

JAERI-M

6861

JFT-2a (DIVA) に於ける静電的測定

1977年1月

木村晴行・大塚英男・前田彦祐
下村安夫・山本新・永見正幸
小田島和男・上田憲照*・仙石盛夫**

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

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.

JFT-2a (DIVA) に於ける静電的測定

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

木村晴行・大塚英男・前田彦祐・下村安夫・

山本 新・永見正幸・小田島和男・上田憲照*・

仙石盛夫**

(1976年12月8日受理)

現在、JFT-2a (DIVA) で進められているダイバータ実験に於いては、スクレープ・オフ層のプラズマパラメータを求めるために種々の静電的測定法が用いられている。ダイバータ領域でのイオン温度、電子温度はフェラディカップで測定される。これは高エネルギー電子の存在する領域でのイオン飽和電流の測定にも有力である。ダイバータ領域でのプラズマの流れ及びその速度は方向性プローブによって調べられている。まだ予備的ではあるがスクレープ・オフ層での粒子拡散係数 (D_{\perp}) の測定も行われている。パルスバイアス法によってプラズマに大きな擾乱を与えることなしにシェルへの損失粒子束の測定が行われている。

*) 外来研究員, 三菱原子力工業株式会社

***) 特別研究生, 東海大学

Electrostatic diagnostics of JFT-2a (DIVA)

Haruyuki KIMURA, Hideo OHTSUKA, Hikosuke MAEDA,
Yasuo SHIMOMURA, Shin YAMAMOTO, Masayuki NAGAMI,
Kazuo ODAJIMA, Noriaki UEDA* and Seio SENGOKU**

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received December 8, 1976)

Electrostatic diagnostics were successfully applied in JFT-2a (DIVA) experiment to give a detailed knowledge of pertinent plasma parameters in the scrape-off layer.

Ion and electron temperatures are measured with a multigrid Faraday cup ; it is also useful in measuring the ion saturation current in the presence of high energy electrons. A directional probe is used in measurement of plasma flux to the divertor and also its flow velocity.

The cross-field particle diffusion coefficient in the scrape-off layer is also measured. The pulsed bias method gives the ion loss flux to the shell without much disturbance of the plasma.

*) On leave from Mitsubishi Atomic Power Industry, Saitama, Japan

***) On leave from Tokai University, Kanagawa, Japan

目 次

1. 序 論	1
2. ダイバータ領域でのイオン温度, 電子温度の測定	3
3. ダイバータ領域でのプラズマの流れの測定	8
4. スクレープ・オフ層での粒子拡散係数の測定	12
5. シェル, 付属シェル, リミターへの粒子束の測定	15
謝 辞	16
参考文献	17

1. 序 論

この論文は現在、高安定化磁場試験装置 (JFT-2a, DIVA) に於いて行われている、ダイバータ実験の重要な測定手段の一つである静電的測定について、その測定方法、測定結果、測定上の問題点等をまとめたものである。JFT-2a はダイバータ及び磁気リミターを有するトカマク型装置である。図1にJFT-2aの断面図を示す。装置の概要については文献1), 最近のダイバータ実験の結果については文献2), 3) で述べられている。我々が静電的測定の対象とする物理量にはセパトリックス近くのプラズマの性質を知る上で必要なダイバータ領域でのイオン温度, 電子温度, イオン飽和電流の分布, ドリフト速度, 粒子拡散係数等があり, また粒子バランスを知る上で重要なシェル, 付属シェル (Movable Shell), リミター (Movable Protection Plate) への粒子束等がある。

静電測定は測定方法, 測定原理が単純ではあるが, その反面, 複雑な条件の下ではデータの解釈が面倒な点がある。またこの測定方法の適用限界を常に考えておかなければならない。セパトリックス近くのプラズマは電子温度 $T_e = 30 \sim 50 \text{ eV}$, 電子密度 $N_e \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ であり, 静電プローブを使用できる限界近くにある。更に我々が測定の対象とするプラズマに特徴的な性質として (i) 強いトロイダル磁界が作用していること ($B_T(0) = 1.0 \text{ T}$)。 (ii) 主プラズマからダイバータへ流入するプラズマはある大きさのドリフト速度を持っていること。 (iii) ダイバータへ高エネルギーの電子が流入して来ること等がある。これ等の諸条件は測定結果の解釈上注意を要する点である。

2章ではフェラディカップ (Multi-grid energy analyzer) によるダイバータ領域のイオン温度, 電子温度の測定について述べる。イオン飽和電流の測定は3章で述べる方向性プローブを用いれば良いが, 高エネルギー電子の流入する領域では方向性プローブによる測定が困難である。この領域でのイオン飽和電流の測定はフェラディカップによって可能となる。その方法についても触れる。3章では方向性プローブによるダイバータ領域でのプラズマの流れの測定について述べる。JFT-2aのダイバータ領域へはトロイダル電界によって加速された高エネルギー電子が流入して来るが, これがチタン線を支える銅の棒に衝突することにより消滅するため, 高エネルギー電子はダイバータ領域ではトーラス面に対して一方の側にだけ存在する*。方向性プローブでプラズマの流れを正しく記述できるのは高エネルギー電子の来ない側だけであり, 流入する側ではイオン飽和電流が正しく測定されていない。この理由を明らかにする。4章では円筒プローブによるスクレープ・オフ層での粒子拡散係数の測定について述べる。この測定方法はまだ確立されたわけではなく今後改良すべき点も多い。それらの点を列挙する。5章ではシェル, 付属シェル, リミターへの粒子束の測定について述べる。後の二つと異なりシェルへの粒子束を測定するためにはシェル自身に定常的ではなく, パルス的にバイアス電圧をかけねばならない。このようにすることによってプラズマへほとんど擾乱を与えずにシェルへの粒子束が測れている。

これ等の測定は次に述べる放電条件下のプラズマに対して行われた。

トロイダル磁束密度 $B_T(0) = 1.0 \text{ T}$

ダイバータフープ電流 I_D とプラズマ電流 I_P との比

CASE 0 $I_D / I_P \approx 1.1$

(*) 文献〔2〕の Fig. 6 に高エネルギー電子の軌道が示されている。

CASE A, CAESE B $I_D/I_P = 1.2$ 高速弁 (FAV) による注入ガス圧 P_f

CASE 0

FAV 1~4 $P_f \approx 84$ Torr
 これは水素原子数にして 1.5×10^{18} 個に相当する。

CASE A, CASE B

FAV 1~4 CASE 0 と同じ。
 放電の途中で FAV 5 により追加注入する。
 CASE A 4.5×10^{19} H₂/s
 CASE B 1.7×10^{19} H₂/s

主プラズマのパラメータ

大半径 $R = 60$ cm, 平均プラズマ半径 $a \approx 10$ cm最大プラズマ電流 $I_P \approx 15$ kA平均電子密度 $\bar{n}_e \approx 1.0 \times 10^{13}$ cm⁻³電子温度 (レーザー) $T_e(0) \approx 200$ eVイオン温度 (ドップラー巾及び荷電交換反応) $T_i(0) \approx 100$ eV

ダイバータプラズマのパラメータ (セパトリックス付近)

電子密度 $n_e \sim 1.0 \times 10^{12}$ cm⁻³電子温度 $T_e \approx 30 \sim 50$ eVイオン温度 $T_i \approx 20 \sim 40$ eV $T_e = T_i = 30$ eV, $n_e = 10^{12}$ cm⁻³ とした時, $R = 40$ cm ではデバイ長 $\lambda_D \approx 0.04$ mmラーマー半径 $\rho_B^e \sim 0.009$ mm $\rho_B^i \sim 0.37$ mm衝突時間 $\tau_{ee} \sim 3 \times 10^{-6}$ sec $\tau_{ii} \sim 1 \times 10^{-4}$ sec $\tau_{ei} \sim 3 \times 10^{-3}$ sec平均自由行程 $\lambda_e \sim 3$ m $\lambda_i \sim 3$ m $R = 40$ cm からダイバータ板までの磁力線の長さ L $L \sim 3$ m

2. ダイバータ領域でのイオン温度、電子温度の測定

2.1 緒言

JFT-2aの実験開始当初からダイバータ領域の電子温度はラングミュアプローブ又はダブルプローブ⁴⁾を用いて測定されてきた。ところが文献⁵⁾で述べられているようにJFT-2aのダイバータ領域セパトリック付近には大きな熱流束があり、これまでにラングミュアプローブ等で測定されてきた電子温度、イオン飽和電流の積に簡単なシーズ理論から導かれる係数⁶⁾⁷⁾を掛けたものではこの熱流束が説明できない。このように大きな熱流束の来る位置でラングミュアプローブ等を用いて電子温度、イオン飽和電流を測定することは、プローブの熱的損傷、或いはエネルギーの高い電子による二次電子放出効果等により困難を伴っていることが予想される。一方イオン温度についても、これをラングミュアプローブのI-V特性から求めることはできない。我々はこのような理由から小形のファラディカップ(multi-grid energy analyzer)⁸⁾⁹⁾を製作し、ダイバータ領域でのイオン温度、電子温度、イオン飽和電流を測定した。2.2では製作したファラディカップの構成、測定方法について述べ、2.3では測定結果、測定上の問題点について述べる。なお熱流束の余り大きくない位置ではラングミュアプローブによる電子温度、イオン飽和電流の測定が可能である。ラングミュアプローブを用いた測定は3章で詳しく述べられている。

2.2 ファラディカップの構成と測定方法

図2にファラディカップの断面図と測定回路を示す。ファラディカップ頭部は外径12φ、内径10φ、長さ10mmのステンレス製筒形の容器に3つのグリッド及びコレクターが厚さ1mmのテフロンスペーサーにより絶縁を保って組込まれたものである。3つのグリッド及びコレクターはいずれもステンレスで出来ている。第1のグリッドEは直径5mmの円内に直径100μの孔が等間隔に100個あいておりファラディカップ容器と同電位である。第2のグリッドG₁は線径20μ、孔の一辺25μ、幾何学的透過率0.31、第3のグリッドG₂は線径50μ、孔の一辺100μ、幾何学的透過率0.44である。グリッドEの役目はファラディカップに流入するプラズマの密度を低下させ、グリッドG₁によるイオンと電子の分離を容易にさせるとともにG₁の熱負荷を軽減させG₁を保護することにある。また測定の空間分解能をあげるためにEの前に任意の大きさの絞りを付けることができる。ファラディカップ本体はZ方向簡易駆動装置に装着され、R=40cmでZ方向に約60mm掃引することができる。またファラディカップ本体はその中心軸のまわりに360°回転することができる。

図3にイオン及び電子の減速曲線を得るための各グリッド、コレクター間の電位分布を示す。ファラディカップ本体は真空容器と同電位である。イオンに対してはG₁、G₂を通常は各々-150V、-200Vに固定し、Cに与える電圧を-40Vから+160Vまで変化させる。G₁、Cでの2次電子放出はこのような電位分布をとることにより抑えられる。電子に対してはG₁、Cを通常は各々+200V、+150Vに固定し、G₂の電圧を-300Vから+120Vまで変化させる。イオンの場合と同じくG₁、Cでの2次電子放出は抑えられる。C及びG₂の電圧の掃引は各ショット毎にバイアスを変えていき、多数の放電回数を重ねることにより減速曲線を得る方法と、一ショット中に短い周期で電圧を掃引し減速曲線を得る方法とを併用した。前者のための回路図が図2に示されている。

後者は周期 0.6 ~ 1 ms, 振巾 (p-p) 200 V の鋸歯状電圧波形を与える電源装置及びこれに 6000 μ F のコンデンサーによる直流バイアス電圧を重ね合わせることによって行った。前者の方法は主として電子温度を求める場合に採用し、後者はイオン温度を求める場合に採用した。コレクター C に受かる電流は微小である (最低で 1 μ A 以下) が、測定抵抗を 1 k Ω ~ 10 k Ω とすることにより測定可能である。

2.3 測定結果及びその検討

2.3.1 イオン温度

測定は主としてファラディカップのグリッドの面をトロイダル磁場にほぼ垂直とし、主プラズマ側からダイバータへのプラズマの流れ (3章参照) を受けるようにして行った。放電条件は CASE 0 (序論参照) である。図 4 に R = 40 cm, Z = -3.0 cm, -4.25 cm に於いてコレクター C に受かるイオン電流の時間変化を示す (コレクター電圧 $V_c = -30$ V)。イオンの減速曲線は前節で述べたようにコレクター C に鋸歯状電圧を掃引することによって得られる。図 5 に Z = -3.0 cm, T = 10 ms 及び Z = -4.25 cm, T = 10 ms で得られたイオンの減速曲線を示す。

減速曲線からイオン温度はイオンの分布関数を磁場の方向に v_d だけシフトしたマクスウェル分布と仮定し、これからファラディカップへ流入する粒子束をコレクター C の電圧の関数として計算し、これを測定した減速曲線に最小自乗法を用いてあてはめることによって得られる。シフトしたマクスウェル分布は次のように書ける。

$$f_i = n_i \left(\frac{M}{2\pi k T_i} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{M(v_{||} - v_d)^2}{2kT_i}} e^{-\frac{Mv_{\perp x}^2}{2kT_i}} e^{-\frac{Mv_{\perp y}^2}{2kT_i}}$$

ここで n_i はイオン密度, M はイオンの質量である。ファラディカップに流入する粒子束を計算するにはグリッド E を透過可能なイオンの速度空間での存在範囲を決めなければならない。グリッド E の孔の半径 r_E とイオンのラーマー半径 ρ_B^i の大小関係を考えると $r_E = 0.05$ mm に対して $B = 1.5$ T, $T_i \sim 20$ eV として $\rho_B^i \sim 0.3$ mm である。従ってグリッド E を透過するイオンの軌道は厳密に考えると磁場の影響を受けて複雑になるが、粗い近似としてイオンの軌跡を直線と近似してよい。グリッド E の孔の断面は図 6 のようになっているからファラディカップへ流入することができるイオンは速度空間で半頂角が $\tan^{-1} 2$ の円錐形の領域 (図 7) にあるものと考えられる。

座標系を磁力線の方向を極軸とする球座標 (v, θ, φ) に移行すると

$$v_{\perp x} = v \sin \theta \cos \varphi$$

$$v_{\perp y} = v \sin \theta \sin \varphi$$

$$v_{||} - v_d = v \cos \theta$$

コレクターに受かるイオン電流密度 $J(v_{||}^*)$ は

$$J(v_{||}^*) \propto n_i \left(\frac{M}{2\pi k T_i} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{v_{||}^* - v_d}^{\infty} \frac{dv}{\cos \theta} \int_0^{\tan^{-1} 2} d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi v^2 \sin \theta (v \cos \theta + v_d) e^{-\frac{Mv^2}{2kT_i}}$$

ここで $v_{ii}^* = \sqrt{\frac{2eV}{M}}$, V は減速電圧である。

$x \equiv \sqrt{\frac{Mv_{ii}^{*2}}{2kT_i}} = \sqrt{\frac{eV}{kT_i}}$, $a \equiv \sqrt{\frac{Mv_d^2}{2kT_i}}$ とおくことにより $J(v_{ii}^*)$ は次のように書

ける。

$$J(x) \propto n_i \left(\frac{2kT_i}{\pi M} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\tan^{-1} 2} \left[e^{-\frac{(x-a)^2}{\cos^2 \theta}} \left\{ \frac{1}{\cos^2 \theta} x(x-a) + 1 \right\} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{a}{\cos \theta} \left\{ 1 - \phi \left(\frac{x-a}{\cos \theta} \right) \right\} \right] \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (2-1)$$

ここで $\phi(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-y^2} dy$ 。

(2-1) を最小自乗法により実験から得られた減速曲線にあてはめる。その際、両者とも減速電圧が零の時の値で規格化する。図8-a ~ c に実験から得た減速曲線から適当にサンプルした測定値

(x) , それに対するあてはめ曲線を示す。図には3種類のあてはめ曲線を示している。

(イ) 二つのパラメータ T_i と a とを同時に動かして最適曲線を得たもの。実線で示す。

(ロ) $a = 0$ と固定して最適曲線を得たもの。破線で示す。

(ハ) イオンがグリッドEの孔に形成されるイオンシースにより T_e (電子温度) 程度の加速を受けてファラディカップに入ると仮定し $a = \sqrt{\frac{T_e}{T_i}}$ とおいて最適曲線を求めたもの。点線で示す。

図8の三つの例の時刻, 位置でのデバイ半径 λ_d ,

$$\lambda_d = 7.43 \times 10^2 \sqrt{\frac{T_e \text{ (eV)}}{n_e \text{ (cm}^{-3}\text{)}}}$$

を方向性プローブ(3章参照)のデータを用いて計算すると、いずれも $\lambda_d = 0.02 \sim 0.03$ mmとなりグリッドEの孔の半径の半分程度である。このためファラディカップへ流入するイオンがグリッドEでのイオンシースによりどの程度加速を受けるか評価することは困難であり、真のイオン温度は上記3通りのあてはめ方を出したイオン温度の間にあると考えるのが妥当である。図8の三つの例に於いて実線が最も測定値に良くあてはまることからこのようにして求めた温度が真の温度に最も近いと考えられる。しかしながら同時に求まる速度分布のドリフト成分 v_d はグリッドEでのイオンのシースによる加速を考慮すれば、これが真のイオンのドリフト速度であるとは言えない。

また(2-1)は積分の上限即ち速度空間の円錐の半頂角に余り敏感な関数ではなく、半頂角を $\pm 5^\circ$ 変えたとき、例えば図8(a)の場合 T_i が 0.3 eV 変化する程度である。

図3-aの電位分布でプラズマがグリッドEを通過してファラディカップに流入した時、グリッドG₁

で形成されるイオンシースの厚さ d を Child-Langmuir の $\frac{3}{2}$ 乗則を用いて評価する。

$$d = \sqrt{\frac{8}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{e}{2M}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{j}} \quad (\text{m})$$

ここで V は電極間ポテンシャル, j は電流密度 (A/m^2)。

水素イオンの場合

$$d = \sqrt{5.4 \times 10^{-8} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{j}} \quad (\text{m})$$

図8の3つの場合につき方向性プローブのデータを用いて d を計算すると $100 \sim 300 \mu$ となりグリッド G_1 の孔の一辺 25μ に比べて十分大であり, 電子を G_1 で十分追い返していると考えられる。実際には完全に電子を G_1 で追い返すことができなくて, グリッド E に流入する電子飽和電流の1%程度がコレクターまで到達しており, これはコレクターに受かるイオン電流の30~100%に相当する。然し G_1 , G_2 を透過する電子流は, イオンの減速曲線を求める際のコレクターの電位に無関係であると考えられるから, イオンの減速曲線はこの電子流のために縦軸に平行移動するだけで, 曲線の形は不変である。

2.3.2 電子温度

図3-bのような電位分布を与えたときに得られる電子の減速曲線を図9に示す。これはグリッド G_2 の電圧を短い時間 ($< 1 \text{ms}$) に掃引して得られたものである(放電条件0, 序論参照)。電子の場合, ラーマー半径はグリッド E の孔の半径に比べて十分小さいので, 磁力線方向の温度を測る場合, 磁場の影響を考えなくてよい。またドリフト速度は熱速度に比べて十分小さいと考えられるので減速曲線にはドリフトによる項がほとんどきいてこない。電子温度 T_e は減速曲線を片対数グラフにプロットしたものの傾きから求まる。

図10-a, bは放電条件Bの場合のセパトリックス付近での電子の減速曲線を片対数プロットしたものである。これらは減速電圧を一ショットごとに変えていって得られたものである。両者とも電子の速度分布が二成分になっていることを示しているが, bの場合の方が顕著である。ダイバータへの熱流束は $Z = 4.5 \text{cm}$ 付近で最大となる。図10-bはその時の電子の速度分布がどのようなかを示すものである。図11に熱流束, 電子温度, イオン飽和電流(後述)の Z -分布を示す。文献3)で述べられているようにファラディカップを用いて得られた電子の速度分布, 及びイオン飽和電流の値を用いることによって, ダイバータ領域で電氣的に浮かせた金属ターゲットへの熱流束はそこへ流入するプラズマの電子温度とイオン飽和電流の積に, 二成分の速度分布を考慮に入れた簡単なシース理論から決まる係数を掛けたもので説明できる。

図12はダイバータでの電子温度, イオン温度の Z -分布を示したものである(放電条件B)。

2.3.3 イオン飽和電流

図10-bに示すように熱流束の大きな領域では, 高エネルギーの電子が存在する。このような領域で静電プローブを用いてイオン飽和電流を求めるためには真空容器に対し300V程度以上の負の

バイアス電圧を加えなければならない。しかしこのようにして高エネルギー電子を追い返しても、今度はイオンが300eV以上に加速されてプローブにはいつて来ることになり、イオンによる二次電子放出、スパッタリング等が無視できなくなる。

以上のことから我々は高エネルギー電子が存在する領域のイオン飽和電流を求めるためにもファラデイカップを使用している。以下にその方法を述べる。グリッド G_1 、 G_2 には-150V、-200Vコレクターには-40Vのバイアスを真空容器に対してかける(図3)。

この時、コレクターCに流入するイオン電流はグリッド G_2 のポテンシャル障壁を乗り越えてくる高エネルギー電子、及び G_2 で生まれる二次電子の影響を受ける。この影響を除くためには、 G_1 、 G_2 のバイアスはそのままで、Cのバイアスを+150Vとした時の信号を-40Vの時の信号から差し引けばよい。+150Vの信号はイオンはほぼ完全に反発されると考えられるから、高エネルギー電子と二次電子分のみである。以下に式で表わすと、

コレクターに受かる電流 I_c 、

$$I_c(-40V) = I_{ci} - I_{eh} - I_{es}$$

$$I_c(+150V) = -I_{eh} - I_{es}$$

ここで I_{eh} はグリッド G_2 のポテンシャル障壁を乗り越えてコレクターに流入する高エネルギー電子流、 I_{es} は G_2 で生じてコレクターに流入する二次電子流である。

従ってコレクターに流入するイオン電流 I_{ci} は

$$I_{ci} = I_c(-40V) - I_c(+150V)$$

から求まる。

コレクターCに受かるイオン電流からファラデイカップに流入するプラズマのイオン飽和電流を求めるには、グリッドの透過率を知らねばならない。原理的にはこの透過率は各グリッド、コレクターに受かるイオン電流を同時に測定し、全体に対してコレクターに流入する割合を求めれば良い。

