

JAERI-M

5276

JFT-2における放電波形2に対する
イオン温度の測定

1973年5月

矢野 淑郎・白形 弘文・高橋 興起

北村 晃^{*}・牧野 俊清^{**}

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

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

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

J F T - 2 における放電波形 2 に対するイオン
温度の測定

日本原子力研究所東海研究所物理部

矢野淑郎・白形弘文・高橋興起

北村 晃*・牧野俊清**

(1 9 7 3 年 5 月 2 日受理)

J F T - 2 装置からとびだしてくる電荷交換した中性粒子のエネルギースペクトルが、放電波形 2 のプラズマ条件に対して解析された。この条件は、 H_2 の充填圧力 1.6×10^{-4} torr, トロイダル磁場 10 KG, 放電電流は 120 KA である。この測定における種々の問題点として、中性粒子エネルギー分析装置によって検出される中性粒子の計数方法、分析装置を J F T - 2 中の放電電流による磁場から遮蔽すること、J F T - 2 とエネルギー分析装置の両者に入れるガスによる防害の問題などが述べられる。

測定された中性粒子のエネルギー分布から求められるプラズマ中のイオンのエネルギー分布はマックスウェル分布で、放電電流の立上り後 74 および 84 ms においてその温度は 200 eV であった。この 200 eV の測定値はスケーリング法則

$$T_i = 2.51 \times 10^{-3} a^{\frac{1}{3}} I_p$$

を用いて計算した値とかなりよい一致を示した。ここに、 a および I_p は、それぞれ、プラズマの半径および電流である。プラズマ中のイオンのエネルギー分布は低いエネルギー領域において高くなっているが、これは約 100 eV のイオン温度に対応する。このことから、100 eV の温度の冷たいプラズマが 200 eV の熱いイオンの中心柱をとりまいていると考えられる。

アナライザの入口スリットから見た立体角内に含まれるプラズマの有効体積中の中性粒子の数は 2×10^8 と算出される。

* 京都大学工学部、学生研究生。

** 東京工業大学、学生研究生。

Measurement of the Ion Temperature for the Discharge
Condition Case 2 in JFT-2 (Tokamak Device)

Syukuro YANO, Hiroyumi SHIRAKATA, Koki TAKAHASHI,
Akira KITAMURA* and Toshikiyo MAKINO**

Division of Physics, Tokai, JAERI
(Received May 2, 1973)

The energy spectrum of charge-exchanged neutrals emitted from JFT-2 were analyzed at the plasma condition, wave form-case-2, which are H₂ filling pressure 1.6x10⁻⁴ torr, toroidal field 10 KG, discharge current about 120 KA. The problems in this measurement include counting of neutrals detected with a neutral particle energy analyzer, shielding of the analyzer from magnetic field due to the discharge current in JFT-2, disturbances due to the filling gases in JFT-2 and the energy analyzer, and background of the X-rays.

The energy distribution of ions in the plasma obtained from the measured neutral particle energy distribution is Maxwellian, with the temperature about 200 eV at 74 and 84 ms after rise of the discharge current. This measured value of 200 eV is in fairly good agreement with that calculated from the scaling law,

$$T_i = 2.51 \times 10^{-3} a^{\frac{1}{5}} I_p ,$$

where a and I_p are the plasma radius and the plasma current, respectively. The energy distribution of ions in the plasma is enhanced in the low energy region, corresponding to the ion temperature of about 100 eV; a colder plasma with temperature 100 eV thus probably surrounds the hot central ion column of about 200 eV.

The number of neutral particles in the effective volume of plasma, which is in the solid angle viewed from the analyzer entrance slit, is estimated to be 2x10⁸.

* Faculty of Engineering, Kyoto University

** Tokyo Institute of Technology

目 次

1. まえがき	1
2. 測定原理と方法	1
3. 測定装置と測定上の諸問題	2
3.1 計数サンプリング回路	2
3.2 漏洩磁場とその対策	4
3.2.1 電荷ストリッピングセル	4
3.2.2 静電アライザ	4
3.2.3 検出器における効果	5
3.2.4 磁気シールド	6
3.3 JFT-2へのNEAの接続における真空の問題	6
3.4 バックグラウンド計数とX線	8
4. 測定の経過とイオン温度の算出	9
5. 結果と討論、中性粒子密度	11
6. 結び	13
謝辞	13
文献	13

1. まえがき

ここに述べる実験の目的は、トカマク型プラズマ閉じ込め装置、JFT-2¹⁾の本格的な運転開始にともない、そのプラズマのイオン温度を測定し、スケーリング法則との比較を行なうことである。イオン温度の決定には、電荷交換によってプラズマから放出される中性粒子のエネルギー分布を、中性粒子エネルギー分析装置（以下NEA*と略称する）によって測定する方法が用いられ、そのための粒子エネルギー分析装置の試作と²⁾³⁾、低エネルギー領域における較正実験が行なわれ⁴⁾、1972年秋にはそれらが完了した。JFT-2 装置は、1972年春完成し、試運転が行なわれた後、同年11月後半から本格的運転に入り、放電洗浄と、プラズマの諸量の測定が進行した。

この報告では、1973年2月および3月に、2回にわたって行なわれた最初のイオン温度の測定実験が記される。まず§2では、イオン温度の測定の原理と方法の簡単な説明、§3では、粒子エネルギー分析装置の大要、および同装置をJFT-2装置に接続する上で直面した若干の問題、§4では、粒子測定とイオン温度の算出の経過、§5では、その結果についての討論、§6では結論が述べられる。

2. 測定原理と方法

閉じた磁力線のプラズマ閉じ込め装置に対する粒子線エネルギー分析法によるイオン温度の測定は、すでにソビエトのTM-3、T-4⁵⁾あるいは米国のST⁶⁾などにおいて行なわれている。また、わが国においては、名古屋大学プラズマ研究所のトロイダルターピンチCaulked Cusp Torus 装置のプラズマに対するエネルギー解析がある⁷⁾。ここで用いられた測定の方法もこれらの場合と類似のものである。

測定に使用したNEAは、エネルギーおよび強度の測定された中性粒子(H)ビームを用いて較正されているので、この実験においては、JFT-2から電荷交換によって放出される中性粒子数を測定された信号強度から算出することが可能で、プラズマのイオンの密度がわかっているときにはプラズマ中の中性ガス粒子の密度の大略値の推定が可能である。

プラズマのイオンが温度T_iのマックスウェル分布のとき、プラズマから飛来する中性粒子を、立体角dΩ、エネルギーEにおける検出効率η(E)の分析装置によって検出すると、得られる出力信号SOPは、

$$SOP = \frac{4}{\sqrt{2\pi MKT_i}} \int_V \sum_j (n_i n_{0j} \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot \sigma_{ex,j}(E)) dV \left(\frac{E}{kT_i} \right) \exp\left(-\frac{E}{kT_i}\right) \Delta E \cdot \eta(E) \cdot \Delta t \quad (1)$$

で与えられる²⁾。ここでn_i、n_{0j}はそれぞれイオンおよびj種の中性粒子の数密度、σ_{ex,j}(E)はエネルギーEのイオンが、低いエネルギー(≤数eV)の中性粒子と電荷交換する断面積で、 $\int_V dV$

* Neutral particle energy analyzer

1. まえがき

ここに述べる実験の目的は、トカマク型プラズマ閉じ込め装置、JFT-2¹⁾の本格的な運転開始にともない、そのプラズマのイオン温度を測定し、スケーリング法則との比較を行なうことである。イオン温度の決定には、電荷交換によってプラズマから放出される中性粒子のエネルギー分布を、中性粒子エネルギー分析装置（以下NEA*と略称する）によって測定する方法が用いられ、そのための粒子エネルギー分析装置の試作と²⁾³⁾、低エネルギー領域における較正実験が行なわれ⁴⁾、1972年秋にはそれらが完了した。JFT-2 装置は、1972年春完成し、試運転が行なわれた後、同年11月後半から本格的運転に入り、放電洗浄と、プラズマの諸量の測定が進行した。

この報告では、1973年2月および3月に、2回にわたって行なわれた最初のイオン温度の測定実験が記される。まず§2では、イオン温度の測定の原理と方法の簡単な説明、§3では、粒子エネルギー分析装置の大要、および同装置をJFT-2装置に接続する上で直面した若干の問題、§4では、粒子測定とイオン温度の算出の経過、§5では、その結果についての討論、§6では結論が述べられる。

2. 測定原理と方法

閉じた磁力線のプラズマ閉じ込め装置に対する粒子線エネルギー分析法によるイオン温度の測定は、すでにソビエトのTM-3、T-4⁵⁾あるいは米国のST⁶⁾などにおいて行なわれている。また、わが国においては、名古屋大学プラズマ研究所のトロイダルターピンチCaulked Cusp Torus 装置のプラズマに対するエネルギー解析がある⁷⁾。ここで用いられた測定の方法もこれらの場合と類似のものである。

測定に使用したNEAは、エネルギーおよび強度の測定された中性粒子(H)ビームを用いて較正されているので、この実験においては、JFT-2から電荷交換によって放出される中性粒子数を測定された信号強度から算出することが可能で、プラズマのイオンの密度がわかっているときにはプラズマ中の中性ガス粒子の密度の大略値の推定が可能である。

プラズマのイオンが温度T_iのマックスウェル分布のとき、プラズマから飛来する中性粒子を、立体角dΩ、エネルギーEにおける検出効率η(E)の分析装置によって検出すると、得られる出力信号SOPは、

$$SOP = \frac{4}{\sqrt{2\pi MKT_i}} \int_V \sum_j (n_i n_{o,j} \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot \sigma_{ex,j}(E)) dV \left(\frac{E}{kT_i} \right) \exp\left(-\frac{E}{kT_i}\right) \Delta E \cdot \eta(E) \cdot \Delta t \quad (1)$$

で与えられる²⁾。ここにn_i、n_{o,j}はそれぞれイオンおよびj種の中性粒子の数密度、σ_{ex,j}(E)はエネルギーEのイオンが、低いエネルギー(數eV)の中性粒子と電荷交換する断面積で、∫_VdV

* Neutral particle energy analyzer

はNEAに入射する立体角内に含まれるプラズマの有効体積についての積分である。

別報に述べるよう⁴⁾に、 $\eta(E)$ は較正実験から定められているので、 $SOP / \sigma_{ex,i}(E) \cdot E^2 \cdot \eta(E)$ をエネルギーに対し、縦軸に対数量でプロットし、直線になれば、その傾斜からイオン温度 T_i を求めることができる。また n_0 とプラズマの大きさがわかっているときには、電荷交換を行なう中性粒子が、ほとんど水素であると仮定すれば、(1)式から、その密度 n_0 を算出できる。

プラズマ中の不純物原子の密度は、分光測定、質量分析などから推定できるが、放電ガスとして入れるH₂密度にくらべると、はるかに少ないため、放出されるHの強度には、あまり寄与しないと考えられる。また、プラズマのイオンH⁺が、プラズマ中で電荷交換してHとなり、プラズマから放出されるまでに再びH⁺に変換される割合については、JFT-2プラズマの標準運転時では無視できる大きさである。

これらのことから、上記の n_0 の決定が可能であると考えられる。

温度 T_i のマックスウェル分布のプラズマのイオン温度を決定するには、エネルギーが kT_i/e (Volt)の値から、その約10倍までについて粒子線強度を測定すればよいことが、マックスウェル分布の形から示される²⁾。このため、プラズマのイオン温度が200eV程度であれば、測定すべきエネルギー範囲は200~2000eVであるが、今回の測定では、1500eV以下の範囲を求めた。

3. 測定装置と測定上の諸問題

測定に使用したNEAは、Fig.1に示す方式のものであり、プラズマ閉じ込め装置JFT-2に接続するときの方法を示してある。

NEAは、中性粒子の電荷を剥離してイオンにするための窒素ガスを用いた電荷ストリッピングセルと、そのイオンのエネルギーを分析するための127°型静電アナライザ、およびイオン検出器から成立っている。電荷剥離のためにN₂ガスを用いた理由は、ガスが不活性であること、電荷剥離の断面積 σ_{01} が、中性化断面積 σ_{10} にくらべて大であることによる。

分析装置の詳細については別に述べられているので、ここには主に測定のための計数回路と、JFT-2にNEAを接続し、プラズマの測定を行なう上で特別な問題について次の項目にわたって述べる。(1) JFT-2装置からの磁場の誘導によるイオンの偏向効果に対する対策、すなわち磁気シールドの設計、(2)分析装置とJFT-2を接続する上で両装置間のガスの相互の侵入の防止に関する問題。(3) JFT-2装置から放射されるX線による粒子信号へのバックグラウンドノイズとしての問題と対策。

