



KEK-76-14

KEK-76-14



**DUOPLASMATRON ION SOURCE FOR
THE KEK-PS (in Japanese)**

Masaaki KOBAYASHI and Akira TAKAGI

DECEMBER 1976

**NATIONAL LABORATORY FOR
HIGH ENERGY PHYSICS
OH-O-MACHI, TSUKUBA-GUN
IBARAKI, JAPAN**

口情

KEK Reports are available from

Library

National Laboratory for High Energy Physics

Oho-machi, Tsukuba-gun

Ibaraki-ken, 300-32

JAPAN

Phone: 02986-4-1171

Telex: 3652-534 (Domestic)

(0)3652-534 (International)

Cable: KEKOH0

DUOPLASMATRON ION SOURCE FOR THE KEK-PS

Masaaki KOBAYASHI and Akira TAKAGI

National Laboratory for High Energy Physics
Oho-machi, Tsukuba-gun, Ibaraki-ken, 300-32, Japan

Abstract

After a short description about the principle of duoplasmatron, experimental results on a test bench are given. Effects of various source parameters (filament current, arc current, magnetic field, H₂ gas pressure, distances between electrodes, anode aperture, etc.) and extraction parameters (plasma cup contour, mesh, cup length, biasing cup wall, extraction voltage and distance, cup of magnetic material, additional magnetic field in the cup, etc.) were examined. Improvements to be made in future are also discussed.

1. Introduction

イオン源の型は、デュオプラズマトロン型が選ばれている。

昔はRF型(CERN), PIG型(Cosmotron)が陽子シンクロトロン(PS)のイオン源として使われたこともあったが、現在は主な高エネルギーPSのイオン源は、著者の知る限りすべてデュオプラズマトロン型である。¹⁾ 理由は軸対称で、大きい電流のビームをとりだせること、広い範囲の電流を安定にとりだせること、ビームのひろがり小さいこと等によっている。

KEK-PSでの定格は次の通りである。

陽子電流: I^+	\geq	300mA
規格化したエミッタンス: E_0	\leq	$0.3\pi \text{ cm} \cdot \text{mrad}$
パルス巾	\sim	30 μ sec
繰りかえし		20 pps

ここに E_0 はビームの phase space の面積 $\times\beta\gamma$ で、エネルギーの中を無視できればポテンシャルで記述できる場を通っても保存される。イオン源から出る陽子の初期エネルギーは十分小さい巾 ($\leq 30\text{eV}$ 位) にありLinacのアクセプタンスは -500eV あるので一般には問題にならない。

2. Principle of Duoplasmatron

図1にイオン源の断面図を示す。陰極、中間電極、陽極の3つの電極の他に、中間電極・陽極間の軸方向磁場が重要な役割を果たしている。プラズマの直径を小さくして高密度にする為に中間電極(geometric)と磁場(magnetic)という二重の(duo) constriction を用いているのがデュオプラズマトロンの特長である。

アーク放電

イオン源に H_2 ガスを0.1~0.5 Torrにみだし陰極・陽極間に数百ボルトのパルス電圧を印加すると低(ガス)圧放電として分類されるアーク放電が生じる。この放電は電流(アーク電流)が大きく電圧(アーク電圧)が低いことを特長としている。アーク電流は電源容量、陰極のエミッション、ガス圧等で制限されるが、 $\sim 100\text{A}$ を得ることは容易であり、KEKのイオン源では、30~60Aを用いている。

アーク電圧はアーク電流に少ししか依存せずアーク放電自身によってきまり、50~100V内におちつく(図2)。経験によればアーク電圧のアーク電流、カソード電流、ガス圧等への依存が大きい時はカソードが劣化していたり、何らかの点でトラブルのあることが多い。カソードが劣化しているとアーク電圧は高い目になることが多い。磁場の増加と共にアーク放電のインピーダンス(従ってアーク電圧)は増加する。

アーク放電により軸上近くには濃いプラズマができ、特に中間電極と陽極の間には最も濃い陽極プラズマ(密度 $\sim 10^{14}\text{cm}^{-3}$)²⁾ができる。陽極プラズマは陽極孔から流れ出てプラズマ・カップをみだし、プラズマカップの出口から正電荷イオンのみ加速電場で引きだされる。

各電極の役割及び、中間電極・陽極間の磁場の役割りを軸上のポテンシャル分布(図3)をみながら考えたい。

Cathode (陰極)

陰極から放出される熱電子は陰極表面の薄い double sheath で20~50Volt に加速された後H₂, Hを電離し、主として、H⁺(H₂⁺も)とeV程度の低いエネルギーの電子 (secondary plasma electrons) でなる陰極プラズマを作る。これは陽光柱にあたり、この中では電位はほとんど一定で、その長さ(従って陰極と中間電極間の距離も)は重要でない。

Intermediate Electrode (I.E., 中間電極)

アーク電流をになう電子流(電離をおこななかった速い primary electrons と上記の遅い secondary plasma electrons) は中間電極の canal に入るが、この流れには canal の入口で一種の断絶 (potential drop による加速)があると考えられる。この potential drop の存在は次のように説明できる。canal の断面積は陰極プラズマの断面積よりずっと小さいのでアーク電流が保存するには canal での電流密度は陰極プラズマでの電流密度より大きくなければならない。電流密度の増加は、電子の個数密度又は速度の増加を意味するが、アーク電流は主として速い電子によってになわれるので、前者はむつかしく主に後者になる。Potential drop (二重さや)は図のように火の玉 (fire ball) とよばれる球状のプラズマの周囲に生じて電子を収束しつつ加速していることが観測されている。^{3,4)} この geometrical constriction での potential drop はアーク電流やガス圧等によるが、典型的には、30V程度である。⁴⁾

Canal では加速された(30~50eV)大きい電流密度の電子によって陰極プラズマよりずっと高密度の中間電極プラズマができる。中間電極プラズマの密度・エネルギーの測定は容易でないが、同様の電極を試験真空槽に入れたのモデル実験では夫々 a factor $\times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ a few eV程度である。⁴⁾ これらの値はアーク電流、ガス圧などに大きく依存するが、我々のデュオプラズマトロンにみられるアーク電流、ガス圧領域でのイオン源の動作を説明するのに妥当な数値である。

中間電極は上述のような高密度のプラズマを作る為の geometrical constriction となる他に、次にのべる陽極プラズマを収束する磁場の磁極の役割りを担っている。

陽極プラズマ

陽極プラズマは中間電極プラズマのドリフト及び速い primary electrons (下に述べる potential hill によって電子は更にエネルギーを補給される)による電離で作られる。中間電極・陽極間の1~2 kGauss 程度の磁場で軸のまわりに収束されるのでプラズマ密度は canal の中でより少し大きい(a factor $\times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)と考えられるが直接の測定は報告されていない。

磁場によって大体陽極と中間電極の中間辺でプラズマ密度が最大になると考えられるが、軽い電子はイオンより容易にドリフトしてここを去る為イオン過剰になり potential hill ができる。potential hill の高さは磁場やプラズマ密度に依るが、陽極孔から出るイオンのエネルギー、推定されるプラズマ密度等から $\leq 30\text{V}$ 程度だろう。(条件はかなりちがうがイオンエネルギーのスペクトルの測定から数十Vが推定されている例もある。)⁵⁾ この potential hill はイオンを陽極孔の外におしだす役割りをも果している。磁場の役割りはもう一つあり、磁力線が中心軸近くに集中して陽極孔の中を通るようにすることで、イオンを陽極壁への損失を少なくして陽極孔外に導く。

3. Effects of Various Source Parameters

各種パラメーターを変えることによる影響を典型的な例を示しながら(過去に論文に示したものは殆んど引用にとどめる)述べる。特性は他のパラメーターをかえるとかなりかわる場合も多いので、ここに述べるのは一般的な傾向にすぎない点に注意すべきである。

陰極フィラメント電流(I_f)の影響

簡単な為直熱形酸化物陰極を採用して(他の多くの研究所もそうである。セルプロフはプラズマ陰極を採用している)、長寿命や安定な動作を目指す必要から温度制限領域でなく、空間電荷制限領域で陰極を使っているので、フィラメント電流を少しかえてもほとんど影響はない(図2)。陰極面が約 900°C(光温度計等で測定)になるようにフィラメント電流をきめている。あまりフィラメント電流を下げすぎるとエミッションを失い、上げすぎると陰極の寿命が短くなる。長期に使っていてエミッションが不足しだすとフィラメント電流を少し上げるとともにもどることが多い。emissionが不足しだすと少し I_f を上げればともにもどることが多い。経験的にはフィラメント電流を定格の5%位上げても寿命が特に減ることはない。フィラメント電流を上げすぎるとノイズがふえたりビームが不安定になることがある。

アーク電流(I_{arc})の影響

磁場を最適値(イオン電流:最大)に調節するとアーク電流の小さいうちはアーク電流に比例してイオン電流は増加する(図4)。アーク電流を上げ、それに対応して磁場を少し下げると、以前と同じイオン電流を得る(図5)。

陽極を基準にした陰極電位(V_k)、中間電極電位(V_{ie})を図6に示す。中間電極電位はほとんどアーク電流によらず磁場にのみ依存する。陰極電位はアーク電流と共に深くなる。これは大きい電流をひきだす為陰極面での二重さやの potential drop が増大せねばならないことで説明できる。

磁場(B)の影響

アーク電流を固定して磁場を零(イオン電流も零に近い)からあげていくとイオン電流は大体磁場に比例して増加する。磁場のある値でイオン電流は最大となり、更に磁場をふやすとイオン電流のパルス波形は大きく天井がつぶれてしまう。これはビームが引き出し電極にあたることによると見られるので引き出し電極の aperture にも依る現象である。イオン電流を最大にする最適な磁場の値は先に述べたようにアーク電流の増加と共に減少する(図5)。

中間電極電位は磁場と共に増加する(電子の Larmor 振動に伴うインピーダンスの増加で説明できる)が、中間電極・陰極間電位差は期待されるようにほとんど磁場に依存しない(図6)。

H₂ガス圧(P)の影響

安定な放電の為の threshold をこえるとガス圧と共に陽極プラズマ密度は増加してイオン電流は増加し⁷⁾、やがてプラズマ密度の飽和と共にイオン電流も飽和することが期待されるが実際にこの傾向がみられる。

ガス圧の変化に対するアーク電圧、中間電極・陽極間電位差の依存性を図7に示す。中間電極・陽極間電位差はガス圧の増加に対して不変乃至少し減少し、陰極・中間電極間電位差はや、増加する。これらはガス圧の増加がもたらす二つの主な要因(Ⅰ)電子の平均自由行程の減少(インピーダンスの増大)と(Ⅱ)プラズマ密度の増大(インピーダンスの減少)とが大体うつけあいながら片方が他方に少しまきさることで説明できる。

経験的にはイオン電流の大きさと波形を最適なものにする、この近辺でガス圧はそれ程 critical ではないが一方そんなに広い範囲にはあり得ずおのずとまきまってしまう。ガス圧をかえると陰極温度、二重さやでの potential drop, イオン化, 散乱等放電の全体が比較的大きく様相をかえると考えられるので、運転においてはガス圧を大きく変化させない方がよい。

ガス圧は図1に示される位置で空気で較正したピラニゲージを用いて測定している、その絶対値は放電領域のガス圧の相対的なモニターにすぎない。

電極間隔の影響

アーク放電での陽光柱の占める役割からいって陰極・中間電極間距離は重要でない(§2参照)。実際に $\pm 10\text{mm}$ 程度陰極位置をかえても何ら目立った変化はみられなかった。標準位置は図1に示す程度である。

中間電極・陽極間距離(L_m , 図12)は両極間に存在する陽極プラズマが直接陽極孔から流れ出てくる為に重要であり得る。両極間の磁場分布も変化する。図8は、軸方向の磁束密度(B_z)が中間電極から約2mm(磁性体の陽極孔では3mm)陽極側で最大になり、この位置は中間電極・陽極間距離をかえてもほとんど不変なことを示す。図9は磁束密度が最大になる軸上位置での励磁曲線であり、普通励磁電流($I_m \leq 4\text{A}$ 辺で用いるので飽和にはかなり余裕がある。中間電極・陽極間距離を増加すると磁束密度は減少する。

とり出し得るイオン電流は中間電極・陽極間距離($L_m = 10.2\text{mm}$ が設計値)をかえてもほとんどかわらないことが図10よりわかる。

陽極孔の大きさの影響

陽極孔の大きさをかえた時のイオン電流の変化が図4に示されている。直径0.7mm ϕ 位迄は陽極孔の大きさと共に急速にイオン電流がふえるがそれ以上陽極孔を大きくしてもイオン電流の増加は大きくない。陽極孔の小さい時はプラズマカップに流れ込むプラズマ量が不足でイオン電流を制限しているが、陽極孔の大きい($\geq 0.7\text{mm}$ ϕ)時これがイオン電流を制限しているが、ある程度陽極孔を大きくとればプラズマカップ内のプラズマ量は十分で、引きだし(電場、ビームの発散等)がイオン電流を制限しているのだろう。