表1にこのようにして求めた透過率を示す。これによると高エネルギー電子の流入する領域、即ち $Z = 4.25, 4.5, 4.75 \text{ cm}$ では透過率が他の領域に比べて高くなっている。これは高エネルギー電子によりグリッド G_1 、 G_2 へのイオン飽和電流が正しく測れていないためである。高エネルギー電子の流入する領域での透過率はそれ以外の領域での透過率と等しい筈である。イオン飽和電流を算出するために用いた透過率は表1に示すように高エネルギー電子の流入しない領域での透過率を時間的、空間的に平均した値である。

図13に以上の方法で求めたイオン飽和電流密度の Z -分布を示す(白丸)。黒丸はグリッド G_1 に受かるイオン電流にグリッド G_1 の幾何学的な透過率(0.31)を用いて算出した電流密度である。両者は高エネルギー電子の流入しない領域で良く一致し、流入する領域ではグリッド G_1 から求めた電流分布が高エネルギー電子のために大きく削り取られていることが示されている。

3. ダイバータ領域でのプラズマの流れの測定

3.1 緒言

JFT-2a のダイバータ領域でのプラズマの流れがどのようになっているかを調べることは不純物のダイバータから主プラズマへの逆流の問題を含めてダイバータプラズマの特性を理解するために重要である。

我々は二枚の電極 (Mo) をセラミックの薄板を介して、はり合わせたプローブ (以後方向性プローブと称する) を用いてプラズマの流れを検出する試みを行った。2.3.3 で述べたように高エネルギー電子が流入する領域 (これは我々の通常の放電条件 (トロイダル磁場, トロイダル電界の方向) ではトラス面に対して上方にある) では、このようなプローブを用いてイオン飽和電流を測定することは困難である。それ以外の領域及び高エネルギー電子が流入する領域でも、これが直接プローブに当たらない方向に向けた場合には、このプローブでの測定は可能であると考えられる。

以下の節では測定可能な領域 (高エネルギー電子の来ない側) についてのプラズマの流れの様子を明きらかにし、高エネルギー電子の流入する領域ではイオン飽和電流を正しく測れない理由を述べる。高エネルギー電子の来ない側ではプラズマの流れについて次の結果を得た (放電条件 0, 序論参照)。即ちセパトリックスの外側ではプラズマは主プラズマ側からダイバータの方へ、ほぼ磁力線に沿って流れており、セパトリックスの内側ではその逆方向に流れている層がある。この層の内側ではプラズマの流れはほとんどないが放電中期以降、この層が内側に広がっていく。現在までは流れの様子を定性的に確かめたに過ぎず、プラズマのドリフト速度を精度良く求める所までには到っていない。ドリフト速度を知れば、これから粒子拡散係数を求めることができる (4章参照)。またセパトリックス付近には磁力線と直角方向に電場が存在することが方向性プローブによる空間電位の測定から確かめられており、これにより粒子が磁場に、直角方向へドリフトしていることが予想される。このような磁場に直角方向への流れは現在調べられているが、まだ結論が出ていない。これ等のことは今後に残された課題である。

3.2 測定方法

図 14 に用いた方向性プローブの構造を示す。プローブ・ヘッドは $1.4 \times 1.7 \times 0.1$ mm のモリブデンの平板であり、これが厚さ 0.5 mm のセラミックの板を介して 2 枚はり合わされている。セラミック 6 φ パイプはステンレス 15 φ パイプにつなわれこれを Z 方向簡易駆動装置¹⁾ に装着する。これにより $R = 40$ cm での Z 方向掃引、及びプローブの中心軸の回りの 360° 回転が可能である。

イオン又は電子飽和電流を測るときには、真空容器をアースとし、 $4000 \mu\text{F}$ のコンデンサーにより 150 V の直流バイアスをかける。プローブ特性を求めるのは周期 1 ms, 振巾 (p-p) 200 V の鋸歯状電圧波形を与える電源装置及びこれに $6000 \mu\text{F}$ のコンデンサーによる直流バイアスを重ね合わせることに由って行った。

3.3 測定結果及びその検討

我々は方向性プローブによって次のことを調べた (放電条件 0, 序論参照)。

(イ) ダイバータ領域 ($R = 40 \text{ cm}$) でプローブ面を磁場に垂直にして主プラズマ側からダイバータへの流れ (上流) を受けるように向けた時とその逆の流れ (下流) を受けるように向けた時のイオン飽和電流の Z 方向分布。及び両者の差の分布 (図 15-a ~ e)。

(ロ) プローブの Z 方向の位置 ($\pm 4.25 \text{ cm}$) を固定して、軸の回りに 360° 回転した時のイオン及び電子飽和電流の角度の分布。(図 16-a ~ e, 図 17-a ~ e)

以上の結果から $R = 40 \text{ cm}$ でのプラズマの流れをまとめると次のようになる。高エネルギー電子の来ない側 ($Z < 0$) に関しては 6 ms での上流・下流のイオンの飽和電流の差 i_F の分布 (図 15-a) をみると $Z \approx -4 \text{ cm}$ に鋭いピークがあり $Z \approx -3.5 \text{ cm}$ で i_F は急に零に落ち込む。このことは、熱流束⁵⁾の分布の形に対応している。この流れが零になる位置 (零点) の内側に逆流層 (幅 $\sim 1 \text{ cm}$) がある。この逆流層の内側では流れはない。この傾向は時間とともに次のように変化していく (図 15-b ~ c)。即ち i_F のピーク及び零点は内側に移動し、ピークの形も顕著でなくなっていく。これは I_D/I_p が時間とともに減少し、セパトリックスがダイバータ部で縮むことに対応する。 20 ms 以降 (図 15-d ~ e) では零点の内側の逆流層がトラス面 ($Z = 0$) まで広がっている。また $Z = -4.25 \text{ cm}$ でのイオン飽和電流の角度分布 (図 16-a ~ e) を見れば、プラズマの流れはほぼ磁力線に沿っていることが分る。電子の場合は強い磁界 ($B_T = 1.5 \text{ T}$) の影響のためにプローブを磁力線に平行に向けた場合に信号が最小になるがイオンの場合にはそのような顕著な磁場の効果はみられない。なおプローブの幅 d とイオン、電子のラーマ半径の比は $T_e = T_i = 20 \text{ eV}$ として $\rho_B^i/d \approx 0.24$, $\rho_B^e/d \approx 0.006$ である。

これらの角度分布によっても 20 ms 以降では流れの方向性が小さくなっていくことが分る。

図 15, 図 17 には高エネルギー電子の流入する側 ($Z > 0$) についても測定値が示してあるが、緒言に述べたように、高エネルギー電子が流入するときプローブの測定値は信用できない。以下にその理由を述べる。ファラディカップ (2章参照) の測定によれば $Z = 4.25 \text{ cm}$ で真空容器に対して -160 V の減速電圧をかけた時にコレクターに流入する電子電流 (図 18) と全体の電子電流との比は 20 ms に於いて約 13% である。これはファラディカップでイオンを取り入れた時のコレクターへのイオン飽和電流を上回っている。このことから方向性プローブで真空容器に対して -150 V のバイアス電圧をかけた場合には高エネルギー電子を追い返すことが出来なくて、イオン飽和電流が正しく取れていないことになる。方向性プローブで $+150 \text{ V}$ のバイアスをかけて得られる電子飽和電流密度は $Z = 4.25 \text{ cm}$, $t = 20 \text{ ms}$ で 10.5 A/cm^2 であるから $\sim 160 \text{ eV}$ 以上の電子流は上述の比率を用いると 1.4 A/cm^2 である。この時点に於ける熱流束*は 2240 Watts/cm^2 であり⁵⁾, この熱流束が全て高エネルギー電子によるものとする高エネルギー電子一ケ当りの平均エネルギーは 1.6 keV となる。このようなエネルギー領域の電子による Mo からの二次電子放出係数 δ は 1 程度である¹⁰⁾。一方 $150 \sim 200 \text{ eV}$ 程度のイオンによる Mo からの二次電子放出係数 γ_i (electrons/ion) は 0.1 程度¹¹⁾ であり、イオンによる二次電子放出効果は比較的小さい。以上のことから高エネルギー電子の流入時にイオン飽和電流が高エネルギー電子自身及びそれによる二次電子放出によって大きく影響を受けていると考えられる。しかしこの時に得られるイオン飽和電流の値そのものは、高エネルギー電子及び二次電子による効果が互いに相殺するように作用するために、真のイオン飽和電流か

* 真空容器と同電位にした Mo ターゲットへ流入する熱流束である。

ら余り大きく、離れていない可能性がある。この点については詳細な検討が必要と考えられる。なお高エネルギー電子が流入する領域でのイオン飽和電流の測定方法は2.3.3に述べられている。

ダイバータへ流入する粒子束 Γ_D は次の式から求めることができる**

$$\Gamma_D = \frac{2\pi R}{s} \int_{-6}^6 i_F \cdot \frac{B_R}{B_T} dz$$

ここで s はプローブの面積、 R はプローブの R 方向の座標、 i_F は上流側と下流側の方向性プローブに受かるイオン飽和電流の差、 B_R はポロイダル磁束密度の R 成分、 B_T はトロイダル磁束密度である。 B_R/B_T はホール素子によって測定されている。図19に $R = 40$ cm での B_R/B_T の Z 分布を示す。図35にシェル、付属シェル、リミターへの粒子束(5章参照)とともに Γ_D を示す。 Γ_D の計算に用いた i_F には高エネルギー電子の流入する領域でのデータをそのまま用いている。

最後に我々が用いた方向性プローブによる測定上のその他の問題点及びプラズマの流れの速度の評価の方法について述べる。我々が測定の対象としているプラズマはイオン温度(2.3.1参照)が電子温度と同程度 ($T_i \sim T_e \sim 30$ eV) であり磁力線の方向にある大きさのドリフト速度を持っている。プローブの巾 d とプラズマパラメータの大きさの比較をすると

$$\rho_B^e < \lambda_D < \rho_B^i < d \ll \lambda$$

ここで λ_D はデバイ長、 ρ_B^e 、 ρ_B^i は電子及びイオンラーマー半径、 λ は磁場方向の平均自由行程である。($T_e = T_i = 30$ eV, $n_e = 10^{12}$ cm $^{-3}$, $B = 1.5$ T のとき、 $\rho_B^e = 0.009$ mm, $\lambda_D \sim 0.04$ mm, $\rho_B^i = 0.37$ mm, $d \sim 1.4$ mm, $\lambda \sim 3$ m) このようなプラズマの電子温度は高エネルギー電子の存在しない領域ではプローブ面を磁場に直角に向けることによってほぼ磁場の影響を受けなく測定することが出来る。図20にプローブ特性の一例を示す。イオンのドリフト速度の評価については、上記のような条件下でのプラズマに適用できるプローブの理論がまだないため、厳密な評価をすることができない。ここでは極く粗い評価をするに止どめる。現在までの静電プローブの理論¹²⁾ では円筒及び球プローブに対して磁場及び衝突が無い場合に単色エネルギー分布又はマクスウェル分布のイオン及び電子の飽和電流の計算が成されている^{13) 14)}。これらの計算では $\xi p (= r/\lambda_D$, r はプローブの半径) $\gg 1$ の時、イオン飽和電流に対するイオン温度依存性は非常に小さくまた上記の二種のエネルギー分布による差も殆んど無いことが示されている。従って方向性プローブを磁場に垂直に上流側に向けたときのイオン飽和電流密度は良く知られている近似式を用いて

$$j_{iu} \sim \frac{1}{2} n_e \sqrt{\frac{T_e}{M}} + j_F$$

(**) 最近、ダイバータへ流入する粒子束がダイバータ板に、当らずにほとんどチタン線を支える銅の棒に衝突していることが、明らかになっている。従ってこの銅の棒に負のバイアスをかけることによってもダイバータへの粒子束を測定することが出来る。この方法と本文の方法とから求めた値はファクター2以下の範囲内で一致する。

と表わせる。ここで $j_F = ne v_d$ 。 v_d はプラズマのドリフト速度である。プローブを磁力線に平行にしたときイオンの磁場に直角方向の平均自由行程はラーマ半径程度となるが、 $\rho_B^{\perp} > \lambda_D$ であるため磁場の影響は余り大きくないと考えられる⁴⁾。従ってこのときのイオン飽和電流密度は

$$j_{i\perp} \sim \frac{1}{2} ne \sqrt{\frac{T_e}{M}} \quad (2)$$

である。

プローブを磁力線に垂直に且つ下流を向けたときのイオン飽和電流は下流から逆流して来るものと上流からプローブの背後にまわり込んでくるものにより

$$j_{id} \sim \frac{1}{2} n'e \sqrt{\frac{T_e}{M}}, \quad n \neq n' \quad (3)$$

と書ける。

図5-a~cから $Z = -4.25$ cm, $T = 6 \sim 14$ ms で $j_{iu} \sim \frac{3}{2} j_{i\perp}$, $j_{i\perp} \sim j_{id}$ である。この時、正味の流れ j_F は

$$j_F \sim \frac{1}{4} ne \sqrt{\frac{T_e}{M}}。$$

ドリフト速度は $v_d \sim 0.25 c_s$ ($c_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}}$) となる。

4. スクレープ・オフ層での粒子拡散係数の測定

4.1 緒言

スクレープ・オフ層に於けるイオンの拡散係数 (D_{\perp}) のトロイダル磁場依存性を調べることはダイバータ実験の重要な課題である。ところが我々にとって拡散係数を求める方法が既に確立されているわけではない。ここではその試みの一つを述べる。それは主プラズマ側からダイバータへ流入するプラズマの磁場に直角方向への広がりを磁力線に沿った異なる2点で測定しその広がりの差から直接、拡散定数を求めようという試みである。この方法ではイオンのドリフト速度 v_d というパラメータが必要であるが3.3で述べられているように v_d はまだ正確には求まっていない。ここでは $v_d = \alpha c_s$

($c_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}}$) とおき、求まった拡散係数には α という因子を残したままになっている。その他にも種々の問題点があり、今後改良すべき点も多い。4.3では得られた測定結果とともにこれらの問題点を列挙する。なお、この実験は放電条件0 (序論参照) の場合に行われた。

4.2 測定方法

ダイバータ領域に於けるイオン飽和電流のZ方向分布は $R = 40$ cm (図1) に挿入された静電プローブによって測定される。この静電プローブは2本の円筒プローブ (プローブヘッド直径3 mm, 長さ2 mm) から成り、それらの中心軸間距離は7 mmである。便宜上、内側 ($R = 39.65$ cm) のプローブをプローブ2, 外側 ($R = 40.35$ cm) のプローブをプローブ1と呼ぶ (図21)。

我々はスクレープ・オフ層での磁場に垂直方向への粒子拡散係数を求めるために以下の操作を行った。

下側の付属シェル (Movable shell) 3, 4 を通常の開の状態 ($Z = -45.5$ mm) から各々4 mm, 7 mm, 10 mm 閉の方向に移動する。それぞれの状態を S_0, S_4, S_7, S_{10} と呼ぶ (表2)。各状態でのイオン飽和電流のZ方向分布を1, 2のプローブで測定し、各プローブごとに各状態間の差の分布を求める。図22にこのようにして求めた差の分布を模式的に示す。(この図ではプローブ1, 2をトロイダル方向に l だけ離して書いてあるが図21の配置と等価である)。この二つの分布の広がりの差から拡散係数を求めることができる。

磁場に垂直方向への粒子拡散は次の式で表わされる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{\perp} \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \quad (4-1)$$

初期条件を $t = t_{0j}$, $n|_{z=z_{0j}} = n_{0j}$ ($j = 1, 2$) としたとき (4-1) の解は

$$n(z, t) = \frac{n_{0j}}{\sqrt{4\pi D_{\perp} (t - t_{0j})}} \exp \left\{ -\frac{(z - z_{0j})^2}{4 D_{\perp} (t - t_{0j})} \right\} \quad (4-2)$$

である。ここで t_{0j} は時刻 t にプローブ j に受かるプラズマが付属シェルのエッジの上を通過する時刻, z_{0j} は密度分布の中心の座標である。

前記の操作によって得られた差の分布を(4-2)式に最小自乗法によってあてはめ、パラメータ $D_{\perp}(t - t_{0j})$, z_{0j} を決める。

$$\begin{aligned} 4D_{\perp}(t - t_{01}) &= c_1^2 \\ 4D_{\perp}(t - t_{02}) &= c_2^2 \end{aligned} \quad (4-3)$$

c_1^2 , c_2^2 は(4-2)式の分散である。

プローブ1, 2の磁力線に沿っての間隔 ℓ (mm) は

$$\ell = \sqrt{7^2 + (z_{01} - z_{02})^2} \frac{B_t}{B_p} \quad (4-4)$$

B_t はトロイダル磁束密度。 B_p はポロイダル磁束密度。
イオンの磁力線に沿ってのドリフト速度を v_d とすると

$$t_{01} - t_{02} = \frac{\ell}{v_d} \quad (4-5)$$

(4-3) (4-4) (4-5) から D_{\perp} は次のように表わされる。

$$D_{\perp} = (c_2^2 - c_1^2) \frac{v_d \cdot \frac{B_p}{B_t}}{\sqrt{7^2 + (z_{01} - z_{02})^2}} \quad (4-6)$$

差の分布のピークの位置 z_{01} , z_{02} は同一磁力線上にある筈であるから

$$\frac{B_z}{B_R} = \frac{z_{01} - z_{02}}{7} \quad (4-7)$$

が成り立つ。 B_z , B_R はポロイダル磁束密度の z 成分, R 成分である。

(4-6) では v_d がまだ正確に求められていない量であることから $v_d = \alpha c_s$ (c_s はイオンの音速) とおき, α の値を適当に仮定する。

ポロイダル磁場の測定はホール素子, 磁気プローブによって行われており, (4-6) ではその測定値を用いる。また(4-7) が成り立てば上述の手続の正しさを裏付けることになる。

4.3 実験結果及びその検討

図23-a~cは付属シェルをS4, S7, S10の状態にした時のイオン飽和電流の時刻7.5 ms, 10 ms, 15 msでの分布をプローブ1, 2で測定したものである。これらの差の分布S4-S10, S7-S10を図24-a~bに示す。実線及び破線で示す曲線は最小自乗法によるあてはめ曲線である。S7-S10, 10 msは $R = 40.35$ cmの分布の広がり $R = 39.65$ cmのそれより大きくなっており, これから拡散係数を求めることはできない。

表3に最小自乗法によって決めた(4-2)式のパラメータの値, 磁場のデータ, イオンの音速, (4-7)式の両辺の値, 及びこれらを用いて計算した拡散係数 D_{\perp} を示す。磁場のデータは磁気プローブによる。

表3を見れば流れの傾き $z_{01} - z_{02}/7$ と磁場の傾き B_z/B_R が2倍程度異なっている場合もあるがその他の場合は一応矛盾なく拡散係数が求まっている。

3.3に述べたように方向性プローブによる流れの測定から大ざっぱに $v_d \lesssim 0.5 c_s$ である。 $\alpha = 0.5$ とした時、7.5 ms で $D_{\perp} \sim 1.4 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 。これはボームの1/5程度である。

v_d がまだ正確に分かっていないことがこの測定が一番大きな困難であるが、以下にその他の問題点を列挙する。

(イ) プローブのZ方向掃引は2 mm毎に行ったが分布のピーク位置の差 $z_{01} - z_{02}$ が2~3 mmであることからもう少しZ方向に細かく掃引すべきである。それとともにプローブヘッドの軸方向長さを現行の2 mmから1 mm程度に短くすべきである。

(ロ) プローブ間隔はトーラスの主半径方向に7 mmであり、これを磁力線に沿っての距離 l に換算すれば30 cm程度である。 $4 D_{\perp} l$ を v_d ($\sim 2 \times 10^6 \text{ cm/s}$) で割ったものが二つの分布の分散の差になることから、測定精度をあげるためには l をなるべく大きくする必要がある。

(ハ) 付属シェルを通常放電の位置 ($z = \pm 48 \text{ mm}$) にしたときの磁場のデータを用いているが、付属シェルを移動したときに磁場がどの程度変化するか調べる必要がある。

(ニ) 今回の測定では円筒形の静電プローブを用いており、磁力線に沿ってのプラズマ側からの流れとともにダイバータ側からの流れを同時に受けている。これを防ぐためにはプラズマ側からの流れのみを受けるようなプローブ(方向性プローブ)を用いる方が良い。

5. シェル, 付属シェル, リミターへの粒子束の測定

5.1 緒言

シェルへの粒子束の測定は JFT-2a の粒子バランス或いはダイバータ効率を知る上で重要である。この測定の原理は簡単で、真空容器に対して十分負のバイアス電圧をシェルにかければよい。ところが放電開始以前からシェルにバイアス電圧をかけるとプラズマがつかないことが明らかとなった。そのため我々はシェル・ギャップにシェルと同じ材質でシェルの断面と同じ形状をもつ板（以後シェルプローブと称する）を組み込み、これを静電プローブとして用い、周辺プラズマのイオン及び電子飽和電流、プローブ特性の測定を行った。この測定ではプラズマから取り出す電流が小さいため（1 A 程度）プラズマに及ぼす擾乱は見られないが、欠点としてシェル本体との相対的な位置の誤差が考えられる。強いトロイダル磁界のため、シェルプローブの内面がシェルの内壁より少し突出しているか或いは引込んでいるとシェル内壁への正しい粒子束を測れない。

次に我々が行ったことはシェル自身を電極とするが、サイリスタにより放電のある時刻にパルス的に（20 μsec 程度）負のバイアス電圧をかけてイオン飽和電流を測定するということである。この方法はうまくいき、ワンターン電圧及び輻射損失（パイロメータによる測定）への影響はバイアス電圧をかけているパルス間隔に僅かに認められるに過ぎない。

以下の節ではこの最後の方法を中心として、その具体的な測定方法、測定結果について述べる。

なお付属シェル、リミターへの粒子束は放電開始前から、それ自身に定常的にバイアス電圧をかけて測定することが可能である。これらの測定結果も以下に掲げる。放電条件はすべて CASE 0 である。

