

JAERI- M

6105

非円形断面トカマクについて

1975年4月

下村 安夫・若谷 誠宏・狐崎 晶雄
前田 彦祐・田中 正俊

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

非円形断面トカマクについて

日本原子力研究所東海研究所核融合研究室

下村安夫，若谷誠宏，狐崎晶雄

前田彦祐，田中正俊

(1975年3月26日受理)

トカマク配位によるプラズマ閉込め性能の改善が期待される非円形断面トカマクについて，物理的問題のサーベイおよび検討をやや詳細に述べ，各国で実験中あるいは計画中の装置の概要を加えた。

Plasma Confinement in a Tokamak with Noncircular
Cross-section

Yasuo SHIMOMURA, Masahiro WAKATANI, Akio KITSUNEZAKI
Hikosuke MAEDA and Masatoshi TANAKA

Thermonuclear Fusion Laboratory, Tokai, JAERI

(Received March 26, 1975)

A survey is described on the plasma confinement in a tokamak with noncircular plasma cross-section. The theoretical problems are reviewed in detail and a brief summary of the existing and projected devices is given.

目 次

1. はじめに	1
2. 非円形断面トカマクの理論	4
3. 各国の非円形断面トカマク実験	25
4. あとがき	28
付録 A 大型非円形断面トカマクの研究計画例	29
付録 B 原研の非円形断面トカマク関係論文リスト	39

1 はじめに

非円形断面トカマクは、1967年のOhkawaによるダブレット配位の提案を1つの契機として、トカマク装置によるプラズマ閉込めの可能性を大きく拡大するものとして注目されている。現在、Doublet II A (GA), T-9 (Finger ring, Kurchatov), JFT-2a (Diva, 原研), Rector (MIT)の各装置が稼動しているほか、各国においてかなりの規模の装置の建設、計画が進行している。原研においても、大型非円形断面トラス試験装置の計画があり、昭和50年度にはその予備設計が行なわれる。

この報告では、第2章で非円形断面トカマクに関する理論のサーベイ、物理的課題の検討を行い、第3章で各国において稼動中、計画中の装置の概要をまとめた。対象をトカマクの延長としての非円形トラスに限り、平衡や安定性の点からみれば密接な関係をもつベルト・ピンチなどには触れられていない。また装置としての技術的問題も同様である。なお付録として、大型非円形断面トカマク研究計画の一例が加えられている。これは昭和47年8月に下村を中心としてまとめられたものを骨子として、その後の議論を加味したものである。上述のように、原研の非円形断面トラス装置の計画は、これから本格的な検討が始められる。その際の資料の一つとなりうることを期待してこの付録を加えた。

以下本章では、非円形断面トカマクの特質あるいは意義について簡単に述べる。1970年代に入ってとくに、各国のトカマク研究は加速され、大型の計画が相次いで進められている。核融合プラズマの閉込めという点から見て、今までの研究で明らかにされた今後のトカマクの主な課題はつぎのように言えるであろう。

- 1) 輸送過程あるいは閉込めの比例則。実験および主として1次元トカマク輸送コードを用いた解析によって、イオン成分の輸送は古典的であるが、電子成分には大きな異常輸送が存在することが明らかとなった。後者の機構はいまだ不明である。高温ではイオンと電子のカップリングが弱くなるので、イオン成分をバナナ領域に入れ、そこで予想されている不安定などが、イオン成分の輸送にどのような影響を及ぼすかを解明することが最大の課題である。TFR 400kAの放電でも、予想に反してイオンをバナナ領域に入れることは出来なかつた。中性粒子入射加熱をふくむTFRの今後の実験、さらに大型の1MA級のプラズマ電流を流すPLT, T-10の完成がまたれる。
- 2) 平衡および安定性。トカマクによるプラズマ閉込めを特徴づける重要なパラメタとして、安全係数 q およびポロイダル・ベータ β_P がある。両者の限界値はプラズマの平衡あるいは安全性から決まると考えられる。プラズマのベータ値は $\beta = (B_P^2 / B_T^2) \beta_P = (a/R)^2 q_a^{-2} \beta_P$ で与えられるので、 q_a の限界値が小さいほど、 β_P のそれが大きいほどよい。ここで R, a はプラズマの主、副半径、 B_P, B_T はポロイダル磁場(プラズマ表面での値)、トロイダル磁場、 q_a はプラズマ表面での安全係数である。 q_a は別として、現在のトカマクで実現されている β_P の値は、平衡あるいは安定性から期待される限界値よりかなり小さい。これはプラズマの加熱をジュール加熱に頼っているためと考えられている。中性粒子入

射加熱など第2段加熱によって、近い将来 β_p の限界についての知識がえられるであろう。

- 3) 不純物あるいはプラズマ境界の問題。現在のトカマクにおけるイオンの平均電荷は3~5に達し、輸送過程などに対する不純物の影響は無視できない。さまざまな工夫が行われているが、不純物の量を十分低くコントロールすることは出来ていない。とくに金属不純物の存在は、核融合領域でのエネルギー収支に大きな問題となることが指摘されている。その対策として最も有力、現実的とされているものがダイバータあるいは磁気リミタである。JFT-2a, Dite, さらにPDX, ASDEXなどの課題である。

今までのトカマク閉込めの研究では、中心部の高温プラズマを対象とし、周辺部あるいは境界の問題は意識的にさけられて来た。しかし不純物の問題、その対策には、真空壁をふくめたプラズマ境界の問題に正面から取り組まなければならない。

- 4) プラズマの制御。プラズマの平衡位置の制御、あるいは部分的に磁気流体的不安定の制御は出来ているが、プラズマの制御というには程遠いのが現状である。TFRの実験などから見て、良い放電を持続させるためには(たとえばプラズマ中で $q > 1$ とするなど)、プラズマ・パラメタを時間的、空間的にコントロールする事が必要とも思われる。

トカマク・プラズマ中の諸過程の広く深い解明とともに、上記のような課題を意識的に追求するための計画が各国で進められているが、その中で非円形断面トカマクの位置をつぎに述べる。

Ohkawaによるダブルット配位の提案では、大きなシャを実現できることがその第1のメリットとされた。Doublet装置では、さらに磁気井戸を深くする配位が選択された。プラズマ断面を円と限らないことで、トカマクによるプラズマ閉込めの可能性がどのように拡大されるか、ここ数年多くの検討が行われている。その詳細は第2章で述べられている。現在、非円形断面トカマクに特に期待されているのは、上記のトカマクの課題のうち2)および3)との関連においてであろう。すなわち非円形断面トカマクでは、閉込め可能なベータ値を大きく出来る可能性があること、不純物に対する有力な対策と考えられるダイバータあるいは磁気リミタをもつ軸対称な配位を自然な形で実現できる事である。

非円形断面トカマクでは、安全係数を $\bar{q}_a = LB_T / 2\pi \bar{B}_p$ と定義できるだろう。Lはプラズマ断面の周長、 \bar{B}_p はその上でのポロイダル磁場の適当な平均を表わす。Doublet IIの実験によると、あるいは理論的にも、マクロに安定なプラズマを得るための \bar{q}_a の限界値は円断面のばあいと変わらない、すなわち磁気流体的不安定は安全係数できまると考えてよいであろう。したがって β の定義にもどると、Lの大きな(たとえば $L \sim 2\pi R$)非円形断面トカマクでは、 β_p の値が変わらないとしても、円断面にくらべて大きな β が実現できることになる。トカマクで閉込め可能な β_p の値が理論の予想値近くまで大きく出来ない事になると、非円形断面トカマクのもつ意義はとくに高くなって来る。トロイダル効果による平衡のやぶれから β_p の限界値が決まるとすると、当然なことながら縦長断面を採用することで β_p 自身を大きく取ることが出来る。非円形断面トカマクの利点はまた、円形断面のばあいよりも高い電流密度を実現できる可能性にあるとも言える。そのためジュール加熱の能率化が期待できる。

軸対称なダイバータあるいは磁気リミタを持つ配位，すなわちプラズマ周辺部にセパトトリクスがあるとき，その付近の磁気面は円から大きくずれ，その変形の影響はプラズマ内部に及ぶ。またたとえば楕円断面のプラズマでは，一般に長径方向の外部のある点で $B_p = 0$ となりセパトトリクスが存在する。しかも離心率が大きいほどその点はプラズマに近づく。装置としてあるいは磁場配位として両者の関係は深い。JFT-2aなど2重の目的をもつ計画の一つの理由である。

非円形断面トカマクの実験はまだ少く，まだその特質，利点は円断面のものほどわかっていない。断面形状の選択にもいくつかのガイドラインはあるにせよ，今後実験によって確かめる必要がある。 β を大きくできる，プラズマ電流を多く流せるといった結論は，磁気流体的な平衡あるいは安定性からのものであるが，核融合領域での特質もそれと関係が深い。したがってまず磁気流体領域での特質を確認することが大切だと考えられる。

ダイバータあるいは磁気リミタについては，JFT-2aでセパトトリクスを持つ平衡が確認されたが，技術的問題は別としても，ほとんど今後の検討にまたなければならぬものである。セパトトリクスを含む境界層でのプラズマのふるまい，磁気面の乱れ，電場などの問題，原子過程などが挙げられる。

最後に日本における非円形断面トカマクの研究を列記する。まず名大プラズマ研のMonjuの実験がある。シェルを用いずにダブレット配位などをつくることが試みられ，その過程でADI法に基づく有力な平衡の計算コードが完成された。名大工学部では半周状のトラスを用いた実験，平衡および位置不安定の計算が行われ，新しい装置が建設中である。また東大理学部のversatileな装置も最近完成した。阪大工と京大工の協同により， β_p の大きな平衡，局所不安定の詳細な解析が行われた。なおピンチ方式による(スクリー)非円形断面の実験は，電総研，東北大，日大で行われている。

原研の研究としてはまずJFT-2aの実験が挙げられる。昭和49年8月完成したこの装置は，涙滴形のプラズマ断面を持ち，同時にダイバータ・フープによってセパトトリクスを持つ配位が可能である。現在のところ，セパトトリクスを持つ平衡が確認され，またほど通常のトカマクから期待されるパラメタが得られている。50年度はさらに詳細な計測，解析が行われる。装置設計の過程で平衡，安定性に関するコードの開発，ダイバータに関する検討が行われた。また臨界プラズマ試験装置の設計と関連して，上述のADI法によるコードの拡張，整備，プラズマの位置や断面形状の制御が検討された。なお三角形の変形を加味した楕円断面トカマクの平衡，局所不安定，磁気流体領域および新古典領域での輸送過程など一連の解析が行われた。

2 非円形断面トカマクの理論

2.1 はじめに

現在のトカマクを核融合炉の炉心プラズマに発展させるためには、プラズマ密度 n とエネルギー閉じ込め時間で τ_E の積を大きくし、イオン温度 T_i を上げて、ローソンの条件を満たさなければならない。比例法則に従えば、装置を大きくし(プラズマ半径 a が大きくなる)、プラズマ電流 I_p をあげ、トロイダル磁場 B_T を強くすることが自然な発展方向である。トカマクには、プラズマのMHD安定性を保証するために、安定係数 $q_a = \ell_\theta B_T / \ell_\phi B_p$ に限界がある。円断面では、 $\ell_\theta = 2\pi a$ 、 $\ell_\phi = 2\pi R$ になる。 B_T は強磁場発生技術より制約されるので、これは I_p に対する制限と考えられ、またジュール加熱入力に対する制限にもなる。

大型装置により炉心プラズマを追求する他に、磁場配位を工夫して、プラズマのMHD安定性を改善し、 I_p を大きくしてジュール加熱の効率を上げる方法が考えられる。非円形断面トカマクはこの要求を満足する可能性があり、この方向の理論的、実験的研究が進められている。

また、トカマクのエネルギー・バランスを決定する際に、多価の不純物イオンによるエネルギー損失が大きな部分を占め、しかも不純物イオンはプラズマ中に集積する可能性があることが指摘され、ダイバータ等により不純物がプラズマ中に入らないようにする工夫が必要になってきている。軸対称なダイバータをとりつけるには、セパトトリクスが存在する平衡が可能な非円形断面トカマクが有利になる。

一方、非円形断面トカマクには位置不安定性、非円形断面を維持するための制御等の問題も生じるが、これらは、克服できる問題であろう。

ここでは、非円形断面トカマクの物理的問題を、平衡、MHD安定性、捕捉粒子不安定性、輸送現象に分けて、理論的に解明されている範囲の大略と問題点を考察する。

2.2 MHD平衡

非円形断面の平衡は、完全導体シェルのよるものと、シェルなしで外部コイルの磁場によるものが考えられる。真空領域の存在する自由境界の平衡は、アスペクト比 R/a が大きくて、変形度が小さい場合を除いて解析的に計算することはできないので^{1), 2)}、数値計算により平衡方程式

$$\begin{aligned} R \frac{\partial}{\partial R} \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} &= -\mu R j_\phi(\Psi, R) \\ &= -\mu [R^2 p'(\Psi) + g'(\Psi)] \end{aligned} \quad (1)$$

を解かなければならない。^{3), 4), 5)} $p(\Psi)$ は圧力であり、

$$g(\Psi) = \frac{1}{2\mu} R^2 B_\phi^2 \quad (2)$$

であり、 $j_{\phi}(\psi, R)$ はトロイダル電流密度である。数値計算上の問題を除けば非円形断面トカマクの平衡を得ることは困難ではない。

トカマクは、準定常プラズマを閉じ込める装置であり、導体シェルだけで平衡を維持することは不可能になり、外部コイルによる磁場が必要になる。シェルなしにすると、非円形断面トカマクでは位置不安定性が生じるので、外部コイルにシェルの役割をさせることも必要になるだろう。したがって、平衡計算はかなり複雑な配位について行う必要があり、特にセパトロクスが存在する平衡では、計算時間がかかると思われる。

非円形断面の平衡を保持するのに必要な外部コイルの電流の大きさは、非円形度とプラズマの電流分布に強く依存している。⁶⁾ 一様電流の場合に、非円形断面の平衡が得やすく、中心に集中した電流分布になると、磁気面は円に近くなるので変形に必要な外部コイルの電流は大きくなる。トカマクプラズマでは、プラズマ発生から準定常状態に達するまでは電流分布は急速に変化し、準定常状態では、スキーン時間 τ_S 、あるいは τ_E 程度で電流分布は変化する。この変化に対応して、外部コイルの電流を制御して変形断面を保持することが必要になるだろう。特に、放電初期はプラズマが不安定であり、不純物イオンが入りやすいので、平衡状態を速くつくる必要がある。また、ダイバータを作動させる場合は、セパトロクスの位置を固定する制御も考えておかなければならない。

