05/10/94

ESTUDO EXPERIMENTAL EM UMA CENTRÍFUGA DE PLASMA INICIADA POR ARCO NO VÁCUO

RENATO SÉRGIO DALLAQUA

TESE DE DOUTORADO

Orientador: Prof. Dr. RICARDO MAGNUS O. GALVÃO

SBI-IFUSP

305M810T2209

Banca Examinadora:

- Dr. Antonio de Pádua Brito Serbeto
Instituto de Física – Universidade Federal Fluminense
- Dr. Hugo Franco
Instituto de Física – Universidade de São Paulo
- Dr. Mário Ueda
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
- Dr. Ruy Pepe da Silva
Instituto de Física – Universidade de São Paulo

Prof. Aberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

05 de outubro de 1994

-539.7
D144e
D
e.L

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Dallaqua, Renato Sérgio

**Estudo experimental em uma centrífuga de plasma
iniciada por arco no vácuo. São Paulo, 1994**

**Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Ins-
tituto de Física. Departamento de Física Nuclear.**

Área de Concentração: Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão.

**Unitermos: 1. Centrífuga de plasma; 2. Separação
isotópica; 3. Descarga em arco no vácuo; 4. Isotópicos
no vácuo.**

USP/IF/SBI - 53/94

ESTUDO EXPERIMENTAL EM UMA CENTRÍFUGA DE PLASMA INICIADA POR ARCO NO VÁCUO

RENATO SÉRGIO DALLAQUA

ORIENTADOR PROF. RICARDO MAGNUS O. GALVÃO

TESE DE DOUTORADO

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA**

Outubro de 1994

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Ricardo M.O.Galvão pela orientação e estímulo sempre dados para que o trabalho fosse desenvolvido.

Aos Drs. G.O.Ludwig e A.Montes que possibilitaram os recursos e condições técnicas necessárias para o desenvolvimento do projeto centrífuga de plasma.

Ao Dr. Edson Del Bosco que iniciou o projeto junto ao LAP/INPE em 1981 e ao qual me juntei em 1982. Durante estes anos toda a cooperação mútua tornou possível vencer muitos obstáculos apresentados no desenvolvimento deste experimento.

Ao Dr.Rui Pepe da Silva que cedeu gentilmente os esquemas do circuito de varredura para ser montado no LAP/INPE, viabilizando a obtenção de muitos dos dados apresentados neste trabalho.

Ao Dr.S.W.Simpson que sugeriu o estudo da influência de gases residuais nos parâmetros da centrífuga de plasma (Capítulo 4) e sua participação ativa na obtenção e análise dos dados.

À Beatriz J.Rojas pela datilografia e a Patrícia R.P.Barreto pela diagramação deste trabalho.

Aos colegas pesquisadores, técnicos e estudantes do LAP/INPE e do IFUSP pelo estímulo e ajuda que me foram dadas para a realização deste trabalho.

RESUMO

Na década de 80 houve um aumento na utilização de isótopos estáveis em física nuclear, medicina nuclear, ciências biomédicas, geociências etc e, as previsões indicam para um crescimento no consumo destes isótopos nas próximas décadas. Dentro deste quadro, novos métodos de separação isotópica foram propostos e desenvolvidos, entre eles, a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo. Este trabalho mostra os resultados experimentais obtidos na centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo desenvolvida no LAP/INPE desde 1981. Inicialmente é feita uma descrição da descarga em arco no vácuo, que é a fonte de plasma desta centrífuga e, com as medidas realizadas, uma caracterização completa do plasma pode ser obtida. Os resultados teóricos obtidos de um modelo de fluido para a coluna de plasma em rotação são comparados com os obtidos experimentalmente e, algumas limitações deste separador isotópico são mencionadas. Os efeitos de gases residuais nos parâmetros do plasma desta centrífuga foram estudados e, os resultados mostraram que o melhor desempenho deste separador ocorre na ausência de gases na câmara de vácuo. Dos resultados experimentais obtidos foi feito um estudo comparativo entre os diferentes métodos de separação isotópica e, observações conclusivas foram possíveis sobre a viabilidade de uma centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo como um dispositivo para a separação de isótopos estáveis.

ABSTRACT

In the 80's, an increase in the utilization of stable isotopes in the nuclear physics, nuclear medicine, biomedical science, geoscience has been observed. The previsions indicate that the consumption of these isotopes in the early future will be even higher. Within this picture new methods of isotope separation were proposed and developed, among them, the vacuum arc plasma centrifuge. This work shows the experimental results obtained in the vacuum arc plasma centrifuge developed at LAP/INPE since 1981. Initially we describe the vacuum arc discharge which is the plasma source in this device. The measurements performed provide a full characterization of the plasma. The experimental results were compared with that ones expected using an MHD model for a rotating plasma column. The limitations of this isotopic separator are discussed. The effects of residual gases in the plasma parameters of the vacuum arc plasma centrifuge were studied and the results shown that the best performance occurs in the absence of gases in the vacuum chamber. The experimental results obtained were used to make a comparative study between different methods of isotope separation and conclusive remarks were achieved about the viability of a vacuum arc plasma centrifuge as a device for stable isotope separation.

Dedico à Beatriz e Fernanda
Beatriz pelo apoio e com-
preensão dada durante a rea-
lização deste trabalho.

Conteúdo

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Centrífuga mecânica	2
1.2	Difusão Gasosa	6
1.3	Laser	7
1.4	Ressonância ion ciclotrônica	8
1.5	Calutrons	10
1.6	Centrífuga de plasma	11
1.7	Centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo	12
2	DESCARGA EM ARCO NO VÁCUO	17
2.1	Introdução	17
2.2	Descarga em arco no vácuo	18
2.2.1	Modelo para ponto luminoso quase-estacionário ou térmico (Tipo 2)	29
2.2.2	Emissão explosiva de elétrons e pontos luminosos não estacionários- (Tipo 1)	38
2.2.3	Método das regiões de existência dos pontos luminosos	41
2.2.4	Efeitos do campo magnético sobre a descarga em arco no vácuo	41
2.3	Impedância do plasma e o circuito formador de pulso construído	47
2.4	Tensão de arco, erosão e consumo de energia para a produção dos íons	55
2.5	Velocidade axial de deriva, temperatura de elétrons, densidade de partículas carregadas e potencial de plasma	58
2.5.1	Velocidade axial de deriva	58
2.5.2	Temperatura de elétrons	61
2.5.3	Densidade de partículas carregadas	63
2.5.4	Potencial de plasma	66
2.6	Conclusão	67
3	DESCRIÇÃO MAGNETOHIDRODINÂMICA PARA A COLUNA DE PLASMA E OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	70
3.1	Introdução	70
3.2	Descrição física da coluna de plasma em rotação	70
3.3	Modelo de fluido para a coluna de plasma em rotação	73
3.3.1	Campo elétrico radial e potencial de plasma ou espacial	79
3.3.2	Densidade de partículas carregadas	80
3.3.3	Velocidade angular	83
3.3.4	Fator de separação	97
3.4	Conclusão	106
4	EFEITOS DE GASES RESIDUAIS NOS PARÂMETROS DA CENTRÍFUGA DE PLASMA INICIADA POR ARCO NO VÁCUO	108
4.1	Introdução	108
4.2	Influência de gases residuais nos parâmetros: temperatura de elétrons, den- sidade de partículas carregadas, velocidade angular e no fator de separação.	108

4.2.1	Efeitos de gases residuais na temperatura de elétrons	109
4.2.2	Efeitos de gases residuais na densidade de partículas carregadas . .	111
4.2.3	Efeitos dos gases residuais na velocidade angular	112
4.2.4	Efeitos de gases residuais no fator de separação	121
4.3	Conclusão	126
5	ESTUDO COMPARATIVO ENTRE OS DIVERSOS MÉTODOS DE SEPARAÇÃO ISOTÓPICA APRESENTADOS	127
5.1	Introdução	127
5.2	Enriquecimento do Vanádio-50	127
5.3	Enriquecimento do Urânio-235	130
5.4	Conclusão	132
6	CONCLUSÃO	134

Lista de Figuras

1.1	Esquema da centrífuga mecânica.	3
1.2	Perfil radial da densidade dos isótopos numa centrífuga gasosa.	4
1.3	Princípio de funcionamento da difusão gasosa.	7
1.4	Esquema para separação isotópica utilizando laser.	8
1.5	Princípio de funcionamento da ressonância íon ciclotrônica.	9
1.6	Esquema de funcionamento do Calutron.	10
1.7	Esquema de uma centrífuga de plasma.	12
1.8	Esquema do experimento centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo (PCEN) desenvolvida no LAP/INPE.	14
2.1	Pulso típico de corrente de arco (I_a) e da tensão de arco (U_a) para catodo de magnésio e campo magnético axial de 0,1T, obtido na PCEN.	19
2.2	Distribuição de potencial entre o catodo e o anodo (dimensões não estão em escala).	21
2.3	Origem das partículas num arco difuso.	23
2.4	Número médio de pontos luminosos em função da corrente de arco para cinco materiais[21].	24
2.5	Distribuição da densidade de corrente de íons originada de um ponto luminoso.	27
2.6	Energia dos íons por unidade de carga como função da corrente de arco para os quatro estados de ionização do cobre[28].	28
2.7	a) Descrição do ponto luminoso quase-estacionário. b) Perfil do potencial elétrico entre o catodo e o anodo.	34
2.8	Potencial elétrico tipo corcova na região 2[28].	36
2.9	Modelo da emissão explosiva de elétrons para os pontos luminosos.	40
2.10	Diagrama de existência para os pontos luminosos no catodo de cobre e os processos dominantes de ganho e perda de energia na superfície do catodo (A=aquecimento,D=desaquecimento)[56,57].	42
2.11	a) Disposição dos campos na PCEN. b) Modos da instabilidade de dobra.	43
2.12	Distribuição angular da corrente de íons com o campo magnético axial aplicado, I_i é a corrente de íons por unidade de ângulo sólido[59].	44
2.13	Expansão do plasma a partir da cratera a) sem e b) com campo magnético tangencial (B_T) á superfície do catodo[60].	45
2.14	Pulso de corrente na PCEN antes de 1989.	47
2.15	Esquema do circuito formador de pulso ou linha de transmissão LC.	48
2.16	Formas de onda da corrente na carga conforme a relação entre Z_0 e Z_p	49
2.17	Esquema do circuito formador de pulso levando em conta a resistência série e paralelo do capacitor e a resistência série do indutor.	50
2.18	Diagrama para obtenção das equações de Kirchhoff para o circuito formador de pulso.	51
2.19	Forma final do circuito formador de pulso.	53
2.20	Pulsos da corrente de arco e do campo magnético axial.	54
2.21	a) Taxa de erosão como função da corrente de arco I_a ($B_z = 0,1T$) e b) como função do campo magnético B_z ($I_a = 1,5kA$)[66].	56

2.22	Porcentagem de íons de magnésio transmitidos através da grade como função do campo magnético[66].	57
2.23	Esquema para aquisição e análise da curva característica da sonda de Langmuir.	60
2.24	Temperatura de elétrons versus corrente de arco para os catodos de C, Mg e Cd.	61
2.25	Temperatura de elétrons como função do campo magnético axial com $I_a = 1,5kA$ para os catodos C, Mg e Cd.	62
2.26	Corrente de saturação de íons para os catodos C, Mg e Cd como função da corrente de arco ($B_z = 0,1T$ e $r = 0$).	64
2.27	Densidade de íons C^+ versus o campo magnético axial ($I_a = 1,1kA$, $r = 0$).	65
3.1	a) Velocidades de deriva resultantes na direção azimutal para os elétrons ($u_{e\varphi}$) e íons ($u_{i\varphi}$) e a densidade de corrente $J\varphi$. b) Diagrama esquemático das forças atuando na coluna de plasma ($\vec{F}_C =$ força centrífuga, $\vec{F}_J = \vec{J}\varphi \times \vec{B}$ e $\vec{F}_p = -\nabla p$).	72
3.2	Perfil radial da temperatura de elétrons para os plasmas de carbono e magnésio com $I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $t = 8ms$	76
3.3	a) Perfil temporal da densidade de partículas carregadas. b) Perfil temporal da temperatura de elétrons, para carbono e magnésio com $I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $r = 0$	78
3.4	Perfil radial do potencial flutuante e de plasma para plasma de carbono ($I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $t = 8ms$).	81
3.5	Perfil radial do potencial flutuante e de plasma para plasma de magnésio ($I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $t = 8ms$).	82
3.6	Perfil radial da densidade de íons para o plasma de carbono.	83
3.7	Perfil radial da densidade de íons para o plasma de magnésio.	84
3.8	Esquema para medir a velocidade angular utilizando-se duas sondas.	86
3.9	Sinais do potencial flutuante apresentados pelas sondas durante o pulso de plasma.	87
3.10	Sinais da Fig. 3.9 expandidos em torno do tempo da descarga $t = 12,5ms$	88
3.11	Perfil temporal da velocidade angular no plasma de magnésio com $I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $r = 15mm$	90
3.12	Perfil radial da velocidade angular para uma coluna de plasma de magnésio.	90
3.13	Flutuações apresentadas pelas sondas para o raio $r = 30mm$	91
3.14	Flutuações apresentadas pelas sondas para o raio $r = 40mm$	92
3.15	Sinais da Figura 3.13 expandidos em torno do tempo $t = 12,5ms$	93
3.16	Velocidade angular em função do campo magnético axial para os plasmas de magnésio, zinco, cádmio e chumbo para $r = 20mm$ com $I_a = 0,9kA$ (valor de pico)[77].	95
3.17	Duas possibilidades para as oscilações apresentadas pelas sondas a) coluna estacionária e a onda viajando ao redor da coluna e b) a coluna girando e a onda "travada" sobre a coluna.	96
3.18	Sinal do pulso de corrente e do espectrômetro de massa para uma massa fixa.	99
3.19	Espectro de massa obtido e o melhor ajuste aos pontos experimentais, $r = 10mm$ e $t = 8ms$	101
3.20	Fator de separação como função do tempo, $r = 10mm$	103
3.21	Perfil radial para o valor médio do fator de separação tomado entre os instantes $t = 4ms$ e $t = 14ms$ da descarga para o isótopo Mg-25, $\bigcirc$ - dados experimentais.	104
3.22	Perfil radial para o valor médio do fator de separação tomado entre os instantes $t = 4ms$ e $t = 14ms$ para o isótopo Mg-26, $\bigcirc$ - dados experimentais.	105
3.23	Fator de separação como função do campo magnético, para plasma de magnésio com $I_a = 1,7kA$ (valor de pico) e $r = 40mm$ [79].	106

4.1	Evolução temporal da temperatura de elétrons quando são introduzidos separadamente os gases hidrogênio, hélio e argônio na descarga ($r=0$). A linha tracejada é o valor médio dos pontos experimentais na condição de vácuo $p = 1 \times 10^{-4} \text{Pa}$	110
4.2	Temperatura de elétrons como função da pressão do hidrogênio como gás residual nos instantes $t = 2, 8$ e 12 ms da descarga ($r=0$).	111
4.3	Corrente de saturação de íons como função do tempo da descarga a) com gás hidrogênio na câmara; b) com gás hélio. A linha tracejada é o valor médio dos pontos experimentais na condição de vácuo $p = 1 \times 10^{-4} \text{Pa}$	113
4.4	Corrente de saturação de íons versus pressão do gás hidrogênio para dois instantes da descarga.	114
4.5	Padrão de oscilação do potencial flutuante apresentado pelas sondas com argônio a pressão $p_{Ar} = 5 \times 10^{-2} \text{Pa}$, $r = 15 \text{mm}$	115
4.6	Sinais da Fig.4.5 expandidos em torno do tempo $t = 12,5 \text{ms}$ da descarga. . .	116
4.7	Sinais apresentados pelas sondas para $r = 40 \text{mm}$ e $p = 1 \times 10^{-4} \text{Pa}$, expandidos em torno de $t = 12,5 \text{ms}$	117
4.8	Sinais apresentados pelas sondas para $r = 40 \text{mm}$ e $p = 5 \times 10^{-2} \text{Pa}$, expandidos em torno de $t = 12,5 \text{ms}$	118
4.9	Evolução temporal da velocidade angular com a introdução dos gases: a) hidrogênio; b) hélio e c) argônio. A linha tracejada é o valor médio dos pontos experimentais na condição de vácuo $p = 1 \times 10^{-4} \text{Pa}$	119
4.10	Velocidade angular como função da pressão para três instantes da descarga: a) $t = 2,5 \text{ms}$; b) $t = 7,5 \text{ms}$ e c) $t = 12,5 \text{ms}$. A linha tracejada é o valor obtido para a velocidade angular na condição de vácuo $p = 1 \times 10^{-4} \text{Pa}$. . .	120
4.11	Perfil radial da velocidade angular com a presença de gás residual, $p = 1 \times 10^{-4} \text{Pa}$ (vácuo), $p = 1 \times 10^{-1} \text{Pa}$ (H_2) e $p = 5 \times 10^{-2} \text{Pa}$ (Ar) no instante $t = 12,5 \text{ms}$	121
4.12	Evolução temporal do fator de separação com hidrogênio na pressão $p = 1 \times 10^{-1} \text{Pa}$, $r = 10 \text{mm}$	123
4.13	Fator de separação para o isótopo ^{25}Mg tomado entre os instantes $t = 4 \text{ms}$ e $t = 14 \text{ms}$ da descarga para várias posições radiais nas pressões: $\bigcirc p = 1 \times 10^{-4} \text{Pa}$ (vácuo) e $\Delta p = 1 \times 10^{-1} \text{Pa}$ (H_2).	124
4.14	Fator de separação para o isótopo ^{26}Mg tomado entre os instantes $t = 4 \text{ms}$ e $t = 14 \text{ms}$ da descarga para várias posições radiais nas pressões: $\bigcirc p = 1 \times 10^{-4} \text{Pa}$ (vácuo) e $\Delta p = 1 \times 10^{-1} \text{Pa}$ (H_2).	125

Lista de Tabelas

1.1	Velocidade periférica, razão entre a pressão periférica e no eixo, e, o fator de separação para o gás UF_6 com $T=310K$	5
1.2	Tensão de cisalhamento, densidade e velocidade periférica máxima suportada para alguns materiais	5
1.3	Comparação entre dois experimentos utilizando ressonância íon-ciclotrônica	9
1.4	Consumo de energia para enriquecer 1g de vanádio-50 por quatro métodos diferentes	11
1.5	Experimento com centrifuga de plasma parcialmente ionizado	13
2.1	Densidade de corrente de elétrons emitidos pelo catodo (A/m^2)	22
2.2	Velocidade média do ponto luminoso (m/s) para três instantes da descarga com $I_a < 60A$ [45].	38
2.3	Impedância (em $m\Omega$) para os plasmas de magnésio, zinco, cádmio e chumbo	52
2.4	Parâmetros para a descarga em arco no vácuo na PCEN para oito catodos diferentes, com corrente de arco de 1,5kA e campo magnético axial de 0,1T.	67

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Neste trabalho é dada continuidade ao estudo da separação isotópica numa centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo, experimento este que teve início em 1981 no Laboratório Associado de Plasma do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais.

Embora plasmas em rotação apresentem muitos fenômenos interessantes [1-5] (como por exemplo: ondas de deriva, efeitos devido à força de Coriolis, e etc.), com aplicações espaciais, os experimentos em laboratório tem dado atenção especial à separação isotópica e esta é a ênfase dada ao presente trabalho.

Atualmente há um crescimento no uso de isótopos em áreas tais como: energia nuclear, agricultura, medicina nuclear, ciências biomédicas, química, física nuclear e etc. Com relação à geração de energia, utiliza-se o isótopo urânio-235 enriquecido a 2-3% com consumo de centenas a milhares de toneladas por ano. Como exemplo, uma usina nuclear de 1000MW (6,6 TWh/ano, aproximadamente a energia consumida por Paris em um ano), consumirá 27 toneladas de urânio (2-3% de enriquecimento, reator PWR) ou 160 toneladas de urânio natural. Difusão gasosa, no passado, e, presentemente, ocorrendo um aumento na utilização da centrífuga mecânica (ou gasosa), são os métodos comercialmente usados para a obtenção do urânio-235 enriquecido.

Um quadro completamente diferente é apresentado no uso de isótopos estáveis na área de pesquisa. Neste caso há mais de 200 isótopos utilizados com quantidades variando de algumas mg a milhares de mg com aplicações muito variadas, tornando impossível sintetizá-las em poucas linhas [6]. Estes isótopos são obtidos a um custo elevado em aparelhos chamados Ca-

lutrons, no Oak Ridge National Laboratory. De particular interesse são as pesquisas em medicina nuclear/ciências biomédicas, onde o desenvolvimento de um tratamento ou medicamento de uso corrente terá um grande retorno social e financeiro. Havendo um crescimento no consumo de isótopos estáveis ocorrerá uma procura a novos métodos de separação isotópica de custos mais baixos.

Com o objetivo de se introduzir alguns parâmetros e de se descrever os princípios físicos de funcionamento, e assim como discutir suas limitações, sete métodos de separação de isótopos serão analisados resumidamente, a saber: centrífuga mecânica, difusão gasosa, laser, ressonância ion ciclotrônica, calutrons, centrífuga de plasma e centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo.

1.1 Centrífuga mecânica

O princípio de funcionamento de uma centrífuga mecânica é como segue. Inicialmente os isótopos numa forma gasosa (por exemplo: gás UF_6 [$^{235}\text{UF}_6$, $^{238}\text{UF}_6$]), a uma pressão da ordem de 100 Torr (densidade $10^{23} - 10^{24}\text{m}^{-3}$), estão contidos em um cilindro de raio típico $\sim 0,1\text{m}$ e cerca de 1m de comprimento, como mostrado na Figura 1.1. O cilindro é colocado em rotação ao redor do seu eixo com velocidade angular ω , e, assim, forças viscosas colocam o gás dentro do cilindro em rotação. A força centrífuga faz com que as espécies mais pesadas se desloquem para a periferia do cilindro, ocorrendo então, uma separação dos isótopos na direção radial.

Para uma mistura isotérmica de dois isótopos, com densidades n_1 , n_2 ; massas M_1 , M_2 e temperatura T , o movimento do gás no estado estacionário é uma rotação de corpo rígido, com componentes de velocidades $u_r = 0$, $u_\phi = \omega r$ e $u_z = 0$, e as equações que descrevem o sistema são a equação de estado e o componente radial da equação de movimento, dadas por

$$p_j = n_j k_B T \quad (1.1)$$

$$\frac{dp_j}{dr} = n_j M_j \omega^2 r, \quad (1.2)$$

Figura 1.1. Esquema da centrífuga mecânica.

onde p é a pressão, ω a velocidade angular e k_B a constante de Boltzmann ($j=1,2$).

Substituindo (1.1) em (1.2) obtém-se

$$\frac{dn_j}{n_j} = \frac{M_j}{k_B T} \omega^2 r dr \quad (1.3)$$

Integrando (1.3) entre o eixo ($r=0$) e a parede ($r=R$) resulta em

$$\frac{n_j(R)}{n_j(0)} = \exp\left[\frac{M_j \omega^2 R^2}{2k_B T}\right] \quad (1.4)$$

O isótopo mais pesado é, assim, mais abundante para raios maiores, como mostrado esquematicamente na Figura 1.2.

O fator de separação, α , é definido por

$$\alpha = \frac{(n_1/n_2)_R}{(n_1/n_2)_0} = \exp\left[\frac{(M_1 - M_2) \omega^2 R^2}{2k_B T}\right] \quad (1.5)$$

Figura 1.2. Perfil radial da densidade dos isótopos numa centrífuga gasosa.

Obtendo-se alta velocidade periférica ($u_c = \omega R$) e baixa temperatura o fator de separação será alto. A temperatura típica dos gases na centrífuga mecânica é 310K (0,03 eV). A velocidade periférica está limitada pela resistência mecânica do material utilizado na construção da câmara cilíndrica. Para ver o problema da resistência mecânica do material é melhor reescrever a equação (1.4) em termos da pressão no eixo e na periferia tendo-se então

$$\frac{p_j(R)}{p_j(0)} = \exp\left[\frac{M_j \omega^2 R^2}{2k_B T}\right] \quad (1.6)$$

A Tabela 1.1 apresenta os valores obtidos da razão $p_j(R)/p_j(0)$ e do fator de separação, para diferentes velocidades periférica, para o gás UF_6 a 310K.

A Tabela 1.2 apresenta dados para alguns materiais [7].

Observa-se da Tabela 1.2 a existência de materiais que suportam altas velocidades periféricas, o que então resultaria, em um fator de separação alto. A Tabela 1.1 mostra que neste caso a

Tabela 1.1. Velocidade periférica, razão entre a pressão periférica e no eixo, e, o fator de separação para o gás UF_6 com $T=310K$

Velocidade periférica (m/s)	Razão $p_j(R)/p_j(0)$	α
400	$5,5 \times 10^4$	1,0975
500	$2,5 \times 10^7$	1,156
600	$4,6 \times 10^{10}$	1,233
700	$3,3 \times 10^{14}$	1,329

Tabela 1.2. Tensão de cisalhamento, densidade e velocidade periférica máxima suportada para alguns materiais

Material	Tensão ($10^6 Pa$)	Densidade (g/cm^3)	Veloc. Máxima (m/s)
Kevlar	1500	1,3	1100
Liga de Al	500	2,8	425
Liga de Ti	900	4,6	440
Fibra de Vidro	700	1,9	600
Aço Alta Tensão	1700	8,0	455
Fibra de Carbono	1600	1,55	950

diferença entre a pressão na periferia e no centro seria enorme. Este fato coloca pelo menos duas limitações, a saber:

- a enorme diferença de pressão pode levar o gás a se cristalizar na periferia, e, assim, a centrífuga mecânica está limitada a elementos que formam gases de alta pressão de vapor;
- esta diferença de pressão pode levar o gás a estar em dois regimes diferentes (molecular e turbulento), podendo então surgir instabilidades hidrodinâmicas.

Estas limitações implicam que a velocidade periférica deve ser baixa o que diminui α . A centrífuga gasosa tem a grande vantagem do fluxo molar ser grande, implicando em uma grande quantidade de material processado. Para se obter fator de separação alto, utilizam-se centenas ou até milhares (dependendo do enriquecimento desejado) de separadores em arranjos série/paralelo, significando um elevado investimento de capital na implantação de uma usina de enriquecimento isotópico.

Uma vez que um método de separação isotópica tenha a sua comprovação científica, o próximo passo é provar sua viabilidade econômica, comparando-se com outros métodos já existentes. Para se fazer tal comparação é comumente utilizada (principalmente para o enriquecimento do

urânio) a função valor definida por $U=F.V(N)$ onde F é a razão temporal de fluxo molar de material e $V(N)$ é o potencial separativo ($N \equiv$ fração molar do isótopo)[7,cap.2]. A unidade de tal função é a unidade de trabalho separativo (SWU) com dimensão de massa; assim kgSWU é a unidade usual. Para a centrífuga gasosa o valor máximo para a função valor é dada pela expressão

$$U_{max} = \frac{\pi}{2} \rho_0 D l (\alpha - 1)^2, \quad (1.7)$$

onde $\rho_0 = nM$ é a densidade, D o coeficiente de difusão e l o comprimento do cilindro.

A comparação econômica entre dois ou mais métodos de separação é feita em termos da razão potência consumida (kWh) por unidade de trabalho separativo, onde se busca o menor valor para esta razão. Para a centrífuga gasosa tem-se ~ 250 kWh/kgSWU (para a separação do urânio). Embora esta razão seja a mais comum, é possível encontrar na literatura outras comparações como por exemplo o consumo de energia (Joules) para a realização da separação isotópica.

1.2 Difusão Gasosa

Neste caso, o processo físico de separação se deve à diferença na difusão através de um orifício por gases diferentes conforme mostrado na Figura 1.3.

Se p_b for desprezável o fator de separação é dado por [7, cap.3]

$$\alpha = \sqrt{\frac{M_2}{M_1}} \quad (1.8)$$

Os seguintes resultados são obtidos para α : $\alpha[^{238}\text{UF}_6, ^{235}\text{UF}_6]=1,00429$; $\alpha[^{22}\text{N}_2, ^{20}\text{N}_2]=1,0488$ e $\alpha[^{40}\text{Ar}, ^{36}\text{Ar}]=1,0541$. Normalmente p_b não é desprezível (há um refluxo), o que significa que α é menor que o obtido da expressão (1.8), por exemplo $\alpha=1,002$ para UF_6 . O custo da difusão gasosa é ~ 2500 kWh/kgSWU, ou seja, cerca de 10 vezes maior que o da centrífuga mecânica.

Figura 1.3. Princípio de funcionamento da difusão gasosa.

1.3 Laser

O princípio de funcionamento é sintonizar a radiação coerente numa determinada transição do espectro do elemento (ou alguma molécula do elemento) que se queira fazer a separação isotópica (por exemplo U atômico ou a molécula UF_6). No caso do urânio parece ser mais fácil utilizar o átomo do que a molécula UF_6 . O esquema para o caso atômico está mostrado na Figura 1.4. Um filamento de urânio é aquecido a uma temperatura de $\sim 2500\text{K}$ e, sobre o vapor de urânio assim produzido, incidem dois feixes de laser, sendo que um deles está bem sintonizado (excitação seletiva) numa das transições do ^{235}U ao passo que o outro laser ioniza somente estes átomos já excitados. Os íons são então coletados numa placa coletora com polarização negativa.

As duas limitações deste processo são:

- se a densidade for alta haverá muitas colisões entre os íons o que degradará o enriquecimento e desse modo a densidade deve ser mantida abaixo de 10^{18}m^{-3} ;
- um laser que está sintonizado para separar determinado isótopo de um elemento não estará apto para separar outro isótopo deste mesmo elemento e nem de outro elemento.

Figura 1.4. Esquema para separação isotópica utilizando laser.

Apesar destas limitações há um grande investimento neste método já que obtém-se um alto enriquecimento a um baixo custo.

1.4 Ressonância íon ciclotrônica

A separação se dá pela diferença no movimento de dois íons de massas m_1 e m_2 sujeitos a um campo magnético estático e uniforme na direção axial e, um campo elétrico oscilante perpendicular ao campo magnético como mostrado na Figura 1.5. É necessário ter alta uniformidade do campo magnético, e por causa das colisões entre os íons, a densidade é limitada a 10^{16} - 10^{18} m^{-3} ; mas o fator de separação é alto [8].

A Tabela 1.3 mostra alguns parâmetros de dois experimentos deste tipo de separador.

Alguns efeitos coletivos do plasma (colisões, instabilidades, amortecimento Landau) limitam a operação deste método de separação.

Figura 1.5. Princípio de funcionamento da ressonância íon ciclotrônica.

Tabela 1.3. Comparação entre dois experimentos utilizando ressonância íon-ciclotrônica

Parâmetro	ERIC(CEA)	PPM(TRW)
$B_{max}(T)$	3	2
$\Delta B/B$	$\pm 5 \times 10^{-3}$	$\pm 10^{-3}$
$\Phi(m)$	0,3	1
$L(m)$	2	5
$\omega_{ci}(GHz)$	10-18	28
$P_{\omega_{ci}}$	$\sim 1,5KW$	$\sim 100KW$
$n(m^{-3})$	$10^{16} - 10^{18}$	$10^{17} - 10^{18}$
$T_i(eV)$	0,4-2,0	1-2
Gás/Metal	Kr,Ar/Mo,Ni,Cr	Ar/Ni,Cu,U
Metal	Ca,Ba,Cd	U,Pb,In
α	133(Ca);8,5(Ba);7,5(Cr)	20(Ni)

Figura 1.6. Esquema de funcionamento do Calutron.

1.5 Calutrons

O princípio do Calutron (Calutron $\equiv$ California University Cyclotron) é o ciclotron, conforme mostrado na Fig. 1.6.

Os íons produzidos na fonte S são acelerados e entram numa região entre duas peças de cobre separadas por uma pequena distância. Este conjunto está imerso num campo magnético produzido por um eletro-ímã cuja direção aponta para fora do plano da figura. Entre as duas peças de cobre é aplicado um campo elétrico oscilante com frequência ν_0 e, se o íon encontrar o campo elétrico sempre na condição de aceleração o seu raio de giro aumentará até o feixe ser extraído para um raio determinado.

Para separação isotópica deve-se, então, fazer com que a frequência ciclotrônica do íon seja igual à frequência de oscilação do campo elétrico,

$$\nu_c = \nu_0 = \frac{qB}{2\pi m_i} \quad (1.9)$$

Somente o íon que estiver sintonizado será coletado. O feixe de íons obtido é de baixa intensidade

e o método é conveniente para separar pequenas quantidades de material, como é o caso de isótopos estáveis usados em pesquisa. A Tabela 1.4 mostra a estimativa do consumo de energia para separar 1g de vanádio-50 por quatro métodos de separação isotópica, com o enriquecimento dado na tabela.

Tabela 1.4. Consumo de energia para enriquecer 1g de vanádio-50 por quatro métodos diferentes

Separador	Consumo de Energia	Enriquecimento (%)
Calutron	$\sim 4,4TJ$	36
Laser (Vapor Atômico)	18-138MJ	10
Centrífuga Mecânica	$\sim 36MJ$	10
Ressonância Íon Ciclotrônica	$< 360MJ$	10

Como pode ser visto desta tabela se houver um crescimento na demanda de isótopos estáveis será atrativo desenvolver métodos alternativos ao Calutron para enriquecimento isotópico.

