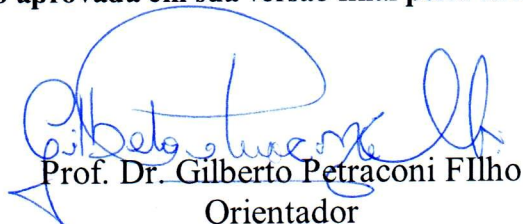


Dissertação apresentada à Pró-Reitoria de Pós-Graduação e Pesquisa do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências no Curso de Física, Área de Física de Plasmas.

**Gustavo Doretto Ribeiro**

**ESTUDO DA REGIÃO DE BAINHA CATÓDICA E SEUS  
EFEITOS SOBRE A DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA DE  
ELÉTRONS EM UMA DESCARGA DE CATODO OCO  
PLANO À BAIXA PRESSÃO DE ARGÔNIO**

Dissertação aprovada em sua versão final pelos abaixo assinados:



Prof. Dr. Gilberto Petraconi Filho  
Orientador

Prof. Dr. Luiz Carlos Sandoval Góes  
Pró-Reitor de Pós-Graduação e Pesquisa

Campo Montenegro  
São José dos Campos, SP – Brasil  
2016

## Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)

### Divisão de Informação e Documentação

<p>Ribeiro, Gustavo Doretto Estudo da região de bainha catódica e seus efeitos sobre a distribuição de energia de elétrons em uma descarga de catodo oco plano à baixa pressão de argônio / Gustavo Doretto Ribeiro. São José dos Campos, 2016. 45f. 130</p> <p>Dissertação de mestrado – Curso de Física, Área de Física de Plasmas – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2016. Orientador: Prof. Dr. Gilberto Petraconi Filho</p> <p>1. Bainha catódica. 2. Catodo oco plano . 3. Física de Plasmas. I. Instituto Tecnológico de Aeronáutica. -ITA</p>
--

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

RIBEIRO, Gustavo Doretto. **Estudo da região de bainha catódica e seus efeitos sobre a distribuição de energia de elétrons em uma descarga de catodo oco plano à baixa pressão de argônio** . 2016.130. Dissertação de mestrado em Física) – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

## CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Gustavo Doretto Ribeiro

TÍTULO DO TRABALHO: Estudo da região de bainha catódica e seus efeitos sobre a distribuição de energia de elétrons em uma descarga de catodo oco plano à baixa pressão de argônio.

TIPO DO TRABALHO/ANO: Dissertação / 2016

É concedida ao Instituto Tecnológico de Aeronáutica permissão para reproduzir cópias desta dissertação e para emprestar ou vender cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação ou tese pode ser reproduzida sem a sua autorização (do autor).

---

Nome Gustavo Doretto Ribeiro  
Rua Amazonas, 26, Bairro Marília  
CEP: 17509-120, Marília - SP

**ESTUDO DA REGIÃO DE BAINHA CATÓDICA E SEUS  
EFEITOS SOBRE A DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA DE  
ELÉTRONS EM UMA DESCARGA DE CATODO OCO  
PLANO À BAIXA PRESSÃO DE ARGÔNIO**

**Gustavo Doretto Ribeiro**

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr.	Bogos Nubar Sismanoglu	Presidente	- ITA
Prof. Dr.	Gilberto Petraconi Filho	Orientador	- ITA
Dr.	Maurício Ruv Lemes	Membro Externo	- FAT
Dr.	Rodrigo Sávio Pessoa	Membro Interno	- ITA

**ITA**

*Aos meus pais Regina e  
Gerson e à minha irmã  
Vanessa.*

## Agradecimentos

A Deus, em primeiro lugar, por fornecer-me capacidade para desenvolver este trabalho.

Aos meus pais Regina e Gerson por todo apoio aos meus estudos durante toda minha vida, acompanhando-os e fornecendo-me apoio durante minha caminhada atrás do sonho de tornar-me um cientista.

À minha irmã Vanessa por estar sempre ao meu lado, tanto nos momentos bons como nos momentos ruins.

Ao meu professor orientador Prof. Dr. Gilberto Petraconi Filho pela paciência, disposição e empenho na confecção desta dissertação bem como no conhecimento transmitido durante a disciplina de Descargas Elétricas e Plasmas e discussões sobre Física de Plasmas muito produtivas.

Ao meu amigo Prof. Álvaro Rosin sempre pelo grande incentivo para eu continuar no desenvolvimento de trabalhos de pesquisa.

A todos os professores e pesquisadores do Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA) por aulas e discussões sobre física, álgebra e engenharia em geral que enriqueceram minha formação.

A todos, meu muito obrigado.

*“A ciência não pode prever o que vai acontecer. Só pode prever a probabilidade de algo acontecer.”*

*César Lattes*

## Resumo

*Neste trabalho são apresentados os resultados de investigação realizadas sobre descargas de catodo oco (DCO) de eletrodos planos, operando à baixa pressão de argônio, com especial interesse nos efeitos da região de bainha catódica sobre a energia dos elétrons não termalizados na região de plasma. Os parâmetros de plasma foram inferidos de características tensão-corrente de sondas de Langmuir cilíndrica e direcional posicionadas na região inter-catódica de plasma. A função de distribuição de energia dos elétrons foi obtida pelo uso do método de Druvyesteyn para diferentes valores de distância entre os catodos, pressão do gás e posição da sonda em relação à superfície do catodo. No caso da sonda plana direcional, a dispersão de energia foi avaliada em função da variação do ângulo normal à área de coleção da sonda em relação à direção de deriva dos elétrons orientados pelo campo elétrico na região da bainha catódica. No entanto, o principal objetivo do uso desta técnica foi a avaliação da velocidade de deriva dos elétrons considerando teoricamente uma função de distribuição Maxwelliana de velocidades modificada pela inserção da contribuição dos elétrons de deriva. As funções de distribuição de energia dos elétrons obtidas experimentalmente pelo método de Druvyesteyn evidenciam a formação de populações de elétrons com energias mais elevadas(aqui chamados de deriva ou não termalizados) superpostas as de elétrons termalizados. No plano teórico, foi realizada uma análise da região de bainha catódica para avaliar os perfis, principalmente, da queda de potencial e do campo elétrico na região de catodo devido à sua grande influência na energia adquirida pelos elétrons na descarga. Neste modelo considera-se uma região de bainha não-colisional sobre a influência de elétrons e íons gerados na região de plasma e dos elétrons secundários emitidos pelo catodo. A posição da interface plasma-bainha catódica determinada teoricamente mostra boa concordância com os dados experimentais e permite obter uma estimativa da espessura da região do catodo. Nos regimes de descarga de catodo oco investigados neste trabalho, a região de catodo é imediatamente adjacente a região de plasma formada pela junção das luminescentes negativa. Estes regimes foram obtidos para distâncias inter-catódicas variando de (4,4 – 10,9)  $10^{-2}$  m e pressões entre (26 e 32) mTorr. A região de catodo suporta praticamente toda a queda de tensão da descarga (aproximadamente 840 V) e é a principal responsável pelos processos de manutenção de corrente da descarga (entre 3 e 12mA). Nestas condições as funções de distribuição de energia de elétrons evidenciam populações de elétrons com elevadas energias (até 100 eV) responsáveis pelos processos de excitação e ionização na região inter-catódica. Valores de velocidade de deriva de elétrons na faixa entre (7,0 a 13,0)  $\times 10^5$  m/s foram obtidos e os resultados, discutidos em consonância com o comportamento dos perfis do potencial e do campo elétrico investigados na região da bainha catódica, mostram um predomínio dos processos colisionais de termalização de elétrons ao longo de um caminho mais longo percorrido na região de plasma.*

## Abstract

In this work, are presented the results of investigation on argon low pressure hollow cathode discharges (HCD) of flat electrodes, with special interest in the cathode fall effects on the energy of the non-thermalized electrons in the plasma region. Plasma parameters were inferred from voltage-current characteristics of cylindrical and directional Langmuir probes positioned in the inter-cathodic plasma region. The electrons energy distribution function was obtained by using the Druvyesteyn method for different values of inter-cathodic distance, gas pressure and the position of the probe with relation to the cathode surface. In the case of the directional plane probe, the energy dispersion was evaluated as a function of the normal angle to the collection area of the probe in relation to the electron drift direction oriented by the electric field in the cathode sheath. However, the main objective of the use of this technique was the evaluation of the electron drift velocity considering theoretically a Maxwellian velocity distribution function modified by the insertion of the contribution of the drift electrons. The electrons energy distribution functions obtained experimentally by the method of Druvyesteyn evidences the generation of high energy electrons populations (here referred to as drift or non-thermalized electrons) overlapping those of thermalized electrons. At the theoretical plan, an analysis of the cathodic sheath region was performed to evaluate the potential and electric field profiles in the cathode fall due to its great influence on the energy acquired by the electrons in the discharge. In this model a non-collision sheath region is considered on the influence of electrons and ions generated in the plasma region and the secondary electrons emitted by the cathode. The position of the plasma-cathode sheath interface determined from the simulated model shows a good agreement with the experimental data. This transition region allows a good estimative of the thickness of the cathode sheath. In the hollow cathode discharge regimes investigated in this work, the cathode region is immediately adjacent to the plasma region formed by the junction of the negative luminescent ones. These regimes were obtained for inter-cathode distances ranging from  $(4.4 - 10.9) \cdot 10^{-2}$  m and pressures between (26 and 32) mTorr. The cathode region supports almost all the discharge voltage fall (about 840 V) and is the main responsible for the processes of current maintenance of the discharge (between 2 and 11 mA). In these conditions the electron energy distribution functions present populations of high energies electrons (up to 100 eV) responsible for the excitation and ionization processes in the inter-cathodic region. Electron drift velocity values in the range of  $(7.0 \text{ to } 13.0) \times 10^5$  m/s were obtained and the results, discussed in accordance with the behavior of the potential and electric field profiles investigated in the cathodic sheath region, show a predominance of collisional processes of electron thermalization along a longer path in the plasma region.



## SUMÁRIO

Lista de Figuras

Listas de Tabelas

Lista de Abreviaturas e Siglas

Lista de Símbolos

## CAPÍTULO 1

### **Introdução**

17

- 1.1. Considerações iniciais sobre a arquitetura da descarga de catodo oco empregada neste trabalho e estrutura da dissertação 17
- 1.2. Descargas de catodo oco-DCO 23
- 1.3. Efeitos de catodo oco 25
- 1.4. Teoria de descarga de catodo oco 27
- 1.5. Distribuição de potencial, campo elétrico, energia média dos elétrons e taxa de ionização no eixo da DCO plano 30
- 1.6. Motivação – Aplicação de descargas de catodo oco em baixa pressão 32
- 1.7. Objetivos do trabalho 40

## CAPÍTULO 2

### **Modelo teórico da bainha catódica e simulação**

41

- 2.1. Introdução 41
- 2.2. Modelo da Bainha Catódica 42
  - 2.2.1. Análise de previsões teóricas 50

## CAPÍTULO 3

### **Experimental**

55

- 3.1. Sistema Experimental de descarga de catodo oco plano 55

3.2.Técnicas de Diagnóstico de plasma	58
3.3.Determinação dos parâmetros de plasma pelo método de Druvyesteyn	59
3.4.Parâmetros de Plasma obtidos pela técnica de sonda de LangmuirLangmuir	64
3.5.Sondas cilíndricas – Parâmetros de plasmas inferidos da região de coleção predominante de elétrons pela sonda	67
3.5.1.Medida da temperatura de elétrons	68
3.5.2.Medida do potencial flutuante, potencial de plasma e da densidade de elétrons	69
3.6.Determinação dos parâmetros do plasma inferidos da região de coleção predominante de íons pela sonda eletrostática	71
3.7.Diagnóstico de regiões de bainha catódica	73
3.8.Sonda plana direcional	74
3.8.1.Modificação da função de distribuição maxwelliana de velocidade dos elétrons devido à velocidade de deriva	75

## CAPÍTULO 4

<b>Resultados e discussão</b>	<b>80</b>
4.1.Caracterização elétrica da descarga e análise da variação dos parâmetros de plasma ao longo do eixo da descarga	80
4.2. Medidas dos parâmetros de plasma com a sonda plana direcional – Avaliação da velocidade de deriva dos elétrons	91
4.2.1. Avaliação da razão $R$ entre a velocidade de deriva e a velocidade térmica em função do produto da pressão ( $P$ ) pela distância ( $d$ ) entre os catodos	101

**CAPÍTULO 5****Considerações finais e trabalhos futuros** 108**REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS** 112**APÊNDICE A** — Expansões em série de Taylor empregadas 116**APÊNDICE B** — Discussão da equação  $\kappa v^3 - v^2 + 1 = 0$  117**APÊNDICE C** — Variáveis adimensionais e derivadas 119**APÊNDICE D** - Programação em Matlab 2010 empregada para a simulação do modelo teórico da bainha catódica 122

## Lista de Figuras

Figura 1.1. (a) Arquitetura típica de uma descarga operando no regime luminescente normal (pressões da ordem de 1 Torr e correntes da ordem de mA) e perfis: (b) da intensidade luminosa; (c) do potencial elétrico; (d) do campo elétrico; (e) das densidades de íons e elétrons e (f) da densidade de corrente de íons e elétrons [adaptado de Nasser, 1971]. 18

Figura 1.2. (a) Imagem de uma descarga triodo (dois catodos e um anodo aterrado) operando em regime luminescente normal convencional (pressão em argônio de 185,1 mTorr, tensão de descarga de 730 V, corrente de 6,6 mA e distância intercatódica  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$ m). (b) Esquema ilustrando as regiões de descarga entre os catodos (LPP/ITA). 19

Figura 1.3. (a) Imagem e esquema da arquitetura de uma descarga de catodo oco operando a uma pressão de 31,5 mTorr em argônio, a uma tensão de descarga de 830 V, corrente de 4,6 mA e distância inter-catódica ( $d$ ) de  $8,3 \cdot 10^{-2}$  m. (b) Perfil com valores aproximado do potencial de plasma, (b) do campo elétrico e (d) da densidade de carga líquida. 20

Figura 1.4. Ilustração simplificada do sentido do campo elétrico aplicado entre catodos e anodo (flanges metálicas aterradas) e do campo elétrico polarizado pela distribuição de cargas na região inter-catódica. 22

Figura 1.5 – Característica de uma descarga luminescente em catodo oco plano em gás argônio. A corrente pela descarga ( $I_d$ ) aumenta em função da redução da distância inter-catódica ( $d$ ) mantendo-se fixa a tensão ( $V_d$ ) da descarga e a pressão do gás ( $P$ ). 24

Figura 1.6 – Efeito de catodo oco (cavidade polarizada negativamente). Sistema simplificado de uma descarga CC em catodo oco plano e uma descrição esquemática dos processos mais importantes (BARDOS, 1996). 27

Figura 1.7 – Função distribuição de energia dos elétrons em um plasma de CO (MORGNER et al., 1998). 28

Figura 1.8 – Distribuição de: a) Potencial, b) Campo elétrico longitudinal, e c) Energia dos elétrons/ Taxa de ionização em função da distância entre os catodos (HASHIGUCHI, 1991). 31

Figura 1.9 – Sistema de propulsão iônica com base em geradores de plasmas de catodo oco[ASENCIO, JCR, 2014]. 34

Figura 1.10. Variação do potencial na região de plasma e na região da bainha do catodo, ilustrando o potencial de polarização da amostra em relação ao potencial de plasma quando a amostra é polarizada com o potencial do catodo da descarga. 35

Figura 1.11. a) Esquema do reator de deposição do tipo magnetron sputtering convencional acoplado a um sistema de catodo oco ilustrando o efeito de confinamento magnético e eletrostático na região de processos[PESSOA,2006]. 36

Figura 1.12 – Sistema de ativação por plasma de materiais carbonosos. (a) Diagrama esquemático da região de processos ilustrando os efeitos de catodo oco que ocorrem nesta região; (b) Imagem de um reator a plasma operando em regime de catodo oco a baixa pressão de oxigênio (LPP/ITA). 37

Figura 1.13. (a) Sistema de tratamento de resíduos contaminados com mercúrio pelo emprego de uma descarga de catodo oco que emprega um catodo de espiras planas para o transporte de amostra. (b) Descarga de catodo em operação com gás oxigênio e (c) esquema do sistema de transporte de amostras – LPP/ITA. 38

Figura 1.14. Reator de corrosão por íons reativos adaptado a uma geometria de catodo oco cilíndrico para intensificação da taxa de corrosão [PESSOA, 2010]. 39

Figura 2.1. Diagrama esquemático das regiões de plasma, pré-bainha e bainha catódica indicando os potenciais e respectivas coordenadas ao longo do eixo da descarga.  $V_c = -(V_d + V_p)$  onde  $V_d$  é a tensão aplicada entre os eletrodos da descarga e  $v_o$  é a velocidade que o íon (advindo da região de plasma) adquire na região de pré-bainha (velocidade de Bohm). 42

Figura 2.2 – (a) Variação do potencial elétrico e (b) do campo elétrico na região de catodo em função da distância ao catodo de referência ( $x=0$ ) para o plasma de argônio.  $kT_e = 4$

eV,  $n_o = 2,0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ ,  $V_p = 16 \text{ V}$ ,  $V_d = 830 \text{ V}$ ,  $\eta_C \sim 249$  e  $\gamma = 0,38$  (catodos de alumínio).

51

Figura 2.3 – Perfis de densidade de carga elétrica na região de catodo para o plasma de argônio,  $kT_e = 4 \text{ eV}$ ,  $n_o = 2,0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ ,  $\eta_C \sim 249$  e  $\gamma = 0,38$  (catodos de alumínio), em função da distância ao catodo: (a) densidade de elétrons originários do plasma, que satisfazem a relação de Boltzmann; (b) densidade de íons provenientes do plasma (teoria de queda livre); (c) densidade de elétrons secundários; (d) densidade de carga total, soma das densidades de cargas das três espécies consideradas.

52

Figura 2.4 – Espessura da bainha catódica em função da densidade de elétrons, para descarga de argônio, com  $kT_e = 4 \text{ eV}$ ,  $n_o = 2,0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ ,  $\eta_C \sim 249$  e  $\gamma = 0,38$  (catodos de alumínio).

54

Figura 3.1 – Aparato Experimental. a) Imagem do sistema de descarga e caracterização, (b) Diagrama esquemático do aparato utilizado.

55

Figura 3.2. Imagem da região de descarga ilustrando no detalhe o sistema de posicionamento angular da superfície da sonda em relação ao fluxo de elétrons ao longo do eixo da descarga. 1. Transferidor; 2. Indicador de ângulo solidário à sonda; 3. Sistema de movimentação da sonda cilíndrica; 4. Catodo de referência ( $x=0$ ). ( $V_d=830 \text{ V}$ ,  $I_d = 4,6 \text{ mA}$ ,  $P=31 \text{ mTor}$ ,  $d=83 \text{ mm}$ ).

57

Figura 3.3. Seção de choque de ionização do argônio por impacto de elétrons [Straub, H. C. *et al*, 1995].

63

Figura 3.4 – Modelo da curva característica de uma sonda cilíndrica [HUTCHINSON, 1994].

66

Figura 3.5 – Desenho esquemático ilustrando a área de coleção de uma sonda cilíndrica imersa em uma região de plasma e no detalhe seu posicionamento em relação aos catodos da descarga [PESSOA, 2005].

68

Figura 3.6. Ilustração esquemática dos três procedimentos utilizados para determinação do potencial de plasma: a) pelo máximo da primeira derivada,  $dI/dV$ , ou pelo valor de tensão, no qual a segunda derivada,  $d^2I/dV^2$ , se anula, b) ou pelo “joelho” da curva semi-logarítmica versus tensão na sonda.

70

Figura 3.7. Esquema da estrutura de uma região de bainha de plasma, formada por exemplo em um material não polarizado (flutuante) inserido na região de plasma. 72

Figura 3.8 – Função distribuição para diferentes valores de velocidade de deriva. 76

Figura 3.9 – Ilustração da posição angular da normal à área da sonda em relação à direção do fluxo de elétrons orientados pelo campo elétrico da bainha catódica. 78

Figura 4.1. Características da descarga operando em regime de catodo oco a baixa pressão de argônio. A tensão de descarga foi fixada em 840 V. 81

Figura 4.2. Curvas característica da sonda cilíndrica para várias posições ( $d_{sc}$ ) da sonda em relação ao catodo de referência ( $x=0$ ). A distância inter-catódica ( $d$ ) foi fixada em  $8,3 \cdot 10^{-2}$  m;  $P=3,1 \cdot 10^{-2}$  Torr e  $V_d=830$  V. 82

Figura 4.3. (a) Dimensões e arquitetura da descarga operando em regime de catodo oco a uma pressão  $P=3,2 \cdot 10^{-2}$  Torr, distância inter-catódica  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$  m e  $V_d=840$  V. (b) Perfis do potencial de plasma ( $V_p$ ) e do potencial Flutuante ( $V_f$ ) ao longo do eixo da descarga na distância inter-catódica e (b) perfil do campo elétrico correspondente. 83

Figura 4.4. Distribuição de energia dos elétrons na região de plasma para quatro valores de  $d_{sc}$  obtidos pelo método de Druvyensteyn (eq. 3.20) utilizando uma sonda cilíndrica.  $P=3,2 \cdot 10^{-2}$  Torr;  $V_d=840$  V;  $I_d=4,6$  A e  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$  m. 85

Figura 4.5. Dispersão de energia dos elétrons em função da distância ( $d_{sc}$ ) da sonda ao catodo de referência ( $x=0$ ) obtida pelo método de Druvyensteyn (eq. 3.20). 86

Figura 4.6. Perfil da densidade de elétrons obtida pela avaliação da corrente de saturação de elétrons da curva característica da sonda (eq. 3.24) e também pela integração da função de distribuição de energia de elétrons (eq. 3.22). 87

Figura 4.7. Perfil da energia média dos elétrons (eq. 3.21) na região de plasma ao longo do eixo da descarga. 88

Figura 4.8. Variação do caminho livre médio de ionização em função da energia dos elétrons. 90

Figura 4.9. Corrente ( $I_s$ ) coletada pela sonda em função da tensão ( $V_s$ ) de polarização para vários ângulos  $\gamma$  positivos, ou seja, a área de coleção da sonda volta-se para o catodo de referência a uma distância de  $3,0 \cdot 10^{-2}$  m da sonda favorecendo a coleção de elétrons de deriva advindos desta região. 92

Figura 4.10. Corrente ( $I_s$ ) coletada pela sonda em função da tensão ( $V_s$ ) de polarização para vários ângulos  $\gamma$  negativos, ou seja, a área de coleção da sonda volta-se para o catodo oposto a uma distância de  $5,3 \cdot 10^{-2}$  m da sonda favorecendo a coleção de elétrons de deriva advindos desta região. 93

Figura 4.11. Variação de  $F(\gamma)$  em função de  $\sin(\gamma)$  (eq. 3.40) para avaliação da velocidade de deriva ( $v_{de+}$ ) de elétrons advindos da região do catodo de referência. 94

Figura 4.12. Função distribuição de energia de elétrons obtida pela técnica de Druvyesteyn para diferentes ângulos a)  $\gamma$  igual a  $0^\circ$ ,  $+5^\circ$ ,  $+10^\circ$ ,  $+15^\circ$ ,  $+20^\circ$  e b)  $\gamma$  igual a  $0^\circ$ ,  $-10^\circ$  e  $-20^\circ$ . 96

Figura 4.13. Energia média de elétrons em função do ângulo  $\gamma$  nas situações em que a superfície da sonda favorece a coleção de elétrons de deriva advindos das regiões de catodo em diferentes percursos. 97

Figura 4.14. Dispersão de energia dos elétrons em função do ângulo  $\gamma$  que a normal à superfície da sonda forma com a normal à superfície do catodo obtida pelo método de Druvyenstyen (eq. 3.20). 98

Figura 4.15. Curva característica da sonda direcional para  $\gamma=0$  e  $\gamma \pm 90^\circ$ , indicando as correntes de saturação de elétrons correspondentes.  $P=3,1 \cdot 10^{-2}$  Torr;  $V_d=840$  V;  $I_d=4,5$  A e  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$  m. A distância ( $d_{sc}$ ) da sonda ao catodo de referência permanece também inalterada em  $3,0 \cdot 10^{-2}$  m. 99

Figura 4.16. Ilustração do sentido do fluxo de elétrons de deriva em relação à área de coleção da sonda plana direcional. 100

Figura 4.17. Variação da corrente ( $I_s$ ) coletada pela sonda plana direcional em função da tensão ( $V_s$ ) de polarização para vários ângulos  $\gamma$ , tendo como parâmetro a distância ( $d$ ) inter-catódica variando de (a) 44 mm, (b) 54 mm, (c) 62 mm, (d) 73 mm. Sonda posicionada equidistante dos catodos no eixo da descarga. 102



Figura 4.18. Obtenção do valor de  $R$  por meio do coeficiente angular da reta de interpolação linear 103

Figura 4.19. Funções de distribuição de energia dos elétrons obtidas pela técnica de Druvyesteyn para os diferentes valores de ângulo  $\gamma$ .  $P=2,6 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $V_d=830$  V;  $I_d= 3,7$  mA;  $d=5,4 \cdot 10^{-2}$  m. 104

Figura 4.20 – Razão  $R$  entre velocidade de deriva e velocidade térmica dos elétrons para diferentes distâncias entre os catodos de (a) 44 mm, (b) 54 mm, (c) 62 mm, (d) 73 mm. 106

## Listas de tabelas

Tabela 3.1: Seção de choque de ionização do gás argônio para determinados valores de energia de elétrons (Straub, H. C. *et al*, 1995). 64

Tabela 4.1: Parâmetros do plasma inferidos da curva característica da sonda para  $\gamma = 0^\circ$ . 94

Tabela 4.2: Velocidades de deriva dos elétrons em função da posição da superfície de coleção da sonda em relação ao catodo de origem do fluxo de elétrons de deriva. 95

## Lista de Abreviaturas e Siglas

$Al$	relativo ao alumínio
$Ar$	relativo ao argônio
BC	bainha catódica
BC	bainha catódica
CC	corrente contínua
DCC	descarga de corrente contínua
DCO	descarga de catodo oco
ECO	efeito de catodo oco
FDEE	função de distribuição de energia de elétrons

FDEE	função de distribuição de energia dos elétrons
GN	glow negativa
HCD	hollow cathode discharge
LN	luminescência negativa
LN	luminescente negativa
<i>Ti</i>	relativo ao titânio

## Lista de Símbolos

$\vec{E}$	campo elétrico
$d$	distância entre os dois planos catódicos
$d_{sc}$	distância da sonda ao catodo
$e$	carga do elétron ( $1,6 \times 10^{-19}\text{C}$ )
$E$	energia dos elétrons
$e$	número de Euler (2.7182818285...)
$E_c$	campo elétrico na bainha catódica
$E_i$	energia de ionização do átomo
$E_r$	campo elétrico radial
$F_E$	função de distribuição de energia
$I_-$	corrente de elétrons
$I(x)$	taxa de ionização
$I_+$	corrente de íons
$I_d$	corrente de descarga
$I_{e0}$	corrente de saturação de elétrons coletada pela sonda quando seu potencial se iguala ao potencial de plasma
$I_{se}$	corrente de saturação de elétrons
$I_{si}$	corrente de saturação de íons
$J$	densidade de corrente
$J_d$	densidade de corrente de deriva
$k$	constante de Boltzmann ( $1,38 \times 10^{-23}\text{J.K}^{-1}$ )

$M$	coeficiente de multiplicação de elétrons
$M$	massa do íon de argônio ( $3.01 \cdot 10^{-26}$ kg)
$m_e$	massa do elétron ( $9,11 \times 10^{-31}$ kg)
$n$	densidade de partículas carregadas
$n_{0e.s}$	densidade numérica de elétrons secundários no plasma
$n_e$	densidade de elétrons
$P$	pressão
$P_{ot}$	Potência da descarga
$R$	razão entre a velocidade de deriva e a velocidade térmica dos elétrons
$R$	resistência elétrica
$S$	área da sonda direcional
$s$	comprimento da bainha da sonda
$T_e$	temperatura de elétrons
$T_g$	temperatura do gás
$T_i$	temperatura de íons
$V_c$	queda de potencial na bainha catódica
$V_d$	tensão aplicada na descarga
$v_{de}$	velocidade de deriva dos elétrons
$V_f$	potencial flutuante
$V_f$	Potencial flutuante
$V_i$	potencial de ionização
$V_n$	queda de potencial na bainha catódica no regime luminescente normal
$V_P$	Potencial de Plasma
$V_p$	potencial de plasma
$V_s$	tensão de polarização da sonda
$\alpha$	primeiro coeficiente de Townsend
$\gamma, \theta$	posição angular da superfície da sonda em relação à superfície do catodo
$\gamma^e$	coeficiente de emissão secundária de elétrons ou 2º coeficiente de Townsend
$\epsilon_0$	permissividade elétrica no vácuo ( $8,85 \times 10^{-12} \text{C}^2/(\text{N}\cdot\text{m}^2)$ )

$\lambda$	livre caminho médio
$\lambda_D$	comprimento de Debye
$\lambda_i$	livre caminho médio de ionização
$\lambda_{ion}$	livre caminho médio de íons
$\mu_e$	mobilidade do elétron
$\mu_i$	mobilidade do íon
$\nu_i$	taxa de ionização
$\nu_{th}$	velocidade térmica dos elétrons
$\rho$	densidade espacial de carga

# Capítulo 1

## 1. Introdução

Neste capítulo é abordado sobre a arquitetura da descarga investigada neste trabalho bem como suas principais características no intuito de elucidar sobre os efeitos da região de catodo (bainha catódica) nas principais propriedades de uma descarga luminescente de catodo oco. Como uma motivação ao trabalho as aplicações de descargas de catodo oco em baixa pressão são apresentadas com foco na importância do controle dos mecanismos de descargas e de seus parâmetros para a otimização de um dado processo.