3.1 計数サンプリング回路

プラズマから電荷交換で粒子分析装置に入射する中性粒子数は、後に述べるように比較的少ない。このことを予想して粒子数は個数毎に計数することとし、その粒子カウントが放電の立ち上がりから終りまでの時間に対して、どのように分布するかを計数するための回路を製作した。その性能をTable-1に示す。

はNEAに入射する立体角内に含まれるプラズマの有効体積についての積分である。

別報に述べるよう⁴⁾に、 $\eta(E)$ は較正実験から定められているので、 $SOP / \sigma_{ex,i}(E) \cdot E^2 \cdot \eta(E)$ をエネルギーに対し、縦軸に対数量でプロットし、直線になれば、その傾斜からイオン温度 T_i を求めることができる。また n_i とプラズマの大きさがわかっているときには、電荷交換を行なう中性粒子が、ほとんど水素であると仮定すれば、(1)式から、その密度 n_0 を算出できる。

プラズマ中の不純物原子の密度は、分光測定、質量分析などから推定できるが、放電ガスとして入れるH₂密度にくらべると、はるかに少ないため、放出されるHの強度には、あまり寄与しないと考えられる。また、プラズマのイオンH⁺が、プラズマ中で電荷交換してHとなり、プラズマから放出されるまでに再びH⁺に変換される割合については、JFT-2プラズマの標準運転時では無視できる大きさである。

これらのことから、上記の n_0 の決定が可能であると考えられる。

温度 T_i のマックスウェル分布のプラズマのイオン温度を決定するには、エネルギーが kT_i/e (Volt)の値から、その約10倍までについて粒子線強度を測定すればよいことが、マックスウェル分布の形から示される²⁾。このため、プラズマのイオン温度が200eV程度であれば、測定すべきエネルギー範囲は200~2000eVであるが、今回の測定では、1500eV以下の範囲を求めた。

3. 測定装置と測定上の諸問題

測定に使用したNEAは、Fig.1に示す方式のものであり、プラズマ閉じ込め装置JFT-2に接続するときの方法を示してある。

NEAは、中性粒子の電荷を剥離してイオンにするための窒素ガスを用いた電荷ストリッピングセルと、そのイオンのエネルギーを分析するための127°型静電アナライザ、およびイオン検出器から成立っている。電荷剥離のためにN₂ガスを用いた理由は、ガスが不活性であること、電荷剥離の断面積 σ_{q1} が、中性化断面積 σ_{10} にくらべて大であることによる。

分析装置の詳細については別に述べられているので、ここには主に測定のための計数回路と、JFT-2にNEAを接続し、プラズマの測定を行なうまでの特別な問題について次の項目にわたって述べる。(1) JFT-2装置からの磁場の誘導によるイオンの偏向効果に対する対策、すなわち磁気シールドの設計、(2)分析装置とJFT-2を接続する上で両装置間のガスの相互の侵入の防止に関する問題。(3) JFT-2装置から放射されるX線による粒子信号へのバックグラウンドノイズとしての問題と対策。

3.1 計数サンプリング回路

プラズマから電荷交換で粒子分析装置に入射する中性粒子数は、後に述べるように比較的少ない。このことを予想して粒子数は個数毎に計数することとし、その粒子カウントが放電の立ち上がりから終りまでの時間に対して、どのように分布するかを計数するための回路を作成した。その性能をTable-1に示す。

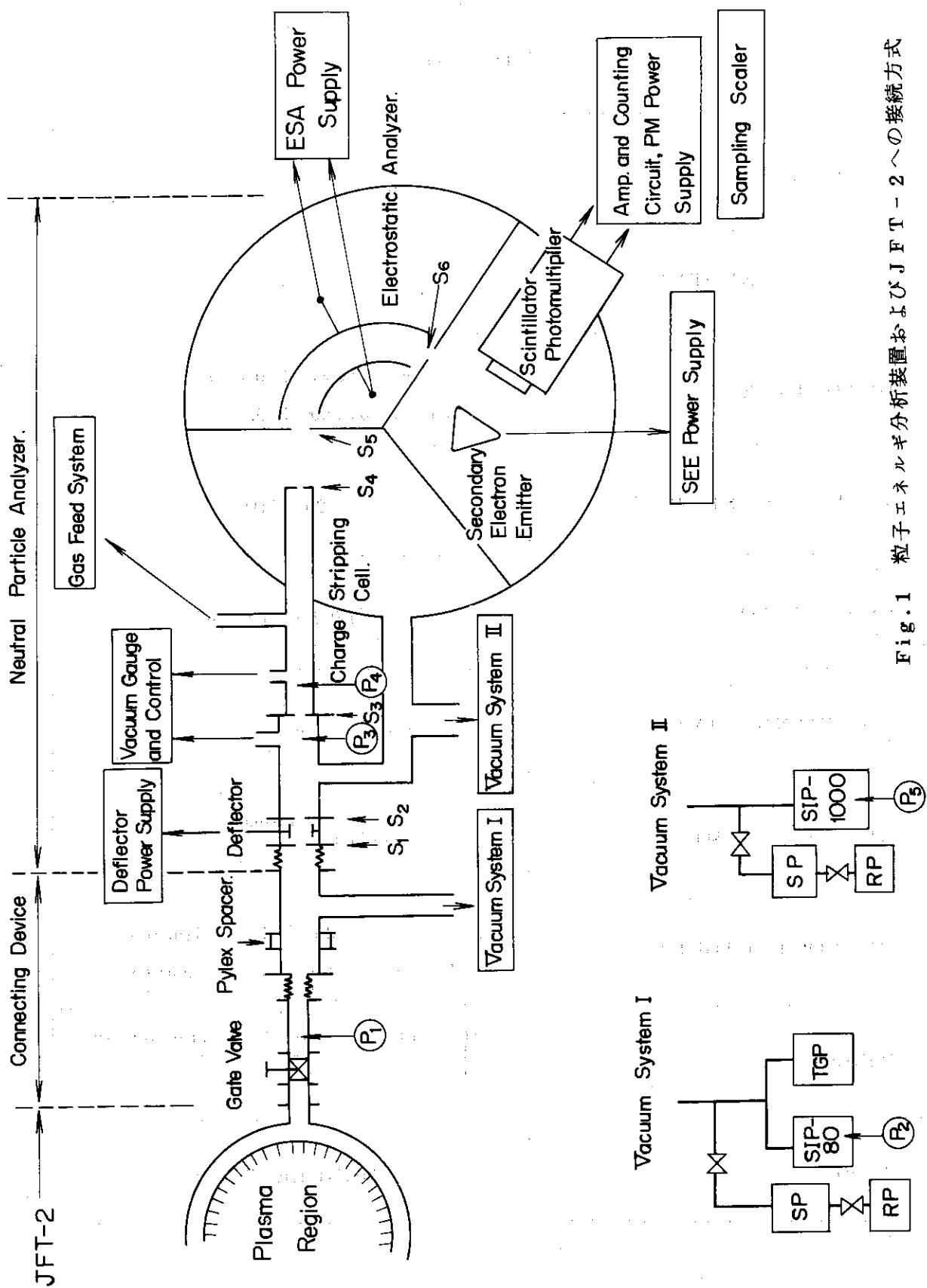


Fig. 1 粒子エネルギー分析装置およびJFT-2への接続方式

Table-1

Specification of the sampling scaler

SAMPLING TIME	0.5 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 ms / 1 ch.
CHANNEL NUMBER	100
DEAD TIME	at start : 0.2 μ s at sampling : 0.5 μ s
INPUT PULSE RATE	20 MHz
RESOLUTION	1/1024 10 bit
COUNTING TIME	50ms ~ 1sec + 50 μ s (dead time)
READOUT TIME	smaller < 50ms / 1 line
READOUT FIGURE	data : 4 figures channel number : 2 figures
RESET	auto after printed in the printer selectable manual at manual at readout
TYPE	MODULE TYPE

イオン検出器の出力の1個のイオンに対する1個の出力パルスは、高速増巾器、高速ディスクリミネータを通って、計数サンプリング回路に入る。計数の開始はJFT-2運転室からのトリガパルス(M-3)*による。サンプリング時間は1チャンネル当り0.5~10msまで段階になっていて、全体で100チャンネルである。放電中はサンプリング時間毎のカウントはメモリに入り、放電が終了し、計数が終了すると、1分以内に各チャンネルの計数がよみだされ印字される。この回路のブロック図とそのタイミング方式をFig.2および3に示した。

3.2 漏洩磁場とその対策

プラズマ発生装置などからの高周波電磁界は誘導ノイズとなる可能性がある。このようなノイズについては、予備実験として、1971年にデータビンチガンのプラズマ分析を行なったが、放電開始時に大きいノイズがあらわれた。しかし、JFT-2の場合にはこのような誘導は少なく、NEAをJFT-2に接続しないときには、パルス計数回路へのノイズの混入はなかつた。問題になったのは主にプラズマ電流による磁場で、その電流とともに変化し、NEAをJFT-2に接続したときその位置で、粒子の進行する面に対しほぼ垂直方向をもち、プラズマ電流100KA当り約32gaussであった。この効果はイオンの経路の偏曲と必要なエネルギーの粒子の検出の防害になると考えられた。

このための磁気遮蔽について計算が行なわれ、シールド箱が製作された。以下にこの磁場がNEAの各部に及ぼす効果の計算について述べる。

3.2.1 電荷ストリッピングセル

電荷ストリッピングセル内のイオンは、セル内に磁場が存在している場合には、はじめの進行方向から垂直方向に、 $y = x^2 ZeB / 2Mv$ だけずれる。ここにxは磁場B内をイオンが通過した距離、Ze、vおよびMは、それぞれ、イオンの電荷、速度および質量である。イオンはセルを通過した後、アナライザ入口スリットに入射するが、磁場によって曲げられ、ビームの断面S₀のうちのΔSの面積の部分がスリットによって切りとられ、ビーム強度が減少する。Fig.4にアナライザ入口スリットを巾4mmとしたときのΔS/S₀の計算値を示した。この図から磁場は、ほぼ、1ガウス以下となることが望ましい。

3.2.2 静電アナライザ

この中心線上で、角αをもって入射したイオンビームに対して、静電アナライザは磁場がビーム進行面に垂直に存在すると、エネルギーにおいてε、イメージ巾においてΔrの特性の変化をうける。入射角αは電荷ストリッピングセルおよびアナライザスリットの配位からきまる入射角α₀と、3.2.1の偏向角ZeBx/Mv₀の和とみなされる。α₀を与えて軌道解析し、εとΔrを求めた。電荷の運動方程式は

$$\ddot{r} - \dot{r}\dot{\theta}^2 = -\frac{2Ze\phi_a}{Mr\ln(R_2/R_1)} + \frac{ZeB}{M} r\dot{\theta} \quad (2)$$

$$\ddot{r}\dot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta}^2 = -\frac{ZeB}{M} r \quad (3)$$

