非円形断面トカマク

(東京大学理学部) 遠山 潤 志

現在、トカマク装置が核融合炉実現の最短距離にあり、各国で大型装置建設が進められている。実用炉を考えると、 β (プラズマの圧力/磁場の圧力) を上げることと不純物問題が重要になってくる。プラズマ断面を縦長にして β を上げ、ダイバータによって不純物を減らす試みがなされている。本稿では、主に実験の見地から現状を考えてみる。

I. はじめに

核融合炉として

の反応を考えると、核融合反応が持続するためには、イオン温度 $= 1 \sim 2$ 億度、 $n\tau = (\text{イオンの密度}) \times (\text{閉じ込め時間}) \geq 2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$ の条件 (ローソン条件) が必要とされている。この条件を満たすべく種々の試みがなされているが、大きく分けて、磁場を使って閉じ込めるタイプと、レーザー相対論的電子ビーム (REB) などを使う、いわゆる慣性閉じ込めとに分かれる。レーザー核融合は、レーザー、効率10%として必要なレーザーのエネルギーは100 kJ 程度とされ、大出力レーザーの開発、ベレット製造技術の開発などが各国で行われている。10,000倍程度に爆縮する際に起る不安定性などに問題がありそうである。

一方磁場閉じ込めの方は、研究の主力がミラーなど開放端のある装置からトーラスの研究に移り、わが国でも原研のトカマク、名大プラズマ研のステラレーター、京大のヘリオトロンなど種々の装置が研究されてきた。なかでも、プラズマ電流をプラズマ閉じ込めと加熱に使うトカマクが比例則も確立され、核融合炉実現に一番近い位置に現在ある。MITのALCATORの実験では、トロイダル磁場76 kG、プラズマ電流100 kA、安全係数 $q(a) = 6.4$ で、電子密度 $n_e \sim 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 、エネルギー閉じ込め時間 $\tau_E \sim 18 \text{ msec}$ 、 $n_e \tau_E \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}$ 、イオン温度 $T_i \sim$ 電子温度 $T_e \approx 1 \text{ keV}$ 、 β_p (プラズマの圧力/ポロイダル磁場の圧力) ~ 2 、 $Z_{eff}^* \sim 1.2$ という好結果が得られている。また τ_E はだいたい n_e に比例している。現在、ソ連で T-10、アメリカで PLT と大型装置が動き出し、さらに1980年前後には、日本で JT-60、アメリカで TFTR (Tokamak Fusion Test

Reactor)、ユーラトムで JET (Joint European Torus、後出の第1表参照)、数年遅れてソ連で T-20 が運転開始の予定であり、これらの超大型装置によって核融合炉実現性の試験がなされるであろう。

II. 非円形断面トカマクの必要性

プラズマ閉じ込めの特徴を示す量として、次の諸量が重要になってくる。

$$\beta = \frac{(\text{プラズマの圧力})}{(\text{磁場の圧力})} = \frac{n_e k (T_e + T_i)}{B^2 / 2\mu_0} \quad (1)$$

$$\tau_E = (\text{ボーム時間}) = \frac{4a^2 B}{T_e} \quad (2)$$

ここで、 k : ボルツマン定数

$$\mu_0: 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$$

B : 磁束密度

a : プラズマ従半径

閉じ込め時間 τ がボーム時間の G 倍として、 $n\tau$ は (1), (2) 式より

$$\begin{aligned} n\tau &= \frac{2G\beta}{k(T_e + T_i)\mu_0 T_e} a^2 B^3 \\ &= 5 \times 10^{16} G \beta f(T_e/T_i) a^2 B^3 \end{aligned} \quad (3)$$

となる。ここで、 $f(x) = 2/(1+x)x$ であり、 $kT_e = 10 \text{ keV}$ とした。装置を大きくし ($a \nearrow$)、磁場を強くする ($B \nearrow$) 方向に向って大型装置建設が計画されているが、 a, B いずれにも限度があり、大きくするには大変費用がかかる。 $f(T_e/T_i)$ は1のオーダーなので、 β を上げることが、 G を上げる (スプレーター FM-1 で、 $G \sim 300$) こととともに重要なことになってくる。この β 値は、円形断面トカマクの場合、 $\beta_p = (\text{プラズマ}$

Noncircular Tokamak, Hiroshi TOYAMA.