### 1.1. Considerações iniciais sobre a arquitetura da descarga de catodo oco empregada neste trabalho e estrutura da dissertação

Em uma descarga de catodo e anodo planos convencional operando no regime luminescente normal, a queda de potencial ao longo do eixo entre catodo e anodo neste regime não é uniforme gerando regiões distinguidas pelo brilho da luz emitida, como mostra a figura 1.1. A região brilhante do catodo surge porque muitos elétrons são emitidos do catodo pelo bombardeio de íons; e devido ao processo de recombinação entre esses elétrons secundários emitidos com pouca energia e os íons positivos, haverá emissão de radiação visível. Os elétrons produzidos no catodo e que não se recombinam acumulam-se temporariamente na região escura de Aston, mas são rapidamente acelerados em direção ao anodo através da região escura de Crookes. Esta é uma região de alta densidade de íons positivos, e a carga espacial positiva é responsável pela grande variação de potencial nesta região. A região escura de Crookes termina quando os elétrons adquirem energia suficiente para excitar átomos neutros para níveis de energia mais altos, e esses, por decaimento radiativo emitem radiação visível (região brilhante negativa). A região escura de Faraday é uma região de pequena diferença de potencial, na qual ocorrem perdas de partículas carregadas por recombinação e difusão. A próxima região é conhecida como coluna positiva por ficar próxima ao ânodo. É uma região uniforme com densidades quase iguais de íons positivos e elétrons. Esta região é caracterizada por um baixo gradiente de potencial elétrico ao longo de seu comprimento, o campo longitudinal é o suficiente apenas para suprir a energia perdida pelos elétrons e íons no seu movimento de deriva ao longo do tubo de descarga. A coluna positiva tem todas as características de um

plasma frio (sem equilíbrio termodinâmico), ou seja, quase neutralidade de carga, uniformidade e baixo gradiente de potencial axial.

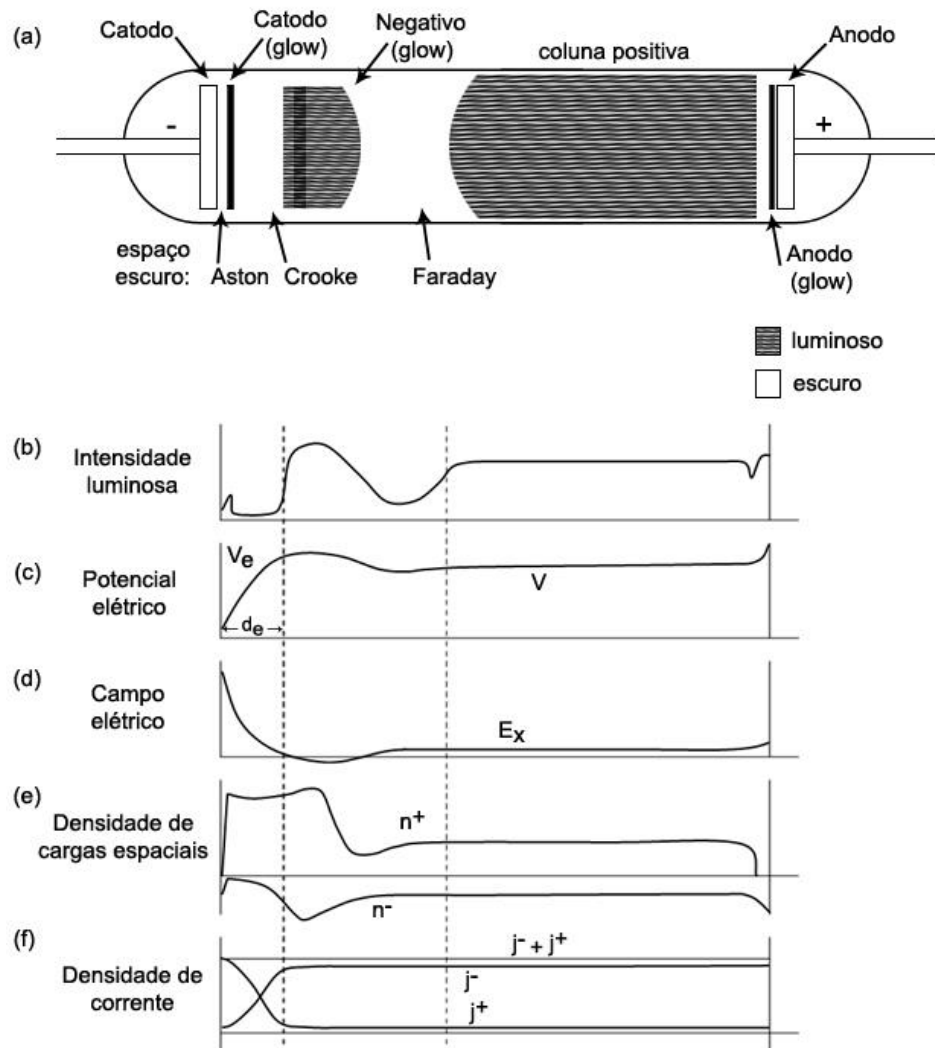


Figura 1.1. (a) Arquetetura típica de uma descarga operando no regime luminescente normal (pressões da ordem de 1 Torr e correntes da ordem de mA) e perfis: (b) da intensidade luminosa; (c) do potencial elétrico; (d) do campo elétrico; (e) das densidades de íons e elétrons e (f) da densidade de corrente de íons e elétrons [adaptado de FRANKLIN, 1976].

Esta arquitetura típica ilustrada na figura 1.1, bem como as principais características de suas regiões luminescentes e escuras é descrita com detalhes por Franklin (1976), e também já destaca as propriedades diferenciadas da região de catodo em relação a região do anodo, que por sua vez, determinam os principais mecanismos de autosustensão de corrente pela descarga.

Neste trabalho especificamente, considera-se um modelo de descarga em que dois eletrodos planos polarizados negativamente, formando assim uma cavidade catódica planar, são separados por curtas distâncias inter-catódicas e também em relação ao anodo, no sentido em que é inibida a formação de colunas positivas no regime de descarga luminescente normal autosustentada, como ilustra a figura 1.2.

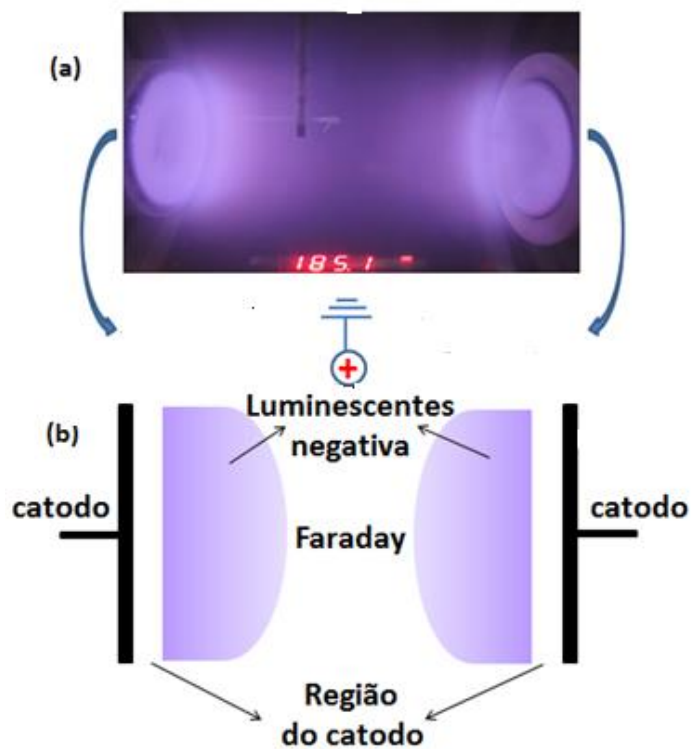


Figura 1.2. (a) Imagem de uma descarga triodo (dois catodos e um anodo aterrado) operando em regime luminescente normal convencional (pressão em argônio de 185,1 mTorr, tensão de descarga de 730 V, corrente de 6,6 mA e distância intercatódica  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$ m). (b) Esquema ilustrando as regiões de descarga entre os catodos (LPP/ITA).

No regime ilustrado na figura 1.2, as luminescentes negativas, adjacentes a região de catodo (região de bainha catódica), são separadas pela região escura de Faraday (veja figura 1.1) quando opera com pressões e distâncias inter-catódicas relativamente altas (no caso 185,1 mTorr). Neste trabalho este regime será identificado como um regime de descarga luminescente normal convencional que opera com correntes de descarga relativamente baixas. No chamado regime de descarga de catodo oco as respectivas luminescentes negativas se unem gerando uma arquitetura de descarga mais simples composta apenas da região de catodo (ou região de bainha catódica) e da região de plasma, como mostra a figura 1.3. Quando se mantem a distância inter-catódica fixa, este

regime é obtido reduzindo a pressão da descarga. Como efeito, tanto a bainha catódica como a luminescente negativa se expandem ocupando a região escura de Faraday.

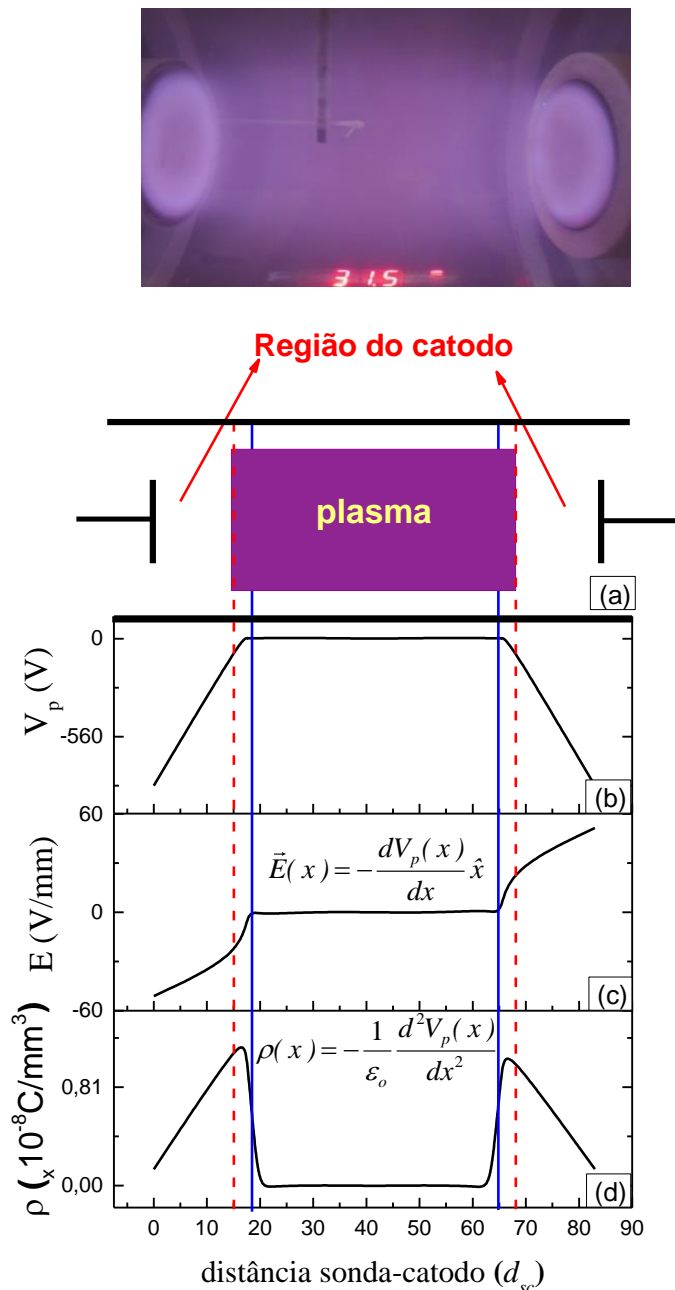


Figura 1.3. (a) Imagem e esquema da arquitetura de uma descarga de catodo oco operando a uma pressão de 31,5 mTorr em argônio, a uma tensão de descarga de 830 V, corrente de 4,6 mA e distância inter-catódica ( $d$ ) de  $8,3 \cdot 10^{-2}$  m. (b) Perfil com valores aproximado do potencial de plasma, (b) do campo elétrico e (d) da densidade de carga líquida (LPP/ITA)



Os efeitos de catodo oco responsáveis pela manutenção de corrente pela descarga serão discutidos na sequência do presente capítulo, incluindo algumas de suas principais aplicações. A figura 1.3(a) ilustra a imagem e um diagrama esquemático da descarga operando em regime de catodo oco a uma pressão de argônio de 31,5 mTorr. Em um comparativo com a janela de parâmetros operacionais da descarga ilustrada na figura 1.2, com a redução da pressão a 31,5 mTorr, a tensão da descarga evolui sem interferência na fonte para 830 V e corrente de 4,6 mA evidenciando um aumento da resistividade da descarga. A distância intercatódica é mantida em  $8,3 \cdot 10^{-2}$  m.

As medidas de potencial na região de plasma da figura 1.3(b) foram obtidas com uma sonda eletrostática cilíndrica (figura 1.3a) que se desloca ao longo do eixo que une os catodos. Na região de bainha catódica foi realizada uma extrapolação até o potencial do catodo de 830 V mais representativo de um campo elétrico uniforme nesta região, no entanto, um modelo teórico não colisional para esta região é tratado no capítulo 2 visando obter o perfil destes parâmetros ajustado aos dados experimentais obtidos de temperatura de elétrons, potencial de plasma, tensão da descarga e densidade de elétrons na região de plasma. Uma descrição completa do aparato experimental utilizado neste trabalho bem como das técnicas de sondas eletrostáticas é apresentado no capítulo 3.

A região de bainha com densidade de carga predominantemente positiva e intenso campo elétrico é imediatamente adjacente a região de plasma. Ou seja, a união das luminescentes negativas gera uma região com características típicas de uma região de plasma como um baixo gradiente de potencial e distribuição de cargas líquida quase neutra (veja figuras 1.3). Por este motivo, esta região será identificada neste trabalho como a região de plasma. No regime de descarga de catodo oco a função de distribuição de elétrons na região de plasma pode conter considerável população de elétrons com altas energias ( $10 - 10^3$  eV), os quais são gerados na superfície do catodo e na região de bainha onde são acelerados pela intensa queda de potencial nesta região. Estes elétrons são responsáveis pelos processos de excitação e ionização, inclusive pelo transporte de corrente na bainha e na região de plasma [KOLOBOV and TSENDING, 1992]. Por outro lado, os processos de difusão e recombinação na região de fraco campo elétrico de plasma são determinados por uma também considerável população de elétrons termalizados de baixa energia ( $10^{-2} - 10$  eV) [KOLOBOV and TSENDING, 1992]. Para os cálculos de perfis de densidade na região de bainha e na região de plasma, ambos grupos de elétrons são igualmente importantes. Neste contexto em que portadores de cargas ganham energia

do campo elétrico local ao longo de seu caminho livre médio é importante definir o campo elétrico polarizado que governa o movimento dos elétrons ao longo do eixo que une os catodos. No caso da geometria de descarga em questão neste trabalho o anodo aterrado são as flanges em alumínio de vedação da câmara de vácuo, produzindo um campo elétrico aplicado entre os eletrodos não uniforme, como ilustra de maneira simplificada a figura 1.4.

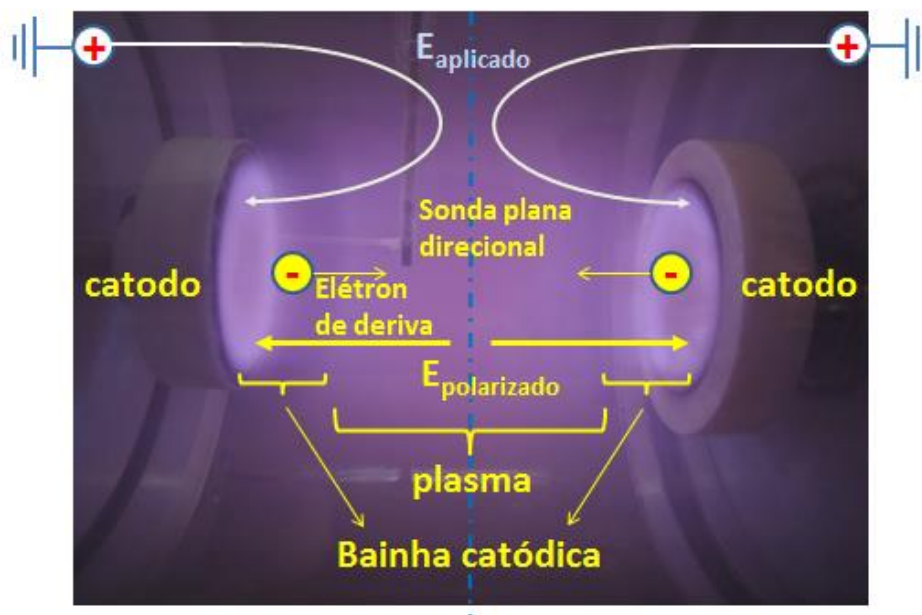


Figura 1.4. Ilustração simplificada do sentido do campos elétrico aplicado entre catodos e anodo (flanges metálicas aterradas) e do campo elétrico polarizado pela distribuição de cargas na região inter-catódica.

Entretanto, principalmente quando as luminescentes negativas se unem, o campo elétrico que governa o movimento dos elétrons entre os catodos é um campo bipolar (parte da posição média entre os catodos em sentido às suas superfícies) ao longo do eixo da descarga e que é muito fraco na região de plasma (devido ao baixo gradiente de potencial nesta região) e muito intenso na região de bainha catódica devido a elevada queda de tensão no catodo (veja figuras 1.3 e 1.4). Sendo assim, neste trabalho os elétrons acelerados pelo intenso campo elétrico na bainha catódica serão identificados como elétrons de deriva que são termalizados na região de plasma nos regimes de alta pressão por colisões com partículas neutras e que adquirem altas velocidades na região de plasma em regimes de mais baixa pressão, sendo retardados somente na região da bainha catódica oposta. Elétrons de deriva são aqueles que adquirem uma velocidade de arraste resultante (ou de deriva) sempre com uma componente ao longo do campo elétrico que governa seu

movimento. Nesta condição, a velocidade de deriva dos elétrons será inferida de característica tensão-corrente de uma sonda plana direcional (veja figura 1.4) considerando uma função de distribuição maxwelliana de velocidades de elétrons que se desloca no eixo de velocidades de sua posição média ( $v=0$ ) a medida que a velocidade de deriva aumenta [MACIEL and ALLEN, 1989]. É importante salientar que o emprego da distribuição maxwelliana parte de uma consideração teórica que possibilita um método analítico simples de obtenção da velocidade de deriva dos elétrons, ou seja, não existe razão física para escolha de tal distribuição em vista de muitas observações experimentais de que a distribuição de energia destes elétrons de alta energia difere consideravelmente da maxwelliana [GODYAK and DEMIDOV, 2011; GODYAK and ALENXANDROVICH, 2015; TONELI et al. 2015]. Mas por este motivo, as funções de distribuição de energia de elétrons são obtidas experimentalmente neste trabalho pelo emprego da técnica de Druvyesteyn cuja distribuição é proporcional a segunda derivada da característica da curva tensão-corrente da sonda. Os resultados experimentais dos parâmetros de plasmas inferidos tanto das curvas características da sonda cilíndrica quanto da direcional são apresentados e discutidos no capítulo 4. Por fim no capítulo 5 é apresentado as conclusões do trabalho e sugestões de pesquisas futuras, seguido das referências e apêndices.

## 1.2. Descargas de catodo oco-DCO

As descargas de catodo oco foram amplamente empregadas no princípio do século XX, primariamente como dispositivos de descarga de baixa pressão e alta densidade de elétrons para uma grande variedade de aplicações. Provavelmente a primeira evidência experimental do Efeito de Catodo Oco (ECO) foi reportado em 1954 por Little e von Engel (von ENGEL, 1965). Estes dispositivos consistem basicamente de um catodo com uma estrutura oca (orifício, cavidade, abertura, etc.) e um anodo de forma arbitrária (figura 1.4). Comparando-se com a descarga luminescente convencional, a eficiência de ionização é maior nas descargas de catodo oco e a densidade de corrente pode ser significativamente superior, para uma mesma tensão de sustentação, conforme veremos ao longo desta seção. A variação da distância inter-catódica, potência da descarga e da pressão do gás alteram a densidade de plasma e conseqüentemente a espessura da bainha catódica.

Os fenômenos físicos básicos que contribuem para os efeitos de catodo oco podem ser explicados pelas propriedades específicas dos elétrons de alta energia, também chamados de elétrons rápidos, confinados na cavidade catódica (SCHAEFER, 1990; NIKULIN, 1997; KOLOBOV, 1995).

Tomando como  $d$  a distância entre dois planos catódicos de uma descarga luminescente, quando esta é reduzida - o anodo pode ser, por exemplo, os flanges metálicos de vedação da câmara de descarga - e mantendo-se a tensão da descarga ( $V_d$ ) constante entre os eletrodos, a corrente da descarga ( $I_d$ ) cresce sensivelmente como mostra a figura 1.5.

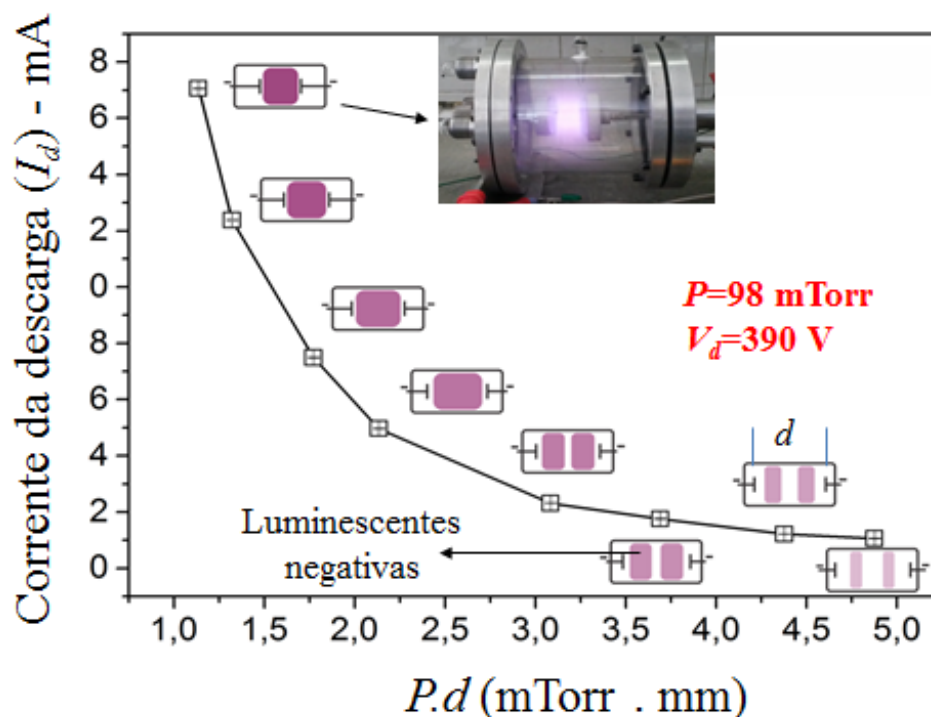


Figura 1.5 – Característica de uma descarga luminescente em catodo oco plano em gás argônio. A corrente pela descarga ( $I_d$ ) aumenta em função da redução da distância inter-catódica ( $d$ ) mantendo-se fixa a tensão ( $V_d$ ) da descarga e a pressão do gás ( $P$ ).