* 通常放電電流立上り前6msのパルス。

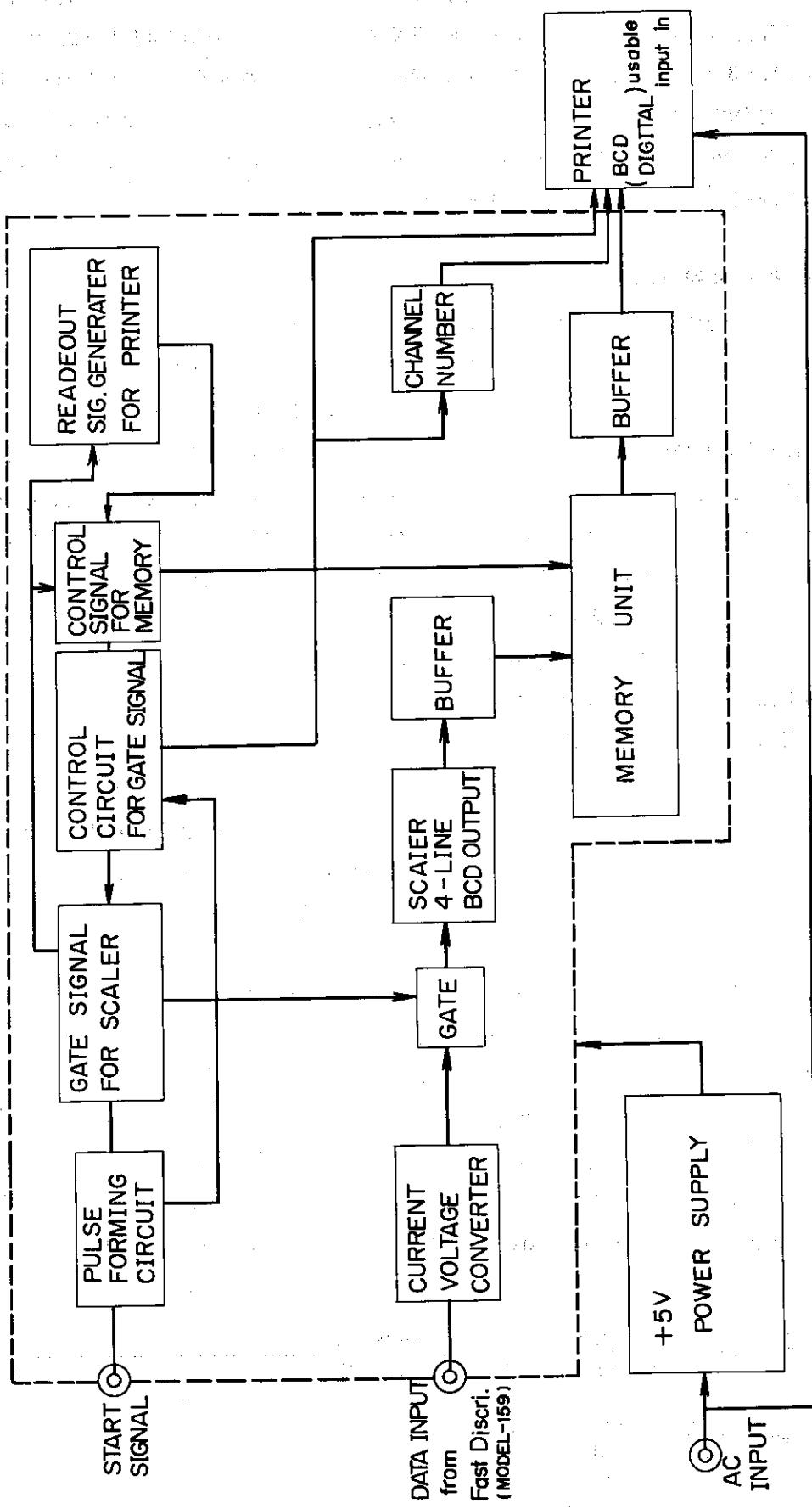


Fig. 2 計数サンプリング回路プロックダイアグラム

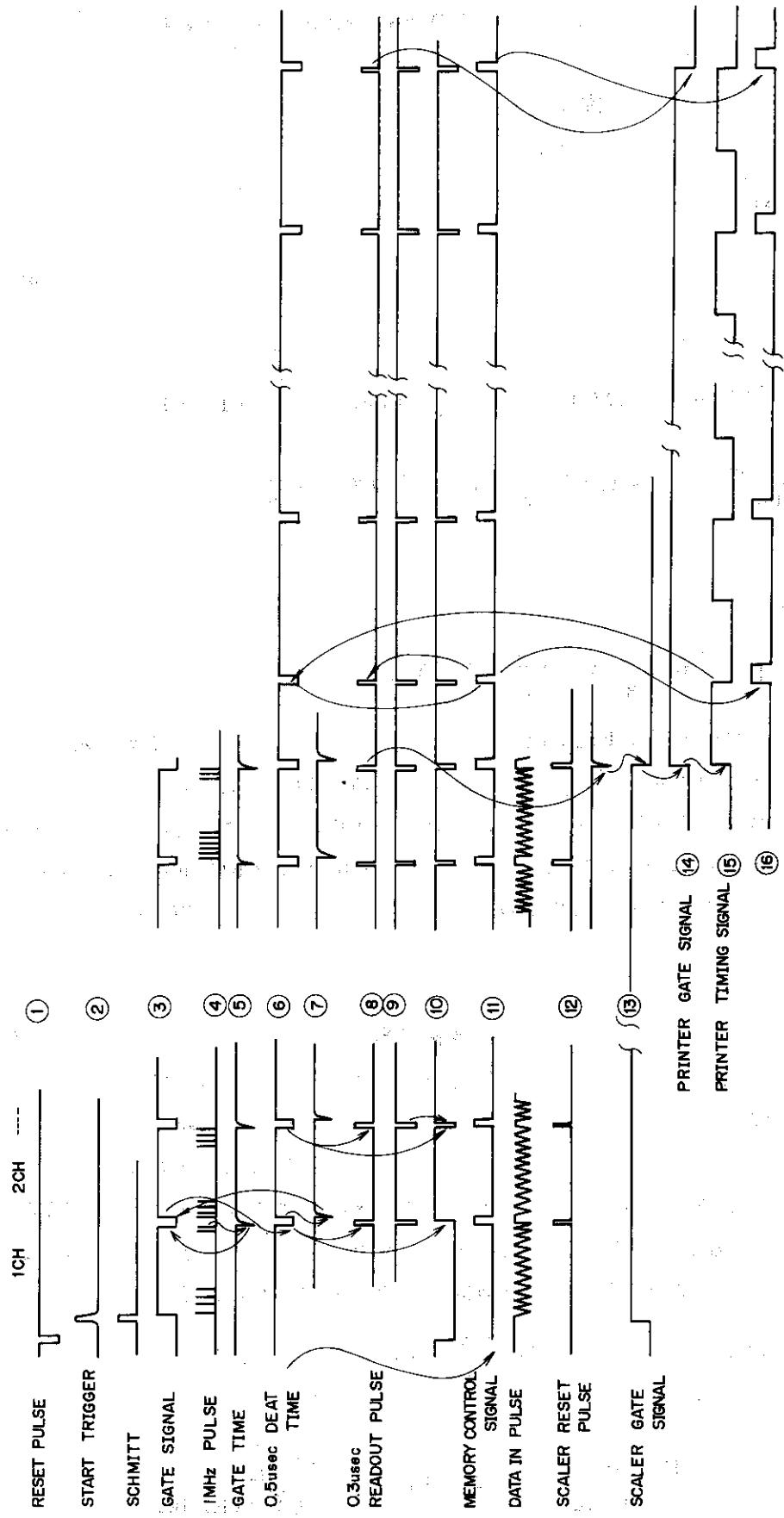


Fig. 3 計数サンプリング回路のタイミングダイアグラム

である。ここに、アナライザの電圧 E_r は $E_r = 2\phi_a / r \ln \frac{R_2}{R_1}$ で、 ϕ_a は両電極に与える電位、 R_1, R_2 は 127° 型アナライザの内側および外側電極の曲率半径である。初期条件は $t=0$ のとき、
 $r = r_o = R_o(1+P)$, $r\theta = v_o \cos \alpha$, $r = v_o \sin \alpha$

である。 R_o はアナライザの O 電位位置の半径、 r_o はアナライザ入口におけるビーム位置を与える曲率半径で、アナライザの曲率中心から測ったものである。 $P \ll 1$ である。

$$\Omega = ZeB/M \quad (4)$$

$$\omega = v_o / R_o \quad (5)$$

とおき、(2), (3)から $\dot{\theta}$ を消去すると

$$\begin{aligned} \ddot{r} - r \left[\left(\frac{r_o v_o^2}{r^4} \right) \cos^2 \alpha - \Omega \left(1 - \frac{r_o^2}{r^2} \right) \left(\frac{r_o v_o}{r^2} \right) \cos \alpha + \frac{1}{4} \Omega^2 \left(1 - \frac{r_o^2}{r^2} \right)^2 \right] \\ = - \frac{2Ze\phi_a}{Mr \ln(R_2/R_1)} + \Omega r \left\{ \frac{r_o v_o}{r^2} \cos \alpha - \frac{1}{2} \Omega \left(1 - \frac{r_o^2}{r^2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

が得られる。

(6)式を近似展開を用いて解くと

$$r = \left(1 + P + \frac{\Omega}{\omega} P - \frac{4}{3} \alpha^2 - \frac{\sqrt{2}}{4} \pi \frac{\Omega}{\omega} \alpha \right) R_o \quad (7)$$

を得ることができる。計算の結果を Fig. 5 および Fig. 6 に示した。アナライザの入口スリットは 4 mm, 出口スリットは 6 mm である。したがって、 $\Delta r < 1 \text{ mm}$ とすれば、入口スリットを通過した粒子は出口スリットを通る。数値的には $\Delta r = 0.6 \text{ mm}$ とすると、 $\Omega/\omega \leq 4 \times 10^{-2}$, 100 eV でも $B \leq 9.5 \text{ Gauss}$, $\Delta r = 0.1 \text{ mm}$ とすると、100 eV で 3.5 Gauss, 500 eV で 7.8 Gauss 以下ならよい。この結果は 3.2.1 の効果より、3.2.2 の効果の方が小さいことを示している。

3.2.3 検出器における効果

この型の検出器においては、イオンが二次電子電極に当るときに、磁場によって受ける位置のずれ、さらに二次電子電極から放出される二次電子がシンチレータに入るまでに受ける効果、および光電子増倍管の磁場による特性の変化が考えられる。この最後の問題については、すでに市販品としてミューメタルのシールドケースがあり、これを用いた。イオンの軌道については、二次電子電極への加速が大きいのでこの部分に対する磁場の効果は小さい。また二次電子については、二次元面内の軌道解析を行なうと、電子がシンチレータへ入射するとき、磁場がない場合の進行方向に対し、磁場によって垂直方向に y だけ偏向されるとすれば

$$y = \frac{E}{B\Omega_o} [\sin(\theta + \varphi) - (\theta + \varphi)] + \frac{v_o}{\Omega_o} [\cos(\theta + \varphi) - 1] \quad (8)$$

ここで

$$\theta = \sin^{-1} \frac{E/B\Omega_o}{\sqrt{(v_o/\Omega_o)^2 + (E/B\Omega_o)^2}}, \quad \varphi = \sin^{-1} \frac{x - E/B\Omega_o}{\sqrt{(v_o/\Omega_o)^2 + (E/B\Omega_o)^2}} \quad (9)$$