理論的には、MHD平衡では β_P の限界が求められる。円断面の場合は $\beta_P \sim R/a$ であるが、⁷⁾ 楕円断面では2番目の磁気軸が表われない条件より

$$\beta_P \leq \frac{R}{a} \left(1 + \frac{\ell}{2}\right) \quad (3)$$

になり、⁸⁾ β_P の限界が大きくなる。ここで、 $\ell = (b^2 - a^2)/(a^2 + b^2)$ 。(3)は、一様電流の場合であり、電流分布や断面の形状によって若干の差があらわれるだろう。ジュール加熱だけの実験では、エネルギーバランスより β_P が決まり $\beta_P \leq 1$ になっている。非円形断面トカマクでも、ジュール加熱だけでは β_P が大きくなるが、中性粒子入射等の追加熱を行う場合に、 β_P の限界が大きいことは有利になる。

非円形断面の平衡に関して、最近平衡の分岐(bifurcation)が指摘されている。⁹⁾ 一様電流、楕円断面トカマクでは、 $\kappa = b/a > 2.9$ のとき分岐が生じ、一方は縦長楕円になり、他方は円に近い平衡になり、縦長楕円は不安定になる傾向がある。非円形度の選択の際には、注意する必要があるだろう。

平衡に関して、セパトロクスが複数個存在する場合には非軸対称な摂動磁場があるとき、セパトロクスは安定かどうか調べる必要がある。ダイバータを作動させる場合、セパトロクスが異った磁気面上になると、1つのダイバータしか作動しなくなることも考えられる。

平衡の問題を要約すると、平衡解を求めることはそれほど困難ではないが、非円形断面の平衡へ到達する過程とその保持が技術的に困難な問題を与えるだろう。薄い導体シェルの活用、フィードバック制御を検討する必要があるだろう。

2.3 MHD安定性

MHD安定性では、通常の円断面トカマクで問題になるフルートモードの他に、非円形断面の軸対称な変位（位置不安定）が問題になる。さらに、最近、ディスラプティブ不安定のトリガーと考えられている抵抗性テアリングモードも考慮する必要がある。

フルートモードについてはよく調べられていて、このモードを安定化するには、単に楕円変形を与えるよりはD型あるいは、涙滴型の変形が有効であることがわかっている。^{2), 8), 10)} $q(0) < 1$ でも安定になり、円断面よりすぐれている。フルートモードの非円形断面による安定化を定性的に示す。フルートモードの安定条件は、次のように書くことができる

$$S + C + B + W \geq 0 \quad (4)$$

ここで、 $S \propto q'^2$ はシェル安定化、 $C \propto p'$ は不安定の源であり、 $B \sim p'^2 k^2$ (k は波数) はトラスでは磁力線の曲率が一定でないことによるバルーニング不安定を示している。 W は磁気井戸による安定化であり、磁気面のトロイダルソフトに依存している。プラズマ圧力による部分 (W_p) と幾何学的配位による部分 (W_0) に分けられる。磁気面が円で $\beta_p \sim 1$ のときは、 $W_p + B = 0$ となりバルーニング効果はなくなるが、非円形断面ではバルーニング不安定は残る。しかし、変形度を選択することによって、それ以上に W_0 を大きくすることが可能である。D型や涙滴型ではそうになっている。

フルートモードは、非円形断面の平衡解が得られると、(4)に相当する条件²⁾を計算することができるので、電流分布を変化させて、 $q(0)$ の限界を調べることで十分だろう。

フルートモードに関して注意すべきことは、モードが磁気面に局在化する仮定を使っていることである。したがって、トカマクで問題になる $m=1$, $n=1$ の内部キンクモードはこの解析に含まれないことである。¹¹⁾ $m=1$ 内部キンクモードは、円断面トカマクでは、 $q(0) < 1$ で生じることが知られている。^{12), 13)} ディスラプティブ不安定との関連が注目され、非線型領域の計算も行われている。^{14), 15)} 最近、非円形断面トカマクでも、 $q(0) < 1$ で $m=1$ 内部キンクモードが不安定になることが理論的に示されている。¹⁶⁾ Finger-Ring トカマクの試験で、ディスラプティブ不安定の性質が円断面とあまり変わらないことが示されていることから、¹⁷⁾ この $m=1$ 内部キンクモードは非円形断面でも重要になり、 $q(0) = 1$ が安定限界を決めると思われる。

キンクモードは、プラズマ柱の外側に真空領域が存在する場合に、プラズマ全体 ($m=1$ モード) あるいは、プラズマ表面が ($m \geq 2$ モード) ヘリカルに変形するモードである。このモードに対しては、 β が小さい限り、トロイダル効果の影響は小さく、直線近似 ($R \rightarrow \infty$) で解析される。一様電流円筒プラズマでは、キンクモードは、

$$m - 1 + \left(\frac{a}{c}\right)^{2m} < nq < m \quad (5)$$

のとき生じることがよく知られている。 a はプラズマ半径、 c はシェル半径である。キンクモードはシェルによって安定化されることは(5)よりわかる。また $m \geq 2$ については電流分布を中心に集中させることによって、安定化できることも知られている。¹⁸⁾

キンクモードを任意の非円形断面について調べることは容易ではなく、解析的には、一様電流楕円筒プラズマが対象とされる。^{19), 20)} Laval et al ²⁰⁾ は、mモードは、次の関係を満たすときに不安定になる

$$\left(m - \frac{1+\epsilon^2}{1-\epsilon^2} (1-\alpha^{2m}) \frac{1+\epsilon^m}{1+\epsilon^m \alpha^{2m}} \right) \left(m - \frac{1+\epsilon^2}{1-\epsilon^2} \cdot \frac{(1-\alpha^{2m})(1-\epsilon^m)}{1-\epsilon^m \alpha^{2m}} \right) < n^2 q^2 < m^2 \quad (6)$$

ここで、 $\epsilon = (b-a)/(a+b)$ であり、 α は、

$$\frac{X^2}{a'^2} + \frac{Y^2}{b'^2} = 1 \quad (7)$$

$$a' = \frac{a+b}{2\alpha} + \alpha \frac{a-b}{2}$$

$$b' = \frac{a+b}{2\alpha} - \alpha \frac{a-b}{2}, \quad 0 \leq \alpha \leq 1$$

を満たす楕円形である。(6)で $\epsilon=0$ とすれば、(5)が得られる。図1²⁰⁾は、 $(b'-b)/a=0.3$ のとき不安定領域を求めたものである。ここでは、 ϵ を変化させるとき、 $(b'-b)/a$ は一定にしている。 $b'-b$ はプラズマ表面とシェルとの最短距離である。 j_0 は半径aの円断面プラズマで $q=1$ に相当する電流密度である。 j/j_0 と q には、

$$j/j_0 = (1+\epsilon^2)/(1-\epsilon^2)q \quad (8)$$

の関係がある。図1で ϵ を大きくすると安定領域がせまくなるが、電流密度は大きくなることわかる。Dewar et al¹⁹⁾は同じ問題を調べ、図2、図3に示される結果を得ている。図2は $m=1$ と $m=3$ に対するものであり、図3は $m=2$ と $m=4$ に対するものである。線点で示されているキンクモードの部分は、(5)で $c \rightarrow \infty$ で得られるものに相当する。成長率 ω^2 は、

$$\omega_a^2 = 4\pi^2 B_0^2 / \rho q^2 L^2 \quad (9)$$

で規格化している。 B_0 はトロイダル磁場、 ρ はプラズマ密度、 L は楕円筒の長さである。図2、図3に示されるように、キンクモードは、楕円断面にすることで、一層不安定になる。これは楕円変形により、キンクモードとアルフベン波が結合することに原因がある。密度分布が成長率に影響することは注意すべきだろう。電流分布が一様でなければ、数値計算に頼らなければならぬ。 R/a が大きい場合にエネルギー原理を使ってキンクモードの安定性を調べた結果、 $R/a > 5$, $0.5 < \beta_p < 5$ のとき、非円形断面は、円断面より不安定になることが示されている。²¹⁾ また、 R/a が小さい場合に、初期値問題として安定性を調べ、一様電流では、 $q(0) \geq 2.5$ でも不安定、 $q(a)/q(0)=2.5$, $j(a)/j(0)=0.45$ のような少し中心に

集中した電流分布では、 $q(0) \geq 1.2$ で安定になる。さらに、 $j(a)=0$ 、 $q(a)/q(0)=4.8$ とすれば、 $q(0) > 1.0$ でキंकモードは安定になることが示されている。²²⁾ ただし、 $R/a=2.5$ 、 $b/a=1.6$ の楕円断面の計算である。前者の計算では、電流分布を変化させていないが、後者の結果と円断面のキंकモードが電流分布を中心に集中させると安定化できることから、非円形断面トカマクにおいても、電流分布がキंकモードの性質を決定すると考えられる。 $m \geq 2$ のキंकモードを安定化するために、電流分布を中心に集中させると、 $q(0)=1$ が安定限界になる。 $q(0) < 1$ では、前に述べた $m=1$ 内部キंकモードが生じる。非円形断面トカマクの平衡のところでも述べたように、電流分布が中心に集中していると、変形度を大きくするのに必要な外部磁場が大きくなる。このことから、変形度を大きくする場合は、電流分布をできるだけ平坦にしてキंकモードが安定になるように $q(0)$ を上げておく必要があるだろう。また、変形度が小さい場合は、 $q(0)=1$ で、キंकモードが安定化できるように $q(a)$ を選べばよいだろう。キंकモードを安定化するには、導体シェルをプラズマの近くに置いてよいが、炉心プラズマという観点からは、この方法には限度があるだろう。トカマクにおいて、キंकモードの安定化が本質的であれば、非円形断面によって閉じ込めと加熱の飛躍的な進歩を求めることは容易ではないだろう。

Laval et al²⁰⁾ あるいは Dewar et al¹⁹⁾ の解析は、軸対称モード ($n=0$ モード) も含んでいる。この不安定性は位置不安定性と呼ばれている。 m が偶数で $n=0$ のモードは常に安定である。楕円筒プラズマの場合には、 $m=1$ 、 $n=0$ モードは $b \approx a$ のとき長軸の方向に不安定になる。 $m=3$ 、 $n=0$ モードは、 $b > 4.54 a$ で不安定になる。これは、プラズマ外部は真空磁場だけで、シェルがない場合である。楕円変形は不安定であるが、四角成分を加えるようにすれば、図4(a)に示されるようにより安定になる。²³⁾ 図4(b)で、 $a \approx b$ でも安定領域があるのはトロイダル効果による。^{24), 25)} 図4より、一様電流では、 $a/b \sim 1.3$ まで安定であり、四角成分を加えると $a/b \sim 4$ 程度まで安定になる。ここで注意すべきことは、楕円変形では、 $m=1$ 、 $n=0$ が最も不安定であるが、図5(a)のような場合には、 $m=1$ 、 $n=0$ モードは安定になり、図5(b)に示されるような $m=3$ 、 $n=0$ モードが不安定になることである。²⁶⁾ 位置不安定の安定化は、外部にシェルの作用をするコイルを置くことで可能である。 $b/a > 2$ の変形の場合には、フィードバック制御等も考慮する必要があるだろう。

非円形断面トカマクの特徴として、 β の限界が大きくなることがあげられる。楕円断面の場合には、

$$\beta \leq \frac{a}{R} \left(\frac{Rj}{2B_0} \right)^2 (1+l) \left(1 + \frac{l}{2} \right) \quad (10)$$

で与えられる。ここで j は電流密度、 B_0 はトロイダル磁場である。⁸⁾ 図1に示されるように、変形度を大きくすると l が大きくなり、また電流密度が大きくなるので(10)より β の限界は大きくなる。これは炉心プラズマとして有利な点である。通常のトカマクは、 $\beta \leq (a/R)^2$ 程度であるが、 $\beta \sim a/R$ の領域で、Freidberg と Haas²⁷⁾ がキंक不安定性を調べている。表皮電流モデルであり、現実的でない欠点があるが、 $\beta \sim a/R$ のとき $q_a > 1$ でもキंकモードが不安定になることを示した。これは、プラズマ圧力が高くなると、トロイダル効果により異

ったモード間の結合が生じることによる。図6, 図7に楕円変形で $\beta \sim a/R$ の場合の安定性が示されている。図6, 図7より $b/a \sim 2.2$ で $\beta \sim 0.37 a/R$ が最良のパラメータになることがわかる。これは $b/a = 1$ のときに比べて約2倍の改良になっている。三角形変形は、バルーニング効果が強くなるので、高ベータ領域で安定性が悪くなることも示している。²⁸⁾ 表皮電流以外の安定性はまだ十分に調べられていないので、これだけから三角形変形が良くないとは言えないだろう。

以上の安定性は、すべて理想流体近似によるものであるが、現実のプラズマは有限の導電率を持っていて、理想流体近似で安定であっても、有限の導電率を考慮すると不安定になる抵抗性モードがある。²⁹⁾ トカマクプラズマでは、主にテアリングモードが問題になるだろう。トカマクの電流分布をいろいろ変化させて、テアリングモードの安定限界を求め、 $m = 2, 3, 4$ が生じること示している。^{12), 18), 30)} トカマクの実験で見出されている $m = 2$ のMHD振動³¹⁾ がテアリングモードであると解釈されている。非円形断面トカマクにおけるテアリングモードの解析はほとんどなく、Laval et al²⁰⁾ によつて、 $nq(s) \gg 1$ の場合に示べられている程度である。ここで $q(s)$ はプラズマ表面の安全係数である。テアリングモードは、

$$\log \left(\frac{nq(s)}{m} - 1 \right) < -mQ \quad (11)$$

であれば不安定になる。ここで Q は放物型電流分布で、楕円断面のとき、

$$Q = 0.692 (1 + 3.6 \epsilon^2 + \dots), \quad \epsilon = \frac{b-a}{b+a} \ll 1$$

$$Q = \frac{4}{\pi^2} \frac{b^2/a^2}{1 + 2a/b}, \quad b \gg a \quad (12)$$

である。(11)において、テアリングモードは特異点がプラズマ中にある場合に生じるから、 $q(s) > m/n$ である。(11), (12)より楕円変形はテアリングモードを安定化することがわかる。ただし $m \gg 1$ のモードであることに注意しよう。 $j(s) = 0$, $nq(s) \gg 1$ の条件で、 $m \gg 1$ のキンクモードは

$$\log \left(1 - \frac{nq(s)}{m} \right) < -mQ \quad (13)$$

のとき不安定になる。キンクモードは特異点が真空中にある場合に生じるから、 $q(s) < m/n$ である。(12), (13)より放物型電流分布では、楕円変形が $m \gg 1$ のキンクモードの不安定領域を小さくする。

