

JAERI-M

6 4 3 8

多孔型イオン源におけるビーム収束

1976年2月

小原祥裕・松田慎三郎・白形弘文・田中 茂

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.

多孔型イオン源におけるビーム収束

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

小原祥裕・松田慎三郎・白形弘文・田中茂

(1976年2月3日受理)

本論文は、アンペア級イオン源の多孔型引出し電極構造の改良によるビームの収束に関する計算及び実験結果についてのべたものである。日本原子力研究所では、昭和51年度にJFT-2トーラスプラズマの中性粒子入射加熱実験が計画されている。限られた入射口に、高いエネルギー密度のビームを入射するためには、発散の小さいビームを引出すことができるイオン源が必要であるが、本研究に使用したイオン源の電極はこのような目的のために製作したものの一つである。ビーム引出し孔配列に変位をもたせ電極面に曲率をもたせることによってビームを収束させ、直配列孔の平行平面電極に比べてビームの発散を $3.3^\circ$ から $1.7^\circ$ に減少させること、また発散は引出し電圧に強く依存することが実験的に示された。この結果、この収束法によりJFT-2への入射パワーは約3倍に増大し、イオン源一基当たり、30 keVのビームを約60 kW入射しうることが期待できる。

Beam Focusing in the Multiaperture Ion Sources

Yoshihiro OHARA, Shinzaburo MATSUDA

Hirofumi SHIRAKATA and Shigeru TANAKA

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

( Received February 3, 1976 )

Numerical and experimental studies have been made of the focusing of an ion beam with the improved multiaperture electrodes for a multiampere ion source. A plasma heating experiment with neutral-beam injection in the JFT-2 tokamak is planned in JAERI for 1976. The injection of a high energy-density beam into the limited area of an injection port requires an ion source with low beam divergence. A set of extraction electrodes is applied for the experiment. By displacing apertures, together with curving electrodes, the beam divergence can be reduced to  $1.7^\circ$  from  $3.3^\circ$  in the electrodes without focusing. The divergence depends much on the extraction voltage. By the method, the neutral-beam injection power of about 60 kW at 30 keV, three times as much as that in the unfocusing electrodes, is expected in the plasma heating experiment in the JFT-2 torus.

# 目 次 な し

## 1. はじめに

トーラスプラズマの加熱法の一つとして、多孔型電極のイオン源による中性粒子入射法の有効性が実験的に証明されつつある。<sup>1), 2), 3)</sup> この粒子入射加熱法では、トーラス入射口の大きさやビームラインの長さ等による幾何学的制約によって、発散の十分小さいビームを作ることが必要になるが、この要請はトーラス装置の大型化とともに重要になる。すなわち、中性化部、排気部、偏向部等のビームラインの長さが全長数m以上にもなり、このような場合、ビーム引出し面はトーラス入射口に対してほとんど点源とみなされる。従って、発散の小さいビームを得るためには、各ビームレットの発散を小さくすることが本質的である。ここで、ビーム引出し電極は数A以上のビーム電流をとるために多孔形電極となり、このような電極から引出されるビームのことをマルチビームと呼ぶ。この時、各電極孔から引出されるビームをビームレットと呼ぶ。

一方、51年度中期にJFT-2トーラスへのビーム入射実験が計画されているが、この程度のトーラスプラズマでは、ビームラインの長さは1~2mとなるので、直径7~8cmのビーム引出し電極は、入射口に対して点源とみなすことはできない。このような場合、ビームレットの発散の改善もさることながら、マルチビームの収束が、入射パワーを増大させる上で有効な方法となる。JFT-2入射装置は、イオン源、荷電交換管及びドリフト管より成り (Fig. 1) このような装置が1つのトーラス入射口に2基取付けられる予定である。荷電交換管は内径8cm $\phi$ 長さ60cmの円筒であり、ドリフト管は入口が5.6cm $\times$ 8cm、出口が5.6cm $\times$ 12cmの断面が長方形の管である。このように、入射口は5.6cm $\times$ 12cmの矩形であり、その幅が電極直径より狭くなっているため、マルチビームの収束は入射装置の効率を上げる上でぜひとも必要となるものである。イオン源とこの入射口との間の距離は1.35mであり、ビームはこの入射口めざして収束される。

本論文は、JFT-2用中性粒子入射装置のイオン源を設計するために行ったビーム収束実験の結果について述べたものである。この実験は、ビーム入射加熱予備実験装置 (ITS-1)<sup>4)</sup> のイオン源 (Fig. 2) のMode-I型電極 (7cm $\phi$ の引出し電極に直径3.75mm $\phi$ の引出し電極孔が合計221個ある平行平板電極) について、その電極構造を改良してビームの収束を試みたものである。

## 2. マルチビームの収束性

収束実験に先立ち、簡単なモデル計算によりマルチビームの収束性を調べた。すなわち、Mode-Iの多孔型引出し電極の各電極孔から、ある一定の発散 $\omega$  (ビーム強度が $1/e$ になる角で定義したもの) をもったガウス分布状のビームが放出されるとして、これらのビームレットの集まりとしてのマルチビームを考えた。<sup>5)</sup> 事実、実験的にビーム強度分布はガウス分布に近いものが得られている。 $i$ 番目の電極孔の位置を $(r_i, \varphi_i)$ とし、ここから発散が $\omega_i$ でビーム相対強度が $n_i$ のビームレットが焦点距離 $f_i$ の点に向かって放出される時、電極からZの距離

での  $(R, \theta)$  の点におけるビーム強度分布関数  $I(R, \theta, Z)$  は次式で与えられる (Fig. 3 参照)。

$$I(R, \theta, Z) = \sum_i \frac{n_i}{\pi C} \exp \left\{ -\frac{R^2 + R_1^2 - 2RR_1 \cos(\theta - \varphi_i)}{C^2} \right\} \quad (1)$$

ただし,

$$R_1 = r_i (f_i - Z) / f_i$$

$$C = Z \tan \omega_i$$

である。この時、入射口に入るビームの割合は,

$$F = \begin{cases} \frac{\iint I(R, \theta, Z) dx dy}{\sum_i n_i} & \text{: 矩形入射口の場合} \\ \frac{\iint I(R, \theta, Z) R dR d\theta}{\sum_i n_i} & \text{: 円形入射口の場合} \end{cases} \quad (2)$$

から計算される。

まず、 $Z = 1.03\text{m}$  の点でビームレットの発散  $\omega$  とマルチビームの発散  $\Omega$  ( $1/e$  の角) の関係が、焦点距離  $f$  とともにどのように変化するかを Fig. 4 に示した。このグラフから、実験的に測定可能な  $\Omega$  の値から  $\omega$  を推定することができる。又、ビーム収束をしなければ、 $\omega$  をいくら小さくしても、 $\Omega$  はある値より小さくできないこともわかる。

Fig. 5 は、ビーム強度が  $1/e$  になる面  $R = R_0$  が、 $Z$  とともにどのように変化するかを示したものである。 $\omega$  が約  $1^\circ$  以上、 $Z$  が約  $1\text{m}$  以上ではビームはほとんどガウス分布になり、 $R \leq R_0$  の範囲に全ビームの  $63.2\%$  含むことになる。このグラフから、ビームレットの発散が有限の場合は、焦点距離  $f$  でビーム径が最小にならず、その手前で最小になっていることがわかる。すなわち、最小ビーム径の位置は、近似的に

$$Z \simeq \frac{R_0 f}{R_0 + f \tan^2 \omega} \quad (3)$$

で与えられる。ただし、 $R_0$  は電極半径である。この式から、ビーム径は  $\omega \rightarrow 0$  の極限でのみ  $Z = f$  の点で最小となり得ることがわかる。

Fig. 6 は、JFT-2 入射口に入るビームの割合  $F$  が焦点距離とともにどのように変化するかを示したものである。この結果、例えば  $\omega = 2.4^\circ$  であれば収束により  $6\%$  しかビームを増加できないが、 $\omega = 1.6^\circ$  まで下げることができれば、さらに  $24\%$  増加できることがわかる。すなわち、 $F$  を  $39\%$  から  $69\%$  まで増やすことができる。 $\omega = 2 \sim 3^\circ$  は、ITS-1 による  $7\text{cm} \phi$  デュオピガトロンの Mode-I 型電極についての実験において得られている値にはほぼ等しい。この結果から、マルチビームの収束性をよくすることと同時に、ビームレットの発散を小さくすることの重要性がわかるが、本実験は主としてマルチビームの収束性に関するものである。

Fig. 7 は、Z とともにビームの発散がどのように変化するかを示したものである。この図より、Z 軸上の異なった 2 点でのビームの発散を測定し比較することにより、おおよその焦点距離を求めることが可能となる。

Fig. 8 は、JFT-2 入射口に入るビームの割合と、入射口の位置でのビームの発散との関係を示したものであり、発散に対する依存度が大きいことがわかる。又、Fig. 9 は JFT-2 入射口の中心とビームの中心が水平方向へ  $\Delta x$  ずれた時、入射口に入るビームの割合が発散とともにどのように変化するかを示したものであり、この中心軸のずれにも大きく依存していることがわかる。TIS-1 での実験経験からすれば、ノックピンを用いた通常の方法で引出し電極を設置した場合、ビーム中心のずれは  $Z = 1 \sim 1.5$  m の距離で  $2 \sim 3$  cm は避けられない。実際、引出し電極のうち正電極と負電極の中心軸が  $0.1$  mm ずれた場合、 $Z = 1 \sim 1.5$  m の距離で約  $1$  cm ずれることが実験的に確認されている。<sup>6)</sup> 従って、引出し電極をより正確に組立てることと同時に、ずれが生じた時、イオン源をすみやかに修正可能な構造にすることが必要と思われる。

### 3. マルチビームの収束法

マルチビームの収束法としては、電界レンズ、磁界レンズ、幾何学的収束法などが考えられる。電界レンズは、ビームがビームプラズマ状になるので使用することは難しい。磁界レンズでは次のような欠点がある。

- (1) 収束性が質量に依存する。
- (2) 漏洩磁界がソースプラズマ等へ悪影響を与えやすい。
- (3) マグネットによりビームラインが長くなる。
- (4) 荷電交換によるイオンビームの損失を減らすために、磁界中の圧力を低く保つ必要があり、このための新たな真空排気を要する。