である。二次電子電極には、電圧 -16 KV を用いているので $B = 3 \text{ Gauss}$ とすると、

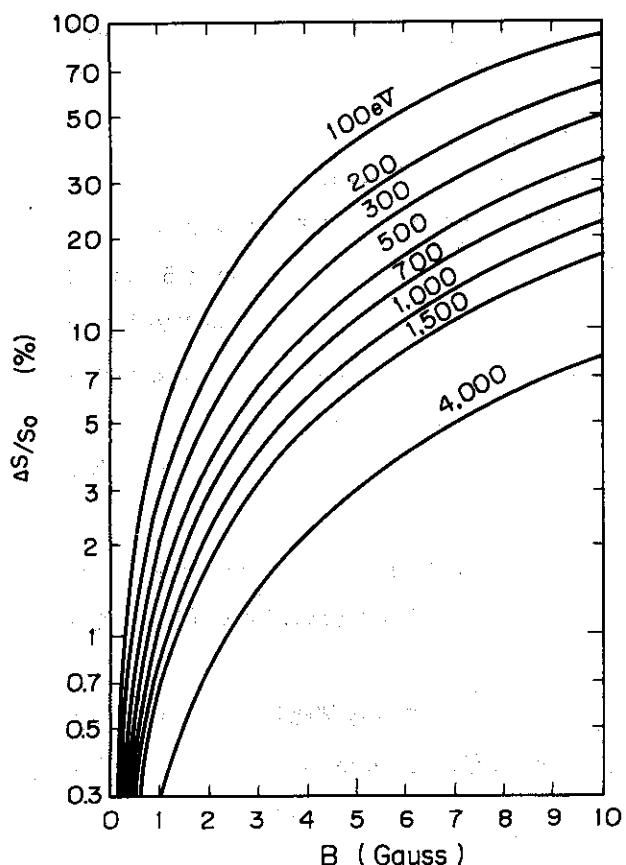


Fig. 4 電荷ストリッピングセルに外部磁界 B が垂直方向に加わった場合の、アナライザに入射するビームの減少率。パラメータは粒子のエネルギー。

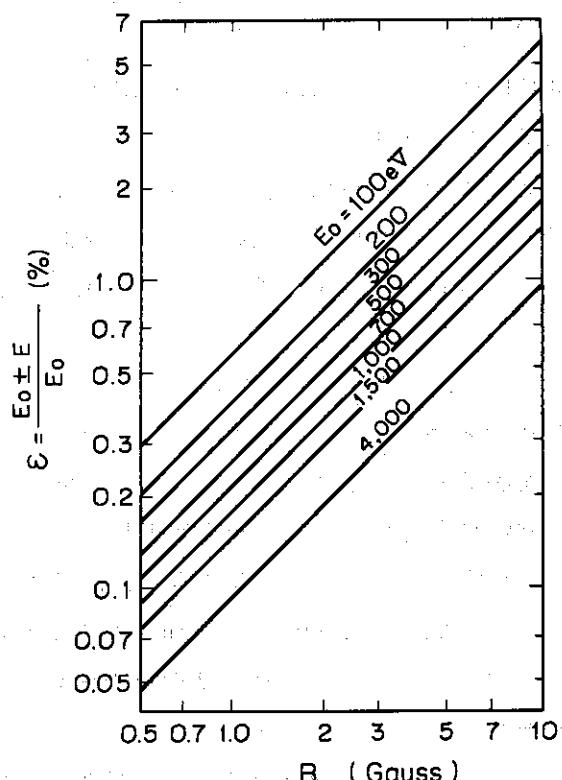


Fig. 5 静電アナライザに磁場が加わることによるエネルギー変化率

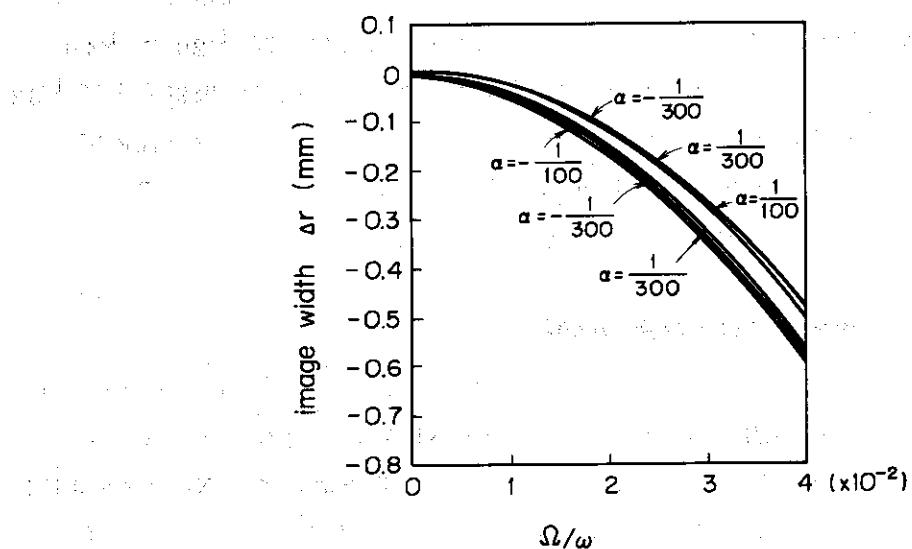


Fig. 6 静電アナライザに磁場が加わることによるイメージ幅の変化。 α は入射角で同じ α に対しても P の値が異なるため曲線がわかれてくる。

$\Omega_0 = 5.3 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $E/B\Omega_0 = 2.8 \times 10 \text{ m}$, $v_0/\Omega_0 = 3.51 \times 10^{-2} \text{ m}$, $x = 3.6 \times 10^{-3} \text{ m}$ として $y < 0.2 \text{ mm}$ となる。これは電界が大きいため電子に対してもその走行時間がラーマー周期よりも十分短かくなることにより、磁場の効果が生じなくなることを示している。

3.2.4 磁気シールド

JFT-2の運転時において、NEA 設置位置での磁場の大きさと時間変化は、その位置においていたサーチコイルによって測定された。その回路は積分型、観測はオシロスコープによった。サーチコイルは、巻数が 200 と 1000, 有効面積 1.53 cm^2 と 10 cm^2 , 長さ 2 cm と 5 cm の 2 種である。積分回路の時定数は 0.24 ms および 0.42 ms である。磁場の変化は放電の電流波形とほぼ一致し、放電電流による磁場が主であることを示したが、垂直磁場コイルによる磁場も重なってあらわれる。

NEA は、真空ポンプ引口、電荷ストリッピングセルとガス導入端子、ゲージポート、高電圧端子など多くのポートを有しているため、磁気シールドに孔が多くなること、シールド箱全体が異形であることのため、シールド効果の設計資料が少なく、精度のある設計が困難であった⁸⁾。磁性材料としては純鉄板を使用したが、組立のための加工を行ったのち、熱処理を行ない再組立をすることによって期待された磁気的特性を得ることができた。

設計の主眼は、100~1000 ms 内で最大 80 Gauss まで変化する外部磁場を、1 Gauss 程度にすることで、このため 2 層の純鉄シールド内に、それぞれ 10 mm のスペースをとり、最内側にミューメタルを用いる 3 層構造としたが、ミューメタルの入手前は純鉄 3 層とした。また、最外側に高周波シールドとしてアルミ板を併用した。シールドケースを附したアナライザの外観を Fig. 7 に示す。Fig. 8a には焼鈍前の純鉄シールドの効果、Fig. 8b に焼鈍後に再組立を行なった場合のシールド効果を示す。①はシールドケース外の磁場で、②は真空ポンへの排気管のためあけた孔の入口での磁場、③は、それからシールドケース内に入った場所での磁場、④は電荷ストリッピングセルが入る場所の磁場値を示している。焼鈍していない鉄の場合は $1/4 \sim 1/10$ に磁場値を下げることができるが、焼鈍した場合には $1/20 \sim 1/40$ に下げることが可能であった。またアルミケースを併用した場合には、遮蔽効果はさらに $1/33 \sim 1/65$ の磁場値まで低下させるほど上昇した。これらの結果から、ビームの走る面内では 200 KA のプラズマ電流において、磁場は 1.5 Gauss 以下となり、200 eV 以上のエネルギーのイオンに対しては、補正を行なう必要はないと考えられる。

3.3 JFT-2 への NEA の接続における真空の問題

JFT-2 は到達真空度が 10^{-7} torr 程度であり、放電のためには、 $10^{-5} \sim 10^{-3} \text{ torr}$ の H₂ ガスを、常に定圧になるように自動的に補給している。一方 NEA は、電荷ストリッピングセルに 10^{-3} torr 程度の N₂ ガスを常に一定になるように流しているため、この N₂ ガスの JFT-2 への混入を極力避けることが必要となる。Fig. 1 に示した接続部分はこのためのもので、80 l/s のスペッタイオノンポンプと、チタニウムゲッタポンプおよび JFT-2 へのベロー付接続管からなっている**。アナライザ系をプラズマから電気的に絶縁するためには、接続管のフラン

* 電磁軟鐵板 東北金属工業 F-1

** 核融合研究室井上氏が、この接続部分を設計製作した。後に接続の際に一部変更を行なった。

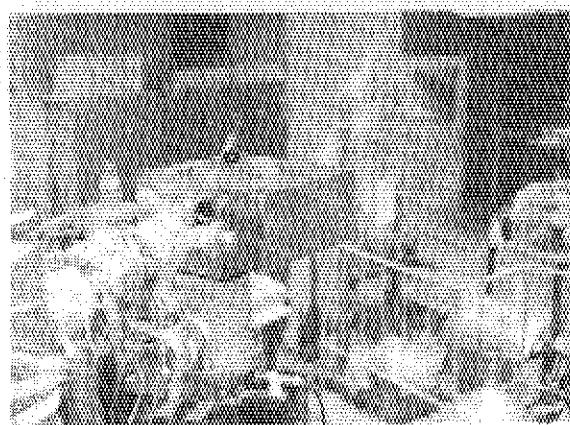


Fig. 7 電磁軟鉄磁気シールドを附したアナライザの外観

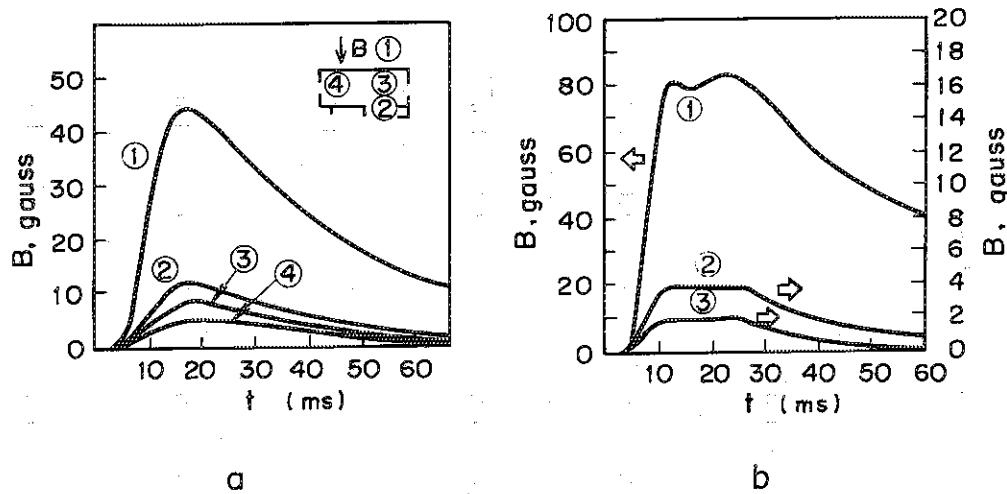
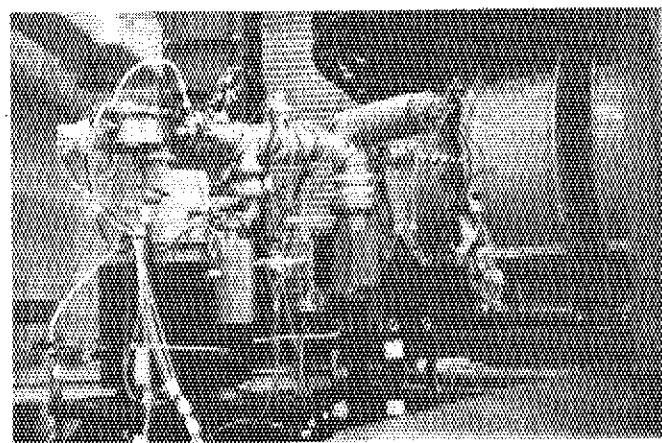
Fig. 8 磁気シールドの磁気遮蔽効果 (a) 焼鈍前の電磁軟鉄に対するもの,
(b) 焼鈍後の効果

Fig. 9 JFT-2に接続されたN EA

Table-2

Pressures at several positions in the neutral particle analyzer arranged for measurement of JFT-2 plasma, when N₂ gas is introduced into the charge stripping cell. (see Fig.1)

charge stripping cell P ₄ (torr)	8.4 × 10 ⁻⁶	6.2 × 10 ⁻⁴	1.0 × 10 ⁻³	2.5 × 10 ⁻³
P ₁ ; Pressure in the connecting tube near the gate valve, which is estimated from P _{0'}	7.0 × 10 ⁻⁷	1.0 × 10 ⁻⁶	1.2 × 10 ⁻⁶	1.3 × 10 ⁻⁶
P _{0'} ; The P _{0'} is a nude gauge reading when the nude gauge is attached in place of the gate valve.	7.0 × 10 ⁻⁷	1.0 × 10 ⁻⁶	1.2 × 10 ⁻⁶	1.3 × 10 ⁻⁶
P ₂ IP - 80	7.5 × 10 ⁻⁹	2.5 × 10 ⁻⁸	5.3 × 10 ⁻⁸	6.25 × 10 ⁻⁸
P ₃ NG - 1	2.8 × 10 ⁷	7.18 × 10 ⁻⁶	1.24 × 10 ⁻⁵	3.87 × 10 ⁻⁵
P ₅ IP - 1000	7.0 × 10 ⁻⁸	1.78 × 10 ⁻⁶	3.1 × 10 ⁻⁶	9.67 × 10 ⁻⁶

ンジ部にバイレックススペーサを用いた。Fig.9にNEAをJFT-2に接続した写真を示す。実際の計測時には、磁気シールドと、さらに次節に述べるX線遮蔽用の鉛防壁がつけられた。

