

*Este exemplar corresponde
à redação final da tese defendida
pelo aluno Luiz Carlos Vicente e
aprovado pela Comissão julgadora
de abril de 1985*

"CONSTRUÇÃO E DIAGNÓSTICO DE UM MAÇARICO DE PLASMA PARA CORTE"

Luiz Carlos Vicente

Orientador: Prof. Dr. Aruy Marotta

Banca Examinadora

- Prof.Dr. Aruy Marotta (I.F.G.W.)
- Prof.Dr. Paulo H. Sakanaka (I.F.G.W.)
- Prof.Dr. Ricardo M.O. Galvão (I.E.AV.)
- Prof.Dr. Artemio Scalabrin (I.F.G.W.)
- Prof.Dr. Ivan Cunha Nascimento (U.S.P.)

Tese apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Março - 1985

À meu pai, que olha
por nós.

À Iza,

Rosa

e Brisa.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof.Dr. Aruy Marotta pela orientação recebida.

Ao Prof.Dr. Paulo H. Sakanaka pelo apoio e ajuda na execução da parte computacional deste trabalho.

Ao Prof.Dr. Ricardo M.O. Galvão pelos incentivos recebidos.

Ao Prof.Dr. Shuko Aihara pela ajuda recebida.

Aos Prof.Dr. Helmut K. Bockelmann, Prof.Dr. José B. Neto e Prof.Dr. Munemasa Machida pelas discussões e ajudas recebidas.

À todos os meus amigos e amigas do Grupo de Plasma e Instituto de Física.

Aos técnicos e pessoal da secretaria do plasma pela ajuda e incentivo.

À FINEP, C.N.Pq e C.N.E.N. pelo suporte financeiro.

RESUMO

Foi construído um maçarico de plasma para corte e uma fonte de potência, onde realizamos corte de chapas inox de até 16,0 mm de espessura, com velocidade de corte de 0,5 m/min e potência relativamente baixa (~ 8 KW), usando somente argônio como gás de trabalho.

Foram feitos estudos qualitativos sobre a entrada do gás em vórtice, pressão dinâmica e também dos diversos problemas encontrados no maçarico de plasma construído, como por exemplo, arco duplo, instabilidade da coluna, etc. Foi estimada a temperatura central da coluna de plasma ($T_0 \sim 11,4 \times 10^3$ K), usando parâmetros de corte.

Fizemos um estudo do comportamento da coluna de plasma, quando esta é confinada por um canal refrigerado, usando a equação de Elenbaas-Heller.

A distribuição radial da temperatura na coluna de plasma foi determinada usando espectroscopia. Para isso, construímos um sistema óptico espectral de alta resolução espacial (da ordem de $37,5 \mu\text{m}$) e um anodo rotatório. Sendo a coluna não homogênea, foi necessário utilizar a Transformada de Abel para inverter a intensidade lateral medida experimentalmente, para a intensidade radial das linhas espectrais observadas.

A temperatura foi determinada pela razão de intensidades relativas das linhas 4300 Å e 4259 Å do átomo de argônio, supondo que o plasma se encontra em equilíbrio termodinâmico local. A temperatura central obtida foi de 6×10^3 K. Essa temperatura, que é quase a metade da estimada acima se deve a que a potência elétrica empregada aqui foi aproximadamente a metade da empregada no corte.

ABSTRACT

A plasma-torch for cutting metals and a power supply have been built and are working reliably. The plasma-torch is cutting 16 mm thickness stainless steel with a velocity of 0.5 m/min, using electrical power of 8 KW and argon as working gas. During this work we identified and solved problems like double arc, low dynamic pressure and instabilities which prevented the plasma-torch of working well.

We performed calculations using a simple model described by the Elenbaas-Heller equations which showed some of the important qualitative features of the plasma-torch.

In order to make spectroscopic measurements a rotatory anode was projected and build. Using this anode, the plasma torch and an optical set-up with a spatial resolution of 37.5 μm we measured the temperature profile of the argon plasma jet. For this purpose we assumed L.T.E. and optically thin plasma conditions and the temperature was found through the relative intensities of argon lines. The center temperature was 6,000 K.

ÍNDICE

pag.

CAPÍTULO

I) Introdução	1
II) Teoria	4
II.1 - Física do Jato de Plasma	4
II.1.1 - Arco Elétrico	4
II.1.2 - Princípio Físico do Jato de Plasma (Pinch Térmico)	10
II.1.3 - Equação de Elenbaas-Heller	15
II.1.4 - Resultados	24
II.2 - Espectroscopia	28
II.2.1 - Equilíbrio Termodinâmico Local (E.T.L.)	28
II.2.2 - Intensidade Espectral e Coefi- ciente de Emissão Volumétrico	33
II.2.3 - A Transformada de Abel	35
II.2.4 - Determinação da Distribuição Ra- dial da Temperatura	39
II.2.5 - O Espectro Contínuo	44
II.2.6 - Alargamento Doppler e Stark	45
III) Parte Experimental	49
III.1 - Maçarico de Plasma para Corte	49
III.1.1 - Introdução	49
III.1.2 - Características do Maçarico de Plasma para Corte	52
III.1.3 - Montagem do Maçarico de Plasma para Corte	62

III.1.4 - Fonte de Potência	71
III.1.5 - Desempenho do Maçarico de Corte	76
III.1.6 - Problemas na Realização do Corte com o Maçarico de Plasma	82
III.2 - Diagnóstico	88
III.2.1 - Montagem Experimental para Es- pectroscopia	88
III.2.2 - Medidas Espectrais	94
III.2.3 - Resultados	95
IV) Conclusão	102
Apêndice A	104
Apêndice B	106
Referências	107

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Arcos elétricos são conhecidos a mais de 150 anos. Os trabalhos iniciais de arcos livres com eletrodos de carbono, mostraram que a máxima temperatura alcançada era de 10×10^3 K. Gerdien (1935) obteve um aumento na temperatura confinando o arco na vizinhança dos eletrodos. Posteriormente, Maecker (1951) confinou inteiramente a coluna de plasma usando água em vórtice, alcançando temperatura no centro da coluna da ordem de 50×10^3 K. A partir daí, começou o desenvolvimento dos Jatos de Plasma, isto é, aparelhos que mantêm e controlam fluxo estacionário de plasma com alta densidade e temperatura.

Cortes de metais, soldas e tratamento de superfície são algumas das aplicações tecnológicas dos Jatos de Plasma. As mais recentes são síntese de novos produtos e o seu uso em fornos siderúrgicos.

No campo da pesquisa o Jato de Plasma deu oportunidade de se ampliar o conhecimento das propriedades termodinâmicas e de transporte de gases a alta temperatura e também no desenvolvimento de várias técnicas de diagnósticos, principalmente espectroscopia.

Neste trabalho foi construído um maçarico de plasma para corte e foi determinada a distribuição radial da temperatura na coluna de plasma.

O capítulo II, que é a parte teórica, foi dividido em dois itens. No primeiro, Física do Jato de Plasma, descrevemos as características da descarga arco elétrico e o princípio físico do Jato de Plasma (confinamento térmico). Fizemos um es-

tudo do comportamento da coluna de plasma quando esta é confinada por um canal cilíndrico refrigerado, similar ao processo de confinamento no maçarico de plasma construído, usando a equação de Elenbaas-Heller, um modelo bastante simplificado. Com os resultados deste estudo é possível escolher as dimensões do Jato de Plasma e as características da fonte de potência, além de podermos obter a característica $E \times I$ (ou $V \times I$) do arco e também algumas relações entre a potência, temperatura central (T_0) e raio da coluna condutora (r_0) em função da corrente e raio do canal cilíndrico (R). No segundo item, Espectroscopia, descrevemos o modelo de equilíbrio termodinâmico local (ETL), geralmente encontrado em plasma formado por arco elétrico a pressão atmosférica. Definimos intensidade espectral e coeficiente de emissão volumétrico, radiação de contínuo (Bremstrahlung e Recombinação) e alargamento de linhas (Doppler e Stark). Usamos linhas do átomo de argônio para determinar a distribuição radial da temperatura na coluna de plasma; sendo a coluna não homogênea, tivemos de transformar, matematicamente, as intensidades laterais medidas experimentalmente para as intensidades radiais (ou coeficientes de emissão volumétricos), usando a Transformada de Abel. A temperatura foi obtida pelo método da razão de intensidades relativas de duas linhas do átomo de argônio ($\lambda_1 = 4300 \text{ \AA}$ e $\lambda_2 = 4259 \text{ \AA}$). Dois outros métodos para determinação da temperatura são ainda descritos: o método da tangente e da temperatura normal.

O capítulo III é a parte experimental deste trabalho. No primeiro item, Maçarico de Plasma para Corte, descrevemos suas principais características para obtenção do corte, modos de operação (transferido e não-transferido), ignição e a construção das componentes do maçarico de plasma, isto é, o ca

todo, anodo (canal ejeter) e a câmara de gás. Fizemos um estudo qualitativo sobre o vórtice e pressão dinâmica. Calculamos, usando parâmetros de corte, um valor aproximado da temperatura central da coluna de plasma do maçarico de corte construído, onde determinamos uma temperatura da ordem de $11,4 \times 10^3$ K. Problemas quanto ao desempenho do maçarico, como por exemplo, arco duplo, baixa pressão dinâmica e instabilidades são também descritos. Construímos também uma fonte de potência usando dois transformadores de soldas, com característica $V \times I$ descendente, corrente contínua e capacidade máxima de potência em torno de 12 KW (80 A, 150 V). Realizamos corte de chapas inox de até 16,0 mm de espessura com velocidade de corte de 0,5 m/min e potência relativamente baixa (~ 8 KW) usando somente argônio como gás de trabalho. O acabamento do corte pode ser considerado bom, com poucas rebarbas e largura de corte de 2,5 mm. Não há deformação na chapa, mesmo no corte de chapas muito finas (1 a 3,0 mm).

No segundo ítem, Diagnóstico, é descrita a montagem do sistema óptico-espectral e o anodo rotatório. O anodo rotatório consiste de um disco de cobre refrigerado, girando em alta velocidade (~ 2000 r.p.m.), para o qual é transferido o arco elétrico para se fazer o diagnóstico. A coluna de plasma produzida é estabilizada, com alta intensidade de "luz" e com aproximadamente 2,0 mm de diâmetro e 6,0 mm de comprimento. O sistema óptico-espectral é de alta resolução espacial, sendo possível captar radiação de uma corda da coluna de plasma de largura igual a $37,5 \mu\text{m}$. Descrevemos o procedimento das medidas das duas linhas espectrais do átomo de argônio e determinamos a distribuição radial da temperatura, onde obtivemos uma temperatura central de 6×10^3 K, supondo que plasma se encontra em E.T.L.

CAPÍTULO II

TEORIA

II.1. Física do Jato de Plasma

Neste item descrevemos as características de um arco elétrico e o princípio físico do Jato de Plasma. Fizemos um estudo do comportamento do plasma, quando este é confinado por um canal refrigerado (pinch térmico), resolvendo uma equação simplificada (equação de Elenbaas-Heller) cujos resultados podem ser usados, em uma primeira aproximação, para dimensionar o Jato de Plasma e projetar a fonte de potência.

II.1.1. Arco Elétrico

Quando um campo elétrico suficientemente alto é aplicado entre dois eletrodos, pode ocorrer uma ruptura elétrica, isto é, o estabelecimento de um caminho de condução eletrônica através da separação dos eletrodos. Esta ruptura elétrica vai depender:

1. Potencial de ionização e pressão do gás.
2. Dimensões da câmara e geometria dos eletrodos
3. Intensidade e frequência do campo elétrico aplicado.

Para ar atmosférico em C.N.T.P., o potencial de ruptura é da ordem de 30 KV. para eletrodos com separação de 1 cm.

Assim que é feita a ruptura, dependendo da característica $V \times I$ da fonte, podemos produzir um determinado modo de descarga elétrica como é mostrado na figura II.1⁽¹⁾.

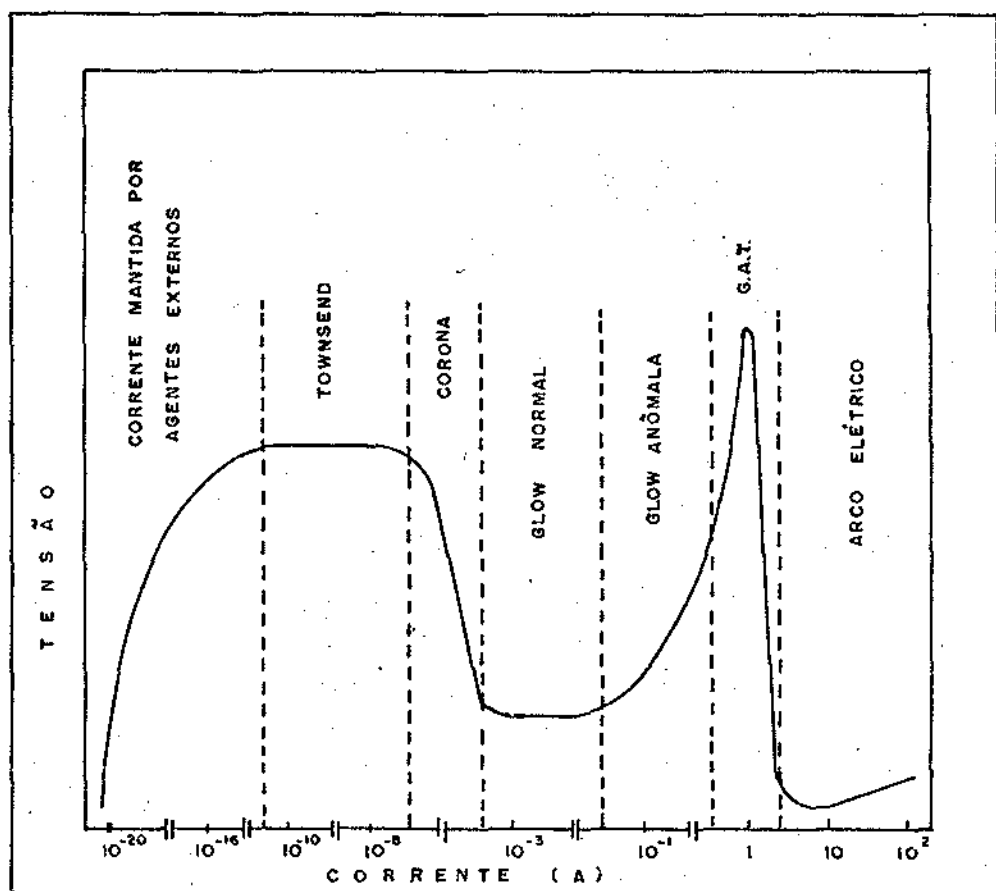


Fig. II.1 - Modos de descargas d.c. Pressão 10^{-3} atm.

Em cada modo de descarga é produzido um plasma, isto é, um gás mais ou menos condutor composto por ions, elétrons e partículas neutras, com propriedades termodinâmicas e de transporte características.

A descarga modo arco, encontra-se na região de altas correntes ($I > 1A$) e não existe uma definição precisa deste modo de descarga em relação às demais. Em comparação com a descarga modo glow normal, o modo arco possui três efeitos que lhes são característicos⁽²⁾:

- a. Alta densidade de corrente: na coluna do arco a densidade de corrente pode chegar a valores superiores a 100 A/cm^2 , sendo que no modo glow não ultrapassa a 10 A/cm^2 . Esta diferença é ainda mais acentuada na região dos eletrodos, principalmente no catodo onde podemos encontrar densidades de corrente da ordem de 10^6 A/cm^2 .
- b. Baixa queda de potencial no catodo: no arco, a queda de potencial próximo ao catodo varia de 5 a 10 V enquanto que no modo glow sempre excede a 100 V. Esta diferença é uma consequência do mecanismo de emissão eletrônica do catodo.
- c. Luminosidade da coluna: este critério, válido somente para descarga com pressão relativamente alta ($p \geq 10^{-2} \text{ atm}$) mostra uma maior luminosidade na coluna da descarga modo arco do que na glow. Não é uma característica que define propriamente um modo de descarga do outro.

Característica de um Arco Elétrico

No arco elétrico existem três regiões distintas: região do catodo, coluna e região do anodo. As regiões dos eletrodos, são caracterizadas por alta intensidade do campo elétrico e por fortes gradientes axiais de temperatura, densidade de partículas e também por efeitos magnetohidrodinâmicos que podem influir na coluna do arco como, por exemplo, os jatos catódicos e anódicos⁽³⁾.

A figura II.2 mostra-nos a distribuição do potencial entre os eletrodos e a localização das três regiões do arco elétrico. Os eletrodos, de um modo geral, recebem um grande fluxo de calor da coluna do arco, sendo obrigatório a uti-

lização de sistema de refrigeração para a não destruição rápida destes componentes.

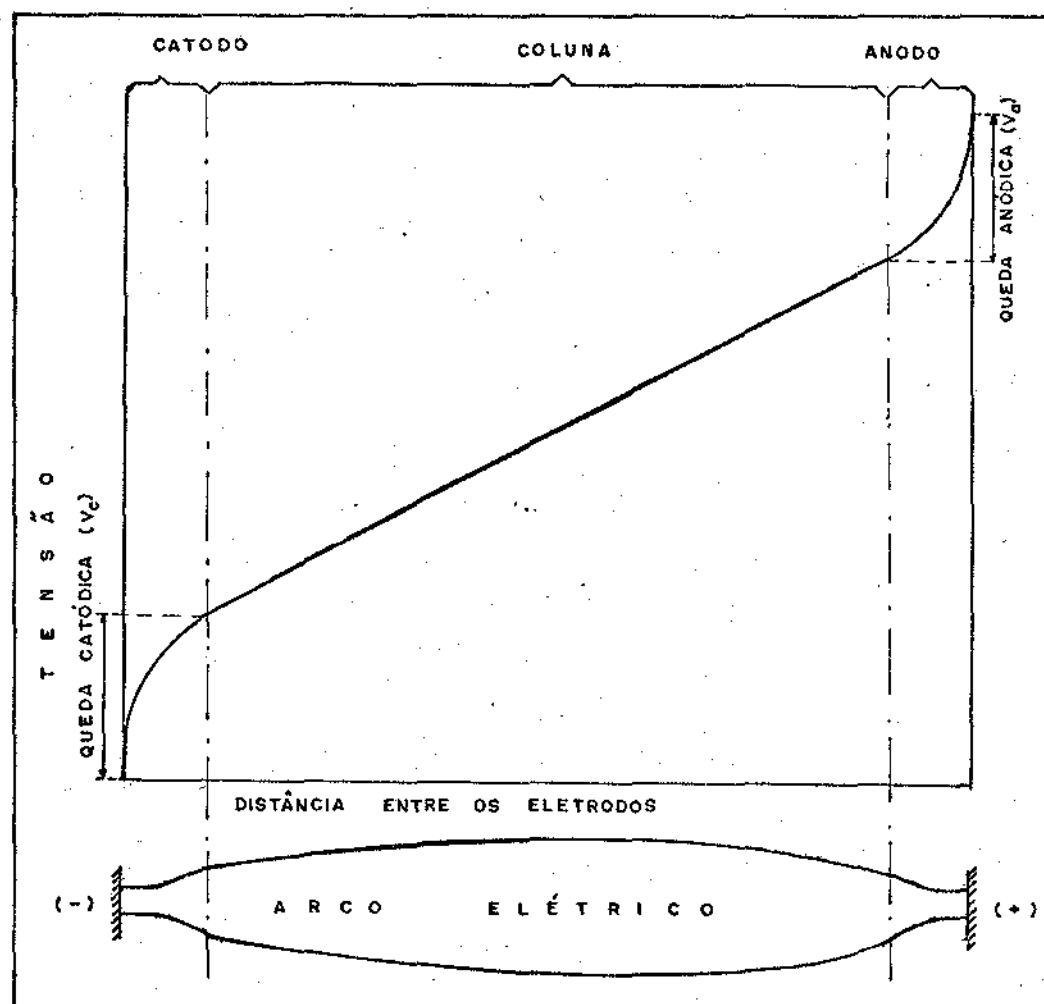


Fig. II.2 - Distribuição do potencial ao longo dos eletrodos e localização das três regiões do arco elétrico.

As quedas catódicas e anódicas (V_c e V_a) devem-se a acumulação de cargas próximas aos eletrodos, e dependem do gás e material dos eletrodos. Por exemplo, arcos com correntes maiores do que 50 A e usando argônio como gás de trabalho, a queda catódica para tungstênio vale cerca de 10 V e a queda anódica para o cobre pode variar de 1 a 7 V⁽⁴⁾.

Outra característica importante destas regiões junto aos eletrodos, é a não existência de equilíbrio termodinâmico.

co local. Dinulescu e Pfender⁽⁵⁾ em um trabalho recente fizeram uma análise teórica e experimental sobre a região do anodo para arcos de alta intensidade ($I \geq 50$ A), e a distribuição da temperatura dos ions e elétrons é mostrada na figura II.3.

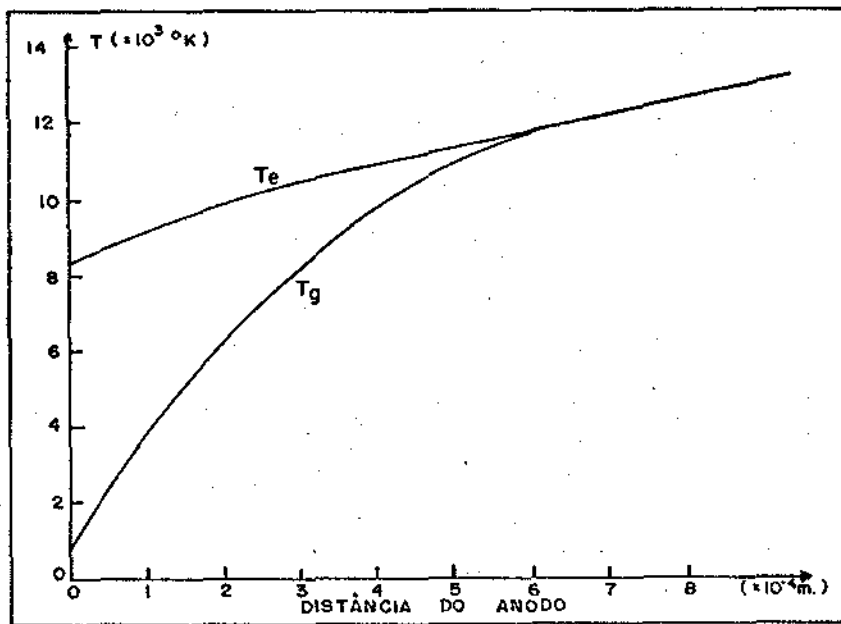


Fig. II.3 - Distribuição da temperatura próximo ao anodo.

T_e = temperatura dos elétrons; T_g = temperatura das partículas pesadas.

A diferença entre estas duas temperaturas pode ser expressa pela relação⁽⁶⁾:

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{m_g}{8 m_e} \frac{(\lambda_e e E)^2}{(3/2 k T_e)^2} \quad , \quad (II.1)$$

onde m_e e m_g são as massas dos elétrons e partículas pesadas, e a carga eletrônica, λ_e o livre caminho médio dos elétrons, E a intensidade do campo elétrico e k a constante de Boltzmann. Baixa intensidade de campo elétrico, alta pressão (uma vez

que $\lambda_e \sim 1/p$) e alta temperatura eletrônica favorecem o equilíbrio entre as partículas que compõe o plasma. O desvio da temperatura próximo aos eletrodos é devido principalmente a presença de intenso campo elétrico causado pelas quedas catódicas e anódicas.

O catodo, em um arco elétrico, tem a função de liberar elétrons, produzindo um fluxo de corrente através do plasma. O mecanismo de emissão eletrônica do catodo pode ser de dois modos: emissão termoiônica, devido a alta temperatura da superfície do catodo, ou emissão de campo, devido a presença de intenso campo elétrico próximo ao catodo. De um modo geral, ambos os mecanismos atuam na maioria dos Jatos de Plasma, prevalecendo sempre o primeiro modo.

A emissão termoiônica, basicamente, é uma função da temperatura da superfície e material do catodo. O modo pelo qual ocorre o aquecimento do catodo pode ser explicado da seguinte maneira: elétrons liberados inicialmente (quando se faz a ignição do arco) são acelerados devido a queda catódica, adquirindo energia cinética suficiente para ionizar, por colisões, átomos neutros. Os ions formados, são acelerados diretamente para o catodo, transferindo suas energias para ele sob a forma de calor, dando assim uma continuidade no processo de emissão. A emissão termoiônica pode ser descrita pela equação:

$$J = A T^2 \exp \left(\frac{-\varphi e}{kT} \right) \quad , \quad (II.2)$$

onde J é a densidade de corrente [A/m^2], T a temperatura do catodo [K], φ a função trabalho, isto é, o potencial para conseguir extrair um elétron do catodo, e a carga eletrônica e A

uma constante que para a maioria dos metais tem o valor de $6 \times 10^5 \text{ [A.m}^{-2}.\text{K}^{-2}]$. Metais refratários com alto ponto de fusão são os mais indicados para o catodo, por exemplo, o tungstênio.

O anodo, tem a função de coletar elétrons da coluna e assim dar continuidade do fluxo de corrente através do plasma. Ao contrário do catodo, o anodo pode ser frio, sendo que um sistema de refrigeração bastante rigoroso deve ser utilizado afim de evitar evaporação do material no ponto de contato do arco elétrico.

II.1.2. Princípio Físico do Jato de Plasma (Pinch Térmico)

O princípio físico do Jato de Plasma baseia-se no seguinte: um arco elétrico é gerado entre dois eletrodos, montados axialmente e separados por uma certa distância, sendo mantido por uma fonte de potência pré-estabelecida. Um fluxo contínuo de gás, argônio no nosso caso, é fornecido e obrigado a passar por um estreito canal cilíndrico onde encontra-se o arco estabilizado, saindo do canal sob a forma de um fluxo de plasma. O gás junto a parede refrigerada possui alta resistividade, o que obriga o arco a se confinar no eixo do canal, aumentando a condutividade elétrica nesta região e consequentemente a temperatura do plasma, de acordo com a figura III.11. A esse efeito denomina-se pinch térmico (confinamento térmico).

As figuras II.4.a e b mostram esquemas básicos de um Jato de Plasma e de um arco livre. No Jato de Plasma nota-se um aumento da densidade de corrente e do campo elétrico.

O aumento da densidade de corrente, resultando um aumento na densidade de potência, é óbvio pois a secção reta da coluna de plasma é diminuída pelo confinamento forçado. O

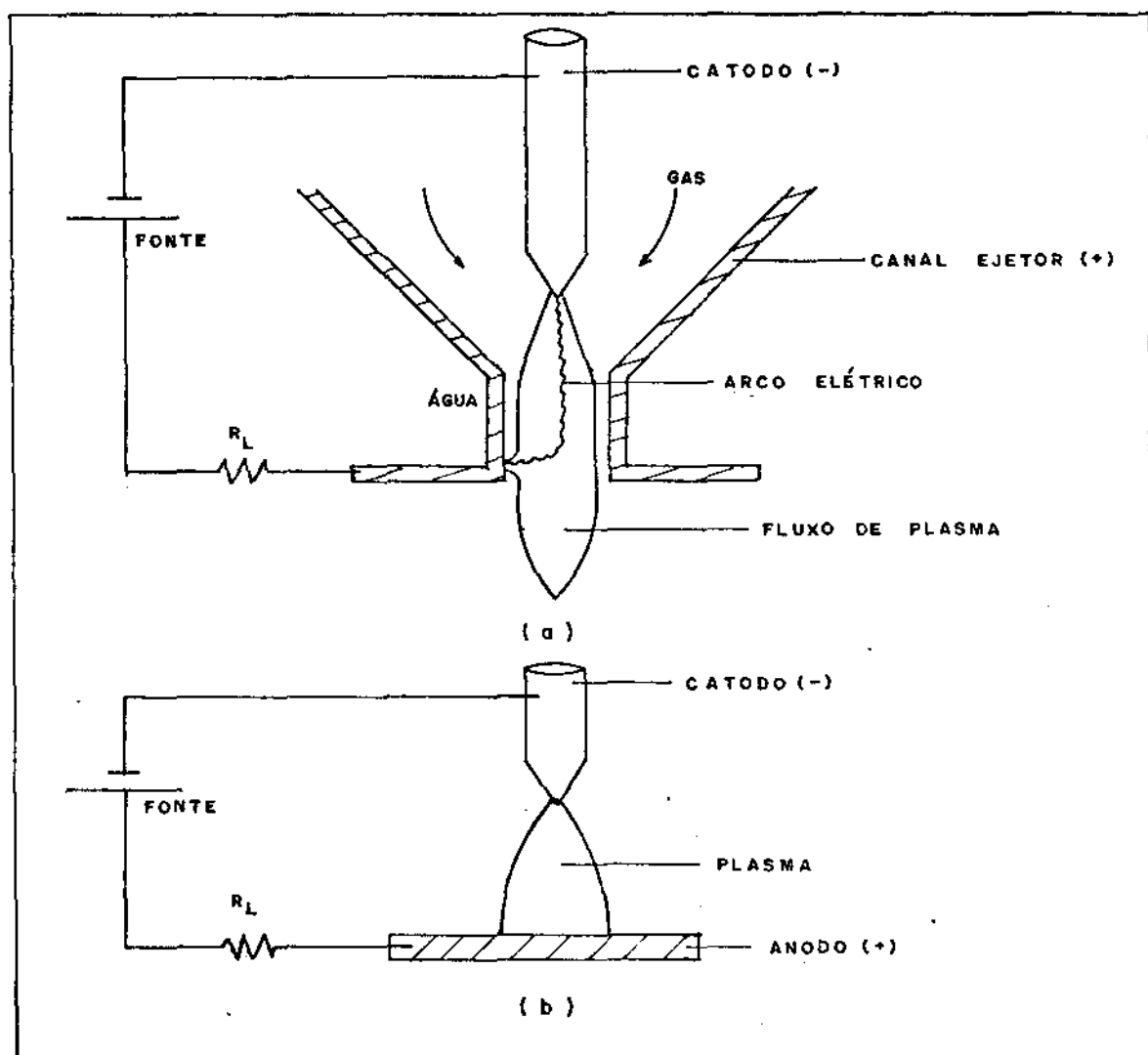


Fig. II.4 Esquemas básicos de um Jato de Plasma (a) e de um arco livre (b).

aumento da intensidade do campo elétrico pode ser explicado com o seguinte raciocínio⁽⁴⁾: consideremos um volume de controle (Figura II.5), com simetria cilíndrica totalmente imerso na coluna de plasma. Devido a existência do campo elétrico aplicado entre os eletrodos, elétrons e íons na coluna vão se deslocar na direção do anodo e catodo respectivamente, através das superfícies A e B. Por outro lado, há perdas contínuas de

partículas carregadas por difusão ambipolar ou por gradientes de temperatura ou densidade, através da superfície C, recombinando-se fora do volume de controle. Para ser mantido o balanço de massa e carga, partículas neutras difundem no sentido oposto e são ionizadas na mesma razão que as partículas carregadas estão sendo difundidas. Portanto, a ação do canal refrigerado aumentando os gradientes radiais na coluna de plasma, tem como resultado um aumento nas perdas por difusão. Estas perdas têm que ser compensadas por uma maior taxa de ionização dentro do volume de controle. O resultado líquido é um aumento do campo elétrico.