5.2 測定方法

図 25 にシェルにパルス的に負のバイアス電圧をかける場合の電気回路を示す。ある時刻に SCR 1 をパルス高 30 V、パルス長 5 μs のトリガーパルスにより点弧させると、あらかじめ充電しておいたコンデンサの電圧がシェルにかかる。20 μs 後に同じトリガーパルスを SCR 2 に送り、これを点弧させることによりコンデンサを速い時定数で放電させ、プラズマへの影響をなるべく小さくする。測定はトロイダル方向に 4 分割のシェルの一つに真空容器に対して負のバイアス電圧をかける場合（シングルプローブ的結線）と、2 個の相隣るシェルを電気的に浮かしてその間にバイアス電圧をかける場合（ダブルプローブ的結線）の 2 通りの方法で行った。

5.3 測定結果及びその検討

図 26 は真空容器を基準とし、シェル 4 にそれぞれ -350V, +300V のバイアス電圧をかけた場合のシェルへ流れる電流の測定例である。両者とも SCR 1 を 30.0 ms で点弧させ、SCR 2 を 30.02 ms で点弧させている。図 27 は同じく真空容器を基準とし、シェル 4 にかかるバイアス電圧を -200V から +300V まで変化させた時に、シェルへ流れる電流をプロットしたものである。シェル 1 個と真空容器がプラズマと接触している面積とは同程度であり、図 27 に示される電圧-電流特性はダブルプローブの特性に近い。このことはこのような結線をした場合と二つのシェルを真空

容器から浮かして、お互いの間にバイアス電圧をかけるというダブルプローブ的結線の場合との実質的な違いが小さいことを意味する。実際、二つの方法で求めたシェルへのイオン飽和電流はほぼ一致し、どちらの方法をとっても $20 \mu\text{s}$ の間にプラズマに与える擾乱はワンターン電圧、輻射損失（パイロ素子による測定）の変化を見る限り、僅かに認められるに過ぎない。

図 28 に各シェルへのイオン飽和電流の時間変化を示す。これは相隣る二つのシェルを真空容器から浮かせる結線をして得られたものである。

この結果と、 μ 波による全電子数の時間変化とから決まる粒子閉込め時間と、 H_{α} 線の絶対強度測定から決定した粒子閉込め時間とは放電中期までは良く一致している。（図 29）

なおシェルプローブへのイオン飽和電流に全シェル内面積とシェルプローブの内面積との比を掛けたものは、図 30 の結果に比べて、数倍大きくなる。これはシェルプローブがシェル内面より僅かに（ $\sim 0.5 \text{ mm}$ ）突き出ているためだと考えられる。

付属シェル、リミターへのイオン飽和電流を測るには放電開始前から真空容器に対して定常的にバイアス電圧（ -150 V ）をかけても問題はない。図 30 に付属シェル 4 へのイオン飽和電流の時間変化を示す。付属シェルの位置は $Z = \pm 4.8 \text{ cm}$ である。図 31 に各リミター（上、横、下）へのイオン飽和電流の時間変化を示す。リミター（上、横、下）の大きさ（幅×厚み）はそれぞれ $75 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 、 $75 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ 、 $37.5 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 、シェル内面から突き出ている距離は 5 mm である。

図 32 にシェル、付属シェル、リミター、ダイバータへのイオン飽和電流の時間変化を示す。これから粒子束に関するダイバータ効率を各部分への粒子束の和に対する付属シェルとダイバータへの粒子束の比と考えると、ダイバータ効率は約 10% であると言える。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、JFT-2a の運転にあられた核融合研究部装置技術管理室 JFT-2a 系の諸氏並びに研修期間中、実験に協力していただいた特別研究生の横溝英明氏に厚く感謝の意を表します。また有益な助言をいただいた田中正俊プラズマ実験研究室長に深く感謝の意を表します。

容器から浮かして、お互いの間にバイアス電圧をかけるというダブルプローブ的結線の場合との実質的な違いが小さいことを意味する。実際、二つの方法で求めたシェルへのイオン飽和電流はほぼ一致し、どちらの方法をとっても $20 \mu\text{s}$ の間にプラズマに与える擾乱はワンターン電圧、輻射損失（パイロ素子による測定）の変化を見る限り、僅かに認められるに過ぎない。

図 28 に各シェルへのイオン飽和電流の時間変化を示す。これは相隣る二つのシェルを真空容器から浮かせる結線をして得られたものである。

この結果と、 μ 波による全電子数の時間変化とから決まる粒子閉込め時間と、 H_{α} 線の絶対強度測定から決定した粒子閉込め時間とは放電中期までは良く一致している。（図 29）

なおシェルプローブへのイオン飽和電流に全シェル内面積とシェルプローブの内面積との比を掛けたものは、図 30 の結果に比べて、数倍大きくなる。これはシェルプローブがシェル内面より僅かに（ $\sim 0.5 \text{ mm}$ ）突き出ているためだと考えられる。

付属シェル、リミターへのイオン飽和電流を測るには放電開始前から真空容器に対して定常的にバイアス電圧（ -150 V ）をかけても問題はない。図 30 に付属シェル 4 へのイオン飽和電流の時間変化を示す。付属シェルの位置は $Z = \pm 4.8 \text{ cm}$ である。図 31 に各リミター（上、横、下）へのイオン飽和電流の時間変化を示す。リミター（上、横、下）の大きさ（幅 \times 厚み）はそれぞれ $75 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 、 $75 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ 、 $37.5 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 、シェル内面から突き出ている距離は 5 mm である。

図 32 にシェル、付属シェル、リミター、ダイバータへのイオン飽和電流の時間変化を示す。これから粒子束に関するダイバータ効率を各部分への粒子束の和に対する付属シェルとダイバータへの粒子束の比と考えると、ダイバータ効率は約 10% であると言える。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、JFT-2a の運転にあられた核融合研究部装置技術管理室 JFT-2a 系の諸氏並びに研修期間中、実験に協力していただいた特別研究生の横溝英明氏に厚く感謝の意を表します。また有益な助言をいただいた田中正俊プラズマ実験研究室長に深く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) OHTSUKA, H., et al., JAERI-M 6135
- 2) MAEDA, H., et al., Proc. 6th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion, Berchtesgaden (1976), Paper CN-35/A-18.
- 3) MAEDA, H., et al., Proc. Int. Symp. on Plasma Wall Interaction, Jülich, Germany, (1976)
- 4) CHEN, F.F., "Plasma Diagnostic Techniques" (R.H. Huddlestone and S.L. Leonard, ed.) Chap. 4 Academic Press New York (1965)
- 5) UEDA, T., et al., JAERI-M 6723
- 6) LOVBERG, R.H., "Plasma Diagnostic Techniques" Chap. 3 Academic Press New York (1965)
- 7) HOBBS, G.D., et al., Plasma Physics 9 (1967) 85.
- 8) IONOV, N.I., Soviet Phys. - Tech. Phys., 9 591 (1964)
- 9) LOBIKOV, E.A., et al., Soviet Phys. - Tech. Phys., 7 903 (1963)
- 10) ROSE, D.J., et al., "Plasmas and Controlled Fusion" (2nd Ed.) M.I.T. Press (1965)
- 11) BROWN, S.C., "Basic data of plasma physics" (2nd Ed.) M.I.T. Press (1966)
- 12) CHUNG, P.M., et al., "Electric probes in stationary and flowing plasmas" Springer-Verlag, New York (1975)
- 13) BERNSTEIN, I.B., et al., Phys. Fluids 2, 112 (1959)
- 14) LAFRAMBOISE, J.G., "Rarefied Gas Dynamics" (J.H. De Leeuw, ed.) Vol. II, 22, Academic Press, New York (1965)

Table 1 γ_i (%), the transparency for ions of the grids G_1 and G_2 of Faraday Cup in the divertor region of JFT-2a, $R=40$ cm. Discharge condition case B.

Z \ t	5 ms	10	15	20	25	mean
5.5 cm	6.7 %	5.8 %	5.2 %	5.1 %	6.6 %	5.9 %
5.0	6.4	6.3	7.6	5.7	5.9	6.4
4.75	11.1	10.8	13.2	10.9	6.5	
4.5	10.2	7.9	10.1	12.3	11.3	
4.25	7.5	7.9	6.9	6.2	15.6	
4.0	7.2	6.4	6.2	6.5	6.1	6.5
3.5	6.8	7.1	7.3	7.2	6.9	7.1
3.0	7.7	5.7	7.2	5.7	6.9	6.6
mean except Z=4.25, 4.5 and 4.75 cm						6.5 %
-5.25cm	6.7 %	7.7 %	7.2 %	7.6 %	7.9 %	7.4 %
-5.0	8.1	6.5	5.9	5.9	6.5	6.6
-4.75	7.3	5.9	5.7	5.8	6.4	6.2
-4.5	7.2	7.5	7.1	7.4	6.5	7.1
-4.25	7.2	6.9	7.5	7.8	7.4	7.4
-4.0	7.3	6.3	6.2	6.7	7.0	6.7
-3.75	7.9	6.5	5.9	6.5	7.0	6.8
-3.5	7.6	7.7	6.8	6.4	6.3	7.0
mean						6.9 %

Table 2 Z-position of the edge of each movable shell.

	Movable shell	Z-position
S 0	1, 2	-45.5 mm
	3, 4	-45.5
S 4	1, 2	-44.5
	3, 4	-41.5
S 7	1, 2	-41.5
	3, 4	-38.5
S10	1, 2	-38.5
	3, 4	-35.5

Table 3 Experimental results of the measurement of a diffusion constant in the divertor region of JFT-2a. $\alpha = V_d/C_s$, where V_d is a drift velocity and C_s is ion sound velocity.

	S4 - S10			S7 - S10		
t(ms)	7.5	10	15	7.5	10	15
4D (t-t ₀₁)	4.42	4.75	4.66	4.75		1.78
4D (t-t ₀₂)	4.97	5.29	5.22	5.50		2.67
Z ₀₁ (mm)	44.1	42.1	42.3	43.0		42.8
Z ₀₂ (mm)	46.0	44.5	44.7	44.7		45.0
Z ₀ (mm)	45.1	43.4	43.5	43.9		43.9
B _t /B _p	38.0	38.5	43.5	37.3		43.5
ℓ (mm)	271	285	312	266		311
T _e (ev)	~20	~20	~15	~20		~15
C _s (cm/sec)	4.4x10 ⁶	4.4x10 ⁶	3.8x10 ⁶	4.4x10 ⁶		3.8x10 ⁶
B _z /B _R	0.28	0.23	0.18	0.29		0.18
Z ₀₁ -Z ₀₂ /7	0.28	0.34	0.35	0.24		0.31
D _⊥ (cm ² /sec)	2.1x10 ³ α	2.1x10 ³ α	1.7x10 ³ α	3.2x10 ³ α		1.2x10 ³ α

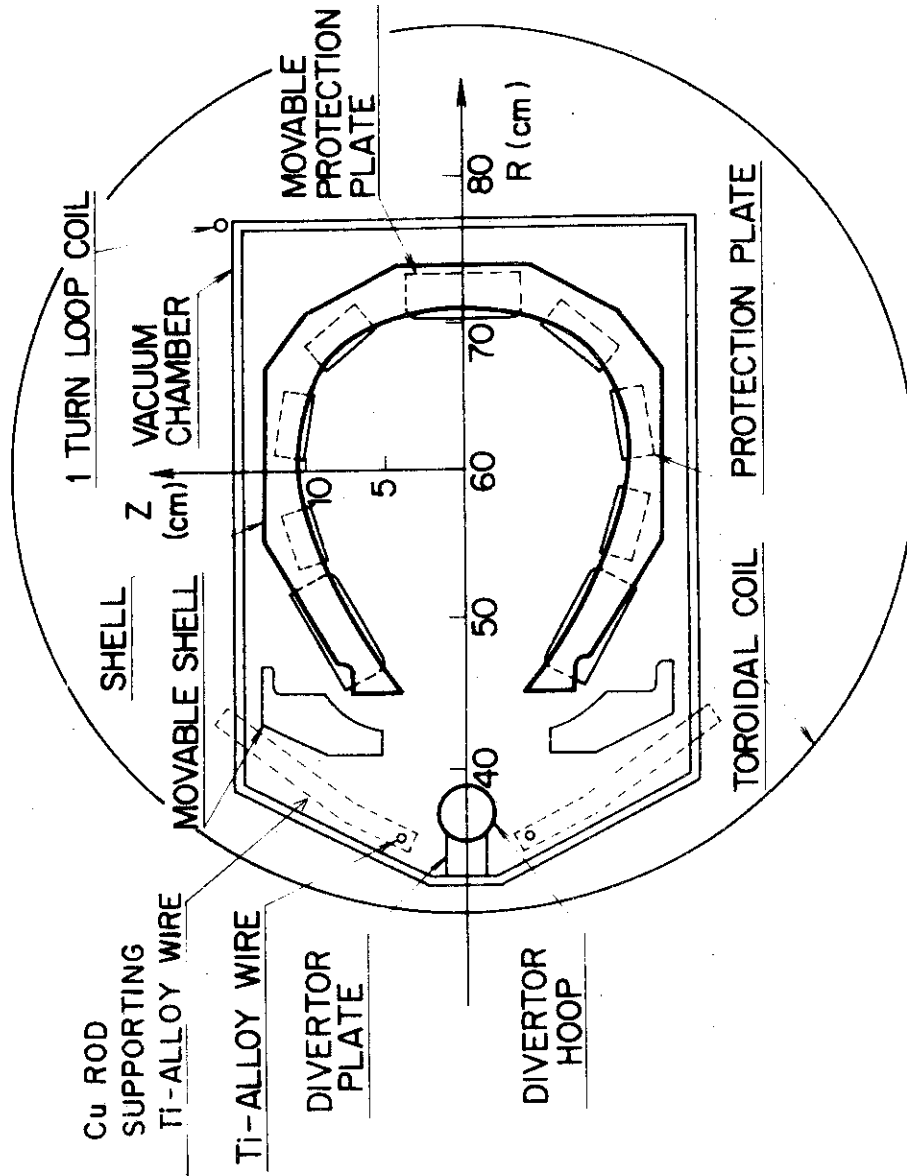


Fig. 1 Cross-sectional view of JFT-2a.

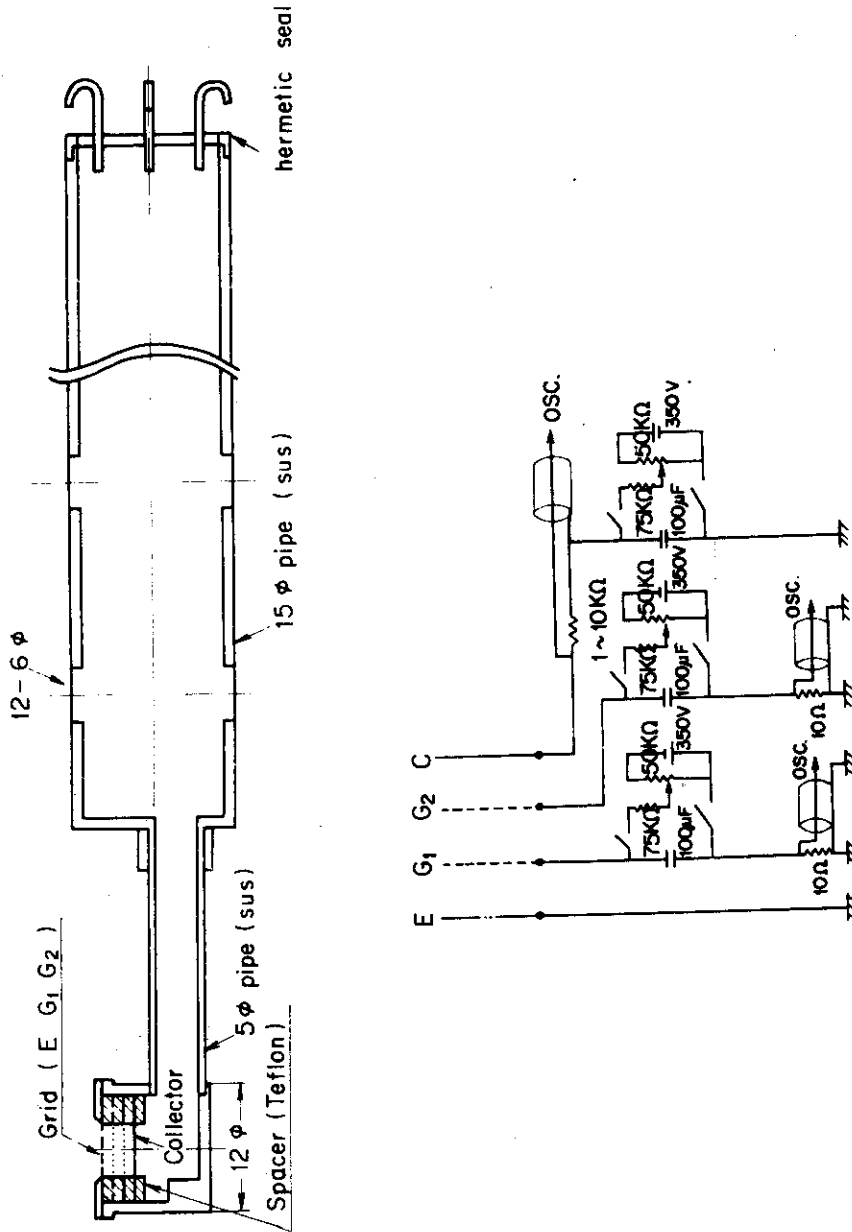


Fig. 2 Cross-sectional view of Faraday Cup (a multi-grid energy analyzer) and the electric circuit for its measurement.

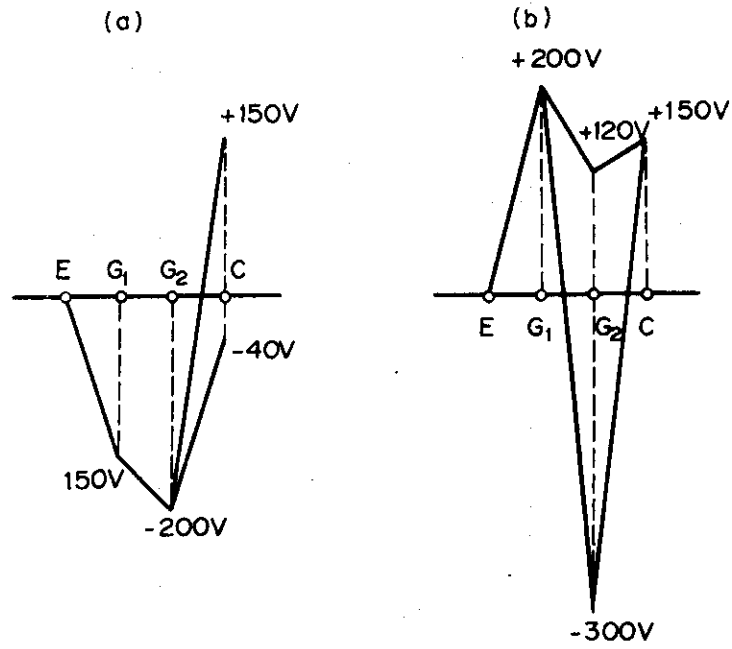
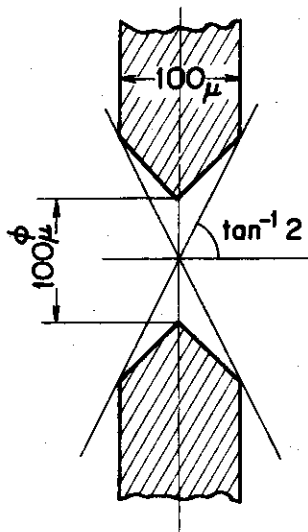


Fig. 3 Potential distribution between the grids E, G₁, G₂ and the collector C to obtain ion (a) and electron (b) retardation curves.



Cross section
of
Grid E

Fig. 6

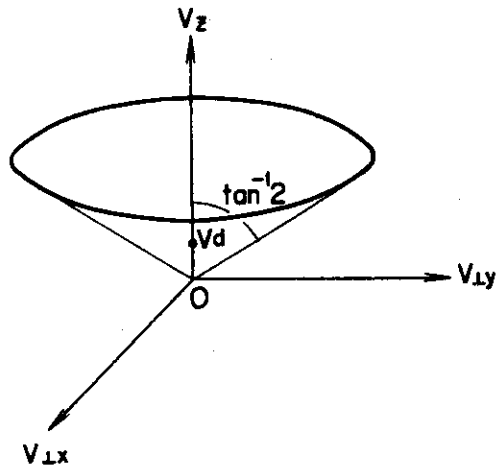


Fig.7 The region in the velocity space occupied by the ions able to flow into Faraday Cup.

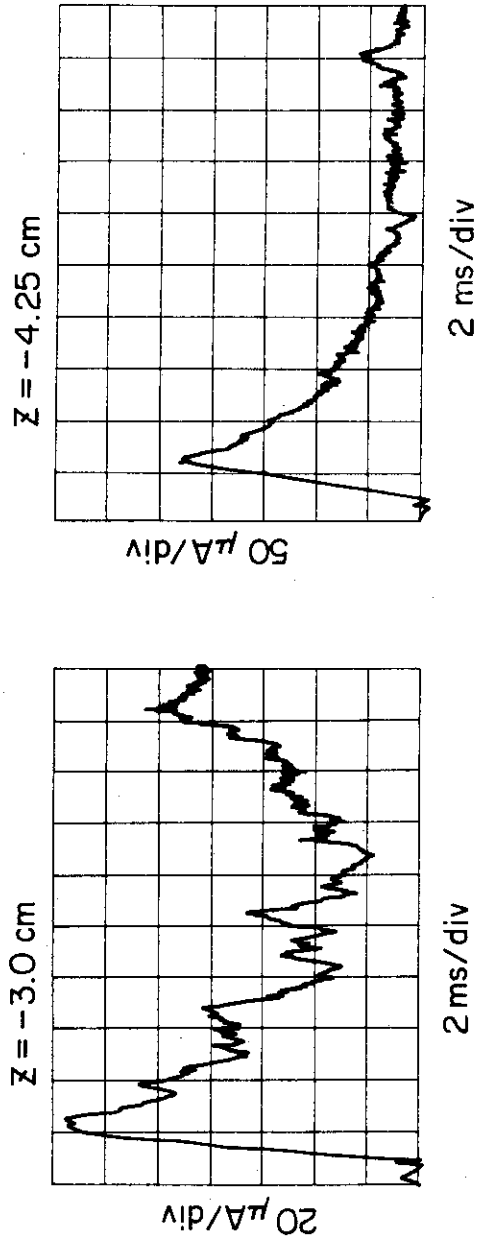


Fig. 4 Oscillograms of ion current to the collector at R=40 cm. Discharge condition case 0.