(1976年 5月6日 受理)

* $Z_{eff} = \sum n_i z_i^2 / n_e$ (n_i : イオン密度, z_i : イオンの電荷)

の圧力)/(トロイダル磁場の圧力), 安全係数 $q=(a/R)(B_t/B_p)$, アスペクト比 $A=R/a$ を使って

$$\beta = \beta_p \frac{1}{q^2} \cdot \frac{1}{A^2} \quad (4)$$

と表わされるので, β を上げるには $(\beta_p \nearrow), (q \searrow), (A \searrow)$ の方向にもって行けばよい。円形断面トカマクでは理論的に $\beta_p \leq (R/a)$ であるので, $\beta_{\max} = (q^2 A)^{-1}$ となり, $q_{\min} = 3, A = 3$ として $\beta_{\max} \sim 0.04$ となり, 実用炉としてぎりぎりの線である。 β_p および q の限界については, これから大型装置で追加熱を使って調べなければならない課題であるので, β を上げる他の方法も研究されなければならない。

プラズマ断面を円形から非円形に変えると, β 値は

$$\beta = \beta_p \frac{1}{q^2} \left(\frac{l}{2\pi R} \right)^2 \quad (5)$$

ここで, l : プラズマ断面の外周の長さ

R : 主半径

となる。同じ β_p, q を仮定するならば, 円形断面に比べて β 値は $(l/2\pi a)^2$ 倍だけ大きくなる。そのため β 値が10倍程度上がる可能性がある。

また, 核融合炉実現にとって大きな問題の1つに不純物問題がある⁽¹⁾。微量の Mo, W の混入が点火条件を $n\tau$ の大きい方, T の高い方へ移す(第1図)⁽²⁾。

第1図 不純物が入ったときの
D-T 炉の点火条件

プラズマ中の粒子が真空容器の内壁, 金属リミターなどに衝突すると, スパッターなどにより不純物が発生する。これを防ぐために, 周辺のプラズマを別室に導いてGetterポンプなどで処理し, 不純物を減らすことが考えられる。イオンは磁力線に沿って運動するので, 第2図に示すような双曲型の特異点を通して, 周辺プラズマを別室に導くことが考えられている(ダイバータ⁽³⁾)。このようなダイバータをつけると必然的にプラズマは非円形になる。

イバータ⁽³⁾。このようなダイバータをつけると必然的にプラズマは非円形になる。

第2図 ダイバータ

Ⅲ. 理論的考察

電流分布が一様で第3図のような楕円形断面のトカマク・プラズマを考える。トロイダル効果を見捨てる, 全電流 I と電流密度 j はそれぞれ

$$I = \frac{2\pi a^2 B_t}{\mu_0 q R} \cdot \frac{1 + \kappa^2}{2} \quad (6)$$

$$j = \frac{2B_t}{\mu_0 q R} \cdot \frac{1}{2} \left(\kappa + \frac{1}{\kappa} \right) \quad (7)$$

ここで, B_t : トロイダル磁場の強さ

$$\kappa = b/a$$

$$q = \frac{B_t}{2\pi R} \int \frac{dl}{B_p}$$

となる。最近の ALCATOR の実験から, 電流密度の高いトカマクが望ましいとされ, 装置の性能を示すパラメータとして B_t/R が問題にされるが, (7)式からわかるように, 非円形にするとこの点に関して,

第3図 楕円形断面トカマク

$\frac{1}{2}(\kappa + \kappa^{-1})$ 倍だけ有利になる。同じ体積、同じアスペクト比 R/a をもつ円形断面トカマクと比較すると、全電流、電流密度はそれぞれ

$$\kappa^{-1/3} \frac{1 + \kappa^2}{2}, \quad \kappa^{-2/3} \frac{1 + \kappa^2}{2}$$

