

プロジェクトレビュー

逆磁場ピンチ研究の歴史、現状、その展望 ～産業技術総合研究所の逆磁場ピンチ研究の終結にあたって～

故 小川 潔先生と 故 吉村久光先生に捧げる

平野 洋一, 榊田 創, 小口 治久
産業技術総合研究所エネルギー技術研究部門

(原稿受付: 2011年4月18日)

1. はじめに

産業技術総合研究所の逆磁場ピンチ研究は平成18年度末(2007年3月末)をもって終了した。1974年のIAEA東京会議終了後開始された、産業技術総合研究所(当時は電子技術総合研究所)における逆磁場ピンチ方式による核融合プラズマの磁場閉じ込め研究は、30年余りの歴史を閉じることとなった。さらに、1950年代末に始まった産業技術総合研究所(当時は電気試験所)における磁場閉じ込めによる核融合研究も半世紀の歴史を閉じることとなった。

ここではこれを機会に、これまでの産業技術総合研究所における研究を中心として、逆磁場ピンチの研究の歴史を述べるとともに、逆磁場ピンチの現在の成果と課題と今後の展望について紹介したい。まず次節で、逆磁場ピンチ方式とは一体どのような閉じ込め方式で、その特長はどこにあるのかということの説明をする。次いで、産業技術総合研究所(旧電子技術総合研究所)で建設したいくつもの逆磁場ピンチ実験装置について記述する。その際、そのような装置を建設するに至った動機、装置の狙いや特徴を、実験の結果とともにできるだけ記述するように努力したつもりである。最後に産業技術総合研究所での逆磁場ピンチ研究が終了に至った顛末について記述し、その後、世界における逆磁場ピンチ研究のこれまでの成果をまとめ、将来を展望する。

このまとめはプロジェクトレビューということであるので、プロジェクトを担当した当事者の当時の思いや期待、また落胆などについて忌憚のないところを記述することができれば、何かのご参考になるのではないかと期待している。

1.1 逆磁場ピンチの特長

逆磁場ピンチにおける磁場配位の特徴は、図1に示すようにトロイダル磁場の向きがプラズマの周辺で中心の向きと逆転しているところにある。これが逆(転)磁場ピンチ(Reversed Field Pinch, RFP)と呼ばれる所以である。この

ような逆転磁場配位を用いて磁力線の向きを大きく変化させることにより、大きな磁場のシェアーを生成することができる。この大きなシェアーによりプラズマのMHD不安定性に対して高い安定性を得ることが可能となり、図1に示すように、プラズマの内部ではトロイダル磁場と同じ程度の大きさのポロイダル磁場を持ち、周辺部では一桁以上大きなポロイダル磁場の大きさを持つ磁場配位、即ち、小さなトロイダル磁場強度で大きなプラズマ電流を流すことのできる配位を、MHD的に安定に維持することが可能となる[1-3]。MHD安定性の指標である安全係数 q は1より大幅に小さく、中心で $a/2R$ 程度(R と a はトーラスの大半径と小半径)、プラズマ表面では0.01程度となるが、トカマクと違ってこのような小さな q でも安定な配位の形成が可能である。さらに、シェアーによる高い安定性のため、高い β 値のプラズマの閉じ込めを実現することができる。線形安定性の範囲では、MHDモードに対しては $\beta \sim 30\%$ 以上、ティアリングモードに対しては $\beta \sim 20\%$ 程度のプラズマ圧力が可能である[4,5]。

1.2 逆磁場ピンチの配位形成と維持の問題

このように、弱い外部磁場で、 β 値の高いプラズマ閉じ込めの可能性、即ち、磁場の利用効率の高い、高効率の核

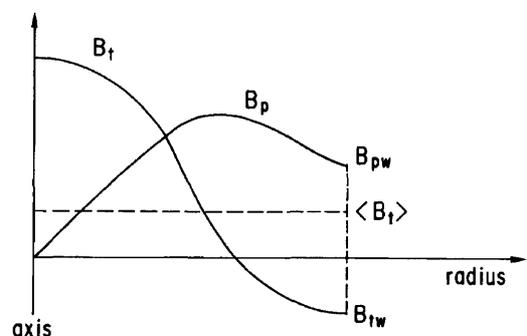


図1 逆磁場ピンチのトロイダルとポロイダル磁場分布の模式図[3].

History, Present Status and Future of Reversed Field Pinch Research — Review of RFP Research at the Termination of the RFP Project in the National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST) —

HIRANO Yoichi, SAKAKITA Hajime and KOGUCHI Haruhisa

corresponding author's e-mail: y-hirano@aist.go.jp

融合の実現への可能性を持った逆磁場ピンチ方式であるが、大きな二つの課題を抱えていた。第一の課題は、トロイダル磁場分布がプラズマ中で逆転しているという複雑な逆磁場ピンチの磁場配位を、どのようにして形成するかという配位の立ち上げの問題であり、第二の課題は、何らかの方法により逆磁場ピンチ配位を形成できたとしても、形成された配位をどのようにして維持するかという問題である。図1に示すようなトロイダル磁場分布は、プラズマの有限の導電率によるプラズマ中の電流の減衰のため、平坦化していくことは避けられない。そのため、単に電流の減衰のみを考慮した場合には、磁場配位は不安定な状態へと遷移していくと予想される。

このように二つの問題の両者とも、トロイダル磁場分布がプラズマ中で逆転しているという逆磁場ピンチの磁場配位に関連した本質的な課題である。以下に述べるように、この二つの課題は、逆磁場ピンチ磁場配位が、ある特定の条件下においては（トロイダル磁束を保存する系においてトロイダルプラズマ電流が作るポロイダル磁場とトロイダル磁場の大きさの比がある値を越えた時）、磁場エネルギーが最小の状態であり、プラズマはその状態へと緩和するという、J.B. Taylorの緩和理論により解決の根拠が与えられることになる[6,7]。ここでは、上記二つの課題について、産業技術総合研究所の逆磁場ピンチ研究に主眼をおきつつ、これまでの逆磁場ピンチ研究の歴史を振り返って記述していく。さらに、上記の課題の解決後に新たに現れたプラズマ閉じ込めにおける課題と、その解決に向けた最近の研究の中の主要な成果について記述していきたい。

2. 逆磁場ピンチ配位の歴史

逆磁場ピンチ方式によるプラズマ閉じ込めが、現実性を持って捉えられるようになったのは、ZETA装置による安定化Zピンチの実験において、磁場や、その他の揺動が非常に小さくなり、プラズマ閉じ込め性能が格段に向上する期間、いわゆる *Quiescent Period (QP)* が見いだされてからである[8,9]。

初期の磁場によるプラズマ閉じ込めの実験の一つとして、プラズマ中に単純に電流を流して閉じ込め磁場を発生させる、Zピンチ方式があった。初期の実験では円筒状の真空容器の両端に電極を設けて、その間に高電圧をかけて放電電流を発生させることにより、封入ガスを電離・加熱してプラズマを生成した。放電電流の向きは円筒の長軸、即ち、Z軸方向なのでZピンチと呼ばれた（トーラス系ではトロイダル方向電流に対応する）。しかし、Zピンチでは非常に激しいMHD不安定性（ソーセージ型等）が観測されたので、これを抑えるためZ軸方向の磁場（トーラスではトロイダル磁場）を同時に用いる安定化Zピンチによる実験が試みられた。ZETAはその代表的なトーラス型（実際はレーストラック型）の実験装置であった。

2.1 ZETAにおける安定状態 (*Quiescent Period, QP*) の発見

ZETAの安定化Zピンチにおいても、MHD不安定性を抑えることは容易ではなく、様々な試みがなされたが、それ

らの中で、平均トロイダル磁場 (B_t) の大きさに比べて、トロイダルプラズマ電流の作るプラズマ表面のポロイダル磁場の大きさ (B_{pa}) が、 $B_{pa}/B_t \sim 1.2-1.4$ 程度以上になるまで、電流を増加させると、図2に示すように、各種の揺動が極端に減少する期間 (*QP*) が現れ、そしてこの状態ではプラズマ周辺のトロイダル磁場 (B_{ta}) が、平均磁場の方向と反対方向を向いていること、即ち、逆磁場ピンチ磁場配位が形成されていることが明らかとなった (図3)。その後、D.C. Robinson等により、逆磁場ピンチ磁場配位のMHD安定性の解析が行われ、理論的にも逆磁場ピンチ配位はMHD的に安定であることが示された[4,5]。安定化Zピンチを安定化するもう一つの方法は、プラズマ電流の大きさに比べて十分大きなトロイダル磁場を用いることである。必要な条件はおおよそ $B_{pa}/B_t \sim 1/10$ 程度以下である。これがトカマクであり、ロシアのT-3装置で、世界で初めて高いプラズマ閉じ込めが実現されたことはよく知られている。

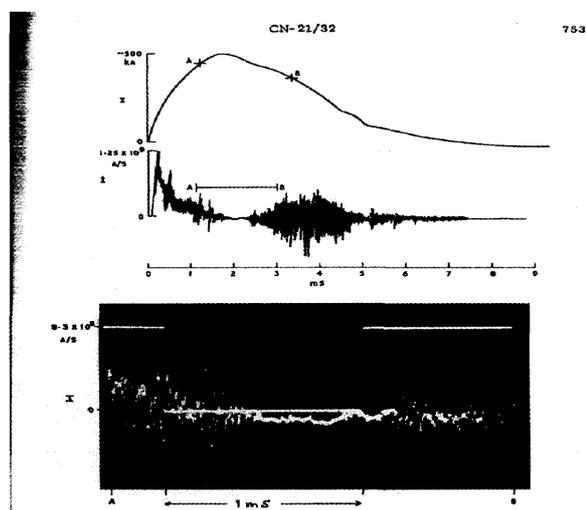


FIG. 1. Current and 1 waveforms, showing quiescence. Experimental conditions: $p_0 = 2$ mTorr, $D_1 = 500$ kA, $B_0 = 1000$ G.

図2 ZETAにおける静かな状態(Quiescent period, QP) [8].

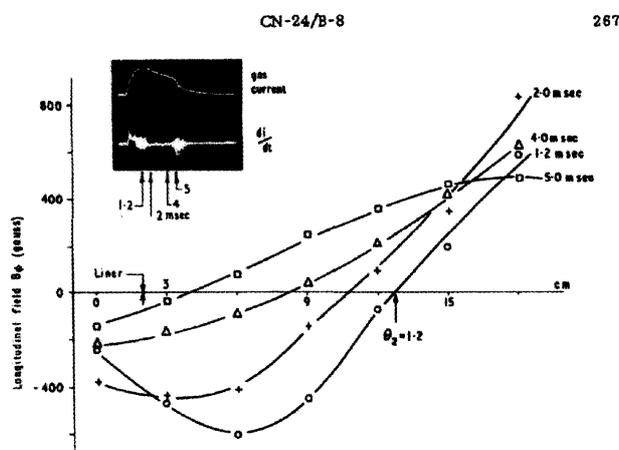


FIG. 6. Longitudinal magnetic field at various times as a function of radius in the outer regions.

Previous measurements of the particle containment time in helium dis-

図3 ZETAのQPにおける B_{ta} の逆転[9].

このように、逆磁場ピンチでMHD的に安定なプラズマ閉じ込めを実現できることは、実験的、および理論的に確認されたが、なぜQPが現れ、その状態が持続するかというメカニズムは不明なままであった。特に、配位立ち上げ時には、 B_{θ} が逆転していないMHD的に不安定な安定化Zピンチの状態を必ず通過する必要があるため（不安定性の成長率は、ポロイダルアルフヴェン時間程度、即ち数マイクロ秒程度であると予想された）、この状態でのプラズマの崩壊をどのようにして避けるかが大きな課題となった。

このことから、最初の逆磁場ピンチの実験装置は、数マイクロ秒程度のプラズマ電流の立ち上げとトロイダル磁場変化を用いる、いわゆる高速ピンチ方式によるものとなった[10-14]。これは、不安定性の成長率と同程度の磁場変化を用いることにより、不安定性が成長する前に、逆磁場ピンチ配位を形成してしまうものであった。高速ピンチの実験では、プラズマの安定性の理論解析との比較など、MHD現象の解明に関しては多くの成果を得ることができた。しかし、高速の磁場変化を放電容器内部に発生するには、放電容器の材料として、石英、ガラス、セラミックなどの絶縁材料を使用する必要があることから、放電容器内面からの不純物の発生を抑えることが難しく、結局、高速ピンチによる逆磁場ピンチの実験では、酸素などの軽元素不純物障壁を突破することができなかった。その結果、電子温度は10-30 eV程度の低い値しか実現できず、閉じ込め性能としては不満足な結果しか得られなかった[1]。

2.2 磁場エネルギー最小原理

1974年のIAEAの東京会議において、J.B. Taylorは逆磁場ピンチ磁場配位の自発的形成の根拠となる、プラズマの緩和現象の理論を発表した[6]。この理論は、ポロイダル方向に閉じた完全導体のシェルを持つ無限長の円筒プラズマを考え、Z軸方向のトロイダル磁束とプラズマ電流の大きさを与えた時に、円筒内部の磁場配位がどのような分布に緩和するかを示すものである。即ち、上記のプラズマは、ある制限条件のもとで系全体の磁気エネルギー W が最小の状態へと緩和すると考える。その際プラズマの持つ運動、並びに熱エネルギーは磁気エネルギーに比べて小さいとして無視する（ $\beta = 0$, $\text{grad } p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$ を仮定する）。従って、磁気エネルギー最小の状態は、系全体のエネルギー最小の状態を意味することになり、その状態に系が緩和することは、物理的には最もありそうなことであると考えられる。J.B. Taylorは制限条件としてグローバルな磁場のヘリシティ K の保存を用いた。 K は次の式で与えられ、系全体としての磁力線の絡まり具合を示す量である。

$$K = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV$$

ここで \mathbf{A} はベクトルポテンシャル、 \mathbf{B} は磁束密度で（ $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ ）、積分は円筒の単位長あたりの体積で行うこととする。また W は、 μ_0 を真空の透磁率として

$$W = \int_V (\mathbf{B}^2 / 2\mu_0) dV$$

となる。 K を一定として W の極小値を求める問題は次の変分の問題に帰着する。ここで、 θ はラグランジェの未定常数、 a は円筒の半径である。

$$\delta W + (2\theta/a)\delta K / \mu_0 = 0$$

上の変分の結果、無力磁場配位を示す次の方程式が得られる。

$$\text{rot } \mathbf{B} = (2\theta/a)\mathbf{B}$$

円筒座標系でのこの方程式の解は

$$B_z = B_{z0} J_0(2\theta x)$$

$$B_\theta = B_{z0} J_1(2\theta x)$$

と表される。ここで、 $B_{z0} = B_z(0)$ 、 J_0 と J_1 は0次と1次のベッセル関数、 $x = r/a$ である。また、 θ はピンチパラメータと呼ばれ、境界条件（Z軸方向の磁束とプラズマ電流が一定）から $\theta = B_{\theta a} / \langle B_z \rangle$ と定まり、プラズマ電流の軸方向磁場に対する相対的な大きさを与えるパラメータとなる。ただし $\langle B_z \rangle$ は B_z の体積平均である。

上式から緩和状態の磁場分布に関してひとつの重要な点が見えてくる。即ち、プラズマ電流が平均軸方向磁場に対して相対的に大きい $\theta > 1.2$ の状態では、 $x = 1 (r = a)$ では J_0 の値は負となり B_z の向きは中心と逆転する。言い換えれば、プラズマ中心と表面で軸方向磁場（トラスではトロイダル磁場）の向きが逆転する磁場配位がエネルギー最小の状態となり、その状態が、プラズマが緩和して行く先の磁場配位であるということが示される。この理論は、ZETAの実験において発見された逆磁場ピンチ配位の自発的形成に対して、物理的な根拠を与えるものであった。

その後の数値計算等によって、逆磁場ピンチ配位への緩和過程において、ヘリシティの減少より磁気エネルギーの減少が速いことが実際に示されており[15]、磁気ヘリシティを一定に保ちながら、磁気エネルギーが最小の状態を見いだすという仮説は、近似的には成り立つのではないかと考えられる。

ここで、逆転パラメータ $F = B_{za} / \langle B_z \rangle$ （Z方向磁場のプラズマ表面の値と体積平均の値との比）を導入すると、Taylorの緩和状態は $\theta \cdot F$ 面上の一本の曲線として表すことができる（図4）。これを F - θ ダイアグラムと呼ぶが、相対的にプラズマ電流の小さい $\theta \sim 0$ 近辺はトカマクに対応しており、 B_z は真空磁場にほぼ等しく $F \sim 1$ となる。一方、プラズマ電流が大きくなって θ が増加すると、パラマ効果により中心付近の B_z が増加して $\langle B_z \rangle$ が B_{za} より大きくなり F は減少する。そして、 θ が1.2で $B_{za} = 0$ を通過して、 $\theta > 1.2$ では $B_{za} < 0$ 、即ち、 $F < 0$ となり逆磁場ピンチに対応する。この曲線上のすべての点はエネルギー最小の完全緩和状態に対応しているため、MHD的に安定であると考えられるが、現実のプラズマを考え、プラズマと金属シェル間に真空領域が存在する場合を想定すると、 $F \sim 1$ となるトカマクの場合と、 $F < 0$ となる逆磁場ピンチの場合に、MHD的に安定であることが、D.C. Robinson

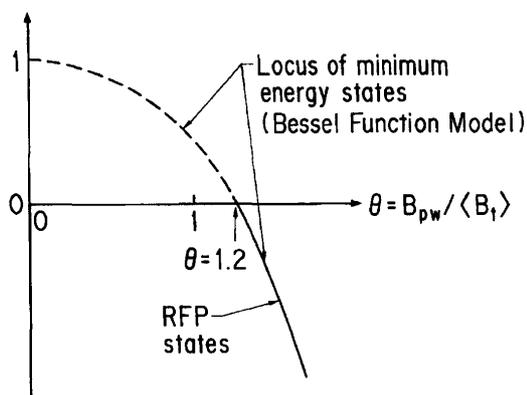


図4 Taylorの緩和状態を示すF- θ ダイアグラム[3].

の解析により示された[4].

このTaylorの理論により、逆磁場ピンチ配位の形成と維持に関して理論的な根拠が与えられたことは、その後の研究の進展に決定的な役割を果たした。それまでは逆磁場ピンチ配位形成の原理が明らかでなかったため、わけのわからない状態はできるだけ速く通過して逆磁場ピンチ配位を形成しようとする、マイクロ秒オーダーの高速ピンチを用いて実験が行われていたが、装置技術上の難しさから見ると、高速ピンチとミリ秒程度より遅い磁場変化を用いる低速配位形成では、大きな違いがある。低速配位形成では、コイル負荷系の耐電圧性能、電源系の電流立ち上げ速度と最大電流値等に対する要求は非常に楽で、その結果パワーエレクトロニクス素子を用いた電源設計が可能となり電源コストの大幅な低減が可能である。しかし、何よりも大きな利点は、トロイダルおよびポロイダル方向にかかる周回電圧を数百ボルト以下とすることができるため、トーラス真空容器として超高真空の達成が容易で、軽元素不純物の発生の劇的な減少が期待できるステンレス鋼製の真空容器を用いることが可能となる点である。

即ち、Taylorの理論で、逆磁場ピンチ配位が、ある条件の下ではエネルギー最小の状態であり、プラズマが自発的に緩和していく先の最終状態であることが示されたことにより、低速磁場制御で逆磁場ピンチ配位を形成する手法の理論的根拠が与えられ、軽元素不純物の少ない高電子温度を持った逆磁場ピンチプラズマの実現への見通しを得ることができたといえる。

次の章で、上記の研究の展開がどのように進展したか、また、配位形成に成功した後、逆磁場ピンチにおけるプラズマ閉じ込め研究がどのように進展したかを、産業技術総合研究所（旧電気試験所、および旧電子技術総合研究所）における逆磁場ピンチ実験の成果を中心に記述していく。

3. 産業技術総合研究所における逆磁場ピンチ研究の歴史

産業技術総合研究所におけるプラズマ閉じ込め研究は、1957頃に始まった電気試験所（産業技術総合研究所の前身の一つである電子技術総合研究所の基となった組織）における、ZETA型のZピンチ実験装置に遡ることができ

る。日本における最初のトーラス型プラズマ閉じ込め実験装置ではないかと思われる上記装置の写真を図5に示す。しかし、このZピンチの実験は逆磁場ピンチにつながることなく終了し、しばらくの間をおいて同所でのプラズマ閉じ込め研究は、円筒プラズマである θ ピンチの実験[16]、 θ ピンチをトーラス化したトロイダルピンチ装置ETL-TPE-1号機[17]とETL-TPE-2号機[18]とによるトロイダルスクリュウピンチの実験へと進展した（ETLはElectrical Technical Laboratory；電子技術総合研究所の、TPEはToroidal Pinch Experimentの略）。その後、1974年に至って、小川 潔主任研究官の指導のもと、TPE-1号機の電源部分を改造して、マイクロ秒オーダーの高速磁場制御による逆磁場ピンチの実験を開始し[13]、次いで、TPE-1の小半径を2倍にしたTPE-1R（大半径/小半径=0.5 m/0.1 m）による高速磁場制御の実験へと進展した[14]。TPE-1号機ではパイレックスガラス製の、TPE-1Rでは石英製の真空容器が用いられ、到達真空度は 10^{-6} Torr程度であった。

1979年度に実施された電子技術総合研究所のつくば移転を契機に、Taylorの逆磁場ピンチ配位の自発的形成の理論に立脚して、ミリ秒オーダーの低速磁場制御による逆磁場ピンチ配位形成の実験へと大きく方向を変換し、1980年からステンレス鋼製の真空容器を用いるTPE-1RM装置の実験を開始した[19, 20]。TPE-1RMでは到達真空度は 10^{-8} Torr程度に達し、放電洗浄を繰り返して真空容器壁のコンディショニングを行うことにより、軽元素不純物の輻射障壁の突破を実現して、逆磁場ピンチで初めて600 eVという高電子温度を達成することに成功した。その後、10 ms以上の逆磁場ピンチ配位の維持を実現したTPE-1RM15装置[20, 21]、次いで不整磁場の精密な補正と平衡制御を行ったTPE-1RM20装置[22]へと発展し、最後に世界三大逆磁場ピンチの一つと呼ばれた、大型逆磁場ピンチ実験装置TPE-RXの建設と実験を行うに至った[23]。これらの装置の特徴、スケールとプラズマ電流値、放電時間を表1にまとめて示す。また、上記の装置とは別に、ポロイダルダイバータ付き逆磁場ピンチ実験装置TPE-2M[24, 25]、低アスペクト比逆磁場ピンチ実験装置TPE-QS[26]の実験も行われた。

以下に、上記の装置における実験について順を追って紹介し、得られた成果を示すが、TPE-2MとTPE-QSについては誌面の都合もあるので、装置の概略の紹介にとどめたい。興味のある方は参考文献をご覧ください。

3.1 TPE-1, TPE-1Rによる高速逆磁場ピンチ実験

先にも述べたように、1970年代の半ば頃までは、逆磁場ピンチの配位の形成には、マイクロ秒オーダーの高速のプラズマ電流の立ち上げとトロイダル磁場の逆転が必要であると考えられていた。そのため、40 kVの高電圧を使用するコンデンサバンクと、高電圧大電流の高速投入が可能であるギャップスイッチを組み合わせた電源、並びに、プラズマ表面の磁場の高速制御を可能にするパイレックスガラス管で作った真空容器を用いた実験装置TPE-1（大半径/小半径=0.4 m/0.05 m）を用いて、1974年から実験を開始し