Para baixos valores do produto  $P \cdot d$ , a descarga opera em regime de catodo oco (elevadas correntes) e para elevados valores de  $P \cdot d$  a descarga opera em regime luminescente convencional de uma descarga de entre anodo e catodo planos (baixas correntes). A redução gradativa da distância inter-catódica ( $d$ ) reduz a tensão da descarga que é restabelecida pelo aumento na tensão da fonte de alimentação. Como efeito a corrente se intensifica em razão do aumento da densidade de elétrons na região

intercatódica, gerada pela intensificação do campo elétrico na região de catodo uma vez que a espessura da bainha é reduzida neste processo. Adicionalmente, observa-se que o aumento significativo da corrente se inicia quando as duas luminescências negativas se unem a medida que se reduz a distância ( $d$ ) inter-catódica, e neste regime, inicia-se a formação de uma cavidade catódica caracterizada pelo eficiente processo de confinamento eletrostático dos elétrons gerado pelo intenso campo elétrico na região de catodo. A intensificação do campo elétrico na região do catodo aumenta a emissão de elétrons secundário que por sua vez, também adquirem elevadas energias (da ordem de  $eVa$ ) deste campo na direção da região de plasma. Os elétrons retornam praticamente com a mesma energia adquirido pelo campo da região do catodo oposto produzindo neste ciclo um aumento significativo do processo de ionização do gás. A limitação de corrente pela descarga ocorrerá somente para produtos  $P.d$  tal que o volume de plasma seja muito pequeno ou regiões de catodo muito próximas, situação em que provavelmente o caminho livre médio entre colisões de elétrons com partículas neutras do gás atinge valores da ordem da distância intercatódica. A descarga pode transportar correntes significativas para uma queda de potencial na região catódica da ordem de centenas de volts quando atuam simultaneamente os chamados efeitos de catodo oco, descritos na sequência.

### 1.3. Efeitos de catodo oco

Eletrodos ocos podem gerar plasmas estáveis (com pouca flutuação de corrente), de altas densidades e não exigem pressões de operação baixas ( $< 10$  mtorr) ou campos magnéticos externos. Quando a cavidade é polarizada negativamente, como catodo, dependendo do diâmetro da cavidade e de seu comprimento, a descarga pode apresentar baixa resistividade a passagem de corrente elétrica. Os principais efeitos responsáveis pela elevada densidade de corrente transportada pela descarga são (KOLOBOV, 1995):

a) os elétrons ficam confinados eletrostaticamente entre as paredes da cavidade, adquirindo um tempo de vida longo no volume de plasma e, conseqüentemente, executando um maior número de colisões ionizantes devido ao impacto com partículas neutras do gás, este efeito é conhecido como “efeito pêndulo”;

b) a maior parte da diferença de potencial da descarga recai sobre a bainha catódica ( $V_c$ ). Isto ocorrendo, os íons gerados no volume de plasma no interior da

cavidade são acelerados com altas energias em direção as paredes liberando átomos e elétrons (emissão secundária). Devido a sua grande massa, esses íons transferem com eficiência sua energia às paredes, promovendo intenso aquecimento das mesmas reduzindo assim a função trabalho do material do catodo. Por esse motivo, catodos ocos são geralmente refrigerados e confeccionados de materiais de alto ponto de fusão, como tungstênio, titânio, grafite e outros. Sem refrigeração o catodo pode atingir temperaturas que conduzam a um regime de emissão termiônica de elétrons. A limitação de corrente pela descarga ocorrerá somente em temperaturas muito elevadas devido a formação de núvens de elétrons (cargas espaciais negativas) na região de catodo.

c) os elétrons gerados na bainha catódica são acelerados pela queda de potencial da própria bainha com energias muito altas em direção ao volume de plasma da cavidade. Estes elétrons, devido a sua alta energia, podem penetrar na região de bainha de plasma da parede oposta gerando colisões ionizantes e, conseqüentemente, realimentando este ciclo. *A produção de elétrons na bainha gera um aumento exponencial da corrente da descarga quando uma fração substancial de eventos de ionização ocorre na bainha.*

Alem destes efeitos, contribuem também para o aumento da densidade de corrente da descarga os efeitos de fotoemissão e de emissão de átomos do catodo por impacto de íons (*sputtering*). Estes efeitos conjugados constituem os chamados Efeitos de Catodo Oco (EFO). A figura 1.6 ilustra todos estes processos, na situação em que dois eletrodos planos polarizados como catodo, estão muito próximos gerando os efeitos de cavidade catódica acima descritos.

Estes processos contribuem para a manutenção de uma descarga de alta densidade de corrente e conseqüentemente alta densidade de plasma, que conjugado aos processos preponderantes no regime de baixa pressão, geram portadores de carga com alta energia dentro da cavidade catódica (BARDOS, 1996).

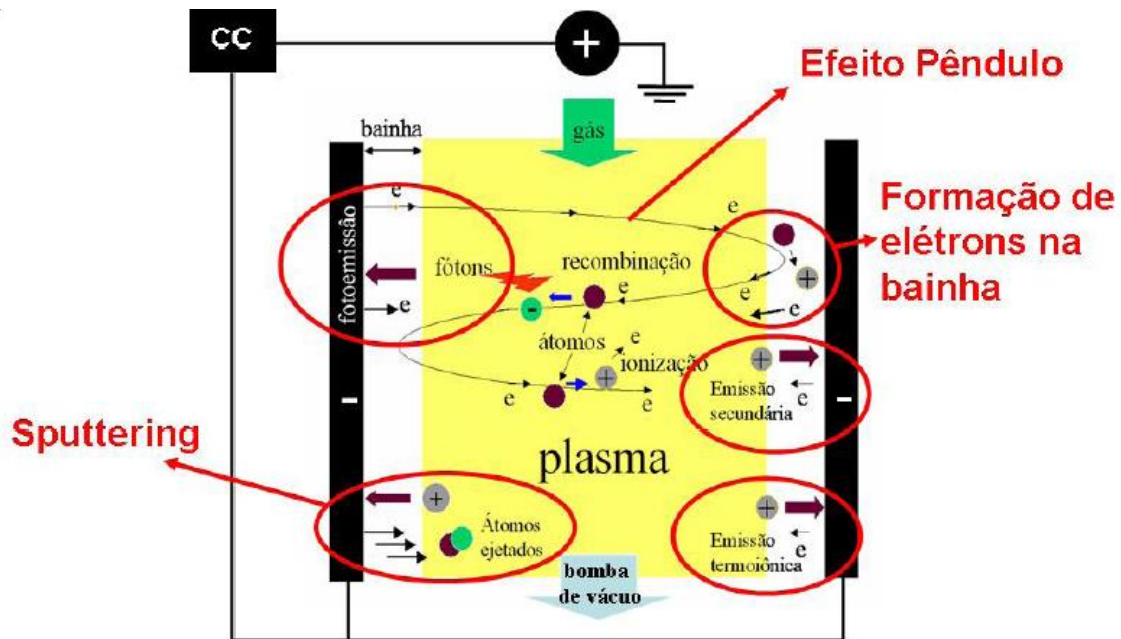


Figura 1.6 – Efeito de catodo oco (cavidade polarizada negativamente). Sistema simplificado de uma descarga CC em catodo oco plano e uma descrição esquemática dos processos mais importantes (BARDOS, 1996).

A teoria descrita na sequência correlaciona os mecanismos de manutenção de produção e perdas de portadores de carga na região de plasma aos efeitos da região de catodo.

#### 1.4. Teoria de descarga de catodo oco

As correlações importantes entre os parâmetros externos da DCO encontrados em várias experiências podem ser resumidos como segue:

- (i) Com a queda de potencial no catodo constante ( $V_c = \text{cte}$ ), a densidade de corrente  $j$  da descarga é intensificada com a redução de  $P \cdot d$ ;
- (ii) A queda de potencial no catodo  $V_c$  possui fraca dependência com a densidade de corrente  $j$ ;
- (iii) Para uma dada densidade de corrente constante  $j$  a uma dada pressão  $P$ , existe uma distância  $d$  ótima que corresponde ao mínimo de  $V_c$ .

Uma teoria para explicar estas características foi desenvolvida por Kolobov et. al. (1998) usando um modelo cinético incluindo os elétrons rápidos (alta energia) e lentos (baixa energia) na DCO, obtendo soluções analíticas da equação de Boltzmann dos elétrons em um campo elétrico não-uniforme. Ambos elétrons são muito importantes para

a dinâmica da DCO. Os elétrons rápidos, de menor concentração na FDEE, ionizam e excitam as partículas do gás. Enquanto que os elétrons lentos, que representam o corpo da função de distribuição de energia dos elétrons (FDEE), são aqueles aprisionados pelos campos elétricos da DCO e conseqüentemente são maioria na densidade de plasma e na densidade de corrente  $j$  medida. A figura 1.7 ilustra situações em que a FDEE é obtida em regiões de plasma de uma descarga de catodo oco mais próxima e mais afastada das regiões de catodo (MORGNER et al., 1998).

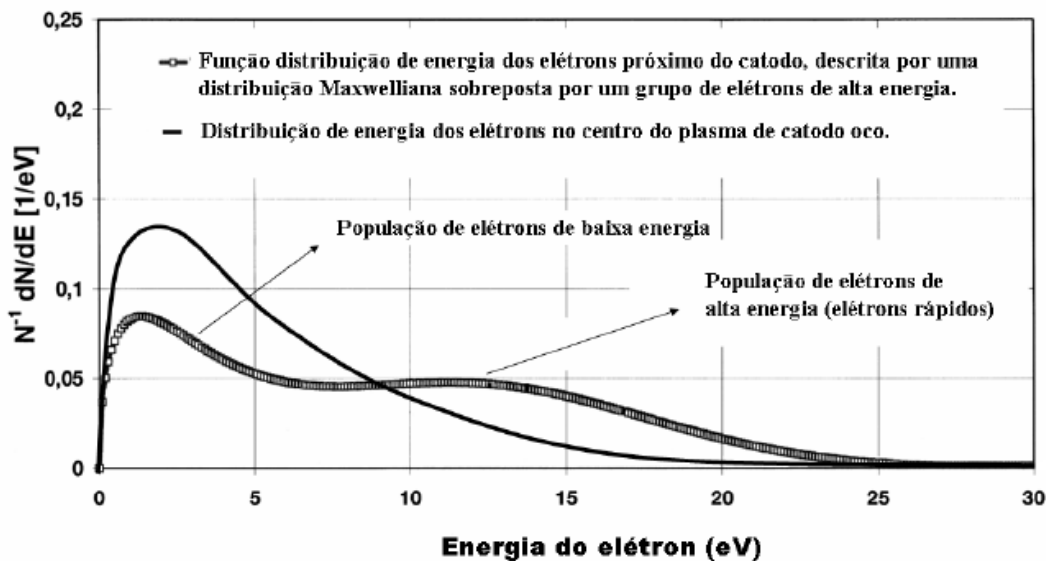


Figura 1.7 – Função distribuição de energia dos elétrons em um plasma de CO (MORGNER et al., 1998).

De acordo com os cálculos descritos na ref. (KOLOBOV , 1995), a forma da FDEE para CO é governada pelo perfil do potencial na bainha. Esta função de distribuição, consiste de uma distribuição maxwelliana de elétrons isotrópicos e de um grupo sobreposto de elétrons de alta energia. Portanto, em uma FDEE que é dominada por estes elétrons e por processos de ionização por impacto de elétrons. Esta distribuição de energia dos elétrons contém uma grande quantidade de elétrons que excedem a energia de ionização das partículas em vapor (por ex.,  $Al = 6$  eV). Assim, considerando que a densidade de elétrons na bainha é insignificante, o campo elétrico é determinado pela carga espacial dos íons via equação de Poisson. Logo,

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e}{E\mu_i} \int_0^x I(x) dx \quad (1.1)$$



onde  $\mu_i$  é a mobilidade do íon e  $I(x)$  é a taxa de ionização. Em uma DCO, na ausência do volume de recombinação, praticamente todos íons gerados na cavidade são coletados pela superfície do catodo. Então, o fluxo de elétrons que é liberado do catodo devido ao impacto de íons é:

$$\Gamma = \gamma \int_0^{d/2} I(x) dx \quad (1.2)$$

onde  $\gamma \ll 1$ .

Define-se o coeficiente de multiplicação de elétrons  $M$ , como o número de elétrons criados por um  $\gamma$ -elétron emitido pelo catodo, como:

$$M = \frac{1}{\Gamma} \int_0^{d/2} I(x) dx \quad (1.3)$$

A condição 1.2 para uma descarga de catodo oco auto-sustentada requer que:

$$M(V_c, s) = \frac{1}{\gamma} \quad (1.4)$$

As equações 1.1 e 1.4 junto com a FDEE determinam as características principais da DCO como o perfil do campo elétrico na bainha e a característica tensão-corrente da descarga.

O conhecimento de  $M(V_c, s)$  torna possível o cálculo da queda de potencial  $V_c$  em função do comprimento da bainha  $s$  para os regimes com e sem efeito pêndulo. Nestes cálculos (KOLOBOV, 1995), observou que a queda de potencial  $V_c$  diminui monotonicamente com a redução de  $s$  para o regime com pronunciado efeito pêndulo, enquanto  $V_c$  exibe um mínimo no regime sem efeito pêndulo. O mínimo de  $V_c(s)$  corresponde ao estabelecimento de uma densidade de corrente no regime normal. Desta forma DCO podem ser classificadas como descargas que operam no regime normal ou no regime anormal, dependendo das condições da descarga (SLEVIN; HARRISON, 1975).

Para uma queda de potencial  $V_c$  constante na bainha do catodo, a condição de descarga auto-sustentada (1.4) requer que o comprimento da bainha  $s$  diminua com a redução da distância inter-catódica  $d$  de modo que a razão  $s/d$  seja constante. Desde que a espessura da bainha  $s$  seja uma função decrescente da densidade de corrente  $j$ , a redução de  $s$  implica na elevação de  $j$ . Num caso geral,  $s(j)$  depende da fração de íons advindos do plasma entrando na bainha catódica, do transporte de íons e da distribuição de ionização na bainha. Para  $d \gg s$ , a maioria dos íons que penetram na bainha são provenientes do

plasma, e o fluxo de íons na bainha é quase constante. Neste caso, a dependência  $s(j)$  é dada por (KOLOBOV, 1995; RIEMANN; EHLEMANN; WIESEMANN, 1992):

$$j = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{V_c^{\frac{3}{2}}}{s^2} \left(1 + 0,32 \frac{s}{\lambda_{ion}}\right)^{-1/2} \quad (1.5)$$

onde  $\lambda_{ion}$  é o caminho livre médio do íon e  $M$  a massa do íon. A equação 1.5 aplica-se para bainhas colisionais e não-colisionais, e a partir dela pode-se obter cálculos aproximados da amplificação da corrente e da característica  $I - V$  da descarga.

Um exemplo da dependência da amplificação da corrente pela descarga com o produto da pressão pela distância entre os catodos é mostrado na figura 1.5. Um acordo razoável entre a teoria e a experiência foi observado por KOLOBOV (1995), para uma ampla faixa de correntes de operação de descarga.

### **1.5. Distribuição de potencial, campo elétrico, energia média dos elétrons e taxa de ionização no eixo da DCO plano**

A distribuição de potencial elétrico através da DCO plano está representada em duas dimensões na figura 1.8-a. Como vimos, neste tipo de descarga, duas regiões características, a bainha catódica (BC) e a luminescência negativa (LN), podem ser claramente distinguidas. É interessante observar que as linhas equipotenciais na BC são côncavas dentro da região de catodo oco e convexas fora desta região. Desta maneira, ocorre uma focalização dos elétrons dentro da região de catodo oco para o centro da descarga. Segundo BAGUER; BOGAERTS e GIJBELS (2003), na luminescente negativa, o potencial de plasma permanece negativo em relação ao terra e constante, pois, não há necessidade deste tornar-se positivo, uma vez que este age a fim de garantir o balanceamento da corrente de descarga. No entanto, este potencial de plasma pode se tornar positivo se a área do anodo for muito maior que a área do catodo (KATOH et al, 1997).

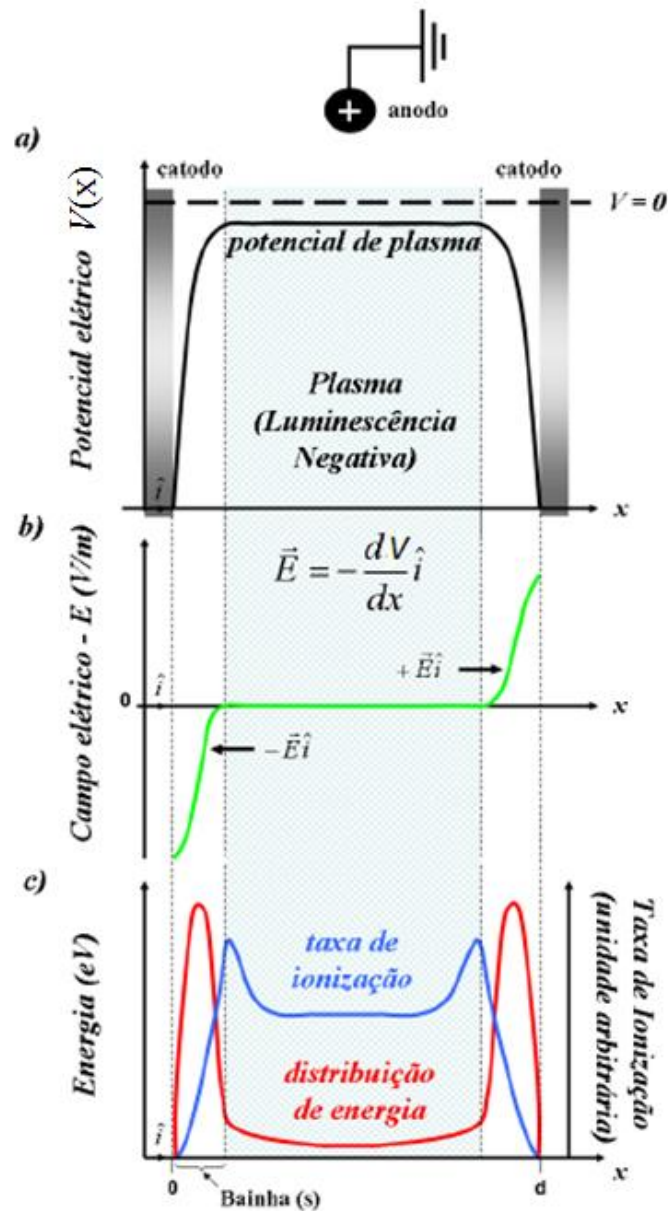


Figura 1.8 – Distribuição de: a) Potencial, b) Campo elétrico longitudinal, e c) Energia dos elétrons/ Taxa de ionização em função da distância entre os catodos (HASHIGUCHI, 1991).

O perfil do campo elétrico é obtido a partir da equação de Poisson (fig. 1.8-b), onde varia linearmente na região de bainha catódica, e é nulo na região de luminescência negativa.

HASHIGUCHI et al. deduziu, a partir do cálculo da FDEE, a energia média dos elétrons e a taxa de ionização em função da distância inter-catódica, conforme ilustrado na figura 1.8-c. Segundo este gráfico, é na região de bainha catódica que a energia média dos elétrons é máxima, uma vez que nesta região ocorrem inúmeros processos

responsáveis pela geração de elétrons secundários, que devido ao alto campo elétrico da bainha, são acelerados adquirindo valores de energia proporcionais a queda de tensão na bainha ( $E = e.V_c$ ). Na região limiar entre a bainha e o plasma, estes elétrons secundários (advindos do catodo) efetuam várias colisões ionizantes, ocasionando na diminuição da energia adquirida inicialmente, chegando a valores de energia da ordem de (1-5) eV no volume central de plasma (termalização). Nesta mesma figura 1.8-c, pode-se observar que a taxa de ionização na região entre os catodos tem um pico máximo na interface entre a região de bainha e de glow negativa, onde o campo elétrico é fraco (ver fig. 1.8-b), diminuindo um pouco conforme vai se afastando da região de bainha e tendendo a estabilizar-se por toda região de plasma. No entanto efeitos de inversão de campo elétrico na região de fronteira plasma-bainha são relatados por alguns trabalhos indicando a formação de uma nuvem de elétrons nesta região (formação de cargas espaciais negativas) [KOLOBOV, 1995].

Diante dos fundamentos expostos neste capítulo, ou seja, conhecendo-se os principais mecanismos de descargas de catodo oco responsáveis pela autosustentação e estabilidade de corrente pela descarga, pode-se enfim esclarecer e justificar seu emprego em diversas áreas tecnológicas que ao mesmo tempo, motivam as investigações aqui apresentadas.

## **1.6. Motivação – Aplicação de descargas de catodo oco em baixa pressão**

No estudo dos plasmas frios gerados de descargas elétricas em baixa pressão, merece destaque a região de bainha que se forma adjacente ao catodo da descarga, ou a um obstáculo qualquer polarizado como tal, a qual é chamada de *bainha catódica*. Devido ao elevado gradiente de potencial elétrico característico dessa região, decorrente da sua não-neutralidade elétrica ela tem sido amplamente utilizada em processos de materiais a plasma, explorando, basicamente, as altas energias cinéticas adquiridas pelos íons ao longo desta região. A otimização de um processo assistido a plasma para uma dada aplicabilidade específica, aglomera o controle de um vasto conjunto de parâmetros internos e externos. O estado de plasma propicia a geração de um meio com inúmeras espécies de partículas carregadas e neutras, reativas e não reativas. Como efeito, essas espécies interagem fisicamente e quimicamente de maneira distinta com amostras de estruturas diferentes gerando reações com produtos de várias espécies. É a extrema

versatilidade de alterar a natureza destas reações e as condições operacionais dos processos que possibilita os diversos propósitos práticos de aplicação de tecnologia de plasma[B.BAE, 2001]. Ao mesmo tempo, devido a complexidade do plasma como um meio de muitas espécies, a quantidade de reações químicas geradas e a inter-dependência funcional de parâmetros externos (potência, fluxo) sobre parâmetros internos do plasma (energia e densidade das partículas), estes processos não são completamente compreendidos tornando sua otimização uma tarefa trabalhosa tanto por métodos empíricos, como por simulações numéricas ou previsões teóricas providenciais. No entanto, fundamentados em vários trabalhos teóricos e experimentais, compreendemos os fatores importantes para avaliar e modificar os efeitos de plasma calibrando energias e taxas de geração e recombinação de compostos para a otimização de uma aplicação específica ou um dado processo.

Neste cenário, as observações de fenômenos que ocorrem em descargas elétricas em gases, estimulam investigações, hoje vinculadas a diversas áreas como ciência espacial, astrofísica, fusão termonuclear, engenharia elétrica, materiais, etc. Dentre estes fenômenos é de grande interesse atual o estudo de descargas de catodo oco à baixa pressão. Os intensos campos elétricos gerados em tal descarga fornecem um importante mecanismo para a aceleração de partículas carregadas. Em descargas elétricas entre catodos ocos à baixa pressão, observam-se os efeitos de catodo oco responsáveis pela manutenção de plasmas de elevadas densidades de portadores de carga. Aplicações no setor aeroespacial se estendem em sistemas de propulsão iônica tanto para a geração de plasma como fonte de íons para a aceleração e geração de empuxo como para o sistema de neutralização de cargas no jato propulsor (veja figura 1.9) [ASENCIO, 2014].

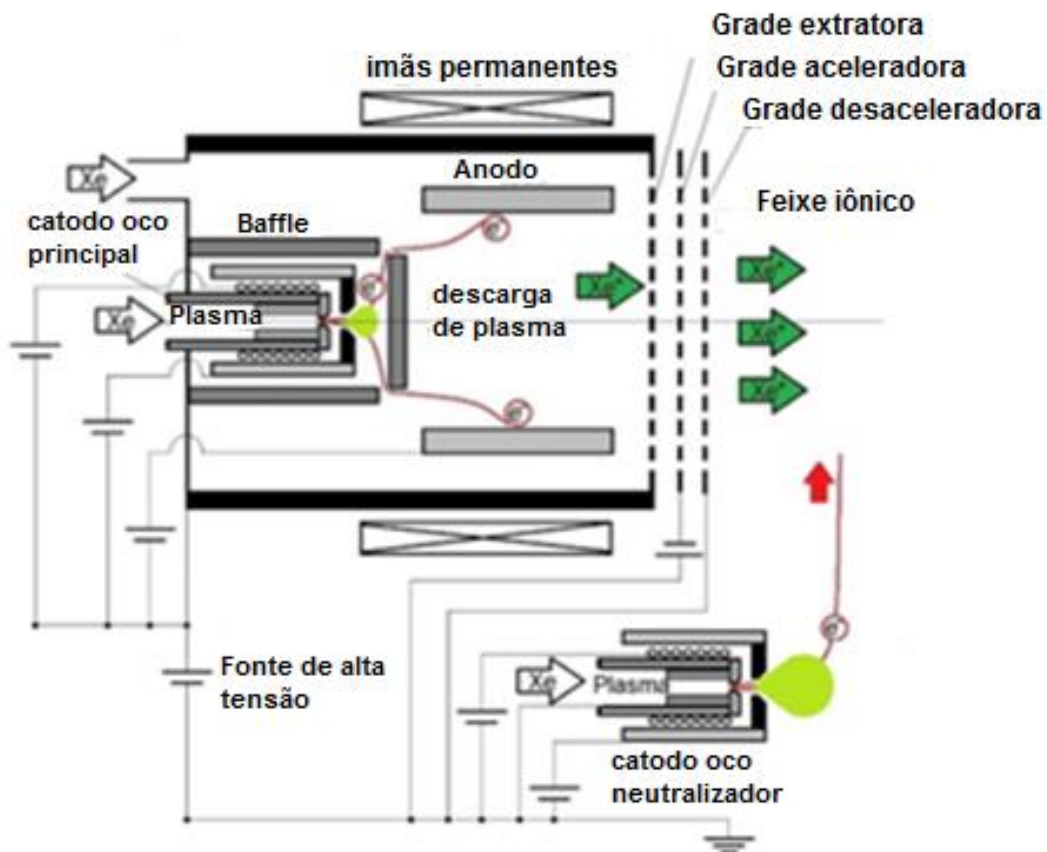


Figura 1.9 – Sistema de propulsão iônica com base em geradores de plasmas de cátodo oco [ASENCIO, JCR, 2014].