接続に先立って、Fig.1に示す P_1 の圧力がJFT-2ボックスのゲートバルブ直前でどのようになるかを調べた。このため接続管の先端にゲージをつけ、各部の真空度を測定した。この結果をTable 2に示す。電荷ストリッピングセルの N_2 圧力 P_4 を変化したとき、 P_1 , P_2 (80 1/sスパッタイオノンポンプの真空度), P_3 (電荷ストリッピングセルの差圧排気の高真空側、ゲージの圧力)および P_5 (1000 1/sイオンポンプ真空度)の値を示してある。この結果からは電荷ストリッピングセルの予定運転圧力 $P_4 = 6.2 \times 10^{-4}$ torrにおいて、ゲートバルブを開いても、JFT-2の真空には影響を余り及ぼさないものと予想された。実際、JFT-2に接続し、電荷ストリッピングセルに N_2 を流し、ゲートバルブを開き、JFT-2の残留ガス分析器により N_2 分析がおこなわれたが、 $P_4 = 6.2 \times 10^{-4}$ torrにおいて N_2 の増加は10~15%であった。またこの状態での放電の特性としてのプラズマ電流と電圧の波形は、まったく影響をうけないことがわかった。一方JFT-2からNEAへの水素ガスの流入は、 P_2 を 3×10^{-7} torrから 2×10^{-6} torrに上昇させたが、 P_3 , P_4 には影響を及ぼさなかった。実際の測定は、 $P_4 = 6.2 \times 10^{-4}$ torrの N_2 圧力でおこなわれた。

NEA全体は、上下にその台面が床上600~1200mmの任意の位置に調節可能な移動台上に設置された。この台面は多数のポールベアリングによって支えられた厚い一枚のステンレス板になっている。このためNEAは水平面内で、移動台の位置を固定したのちも、前後左右に90mm程度微動可能で、JFT-2とNEAの軸合せが行ない易いようになっている。

NEAのJFT-2への接続のための軸合せには、小型のレーザ発振器(He-Ne)を利用した。すなわち、あらかじめ測定されている床上の線上に沿うて、レーザビームを合わせ、ゲートバルブの中心にレーザ光があたるようにする。NEAを、その粒子軌道軸が、レーザ光路に一致するようにした。接続状態における主要部の寸法をFig.10, 11に示した。

真空装置全体は、接続前に十分アウトガスを行ない、 N_2 ガスを充填して大気に開き、JFT-2に接続した。 N_2 ガスを充填して開放した後では、再び 10^{-8} torrにするまでの時間は2~3時間であり、油回転ポンプの20~30分排気後にイオンポンプで排気可能であった。

3.4 バックグラウンド計数とX線

プラズマからの中性粒子とそれ以外のノイズ信号の区別は、(1)ゲートバルブ(Fig.1)の開閉、(2)荷電粒子偏向電極(Fig.1)、(3)電荷ストリッピングセルへの N_2 ガスの導入の有無、(4)アナライザ電極への電圧($\pm \phi_a$ とあらわす)の印加による効果、(5)二次電子放射電極SEE(Fig.1)への電圧の印加、(6)光電子増倍管への高電圧の印加などの効果を個別に調べることによって判断することができる。準備期間において(4)以外の効果を主に調べ、測定時には(4)の ϕ_a をかえて、 $\phi_a = 0$ からX線のバックグラウンドをしらべた。プラズマからの光によるノイズは検出器の光に対する感度が低いため小さく、問題にならなかった。

X線の発生は、JFT-2の運転の条件によって大巾に変化した。11月頃のバックグラウンドの測定においては、比較的小さいバックグラウンドカウントが得られていたが、これらは放電洗浄の途中における値であった。第1回のイオン温度の測定は2月下旬におこなわれたが、

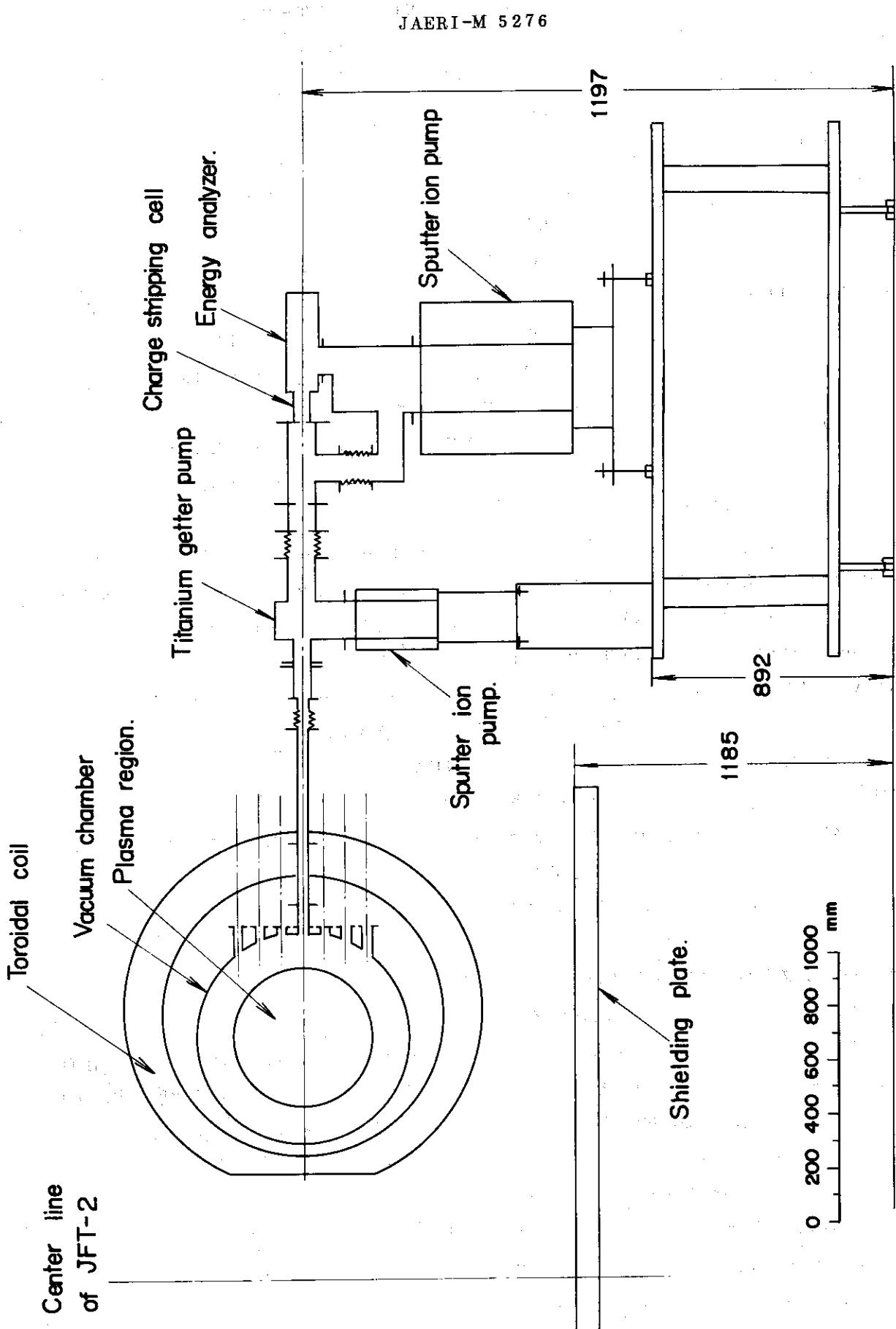


Fig. 10 接続時の各部の寸法(立面図)

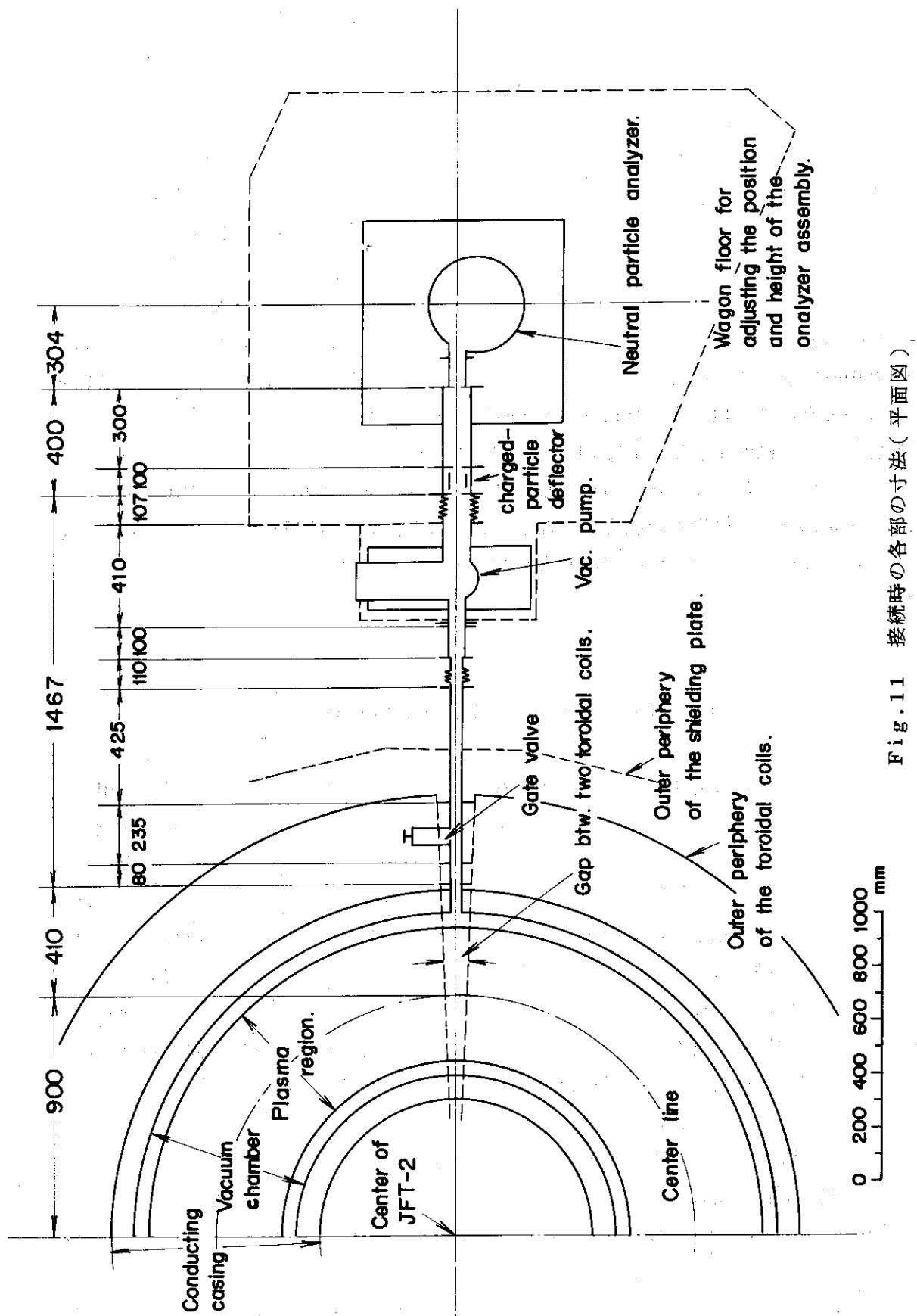


Fig. 11 接続時の各部の寸法(平面図)

それまでのX線のカウントは余り多くなかったため、JFT-2の運転条件によってはさらに減少しうるものと考えられた。しかし、JFT-2の本格的な放電条件が確立してきた第1回の測定ではX線の強度は予想したより10倍程度強くなり、イオン温度の決定上の最大の誤差の原因となることがわかった。このため、第1回の測定に引きつづき、モデル検出器をおき、それに対して種々の厚さの鉛の遮蔽効果と、方向依存性を実測した。計測には、サンプリング回路と、オシロスコープによるパルスの直接観測の両方法を用いた。

JFT-2からのX線については、核融合研究室での専門的測定があるが、KeVからMeVにわたり、リミター附近を最大の線源として広く放射されている。一方電離箱を用いた測定では、アナライザ位置で1～数mrem/shotであった。そして各放電毎にX線の強度は幅広く変化した。誤差は大きいが、数回の放電についての平均をとったときの鉛の遮蔽効果はFig.12に示すようである。すなわち、放電中の時間に対するX線カウントの分布は、放電の立ち上がりから40～60msに強いピークがあり、70～120msで幾分低い値に下がり、放電終了に近い150～200ms頃までに、再びさらに強いピークが生じる。鉛をJFT-2に面した側に15cmの厚さをもつよう、また他の面は全部5～10cmの厚さをもつよう圍むと $\frac{1}{100}$ ～数十分の1にX線カウントは低下する。Fig.13はX線の計数の出かたを示す写真で、集中的に出る場合のあることがわかる。イオン検出器としてプラスチックシンチレータ(NE102A)を用いたため、X線に対する検出器の感度がかなり高い。このため第2回測定に先立って、X線遮蔽を強化し、第1回のイオン温度測定にくらべて、X線バックグラウンドを減少させることができた。

