

JAERI - M
87-168

トカマクプラズマ生成のための
基礎的技術の研究

1987年10月

松崎 諠

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1987

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷(株)

トカマクプラズマ生成のための基礎的技術の研究

日本原子力研究所那珂研究所核融合研究部

松崎 誼

(1987年9月26日受理)

本研究はJFT-2及びJFT-2Mで行った、トカマクプラズマを生成する上で重要な基礎的技術の研究開発の結果である。

(1) 電離真空計や質量分析器で残留ガス粒子を定量的に測定に必要に必要な校正方法等について示した。

(2) 放電洗浄において、テラ型放電洗浄(TDC)、グロー放電洗浄(GDC)及びECR放電洗浄(ECR-DC)装置を製作し、その洗浄効果を実験した。

TDCでは電子温度でおよそ5eVのプラズマが最適なプラズマである事、GDCでは炭素不純物を良く除去するが、酸素不純物はあまり除去しない事、更にECR-DCの洗浄はTDCとはほぼ同様な洗浄効果である事等を示した。

上述の三方式の洗浄効果を実際にトカマクプラズマを生成して比較した。その結果TDCやECR-DCは放射損失の減少、電子密度の増大といったプラズマの特性を改善するが、GDCはあまり効果的でなかった。

(3) 予備電離に関して以下の実験結果を得た。

比較的簡単な予備電離である電子流入射方式及び $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン方式において、プラズマ点火時のワントーン電圧を減少させる事を示した。

真空容器外側から入射するOモード波によるECR方式では、 μ 波入射電力が 3.6×10^{-2} W/cm³で、 5×10^{11} cm⁻³の電子密度を発生すれば、プラズマ抵抗が無視できるプラズマ立ち上げが可能である事を示した。

(4) プラズマ制御に関しては以下の様な研究結果を得た。

パルス成形回路でプラズマ電流の定電流化を達成した。

プラズマ位置検出法である等磁束法において1個のループコイルに更に1個の磁気プローブを使用すれば、誤差は大きく減少し実用上問題ない事を明らかにした。

サイリスタ電源の直接デジタル制御(DDC)によって、プラズマ位置制御システムを構成し、DDC方式によって始めてプラズマ位置の制御を実証した。

Studies on Fundamental Technologies for Producing Tokamak-Plasma

Yoshimi MATSUZAKI

Department of Thermonuclear Fusion Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received September 26, 1987)

The report describes studies on fundamental technologies to produce tokamak-plasma of the JFT-2 and JFT-2M tokamaks.

- (1) In order to measure the particle number of residual gases, calibration methods of vacuum gauges have been developed.
- (2) Devices for a Taylor-type discharge cleaning (TDC), a glow discharge cleaning (GDC) and ECR discharge cleaning (ECR-DC) have been made and the cleaning effects have been investigated.

In TDC the most effective plasma for cleaning is obtained in the plasma with 5 eV of electron temperature. GDC is effective in removing carbon impurities, but is less effective for removing oxygen impurities. ECR-DC has nearly the similar effect as TDC. The cleaning effect of these three types were studied by comparing the properties of resulting tokamak plasmas in the JFT-2M tokamak. Parameters of plasmas such as radiation losses and maximum mean electron densities were improved by TDC and ECR-DC. GDC, however, did not show remarkable improvement on such a parameter.

- (3) Experimental studies of pre-ionization showed as following results; A simple pre-ionization equipment as a hot-electron-gun and a $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ gun was effective in reducing breakdown voltage.

An ordinary mode wave of the electron cyclotron frequency was very effective for pre-ionization. The RF power whose density is 3.6×10^{-2} W/cm³ produced plasma of an electron density of 5×10^{11} cm⁻³. In this case, it is possible to start up with negligible consumption of the magnetic flux caused by the plasma resistance.

- (4) Concerning to studies on plasma control, the following results were obtained;

In order to obtain constant plasma current, a pulse forming network was constructed and sufficient constant plasma current was achieved. In applying an iso-flux method for measuring the plasma position, it is no problem practically to use only one loop-coil and one magnetic probe.

A direct digital control (DDC) system was used for controlling the plasma-position in the JFT-2 tokamak, and the position control was performed successfully.

Keywords: Fundamental Technology, Tokamak, JFT-2, JFT-2M, Discharge Cleaning, Pre-ionization, Plasma Position Control

目 次

1. 序 論	1
1.1 核融合研究の概要と現状	1
1.2 トカマク装置によるプラズマ閉じ込めの原理	6
1.3 本研究の目的と位置付け	15
2. JFT-2 及び JFT-2M トカマク装置の概要	20
2.1 序言	20
2.2 本体装置の概要と設計条件	27
2.3 本体周辺設備の概要と設計条件	31
2.4 電源設備の概要と設計条件	32
2.5 運転制御設備の概要	36
2.6 その他の設備	38
2.7 結言	39
3. トカマク装置におけるプラズマ発生技術	42
3.1 序言	42
3.2 プラズマ放電前の手順	44
3.3 トカマク放電の発生	48
3.4 装置運転におけるトラブルの解決策	50
3.5 結言	52
4. 真空測定器による残留ガス粒子の定量測定技術	54
4.1 序言	54
4.2 真空計及び質量分析器のその場校正	54
4.3 質量分析器の磁場特性	60
4.4 結言	66
5. 放電洗浄法による不純物の除去	69
5.1 序言	69
5.2 テーラー型放電洗浄 (TDC)	72
5.3 グロー放電洗浄 (GDC)	78
5.4 ECR 放電洗浄 (ECR-DC)	86
5.5 TDC, GDC, ECR-DC の洗浄効果の比較	91
5.6 結言	97
6. 高効率プラズマ発生のための予備電離技術	101
6.1 序言	101
6.2 電子流入射方式	102
6.3 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン方式	105

6.4	ECR方式	109
6.5	結言	117
7.	トカマクプラズマの制御技術	120
7.1	序言	120
7.2	プラズマ電流の定電流化	121
7.3	プラズマの位置検出法	125
7.4	プラズマ位置のフィードバック制御	130
7.5	結言	136
8.	結論	139
8.1	本研究の要約	139
8.2	今後の課題	141
	謝辞	142

CONTENTS

1. Introduction	1
1.1 Outline and Present State of Thermonuclear Fusion Research .	1
1.2 Principle of Confinement of Plasma by Tokamak Device	6
1.3 Objectives of This Theses	15
2. Outline of JFT-2 and JFT-2M Tokamak	20
2.1 Introduction	20
2.2 Outline and Design of Vacuum Chamber and Coils	27
2.3 Outline and Design of Peripheral Equipments	31
2.4 Outline and Design of Power Supplies	32
2.5 Outline of Controllers of Device:	37
2.6 Outline of the Other Equipments	38
2.7 Conclusions	39
3. Technology of Producing Plasma in Tokamak	42
3.1 Introduction	42
3.2 Procedures before Discharge	44
3.3 Producing Tokamak-Plasma	48
3.4 Some New Techniques on Settling Problems in Operation	50
3.5 Conclusions	52
4. Technology of Measuring Particle Number by Vacuum Gauges	54
4.1 Introduction	54
4.2 In-Situ Calibration Method of Ion Gauge (IG) and Residual Gas Analyzer (RGA)	54
4.3 Characteristics of Magnetically Shielded RGA	60
4.4 Conclusions	66
5. Removal of Impurities by Discharge Cleaning	69
5.1 Introduction	69
5.2 Taylor-type Discharge Cleaning (TDC)	72
5.3 Glow Discharge Cleaning (GDC)	78
5.4 ECR Discharge Cleaning (ECR-DC)	86
5.5 Comparison of Cleaning Effect of TDC, GDC and ECR-DC	91
5.6 Conclusions	97

6. Pre-Ionization Technology for Producing Plasma Effectively ...	101
6.1 Introduction	101
6.2 Method of Hot-Electron Injection	102
6.3 Method of $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ Gun	105
6.4 Method of RF with ECR Frequency Injection	109
6.5 Conclusions	117
7. Control Technology of Tokamak-Plasma	120
7.1 Introduction	120
7.2 Constant Plasma Current by Pulse Forming Network	121
7.3 Method of Measuring Plasma Position	125
7.4 Feedback Control of Plasma Position	130
7.5 Conclusions	136
8. Summary	139
8.1 Summary of This Theses	139
8.2 Problems to be Solved Concerning Subjects of This Theses ..	141
Acknowledgements	142

1. 序 論

1.1 核融合研究の概要と現状

人類がその文明生活を維持するためには、食料、源・材料、情報とならんでエネルギーは必要不可欠である。エネルギーは人類の発展とともに、薪や炭などの植物燃料から、石炭や石油などの化石燃料へと進展してきた。現在は第三の火といわれる核反応によるエネルギー生産が実用化の時代を迎えている。この核反応によるエネルギー生産は、まずウランやプルトニウム等の重い原子核が分裂し、高い運動エネルギーを持った中性子が放出され、その熱化によってエネルギーを取り出すという核分裂反応が実用化され、原子力発電として社会的に定着してきた。一方水素やリチウムなどの軽い原子核の融合によって高速エネルギー中性子を放出する核融合反応によるエネルギーの生産はまだ行なわれておらず、この反応は現在水素爆弾という不幸な形で開発されている。しかし、核融合によるエネルギーの取り出しはその燃料である重水素が、化石燃料やウランに比べ極めて豊富である事や、高放射能をもつ核分裂生成物を発生しないクリーンなエネルギー源として、人類究極のエネルギー源として期待されている。

制御された熱核融合反応としてはD+D, D+T等幾つかの有望な反応が考えられる^{(1),(2)}。現在考えられている熱核融合反応において基本的な問題となるのは、正に帯電した原子核が、そのクーロン反発を乗り越え核同士に核力が働く迄十分高いエネルギーを持つ事が必要な事である。このため原子を加熱・電離してイオンと電子がガス状に混在しているプラズマを、更に加熱し高温にして核融合反応を起す事が必要である。この高温プラズマがどういう条件の時、核融合反応によって生成されるエネルギーが、それを高温にして保持するための注入エネルギーを上回り、エネルギー生産炉として実用的であるかを判定したのがローソン条件(Lawson Criteria)である⁽³⁾。ローソン条件は

$$P_b + P_L = \eta (P_T + P_b + P_L), \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで P_b は単位時間、単位体積当り制動放射によって失われるエネルギー、 P_L は単位時間、単位体積当り熱伝導や粒子流によってプラズマから損失するエネルギー、 P_T は核融合反応による単位体積当りの出力、そして η はプラズマからでてくる総エネルギーの発電効率を意味する。この式からD+T反応の際に、 η が1/3の時には、イオン温度 $T_i \sim 10$ keV、プラズマ密度 n とエネルギー閉じ込め時間 τ_E の積、 $n\tau_E \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$ となる。また核融合反応による単位体積当りの出力 P_T と単位時間当りの入力 P_i (P_L に等しい)の比を Q として、 $Q = 1$ の条件をブレイクイーブン(Breakeven)又は臨界条件と称し、その達成を目指して現在活発な研究・開発が行われている。更にD+T反応で生成される3.5 MeV粒子による加熱パワーと入力パワーが等しくなる条件、すなわち着火条件(Ignition)は $T_i \sim 20$ keV、 $n\tau_E \sim 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$ のプラズマに相当する。

プラズマ・核融合研究の現状は国際原子力機関(IAEA)が隔年毎に開催している「プラズマ

物理と制御核融合研究に関する国際会議」における発表によって概観できる。第1回会議は1961年ザルツブルグで開催され、それ以後現在迄に11回開催され、その会議録が出版されている。1975年迄の会議の概要は文献(4)に簡潔に述べられている。簡単に述べると1967年、68年頃迄、各種の閉じ込め方式が案出され、閉じ込めの理論も検討された。そうした中でソ連の提案によるトカマク装置が着々と良いデータを出しイギリスのカラム研究所のチームがそれを確認した事で、トカマク方式が有望と認められた。その後世界各国でトカマク装置が製作・実験され、プラズマパラメータが次第に向上してきた。1978年のインスブルック会議では、アメリカのPLT^{*1}でNBI^{*2}加熱によってイオン温度5.5 keVの達成が報告された⁽⁵⁾。1980年のブリュッセル会議では、JFT-2^{*3}、ISX-B^{*4}による高ベータ実験が報告された⁽⁶⁾。1982年のバルチモア会議では、西独のASDEX^{*5}でNBI加熱時においてもエネルギー閉じ込め特性の良いH-mode放電の発見が報告された⁽⁷⁾。1984年のロンドン会議からはQ=1のブレークイーブンを目指すTFTR^{*7}などの大型トカマクのジュール加熱の実験データが発表された⁽⁸⁾。

最新の会議である1986年の京都会議ではJT-60^{*8}、JET、TFTRの三基の大型トカマク装置におけるプラズマ加熱実験の結果が発表された。JT-60はほぼ設計値を達成し、プラズマは電子密度 $n_e \leq 9.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、ジュール加熱時閉じ込め時間 $\tau_E \sim 0.5$ 秒、NBI加熱時 $\tau_E \sim 0.12$ 秒を得た⁽⁹⁾。JETではNBI加熱時イオン温度 $T_i = 12.5 \text{ keV}$ 、 $n_e = 1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、 $\tau_E \sim 0.3$ 秒等の結果を得、Q=0.15迄到達した⁽¹⁰⁾。TFTRではNBI加熱時の“Super Shot”で $T_i(0) \sim 20 \text{ keV}$ 、 $n_e \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ を得た。ビームプラズマ成分を入れたQ値は0.23となった⁽¹¹⁾。

以上のデータが示す様に核融合研究はブレークイーブン迄あと一歩である成果を示している。以上述べたプラズマパラメータの向上は図1.1に示す様に $n_e \tau_E - T_i$ 図に示されている。

トカマク装置における順調なプラズマパラメータの向上に対応して核融合炉の設計が行われている。この中で、大型トカマクに引き続く装置として、核融合の技術的実証を目指す「次期装置」が科学的・技術的に詳細に検討されている。その代表がINTOR^{*9}である⁽¹²⁾。これはDEMO炉の建設を目指したものであり、数百MWの電力生産、ブランケットでのトリチウム増殖が行え、商業炉に結び付く様なコンポーネントとシステムの開発を目的とするものである。その最新の結果は図1.2及び表1.1の様な仕様となっている。

この様に核融合はトカマクを先頭にしていまや臨界プラズマという高温プラズマ生成の科学的実証をまもなく達成し、実験炉を作りエネルギーの生産を行う技術的実証の段階へと進みつつある。この様な段階において、実用的かつ経済的な炉を考えた研究・開発、即ち単にプラズマを生成するというだけでなく、いかに経済的に効率良く高温プラズマを生成するかという事が重要となってきた。

*1 Princeton Large Tokamak, *2 Neutral Beam Injection, *3 JAERI Fusion Torus-2, *4 Impurity Study Experiment-B, *5 Axially Symmetric Divertor Experiment, *6 Tokamak Fusion Test Reactor, *7 Joint European Torus, *8 JAERI Tokamak-60, *9 International Tokamak Reactor

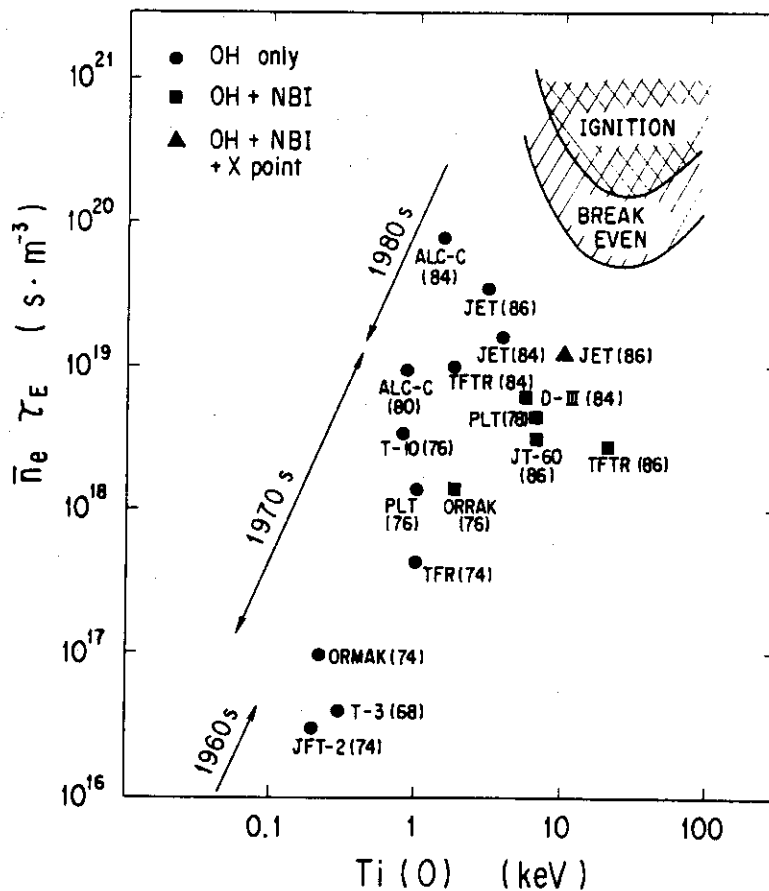


図 1.1 プラズマパラメータの向上 (IAEA 国際会議の発表論文より),
 $T_i(0)$ は中心のイオン温度, n_e は電子密度, τ_E はエネルギー閉じ込め時間

表 1.1 INTOR の諸パラメータ (フェーズ II A, パート 2) (1986 年)

真空容器大きさ	
真空容器大半径, R	4.9 m
真空容器体積,	258 m ³
プラズマ	
プラズマ小半径, a	1.2 m
プラズマ楕円度, κ	1.6
平均ベータ値, $\langle \beta \rangle$	4.9 %
平均イオン温度, $\langle T_i \rangle$	10 keV
平均イオン密度, $\langle n_i \rangle$	$1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$
エネルギー閉じ込め時間, τ_E	1.4 s
プラズマ電流, I_p	8.0 MA
プラズマ中心のトロイダル磁場,	5.5 T
安全係数, q_1	1.8
ピーク時核融合熱出力, P_{th}	585 MW
ニュートロン壁負荷, P_n	1.3 MW/m ²
運転	
燃焼時間,	150 s
放電ショット数,	4×10^5

加熱：ICRF	
ランチャー数,	3
出力,	50 MW
周波数, モード	85 MHz, CW
立ち上げ補助：ECRH	
出力,	10 MW
周波数,	140 GHz
パルス巾,	3 s
電流駆動：LHR	
出力,	20 kW
周波数,	TBD
不純物制御	
方法,	シングルヌル, ポロイダルダイバータ
コレクター,	銅板+タングステン
ダイバータへのパワー,	80 MW
第1壁	
第1壁への熱出力,	49 MW
材質,	SS316, 水冷却
ブランケット (トリチウム増殖)	
材料,	SS316, 水冷却; Li ₂ O
増殖時温度,	410-800 °C
増殖比,	> 0.6
トリチウム	
トリチウム流量,	61 g/h
初期必要量,	3.1-4.5 kg
トーラス真空システム	
到達真空度,	10 ⁻⁷ Torr
ポンプ,	クライオポンプ
排気速度,	2 × 10 ⁵ l/s
トロイダル磁場コイル	
コイル数,	12
ボア大きさ,	6.3 m × 9.3 m
導体,	Nb ₃ Sn
ポロイダル磁場コイル	
全消費磁束,	112 V·s
ブレークダウン電圧,	35 V; 0.3 秒間
配置場所	TF コイル外側
導体,	Nb Ti/Nb ₃ Sn
電源	
定常負荷,	200 MW
パルス負荷,	14 GJ

11	BELL JAR
10	SUPPORT
9	COAXIAL CABLE
8	ICRF LAUNCHERS
7	PUMPS
6	EXHAUST DUCT
5	SHIELD
4	BLANKET
3	PF COIL
2	TF COIL
1	PLASMA
NO.	NAME OF PARTS

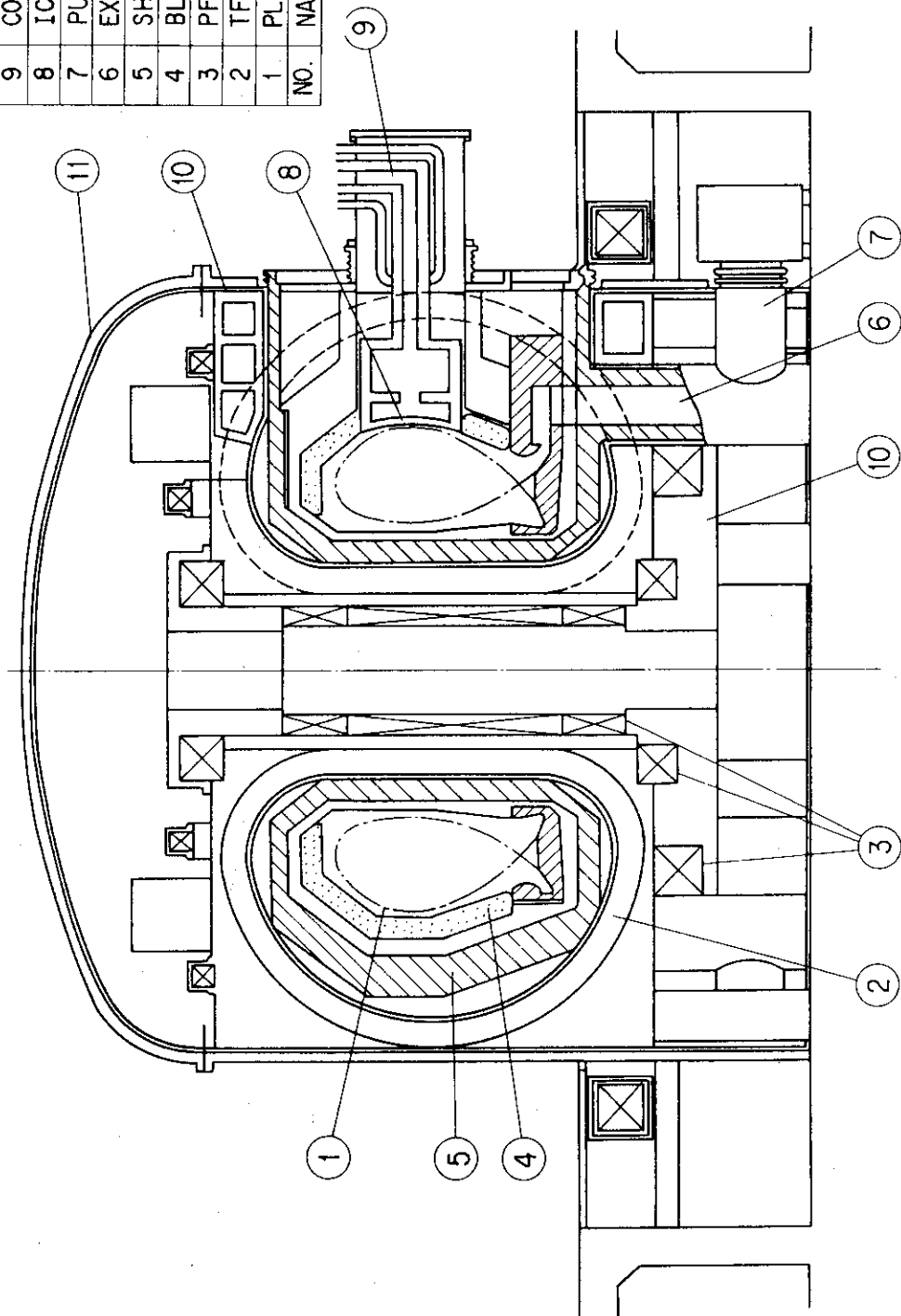


図 1.2 INTOR (Phase II part A, 1986) の断面図

1.2 トカマク装置によるプラズマ閉じ込めの原理

1.2.1 高温プラズマ閉じ込めの原理 (13)-(17)

制御された熱核融合のポイントはイオン温度が 10 ~ 20 keV の高温プラズマを閉じ込める事であるが、これには磁場閉じ込めと慣性閉じ込めとに大別される。磁場によるプラズマ閉じ込めの原理は、荷電粒子は磁場のまわりをらせん運動し、磁力線を横切って運動ができない事に基づくものである。この様な磁場閉じ込めの方法としては、開放型と閉鎖型の二つの方法がある。

開放型は均一磁場の端で磁場を強くし、そこで旋回粒子を反射させるミラー磁場による閉じ込めである。即ち磁力線方向に運動する粒子は磁場が強くなるにつれ、軸方向の速度は $-qv_{\theta}B$ のローレンツ力による減速力を受ける。粒子が入射した地点における磁場 B_0 、粒子の磁力線に対する入射角 θ_0 とすると、 $B_r = B_0 / \sin^2 \theta_0$ となる磁場の地点でその粒子は反射する。このミラー磁場による閉じ込めは、その開放端から粒子が流失するという本質的な欠陥がある。この端損失をカusp磁場や高周波電場等によっていかに防ぐかが研究のポイントとなる。

閉鎖型は磁力線の端のない閉じた磁力線を用いるトーラス磁場配位による閉じ込めである。この方法でも単純なトーラス磁場ではプラズマは閉じ込められない。なぜなら磁場を円環にすると、磁場の強さは中心からの距離 R に反比例するため磁場勾配 ∇B が発生する。電離した粒子は図 1.3(a) に示す様に $\mathbf{B} \times \nabla B$ の力を受けドリフトする。この時同図 (b) に示す様にイオンは上方に電子は下方に移動し、荷電分離を起こし電場 \mathbf{E} が発生する。この結果同図 (c) に示す様に $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ による粒子のドリフトはイオン・電子を共に外側へ移動させるので、プラズマは散逸してしまう。このため同図 (d) の様に、この電場をらせん状の磁力線に沿って短絡させる事でなくするという事が必要となる。

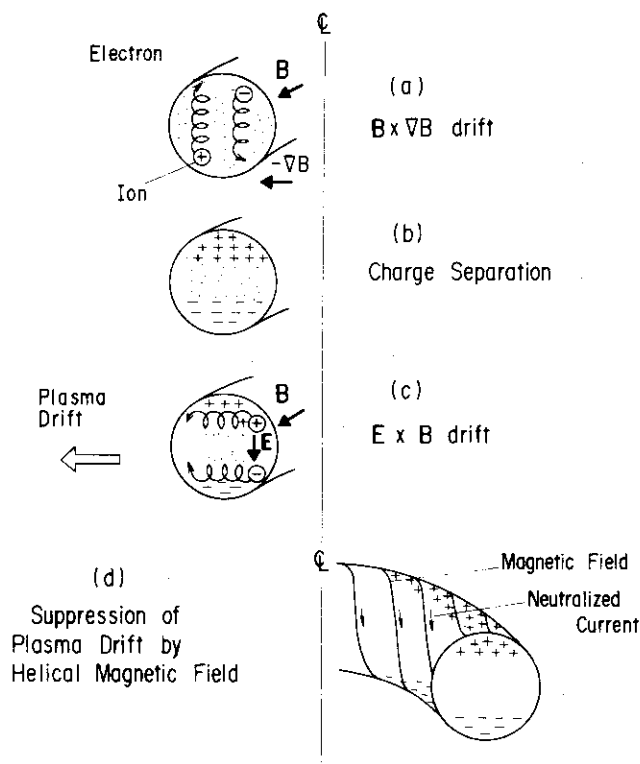


図 1.3 トーラス磁場によるプラズマ閉じ込めの原理図

このポロイダル磁場を発生させる方法によって、トーラス装置は二つに分けられる。一つはプラズマ内部に電流を流し、その電流の作る磁場をポロイダル磁場とするもので、トカマクがその代表である。図 1.4 にトカマク装置の基本的概念図とその閉じ込め原理図を示す。トロイダル磁場コイルによってトーラス方向の磁場（トロイダル磁場 B_t ）を発生させる。そして一次巻線に通電する事によって、鉄心を介して電磁誘導の原理で二次側である真空容器内のプラズマにプラズマ電流 I_p を流す。 I_p の作るポロイダル磁場とトロイダル磁場を生成しプラズマを閉じ込めるのである。もう一つはプラズマ外部にらせん状にまかれたコイルに電流を流してヘリカル磁場を生成し、回転変換を作るもので、ステラレータがその代表である。

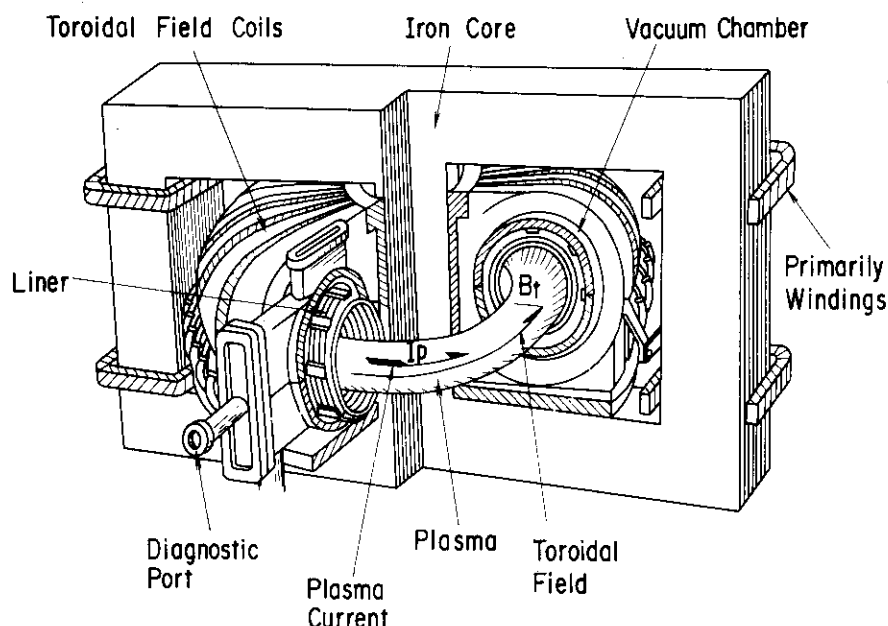


図 1.4 トカマク装置の概念図

1.2.2 トカマク配位によるプラズマの閉じ込め^{(18),(19)}

以下に高温プラズマを生成・制御するのに必要な基礎的観点からトカマクによるプラズマ閉じ込めの原理について簡単に述べる。

(1) トカマクプラズマの平衡

前節で述べた様に、トーラス磁場によってプラズマを閉じ込めるには、磁力線がトーラス方向にらせん状になっている必要がある。このらせん状の磁場を記述する量として回転変換角 (Rotational Transform Angle) ι が定義されている。これは図 1.5 に示す様に磁力線に沿ってトーラス方向に一周したとき、磁力線のポロイダル方向へのねじれ角である。この磁力線はトーラス方向に一周したとき、ポロイダル方向に $2\pi R \tan \gamma = 2\pi R B_p / B_t$ と動く。ここで R はトーラスの大半径、 γ は磁力線のピッチ角、 B_p はポロイダル磁場、 B_t はトロイダル磁場である。この距離は ιr となるので、

$$\iota(r) = 2\pi R B_p / r B_t \tag{1.2}$$

となる。ここで r はプラズマ小半径方向の長さである。トカマクでは ι の代わりに $2\pi/\iota = q$ で表される「安全係数」 q が使用される。これは

$$q(r) = r B_t / R B_p \quad (1.3)$$

と記述される。回転変換角はポロイダル方向へ1回転する際、磁力線がトロイダル方向に m 周回するとき、 $\iota = 2\pi/m$ となる。又 n 回回転するのに、 m 回周回するときには $\iota = 2\pi n/m$ と表される。

この回転変換はトーラスプラズマの平衡の基本的要件であるが、トカマクではこれだけでは平衡がとれない。なぜならプラズマ電流はそれによって発生するポロイダル磁場と作用して、トーラス外側へ $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ の力を生じ、トーラスプラズマは膨張・散逸してしまう。この現象は直感的には電流環が広がろうとするフープ力と考えるとよい。これを抑えるため図 1.6 に示す様に二通りの方法がある。同図 (a) の様な①導電性シェルをプラズマの周りに置き、プラズマが広がろうとする時シェル表面に流れる映像電流の作る垂直磁場でプラズマの膨張を抑える方法と、同図 (b) の様な②トーラス主軸と平行に垂直磁場 B_v を加え、この磁場とプラズマ電流の作る $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ によってプラズマの拡がりを抑える方法とがある。このために必要な垂直磁場は

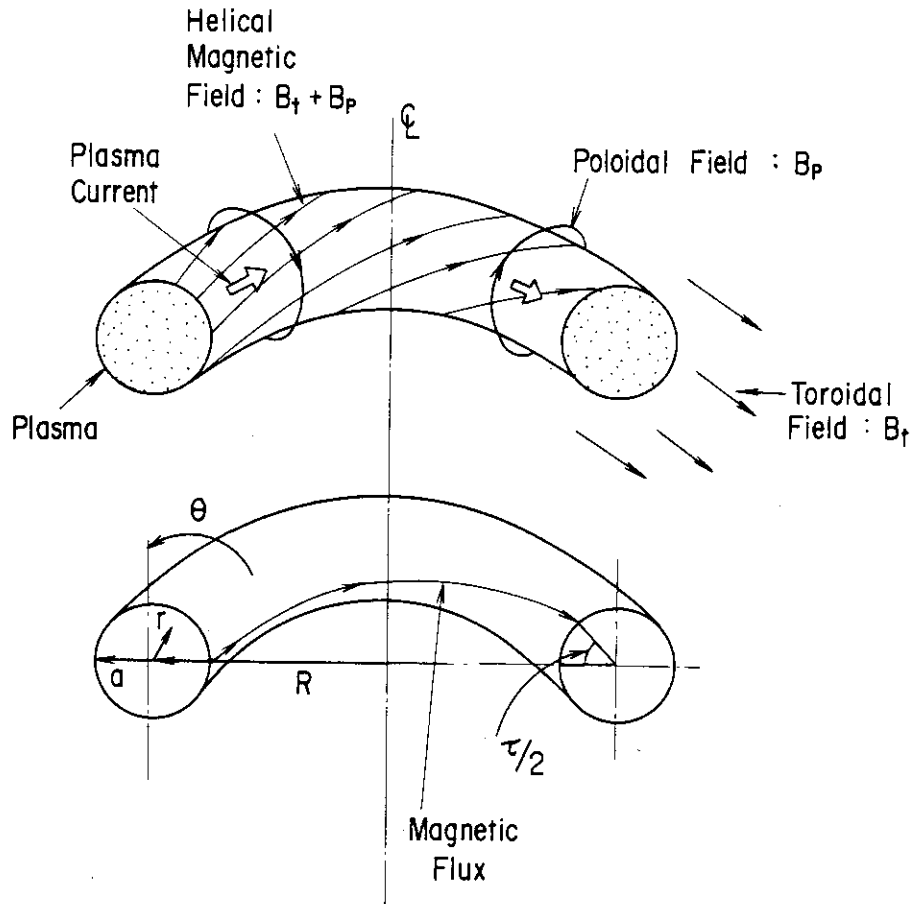


図 1.5 トカマクプラズマの回転変換, R は大半径, a は小半径, θ はポロイダル方向角度

$$B_v = -\frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} + \frac{l_i}{2} + \beta_p - 1 - \frac{1}{2} \right) \quad (1.4)$$

と表される。ここで I_p はプラズマ電流, l_i は $l_i = (4\pi/\mu) L_i$ とプラズマの単位長さ当りの内部インダクタンス L_i に比例する無次元量である。また β_p は $\beta_p = p / (B_p^2 / 2\mu_0)$ と表わされるポロイダルベータ値, a は小半径である。現実には電導率が無限大の金属はなく抵抗を持つので①, ②双方を併用する事になる。即ち抵抗性のシェルの時定数より早い変動に対してはシェル効果で動きを抑え (Passive Stabilization), それより遅い変動に対しては外部より適切な垂直磁場を加える事で動きを抑える (Active Stabilization) 方法をとる。後者の場合には磁気プローブ等でプラズマ位置を検出しそれを垂直磁場電源へフィードバックする事により, プラズマの水平位置を維持するフィードバック制御が行われる。

平衡を持つトカマクプラズマがどの程度のプラズマを閉じ込められるかはベータ値

$$\beta = p / (B^2 / \mu_0) \quad (1.5)$$

によって表される。ここで $B^2 = B_z^2 + B_p^2$ である。 β は発生させた磁場 B によって, プラズマの持つ圧力 $p = nk(T_e + T_i)$ をどれくらい閉じ込めているかの目安になる。核融合炉の単位体積当りの出力 P_f は

$$P_f = K \beta^2 B^4 \quad (1.6)$$

という関係があるので, β を増大すると出力の増加又は装置の小型化につながり, 核融合炉が

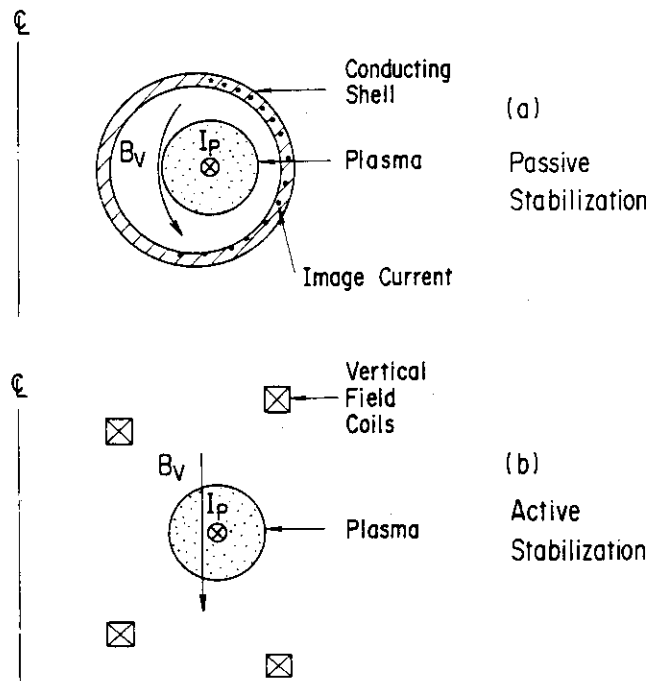


図 1.6 トカマクの平衡と垂直磁場による制御

安価になる。トカマクにおいては β 値が $\beta = 1$ となる事は不可能である。その最大ベータ値は平衡の計算からは $\beta \leq 0.5 a/Rq(a)^2$ となり、その他の不安定性からせいぜい数%程度と計算されている⁽²⁰⁾。このためトカマクは低ベータトーラス装置といわれている。

(2) トカマクプラズマの磁気流体的不安定性

トカマクプラズマは平衡が存在しても磁気流体力学的 (Magnetohydrodynamic : MHD) 不安定性があれば極めて短時間にプラズマは崩壊してしまう。MHD 不安定性の種類は非常に多いが、その中でトカマクプラズマの特性に重要な関係を持っているものについて考える。このMHD不安定を取り扱うのに最も重要な量は安全係数 q である。とくにプラズマ表面における q 値は(1.3)式に $B_p = \mu I_p / 2\pi a$ を代入して

$$q_a = 2\pi B_t a^2 / \mu I_p R \quad (1.7)$$

となり、トカマクの基本的パラメータである主半径 R 、小半径 a 、トロイダル磁場 B_t 、プラズマ電流 I_p に関係する重要な量である。この不安定の空間的モード数はトロイダル方向は n 、ポロイダル方向は m で表わす。以下トカマクの運転に密接な関係をもついくつかの不安定性について述べる。

(a) キンク不安定性

この不安定性はプラズマ柱が少し変位すると、磁場がその変位を更に成長させる様に働きプラズマ柱がくびれたり ($m=0$)、折れ曲がったり ($m=1$) して、崩壊するものである。後者をキンク不安定性といい、その安定条件より

$$I_p < 2\pi B_t a^2 / q_a \mu R \quad (1.8)$$

とプラズマ電流が制限される⁽²¹⁾。円形プラズマでは通常 $q_a = 2.5$ 程度で運転する。

このMHD不安定性はプラズマ電流を制限するだけでなく、プラズマの最大電子密度 n_e^{\max} も制限すると考えられている。現在 n_e^{\max} は一般的に実験則である村上比例則で評価されている⁽²²⁾。

$$n_e = 10^{19} \times M(B_t / R) \quad (1.9)$$

M は村上係数で、オーム加熱では $5 \sim 10$ 、NBI加熱では $10 \sim 16$ になる。真空容器表面をきれいにした不純物の少ないプラズマではこの係数が大きい。それ故真空容器の第一壁を放電前に、ベーキング、放電洗浄、コーティング等で清浄にしておく事は極めて重要である。

(b) テアリング不安定性

テアリング不安定性は整数であるが m, n がプラズマ内部で $q(r) = m/n$ の関係を満すときに発生する。それで内部崩壊ともいう。これは通常のトカマク放電時には起らないが、プラズマが不純物で汚される時、ガス注入量が多い時、位置制御の失敗によるプラズマ一壁相互作用が激しい時、プラズマ立ち上げが急速である時などで発生し、プラズマ電流の突然の遮断 (Current Disruption ; 10^8 A/s に及ぶ時もある) となる。この防止策としてMHD振動の前駆現象を検知し、プラズマ電流を減少し、停止させる事が考えられている。

(c) フルート不安定性

トラスプラズマの閉じ込めにおいて、プラズマに対して磁力線が凹（悪い曲率）になっている所では、磁力線に沿って運動するプラズマには遠心力が働きこの不安定性を引き起こす。トカマクではプラズマ電流によって作るポロイダル磁場によって磁気シアや平均最小磁場が作られるので、この不安定性は低ベータではあまり問題ではない。しかしベータ値が高くなると、バルーニング不安定として現われてくる。

(3) トカマクプラズマの輸送過程

上述のMHD的な巨視的現象だけでトカマクの閉じ込めを論ずるのは不充分である。エネルギー及び粒子閉じ込め時間を決める熱伝導及び粒子拡散といわれる輸送現象は、分布関数に基づく粒子の運動論的な扱いによって考察しなければならない。輸送現象を粒子間のクーロン衝突のみを考慮して拡散係数を計算する理論がある（「古典論」）。又トラスプラズマにおいては、磁力線に沿っての磁場の強さはトラス中心の方が強いので、一部の粒子はこのミラー磁場によって局所的に捕捉される。この捕捉粒子（trapped particle）による拡散は古典論と比べ約2桁大きい（「新古典論」）。更にトカマク実験の結果によれば拡散はこの新古典論のよる拡散係数より大きくなる（「異常拡散」）。この原因は弱いMHD不安定性や空間的な圧力勾配、粒子の速度分布が非マクスウェル分布である事に起因する微視的不安定性などによって生ずると考えられている。この輸送過程を表わす代表的なパラメータであるエネルギー閉じ込め時間 τ_E は、核融合研究の初期において有名なボーム則で論じられていた。現在 τ_E はジュール加熱時には実験的に求められたNeo-Alcator 則

$$\tau_E = 0.07 n_e a R^2 q \quad (1.10)$$

が最も妥当であると考えられている。⁽²³⁾ 尚高パワーの追加熱時には τ_E が低下する事が観測されている（L-mode 放電）。しかし、最近追加熱時でも τ_E の良いH-mode 放電が観測され、その研究が精力的に行なわれている⁽⁷⁾。

(4) プラズマの追加熱

トカマクでは閉じ込め用のプラズマ電流はプラズマをジュール加熱する役割を果している。しかしジュール加熱だけでは温度はせいぜい数keV程度にしかならず、臨界条件の $Q=1$ を達成するのに必要な10~20 keVに達しないので、追加熱が必要である。追加熱で現在有望と考えられているのは、中性粒子入射（Neutral Beam Injection：NBI）加熱と高周波（Radio-Frequency：RF）加熱である。

(a) NBI 加熱⁽²⁴⁾

中性粒子はトロイダル磁場などの磁力線を横切ってプラズマ中に注入できる。数十keV以上の高エネルギーを持つ H^0 、 D^0 粒子をプラズマに入射すると、この高速の中性粒子はプラズマ中のイオンと荷重交換を行い高エネルギーイオンとなる。この高エネルギーイオンが低い温度のイオンや電子とクーロン衝突を起こして（緩和過程）、プラズマの温度を上げる。NBIによる加熱の物理的機構は上述の様に古典的であり、NBI加熱実験と理論は良く一致している。問題は高圧・大電流のイオン源の開発であったが、それはほぼ解決され80~100 keV、40~60 Aのイオン源ができており、JT-60等の臨界プラズマ達成のための主

加熱法となっている⁽⁹⁾。

NBI加熱は物理面及び技術面でJT-60クラスのトカマクでは問題ないが、そのまま核融合炉につながるかという点では問題がある。即ち現在の正イオン源を用いる方式では炉に必要な150～200 keVのイオンでは、ビームラインにおいて中性ガスと荷電交換し中性化する際、その変換効率が低下する。そのため次期装置では変換効率の良い負イオン源の開発が必要とされている。又中性化されないイオンビームを回収するエネルギー回収技術もエネルギー効率を上げるために必要である。これらは現在技術開発中である。以上の事に加えて、システムのコストや炉本体のアクセス等から、INTORではRF加熱のバックアップと評価されている⁽¹²⁾。

(b) RF加熱⁽²⁵⁾

RF加熱の物理的機構は以下のとおりである。即ちプラズマ中に磁場や密度で決まる各種の縦波あるいは横波を、外部より電磁波を加えて励起する。この波がプラズマ中を伝播して、波と粒子の相互作用であるランダウ減衰やサイクロトロン減衰により、波のエネルギーが粒子へ伝播し、熱化されて加熱される。プラズマ中の波の種類は極めて多いが、現在有用と考えられているのはイオンサイクロトロン周波数域 (Ion-Cyclotron Range of Frequencies : ICRF) 波、低域混成 (Lower-Hybrid : LH) 波及び電子サイクロトロン (Electron-Cyclotron : EC) 波である。これらの周波数及び現時点におけるそれら各波の技術的要約について表 1.2 に示す。

ICRF波は主にイオン加熱用として使用される。ICRF波の加熱実験は現在急激に進展中である。その中でPLTで行なわれた5～10%の³He+Dによるマイノリティ加熱が最も良いデータを出しており、その加熱効率は $3.3 \text{ eV} \times 10^{19} \text{ m}^{-3} / \text{kW}$ とNBI加熱と同等の効率を示している⁽²⁶⁾。ICRF波加熱はその他モード変換による加熱、第二高調波加熱、イオンバーンシュタイン波加熱等が試みられている。こうした実験の進展に対応してRFとプラズマの結合・吸収・熱化という理論面で、又フェラディシールド、ランチャー・伝送系といった技術面でも研究・開発が進んでいる。尚ICRF波はJETで22～25 MHz、30 MWのマイノリティ加熱実験が行なわれる予定⁽⁸⁾なので、その結果が期待されている。

LH波加熱は電子及びイオン加熱とプラズマ電流駆動が期待されている。LH波は低い電子密度では電子と、高い電子密度ではイオンと結合し、各々電子及びイオンを加熱する。電子加熱については、 $5 \sim 20 \text{ eV} \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ kW}^{-1}$ の効率で加熱されているという実験がある⁽²⁷⁾。イオン加熱については、種々の実験が行なわれているが、まだ確定的な実験はない。LH波の実験で最も効果が上がっているのはプラズマ電流駆動実験である^{(28), (29)}。この電流駆動実験では、最近変流器による誘導電流を使わずプラズマ電流を放電の最初からLH波のみで立ち上げて保持する実験や、変流器の再充電実験などが行なわれている。特に最近JT-60で行なわれた実験では2 GHz、1.2 MWのLH波を注入し、1.5 MAの電流駆動を達成した。更にこの実験ではOHコイルへの再充電、NBIとの組み合わせによる高効率の電流駆動という画期的な成果を上げ、次期装置におけるトカマク核融合炉の連続運転化への見通しを得た。⁽⁹⁾

EC波は電子加熱とりわけ局所的に加熱して電流分布を制御する事やプラズマ電流立ち上げ時の予備加熱 (予備電離) に期待されている。局所加熱実験では $m=2$ のMHD振動を抑

表 1.2 RF加熱の技術的要約

	イオンサイクロトロン 周波数域(ICRF)波	低域混成波 (LH)	電子サイクロトロン波 (EC)
使用周波数	約 7.5 ~ 90 MHz	約 0.65 ~ 2.5 GHz	約 28 ~ 130 GHz
使用する電 子管及び RF 発生部 の概要	三又は四極管, 一本当り 1 ~ 2 MW, RF へのエネルギー変 換効率が良い(約 65%)	クライストロン, 一本当り 1 ~ 1.4 MW	ジャイロトロン 周波数可変範囲が小さ い, 高価
伝送線	同軸給電線	導波管	導波管
プラズマと の結合部	アンテナ, 1 台当りの放射エネ ルギーは約 3 MW, マッチングスタブ必要 ファラディシールドが 必要	導波管束, 導波管の耐電圧が問題 真空容器間の真空シー ルが問題	導波管 伝送電力小さい(約 20 ~ 50 kW) 立体回路の開発が必要

制する効果が観測された⁽³⁰⁾。予備電離実験は中型及び小型トカマクが行われ、ループ電圧を大きく低下させている⁽³¹⁾⁽³²⁾。

(5) トカマクの不純物制御⁽³³⁾

トカマクにおける不純物制御としては、プラズマ中への不純物混入の除去、燃料粒子の制御、核融合点火の際における α 粒子加熱の熱除去及び熱制御、核融合反応の結果生成された He 粒子(灰)の除去等を行なわねばならない。この手段として現在ポロイダルダイバータとポンプリミタが考えられている。

ポロイダルダイバータは図 1.7 に示す様にトーラス方向にダイバータ用コイルを設置し、それが作る磁場とプラズマ電流等の作るポロイダル磁場との合成で真空容器内に磁気面 $\psi = 0$ のセパトリックス(Separatrix : ヌルポイント又は Xポイントとも言う)を作る。イオン束や熱流束は磁力線に沿って動くので、イオン等は壁に行かないでセパトリックスを経てダイバータ室へ排出される。そのためこのシステムを磁気リミターとも称する。この結果プラズマ-壁相互作用が減少し、壁からの不純物混入の低下や粒子及び熱の除去及び制御が可能となる。

ダイバータ付トカマクは DIVA⁽³⁴⁾、D-III⁽³⁵⁾、ASDEX⁽³⁶⁾などで詳細な実験が行われた。その結果ダイバータ配位の磁力線に沿ってイオン束や熱流束がダイバータ室へ排出される事は実証された⁽³⁴⁾。又流入した粒子及び熱の除去が可能となるには、コレクタープレートのスパッタリングが小さい事が必要である。そのためにはダイバータ室における水素のリサイクリング率を上げ、プラズマを低温で高密度にする必要がある。この高リサイクル域(High-Recycling Regime)の生成は実証された⁽³⁵⁾。更にこのダイバータ付トカマクでは ASDEX で示された様

に、高パワーの追加熱時において、リミターを使用したトカマク放電の2～4倍のエネルギー閉じ込め時間を持つ放電(H-mode放電)が可能である事が発見された⁽⁷⁾。以上の効果により、次期装置においてはダイバータ付トカマクを採用する設計になっている⁽¹²⁾。

ポンプリミターについてはまだ実験が少ない。リミターのポンプ作用について2, 3の装置で実験されている。又リミター材については低 Z_{eff} 材(カーボンやベリリウム)が良い結果を出している⁽³⁷⁾。

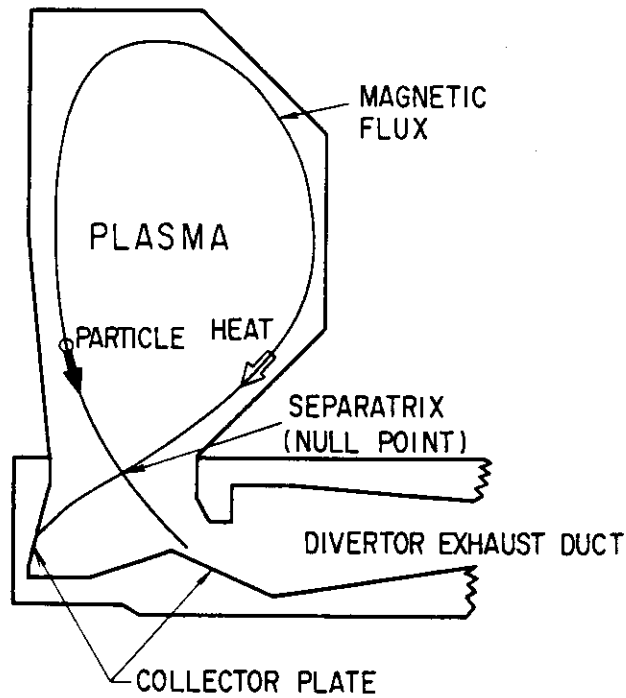


図 1.7 ダイバータトカマクの原理，熱流及び粒子流は磁力線に沿って移動しセパトトリックスを経て，ダイバータプレートに受熱される。

1.3 本研究の目的と位置付け

本研究は高温のトカマクプラズマを生成する際に必要な基礎的技術の研究である。核融合研究は1.1で述べた様に1960年代末にトカマクが一種のブレークスルーとなって急激に発達し始めた。そして1970年代に入ると世界各国でトカマク装置による核融合研究が活発に行なわれた。その結果トカマク装置設計やトカマクプラズマ理論は比較的速く確立し、標準的な設計等が確立され、さらにそれに基づき各種のトカマク型核融合炉が設計され始めた。しかしNBIやRFなどの加熱装置、放電洗浄などの不純物制御法、さらに炉を目指した効率的かつ信頼性のある高温プラズマ生成技術といったいわばトカマク本体周辺の装置技術の研究は極めて不十分であった。これらの内加熱装置の研究は1970年代半ばから本格的に行なわれ、急速に進展した。又加熱装置はそれ単独で研究が行われている。

しかし不純物制御や本体周辺装置は工学的立場から検討し、研究する事は行われておらず、半ば経験的に行われていた。そのためこれらの装置の必要性は明確であったが、その装置としての信頼性が落ち、又その効果も定量的に明確にされていなかった。そのためトカマク運転の稼働率の低下ひいてはプラズマ生成の不確実性が高かった。こうした周辺装置を工学的立場から検討して改善し、ひいては再現性が良く、不純物が少なく、制御可能な高温トカマクプラズマを生成する必要があった。又これらは装置本体に密着しているので、実際に装置に取り付けプラズマを生成して、その結果を試験し実証する必要があった。この様な基礎的技術として本研究においては、日本原子力研究所における中型トカマク装置JFT-2及びJFT-2Mにおいて主に放電洗浄、予備電離及びトカマクプラズマの制御を行い、高温トカマクプラズマ生成に寄与した。

本研究ではまずトカマクプラズマ発生に関する研究を行った。即ちトカマクがメーカーによって建設された後、プラズマ発生迄に行うべき手順がある。それを体系化して、トカマク運転を標準化した。又運転の際機器のトラブルが発生したので、それを工学的に解明して、トラブルの再発を防いだ。

真空計や質量分析器は真空度や残留ガスの分析に多用されている。しかしこれらをトカマク装置に取付けて、定量測定に使用するには校正が必要である。本研究ではトカマクに取り付けた状態で、その場での校正を行い、真空計等による圧力即ち粒子数測定の特徴を明らかにした。又トカマクは周辺にも磁場を発生するので、磁気シールドした質量分析器の磁場特性を明らかにした。

放電によって壁面を洗浄する事が高温プラズマ生成に必要であるという事は、トカマクの初期から理解されていた。しかしその洗浄機構を究明しそれを改善するという研究は活発に行われていなかった。そこで放電洗浄について、より効率的な洗浄法を求めて組織的研究を行った。即ちテラ型放電洗浄、グロー放電洗浄及びECR放電洗浄の三方式の放電洗浄法を研究し、それらの洗浄機構や効果を明らかにして、JFT-2及びJFT-2Mの放電洗浄法を確立した。

予備電離はプラズマ電流立ち上げ時に放電破壊に必要なループ電圧を下げ、消費する磁束を減少させるといわれていた。しかしJFT-2はまずプラズマ点火を確実にするために、予備電離を行う必要があった。この必要性から予備電離の継続的な研究が始められ、電子流入射方式や $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン方式が研究され、実用化された。更に予備電離の本命であるECR予備電離実験を行い、その予備電離効果を明確に示した。

プラズマ電流が立ち上がった後、プラズマ電流やプラズマの位置を制御する事は核融合における炉心プラズマを制御する第一歩である。JFT-2において一次電流の制御によるプラズマ電流の制御やコンピュータによるプラズマ位置制御を行い、核融合炉の炉心プラズマ制御という工学的な第一歩が実証された。

以上の研究によって、トカマクプラズマの再現性や制御性が改善され、安定したプラズマが生成され、その結果として、高温プラズマの特性が解明され、そのパラメータの改善に寄与した。筆者は日本最初のトカマク装置であるJFT-2及びその後継装置であるJFT-2Mを対象として上述の研究を行い、高温トカマクプラズマ生成に貢献した。

この論文は上述の様なトカマクプラズマ生成のための基礎的技術の研究結果をまとめたもので、概要は次の通りである。

第2章では、本研究に用いたJFT-2及びJFT-2Mの概要を求べる。装置のパラメータを述べる際、トカマク建設に際して考慮すべき設計条件についても若干述べる。第3章では高温プラズマ発生の手順とトカマク装置の信頼性向上のため行った措置について述べる。第4章では真空測定器を定量測定に使用するに際して考慮すべき校正方法やその磁場特性について述べる。第5章ではトカマク放電の前処理として極めて重要な放電洗浄による不純物の除去の実験結果及びプラズマ生成に対する効果について述べる。第6章ではトカマク放電をスタートする際、再現よくかつ効率よくプラズマを発生させるため必要な予備電離の実験結果について述べる。第7章では生成された高温プラズマの制御技術-主にプラズマ電流及び位置制御とそのため位置測定法について述べる。

参 照 文 献

- (1) 宮本健郎 : 「核融合のためのプラズマ物理」, p. 2 (1976, 岩波書店).
- (2) 日本物理学会編集 : 「プラズマと核融合」, p. 4 (昭和51年, 丸善).
- (3) 宮本健郎 : 「核融合のためのプラズマ物理」, p. 4 (1976, 岩波書店).
- (4) 宮本健郎 : 「核融合のためのプラズマ物理」, p. 472 (1976, 岩波書店).
- (5) H. Eubank, et al.: "PLT Neutral Beam Heating Results", Proc. of 7th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1979) p.167
- (6) N. Suzuki, et al.: "Recent Results on the Modified JFT-2 Tokamak", Proc. of 8th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1981) p.523
- (7) F. Wagner, et al.: "Confinement and β_p -studies in neutral-beam-heated ASDEX plasmas", Proc. of 9th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1983) p.43
- (8) P.H. Rebut, et al.: "First Experiments in JFT" and P.C. Efthimon, et al.: "Confinement Studies of Ohmically Heated Plasmas in TFTR", Proc. of 10th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1985)
- (9) M. Yoshikawa, et al.: "Recent Experiments in JT-60", Proc. of 11th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Kyoto, 1986) IAEA-CN-47/A-I-1
- (10) The JET Team: "JET Latest Results and Future Prospects", 11th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Kyoto, 1986) IAEA-CN-47/A-I-2
- (11) R.J. Hawryluk, et al.: "TFTR Plasma Regimes", Proc. of 11th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Kyoto, 1986) IAEA-CN-47/A-I-3
- (12) IAEA, INTERNATIONAL TOKAMAK REACTOR Phase Two A, Part II, IAEA 1986 STI/PUB/714
- (13) 宮本健郎 : 「核融合のためのプラズマ物理」, (1976, 岩波書店).
- (14) 吉川庄一, 飯吉厚夫 : 「核融合入門」, (昭和47年, 共立出版).
- (15) 奥田孝美 : 「プラズマ工学」, (昭和50年, コロナ社).
- (16) 伏見康治編集 : 「プラズマ・核融合」, (昭和54年, 共立出版).
- (17) M.O. ハグラー, M. クリステンセン, 武田 進訳 : 「核融合工学入門」, (昭和55年, 東明社).