Em muitos trabalhos [KATOH, 1996; 1997] na área de processos de materiais a amostra é polarizada com o potencial do cátodo da descarga, podendo chegar a valores da ordem de centenas de volts assegurando que todas as espécies carregadas negativamente sejam repelidas e principalmente, que os íons positivos atinjam a amostra com uma energia muito alta absorvida do intenso campo elétrico na região da bainha do cátodo (figura 1.10).

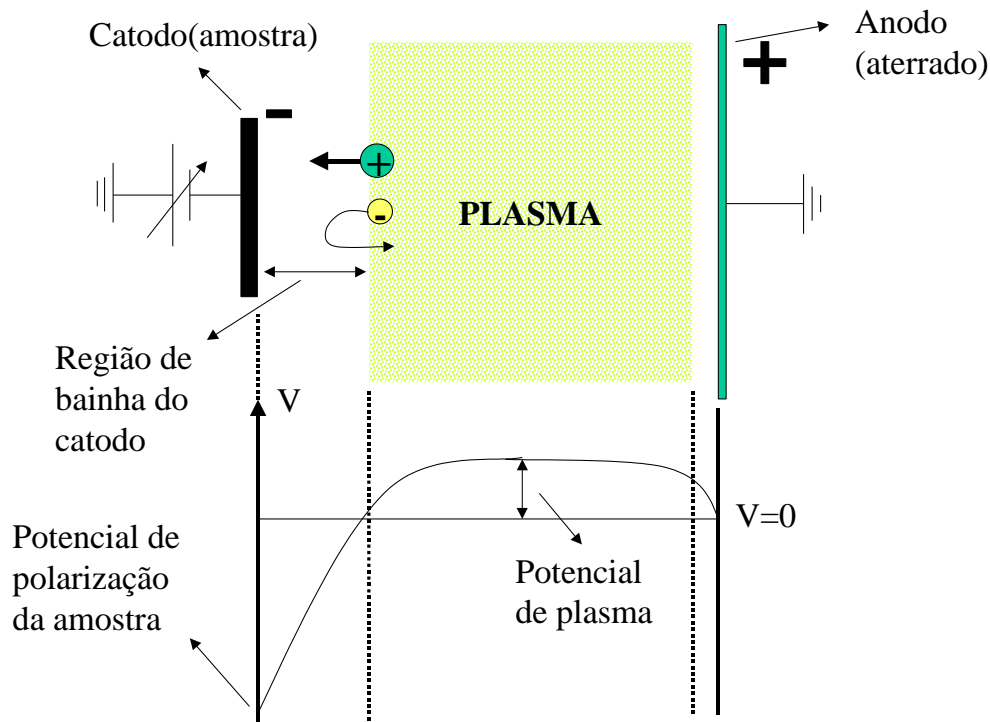


Figura 1.10. Variação do potencial na região de plasma e na região da bainha do catodo, ilustrando o potencial de polarização da amostra em relação ao potencial de plasma quando a amostra é polarizada com o potencial do catodo da descarga.

A configuração da descarga elétrica ilustrada na figura 1.10, com potencial de plasma acima do potencial nulo do terra, exige que área do eletrodo aterrado seja muito maior que a área da amostra (eletrodo de potência) [KATOH, 1997]. Em processos de grande escala, a câmara de processos, geralmente de grande área comparada com a área da amostra, é aterrada para assegurar valores máximos de potenciais de polarização (máxima energia de impacto de íons) em relação ao potencial de plasma. Note que, a maior parte da variação de potencial da descarga recai sobre a região de bainha catódica (espessura da ordem de 32 comprimentos de Debye - valores típicos), o que justifica uma imensa variedade de reatores utilizarem esta região como a região de processos a plasma. Nesta região os elétrons secundários, que são emitidos do catodo por impacto de íons positivos no catodo, adquirem ao longo da bainha catódica toda a energia contida no elevado campo elétrico nesta região, e passam por esta com baixíssima probabilidade de ionização pelo impacto com partículas neutras, devido sua alta energia e por consequência baixa seção de choque de ionização. Assim, uma boa aproximação em cálculos teóricos é considerar esta região não colisional, o que implica na conservação de fluxo de

partículas ao longo da bainha catódica, ou seja, o mesmo fluxo de elétrons que são ejetados do catodo chega à região de interface com a glow negativa, já que não são criados novos elétrons por colisão nesta região. No anodo, a queda de potencial, com relação ao potencial de plasma, é da ordem do potencial de ionização da molécula que compõe o gás, da ordem de 15 V no caso de argônio ou nitrogênio.

Um exemplo na área de processos de materiais, ocorrem em sistemas de deposição de filmes finos por magnetron sputtering com eficiência de pulverização de átomos do catodo intensificada também por confinamento eletrostático pela inserção de uma cavidade catódica, como mostra a figura 1.11 [ PESSOA, 2006].

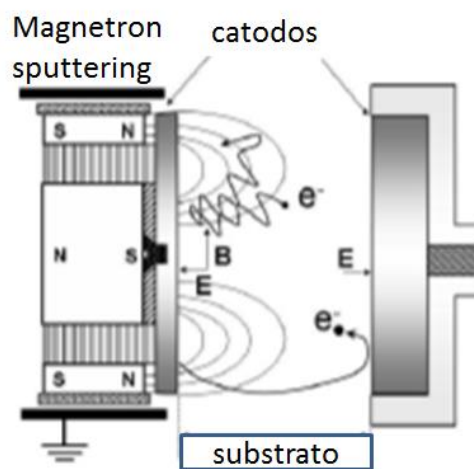


Figura 1.11. a) Esquema do reator de deposição do tipo magnetron sputtering convencional acoplado a um sistema de catodo oco ilustrando o efeito de confinamento magnético e eletrostático na região de processos[PESSOA,2006].

Com esta configuração, ocorre uma intensificação do processo de ionização do gás (produção de íons) gerando densidades de plasma da ordem  $10^{17}$ - $10^{18}$   $m^{-3}$ , intensificando a taxa de sputtering e de deposição[PESSOA, 2006].

Também em procesos de ativação de materiais carbonosos bem como de processos de limpeza e esterilização de superfícies assistidos a plasma, um reator muito comum utilizado em industrias é do tipo bandejas paralelas metálicas polarizadas no potencial do catodo e que atuam também como porta amostras como ilustra a figura 1.12. Os mecanismos de descargas de catodo oco ilustrados na figura 1.12(a) contribuem para o aumento da densidade de plasma e de espécies reativas visando otimizar o processo de ativação no sentido de elevar a área superficial específica das amostras a base de carbono



(carvão vegetal). Neste processo o controle da energia de impacto de íons sobre as amostras, variando-se as propriedades da região de bainha catódica e da região de plasma, permitem inclusive ajustar a distribuição de poros (micro e nanoporos) visando, por exemplo, a confecção de peneiras moleculares. Um exemplo típico é a separação do nitrogênio de uma linha de extração de gás metano visando aumentar o poder calorífico do gás.

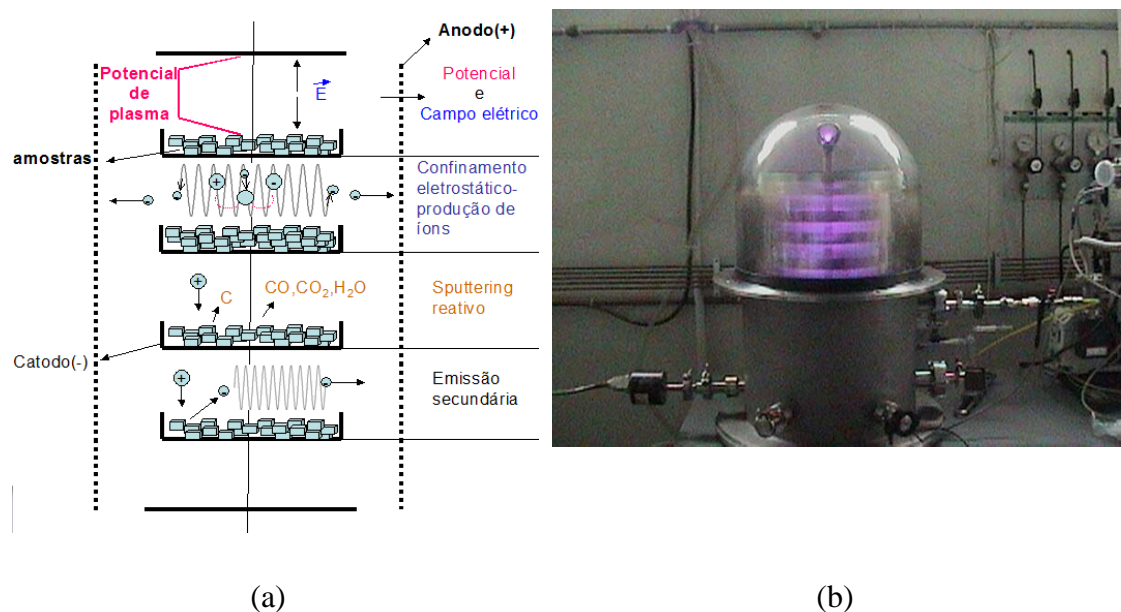
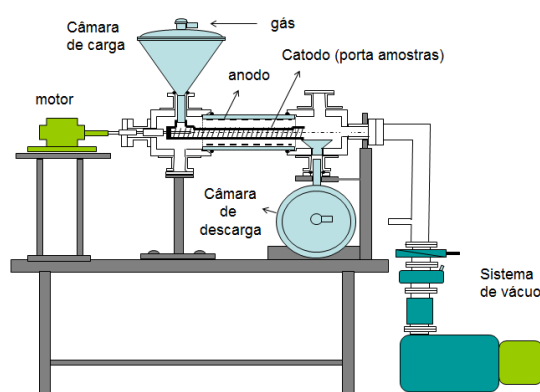


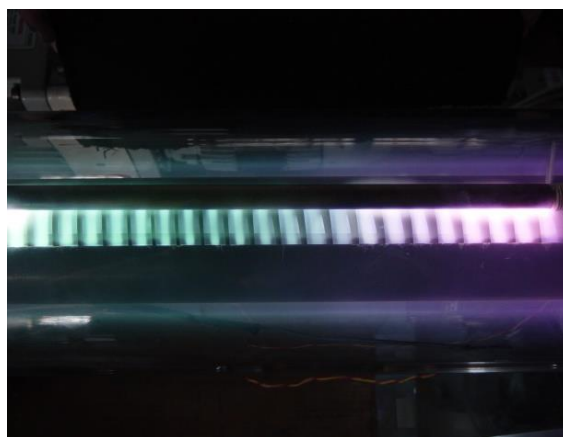
Figura 1.12 – Sistema de ativação por plasma de materiais carbonosos. (a) Diagrama esquemático da região de processos ilustrando os efeitos de catodo oco que ocorrem nesta região; (b) Imagem de um reator a plasma operando em regime de catodo oco a baixa pressão de oxigênio (LPP/ITA).

Em processos de tratamento de resíduos contaminados, com mercúrio por exemplo, muito comum em indústrias de cloro e soda, o elemento filtrante de um sistema de filtragem do tipo manga pode ser recuperado pelo emprego de um sistema de descarga de catodo oco em baixa pressão de oxigênio, como ilustra a figura 1.13. O catodo da descarga que também atua como porta amostras consiste de um sistema de rosca sem fim de espiras planas e paralelas que ao rotacionar transporta pela região de plasma a amostra contaminada da câmara de carga para a câmara de armazenagem como ilustra a figura 1.13 (a). Note que a reação do enxofre utilizado nos filtros com o plasma de oxigênio visando formar SO, SO<sub>2</sub> e HgS gera emissões típicas do enxofre (cor esverdeada) que logo cessa indicando a evaporação destes contaminantes por processos a plasma e térmicos gerado pela própria cavidade catódica. Em seguida a reação do oxigênio com o

carbono (elemento filtrante) gera um plasma de cor mais rosada indicando a produção de voláteis como CO e CO<sub>2</sub>. Para correntes da ordem de 3A e pressões da ordem de 0,5 Torr, o catodo atinge temperaturas da ordem de 650 °C em apenas 20 minutos de operação sem o emprego de sistemas de aquecimento resistivos. Na linha de vácuo são inseridos filtros de pós e adaptado um sistema de condensação por gelo seco para recuperar o mercúrio e evitar contaminação das bombas de vácuo.

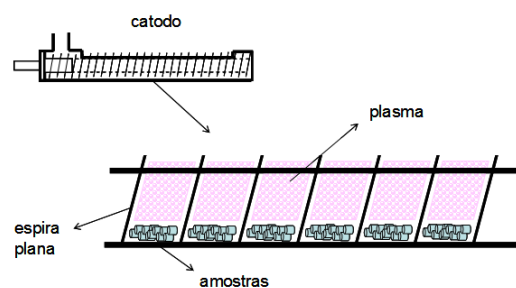


(a)



(b)

Figura 1.13. (a) Sistema de tratamento de resíduos contaminados com mercúrio pelo emprego de uma descarga de catodo oco que emprega um catodo de espiras planas para o transporte de amostra. (b) Descarga de catodo em operação com gás oxigênio e (c) esquema dos sistema de transporte de amostras – LPP/ITA.



(c)

Em processos de corrosão de materiais ou limpeza de superfícies é muito comum utilizar um reator do tipo RIE (Reactive Ion Etching) que opera geralmente e fonte de tensão de RF. Pessoa (2010) adptou a um sistema convencional uma geometria de cavidade catódica cilíndrica visando elevar a taxa de corrosão (1-10  $\mu\text{m}/\text{min}$ ). Neste trabalho o reator, configurado como ilustra a figura 1.14 opera com pressões entre 3-30 mTorr.

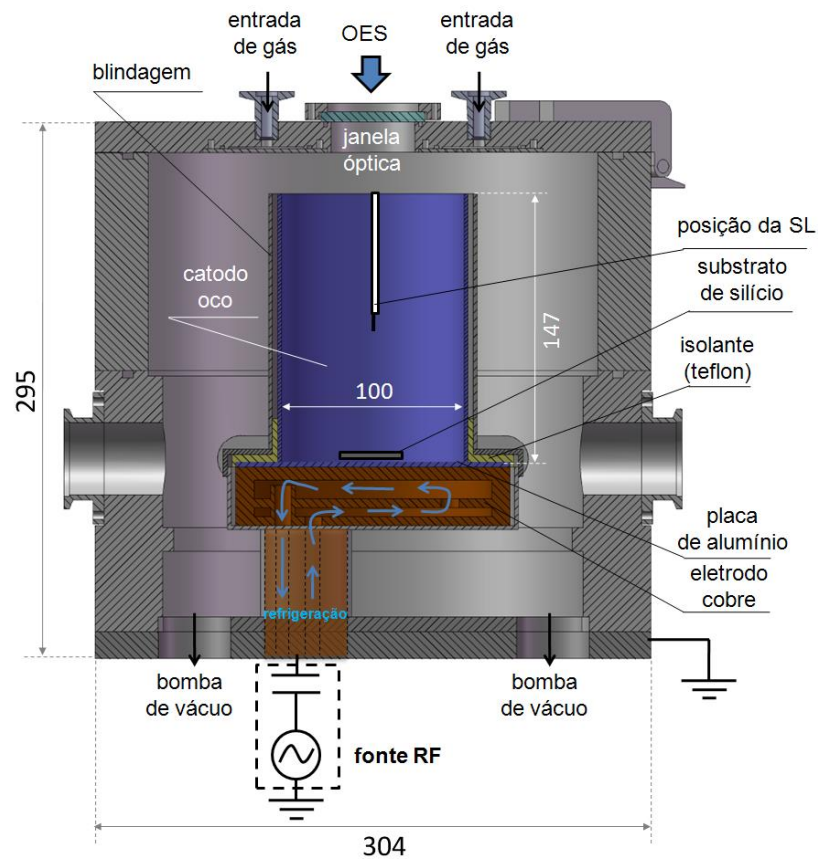


Figura 1.14. Reator de corrosão por íons reativos adaptado a uma geometria de catodo oco cilíndrico para intensificação da taxa de corrosão [PESSOA, 2010].

Todos os processos citados nesta seção requerem o conhecimento dos mecanismos de descargas que alteram as propriedades de plasma e de regiões de bainhas (queda de potenciais em regiões de plasma e de bainha, temperatura e densidade de elétrons, dispersão de energia de elétrons e íons) no sentido de aferir a concentração e natureza de compostos desejados visando sua otimização, o que remete à importância do presente trabalho de investigação com seus objetivos delineados na sequência.

### 1.7. Objetivos do trabalho

O objetivo principal deste trabalho é investigar sobre a região de bainha catódica de uma descarga de catodo oco plano operando a baixa pressão de argônio e avaliar seus efeitos sobre a função de distribuição de energia dos elétrons na região de plasma adjacente a região do catodo.

Especificamente, variando-se a pressão do gás, a distância inter-catódica e a posição relativa de sondas em relação ao catodo objetivam-se:

- a) Avaliar os perfis de potencial, campo elétrico e de densidades de portadores de carga ao longo da região de catodo pelo emprego de um modelo teórico não colisional utilizando dados experimentais de uma descarga de catodo a baixa pressão de argônio.
- b) Avaliar via sonda eletrostática cilíndrica o perfil de potencial e campo elétrico ao longo da região de plasma e da pré-bainha catódica visando um confronto com os dados teóricos obtidos na avaliação da espessura da bainha e pré-bainha catódica.
- c) Avaliar a velocidade de deriva dos elétrons na região de plasma pelo emprego da técnica de sonda direcional.
- d) Obter a dispersão de energias dos elétrons na região de plasma em função de uma análise fundamentada nas propriedades da bainha catódica.

## Capítulo 2

### Modelo teórico da bainha catódica e simulação

#### 2.1. Introdução

Conforme se sabe, em consequência basicamente da diferença de mobilidade entre as espécies eletricamente carregadas existentes num plasma, regiões de não-neutralidade elétrica — em contraposição à quase-neutralidade característica do plasma — formam-se na vizinhança de superfícies sólidas que com ele estejam em contato. Essas são as chamadas *regiões de bainha*, as quais acabam por confinar ao plasma, devido ao perfil de potencial nelas existentes, as espécies de maior mobilidade: os elétrons.

Um modelo teórico simplificado da região de bainha em torno de um obstáculo inserido no plasma pode ser construído supondo-a *não-colisional* e considerando-se a contribuição apenas dos elétrons e íons provenientes do plasma, do que é possível concluir que a bainha deve ser uma região de carga elétrica líquida positiva em cada um de seus pontos (CHAPMAN, 1980).

A hipótese simplificadora da ausência de colisões entre as espécies constituintes, colisões essas que dão origem a fenômenos fundamentais como a ionização, a recombinação ou a simples transferência de carga, por exemplo, tanto no plasma propriamente dito como na bainha, é analiticamente conveniente, porém deve ter seu peso considerado na avaliação da acurácia dos resultados do modelo teórico.

Por sua vez, no caso de se considerar, além da contribuição dos elétrons e íons provenientes do plasma, também a influência de espécies originadas da própria superfície sólida, tais como os *elétrons secundários*, cuja emissão pode-se dar em função do impacto de elétrons, íons, fótons — isto é, pela absorção de *quanta* de energia de radiação (COBINE, 1941) — ou mesmo espécies neutras na superfície (CHAPMAN, 1980), pode-se também obter regiões da bainha com carga líquida negativa.

## 2.2. Modelo da Bainha Catódica

Sabe-se que a queda de potencial no plasma não é muito superior a uma dezena de volts, basicamente da mesma ordem de grandeza do potencial de ionização do gás da descarga (GRILL, 1994), ou seja, ao menos uma ordem de grandeza inferior aos valores usuais de potencial de descarga. Sendo assim, considera-se em geral o anodo da descarga hipoteticamente em um potencial nulo e que o plasma tenha um potencial  $V_p$ , positivo, o que está em acordo com a constatação de que o plasma é a região de maior potencial numa descarga DC (CHAPMAN, 1980). Isso, por sua vez, é equivalente a se ter o plasma em um potencial nulo, o anodo em um potencial  $-V_p$  e o catodo, em um potencial  $V_c = -(V_d + V_p)$ . A figura 2.1 ilustra esquematicamente as regiões em estudo.

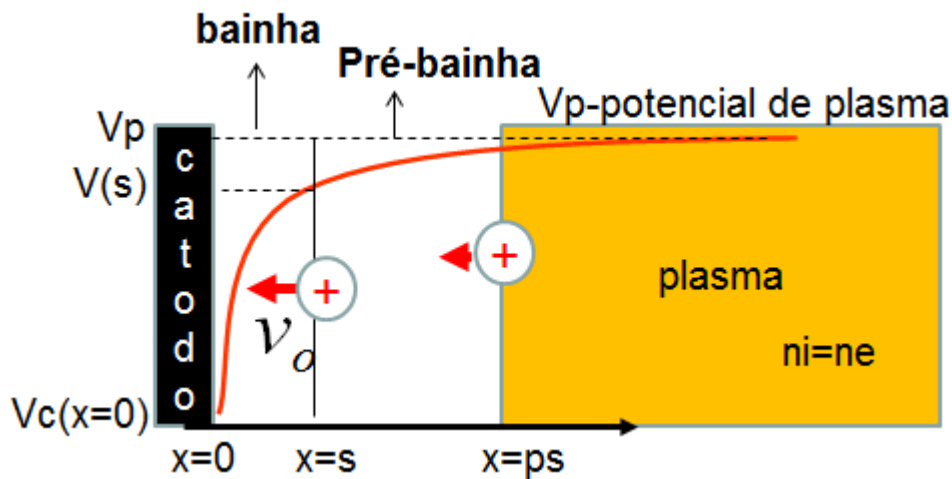


Figura 2.1. Diagrama esquemático das regiões de plasma, pré-bainha e bainha catódica indicando os potenciais e respectivas coordenadas ao longo do eixo da descarga.  $V_c = -(V_d + V_p)$  onde  $V_d$  é a tensão aplicada entre os eletrodos da descarga e  $v_o$  é a velocidade que o íon (advindo da região de plasma) adquire na região de pré-bainha (velocidade de Bohm).

Num modelo teórico simplificado, tem-se, no plasma, uma densidade  $n_0$  de elétrons, sem contabilizar aqueles do feixe emitido do catodo, os quais, por sua vez, contribuem com uma densidade  $\alpha n_0$ , sendo o fator  $\alpha$  uma constante adimensional. Assim, para se satisfazer a condição de quase-neutralidade — lembrando-se que a aproximação do plasma implica a igualdade das densidades de elétrons e íons e, simultaneamente, a existência de um divergente não-nulo do campo elétrico (CHEN,

1984) —, deve-se ter, no plasma, uma densidade de íons de  $(1+\alpha)n_0$ . Essa quantidade, então, nada mais é que a própria densidade de plasma. Porém, uma dificuldade adicional certamente reside na determinação experimental do fator  $\alpha$ , pois, para isso, seria necessário determinar a densidade de corrente dos elétrons do feixe,  $J_f$ , nas condições da descarga, conforme indicado pela equação (2.1):

$$\alpha = \frac{J_f}{n_0 e (-2eV_c/m)^{1/2}} \quad (2.1)$$

Ademais, a aplicação desse fator é mais conveniente no caso de catodo aquecido (FRANKLIN, 1976), com predominante emissão termiônica de elétrons. Como alternativa, pode-se modificar o modelo de modo que os elétrons que constituem tal feixe sejam, unicamente, elétrons secundários originados, principalmente, do impacto de íons, fótons e espécies neutras — tanto estáveis quanto metaestáveis (COBINE, 1941) —, lembrando-se que, na região do catodo, a emissão por impacto de elétrons é muito pouco significativa (CHAPMAN, 1980).

Desse modo, pode-se fazer uso de um coeficiente adimensional, denotado por  $\gamma$ , o *coeficiente de emissão de elétrons secundários efetivo*, ou *aparente* (DONKÓ, 2001; BOGAERTS; GIJBELS, 2002), uma vez que inclui o efeito de todos os mecanismos relevantes na emissão de elétrons, embora seja calculado apenas como a razão entre os valores absolutos da densidade de corrente de elétrons secundários,  $J^-$ , e da densidade de corrente de íons,  $J^+$ , na superfície do catodo, ou seja:

$$\gamma = \frac{J^-}{J^+} \Big|_{\text{catodo}} \quad (2.2)$$

Com base na equação (2.2), e com o conhecimento do coeficiente efetivo  $\gamma$ , pode-se determinar a densidade de corrente dos elétrons secundários. Para isso, é necessário determinar aquela dos íons,  $J^+$ .

Tal como no modelo prévio, admite-se que um plano de abscissa  $x=0$  seja coincidente com a superfície do catodo, e se supõe que o meio tenha as mesmas características em dois pontos distintos, porém pertencentes a um mesmo plano, de abscissa genérica  $x$ , paralelo ao plano  $x=0$ . Assim, está-se admitindo um modelo unidimensional para a bainha catódica, que se encontra limitada entre o plano da superfície do catodo e outro de abscissa  $x_b > 0$  (veja figura 2.1). O potencial elétrico na

bainha, bem como no plasma, é descrito pela função  $V = V(x)$ , sendo que, em qualquer ponto no plasma,  $V(x) = 0$ . O potencial do catodo, no plano de abscissa nula, é  $V(0) = V_C = -(V_d + V_p) < 0$ , pois o plasma é a região de maior potencial na descarga (veja figura 2.1).