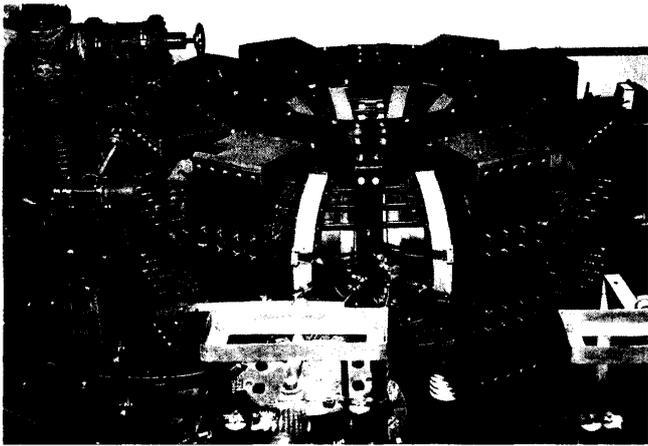


図5 電気試験所(後の電子技術総合研究所)のZETA型トーラス装置。おそらく日本における最初のトーラス実験装置(1950年代の終り)。

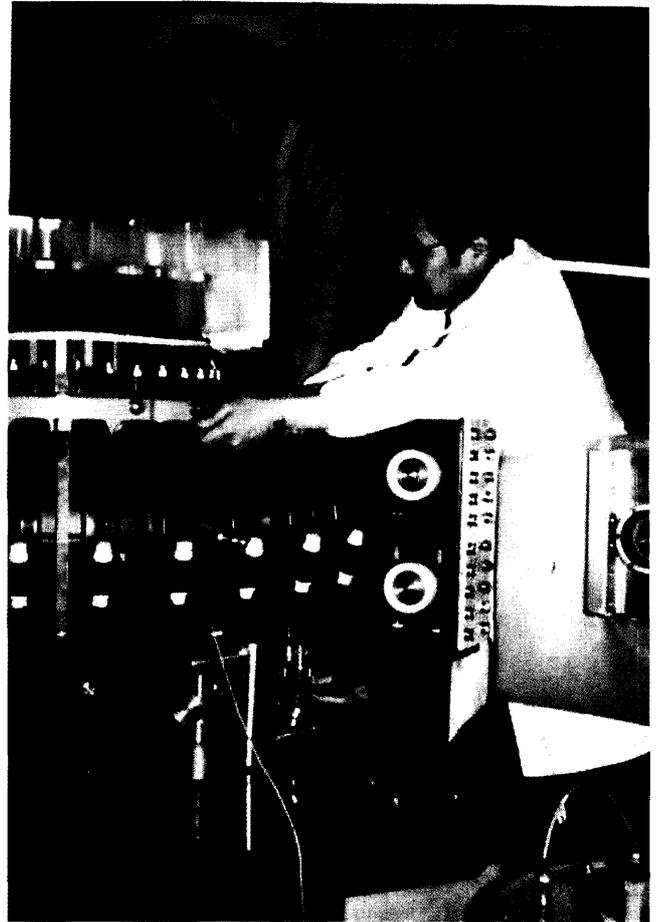


図7 TPE-1R装置の負荷部の写真。白衣を着ているのが小川潔先生。



図6 TPE-1Rの石英放電管と高耐電圧二重アルミシェル。

表1 TPE シリーズ装置の主要パラメータ。

TPE database	TPE-1RM	TPE-1RM15			TPE-1RM20		TPE-RX
<i>Years</i>	1980-	1985-	1988-	1990-	1992-	1996-	1998-2007
<i>R</i> [m]	0.5	0.7	0.7	0.7	0.75	0.75	1.72
<i>a</i> [m]	0.09	0.135	0.135	0.135	0.192	0.192	0.45
<i>R/a</i>	5.56	5.19	5.19	5.11	3.91	3.91	3.82
<i>Volume</i> [m ³]	0.08	0.25	0.25	0.26	0.55	0.55	6.82
<i>I_p max</i> [kA]	130	180	190	230	250	210	480
<i>B_{pa} max</i> [T]	0.29	0.27	0.28	0.34	0.26	0.22	0.21
<i>τ_{dis}</i> [ms]	0.8	10	10	12	16	12	110
<i>B_{ta} max</i> [T]	0.12	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
<i>B_{ta rev}</i> [T]	-0.05	-0.1	-0.1	-0.1	-0.08	-0.08	-0.05
<i>P_{oh}/Volume</i> [MW/m ³]	90	40	40	38	11	10	3.5
<i>W_{oh}/Volume</i> [kJ/m ³]	72	400	400	460	160	120	210
<i>Vessel material</i>	SS(YUS)	SS	Inconel	SS	SS	SS	SS
<i>Limiter material</i>	SS	SS	Graphite	Mo	Mo	Mo	Mo
<i>Shell structure</i>	Double, Cu	Single, Cu			Triple, Cu	Single, Cu	Triple, Al + Cu
<i>Shell time</i> [ms]	12(in)+34(out)	110	110	110	8+154	154	10+330
<i>Shell proximity</i>	1.2	1.18	1.18	1.18	1.08	1.12	1.08
<i>Equilibrium control</i>	Passive(shell)	DC vertical			DC vertical		DC vertical
<i>Error field cancell</i>	Double shell	Gap cover + Preprog.+FB			Preprog.+FB		Preprog.+FB

た[13]. 次いで, TPE-1装置の負荷系の小半径を2倍にするとともに, 真空容器材料を石英管に変更した TPE-1R 装置 (大半径/小半径=0.5 m/0.1 m) の計画を1975年ごろから開始し, 1978年から実験を行った[14]. 図6と7に TPE-1R 装置の写真を示す. 写真は組み立て途中のもので, 絶縁を施したアルミ製のカバーで (小半径が真空容器より少しだけ大きなトラス状の金属で真空容器を覆い, 金属表面を流れるイメージ電流を利用してプラズマの磁場揺動を抑制する. シェルと呼ばれる.), 石英製のトラス型の真空容器の大部分が覆われ, 覆われていないところの真空容器の一部だけが見えている.

また, TPE-1R ではトロイダル周回電圧を発生するオーミックコイルも, シェルと同様の形状でシェルをほとんど完全に覆う方式をとっている. これはトロイダル方向の周回電圧を真空容器内に励起するために必要な金属の切断部 (これをシェルギャップと呼ぶ) で発生する不整磁場を, 極力小さくするためである. また, シェルのギャップ位置と, オーミックコイルの給電線との接続位置をずらすことにより, 避けることが非常に難しい給電位置付近の不整磁場をシールドする効果も合わせ持っている. 即ち, 実効的な2重のシェル構造とすることにより, 外部からの不整磁場の侵入の防止と, プラズマの平衡維持のために必要なシェルに流れる電流が発生する不整磁場の抑制の, 両者に対して大きな効果を得ることができる. 実際に, 3.3節で示すように, 一重のシェルではシェルのギャップ部の不整磁場を精密に補正しない限り, トラスプラズマの平衡を維持することは不可能である.

シェルとオーミックコイル, およびトロイダルコイルには最大 40 kV の高電圧がかかるので, エポキシ樹脂による絶縁が施されている. 4分割したトラス形状に, 真空排気や計測用のポート穴が多数設けられているという複雑な形状で高い耐電圧絶縁性能を得るため, 流動浸漬法と呼ばれる特殊な手法でエポキシ樹脂のコーティングを行った.

図8に TPE-1R の典型的な逆磁場ピンチ放電波形を示す. 約 5 μ s のプラズマ電流の立ち上げにより, 約 2 kG の初期バイアストロイダル磁場からの急速な逆転にもかかわらず, 初期バイアスと同方向のトロイダル磁束が捕捉され, 逆磁場ピンチ配位が形成される. ここで, 逆磁場ピンチでは, 同じ高速立ち上げ磁場を用いているトロイダルスクリュウピンチとは違って, 最初に大きなバイアス磁場を用いているため, 衝撃波加熱は期待できず, プラズマ加熱としてはプラズマ電流によるジュール加熱が中心で, 他に磁場揺動 (磁場の再結合) による乱流加熱があることを指摘しておく.

形成された, 逆磁場ピンチ配位は 50 μ s 間プラズマ電流がほぼ一定に保たれ, その後 50 μ s 間で減衰するが, トロイダル磁束は全体でほぼ 100 μ s 間保持される. しかし, 電子温度は 10 eV 程度と非常に低い値にとどまり, プラズマ電流を一定に保つために必要な周回電圧は 100–200 V と非常に高い. これは軽元素不純物 (同定はしていないが, おそらく酸素と炭素) の輻射障壁を突破できなかったためと考えられる. 20–40 MW と大きなジュール加熱入力にもか

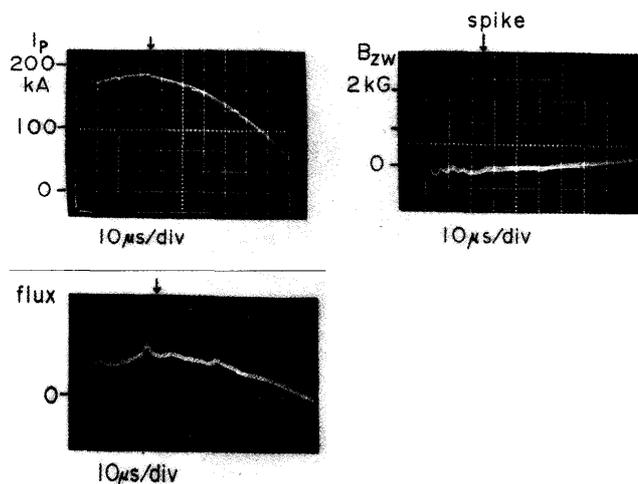


図8 TPE-1Rにおける高速逆磁場ピンチ配位形成の放電波形. プラズマ電流 I_p , プラズマ表面のトロイダル磁場 B_{zw} , トロイダル磁束 ϕ_t [27].

かわらず, 輻射障壁を突破できなかったことは, 軽元素不純物対策の難しい絶縁物 (石英) 放電容器を用いたジュール加熱装置における, プラズマ閉じ込め実験の限界を示すものであると考えられる.

一方, 表面の安全計数が非常に小さく $q \sim 0.01$ 程度でもグローバルな MHD 安定性が保たれること, 周辺トロイダル磁場が逆転 (負方向) しているにもかかわらず, プラズマ電流の数十マイクロ秒オーダの増加にともないプラズマ中のトロイダル磁束 (正方向) が同様のタイムスケールで増加することなど, TPE-1R で得られた実験結果は, 逆磁場ピンチが何らかの緩和現象の結果, 磁場エネルギー最小, あるいはジュール損失率最小の状態へと緩和し, 維持されるという考えに実験的な裏付けを与えるものであった. この実験結果は低速逆磁場ピンチ形成実験という次のステップへ踏み出す勇気を与えるものであった[27].

3.2 TPE-1RMによる低速配位形成実験と高電子温度の達成

絶縁物 (ガラス, 石英, セラミック等) 放電容器を用いたジュール加熱装置では, 軽元素不純物の問題を解決して高電子温度を達成することが難しいことが明らかになったことにより, 次の段階へ進むためには, 金属 (ステンレス鋼) 製の真空容器をどのようにして取り入れて実験を行うかが大きな問題となった. 金属製の真空容器を使用するには, 容器内への磁場の浸透速度の問題から, マイクロ秒オーダの高速制御ではなく, 百マイクロ秒オーダの低速磁場制御による逆磁場ピンチ配位の形成を実現する必要がある. しかしその場合には, 配位形成の途中で q が 1 以下となり理想 MHD モードに対して不安定な領域を通過するため, 激しい不安定性が発生して配位形成ができなくなる可能性が危惧された. 一方, TPE-1R の実験で, 数十マイクロ秒オーダの磁場変化に追従する, 磁場分布の緩和現象が存在することが示されたことから[27], 電流の立ち上げ速度とトロイダル磁場の逆転速度, およびそれらのタイミングの組み合わせを適切に設定することにより, プラズマ電流の増加と表面トロイダル磁場の逆転に応じて, 理想的には図4に示した磁場エネルギー最小の緩和状態を表す $F\theta$

曲線上を、 $\theta = 0$ の点からたどることにより、低速磁場制御でも逆磁場ピンチ配位の形成が可能であるのではないかと期待することができた。実際には1979年に実施された電子技術総合研究所（現産業技術総合研究所）のつくば移転のため、TPE-1R 実験装置の解体・再組み立てが必要となり、そのタイミングを捉えて、石英放電容器を用いる高速磁場制御方式から、ステンレス製真空容器を用いる低速磁場制御方式へと切り替えることとした。

これに応じて実験装置の大幅な改造を行い、TPE-1RM 装置をつくばの新サイトに建設した[20, 28]。図9にTPE-1RM 装置とその真空容器の写真を、表1に諸元を示す。もっとも、装置の改造を計画したときは、低速磁場制御について100%の確信があったわけではなく、これでだめなときは逆磁場ピンチの研究をやめるしかないという覚悟を決めて話し合ったことを記憶している。したがって、1980年の6月に、おおよそ1ヶ月間に及ぶ放電洗浄その他の壁コンディショニングの後で、150 μs を越える低速磁場制御で逆磁場ピンチ配位の形成に最初に成功した時は、本当に感激し、研究者冥利に尽きるとはまさしくこのことであったと、今でも思っている。

ただし、研究所のつくば移転のスケジュールの関係で、TPE-1RM 装置への切り替えに手間取っているうちに、イタリアパドヴァ大学のETA-BETA-II 装置で、1979年中に金属製放電容器を用いた実験が行なわれ、約70 μs 程度の磁場制御で、逆磁場ピンチの配位形成に成功していたことを指摘しておく必要がある[29]。イタリアに先を越され、残念ながら我々の結果は二番手となってしまった。我々がETA-BETA-IIの結果をいつ知ったかは良く覚えていないが、昔は我々のような弱小グループへの国際間の情報の伝達はあまり速くなく、少なくとも1980年6月の時点ではETA-BETA-IIの結果は伝わっていなかったと記憶している。

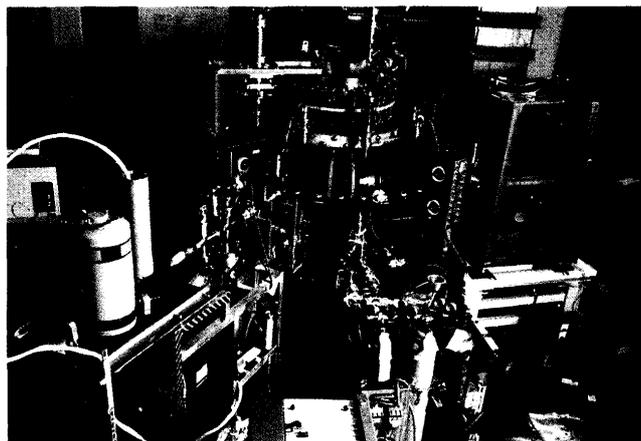
その後イタリアのグループは組織的にも再編され、大型RFP装置RFXを有するRFX研究機構へと発展した。一時期の電源装置の火災による危機を乗り越え、現在も100名を超える人員とかなりの予算を得て、世界の逆磁場ピンチ研究の中心として、逆磁場ピンチの抵抗性壁モード不安定性のフィードバック制御による安定化など、多くの成果を出しつつある[30, 31]。

一方我々のグループは2006年度末で研究終了の憂き目に遭うことになり、二番手の悲哀を感じているところである。もちろん、二番手であったこと以外にも研究終了に至った原因は色々あり、むしろそちらの方が主なものであると思われるが、一番手を逃したことはかえすがえすも残念である。

金属放電容器を用いた実験への転換は、1977年頃には考え始めていたが、予算その他の問題で、TPE-1R への改造に手間取り、そうこうしているうちに、つくば移転のスケジュールと合わせる必要がでてきたことなどにより、TPE-1RM の実験開始は1980年にずれ込んでしまった。

今の時点で考えれば、高速制御のままで小半径を2倍にしたTPE-1R への改造をスキップして、すぐに金属真空容

(a)



(b)

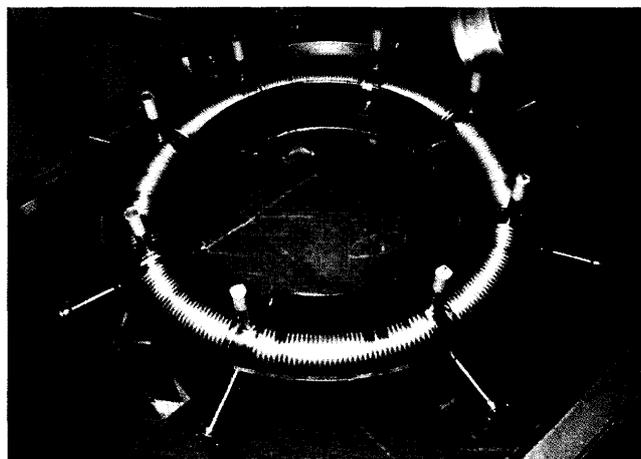


図9 TPE-1RM の装置負荷系(a)とステンレス製ベローズ真空容器(b)。

器を用いたTPE-1RM へ改造すればよかったと思うが、その時点では、低速制御による逆磁場ピンチ配位形成の可能性に賭けることができず、思い切って踏み出すことができなかった。その当時の世の中の常識も低速制御には懐疑的で、TPE-1RM への改造計画を私の先輩の島田壽男氏が報告した日本物理学会の講演では、配位形成に関して厳しい質問が出たことを記憶している。やはり常識にとらわれていては、新しいことはなかなか始められないのかと感じている次第である。

1980年にBrusselsで開催されたIAEA 会議において報告された、TPE-1RM における低速制御を用いた逆磁場ピンチ配位形成実験の、歴史的な放電波形を、図10に示す[28]。図10はTPE-1RM において逆磁場ピンチ配位が得られた最初の放電である。左側が逆転をかけない安定化Zピンチ (Stabilized Z Pinch) の例で、逆転をかける1ショット前の放電であり、 dI_p/dt などに激しい揺動が現れている。右側の図が逆磁場ピンチ配位が得られた図で、逆転磁場の値が適切でなかったため、一度不安定性が起こるがその後逆磁場ピンチ配位が形成されている。ただし、 dI_p/dt に小さい揺動は残っている。真ん中の図が、逆転磁場を調整して、きれいな逆磁場ピンチ配位が得られたものであり、 dI_p/dt に揺動は見られない。逆磁場ピンチ磁場配位ができ

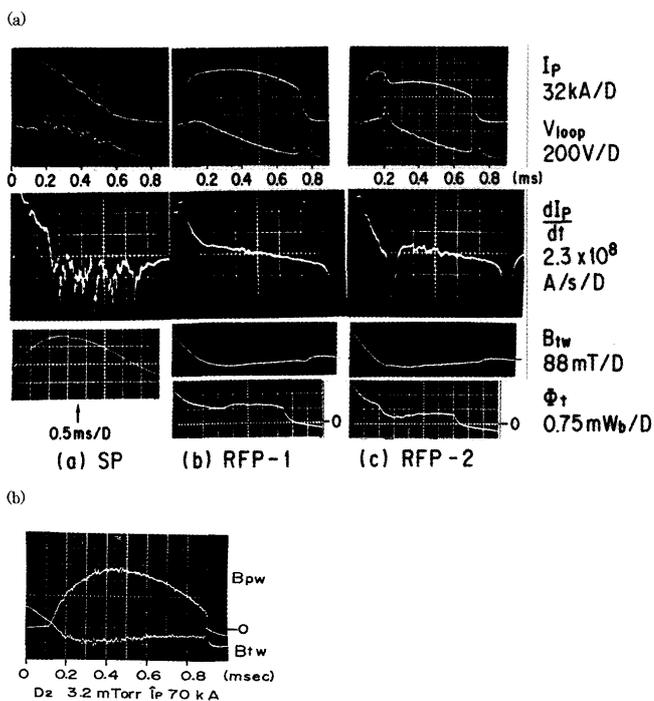


図10 低速逆磁場ピンチ配位の形成に成功した最初の TPE-1RM の放電波形。(a) プラズマ電流 I_p , トロイダル周回電圧 V_{loop} , dI_p/dt , 真空容器外側のトロイダル磁場 B_{tw} , トロイダル磁束 ϕ_t , (b) 真空容器内のポロイダル磁場 B_{pw} とトロイダル磁場 B_{pw} [28].

ていることは、プラズマ表面の磁場 B_{tw} が逆転しているにもかかわらず、トロイダル磁束 ϕ_t が反転せずに最初と同じ極性に保持されていることで示される。一度必要な運転条件を見つめることができれば、逆磁場ピンチ配位を再現性よく得ることは容易であった。

配位の形成に成功した後、トムソン散乱による電子温度と電子密度測定に精力を集中し、図11に示す、電流ピーク時の中心電子温度、電子密度のプラズマ電流値依存性を得た [32]。図に示すように、ピークプラズマ電流 130 kA の時、電子温度は $T_e \sim 600 \text{ eV}$ に達する。このような高い電子温度が逆磁場ピンチで得られたのは世界で初めてであり、その研究上の意義は非常に大きかった。そのため、英国のカラム研究所の研究者が来所してトムソン散乱の共同測定と軟 X-線輻射のエネルギースペクトル測定を行い、確かに高い電子温度が実現されていることを確認した [33]。これはかつて T-3 トカマクの高い電子温度を、同じくカラムの研究者がトムソン散乱で確認したことに倣うものであった。

次いで、日本大学の吉村久光先生のグループとの共同研究で中性粒子エネルギー分析器を用いたイオン温度測定を行い、炭素 (CV 227.1 nm line) のスペクトル線のドップラー広がり計測と合わせて、電子温度だけでなくイオン温度も非常に高いことを見いだした [34]。場合によっては電子温度より高い値を得ることができる ($I_p \sim 90 \text{ kA}$ で $T_i \sim 700 - 800 \text{ eV}$)。この結果を図12に示す。これは、逆磁場ピンチに何らかのイオンの異常加熱機構が存在することを示すものであった。その後の研究により、このイオン加熱のメカニズムは、逆磁場ピンチの形成・維持に必要なダイ

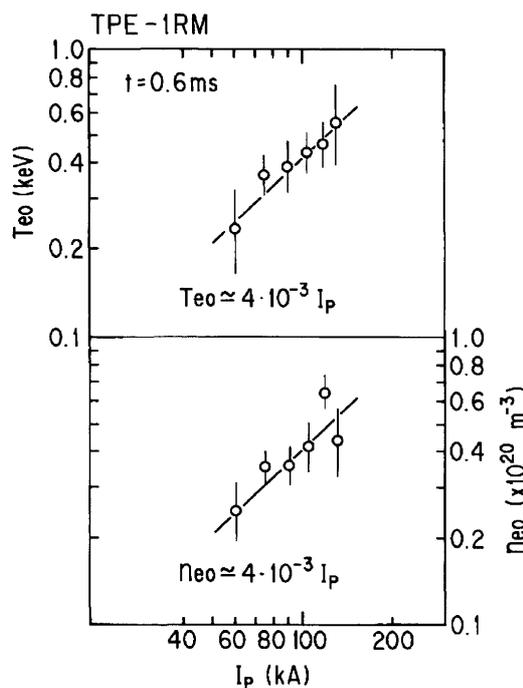


図11 TPE-1RM における中心電子温度と密度のプラズマ電流依存性 [32].

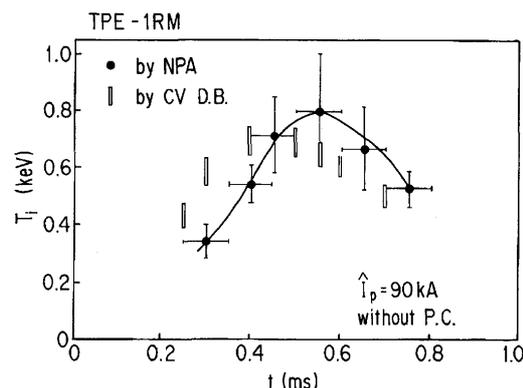


図12 中性粒子分析と CV ラインのドップラー計測による、TPE-1RM におけるイオン温度の時間変化 [34].