- (18) L.A. Artsimovich: "Tokamak Devices", Nuclear Fusion, 12 (1972) 215
- (19) H.P. Furth: "Tokamak Research", Nuclear Fusion, 15 (1975) 489
- (20) 宮本健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」, p. 167 (1976, 岩波書店).
- (21) 宮本健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」, p. 231 (1976, 岩波書店).
- (22) IAEA, INTERNATIONAL TOKAMAK REACTOR Phase Two A, Part II, IAEA 1986 STI/PUB/714, p.468
- (23) IAEA, INTERNATIONAL TOKAMAK REACTOR Phase Two A, Part II, IAEA 1986 STI/PUB/714, p.487
- (24) 核融合技術調査専門委員会: 「トカマク型核融合炉の電気技術」, 電気学会技術報告 (II部) 第188号, p. 34, (昭60年, 電気学会).
- (25) 核融合技術調査専門委員会: 「トカマク核型融合炉の電気技術」, 電気学会技術報告 (II部) 第188号, p. 42, (昭60年, 電気学会).
- (26) E. Mazzucato, et al.: "Ion cyclotron heating experiments in PLT", Proc. of 10th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1985) Vol.1, p.433
- (27) M. Porkolab, et al.: "Lower hybrid heating, current drive and ion cyclotron heating experiments on ALCATOR-C and VERSATOR II tokamaks", Proc. of 10th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1985) Vol.1, p.463
- (28) T. Yamamoto, et al.: "Experimental observation of the rf-driven current by the lower-hybrid wave in a tokamak", Phy. Rev. Letters, 45 (1980) 716
- (29) R. Motley, et al.: "Lower hybrid current ramp-up in the PLT tokamak", Proc. of 10th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1985) Vol.1, p.473
- (30) V.V. Alifanov, et al.: "Electron cyclotron heating and plasma confinement in the T-10 tokamak", Proc. of 10th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1985) Vol.1, p.419
- (31) R.C. Isler, et al.: "Experiments in the ISX-B tokamak: electron cyclotron heating, ripple studies, pellet fuelling, impurity flow reversal and surface physics", Proc. of 8th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1981), Vol.1, p.53
- (32) H. Hoshino, et al.: "Electron cyclotron heating and pre-ionization in the JFT-2 tokamak", J. Phy. Soc. Jpn. 54 (1985) 2503
- (33) M. Yoshikawa, et al.: "Research on a tokamak with an axisymmetric divertor and impurity problems in a tokamak devices", Proc. of 5th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1975), Vol.1, p.17

- (34) H. Maeda, et al.: "DIVA divertor and JFT-2 confinement experiments", Proc. of 6th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1977), Vol.2, p.289
- (35) M. Nagami, et al.: "Simplified poloidal divertor experiments in Doublet III", Proc. of 8th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1981), Vol.2, p.367
- (36) M. Keilhacker, et al.: "Divertor operation at large power flows in neutral-beam-heated ASDEX discharges", Proc. of 9th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1983), Vol.3, p.183
- (37) R.E. Clausing, et al.: "Clean up and Gettering during the Beryllium Limiter Experiment in Impurity Study Experiment-B", J. Vac. Sci. Technol., A4(4), Jul/Aug (1986) 1933

2. JFT-2及びJFT-2Mトカマク装置の概要

2.1 序 言

この章では3章以下の研究に使用した中型トカマク装置JFT-2及びJFT-2Mの装置の概要について述べる。これらの装置は1章で述べたトカマクによるプラズマ閉じ込めの原理に基づいて設計し製作された。その際各種の技術的制約や選択があるので、装置の各部の詳細を述べる際、その様なパラメータを選んだ設計条件についても述べる。

トカマク研究は未だ実験研究の段階なので、目標とする研究課題に適した装置設計を行う必要がある。JFT-2は核融合研究の第一段階の主計画のトラス装置として「ベータ値 0.01 程度、温度数百万度台のトラスプラズマ保持し、装置の設計・製作技術を習得する」事を目的として設計・製作された。JFT-2は我国最初のトカマク装置として、1972年より運転を開始し、数々の装置運転上のトラブルに遭いながらも輝かしい成果を挙げた⁽¹⁾⁽²⁾。JFT-2装置の全体写真を図2.1に、装置及びプラズマパラメータについて表2.1に示す。その後実験の進展とともに、1979年図2.2の断面図に示す様にシェルレストカマクに改造され、①シェルレストカマクの位置制御や②MW級NBI加熱による高加熱密度実験が行われ、優れた成果を挙げた⁽³⁾⁽⁴⁾。

JFT-2が10年間運転・実験され、実験装置として旧式となった事から、既設の建家、電源、加熱装置、計測器を使用して、JFT-2Mが設計・製作された。JFT-2Mでは「トカマクの高性能化」を目的とした⁽⁵⁾。それは①非円形断面・オープンダイバートプラズマ等を生成して高ベータ化実験を行なう。プラズマ断面形状制御法としてハイブリッド制御を行い、コイル及び電源の簡素化を目指す。②追加熱として高パワー（～MW）のICRF波加熱を行いその加熱の特性を明らかにする。③トカマク炉を定常運転にするためLH波、EC波及び速波による電流駆動実験を行う事などである。JFT-2Mは以上の研究目的に対して、トカマクの基本的なパラメータである大半径、小半径、トロイダル磁場は既設の設備を使用する事で制限された。実際に設計・製作され^{(6)~(12)}、現在運転・実験されているJFT-2Mの全体写真を図2.3に、本体の立面図を図2.4に、装置本体及び計測装置等を設置した全体平面図を図2.5に示す。JFT-2Mは1983年より実験が開始され、数々の研究成果が得られた⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。1987年現在の主要な装置パラメータ及び達成されたプラズマパラメータを表2.2に示す。

表 2.1 JFT-2 の主要パラメータ (1982年時)

項 目		数 値	
主半径	R	0.9	m
副半径	a	0.25	m
トロイダル磁場	B _t	1.8	T
変流器磁束		0.58	V·s
追加熱			
NBI		0.8 × 2	MW
ICRF		1.5	MW
LH		0.6	MW
達成したプラズマパラメータ			
プラズマ電流	I _p	180	kA
平均プラズマ密度	n _e	8 × 10 ¹⁹	m ⁻³
電子プラズマ温度	T _e	1.5	keV
追加熱時の閉じ込め時間	τ _e	0.02	s

表 2.2 JFT-2M の主要パラメータ

項 目		数 値	
主半径	R	1.31	m
断面横巾	2a	0.7	m
断面高さ	2b	1.06	m
トロイダル磁場	B _t	1.5	T
変流器磁束		2	V·s
追加熱			
NBI		0.8 × 2	MW
ICRF		4.5	MW
LH		0.6	MW
EC		0.4	MW
達成したプラズマパラメータ			
プラズマ電流	I _p	550	kA
非円形楕円度	κ	1.7	
平均プラズマ密度	n _e	8 × 10 ¹⁹	m ⁻³
電子プラズマ温度	T _e	2.5	keV
追加熱時の閉じ込め時間	τ _e	0.05	s
(ペレット入射時)		0.07	s

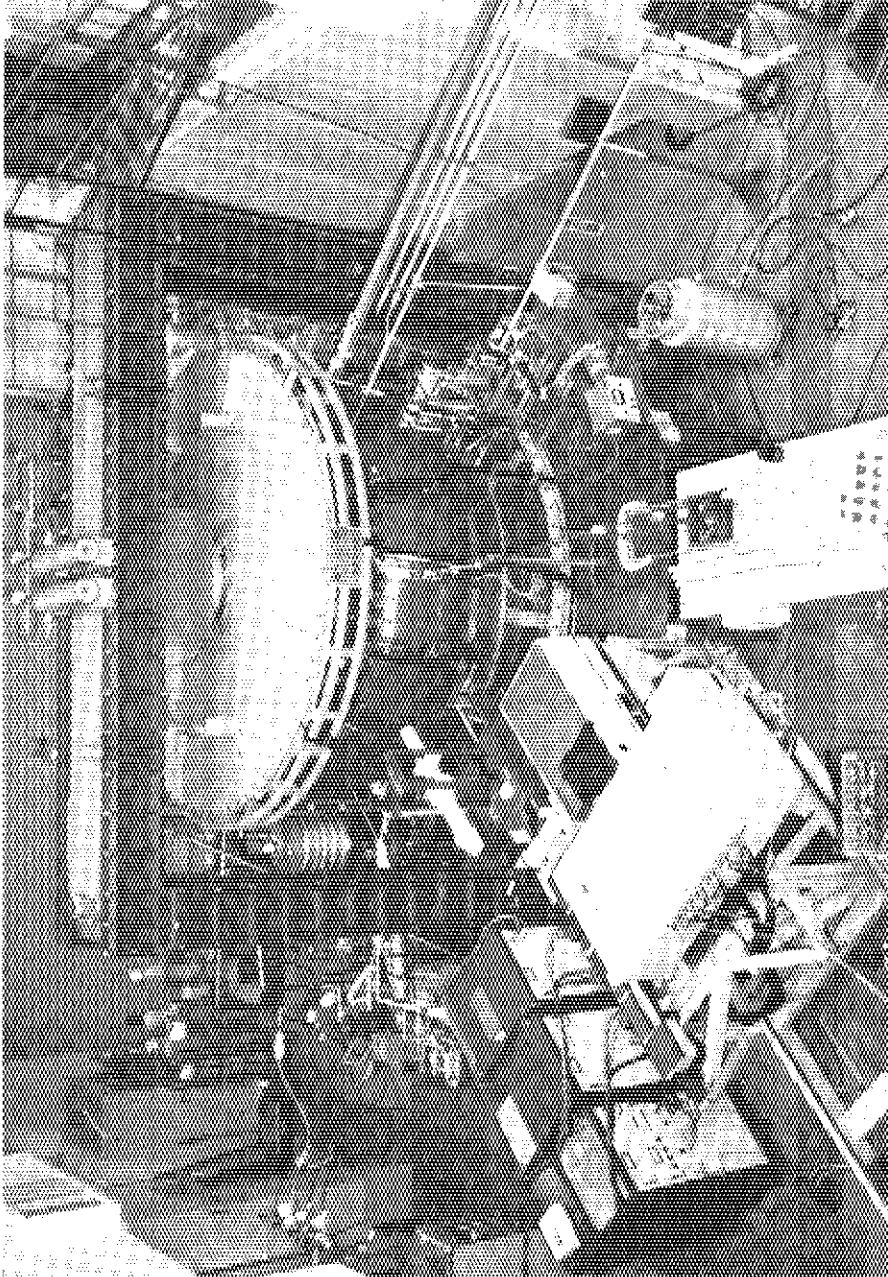


図 2.1 JFT-2 の全体写真 (1974 年)

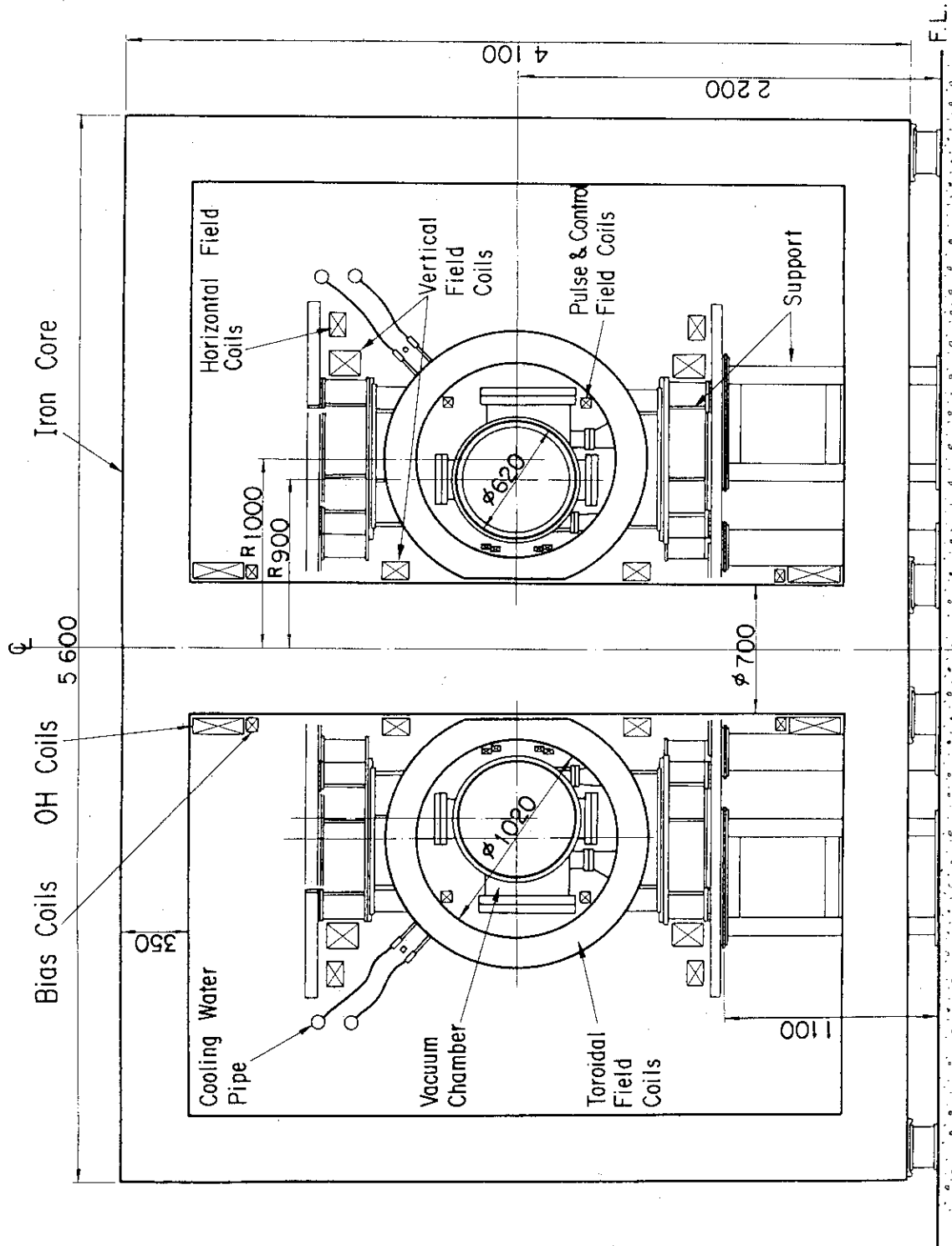


図 2.2 JFT-2 の立体断面図 (1979 年)

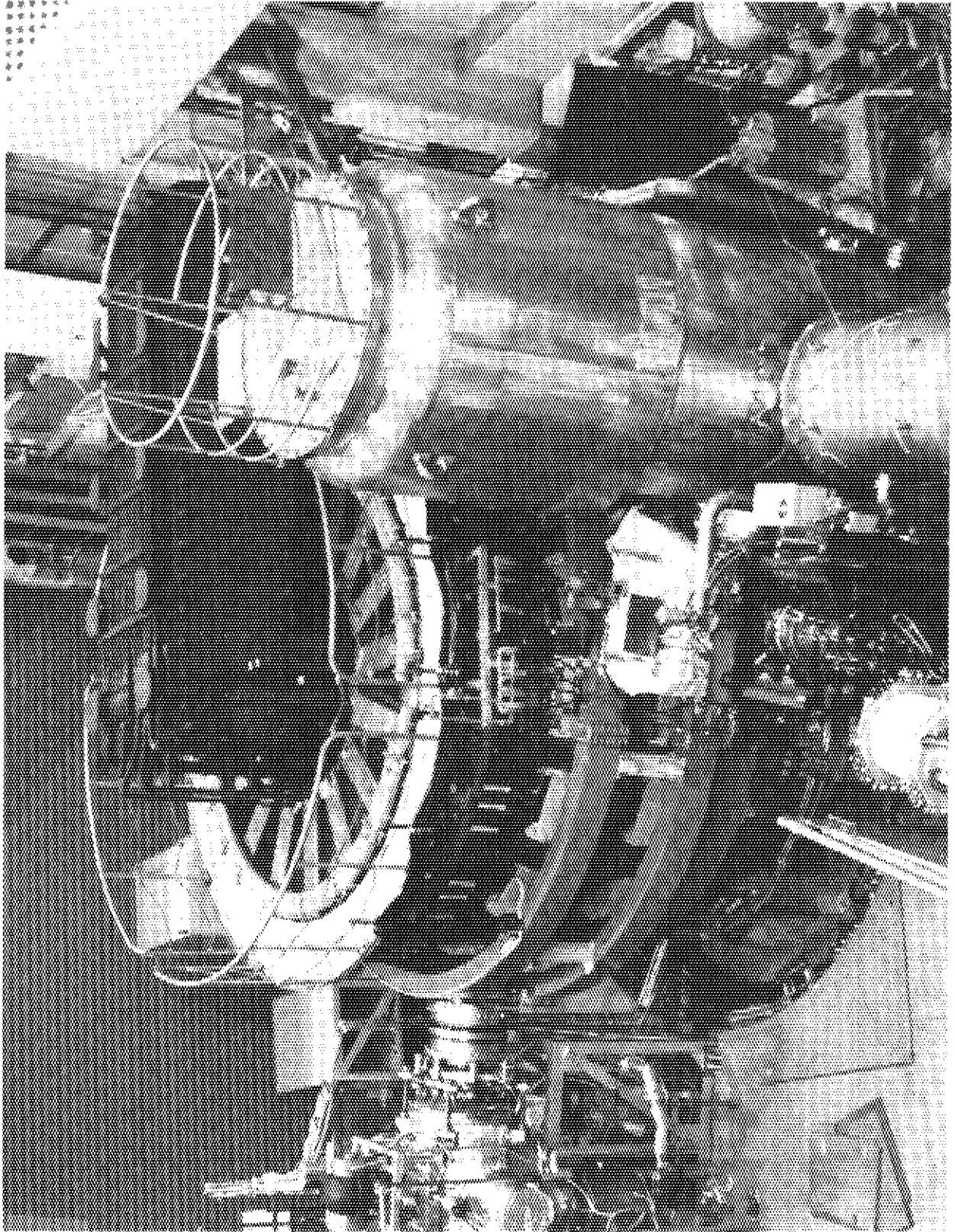


図 2.3 JFT-2Mの全体写真(1983年)

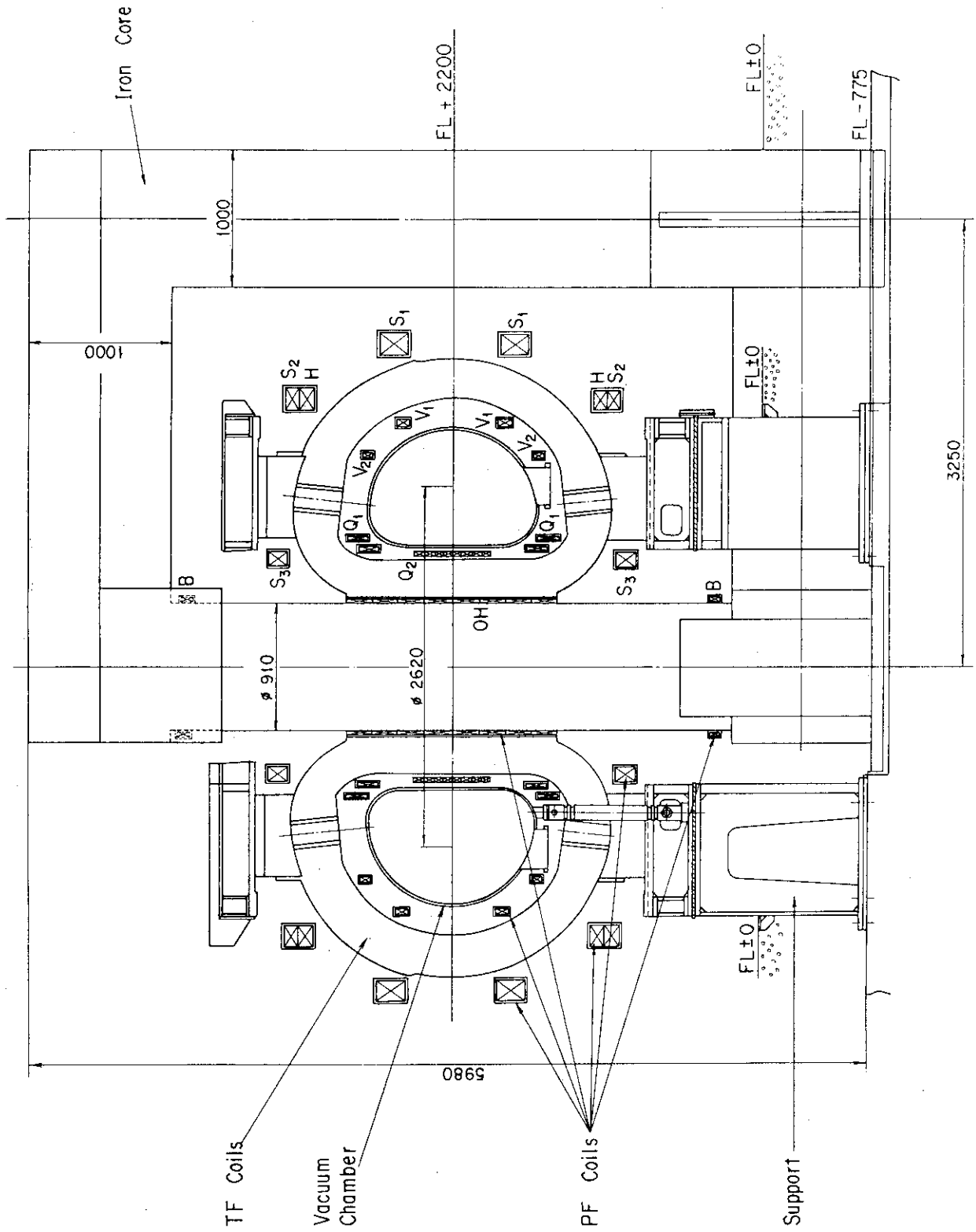


図 2.4 JFT-2Mの立体断面図 (1983年)

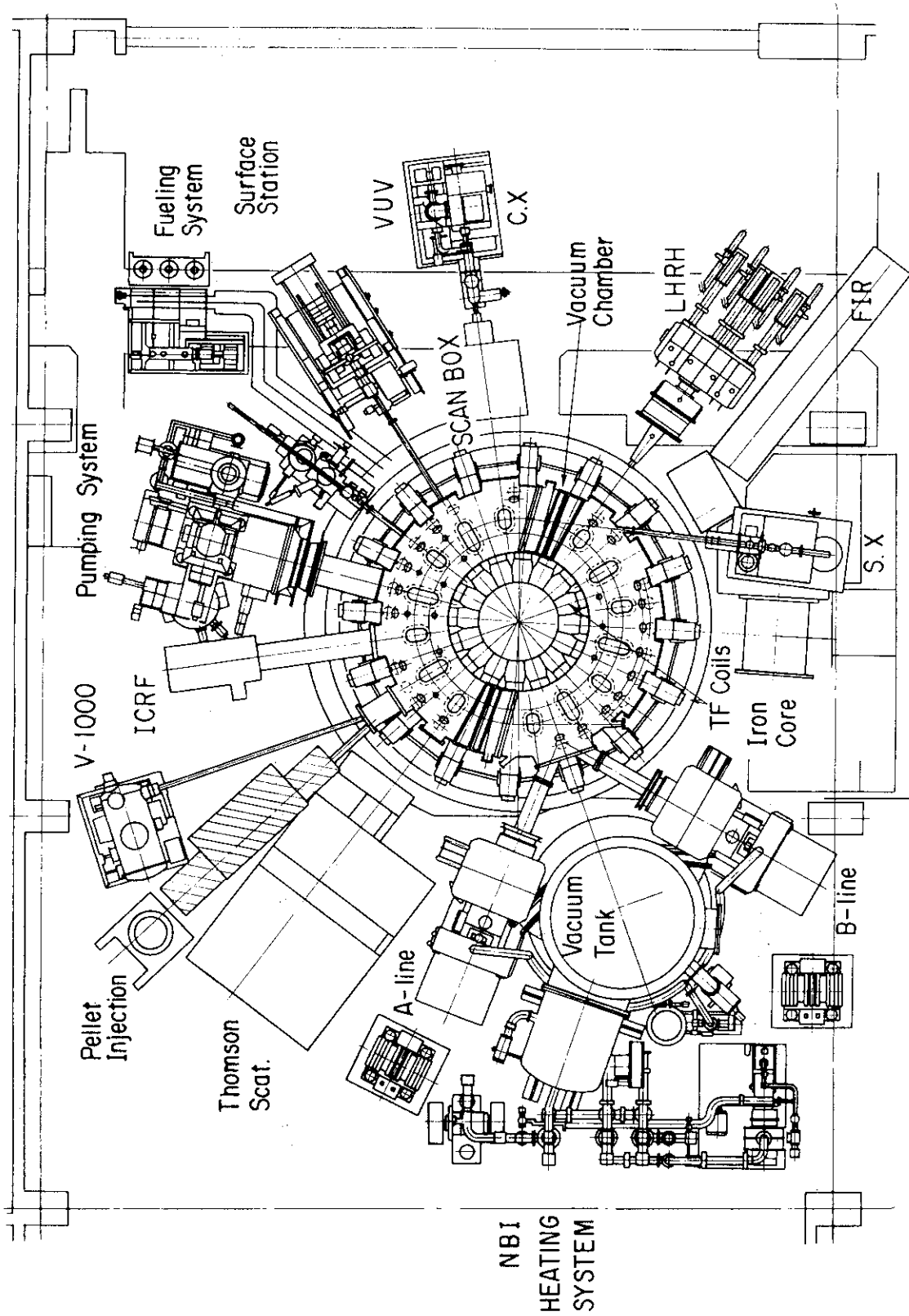


図 2.5 JFT-2M及び付属機器配置の全体平面図(1983年)

2.2 本体装置の概要と設計条件

トカマクの真空容器及びコイル類は一体として取り扱う必要があることから、本体装置と称している。この部分はプラズマに最も密着しており、プラズマの大きさや平衡からその装置の規模や幾何学的配置等が決定されてくる。

2.2.1 真空容器⁽⁵⁾⁽⁷⁾⁽¹³⁾

トカマクの真空容器はトーラス状容器であって、その中を真空排気し、ガスを詰め、プラズマを発生させる容器である。JFT-2では図2.2に示す様に大半径Rは0.9 m、小半径aは0.36 mであった。又JFT-2Mでは図2.4に示す様にR=1.31 m、aは非円形で赤道面直径は0.86 m、縦方向長さは1.19 mである。真空容器はプラズマに対し第一壁となるので、その構造や材料には幾つかの選択・決定すべき要因がある。

- ①一周抵抗が高いこと。 一周抵抗が低いとトカマクの変流器の二次側誘導電流はプラズマ中より真空容器に流れてしまう。そのためプラズマ電流立ち上げが困難になり、又容器に流れる電流とトロイダル、ポロイダル磁場との相互作用による電磁力が大きくなる。以上から一周抵抗は約1 mΩ以上が必要とされている。
- ②機械的強度が強いこと。 トカマクに特有なプラズマ電流の突然の遮断（電流崩壊）時に、真空容器表面にトロイダル磁場と交差する成分を持つ鞍形電流とトロイダル磁場とによって、真空容器に強い電磁力が働くので、この荷重に耐える構造が必要である。
- ③透磁率が低い（非磁性体である）こと。 プラズマには種々のMHD不安定性が存在している。それによるプラズマの不安定性を1章で述べた様に真空容器に表面電流を流して安定化し、かつ外部から真空容器を透過させて磁場を加え、安定化する必要がある。このため真空容器材料は非磁性体であり、かつある程度表面に電流を流せる材料である事（例えばステンレススティール等）が必要である。
- ④放出ガスが低いこと。 プラズマは不純物が混入すると特性が悪化するので、放出ガスが低く、スパッタリング率の低い材質が要求される。

以上の条件からJFT-2M真空容器はプラズマのMHD安定化のシェル効果（Passive Stabilization）を持ちかつ構造的に電磁力の荷重に耐えるため、約7 msの時定数を持つ25 mm厚肉のSUS304を使用した。しかしこの厚肉構造では一周抵抗が低いので、トーラス方向に2分割し6 mmのテフロン板で双方の半割を絶縁した。更にそのままではプラズマ電流崩壊時にテフロンの絶縁破壊を起こすおそれがあるので、SiCセラミックスで半割を短絡し、約10 mΩの一周抵抗を確保した⁽⁸⁾。しかしこの様にSUSでテフロンを挟みつける構造は、加熱するとズレを生じて真空リークを起こす恐れがあるので、ベーキング温度は水分を脱離させる最低限度の120℃となった。以上の他に真空容器は加熱や計測用のポートを取付ける必要がある。又真空容器内には電磁測定器や加熱用アンテナ等が内蔵され、保護リミタや保護板（アーマー板）が取り付けられる。尚リミタは熱に強く低Z材であるグラファイトとなった。

JFT-2の場合、真空容器は何度か改造されている。この論文に述べる研究が行われた主装置となる1979年以後の真空容器は、厚さ2 mmのSUS304 L製ベローと、厚さ9 mmのSUS304

製厚肉リング14個を交互に組み合わせたものから成る。ベローによって約2 mΩの一周抵抗を得ている。又全てSUSなのでベーキング温度は350℃迄上げる事が可能となった⁽³⁾。

2.2.2 TFコイル⁽⁹⁾

TF (Toroidal Field)コイルは数十kΩのトロイダル磁場を発生させるコイルである。JFT-2Mは20 MW電源で9.37 MATの起磁力を、即ちコイル中心で14.2 kG発生する事が要請された。コイルの形状は真空容器断面形状からD型コイルとなった。構造強度として考える必要があるのは、①TFコイル自身のフープ力、②PF (Poloidal Field)コイルやプラズマ電流の作るポロイダル磁場とTFコイル電流との相互作用によって発生するコイルの転倒力である。この転倒力を防止する為、TFコイル間にトルクビームを取り付ける必要があった。JFT-2では円形コイルで7.1 MATの起磁力を発生し、トロイダル中心で15.8 kGとなった。転倒は架台によって防止した。

2.2.3 PFコイル⁽⁹⁾⁽²⁾

PF (Poloidal Field)コイルはプラズマの励起・維持や位置・断面形状の制御を行なうコイルで、プラズマの発生及び制御にとって極めて重要である。JFT-2及び2MにおけるPFコイルの位置を図2.2及び図2.4に示してある。又JFT-2MのPFコイルの諸元について表2.3に示す。以下各機能を持ったPFコイルの各々について詳しく述べる。

(1) 変流器コイル (Ohmic Heating Coils : OHコイル)

OHコイルは主にプラズマ中の電流の励起・維持及びオーム加熱を行うコイルである。即ち、変流器の原理で一次側であるOHコイルに電流を流すと二次側となるプラズマに電流(プラズマ電流 I_p)が誘起され、その電流によってプラズマが加熱される。変流器としてはまず空心か鉄心かという選択があるが、JFT-2及び2Mでは鉄心変流器を選択した。鉄心変流器の場合は一次側と二次側の結合が極めて良く、 $I_p \sim w_1 I_1$ の関係が成り立つため電源容量は小さくて済む。ここで w_1 は一次側巻線数、 I_1 は一次側電流である。プラズマ電流の励起・維持に必要な磁束はワンターン電圧の式⁽¹³⁾

$$V_L = L_p (dI_p / dt) + R_p I_p \quad (2.1)$$

とプラズマ電流維持時間 T (s)の積 $V_L \cdot T$ (V·s)より決まる。ここで L_p 、 R_p はプラズマインダクタンス、プラズマ抵抗である。プラズマ電流を励起・維持する磁束が少なければ、起磁力(AT)が少なく済み必然的に電源容量が少なくて済む。プラズマ電流励起時は R_p が大きく、更に $dI_p/dt \neq 0$ なので、 V_L が大きくなり、それ故磁束の消費が大きいの。一方電流維持時はプラズマが高温なので R_p が小さく、かつ $dI_p/dt = 0$ となるので磁束の消費は少なくて済む。このためプラズマ電流励起時に予備電離を行い、 R_p を小さくする事は重要である。更に鉄心の磁束を有効に利用するためは①鉄心の局所的な飽和を避け、かつ漏れ磁束を小さくするため図2.4に示す様にコイルを鉄心に密着して巻く方法⁽¹⁴⁾及び②鉄心にはヒステリシスがあるので、OHコイルの作る磁束とは逆方向に磁束を発生し、鉄心を逆励磁させるバイアスコイル(Bコイル)を取り付ける方法等が行われている。

表 2.3 JFT-2MのPFコイルの諸元

コイル名	中心位置		断面積 (mm ²)	コイル外形寸法 (含. 絶縁支持棒)		総ターン数 (上半分)	最大電流 (kA)	実効電流 (A)	コイル最大AT (kAT)	可変ターン数 (タップ)	抵抗 (mΩ)	インダクタンス (mH)
	R (m)	Z (m)		ヨコ (mm)	タテ (mm)							
S ₁	2.34	0.4325	321.8	194.5	257	56	4.3	248	241	0. 28. 42. 56	44.1	32.3
S ₂	1.945	1.115	321.8	194.5	257 (含日コイル)	42	4.3	248	181	0. 14. 42	27.5	15.0
S _{3/4}	0.785	1.1905	321.8	144	201	24	4.3	248	103	0. 12. 18. 24	6.3	16.7
S _{3/4}	0.785	1.2865	597.8	144		14	7.5	433	105	0. 8. 10. 12. 14	2.0	0.41
V ₁	1.770	0.365	594	76	116	10	7.5	433	75	0. 6. 8. 10	3.2	0.86
V ₂	1.545	0.61	606	60	90	6	7.5	433	45	0. 4. 6	1.7	0.28
Q _{1/4}	0.9375	0.68	590	46	150	8	8.5	491	68	0. 8	1.4	0.24
1/2	0.8625	0.6	590	46	150	8	8.5	491	68	0. 16	1.3	0.22
Q _{3/4}	0.036		478.1	26	284							
2/2	0.82	0.108	478.1	26		16	8.5	491	136	0. 16 (固定)	3.0	0.52
2/3	0.180	0.180	478.1	26	(64×4)							
3/4	0.252	0.252	478.1	26								
O H	0.476	0-0.722	182.1	42	722	42	3.6	208	151	0. 42. 84 (2並列)(2直列)	11.9	
B	0.480	1.883	118.8	30	166	15	0.267		4	0. 15	13.2	0.34
H	1.945	1.005	321.8	150	257 (含S ₁ コイル)	14	4.3	248	60	0. 14	18.3	1.88

コイル製作面で最も留意する必要があるのはコイルの層間絶縁である。プラズマ電流崩壊時に0.2～1kVにもおよぶワンターン電圧が発生する。これに巻線数を掛けると最高100kVに達する電圧がコイル引き出し口にかかる事になるので、層間絶縁の耐圧を高くする必要がある。

(2) 垂直磁場コイル

1章で述べた様にプラズマの平衡には外部より垂直磁場 B_v を加える必要がある。その磁場を発生するのが垂直磁場コイルである。平衡に必要な垂直磁場の大きさは(1.4)式で表わされ、それはJFT-2で最大400G, JFT-2Mで約1.5kG程度となる。又(1.4)式より B_v は I_p に大きく依存するので、その波形はほぼ I_p に相似した波形にする必要がある。そのためJFT-2ではプラズマ電流立ち上げの際、直流垂直磁場とパルス垂直磁場を組み合わせ、 I_p に相似な波形とした(図2.10参照)。 B_v は大きさ・波形の他に磁力線の曲がりも平衡にとって問題となる。この磁力線の曲がり(曲率)を表わす指標として n -index⁽¹⁵⁾

$$n = -(R/B_v) (dB_v/dR) \quad (2.2)$$

が使用される。円形プラズマの時、水平位置を安定させるには $0 < n < 1.5$ の条件が必要である。この条件は B_v の曲率があまり大きくなると $I_p \times B_v$ のローレンツ力が大きくなり不安定になる事から導かれる。以上の様に垂直磁場コイルは必要な B_v , n を作る様に配置しなければならない。そのため数多くの計算コードが整備されている⁽¹⁶⁾。

空心・円形プラズマでは上述の手順は比較的簡単であるが、鉄心がある時や非円形プラズマ(ダイバータプラズマの場合も含む)の時には複雑になる。鉄心がある時は鉄心のイメージ磁場があるため、特にプラズマ電流によるイメージ磁場は極めて大きい。JFT-2の場合にそれはプラズマ中心で約170G/100kATとなり⁽¹⁷⁾、その強さは平衡に必要な B_v のかなりの部分を担う。ただその曲率は悪く $n = 2 \sim 3$ となり、プラズマの水平位置を不安定にする。それで垂直磁場コイルの位置は、この鉄心の効果を考慮して比較的 $n \sim 0$ となる様な配置が望ましい。

次に非円形プラズマの場合には $n < 0$ である事が必要となる⁽⁵⁾。このためコイル配置は複雑となり計算コードによって決める事が必要となる。JFT-2Mは鉄心があり、かつ非円形プラズマなので図2.4に示す様に S_1, S_2, S_3, V_1, V_2 と極めて複雑なコイル配置となっている。尚 B_v コイルの結線は通常巻き戻しを行ない、プラズマ発生部にのみ磁場を作る。それ故これらのコイルはプラズマと直接結合しないので、プラズマ電流崩壊時にコイル端に発生する電圧はほとんどない。

(3) 水平磁場コイル

水平磁場コイル(Hコイル)はTFコイルのトラス中心に対する設置精度の狂い、非円形プラズマに必ず発生する上下不安定性等を抑えるために必要な水平磁場 B_H を発生するコイルである。非円形プラズマの場合はこのコイルによる制御が極めて重要となり、電源も大きくなる。

(4) その他のPFコイル

上述のコイルの他にダイバータプラズマ生成にはダイバータコイルが必要である。このコイルは真空容器内のダイバータ室に設置する方式と、真空容器外に設置する方法とがある。このダイバータコイルはプラズマ電流と同一の方向に電流を流す。このため電磁力が強くなるので

構造や強度に留意する必要がある。又非円形プラズマを生成し制御するには四重極磁場コイルや六重極磁場コイルが必要となる。図 2.4 に示す Q コイルが JFT-2M の四重極磁場コイルである。尚 JFT-2M の OH-S コイルの様に各コイルの作る磁束の合成によって、プラズマ電流の発生及びプラズマ平衡を一挙に行う様にし、そのため各コイルの通電パターンも平衡コードによって計算し制御する方法がある。この様な制御をハイブリッド制御といい、JFT-2M では実用化されている⁽⁵⁾⁽¹¹⁾。

2.3 本体周辺設備の概要と設計条件

トカマク装置では本体の他、図 2.5 に示す様に本体周辺にプラズマ発生に必要な機器が多数配置されている。それらを本体周辺機器と称し、主には真空排気設備とガス導入設備である。

2.3.1 真空排気設備⁽¹⁸⁾⁽²⁰⁾

真空排気設備の役割は真空容器内をおよそ 10^{-8} Torr 以上の真空度にする事、パルス的にかかるガス負荷を短時間に排出してしまう事等である。到達真空度は真空容器壁面からの全脱ガス量 Q_T とポンプの排気速度 S_p から決まる。SUS 304 の単位面積当りの脱ガス量は 150°C ベーキング後はおよそ $\sim 10^{-10}$ Torr \cdot l/s cm^2 であり⁽²¹⁾、JFT-2M の表面積は約 50 m^2 なので $Q_T \sim 5 \times 10^{-5}$ Torr \cdot l/s となる。これから必要な S_p は $1000 \sim 5000$ l/s と計算される。次にプラズマ放電の際注入されるガス量は JFT-2M の場合およそ $20 \text{ Torr} \cdot \text{l}$ であるから容器圧力は $\sim 10^{-4}$ Torr になる。この圧力を 2 ~ 3 分で排気する必要がある。以上の事から S_p が約 5000 l/s のターボ分子ポンプ (Turbo-Molecular Pump : TMP) が使用された。

この様な条件より決定された JFT-2M の真空排気システムを図 2.6 に示す。TMP は 10^{-3} Torr 以上の圧力では排気速度が低下するので図に示す様にフォアラインの排気ポンプとしてメカニカルブースターポンプ (MBP) 及び回転ポンプ (RP) が必要である。燃料ガスである水素、ヘリウム以外の不純物を選択的に大容量で排気する 15°K のクライオポンプも設置されている。以上の A, B, C, D の四系統からなる主排気系によっておよそ窒素で 7000 l/s の排気速度が得られた。主排気系の他の残留ガス分析器 (RGA) や電離真空計 (IG) 等の真空計を取り付け、差動排気が可能な測定ポート系 (E 系統) が設けられた。又大気圧から 0.1 Torr 迄排気する荒引き系 (R 系統) 及び無人時に保守排気を行うスパッタイオンポンプ (SIP) が設けられている S 系統がある。

2.3.2 ガス導入設備

ガス導入設備は真空容器に燃料用のガスを注入する設備である。使用するガスは H_2 , D_2 といった燃料ガスの他に He , N_2 , Ar , CH_4 などの不純物ガスも使用する。JFT-2 及び 2M のガス注入はガスバフ方式である。これは圧電素子弁でガス流量を制御して真空容器内に注入・拡散し、プラズマ周辺からプラズマへ補給するものである。圧電素子弁は応答性が良く、かつ微妙な制御も可能なので電子密度の制御を可能にした。圧電素子弁は通常 $1 \sim 10 \text{ Torr} \cdot \text{l/s}$ の流量を持っている。尚最近プラズマ中心へ直接燃料を補給するペレット入射方式が開発され、その実験が開

始された。

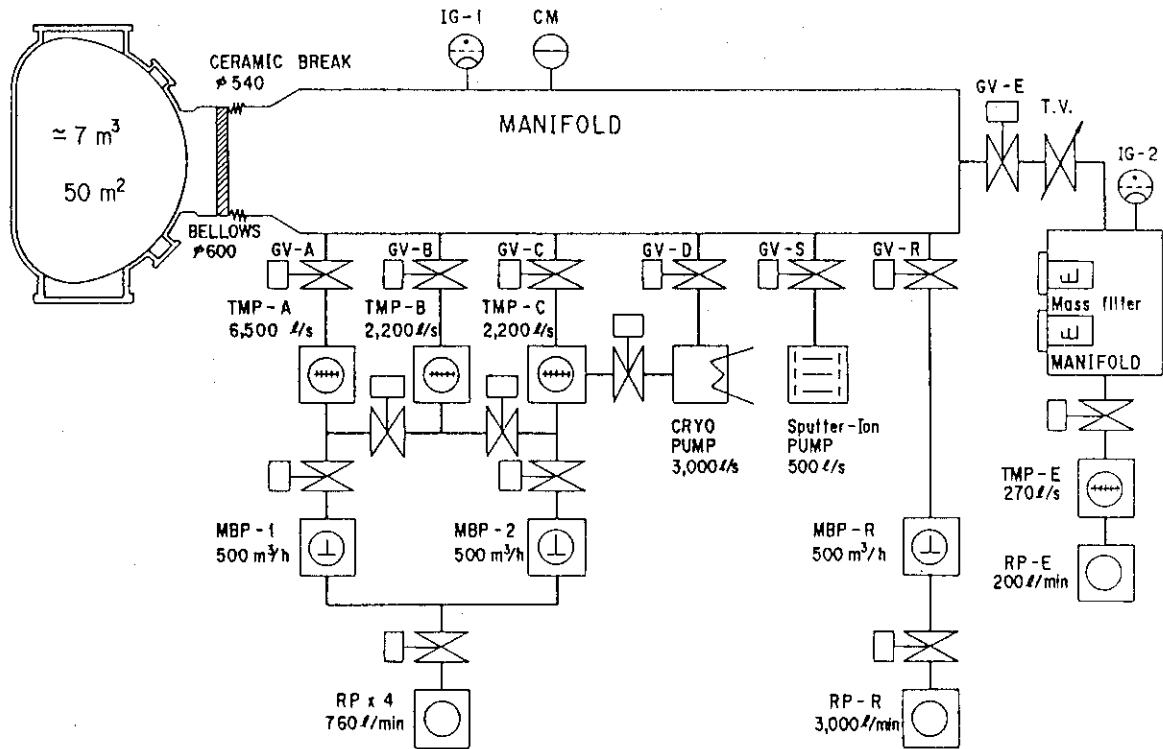


図 2.6 JFT-2Mの真空排気システム

2.4 電源設備の概要と設計条件

トカマク装置では大きな電源として、トロイダルコイルに数十kAの直流電流を供給するトロイダル磁場 (Toroidal Field : TF) 電源と各種のポロイダルコイルに供給する種々のタイプの直流電源からなるポロイダル磁場 (Poroidal Field : PF) 電源がある。

2.4.1 TF 電源

TF 電源はTF コイルに通電しトロイダル磁場を発生する直流電源である。広い空間に数十kGに及ぶ磁場を発生させる必要があるので、TF 電源は数十～数百MWの巨大な電源が必要となるが、その通電時間はせいぜい数十秒である。このようなパルス状の巨大負荷を商用の電源ラインから直接導入することは不可能なので、フライホイールにエネルギーを蓄積して、それを通電時間中に吐き出すという方法、即ちフライホイール付モータ発電機 (Motor-Generator, MG) が使用される。

JFT-2及び2MのTF用MG電源は最大12.1kA, 1.7kV, 15秒定格であり、その回路を図2.7に示す。TFコイルはインダクタンスが大きいので電流立ち上げ時間が長くなる。しかし使用する時間が長くなる。しかし使用する時間は放電時間の数秒なので、通電時間を短くしてエネルギーを有効に使用する必要がある。そのため電流立ち上げ時にはコイル抵抗分に通電するのに必要な電圧より、電圧を高めに印加して所定電流迄早めに立上げるフォーシング作用を使用している。

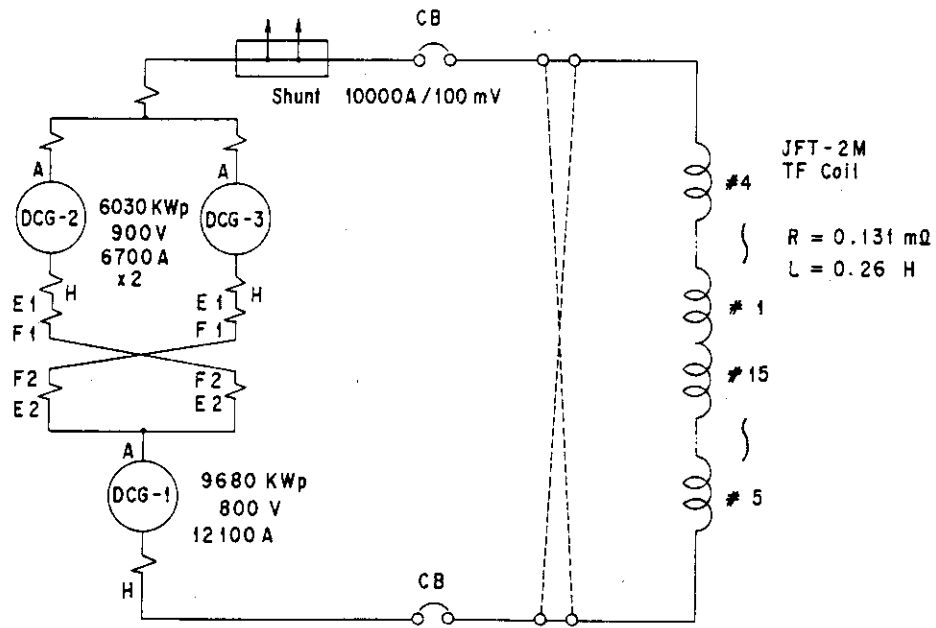


図 2.7 JFT-2 及び 2M のトロイダル磁場電源、DCG は直流発電機、CB は遮断器

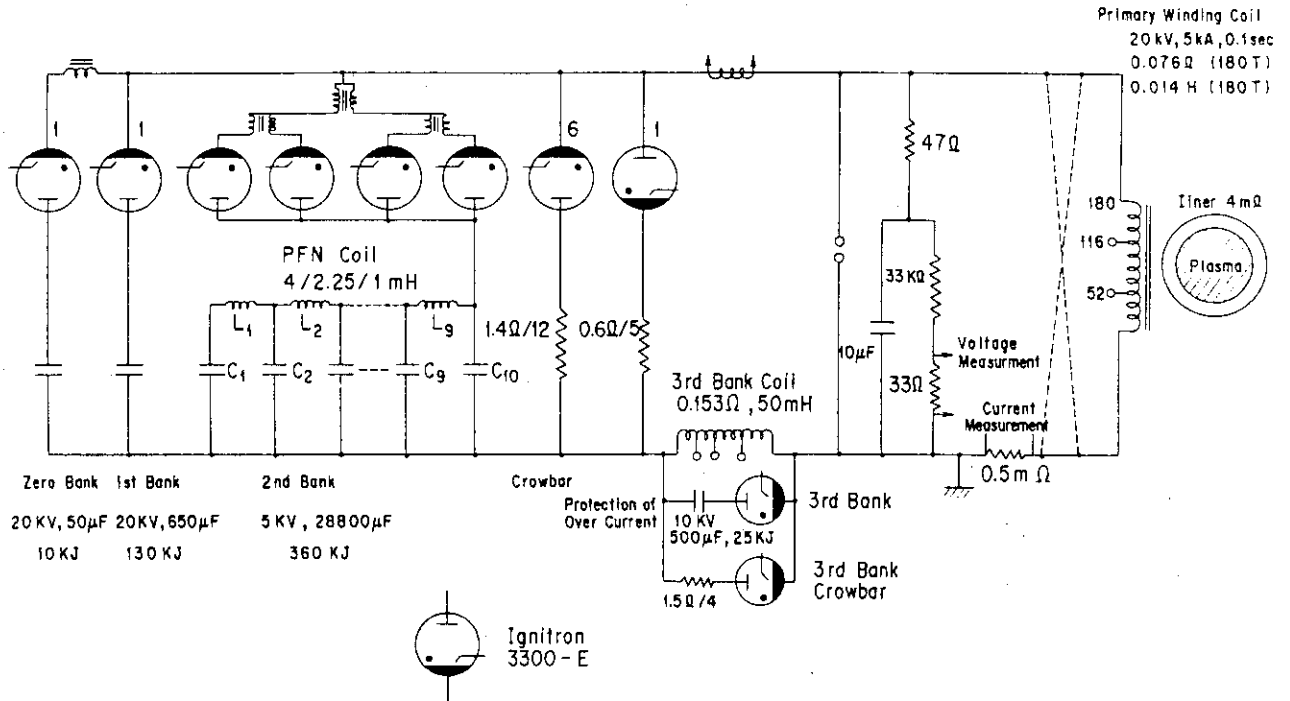


図 2.8 JFT-2 の OH (一次側) 電源

2.4.2 PF 電源⁽²⁾⁽¹⁰⁾

PF 電源は P コイルに通電する直流電源である。PF コイルは各々その用途があるので、電源もそれに応じて各々その構成が異なってくる。

(1) 変流器コイル電源 (OH 電源)

OH 電源はプラズマ電流を励起し維持する電源である。まずプラズマ電流を励起するには、 10^{-4} Torr 台の低圧の中性ガスに高電圧を加えて、放電破壊し電離する必要がある。トカマクにおいて中性ガスが破壊を起こす電圧 V_{Lb} は種々の実験及び計算がなされている⁽²²⁾が、JFT-2 では約 50 V、JFT-2M では約 30 V と実測された⁽²³⁾。この電源の一次側巻線を w_1 とすると一次側電圧 V_1 は $V_1 = V_{Lb} w_1$ であるので、印加すべき最大電圧は上述の測定値からおおよそ数 kV ~ 20 kV 程度の高電圧となる。この高電圧は JFT-2 及び 2M ではコンデンサーによって発生した。次にプラズマ電流を励起した後のプラズマ電流維持時には、低圧大電流の電源が必要となる。即ち 2.2.3 で述べた様に $I_p \sim w_1 I_1$ の関係が成り立つので、この式より必要な I_1 が決まる。この部分の電源は JFT-2 ではコンデンサーが使用されていたが、JFT-2M ではプラズマ電流が大きくなったことから、サイリスタ電源となった。

JFT-2 の変流器電源は図 2.8 に示す様にコンデンサーバンクである⁽²⁴⁾。第 0, 第 1 バンクは 20 kV 迄充電するプラズマ電流励起用高圧バンクで、これによりプラズマ電流を約 150 kA 迄立ち上げる。この電流を維持するのが低圧大電流源である第 2 バンクである。これはパルス成形回路 (Pulse Forming Network : PFN) によってほぼ 72 ms のフラットトップを持つプラズマ電流が作られた⁽²⁵⁾。尚第 3 バンクは一次側電流に電流を重畳し、プラズマ電流を放電途中で急峻に立ち上げる又は立ち下げるための電源である。更に図のクローバ回路は逆電圧が発生した時にスイッチを作動させ、一次電流をその回路に流し込んでコンデンサーを保護するものである。

JFT-2M のポロイダル電源回路図を図 2.9 に示す。図に示す様に高圧が必要なプラズマ電流励起用電源として OH バンク、S バンクといったコンデンサーバンクが使用されている。又低圧のプラズマ電流維持用電源には 700 V、1.6 kA の OH 及び 12 kV、8 kA の S サイリスタ電流が使用されている。回路にはサイリスタによるコンデンサーへの逆充電を防ぐため逆流阻止用ダイオードが使用されている。又クローバ回路やサージ吸収器等の電源及びコイルの安全装置も取り付けられている。尚この電源では電流を迅速に下げるためサイリスタはインバータ運転を行う様な仕様になっている。

(2) 垂直磁場コイル電源 (B_v 電源)⁽²⁾⁽⁵⁾

B_v 電源は (1.4) 式で決まる垂直磁場 B_v を発生させる電源である。 B_v 電源の電流 I_v は $B_v = \nu_v I_v$ から決まる。ここで ν_v はコイルのターン数とその幾何学的配置から決まる定数で、JFT-2 の場合直流型垂直磁場 B_{vd} では 0.77 G/A であり、パルス型垂直磁場 B_{vd} 及び制御型垂直磁場 B_{vd} では 0.04 G/A であった⁽²⁾。なお 2.2.3 (2) で述べた様に、鉄心がある場合にはプラズマ電流のイメージ磁場があるため (1.4) 式と上述の関係から計算されるより小さな I_v でよい。

次に B_v 電源の電圧 V_v は磁場の時間応答性から決まる。 B_v の波形は基本的には I_p と同一波形である事が必要である。 I_p の立ち上げ時間は B_v コイルの時定数よりはるかに短いため、 I_p

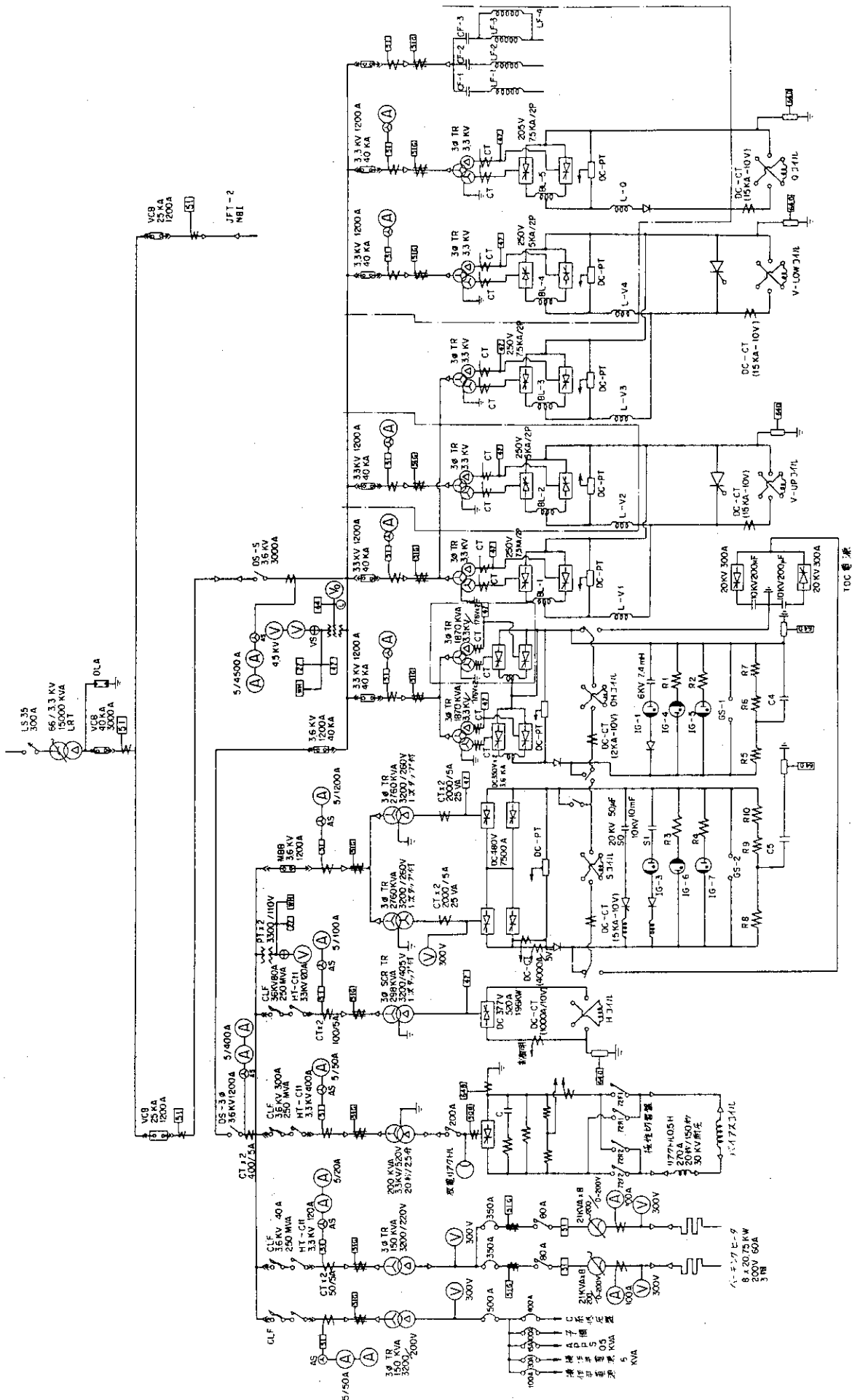


図 2.9 JFT-2 M のポロイダル電源系統図, OH 電源はプラズマ電流発生用, S 電源はプラズマ電流発生及び垂直磁場発生用, V_{up} 及び V_{low} 電源は主にプラズマ水平位置制御用, H 電源はプラズマ垂直位置制御用, バイアス電源は鉄心逆励磁用である。