又、引出し電極のわん曲等による幾何学的収束では、電極構造が複雑になり、かつ熱的変形等によって収束性が変化しやすいと考えられる。

一方、特殊なものとして、NASA でのイオンロケット技術の一つとして開発され、ORHNL や BNL 等で成功を収めている方法として、電極孔の“ずれ”による方法がある。<sup>6)</sup> この方法は、正電極の各電極孔の中心軸を負電極（及び接地電極）の各電極孔の中心軸からずることによって、各ビームを偏向させ、これによってマルチビームの収束をおこなう方法である。この方法では、ずれが  $\Delta r$  の時、偏向角  $\Delta \theta$  は

$$\Delta \theta = 18.4 \frac{\Delta r}{d} \quad [\text{deg}] \quad (4)$$

で表わされることが、実験的に得られている (Fig. 10)。従って、各ビームレットを焦点  $f$  の点に収束させるには、各電極孔のずれ  $\Delta r$  を



$$\Delta r = 3.11 \frac{dr}{f} \quad (5)$$

に従って求めればよいことがわかる。

マルチビームは、直径数 cm 以上の広い面積からビームを引出すため、広い領域にわたって一様なソースプラズマを生成する必要がある。しかるに、プラズマ生成法やプラズマ生成部の幾何学的構造等によって、一様な密度のプラズマを作るのは非常に難しい。そこで、引出し電極構造をプラズマ密度分布に適合させるように設計することが必要になる。現在のデュオピガトロンでは、密度分布は中心からの距離とともにほぼ放物線的に減少することが知られている。<sup>7)</sup> 今、密度分布  $n = n(r)$  を仮定すると、電極孔半径  $a$  又は、電極間隔  $d$  は、

$$a^2 \text{ or } d^2 \propto 1/n(r) \quad (6)$$

に従って決定すれば、各電極孔から引出されるビームレットは、空間電荷制限流のスケーリング則に従うことになる。すなわち、ビームレットの発散  $\omega$  の  $r$  依存性がなくなることになり、結局平均的な意味でのビームの発散を小さくできる可能性がある。そこで、ソースプラズマの密度分布を考慮して、正電極及び負電極（接地電極）に半径がそれぞれ  $R_1$ 、 $R_2$  の球面状のわん曲をつけたとすると、 $r \ll R_1, R_2$  の条件下では電極間隔  $d$  は次式によって与えられる。

$$d = d(0) + [d(R_0) - d(0)] \left( \frac{r}{R_0} \right)^2 \quad (7)$$

ただし、 $d(0)$ 、 $d(R_0)$  はそれぞれ  $r = 0$  及び  $r = R_0$  の点での電極間隔である。このような場合、(5)式は次式のように書きかえることができる。<sup>6)</sup>

$$\Delta r = 3.11 \frac{R_0}{f} \left\{ d(0) \frac{r}{R_0} + [d(R_0) - d(0)] \left( \frac{r}{R_0} \right)^2 \right\} \quad (8)$$

#### 4. 収束用電極の設計

JFT-2 粒子入射装置のイオン源設計のための収束実験のために、ORHNL 等で成功を収めている電極孔の“ずれ”による方法及び電極のわん曲による収束の2種類の引出し電極を設計した。

電極孔の“ずれ”による方法では、ソースプラズマの密度が周辺で約  $1/2$  に減少するものとして、電極に球面状のわん曲を与えた。従って、このわん曲はビーム収束のためのものではないことに注意する必要がある。断面形状は Fig. 11 に示す。ここで、

$$R_0 = 3.9 \text{ cm} \quad R_1 = 1.49 \text{ m} \quad d(0) = 4.7 \text{ mm} \quad \Delta h_1 = 0.51 \text{ mm}$$

$$R_2 = 0.67 \text{ m} \quad d(R_0) = 6.35 \text{ mm} \quad \Delta h_2 = 1.14 \text{ mm}$$

であり、電極孔のずれは(8)式に従い、電極の周辺では、

$$\Delta r (R_0) = 0.5 \text{ mm}$$

である。ここで、電極の曲率は電極の熱負荷による変形をやわらげるという効果を同時に持っている。このようにして設計した電極は、実験上  $d(0) \approx 4.7 \text{ mm}$  ( $d(R_0) \approx 6.35 \text{ mm}$ ) の時、適応する密度分布及び収束性が変化する。適応する密度分布は、 $d(0) = 4.7 \pm 1.0 \text{ mm}$  時、± 数%程度しか変わらない。(Fig. 12)。しかし、焦点距離は± 20~30cm の変化があることがわかる (Fig. 13)。

一方、わん曲による収束電極は、Fig. 14の如く、3つの引出し電極の球面状わん曲の曲率半径を、焦点距離と等しくとった。又、各電極孔は位置  $r_1, r_2, r_3$  が、

$$r_1 - r_2 = r_1 - r_3 = dr_1 / f \quad (9)$$

を満たすようにあけた。このような電極では、ソースプラズマの密度勾配も考慮すると、負電極及び接地電極はさらに曲率が大きくなり、このためビームの収差が大きくなって、発散が増大すると考えられる。従って、このような電極では、できる限り均一なソースプラズマを生成する必要がある。

## 5. 実験結果

ここでは、電極孔の“ずれ”による収束実験の結果について述べることにする。実験の目的は(8)式の有効性を再確認し、JFT-2 イオン源に適応できるか否かを調べることにある。そのためまず、収束の効果がどの程度あるか否かを調べ、次に各ビームレットが同一の焦点に収束されているか否かを調べた。又、同時に電極のわん曲の効果についても調べた。

### (1) 収束の効果

まず、正電極電圧  $V_{acc} = 1.5 \sim 3.0 \text{ kV}$  の時、パービアンズ  $P$  とともに発散がどのように変化するかを Fig. 15 に示した。この時、発散は  $Z = 1.45 \text{ m}$  の位置で測定したものであり、その最小値は  $V_{acc} = 2.5 \sim 3.0 \text{ kV}$  の時に得られた約  $1.7^\circ$  である。ビームのパルス巾は  $100 \text{ msec}$  であり、繰返し率は  $1/15 \sim 1/20$  である。又、この実験で得られた最大のビーム電流 (電源電流) は  $30 \text{ kV}, 6.5 \text{ A}$  であった。この図から、

$$d(0) = 3.7 \text{ mm} \text{ の時 } P = 1.3 \sim 1.6 \times 10^{-6}$$

$$d(0) = 4.7 \text{ mm} \text{ の時 } P \approx 1.0 \times 10^{-6}$$

$$d(0) = 5.7 \text{ mm} \text{ の時 } P = 0.6 \sim 0.7 \times 10^{-6}$$

でそれぞれ発散は最小値をとっていることがわかるが、この結果は、

$$P d^2 = \text{const} \quad (10)$$

という、空間電荷制限流のスケーリング則とよく一致するものである。又、発散の最小値は電圧に依存し、電圧の増大とともに減少する傾向にある。この電圧依存性は、ソースプラズマ中のイオンの熱運動による発散への影響が、電圧とともに小さくなっているからと思われる。

る。すなわち、マルチビームの発散は一般に、

$$\Omega = \omega + \omega_1 + \tan^{-1} \sqrt{\frac{T_i}{V}} \quad (11)$$

の如く表わすことができる。<sup>8)</sup>ここで、 $\omega$  はビームレットの発散 ( $T_i$  の効果含まず) であり、 $\omega_1$  はマルチビームにした時の収差や収束の不完全さによるものである。そして、第3項目はソースプラズマのイオン温度による発散であり、ほぼ  $V^{-1/2}$  に比例して小さくなっていくので、この項が電圧依存性の原因と考えられる。

Fig. 15 から、Mode-1型電極 (平板) に比して発散の最小値が収束により約1/2に減少していることがわかる。例えば、25kV, 4.5A の場合、電極から1.03mの点でのビーム強度のプロファイルと比較したものをFig. 16に示す。この図から、発散は平板電極の場合の3.3°から1.7°に約半減していることがわかる。この時、中心でのビームのエネルギー密度は、約3kW/cm<sup>2</sup>である。

## (2) ビームの収束性

以上の結果から、ビームが収束されていることはわかるが、各ビームレットが焦点距離に収束されているか否かは不明である。計算によると、 $Z = 1.45$  m で測定した発散は、焦点距離が1~2mの範囲で、高々±0.1°程度しか変化しない (Fig. 7参照)。又、ビームレットの発散が0°でない限り、最小ビーム径の位置と焦点とは一致しない (Fig. 5参照)。従って、測定によりビームの焦点距離を正確に出すのは困難であるが、おおよその焦点は推定することができる。すなわち、Z軸上の適当な2点でのビームの発散を測定し、その結果と計算結果のFig. 7とを比較することにより、焦点を求めることができる。

測定上の制約から  $Z = 1.03$  m 及び 1.45 m の2点でしかビームのプロファイルを測定できないが、この2点で測定した発散が約0.1°以内の差しかなければ、焦点はほぼ1~2mの点に収束されていると考えてよいことが、Fig. 7よりわかる。そこで、 $d(0) = 4.7$  mm の時、 $Z = 1.03$  m 及び 1.45 m の2点での発散を測定した結果をFig. 17に示す。これから、発散は約0.1°しか変わらず、測定精度 (0.1°以下) を考慮しても、焦点は  $Z = 1 \sim 2$  m の範囲に十分収まっていると考えられる。又、焦点が  $Z = 1 \sim 2$  m の範囲内であれば、JFT-2入射口に入るビームの割合は、Fig. 6から明らかなように、高々2%しか変化しないので、収束上問題とはならない。

次に、電極の中心部と外周部では、わん曲のため電極間距離  $d(r)$  が変化していくので、それに対応して収束がうまくされているか否かを調べる必要がある。このため、正電極の上部にモリブデンの板を密着させることにより電極を中心部と外周部にわけて、それぞれのビームの発散を測定した。Fig. 18がその結果であり、 $V_{acc} = 15 \sim 30$  kV で中心部の方が発散は約0.1°小さいことがわかる。しかし、アスペクト比の違い、密度分布、測定誤差等を考慮すると、0.1°の差では、中心部と外周部の焦点距離はほぼ1~2mの範囲で一致していると考えてよいことがわかる。

結局、上記2つの結果は、(4)式において、 $\Delta\theta$  の  $\Delta r$  依存性及び  $d$  依存性の正しさを再確認したことになる。