円断面トカマクの実験において問題になるMHDモードは、 $m = 2, 3$ のキンクモード、 $m = 1$ 内部キンクモード、 $m = 2, 3$ のテアリングモードである。非円形断面にすることによつて、これらの不安定性が安定化されるという結論にはならないが、円断面と同程度の安定性は期待

できるだろう。もし円断面と同じ安定限界でも、(8)からわかるように、楕円変形によって電流密度を大きくできる可能性があり、ジュール加熱の効率を上げることができよう。しかし、非円形断面トカマクの実験結果は少く、実験との対応も十分でないのが現状である。

2.4 微視的不安定性

トカマクにおいて問題になる微視的不安定性は捕捉粒子の存在に起因するモードである。円断面トカマクにおける捕捉粒子不安定性とそれによる異常輸送現象の解析はKadomtsev と Pogutse のレビュー³²⁾に示されている。PLT, T-10クラスの大型トカマクで問題になるモードは、dissipative trapped ionモードと考えられている。非円形断面トカマクにおいても捕捉粒子は存在するのでこのモードが生じるが、非円形度を適当に選ぶことによって安定化を期待できる。^{33), 34)}

楕円変形について考える。 $x = R - R_0$ とすれば、(1)は

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \Psi = -\mu [R_0^2 P'(\Psi) + g'(\Psi)] \quad (14)$$

となる。 $\kappa = b/a (\kappa > 1)$ として、 $x = \rho \cos \theta$, $z = \kappa \rho \sin \theta$ のように変数変換すれば、一様電流の場合、(14)の解は、

$$\Psi = \kappa B_0 \rho^2 / 2q \quad (15)$$

となる。 $q = \kappa B_0 \rho / \frac{d\Psi}{d\rho}$ である。トロイダル磁場は、 $B_T = B_0 (1 + \varepsilon \cos \theta)$ であり、ポロイダル磁場は、 $B_p = \varepsilon B_0 [1 + (\kappa^2 - 1) \cos^2 \theta]^{1/2} / q$ であるから、磁場の強さは、

$$B = B_0 \left\{ 1 + \varepsilon \cos \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{q}\right)^2 [1 + (\kappa^2 - 1) \cos^2 \theta] \right\} \quad (16)$$

になる。(16)より $\cos^2 \theta$ の係数が、 $\varepsilon = a/R \ll 1$ と同じオーダーになるためには、 $\kappa \geq 1/\varepsilon^{1/2}$ 程度の変形が必要になる。円断面と比較するために、小半径 a と安全係数 q を一定にする。楕円パラメータ

$$A = \varepsilon (\kappa^2 - 1) / q^2 \quad (17)$$

を導入する。図8に示されるように、 $A \leq 1$ に対しては、 $\theta = 0$ で B が最大、 $\theta = \pi$ で B が最小になる。 $A > 1$ では、最小の位置が $\theta = \pi$ からずれる。 $A = 0$ は円断面に相当する。

dissipative trapped ionモードは、

$$\omega < \omega_{bi} \quad (18)$$

$$\frac{\nu_i}{\varepsilon} \ll \omega \ll \frac{\nu_e}{\varepsilon}$$

であれば不安定になり得る。ここで ω_{bi} はイオンの bounce frequency であり, ν は衝突周波数である。不安定性は, 電子衝突に起因し, 安定化は, イオン-イオン衝突とイオンのランダウ減衰による。非円形にすると, B_{max} と B_{min} の距離が長くなり, 補捉粒子のランダウ減衰を強める効果があり, 安定領域を広げる。ただし, $A > 1$ では, B_{min} の位置が変わり, この効果が少くなる。以下では, $A \leq 1$ の場合に限ることとする。

dissipative trapped ion 不安定性の衝突減衰率を ν_i , 成長率を ν_e とすれば, 安定限界は, $|\nu_i| = |\nu_e|$ で与えられ, 次の様に書ける

$$\frac{x}{2} = S \left[1 - \ln \left(\frac{x}{2} \right) \frac{1}{2\Gamma} \right] \quad (18)$$

ここで,

$$\frac{x}{2} = \frac{\bar{\nu}_e}{\epsilon^{3/2} \omega^*} \left(\frac{m_e}{M_i} \right), \quad \omega^* = \frac{\ell c T}{e} \frac{d \ln n}{d \Psi} \quad (\ell \text{ はトロイダルモード数}),$$

$$\Gamma = \ln \left[1.2 a \lambda_0^{-1/2} (M_i/m_e)^{1/3} t_e^{3/4} \left(\frac{2}{1+\hat{t}_e} \right)^{1/2} \right],$$

$$S = \frac{0.9}{\lambda_0} \left(\frac{m_e}{M_i} \right)^{1/12} \left(\frac{G}{\alpha_1} \right)^{2/3} \left(\frac{1+1.41\eta_e}{1-0.57\eta_i} \right)^{2/3} \frac{2\Gamma}{t_e^{1/2} (1+\hat{A}_e)},$$

$$\bar{\nu}_e = 4\pi n e^4 \ln A / m_e^{1/2} (2T_e)^{3/2}, \quad t_e = T_e / T_i, \quad \hat{t}_e = t_e [1 - (2\epsilon)^{1/2} / \lambda_0],$$

$$\eta_j = d \ln T_j / d \ln n_j, \quad a = 16(1+A)^2 \text{ であり, } \alpha_1 \text{ は固有関数}$$

$a_0(\xi)$ を $\alpha_1 + \alpha_2 \xi + \alpha_3 \xi^2$ と近似した場合の第1項であり λ_0 は固有値である。Gは次の積分より求められる

$$\left. \begin{aligned} G &= \left(\frac{B_{max}}{B_{min}} - 1 \right)^{1/2} \frac{D_0 R_0}{B_{max}^2} \int_0^1 d\xi \left[\int_0^1 d\xi' a_0(\xi') \right]^2 / D(\xi), \\ D(\xi) &= \frac{4qR_0(2\epsilon)^{1/2}}{B_0^2} \left\{ (1+A)^{1/2} + A^{-1/2} \ln[A^{1/2} + (1+A)^{1/2}] \right\} \\ D_0 &= 4q \left\{ (1+A)^{1/2} + A^{-1/2} \ln[A^{1/2} + (1+A)^{1/2}] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

(18)の解を X_c とすれば, $X > X_c$ のとき, イオン-イオン衝突によって安定化され,

$$\left(\frac{2\bar{\nu}_e}{\epsilon^{3/2} \omega^*} \left(\frac{m_e}{M_i} \right)^{1/4} \frac{1}{X_c} \right)^{3/2} = C_1 \ell^{-3/2} \geq 1 \quad (20)$$

と書ける。 ℓ は ω^* より現われ、残りの量は C_1 に含めている。補捉イオンのランダウ減衰率を ν_{LD} とすれば、 $|\nu_{LD}| = |\nu_e|$ より

$$\frac{0.045 I_1 \bar{\nu}_e}{G \lambda_0^2} \left(\frac{1 - 1.5 \eta_i}{1 + 1.41 \eta_e} \right) \left(\frac{2}{1 + t_e} \right)^2 \left(\frac{M_i}{T_i} \right)^{3/2} \epsilon^{-2/2} \omega^{*2} \rho^3 q^3 = C_2 \ell^2 \geq 1 \quad (21)$$

が得られる。ここでも、 ℓ は ω^* より現われ、残りの量は C_2 に含めることにする。ここで、 I_1 は次の積分で与えられる、

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= \int_0^1 d\xi a_0^2(\xi) [\hat{L}(\xi)]^2 \\ \hat{L}(\xi) &= \int_{t_1}^1 dt \{ t(1-t) [-At^2 + (1+A)t - \xi] \}^{-1/2} \\ t_1 &= \frac{2\xi}{1+A + [(1+A)^2 - 4A\xi]^{1/2}} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

(21)は、補捉イオンのランダウ減衰による安定化の条件を与えている。 C_1 と C_2 を計算するには、固有値 λ_0 と固有関数の係数が必要である。これらの値は、ほぼ次の様になっている。 $A=0$ のとき、 $\lambda_0=1.21$, $\alpha_1=1.16$, $\alpha_2=0.49$, $\alpha_3=-0.12$, $A=0.5$ のとき、 $\lambda_0=1.18$, $\alpha_1=1.29$, $\alpha_2=0.22$, $\alpha_3=0.57$, $A=1.0$ のとき、 $\lambda_0=1.15$, $\alpha_1=1.49$, $\alpha_2=-1.00$, $\alpha_3=2.34$ である。 $A=0$ のときは、 $G=0.58$, $I_1=2.95$ になる。

衝突減衰と補捉イオンのランダウ減衰の両方を考えると、

$$C_1 \ell^{-3/2} + C_2 \ell^2 = F(\ell) \geq 1 \quad (23)$$

が安定条件と考えられる。 $F(\ell)$ の最小値より最も不安定なモード数 ℓ_m が求められる、

$$\ell_m = (0.75 C_1 / C_2)^{2/7} \quad (24)$$

(23), (24)より、すべてのモードが安定になる条件は、

$$C_1^{2/3} \cdot C_2^{1/2} / 0.45 \geq 1 \quad (25)$$

になる。具体的には、

$$\begin{aligned} n \geq n_{crit} &= 3.4 \times 10^{16} T_e^2 \left(\frac{\epsilon^{5/2}}{\rho q} \right) \frac{[x_c \lambda_0 (1 + \hat{t}_e)]^{2/3}}{t_e^{1/2}} \\ &\times \left[\frac{G}{I_1 Z} \left(\frac{1 + 1.41 \eta_e}{1 - 1.5 \eta_i} \right) \right]^{1/3} \end{aligned} \quad (26)$$

である。ここで、 $\ln A = 1.7$ とし、 n は cm^{-3} 単位、 T_e はkeV単位である。 $Z=1$ は水素プラ

ズマ、 $Z=2$ は重水素プラズマである。(24)を具体的に書くと、

$$\ell_m = 6.835 \times 10^{-4} \frac{B_p \tilde{a}}{q t_e^{3/7}} T_e^{-1/14} (1 + \hat{t}_e)^{4/7} \left[\left(\frac{\rho q}{\epsilon^{5/2}} \right) \left(\frac{1 + 1.41 \eta_e}{1 - 1.5 \eta_i} \right)^2 \left(\frac{G \lambda_o^2}{I_1} \right)^2 \left(\frac{n Z^{-15/4}}{X_c^3} \right) \right]^{1/7} \quad (27)$$

である。ここで \tilde{a} はリミッタ半径であり、 $\left| d \ln n / d \rho \right|^{-1} = a/2$ としている。

dissipative trapped ion 不安定性が生じる条件、

$$\left| \frac{\nu_e}{\omega} \right| < 1, \quad \left| \frac{\omega}{\omega_{bi}} \right| < 1 \quad (28)$$

より、(26)、(27)が適用できる密度の範囲が決まる。下限は、

$$n_L = 5.76 \times 10^{16} T_e^2 \left(\frac{\epsilon^{5/2}}{\rho q} \right) \left[\frac{(1 + 1.41 \eta_e)^3 G^3}{t_e (1 + \hat{t}_e) \lambda_o x_c} \right]^{1/2} [(1 - 1.5 \eta_i) I_1]^{-1/3} Z^{-5/8} \quad (29)$$

であり、上限は、

$$n_u = 2 \times 10^{18} T_e^2 \left(\frac{\epsilon^{5/2}}{\rho q} \right) \left(\frac{1 - 1.5 \eta_i}{1 + 1.41 \eta_e} \right)^2 \left[(1 + \hat{t}_e) \lambda_o x_c \right]^3 \left(\frac{I_1}{G} \right)^2 \frac{Z^{15/4}}{t_e^{1/2}} (\bar{a})^7 \quad (30)$$

である。ここで

$$\bar{a} = \pi \int_0^1 d\xi / \hat{L}(\xi) \quad (31)$$

である。楕円度を増すことによって、dissipative trapped ion モードの安定化効果があることは、

$$\alpha \equiv (n_{crit})_{A>0} / (n_{crit})_{A=0} \quad (32)$$

を示す図9によってわかる。 $A \approx 1.25$ が最適であることがわかる(29は $A \leq 1$ としているが、文献(33)では $A > 1$ の場合も解析している)。R=1.2 m, a=0.27 cmの楕円断面トカマクを考えると、q=3のときは、b/a=7程度に変形しなければ $A \approx 1.25$ にならない。もし、q=1ならば、b/a=2.1程度になる。ここでも、安定係数の限界が非円形断面トカマクの重要な量になる。PLTクラスの装置($B_0=50$ KG, R=1.32 m, a=0.45 m, I=1.6 x 10⁸ KA, $T_e/T_i=1$, $\eta_i=\eta_e=0.5$, $\rho=2a/3$)では、 $T_e \leq 2.5$ keV, $n > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ のときdissipative trapped ion モードは安定であることが、図10よりわかる。これは、円断面トカマクに比べて、約2倍の改善になる。Tangはトロイダル磁場によるドリフトも考慮すれば、さらに安定になることを示している³⁴⁾(これまで示した解析で

は、 $\omega_{Di} \sim \omega \varepsilon^{1/2}$, $\varepsilon \ll 1$ であるので無視されている)。物理的には、このドリフト運動はイオンのランダウ減衰を強くする効果を持っている。縦長の楕円変形は、曲率の良い領域 ($dB/d\rho > 0$) を増すので $A > 0$ は安定化効果を示すことになる。前と同様の計算によって、 n_{crit} を、

$$(\nu_e + \nu_i + \nu_{LD} + \nu_{drift}) / \omega = 0 \quad (33)$$

より求めるが、解析的には計算できない。数値計算の結果は、図 11, 図 12 である。いずれも ω_D を考慮した方が α は小さくなり、安定領域が広がることを示している。

dissipative trapped ion モードは、イオン温度の傾きが大きいと不安定になることがわかっている。³⁵⁾ 衝突減衰が安定化に効くためには、 $\eta_i < 1.75$, ランダウ減衰が安定化に効くためには、 $\eta_i < 2/3$ でなければならないが、トロイダルドリフトはこの制限を弱くする効果もある。図 10 で、 n_L より右側の無衝突領域では、collisionless trapped particle モードが不安定になる。非円形断面はこのモードに対しても安定化効果をもつことが示されている。³⁶⁾ 非円形断面にすることで、補捉粒子に対して次の条件が成立すれば、このモードは安定になる。

$$\frac{\partial J}{\partial \Psi} < 0, \quad J = \int d\theta v_{i1} \hat{n} \cdot \Delta \theta, \quad \hat{n} = \frac{\vec{B}}{B} \quad (34)$$