Pode-se considerar que todos os íons que atravessem o plano  $x = x_b$ , provenientes do plasma, o fazem com uma velocidade  $v_0$  — implicitamente, está-se assumindo que a temperatura dos íons no plasma é suficientemente pequena para se poder desprezar o movimento aleatório dos mesmos, que poderia provocar variações em torno da velocidade  $v_0$ . Claramente, deve-se satisfazer o critério de Bohm (1949) para a formação da bainha, o qual estabelece, em sua forma mais simples (CHEN, 1984), que se tenha  $v_0 > (kT_e/M)^{1/2} = c_s$ , sendo esta a conhecida velocidade acústica dos íons. Para que eles atinjam a velocidade  $v_0$ , em uma situação em que o movimento térmico dos mesmos é negligenciado, é necessário haver um campo elétrico numa região de transição, denominada *pré-bainha*, a qual, entretanto, não deixa de satisfazer à condição de quase-neutralidade (CHAPMAN, 1980), como ilustra a figura 2.1.

Portanto, pode-se tomar a densidade numérica dos íons no plano  $x = x_b$  como igual à densidade do plasma, agora denotada por  $n_0$ . A massa de um íon é denotada por  $M$ , e as suas velocidade e densidade numérica, num plano da bainha, são, respectivamente,  $v_i = v_i(x)$  e  $n_i = n_i(x)$ . Assim, pelas equações da conservação da energia — considerando-se os íons monovalentes, como é usual, por ser a segunda energia de ionização relativamente elevada — e da continuidade, tem-se, respectivamente, que:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} M v_i^2 + eV &= \frac{1}{2} M v_0^2 \\ n_i v_i &= n_0 v_0 \end{aligned} \quad (2.3)$$

de modo que:

$$n_i = n_0 \left( 1 - \frac{2eV}{Mv_0^2} \right)^{-1/2} \quad (2.4)$$



Em particular, pela equação da continuidade, tem-se  $J^+ = en_0v_0$ , de forma que, da equação (2.2), resulta:

$$J^- = \gamma J^+ = \gamma en_0v_0 \quad (2.5)$$

Pode-se, então, calcular a densidade numérica  $n_{0e.s.}$  de elétrons secundários no plasma. Admite-se que tais elétrons partem do catodo com uma velocidade  $v^-(0)$ , e que atinjam o plasma, no plano  $x = x_b$ , com uma velocidade  $v_{e.s.}$ . Pela equação da conservação da energia, tem-se que:

$$\frac{1}{2}mv_{e.s.}^2 = -eV_C + \frac{1}{2}m[v^-(0)]^2 \quad (2.6)$$

Entretanto, como a velocidade inicial  $v^-(0)$  é de ordem de grandeza suficientemente menor que a de  $v_{e.s.}$  para que se despreze o último termo do segundo membro frente aos demais, tem-se, simplificando, que:

$$\frac{1}{2}mv_{e.s.}^2 = -eV_C \quad (2.7)$$

além da equação da continuidade:

$$J^- = \gamma en_0v_0 = en_{0e.s.}v_{e.s.} \quad (2.8)$$

de modo que segue o resultado:

$$n_{0e.s.} = \gamma n_0v_0 \left( \frac{-2eV_C}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

A densidade numérica de elétrons secundários se mantém constante no plasma, no valor indicado pela equação (2.9), porém o mesmo não ocorre na bainha. Tal densidade pode ser denotada por  $n^-(x)$ , e calculada também com base nas equações da conservação da energia e da continuidade, que são, fazendo uso da mesma simplificação anteriormente adotada — apenas para  $x \neq 0$ , porém —, respectivamente:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m(v^-)^2 - eV &= -eV_C \\ n^-v^- &= \gamma n_0v_0 \end{aligned} \quad (2.10)$$

de forma que:

$$n^- = \gamma n_0 v_0 \left[ \frac{2e(V - V_C)}{m} \right]^{-\frac{1}{2}}, V \neq V_C, x \neq 0 \quad (2.11)$$

Em  $x=0$ , tem-se  $n^-(0) = \frac{\gamma n_0 v_0}{v^-(0)}$ , mas esse valor não precisa ser determinado

para os objetivos do modelo que se propõe.

Finalmente, havendo determinado a densidade de elétrons secundários no plasma,  $n_{0e.s.}$ , e conhecendo-se a densidade  $n_0$  do mesmo, pode-se calcular a densidade numérica de elétrons originados no próprio plasma,  $n_{0e}$ , que nada mais será que:

$$n_{0e} = n_0 - n_{0e.s.} = n_0 \left[ 1 - \gamma v_0 \left( \frac{-2eV_C}{m} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (2.12)$$

A contribuição desses elétrons na bainha catódica também deve ser determinada. Assumindo-se que os mesmos encontram-se em equilíbrio térmico à temperatura  $T_e$ , a densidade de tais elétrons na bainha,  $n_p$ , pode ser calculada a partir da relação de Boltzmann (WANG et. Al., 2000):

$$n_p = n_{0e} \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) \quad (2.13)$$

,sendo a densidade  $n_{0e}$  dada pela equação (2.12).

Dessa forma, estão determinadas todas as contribuições consideradas no modelo da bainha catódica: a dos íons,  $n_i$  — equação (2.4) —; a dos elétrons secundários,  $n^-$  — equação (2.11) — e a dos elétrons do plasma,  $n_p$  — equação (2.13). Essas densidades contribuem para a densidade espacial de carga  $\rho$  da forma expressa a seguir:

$$\rho = -e(n^- + n_p) + en_i \quad (2.14)$$

de modo que, da equação de Poisson (lembrando-se que, como se trata de um plasma de descarga elétrica em baixa pressão, a aproximação da permissividade do meio à permissividade do espaço livre é razoável), segue que:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{1}{\epsilon_0}(-n_p e - n^- e + n_i e) \quad (2.15)$$

Dos resultados anteriores para as densidades numéricas das espécies consideradas, tem-se, então, que:

$$\frac{\varepsilon_0}{en_0} \frac{d^2V}{dx^2} = \left[ 1 - \gamma v_0 \left( \frac{-2eV_C}{m} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) + \gamma v_0 \left[ \frac{2e(V - V_C)}{m} \right]^{-\frac{1}{2}} - \left( 1 - \frac{2eV}{Mv_0^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

A equação 2.16 pode ser mais sucintamente expressa introduzindo-se as seguintes variáveis adimensionais, ou *normalizadas* (CHEN, 1984; FRANKLIN, 1976; WANG et al., 2000):

$$\eta = -\frac{eV}{kT_e}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_D} \quad (2.16)$$

sendo o comprimento de Debye baseado no plasma, de densidade  $n_0$ :  $\lambda_D = \left( \frac{\varepsilon_0 kT_e}{n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}}$ .

Denotando-se a razão entre a massa do íon,  $M$ , e a massa do elétron,  $m$ , por  $\mu = \frac{M}{m}$ , e

tomando-se  $\eta_C = -\frac{eV_C}{kT_e} > 0$ , pode-se obter, então, também com as identidades e equações

do Apêndice B:

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = - \left[ 1 - \gamma \frac{v_0}{c_s} (2\mu\eta_C)^{-\frac{1}{2}} \right] \exp(-\eta) - \gamma \frac{v_0}{c_s} \left[ 2\mu(\eta_C - \eta) \right]^{-\frac{1}{2}} + \left( 1 + 2\eta \frac{c_s^2}{v_0^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.17)$$

A razão  $\frac{v_0}{c_s}$ , que se pode denotar por  $\nu$ , é ainda desconhecida. Considerando-se,

entretanto, que o potencial  $V$  na bainha cresce monótona e suavemente com o aumento de  $x$ , tendo-se, portanto, um decréscimo de  $\eta$  com o aumento de  $\xi$ , pode-se supor que a relação entre  $\eta$  e  $\xi$  seja dada pela equação (2.18), sugerida em (FRANKIN, 1976):

$$\eta = K \xi^{-n} \quad (2.18)$$

A substituição de (2.18) em (2.17) resulta em:

$$Kn(n+1)\xi^{-(n+2)} = -\left[1 - \gamma\nu(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}}\right] \exp(-K\xi^{-n}) - \gamma\nu\left[2\mu\eta_c\left(1 - \frac{K\xi^{-n}}{\eta_c}\right)\right]^{\frac{1}{2}} + (1 + 2K\xi^{-n}\nu^{-2})^{-\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

Pode-se, pois, fazer uso das expansões em série do APÊNDICE A para se obter a condição de que os termos em  $\xi^{-n}$  do segundo membro da equação assim gerada tenham soma nula, o que é equivalente à expressão:

$$\left[1 - \gamma\nu(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}}\right] - \gamma\nu(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{2\eta_c} - \nu^{-2} = 0 \quad (2.20)$$

Como, pelo critério de Bohm, certamente  $\nu > 1$ , de modo que tal razão nunca se anula, a equação (2.20) pode ser assim expressa:

$$\kappa\nu^3 - \nu^2 + 1 = 0 \quad (2.21)$$

em que:

$$\kappa = \gamma(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{1}{2\eta_c}\right) \quad (2.22)$$

A solução da equação (2.21) que se deve adotar é aquela que, considerando o fato de ser  $\kappa$  caracteristicamente bem menor que a unidade, fornece o valor de  $\nu$  tal que o critério de Bohm seja cumprido e que não seja muito maior que a unidade — de fato, os valores da razão  $\nu$  devem-se manter próximos de um. Por questão de conveniência, a solução adotada é apresentada no APÊNDICE B. É importante ter em mente, entretanto, que  $\nu$  depende das demais variáveis envolvidas:  $\gamma$ ,  $\mu$  e  $\eta_c$ . Pode-se, então, retomar a equação diferencial do problema:

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = -\left[1 - \gamma\nu(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}}\right] \exp(-\eta) - \gamma\nu(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\eta}{\eta_c}\right)^{-\frac{1}{2}} + (1 + 2\eta\nu^{-2})^{-\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

a qual, como se sabe, pode ser integrada multiplicando-se ambos os membros por  $\frac{d\eta}{d\xi}$ ,

procedimento que se justifica no APÊNDICE C. O resultado da integração é a seguinte equação diferencial ordinária de primeira ordem *não-linear* — os problemas de regiões de bainha em Física de Plasma são tipicamente não-lineares (CHEN, 1984):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left( \frac{d\eta}{d\xi} \right)^2 = & \left[ 1 - \gamma v (2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \right] \left[ \exp(-\eta) - 1 \right] + 2\gamma v (2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \eta_c \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_c} \right)^{\frac{1}{2}} - \\ & - 2\gamma v (2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \eta_c + v^2 (1 + 2\eta v^{-2})^{\frac{1}{2}} - v^2 \end{aligned} \quad (2.24)$$

O problema matemático constituído pela equação (2.24) e pela condição  $\eta(0) = \eta_c$  deve ser resolvido numericamente, e permite determinar o perfil teórico do potencial elétrico na bainha catódica — deve-se perceber que a solução do problema menos geral, sem o uso das variáveis adimensionais, depende do conhecimento de parâmetros do plasma, no caso, a densidade  $n_0$  do mesmo e a temperatura  $T_e$  dos elétrons. A solução da equação 2.24 pode ser convenientemente determinada utilizando-se o *software Matlab (2010)* (Veja APÊNDICE D); a discussão sobre algumas soluções particulares dessa equação, para determinados valores dos parâmetros  $\gamma$ ,  $\mu$  e  $\eta_c$ , serão apresentadas na sequência.

Também com base no conhecimento teórico de que potenciais da ordem de  $kT_e/e$  podem “penetrar” no plasma, devido ao fato de o efeito de blindagem de Debye não ser completo [CHAPMAN, 1980; CHEN, 1984], e na consideração de que o potencial na bainha cresce monotonicamente com o aumento de  $x$ , estimou-se que o comprimento — ou a espessura — da bainha catódica,  $s$ , seria dado pela abscissa do plano onde o potencial elétrico da mesma se tornasse, em módulo, igual a  $kT_e/e$ . Essa condição é equivalente à seguinte equação:

$$\eta(s/\lambda_D) = 1 \quad (2.25)$$

que deve ser numericamente resolvida para se determinar  $s$ . Uma condição ligeiramente diferente da estabelecida em (2.25) pode ser obtida considerando-se a velocidade dos íons na entrada da bainha catódica como sendo  $v_0 = (kT_e/M)^{1/2}$ . Desprezando-se, então, a energia cinética dos mesmos no plano limite da região de plasma, onde o potencial elétrico é ainda nulo, tem-se, da equação da conservação da energia, o valor do potencial  $V_b$  na fronteira da bainha:

$$V_b = -\frac{1}{2e} M v_0^2 = -\frac{v^2 kT_e}{2e} \quad (2.26)$$

Assim, fica estabelecido um outro critério para definir a espessura  $s$  da bainha catódica:

$$\eta(s/\lambda_D) = -\frac{eV_b}{kT_e} = \frac{v^2}{2} \quad (2.27)$$

### 2.2.1. Análise de previsões teóricas

O modelo teórico estabelecido para a bainha catódica neste capítulo permite, a partir da resolução numérica (computacional) da equação (2.24), analisar as características dessa região, como os perfis de potencial e campo elétricos, por exemplo, em função dos parâmetros  $\gamma$ ,  $\mu$  e  $\eta_C$  (PETRACONI et al., 2012).

Seja, então, uma descarga realizada em gás *argônio*, que é monoatômico e inerte. Para o íon  $\text{Ar}^+$ , suposta a única espécie iônica presente em tal descarga, tem-se  $\mu \cong 72819,7$ .

Com relação ao coeficiente de emissão de elétrons secundários efetivo (ou aparente),  $\gamma$ , sabe-se que o modelo construído assume que o mesmo é uma constante que independe das características das espécies que, ao colidirem com o catodo, produzem os elétrons secundários. Para um determinado gás, o coeficiente  $\gamma$  tem uma dependência muito forte com relação ao material do catodo (COBINE, 1941). Além disso, para um mesmo material, ele pode variar em função da energia das espécies incidentes e do grau de pureza da superfície do catodo (BOGAERTS; GIJBELS, 2002; PHELPS; PETROVIC, 1999). Entretanto, é possível admitir, como aproximação, um valor fixo de  $\gamma$  para cada gás, para cada material do catodo. Por exemplo, para o argônio e um catodo limpo de cobre, tem-se  $\gamma = 0,07$ . No caso do presente trabalho, para o argônio e um catodo limpo de alumínio, tem-se  $\gamma = 0,38$  (BOGAERTS; GIJBELS, 2002; PHELPS; PETROVIC, 1999).

Supondo-se, então, um plasma com características típicas do presente trabalho cuja densidade é  $n_0 = 2,0 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ , um potencial de plasma ( $V_p$ ) da ordem de 16 V e em que a energia dos elétrons é  $kT_e = 4 \text{ eV}$ , a uma tensão de descarga  $V_d = 830 \text{ V}$  ( $\eta_C \sim 249$ , pois  $V_c = -(V_d + V_p) = -846 \text{ V}$ ), obtem-se gráficos correspondentes aos perfis teóricos de potencial e campo elétricos na bainha catódica, bem como para as densidades espaciais de carga dos elétrons do plasma, dos íons do plasma, dos elétrons secundários e líquida, considerando todas essas espécies, tal como mostrado nas figuras 2.3 e 2.4. Para esse plasma, o comprimento de Debye calculado é  $\lambda_D = 3,3 \times 10^{-4} \text{ m}$ . Na Figura 2.3, nota-se

que, de fato, o potencial elétrico na bainha catódica cresce monotonamente com o aumento da distância ao catodo, aproximando-se de zero, uma vez que este é suposto ser o potencial do plasma propriamente dito. A espessura da bainha, pode ser calculada teoricamente por meio da equação 2.27. No caso com a inserção dos dados em análise, tem-se  $s \cong 17\text{mm}$ .

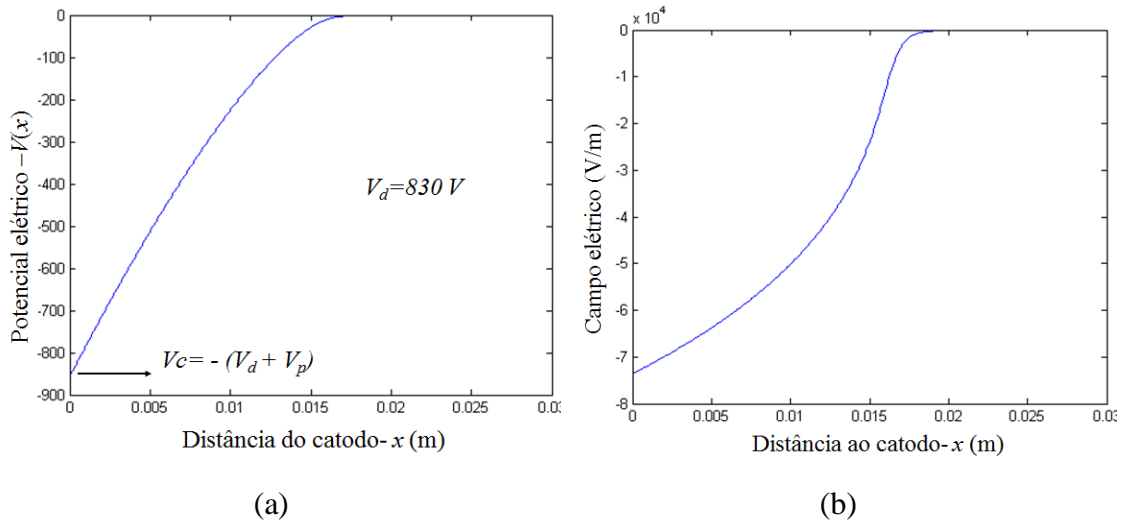


Figura 2.2 – (a) Variação do potencial elétrico e (b) do campo elétrico na região de catodo em função da distância ao catodo de referência ( $x=0$ ) para o plasma de argônio.  $kT_e = 4$  eV,  $n_o = 2,0 \times 10^{15}\text{m}^{-3}$ ,  $V_p = 16$  V,  $V_d = 830$  V,  $\eta_C \sim 249$  e  $\gamma = 0,38$  (catodos de alumínio).

O significado do sinal negativo associado aos valores de campo elétrico no gráfico da Figura 2.2(b) decorre da orientação do vetor correspondente ao mesmo, que aponta no sentido do plasma para o catodo, sendo, portanto, contrário ao sentido positivo da abscissa  $x$ . Esse campo elétrico “negativo” é responsável por acelerar os elétrons no sentido do catodo para o plasma, o contrário ocorrendo em relação aos íons. É interessante observar que o campo para abscissas maiores que  $s$  é relativamente pouco intenso, o que está de acordo com o conceito físico da região de *pré-bainha*, onde deve existir um campo elétrico pouco intenso para garantir a aceleração dos íons provenientes do plasma a uma velocidade no mínimo igual à velocidade acústica  $c_s$ . Porém, esse campo elétrico, ainda que pouco intenso, é capaz de produzir modificações significativas nas densidades de carga de íons e elétrons provenientes do plasma pouco antes da entrada na bainha catódica, conforme se pode notar nas Figuras 2.3(a) e 2.3(b).

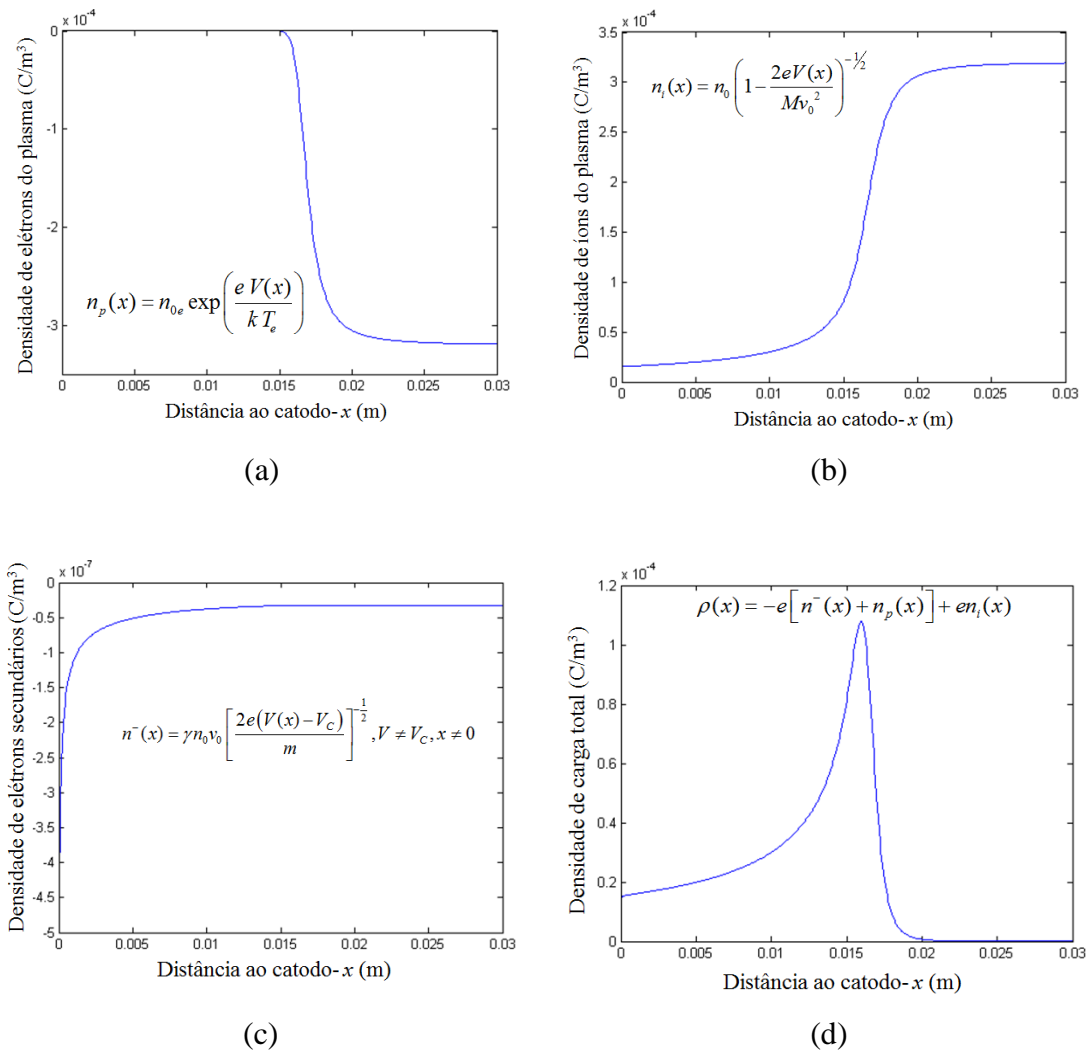


Figura 2.3 – Perfis de densidade de carga elétrica na região de catodo para o plasma de argônio,  $kT_e = 4$  eV,  $n_0 = 2,0 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ ,  $\eta_C \sim 249$  e  $\gamma = 0,38$  (catodos de alumínio), em função da distância ao catodo: (a) densidade de elétrons originários do plasma, que satisfazem a relação de Boltzmann; (b) densidade de íons provenientes do plasma (teoria de queda livre); (c) densidade de elétrons secundários; (d) densidade de carga total, soma das densidades de cargas das três espécies consideradas.

O efeito líquido, sobre a densidade de carga total, contudo, é de menor ordem de grandeza, de acordo com a Figura 2.3(d), de maneira que se conclui que a influência de tal campo elétrico sobre a densidade de carga dos íons oriundos do plasma é semelhante àquela sobre os elétrons.

A Figura 2.3(a) também indica que a densidade numérica de elétrons do plasma na bainha sofre uma redução muito drástica (governada pela relação de Boltzmann, válida



para elétrons em equilíbrio térmico com uma distribuição maxwelliana de energia), praticamente se anulando em  $x \cong 15$  mm. O campo elétrico existente na bainha catódica, decorrente da sua manifesta não-neutralidade elétrica, é muito desfavorável ao fluxo de elétrons oriundos do plasma, de modo que apenas aqueles poucos dotados de grande energia cinética conseguem prosseguir na bainha, e ainda menos atingem o catodo (apenas aqueles que têm energia cinética superior a  $-eV_C$ ).

O perfil de densidade líquida de carga elétrica da Figura 2.4(d) mostra que, para os parâmetros adotados, essa densidade não se torna negativa em nenhum ponto. Além disso, pode-se explicar o comportamento desse perfil: próximo ao plano-limite entre a bainha e o plasma, existe um pico de densidade de carga. Como os íons provenientes do plasma ainda não foram suficientemente acelerados, a equação da continuidade estabelece que a densidade dos mesmos deve ser ainda elevada nesse ponto, o que é confirmado na Figura 2.3(b). Além disso, os elétrons secundários, que estão sendo acelerados no sentido do catodo para o plasma, sofrem um processo inverso, de redução da densidade numérica. À direita desse pico no gráfico, a participação dos elétrons provenientes do plasma, acelerados no mesmo sentido que os secundários, ainda é significativa, de modo que se observa uma queda da densidade de carga líquida, já justificada no parágrafo anterior. Por sua vez, à esquerda do pico, a densidade dos íons continua maior que a de todos os elétrons, porém a contribuição destes provoca uma redução da densidade líquida em relação à dos íons — essa redução se dá em ordem de grandeza seguramente inferior à da densidade dos íons: o trecho à esquerda do pico de densidade na Figura 2.3(d) é praticamente uma reprodução quantitativa do trecho correspondente na Figura 2.3(b).

É indispensável se atentar para a ordem de grandeza da densidade de carga dos elétrons secundários: esta é três ordens de grandeza menor que aquela da densidade de carga de íons no plasma. Isso significa que a contribuição dos elétrons secundários para os perfis estudados nas Figuras 2.2(a), 2.2(b) e 2.3(d) é praticamente desprezível, para os parâmetros adotados na análise. Em princípio, pode-se supor que essa desprezível contribuição se deva a um baixo (embora típico) valor do coeficiente de emissão de elétrons secundários.