## (3) わん曲の効果

電極にわん曲をつけたが、その効果の有無について考察してみる。まず、平均的な意味でのビームレットの発散（221ヶの電極孔で平均したもの）は、平面非収束電極（Mode-I）の場合についての計算結果（Fig. 4）から求めると $2.4^\circ$ となるのに対し、今回の電極では $1.7^\circ$ に減少していることがわかる。これは、ソースプラズマの密度分布と電極間隔がMode-I型電極に比して、より適応しているからと思われる。すなわち、Mode-I型電極では電極の中心と周辺での発散の差が大きいと考えられるが、わん曲を与えるとこの差が小さくなり、結局平均的な意味でのビームレットの発散が小さくなるものと思われる。又、発散のパービアンズ依存性が、Mode-I型イオン源に比してより強くなっているが、これもわん曲の効果と思われる。

## (4) その他

## a) ソースコイル電流及びガス圧の発散に及ぼす効果

ソースコイル電流  $I_b$  又はノズル内部のガス圧  $P_f$  が異なっても、アーク電流を変化させることによって、同じ引出し電圧で同じ電流のビームを引出すことができる。この時、 $I_b$  及び  $P_f$  の違いは、ソースプラズマの密度分布、電子温度等に影響を与え、その結果発散も変化することが予想される。そこで、同じ電圧、電流のビームを引出している時、 $I_b$  及び  $P_f$  を変化させて発散の変化をみた。しかし、測定誤差の範囲内では変化を認めることはできなかった。このことは、ソースプラズマの放電条件はビームの発散に大きい影響を与えるものではなく、むしろ引出しているビームの電圧、電流による発散の変化の方がはるかに大きいことを示している。

## b) 負電極電圧と発散の関係

負電極電圧  $V_{dec}$  を変化させた時、発散がどのように変化するかをFig. 19に示した。これから、 $V_{dec}$  と  $\Omega$  はほぼ比例し、その勾配は  $V_{dec} = -1 \sim -3 \text{ kV}$  の範囲で  $0.18\%/kV$  であった。これから、 $V_{dec}$  が小さいほど発散はよくなることがわかるが、ある値  $V_c$  より小さくなると、発散は急に増大し、同時に加速電源電流も急に増大しはじめる。これは、ビームプラズマからの電子の逆流が起こりはじめ、プラズマ境界面が攪乱されることによるものと思われる。ここで、 $V_c$  はビーム電流、ビーム形状、 $V_{acc}$ 、 $V_{dec}$ 、電極構造等各種の要素で決まるものであるが、<sup>4)</sup> 本実験では、 $V_c \leq -1 \text{ kV}$  であり、安全を見込んで  $V_{dec} = -1.4 \sim -1.6 \text{ kV}$  でほぼ一定値に設定した。

## 6. 討 論 と ま と め

JFT-2 中性粒子入射装置用イオン源の設計及び、ビーム収束技術・経験の獲得という目的で、ITS-1,  $7 \text{ cm} \phi$  デュオピガトロンを用いてビーム収束実験を行なった。この結果、次のことを結論できる。

- (1) ORHNL等で開発された電極孔の“ずれ”によるビーム収束法は、焦点距離が  $1 \sim 2 \text{ m}$  の範囲内で有効であることがわかった。

(2) ソースプラズマの密度分布に対し、電極に曲率をつけるのは、平均的な意味でのビームレットの発散を下げるのに有効であった。

(3) ビーム発散の電圧依存性が大きく、従って、JFT-2へのインジェクションパワーは電圧に大きく依存することがわかった。

Fig. 20は、JFT-2へのインジェクションパワーが、ビーム加速電圧とともにどのように変化するかを示したものであり、ビーム収束により2倍以上増やせることがわかった。結局、7 cm $\phi$  デュオピガトロンでは、中性化効率(約70%)を考慮して、一基当り、30kVで約60kWのインジェクションパワーをJFT-2に対し期待できることがわかった。

この一基当りのインジェクションパワーをさらに増大させるためには、正電極の形状等を変えて、ビームレットの発散の極小化を図る必要がある。しかし、この場合、多孔形電極の透過度が悪化し、全ビーム電流の減少は避けられないので、インジェクションパワーの大巾な改善は望めないと思われる。又、加速電圧の低下とともに、インジェクションパワーは大巾に減少していくが、これを改善する方法もいくつか考えられる。例えば、負電極電圧を電子の逆流が生じる寸前まで小さくするとか、或は、負電極電圧を10kV以上にすることなどが考えられる。また、電極間距離を2~3mmに縮め、それに適合するような電極の最適構造を、実験及び計算機シミュレーションなどによって見つけていくことが必要と思われる。

最後に、有益な議論をして頂いた炉心工学研究室の菅原亨氏をはじめとする諸氏に対して感謝するとともに、終始激励して頂いた森茂核融合研究部長に感謝いたします。

## 文 献

- (1) J.G. Cordey, et al : Culham Laboratory Report CLM-P 407 (1974) .
- (2) K. Bol, et al : Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) IAEA-CN-33/A4-1, IAEA (1974)
- (3) L. A. Berry, et al : Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 5th Int. Conf. Tokyo, 1974) IAEA-CN-33/A5-2, IAEA (1974)
- (4) 松田慎三郎 他 ; JAERI-M 6431 (1976) ———
- (5) S. Matsuda : Japan. J. appl. Phys., 13 (1974) 1630
- (6) L. D. Stewart, et al / ORNL-TM-4920 (1975)
- (7) R. C. Davis, et al : ORNL-TM-4657 (1974)
- (8) L. D. Stewart, et al : First Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, San Diego, April 16-19, 1974.

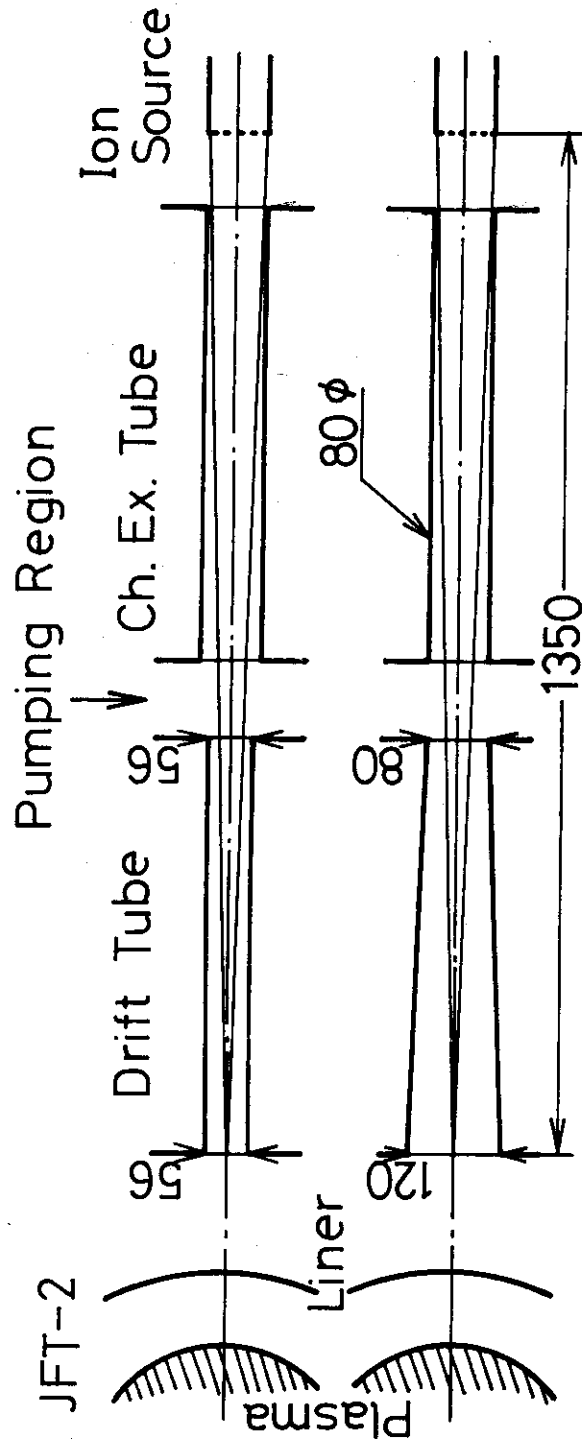


Fig. 1 JFT-2用中性粒子入射装置の概略図  
(上段：平面図，下段：正面図)