陽極孔をかえた時の H_2 ガスの流量を図11に示す。ガス流量は質量流量計(Hasting ALL-10)でニードルバルブとデュオプラズマトロンの間で測定した。ガス流量は0.7mm ϕ 辺で急速に増加する。これはイオン電流の変化に一致する。

4. Extraction of Positive Ions

プラズマカップからのひきだし

H₂ガス流量を必要最小限にする為陽極孔を普通1mm近辺にするが、陽極孔面積が小さいので陽極孔に直接引き出し電場をかける方式では空間電荷制限によって大きいイオン電流を得られない。この為、プラズマカップ(Plasma Expansion Cup, 図1)を陽極孔につけて、イオンを引き出すプラズマ面を陽極孔からプラズマカップ出口に著しく拡大するのが大電流を得る時の普通のやり方である。陽極孔からドリフトして出てくるプラズマは(理想的には)電場、磁場のないプラズマカップの中に静かにひろがり充滿する。イオンはカップ出口面から引き出し電場によって引き出される。

引き出し得る陽子電流の最大値(空間電荷制限)は引き出されたイオンによってプラズマ面での電場→零という条件で与えられ、カップ出口(プラズマ面)、引き出し電極面を L_{ext} (in m)離れた平行平面と近似する時は次式で与えられる:

$$I_{max}(\text{in A}) = 5.44 \times 10^{-8} \frac{(V_{ext})^{3/2} S}{(L_{ext})^2}$$

ここに V_{ext} (in V) は引き出し電圧, S (in m²) はカップ出口面積である。

1例を示すと $V_{ext} = 50 \text{ kV}$, $L_{ext} = 15 \text{ mm}$, $S = \pi r^2$ では $I_{max} \approx 850 \text{ mA}$ となり, 300mA の定格電流を得ることは困難ではない。

プラズマカップの形状

プラズマカップの形状は研究所によって異なっていて、材質(磁性体か非磁性体か)形状(円筒形、ノズル形)、大きさ、出口の形状(鋭い Skimmer の有無、メッシュの有無)、カップ内壁の状態(絶縁の有無、バイアス電圧の有無、メッキ)、カップ内のコイルの有無等の点で多様である¹⁾。

各研究機関は夫々のプラズマカップの利点を主張しているようだが、多分に研究上の歴史的経緯や担当者の好みに左右されている面もみられる。こうした事情は大電流を引きだそうとすると、どのプラズマカップからのビームも収差(phase spaceのゆがみ)を多少とも持ち、収差のない理想的なビームにならない為、必ずしも優劣が明白でないことにもよっているようである。プラズマカップの大きさは大体出口面積 $\sim \pi r^2$ 、長さ10~100mm、イオンビーム強度は50~300mA、エミッタンス(E_0)0.05~0.3 $\pi \text{ cm} \cdot \text{mrad}$ 位が多くみられる¹⁾。

KEKでは超音速ノズル形を採用している(図12, 図13)。この形はプラズマカップ内でのプラズマが十分密な時は、プラズマを連続流体と近似できるので連続流体をなめらかに(渦をつくらずに)輸送できる超音速ノズルを用いるとプラズマを陽極孔からカップ出口迄なめらかに輸送でき、従ってイオンビームのエミッタンスを小さくできるだろうという考えに基づいて提案された²⁾もので、他所でテストされていないので学問的に寄与し得ること、普通使われている「直線型の陽極孔につく円錐状拡がり、最後に円筒形内壁」というプラズマカップと比べて直観的にも有利でこそあれ不利と思えない為に採用してきた。

このプラズマカップからのビームの性能は文献6-8及びこのノートに述べられているが、全体的結論は次のように言える。

- 1) $\sim \pi \text{ cm}^2$ のプラズマカップ出口から500mA以上のイオンビームを容易に引き出し得るがこれは、他研究所での円筒形プラズマカップでの値よりむしろ少しよい。

2) 収差の程度は他のプラズマカップについての収差の報告が少なく、収差の形状が異なる場合もあり、優劣を定量的比べにくい、控え目にみて似たようなものに見える。

即ちどちらかといえばよい面があるが、現在の研究段階や使用経験の程度では、特に優劣を言えないようである。

ノズル形プラズマカップは、プラズマの連続流体近似に基づいているが、この近似が成立するにはプラズマ密度が大きくてプラズマ粒子間の相互作用が十分になければならない。この条件は陽極孔近くでは成立するが、カップ出口に近づくともはや十分には成立しない。従ってノズル形の利点は、カップの奥の方で(たとえば陽極孔から10mm位迄)成立しても出口近くでは成立しないことに注意すべきである。収差は殆んどカップ出口で生じているようであり^{7,8)}従って、収差はノズル形、円筒形を問わない問題のように思える。ノズル形カップで静かにプラズマを輸送できていても、その影響はカップ出口で生じる大きい収差にかくれてしまうだろう。むしろ静かな輸送によって壁でのプラズマの損失が減り、ビーム強度が増加し得る利点がノズル形の利点として実験結果に現われている可能性がある。

エミッタンス

50kVの引き出し電極の直後ではかったエミッタンスの典型例を図14に示す。基本的な形はイオン電流の大きさによらず、同じで、磁場、H₂ガス圧、プラズマカップ形状等ほとんどあらゆるパラメーターの変更によっても大きくはかわらない。各種のパラメーターへの収差の依存性から、収差が主にプラズマカップ出口でのプラズマ面の変形によっていることが結論される^{7,8)}。又エミッタンスをはかる為のスリット像を逆にトレースしていくことで(図15)プラズマ面の変形が inward-meniscus type であることが推定される。^{1,7,8)}

プラズマカップ出口の形状の影響

典型的な3つの形状(図16)の中で適度に面とりした(B)型がイオン電流の点でも(A)、(C)より20%前後すぐれ、収差の程度も最も小さかった⁷⁾(但し現在のノートの実験結果はほとんどすべて(A)型に対してである)。

プラズマカップ出口でのメッシュの影響

メッシュはCERNのデュオプラズマトロンで成功裡に用いられている。我々の実験結果^{7,8)}によると、メッシュのない時に比べ、引き出し電場が巨視的に軸に平行になる為か、ビーム径がや、小さくなり、イオン電流強度は大体不変である。しかし微視的にはメッシュ点ごとに収差がおきて、ビーム像はメッシュ点に対応するたくさんの少しづつ異なる Phase space の集合体になる。⁷⁾従ってエミッタンス・ダイアグラムは歪みは短いがいくつもの帯の集まりになる。メッシュの使用は実験にとどめたが、上記のビームの性質はリニアックを通す上でもよい結果をもたらす可能性があり今後テストすべき点である。

カップ出口から10mm程カップの奥にメッシュを沈ませてみた。この目的はカップ内に出口に平行な等電位面を作り、出口でのプラズマ面を平面に近づけること、及び出口にメッシュを置く時にメッシュ点が一一つ小さい

レンズとなって収差を生じる欠点を除去することだった。たしかに後者の目的は達せられ、メッシュのない時に似たなめらかなエミッタンス・ダイアグラムを得られるが収差が特に改善されることはなかった。メッシュのない時に比べ、カップ出口でのプラズマ密度分布がより一様(周辺部も濃くなる)になっていることがみられるが、プラズマ面の变形は相かわらずで、従って周辺部に起因する aberrant part が濃くなっている。イオン電流強度には大きな変化はない。もっと系統的な研究ができればよい結果を期待できるかもしれない。

プラズマカップの長さ(L_{pc})の影響

イオン電流強度はプラズマカップ長さが27mm辺でゆるやかなピークを示す(図17)。カップの長さが短かすぎると出口で未だ十分にプラズマが全面にひろがらず、中心軸付近のみが有効なイオン放出面になり、長すぎるとカップ内壁でのプラズマの損失があるからだろう。

エミッタンスに与える影響をみると、長いカップでは aberrant part がふえるが、これはプラズマが中心軸付近のみでなく、壁近く迄十分にひろがるからだろう。逆に aberrant part の over focusing な度合い(角度)は小さくなり、プラズマ面が平面の方向に改良されていることを示す。しかしエミッタンス・ダイアグラムの変化はカップ長さを18mmから31mm迄かえても定量的にはそんなに大きくはない(データは文献8に)。

プラズマカップへのバイアス電圧の影響

カップ出口でのプラズマ面を平面に近く制御する目的でカップ内壁にバイアス電圧をかけて影響を調べた(図18(a))。カップ内のプラズマの電位は electron rich の為にわずかに(例えば-30V)負であることが知られている⁷⁾(図3参照)。従って正のバイアス電圧をかけると大きな電子流がカップに流れこむ。実験的にはこの時ビームのエミッタンスは悪化する。⁷⁾ 負のバイアス電圧をかけるとたとえば-30V辺を境にしてカップには主としてイオンが流れこむ。負のバイアス電圧(0~-50V)によって収差が減少するのが見られる⁷⁾。バイアス電圧をこれ以上深く(→-1kV)しても大きな変化はみられないが、引き出し電極直後で観察するとビームが hollow (中空) ぎみになっていく(中心軸近くのプラズマ面が凸方向にすすむ)。イオン電流強度はバイアスによってわずかに減少する(数%程度)。

結論として-(20~50)Vのバイアスは有効である。バイアス電源なしに小さな抵抗をカップと陽極の間につける autobiasing⁷⁾は簡単で実用的である。

カップ内壁でなく、カップ出口のみにバイアスをかけて、もっと直接にプラズマ面の壁ぎわのところを制御することを目的にして図18(b)、(c)のような形状でバイアス電圧を印加したがよい影響は見いだせなかった。

(b)ではバイアス電圧を負に数百ボルト迄下げていってもイオン電流強度もエミッタンスの形も殆んど変化しない。更に-1kVから-3kVにかけてバイアスを深くするとイオン電流強度は20~30%減り(引き出し電極の直後で)ビーム径はや、小さくなり hollow ぎみになる。収差の形はあまりかわらない。(c)の時もバイアス電圧が零から-500Vの範囲で(電極エッジでの放電でこれ以上深くできず)(b)と同様の傾向がみられた。

Saclay ではバイアスをかけるプラズマカップ内壁に円筒状の金のリング(1mm厚)を入れて酸化物の付着やよごれをなくすことが、ビームの phase space をよくする上で非常に有効だという。⁹⁾

引き出し電圧(V_{ext}), 引き出し電極の形状の影響

イオン電流は引き出し電圧と共に $V_{ext}^{-1-1.5}$ の形で増加し飽和する。飽和する値はアーク電流が大きい程大きく(図19)引き出し距離が小さい程大きい。上限は空間電荷制限や電極間の放電によって与えられる。

50 A 迄のアーク電流では、引き出し電圧50kVで放電なしに安定に引き出せる最小距離は約10mmで、約 550mA のイオン電流を得られる(図17)。

引き出し電極の形状(軸との傾き角, 中心孔のところの電極の厚さ等)については文献7に実験結果を示したが critical でない。

磁性体によるプラズマカップ

プラズマカップの中には中間電極・陽極間の磁場が10ガウス程度しみだして、軸方向の成分は図20に示すような分布をしている。軸に垂直な成分も同程度存在していると考えられる。プラズマのなめらかな膨張には、もれ磁場は有益とは思われない¹⁰⁾のでカップ内壁を磁性体(S S41)にして変化をみた。プラズマカップ内のもれ磁場は半減しているがカップの出口ではあまり変化がない。引き出し電極の直ぐ後方でビームのエミッタングラフをみると中心に今迄以上に集中した部分と、強度は弱いが今迄より著しくひろがって収差の大きい halo の部分とでできているのが特長である。中心の部分も今迄と基本的に同じ形の収差を示している(図21)。これは Septier et al¹⁰⁾の観察と定性的に一致している。彼らによれば skimmer を磁性体にする事で収差のないきれいなビームを得たとのことで、今後テストするに値する。

陽極孔(ノズル形)の部分磁性体(S S41)にかえてみたが予想通り全く小さいイオン電流(50kVで 100mA以下)しか得られなかった。これは磁力線が陽極孔を通るよりむしろもっと大きい半径のところで(中間電極側の)陽極壁にすわれていて、陽極孔に磁力線が十分入りこまない為にイオンの陽極壁での損失が大きい為だろう。