ナモ効果によるプラズマの揺動 (運動) の熱化であり、恐らく磁力線の再結合と関係していることがわかってきたが、詳細なメカニズムはまだ不明である。

温度と密度の空間分布計測がないので、正確な値は不明であるが、もっともらしい分布 (圧力が放物線分布) を仮定して計算すると、エネルギー閉じ込め時間 $\sim 0.07 \text{ ms}$, ポロイダル β 値 (\sim 平均 β 値) ~ 0.1 が得られる。

このように、TPE-1RM の実験結果は、逆磁場ピンチ方式で高温・高 β の閉じ込めが可能であり、逆磁場ピンチが核融合プラズマ閉じ込め装置としてのポテンシャルを持っていることを、初めて示したものであった。

さらに、J.B. Taylor のヘリシティ保存という拘束条件がない場合でも、磁場分布の緩和現象が起こるといふ面白い結果も得られた。図13に示すように、最初非常に低いトロイダルバイアス磁場から放電を開始して、トロイダル磁場の逆転を行って逆磁場ピンチ配位を形成し、その後、逆転

磁場がほぼ一定になるように制御しながらプラズマ電流を増加していくと、正方向のトロイダル磁束もほぼプラズマ電流に比例して増加することが観測された[35]。この場合には、放電容器内の磁場のヘリシティは明らかに保存せず増加している。この結果は磁場ヘリシティが保存しない系でも、磁場配位の緩和が起こって逆磁場ピンチ配位が形成・維持されるという、J.B. Taylor のモデルとは異なった条件でも緩和現象が起こり得るということを示すものである。このことはもっと一般的な磁場緩和理論モデルの必要性を示しているものと考えられる。

3.3 TPE-1RM15 による平衡位置の精密制御実験

TPE-1RMの実験成果を受けて、1982年頃から10 ms以上の放電時間を持つ次の実験装置 TPE-1RM15の検討を開始した。TPE-1RMは多くの成果をあげたが、もともと高速磁場制御用の装置を低速磁場制御用に改造したもので、オーミックコイルがシングルターンで供給電流が大きいため、給電接続部の発生する誤差磁場が大きいこと、プラズマの平衡をシェルのみで維持する方式を用い、外部の平衡磁場コイルが存在しないことなどのいくつかの扱いにくい点を持っていた。特に、放電の長時間化には、能動的な平衡制御と各種不整磁場の低減が必須であると考え、TPE-1RM15では装置負荷系と電源を大幅に作り変えた[36, 37]。即ち、プラズマの大半径を0.7 m, 小半径を0.137 mへと大きくし、空間分布の計測が可能な真空容器のマルチポート部を設けるとともに、厚さ25 mmの銅製のシェル、マルチターンの空芯オーミックコイル、オーミッ

クコイルとは独立な平衡磁場発生コイル、オーミックコイルとトロイダル磁場コイルの給電線部分で発生する水平磁場を補正する水平磁場コイル、および低速磁場制御に適した20 kVと3.3 kV, および5 kVのオイルコンデンサバンクと、長時間維持用の800 Vのケミカルコンデンサバンクを組み合わせた電源を導入した。また、TPE-1RMで用いていたシェルと類似の構造をしたシングルターンのオーミックコイルの方式を取りやめて、独立なマルチターン方式としたため、シェルは一重の構造となった。したがって、シェルギャップに発生する不整磁場については、シェルギャップ内面に設けた厚さ0.8 mmの銅板製のシェルギャップカバーと、外部からトーラス全周にかける垂直磁場、および、シェルギャップ付近の局所的な補正を行なうサドルコイルとそのフィードバック電源を用いて補正を行なうこととした[38]。

さらに、厚い金属シェル中のプラズマの平衡位置制御のため、シェルの浸透時間より十分長い持続時間を持つ垂直磁場(DC垂直磁場と称する)と、プラズマの最初のブレークダウン時にこのDC垂直磁場を消去するパルス垂直磁場を用いる標準的な手法を採用した。DC垂直磁場の発生には、立ち上げ時間が2 ms程度の通常の平衡磁場コイルのトーラス外側部分を用いることとし、そのためにDC磁場発生用の24 Vの低電圧電源と、通常の垂直磁場発生用の5 kVの電源の並列運転が可能のように、垂直磁場電源の設計・製作を行った。パルス垂直磁場はシェル内面の真空容器との間に設けたパルス垂直磁場コイルで発生した[39]。

また、放電の長時間化に対応する真空容器壁への熱負荷対策として、最初はSUS316L製の、次いでグラファイト製

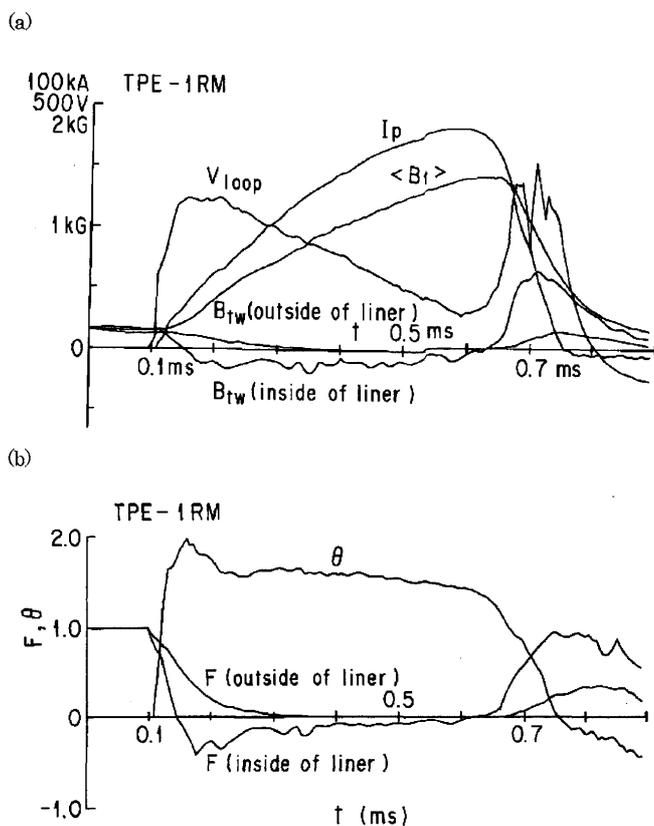


図13 TPE-1RMにおける遅い電流立ち上げ時の放電波形。(a) I_p , B_{tw} , 平均トロイダル磁場 $\langle B_t \rangle$, V_{loop} と, (b) F と q [35]。

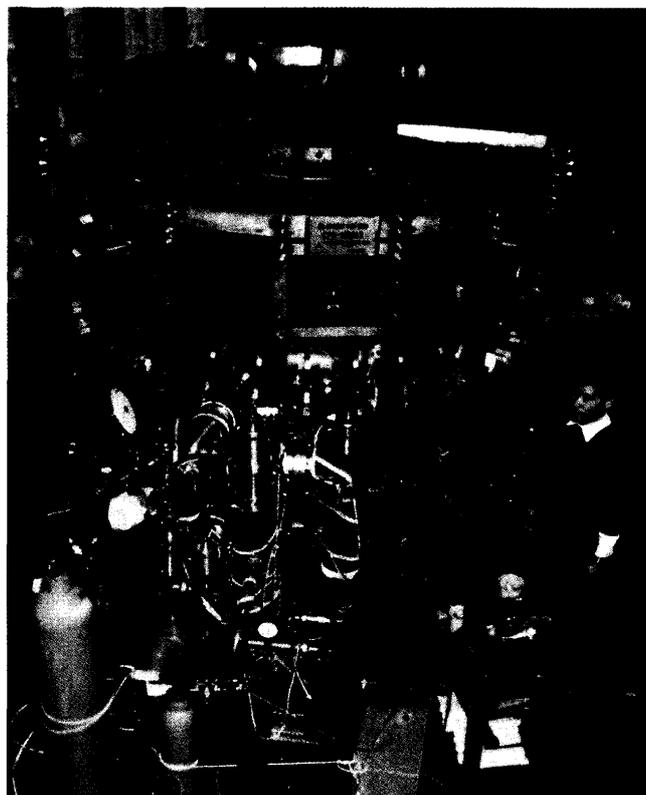


図14 TPE-1RM15の負荷系。

の、最終的にはモリブデン製の、多数の保護リミタを用いて、壁とプラズマが直接的に接触しないように試みた。

1983年から装置部品の製作に取りかかり、1985年に装置を組み立てた。図14に TPE-IRM15装置の写真を、表1に装置諸元を示す。図の写真からわかるように、TPE-IRM15に至って、ようやく逆磁場ピンチも長時間のプラズマ維持が可能な閉じ込め実験装置としての体裁を整えることができたといえる。

TPE-IRM15の本格的な実験を1986年から開始し、その年に京都で開催されたIAEA会議で最初の平衡制御実験の結果を報告した[40]。図15に典型的な放電波形と電子温度・密度の時間変化を示す。10 msを越える放電時間と1 keVに達する電子温度が得られた[20]。

また図16にシェルギャップの不整磁場の補正の効果を示す[20]。TPE-IRM15の完成直後の最初の実験では、予算の都合から平衡垂直磁場の電源とサドルコイル系の整備が間に合わず、垂直磁場なしの実験を試みた。しかし、薄いシェルギャップカバーでは不整磁場を補正しきれず、放電は2 ms以下の非常に短い時間しか持続しなかった。最初は、シェルギャップの不整磁場がこれほど大きな影響を与えるとは考えていなかったため、上記の短い放電時間は、

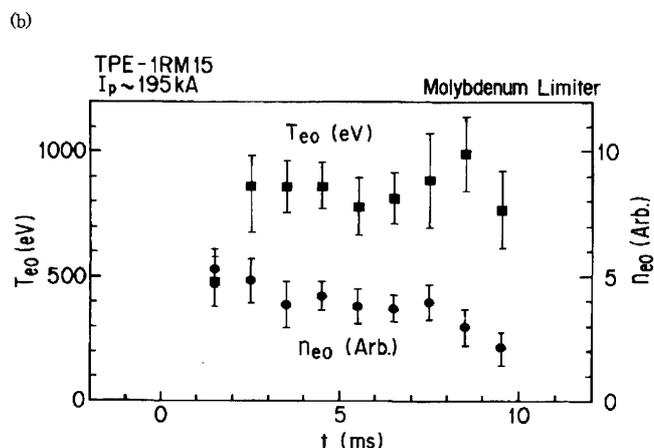
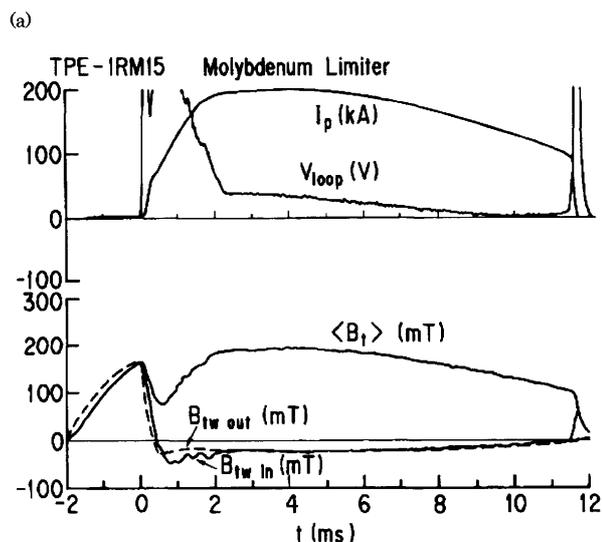


図15 TPE-IRM15における放電波形。(a) I_p と V_{loop} 、 B_{tw} と $\langle B_t \rangle$ 、(b) T_{e0} と n_{e0} 。 $B_{tw out}$ と $B_{tw in}$ は、それぞれ、真空容器外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場である[20]。

何か他の致命的な装置設計上の誤りによるものではないかと疑い、眠れない夜が続いたことを思い出す。その後、簡易的なサドルコイルと電源を用意して、図16に示すように不十分ながらシェルギャップ不整磁場の補正を試みたところ、補正を大きくするに従って放電時間が延びていったので、一安心することができた。平衡垂直磁場電源の整備が終了して、適当な強度の垂直磁場をかけたところ、直ちに10 msに近い放電を得ることができ、シェルギャップ不整磁場の影響の大きさを実感することとなった。

そこで、平衡垂直磁場のプレプログラミングでは補正しきれないシェルギャップ不整磁場を、高い精度で補正することを試みた。そのため、トロイダル方向に180度離れた2カ所のギャップ部分に局所的な垂直磁場を発生する上下一対のサドルコイルを設置し、シェルギャップ不整磁場がゼロとなるようなフィードバック制御をRFPでは始めて実

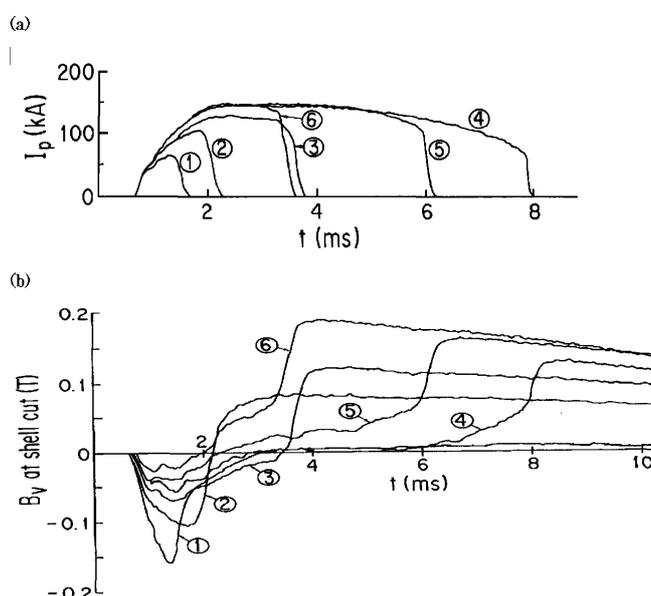


図16 TPE-IRM15におけるシェルギャップ不整磁場の補正の効果。補正はシェルギャップ部の上下に設けた、一対のサドルコイルで行った。(a) I_p と、(b) 不整垂直磁場の時間変化。①-⑥は補正の強さを変えた結果を示す。①が補正なし、④が最適補正、⑥は補正が強すぎる場合を示す[20]。

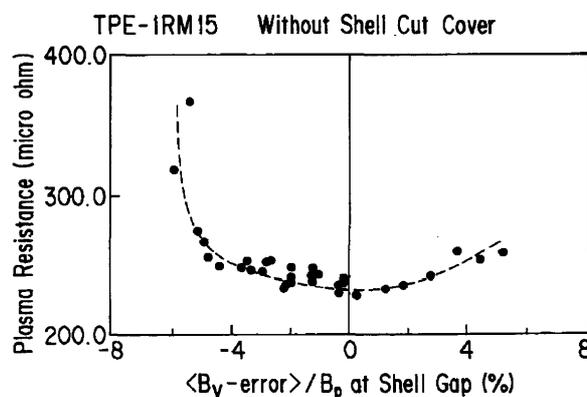


図17 TPE-IRM15におけるシェルギャップ不整磁場の補正の効果。ポロイダル磁場で正規化したシェルギャップ部の平均垂直磁場に対する、プラズマ抵抗の依存性[20]。

施した[20, 38]. 先に図15に示した放電波形は, このフィードバック制御を用いて不整磁場の補正を最適化した後に得られたものである. 図17はシェルギャップの不整磁場 ($B_{v-error}$) がプラズマの抵抗に与える影響を示す[20]. これから $B_{v-error}$ がポロイダル磁場の2%を超えると, 影響が出始めることがわかる.

この結果から, 結局のところ一重シェルでは, シェルだけでは平衡の維持は現実的には不可能で, 実際上はシェルがないと考えた時に必要な垂直磁場を外部からかける必要があることがわかった[20, 38]. シェルギャップ付近の局所的な補正, あるいは, 厚い多重シェルによる補正は有効ではあるが, その有効時間はシェルの垂直磁場に対する浸透時間のせいぜい 1/10 程度であると考えられる.

TPE-1RM15 では, 基本的にはプラズマの平衡はシェルで保持するので, 別途垂直磁場をかけない限りは, シェルに対するプラズマの Shafranov シフトが現われ, プラズマは放電容器中心から外側にシフトする. このシフトがプラズマ・壁相互作用にどのように影響を与えるかを調べるため, DC垂直磁場の大きさを変えて, プラズマ抵抗の変化を示した結果を図18に示す[20]. この結果から, mm オーダーの位置制御により, プラズマの抵抗が変化してプラズマ閉じ込め時間に大きな影響を与えることが明らかとなった. この原因としては, プラズマ表面付近の磁力線が真空容器壁 (リミタ) と鎖交するために発生する edge helicity loss に起因する異常周回電圧の発生, プラズマ境界の外側の領域に発生して真空容器壁 (リミタ) にあたって失われる無効なダイナモ駆動電流を駆動するために発生する周回電圧等が考えられている [41, 42].

図19に示すように, TPE-1RM の実験で示されたのと同様に, ms を越える緩やかなプラズマ電流の変化においても, トロイダル磁束はほとんどプラズマ電流の大きさに比例することがわかる [20]. これは, プラズマ中の磁場がトロイダル磁場の拡散減衰時間と同程度の変化をしても, 平均トロイダル磁場とプラズマ表面のポロイダル磁場の比が一定であることを意味する. 即ち, この比を一定にするような, 磁場の抵抗拡散を打ち消す強力なトロイダル磁束の生成がプラズマ中で起こっていること, 言い換えれば, プラズマ中の磁場分布を一定に保つ緩和機構が存在し, 有効に働いていることを示している.

また, プラズマ電流の増加時のプラズマの抵抗率の増加と減衰時の抵抗率の減少を定量的に求め, ダイナモ効果による実効的なトロイダル周回電圧を評価することができた [43].

3.4 TPE-1RM20による高 β プラズマ閉じ込め (IHTMモードの発見)

TPE-1RM15における実験では 2 ms の逆磁場ピンチ立ち上げ, 能動的な平衡制御を用いた精密な平衡位置制御, シェルギャップ不整磁場の補正等により, 電子温度が 1 keV に近い逆磁場ピンチプラズマの長時間維持を実現し, 低速磁場制御を用いた逆磁場ピンチ配位の形成と保持の手法を確立することができた [20].

この結果は, 10年前の高速磁場制御による実験の時から

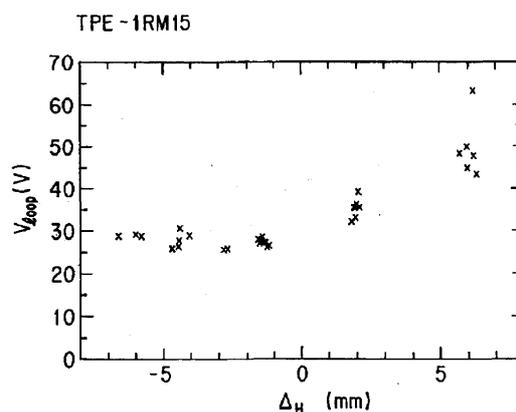


図18 TPE-1RM15 における平衡位置制御の効果. DC 垂直磁場により制御した Shafranov シフトに対する V_{loop} の依存性. 放電開始後 4.5 ms [20].

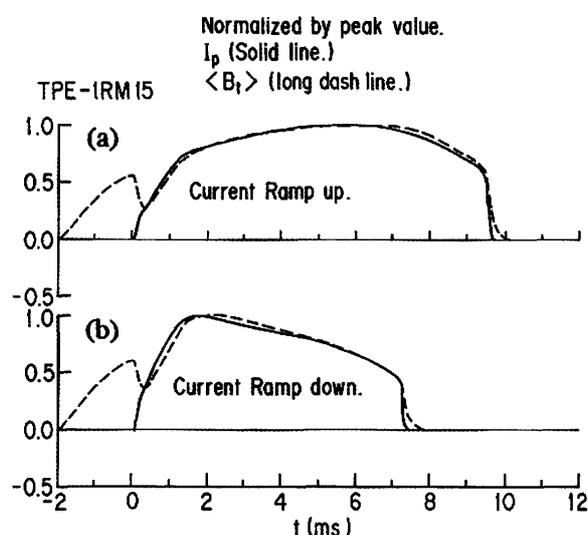


図19 TPE-1RM15 における, 平均トロイダル磁場 ($\langle B_t \rangle$) の時間変化. プラズマ電流 I_p の, (a) 立ち上げ放電と, (b) 立ち下げ放電の場合を示す. I_p と $\langle B_t \rangle$ はそれぞれのピーク値で正規化してある [20].

見ると, 夢のような進歩であったが, また一方では, 逆磁場ピンチプラズマの性能の向上に伴い, 逆磁場ピンチの閉じ込め性能を制限している最大の要因が, ダイナモ効果に付随した磁場揺動による大きなプラズマ損失であり, この点を突破しないと, 10–20 MW/m³ という高い加熱パワー密度から期待されるようには, 温度, 密度, β 値などの性能が向上しないことが明確になってきた.