ここで、 θ はポロイダル方向の角度である。(34)より、

$$\frac{\partial J}{\partial \Psi} = - \int d\theta (v_{i1} \hat{n} \cdot \Delta \theta) \left[\frac{1}{2} v^2 \lambda \frac{\partial B}{\partial \Psi} + v_{i1}^2 \frac{\partial}{\partial \Psi} \ln(\hat{n} \cdot \Delta \theta) \right] \quad (35)$$

が得られる。 λ は、磁気モーメントと運動エネルギーの比である。磁気面上で、 $|B|$ の変化が小さいと、磁力線の曲率によるドリフトを表わす第 2 項は、第 1 項に比べて小さくなる。これは、補捉粒子は、

$$\frac{v_{i1}^2}{v^2} \leq 1 - B_{min}/B_{max} \ll 1 \quad (36)$$

を満たすことから理解できる。したがって、いたるところ $\partial B / \partial \Psi > 0$ ならば、 $\partial J / \partial \Psi < 0$ になるので、 $\partial B / \partial \Psi > 0$ は、collisionless trapped particle モードの安定化の十分条件と考えられる。楕円断面の平衡として(10)を選ぶと、いたるところ $\partial B / \partial \Psi > 0$ の条件より、

$$\kappa^2 > q_0^2 R_0^2 / 4\rho^2 + 1 \quad (37)$$

になる。(37)は十分条件であるが、(35)の第 2 項も考慮して、数值的に検討することにより、必要十分条件として、

$$\kappa^2 > 1.3 q_0^2 R_0 / \rho - 0.7 \quad (38)$$

を得ている。これを図示すれば、図13になる。R=1.2 m, a=0.27 m (a/R=0.225) のとき、 $q_0 = 3.0$ では、 $\kappa \approx 7$, $q_0 = 2.0$ では、 $\kappa \approx 5$, $q_0 = 1.0$ では $\kappa \approx 2$ になることがわかる。この変形度は、dissipative trapped particle モードに対して、安定化効果がある変形と同程度である。

以上の議論より、非円形断面によって補捉粒子不安定性を安定化するには、qを下げることに本質的であることがわかる。もし、 $\kappa \approx 2$, $q \approx 3$ の非円形断面トカマクでは、補捉粒子不安定性に対する条件は、円断面に対するものと、それほど変化がないと言えるだろう。

2.5 輸送現象

トカマクの輸送現象は、Galeev と Sagdeev^{37), 38)}により始められた新古典理論の研究により、理論的にはよく理解されるようになったが、実験結果は新古典理論で説明できない部分が多い。特に、電子の輸送現象が理論に合わない。T-4, ORMAKの実験により、イオンの輸送現象は新古典理論で説明できることが示されている。電子の異常輸送は、ドリフト波あるいは電子補捉不安定性に基くと考えられている。

非円形断面トカマクの輸送現象については、理論も実験も少く、また、準定常放電であるトカマクプラズマでは電流分布が τ_E 程度で変化し、それによって磁気面の形状が変化するから理論と実験の対応も容易でない。非円形断面トカマクでもイオンの輸送現象は新古典理論に従うと考えられるから、ここでは新古典理論に注目する。

非円形断面トカマクの新古典理論を、バナナ領域で一般的に論じているのは、Glasser と Thompson³⁹⁾である。使っている仮定は、ある磁気面上で補捉粒子の数が十分少ないことである。計算方法は、Rosenbluth, Hazeltine と Hinton³⁸⁾の手法とほぼ同様である。結果は次の様に表わせる。電子とイオンの粒子束は、

$$\Gamma = -1.533 J_B \left(\frac{2\pi m_e}{kT_e} \right)^{1/2} n^2 e^2 c^2 \ln A (RB_T)^2 \\ \times \left[\left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \Psi} - \frac{0.389}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial \Psi} - \frac{0.175}{T_e} \frac{\partial T_i}{\partial \Psi} \right] - 0.627 J_{BE} n c E R \quad (39)$$

であり、電子の熱流束は、

$$Q_e = -1.707 J_B (2\pi m_e kT_e)^{1/2} n^2 e^2 c^2 \ln A (RB_T)^2 \\ \times \left[\left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \Psi} + \frac{0.600}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial \Psi} - \frac{0.175}{T_e} \frac{\partial T_i}{\partial \Psi} \right] \\ - 1.118 J_{BE} n T_e c E R \quad (40)$$

である。イオンの熱流束は Q_e より $(m_i/m_e)^{1/2}$ だけ大きい量になり、 $(m_i/m_e)^{1/2}$ の最低次を残すと、

$$Q_i = -1.323 J_B (2\pi m_i k T_i)^{1/2} n^2 e^2 c^2 \ln A (R B_T)^2 \frac{1}{T_i} \frac{\partial T_i}{\partial \psi} \quad (41)$$

になる。(38), (39)で最後の J_{BE} を含む項は、Ware のピンチ効果⁴⁰⁾を示している。非円形断面の幾何学的効果は J_B, J_{BE} に含まれている。 J_B, J_{BE} は次の積分で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} J_B &= \int_S \frac{d^2 r}{|\Delta \psi|} \int \lambda d\lambda \left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\langle \kappa \rangle} \right) \\ J_{BE} &= \int_S \frac{d^2 r B_T^2}{|\Delta \psi|} \int \lambda d\lambda \left(\frac{1}{\kappa} - \frac{1}{\langle \kappa \rangle} \right) \\ \langle \kappa \rangle &= \int_S \frac{d^2 r}{|\Delta \psi|} \kappa / \int_S \frac{d^2 r}{|\Delta \psi|} \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

(42)の λ に関する積分は、 $1/\kappa$ に対しては 0 から $1/B$ まで、 $1/\langle \kappa \rangle$ については 0 から $1/B_{max}$ まで行い、 S は磁気面 S 上の表面積分を意味し、

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \mu (E - e\phi), \\ \kappa &= q/v, \\ q &= v(1 - \lambda B)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

である。(42)は、バナナ領域で適用できるが、古典拡散の場合は、

$$J_c = \int_S \frac{d^2 r}{|\Delta \psi|} \frac{B_p^2}{B^2 B_T^2} \quad (44)$$

である。(42)の積分の評価は、数値計算に頼らざるを得ない。フラックス関数 ψ が簡単な形であれば、計算は容易になる。例えば、 $|\Delta \psi| = R B_p$, $d^2 r = R d\zeta d\ell$ の場合には、

$$\int_S \frac{d^2 r}{|\Delta \psi|} \rightarrow 2\pi \oint \frac{d\ell}{B_p} \quad (45)$$

になる。 ℓ はポロイダル磁場にそつた長さであり、 ζ はトロイダル方向の長さである。具体的な例として、Doublet-II の平衡を選んで、幾何学的因子 J_B と J_c を計算したものが図 14 であり、 J_B/J_c をプロットしたものが図 15 である。

プラト-領域で詳しい計算を行ったものはないが、楕円断面トカマクの場合に、輸送係数はほぼ $(a/b)^2$ だけ改善されるだろう⁴¹⁾ (ただし、 $b > a$)。MHD 領域では、楕円断面の拡散係数は、

$$D = \nu \rho_L^2 \left\{ 1 + \frac{2\eta_{11}}{\eta_1} \left(\frac{2B_0}{RJ} \right)^2 \frac{K(\beta_p)}{1+\ell} - \frac{\eta_{11}}{\eta_1} \frac{1}{\beta_p} \right\} \quad (46)$$

で与えられる。⁸⁾ ここで $K(\beta_p)$ はほぼ 1 と考えてよい。楕円断面にすると、 $\ell > 0$ となり、また電流密度 J が大きくできるので拡散係数は小さくなる。

最近、トカマクプラズマ中での不純物イオンの拡散が注目されている。円断面トカマクで MHD 領域の解析では、拡散係数には、 $(1 + 2q^2)$ が掛かり、プラズマ中心に向かって拡散することが示されている。⁴²⁾ ただ、実験的には不純物イオンが中心に集積するという結論はでていない。理論と実験の対応は今後の問題である。非円形断面トカマクにおける不純物イオンの拡散を、MHD 領域で調べた結果、円断面トカマクと同じ安全係数 q の値に対して、不純物イオンの拡散係数が $(a/R)^2$ だけ小さくなることが示されている。⁴³⁾ ただし、非円形断面の周長が $2\pi R$ 程度の場合である。

非円形断面トカマクの輸送現象はまだよくわかっていないところが多いが、新古典理論の範囲では、輸送係数が円断面より小さくなる可能性がある。磁気リミッターを使う非円形断面トカマクの場合には、セパトリックス付近の輸送現象が重要になる。Glasser と Thompson の方法は、バナナ領域で新古典理論による拡散係数を与えることができる。しかし、セパトリックス付近の輸送現象は何によって決定されるかわかっていない。特に、衝突周波数が小さい領域では、実験もない。⁴⁴⁾ 新古典理論の範囲では、イオン温度が高くなると、リップル拡散も問題になるが、⁴⁵⁾ 非円形度がそれほど大きくない限り、円断面の場合と同じオーダーになると考えてよい。

2. 6 その他

トカマクでは、閉じ込めと同時に加熱が重要な問題であるが、ジュール加熱以外の補助加熱は非円形断面トカマクでも必要になる。中性粒子入射等の加熱法は、円断面トカマクと同じになるが、補捉粒子のできる位置が $\theta = \pi$ からずれると、中性粒子の補獲効率が変わるだろう。⁴⁶⁾

非円形断面トカマクのシュミレーションはまだほとんど行なわれていない。輸送係数にのみ非円形効果を入れる方法⁴⁷⁾ は最も単純な方法である。非円形断面では、平衡配位の変化が重要なので、平衡の計算とトカマクコードの結合も考えられている。⁴⁸⁾ また、ダイバータ効果を、1次元トカマクコードに組み込むこともできる。⁴⁹⁾ とういう方法で、非円形断面トカマクの加熱過程の目安を知ることができるだろう。

2. 7 参考文献

- 1) J. M. Green, J. L. Johnson and E. K. Weimer : Phys. Fluids 14, 671 (1971).
- 2) M. Okamoto, M. Wakatani and T. Amano : Nucl. Fusion (to be published)
- 3) Y. Suzuki et al. : IAEA Tokyo Conference (1974) CN-33/A11-2.
- 4) W. Feneberg and K. Lackner : Nucl. Fusion 13, 549 (1973)
- 5) M. S. Chu et al. : Phys. Fluids 17, 1183 (1974)

- 6) 下村他 : JAERI-M 5621 (1974).
- 7) V. S. Mukhavatov and V. D. Shafranov : Nucl. Fusion 11, 605
(1971).
- 8) G. Laval et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion
Research (IAEA, Vienna) vol. II (1971) P. 507.
- 9) H. R. Strauss : Phys. Fluids 17, 1040 (1974).
- 10) 狐崎他 : JAERI-M 5612 (1974).
- 11) V. D. Shafranov and E. T. Yurchenko : Soviet Physics -JETP 26, 682
(1968).
- 12) T. Amano, M. Wakatani and M. Watanabe : J. Phys. Soc. Japan 33, 782
(1972).
- 13) S. von Goeler, W. Stodiek and N. Sauthoff : MATT-1058 (1974).
- 14) M. N. Rosenbluth, R. Y. Dagazian and P. H. Rutherford : Phys. Fluids
16, 1894 (1973).
- 15) M. Wakatani : JAERI-M 5871 (1974).
- 16) G. Laval : MATT-1059 (1974).
- 17) B. B. Kadomtzen, in Sixth European Conference on Controlled Fusion
and Plasma Physics (Moscow) (1973), vol. II, P1.
- 18) V. D. Shafranov : Soviet -Physics Technical Physics 15, 175 (1970).
- 19) R. L. Dewar et al : Phys. Fluids 17, 930 (1974).
- 20) G. Laval, R. Pellat and J. L. Soule : Phys. Fluids 17, 835 (1974).
- 21) W. Kerner and H. Tasso : IAEA Tokyo Conference (1974) CN-33/AB-1.
- 22) J. A. Wesson and A. Sykes : IAEA Tokyo Conference (1974) CN-33/
A12-3.
- 23) M. Okabayashi and G. V. Sheffield : Nucl. Fusion, 14, 263 (1974).
- 24) K. Lackner and A. B. Macmahon : Nucl. Fusion 14, 575 (1974).
- 25) M. Wakatani (to be published)
- 26) M. D. Rosen : MATT-1063 (1974)
- 27) J. P. Freidberg and F. A. Haas : Phys. Fluids 17, 440 (1974).
- 28) J. P. Freidbeg et al : IAEA Tokyo Conference (1974) CN-33/A13-4.
- 29) H. P. Furth, J. Killeen and M. N. Rosenbluth : Phys. Fluids, 6, 459
(1963)
- 30) H. P. Furth, P. H. Rutherford and H. Selberg : Phys. Fluids, 16, 1054
(1973).
- 31) F. C. Jobs and J. C. Hosea : Phys. Rev. Lett. 30, 839 (1973).
- 32) B. B. Kadomtsev and O. P. Pogutse : Nucl. Fusion 11, 67 (1971).
- 33) W. M. Tang : Nucl. Fusion 13, 883 (1974).
- 34) W. M. Tang : Phys. Fluids 17, 1249 (1974).

- 35) M. N. Rosenbluth, D. W. Ross and D. P. Kostomarov : Nucl. Fusion 12, 3 (1972).
- 36) A. H. Glasser, E. A. Frieman and S. Yoshikawa : MATT-985 (1973).
- 37) A. A. Galeev and R. Z. Sagdeev : Sov. Phys. JETP 26, 233 (1968).
- 38) M. N. Rosenbluth, R. D. Hazeltine and F. L. Hinton : Phys. Fluids 15, 116 (1972).
- 39) A. H. Glasser and W. B. Thompson : Phys. Fluids 16, 95 (1973).
- 40) A. A. Ware : Phys. Rev. Letters 25, 916 (1970).
- 41) L. A. Artimovich and V. D. Shafranov : JETP Letters 15, 51 (1972).
- 42) 津田, 田中 : JAERI-M 5376 (1973).
- 43) T. Ohkawa : 核融合研究 32, 61 (1974).
- 44) Y. Shimomura et al. (private communication).
- 45) T. E. Stringer : Nucl. Fusion 12, 689 (1972).
- 46) 自形他 : JAERI-memo 5858 (1974).
- 47) Y. N. Dnestrouskii et al. in Third International Symposium on Toroidal Plasma Confinement (Garching), 1973, P39.
- 48) T. Tamano (private communication).
- 49) D. M. Meade et al. : IAEA Tokyo Conference (1974) ON-33/A15-4.