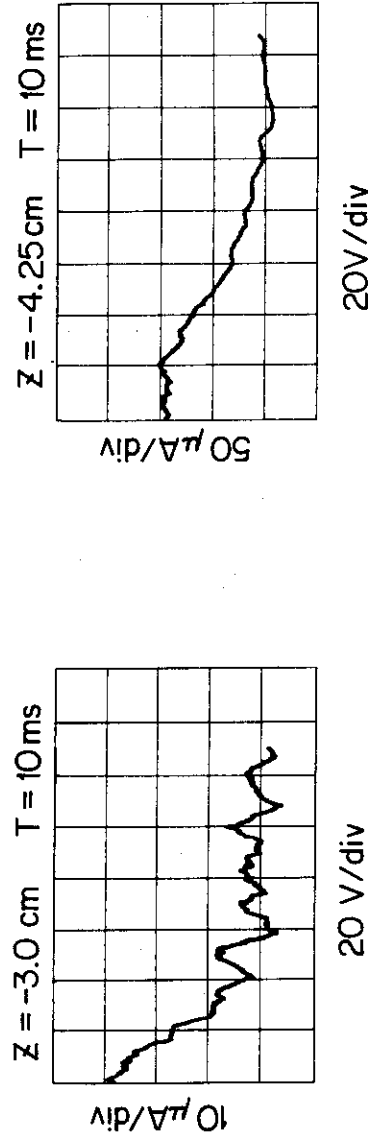


Fig. 5 Ion retardation curves, obtained by the fast voltage sweep method, at R=40 cm and T=10 ms. Discharge condition case 0.

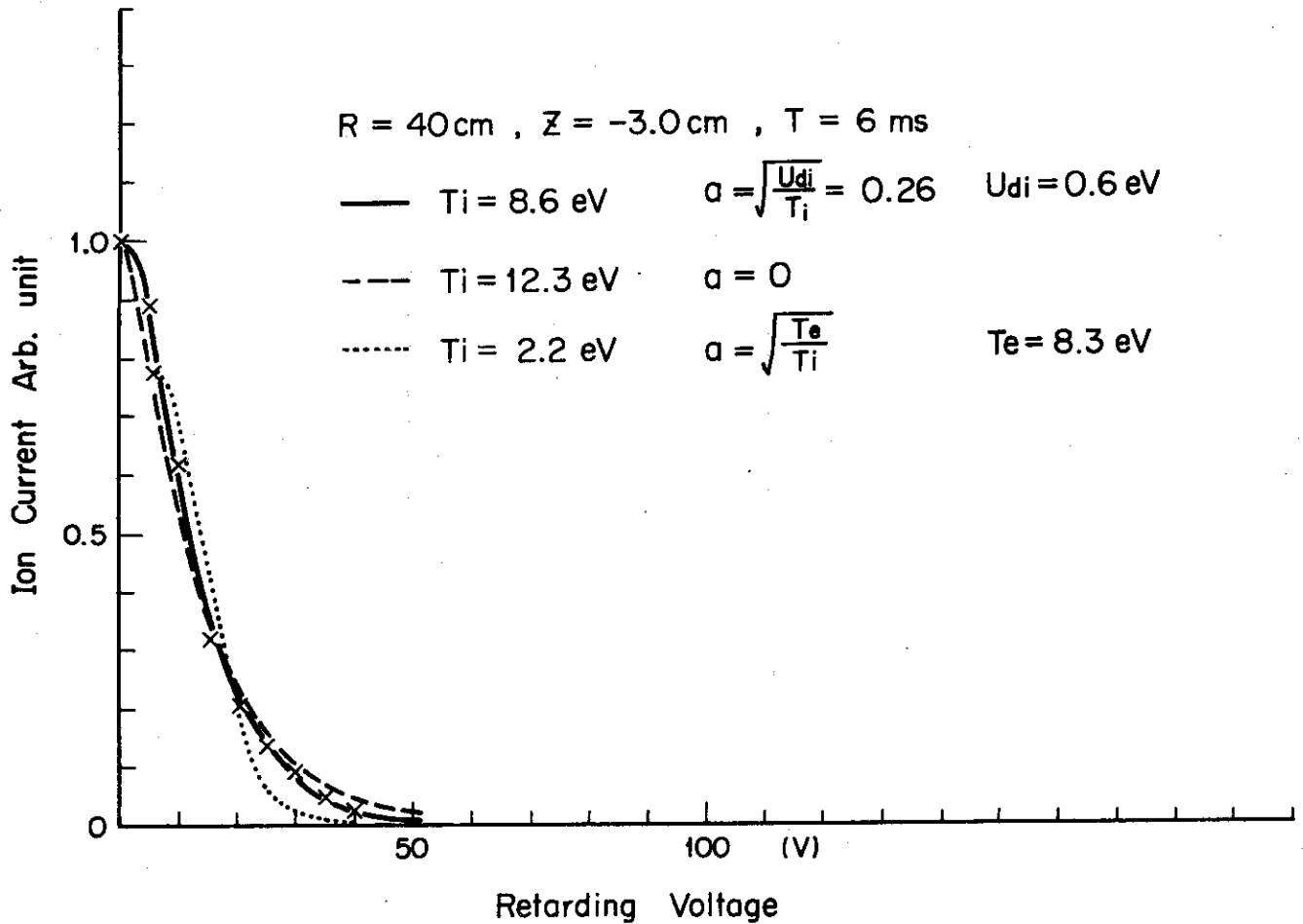


Fig. 8-a

Fig. 8-a~c Ion retardation characteristics. X shows experimental result. Three lines are obtained by the method of least squares under the different assumptions. The solid line is gained assuming

$a = \sqrt{\frac{U_{di}}{T_i}}$, where T_i and U_{di} mean ion temperature and ion drift energy, respectively.

The broken line, assuming $a=0$. The dotted line, assuming

$a = \sqrt{\frac{T_e}{T_i}}$, where T_e means electron temperature which is measured

by other probes, independently. The solid line is the best fitted one in all cases. Discharge condition case 0.

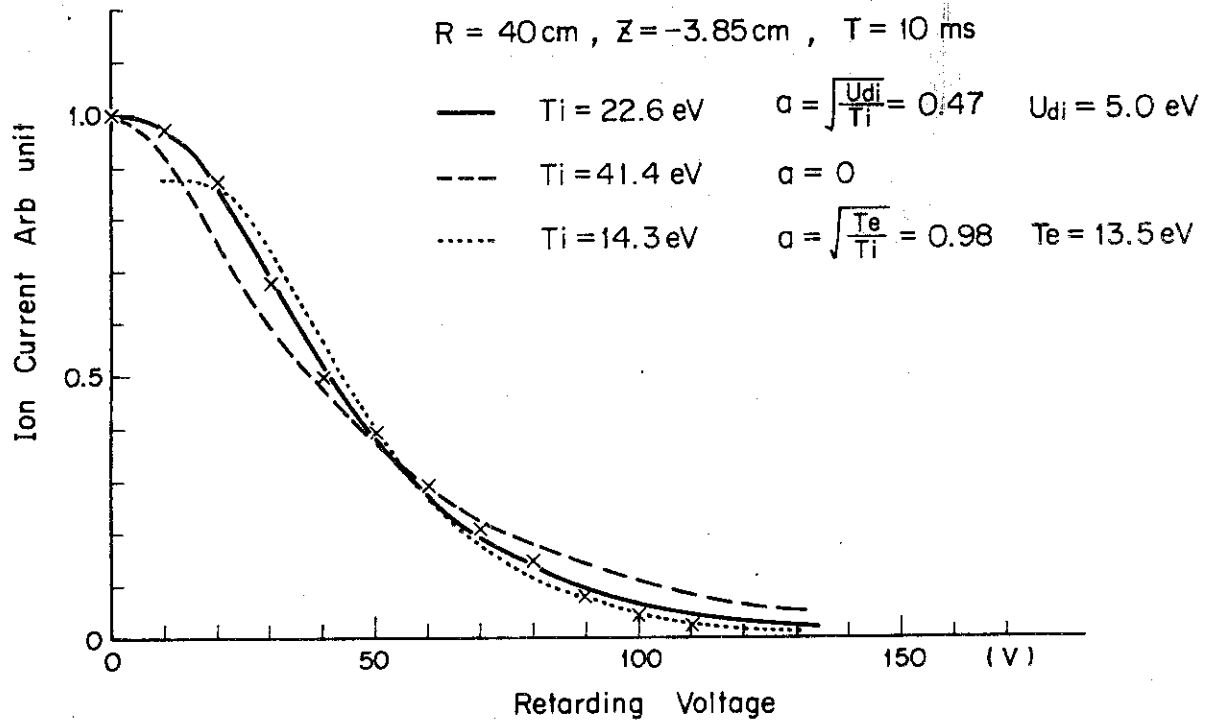


Fig. 8-b

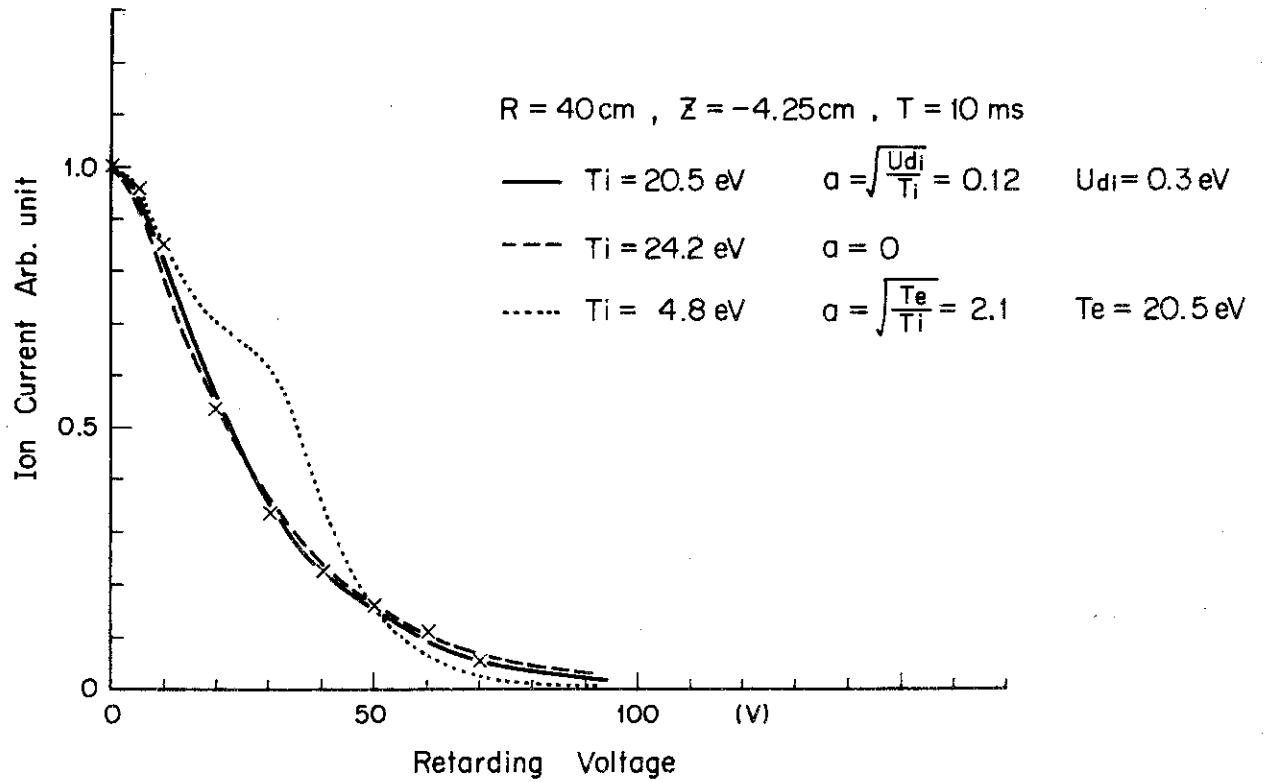


Fig. 8-c

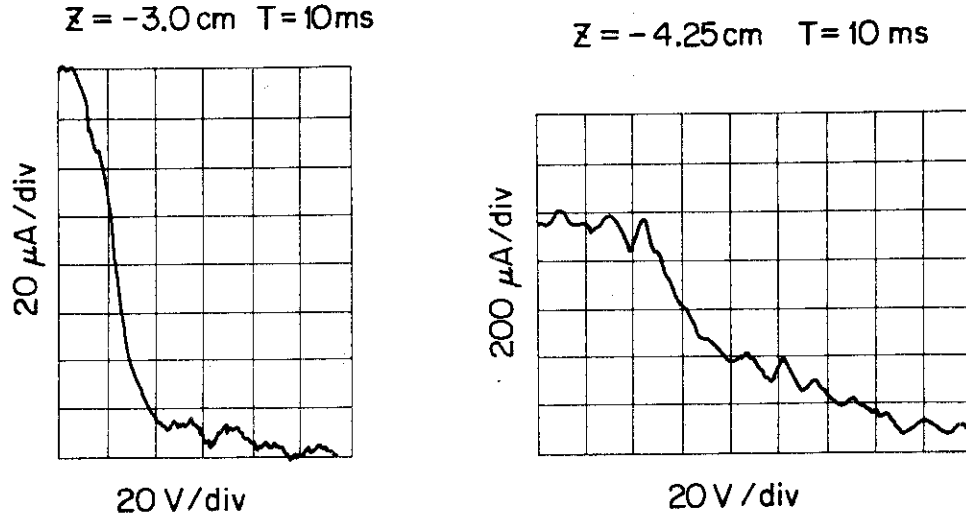


Fig. 9 Electron retardation curves, obtained by fast voltage sweep method, at R=40 cm and T=10 ms. Discharge condition case 0.

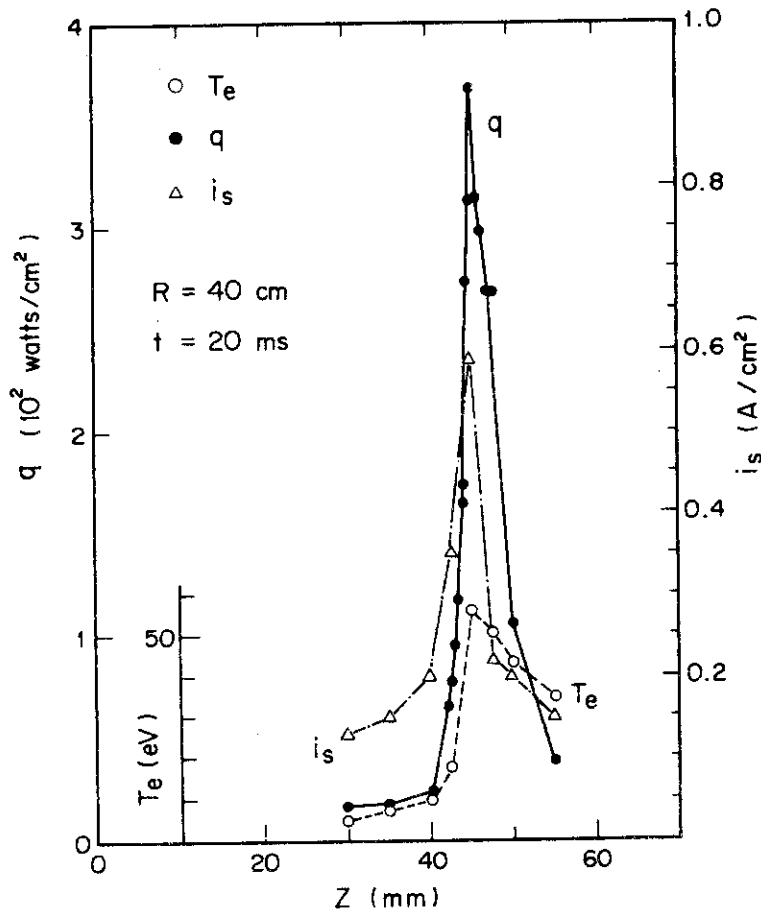


Fig. 11 Z-profiles of heat flux density q , electron temperature T_e and ion saturation current density i_s in the divertor region of JFT-2a. q is measured by a Ni-evaporated thin film sensor⁵⁾. Discharge condition case B.

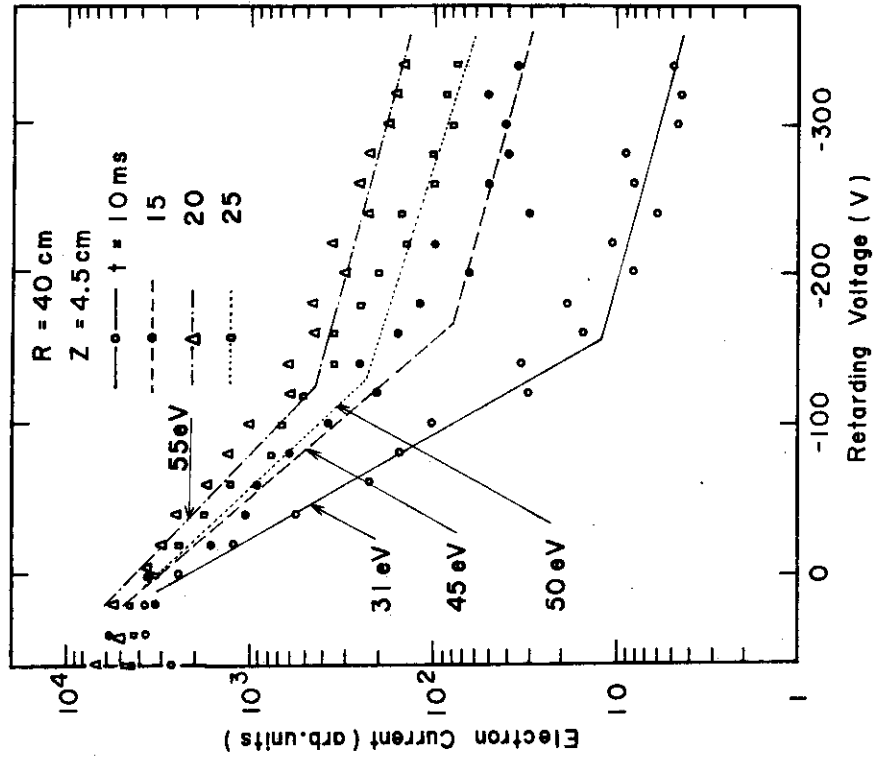


Fig. 10-a

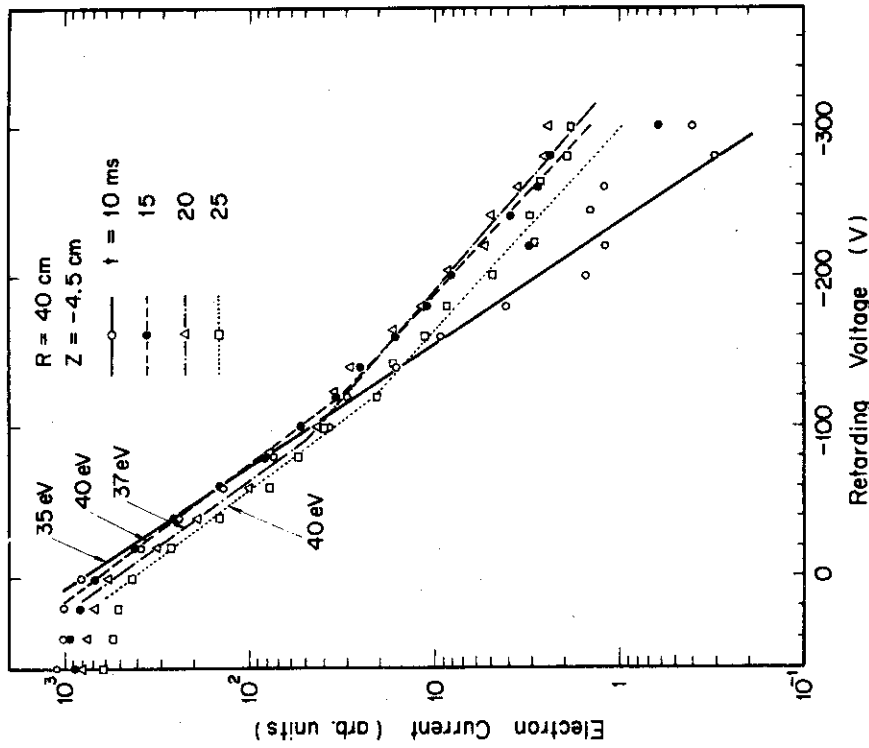


Fig. 10-b

Fig. 10-a,b Energy spectrums of electrons near the separatrix magnetic surface in the divertor region of JFT-2a. It is shown that electron distribution functions are asymmetric as to the median plane. Discharge condition case B.