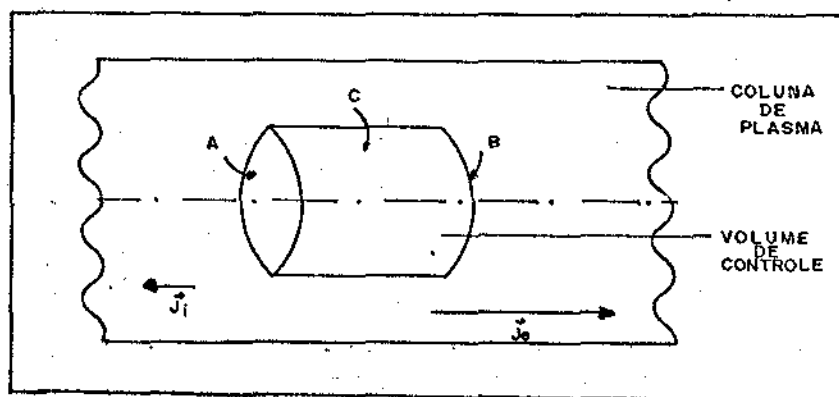


Fig. II.5 - Volume de controle imerso na coluna de Plasma.

O confinamento devido ao próprio campo magnético (pinch magnético), produzido pela corrente na coluna de plasma, pode ser considerado desprezível como será visto a seguir.

Na situação de equilíbrio, a pressão magnética seria contrabalanceada pela pressão das partículas no interior da coluna (nkT). Considerando que a coluna de plasma tenha uma simetria cilíndrica (Figura II.6) e que:

- a. O contorno do plasma é em $r = r_0$, onde r_0 é o raio da coluna condutora.
- b. A densidade de corrente para $r \leq r_0$ tenha uma distribuição parabólica (válido para gases monoatômicos, como o argônio, porém não para o nitrogênio, hidrogênio, que são gases diatômicos), isto é:

$$J_z = j_0 \left[1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right], \quad (II.3)$$

onde j_0 é a densidade de corrente no eixo da coluna.

- c. Fora da coluna condutora ($r > r_0$), $J_z = 0$.

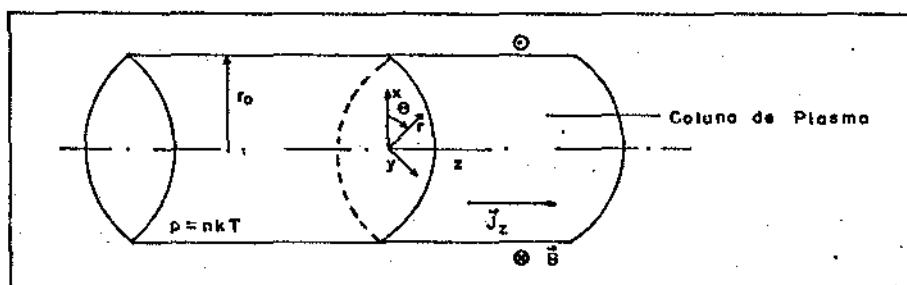


Fig. II.6 - Coluna de plasma com simetria cilíndrica.

A corrente na coluna condutora vai ser dada pela integral:

$$I = 2\pi \int_0^{r_0} J_z(r) r dr, \quad (II.4)$$

que, resolvendo, encontramos:

$$I = \frac{\pi r_0^2 j_0}{2}. \quad (II.5)$$

Supondo o plasma em regime estacionário e utilizando-se as equações de 1-fluído⁽⁷⁾ para equação de momento e usando a equação de Maxwell, temos:

$$\frac{\vec{J} \times \vec{B}}{c} = \nabla p \quad (\text{II.6})$$

e

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (\text{II.7})$$

Mudando para o sistema de coordenadas cilíndricas, as equações ficam na forma:

$$-\frac{J_z B_\theta}{c} = \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{II.8})$$

e

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \frac{4\pi J_z}{c} \quad (\text{II.9})$$

Pelas equações (II.8) e (II.9) determinamos a pressão p de equilíbrio, que é expressa pela fórmula:

$$p(r) = \frac{4I^2}{c^2 \pi r_0^2} \left[\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{r^4}{r_0^4}\right) + \frac{1}{6} \left(1 - \frac{r^6}{r_0^6}\right) \right] \quad (\text{II.10})$$

A equação acima dá a distribuição radial da pressão em função da corrente I e o raio da coluna condutora r_0 . No centro temos:

$$p(r=0) = 6 \times 10^{-7} \left(\frac{I}{r_0}\right)^2, \quad (\text{II.11})$$

onde p é dada em atm., I em A e r_0 em mm. Para o maçarico construído, supondo $I = 80$ A e $r_0 = 0,6$ mm, a pressão magnética é de $1,1 \times 10^{-2}$ atm., desprezível em comparação com a pressão devido ao confinamento forçado do gás em sua passagem pelo ca

nal refrigerado (aproximadamente 1 atm.).

II.1.3. Equação de Elenbaas-Heller

Vamos, agora, estudar o comportamento da coluna de plasma dentro de um canal cilíndrico refrigerado, usando uma equação bastante simplificada, a equação de Elenbaas-Heller.

A coluna de plasma aqui estudada terá simetria cilíndrica, em regime contínuo e estacionário, como mostrada na figura II.7. As equações aplicadas para este modelo serão as

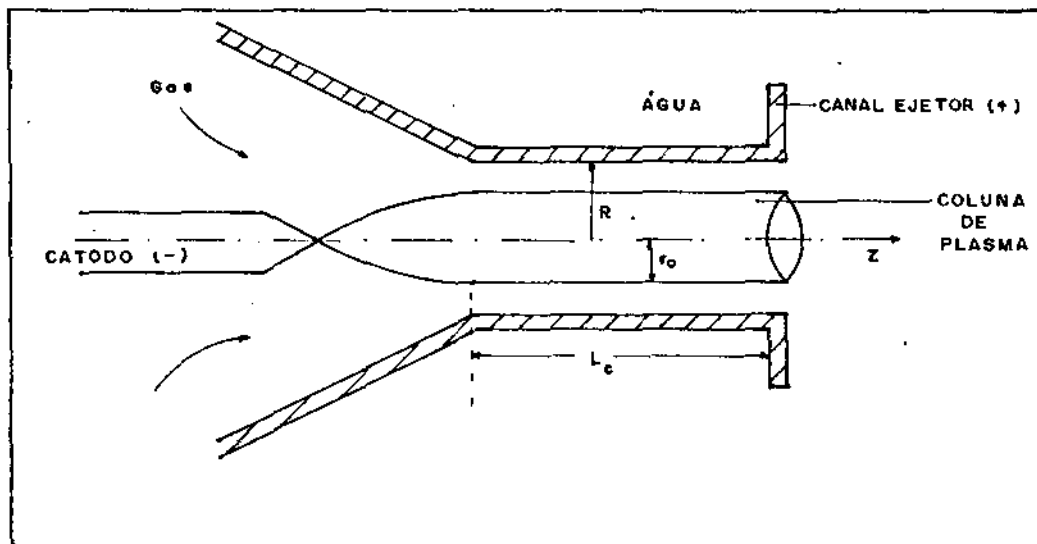


Figura II.7 - Coluna de plasma confinada por um canal refrigerado.

de 1-fluído⁽⁷⁾, sendo que o plasma é suposto estar em equilíbrio termodinâmico local, isto é, os coeficientes de transporte vão depender somente da temperatura. Portanto, as equações de conservação expressas em coordenadas cilíndricas serão:

$$\text{Massa: } \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v) = 0 \quad , \quad (\text{II.12})$$

$$\text{Momento: } \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + v \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \mu \frac{\partial u}{\partial r}) \quad , \quad (\text{II.13})$$

$$\text{Energia: } \rho \left(u \frac{\partial h}{\partial z} + v \frac{\partial h}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - P_r \quad , \quad (\text{II.14})$$

$$\text{Lei de Ohm: } j = \sigma E \quad , \quad (\text{II.15})$$

onde ρ é a densidade de corrente, u e v são as componentes axial e radial da velocidade, p é a pressão, E a intensidade do campo elétrico, P_r é a energia radiativa emitida por unidade de comprimento e por unidade de tempo, μ a viscosidade, h a entalpia, λ e σ as condutividades térmica e elétrica e C_p o calor específico em pressão constante. O plasma é tido como um gás perfeito tal que:

$$\frac{\partial h}{\partial T} = C_p \quad (\text{II.16})$$

e

$$p = \sum_i n_i kT \quad , \quad (\text{II.17})$$

onde n_i é a densidade de partículas da espécie i , T a temperatura.

Uma série de simplificações serão feitas afim de facilitar a resolução das equações de conservação:

1. A região do plasma a ser estudada está afastada suficientemente das regiões próximas aos eletrodos, podendo-se por isso, desprezar gradientes de temperatura e velocidade na di-

reção axial, isto é:

$$\frac{\partial h}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (II.18)$$

2. Não há deslocamento radial das partículas no interior da coluna de plasma ($v = 0$).
3. Toda a potência elétrica fornecida ao Jato de Plasma será transformada em calor e entregue à parede interna do canal refrigerado, por condução térmica. Teremos portanto $P_r = 0$.

Com estas simplificações adaptadas para a coluna de plasma, torna-se possível o desacoplamento das equações de conservação de energia e momento, resultando:

$$\sigma(T)E^2 = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\lambda(T) \frac{dT}{dr}) \quad , \quad (II.19)$$

a qual é conhecida como equação de Elenbaas-Heller.

Esta equação fica mais simples de ser resolvida com a introdução do potencial de condução térmica (S), definido pela integral:

$$S = \int_0^T \lambda(T) dT$$

ou (II.20)

$$\frac{dS}{dT} = \lambda(T)$$

Substituído o potencial de condução térmica na equação II.19, teremos:

$$\sigma(S)E^2 = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \frac{dS}{dr}) \quad . \quad (II.21)$$

A equação II.21, juntamente com a Lei de Ohm (equação II.15) e mais as condições de contorno, permitem, com o prévio conhecimento da dependência da condutividade elétrica em relação a S , determinar vários parâmetros que regem o comportamento do plasma em um canal refrigerado.

Métodos para a Resolução da Equação de Elenbaas-Heller

Os vários métodos existentes para a resolução das equações (II.15) e (II.21), diferem somente na maneira pela qual eles aproximam a dependência não linear da condutividade elétrica em função do potencial de condução térmica. Todos consideram duas regiões distintas dentro do canal: a região condutora ($r \leq r_0$, $\sigma = \sigma(S)$) e a região não-condutora ($r_0 \leq r \leq R$, $\sigma = 0$), onde r_0 é o raio da coluna de plasma e R o raio do canal ejeter.

O modelo canal de Steenback⁽⁸⁾, considera constante a condutividade elétrica na coluna condutora. Nesse modelo, há a necessidade de uma condição a mais para a resolução completa do problema, o que é conhecido como princípio mínimo do campo elétrico, isto é, os parâmetros da coluna de plasma se ajustam de forma que:

$$\frac{dE}{dr_0} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{dE}{dT_0} = 0, \quad (\text{II.22})$$

onde T_0 é a temperatura no eixo da coluna.

O método apresentado por Maecker⁽⁹⁾ e Goldenberg⁽¹⁰⁾, aproximam de maneira linear a dependência de $\sigma(S)$.

O método apresentado aqui, denominado modelo quase-canal, foi desenvolvido por Zarudi⁽¹¹⁾. Na região conduto-

ra, é suposto que a condutividade elétrica seja constante e igual ao seu valor médio; dado por:

$$\sigma_m(S_0) = \int_0^{S_0} \sigma(S) dS / (S_0 - S_1) \quad , \quad (\text{II.23})$$

onde S_0 é o potencial de condução térmica no eixo da coluna de plasma e S_1 o correspondente a uma temperatura mínima T_1 , abaixo da qual pode-se assumir que a condutividade térmica é desprezível. No caso do argônio, T_1 é aproximadamente 6.000 K, como pode ser visto na figura II.8⁽¹²⁾, o qual corresponde ao valor de $S_1 = 450$ w/m.

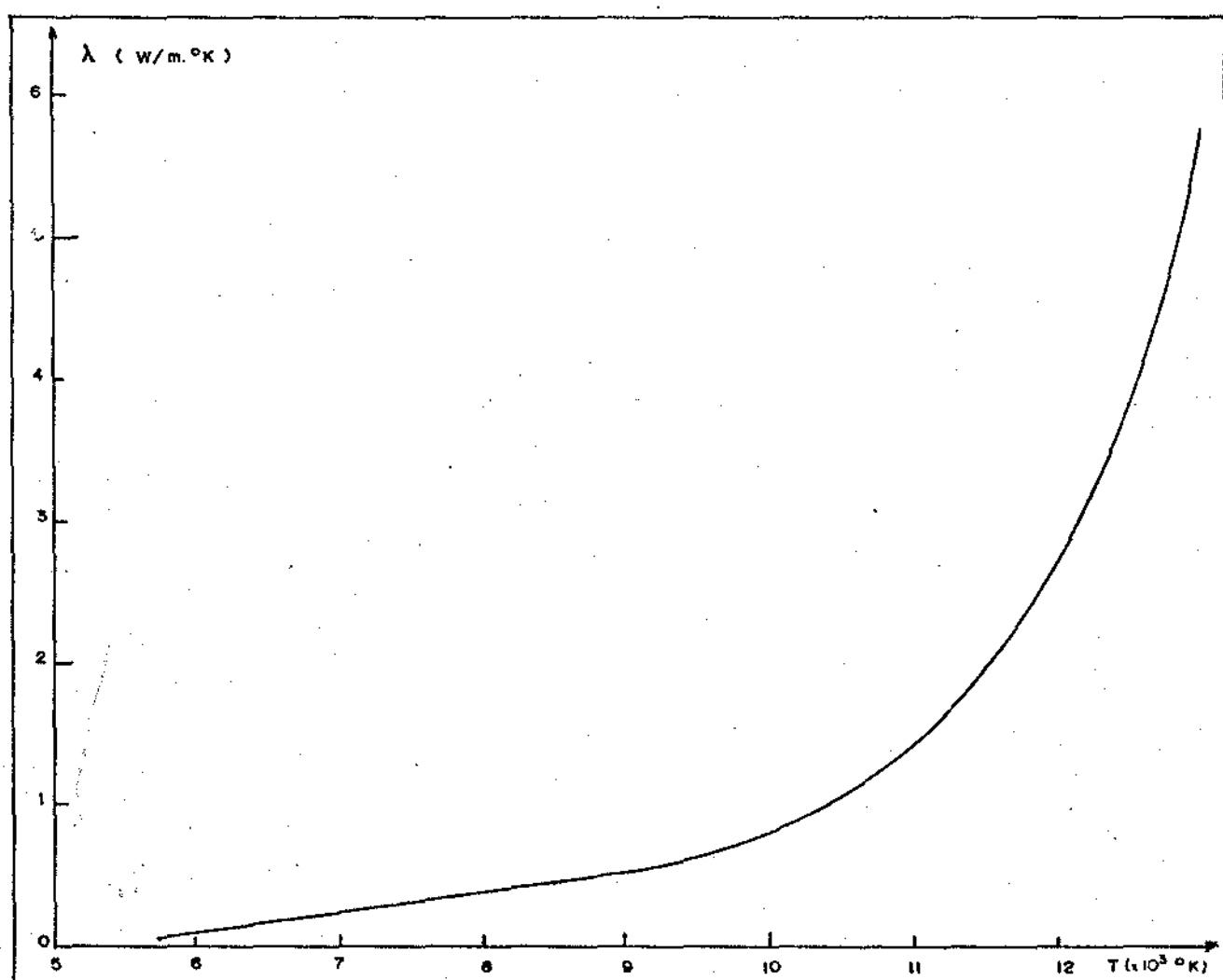


Figura II.8 - Condutividade térmica x Temperatura para o argônio.

A correspondência entre o potencial de condução térmica e a temperatura é mostrada na figura II.9, extraído do trabalho experimental de Emmons⁽¹²⁾.

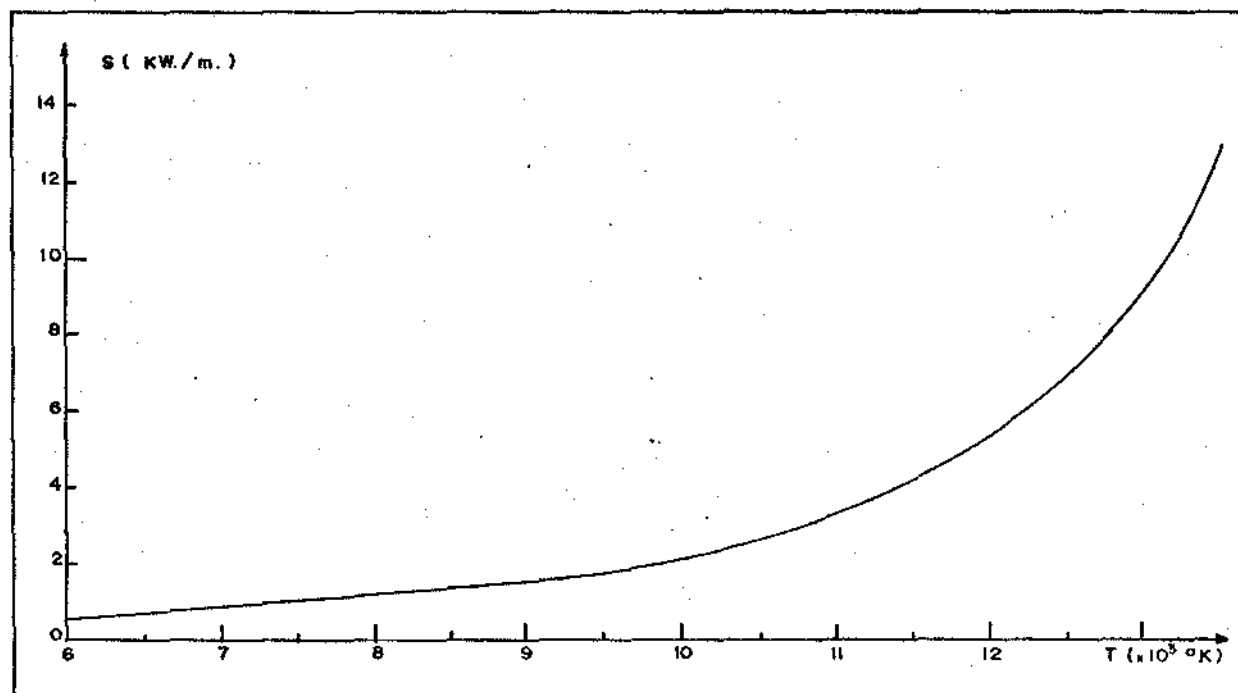


Figura II.9 - Potencial de condução térmica x Temperatura para o argônio.

A resolução da equação (II.21) será para as duas regiões:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS_I}{dr} \right) + \sigma_m E^2 = 0 \quad \text{p/} \quad r \leq r_0 \quad (\text{II.24})$$

e

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS_{II}}{dr} \right) = 0 \quad \text{p/} \quad r_0 \leq r \leq R, \quad (\text{II.25})$$

com as seguintes condições de contorno:

$$\begin{aligned}
 \text{i)} \quad S_I(r=0) &= S_0 \\
 \text{ii)} \quad S_{II}(r=R) &= 0 \\
 \text{iii)} \quad S_I(r_0) &= S_1 = S_{II}(r_0) \\
 \text{iv)} \quad \left. \frac{dS_I}{dr} \right|_{r=0} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{II.26}$$

As soluções serão:

$$S_I(r) = S_0 - \frac{\sigma_m E^2 r^2}{4} \tag{II.27}$$

e

$$S_{II}(r) = S_1 \ell_N(r/R) / \ell_N(r_0/R) \tag{II.28}$$

A condição de continuidade do fluxo de calor da região I para a região II, impõe:

$$\left. \frac{dS_I}{dr} \right|_{r=r_0} = \left. \frac{dS_{II}}{dr} \right|_{r=r_0}$$

donde

$$- \frac{2\sigma_m E^2 r_0}{4} = \frac{S_1}{\ell_N\left(\frac{r_0}{R}\right)} \cdot \frac{1}{r_0} \tag{II.29}$$

A condição de contorno (iii) implica:

$$S_I(r_0) = S_1$$

ou

$$S_0 - S_1 = \frac{\sigma_m E^2 r_0^2}{4} \quad (II.30)$$

Com as equações (II.29) e (II.30), determinam-se os parâmetros r_0 e E :

$$r_0 = R \exp \left[\frac{-S_1}{2(S_0 - S_1)} \right] \quad (II.31)$$

e

$$E = \frac{2}{r_0} \sqrt{\frac{(S_0 - S_1)}{\sigma_m}} \quad (II.32)$$

Igualando a potência elétrica entregue ao plasma ($P=E.I$) e o fluxo de calor que sai da coluna condutora, obtemos:

$$P = (-2\pi r \left. \frac{dSI}{dr} \right|_{r=r_0})$$

ou

$$P = EI = \pi \sigma_m E^2 r_0^2 \quad (II.33)$$

Substituindo E na equação (II.32), obtemos:

$$I = 2\pi r_0 \sqrt{\sigma_m (S_0 - S_1)} \quad (II.34)$$

e

$$P = 4\pi (S_0 - S_1) \quad (II.35)$$

Das equações acima, é possível obtermos a caracte-

rística $E \times I$ (ou $V \times I$) do Jato de Plasma, a dependência da temperatura no eixo (T_0) com a corrente I ou a potência P , tendo sempre o raio do canal como parâmetro.

O cálculo da condutividade elétrica média foi feito segundo dados experimentais de Emmons⁽¹²⁾ e integrado como mostra a figura II.10. Tabelas dos vários parâmetros calculados, são apresentados no Apêndice A, para diversos raios do canal refrigerado.

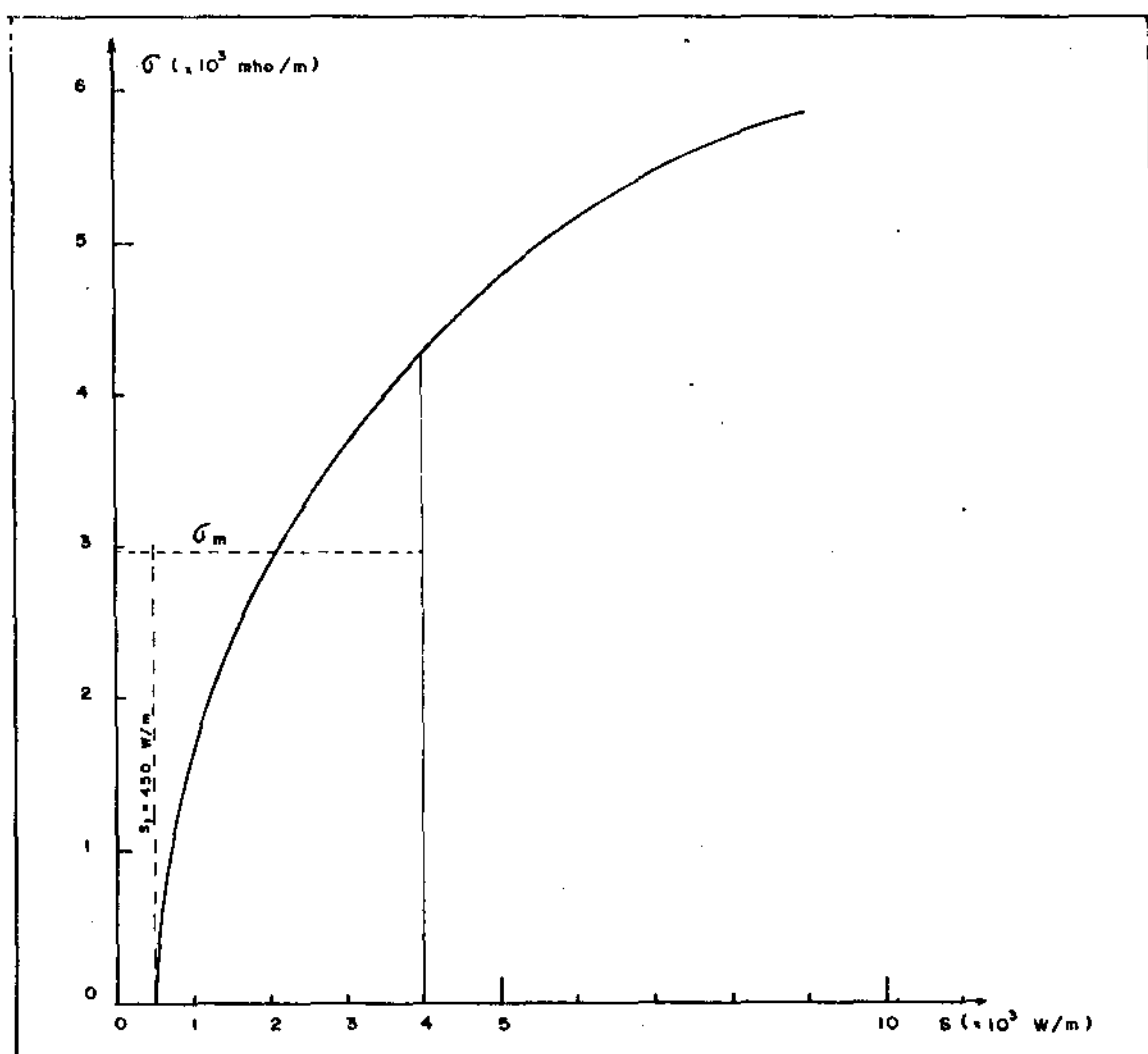


Figura II.10 - Condutividade elétrica x Potencial de condução térmica para o argônio.

II.1.4. Resultados

A partir das tabelas apresentadas no Apêndice A, são feitos os gráficos que mostram o comportamento da coluna em função do raio do canal e da temperatura do Jato de Plasma.

Figura II.11 mostra a dependência da temperatura no centro (T_0) em função da potência (P). Como se vê, do gráfico, a temperatura tende para um valor máximo, quase-assintótico, ao redor de 15.000 K. Para altas temperaturas, a dependên

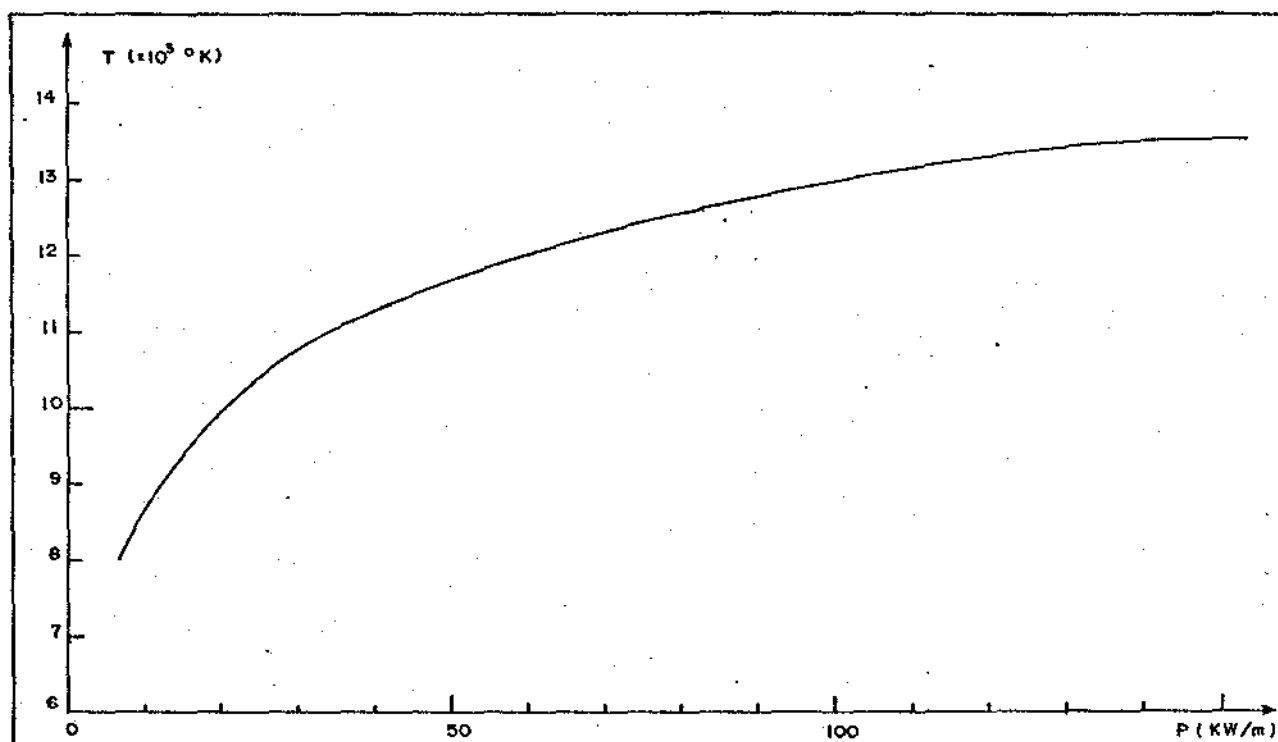


Figura II.11 - Dependência da temperatura no centro da coluna com a potência entregue ao Jato de Plasma.

cia da potência com a temperatura pode ser expressa aproximadamente como⁽⁶⁾:

$$T_o \sim P^2 / \pi \quad (II.36)$$

Segundo a expressão acima, se desejarmos dobrar a temperatura, teremos que entregar ao plasma uma potência 11 vezes maior do que aquela que tínhamos inicialmente, tornando o processo inviável.

O aumento do fluxo de calor para as paredes do canal com o aumento da temperatura no centro é a principal dificuldade para aumentar a temperatura do plasma. Essa dificuldade gerou novas técnicas de refrigeração na periferia da coluna de plasma, como, por exemplo, o resfriamento por transpiração⁽⁶⁾ ou por injeção radial de gás⁽⁴⁾. Ambos os métodos causam uma diminuição no VT próximo a parede do canal, tornando o fluxo de calor para ele bem menor. Dessa forma, supera-se a barreira dos $15-20 \times 10^3$ K e se pode alcançar temperaturas a redor de 70×10^3 K.