倍だけ得をする。

非円形断面トカマク装置の設計および実験データの解析には、まず平衡の問題を考えなくてはならない。軸対称性のある場合、平衡の問題は円柱座標 (R, φ, z) を使って、磁束関数 ψ に関する次の偏微分方程式を解くことに帰着する⁽⁴⁾。

$$L\psi + S \left(\mu_0 R^2 \frac{d\psi}{d\varphi} + \frac{\mu_0^2}{8\pi^2} \cdot \frac{dI^2}{d\psi} \right) + \mu_0 \sum R I_i \delta(R - R_i) \delta(z - z_i) = 0, \quad (8)$$

$$\text{ここで, } L = \frac{\partial^2}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

$$S = \begin{cases} 1 & (\text{プラズマ中}) \\ 0 & (\text{真空中}) \end{cases}$$

(8) 式の第3項が種々な制御コイルに対応する。この式は非線形であるため、境界条件を与えても解が一意的に決まらないことがある(Bifurcation)。一様電流、楕円形断面トカマクでは $\kappa = b/a > 2.9$ で、長楕円を示す deep 解と円に近い shallow 解になる⁽⁵⁾。

β_p の限界は一様電流の場合、

$$\beta_p \leq \frac{R}{a} \left(1 + \frac{e}{2} \right) \quad (9)$$

$$\text{ここで, } e = (b^2 - a^2)/(a^2 + b^2)$$

になり⁽⁶⁾、円形断面に比べて $(1 + e/2)$ 倍だけ有利である。

非円形断面トカマクが有利になるためには、円形断面と同じ程度の安全係数すなわち $q \approx 3$ 程度まで電流が流せることが必要になってくる。Laval⁽⁷⁾, Dewar⁽⁸⁾ によって一様電流、楕円形断面の場合の自由境界キック不安定性*の解析が行われている(第4図)。影をつけた領域で不安定性が起る。 $nq = m$ という安定性の境界は円形と同じだが、楕円度 $\epsilon = (b - a)/(a + b)$ を増して行くと、安定領域が狭くなって行き、異なる m モードが混じり合ってくる。第4図は $(b' - b)/a = 0.3$ の場合で、 $b' - b$ はプラズマ表面とシェルの最短距離を表す。不安定領域の拡大はキックモードとアルフェン波との結合に原因があるとされている。あまり変形度を大きくすることはできない。ただし、この結論は電流分布によってかなり変化する。

フルートモード**は楕円形をD型あるいはダブル

影の部分が不安定
 $\epsilon = (b - a)/(a + b), \quad (b' - b)/a = 0.3$

第4図 一様電流、楕円形断面のキック不安定性

ト型にすれば問題ない。

マイクロ不安定性としては Dissipative Trapped Ion mode**が問題になる⁽⁹⁾。楕円度を増すと安定化されるが、 $\kappa \sim 2, q \sim 3$ 程度では円形断面とあまり変わらない。

非円形断面トカマクの理論は、若谷の解説⁽¹⁰⁾ に詳しく書かれているので参照されたい。

IV. 実験の現状

円形断面トカマクに比べ、非円形の装置は少なく、実験もまだ初期の段階であるが、有望と思われる結果が出つつある。

1. 非円形断面効果を確認するための実験

(1) Finger-ring(ソ連)⁽¹¹⁾

主半径36cm, $2a = 14$ または 12 cm, $2b = 56$ cm, $\kappa = 4$ または 4.7 , 磁束 $0.2 \text{ V} \cdot \text{sec}$, 長方形断面のステンレス鋼製真空容器(厚さ5mm)の中にD型をした厚さ6mmの銅のシェルを入れて、プラズマの形状制御を行っている(第5図)。

シェルには2つのギャップ15mmがあり、そのうちの1つのところに10または25mmのタングステン・リミターをおいてある。この装置で以下の実験結果が得られている。トロイダル磁場 B_t を固定して、ループ