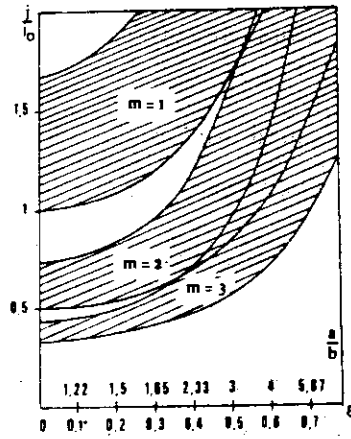


図1. j, ϵ 面上での安定領域, 影の部分は不安定である。

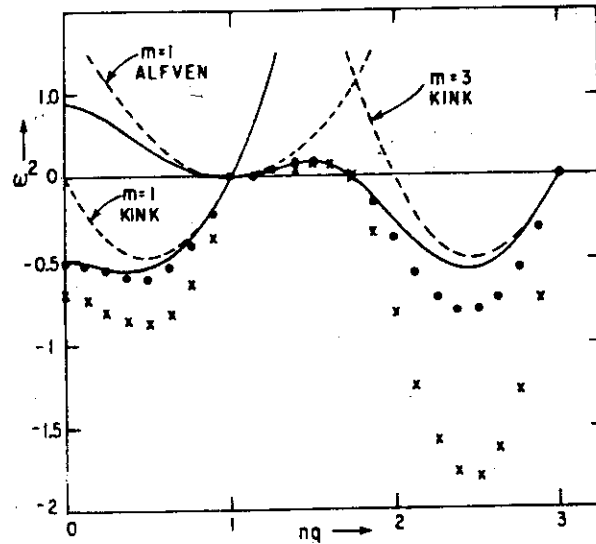


図2. 一番下の分枝が, $m=1$ と $m=3$ の分散式である。密度は一樣である。点線は $a/b = 1.0$, 実線は, $a/b = 0.5$ である。黒丸は, $a/b = 0.5, \rho(1)/\rho(0) = 0.25$ で密度が放物型分布のときに, 数値計算で求めた成長率であり, \times 印は, $\rho(1)/\rho(0) = 0.044$ でガウス分布のときに求めた成長率である。 $\omega^2 < 0$ が不安定領域である。

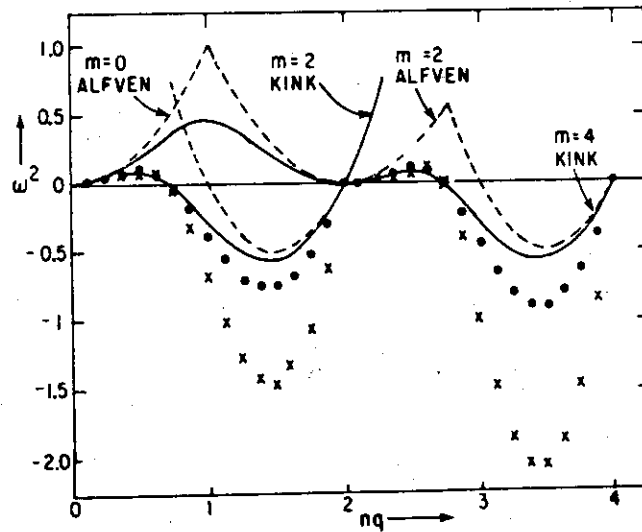


図3. $m=2$ と $m=4$ に対して求めた分散式。他の説明は図2と同様。

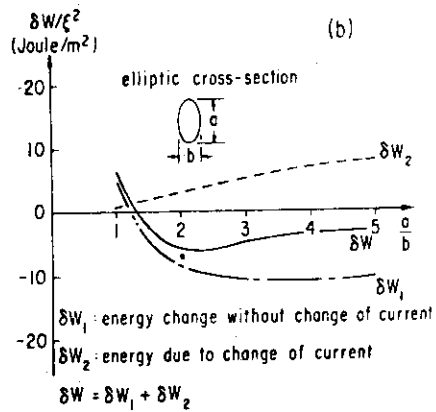
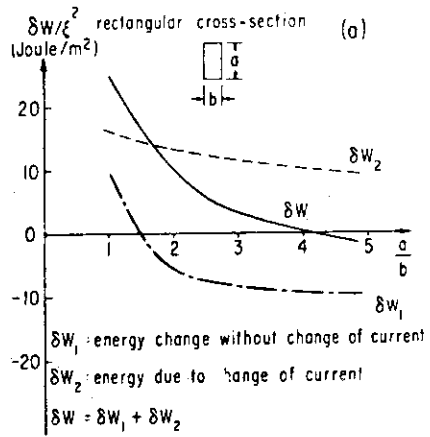


図4. 変位によるポテンシャルエネルギー δW 。
 (a) は四角変形 (b) は楕円変形。
 断面積 1 m^2 , $R = 1.25\text{ m}$, $\beta_p = 0.5$,
 $B_T = 20\text{ KG}$ である。

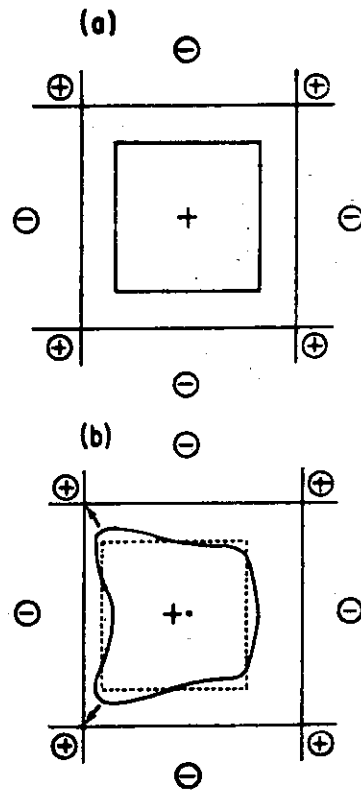


図5. (a) 四角平衡。
 (b) 点線は $m=1, n=0$ モード,
 実線は $m=3, n=0$ モード。

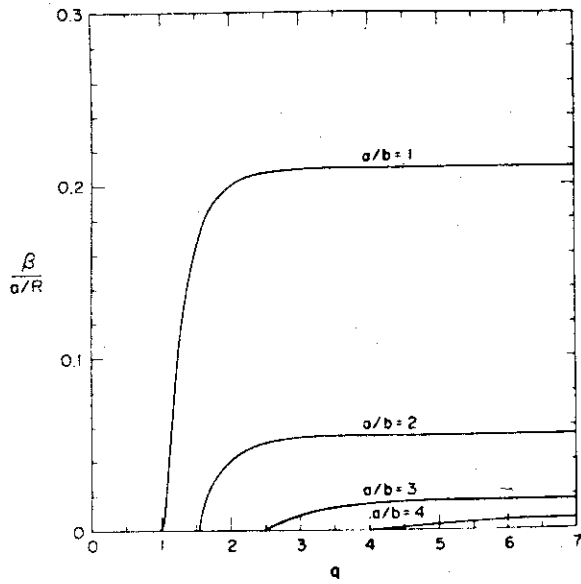


図 6. a/b をパラメータとした β/ϵ の限界 (横長楕円)。

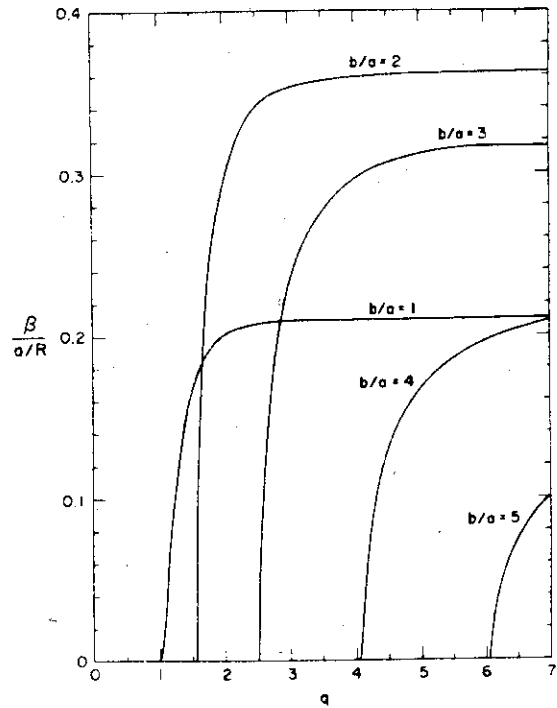


図 7. b/a をパラメータとした β/ϵ の限界 (縦長楕円)。

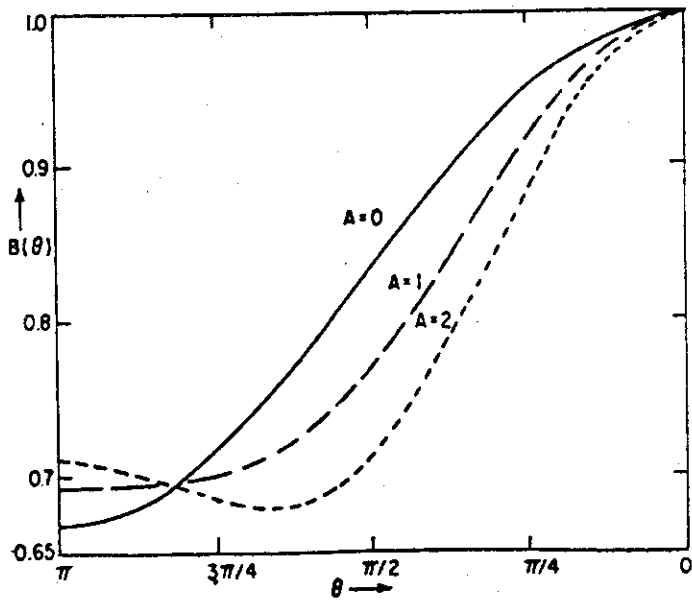


図 8. 楕円変形の場合の磁場強度 $\beta(\theta)$ 。
 $\epsilon=0.2$, $q=2.5$ を使って計算。

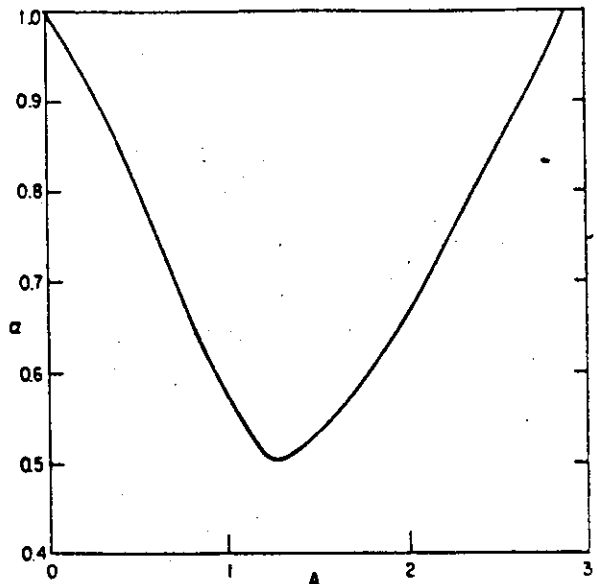


図 9. ⑧式で定義された安定化係数 α 。

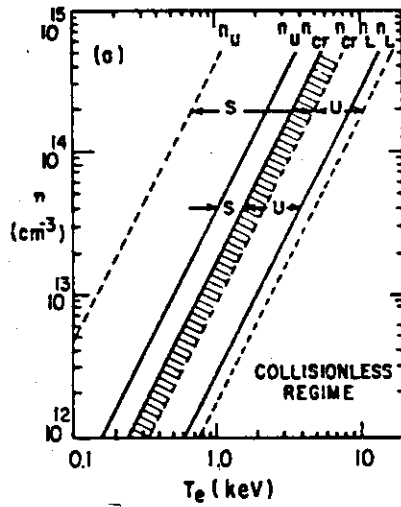


図10. PLTクラスの装置の安定領域。重水素イオンで $t_e = T_e/T_i = 1$, $\eta_i = \eta_e = 0.5$ としている。Sは安定領域を示し、uは不安定領域を示す。 n_u と n_L は(29)式と(30)式から求められる。無衝突領域は n_L の右側である。点線は $A = 1.25$ であり、実線は $A = 0$ である。影の領域が dissipative trapped ionモードが楕円変形によって安定化される部分である。

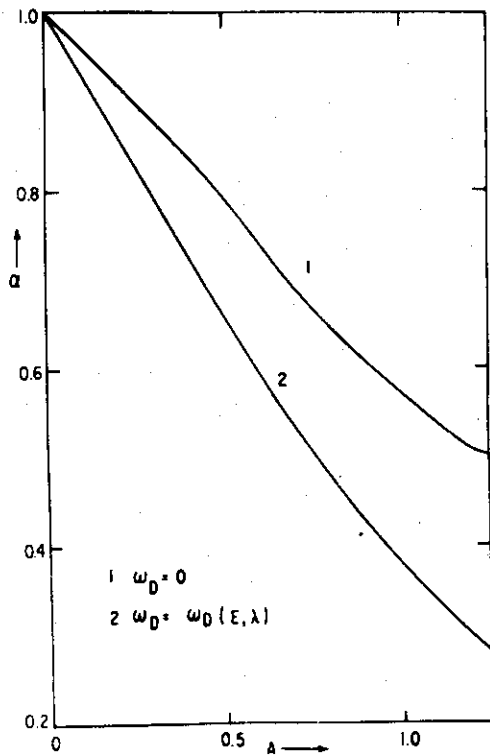


図11. 安定化係数 α 。PLTのパラメータで計算している。曲線2がトロイダルドリフトを考慮したものである。

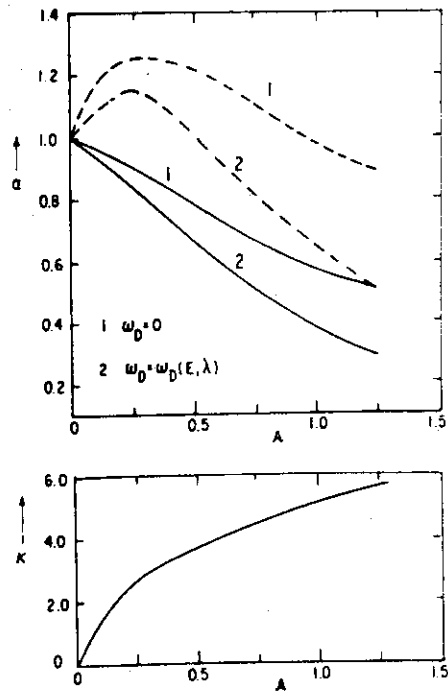


図12. 安定化係数 α を κ に対してプロットしたもの。実線は図11と同じものであり、点線は、プラズマ体積を一定して、 $A = 0$ (円断面)と $A = 1.25$ を比較したものである。曲線2がトロイダルドリフトを考慮したものである。