O gráfico, mostrado na figura II.12, apresenta a potência em função da corrente para diversos raios do canal. Esse gráfico permite que seja feita uma escolha correta da característica $V \times I$ da fonte de potência em função do raio do canal do maçarico que se pretende construir. No nosso caso, foi escolhido um raio pequeno ($R = 0,625$ mm), em primeiro lugar porque a fonte que tínhamos era de baixa corrente, em segundo lugar, porque o maçarico de corte exige alta densidade de potência. Outro fato a salientar é a possibilidade de se obter alta temperatura com baixas correntes de trabalho, diminuindo com isso o aquecimento ôhmico causado pela corrente e aumentando a vida útil do catodo.

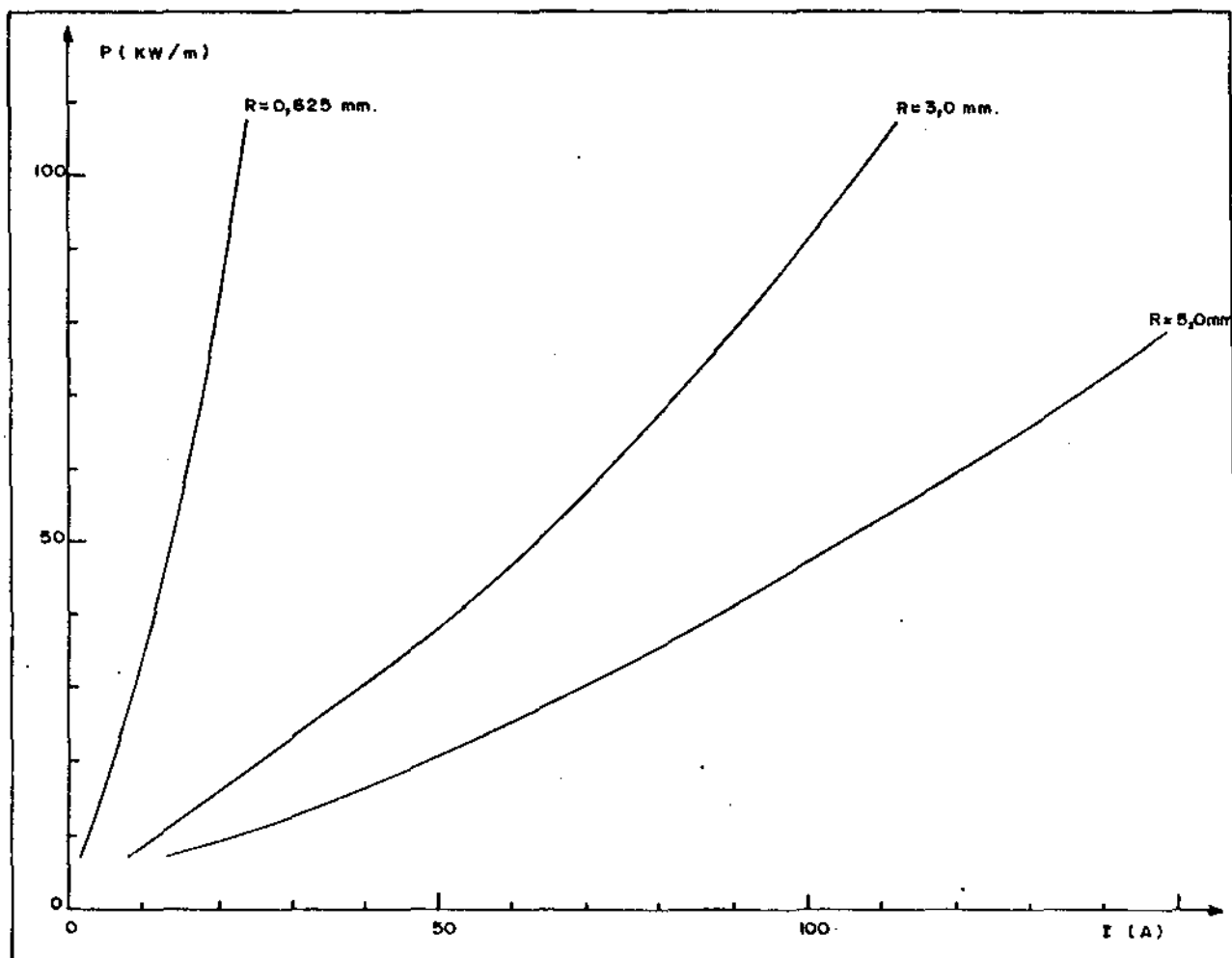


Figura II.12 - Potência $\times$ Corrente para diversos raios do canal.

Na figura II.13 é apresentado a característica $E \times I$ correspondente ao maçarico de plasma para corte construído ($R = 0,625 \text{ mm}$). Como se vê, a característica $E \times I$ tem o formato da letra U, isto é, a característica do Jato de Plasma é descendente para baixas correntes e crescente para altas correntes.

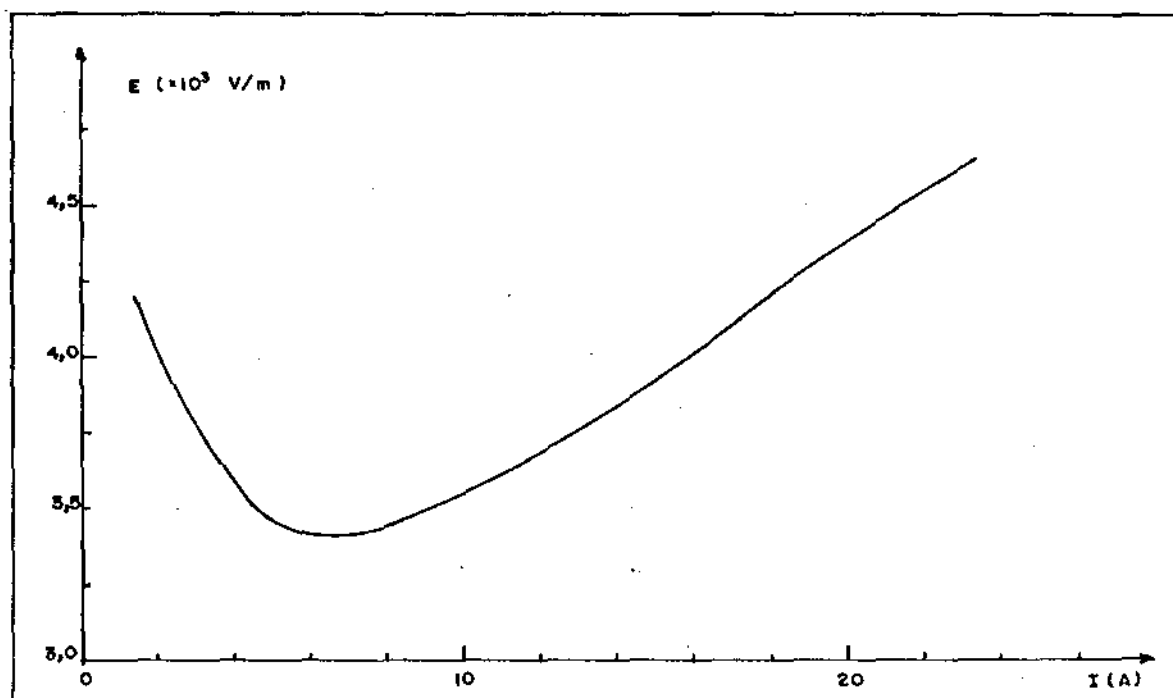


Figura II.13 - Característica $E \times I$ para o maçarico de plasma para corte construído ($R = 0,625 \text{ mm}$).

II.2 - Espectroscopia

Na montagem experimental para diagnóstico (Fig. III.29), o plasma produzido se apresenta na forma de uma coluna de plasma, estabilizada e com alta intensidade de "luz", de aproximadamente 2,0 mm de diâmetro e 6,0 mm de comprimento.

Esta radiação, proveniente das transições eletrônicas nos átomos e ions (entre estados ligados) e contínuo (radiação de bremsstrahlung e de recombinação), fornece informações, na forma de um espectro, a respeito do plasma em questão (argônio no nosso caso).

A coluna não é homogênea, mas exibe simetria cilíndrica, que é característico de plasma produzido por arco elétrico estabilizado. Portanto, utilizando a Transformada de Abbel, a partir das intensidades integrais laterais medidas experimentalmente, pode-se obter as intensidades radiais (coeficientes radiais de emissividade volumétrica), e a partir daí, pode-se calcular a temperatura, pois a razão entre dois coeficientes radiais no mesmo ponto r para duas linhas de emissão do átomo é uma função da temperatura, no caso de um plasma em equilíbrio termodinâmico local (E.T.L.).

Supomos que o plasma seja opticamente fino (transparente), isto é, não há reabsorção de ftons, e esteja em equilíbrio termodinâmico local.

II.2.1. Equilíbrio Termodinâmico Local (E.T.L.) ^{(13), (14)}

No modelo E.T.L., os processos que governam as dis

tribuições de populações dos estados atômicos e reações no plasma, são colisionais. No equilíbrio, o número de transições colisionais do estado fundamental para o excitado é igual ao número inverso de transições por colisões, isto é:

$$n_e n(g)X(Te, g, m) = n_e n(m)X(Te, m, n) \quad , \quad (II.37)$$

onde $X(Te, g, m)$ é o coeficiente de excitação colisional do estado fundamental g para o estado excitado m , $X(Te, m, n)$ é o coeficiente de de-excitação colisional do estado excitado m para um estado inferior n , n_e a densidade eletrônica, $n(g)$ e $n(m)$ as densidades de população do estado fundamental e excitado respectivamente e Te a temperatura eletrônica.]

Outro modelo de equilíbrio proposto e também encontrado em muito plasma de laboratório, é o chamado modelo Corona, sendo que o balanço neste modelo é entre processos de excitação colisional e decaimento espontâneo, isto é:

$$n_e n(g)X(Te, g, m) = n(m) \sum_{n < m} A(m, n) \quad , \quad (II.38)$$

onde $A(m, n)$ é a probabilidade de transição espontânea do estado excitado m para o estado inferior n .

A figura II.14, mostra a região de aplicação, com respeito à densidade do plasma, destes dois modelos de equilíbrio. O modelo E.T.L. é aplicado em plasma com alta densidade eletrônica, uma vez que processos colisionais tornam-se dominantes.

No modelo E.T.L., o equilíbrio depende dos valores locais da temperatura, densidade e composição química do plasma. As equações que formalizam este modelo, são as mesmas de

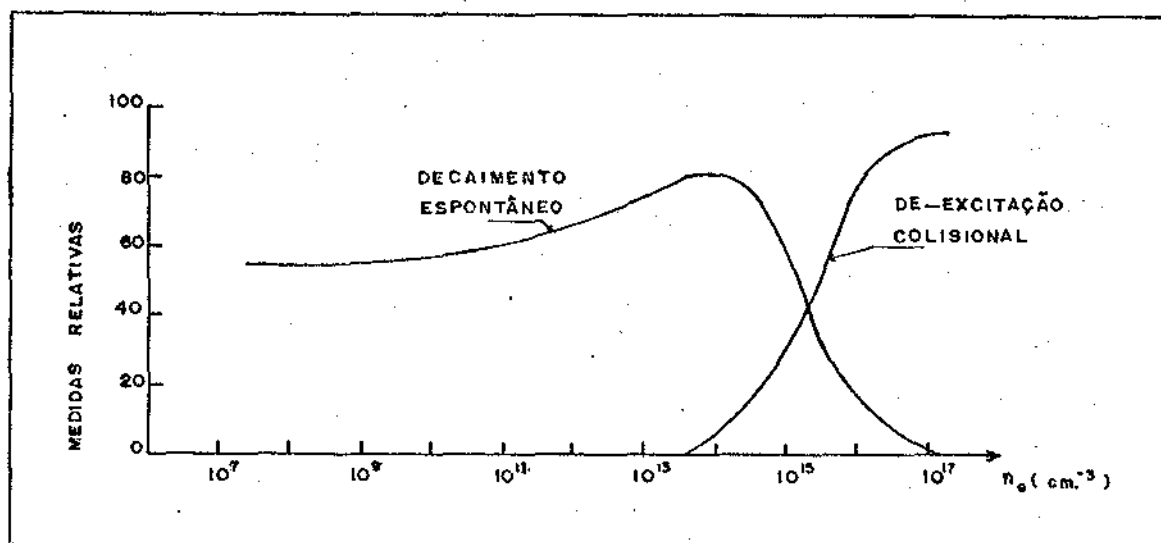


Figura II.14 - Comparação dos processos de decaimento espontâneo e de-excitação colisional em função da densidade eletrônica.

um sistema em completo equilíbrio termodinâmico, isto é, a distribuição de Maxwell, a distribuição de Boltzmann e a equação de Saha, com exceção da função de Planck pois no caso do plasma ser opticamente fino, a radiação observada será muito menor do que a radiação de um corpo negro prevista pela função de Planck. Estas equações serão descritas a seguir.

1. Distribuição de Maxwell: descreve o equilíbrio cinético das espécies que compõe o plasma, sendo que a temperatura cinética definida (T_{CIN}) pode ser diferente entre elas. Excluindo regiões próximas dos eletrodos e para plasma de alta pressão e temperatura, teremos uma T_{CIN} única para todas as espécies, como pode ser verificado pela figura II.15.⁽⁴⁾

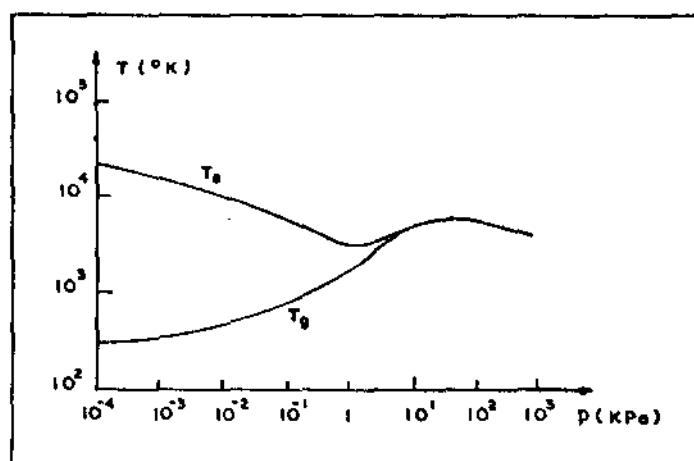


Figura II.15 - Temperatura dos elétrons (T_e) e partículas pesadas (T_g) em função da pressão.

A função distribuição de velocidades é dada por:

$$f(v) = \frac{4v^2}{\sqrt{\pi} \left(\frac{2k T_{CIN}}{m} \right)^{3/2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{k T_{CIN}}\right) \quad (II.39)$$

2. Distribuição de Boltzmann: descreve a distribuição de população dos estados excitados de uma espécie r , definindo uma temperatura de excitação (T_{EX}):

$$N_m = N_n \frac{g_m}{g_n} \exp\left(-\frac{E_m - E_n}{k T_{EX}}\right) \quad (II.40)$$

onde g e E são o peso estatístico e energia de excitação dos estados quânticos m e n , sendo m o estado superior.

3. Equação de Saha: descreve a distribuição das densidades das diferentes espécies (estados iônicos), definindo uma temperatura de ionização (T_{ION}):

$$\frac{n_{r+1}n_e}{n_r} = 2 \frac{Z_{r+1}}{Z_r} \left(\frac{2\pi m_e k T_{\text{ION}}}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{r,r+1} - \Delta E_{r,r+1}}{k T_{\text{ION}}}\right); \quad (\text{II.41})$$

$\Delta E_{r,r+1}$ o rebaixamento da energia de ionização devido a perturbações em um ion pelos ions vizinhos, Z_r e Z_{r+1} a função partição das espécies r e $r+1$ e n_r a densidade da espécie r vezes ionizada (n_0 é a densidade das neutras). Na maioria dos casos despreza-se o rebaixamento do potencial de ionização.

O plasma em E.T.L. exhibe a mesma temperatura termodinâmica em todas as relações, isto é:

$$T_{\text{CIN}} = T_{\text{EX}} = T_{\text{ION}} = T \quad . \quad (\text{II.42})$$

A aplicação do modelo E.T.L. para dada transição, é válida quando a despopulação do nível excitado é pelo menos 10 vezes maior por colisão do que por transição radiativa espontânea. Este critério, proposto por Griem⁽¹⁵⁾, pode ser expresso por:

$$n_e \geq 10^{12} T_e^{1/2} (E_m - E_n)^3, \quad (\text{II.43})$$

onde n_e é dado em cm^{-3} , T_e em K e $(E_m - E_n)$ em eV.

Para as linhas espectrais do argônio observadas experimentalmente (4259 Å e 4300 Å), a relação II.43 nos dá que:

$$n_e \geq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

para uma temperatura eletrônica igual a 7000 K.

II.2.2. Intensidade Espectral e Coeficiente de Emissão Volumétrico

Intensidade espectral ou específica (I_λ) é definida como sendo a quantidade de energia radiante ΔE no intervalo de comprimento de onda compreendido entre λ e $\lambda + \Delta\lambda$, que atravessa num tempo Δt um elemento de superfície ΔA , dentro de um ângulo sólido $\Delta\Omega$ (Fig. II.16), ou seja:

$$I_\lambda = \lim \frac{\Delta E}{\Delta t \Delta A \Delta \Omega \Delta \lambda} \quad \text{para } \Delta t, \Delta A, \Delta \Omega, \Delta \lambda \rightarrow 0 \quad (\text{II.44})$$

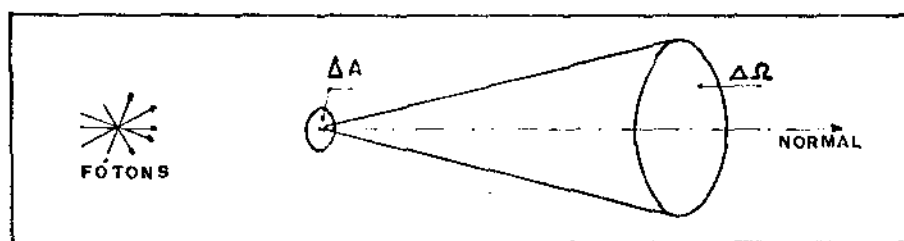


Figura II.16 - Definição de intensidade espectral.

Se a radiação envolve linha espectral, pode ser introduzido a intensidade da linha (I^L). Na vizinhança de uma linha, a intensidade I_λ pode ser resolvida em duas partes: uma intensidade do contínuo (I_λ^C) e uma intensidade da linha propriamente dita (I_λ^L), como mostra a figura II.17. A intensidade de uma linha é definida como:

$$I^L = \int_{\text{linha}} I_\lambda^L d\lambda \quad (\text{II.45})$$

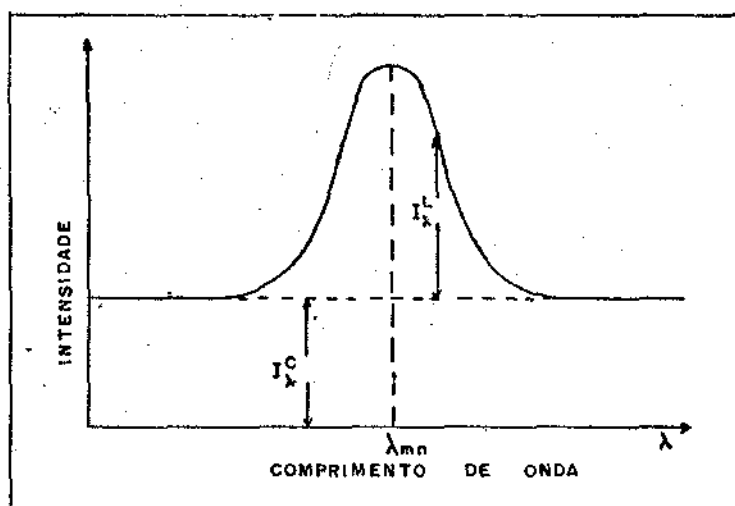


Figura II.17 - Definição de intensidade de uma linha espectral.

O coeficiente de emissão volumétrico é definido como sendo a quantidade de energia radiante ΔE no intervalo de comprimento de onda compreendido entre λ e $\lambda + d\lambda$, emitida num tempo Δt por um elemento de volume ΔV dentro de um ângulo sólido $\Delta \Omega$ (Fig. II.18), ou seja:

$$\epsilon_{\lambda} = \lim_{\Delta t, \Delta V, \Delta \Omega, \Delta \lambda \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta t \Delta V \Delta \Omega \Delta \lambda} \quad . \quad (\text{II.46})$$

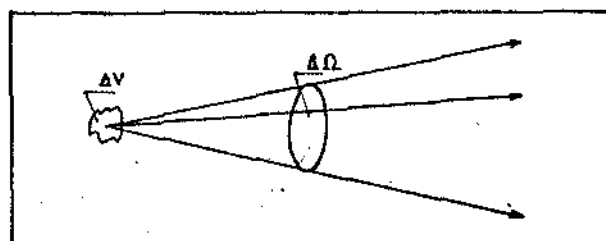


Figura II.18 - Definição de coeficiente de emissão volumétrico.

O coeficiente de emissão volumétrico se relaciona com a intensidade espectral pela equação:

$$I_{\lambda} = \text{constante} \int_S \epsilon_{\lambda}(S) dS \quad , \quad (\text{II.47})$$

onde S denota a linha de visada.

II.2.3. A Transformada de Abel

A Transformada de Abel transforma intensidades laterais $I(x)$ em intensidades radiais $I(r)$ de emissores axissimétricos (simetria cilíndrica).

Sendo a coluna de plasma não homogênea, para obter a temperatura local, necessita-se determinar o coeficiente de emissão volumétrico. No nosso caso, a coluna tem simetria cilíndrica (Fig. II.19), portanto a equação II.47 pode ser escrita na forma:

$$I_{\lambda}(x) = \int_{-y}^y \epsilon_{\lambda}(r) dy \quad . \quad (\text{II.48})$$

Com a transformação $y = \sqrt{r^2 - x^2}$, obtém-se:

$$I_{\lambda}(x) = 2 \int_{x=r}^R \frac{\epsilon_{\lambda}(r)}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad . \quad (\text{II.49})$$

A inversão desta integral, conhecida como Transformada de Abbel, conduz a:

$$\epsilon_{\lambda}(r) = \frac{-1}{\pi} \int_r^R \frac{\frac{d I_{\lambda}(x)}{dx}}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad . \quad (\text{II.50})$$

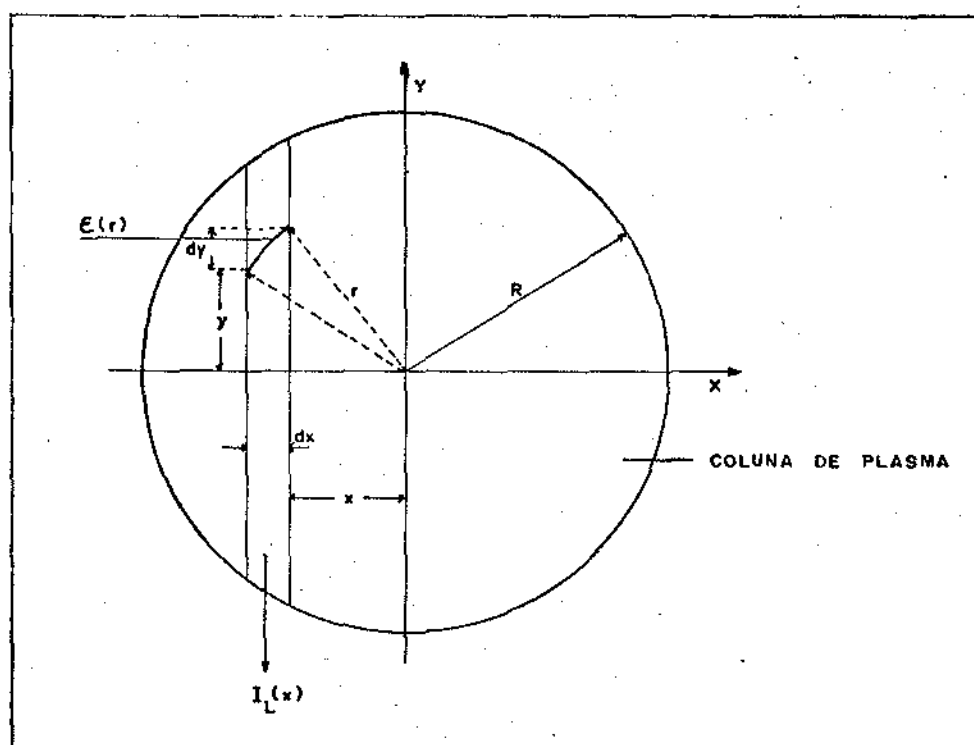


Figura II.19 - Coluna de plasma com simetria cilíndrica. O eixo y define a direção de observação.

Inúmeros trabalhos^{(16), (17), (18)} foram publicados com o propósito de resolver a equação (II.50) utilizando métodos numéricos. O método usado aqui foi proposto por Barr⁽¹⁹⁾, o qual emprega alisamento, isto é, pequenos erros aleatórios nas medidas espectrais executadas não interferem no cálculo das intensidades radiais (ou coeficientes de emissão volumétricos). As soluções apresentadas por Barr são:

$$\epsilon_{\lambda}(r_k) = \frac{1}{\pi\Delta} \sum_{n=k-2}^N \beta_{kn} I_{\lambda}(x_n) \quad \text{para } K > 2$$

(II.51)

$$\epsilon_{\lambda}(r_k) = \frac{1}{\pi\Delta} \sum_{n=0}^N \beta_{kn} I_{\lambda}(x_n) \quad \text{para } K \leq 2$$

sendo que a coluna de plasma é dividida em iguais incrementos Δ , tais que:

$$x_n = n\Delta, \quad r_K = K\Delta \quad \text{e} \quad R = N\Delta, \quad (\text{II.52})$$

onde n e K são inteiros incluindo o zero e N , e $I_\lambda(x_N) = 0$. Os coeficientes β_{Kn} são obtidos numericamente e tabelados para N até 20, apresentado no Apêndice B.

As intensidades laterais ($I_\lambda(x_n)$) são obtidas como um conjunto de dados numéricos, sendo que o número de pontos medidos vai depender da natureza da distribuição da intensidade ao longo do diâmetro da coluna. No nosso caso, onde a intensidade é máxima no centro da coluna (temperatura no eixo não excede a temperatura normal das linhas espectrais utilizadas), um máximo de 10 pontos são suficientes para obter-se resultados satisfatórios.

Os problemas que devem ser olhados com cuidado para minimizar o erro no cálculo das intensidades radiais utilizando a Transformada de Abbel são: simetria, determinação do centro da coluna de plasma e extrapolação das beiradas da coluna para intensidade nula.

Problemas de simetria na intensidade foi observado quando o comprimento do arco era maior do que 12,0 mm, como mostra a figura II.20. Esta assimetria, devido ao arrasto do arco elétrico causado pela rotação do anodo rotatório, impossibilita a utilização da Transformada de Abbel para o cálculo dos coeficientes de emissão volumétricos ou esta deve ser modificada convenientemente.

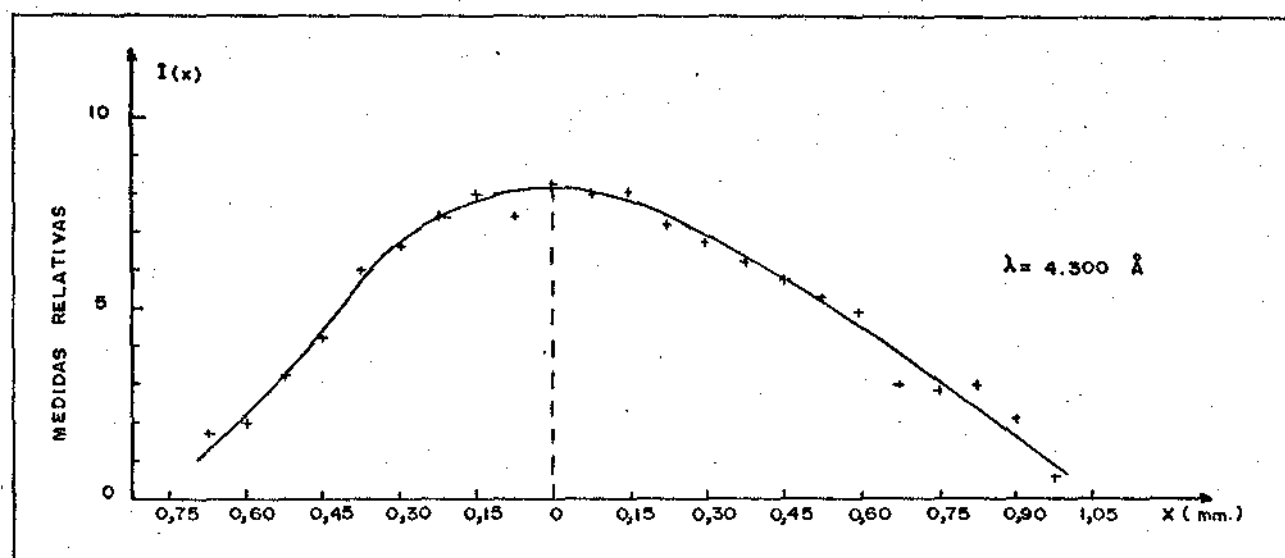


Figura II.20 - Assimetria na intensidade ao longo do diâmetro da coluna de plasma, provocada pela rotação do anodo rotatório. Comprimento do arco = 15,0 mm.

Outro fato importante é que a contribuição das bordas da coluna de plasma, que presume-se não encontrar-se em E.T.L., contribuem no cálculo das intensidades radiais centrais da coluna, acarretando erros na determinação da temperatura. Isso pode ser visto mais facilmente pela figura II.21, onde podemos notar que a transformação é obtida de uma área para um ponto.

Uma técnica comum para se avaliar o erro na Transformada de Abel é utilizar funções testes (Gaussianas, retas, etc.).