Por fim, uma outra análise teórica pertinente refere-se à variação da espessura da bainha catódica em função de um parâmetro do plasma, qual seja, a sua densidade, que pode ser facilmente variada na prática. No modelo teórico proposto, o único efeito da

variação da densidade  $n_0$  é a variação do comprimento de Debye, permanecendo inalteradas as grandezas elétricas normalizadas, independentes, todas, de  $n_0$ . Considerando-se novamente  $\gamma = 0,38$ , bem como todos os valores assumidos anteriormente para os demais parâmetros, pode-se obter a curva mostrada na Figura 2.4:

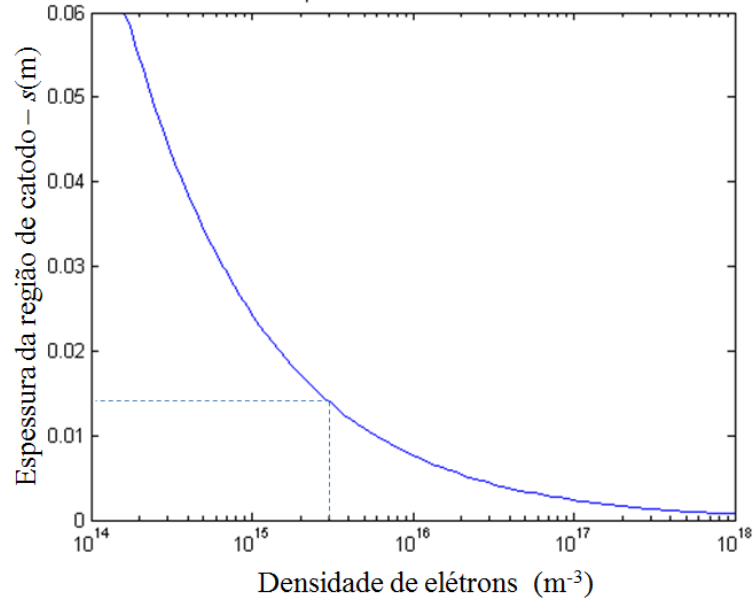


Figura 2.4 – Espessura da bainha catódica em função da densidade de elétrons, para descarga de argônio, com  $kT_e = 4$  eV,  $n_0 = 2,0 \times 10^{15} m^{-3}$ ,  $\eta_C \sim 249$  e  $\gamma = 0,38$  (catodos de alumínio).

Verifica-se, assim, que a espessura da bainha diminui monotonamente com o aumento da densidade de plasma, o que é uma consequência da dependência direta de tal espessura em relação ao comprimento de Debye, dado por  $\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2}$ . Uma vez

fixado a tensão de descarga, o efeito da redução da espessura da bainha catódica implica na intensificação do campo elétrico nesta região. Como consequência, a energia de impacto dos íons sobre o catodo também aumenta conduzindo a uma maior taxa de emissão de elétrons secundários.

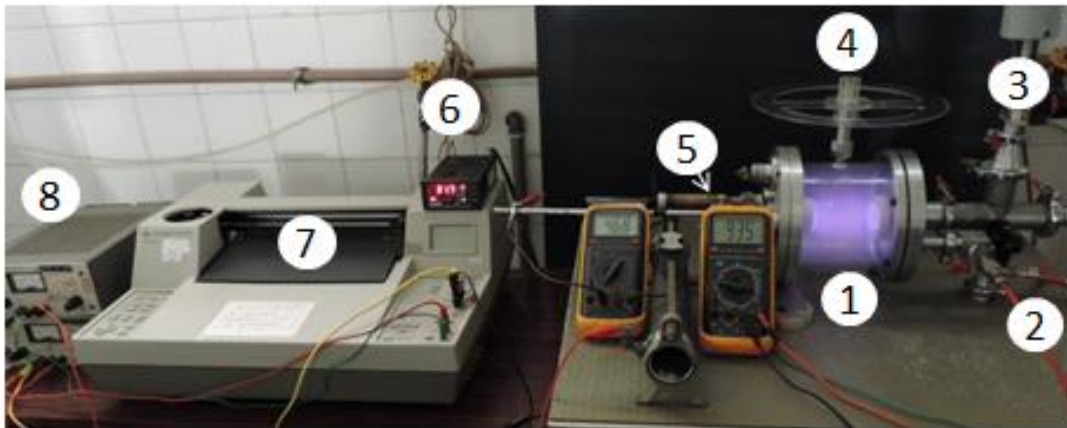
## Capítulo 3

### Experimental

#### 3.1. Sistema Experimental de descarga de cátodo oco plano

Uma visão geral do aparato experimental utilizado é apresentada na figura 3.1a. A figura 3.1b mostra um diagrama esquemático do sistema detalhando os circuitos de polarização dos eletrodos da descarga e da sonda eletrostática.

(a)



(b)

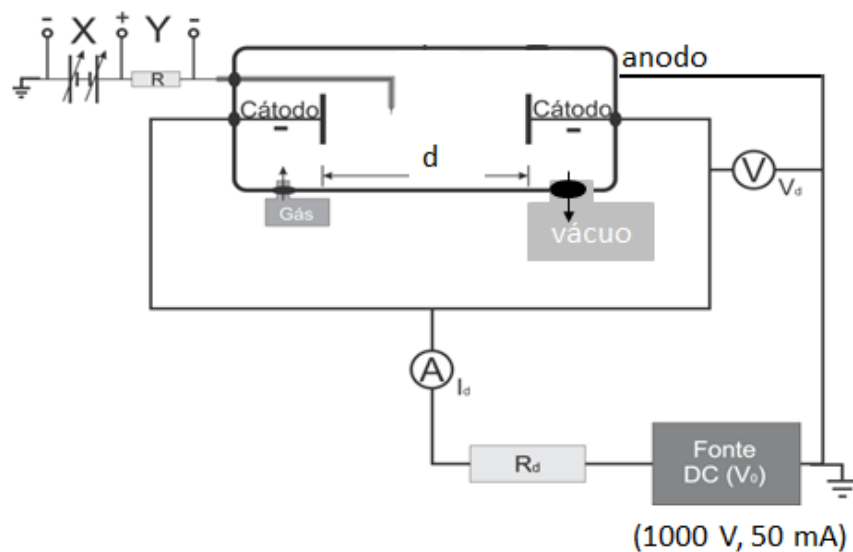


Figura 3.1 – Aparato Experimental. a) Imagem do sistema de descarga e caracterização, (b) Diagrama esquemático do aparato utilizado.

- 1 – Reator de processos ilustrando a região de descarga entre os catodos operando em regime de catodo oco a baixa pressão de argônio.
- 2 – Sistema de entrada de gases e controle de pressão (válvula agulha-MK)
- 3 - Sensor de pressão
- 4 - Sistema de ajuste da posição angular da sonda direcional (veja figura 3.2)
- 5 - Sistema de movimentação da sonda cilíndrica
- 6 - Medidor de pressão tipo Baratron
- 7 - Registrador X-Y para obtenção das curvas características das sondas (HP)
- 8– Fontes de polarização das sondas (HP)

A câmara de processos (1) confeccionada em vidro de borossilicato e flanges em alumínio possui 130 mm de diâmetro interno e 300 mm de comprimento. Atinge-se uma pressão de fundo (residual) da ordem de  $10^{-2}$  Pa ( $10^{-4}$  torr) por meio de um sistema de vácuo constituído de uma bomba mecânica E2M18 da BOC Edwards (18 m<sup>3</sup>/h) e bomba difusora modelo BOC Edward de velocidade de bombeamento de 10 l/s. A descarga foi operada com gás argônio injetada no reator por meio de uma válvula agulha pela qual também se controla a pressão na câmara de descarga. Os catodos são confeccionados em discos de alumínio de 4cm de diâmetro isolados por Teflon de modo que somente uma superfície plana de cada catodo fica exposta à região de descarga. As flanges de vedação da câmara de vácuo atuam como anodo aterrado da descarga e permite por meio de passadores o acesso a sondas, entrada de gases e ao sistema de vácuo. A alimentação elétrica é feita por uma fonte de corrente contínua na faixa de tensão entre (0 e 1000) V e corrente entre (0 – 50) mA.

O plasma foi caracterizado pelo emprego de sondas cilíndrica e direcional (plana). Devido a sua boa resolução espacial, a sonda cilíndrica foi utilizada principalmente para a avaliação do perfil dos parâmetros de plasma ao longo do eixo da descarga na distância inter-catódica, basicamente inferir os perfis de potencial de plasma, potencial flutuante, densidade e dispersão de energia de elétrons visando avaliar gradientes destes parâmetros e identificar a região de fronteira plasma-bainha catódica. Um passador com rosca permite

ajustar a posição da sonda e inferir distâncias com relativa precisão entre a sonda e o catodo de referência ( $x=0$ ).

A sonda plana direcional a qual distingue a coleção de fluxos de elétrons de diferentes direções e energias, foi utilizada para obtenção da velocidade de deriva, a temperatura e dispersão de energia dos elétrons variando-se o ângulo que a normal a superfície da sonda forma com a normal à superfície do catodo. Como mostra a figura 3.2, a sonda plana direcional tem posição fixa na região central da câmara de descarga e sua posição em relação aos catodos é ajustada pela movimentação dos mesmos ao longo do eixo da descarga. O ângulo formado entre a normal à superfície da sonda e a normal à superfície do catodo é medido por meio de um transferidor e um indicador de ângulo solidário à sonda.

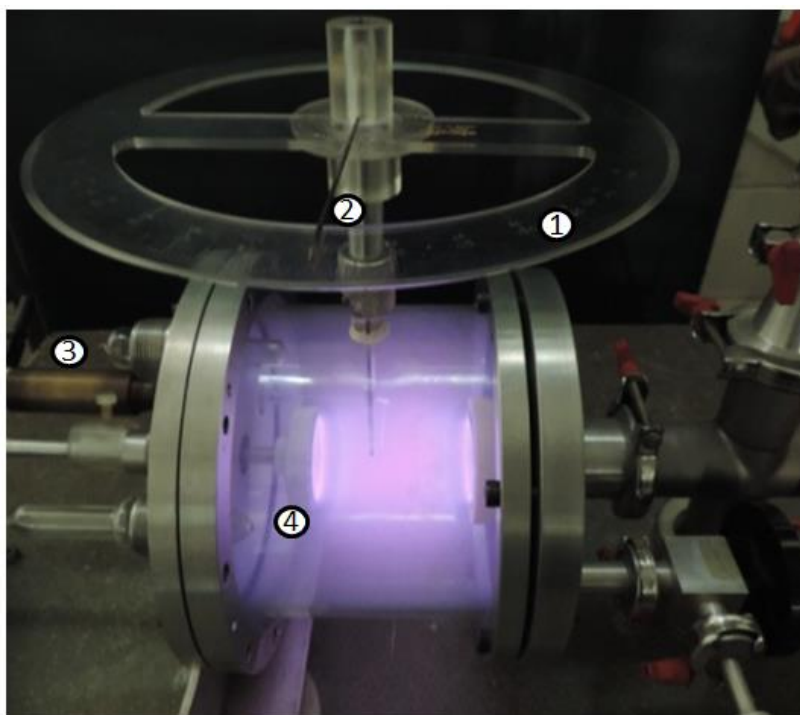


Figura 3.2. Imagem da região de descarga ilustrando no detalhe o sistema de posicionamento angular da superfície da sonda em relação ao fluxo de elétrons ao longo do eixo da descarga. 1. Transferidor; 2. Indicador de ângulo solidário à sonda; 3. Sistema de movimentação da sonda cilíndrica; 4. Catodo de referência ( $x=0$ ). ( $V_d=830$  V,  $I_d = 4,6$  mA,  $P=31$  mTor,  $d=83$  mm).

O registro das curvas características das sondas (cilíndrica e direcional) é feito por um registrador X-Y (modelo 7090A Measurement plotting system – HP). O canal X é

conectado à duas fontes DC (+ 70V e - 70 V) que permitem a variação da tensão de polarização nas sondas. Já o canal Y foi conectado à um resistor de 1 k $\Omega$  para aquisição da corrente coletada pelas sondas.

A tensão de operação da descarga foi mantida fixa em dois valores muito próximos 830V e 840 V. Estes valores relativamente altos, foram escolhidos devido às condições de baixa pressão empregadas (entre 26 e 37 mTorr), exigindo a aplicação de altas tensões no sentido de gerar densidades de plasma expressivas (ou correntes de descarga expressivas). Como efeito obtém-se curvas características de sondas com menos ruído de corrente de elétrons e uma região de saturação de elétrons mais bem definida. Esta condição é importante visando uma melhor resolução (ou acuracidade) nas determinações dos parâmetros de plasma. A conjugação destes dois fatores (alta tensão de descarga e baixa pressão) conduz a elevadas velocidades de derivas de elétrons (comparáveis à sua velocidade térmica) o que traduz a essência do objetivo de avaliar com melhor precisão este parâmetro. Nas condições de pressão e tensão citadas a distância inter-catódica foi variada na faixa entre (53 e 109) mm gerando corrente de descarga na faixa de (3,2 a 11,6) mA. A região de plasma foi caracterizada em função destes parâmetros e os resultados experimentais discutidos fundamentados nas investigações realizadas teoricamente na região de bainha catódica.

### **3.2. Técnicas de Diagnóstico de plasma**

Dentre as técnicas de diagnóstico de plasmas, a sonda eletrostática ou de Langmuir é provavelmente a técnica mais antiga para se medir propriedades elétricas de plasmas.

Esta técnica tem as seguintes características:

- a) possibilita obter parâmetros elétricos do plasma tais como densidade de partículas carregadas, temperatura média de elétrons, potencial flutuante e potencial de plasma;
- b) fornece resolução espacial, ou seja, permite medir propriedades do plasma localmente;
- c) permite obter informações sobre oscilações da bainha nos eletrodos da descarga;
- d) é de construção e arranjo experimental relativamente simples e de baixo custo, quando comparado com outras técnicas de caracterização de plasmas tais como

espectroscopia de emissão. No entanto, a interpretação dos dados é tão complexa quanto essas técnicas, de modo que elas devem ser encaradas como técnicas complementares;

e) é um método intrusivo, o qual pode perturbar o plasma e, em certos casos, distorcer a medida.

Os primeiros estudos com sondas eletrostáticas foram feitos por Irving Langmuir e H. Mott-Smith Jr (1929). A técnica da sonda de Langmuir como método de diagnóstico de plasma é aparentemente simples, embora sua interpretação dos dados para uma curva característica de sonda seja extremamente complexa e restrita a certas condições:

- a) O plasma é constituído por duas espécies de partículas carregadas, uma positiva (íon) e outra negativa (elétron), no qual, distante da sonda existe a neutralidade de cargas.
- b) A distribuição de energia dos íons e elétrons é maxwelliana, o qual para a situação em (a) é mais provável.
- c) O caminho livre médio dos elétrons e dos íons é maior que a espessura da bainha formada em torno da sonda, de modo que não ocorrem colisões nesta região.
- d) Íons e elétrons são neutralizados na superfície da sonda.
- e) Não há campos magnéticos no plasma.
- f) O plasma encontra-se em estado estacionário.
- g) As velocidades das partículas são muito menores que a velocidade da luz.

### 3.3. Determinação dos parâmetros de plasma pelo método de Druvyesteyn

Considerando que sejam válidas as condições impostas anteriormente, pode-se descrever o movimento dos elétrons de um plasma por uma função de distribuição  $f(\underline{x}, \underline{v}, t)$ , a qual, que dá o número de elétrons por unidade de volume com velocidade entre  $v$  e  $v + dv$  em função da posição  $x$  e do tempo  $t$ . A densidade de elétrons em  $x$  e  $t$  será dada por :

$$n_e(\vec{x}, t) = \iiint f(\vec{x}, \vec{v}, t) dv_x dv_y dv_z \quad (3.1)$$

A curva característica da sonda fornece informações sobre a função de distribuição de elétrons porque a densidade da corrente de elétrons na sonda pode ser escrita como:

$$j = e \int f(\vec{v}) \vec{v} \cdot \hat{n} d^3v \quad (3.2)$$

onde  $n$  é perpendicular (normal) à superfície da sonda.

Para muitos sistemas, especialmente os empregados em processos a plasma, onde as dimensões da bainha são pequenas comparadas com as dimensões da sonda; geralmente adota-se como uma boa aproximação que a sonda é plana. Em termos de coordenadas cartesianas poderemos escrever que a densidade de corrente 'j' quando a sonda for polarizada negativamente será:

$$j = e \int_{v_{min}}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) v_z dv_x dv_y dv_z \quad (3.3)$$

onde  $v_{min} = [2e(V_p - V_b)/m]^{1/2}$ ;  $V_b$  é o potencial de polarização da sonda,  $V_p$  é o potencial de plasma,  $m$  é a massa do elétron.

Integrando as duas componentes de velocidade perpendicular obtem-se:

$$j = e \int_{v_{min}}^{\infty} f_z(v_z) dv_z, \quad (3.4)$$

$$\text{onde } f_z(v_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y \quad (3.5)$$

Esta redução na resolução da equação de densidade de corrente na sonda para um problema unidimensional simplifica a solução algébrica, mas faz com que as principais informações sobre a função de distribuição de velocidades na direção perpendicular sejam perdidas. Expressando a densidade de plasma em coordenadas polares esféricas, tem-se:

$$n = \int f(v, \theta, \varphi) v^2 \sin\theta dv d\theta d\varphi \quad (3.6)$$

Se a função de distribuição de velocidades for isotrópica, onde  $E = mv^2/2$ , e  $f(E)$  é obtido por substituição de  $v$  em  $f(v)$  por  $\sqrt{\frac{2E}{m}}$ .

$$n = 4\pi \int v^2 f(v) dv = 4\pi \sqrt{\frac{2}{m^3}} \int f(E) \sqrt{E} dE \quad (3.7)$$

Assim identifica-se a função de distribuição de energia  $f_E(E)$  por meio da equação 3.7.

$$f_E(E) = 4\pi \sqrt{\frac{2}{m^3}} f(E) \sqrt{E} \quad (3.8)$$



Então poderemos escrever a densidade de corrente para uma sonda polarizada negativamente como:

$$j = e \int_{v_{min}}^{\infty} \int_{\theta_{min}}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} v \cos \theta f(v, \theta, \varphi) v^2 \sin \theta dv d\theta d\varphi \quad (3.9)$$

Onde  $\theta \leq \cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{v_{min}^2}{v^2}} \right)$ .

Considerando a função de distribuição de velocidades isotrópica  $f(v, \theta, \varphi) = f(E)$ , a equação (9) reduz-se à:

$$j = e \frac{2\pi}{m^2} \int_{e(V_p - V_b)}^{\infty} E f(E) \left[ \left( 1 - \frac{e(V_p - V_b)}{E} \right) \right] dE \quad (3.10)$$

Restringindo esta função para o caso de uma distribuição maxwelliana de elétrons sem a velocidade de arrasto (CHEN, 1984) com temperatura de elétron  $T_e$ , massa de elétron  $m_e$  e densidade de elétron  $n_e$ , obtem-se:

$$f(\vec{x}, \vec{v}, t) = n_e \left( \frac{m}{2T_e} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{m_e v^2}{2T_e} \right] \quad (3.11)$$

Onde  $T_{ev}$  a temperatura de elétrons em eV. Então a densidade de corrente de elétrons  $j_e(V_s)$ , ou seja a corrente de elétrons por unidade de área, para uma sonda plana com polarização  $V_s$  será calculada pela resolução da integral:

$$j_e(v_b) = e \int f(\vec{x}, \vec{v}, t) v_z dv_x dv_y dv_z$$

$$j_e(V_s) = e n_e \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \int_{v_{min}}^{\infty} \exp \left[ -\left( \frac{m_e v^2}{2T_e} \right) \right] v_z dv_z \quad (3.12)$$

Resolvendo a integral e multiplicando pela área da sonda “S” obtem-se a expressão para a corrente na sonda  $I_e$ .

$$I_e(V_s) = I_{se}^* \exp \frac{-e(V_p - V_b)}{T_e}, V_s \leq V_p \quad (3.13)$$

$$I_e = I_{se}^* \leftrightarrow V_s > V_p$$

onde:  $I_{se}^* = S n_{e0} e \sqrt{\frac{T_{ev}}{2\pi m}}$  (3.14)

$n_{eo}$  é a densidade de elétrons do plasma e  $S$  é a área de coleção da sonda.  $I_{se}$  é a corrente de saturação de elétrons coletada por uma sonda eletrostática quando seu potencial se iguala ao potencial de plasma.

Como exposto na seção 1.7, em muitas aplicações é importante conhecer os detalhes da função de distribuição de energia dos elétrons. Para os casos em que podemos empregar a teoria da sonda plana ideal é relativamente fácil a determinação de  $f_z(v_z)$ , se for uma Maxwelliana sem arrasto (ou sem deriva). A corrente na sonda assim como suas respectivas derivadas em relação à tensão de polarização serão proporcionais a  $f(E)$ .

$$I_e = I_e^* \left[ \frac{-e(V_s - V_b)}{T_{ev}} \right] \propto f(E) \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial I_e^*}{\partial V_b} = \frac{e I_e^*}{T_{ev}} \exp \left[ \frac{-e(V_s - V_b)}{T_{ev}} \right] = \frac{e f_z(v_z)}{T_{ev}} \propto f(E) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial^2 I_e^*}{\partial V_b^2} = \frac{e^2 f_z(v_z)}{T_{ev}^2} \propto f(E) \quad (3.18)$$

Druvysteyn (1935) foi o primeiro a demonstrar que a segunda derivada da corrente na sonda com respeito a tensão de polarização é proporcional a  $f(E)$  para uma grande variedade de situações. Isto pode ser demonstrado para funções de distribuição isotrópica com uso de sondas de geometrias convexas arbitrárias ou sondas esféricas para distribuições anisotrópicas, onde a segunda derivada ainda é proporcional a  $f(E)$  e relata a função de distribuição de energia por:

$$\frac{\partial^2 I_e^*}{\partial V_b^2} = \frac{2\pi e^3 S}{m^2} f(E) \Big|_{E=e(V_s - V_b)} \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial^2 I_e^*}{\partial V_b^2} = \frac{1}{4} S e^2 \left( \frac{2e}{m(V_s - V_b)} \right)^{\frac{1}{2}} f_E(E) \Big|_{E=e(V_s - V_b)} \quad (3.20)$$

Existem várias geometrias e configurações possíveis para a sonda de Langmuir, mas, neste trabalho, utilizaremos somente a sonda cilíndrica simples e a sonda plana direcional. As dimensões da sonda devem ser tão pequenas quanto possíveis para minimizar perturbações no plasma, e na utilização de sonda simples, a área do eletrodo de referência, geralmente o ânodo, deve ser muito maior que a área da sonda, para não limitar a corrente de elétrons, e deve estar em bom contato com o plasma.

A existência de 2 grupos de elétrons, ou seja, os elétrons de baixa energia e os elétrons de alta energia, requer o cálculo de uma temperatura eletrônica efetiva,  $T_{ef}$ . A

integração da FDEE possibilita a obtenção desta temperatura efetiva de elétrons pela expressão  $T_{ef} = \frac{2}{3} \langle E \rangle$ , onde  $\langle E \rangle$  representa a energia média dos elétrons dada por:

$$\langle E[eV] \rangle = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} E \cdot f_E(E) dE \quad (3.21)$$

onde:

$$n_e = \int_0^{\infty} f_E(E) dE \quad (3.22)$$

Uma vez obtidos os valores médios de energias, pode-se avaliar o caminho livre médio de ionização do argônio por impacto de elétrons que corresponde à distância que um elétron deve percorrer para adquirir energia necessária para causar ionização. Utilizando valores tabelados de seção de choque (veja tabela 3.1), o caminho livre médio é encontrado em função da energia dos elétrons como ilustra a Figura 3.3.

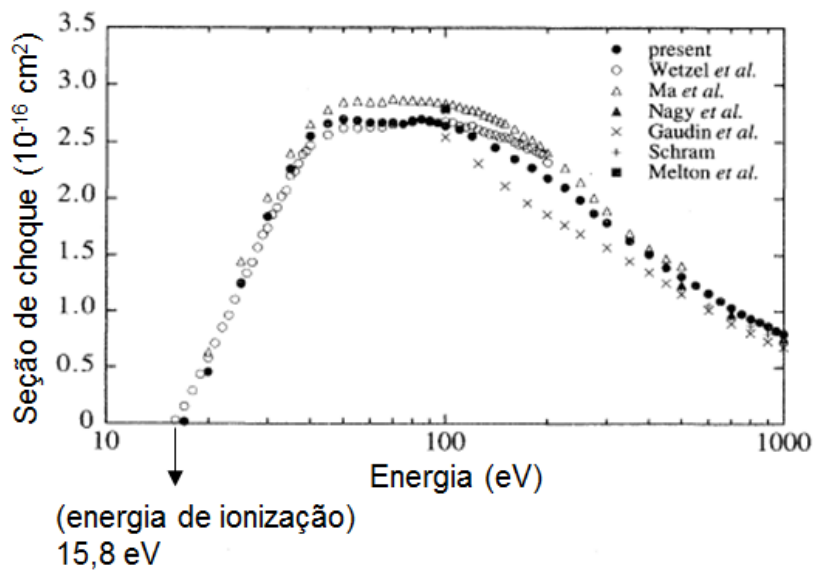


Figura 3.3. Seção de choque de ionização do argônio por impacto de elétrons [STRAUB, H. C. *et al.*, 1995].

O caminho livre médio de ionização é dado por:

$$\lambda_i = \frac{1}{n_g \cdot \sigma^+}, \quad (3.23)$$

onde  $n_g = \frac{P}{k \cdot T_g}$  (3.24)

$P$  é pressão e  $T_g$  é a temperatura do gás (tipicamente em torno de 500 K).

Tabela 3.1- Seção de choque de ionização do gás argônio para determinados valores de energia de elétrons (Straub, H. C. *et al*, 1995).