プラズマカップ内の磁場の制御

小さいソレノイドコイルをカップ壁にうめこんで(図22(a)), 10ガウス程度の軸方向磁場を作ると、イオンビームの phase quality がかなり変化する。弱い磁場をかけるとイオン電流はほとんどかわらずビームの広がり小さくできる(図22(b), (c))。これは Septier et al¹⁰⁾の報告に一致している。正負どちらかに磁場を大きくするとビームの広がりは著しく増加する事実からみても、最適なビームはカップ出口で磁場がほとんどない時に対応しているのだろうと予想される。¹⁰⁾

KEK のイオン源では簡単な為このソレノイドコイルを用いていないが、磁性体 skimmer, 磁性体プラズマカップの併用¹⁰⁾を含めて更により結果を得る可能性があり、今後テストするべき点と思われる。

まっすぐな陽極孔

ノズル形の陽極孔は狭まり又広がる最小の aperture の点(throat)で特長づけられるが、この部分をまっすぐな孔にかえた時のガス流量を図23に示す。孔の軸方向長さを 0.4から 2.4mmとかえると、デュオプラズマトロン内のガス圧が同一でもガス流量は半減する。孔の直径 1 mm ϕ , 軸方向長さ 0.4mmの時のガス流量はノズル形(陽極孔 \sim 1 mm ϕ)の時と同様である。

イオン電流強度も又孔の軸方向長さによってかなりかわる(24図)。孔の長さが 0.4mmの時に、ノズル形と同程度(又は少し大きい目)のイオン電流が得られる。ビームの phase quality には目立った差異はない。

イオン電流のバルス内での微小振動

デュオプラズマトロンは性質のちがったいくつかのプラズマ(陰極プラズマ, Fireball, 中間電極プラズマ, 陽極プラズマ)をもち、磁場を加えるのでノイズの多いイオン源として知られている。¹¹⁾ 振動は現象的には coherent な振動, incoherent な振動(狭義のノイズ), 外部回路によってひきおこされる振動にわけられるが、主な振動は多少とも coherent なものである。(他のものは比較的容易に小さくできる)。MHz程度(いわゆる acoustic frequency)の coherent な振動が今迄にも観測され報告されてきた(簡単なレビューは文献12にある)が各報告による振動は振動数や、イオン源のパラメーターに対する依存性等の点で種々である。

KEKのデュオプラズマトロンでも、パラメーターの設定によって振巾や振動数はかわるが1~2MHzでイオン電流でみて0~3%位の振動が観察される。¹²⁾ 振動数は磁場と共に増加し($B^{0.5-0.7}$), アーク電流と共に増加し、ガス圧にはほとんどよらず、中間電極・陽極間距離に逆比例し、ガスの種類によって近似的に $M^{-1/2}$ (M :イオン質量)の依存性をもつ。又振動数は引き出し電圧、引き出し距離、プラズマカップの長さ等に依存しない。これらのことから、この coherent な振動は陽極プラズマでのイオン音波といわれるものに相当する可能性が大きい。¹²⁾ 振巾は磁場と共に増加し、アーク電流の増加と共に急速に減るので、振動の少ないビームを得るには、磁場を小さくし、アーク電流を上げるのがよい。

電極やイオン源本体の交換の際の経験から、ノイズを含め振動には電極のよれや不純物の影響があり得る。放電領域の電極は放電によるクリーニングで十分きれいになるのだろうが、これを期待できない領域(プラズマカップを含め)の電極は薬品や超音波洗浄、電解研磨等で洗浄することが望ましい。

ノイズがある時はやはり1~10MHz程度の振動数成分が多いが、原因が必ずしもはっきりしないこともある。アーク電流、磁場、プラズマカップ・陽極間抵抗値(autobiassing用)等に依存している。

5. Conclusions

運転の制御

イオン源周辺の接続の主要なものを図25に示す。細かい運転方法は運転マニュアル等に表示されるだろうが、次のような主要な順序さえ踏めば問題ない。

- I) 冷却油を流す。
- II) フィラメント電流を設定する。始動時には定格値の数%程度一分間程超過させて簡単な re-activation をすると放電が付きやすい。
- III) H₂ガスを流す。
磁場電流設定
引き出し電圧印加
- IV) アーク放電トリガーをかける。

停止させる時は逆の順序を踏む。(Ⅲ)の項目間の順序は重要でない。

アーク放電は 0.5~1 時間で安定になる。従って引き出し電圧をかける前に低いアーク電流(~30 A)で一時間程ならし運転してから一応アーク放電をとめて、高電圧を設定して正式にアークのトリガーを与えればよい。アーク放電がつきにくい時はカス圧、フィラメント電流を少し増加させるとつきやすい。しばらくして定格値にもどす。

酸化物陰極の準備については別のメモに、又陰極交換機構等については文献(13)に述べる予定だが、酸化物陰極は予め別の真空槽でガス出しと活性化をして真空中(何ヶ月もの長期保存ではこちらがよい)か乾燥窒素中に密閉して保存する。使う時は保存場所よりとりだして乾燥窒素をみたした小容器に入れて現場に運んでイオン源にとりつけばよい。予めイオン源中には乾燥窒素を充填させておく。一度活性化させた酸化物陰極は数回~10回位は乾燥窒素にさらしなおしても働きつづける。カソードの交換は手早く行なう程よく、例えば30分位で再び真空中にあるようにする。一度アーク放電で使用した陰極をしばらく(たとえば1日以上)保存する時は必ず真空中に保存する。乾燥窒素中では余程気密でないと水分を吸って酸化物が剥落する。

イオン源とビームの標準パラメーター

我々のデュオプラズマトロン(の標準パラメーターと(テストベンチ上における)典型的なビームパラメーターを表1に示す。

Table 1 Typical parameters for the KEK duoplasmatron

フィラメント電流(I_f)	40A
アーク電流(I_{arc})	50A
最大磁束密度(B)	0.1~0.2Wb/m ²
H ₂ ガス圧(P)	0.4~0.5Torr
H ₂ ガス流量	4~5cc-atm/min
引き出し電圧(V_{ext})	50kV
引き出し距離(L_{ext})	12mm
イオン電流(I^+)	300~500mA
エミッタンス(E_n)	0.1~0.2 π cm-mrad
Brightness($B = 2I^+/E_n^2$)	~5 $\times 10^{10}$ A/m ² /rad ²
中間電極 canal aperture	5mm ϕ
中間電極-陽極磁極間距離(L_m)	10.2mm ϕ
陽極孔(D)	1.2mm ϕ
ノズル形プラズマカップ長さ(L_{pc})	27.1mm
プラズマカップ出口面積	3.8cm ²
プラズマカップバイアス	-(20~50)V

改良の方向

以下に改良の方向についてコメントを記して今後改良にあたる方への参考になることを期待したい。

1) デュオプラズマトロンの小型・軽量化

現在のものは広範なパラメーターの変化をテストする為と余裕過剰で十分小型といえない。コイル、放電領域、堅肉厚等の軽減、細部の単純化(ボルト数の減少、陰極フランジのアライメント不用、ガス導入口や真空ゲージをフランジ接続から銀ろう付けに等)により大巾にコンパクトにでき、取扱いやすく信頼性を増大できる。

2) デュオプラズマトロンと引き出し電極の一体化

現在の"monster"加速管はやがて少なくとも世界的レベルにはコンパクトにすべきだが、これにあわせて引き出し電極をデュオプラズマトロン側にとりつけて(BNL, CERN), アライメントをよくし、テストベンチでの条件を再現できるようにし、保守改良をやりよくする。

3) イオン源用電極を Rotating shaft 方式から高電圧絶縁トランスにかえる(BNL, CERN), 保守しやすく、高圧ステーション内を静かに広く使える。

4) イオン源のコントロールを光学ファイバグラス等のマルチ・ユニット化しアナログ信号を含めチャンネル数を増やし、故障時の交換を容易にする。

我々のデュオプラズマトロンの機械的構造や特長、アークバルサーの特長等は文献13に示すので、ここでは省略した。

終りにイオン源の設計・建設について一つ一つ記せない程多くの助言や援助をして下さった入射器のグループのすべての方と、西川哲治教授に深く感謝します。

References

- 1) Th. Sluyters: "High Intensity Proton Sources for High Energy Accelerators" Proc. 2nd Intern. Conf. on Ion Sources, Vienna, 1972, p.190.
- 2) V. Kovarik and Th. Sluyters: "An Analytical Approach to the Design of a Plasma Expansion Cup" Proc. 1st Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, BNL, 1971, p.21.
- 3) R.A. Demirkhanov et al: "Ion Sources with Plasma Contraction by Inhomogeneous Field: BNL 767 (C-36), 1963, p.224.
- 4) R.A. Jacobsen and H.P. Eubank: Plasma Phys. 15 (1973) 243.
- 5) G. Gautherin et al: Plasma Phys. 11 (1969) 397.
- 6) M. Kobayashi, A. Takagi, S. Fukumoto and Th.J.M. Sluyters: "Preliminary Test of a Nozzle Type Plasma Expansion Cup" Proc. 1972 Proton Linac Conf. Los Alamos, p.365.
- 7) M. Kobayashi, T. Nishikawa, A. Takagi and S. Fukumoto: "Ion Source Developments at KEK" Proc. U.S.-Japan Seminar on High Energy Accelerator Science, Tokyo and Tsukuba, 1973, p.518.
- 8) M. Kobayashi, T. Nishikawa and A. Takagi: "A Duoplasmatron with a Nozzle Type Plasma Expansion Cup" Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, 1974, II-5.
- 9) R. Vienet (Saclay): private information.
- 10) A. Septier, F. Prangere, H. Ismail and G. Gautherin: Nucl. Instrum. Meth. 38 (1965) 41.
- 11) J. Kistemaker, P.K. Rol and J. Politiek: Nucl. Instrum. Meth. 38 (1965) 1.
- 12) M. Kobayashi and A. Takagi: "Oscillations in a Duoplasmatron Ion Source: Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and Formation of Ion Beams, Berkeley, 1974, I-3.
- 13) M. Kobayashi and A. Takagi: "Construction of Duoplasmatron Ion Source for the KEK-PS" to be submitted to 1977 Particle Accelerator Conference, Chicago.

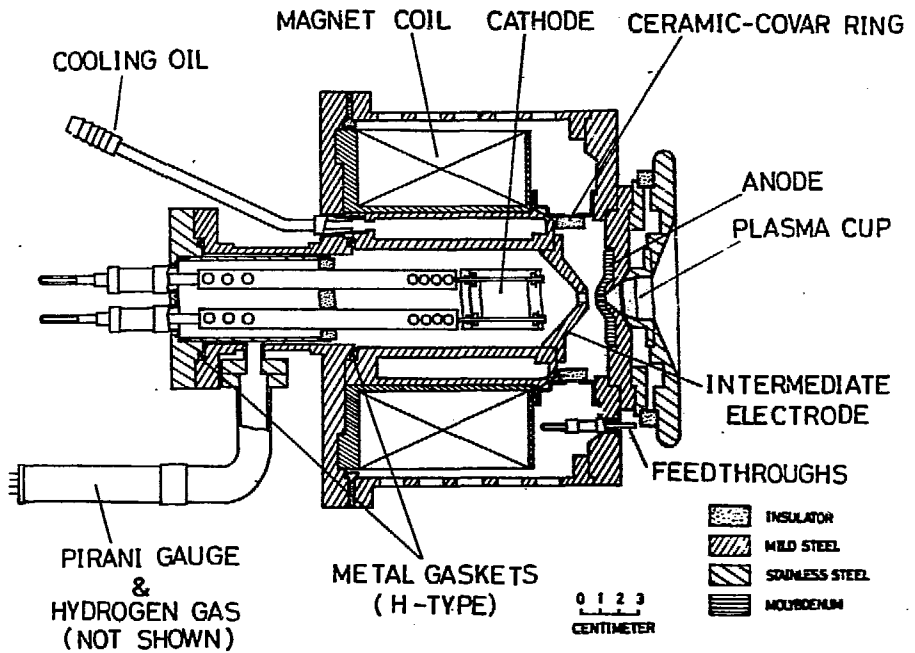


Fig.1 A sketch of duoplasmatron for the KEK-PS (1976).