4. 測定の経過とイオン温度の算出

第1回の粒子測定は、2月19日から開始された。はじめは計数サンプリング回路を用いた。サンプリング時間を2msにとって計数したが、アナライザ電圧の印加による計数の変化は、アナライザ電圧を0としたときのバックグラウンド計数にくらべて見出すことができなかつた。これは、バックグラウンド計数の変化が非常に多く、信号の計数が少ないと考えられた。このためX線シールドを増強し、装置全体の再点検を行なつた。この点検で確認した重要事項としては、センター軸の合わせ方、真空装置内の各電極の電圧印加の再確認などであつた。センター軸については、接続後日時を経たこと也有つたので、プラズマの光をアナライザ透過位置で写真にてとり確認した。またX線信号と粒子信号のパルス高の分布の違いを調べるために、イオングージを利用して模擬イオン信号を得て、オシロスコープにより測定した*。

計数サンプリング装置の前に、パルスハイトアナライザをつけ、さらに並行してオシロスコープ上にパルスの写真撮影を行ない、パルス高を区分して測定することとした。しかし、適当なモジュールが短期日内で入手し得なかつたため、写真撮影に重点をおき、2月14日に本格的測定を行なつた。Fig.14に放電回数33671～33740までの約30放電についての測定

* パルス高の測定は、前に行なつたことがあったが、特性の変化の有無などをかねて、念のため行なつたものである。

それまでのX線のカウントは余り多くなかったため、JFT-2の運転条件によってはさらに減少しうるものと考えられた。しかし、JFT-2の本格的な放電条件が確立してきた第1回の測定ではX線の強度は予想したより10倍程度強くなり、イオン温度の決定上の最大の誤差の原因となることがわかった。このため、第1回の測定に引きづき、モデル検出器をおき、それに対して種々の厚さの鉛の遮蔽効果と、方向依存性を実測した。計測には、サンプリング回路と、オシロスコープによるパルスの直接観測の両方法を用いた。

JFT-2からのX線については、核融合研究室での専門的測定があるが、KeVからMeVにわたり、リミター附近を最大の線源として広く放射されている。一方電離箱を用いた測定では、アライザ位置で1～数mrem/shotであった。そして各放電毎にX線の強度は幅広く変化した。誤差は大きいが、数回の放電についての平均をとったときの鉛の遮蔽効果はFig.12に示すようである。すなわち、放電中の時間に対するX線カウントの分布は、放電の立ち上がりから40～60msに強いピークがあり、70～120msで幾分低い値に下がり、放電終了に近い150～200ms頃までに、再びさらに強いピークが生じる。鉛をJFT-2に面した側に15cmの厚さをもつよう、また他の面は全部5～10cmの厚さをもつように囲むと $\frac{1}{100}$ ～数十分の1にX線カウントは低下する。Fig.13はX線の計数の出かたを示す写真で、集中的に出る場合のあることがわかる。イオン検出器としてプラスチックシンチレータ(NE102A)を用いたため、X線に対する検出器の感度がかなり高い。このため第2回測定に先立って、X線遮蔽を強化し、第1回のイオン温度測定にくらべて、X線バックグラウンドを減少させることができた。

4. 測定の経過とイオン温度の算出

第1回の粒子測定は、2月19日から開始された。はじめは計数サンプリング回路を用いた。サンプリング時間を2msにとて計数したが、アライザ電圧の印加による計数の変化は、アライザ電圧を0としたときのバックグラウンド計数にくらべて見出すことができなかつた。これは、バックグラウンド計数の変化が非常に多く、信号の計数が少ないと考えられた。このためX線シールドを増強し、装置全体の再点検を行なつた。この点検で確認した重要事項としては、センター軸の合わせ方、真空装置内の各電極の電圧印加の再確認などであった。センター軸については、接続後日時を経たことだったので、プラズマの光をアライザ透過位置で写真にとり確認した。またX線信号と粒子信号のパルス高の分布の違いを調べるために、イオングージを利用して模擬イオン信号を得て、オシロスコープにより測定した*。

計数サンプリング装置の前に、パルスハイタアナライザをつけ、さらに並行してオシロスコープ上にパルスの写真撮影を行ない、パルス高を区分して測定することとした。しかし、適当なモジュールが短期日内で入手し得なかつたため、写真撮影に重点をおき、2月14日に本格的測定を行なつた。Fig.14に放電回数33671～33740までの約30放電についての測定

* パルス高の測定は、前に行なつたことがあったが、特性の変化の有無などをかねて、念のため行なつたものである。

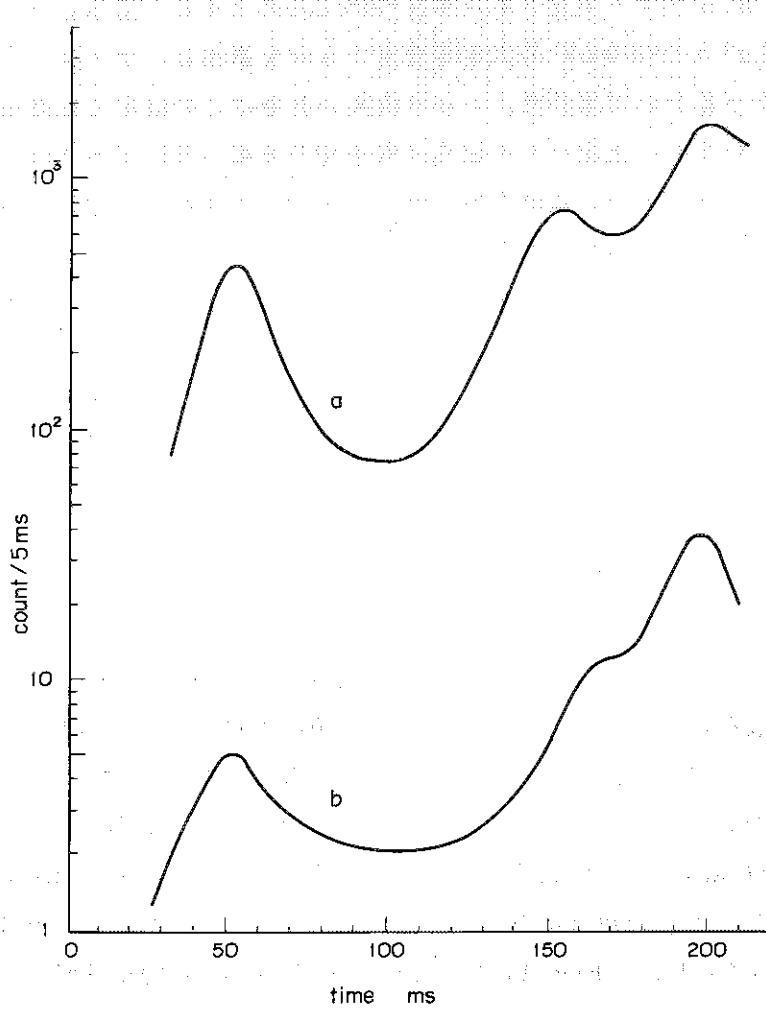


Fig. 12 モデル検出器による鉛シールドの効果、曲線 a はシールドなし、
b は J F T - 2 に面する側を 1.5 cm の厚さの鉛で、周囲を 5 cm
および 10 cm の鉛で囲んだときの X 線のカウント

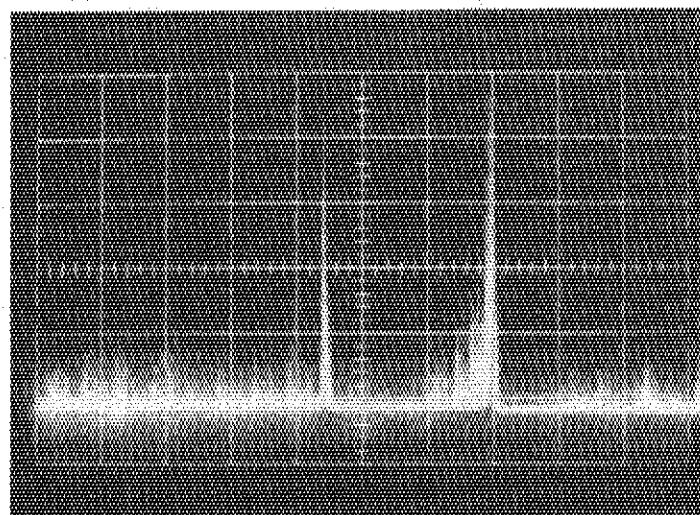


Fig. 13 モデル検出器でシールドのないときの X 線の信号、時間軸は 1 ms / div.

結果から^{*}、 $\exp(-\frac{E}{kT_i})$ に比例する項をエネルギーについて求めたものを図示した。この測定では、写真上でパルス電圧が30~40mVの大きさをもつものを選出し、アライザ電圧を印加していない場合の計数から差引いて求めた。パルス波高の分布はこの測定では数mVから約200mVまでにわたっていたが、上記パルス波高は粒子線の波高のほぼピーク値に当り、またこの波高範囲はX線のパルスの少ない領域であった。Fig.14はJFT-2運転のMaster-3トリガーから80~8msにおける時間内の粒子の計数についてのものである。同時に、トリガーから40~40.5msの時間の計数も測定したが、そこではX線のバックグラウンドが大きく、アライザ電圧の印加によって、40ms附近のパルス高をもつパルスの数のみが2割程度バックグラウンド計数より増加したが、イオン温度が算出できる信号対雑音比を得ることが出来なかった。Fig.15に、アライザ電圧100V(粒子エネルギー300eV)の計数の一例を示した。平均としてはX線の計数は1ms当たり、10~20計数、信号は1~数個であった。

第2回の測定は、(1)X線遮蔽をさらに増強し、S/N比を高める。(2)データ数(放電回数)を増加して精度を上げることの2点の改良を考え、3月上旬から3月13日にかけて行なわれた。パルスの観測には2台のオシロスコープを用い、放電の立上りから74msおよび84msの2点で、2msの間の計数を、アライザ電圧が、0, 100, 200, 300, 400, 150, 250, 350, 450Vの順に測定し、各電圧当たり、10~12放電を集計した。またこの際、X線について、アンティコインシデンスをとる試みも考慮したが、時間不足で実際には用いなかった。

Fig.16にJFT-2のCase-2の代表的放電波形、すなわち、1 turn電圧、およびプラズマ電流波形を示した。このような放電に対応したイオン温度の算出のための粒子計数の指數関数部をFig.17および18に示した。Fig.17は放電開始後74~76ms、Fig.18は同じく、84~86msに対するものである。代表的なプラズマパラメータはFig.16においては、80~100msでは、1 turn電圧が約0.4~0.5V、プラズマ電流は、120~130KA、トロイダル磁場Bt=10KGauss、ライナー直径600mm、リミッター直径500mm、電子密度は中心で $1.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ である。Fig.17, 18に示す計数においては、パルス高はオシロスコープ上で0.3~1.0 Voltまでのものである。イオン温度を算出するためには、多くのものを集計し、平均をとった。前回の測定においては、特定のパルス高についてのもののみからイオン温度を算出し得たのに対し、今回、広い範囲のパルス高にわたって集計ほど精度のよい結果を与えた。この理由は、X線遮蔽がよくなつたこと、放電回数を多くとつたことにより全体の計数が増加したこと、および、この測定における放電が非常に安定していて、ミス放電は10%以下であったことなどである。しかし、X線の発生は比較的強く、たとえば、JFT-2室内で、本体から10m離れた位置で、1放電で平均200μr、強いときには800μrを越えることがあった。

測定の誤差は、計数Nに対し、 \sqrt{N} の誤差を伴なうとして、イオン温度になおすと、Fig.17では±20%，18では±15%程度と考えられる。このため、Fig.18のT_iがFig.17のT_iにくらべて10eV高いとはいえない。

* ミス放電を含むため実数は約半数以下となった。

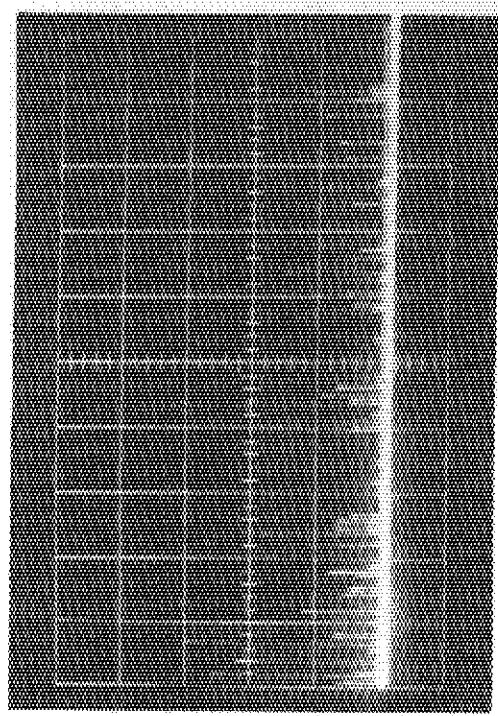


Fig. 15
X線および粒子線パルスの写真、時間軸は $50 \mu s/div$ 、 $\phi_s = 100 V$.