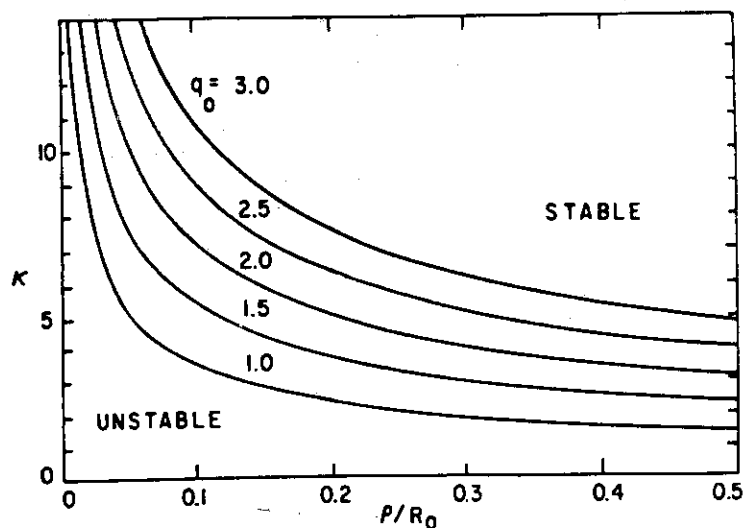


図13. collisionless trapped particle モードに対する安定限界。 ρ は小半径, R_0 は大半径, q_0 は安全係数である。

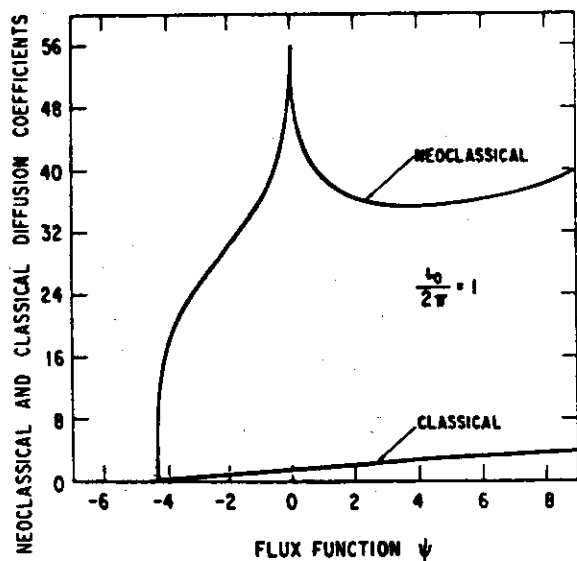


図14. $1.533 J_B$ と $\frac{4}{3} J_C$ をフラックス関数に対してプロット。

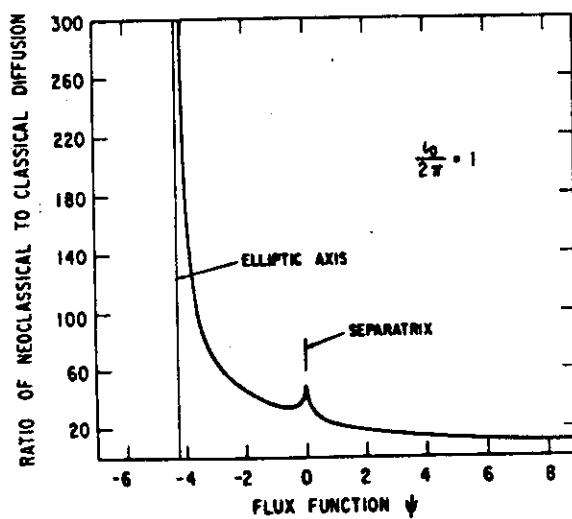


図15. 新古典拡散の古典拡散に対する比, $1.533 \times \frac{3}{4} J_B/J_C$ をフラックス関数に対してプロット。

3 各国の非円形断面トカマク実験

前節までに述べられたように、プラズマのベータ値を大きくするため、また不純物対策として軸対称ダイバータ磁気面を付加するため、将来のトカマク装置のプラズマ断面は程度の差はあっても非円形になるものと予想される。そのため、実際に非円形断面トカマクの性質を研究するための実験が各国で現在行なわれ、また計画されている。現在行なわれている実験は、ソ連のフィンガー・リング・トカマク、米国のダブルレットとレクター、および日本のJFT-2aである。ダブルレット以外の3つは小型の装置である。主に非円形断面の平衡状態が実在することの検証と、安定性の研究が行なわれ、JFT-2aでは、ダイバータに関する実験も行なわれている。しかしながら、プラズマの安定性およびダイバータの動作などは、プラズマの温度・密度によってかなり変化することが予想され、計画中の非円形断面トカマクの実験は、いずれも炉心プラズマに近い状態のプラズマ（バナナ領域）で研究することを目指しており、PLT級の大型装置である。

第1表に非円形断面トカマクおよびダイバータ付きトカマク形装置の一覧表を示す。これらのうち、非円形断面トカマクの研究を主目的とした装置としては、Finger Ring, Rector, TESEEおよびDoublet II, IIA, IIIがあり、軸対称ダイバータ又は磁気リミターの研究を主目的とした装置にJFT-2a, PDX, ASDEX, ISXがある。さらに非軸対称ダイバータ又は磁気リミターの研究を主目的とした装置にDITE, TEXTORがある。前述したように、上記装置の多くは現在計画中のものであり、実験が行なわれている装置についてもまだ初期的な実験結果が得られているにすぎないが、以下に今まで得られた結果および計画中の装置の研究のねらいについて概略を述べる。

非円形断面トカマクに関しては、Finger Ringにおいて、シェルによって長D型断面プラズマを得ることが示されたが、円形断面プラズマと磁気流体的な安定性の質性が変らないことが示されている。¹⁾ Doublet-IIでは、シェルと磁場を用いて、Doublet形のプラズマを得ることを示し、そのプラズマの β 値はジュール加熱で得られるプラズマとしては大きな値である2%であることを示した。しかし、プラズマの空間的な測定を行なっていないため、この値は測定値と平衡計算をもとにして得た値であるため、今後の詳細を研究が必要である。³⁾ 空間的な測定を可能にするために、また、Doublet-IIIの予備実験を行なうために、Doublet-IIはDoublet-IIAに改造された。³⁾ この装置は真空容器は短形で、シェルを持たない構造になっている。そのため、断面形状は円、楕円、Doublet形のいずれも得られる予定である。これらの断面形状を得るためにシェルのかわりに設けられたコイルの結線またはコイル電流を変化させる。すなわち、passiveな制御（シェルの制御あるいはイメージ電流を利用する制御）を中心として、さらに不足分の制御電流を加える方式をとっている。現在までにpassiveな制御によって、楕円断面プラズマを得ることに成功している。³⁾ 一方Rectorは小型ではあるが、activeな制御、すなわちフィード・バック制御によって、位置的不安定性の性質をも

第1表 非円形断面トカマクおよびダイバータ付きトカマク

名称(国)	完成	形状	R	容器形状	\bar{a}	I_p	B_T	T	n_c	特徴
Finger king1) (USSR)	1973	長D形	36 ^{cm}	56 ^{cm} /14 ^{cm}		25KA	15KG	$T_e \sim 30eV$	3 $\times 10^{13} cm^{-3}$	シエルあり
Reactor (USA)	1974	縦長各種	56	70/35			4			activeな制御 シエルなし
Doublet-II (USA)	1973	そら豆形	63	90/25	25 ^{cm}	350	95	$T_i \sim 500$ $T_e \sim 1100$	22	シエルあり
Doublet-III (USA)	1974	縦長各種	66	100/33		210	11			Doublet IIIの予備実験 各種断面
Doublet-III (USA)	1977	"	140	?/90		5000 (8000)	26 (42)	$T_i \sim 5000$	17 (44)	passiveな制御高ベータ
TESEE (FRANCE)		"	130	250/100		1400~ 2000	18	~ 2000	2	キドニー形を含む各種断面, 高ベータ
JFT-2a (JAPAN)	1974	涙滴形	60		11	20	10	$T_e \sim 150eV$	15	不完全シエルとコイルに 軸対称ダイバータなし
PDX (USA)	1977	各種 (四角)	140		42	500	25		2~6	各種軸対称ダイバータ加 熱, シエルなし
ISX (USA)	1976	やや 長方形			20		12			ダイバータ, シエルなし 壁との相互作用
ASDEX (GERMANY)	1977	円又は 長D形	154	243/123	40	500	30	$T_i \sim 2000$	2	上下ダイバータ 加熱, シエルなし
DITE (UK)	1975	円	100		13	60	20			バンドル・ダイバータ 加熱
TEXTOR (GERMANY)	1977		150		50	500	15	$T_i \sim 1000$		壁との相互作用 バンドル・ダイバータ

つ楕円形断面プラズマを得ることに成功している。²⁾ Doublet - IIIはDoublet - II Aを大型化したもので、TESEEと同様に、バナナ領域での縦長断面トカマクの研究を行なうとともに、大きな β 値を得るためにジュール加熱のみではなく、他の加熱を行う計画である。

ダイバータ又は磁気リミターに関しては、トカマクでは、プラズマ電流とコイルとでセパトトリックスを形成するために、安定な平衡が得られるかがまず大きな問題となる。JPT-2aでは不完全なシェルと、コイルによってプラズマの大半径方向内側に双曲型特異軸をもつセパトトリックスを得ることを実験的に示した。またセパトトリックスに囲まれていてもおおまかなプラズマの性質は普通のトカマク・プラズマと変わらないことを示している。⁶⁾ この装置はトロイダル磁場も弱く小型であるため、ダイバータについての定量的な結果を得るのは困難と考えられる。計画中のPDX, ASDEX, ISXはいずれも大型で炉心に近いプラズマでのダイバータの研究を中心課題においている。PDX, ISXはいずれも、プラズマ生成時の不純物の混入と、プラズマの位置的安定性を得るためとの理由で長方形又は正方形のプラズマを得ることを計画している。これらの断面形状のプラズマは、きわめて低温、低密度ではあるが、DC Octopoleで安定に得られることが示されている。¹²⁾ 一方ASDEXは上下に特異点をもつセパトトリックスを計画している。またDITE, TEXTORは非軸対称性ダイバータを研究する予定である。

ISX, TEXTORはダイバータのみではなく壁とプラズマとの相互作用を詳しく研究することを目的としており、トロイダル・コイルを分割型にして、プラズマ周辺部のコンポーネントの改造又は入れかえを容易にすることを考えている。

参考文献

- 1) A. V. Bortnikov et al, 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974) paper A7-2.
- 2) U. Ascoli-Bartoli et al, 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974) Paper A8-4.
- 3) T. Ohkawa et al, 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974) Paper A10-1.
- 4) T. Tamano, private communication.
- 5) J. Jacquinet, private communication.
- 6) M. Yoshikawa et al, 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974) Paper A1-2
Y. Shimomura et al, JAERI-M 6102 (1975).
- 7) M. Okabayashi, private communication.
- 8) T. Tamano, private communication.
- 9) M. Keilhacker, private communication.
- 10) C. Colven et al, Third International Symposium on Toroidal Plasma

Confinement (Garching, 1973) paper.

11) H. Conrads, private communication.

12) R. Prater et al, 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974) paper A10-2.

4 あ と が き

本報告は昭和49年に行った数回の議論のまとめとして分担執筆した。議論に参加された竹田辰興氏, この機会を作って頂いた森室長に厚く感謝する。また非円形断面トカマクに関連する問題について折にふれて議論してきた吉川允二氏はじめJFT-2aの方々, 津田孝, 安積正史の両氏に感謝する。

Confinement (Garching, 1973) paper.

11) H. Conrads, private communication.

12) R. Prater et al, 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974) paper A10-2.

4 あ と が き

本報告は昭和49年に行った数回の議論のまとめとして分担執筆した。議論に参加された竹田辰興氏, この機会を作って頂いた森室長に厚く感謝する。また非円形断面トカマクに関連する問題について折にふれて議論してきた吉川允二氏はじめJFT-2aの方々, 津田孝, 安積正史の両氏に感謝する。

付 録 A 大型非円形断面トカマクの研究計画例

本文で述べたように、縦長断面トカマクとくにダイバータを備えた装置は、核融合研究にとってきわめて有効な装置であることが予想されている。これらの観点から種々の研究計画が各国で進められているが実験研究はいまだほとんど行なわれていない。ここではダイバータを備えた縦長非円形断面トカマクの研究計画例について述べる。本研究計画例は、昭和47年8月に大型非円形断面トカマクの研究計画の検討資料として作成されたものを素案としたもので、その後内外の研究、とくに各国の同種の研究が進められている現在、もう一度根本的に検討をやりなおす必要があると考えられる。したがって、本研究計画案は再検討のための討議資料としてここにまとめたものである。

A 1. 研究計画の考えかた

ダイバータ付き縦長非円形断面トカマクの最終研究目標は、非円形効果（低アスペクト比を含む）によるプラズマの高ベータ化と、ダイバータによる不純物の軽減にあるが、本文で述べたように、多岐にわたる問題（研究項目）がある。しかも通常の円形断面トカマクと異なり、ほとんど実験データが現存しないため、とくに次の点を考慮して研究計画を立てる必要があるだろう。

- (1) 詳しい理論的検討を加え設計を行う必要はむしろ大きい、実験データを得ないと決定できない重要なパラメータがある。たとえば非円形度、ダイバータに関するものである。
- (2) 現在、設計に使用できるデータとくに実験データはほとんどないが、数年の間にある程度のデータを内外の研究から得られる可能性がある。
- (3) 各国にきわめて類似した研究計画がある。
- (4) 研究を早く進める必要がある。
- (5) 可能なかぎり既存の技術を使用する。
- (6) 予想どりのプラズマが得られた場合、そのプラズマの性質が炉心プラズマの性質に近いものとする。

上記の項目について詳しく検討してみよう。本研究計画の中心であるダイバータ付き縦長非円形断面トカマクのプラズマ周辺の概略図を第A-1図に示す。図中の記号はとくに重要なパラメータを表わし、下記に簡単な説明を示す。