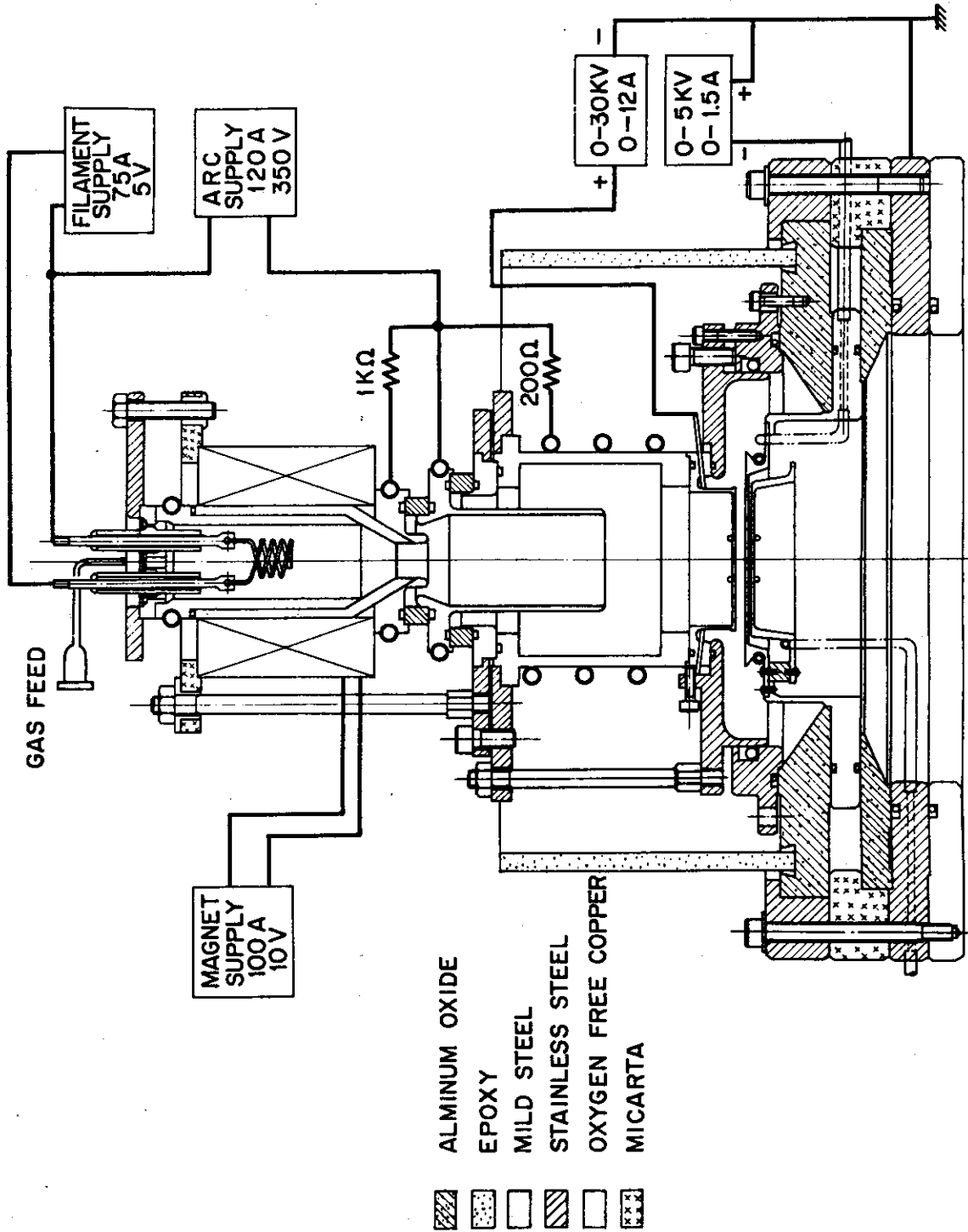


Fig. 2 ITS-1 7cmφデュオピガトロニオン源の概略図

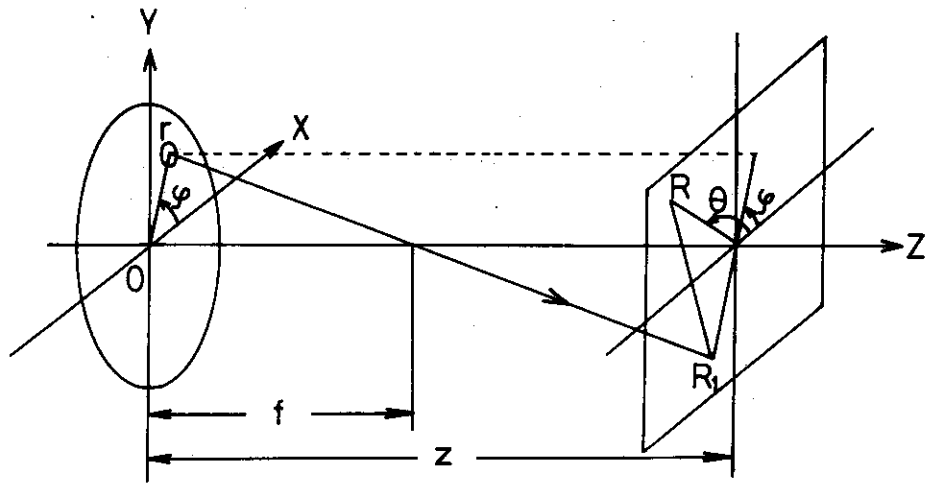


Fig. 3 ビーム強度分布関数の計算

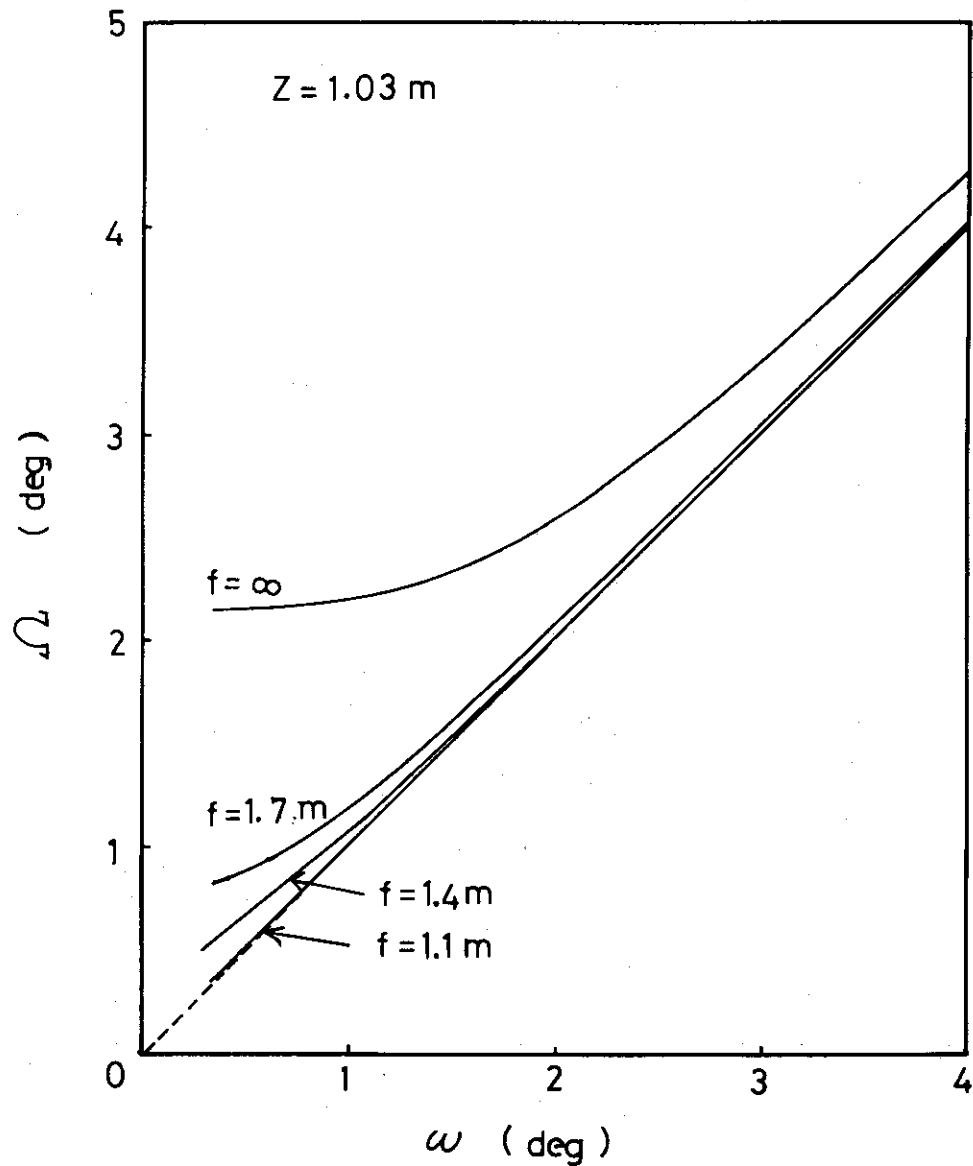


Fig. 4 ビームレットの発散 $\omega$ とマルチビームの発散 $\Omega$ との関数



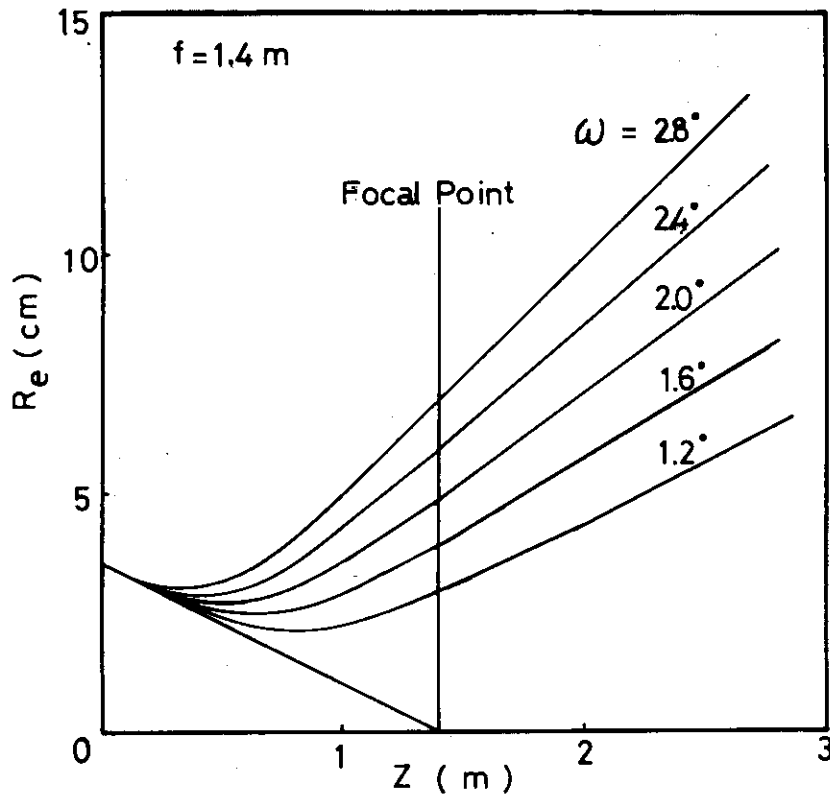


Fig. 5 収束性ビームのビーム径  $R_e$  の  $Z$  依存性。この時、焦点距離は 1.4 m である。

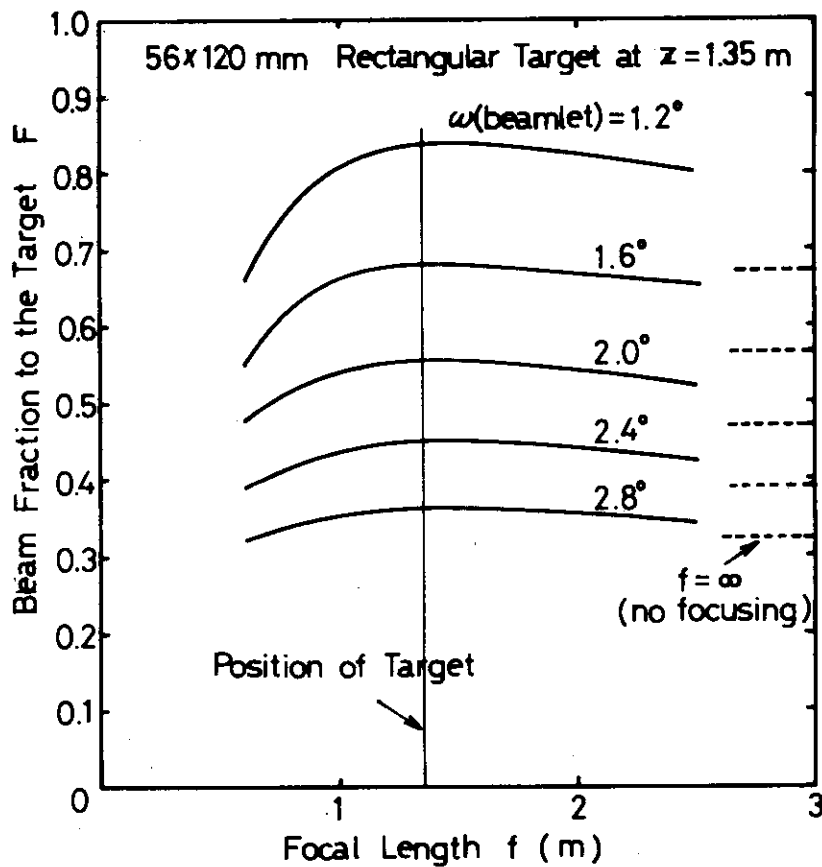


Fig. 6 焦点距離  $f$  と JFT-2 入射口を通過するビームの割合  $F$  との関係。ただし、点線はそれぞれ収束しない場合の  $F$  の値を示している。