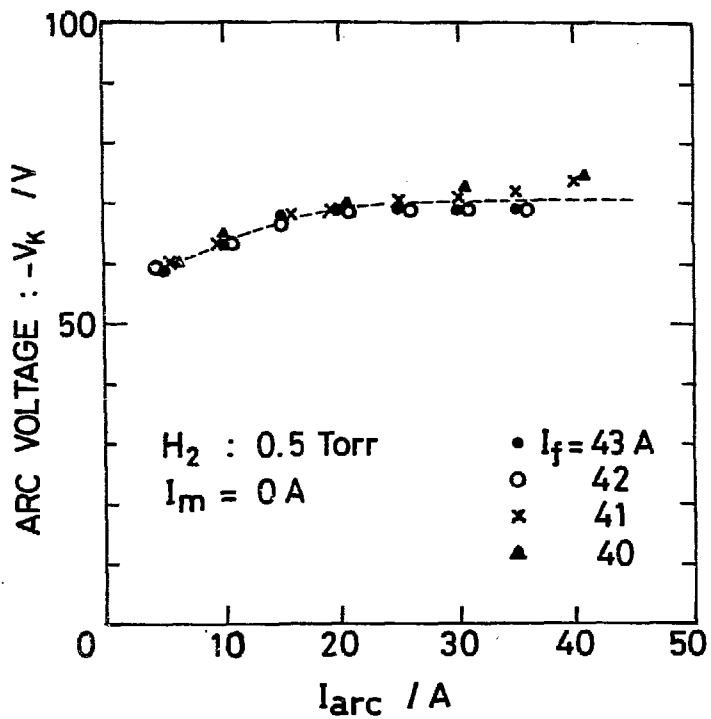


Fig.2 Arc voltage as a function of arc current for different filament currents.

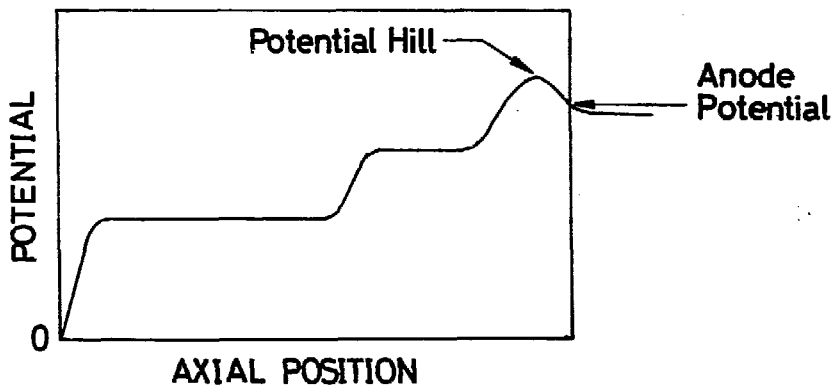
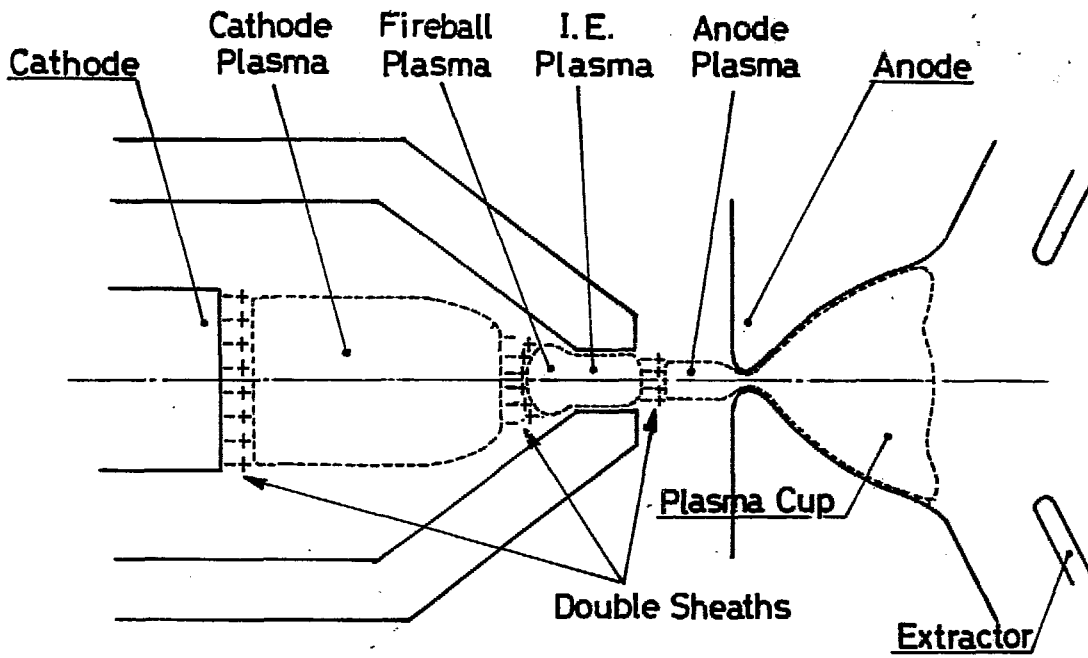


Fig.3 A schematic drawing for the plasmas in duoplasmatron and potential distribution on the axis.

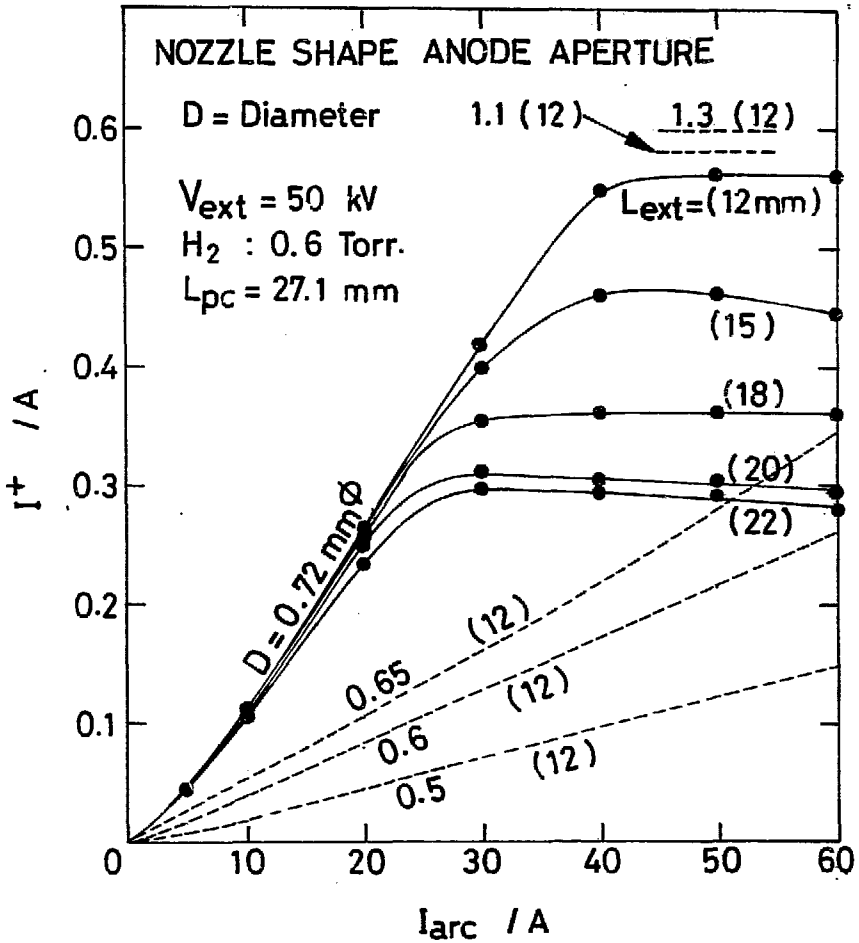


Fig.4

Ion current as a function of arc current for a plasma cup with the anode aperture of $0.72 \text{ mm} \phi$. Different anode apertures are compared by dashed curves at the extraction distance (L_{ext}) of 12 mm . Magnetic field is optimized for each point.

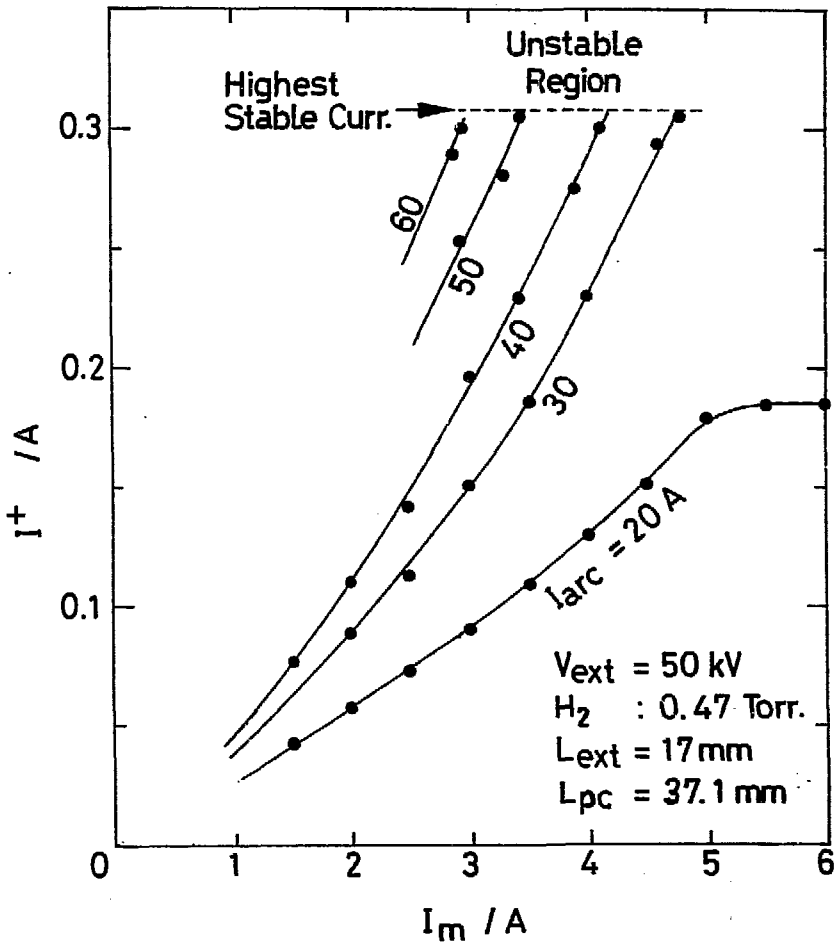


Fig.5 Ion current versus magnet coil current (700 turns).

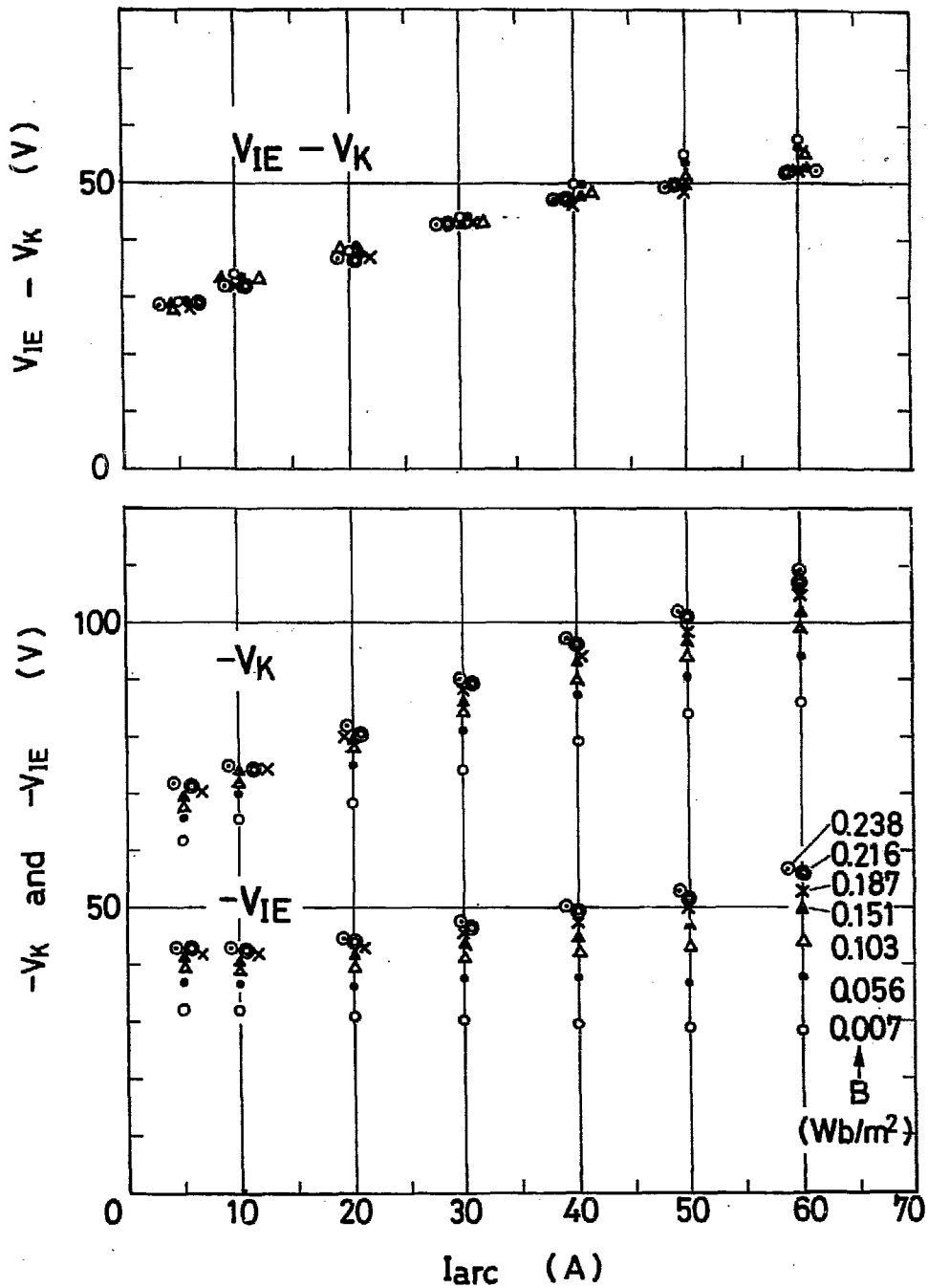


Fig.6 Dependences of arc voltage (V_K) and intermediate electrode-anode voltage (V_{IE}) on arc current, H_2 gas pressure = 0.6 Torr.