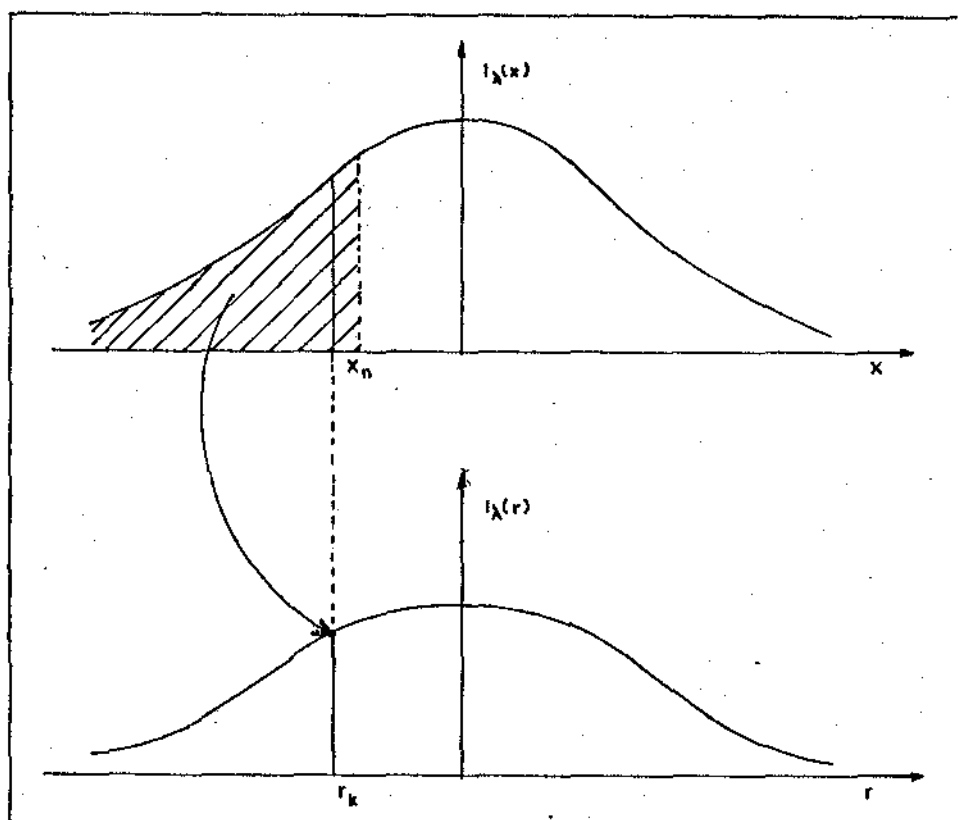


Figura II.21 - Intensidade radial obtida pela Transformação de Abel.

II.2.4. Determinação da Distribuição Radial da Temperatura

Três métodos são apresentados aqui para a determinação da distribuição radial da temperatura: método utilizando a razão dos coeficientes de emissão de duas linhas atômicas, o método da tangente e o método da temperatura normal.

A aplicação dos dois últimos métodos não foi possível pois o método da tangente exige medidas de pelo menos três linhas espectrais isoladas, fato este não conseguido devido a superposição de linhas causado pelo efeito Stark. No método da temperatura normal, a temperatura do plasma teria de ser superior a temperatura onde as linhas espectrais observadas tem a

máxima intensidade.

1. Método baseado na razão dos coeficientes de emissão volumétrico de duas linhas atômicas:

Em um ponto situado a uma distância r do eixo da coluna (Fig. II.19), o coeficiente de emissão volumétrico de uma linha espectral é dado por:

$$\epsilon_{\lambda}(r) = \frac{1}{4\pi} A N_m(r) h \frac{c}{\lambda} \quad , \quad (\text{II.53})$$

onde A é a probabilidade de transição espontânea, $N_m(r)$ a densidade de população dos átomos emissores no respectivo estado excitado superior m da transição em questão, c a velocidade da luz, h a constante de Planck e λ o comprimento de onda.

A razão dos coeficientes de emissão volumétrico para duas linhas espectrais de comprimento de onda λ_1 e λ_2 , é dada por:

$$\frac{\epsilon_{\lambda_1}(r)}{\epsilon_{\lambda_2}(r)} = \frac{A_1}{A_2} \frac{N_1(r)}{N_2(r)} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad . \quad (\text{II.54})$$

Como foi pressuposto que o plasma encontra-se em equilíbrio termodinâmico local, a razão de densidades de população dos estados excitados é dada pela equação de Boltzmann (II.40). Portanto:

$$\frac{\epsilon_{\lambda_1}(r)}{\epsilon_{\lambda_2}(r)} = \frac{A_1 g_1 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_1} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{kT(r)}\right) \quad , \quad (\text{II.55})$$

donde a partir dos coeficientes de emissão volumétricos obtidos

pela Transformada de Abbel das intensidades laterais, medidas experimentalmente, determina-se $T(r)$.

O erro na determinação da temperatura a partir da equação II.55 será dado por:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{kT}{(E_1 - E_2)} \frac{\Delta(\epsilon_{\lambda_1}(r)/\epsilon_{\lambda_2}(r))}{\epsilon_{\lambda_1}(r)/\epsilon_{\lambda_2}(r)} \quad (II.56)$$

Desta fórmula vê-se que quanto mais próximas as linhas escolhidas ($E_1 - E_2 \rightarrow 0$) maior será o erro na temperatura.

Para as linhas espectrais observadas ($\lambda_1 = 4300 \text{ \AA}$ e $\lambda_2 = 4259 \text{ \AA}$), admitindo-se que o erro experimental é inferior a 10% e que o erro no cálculo da Transformada de Abbel é muito menor do que 10%, o erro na temperatura será:

$$\frac{\Delta T}{T} \sim 20\%$$

para uma temperatura de 6000 K.

A escolha de linhas espectrais próximas deve-se a não necessidade de se ter que fazer calibração relativa do espectrômetro em comprimento de onda. Supõe-se que a resposta instrumental, principalmente da fotomultiplicadora, seja uma constante. Isso é aproximadamente verdadeiro como se pode concluir da figura II.22.

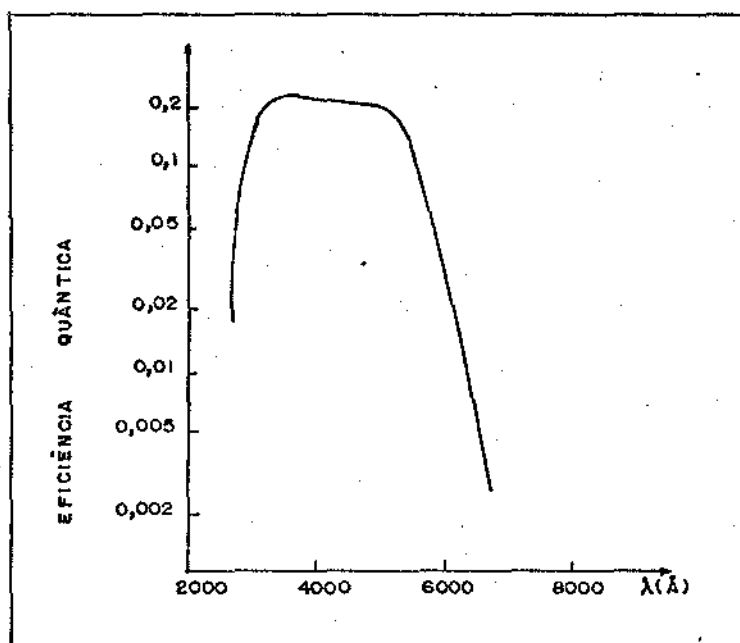


Figura II.22 - Sensibilidade da fotomultiplicadora RCA C 31034.

2. Método da tangente:

A equação II.55 pode ser escrita na forma:

$$\ell_n \left(\frac{\epsilon_{\lambda_1}(r)}{\epsilon_{\lambda_2}(r)} \right) = \text{constante} - \frac{(E_1 - E_2)}{kT} \quad (\text{II.57})$$

Um gráfico $y = \ell_n(\epsilon_{\lambda_1}(r)/\epsilon_{\lambda_2}(r))$ versus $(E_1 - E_2)$ produz uma linha reta, $y = \text{cte} + m(E_1 - E_2)$; a tangente m é uma medida da temperatura T . Este método necessita de muitas linhas espectrais para obter com boa precisão a reta e determinar a temperatura. Não há a necessidade do conhecimento das probabilidades de transições espontâneas, tornando este método mais preciso do que o anterior; além disso, pode-se verificar qual a região da coluna de plasma que está realmente em equilíbrio termodinâmico local.

3. Método da temperatura normal:

Este método, proposto por Larenz, é baseado no fato de que a radiação emitida por qualquer espécie de partícula em um plasma em E.T.L., passa através de um máximo em uma única temperatura o qual é definida com a temperatura normal (T_m) para aquela radiação em questão. Como um exemplo, a figura II.23, mostra-nos a intensidade em função da temperatura para a linha espectral $\lambda = 4158 \text{ \AA}$. A temperatura normal desta linha é aproximadamente $15 \times 10^4 \text{ K}$.

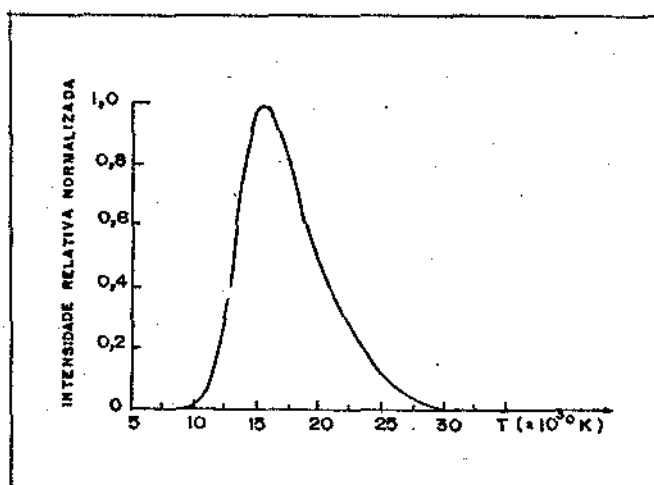


Figura II.23 - Intensidade da linha espectral $\lambda = 4158 \text{ \AA}$ do átomo de argônio em função da temperatura.

Se a temperatura do plasma é maior do que a temperatura normal de uma certa linha espectral, o coeficiente de emissão volumétrico seria máximo em um ponto fora do eixo da coluna, exatamente onde a temperatura fosse igual a temperatura normal, deduzindo de um gráfico como mostrado na figura II.23, a distribuição radial da temperatura.

II.2.5. O Espectro Contínuo

O contínuo de um plasma é a radiação proveniente da superposição da radiação de Bremstrahlung e recombinação.

1. Recombinação:

No processo de recombinação, um elétron livre é capturado por um ion positivo e o excesso de energia é convertido em radiação, de acordo com a relação:

$$\frac{m_e v_e^2}{2} - X_{r,m} = h\nu \quad , \quad (II.58)$$

onde m_e e v_e é a massa e velocidade do elétron e $X_{r,m}$ a energia do nível m de um átomo r vezes ionizado, na qual o elétron é capturado. Como o elétron livre capturado possui uma energia cinética contínua, de acordo com a distribuição de Maxwell, a radiação emitida será também distribuída continuamente.

A radiação contínua total, devido a recombinação, consiste na superposição de todo o espectro contínuo emitido das diferentes espécies r , as quais estão presentes no plasma.

De maneira elementar, a recombinação é um processo onde envolve um elétron e um ion, e a intensidade desta radiação será proporcional ao produto das densidades dos elétrons e ions. No nosso caso, onde temos um plasma de argônio com baixa temperatura ($T \sim 6 \times 10^3$ K), a contribuição da radiação contínua devido a recombinação é muito pequena, prevalecendo a radiação contínua devido a Bremstrahlung.

2. Bremsstrahlung:

Elétrons livres em um plasma podem perder energia cinética nos campos coulombianos dos átomos e ions, e esta energia é convertida em radiação. Como tanto o estado inicial quanto o estado final dos elétrons livres podem assumir energia arbitrária, de acordo com a distribuição de Maxwell, a radiação emitida é do tipo contínuo. O coeficiente de emissão para o contínuo devido a bremsstrahlung é dado por:

$$\epsilon_v = C Z^2 \frac{n_e n_i}{(kT)^{1/2}} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad , \quad (II.59)$$

onde C é uma constante, n_e e n_i as densidades dos elétrons e ions e Z é a carga iônica.

II.2.6. Alargamento Doppler e Stark

As linhas espectrais dos átomos (ou ions) sofrem alargamento Doppler ou Stark, dependendo da densidade e temperatura do plasma. Outros mecanismos de alargamento, por exemplo, alargamento instrumental (devido a resolução finita do espectrômetro) e alargamento natural da linha espectral, podem ser desprezados em comparação com o alargamento devido a Doppler ou Stark ou eles podem ser tratados apenas como uma correção.

1. Alargamento Doppler: (14)

O alargamento de uma linha espectral devido ao efeito Doppler, é causado pelo movimento aleatório dos átomos e ions emissores presentes no plasma.

A distribuição da intensidade, para um alargamento puramente Doppler, tem uma distribuição gaussiana, dada por:

$$I_D(\Delta\lambda) = I_t \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \exp \left(-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right) \quad , \quad (II.60)$$

onde I_t é a intensidade total da linha e $\Delta\lambda_D$ é a largura Doppler definida como sendo:

$$\Delta\lambda_D = \left(\frac{v}{c} \right) \lambda_0 \quad , \quad (II.61)$$

onde $v = \left(\frac{2RT}{M} \right)^{1/2}$ é a velocidade mais provável das partículas radiantes, R a constante do gás, M o peso atômico, T a temperatura, λ_0 o comprimento de onda não deslocado e c a velocidade da luz.

A meia largura, que é a largura onde a intensidade é reduzida pela metade do seu valor máximo, isto é, o expoente na equação (II.60) tem valor $1/2$, é dada por:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 7.2 \times 10^{-7} \lambda_0 \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \quad , \quad (II.62)$$

onde foi feita a substituição de $\Delta\lambda_D$ da equação (II.61).

Da equação acima vemos que quanto menor a massa da partícula e maior a temperatura, mais pronunciado torna-se o alargamento Doppler.

2. Alargamento Stark: ⁽¹⁴⁾ ⁽¹⁵⁾

Os átomos dentro de um plasma, estão sujeitos a microcampos elétricos das partículas carregadas, isto é, dos elê

trons e dos íons. Estes microcampos que atingem os átomos emissores, causam um deslocamento e desdobramento nos seus níveis de energia, o qual é chamado de efeito Stark. O resultado é um alargamento e deslocamento da linha espectral original.

Como efeito Stark está relacionado com interações (colisões coulombianas) dos elétrons (ou íons) com os átomos, ele sofre maior influência com respeito as suas densidades.

A distribuição da intensidade, para um alargamento Stark, tem uma forma lorentziana, dada por:

$$I_s(\Delta\lambda) = \frac{I_t}{2\pi} \left(\frac{\Delta\lambda_s}{\Delta\lambda^2 + \left(\frac{\Delta\lambda_s}{2}\right)^2} \right), \quad (\text{II.63})$$

onde I_t é a intensidade total da linha e $\Delta\lambda_s$ a largura Stark.

Para propósitos de diagnósticos, a relação entre a meia-largura Stark e a densidade eletrônica, no caso do hidrogênio, é dada por:

$$\Delta\lambda_{1/2}^s = 2,50 \times 10^{-9} \alpha_{1/2} N_e^{2/3}, \quad (\text{II.64})$$

onde $\alpha_{1/2}$ é a meia-largura teórica.

No caso de elementos pesados, como o argônio, o cálculo do deslocamento e meia-largura (em Å) são dados, de maneira aproximada, pelas fórmulas: (20)

$$\Delta\lambda_s = 2[1 + 1,75 \times 10^{-4} N_e^{1/4} \alpha(1 - 0,068 N_e^{1/6} T_e^{1/2})] 10^{-16} N_e w \quad (\text{II.65})$$

$$\delta\lambda_s = \left[\frac{d}{w} \pm 2 \times 10^{-4} n_e^{1/4} \alpha (1 - 0,068 N_e^{1/6} T_e^{-1/2}) \right] 10^{-16} N_e^w, \quad (\text{II.66})$$

onde α , d e w são parâmetros tabelados por Griem⁽¹⁵⁾ para quatro temperaturas (5, 10, 20 e 40×10^3 K) e para uma concentração eletrônica igual a 10^{16} cm^{-3} .

No plasma produzido por arco elétrico estabilizado, se obtém uma coluna não homogênea, onde no centro da coluna encontramos altas temperatura e densidade, de modo que alargamento Stark predomina aos outros mecanismos de alargamento. Na periferia, entretanto, encontramos baixas temperatura e densidade sendo o alargamento Doppler o responsável pelo alargamento das linhas espectrais. Este fato pode ser verificado de acordo com a tabela II.1.⁽²⁰⁾

$T \times 10^3$ K \ $\Delta\lambda_s / \Delta\lambda_D$	0,1	1	10
2	0,33	3,2	31,5
5	0,52	5,0	45,0
10	0,73	7,4	75,0

Tabela II.1 - Valores de n_e em 10^{15} cm^{-3} para um plasma produzido por arco elétrico com a razão de alargamento Stark ($\Delta\lambda_s$) e Doppler ($\Delta\lambda_D$) correspondentes, para o argônio.

Portanto, deve-se ter cuidado quando na realização de medidas da meia-largura dos perfis das linhas espectrais, pois neste caso, ambos os mecanismos, Doppler e Stark, estão presentes. Métodos como desconvolução dos perfis são empregados para se obter a contribuição de cada um dos dois processos.

CAPÍTULO III

PARTE EXPERIMENTAL

III.1. Maçarico de Plasma para Corte

III.1.1. Introdução

O maçarico de plasma para corte construído, figuras III.1 e III.2, mostrou uma boa performance com um acabamento de corte de boa qualidade, sem deformação, sem rebarbas e pouca perda de material (largura do corte é de 2,5 mm). Realizamos corte de chapa de aço inox de até 16,0 mm de espessura, com uma velocidade de corte de 0,5 m/min e relativamente baixa potência ($\sim 8,0$ kw), utilizando somente argônio como gás de trabalho.

Construímos também, uma fonte de potência de corrente contínua com característica $V \times I$ descendente, figura III.3, utilizando dois transformadores de solda. A máxima potência desta fonte é em torno de 12 Kw (80A, 150V).

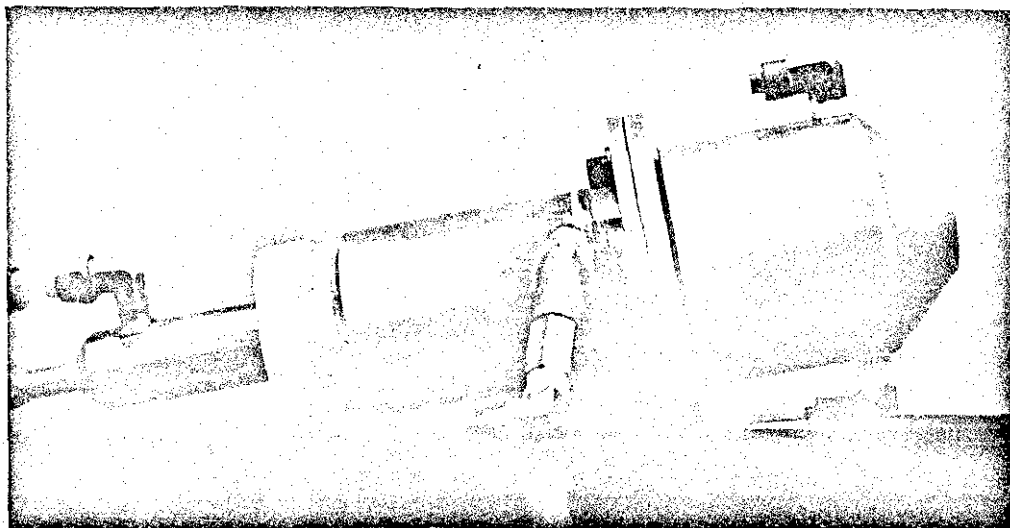


Figura III.1 - Aspecto externo do maçarico de plasma para corte construído.

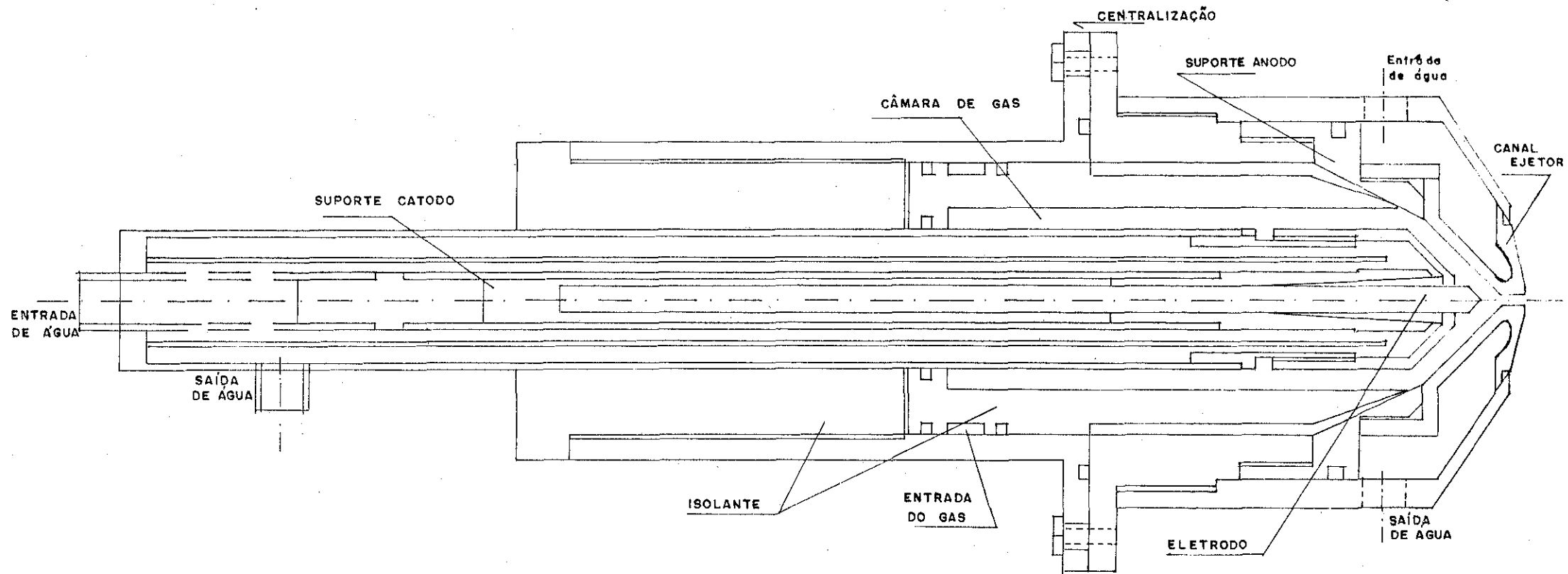


Figura III.2 - Montagem do maçarico de plasma para corte. Escala 1 : 1.

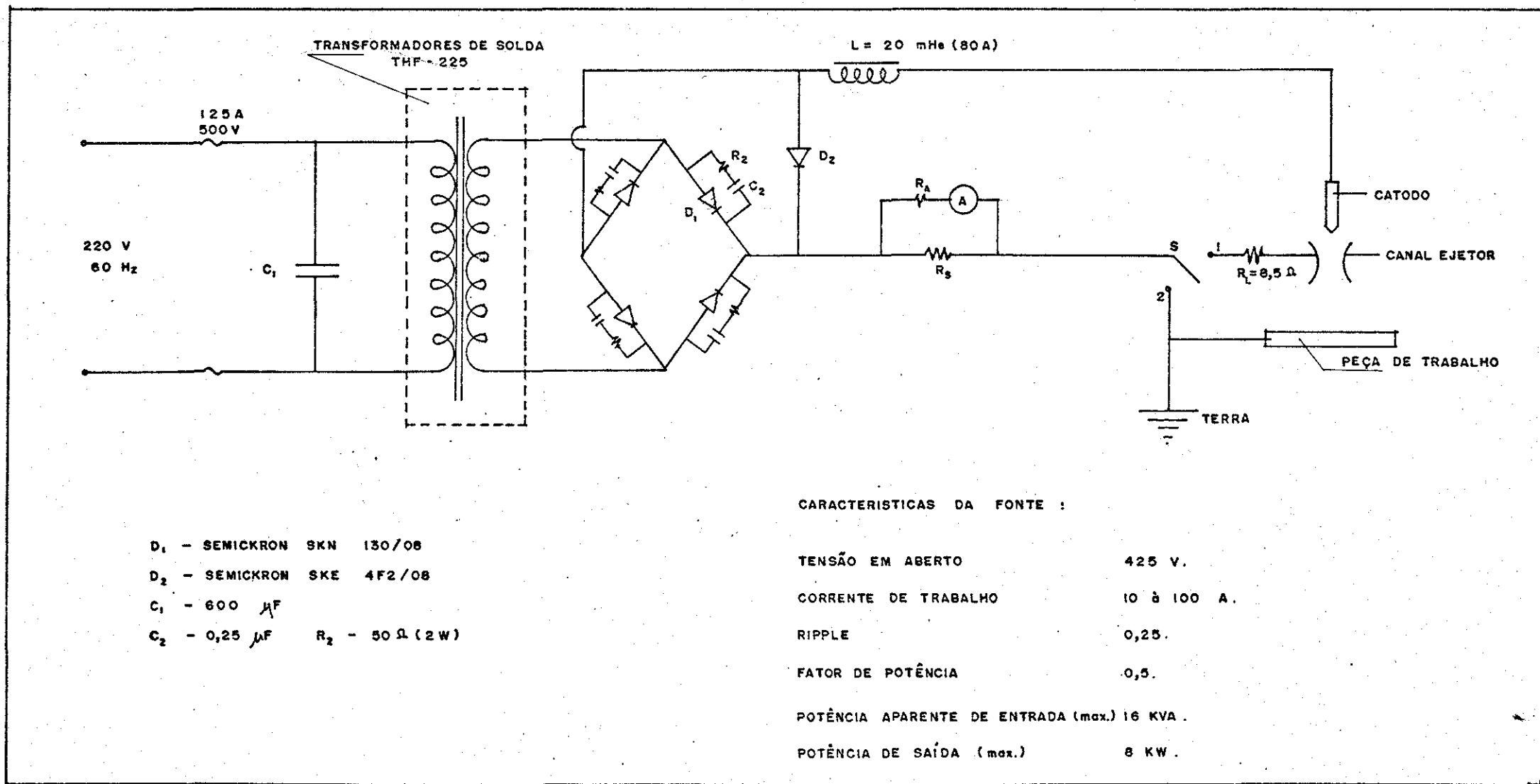
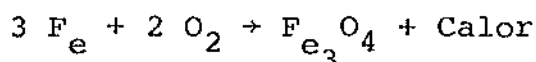


Figura III.3 - Esquema da Fonte de Potência.

III.1.2 - Características do Maçarico de Plasma para Corte ^{(1) (2)}

O processo de corte realizado pelo maçarico de plasma, deve-se a rápida fusão do material e a expulsão deste sob a ação de um fluxo de plasma com alta densidade de potência (alta temperatura) e alta pressão dinâmica (alta velocidade de fluxo), dirigido para o local a ser cortado.

Este processo de corte não utiliza nenhuma reação química, como é o caso do corte feito com o maçarico de oxiacetileno, onde ocorre uma reação exotérmica de oxidação do metal com o oxigênio, com grande desprendimento de calor:



Consegue-se, desta maneira corte em aço comum e ferro até grande espessura (lingotes de até 1 metro de diâmetro). Entretanto, no corte em aço inoxidável, o oxiacetileno torna-se demasiado lento devido a dificuldade de se realizar a reação de oxidação.

A utilidade principal do maçarico de plasma é o corte de aço inoxidável e alumínio, onde processos convencionais tornam-se inviáveis pelo tempo gasto ou quando é exigido perfil. A figura III.4 mostra a relação de tempos de corte de uma chapa de aço inoxidável 304 de 3,5 mm de espessura, usando quatro processos de corte: rebolo, serra de fita, oxiacetileno e o maçarico de plasma. Estes cortes foram executados por um técnico da oficina mecânica do Instituto de Física. Tanto o acabamento quanto o tempo de execução do corte, mostram maiores vantagens para o maçarico de plasma do que aos processos convencionais.

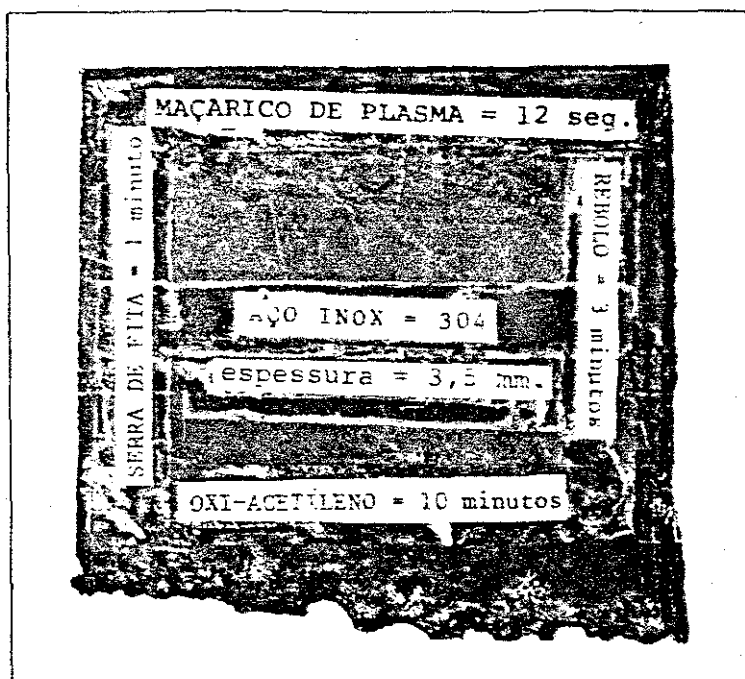


Figura III.4 - Comparação dos tempos de corte de uma chapa inox 304 de 3,5 mm de espessura, feito por quatro processos de corte: rebolo, serra de fita, oxiacetileno (corte feito manualmente) e maçarico de plasma.

No maçarico de plasma, pelo efeito de confinamento (pinch térmico) consegue-se altas temperaturas ($\sim 15 \times 10^3$ K), além de que é possível controlar o fluxo térmico. Além disso, para a maior eficiência na transformação de energia elétrica em energia térmica, é necessário que o gás de trabalho tenha alta entalpia e se possível alta condutividade térmica, o que não ocorre com o argônio, como pode ser verificado pelas figuras III.5 e III.6, onde é plotado a entalpia e a condutividade térmica em função da temperatura para o argônio, nitrogênio e hidrogênio, gases de trabalho geralmente usados no maçarico de plasma para corte.