1.6 Centrífuga de plasma

Observa-se da expressão (1.5), para o fator de separação, que tendo um meio de se aumentar ω sem aumentar muito a temperatura obter-se-ia α maiores. Este objetivo é alcançado utilizando-se um plasma onde a força eletromagnética ($\vec{J} \times \vec{B}$) põe a coluna em rotação, não havendo desse modo nenhuma parte mecânica em movimento. A Figura 1.7 mostra o esquema de uma tal centrífuga em que um plasma é criado dentro de uma câmara cilíndrica com um campo magnético axial. A densidade (e portanto o fluxo molar) é menor que o da centrífuga mecânica mas o fator de separação maior pode compensar.

As pesquisas com centrífuga de plasma seguiram duas linhas distintas. A primeira foi utilizar um plasma parcialmente ionizado (ionização $\sim 10\%$) preenchendo toda a câmara e a segunda a de se utilizar uma coluna de plasma completamente ionizado circundada por um gás neutro. Esta segunda alternativa dá velocidades periféricas maiores mas o gasto energético é maior, o que no cômputo geral prova ser a primeira alternativa a mais atrativa. Neste caso a relação entre a velocidade periférica máxima, corrente de plasma(I), campo magnético(B) e a viscosidade(μ) devido às colisões entre partículas neutras é

Figura 1.7. Esquema de uma centrífuga de plasma.

$$u_{\varphi} \propto \frac{IB}{\mu} \quad (1.10)$$

Embora, a princípio, seja possível obter alta velocidade periférica, os resultados experimentais [9-10] mostraram que esta estava limitada, a assim chamada, velocidade crítica de Alfvén ($u_{\varphi c}$). Alfvén propôs que, quando a velocidade relativa entre um gás neutro e um plasma magnetizado atingir o valor $\sqrt{2eV_i/M}$ ($V_i \equiv$ potencial de ionização do gás) ocorrerá um grande aumento na taxa de ionização do gás. Qualquer potência adicional, então colocada no plasma, irá produzir mais ionização ao invés de aumentar a velocidade periférica. Além desta limitação, a interação com partículas neutras gera turbulência e uma mistura dos isotópos o que diminui ainda mais o fator de separação. A Tabela 1.5 apresenta os dados do experimento realizado por B.W.James e S.W.Simpson [11].

1.7 Centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo

Como foi salientado na seção anterior a presença de partículas neutras inviabilizou a centrífuga de plasma. Em 1981, Krishnan et al [12] propuseram uma nova centrífuga de plasma que utiliza um plasma altamente ionizado gerado por uma descarga em arco no vácuo. A Figura 1.8 mostra o esquema da centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo, PCEN, desenvolvida no INPE

Tabela 1.5. Experimento com centrífuga de plasma parcialmente ionizado

Parâmetro	Valor
comprimento da câmara cilíndrica	0,36m
raio da câmara	0,11m
gás utilizado	neônio (^{20}Ne , ^{22}Ne)
pressão	$\sim 1\text{Torr}$
grau de ionização	15%
densidade	$5 \times 10^{20} - 5 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$
temperatura	0,3 - 0,5 eV
campo magnético	$\leq 2,0\text{T}$
velocidade periférica	$7 \times 10^3 \text{m/s}$
fator de separação	1,10

em seu estágio atual.

A descrição deste experimento é como segue. Uma câmara de aço inoxidável de comprimento 1,05m e 0,22m de diâmetro é evacuada a uma pressão de $1 \times 10^{-4}\text{Pa}$ por uma bomba difusora. Dentro desta câmara e numa das extremidades estão o catodo, polarizado por um circuito formador de pulso a uma tensão típica de 100V e o anodo, que é uma grade de tungstênio aterrada colocada a 0,06m do catodo. O catodo formará o plasma no qual será estudado a separação isotópica ou entre elementos. As bobinas magnéticas produzem um campo magnético pulsado na direção axial com valor máximo de 1,0T, mas, experimentalmente verifica-se uma melhor operação do experimento com valores entre 0,1-0,2T. Para se fechar o circuito entre o catodo e o anodo utiliza-se a radiação ($10,6\mu\text{m}$) proveniente de um laser de CO_2 pulsado de 30MW. O pulso de corrente (tipicamente 1-3kA) gerado por essa descarga em arco tem uma duração de $\sim 16\text{ms}$ sendo $\sim 14\text{ms}$ praticamente constante. O pulso de corrente é obtido quando o campo magnético é máximo. A interação entre a corrente de plasma e o campo magnético (força $\vec{J} \times \vec{B}$), coloca a coluna de plasma em rotação e o campo magnético guia esta coluna até a outra extremidade, onde são feitas as medidas dos vários parâmetros do plasma e do fator de enriquecimento.

O pulso de corrente obtido na PCEN é muito reprodutível, com variação $< 3\%$ na amplitude, na forma e na duração do pulso. No entanto, na medida dos parâmetros temperatura de elétrons, densidade e fator de separação aparecem flutuações de até 30% de pulso para pulso. Para minimizar o efeito das flutuações, cada ponto experimental apresentado neste trabalho é o resultado da média de pelo menos cinco pulsos e a barra de erro reflete o desvio dessa média.

Figura 1.8. Esquema do experimento centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo (PCEN) desenvolvida no LAP/INPE.

Nos capítulos que se seguem tem-se:

Capítulo 2 - Apresenta-se uma descrição física da descarga em arco no vácuo, que é a fonte de íons da PCEN. Baseando-se nesta descrição do arco e com os parâmetros: corrente de arco; campo magnético; anodo utilizado e tempo de duração da descarga foi possível definir o tipo e o modelo de arco neste experimento. Este capítulo apresenta os resultados das medidas efetuadas de vários parâmetros a saber: impedância do plasma, temperatura de elétrons, velocidade axial de deriva, densidade de partículas carregadas, tensão de arco, erosão e, a partir destes, a energia consumida para a produção de cada íon. De particular importância, foi a medida da impedância do plasma para o projeto de um circuito formador de pulso com casamento de impedâncias, o que possibilitou a obtenção de um pulso de corrente de plasma praticamente constante por ~ 14 ms. Este pulso permitiu o estudo da variação temporal de vários parâmetros na PCEN.

Capítulo 3 - Os resultados teóricos obtidos a partir das equações MHD aplicadas a coluna de plasma em rotação para o perfil radial da densidade de partículas carregadas, potencial de plasma, fator de separação e o valor teórico para a velocidade angular são confrontados com os resultados experimentais obtidos. Na aplicação das equações MHD, algumas aproximações são feitas e justificadas com base nas medidas experimentais efetuadas e da descrição da descarga em arco apresentada. Estes resultados teóricos/experimentais permitiram uma boa descrição física da coluna de plasma em rotação.

Capítulo 4 - A expressão teórica para o fator de separação prevê uma separação maior para temperaturas menores. Com o intuito de abaixar a temperatura do plasma os gases hidrogênio, hélio e argônio foram introduzidos na câmara de vácuo até a pressão de 10^{-1} Pa. A medida da temperatura revelou um decréscimo com a introdução de gases residuais mas foram observadas várias outras mudanças na descarga que são descritas neste capítulo. Para se obter um diagnóstico completo os parâmetros: densidade de partículas carregadas, velocidade angular e fator de separação também foram medidos nestas novas condições.

Capítulo 5 - É feito um estudo comparativo entre os diversos métodos de separação isotópica apresentados e, a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo. O estudo foi realizado para a separação dos isótopos Vanádio-50 e Urânio-235.

Capítulo 6 - É a conclusão do presente trabalho. Os principais resultados obtidos são relatados, e também apresentado uma perspectiva para trabalhos futuros no dispositivo PCEN.

CAPÍTULO 2

DESCARGA EM ARCO NO VÁCUO

2.1 Introdução

Neste capítulo a atenção está voltada para a fonte de plasma da centrífuga de plasma. Como visto na introdução, o ideal é ter alta densidade, alto fator de separação e baixo consumo de energia. No caso da centrífuga de plasma a presença de átomos neutros é indesejável. Assim, as características desejáveis de uma fonte de íons são:

- produção de um plasma completamente ionizado e envolto por vácuo;
- alta densidade ($n \geq 10^{20} \text{m}^{-3}$);
- baixa temperatura ($T < 1 \text{eV}$);
- baixo consumo de energia para produzir o plasma;
- versatilidade na produção de plasma de metais, ligas e gases;
- estabilidade, isto é, baixa flutuação nos parâmetros, e
- reprodutibilidade.

No que segue será dada uma descrição das principais características da descarga em arco no vácuo e os resultados das medidas efetuadas da impedância do plasma, tensão de arco, erosão do catodo, consumo de energia para produção dos íons, velocidade axial de deriva, temperatura de elétrons, densidade de partículas carregadas e avaliação do grau de ionização do plasma gerado nessa descarga.

2.2 Descarga em arco no vácuo

O termo descarga em arco no vácuo é um paradoxo em si, pois, se há arco não há vácuo e se há vácuo não há arco. Por descarga em arco no vácuo entende-se: um arco sustentado unicamente pelo material originado dos eletrodos (catodo e anodo) num meio que é o vácuo. Dentro desta categoria de arco, o interesse é pelo arco difuso, no qual todo material tem origem no catodo, ou seja, o anodo é passivo. Isto coloca um limite na corrente de arco (I_a) que para anodo de tungstênio é $I_a < 10$ kA. No caso da PCEN este critério é plenamente satisfeito, pois $I_a \sim 1 - 3$ kA [13,14,15].

Como foi descrito na introdução, no caso da PCEN tem-se dois eletrodos separados por uma distância aproximada de 60 mm sendo que o catodo é polarizado a uma tensão típica de ~ 100 V e o anodo é uma grade de tungstênio (aterrada), estando estes dentro de uma câmara de vácuo a uma pressão de $\sim 1 \times 10^{-4}$ Pa. Nestas circunstâncias deve haver um agente que feche o circuito entre o catodo e o anodo, e este agente é o plasma formado por um laser incidindo sobre o catodo. Para isto, foi construído um laser de CO_2 com energia ~ 3 J, largura de pulso de 100 ns (30 MW de potência) e comprimento de onda de $10,6 \mu\text{m}$ [16]. Este pulso de laser é focalizado numa área de $\sim 1 \text{ mm}^2$ na superfície do catodo o que resulta (desprezando perdas) em $\sim 3 \times 10^{13} \text{ W/m}^2$. Um laser de 50 MW [17] incidindo sobre um alvo de cobre produz um plasma com densidade $\sim 10^{18} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$, expandindo-se com uma velocidade $\sim 5 \times 10^4 \text{ m/s}$, e, assim, numa distância de 60 mm o arco se formará em cerca de $1 \mu\text{s}$, o que é desprezível perto dos ~ 16 ms de duração da descarga principal. A Figura 2.1 mostra um pulso típico de corrente e da tensão entre o catodo e o anodo (tensão inicial no catodo U_c , tensão de arco U_a) para catodo de magnésio e campo magnético axial de 0,1 T, obtido na PCEN.

A incidência do laser não implica necessariamente que a descarga em arco se formará. Deve haver na superfície do catodo alta temperatura e campo elétrico suficientemente alto para ocorrer a emissão das partículas (elétrons, íons, vapor metálico), que sustentam a descarga em sequência à incidência do laser.

Da Figura 2.1 pode-se observar que a tensão que mantém o arco é baixa (~ 35 V), e isto, é característico de arcos em geral (não só de arcos difusos). Se a corrente de $\sim 1,5$ kA (mostrada

Figura 2.1. Pulso típico de corrente de arco (I_a) e da tensão de arco (U_a) para catodo de magnésio e campo magnético axial de 0,1T, obtido na PCEN.

na Fig. 2.1) fosse transportada somente por elétrons, isto é, não houvesse neutralização de cargas, com $L = 60 \text{ mm}$ (distância entre catodo e anodo) e $A_c \simeq 7,5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ (area estimada para o transporte de cargas), obtém-se da equação de Child

$$U_a = \left[\frac{9I_a L^2}{\epsilon_0 A_c} \sqrt{\frac{m_e}{2e}} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (2.1)$$

o valor $U_a \simeq 200 \text{ kV}$. Mesmo para uma neutralização de 99% dos elétrons é obtido um valor U_a muito superior aos 35V.

O significado desta análise é o seguinte: praticamente todo o espaço entre o catodo e o anodo é preenchido por um plasma onde a condição de neutralidade é satisfeita. Desse modo quase toda variação de potencial ocorre muito próxima dos eletrodos, sendo que a maior variação acontece junto ao catodo numa distância avaliada em $\sim 10^{-8} - 10^{-9} \text{ m}$ o que resulta em um campo elétrico de $\sim 10^9 - 10^{10} \text{ V/m}$ (para uma variação de 10V no potencial). A Figura 2.2 resume esquematicamente estas idéias.

Os íons que se movimentam para o anodo (contrário ao campo elétrico!) a fim de neutralizar os elétrons, são gerados a uma distância $\sim 10^{-5} - 10^{-8} \text{ m}$ do catodo por colisões entre o vapor metálico e os elétrons ambos oriundos do catodo. Para uma densidade de corrente $J \sim 2 \times 10^6 \text{ A/m}^2$ ($I_a \sim 1,5 \text{ kA}$, $A_c \sim 7,5 \times 10^{-3} \text{ m}^2$) deve haver uma alta emissão tanto de elétrons quanto de vapor metálico, e, isto, é possível somente para uma temperatura alta no catodo (2000 - 3000K).

A energia no arco pode ser avaliada aproximadamente por

$$\Delta E = I_a U_a \Delta t, \quad (2.2)$$

onde com $I_a \sim 1,5 \text{ kA}$, $U_a \sim 35 \text{ V}$ e $\Delta t \sim 16 \text{ ms}$ obtém-se $\sim 800 \text{ J}$ sendo que cerca de 30% (240J) desta energia é dissipada no catodo [18].

A variação da temperatura no catodo em cada disparo pode ser obtida da expressão

Figura 2.2. Distribuição de potencial entre o catodo e o anodo (dimensões não estão em escala).

Tabela 2.1. Densidade de corrente de elétrons emitidos pelo catodo (A/m^2)

Tipo de emissão	$E = 2 \times 10^9 V/m$	$E = 5 \times 10^9 V/m$
Termoiônico	$2,2 \times 10^1 (2000K)$ $3,0 \times 10^4 (3000K)$	$2,2 \times 10^1$
Schottky	$4,2 \times 10^5 (2000K)$ $2,1 \times 10^8 (3000K)$	$1,2 \times 10^8$ $9,7 \times 10^9$
Por efeito de campo	$4,7 \times 10^0$ $4,7 \times 10^0$	$3,9 \times 10^9$ $3,9 \times 10^9$

$$\Delta E = mc\Delta T \quad (2.3)$$

onde para o catodo de magnésio utilizado $m \sim 5g$, $c = 1020 J.K^{-1} kg^{-1}$ e $\Delta E \sim 240J$ resulta em $\Delta T \sim 50K$, um aumento insignificante na temperatura.

A emissão de elétrons pelo catodo pode ocorrer por três efeitos:

- Emissão pelo efeito de temperatura elevada (emissão termoiônica);
- Emissão pelo efeito combinado de temperatura e campo elétrico intenso (Schottky), e
- Pelo efeito de campo intenso.

A Tabela 2.1 fornece os valores da densidade de corrente de emissão de elétrons para estes três casos com duas temperaturas diferentes e supondo uma função de trabalho $\phi = 4,5 eV$ [19].

No cálculo da elevação da temperatura foi suposto que toda a energia estava distribuída sobre o catodo ou que a emissão de corrente ocorresse sobre toda superfície do catodo. A realidade é bem diferente disto, como já tinha sido observado por Stark em 1903. A emissão de elétrons e vapor metálico ocorre em pequenos pontos luminosos (fenômeno comum a todos os tipos de arco) sobre a superfície com área $\sim 10^{-7} - 10^{-11} m^2$. Nestes pontos luminosos a temperatura alcança valores suficiente para a emissão de elétrons e vapor metálico ($T_c \geq 3000K$), apresentando densidades de corrente de $10^8 - 10^{13} A/m^2$. Estes pontos luminosos se movimentam aleatoriamente sobre a superfície com velocidades atingindo até $\sim 30 m/s$. A quantidade de pontos luminosos na superfície depende do valor da corrente e das propriedades térmicas do catodo. A Figura 2.3 mostra esquematicamente a presença destes pequenos pontos luminosos sobre a superfície do

Figura 2.3. Origem das partículas num arco difuso.

catodo e, o jato de plasma resultante atingindo o anodo. Uma fotografia da operação de um arco onde se vê claramente os pontos luminosos sobre a superfície do catodo e o jato de plasma pode ser visto na referência [20].

Estes pontos luminosos tem um tempo de vida de $\sim 10^{-3}$ - 10^{-9} s e seu comportamento é altamente dinâmico; eles aparecem, desaparecem e podem reaparecer em outro lugar e assim pode-se somente falar no número médio ($\bar{n}$) dos mesmos durante a descarga. Há uma corrente máxima, dependendo do material do catodo, que o ponto luminoso pode transportar. Para correntes acima desse valor máximo ocorre a divisão do ponto luminoso. A Figura 2.4 mostra a dependência do número médio de pontos luminosos presentes com a corrente de arco e o material do catodo [21].

Os dados apresentados para estes pontos luminosos (por exemplo, a densidade de corrente) diferem as vezes em várias ordens de grandeza. Isto em grande parte reflete o desconhecimento

Figura 2.4. Número médio de pontos luminosos em função da corrente de arco para cinco materiais[21].

dos fenômenos que ocorrem na superfície do catodo e no plasma adjacente a esta superfície. Embora arcos sejam estudados a mais de um século, não há no momento nenhum modelo que descreva completamente todos os complexos fenômenos que estão ocorrendo e os modelos existentes tem gerado muita controvérsia e levado a tão distintas previsões dos parâmetros.

As principais dificuldades para o entendimento do arco são:

- O plasma depende do catodo (suprimento dos elétrons e vapor metálico) para a sua existência e o catodo depende do plasma (suprimento de energia e campo elétrico) para a emissão de elétrons e vapor metálico. Desse modo a superfície do catodo e o plasma adjacente são interdependentes formando os pontos luminosos. A descrição dos fenômenos que ocorrem nesta região (um volume muito menor que 1 mm^3) envolve: eletrodinâmica, termodinâmica, hidrodinâmica, estado sólido e física de plasma. O plasma próximo ao catodo tem uma densidade de elétrons $n_e \sim 10^{23} - 10^{25}\text{m}^{-3}$ e temperatura de elétrons $T_e \geq 1\text{eV}$, embora alguns postulem $n_e \sim 10^{26} - 10^{28}\text{m}^{-3}$. Para um valor tão alto de densidade tem-se $g = 1/n\lambda_D^3 \gg 1$, o que torna o plasma não ideal.
- Na superfície do catodo tem-se $T_c \geq 3000\text{K}$, $E \sim 10^9 - 10^{10}\text{V/m}$ e $p = nk_B T \sim 0,1 - 100$ atm. Muitas propriedades térmicas dos materiais tais como calor latente de evaporação, fusão, calor específico e também os efeitos nos níveis de energia de Fermi são desconhecidos nestas condições.
- As condições da superfície do catodo tem uma grande influência nos parâmetros dos pontos luminosos. Gases absorvidos pelo catodo, óxidos formados mesmo para uma pressão de 10^{-6}Pa , presença de impurezas e rugosidade da superfície (mesmo uma superfície bem polida apresenta quando observada num microscópio eletrônico de varredura protuberâncias de $0,01 - 1\mu\text{m}$), impõem condições bem restritivas na preparação da superfície do catodo. A própria operação do arco tem um efeito de limpeza, principalmente a degaseificação da superfície. Por isto, neste trabalho, todos os dados foram obtidos depois de 10 - 50 pulsos com a finalidade de condicionamento da superfície e os catodos tinham uma pureza maior que 99,95%, a excessão do carbono que embora puro tinha um índice de pureza desconhecida. Por outro lado, uma superfície que de início estava bem polida depois de alguns pulsos já apresentava uma rugosidade perceptível a olho nú.

- Os métodos de medidas devem ter uma resolução espacial de $\sim 1\mu\text{m}$ e temporal de $\sim \text{ns}$. Um dos principais parâmetros é a densidade de corrente transportada pelos pontos luminosos durante a sua existência. Por exemplo, para $I_a \sim 1,5\text{kA}$ e $\bar{n} \sim 20$ tem-se 75A por ponto luminoso, mas é necessário saber a área destes para se obter a densidade e aí reside algumas controvérsias [22]. Dois métodos são usados nestas medidas; o método autográfico e o das fotografias de alta velocidade. No método autográfico os traços deixados (crateras) pelo arco são medidos. No método das fotografias de alta velocidade são analisadas as dimensões dos pontos luminosos durante a operação do arco.

No método autográfico supõe-se que a cratera surgiu devido a emissão da corrente e, para um diâmetro $d_c \sim 10\mu\text{m}$ ($A_c \sim 10^{-10} \text{ m}^2$) obtém-se $j > 10^{11} \text{ A/m}^2$. Para alguns, a relação da dimensão da cratera com o da emissão de corrente não é correto, como exemplos, a cratera pode ter sido produzida pelos íons do plasma atingindo a superfície do catodo ou pela propagação de ondas termoeelásticas.

O método de fotografias de alta velocidade fornece $A_c \sim 10^{-8} \text{ m}^2$ e assim $j \leq 10^{10} \text{ A/m}^2$. A crítica a este método é a de que íons excitados podem escapar da região transportando a corrente, resultando, então, numa área maior para o ponto luminoso com a consequente redução da densidade de corrente.

Todos os modelos de arco propostos (que em última análise referem-se aos pontos luminosos) devem explicar alguns fatos experimentais como os listados abaixo (somente os que estão diretamente relacionados com o presente trabalho).

Tensão de arco - A tensão de arco é baixa estando no intervalo $\sim 10 - 50\text{V}$ dependendo do material do catodo, corrente de arco, campo magnético aplicado e da distância dos eletrodos. Materiais com alta temperatura de ebulição (ex: Zr, Mo, Ta, W) são os que apresentam maior tensão de arco [23, 24].

Corrente de íons (I_i) - A corrente de íons longe da região do catodo ($z > 10^{-2}\text{m}$) é 5 - 12% da corrente de arco [25]. A densidade de corrente de íons de um ponto luminoso tem uma dependência com a distância z do catodo ($z > 1\text{mm}$) e com o ângulo θ , onde θ é o ângulo relativo a normal ao catodo dada por

Figura 2.5. Distribuição da densidade de corrente de íons originada de um ponto luminoso.

$$\begin{aligned} j_i &= cI_a z^{-2} \cos\theta \quad (0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}) \\ j_i &= dI_a z^{-2} \quad (\theta = \frac{\pi}{2}) \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde c e d são constantes ($d \sim 0,1c$)[54].

A Figura 2.5 mostra a distribuição da densidade de corrente de íons de um ponto luminoso.

Carga dos íons (q_i) - A descarga em arco no vácuo é rica na produção de íons de cargas múltiplas ($q_i = Ze$, $Z = 1, 2, 3, \dots$). Os materiais com alta temperatura de ebulição [26] apresentam um $\bar{Z}$ mais alto. Por exemplo, para W a seguinte composição iônica é obtida; $Z = 1$ (2%); $Z = 2$ (23%); $Z = 3$ (43%); $Z = 4$ (26%); $Z = 5$ (5%) e $Z = 6$ (1%) resultando em $\bar{Z} = 3,1$. Materiais como zinco, cádmio e chumbo apresentam $\bar{Z} \leq 1,5$ e para o carbono $Z = 1$. A condição de neutralidade na descarga em arco no vácuo é escrita como $n_e = n_i = \sum_Z Z n_Z$.

Energia dos íons (E_i) - Os íons se movimentam para o anodo (contrário ao campo elétrico) com energia cinética de 10 a 150 eV (velocidades de deriva na direção axial de $\sim 10^3$ - 10^4 m/s) acima da energia $Ze U_a$ [27,28,29]. Assim, deve haver um mecanismo muito eficiente de transferência de energia para os íons próximo ao catodo. A energia por unidade de carga ($V_Z = E_Z/Ze$) decresce

Figura 2.6. Energia dos íons por unidade de carga como função da corrente de arco para os quatro estados de ionização do cobre[28].

com a corrente de arco e, para uma dada corrente, estados de ionização mais altos possuem energia menor. A Figura 2.6 mostra dados experimentais referentes a energia dos íons[28].

Grau de ionização (γ) - O grau de ionização (γ) varia de $\gamma = 0,1 - 1,0$. Para o magnésio tem-se $\gamma = 0,8 - 1,0$ ao passo que para zinco, cádmio e chumbo $\gamma \sim 0,10 - 0,25$ [27,30].

Atualmente há basicamente três grupos de opiniões sobre os pontos luminosos:

A primeira é a de que estes pontos luminosos operam por causa de uma sequência repetida de emissão explosiva de elétrons e nenhuma mudança ocorre durante a descarga. Nesta concepção a densidade de corrente é $j > 10^{11} \text{ A/m}^2$ e o tempo de vida 5-10ns.

A segunda é que existem dois tipos de pontos luminosos: os de emissão explosiva de elétrons e

os térmicos (ou quase estacionário).

A terceira é a de que dois tipos de pontos luminosos existem: um quase-estacionário (Tipo 2) com tempo de vida de $\sim 1\text{ms}$ e outro não estacionário com tempo de vida de $\sim 10\mu\text{s}$ (Tipo 1) e, a transição entre um tipo e outro depende dos parâmetros da descarga e do material do catodo. Neste modelo a emissão explosiva com densidade de corrente elevada ($\geq 10^{11}\text{ A/m}^2$) ocorre somente nos instantes iniciais do ponto luminoso Tipo 1 ($t < 10\text{ns}$) e, na maior parte do tempo de vida ($\sim 10\mu\text{s}$) a densidade de corrente tem um valor $< 10^{10}\text{ A/m}^2$. Estas opiniões serão sintetizadas a seguir.

2.2.1 Modelo para ponto luminoso quase-estacionário ou térmico (Tipo 2)

Este é o modelo mais simples e se aplica a pontos luminosos que se deslocam com velocidades de $\sim 0,1 - 1\text{ m/s}$ sobre a superfície do catodo. Estes pontos luminosos tem a tendência de se agruparem com tipicamente 10 deles em cada grupo, não sendo claro o que leva a este comportamento. A erosão do catodo sob a ação do ponto luminoso ocorre na forma de vapor do metal, elétrons e na forma de macropartículas com diâmetro $< 100\mu\text{m}$ ejetadas com velocidades de $\sim 10\text{-}500\text{m/s}$. Pontos luminosos do Tipo 2 são os que apresentam a maior erosão e também crateras de dimensões maiores, diâmetro $d_c > 10\mu\text{m}$, ocorrendo aproximadamente a emissão de 10 elétrons para cada átomo emitido na forma de vapor[31].

O modelo quase-estacionário envolve as seguintes aproximações: a) catodo com uma superfície plana e lisa; b) uma superfície limpa, isto é, sem gases absorvidos, impurezas e óxidos; c) somente pontos luminosos circulares; d) parâmetros constantes dentro do ponto luminoso; e) omissão dos processos fora dos pontos luminosos; f) nenhum movimento e g) condições de estado estacionário (nenhuma dependência temporal dos parâmetros).

Os seguintes parâmetros e a dependência entre eles descrevem esta situação[32]:

- a densidade de corrente de elétrons, j_e , da emissão por efeito de campo e temperatura (emissão Schottky com correções quânticas [33])

$$j_e = j_e(T_c, E_c), \quad (2.5)$$

onde T_c é a temperatura e E_c o campo elétrico na superfície do catodo.

- a densidade de potência, Q_c , na superfície do catodo

$$Q_c = Q_c(j_i, j_e, \Delta U_c, T_c, E_c, j_0), \quad (2.6)$$

onde, j_i é a densidade de corrente de íons, j_0 é a densidade do fluxo de átomos evaporados e ΔU_c é a variação do potencial.

- temperatura do catodo T_c obtida da solução da equação de condução de calor

$$T_c = T_c(Q_c, a, j), \quad (2.7)$$

onde a é o raio do ponto luminoso e $j = j_i + j_e$.

- o campo elétrico obtido da equação de Poisson

$$E_c = E_c(j_i, j_e, \Delta U_c, T_p, n_e, E_p) \quad (2.8)$$

onde T_p é a temperatura do plasma, E_p campo elétrico no plasma e n_e é a densidade de elétrons do plasma.

- a corrente total do ponto luminoso

$$I = I(j, a) \quad (2.9)$$

- a densidade do fluxo de átomos evaporados

$$j_0 = j_0(p_v(T_c), T_c), \quad (2.10)$$

onde p_v é a pressão de vapor.

- o balanço de energia do plasma

$$Q_p = Q_p(j_i, j_e, \Delta U_c, T_p, j_0, T_c, u, n_e, \gamma) \quad (2.11)$$

- o grau de ionização do plasma (γ) obtido da equação de Saha

$$\gamma = \gamma(p_v, T_p) \quad (2.12)$$

- a temperatura do plasma T_p

$$T_p = T_p(Q_p, j_p, v_p, p_v) \quad (2.13)$$

onde j_p densidade de corrente do plasma e v_p é a velocidade de expansão do plasma.

- a densidade de corrente de íons para o catodo

$$j_i = j_i(\gamma, n_e, T_p, E_p) \quad (2.14)$$

Estas relações devem ser suplementadas por outras equações tais como, conservação de partículas, momento, equação de estado etc., e às vezes relações empíricas também são usadas. Isto tudo demonstra a dificuldade em se obter uma descrição do arco mesmo nesta situação mais simples pois, é praticamente impossível resolver todas estas equações simultaneamente para obter todos os parâmetros. Outra dificuldade ocorre devido ao desconhecimento do efeito de campo intenso, alta pressão e temperatura sobre alguns parâmetros e também qual a relação funcional que deve ser utilizada nestas condições. Por exemplo, na densidade do fluxo de átomos evaporados, relação (2.10), a pressão de vapor é dependente da temperatura do catodo e para $T_c \sim 3000-5000K$ há um grande desconhecimento de $p_v(T_c)$.

Com todas estas dificuldades, alguns métodos são utilizados para uma descrição aproximada dos pontos luminosos quase-estacionários; três exemplos podem ser citados:

- não utilizar todas as equações, ocorrendo neste caso o perigo de que muitos parâmetros

podem ficar em aberto e, com uma escolha conveniente destes, o resultado final pode se ajustar bem aos dados experimentais dando a falsa impressão de exatidão do tratamento;

- substituição de algumas equações por relações empíricas, mas estas relações podem valer para determinado grupo de materiais e não para outros grupos, e
- substituição de algumas das relações por inequações, isto é, dando limites superior ou inferior para determinados parâmetros. Estes diferentes modos de atacar o problema de pontos luminosos quase-estacionários levam a resultados bem distintos dos parâmetros para o catodo de cobre [32].

A seguinte descrição física é de aceitação geral para os pontos luminosos quase-estacionários, com a Figura 2.7 mostrando a situação e os parâmetros típicos (as dimensões não estão em escala).

Entre o catodo e o anodo há três regiões. Na região 1 há fluxo de elétrons Γ_{ec} , vapor metálico Γ_v , macropartículas Γ_{mp} e íons Γ_{ic} vindos da região 2 (contrário ao fluxo de elétrons). Forma-se nessa região uma bainha livre de colisões com predominância de íons ocorrendo assim uma queda de potencial ΔU_c (~ 10 - 50 V); a largura dessa bainha é da ordem do livre caminho médio dos íons $\sim 10^{-8}$ m. Desse modo, existe nesta região um campo elétrico de $\sim 10^8$ V/m que acelera os íons que entram nesta região para a superfície do catodo e os elétrons para a região 2. Os íons atingindo a superfície do catodo cedem a energia ganha no campo e juntamente com a energia devido ao aquecimento resistivo pela emissão de elétrons elevam a temperatura do catodo para 3000 - 5000 K. O campo intenso abaixa e estreita a barreira de potencial do metal e a temperatura elevada aumenta o número de elétrons acima do nível de Fermi, ocorrendo, então, a emissão de elétrons pelo efeito térmico. Com a temperatura elevada ocorre a emissão de vapor metálico da superfície.

Na região 2 tem-se um quase-equilíbrio onde ocorrem colisões, ionização e recombinação. Os elétrons entrando nesta região com uma energia ~ 10 - 50 eV são termalizados a uma temperatura $T_e \sim 1$ - 5 eV e depois desta termalização ionizam o vapor metálico. Parte dos íons assim criados podem entrar por difusão na região 1 onde são acelerados e atingem o catodo, fechando-se o ciclo. Os parâmetros típicos desta região são: densidade de vapor metálico $n_v \sim 10^{24}$ - 10^{26} m $^{-3}$; densidade de íons $\simeq$ densidade de elétrons $n_i \simeq n_e \sim 10^{23}$ - 10^{25} m $^{-3}$ e a largura desta região é $\sim$

1 - 100 μm . Um plasma nestas condições não pode estar em equilíbrio ($p > 1\text{atm}$) mas expande-se com a densidade caindo com z^{-2} [34], dando origem a um plasma em equilíbrio (região 3) que ocupa praticamente toda a região entre os eletrodos. Neste plasma $n_i = n_e \leq 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $T_e < 5\text{eV}$ e a temperatura de íons não deve ser muito diferente da temperatura de elétrons [35,36]. Por outro lado, os íons tem uma energia cinética de $\sim 10 - 150 \text{ eV}$ resultando numa velocidade de deriva $u_{ix} \sim 10^3 - 10^4 \text{ m/s}$ dirigida para o anodo.

O seguinte balanço dos diversos fluxos resulta [37]:

$\Gamma_{ip} \simeq \Gamma_{ic}$, isto é, o fluxo de íons dirigindo-se para a região 3 é aproximadamente igual ao fluxo dirigindo-se para o catodo.