と同期するためにはコイルの抵抗負荷分の10倍近い高電圧が必要となる。JFT-2の場合 B_v 電源としてそれだけの高電圧を発生させるのは費用の点から困難だったので、図2.10に示す様にあらかじめ B_{vd} を発生しておき、 I_p 立ち上げ時にそれをコンデンサーを使用した B_{vp} で打ち消し、 I_p の立ち上げ波形と同期させるという方法となった。JFT-2MではOH-S電源でプラズマ電流の立ち上げ及び維持と、それに必要な B_v を同時に発生させるハイブリッド電源方式を使用している⁽¹¹⁾

プラズマ平衡に必要な B_v は(1.4)式から I_p だけでなく、 β_p や I_i にも依存する。 I_i は大きく変化しないが絶えず変化していると想像される。一方 β_p はジュール加熱時には $\beta_p \sim 0.5$ 程度であるが、追加熱時には $\beta_p \sim 2.5$ へと大きく急激に増加し、加熱が終了した際には急速に減少する⁽⁴⁾。 B_v 電源はこの変化に対応して急速に増大及び減少する必要がある。JFT-2では B_{vc} 電源が β_p や I_i の変化に対応できる電源であり(図2.10参照)、JFT-2MではV電源がその役目を果たしている(図2.9参照)。一般的にこの制御用の垂直磁場電源は数kAの大電流を高速で制御する必要からサイリスタ電源を使用する。

この大容量のサイリスタ電源の電流制御には、負荷電流を直流変流器DC-CT(Direct Current-Current Transformer)で測定しそれと指示値との偏差を零にしようと制御するACR(Automatic Current Regulator)制御と、負荷端電圧を直流変成器DC-PT(Direct Current-Potential Transformer)で測定するAVR(Automatic Voltage Regulator)制御とがある。時間応答性はACR制御がよいが、早すぎる時にはAVR制御を使用する。更にこの制御部においてアナログ演算でPID制御し制御パルスが発生するアナログ制御と、マイクロプロセッサで演算する直接デジタル制御(Direct Digital Control: DDC)がある⁽²⁾。JFT-2ではDDC制御でAVR及びACR制御ができるようになっていた。またJFT-2Mではアナログ制御が行われ、これもAVR及びACR制御ができるようになっていた。

(3) 水平磁場コイル電源 (B_H 電源)

B_H 電源は水平磁場を発生する直流電源である。プラズマの上下方向の不安定性は不明な点が多く、電流及び電圧定格は明確に決められない。この電源の特徴は上下の移動に伴い電流を正や負に振る必要がある事である。通常変化が早くないので電圧は低圧でよい。

(4) その他のPFコイル電源

ダイバータコイルや四重極コイル等に通電する電源である。これらは非円形プラズマの平衡に大きく依存するので、その電流・電圧値、制御特性は平衡コードから計算される。この電源で注意すべき事はこれらの電流の方向はプラズマ電流と同一の方向である事が多く、その結果プラズマと密接に結合するので電流の制御に多少の困難が伴う。

2.5 運転制御設備の概要⁽⁵⁾⁽²⁶⁾

運転制御設備は主に装置の運転・制御を行なう運転制御システムとトカマク放電の制御を行なう放電制御システムとからなる。

(1) 運転制御システム

運転制御システムは主に機器の運転・監視・保護等を行うものである。トカマク装置は機

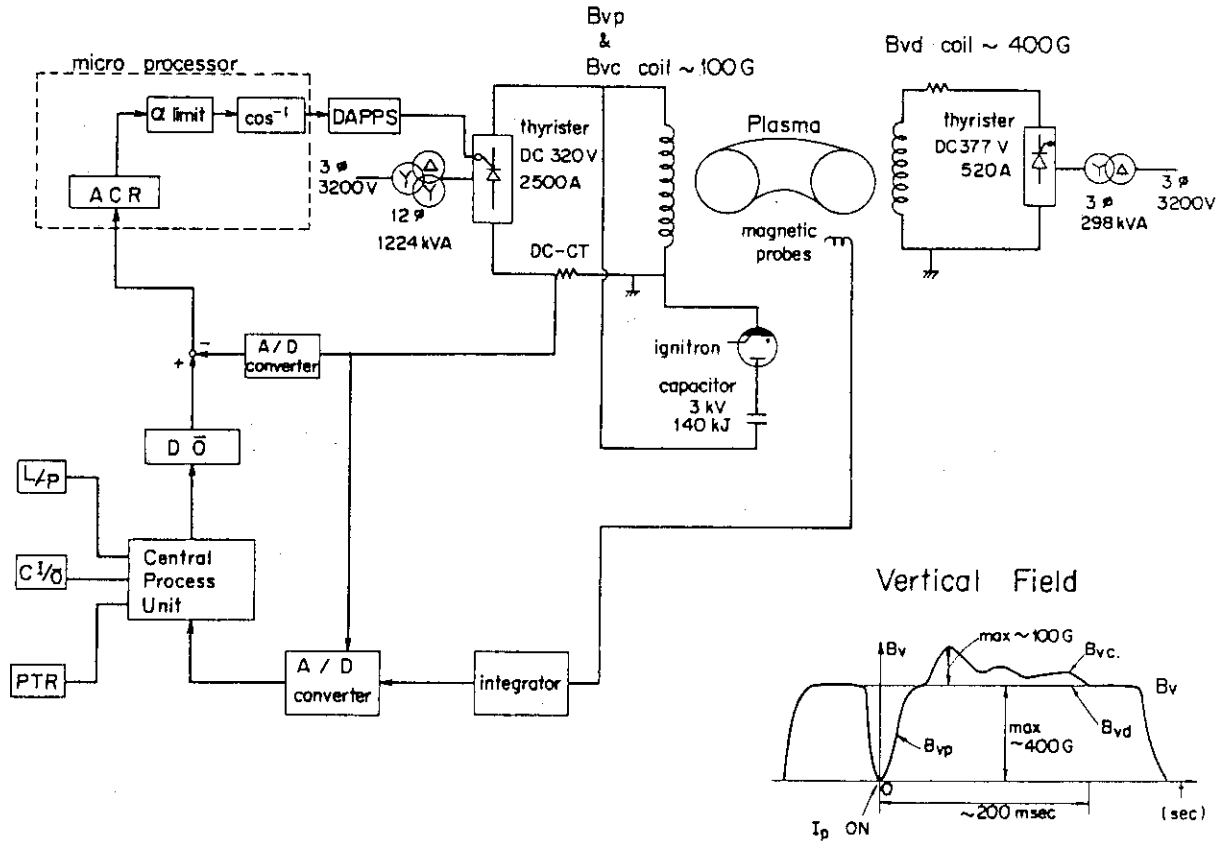


図 2.10 JFT-2 の位置制御システム (詳細は第 7 章を参照)

械的に見れば真空装置を持った電気機器の一種であるといえる。それ故その運転及び保護システムの設計思想は発電プラントの考えで構成されている。トカマクの運転モードは①冷却系作動②真空排気系作動③ベーキング作動④放電洗浄系作動⑤トカマク放電系作動—TF 電源・ガス導入系・予備電離・PF 電源の作動—という順序で運転される。各運転モードにおいて運転を行う必要のある機器、運転を行ってもよい機器、運転を禁止される機器等が決まってくる。この様な機器の運転の許可・禁止は装置全体を統括する運転制御盤—主制御盤—で行われ、機器自体及び機器相互間の保護インターロックで実行されている。

(2) 放電制御システム

放電制御システムはトカマク放電を行うシステムである。即ち真空度がベーキング、放電洗浄等で $\sim 10^{-8}$ Torr 台と良くなり、かつTF・PF 電源、ガス導入系等が正常な運転が可能となった時、これらの機器を順次動作させて、トロイダル磁場の発生、ガスの注入そしてPF 電源によるプラズマの生成・維持・加熱・停止を行うシステムである。この際極めて重要なのはトリガーシステムである。放電シーケンスはこのトリガーシステムで全ての通電及び制御、ガスの注入、更に計測器や加熱装置のタイミングが取られ、データ処理される。このタイミングシステムは $10 \mu s$ オーダの精度が求められる。特にサイリスタ点弧のパルスとの同期が必要なので、トリガパルス発生器は電源ラインの周波数と同期してパルスが発生する様になっている。

2.6 その他の設備

以上トカマク装置本体について述べてきたが、その他にもトカマク装置にとって重要な設備がある。それは加熱装置と計測装置であり、それらを取り付けるため真空容器には数多くのポートが取り付けられている。ここで加熱装置や計測装置の詳細を述べる事は不可能であるが、それらとトカマク装置の取り合いについて若干述べる。

2.6.1 加熱装置との取り合い

加熱装置に主にNBI加熱装置とRF加熱装置がある。この内NBIとの取合いは簡単である。即ち加熱時にゲートバルブを開き、ビームを入射し、プラズマを加熱するのでタイミングパルスを送るだけで、ほとんど問題がない。ただプラズマがなくなった時誤って入射されるのに備えて、ビームダンパを真空容器内に設置する必要がある。RF加熱装置については、EC波とLH波はその波長が短いので、ランチャーやホーンからRFを放射してプラズマ中へ入射・加熱する。そのためトカマク装置との取合いはNBIと同様タイミングパルスを送るだけで簡単である。ICRF波は波長が長いのでランチャー方式ではプラズマとの結合が悪いので、アンテナを真空容器中に挿入する必要がある。この際アンテナが不純物源とならないようにその形状、配置、材質に留意する必要がある。それ故トカマク装置設計の段階からそれらを充分考慮しなければならない。

2.6.2 計測装置との取り合い

計測装置は極めて多数あるが、大きく分け受動的計測装置と能動的計測装置とに分けられる。分光器、中性粒子エネルギー分析器、軟X線測定器、電子サイクロトロン放射測定器、更にボロメータや H_{α} ダイオード、PINダイオード等は受動的計測装置であり、これらは基本的には測定用のポートとタイミングパルスがあればよい。これに対してトムソン散乱装置、マイクロ波及びレーザー干渉計、能動粒子線測定器はマイクロ波、レーザー、粒子をプラズマ中に入射し計測する。こうした能動的計測装置もトムソン散乱装置が真空容器内にダンパ類を設置する事で取り合いが発生し、その構造や配置に留意する必要がある他は、ほとんど問題がない。むしろこれらの計測器にとって、トカマク装置では巨大な電流が高速で変化し強い磁場を発生するので、測定するに際してそのノイズ対策が極めて重要である。尚ロゴスキーコイルや磁気プローブ等の電磁計測器はあらかじめ真空容器内に組み込まれており、トカマク装置の必要不可欠な一部となっていて、特別な計測装置と考えられていない。

2.7 結 言

この章では3章以下の実験の主装置であるJFT-2及びJFT-2Mトカマクの真空容器、TFコイル、PFコイル、本体周辺装置、TF電源、PF電源、運転制御設備等の各部について、装置の詳細を述べた。その際装置の設計や製作等で留意すべき点についても述べた。これは1章で述べた様にトカマク装置の基本的概念は比較的早くから明らかであったが、実際に装置を運転し、高温プラズマを生成する過程で種々の問題点が発生した。これらについて対策を行う過程で次第に細部にわたって、装置設計の最適化の方法が明確になった。それ故この章でその様にして得た装置設計の留意点について述べたのである。

この章ではほとんど述べなかったが、トカマク装置が核融合炉として実用化されるためには、装置の小型化、非円形プラズマ化及びプラズマ電流の非誘導型駆動が必要とされている。更に加熱装置の最適化、He灰の除去を含む不純物制御システムの確立等が要求されている。現在これらの点を考慮した炉の設計、例えばINTORや日本原子力研究所のFERで示される様な装置の設計が行われている。しかしこれらの概念や装置はまだ物理実験や企画の段階である。それ故トカマク装置が核融合炉として確立してゆくには、実際にこれらの装置を製作し、高温プラズマ生成及び装置運転の経験を積み、この章で述べ、又次章で述べる様な基準的な設計及び運転方法を確立していく事が是非必要である。

参 照 文 献

- (1) N. Fujisawa, et al.: "The JFT-2 Tokamak Experiment", Proc. 5th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1975) Vol.1, p.2
- (2) T. Fujii, et al.: "Plasma Heating near Lower-hybrid Frequency in JFT-2 Tokamak", Proc. of 7th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1979) Vol.1, p.85
- (3) Y. Matsuzaki, et al.: "Direct Digital Control of Plasma Position in JFT-2 Tokamak without Shell", Proc. 8th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research (San Francisco, 13-16 Nov., 1979) p.1899
- (4) N. Suzuki, et al.: "Recent Results on the Modified JFT-2 Tokamak", Proc. of 8th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1981) Vol.2, p.523
- (5) 莊司他 : 「JFT-2 M装置の概要-設計・製作・試験」日本原子力研究所報告書 JAERI-M 83-194 (1983).
- (6) T. Narikawa, et al.: "Construction of the JFT-2M Tokamak (1)-- Engineering Design and Manufacturing", Proc. of 10th Symp. on Fusion Engineering (Philadelphia, Dec. 5-9, 1983) p.2106
- (7) T. Uchikawa, et al.: "Construction of the JFT-2M Tokamak (2) - Design and Fabrication of a Vacuum Vessel", Proc. 10th Symp. on Fusion Engineering (Philadelphia, Dec. 5-9, 1983) p.978
- (8) M. Yamada, et al.: "Construction of the JFT-2M Tokamak (3) - Development of Semiconductor Shut Resistor", Proc. 10th Symp. on Fusion Engineering (Philadelphia, Dec. 5-9, 1983) p.973
- (9) K. Kuno, et al.: "Construction of the JFT-2M Tokamak (4) - Design and Fabrication of Coil System", Proc. 10th Symp. on Fusion Engineering (Philadelphia, Dec. 5-9, 1983) p.647
- (10) T. Narikawa, et al.: "Construction of the JFT-2M Tokamak (5) - Design and Fabrication of Poloidal Coil Power Supply System", Proc. 10th Symp. on Fusion Engineering (Philadelphia, 5-9 Dec., 1983) p.1610
- (11) T. Shoji, et al.: "Results from the JFT-2M Experiments", Proc. of 11th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics (Aachen, 5-9 Sep., 1983) p.55
- (12) M. Mori, et al.: "High-Power ICRF Heating Experiments in the JFT-2M Tokamak", Proc. of 10th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled

Nuclear Fusion Research (1985) Vol.1, p.445

- (13) 宮本健郎 : 「核融合のためのプラズマ物理」, p. 484 (昭 51, 岩波書店).
- (14) 嘉本他 : 「JFT-2 Mにおける鉄心の効果」日本原子力研究所報告書 JAERI-M 8725 (1980).
- (15) 宮本健郎 : 「核融合のためのプラズマ物理」, p. 484 (昭 51, 岩波書店).
- (16) 亀有他 : 「ポロイダル磁場配位のためのMHD平衡計算コード「EQUOCO」」
日本原子力研究所報告書 JAERI-M 6028 (1975).
- (17) S. Matsuda: "Measurement of Leakage Magnetic Field from the Iron
Core in Tokamak Device without Shell", Jpn. J. Appl. Phys., 12
(1973) 903
- (18) 横倉他 : 「トカマク実験装置 JFT-2 の真空システム」, 真空, 23 (1980) 160.
- (19) 横倉他 : 「トカマク実験装置 JFT-2 Mの真空排気系」日本原子力研究所報告書
JAERI-memo 59-016 (1984).
- (20) 岡野他 : 「JFT-2 Mにおける真空系」, 真空, 28 (1985) 470.
- (21) 熊谷他 : 「真空の物理と応用」, p. 195 (昭 49, 裳華房).
- (22) R. Papouler: "The Genesis of Toroidal Discharges", Nuclear Fusion,
16 (1976) 37
- (23) T. Sometani, et al.: "Breakdown Experiment on a Tokamak", Plasma
Phys. 20 (1978) 1101
- (24) 松崎他 : 「JFT-2 における変流器回路」日本原子力研究所報告書 JAERI-memo
7172 (1977).
- (25) 前野他 : 「JFT-2 プラズマ電流定電流化装置」日本原子力研究所報告書
JAERI-M 6762 (1984).
- (26) 谷 他 : 「JFT-2 運転マニュアル」日本原子力研究所報告書 JAERI-memo
7351 (1977).

3. トカマク装置におけるプラズマ発生技術

3.1 序言

トカマクにおいては2章で述べた様な設計仕様に基ずきメーカーが装置を製作し据え付けて機器の総合試験が終了した後、高温プラズマを発生する迄には一連のシナリオがある。トカマク装置は現在臨界プラズマ発生の基準的な運転シナリオを開発しつつある段階であるといつてよい。プラズマを装置完成後短期間に発生させ、かつ再現性・信頼性のあるプラズマ発生の運転シナリオ作成のためには実際にトカマク装置を運転し、プラズマを生成し装置を改善・開発する必要がある。この章ではプラズマ発生技術とそれに密接に関係したトカマク装置の運転について述べる。以下の各節で述べるのはJFT-2及びJFT-2Mにおいて試行錯誤し次第に確立していったプラズマ発生技術である。

トカマク装置の運転状況はその放電回数（通常ショットと称する）で判断される。稼働率が良く、放電ミスのない高温プラズマを生成する事がプラズマ発生技術の目標であるが、これを放電のショット数によって示すことができる。JFT-2の運転開始から終了迄におけるこのショット数の推移を図3.1に示す。図の様にJFT-2はその10年間の運転期間中に大規模な改造が2回あったので、通常3期に区分される⁽¹⁾⁽²⁾。第1期は昭和47年4月から昭和49年4月迄で、日本における最初のトカマクとして、百万度台のトカマクプラズマの生成および測定に努力が行われた。その間における大きなトラブルとして真空容器の真空リーク、ポロイダルコイル類の破損等が挙げられる。

第2期はトロイダル磁場が18 kGに増力した後の昭和49年11月から昭和53年12月迄である。この期間はプラズマ生成及び測定面での整備や進歩が大きく、研究面では不純物の研究やLH波の加熱及び電流駆動という画期的な成果を挙げた。装置面では事故やトラブルが頻発した。MGの水侵や油侵、TFコイルキャンボルトの破損、パルス型垂直磁場コイルの破損、MG-TFコイル間の接地・短絡事故による破損である。これらは関係メーカーとの協力によって迅速に修理がなされ、その対策が取られた。装置技術の開発面では排気系増力による真空度向上、圧電素子弁によるガス流量の精密制御、冷却系の改造による運転周期の短縮、コンデンサ放電系改造による信頼性のある放電、チタンコーティングによる酸素不純物の低減、テラ型放電洗浄による洗浄時間の短縮等が行われた。こうした装置の技術開発によってプラズマが極めて安定に再現性よく点火し、実験能率が大幅に向上した。

第3期は昭和54年7月から昭和57年6月迄で、シェルレストカマクに改造してポート数を大幅に増して、NBI, ICRF, ECH, LHと有望な加熱装置すべてを取り付け実験する事が可能となった。その結果高 β 実験や各種加熱の比較実験等が行われた。又シェルレストカマクのためプラズマ位置制御が必要となり、その実験も行われた。装置面では第2期の蓄積に立って極めて円熟した運転が行われ、ほとんどトラブルがなく、極めて効率よく実験が遂行された。

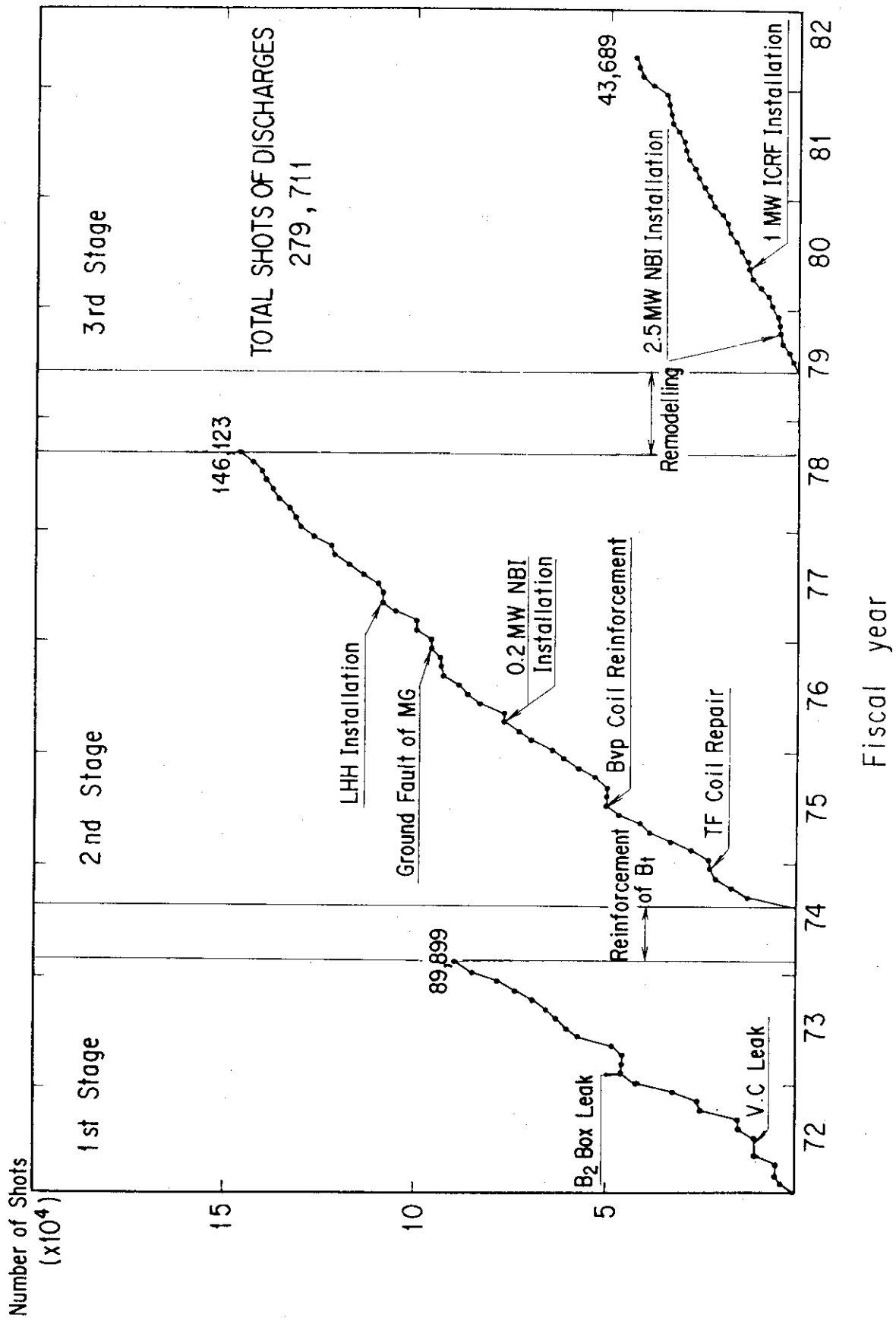


図 3.1 JFT-2 の運転履歴 (放電回数) の推移

JFT-2MではJFT-2の成果が装置設計面、製作面等に大幅に活かされ、運転当初より極めて順調に運転された⁽³⁾。即ちジュール加熱段階でのトカマク装置の運転及びプラズマ発生技術はほぼ確立されたといえる。しかし追加熱、ダイバータを含む不純物制御、非誘導型電流駆動を行ったプラズマ発生・制御技術は現在実験中であり、今後の成果及びそれらの運転モードの基準の確立が期待される。

3.2 プラズマ放電前の手順

トカマク装置は機械的にみれば真空容器を持った電気機械といってよい。それ故プラズマ放電前に行う事は、プラズマ発生部である真空容器の清浄化と電気機械としてコイル通電可能な状態にする事である。

3.2.1 真空容器の真空排気⁽⁴⁾⁽⁶⁾

真空容器を大気圧から排気する手順は、図2.6に示した排気システムによって

- ① ロータリポンプ (RP) による荒引きによって 1 Torr 程度の低真空による。
- ② メカニカルブースタポンプ (MBP) により 10^{-2} Torr の中真空を達成する。
- ③ ターボ分子ポンプ (TMP) やクライオポンプ (CRYO) によって 10^{-8} Torr 程度の高真空を達成する。

JFT-2Mにおいてこの手順で排気していった時の圧力曲線を図3.2に示す。真空容器の圧力は、 10^{-3} Torr より高い圧力では壁からの脱ガスの影響が小さいので、次式の様に対数的に減少する⁽⁷⁾。

$$p = p_1 \exp \{ -S(t - t_1) / V \} \quad (3.1)$$

ここで p 及び p_1 は各々時刻 t 及び t_1 における圧力、 V は真空容器の体積、 S は排気速度である。排気系は上の式から定義された時定数 $\tau = V/S$ でその系の排気特性を表わす。JFT-2では τ は約4秒であり、JFT-2Mでは約3秒であった。この時定数から真空排気に必要な時間が決ってくる。尚 10^{-3} Torr 台以上の高真空に入ると壁の放出ガスが大きくなってきて (3.1) 式は成立せず、壁に吸着しているガスが徐々に脱離する事によって、真空容器の真空度が上昇する。

3.2.2 リークテスト⁽⁸⁾

真空容器がある程度排気され、真空度が上昇すると真空の洩れ探し (リークテスト) を行う。リークテストには容器にガスを詰めて気体の漏れを探す加圧プローブ法と、真空排気して外側からプローブガスを吹き付けて真空計や質量分析器の変化から探す方法がある。加圧プローブ法は感度が劣ると思われていたが、最近改良され、 10^{-10} Torr・l/s のリーク量を検出できるようになった⁽⁹⁾。真空排気して行う方法で検出感度を上げるためには、プローブガスの質量が空気に対して小さい程良く、又検出器の感度が高い程良い⁽⁸⁾。そのためプローブガスとしては He ガスを、検出器としては質量分析器を使用する。

JFT-2では当初 10^{-3} Torr 程度迄の低真空ではアルコールを吹き付け、ピラニゲージの変化で検出する方法を採用した。しかしこの方法はあまり感度が良くないので、図2.6のE系統に示

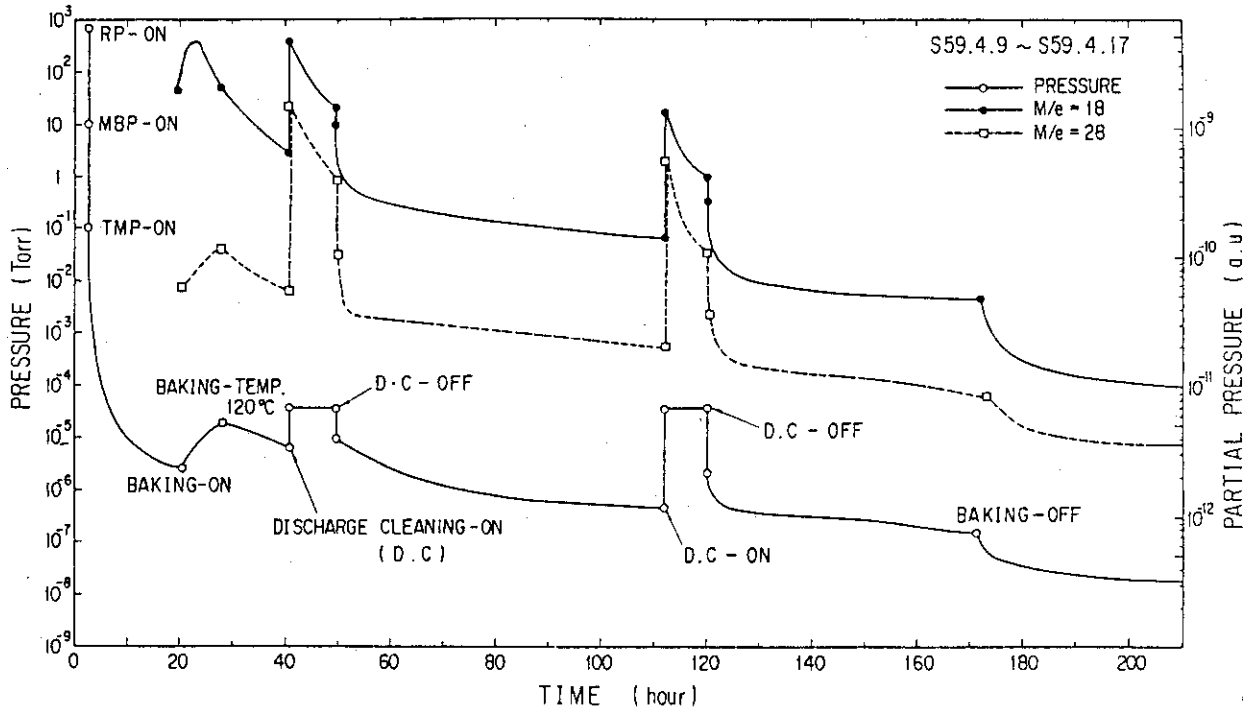


図 3.2 JFT-2Mにおける真空排気及びベーキング時の真空度 (PRESSURE) 及び残留ガスの変化 (M/e=18はH₂O, M/e=28はCO+C₂H₄), RPはロータリポンプ, MBPはメカニカルブースタポンプ, TMPはターボ分子ポンプ

す様な差動排気を行い、測定ポートを10⁻⁵ Torr以上の高真空にして質量分析器の感度低下を防ぎ、Heを吹き付け漏れを検出する方法をとった。尚それ以上の高真空では通常のHeを吹き付け質量分析器で直接検出する方法をとった。この様にして行なうと質量分析器の感度限界がおおよそ10⁻¹⁰ Torrなので、ほぼ1×10⁻¹⁰ Torr・l/sのリークが発見できる。以上の方法が標準的なリーク検出法となった。この様な方法でリークをなくするとJFT-2Mではおおよそ10⁻⁷ Torr程度の真空が得られる。この時点でJFT-2及びJFT-2Mの残留ガス分析したものを図3.3(a)及び(b)に示す。図から明らかな様にほとんどが水分(M/e=18)であり、その他若干のN₂+CO(M/e=28)及びH₂(M/e=2)がある。

3.2.3 ベーキング

水分を減少させるにはベーキングが必要である。ベーキングは表面におよそ0.5eVの結合エネルギーで物理吸着及び数eVで化学吸着している原子や分子を熱脱離させるものである。吸着分子等の脱離速度は

$$-d\sigma/dt = \sigma^x \nu_x \exp(-E_d/RT) \quad (3.2)$$

と表わされる⁽¹⁰⁾。ここでσは原子や分子数、xは反応係数で1又は2、ν_xは脱離反応の速度定数、E_dは脱離の活性化エネルギー、Rは気体定数、Tは表面温度である。これよりTを上げれば脱離速度は指数関数的に増大するという事が判る。それ故ベーキングの効果を上げるには、温

度を上げれば上げる程よい。しかし機器に熱歪みが発生するのでむやみに高くできない。実験によれば水分を除去するには $150 \sim 250^\circ\text{C}$ 、製造過程や溶接時に吸蔵されたガスが除去されるには 450°C 以上、更に酸素や炭素を除去し母材が露出するには $700 \sim 900^\circ\text{C}$ が必要である⁽¹¹⁾。種々の理由で JFT-2 では $200 \sim 350^\circ\text{C}$ 、JFT-2 M では 120°C という温度になった。ベーキングを行う事で真空度は約1桁上がり、 10^{-8} Torr 台となる。この段階での残留ガス分析結果は図 3.3(a)及び(b)に示されている。ベーキング前に比べると水が大きく減少し、水の成分は $\text{N}_2 + \text{CO}$ の成分の約2~3倍となっている。

JFT-2 Mにおいて以上の真空排気とベーキングを組み合わせる真空容器清浄化を行った時の全圧及び $M/e=18$ (H_2O)、 $M/e=28$ ($\text{N}_2 + \text{CO}$)の時間変化の一例を図 3.2 に示す。図の様にベーキングを行うと徐々に、しかし確実に不純物が減少し、真空度が良くなる事が分かる。尚図の様にベーキングと放電洗浄を組み合わせ、より洗浄効果を上げる事も行われている。

この様なベーキングだけでは、真空容器表面の不純物の除去は不満足なので、第5章で述べる様にイオンや中性粒子の物理的及び化学的スパッタリングを利用した放電洗浄が行われる。また更にチタンやカーボンを真空容器表面にコーティングする事も行い、プラズマに面した第一壁の不純物を減少させている。

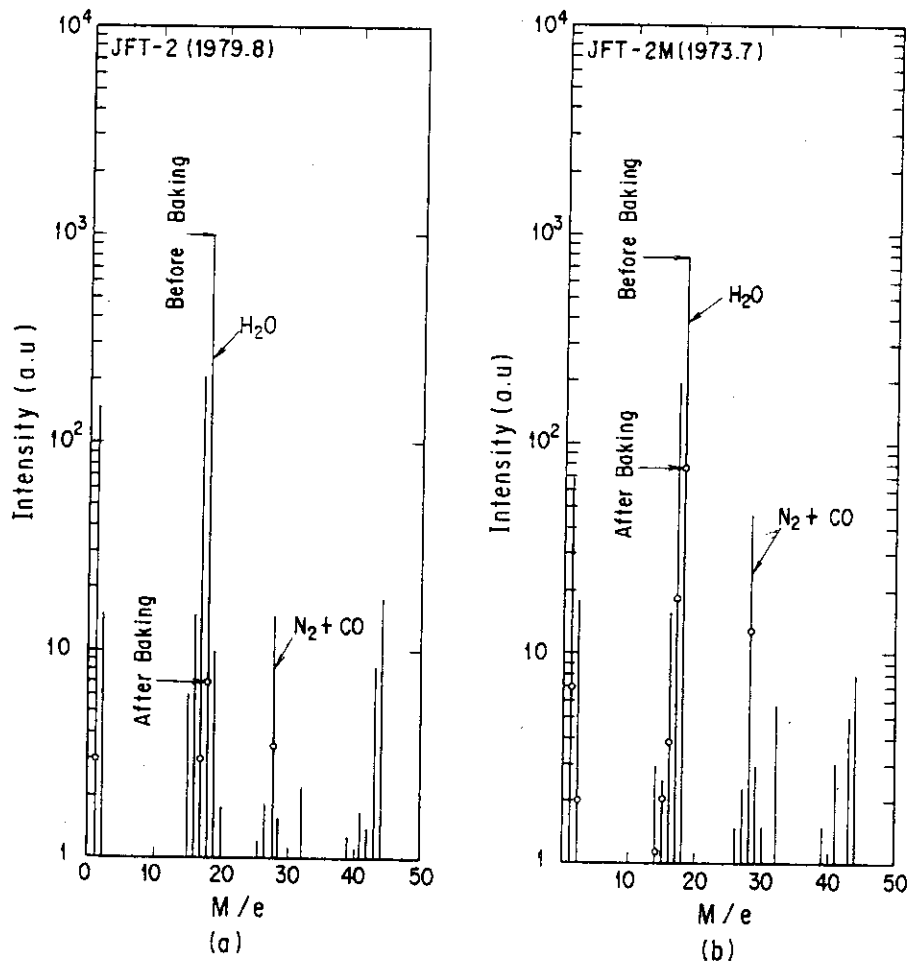


図 3.3 JFT-2 [(a)図]及び JFT-2 M [(b)図]のベーキング前後の残留ガスのスペクトル

3.2.4 トーラス容器接地探索法

電気機械としてのトカマク装置で機器運転前に重要なのは、絶縁の保持である。特に真空容器、コイル類、加熱装置、測定器等が密に配置されている本体は接地しやすい。これらが接地し、ワントーン、特に鉄心まわりにそれが形成されると、プラズマと同様にそのループに大電流が流れ、プラズマ平衡磁場のみだれや機器の破損につながる。このため真空容器、架台、コイル、測定器、加熱装置はベークライトやセラミックスによって絶縁されている。しかしこの絶縁は各種の要因—ボルトやアルミ片の落下、ケーブルの接触等によって絶縁が不良となる。こうした接地点を捜す方法として、筆者の考案した方法がある。これは図3.4に示す様に接地しているトーラス容器に直流電流を流して、電流の流れる方向から接地点を挿す方法である。この方法によって従来1～2日を要していた接地点の探索が1～2時間となり、装置の稼働率や信頼性に大きく寄与した。

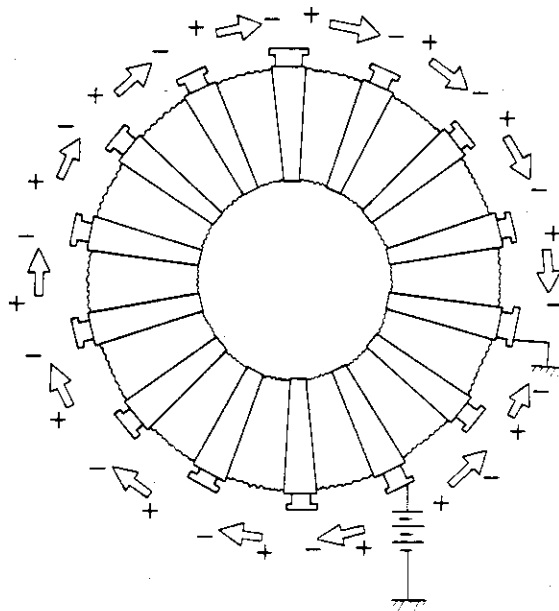


図3.4 トーラス真空容器の接地探索方法：真空容器の一点から直流電圧を印加し、ポート両端の電圧の方向を調べる。接地点で方向が変わる。

3.3 トカマク放電の発生

3.2節で述べた手順で真空容器が清浄になり、各機器が正常に動作する事が確認されると、トカマク放電が行なわれる。図 3.5 に示す様にトカマク放電はパルス放電であり、放電毎に機器が順次動作するというシーケンス的に行われるので、その順序に従ってトカマクの運転シナリオを述べる⁽¹²⁾。

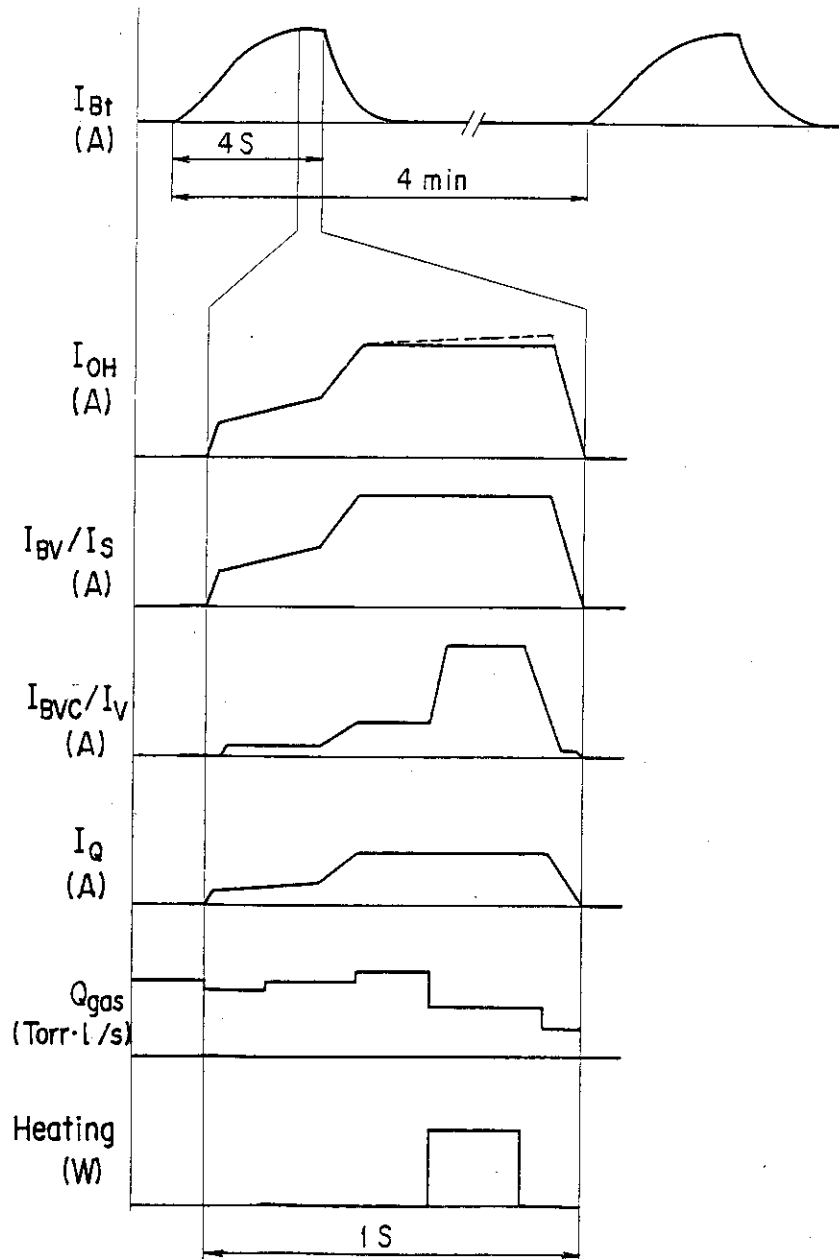


図 3.5 JFT-2 及び 2M の通电パターン：トロイダル磁場電流 (I_{Bt}), プラズマ電流発生電流 (I_{OH}), 垂直磁場発生電流 (I_{BV} - JFT-2, I_s - JFT-2M), プラズマ水平方向制御電流 (I_{BVC} - JFT-2, I_v - JFT-2M), 四重極磁場発生電流 (I_Q - JFT-2M) 及び注入ガスの流量 Q_{gas} と加熱パワー

3.3.1 トロイダル磁場の発生

トロイダル磁場はTFコイルに通電すれば発生するのでほとんど問題がない。TFコイルはインダクタンスが大きいので主放電の前から通電し始めて、放電時には磁場の強さが一定なフラットトップ状態とする。その通電開始時間は2.4.1で述べたフォーシング電圧やコイル時定数から決まる。尚JFT-2及び2Mでは放電時間1秒程度なのでフラットトップを維持するために電流のフィードバック制御を行う必要がない。

3.3.2 ガスの充填

ガスはプラズマ放電直前に真空容器に充填する。ガスの放電破壊を発生させるのに最適な圧力は $\sim 10^{-4}$ Torr 台である事が実験で確かめられている⁽¹³⁾。この事からおよそ $1 \sim 10$ Torr \cdot l/sの注入量が必要である。このためのバルブとしては2.3.2で述べた様に通常、制御性がよくほぼ上述の注入量が確保できる圧電素子弁を使用する。尚現在ペレット入射方式は、まだ信頼性がない事から定常的には用いられていない。しかしペレット入射によってプラズマの閉じ込めが改善される事が明らかになりつつあるので、入射装置の信頼性が向上すれば、放電中の燃料注入はこの方式になると思われる。

3.3.3 予備電離

ガスが充填されると、2.2.3で述べた様に中性ガスの電離を行なって一周抵抗を低下させ、プラズマ電流をスムーズに立ち上げ、不純物の少ないプラズマを生成するため、放電の種となる電子を作る予備電離を行う。この予備電離も各種の方式があり、第6章で述べる様にその開発・研究が必要である。

3.3.4 ジュール加熱プラズマの生成

予備電離されたガスに2.4.2(1)で述べた様にOH電源を作動し、高電圧をかけてプラズマ電流を立ち上げる。その際2.4.2(2)で述べた様に I_p に相似した垂直磁場をかける必要がある。この立ち上げ時は時間が短いので、通常プラズマの位置制御は行わない。プラズマ電流が所定の値迄上昇し、フラットトップになった時に第7章で述べる様なプラズマの水平及び垂直位置の位置制御を行う。プラズマは通常は真空容器中心に定める。その後四重極電源(Q電源)やダイバータ電源を作動させ、非円形やダイバータプラズマを生成する。又ガス流量を調整して電子密度を制御する。

このジュールプラズマの生成はJFT-2ではコンデンサー電源で行われた。その際この電源を円滑に作動させるためには多数の問題が発生した⁽¹⁴⁾。この中で大きな問題となったのはコンデンサ放電のミスファイア即ちスイッチングの不良である。即ちJFT-2の変流器回路では図2.8に示す第0, 第1, 第2の各コンデンサバンクを順次放電していくのであるが、その際スイッチが順々に作動しないという事である。これはスイッチとしてイグナイトロンを使用していたが、その使用方法が充分理解されていなかったためである。イグナイトロンの特性⁽¹⁵⁾を考慮し、①トリガー回路の長パルス化②イグナイトロンの並列運転③逆流防止リアクトルの使用等の対策を行った。その結果それ以前がおおよそ3000回のスイッチングでイグナイトロンの交換が必要であった

が、それ以後はほとんど交換する必要がなくなった。この結果イグナイトロン購入費の低減、放電の再現性の向上、更に装置運転の円滑化に寄与した。

3.3.5 プラズマの加熱

所定のジュールプラズマを得ると次に追加加熱を行う。NBI や ICRF 加熱を行うと、2.4.2 (2) で述べた様に、 β_p が上昇するのでそれに対応する垂直磁場として、JFT-2では制御垂直磁場 (B_{vc}) 電源や JFT-2 MではV電源を増加させプラズマの平衡を得る。この詳細は第7章で述べる様に現在はほぼ問題なく制御できる様になった。

3.4 装置運転におけるトラブルの解決策⁽²⁾⁽¹⁴⁾

序言で述べた様にJFT-2では多数のトラブル・事故が発生し、その原因究明と対策によって装置運転の稼働率の向上及びプラズマ発生信頼性の向上に結びついた。その幾つかは序言で述べたが、筆者が主に関係して原因究明し、対策した事故とトラブルについて以下述べる。

3.4.1 コンデンサの絶縁破損とその防止

これは運転中に1台のコンデンサが爆発した事故である。この原因は絶縁紙の絶縁不良に基づくものである。この種のコンデンサのパンクは確率的に発生するので、それが起った時に事故の拡大を防ぐ事を主眼とする。そのためにはパンクしたコンデンサに他のコンデンサからエネルギーが注入しない様に適切な電流容量を持つ安全器を取り付ける必要がある。更にコンデン間の結線を低インダクタンスとする必要がある。

3.4.2 MGの接地事故と絶縁低下の防止

MGの直流発電機では整流子にカーボンを使用している。このカーボンダストがケーブル支持物の上に付着し接地していた。このような時にTFコイルの接地が発生して2点接地となり、MGとTFコイル間に地絡大電流が流れ、MG及びTFコイルを破損した事故が発生した。その後この事故を防ぐためMGの絶縁抵抗が絶えず測定され、絶縁の低下を防ぐためMGのオーバーホールやスペースヒータ増設等行われたが、抜本的には改良されなかった。その後種々の調査を行った結果、湿度の管理とカーボンダスト除去用の誘引ファンの風量調節を適切に行った結果、ようやく絶縁の低下が防止された。

3.4.3 その他のトラブル

事故という形をとらないが、運転不能となったトラブルも数多く発生した。JFT-2についてこれらを系統別にまとめたものを図3.6に示す。尚図では B_t 増力以前は少ないが、これは記録の不備のためである。トラブルの中で比較的回数の多いのは①イグナイトロンのミスファイア(3.3.4参照)、②真空容器の接地点の探索(3.2.4参照)、④予備電離用ヒータ線の断線(第6章参照)④リミットスイッチの故障⑤ノイズによる誤動作⑥電磁リレーの故障等が挙げられる。以上のトラブルは10年間でおよそ700件となり、平均すると週1~2回となる。ただし図の様に第2期

に多発しているの、この期間はずっと頻度が高い。尚JFT-2の改造後やJFT-2Mではこうした経験を生かした設計・製作が行われているので、こうしたトラブルはほとんど起っていない。

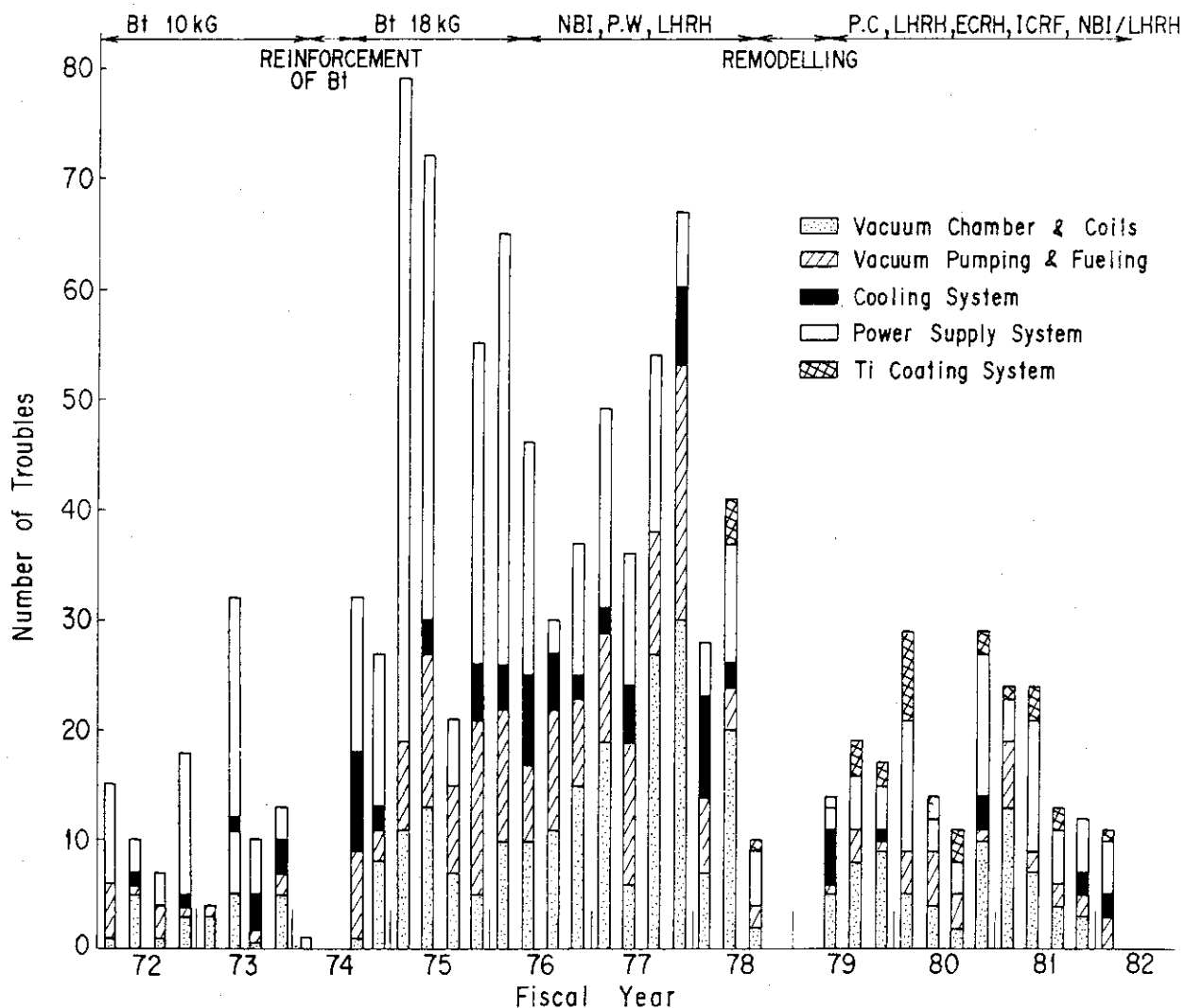


図 3.6 JFT-2 におけるトラブル・事故の年度毎の累計

3.5 結 言

この章ではトカマク装置において、装置完成後プラズマを発生するために必要な基礎的な技術について述べた。即ち放電前に行う真空容器の排気やその洗浄といった放電前処理技術、放電の発生及び装置の運転技術とその問題点や開発を行った点、更に装置のトラブルやその対策について述べた。核融合炉は核分裂炉と異なり、核融合反応を起こし、エネルギーを生産する炉心プラズマを人工的に発生する必要がある。この高温プラズマの生成をいかに適切に効率よく行うかは、炉を工学的・経済的成り立たせるためには重要な問題となる。このためには装置に密着して装置の技術的研究を行う事によって、装置の運転及びプラズマ生成の効率を上げていくという研究が極めて重要である。

本章で述べた様にトカマク装置ではジュールプラズマ生成では既に最適化されており、基準的な運転技術、プラズマ発生法がほぼ確立した。しかし加熱や不純物制御を行った時の装置運転及びプラズマ生成の最適化・基準化は現在研究中であり、まだ確立していない。これ故今後もこの用な研究・開発が行われ、装置運転及びプラズマ生成の最適化・基準化が達成された時に、始めて核融合炉が工学的実証の段階の入口に達したといえる。

参 照 文 献

- (1) 鈴木紀夫：「JFT-2の実験-10年成果」, 第37回物理学会年会予稿集, 30 p-CE-9, (1982年, 北大).
- (2) 松崎他：「JFT-2 トカマク装置の運転・保守経験」, 昭和58年電気学会全国大会論文集 p. 51.
- (3) 荘司他：「JFT-2 M装置の概要-設計・製作・試験」日本原子力研究所報告書 JAERI-M 83-194 (1983).
- (4) 横倉他：「トカマク実験装置 JFT-2 の真空システム」, 真空, 23 (1980) 160.
- (5) 横倉他：「トカマク実験装置 JFT-2 Mの真空排気系」日本原子力研究所報告書 JAERI-memo 59-016 (1984).
- (6) 岡野他：「JFT-2 Mにおける真空系」, 真空, 28 (1985) 470.
- (7) 熊谷他：「真空の物理と応用」, p. 399 (昭49, 裳華房).
- (8) 熊谷他：「真空の物理と応用」, p. 424 (昭49, 裳華房).
- (9) 村上他：「ヘリウムスニッフ法による漏れ探知技術の改良」, 真空, 29 (1986) 245.
- (10) 熊谷他：「真空の物理と応用」, p. 138 (昭49, 裳華房).
- (11) G.M. McCracken & P.E. Stott: "Plasma-Surface Interactions in Tokamaks", Nuclear Fusion, 19 (1979) 889
- (12) 谷他：「JFT-2 運転マニュアル」日本原子力研究所報告書 JAERI-memo 7351 (1977).
- (13) T. Sometani, et al.: "Breakdown Experiment on a Tokamak", Plasma Phys., 20 (1978) 1101
- (14) 松崎他：「JFT-2 における変流器回路」日本原子力研究所報告書 JAERI-memo 7172 (1977).
- (15) 八田吉典：「放電管」, p. 123 (昭37, 近代科学社).