<b>Energia (eV)</b>	<b><math>\sigma^+</math> (<math>10^{-16} \text{ cm}^2</math>)</b>
17	0.017
20	0.46
25	1.24
30	1.84
35	2.26
40	2.55
45	2.66
50	2.70
55	2.69
60	2.67
65	2.67
70	2.67
75	2.66
80	2.69
85	2.70
90	2.69
95	2.67
100	2.64
110	2.61
120	2.55
140	2.45

### **3.4. Parâmetros de Plasma obtidos pela técnica de sonda de Langmuir**

O método mais simples e mais utilizado para caracterização de um plasma (medir temperatura de elétrons, densidade e potencial de plasma, potencial flutuante e comprimento de Debye) é feito através de uma sonda eletrostática fria, também chamada sonda de Langmuir. A sonda de Langmuir consiste basicamente de um eletrodo imerso no plasma. As sondas são frequentemente utilizadas em diagnóstico de plasma porque

possuem uma simplicidade de construção. As sondas, quando conectada a um circuito elétrico, a ser detalhado, faz então circular uma corrente elétrica por ela que depende da voltagem aplicada na sonda com relação a um potencial chamado potencial de plasma. A curva corrente "versus" tensão, também conhecida como curva característica da sonda é obtida variando-se o seu potencial em relação a outro eletrodo de referência que esteja em contato com o plasma. Em um grande intervalo de variações das condições do plasma os detalhes da curva característica da sonda podem ser relacionados aos parâmetros do plasma que se apresentam de forma explícita na curva ou são obtidas a partir desses usando fórmulas matemáticas da teoria de sondas aplicada a plasmas. Embora a sonda perturbe o plasma em seus arredores, é ainda possível determinar seus parâmetros para um grande intervalo de variações desses. O uso da sonda tem tido grande sucesso operando em plasmas cuja densidade varia de  $10^8$  a  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , temperatura de 0.1eV a centenas de eV, potencial de plasma de 0.1V a muitos kV e as pressões do gás de  $10^{-6}$  a 1 torr [HUTCHINSON, 1994].

Embora na prática seja um método de diagnóstico simples de ser implementado, a análise teórica da curva característica da sonda pode tornar-se bastante complicada. A sua interpretação é dificultada pela perturbação da sonda em sua proximidade, devida a corrente coletada ou emitida pela sonda. A corrente coletada consiste de íons e elétrons oriundos do plasma, e elétrons oriundos da emissão secundária produzidos por elétrons, íons e fótons que bombardeiam a superfície da sonda. Quando polarizada em relação ao eletrodo aterrado a corrente coletada pela sonda em uma região de plasma possui um comportamento característico em relação a tensão de polarização como ilustrada na figura 3.6.

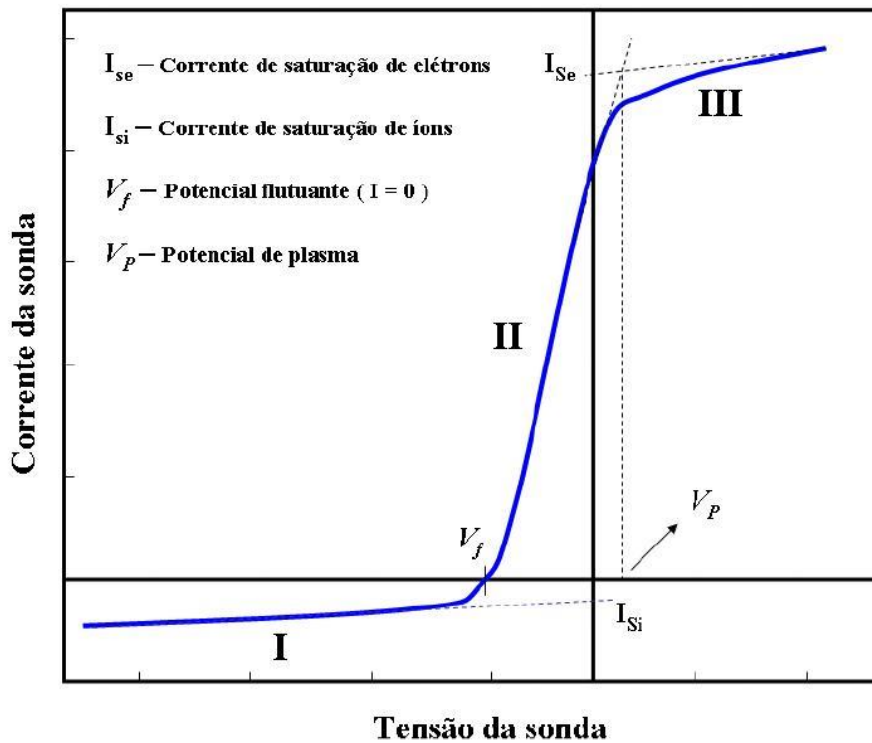


Figura 3.4 – Modelo da curva característica de uma sonda cilíndrica[HUTCHINSON, 1994].

A curva corrente "versus" tensão de um eletrodo imerso num plasma nos fornece uma enorme quantidade de informações a respeito do plasma: densidade de elétrons (ou íons), temperatura de elétrons (se sua função de distribuição for maxwelliana), função distribuição dos elétrons, potencial de plasma e potencial flutuante.

A sonda imersa no plasma pode ter geometria plana, esférica ou cilíndrica. O potencial  $V_s$  entre a sonda e o eletrodo aterrado pode ser variado de modo que a sonda possa ficar com potencial maior ou menor que o do plasma adjacente. A corrente pela sonda é sempre uma resultante da soma de coleção de elétrons e íons.

Quando um eletrodo é inserido na região de plasma, este é bombardeado por elétrons e íons. Como os elétrons têm uma massa muito menor que a dos íons, eles terão uma mobilidade muito maior, acumulando-se em grande quantidade sobre a superfície do eletrodo. Como o eletrodo não está polarizado, este acúmulo de carga fará surgir um campo elétrico destinado a desacelerar os elétrons e acelerar os íons até que o fluxo resultante de cargas sobre o eletrodo seja zero. O potencial que o eletrodo adquire neste caso é chamado de potencial flutuante e as condições necessárias para que os íons cheguem a este eletrodo são dadas pelo critério de Bohm. Quando aplica-se uma tensão

$V_s$  a este eletrodo muito menor que o potencial flutuante  $V_f$ , a sonda adquire um potencial negativo em relação ao potencial de plasma e a corrente  $I_s$  coletada é predominantemente devido aos íons- $I_{si}$  (Região I da figura 3.4).

À medida que a tensão aplicada a sonda aumenta (tornando-se menos negativa em relação a  $V_f$ ), os elétrons mais energéticos da função de distribuição que vencem a barreira de potencial na bainha da sonda são coletados. Aumentando ainda mais a tensão  $V_s$  atinge-se uma condição onde o fluxo de íons e elétrons na sonda igualam-se, polarizando a sonda no potencial flutuante  $V_f$ , como já explicado.

A partir deste valor de  $V_s$  a coleção de elétrons aumenta de forma exponencial (região II da figura 3.4 entre  $V_f$  e  $V_p$ ). Quando o potencial da sonda ultrapassar o valor do potencial de plasma  $V_p$ , a coleção de íons em relação a coleção de elétrons será insignificante, caracterizando uma região da curva característica da sonda onde a corrente de elétrons varia muito pouco com a tensão. Esta região é conhecida como região de saturação de elétrons (trecho III - figura 3.4).

### **3.5. Sondas cilíndricas – Parâmetros de plasmas inferidos da região de coleção predominante de elétrons pela sonda**

Para a determinação dos diversos parâmetros de plasma usando uma sonda cilíndrica (Figura 3.5), esta possui a propriedade que, quando localizada no eixo da região de plasma e seção de área transversal voltada para o anodo (o que não interfere no fluxo longitudinal de elétrons) e com área lateral efetiva muito maior que a área transversal, coleta somente o fluxo transversal de elétrons. No presente trabalho foi utilizada uma sonda constituída de um fio tungstênio de 0,2 mm de diâmetro e 3 mm de comprimento posicionada com a seção transversal voltada para as paredes do reator (veja figura 3.5). Neste caso sua maior área de coleção (normal à superfície do catodo) também estará exposta aos elétrons de deriva o que certamente conduzirá a valores de temperaturas de elétrons mais elevadas por incluir a contribuição de elétrons não termalizados. Este procedimento foi adotado em vista do foco do trabalho na avaliação dos efeitos dos elétrons não termalizados na função de distribuição de energia e também no sentido de

obter melhor resolução espacial na avaliação do comportamento dos perfís dos parâmetros de plasma ao longo do eixo da região inter-catódica.

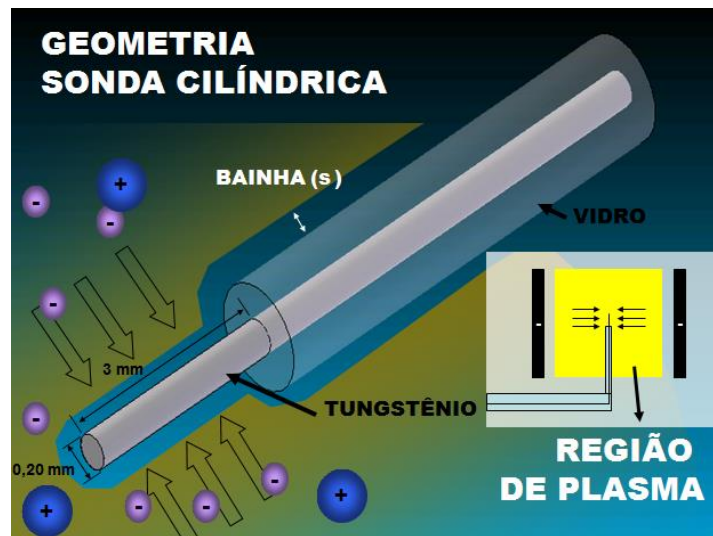


Figura 3.5 – Desenho esquemático ilustrando a área de coleção de uma sonda cilíndrica imersa em uma região de plasma e no detalhe seu posicionamento em relação aos catodos da descarga [Pessoa, 2005].

Este efeito de coleção de elétrons com populações de diferentes energias é pronunciado em uma descarga de catodo oco plano, pois neste caso o campo elétrico que governa a aceleração de elétrons na região de coleção é bipolar, apontando sempre no sentido da posição central entre os catodos (onde a sonda foi posicionada) e as superfícies dos catodos.

### 3.5.1. Medida da temperatura de elétrons

A região II da curva característica corrente-tensão da sonda entre  $V_f$  e  $V_p$  ilustrada na figura 3.4 será a de maior interesse na determinação da temperatura de elétrons. Se o potencial da sonda ( $V_s$ ) é negativo em relação ao potencial de plasma, então a corrente de elétrons que podem alcançar a sonda é obtida da relação 3.13.

onde  $S$  é a área de coleção da sonda e  $I_{se} = eSn_{oe}\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}}$  é a corrente de saturação de

elétrons coletada pela sonda quando seu potencial iguala-se ao potencial de plasma (veja figura 3.6). Na forma logarítmica a equação (3.22) torna-se



$$\ln(I_s) = \ln(I_{e0}) + \frac{eV}{kT_e} \quad (3.25)$$

Ou seja, um gráfico onde o eixo das ordenadas é  $(\ln(I_e) - \ln(I_{e0}))$  e o eixo das abscissas  $V_s$ , fornece uma reta (se a função distribuição dos elétrons for maxwelliana), cujo coeficiente angular é numericamente igual a  $\frac{e}{kT_e}$ , a partir do qual infere-se a temperatura de elétrons  $T_e$  em Kelvin (veja figura 3.6b). A validade desta consideração é reforçada pelos resultados experimentais a medida que uma “melhor reta” é obtida com os valores de tensão e corrente nas regiões citadas.

### 3.5.2. Medida do potencial flutuante, potencial de plasma e da densidade de elétrons

O potencial flutuante ( $V_f$ ) pode ser facilmente obtido pelo ponto em que a curva característica intercepta o eixo de tensão na sonda (corrente de coleção nula). O potencial de plasma registra o início em que a corrente de elétrons coletados satura e quando os íons passam a sofrer forte repulsão devido ao elevado potencial de polarização positivo aplicado. Sendo assim o potencial de plasma pode ser obtido de três maneiras diferentes. A primeira é pela interseção das tangentes à curva característica da sonda nas regiões II e III como ilustra a figura 3.6. No entanto esta técnica aplica-se somente quando a curva apresenta saturações eletrônicas ideais (atinge um patamar de corrente quase paralelo ao eixo das tensões aplicadas), o que na prática nem sempre ocorre. Uma resolução melhor por esta técnica é pela linearização destas regiões II e III quando as correntes são colocadas em escala logarítmica aplicando o mesmo procedimento (veja figura 3.6 b). Uma segunda técnica é pela derivada da corrente em relação a tensão de polarização da sonda nestas mesmas regiões, onde identifica-se o potencial de plasma no ponto de inflexão da curva (valor de pico do potencial ou com inclinação nula). Em uma terceira técnica o potencial de plasma é obtido pela derivada segunda da corrente em relação a tensão com seu valor inferido no valor de corrente nula, como ilustra a figura 3.6 a.

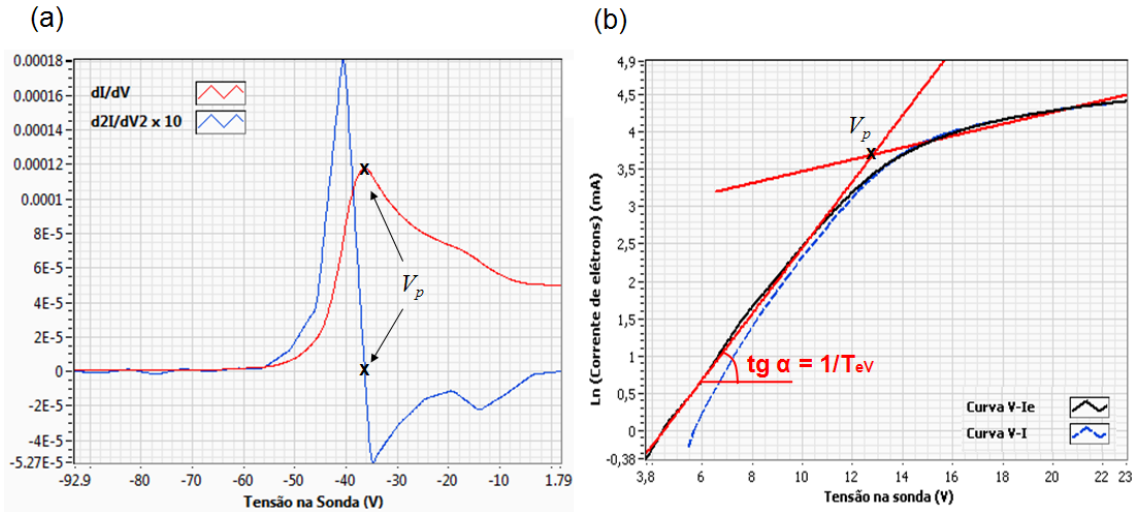


Figura 3.6. Ilustração esquemática dos três procedimentos utilizados para determinação do potencial de plasma: a) pelo máximo da primeira derivada,  $dI/dV$ , ou pelo valor de tensão, no qual a segunda derivada,  $d^2I/dV^2$ , se anula, b) ou pelo “joelho” da curva semi-logarítmica versus tensão na sonda.

O valor da corrente de saturação dos elétrons  $I_{eo}$  é obtido para o potencial de plasma correspondente,  $V_p$ , no eixo X. Vimos que a corrente de saturação pode ser expressa por:

$$I_{se} = n_0 e S \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \quad (3.26)$$

Desta expressão e do valor de  $T_e$  (em Kelvin) determina-se a densidade  $n_o \approx n_{eo}$  dos elétrons no plasma, visto que todos os demais parâmetros são conhecidos.

Como já se conhece a temperatura e a densidade de elétrons, obtém-se facilmente o comprimento de Debye ( $\lambda_D$ ), que é um parâmetro importante do plasma associado às dimensões de regiões de bainhas.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT_e \epsilon_0}{n_o e^2}} \quad (3.27)$$

onde  $n_o$  é a densidade de plasma.

### 3.6. Determinação dos parâmetros do plasma inferidos da região de coleção predominante de íons pela sonda eletrostática

Uma outra dificuldade no trato das sondas reside em que, ao contrário do que o modelo simples anteriormente comentado prevê, a densidade de corrente de elétrons não se aproxima daquela de saturação quando o potencial de polarização da sonda se torna gradativamente maior que o de plasma (veja figura 3.4). De fato, a corrente de elétrons pode-se tornar ainda mais elevada, correspondendo, então, a uma significativa perturbação do plasma (CHAPMAN, 1980).

Assim, para se evitar a operação na região de grandes correntes de saturação de elétrons, as quais podem afetar adversamente tanto a sonda quanto o plasma, é conveniente a operação da sonda em torno do potencial flutuante (PESSOA, 2005; HUTHINSON, 1994), tais como os segmentos I e II da curva da Figura 3.4.

A corrente de íons é considerada como igual àquela que atravessa a interface entre o plasma e a bainha (veja figura 3.4), igual a (HUTCHINSON, 1994):

$$I_{si} = en_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) A_B \left(\frac{kT_e}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.28)$$

onde  $M$  é a massa do íon. Sendo  $A_B$  a área da interface onde o potencial, com os íons a uma velocidade igual à de Bohm, é  $V_B - V_p = -\frac{kT_e}{2e}$ . A corrente total coletada pela sonda eletrostática será  $I = I_e - I_{si}$ , ou seja:

$$I = en_0 S \left(\frac{kT_e}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \left[ \left(\frac{M}{2\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{eV_0}{kT_e}\right) - \frac{A_B}{S} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \right] \quad (3.29)$$

em que  $V_0 = V - V_p$ . Em princípio, pode-se considerar  $A_B \approx S$ , o que é tão mais válido quanto melhor se satisfaça a condição de o comprimento de Debye do plasma ser muito menor que uma dimensão característica da sonda, tal como o diâmetro de uma sonda cilíndrica (HUTCHINSON, 1994). Tomando-se, então,  $I = 0$  em (2.28), pode-se obter uma relação envolvendo o potencial flutuante  $V_f$ :

$$V_f - V_p = \frac{kT_e}{2e} \left[ \ln \left( \frac{2\pi m}{M} \right) - 1 \right] \quad (3.30)$$

A equação 3.30 traduz a queda de potencial na região de bainha que circunda qualquer material não polarizado inserido na região de plasma, como ilustra a figura 3.7, indicando valores válidos para o gás argônio. Ou seja, pela expressão (3.30) para o gás argônio a queda de tensão na bainha de plasma é de  $4,7 \frac{kT_e}{e}$ . A queda de tensão de  $\frac{1}{2} kT_e$  na região de pré-bainha é obtida pelo critério de Bohm para a formação de bainha. Ou seja, com essa queda de potencial um íon advindo do plasma adquire a velocidade de Bohm,  $v_i = \sqrt{\frac{kT_e}{M}}$ .

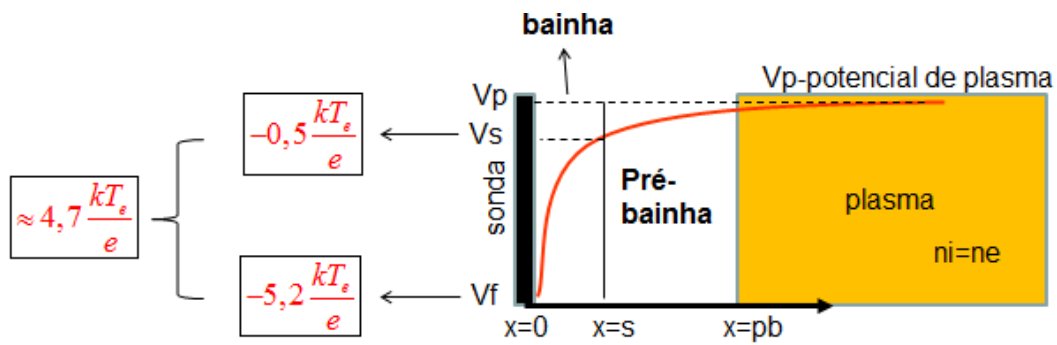


Figura 3.7. Esquema da estrutura de uma região de bainha de plasma, formada por exemplo em um material não polarizado (flutuante) inserido na região de plasma.

O valor do parâmetro  $kT_e$  do plasma pode ser obtido com o mesmo procedimento descrito na seção anterior considerando-se um ponto próximo do ponto de inflexão do segmento II da curva característica da Figura 3.6, para o qual é válida a equação (HUTCHINSON, 1994):

$$kT_e = e(I - I_{si}) \left/ \frac{dI}{dV} \right. \quad (3.31)$$

Assim, uma vez havendo sido determinado o parâmetro  $kT_e$ , obtém-se a densidade do plasma considerando-se a aproximação  $A_b \approx A_s$  na equação (2.28) para a corrente de saturação de íons, ou seja:

$$n_0 = \frac{I_{si} \exp\left(-\frac{1}{2}\right)}{eS \left(\frac{kT_e}{M}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.32)$$

Se, na comparação do comprimento de Debye (eq. 3.25) com a dimensão característica da sonda, resultar um valor significativo, deve-se substituir, nas equações (2.27) e (2.28), a aproximação  $A_B \approx S$  pela seguinte equação, válida para uma sonda cilíndrica de diâmetro  $a$  (HUTCHINSON, 1994):

$$A_B = S \left\{ 1 + \frac{2}{3} \frac{\lambda_D}{a} \left[ \frac{2}{\exp(-1)} \right]^{\frac{1}{4}} \left[ \left( -\frac{eV_0}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{\sqrt{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ \left( -\frac{eV_0}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}} + \sqrt{2} \right] \right\} \quad (3.33)$$

Na equação (3.33), pode-se admitir que o potencial  $V_0$  seja relativo ao ponto de inflexão do segmento II (Figura 3.4) da curva característica experimental da sonda. Assim, é possível determinar um valor corrigido da densidade de plasma, e um processo iterativo pode até mesmo ser realizado (HUTCHINSON, 1994).

### 3.7. Diagnóstico de regiões de bainha catódica

Conforme comentado anteriormente, o emprego da teoria de sonda assim como desenvolvida requer que a mesma seja inserida em um meio cuja condição de neutralidade elétrica seja válida. Certamente, esse não é o caso na bainha catódica, pois o campo elétrico é caracteristicamente não-desprezível em regiões de bainha. Além disso, a polarização de uma sonda em uma região de bainha provoca uma grande perturbação do meio, e tudo indica que a corrente de saturação de elétrons fornece não os parâmetros locais desses, mas aqueles dos elétrons do plasma (HERSHKOWITZ, 2005).

Uma sonda positivamente polarizada pode até mesmo “encolher” a bainha, e coletar uma corrente de elétrons significativamente maior que aquela do local quando ela não está presente. Até mesmo se as dimensões da sonda forem suficientemente pequenas para reduzir as perturbações, a emissão secundária de elétrons da mesma, associada ao bombardeio de sua superfície por íons, dificultará o estabelecimento de um modelo

adequado para a sonda de Langmuir típica inserida em uma região de bainha (AUCIELLO; FLAMM, 1989). Geralmente nesta região as medidas de potenciais é realizada pelo emprego de sondas emissivas (HERSHKOWITZ, 2005, OKSUZ, 2005), não empregadas neste trabalho.

### 3.8. Sonda plana direcional

A geometria da sonda é um fator importante na determinação dos parâmetros. Neste trabalho foi utilizada uma sonda cilíndrica de 2 mm de comprimento e 4 mm de área. Uma sonda cilíndrica, quando localizada no eixo da coluna positiva e seção de área transversal voltada para o ânodo e com área lateral efetiva muito maior que a área de seção transversal, coleta um fluxo transversal de elétrons muito maior do que o fluxo de elétrons com velocidade de arraste alinhado com o campo elétrico aplicado entre os eletrodos (elétrons de deriva), ou seja, apenas elétrons térmicos. Para detecção de elétrons de deriva, a área transversal precisaria ser muito maior que a área lateral, isto é, seria necessário utilizar uma sonda plana com área de coleção orientada em relação ao fluxo de elétrons de deriva. Com a sonda plana, a área transversal sendo mais efetiva permite a detecção dos elétrons que se deslocam na direção do campo elétrico (elétrons de deriva), sendo possível então avaliar a velocidade de deriva (velocidade de arraste que o elétron adquire ao longo do campo elétrico (E) que governa sua aceleração). Esta velocidade pode ser equacionada como:

$$\vec{v}_{de} = \mu_e \cdot \vec{E} \quad (3.34)$$

Onde  $\mu_e$  é a mobilidade de elétrons. A densidade de corrente (J) de elétrons de deriva é dada pela expressão:

$$\vec{J}_{de} = e \cdot n_e \cdot \vec{v}_{de} = e \cdot n_e \cdot \mu_e \cdot \vec{E} = \sigma_e \vec{E} \quad (3.35)$$

Onde  $\sigma_e = e \cdot n_e \cdot \mu_e$  é a condutividade de elétrons (ou do plasma). É importante lembrar que a densidade de corrente é uma medida do fluxo de cargas (C/s.m<sup>2</sup>), isto significa que a corrente coletada por uma sonda por exemplo, pode ter sua corrente de elétrons mais alta ou mais baixa dependendo não somente da densidade numérica de elétrons mas também de sua velocidade. Esta observação, embora óbvia, tem implicações

importantes na avaliação de medidas de corrente por sondas, e principalmente sondas planas imersas em plasmas onde a velocidade de deriva é da ordem ou superior à velocidade térmica dos elétrons.

### 3.8.1. Modificação da função de distribuição maxwelliana de velocidade dos elétrons devido à velocidade de deriva

Na região de plasma a baixa pressão, a velocidade de deriva dos elétrons na direção axial, que é responsável pela sustentação da corrente de descarga e pode alcançar uma apreciável fração da velocidade térmica do elétron. Esta velocidade de deriva influenciará na distribuição de velocidade de elétrons, modificando-a da forma maxwelliana padrão para a então chamada maxwelliana com deriva. Esta modificação é tão mais intensa quanto maior for a velocidade de deriva de elétrons, obtida tipicamente em geradores de plasma em baixa pressão em que o caminho livre médio de colisão entre elétrons e partículas neutras do gás é o suficientemente alto para que o elétron ganhe energia de deriva do campo elétrico que governa seu movimento equiparando à sua energia térmica.

Para deduzir a forma da distribuição com deriva, é considerada uma distribuição maxwelliana num sistema de coordenadas movendo-se na direção do fluxo de corrente com uma velocidade média de deriva de elétrons,  $v_{de}$ , o que resulta na seguinte função distribuição:

$$f(v) = n_{eo} \left( \frac{m}{2\pi K_b T_e} \right)^{1/2} \cdot \exp \left[ - \frac{m}{2K_b T_e} (v - v_{de})^2 \right], \quad (3.36)$$

Observe que fazendo  $v_{de} \rightarrow 0$   $F_e(v)dv$  é recuperada na forma maxwelliana padrão.