そこで, より安定性が高く磁場揺動を抑えることが可能な実験を行って, 逆磁場ピンチプラズマの閉じ込め性能の向上を図るとともに, β 値や閉じ込め時間などの閉じ込め性能の限界を見出すため, 1990年に TPE-1RM15装置を一部改造して TPE-1RM20を建設した. 改造はそれほど大掛かりなものではなく, オーミック, トロイダル磁場, 平衡磁場, 水平磁場, などのコイル系と電源はそのまま, 真空容器とシェルのみを一回り大きくするとともに (大半径を 70 cm から 75 cm へ, 小半径を 13.7 cm から 19.2 cm へ増加), 厚肉シェルとは別の, 薄い 0.8 mm 厚の銅製のシェル

を設けてシェルのプラズマへの近接性を向上することにより、1 ms 以下の速い磁場揺動の安定化を試みた。薄肉シェルを二重に設けて、シェルギャップの位置をずらすことにより、薄肉シェルの作るシェルギャップ不整磁場の影響を極力小さくした[22, 44, 45]。

厚肉シェルの近接性については、リミタによる真空容器壁の保護に必要なスペース (TPE-1RM20では 2 mm)、真空容器ペローのコンボリュウシヨンの厚み (12 mm)、真空容器とシェルの間のスペース (両者の機械精度、絶縁、磁場計測センサー厚など、9 mm) を考えると、厚肉シェルの内小半径 b とプラズマの小半径 a の比、 b/a を 1.1 以下に

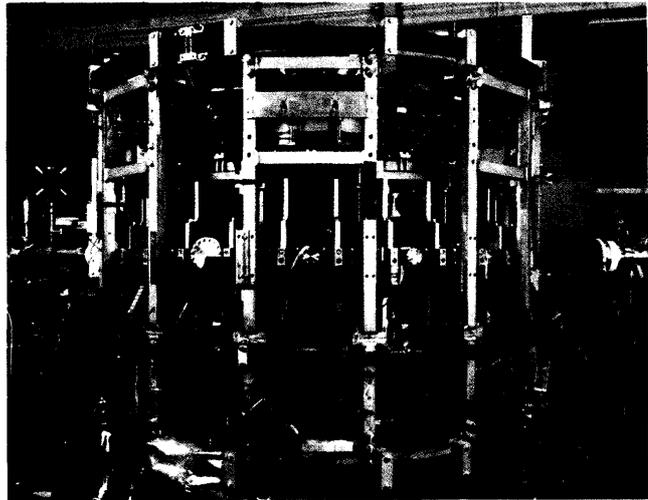


図20 TPE-1RM20 装置の負荷系。

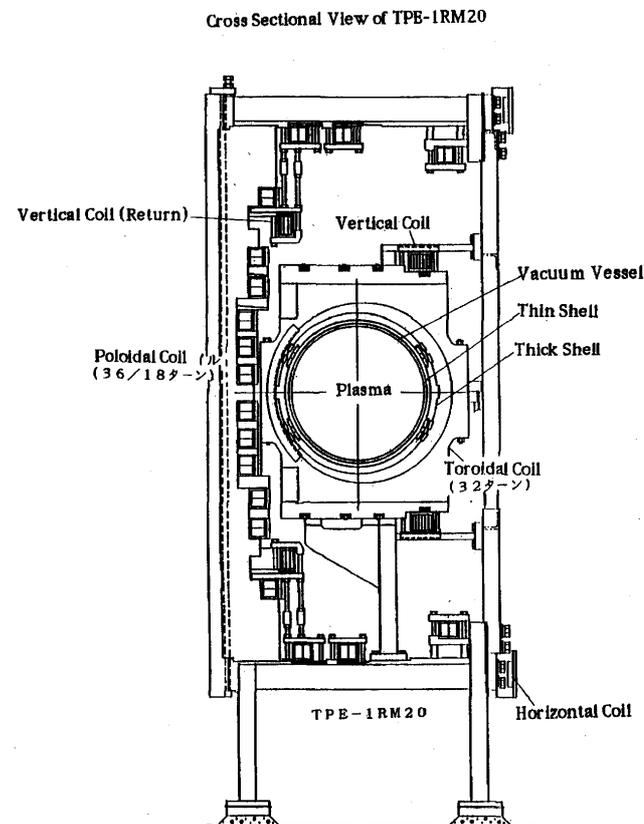


図21 TPE-1RM20 装置の断面図。

することは難しい。そこで、真空容器に、薄い絶縁シートを挟んで密着して取り付けることのできるフレキシブルな薄肉シェルを設けることにより、速い磁場揺動成分に対するシェルの近接性を向上させた ($b/a \sim 1.08$)。薄肉シェルの磁場浸透時間は、揺動のモードに依存し、2-8 ms 程度と見積もることができる。これは、磁場揺動の抑制は薄肉シェルで、平衡制御と外部不整磁場の遮蔽は厚肉シェルで、シェルの役割を分担したことを意味する。

1991年に装置の改造を行い、実験を開始した[46]。装置の写真と断面図を図20, 21に、装置諸元を表1に、典型的な放電波形を図22に、中心電子温度 T_{e0} とイオン温度 T_i と線平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ の時間変化を図23に、 T_{e0} と T_i の I_p 依存性を図24に示す。また、TPE-1RM15と1RM20の比較として、トロイダル周回電圧の抵抗成分 $R_p I_p$ の I_p 依存性を図25に、 $\langle n_e \rangle$ と T_{e0} の I_p 依存性を図26, 27に、磁場揺動 (δB_r) の周波数スペクトルを図28に示す[47, 48]。TPE-1RM15

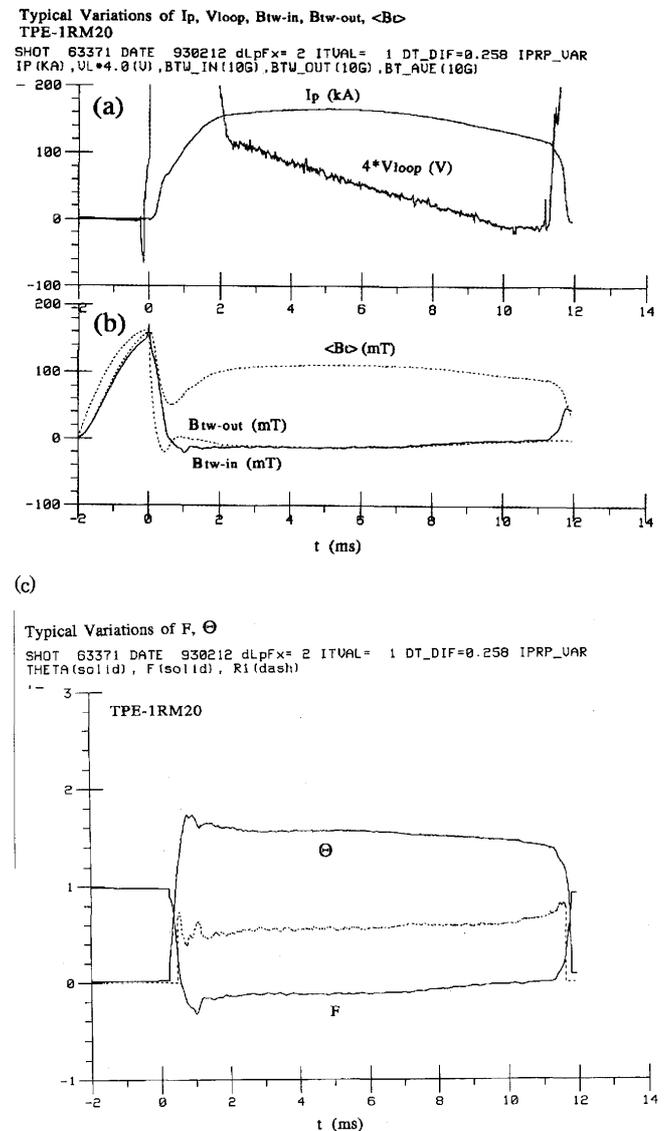


図22 TPE-1RM20における放電波形。(a) I_p と V_{loop} , (b) B_{tw} と $\langle B_r \rangle$, (c) F と Θ 。 B_{tw-out} と B_{tw-in} は、それぞれ、真空容器外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場である。

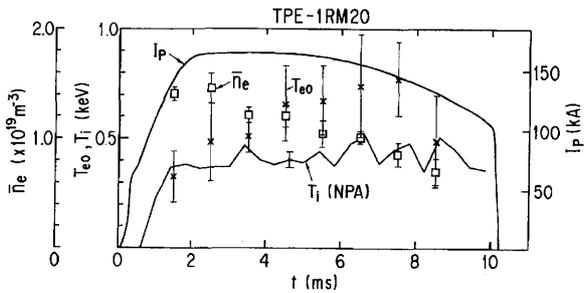


図23 TPE-1RM20 における中心電子温度, イオン温度, 線平均電子密度, およびプラズマ電流の時間変化.

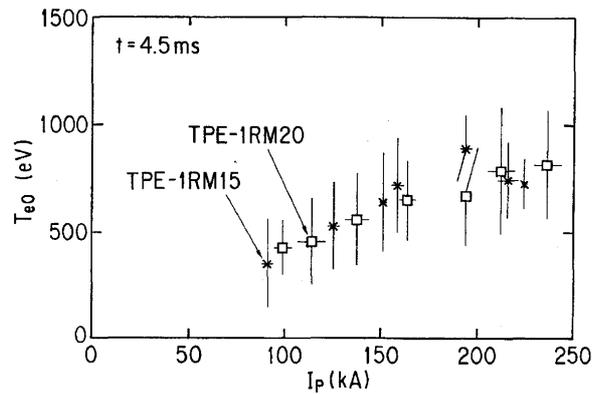


図27 TPE-1RM20 と TPE-1RM15 の比較. 中心電子温度のプラズマ電流依存性[44].

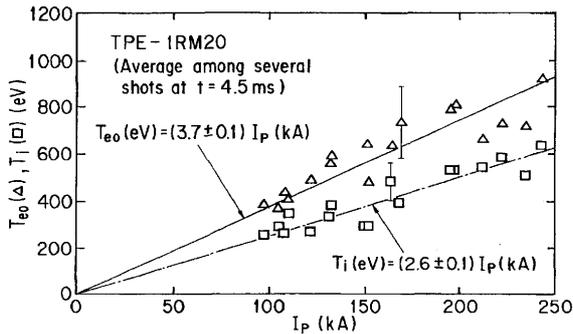


図24 TPE-1RM20 における中心電子温度とイオン温度のプラズマ電流依存性.

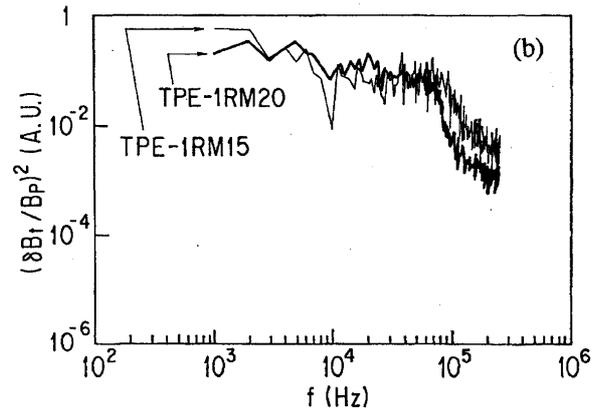


図28 TPE-1RM20 と TPE-1RM15 の比較. 放電容器の影響を補正したトロイダル磁場の揺動成分の周波数スペクトル[46].

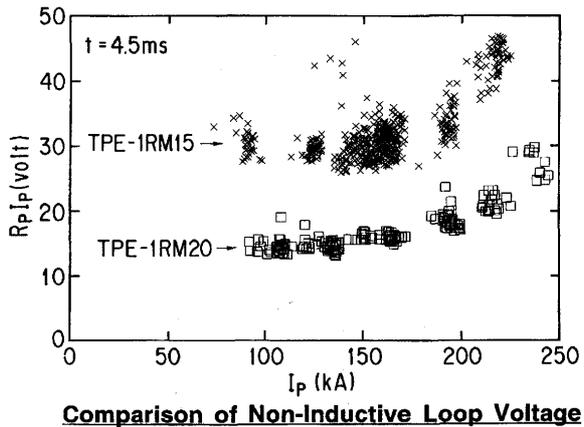


図25 TPE-1RM20 と TPE-1RM15 の比較. トロイダル周回電圧の抵抗成分 $R_p I_p$ のプラズマ電流依存性[46].

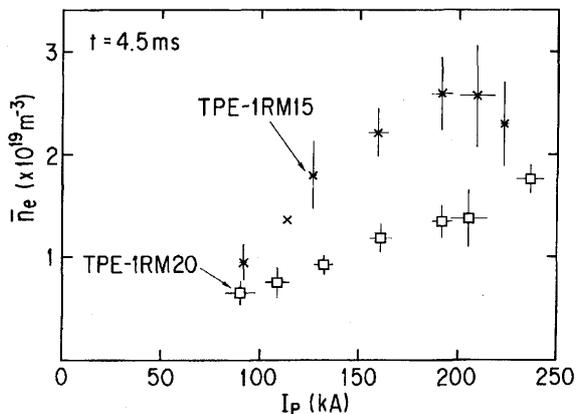


図26 TPE-1RM20 と TPE-1RM15 の比較. 中心コア平均電子密度のプラズマ電流依存性[44].

の結果と比較して同じプラズマ電流 (~ 160 kA) では, 電子温度はほぼ同じ ($700\text{--}800$ eV), 密度は約半分 ($2.5 \times 10^{19} \Rightarrow 1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), $R_p I_p$ は半分 ($30 \text{ V} \Rightarrow 15 \text{ V}$) である. これ程低い $R_p I_p$ の値が RFP で得られたのは世界初であった. 磁場揺動の減少は低周波 ($1\text{--}2$ kHz) 領域で顕著であるが (約 $1/10$), 高周波 (~ 100 kHz) 領域でも見られる ($\sim 1/2$). 電子密度の低下は, 表面積/体積の比の減少と, 磁場揺動の低減によるプラズマ・壁相互作用の抑制の結果, 壁からの粒子補給が減少したためであると考えられる. これらの結果から, 図29, 30に示すように, β_p の変化は小さくほぼ0.1で, エネルギー閉じ込め時間は約2倍 ($\sim 0.3\text{--}0.4$ ms) となった.

TPE-1RM20の実験では, ADCチャンネルの増強とDEC計算機の導入等, データ収集・処理装置の増強による磁場や静電揺動の計測性能の向上, その他分光計測, 温度密度計測等の拡充により, 各種揺動の周波数やモード解析, プラズマパラメータの計測精度の向上が可能になり, プラズマの閉じ込め物理の理解を大きく進展することができた[49].

特に, データ収集・処理装置に関しては, TPE-IR, TPE-1RMの実験時には8チャンネルのADCしかなく, 逆磁場ピンチの緩和現象について面白い実験結果が出ていながら, 磁場揺動のモード解析などは夢のまた夢で, 悔しい思いをした経験がある. そこで, TPE-1RM5の実験開始以降, データ収集・処理装置の増強・整備を重点的に進め

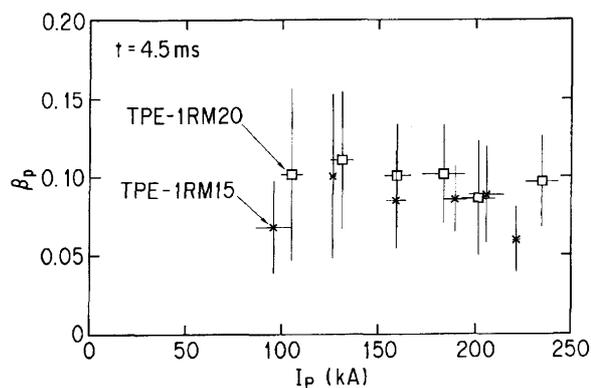


図29 TPE-1RM20とTPE-1RM15の比較. β_p のプラズマ電流依存性[48].

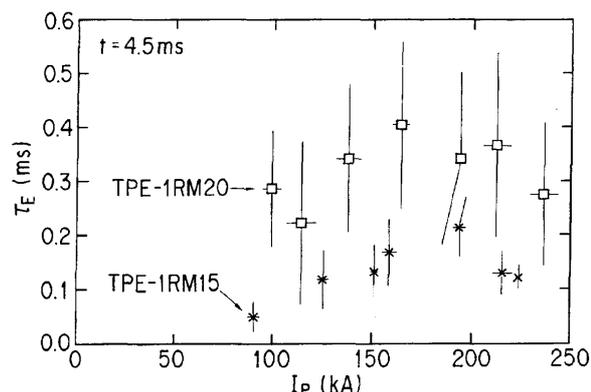


図30 TPE-1RM20とTPE-1RM15の比較. τ_E のプラズマ電流依存性[46].

た。その当時は核融合の実験分野では標準的であった、DECの計算機を処理装置とするCAMACシステムを導入し、時間をかけてADCのチャンネル数の増加を実現していった。TPE-1RM15の実験の終わり頃には不十分ながら磁場のモード解析ができる状態になり、TPE-1RM20の実験開始時には、磁場揺動と静電揺動、およびその他のパラメータの同時解析が可能となる状態にまで持てることができた。

実験装置の建設時には、どうしても装置の性能を優先してしまい、装置の製作に予算をかけ過ぎて、計測にしわ寄せがいくということになってしまいがちであるが、いくら面白い実験ができて、きちんと計測して結果をだすことができなければ、宝の持ち腐れになってしまうということを実感させられた次第である。

多くのTPE-1RM20の実験の成果の中で、主なものとして、Quasi-Single Helicity (QSH) 状態の発見[35, 50]と、高プラズマ閉じ込めモード (Improved High Theta Mode, IHTM) による高 β プラズマの実現をあげることができる[51, 52]。

QSH状態とは、ポロイダルモード数 $m=1$ の磁場揺動のなかで、特定のトロイダルモード数 n (ほとんど場合には最も中心近くで磁力線と同じピッチを持つ中心共鳴モード) を持つモードのみが成長して、プラズマがヘリカル状態になったものである。ただし、他のモードも一定の振幅を持つためQuasi-Single Helicity (QSH) と呼ばれる [53]。

TPE-1RM20の磁場揺動の解析により、この状態が出現し、ある一定時間持続することが世界で初めて見いだされた。その結果は文献[50]の図7に示されている。その図は $m=1$ で異なる n を持つフーリエモードの大きさの時間変化を示したものであり、 $t=5$ ms付近で $m=1, n=7$ のモードが他のモードに比べて大きくなり、QSH状態となることを示している。その後の理論的な解析で、QSH状態の発展したシングルヘリカル状態では、シングルヘリカルモードの揺動だけによるダイナモ効果で、逆磁場ピンチ配位の維持が可能であることが示された。このシングルヘリカルモードによるダイナモ効果では、通常多重ヘリカルモードのダイナモ効果では避けられない隣接した共鳴面の磁気島の重なり合いによる磁気面の破壊と、その結果生じる大きなプラズマ損失を避けることが可能で、ダイナモ効果による逆磁場ピンチ配位の維持と、良好なプラズマ閉じ込めを両立させることができる。現在、イタリアのRFX装置を中心として、磁気軸がヘリカル変形した、いわゆる立体磁気軸を持つ逆磁場ピンチ配位をも視野に入れた、ヘリカル逆磁場ピンチの研究が精力的に行われているが、TPE-1RM20におけるQSH状態の発見はその先駆けとなるものであった。

また、高ピンチパラメータ領域における高プラズマ閉じ込め運転モード (IHTM) では、図31と32に示すように、 $\theta \sim 2$ の高ピンチパラメータ領域で、約0.5 msのエネルギー閉じ込め時間と $\beta_p \sim 20\%$ の高 β 値を同時に達成し、その状態を ~ 10 ms程度維持することに成功した。ピンチパラメータが大きい程、プラズマ周辺部の磁場のシェアーが

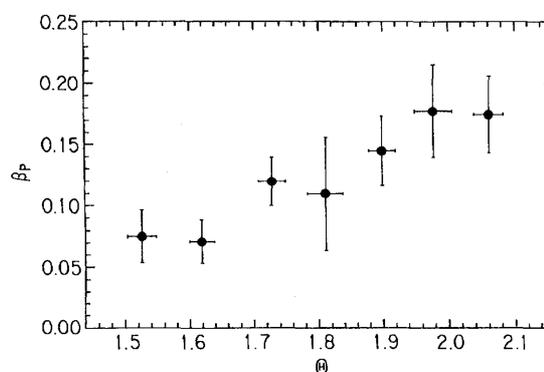


図31 TPE-1RM20における β_p の θ 依存性[47].

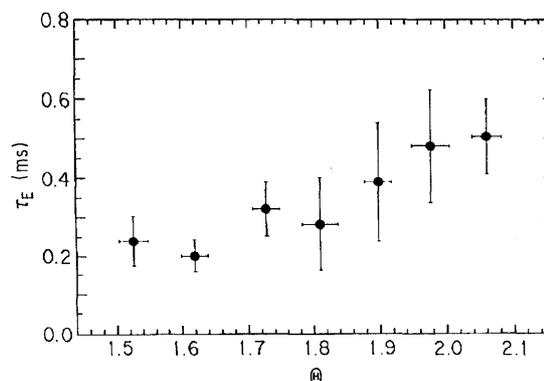


図32 TPE-1RM20における τ_E の θ 依存性[52].

大きくなってプラズマが安定化されるため、高 β プラズマの閉じ込めが可能となる。しかし、それまでの実験では、通常 θ が1.7を越えると大きな間欠的なダイナモ現象が起こり、プラズマ中の磁場配位は磁場エネルギーのより小さい低い θ 配位へと緩和するが、その際にプラズマエネルギーも同時に損失してしまい、良好な閉じ込めを実現することが難しかった。TPE-1RM20におけるIHTMでは、プラズマ電流の減衰率を適切に設定することにより、高ピンチパラメータ領域での間欠的なダイナモ効果の発生を抑えて、高い閉じ込め性能を得ることに成功した。

この結果は、何らかの手法で間欠的なダイナモを抑えることができれば、逆磁場ピンチで高温・高 β のプラズマの閉じ込めが可能であることを示しており、外部からの直接ポロイダル電流駆動の有効性を示唆するものである。また、電流減衰フェーズにおける高プラズマ閉じ込めを利用したプラズマ燃焼と、損失が増大する電流立ち上げフェーズを、ヘリウム（不純物）排気フェーズとして利用する、脈動型逆磁場ピンチ核融合炉のアイデア[54]の基本となる実験結果である。

3.5 大型装置 TPE-RX の実験とその成果

3.5.1 TPE-RX の基本構想

1990年代に入って、TPE-1RM20における実験が順調に進みだすと、それらの成果をもとに、産業技術総合研究所（当時は電子技術総合研究所）における今後の逆磁場ピンチ研究をどのように発展させていくかについて頭を悩まし始めた。1990年代に入るとイタリアのRFXや米国のMSTという、プラズマの小半径が0.5 m程度の大型の逆磁場ピンチの実験装置が本格的に稼動を始め、色々と面白いデータを出し始めた[55, 56]。実は、TPE-1RM15の建設が終わったころから次期装置の概念設計を考え始め、いくつかの設計研究を行っていたが、どうも建設費が電子技術総合研究所としては大きくなりすぎ（勿論、JT-60やLHDに較べれば雀の涙のようなものであったが）、我々のグループの体力では無理ではないかと考えていた。イタリアのRFXは装置建設に100億円以上、スタッフ100人以上の大きな研究施設であり、我々の太刀打ちできるものではなかった。しかし、1990年のワシントンのIAEA国際会議の後、米国マディソン市のウイスコンシン大学にある大型逆磁場ピンチ装置MSTを見学したところ、その簡単な構造と、少ない人数での研究の実施に感銘を受けた。このような装置であれば我々にも可能性があると感じ、意を新たにして設計研究に取りかかることとした。

設計研究では三菱電機および三菱重工との共同作業で、RFXやMSTに匹敵する大きさのRFP装置の設計を試みた。その際、エネルギー閉じ込め時間に対する次の方程式を、考えの基礎とした[54]。

$$\begin{aligned}\tau_E &= W_p / (I_p V_{loop}) \\ &= 0.47 \times 10^{-6} \beta_p R_M I_p / V_{loop}\end{aligned}$$

ここで、 τ_E はエネルギー閉じ込め時間、 W_p はプラズマの熱エネルギー、 I_p はプラズマ電流、 V_{loop} はトロイダル方向の周回電圧、 β_p はポロイダル β 値、 R_M は装置の大半径であ

る。RFPではプラズマへの加熱入力はオーミック加熱のみなので、プラズマ中のトロイダル磁束が変化しない定常状態を考えると、 $I_p V_{loop}$ が加熱入力となる。したがって、式の最初の行は τ_E の定義式であり、次の行も β_p の定義を用いて τ_E の定義を書き直した恒等式である。この式から、RFPでは（もっと一般には、オーミック加熱閉じ込め装置では）プラズマ電流が I_p の時の τ_E は、その時の β_p の値と、その I_p を維持するために必要な V_{loop} の大きさで決まることがわかる。RFPでは β_p はMHD不安定性による β 限界で決まり、 V_{loop} は、電子温度の関数であるプラズマ抵抗率と装置のスケールとで決まる古典的な周回電圧と、ダイナモ効果を駆動するために必要な異常周回電圧（この部分がイオンの直接加熱に寄与している）の和で表される。

β_p は、これまでのTPE-1RM、TPE-1RM15、TPE-1RM20の実験では、ピンチパラメータ θ が大きくない通常の放電では、おおむね ~ 0.1 が得られていたので、これが β 限界であろうと考えた（TPE-1RM20では $\theta \sim 2$ の付近で $\beta_p \sim 0.2$ が得られていたが、これを一般化するのは危険であると見え、 $\beta_p \sim 0.1$ とした）。

したがって、 V_{loop} が、 I_p の大きさ、並びに装置のスケールの変化とともにどのように変化するのが最大の問題となる。 V_{loop} を決める要因としては、プラズマ中の電流分布、電流のヘリカルファクタの大きさ、電子温度の分布、 Z_{eff} 値の分布といった、通常の原因は言うまでもなく、ダイナモ効果も大きく寄与しているので、 V_{loop} の値を正確に予測することは現状では不可能である。一方、TPE-1RM、TPE-1RM15、TPE-1RM20の実験では、 V_{loop} は ~ 35 V、30 V、15 Vと低下し、その低下には、プラズマの小半径 a の増加だけでなく、プラズマの平衡位置の精密な制御を行ってプラズマと壁（リミタ）との相互作用をできるだけ小さくすることが重要であることがわかった。これらの実験結果から、プラズマの小半径をTPE-1RM20より2倍程度大きくするとともに、TPE-1RM20と同様の精密な平衡位置制御を行うことにより、10 V程度の V_{loop} を実現することは可能であると予想した。 $\beta_p = 0.1$ 、 $V_{loop} = 10$ Vとすると、

$$\tau_E [\text{ms}] = 4.7 R_M [\text{m}] I_p [\text{MA}]$$

となる。

エネルギー閉じ込め時間としては、これまでのRFPの実績を考慮して、msオーダの τ_E の実現、具体的には5 ms以上、望むらくは10 ms程度の τ_E を実現することを目標とした。 $R_M \sim 1.7$ m、 $I_p \sim 1$ MAとすると、 $\tau_E \sim 8$ msとなり、上記の τ_E に対する条件を満足することができるので、装置の規模としてはこの付近の値を中心に考えることとした。

このことを念頭に置いて、装置の物理的、工学的な制限、および現実的な予算規模を条件として、以下に示す点に留意しながら装置の設計を進めた。

- 1) TPE-1RM20の実験結果である、高 β と低周回電圧を再現できるよう、シェルの近接性を高めてプラズマの

MHD 安定性を確保するため、薄肉と厚肉の二重シェル構造とする

- 2) 小半径は RFX や MST と同程度の大きさ (~ 0.5 m) が望ましい。
- 3) アスペクト比は、RFX (~ 5) と MST (~ 3) の間の ~ 4 とする。 $R_M \sim 1.7$ m なので、 $a \sim 0.5$ m 程度とすることを考える。
- 4) 真空容器はステンレス鋼製の一体構造とし、薄肉ベロー部とストレート部を交互に用いる構造とする。その際、トロイダル方向の一周抵抗のポロイダル周回方向の一様性だけでなく、ポロイダル方向の一周抵抗のトロイダル周回方向の一様性を確保する。RFP ではポロイダル磁場だけでなくトロイダル磁場も変化するので、真空容器の誘導電流がトロイダル対称性を壊さないようにする必要がある。
- 5) 真空容器の保護にはモリブデンリミタを使用する。グラファイト材の使用は、高温のベーキングの導入が予算的に無理であることから考慮しなかった。また、RFP ではプラズマ周辺部の磁場はほぼポロイダル方向を向いているので、その点を考慮してリミタの形状と配置を決める。
- 6) プラズマ電流の最大値は 1 MA を目標とする。
- 7) 利用可能なスペースと予算の点から、電源の大幅増強は難しいので、目標プラズマ電流を実現するため、オーミックコイルとしては電源効率の良い鉄芯方式を採用する。
- 8) 最初の段階では電源は TPE-1RM20 の電源を使用し、目標プラズマ電流を 500 kA とする。最初の電源の改造・増強は必要最小限にとどめ、実験の進展状態と予算状況を見て最終的に 1 MA をめざす。

いくつかの試行錯誤の結果、図33に外観を示す装置を選択した。表1に主なスペックを示す。上記に述べた課題をほぼ満足する装置を設計できたと考えている。装置の詳しい特徴については、参考文献[57-64]を参照されたい。

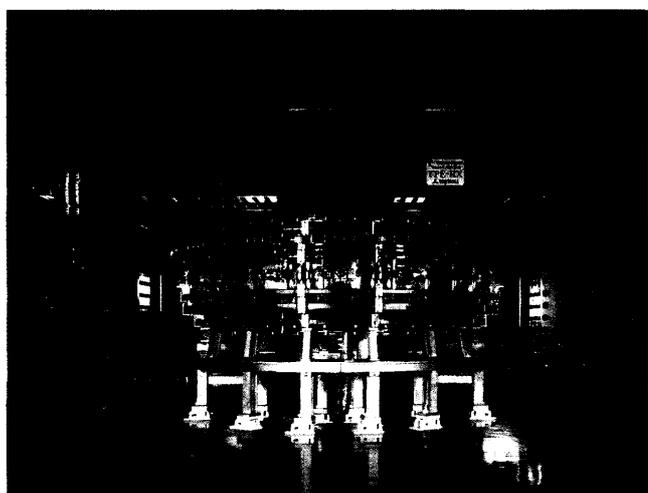


図33 TPE-RX 装置の負荷系[59].