Γ_{mp} é o fluxo de macropartículas tendo uma maior concentração num ângulo $\vartheta \sim 20-30^\circ$ da superfície do catodo.

Γ_{ia} é o fluxo de íons atingindo a câmara de vácuo. No caso da PCEN há um campo magnético axial fazendo com que $\Gamma_{ia} \simeq 0$, o que resulta em $\Gamma_{ip} \simeq \Gamma_{ia}$ (Γ_{ia} é o fluxo de íons se dirigindo para o anodo).

Γ_{cp} , Γ_{ip} - A razão entre u_{ix} e a velocidade térmica dos íons u_{iT} é $u_{ix}/u_{iT} \simeq 5 - 10$ o que quer dizer que os íons formam um fluxo dirigido para o anodo. Por outro lado, para os elétrons esta razão é $\ll 1$ e os elétrons formam um fluxo térmico dirigindo-se para o anodo. A corrente de íons é $I_i \simeq (0,05 - 0,12) I_0$ e a de elétrons $I_e \simeq (1,05 - 1,12) I_0$.

Como já salientado anteriormente, os íons na região 3 tem uma energia cinética $E_i \sim 10 - 150 \text{ eV}$ (ou velocidades $u_{ix} \sim 10^3 - 10^4 \text{ m/s}$) e há uma multiplicidade de estados de ionização. Estes íons são gerados na região 2 e deve haver aí algum (ns) mecanismo(s) de transferência de energia para os mesmos. Alguns dos possíveis mecanismos de transferência de energia, embora nenhum deles explique todos os fatos experimentais, são:

- Perfil do potencial elétrico perto do catodo (região 2) [27,28]

O perfil de potencial elétrico nesta região seria modificado como segue. Na região 2 ocorre a ionização do vapor metálico pelos elétrons, produzindo assim um aumento acentuado na

Figura 2.7. a) Descrição do ponto luminoso quase-estacionário. b) Perfil do potencial elétrico entre o catodo e o anodo.

densidade local de íons. A razão de produção de íons rapidamente atinge um máximo e então decai com a distância do catodo por dois motivos:

- porque os elétrons cederam parte de sua energia para a ionização não tendo assim mais energia para novas ionizações, e
- a densidade de vapor metálico decresceu devido a conversão para íons e pelo efeito geométrico devido a expansão que ocorreu nesta região. Pelo menos um elétron é produzido na ionização, e, assim, a densidade de elétrons também deveria ser máxima mas, isto não ocorre porque $u_{eT} \gg u_{iz}$ e os elétrons deixam esta região mais rapidamente ficando um excesso de cargas positivas para trás dando origem a um máximo no potencial. Com o crescimento deste potencial os elétrons são retardados e os íons acelerados e um estado estacionário é atingido no qual os fluxos de cargas positivas e negativas são iguais, processo controlado por difusão ambipolar. No estado estacionário, novos íons são produzidos neste potencial e devem então possuir energias tão elevadas quanto o potencial onde foram criados, possibilitando a existência de íons com cargas $q_i = Ze$ ($Z = 1, 2, \dots$). A Figura 2.8 mostra este potencial modificado (tipo corcova) para a região 2 (comparar com a Fig. 2.7b).

Um tal perfil de potencial é difícil de se obter tanto experimentalmente (a largura desta região é $\sim 1 - 100 \mu\text{m}$), como através de uma formulação matemática.

• Dinâmica dos gases [38,39,40]

Os íons ganham energia tanto por colisões com o fluxo de elétrons de alta velocidade (há uma transferência de energia do fluxo de elétrons para o fluxo de íons), como através da expansão do plasma (há uma conversão da energia térmica para a energia dirigida).

A conservação de energia fornece a relação

$$G \frac{u_z^2}{2} = I_a (U_a - \Delta U_c), \quad (2.15)$$

onde G é a erosão de material por unidade de tempo (kg/s), u_z é a velocidade de expansão do plasma e $\Delta U_2 = U_a - \Delta U_c$ é a variação de potencial na região 2. Os dados obtidos na PCEN com magnésio foram $u_z = 1 \times 10^4 \text{ m/s}$, $G \sim 4 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$, $I_a = 1,5 \text{ kA}$ resultando em $\Delta U_2 \sim 1\text{V}$. Assim, não há uma grande variação do potencial na região 2 se o ganho de energia dos íons vem da dinâmica dos gases.

Figura 2.8. Potencial elétrico tipo corcova na região 2[28].

- Efeito combinado [41,42]

Neste caso os três efeitos estão presentes; potencial tipo corcova, efeito de colisões e gradiente de pressão. Para um plasma não isotérmico com $T_i < T_e$, $\sim 60\%$ da energia dos íons vem colisões, $\sim 30\%$ do campo elétrico e $\sim 10\%$ do gradiente de pressão. Para um plasma isotérmico $\sim 45\%$ vem das colisões, $\sim 20\%$ do campo elétrico e $\sim 35\%$ do gradiente de pressão.

- Instabilidade de Buneman [43]

A condição para esta instabilidade surgir é que a velocidade de deriva relativa entre os elétrons e os íons seja maior ou igual à velocidade térmica dos elétrons

$$u \equiv |\vec{u}_{ex} - \vec{u}_{ix}| \geq u_{eT} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \quad (2.16)$$

Da relação $j = en_e u$, com $n_e \sim 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $j \leq 10^{12} \text{ A/m}^2$, $T_e \sim 1 - 3 \text{ eV}$ obtém-se os valores $u > 2 \times 10^6 \text{ m/s}$ e $u_{eT} \sim (4 - 7) \times 10^5 \text{ m/s}$ ou seja $u > u_{eT}$. Esta instabilidade produz o arraste elétron-íon necessário para acelerar os íons (como $u_{ed} \gg u_{ix}$ o fluxo de elétrons é como um vento incidindo sobre os íons) no ponto em que a transferência de momento dos elétrons para os íons via colisões coulombianas seja pequena. A seguinte relação é obtida entre a energia do íon com carga Ze e a do estado $Z = 1$

$$E_Z = Z^{\frac{1}{2}} E_1 \quad (2.17)$$

ou

$$V_Z = Z^{-\frac{1}{2}} V_1 \quad (2.18)$$

A energia por unidade de carga diminui para Z maiores como mostrado na Fig. 2.6.

- Aceleração eletrodinâmica dos íons [44]

Os dados experimentais sugerem que uma força $F \propto i_s^2$ (onde i_s é a corrente transportada pelo ponto luminoso) pode atuar na aceleração dos íons. Uma força com tal dependência com a corrente deve ser de natureza eletromagnética. Partindo da força de Ampere entre dois elementos de corrente com $i_s = 100 \text{ A}$ e cratera com diâmetro de $10 \mu\text{m}$ o seguinte resultado foi obtido:

Tabela 2.2. Velocidade média do ponto luminoso (m/s) para três instantes da descarga com $I_a < 60A$ [45].

Metal	$t_1 = 0,1ms$	$t_2 = 1ms$	$t_3 = 10ms$
Cu	3,2	1,0	0,32
Cd	2,8	0,89	0,28
Al	4,7	1,5	0,47
Mo	3,4	1,1	0,34

$$\int_a^b n_i F dz = 6,1 \times 10^9 \frac{J}{m^3}$$

$$\frac{1}{2} n_i m_i u_z^2 = 6,1 \times 10^9 \frac{J}{m^3}, \quad (2.19)$$

onde $a = 10^{-8} m$ e $b = 10^{-5} m$. Para catodo de cobre e $n_i = (3-6) \times 10^{26} m^{-3}$ obtém-se $u_z = (1,4 - 2) \times 10^4 m/s$, estando em concordância com os resultados experimentais para a velocidade de expansão do plasma de cobre.

2.2.2 Emissão explosiva de elétrons e pontos luminosos não estacionários- (Tipo 1)

Agora a atenção está voltada para pontos luminosos que se deslocam com velocidades $v_s > 1 m/s$ sobre a superfície do catodo; velocidades de até $\sim 30 m/s$ podem ser encontradas. É característico do Tipo 1 uma taxa de erosão pequena, diâmetro da cratera $< 10\mu m$ e ocorre preferencialmente para baixas correntes de arco ($< 100A$), onde o número de pontos luminosos é pequeno. Em superfícies contaminadas (gases absorvidos, óxidos, dielétrico), irregulares e para materiais refratários (Mo, Ta, W) este é o ponto luminoso comumente encontrado.

Durante a descarga a velocidade do ponto luminoso decresce e pode chegar a velocidades abaixo de $1 m/s$ ocorrendo assim uma transição do Tipo 1 para o Tipo 2, conforme mostrado na Tabela 2.2 [45].

Para explicar este tipo de ponto luminoso é muito utilizado o conceito da emissão explosiva de elétrons, um fenômeno que ocorre na ruptura em vácuo entre eletrodos em forma de ponta onde campos elétricos intensos de $\sim 10^{10} V/m$ estão presentes (emissão por efeito de campo), gerando densidades de correntes altas $\sim 10^{13} A/m^2$ [46,47]. Normalmente os pulsos são de curta duração

$\tau_p < 1\mu s$, baixa corrente $I_a < 100A$, e a tensão aplicada entre os eletrodos são de dezenas a centenas de kV.

O desenvolvimento deste processo está indicado na Figura 2.9 [48,49,50,51,52]. Uma microirregularidade (1) existe na superfície onde o campo elétrico se concentra ($\sim 10^{10}$ V/m). Esta microirregularidade pode existir tanto numa superfície bem polida como pode ser produzida pelo plasma inicial que fechou o arco (criado pelo laser na PCEN). Este campo elétrico intenso dá origem a uma densidade de corrente de $\sim 10^{13}$ A/m² e, a passagem desta corrente por esta irregularidade dissipa muita energia (por efeito Joule) elevando a temperatura nesta região para $T_e > 5000K$. Uma temperatura tão elevada, juntamente com uma pressão $p > 10$ atm, leva a uma transição da fase sólida para a líquida (2). Junto com o fluxo de elétrons da emissão explosiva (3) forma-se um plasma (não ideal) de densidade muito alta $10^{26} - 10^{28}$ m⁻³ e $T_e \sim 5$ eV (4). A pressão exercida por este plasma (5) deforma a superfície como indicado na figura formando uma cratera com $d_c < 10\mu m$. Este plasma tem um comprimento Debye $\lambda_D \sim 15$ Å e a distância entre as partículas é $d \sim (1/n)^{(1/3)} \sim 30$ Å, um plasma colisional, não havendo a possibilidade da formação de uma bainha junto à superfície do catodo. A queda de potencial ocorre ao longo de todo o plasma quase metálico pelo fluxo de corrente através deste plasma ($\vec{J} = \sigma \vec{E}$). A velocidade de expansão deste plasma pode ser calculada da expressão [48].

$$u_x = \sqrt{4\epsilon_s \delta \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right]}, \quad (2.20)$$

onde γ é o expoente adiabático ($\gamma = 1,24$ para plasma), ϵ_s é a energia específica de sublimação (J/kg) e δ é o fator de superaquecimento. Para catodo de cobre $\epsilon_s = 5,34 \times 10^6$ J/kg e $\delta = 3,8$ resultando em $u_x = 2 \times 10^4$ m/s.

Na periferia da cratera há a ejeção de macropartículas (6) e a formação de uma nova microirregularidade (7). Da etapa (1) até a (7) houve um crescimento na área de emissão, diminuindo a densidade de corrente e a temperatura. Não havendo mais as condições de existência da emissão, encerra-se, assim, um ciclo cuja duração é $\sim 10ns$, e nenhum estado estacionário pode ocorrer neste modelo. O novo ciclo de emissão explosiva pode ocorrer na microirregularidade surgida ou se deslocar para um outro ponto com melhores condições para a emissão. Como tanto a formação de novas microirregularidades como as que já existiam estão dispostas de uma

Figura 2.9. Modelo da emissão explosiva de elétrons para os pontos luminosos.

maneira aleatória sobre a superfície, este modelo explica o fato de que o movimento dos pontos luminosos ser aleatório.

Já foi salientado anteriormente que as opiniões se dividem sobre a origem dos pontos luminosos e, há argumentações físicas favoráveis tanto a um quanto a outro grupo [22,52,53,54,55]. Por exemplo (da relação $J = \sigma E$), para transportar uma densidade de corrente $j > 10^{11} \text{ A/m}^2$ seria necessário $\Delta U_c > 100 \text{ V}$, se a condutividade for calculada pelo modelo Sptizer-Harm (σ_s), um valor muito maior que o experimental (10 - 50 V), e assim então $j \leq 10^{10} \text{ A/m}^2$. A argumentação dos que defendem $j \geq 10^{11} \text{ A/m}^2$ é a de que o plasma é não ideal ($n_e > 10^{26} \text{ m}^{-3}$) e, o cálculo da condutividade deve levar isto em conta, dando um valor de $\sigma \sim 10 - 100 \sigma_s$ o que resulta em $\Delta U_c \sim 10 - 50 \text{ V}$.

O desenvolvimento de um modelo para o estado não-estacionário é muito complexo e a descrição

física está longe de um consenso para os pontos luminosos Tipo 1.

2.2.3 Método das regiões de existência dos pontos luminosos

Um outro método (pouco utilizado, apresentado aqui só para completar a exposição sobre arcos) para resolver as equações (2.5) - (2.14) consiste em substituir parte destas equações que são muito complicadas ou não muito conhecidas por inequações apropriadas. Com este método obtém-se no plano $T_c - j$ a região (ou regiões) de existência dos pontos luminosos, isto é, os pontos luminosos só podem existir dentro desta(s) região(ões) que delimitam os valores da temperatura do catodo e densidade de corrente. A Figura 2.10 apresenta um tal diagrama para o catodo de cobre [56,57].

Nesta figura pode ser vista a existência de duas regiões, uma com T_c e j menores (modo 0) e outra onde T_c e j são mais elevados (modo 1). Na figura também podem ser vistos os processos dominantes de ganho e perda de energia que ocorrem na superfície do catodo. O aquecimento Nottingham (ou efeito Nottingham) ocorre do fato de que a energia média transportada pelos elétrons de condução do interior do catodo para a superfície de emissão é diferente da energia média transportada pelos elétrons emitidos.

2.2.4 Efeitos do campo magnético sobre a descarga em arco no vácuo

Agora serão vistos alguns efeitos que surgem com a aplicação de um campo magnético externo e do campo magnético produzido pela corrente de arco.

O campo magnético (B_φ) produzido pela corrente de arco $I_a \sim 1,5$ kA para uma coluna de plasma com $r_c \sim 15$ mm (supondo que $j_a(r) = \text{constante}$) é $B_\varphi \sim 0,02$ T. O campo magnético axial B_z tem um efeito estabilizador no arco, onde para campo baixo aparecem muitas flutuações no pulso de corrente. A Figura 2.11 mostra a disposição dos campos que está sujeita a instabilidade de dobra [58].

A coluna é estabilizada por um campo axial crítico dado pelo limite de Kruskal - Shafranov

Figura 2.10. Diagrama de existência para os pontos luminosos no catodo de cobre e os processos dominantes de ganho e perda de energia na superfície do catodo (A=aquecimento,D=desaquecimento)[56,57].

Figura 2.11. a) Disposição dos campos na PCEN. b) Modos da instabilidade de dobra.

$$\begin{aligned} B_{zc} &> \frac{\mu_0 I_a L}{(2\pi r_c)^2} \\ B_{zc} &> \frac{2\mu_0 I_a L}{(2\pi r_c)^2}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde para $L = 60\text{mm}$, $r_c \sim 15\text{mm}$, $I_a \sim 1,5\text{ kA}$ obtém-se $B_{zc} > 0,0125\text{T}$ ou $B_{zc} > 0,025\text{T}$.

Na região próxima ao catodo ($z < 100\mu\text{m}$), $n_e \simeq n_i \sim 10^{23} - 10^{25}\text{ m}^{-3}$, $T_i \sim T_e \sim 1 - 5\text{ eV}$ e para $B_z \simeq 0,05\text{T}$ tem-se

$$\beta = \frac{\Sigma n k_B T}{\frac{B^2}{2\mu_0}} > 10 \quad (2.22)$$

e o efeito do campo magnético axial é pequeno, região dominada por efeitos cinéticos.

Em praticamente todo o espaço entre o catodo e o anodo tem-se os parâmetros $n_e = n_i \simeq 10^{20}\text{ m}^{-3}$ e $T_e \sim T_i < 5\text{ eV}$ o que dá $\beta < 0,1$. Neste caso o campo magnético confina o plasma, diminuindo o raio da coluna e a corrente de partículas carregadas para a superfície da câmara

Figura 2.12. Distribuição angular da corrente de íons com o campo magnético axial aplicado, I_i é a corrente de íons por unidade de ângulo sólido[59].

de vácuo. Com isto, há uma concentração da corrente de íons na direção axial modificando a distribuição dada pela equação(2.4) e mostrada na Figura 2.5. A Figura 2.12 mostra os resultados experimentais obtidos na distribuição angular da corrente de íons com o aumento do campo magnético axial [59].

Se um campo magnético é aplicado transversalmente (B_T) à corrente do arco, isto é, paralelo a superfície do catodo há uma distorção na expansão do plasma como indicado na Figura 2.13 [60]. Embora na PCEN o campo predominante seja axial, na posição em que se encontra o catodo, pode existir uma pequena componente tangencial à superfície do catodo. O resultado poderá ser um deslocamento do centro da coluna relativo ao centro da câmara de vácuo.

Um dos fenômenos mais intrigantes observados já em 1903 por Stark e que tem recebido durante todos estes anos uma quantidade enorme de tentativas de explicação sem sucesso, é o movimento do ponto luminoso não estacionário na presença do campo tangencial B_T (para o ponto luminoso estacionário aparentemente o efeito é pequeno). As observações experimentais referentes a esse

Figura 2.13. Expansão do plasma a partir da cratera a) sem e b) com campo magnético tangencial (B_T) á superfície do catodo[60].

movimento são:

- contrário a expectativa, o ponto luminoso move-se na direção oposta a força $\vec{I} \times \vec{B}_T$ (movimento retrógrado).
- o plasma próximo ao catodo tem uma pressão $p > 10$ atm (ou muito mais) mas, basta uma pequena quantidade de gás ser introduzida ($p_a < 0,1$ atm) para diminuir o movimento retrógrado e, para uma pressão crítica $p_{cr} < 0,5$ atm o movimento inverte, isto é, passa para a direção da força $\vec{I} \times \vec{B}_T$.
- para uma dada pressão do gás ($p_2 < p_{cr}$) o movimento retrógrado aumenta com o campo mas para um valor crítico ($B_T > 1T$), a velocidade inverte e aumenta na direção de $\vec{I} \times \vec{B}_T$ com o aumento do campo.
- um campo magnético axial (normal à superfície do catodo) diminui o movimento retrógrado e também dá origem a um componente de velocidade paralelo a B_T .

Desta exposição resumida da descarga em arco no vácuo pode-se notar a ausência de um modelo que possa explicar todos os complexos fenômenos que ocorrem numa tal descarga. Dos conhecimentos obtidos até hoje, tanto teóricos como experimentais, os seguintes parâmetros podem ser esperados.

- Densidade de partículas carregadas: $n_i = n_e \leq 10^{21} \text{ m}^{-3}$.
- Temperatura de elétrons, íons: $T_i \sim T_e \leq 5 \text{ eV}$.
- Energia cinética dos íons: os íons tem uma energia cinética $E_i > 10 \text{ eV}$ o que significa uma velocidade axial $u_z \sim 10^3 - 10^4 \text{ m/s}$.
- Estado de ionização dos íons: o plasma é composto de íons em vários estados de ionização. Para os catodos utilizados neste trabalho os seguintes valores médios para $\bar{Z}$ são obtidos [26]: C ($\bar{Z} = 1$); Mg ($\bar{Z} = 1,5$); Al ($\bar{Z} = 1,7$); Ni ($\bar{Z} = 1,8$); Cu ($\bar{Z} = 2,0$); Zn ($\bar{Z} = 1,2$); Cd ($\bar{Z} = 1,3$) e Pb ($\bar{Z} = 1,6$).
- Grau de ionização do plasma: o plasma pode apresentar grau de ionização acima de 50% e atingir até 80-100% para o magnésio. Para catodos de zinco, cádmio e chumbo o grau de ionização diminui para $\sim 20\%$.

Figura 2.14. Pulso de corrente na PCEN antes de 1989.

Com os valores de campo magnético, corrente de arco e tempo de duração da descarga típicos na PCEN, tem-se um arco difuso, descrito pelo modelo de ponto luminoso quase-estacionário (Tipo 2).

Serão apresentados agora, os resultados das medidas efetuadas de vários parâmetros na centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo.

2.3 Impedância do plasma e o circuito formador de pulso construído

Até 1989 o circuito que polarizava o catodo era um banco de capacitores de 50 mF/600V e a Figura 2.14, mostra o pulso de corrente que era obtido com esta configuração [61].

Este pulso, tinha a desvantagem de não ser possível a utilização de circuito de varredura para a sonda de Langmuir, pois, não é constante com o tempo. Isto obriga a obter a curva característica pela técnica de ponto a ponto, o que torna o diagnóstico do plasma demorado e cansativo. A obtenção de curvas características das sondas de Langmuir, durante um único pulso de corrente de arco, facilita enormemente o diagnóstico do plasma.

Com a finalidade de agilizar a aquisição de dados foi projetado e construído um circuito formador de pulso cujos detalhes serão dados a seguir. Este circuito possibilitou:

- a obtenção de um pulso de corrente de arco com duração de ~ 16 ms e praticamente

Figura 2.15. Esquema do circuito formador de pulso ou linha de transmissão LC.

constante por ~ 14 ms tornando possível o uso de um circuito de varredura para a sonda de Langmuir;

- * estudar a variação temporal dos parâmetros do plasma, e
- * o casamento de impedância entre o circuito e o plasma que melhora a transferência da energia armazenada no circuito para o plasma. Foi observado [62,63] que com a melhora do casamento da impedância, o fator de separação aumentou numa centrífuga de plasma semelhante à PCEN.

O esquema de um circuito formador de pulso ou linha de transmissão LC está mostrado na Figura 2.15.

Se todas as indutâncias L_i e capacitâncias C_i forem iguais, a impedância de surto do circuito é

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.23)$$

A forma de onda da corrente na carga (Z_{carga}) pode ter as formas indicadas na Figura 2.16 e

Figura 2.16. Formas de onda da corrente na carga conforme a relação entre Z_0 e Z_p .

no caso presente $Z_{carga} = Z_{plasma} = Z_p$.

Para se obter um pulso o mais uniforme possível deve-se ter $Z_p \simeq Z_0$. Se há este casamento de impedância a duração do pulso é dada por

$$\tau_p = 2N\sqrt{LC} \quad (2.24)$$

onde N é o número de estações (células LC).

Os capacitores reais tem uma resistência em série e em paralelo e os indutores uma resistência em série e, o circuito real tem a forma mostrada na Figura 2.17. Da Figura 2.18 tem-se as seguintes equações de Kirchhoff para o circuito formador de pulso:

$$\frac{dQ_i}{dt} = I_{i+1} - I_i - \frac{Q_i}{R_{pi}C_i} \quad (i \neq N) \quad (2.25)$$

$$L_i \frac{dI_i}{dt} = V_2 - V_1$$

$$L_i \frac{dI_i}{dt} = R_{si}(I_{i+1} - I_i) + \frac{Q_i}{C_i} - [R_{s(i-1)}(I_i - I_{i-1}) + \frac{Q_{i-1}}{C_{i-1}}] - R_{Li}I_i \quad (i \neq 1, i \neq N) \quad (2.26)$$

$$(L_1 + L_{carga}) \frac{dI_1}{dt} = -I_1(R_{s1} + R_{carga} + R_{L1}) + I_2R_{s1} + \frac{Q_1}{C_1} \quad (2.27)$$

Figura 2.17. Esquema do circuito formador de pulso levando em conta a resistência série e paralelo do capacitor e a resistência série do indutor.

$$\frac{dQ_N}{dt} = -I_N - \frac{Q_N}{R_{pN}C_N} \quad (2.28)$$

$$L_N \frac{dI_N}{dt} = V_2 - V_1$$

$$L_N \frac{dI_N}{dt} = -R_{sN}I_N + \frac{Q_N}{C_N} - [R_{s(N-1)}(I_N - I_{N-1}) + \frac{Q_{N-1}}{C_{N-1}}] - R_{LN}I_N \quad (2.29)$$

Estas são $2N$ equações lineares em $2N$ variáveis, e foram resolvidas numericamente, Apêndice A. A corrente através da carga (I_1) é a variável de interesse. Para resolver numericamente estas equações os dados de entrada são: os valores da capacitância C_N e as respectivas resistências, indutor L_N e respectiva resistência, a impedância do plasma Z_p composta da resistência R_p e indutância L_p e o número de estações N . As equações (2.23) e (2.24) determinam L_N , C_N e N visto que $Z_0 \simeq Z_p$ e $\tau_p \sim 15$ ms é o tempo pelo qual o campo magnético pode ser considerado praticamente constante em torno do seu valor máximo. As capacitâncias C_N foram escolhidas todas iguais a 7,5 mF, compostas de 3 capacitores eletrolíticos de 2500 μ F/350V em paralelo. Esta disposição de capacitores tem uma resistência em paralelo $R_p \sim 30$ m Ω e uma resistência em série $R_s \sim 100$ k Ω , dados estes obtidos dos valores individuais de cada capacitor fornecido pelo fabricante. A polarização máxima que pode ser aplicada ao circuito é ~ 300 V, visto que os capacitores suportam no máximo 350V.

A impedância do plasma (Z_p) foi obtida através do valor da tensão aplicada ao banco de capacitores de 50 mF dividida pelo pico da corrente de arco, isto é, $Z_p = U_c/I_p$. A Tabela 2.3

Figura 2.18. Diagrama para obtenção das equações de Kirchhoff para o circuito formador de pulso.

Tabela 2.3. Impedância (em mΩ) para os plasmas de magnésio, zinco, cádmio e chumbo

$U_c(V)$	$B_z(T)$				
	0	0,075	0,150	0,225	0,300
40	30 (Zn)	41 (Zn)	55 (Zn)		
	26 (Cd)	38 (Cd)	45 (Cd)		
	30 (Pb)	33 (Pb)	41 (Pb)		
50	34 (Mg)	39 (Mg)			
	25 (Zn)	30 (Zn)	34 (Zn)	37 (Zn)	42 (Zn)
60	23 (Cd)	28 (Cd)	32 (Cd)	35 (Cd)	40 (Cd)
	25 (Pb)	26 (Pb)	30 (Pb)	35 (Pb)	39 (Pb)
65	29 (Mg)	32 (Mg)	35 (Mg)	32 (Mg)	37 (Mg)
80		30 (Mg)	30 (Mg)	30 (Mg)	31 (Mg)
	23 (Zn)	26 (Zn)	29 (Zn)	31 (Zn)	35 (Zn)
		25 (Cd)	28 (Cd)	31 (Cd)	33 (Cd)
	22 (Pb)	23 (Pb)	26 (Pb)	29 (Pb)	32 (Pb)

mostra os valores de Z_p obtidos para quatro catodos e com campo magnético axial variando de 0 a 0,3T. Observa-se desta tabela que $Z_p \sim 30 - 40 \text{ m}\Omega$ para muitos dos valores de B_z e U_c . O plasma foi considerado puramente resistivo, ou seja, $L_p = 0$ e $R_p \sim 30 - 40 \text{ m}\Omega$. Assim deve-se ter $Z_0 \sim 30 - 40 \text{ m}\Omega$ e com $C = 7,5\text{mF}$, $L_N = 10\mu\text{H}$ e $N = 22$ obtém-se das equações (2.23) e (2.24), $Z_0 = 36\text{m}\Omega$ e $\tau_p = 12\text{ms}$. Durante a simulação numérica do pulso foi observado que para se obter um pulso com pouca variação temporal os indutores não podiam ser todos iguais e, além do mais, a resistência dos mesmos tinha que ser menor que $1\text{m}\Omega$ [64,65]. A forma final do circuito está mostrada na Figura 2.19 e o pulso de corrente obtido experimentalmente para o catodo de magnésio e campo magnético de 0,1T pode ser visto na Figura 2.1.

A Figura 2.20 mostra os pulsos de corrente de arco e o do campo magnético onde pode ser visto a pequena variação de B_z durante o pulso da corrente de arco.

A corrente máxima obtida com este circuito é $I_{a\text{max}} = U_{c\text{max}}/Z_T$, onde $Z_T = Z_p + Z_0 \sim 75 \text{ m}\Omega$ e $U_{c\text{max}} \sim 300\text{V}$, obtendo-se assim $I_{a\text{max}} \sim 4\text{kA}$. Foi observado que uma corrente alta, $I_a > 2,5\text{kA}$, deteriorava rapidamente a grade de tungstênio que serve como anodo, para todos os catodos utilizados e, para o catodo de magnésio, ocorria a destruição da mesma em poucos pulsos para $I_a > 2\text{kA}$. Por outro lado, para baixa tensão de polarização do catodo, $U_c < 50\text{V}$, (o que quer dizer baixa corrente I_a) e também para campo magnético alto $B_z > 0,3\text{T}$ a descarga em arco nem sempre ocorre (dependendo do catodo). Experimentalmente foi observado que um pulso

Figura 2.19. Forma final do circuito formador de pulso.

Figura 2.20. Pulsos da corrente de arco e do campo magnético axial.

de corrente de arco I_a sem flutuações e repetitivo como o mostrado na Figura 2.1 (considerado como o padrão para este trabalho) poderia ser obtido para $I_a \geq 1\text{kA}$ e $B_z \geq 0,1\text{T}$ e, desse modo, a maior parte das medidas efetuadas foram realizadas com $1\text{kA} \leq I_a \leq 3\text{kA}$ e $0,1\text{T} \leq B_z \leq 0,3\text{T}$.

Os seguintes catodos são disponíveis com pureza maior que 99,95% (a excessão do carbono que é puro mas o grau de pureza é desconhecido): C, Mg, Al, Ti, Ni, Cu, Zn, Zr, Mo, Cd, W, Ta e Pb; no entanto não foi possível fechar a descarga em arco no vácuo com todos eles. Materiais que apresentam baixa temperatura de fusão/ebulição como Mg, Zn, Cd e Pb produzem facilmente a descarga no intervalo de I_a e B_z citado acima, e com o padrão de pulso, ao passo que Al, Ti, Ni e Cu (temperatura de fusão/ebulição maior) produzem a forma de pulso desejada para $I_a \geq 1,5\text{kA}$ e $B_z \leq 0,1\text{T}$; ou em outras palavras um intervalo mais restrito. Para materiais com temperatura de fusão/ebulição muito alta, como o Zr, Mo, W e Ta, não foi possível obter a descarga em arco. Estes materiais tem uma tendência a apresentar pontos luminosos do tipo 1 o que requer maior temperatura T_c e maior campo E_c conforme mostrado na Figura 2.10 (modo 1). Provavelmente a descarga para estes catodos ocorreria para $U_c > 300\text{V}$ obtendo-se assim $I_a > 4\text{kA}$. Algumas mudanças facilitariam a descarga tais como: diminuir a distância entre eletrodos ($L < 60\text{ mm}$); fazer o catodo em forma de ponta; utilizar um laser mais potente ($> 30\text{ MW}$) ou mudar o circuito para poder utilizar $U_c > 300\text{V}$. Todas estas mudanças visam obter as condições de campo elétrico e temperatura na superfície do catodo para a descarga ocorrer.

A eficiência (η) da transferência da energia do circuito formador de pulso para o arco pode ser

calculada como a razão entre a energia do arco ΔE_a (equação 2.2) e a energia armazenada no circuito dado por

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} C_T U_c^2, \quad (2.30)$$

onde $C_T = 22 \times 7,5\text{mF} = 165\text{mF}$. Para o magnésio obtém-se da Figura 2.1 $\eta \sim 0,85$, ou seja, $\sim 85\%$ da energia é transferida para o plasma e $\sim 15\%$ é dissipada nos indutores e capacitores. Da energia transferida para o plasma $\sim 30\%$ é dissipada no catodo, $\sim 60-65\%$ é convertida em energia cinética dos íons e $\sim 5-10\%$ é transferida para a ionização.

2.4 Tensão de arco, erosão e consumo de energia para a produção dos íons

A tensão de arco U_a foi obtida utilizando-se uma ponta de prova entre o catodo e o anodo e, o sinal típico obtido está mostrado na Figura 2.1. A tensão de polarização do circuito formador de pulso (U_c), a tensão de arco (U_a), a carga transferida para o plasma (Q_T obtida da curva $I_a \times t$), a eficiência η e demais parâmetros cujas medidas serão apresentadas mais adiante são sumarizados na Tabela 2.4, no final deste capítulo. Esta tabela foi obtida para os catodos C, Mg, Al, Ni, Cu, Zn, Cd e Pb nas condições $B_z = 0,1\text{T}$ e $I_a = 1,5\text{kA}$.

A erosão do catodo foi medida pesando-se o catodo antes e depois de uma série de 50 pulsos do plasma [66]. A diferença de massa obtida dividida pelo número de pulsos fornece a perda de massa em cada pulso. A taxa de erosão ρ é a razão entre Δm e Q_T e normalmente dada em $\mu\text{g/C}$. A Tabela 2.4 mostra os resultados obtidos para ρ . Verifica-se que Zn, Cd e Pb apresentam taxa de erosão alta, especialmente o chumbo. Para o magnésio a erosão mostrou-se praticamente insensível à variação do campo magnético axial e corrente de arco I_a como mostrado na Figura 2.21.