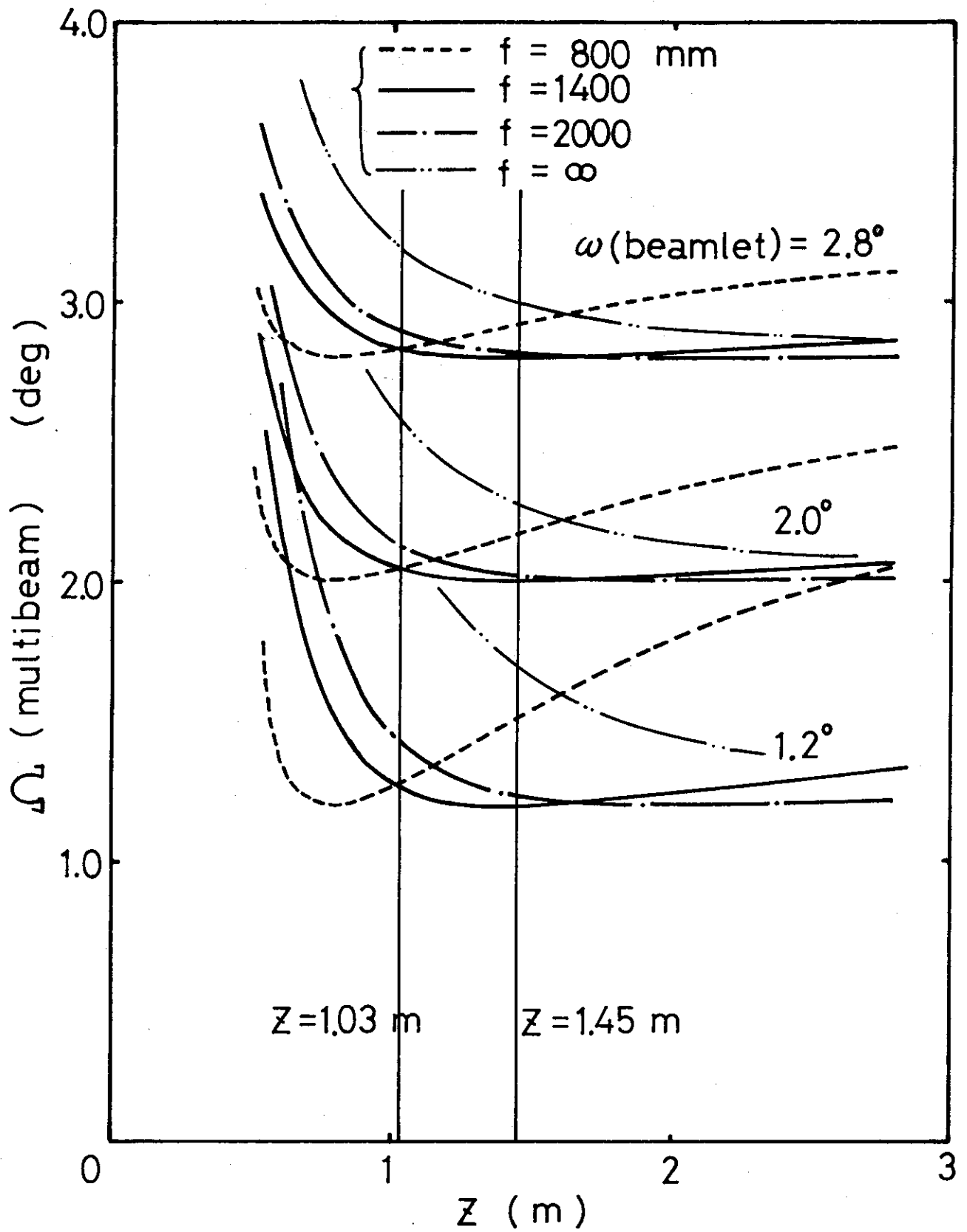


Fig. 7 マルチビームの発散 $\Omega$ のZ依存性

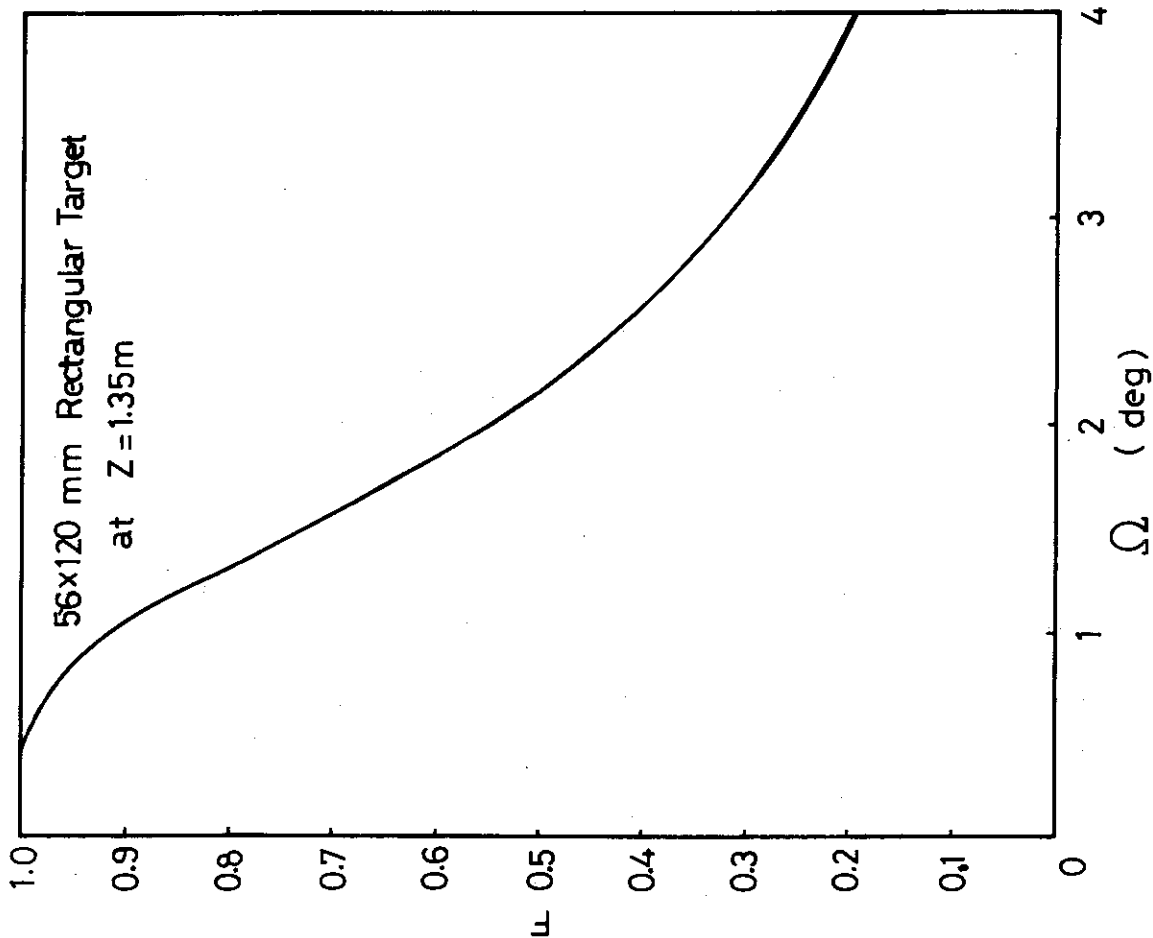


Fig. 8 マルチビームの発散とJFT-2入射口を通過するビームの割合

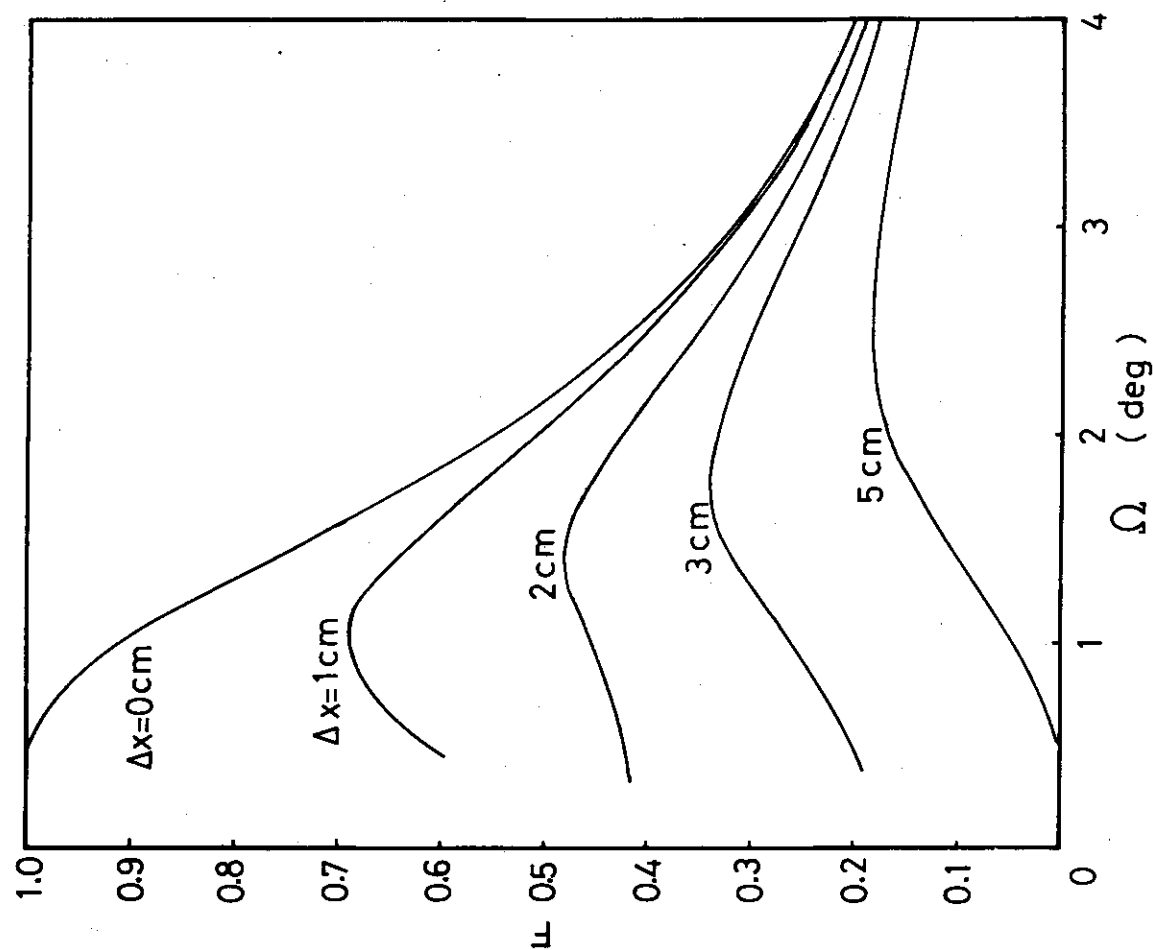


Fig. 9 ビーム中心とJFT-2入射口の中心とのずれ $\Delta x$ がある時の、マルチビームの発散とJFT-2入射口を通過するビームとの関係

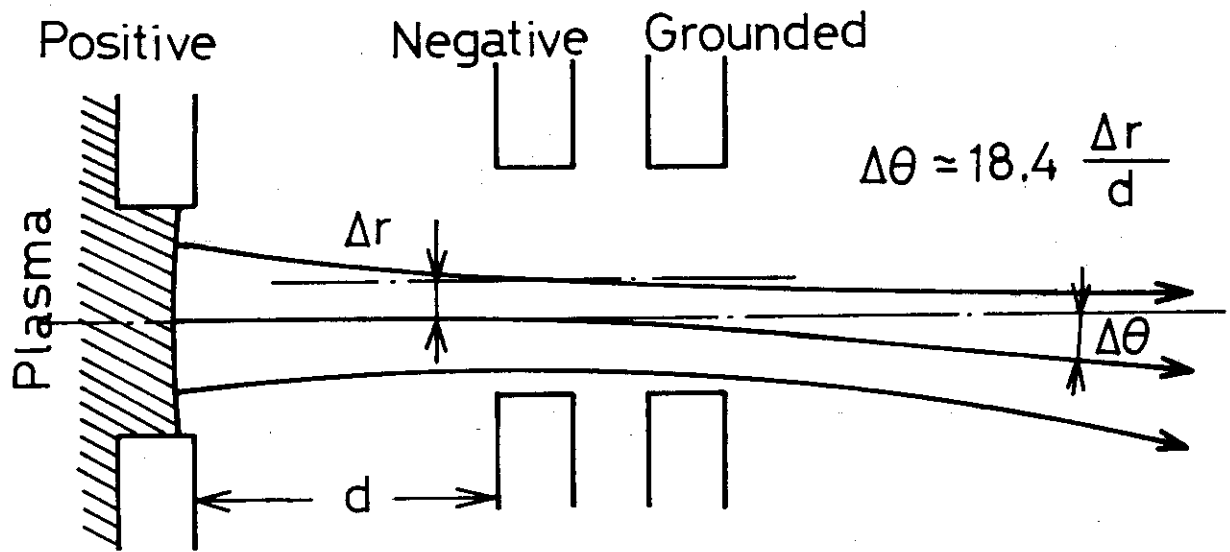