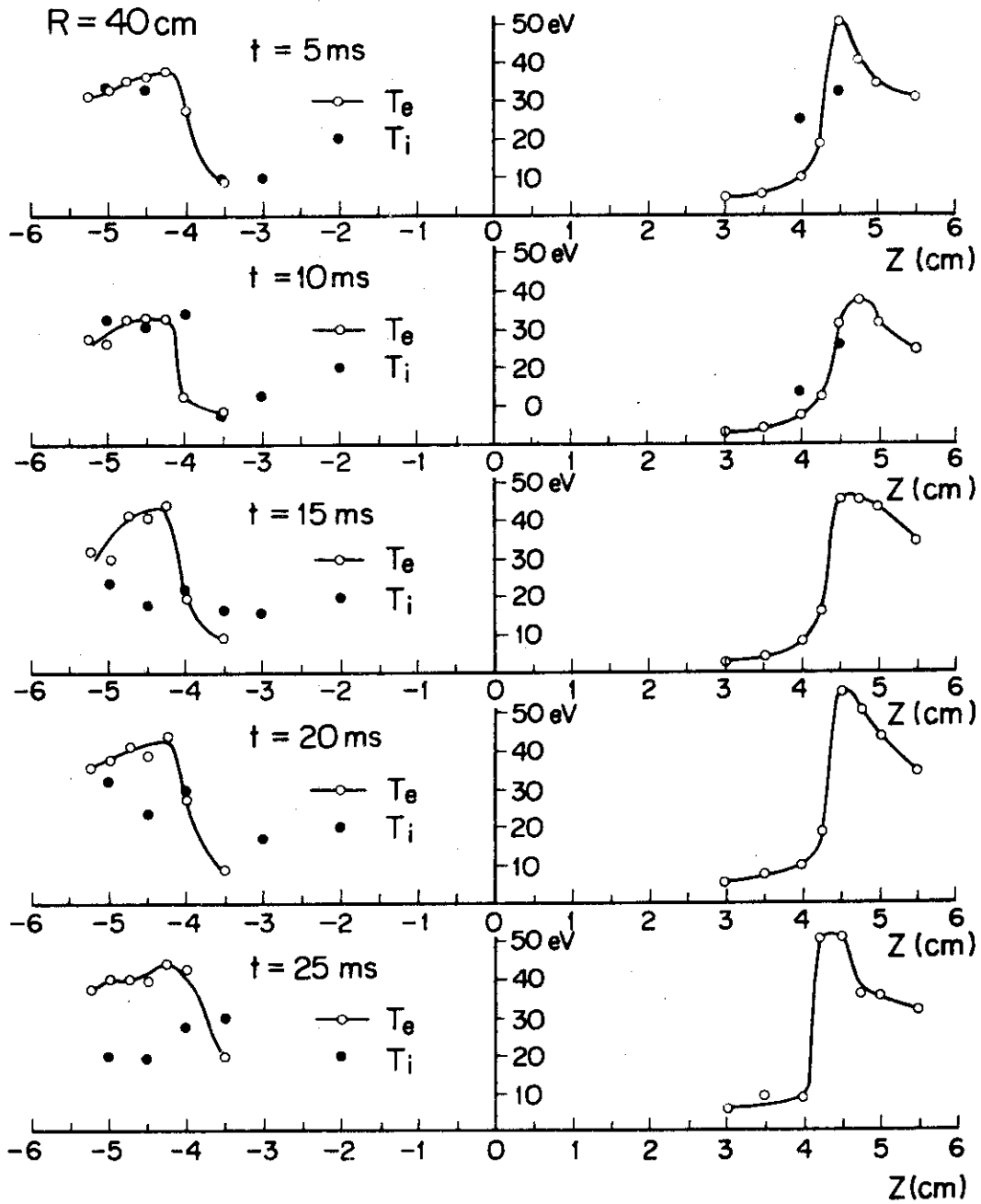


Fig. 12 Z-profiles of electron and ion temperature in the divertor region of JFT-2a. Discharge condition case B.

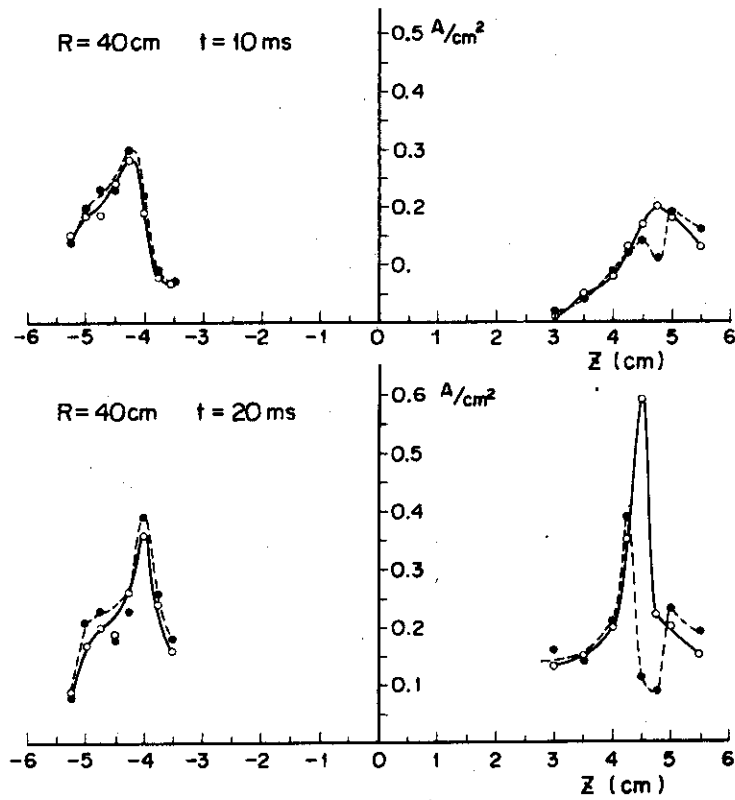


Fig. 13 Z-profiles of ion saturation current density i_s using Faraday Cup in the divertor region of JFT-2a. Open circles (o) are obtained from the collector signals, the affection to which by high energy electrons is cancelled, divided by the transparence for ions of the grids G_1 and G_2 . Closed circles (●) are from the G_1 signals, which are directly affected by high energy electrons. Discharge condition case B.

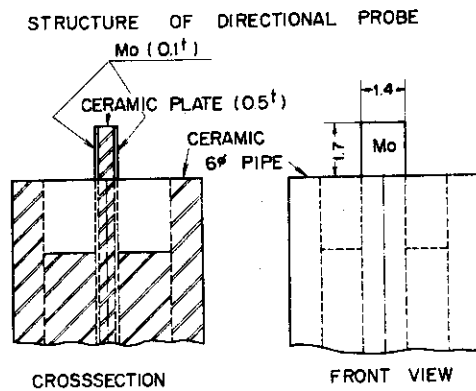


Fig. 14 Directional probe.

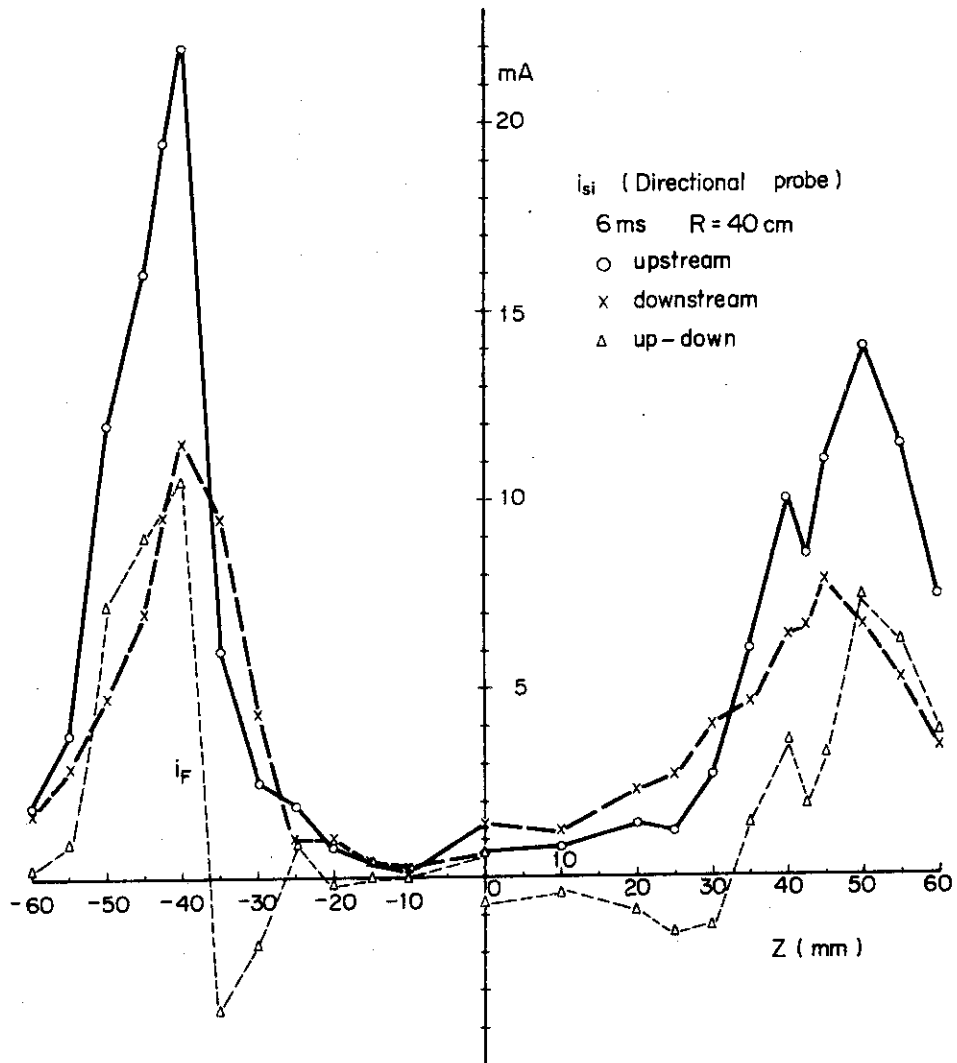


Fig. 15-a

Fig. 15-a) Z-profiles of ion saturation currents in the divertor region of JFT-2a. Upstream means the plasma flow from the main plasma region to the divertor along the field line. Downstream means the one from the divertor to the main plasma region along the field line. Discharge condition case 0.

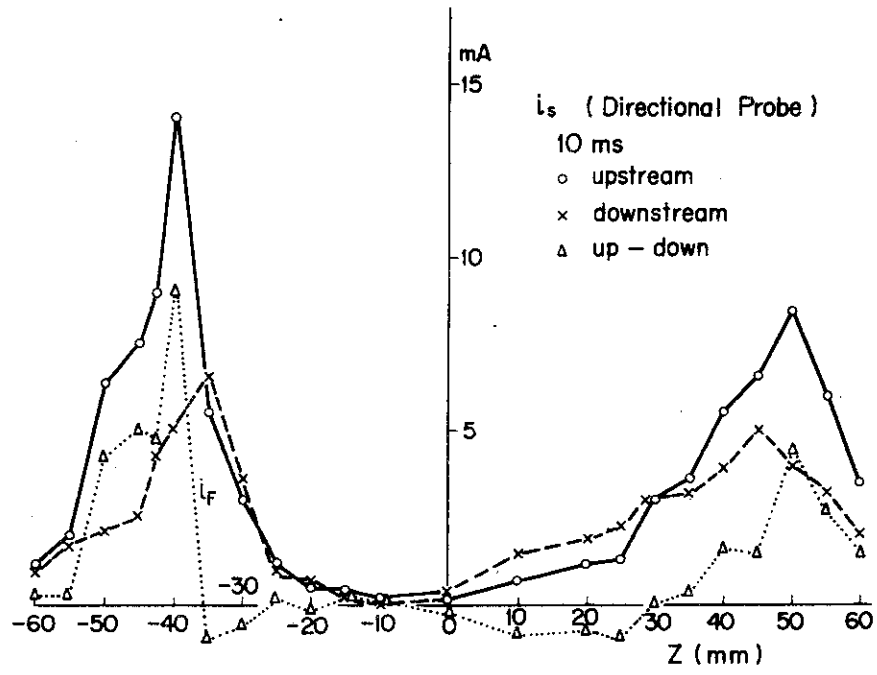


Fig. 15-b

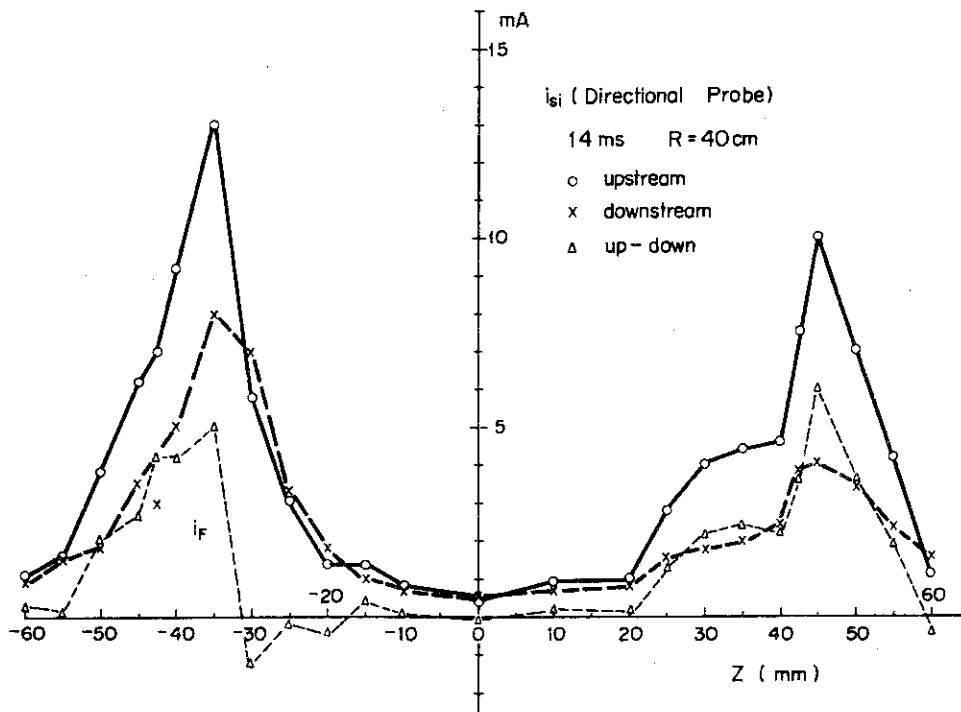


Fig. 15-c

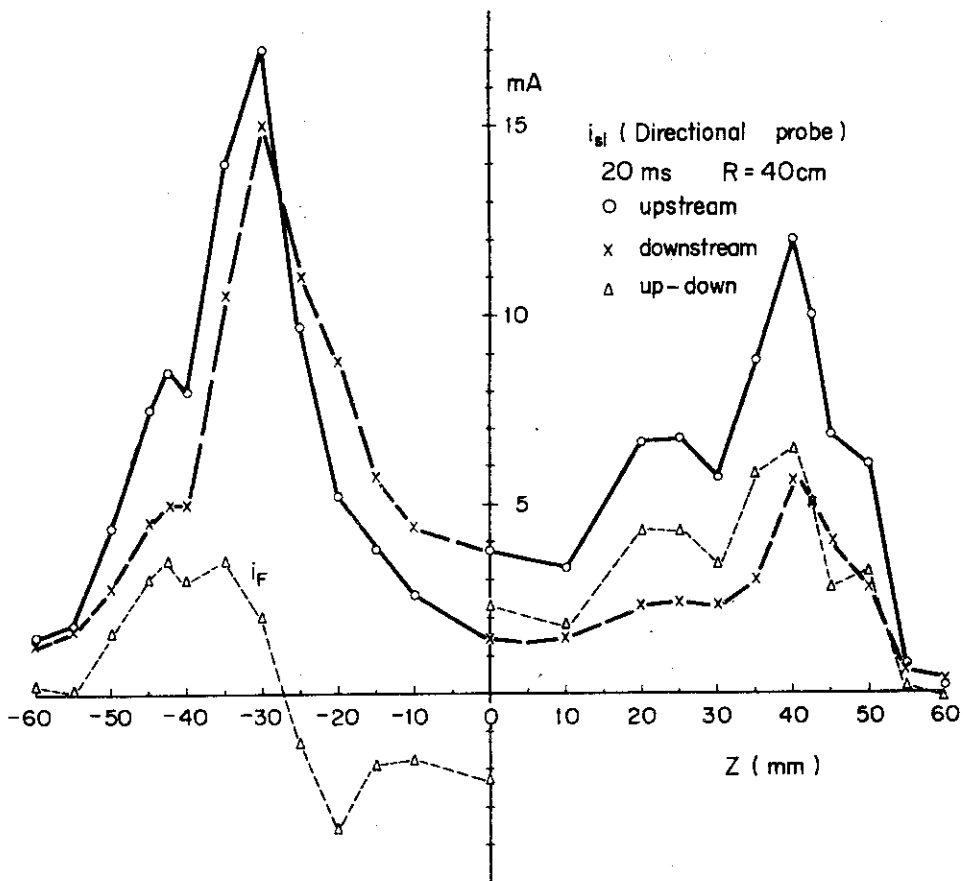


Fig. 15-d

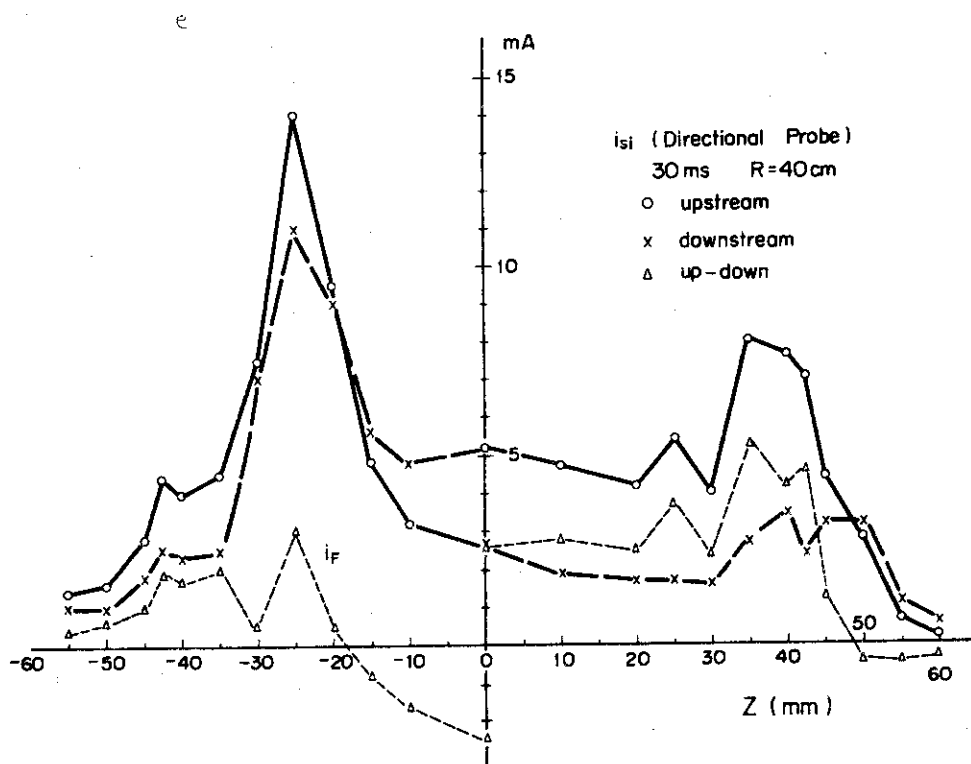


Fig. 15-e

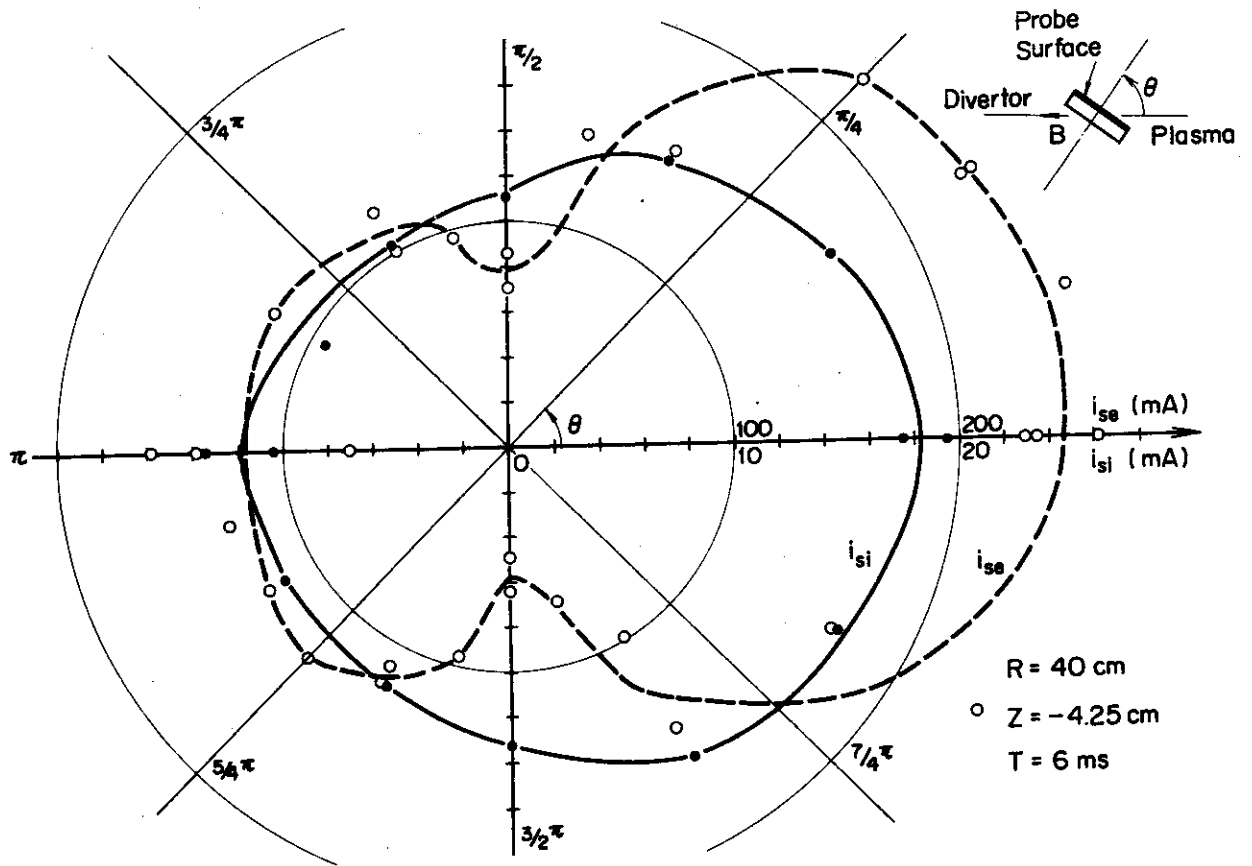


Fig. 16-a

Fig. 16-a) Angular distributions of ion and electron saturation currents. The probe head is rotated 360° around the probe axis, the Z-position of the probe head fixed at -4.25 cm . Discharge condition case 0.