Nem todo material que é evaporado do catodo é transmitido através da grade para a coluna de plasma. Parte do vapor continua neutro (em maior ou menor grau, dependendo do catodo) e pode ir para a parede da câmara próximo ao catodo visto que o campo magnético não tem influência neste caso. Por outro lado, parte dos íons formados também pode ser carregada para

Figura 2.21. a) Taxa de erosão como função da corrente de arco I_a ($B_z = 0,1T$) e b) como função do campo magnético B_z ($I_a = 1,5kA$)[66].

Figura 2.22. Porcentagem de íons de magnésio transmitidos através da grade como função do campo magnético[66].

o flange atrás do catodo em vez de ir para o anodo, isto por causa da configuração de campo magnético nesta região. Foi observado que realmente ocorre uma deposição de material no flange atrás do catodo e região próxima. Para determinar a porcentagem de íons que seguem para a coluna de plasma, foi utilizado um coletor na forma de um disco colocado a 0,3m do anodo. Do ganho de massa desse coletor depois de uma série de 50 pulsos, juntamente com a taxa de erosão medida, foi determinada a quantidade de íons transmitida. A Figura 2.22 mostra os resultados obtidos para o plasma de magnésio como função do campo magnético para uma corrente de arco de 1,5kA. Como era esperado para campo baixo ($< 0,1T$) a transmissão é pequena (pouco confinamento pelo campo) e aumenta até saturar em $\sim 50\%$ para $B_z \geq 0,1T$ (a coluna é bem confinada). Uma melhor configuração de campo deve ser determinada visando aumentar a transmissão de íons para a coluna de plasma.

A energia consumida para produzir cada íon Σ_i (eV/íon) pode ser calculada conhecendo-se a taxa de erosão, a tensão de arco e o grau de ionização através da relação

$$\Sigma_i = \frac{AU_a}{e\gamma N_A} \quad (2.31)$$

onde N_A é o número de Avogadro, e a carga eletrônica e A o peso atômico do material do catodo. Os resultados destes cálculos estão na Tabela 2.4.

2.5 Velocidade axial de deriva, temperatura de elétrons, densidade de partículas carregadas e potencial de plasma

Estes parâmetros foram medidos com a utilização de sondas de Langmuir e as medidas foram realizadas na coluna de plasma, isto é, no plasma transmitido através da grade de tungstênio. Parte dos resultados serão apresentados neste capítulo e o restante no próximo juntamente com a descrição física da coluna de plasma.

2.5.1 Velocidade axial de deriva

A velocidade axial de deriva foi medida utilizando-se duas sondas de Langmuir separadas por uma distância $d=0,51\text{m}$ e polarizadas a -50V para coletarem somente a corrente de íons. Do atraso Δt observado nos sinais das duas sondas a velocidade axial de deriva do plasma foi avaliada, $u_z = d/\Delta t$. As sondas não discriminam íons de cargas diferentes e, como já comentado anteriormente, a energia cinética dos íons depende da carga dos mesmos conforme mostrado na Figura 2.6. Portanto as medidas da velocidade axial de deriva realizadas indicam a expansão do plasma como um todo.

Esta dificuldade é removida para o plasma de carbono para o qual só o íon C^+ é encontrado. Neste caso, a velocidade de expansão do plasma é igual à do íon ($u_{iz} = u_z$) e é possível estudar o efeito do campo magnético axial e da corrente do arco nesta velocidade. Para $I_a = 1,5\text{kA}$ e com a variação do campo $0,1\text{T} \leq B_z \leq 0,3\text{T}$, encontrou-se o valor $u_z = 3 \times 10^4\text{m/s}$, independente do campo. Este resultado pode ser interpretado pelo fato de que na região 2 (Figura 2.7), onde os íons adquirem esta velocidade, os efeitos do campo magnético devem ser pequenos pois $\beta > 10$, isto é, há um predomínio dos efeitos cinéticos. Por outro lado para $B = 0,1\text{T}$ e com $1\text{kA} \leq I_a \leq 3\text{kA}$, obteve-se $3,6 \times 10^4\text{m/s} \geq u_z \geq 2,7 \times 10^4\text{m/s}$, ou seja, um decréscimo da velocidade com o aumento da corrente de arco. Um aumento da corrente significa um aumento no potencial de arco e na densidade de partículas carregadas na região 2 alterando-se, assim, o campo elétrico, o

gradiente da pressão e as colisões entre elétrons e íons. Considerando estes três efeitos foi obtido [42] um decréscimo da energia dos íons com o aumento da corrente e este decréscimo é maior ou menor conforme o modelo adotado para o plasma; por exemplo, isotérmico ou não isotérmico, com condução ou não de calor etc. A energia cinética (E_K) para o íon C^+ a uma velocidade de 3×10^4 m/s é 56 eV.

Os parâmetros temperatura de elétrons, densidade de partículas carregadas e potencial de plasma foram obtidos através da curva característica de uma sonda de Langmuir cilíndrica com diâmetro de 0,5mm e 4 mm de comprimento. As medidas foram realizadas a uma distância $z = 0,6$ m do anodo. A sonda foi polarizada por um circuito de varredura com forma de onda triangular [67,68], possibilitando desse modo a obtenção de várias curvas características durante um único pulso. Embora o circuito tenha um intervalo amplo de tensão de polarização e tempo de varredura, na obtenção das curvas características foi utilizado tipicamente o intervalo - 50 - 0V e $\Delta t_s \sim 3$ ms. Os sinais obtidos do pulso de plasma são armazenados em osciloscópios digitais e imediatamente após o pulso são transferidos para um microcomputador através de um programa específico para tal operação. Para a obtenção dos parâmetros foi desenvolvido um programa, Apêndice B, que permite a divisão e análise de cada uma das regiões características do sinal da sonda, isto é, corrente de saturação de íons (região A), da qual a densidade de partículas carregadas pode ser obtida; crescimento exponencial da corrente coletada (região B), de onde a temperatura de elétrons é determinada e a corrente de saturação de elétrons (região C), de onde o potencial de plasma é determinado. Uma distinção clara entre estas regiões é importante pois caso contrário erros apreciáveis, principalmente em T_e , podem ocorrer. A Figura 2.23 mostra o esquema utilizado para a obtenção dos parâmetros com a utilização de sondas de Langmuir.

As curvas características obtidas são livres de flutuações fortes, isto porque, as flutuações no plasma tem um período de $\sim 10 - 100\mu s$ (como será visto no Capítulo 3), ao passo que o tempo de varredura da tensão é $\Delta t_s \sim 3$ ms. Por outro lado, há variação de pulso para pulso nos parâmetros medidos o que obrigou a utilização de média de pelo menos cinco pulsos como salientado na introdução. Quando por algum motivo (geralmente desconhecido) ocorria alguma distorção na curva característica esta era descartada e, desse modo uma pré-seleção dos sinais foi feita observando-os na tela do osciloscópio.

Figura 2.23. Esquema para aquisição e análise da curva característica da sonda de Langmuir.

Figura 2.24. Temperatura de elétrons versus corrente de arco para os catodos de C, Mg e Cd.

2.5.2 Temperatura de elétrons

O fluxo de elétrons que atinge a sonda é de origem térmica visto que $u_{et} \gg u_{ex}$ e, sendo a distribuição Maxwelliana, a temperatura de elétrons é obtida de $T_e = (tgi)^{-1}$ onde $tgi = \partial \ln I_{cs} / \partial V_s$, I_{cs} é a corrente de elétrons coletada pela sonda na região B da curva característica e, V_s é a tensão de polarização da sonda. A Figura 2.24 mostra os resultados obtidos para a temperatura de elétrons como função da corrente de arco e campo magnético axial fixo em 0,1T para os catodos de C, Mg e Cd.

No intervalo de corrente de arco 1-3kA a temperatura de elétrons para o plasma de magnésio apresenta um crescimento de $\sim 70\%$ ao passo que para os plasmas de carbono e cádmio esta variação é menor, $\sim 20\%$ (na Figura 2.24 esta variação não é evidente por causa da diferença nos valores numéricos). Uma possível explicação para a dependência da temperatura eletrônica com o elemento do catodo pode ser dada em termos das diferenças no grau de ionização e taxa de erosão para os três catodos. O plasma de magnésio apresenta grau de ionização elevado (γ

Figura 2.25. Temperatura de elétrons como função do campo magnético axial com $I_a = 1,5kA$ para os catodos C, Mg e Cd.

$= 0,8 - 1,0$) e a razão de erosão não aumenta com a corrente de arco conforme mostrado na Figura 2.21, não havendo assim a produção de mais vapor. O acréscimo de energia depositada no plasma para correntes maiores deve ser distribuída entre aumentar o grau de ionização e a temperatura do plasma. No caso do plasma de magnésio o acréscimo de energia deverá resultar em um aumento acentuado da temperatura por causa da ionização quase completa já existente neste plasma. Por outro lado, carbono e cádmio apresentam grau de ionização menores e, provavelmente, a energia depositada seja transferida preferencialmente para mais ionizações do que para aumentar a temperatura.

Na Figura 2.25 pode ser vista a dependência da temperatura de elétrons com o campo magnético axial para uma corrente de arco de $1,5kA$.

Para os três catodos o valor do campo magnético tem pouca influência sobre a temperatura de elétrons. O processo de termalização dos elétrons ocorre na região 2 (Fig. 2.7) onde os efeitos do campo magnético são pequenos, e isto, pode em princípio, ser a explicação para os resultados

obtidos.

2.5.3 Densidade de partículas carregadas

Diferente do fluxo de elétrons, o fluxo de íons constitui um fluxo dirigido, isto porque $u_{iz} \gg u_{iT}$. Além do mais, tem-se $u_{iT} \ll u_{iz} \ll u_{cT}$ e da Tabela 2.4 $m_i u_z^2 / k_B T_e \gg 1$ para todos os catodos. Nestas condições, uma expressão muito usada para se determinar a densidade de carga a partir da corrente de saturação de íons é [69]

$$I_{sati} = (2er_s l u_z) n_i, \quad (2.32)$$

onde r_s é o raio da sonda e l o seu comprimento. Esta expressão é válida, além das condições acima, para plasmas de baixa densidade, isto é, $\xi_p = r_s / \lambda_D \ll 1$. Para os parâmetros de arco no vácuo, $\xi_p \gg 1$, e portanto rigorosamente, a expressão acima não é válida. Apesar desta restrição ela é utilizada pois não há nenhuma outra alternativa devido as dificuldades em se tratar o problema de uma sonda eletrostática num plasma de alta densidade e com alta velocidade de deriva. Esta expressão dá a densidade de cargas existentes no plasma, isto é, $n_e = n_i = e \sum_Z Z n_Z$. Uma estimativa do número de partículas na forma de íons positivos no plasma é $n_p = n_i / \bar{Z}$.

A Figura 2.26 mostra a corrente de saturação de íons para os plasmas de carbono, magnésio e cádmio como uma função da corrente de arco para um campo magnético de 0,1T. Um decréscimo na taxa de erosão do catodo de carbono com o aumento da corrente de arco foi encontrado num experimento semelhante a PCEN [70]. Este fato, juntamente com os já mostrados neste trabalho, decréscimo da energia dos íons C^+ e temperatura de elétrons praticamente constante com o aumento da corrente de arco, levam a supor que o acréscimo de energia depositada no plasma pelo aumento de corrente vai para novas ionizações justificando o aumento observado na densidade como visto na figura. Por outro lado, para o magnésio já existe uma ionização quase completa, e assim, a densidade deve permanecer praticamente constante com o aumento da corrente de arco, a energia extra depositada indo principalmente para o aumento da temperatura do plasma.

Figura 2.26. Corrente de saturação de íons para os catodos C, Mg e Cd como função da corrente de arco ($B_z = 0,1T$ e $r = 0$).

Figura 2.27. Densidade de íons C^+ versus o campo magnético axial ($I_a = 1,1 \text{ kA}$, $r = 0$).

O comportamento da densidade de íons C^+ com o aumento do campo magnético está mostrado na Figura 2.27 para $I_a = 1,1 \text{ kA}$. Há um crescimento praticamente linear de n_i com B_z . Este aumento tem duas causas: a primeira é devido a um aumento da razão de erosão com o campo magnético observado para o catodo de carbono [70] e a segunda é devido ao decréscimo da difusão de partículas através do campo magnético [71].

Uma avaliação do grau de ionização do plasma pode ser obtida comparando-se o número de átomos emanados do catodo por unidade de volume (n_a) com a densidade de partículas carregadas na forma de íons medida (n_p), isto é, $\gamma_{\text{exp}} = n_p/n_a$. A densidade de átomos evaporados pode ser obtido da razão entre o número de átomos evaporados por segundo e o volume varrido pelo plasma em expansão

$$n_a = \frac{\rho N_A Q_T}{A \tau_p (\pi r_c^2 u_x)}, \quad (2.33)$$

onde r_c é o raio característico da coluna de plasma. Com os dados experimentais obtidos de ρ , Q_T , $\tau_p = 16 \text{ ns}$, u_x , levando-se em conta (e supondo que seja válido para todos os catodos) que somente 50 dos íons vão para a coluna de plasma e utilizando os seguintes raios característicos:

r_c (C) $\sim$ 30 mm; r_c (Mg) $\sim$ 20 mm (dos dados apresentados no Capítulo 3) e r_c (Zn) $\sim$ 35 mm; r_c (Cd) $\sim$ 37mm; r_c (Pb) $\sim$ 40 mm (da referência [61]), obtém-se os valores γ_{exp} indicados na Tabela 2.4. Estes valores fornecem somente uma indicação do grau de ionização, visto que, na sua determinação estão envolvidos muitos dados experimentais contendo erros não quantificados.

2.5.4 Potencial de plasma

O potencial de plasma (ϕ_s) a princípio poderia ser obtido da curva característica, mas duas particularidades do plasma inviabilizaram este procedimento. A primeira é por causa da alta densidade do plasma a corrente coletada pela sonda na região de saturação de elétrons é $I_{sat} > 250$ mA, que é a corrente máxima suportada pelo circuito de varredura, ou em outras palavras, a região de saturação da corrente de elétrons não foi obtida. A segunda é mesmo que se tenha a região de saturação da corrente de elétrons não é direto identificar o potencial de plasma, como no caso de plasma sem campo magnético e estacionário, visto que, o plasma da PCEN é magnetizado e tem alta velocidade de deriva.

Neste caso, o potencial de plasma é obtido igualando-se a corrente de elétrons coletada com a de íons para o potencial de polarização da sonda igual ao potencial flutuante ($V_s = \phi_f$) [72]. Estas correntes são I_{sat} dada pela equação (2.32) e I_c dada por

$$I_c = r_s \ln_e e \sqrt{\frac{2k_B T_e}{\pi m_e}} \exp\left[\frac{e(\phi_f - \phi_s)}{k_B T_e}\right], \quad (2.34)$$

onde ϕ_s é o potencial de plasma (ou espacial). Da igualdade $I_{sat} = I_c$ obtém-se para o potencial de plasma

$$\phi_s = \phi_f - \left(\frac{k_B T_e}{e}\right) \ln\left[u_s \sqrt{\frac{2\pi m_e}{k_B T_e}}\right] \quad (2.35)$$

Uma vez tendo sido determinada a velocidade axial de deriva u_s , da curva característica, o potencial flutuante e a temperatura de elétrons, o potencial de plasma pode ser inferido. O resultado mais importante para o potencial de plasma é o perfil radial do mesmo e será mostrado no próximo capítulo.

Tabela 2.4. Parâmetros para a descarga em arco no vácuo na PCEN para oito catodos diferentes, com corrente de arco de 1,5kA e campo magnético axial de 0,1T.

Material	C	Mg	Al	Ni	Cu	Zn	Cd	Pb
U_c (V)	135	105	120	115	-	109	105	100
U_a (V)	60	35	44	42	-	32	25	24
Q_T (C)	23,7	23,1	23,8	23,5	-	23,6	23	22,5
η	0,90	0,85	0,88	0,90	-	0,78	0,70	0,65
Σ_i (eV/ion)	400	450-550	550-650	480-580	-	870	500	65-85
ρ ($\mu g/C$)	26	20	37	49	-	125	380	3474
u_z (10^4 m/s)	3,0	1,0	1,0	2,0	1,5	0,8	0,5	0,4
E_K (eV)	56	13	14	122	74	22	15	17
T_e (eV)	2,5	5,5	1,3	2,0	1,4	0,8	0,7	0,7
Z [26]	1	1,5	1,7	1,8	2,0	1,2	1,3	1,5
n_0 ($10^{19} m^{-3}$)	0,8	5,0	3,2	1,3	1,8	2,8	4,3	4,6
n_p ($10^{19} m^{-3}$)	0,8	3,3	1,9	0,7	0,9	2,3	3,3	3,0
γ (%) [27-30]	70	80-100	50-60	60-70	60-70	15-20	15	18-25
γ_{exp} (%)	60	100	-	-	-	90	55	10
Σ_{iexp} (eV/ion)	480	440	-	-	-	190	140	160
t_i (μs)	27	80	80	40	54	100	160	200

2.6 Conclusão

Para efeito de comparação da descarga em arco no vácuo gerado por catodos diferentes a Tabela 2.4 sumariza os resultados obtidos para oito catodos nas condições $I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$. Os parâmetros obtidos com a sonda de Langmuir (n_i , T_e , u_z) foram medidos no centro da coluna ($r = 0$).

As seguintes conclusões podem ser obtidas desta tabela:

- Densidade de íons: a densidade de partículas na forma de íons positivos é $n_p \sim 10^{19} m^{-3}$. É possível aumentar n_p de uma ordem de grandeza aumentando a corrente do arco I_a e melhorando a transmissão de partículas através do anodo.
- Temperatura :supondo $T_e \sim T_i$ observa-se uma temperatura relativamente alta com $0,6 eV \leq T_e \leq 6 eV$. Temperaturas de uma ordem de grandeza menor seria desejável para um melhor desempenho do separador isotópico baseado neste princípio. A temperatura elevada do magnésio pode ser explicada pelo fato de que os potenciais de ionização são: $Mg^+(7,43 eV)$; $Mg^{++}(15,03 eV)$ e $Mg^{+++}(80,1 eV)$. Assim toda energia estará distribuída

entre os íons Mg^+ e Mg^{++} resultando numa temperatura maior, visto que o íon Mg^{++} não é criado devido ao alto potencial de ionização deste estado (muito maior que a tensão do arco). Qualquer energia extra depositada no plasma de magnésio vai para o aumento de temperatura como mostrado na Figura 2.24.

- Velocidade axial de deriva e energia cinética : velocidade axial de deriva está no intervalo $\sim 10^3 - 10^4$ m/s ($13 \text{ eV} \leq E_K \leq 122 \text{ eV}$) onde geralmente os elementos de massa maior tem u_z menor. O tempo de trânsito dos íons numa coluna de comprimento $l_c \sim 1\text{m}$ é $25 \mu\text{s} < t_i < 250 \mu\text{s}$ com as velocidades dadas na tabela.
- Tensão de arco, razão de erosão, grau de ionização e eficiência na transferência de energia do circuito para o plasma: estes parâmetros devem estar correlacionados, isto porque, para Zn, Cd e Pb tem-se ρ maior e (U_a, γ, η) menores ao passo que para C, Mg, Al, Ni tem-se (U_a, γ, η) maiores e ρ menor. Como visto na seção 2.2.1 os elétrons emitidos pelo catodo ganham energia na bainha formada na região 1 com $\Delta U_e \sim U_a$ e, desse modo, U_a maior significa elétrons de maior energia na região 2 onde ocorre a ionização do vapor metálico. Isto então poderá resultar em temperatura de elétrons mais elevada, grau de ionização maior e um melhor acoplamento energético entre circuito e plasma para C, Mg, Al, Ni o mesmo não ocorrendo para os catodos Cd, Zn e Pb que apresentam U_a mais baixo, como pode ser visto da tabela. Também, pode ser observado que embora a razão de erosão para Zn, Cd e Pb seja muito maior que a do magnésio, a densidade de partículas carregadas não são muito diferentes, uma comprovação indireta das diferenças no grau de ionização dos plasmas. A alta taxa de erosão do chumbo é devida ao fato de que $\sim 90\%$ da emissão acontece na forma de macropartículas [73].
- Consumo de energia para produção do íon: a energia consumida para produzir cada íon está no intervalo $\sim 100\text{-}500$ eV, sendo que os materiais de ponto de fusão/ebulição mais baixo (Zn, Cd, Pb) apresentam menor consumo energético.

Como já salientado anteriormente o ideal é ter ionização completa, mas os dados apontam que isto nem sempre ocorre na descarga em arco no vácuo. Apesar disto, a coluna de plasma, isto é, o plasma transmitido através do anodo deve ser altamente ionizado. A razão para tal fato é que as partículas neutras são em sua maioria macropartículas com concentração maior em ângulos rasantes com relação a superfície do catodo. O campo magnético não tem influência sobre estas

partículas, que são então perdidas para as paredes da câmara de vácuo, na região próxima ao catodo. Somente uma pequena parte destas macropartículas pode se dirigir para a coluna de plasma.

CAPÍTULO 3

DESCRIÇÃO MAGNETOHIDRODINÂMICA PARA A COLUNA DE PLASMA E OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

3.1 Introdução

A coluna de plasma, isto é, o plasma que é transmitido através da grade de tungstênio é descrito pelo modelo de fluido. As simplificações nas equações são justificadas, sempre que possível, com base nas medidas experimentais realizadas. Os principais resultados que seguem da descrição da coluna de plasma com o modelo de fluido são: os perfis radiais da densidade de partículas carregadas, do potencial de plasma e do fator de separação e a expressão para a velocidade angular. Estes resultados teóricos são confrontados com os obtidos experimentalmente.

As seções 3.2 e 3.3 seguem de perto a análise contida nas referências [74,75].

3.2 Descrição física da coluna de plasma em rotação

Esta descrição está baseada na velocidade de deriva $\vec{E}_r \times \vec{B}_z$, onde $\vec{E}_r$ é o campo elétrico auto-consistente na direção radial existente na coluna de plasma, e na velocidade de deriva diamagnética devida ao gradiente de pressão.

Para ver como surge o campo elétrico radial na coluna de plasma as seguintes frequências devem

ser calculadas: frequência ciclotrônica dos elétrons (Ω_{ce}); frequência ciclotrônica dos íons (Ω_{ci}); frequência de colisão entre os elétrons (ν_{ee}); frequência de colisões entre elétrons e íons (ν_{ei}) e frequência de colisão entre os íons (ν_{ii}).

As expressões para estas frequências são:

$$\begin{aligned}\Omega_{ce} &= \frac{eB_z}{m_e} \\ \Omega_{ci} &= \frac{ZeB_z}{m_i} \\ \nu_{ee} &= 5 \times 10^{-12} \frac{n_{e0} \ln \Lambda}{T_e^{\frac{1}{2}}} \\ \nu_{ei} &= 2 \times 10^{-12} \frac{Z n_{e0} \ln \Lambda}{T_e^{\frac{1}{2}}} \\ \nu_{ii} &= Z^4 \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{\frac{3}{2}} \nu_{ee},\end{aligned}\tag{3.1}$$

com n_{e0} em m^{-3} e com T_e e T_i em eV.

Fixando-se no plasma de magnésio tem-se com os dados da Tabela 2.4 ($T_e \sim T_i = 5,5$ eV, $\bar{Z} = 1,5$, $n_{e0} = 5 \times 10^{19} m^{-3}$, $\ln \Lambda \sim 10$ e $B_z = 0,1T$), os seguintes valores: $\Omega_{ce} = 1,8 \times 10^{10}$ rad/s; $\Omega_{ci} = 6,3 \times 10^5$ rad/s; $\nu_{ee} = 1,9 \times 10^8 s^{-1}$; $\nu_{ei} = 1,2 \times 10^8 s^{-1}$ e $\nu_{ii} = 4,5 \times 10^6 s^{-1}$. As seguintes razões entre as diversas frequências são obtidas: $2\pi\nu_{ee}/\Omega_{ce} \sim 0,07$ e $2\pi\nu_{ii}/\Omega_{ci} \sim 48$. O significado físico destes valores é que os íons sofrem muito mais colisões do que os elétrons durante o giro ciclotrônico, e, conseqüentemente, os elétrons estão mais presos do que os íons às linhas de campo magnético. O resultado é que inicialmente, ocorre uma maior difusão dos íons através das linhas de campo, estabelecendo-se posteriormente uma difusão ambipolar. O resultado final é o estabelecimento de um campo elétrico radial interno auto-consistente, direcionado para o centro da coluna. A interação deste campo elétrico radial com o campo magnético axial dá origem à velocidade de deriva na direção azimutal

$$\vec{u}_E = \frac{\vec{E}_r \times \vec{B}}{B^2},\tag{3.2}$$

que coloca a coluna de plasma em rotação ao redor do eixo z.

Será visto mais adiante que a densidade de partículas carregadas tem um perfil radial Gaussiano

Figura 3.1. a) Velocidades de deriva resultantes na direção azimutal para os elétrons ($u_{e\varphi}$) e íons ($u_{i\varphi}$) e a densidade de corrente J_φ . b) Diagrama esquemático das forças atuando na coluna de plasma ($\vec{F}_C =$ força centrífuga, $\vec{F}_J = \vec{J}_\varphi \times \vec{B}$ e $\vec{F}_p = -\nabla p$).

com pico em $r = 0$. Desse modo, há um gradiente de pressão na direção radial resultando na velocidade de deriva diamagnética na direção azimutal dada por

$$u_D = -\frac{\nabla p \times \vec{B}}{n_\alpha q_\alpha B^2}, \quad (3.3)$$

onde $\alpha = e$ para elétrons e $\alpha = i$ para íons.

As duas velocidades de deriva estão no mesmo sentido para os elétrons e em sentidos opostos para os íons. A resultante é que, embora tanto os íons quanto os elétrons girem no mesmo sentido, os elétrons giram com uma velocidade maior. Isto dá origem a uma densidade de corrente azimutal, cujo sentido é oposto ao movimento das partículas, como está mostrado na Figura 3.1a. A interação dessa corrente azimutal com o campo magnético dá origem à força $\vec{J}_\varphi \times \vec{B}$ dirigida para o centro, equilibrando desse modo a força centrífuga devido a rotação do plasma e a força devido ao gradiente de pressão, ambas dirigidas para fora. Na Figura 3.1b está mostrado esquematicamente o diagrama das forças atuando na coluna de plasma.

A força centrífuga causa a separação radial entre partículas de razão massa/carga diferentes. Os

perfis radiais da densidade das várias espécies de íons (embora Gaussianos) não são iguais e um enriquecimento radial é atingido em que os íons de massa maior são mais abundantes para raios maiores.

3.3 Modelo de fluido para a coluna de plasma em rotação

Embora, no modelo de partículas seja possível obter uma boa descrição física da coluna de plasma em rotação, esta não fornece maiores informações sobre os perfis radiais da densidade, velocidade de rotação, campo elétrico e fator de separação. Estas informações são obtidas com a utilização das equações magnetohidrodinâmicas para descrever a coluna de plasma em rotação. As equações usadas na descrição deste plasma são a equação da continuidade, a equação do momento e a equação da energia aplicadas a cada espécie de partícula que compõem a coluna de plasma. Por exemplo, para um plasma de carbono existem três espécies de partículas: os íons $^{12}\text{C}^+$ e $^{13}\text{C}^+$ e os elétrons.

A equação da continuidade aplicada a cada espécie, levando-se em conta a produção e perda de partículas é

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_\alpha \vec{u}_\alpha) = P_\alpha - L_\alpha, \quad (3.4)$$

onde α denota a espécie de partícula, $n_\alpha(\vec{r}, t)$ sua densidade, $\vec{u}_\alpha(\vec{r}, t)$ a velocidade, $P_\alpha(\vec{r}, t)$ e $L_\alpha(\vec{r}, t)$ são os termos de produção e perda de partículas, respectivamente. A produção de partículas ocorre na região próxima ao catodo, e, assim, na coluna de plasma (isto é, longe do catodo) tem-se $P_\alpha(\vec{r}, t) = 0$. O termo de perda L_α é devido ao processo de recombinação. Em um plasma completamente ionizado e com $T_e \geq 1$ eV a razão de recombinação é pequena podendo ser desprezada; então $L_\alpha = 0$.

A equação da conservação de momento incluindo efeitos da rotação, força eletromagnética, gradiente de pressão e colisões entre as partículas é

$$m_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_\alpha \cdot \vec{\nabla} \right] \vec{u}_\alpha = Z_\alpha e [\vec{E} + \vec{u}_\alpha \times \vec{B}] - \frac{1}{n_\alpha} \vec{\nabla} p_\alpha - m_\alpha \sum_\beta \nu_{\alpha\beta} (\vec{u}_\alpha - \vec{u}_\beta), \quad (3.5)$$

onde m_α é a massa da partícula, $Z_\alpha e$ a carga, $\vec{E}$ o campo elétrico auto-consistente, $\vec{B}$ o campo magnético, p_α a pressão cinética escalar e isotrópica e $\nu_{\alpha\beta}$ é a frequência de colisões para transferência de momento entre as espécies α e β . É feita a hipótese de que o campo magnético produzido por correntes internas a coluna de plasma e pela variação temporal do campo elétrico interno seja pequeno. Portanto, o campo magnético que aparece na equação (3.5) é o campo magnético axial aplicado externamente, $\vec{B} = B_z \vec{e}_z$. Os elementos do tensor pressão fora da diagonal podem ser desprezados se forem pequenos em relação aos da diagonal principal, isto é, $p_{jk}/p \ll 1$ ($j \neq k$). Os elementos fora da diagonal são proporcionais a viscosidade e ao gradiente da velocidade, $p_{jk} \propto \mu \nabla \vec{u}$, que em uma primeira aproximação pode ser escrito como $p_{jk} \sim \mu u/r = \mu \omega_i$, onde ω_i é a velocidade angular dos íons. Para os elementos na diagonal $p = nkT$. Como $\Omega_{ci}/2\pi\nu_{ii} \ll 1$, a expressão para a viscosidade é

$$\mu_i \sim \frac{n_{e0} k_B T_i}{\nu_{ii}} \quad (3.6)$$

A viscosidade dos íons é muito maior que a dos elétrons, por esta razão, a viscosidade do plasma é determinada essencialmente pelos íons [76]. A velocidade angular para os íons no plasma de magnésio é $\omega_i \sim 2,5 \times 10^5$ rad/s obtendo-se então

$$\frac{p_{ij}}{p} \sim \frac{\omega_i}{2\pi\nu_{ii}} \ll 1 \quad (3.7)$$

Se a temperatura dos íons é anisotrópica e tem os valores $T_{i\parallel}$ e $T_{i\perp}$, paralela e perpendicular ao campo respectivamente, (e consequentemente, $p \rightarrow p_{\parallel}$, $p_{\perp}$) as colisões íon-íon tendem a igualar $T_{i\perp}$ e $T_{i\parallel}$. O grau de anisotropia é $(T_{i\perp} - T_{i\parallel})/(T_{i\perp} + T_{i\parallel}) \sim (1/10)(\omega_i/\Omega_{ci})^2 \ll 1$, com os dados obtidos para o plasma de magnésio. Também, para os elétrons tem-se que as colisões elétron-elétron e elétron-íon tendem a igualar $T_{e\parallel}$ e $T_{e\perp}$ [5]. Desta análise conclui-se que a hipótese de uma pressão escalar e isotrópica é válida para a coluna de plasma de alta densidade, completamente ionizada e em rotação.

As equações (3.4) e (3.5) devem ser complementadas pela equação de conservação de energia, relacionando $p_\alpha(\vec{r}, t)$ com $n_\alpha(\vec{r}, t)$ e $\vec{u}_\alpha(\vec{r}, t)$. No entanto, com uma temperatura constante

e uniforme T_α através do plasma (isotérmico) é suficiente usar a equação de estado de um gás ideal para fechar o sistema de equações,

$$p_\alpha = n_\alpha k_B T_\alpha \quad (3.8)$$

Para verificar a validade de se considerar a temperatura constante, na Figura 3.2 estão mostrados os perfis radiais de T_e obtidos para os plasmas de magnésio e carbono. A temperatura pode ser considerada constante para $r < 20$ mm no plasma de magnésio e $r < 30$ mm no de carbono.

O campo elétrico auto consistente $\vec{E}(\vec{r}, t)$ pode ser expresso em termos do potencial elétrico $\phi(\vec{r}, t)$

$$\vec{E} = -\nabla\phi, \quad (3.9)$$

onde $\phi(\vec{r}, t)$ satisfaz a equação de Poisson dentro do plasma

$$\nabla^2\phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3.10)$$

com a densidade de carga dada por

$$\rho = e \sum_{\alpha} Z_{\alpha} n_{\alpha} \quad (3.11)$$

Como já salientado no Capítulo 2, o plasma originado na descarga em arco no vácuo tem uma neutralização quase que total de cargas e, assim, em vez de se resolver numericamente a equação de Poisson, a condição de quase-neutralidade é usada $\rho \simeq 0$. A neutralização de cargas não deve ser perfeita pois há um campo elétrico auto-consistente na coluna de plasma.

As equações a serem resolvidas em coordenadas cilíndricas (r, φ, z) com $\vec{B} = B_z \vec{e}_z$ com condições de contorno apropriadas são:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [n_{\alpha} \vec{u}_{\alpha}] &= 0 \\ m_{\alpha} \left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_{\alpha} \cdot \vec{\nabla} \right] \vec{u}_{\alpha} &= Z_{\alpha} e [-\nabla\phi + \vec{u}_{\alpha} \times \vec{B}] - \frac{k_B T_{\alpha}}{n_{\alpha}} \vec{\nabla} n_{\alpha} - m_{\alpha} \sum_{\beta} \nu_{\alpha\beta} [\vec{u}_{\alpha} - \vec{u}_{\beta}] \\ \sum_{\alpha} Z_{\alpha} n_{\alpha} &= 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

Figura 3.2. Perfil radial da temperatura de elétrons para os plasmas de carbono e magnésio com $I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $t = 8ms$.