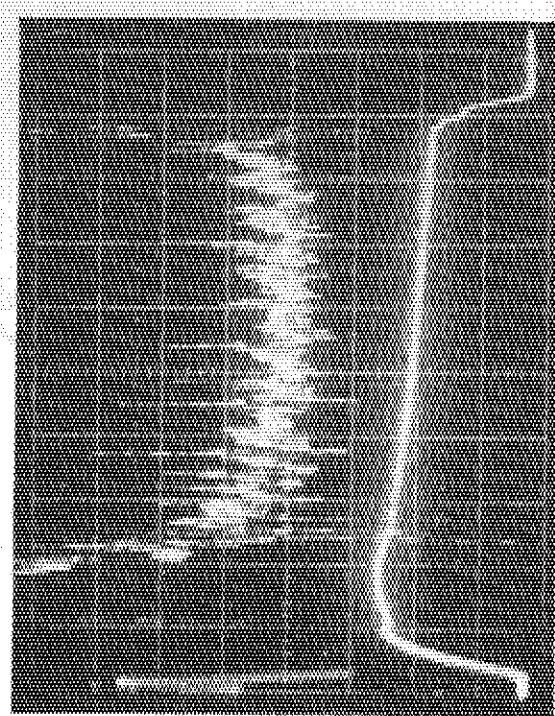


Fig. 16
放電波形 Case-2. 上方は 1 turn 電圧、下方は放電電流。
時間軸は $20 ms/div$.

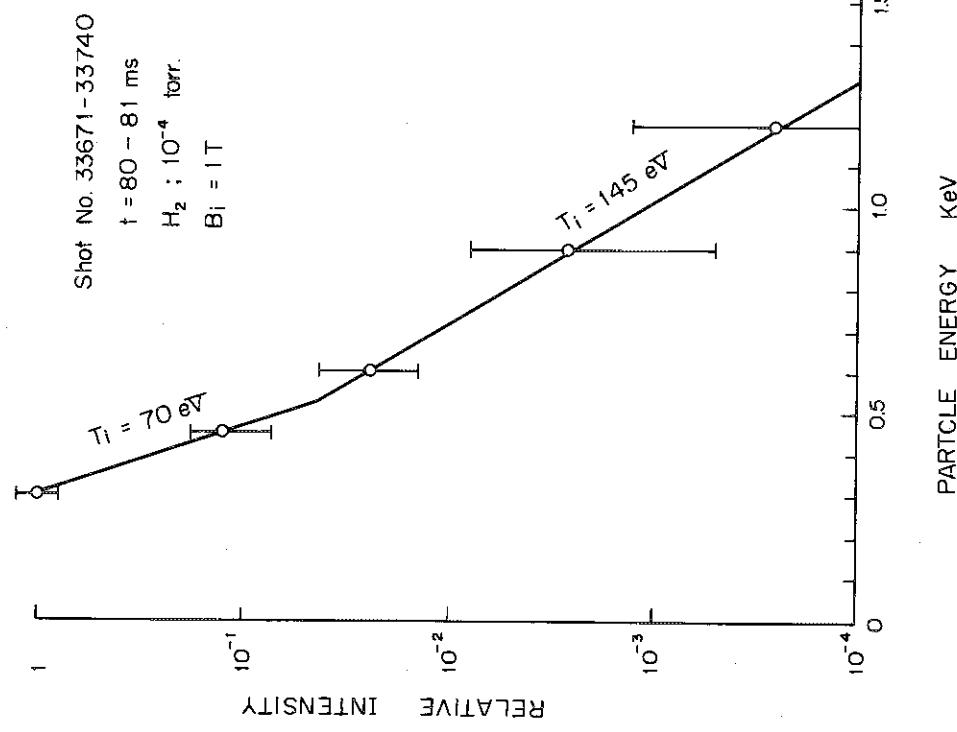


Fig. 14 第1回 T_i 測定におけるイオン温度算出のためのグラフ

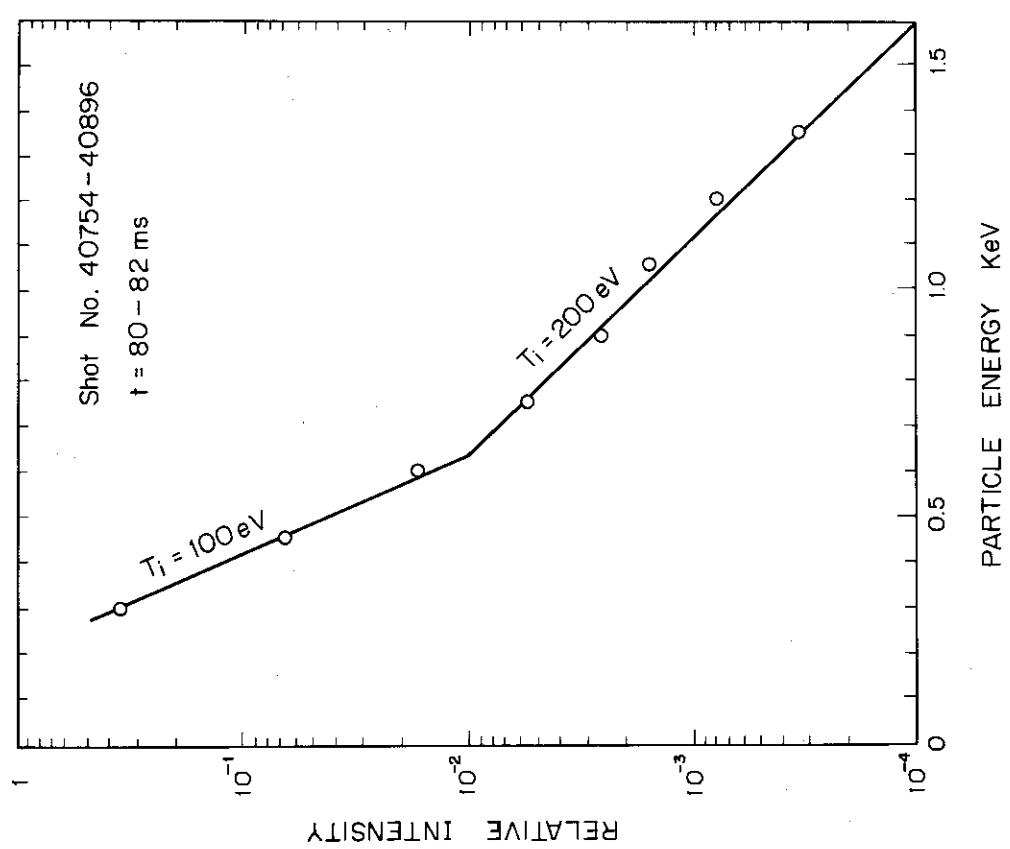


Fig. 17

第2回 T_i 測定におけるイオン温度算出のためのグラフ。トリガは M - 3, トリガ後 $80 - 82 \text{ ms}$ の値

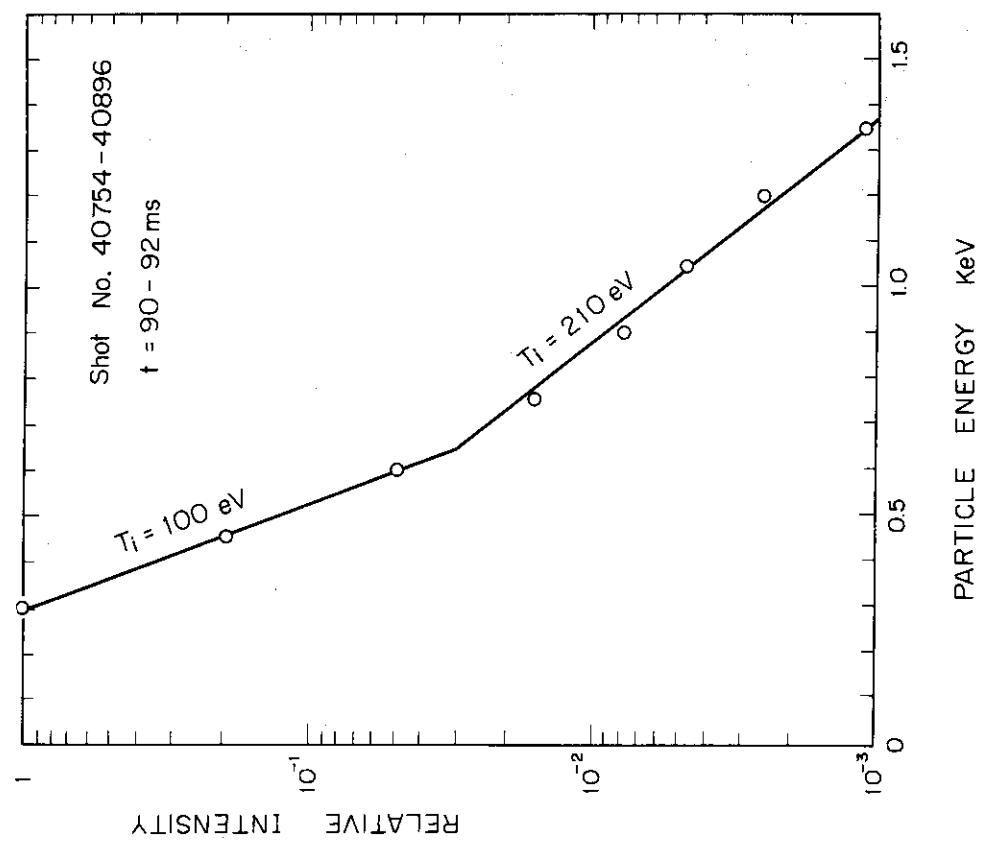


Fig. 18

第2回 T_i 測定におけるイオン温度算出のためのグラフ。トリガは M - 3, トリガ後 $90 - 92 \text{ ms}$ の値

5. 結果と討論：中性粒子密度

トカマク型プラズマ装置のイオン温度のスケーリング法則はいくつかあるが、JFT-2装置に適用すると、Table-3 のようになる。

Table-3

$B_t = 10 \text{ KG}$, $I_p = 120 \text{ KA}$, $R = 90 \text{ cm}$, $a = 25 \text{ cm}$,
Hydrogen plasma $A = 1$, ($q = 3$) $\bar{n}_e = 0.92 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Formula	a	b	c	d
$T_i (\text{eV})$	242	276	387	190

- (a) $T_i = 2.5 \times 10^{-6} \times (I_p B_t R^2 \bar{n}_e)^{\frac{1}{3}} A^{\frac{1}{2}} (\text{eV})$
 (b) $T_i = 2.85 \times 10^{-6} \times (I_p B_t R^2 \bar{n}_e)^{\frac{1}{3}} A^{\frac{1}{2}} (\text{eV})$
 (c) $T_i = 4.0 \times 10^{-6} \times (I_p B_t R^2 \bar{n}_e)^{\frac{1}{3}} A^{\frac{1}{2}} (\text{eV})$
 (d) $T_i = 2.51 \times 10^{-3} \times a^{\frac{1}{3}} I_p (\text{eV})$

(a)は一様電流密度分布、(b)はT-3, TM-3 装置の実験結果から求めた直線、(c)は放物線型電流密度分布、(d)はT-3 装置からの経験式で、JFT-2の設計時に使用されたものである。¹⁾ (a) - (c)式では \bar{n}_e はマイクロ波で測定された平均値から考えたが、(d)は \bar{n}_e に無関係で、リミターによるプラズマ半径とプラズマ電流の測定値から定められる。この結果から、粒子エネルギー測定から得られるエネルギー対、対数グラフの与える2本の直線のうち、温度の高い方に相当した直線の $T_i = 200$ および 210 eV は、スケーリング法則(d)に最も近い値を与えていていることがわかる。また低い温度に相当した直線部分からの $T_i \approx 100 \text{ eV}$ は、スケーリング法則のどの温度よりも格段に低い値である。