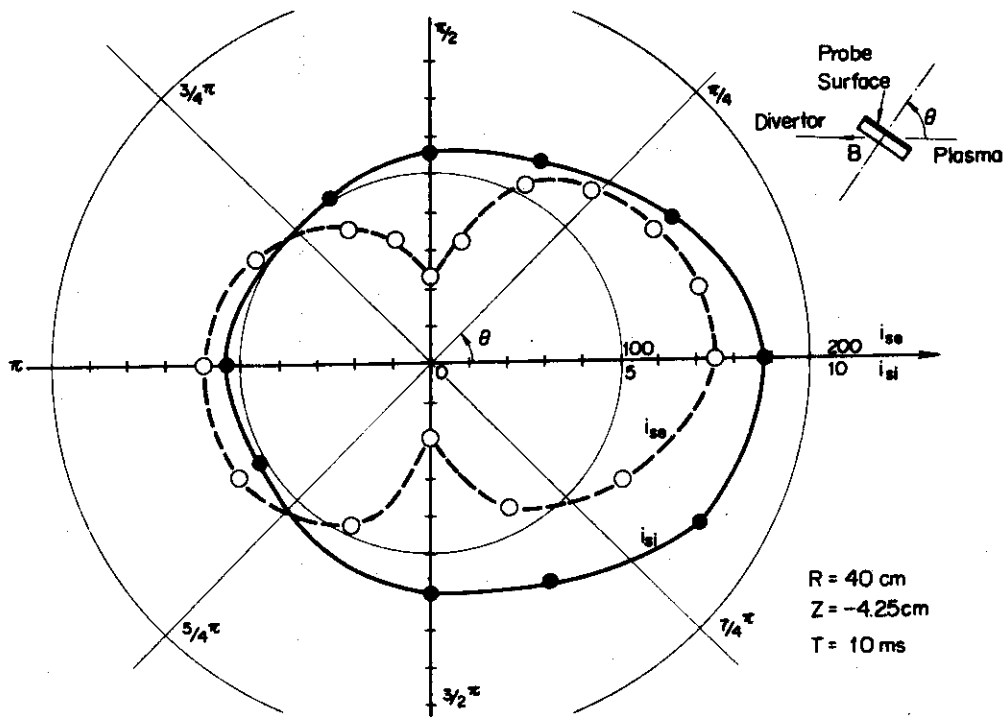


Fig. 16-b

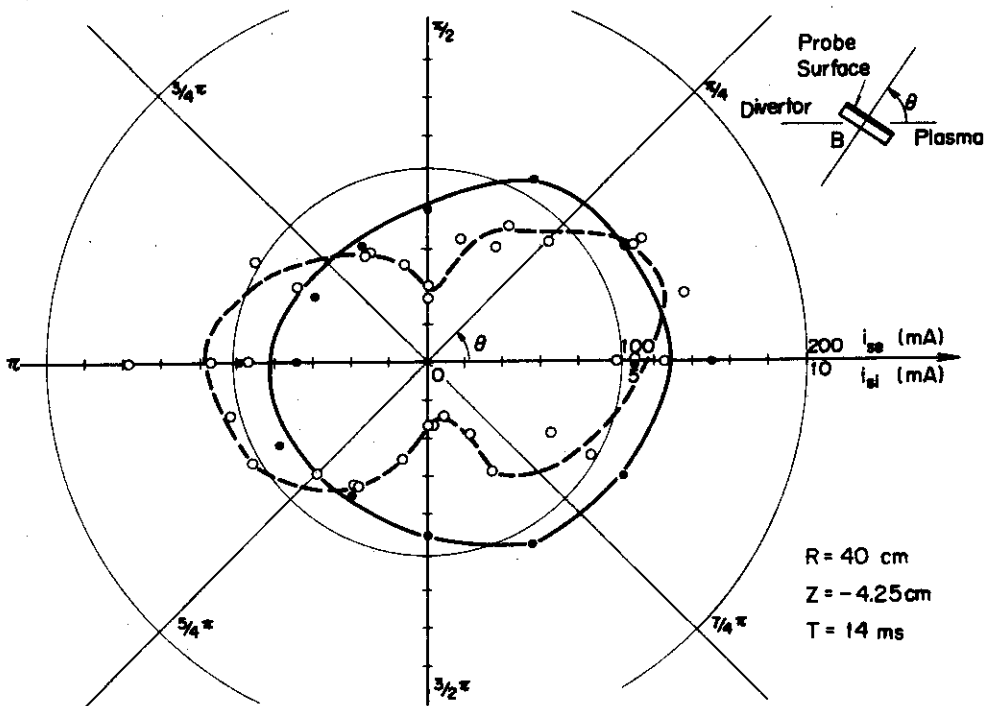


Fig. 16-c

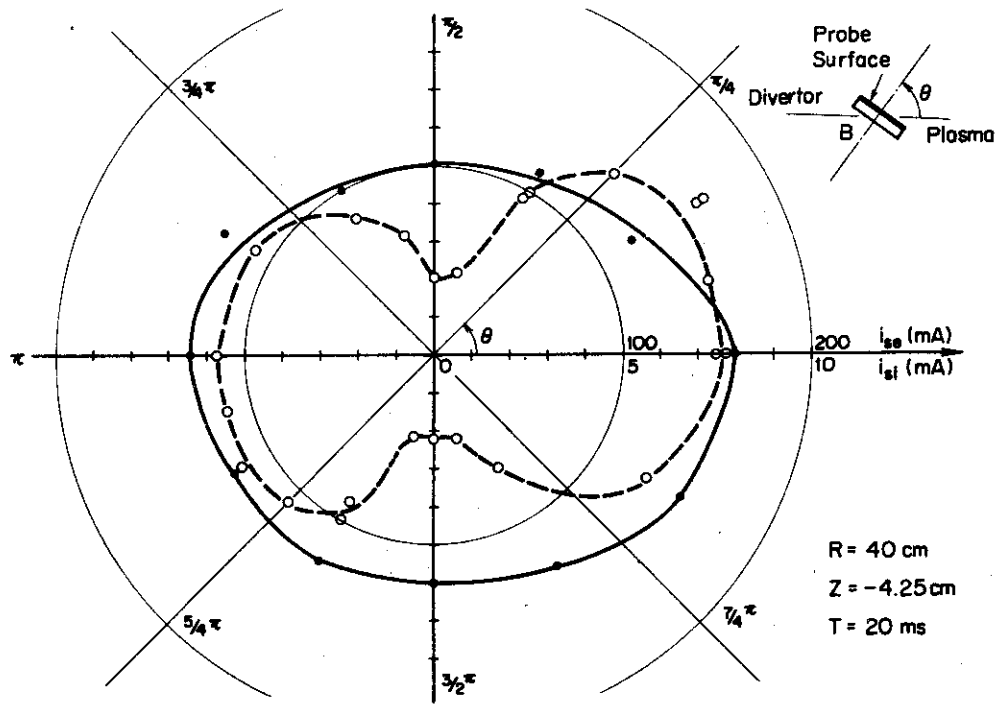


Fig. 16-d

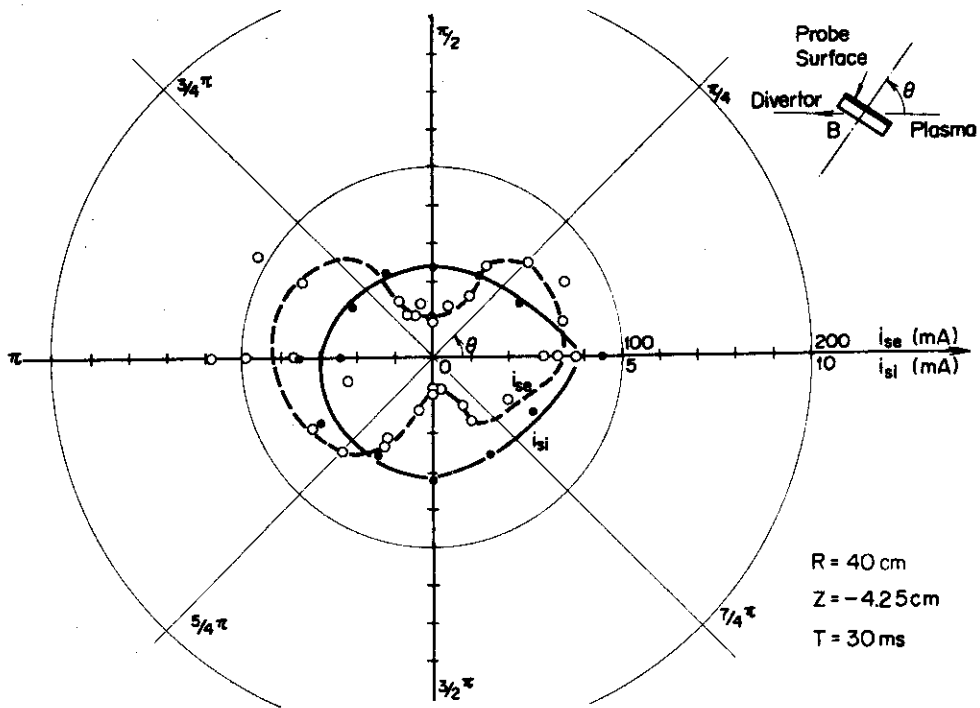


Fig. 16-e

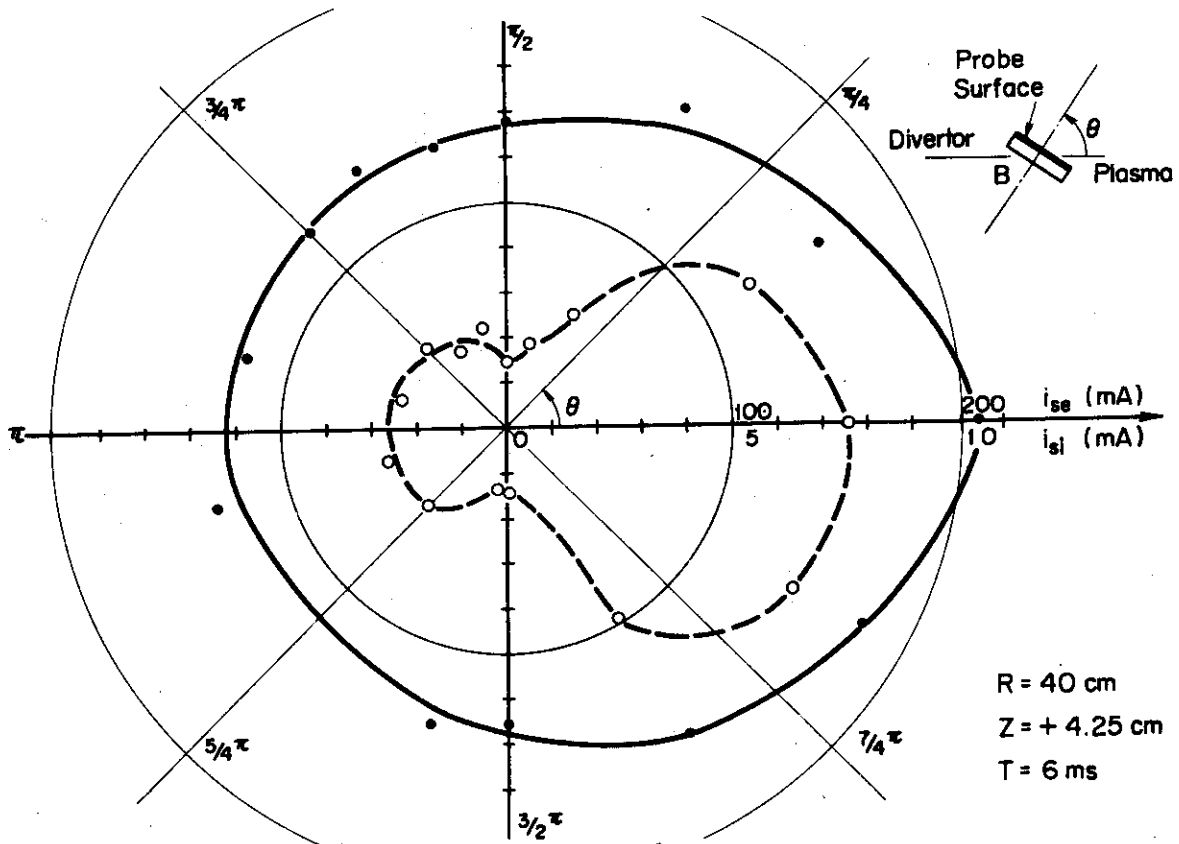


Fig. 17-a

Fig. 17-a-e Angular distributions of ion and electron saturation currents. The probe head is rotated 360° around the probe axis, the Z-position of the probe head fixed at +4.25cm. Discharge condition case 0.

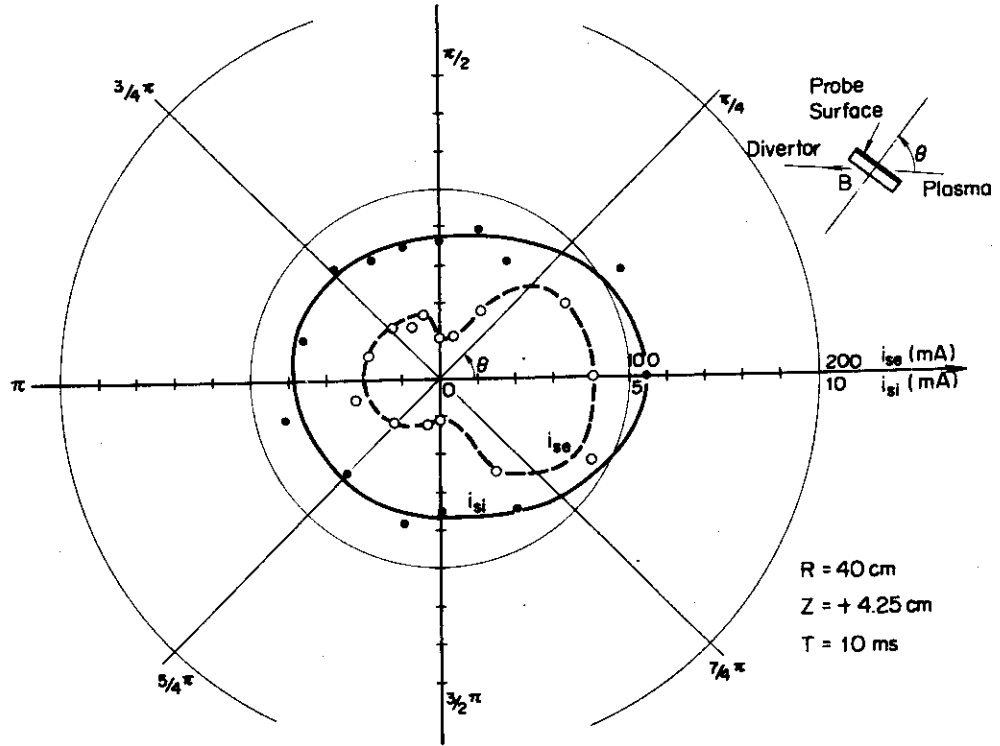


Fig. 17-b

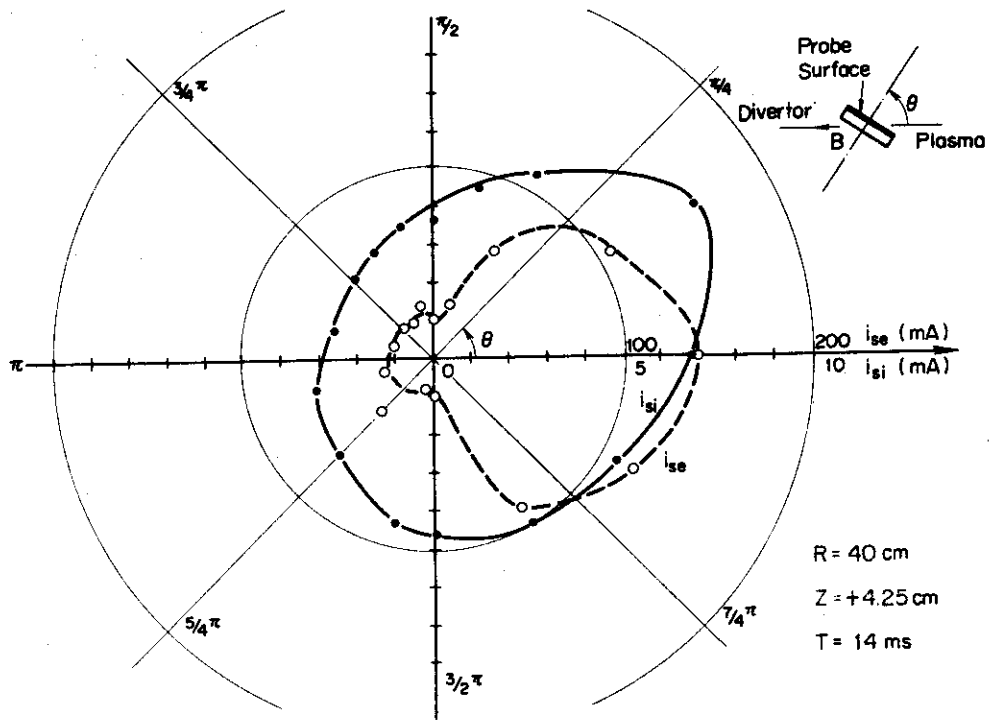


Fig. 17-c

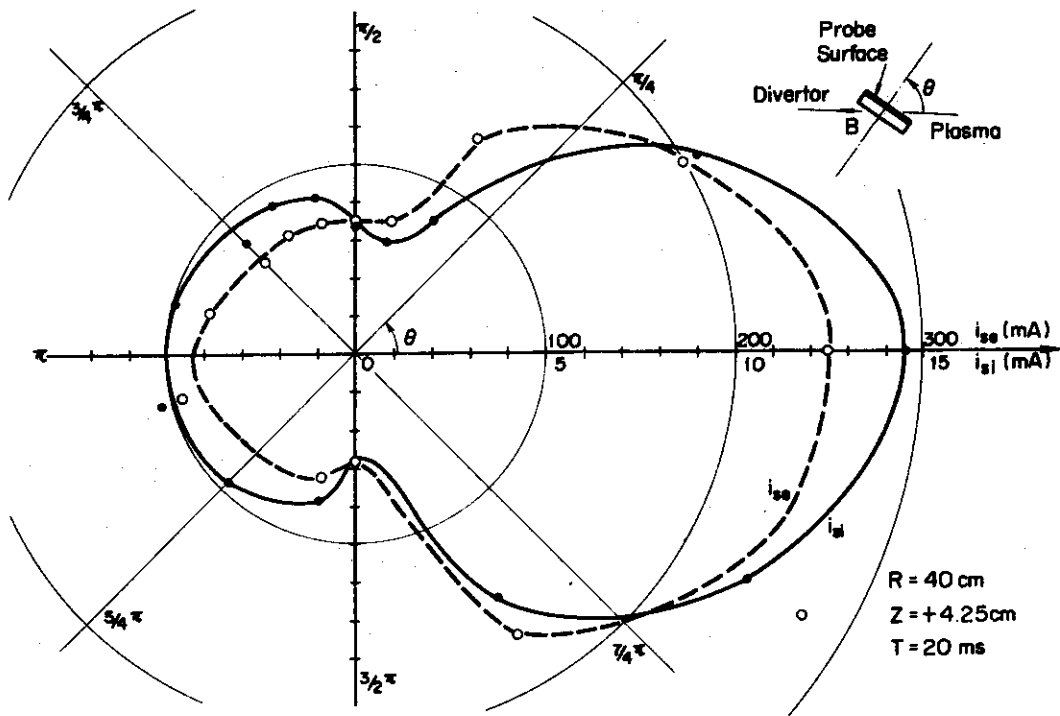


Fig. 17-d

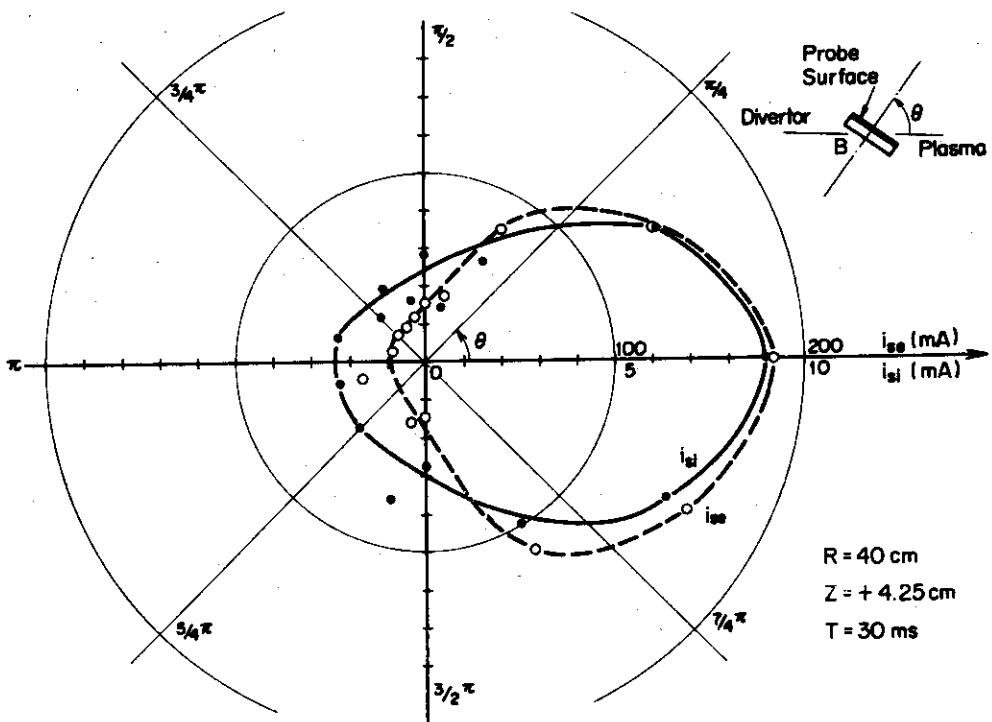
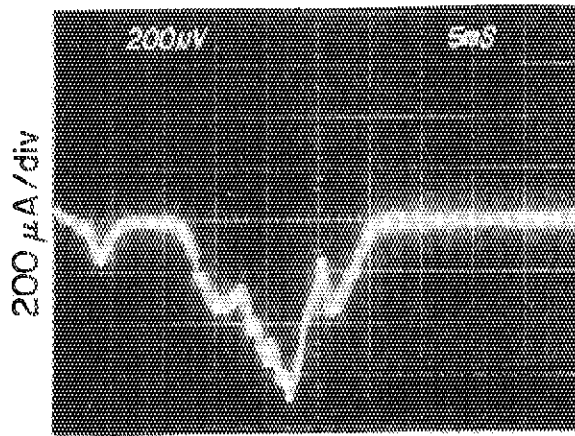
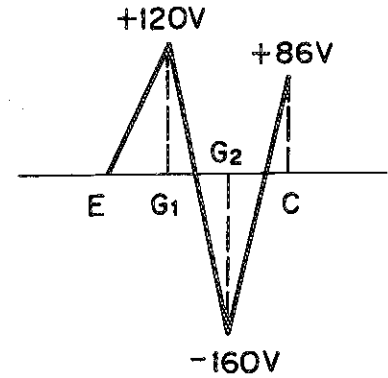


Fig. 17-e

Oscillogram of the Faraday cup signal
electron current ($E > 160$ eV)



Potential Distribution



$R = 40$ cm $Z = -4.25$ cm $B_T \ominus$

Fig. 18 Oscillogram of high energy electrons near the separatrix magnetic surface in divertor region of JFT-2a. Discharge condition case 0.