4. 真空測定器による残留ガス粒子の定量測定技術

4.1 序 言

トカマク装置において電離真空計や質量分析器は装置の到達真空度の測定や残留ガス分析等、装置運転の際における真空用モニターとして広範囲に利用されている。しかし近年これらはトカマク放電時における燃料粒子、不純物粒子の定量測定においても重要な計測手段となってきている⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾。JFT-2Mにおいても、 H_2 、 D_2 という動作ガスの注入圧力の測定、高周波加熱時における $H_2 + D_2$ ガスの混合比測定、放電洗浄時における揮発性ガス(CH_4 、 H_2O)の圧力測定⁽⁵⁾⁽⁶⁾、トカマク放電時における不純物粒子数の測定⁽⁷⁾、周辺領域の水素同位体圧力の測定⁽⁸⁾等広範囲に使用されている。トカマク装置において、こうした残留ガス粒子の定量測定のためには以下の事に留意する必要がある。

真空計等はフィラメントの劣化等の経年変化があるので、随時標準真空計で校正する必要がある⁽⁹⁾。しかし真空計を取外し別室で校正するのは容易でない。その他各種の理由から実際真空容器に取り付けて、実験時と同一に状況で、その場で、各種のガスをみたまあるいは流して校正する事が必要である。

トカマク装置における圧力の変化はmsオーダーなので、現象を正確に把握するには、圧力に対して応答性の良い事が必要になる。真空計自体の応答性は良いが、粒子の流れに時間がかかる。そのため圧力の応答時間を正確に知る事が必要な場合には粒子の拡散方程式を計算する必要がある⁽¹⁰⁾。圧力に対する応答性を良くするためには、測定器をトカマク装置近傍に取り付けて測定する必要がある。しかしトカマク装置周辺は強い電磁気的環境であるため、磁場に対して敏感である電離真空計(IG)や四重極型質量分析器(QMA)は測定が不可能となる。このため最近トカマク装置で使用するため磁気シールドしたIGが開発された⁽¹¹⁾。QMAでも磁気シールドしたものが開発され始めている。

本章では以上述べた真空計等の定量測定技術で、IG及びQMAのその場校正及び磁気シールドしたQMAの磁場特性を測定し実験した結果について述べる。

4.2 真空計及び質量分析器のその場校正⁽¹²⁾

JFT-2Mにおいて行った真空計校正の際における真空計の配置を図4.1に示す。全圧測定では標準真空計としてキャパシタンス・マノメータ(CM)⁽¹³⁾を使用し、電離真空計として4個のB-A型電離真空計(IG: IG-1, IG-2, IG-3, IG-4)を使用した。分圧測定では3台の質量分析器(QMA: M-1, M-2, M-3)を使用し、各々図4.1に示す位置に取り付けてある。尚図のトーラス状真空容器の大半径は1.31mである。

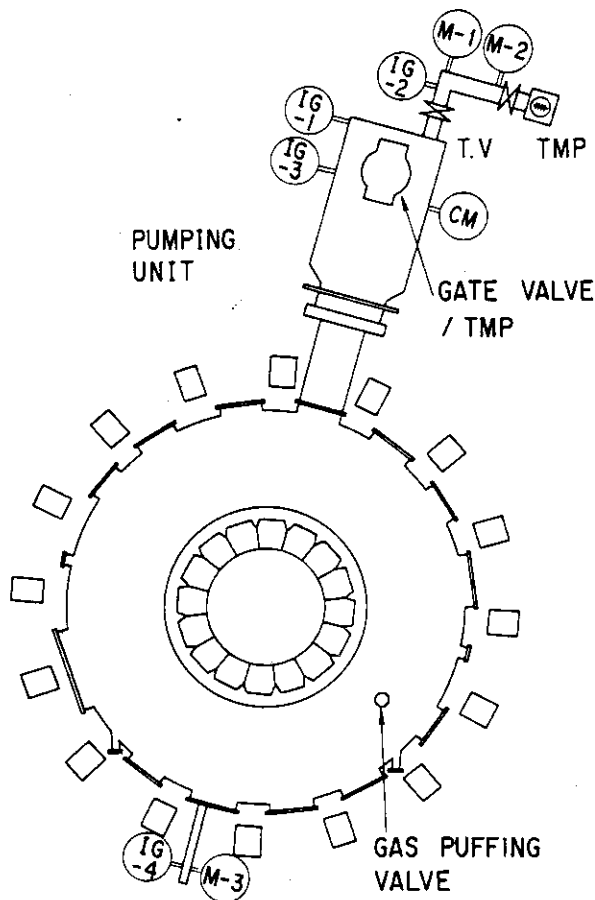


図 4.1 真空計校正の際における計器配置図及び排気システム：電離真空計 (IG-1, 2, 3, 4) 4 個，四重極型質量分析器 (M-1, 2, 3) 3 台及びキャパシタンス・マノメータ (CM)

4.2.1 電離真空計の校正⁽¹⁴⁾

真空容器内の圧力を一定にするため，真空容器を封じきりガスを詰めて校正した。真空容器の放出ガスにより，ベース圧力が 1×10^{-8} Torr/s の割合で上昇するので短時間にガスを注入し校正する必要がある。He ガスに関する測定結果を図 4.2 の "closed" で示す。図の様に Torr で表示されている各電離真空計 (IG-1 ~ IG-4) の指示値間の線形性は極めて良いという結果が得られた。次にこの指示値と標準真空計 CM で測定された絶対圧力との関係を注目する。この結果 IG-1 の値に 5.3 を掛けると，CM の圧力と一致することが分かる。即ち電離真空計の比感度係数の逆数 5.7 とほぼ一致する⁽¹⁵⁾。この様な測定を各種のガスで行った結果，この係数は H_2 で 2.6， CH_4 で 0.68， N_2 で 0.9，Ar で 0.72 となった。即ち電離真空計 IG-1 にこれらの値を掛けるとガスの絶対圧即ち粒子数が算出できる。

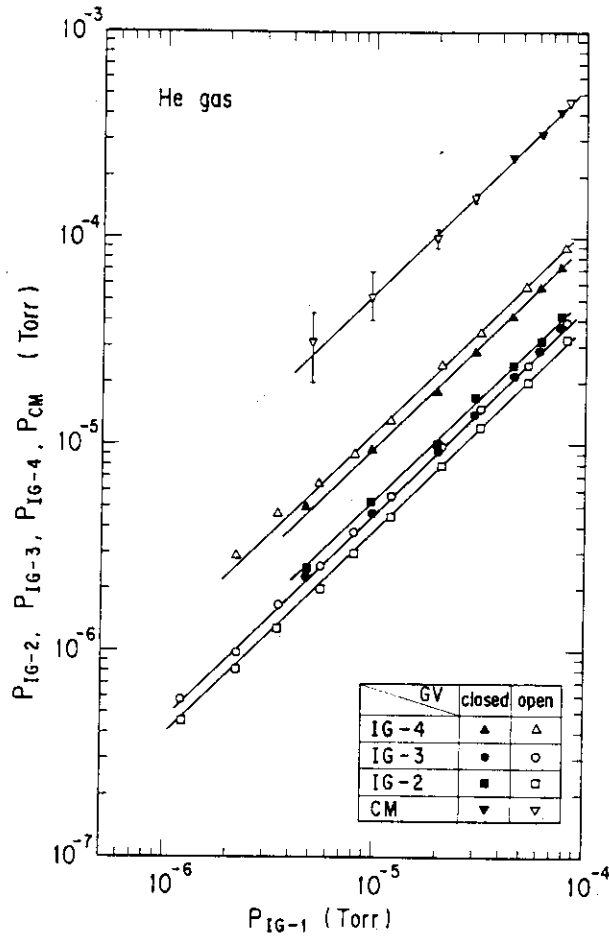


図 4.2 He ガスにおける電離真空計の校正；IG-1 の圧力 (p_{IG-1}) に対する各電離真空計の圧力 (p_{IG-2} , p_{IG-3} , p_{IG-4} , p_{CM})

4.2.2 真空容器内の圧力勾配

空間的制約から希望する地点で QMA を取り付けて測定できない場合がある。その際測定室にある QMA からその希望地点での分圧を推定しなければならない。しかし排気状態では真空容器内に圧力勾配が発生し、かつそれはガスの種類によって異なっている⁽¹⁶⁾ため単純に算出できない。このガスの種類に対する圧力勾配を知るため、排気状態で各種のガスを図 4.1 に示す位置より注入し IG の指示値を測定した。その結果が図 4.2 の "open" の場合である。図に示す様に各 IG の指示値は "closed" の場合に比べ、IG-1 に対して IG-4 で上昇、IG-2 で低下、IG-3 は変化なしという結果を得た。即ち IG-4, IG-3 及び IG-1, IG-2 の順に圧力勾配が起きている事を示している。この圧力勾配は図 4.1 に示す排気ポンプと IG の位置関係から妥当である。

各種のガスについてこの様な測定を行った。IG-4 についての結果を図 4.3 に示す。横軸は質量数 (M)、縦軸は "open" と "closed" との指示値の差 Δp_{IG-4} を "closed" の際の指示値 p_{IG-4} で除したものである。図の様に軽いガスは Δp_{IG-4} が小さく、重いガスは大きい。即ち軽いガスは圧力勾配が小さく、重いガス程圧力勾配が大きくなるという結果である。さらにこの圧力勾配の質量に対する関係は、このシステムにおいては質量数 M に対してほぼ $M^{0.3}$ に比例するという結果になった。この結果は以下の様に考えられる。IG-4 の場所での排気速度 S_4 は、ポンプ

の排気速度 S_p , ポンプから IG-4 迄のコンダクタンスを C_4 とすれば⁽¹⁷⁾

$$1/S_4 = 1/S_p + 1/C_4 \quad (4.1)$$

さて $S_p \gg C_4$ とすると, $S_4 \sim C_4$ となる。コンダクタンスは質量数 M に対して平方根の逆数で比例する。それ故 $S_4 \propto M^{-0.5}$ となる。さて真空系では

$$V (dp/dt) = pS - Q \quad (4.2)$$

が成り立つ⁽¹⁸⁾。ここで V は真空容器の体積, p は圧力, S は排気速度, Q はアウトガス量である。圧力変化がない状態なので $dp/dt = 0$, またアウトガス量もほぼ一定なので $Q = \text{const.}$ である。以上から $pS = \text{const.}$ となり,

$$p \propto M^{0.5} \quad (4.3)$$

一方 $S_p \ll C_4$ とすれば, $S_4 \sim S_p$ となる。ポンプの排気速度は軽い質量のもの程大きい⁽¹⁹⁾ が明確な比例関係は成立していない。強いて求めれば $M^{-(0-0.2)}$ 程度となる。即ち

$$p \propto M^{0-0.2} \quad (4.4)$$

実験したこの真空系では $S_p \sim C_4$ である。この事から (4.3) 式と (4.4) 式の間程度の指数に比例する事になったと思われる。

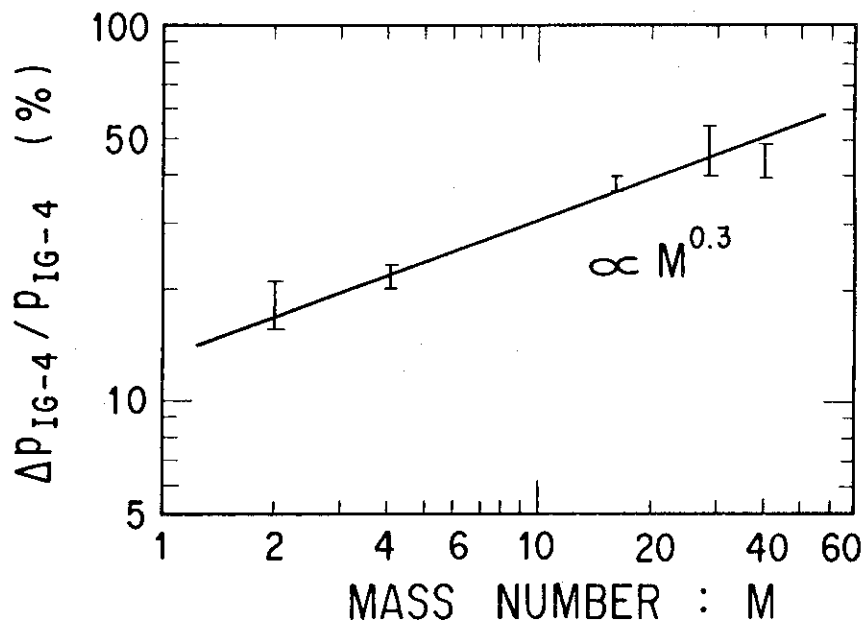


図 4.3 IG-4 において "open" と "closed" 差 (ΔP_{IG-4}) の P_{IG-4} に対する比の質量数 (M) に対する関係

4.2.3 質量分析器の校正⁽²⁰⁾

三台の質量分析器の感度校正を行なった。図 4.4 に He ガスの圧力 (p_{IG-1}) に対する QMA の電流値 (I_{M-1} 等) を示す。電離真空計で示された圧力に対する線形性は, $M-2$, $M-3$ が良く, $M-1$ が悪い。この様に QMA では, その指示値は圧力に対して線形性は保証されているとは限らないので, QMA の測定に際しては全圧も必ず測定する必要がある。この校正曲線から QMA の感度 ($A/Torr$) を求めて, 分圧即ち不純物粒子数の評価が可能となった。

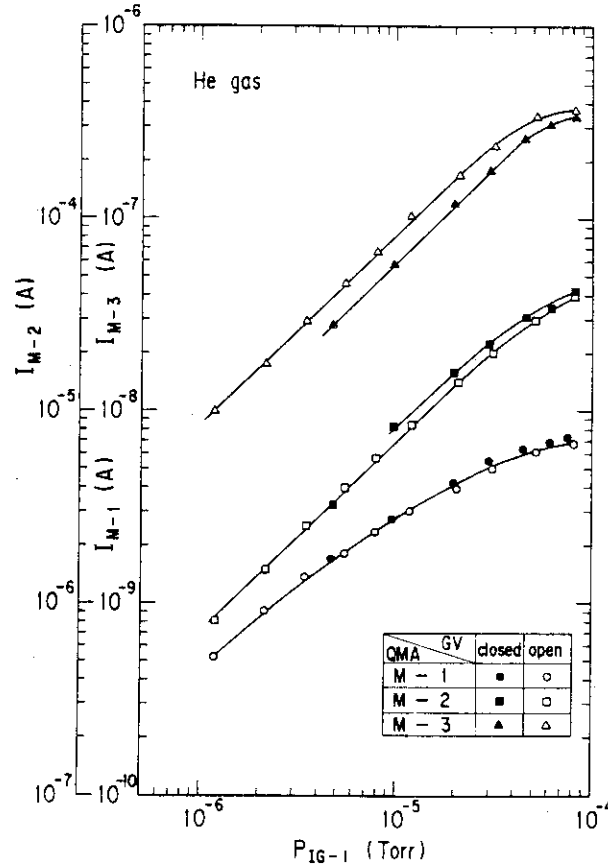


図 4.4 IG-1 の圧力 (p_{IG-1}) に対する四重極質量分析器 (M-1, 2, 3) の出力電流の校正

4.2.4 混合ガスに対するQMAの指示値

ガスクロマトグラフィ分析によって、水素ガス中に 0.988%の CH_4 を含んでいる事が判明している混合ガスを真空容器に封入してQMAの電流値を測定した。この結果図 4.5 に示す様に H_2 と CH_4 の電流値はほぼ 99 : 1 の比を示している。即ち混合比通りの測定値を示す。又ベースガス (H_2) と成分ガス (CH_4) の双方とも圧力に対する線形性は図 4.4 の単独ガスの時とほぼ同一の特性を示している。又 10%の CH_4 を含む Ar ガスについても同様の測定を行なった所、成分比どおり Ar と CH_4 との電流比が 9 : 1 の比を示すという結果を得た。以上から、QMA による混合ガスの測定においては、その成分通りの電流値を指示する事及びその圧力に対する線形性は単独ガスと同一であるという結果が得られた。

4.2.5 差動排気特性

グロー放電による放電洗浄時において、作動圧力が 10^{-3} Torr 台と高いのでQMAは差動排気状態で測定する必要がある。この時測定室と真空容器との分圧の割合が同一であるという理想的な差動排気系を構成する事はむずかしく、分圧の割合に質量依存性がでる。このため差動排気系の質量依存性を知る必要がある。図 4.1 の絞り弁 (T.V) を絞り、測定室圧力 (p_{IG-2}) と真空容器側圧力 (p_{IG-1}) との比、即ち差動圧力比 p_{IG-2}/p_{IG-1} を窒素で $1/10$ とした。この様に構成された差動排気系の各ガスに対する差動圧力比を求めた。その結果を図 4.6 に示す。横軸は

質量数、縦軸は差動圧力比である。図の様にこの差動排気システムでは差動圧力比は $M^{0.3}$ に比例している。即ち、各ガスの分圧の割合が測定室と真空容器で異なっているのである。この質量依存性を考慮して測定室の分圧から現象が発生している真空容器の分圧を算出する必要がある。

このシステムでこのような質量依存性がでるのは次の様に説明できる。即ち、差動排気ポンプの排気速度 S_p 、ポンプと測定室とのコンダクタンスを C_2 、 p_s 及び p_c は各々測定室及び真空容器の圧力とする。さて文献(21)によれば、 $S_p \gg C_2$ の条件では差動排気系に質量依存性が表れないが、逆に $S_p \ll C_2$ の条件では質量依存性が表れる。即ち、以下の式が成り立つ⁽²¹⁾。

$$p_s = p_c / \{1 + (S_p / C_1)\} \quad (4.5)$$

ここで、 C_1 は測定室と真空容器間のコンダクタンスである。更に $S_p \gg C_1$ の関係があれば、 p_s / p_c は質量数の平方根に比例する。さて本差動排気系では $S_p = 270 \text{ 1/s}$ 、 $C_2 = 620 \text{ 1/s}$ で S_p が C_2 より若干小さいという関係になっている。このため上で述べた様に $M^{1/2}$ という質量依存性は表れないが、 $S_p \leq C_2$ なので若干の質量依存性が表れたものと解釈される。

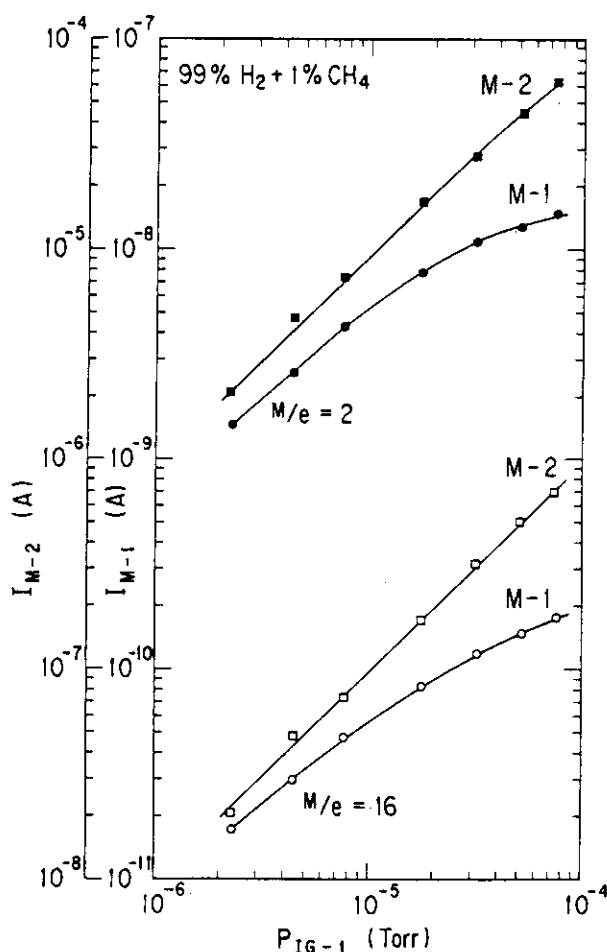


図 4.5 混合ガス (99%の水素と1%のCH₄)におけるIG-1の圧力 (P_{IG-1})に対する四重極質量分析器 (M-1, 2) の出力電流

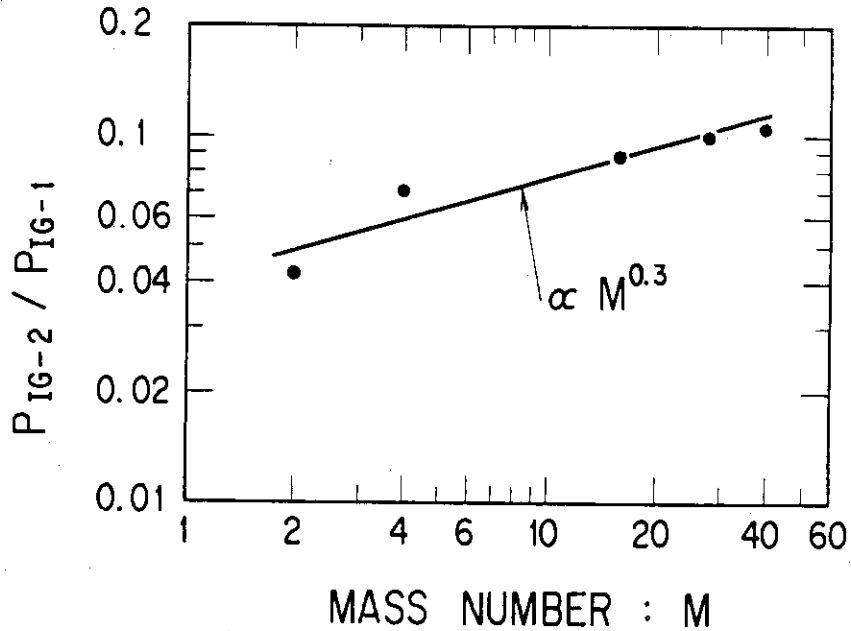


図 4.6 差動排気した際における測定室の圧力 p_{IG-2} と本体室の圧力 p_{IG-1} との比 (p_{IG-2}/p_{IG-1} : 差動圧力比) の質量依存性

4.3 質量分析器の磁場特性⁽²²⁾

使用した四重極型質量分析器 (QMA) はバルザース社製質量分析器 QMA-112 である⁽²³⁾。磁場中で使用が可能な様に, 図 4.7 に示す様に厚さ 0.5 mm, 外径 34 φ, 長さ 180 mm のミューメタルで, イオン源部とロッド部を磁気シールドしてある。

実験装置は磁場発生コイル, 試験容器及び電源とからなる。磁場コイルは内径 20 cm のコイル 2 個を 20 cm 隔てて固定したものである。磁場はコイル中心で 26 G / 10 A である。コイルの中に試験容器を設置し, TMP で 10^{-7} Torr 台迄排気する。実験は QMA のロッド部が磁場に対して, 垂直の場合と, 平行の場合について行った。又ガスの種類を H_2 , CH_4 , O_2 , Ar と変えて実験を行った。パルス磁場用電源は 10 kV, 100 μF のコンデンサーバンクであり, コンデンサ放電を行った後時定数約 7.4 ms のクローバ回路に接続し, 図 4.8 の磁場 B が示す波形のパルス磁場を最大 3~4 kG 迄発生できる。又連続磁場用電源は最大 80 A の直流電源で最大 200 G 迄発生できる。

4.3.1 パルス磁場における特性

(1) 垂直磁場

四重極ロッドに対して垂直に印加したパルス磁場に対する QMA の信号変化を図 4.8 に示す。この時 QMA のエミッション電流は 1 mA である。測定した分圧 p_2 は質量/電荷比 (M/e) が 2 の水素で, その圧力は 3×10^{-5} Torr であり, ガスはほぼ 100% 水素である。図の様に磁場が強いと p_2 は大きく減少し, 磁場が減少するにつれて一旦元より大きな値を示し, 更に磁場が減少すると元の指示値に戻る。この時の磁場は 80 G 以下になると磁場の影響は殆どなくなる。尚図で 1.5 ms 以前の p_2 の値は電圧変化によるノイズが含まれている。

この様なQMAの磁場依存性をガスの圧力を変えて調べた。その結果を図4.9に示す。ガスは H_2 で、横軸は磁場の強さ、 p_2^B は磁場をかけた際の p_2 の信号値なので、 p_2^B / p_2 は信号値の元の指示値からの変化の割合を示す。図の様に70~80Gから徐々に信号は増加し、110~120Gで極大値を示し、その後急激に減少する。この様な変化はガス圧が 3×10^{-5} Torrから 1×10^{-5} Torrと低くなるにつれて、指示値が影響を受け始める時の磁場の強さ及び p_2 が一旦上昇した時に示す極大値は小さくなる、即ちガス圧が低い程磁場に影響されにくくなっている。

図4.9の様なQMAの磁場特性をガスの種類を変えて調べ、まとめた結果を図4.10に示す。横軸は M/e 、縦軸は信号値が元の指示値より $\pm 5\%$ 変化した時の磁場の強さである。図の様に M/e 、即ち質量数に関係なく100G程度までは信号値の変化は $\pm 5\%$ 以内に収まっている。又 M/e 値の高い、即ち質量の重いガスや圧力が高い程、磁場に影響され易い事が分かる。

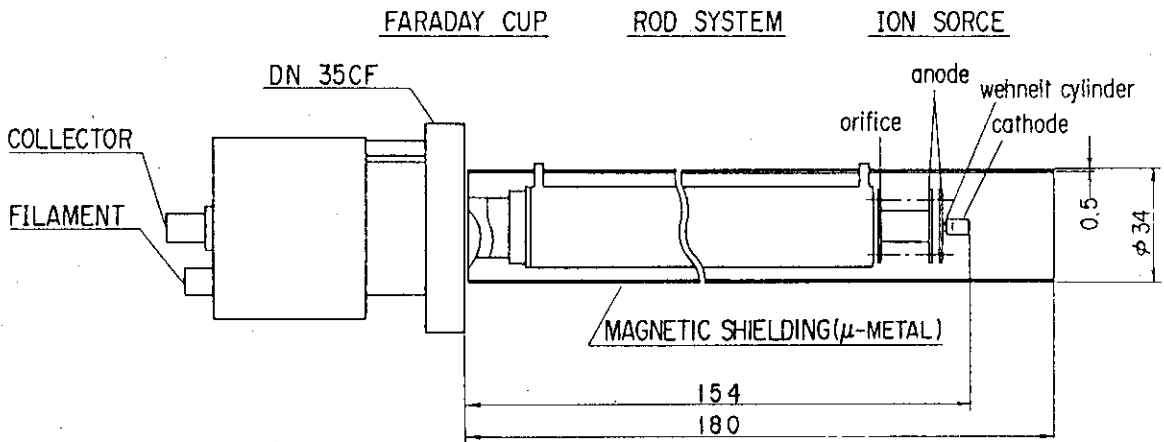


図4.7 ミューメタルによって磁気シールドした四重極質量分析器QMA

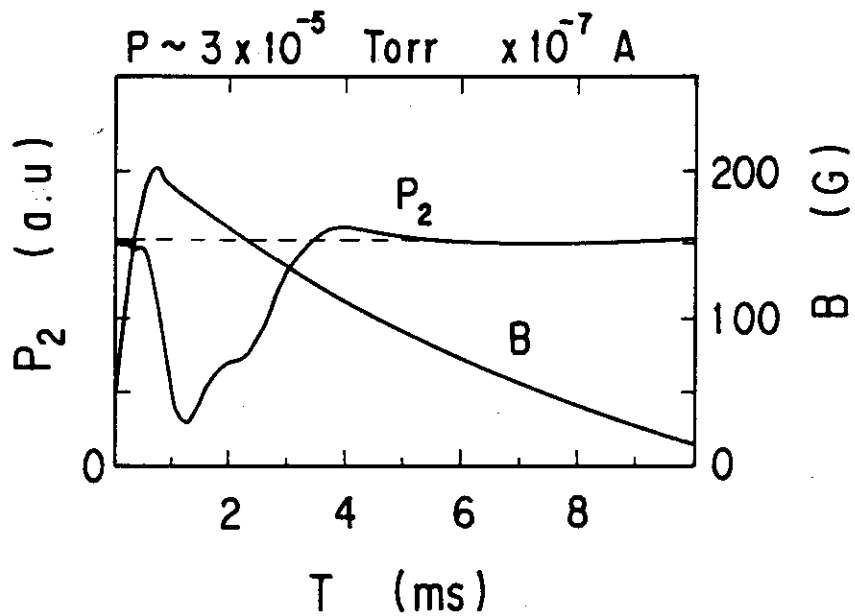


図4.8 パルス磁場(B)印加の際における、QMAの水素ガスの電流値(P_2)の変化

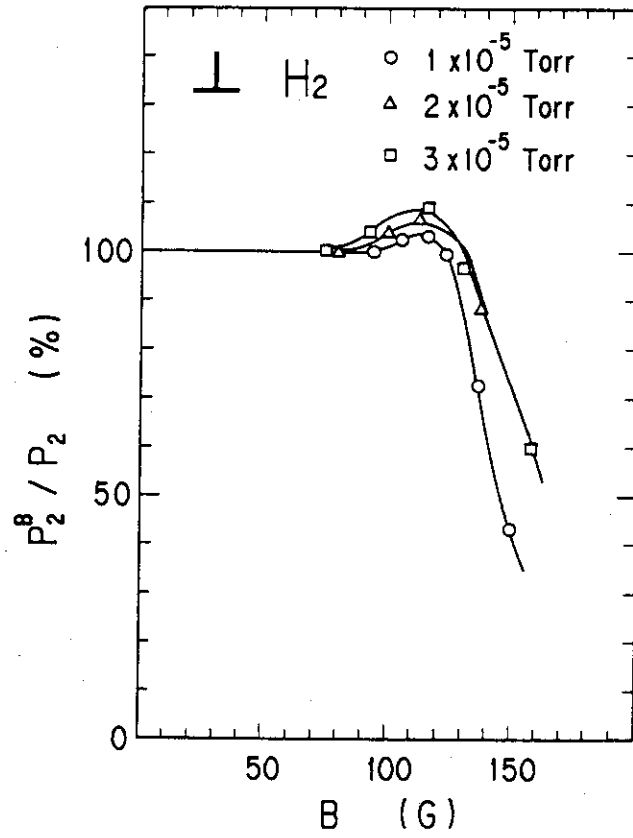


図 4.9 垂直磁場印加(+)の際におけるQMA電流値の外部磁場による変化

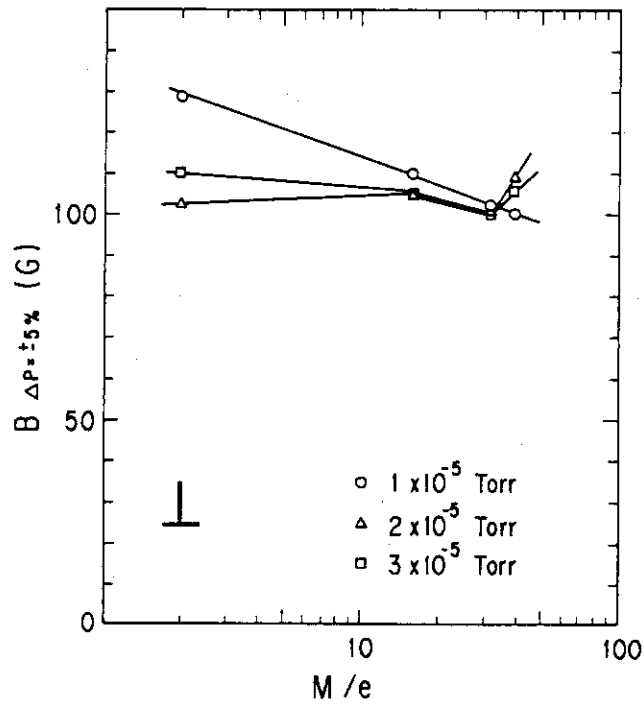


図 4.10 垂直磁場印加(+)の際におけるQMA信号の変動(±5%)の質量依存性

(2) 平行磁場

ロッドに対して平行に印加された磁場についても同様な実験を行った。その結果を図 4. 11 に示す。図の様におよそ 20 G 迄は磁場に影響されない。それ以上の磁場では信号値は変化しその様子は垂直磁場の場合と似ているが、変化の度合は激しい。この時も圧力が低い方が影響を受けにくいので、信号値の変化が小さい。

この様な実験を各種のガスや圧力で行い、まとめた結果を図 4. 12 に示す。横軸、縦軸は図 4. 10 と同一である。図の様に 20 G 迄は磁場の影響による信号値の変化は±5%以下である。又この場合も質量の重いガスや圧力が高い程、磁場に影響され易い事が分かる。

4. 3. 2 連続磁場における特性

磁場を連続的に印加した場合も上述と同様に、ロッドに対して垂直及び平衡に磁場を印加した時の信号変化を調べた。その結果磁場を強くしていった時の信号の変化は図 4. 9 及び図 4. 11 のパルス磁場に対する時と全く同一であった。又ガスの種類や圧力を変えた際の信号の変化も図 4. 10 及び図 4. 12 と全く同一であった。

4. 3. 3 磁気シールド

QMA に取り付けられているミューメタル単体の磁気シールド効果を垂直及び平行の場合について調べた。その結果を図 4. 13 に示す。横軸 B は外部磁場の強さであり、縦軸 B_{μ} は円筒中心部における外部磁場と同一方向の磁場の強さである。外部から垂直に磁場を印加した場合図の様に 130 G 迄は B_{μ} は小さくて測定できないが、それ以上の磁場では B_{μ} は急激に増大している。これは以下の様に説明される。即ち横（垂直）磁場の磁気シールド効果は無有限円筒では次式で表わされる⁽²⁴⁾。

$$S = 1 + 1/2 (\mu_i t_i / R_i) \quad (4.6)$$

ここで S は磁気遮蔽度、 μ_i 、 t_i 、 R_i は各々この円筒の比透磁率、厚さ、外半径である。使用したミューメタルの比透磁率を $\mu_i = 25,000$ とすれば、 $S \sim 180$ となる。即ちミューメタル内の磁場は外部磁場の $1/180$ となるので、磁気シールド効果がある場合は B_{μ} が弱く測定できない。そして 130 G 程になると磁気飽和を起こすので、急激に B_{μ} は増大する。このミューメタルの磁気シールド特性は 4. 3. 1 (1) で述べた QMA の垂直磁場印加の際における信号特性とよく一致する。

平行磁場の場合 $B \sim 20$ G 迄は B_{μ} は小さく測定できない。しかしそれ以上の磁場を印加すると垂直磁場の場合と同様に、ミューメタルが磁気飽和を起こすので、 B_{μ} が急激に増大している。この結果は 4. 3. 1 (2) で述べた QMA の平衡磁場における信号特性とよく一致する。尚一般に円筒が無有限の時には、平行（縦）磁場に対して磁気シールドはできない。しかし、端がある場合には磁束は高透磁率物体であるミューメタルに吸い込まれるので、その内部をある程度磁気シールドする。その磁気シールド効果は円筒の長さや直径に依存する⁽¹¹⁾⁽²⁴⁾。

以上の様にミューメタルはシールド特性は良いが、磁気飽和しやすい。それ故シールド特性を改善するには、この外側に磁気飽和しにくい鉄でシールドするという様に二層シールドが必要となる⁽¹⁾⁽²³⁾。

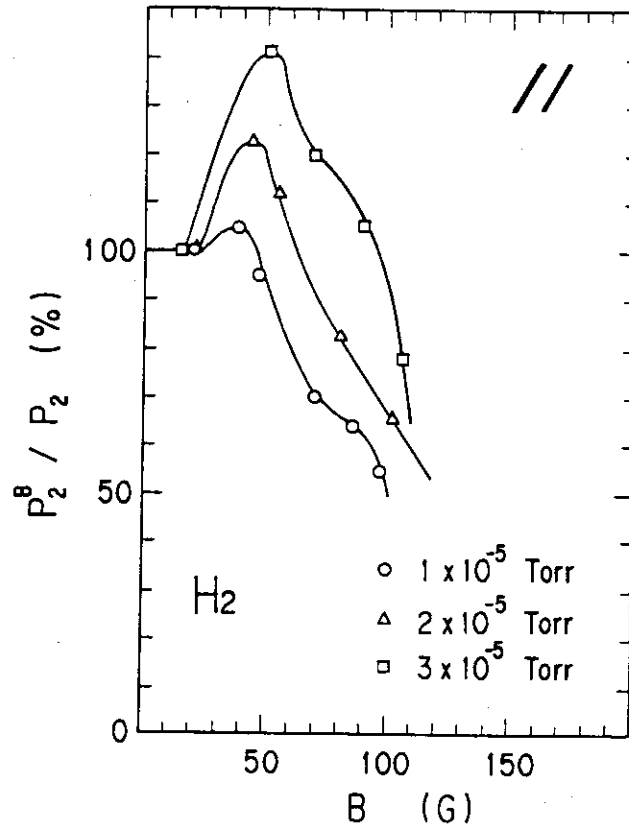


図 4.11 平行磁場印加 (//) の際における QMA 電流値の磁場依存性

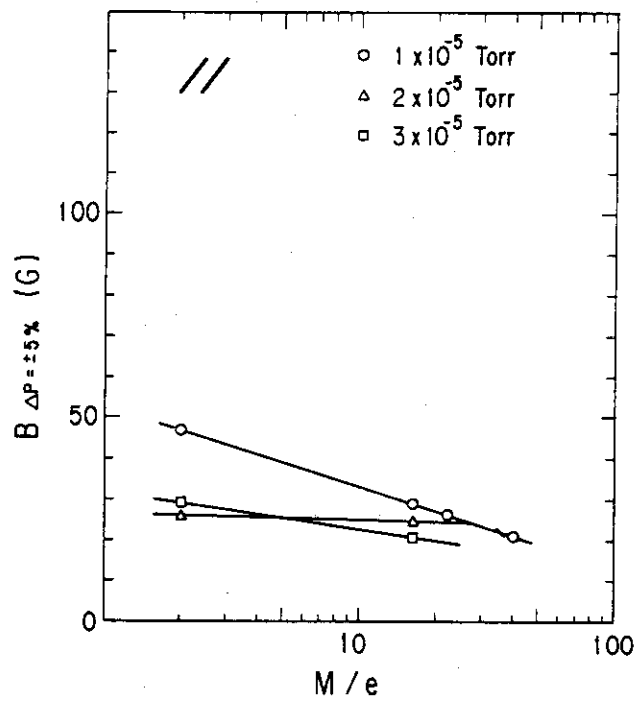


図 4.12 平行磁場印加 (//) の際における QMA 信号の変動 ($\pm 5\%$) の質量依存性

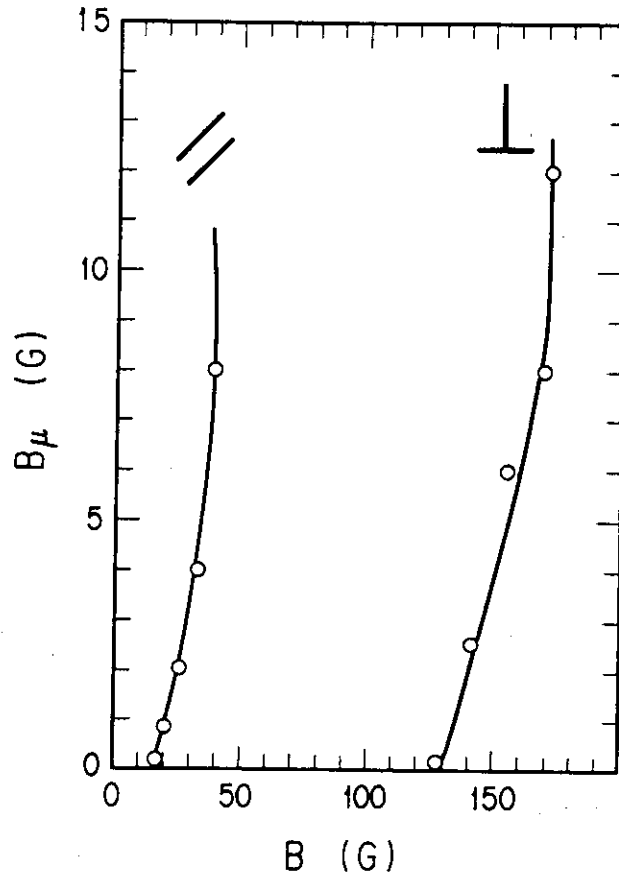


図 4.13 ミューメタルの磁気シールド特性, 垂直(⊥)及び平行(//)の場合

4.4 結 言

トカマク装置において真空計や質量分析器(QMA)によるガス粒子の定量測定のために、真空計等を装置に組み込んだ状態でその場での校正を行った。又圧力の応答性を良くするため、装置近傍で使用できる様に磁気シールドしたQMAの磁場特性を求めた。その結果以下の事が判明した。

放電洗浄時等における不純物ガスを定量的に測定するために、電離真空計(IG)及びQMAの校正を行なった。その結果

- (1) IGの圧力に対する線形性は良い。圧力を示すその指示値はバラつきがあった。しかし基準となっているIG-1の指示値は各ガスに対して比感度係数を掛けた値であり、基準真空計として信頼できるものであった。
- (2) 排気時の圧力勾配は、JFT-2Mでは実測によれば質量数Mに対して $M^{0.3}$ となった。
- (3) QMA電流値の圧力に対する線形性は、機器によってバラつきがある。
- (4) 混合ガスにおけるQMAの各成分に対する信号比は成分通りであった。
- (5) JFT-2Mで通常使用する、絞り弁を1/10に閉じる差動排気システムでは、ガスの質量数Mに対して $M^{0.3}$ という質量依存性がある事が判明した。

トカマク装置近傍での測定のために、厚さ0.5mmのミューメタルで磁気シールドしたQMAの磁場特性を試験した。その結果

- (1) シールドに対してパルスの垂直磁場を印加した場合、QMAの信号は70~80Gで影響を受け始め、100Gで5%程度変化した。又その信号変化はガスの種類、ガス圧に若干関係するが、およそ全てのケースで100Gで±5%以下であった。
- (2) 平行磁場については、20Gで±5%以下の信号変化であった。
- (3) 連続磁場においてもパルス磁場とほぼ同一の結果を得た。
- (4) 使用したミューメタル単体の磁気シールド効果は垂直磁場で130G、平行磁場で15Gで低下し始めた。これはミューメタルの磁気飽和によるものであり、QMAの信号の磁場特性とよく一致する。

参 照 文 献

- (1) H.F. Dylla: "Pressure Measurements in Magnetic Fusion Devices",
J. Vac. Sci. Technol., 20 (2) (1982) 119
- (2) W. Poschenrieder, et al.: "Mass Spectrometry and Pressure Measurements
as a Diagnostic Tool on ASDEX", J. Nucl. Materials, 111 & 112 (1982)
29
- (3) H.F. Dylla: "Partial Pressure Analysis of Plasmas", PPPL-2163 (1984)
- (4) 宮原昭: 「核融合炉と真空技術」, 核融合研究, 55 (1986), p. 7.
- (5) F. Waelbroeck, et al.: "Cleaning and Conditioning of the Walls of
Plasma Devices by Glow Discharges in Hydrogen", KFA report Jül-1692
(1980)
- (6) Y. Matsuzaki, et al.: "Experiments on Cleaning Effects of TDC, GDC
and ECR-DC in the JFT-2M Tokamak", J. Nucl. Materials, 145-147 (1987)
704
- (7) M. Maeno, et al.: "Mechanism of Light-Impurity Release in a Tokamak",
Jpn. J. Appl. Phys., 25 (1986) 1604
- (8) S. Sengoku, et al.: "Confinement and Fueling Studies during Additional
Heating Phase in the JFT-2M Tokamak", J. Nucl. Materials, 145-147
(1987) 556
- (9) 尾高他: 「スピニングロータゲージによるB-Aゲージの校正」, 真空, 28 (1985) 244.
- (10) T. Banno, et al.: "Dynamic Responce of the Pressure in a Differential
Pumping System", KFA-IPP Internal memo (1983)
- (11) 柴田他: 「JT-60 中性粒子入射用電離真空計の磁気シールド」, 真空, 30 (1987) 350.
- (12) 松崎他: 「JFT-2M トカマクにおける真空計の校正」, 真空, 29 (1986) 245.
- (13) J.J. Sullivan: "Development of Variable Capacitance Pressure Trans-
ducers for Vacuum Applications", J. Vac. Sci. Technol., A3 (3) (1985)
1721
- (14) 熊谷他: 「真空の物理と応用」, p. 350, (昭45, 裳華房).
- (15) 日本真空技術KK編集: 「真空ハンドブック」増訂版, p. 31 (1982).
- (16) 熊谷他: 「真空の物理と応用」, p. 110, (昭45, 裳華房).
- (17) 熊谷他: 「真空の物理と応用」, p. 394, (昭45, 裳華房).
- (18) 熊谷他: 「真空の物理と応用」, p. 384, (昭45, 裳華房).
- (19) 熊谷他: 「真空の物理と応用」, p. 257, (昭45, 裳華房).
- (20) W.R. Blanchard, et al.: "Long-term Change in the Sensitivity of
Quadrupole Mass Spectrometers", J. Vac. Sci. Technol. A4 (3), May/Jun.
(1986) 1715

- (21) J.F. O'Hanlon, 野田他 訳 : 「真空技術マニュアル」, p. 85 (昭 58, 産業図書).
- (22) 松崎他 : 「磁場用質量分析器の磁場特性」, 真空, 30 (1987) 355.
- (23) Balzers: "OPERATING INSTRUCTIONS Quadrupole Mass Spectrometer QMG 112"
- (24) 田中他 : 日本原子力研究所研究報告書 JAERI-M 82-140 (1982).

5. 放電洗浄法による不純物の除去

5.1 序言

核融合炉実現のためには不純物の少ないプラズマを生成する必要がある。それは核融合炉においても最も大きなエネルギー損失機構である制動放射による損失 P_b が

$$P_b = 1.5 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T_e^{1/2}$$

と表わされ、⁽¹⁾イオンの電荷数 Z の2乗に比例するためである。ここで n_e , n_i , T_e はそれぞれ電子密度 (cm^{-3}), イオン密度 (cm^{-3}), 電子温度 (eV) である。例えばD-T炉では炭素や酸素の軽元素は5~10%, 鉄やモリブデンの中元素不純物は0.5~1%, タングステン等の重元素不純物は0.1%以下に抑える必要がある⁽²⁾。

不純物を除去する対策として以下の方法が考えられている⁽³⁾。

- (1) 第1壁面の表面材料
- (2) 化学的洗浄
- (3) ベーキング
- (4) 放電洗浄
- (5) コーティング
- (6) ポンプリミター
- (7) 磁気ダイバータ
- (8) ガスブランケット

リミタを含め第1壁材料の選択は不純物の発生が少ないだけでなく、熱流束及び粒子束の流入に強い事等数多くの条件から決定される。現在カーボンが比較的よい結果を示しており、多数のトカマクに使用されている。又(2)~(5)は放電前に行い、壁を洗浄して発生する不純物を低減する。一方(6)~(8)は放電中に行い、壁との相互作用を減少させ、かつ発生した不純物のプラズマ中への混入を阻止・排除する。

第1壁の洗浄は主に炭素や酸素といった軽元素不純物を除去するために行われる。炭素不純物は表面に付着した油脂類や第一壁面材料から、酸素不純物は水や第一壁に含まれる金属酸化物などから発生し、プラズマ中に混入する。これらの軽元素不純物は壁に物理的及び化学吸着していると考えられている。

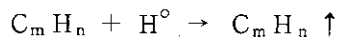
洗浄法としてまず考えられるのは、化学的な洗浄である。例えばアセトンや四塩化炭素等を使用⁽⁴⁾した超音波洗浄がある。しかし、これらはその方法から真空容器組み立て時における洗浄や真空容器内に物を挿入する際に使用するのが適切である。

次にベーキングが考えられる⁽³⁾。この洗浄機構は数eV程度で表面に弱く結合した水や炭化水素化合物を熱脱離で表面から脱離・除去するものである。この場合温度によって除去されるものが異ってくる⁽⁵⁾。表面に付着した水分を焼き出すには150~250℃, 組立て時や溶接時の吸蔵ガスを放出するには約450℃, 更に表面の炭素や酸素を除去し基材を露出するには500~700℃の

温度が必要である。しかしこの様な高温ベーキングは大きな熱歪みを発生させ、装置の設計を困難にする。それでJFT-2ではおよそ250℃、JFT-2Mでは120℃、JT-60では約350℃の温度を選択している。

ベーキングだけでは軽元素不純物の除去は不十分なので、トカマクの実験の初期から放電洗浄が行われている⁽³⁾⁽⁶⁾。その洗浄機構は単純に物理スパッタリング（又は intense particle bombardment）と考えられていたが、充分解明されてはいなかった。例えばJFT-2で行われた実験⁽⁷⁾では、放電洗浄を行っていくと、プラズマの温度は次第に高くなっていく。真空容器中に挿入したサンプルの表面分析から、この様な変化はリミター材のモリブデンがスパッタされ真空容器表面を被覆する事によって不純物を減らしていくと推定された。しかしこの結論は説得性がなく、相変わらず放電洗浄のメカニズムは明確でなかった。この様に放電洗浄はその洗浄機構がはっきりしないまま、とにかく高温のトカマクプラズマ生成には必要であるという事で、JFT-2では通常1週間程度、長期間真空容器を大気にさらした後は1カ月間も実施された。

この様な状況においてアメリカのR. J. Taylorは小型のトカマクで高パワー放電と低パワー放電におけるH₂Oの振る舞いを研究した⁽⁸⁾。その結果図5.1に示される様に高パワー放電では放電後壁にH₂Oが吸収され、一方低パワー放電では放電中にH₂Oが生成・排出される事が示された。この低パワーのトカマクタイプの放電洗浄(Taylor-type Discharge Cleaning: TDCと呼ばれる)はその後広く各トカマク適用され、洗浄効果を上げた^{(9)~(13)}。PLTではこのTDCによる放電洗浄だけでZ_{eff}~1のプラズマが生成されるという成果も上げた。そしてTDCは標準的な放電洗浄としてJT-60の標準装備となった⁽¹⁴⁾。その洗浄メカニズムも、一種の化学的スパッタリングによって、表面の酸素及び炭素不純物を除去してゆくと推定される様になった⁽⁵⁾。即ち、図5.2(a)に示す様に不純物はバルクの金属の上に200ÅのFe₂O₃等の金属酸化物層があり、その上に30Åの弱く結合した hidrocarbon類(H_nC_m)や水の層がある。そこへ図5.2(b)に示す様なH⁺イオンやH⁰粒子が入射すると炭素不純物は、



の反応で表面の炭化水素化合物を揮発性のCH₄、C₂H₄等になり、壁から脱離し真空容器から排出されていく。酸素不純物は図の金属酸化物が主な発生源であるが、これは

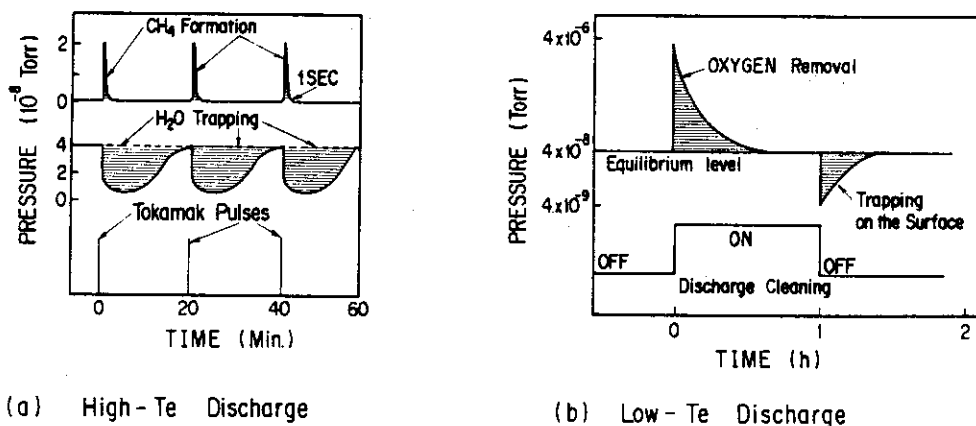


図5.1 R. J. Taylorの実験によるHigh-T_eとLow-T_e放電のH₂Oの振る舞い(文献8より)

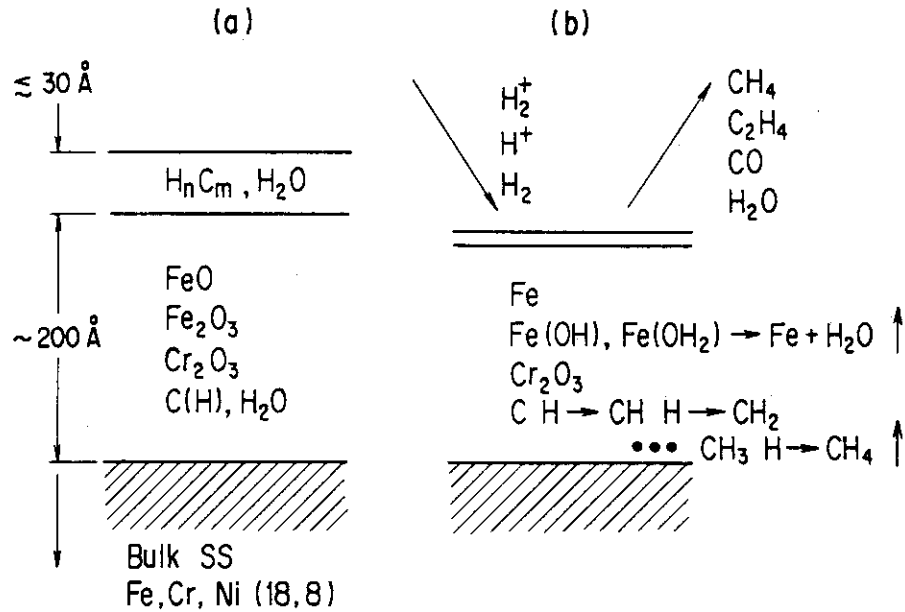
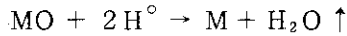


図5.2 TDCによる壁面洗浄のメカニズム (文献5より)



という反応で、 H_2O という形で排出されるという機構である。これは一種の化学的スパッタリングであるといつてよい。尚その生成された H_2O はイオンや電子の衝突によって簡単に解離されるので、イオン等の粒子は低温である必要がある。

TDCは効果的な放電洗浄であるが、トロイダル磁場が必要であること、放電洗浄中に硬X線を発生するため本体へアクセスできない等の欠点がある。このような点を改善するため、磁場がなくても低温プラズマを生成するグロー放電による洗浄 (Glow Discharge Cleaning : GDC) が考えられた。GDCは真空容器の洗浄法として古くから行われていた⁽¹⁵⁾。その後TDCでの低温プラズマによる洗浄が効果を上げたので、トカマク装置等に適用すべく再び研究が活発になった。特にダイバータ室などトラスプラズマに面しない部位を持つトカマク装置ではGDCが積極的に試みられた。PDX⁽¹⁶⁾、ASDEX⁽¹⁷⁾、TEXTOR⁽¹⁸⁾等で研究・実用化され、又JET等の大型トカマクでも使用されている⁽¹⁹⁾。

電子サイクロトロン共鳴 (Electron Cyclotron Resonance : ECR) を利用してプラズマを生成する事は、プラズマ研究の初期から行われていた。即ち $f = 2.8 \times 10^6 B_t$ (H_2) によって決まる高周波を磁場 B_t (G) のある場所へ注入すると、ガスが電離してプラズマとなる。そのプラズマは電子温度が $5 \sim 10$ eV で、電子密度がおおよそ 10^{10} cm^{-3} である。このプラズマは主にプラズマ物理研究用に使用されていた。坂本はこのECRプラズマによって、金属表面が清浄化される事を見出し、JFT-2, JIPPT-II, TEXTORなどのトカマクに適用し、その洗浄効果を実証した⁽²⁰⁾。ECR-DCの洗浄原理は基本的には、TDCと同一である。即ちプラズマ中の電子やイオンが水素を解離し、化学的に活性な中性原子を生成する。その粒子と壁面の酸素不純物などが化学反応を起こし、揮発性のガスとなって、壁面より脱離し排出される機構である。

以上のTDC, GDC, ECR-DCの三方式は放電洗浄として効果がある事が実証されている。

しかしそれらの洗浄特性は上述の様に多少異なっている。より短時間に洗浄効果をあげ、高温プラズマに適した第一壁面を整えるためには、実際にプラズマを生成して評価する必要がある。プラズマ中の不純物を評価するには実効電荷数

$$Z_{\text{eff}} = \sum \alpha_i Z_i^2 / \sum \alpha_i Z_i \quad (5.2)$$

が使用される⁽²¹⁾。ここで Z_i は不純物の電荷数、 $\alpha_i = n_{zi} / n_i$ で不純物の相対量を示す。この Z_{eff} を低減化する事が不純物対策の際の目標となっている。最近のトカマクでは放電洗浄などの適切な不純物対策を施せば、 $Z_{\text{eff}} = 1 \sim 2$ を達成する事は可能となった。

この放電洗浄を研究し、より短時間に効率的に表面を清浄化し、より良いプラズマを生成していく事は核融合の研究にとって極めて重要な課題である。本章ではJFT-2及びJFT-2Mで研究し効果を上げた放電洗浄について述べる。2節ではJFT-2で行ったTDCの実験結果を、3節ではJFT-2Mで行ったGDCの実験結果を、4節ではJFT-2Mで行ったECR-DCの実験結果を、そして5節ではこれら三方式を実際にトカマクプラズマを生成する事で比較した実験結果を示す。

5.2 テーラー型放電洗浄(TDC)⁽²²⁾

JFT-2では当初5.1節で述べた様に極めて能率の悪い放電洗浄が行われていた。これを改善するためTDCを行う事になった。TDCは洗浄効果が上がる事が示されていたが、TDCの基本的特徴である H_2O の生成特性は明確でなかった。そこでJFT-2ではTDC装置を製作し実用化を行った際、各種パラメータに対するこの生成特性を明確にし、TDCの洗浄機構を解明するためTDCの実験を行った。

5.2.1 TDC装置

TDCにおけるプラズマはトカマク放電によるものであるが、プラズマ電流が小さく繰り返しが早い(1秒間に1回程度)放電という特色がある。繰り返しを速くする必要があるのは1ショット当りの不純物の生成・排出量が少ないので、単位時間当りの排出量を多くするためである。このためトロイダル磁場は連続的に印加する必要がある。次にトカマク放電のためにはプラズマ電流生成・維持用のOHコイルとプラズマ平衡用のEコイルが必要である。しかし、JFT-2は鉄心があるのでそのイメージ磁場があることと、TDC放電が短時間放電であるため、OHコイルの180ターンに通電するだけで、トカマクプラズマの生成・維持ができる(第2章参照)。プラズマ生成・維持用電源は図5.3に示す様に2つの200 μF 、10kVコンデンサーバンクとサイリスタスイッチとからなる。このコンデンサは交互に通電を行い、それにつれてプラズマ電流も交互に時計回り(CW)、反時計回り(CCW)となる。これは鉄心の飽和を避けるためである。尚サイリスタスイッチを採用したので、パルス周期は最大2パルス/秒(2pps)が可能となった。この装置によって発生したプラズマのループ電圧及びプラズマ電流の波形を図5.4に示す。上側がループ電圧 V_L 、下側がプラズマ電流 I_p と真空容器に流れる電流 I_q の和である。図よりプラズマ電流維持時間は約48msである。

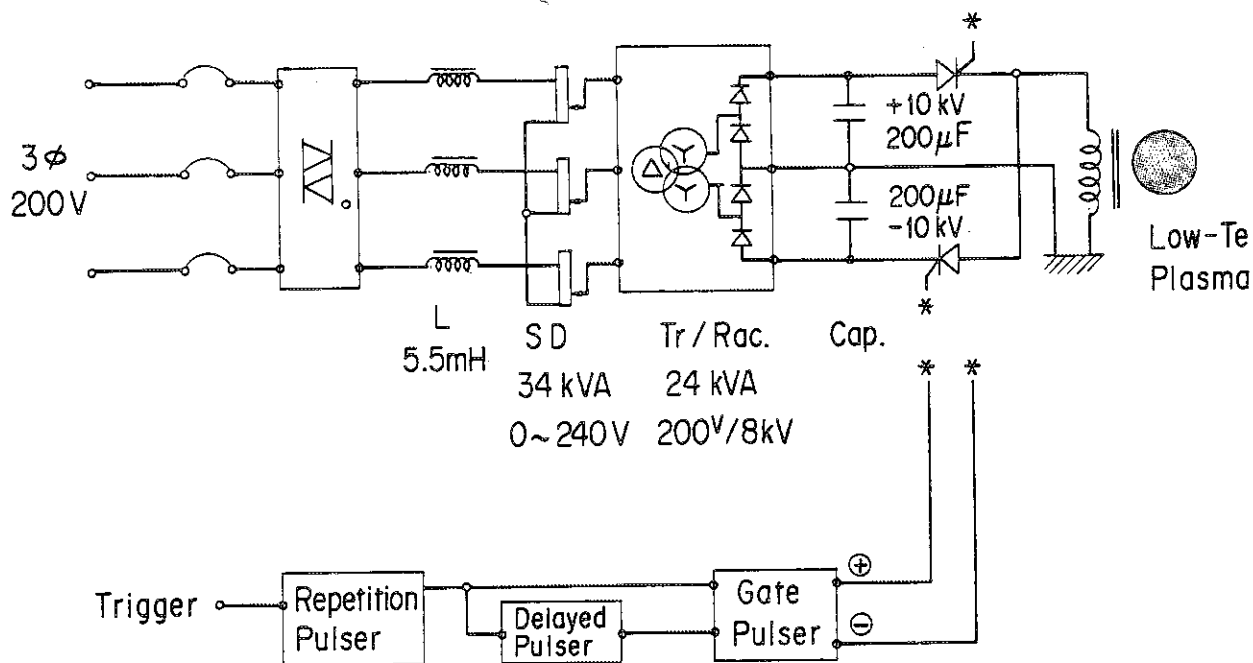


図 5.3 JFT-2 及び JFT-2M における TDC プラズマ生成用電源

$P_f = 1.0 \times 10^{-4}$ Torr
 1.4 Pulse / s (pps)