一方、反磁性測定からだした電子温度 $T_e \sim 700 \text{ eV}$ 、エネルギーとじこめ時間 $\tau_E = 20 \text{ ms}$ を用いて、電子とイオンの熱平衡時間 $\tau_{eq} = 1.7 \times 10^{13} T_e^{\frac{3}{2}} / \bar{n}_e$, $T_e (\text{eV})$, $\bar{n}_e (\text{m}^{-3})$, を用いると、

$$\frac{T_e}{T_i} = 1 + \frac{\tau_{eq}}{\tau_E} \quad (10)$$

から、 $\tau_{eq} = 32 \text{ ms}$, $T_e / T_i = 2.6$, $T_i = 270 \text{ eV}$ が得られる。この値も Fig. 17, 18 の高い方の T_i にくらべてもさらに幾分高い。

中性粒子のエネルギー分布から温度を算出するとき、2つの傾斜があらわれ、Fig. 14, 17, 18において、それぞれ高い温度の約 $1/2$ の温度をもつ傾斜があらわれた。上記のスケーリング法則から考えると、高い T_i がプラズマのイオン温度としては妥当であると考えられる。Afrosimov らは⁵⁾ プラズマには熱い芯があり、この部分はリミターの半径よりかなり小さくなっているのではないかと述べている。現在は、 T_i の空間的分布がまだ測定されていないの

で、中心に熱い芯があるかは明確ではないが、プラズマの温度が2領域からなり、内部は200 eV程度、外側領域は100 eV程度になっていると考えられる。これについては今後に検討する必要があろう。

Table-4

Comparison of the calculated neutral particle countings with the measured values

$$n_i = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}, n_o = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3},$$

$$V = 0.4 \text{ cm}^3, d\Omega / 4\pi = 3.7 \times 10^{-8}$$

Energy E eV	N(E) dE · η	
	Calculated counts/ms	Measured counts/ms
300	0.33	1.1
600	1.5	1.7
900	1.6	1.5
1200	0.66	0.95
1500	0.26	0.27

Table-4 は $T_i = 200 \text{ eV}$ のプラズマに対し、予想される粒子数を(1)式を用いて計算したものである。この粒子分析装置の有効立体角は 3.7×10^{-8} で、プラズマ密度は平均で $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ととった。第3列は約10 放電の平均の1 ms 内の計数値、第2列は計算値である。NEA からプラズマを見たとき、その立体角内に含まれるプラズマの有効体積を V 、プラズマ中の中性粒子密度を n_o とすれば、

$$n_o V = 2 \times 10^8 \quad (1)$$

とると、約600 eV以上の高いエネルギー領域に対しては、計算値と実測値はかなりよい一致を示す。しかし、600 eV以下においては、実測値は計算値より大きくなり、Fig. 17, 18 に示されたように、粒子のエネルギー分布が2本の T_i によってあらわされることに対応する。 $T_i = 200 \text{ eV}$ のエネルギー分布に対しては、 $V = 0.4 \text{ cm}^3$ と仮定すると、 $n_o = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ となり、 $T = 3^5, ST^9$ あるいはORMAK などで述べられている中性粒子密度 $5.1 \times 10^8 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ と大きさは大体一致する。 $V = 0.4 \text{ cm}^3$ はプラズマの直径が約20 cm 程度に対応するので、 $T_i = 200 \text{ eV}$ の領域は、ライナーの内径にくらべて約 $1/2$ とみるとことに相当する。実際には $T_i = 200 \text{ eV}$ の部分の直径を知ることはまだできていないので、 V については不明で、(1)式の $n_o V$ が確実な量であるが、 n_o は $10^8 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ の程度であることは結論できるであろう。

6. 結

び

JFT-2装置におけるプラズマの、放電波形2に対して、最初のイオン温度測定を行ない、次の結果を得た。

(1) プラズマから放出される中性粒子のエネルギー分布は、2つの温度に応じたマックスウェル分布の重ね合わせになり、高い方の温度は、放電電流の立上り後7.4および8.4 msにおいて、それぞれ200および210 eV(誤差±20および±15%)となつた。また低い部分はその約 $\frac{1}{2}$ すなわち100 eV程度に相当した。 $T_i \approx 200$ eVは、スケーリング法則 $T_i = 2.51 \times 10^{-3} \times a^3 I_p$ から求めた値にほぼ一致した。

(2) 測定された中性粒子線の計数値と、NEAの較正值から、プラズマ中のイオンおよび中性粒子の速度分布が等方的であると仮定して、NEAからプラズマを見たときの有効立体角内の、 $T_i = 200$ eVに応じたプラズマの体積内の中性粒子の数 $n_0 V = 2 \times 10^8$ 個を得ることができた。この値はVに、ライナーの内径の $\frac{1}{2}$ の長さを仮定した 0.4 cm^3 を用いると、 $n_0 = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ となり、 n_0 のオーダは $10^8 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ となって、他のトカマク型装置について報告された値と一致する。

(3) 測定の精度を高めるため、X線に対する感度の低い粒子検出器を用いることが望ましい。

謝 詞

本研究については、初期から有益な御教示と、協力研究による御援助を与えていただいた東京大学工学部西野教授、井上信幸助教授に深く感謝いたします。また御協力をいただいたウシオ電機株式会社生産技術研究所の平本立躬博士に深く感謝いたします。所内では、種々の御援助をお与え下さった核融合研究室の森茂室長はじめ、JFT-2グループの伊藤智之博士および多くの方々に厚く感謝いたします。とくに、伊藤、菅原両氏には実験の方法と結果について有益な討論をいただいたこと、井上堅司氏には装置の接続部の設計と製作をしていただいたこと、国枝俊介氏には多くの便宜を賜わったことを記し、感謝いたします。

文 献

- 1) S. Itoh et al. "Design of Medium-beta Torus (JFT-2)" JAERI-memo 4084
- 2) 矢野淑郎、平本立躬、高橋興起、"中間ベータトーラス装置(JFT-2)におけるイオン温度測定、I、粒子エネルギー分析装置の設計" JAERI-M 4734 1972年2月
- 3) 高橋興起、平本立躬、矢野淑郎 "JFT-2におけるイオン温度測定、II、KeV領域での粒子エネルギー分析装置の較正" JAERI-M 投稿中
- 4) 北村晃、高橋興起、矢野淑郎 "プラズマのイオン温度測定のための0.3~4 KeVでの粒子エネルギー分析装置の較正" JAERI-M 5275

6. 結び

JFT-2装置におけるプラズマの、放電波形2に対して、最初のイオン温度測定を行ない、次の結果を得た。

(1) プラズマから放出される中性粒子のエネルギー分布は、2つの温度に応じたマックスウェル分布の重ね合わせになり、高い方の温度は、放電電流の立上り後 7.4 および 8.4 msにおいて、それぞれ 200 および 210 eV(誤差 ± 20 および $\pm 15\%$) となった。また低い部分はその約 $1/2$ 、すなわち 100 eV 程度に相当した。 $T_i \approx 200$ eV は、スケーリング法則 $T_i = 2.51 \times 10^{-3} \times a^3$ I_p から求めた値にほぼ一致した。

(2) 測定された中性粒子線の計数値と、NEA の較正值から、プラズマ中のイオンおよび中性粒子の速度分布が等方的であると仮定して、NEA からプラズマを見たときの有効立体角内の、 $T_i = 200$ eV に応じたプラズマの体積内の中性粒子の数 $n_0 V = 2 \times 10^8$ 個を得ることができた。この値は V に、ライナーの内径の $1/2$ の長さを仮定した 0.4 cm^3 を用いると、 $n_0 = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ となり、 n_0 のオーダは $10^8 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ となって、他のトカマク型装置について報告された値と一致する。

(3) 測定の精度を高めるため、X線に対する感度の低い粒子検出器を用いることが望ましい。

謝辞

本研究については、初期から有益な御教示と、協力研究による御援助を与えていただいた東京大学工学部西野教授、井上信幸助教授に深く感謝いたします。また御協力をいただいたウシオ電機株式会社生産技術研究所の平本立躬博士に深く感謝いたします。所内では、種々の御援助をお与え下さった核融合研究室の森茂室長はじめ、JFT-2グループの伊藤智之博士および多くの方々に厚く感謝いたします。とくに、伊藤、菅原両氏には実験の方法と結果について有益な討論をいただいたこと、井上堅司氏には装置の接続部の設計と製作をしていただいたこと、国枝俊介氏には多くの便宜を賜わったことを記し、感謝いたします。

文献

- 1) S. Itoh et al. "Design of Medium-beta Torus (JFT-2)" JAERI-memo 4084
- 2) 矢野淑郎, 平本立躬, 高橋興起, "中間ベータトーラス装置 (JFT-2) におけるイオン温度測定, I, 粒子エネルギー分析装置の設計" JAERI-M 4734 1972年2月
- 3) 高橋興起, 平本立躬, 矢野淑郎 "JFT-2におけるイオン温度測定, II, KeV領域での粒子エネルギー分析装置の較正" JAERI-M 投稿中
- 4) 北村光, 高橋興起, 矢野淑郎 "プラズマのイオン温度測定のための 0.3 ~ 4 KeV での粒子エネルギー分析装置の較正" JAERI-M 5275

6. 結び

JFT-2装置におけるプラズマの、放電波形2に対して、最初のイオン温度測定を行ない、次の結果を得た。

(1) プラズマから放出される中性粒子のエネルギー分布は、2つの温度に応じたマックスウェル分布の重ね合わせになり、高い方の温度は、放電電流の立ち上り後7.4および8.4 msにおいて、それぞれ200および210 eV(誤差±20および±15%)となつた。また低い部分はその約 $\frac{1}{2}$ すなわち100 eV程度に相当した。 $T_i \cong 200$ eVは、スケーリング法則 $T_i = 2.51 \times 10^{-3} \times a^3 / I_p$ から求めた値にほぼ一致した。

(2) 測定された中性粒子線の計数値と、NEAの較正值から、プラズマ中のイオンおよび中性粒子の速度分布が等方的であると仮定して、NEAからプラズマを見たときの有効立体角内の、 $T_i = 200$ eVに応じたプラズマの体積内の中性粒子の数 $n_0 V = 2 \times 10^8$ 個を得ることができた。この値はVに、ライナーの内径の $\frac{1}{2}$ の長さを仮定した 0.4 cm^3 を用いると、 $n_0 = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ となり、 n_0 のオーダーは $10^8 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ となって、他のトカマク型装置について報告された値と一致する。

(3) 測定の精度を高めるため、X線に対する感度の低い粒子検出器を用いることが望ましい。

謝辞

本研究については、初期から有益な御教示と、協力研究による御援助を与えていただいた東京大学工学部西野教授、井上信幸助教授に深く感謝いたします。また御協力をいただいたウシオ電機株式会社生産技術研究所の平本立躬博士に深く感謝いたします。所内では、種々の御援助をお与え下さった核融合研究室の森茂室長はじめ、JFT-2グループの伊藤智之博士および多くの方々に厚く感謝いたします。とくに、伊藤、菅原両氏には実験の方法と結果について有益な討論をいただいたこと、井上堅司氏には装置の接続部の設計と製作をしていただいたこと、国枝俊介氏には多くの便宜を賜わったことを記し、感謝いたします。

文 献

- 1) S. Itoh et al. "Design of Medium-beta Torus (JFT-2)" JAERI-memo 4084
- 2) 矢野淑郎、平本立躬、高橋興起、"中間ベータトーラス装置(JFT-2)におけるイオン温度測定、I、粒子エネルギー分析装置の設計" JAERI-M 4734 1972年2月
- 3) 高橋興起、平本立躬、矢野淑郎 "JFT-2におけるイオン温度測定、II、KeV領域での粒子エネルギー分析装置の較正" JAERI-M 投稿中
- 4) 北村晃、高橋興起、矢野淑郎 "プラズマのイオン温度測定のための0.3~4 KeVでの粒子エネルギー分析装置の較正" JAERI-M 5275

- 5) V.V. Afrosimov, M.P. Petrov, Sov. Phys.-Tech. Phys. 12 (1968) 1467
 6) D.Dimock, D.Eckhardt, H.Eubank et al.
 "Particle and Energy Balance in the ST Tokamak. CN-28/C-9."
 7) N.Noda, K.Sato, R.Akiyama, N.Inoue, T.Uchida. Nuclear Fusion 12,
 (1972) 607
 8) 佐々木勇三郎, 大塚泰一郎, 日本物理学会誌 26 (1971) 792
 9) W.Stodiek, "Experiments on the ST Tokamak Device". Vth European
 Conference, Grenoble, 1972.

Table-1 計数サンプリング回路の性能

Table-2 JFT-2へ接続前の各部 (Fig.1のPに対応) の圧力

Table-3 種々のスケーリング法則によるイオン温度の計算値。実測の $T_i \approx 200$ eV は (d) に近い。Table-4 NEAで計数される中性粒子線強度の実測値と, $n_0 V = 2 \times 10^8$ としたときの計算値の比較