Plasma Minor Radius [m]	0.96	1.18
Plasma Major Radius [m]	3.83	4.70
Z_{eff}	2.0	2.0
q_l	0.5	0.5
Poloidal Beta [%]	34.5 (19.0)	39.0 (23.1)
Average Toroidal Beta [%]	7.4 (4.1)	8.2 (4.9)
Temperature [keV]	11.5	12.7
Average Toroidal field [T]	8.4 (11.3)	8.3 (10.8)
Toroidal Field at Plasma Center [T]	9.0 (12.2)	9.0 (11.7)
Toroidal Current [MA]	18.9 (25.4)	22.6 (29.4)
Current Density [MA/m ²]	6.52 (8.77)	5.17 (6.72)
Average Density [m ⁻³]	6.4×10^{20}	5.1×10^{20}
ΔP_{min} [MW/m ³]	0.08	0.02
f	0.5	0.5
$\tau_E (= C_n n a R^2 q)$	$C_n = 6.7 \times 10^{-22}$ ($C'_n = 3.4 \times 10^{-22}$)	$C_n = 6.7 \times 10^{-22}$ ($C'_n = 3.4 \times 10^{-22}$)

the values in the blackets correspond to C'_n ; $C'_n = 1/2 C_n$

図 8 には、アスペクト比 (A) を変化させたときの ΔP_{min} および必要なトロイダル磁場の値を示した。全熱出力 2000 MW 及び 3000 MW について、いずれも $f = 0.5$, $WL = 12.5 \text{ MW/m}^2$, $Z_{eff} = 2$, $q_l = 0.5$ としたときのものである。図 8 に示した例によれば、3000 MW では、いずれの場合も点火に達する。

ΔP_{min} は A とともに増加するのであるが、必要なトロイダル磁場も同時に増大する。この為、 $A = 4 \sim 5$ 程度が適当と考えられる。2000 MW では、 A が 5 以下で $\Delta P_{min} < 0$ の領域が存在するが、若干低ベータ ($A = 4$ では、同じ $n T$ に対してトロイダル磁場を 8 → 8.4 T) で運転することにより点火に達する。表 3 には、3000 MW, 2000 MW の炉についての設計例を示す。ベータ値、及びトロイダル磁場の欄で、() 内の数値は τ_E の係数 C_n が $1/2$ に低下したとき、点火に必要な値である。

6. 3 RFP の比例則を用いた場合

本論文で扱っている極低 q 配位は、テイラー緩和過程によって生じるものであり、この点において基本的に RFP に近いという見方も出来る。この項では、現在得られている RFP の比例則¹⁵⁾に基づき、 τ_E として

次式を用いる。

$$\tau_E = C_r I_p^{3/2} a^2 \quad (33)$$

ここで、プラズマ電流 I_p はMA単位である。文献15)では、 C_r の例として0.14を紹介している。表1に示した設計に、(30)式を用いると、ファクター1/4即ち $C_r = 0.035$ まで点火可能である。この場合も、 Z_{eff} を増加するかベータ値を低下させれば、必要な C_r の値はさらに減少する。

7. 議論と結論

以上、極低 q トカマクに於て、適切な密度および Z_{eff} の値の下で炉を起動すれば、オーム加热点火の可能性が存在することを示した。低 Z 不純物の場合には Z_{eff} はある程度大きいほうがよい。炉の大きさは、熱出力2000~3000 MWのときJT-60とFERの中間程度と小型になっており、また全熱負荷12.5 MW/m²、平均トロイダル磁場8~10 Tはともに技術的に無理のない値となっている。熱出力をもっと小さくすれば、炉はより小型化するであろう。炉の単機当りの大きさの適正規模は、プラント全体のコスト評価によってきめればよい。

さて、本論文の計算は、最近東京大学逆転磁場ピンチトラス (REPUTE-1) で得られた安定な極低 q 配位実験の成果に基づいている。従来、この運転領域は強い不安定性がプラズマ閉じ込めを悪くすると考えられ、最近ではあまり関心がもたれていなかったのであるが、RFP的なテイラー緩和を経れば安定配位達成の可能性が存在することがわかった。オーム加熱のみで点火可能であることは、極低 q 配位やRFPのような高電流密度装置の最も大きな利点のひとつと言える。さらに、ベータ値を通常のトカマクよりも大きくとれることは炉のコンパクト化という観点から見て望ましい。極低 q 配位ではRFPよりも電流密度あるいはベータ値は低いものの、シェルの作る不整磁場の影響を受けにくいといった長所のあることが、REPUTE-1の実験によって明らかになった。これに関連したものとして、低 q 領域 ($q_l > 1$) においては $\tau_E \times \beta$ の値がトカマクやRFPなど他の環状閉じ込め系のなかで最も大きくなるというCLEOの報告がある¹⁷⁾。

極低 q トカマク炉ではRFPなどに見られるダイナモ効果は期待できず、したがってF-θポンピングのような効率のよい電流駆動法は適用できない。REPUTE-1の結果では、図2に示したように安定な配位は磁場の古典拡散時間で崩壊して行く。仮に、高温のプラズマでも同様の議論が成り立つとすれば、その時間スケールは本論文にあげた例では約2000秒となる。この時間は熱歪みなどの炉工学的問題とも関係するが、発電炉として成立するのに十分なパルス時間と考えてよい。