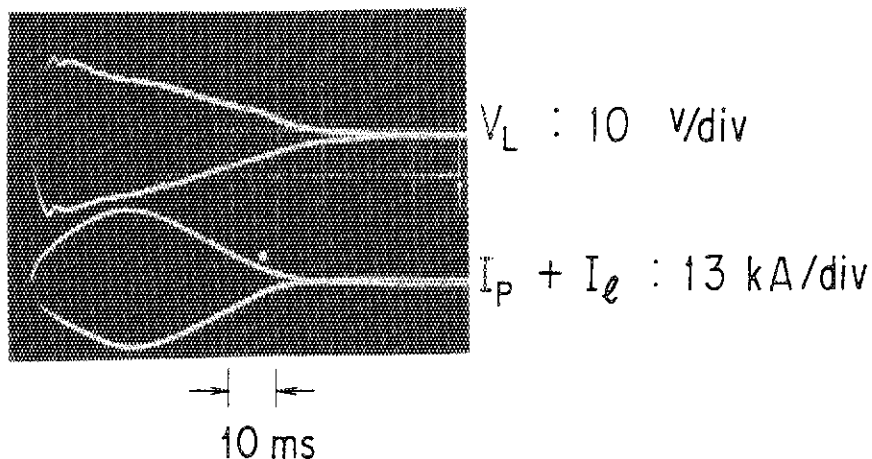


図 5.4 TDC の放電波形, ワンターン電圧 (V_L) とプラズマ電流 + 真空容器電流 ($I_p + I_e$)

5.2.2 TDCによる水の生成特性

TDCの特徴は5.1節で述べた様に低パワー放電によって水を生成・排出する事により、壁面の酸素不純物を除去する事である。それ故 TDC 放電時の水の生成量がその性能を評価する。水の生成のパラメータ依存性の内、プラズマ電流 I_p に対する依存性について実験した結果を図 5.5 に示す。図 5.5 は I_p に対する H_2O の分圧 P_{H_2O} 、プラズマ中心の密度 $n_e(0)$ 、ワンターン電圧 V_L 、 Z_{eff} を 1 とした時プラズマ導電率から計算された電子温度 T_e^0 、更にほぼリミター位置におけるプラズマ温度 T_e^b 、密度 n_e^b を示す。図から明らかな様に I_p が 5 ~ 10 kA の間で P_{H_2O} が最大を示す。この時 T_e^0 は図に示す様におよそ 5 eV である。即ち $T_e^0 \sim 5$ eV 程度のプラズマが TDC プラズマとして最適である事を示している。

図 5.6 に JFT-2M において行ったガス圧に対する P_{H_2O} 及び T_e^0 を示す。この図でも $T_e^0 \sim 5$ eV の時最も大量の H_2O を生成し、それより低くても高くても P_{H_2O} は減少する。以上より $T_e^0 \sim 5$ eV 程度のプラズマが TDC プラズマとして最適である事が一般的に示された。この理由として 5 eV より低いプラズマでは、電子衝突によって H_2 から解離・生成され壁面で H_2O を生成する H^0 粒子が少なくなる事、逆に高い電子温度を持つプラズマは表面より脱離した H_2O を解離してしまう事によると思われる。

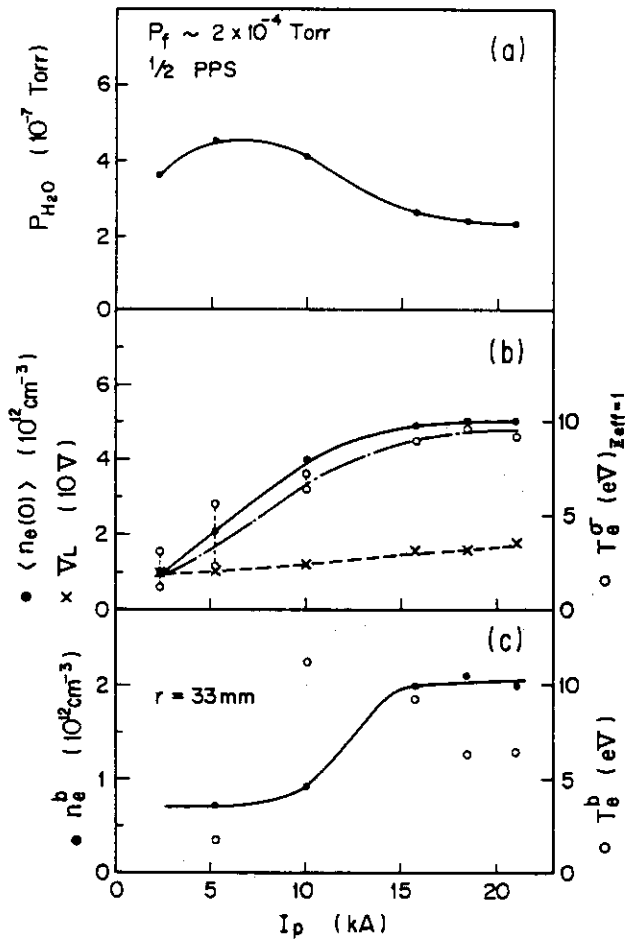


図 5.5 P_{H_2O} 及び TDC プラズマの各パラメータのプラズマ電流に対する依存性、ガス圧 $p_f \sim 2 \times 10^{-4}$ Torr, 繰り返し周期 0.5 パルス/秒

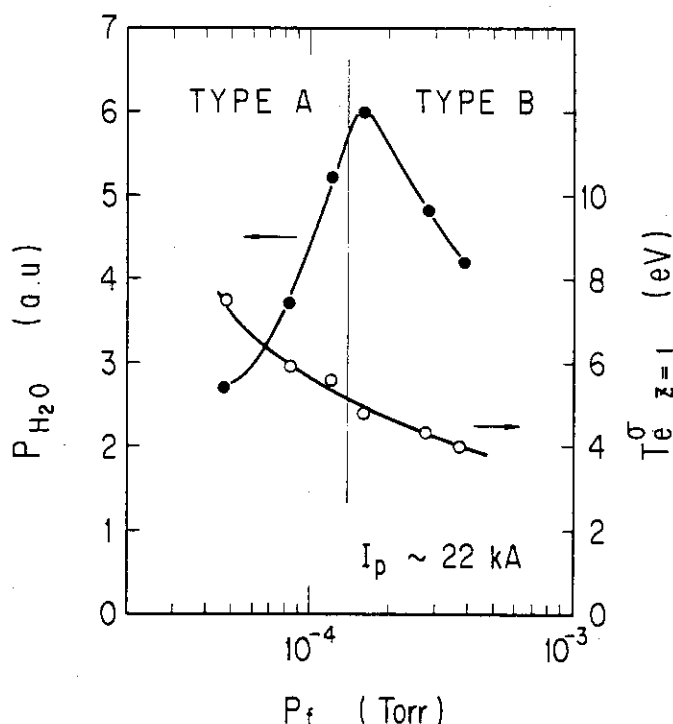


図 5.6 P_{H_2O} 及び $Z_{eff}=1$ としたプラズマ導電率から計算された電子温度のガス圧 p_f に対する依存性 (JFT-2 M の場合), プラズマ電流 $I_p \sim 22 \text{ kA}$

5.2.3 TDC における水の分圧の時間変化

TDC を行った時, 水の分圧 p_{H_2O} の時間変化を図 5.7 に示す。実験前における真空容器の到達圧力が 2×10^{-7} Torr の時, p_{H_2O} は 1.2×10^{-7} Torr, 即ち残留ガスの 60% は水であった。そこへ放電のため水素ガスを 2×10^{-4} Torr 充填するが p_{H_2O} は変化しない。TDC が開始されると, p_{H_2O} は直ちに 2.8×10^{-6} Torr 迄急速に増加する。これは表面に軽く付着している水がスパッタリング等によって大量に脱離するためである。この量はおよそ 5.6×10^{-4} Torr \cdot 1/s の放出量に相当する。TDC を続けると, p_{H_2O} は表面の変化と共に減少し 1 時間後には 4.8×10^{-7} Torr 迄減少した。

この間に生成・除去された H_2O は

$$Q_{18} = p_{18} S_{18} \tag{5.3}$$

から計算出来る。ここで p_{18} は H_2O の圧力, S_{18} は H_2O の排気速度である。この式と図 5.7 から計算すると, この 1 時間で生成・除去された H_2O は約 1.2 Torr \cdot 1 となる。この量は水が単原子分子層を作るのに必要な分子数が 9.52×10^{14} molec./cm² であり, JFT-2 の表面積が 20 m² である事から, それはおよそ 0.4 単分子原子層の水, 即ち酸素を除去した事に匹敵する。

その後一旦トカマク放電を行い表面を変化させる。その後再び TDC 運転を開始すると, p_{H_2O} はおよそ 5×10^{-7} Torr となるが, それは直ちに 4×10^{-7} Torr に減少する。これは TDC 休止中に表面に付着した酸素が, TDC の再開初期に脱離したものである。その後 TDC を行うにつれて p_{H_2O} は徐々に減少していく。この様な時間変化を log-log スケールで表示したのが図 5.8 である。図の様に時間 t に対してほぼ $t^{-0.9}$ に比例して減少していく。この様に t^{-a} として減少して行く傾向はベーキングと同一であり, 表面現象特有のものである⁽²³⁾。この指数 a によって,

表面の汚染度や洗浄能力が判断される。

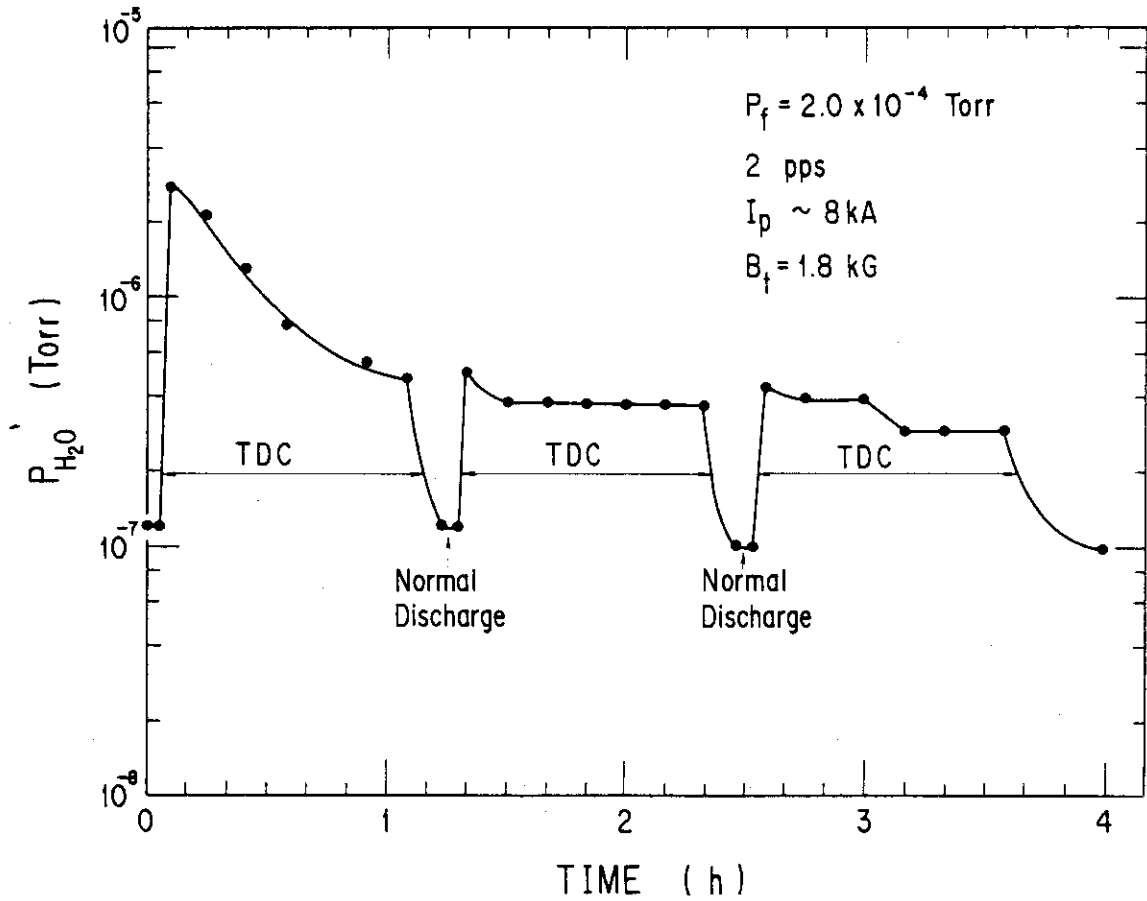


図 5.7 TDC を長時間行った際の $P_{H_{20}}$ の時間変化, ガス圧 $p_f \sim 2 \times 10^{-4}$ Torr, 繰り返し周期 2 パルス/秒 (PPS), プラズマ電流 $I_p \sim 8$ kA, トロイダル磁場 $B_t = 1.8$ kG

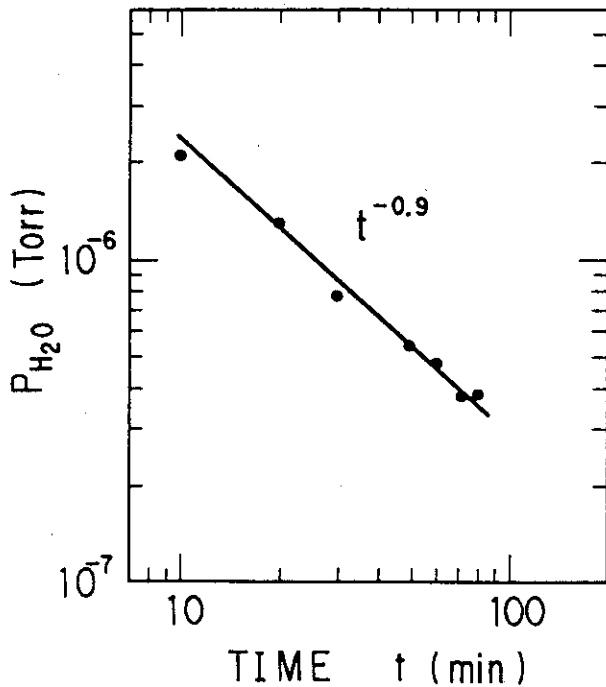


図 5.8 $P_{H_{20}}$ の時間変化, Log-Log スケールで表示した時

5.2.4 TDCにおける水の生成特性の検討

TDCにおいて測定される水の粒子バランスは以下の様に考えられる。真空容器内の水はH⁰粒子の化学的スパッタリングによって壁から脱離して発生したものである。一方それは壁に衝突して吸着されたり、電子との衝突によって解離されたり、又そのまま排気されたりして真空容器から失われる。それ故以上の過程を考慮した水の粒子バランス方程式は以下の様に書き表わせる⁽²⁴⁾⁻⁽²⁶⁾。

$$V_s (dn_{18} / dt) = A_w \{ \eta \phi_H - 1/4 (s_p v_{18} n_{18}) \} - \chi n_e V_s n_{18} - S_p n_{18} \quad (5.4)$$

ここで、 V_s はH₂Oの存在する体積、 n_{18} はH₂Oの密度、 A_w は真空容器壁の面積、 η はH⁰粒子がH₂Oを壁面で生成・脱離する見掛け上の反応確率、 ϕ_H は入射するH⁰束、 s_p はH₂Oの付着確率、 v_{18} はH₂Oの平均速度、 χ は電子衝突によるH₂Oの解離確率、 n_e は平均電子密度、 S_p はH₂Oの排気速度である。(5.4)式の右辺の第1項がH⁰粒子によるH₂Oの生成、第2項が壁への衝突による損失、第3項が電子の解離による損失、第4項が排気による損失である。

(5.4)式の ϕ_H は水素分子が電子の衝突によって解離し生成されたものであるとすれば、それは以式で表わされる⁽²⁰⁾。

$$\phi_H = n_e n_2 \langle \sigma v_e \rangle_{dis} V_s / A_w \quad (5.5)$$

ここで、 n_2 は水素分子の密度、 $\langle \sigma v_e \rangle_{dis}$ はH₂が電子の衝突によって解離される解離断面積である。 p_{H_2O} がほぼ一定となっている時、即ち、 $dn_{18}/dt = 0$ の条件では、(5.4)と(5.5)式から以下の式が導かれる。

$$\frac{n_{18}}{n_2} = \frac{\eta n_e \langle \sigma v_e \rangle_{dis} V_s}{1/4 (A_w s_p v_{18}) + \chi n_e V_s + S_p} \quad (5.6)$$

この式をもとに図5.5や図5.6で示された結果、即ち、 T_e がおよそ5eVの時に p_{H_2O} が最も大きな値を示すという結果を検討する。図5.5に示す様に I_p が10kAより増加するにつれて、 T_e が増加していく。この様に電子温度が8eVから10eVに上昇すると、電子衝突によるH₂Oの解離断面積は約4倍に急激に増大する⁽²⁷⁾。即ち(5.6)式の分母の第2項の χ は急激に増大する。ただし T_e の増加は分母の第1項及び第3項に殆ど影響を与えない。次に(5.6)式の分子について考察してみる。 n_e については図5.5に示す様は I_p が増加すると若干増える。一方電子衝突によってH⁰束を生成する割合を示す $\langle \sigma v_e \rangle_{dis}$ の T_e の増加による増加は、分母の χ ⁽²⁸⁾のそれに比べて小さい。以上のような考察結果から、 n_2 が一定の時即ち水素ガス圧力が一定の条件では、 I_p が10kAより増加するにつれて、 n_{18} 即ち p_{H_2O} が徐々に減少する結果が説明される。

以上とは逆に I_p が5kAより減少するにつれて T_e が低下する。この結果(5.6)式の分子 $\langle \sigma v_e \rangle_{dis}$ 即ちH⁰束が急激に低下するため、図の様に n_{18} が徐々に減少していく。

TDCが T_e に大きく依存する事はJFT-2Mで行った実験結果に示すある図5.6で明らかで、 $T_e \sim 5$ eVで p_{H_2O} はピークを示す。ガス圧を上げると、一定の I_p の下で T_e が低下し、 $\langle \sigma v_e \rangle_{dis}$ の低下即ちH⁰束の減少が起り、 p_{H_2O} が減少する。逆にガス圧を下げると T_e が上昇して、その結果 χ が増加する、即ち生成されたH₂Oの解離が増加するためと思われる。

p_{H_2O} と p_{CH_4} がTDC放電によって生成・排出される様相を磁場用質量分析器(QMA:第4章参照)を使用して測定した。その結果を図5.9に示す。従来のQMAでは測定できなかった放電中及び放電直後の変化が明らかになった。その結果 $T_e \sim 5$ eVを境に p_{H_2O} や p_{CH_4} の生成の様相が異なっている事が判明した。即ち $T_e > 5$ eVの時にはTDC放電があると、一旦 p_{H_2O} は低下し

その後上昇する (Type A)。一方 $T_e < 5 \text{ eV}$ の時には放電が起こると $p_{\text{H}_2\text{O}}$ は上昇し、その後徐々に減少する (Type B)。この水の生成・排出される様相は、図 5.1 で示したテーラーの実験における High- T_e 放電が Type A に Low- T_e 放電が Type B に各々類似している事が判る。

Type B に示す様な $p_{\text{H}_2\text{O}}$ 即ち n_{18} の短時間における変化は、(5.4) 式で η , s_p , χ が短時間であるために一定とした時に得られる次式から説明される。即ち

$$dn_{18}/dt = A\phi_H - Bn_{18} \quad (5.7)$$

ここで A, B は定数である。(5.7) 式は TDC 放電がないときは、 $\phi_H = 0$ となり、簡単な方程式となる。それを解くと $n_{18} \propto \exp(-Bt)$ となる。この結果は図に示す様に $p_{\text{H}_2\text{O}}$ が指数関数的に減少するのと同じである。尚図 5.5 から図 5.8 迄に示した測定値 $p_{\text{H}_2\text{O}}$ はこの様に短い時間に変化する値を平均したものである。それ故図 5.8 に示した $p_{\text{H}_2\text{O}}$ の時間変化は (5.7) 式で説明される事ではなく、(5.4) 式における η の変化、即ち H° 粒子が H_2O を壁面で生成・脱離する見掛け上の反応確率が表面の清浄化と共に低下した事によると思われる。

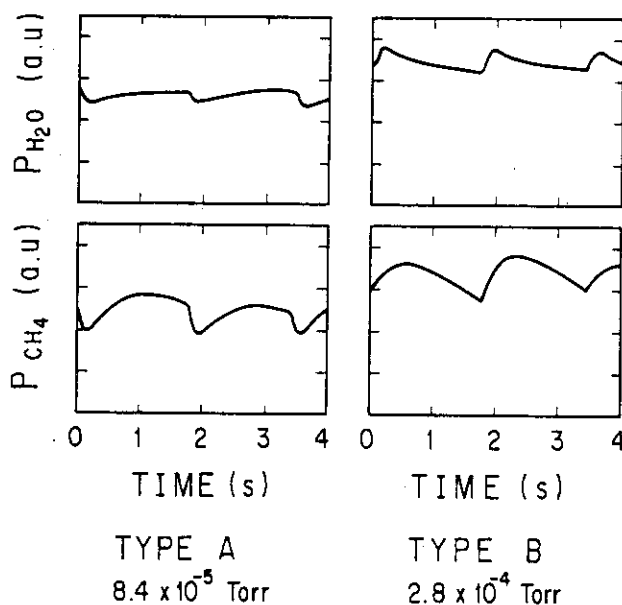


図 5.9 TDC における水の分圧 $p_{\text{H}_2\text{O}}$ 及びメタンの分圧 p_{CH_4} の放電直前・後の振る舞い

5.3 グロー放電洗浄 (GDC)⁽²⁹⁾

5.1 節で述べた様に TDC を補う放電洗浄法として、グロー放電洗浄 (GDC) が試みられている。しかし GDC の放電機構やその洗浄効果について、PDX や TEXTOR の実験では ① トーラス容器中の低圧グロー放電の特性及び ② GDC の酸素不純物除去の点で不明確な点が多い。そこで JFT-2M では、それらを明確にしかつ洗浄効果を上げるため GDC 装置を製作し実験を行った。この節では、JFT-2M で行ったトーラス真空容器中におけるグロー放電の放電点火特性、グロー放電特性及びグロープラズマの諸量、GDC の際の生成ガス及びサンプル表面の変化について述べる。

5.3.1 GDC装置

グロー放電洗浄装置は主に電極と電源から成る。電極は図 5.10 に示す様に真空容器の 43° 斜め下のポートに取り付けてある。又トーラス容器全体をグロー放電で満たすため、図 5.11 に示す様にトーラス方向に 2 本の電極を 135° 隔てて挿入してある。高周波を重畳する場合を考え電極先端は数ターンのらせんとした。その表面積は約 100 cm^2 である。放電を行う際には、電極をベローで駆動し、その先端は真空容器の内面より約 50 cm 中へ入る。材質では、電極先端は SUS 304 製、電極支持部は鋼製であり、冷却は行っていない。グロー放電はこの電極を陽極として高電圧を加え、真空容器を陰極にし、接地して発生させる。電源としては 1 kV 可変で最大 10 A の直流電源を用い、 $500 \ \Omega$ 可変の限流抵抗をいれる。

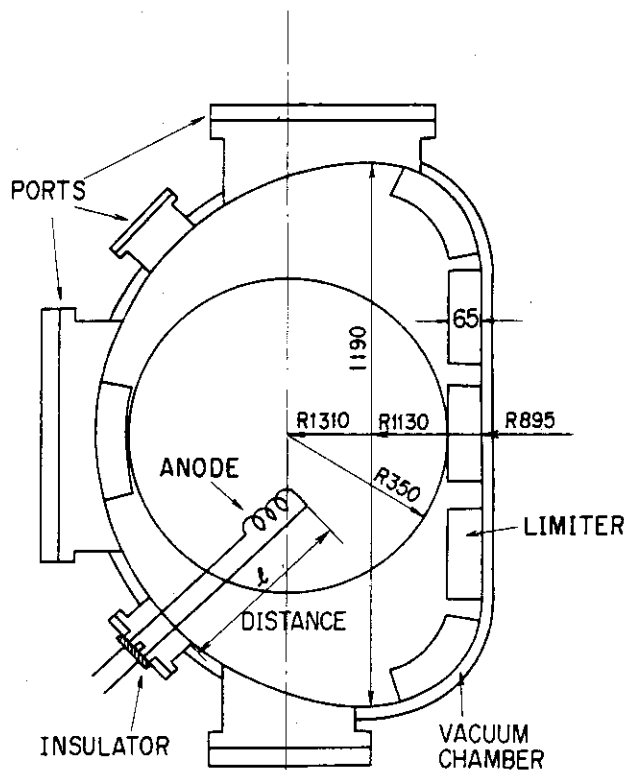


図 5.10 グロー放電電極 (ANODE) の位置と JFT-2M 真空容器断面図

5.3.2 低圧グロー放電開始特性

真空ポンプの負荷を軽減し、排気速度を低下させないため、できるだけ低い圧力で放電を点火し維持する必要がある⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。又この放電は管壁がなくトーラス全体を陰極とする特異なグロー放電である。この低圧における放電開始特性を、電極先端と真空容器面との距離 l (図 5.10 参照) を変える方法で調べた。距離 l を決め、水素ガス圧力 p を増加させグロー放電を点火する。図 5.12 は 1 kV の電圧を印加した時の、放電開始圧力 p_{10} と距離との関係を示している。電極を容器の中に挿入する程、即ち電極先端と容器との距離が開く程、 p_{10} は低下している。逆に電極を容器に近づけると、放電は起りにくくなる。そこで更に圧力を上げると、真空容器と電極間にはア

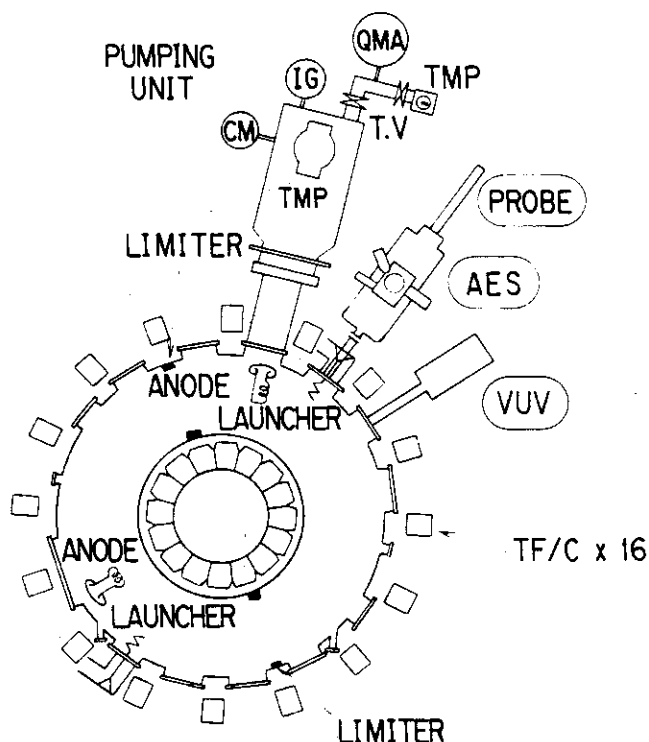


図 5.11 JFT-2M 真空容器に取り付けた GDC 電極 (ANODE), ECR-DC 用ランチャー (LAUNCHER), 排気系 (PUMPING UNIT, TMP), 残留ガス分析器 (QMA), オージェ電子分光器 (AES), ラングミュアプローブ (PROBE), 真空紫外分光器 (VUV) 等の配置図

ーク放電が発生し、グロー放電は起らない。

以上の現象は火花放電に関する Paschen の法則から説明できる⁽³⁰⁾。p は 10^{-3} Torr 台と低く、又 l は 10 cm 以上と長いので、 $p l$ はほぼ 0.1 Torr · cm 程度以下となる。これは鉄陰極と水素ガスにおいて火花放電における極小火花電圧時の $p l$ 値である $(p l)_{\min} \sim 1.0$ Torr · cm より小さい。このため実験が示した様に放電はギャップ長の長い方が発生しやすくなる。なお図 5.12 からは $p l$ が 0.26 ~ 0.08 Torr · cm と $(p l)_{\min}$ より小さい値でも、わずか 1 kV の印加電圧で点火する様に見える。これは荷電粒子の損失を起こす管壁がないので、放電は電極と電極近傍の真空容器面との間 (図 5.10 の 1 間) でなく、電極からより離れた真空容器面との間で発生し⁽³¹⁾、その結果、 $p l$ は実質的に 0.5 ~ 1.0 Torr · cm 程度になっていると思われる。

グロー放電点火後、圧力を下げていくと、グロー放電は次第に電流が減少し電圧が増加し、遂に消滅してしまう。この時の圧力が放電消滅圧力 P_{qu} である。この圧力は距離にはあまり関係していない。

以上の実験結果から、JFT-2M ではグロー放電を点火し維持するため、まず 1 kV の高圧を印加、圧力を徐々に上げて放電を発生させる。しかしそのまま電源電圧を高圧にしておくと、グロー放電からアーク放電へ転移が起き易い⁽³²⁾。実際にグロー放電開始直後には、容器内にはアーク放電になったと思われるアーク光が頻繁に発生する。これは始めは真空容器表面が酸素等で汚れているので、アークが発生しやすいためである⁽³²⁾。このアーク放電は真空容器内蔵物を破損す

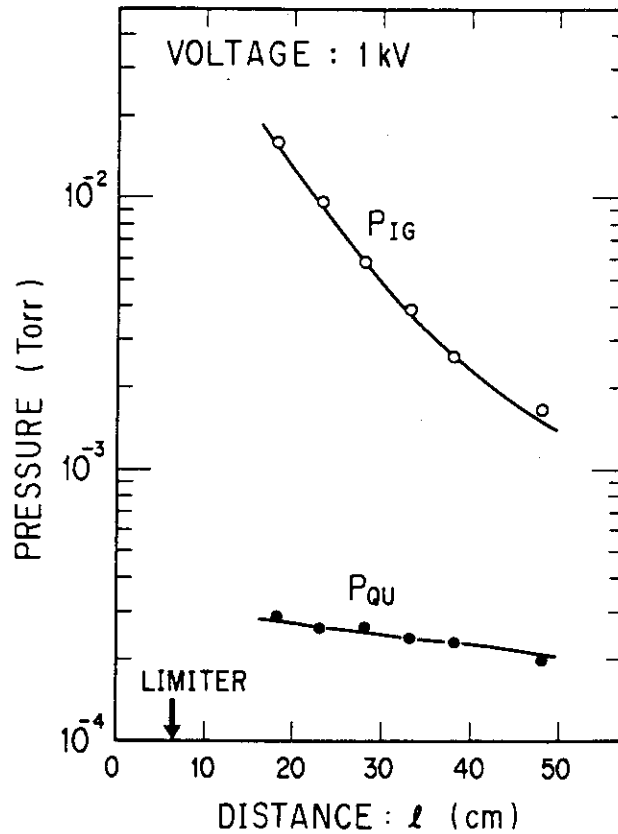


図 5.12 グロー放電の点火特性；放電点火圧力 P_{IG} と放電消滅圧力 P_{QU} の距離 l に対する依存性

るので、できるだけ抑える必要がある。それ故、JFT-2Mでは一旦グロー放電が点火すると、その後直ちに電源電圧及び限流抵抗を減少して放電を維持するという方法を取った。これによってグロー放電からアーク放電への転移が減少した。

5.3.3 グロー放電特性

上述の様にして点火された低圧グロー放電は、発光はほとんどなく、容器全体は半透明に光っており、電極（陽極）近傍は白く強く光り輝いている。このグロー放電特性を知るために、圧力を一定にしてグロー電流 I_G を増加した際のグロー電圧 V_G の変化を測定した。その結果を図 5.13 に示す。図の様に 4×10^{-4} Torr 以上のガス圧では I_G を増加しても、 V_G はほとんど変化しない。

以上の発光現象や $I_G - V_G$ 特性はこの放電が正規グロー放電となっている事を示している⁽³³⁾と思われる。正規グロー放電の陰極暗部の厚さ d_n は、鉄陰極と水素ガスにおける $pd_n = 0.9$ Torr·cm から計算すれば、10m 近くになる。実際上述の発光現象は容器全体がほぼ陰極暗部となっている事を示していると思われる。又放電時に V_G が 300 ~ 320 V とほぼ一定の値を示すが、これは鉄陰極と水素ガスにおける正規陰極降下電圧の約 250 V にほぼ一致している。図 5.13 で圧力が 2×10^{-4} Torr の時、 I_G を増加すると V_G が増加する理由として、この圧力では電子の平均自由行程がほぼ 4m になり⁽³⁴⁾、電子の電離能率が低下する。それでグロー放電を維持するため、電圧

が増加するものと思われる。

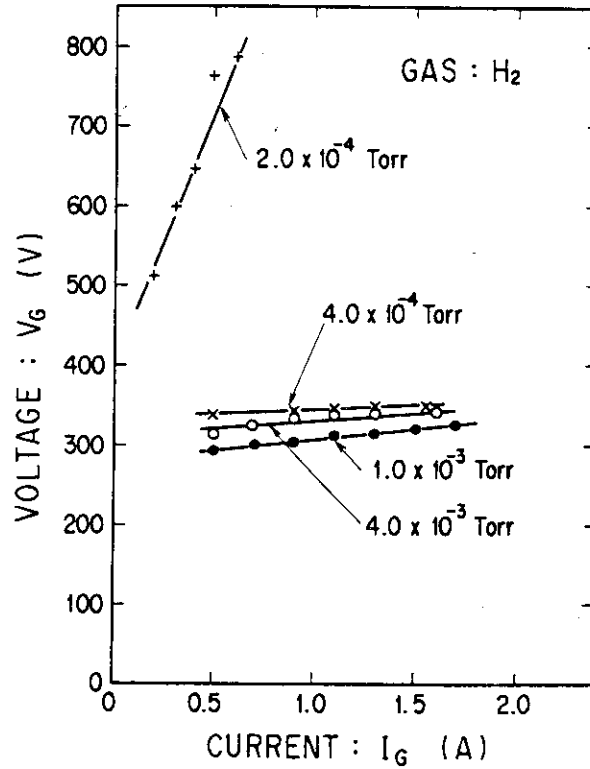


図 5.13 グロー放電の電圧 V_g - 電流 I_g 特性

5.3.4 グロー放電プラズマの諸量

上述のグロー放電プラズマの壁面近傍の電子温度 T_e 、電子密度 n_e をラングミュアプローブで測定した。図 5.14 に圧力が 5×10^{-4} Torr, $I_g = 1$ A の時の T_e , n_e の空間分布を示す。図の様にリミター面近傍迄は $T_e \sim 5$ eV, $n_e \sim 4.5 \times 10^7$ cm^{-3} と比較的一定なプラズマである。しかしそれらはリミター面近傍から急激に減少する。これは壁面（陰極）に近づくとき、イオンの衝撃によって壁から放出された二次電子が僅かに存在するだけで、これらの二次電子が加速されガスの電離による電子の増倍がないためである。又真空容器の背後にも電子が存在している。これは真空容器枝管にもプラズマが回り込んでいる事、即ち枝管も洗浄されている事を示唆している。

放電洗浄では解離した化学的に活性な水素原子が重要な作用をしている。水素原子を測定するのは難しいが、電子衝突によって解離したものであると仮定すれば、測定した T_e , n_e と以下の式から水素原子束が評価できる⁽²⁰⁾。

$$\phi^0 = n_e n^0 \langle \sigma v \rangle_{dis} V_p / A_w \quad (5.8)$$

ここで、 ϕ^0 : 水素原子束 ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)、 n^0 : 水素分子密度 (cm^{-3})、 $\langle \sigma v \rangle_{dis}$: 電子衝突による水素分子解離係数 ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)⁽²⁸⁾、 V_p : プラズマ体積 (cm^3)、 A_w : 壁の表面積 (cm^2) である。リミター面での ϕ^0 は図 5.14 の n_e , T_e と (5.8) 式から 5.5×10^{13} $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ と計算された。この計算では n^0 は圧力から求め、 V_p , A_w は各々 4 m^3 , 20 m^2 とした。

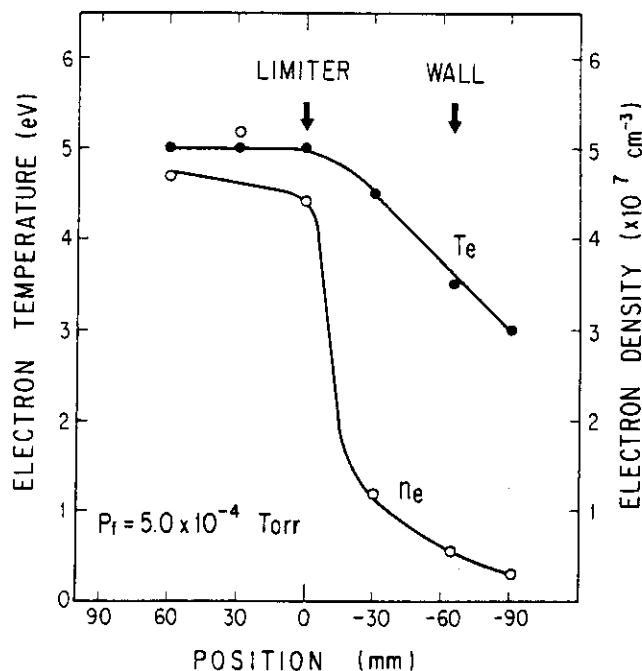


図 5.14 グロー放電プラズマの壁面近傍での電子温度 T_e 及び電子密度 n_e 。

5.3.5 グロー放電プラズマと壁との相互作用によって生成されたガスの測定

プラズマと壁面との相互作用によって生成される不純物ガス (H_2O , CH_4 , CO 等) の測定には、四重極質量分析器 (QMA) が現在のところ最適である。第4章で述べた様にQMAはおよそ 5×10^{-5} Torr 以上の圧力では、感度が低下する。グロー放電は 1×10^{-3} Torr 台とガス圧が高いので、QMAは差動排気を行って測定する必要がある⁽³⁵⁾。本実験では、差動排気圧力比を窒素で $1/10$ にして、第4章で述べた方法によってQMA出力の圧力に対する線形性及び差動排気特性に対して感度校正を行い、各ガスの分圧を測定した⁽³⁶⁾。

図 5.15 に圧力が 1.0×10^{-3} Torr の時、グロー電流に対するQMAの出力値を示す。質量 (M) と電荷 (e) の比 M/e で 16, 18, 28 を測定した。これらはメタン (CH_4)、水 (H_2O)、一酸化炭素+エチレン ($CO + C_2H_4$) に相当する⁽³⁷⁾。グロー放電を開始すると、 $I_c = 0.75$ A と低い電流でも 16, 28 は 2~4 倍増加する。そしてグロー電流を増加すると、これらは徐々に増加していく。しかし H_2O である $M/e = 18$ はグロー放電の有・無、電流の増加などに対してほとんど変わらない。これは H° 原子数が少ないため H_2O の生成が少ない事、又陰極降下電界によって加速された H^+ イオンが H_2O を解離してしまう事等によると思われる。

このQMAの測定量から炭素の除去量 Q_c を次式によって計算することができる。

$$Q_c = p_{16} S_{16} + p_{28} S_{28} \quad (\text{Torr} \cdot 1/\text{s}) \quad (5.9)$$

ここで、 p_{16} 及び p_{28} は M/e が 16 及び 28 の圧力 (Torr)、 S_{16} 及び S_{28} は質量数 16 及び 28 の排気速度 ($1/\text{s}$) である。図 5.15 に示す圧力が 1.0×10^{-3} Torr で I_c が 2 A の時の Q_c を求める。 p_{16} , p_{28} は校正結果と計算から各々 2.0×10^{-5} Torr, 4.0×10^{-5} Torr となり、 S_{16} , S_{28} は各々 3.800 $1/\text{s}$, 3.00 $1/\text{s}$ である。以上より Q_c は 0.2 Torr \cdot $1/\text{s}$ となる。これは 1 時間で約 0.7 g の炭素を排出した事になる。

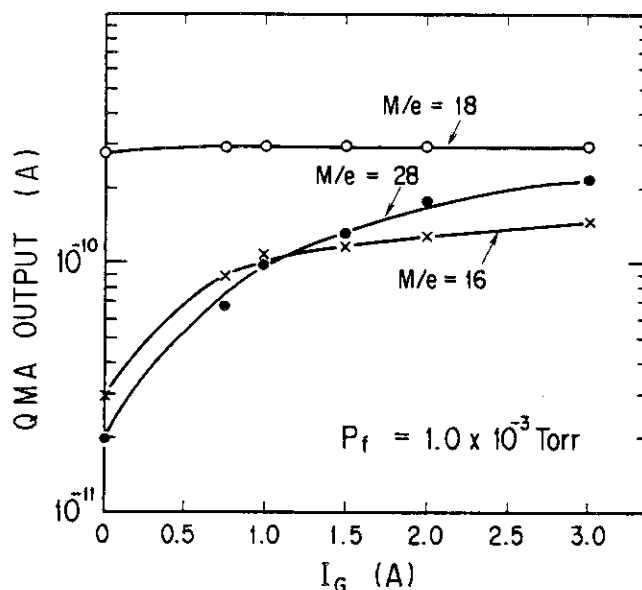


図 5.15 グロープラズマによる生成ガスのグロー電流 I_g に対する特性,
QMA の出力電流; 水 ($M/e=18$), メタン ($M/e=16$),
一酸化炭素+エチレン ($M/e=28$)

5.3.6 GDC におけるサンプルの表面分析

放電洗浄の効果を調べるために、各種のサンプルを真空容器中に挿入し、グロー放電プラズマにさらして、表面の元素成分の変化を分析した。表面分析装置としてオージェ電子分光器 (AES) を使用した⁽³⁸⁾。AES 及びサンプルは図 5.11 に示す位置に取り付けてある。AES はゲートバルブを介して真空容器と接続しており、サンプルをプラズマに照射した後、大気にさらす事なく、その場で分析ができる。各サンプルの表面はエメリー紙 # 1500 で研磨し、アセトン洗浄の上使用した。サンプルとしてまず真空容器材である SUS 304, リミター材であるカーボン EG-51H (日本カーボン製), JT-60 等の真空容器材であるインコネル 625 及びモリブデンを使用した。これらのサンプルは真空容器壁面より 50 mm プラズマ側へ挿入して、グロー放電に 2 時間照射した。放電条件は圧力が 2×10^{-3} Torr で、グロー放電電流は 2 A である。

図 5.16 にモリブデンの AES スペクトルの一例を示す。横軸はオージェ電子エネルギー、縦軸はオージェ電子数の微分値 (オージェピーク) dN/dE を示す。スペクトルの最大ピーク値における電子エネルギー値やピークの形状から Mo, C, O が同定できる。更に最大ピークの感度係数値から表面成分の定量分析を行う事が可能である⁽³⁸⁾。図 5.16 に示すスペクトルの定量分析の結果、放電洗浄前のサンプル表面の主成分は Mo, C, O であり、その濃度は各々 9.5%, 71.2%, 19.3% である。それが 2 時間照射後には各々 25.3%, 60.4%, 14.3% となり、C, O が減少し母材である Mo が露出した。

その他のサンプルについても同様な実験を行った。その結果を表 5.1 に示す。この表から表面の C 成分が効率よく除去され、母材が露出していく事が判る。O 成分に関しては Mo 以外は増加している。これは C 成分が効率よく除去されていき、O 成分が残存していくためであると考えられる。Mo において O 成分が減少するのは、Mo-O の結合エネルギーが Ni, Cr に比べて非常に

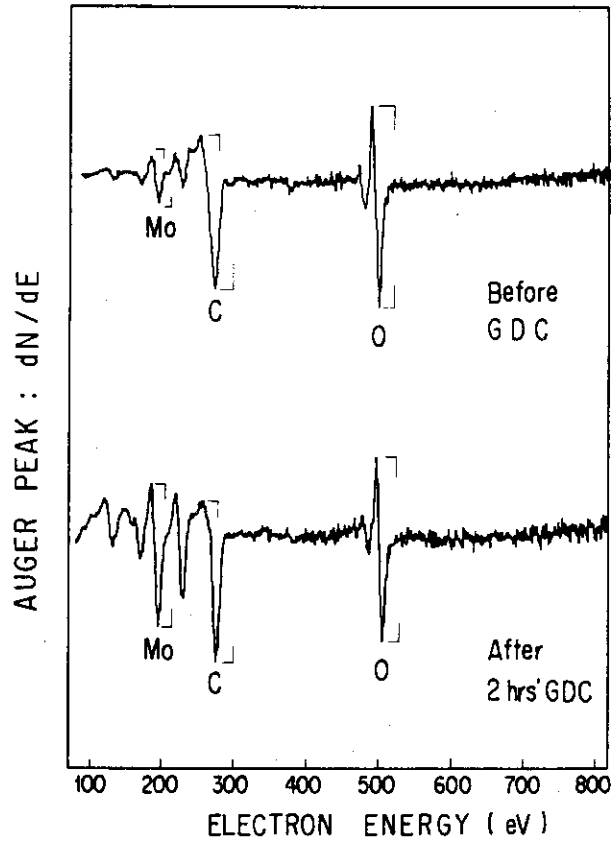


図 5.16 GDC を行う前と 2 時間 GDC を行った時のモリブデンサンプルのオージェ電子分光スペクトル

小さいため⁽⁵⁾、グロー放電プラズマでは少量しかない水素原子でも、その還元作用が効果を現わし、酸素を比較的除去するものと思われる。

以上の表面分析の結果はQMAによる生成ガス分析結果、即ちGDCは炭素成分を極めてよく除去するが、酸素成分はあまり除去しないという結果と一致する。

表 5.1 サンプル表面濃度の放電洗浄前後の変化

サンプル	濃度(%)			2 時間グロー放電 照射後		
	母材成分	炭素成分	酸素成分	母材成分	炭素成分	酸素成分
SUS 304	5.8	86.1	8.1	33.2	22.1	44.7
インコネル 625	4.7	86.7	8.6	33.8	35.1	31.1
黒鉛EG-51H	98.7		1.3	97.7		2.3
モリブデン	9.5	71.2	19.3	25.3	60.4	14.3

5.4 ECR 放電洗浄 (ECR-DC)⁽³⁹⁾

5.1 節で述べた様に坂本の実験で ECR-DC の効果は実証されたが、ECR-DC による表面成分の改質という点については不明な点がある。そこで JFT-2M では放電洗浄の改善を目指して ECR-DC 装置を製作し、その特性について実験した。

5.4.1 ECR-DC 装置⁽⁴⁰⁾

ECR-DC 装置として必要とされるものは、高周波電源とランチャーである。JFT-2M では、周波数が 2.45 GHz、出力 5 kW の高周波電源及び伝送系として矩形導波管が製作・据え付けられた。真空容器へ RF の注入を行うランチャーは、矩形導波管を同軸導波管に変換しその先端にヘリカルアンテナを付けたものである。2 台のランチャーが図 5.11 に示す様に 180° 隔てて取り付けられている。

5.4.2 ECR プラズマのパラメータ

トーラス真空容器中の ECR プラズマのパラメータ、主に T_e 、 n_e をラングミュアプローブを使用して測定する。ECR 放電洗浄は主に水素原子 H^0 等が壁との物理・化学的相互作用によって不純物を除去するものである。それ故この量を知る事は重要であるが、測定するのは難しいので、 T_e 、 n_e からこの量を類推するのである。

図 5.17 にリミター近傍での T_e 、 n_e の空間分布を示す。充填ガス圧 p_f は 1.0×10^{-4} Torr、RF 入力 P_{RF} は約 2.2 kW、ECR の共鳴域 X_c は真空容器中心である。 $r=0$ はリミターの位置を示し、+表はトーラス中心の方向へ、-表はトーラス外側方向を示す。図から明らかな様に n_e はリミター迄はおおよそ $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ とほぼ一定であるが、リミターより外側では急激に減少する。これはトロイダル磁場があるため、プラズマがリミターで限られると、それより外側へは拡がりにくいからである。即ち、リミター面は良く洗浄されるが、真空容器面や枝管は比較的洗浄されにくいと思われる。

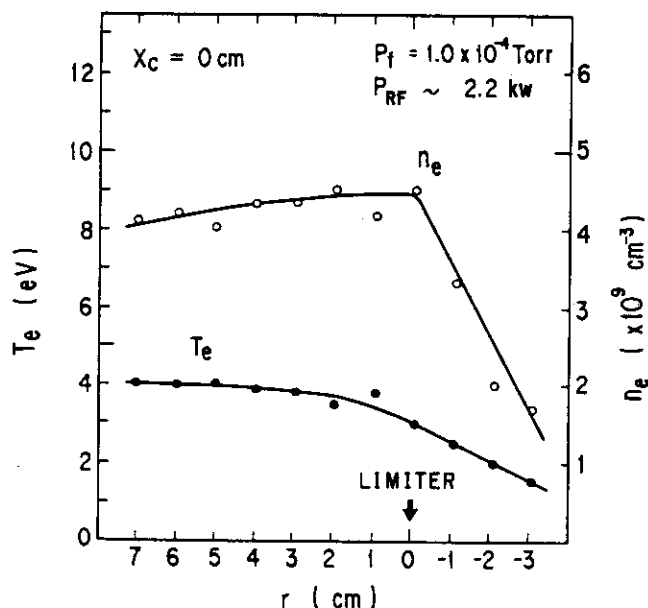


図 5.17 ECR プラズマのリミター近傍での電子温度 T_e 及び電子密度 n_e の分布； ECR 共鳴域 X_c は真空容器中心 $X_c=0$ 、ガス圧 $p_f = 1.0 \times 10^{-4}$ Torr、ECR 入射パワー $P_{RF}=2.2 \text{ kW}$

ECRの共鳴域 X_c を変えた時、プローブをリミター位置に置いて測定した電子温度 T_e^0 及び電子密度 n_e^0 の変化を図5.18に示す。 $X_c = 0$ は共鳴域が大半径 $R = 131$ cmにある事、即ち真空容器中心にある事を示す。又 $X_c = +15$ cmはそれが中心より15 cm外側にある事を示す。図から $X_c = +15$ cmにおいて T_e^0 、 n_e^0 が最も高くなる事が判る。それより外側に X_c を移動させると T_e^0 、 n_e^0 は急激に減少する。一方それより内側に移動すると、 T_e^0 は急激に減少するが、 n_e^0 は徐々に減少する。以上よりECR共鳴域の場所によって、壁面にくるプラズマは大きく変わるので、実際の洗浄時には磁場を変え、 X_c を移動する事によって洗浄効果を上げる必要がある。

$X_c = +15$ cmにおいて T_e^0 、 n_e^0 が最大となり、 X_c がそれより外側に移動すると急激に T_e^0 、 n_e^0 が減少するのは、マイクロ波の吸収・電離が高域混成共鳴域(Upper Hybrid Resonance: UHR)で発生しているためと思われる⁽⁴¹⁾⁽⁴²⁾。即ち、

$$\omega_{UHR}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2 \tag{5.10}$$

で表わされる周波数が共鳴を起こすUHR共鳴域は、電子密度が空間的に一定の場合には磁場の弱い場所に、即ちECR共鳴域より外側に存在する。この事より X_c を+15 cmとした場合には T_e 等のピークがリミター近傍となる。更に X_c をそれ以上の外側にすると電離が行われるUHR共鳴域が真空容器内に存在しなくなる事によるとと思われる。

ガス圧 p_f に対する T_e 、 n_e の変化を図5.19に示す。図より p_f の変化に対して 1×10^{-4} Torr以下ではゆっくり変化するが、それ以上では T_e 、 n_e が急激に減少する。これは2.2 kWのRFパワーでは、これ以上のガス量を解離・電離できないためである⁽⁴⁰⁾。それ故、運転は 1×10^{-4} Torr以下のガス圧で動作する。

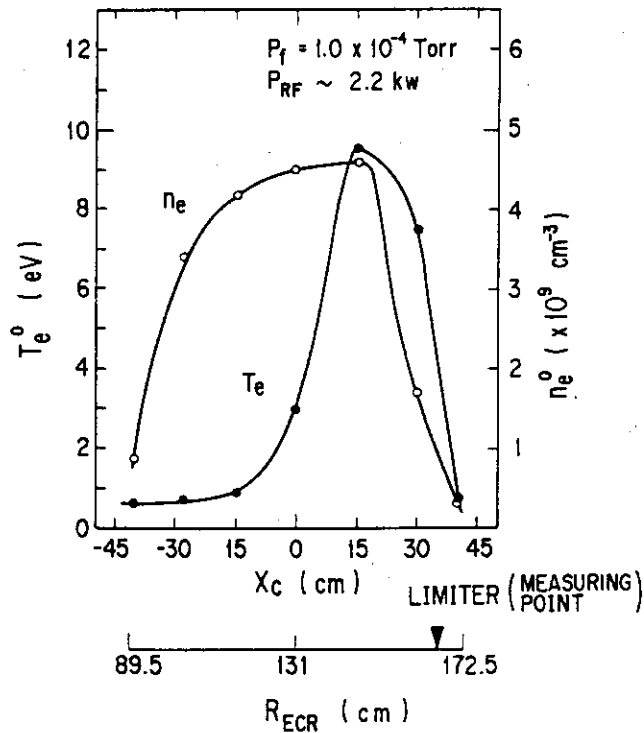


図5.18 ECR共鳴域 X_c を変えた時、リミター面で測定した電子温度 T_e^0 及び電子密度 n_e^0 ； $p_f = 1.0 \times 10^{-4}$ Torr, $P_{RF} = 2.2$ kW

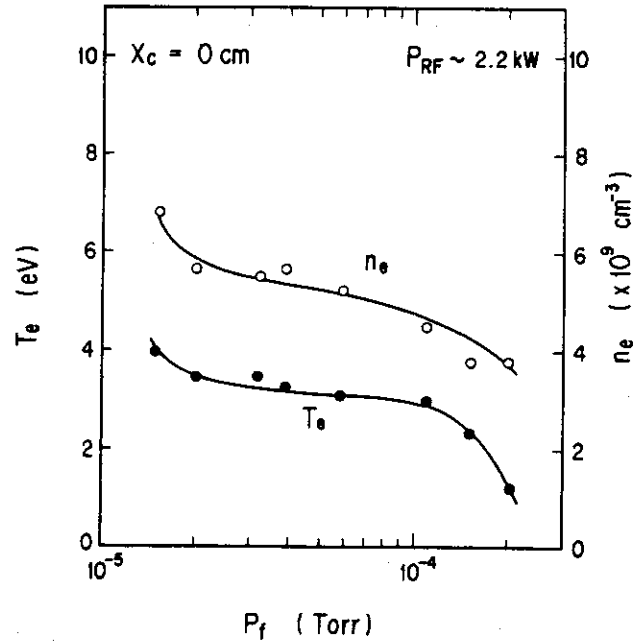


図 5.19 電子温度 T_e 及び電子密度 n_e のガス圧 p_f 依存性; $X_c = 0$, $P_{RF} = 2.2 \text{ kW}$

5.4.3 ECR プラズマと壁との相互作用によって生成されたガスの測定

ECR-DC による生成ガスのパラメータ依存性を QMA で測定した。測定した分圧は $M/e = 16, 18, 28$ であり、これらは $\text{CH}_4, \text{H}_2\text{O}, \text{CO} + \text{C}_2\text{H}_4$ に相当する。尚生成量は壁の状態によって大きく変わるので、実験は壁をある程度清浄化し、ほぼ一定の状態となった後に行った。

ECR 共鳴域 X_c を変えた場合、図 5.18 に示す様に壁に達するプラズマが大きく変わるにもかかわらず、 H_2O 等の不純物ガスの生成量は殆んど変化がなかった。これは ECR-DC ではイオンによる物理的スパッタリングよりも、磁場に依存しない H° 粒子によって不純物を生成する割合が大きい事を示している。

ガス圧を変えた時の不純物の生成量を図 5.20 に示す。この時の実験条件は RF パワー P_{RF} は約 2 kW, ECR 共鳴域は真空容器中心、壁は 120°C ベーキングを行っている。図の様に ECR プラズマがあると、 H_2O は 2~3 倍に増える。その生成量はガス圧にあまり依存せず、ほぼ $p_{\text{H}_2\text{O}} \propto p_f^{0.5}$ という関係になっている。一方 CH_4 は 15~7 倍増え、ガス圧に大きく依存し、 $p_{\text{CH}_4} \propto p_f^{0.9}$ という関係になっている。これは H_2O と CH_4 の生成のメカニズムが異なっている事を示す⁽⁸⁾。
 $\text{CO} + \text{C}_2\text{H}_4$ は H_2O と CH_4 の中間的な振る舞いを示す。即ち、ECR プラズマを点火すると、2~4 倍に増え、そのガス圧に対する増え方は $p_{\text{CO} + \text{C}_2\text{H}_4} \propto p_f^{0.5}$ となっている。これは CO が比較的 H_2O に似た振る舞いをし、 C_2H_4 が CH_4 に似た振る舞いをするためである。

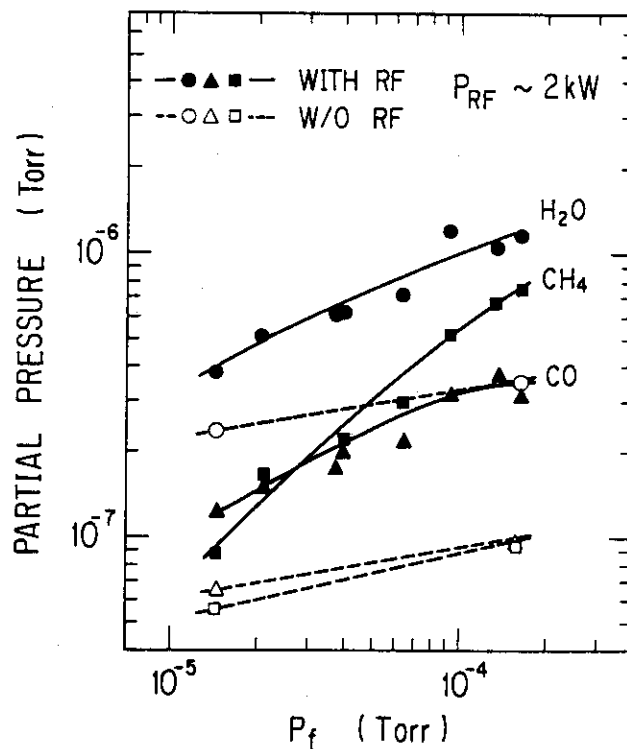


図 5.20 ECR-DC における生成ガスのガス圧 p_f 依存性

5.4.4 ECR-DC 時におけるサンプル表面の観察⁽⁴³⁾

ECR-DC の洗浄効果を観察するため、真空容器のリミター位置にモリブデンサンプルを挿入し AES で分析した。尚この時真空容器は 120℃ のベーキングを行っている。放電洗浄前、30 分間洗浄、2 時間洗浄した時のオージェスペクトルを図 5.21 に示す。図の様に酸素成分が大きく減少しているのが判る。このスペクトルを定量分析した結果を表 5.2 に示す。酸素が 1/4 に減少し、母材である Mo が約 3 倍露出して、洗浄効果をはっきり現われている。尚イオウ成分が現れてきている。これはステンレス中に含まれている硫黄がベーキングで表面に浮き出、それがプラズマによって叩き出され、サンプル表面に堆積したものであると推察される。