Fig. 10 電極孔の“ずれ”によるビームの偏向

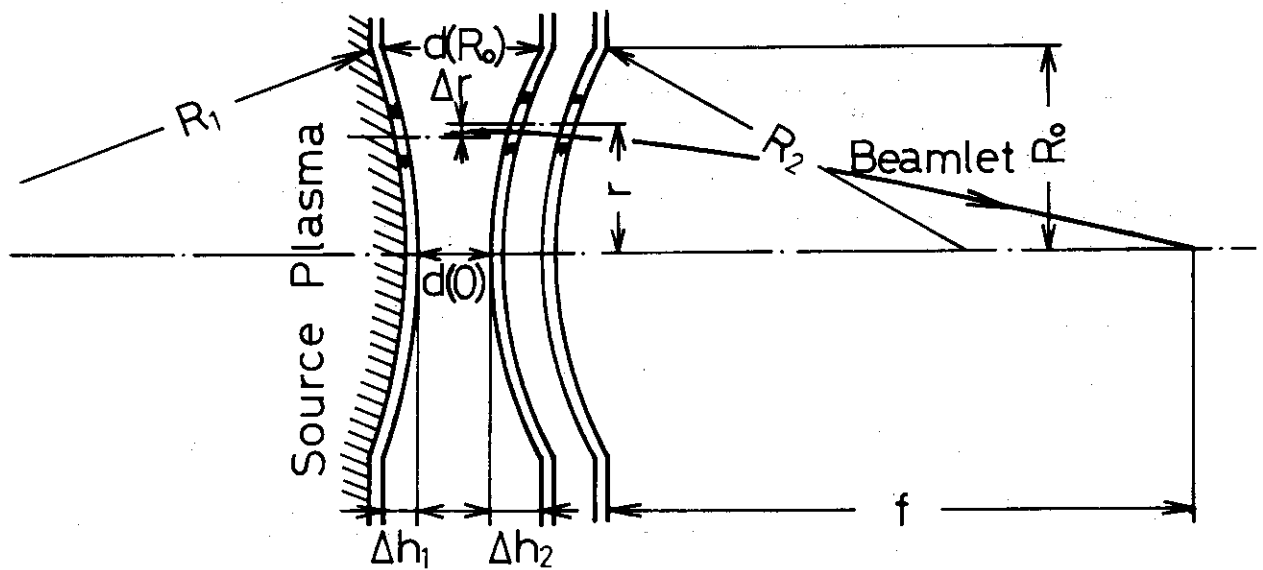


Fig. 11 電極孔“ずれ”によるビーム収束用電極

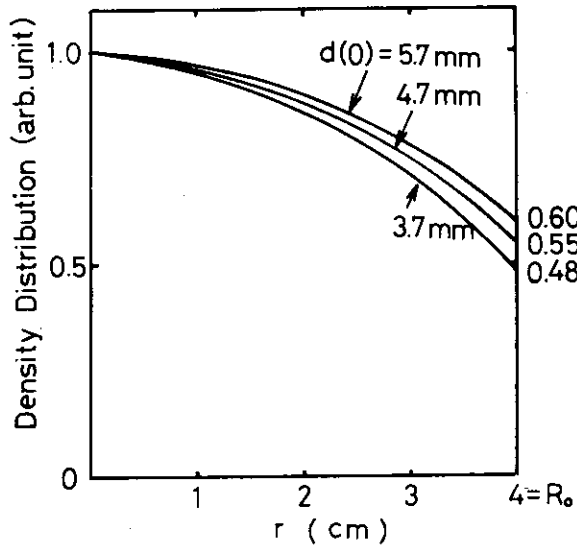


Fig. 12 電極間隔  $d$  に適応するソースプラズマの密度分布

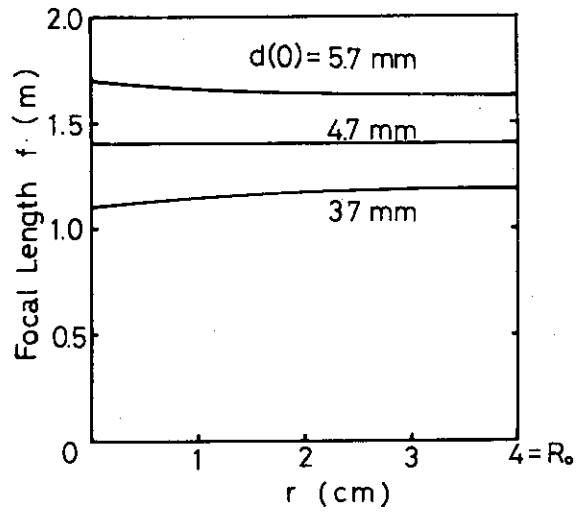


Fig. 13 電極間隔の違いによるビームレットの焦点距離の変化

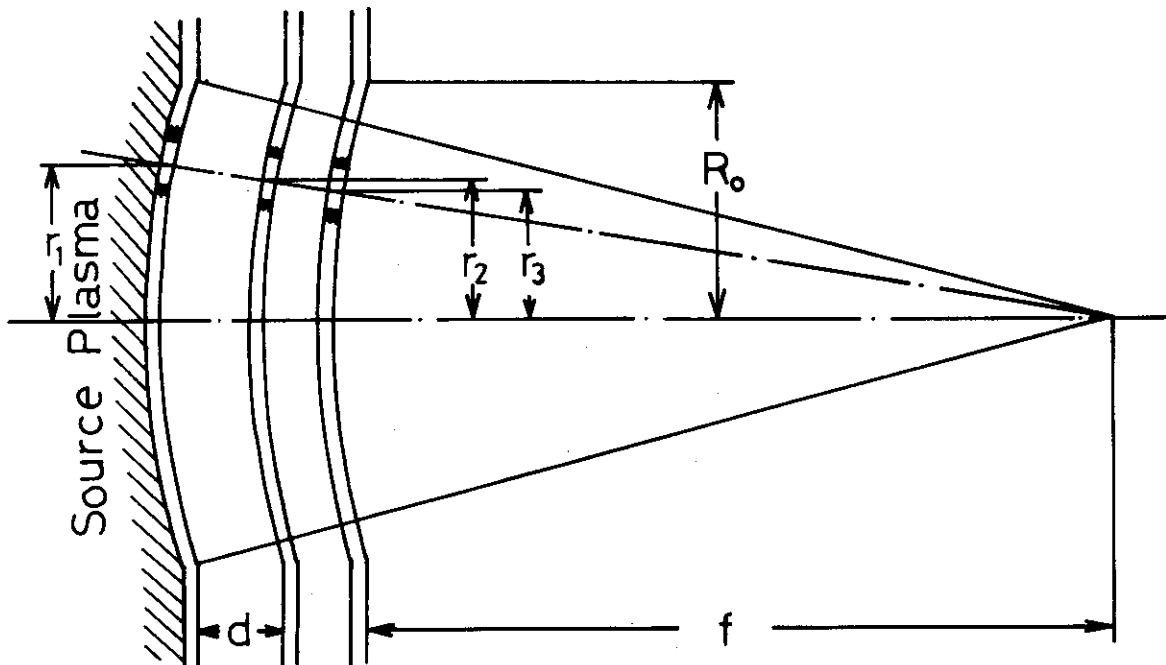