- b : プラズマ縦半径
- a : プラズマ横半径
- R : プラズマ主半径
- R_S : セパトトリックス位置の主半径
- δ_C : 境界プラズマ層の厚さ
- δ_d : ダイバータ入口スリット巾
- δ_N : ダイバータ面でのプラズマの拡がり

\sqrt{ba} (Rは5), 6)を考慮して、現在えられている、円断面トカマクのスケーリングをもちいると、トロイダル磁場、プラズマ電流値とともにある程度の目安を得ることができる。またこれらのパラメータに余裕を持たせておけば物理的には問題が少ない。しかし、他のパラメー

タは、下記のとおり、理論的に定量的な予想が困難な複雑な要因によって左右されること、および余裕を持たせ、かつ最終研究目標である高ベータ化、高純度化の研究を行うことができる装置を設計することは不可能である。しかもこれらのパラメータ自身の性質を研究することが、非円形断面プラズマと、ダイバータの研究の一部をなしている。下記にこれらのパラメータの性質と、その複雑さ、およびそれにとり必要な研究項目を整理してみる。

b/a : 非円形度。大きいほど非円形効果を期待できるがプラズマの形成、位置、大きさ、形状の制御が困難になるとともにプラズマ電流の分布が強く影響する可能性があり、その結果電流分布等の高度の制御の必要性が生じる可能性がある。

- プラズマの形成の研究
- 平衡の研究
 - 位置・大きさ・形状の制御・電流分布の影響
- プラズマの安定性の研究
 - 非円形効果
 - 位置不安定性

R_s/R : セパトリックスの位置。 R_s/R が小さいほど閉じ込められたプラズマおよびセパトリックス近くのプラズマが安定になる可能性が高いが、装置の設計とくにダイバータの設計が空間的に困難になる。また R_s/R が小さくなるとミラー効果のため、ダイバータへ粒子を導くことが困難となる。 R_s/R を固定するための制御を必要とする。

- 安定性の研究
 - 非円形効果
 - セパトリックス近くの安定性
- 平衡の研究
 - セパトリックスの制御

δ_C : 境界層のプラズマのダイバータへの流速、磁場を横ぎる拡散、電界、振動、不安定性、粒子の軌道などによって決定される。 δ_C は閉じ込められたプラズマ面積を大きくすることと δ_d を小さくする観点からは小さいほどよいが、一方壁からの不純物を δ_d の間に電離して、ダイバータに不純物を取り込むという観点からは大きいほうがよい。

- 境界プラズマの研究
 - 流速、拡散、電界、振動
- δ_d との関係
 - ダイバータの設計

δ_C があまり大きい場合は δ_d を小さくするためにも δ_C を積極的に制御する必要がある。また壁からの不純物の混入が多い場合にはなんらかの対策案を立てる必要があるだろう。

δ_d : ダイバータ効果を大きくするためには小さくする必要がある。どの程度小さくする必要があるかは、ダイバータでのポンピングとの関係で決定される。また δ_d がど

の程度になるかは δ_C と、セパトリックス近くのプラズマの性質および近傍の磁場によって決定される。

- ダイバータの設計
- δ_C の研究
- セパトリックス近くのプラズマの研究
- ダイバータ入口の磁場の設計

δ_N : 熱的粒子の吸収の問題からは大きいほど望ましい。近傍の磁場と δ_d から決定される。

- δ_d の研究
- ダイバータ内の磁場の設計
- ダイバータ面の設計

上記の各パラメータの精度のよい最適値を得なければ、ダイバータ付き非円形断面トカマク装置の最終研究目標である高ベータ化と高純度化の研究を行うための高性能の装置を設計することは不可能である。

上記の考察から研究を二段階に分けて行なうことが得策であると考えられる。すなわち；第1研究段階では、高ベータ化、高純度化の実現を、直接的な目的とせず上記パラメータにある程度の自由度を残した装置を建設して、上記の研究項目にそった研究を行ない、各パラメータの最適値を求める。第2研究段階において、第1研究段階で得られたデータを中心に非円形効果とダイバータ効果の研究を行い高ベータ化の実現を目指す装置の建設と研究を行う。

上記の二段階の研究計画を立てることによって、前記(2)(3)に述べられている内外の研究計画および研究成果を参考にして、第2段階研究の内容の再検討および改良を行うことが可能になる。一方研究計画を二段階にわけることによって、研究速度が下がることが予想される。これは前述の(4)項目と矛盾している。しかし、第1研究段階で建設する装置を可能なかぎり、小さな改造で第2研究段階に使用できる考慮を行っておけば、比較的早く研究を進めることが可能だろう。

第2研究段階では、第1研究段階で明らかになった点を考慮して、また内外の研究成果をとり入れて、研究を進めることが上記のように必要がある。現時点で予想される主要な研究項目は、高ベータを実現するための、加熱、高密度化、炉心に近い物理的性質をもったプラズマの閉じ込めの性質およびダイバータ効果とそれとともにプラズマ粒子の補給の研究と第1研究段階で、その研究の必要性が明らかになる可能性のある下記の項目についての研究をも必要とする。

a) プラズマ電流分布の制御

プラズマ電流分布がプラズマの性質に影響を与え、その結果たとえば非円形効果を強くするのに必要な電流分布がある場合

b) 境界プラズマの積極的な制御

δ_d が小さくならない場合

c) 壁からの不純物の流入に対するシールド

ダイバータへプラズマ粒子が多く流入しても壁からの不純物がプラズマ内に混入し、それがプラズマに悪影響を与える場合

d) プラズマ形成時の制御

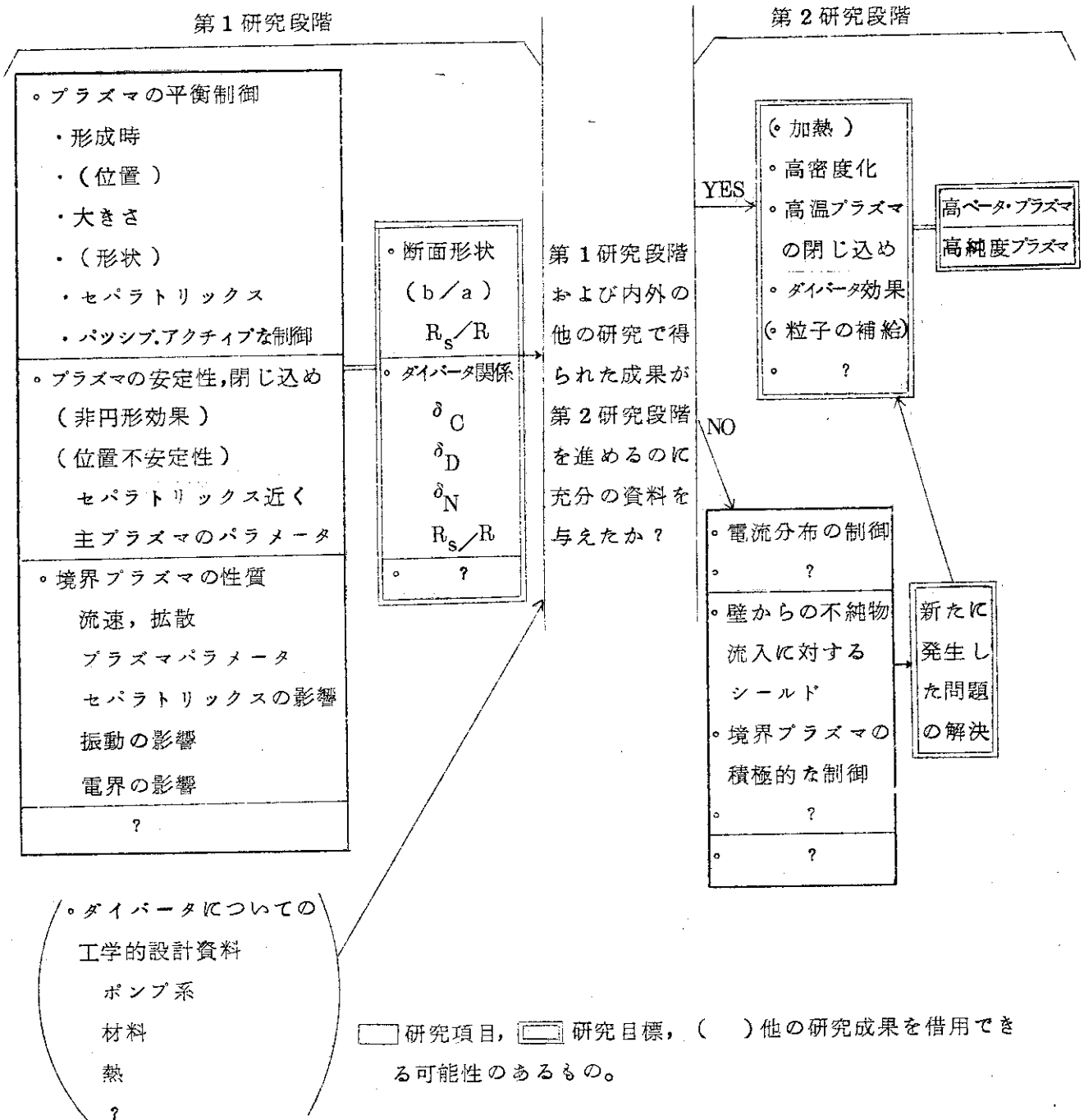
プラズマ形成時に混入する不純物が問題となる場合。

e) その他

上記の2段階の研究計画を考えた場合の研究項目と研究目標の関係を表A1に示す。

本研究計画内部で行う研究がきわめて多いことを考えると、可能なかぎり、他の研究成果をとり入れることを考えておく必要があるだろう。たとえば表中の()内の項目は、他の研究成果を借用できる可能性がある。

表A1 研究項目と目標



A 2 実験装置概念設計例

前節で述べたように研究を第2段階にわけるときを考えると、装置の改造が容易なように、しかも研究目標に合うかぎり、小さな、簡単な設計を行うことがのぞましいそこで次のような考察のもとに実験装置の概念設計を行った。

- 1) 現在考えられる範囲で研究の最終目標であるプラズマの高ベータ化と高純度化の研究を行える装置の概念を明らかにする。その場合予想どおりの非円形効果とダイバータによる不純物の軽減ができたとした場合炉心に近いプラズマ(プラズマ密度 $n \gtrsim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, イオン温度 $T_i \gtrsim 1 \text{ keV}$, 閉じ込め時間 $\gtrsim 0.1 \text{ sec}$, ベータ値 $\beta \gtrsim \text{数}\%$)が得られるような装置のパラメータを選択する。
- 2) 1) で一応定めた装置パラメータの中で重要で不明な部分の最適値を求めるための研究(第1研究段階)を行う装置の概念を明らかにする。
- 3) 第1研究段階の装置と第2研究段階の装置の移行が早く行ないうる。
- 4) 可能なかぎり既存の技術を使用する。

1) に従って、まず非円形効果(低アスペクト比効果も含む)が表われるためには、 b/a \sqrt{ba}/R をある程度大きくしておく必要があるだろう。第1研究段階と第2研究段階の間でトロイダル・コイルより内側の部分、とくにダイバータ、非円形度の改造を行うことが必要であるが、その改造を容易に行なう(第3項目)ためには、トロイダル・コイルを分割できるように、また、トロイダル・コイルを大きめに設計しておくことが必要だろう。しかも(4)を考慮に入れば、トロイダル磁場 B_T は比較的小さな値にしておく必要がある。そこで下記のように b/a , R/\sqrt{ab} , B_T を一応定める

$$b/a \approx 3$$

$$R/\sqrt{ab} \approx 2.5$$

$$B_T \approx 3 \text{ T}$$

このパラメータをもとにして、(1)を満足するための他のパラメータを予想する。その場合に今までの円形断面トカマクで得られたスケーリング則や、安定係数 q を参考とする。

表A2 設計例のプラズマパラメータ

パラメータ	パラメータの値	備考
主半径 R	~1.2 m	
副半径 d a \bar{r}_s \bar{r}_e	~0.8 ~0.27 ~0.45 ~0.60	縦半径 横半径 $\bar{r}_s = \sqrt{ab}$ $2\pi\bar{r}_e$ がプラズマ断面の周長
平均アスペクト比 R/\bar{r}_s R/\bar{r}_e	~2.5 ~2.0	
臨界ポロイダルベータ β_{pc}	~2	電流分布が反転しない条件
トロイダル磁場 B_T	3 T	
プラズマ電流* $I_p(q_c=3.8)$ $I_p(q=3.8)$	~0.7 MA ~1.2 MA	$q_c = \bar{r}_s B_T / RB_{pc}, B_{pc} = \mu_0 I_p / 2\pi\bar{r}_s$ $q = \bar{r}_e B_T / R\bar{B}_p, \bar{B}_p = \mu_0 I_p / 2\pi\bar{r}_e$
ベータ値 β $(\beta_p=2, q_c=3.8)$ $(\beta_p=2, q=3.8)$	13% 8%	
$\frac{n(T_e+T_i)}{2}$ $(\beta_p=2, q_c=3.8)$ $(\beta_p=2, q=3.8)$	$7 \times 10^{19} \text{ KeV/cm}^3$ $18 \times 10^{19} \text{ KeV/cm}^3$	
エネルギー閉じ込め時間 τ_E $(q_c=3.8)$ $(q=3.8)$	0.1 ~ 0.5 0.1 ~ 1.0	$100 \times \tau_B$ ~ 円のスケールリング $(r_s^2 B_{pc})$
加熱に必要なプラズマ への実効的な入力 W_H $(\beta_p=2, q_c=3.8)$ $(\beta_p=2, q=3.8)$	2 ~ 0.4 MW 5 ~ 0.6 MW	エネルギー閉じ込め時間による。

* I_p に2つの値があるのは、低アスペクト比効果 ($q_c=3.8$) のみを考えた場合と、非円形効果が著しい場合 ($q=3.8$) を考えた場合によって、 I_p が異なるためである。なお q_c, q に3.8を仮定している。

表A3 設計例の装置パラメータ

トロイダル磁場	平均磁束密度 B_T	3 T	
	コイル方式	非円形コイル 常温コイル 分割可能型コイル セクター型コイル	
	コイル 金同線断面積 ターン数 温度上昇 最大スペース・ファクター 時定数 銅重量	~0.7 m ² /N N* ~60 deg/shot ~0.5 ~3.8秒 ~70 ToN	
	電 源	~100 MW 10秒通電 18 MAT	
	プラズマ電流系 (一次電源系)	I_p 1 MA**	
		コイル 空心コイル ~±2 MA	
		電源容量 ~8 MW	
	プラズマの制御電源 (ダイバータ系電源含む)	プラズマのゆっくりした変化に 関した制御系 形 式 時定数 電源容量	SCR等によるプログラム, フィードバック又は一次電 源と直列的な電源 ~10 msec 600 KA T 16 MW
		急激な変化に関係した制御系 形 式 時定数 電源容	受動的制御 フィード・バック 制御の組合せ 不 明 不 明
	ダイバータ系, 加熱	そ の 他	不 明