* プラズマ柱が折れ釘のように曲がる不安定性。

** 磁力線が曲がっているとき、プラズマに遠心力が働き、荷電分離が起ってひきおこされる縦みぞ型の不安定性。

** トーラス系のミラー磁場に捕捉されたイオンが関係する不安定性で、粒子の衝突が問題になる領域のモード。

第5図 Finger-ring (Kurchatov)

電圧 V_i を変えていくと、プラズマ電流 I_p は V_i に比例して増えていくが、ある臨界電流値 I_{kp} を超えると $[I_p \propto V_i]$ は破れ、放電の状態も不安定になった。 $I_{kp} \propto B_i$ であった。典型的な実験データとしては、 $B_i = 10$ kG で、 $I_p = 20$ kA、最大電流密度 $= 200$ A/cm²、電子密度 $n_e = 3 \times 10^{18}$ cm⁻³、電子温度 $= 30$ eV。5チャンネルの 2 mm μ 波干渉計を使って電子密度の空間分布を求めている。 H_θ, C_{III}, CV の強度分布およびシェルのそばのポロイダル磁場の測定から、プラズマ断面の形と大きさを決めている。放電初期では $\kappa \geq 2$ のプラズマが得られているが、後にプラズマ断面が縮む傾向が見られた。

(2) Doublet (アメリカ, GA)

Doublet I の実験⁽¹²⁾ で平衡と MHD 安定性に問題がなかったので、Doublet II の建設がなされた。装置のパラメータは主半径 63 cm, Hot liner 幅約 25 cm, 高さ 90 cm のダブルレット型(第6図)で、プラズマは銅のシェルで囲まれている。トロイダル磁場: Max 9.5 kG, プラズマ電流: Max 500 kA。実験結果⁽¹³⁾ としては $B_i = 8$ kG, $V_i = 2.2$ V, $I_p = 130$ kA, $q = 5.4$ の放電で、 $n_e = 1.3 \times 10^{18}$ cm⁻³, $T_e = 550$ eV, $T_i = 300$ eV, 閉じ込め時間 $\tau_E = 2$ msec, $\beta = 0.007$ が得られた。安定性に関しては問題なかった。 $V_i = 9$ V, $I_p = 210$ kA, $q = 3.4$ の low q のオペレーションでは、 $n_e = 2.2 \times 10^{18}$ cm⁻³, $T_e = 1,100$ eV, $T_i = 450$ eV, $\beta = 0.021$ であった。後者の放電時間は短いので問題があるかもしれないが、ともかく大きな β 値が得られている。形状制御を銅のシェルだけで行なったときには、プラズマは2つの部分に分かれてしまったので、制御磁場を加え

て Doublet にした。制御磁場が強すぎるとプラズマの initial breakdown がうまくいかず、したがって $I_p \geq 200$ kA では制御磁場は効果的ではなかった。このようなことを防ぐためと測定を容易にするため、シェルの代わりに24個のコイル群で平衡を制御する Doublet II A⁽¹⁴⁾ に改造した。

第6図 Doublet II (GA)

主半径 66 cm, Hot liner 35 cm $\times$ 105 cm, トロイダル磁場: Max 11 kG。II A の実験結果としては、まず Passive field shaping mode* で $\kappa = 3$ のプラズマが数 msec 得られたことである。しかし 10 msec 以上のタイム・スケールでは $\kappa = 1.5$ に縮まってしまう。 $\kappa = 1.5$ のときの Disruptive 電流は 70 kA で $q = 2.8$ に対応し、円形断面モードとして運転したときの $q(45$ kA) と一致している。Active field shaping mode** では 10 msec 以上のダブルレット・プラズマ ($I_p \geq 150$ kA) が得られた。 $T_e \geq 300$ eV, $T_i = 100$ eV, $n_e = 2 \times 10^{18}$ cm⁻³。

(3) Rector (アメリカ, MIT)

主半径 56 cm, 真空容器 36 cm $\times$ 72 cm の長方形断面。真空容器に直接コイルを巻いてある。シェルなし、リミターなし。コイルによる形状制御を行い ($\kappa = 2$)、プラズマの位置をフィードバック系で制御する⁽¹⁵⁾。