Fig. 14 電極のわん曲によるビーム収束用電極

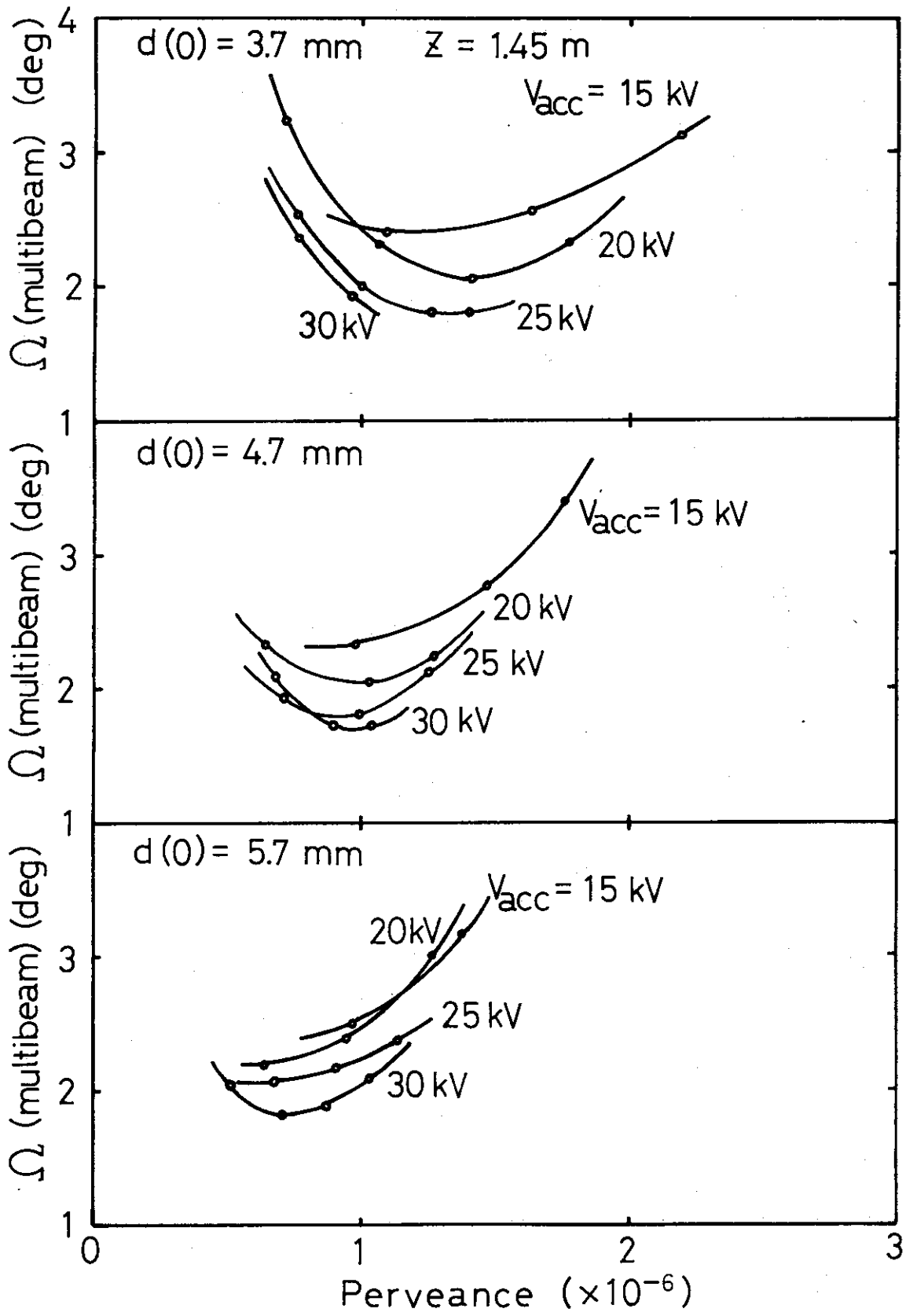


Fig. 15 パービアンズとビーム発散との関係

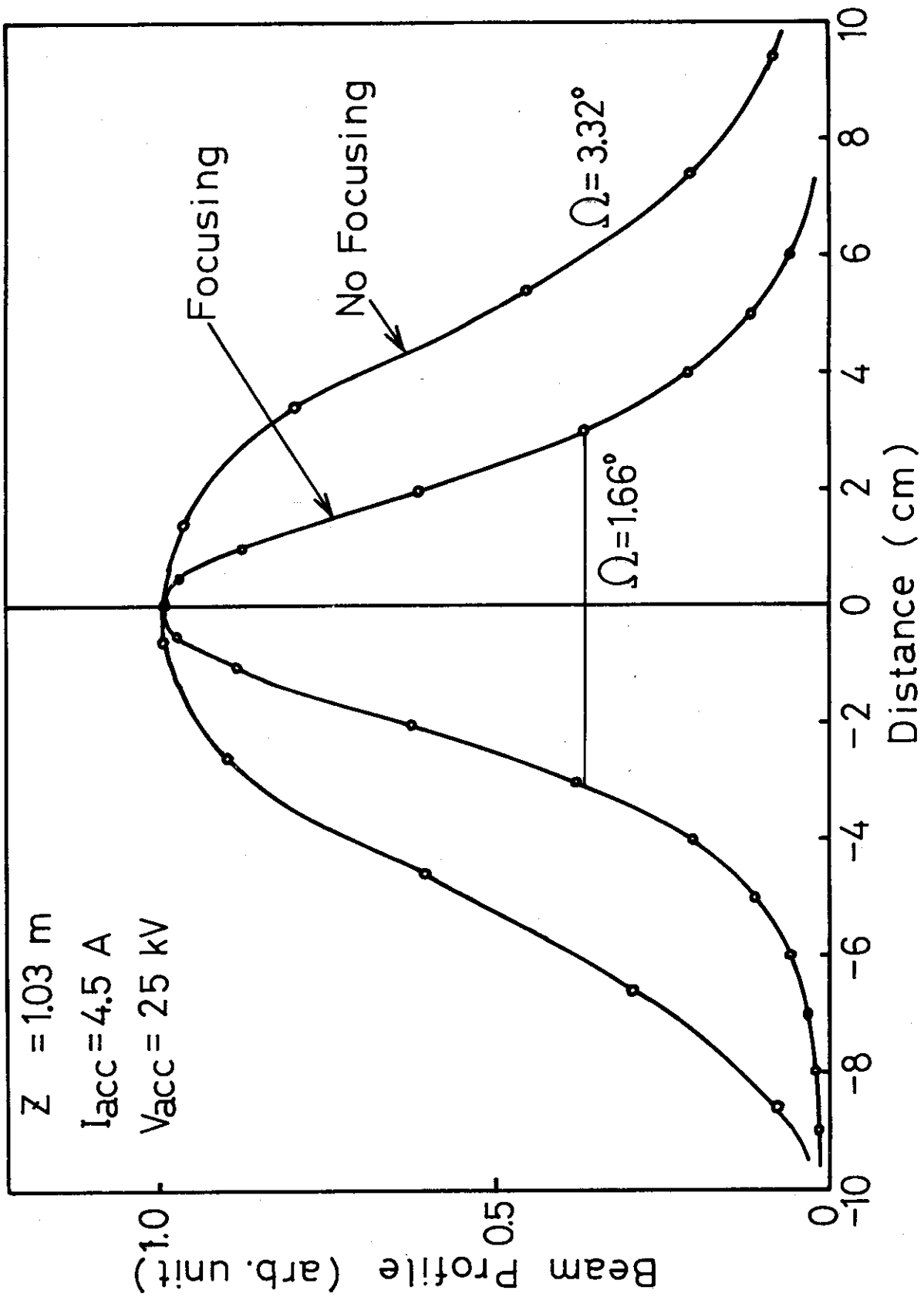


Fig. 16 収束した場合としない場合のビーム強度分布

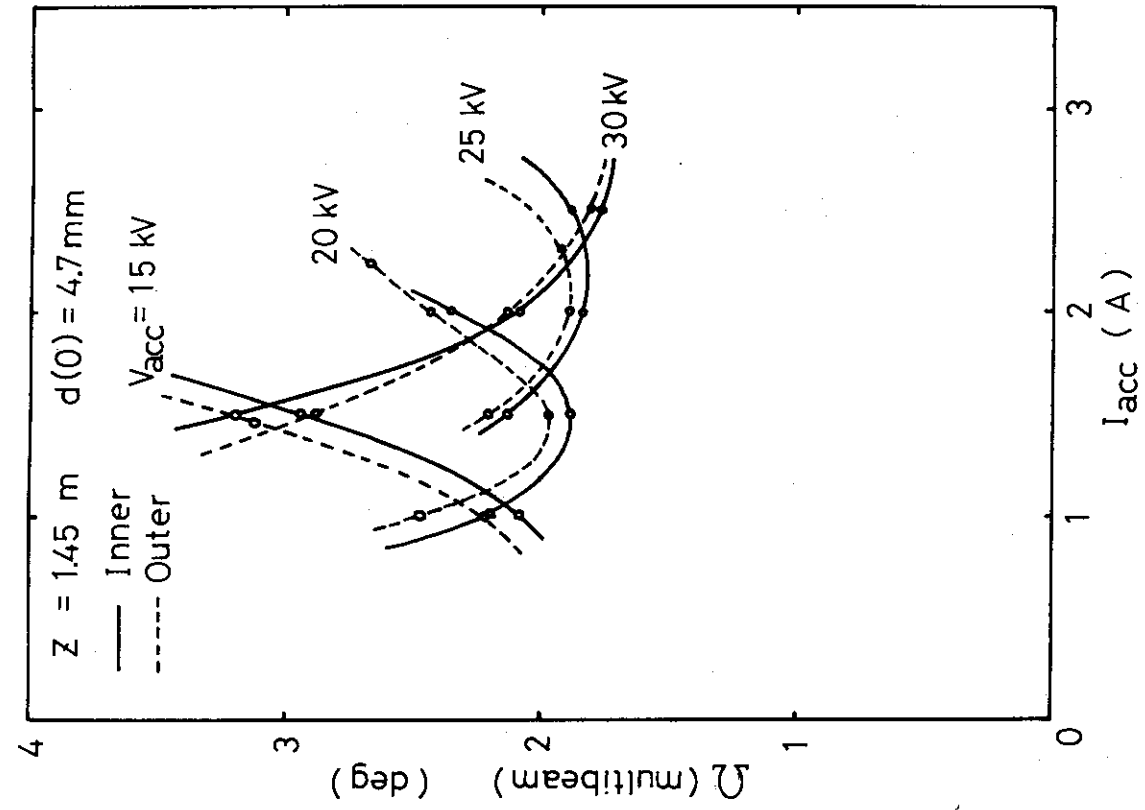


Fig. 18 電極の内側及び外側 (実線及び点線) のビーム電流 (電源電流) とビーム発散との関係

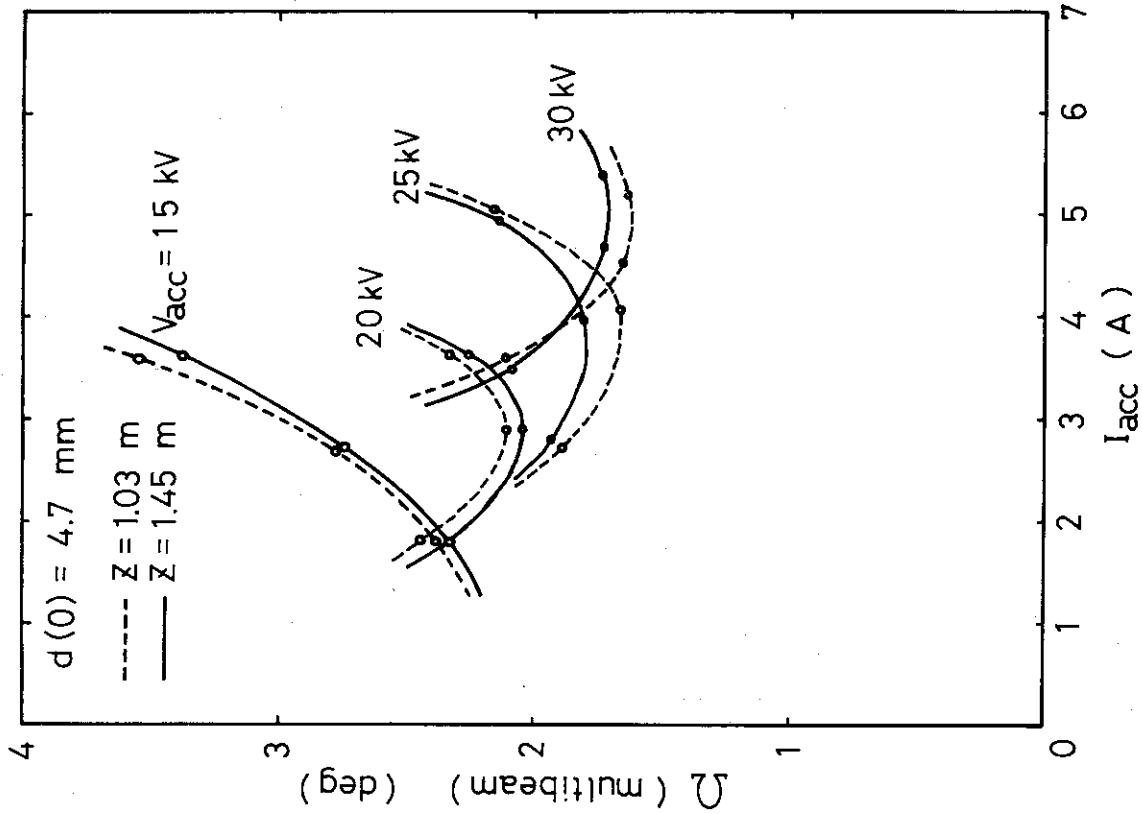