* 分割型コイルにするため小さくする必要ある。

** 1000 KAと考える。

表A 2に示されたプラズマ・パラメータと、ダイバータ（仮に考えたもの）を組み込んだ実験装置の概念図を第A 2図に示す。また、このようなプラズマを得るための、装置パラメータについては詳細な設計を行う必要があるがあらい値を表A 3に整理する。

これらを目安にして詳細な検討を加えて、設計をつめていく必要がある。

以上述べてきた装置の概念にしたがって、第1研究段階の装置の概念を考えておく。

とくに第1研究段階では b/a , R_c/R , δ_O , δ_D , δ_N を研究するのであるから、それらのある程度変化できるように、また、空間に余裕をもたせておくことが必要である。そこで第A 3図に示すような、装置を考えた。この装置では、プラズマの大きさ、電流値、ダイバータに重点をおかず、次の特徴をそなえている。

- $b/a = 1 \sim 3$ 可変
- $R_c/R = 1 \sim 0.8$ "
- 境界プラズマを測定出来るようにプラズマと壁の距離を大きくした。
- 第2研究段階装置への改造が容易。

さらに、第1研究段階では前節に述べたように多岐にわたる研究を行う必要があるため、とくに測定の容易さ、十分な測定器、解析を必要とすることはいうまでもない。

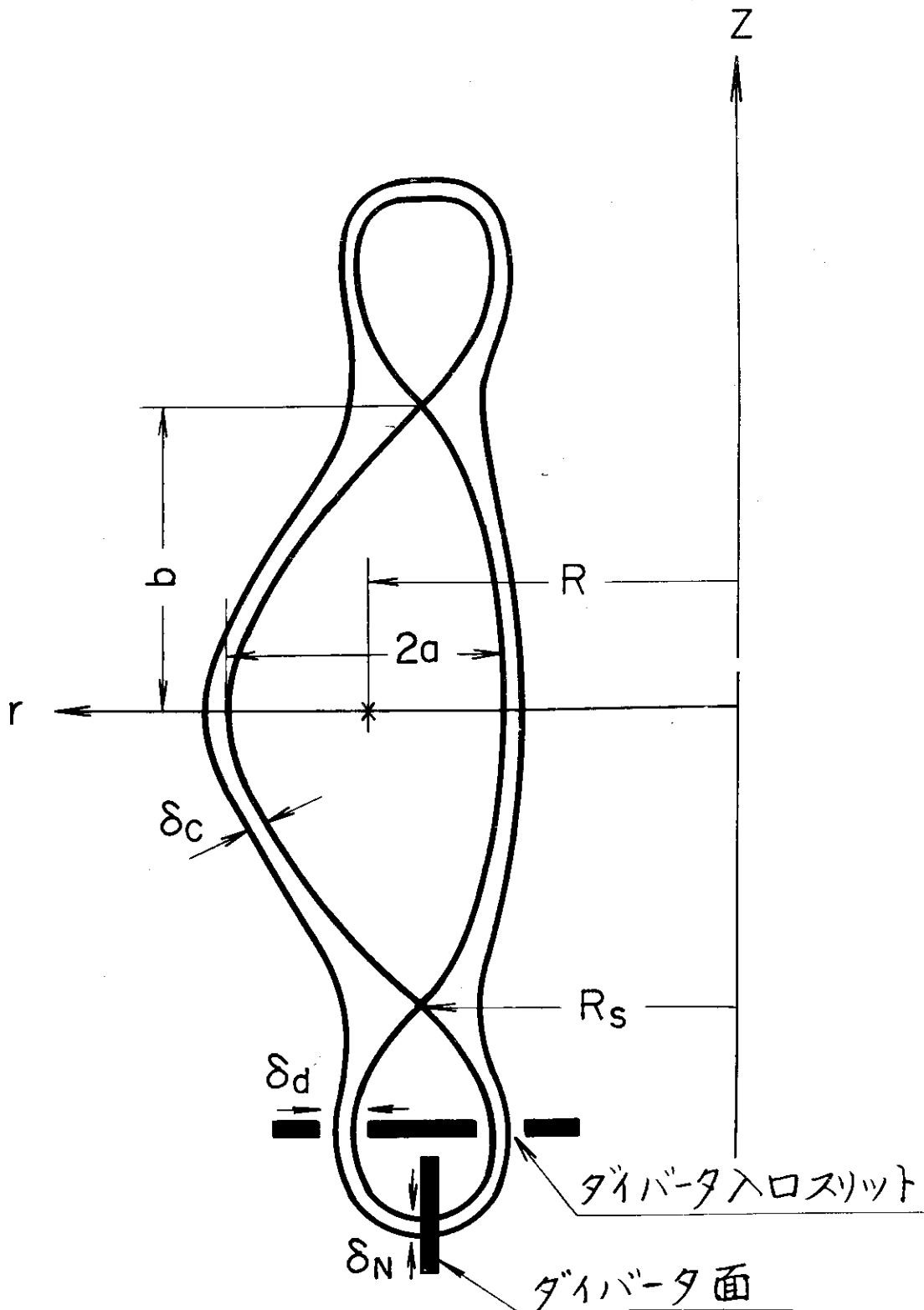


Fig. A-1 ダイバータ付き非円形断面プラズマの主パラメータ

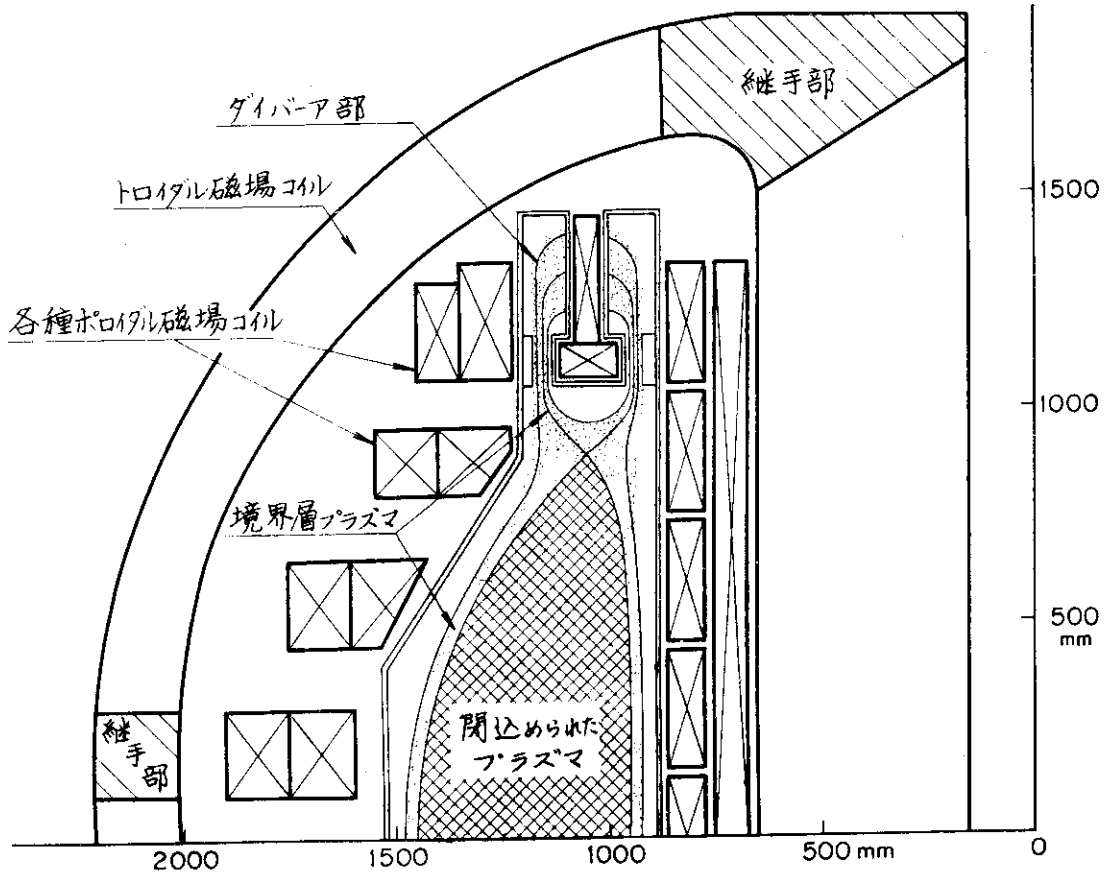


Fig. A-2 ダイバータ付き非円形断面トカマクの概念設計例

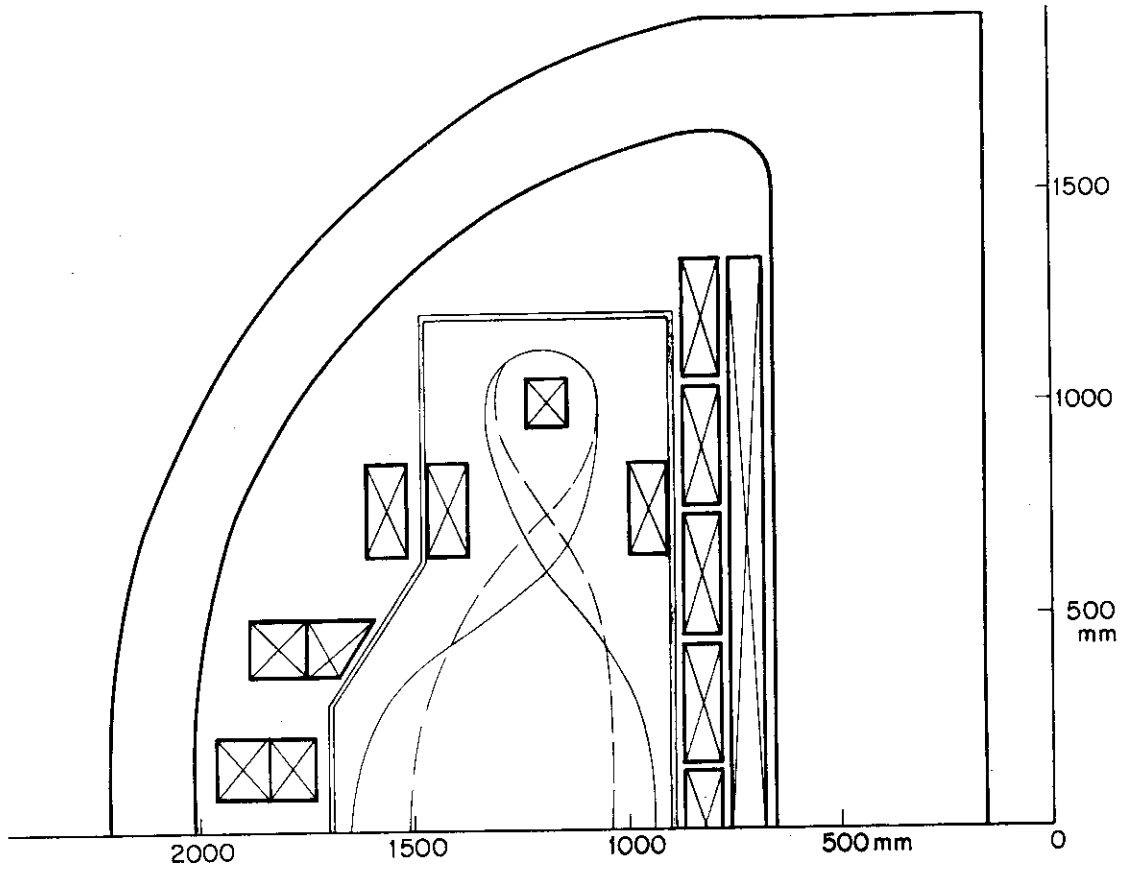


Fig. A-3 セパトリックスを有する非円形断面トカマクの概念設計例

付録B 原研の非円形断面トカマク関係論文リスト

1. A. Kitsunozaki et al., Design of a tokamak device with an axisymmetric divertor, presented at the International Symposium on Toroidal Plasma Confinement (Garching, 1973)G-2.
2. M. Yoshikawa et al., An axisymmetric divertor in a tokamak with a tear-drop-like cross-section, 6th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Moscow, 1973)vol. 1 p173.
3. M. Yoshikawa et al., Research on a tokamak with an axisymmetric divertor and impurity problems in a tokamak device, presented at the 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974)A1-2.
4. Y. Shimomura et al., First results on JFT-2a, JAERI-M 6102 (1975).
5. A. Kitsunozaki et al., Toroidal plasma equilibrium in an open shell with current-carrying conductors, Nuclear Fusion 14 (1974).
6. 前田他, 外部導体電流によるプラズマ柱の平衡, JAERI-M 5461 (1973).
7. 狐崎他, JFT-2aの平衡と局所安定性 I (一様電流の場合), JAERI-M 5612 (1974).
8. 下村他, 外部導体電流による非円形断面プラズマの平衡, JAERI-M 5621 (1974).
9. M. Yoshikawa, A tokamak with divertor / energy convertor system, JAERI-M 4494 (1971).
10. 大塚他 (編). JFT-2a装置の概要, (1974, 未公開)
11. Y. Suzuki et al., Free boundary MHD equilibria, presented at 5th Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Tokyo, 1974)A11-2.
12. 狐崎, ADI法によるトロイダル・プラズマの平衡計算コード「PLADI」(1974, 未公開).
13. M. Tanaka and T. Tuda, Properties of triangularly shaped magnetic surfaces, JAERI-M 4532 (1971).
14. T. Tuda and M. Tanaka, Neoclassical diffusion in a tokamak with noncircular cross-section, JAERI-M 4700 (1972).
15. M. Tanaka and G. Iwata, Singularities of the vacuum magnetic field around a noncircular plasma cylinder, Plasma Phys. 15 (1973) 712.
16. M. Tanaka et al., Equilibrium vacuum magnetic field of an axisymmetric torus with an elliptical plasma cross-section J. Phys. Soc. Japan 34 (1973)1641.

17. M. Wakatani , MHD stability of belt-type pinch , JAERI-M 5583 (1973)
18. M. Wakatani , Toroidal effects on vertical displacement of elliptic tokamak , J. Phys . Soc . Japan (to be published) .