表 5.2 ECR-DC における Mo サンプルの表面成分の変化

成分 \ 濃度 (%)	放電洗浄前	30分 ECR-DC	2時間 ECR-DC
モリブデン	12	30	35
酸素	28	10	7
炭素	60	50	50
イオウ	-	10	8

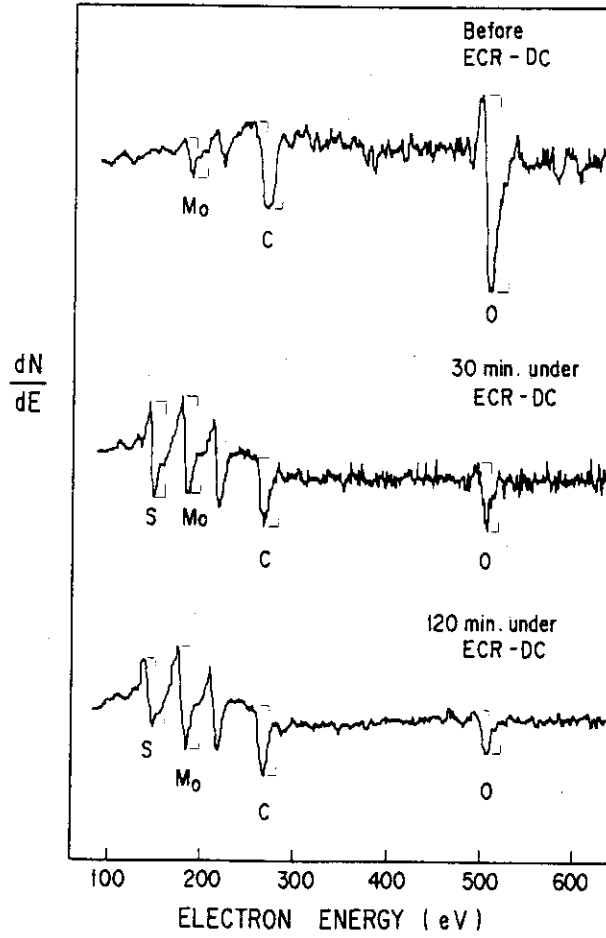


図 5.21 モリブデンサンプルのオージェ電子分光スペクトルの時間変化； ECR-DC の前，ECR-DC を30分行った後及び ECR-DC を120分行った後

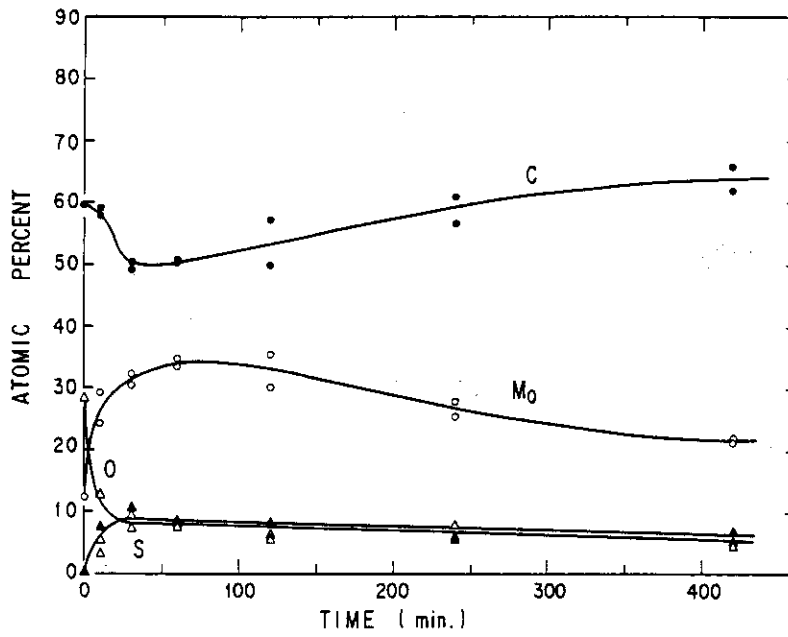


図 5.22 ECR-DC を行った時，Mo サンプル表面成分の時間変化

次に ECR-DC を長時間行った時、サンプル表面成分の時間変化を調べた。その結果を図 5.22 に示す。酸素成分はおよそ 30 分程で約 1/3 の 8~9% へと急速に減少している。これは Mo が酸素の結合エネルギーが小さいため、ECR-DC が極めて効率よく酸素を除去するためである。母材であるモリブデンもおよそ 60 分程で 33~34% となり、表面に露出する。これは酸素及び炭素成分の減少による。しかしその後モリブデン成分は徐々に減少していく。一方炭素成分も 40 分程で一旦最少迄減少し、その後徐々に増加していく。この現象はリミター等のカーボンがスパッタリングされ、それがモリブデンサンプル表面に堆積していった事によると思われる。

5.5 TDC、GDC、ECR-DC の洗浄効果の比較

TDC、GDC、ECR-DC の三方式は今迄述べてきた様にそれぞれ洗浄効果がある事が示された。又それらの洗浄特性が多少異なっている事も明らかになった。より短時間に洗浄効果をおよぼし、高温プラズマに適した第一壁面を整えるためには、これら三方式の特徴をより明確にさせ、それらを選択・組み合わせる事が必要である。そのためには実際にトカマクプラズマを生成してこれら三方式を比較する必要がある。JFT-2M トカマクにおいてこの実験を行った。

5.5.1 実験の手順

実験において使用した放電洗浄装置は 5.2、5.3、5.4 節で述べたものと同一である。その運転パラメータは表 5.3 のとおりである。実験では表 5.4 に示す様な JFT-2M における標準的なトカマクプラズマを生成して比較した⁽⁴⁵⁾。図 5.11 にこの実験に使用した放電洗浄装置及び計測装置を示す。放電洗浄装置としては 2 個のグロー電極 (ANODE) 及び 2 個の ECR 用の RF ランチャー (LAUNCHER) がある。放電洗浄においては基本的な測定器である電離真空計 (IG) や四重極質量分析器 (QMA)、更にオージェ電子分光器 (AES)、ラングミュアプローブ (PROBE) などで洗浄効果をモニターした。又表面を洗浄する事によって変化するプラズマについて測定した量は、図 5.24 に示してある様に主にワンターン電圧 V_L 、平均電子密度 n_e 、ボロメータ (BOLOMETER) による放射損失 P_{rad} 、真空紫外域分光器 (VUV) による酸素及び炭素不純物のスペクトル線強度 OIV、CIV そしてレーザーを使用したトムソン散乱 (THOMSON SCAT.) による垂直方向 z の電子温度分布 $T_e(z)$ である。

この実験は壁や真空の状態が極めて重要である。真空容器は実験に先だって 10 日間の大気放電後、100 時間 120℃ のベーキングを行い、その後 18 時間の放電洗浄を行った。その結果実験時の真空度は 4×10^{-8} Torr で、リークとアウトガスを合わせた量 Q_T は 7×10^{-5} Torr·l/s であり、その時の水の分圧 p_{H_2O} は 1.5×10^{-8} Torr であった。

実験の手順は以下のとおりである。各放電洗浄の初期条件を同一にするため、各々の実験の前に 0.04~0.05 Torr·l の酸素を真空容器に注入する。この汚れた状態でまずトカマク放電 (TD-1) を行う。この時のトカマクプラズマの運転条件は表 5.4 に示すとおりである。尚 n_e はできるだけ一定値 $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ に保つ。次に放電洗浄 (DC-1) を 30 分間行う。この時の主な運転パラメータは表 5.3 のとおりである。又この DC-1 の前に SUS サンプルを挿入し、DC-1 終了後表面成分の変化を観察した。引き続きおよそ 20 ショットのトカマク放電 (TD-2)、60

分間の放電洗浄 (DC-2), およそ 20 ショットのトカマク放電 (TD-3) と行っていき, プラズマパラメータの変化を観測した。図 5.23 に TDC の場合, 上述の手順とその時々での p_{H_2O} の変化を示す。

表 5.3 放電洗浄の運転パラメータ

TDC	
作動ガス圧	1.5×10^{-4} Torr
プラズマ電流	20 kA
ワンターン電圧	20 V
通電時間	10 ms
通電間隔	1.4 pps
リミター近傍での電子温度	5 eV
リミター近傍での電子密度	2×10^{12} cm ⁻³
GDC	
作動ガス圧	2×10^{-3} Torr
グロー放電電圧	360 V
グロー放電電流	3 A
電流密度	10 μ A/cm ²
リミター位置での電子温度	4 eV
リミター位置での電子密度	7×10^7 cm ⁻³
ECR-DC	
作動ガス圧	6×10^{-5} Torr
RF 入力	2.3 kW
リミター位置での電子温度	5 eV
リミター位置での電子密度	3×10^9 cm ⁻³

表 5.4 実験時のトカマクプラズマのパラメータ

プラズマ大半径	1.3 m
プラズマ小半径 (水平)	0.3 m
プラズマ小半径 (垂直)	0.46 m
プラズマ体積	4 m ³
トロイダル磁場	1.2 T
プラズマ電流	340 kA

5.5.2 トカマクプラズマの不純物の減少

放電洗浄によるトカマクプラズマの変化を図 5.24 に示す。図で 1, 2, 3 は各々トカマク放電 TD-1, 2, 3 に対応する。棒グラフの上線及び下線は, 約 20 ショット放電を行った際の最大値及び最小値を示す。

ワンターン電圧は 2 章で述べた様に

$$V_L = R_p I_p + L_p (d I_p / dt) \tag{5.11}$$

で表される。ここで R_p , L_p は各々プラズマ抵抗, プラズマインダクタンスである。 V_L は $d I_p / dt \sim 0$ の時点で測定したので, $V_L \sim R_p I_p$ となる。プラズマの比抵抗 η は

$$\eta = 2.3 \times 10^{-9} Z_{eff} \cdot \ln A / T_e^{1.5} \tag{5.12}$$

と表されるので⁽⁴⁶⁾, V_L の低下は不純物の減少や電子温度の上昇を意味する。 I_p は 340 kA とほぼ一定値で実験しているので, T_e もほぼ一定としてよい。それ故 V_L の低下は Z_{eff} の低下を意味するとしてよい。図の様に TDC と ECR-DC を行った際には, V_L は TD-1, 2, 3 と次第に低下していく。即ち不純物は減少していく。一方 GDC では V_L の変化が殆ど見られない。即ち,

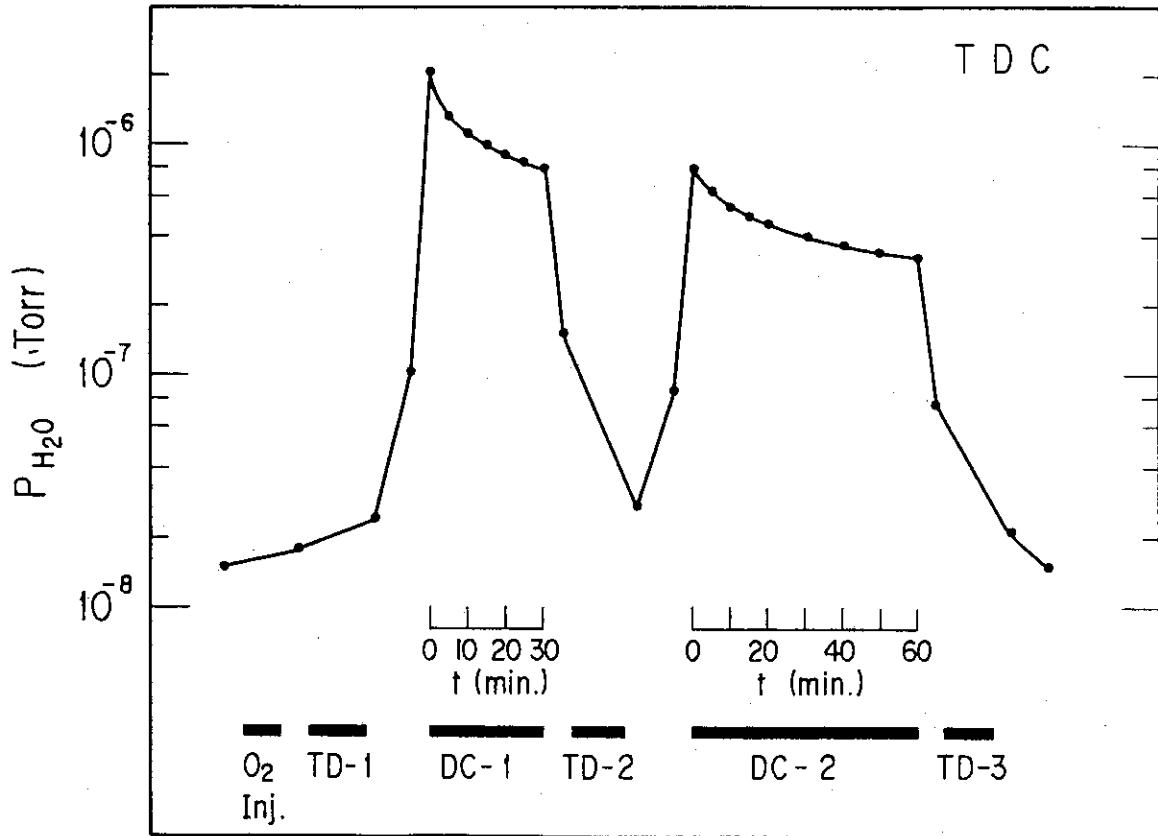


図 5.23 TDC, GDC, ECR-DC の洗浄効果比較実験における実験の手順；酸素注入 (O_2 Inj.), 1 回目のトカマク放電 (TD-1), 30 分の放電洗浄 (DC-1), 2 回目のトカマク放電 (TD-2), 60 分の放電洗浄 (DC-2), 3 回目のトカマク放電 (TD-3) 及び TDC の際の P_{H_2O} の時間変化

GDC を行っても V_L を低下させる程不純物が減少していない。

P_{rad} は各種の放射光や熱を測定するが、主要な測定量は制動放射であるので、(5.1) 式の様に $P_{rad} \propto Z_{eff}^2 n_e n_i T_e^{1/2}$ の関係を持つ。それ故電子密度によって正規化された値 P_{rad}/n_e は主に不純物による放射強度を表すと考えてよい。図 5.24 でこの値は TDC と ECR-DC においては減少している。一方、GDC は殆ど減少していない。この事は前二者の放電洗浄を行うと、トカマクプラズマに混入する不純物を減少させる事を示している。

スペクトル線強度も n_e に依存するので⁽⁴⁷⁾、 OIV/n_e 及び $CIIV/n_e$ という様に酸素及び炭素のスペクトル線強度を電子密度に対して正規化した。この正規化した値 OIV/n_e は TDC と ECR-DC では洗浄を行うにつれて減少して行くが、GDC による洗浄では減少していない。即ち前二者の洗浄では酸素不純物を減らしている事が明らかである。尚 $CIIV/n_e$ については図示していないが、三方式の放電洗浄のどれについても、TD-1, 2, 3 各々のトカマクプラズマからの分光強度に殆ど変化がなかった。

トカマクにおいて達成できる最大電子密度 n_e^{max} は実験則である村上比例則で与えられている。⁽⁴⁸⁾

$$n_e = 10^{19} M (B_t/R) \quad (5.13)$$

M は村上係数で、オーム加熱では 5 ~ 10, NBI 加熱では 10 ~ 16 になる。真空容器表面をチタ

ンでコーティングし、酸素不純物を少なくしたプラズマではこの係数が上昇する⁽⁴⁹⁾。この実験において電子密度を上げるためガス注入量を増大していき、遂にプラズマが崩壊する時の n_e から求めた最大電子密度 n_e^{\max} はTDC, ECR-DCでは洗浄が進むにつれ増大するが、GDCではあまり変化がない。これは前二者の洗浄がチタンコーティングと同様、真空容器表面を清浄化し酸素不純物を減少する一方、後者はそうでない事によると思われる。

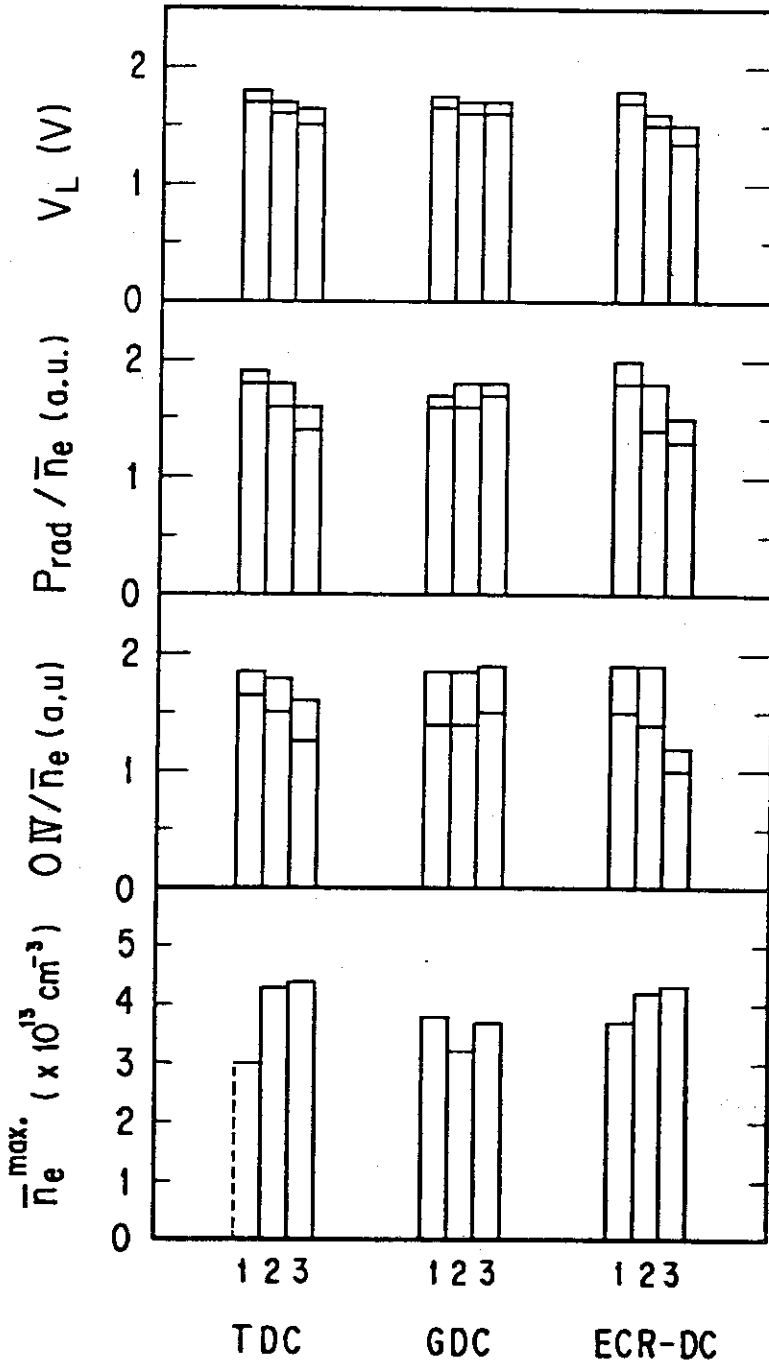


図 5.24 TDC, GDC, ECR-DC によるトカマクプラズマパラメータの改善; 1, 2, 3 は各々 TD-1, TD-2, TD-3 に対応する。ワントーン電圧 V_L , 電子密度で正規化された放射損失 P_{rad}/n_e , 電子密度で正規化された放射損失 P_{rad}/n_e , 電子密度で正規化された酸素の分光強度 OIV/n_e , 達成した最大電子密度 n_e^{\max}

垂直方向の電子温度分布 $T_e(z)$ は不純物に大きく影響される。何故なら不純物はプラズマ中に混入しその地点を局所的に冷やすからである。一般的に軽元素不純物が多くなると、プラズマは中心部の温度が高く周辺部が低いというピーキングした分布になる⁽⁵⁰⁾。図 5.25 は TDC の際の TD-2 と TD-1 の $T_e(z)$ を比較した図である。図の様に放電洗浄後のトカマクプラズマである TD-2 の分布が放電洗浄前のトカマクプラズマである TD-1 の分布に比べより平坦になっている。即ち 30 分間の放電洗浄で壁から混入する不純物が減少し、電子温度分布がより平坦なプラズマが生成された事、即ち実効的にプラズマ小半径が大きくなった事を示している。ECR-DC でも同様の結果を得ているが、GDC では $T_e(z)$ は殆ど変化がなかった。

以上より TDC と ECR-DC では壁面の酸素不純物が減少し、それにつれてトカマクプラズマのパラメータが改善されていく事がわかる。一方 GDC では炭素不純物は減少するが、プラズマパラメータはほとんど改善されていない。

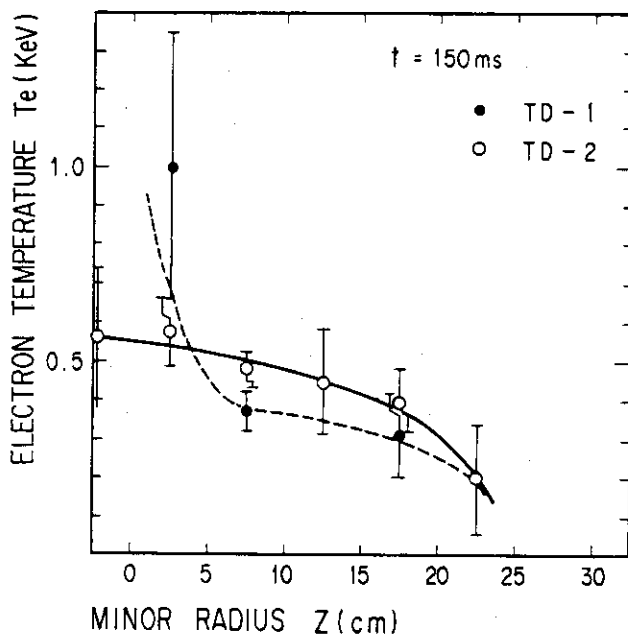


図 5.25 放電洗浄による電子温度分布 $T_e(z)$ の変化 (TDC の場合) ; 1 回目のトカマク放電 (TD-1) 時と 2 回目のトカマク放電 (TD-2) 時の変化, 測定時はトカマク放電開始後 150 ms 経過した時である。

5.5.3 SUS 304 サンプルの表面分析

この実験において各々の放電洗浄時に、SUS 304 を挿入してその表面成分を AES で分析した。その結果を図 5.26 に示す。測定は 1 回目の放電洗浄の前 (DC-1 の前), 1 回目の放電洗浄の後 (DC-1 の後), 2 回目の放電洗浄の後 (DC-2 の後) の 3 点で行かれた。これらは図の 1, 2, 3 にそれぞれ対応する。図から明らかな様に、酸素成分は TDC, ECR-DC では大きく減少するが、GDC ではそれ程減少していない。一方炭素成分は GDC では大きく減少し、ECR-DC でも減少しているが、TDC では減少せずかえって増加している。この結果は 5.3 及び 5.4 節で述べた放電洗浄を単独で実験した時の結果と一致している。尚この GDC と ECR-DC の表面成分の分析結果は他の実験⁽⁴³⁾とも一致している。

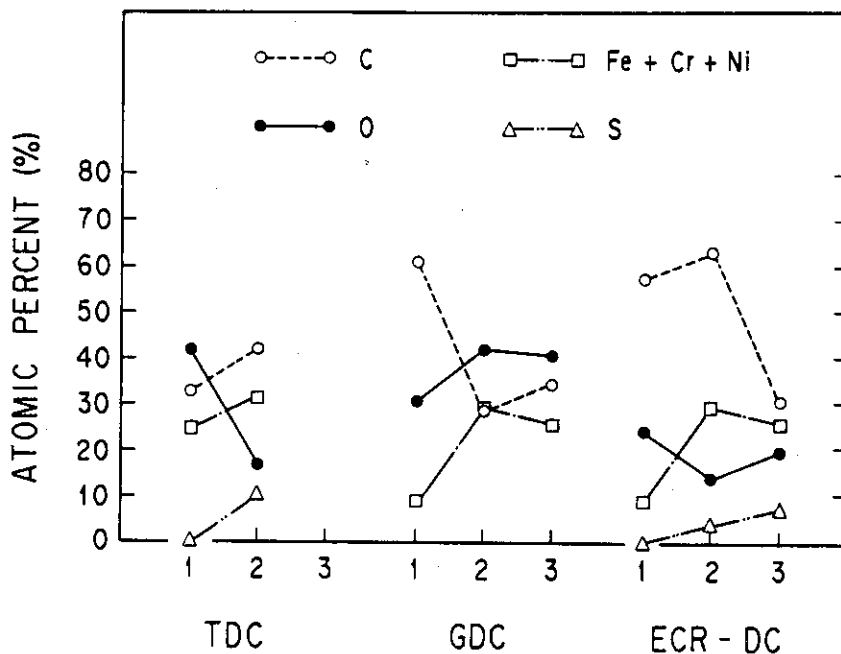


図 5.26 TDC, GDC, ECR-DC を行った場合の SUS 304 表面成分の変化

5.5.4 QMAによる残留ガス分析

QMAによる残留ガス測定が全ての放電洗浄中に行われた。その一例は図 5.23 に示した。測定された主な質量スペクトルは $M/e = 16, 18, 28$ であり、これらは各々 $CH_4, H_2O, CO + C_2H_4 + C_2H_6$ に対応する。この内 $M/e = 28$ に各成分がどの程度含まれているかは以下の式から計算できる⁽³⁵⁾。

$$\begin{aligned}
 i_{27} &= SG (a_{11} p_{CO} + a_{12} p_{C_2H_4} + a_{13} p_{C_2H_6}) \\
 i_{28} &= SG (a_{21} p_{CO} + a_{22} p_{C_2H_4} + a_{23} p_{C_2H_6}) \\
 i_{29} &= SG (a_{31} p_{CO} + a_{32} p_{C_2H_4} + a_{33} p_{C_2H_6})
 \end{aligned}
 \tag{5.14}$$

ここで i_{27}, i_{28}, i_{29} は QMA の $M/e = 27, 28, 29$ の測定電流, SG は QMA の感度, $a_{11} \sim a_{33}$ はクラッキングパターン係数である⁽³⁷⁾。又 $p_{CO}, p_{C_2H_4}, p_{C_2H_6}$ は各々 CO, C_2H_4, C_2H_6 の分圧である。測定値と (5.14) 式とからの計算によれば, $M/e = 28$ は TDC ではほとんど C_2H_6 であった。又 GDC ではほとんどが C_2H_4 と C_2H_6 の炭化水素類であり, ECR-DC では 60% が CO で残りの 40% が C_2H_4 と C_2H_6 であった。

この様にして同定された H_2O と CO とから酸素除去量が, 又 CH_4, CO, C_2H_4 及び C_2H_6 から炭素除去量が, (5.9) 式にもとずいて計算される。この様な計算によれば, 最初の放電洗浄 DC-1 の間に TDC によって除去された酸素及び炭素量は各々 3.2 及び 5.3 Torr · l であった。GDC ではそれが各々 0 及び 2.7 Torr · l, ECR-DC では各々 1.1 及び 1.0 Torr · l であった。この様に TDC では酸素及び炭素が, GDC では炭素が多く, ECR-DC では酸素・炭素共よく除去されるという計算結果を得た。この結果は 3.5.3 に述べた AES による表面分析結果に合致する。

5.6 結 言

トカマク放電におけるコンディショニングとして必要不可欠な放電洗浄の特性を知り、かつ効果的に高温プラズマを得るために、JFT-2及びJFT-2Mにおいて、各種の放電洗浄装置を製作し実験した。その結果以下の結論が得られた。

- (1) TDCでは最適な運転条件があり、それは H_2O の生成量で決められる。実験によれば最も大量に H_2O を発生するトカマクプラズマの電子温度はプラズマ導電率より計算した値で約5 eVである。
- (2) GDCにおけるグロー放電は点火時には電極を容器内へ充分挿入した方が、より低い印加電圧で点火する。又この放電は正規グロー放電であり、かつ低圧のためトラス容器のほぼ全面に放電は行き渡る。洗浄効果の点では、QMAによる生成ガス及びAESによる表面分析によれば、GDCは炭素成分をよく除去するが、酸素成分はあまり除去しない。この理由はグロー放電においては、壁面酸素の還元作用の強い H° 粒子が少ない事及び水素イオン等は陰極降下電圧のため約300 eVの比較的高いエネルギーを持ち、これが壁で生成された H_2O を解離してしまう事等による。
- (3) ECR-DCのプラズマはリミター面で T_e 、 n_e がそれぞれ4 eV、 $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ であり、 T_e 、 n_e の空間分布測定は電離が主に高域混成共鳴で起こっている事を示唆している。RFのパワーが2 kWではガス圧の増加に伴って、生成・排出される不純物量も増大する。更にAESによる表面観察によればECR-DCは H° 粒子による還元作用によって、壁面の酸素成分を急速に減少させる。
- (4) 上述の三方式の特性をよく知るための比較実験では、実際にトカマクプラズマを生成してその効果を調べた。その結果TDCやECR-DCの様に酸素不純物をよく除去する放電洗浄を行うと、トカマクプラズマの放射損失が減少し、電子密度が増大するという様にプラズマの特性を改善する。それに比べGDCは炭素不純物を減少させるが、プラズマの改善にはあまり効果的ではなかった。これは酸素不純物は炭素不純物に比べて高電離するので、プラズマに対して不純物としての影響、即ち放射損失の増大等が大きいためである。

参 照 文 献

- (1) 宮本健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」, p.430 (昭 51. 岩波書店)
- (2) R. Behrisch & B.B. Kadomtsev: "Plasma impurities and their significance in fusion reactors", Proc. 5th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1975) Vol.2, p.229
- (3) G.M. McCracken & P.E. Stott: "Plasma-Surface Interaction in Tokamak", Nuclear Fusion, 19 (1979) 889
- (4) 山本 他: 「JT-60 真空容器壁の建設段階の清浄化処理」, 真空, 29 (1986) 187
- (5) H.F. Dylla: "Review of the Wall Problems and Conditioning Techniques for Tokamaks", J. Nucl. Materials, 93 & 94 (1980) 61
- (6) N. Fujisawa, et al.: "Discharge Cleaning in JFT-2", Jpn. J. Appl. Phys., 13 (1974) 851
- (7) Y. Gomay, et al.: "Discharge Cleaning Experiment in the JFT-2 Tokamak with Surface Observation by AES", J. Vac. Sci. Technol., 15 (1) (1978) 103
- (8) L. Oren & R.J. Taylor: "Trapping and Removal of Oxygen in Tokamaks", Nuclear Fusion, 17 (1977) 1143
- (9) K. Bol, et al.: "Radiation, impurity effects, instability characteristics and transport in ohmically heated plasmas in the PLT tokamak", Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1979) Vol.1, p.11
- (10) Equipe TFR: "Low- Z_{eff} plasma confinement in the TFR 600 tokamak", Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1979) Vol.1, p.135
- (11) H.F. Dylla, et al.: "Observation of Changes in Residual Gas and Surface Composition with Discharge Cleaning in PLT", J. Vac. Sci. Technol., 16 (2) (1979) 752
- (12) TFR group: "Surface Conditioning and Mass Spectroscopy in the TFR-600 Tokamak", J. Nucl. Materials, 76 & 77 (1978) 587
- (13) Y. Gomay, et al.: "Wall Conditioning by Low Power Discharge in the ISX-A Tokamak", J. Vac. Sci. Technol., 16 (3) (1979) 918
- (14) T. Arai, et al.: "Wall Conditioning in JT-60", J. Nucl. Materials 145-147 (1987) 686
- (15) R.P. Govier, et al.: "Gas Discharge Cleaning of Vacuum Surfaces", J. of Vac. Sci. and Technol., 7 (1970) 552

- (16) H.F. Dylla, et al.: "Glow Discharge Conditioning of the PDX Vacuum Vessel", J. Vac. Sci. Technol., 17 (1) (1980) 286
- (17) W. Poschenrieder, et al.: "Conditioning of ASDEX by Glow Discharge", J. Nucl. Materials, 93 & 94 (1980) 322
- (18) F. Waelbroeck, et al.: "Cleaning and Conditioning of the Walls of Plasma Devices by Glow Discharges in Hydrogen", J. Vac. Sci. Technol., A2 (4) (1984) 1521
- (19) K.J. Dietz: "Wall Conditioning in JET", Proc. IX Inter. Vac. Congress & Inter. Conf. on Solid Surfaces, Madrid, p.706 (Asociation Espanola del Vacio y Sus Aplicaciones, Madrid, 1983)
- (20) Y. Sakamoto: "ECR Discharge cleaning of Toroidal Machines", Proc. IX Inter. Vac. Congress & Inter. Conf. on Solid Surfaces, Madrid, p.716 (Asociacion Espanola del Vacio y Sus Aplicaciones, Madrid, 1983)
- (21) V.A. Vershkov & S.V. Mirnov: "Role of Impurities in Current Tokamak Experiments", Nuclear Fusion, 14 (1974) 383
- (22) Y. Matsuzaki, et al.: "Rate of Production of Water Vapour in Low-power, High-Repetition-Rate Discharge Cleaning", Jpn. J. Appl. Phys., 25 (1986) 253
- (23) 熊谷 他: 「真空の物理と応用」, p.191 (昭45. 裳華房)
- (24) 熊谷 他: 「真空の物理と応用」, p.141 (昭45. 裳華房)
- (25) H.F. Dylla, et al.: "Conditioning of Ion Sources for Mass Spectrometry of Plasmas", J. Vac. Sci. Technol., A1 (1983) 1297
- (26) N. Noda, et al.: "Wall Conditioning of the JIPP T-II Torus by AC Discharge Cleaning", J. Nucl. Materials, 111 & 112 (1982) 498
- (27) J.J. Olivero, et al.: "Electron Deposition in Water, with Atmospheric Applications", J. Geophysical Research, 77 (1972) 4797
- (28) E.M. Jones: "Atomic Collision Processes in Plasma Physics Experiments: Analytic Expression for Selected Cross-Sections and Maxwellian Rate Coefficients II", UKAEA Report CLM-R 175 (1977)
- (29) 松崎 他: 「グロー放電によるJFT-2Mトカマク第一壁の洗浄」, 電学論A 107 (昭62-6) 291
- (30) 電気学会編: 「放電ハンドブック」, p.99 (昭49, 電気学会)
- (31) 武田 進: 「気体放電の基礎」, p.68 (昭48, 東明社)
- (32) 電気学会編: 「放電ハンドブック」, p.139 (昭49, 電気学会)
- (33) 電気学会編: 「放電ハンドブック」, p.106 (昭49, 電気学会)
- (34) A. von Engel, 山本, 奥田 訳: 「電離気体」, p.28 (昭43, コロナ社)
- (35) J.F. O'Hanlon, 野田 他 訳: 「真空技術マニュアル」, p.84 (昭58, 産業図書)
- (36) 松崎 他: 「JFT-2Mトカマクにおける真空計の校正」, 真空 29 (1986) 245

- (37) J. F. O' Hanlon, 野田 他 訳: 「真空技術マニュアル」, p.373 (昭58, 産業図書)
- (38) Auger Electron Spectra Catalogue, (日電 ANELVA Corp. 1979)
- (39) Y. Matsuzaki, et al.: "Observation of Surface Composition during ECR Discharge Cleaning in JFT-2M", Jpn. J. Appl. Phys., 25 (1986) L209
- (40) 大山 他: 「ECR放電洗浄における技術開発」, 核融合研究, 54 (1985) 79
- (41) Y-K.M. Peng, et al.: "Microwave Start-up of Tokamak Plasmas near Electron Cyclotron and Upper Hybrid Resonances", Nuclear Fusion, 18 (1978) 1489
- (42) 石井 他: 「TEXTOR装置のECR放電洗浄(I)」, 真空, 26 (1983) 402
- (43) R.E. Clausing, et al.: "Surface Composition Changes of Inconel 625 during RG and ECR Discharge Cleaning of TEXTOR at 300°C", J. Nucl. Materials, 122 & 123 (1984) 1145
- (44) Y. Matsuzaki, et al.: "Experiments on Cleaning Effects of TDC, GDC and ECR-DC in the JFT-2M Tokamak", J. Nucl. Materials, 145-147 (1987) 704
- (45) T. Shoji, et al.: "Results from the JFT-2M Experiments", 11th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics (Aachen, 5-9 Sep., 1983) p.55
- (46) 宮本健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」, p.87 (昭51, 岩波書店)
- (47) R.C. Isler: "Impurities in Tokamaks", Nuclear Fusion, 24 (1984) 1599
- (48) International Tokamak Reactor: Phase Two A, Part II, IAEA, (1986) 468
- (49) S. Konoshima, et al.: "Improvement of Plasma Parameters by Titanium Gettering in the JFT-2 Tokamak", J. Nucl. Materials, 76 & 77 (1978) 581
- (50) 仙石盛夫: 「トカマクプラズマと第一壁との相互作用の制御によるプラズマ閉込め特性の改善」 日本原子力研究所報告書 JAERI-M 85-102 (1985)

6. 高効率プラズマ発生のための予備電離技術

6.1 序言

トカマク装置では5章に述べた様な放電洗浄等のコンディショニングを行った後、トロイダル磁場を発生させ、PF電源を作動させてプラズマを点火する。この時に3章で述べた様にガスを予備的に電離してワンターン電圧 V_L を低下させる事は極めて重要である。即ち、

$$V_L = L_p (dI_p/dt) + R_p I_p \quad (6.1)$$

なので、電離する事によりプラズマ抵抗 R_p 、即ち V_L を低下させる。この事は一次電圧 $V_1 = V_L w_1$ であるから、 V_1 の減少、即ちポロイダル電源設備容量の低減となる。又放電中に消費する磁束は V_L とプラズマ電流通電時間 T との積 $V_L T$ ($V \cdot s$)で表されるので、 V_L の減少はプラズマ電流を流すのに必要な磁束を減少させ、プラズマ電流通電時間を増加させる。

予備電離は主放電に先立って中性ガスを電離するものであり、ガスの電離には種々の方法がある⁽¹⁾。トカマク装置に適用されるのは、簡単で安価な装置となる事、不純物を発生しない事等各種の要因から決まってくる。現在使用されているのは以下の様な方式である

(1) 電子流入射方式

熱陰極(フィラメント)によって電子を放出し、陰極と真空容器間に高電圧を印加し電子流を作り、真空容器中に注入する方式で、その簡便性のためJFT-2⁽²⁾、JFT-2M及びJT-60⁽³⁾で使用されている。

(2) 高周波放電方式

高周波電界によってガスを電離するもので、①真空容器外部にコイルを巻く、②真空容器内部にコイルを巻く、③真空容器にアンテナや電極を差し込む等の方法がある。JFT-2では③の方式について製作し実験した⁽²⁾。

(3) ガン方式

放電によって電離した電子をガス圧や電磁力で駆動して真空容器内へ注入する⁽⁴⁾⁽⁵⁾方式である。ASDEXのボスティックガンの様に $V_L \sim 2-3$ Vとプラズマ抵抗が殆ど無視できる状態でプラズマを立ち上げた結果に示される様に極めて効果である⁽⁶⁾。JFT-2⁽⁷⁾やJT-60⁽⁸⁾ではステラレータ等で開発された $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガンが使用されている⁽⁹⁾。

$\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガンの原理を図6.1に示す。真空容器は 10^{-8} Torrの高真空のため、そのままでは電極間での放電は困難である。それ故圧電素子弁等で高速でガスを電極間へ注入し、放電し易い様に1~10 Torrにする。それとほぼ同時にコンデンサー放電による高電圧を電極間にかけてアーク放電を起こし、電流 \mathbf{J} を発生する。この電流とトロイダル磁場 \mathbf{B} によるローレンツ力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ でアーク中の電子を真空容器中心へ入射する。通常のレーンガンと似ているが、磁場としてトロイダル磁場を利用している。入射された電子はトロイダル磁場に捕捉されたり、トロイダル磁場の $\mathbf{B} \times \nabla B$ ドリフトなどで真空容器中心部へ入らなかったり、再結合で中性化してしまう等の現象が起こる。又アーク放電を用いるため、電極材料が蒸発・イオン化して不純物と

してプラズマ中に混入するおそれがある。

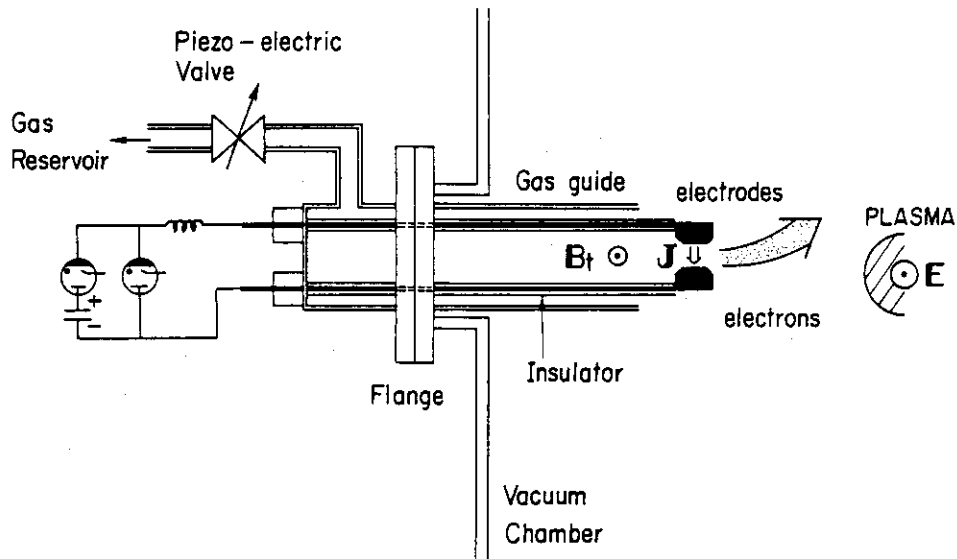


図 6.1 J × B ガン動作概念図

(4) ECR方式

トロイダル磁場によって決まる電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 周波数に等しい高周波を加えて中性ガスを電離する。この ECR によるガスの電離は理論及び実験的に明らかにされているが、トカマクに適用した場合の電離機構は不明確な点が多い⁽¹⁰⁾。トカマク装置における ECR 予備電離では①ランチャーを真空容器内側に設置して X モード波を入射する方式⁽¹¹⁾⁻⁽¹⁴⁾、②ランチャーを真空容器外側に設置して O モード波を入射する方式⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾があり、それらについての理論及び実験が望まれている⁽¹⁷⁾。この論文では JFT-2 で行った電子流入射方式、J × B ガン方式、ECR 方式の三つの予備電離についての研究結果を述べる。

6.2 電子流入射方式⁽²⁾

6.2.1 装置の概要

この装置は真空容器に取り付ける電極と直流電源とからなる。電極は図 6.2 に示す様なフィラメントと陽極とからなる。フィラメントは 0.3 mm φ 2 本と 0.5 mm φ 1 本の計 3 本配線してあり、その材質はタングステンである。タングステン線はトロイダル磁場による切断を防ぐため、磁場と平行となる様に配線する。陽極はフィラメントの熱電子を引き出し、真空容器中に注入するためのものである。フィラメントを加熱する直流電流は真空中におけるタングステンの線径とその限界温度との関係から、0.5 mm φ で最大 17 A となる⁽¹⁸⁾。

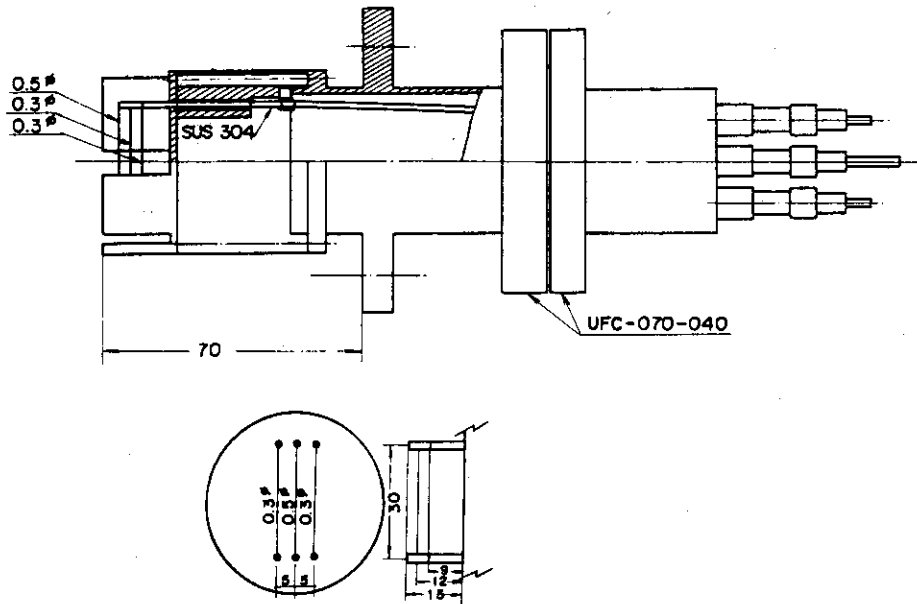


図 6.2 JFT-2 で使用した電子流入射型予備電離装置

6.2.2 装置単体の特性

図 6.3 に真空中におけるフィラメント電流 I_f に対するエミッション電流 I_e の関係を示す。使用したフィラメントの線径は $0.3 \text{ mm}\phi$ 、線長は 30 mm である。図の様に I_f が約 8 A の時、 I_e はおよそ $20 \sim 30 \text{ mA}$ で飽和してしまう。これは陽極印加電圧 V_e を 355 V 、 455 V と変えてもそう変化しない。これは熱電子流に関する Richardson の式⁽¹⁸⁾

$$I_{es} = AT^2 \exp(-11.6\psi/T) \quad (6.2)$$

から説明できる。ここで I_{es} は飽和電子電流密度 (A/cm^2)、 T はフィラメント温度 ($^\circ\text{K}$)、 A (A/deg) と仕事関数 ψ (V) は物質による定数である。タングステンでは $T = 2300 \sim 2500 \text{ }^\circ\text{K}$ 、 $A = 60 \text{ A}/\text{deg}$ 、 $\psi = 4.54 \text{ V}$ であるので、 $I_{es} = 100 \sim 400 \text{ mA}/\text{cm}^2$ となる。図 6.3 における飽和したエミッション電流をタングステン線の表面積で除すると、およそ $100 \text{ mA}/\text{cm}^2$ となり、上述の計算結果とほぼ一致する。

図 6.4 に $I_f = 17 \text{ A}$ の時の I_e と V_e の関係を示す。図より $I_e \propto V_e^{1.4}$ となっている事が分かる。これは真空中の陽極電圧と電流について、空間電荷効果を考慮した Langmuir - Child の法則⁽²⁰⁾

$$I_e = GV_e^{1.5} \quad (6.3)$$

にほぼ一致する。

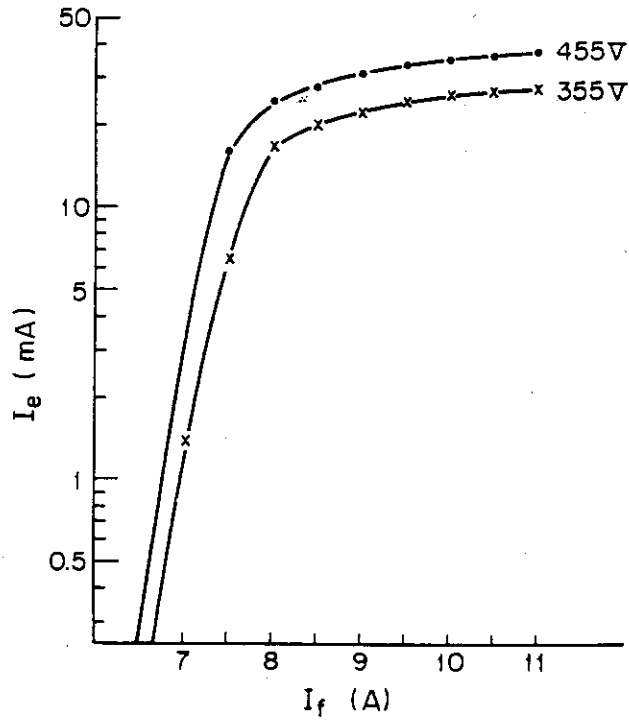


図 6.3 0.3mmφのフィラメントのフィラメント電流 I_f とエミッション電流 I_e の特性；電圧はフィラメント（陽極）と真空容器間に印加した電圧 V_e 。

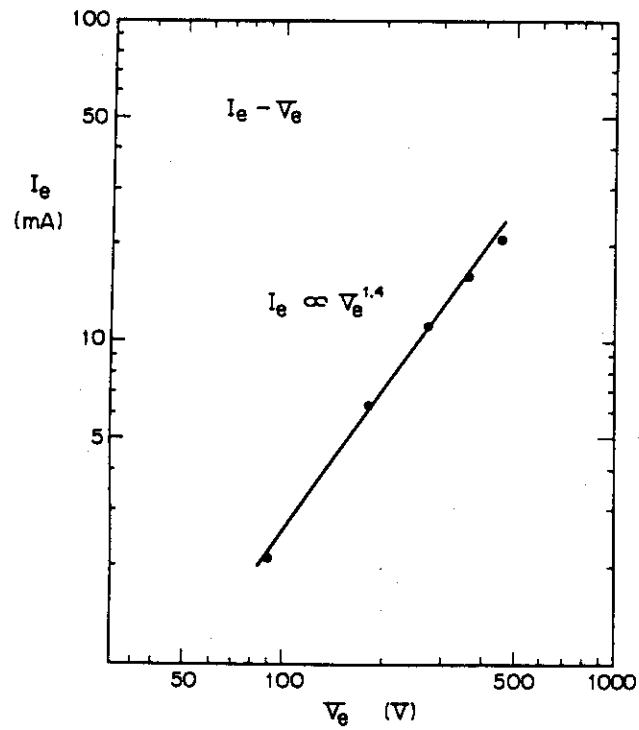


図 6.4 0.5mmφのフィラメントのエミッション電流 I_e と陽極印加電圧 V_e の特性

6.2.3 予備電離効果

この装置を JFT-2 に適用した場合の結果を図 6.5 に示す。(a) は予備電離のない時のトカマク放電であり、(b) は予備電離がある場合の放電である。尚図のワンター電圧が階段状に変化しているのは、図 2.8 で示した第 0, 第 1, 第 2 の各コンデンサバンクが順次投入されていくためである。予備電離を行うと V_L が 57 V から 39 V へと 68% に減少している。又消費磁束に関して 2 番目のコンデンサバンク投入迄で計算すると、 $0.25 \text{ V}\cdot\text{s}$ から $0.18 \text{ V}\cdot\text{s}$ と約 70% に減少している。更に予備電離があると硬 X 線の発生が低下し、殆ど発生していない。これはこの期間にリミターと電流チャンネルが殆ど衝突しない緩やかなプラズマの立ち上げとなり、かつ不純物の少ないプラズマが発生していると想像される。尚この電子流入射型予備電離を使用すると、上記の効果の他に放電ミスが減少する事やプラズマが安定に立ち上がる事など、プラズマ発生技術においても非常に効果があり、JFT-2 及び JFT-2M では必要不可欠な機器となった。

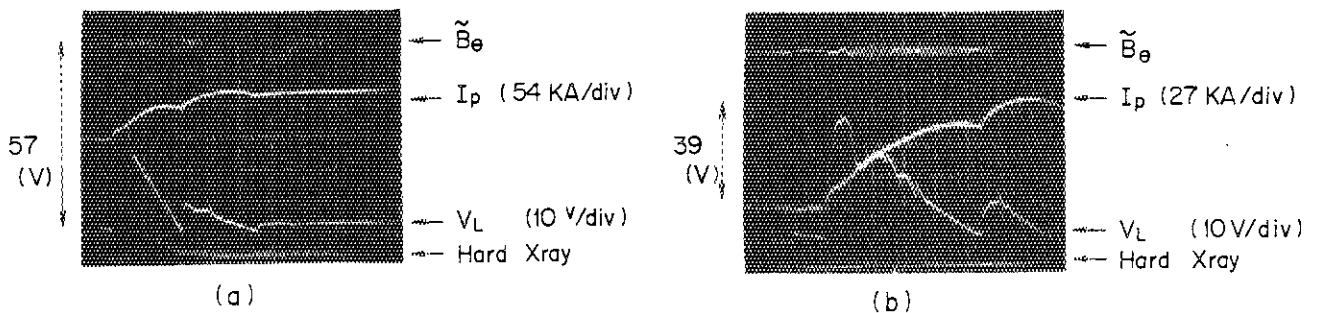


図 6.5 電子流入射型予備電離の有・無によるプラズマ立ち上げ時の違い；ワンター電圧 V_L 、プラズマ電流 I_p 、硬 X 線発生及び磁気プローブ信号 B_θ の波形

6.3 J × B ガン方式⁽⁷⁾

6.3.1 装置の概要

JFT-2 で使用した J × B ガン装置の概念図は図 6.1 に示した。電極迄の導体は、アーク放電を出来るだけ真空容器中心に発生させるため、ポートからリミター近傍まで延ばし、セラミックスで絶縁した。電極材料はタングステンでその間隔は 2 mm である。ガスは圧電素子弁 (Piezo-electric Valve) で高速・短時間にガスを電極間へ注入し、アーク放電を起こすのに適当な圧力にする。放電用電源は $100 \mu\text{F}$ 、10 kV のコンデンサーバンクで、放電電流のパルス幅を延ばすため $40 \mu\text{H}$ のコイルを挿入し、更にクローバ回路をつけてある。この様な電源でアーク放電を発生させた時の電流波形は時定数が約 3 ms の微分波形となった。

6.3.2 J × B ガン放電領域

J × B ガンは電極間でアーク放電を起こす必要がある。それ故まずアーク放電を起こす圧力領域を調べた。その結果を図 6.6 に示す。横軸は注入したガス量を真空容器の電離真空計で測定したガス圧、縦軸はコンデンサー電源の充電電圧である。図で○はアーク放電が発生した時の圧力、

×は放電が起こらない時、△はマージナルな領域である。図に示す様にほぼ 2×10^{-4} Torr の時に最も低い印加電圧でアーク放電が発生する。

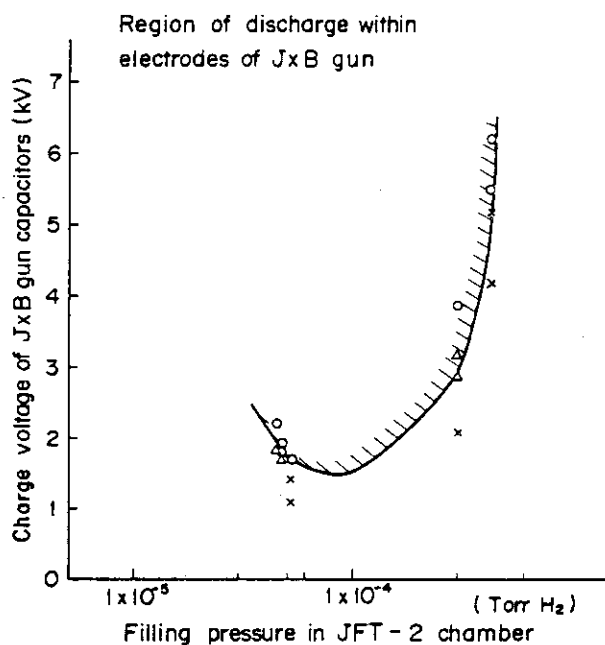


図 6.6 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガンの電極間点火特性；ガス圧と充電電圧に対する放電可能領域

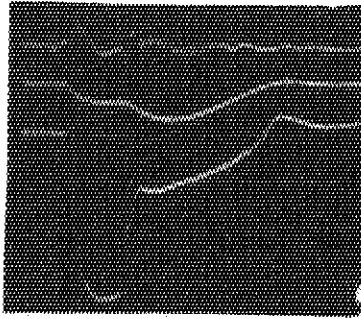
この実験結果は Paschen の法則から説明できる⁽²¹⁾。JFT-2 の真空容器の体積は 3 m^3 、この装置のバルブから電極先端迄の体積はおおよそ 150 cm^3 である。放電の際この間が一様な圧力であるとすれば、真空容器が 2×10^{-4} Torr の時、電極間の圧力は 4 Torr となる。電極間が 2 mm なので $p l \sim 0.8 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ となり、 H_2 の最小火花電圧である $(p l)_{\text{min.}} \sim 1.2 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ ⁽²²⁾ とほぼ一致する。若干の違いはバルブから電極先端迄が一様な圧力であると仮定した事等によると思われる。尚斜線の領域がアーク放電が可能な領域であり、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガンを動作させるにはこの圧力範囲になる様にリザーバ圧やバルブの開閉度、開閉時間等を調整して運転する。

6.3.3 予備電離効果

$\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガンを JFT-2 トカマクに設置してその予備電離効果を実験した。 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン予備電離がある時とない時のトカマク放電波形を図 6.7 に示す。図の(1)と(3)を比較すると明らかな様に、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガンによる予備電離を行うとワンターン電圧 V_L は低下し、プラズマ電流は滑らかに立ち上がっている。尚(2)に図示してある電子流入射型予備電離と比較すると、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン予備電離の方が V_L は低下しており、より効果的である事が分かる。

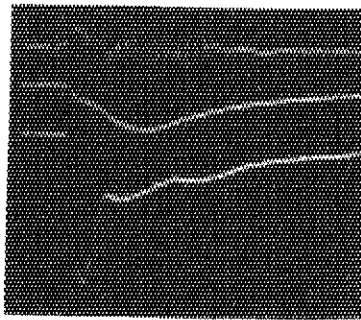
このブレークダウン電圧 V_{Lb} の変化についてガス圧を変えて実験した。その結果を図 6.8 に示す。実験条件についてはアーク電流 $I_{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}$ は 1.0 kA であり、トロイダル磁場 B_t は 7 kG (図 6.8 (a)) 及び 3.5 kG (図 6.8 (b)) の二例について行った。図で白抜きは $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン予備電離がない時、黒点はある時を示す。○、●はトカマク放電を開始した時ガスがブレークダウンを起こした時、□、■はマージナルな時、△、▲は起こさない時の最大ワンターン電圧である。この実験

(1) Without pre-ionization



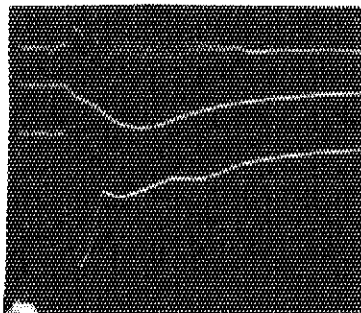
\tilde{B}_e
 I_p
 $V_L : 10V/div$

(2) With filament pre-ionization



\tilde{B}_e
 I_p
 $V_L : 10V/div$

(3) With $J \times B$ gun pre-ionization



\tilde{B}_e
 I_p
 $V_L : 10V/div$

図 6.7 $J \times B$ ガン予備電離によるプラズマ立ち上げ時の比較：(1)予備電離なし，(2)電子流入射型予備電離の場合，(3) $J \times B$ ガン予備電離の場合：ワンターン電圧 V_L ，プラズマ電流 I_p 及び磁気プローブ信号 B_e の波形