Em coordenadas cilíndricas, a equação da continuidade e os três componentes da equação da conservação do momento são expressas por

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r n_\alpha u_{ar})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(n_\alpha u_{a\varphi})}{\partial \varphi} + \frac{\partial(n_\alpha u_{az})}{\partial z} &= 0 \\
m_\alpha \left[\frac{Du_{ar}}{Dt} - \frac{u_{a\varphi}^2}{r} \right] &= Z_\alpha e [E_r + u_{a\varphi} B_z] - k_B T_\alpha \frac{\partial \ln(n_\alpha)}{\partial r} - \\
&\quad - m_\alpha \sum_\beta \nu_{\alpha\beta} [u_{ar} - u_{\beta r}] \\
m_\alpha \left[\frac{Du_{a\varphi}}{Dt} + \frac{u_{a\varphi} u_{ar}}{r} \right] &= Z_\alpha e [E_\varphi - u_{ar} B_z] - k_B T_\alpha \frac{1}{r} \frac{\partial \ln(n_\alpha)}{\partial \varphi} - \\
&\quad - m_\alpha \sum_\beta \nu_{\alpha\beta} [u_{a\varphi} - u_{\beta \varphi}] \\
m_\alpha \frac{Du_{az}}{Dt} &= Z_\alpha e E_z - k_B T_\alpha \frac{\partial \ln(n_\alpha)}{\partial z} - \\
&\quad - m_\alpha \sum_\beta \nu_{\alpha\beta} [u_{az} - u_{\beta z}] \\
\frac{D}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u_{ar} \frac{\partial}{\partial r} + u_{a\varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} + u_{az} \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.13)
\end{aligned}$$

Algumas simplificações nestas equações são:

- Simetria azimuthal - todas as variáveis são independentes de φ , neste caso $E_\varphi = 0$, como requerido da equação $\nabla \times \vec{E} = 0$, considerando $\vec{B}$ constante.
- Velocidade axial constante (u_{az}) - isto é verdadeiro, pois, como já foi visto no Capítulo 2, esta velocidade é adquirida na região próxima ao catodo. Esta velocidade poderia ser alterada se o componente axial do campo elétrico (E_z) fosse grande na coluna de plasma, o que não ocorre como será visto mais adiante.
- Condição de estado estacionário $\partial/\partial t = 0$ - A Figura 3.3a mostra o perfil temporal da densidade de partículas para os plasmas de carbono e magnésio e na Figura 3.3b o da temperatura de elétrons. Também os perfis temporais da velocidade angular e do fator de separação mostram uma invariança (mostrados mais adiante neste capítulo) com o tempo e, assim, a condição de estado estacionário é satisfeita.
- Invariança com a coordenada z , $\partial/\partial z = 0$ - Esta condição pode não ser satisfeita na PCEN por duas razões: a primeira devido ao gradiente do campo magnético ao longo do eixo z e a segunda devido a pequena extensão axial da coluna de plasma $l \sim 0,8\text{m}$.

Figura 3.3. a) Perfil temporal da densidade de partículas carregadas. b) Perfil temporal da temperatura de elétrons, para carbono e magnésio com $I_a = 1,5 \text{ kA}$, $B_z = 0,1 \text{ T}$ e $r = 0$.

- Rotação da coluna como corpo rígido - Neste caso tem-se

$$u_{\alpha\varphi} = \omega_{\alpha} r, \quad (3.14)$$

onde ω_{α} é a velocidade angular da espécie α . As colisões entre íons devem levar a uma equalização da velocidade angular das diferentes espécies de íons sob condições de estado estacionário. O tempo entre colisões para os íons de magnésio é $1/\nu_{ii} \sim 0,2\mu s$ e o tempo de trânsito destes íons na coluna de plasma é $\sim 80\mu s$ (da Tabela 2.4), ocorrendo então ~ 400 colisões entre os mesmos. Os elétrons por sua vez devem ter uma velocidade angular maior que a dos íons de modo a dar origem a força radial $\vec{J}_{\varphi} \times \vec{B}$ que confina o plasma.

Em resumo, o plasma pode ser considerado como uma coluna cilíndrica isotérmica girando como um corpo rígido sob condições de estado estacionário, com nenhuma dependência azimutal e axial (coluna infinitamente longa) e nenhuma condição de contorno envolvida. Desse modo, o plasma é desacoplado do catodo, do anodo e das paredes.

Os perfis radiais para o campo elétrico, para a densidade, para o fator de separação e a expressão para a velocidade angular, obtidos a partir deste modelo simplificado, serão apresentados a seguir[74,75]. Também serão apresentados os resultados experimentais obtidos na PCEN para estes parâmetros.

3.3.1 Campo elétrico radial e potencial de plasma ou espacial

O campo elétrico radial varia linearmente com r , e, conseqüentemente, o potencial elétrico tem um perfil radial parabólico, ou seja

$$\begin{aligned} \vec{E}_r(r) &= -ar\vec{e}_r \\ \phi(r) - \phi(0) &= \frac{a}{2}r^2, \end{aligned} \quad (3.15)$$

onde a é uma constante positiva, pois o campo elétrico radial deve estar direcionado para o centro da coluna de plasma.

As Figuras 3.4 e 3.5 mostram os resultados obtidos para os perfis radiais do potencial flutuante (ϕ_f) e de plasma (ϕ_s) nas condições $I_a = 1,5$ kA, $B_z = 0,1$ T e no tempo $t = 8$ ms da descarga e o

melhor ajuste de uma parábola aos pontos experimentais. No cálculo do potencial de plasma foi utilizada a expressão (2.35), onde foram utilizados os valores medidos de u_z e T_e . No argumento da função logarítmica foi utilizado um valor constante para T_e , $T_e = 2,5\text{eV}$ para carbono e $T_e = 5\text{eV}$ para o magnésio, isto é, não foi levado em conta a variação de T_e com a posição radial como indicado na Figura 3.2. As expressões obtidas neste caso são: $\phi_s = \phi_f + 2,9 T_e$ (eV) para o plasma de carbono e $\phi_s = \phi_f + 4,3 T_e$ (eV) para o de magnésio.

Destes dados experimentais, observa-se que para o plasma de carbono é possível um ajuste ao perfil parabólico para $r \leq 30\text{mm}$, já para o plasma de magnésio o ajuste é possível somente para $r < 20\text{mm}$.

Do ajuste parabólico para o potencial de plasma de magnésio obtém-se $E_r = -(d\phi_s/dr) = -6,774 \times 10^4 r$ e para $r = 20\text{mm}$, $E_r = -1,35 \times 10^3 \text{ V/m}$. O componente E_z do campo elétrico pode ser avaliado da relação $E_z = \eta_{||} J_z$. Supondo como indica a Fig 2.22, que 50% das cargas sejam transferidas para a coluna de plasma têm-se $J_z \sim Q_T/2\tau_p A$ onde com $Q_T \sim 23 \text{ C}$ (Tabela 2.4), $\tau_p \sim 16 \text{ ns}$ e $A \sim 1,3 \times 10^{-3} \text{ m}^2$ ($r=20\text{mm}$) resultando em $J_z \sim 5,5 \times 10^5 \text{ A/m}^2$. A resistividade é dada pela expressão

$$\eta_{||} = 5,2 \times 10^{-5} \frac{Z \ln \Lambda}{T_e^{3/2} (\text{eV})} (\Omega.m) \quad (3.16)$$

Com os valores para o plasma de magnésio, $Z=1,5$, $\ln \Lambda = 10$ e $T_e = 5,5 \text{ eV}$, tem-se $\eta_{||} = 6 \times 10^{-5} \Omega.m$, resultando em $E_z \sim 30 \text{ V/m}$. Desse modo, na coluna de plasma $E_r \gg E_z$ e $E_\phi = 0$.

3.3.2 Densidade de partículas carregadas

A densidade de partículas tanto de elétrons como a de íons seguem um perfil Gaussiano. Os perfis radiais são

$$\begin{aligned} n_e(r) &= n_e(0) \exp(-\beta_e r^2) \\ n_i(r) &= n_i(0) \exp(-\beta_i r^2), \end{aligned} \quad (3.17)$$

onde

$$\begin{aligned} \beta_e &= \frac{e}{2k_B T_e} (\omega_e B_z - a) \\ \beta_i &= \frac{Z_i e}{2k_B T_i} [a - \omega_i B_z (1 + \frac{\omega_i}{\Omega_{ci}})], \end{aligned} \quad (3.18)$$

Figura 3.4. Perfil radial do potencial flutuante e de plasma para plasma de carbono ($I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $t = 8ms$).

Figura 3.5. Perfil radial do potencial flutuante e de plasma para plasma de magnésio ($I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $t = 8ms$).

Figura 3.6. Perfil radial da densidade de íons para o plasma de carbono.

com $\beta_e, \beta_i > 0$ para confinamento, $\partial n_a / \partial r < 0$.

As Figuras 3.6 e 3.7 mostram os perfis radiais obtidos com o melhor ajuste de uma Gaussiana para os plasmas de carbono e magnésio nas condições $I_a = 1,5 \text{ kA}$, $B_z = 0,1 \text{ T}$ e $t = 8 \text{ ms}$.

3.3.3 Velocidade angular

As seguintes expressões são obtidas para a velocidade angular dos elétrons (ω_e) e dos íons (ω_i):

Figura 3.7. Perfil radial da densidade de íons para o plasma de magnésio.

$$\begin{aligned}\omega_e &= -\frac{1}{r}\left[\frac{E_r}{B_z} + \frac{k_B T_e}{e B_z} \frac{\partial \ln(n_e)}{\partial r}\right] \\ \omega_i &= \frac{1}{2} \Omega_{ci} \left\{ -1 + \left[1 - \frac{4 E_r}{\Omega_{ci} B_z r} + \frac{4 k_B T_i}{m_i \Omega_{ci}^2 r} \frac{\partial \ln(n_i)}{\partial r} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}\end{aligned}\quad (3.19)$$

Destas expressões podem ser obtidas as seguintes conclusões:

- a velocidade de rotação dos elétrons é maior que a velocidade de deriva u_E , isto é:

$$u_{e\varphi} = \omega_e r > -\frac{E_r}{B_z} \quad (3.20)$$

- da expressão (3.18), sendo $\beta_i > 0$ tem-se a condição:

$$\alpha > \omega_i B_z \left(1 + \frac{\omega_i}{\Omega_{ci}}\right) \quad (3.21)$$

onde da expressão (3.15) $\alpha = -E_r/r$, tendo-se então

$$u_{i\varphi} = \omega_i r < -\frac{\frac{E_r}{B_z}}{1 + \frac{\omega_i}{\Omega_{ci}}} \quad (3.22)$$

e os íons giram com uma velocidade menor que $-E_r/B_z$.

Uma vez medidas T_i , T_e e obtidos os perfis $\phi_s(r)$ ($E_r = -d\phi_s/dr$) e $n_i(r) = n_e(r)$ os valores de ω_e e ω_i podem ser obtidos da expressão (3.19). Os seguintes resultados são obtidos com os perfis mostrados nas Figuras 3.4 - 3.7. Para o plasma de carbono: $\omega_E = E_r/r B_z = 1 \times 10^5$ rad/s, $\omega_e = 1,3 \times 10^5$ rad/s, $\omega_i = 7 \times 10^4$ rad/s e, de acordo com a teoria $\omega_e > \omega_E > \omega_i$. Para o plasma de magnésio: $\omega_E = 6,8 \times 10^5$ rad/s, $\omega_e = 7,7 \times 10^5$ rad/s e $\omega_i = 4 \times 10^5$ rad/s.

A medida direta da velocidade angular foi realizada utilizando-se duas sondas eletrostáticas colocadas na mesma posição radial mas, separadas por 90° na direção azimutal. O esquema utilizado para esta medida está mostrado na Figura 3.8.

A essência do método consiste em observar a defasagem (Δt_f) entre as oscilações nos sinais apresentados pelas sondas quando estão no potencial flutuante. A defasagem surge por causa

Figura 3.8. Esquema para medir a velocidade angular utilizando-se duas sondas.

da rotação da coluna de plasma, isto é, um determinado volume da coluna de plasma primeiro atinge uma das sondas e depois de um tempo Δt_f atinge a outra sonda. O período (T) é igual a $4\Delta t_f$, obtendo-se, então, para a velocidade angular, $\omega_i = \pi/2\Delta t_f$. As oscilações também aparecem na corrente de saturação de íons (por isso a associação com a velocidade angular dos íons, ω_i) mas, neste caso, deve-se polarizar a sonda através de fontes ou circuitos que filtram os sinais, o que não ocorre se as sondas estiverem flutuando. A Figura 3.9 mostra os sinais apresentados para o potencial flutuante durante todo o pulso da corrente e a Figura 3.10 o sinal expandido em torno do tempo $t = 12,5$ ms da descarga, mostrando a defasagem $\Delta t_f \sim 7,5\mu s$ entre os sinais. Os sinais mostrados são para um plasma de magnésio com $I_d = 1,5$ kA, $B_z = 0,1$ T e na posição radial $r = 15$ mm.

Neste trabalho não é feito nenhum estudo sobre a origem dessas flutuações mas, pelo padrão apresentado, devem estar relacionadas a alguma oscilação bem estabelecida. Algumas possíveis causas podem ser:

- alguma oscilação relacionada com a descarga em arco que não a instabilidade de dobra, que deve estar estabilizada pois $B_z > B_{zc}$;
- ondas de deriva;

Figura 3.9. Sinais do potencial flutuante apresentados pelas sondas durante o pulso de plasma.

Figura 3.10. Sinais da Fig. 3.9 expandidos em torno do tempo da descarga $t = 12,5$ ms.

- instabilidade que ocorre quando um fluido de maior densidade está sobre um de menor densidade (instabilidade gravitacional ou Rayleigh-Taylor). Este modo também ocorre quando um fluido condutor é suportado por um campo magnético contra a gravidade, uma força centrífuga ou pressão térmica. No plasma em rotação existe o campo de força centrífuga $\vec{g}_c = \omega^2 r \vec{e}_r$ que faz o papel do campo gravitacional;
- instabilidade devido a ressonância ciclotrônica que ocorre quando a frequência íon ciclotrônica é um múltiplo de ω_i , e
- instabilidade de Buneman.

A determinação da velocidade angular foi feita de dois modos diferentes a partir dos sinais das duas sondas. O primeiro modo consistiu em determinar a defasagem diretamente da tela do osciloscópio, como mostrado na Figura 3.10. No segundo, os sinais são transferidos do osciloscópio para um microcomputador onde através de um programa, Apêndice C, é feita a correlação entre os sinais e obtida a defasagem entre os mesmos. Este método tem a vantagem da análise de um maior número de períodos, e, portanto, de fornecer resultados mais confiáveis. No entanto, como os sinais possuem um padrão bem definido de oscilação, a diferença entre os dois métodos não foi maior que 10%. Os dados apresentados neste trabalho são os obtidos através da correlação dos sinais.

A Figura 3.11 mostra a evolução temporal da velocidade angular para o plasma de magnésio com $I_z = 1,5$ kA, $B_z = 0,1$ T e $r = 15$ mm. Este resultado demonstra, mais uma vez, a validade da condição de estado estacionário, $\partial/\partial t = 0$.

Para comprovar que a coluna de plasma gira como um corpo rígido, foi medido o perfil radial da velocidade angular. A Figura 3.12 mostra o resultado obtido para o plasma de magnésio, com $I_z = 1,5$ kA, $B_z = 0,1$ T e $t = 8$ ms. Tem-se $\omega_i \sim 2,5 \times 10^5$ rad/s para $r \leq 25$ mm, justificando a coluna de plasma como um corpo rígido em rotação.

Os resultados das medidas direta de ω_i mostrados nas Fig 3.11 e 3.12 fornecem $\omega_i \sim 2,5 \times 10^5$ rad/s ao passo que o resultado obtido com a expressão (3.19) é $\omega_i \sim 4 \times 10^5$ rad/s, mostrando uma boa concordância entre os resultados.

Figura 3.11. Perfil temporal da velocidade angular no plasma de magnésio com $I_a = 1,5kA$, $B_z = 0,1T$ e $r = 15mm$.

Figura 3.12. Perfil radial da velocidade angular para uma coluna de plasma de magnésio.

Figura 3.13. Flutuações apresentadas pelas sondas para o raio $r = 30\text{mm}$.

Os dados indicam uma rotação de corpo rígido para $r \leq 25\text{mm}$. Para $r > 25\text{mm}$ os sinais das sondas não apresentam mais as oscilações regulares como as da Figura 3.10. As Figuras 3.13 e 3.14 apresentam os sinais das sondas para $r = 30\text{mm}$ e $r = 40\text{mm}$ respectivamente para o plasma de magnésio com $I_a = 1,5\text{ kA}$ e $B_z = 0,1\text{ T}$ e na Figura 3.15 os sinais para $r = 30\text{mm}$ estão expandidos em torno de $t = 12,5\text{ms}$, onde pode-se observar (comparar com a Figura 3.10) uma difícil correlação entre os sinais. Neste caso, o método baseado nos sinais das sondas para determinar ω_i não se aplica.

O potencial flutuante é $\phi_f \leq 0\text{V}$ para $r = 30\text{mm}$ como pode ser visto na Figura 3.13. O potencial de plasma é $\phi_s = \phi_f + 4,3 T_e$ (eV), o que quer dizer que para $r > 25\text{mm}$ o potencial de plasma é positivo indicando um possível excesso de cargas positivas para raios maiores, formando-se aí uma bainha de íons. Os dados apresentados para o perfil radial da temperatura (Fig. 3.2), do potencial de plasma (Fig 3.5), da densidade de íons (Fig. 3.7), da velocidade angular (Fig. 3.12)

Figura 3.14. Flutuações apresentadas pelas sondas para o raio $r = 40\text{mm}$.

Figura 3.15. Sinais da Figura 3.13 expandidos em torno de tempo $t = 12,5$ ms.

e das flutuações para $r = 30\text{mm}$ (Fig 3.15), indicam que a hipótese de rotação da coluna como um corpo rígido é válida em um plasma de magnésio com $I_a = 1,5\text{ kA}$ e $B_z = 0,1\text{ T}$, somente para $r \leq 25\text{ mm}$. É importante ressaltar que o perfil parabólico para o potencial e o perfil Gaussiano para a densidade seguem da hipótese da coluna de plasma estar girando como um corpo rígido. Para $r > 25\text{mm}$, tem-se um plasma de baixa densidade e temperatura, provavelmente girando com uma velocidade menor que a coluna central.

Anteriormente a este trabalho, quando o pulso de corrente na PCEN tinha a forma mostrada na Figura 2.14, foi realizado o estudo da variação da velocidade angular com o campo magnético para vários plasmas [77]. O resultado destas medidas são mostrados na Figura 3.16. Observa-se que a velocidade angular aumenta com o aumento do campo magnético e, para um dado campo, decresce com o aumento da massa atômica do catodo utilizado. O comportamento observado da velocidade angular para campos acima de $0,2\text{ T}$ pode ser explicado como segue. O aumento do campo magnético confina cada vez mais a coluna de plasma diminuindo-se, assim, o raio da coluna. Com isto, para campos acima de $0,2\text{ T}$, as sondas já estão fora da coluna central, isto é, na borda do plasma (apresentando um padrão de flutuação como mostrado na Figura 3.15), e conseqüentemente uma velocidade angular menor.

Para o plasma de magnésio com $I_a = 1,5\text{ kA}$, $B_z = 0,1\text{ T}$, os componentes das velocidades dos íons apresentam os seguintes valores: $u_{iz} = 1 \times 10^4\text{ m/s}$ e $u_{i\varphi} = \omega_i r = 5 \times 10^3\text{ m/s}$. O componente u_{ir} pode ser avaliada utilizando-se a lei de Ohm generalizada

$$\frac{1}{\epsilon_0(\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2)} \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} - \eta \vec{J} + \frac{1}{e\rho_0} [m_i \nabla p_e - m_e \nabla p_i - (m_i - m_e)(\vec{J} \times \vec{B})] \quad (3.23)$$

onde $\vec{u} = (m_e \vec{u}_e + m_i \vec{u}_i) / (m_e + m_i)$, $\rho_0 = n_{i0} m_i + n_{e0} m_e$ e, ω_{pe} , ω_{pi} , são as frequências de plasma dos elétrons e íons, respectivamente. Com as simplificações, $\partial/\partial t = 0$, $m_e/m_i \ll 1$, supondo que $J_r = 0$ e lembrando que $E_\varphi = 0$, ∇p_e , ∇p_i só tem componente radial, a componente φ da lei de Ohm generalizada fornece

$$u_{ir} = \frac{\eta J_\varphi}{B_z}, \quad (3.24)$$

onde $J_\varphi = en_{e0}r (Z\omega_i - \omega_e)$. Com os valores para o plasma de magnésio $n_{e0} = 5,5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$, $\omega_i = 4 \times 10^5\text{ rad/s}$, $\omega_e = 7,7 \times 10^5\text{ rad/s}$, $B_z = 0,1\text{ T}$, $\eta = 6 \times 10^{-5}\Omega\cdot\text{m}$, $Z = 1,5$ e $r = 20\text{mm}$,

Figura 3.16. Velocidade angular em função do campo magnético axial para os plasmas de magnésio, zinco, cádmio e chumbo para $r = 20\text{mm}$ com $I_a = 0,9\text{kA}$ (valor de pico)[77].

Figura 3.17. Duas possibilidades para as oscilações apresentadas pelas sondas a) coluna estacionária e a onda viajando ao redor da coluna e b) a coluna girando e a onda "travada" sobre a coluna.

obtem-se $u_{ir} \sim 20\text{m/s}$. Desse modo, os componentes de velocidades obedecem a desigualdade $u_{iz} > u_{i\phi} \gg u_{ir}$.

O método de medida da velocidade angular baseada na defasagem dos sinais das sondas pode gerar alguma dúvida. As oscilações podem estar se propagando num plasma estacionário Fig.3.17(a) ou serem modos "travados" na coluna de plasma que gira Fig.3.17(b).

Como os modos que se propagam num plasma estacionário o fazem com a velocidade de deriva, que depende de ∇p , e como o campo radial que põe a coluna em movimento (caso b) também é proporcional a ∇p , não há como distinguir com sondas qual é o mecanismo que realmente está ocorrendo. Uma determinação inequívoca da velocidade de rotação da coluna teria que ser feita por, por exemplo, métodos óticos (deslocamento de Doppler em linhas de Mg). Os resultados obtidos a partir dos perfis radiais da densidade, temperatura, campo elétrico e da expressão teórica praticamente confirmam o mesmo valor daquele obtido da defasagem dos sinais. Por outro, lado a medida da velocidade angular utilizando-se interferometria Fabry-Perot apresenta boa concordância com a obtida a partir da defasagem entre os sinais das sondas [78]. Em resumo, as medidas diretas com a utilização de sondas é confiável, embora, esteja limitada a existência de um padrão de oscilação bem definido.

3.3.4 Fator de separação

O fator de separação (α) entre duas espécies de íons (j e k) é definido como:

$$\alpha(r) = \frac{n_j(r)/n_k(r)}{n_j(0)/n_k(0)} \quad (3.25)$$

Tendo os íons a mesma velocidade angular e a mesma temperatura e, ainda, se estiverem no mesmo estado de ionização ($Z_j = Z_k$) a seguinte expressão para o fator de separação é obtida

$$\alpha(r) = \exp\left[\frac{(m_j - m_k)\omega_i^2 r^2}{2k_B T_i}\right] \quad (3.26)$$

Se os estados de ionização são diferentes ($Z_j \neq Z_k$) tem-se:

$$\alpha(r) = \exp\left[\left(\frac{m_j}{Z_j} - \frac{m_k}{Z_k}\right)\frac{\omega_i^2 r^2}{2k_B T_i}\right] \quad (3.27)$$

A expressão (3.26) é a mesma que a da centrífuga mecânica, mas tanto ω_i como T_i são muito maiores na centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo. Muitas vezes fala-se em termos do enriquecimento obtido dado em porcentagem, ao invés do fator de separação. O enriquecimento em porcentagem pode ser obtido em termos do fator de separação como $(\alpha-1) \times 100\%$.

Para a medida do fator de separação foi utilizado um espectrômetro de massa do tipo quadrupolo elétrico. As medidas foram realizadas utilizando-se o magnésio como catodo, cuja composição natural é: ^{24}Mg (78,8%); ^{25}Mg (10,1%) e ^{26}Mg (11,1%). O fator de separação foi medido em relação ao isótopo ^{24}Mg e, no que segue α_{25} é o fator de separação do isótopo ^{25}Mg com relação ao ^{24}Mg e, α_{26} é o do isótopo ^{26}Mg relativo ao ^{24}Mg . O magnésio foi escolhido por apresentar maior velocidade angular, o que em princípio deve resultar em um fator de enriquecimento mais elevado, facilitando as medidas. Por outro lado, como são três isótopos, isto representa uma dificuldade maior para a obtenção do espectro de massa.

Durante as medidas do fator de separação com o espectrômetro de massa várias dificuldades surgiram, a saber:

- O instrumento utilizado tem varredura temporal do espectro tão baixa quanto 1 u.m.a./ms (u.m.a = unidade de massa atômica), e uma varredura em massa de $\Delta m = 4$ u.m.a., seria suficiente para se obter o espectro do magnésio. A princípio em $\Delta t = 4$ ms seria obtido o espectro, ou seja, em um tempo menor que o tempo da descarga ($\Delta t \sim 16$ ms). A tentativa de se obter o espectro dessa maneira foi frustrada pois, o instrumento não conseguia resolver os picos de massa do magnésio com a varredura rápida do espectro. Isto obrigou a fazer as medidas ponto a ponto, isto é, o instrumento era ajustado a uma determinada massa para cada pulso de plasma, o processo sendo continuado até a complementação do espectro. O sinal do espectrômetro para cada massa selecionada era armazenado no microcomputador. A Figura 3.18 mostra um sinal típico da corrente de plasma e do espectrômetro para uma massa fixa.
- Foi observado que o ganho da multiplicadora de elétrons do instrumento apresentava uma variação muito grande de pulso para pulso de plasma no início da operação. Esta variação diminuía (embora sempre o ganho decrescia) com o número de pulsos de plasma. Para minimizar este efeito, antes da tomada de dados uma série de ~ 50 pulsos era realizada para se obter uma certa estabilização do sinal. Esta variação está associada, em boa parte, aos gases absorvidos nas paredes da multiplicadora de elétrons.
- Descobriu-se que o centro da coluna de plasma estava deslocada do centro geométrico da câmara. Isto impossibilitou de se posicionar o espectrômetro em $r = 0$ (da coluna), no qual da expressão teórica (3.26) obtém-se $\alpha = 1$. A medida experimental em $r = 0$ (da coluna) deveria dar um valor muito próximo de $\alpha = 1$ e, isto, de certa maneira, é uma comprovação de que está tudo correto com o processo de medida. A posição da coluna de plasma foi medida através da deposição de magnésio deixada no flange depois de uma série de ~ 25 pulsos. O centro da coluna foi determinado estando na posição radial com coordenadas $(x_0, y_0) = (-15\text{mm}, 10\text{mm})$, na posição axial em que se encontra o espectrômetro. As posições radiais em que foram feitas as medidas com o espectrômetro foram corrigidas relativo a este centro. A determinação do centro da coluna não é muito precisa pois, os contornos da imagem deixada pela deposição do magnésio no flange não são muito bem definidos.

Figura 3.18. Sinal do pulso de corrente e do espectrômetro de massa para uma massa fixa.

- Como as medidas da temperatura, potencial de plasma, densidade e velocidade angular já indicaram, a coluna de plasma de magnésio é fina, isto é, $r \leq 30\text{mm}$. Para uma variação na posição radial do espectrômetro de $\sim 10\text{mm}$, poucos pontos podem ser obtidos para o perfil radial do fator de separação.

O processo de medida nestas circunstâncias consistiu em:

- observar o intervalo no qual o espectrômetro apresentava o sinal devido ao magnésio, isto é, de $\sim 23 \text{ u.m.a.}$ a $\sim 27 \text{ u.m.a.}$
- dividir este intervalo em 40 massas diferentes, concentrando um maior número de pontos em torno dos picos e, para cada massa, um total de 5 pulsos de plasma foi dado nas mesmas condições para fins de média.
- identificar onde ocorriam os picos ^{24}Mg , ^{25}Mg e ^{26}Mg .
- para diminuir os efeitos da variação do sinal de pulso para pulso, os sinais das massas em torno dos picos eram obtidos primeiro, numa sequência de ida e volta, até serem completados os cinco pulsos para cada massa. Por exemplo, fixando-se inicialmente a massa em $23,9 \text{ u.m.a.}$, dava-se o pulso de plasma e o sinal do espectrômetro era transferido para o microcomputador. Em seguida, a massa era fixada em $24,9$ e depois em $25,9$, iniciando-se então a volta ($25,9$; $24,9$; $23,9$). A sequência de ida e volta era continuada até se completar os cinco pulsos para estas massas, passando-se então para outras massas por exemplo ($24,1$, $25,1$ e $26,1$).

Para obtenção de um espectro foram necessários 200 pulsos de plasma para cada posição radial (e somando-se ~ 50 pulsos para condicionamento, o total é ~ 250 pulsos). Todos os pulsos foram armazenados no microcomputador, onde, com a ajuda de um programa, Apêndice D, foi feito um ajuste de tal maneira a retratar o mais fielmente possível o espectro de massa do magnésio a partir do sinal do espectrômetro. A Figura 3.19 mostra um espectro típico para a posição radial $r = 10\text{mm}$ e no tempo $t = 8\text{ms}$.

O fator de separação é obtido a partir dos valores dos picos da curva ajustada aos pontos experimentais, conforme a definição dada pela expressão (3.25). Para a obtenção do perfil

Figura 3.19. Espectro de massa obtido e o melhor ajuste aos pontos experimentais, $r = 10\text{mm}$ e $t = 8\text{ms}$.

temporal do fator de separação, foi feito o espectro de massa entre os tempos $t = 2\text{ms}$ e $t = 14\text{ms}$ da descarga em intervalos $\Delta t = 1\text{ms}$. Com a finalidade de minimizar o efeito das flutuações que porventura ocorram no sinal do espectrômetro de massa durante o pulso de plasma, foi feita uma média do sinal em torno dos tempos escolhidos para o perfil temporal. A Figura 3.20 mostra o perfil temporal do fator de separação onde $I_a = 1,5\text{ kA}$, $B_z = 0,1\text{ T}$ e $r = 10\text{mm}$. Da expressão 3.26 pode ser mostrado que $\alpha_{25} - 1 \sim 2(\alpha_{25} - 1)$, o que é verificado como pode ser visto na figura. Observa-se, também, que o fator de separação não varia muito durante a descarga.

As Figuras 3.21 e 3.22 mostram o perfil radial para o valor médio do fator de separação tomado entre os instantes $t = 4\text{ms}$ e $t = 14\text{ms}$ do pulso de plasma. Juntamente com os dados experimentais duas tentativas de ajuste são mostradas utilizando-se os valores medidos da temperatura (supondo $T_i(r) \sim T_e(r)$), da velocidade angular $\omega_i = 2,5 \times 10^5\text{ rad/s}$ (obtida da defasagem dos sinais da sonda), $\omega_i = 4 \times 10^5\text{ rad/s}$ (obtida da expressão 3.19) e a expressão teórica 3.26. Para a temperatura foi considerado o perfil mostrado na Figura 3.2, onde $T_i \sim T_e \simeq 3\text{ eV}$ para $r > 15\text{ mm}$. Um melhor ajuste ocorre quando se supõe $\omega_i = 4 \times 10^5\text{ rad/s}$. A falta de um bom ajuste pode não ser só devido às dificuldades em se obter o fator de separação. Na posição em que o espectrômetro está instalado (na extremidade da câmara) o campo magnético é muito baixo como pode ser visto na Figura 1.8. A consequência disto deve ser uma abertura grande da coluna de plasma, provavelmente destruindo o perfil exponencial como previsto pela expressão 3.26, que foi deduzida considerando $B_z = \text{constante}$. Ao se supor $\omega_i = 4 \times 10^5\text{ rad/s}$, o fator da separação medido para $r = 36\text{mm}$ fica muito abaixo da curva. Isto pode ser explicado das conclusões anteriores onde para as posições radiais $r > 25\text{mm}$, o espectrômetro deve estar da coluna central do plasma.

Como no caso da velocidade angular, o efeito do campo magnético no fator de separação foi estudado anteriormente a este trabalho [79] e o resultado está mostrado na Figura 3.23. O fator de separação cresce com o aumento do campo magnético no intervalo $0,1 - 0,2\text{ T}$ como era de se esperar da expressão 3.26, pois, como mostrado nas Figuras 2.25 e 3.16, o aumento do campo magnético não influencia a temperatura mas, aumenta a velocidade angular. O decréscimo do fator de separação para $B_z > 0,2\text{ T}$ tem uma explicação similar a dada para o decréscimo da velocidade angular com o aumento do campo. Com o aumento do campo há um maior confinamento da coluna de plasma e, como consequência, o espectrômetro de massa fica fora da

Figura 3.20. Fator de separação como função do tempo, $r = 10mm$.

Figura 3.21. Perfil radial para o valor médio do fator de separação tomado entre os instantes $t = 4 \text{ ms}$ e $t = 14 \text{ ms}$ da descarga para o isótopo Mg-25, $\bigcirc$ - dados experimentais.