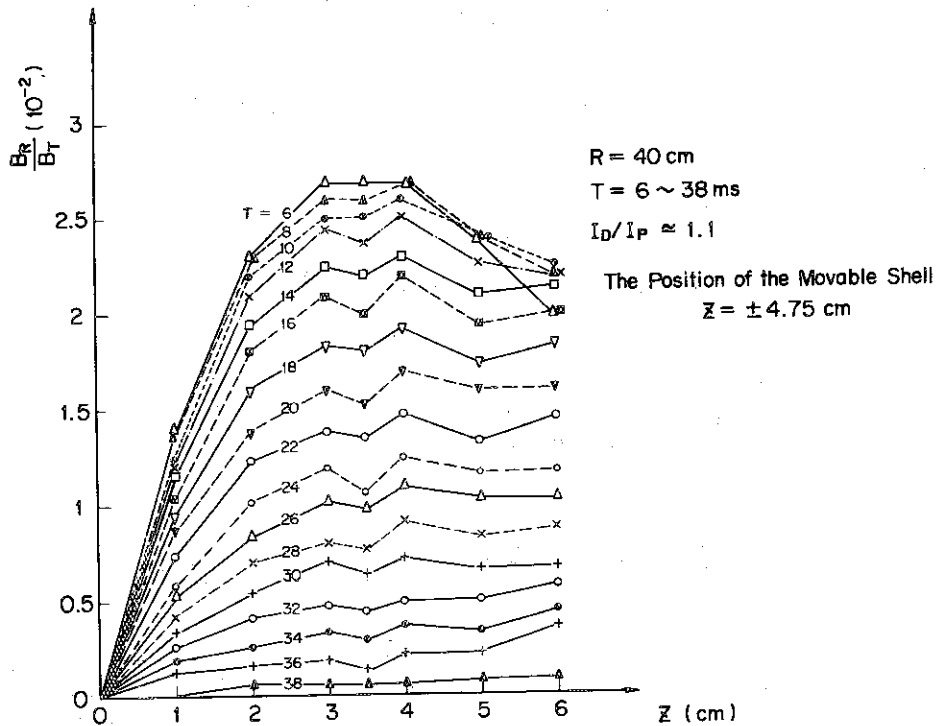
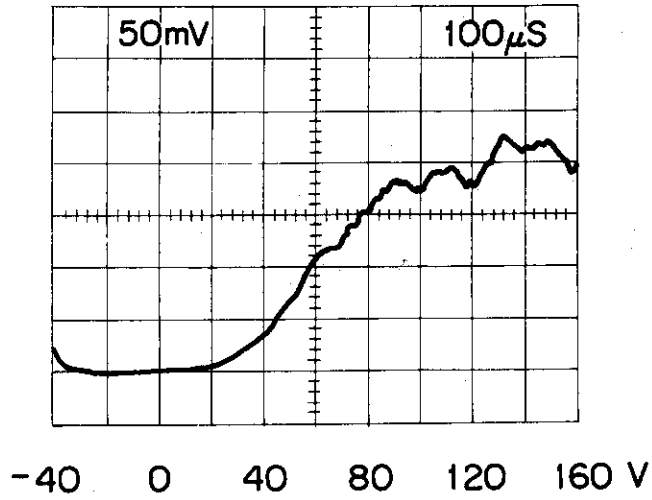


Fig. 19 Temporal and Spatial variations of B_R/B_T in the divertor region of JFT-2a by Hall element, where B_R is R-component of poloidal magnetic flux density and B_T is toroidal one. Discharge condition case 0.

Probe current-voltage characteristic

$R = 40 \text{ cm}$ $Z = -2.0 \text{ cm}$ $T = 30 \text{ ms}$

(a) upstream $T_e = 14 \text{ eV}$



(b) downstream $T_e = 11 \text{ eV}$

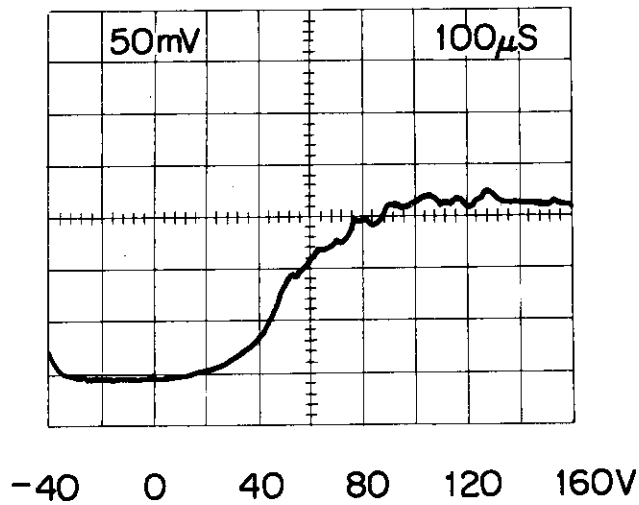


Fig. 20 Probe current-voltage characteristic, obtained by fast voltage sweep method, in the divertor region of JFT-2a. Discharge condition case 0.

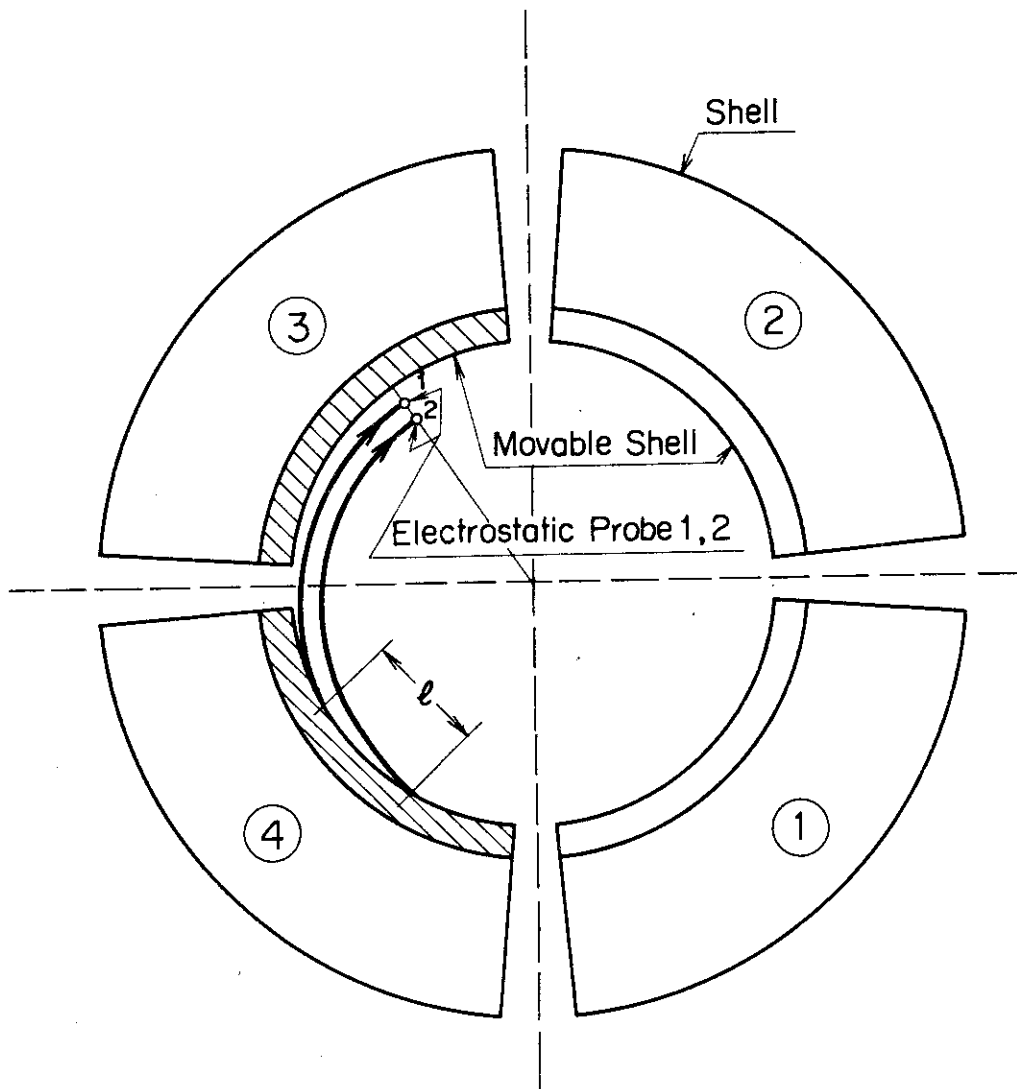


Fig. 21 Experimental geometry for the measurement of a diffusion constant in the divertor region of JFT-2a.

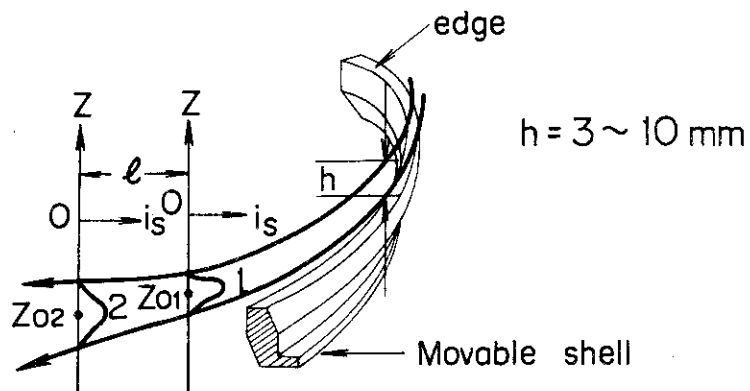


Fig. 22 Conceptual diagram of the measurement of a diffusion constant in the divertor region of JFT-2a.

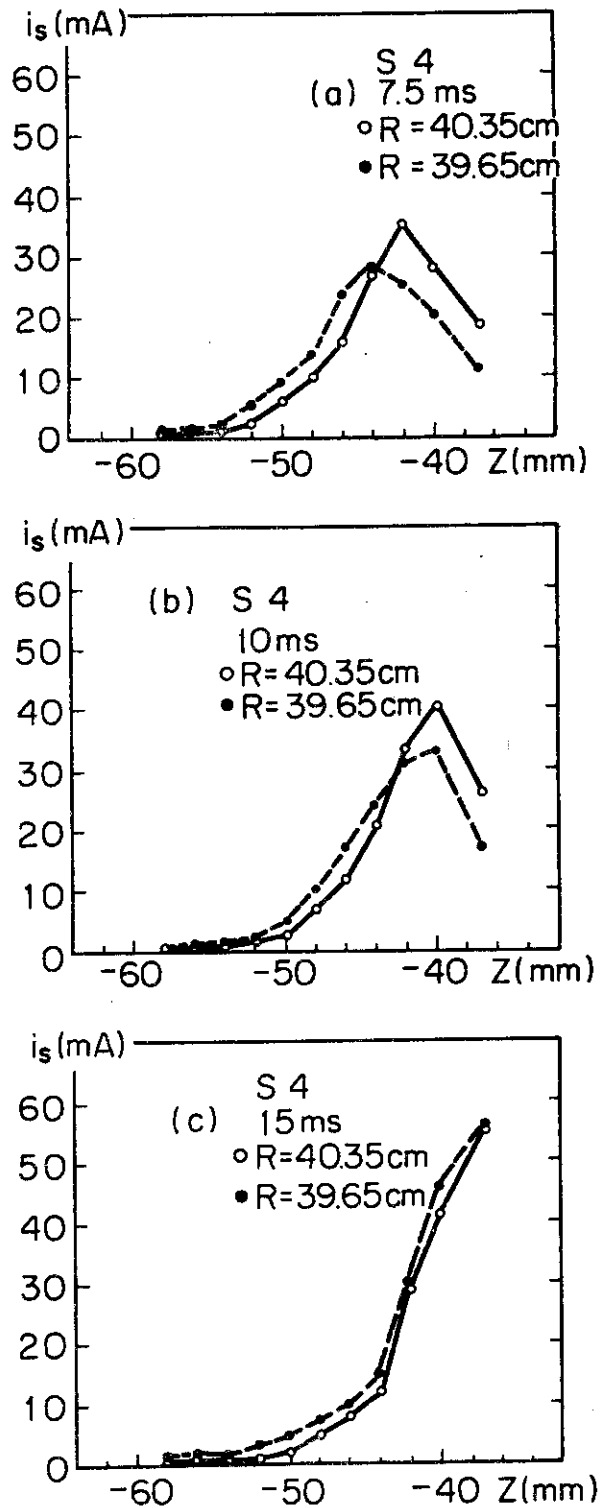


Fig. 23-a

Fig. 23-a~c Z-profiles of ion saturation currents measured by the probe 1, 2. The latter is at R=39.65 cm, the former is at R=40.35 cm. S4, S7 and S10 denote the position of each movable shell (see Table 2).

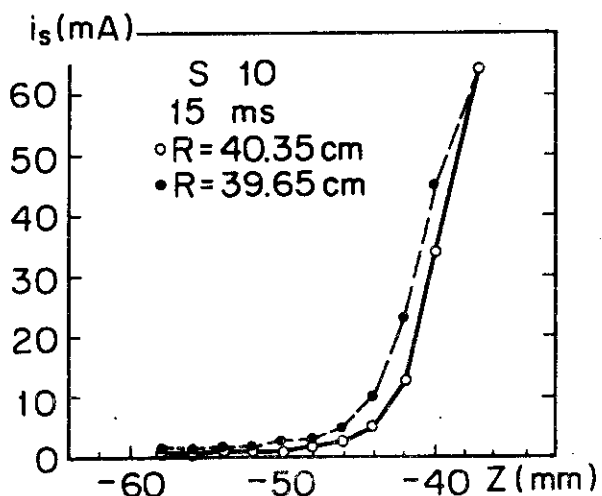
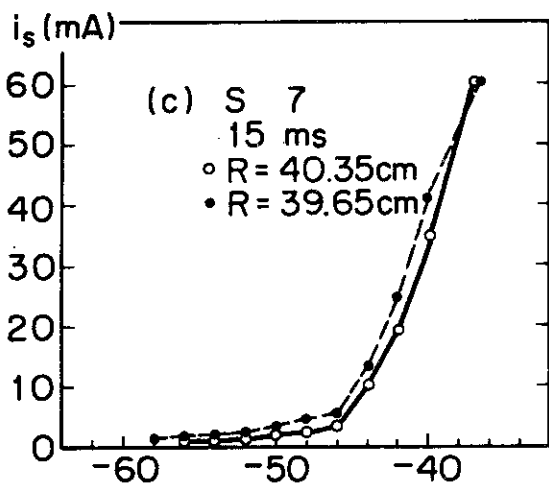
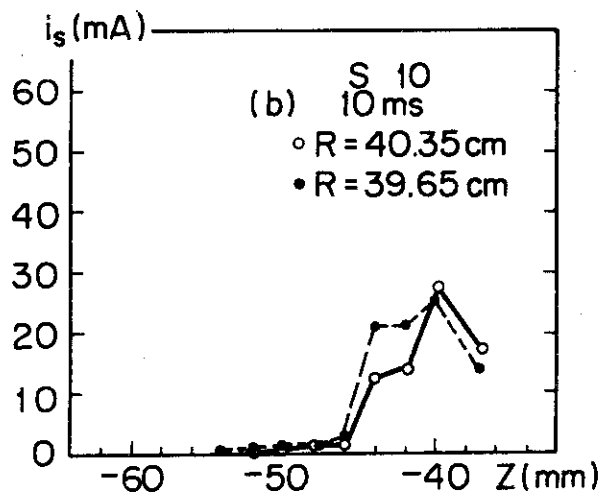
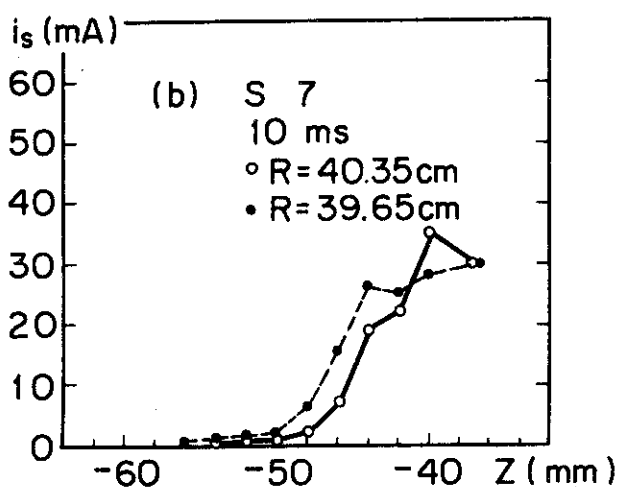
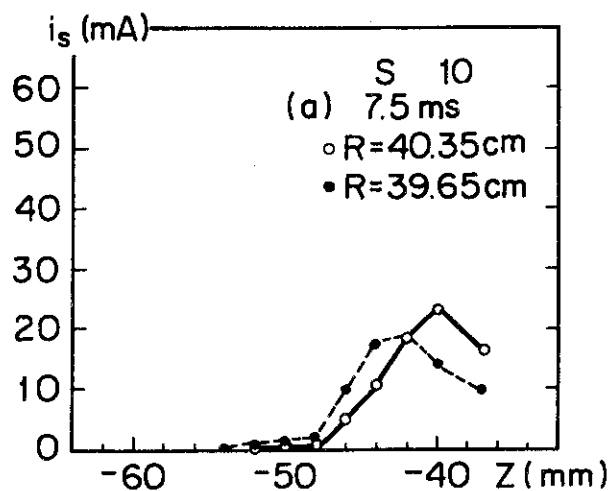
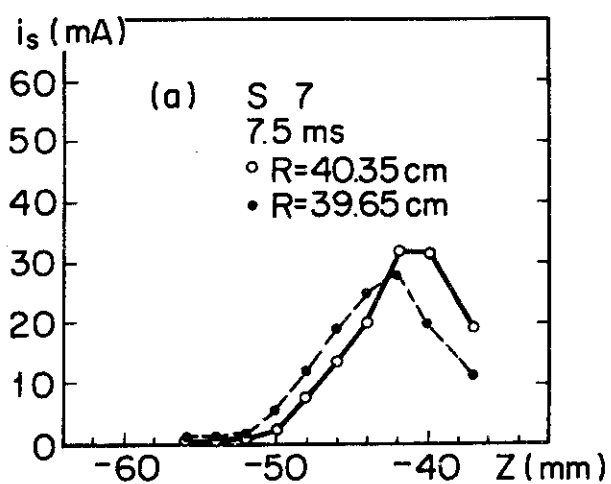


Fig. 23-b

Fig. 23-c

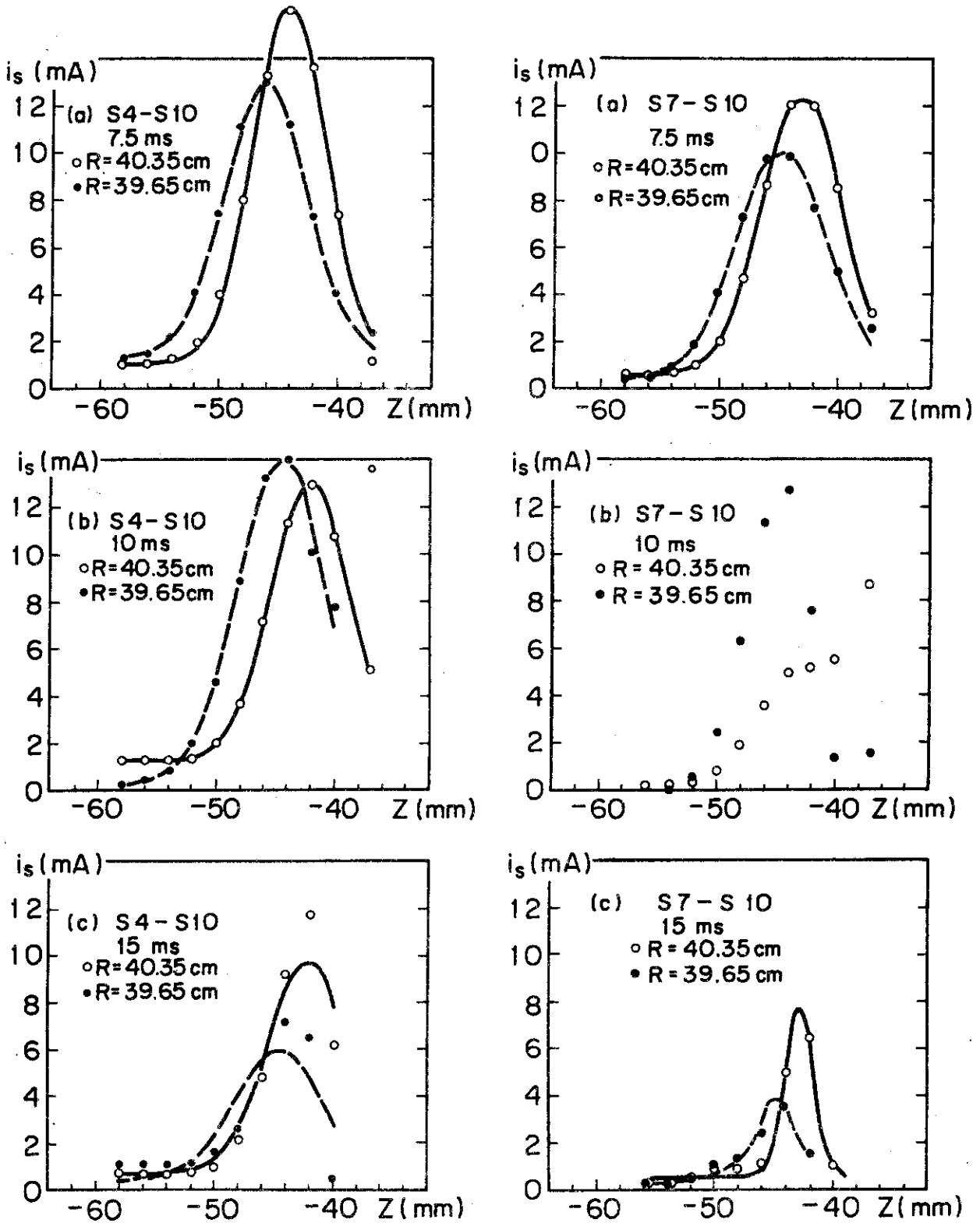


Fig. 24-a

Fig. 24-b

Fig. 24-a**b** Open and closed circles are the differences between two Z-profiles of ion saturation currents in Fig. 23. The solid and broken lines are the best fitted curves by the method of least squares.