(4) TNT (Tokyo Noncircular Tokamak, 東大)

主半径 40 cm, 真空容器 24 cm $\times$ 60 cm の長方形断面でステンレス鋼製(厚さ 6 ~ 8 mm)。Mo のリミターにより、 $2a = 20$ cm, $2b = 56$ cm, $\kappa = 2.8$ のプラズマをつくる。8 本のコイルとオープン・シェル(銅 1 cm)と

* コイルをつなぐだけ(電源なし、シェルとして使う)。

** 外部電源によってコイルに電流を流す。

によって各種断面形状の制御を行う。ジュール加熱：空芯コイル，トロイダル磁場：Max 4.4 kG，プラズマ電流：Max 60 kA。実験結果⁽¹⁶⁾は以下のとおり。Active field shaping mode によって，D型のプラズマが得られた(磁気プローブおよび光学測定によって確かめられた(第7図))。プラズマ・パラメータは $I_p=50$ kA, $q_a=2.4$, $\kappa \geq 2.3$ ，電子温度 15 eV。 $m=2, 3, 4$ のキンク型の不安定性が磁気プローブによって観測された。特に $m=2$ のモードはプラズマ電流を $q_a=2$ 付近に制限していた。negative spike, $m=0$ のプラズマ断面の膨脹，主半径方向内側へのプラズマ柱の移動などを伴う disruptive 不安定性が観測された。これらの MHD 的性質は円形断面の場合に類似している。

第8図 JFT-IIa(原研)

て主半径方向内側に双曲型特異点を持つトカマク・プラズマを得た⁽¹⁷⁾。

主プラズマの典型的なデータとしては， $I_p=15$ kA, $V_i=4$ V, $T_e=200$ eV, $T_i=100$ eV, $n_e=2 \times 10^{13}$ cm⁻³, $\beta_p=0.3$, $\tau_E=0.7$ msec. プラズマの性質は円形断面トカマクとはほぼ同じであった。Scrape-off layer*のプラズマの性質と逃走電子を調べることによって，ダイバータの性質を調べた。Scrape-off layerのプラズマは， $n_e \approx 10^{12}$ cm⁻³, $T_e=20$ eV, $T_i=10 \sim 20$ eV で上下非対称であった。これはトロイダル電場と逃走電子に起因すると解釈されている。

(2) DC Octopole(アメリカ, GA)

主半径 1.48 m, $B_i=430$ G, $I_p=4$ kA。ポロイダル・ダイバータを持った非円形断面トカマクとして運転され，磁気プローブをプラズマ中に入れることによって MHD 的性質が調べられた⁽¹⁸⁾。

V. 将来計画

各国で計画されている非円形断面トカマク装置の代表的なものを第1表に示す。Doublet III は非円形断面効果の実験が目的であり，プラズマ電流も非常に大きい(4.2 MA)。ASDEX はダイバータの実験を，TESEE は非円形断面効果の実験を行い，大型装置 JET に結びつける。PDX はプラズマ断面を四角，D型，逆D型など種々な形状にして，ポロイダル・ダイバータが高温プラズマ中の不純物に及ぼす効果を調べる。以上の装置はいずれも1977～1978年頃完成予定である。原研の JT-4 は 1 keV 以上の高温プラズマ領域において，非円形断面効果，プラズマ断面の位置・形状制御，ダ

* 双曲型特異点を通して別室に運ばれるプラズマ柱の周辺層。

T: トロイダルコイル
S: シェーピングコイル
O: ジュール加熱コイル
数字はポロイダル磁場の測定例(ガウス)

第7図 TNT(東大)

2. ダイバータの実験

(1) JFT-IIa(原研)

主半径60cm，プラズマ平均半径10cm，トロイダル磁場10 kG，磁束 0.3 V·sec。オープン・シェルとダイバータ・フープ電流(第8図)($I_D/I_p=0.7 \sim 2.0$)によっ