3.5.2 TPE-RX の実験結果

(1) 全体の特性

TPE-RX 装置の建設には1995年から取りかかった。1996年の12月には TPE-1RM20 をシャットダウンして解体を行い、その跡の場所に1997年から装置の設置・組み立て作業を開始した。1998年の初めに組み立て・試験を完了し実験を開始した。その後の実験は順調に進展し、その年の秋に横浜で開催された IAEA の核融合エネルギー国際会議で、最初の実験データを報告することができた[23, 65]。

図34にその後の実験で得られた、典型的な TPE-RX におけるプラズマ電流 I_p 、プラズマ表面の平均トロイダル磁場 B_{twi} 、トロイダルコイルが作る磁場 $B_{t\omega}$ 、プラズマ中の平均トロイダル磁場 $\langle B_t \rangle$ 、トロイダル周回電圧の抵抗成分 $R_p I_p$ を示す。また図35にその際のピンチパラメータ $\theta = B_{pw}/\langle B_t \rangle$ と逆転パラメータ $F = B_{tw}/\langle B_t \rangle$ の時間変化を示す。ここで、 $B_{pw} = \mu_0 I_p / (2\pi a)$ はプラズマ表面の平均ポロイダル磁場である。

図は I_p のピークが 260 kA の放電を示しており、 I_p のピークで、 $R_p I_p \sim 16.5$ V、 $\langle B_t \rangle \sim 71$ mT、 $B_{tw} \sim -5.7$ mT、 $\theta \sim 1.62$ 、 $F \sim -0.08$ である。また、プラズマ電流の立ち上げ時間 ~ 25 ms、プラズマ電流の立ち上げからトロイダル磁場が逆転する時間 ~ 4 ms、プラズマ電流がほぼ一定に保たれる時間 ~ 25 ms、放電持続時間 ~ 90 ms である。

プラズマ電流が 350 kA の時の線平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ の時間変化を図36に示す。 $\langle n_e \rangle$ は $\sim 6 \times 10^{18} / \text{m}^3$ と、予定していた値の半分程度と小さく、この値を如何に大きくするかその後の実験の大きな課題となった。

IAEA 会議以降に行ったトムソン散乱と中性粒子エネルギー

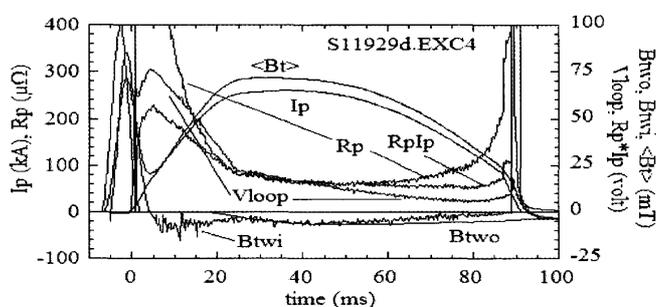


図34 TPE-RX における I_p 、 V_{loop} 、 $R_p I_p$ 、 B_{tw} と $\langle B_t \rangle$ の時間変化。 $B_{tw\ out}$ と $B_{tw\ in}$ は、それぞれ、真空容器の外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場である [65]。

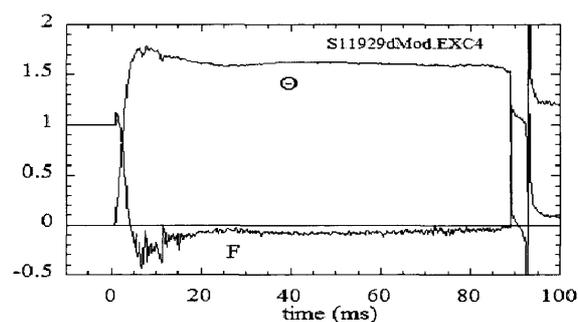


図35 TPE-RX における F と θ の時間変化[65].

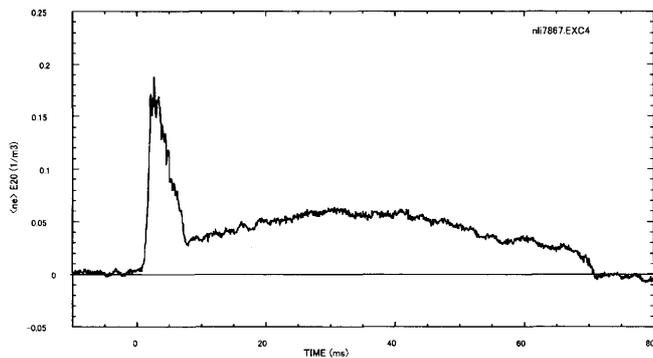


図36 TPE-RXにおける線平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ の時間変化[65].

ギー解析 (NPA) の結果, 中心の電子温度は $\sim 400\text{-}600\text{ eV}$, イオン温度は $\sim 300\text{ eV}$ であり, 圧力分布を $\{1-(r/a)^3\}$ と仮定すると, $\beta_p \sim 0.07$, $\tau_E \sim 0.9\text{ ms}$ と評価することができる. 分布の測定がないのではっきりしたことは言えないが, イタリアの大型 RFP 装置 RFX の分布測定では, 圧力はフラット分布に近いので, TPE-RX でも同様であるとする, $\tau_E \sim 1\text{ ms}$ 程度は実現していたと考えられる[66]. この値は, これまでの RFP の実績から見て, また, プラズマ表面の閉じ込め磁場強度が 0.11 T と非常に小さいことを考慮すると, 他の閉じ込め方式と比較しても, 決して悪い値ではない.

しかし, $\beta_p = 0.1$ と $R_p I_p = 10\text{ V}$ を仮定した, $\tau_E [\text{ms}] = 4.7 R_M [\text{m}] I_p [\text{MA}]$ の式の予想値では $\tau_E \sim 2\text{ ms}$ となるので, この予想値と比較すると半分程度となる. これは, β_p が 0.07 と小さいこと, $R_p I_p$ が 16.5 V と高いことが原因であり, 両者は同程度の影響を与えている. β_p が小さくなったのは, 予想より密度が低いことが原因であると考え, 密度を上げるためにガスバフやペレット入射を試みた. 一方, $R_p I_p$ が大きい原因としては様々なものが考えられるが, 主な原因としては, 不純物の影響, 不整磁場によるプラズマ周辺でのヘリシティ損失, ストキャスティックな磁気線沿った高速電子流の壁での損失などが考えられた.

さらに, その後の大電流化の実験において, 閉じ込め性能の向上にとって最大の問題は, プラズマ電流の増加とともに $R_p I_p$ も増加することであることが明らかになった[65]. プラズマ-壁相互作用の激化による不純物の増加が, この増加の大きな原因の一つではないかと考えられる.

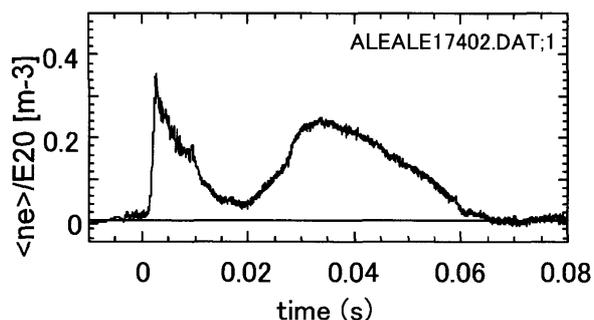


図37 TPE-RXにおけるガスバフ時の線平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ の時間変化[67].

(2) ガスバフによる密度制御

初期封入圧力を変化させても, 閉じ込めフェーズの密度を変えることができなかったため, TPE-RXにおける密度制御(増加)には, ガスバフ, あるいはペレット入射を用いることとなった.

積極的な密度制御を行わない場合には, TPEのRFPの密度の時間変化には, 図36に示すようにポンプアウトと呼ばれる配位形成時の急激な粒子の吐き出しが常に観測される. 放電開始(プラズマ電流の立ち上げ)から $2\text{-}3\text{ ms}$ 経過したところで, 密度は初期封入ガス($\sim 0.4\text{ mTorr}$)の 60% 程度の電離に対応する密度, $1.6 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ にまで達した後, 急激に減少して $\sim 10\text{ ms}$ にはピークの $\sim 1/5$ になってしまう.

その後, 密度はプラズマ電流の増加に従って緩やかに増加し, プラズマ電流がピークになる $\sim 30\text{ ms}$ に密度もピーク($\sim 6 \times 10^{18}\text{ m}^{-3}$)に達した後プラズマ電流の減少に対応して, 緩やかに減少していく.

また, 初期圧力を上げても最初のピークが大きくなるだけで, プラズマ電流のピーク付近の密度はほとんど変化しない. プラズマ電流のピーク時の密度は, 別の粒子供給の手法を用いない限り, プラズマ電流の大きさで決まる.

さらに, 初期圧力を上げすぎると, 輻射障壁を突破できなくなって電子温度が上がらず, 表面トロイダル磁場逆転時にトロイダル磁束を保持できなくなってしまふ. 逆に最初のピークをなくそうとして低い初期圧力で配位形成を行おうとしても, 今度はトロイダル磁場が逆転する前に, 激しい不安定性が起こり放電は停止してしまう. このため, 可能な初期圧力の範囲は装置ごとに決まっており, 大きく変化させることはできない.

この現象はTPE-1RM以降のすべてのTPEシリーズの実験で観測されており, 全体のタイムスケールは異なるものの, 放電持続時間で正規化すると類似の時間変化を示すことがわかっている. ただし, 装置の大型化に伴って, 初期圧力を低くしていくことが必要であった. これは装置の大型化に伴ってプラズマ電流の密度が小さくなって加熱密度が小さくなり, 輻射障壁の突破には低密度の状態が要請されるためであると考えられる. RFPの配位形成時の物理は今でもまだよくわかっておらず, 経験的な手法に頼っているのが現状である.

ポンプアウト後の 20 ms に強力なガスバフを行って, プラズマ電流のピーク時に高い密度を得た結果を図37に示す[66, 67]. これはプラズマ電流 $\sim 300\text{ kA}$ の時の実験結果であるが, ガスバフのない場合($\sim 5 \times 10^{18}\text{ m}^{-3}$)のおおよそ5倍の密度($\sim 2.4 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$)が得られている. この密度の増加にともない, β_p は ~ 0.2 へ, τ_E は $\sim 1.5\text{ ms}$ へと増加し, 密度の増加によりグローバルな閉じ込め性能が大きく向上することを示すことができた. ただし, 密度の増加は5倍であるのに対して, β_p の増加は3倍, τ_E の増加は2倍程度にとどまっている. これは, 密度の増加により温度が低下したことを, さらに $R_p I_p$ も増加したことを意味している. 密度の増加によるイオン温度の低下は見られないが(NPAで $\sim 300\text{ eV}$), 電子温度は $\sim 700\text{ eV}$ から $\sim 300\text{ eV}$ に

低下する。一方、プラズマの輻射損失の全オーミック入力に対する比は、15–20%から30–35%へと増加するだけであるが、全オーミック入射のかなりの部分が、ダイナモ効果を通したイオンの直接加熱に回ると考えると、電子加熱の大きさが半分程度になっている可能性が考えられ、輻射損失の増加が電子温度の低下の主な原因であるとも考えられる。

$R_p I_p$ の増加は電子温度の低下によるプラズマ抵抗の増加が原因であると考えられることもできるが、一方、密度の増加により実効電荷数 Z_{eff} が下がり抵抗が減少する可能性も考えられる。現在の5倍という密度の増加は、 Z_{eff} の低減で電子温度の低下による影響を打ち消すことができる大きさである。これ以外に、密度の増加の結果ダイナモ効果がどのように変化するか、プラズマ-壁相互作用によるヘリシティー損失はガスパフによるプラズマ周辺の温度の低下によりどのような影響を受けるかなど、わからないことが多く残されている。特に、密度が増加して高い値となっている間は、磁場揺動も大きくなっていることが（5倍の密度増加で一桁程度の磁場揺動の増加）観測される。磁場揺動の主な要因はダイナモ効果であると考えられるが、密度増加時に何故ダイナモ効果が激しくなるのかはよくわからない。また、 $R_p I_p$ の増加は密度の上昇時に起こり、密度がピークになり磁場揺動が大きくなる時刻とは一致しない。従って、 $R_p I_p$ の増加がダイナモ効果の激化によるものであると簡単に結論づけることはできない。このように密度の増加による $R_p I_p$ の増加のメカニズムははっきりせず、今後解明すべき課題として残されたままである。

(3) TPE-RXにおけるロックドモードの発生

ロックドモードとは、プラズマ表面の磁場揺動のトロイダル角の位相が時間的・空間的にそろってしまい、大きな揺動によるプラズマの変形が特定のトロイダル位置に局在してしまうもので、変形により局所的な激しいプラズマ-壁相互作用をもたらすものである。

RFPではダイナモ効果のための磁場揺動により、ストキャスティックになった磁力線に沿って、中心部の高温の電子の一部がプラズマ表面にまで流れ出してくるので、局所的なプラズマ-壁相互作用は、トカマクにおける逃走電子の壁への衝突と同様に、局在した壁への熱負荷を発生させ、真空容器の損傷という点でも大きな問題となる。

ロックドモードはRFX装置ではほとんどすべての放電で観測されていたが[68]、TPE-1RM20では、高ピンチパラメータ領域で起こる激しいディスクリートダイナモ現象に付随する場合を除いては観測されておらず、しかもその場合でも短時間に消滅してモードが再度回転を始めることから[35]、RFXの結果はフルカーボン第一壁による大きなリサイクリングの影響と考え、TPE-RXの設計段階では厳しくは考えていなかった。

ところが、TPE-RXの実験では、プラズマ電流が225 kA以下の時には、高ピンチパラメータや高充填ガス圧を避けるなど、条件を適切に選ぶことによりロックドモードの発生を避けることができたが、この電流値を超えると条件が次第に厳しくなって、同じ放電条件でロックドモードが発

生したりしなかったりするようになり、300 kAを超える放電では放電条件の設定にかかわらずロックドモードが常に発生することが明らかとなった。図38にその一例を示す。図はロックドモードによる最外殻磁気面の変形を誇張して（ $\times 25$ 倍）示したものである[69]。このようにトロイダル方向のある場所に局在する定常的で大きな磁場変動が現われる。

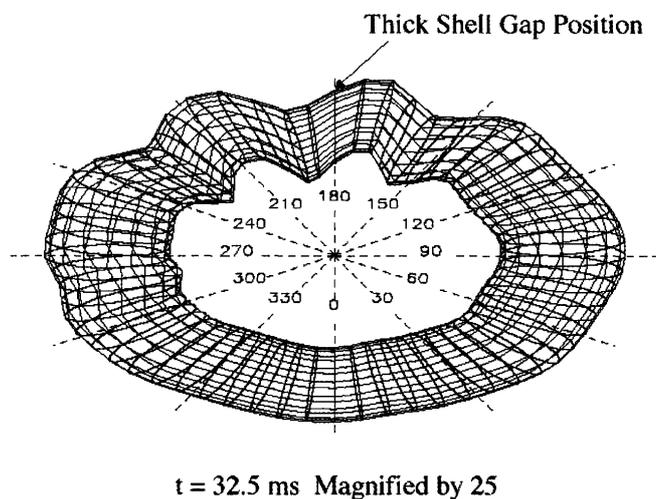


図38 TPE-RXにおけるロックドモードによるプラズマ表面の変形。小半径方向に25倍に拡大[69]。

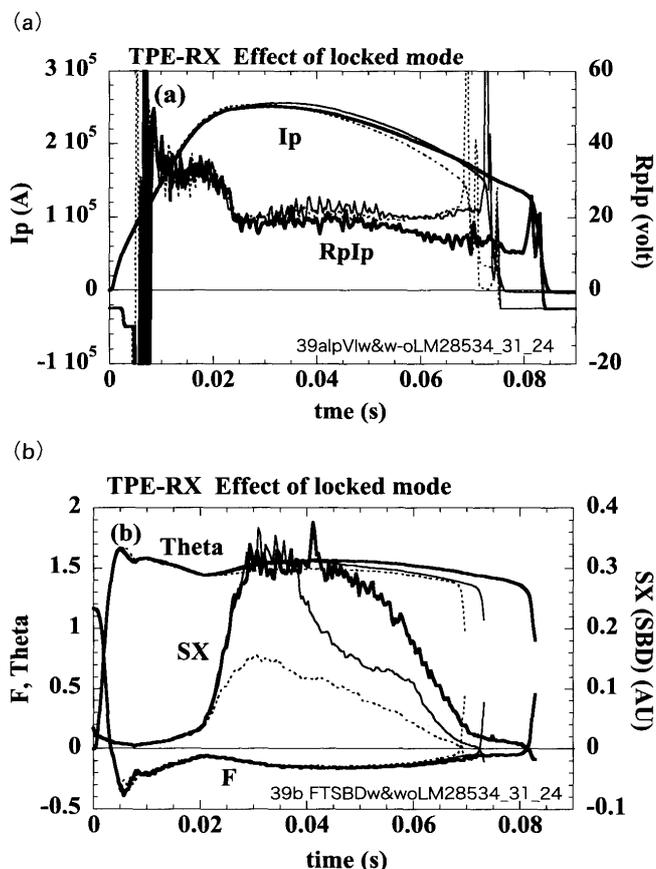


図39 TPE-RXにおけるロックドモードによるプラズマの劣化。(a) I_p , $R_p I_p$ と、(b) F, Theta, 軟X線強度(SX)の時間変化。 $t \sim 20$ msでロックドモードが発生する場合(点線)、 $t \sim 35$ msの場合(細線)、発生しない場合(太線)を示す。

この変動は一度発生すると、多くの場合放電終了まではほぼ同じ大きさで同じ場所に停留する。そのため、その場所でのプラズマ・壁相互作用の増大をもたらす、単に不純物の発生が増大するだけでなく、熱損失の増大による壁表面の温度の急激な上昇（1000度Cを超える場合もある）が起り、壁の損傷、ひいては真空容器の破損に至る可能性がある。

ロックドモードのプラズマに与える影響を図39に示す。図はロックドモードが出たり出なかつたりする境目となる、ピークプラズマ電流が260 kA付近の同一条件の放電で、ロックドモードが20 msで出る場合、35 msで出る場合、および出ない場合を比較したものである。ロックドモードが出ると、 $R_p I_p$ の増加とプラズマ電流の減衰が起こることが示されている。さらに軟X線信号の減衰などから見ても、ロックドモードがプラズマに大きな影響を与えていることは間違いないと思われる。また、ロックドモードがないときに軟X線に現れている振動（中心付近で共鳴する $m=1$ モードによるプラズマの変形がトロイダル方向に回転することにより発生すると考えられている）が、ロックドモードの出現とともに消えてしまうことは、周辺モードだけでなく中心付近のモードの回転も止まってしまうことを意味していると思われる。面白いのは、ロックドモードがある放電の方が、同じ逆転パラメータ F の値に対してピンチパラメータ θ が小さくなることである。これはロックドモードのある方が、完全緩和状態（ベッセル関数モデル、ここでは $\beta=0$ ）に近いことを意味しており、ロックドモードにより β 値が低下する、即ち、閉じ込め性能が悪くなっていることを、軟X線信号の減衰とともに示唆している。

このように、ロックドモードの問題を解決することは、プラズマ閉じ込め性能の向上と300 kAを超える高プラズマ電流領域への運転領域の拡大を実現する上で、最も重要な課題となった。そのため、ロックドモードの発生メカニズムの解明を試みるとともに、RFXと同様に回転局所磁場による、ロックドモードの発生の抑制と、一度起こったロックドモードの再回転駆動を試みた[70]。しかし、プラズマ電流200 kA以下の低電流領域では、高充填ガス圧時に発生するロックドモードの発生を回転磁場により抑えることができたが、ロックドモードの再回転駆動の方はうまくできなかった。また、プラズマ電流が250 kA以上の領域ではロックドモードの発生の抑制も実現できなかった。これらの原因は回転局所磁場の強度不足によるものと考えられるが、一方では、低電流領域でロックドモードの発生の抑制が可能な回転磁場強度レベルにおいても、プラズマ閉じ込めへの悪影響が観測されており、回転磁場の形状を適切に設定して（例えばヘリカル回転磁場を用いる等）、プラズマ閉じ込めへの影響を少なくしない限り（なくさない限り）、より強い回転磁場を用いることは難しいのではないと思われる。

ロックドモードが発生したトロイダル位置での、局所的な放電容器管壁の激しい温度上昇（内表面は1000度Cを超える上昇が起こっていると推定）と D_α 線強度の増大は

[71]、ロックした位置で激しいプラズマ・壁相互作用が発生していることを示しており、これが高電流領域での閉じ込め性能の向上を妨げる大きな要因になったと考えている。