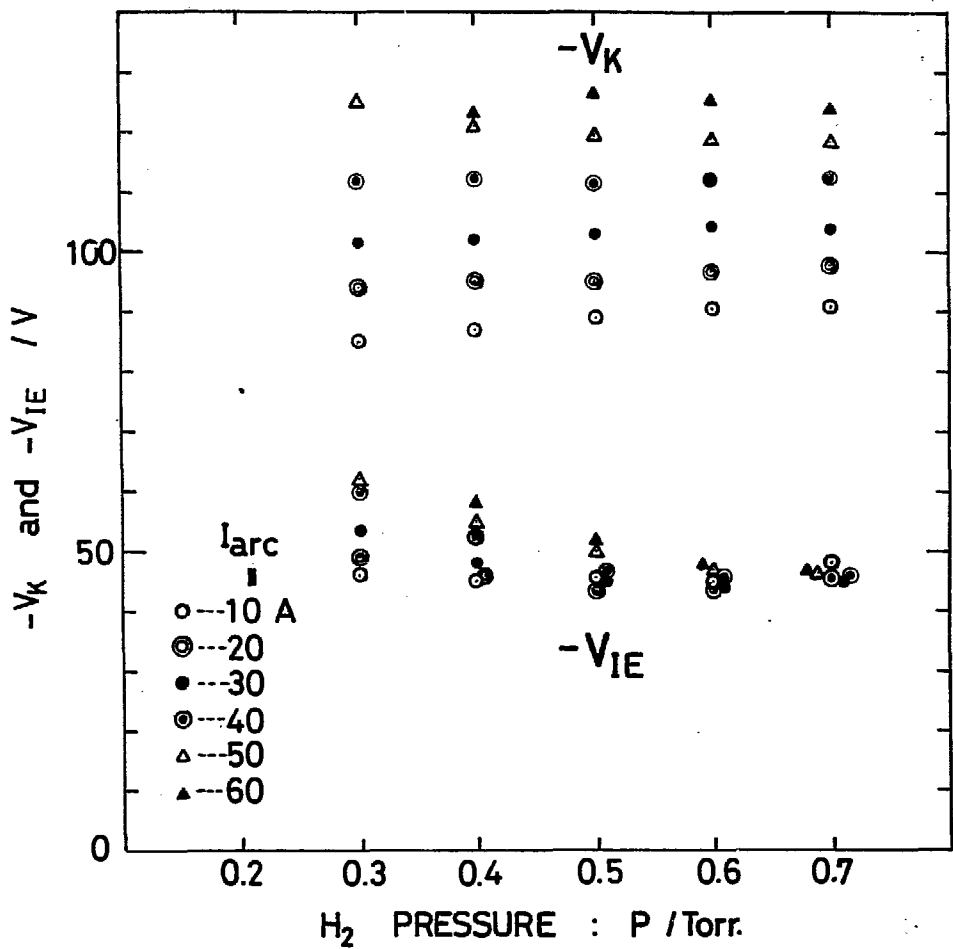
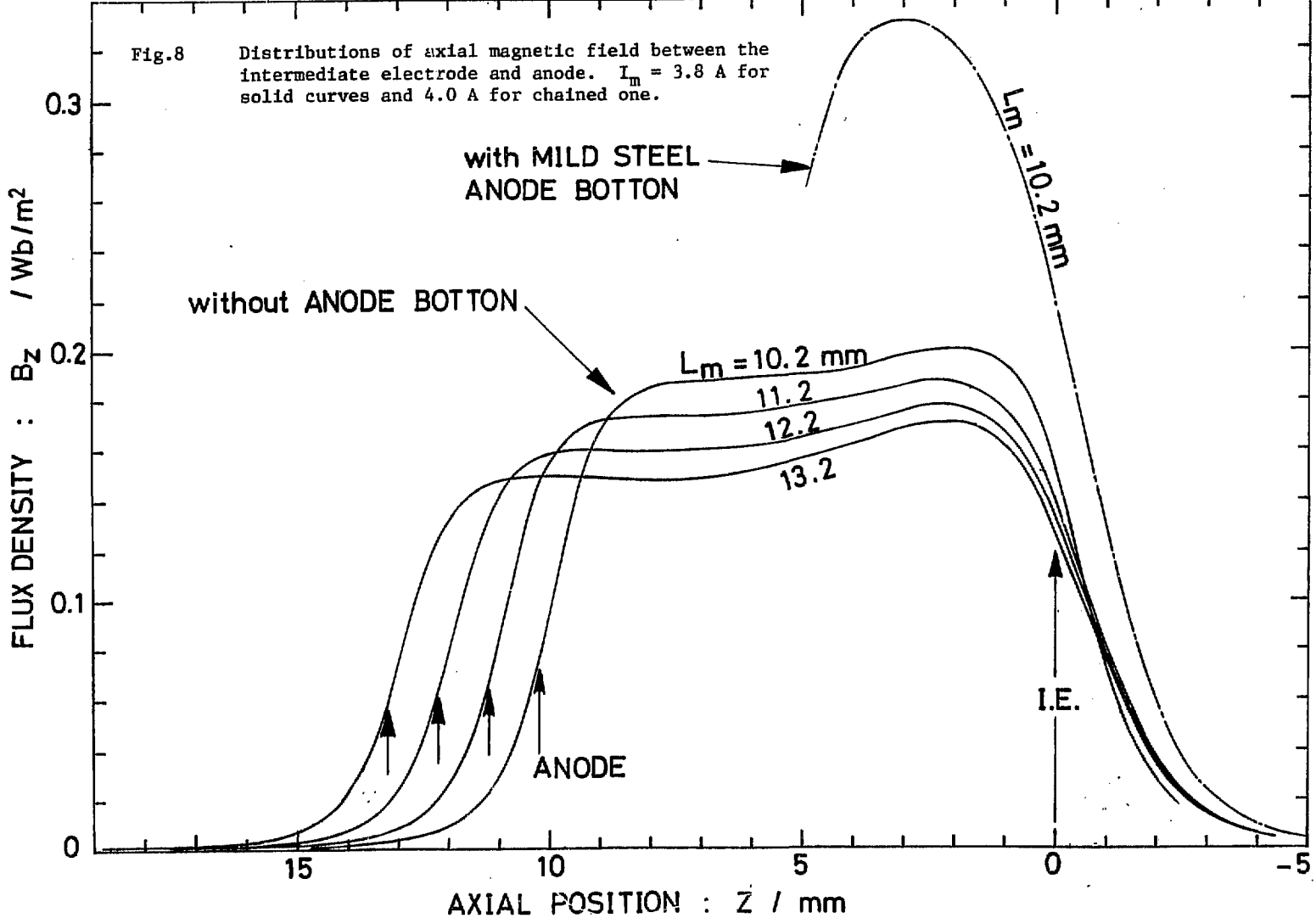


Fig. 7 Dependences of arc voltage (V_K) and intermediate electrode-anode voltage (V_{IE}) on gas pressure. Magnetic flux density (B) = 0.16 Wb/m^2 .

Fig.8

Distributions of axial magnetic field between the intermediate electrode and anode. $I_m = 3.8$ A for solid curves and 4.0 A for chained one.



with MILD STEEL ANODE BOTTON

without ANODE BOTTON

$L_m = 10.2$ mm

11.2

12.2

13.2

ANODE

I.E.

$L_m = 10.2$ mm

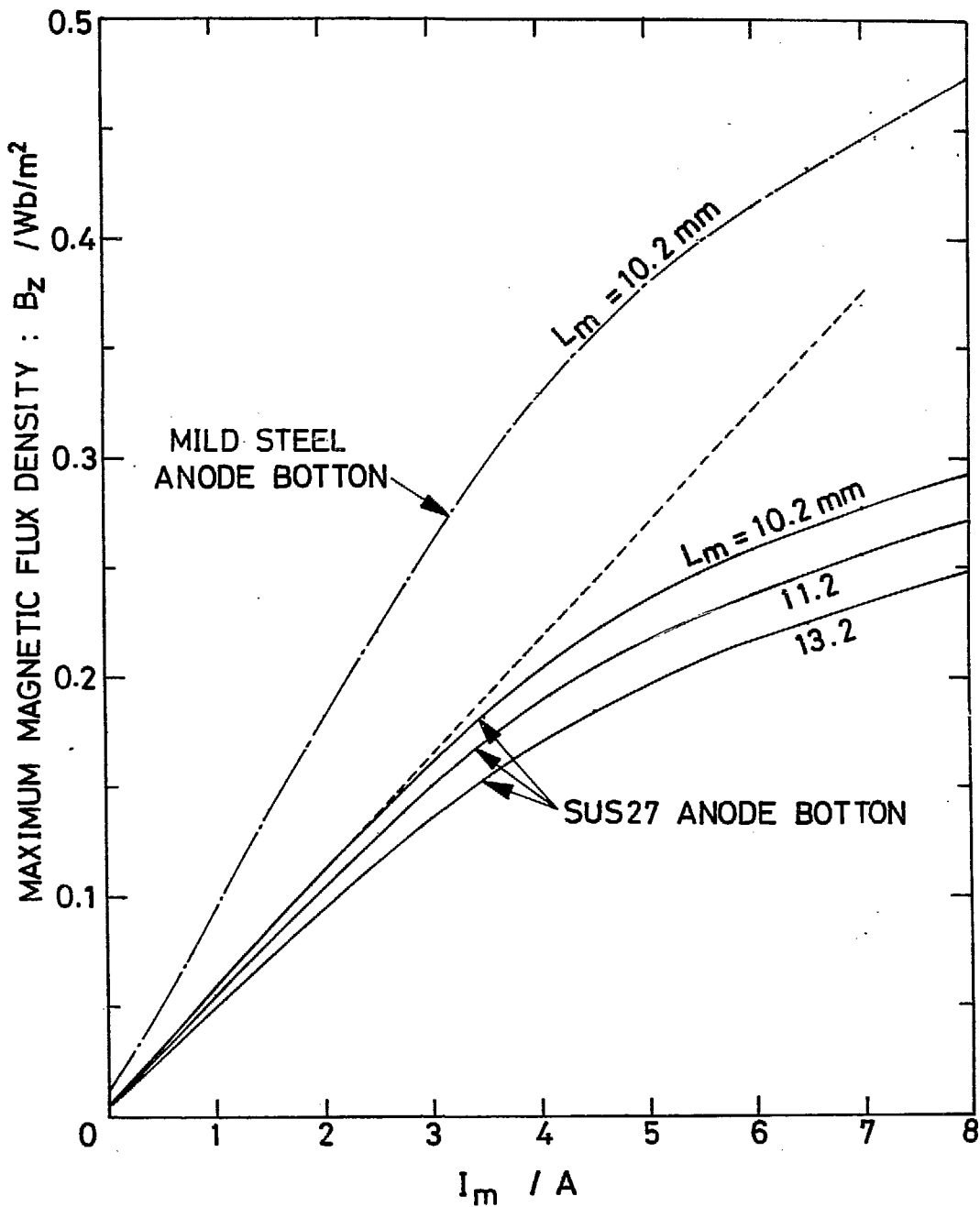


Fig.9 Excitation curves of axial magnetic field between the intermediate electrode and anode.