第 1 表 各国の非円形断面トカマクの計画

装置名	(国名)	主半径(m)	プラズマ断面 $a(m) \times b(m)$	B_t (kG)	I_p (MA)	T_e (keV)	n ($\times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$)	τ_E (sec)
Doublet III(アメリカ)		1.4	ダブレット 0.45 $\times$ 1.35	26	4.2	5	17	0.6~1
TESEE (フランス)		1.3	0.5 $\times$ 1.1	18	2		2	
JT-4 (日本)		1.45	D型 0.3 $\times$ 0.6	30	0.7	1	2	0.3
TB-0 (ソ連)		1.8	0.4 $\times$ 0.8	40	1	10	3~10	
JET (EC)		2.96	1.25 $\times$ 2.1	34	4.8	5	5	1
PDX (アメリカ)		1.4	4角 0.42	25	0.53	1~4	2~6	
ASDEX (西独)		1.65	円 0.4	30	0.48	2~4	2	0.4~0.8

イバータ効果の実験研究を行うため、1979年完成を目標に計画が進められている。

VI. おわりに

非円形断面トカマクの実験はまだ始まったばかりで、円形断面トカマクに比べて β が上がったかどうか比較できる実験データはまだ出ていない。しかし Doublet II(GA)で、放電は短い $\beta=0.021$ が得られたことと、TNT(東大)において、Active field shaping によってD型、縦長のプラズマが low q (~ 2.4)で得られ、MHDの性質が円形トカマクと類似していたこと、などの実験結果には期待が持てる。ほんとうに非円形が有効であるかどうかは、現在稼働中の円形断面トカマク級(プリンストン大の PLT 級)の規模の装置を使って、高温プラズマ領域で検証されなければならない。非円形断面の平衡、安定性などは電流分布によって大きく変わる。したがって、電流分布などプラズマの内部状態の測定および制御が重要な問題になるであろう。これらに関する開発研究をいまから大いに進めておく必要がある。また、ダイバータの実験データはほとんどないので、今後の課題である。

— 参考文献 —

- (1) 宮原 昭: 本誌, 17[4], 147 (1975).
- (2) MEADE, D.M.: *Matt*-989, (1973).

- (3) 吉川允二: 物理誌, 31, 238 (1976).
- (4) SUZUKI, Y., et al.: "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", Vol. 1, 411 (1975), IAEA, Vienna;
- FENEBERG, W., LACKNER, K.: *Nucl. Fusion*, 13, 549 (1973);
- CHU, M.S., et al.: *Phys. Fluids*, 17, 1183 (1974).
- (5) STRAUSS, H.R.: *Phys. Fluids*, 17, 1040 (1974).
- (6) LAVAL, G., et al.: "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", Vol. 2, 507 (1971), IAEA, Vienna.
- (7) LAVAL, G., et al.: *Phys. Fluids*, 17, 835 (1974).
- (8) DEWAR, R.L., et al.: *ibid.*, 17, 930 (1974).
- (9) TANG, W.M.: *Nucl. Fusion*, 13, 883 (1973).
- (10) 下村安夫, 若谷誠宏, 他: *JAERI-M* 6105, (1975).
- (11) BORTNIKOV, A.V., et al.: *Proc. 6th Europ. Conf. Moscow*, Vol. 1, 165 (1973); *Proc. 3rd Int. Symp. Garching*, B-5 (1973); "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", Vol. 1, 147.
- (12) OHKAWA, T., VOORHIES, H.G.: *Phys. Rev. Lett.*, 22, 1275 (1969).
- (13) JENSEN, T.H., et al.: *ibid.*, 34, 257 (1975).
- (14) OHKAWA, T., et al.: "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", Vol. 1, 281.
- (15) ASCOLI-BARTOLI, U., et al.: *ibid.*, Vol. 1, 191.
- (16) TOYAMA, H., et al.: To be published in *Phys. Rev. Lett.*
- (17) YOSHIKAWA, M., et al.: "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", Vol. 1, 17; SIMOMURA, Y., et al.: *JAERIM* 6102, 6330 (1975).
- (18) PRATER, R., et al.: *Phys. Rev. Lett.*, 34, 1432 (1975); "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research", Vol. 1, 291.