結局のところ、TPE-RXでは高プラズマ電流領域でのロックドモードの問題を解決する方法を見出すことができなかった。そのため、最も長いエネルギー閉じ込め時間は、プラズマ電流が250 kA–300 kAの間で観測され、次に述べる高プラズマ閉じ込めのPPCD放電ではない通常の放電では、1 msを大きく超えることはできなかった。

最近、ロックドモードに関するRFXの実験で、いくつかの面白い結果が得られている。RFXは電源室の火災事故の後、装置本体を大幅に改造し、抵抗性シェルと、多数（192個）のフィードバック B_r コイルを用いることにより、真空容器表面での磁場揺動の抑制による、MHD不安定性の制御が可能な装置へと変身した。このフィードバック補正を用いて、抵抗性壁モードのアクティブ制御に成功しているが、それと同時に、ロックドモードもまた制御可能であることが示されている。改造後のRFXではフィードバック制御により、モード間の位相のロックをなくすことができない場合でも、ロックする場所を変えていくことが可能で、特定の場所への熱負荷の集中を緩和することができるようになった。その結果、プラズマ電流の大電流化と放電時間の延伸が可能となり、現在ではピークプラズマ電流 ~ 2 MA、放電時間400 msと、中型トカマクに匹敵する値を実現している[30]。RFXでは、不安定性に対する直接的なフィードバック制御だけではなく、様々な原因で発生する不整磁場をフィードバック制御で消すことにより、ロックドモードの発生が抑えられることを見出している[31]。

TPE-RXでも、補正しきれないシェルの絶縁ギャップの不整磁場や、鉄芯の作る非対称磁場成分のシェル内への浸透、シェルのポート穴の作る磁場などの影響を調べて、ロックドモードだけではなく閉じ込め全体への影響を調べる必要があるとは考えていたが、予算やマンパワーの制限などの問題で時間切れとなってしまい、十分な実験ができなかったことは、反省すべき点として残念に思っている。

(4) TPE-RXにおけるPPCD実験

PPCD (Pulsed Poloidal Current Drive) はウイスコンシン大学のMST装置のJ. Sarffによって考案されたもので、RFPの配位維持にとって必要不可欠なトロイダル方向の周回電圧を、ダイナモ効果による $\langle V \times B \rangle$ の実効的な電場ではなく、外部の逆転磁場のパルス的な変動によるトロイダル磁束の変化で発生することにより、ダイナモ効果を抑制して磁場揺動を低減させ、磁気面の破壊をなくそうとするものである[72]。PPCDによる磁場揺動の抑制とプラズマ閉じ込めの向上により、トカマクのHモード比例則に対応するようなエネルギー閉じ込め時間の値が実現している[73]。

TPE-RXにおいてもいくつかのPPCDの実験を試み、大きな成果を得た。初期のころのPPCDの実験結果を図40に示す。これはロックドモードの回転駆動を試みたトロイダル回転磁場系を、回転させずに追加的なトロイダル磁場のパルス逆転に用いたもので、小さな逆転の増加であるにも

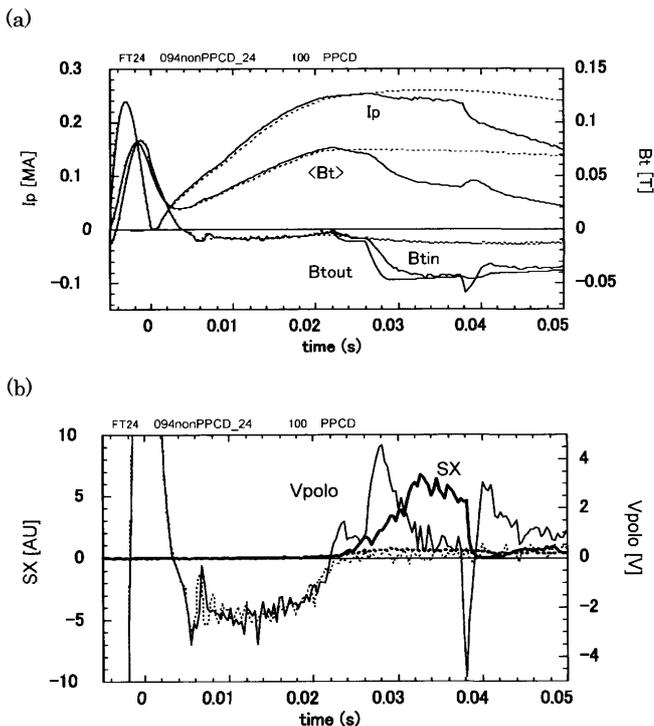


図40 TPE-RXにおける通常放電(点線)とPPCD放電(実線)の比較。(a) I_p , $\langle B_t \rangle$, B_t と (b) V_{polo} , 軟 X-線輻射強度。 B_{tout} , B_{tin} と V_{polo} は、それぞれ、真空容器の外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場、およびポロイダル周回電圧を表す。

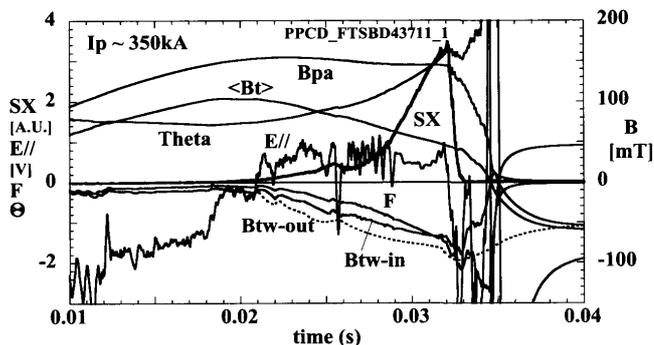


図41 TPE-RXにおけるPPCD放電での、 B_{pa} , $\langle B_t \rangle$, B_{tw} , $E_{//}$, F と θ の時間変化。 B_{pa} , B_{tw-out} , B_{tw-in} , SX と $E_{//}$ は、それぞれ、プラズマ表面のポロイダル磁場、真空容器の外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場、軟 X 線強度および、プラズマ表面の磁場方向の電場を表す。

かかわらず、密度や軟 X-線の増加などに、はっきりとした改善の効果が見られた[74, 75]。

この結果に意を強くして、パルス逆転電源の増強に努め、最終的には6段の階段状のステップを持つPPCD電源を用いた実験を行った[76, 77]。プラズマ表面での磁場に平行な電場 $E_{//}$ が正である間は(トロイダル磁場の逆転を強める方向に電流を駆動する向きを正とする)、軟 X-線が急激に増大する(閉じ込めが良くなっている)ことが知られているので、6段のステップ回路を用いてこの期間が10 ms以上、続くように各ステップの電源の電圧とスタートタイミングを調整した。その結果、図41に示すように $E_{//}$ は細かいスパイクを除いて10 ms以上ほぼ正(~ 1 V)に保持された。その間に軟 X-線は20倍ほど増加し、PPCDの終了とともに急速に減衰した。この実験ではPPCDの間

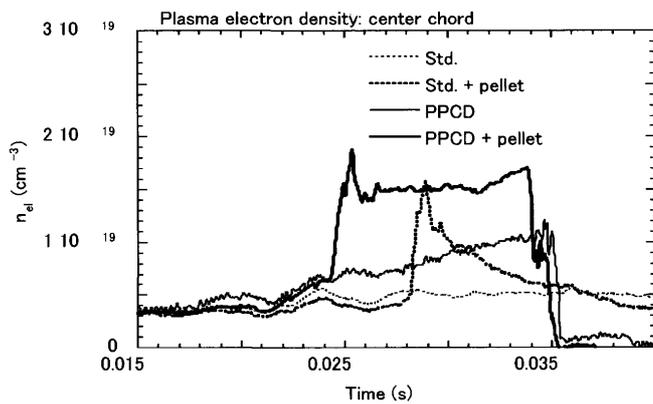


図42 TPE-RXにおける線平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ の変化。ペレット入射なしの通常放電、ペレット入射有りの通常の放電、ペレットなしのPPCD放電、ペレット入射有りのPPCDを比較したものの[79]。

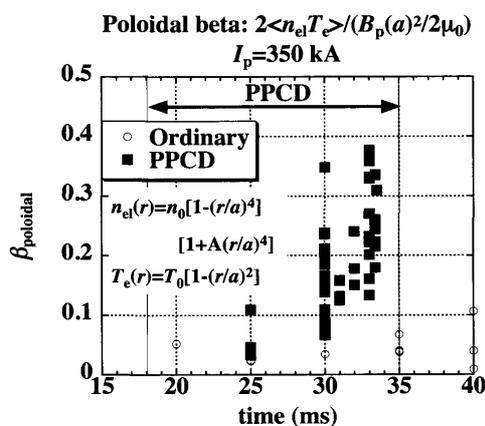


図43 TPE-RXにおける中心電子温度の変化。通常の放電とPPCD放電の比較[78]。

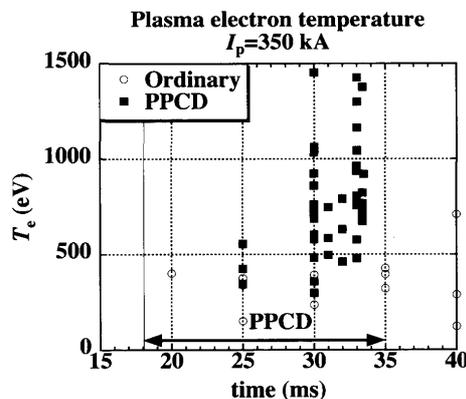


図44 TPE-RXにおける β_p の変化。通常の放電とPPCD放電の比較[78]。

プラズマ電流はほぼ350 kAに保たれるが、プラズマ表面のトロイダル磁場の逆転が深くなるにつれてトロイダル磁束が減少するため、ピンチパラメータは1.5から3.2へ、逆転パラメータは-0.1から-1.5へ変化する。

また、図42に示すように電子密度は、PPCD前の $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から次第に増加し、PPCDの終わりには $1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ となる。さらにPPCD開始後5 msのところで重水素のアイスペレットインジェクションを行うと、密度は $1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ にまで上昇しこの値をPPCD終了まで保持する

[78, 79]. TPE-RX では、トロイダル方向にほぼ均等に並べた、16個のD α 線の強度モニタを用いており、それらの信号を加え合わせることで、重水素粒子の補給量の相対的な変化を知ることができる。PPCD放電におけるこのD α 線の強度は、ペレット入射時のピークの後には、PPCDの期間中減少することが観測されているので、粒子の閉じ込め時間はPPCDへのペレット入射により、通常の場合と比べて一桁ほど増加したと見積もることができる。

図43にプラズマ電流 ~ 350 kAのPPCDにおける電子温度の時間変化を通常の放電と比べたものを示す。PPCDが終わるまで電子温度は増加し続け、終了寸前にはほぼ1500 eVに達する場合もある。また、図44に示したポロイダル β_p の値も、時間とともに増加し最終的にはおおよそ40%に達している。ただし、この実験ではイオン温度測定がなかったので、 $T_i = T_e$ を仮定しているが、プラズマ電流が300 kA以下のケースでは、おおむね T_i は T_e の半分程度なので、 β_p は30%程度というのが実際のところではないかと考えられる。この値でも通常の放電の5-7%程度と比べると、4-5倍の大きさであり大幅な改善が得られている。これらのことから、PPCDにおいては、粒子閉じ込めとともに、エネルギー閉じ込めの性能も大幅に向上していることが示される[78, 79]。

このように、PPCDによりポロイダル電流を外部から駆動して、ダイナモ効果を抑え磁場揺動を減少させると、RFPが本来持っていた高 β プラズマの閉じ込めが可能であるという特長が、1.5 keVという高温でも十分発揮されることが確認された。ただし、PPCDの手法自体は逆転トロイダル磁場を段階的に深くしていくというもので、磁場配位が時間的に変化し続けるため、数十ms以上の長時間維持は原理的に難しいと考えられる。したがって、ここに示したPPCDの成果は、磁力線がストキャスティックにならないダイナモ効果による磁場配位の維持を考えるか、あるいは、プラズマ電流の直接駆動を行ってダイナモ効果なしで磁場配位を維持することができれば、高いプラズマ閉じ込め特性を持つ領域にRFPが到達することができるということを実証したもので、言い換えれば、RFPのポテンシャルを実証したものである。

(5) Quasi-Single Helicity (QSH) 状態

通常のRFPでは、ポロイダルモード数 $m = 1$ の磁場揺動には、異なったトロイダルモード数 n を持つ多数のモードが同時に観測され、これをMulti-Helicity (MH) 状態と称する。これらの磁場揺動はダイナモ効果に関係するティアリングモードであると考えられており、RFPの磁場配位の維持に必要なものであるが、それと同時に、異なる n を持つモードが共鳴面を作る磁気島が重なりあい、磁気面が破壊されてストキャスティックな磁力線構造を作り、プラズマ閉じ込めの向上の妨げとなっている。しかし、ある特定の運転条件においては、磁場揺動が特定の n を持つモードに集中して、単一のヘリカル構造に近い磁場配位となることがあり、これをQuasi-Single Helicity (QSH) 状態と呼ぶ。理論的な検討では、円筒近似ではあるが単一のヘリカルモードによるダイナモ効果で、RFP磁場配位の維持ができ

る可能性のあることが示されている[53]。これは、MH状態とは違って磁気面を破壊しないRFP配位の維持の可能性、即ち、前節のPPCDで示したRFPの高い閉じ込め性能のポテンシャルを、準定常的な状態で実証する可能性を開くものである。

RFPにおいて、QSH状態が現れ、無視できない期間維持されることは、TPE-1RM20の実験で最初に見出された[50]。その後、TPE-1RM20で実現された、 β_p が20%に達する高閉じ込め運転モード、Improved High Theta Mode (IHTM)において、このモードが持続している間、 $n = 7$ のQSH状態が実現し、しかもこのモードがトロイダル方向に回転していることが観測された[35] (その当時はQSHという名称はまだなかった)。また、RFXでは軟X線のトモグラフィの測定から、外部の磁場測定でQSHが観測される時にはRFPの中心部分にヘリカル構造が存在すること、ヘリカル構造の内部では電子温度が高く保たれていることなど、ヘリカル構造をした閉じ込めの良い領域が存在することが示された[53]。ちなみに、QSH状態とはRFXの研究グループにより命名されたものである。その後、QSH状態の発生しやすい運転条件がTPE-RX, RFX, MSTなどで調べられたが、装置によらない同一の条件が示されているとは言い難いところがある。QSH状態が出る運転条件でも、通常ではQSH状態はスポンティニアスに出現し、QSH状態とMH状態とを行き来するのが普通であり、一度QSH状態になったものが放電終了まで続くことはなかった。

逆にこの状態を利用して、QSH状態とMH状態のプラズマを比較した実験がTPE-RXで行なわれ、QSHでは電子温度の上昇、粒子閉じ込め時間の増加など、閉じ込めの向上を示す結果が得られた。特に、2番目に大きな振幅を持つモードの大きさが減少して、単一のヘリカルモードの状態に近づくほど閉じ込めの向上は顕著になることが観測された[80]。

その後、TPE-RXでは、プラズマ表面で逆転トロイダル磁場が非常に浅い(~ -1 mT)状態に、小さくて短い正方向のパルス磁場($\sim +2.5$ mT, ~ 2 ms)を加えて、その後から逆転を深くすることにより、 $n = 6$ のQSH状態が制御された状態で生成できることを見出した[81, 82]。その例を図45, 46に示す。これは、正の B_{tw} によりプラズマがMHD的に不安定化し、最も成長率の早い $m/n = 1/6$ が成長したところで、再度 B_{tw} を負に逆転することによりプラズマを安定状態に戻して、それ以上のモードの成長を抑え込むこと、即ち、プラズマのMHD的な特性を適切に制御することにより、QSH状態を得ているものである。この方法により再現性良く、あらかじめ決められたタイミングでQSH状態を得ることが可能となった。さらにこのQSH状態は放電終了まで、ほぼ40msの間持続させることができた。この状況ではQSHの持続時間はオーミック電源と逆転トロイダル磁場電源の能力により決まっていたと考えられる。

一方、上記の方法で生成したQSH状態のプラズマの性能を通常のMHの状態と比べると、QSH状態の方が、密度、

周回電圧のいずれについても少しずつ悪くなり ($T_e \sim 300$ eV で変化なし, $n_e \sim 4.4 \times 10^{18} \Rightarrow 3.7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $R_p I_p \sim 18 \text{ V} \Rightarrow 20 \text{ V}$), 閉じ込め性能は25%ほど劣化した。これは、図46からもわかるように、 $m/n = 1/6$ のQSHの成長時に、少ないとはいえ他の $n=7, 8, 9$ などのモードも大きくなっているのが原因ではないかと思われる。ただし、グラフが重なって訳がわからなくなるので、図46には代表として $n=7$ モードのみ示した。

これまで述べてきたように、同一放電内ではMH状態よりQSH状態の方が、プラズマ性能が向上する場合があるこ

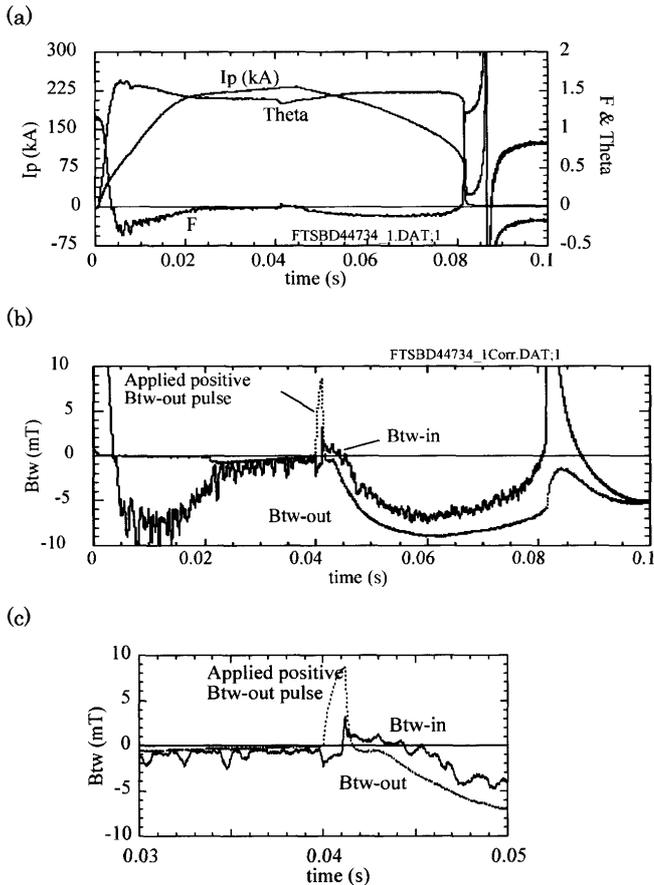


図45 TPE-RXにおけるQSH状態の放電波形。このQSH状態は、短い正の B_{tw-in} のパルスで励起されたものである。(a) I_p , θ , F と(b) B_{tw-in} , B_{tw-out} の時間変化。(c)は B_{tw-in} と B_{tw-out} の時間軸を拡大したもの。 B_{tw-out} と B_{tw-in} は、それぞれ、真空容器の外表面とプラズマ表面のトロイダル磁場[82]。

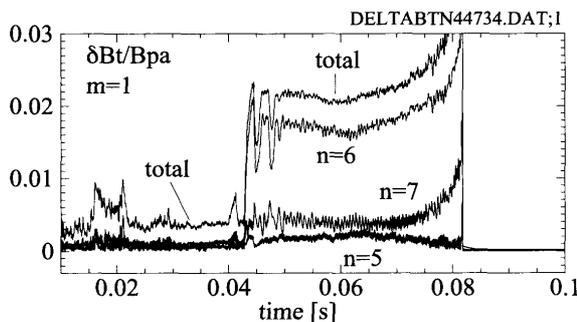


図46 図45に示したQSH状態における、トロイダル磁場揺動のフーリエ展開。 $m=1$ の、 $n=5, 6, 7$ モードの振幅、および $n=1-16$ モード振幅の二乗和の平方根の時間変化[82]。

と、また、QSH状態を制御して生成・持続させることができることが示されたが、まだ、PPCDで示されたダイナモ効果のない状態での高い閉じ込めを、QSH状態で示すことはできていない。単純なトラスではトロイダル効果によるモード間のカップリングが避けられず、特定のモードの成長が他のモードの増加を招いてしまうと考えられ、これを避けるようなプラズマの境界条件を、表面磁場のフィードバック制御などで与えることが必要でないかと考えられる。

(6) 中性粒子ビーム入射装置の開発

PPCDで示したように、ダイナモ効果を抑制すると、本来RFPが持っている高い閉じ込め性能を、存分に発揮することが可能となると考えられる。したがって、プラズマ中の電流を何らかの方法で直接駆動することができれば、ダイナモ効果のない閉じ込めが可能になるものと予想される。いずれにせよパルス炉を考えない限り、RFPにおいても直接電流駆動は必須であり、これができれば逆にダイナモ効果も不要であるということになる。RFPにおける直接電流駆動の試みは、アークプラズマカソードを用いた低エネルギー (~ 1 keV) 電子ビーム入射、中性粒子ビーム入射 (NBI), 電子バーンシュタイン波、並びに、低域混生波を用いたプラズマ周辺のポロイダル電流駆動がMSTで試みられているが、まだ明確な結果を得るには至っていない。また、電流維持の手法としてブートストラップ電流を用いた定常低アスペクト比RFP炉の概念設計が行われ、その可能性が示されている[83]。これについてはこの節の(8)において紹介する。

TPE-RXでは、RFPで初めてとなる中性粒子ビーム入射 (NBI) を用いた電流駆動を試みるためNBI装置の開発を行った[84]。TPE-RXでは密度が低く磁場が弱いため、シャインスルーと荷電交換高速イオンの軌道損失の問題から、30 keV以下と比較的低いビームエネルギーを用いる必要がある。さらに安定化のためにプラズマに近接しておかれた金属シェルの作る不整磁場をできるだけ小さくするため、真空容器のポートサイズも大きくとれないので (最大ポート径が ~ 100 mm程度), NBIビーム径をできるだけ絞る必要がある (< 70 mm程度)。そこで凹面型のビーム電極を用いて、集束ビームを引き出すこととした。(集束

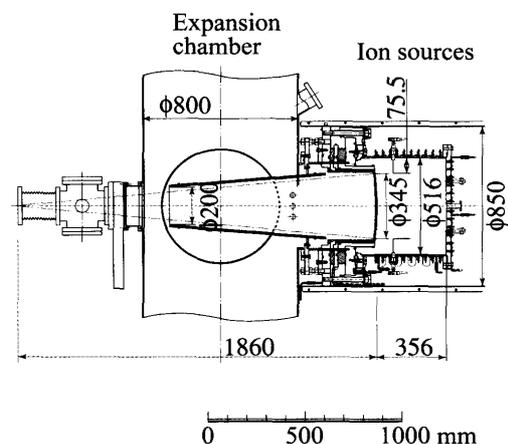


図47 TPE-RXで用いたNBI装置の模式図[84]。

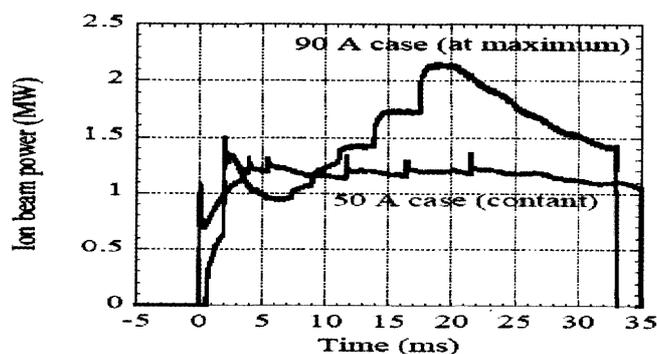


図48 TPE-RX で用いた NBI 装置のイオンビーム出力波形。最大ピークパワーが得られた場合と、準定常的な出力が得られた場合[85]。

ビーム装置の設計を行うにあたっては、大阪大学の超高温研究施設（当時）の故後藤誠一先生とそのグループの方々に大変お世話になり、集束ビーム製作の経験の乏しい我々に貴重な助言をいただくことができた。ここで改めて御礼を申し上げるとともに、後藤先生のご冥福をお祈り致します。）