Figura 3.22. Perfil radial para o valor médio do fator de separação tomado entre os instantes $t = 4\text{ ms}$ e $t = 14\text{ ms}$ para o isótopo Mg-26, $\bigcirc$ - dados experimentais.

Figura 3.23. Fator de separação como função do campo magnético, para plasma de magnésio com $I_a = 1,7kA$ (valor de pico) e $r = 40mm$ [79].

coluna central, coletando plasma onde a velocidade angular é menor, resultando em um fator de separação mais baixo.

3.4 Conclusão

Os resultados experimentais obtidos na PCEN confirmam as previsões teóricas a partir de um modelo de fluido simplificado para a coluna de plasma em rotação, apesar do gradiente na direção axial existente no campo magnético. Um enriquecimento de $\sim 20\%$ foi obtido para o isótopo ^{25}Mg e $\sim 29\%$ para o ^{26}Mg para $r = 27mm$. Para o raio $r = 36mm$ o enriquecimento caiu para 10% e 21% respectivamente. Esta queda para raios maiores é explicada em termos das dimensões radiais da coluna de plasma.

Uma outra deficiência da PCEN é a pequena dimensão axial da coluna de plasma, $l \sim 0,8m$. Isto pode ser visto comparando-se o tempo de trânsito (Tabela 2.4) ao período de rotação da

coluna de plasma ($T = 2\pi/\omega_i$). Com os dados mostrados na Figura 3.16 e da Tabela 2.4 tem-se para $B_z = 0,1T$ que um elemento de plasma de magnésio executa ~ 3 giros, de zinco ~ 2 giros, de cádmio e chumbo ~ 1 giro, até atingir a extremidade do dispositivo. Isto significa que para os plasmas de massa atômica elevada não deve ter sido atingido um equilíbrio na direção axial. Neste caso, o fator de separação depende da posição axial. Para que a coluna de plasma execute um maior número de giros o comprimento axial da mesma deve ser aumentado.

Tanto os resultados teóricos como os experimentais permitem tirar algumas conclusões com respeito a separação isotópica em uma centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo, tais como:

- Dos perfis radiais a densidade é baixa onde o fator de separação é alto (e vice-versa) e, isto não é o desejável na maioria das vezes, onde se deseja tanto alta densidade como alto enriquecimento (como no caso da centrífuga mecânica (ver Figura 1.2). Um caso onde esta deficiência não ocorre é quando se deseja obter um enriquecimento para a massa menor. Por exemplo, o chumbo tem a seguinte composição natural: ^{204}Pb (1,4%); ^{206}Pb (24,1%); ^{207}Pb (22,1%) e ^{208}Pb (52,4%). Neste caso o isótopo ^{204}Pb terá uma abundância maior que a natural, isto é, será enriquecido em torno do centro da coluna onde a densidade é máxima.
- A velocidade angular decresce com o aumento da massa atômica e conseqüentemente o fator de separação. Para se obter alto enriquecimento para massas maiores que 100 u.m.a. é necessário uma coluna de raio maior, de modo a se ter uma velocidade periférica $u_p = \omega r$ alta. Mesmo no caso de massas atômicas altas pode haver enriquecimento moderado se a diferença de massa entre os isótopos (Δm) for grande e a temperatura for baixa, o que então pode compensar em alguma extensão a velocidade angular menor. Para os elementos de massa atômica $< 100 \text{ u.m.a.}$, quando Δm for grande o enriquecimento poderá ser elevado, por exemplo ^{40}Ca ; ^{48}Ca .
- A variação do campo magnético pode controlar o enriquecimento, podendo ser ajustado para um enriquecimento desejado, embora os dados mostrem que não é muito ampla a variação. O aumento do campo tem o efeito adverso de comprimir a coluna, o que resulta para um determinado raio em um enriquecimento maior mas, com uma densidade menor.

CAPÍTULO 4

EFEITOS DE GASES RESIDUAIS NOS PARÂMETROS DA CENTRÍFUGA DE PLASMA INICIADA POR ARCO NO VÁCUO

4.1 Introdução

Os dados obtidos para a temperatura revelaram valores excessivamente altos. Da expressão para o fator de separação, vê-se que uma diminuição da temperatura levará a um fator de separação maior. Na tentativa de se obter uma temperatura menor para o plasma foi feito o estudo da influência dos gases hidrogênio, hélio e argônio neste parâmetro. Durante este estudo observou-se que várias mudanças ocorriam na descarga obrigando, também, a se estudar a influência dos gases nos demais parâmetros, a saber: densidade de partículas carregadas, velocidade angular e no fator de separação.

4.2 Influência de gases residuais nos parâmetros: temperatura de elétrons, densidade de partículas carregadas, velocidade angular e no fator de separação.

O estudo foi realizado no intervalo de pressão 1×10^{-4} Pa (vácuo) com os gases sendo introduzidos até a pressão 1×10^{-1} Pa, que é a pressão máxima no qual a bomba difusora pode ser mantida em operação. Os métodos de medida dos parâmetros são iguais aos utilizados nos Capítulos 2 e 3, isto é, utilizando-se sondas de Langmuir e espectrômetro de massa. Os maiores

valores experimentais obtidos para T_e , n_{e0} e ω_i foram para o plasma de magnésio e, espera-se assim, uma maior influência dos gases residuais para este plasma. Desse modo, todas as medidas realizadas neste capítulo foram para o plasma de magnésio com $I_a = 1,5\text{kA}$ e $B_z = 0,1\text{T}$. A seguir é detalhado os estudos realizados na PCEN sob estas novas condições.

4.2.1 Efeitos de gases residuais na temperatura de elétrons

A Figura 4.1 mostra o perfil temporal da temperatura de elétrons com a introdução dos três gases até uma pressão de $1 \times 10^{-1}\text{Pa}$. As seguintes mudanças podem ser observadas que são comuns aos três gases utilizados:

- a temperatura não é constante durante a duração da descarga, como no caso do vácuo mostrado em tracejado, isto é, não há mais a condição de estado estacionário;
- a maior variação da temperatura ocorre no início da descarga e tende ao valor do vácuo no fim do pulso de plasma;
- o decréscimo na temperatura aumenta com o aumento de pressão do gás;
- com o aumento da pressão do gás a influência sobre a temperatura se prolonga mais durante o pulso.

A Figura 4.2 mostra a variação da temperatura como função da pressão para três instantes da descarga (princípio, meio e fim) onde pode ser visto a maior influência do gás no início da descarga e para pressões altas ($>10^{-2}\text{Pa}$). A interpretação dos resultados com a introdução de gases é muito complexo devido a novos processos que ocorrem, que estavam ausentes quando da condição de vácuo, tais como ionização e recombinação [80]. Uma possível explicação para a diminuição da temperatura dos elétrons com o aumento da pressão é devido a supressão da instabilidade de Buneman, que é um mecanismo efetivo para o aquecimento dos elétrons no campo elétrico que existe na descarga em arco no vácuo [81,82].

Figura 4.1. Evoluo temporal da temperatura de eltrons quando so introduzidos separadamente os gases hidrgnio, hlio e argnio na descarga ($\tau=0$). A linha tracejada o valor mdio dos pontos experimentais na condio de vcuo $p = 1 \times 10^{-4}$ Pa.

Figura 4.2. Temperatura de elétrons como função da pressão do hidrogênio como gás residual nos instantes $t = 2, 8$ e 12 ms da descarga ($r=0$).

4.2.2 Efeitos de gases residuais na densidade de partículas carregadas

A Figura 4.3 mostra a evolução temporal da corrente de saturação de íons da sonda de Langmuir com a introdução de gases na descarga.

Pode ser observado um aumento na corrente de saturação de íons e, portanto, da densidade com a presença de um gás na descarga. Este aumento atinge um valor máximo em torno de $t \sim 5$ ms da descarga, decaindo a partir deste instante, para valores próximos ao de vácuo (linha tracejada) nos instantes finais. Como já salientado anteriormente, a descarga em arco no vácuo para o magnésio, apresenta um grau de ionização de $\sim 100\%$ (Capítulo 2) e, o aumento verificado na densidade é provável ser devido a ionização do gás introduzido na descarga. No entanto, o intervalo de tempo para ocorrer a ionização do gás é muito pequeno comparado a $t \sim 5$ ms onde ocorre o aumento da densidade. A frequência de colisão elétrons-neutro (ν_{en}) é dada por $\nu_{en} = 2,8 \times 10^6 \sigma^2 n_m T_e^{\frac{1}{2}}$, com T_e em eV, n_m a densidade de moléculas neutras e σ é essencialmente o raio clássico das mesmas ($\sigma \sim 10^{-10}$ m). Para uma pressão de 1×10^{-1} Pa, $n_m \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ e com $T_e \sim 5,5$ eV resulta em $\nu_{en} \sim 6 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$, o tempo para ionização

sendo então de microsegundos. Uma outra possibilidade é a instabilidade de ionização que surge num plasma de duas temperaturas (possivelmente o plasma formado a partir do gás tenha uma temperatura diferente do plasma metálico) sujeito a campos elétrico e magnético cruzados [83]. Quando esta instabilidade se desenvolve, o grau de ionização cresce exponencialmente. Esta instabilidade ocorre quando um aumento local na razão de aquecimento Joule dos elétrons excede a razão pelo qual o calor gerado pode ser transferido por colisões, radiação e condução. A razão de crescimento para esta instabilidade com os parâmetros da PCEN é $\sim 1 \mu s$, o que, evidentemente, não condiz com o apresentado na Figura 4.3. Portanto, outro mecanismo deve estar envolvido, que possa explicar este fato experimental.

A Figura 4.4 mostra a corrente de saturação de íons como função da pressão de hidrogênio para dois tempos diferentes, podendo ser visto a maior variação em relação ao valor do vácuo ($1 \times 10^{-4} Pa$) no instante inicial da descarga e para $p \geq 1 \times 10^{-2} Pa$.

4.2.3 Efeitos dos gases residuais na velocidade angular

A introdução de gases na descarga revelaram duas mudanças no padrão de oscilação apresentada pelas sondas quando no potencial flutuante. A primeira delas está mostrada na Figura 4.5 com argônio como gás residual, onde diferente do caso do vácuo, as flutuações são suprimidas no início da descarga (comparar com a Figura 3.9). Esta supressão avança ao longo do pulso com o aumento da pressão. O sinal expandido da Figura 4.5 em torno de tempo da descarga $t = 12,5ms$ está mostrado na Figura 4.6.

Neste caso, o método de medir a velocidade angular baseado nas defasagens dos sinais apresentados pelas sondas não se aplica no intervalo de tempo em que as flutuações foram suprimidas.

A segunda mudança ocorre na extensão radial das flutuações. Como já foi observado para o caso da ausência de gases residuais ($p = 1 \times 10^{-4} Pa$) as flutuações deixavam de ter um padrão definido para $r > 25mm$ o que impossibilita a medida da velocidade angular para raios maiores. No entanto, quando da presença de gás residual as flutuações ainda apresentavam padrão bem definidos para raios até 40mm. A explicação para isto somente será possível quando se obtiver uma melhor compreensão das oscilações apresentadas pela coluna de plasma em rotação. A

Figura 4.3. Corrente de saturao de ions como funo do tempo da descarga a) com gs hidrgnio na cmara; b) com gs hlio. A linha tracejada o valor mdio dos pontos experimentais na condio de vcuo $p = 1 \times 10^{-4}$ Pa.

Figura 4.4. Corrente de saturação de íons versus pressão do gás hidrogênio para dois instantes da descarga.

Figura 4.7 apresenta o sinal expandido em torno de $t = 12,5\text{ms}$ para a posição $r = 40\text{mm}$ quando da ausência de gás residual e na Figura 4.8 quando da presença de argônio a pressão $p_{Ar} = 5 \times 10^{-2}\text{Pa}$.

A Figura 4.9 mostra a evolução temporal da velocidade angular medida pelo uso de duas sondas, quando os gases hidrogênio, hélio e argônio são introduzidos na descarga. Ocorre um decréscimo mais acentuado da velocidade angular no início do pulso de plasma com a introdução dos gases. Para pressões acima de 10^{-2}Pa a influência ocorre sobre todo o tempo da descarga, as medidas estando restritas aos instantes em que as flutuações se façam presentes.

A velocidade angular como função da pressão do gás hidrogênio nos instantes $t = 2,5\text{ms}$, $7,5\text{ms}$ e $12,5\text{ms}$ está mostrado na Figura 4.10. Para $p < 10^{-2}\text{Pa}$ a influência na velocidade angular só ocorre nos instantes iniciais mas, quando $p > 10^{-2}\text{Pa}$, há um decréscimo na velocidade angular durante toda a descarga.

Uma outra verificação da influência de gás residual no plasma é sobre a rotação da coluna como corpo rígido. Para isto, foi medido o perfil radial da velocidade angular e o resultado obtido está mostrado na Figura 4.11 para os gases hidrogênio ($p = 1 \times 10^{-1}\text{Pa}$) e argônio ($p = 5$

Figura 4.5. Padrão de oscilação do potencial flutuante apresentado pelas sondas com argônio a pressão $p_{Ar} = 5 \times 10^{-2} Pa$, $r = 15mm$.

Figura 4.6. Sinais da Fig.4.5 expandidos em torno do tempo $t = 12,5$ ms da descarga.

Figura 4.7. Sinais apresentados pelas sondas para $r = 40\text{mm}$ e $p = 1 \times 10^{-4}\text{Pa}$,
expandidos em torno de $t = 12,5\text{ms}$.

Figura 4.8. Sinais apresentados pelas sondas para $r = 40\text{mm}$ e $p = 5 \times 10^{-2}\text{Pa}$,
expandidos em torno de $t = 12,5\text{ms}$.

Figura 4.9. Evolução temporal da velocidade angular com a introdução dos gases: a) hidrogênio; b) hélio e c) argônio. A linha tracejada é o valor médio dos pontos experimentais na condição de vácuo $p = 1 \times 10^{-4} \text{ Pa}$.

Figura 4.10. Velocidade angular como função da pressão para três instantes da descarga: a) $t = 2,5 \text{ ms}$; b) $t = 7,5 \text{ ms}$ e c) $t = 12,5 \text{ ms}$. A linha tracejada é o valor obtido para a velocidade angular na condição de vácuo $p = 1 \times 10^{-4} \text{ Pa}$.

Figura 4.11. Perfil radial da velocidade angular com a presença de gás residual, $p = 1 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ (vácuo), $p = 1 \times 10^{-1} \text{ Pa}$ (H_2) e $p = 5 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ (Ar) no instante $t = 12,5 \text{ ms}$.

$\times 10^{-2} \text{ Pa}$). O argônio tem uma influência maior sobre a velocidade angular, e como já foi salientado, as medidas foram possíveis para $r > 25 \text{ mm}$, quando da presença de gases residuais. A coluna de plasma comporta-se como um corpo rígido nestas condições mas girando com uma velocidade angular menor.

4.2.4 Efeitos de gases residuais no fator de separação

Dos resultados mostrados observa-se que a presença de um gás residual causa alteração em todos os parâmetros do plasma. O efeito resultante sobre o fator de separação pode ser avaliado somente com a medida direta do mesmo.

O fator de separação foi medido utilizando-se o hidrogênio como gás residual a uma pressão de $1 \times 10^{-1} \text{ Pa}$. Como nos demais parâmetros, o fator de separação tem uma evolução temporal, mostrando-se pequeno nos instantes iniciais e crescendo com o decorrer do tempo. A Figura 4.12 mostra a evolução temporal para o fator de separação para $r = 10 \text{ mm}$, $I_a = 1,5 \text{ kA}$ e $B_z =$

0,1T.

O resultado mais importante da investigação do efeito de gás residual é a comparação entre os resultados do fator de separação obtidos na pressão $p = 1 \times 10^{-4}$ Pa (vácuo) e os obtidos com $p = 1 \times 10^{-1}$ Pa (H_2). O resultado desta comparação está mostrado nas Figuras 4.13 e 4.14, onde foi tomado o valor médio do fator de separação entre os instantes $t = 4$ ms e $t = 14$ ms da descarga para várias posições radiais com e sem gás residual. O resultado mostra o efeito negativo, isto é, o decréscimo do fator de separação quando da presença de gás residual na coluna de plasma.

Figura 4.12. Evolução temporal do fator de separação com hidrogênio na pressão $p = 1 \times 10^{-1} Pa$, $r = 10\text{mm}$.

Figura 4.13. Fator de separação para o isótopo ^{25}Mg tomado entre os instantes $t = 4\text{ms}$ e $t = 14\text{ms}$ da descarga para várias posições radiais nas pressões: ○ $p = 1 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ (vácuo) e Δ $p = 1 \times 10^{-1} \text{ Pa}$ (H_2).

○ - VÁCUO

△ - HIDROGÊNIO ($P = 1 \times 10^{-1} Pa$)

Figura 4.14. Fator de separação para o isótopo ^{26}Mg tomado entre os instantes $t = 4ms$ e $t = 14ms$ da descarga para várias posições radiais nas pressões: ○ $p = 1 \times 10^{-4} P$ (vácuo) e △ $p = 1 \times 10^{-1} Pa$ (H_2).

4.3 Conclusão

Embora a introdução de gases residuais tenha resultado no efeito desejado, isto é, abaixou a temperatura do plasma, o balanço final foi negativo na medida em que o fator de separação diminuiu.

A presença de gases na coluna de plasma revelou uma complexidade maior nos fenômenos, ocorrendo uma evolução temporal nos parâmetros, destruindo-se assim, a condição de estado estacionário. Os termos de produção e perda de partículas devem ser diferentes de zero nestas condições. Por outro lado, a supressão das oscilações em grande parte do pulso de plasma e sua maior extensão radial, podem ser investigadas do ponto de vista acadêmico, embora, deva ter pouca utilidade para fins de separação isotópica.

CAPÍTULO 5

ESTUDO COMPARATIVO ENTRE OS DIVERSOS MÉTODOS DE SEPARAÇÃO ISOTÓPICA APRESENTADOS

5.1 Introdução

Será feito neste capítulo um estudo comparativo, baseando-se nos resultados experimentais obtidos, entre a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo e os outros métodos de separação isotópica apresentados no Capítulo 1.

5.2 Enriquecimento do Vanádio-50

A primeira comparação será com relação a energia consumida para enriquecer vanádio-50 (Tabela 1.4), pelos separadores isotópicos: calutron, laser, centrífuga mecânica, ressonância íon ciclônica e a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo.

Os seguintes valores podem ser esperados para o plasma de vanádio: da Tabela 2.4, $\Sigma_i \sim 500$ eV/íon e $T_i \sim 1$ eV, visto que as propriedades termo-físicas do vanádio são próximas as do níquel, e da referência [77], $\omega_i \sim 1,5 \times 10^6$ rad/s e raio característico da coluna $r_c \sim 35$ mm. A composição natural do vanádio é ^{51}V (99,75%), ^{50}V (0,25%) e, o isótopo ^{50}V será enriquecido para os raios mais internos da coluna. Dos dados apresentados, um fator de separação de $\alpha = 1,10$ ocorre para $r_0 \sim 30$ mm, ou seja, o isótopo ^{50}V será enriquecido a 10% para $r < 30$ mm.

A densidade segue um perfil Gaussiano da forma $n = n_0 e^{-(r/r_c)^2}$ resultando em

$$n_T(r) \simeq n_{51}(r) = n_0 \exp[-816r^2] \quad (5.1)$$

Da definição do fator de separação, expressão 3.25, resulta para o perfil radial da densidade do isótopo ^{50}V

$$n_{50}(r) = \left[\frac{n_{50}(0)}{n_{51}(0)} \right] n_{51}(r) \exp\left[-\frac{\Delta m \omega_i^2 r^2}{2k_B T_i}\right] \quad (5.2)$$

Introduzindo os valores de ω_i , T_i , $\Delta m = 1u.m.a.$ e da composição natural $n_{50}(0)/n_{51}(0) = 1/400$ obtém-se

$$n_{50}(r) = \frac{1}{400} n_0 \exp[-933r^2] \quad (5.3)$$

A fração de íons ^{50}V coletados com enriquecimento de 10% é dada pela razão $R = N_{50}/N_T$ onde

$$\begin{aligned} N_T &= \int_0^{r_0} 2\pi r n_T(r) dr \\ N_{50} &= \int_0^{r_0} 2\pi r n_{50}(r) dr \end{aligned} \quad (5.4)$$

Com os perfis de densidade (5.1), (5.3) e $r_0 = 30mm$ obtém-se $R = 0,0024$. Somente 50% dos íons são transmitidos para a coluna, o que resulta no custo energético efetivo de ~ 1000 eV/ion transmitido. O custo energético avaliado para separar o íon ^{50}V , com enriquecimento de 10%, na centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo é então $1000\text{eV}/0,0024 \sim 420 \text{ keV/ion}$ separado. Esta avaliação também pode ser feita a partir dos resultados obtidos para o magnésio. O magnésio tem a seguinte composição natural: ^{24}Mg (78,8%); ^{25}Mg (10,1%) e ^{26}Mg (11,1%). O perfil radial é da Figura 3.7, $n_T(r) = 6 \times 10^{19} e^{-862,5r^2}$ onde $n_T(r) = n_{24}(r) + n_{25}(r) + n_{26}(r)$. Da composição natural e com os valores $\omega_i \sim 4 \times 10^5 \text{ rad/s}$, $T_i \sim 5\text{eV}$ obtém-se os perfis radiais: $n_{24}(r) = 4,7 \times 10^{19} e^{-862,5r^2}$ e $n_{25}(r) = 0,6 \times 10^{-696r^2}$. O enriquecimento de 10% do isótopo ^{25}Mg

relativo ao isótopo ^{24}Mg ocorre, da Figura 3.21, entre as posições radiais $r_1 \sim 17,5\text{mm}$ e $r_2 \sim 22,5\text{mm}$. A razão $R = N_{25}/N_{24}$ é obtida da expressão (5.4), onde os limites de integração são entre as posições radiais $r_1 = 17,5\text{mm}$ e $r_2 = 22,5\text{mm}$. Com os perfis radiais de $n_{24}(r)$ e $n_{25}(r)$ resulta em $R = 0,14$. O consumo energético efetivo para cada íon é $\sim 1000\text{eV/íon}$ e, assim, para enriquecer cada íon ^{25}Mg com enriquecimento de 10% na centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo será consumido $\sim 1000\text{eV}/0,14$ ou $\sim 7\text{keV/íon}$ separado. O consumo energético para separar o íon ^{50}V com enriquecimento de 10% será maior na razão $(99,75/0,25) \times (10,1/78,8) = 51$, ou seja, $\sim 350\text{keV/íon}$ separado. Os valores dados na Tabela 1.4 para enriquecer o vanádio-50 por diferentes métodos, é convertido para o consumo energético para enriquecer cada íon ^{50}V com enriquecimento de 10% obtendo-se: calutron ($6 \times 10^6\text{keV/íon}$); laser (500keV/íon); centrífuga mecânica (130keV/íon); e ressonância íon ciclotrônica (1900keV/íon).

As seguintes comparações podem ser feitas:

- Centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo versus Calutron: Devido a enorme diferença no custo energético este tipo de centrífuga de plasma pode substituir vantajosamente o Calutron. Além do mais, outra vantagem é o capital que deve ser investido para implantação de uma unidade de enriquecimento isotópico baseado neste tipo de centrífuga de plasma, que é muito menor que a do Calutron.
- Centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo versus Laser: Neste caso, os dois métodos apresentam praticamente o mesmo custo energético. A centrífuga de plasma teria a vantagem sobre o Laser pois este só poderia estar sintonizado na separação do ^{50}V ao passo que, a centrífuga de plasma estaria apta a fazer separação isotópica sobre todos os elementos sólidos da tabela periódica. O investimento do capital é, então, bem menor na centrífuga de plasma o que a torna atrativa neste caso.
- Centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo versus centrífuga mecânica: A centrífuga mecânica apresenta uma certa vantagem sobre a centrífuga de plasma. No entanto no computo geral a centrífuga de plasma deve ser mais recomendada isto porque:
 - para a obtenção de um enriquecimento de 10% via centrifugação mecânica será requerido um número muito grande de separadores em série/paralelo, o que quer dizer um investimento muito alto. Por outro lado, a centrífuga de plasma obterá um en-

riquecimento de 10% num único estágio, requerendo um investimento pequeno. Como a utilização de isótopos estáveis é para pequenas quantidades, a amortização do capital investido é lenta, o que então torna mais atrativo a centrífuga de plasma;

- para a separação do vanádio na centrífuga mecânica deve ser procurado um composto do vanádio na forma gasosa que tenha uma pressão de vapor elevada e este é o VF_5 . Este composto é muito corrosivo sendo isto um ponto a favor para a centrífuga de plasma que utiliza o vanádio na forma sólida.

- Centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo versus ressonância fon-ciclotrônica: a vantagem é para a centrífuga de plasma que além do mais apresenta um investimento de capital menor para a implantação de uma usina de separação isotópica.

Em resumo, para a separação de isótopos estáveis em que o enriquecimento isotópico desejado não seja muito elevado, a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo apresenta boas perspectivas quando comparada com outros métodos.

5.3 Enriquecimento do Urânio-235

A outra categoria de isótopos que deve ser analisada é para fins energéticos, isto é, o enriquecimento do urânio-235 a 2-3%. Primeiramente será calculada a razão P/U_{max} , onde P é a potência consumida (kW) e U_{max} é a função valor (kgSWU/s). A potência consumida pode ser obtida da Figura 2.1 onde para $I_o \sim 1,5kA$ e $U_a \sim 35V$ resultando em $P \sim 50kW$. O valor de U_{max} para a centrífuga de plasma pode ser obtido utilizando-se a mesma expressão da centrífuga mecânica [84] ou seja,

$$U_{max} = \frac{\pi}{2} D \rho_0 (\alpha - 1)^2 l, \quad (5.5)$$

onde D é o coeficiente de difusão, $\rho_0 = nM$ a densidade e l o comprimento do separador isotópico. O coeficiente de difusão é obtido a partir da equação da continuidade

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = 0 \quad (5.6)$$

onde $\vec{\Gamma} = -D\nabla n$.

Como $\partial n / \partial t = 0$, a seguinte equação é obtida para D em coordenadas cilíndricas

$$\frac{D}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn}{dr} \right) + \frac{dn}{dr} \frac{dD}{dr} = 0 \quad (5.7)$$

Com o perfil da forma $n = n_0 e^{-(r/r_c)^2}$ tem-se a solução $D = (1/r^2) e^{(r/r_c)^2}$, o coeficiente de difusão dependendo só da forma do perfil da densidade. Para o plasma de urânio são esperados os seguintes valores: $n \sim 1 \times 10^{19} m^{-3}$, $T_i \sim 0,5 eV$, $r_c \sim 50 mm$ e $\omega_i \sim 3 \times 10^4 rad/s$, resultando em $D = 1000 m^2 s^{-1}$, para $r = r_c$. A função valor com $l = 1 m$, $M = 238 u.m.a.$, $\alpha = 1,03$ é $U_{max} \sim 2 \times 10^{-2} kgSWU/h$ levando a $P/U_{max} \sim 2500 kWh/kgSWU$. Para a centrífuga mecânica $P/U_{max} \sim 100 - 250 kWh/kgSWU$ na separação do urânio.

A razão $kWh/kgSWU$ para o urânio pode também ser avaliada da seguinte forma. A energia para produzir cada íon é $\sum_i \sim 500 eV$, e como $\sim 50\%$ são transmitidos para a coluna de plasma o consumo efetivo é então $\sum_{ief} \sim 1000 eV/ion$. O número de íons na coluna com $l \sim 1 m$, $n \sim 1 \times 10^{19} m^{-3}$ e $r_c \sim 50 mm$ é $N_i = \pi r_c^2 l n \sim 7,8 \times 10^{16}$ íons. A energia total depositada nos íons é $N_i \sum_{ief} = 12,5 J$ e com $\tau \simeq 15 ms$ resulta na potência $P \sim 0,83 kW$. O fluxo de massa que cruza uma seção transversal $A = \pi r_c^2$ é $F = n m_i u_z A (kg/s)$, onde, para o urânio, $m_i = 238 u.m.a.$ e $u_z \sim 0,4 \times 10^4 m/s$ (supondo que a velocidade de deriva axial para o urânio seja próxima à do chumbo, Tabela 2.4). A função valor é $U_{max} = F(\alpha - 1)^2 (kgSWU/s)$, onde, para enriquecer o urânio com $\alpha = 1,03$ tem-se $U_{max} \sim 1,1 \times 10^{-7} (kgSWU/s)$ e a razão $P/U_{max} \sim 2000 (kWh/kgSWU)$.

A centrífuga mecânica é o método mais vantajoso neste caso, isto porque, embora o custo para a implantação de uma usina seja muito maior, a grande quantidade de material que é consumida

amortiza rapidamente o investimento realizado. Para a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo tornar-se competitiva, U_{max} deveria ser pelo menos uma ordem de grandeza maior (para α e l fixo). A única maneira de se fazer isto, é aumentar a densidade, como pode ser visto da equação (5.5), mas isto implica em aumentar a corrente de arco I_a . Embora, possa ser esperado um aumento da densidade com a corrente de arco (ver Figura 2.26), a potência consumida aumentará também, visto que $P = I_a U_a$, onde tanto I_a como U_a serão maiores para densidades maiores. Em resumo, a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo é inviável para separar urânio quando comparada com a centrífuga mecânica.

5.4 Conclusão

Dos resultados experimentais obtidos e da comparação entre os vários métodos de separação isotópica as seguintes vantagens e desvantagens podem ser resumidas para a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo:

• Vantagens

- versatilidade na separação isotópica de isótopos estáveis de metais ou mistura de metais. Qualquer elemento sólido ou composto não condutor pode também ser feita a separação isotópica impregnando-os numa matriz condutora.
- o separador isotópico baseado neste princípio seria compacto e apresentando uma necessidade de investimento menor que os outros métodos analisados para a implantação de uma unidade de separação isotópica.

• Desvantagens

- a densidade é baixa onde o fator de separação é alto (e vice-versa), sendo o ideal ter alta densidade juntamente com alto enriquecimento.
- a obtenção de enriquecimento alto ($> 50\%$) é muito difícil, e esta dificuldade aumenta para massas atômicas maiores (> 100 u.m.a.). Pode ser esperado enriquecimento alto quando a diferença de massa entre os isótopos é grande (exemplos ^{40}Ca - ^{48}Ca , ^{90}Zr - ^{96}Zr). A princípio, alto enriquecimento poderia ser obtido aplicando-se vários

estágios de enriquecimento, isto é, o material enriquecido coletado para certo raio seria novamente compactado e utilizado como cátodo para um novo estágio de enriquecimento. Depois de um certo número de estágios seria obtido o enriquecimento desejado. A análise deste processo revelou dois comportamentos distintos [85]. Quando o isótopo mais pesado era o de interesse (o que significa raios mais externos da coluna), a utilização de vários estágios de enriquecimento não representou nenhuma vantagem. A utilização de estágios de enriquecimento só se revelou atraente quando o isótopo mais leve é o de interesse (localizado para raios mais internos da coluna).

Como já foi dito na introdução, os isótopos estáveis utilizados atualmente são da ordem de 200, com diferente graus de enriquecimento. Isto implica que dificilmente haverá um separador isotópico universal, ou seja, aplicável para todos os isótopos estáveis e com grau variado de enriquecimento isotópico. Provavelmente será necessário a utilização de dois ou mais métodos diferentes para realizar esta tarefa. Do exposto, a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo poderá ser útil na tarefa de enriquecimento de isótopos estáveis naqueles casos onde o enriquecimento desejado não seja muito alto. O enriquecimento alto só seria possível nos casos onde a diferença de massa entre os isótopos for grande.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO

Neste trabalho foram apresentados os resultados experimentais obtidos no experimento centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo, PCEN, desenvolvida no Laboratório Associado de Plasma do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (LAP/INPE).

Inicialmente foi feito um relato das necessidades de isótopos, especialmente o de isótopos estáveis, e apresentados alguns métodos para a separação isotópica. Dentre estes métodos foi apresentado o princípio de funcionamento do dispositivo PCEN.

O plasma na PCEN é gerado por uma descarga em arco no vácuo. Foram apresentadas diversas características desta descarga, e os modelos existentes para descreve-la. Da medida da impedância deste plasma, foi possível projetar e construir um circuito formador de pulso, com impedância casada com a do plasma. Um pulso de corrente de arco, praticamente constante por cerca de 14ms foi obtido. Este pulso, possibilitou que vários parâmetros do plasma e da coluna de plasma em rotação, fossem obtidos como função do tempo. Foram realizadas medidas de diversos parâmetros para oito diferentes plasmas metálicos. Estas medidas permitiram determinar certos parâmetros relevantes para a separação isotópica tais como: a densidade, a temperatura, a velocidade axial da coluna de plasma e o consumo de energia para a produção de cada íon.

O plasma transmitido através da grade de tungstênio, constituindo-se assim na coluna de plasma em rotação, foi descrita utilizando-se um modelo de fluido já disponível. Todas as aproximações feitas neste modelo, foram sempre que possível, justificadas com as medidas experimentais realizadas. Foram obtidos experimentalmente os perfis radiais do potencial de plasma, da densidade,

da velocidade angular e do fator de separação. Os resultados experimentais mostraram ser possível uma descrição teórica da coluna de plasma em rotação através de um modelo de fluido simplificado.