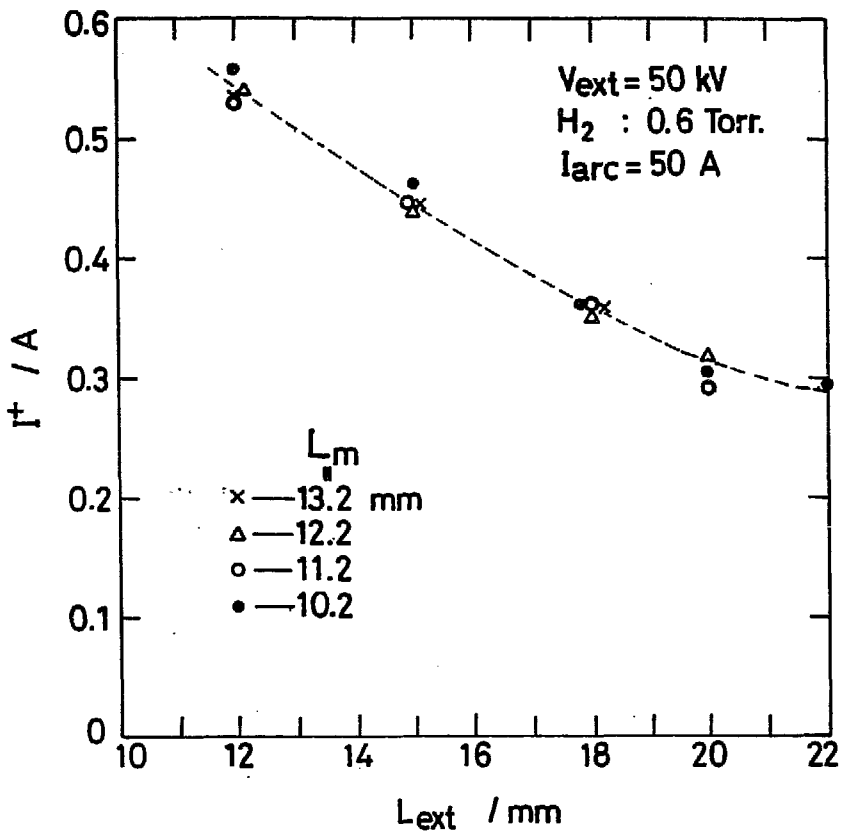


Fig.10 Effects of intermediate electrode-anode distance (L_m) on ion current. Anode aperture = $0.72 \text{ mm}\phi$. Magnetic field is optimized for each point.

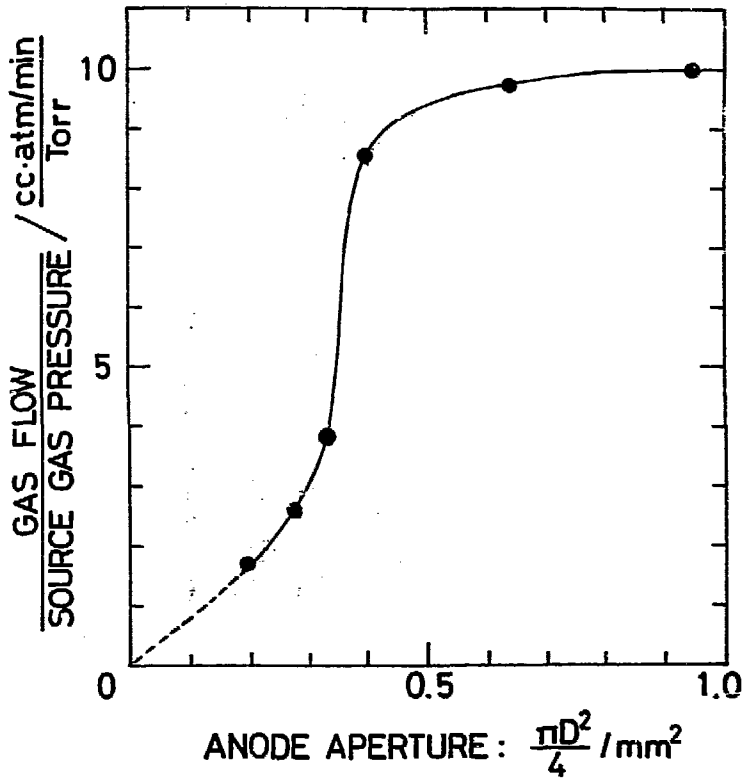
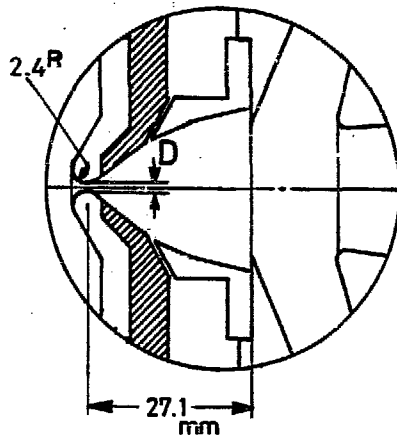


Fig.11 H_2 gas flow versus anode aperture.

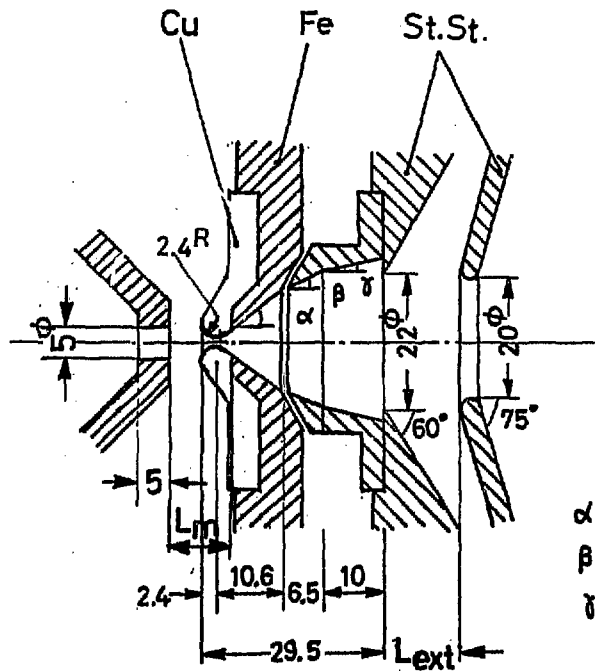


Fig.13 Geometry of the present nozzle type plasma cup.

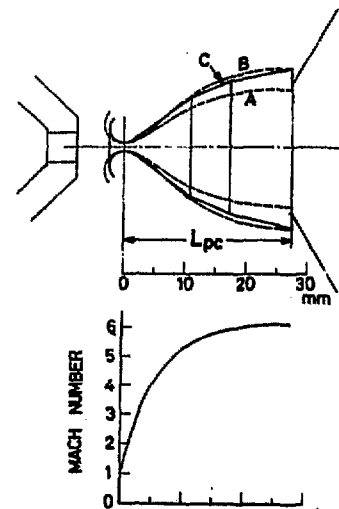


Fig.12 Contour of a nozzle type plasma expansion cup in comparison with calculation. A: Isentropic core, B: core plus boundary layer, C: actual cup.

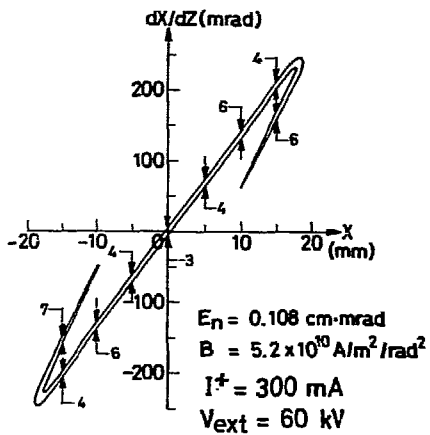
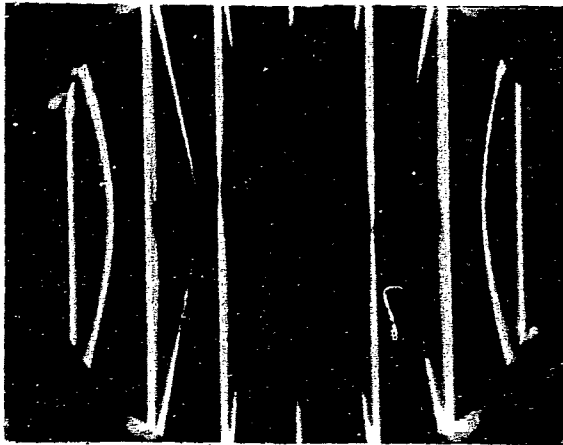
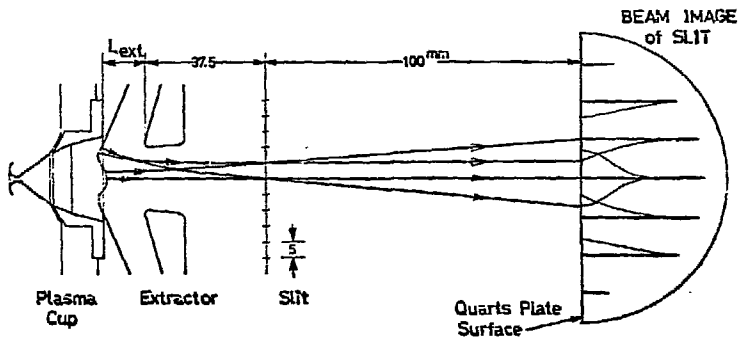


Fig.14 A typical emittance pattern of extracted ion beam just behind the extractor. Plasma cup: type B. $I_{\text{arc}} = 35 \text{ A}$. Biasing voltage to plasma cup = -100 V.

0 10 20 mm



(a)



(b)

Fig.15 (a) A typical beam image of slits. Ion current = 600 mA.
 $V_{ext} = 50$ kV. $L_{ext} = 12$ mm. $I_{arc} = 40$ A. H_2 : 0.6 Torr.
(b) Expected beam trajectory producing two peaked beam image for a single slit.

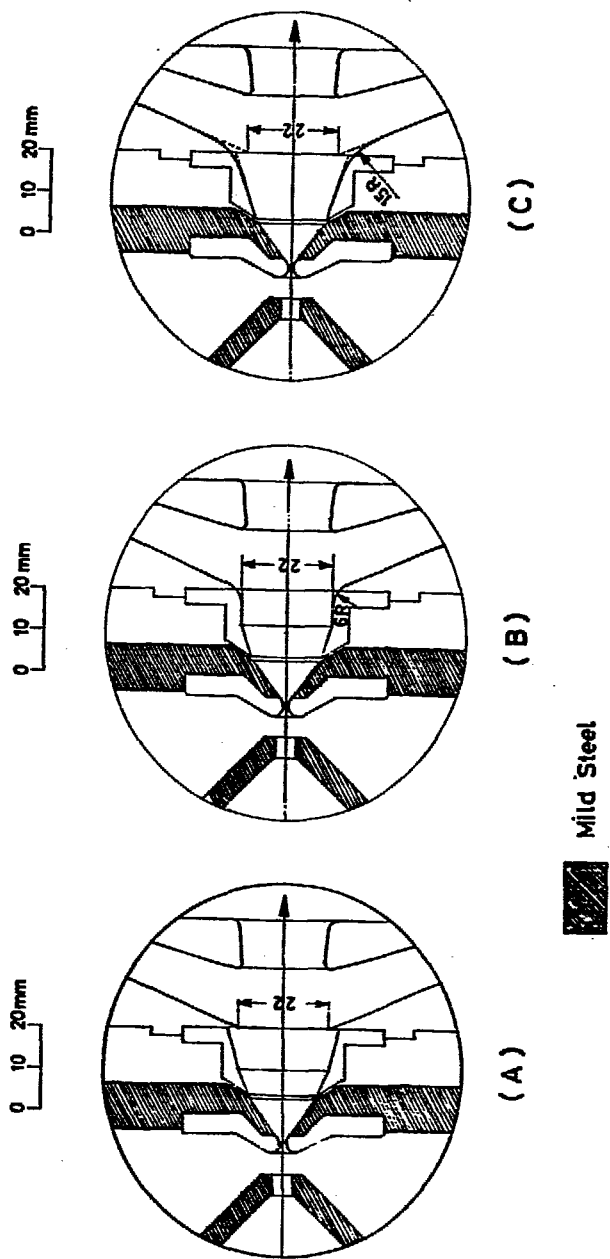


Fig. 16 Three plasma cups having different contours at exit.