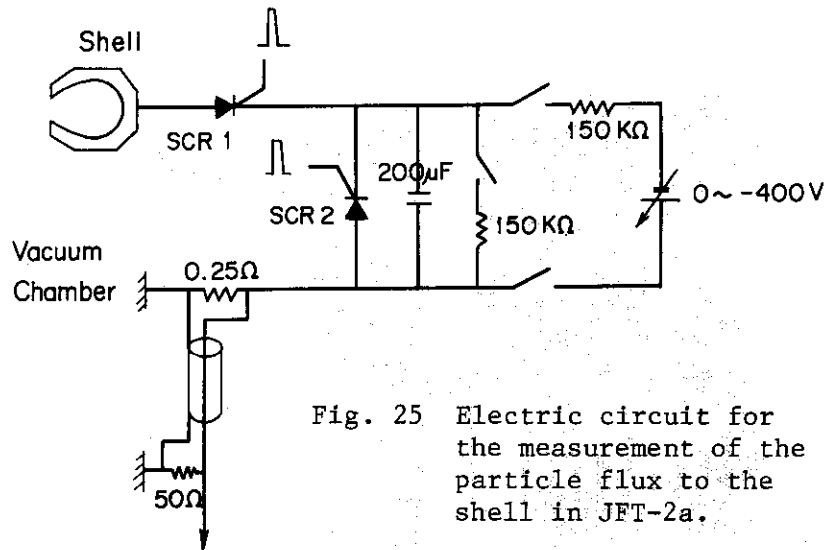


Fig. 25 Electric circuit for the measurement of the particle flux to the shell in JFT-2a.

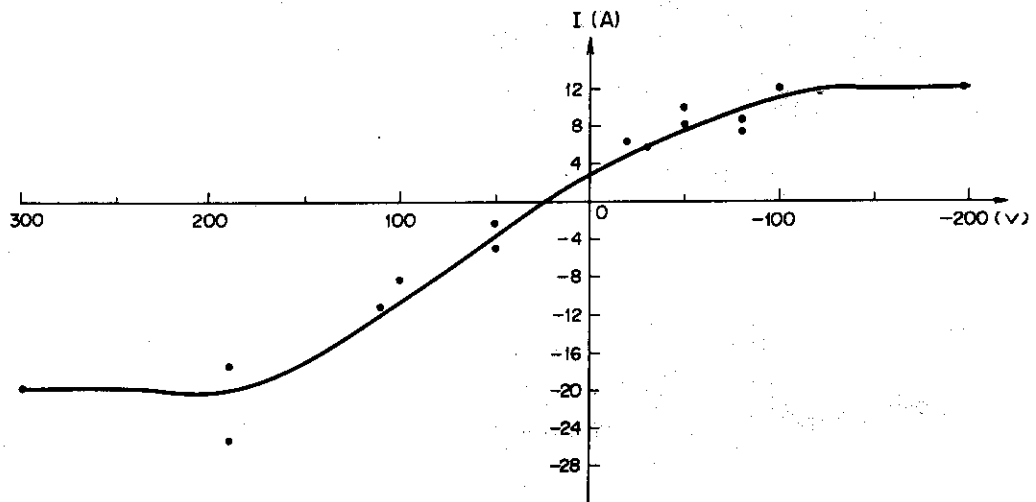


Fig. 27 Current-voltage characteristic of the shell 4, one of the four sector pieces of the shell, at 30 ms. The shell is biased with respect to the vacuum chamber.

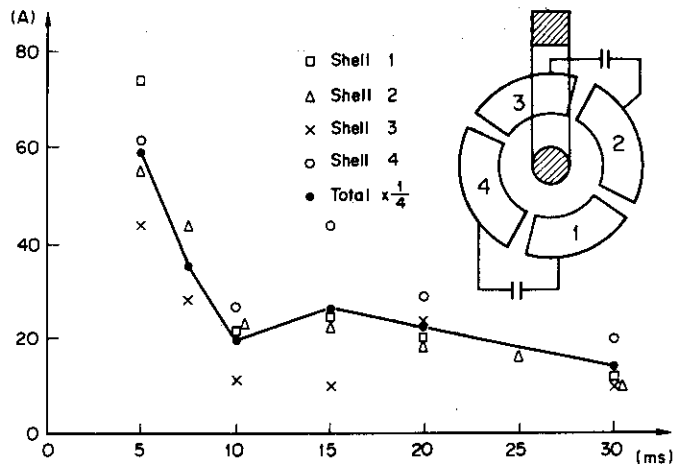
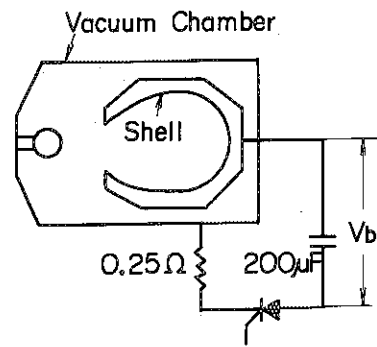
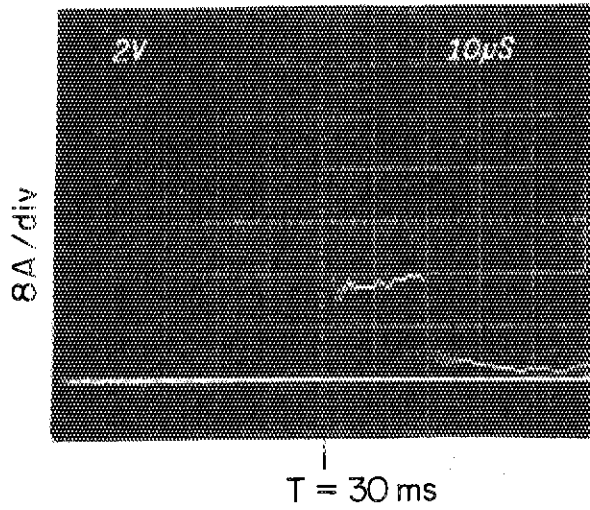


Fig. 28 Ion saturation currents to each sector piece of the shell.

Current to the Shell 4

$V_b = -350\text{ V}$ Ion Current



$V_b = +300\text{ V}$ Electron Current

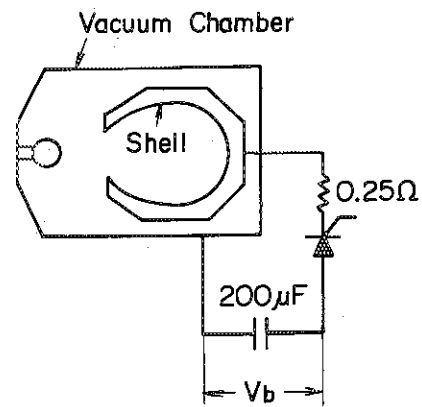
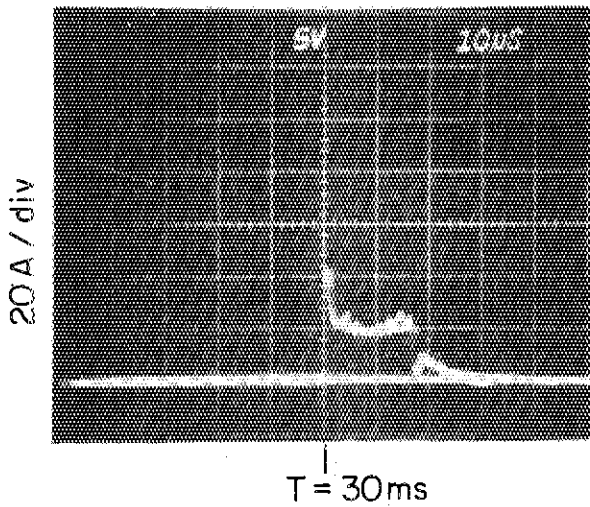


Fig. 26 Particle flux to the shell 4, one of the four sector pieces of the shell.

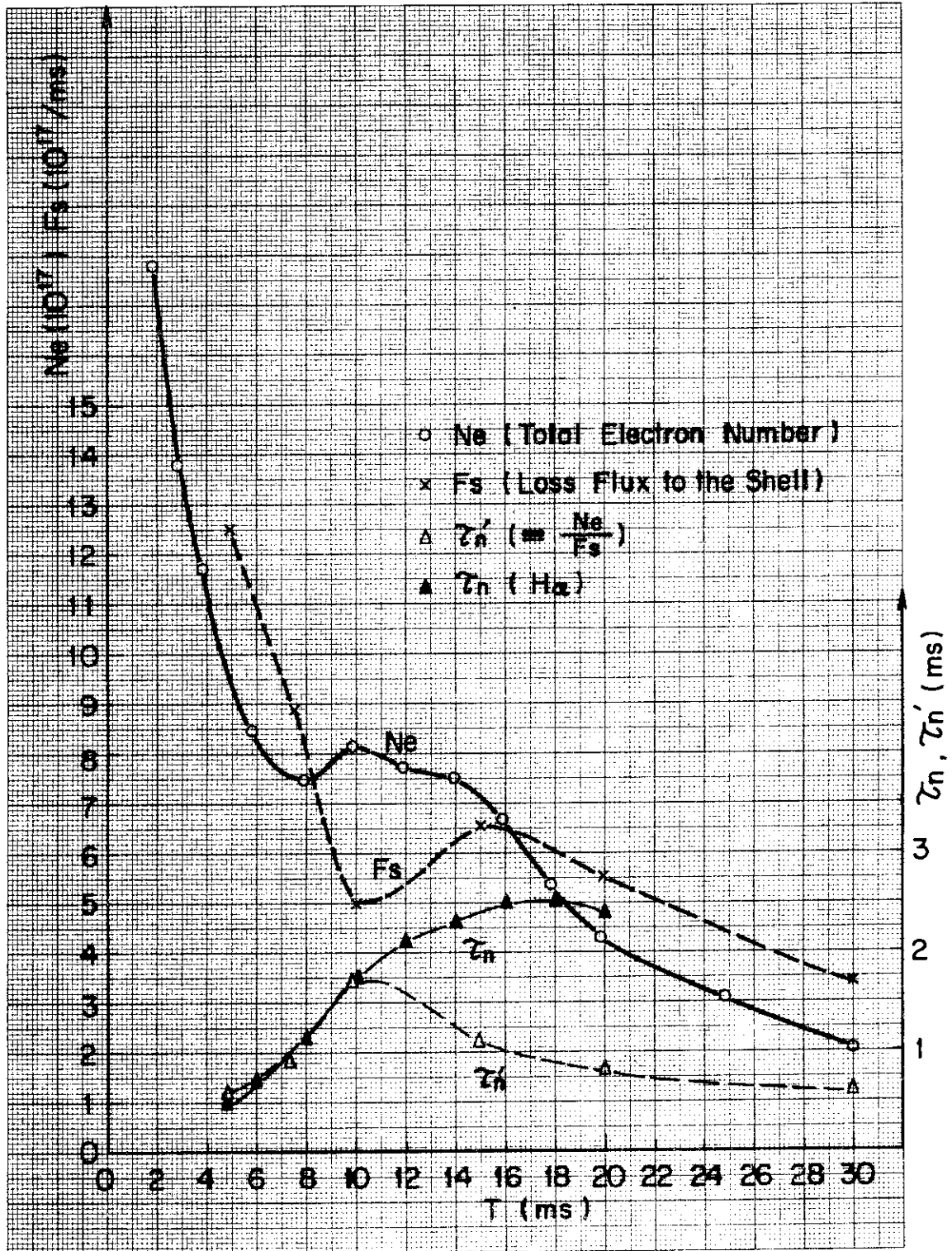
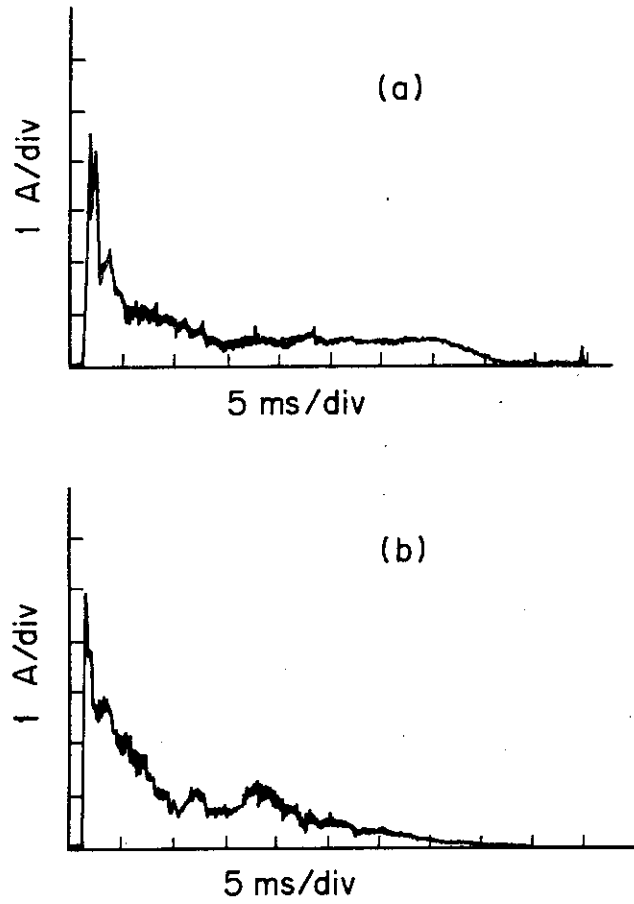
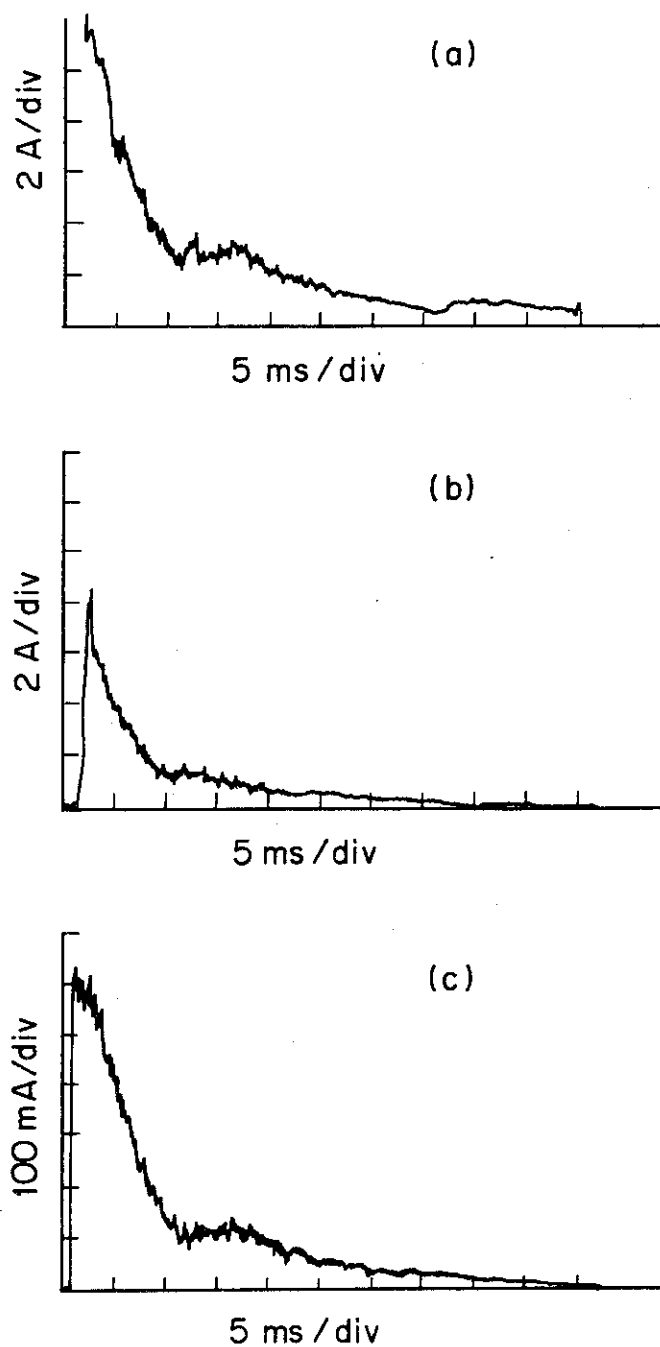


Fig. 29 Comparison between two particle confinement times, τ_n and τ_n' . The latter is obtained as the ratio of N_e to F_s , where N_e is total electron number and F_s is loss flux to the shell. The former is from the spectroscopy (H_α). They are well in accord before the middle stage of the discharge.



Ion Saturation Current to the Movable Shell 4

Fig. 30 Ion saturation currents to the Movable Shell 4, (a) upper and (b) lower ones.



Ion Saturation Current to the Protection Plate

Fig. 31 Ion saturation currents to the Protection Plates.
 (a) upper one (width x thickness, 75 x 10 mm),
 (b) median one (75 x 20 mm) and (c) lower one
 (37.5 x 10 mm).

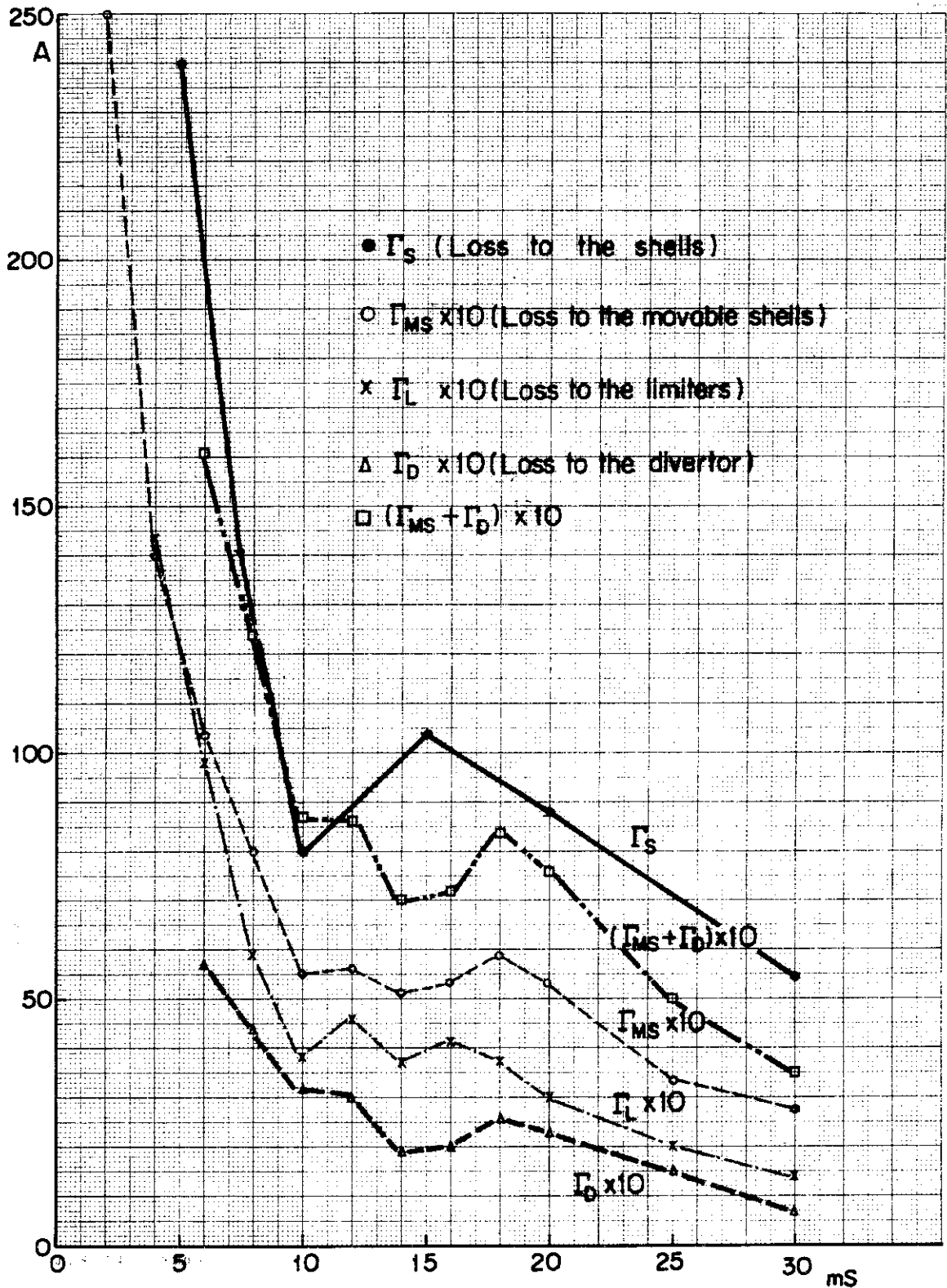


Fig. 32 Ion saturation currents to the shells, movable shells, protection plates (limiters) and divertor versus time.