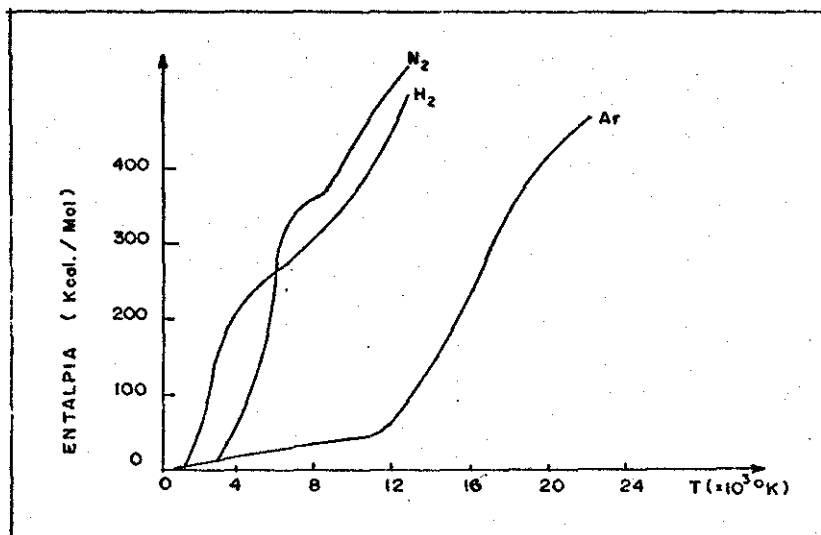


Figura III.5 - Entalpia x Temperatura para diversos gases utilizados no maçarico de plasma.

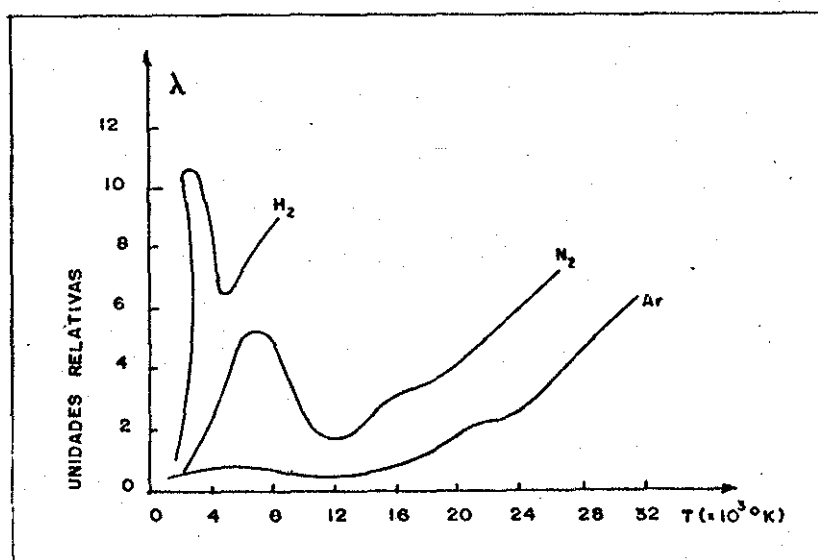


Figura III.6 - Condutividade térmica x temperatura para diversos gases utilizados no maçarico de plasma.

A alta entalpia e condutividade térmica dos gases diatômicos em comparação com gases monoatômicos, em baixas temperaturas, deve-se basicamente a energia de dissociação das moléculas (nitrogênio $T_{dis} \sim 7 \times 10^3$ K e hidrogênio $T_{dis} \sim 4,5 \times 10^3$ K).

A distribuição da temperatura ao longo da coluna do plasma é influenciada pela condutividade térmica do gás que forma o plasma. No caso dos gases monoatômicos, esta distribuição radial é aproximadamente parabólica e nos gases diatômicos, esta aproximação é válida somente para temperaturas abaixo da temperatura de dissociação. Portanto, se a temperatura no centro da coluna de plasma é aumentada, por exemplo no caso nitrogênio até 11×10^3 K, então na região acima de 7×10^3 K, o gradiente da temperatura dT/dr próximo ao eixo da coluna, tem que crescer suficientemente para compensar a diminuição na condutividade térmica e garantir a remoção do calor. Na figura III.7.a e b são mostrados as distribuições radiais da temperatura na coluna para os dois tipos de gases (argônio e nitrogênio).

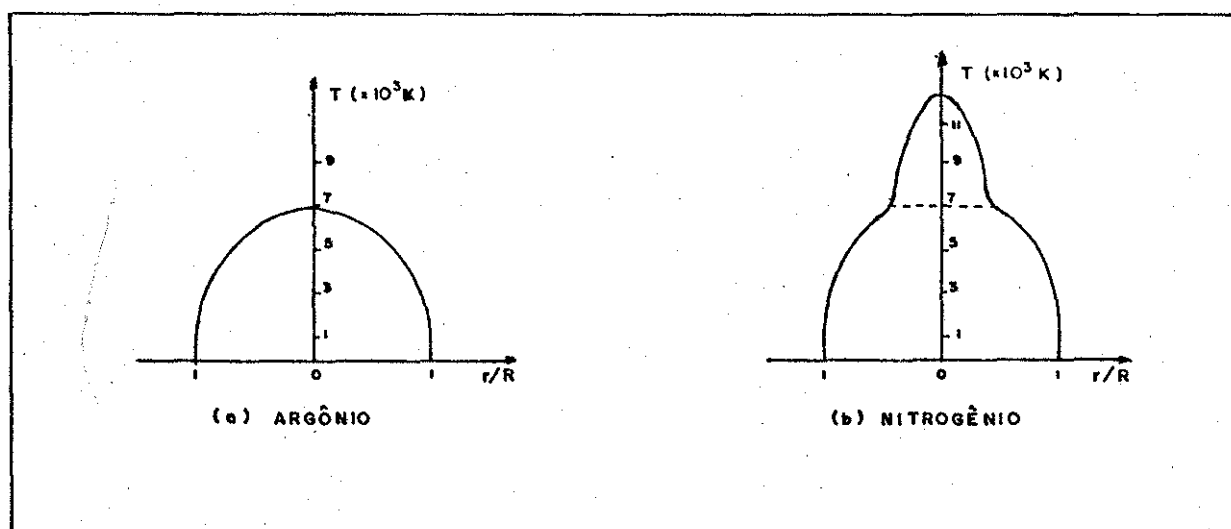


Figura III.7 - Diferença na distribuição radial da temperatura para gases monoatômicos (Ar) e diatômicas (N_2).

No nosso caso, utilizamos argônio tanto para a realização do corte quanto na espectroscopia (diagnóstico); apesar de não ser um gás recomendado para corte (em geral é feita mistura de argônio com nitrogênio ou hidrogênio), ele tem algumas características importantes:

1. Com o argônio, é mais fácil obter alta pressão dinâmica. A pressão dinâmica é dada por:

$$p_a = \frac{\rho v^2}{2} \quad (III.1)$$

onde ρ é a densidade e v a velocidade do gás. Sendo a pressão dinâmica proporcional a densidade, um gás mais pesado, como o caso do argônio, necessita apenas de velocidade moderada de fluxo para se conseguir pressão dinâmica suficiente para a expulsão do material fundido e assim realizar o corte.

2. É excelente como isolante térmico e elétrico do canal ejetor, no modo transferido, evitando a formação de arco duplo (ver item III.1.6).
3. Não é perigoso na manipulação como é o hidrogênio.
4. Não endurece a peça de trabalho e não produz gases tóxicos como o nitrogênio.

O uso somente de argônio na realização do corte com o maçarico de plasma construído, demonstra sua alta eficiência quando comparado com modelos comerciais.

Os dois modos de operação do maçarico de plasma, modo transferido (Figura III.8) e modo não-transferido (Figura

III.9), diferem pela escolha do anodo.

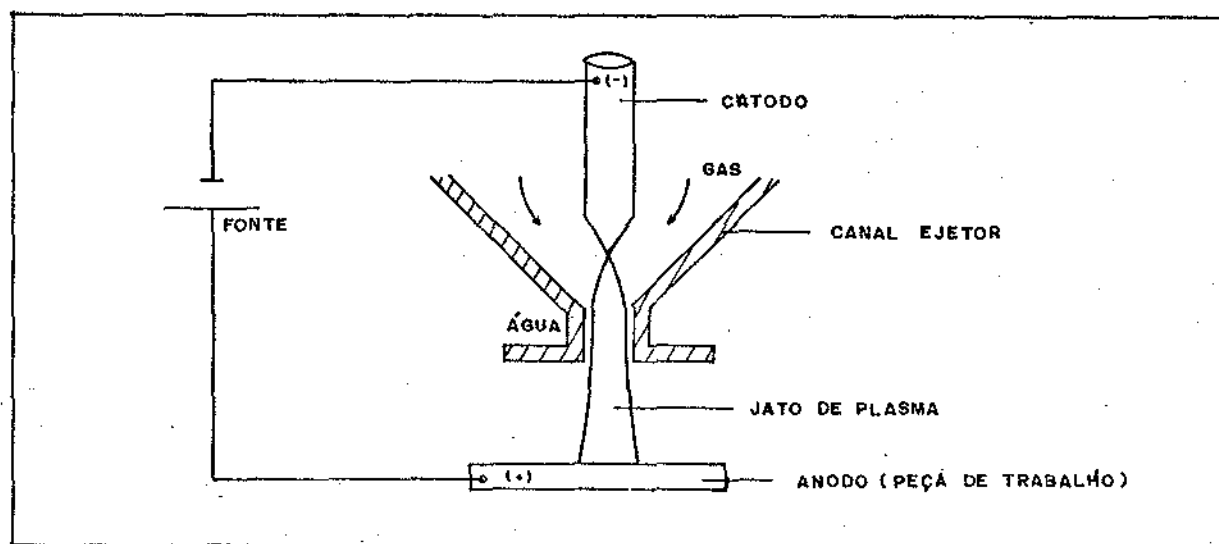


Figura III.8 - Modo transferido.

No modo transferido, o anodo é a peça de trabalho sendo que o canal ejetor serve apenas com um elemento para proporcionar o confinamento (pinch térmico). Neste modo, a coluna de plasma penetra totalmente no metal a ser cortado, aumentando a eficiência na transferência de calor para a peça de trabalho.

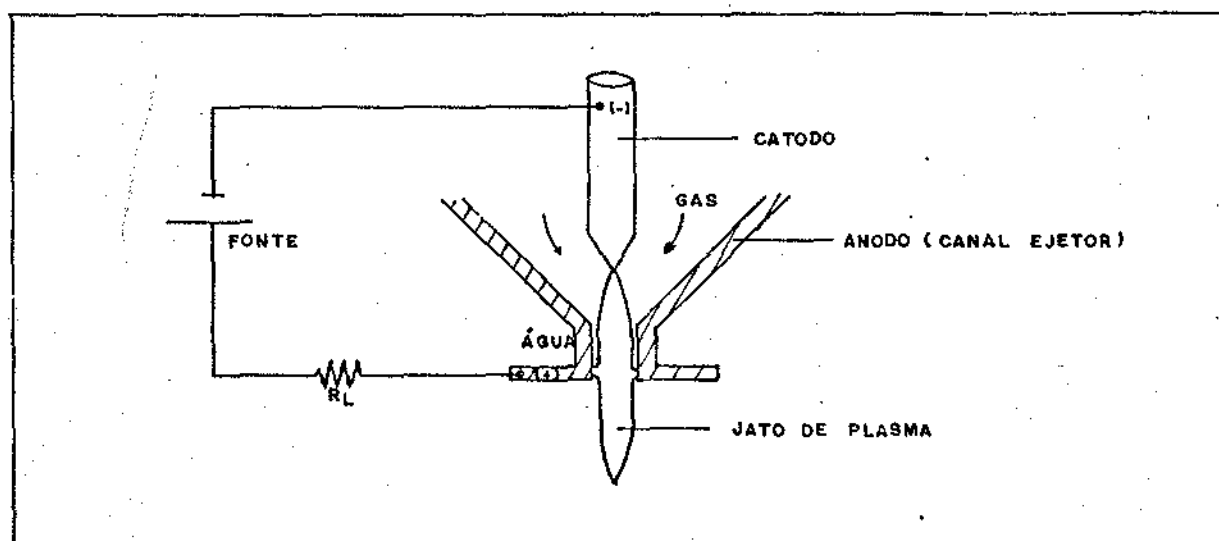


Figura III. 9 - Modo não-transferido.

No caso do modo não-transferido, o anodo é o canal ejetor onde faz os dois papéis: conduzir corrente e confinar a coluna de plasma. Neste modo, a carga térmica absorvida pelo canal é muito grande, principalmente no ponto de contato do arco elétrico com a parede do canal. Geralmente usa-se uma resistência limitadora de corrente (R_L), ligada em série com o canal ejetor, para diminuir a potência entregue ao arco, ou algum outro mecanismo como campo magnético e/ou entrada do gás em vórtice para fazer com que o contato com o canal tenha um rápido movimento rotatório, afim de não permitir um contato localizado e distribuir melhor o fluxo térmico.

Em geral, o modo não-transferido é utilizado para a formação de um jato de plasma de baixa potência (chama piloto), alternando para o modo transferido, por meio de uma chave ou sistema eletrônico, quando o maçarico for exigido em sua plena função de realizar o corte.

A conexão do maçarico à fonte, nos dois modos de operação, é mostrado na figura III.10.

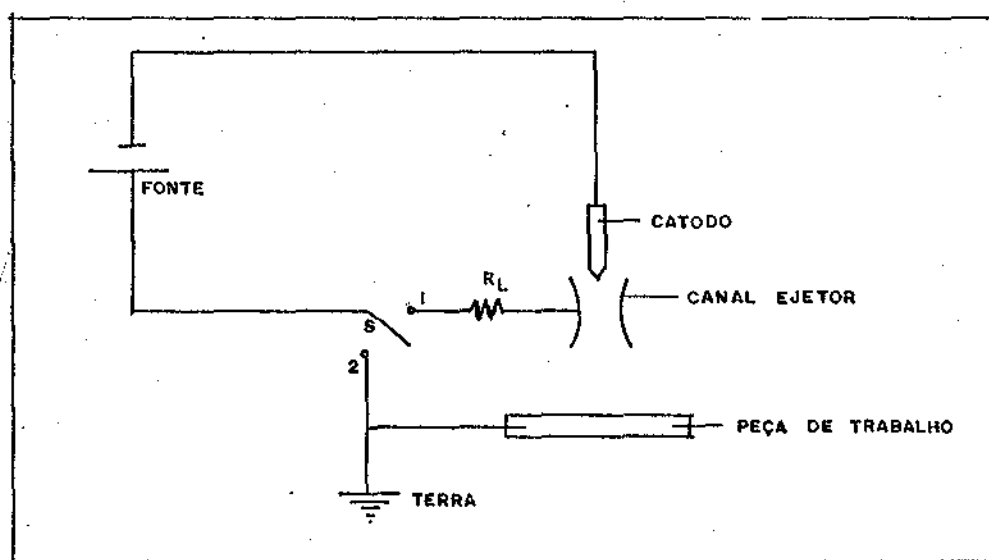


Figura III.10 - Conexão do maçarico à fonte.

Usou-se processo mecânico para iniciar o arco. Um bastonete de grafite de lapiseira (0,9 mm de diâmetro) foi in troduzido pelo canal ejetor ($d_c = 1.3$ mm), estabelecendo uma ponte entre o catodo e o canal, produzindo assim um caminho pa ra a condução de corrente e dessa forma iniciar o arco piloto.

Vamos calcular com um modelo simples, a temperatura central da coluna de plasma no processo de corte, supondo que a coluna tenha simetria cilíndrica, como apresentado na figura II.6. A densidade de corrente vai ser dada por:

$$j = \sigma E \quad , \quad (III.2)$$

sendo σ a condutividade elétrica e E o campo elétrico, suposto ser constante. A corrente total que flui através da coluna é a integral da densidade de corrente sobre o raio da coluna (r_o), dada por:

$$I = 2\pi E \int_0^{r_o} \sigma(T) r dr \quad . \quad (III.3)$$

Duas aproximações serão feitas de modo a facilitar a resolução da integral acima:

1ª aproximação: dependência linear da condutividade elétrica com a temperatura, isto é:

$$\sigma(T) = aT + b \quad , \quad (III.4)$$

onde os coeficientes "a" e "b" são obtidos segundo o gráfico $\sigma \times T$ da referência (12), conforme mostra a figura III.11.

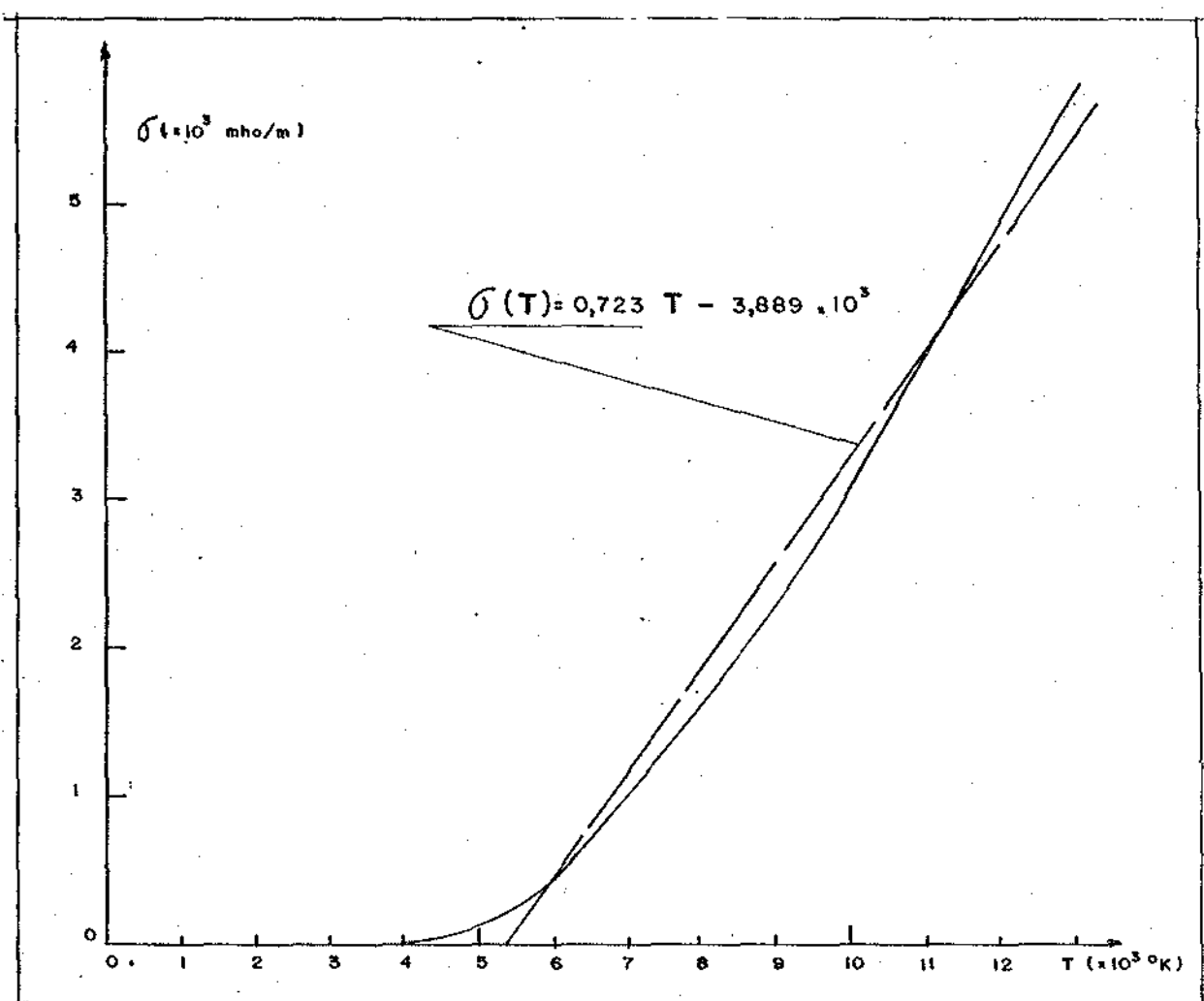


Figura III.11 - Condutividade elétrica em função da temperatura para o argônio.

2^a aproximação: a distribuição radial da temperatura na coluna é de forma parabólica, isto é:

$$T(r) = T_0 \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad , \quad (\text{III.5})$$

onde T_0 é a temperatura no eixo da coluna. Substituindo (III.4) e (III.5) em (III.3), resolvendo a integral obtemos:

$$T_O = \frac{2}{a} \left(\frac{I}{\pi r_O^2 E} - b \right) \quad (III.6)$$

O raio da coluna de plasma foi suposto ser a largura do sulco formado na chapa de aço, igual a $1,25 \times 10^{-3}$ m. A corrente de trabalho, medida com o maçarico cortando uma chapa de aço de 16,0 mm de espessura, vale 80 A. A tensão de trabalho é de 90 V e o comprimento do arco vale aproximadamente 12,0 mm, dando um campo elétrico de $7,5 \times 10^4$ V/m. Com estes dados e os valores dos coeficientes "a" e "b" do gráfico da figura III.11, a temperatura calculada no centro da coluna vale:

$$T_O \approx 11,4 \times 10^3 \text{ K}$$

Os parâmetros ótimos de corte podem ser selecionados do balanço da quantidade de calor despendida sobre a fusão e evaporação do volume de metal, que será igual ao volume do corte formado, por unidade de tempo, com a fração da potência do arco utilizada para a realização do corte, que é dada por:

$$\eta I_{\text{arc}} U_{\text{arc}} = \gamma b_{\text{av}} \delta \Delta S V_C \quad (III.6)$$

onde η é o fator de utilização de potência do arco, γ a densidade do metal, b_{av} a largura média do corte, δ a espessura do metal, ΔS a quantidade de calor por unidade de massa do metal removido do corte e V_C a velocidade de corte.

Um parâmetro importante na realização do corte é a velocidade. Com a velocidade ótima de corte, consegue-se uma distribuição uniforme do fluxo de calor através da espessura da chapa. Nestas condições, obtêm-se cortes com lados perpendiculares. Da equação (III.6), a velocidade de corte é dada

por:

$$V_c = K_1 \times \frac{I_{\text{arc}} U_{\text{arc}}}{b_{\text{av}} \times \delta} \quad , \quad (\text{III.7})$$

onde $K_1 = \eta/\gamma \Delta S$ vale no caso de corte em aço inox $44 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3}/\text{J}$. Com os dados do corte em uma chapa inox de 16,0 mm de espessura, que são:

$$I_{\text{arc}} = 80 \text{ A}$$

$$U_{\text{arc}} = 90 \text{ V}$$

$$b_{\text{av}} = 0,25 \text{ cm}$$

$$\delta = 1,6 \text{ cm}$$

a velocidade de corte calculada é de 0,8 cm/s, ou aproximadamente 0,5 m/min, igual àquela utilizada quando na realização do corte.

III.1.3. Montagem do Maçarico de Plasma para Corte

O maçarico de plasma construído tem configuração axial dos eletrodos sendo que o catodo é do tipo bastão e o anodo (canal ejetor) um canal cilíndrico, ambos refrigerados por água. Os componentes do maçarico de plasma, como mostram as figuras III.1 e III.2, serão descritos a seguir.

- Catodo: (1), (2)

Para catodos termoiônicos, eletrodos de tungstênio thoriado ($w + 1$ a $2\% \text{ ThO}_2$), tipo bastão, é o que melhor se enquadra (ver tabela III.1). A adição de tório aumenta a emissividade eletrônica, consequência de um decréscimo da função

trabalho. A comparação com tungstênio puro é mostrada na figura III.12. O gás utilizado para este tipo de eletrodo pode ser inerte (Argônio, Hélio) ou redutor (Nitrogênio, Hidrogênio).

Tabela III.1 - Propriedades dos materiais usados como eletrodos

Material	Densidade (g/cm ³)	Ponto de Fusão (K)	Função Trabalho (eV)	Condutividade têrmica a 293 K ($\frac{J}{cm.s K}$)
Cobre	8,9	1.356	3,2	3,85
Tungs. Thoriado	19,3	3.650	2,63	1,97
Tungstênio	19,3	3.380	4,5	1,85
Grafite	2,3	3.770	4,5	0,5 - 4,19
Zircônio	6,5	2.125	3,84	0,22

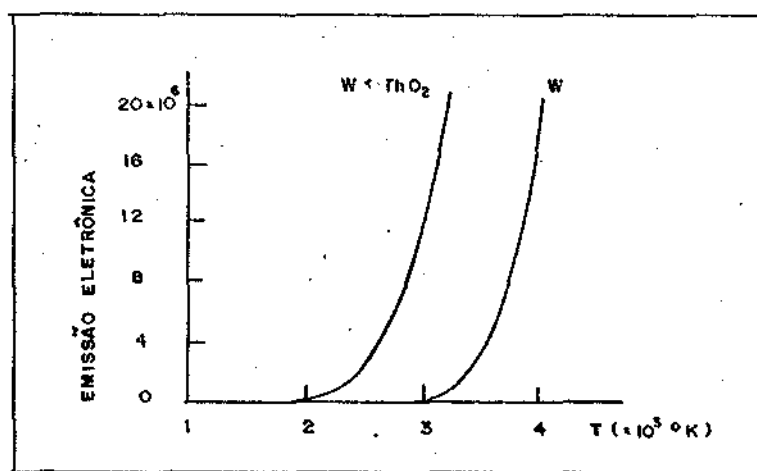


Figura III.12 - Emissividade eletrônica em função da temperatura para tungstênio puro e tungstênio thoriado.

A geometria da ponta do catodo é de forma cônica

($\alpha = 60^\circ$), "levemente" arredondada. Empiricamente é determinado que o diâmetro da zona de contato do arco no catodo (d_{ef}) é dado pela seguinte fórmula, no caso de catodo de tungstênio usando argônio como gás de trabalho:

$$d_{ef} = 1,3 \times 10^{-4} I^{0,5} \quad , \quad (III.8)$$

sendo a corrente I dada em A e d_{ef} em mm. A corrente de trabalho do maçarico construído pode variar de 20 a 80 A, portanto, obtemos um d_{ef} variando de 0,6 a 1,3 mm aproximadamente. Quando temos um catodo com uma ponta aguda, a área da ponta não vai ser suficiente para ocorrer o contato e o arco tende a deslocar-se para fora do ponto de centralização, produzindo uma assimetria e conseqüentemente uma instabilidade. O arredondamento proporciona área suficiente para que o arco faça o contato no catodo, e assim temos uma condição ótima para sua centralização e estabilização dentro do canal.

O diâmetro do catodo vai depender da máxima corrente de trabalho do maçarico de plasma, que é uma função da potência entregue e do diâmetro do canal ejetor (ver figura II.12). Catodos com 2,4 e 4,0 mm de diâmetros foram testados, com correntes variando de 50 a 80 A (modo transferido). O catodo de maior diâmetro mostrou melhores condições de trabalho quanto a estabilidade do arco e vida útil da ponta.

O suporte do catodo construído tem as seguintes características:

1. Fixação do catodo.
2. Contatos térmico e elétrico que satisfazem as condições de trabalho.

3. Refrigeração com água.
4. Troca rápida do catodo.
5. Uso de vários tamanhos e bitolas do catodo.

A figura III.13 mostra um esboço do suporte construído. A cabeça do suporte (1) sendo rosqueada no tubo externo (2), força uma pinça cônica (3), cujo diâmetro interno é pouco maior do que o diâmetro do eletrodo (4), contra um tubo cônico (5) fixando e proporcionando os contatos térmicos e elétricos exigidos. A água é conduzida até a cabeça do suporte por meio de um tubo (6) e sua vedação é feita por O-ring (7).

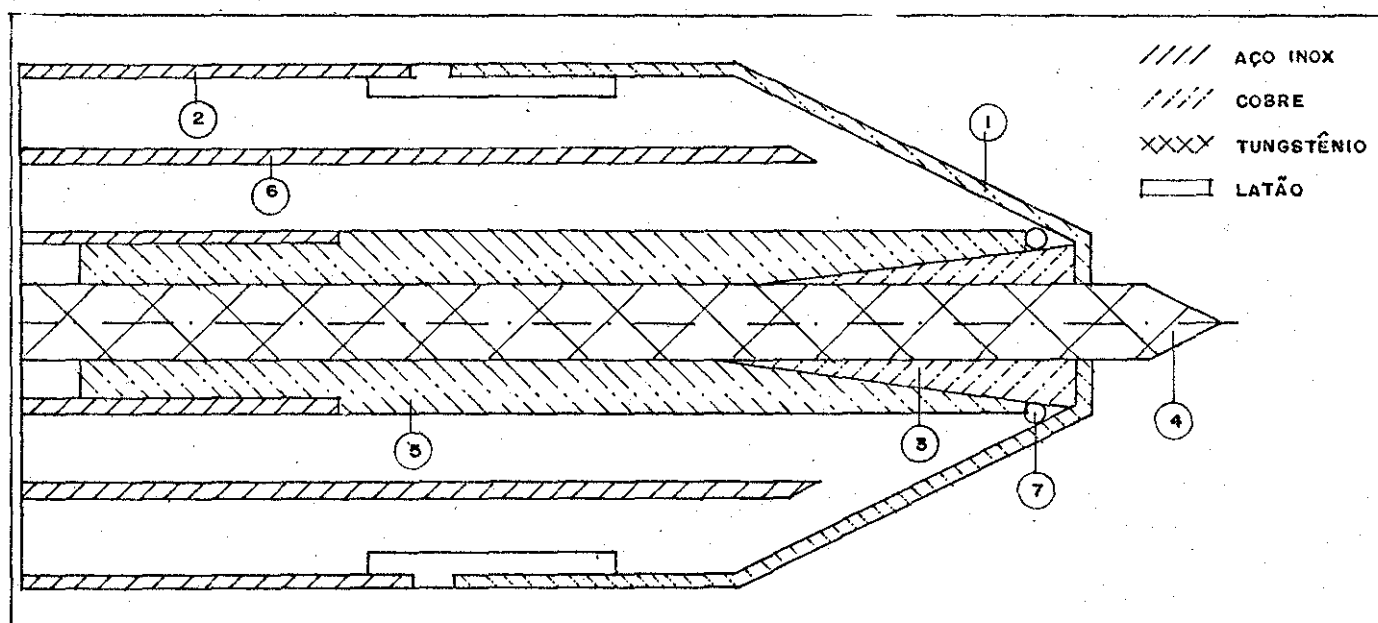


Figura III.13 - Esboço do suporte do catodo.

O suporte do catodo é fixado no corpo principal do maçarico por meio de uma peça isolante (nylon) com movimento axial através de rosqueamento (ver figura III.2).

De um modo geral, esta montagem do catodo mostrou-se satisfatória nos trabalhos experimentais executados, isto é,

corte de chapas inox e espectroscopia.

Como o suporte do catodo vai compor a câmara de gás, cuidado se teve quanto ao seu acabamento externo, para não provocar turbulências.

- Canal ejedor: (1), (2), (20)

O canal ejedor é composto por um canal cilíndrico precedido por um cone (câmara de gás, ver figura III.2). Na escolha das dimensões do canal cilíndrico, consideramos que o maçarico de plasma para corte exige alta densidade de potência. O gráfico da figura II.12, mostra-nos que alta densidade de potência é conseguida com raios do canal pequenos. Entretanto, para determinada potência entregue ao maçarico, o raio do canal ficará limitado a máxima carga térmica que ele consegue dissipar sem sua danificação. Esta carga térmica máxima é função do material e espessura da parede do canal, da temperatura central do plasma e do grau com que é feita a refrigeração. No caso do modo não-transferido, onde existe o contato direto do arco com o canal, esta situação torna-se crítica.