As medidas realizadas da temperatura revelaram um valor relativamente alto para fins de separação isotópica. Com a finalidade de diminuir a temperatura, e assim aumentar o fator de separação, os gases hidrogênio, hélio e argônio foram introduzidos separadamente na câmara de vácuo. A presença de um gás provocou mudanças profundas no plasma metálico. Foram estudados os efeitos do gás nos parâmetros: temperatura de elétrons, densidade, velocidade angular e no fator de separação. O efeito de todas estas mudanças ocorridas no plasma metálico, foi um decréscimo no fator de separação, quando comparado com o valor obtido na ausência de gás na câmara de vácuo. Disto concluiu-se que, o melhor desempenho deste tipo de separador isotópico, ocorre na condição de melhor vácuo possível.

Um estudo comparativo entre os diversos métodos de separação isotópica e, a centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo foi realizado. Neste estudo comparativo, foram utilizados os resultados esperados para a separação do isótopo do vanádio e do urânio, pelos métodos de separação apresentados. Este estudo possibilitou delimitar a possível utilização da centrífuga de plasma iniciada por arco no vácuo, como um separador isotópico para isótopos estáveis. Dos resultados experimentais obtidos, foi possível apontar as vantagens e desvantagens deste dispositivo como um separador isotópico.

A continuação do trabalho junto ao projeto PCEN (aproveitando a capacidade instalada) envolverá tanto fenômenos de física básica quanto aplicada. Os fenômenos básicos a serem estudados são relativos à descarga em arco no vácuo e as oscilações da coluna de plasma em rotação. Na parte aplicada, será dada continuidade a construção de um espectrômetro de massa tipo setor magnético com varredura temporal do espectro de massa, possibilitando a obtenção do fator de separação durante um único pulso. As características da descarga em arco no vácuo tais como a alta densidade, o alto grau de ionização, íons de cargas múltiplas e com energia cinética de $10 - 100\text{eV}$ são ideais para a deposição de filmes finos de boa qualidade[86], sendo esta também uma das possíveis aplicações a serem desenvolvidas.

Para fins de separação isotópica, algumas modificações deverão ser feitas tais como: aumentar a

dimensão axial; tornar o campo axial mais uniforme; melhorar a qualidade do vácuo; substituir o laser por outro sistema de gatilho; melhorar a transmissão de íons para a coluna de plasma; modificar o anodo ou até mesmo estudar outras fontes de íons de alta densidade e temperatura mais baixa.

Referências Bibliográficas

- [1] E.Engels and F.Verheest, "Wave propagation in rotating plasmas and influence of the Coriolis force", *Astrophysics and Space Science*, vol. 37, pp.427-440, 1975.
- [2] W.Horton and J.Liu, "Drift waves in rotating plasmas", *Phys. of Fluids*, vol.27, no.8, pp.2067-2075, 1984.
- [3] W.Horton, J.Liu, J.D.Meiss and J.E.Sedlak, "Solitary vortices in a rotating plasma", *Phys. of Fluids*, vol. 29, no. 4, pp.1004-1010, 1986.
- [4] S.N.Paul, P.K.Kashyapi and B.Chakraborty, "Nonlinear effects on the propagation of waves in a magnetized rotating plasma", *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, vol.20, no.5, pp. 481-486, 1992.
- [5] B.Lehnert, "Rotating plasmas", *Nuclear Fusion*, vol.11, pp.485-533, 1971.
- [6] G.Friendlander and H.N.Wagner Jr.(Eds.), "Separated isotopes: Vital tools for science and medicine", *Nat.Acad.Press: Washington DC*, 1982.
- [7] S.Villani (Ed.), "Uranium Enrichment", *Springer-Verlag: New York*, 1979, ch.1.
- [8] P.Louvet, "Review of isotopic plasma separation processes", *Proceedings of the Second Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases, Versailles, July 10-12, Vol.1*, pp. 5-104, 1989.
- [9] L.Danielson, "Review of the critical velocity of gas-plasma interaction I: Experimental Observations", *Astrophysics and Space Science*, vol. 24, pp.459-485, 1973.
- [10] J.C.Sherman, "Review of the critical velocity of gas-plasma interaction II: Theory", *Astrophysics and Space Science*, vol. 24, pp.487-510, 1973.
- [11] B.W.James and S.W.Simpson, "Isotope separation in the plasma centrifuge", *Plasma Phys.*, vol.18, pp.289-300, 1976.

- [12] M.Krishnan, M.Geva and J.L.Hirshfield, "Plasma centrifuge", *Physical Rev. Letters*, vol. 46, no.1, pp.36-38, 1981.
- [13] C.W.Kimblin, "A review of arcing phenomena in vacuum and in the transition to atmospheric pressure arcs", *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, vol. PS-10, no. 4, pp.322-330, 1982.
- [14] H.C.Miller, "A review of anode phenomena in vacuum arcs", *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, vol. PS-13, no. 5, pp.242-252, 1985.
- [15] H.Schellekens, "The diffuse vacuum-arcs: A definition", *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, vol. PS-13, no. 5, pp.291-295, 1985.
- [16] J.Watanuki, R.S.Dallaqua e E.Del Bosco, "Manual de Operação de um laser de CO₂ pulsado de 40MW", INPE-4365 - NTI/282.
- [17] T.P.Hughes, "Plasmas and Laser Light ", Adam Hilger Ltd.: London, 1975, ch.8.
- [18] J.E.Daalder, "Energy dissipation in the cathode of a vacuum arc", *J.Phys. D: Appl.Phys.*, vol. 10, pp.2225-2234, 1977.
- [19] G.A.Farral, in "Vacuum Arcs - Theory and Application (J.M.Lafferty, Ed.), Wiley: New York, 1980, ch.2.
- [20] T.Kaneda, E.Kaneko, S.Yanabu and H.Ikeda, "The characteristics of vacuum arcs with magnetic fields parallel to its columns", *Physica*, 104C, pp.124-129, 1981.
- [21] B.E.Djakov and R.Holmes, "Cathode spot division in vacuum arcs with solid metal cathodes", *J.Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 4, pp.504-509, 1971.
- [22] V.I.Rakhovsky, "State of the art of physical models of vacuum arc cathode spots ", *IEEE Trans. on Plasma Science*, vol. PS-15, no. 5, 481-487, 1987.
- [23] A.Z.Nemirovskii and V.F.Puchkarev, "Arc voltage as a function of cathode thermophysical properties", *J.Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 25, pp.798-802, 1992.
- [24] M.S.Agarwal and R.Holmes, "Arcing voltage of the metal vapour vacuum arcs", *J.Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 17, pp.757-767, 1984.
- [25] C.W.Kimblin, "Cathode spot erosion and ionization phenomena in the transition from vacuum to atmospheric pressure arcs", *J.Appl. Phys.*, vol. 45, no. 12, pp.5235-5244, 1974.

- [26] I.G.Brown and X.Godechot, "Vacuum arc ion charge state distributions", IEEE Trans. on Plasma Sci, vol. 19, no.5, pp.713-717, 1991.
- [27] A.A.Plyutto, V.N.Ryzkov and A.T.Kapin, "High speed plasma streams in vacuum arcs", Sov.Phys. JETP, vol. 20, no.2, pp.328-337, 1965.
- [28] W.D.Davis and H.C.Miller, "Analysis of the electrode products emitted by dc arcs in a vacuum ambient", J.Appl. Phys., vol.40, no.5, pp.2212-2221, 1969.
- [29] J.Kutzner and H.C.Miller, "Integrated ion flux emitted from the cathode spot region of a diffusive vacuum arc", J.Phys. D: Appl. Phys., vol. 25, pp.686-693, 1992.
- [30] C.W.Kimblin, "Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs", J.Appl. Phys., vol. 44, no.7, pp.3074-3081, 1973.
- [31] G.A.Lyubimov and V.I.Rakhovsky, "The cathode spot of a vacuum arc", Sov.Phys. Usp., vol. 21, no.8, pp.693-718, 1978.
- [32] E.Hantzche, "Theory of cathode spot phenomena", Physica, vol. 104C, pp.3-16, 1981.
- [33] E.L.Murphy and R.H.Good Jr, "Thermoionic emission field emission, and the transition region", Physical Review, vol. 102, no.4, pp.1464-1473, 1956.
- [34] V.A.Ivanov, B.Jüttner and H.Pursch, "Time resolved measurements of the parameters of arc cathode plasmas in vacuum", IEEE Trans. on Plasma Science, vol. PS-13, no.5, pp.334-336, 1985.
- [35] S.M.Shkol'nik, "The plasma parameters in the interelectrode gap of the vacuum arc", IEEE Trans. on Plasma Science, vol. PS-13, No.5, pp.336-338, 1985.
- [36] J.Kutzner and M.Glinkowski, "Electron temperature and probe floating potentials in a plasma of the low current vacuum arc", IEEE Trans. on Plasma Sci., vol. PS-11, no.3, pp.233-238, 1983.
- [37] J.Kutzner and H.C.Miller, "Ion flux from the cathode region of a vacuum arc", IEEE Trans. on Plasma Sci., vol.17, no.5, pp.688-694, 1989.
- [38] G.A.Lyubimov, "Mechanism of acceleration of cathodic vapor jets", Sov.Phys. Dokl., vol. 20, no.12, pp.830-832, 1976.

- [39] G.A.Lyubimov, "Dynamics of cathode vapor jets", *Sov.Phys. Tech.Phys.*, vol.22, no.2, pp.173-177, 1977.
- [40] M.P.Zektser and G.A.Lyubimov, "Fast plasma jets from the cathode spot in a vacuum arc", *Sov.Phys. Tech.Phys.*, vol. 24, no.1, pp.1-5, 1979.
- [41] B.Ya Moizhes and V.A.Nemchinskii, "Erosion and cathode jets in a vacuum arc", *Sov.Phys. Tech.Phys.*, vol. 25, no.1, pp43-48, 1980.
- [42] E.Hantzsche, "Theory of the expanding plasma of vacuum arcs", *J.Phys. D: Appl.Phys.*, vol. 24, pp.1339-1353, 1991.
- [43] V.L.Sizonenko, P.I.Markov, L.I.Kiselevskii and G.G.Shergin, "Buneman instability in an arc cathode spot", *Sov.Phys. Tech.Phys.*, vol.29, no.11, pp.1259-1263, 1984.
- [44] N.Graneau, "An electrodynamic vacuum arc ion acceleration mechanism based on Ampere's force law", *IEEE Trans. on Plasma Science*, vol.21, no.6, pp.701-713, 1993.
- [45] J.E.Daalder, "Random walk of cathode arc spots in vacuum", *J.Phys. D: Appl. Phys.*, vol.16, pp.17-27, 1983.
- [46] E.A.Litvinov, G.A.Mesyats and D.I.Proskurovskii, "Field emission and explosive electron emission processes in vacuum discharge", *Sov.Phys.Usp.*, vol.26, no.2, pp.138-159, 1983.
- [47] G.N.Fursey, "Field emission and vacuum breakdown", *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, vol.EI-20, no.4, pp.659-670, 1985.
- [48] G.A.Mesyats, "Explosive processes on the cathode in a vacuum discharge", *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, vol.EI-18, no.3, pp.218-225, 1983.
- [49] E.A.Litvinov, "Theory of explosive electron emission", *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, vol.EI-20, no.4, pp.683-689, 1985.
- [50] G.A.Mesyats, "A cyclical explosive model of the cathode spot", *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, vol. EI-20, no.4, pp.729-734, 1985.
- [51] E.A.Litvinov, G.A.Mesyats, A.G.Parfyonov and N.B.Volkov, "An explosive emission model of the vacuum cathode spot", *XIII ISDIEV, Paris*, pp.158-160, 1988.
- [52] A.G.Parfyonov, "Concerning the types of cathodes spots", *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, vol.PS-13, no.5, pp.277-280, 1985.

- [53] V.I.Rakhovsky, "Critical parameters of the cathode region of a vacuum arc", IEEE Trans. on Plasma Sci. vol.18, no.3, pp.677-681, 1990.
- [54] B.Jüttner, "Characterization of the cathode spot", IEEE Trans. on Plasma Sci., vol.PS-15, no.5, pp.474-480, 1987.
- [55] V.F.Puchkarev and A.M.Murzakayev, "Current density and the cathode spot lifetime in a vacuum arc at threshold currents", J.Phys.D: Appl. Phys., vol.23, pp.26-35, 1990.
- [56] G.Ecker, in "Vacuum Arcs-Theory and Application", (J.M.Lafferty, Ed.), Wiley: New York, 1980, ch.7.
- [57] G.Ecker, "Review of present understanding of electrode phenomena", IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. EI-18, no.3, pp.243-252, 1983.
- [58] O.Morimiya, S.Sohma, T.Sugawara and H.Mizutani, "High current vacuum arcs stabilized by axial magnetic fields", IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, vol.PAS-92, no.5, pp.1723-1732, 1973.
- [59] J.V.R.Herberlein and D.R.Porto, "The interaction of vacuum arc ion currents with axial magnetic fields", IEEE Trans. on Plasma Sci., vol.PS-11, no.3, pp.152-159, 1983.
- [60] M.G.Drouet, "The physics of the retrograde motion of the electric arc", IEEE Trans. on Plasma Sci., vol.PS-13, no.5, pp.235-241, 1985.
- [61] E.Del Bosco, "Centrifuga de plasma com descarga em arco no vácuo aplicada a separação de isótopos estáveis", Tese de Doutorado, INPE, 1989.
- [62] P.J.Evans, F.J.Paoloni, J.T.Noorman and J.V.Whichello, "Measurements of mass separation in a vacuum arc centrifuge", J.Appl.Phys., vol.66, no.1, pp.115-118, 1 July 1989.
- [63] J.V.Whichello, P.J.Evans and F.J.Paoloni, "Measurements of isotope separation in a vacuum arc centrifuge", Proceedings of the Second Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases, Versailles, July 10-12, 1989, vol.1, pp.119-137.
- [64] R.S.Dallaqua, E.Del Bosco, G.O.Ludwig e A.Montes, "Projeto e construção de um circuito formador de pulso para a centrifuga de plasma", INPE - 5161 - RPE/639, Outubro, 1990.

- [65] R.S.Dallaqua, E.Del Bosco, A.Montes and G.O.Ludwig, "Plasma impedance and matched impedance LC network in a plasma centrifuga", *Rev. de Física Aplicada e Instrumentação*, vol.5, no.4, pp.508-517,1990.
- [66] H.S.Nequiz, E.Del Bosco and R.S.Dallaqua, "Preliminary results of cathode erosion in a vacuum arc discharge", 2o. Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, 27-29 Outubro, Serra Negra, pp.34-37, 1993.
- [67] R.P.da Silva, "Transporte de partículas e energia no plasma do Tokamak TBR-1: Diagnóstico e estudo experimental", Tese de Doutorado, IFUSP, 1989.
- [68] R.P.da Silva, R.S.Dallaqua and I.C.Nascimento, "Langmuir probe measurements in TBR-1 Tokamak", *Rev. de Física Aplicada e Instrumentação*, vol.5. no.2, pp.175-193, 1990.
- [69] P.M.Chung, L.Talbot and K.J.Touryan, "Electric Probe in Stationary and Flowing Plasmas - Theory and Application, Springer-Verlag: New York, 1975, pp.35.
- [70] R.R.Prasad, R.Consiglio and M.Krishnan, "Power flow and cathode erosion in a vacuum-arc centrifuge", *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, vol.PS-14, no.4, pp.498-502, 1986.
- [71] F.F.Chen, "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, vol.1, Plenum Press: New York, 1984, pp.190.
- [72] F.F.Chen, in "Plasma Diagnostic Techniques "(R.H.Hudlestone and S.L.Leonard, Eds.), Academic Press: New York, 1965, pp.178.
- [73] S.Anders, A.Anders, K.M.Yu, Y.Yao and L.G.Brown, "On the macroparticle flux from vacuum arc cathode spots", *IEEE Trans on Plasma Sci.*, vol.21, no.5, pp.441-446, 1993.
- [74] J.A.Bittencourt, "Theoretical behaviour of fully ionized multiple species magnetized plasmas under rotation", INPE-3915-RPE/510, Jun, 1986.
- [75] J.A.Bittencourt and G.O.Ludwig, "Steady state behaviour rotating plasmas in a vacuum arc centrifuge", *Plasma Phys. and Controlled Fusion*, vol.29, no.5, pp.601-620, 1987.
- [76] S.I.Braginskii, "Transport processes in a plasma", in *Reviews of Plasma Physics* (M.A.Leontovich, Ed.), Consultants Bureau: New York, 1965, p.205.
- [77] E.Del Bosco, S.W.Simpson, R.S.Dallaqua and A.Montes, "Speed of rotation in a vacuum arc centrifuge", *J.Phys. D: Appl. Phys.*, vol.24, pp.2008-2013, 1991.

- [78] R.R.Prasad and M.Krishnan, "Theoretical and experimental study of rotation in a vacuum-arc centrifuge", J.Appl.Phys., vol.61, no.1, pp.113-119, 1 Jan.1987.
- [79] E.Del Bosco, R.S.Dallaqua, J.A.Bittencourt and G.O.Ludwig, "Vacuum-arc plasma centrifuge experiment", IEEE Trans. on Plasma Sci., vol.17, no.5, pp.701-704, 1989.
- [80] L.M.Biberman, V.S.Vorob'ev and I.T.Yakubov, "Kinetics of Nonequilibrium Low-Temperature Plasmas", Consultants Bureau: New York, 1987.
- [81] I.I.Aksenov, I.I.Konovalov, V.G.Padalka, V.L.Sizonenko and V.M.Kharoshikh, "Instabilities in the plasma of a vacuum arc with gas in the discharge gap: I", Sov.J.Plasma Phys., vol.11, no.11, pp.787-791, 1985.
- [82] I.I.Aksenov, I.I.Konovalov, V.G.Padalka, V.L.Sizonenko and V.M.Kharoshikh, "Instabilities in the plasma of a vacuum arc with gas in the discharge gap: II", Sov.J.Plasma Phys., vol.11, no.11, pp.791-794, 1985.
- [83] M.Mitchner and C.H.Kruger Jr, "Partially Ionized Gases", John Wiley & Sons: New York, 1973, pp.230.
- [84] F.Boeschoten and N.Nathrath, in Uranium Enrichment (S.Villani Ed.), Springer-Verlag: New York, 1979, pp.297.
- [85] M.Krishnan and R.R.Prasad, "Parametric analysis of isotope enrichment in a vacuum-arc centrifuge", J.Appl.Phys., vol.57, no.11, pp.4973-4980, 1 June 1985.
- [86] P.C.Johnson, in Physics of Thin Films, vol.14 (M.H.Francombe and J.L.Vossen Eds.), Academic Press; San Diego, 1989, pp.129.

APÊNDICES

APÊNDICE A

```

REAL*8 Y(60), YP(60), T, TOUT, RELERR, ABSERR, WORK(303)
DIMENSION XT(300), YC(300)
COMMON NN, RLOAD, ALLOAD
COMMON RP(30), RC(30), RL(30), C(30), AL(30)
INTEGER NEQN, IFLAG, IWORK(5)
EXTERNAL F
OPEN(14, FILE='ENH.DAT', STATUS='OLD')
OPEN(15, FILE='DNW.DAT', STATUS='NEW')

C
NN=22
DO 100 I=1, NN
  RP(I)=0.03
  RC(I)=1.E+5
  RL(I)=.5E-3
  C(I)=7.5E-3
  READ(14, *) AL(I)
  Y(I)=0.
100 CONTINUE
  RLOAD=40.E-3
  ALLOAD=0.
  VQ=1.
  DO 200 II=1, NN
    N=NN
    J=II+N
    Y(J)=VQ*C(II)
200 CONTINUE
  T=0.
  TOUT=1.0E-5
  NEQN=2*NN
  RELERR=1.E-8
  ABSERR=1.E-8
  IFLAG=1
  DO 500 I=1, 300
    XT(I)=0.0
500 YC(I)=0.0
  DO 300 K=1, 300
    CALL RKF45(F, NEQN, Y, T, TOUT, RELERR, ABSERR, IFLAG, WORK, IWORK)
    ATOUT=1.E+3*TOUT
  C TYPE 302, ATOUT, Y(1), IFLAG
    WRITE(15, 301) ATOUT, Y(1), IFLAG, K
    TOUT=TOUT+10.0E-5
    XT(K)=ATOUT
    YC(K)=Y(1)
300 CONTINUE
  WRITE(15, 303)
303 FORMAT(1X, 'PASSEI POR AQUI')
  CALL GRAF(XT, YC)
301 FORMAT(2F12.4, 5X, I2, 5X, I3)
302 FORMAT(2F12.4, I2)
  END

C
C .....
C
SUBROUTINE F(T, Y, YP)
REAL*8 Y(60), YP(60)
COMMON NN, RLOAD, ALLOAD
COMMON RP(30), RC(30), RL(30), C(30), AL(30)
NNN=2*NN
NI=NN+1
YP(1) = ((~Y(1) * (RP(1) + RLOAD + RL(1))) + (Y(NI) / C(1)) + (Y(2) * RP(1))) /
$ (AL(1) + ALLOAD)
NJ=NN-1
NK=NNN-1
DO 500 L=2, NJ
  YP(L) = (RP(L) * (Y(L+1) - Y(L)) + (Y(L+NN) / C(L)) - RP(L-1) * (Y(L) - Y(L-1)))
$ - (Y(L+NJ) / C(L-1)) - RL(L) * Y(L) / AL(L)
500 CONTINUE
  YP(NN) = (~Y(NN) * (RP(NN) + RP(NJ) + RL(NN))) + (Y(NNN) / C(NN)) -

```

```

      $ (Y(NK) / C(NJ) ) + Y(NJ) * RP(NJ) ) / AL(NN)
      DO 600 M=NI,NK
      YP(M)=-Y(M-NJ)-Y(M-NH)-Y(M) / (C(M-NN)*RC(M-NN))
600 CONTINUE
      YP(NNN)=-Y(NN)-Y(NNN) / (C(NN)*RC(NN))
      RETURN
      END
C
C .....
C
      SUBROUTINE RKF45(F,NEQN,Y,T,TOUT,RELERR,ABSERR,IFLAG,WORK,IWORK)
      INTEGER NEQN,IFLAG,IWORK(5)
      DOUBLE PRECISION Y(NEQN),T,TOUT,RELERR,ABSERR,WORK(1)
      EXTERNAL F
      INTEGER K1,K2,K3,K4,K5,K6,K1M
C
      K1M=NEQN+1
      K1=K1M+1
      K2=K1+NEQN
      K3=K2+NEQN
      K4=K3+NEQN
      K5=K4+NEQN
      K6=K5+NEQN
C
      CALL RKF5(F,NEQN,Y,T,TOUT,RELERR,ABSERR,IFLAG,WORK(1),WORK(K1M),
      $WORK(K1),WORK(K2),WORK(K3),WORK(K4),WORK(K5),WORK(K6),
      $WORK(K6+1),IWORK(1),IWORK(2),IWORK(3),IWORK(4),IWORK(5))
      RETURN
      END
C
C .....
C
      SUBROUTINE RKF5(F,NEQN,Y,T,TOUT,RELERR,ABSERR,IFLAG,YP,H,F1,F2,F3,
      $F4,F5,SAVRE,SAVAE,NFE,KOP,INIT,JFLAG,KFLAG)
C
      LOGICAL HFAILD,OUTPUT
      INTEGER NEQN,IFLAG,NFE,KOP,INIT,JFLAG,KFLAG
      DOUBLE PRECISION Y(NEQN),T,TOUT,RELERR,ABSERR,H,YP(NEQN),
      $F1(NEQN),F2(NEQN),F3(NEQN),F4(NEQN),F5(NEQN),SAVRE,
      $SAVAE
      EXTERNAL F
      DOUBLE PRECISION A,AE,DT,EE,EEOET,ESTTOL,ET,HMIN,REMIN,RER,S,
      $SCALE,TOL,TOLN,TWOEPS,U26,YPK
      INTEGER K,MAXNFE,MFLAG
      DOUBLE PRECISION DABS,DMAX1,DMIN1,DSIGN
C
      DATA REMIN/1.D-12/
C
      DATA MAXNFE/3000/
C
      DATA TWOEPS,U26/4.4D-16,5.72D-15/
C
      IF (NEQN .LT. 1) GO TO 10
      IF ((RELERR .LT. 0.0D0) .OR. (ABSERR .LT. 0.0D0)) GO TO 10
      MFLAG=IABS(IFLAG)
      IF ((MFLAG .GE. 1) .AND. (MFLAG .LE. 8)) GO TO 20
10 IFLAG=8
      RETURN
C
20 IF(MFLAG .EQ. 1) GO TO 50
   IF((T .EQ. TOUT) .AND. (KFLAG .NE. 3)) GO TO 10
   IF(MFLAG .NE. 2) GO TO 25
   IF(KFLAG .EQ. 3) GO TO 45
   IF(INIT .EQ. 0) GO TO 45
   IF(KFLAG .EQ. 4) GO TO 40
   IF((KFLAG .EQ. 5) .AND. (ABSERR .EQ. 0.0D0)) GO TO 30
   IF((KFLAG .EQ. 6) .AND. (RELERR .LE. SAVRE) .AND.
   $(ABSERR .LE. SAVAE)) GO TO 30

```

```

      GO TO 50
C
25 IF (IFLAG .EQ. 3) GO TO 45
   IF (IFLAG .EQ. 4) GO TO 40
   IF ((IFLAG .EQ. 5) .AND. (ABSERR .GT. 0.0D0)) GO TO 45
C
30 STOP
C
40 NFE=0
   IF (MFLAG .EQ. 2) GO TO 50
45 IFLAG=JFLAG
   IF (KFLAG .EQ. 3) MFLAG=IABS(IFLAG)
50 JFLAG=IFLAG
   KFLAG=0
   SAVRE=RELERR
   SAVAE=ABSERR
C
   RER=TWOEPS+REMIN
   IF (RELERR .GE. RER) GO TO 55
   RELERR=RER
   IFLAG=3
   KFLAG=3
   RETURN
55 DT=TOUT-T
   IF (MFLAG .EQ. 1) GO TO 60
   IF (INIT .EQ. 0) GO TO 65
   GO TO 80
C
60 INIT=0
   KOP=0
   A=T
   CALL F(A,Y,YP)
   NFE=1
   IF (T .NE. TOUT) GO TO 65
   IFLAG=2
   RETURN
65 INIT=1
   H=DABS(DT)
   TOLN=0.
   DO 70 K=1,NEQN
   TOL=RELERR*DABS(Y(K))+ABSERR
   IF (TOL .LE. 0.) GO TO 70
   TOLN=TOL
   YPK=DABS(YP(K))
   IF (YPK*H**5 .GT. TOL) H=(TOL/YPK)**0.2D0
70 CONTINUE
   IF (TOLN .LE. 0.0D0) H=0.0D0
   H=DMAX1(H,U26*DMAX1(DABS(T),DABS(DT)))
   JFLAG=ISIGN(2,IFLAG)
C
80 H=DSIGN(H,DT)
C
   IF (DABS(H) .GE. 2.0D0*DABS(DT)) KOP=KOP+1
   IF (KOP .NE. 100) GO TO 85
   KOP=0
   IFLAG=7
   RETURN
85 IF (DABS(DT) .GT. U26*DABS(T)) GO TO 95
   DO 90 K=1,NEQN
90 Y(K)=Y(K)+DT*YP(K)
   A=TOUT
   CALL F(A,Y,YP)
   NFE=NFE+1
   GO TO 300
95 OUTPUT=.FALSE.
C
   SCALE=2.0D0/RELERR
   AE=SCALE*ABSERR

```



```

100 HFAILD=.FALSE.
C
HMIN=U26*DABS(T)
C
DT=TOUT-T
IF(DABS(DT) .GE. 2.0D0*DABS(H)) GO TO 200
IF(DABS(DT) .GT. DABS(H)) GO TO 150
C
OUTPUT=.TRUE.
H=DT
GO TO 200
150 H=0.5D0*DT
C
C
C
200 IF(NFE .LE. MAXNFE) GO TO 220
IFLAG=4
KFLAG=4
RETURN
C
220 CALL FEHL(F,NEQN,Y,T,H,YP,F1,F2,F3,F4,F5,F1)
NFE=NFE+5
C
EEOET=0.0D0
DO 250 K=1,NEQN
ET=DABS(Y(K))+DABS(F1(K))+AE
IF(ET .GT. 0.0D0) GO TO 240
IFLAG=5
RETURN
240 EE=DABS((-2090.0D0*YP(K)+(21970.0D0*F3(K)-15048.0D0*F4(K)))+
$(22528.0D0*F2(K)-27360.0D0*F5(K)))
250 EEOET=DMAX1(EEOET,EE/ET)
ESTTOL=DABS(H)*EEOET*SCALE/752400.0D0
IF(ESTTOL .LE. 1.0D0) GO TO 260
C
HFAILD=.TRUE.
OUTPUT=.FALSE.
S=0.1D0
IF(ESTTOL .LT. 59049.0D0) S=0.9D0/ESTTOL**0.2D0
H=S*H
IF(DABS(H) .GT. HMIN) GO TO 200
IFLAG=6
KFLAG=6
RETURN
C
C
260 T=T+H
DO 270 K=1,NEQN
270 Y(K)=F1(K)
A=T
CALL F(A,Y,YP)
NFE=NFE+1
C
C
S=5.0D0
IF(ESTTOL .GT. 1.889568D-4) S=0.9D0/ESTTOL**0.2D0
IF(HFAILD) S=DMIN1(S,1.0D0)
H=DSIGN(DMAX1(S*DABS(H),HMIN),H)
C
IF(OUTPUT) GO TO 300
IF(IFLAG .GT. 0) GO TO 100
IFLAG=-2
RETURN
300 T=TOUT
IFLAG=2
RETURN
END
C

```

```
C.....  
C  
SUBROUTINE FEHL(F,NEQN,Y,T,H,YF,F1,F2,F3,F4,F5,S)  
C  
C  
C  
C  
    INTEGER NEQN  
    DOUBLE PRECISION Y(NEQN),T,H,YF(NEQN),F1(NEQN),F2(NEQN),  
$F3(NEQN),F4(NEQN),F5(NEQN),S(NEQN)  
    DOUBLE PRECISION CH  
    INTEGER K  
    CH=H/4.0D0  
    DO 221 K=1,NEQN  
221 F5(K)=Y(K)+CH*YP(K)  
    CALL F(T+CH,F5,F1)  
    CH=3.0D0*H/32.0D0  
    DO 222 K=1,NEQN  
222 F5(K)=Y(K)+CH*(YP(K)+3.0D0*F1(K))  
    CALL F(T+3.0D0*H/8.0D0,F5,F2)  
    CH=H/2197.0D0  
    DO 223 K=1,NEQN  
223 F5(K)=Y(K)+CH*(1932.0D0*YP(K)+(7296.0D0*F2(K)-7200.0D0*F1(K)))  
    CALL F(T+12.0D0*H/13.0D0,F5,F3)  
    CH=H/4104.0D0  
    DO 224 K=1,NEQN  
224 F5(K)=Y(K)+CH*((8341.0D0*YP(K)-845.0D0*F3(K))+  
$ (29440.0D0*F2(K)-32832.0D0*F1(K)))  
    CALL F(T+H,F5,F4)  
    CH=H/20520.0D0  
    DO 225 K=1,NEQN  
225 F1(K)=Y(K)+CH*((-6080.0D0*YP(K)+(9295.0D0*F3(K)-  
$ 55643.0D0*F4(K)))+(41040.0D0*F1(K)-28352.0D0*F2(K)))  
    CALL F(T+H/2.0D0,F1,F5)  
C  
    CH=H/7618050.0D0  
    DO 230 K=1,NEQN  
230 S(K)=Y(K)+CH*((902880.0D0*YP(K)+(3855735.0D0*F3(K)-  
$ 1371249.0D0*F4(K)))+(3953664.0D0*F2(K)+  
$ 277020.0D0*F5(K)))  
    RETURN  
    END  
C  
C.....  
C  
SUBROUTINE GRAF(XT,YC)  
    DIMENSION XT(300),YC(300)  
    CALL BEGPLT('META.DAT')  
    CALL LEPLT(1,1,1,XT,YC,300,1,'CORRENTE DE FLASMA',18,  
$ 'TEMPO ( MS )',12,'CORRENTE/VOLT ( A/V )',21)  
    CALL FINPLT  
    RETURN  
    END
```

APÊNDICE B

```

\ PROGRAMA PARA LER PREAMBULO E DADOS DOS SCOPES HP54501A
\
\ Esta versao le: o canal 1 do scopel (Iplasma); o canal 1 do
\ scope 2 (Corrente de Langmuir) e o canal 4 do scope 2 (tensao
\ de varredura)

: initialize
bus.init
send.interface.clear
remote.enable.on
stack.clear
;

-1 3 sci.format
dim[.500 ] real array voltcls1
dim[ 500 ] real array voltcls2
dim[ 500 ] real array voltc4s2
dim[ 500 ] real array a.time
dim[ 500 ] integer array w.data \ store unpack data only
0 voltcls1 :=
0 voltcls2 :=
0 voltc4s2 :=
0 a.time :=
\ .....define parametros do tipo string para ler preambulo.....
15 string "points
15 string "xinc
15 string "xor
15 string "xref
15 string "yinc
15 string "yor
15 string "yref
integer scalar points
real scalar xinc real scalar xor real scalar xref
real scalar yinc real scalar yor real scalar yref

\ .....word para ler preambulo do canal 1 do scope 1.....

: read.precis1
stack.clear
me talker scopel listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:points?" talk
me listener scopel talker
"points listen
untalk unlisten
"points 32 "number points :=

me talker scopel listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:xinc?" talk
me listener scopel talker
"xinc listen
untalk unlisten
"xinc 32 "number xinc :=

me talker scopel listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:xor?" talk
me listener scopel talker
"xor listen
untalk unlisten
"xor 32 "number xor :=

me talker scopel listener