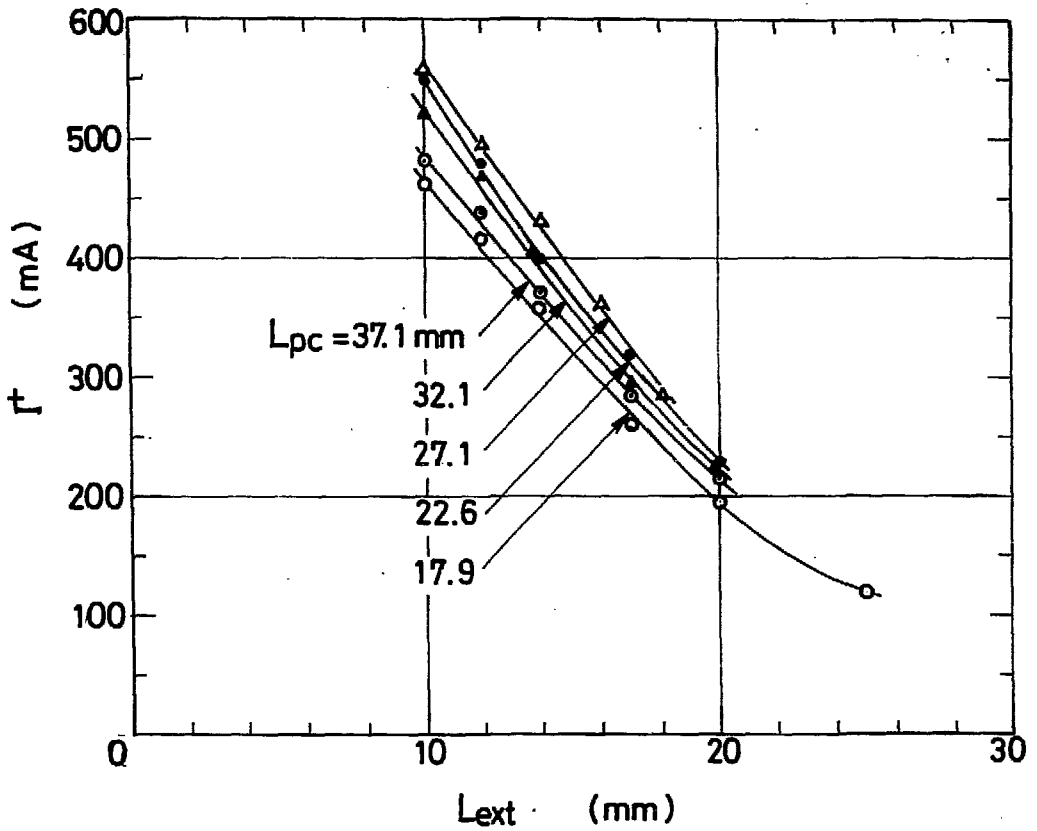


Fig.17 Ion current obtained for plasma cups (type A) having different lengths. $I_{arc} = 40$ A. H_2 : 0.47 Torr. $V_{ext} = 50$ kV. Source magnetic field is optimized for for each point.

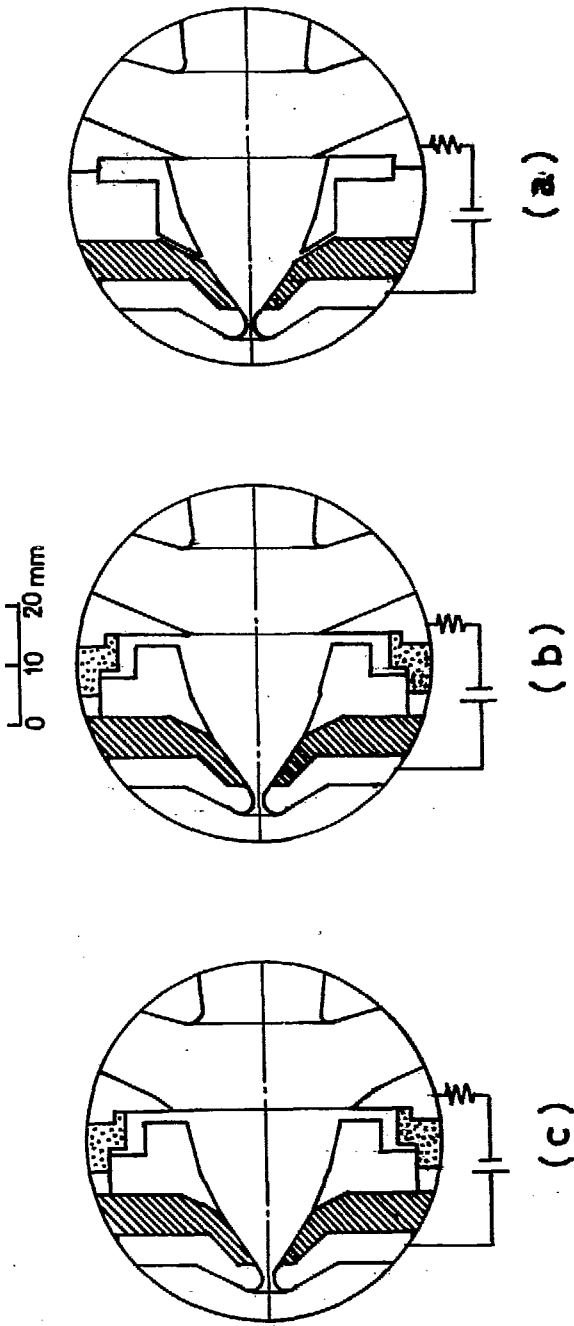


Fig. 18 Biasing the plasma cup wall and exit.

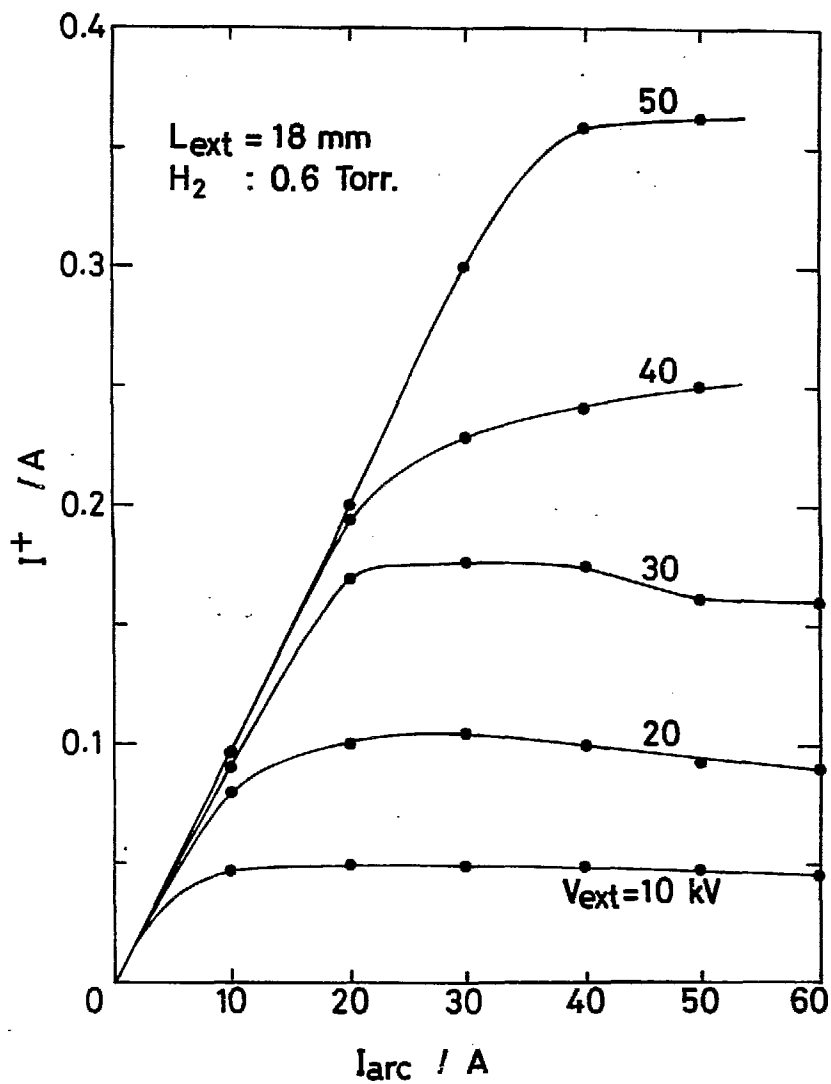


Fig.19 Ion current versus arc current for different extraction voltages. Anode aperture = $0.72 \text{ mm}\phi$. $L_m = 13.2 \text{ mm}$. Magnetic field is optimized for each point.

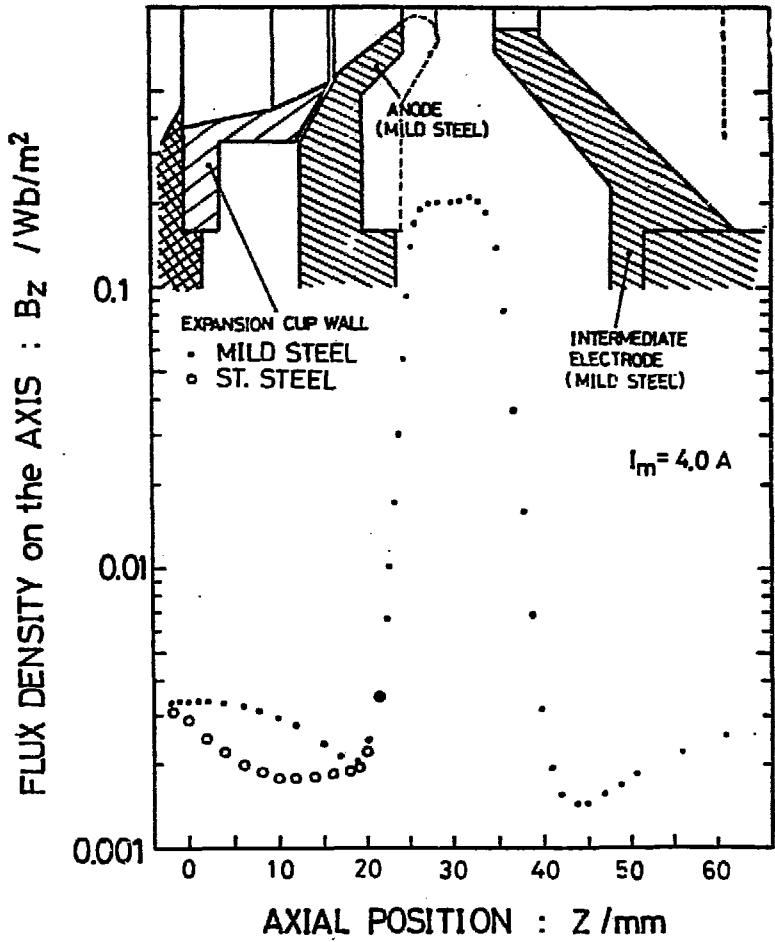


Fig.20 Axial magnetic field in the plasma cup both for magnetic and non-magnetic wall materials of cup.

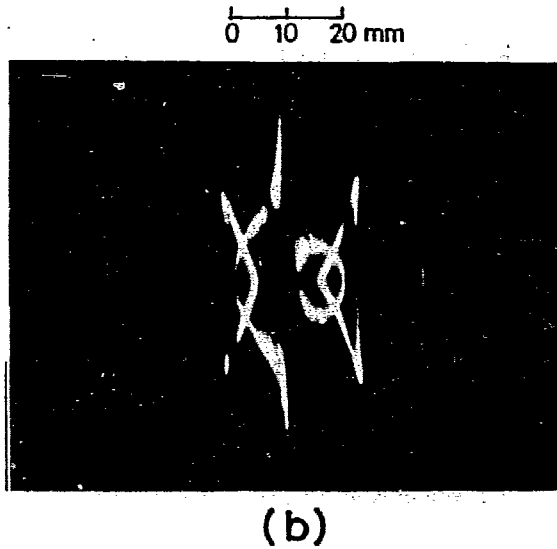
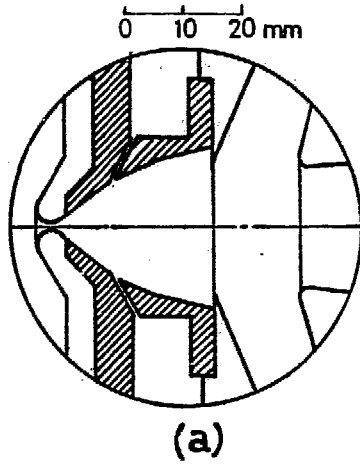


Fig.21 (a) Plasma cup with magnetic wall (shaded parts) and (b) a typical beam image through slits (see Fig.15(b)). Ion current = 200 mA. $V_{ext} = 50$ kV. $L_{ext} = 21$ mm. $I_{arc} = 30$ A. Anode aperture = 0.72 mm ϕ .