A máxima carga térmica admissível para um certo material é dada por:

$$q_{\max} = \chi \frac{T_m - T_w}{s}, \quad [w.m^{-2}] \quad (III.9)$$

onde χ é o coeficiente de condução térmica do material e T_m sua temperatura de fusão, T_w a temperatura da parede refrigera da e s sua espessura.

O cobre é geralmente escolhido como material do canal, pela razão de ser ótimo condutor elétrico e térmico (ver

tabela III.1). Para uma parede de 2,0 mm de espessura, substituindo χ e T_m da tabela III.1 e sendo $T_w = 8^\circ\text{C}$ (temperatura da água utilizada para a refrigeração), a carga térmica máxima será de 215 W/mm^2 .

Vamos aqui estimar qual o diâmetro que deve ter o canal para que em condições de corte, a carga térmica não ultrapasse 215 W/mm^2 .

Para um cálculo aproximado da potência que o canal tem de dissipar, foi considerado um modelo com as dimensões das na figura III.14. Supondo que a potência entregue ao plas-

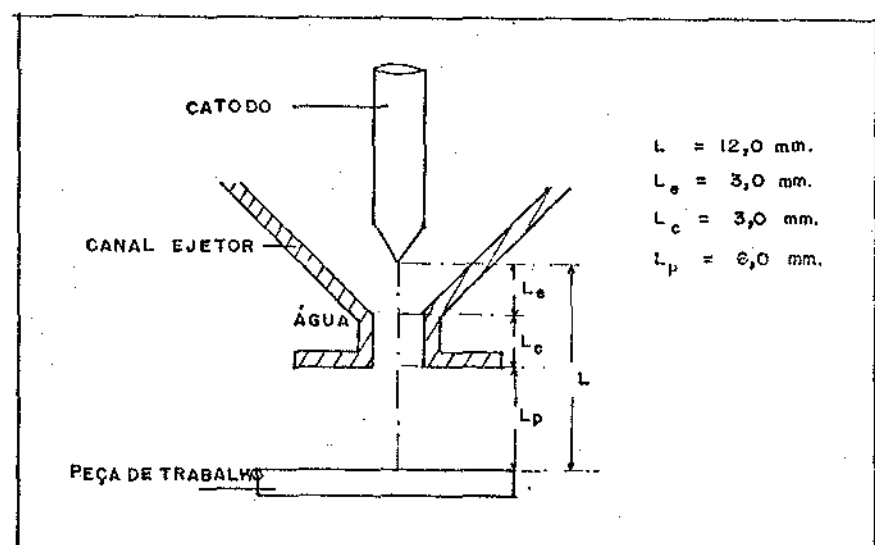


Figura III.14 - Dimensões para um cálculo aproximado de potência dissipado por um canal refrigerado.

ma seja 10 Kw, com uma corrente de 100 A, e que ela seja distribuída uniformemente ao longo da coluna, para a configuração da figura III.14 a potência por unidade de comprimento (P_m) é da ordem de 830 W/mm . Sendo assim, a potência entregue para o canal, por condução térmica, será:

$$P_{\text{canal}} = P_m \times \ell_c$$

donde

$$P_{\text{canal}} \approx 2,5 \times 10^3 \text{ w}$$

Afim de evitar a danificação do canal, a potência calculada acima tem de ser menor do que a potência máxima que o canal consegue dissipar, isto é:

$$P_{\text{canal}} < q_{\text{max}} \times (\text{Área interna do canal})$$

ou

$$P_{\text{canal}} < q_{\text{max}} \cdot \pi \cdot d_c \cdot \ell_c$$

onde d_c é o diâmetro do canal. Substituindo os valores obtemos:

$$d_c > 1,2 \text{ mm}$$

O diâmetro do canal ejetor escolhido foi de 1,3 mm, portanto superior ao valor calculado.

- Câmara de gás:

O fluxo de gás no maçarico de plasma é do tipo laminar, por isso o perfil da câmara de gás deve ter uma superfície lisa e sem mudanças de perfil abruptos. A geometria interna é de fundamental importância para obter um jato de plasma com alta velocidade e estabilidade, requisitos para a realização do corte.

A câmara de gás é composta pelo suporte do catodo e uma peça cilíndrica de material isolante (nylon), o qual for

ma uma secção anular constante até a entrada cônica do canal ejeter (ver figura III.2). A peça de nylon tem a ponta flexível, permitindo o movimento do suporte do canal ejeter para sua centralização em relação ao catodo. O gás foi introduzido em vórtice, por quatro furos de 0,5 mm de diâmetros, colocados de maneira simétrica para evitar desbalanceamento da pressão e provocar instabilidade do arco. O vórtice proporciona uma melhor condição de estabilidade e proteção térmica do canal ejeter, como será visto a seguir.

O gás é introduzido na câmara com uma velocidade tangencial v_{φ} . À medida que o gás em rotação se aproxima do eixo, sua velocidade tangencial vai aumentando. Isso se deve à conservação do momento angular, isto é:

$$pvr = \text{cte} \quad \text{ou} \quad vr = \text{cte} \quad , \quad (\text{III.10})$$

pois para velocidades subsônicas ρ é constante. A conservação de energia conduz à equação de Bernouilli

$$p + \frac{\rho v^2}{2} = \text{cte} \quad (\text{III.11})$$

Portanto o aumento de v com a diminuição de r conduz à uma diminuição de pressão à medida que se aproxima do eixo; temos então um gradiente radial de pressão com pressão mínima sobre o eixo do canal. A estabilização do arco se deve a força de Arquimedes.

O perfil de velocidade é da forma de uma hipérbole (equação (III.10)). Pela hipérbole, a velocidade cresceria infinitamente no eixo do canal, o que é absurdo. A literatura mos

tra que na vizinhança do eixo a velocidade ao invés de crescer pela hipérbole, decresce segundo uma reta (ver figura III.15). Há portanto um ponto em que a velocidade é máxima fora do eixo (ponto $r_{\max}$).

Substituindo (III.10) em (III.11) obtém-se o perfil parabólico de pressão, isto é:

$$p = \text{cte} \cdot r^2 \quad (\text{III.12})$$

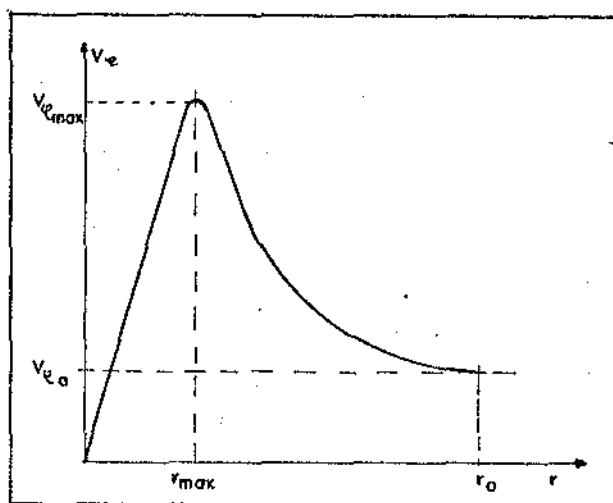


Figura III.15 - Distribuição de velocidades no canal devido à entrada do gás em vórtice.

Além da estabilização do arco no eixo, o vórtice produz a rotação do pé do arco no anodo, o que aumenta a vida média deste. O vórtice também tem o efeito centrífugo de separação radial do gás: gás frio mais pesado próximo à parede e o gás quente no centro. Por exemplo, na mistura de argônio + hidrogênio, o argônio é forçado a ficar junto à parede, protegendo esta devido a sua menor condutividade térmica.

III.1.4. Fonte de Potência

Foi construída uma fonte de potência bifásica 220 V, de corrente contínua e tensão em aberto alta (~ 400 V), usando dois transformadores de solda elétrica, com retificação por ponte de diodos. Indutores foram utilizados como filtro. A curva característica $V \times I$ desta fonte e o seu esquema são mostrados nas figuras III.18 e III.3.

Condição de estabilidade ⁽²¹⁾

A intersecção da curva característica $V \times I$ da fonte com a do arco, define os pontos de operação do maçarico de plasma. A condição de estabilidade de um ponto de operação será visto a seguir.

Consideremos uma fonte de tensão constante V_0 e uma resistência R conectada em série com o arco, como mostrado na figura III.16.

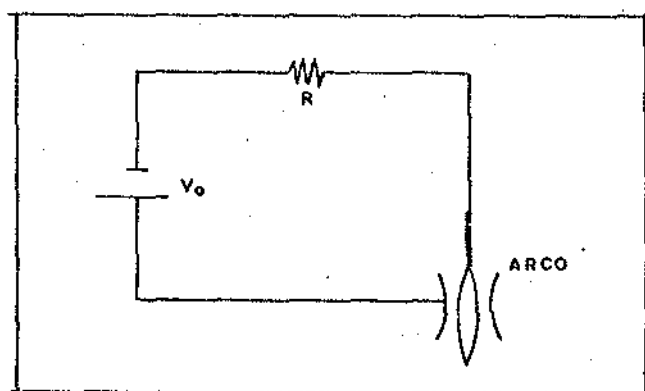


Figura III.16 - Esquema circuito do plasma ligado na fonte.

As curvas característircas do arco e da fonte, conforme mostra

a figura III.17, se interceptam nos pontos A e D, os quais devem corresponder aos pontos de operação. Vamos mostrar que o ponto D é instável e o ponto A estável.

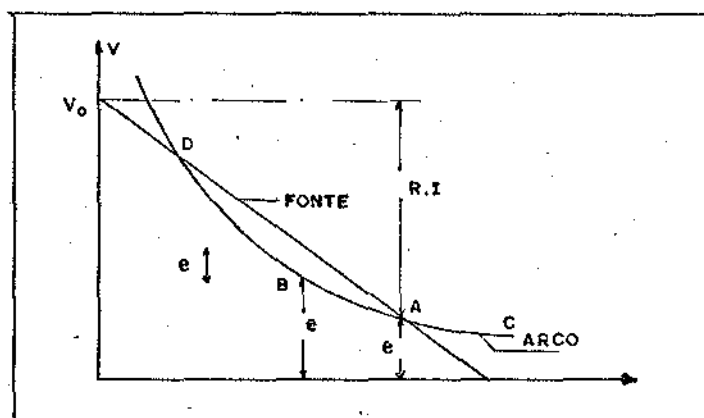


Figura III.17 - Pontos de operação.

No ponto A, podemos definir a tensão como:

$$e = V_0 - RI \quad (III.13)$$

Para verificar a estabilidade neste ponto, as seguintes considerações serão feitas: suponhamos que por determinada razão (como uma alteração no comprimento do arco) a corrente seja reduzida, tal que o ponto B seja momentaneamente o ponto de operação do arco. A tensão na fonte para esse valor de corrente é maior que a tensão no arco:

$$e + \Delta e = V_0 - RI$$

onde Δe é a diferença entre a característica da fonte e do arco. Neste caso, Δe é positivo, causando um aumento na corrente até que a equação (III.13) seja satisfeita, o que ocorre a me-

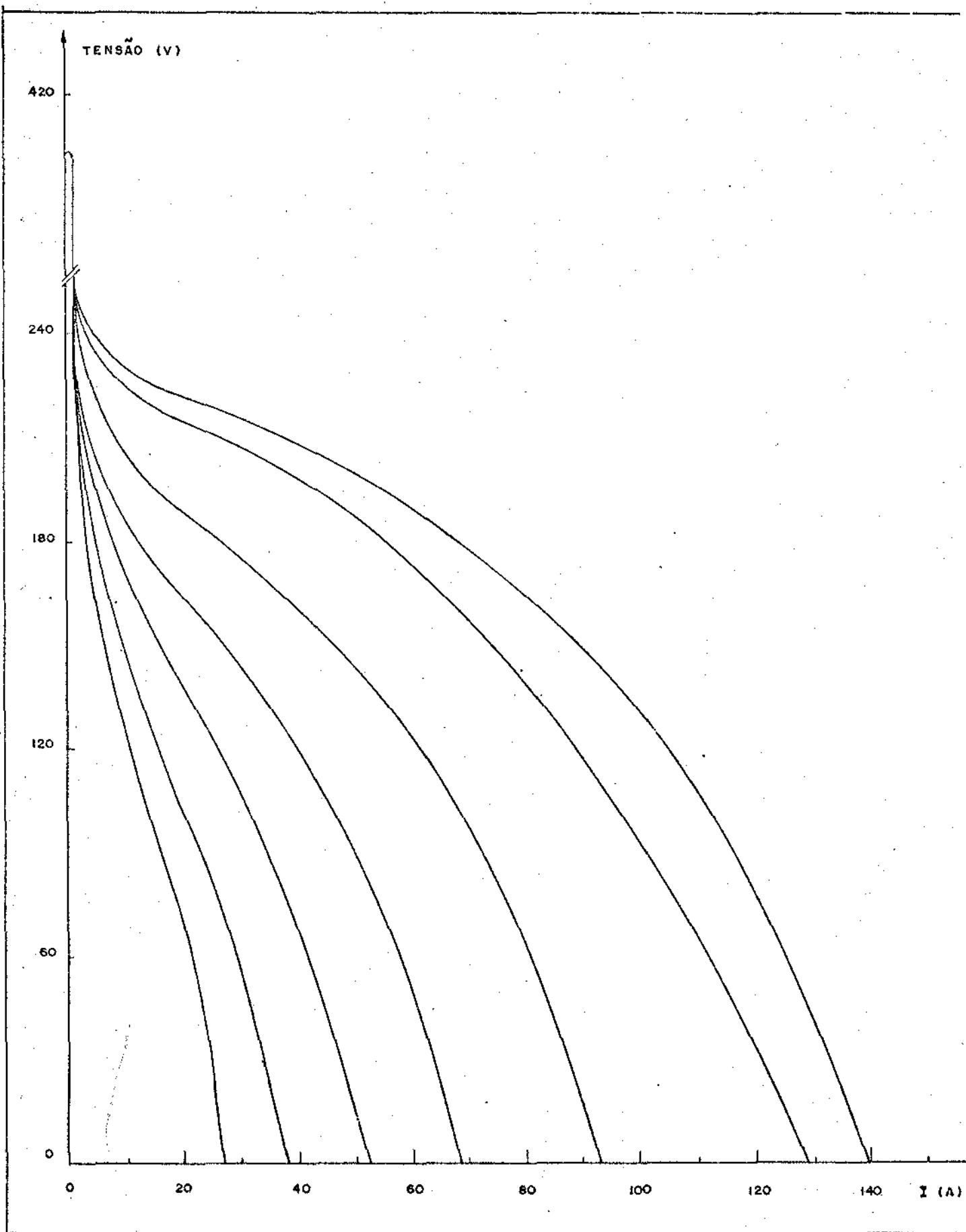


Figura III.18 - Curva característica descendente da fonte de potência construída.

dida que o ponto B volta para A. Se a corrente for aumentada até o ponto c, Δe torna-se negativo, causando uma diminuição na corrente, e conseqüentemente o retorno do ponto C ao ponto A. Sendo assim, teríamos no ponto A um ponto de estabilidade.

A equação (III.13) também é satisfeita no ponto D, mas de acordo com o raciocínio anterior, se ocorre um aumento na corrente, Δe torna-se positivo, fazendo com que a corrente seja aumentada ainda mais até que o ponto A seja alcançado. Por outro lado, se a corrente for diminuída, Δe seria negativo, causando uma redução ainda maior na corrente, extinguindo o arco. Portanto, o ponto D é instável.

O fato acima descrito pode ser expresso pelo critério de estabilidade de Kaufmann, onde, para um ponto de operação estável tem-se:

$$\frac{de}{di} + R > 0 \quad \text{ou} \quad R > \left| \frac{de}{di} \right| \quad . \quad (\text{III.14})$$

De acordo com esta inequação, a característica da fonte tem de interceptar a característica do arco por cima, para produzir um ponto de operação estável.

Montagem da Fonte de Potência

O esquema da fonte de potência construída é mostrada na figura III.3. Dois transformadores de solda THF 225-ESAB, foram utilizados. Como esta classe de transformadores possui baixa tensão em aberto (~ 70 V), foram modificadas as ligações dos enrolamentos, ficando em paralelo na entrada e em série na saída, de modo que a tensão em aberto ficou aproximadamente 280 V. A corrente do transformador THF 225 é regulável de for-

ma contínua, por meio de um sistema mecânico, de 40A até 225 A.

A curva característica e os dados técnicos do transformador

THF 225 são apresentados na figura III.19.

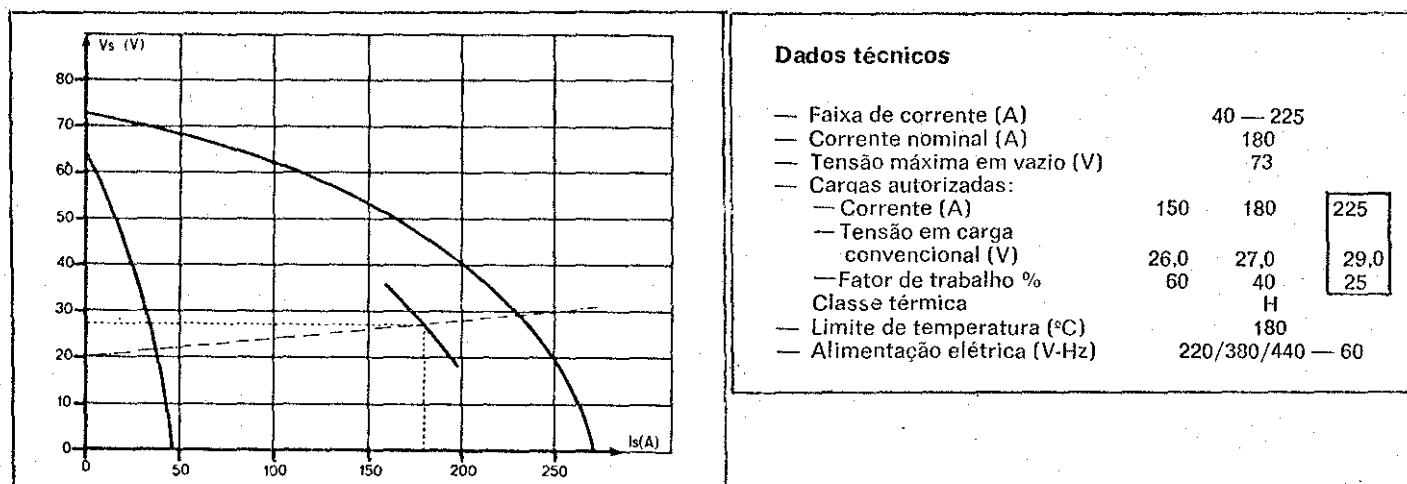


Figura III.19 - Curva característica e dados técnicos do transformador de solda THF 225.

Para retificação foi utilizada uma ponte de diodos, SKN 130/08 - Semikron, com sistema de proteção RC ($R = 50\Omega, 2w$ e $C = 0,25 \mu F$) e diodo free-wheeling (SKE 4F2/08). A característica do diodo SKN 130/08 é dada abaixo:

$$V_{rrm} = 800 \text{ V} \quad (\text{tensão reversa de pico})$$

$$I_{fav} = 165 \text{ A} \quad (\text{corrente média direta})$$

$$I_{fsm} = 2.000 \text{ A} \quad (\text{corrente de pico não repetitiva})$$

$$I^2_t = 20.000 \text{ A}^2_s \quad (\text{corrente de surge})$$

Para melhorar o ripple da fonte (retificador do tipo ponte de diodos tem um ripple de 0,48), foram usados indutores como filtro. Oito indutores Willkason ($L = 10 \text{ mHe}$, $I = 40 \text{ A}$) foram ligados em paralelo-série, tendo uma indutância equivalente de 20 mHe em $I = 80 \text{ A}$. O ripple é dado pela relação:

$$r = \frac{I_{AC}}{I_{DC}} \quad , \quad (\text{III.15})$$

onde I_{AC} e I_{DC} são as componentes alternada e contínua na saída da fonte. Medições destas correntes, constataram um ripple muito grande.

Um capacitor ($C_1 = 600 \text{ }\mu\text{F}$) foi conectado em paralelo na entrada do primário do transformador para correção do fator de potência ($\cos \varphi \sim 0,5$).

A chave S (ver figura III.3) faz a mudança com respeito aos modos de operação do maçarico de plasma. Posição 1, modo não-transferido, onde uma resistência limitadora de corrente ($R_L = 8,5 \text{ }\Omega$) é ligada em série com o canal ejeter e a posição 2, modo transferido, onde o polo positivo da fonte é ligado em um terra.

III.1.5. Desempenho do Maçarico de Corte

A otimização atual do maçarico de plasma é o resultado de várias montagens, realizadas ao longo deste trabalho, onde modificações foram introduzidas e analisadas de acordo com seu desempenho nos cortes de chapas inox efetuados.

Montagem do Sistema de Corte Mecanizado

A técnica de realizar um corte pode afetar sua qualidade. Por isso, demos preferência a corte mecanizado onde estabelecemos parâmetros comparativos entre as variáveis de operação e modificações no maçarico de plasma.

O sistema utilizado para execução do corte é mostrado na figura III.20. O maçarico de plasma (1) preso em um carro-suporte (2), tem a liberdade de movimento sobre trilhos (3) fixados sobre a mesa de corte (4). O carro-suporte é mantido em uma velocidade constante, regulável, por um motor e conjunto de polias (5). O suporte da chapa a ser cortada (6) tem ajustes horizontal e vertical. O contato elétrico com a chapa é feito por um cabo, que é fixo na chapa por um prendedor metálico (7). Os cabos de alimentação elétrica e mangueiras de água e gás são flexíveis de modo a permitir livre movimento do carro-suporte.

Argônio comercial foi utilizado como gás de trabalho. Válvula redutora de pressão com fluxômetro modelo SG-100 da White Martins, cuja curva de calibração é apresentada na figura III.21, e uma válvula solenóide, foram usados para medir pressão e fluxo do gás fornecido para o maçarico. O sistema de refrigeração fornece água a uma pressão de 6 atm. e temperatura de 8°C.

Execução e Acabamento do Corte

O corte realizado com o maçarico de plasma é feito da seguinte maneira:

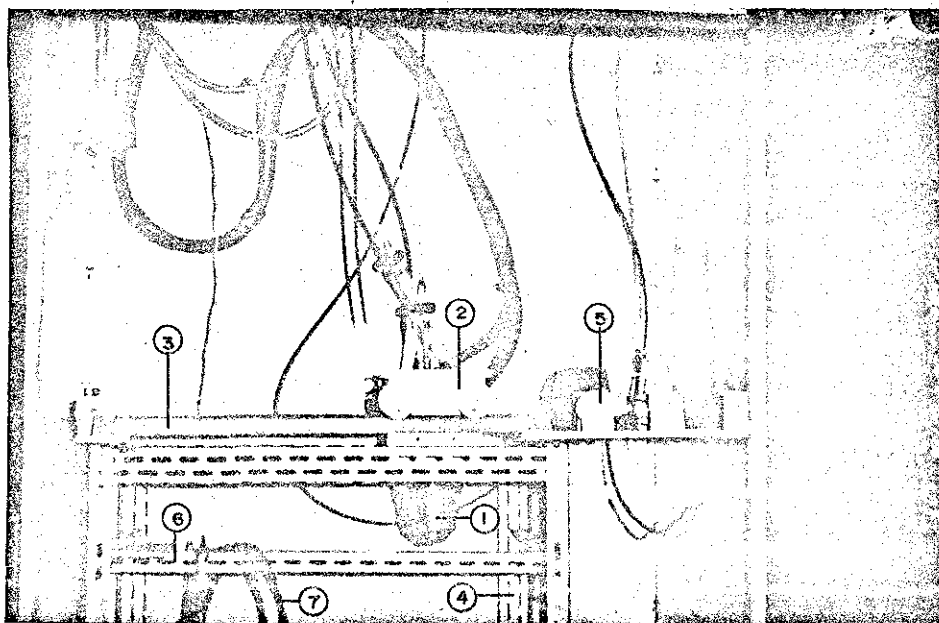


Figura III.20 - Sistema de corte mecanizado.

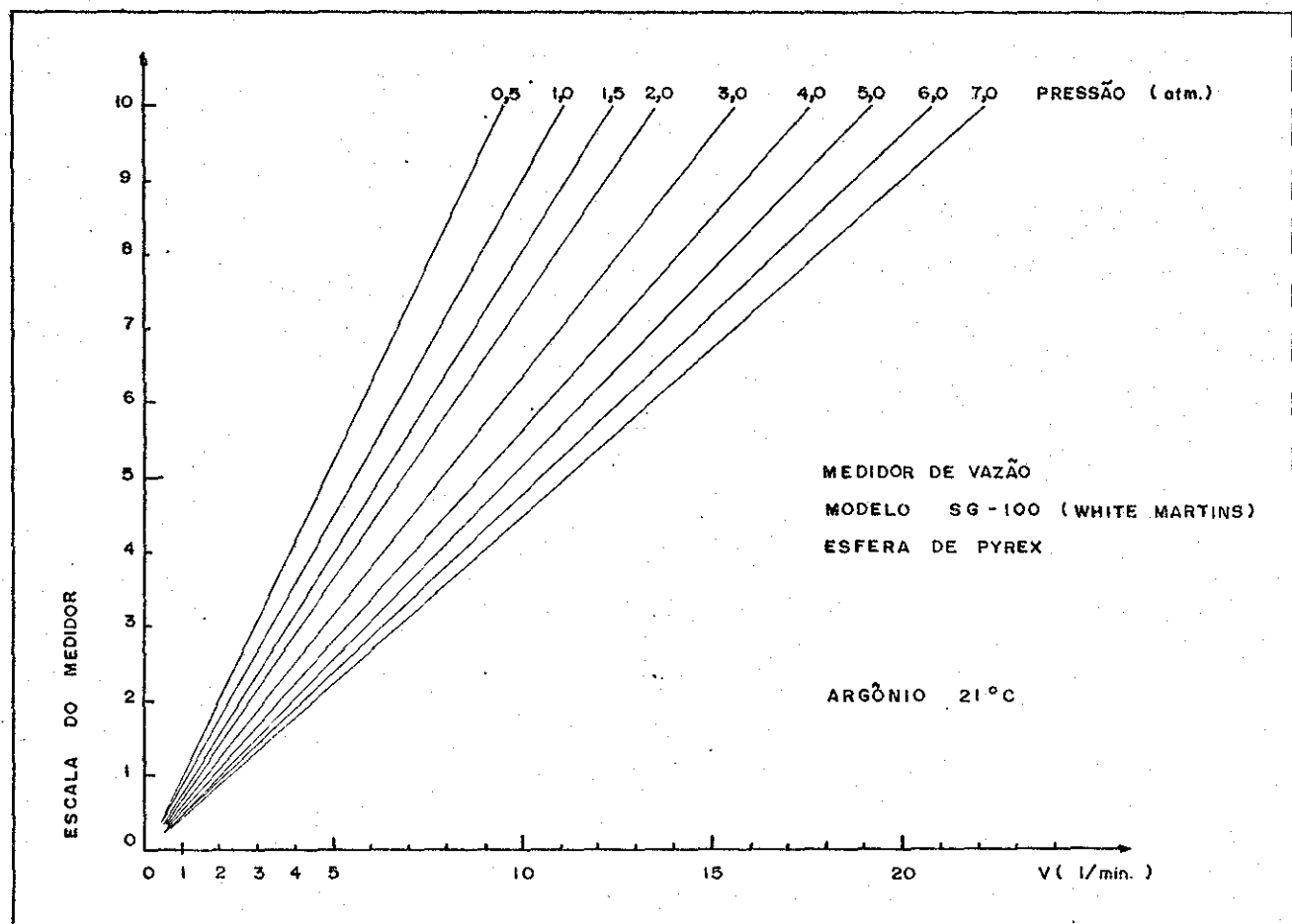


Figura III.21 - Curva de calibração para o fluxômetro SG-100.

- 1 - Colocação da chapa a ser cortada a uma distância pré-estabelecida do maçarico (mais ou menos 6,0 mm).
- 2 - Regulagem da potência elétrica fornecida ao plasma.
- 3 - Iniciação do arco piloto.
- 4 - Regulagem da pressão e fluxo de gás.
- 5 - Regulagem da velocidade de corte.

É iniciado o movimento do maçarico e no momento em que o maçarico se encontra na borda da chapa, é convertido do modo não-transferido para o modo de operação transferido, por meio da chave S (ver figura III.3), e assim é efetuado o corte. A figura III.22 mostra o maçarico em funcionamento.

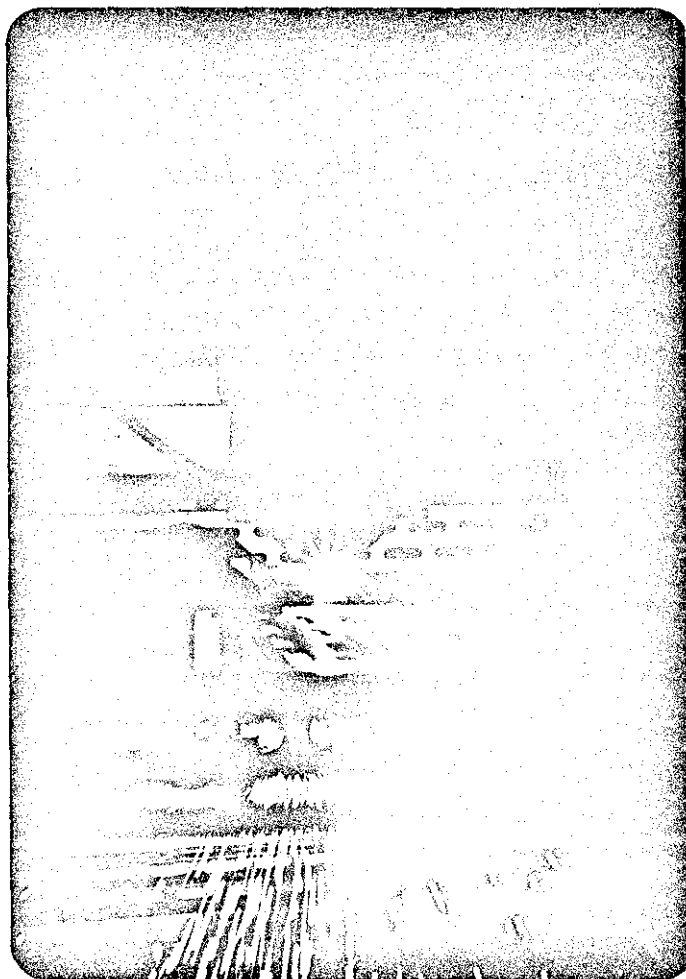


Figura III.22 - Realização de um corte com o maçarico de plasma.