エネルギー閉じ込め時間については、極低 q 配位のデータベースは未だに不十分であり、今回の設計では一つの目安としてトカマクやRFPで得られている比例則の外挿で記述できるという仮定を設けた。

REPUTE-1に於ける極低 q 実験は初期的なものであり、温度も数十 eV程度で放射バリアーを越えておらず、

したがって τ_E は $100 \mu\text{sec}$ 以下と短い。放射バリアーを越えてより高温になった場合、 τ_E がどのような比例則にのるかは不明であり、本論文で用いた τ_E の仮定が正しいか否かは今後解明して行かねばならない重要な問題である。結果は、いずれの比例則で記述した場合でも適切な起動条件を満たせば、ファクター $1/2 \sim 1/4$ 程度 τ_E が悪化してもオーム加熱点火の可能性がある。 τ_E については、高密度になると比例則からはずれて、イオンの neo-classical な拡散が支配的になるという報告がなされている^{12, 13, 18)}。しかしペレット入射をした場合には充分高密度まで従来の比例則が成立するともいわれている¹⁹⁾。われわれの設計例では炉の起動時における密度は約 $1 \sim 3 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ であり、この領域で今回用いた比例則が成立するか否かは不明である。ただ、高密度領域で neo-classical な拡散に移行するとしても、Pfirsch-Schluter 係数 $(1 + \alpha q^2)$ 、 $\alpha \sim 1$ を考えれば、極低 q 領域では通常のトカマクに比べて安全係数が小さいために古典拡散に近づき、閉じ込めが良好になることが期待できる。一方、フラットな電流プロファイルがプラズマ壁相互作用を増大させ、その結果閉じ込めが悪化することも考えられる。この場合壁のコンディショニングやダイバーターの設計を充分に行う必要がある。

REPUTE-1 における極低 q 実験では、プラズマ密度について村上パラメータは従来のトカマクの $10 \sim 20$ 倍となっている。これがより高温になった場合も維持されるかどうかは今後の実験に待たねばならない。本設計例の村上パラメータは REPUTE-1 で得られている値の約 $1/2$ 程度であるが、特にこれによって密度を拘束することは行わなかった。さらに、炉の起動をランプモードで行い、その間密度とベータ値が一定のまま温度が上昇して行くという仮定を設けた。実際のプラズマがこの条件に従うかどうか不明であるが、オーム加熱炉の成立のためには必ずしもこれに厳密に従う必要はない。

極低 q 配位には、トカマクと RFP の中間領域としての物理的な興味のみならず、炉工学的な意義の存在することがわかってきた。ここではとりあえずオーム加熱 DT 炉の成立の可能性について示したが、今後はパラメータの時間変化の追従、DD 炉などでアドバンストオーム加熱炉の成立の可否についての検討が課題として残されている。また、さらに低い q 値で運転できれば炉の構成は RFP に近づき、弱いトロイダル磁場ですむなどの便利な条件が得られるが、これについてはプラズマ閉じ込め研究の結果に待たなければならない。

参 考 文 献

- 1) R. L. Hagenson and R. A. Krakowski : LA-9389-MS.
- 2) R. F. Bourque : GA-A16458.
- 3) C. E. Wagner : Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 654.
- 4) R. W. Bussard and R. A. Shanny : INESCO, Inc., April 27, 1978.
R. A. Krakowski, *et al.* : *Proc. of the 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, Brussels, vol. 2 (1980) 607.
- 5) 井上信幸 : 日本原子力学会誌 **27** (1985) 281.
- 6) Z. Yoshida, *et al.* : NEUT Research Report 85-01.
- 7) J. B. Taylor : Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1139.
- 8) A. Sykes, *et al.* : *Proc. 11th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, (Aachen, 1983) Part 2, p 363.
- 9) M. Greenwald, *et al.* : *Proc. of the 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, London, vol. 1 (1984) 45.
- 10) L. M. Hively : Nucl. Tech./Fusion **20** (1980) 271.
- 11) D. A. Baker, *et al.* : *Proc. of the 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, London, vol. 2 (1984) 439.
- 12) B. Blackwell, *et al.* : *Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, Baltimore, vol. 2 (1982) 27.
- 13) P. C. Efthimion, *et al.* : *Proc. of the 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, London, vol. 1 (1984) 29.
- 14) DIVA GROUP : Nucl. Fusion **20** (1980) 271.
- 15) R. L. Hagenson, *et al.* : LA-10200-MS
- 16) B. C. Yeung, *et al.* : *in the 3rd Topical Conference on Pulsed High Beta Plasmas*, (Pergamon Press, Oxford, 1975) p 575.
- 17) T. Edlington, *et al.* : *Proc. of the 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, Baltimore, vol. 3 (1982) 241.
- 18) S. Fairfax, *et al.* : *Proc. of the 8th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, Brussels, vol. 1 (1980) 439.
- 19) M. Greenwald, *et al.* : Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 352.