設計検討の結果、ビームのエネルギーとして 25 keV、等価ビーム電流 50 A 以上、中性粒子ビーム出力 1 MW 以上、持続時間 30 ms 以上、引き出し電極でのビーム径を 345 mm として、焦点距離 1860 mm、焦点でのビーム径 50 mm 以下を目標とした。図47に NBI システムの概略図を、図48にビームエネルギーが 25 keV の場合の最大のビーム電流値が得られた例を示す。ビーム電流に見える階段状の変化は、電源に使用したコンデンサの電圧が放電とともに低下することを補償する為の、電源側の制御によるもので、階段ごとにほぼ +2.5 kV の電圧がステップアップしている。ビーム電流が 50 A の場合には 35 ms のほぼ一定のパルスが得られており、イオンビームの出力は 1.2 MW に達する。また、電流がピークを持つ最大 90 A の場合にも 30 ms を超えるパルスが得られ、2 MW を超えるイオンビーム出力が得られた[85]。

一方、ビーム引き出し実験で得られたビームの焦点の位置は 1360 mm とかなり短くなってしまった。これはフィラメントからの熱輻射により引き出し電極が加熱・膨張して、その曲率がわずかではあるが大きくなったためであると考えられる。ただし、ビーム自体の発散角は 0.8 度と予想より小さく、焦点でのビーム径は 36 mm と非常に小さな値となった。これにより焦点では 1 GW/m² を超える高パワー密度のビームを得ることができた。また、このようにビーム径が小さくなったので、焦点距離が短くなったにもかかわらず、直径 96 mm のポートを用いてビームを入射することが可能となった。

最初に、装置赤道面からの垂直入射を試みた。垂直入射では電流駆動は期待できないが、装置本体運転シーケンスと NBI の同期運転のチェック、真空状態に入射して真空容器を損傷しないためのインターロックの動作確認などのため、ビーム入射ポートの対向壁に設けたモリブデンのビームダンプが利用できる垂直入射実験を行った。また、通常

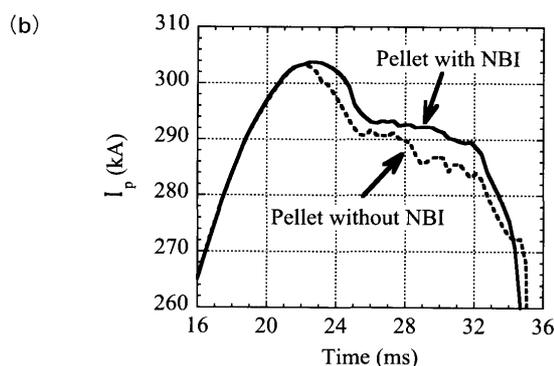
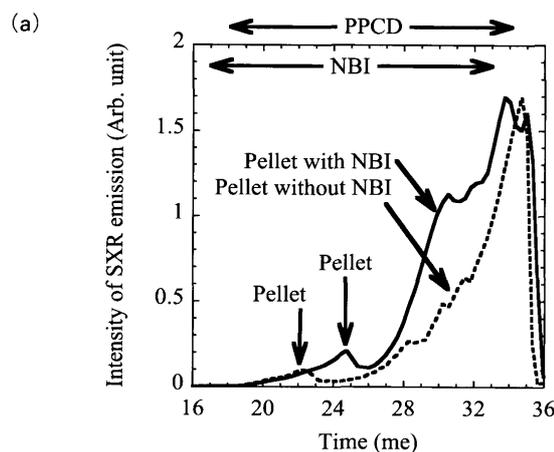
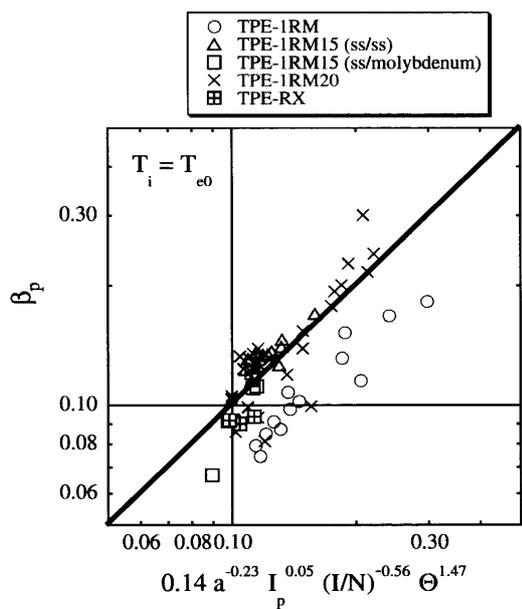
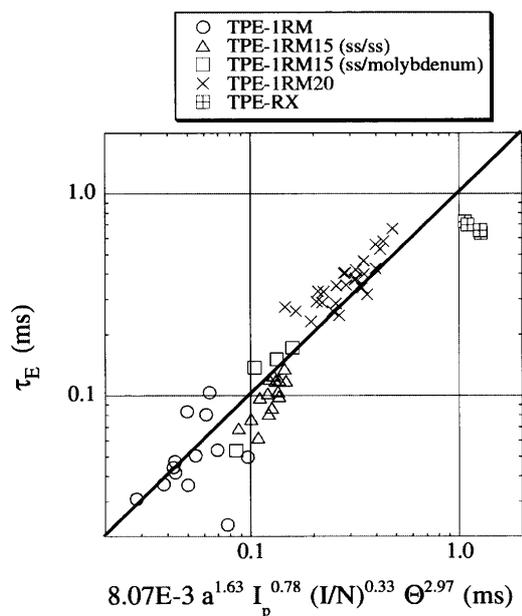


図49 TPE-RX における PPCD 放電での軟 X-線輻射強度(a)、プラズマ電流(b)。通常の NBI なしペレット有り、NBI ありペレット有り、の PPCD 放電を比較したもの[86, 87]。

の放電ではオーミック加熱入力が 5-8 MW と大きいので、NBI の 1-1.5 MW の入射パワーからみてあまり効果は期待できないが、閉じ込めの良い PPCD 放電では入射の効果が見えるのではないかと期待した。図49に PPCD のプラズマにペレット入射と NBI を同時に行った結果を示す。NBI の結果、軟 X 線信号の増加とプラズマ電流の伸長等に効果が現れた。つまり、電子温度の上昇と Z_{eff} の低下が観測され、表面ポロイダル磁場が 0.13 T と小さな RFP においても NBI がプラズマ加熱に有効に機能することを示すことができた。また、ペレット入射による密度の増加、即ち、およそ $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 以上の密度が、NBI の効果を十分発揮させるのに必要であることがわかった[86]。

この結果を基に、NBI によるプラズマ電流の直接駆動を試みることになったが、磁場方向入射に必要な真空容器の改造、焦点距離を長くして入射位置でのビームの径をできるだけ小さくするための NBI 装置の手直し、等を検討しているうちに、予算が絞られてくるとともにマンパワーも大変厳しくなり、TPE-RX の実験終了までに、電流の直接駆動の実験を実施することができなくなってしまった。誠に残念ではあるが、諸般の事情からやむを得なかったと考えている。

その後、紆余曲折の末、産総研で開発した NBI 装置をイタリアの RFX 装置に装着して、RFX への NBI 加熱と直接電流駆動を国際協力で実施することになり、既に NBI 装置のイタリアへの搬出を終え、装置への取り付けの準備を進めているところである。RFX は真空容器の全内面がグラ

図50 β_p に対する TPE 比例則 [90].図51 τ_E に対する TPE 比例則 [92].

ファイトでカバーされており、2 MA にも及ぶプラズマ電流で高電子密度の運転を行っているので、ビームのシャインスルーと高速イオンの軌道損失が大きな問題とならず、さらにスローイングダウンの時間も短いので、QHS 放電などへの入射を含めて、NBI の効果がはっきりと見える実験が可能になるものと期待している。

また、加熱や電流駆動の研究とは別に、このビームの持つ、高い集束性能によりエネルギー密度の高い粒子ビームの発生が可能であるという、ビーム源としての能力を生かして、ITER のアルファ粒子計測に提案されている HeH⁺ ビームの効率的な発生の研究 [88, 89]、並びに、ITER で使用が予定されている、タングステンなどの高耐熱材料の研究 [90] などにも貢献することができた。特に、材料の研究では、高パワー密度のビームを短時間のパルスで高速で繰

り返すことが可能となるように装置の性能を高め、エルムによる熱負荷のシミュレータとして、材料試験の知見を深めることに寄与することができたと考えている [91]。

(7) TPE 装置における閉じ込め比例則

1980 年以來の、電子技術総合研究所、および産業技術総合研究所における低速磁場制御による RFP の研究の結果、蓄積された TPE-1RM, TPE-1RM15, TPE-1RM20, TPE-RX 装置のデータをまとめて、RFP のポロイダル β とエネルギー閉じ込め時間の比例則を導くことができる。その結果を図 50 と 51 に示す [92]。回帰分析の結果、ポロイダル β とエネルギー閉じ込め時間は、

$$\beta_p \sim 0.14a [m]^{-0.23} I_p [kA]^{0.5} (I_p/N [10^{-14} \text{Am}])^{-0.56} \Theta^{1.5}$$

$$\tau_E [\text{ms}] \sim 8.1 \times 10^{-3} a [m]^{1.6} I_p [kA]^{0.78} (I_p/N [10^{-14} \text{Am}])^{1/3} \Theta^3$$

と表すことができる。ここで、 a はプラズマの小半径、 N は電子の線密度である。この比例則の特徴は、その強い Θ 依存性にある。 Θ 依存性以外は従来の RFP の比例則と大きな違いはなく、ティアリング不安定性による輸送から導かれる理論的な予想とそれほど違ってはいない。強い Θ 依存性には、TPE-1RM20 における IHTM の寄与が大きい。大きな Θ は深い F 、即ち、深いトロイダル磁場の逆転に対応しており、プラズマ周辺部分の磁場のシェアーが大きくなることを意味している。したがって、大きな圧力勾配に対しても安定性を維持することができるので、閉じ込めが良くなることは予想されることである。ただし、 Θ が大きくなると、多くの場合激しい間欠的なダイナモ現象により間欠的な損失が増大し、平均的な閉じ込めも良くならないことが観測される。TPE-1RM20 の場合、プラズマ電流と逆転磁場の時間変化を適切に設定すること（緩やかなプラズマ電流の減少）により、間欠ダイナモを避けることができたことが、高い Θ における良い閉じ込めを実現できた原因であると考えられる。

(8) TPE-QS における低アスペクト比 RFP の研究

産業技術総合研究所の最後の実験装置として、低アスペクト比 ($R/a = 2.1$) の RFP 実験装置 TPE-QS が建設された [26]。低アスペクト比 RFP は以下の二つの点の研究を目的としている。

- i) RFP の安全係数の分布から $m = 1$ の中心共鳴モードのトロイダルモード数は、 $n \sim 2R/a$ となるが、低アスペクト比の場合には中心付近で共鳴モードの空間密度が小さくなり、隣り合ったモードの共鳴半径の位置が離れる。そのため、磁気島の重なりが起りにくくなり、ダイナモ効果による磁気面の破壊が抑えられることが期待できる。
- ii) RFP 配位の定常維持の手法として、トカマクと同様にブートストラップ電流を用いることが考えられるが、それには強いトロイダル効果を得るため低アスペクト比が必要である。椎名等による定常 RFP 炉の概念設計では、アスペクト比が 2、ポロイダル β 値が 0.5 程度であれば、現実的な高周波による電流駆動を併用するこ

とにより、炉のパラメータ領域でのRFPプラズマの定常維持が可能であることが示されている[83, 93, 94].

TPE-QSの主な結果としては、 $I_p \sim 100$ kA, 放電時間 ~ 10 msの実現, 広い F/θ ($F_{\min} = -3$, $\theta_{\max} = 4$)の範囲の実現, V_{loop} の抵抗性部分が $\sim 5-7.5$ Vとなり誘導部分も含むと ~ 0 Vの放電の実現とそれに伴う磁場揺動の低減, low q トカマクからRFPへの自発的遷移(Self-reversal in an open shell)の観測(F はあまり変化せず, ~ 0.02 , θ が変化, $\theta = 1.38-1.58$), $m/n = 1/4$ のシングルヘリカルに近いQSH状態と二重ヘリカル状態の低 F 領域での観測, などを挙げることができる. また, これらの状態ではトロイダル磁束の生成は非常によいトロイダル対称性を持つことが示された. 詳しくは参考文献[26]を参照されたい.

(9) 研究協力

TPE装置を用いた研究協力は, IEA (International Energy Agency)の「逆磁場ピンチに関する研究開発計画のための実施協定」による協力を中心として進めてきた. 計画開始以来のすべてのものを書くことはできないので, 国際協力については2000年以降の, 国内協力については計画終了の5年前からの, 主な研究協力について付録に示した. 多数の方々との実りの多い研究協力を実施させていただくことができ, この場を借りてお礼を申し上げたい. 誠にありがとうございました.

4. 産業技術総合研究所における逆磁場ピンチ研究の終了

産業技術総合研究所における逆磁場ピンチ研究の終了の原因としては, いくつか考えられる. 原因の一つに絞ることは難しく, それらの複合的な重なりあわせで終了のやむなきにいたったものである.

直接のきっかけは核融合ワーキンググループの答申で, 新しい展開がない限り整理されるべき装置群の中の一つとされたことである. 研究の状況や諸般の事情を検討されて出された答申であり, 将来, 核融合発電が実用化された時点で振り返ると, あれば正しい判断であったということになるかもしれないが, 逆磁場ピンチの研究を行っていた当事者としては, 大変残念で遺憾に思ったことは事実である. また, 核融合ワーキンググループの答申とは直接関係はないが, その後の経緯を見ると, 中規模装置を持っていた研究施設の中で, 装置の解体・核融合研究グループの消滅に至ったのは, 産業技術総合研究所の逆磁場ピンチ研究グループのみであり, 弱小グループの悲哀を感じている次第である.

もっとも, 昔に戻ってももう少し長期的な観点で見ると, 産業技術総合研究所における核融合研究は, 以前から長期低落傾向にあり, 予算の減少とマンパワーの低減には, 20年以上前からずっと悩まされてきた.

これを考えると, たとえ核融合ワーキンググループの答申が出なくても, いずれは逆磁場ピンチの研究が終了に至ることは避けられなかったのではないかと考えられる. 予算の低減も問題であるが, 特に常勤職員の減少は最大の問題で, 定年, あるいはそれ以外の理由で辞めた人の補充

がままならず, 最初は2人辞めて1人補充といった感じであったものが, ついには退職者の補充が全くなり, TPE-RXが終了した時点では, 常勤職員はピーク時の約20名から, わずか3名までに減少していた. その後の平野の退職により常勤職員は2名にまで減少して, 研究グループは解散されることとなってしまった.

その結果, 電気試験所に始まり, 電子技術総合研究所へて, 産業技術総合研究所に至る, 50年間の核融合研究は終結のやむなきに至ったものである. これは, 産業技術総合研究所が(あるいは監督官庁である経済産業省かもしれないが), 核融合の研究を継続する意思がなくなっていたことの現れであったと私は感じている. しっかりとした成果を着実に上げていた産総研における慣性核融合のレーザードライバの開発も, TPE-RXよりも前に終結している.

産業技術総合研究所の前身である電子技術総合研究所が通商産業省傘下の国立研究所であった20年ほど前, 著者の一人(平野)は当時の通商産業省の方と付き合うことが多かったが, その頃, 核融合の研究をやっているという, 「核分裂炉では数百本の冷却水パイプがあるだけであるのに, パイプのひび割れや破損で大変苦労している. 核融合炉では万の単位の冷却用パイプがあると聞いているが, 分裂炉の経験からして, 本当にそんな炉が長時間運転できると思うのか?」と, よくいじめられたものである. たぶんどこかに, 当時の通産省の人にこのようなことを吹き込む方がおられたのだろうと思うが, なかなか鋭いところ突いてきており, 「核融合炉では核反応の暴走の問題がなく, さらに, 核分裂生成物による残留崩壊熱の問題もない. 真空容器やブランケットの放射化による熱発生の問題はあるが, その量は小さく, 冷却システムの故障は分裂炉と比べれば問題の重大さが違う」といったことでその場は逃れたものの, 大変困ったことを今でも覚えている. 現在はITERも動き出したので変わっているとは思いますが, これが当時の通産省の見方で, 核融合は結局のところ実用化できないのではないかと疑っていたようなところが感じられた. とにかく, 核融合が実用になるのは30年以上先の将来で, まだ科学的な研究開発の段階であり, 積極的にかかわるのはもっと先でよいという感じであった.

そのような状況, いわば生まれた場所が悪かったような状態の中にもかかわらず, 32年間の長期にわたってRFPの研究を続けて, 最後には世界で最大級の装置の一つであるTPE-RXの研究を行うところまでこられたのは, 研究者の努力は勿論のこととして, 以前の科学技術庁(現文部科学省)のサポートのお陰であると大変感謝している. また, 経済産業省(通商産業省)傘下の研究所でありながら, 文部科学省(科学技術庁)の原子力予算で研究を進めるといふ少々特別な場所, いわば研究管理の隙間のようなところにいたことも何らかの意味があったかもしれない. いづれにしても, 経済産業省傘下の研究所で, 核融合のプラズマ閉じ込めの基礎的な研究を, ここまでやってこられたのは, 奇跡とも言うべきものであったと思う. 電子技術総合研究所にあった, 自由な発想に基づく研究を尊重するとい

う伝統が、少なからぬ影響を与えてくれたのではないかと
思っている。

諸先輩の方々の頑張りがあり、また我々としてもよく頑
張ったと思う。ただ、もし TPE-IRM の 600 eV の高電子温
度を 1 年早く達成して、イタリアのパドア大学より先に結
果を出していたら、もう少し強い立場に立つことができ、
現状も違っていたのではないかと思わないでもない。誠に
残念ではあるが、科学技術には金メダルはあるが銀メダル
はないということを、本当に実感している次第である。

5. まとめと今後の展望

5.1 まとめ

TPE 以外の実験をも含めてこれまでの RFP の研究をま
とめてみたい。まず、逆磁場ピンチ配位の自発的生成とそ
の維持に関しては、ダイナモ効果による磁場分布のテイ
ラー状態への緩和（自己組織化）を実験的に確認し、その
メカニズムの解明が進展するとともに、ダイナモ効果をも
たらす磁場揺動の性質が明らかになった。その結果、ダイ
ナモ効果の磁場揺動で磁気面が破壊され、ストキャス
ティックな磁力線構造によりプラズマ閉じ込めの向上が妨
げられることが明確になった。

しかし、以下に示すように近年のいくつかの実験で、閉
じ込め特性が改善される 3 通りの運転モードがあることが
見出された。これらの実験で逆磁場ピンチにおいて、高 β
のプラズマの生成・維持が可能であることは実証された
と思われる。外部磁場が弱く、さらに、オーミック点火の可
能性を持つというメリットを持つ逆磁場ピンチ方式の、核
融合炉としてのポテンシャルを示すことはできたと考えて
いる。これまでに RFP で達成された主なプラズマパラメ
ータを表 2 にまとめた（ただし、残念ながら同時達成では
ない。）

(1) Pulsed Poloidal Current Drive (PPCD)

B_{tw} をパルス的に深くすることにより磁場逆転面付近に
ポロイダル方向の電場 E_p を誘起して、ポロイダル電流を駆
動する。そのことによりダイナモ効果を抑制して磁場揺動
を低減し、ストキャスティックな磁力線構造の改善による
拡散係数の低減で、プラズマ閉じ込め特性の向上を実現す
ることができる。その結果、高温 ($T_e \sim 2$ keV)、高 β (β_p
 $\sim 30\%$) を得て、トカマクの L-モード比例則に乗る閉じ込
め時間 ($\tau_E \sim 10$ ms) を達成することができた。最近、MST
において、トカマクの H-モード比例則に相当するエネル
ギー閉じ込め時間が得られたという結果も得られている。

ただし、PPCD 運転には、プラズマ中のトロイダル磁束
の減少が必要なので、プラズマ状態は絶えず変化し続け、
長時間 PPCD 状態を持続することはできない（典型的には
十数 ms 程度）。したがって、PPCD で得られた閉じ込め特
性の向上は一時的なもので、閉じ込め時間の値はいわば瞬
間最大風速のようなものである。ここでの成果は、ダイナ
モ効果を抑えることができれば、RFP の閉じ込め性能が本
当に良くなり高 β の実現が可能であることを、原理的に検
証したものと考えらるべきであろう。

表 2 世界の RFP の達成プラズマパラメータ
(同時達成ではない)

最長配位維持時間	~ 400 ms
最大電流値	~ 2 MA
電子温度	~ 2 keV
イオン温度	~ 1.5 keV
密度領域	イオンの直接加熱機構の存在 ($0.5 - 20$) $\times 10^{19}$ m^{-3}
最低トロイダル周回電圧	5 V
エネルギー閉じ込め時間	10 ms
ポロイダル β 値	30%

(2) Improved High Theta Mode (IHTM)

高いピンチパラメータ ($\theta \sim 2$) の運転で、プラズマ電流
とトロイダル磁束の減衰率をそれらの自発的な減衰率に合
うように、運転条件を最適化することにより、高 θ である
にもかかわらず間欠ダイナモ効果のない状態を実現して、
ポロイダル β 値とエネルギー閉じ込め時間の 2 倍の増加
($0.1 \Rightarrow 0.2$, 0.25 ms $\Rightarrow 0.5$ ms) を実現した。電流の減衰時
に閉じ込め特性が向上したことは、かつての ZETA におけ
る quiescence mode と似ているが、IHTM では周回電圧は
逆転していない、むしろ、高 θ におけるプラズマ周辺の
大きな磁場シェアによる安定性の向上が、性能向上に寄与
したのではないかと考えている。

(3) Quasi-Single Helicity (QSH) State

RFP では、プラズマの運転条件（プラズマ電流、ピンチ
パラメータ、逆転パラメータ、密度の値とそれらの変化）
を選ぶことにより、ダイナモ効果による磁場揺動の $m=1$
モードのトロイダルモード数 n を単一モード（通常は最も
中心で共鳴するモード）に集中させることができる。これ
を Quasi-Single Helicity (QSH) 状態と呼ぶが、この単一
モード以外のモードの振幅が減少することにより磁気島の
重なりが解消され、ストキャスティックな磁力線構造とな
る領域が収縮し、磁気面が回復するところが出現する。磁
気面が回復した内部では、電子温度の向上など閉じ込め性
能の向上が観測される。理論的な検討では、単一のヘリカ
ルモードのみのダイナモ効果で、RFP 配位の維持ができる
可能性が示唆されているので、もし現在の QSH 状態を發展
させて、この Pure-Single Helical 状態を実現できれば、スト
キャスティックな磁力線構造とならないダイナモ効果で、
閉じ込めの良い高 β RFP の定常維持が、トロイダル周回電
圧のみでできる可能性が開けてくるものと期待される。

(4) 抵抗性壁モードのフィードバック制御実験

上記の閉じ込め向上運転モードとは別に、新しい發展と
して、多重フィードバック制御によるマルチ MHD モード
の同時安定化をあげることができる。この実験は最初ス
ウェーデンの王立工科大学にある EXTRAP-T2 装置で、
磁場浸透時間の比較的短い薄い銅製の抵抗性シェルと、多
数のフィードバック B_r 磁場コイルとセンサーを取り付け
て実験を行ったものである [95]。最初、 B_r 磁場コイルの
電源としてはオーディオアンプを改造したものをを用いるア
ナログ制御で、抵抗性壁モードのフィードバック制御を試
みた。実験を始める前は、多数のモードを同時に制御でき