Fig. 17 Z軸上の2点 (点線及び実線) で測定した引出し電流 (電源電流) とビーム発散との関係



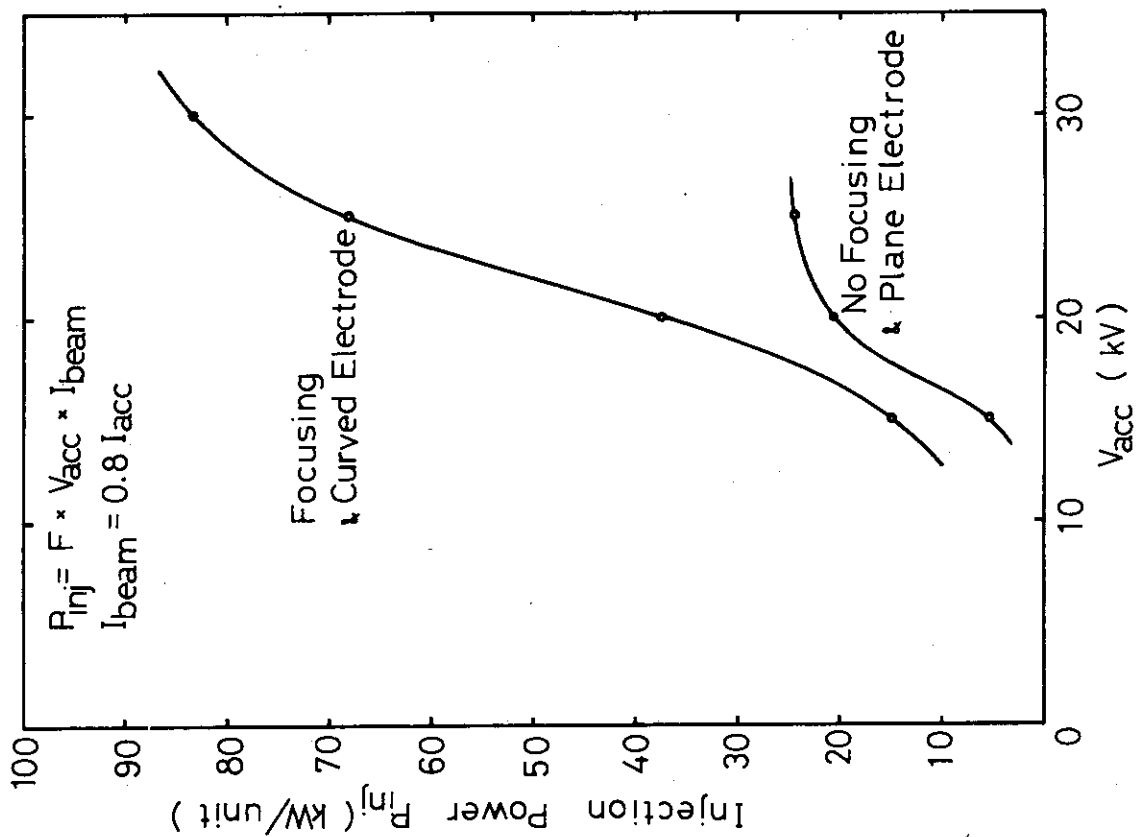


Fig. 20 JFT-2 への入射パワーの電圧依存性。ただし、この入射パワーには中性化効率 (約 70%) は考慮されていない。

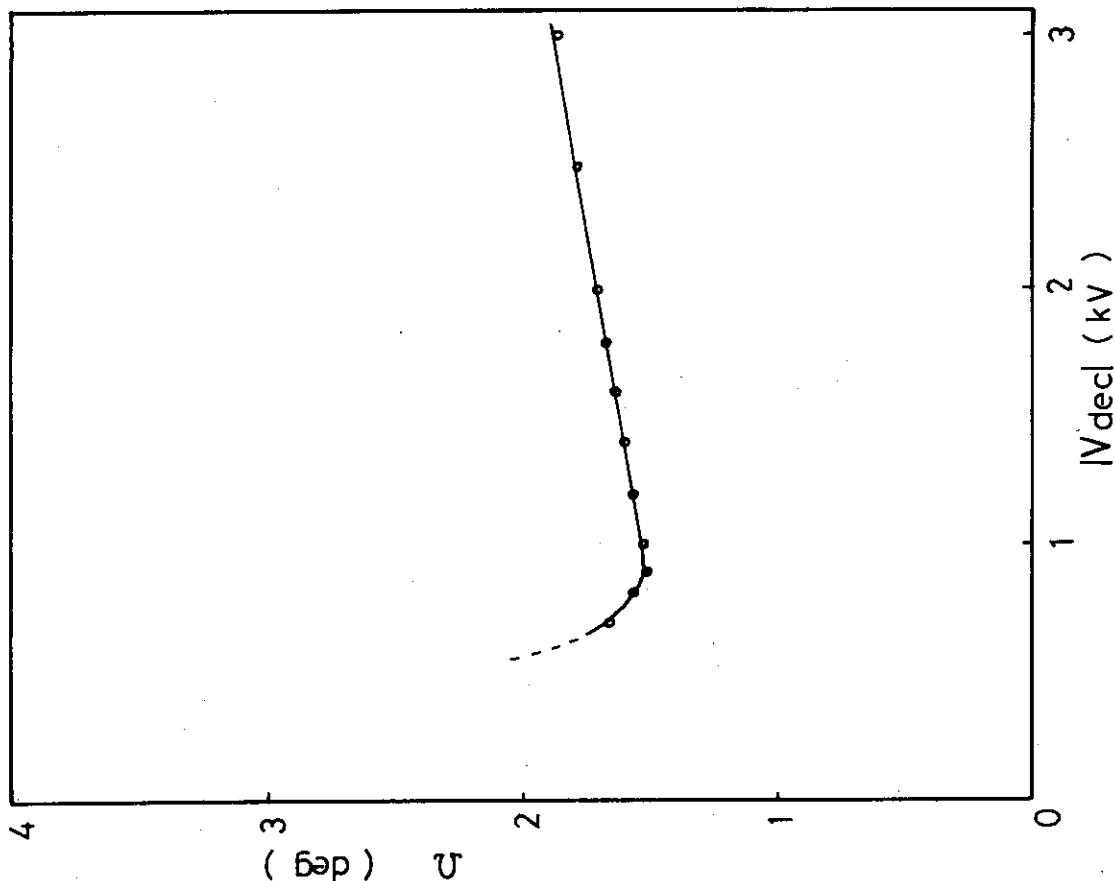


Fig. 19 負電極印加電圧とビーム発散との関係。この時、 $V_{acc} = 30$  kV,  $I_{acc} = 4.0$  A であり、ビーム発散はターゲットに入るビームの割合より求めた。