Foi observado que a realização do corte com o maçarico de plasma é bastante crítica no que diz respeito a suas variáveis de operação, isto é, velocidade de corte, potência, pressão e fluxo do gás e distância do maçarico a chapa. Estas variáveis de operação estão todas interligadas e dependem da espessura da chapa a ser cortada e da montagem do maçarico.

Realizamos corte de chapas inox 304 de até 16,0 mm de espessura. O acabamento pode ser considerado bom, com poucas

rebarbas e largura do corte praticamente constante para qualquer espessura, da ordem de 2,5 mm. (ver figura III.23).

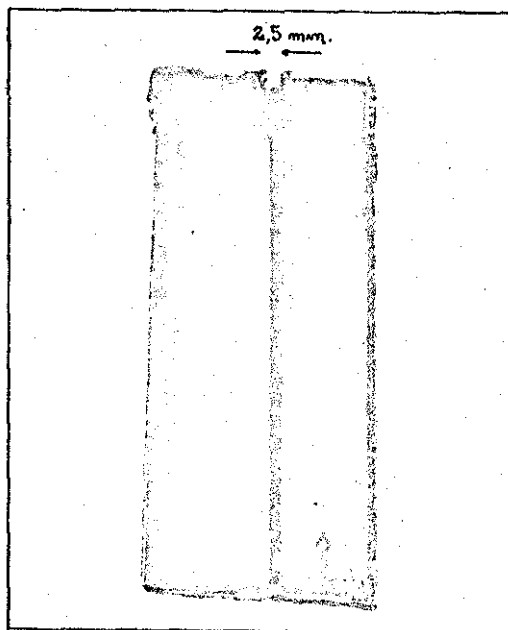


Figura III.23 - Largura do corte feito pelo maçarico de plasma.

As características do maçarico de plasma construído são dadas a seguir:

Faixa de Corrente:	50 a 80 A
Faixa de Tensão:	70 a 90 V
Pressão de Gás:	3,5 a 5,0 atm.
Vazão do Gás:	15 a 20 l/min.
Distância maçarico-chapa:	6 a 4 mm.
Velocidade de corte:	0,8 a 0,5 m/min.
Gás de trabalho:	Argônio.

A figura III.24 mostra a relação entre a velocidade de corte e a espessura da chapa (no caso aço inoxidável).

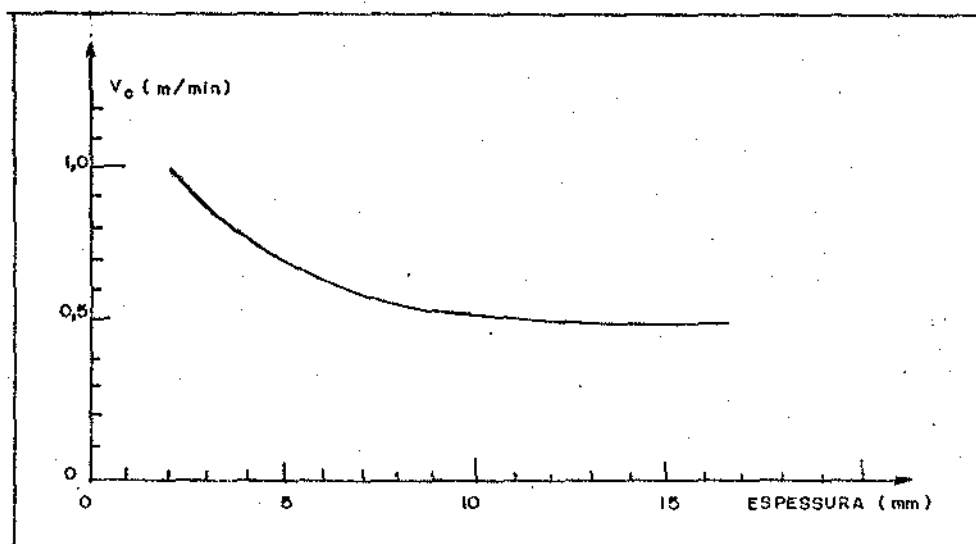


Figura III.24 - Relação entre a velocidade do corte e espessura da chapa para o maçarico de corte construído.

III.1.6. Problemas na Realização do Corte com o Maçarico de Plasma

Além de ser crítico o ponto de operação do maçarico de plasma, como descrito anteriormente, certos imprevistos podem ocorrer fazendo com que não seja realizado o corte. Os problemas mais comuns que verificamos no maçarico de plasma foram: baixa pressão dinâmica, arco duplo e instabilidade do arco.

Pressão Dinâmica

A pressão dinâmica do fluxo de plasma é a responsável pela expulsão do material da peça que está sendo cortada. A pressão total na coluna de plasma é dada por:

$$P_T = P_{est} + P_{din}$$

ou

$$P_T = P_{est} + \frac{\rho v^2}{2} \quad , \quad (III.16)$$

onde P_{est} e P_{din} são as pressões estática e dinâmica respectivamente, ρ a densidade do gás e v sua velocidade. Não basta utilizar gases pesados, como o argônio, para se obter alta pressão dinâmica, é necessário ter-se velocidade alta. Com uma análise qualitativa, baseada na equação da continuidade da gasodinâmica, vamos explicar como a geometria interna do canal pode afetar a velocidade.

A variação da velocidade de um gás em um canal com área da secção reta não uniforme, figura III.25, é dada por:

$$\frac{dv}{v} = - \frac{d\Lambda/\Lambda}{1-M^2} \quad , \quad (III.17)$$

onde dv é a variação da velocidade, Λ a área da secção reta do canal e M o número de Mach que é dado por $M = v/a$ onde a é a velocidade do som. As curvas da figura III.26, mostram o comportamento da velocidade num canal do tipo mostrado na figura III.25, que tem semelhança com o canal formado pela câmara de gás e canal ejetor do maçarico de plasma. Vê-se que o comportamento da velocidade do gás após a secção crítica C pode tanto crescer quanto decrescer, dependendo da velocidade do gás antes da secção crítica. Em particular, o crescimento da velocidade após a secção C é uma das situações que favorecem a obtenção de alta pressão dinâmica na saída. Isto pode ocorrer

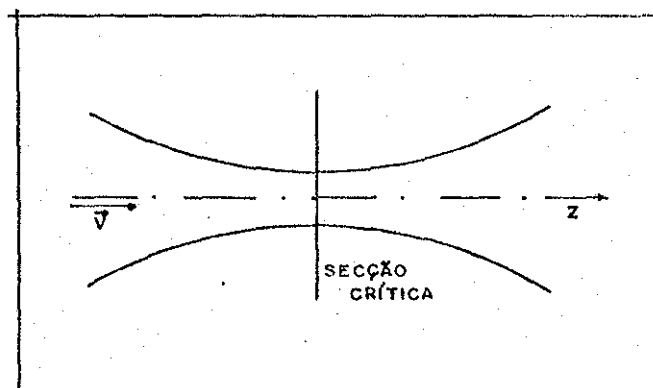


Figura III.25 - Canal com área da seção reta não uniforme. C = seção crítica.

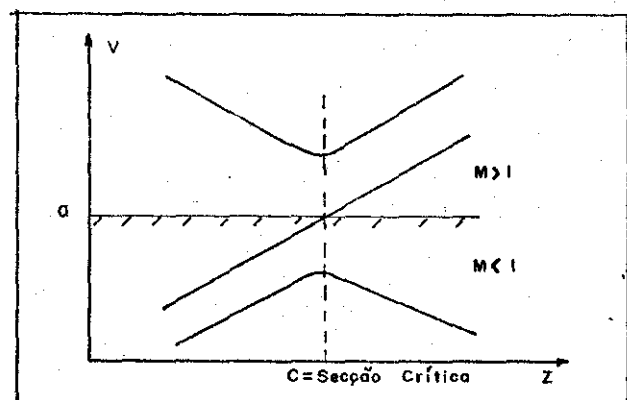


Figura III.26 - Comportamento da velocidade num canal do tipo mostrado na figura III.27.

quer pela ultrapassagem da velocidade do som, quer por diferentes taxas de crescimento.

A figura III.27, mostra uma chapa de aço inox onde

o corte não foi realizado devido a baixa pressão dinâmica. Nota-se que o jato de plasma fundiu o metal mas não conseguiu sua expulsão.

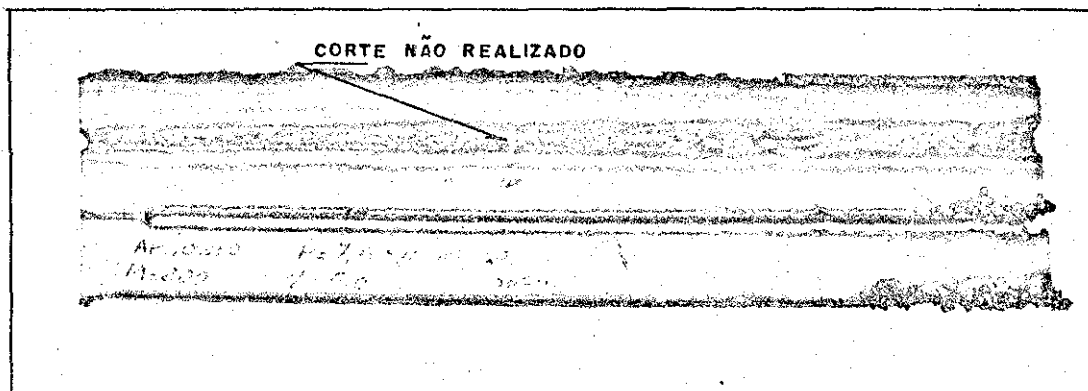


Figura III.27 - Corte não realizado devido a baixa pressão dinâmica.

Arco Duplo

O arco duplo consiste na separação do arco elétrico, quando o maçarico opera no modo transferido, em dois caminhos: um entre o catodo e canal ejeter, o outro entre o canal ejeter e a peça de trabalho, figura III.28. O arco duplo além de não permitir a realização do corte, pode causar uma rápida destruição do canal ejeter devido a alta carga térmica que lhe é entregue.

A causa do arco duplo é a ruptura elétrica que ocorre na camada de gás "frio" que separa a coluna de plasma do canal ejeter. Empiricamente, foi determinado que o potencial de ruptura dentro do canal aumenta quando a corrente diminui, o mesmo ocorrendo quando aumenta a vazão do gás. Portanto, quando se aumenta a corrente de trabalho no maçarico de plasma (que diminui o potencial de ruptura), devemos simultaneamente aumen

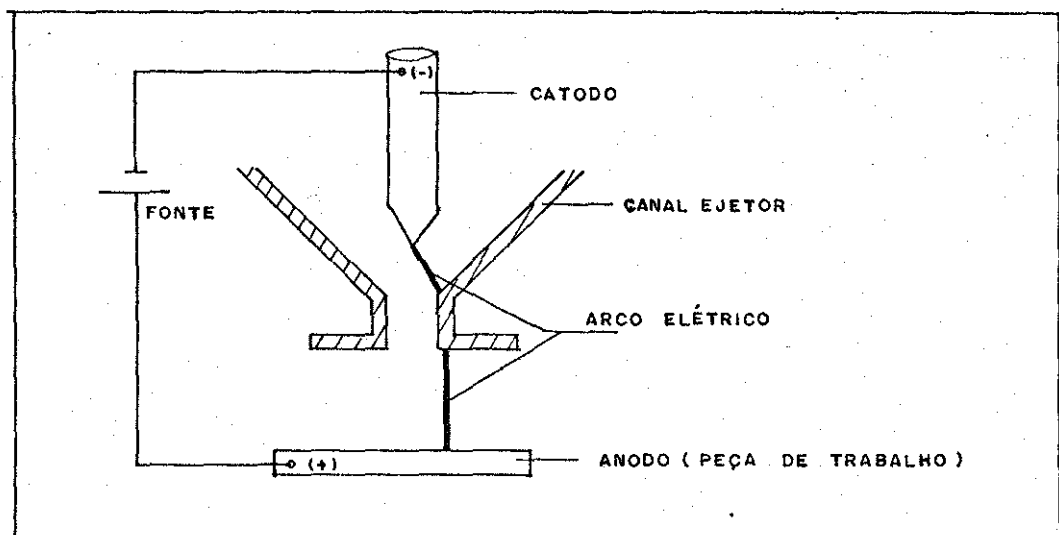


Figura III.28 - Arco duplo.

tar a vazão do gás (que aumenta o potencial de ruptura). A condição para não haver ruptura é que:

$$U_{\text{arco}} = E_{\text{arco}} \ell_{\text{arco}} < U_{\text{rup}}.$$

onde U_{arco} é a queda de tensão entre o anodo e catodo e U_{rup} é a tensão de ruptura da camada de gás entre o arco e a parede. A outra óbvia condição para a não formação do arco duplo é a perfeita centralização do catodo em relação ao anodo.

No nosso caso, com uma corrente de 80A, um fluxo de argônio de 15 l/min mostrou-se satisfatório no sentido de se evitar a formação do arco duplo.

Instabilidade do Arco

As principais causas de instabilidades do arco elé

trico são as seguintes:

- 1 - A centralização do catodo em relação ao canal ejeter. Para isso, o maçarico construído dispõe da possibilidade de centralização visual do canal ejeter.
- 2 - Perfil da câmara suave afim de não introduzir fortes turbulências. Turbulências podem também ser geradas com fluxos de grandes velocidades (n^o de Reynolds muito grande).
- 3 - Perfil da ponta do catodo tem relação com o desenvolvimento de instabilidade do arco. O arco exige uma área mínima de contato na superfície do catodo, como foi visto no item III.1.3.
- 4 - Oscilações entre o modo normal e arco duplo.

III.2. DIAGNÓSTICO

III.2.1. Montagem Experimental para Espectroscopia

A montagem óptico-espectral é mostrada na figura III.29 e III.30. A coluna de plasma (1) é ampliada e projetada por uma lente condensadora (2) numa pré-fenda (3), que irá selecionar uma corda ao longo do diâmetro da coluna. Em seguida, uma lente objetiva (4) reduz e projeta esta imagem na fenda de entrada do espectrômetro (5), fazendo o casamento óptico. Na saída deste, o sinal é detectado por uma fotomultiplicadora (6). É necessário o uso de filtros neutros (7) para atenuação da luz emitida. Com o conjunto de lentes utilizadas, a imagem na fenda de entrada do espectrômetro é de razão 1:1 da coluna de plasma (a lente condensadora (2) amplia o objeto 3,7 vezes enquanto que a lente objetiva (4) diminui 3,7 vezes). Sendo assim, a altura da coluna observada foi estabelecida pela altura da fenda do espectrômetro ($h = 1,2 \text{ mm}$).

A seleção de uma corda do plasma é feita movimentando-se o maçarico de plasma perpendicularmente ao eixo óptico do sistema, sendo que o anodo rotatório e o eixo óptico permanecem fixos. O carro-suporte do maçarico tem movimento micrométrico sobre trilhos, com menor deslocamento de $37,5 \text{ }\mu\text{m}$, correspondente a $1/8$ volta de um parafuso de 80 fios/polegada (Figura III.31).

A resolução espacial vai depender do menor deslocamento da coluna, da largura da pré-fenda e do conjunto óptico de lentes. Para o esquema montado de acordo com a figura III.29, consegue-se uma resolução espacial de $37,5 \text{ }\mu\text{m}$, ou seja, pode-se

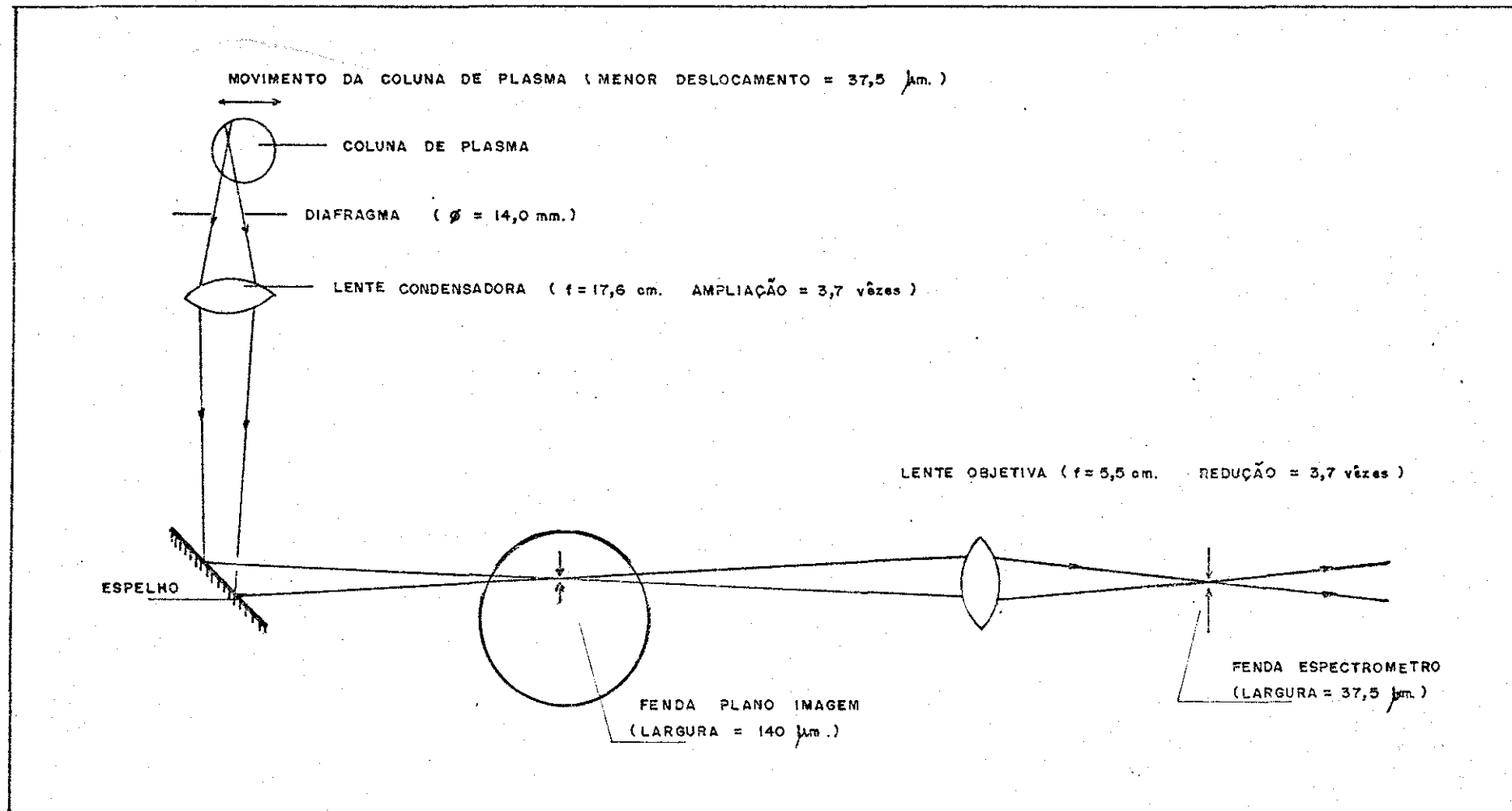


Figura III.29 - Montagem óptico-espectral. Plano horizontal.

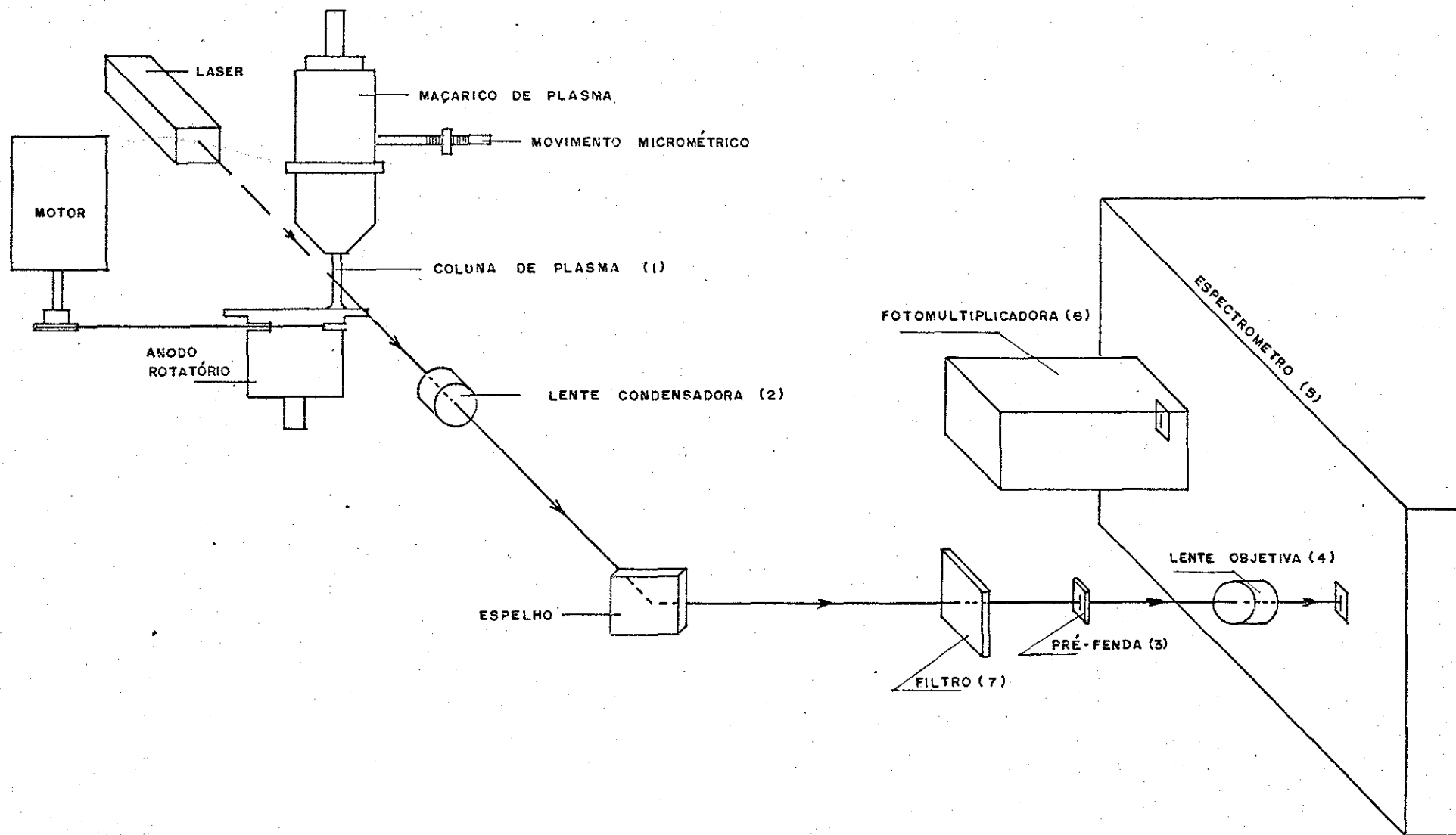


Figura III.30 - Montagem Óptico-espectral.

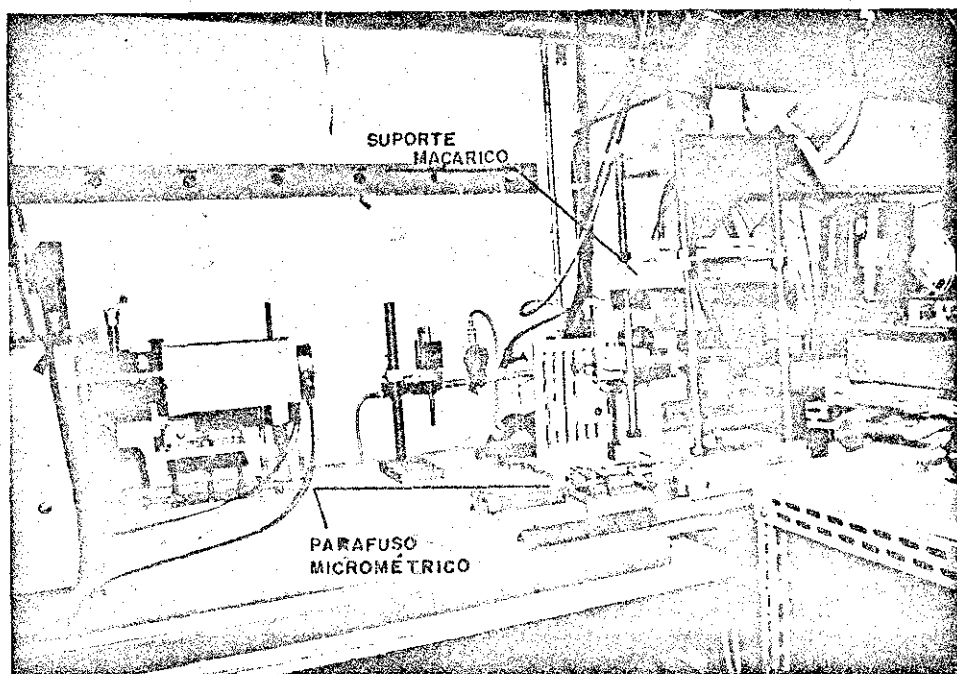


Figura III.31 - Carro-suporte maçarico para espectroscopia.

captar radiação de uma corda de largura igual a $37,5 \mu\text{m}$ da coluna de plasma. Como o diâmetro da coluna é de $2,0 \text{ mm}$, um número máximo de 50 cordas podem ser selecionadas.

Utilizamos um anodo rotatório para produzir uma coluna de plasma estabilizada. O anodo rotatório (figura III.32) consiste de um disco de cobre com diâmetro de $12,5 \text{ cm}$, girando em alta velocidade ($\sim 2000 \text{ r.p.m.}$) e refrigerado por água. O contato elétrico é por meio de contatos de grafite, com capacidade de corrente de até 500 A .

A rotação do disco de cobre faz com que o calor seja distribuído por toda a superfície e sua capacidade de dissipação vai depender da vazão de água, dada pela relação:

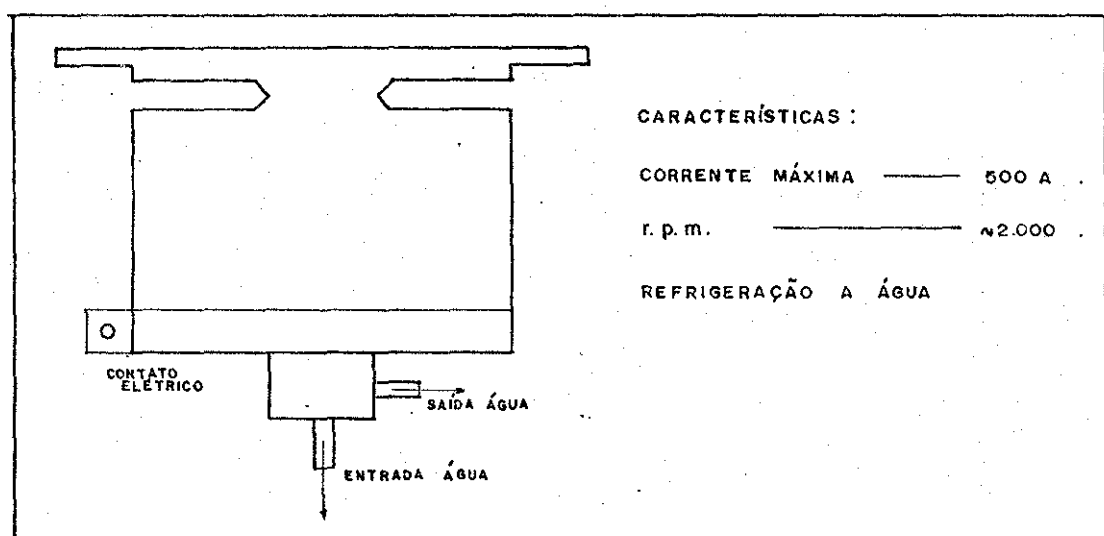


Figura III.32 - Anodo rotatório (aspecto externo).

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{dm}{dt} C_{\text{água}} \Delta T \quad . \quad (\text{III.18})$$

Supondo um fluxo de água de $125 \text{ g/s} = 7,5 \text{ l/min}$, com uma potência de 5 KW teremos um aquecimento de água de apenas 10°C .

O sistema maçarico de plasma + anodo rotatório podem ser montados de duas maneiras (Figura III.33). No modo lateral, a coluna de plasma tem aproximadamente 3 cm. de comprimento e o calor radiado para o ambiente é muito alto. Foram observadas flutuações na tensão, talvez devido a um movimento do ponto de contato do arco elétrico na borda do disco.

No modo superfície, que foi utilizado para a expe-

riência, toda a potência é dissipada pelo anodo rotatório; flutuações na corrente e tensão, no decorrer de uma coleta de dados ($\pm 2,5$ horas), foi de 2%. A coluna de plasma produzida é estabilizada com diâmetro aproximado de 2,0 mm e comprimento podendo variar de 4 à 10 mm, devido a possibilidade de ajuste vertical do maçarico em relação ao anodo rotatório.

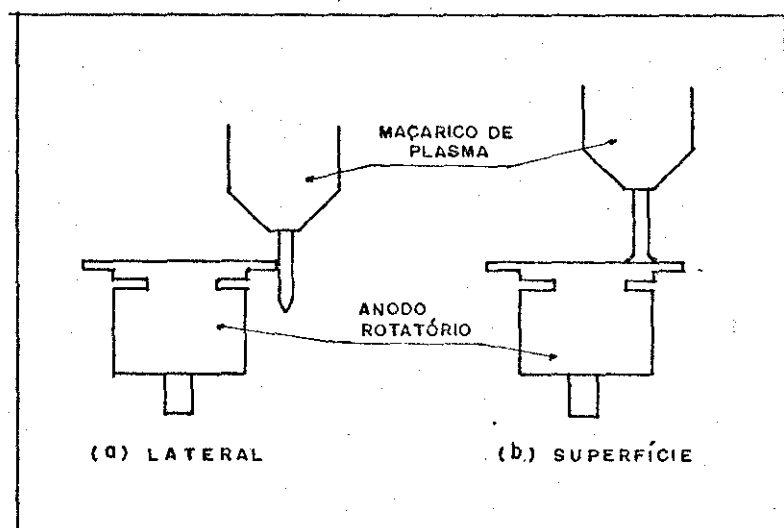


Figura III.33 - Montagem maçarico + anodo rotatório.

Para evitar problemas de vibrações causado pela correia de transmissão do motor ao anodo rotatório, todo esse conjunto foi montado independente da mesa óptica (Figura III.34).