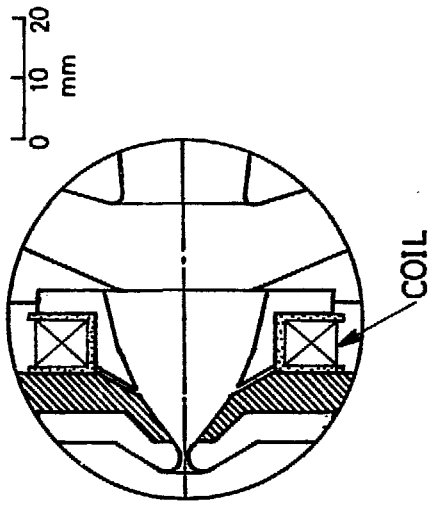
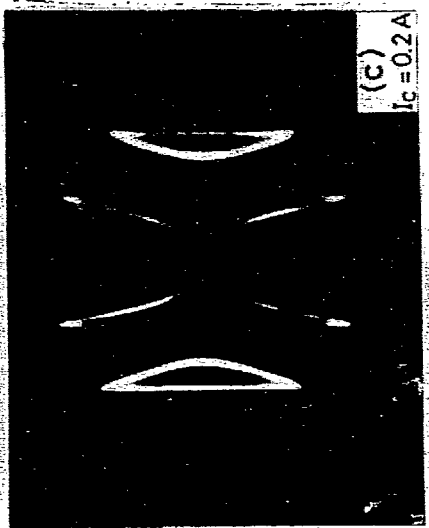
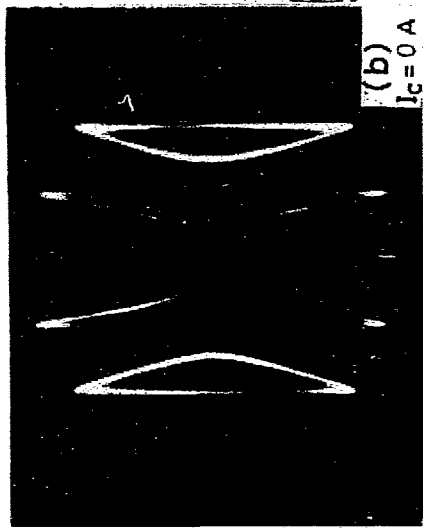


Fig. 22

(a) A small solenoid coil in the plasma cup. (b) and (c) An effect of weak magnetic field produced by the coil. $I_c =$ coil current. Ion current = 175 mA for (b) and 160 mA for (c). $V_{ext} = 50 \text{ kV}$. $I_{arc} = 40 \text{ A}$. $I_m = 5 \text{ A}$. H_2 : 0.6 Torr. Anode aperture = 0.72 mm ϕ .

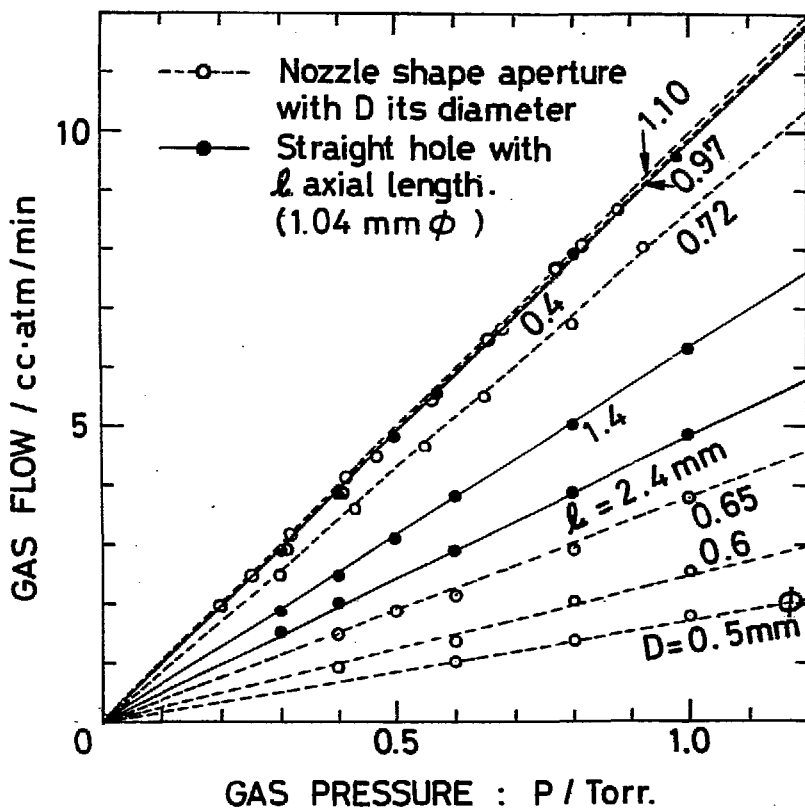


Fig.23 H₂ gas flow as a function of gas pressure.

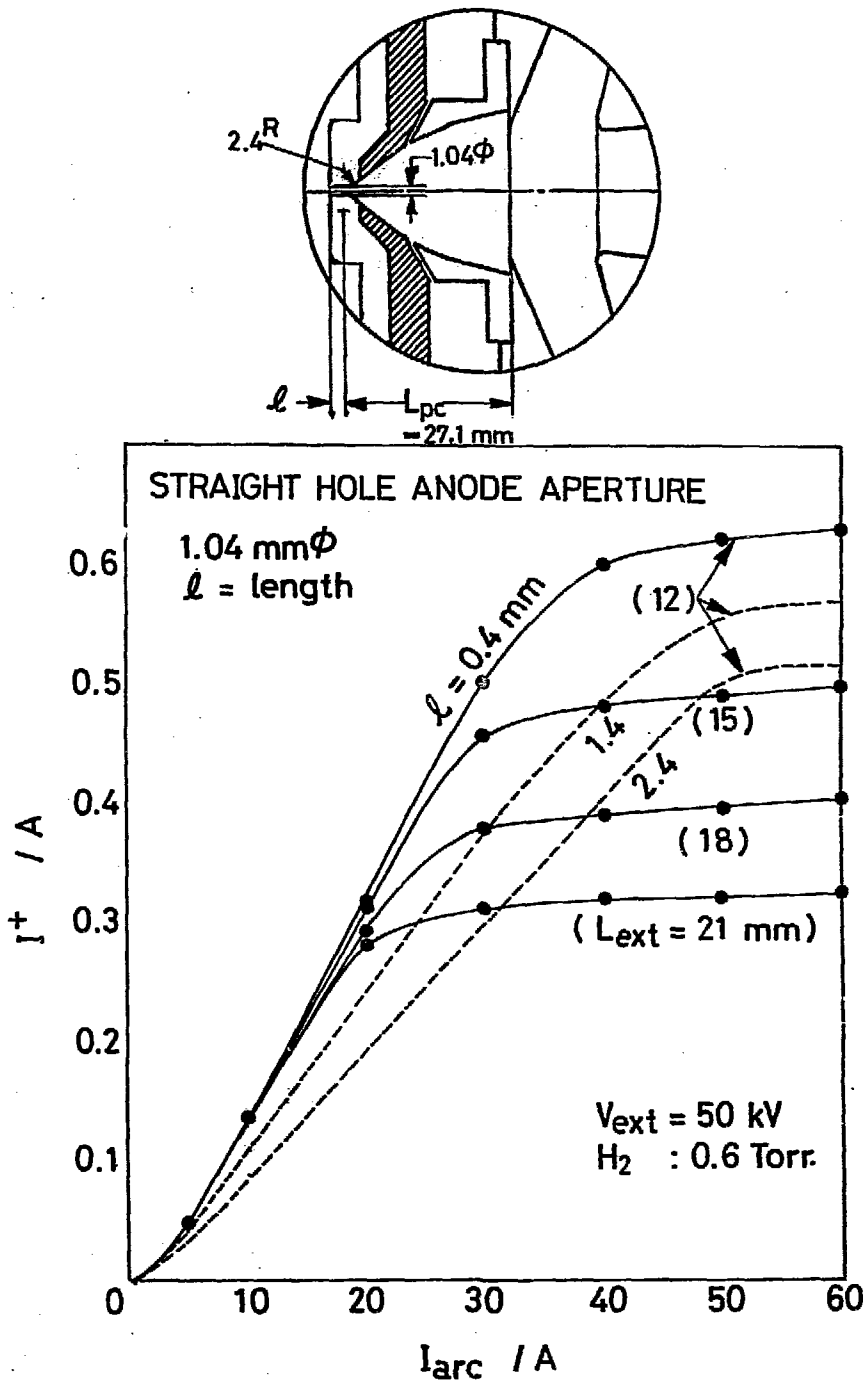


Fig.24 Ion current versus arc current for a nozzle type plasma cup with a straight anode hole aperture ($1.04 \text{ mm } \phi$) and various hole lengths.

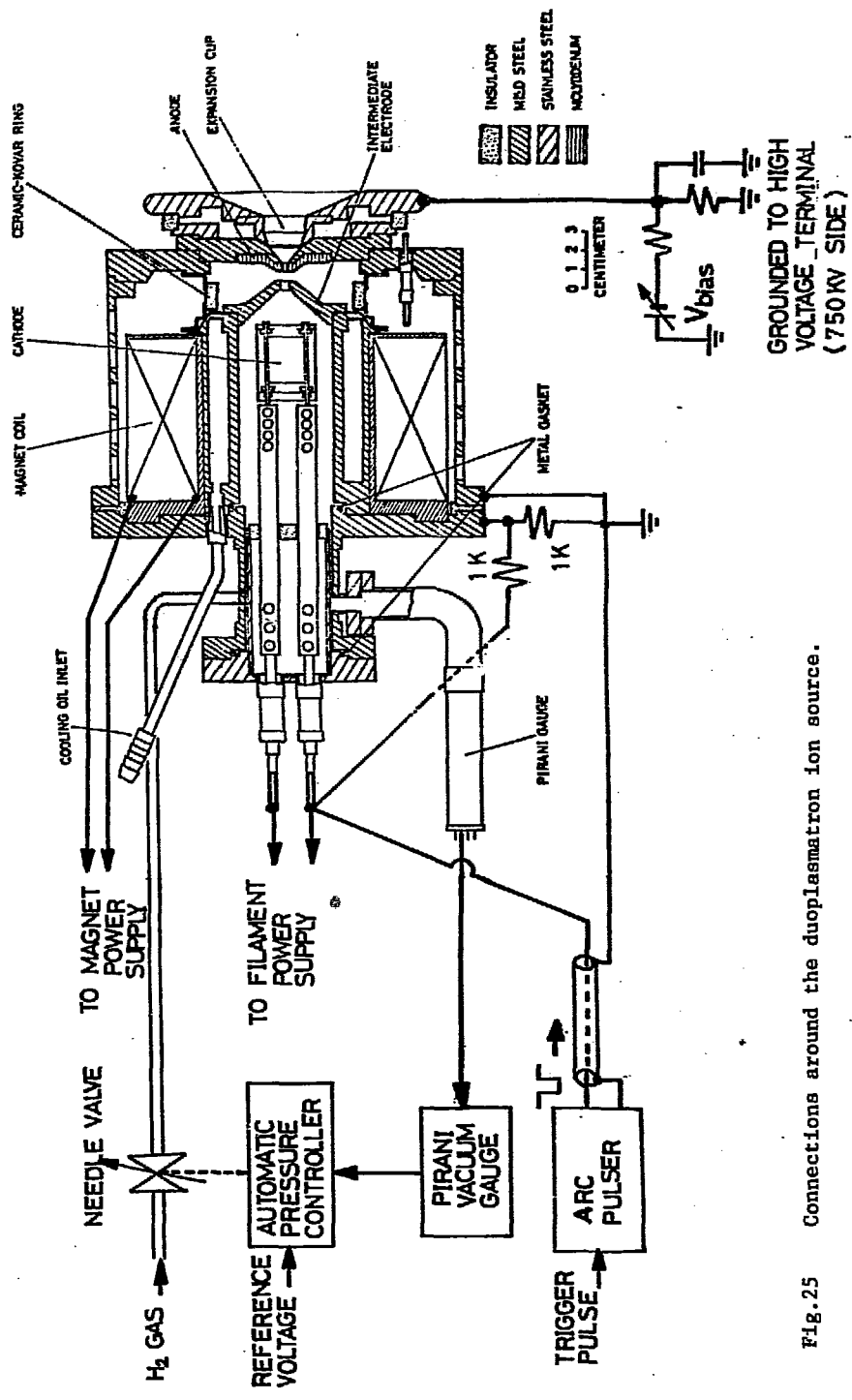


Fig. 25 Connections around the duoplasmatron ion source.