結果から以下の事がいえる。

- (1) $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン予備電離を行う事によりガス圧の広い範囲にわたって、 V_{Lb} は 15% から 60% と大巾に低下した。
- (2) トカマク放電の発生が可能であるガス圧の領域が、より圧力の低い方へ又圧力の高い方へと広がった。この事はプラズマ発生条件を大幅に拡大した。
- (3) ガス圧が 3.5×10^{-5} Torr 以上の領域においては、トロイダル磁場が 7 kG から 3.5 kG へと変わっても、 V_{Lb} はほぼ同一の値になっている。これは $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガンによって生成・吹き込まれた電子がある程度あれば、ブレークダウンし易くなり、再現よくほぼ同一の V_{Lb} でブレークダウンを起こす事を示している。

尚予備電離がない時、7 kG に比べ 3.5 kG の場合に V_{Lb} が高くなっているのは、磁場が弱いと宇宙線等によって電離されて存在する僅かの電子が捕捉されにくい事及び電場によって加速され衝突・電離した電子も、僅かな不整磁場によって損失してしまうためである⁽²³⁾。

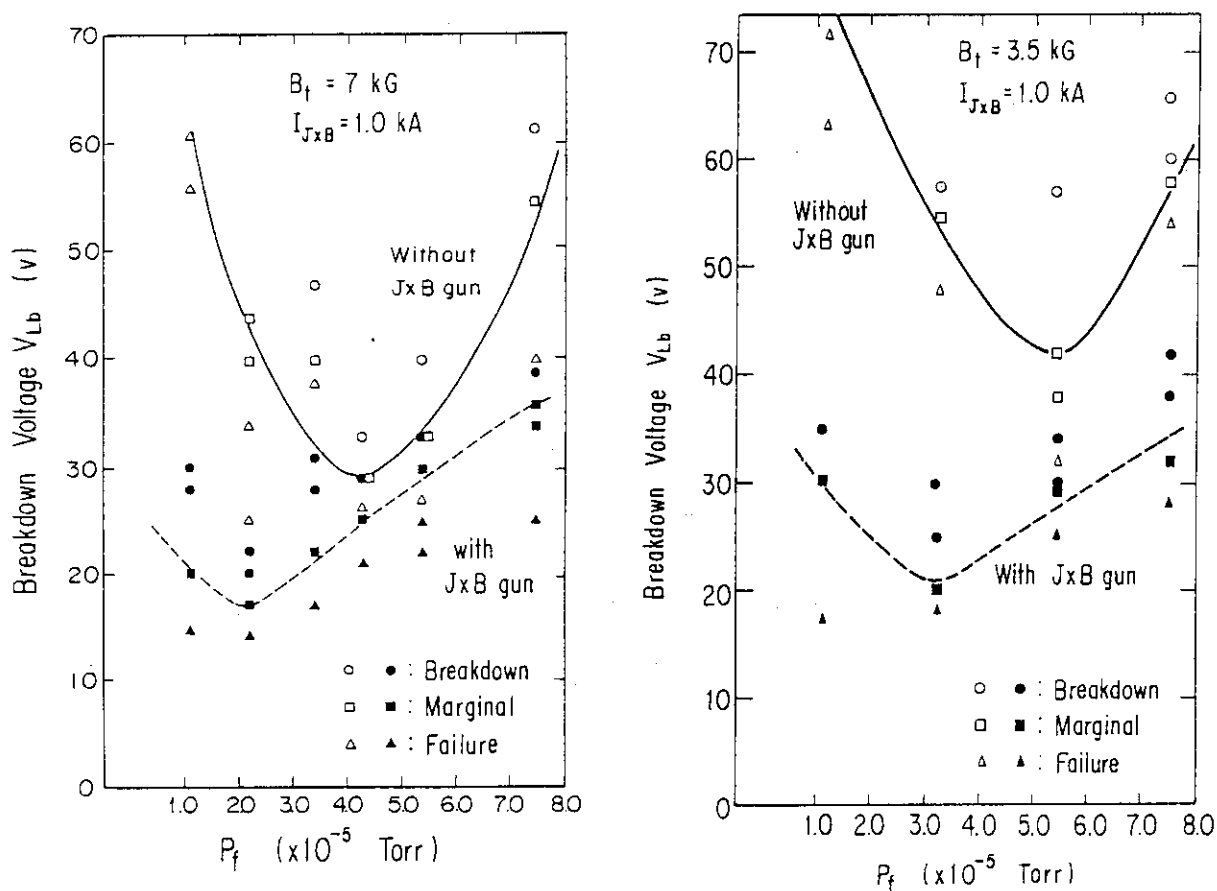


図 6.8 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン予備電離の有・無による放電破壊電圧 V_{Lb} のガス圧依存性、
(a) $B_t = 7$ kG, (b) $B_t = 3.5$ kG

トロイダル磁場 B_t を変えた時、 V_{Lb} の変化を実験した。その結果を図 6.9 に示す。ガス圧は 4.0×10^{-5} Torr である。図に示す様に B_t が 3.5 kG から 10 kG 迄の間は、 V_{Lb} はほぼ 30 V と一定である。しかし B_t が 3.5 kG 以下になると、 V_{Lb} は急激に上昇していく。これはトロイダル

磁場が弱いと電子が充分捕捉されない事及び $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ のローレンツ力が弱いためアーク放電によって発生した電子が充分真空容器内に注入されない事等のためと思われる。一方 B_t が 10 kG 以上になると V_{Lb} も徐々に上昇して来る。これは磁場が強いため、電子が真空容器周辺部でトロイダル磁場に捕捉され真空容器中心部へ注入されない事及び $\mathbf{B} \times \nabla B$ ドリフトが強いので、電子が散逸し易い事等のためと思われる⁽²⁴⁾。

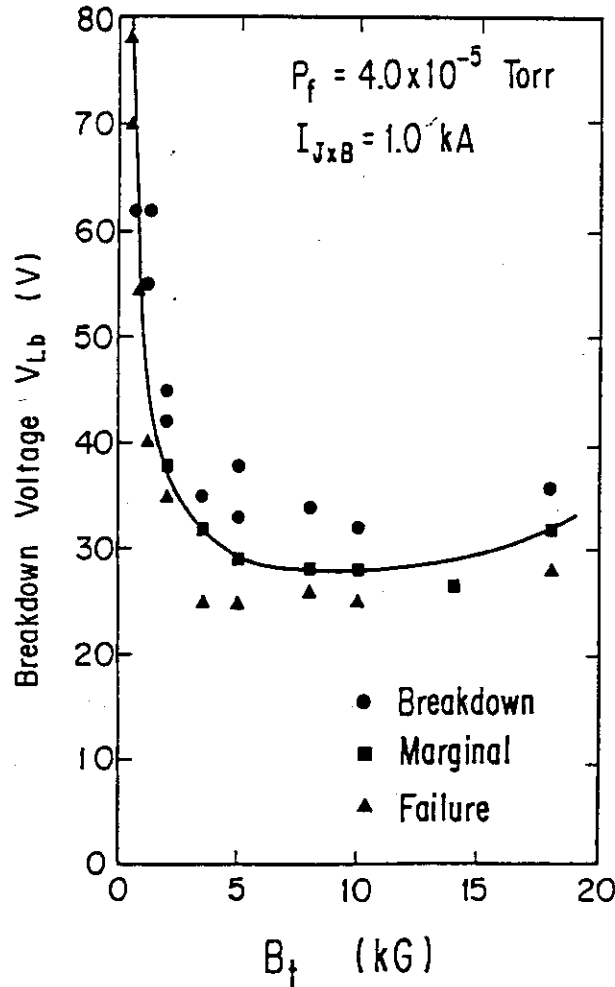


図 6.9 放電破壊電圧 V_{Lb} のトロイダル磁場 B_t 依存性

6.4 ECR 方式

6.4.1 μ 波の伝播と吸収

ECR 予備電離は最も確実な予備電離方式として、6.1 節で述べた様に幾つかの実験が行われた。しかしこれらの実験の大部分は μ 波をトーラス容器内側の高磁場側から放射し、異常波 (Extraordinary (X) mode Wave) 伝播によってプラズマ中を伝播し、高域混成波共鳴 (Upper Hybrid Resonance : UHR) 域における波の吸収、線形モード変換、バーンスタイン波による電子の電離を利用するものである。しかし将来のトカマク炉では、アンテナは真空容器へのアクセスが容易なトーラス外側が望ましい。それ故トーラス外側から正常波 (Ordinary (O) mode)

伝播による予備電離方式が望ましいとされている⁽¹⁷⁾。

そこでOモード波の伝播と吸収についてJFT-2に適用したECR予備電離システムに関して考察する(図6.10及び図6.11参照)⁽¹⁶⁾。まず伝播については、Oモード波は周波数 ω とプラズマ周波数 ω_{pe} との間に $\omega > \omega_{pe}$ の条件がある場合に伝播する。 $\omega/2\pi = 28\text{ GHz}$ では電子密度 n_e が、 $n_e \leq 9.7 \times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ の条件を満たす必要がある。予備電離で使用する場合は n_e が薄いのではば問題なく真空容器内を伝播する。又このカットオフの密度は μ 波の入射角 θ_z (図6.11参照)に依存するが、 $\theta_z \geq 42^\circ$ であれば密度に関係なくなる⁽¹⁶⁾。

次に吸収について検討する。吸収についてはOモード波は $\theta_z \geq 75^\circ$ で極めて効率良く吸収される⁽¹⁶⁾。又真空容器中を端から端まで1回伝播する(シングルパス)間、Oモード波では n_e や T_e が高ければ、高い程吸収効率が上がる事が示されている⁽²⁵⁾。文献(25)に示されている図によれば、 $n_e = 0.71 \times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ 、 $\theta_z = 80^\circ$ 、28 GHzでは、このシングルパス間に吸収される μ 波は0.08%程度となる。又文献(26)によれば、シングルパス中吸収される割合は次式から求められる。

$$F_0 = 1 - \exp(-\Gamma_0) \tag{6.4}$$

但し、 $\Gamma_0 = (\pi/2) (T_e/mc^2) (\omega_{pe}^2/\omega^2) (\omega n_+/c) R$

ここで c は光速、 n_+ は垂直方向の屈折率、 R はトーラス大半径、 F_0 は吸収率である。この式から図6.11の場合におけるOモード波のシングルパス中での吸収について計算する。 $n_e = 1 \times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 10\text{ eV}$ 、 $R = 0.9\text{ m}$ 、 $\theta_z = 80^\circ$ 即ち屈折率 $n_+ = 0.93$ 、周波数が28 GHzでは0.16%程度の吸収となる。この二つの理論計算からOモード波はシングルパス間で殆ど吸収されない事になり、そのため中性ガスをほとんど加熱・電離しない事になる。

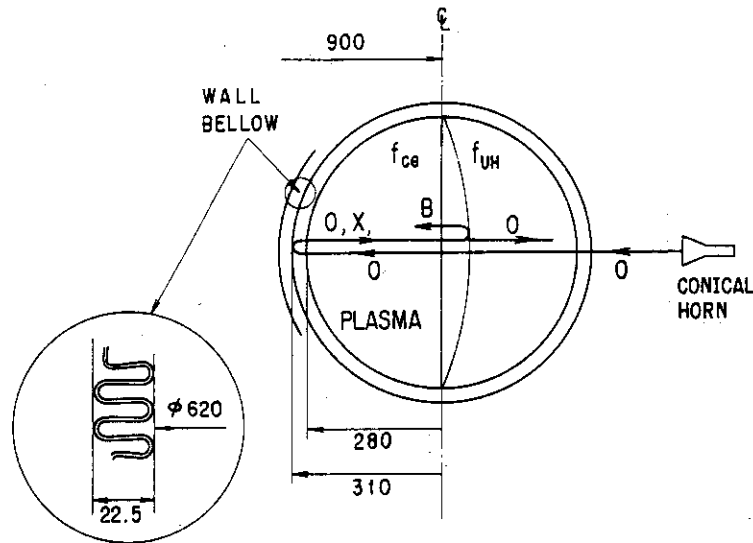


図6.10 トーラス真空容器中の正常波(Oモード波)の伝播と吸収；Oは正常波，Xは異常波， f_{ce} は電子サイクロトロン共鳴域， f_{UH} は上側混成共鳴域

以上の事からOモード波の吸収・加熱が起こるのは、以下の機構によると考えられる。即ち、Oモード波は図6.10に示す様に真空容器中を伝播し、トーラス容器内側の複雑な形状をしたベロー状のステンレス壁に入射する。この波の一部は金属中へ透過し吸収されるが、他は反射する。この反射波の一部は壁面で偏向し電界がトロイダル磁場に垂直な成分を持つ波、即ちXモード波を発生する⁽²⁷⁾。しかし反射波のほとんどはOモード波である。この偏向によって発生したXモード波はECR共鳴域やUHR共鳴域で吸収され、ガスを電離する。一方反射したOモード波の一部分はサイクロトロン吸収されるが、大部分はそのままトーラス外側へ伝播し、真空容器へ入射し、壁で透過・吸収・反射を行う。この様にしてOモード波はサイクロトロン吸収及び偏波によるXモード伝播とUHR共鳴域での吸収という二つのメカニズムによってガスを電離し加熱してゆくと考えられている⁽¹⁶⁾。

6.4.2 装置の概要

JFT-2において使用したECR予備電離装置の概要を図6.11に示す⁽¹⁶⁾⁽²⁶⁾⁽²⁸⁾。発振管は28 GHz, 200 kWのジャイロトロンであり、TE₀₂モードを発振する。このμ波はモード変換器でTE₁₀モードに変換し、そのパワーは25 kW×8に分けられ、WR-42の矩形導波管8本で本体近傍へ伝送される。このμ波はTE₁₁モードとなり、電場がトロイダル磁場と同一水平方向に偏波され、円錐ホーンからOモード波として真空容器中へ放射される。このホーンは上下4本、横2列の計8本からなり、最上部と最低部のホーンは赤道面から±6 cmの位置にある。ホーンか

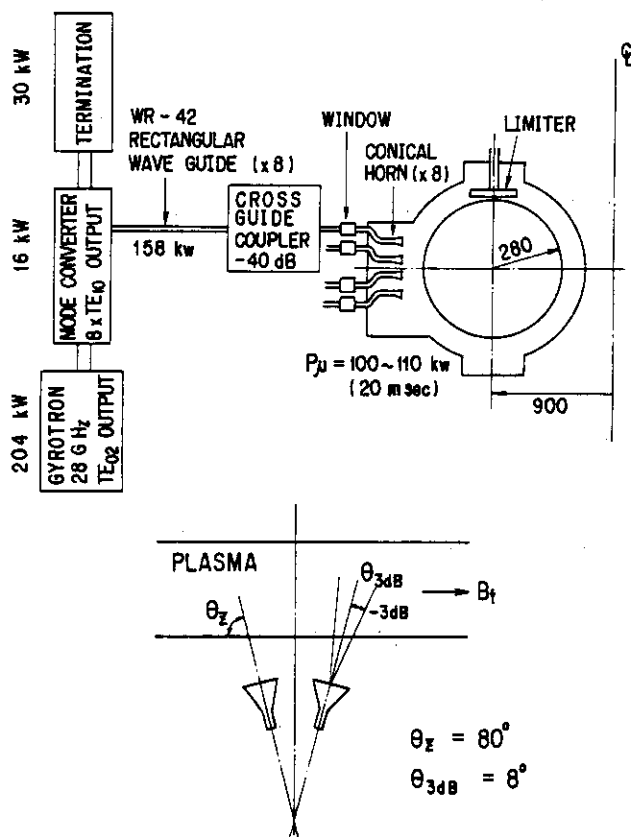


図6.11 JFT-2におけるECR予備電離システム概念図

ら放射される波の波数ベクトル \mathbf{k} はトロイダル磁場 B_t に対して $\theta_z (\mathbf{k} \parallel B_t) = \pm 80^\circ$ である。ホーンの指向性は半値点、即ち電場が最大値の $1/2^{1/2}$ となる角度 θ_{3dB} で示されるが、それはこのホーンでは 8° である。又ホーン電力利得は 21 dB である⁽²⁹⁾。

このホーンによって、波はトロイダル方向の屈折率 $n_{\parallel} = \pm \cos \theta_z = \pm 0.17$ で伝播する。又 $\theta_z = \pm 80^\circ$ なので 21.7° ずつトラス方向へ角度を変えて伝播し、約 8 回でトラスを半周する。更に波の吸収及びガスの電離・加熱の発生する場所は、6.4.1 で述べた様に UHR 共鳴域が主である。しかし予備電離ではプラズマが薄いために ECR 共鳴域と UHR 共鳴域が近接するので、空間的には ECR 共鳴域で起こっていると考えてよい。

6.4.3 予備電離効果

ECR 予備電離の効果を図 6.12 及び図 6.13 に示す。実線が予備電離を行った時で、 μ 波入射のタイミングは図の上部に示してある P_{RF} の時点である。図の鎖線は予備電離がない時である。実験条件としては μ 波入射電力 $P_{RF} \sim 100$ kW、パルス巾 $\tau = 5$ ms、ガス圧 $P_f \sim 5 \times 10^{-5}$ Torr、 $B_t = 10$ kG である。

図 6.12 (a) にワンターン電圧 V_L の変化を示す。ブレークダウン電圧は 23 V から 13.5 V へと約 41% 減少している。又磁束はこれによって 0.013 V·s だけ減少している。これはこの立ち上げ期間に消費する磁束を 28% 減少させ、又全磁束の 1.3% 減少させた事になる。 V_L がこれ以上低下しないのはプラズマインダクタンス V_L 分によると思われる。即ち (6.1) に示すワンターン電圧の式における L_p は

$$L_p = \mu_0 R \{ \ln(8R/a) + l_i/2 - 2 \} \quad (6.5)$$

と表わされる⁽³⁰⁾。ここで R , a , l_i は各々プラズマ大半径、プラズマ小半径、無名数化されたプラズマ内部のインダクタンスを示す。この式の l_i の評価は難しいが、電流が放物線分布しているとして $l_i/2 = 1/2$ とすれば、 $L_p \sim 2.0$ μ H となる。図より立ち上げ時は $dI_p/dt \sim 75$ kA/13 ms であるから $L_p (dI_p/dt) \sim 11.5$ V となり、図の V_L とほぼ同一である。即ち ECR 予備電離を使用したプラズマ電流立ち上げ時には $V_L \sim L_p (dI_p/dt)$ となり、プラズマ抵抗分は殆ど零となった。

図 6.12 (b) に I_p の立ち上げを示す。予備電離を行うと滑らかに立ち上がっている。これは予備電離があるために電流チャンネルがリミターと強く干渉する事が起こらないことによると思われる。

図 6.12 (c) に立ち上がり時における電子密度 n_e の測定値を示す。 μ 波によって電離した n_e はおよそ 0.88×10^{13} cm⁻³ と測定された。予備電離があると n_e は滑らかにほぼ I_p に相似した波形で立ち上がっている。しかし予備電離がない時には急峻に立ち上がっている。これは強い電場で急激に電離したためであり、その後ループ電圧が低下するにつれて、滑らかに立ち上がっている。

図 6.13 (a) には 2 倍のサイクロトロン放射 $2\omega_{ce}$ の強度を示す。予備電離がない時にその強度が極めて強いのは、ワンターン電圧が高いため電子が電場によって加速され、逃走電子等の高エネルギー電子を発生しているためと思われる。一方予備電離がある場合はその様な電子は発生していないので、電子温度の上昇に対応して滑らかに立ち上がっている。図 6.13 (b) には波長

340.9 nmのOVの分光強度を示す。これは約60 eV前後の電離電圧を持つ酸素の分光強度である。酸素の発生は予備電離の有無であまり変化がない。図6.13(c)には不純物等にその強度が依存するボロメータの出力を示す。これも予備電離の有無で変化がない。以上の(b)及び(c)の結果は、予備電離の有無で不純物の発生があまり変化がない事を示している。

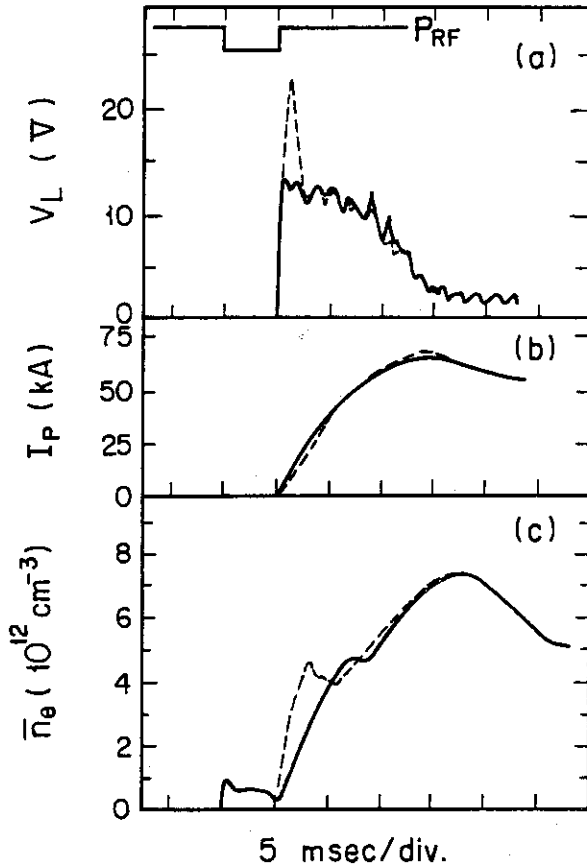


図 6.12 ECR 予備電離効果(1); 実線は予備電離有り, 破線は予備電離無し

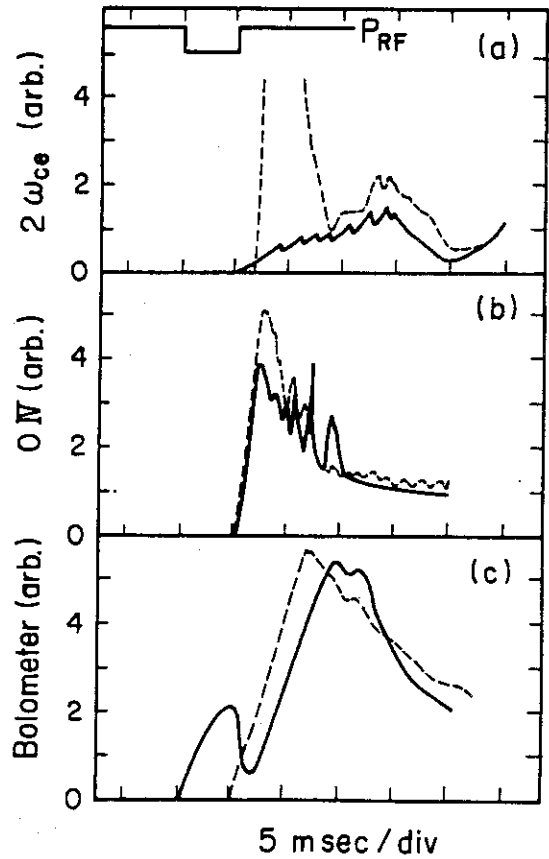


図 6.13 ECR 予備電離効果(2); 実線は予備電離有り, 破線は予備電離無し

6.4.4 ブレークダウン電圧の各パラメータに対する依存性

(1) μ 波入射電力に対する依存性

μ 波入射電力 P_{RF} と放電破壊電圧 V_{Lb} の関係を図 6.14 に示す。実験条件は $p_f \sim 1 \times 10^{-4}$ Torr で ECR 共鳴域は真空容器中心である。 P_{RF} を増していくと V_{Lb} は低下していくが、 P_{RF} が 50 kW 以上になると V_{Lb} は殆ど低下しない。これは $P_{RF} = 50$ kW で生成する電子密度があれば、電流立ち上げの際 $R_p \sim 0 \Omega$ となる事を示している。即ち 6.3.1 で述べた様に真空容器に入射する O モード波はその全てが吸収され電離に寄与するのではない。しかし、この実験から O モード波として $P_{RF} = 50$ kW、即ち JFT-2 の真空容器体積で除すれば、単位体積当たり $3.6 \times 10^{-2} \text{ W/cm}^3$ の μ 波電力があれば、 $R_p \sim 0 \Omega$ となる。そしてその時生成される電子密度 n_e は $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であった。尚測定によれば $n_e \propto P_{RF}$ の関係がほぼ成り立っている。

(2) トロイダル磁場に対する依存性

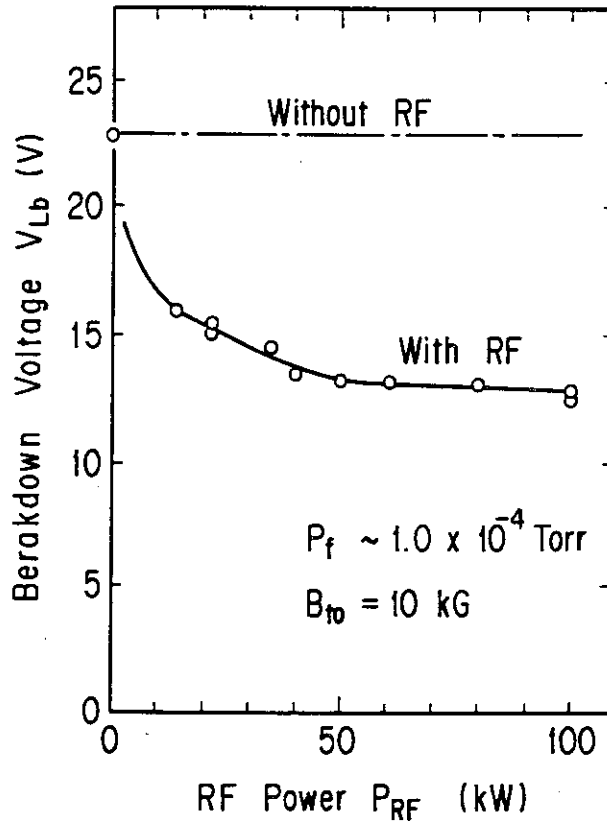


図 6.14 放電破壊電圧 V_{Lb} の μ 波入射電力 P_{RF} 依存性

トロイダル磁場 B_t と V_{Lb} の関係を図 6.15 に示す。実験条件は $P_{RF} \sim 60$ kW で $p_f \sim 1 \times 10^{-4}$ Torr である。横軸には B_t と共に、その B_t と周波数が 28 GHz である事から求められる ECR 共鳴域の存在する位置 X_c を示す。予備電離の有る時と無い時を各々実線と鎖線で、又有る時と無い時の V_{Lb} の差 ΔV_{Lb} を一点鎖線で示す。この量 ΔV_{Lb} を定義するのは、 B_t を下げると不整磁場が減少しそれに伴い V_{Lb} が低下して、予備電離の効果が不明確になるためである。

さて ECR 予備電離を行った時、 B_t が 7 kG から 11 kG の間は V_{Lb} がおよそ 11 V と一定である。この時の n_e は約 $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である事から、(1) で述べた条件を充たす電子が存在し、そのため $R_p \sim 0.2$ のプラズマ立ち上げとなったのである。そして B_t が 11 kG から 12 kG と上昇し ECR 共鳴域が中心よりずれていくと、 n_e も $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ から $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ へと減少し、それに伴って V_{Lb} も 14 V から 19 V へと上昇する。次に一点鎖線で示された ΔV_{Lb} に注目すると、 $X_c = 0$ 時 ΔV_{Lb} が最大となる、即ち V_{Lb} が約 56% も低下し最もよく予備電離効果が現われている。そして X_c が真空容器中心からずれるに従って V_{Lb} も減少し、特に X_c が +27 cm 又は -27 cm とリミターの外側にくると予備電離効果の減少が著しい。

(3) ガス圧に対する依存性

ガス圧 p_f と V_{Lb} の関係を図 6.16 に示す。実験条件は $P_{RF} \sim 60$ kW で ECR 共鳴域は真空容器中心である。予備電離がある場合には、ガス圧の全域にわたって V_{Lb} が低下しており、最も減少した場合は 54% に達している。更に予備電離を行うと放電可能領域が低い圧力領域では 1.2×10^{-5} Torr から 0.5×10^{-5} Torr へと、高い圧力領域では 1.0×10^{-4} Torr から 1.6×10^{-4} Torr へと大巾に広がっている。

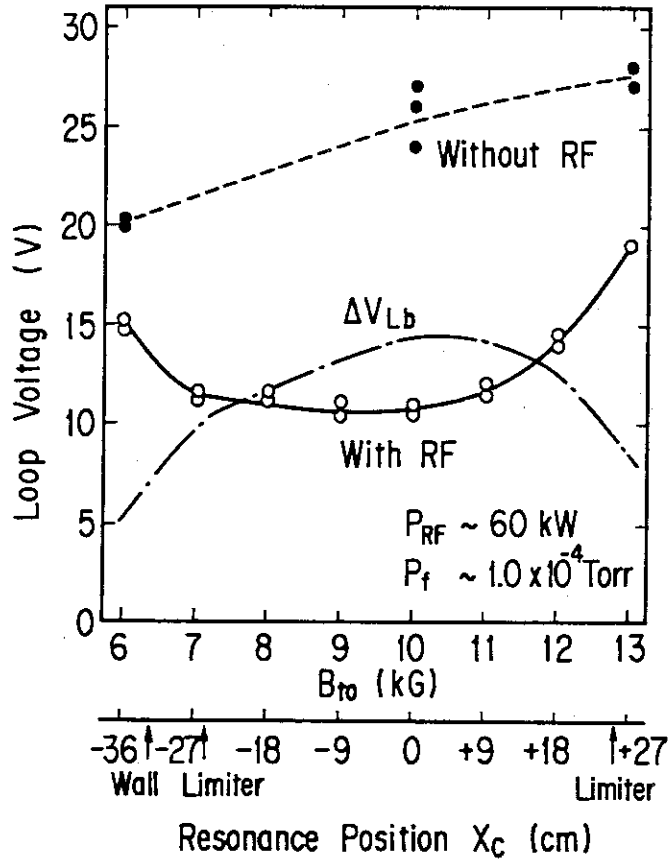


図 6.15 放電破壊電圧 V_{Lb} の真空容器中心におけるトロイダル磁場 B_{T0} , 即ち ECR 共鳴域 X_c に対する依存性

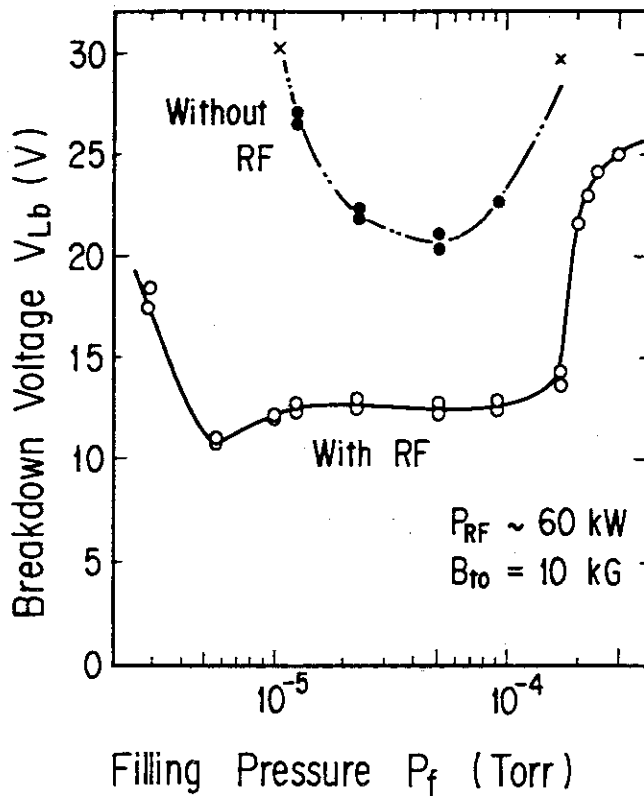


図 6.16 放電破壊電圧 V_{Lb} のガス圧 p_f に対する依存性

この放電可能領域における電子密度は $n_e = 0.4 \sim 1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ を示しており、(1)及び(2)で述べた様にこの程度の電子密度を生成する事で $R_p \sim 0 \Omega$ の放電の発生が可能となる事を示している。そして上述したガス圧より高い又は低いときには、 n_e が低下し V_{Lb} は上昇し、遂には放電が起こらなくなる。この理由としてガス圧の低い方はトロイダルドリフトによって⁽²³⁾、高い方は衝突により電子がRFからエネルギーを受ける効率が低下するためであると考えられる。

(4) μ 波パルス巾に対する依存性

μ 波のパルス巾 τ と V_{Lb} の関係を図 6.17 に示す。実験条件は $P_{RF} \sim 100 \text{ kW}$ 、 $p_f \sim 1 \times 10^{-4}$ Torr である。図に示す様に τ がおよそ 5 ms 程度であれば予備電離として充分である。しかしそれより短くなると V_{Lb} は次第に上昇し、 $\tau = 0.5 \text{ ms}$ では予備電離が効かなくなり、トカマク放電が発生しなくなる。

この事はOモード波ではある程度以上のパルス巾がないと、電子密度が充分立ち上がらない事を意味している。実際 μ 波入射後の n_e の時間変化を観察すると、入射開始後約 5ms 経ってやっと n_e が $0.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 迄上昇する。この様に μ 波による電離にある程度時間が必要なのは 6.4.1 で述べた様に、Oモード波ではシングルパスで μ 波の吸収及び電離が起こらず、何度も真空容器に反射して徐々に薄いプラズマ中に吸収され、次第にガスを電離していくためであると考えられる。

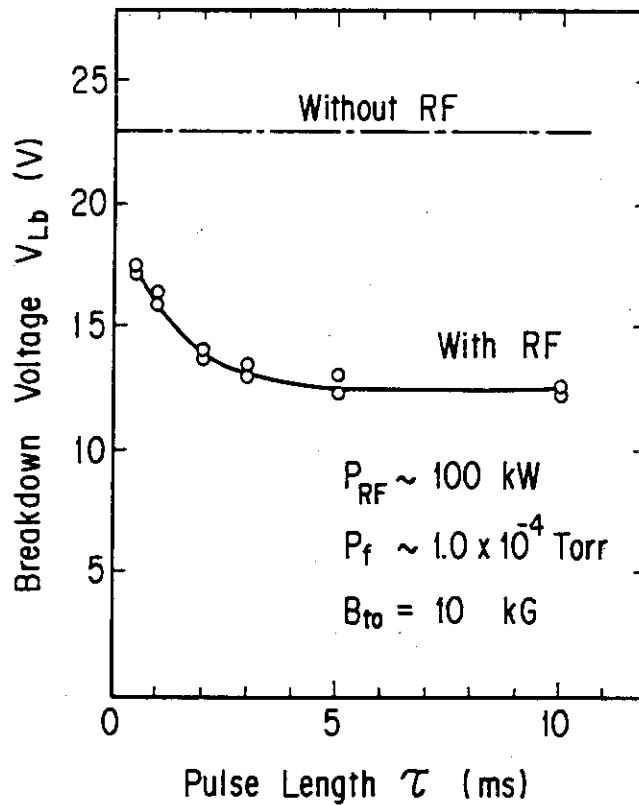


図 6.17 放電破壊電圧 V_{Lb} の μ 波パルス巾 τ に対する依存性

6.5 結 言

トカマク装置ではプラズマを点火（ブレイクダウン）する際、ワンターン電圧を低下させ、消費する磁束を減少させるため予備電離を行う。JFT-2において電子流入射方式、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン方式、ECR方式の三つの予備電離方式を製作し実験した。

- (1) 電子流入射方式の予備電離を行うと、プラズマ点火時のブレイクダウン電圧が57Vから39Vと68%も減少し、磁束の消費が減少した。又トカマク放電も安定に点火する様になり、プラズマ発生時点で信頼性が向上した。
- (2) $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン方式の予備電離を行うと、ワンターン電圧はガス圧の広い範囲にわたって15%から60%へと減少した。又トカマク放電が可能なガス圧の領域が拡大した。更に磁場については3.5 kGから10 kG迄は予備電離効果が効くが、それ以下又は以上の磁場では効果が減少し始める。
- (3) 28 GHz, 200 kWの μ 波をジャイロトロンで発振し、それをトラス容器外側から真空容器中にOモード波として入射するECR方式の実験を行った。

この μ 波を約100 kW入射すると、ブレイクダウン電圧が23Vから13Vへと約41%減少した。消費される磁束も $0.013 \text{ V} \cdot \text{s}$ と、立ち上げ期間中の消費磁束を28%減少させ、プラズマ抵抗分による磁束の消費がないというプラズマ立ち上げとなった。又プラズマ電流、電子密度等も滑らかに立ち上がり、電流チャンネルがリミターと衝突せずに立ち上がる事を示した。

各種のパラメータに対する予備電離の効果を調べた。その結果

- ① μ 波入射電力が50 kW、即ち単位体積当り $3.6 \times 10^{-2} \text{ W/cm}^3$ のRF電力を入射すれば予備電離として充分であり、その時の電子密度は約 $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ である。即ちこの程度の電子密度を発生すれば、プラズマ抵抗分が零の状態でのプラズマの立ち上げが可能となる。
- ② μ 波のパルス巾は5ms以上必要である。即ちJFT-2にOモード波を入射した場合、上述の電子密度を発生するのに5ms程度の時間が必要である。
- ③ ECR共鳴域は真空容器中心にある時が最も良くブレイクダウン電圧を下げる。
- ④ ECR予備電離を行うと、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ガン予備電離と同様にガス圧のより広い範囲で、より低いブレイクダウン電圧でのトカマク放電が可能となる。

参 照 文 献

- (1) 電気学会編：「放電ハンドブック」, p.284 (昭49, 電気学会)
- (2) 松崎 他：「JFT-2における予備電離」, 日本原子力研究所報告書 JAERI-memo 6775 (1976)
- (3) 川崎 他：「電子入射型予備電離装置の特性」, 日本原子力研究所報告書 JAERI-memo 59-176 (1984)
- (4) D.E.T.F. Ashby: "A Quasi-d.c Plasma Accelerator for Injecting Plasma into a Transverse Magnetic Field", Plasma Phys., 10 (1968) 665
- (5) N. Inoue, et al.: " $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ Type Plasma Gun for Closed Magnetic Trap Experiment", Plasma Phys., 14 (1972) 891
- (6) F. Wesner, et al.: "Completion and Start-up Phase of the ASDEX Tokamak", Proc. 11th Symp. of Fusion Technology 1980, Vol.1, p.635
- (7) Y. Matsuzaki, et al.: " $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ Gun Pre-Ionization Equipment in the JFT-2 Tokamak", Jpn. J. Appl. Phys., 23 (1984) 941
- (8) 川崎 他：「 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 型予備電離装置の特性」, 日本原子力研究所報告書 JAERI-memo 59-320 (1984)
- (9) J.H. Adlam, et al.: "Experiments on Plasma Injection, Heating and Confinement in Stellarators", Proc. 3rd Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1969) Vol.1, p.573
- (10) M. Fontanesi, et al.: "Pre-Ionization and Preheating for Tokamak Devices at EC and UH Resonances", Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating Toroidal Plasmas (Grenoble, 1982) Vol.2, p.699
- (11) A.I. Anisimov, et al.: "Resonant Microwave Breakdown in a Toroidal Magnetic Field", Sov. Phys. Tech. Phys., 20 (1976) 626
- (12) Y-K.M. Peng, et al.: "Microwave Start-up of Tokamak Plasmas near Electron Cyclotron and Upper Hybrid Resonances", Nuclear Fusion, 18 (1978) 1489
- (13) R.M. Gilgenbach, et al.: "Electron Cyclotron/Upper Hybrid Resonant Pre-Ionization in the ISX-B Tokamak", Nuclear Fusion, 21 (1981) 319
- (14) S. Tanaka, et al.: "Electron Cyclotron Heating and Pre-Ionization in the WT-2 Tokamak", Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating Toroidal Plasmas (Grenoble, 1982) Vol.2, p.733
- (15) 松崎 他：「JFT-2におけるECR予備電離」, 電気学会プラズマ研究会資料 EP-82-40 (1982)

- (16) K. Hoshino, et al.: "Electron Cyclotron Heating and Pre-Ionization in the JFT-2 Tokamak", J. Phy. Soc. Jpn. 54 (1985) 2503
- (17) International Tokamak Reactor: Phase Two A, Part II, IAEA, Vienna, (1986) p.241
- (18) 日本真空技術 K. K 編: 「真空ハンドブック」 (増訂版), p.136 (1982)
- (19) 川上正光: 「電子回路 I」, p.145 (昭 28, 共立出版)
- (20) 川上正光: 「電子回路 I」, p.149 (昭 28, 共立出版)
- (21) A. von Engel, 山本, 奥田訳: 「電離気体」, p.28 (昭 43, コロナ社)
- (22) 武田 進: 「気体放電の基礎」, p.69 (昭 48, 東明社)
- (23) T. Sometani, et al.: "Breakdown Experiment on a Tokamak", Plasma Phys. 20 (1978) 1101
- (24) 宮本健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」, p.45 (昭 51, 岩波書店)
- (25) A.G. Litvak, et al.: "Electron Cyclotron Heating of Plasma in Toroidal Systems", Nuclear Fusion, 17 (1977) 659
- (26) R.J. LaHaye, et al.: "Electron Cyclotron Resonant Heating with an Ordinary-Mode Antenna in the JFT-2 Tokamak", Nuclear Fusion, 21 (1981) 1425
- (27) R.W. Motley, et al.: "Mode Converter for Electron Cyclotron Resonance Heating of Toroidal Plasmas", PPPL-1697 (1982)
- (28) C.P. Moeller, et al.: "Electron Cyclotron Heating Experiment on the JFT-2 Tokamak Using an Inside Launch Antenna", Phys. Fluids, 25 (1982) 1211
- (29) 牧本 他: 「マイクロ波工学の基礎」, p.345 (昭 47, 広川書店)
- (30) 宮本健郎: 「核融合のためのプラズマ物理」, p.284 (昭 51, 岩波書店)

7. トカマクプラズマの制御技術

7.1 序言

トカマクが核融合の実用炉となるためには、①プラズマ電流の大きさ・波形、②プラズマの水平・垂直位置及び形状、③プラズマ密度、④電子温度、⑤イオン温度など炉心のプラズマを制御する事が必要である。①及び②の制御は最も基本的な制御であり⁽¹⁾、技術的に解決できる課題であり、本研究ではこれらの問題を取り扱う。③、④及び⑤については、現在いわゆる「臨界プラズマ」達成のための物理的課題となっている。それが達成された後はそれらの制御技術が問題となってくる。

トカマクにおけるプラズマ電流の制御は比較的簡単である。即ちプラズマ電流は現在一次コイルに電流を流し、鉄心又は空心の磁気回路を介して二次側のトラス容器中に電流を励起するという変流器の原理による誘導方式で発生される。それ故一次側電流 I_1 の大きさ、波形を変えると、それに応じて第2章で述べた様に $I_p \sim w_1 I_1$ の関係でプラズマ電流 I_p はその大きさと波形を変える。

トラスプラズマの水平位置の制御、即ちプラズマの平衡・制御は1章に述べた様に電流環のフープ力を抑制・制御する事である。即ち、トラス主軸と平行に垂直磁場 B_v を加え、この磁場とプラズマ電流の作る $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ のローレンツ力によってプラズマ環の拡がりを抑える。そしてこの B_v を制御する事によって、プラズマ柱の水平位置を制御する。プラズマ平衡を得るための垂直磁場は1章に述べた様に以下の式で表わされる。

$$B_v = -\frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} + \frac{l_i}{2} + \beta_p - 1 - \frac{1}{2} \right) \quad (7.1)$$

ここで I_p はプラズマ電流、 l_i は内部インダクタンス、 β_p はポロイダルベータ値である。NBIやRF加熱時には β_p が急激に増大するので、 B_v を増加・制御してプラズマの平衡を得る事が必要である。

プラズマ位置制御法はまず磁気プローブ等でプラズマ位置を検出する。この位置とあらかじめ設定（プレプログラム）された位置とを比較し、その差（偏差）をアナログ又デジタル的に比例（Proportional）・積分（Integral）・微分（Differential）即ち、PID演算し、サイリスタへの指令値とする。その指令値とコイル電流の差を演算しサイリスタ電源の位相差を与え、コイル電流即ち垂直磁場を制御する。この様にしてプラズマ位置のフィードバック制御を行う⁽²⁾。

この章では2節においてはJFT-2におけるプラズマ電流の定電流化、3節においてはプラズマの位置検出について、特に非円形プラズマの位置の検出使用されている等磁束法（Iso-Flux Method）の誤差の評価について、更に4節においてはJFT-2で行ったプラズマ位置制御システムについて述べる。特にミニコンピュータを使用する直接デジタル制御（Direct Digital Control ; DDC）によるフィードバック制御の結果を述べる。

7.2 プラズマ電流の定電流化⁽³⁾⁽⁴⁾

7.2.1 PFN回路

JFT-2の一次コイル(OHコイル)の巻線数は図2.8に示す様に180, 116, 52ターンと変えられる。それでこのターン数を変える事及び電源のコンデンサーバンク充電電圧を変える事でプラズマ電流値 I_p やその波形を変えていた。しかしこの様な方法では制御できる範囲が限られる。即ちコンデンサー放電による I_p 波形は、図7.1(b)のデータ処理波形が示す様に、負荷となるプラズマが誘導性負荷であるため正弦半波になり、 I_p が一定である時間(フラットトップ)が短い。プラズマ電流がこの様に変化すると、プラズマの水平位置は図7.1(d)に示す様に放電初期からフラットトップ時にかけて約4cmも変化する。この様にプラズマ位置が移動すると、プラズマの各種パラメータも変化して、プラズマ特性の評価を困難にする。以上の理由からプラズマ電流の定電流化が必要となった。

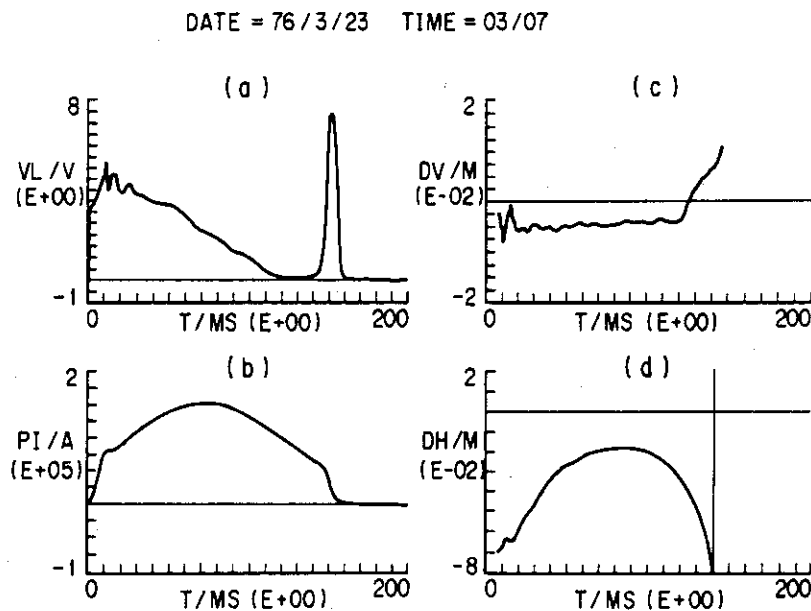
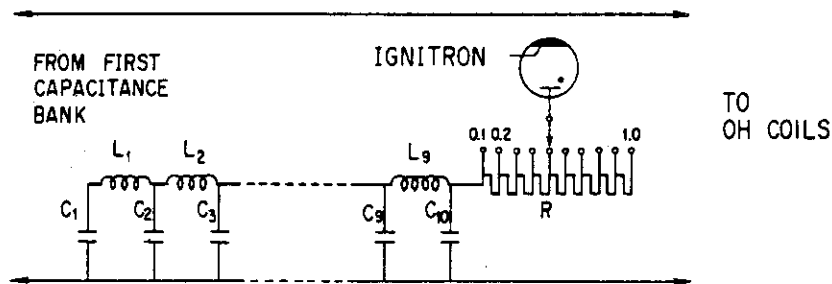


図7.1 定電流化前のプラズマパラメータの計算機出力：(a) ワンターン電圧 VL, (b) プラズマ電流 PI, (c) プラズマ上下方向位置 DV, (d) プラズマ水平方向位置 DH

プラズマ電流を一定電流に制御するためには約1 kA程度の一次電流を制御する必要がある。サイリスタで可能ではあるが、高価である。そのため通信機等で使用されているパルス成形回路(Pulse Forming Network ; PFN)⁽⁵⁾を適用する事で簡単かつ安価にプラズマ電流を定電化する事が試みられた。

PFN回路は通常それぞれ同一の値のインダクタンスL及びキャパシタンスCを梯子型に多段接続した回路である。しかしこの場合は最終段がプラズマインダクタンス L_p を一次側に換算した値となるために、前段に比べて大きなLになるという問題がある。即ち放電波形から計算すると、 L_p は巻線数が180, 116, 52ターンで各々250, 100, 21mHとなる。この様な大きなL

を持つコイルを製作する事は困難であるため、最終段より小さなLでPFN回路を構成する必要がある。この事から各段のLとCの値を決めかつその段数を適切に組み合わせる事が必要となる。この設計計算は簡単な回路方程式を解く事によって行われた⁽³⁾。その結果PFN回路の段数は10段、各段のキャパシタンス $C_1 \sim C_{10}$ は各々3mF、各段のインダクタンス $L_1 \sim L_9$ は1, 2及び4mHとLを可変できるコイルで、その抵抗は最大5mΩ以下と決めた。計算では各段のL, Cのバラツキや相互インダクタンスの影響が不明な点があったので、予備実験を行った⁽⁶⁾。その結果一次電流波形を平坦化するためには、 $L_1 = L_2 = \dots = L_9 = L$ である事及び相互インダクタンスは波形にあまり影響を及ぼさない事等が分かった。製作されたPFN回路を図7.2に示す。



$L_1 - L_9$	PFN INDUCTANCE	4mH (17mΩ) 2.5mH (13mΩ) 1mH (4mΩ)	9
$C_1 - C_2$	PFN CAPACITANCE	(200μF, 5kVDC) x 16	2
$C_3 - C_{10}$	PFN CAPACITANCE	(200μF, 5kVDC) x 4	8
R	MATCHING RESISTANCE	1.0 Ω / 10	1

図7.2 プラズマ定電流化のためのPFN回路及び回路パラメータ (一時側OH回路全体は図2.8参照)

7.2.2 プラズマ電流定電化の実験

PFN回路で放電した時のデータ処理波形を図7.3に示す。定電流化する事によりワンターン電圧の一定化 (図7.3(a)) 及び水平位置の一定化 (図7.3(d)) が得られた。この事は入力エネルギーの評価とエネルギーバランスの考察、安全係数の評価と不安定性の考察に寄与した。

工学的な観点からこの様な変則的なPFN回路の特性実験を行った。実験では一次巻線 w_1 を52, 116及び180ターンと変えた時、 I_p のフラットトップ時間 T_p の変化を調べた。図7.4にその時の一次側電流 I_n 、一次側電圧 V_1 及び I_p 、ワンターン電圧 V_L を示す。 w_1 を変えても、即ちPFN最終段のインダクタンスを21~250mHと1桁以上変えても T_p はおおよそ72msでほぼ一定である。 w_1 を変えると、 I_p の立ち上げ、立ち下げに若干違いが生じるだけである。

次に各段のインダクタンス $L_1 \sim L_9$ を各々0.9, 2.3及び3.9mHと変えた際の違いを調べた。その時の I_n , V_1 及び I_p , V_L を図7.5に示す。この放電波形から T_p を求めた結果を表7.1に示す。PFN回路では理論的にはそのパルス巾 T_p^c は

$$T_p^c = 2n(LC)^{1/2} \tag{7.2}$$

で表わされる⁽⁵⁾。ここでnは段数、L, Cは各々各段のインダクタンス、キャパシタンスである。

DATE = 76/9/17 TIME = 16/55

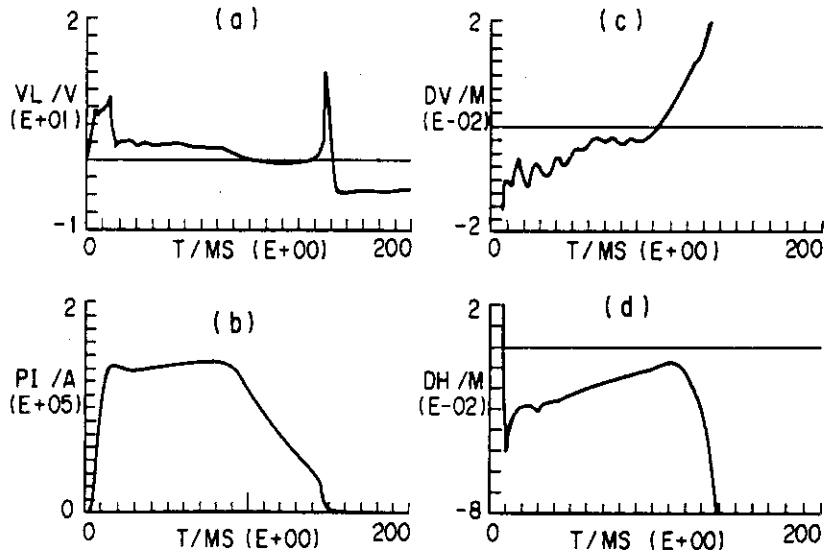


図 7.3 定電流化後のプラズマパラメータの計算機出力：(a) ワンターン電圧 VL, (b) プラズマ電流 PI, (c) プラズマ上下方向位置 DV, (d) プラズマ水平方向位置 DH

この式を JFT-2 の PFN 回路に適用する。この際最終段 L_{10} を $L_1 \sim L_9$ と同一にする。表 7.1 に計算結果を示す。表の様に測定値と計算値はほぼ一致している。即ち最終段の L が大きいという変則的な PFN 回路でも (7.2) 式がほぼ成立する事が明らかになった。ただし I_n は通常の PFN 回路では $I_n \propto 1/L^{1/2}$ となる⁽⁵⁾。しかしこの PFN 回路では L を変えても I_n は変化せず、それは巻線数とコンデンサーの充電電圧で決まってしまう。これは最終段の L が大きいので、 I_n はそれによってほとんど決まってしまうからである。

表 7.1 プラズマ電流の平坦部維持時間

図の番号	図 7.5 (a)	図 7.5 (b)	図 7.5 (c)
L	0.92 mH	2.28 mH	3.9 mH
C	3.0 mF	3.0 mF	3.0 mF
T_p	~40 ms	~57 ms	~72 ms
T_p^c	33.2 ms	52.3 ms	68.5 ms

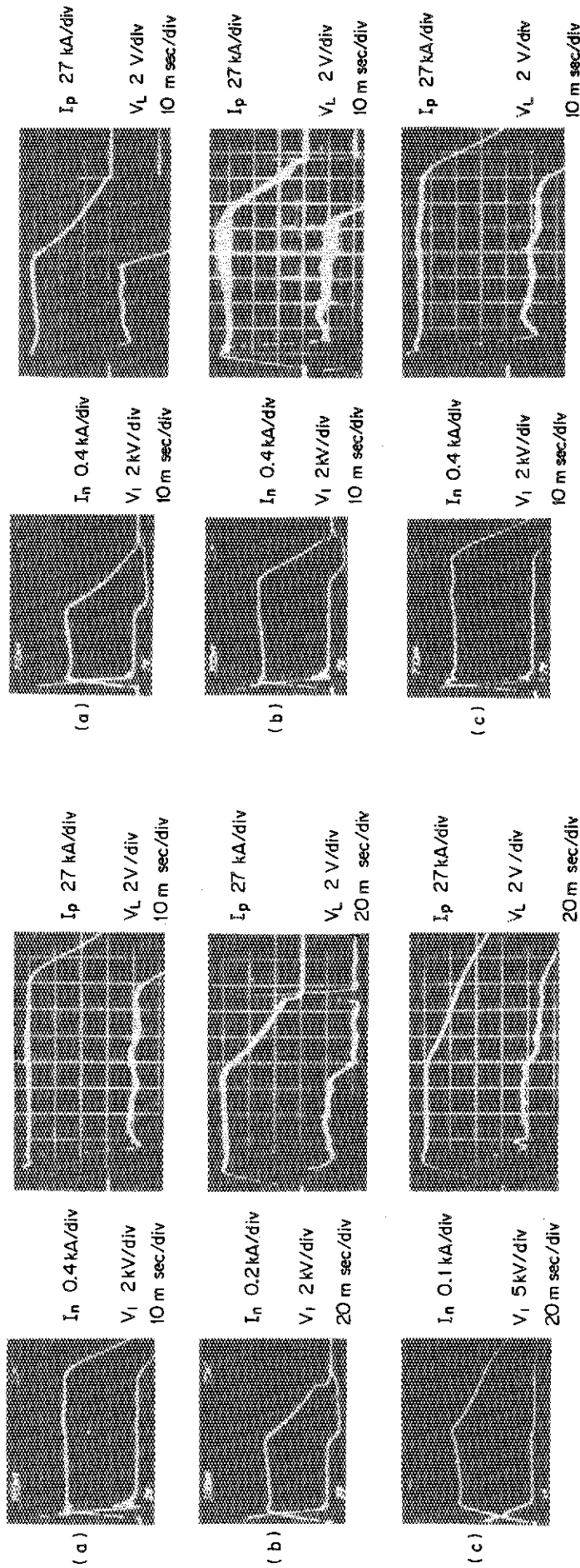


図 7.4 一次側巻線数を変えた時の一次側電圧 V_1 、電流 I_n 及びワンター
ン電圧 V_L 、プラズマ電流 I_p の変化：(a) 52 ターン、(b) 116 タ
ーン、(c) 180 ターン