```

```

    " :waveform:source channel1" talk
    " :waveform:xref?" talk
    me listener scopel talker
    "xref listen
    untalk unlisten
    "xref 32 "number xref :=

    me talker scopel listener
    " :waveform:source channel1" talk
    " :waveform:yinc?" talk
    me listener scopel talker
    "yinc listen
    untalk unlisten
    "yinc 32 "number yinc :=

    me talker scopel listener
    " :waveform:source channel1" talk
    " :waveform:yor?" talk
    me listener scopel talker
    "yor listen
    untalk unlisten
    "yor 32 "number yor :=

    me talker scopel listener
    " :waveform:source channel1" talk
    " :waveform:yref?" talk
    me listener scopel talker
    "yref listen
    untalk unlisten
    "yref 32 "number yref :=
;

\ .....word para ler os pontos do canal 1 scope 1.....

: read.datacls1
  stack.clear
  me listener scopel talker scopel w.data []gpib.buffer
  me talker scopel listener
  " :waveform:source channel1" talk
  " :waveform:format compressed" talk
  " :waveform:data?" talk
  me listener scopel talker buffer.listen
  w.data unpack sub[ 11 , 500 ] w.data :=

  points 1 + 1 do
    w.data [ i ] yref - yinc * yor + voltcls1 [ i ] :=
  loop
\ voltcls1 y.auto.plot bell
  points 1 + 1 do
    i xref - xinc * xor + a.time [ i ] :=
  loop
\ a.time voltcls1 xy.auto.plot bell
;

\ .....word para ler preambulo do canal 1 do scope 2.....

: read.precis2
  stack.clear
  me talker scope2 listener
  " :waveform:source channel1" talk
  " :waveform:points?" talk
  me listener scope2 talker
  "points listen
  untalk unlisten

```

```

"points 32 "number points :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:xinc?" talk
me listener scope2 talker
"xinc listen
untalk unlisten
"xinc 32 "number xinc :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:xor?" talk
me listener scope2 talker
"xor listen
untalk unlisten
"xor 32 "number xor :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:xref?" talk
me listener scope2 talker
"xref listen
untalk unlisten
"xref 32 "number xref :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:yinc?" talk
me listener scope2 talker
"yinc listen
untalk unlisten
"yinc 32 "number yinc :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:yor?" talk
me listener scope2 talker
"yor listen
untalk unlisten
"yor 32 "number yor :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:yref?" talk
me listener scope2 talker
"yref listen
untalk unlisten
"yref 32 "number yref :=
;

\ .....word para ler os pontos do canal 1 scope 2.....

: read.datacls2
stack.clear
me listener scope2 talker scope2 w.data (!gpiib.buffer
me talker scope2 listener
" :waveform:source channel1" talk
" :waveform:format compressed" talk
" :waveform:data?" talk
me listener scope2 talker buffer.listen
w.data unpack sub[ 11 , 500 ] w.data :=

points 1 + 1 do

```

```

        w.data [ i ] yref - yinc * yor + voltcls2 [ i ] :=
loop
\ voltcls2 y.auto.plot bell
;

\ .....word para ler preambulo do canal 4 do scope 2.....

: read.prec4s2
stack.clear
me talker scope2 listener
" :waveform:source channel4" talk
" :waveform:points?" talk
me listener scope2 talker
"points listen
untalk unlisten
"points 32 "number points :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel4" talk
" :waveform:xinc?" talk
me listener scope2 talker
"xinc listen
untalk unlisten
"xinc 32 "number xinc :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel4" talk
" :waveform:xor?" talk
me listener scope2 talker
"xor listen
untalk unlisten
"xor 32 "number xor :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel4" talk
" :waveform:xref?" talk
me listener scope2 talker
"xref listen
untalk unlisten
"xref 32 "number xref :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel4" talk
" :waveform:yinc?" talk
me listener scope2 talker
"yinc listen
untalk unlisten
"yinc 32 "number yinc :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel4" talk
" :waveform:yor?" talk
me listener scope2 talker
"yor listen
untalk unlisten
"yor 32 "number yor :=

me talker scope2 listener
" :waveform:source channel4" talk
" :waveform:yref?" talk
me listener scope2 talker
"yref listen
untalk unlisten
"yref 32 "number yref :=

```

```

/
\ .....word para ler os pontos do canal 4 scope 2.....

: read.datac4s2
  stack.clear
  me listener scope2 talker scope2 w.data [][gpiib.buffer
  me talker scope2 listener
  " :waveform:source channel4" talk
  " :waveform:format compressed" talk
  " :waveform:data?" talk
  me listener scope2 talker buffer.listen
  w.data unpack sub[ 11 , 500 ] w.data :=

  points 1 + 1 do
    w.data [ 1 ] yref - yinc * yor + voltc4s2 [ 1 ] :=
  loop
\ voltc4s2 y.auto.plot bell
;

\ .....word de execucao.....

: le
  initialize
  read.prec1s1
  read.datac1s1
  read.prec1s2
  read.datac1s2
  read.prec4s2
  read.datac4s2
  n
  a.time voltc4s2 voltc1s2 voltc1s1
  setup
  bell
;

\ ESTE PROGRAMA FAZ A ANALISE DE DADOS PARA DETERMINAR A
\ TEMPERATURA DE ELETRONICA DA PCEN.
\
\ Esta versao le o arquivo previamente guardado com o word
\ "arquivo", cujo nome e' pedido, e fornece
\ 1- corrente de plasma (t).
\ 2- Te
\ Ob. esta versao deve ser executada apos o carregamento de rscope2.prg.

token y.token
token x.token
real scalar ct 10.0 ct := \ constante multiplicativa da tensao varredura
real scalar cc 0.02 cc := \ constante mult. da corrente da sonda
15 string filename
35 string dataname
60 string parameters

: yesno? \ true : Y, false : N (criada por Wills)
  "input 1 "left "dup
  " y" "= mask>#
  " y" "= #>mask or
;

20 1 23 79 window (text.down) \ define area inferior para texto

: grap.disp \ liga modo grafico
  ?graphics.display

```

```

not
  if graphics.display
  then
;

: prompt
  cr ." ok "
;

: up.grap                                \ define area superior para grafico
  grap.disp
  (text.down)
  .0 .73 vuport.orig
  1.0 .22 vuport.size
  dotted
  (border)
;

: mi.grap                                \ define area intermediaria para grafic
  .0 .48 vuport.orig
  1.0 .22 vuport.size
  dotted
;

: bo.grap                                \ define area inferior para grafico
  .0 .23 vuport.orig
  1.0 .22 vuport.size
  dotted
;

: ts.grap                                \ define area total para grafico
  .0 .23 vuport.orig
  1.0 .80 vuport.size
  " *" symbol
;

: tl.grap                                \ define area total para grafic
  .0 .23 vuport.orig
  1.0 .80 vuport.size
  solid
;

: arc.cur                                \ corrente de plasma (voltc1s
  up.grap
  a.time voltc1s1 xy.auto.plot
  \ (constante do integrador: 1.761 kA/V)
;

: probe.cur                               \ tensao de varredura (voltc4s
  mi.grap
  \ a.time voltc4s2 xy.auto.plot
  \ a.time voltc1s2 xy.auto.plot
  \ voltc4s2 0.02 * a.time swap xy.auto.plot
;

: tensao.var                               \ tensao de varredura (voltc1s
  bo.grap
  \ a.time voltc1s2 xy.auto.plot bell
  \ a.time voltc4s2 xy.auto.plot bell
  \ voltc1s2 10.0 * a.time swap xy.auto.plot bell bell
;

: wait.y                                  \ espera yes Y (autoria Wills)
  yesno? not if myself then

```



```

;
: read.data.file                                     \ le o arquivo
  cr ." Entre com o nome do arquivo: "
  "null filename ":=
  "input filename ":=
  filename dafer> file.open
  1 comment> dataname ":=
  2 comment> parameters ":=
  1 subfile voltclsl file>array
  2 subfile voltc4s2 file>array
  3 subfile voltclsl2 file>array
  4 subfile a.time file>array
  file.close
;

: decide
  stack.clear
  read.data.file
  cr ." COMENTARIOS? Y/N : " yesno?
  if
  cr dataname "type" cr
  cr parameters "type" cr
  then
  cr ." CURVAS? Y/N : " yesno?
  if
  arc.cur
  probe.cur
  tensao.var
  then
  cr ." ABORTA E LE OUTRO ARQUIVO? Y/N : " yesno?
  if
  myself
  then
;

dim[ 4 ] real array cursor.pos                       \ matriz para guardar posicoes do curso

: intervalo                                           \ define intervalo com curs
  array.readout
  normal.coords
  .4 .5 readout>position
  world.coords
  cursor.pos readout>array
  cr
  cr ." Pressione END. Use CURSOR ESQUERDO para selecionar ponto inicial"
  cr ." Pressione PgDn. Use CURSOR DIREITO para selecionar ponto final"
  cr ." Pressione na sequencia: END - HOME - PgDd - HOME - DEL - Y - return"
  cr
  wait.y
;

real scalar minp
real scalar maxp
real scalar nump
real scalar ip

: curvas.points                                       \ faz curva volts x ponto
  up.grap
  voltclsl sub[ 1 , 10 ] mean voltclsl swap - 1.761E3 * becomes> y.token
  y.token y.auto.plot
  normal.coords
  " CORRENTE DE ARCO"
  0.17 .9 position label

```

```

bell
intervalo
cursor.pos [ 1 ] minp :=
cursor.pos [ 3 ] maxp :=
maxp minp - nump :=
y.token sub[ minp , nump ] mean ip :=
cr ." <ip> (A) =" ip . cr

mi.grap
\      \ tensao da varredura
  voltcls2 ct * y.auto.plot
  voltcls2 ct * y.auto.plot
normal.coords
" TENSÃO DE VARREDURA"
.17 .9 position label

bo.grap
\      \ corrente da sonda
  voltcls2 cc * y.auto.plot
  voltcls2 cc * y.auto.plot
normal.coords
" CORRENTE TOTAL DA Sonda"
.17 .9 position label
bell

;

: int.curvol
\ define intervalo para Is x V
  intervalo
;

: cur.vol
\ faz curva Is x Vs
  cursor.pos [ 1 ] minp :=
  cursor.pos [ 3 ] maxp :=
  maxp minp - nump :=
  voltcls2 ct * sub[ minp , nump ] becomes> x.token
  voltcls2 cc * sub[ minp , nump ] becomes> y.token
;

: plotcur.vol
\ faz grafico de Is x V
  ts.grap
  x.token y.token
  xy.auto.plot
  normal.coords
  " TENSÃO DE VARREDURA (V)"
  .4 .06 position label
  normal.coords
  90 label.dir
  90 char.dir
  " CORRENTE DA Sonda (A)"
  .03 .15 position label
  0 label.dir
  0 char.dir
  bell
;

: int.sat
\ define intervalo da corrente de saturacao io
  intervalo
;

integer scalar minvsat
integer scalar maxvsat
integer scalar nupvsat
real scalar isat
: sub.isat
\ determina I sat. ions e subtrair de I
  nump 1 + 1 do

```

```

        cursor.pos [ 3 ] x.token [ i ] = if
        i maxvsat :=
        then
        loop
nump 1 + 1 do
        cursor.pos [ 1 ] x.token [ i ] = if
        i minvsat :=
        then
        loop
maxvsat minvsat - nupvsat :=
y.token sub[ minvsat , nupvsat ] mean isat :=
cr ." isat (A) =" isat . cr
isat
y.token swap - y.token :=
x.token y.token
ts.grap xy.auto.plot
normal.coords
" TENSÃO DE VARREDURA (V)"
.4 .06 position label
normal.coords
90 label.dir
90 char.dir
" CORRENTE DE ELETRONS (A)"
.03 .15 position label
0 label.dir
0 char.dir
bell
;

: int.ln                                     \ define intervalo para a curva ln(Is) x
    intervalo
;

integer scalar npln
integer scalar minln
integer scalar maxln
: ln.cur                                     \ faz grafico de ln(Is) x
nump 1 + 1 do
    cursor.pos [ 1 ] x.token [ i ] = if
    i minln :=
    then
    loop
nump 1 + 1 do
    cursor.pos [ 3 ] x.token [ i ] = if
    i maxln :=
    then
    loop
maxln minln - npln :=
y.token sub[ minln , npln ] ln becomes> y.token
x.token sub[ minln , npln ] becomes> x.token
x.token y.token
ts.grap xy.auto.plot
normal.coords
" TENSÃO DE VARREDURA (V)"
.4 .06 position label
normal.coords
90 label.dir
90 char.dir
" ln (Corrente de eletrons)"
.03 .14 position label
0 label.dir
0 char.dir
bell
;

```

```

: int.reta                                     \ define intervalo para ajustar ret
  intervalo
;

dim[ 2 ] real array coef.reta 0 coef.reta :=
integer scalar npreta
integer scalar maxreta
integer scalar minreta
dim[ 2 ] real array pontoy 0 pontoy :=
dim[ 2 ] real array pontox 0 pontox :=
: ajuste.reta                                     \ ajusta reta ax+b=y nos pts selecionad
  npln 1 + 1 do
    cursor.pos [ 1 ] x.token [ 1 ] = if
    i minreta :=
    then
    loop
  npln 1 + 1 do
    cursor.pos [ 3 ] x.token [ 1 ] = if
    i maxreta :=
    then
    loop
    maxreta minreta - npreta :=
    y.token sub[ minreta , npreta ] becomes> y.token
    x.token sub[ minreta , npreta ] becomes> x.token
    x.token y.token
    ts.grap xy.auto.plot

    x.token y.token 1
    leastsq.poly.fit
    coef.reta :=
    coef.reta
    .poly

    cursor.off
    coef.reta [ 1 ] x.token [ 1 ] * coef.reta [ 2 ] +
    pontoy [ 1 ] :=
    x.token [ 1 ] pontox [ 1 ] :=
    coef.reta [ 1 ] x.token [ npreta ] * coef.reta [ 2 ] +
    pontoy [ 2 ] :=
    x.token [ npreta ] pontox [ 2 ] :=
    pontox pontoy
    solid xy.data.plot

normal.coords
" TENSAO DE VARREDURA (V)"
.4 .06 position label
90 label.dir
90 char.dir
" Ln (Corrente de eletrons)"
.03 .14 position label
0 label.dir
0 char.dir
cursor.off
cr ." Te (eV) =" coef.reta [ 1 ] inv .
cr ." Ip (A) =" ip .
cr ." Isat (A) =" isat .
bell
\      cr ." ALL RIGHTS RESERVED=E Del Bosco"
;

: ls.arquivo                                     \ execu
  decide

```

```

curvas.points
int.curvol
cur.vol plotcur.vol
int.sat sub.isat
int.in ln.cur
int.reta ajusta.reta

```

```

/ PROGRAMA PARA ARQUIVAR OS DADOS LIDOS DOS SCOPES HP
/

```

```

/ - Esta versao cria um arquivo com quatro (4) subfiles, tres
/   desses subfiles contem os dados de canais
/   dos scopes da HP apos um disparo (shot) da Pcen, e o quarto
/   subfile contem a base de tempo comum aos 3 dados.
/ - Ob. esta versao deve correr apos o carregamento do programa
/   rscope2.prg
/
/ - O nome do arquivo deve ser datilogrado apos ser pedido,
/   assim como um comentario.
/ - Nome: ex. Slfel992.dat
/ - Comentarios: dataname : ex. Sondas de ions e de eletrons
/                 parameters : ex. Vb= 234V
/
/ - O programa cria 3 subfiles dentro do arquivo.
/   Subfile 1: CPL (canal 1 do scope1): Corrente de plasma
/   Subfile 2: TVS (canal 1 do scope2): Tensao de Varredura da Sonda
/   Subfile 3: CSL (canal 4 do scope2): Corrente da Sonda Langmuir
/   Subfile 4: BT (base de tempo)
/

```

```

15 string filename \ ex.: S1-190292.DAT
35 string dataname \ ex.: Sondas de ions e de eletrons
60 string parameters \ ex.: Vb=300V

```

```

/ O comment 1 vai ser fixo e definido a seguir
/ O comment 2 vai ser pedido pelo programa

```

```

" SONDA DE LANGMUIR : Ta " dataname ":- \ define o comment 1
/

```

```

: create.data.file \ esta word cria o arquivo
file.template
2 comments
real dim[ 500 ] subfile
4 times
end
cr ." Entre com o nome do arquivo: "
"input filename ":-
filename defer> file.create
/

```

```

: write.data.file \ esta word abre o arquivo e escreve os dados
filename defer> file.open
dataname 1 >comment
cr ." Entre com os comentarios (no maximo 50 caracteres): "
"input parameters ":-
parameters 2 >comment
1 subfile voltcls1 array>file
2 subfile voltcls2 array>file
3 subfile voltcls3 array>file
4 subfile a.time array>file
file.close
/

```

;
/
/ executor
/
: arquivo
 create.data.file
 cr ." creating - " filename "type
 write.data.file
 bell
;

APENDICE C

```
\ ESTE PROGRAMA CALCULA A CORRELACAO CRUZADA DAS FORMAS DE ONDA
\ ARMazenadas em duas matrizes "VOLT1" e "VOLT2" PARA SER USADA
\ NO CALCULO DA ROTACAO DA COLUNA DE PLASMA DA PCEN.
\
\ Esta versao necessita das matrizes volt1, volt2 e time
\ que sao lidos pelo programa rfiler.prq.
\ Atencao: necessita carregar o programa rtek2430.prq
```

```
15 string filename
55 string dataname
70 string parameters

: yesno?
  "input 1 "left "dup
  " y" "=" mask>#
  " y" "=" #>mask or
;

20 1 23 79 window {text.down}

: grap_disp
  ?graphics.display
  not
  if graphics.display
  then
;

: prompt
  cr ." ok "
;

: up.grap
  grap_disp
  {text.down}
  0.0 0.73 vuport.orig
  1.0 0.22 vuport.size
  solid
  {border}
;

: ml.grap
  0.0 0.48 vuport.orig
  1.0 0.22 vuport.size
  solid
;

: bo.grap
  0.0 0.23 vuport.orig
```

```

1.0 0.22 vuport.size
solid
;
: to.grap
0.0 0.23 vuport.orig
1.0 0.8 vuport.size
" *" symbol
;
: sonda.ver
up.grap
time volt1 xy.auto.plot
;
: sonda.hor
mi.grap
time volt2 xy.auto.plot
;
: wait.y
yesno? not if myself then
;
: read.data.file
cr ." Entre com o nome do arquivo: "
>null filename ":="


```



```

cr ." Pressione na ordem: END - HOME - PgDn - HOME - DEL - Y - RETURN"
cr wait.y
;

real scalar minp
real scalar maxp
real scalar nump

: curvas.pt
  up.grap
  volt1 y.auto.plot
  normal.coords
  " TENSAO SONDA VERTICAL"
  0.17 0.9 position label
  bell
  m1.grap
  volt2 y.auto.plot
  normal.coords
  " TENSAO SONDA HORIZONTAL"
  0.17 0.9 position label
  bell
  intervalo
  cursor [ 1 ] minp :=
  cursor [ 3 ] maxp :=
  maxp minp - nump :=
;

dim[ 81 ] real array corr

: correlate
\  volt1 mean volt1 swap - volt1 :=
\  volt2 mean volt2 swap - volt2 :=
\  volt1 [ ]min volt1 swap - volt1 :=
\  volt2 [ ]min volt2 swap - volt2 :=
  41 -40 do
    volt1 sub[ minp , nump ]
    i rotate volt2 sub[ minp , nump ]
    << * | + >> corr [ i 41 + ] :=
  loop
  corr [ ]min corr swap - corr :=
  corr [ ]max corr swap / corr :=
  to.grap
  corr y.auto.plot
  normal.coords
  " CORRELACAO"
  0.19 0.9 position label
  bell
;

real scalar c
: calcula
  cr ." Entre com o valor estimado do ponto de maximo e escreva DELTA"
;
: delta
  c :=
  corr [ c ] 2.0 * corr [ c 1 + ] - corr [ c 1 - ] -
  corr [ c 1 + ] corr [ c 1 - ] - swap / 2.0 / c +
  41 - time [ 1 ] * cr .
  corr [ c ] corr [ c 1 - ] < if " it is not a maximum " "type then
  corr [ c ] corr [ c 1 + ] < if " it is not a maximum " "type then
;

\ .... execucao.....

```

4

```
: rotacao  
\  read.data.file  
  decide  
  curvas.pt  
  correlate  
  calcula  
;
```

APENDICE D

```

INCLUDE 'FLIB.PI'

PROGRAM MAIN
INCLUDE 'FLIB.FD'

C     ESTE PROGRAMA FAZ O AJUSTE DE UMA GAUSSIANA
C      $Y = A \cdot \exp[-2.773 \cdot (X-M)^2/L^2]$ , ONDE
C     A E' A AMPLITUDE (A1)
C     M E' O VALOR MEDIO (A2)
C     L E' A LARGURA A MEIA ALTURA (A3)
C     PELO METODO DOS MENIMOS QUADRADOS.
C
C.....
C
C     DIMENSION X(100),Y(100),yy(100,6),SIGMAY(100),bbase(6)
C     DIMENSION A(10),aa(10,6),DELTAA(10),SIGMAA(10),YFIT(100)
C     dimension delta0(10),a0(10),lpta(10)
C     common /lazy/ mymode
C     character*12 filename
C     character*2 ms(14),hd,raio
C     common /ext/ ms,hd,raio
C     data ms /'01','02','03','04','05','06','07','08',
+      '09','10','11','12','13','14'/
C     data lpta/1,40,14,15,27,28,0,0,0,0/

C     OPEN(5,FILE='GAUSSIN.DAT',STATUS='OLD')
C     OPEN(9,FILE='GAUSSIN2.DAT',STATUS='OLD')
C     OPEN(6,FILE='GAUSSot.DAT',STATUS='NEW')

C     mode=0
C     nterms=7

C     npts=40

C     write(*,*) 'Enter the 2-character header: '
C     write(*,*) 'Enter the 2-character radius (mm): '

C     WRITE(6,1) NTERMS,MODE,NPTS
1  FORMAT(/,5X,'NTERMS = ',I3,5X,'MODE = ',I3,5X,'NPTS = ',I3)

C     WRITE(6,2)
2  FORMAT(/,5X,'CHUTES INICIAIS DOS PARAMETROS')
C     DO 91 I=1,NTERMS
C       READ(5,*)A(I),DELTAA(I)
C       delta0(i)=deltaa(i)
C       a0(i)=a(i)
91  CONTINUE
C     read(5,*) mymode
C     if(mymode.eq.1) nterms=3
C     WRITE(6,3) (I,A(I),I=1,NTERMS)
3  FORMAT(/,5X,'A',I1,' =',1PE12.3)

C a very small trick

C overall file loop
C
C     do 2222 iloop=1,50
C       npts=40
C       if(mymode.eq.0) nterms=6
C       read(9,'(a2)',end=2221) hd
C       read(9,'(a2)',end=2221) raio
C       call extract
C       filename=hd//raio//'o2.dat'

```

```

do1=1,nterms
  a(i)=a0(i)
  deltaa(i)=delta0(i)
enddo
filename=hd//raio//ms(k)//'ms.dat'
write(6,*) 'reading: ',filename
open(1,file=filename,status='old')

filename=hd//raio//ms(k)//'m1.dat'
write(6,*) 'writing: ',filename
open(3,file=filename,status='unknown')
npts=40
smin=1.0e10
smax=-1.0e10
s1=0.0
s2=0.0
s3=0.0

DO 92 I = 1,NPTS
  READ(1,*)X(I)
  read(1,*)(Yy(I,j),j=1,5)
  ytots=0.0
  ytotsq=0.0
  do171j=1,5
    ytots=ytots+yy(i,j)
    ytotsq=ytotsq+yy(i,j)*yy(i,j)
171  sdevy=((ytotsq-ytots*ytots/5.0)/5.0/4.0)
    if(sdevy.gt.0.) then
      sdevy=sqrt(sdevy)
    else
      sdevy=0.0
    endif
    yy(i,6)=ytots/5.0
    if(yy(i,6).gt.smax) then
      imax=i
      smax=yy(i,6)
    endif
    if(yy(i,6).lt.smin)smin=yy(i,6)

c    if(x(i).lt.23.0.and.yy(i,6).gt.s1) then
c      s1=yy(i,6)
c      i1=i
c    endif
c    if(x(i).gt.25.0.and.yy(i,6).gt.s3) then
c      s3=yy(i,6)
c      i3=i
c    endif
c    if(x(i).gt.24.0.and.x(i).lt.25.0.and.yy(i,6).gt.s2) then
c      s2=yy(i,6)
c      i2=i
c    endif
c
    sigmay(i)=sdevy
92  continue

  do1=1,npts
    ynorm=(yy(i,6)-smin)/(smax-smin)
    xnorm=x(i)+24.0-x(imax)
    write(3,'(1p5e12.3)')x(i),yy(i,6),sigmay(i),xnorm,ynorm
    sigmay(i)=0.0
  enddo

c
c add more points
c cooked to reduce separation
c   doj=1,6

```

```

c      do ja=1,4
c      yy(npts+ja,j)=yy(ipp,j)
c      x(npts+ja)=x(ipp)
c      enddo
c      npts=npts+4
c      enddo
c
c      do110j=1,6
c      bbase(j)=(yy(1,j)+yy(40,j))/2.0
c      do 93 i = 1,npts
c      y(i)=yy(i,j)
93      y(i)=y(i)-bbase(j)
c
c      do ii=1,nterms
c      deltaa(ii)=delta0(ii)
c      enddo
c      nterms=3
c      do jj=1,6
c      CALL GRIDLS(X,Y,SIGMA,Y,NPTS,NTERMS,MODE,A,DELTAA,SIGMAA,B,YFIT,
+      CHISQR)
c      if (jj.eq.1) then
c      factor=0.5
c      if(jj.gt.3) factor=0.5
c      if(jj.gt.1.and.mymode.eq.0) nterms=5
c      if(jj.gt.6) factor=0.2
c      if(jj.gt.12.and.mymode.eq.0) nterms=6
c      if(jj.gt.9) factor=0.1
c      if(jj.gt.13.and.mymode.eq.0) nterms=6
c      do ii=1,nterms
c      deltaa(ii)=delta0(ii)*factor
c      enddo
c      endif
c
c      if (k.eq.1) then
c      write(*,*) jj,chisqr,a(1),deltaa(1)
c      endif
c
c      enddo
c
c      do150l=1,nterms
150      aa(l,j)=a(l)
110      continue
c
c      WRITE(6,5)
5      FORMAT(/,5X,'RESULTADOS DO AJUSTE')
c      WRITE(6,6) (I,A(I),I=1,NTERMS)
6      FORMAT(/,5X,'A',I1,' =',1PE12.3)
c      close (1)
c      filename=hd//raio//ms(k)//'o1.dat'
c      write(6,*) 'writing: ',filename
c      open(1,file=filename,status='unknown')
c
c      do101j=0,100
c      rmass=x(1)+(x(40)-x(1))*float(j)/100.0
c      x(100)=rmass
c      gs=functn(x,100,a)+bbase(6)
c
c      xnorm=rmass+24.0-x(imax)
c      write(1,'(1p4e12.3)')rmass,gs,xnorm,(gs-smin)/(smax-smin)
101      continue
c      close (1)
c
c      r1tot=0.0
c      r2tot=0.0
c      rlt=0.0

```

c throw out worst case

```

      dol=1,5
      dom=1,nterms
      a(m)=aa(m,1)
      enddo
      rrl=a(2)/a(1)
      rr2=a(3)/a(1)
      rlt=rlt+rr1/5.0
      r2t=r2t+rr2/5.0
      enddo
      diff1=0.0
      diff2=0.0
      dol=1,5
      dom=1,nterms
      a(m)=aa(m,1)
      enddo
      rrl=a(2)/a(1)
      rr2=a(3)/a(1)
      if(abs(rr1-rlt).gt.diff1) then
        diff1=abs(rr1-rlt)
        lw1=1
      endif
      if(abs(rr2-r2t).gt.diff2) then
        diff2=abs(rr2-r2t)
        lw2=1
      endif
      enddo

      dol571=1,5
      dol58m=1,nterms
156      a(m)=aa(m,1)

      rrl=a(2)/a(1)
      rr2=a(3)/a(1)
      if(1.ne.lw1) then
        rltot=rlt+rr1
        rltotsq=rltotsq+rr1*rr1
      endif
      if(1.ne.lw2) then
        r2tot=r2t+rr2
        r2totsq=r2totsq+rr2*rr2
      endif
157      continue

      sdev1=sqrt((rltotsq-rltot*rltot/4.0)/4.0/3.0)
      sdev2=sqrt((r2totsq-r2tot*r2tot/4.0)/4.0/3.0)
      rnor1=78.79/10.13
      rnor2=78.79/11.17
      r1med=rltot/4.0
      r2med=r2tot/4.0
      write(*,*) 'writing file 2: '
      write(2,'(1p5e12.3)') float(k)
      +      ,r1med*rnor1,sdev1*rnor1,r2med*rnor2,sdev2*rnor2

100      continue
      close (2)
2222      continue
2221      continue

```

C
STOP
END

C
C.....
C

```

c extracts a standard peak from times 4 to 12ms
c
character*12 filename
character*2 ms(14),hd,raio
common /lin/ x(15),y(15),v(15)
common /ext/ ms,hd,raio

doj=1,15
  v(j)=0.0
enddo
np1=6
np2=14
doi=np1,np2
  filename=hd//raio//ms(i) //'ms.dat'
  write(6,*) 'reading: ',filename
  open(11,file=filename,status='old')

  npts=14
  smin=1.0e10
  smax=-1.0e10

  DO j = 1,NPTS
    READ(11,*)X(j)
    read(11,*)y1,y2,y3,y4,y5
    y(j)=(y1+y2+y3+y4+y5)/5.0
    if(y(j).gt.smax)smax=y(j)
    if(y(j).lt.smin)smin=y(j)
  enddo
  read(11,*)x(npts+1)
  do j = 1,npts
    y(j)=(y(j)-smin)/(smax-smin)
    v(j)=v(j)+y(j)/(np2-np1)
  enddo
  close(11)
enddo
v(npts+1)=v(1)
npts=npts+1
smin=1.0e10
smax=-1.0e10
doj=1,npts
  if(v(j).gt.smax)smax=v(j)
  if(v(j).lt.smin)smin=v(j)
enddo
smin=v(1)
do j = 1,npts
  v(j)=(v(j)-smin)/(smax-smin)
enddo
write(*,'(1p2e12.3)') (x(k),v(k),k=1,15)
return
end
FUNCTION FUNCTN (X,I,A)
common /lazy/ mymode
DIMENSION X(100),A(10)
XI = X(I)

if(mymode.eq.0) then
  FUNCTN = A(1)*EXP(antexp(xi,a))
+          +A(6)
+          +A(2)*EXP(antexp(xi-1.0,a))
+          +A(3)*EXP(antexp(xi-2.0,a))

else
  functn=a(1)*plin(xi)+a(2)*plin(xi-1.0)+a(3)*plin(xi-2.0)
endif
RETURN
END

```

```

        plin=0.0
        else
        do j=2,15
            if (xi.lt.x(j)) goto 1
        enddo
        j=j-1
        diff=(x1-x(j))/(x(j+1)-x(j))
        plin=(1.0-diff)*v(j)+diff*v(j+1)
        endif
    return
end
function antexp(xi,a)
dimension a(20)
xnorn=(xi-a(4))/a(5)
antexp=-xnorn*xnorn*(1.0+a(6)*(erf(xnorn/a(7))+1))
return
end
function erf(x)
data p,a1,a2,a3,a4,a5/.3275911,.254829592,-.284496736,
+ 1.421413741,-1.453152027,1.061405429/
t=1/(1+p*abs(x))
erf=1-t*(a1+t*(a2+t*(a3+t*(a4+t*a5))))*exp(-x*x)
erf=sign(erf,x)
return
end
C
C.....
C
C CALCULA O CHI-SQUARE ( PAG. 194 BEVINGTON)
C
    FUNCTION FCHISQ(Y,SIGMAY,NPTS,NFREE,MODE,YFIT)
    DOUBLE PRECISION CHISQ,WEIGHT
    DIMENSION Y(100),SIGMAY(100),YFIT(100)
    CHISQ = 0.0
    IF(NFREE)13,13,20
13 FCHISQ = 0.0
    GO TO 40
20 DO 30 I = 1,NPTS
    IF(MODE)22,27,29
22 IF(Y(I))25,27,23
23 WEIGHT = 1.0/Y(I)
    GO TO 30
25 WEIGHT = 1.0/(-Y(I))
    GO TO 30
27 WEIGHT = 1.0
    GO TO 30
29 WEIGHT = 1.0/SIGMAY(I)**2
30 CHISQ = CHISQ + WEIGHT*(Y(I)-YFIT(I))**2
    FREE = NFREE
    FCHISQ = CHISQ/FREE
40 RETURN
    END
C
C.....
C
C SUBROTINA DE AJUSTE (PAG. 213 BEVINGTON)
C
    SUBROUTINE GRIDLS(X,Y,SIGMAY,NPTS,NTERMS,MODE,A,DELTAA,
+ SIGMAA,B,YFIT,CHISQR)
    DIMENSION X(100),Y(100),SIGMAY(100),A(10),DELTAA(10)
    DIMENSION SIGMAA(10),YFIT(100)
    NFREE = NPTS - NTERMS
    FREE = NFREE
    CHISQR = 0.0
    IF(NFREE)100,100,20
20 DO 90 J=1,NTERMS

```