ないのではないかと心配されていたが、実験では見事に多数のモードを同時に制御でき、壁でのモードの振幅を一桁程度低減することに成功した。この実験から少し遅れて、RFX 装置で、同様のフィードバック制御実験が開始された。RFX のものはポロイダル方向 4 個、トロイダル方向 48 個、総計 192 個の B_r コイルとセンサーコイルを抵抗性シェルに取り付け、各々の独立なデジタル制御を行うという本格的なものである [31]。その結果、 $m=1$ モードのフィードバック制御により、観測しているすべての n モードを抑えることが可能であることを示した。また、フィードバックのアルゴリズムを調整して、ある特定のモードだけを抑えたり、あるいは残したり（励起したり）することが可能となった。さらに、RFX を悩ませてきた、ロックドモードについても、位相のロックを抑えきることができないが、ロックする場所を移動させることは可能となった。そのため、熱負荷の局所的な集中を避けることができるようになり、大電流化を試みるのが可能となった。もう一つの大きな副次的な効果としては、 B_r によるフィードバック制御は、磁場揺動だけではなく、様々な原因で生じていた不整磁場をプラズマ表面できれいに補正できることである。これは後から考えるとあたりまえのことであるが、このような空間分解能の良いフィードバック制御を実施して、その効果を実感するまで誰も予想していなかった。逆に言うと、様々な支持構造や、コイルへの給電部分、真空容器のポート穴、等々の局所的な構造物が、結構大きな影響をプラズマに与えていることを示したといえる。ロックドモードの空間位置のロックの解消とこの不整磁場の高度の補正により、壁との相互作用が低減され、RFX の最大プラズマ電流は 2 MA、放電時間は 400 ms に達することとなり、抵抗性シェルを用いても適切なフィードバック制御を併用すれば、シェルの浸透時間の 10 倍以上の、MHD 的にグローバルに安定な平衡保持が RFP でも可能であることを示した点は大きく評価できる。

さらに、この実験は、RFP では Pure Single Helical モードの励起とその回転駆動（あるいは定常維持）がフィードバック制御により可能になり、閉じ込めの改善にも寄与するのではないかと期待させるものである。また、この抵抗性壁モードのフィードバック制御技術はトカマクの抵抗性壁モードの制御にも十分応用可能であると考えられる

5.2 今後の展望

このように、いくつかの重要な成果が RFP では得られてきたが、まだ解決すべき課題も多く残っている。

最大の課題は、ダイナモ効果の結果発生する磁場揺動を抑制して、プラズマ閉じ込め性能の向上を定常的に持続できる（少なくとも原理的には定常化が可能な）手法を開発することである。内部電流トーラスの磁場配位の定常維持ということから考えて、これは結局のところ非誘導的な直接電流駆動によりプラズマ電流を駆動することができるかどうかを意味している。たとえ Single Helicity 状態でストキャスティックな磁力線とならないポロイダル電流の駆動が、トロイダル周回電圧で可能になったとしても、いずれにせよ最終的にはトロイダル電流を非誘導で駆動する必要

がある。

RFP 研究の現状のプラズマパラメータを見ると、RF や NBI による直接電流駆動は技術的には可能であると考えられる。確かに、RF の場合はどの波を選ぶか、また、NBI の場合には、トロイダルやポロイダルのコイルの隙間からどのように接線入射を行うかなど、難しい問題はあるが、厚肉ではなく薄い抵抗性シェルの使用が可能となった現在の状況を考えると、装置の設計を工夫することにより問題の解決は可能であると思われる。

したがって、全電流が非誘導で駆動されるダイナモフリーな RFP 炉というものを概念的に考えることは可能であろう。しかし、この状況はかつてトカマクが直面した問題、電流駆動の効率が現状よりもっと高くとれない限りは、炉から十分なエネルギーを外部に取り出すことができないという同じ問題に直面することになる。

トカマクの場合にはブートストラップ電流という天の助けがあり、定常核融合炉の概念が成立できたわけであるが、RFP の場合にはどうであろうか。残念ながら RFP では、実験的にブートストラップ電流の存在を明確に示す結果は今のところ得られていない。

数値的な定常 RFP 核融合炉の計算では、アスペクト比が 2 以下の RFP で、50% を超える高 β を実現できれば、ブートストラップ電流が主な電流となり、直接駆動の電流は中心付近の電流駆動と電流分布の調整に必要な小さなもので済むという結果が得られている [94]。したがって、RFP でもブートストラップ電流を利用できる可能性はあると思われる。

低アスペクト比（アスペクト比 = 2.1）の RFP の実験は、産業技術総合研究所の TPE-QS の実験終了後、後を引き継いで京都工芸繊維大学の RELAX 装置で開始されたところである [96]。この実験は、低アスペクト比 RFP の安定性、特に高 β の実現の可能性と、その結果十分なブートストラップ電流が実現できるのかを確かめるうえで非常に重要なものであると考えられ、我々としてはポジティブな成果が出ることを大いに期待している。また、低アスペクト比の RFP の（というよりは、きちんとトロイダル効果を取り入れた RFP の）安定性の計算はほとんど手つかずであり、今後の進展が必要なところである。

上記の最大の課題以外にも、ロックドモードの発生の防止とその制御法の開発、多重フィードバック制御によるマルチ MHD モードとティアリングモードの同時安定化、特にフィードバックのアルゴリズムの高度化により、フィードバック制御コイルの位置での B_r をゼロにするのではなく、プラズマ表面の B_r がゼロになるようにフィードバックをかける、いわゆる virtual shell の実験的試みなど、興味深い課題がまだ多く残されている。RFP の一般的な閉じ込めについては平野のレビューにまとめられている [97]。10 年ほど前のレビューなので、少々古くなっているところもあるが、閉じ込め現象の基本的な部分に関しては大きな変化はないので、ご興味をもたれた方は参照されたい。

最後に、RFP は非線形 MHD 現象が顕著に表れる（自己反転、緩和現象、その他）プラズマであり、今後の計測・

解析手法の進展により、非線形現象の探求・理解・応用への貢献が、現状よりもっと深く可能になるのではないかと期待している。

6. 謝辞

最初に、電子技術総合研究所（現産業技術総合研究所）において、逆磁場ピンチ研究を開始され、日本における逆磁場ピンチ研究の基礎を築かれた故小川 潔主任研究官、およびそれらの活動を外部より強力にサポートしていただいた故吉村久光日本大学教授に、敬意を表するとともに深く感謝いたします。また、集束型中性粒子ビーム入射装置の導入に当たって貴重なご指導をいただいた故後藤誠一大阪大学教授に深く感謝いたします。

長期にわたるこの研究をサポートしていただいた、日本原子力委員会核融合部門の諸先生方、並びに、科学技術庁、通商産業省、文部科学省、および経済産業省の方々、また様々な大学と研究機関の皆様方、電子技術総合研究所、産業技術総合研究所の研究支援部門の方々に、深く感謝いたします。

さらに、我々が、初めて、低速配位形成の逆磁場ピンチとして設計を行った TPE-1RM15 装置の製作、また引き続いて行った TPE-1RM20 への改造、世界 3 大 RFP である TPE-RX の設計・製作の際に、発注者と製作会社といった枠を超えた、真摯あふれるご協力をいただいた、三菱核融合開発室、三菱電機、三菱重工業の方々に感謝いたします。特に、故柏野栄三氏、山口作太郎先生（現中部大学教授）、大藪 勲氏、山根 実氏、長谷川満氏には大変なご協力をいただきましたことを深く感謝する次第です。

最後に、逆磁場ピンチ研究を実施するにあたって多くのご助力とご指導をいただいた、電子技術総合研究所、並びに産業技術総合研究所のプラズマ研究室の諸先輩、および同僚の方々に感謝いたします。ここに述べた多くの逆磁場ピンチの研究成果は、故小川 潔主任研究官はもとより、八木康之前プラズマフロンティア研究グループ長、島田壽男主任研究官、前嶋良紀主任研究官によるところが、非常に大であったということをお述べさせていただくとともに、このプロジェクトレビューを掲載する機会を与えて下さいました、プラズマ・核融合学会誌の編集委員の皆様、厚く御礼申し上げます、このレビューを終わらせていただきます。皆様、色々とお世話になり誠にありがとうございました。

付録 国内外の研究協力

国外、2000年以降

- ①イタリア RFX (Conorzio RFX)：RFX で開発された 2 波長炭酸ガスレーザー干渉計を用いて、TPE-RX での密度計測を共同で実施
- ②イタリア RFX とスウェーデン EXTRAP-TII (Royal Institute of Technology)：TPE-RX での磁場揺動計測とその解析を共同で実施
- ③米国 MST (Univ. of Wisconsin)：PPCD 実験に関する

共同研究で TPE-RX で 5 倍のエネルギー閉じ込め時間向上に成功

- ④米国 MST：イオン温度とプラズマ速度の空間分布計測等を産総研研究者が長期滞在し共同で実施
- ⑤イタリア RFX：TPE-RX でペレット入射実験を共同で実施、電子密度の 3 倍増加に成功
- ⑥米国 MST：3 次元 MHD 計算機コード NIMROD のインストール
- ⑦イタリア RFX：TPE-RX で QSH 発生条件の探索実験、発生原因の解析を共同で実施
- ⑧イタリア RFX：TPE-RX で PPCD の運転条件最適化実験を共同で実施
- ⑨米国 MST：TPE-RX における NBI による高速イオンの軌道計算の実施、高速イオンの損失の評価
- ⑩イタリア RFX：TPE-RX と RFX における PPCD での粒子輸送の比較検討を共同で実施
- ⑪イタリア RFX：TPE-RX で周辺プラズマの乱流状態の計測のためガスパフイメージ計測装置の開発を共同で実施
- ⑫イタリア RFX：TPE-RX で NBI 加熱中でのペレット入射実験を共同で実施
- ⑬イタリア RFX：TPE-RX における NBI による高速イオンの軌道計算の実施
- ⑭イタリア RFX：TPE-QS における低アスペクト比 RFP の実験に参加、データの共同解析
- ⑮イタリア RFX：TPE-RX で軟 X-線トモグラフィ計測のデータ解析を共同で実施
- ⑯米国 MST：TPE-RX における NBI 加熱実験の結果の共同解析
- ⑰米国 MST：MST で開発された平衡配位構築コード MSTFIT のインストール
- ⑱米国 MST：TPE-RX におけるトムソン散乱電子温度計測を共同で実施
- ⑲イタリア RFX：TPE-RX における $m = 0$ モードによる輸送障壁形成の可能性の検討、共同実験
- ⑳スウェーデン EXTRAP-TII：TPE-RX における磁場揺動の解析を共同で実施

国内、研究終了の 5 年前から

- ①兵庫県立大学と日本大学：TPE-RX でコンパクトトロイド／ヘリシティ入射実験装置開発および初期実験を共同で実施
- ②筑波大学：絶対校正した真空紫外および軟 X-線分光器を用いて TPE-RX で分光計測を共同で実施
- ③東北大学と核融合科学研究所、他：高集束ヘリウムビームイオン源の開発を共同で実施
- ④首都大学東京と宇宙航空研究開発機構：TPE-RX で Micro-TES を用いた高分解能軟 X-線スペクトル計測を共同で実施
- ⑤九州大学：球状トカマクにおける NBI 装置の検討
- ⑥核融合科学研究所：TPE-RX における高 β ヘリカル状態の平衡解析を共同で実施

- ⑦核融合科学研究所：TPE-RXにおけるマイクロ波イメージ反射計を用いた計測法の開発と周辺揺動計測を共同で実施
- ⑧日本原子力研究開発機構：TPE-RXでトムソン散乱光のフーリエ分光法を用いた新方式分光計測による、電子温度計測法の原理検証実験を共同で実施

参考文献

- [1] H.A.B. Bodin and A.A. Newton, Nucl. Fusion **2**, 1255 (1980).
- [2] H.A.B. Bodin and A.A. Newton, Nucl. Fusion **30**, 1717 (1990).
- [3] 平野洋一, 小川 潔：核融合研究 **65**, 601 (1991).
- [4] D.C. Robinson, Plasma Phys. **13**, 439 (1971).
- [5] D.C. Robinson, Nucl. Fusion **18**, 939 (1978).
- [6] J.B. Taylor, Plasma Phys. Control. Fusion 1974 (Proc. of 5th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Tokyo 1974) **1**, 161.
- [7] J.B. Taylor, Rev. Modern Phys. **58**, 741 (1986).
- [8] E.P. Butt, H.C. Cole *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1965 (Proc. 2nd Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Culham 1965) **2**, 751.
- [9] D.C. Robinson, R.E. King, Plasma Phys. Control. Fusion 1968 (Proc. 3rd Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Novosibirsk 1968) **1**, 263.
- [10] C.W. Gowers, D.C. Robinson *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1976 (Proc. 6th Conf. Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Berchtesgaden 1976) **1**, 429.
- [11] D.A. Baker, C.J. Buchenauer *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1978 (Proc. 7th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Innsbruck 1978) **2**, 3.
- [12] A. Buffa, S. Costa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1976 (Proc. 6th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Berchtesgaden 1976) **1**, 447.
- [13] T. Shimada, Y. Hirano *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1976 (Proc. 6th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Berchtesgaden 1976) **1**, 463.
- [14] T. Tamaru, K. Sugisaki *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1978 (Proc. 7th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Innsbruck 1978) **2**, 55.
- [15] A. Sykes, J.A. Wesson, Proc. 8th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Prague 1977) **1**, 80.
- [16] S. Kiyama, K. Ogawa, Plasma Phys. Control. Fusion 1971 (Proc. of 4th Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Madison 1971) **3**, 303.
- [17] K. Ogawa, S. Kiyama, Y. Maejima, T. Shimada *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1974 (Proc. 5th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Tokyo 1974) **3**, 445.
- [18] H. Kiyama, K. Hayase, I. Hirota, S. Kiyama *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1988 (Proc. 12th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Nice 1988) **1**, 437.
- [19] T. Shimada, Y. Hirano, Y. Yagi *et al.*, Proc. 9th Symp. Engineering Problem of Fusion Research, **2**, 1951 (1981).
- [20] 平野洋一：「低速立ち上げ逆磁界ピンチの配位形成とその維持に関する研究」, 電子技術総合研究所研究報告 951号 (1993).
- [21] T. Shimada, Y. Hirano, Y. Yagi *et al.*, Proc. 14th Symp. Fusion Technol. **1**, 665 (1986).
- [22] Y. Yagi, Y. Hirano, T. Shimada *et al.*, Electro-technical Laboratory Technical Report, ETL-TR-92-28 (1992).
- [23] Y. Yagi, H. Sakakita, T. Shimada *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, 255 (1998).
- [24] K. Hattori, Y. Sato, K. Hayase *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1994 (Proc. 15th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Seville 1994) **2**, 363.
- [25] K. Hayase, Y. Sato, S. Kiyama *et al.*, Fusion Energy 1998 (Proc. 17th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Yokohama, 1998) **3**, 915.
- [26] K. Hayase, Y. Sato, S. Kiyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **80**, 721 (2004).
- [27] Y. Hirano, T. Shimada, Y. Maejima *et al.*, Proc. 1st Int. Conf. on Plasma Phys. **1**, 32 (1980).
- [28] Y. Hirano, Y. Maejima, T. Shimada *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1980 (Proc. 8th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Brussels 1980) **2**, 301.
- [29] A. Buffa, S. Costa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1980 (Proc. of 8th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Brussels 1980) **2**, 275.
- [30] P. Martin *et al.*, Fusion Energy 2010 (Proc. of 23rd Int. Conf. Fusion Energy, IAEA, Daejeon 2010) CD-ROM, **OV/5-3Ra**.
- [31] T. Bolzonella *et al.*, Fusion Energy 2010 (Proc. of 23rd Int. Conf. Fusion Energy, IAEA, Daejeon 2010) CD-ROM, **EXS/P5-01**.
- [32] Y. Hirano, T. Shimada, Y. Maejima and K. Ogawa, Nucl. Fusion **22**, 1613 (1982).
- [33] K. Ogawa, Y. Maejima, T. Shimada *et al.*, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion 1982 (Proc. 9th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Baltimore 1982) **1**, 575.
- [34] Y. Hirano, Y. Nogi, T. Shimada *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **27**, 397 (1988).
- [35] Y. Hirano, Y. Yagi, M. Maejima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **A39**, A393 (1997).
- [36] 島田壽男, 平野洋一, 八木康之, 小川 潔：電子技術総合研究所彙報 **53**, 1 (1989).
- [37] T. Shimada, Y. Hirano, Y. Yagi *et al.*, Proc. 15th Symp. Fusion Technol. **1**, 379 (1988).
- [38] 平野洋一, 島田壽男, 八木康之, 小川 潔, 他：電気学会論文誌 **B110**, 338 (1990).
- [39] 島田壽男, 平野洋一, 八木康之, 他：電子技術総合研究所彙報 **53**, 1 (1989).
- [40] T. Shimada, Y. Hirano, Y. Yagi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1986 (Proc. 11th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Kyoto 1986) **2**, 453.
- [41] H.Y.W. Tsui, Nucl. Fusion **28**, 1543 (1988).
- [42] T.R. Jarboe, B. Alper, Phys. Fluids **30**, 1177 (1987).
- [43] K. Hattori, Y. Hirano, T. Shimada *et al.*, Phys. Fluids **B3**, 3111 (1991).
- [44] Y. Yagi, Y. Hirano, T. Shimada *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **69**, 700 (1993).
- [45] Y. Yagi, Y. Hirano, T. Shimada *et al.*, Fusion Technol. **27**, 301 (1995).
- [46] Y. Yagi, P.R. Brunzell, Y. Hirano *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1992 (Proc. 14th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Wurzburg 1992) **2**, 611.
- [47] Y. Yagi, P.R. Brunzell, Y. Hirano *et al.*, Plasma Phys. Con-

- trol. Fusion 1994 (Proc. 15th Int. Conf. Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Seville 1994) **2**, 415.
- [48] Y. Yagi, Y. Hirano, T. Shimada *et al.*, Fusion Technol. **27**, 301 (1995).
- [49] 八木康之, 矢作栄一, 平野洋一他: 電子技術総合研究所彙報 **55**, 1 (1991).
- [50] P.R. Brunzell, Y. Yagi, Y. Hirano *et al.*, Phys. Fluids **B5**, 885 (1993).
- [51] Y. Hirano, Y. Yagi, T. Shimada *et al.*, Fusion Energy 1996 (Proc. 16th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Montreal 1996) **2**, 95 (1996).
- [52] Y. Hirano, Y. Maejima, T. Shimada *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 721 (1996).
- [53] P. Martin, L. Marrelli, G. Spizzo *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1855 (2002).
- [54] 平野洋一: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 793 (2001).
- [55] S.C. Prager, A.F. Almagri, S. Assadi *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1992 (Proc. of 14th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Wurzburg 1992) **2**, 531.
- [56] V. Antoni, L. Apolloni, M. Bagatin *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 1994 (Proc. of 15th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Fusion, IAEA, Seville 1994) **2**, 405.
- [57] Y. Yagi, T. Shimada, Y. Hirano *et al.*, Proc. 20th Symp. Fusion Technol. **1**, 609 (1998).
- [58] Y. Yagi, S. Sekine, H. Sakakita *et al.*, Fusion Eng. Des. **45**, 409 (1999).
- [59] Y. Hirano, Y. Yagi, T. Shimada *et al.*, Bull. Electro-technical Laboratory **63**, 137 (1999).
- [60] Y. Yagi, S. Sekine, T. Shimada *et al.*, Fusion Eng. Des. **45**, 421 (1999).
- [61] Y. Yagi, H. Koguchi, S. Sekine *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1563 (2003).
- [62] Y. Yagi, H. Sakakita, S. Sekine *et al.*, Fusion Eng. Des. **46**, 47 (1999).
- [63] H. Sago, J. Orita, H. Kaguchi *et al.*, Fusion Eng. Des. **46**, 99 (1999).
- [64] H. Koguchi, Y. Yagi, H. Y. Hirano *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1778 (2003).
- [65] Y. Hirano, T. Shimada, Y. Yagi *et al.*, Fusion Energy 1998 (Proc. 17th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Yokohama 1998) **1**, 375.
- [66] Y. Yagi, T. Bolzonella, A. Canton *et al.*, Fusion Energy 2000 (Proc. 18th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Sorrento, 2000) CD-ROM, **EX4/6**.
- [67] A. Canton, Y. Hirano, P. Innocente, H. Koguchi and R. Lorenzini, Plasma Phys. Control. Fusion, **46**, 23 (2004).
- [68] A. Buffa, F. Gnesotto, V. Antoni *et al.*, Proc. 21st EPS Conf. on Plasma Phys. Control Fusion (Montpellier, 1994) **18B** (Part II), 458.
- [69] J-A. Malmberg, P.R. Brunzell, Y. Yagi *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 4184 (2000).
- [70] Y. Hirano, H. Koguchi, H. Sakakita *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **42**, 5274 (2003).
- [71] Y. Yagi, S. Sekine, H. Koguchi *et al.*, J. Nucl. Mater. **290-293**, 1144 (2001).
- [72] J.S. Sarff, N.E. Lanier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 62 (1997).
- [73] J. Sarff, *et al.*, Fusion Energy 2010 (Proc. 23rd Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Daejeon 2010) CD-RPM, **OV/5-3Rb**.
- [74] Y. Yagi, H. Koguchi, Y. Hirano *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 2574 (2002).
- [75] Y. Yagi, Y. Hirano, H. Koguchi *et al.*, Proc. 29th EPS Conf. Plasma Phys. Control Fusion **26B**, P2.093 (2002).
- [76] H. Sakakita, Y. Yagi, T. Asai *et al.*, Fusion Energy 2004 (Proc. 20th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Vilamoura 2004) CD-ROM, **EX/P2-17**.
- [77] H. Koguchi, Y. Hirano, H. Sakakita *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, 050 (2007).
- [78] H. Koguchi, Y. Hirano, H. Sakakita *et al.*, Fusion Energy 2006 (Proc. 21st Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Chengdu 2006) CD-ROM, **EX/P3-8**.
- [79] H. Koguchi, D. Terranova, P. Innocente *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, L1124 (2006).
- [80] F. Lorenzo, I. Predebon, H. Koguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 175001-1 (20) (2006).
- [81] Y. Hirano, R. Paccagnella, H. Koguchi *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 112501-1 (2005).
- [82] Y. Hirano, H. Koguchi, K. Yambe *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 122511-1 (2006).
- [83] S. Shiina, Y. Nagamine, M. Taguchi *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 080702-1 (2005).
- [84] H. Sakakita, S. Kiyama, Y. Hirano, H. Koguchi and Y. Yagi, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 8531 (2006).
- [85] H. Sakakita, S. Kiyama, Y. Hirano *et al.*, Fusion Energy 2006 (Proc. 21st Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Chengdu 2006) CD-ROM, **FT/P5-2**.
- [86] H. Koguchi, H. Sakakita, S. Kiyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **4**, 022 (2009).
- [87] H. Koguchi, H. Sakakita, Y. Hirano *et al.*, Fusion Energy 2008 (Proc. 22nd Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Geneva 2008) CD-ROM, **EX/P5-25**.
- [88] H. Sakakita, S. Kiyama, H. Koguchi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **8**, 674-679 (2009).
- [89] M. Kisaki, K. Shinto, T. Kobuchi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 1(2008).
- [90] M. Tokitani, N. Yoshida, K. Tokunaga *et al.*, Plasma Fusion Res. **5**, 012 (2010).
- [91] H. Sakakita, S. Kiyama, H. Koguchi *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **5**, S2105 (2010).
- [92] Y. Yagi, Y. Maejima, Y. Hirano *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1787 (2003).
- [93] S. Shiina, Y. Yagi, H. Sugimoto *et al.*, Fusion Energy 2004 (Proc. 20th Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Vilamoura 2004) CD-ROM, **PD-P1-2**.
- [94] S. Shiina, Y. Yagi, H. Sugimoto *et al.*, Plasma Fusion Res. **81**, 932 (2005).
- [95] P.R. Brunzell, D. Yadikin, D. Gregoratto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 225001-1(2004).
- [96] A. Sanpei, S. Masamune, H. Himura *et al.*, Fusion Energy 2010 (Proc. 23rd Int. Conf. on Fusion Energy, IAEA, Daejeon 2010) CD-ROM, **EXS/P5-14**.
- [97] 平野洋一: プラズマ・核融合学会誌 **75**, 614 (1999).