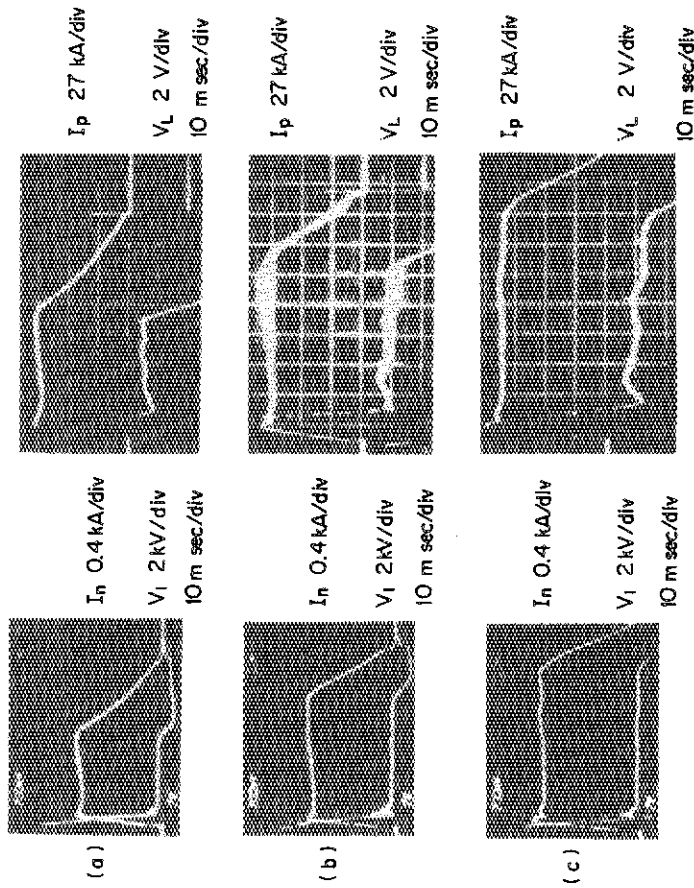


図 7.5 PFN回路のインダクタンスを変えた時の二次側電圧・電流及び
ワンターン電圧、プラズマ電流：(a) 0.9 mH, (b) 2.3 mH,
(c) 3.9 mH

7.3 プラズマの位置検出法

7.3.1 円形プラズマの位置検出⁽⁷⁾⁽⁸⁾

プラズマ位置の検出は通常プラズマ電流の作るポロイダル磁場を検出する事によって行われる。円形プラズマの水平方向の位置はShafranovの平衡解から得られる。即ち円形プラズマが平衡である時、外部より垂直磁場 B_v が加わると、プラズマの水平方向の変位 ΔH が発生する。これは以式で表わされる⁽⁷⁾。

$$\Delta H = b B_v / B_\omega(b) = 2 \pi b^2 B_v / \mu_0 I_p \quad (7.3)$$

この式で b はプラズマ中心よりシェル迄の距離、 B_ω はポロイダル磁場、 I_p はプラズマ電流である。この様な B_ω を図 7.6 に示す様にシェル内面においた磁気プローブで測定して位置を算出する。トラス内側及び外側のプローブ信号を各々 g_1 及び g_2 とし、その信号の和を $u_+ = g_1 + g_2$ 、差を $u_- = g_1 - g_2$ とすると、プラズマ中心の真空容器中心からの変位 Δ は、文献(7)の式を変形して以下の式で表わされる。

$$\Delta = -\frac{b^2 - a^2}{(1 + b^2/d^2)d} \times \frac{u_-}{u_+} + \frac{a^2}{b^2} \Delta H - \frac{d}{2R} \left\{ 1 + \frac{2a^2 \ln(b/a)}{b^2 - a^2} \right\} \quad (7.4)$$

この式で a はプラズマ小半径、 d は真空容器中心から磁気プローブ迄の距離である。(7.4)式に(7.3)式を代入し整理すると、

$$\Delta = -K_1 \frac{u_-}{u_+} + K_2 \frac{B_v}{I_p} + K_3 \quad (7.5)$$

となり、磁気プローブ信号 g_1 、 g_2 と I_p 、 B_v とからプラズマの水平位置の、真空容器中心からの変位が算出される。ここで K_1 、 K_2 及び K_3 はシェルの半径、プラズマ小半径、プローブ位置等から決まる定数である。この式と実際のプラズマ電流位置とは実験によってほぼ一致している⁽⁸⁾。

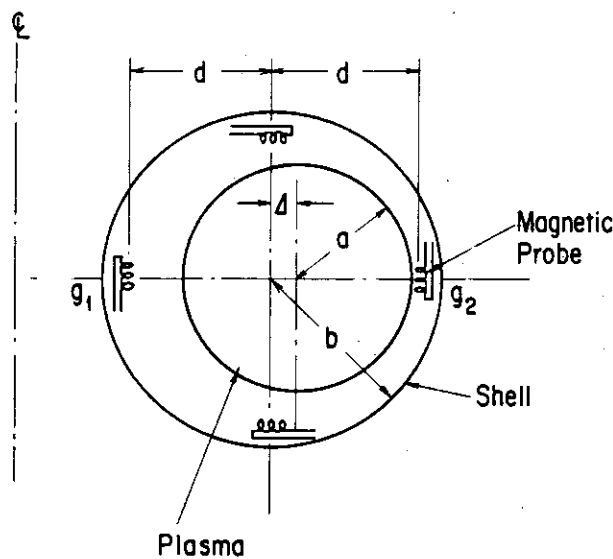


図 7.6 磁気プローブを使用した時の円形プラズマの位置測定法

プラズマの垂直方向の変位 ΔV は上及び下の磁気プローブ信号 V_u 及び V_d から次式によって求められる。

$$\Delta V = K_4 \frac{V_u - V_d}{V_u + V_d} \quad (7.6)$$

ここで K_4 は定数であり、各種の要因から決定される。

(7.5) 及び (7.6) 式を使用して JFT-2 ではプラズマの水平及び垂直位置を求めて、プラズマ水平及び垂直位置のフィードバック制御を行った⁽⁹⁾。

7.3.2 等磁束法による非円形プラズマの位置測定⁽¹⁰⁾

(7.5) 式は円形プラズマでプラズマ安定用のシェルがあり、かつプラズマの平衡があるという仮定から導いた式である。それ故シェルがなく、かつ非円形プラズマの場合の位置測定にはこの式は適用できない。そのためプラズマ中心に対して対称に分布していると思われるパラメータ、例えば H_α 光からプラズマ位置を測定する事が考えられた⁽¹¹⁾。しかしプラズマ位置の測定・制御にとって肝心な事はプラズマの最外郭磁気面とリミターとの距離を制御する事である。こうした点からプラズマの内部パラメータから位置を算出する方法よりプラズマ最外郭磁気面を測定・制御する方法が望ましい。こうした観点から水平・垂直方向の変位を、プラズマ電流が作る磁場を磁気プローブ信号で測定し、トロイダル効果を考慮した計算から求める方法が JT-60 で開発された⁽¹²⁾。

更にプラズマ最外郭磁気面を測定する方法として等磁束法 (Iso-Flux Method) が案出された⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。等磁束法の原理は以下の様である。即ち図 7.7 においてプラズマ表面における磁束 ψ_p は、プラズマ外部の測定点 m においてテーラ展開すると以式で表わされる⁽¹⁴⁾。

$$\psi_p = \psi_m + d \frac{\partial \psi_m}{\partial r} + \frac{d^2}{2} \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial r^2} + \dots \quad (7.7)$$

ここで ψ_m , $\partial \psi_m / \partial r$, $\partial^2 \psi_m / \partial r^2$ は測定点におけるポロイダル磁束及びその一次、二次の導関数であり d は測定点とプラズマとの距離である。この式を $2\pi R B = \partial \psi / \partial r$ という関係を使用し、かつ 1 個のループコイルとそれを狭む 2 個の磁気プローブを使用して位置を測定するという実際的な式に書き変えると以下の式になる。

$$\psi_p = \psi_m + d 2\pi R_m \frac{B_i + B_o}{2} + \frac{d^2}{2} 2\pi R_m \frac{B_i - B_o}{e} \quad (7.8)$$

ここで ψ_m はループコイルから算出される磁束、 R_m はその大半径、 B_i , B_o はループコイルのプラズマ側とその反対位置の磁気プローブ信号、 e は両磁気プローブ間の距離である。

西独ユーリッヒ研究所の TEXTOR トカマク⁽¹⁵⁾ において垂直位置測定にこの等磁束法を採用する事になった。この装置では空間的制約から磁気プローブはループコイルの内側に 1 個しか設置できない。この様な 1 個のループコイルと 1 個の磁気プローブの場合における等磁束法について誤差評価を行った。この場合には (7.8) 式は $B_i \sim B_o$ として、以下の式になる。

$$\psi_p = \psi_m + d 2\pi R_m B_i \equiv \psi_m + \psi'_m \quad (7.9)$$

ここで式を簡便にするため $d 2\pi R_m B_i = \psi'_m$ を定義した。誤差の程度としては、(7.9) 式から計算したプラズマ上部の磁束 ψ_p^u と下部の磁束 ψ_p^d の差 $\Delta \psi_p = \psi_p^u - \psi_p^d$ で評価する。即ち赤道

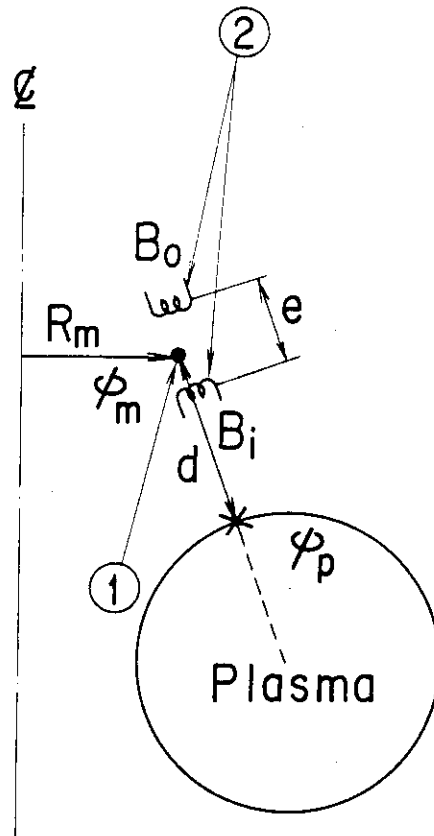


図 7.7 等磁束法の原理図：①ループコイル，②磁気プローブ外側 (B_0) 及び内側 (B_i)

面からのプラズマの垂直位置の変位 ΔV を変えて測定点における ψ_m , ψ'_m を計算し、それから (7.9) 式の ψ_p が求められる。それを上部 ψ_p^a 及び下部 ψ_p^d について求める。プラズマ表面における磁束は上・下について同一なので $\psi_p^a = \psi_p^d$ であるべきである。即ち $\Delta\psi_p = \psi_p^a - \psi_p^d = 0$ であれば (7.9) 式より計算したプラズマ垂直位置には誤差がなく、この値が大きくなれば誤差が大きいという事になる。

さてこの場合図 7.7 に示す様に、(7.9) 式の第 1 項はプラズマ電流を線電流として、ループコイルに発生する磁束として計算できる。ループコイルと環状線電流が同軸である時、線電流 I_1 がループコイルに発生する磁束 ψ_m は以下の式で表わされる⁽¹⁶⁾。

$$\psi_m = \mu_0 (ab)^{1/2} \{ (2/k - k) K(k) - (2/k) E(k) \} I_1, \quad k^2 = 4ab / (a+b)^2 + c^2 \quad (7.10)$$

ここで a , b は各々線電流、ループコイルの半径、 c は線電流とループコイル相互間の距離、 $K(k)$ 及び $E(k)$ は各々第 1 及び第 2 種完全楕円積分である。又 (7.9) 式の第 2 項は線電流 I_1 に対するアンペールの法則から計算できる。以上で (7.9) 式の ψ_p は計算できた。

以上の様にして I_1 即ちプラズマ電流が 500 kA の場合、プラズマ上部の磁束 ψ_p^a 及び下部に磁束 ψ_p^d を計算し、それからその差 $\Delta\psi_p = \psi_p^a - \psi_p^d$ を求めた。その結果を図 7.8 に示す。図で $\Delta\psi_p^a$ は (7.9) 式の第 1 項迄を計算し、 $\Delta\psi_p$ を求めた時の値、 $\Delta\psi_p^d$ は第 2 項迄計算して、 $\Delta\psi_p$ を求めた時の値である。図では垂直位置 ΔV が大きくなると誤差 $\Delta\psi_p$ も大きくなる事を示している。

この値は $\Delta V = 10$ cm という最も大きな変位の時、第1項迄を計算した時には磁束 ψ_p に対しておよそ $\Delta\psi_p^0 / \psi_p \sim 20\%$ になる。又第2項迄を計算した時には $\Delta\psi_p^1 / \psi_p \sim 7\%$ の誤差となる。即ち (7.9) 式の第2項迄計算すると第1項迄に時に比べ誤差は約 $1/3$ になっている。

この計算結果より等磁束法では (7.9) 式の第1項、即ちループコイルのみを使用した測定では誤差は大きいですが、第2項まで、即ちループコイルに1個の磁気プローブ信号を付け加えれば実用上ほぼ問題無いことが示された。

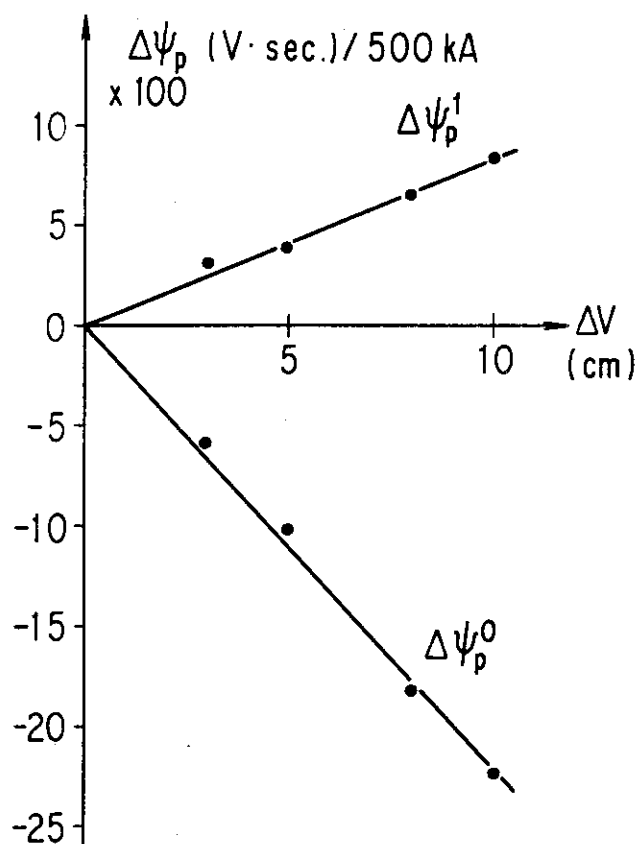


図 7.8 等磁束法による誤差評価； $\Delta\psi_p^0$ はループコイルのみで計算した場合， $\Delta\psi_p^1$ はループコイルに1個に磁気プローブを加えた場合

この等磁束法を実際にプラズマ位置測定に適用する際の信号処理回路は図 7.9 の様になる。まず (7.9) 式の第1項はループコイルによって測定される。ループコイルに発生する電圧 V_L は以下の様に展開される。

$$V_L = R_p I_p + L_p (dI_p / dt) = M_{ph} (dI_h / dt) = d\psi_p / dt \quad (7.11)$$

ここで I_h は一次コイル電流 M_{ph} は一次コイルとプラズマ間の相互インダクタンス、 ψ_p はプラズマ電流による磁束である。そこでプラズマの上部と下部のループコイル信号の差 $V_L^u - V_L^d$ を積分すると、 $\Delta\psi_p^0$ となる。即ち

$$\int (V_L^u - V_L^d) dt = \psi_p^u - \psi_p^d = \psi_m^u - \psi_m^d = \Delta\psi_p^0 \quad (7.12)$$

それ故ループコイルはプラズマ上・下で左右逆巻にする事によってその差をとり、その信号を積分すると (7.12) 式の信号を得る。

次に (7.9) 式の第 2 項は磁気プローブ信号を積分して B^u , B^d を得る。それにあらかじめ決められる定数 $2\pi R_m d$ を乗する事で (7.9) 式の第 2 項にあたる ψ_m^u 及び ψ_m^d を得る。

以上の信号処理を足し合わせると、上下のプラズマ表面磁束の差 $\Delta\Psi_M$ を得る。即ち

$$\Delta\Psi_M = \psi_m^u - \psi_m^d + \psi_m^{\prime u} - \psi_m^{\prime d} \quad (7.13)$$

この $\Delta\Psi_M$ は前に述べた誤差の評価を示す値 $\Delta\psi_p$ と同一であるが、ここではプローブで測定した値であるという事を考えてこの様な表示とした。

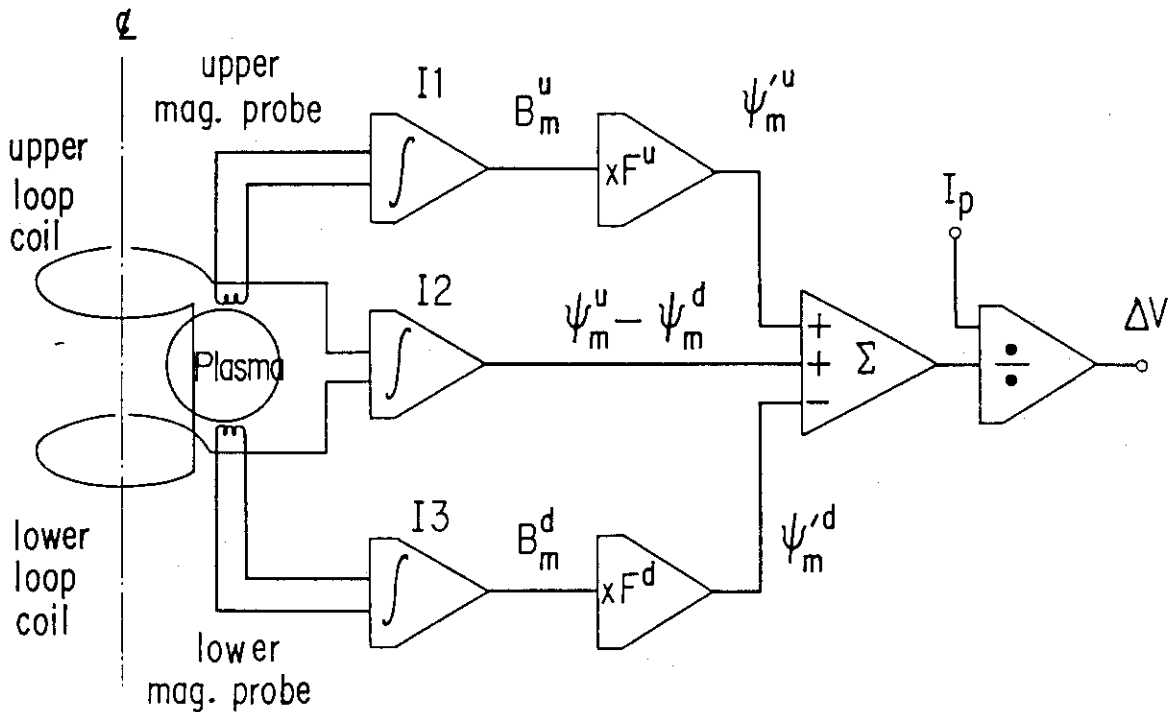


図 7.9 等磁束法の信号処理回路

この磁気プローブで測定し、図 7.9 の様に信号処理した値 $\Delta\Psi_M$ から垂直位置の変位 ΔV を算出するには、(7.10) 式から明らかな様に、磁束は電流の関数であるからプラズマ電流で割る必要がある。即ち

$$\Delta V = K \Delta\Psi_M / I_p \quad (7.14)$$

ここで K は信号処理回路等から求める定数である。図 7.10 に (7.14) 式に基づいて、TEXTOR の場合に計算した結果を示す。図で縦軸は 500 kA で正規化した $\Delta\Psi_M$ ($V \cdot s$) で、横軸は垂直位置 ΔV である。この図から定数 K が求まり、この値を図 7.9 の信号処理回路の最後に示す割り算器に設定する。

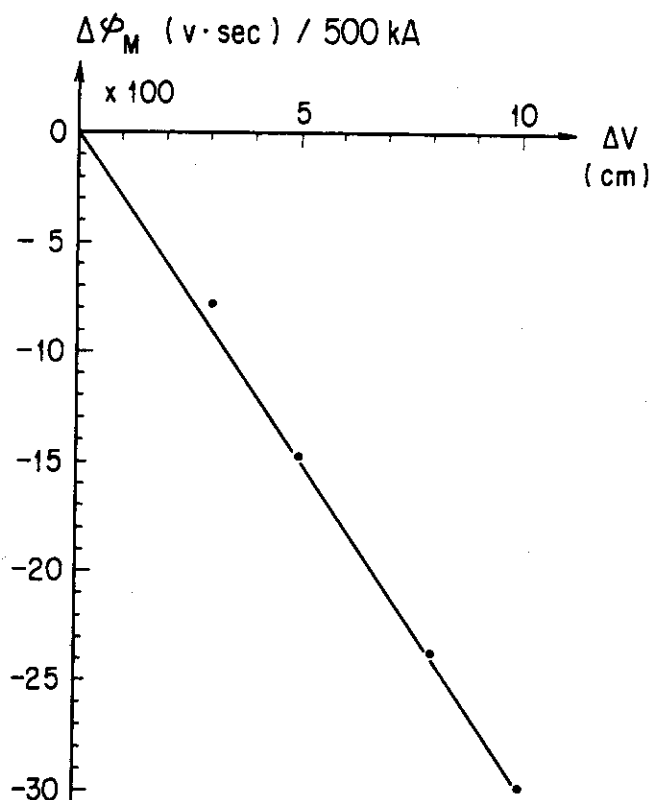


図 7.10 図 7.9 によって出力された信号とそれに対応する垂直位置
($I_p = 500 \text{ kA}$ の場合)

7.4 プラズマ位置のフィードバック制御

2章で述べた様にプラズマ位置は垂直磁場によって水平方向を、水平磁場によって垂直方向を制御する。この節では JFT-2 で行ったプラズマ位置制御について述べる。

7.4.1 ジュール加熱時のプラズマ位置フィードバック制御^{(9),(17)-(20)}

(1) プラズマ平衡のための垂直磁場

プラズマを平衡に保つため必要な垂直磁場 B_v は (7.1) 式で表わされる。即ち

$$B_v = -\frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} + \frac{l_i}{2} + \beta_p - 1 - \frac{1}{2} \right) \quad (7.15)$$

ジュール加熱においては β_p , l_i は変化が小さいので B_v はほぼ I_p に比例する。

JFT-2 における B_v の印加波形を図 7.11 に示す。この詳細は 2.3.3 及び 2.4.2 に説明したが、再度簡単に述べる。まず直流サイリスター電源で直流垂直磁場 B_{vd} を発生させる。プラズマ立ち上げ時にはパルス垂直磁場 B_{vp} によって B_{vd} を打ち消し、 I_p に比例した垂直磁場波形にする。次にプラズマ電流が立ち上がった時には B_{vd} に鉄心によるイメージ磁場 B_{vi} を加えて平衡に必要な垂直磁場 B_v を得る。プラズマの平衡には垂直磁場の曲率も重要である。 B_{vi} は曲率が悪いので、平衡を得るためには B_{vd} のターン数や電流を適切に組み合わせて、垂直磁場

の大きさと配位の双方を満足する様にしなければならない。これで基本的な B_v は満足されるが、 β_p 、 l_i は絶えず変化しているので、それによるプラズマ柱の変位を抑えるため導電性のシェルをつけ、その Passive Stabilization で一応平衡はとれた。しかしこれでは図 7.1 (d) に示す様に、水平位置は放電中に少しずつ移動し精密な実験ができないので、プラズマ電流の定電流化などでプラズマ位置の制御が行われてきた (図 7.3 (d) 参照)。しかしこれだけでは不十分なので、シェルレストカマクに改造する⁽²¹⁾のを契機に図 7.11 に示す様に、最大 160 G 発生できる制御垂直磁場 B_{vc} を製作し、それによってプラズマ位置のフィードバック制御 (Active Stabilization) を行う事になった。この際それを直接デジタル制御⁽²²⁾ (Direct Digital Control : DDC) で行ったので、そのシステムの概要について述べる。

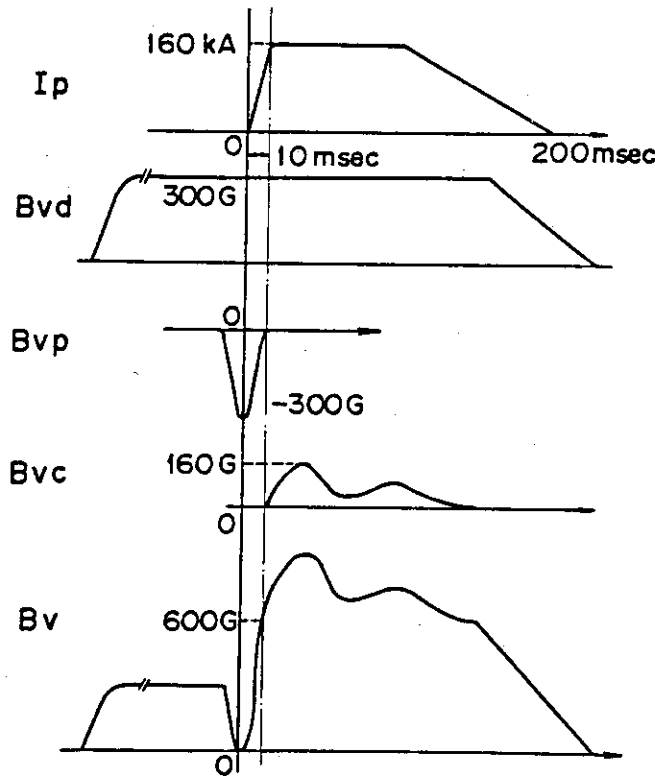


図 7.11 JFT-2 における垂直磁場の印加シナリオ：プラズマ電流 I_p 、
直流型垂直磁場 B_{vd} 、パルス型垂直磁場 B_{vp} 、制御垂直磁場 B_{vc} 、
総合された垂直磁場 B_v (鉄心のイメージ磁場 B_{vi} を含む)

(2) 垂直及び水平磁場コイル電流の直流デジタル制御

JFT-2 では垂直及び水平磁場コイル電流の制御をアナログ回路を経由せず、ミニコンピュータとマイクロプロセッサを使用する DDC で行った。垂直磁場についての DDC システムは図 7.12 に示すとおりである。まず磁気プローブ及びロゴスキーコイルの信号を積分した値とコイル電流とから、(7.5) 式によってプラズマの水平位置の変位 Δ を算出する。この計算はミニコンピュータ H-80 で行う。これは計算式の変更や係数を必要に応じて自由に換えられるからである。次にこの算出された変位とあらかじめ設定された位置 X_0 の差 ΔX を計算する。更にこの ΔX を PID 演算した値に、前もって指示値に一定の値を加えるプレプログラム値を

加えた信号値をサイリスタへの指令値，すなわちミニコンピュータの出力 P_N とする。以上に述べた演算式は以下の式になる。

$$P_N = K_p \Delta X_N + K_i \sum_{n=0}^N X_n + K_D (\Delta X_N - \Delta X_{N-1}) + \alpha \quad (7.16)$$

ここで ΔX_N は N 番目の演算値， K_p ， K_i 及び K_D は各々比例，積分及び微分要素である。 α はプレプログラム値であり，その大きさ，時間巾，波形を自由に設定できる。以上の位置計算及び制御演算の処理時間は約 1 ms である。尚水平磁場についても同様の方法が行われる。

ミニコンピュータの出力 P_N は 16 ビットのマイクロプロセッサ H-08 E に入力され，サイリスタ電源を制御する。このサイリスタ制御部分は従来はアナログ回路で構成されていた⁽²⁰⁾。しかしそれではコンピュータのデジタル信号をアナログ信号に変換する際時間がかかるので，この部分にマイクロプロセッサを使用する DDC 方式となった。

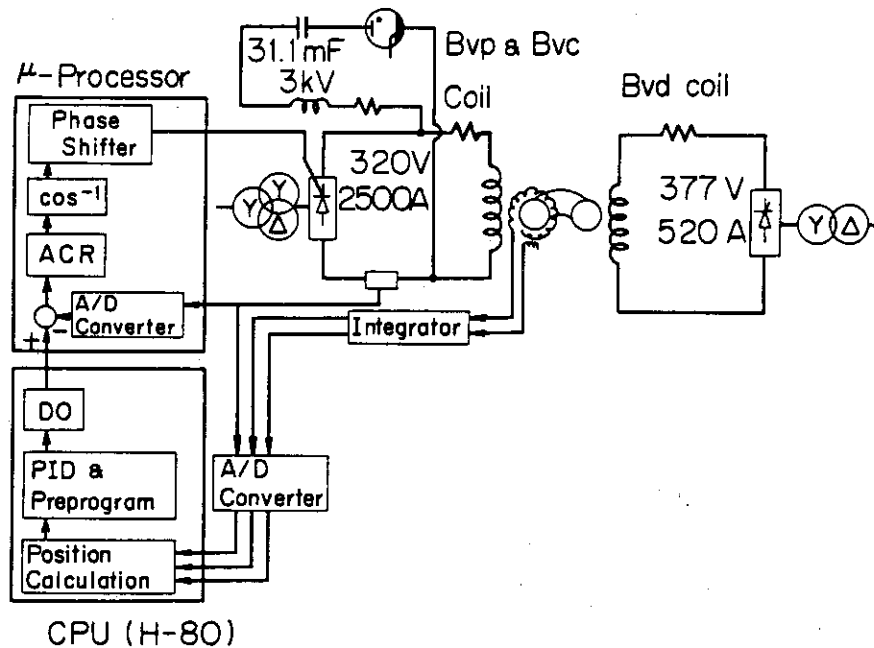


図 7.12 JFT-2 プラズマ位置制御システム概念図 (図 2.10 及び図 7.11 参照)

このマイクロプロセッサ機能のブロック図を図 7.13 に示す。

- (1) 制御指令モードの選択がある。これは①ミニコンピュータからの信号による制御通電，②設定電流通電，③任意の波形通電という三種類の通電指令を選択するものである。通常①を選択する。
- (2) プラズマ電流立ち上げ時等磁場を速く立ち上げる事が必要な場合，プレプログラム化されたフォーシング指令をフィードバックなしでサイリスタに指令する。
- (3) 以上の処理を行った指令値とコイル電流/電圧と比較し，その差をとり，PID 演算を行う。尚この際 DC-CT でコイル電流を検出し，その値と比較して制御する ACR 制御法と DC-PT によって測定されたコイル電圧を基準にする AVR 制御法との選択が可能である。(略号については 2 章の 2.4.2(2)を参照の事)

(4) この様にして得られた指令値を自動パルス移相調整器を使用して、指令値の \cos^{-1} 変換とそれに対応するゲートパルスを発生し、サイリスタの位相制御を行う。尚このマイクロプロセッサでは過電流などの故障診断及びその診断に基づいてサイリスタ通電を停止するゲートシフト等の異常処理も行う。以上の演算・制御の処理時間は約 2.3 ms であった。

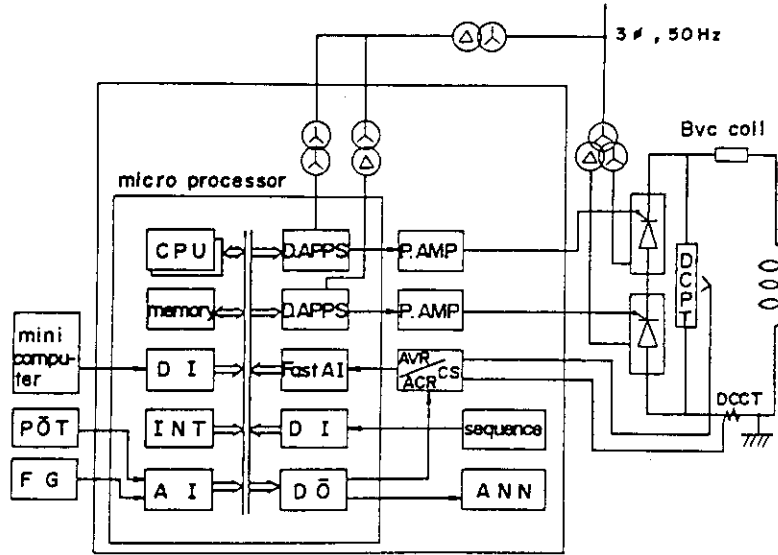


図 7.13 DDC におけるマイクロプロセッサの機能ブロック図 (詳細は参照文献(9)を参照)

以上のシステムの応答特性、即ちパルス波形を指令した時のコイル電圧及びコイル電流を図 7.14 に示す。図の様に指令が出て、3~4パルス即ち $1.67\text{ ms} \times 3 \sim 4 = 5.0 \sim 6.7\text{ ms}$ 後の電圧は立ち上がっている。尚コイル電流の立ち上がりが約 12 ms 程かかるのはコイル時定数が大きいためである。

実際にプラズマの水平位置制御を行った時、各種のパラメータの波形を図 7.15 に示す。各波形のパラメータ名は図の右端に示すの通りである。図の最下段に示す B_{vc} を制御することで、プラズマ電流平坦部維持時間が 80 ms となり、シェルのないトカマクにおいてもこのプラズマ位置制御法でプラズマの平衡が可能である事を実証した。

7.4.2 加熱時におけるプラズマ位置制御⁽²³⁾

NBI 加熱時にはイオン温度や電子密度が増し、その結果プラズマ圧力が急激に増すので β_p が急激に増大する。このためプラズマの平衡を維持するには、外部より垂直磁場を増加・制御する事が必要となる。

この制御垂直磁場 B_{vc} の必要とされる増加分は加熱時の β_p の上昇によって決まる。JFT-2 の NBI 加熱時には、 $B_t = 1.6\text{ T}$, $I_p = 160\text{ kA}$, $R = 0.9\text{ m}$, $a = 0.28\text{ m}$ で NBI 加熱入力がおおよそ 1 MW の時、 $n_e = 3 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ の条件では β_p が 0.6% から 2.0% へ上昇する事が予想された。実際に実験を行うと β_p は 0.4% から 1.2% へと上昇した⁽²¹⁾。この様な β_p の上昇によって増加する必要のある B_{vc} はおおよそ 170 G ~ 250 G であると計算された。これだけの磁場を増加するには、そのコイル位置とターン数から最大 5 kA の B_{vc} コイル電流の増加が必要であると計算された。

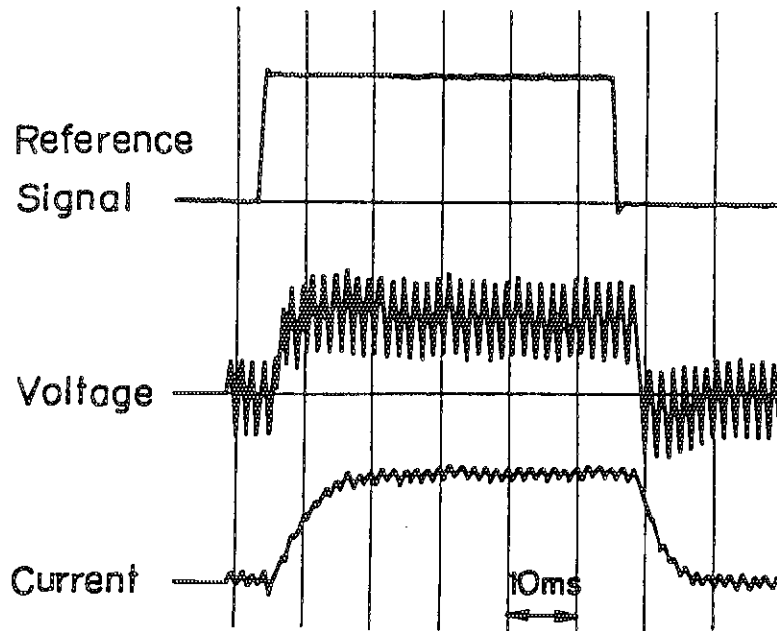


図 7.14 DDC のパルス指令 (Reference Signal) に対するコイル電圧及びコイル電流の応答性

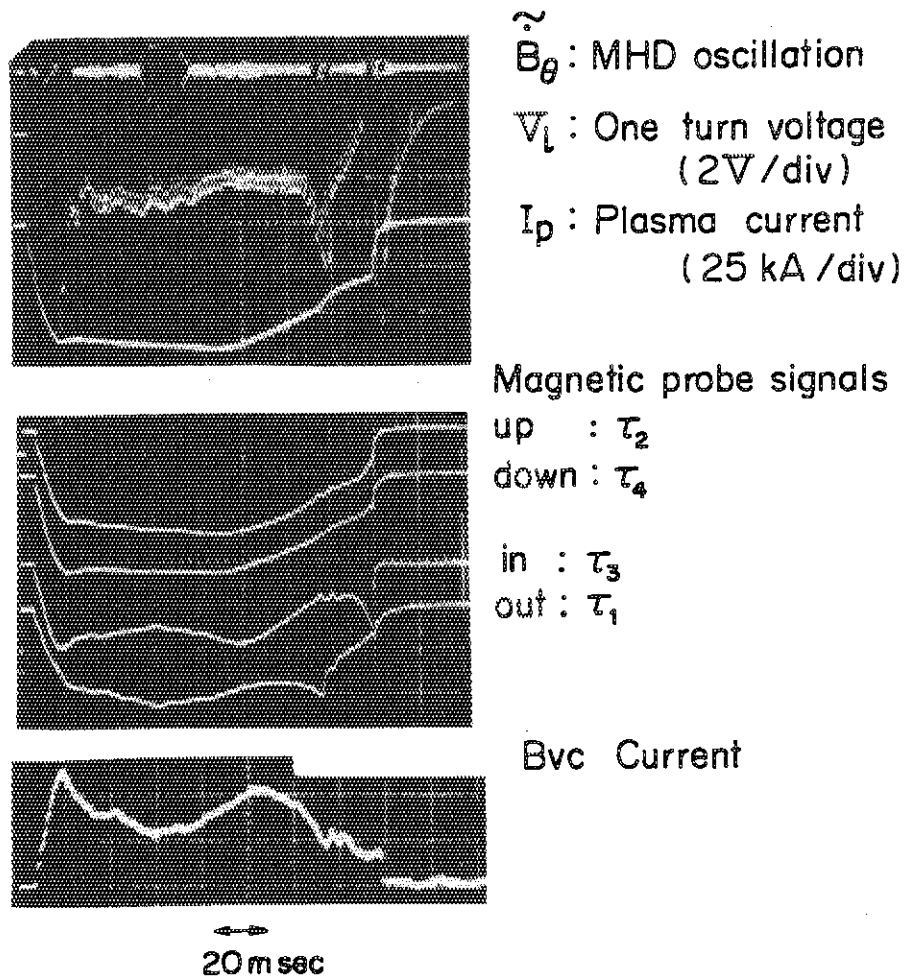


図 7.15 プラズマ位置制御実行時のプラズマパラメータ波形, 磁気プローブ信号波形及び制御垂直磁場 B_{vc} の電流波形

更に加熱に伴う垂直磁場の応答性は約 5 ms 程度が必要とされた。この応答性を得るにはコイル印加電圧を 480 V まで増加する必要があった。以上の事から B_{vc} のサイリスタ電源はジュール加熱時の 320 V、2.5 kA から 480 V、7.5 kA へと 4.5 倍増力された。

制御に関しては、位置検出方法に問題があった。即ち (7.5) 式は β_p 一定としてあるので、加熱時にこの式では極めて不正確となる。それ故 Shafranov の平衡解から幾つかのプラズマ水平方向位置測定法が提案され それらを適宜選択・使用した。尚制御システム自体はコンピュータを使用しているので、係数の変更程度で簡単に適応した。又 β_p の急激な増大に制御応答が追従しない場合にはプレプログラムで波形を適切に設定する事で処理された。以上のシステムによる NBI 加熱時の制御の一例を図 7.16 に示す。図の様に 1 MW の NBI 加熱時には、電子温度の上昇等で V_L が低下している。そしてこれに対応して制御垂直磁場 B_{vc} が急激に増大し、プラズマの平衡を保っている。

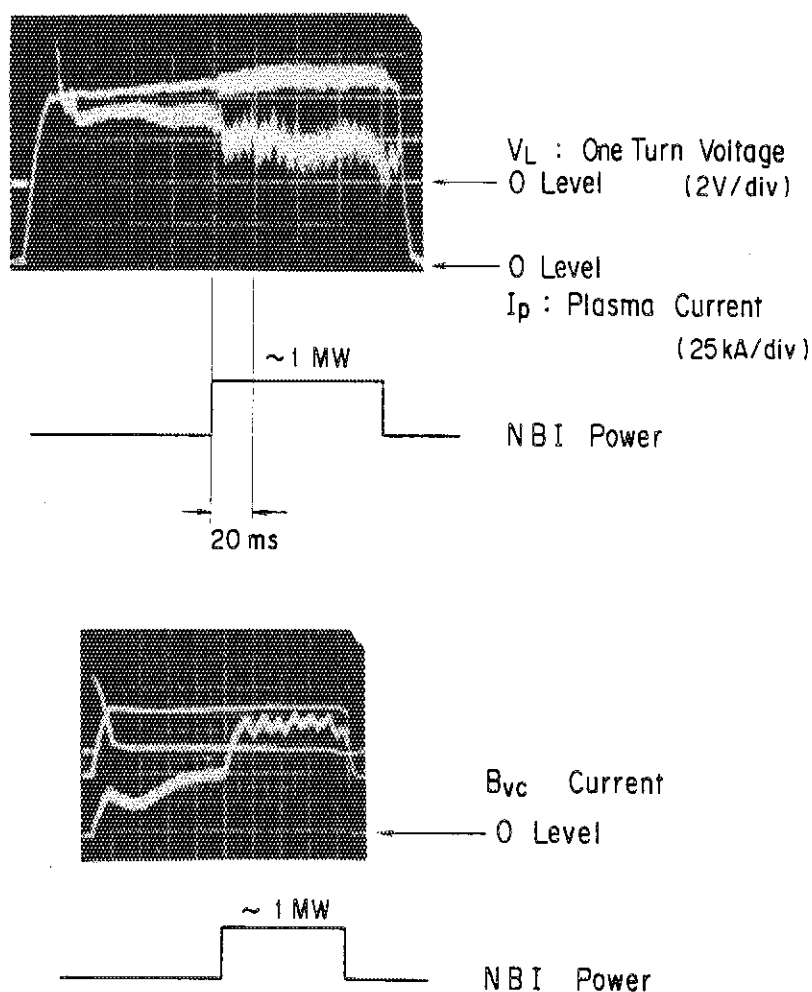


図 7.16 NBI 加熱時のプラズマ位置制御：プラズマパラメータ波形及び制御垂直磁場 B_{vc} の電流波形

7.5 結 言

JFT-2においてプラズマ電流の定電流化及びプラズマ位置制御を行い、以下の結果を得た。

(1) プラズマ電流の定電流化

JFT-2の初期において、OH電源はコンデンサー放電であったので、プラズマ電流の波形は正弦波であった。本研究ではPFN回路を用いてそれを定電流化した。PFN回路は段数で10段、各段のキャパシタンス $C_1 \sim C_{10}$ は各々3mF、各段のインダクタンス $L_1 \sim L_9$ は1, 2.3, 4mHとインダクタンスを可変できるコイルから成り立ち、最終段はプラズマインダクタンスを一次側に変換した値であるため、21~250mHと前段比べ大きい。この回路によってプラズマ電流の平坦部を最大72ms維持する事ができた。更に上述の様な変則的なPFN回路でもその電流維持時間はPFNの理論値どおりである事を実証した。

(2) プラズマ位置制御のためのプラズマ位置検出

プラズマ位置制御を行うのに必要なプラズマ位置の検出法を検討した。円形プラズマの水平方向の位置測定は、プラズマ安定用のシェルがあり平衡がある時のShafranovの平衡解から得られる方法ではほぼ問題がない。しかし非円形プラズマの位置測定にはその式は成立しないため、プラズマの最外郭磁気面とリミターとの距離を測定・制御する方法として等磁束法(Iso-Flux Method)が案出されていた。本研究ではこの等磁束法の誤差評価を行った。その結果1個のループコイルだけでは誤差が大きいが、それに1個の磁気プローブを加えて使用すれば、誤差は著しく減少し実用上問題ない事が示された。更に等磁束法の信号処理回路についても考察した。

(3) プラズマ位置制御

JFT-2においてプラズマ位置のフィードバック制御を行った。この際垂直及び水平磁場コイル電流の制御をアナログ回路を用いずに、ミニコンピュータとマイクロプロセッサを使用してサイリスタ電源を制御する直接デジタル制御によって行った。ミニコンピュータではプラズマ位置の算出と制御演算を行い、マイクロプロセッサではミニコンピュータからの指令値とコイル電流を比較し、その後制御演算及びサイリスタ電源制御を行う。この様なプラズマ位置制御システムを製作し、実験に使用した結果、プラズマの平衡が得られ、実験に大いに寄与した。

MW級のNBI加熱時において、温度や密度の急激な上昇即ちプラズマ圧力の上昇によって β_p が急激に増大する時に際しては、サイリスタ電源の増力及び位置検出・制御系の一部を変更することによって、プラズマの平衡を保持し制御できる事を実証した。

参 照 文 献

- (1) 嶋田：「ハイブリッドポロイダル磁界コイルによるトカマクプラズマ電流平衡制御」，
電気学会論文誌，102-A (昭57-9)，483
- (2) Y. Suzuki, et al.: "Tokamak Circuit", Jpn. J. Appl. Phys., 16 (1977)
2237
- (3) 前野，松崎他：「JFT-2 プラズマ電流定電流化装値」，日本原子力研究所報告書
JAERI-M 6762 (1976)
- (4) 松崎 他：「JFT-2 における変流器回路」，日本原子力研究所報告書 JAERI-memo
7172 (1977)
- (5) 川上正光：「電子回路Ⅳ」，p.132 (昭32，共立出版)
- (6) 前野，松崎他：「プラズマ電流定電流化装値の設計および予備実験」，日本原子力研究所
報告書 JAERI-memo 6437 (1976)
- (7) 宮本健郎：「核融合のためのプラズマ物理」，p.486 (昭51，岩波書店)
- (8) 東井，伊藤：「ソ連におけるトカマク実験総合報告」，日本原子力研究所報告書
JAERI-memo 4286 (1971)
- (9) Y. Matsuzaki, et al.: "Direct Digital Control of Plasma Position in
JFT-2 Tokamak without Shell", Proc. 8th Symp. on Engineering Problems
of Fusion Research, (San Francisco, 1979) p.1899
- (10) Y. Matsuzaki: "Plasma Position Control by Iso-Flux Method in TEXTOR",
日本原子力研究所報告書 JAERI-M 82-092 (1982)
- (11) 小方 他：「プラズマ位置・断面形状制御・Ⅱ」，日本原子力研究所報告書 JAERI -
M 6323 (1975)
- (12) H. Aikawa, et al.: "Derivation of Plasma Displacement in a Tokamak
from Magnetic Probe Signals", Jpn. J. Appl. Phys., 15 (1976) 2031
- (13) F. Schneider: "Novel Method of Determining the Plasma Position and
Its Application to the ASDEX Feedback System", Proc. of the 10th SOFT,
(Padua, 1978) p.1013
- (14) D.B. Albert: "Analysis of the Position Control System of ASDEX
Tokamak", Report of MPI für Plasmaphysik, IPP III/61 (Aug. 1980).
- (15) H. Conrads: "TEXTOR", Proc. of the 10th SOFT, (Padua, 1978) p.25
- (16) W.R. Smythe; "Static and Dynamic Electricity", 3rd ed. (1968,
McGraw-Hill Inc.)
- (17) J. Hugill, et al.: "Servo-Control of Plasma Position in CLEO-Tokamak",
Nuclear Fusion, 14 (1974) 611

- (18) J.L. Anderson, et al.: "Feedback Control for Plasma Equilibrium in ORMAK", Nuclear Fusion, 16 (1976) 629
- (19) R. Dei-Cas, et al.: "Slow and Fast Feedback Circuit for the Plasma Equilibrium in the T.F.R 600 Tokamak", Proc. 7th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research, (Knoxville, 1977) p.478
- (20) S. Itoh, et al.: "Analysis of Feedback Control for Tokamak Plasma Equilibrium", Jpn. J. Appl. Phys., 17 (1978) 911
- (21) N. Suzuki, et al.: "Recent Results on the Modified JFT-2 Tokamak", Proc. of 8th Inter. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (1980) p.523
- (22) K. Kamiyama, et al.: IECI '78 Proc. of Industrial Application of Micro-processors, (1978) p.216
- (23) L.A. Charlton, et al.: "Feedback Control Modeling of Plasma Position and Current during Intense Heating in ISX-B", Oak Ridge Report, ORNL/CSD/TM-92 (1979)

8. 結 論

8.1 本研究の要約

核融合においては現在「臨界プラズマ」達成を目指して盛んな研究がなされている。最近、そのプラズマパラメータの向上・改善が著しく、その成果がIAEA主催の国際会議を始めとして次々と発表されている。この様な物理研究を支えるためには数多くの技術開発がなされている。トカマク装置については、真空容器・コイル・電源・制御が、又加熱装置については、NBIイオン源・システム、RF発振管や伝送系等である。こうした技術開発の中でトカマク装置が組み立てられた後、研究現場で開発・研究し、高温プラズマを確実に効率よく生成し、プラズマパラメータを改善していく研究・開発が必要となる。本論文は日本原子力研究所の中型トカマク装置JFT-2及びJFT-2Mで行った、トカマクプラズマを生成していく上で重要な基礎的技術の研究成果である。

本研究で得られた成果を要約すると以下の様になる。

- (1) トカマクプラズマ発生技術に関しては、ジュールプラズマ発生基準的手順を確立していった。又装置運転面においても、装置の接地点探索に独自の方法を見出す等、プラズマ発生装置の信頼性を高める数多くの改善を行った。
- (2) トカマクの実験において電離真空計(IG)や質量分析器(QMA)を定量測定に必要な問題点を解決した：
 - ① IGやQMAの感度はメーカーによる差、取り付け方による差異があるので、装置に取り付けた状態で校正する必要がある事、又QMA等は通常排気した状態で測定するが、その際ガスの種類によって圧力勾配に違いが発生するので、各々のガスについて校正する必要がある事を明らかにし、その校正法を確立した。
 - ② 信号の応答性をよくするためトカマク装置近傍で使用できる様に磁気シールドしたQMAの磁場特性を測定した結果、QMAの磁場特性と磁気シールドの特性とがよく一致する事を示し、今後の磁場用QMAの設計方針を明確にした。
- (3) 放電前に真空容器壁のコンディショニングとして、放電洗浄が必要不可欠といわれながらその機構や特性は明らかでなかった。本研究ではテラ型放電洗浄(TDC)、グロー放電洗浄(GDC)及びECR放電洗浄(ECR-DC)の各放電洗浄に関して以下の事を実証した：
 - ① TDCでは最適なプラズマ条件があり、それは電子温度でおよそ5eVのプラズマである事を実験によって示した。
 - ② GDCにおいてトラス容器におけるグロー放電の点火特性及びグロー放電の特性を明らかにした。GDCの洗浄効果の点では、QMAによる生成ガス及びAESによる表面観察を行った結果、GDCは炭素成分を良く除去するが、酸素成分はあまり除去しない事を明らかにした。
 - ③ ECR-DCにおいて μ 波によるガスの電離は高域混成共鳴域で起こっている事を、プ

ローブ測定によって示した。QMA及びAESの測定結果によればECR-DCの洗浄はTDCと類似しており、 H° 粒子による還元作用によって壁面の酸素成分を急速に減少させる事を明らかにした。

- ④ 上述の三方式を実際にトカマクプラズマを生成して比較した。その結果TDCやECR-DCの様に酸素不純物を除去する放電洗浄が、放射損失の減少、電子密度の属大といったプラズマの特性を改善する。それに比べGDCは炭素不純物を減少させるはするが、プラズマの改善にはあまり効果的でない事を実証した。
- (4) 放電洗浄が終了すると、真空容器にガスを満たし、電圧をかけてガスを電離させ、プラズマを点火する。この際あらかじめガスを電離すれば、プラズマが確実に点火されかつ放電期間に消費する磁束を減少させる。この予備電離に関して本研究では以下の実験結果を得た：
- ① 最も簡単な予備電離である電子流入射方式で、放電破壊時のワンターン電圧 V_{Lb} が 57 V から 39 V と 68% も減少し、磁束の消費を減らし、かつ放電も安定に点火する事を示した。
- ② $J \times B$ ガン方式ではガス圧の広い範囲にわたって、 V_{Lb} を 15% から 60% も減少させる。又磁場に対しては 3.5 kG から 10 kG 迄は予備電離効果があるが、それより低いかあるいは高い磁場では効果が減少し始める事を明らかにした。
- ③ 真空容器外側から入射する O モード波による ECR 方式では、RF を約 100 kW 入射すると、 V_{Lb} が 23 V から 13 V へと約 41% 減少し、立ち上げ期間中の消費磁束を 28% 減少させ、プラズマ抵抗分による磁束の消費が無視できるという理想的な立ち上げとなった。更にプラズマ電流、電子密度等も滑らかに立ち上がり、リミターとの相互作用の少ない滑らかな立ち上がりである事を示した。
- 又種々のパラメータ依存性についての実験結果から、O モード波では μ 波入射電力は単位体積当り $3.6 \times 10^{-2} \text{ W/cm}^3$ の電力があれば充分で、その時の電子密度は $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ である。即ちこれだけの電子密度を発生すれば、プラズマ抵抗による磁束の消費が無視できるプラズマ立ち上げが可能である事を実証した。
- (5) プラズマが点火するとプラズマを制御する事が必要となる。プラズマを制御する事は最終的には核融合炉の炉心制御につながる。本研究ではこのプラズマ制御に関しては、JFT-2 においてプラズマ電流の定電流化とプラズマ位置制御について設計・実施し、以下の様な結果を得た：
- ① プラズマ電流の定電流化では、最終段のインダクタンスよりはるかに小さいインダクタンスで構成された PFN 回路でプラズマ電流の定電流化を達成し、そのプラズマ電流フラットトップ維持時間は PFN の理論と一致する事を示した。
- ② プラズマ位置検出では非円形プラズマでも使用できる等磁束法の誤差評価を行った。その結果 1 個のループコイルだけでは誤差が大きいが、更に 1 個の磁気プローブを使用すれば、誤差は大きく減少し実用上問題ない事を明らかにした。
- ③ プラズマ位置制御においては、ミニコンピュータとマイクロプロセッサを使用したサイリスタ電源の直接デジタル制御 (DDC) によって、プラズマ位置制御システムを構成し、DDC 方式によって始めてプラズマ位置の制御を実証した。

8.2 今後の課題

トカマクが臨界プラズマを生成して核融合の物理的実証を達成した後も、それが核融合炉となりエネルギー生産を行うには INTOR の設計研究等で示された膨大な技術的研究が必要である。例えば超電導コイルの開発、加熱技術の開発、核燃焼後の熱及び灰除去を含めた不純物制御技術の開発、更には炉材料、エネルギーを取り出し燃料を増殖するブランケットやトリチウムの取り扱いなど数多くの技術開発が必要である。これらの技術開発はほとんどがトカマク装置とは独立に行える研究である。しかしこれらの要素技術を組み上げただけの装置で、実用的・経済的な炉として成り立つ事はむずかしく、本研究で行った様にトカマク装置に密着して、高温プラズマ生成の改善・効率化を行っていく各種の基礎的技術の研究が必要である。この様なものとして、本論文で述べた研究について、今後の課題を述べる。

トカマクプラズマ発生及び運転技術に関しては、ジュール加熱段階での発生・制御技術はほぼ確立したと言える。今後は RF や NBI によって追加熱した場合に、閉じ込め特性の改善や高 β 放電の高温プラズマを生成するために、例えばダイバータ運転とするかリミタ放電とするかの選択をし、運転する事が必要となる。そしてこの事は現在大型トカマクにおいて、それらをどう実現しかつその最適な運転をどう確立するかという事で大いに研究されている。

IG や QMA は粒子測定のためには極めて簡便な測定器であるので今後も使用されていくと思われる。しかしトカマク装置近傍で使用するには、200 G 以上の磁場に対しても測定が可能な様にする事が必要である。更にプラズマ周辺の中性粒子を測定するにはこれらでは極めて不十分なので、例えばレーザ誘起蛍光法や飛行時間型中性粒子測定器の様な新しい測定器の開発が今後必要とされる。

放電前処理として放電洗浄は極めて重要であり、必要不可欠である。しかしこの低エネルギープラズマによる壁面のコンディショニングは、単に壁面の洗浄という観点だけでなく、高温プラズマにとって最も重要な境界条件である第一壁面を、不純物の低減及び水素リサイクリングの制御にどの様な材料あるいは状態が最適であるかという観点から捉える必要がある。例えば TFTR における "Super Shot" 生成の際のコンディショニング、JFT-2M におけるリミタ放電による H-mode プラズマの生成機構の解明、JET におけるグロー放電洗浄とカーボナイゼーションの問題等が挙げられる。この様に壁のコンディショニングは未説明の問題が多く、研究は始まったばかりであるといえる。このためには周辺プラズマや中性粒子の測定器の開発、第一壁の材質を含めて、その状態を制御してプラズマ放電を行う等の研究が必要である。

プラズマ立ち上げ時の予備電離については、立ち上げの最初から非電磁誘導型でプラズマ電流を立ち上げるのが理想的である。この事は LH 波や EC 波を用いる電流駆動実験において中型トカマクでは既に実現しており、殆ど問題ないと思われる。

最後にプラズマの制御については、本論文で述べたプラズマ電流や位置制御、更にプラズマ断面形状の制御はポロイダルコイル電流の制御によって行う事ができる様になった。しかし将来の核融合炉の炉心制御という点からみると、未だその温度や発生エネルギーの制御が出来ていない。こうしたパラメータの自在な制御は不可欠であり、現在実験中の課題であるが、今後臨界プラズマが生成され、D-T 燃焼、 α 粒子加熱が生起する時までには十分確立されるべきである。

謝 辞

本研究の遂行にあたり、終始著者を暖かく見守り、激励・指導して頂いた日本原子力研究所森茂副理事長、同那珂研究所磯康彦前所長、同那珂研究所菅米地頭所長、同核融合研究部田中正俊部長及び小幡行雄前部長、同核融合研究部田中裕二次長、同装置・技術管理室国枝俊介前室長に心から感謝いたします。又本論文をまとめる機会を与えて頂いた装置・技術管理室鈴木喜八郎室長に深く感謝いたします。

本研究を行うにあたり、JFT-2及びJFT-2M装置の運転に、又放電洗浄装置や予備電離装置及びプラズマ位置制御装置の製作にあたった際多大な協力を頂き、更に各種の真空機器や電源装置について御援助頂いたJFT-2M係谷孝志係長、JFT-2係豊島昇元係長及び数多くの係員の皆様に心から感謝いたします。

放電洗浄やプラズマ制御実験といったトカマクプラズマを使用した実験に際して、熱心な討論と助言を頂いたプラズマ実験研究室藤沢登主任研究員（現臨界プラズマ研究部）、同前野勝樹主任研究員（現JT-60試験部）、同鈴木紀男副主任研究員の皆様には心から感謝いたします。更にECR予備電離実験に際して御指導、御援助頂いたプラズマ実験研究室船橋昭昌室長（現臨界プラズマ研究部）、同山本巧副主任研究員の皆様に感謝いたします。放電洗浄や真空計等の実験に際して多大な御援助を頂いた炉心工学研究室大塚英男副主任研究員には心から感謝いたします。