O maçarico de plasma + anodo rotatório foi colocado dentro de uma câmara fechada (carro-suporte maçarico) com sistema de exaustão, para proteção da alta intensidade da "luz" proveniente do plasma e impedir a contaminação do ambiente por ozônio.

Depois de várias horas de trabalho, a região da superfície do disco de cobre onde é feito o contato do arco elétrico, apresenta uma pequena depressão causada pela vaporização

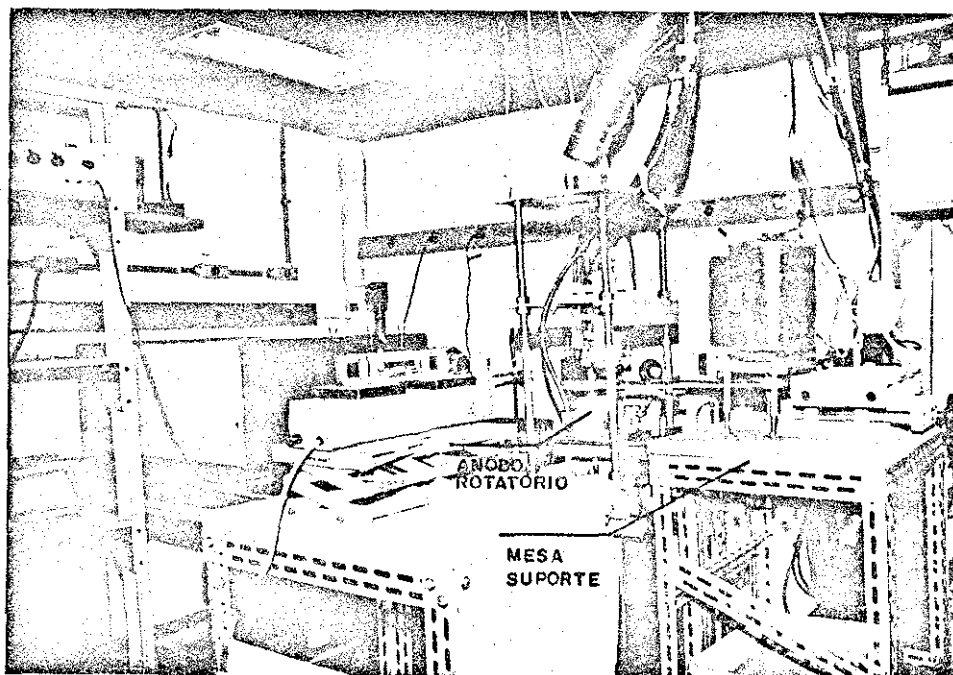


Figura III.34 - Suporte anodo rotatório.

do cobre, apesar da intensa refrigeração e rotação do disco.

III.2.2. Medidas Espectrais

O espectro foi obtido por meio de um espectrômetro do tipo Czerny-Turner da marca SPEX 1401, com 85 cm. de comprimento, rede de 10 cm x 10 cm e 1200 λ/mm , "blaze" em 5000 Å, tendo uma dispersão linear no visível de 4,85 Å/mm na primeira ordem. A detecção foi feita por uma fotomultiplicadora RCA-C 31034, sendo medidas por um eletrômetro Keithley Instruments - 610 C e um registrador H.P.

Procedimento das Medidas

Para se medir a intensidade da linha espectral

(ver fórmula II. 45) podemos proceder de duas formas: (a) integração experimental, abrindo a fenda de saída do espectrômetro de forma a conter toda a linha; (b) realizando a varredura do espectro e posteriormente achando a área debaixo do contorno da linha. No caso de medidas diretas (a), a linha espectral tem de ser isolada e a medida do contínuo adjacente deve ser feita para obter a intensidade integrada.

No nosso caso, a integração experimental não foi possível de ser realizada devido a superposição das linhas do argônio, causada por alargamento Stark e também devido à grande intensidade do contínuo, que introduz um grande erro na medida da linha. Portanto, houve a necessidade de registrar o perfil de intensidade lateral em função do comprimento de onda para cada corda selecionada na coluna de plasma e determinar a intensidade integrada de forma indireta. A largura da fenda de saída do espectrômetro foi de 50 μm o que corresponde a 0,2 Å.

III.2.3. Resultados

Um espectro típico obtido no centro da coluna de plasma ($X = 0$) é mostrado na figura III.35. Nota-se neste espectro a presença de linhas finas e intensas, de linhas largas menos intensas e de um fundo contínuo muito alto.

As linhas finas e intensas presentes em maior número, parecem ser provenientes da emissão dos átomos de tungstênio, liberados da superfície "quente" do catodo do maçarico de plasma; foi observado que um maior número dessas linhas fica restrito no centro da coluna de plasma, região onde se encontra o arco elétrico estabilizado. As linhas mais largas (2 a

3 Å) e menos intensas são as emitidas pelos átomos de argônio, para quais o alargamento Stark é mais acentuado do que nos átomos de tungstênio. O fundo contínuo muito alto pode ser devido ao argônio para temperatura inferior a 8.000 K^{(22) (23)}, ou devido a presença de átomos ionizados de tungstênio, que causariam um Bremsstrahlung forte:

$$\epsilon_{\text{Brems.}} \propto \bar{Z}^2 n_+ n_e e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

onde $\bar{Z}$ é a carga do ion, n_+ a densidade dos ions e n_e a densidade eletrônica. O átomo de tungstênio é muito mais facilmente ionizado do que o átomo de argônio, como pode ser verificado pela tabela III.2. Neste caso, é de se esperar que no centro da coluna, a densidade de WII seja muito maior do que AII, consequentemente a contribuição no contínuo devido a Bremsstrahlung dos ions de tungstênio seria muito maior do que os do argônio. Além disso, partículas sólidas de tungstênio, devidas ao desgase de material do catodo (10^{23} átomos/cm³) devem gerar ions suficientes para contribuir mais ainda para ϵ_{Brems} .

Tabela III.2 - Potencial de ionização do átomo de argônio e tungstênio

Potencial de ionização (eV)

	I	II	III	IV
Ar	15,76	27,62	40,9	59,79
W	7,98	17,7	24	35

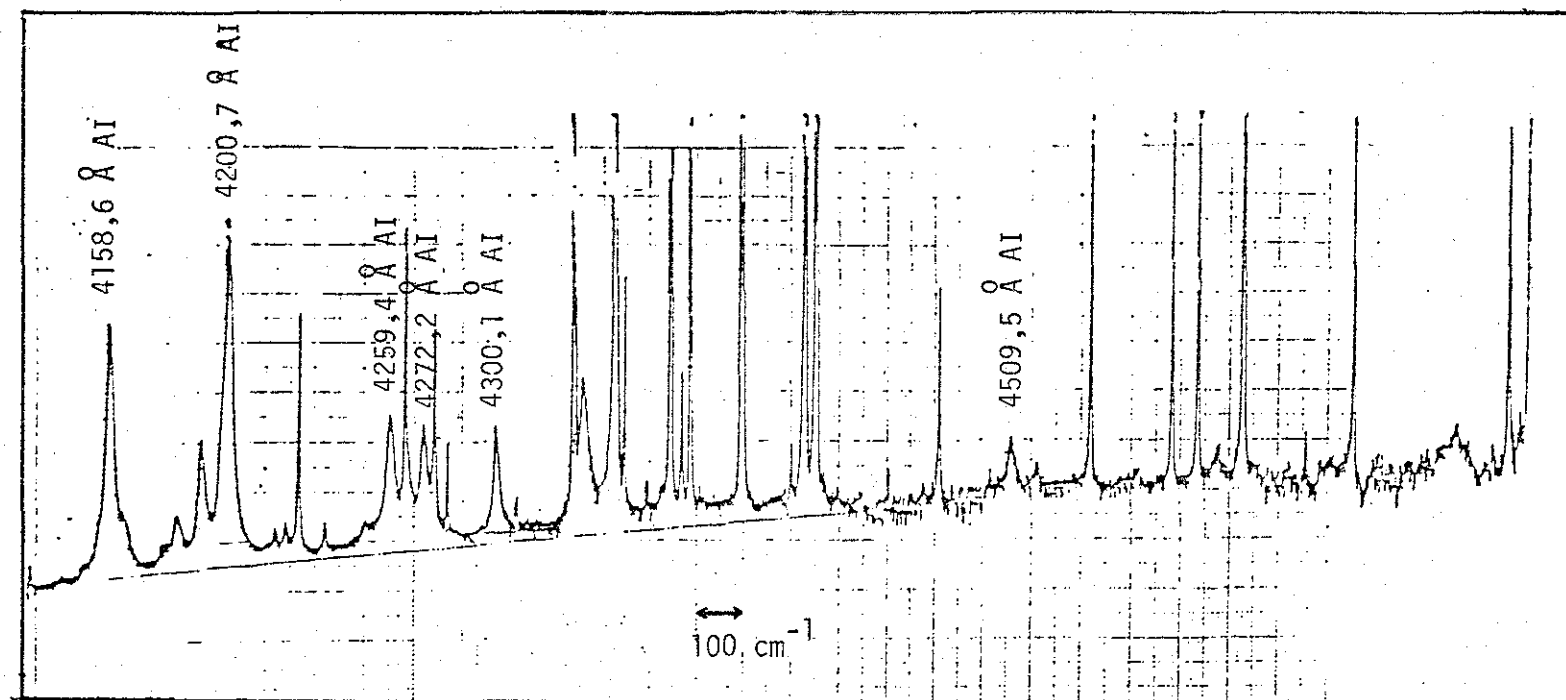


Figura III.36 - Espectro obtido (intensidade radial) no centro da coluna de plasma. $I = 60A$
 $V = 70V$ $P = 2,5 \text{ atm}$ $G = 3,5 \text{ l/min}$ $d_p = 6,0 \text{ mm}$ (Argônio).

Escolhemos as linhas 4.259 Å e 4.300 Å do átomo de argônio para a determinação da temperatura, por estas apresentarem aproximadamente o mesmo perfil de intensidades, aumentando o grau de precisão da temperatura calculada (ver fórmula II.56, onde ϵ_1/ϵ_2 está no denominador).

A intensidade lateral integrada de uma linha espectral é determinada da seguinte maneira: do perfil de intensidades em função do comprimento de onda (Figura III.36), escolhemos o lado do perfil da linha que menos sofreu superposição e o reproduzimos para o lado oposto, uma vez, que o alargamento Stark é simétrico no caso dos átomos pesados; em seguida, recortamos o perfil da linha e pesamos em uma balança eletrônica.

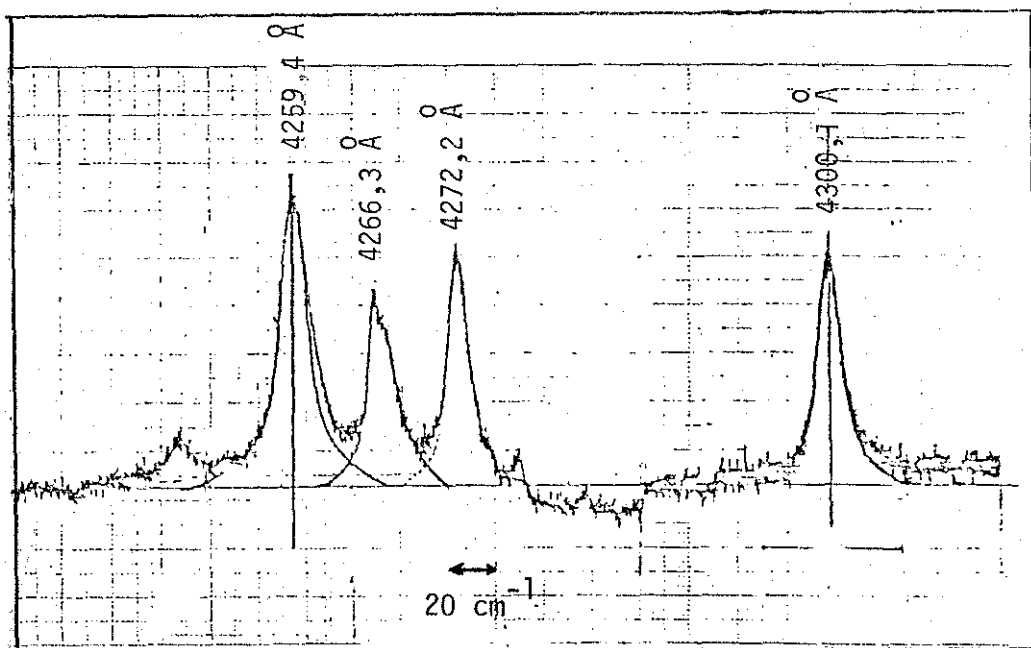


Figura III.37 - Perfil espectral contendo quatro linhas de argônio. $I = 52A$ $V = 72V$ $P = 2,5 \text{ atm}$
 $G = 2,0 \text{ l/min}$ $d_p = 6,0 \text{ mm}$ (Argônio)

Este conjunto de dados (intensidades integrada lateral) experimentais são então usados para obtermos os coefi-

cientes de emissão volumétricos (ver Capítulo II.2).

Um programa de computador foi feito para tal finalidade, incluindo método de mínimo quadrado para achar a melhor curva dos pontos experimentais, determinando a intensidade máxima, simetrizando e extrapolando as bordas para intensidade nula, para se poder aplicar as fórmulas de Barr.

As figuras III.37 e III.38 apresentam as intensidades integradas medidas experimentalmente e os coeficientes de emissão volumétricos, calculados via Transformada de Abel, para as linhas em questão, com o maçarico operando nas condições dadas na figura III.36.

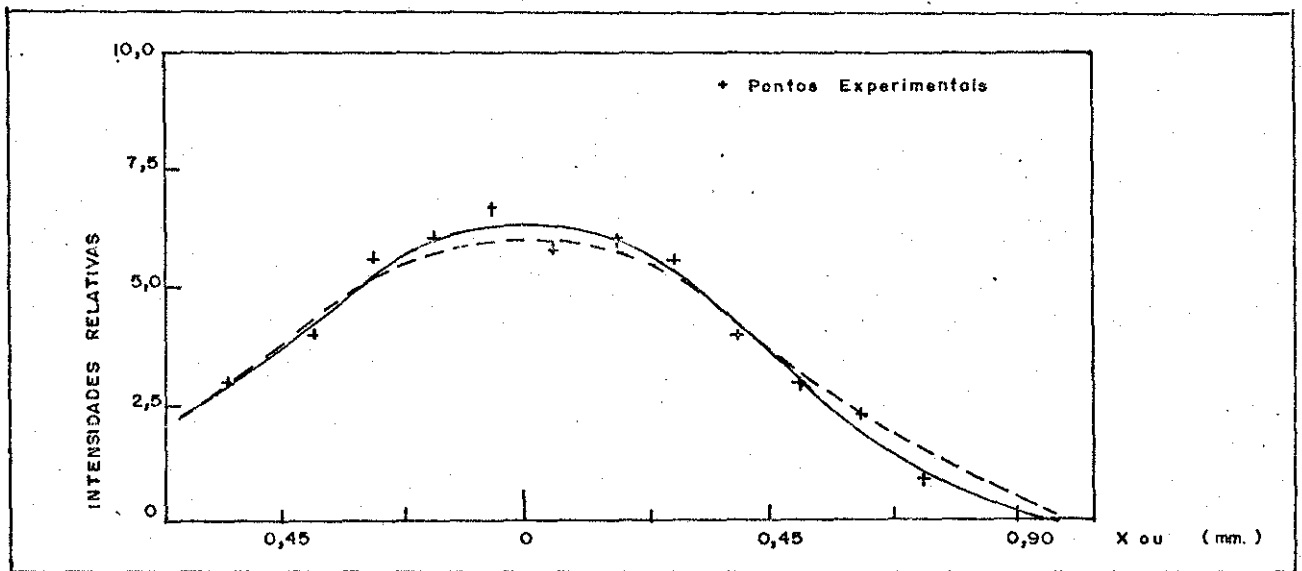


Figura III.37 - Intensidade lateral ----
Intensidade radial ———
 $\lambda = 4300 \text{ \AA}$, argônio

Para o cálculo dos coeficientes de emissão volumétricos, usando a equação II.55, foram usados os seguintes valores de A_m , g_m e $E_m^{(20)}$:

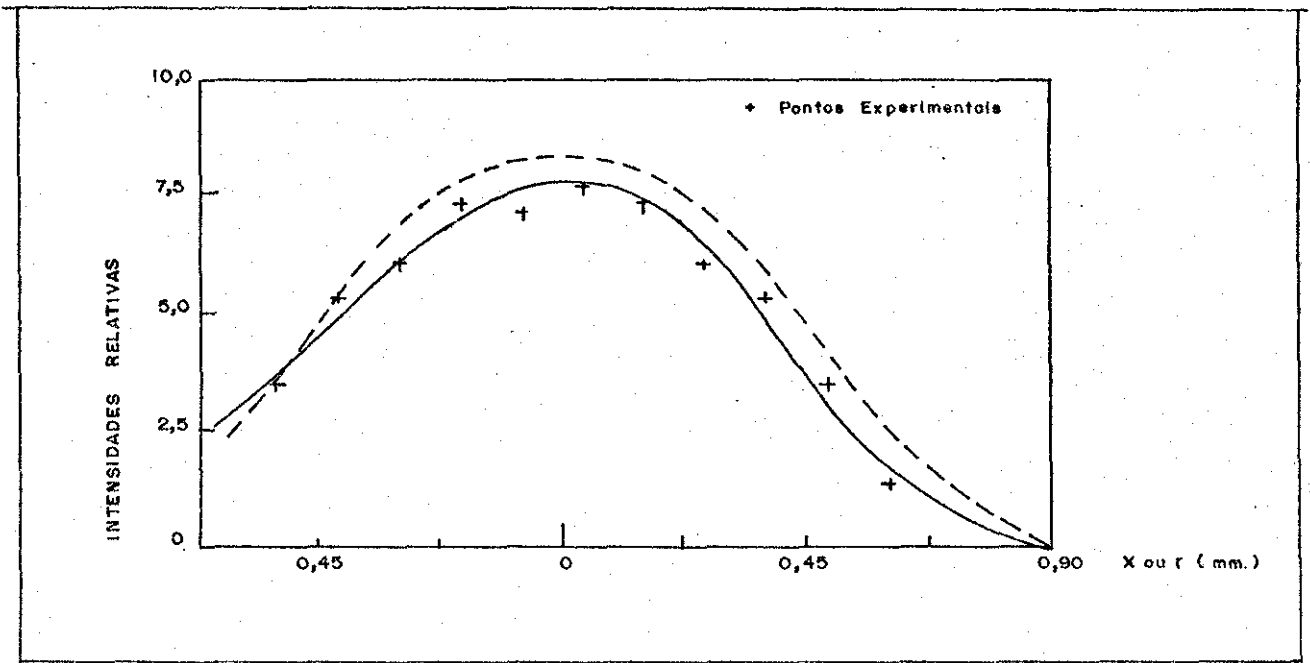


Figura III.38 - Intensidade lateral ----
 Intensidade radial —
 $\lambda = 4259 \text{ \AA}$, argônio

$$\lambda_1 = 4300 \text{ \AA}$$

$$\lambda_2 = 4259 \text{ \AA}$$

$$A_1 = 3,8 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$$

$$A_2 = 4,09 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$$

$$g_1 = 5$$

$$g_2 = 1$$

$$E_1 = 14,51 \text{ eV}$$

$$E_2 = 14,74 \text{ eV}$$

Determinamos a temperatura em função de r , segundo a relação:

$$T(r) = \frac{2.669,1 \cdot 2.555,17}{\epsilon_n(R_{12}/0,4601)} \quad , \quad (\text{III.19})$$

onde $R_{12} = \epsilon_{\lambda_1}(r)/\epsilon_{\lambda_2}(r)$.

A figura III.39 mostra a distribuição radial da temperatura na coluna de plasma. Notamos um patamar na parte central da coluna, com uma temperatura da ordem de $6 \times 10^3 \text{ K}$. Este patamar pode ser devido a um movimento do ponto de contato

do arco elétrico sobre a superfície do anodo rotatório, causado pela rotação do disco e/ou não estabilização do arco elétrico.

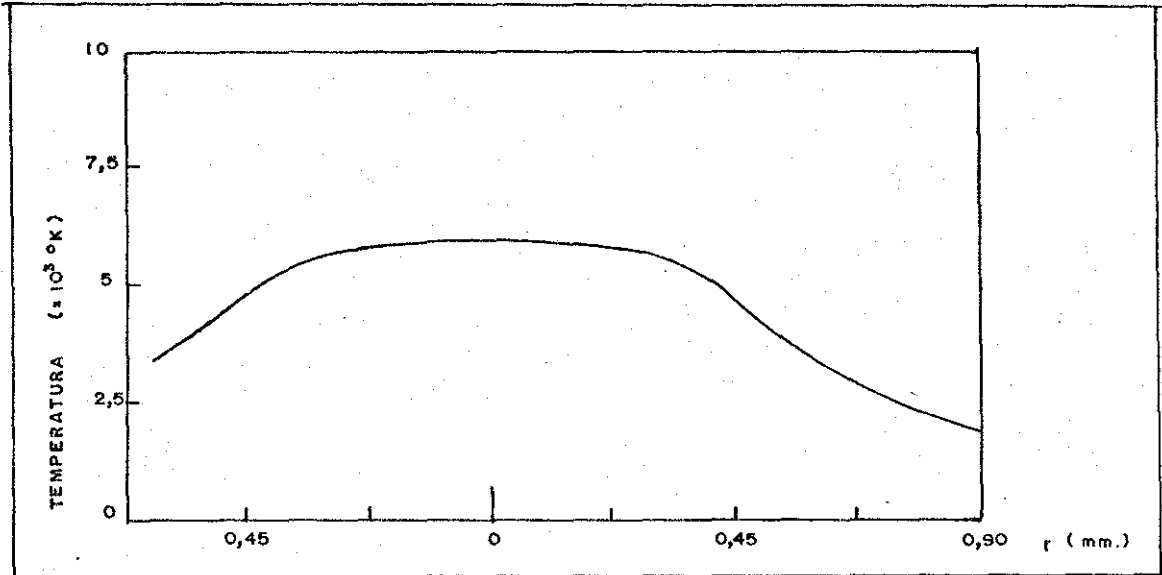


Figura III.39 - Distribuição radial da temperatura na coluna de plasma. $I = 52A$ $V = 72V$ $P = 2,5$ atm
 $G = 2,0$ l/min. $d_p = 6,0$ mm (Argônio).

A temperatura medida usando espectroscopia foi bastante abaixo daquela esperada para um plasma produzido em um maçarico de plasma para corte, que na literatura é da ordem de 12 a 15×10^3 K. Uma explicação para a discrepância entre a temperatura acima e a temperatura obtida (6×10^3 K), é a baixa potência entregue para o plasma nas condições em que foi realizada a espectroscopia (~ 4 KW). Podemos ver isso pelo gráfico da figura II.11, onde uma redução na potência diminui a temperatura no centro da coluna de plasma.

CAPÍTULO IV

CONCLUSÃO

Os aspectos essenciais desta tese foram:

1. Utilização de um modelo teórico simplificado (Equação de Elenbaas-Heller) que permitiu visualizar os aspectos qualitativos básicos do Jato de Plasma;
2. Construção de um maçarico de plasma e uma fonte de potência que mostram um ótimo desempenho em corte de aço inoxidável de até 16,0 mm de espessura à velocidade de corte de 0,5 m/min, com consumo de potência relativamente baixa;
3. Identificação e solução de problemas físicos e técnicos que apareceram ao longo da montagem e operação do maçarico: instabilidades, arco duplo, pressão dinâmica;
4. Montagem e operação de um sistema óptico-espectral para determinação da temperatura do plasma com excelente resolução espacial, da ordem de 37,5 μm ;
5. Construção de um anodo rotatório refrigerado a água, com capacidade de corrente de até 500 A;
6. Determinação da distribuição radial da temperatura do plasma através da razão de intensidades relativas das linhas do argônio, fazendo-se uso da Transformada de Abel. A temperatura obtida no centro foi de 6.000 K.

As seguintes questões são sugeridas para trabalho futuro:

1. Utilização de melhores modelos teóricos e estudos experimentais para análise do comportamento do maçarico, e entendimento dos problemas de gasodinâmica, estabilidade do arco, erosão dos eletrodos;
2. Aperfeiçoamento do maçarico de corte, uso de misturas de gases, uso do ar como gás de trabalho, aumento da espessura do corte;
3. Estudo mais aprofundado da espectroscopia do plasma dos arcos confinados, com o objetivo de se determinar a densidade do plasma, realizar estudos de física atômica, propriedades de transporte de gases ionizados;
4. Desenvolvimento de novas técnicas de diagnósticos para arcos, como sonda rotatória de Langmuir e sonda de entalpia;
5. Desenvolvimento de maçaricos de plasma para outras aplicações: aquecimento de gases, solda, deposição e outros.

APÊNDICE A

Tabela dos parâmetros calculados a partir das equações do modelo quase-canal (Capítulo II.1), para diversos raios do canal ejetor.

$$R = 0,625 \text{ mm}$$

S_O (KW/m)	r_O (mm)	E (V/m)	I (A)	P (KW/m)
1	4,15	4.046	1,7	6,9
2	5,40	3.386	5,8	19,5
3	5,70	3.536	9,1	32,0
4	5,87	3.728	12,0	44,6
5	5,95	3.925	14,6	57,2
6	6,00	4.104	17,0	69,7
7	6,04	4.281	19,2	82,3
8	6,10	4.453	21,3	94,9
9	6,11	4.617	23,3	107,4

$$R = 3,0 \text{ mm}$$

S_O (KW/m)	r_O (mm)	E (V/m)	I (A)	P (KW/m)
1	1,99	843	8,2	6,9
2	2,60	706	27,6	19,5
3	2,75	737	43,4	32,0
4	2,82	777	57,4	44,6
5	2,86	817	70,0	57,2
6	2,88	855	81,5	69,7
7	2,90	892	92,3	82,3
8	2,91	928	102,3	94,9
9	2,92	962	111,6	107,4

$R = 5,0 \text{ mm}$

S_{O} (KW/m)	r_{O} (mm)	E (V/m)	I (A)	P (KW/m)
1	3,32	506	13,6	6,9
2	4,32	424	46,0	19,5
3	4,58	442	72,4	32,0
4	4,69	466	95,7	44,6
5	4,76	490	117,0	57,2
6	4,80	519	134,3	59,7
7	4,83	535	153,8	82,3
8	4,85	557	170,4	94,9
9	4,87	577	186,1	107,4

APÊNDICE B

Coeficientes $\beta_{k,n}$, obtidos numericamente, para o cálculo dos coeficientes de emissão volumétricos via Transformada de Abbel.

Coeficientes $\beta_{k,n} \times (-10^4)$

n/k	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0	-2029	-1831	-1239																		
1	-4439	-4041	-2847	-1324																	
2	-1791	-1778	-1740	-1936	-1172																
3	5111	4342	2034	- 928	-1523	-1036															
4	1298	1299	1304	964	- 722	-1291	- 930														
5	95	204	531	969	538	- 635	-1140	- 847													
6	237	262	338	501	810	330	- 586	-1032	-781												
7	193	203	235	292	464	714	214	551	-951	-727											
8	152	157	173	202	260	431	646	142	-524	-886	-682										
9	122	125	134	150	179	236	403	595	95	-501	-834	-644									
10	99	101	107	117	133	162	217	380	555	63	-482	-790	-612								
11	82	84	87	94	104	120	148	202	359	522	39	-465	-752	-583							
12	69	70	73	77	84	94	111	138	189	342	495	22	-450	-720	-558						
13	59	60	61	65	69	76	87	103	129	179	326	471	9	-437	-691	-536					
14	51	51	53	55	58	63	70	81	96	122	170	313	450	- 1	-424	-666	-517				
15	44	45	46	47	50	53	58	65	75	91	115	162	301	432	- 9	-413	-643	-499			
16	39	39	40	41	43	46	49	54	61	71	86	110	155	290	416	- 15	-402	-623	-483		
17	35	35	35	36	38	40	43	46	51	58	67	82	105	149	280	402	- 20	-393	-604	-468	
18	31	31	32	32	33	35	37	40	43	48	55	64	78	101	144	271	389	- 24	-384	-587	-455
19	28	28	28	29	30	31	33	35	37	41	46	52	61	75	97	139	263	377	- 28	-375	-571
20	25	25	25	26	27	28	29	31	33	35	39	44	50	59	72	94	135	256	367	- 30	-367

REFERÊNCIAS

- (1) Plasma Technology
Gross, B. et al
I Liffe Books Ltd., London (1968)
- (2) Plasma Arc-Equipment
Esibyam, E., M.
Mir Publisher - Moscou ()
- (3) Pfender, E.
Pure & Appl. Chem. Vol. 48 - 1976
- (4) Gaseous Electronics - Volume I
Academic Press, Inc. - New York - 1978
- (5) Dinulescu, H., A. and Pfender, E.
J. Appl. Phys. Vol. 51, 6 (1980)
- (6) Advance in Plasma Transfer. in Advances in Heat Transfer
Eckert, E., R., G. and Pfender, E.
Academic Press - New York - 1967
- (7) Principles of Plasma Physics
Krall and Trivelpiece
McGraw-Hill Book Company - (1973)
- (8) Steenback
Phys. Zeitschr. XXXIII - 1932
- (9) Maecker, H.
Z. Physik - 157 - 1959
- (10) Goldenberg, H.
British J.A. Phys. Vol. 10 - 1959
- (11) Zarudi, M., E.
High Temperature - Vol. 6 - nº 1 - 1968
- (12) Emmons, H., W.
Phys. of Fluids - Vol. 10, Nº 6 - 1967

- (13) Plasma Diagnostic
Lochte-Holtgreven
North-Holland Publishing Company - Amsterdam - 1968
- (14) Plasma Diagnostic Techniques
Hudlestone and Leonard
Academic Press- New York - 1965
- (15) Griem, H., R.
McGraw-Hill, Inc. - New York - 1964
- (16) Bockasten, K.
J.O.S.A. - Vol. 51, No 9 - 1961
- (17) Nestor, O., H. and Olsen, H., N.
S.I.A.M. Review - Vol. 2, No 3 - 1960
- (18) Illingeorth, R. and Thareja, R., K.
J. Phys. E: Sci. Instrum. - Vol. 14 - 1981
- (19) Barr, W., L.
J.O.S.A. - Vol. 52, No 8 - 1982
- (20) Physics and Technology of Low-Temperature Plasmas
Dresvin, S., V.
The Iowa State University Press- Ames - 1977
- (21) Gaseous Conductors
James, Pillion Codine
Dover Publication - New York - 1958
- (22) Batenin, V., M. and Minaev, P., V.
High Temperatures - High Pressures - Vol. 2 - 1970
- (23) Cabannes, F. et al
Rev. Hartes Tempér. et Réfract - t. 2 - 1965