Desde que a maioria das curvas de eficiência de ionização são expressas como uma função de energia do elétron, é útil expressar a função distribuição maxwelliana de deriva em termos da energia.

$$\text{Com } E = \frac{m \cdot v^2}{2}, \quad E_{th} = \frac{m \cdot v_{th}^2}{2}, \quad E_{de} = \frac{m \cdot v_{de}^2}{2} \text{ e } \Gamma = \frac{E_{de}}{E_{th}} \text{ que é a razão}$$

da energia de deriva para energia média (ou ainda energia térmica) deduzida da distribuição maxwelliana, obtém-se:

$$N(E)dE = \frac{n_0 e}{2\sqrt{\pi}\Gamma E_m} \exp\left[-\left(\frac{E}{E_{th}} + \Gamma\right)\right] \left\{ \exp\left[2\left(\Gamma\frac{E}{E_{th}}\right)^{1/2}\right] - \exp\left[-2\left(\Gamma\frac{E}{E_{th}}\right)^{1/2}\right] \right\} dE \quad (3.37)$$

Esta distribuição foi investigada para vários valores de velocidade de deriva, como mostrado na figura 3.8. O valor  $v_{de}=0$  (não ilustrada) corresponde a maxwelliana padrão. Para valores maiores de velocidade de deriva, a função de distribuição “ganha” em largura mas “perde” em altura a medida que a velocidade de deriva cresce, ou seja, em uma descarga luminescente de corrente contínua típica em baixa pressão com populações de elétrons governadas por uma função de distribuição maxwelliana, à velocidade de deriva associa-se a um efetivo aumento da energia média ou temperatura dos elétrons, e de uma redução da densidade de plasma.

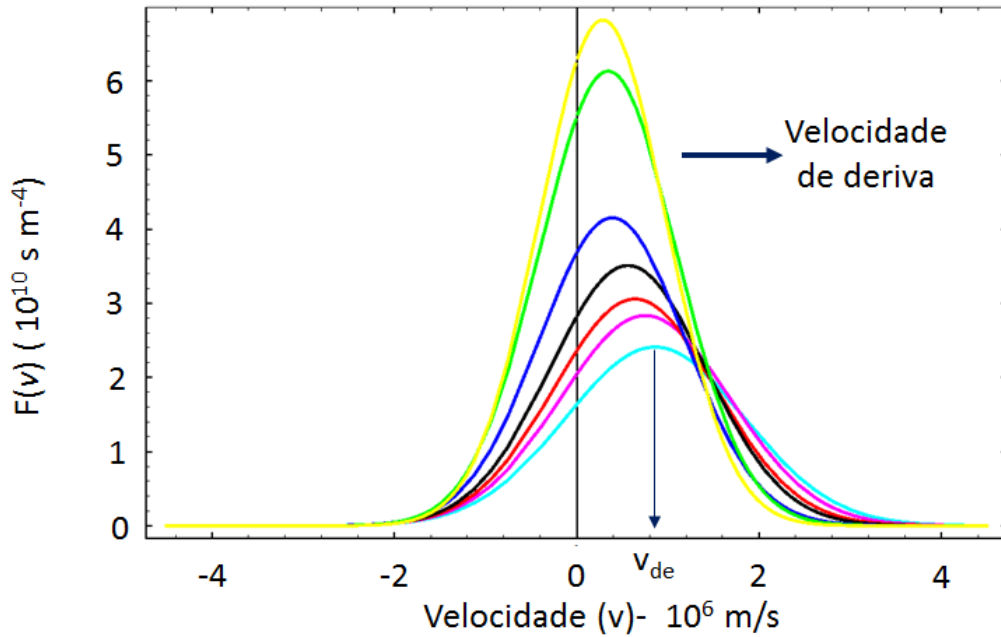


Figura 3.8 – Função distribuição para diferentes valores de velocidade de deriva.

Para o sistema de referência mostrado na figura 3.9, a velocidade de deriva terá duas componentes ( $v_d \cos \theta$ ) perpendicular e ( $v_d \sin \theta$ ) paralelo ao plano da sonda, o ângulo  $\theta$  é zero quando a sonda esta com sua área de coleção frontal à superfície do catodo. Assim a velocidade de deriva efetiva é a componente perpendicular ao plano da sonda ( $v_d \cos \theta$ ). Pode-se escrever então a função de distribuição (3.33) em uma forma similar onde  $v_d$  é substituído por ( $v_d \cos \theta$ ). Par obter a corrente total na sonda integramos



em velocidade segundo a função de distribuição (1.1). Assim a corrente pela sonda é dada por:

$$I(V) = eSn_{oe} \left( \frac{m}{2\pi K_b T_e} \right)^{1/2} \int_{v_{\min}}^{\infty} \exp\left[-\frac{m}{2K_b T_e} (v - v_{de})^2\right] v dv, \quad (3.38)$$

onde  $v_{\min} = \sqrt{\frac{2e(V_p - V_s)}{m}}$ , sendo  $V_p$  o potencial do plasma e  $V_s$  o potencial aplicado na sonda.

Como resultado da integração em (3.38), expressão para corrente de elétrons coletada pela sonda polarizada com um potencial  $V$ , quando  $T_e \gg T_i$  e para uma função de distribuição maxwelliana com deriva é:

$$I_e(\theta, V) = \frac{i_e(\theta, V)}{i_{e0}} = \exp[-(U_e)^2] + \frac{R \cos\theta}{\sqrt{2}} \operatorname{erfc}[U_e], \text{ onde}$$

$$i_{e0} = n_{oe} e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m}}, U_e = \sqrt{\frac{V}{T_e(eV)}} - \frac{R \cos\theta}{\sqrt{2}} \quad (3.39)$$

Para as medidas de velocidade de deriva dos elétrons foi empregada a técnica de sonda direcional. Nesta técnica obtém-se a razão entre a velocidade de deriva e térmica dos elétrons,  $R = v_{de}/v_{th}$ , a partir de um conjunto de curvas característica da sonda direcional (sonda plana) para diferentes ângulos ( $\theta$ ) formados entre a normal a superfície da sonda e a direção do fluxo de elétrons ao longo do eixo da descarga que une os catodos (veja figura 3.9).

O ângulo  $\theta$  é zero quando a área de coleção da sonda está voltada para o catodo. A próxima equação obtida é uma boa aproximação para  $V=0$  e  $\theta$  nas vizinhanças de  $\pi/2$  [MACIEL, HS and Allen, JE, 1989].

$$F(\gamma) = \sqrt{\frac{I(\gamma)}{I_0}} + \frac{\pi}{4} - 1 - \sqrt{\frac{\pi}{4}} = \frac{R \operatorname{sen}(\gamma)}{\sqrt{2}}, \quad (3.40)$$

onde  $\gamma = \frac{\pi}{2} - \theta$ ,  $I(\gamma)$  é a corrente de saturação de elétrons para um ângulo  $\gamma$  e  $I_0 = I(0)$ .

A figura 3.9 ilustra a direção  $\theta$  formada entre a normal a superfície da sonda e a direção do fluxo de elétrons.

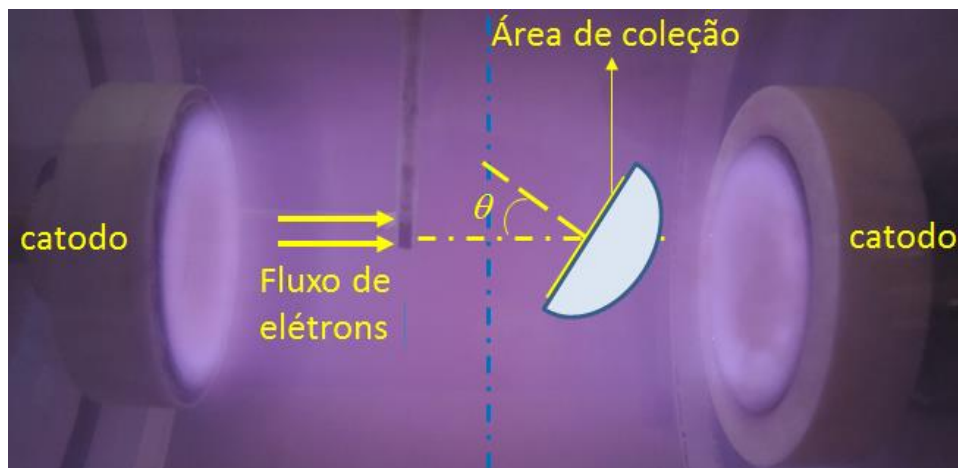


Figura 3.9 – Ilustração da posição angular da normal à área da sonda em relação à direção do fluxo de elétrons orientados pelo campo elétrico da bainha catódica.

A função  $F(\gamma)$  pode ser construída da característica da sonda para diferentes ângulos. A razão ( $R$ ) entre a velocidade de deriva e a velocidade térmica dos elétrons pode ser obtida do gráfico de  $F(\gamma)$  em função do  $\sin(\gamma)$  que fornece uma reta cujo coeficiente angular é  $R/\sqrt{2}$ . O erro envolvido na aproximação (3.37) não é crítico para  $20^\circ < \gamma < 20^\circ$  porque somente os termos de ordem superior a  $\sin^2(\gamma)$  foram ignorados na dedução de  $F(\gamma)$ .

A vantagem deste método é que este não envolve cálculos intermediários de outros parâmetros como temperatura de elétrons e densidade de elétrons, e não conta apenas com a medida de um simples valor da corrente de saturação de elétrons. Este método requer a determinação do potencial de plasma e demanda muito cuidado em relação aos procedimentos experimentais, por exemplo, é importante conseguir uma boa orientação da sonda para ângulos onde  $V_f$  é máximo ou mínimo. A sonda estará em  $\theta = 0^\circ (\gamma = 90^\circ)$  quando o potencial flutuante alcançar seu valor absoluto máximo. Uma orientação com uma incerteza menor do que  $2^\circ$  é obtida quando a velocidade de deriva é alta.

A equação 3.40 pode ser construída da característica da sonda para diferentes ângulos. Para tal estudo, utiliza-se uma sonda direcional (Figura 3.9), a qual tem uma superfície plana reta que coleta os elétrons. A sonda direcional utilizada neste trabalho consiste de um tarugo de tungstênio de 2 mm de diâmetro com seção cilíndrica desbastada até a espessura de seu raio em um comprimento de 4 mm, perfazendo uma área de coleção

de 8 mm<sup>2</sup>. Este método requer a determinação do potencial de plasma o que não é tão sensível aos erros experimentais envolvidos nesta determinação. Contudo, este método demanda muito cuidado em relação aos procedimentos experimentais, por exemplo, é muito importante conseguir uma boa orientação da sonda. Isto pode ser feito pela verificação da intensidade de corrente coletada pela sonda para vários ângulos. A sonda estará em  $\theta = 90^\circ$  ( $\gamma=0^\circ$ ) quando a intensidade da corrente coletada pela sonda tenha intensidade mínima, uma vez que considera-se apenas a coleta de elétrons térmicos nessa condição. Para ângulos menores de  $90^\circ$  a sonda coleta elétrons provenientes da bainha somado aos elétrons térmicos provenientes do próprio plasma. Os mesmos parâmetros de plasma estudados com a utilização de sonda cilíndrica podem ser avaliados com o auxílio da sonda direcional, acrescido da obtenção da velocidade de deriva de elétrons.

## Capítulo 4

### Resultados e discussão

#### 4.1. Caracterização elétrica da descarga e análise da variação dos parâmetros de plasma ao longo do eixo da descarga

Tipicamente uma descarga e catodo oco opera em dois regimes distintos definido pela faixa de corrente de operação em função do produto da pressão ( $P$ ) pela distância ( $d$ ) entre os catodos. Em um primeiro regime para produtos  $P.d$  mais elevados as luminescentes negativas estão separadas pela região escura de Faraday constituindo um regime de descarga luminescente convencional com mais baixas correntes (veja figura 1.2). A medida em que se aproxima os eletrodos (mantendo-se fixa a tensão da descarga e a pressão do gás) as luminescentes negativas se unem gerando uma arquitetura de descarga mais simples constituída apenas da região de catodo (bainha catódica) e região de plasma, definida assim por apresentar baixo gradiente de potencial e densidade total de cargas quase neutra. Neste regime, iniciam-se os chamados efeitos de catodo oco e como consequência, a descarga opera com correntes e densidades de plasmas mais elevadas. A figura 4.1 mostra características de descargas de catodo oco ( $I_d \times Pd$ ) obtidas quando valores de pressão são fixados em  $2,7 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $3,2 \cdot 10^{-2}$  Torr e  $3,7 \cdot 10^{-2}$  Torr e distâncias inter-catódicas são variadas entre  $(5,3 - 10,9) \cdot 10^{-2}$  m, para cada pressão. Nestas condições, tanto a bainha catódica como as luminescentes negativas estão expandidas de modo que a descarga opera sempre em arquitetura e regime de catodo oco.

Como somente regimes de catodo oco são observados, para um dado valor de  $P.d$  (ou de distância inter-catódica) a descarga opera com maiores correntes para pressões mais elevadas, o que implica na intensificação da densidade de plasma e bainhas catódicas menos espessas. Como esclarece o modelo teórico da bainha catódica apresentado no capítulo 2, a redução da espessura da bainha com a manutenção da tensão da descarga, conduz a intensificação do campo elétrico nesta região, e como consequência, um aumento da energia de impacto de íons no catodo bem a valores mais expressivos da taxa de emissão de elétrons secundários.

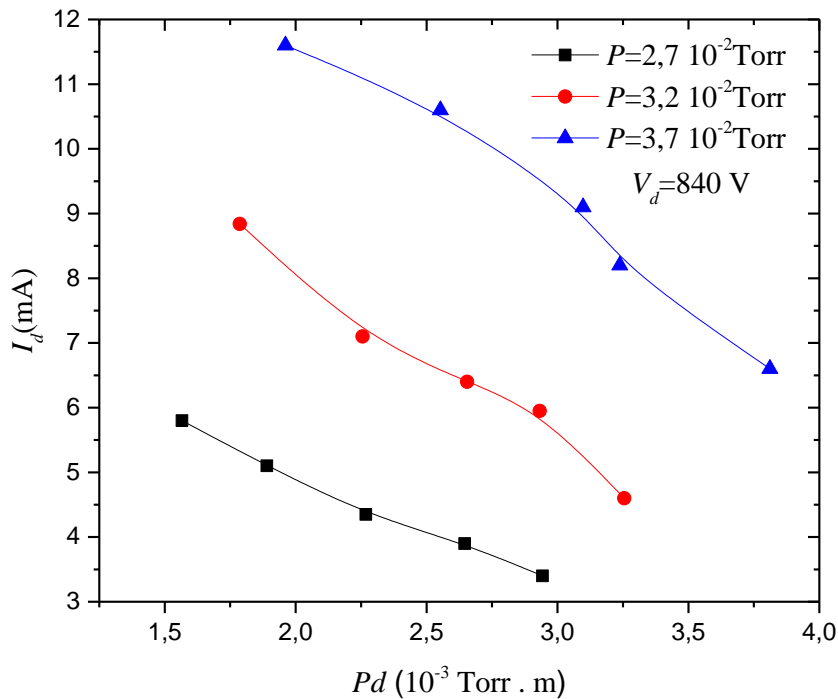


Figura 4.1. Características da descarga operando em regime de catodo oco a baixa pressão de argônio. A tensão de descarga foi fixada em 840 V.

Para avaliar a espessura da bainha catódica, a arquitetura de descarga e também o perfil dos parâmetros de plasma ao longo da distância inter-catódica, utilizou-se uma sonda eletrotática cilíndrica que se desloca ao longo do eixo da descarga na distância entre os catodos. A figura 4.2 mostra as curvas característica da sonda cilíndrica para várias posições ( $d_{sc}$ ) da sonda em relação ao catodo de referência ( $x=0$ ).

A variação da posição da sonda em relação ao catodo ( $d_{sc}$ ), permite avaliar a espessura da bainha ( $s$ ) não somente pela observação visual (avaliada com o deslocamento da sonda entre o catodo e a fronteira plasma-bainha) como também pela observação dos elevados gradientes do potencial flutuante, potencial de plasma e de densidade na região de pré-bainha. Observa-se que a medida que a sonda se aproxima do catodo de referência ( $x=0$ ), sua inclinação diminui, bem como a corrente de elétrons coletada. Este efeito já indica uma tendência de aumento na temperatura (entre 3 e 4 eV) e de queda na densidade de elétrons (entre aproximadamente  $5,0 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  e  $8,0 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ ). As medidas limitam-se a região de plasma e pré-bainha catódica devido aos intensos ruídos de corrente de elétrons coletada pela sonda quando esta é imersa na região de catodo.

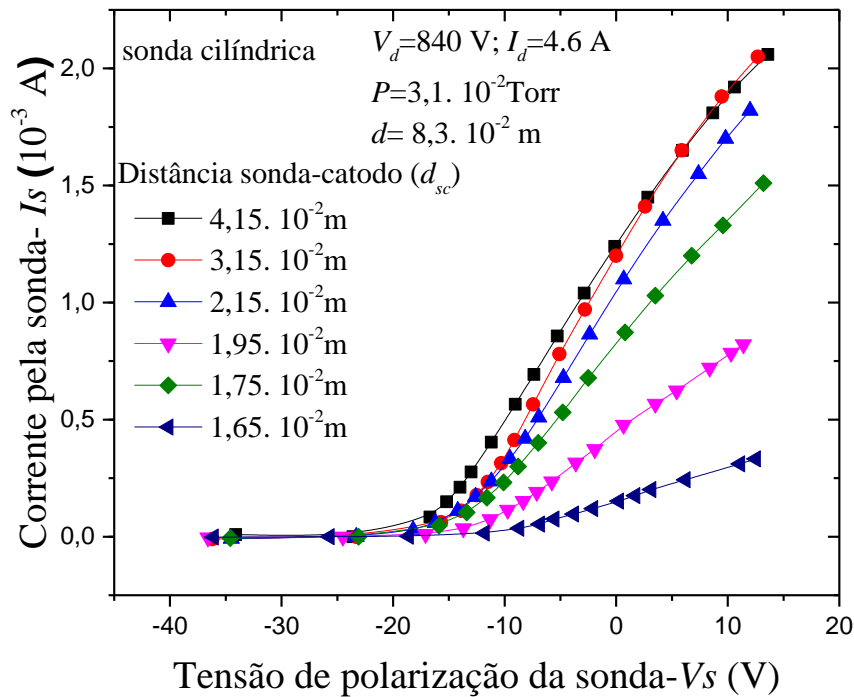


Figura 4.2. Curvas característica da sonda cilíndrica para várias posições ( $d_{sc}$ ) da sonda em relação ao catodo de referência ( $x=0$ ). A distância inter-catódica ( $d$ ) foi fixada em  $8,3 \cdot 10^{-2}$  m;  $P=3,1 \cdot 10^{-2}$  Torr e  $V_d=830$  V.

A figura 4.3 ilustra a arquitetura da descarga e a correspondente variação espacial dos parâmetros investigados nas condições em que  $P=3,2 \cdot 10^{-2}$  Torr;  $V_d=840$  V;  $I_d=4,6$  A e  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$  m.

Na figura 4.3a observa-se a luminescência do catodo (adjacente à sua superfície) que constitui parte da nuvem de elétrons confinados nesta região e surge porque muitos dos elétrons são emitidos com baixa energia do catodo recombina-se com os íons positivos e emitindo radiação. Observa-se também que a espessura das duas regiões de catodo (bainha catódica) somadas ( $2s$ ) compõe aproximadamente 38 % da região intercatódica, na condição apresentada. Esta porcentagem não difere muito nas demais condições apresentadas na figura 4.1 onde observam-se variações de  $s$  entre 10 mm, para produtos  $P \cdot d$  mais baixos (correntes elevadas), até valores em torno de espessura da região do catodo de 23 mm para o valores de  $P \cdot d$  mais elevados (correntes menores).

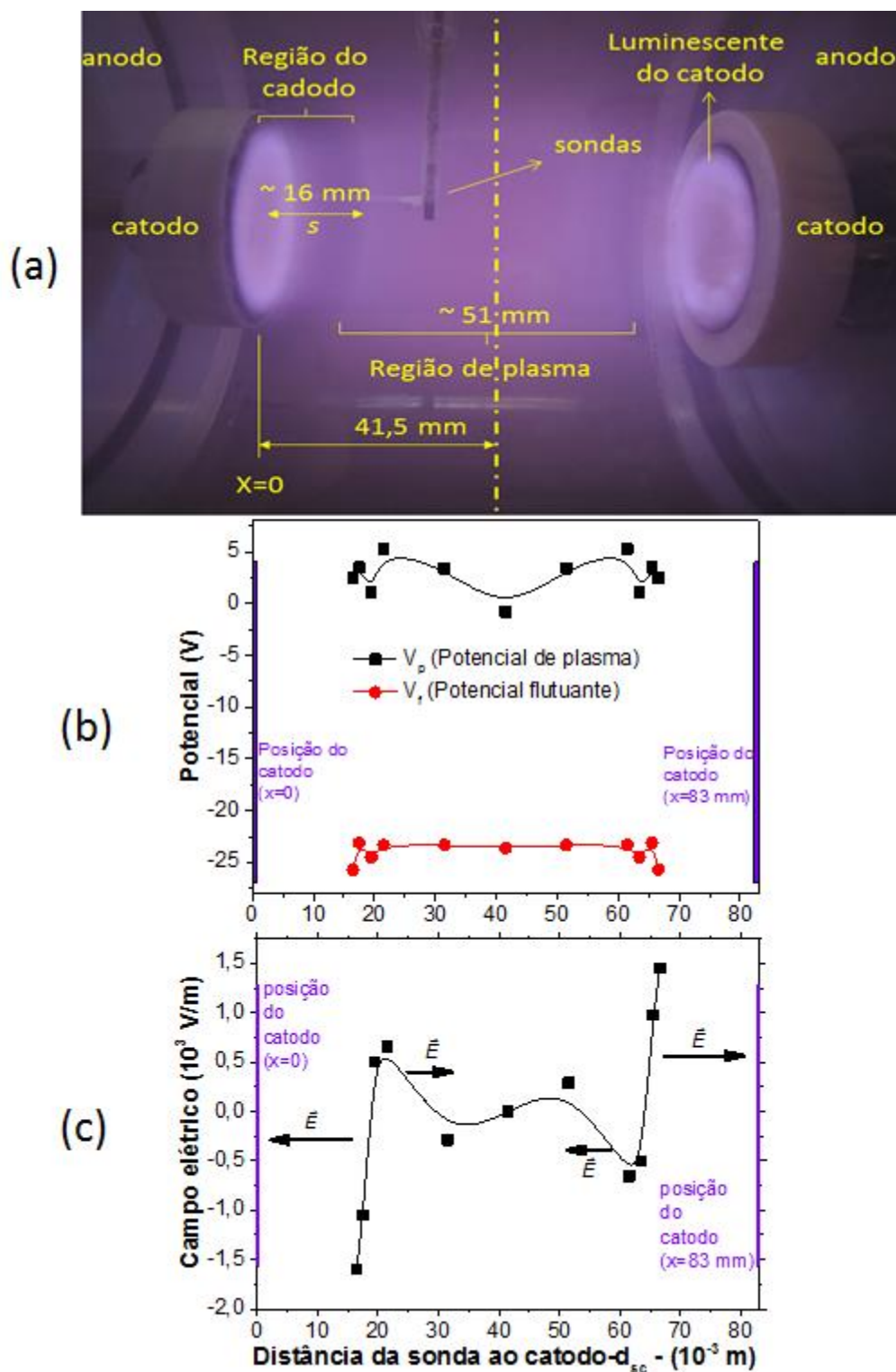


Figura 4.3. (a) Dimensões e arquitetura da descarga operando em regime de catodo oco a uma pressão  $P=3,2 \cdot 10^{-2}$  Torr, distância inter-catódica  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$  m e  $V_d=840$  V. (b) Perfis do potencial de plasma ( $V_p$ ) e do potencial Flutuante ( $V_f$ ) ao longo do eixo da descarga na distância inter-catódica e (b) perfil do campo elétrico correspondente.

No modelo de Frankling (1992) da bainha catódica apresentado no capítulo 2, as simulações apresentadas fornecem um valor de espessura desta região da ordem de 17 mm, para condições semelhantes às apresentadas na figura 4.3, comprovando a validade do modelo proposto. Também da figura 4.3, pode-se concluir que a junção das luminescentes negativas dos catodos nas condições investigadas, gera uma região luminescente ao longo da distância inter-catódica com baixo gradiente de potencial, comparado à região de bainha. O que implica em um fraco campo elétrico nesta região (figura 4.3 c) e quase neutralidade de carga total, características estas peculiares de uma região de plasma. Na região de catodo efeitos de inversão de campo elétrico (veja figura 4.3c) também são reportados por outros trabalhos [KOLOBOV and TSENDING, 1992]. Esta inversão do campo se intensifica no caso de catodos termiônicos formando uma nuvem de carga espacial negativa que limita a corrente pela descarga [FRANKLIN, 1976].

Nota-se da figura 4.3b que a queda de tensão na região de bainha da sonda ( $V_p - V_f$ ) é em média da ordem de 25 V na região de plasma de argônio o que remete pela teoria (eq. 2.29) a valores de temperatura de elétrons da ordem de 4 eV, observado também experimentalmente. Estas observações podem corroborar com o as considerações de distribuições maxwellianas para a avaliação de parâmetros de plasma pelo emprego de técnicas de sondas eletrostáticas.

Utilizando-se do método de Druvyenteyn, obteve-se a partir das características da sonda (fig. 4.2) a distribuição de energia de elétrons para todos os valores  $d_{sc}$  e a figura 4.4 mostra o resultado para quatro posições somente na região de plasma. Pela figura 4.3a observa-se que a posição  $d_{sc}=4,15 \cdot 10^{-2}$  m corresponde a posição média inter-catódica, ou seja, a sonda está equidistante dos catodos, e portanto na posição mais afastada do catodo de referência ( $x=0$ ). Com a aproximação da sonda à região de catodo verifica-se um deslocamento da distribuição para energia mais elevadas e formação de picos indicando a existência de populações de elétrons com diferentes faixas de dispersão de energia, como ilustram as figuras 4.4 e 4.5.



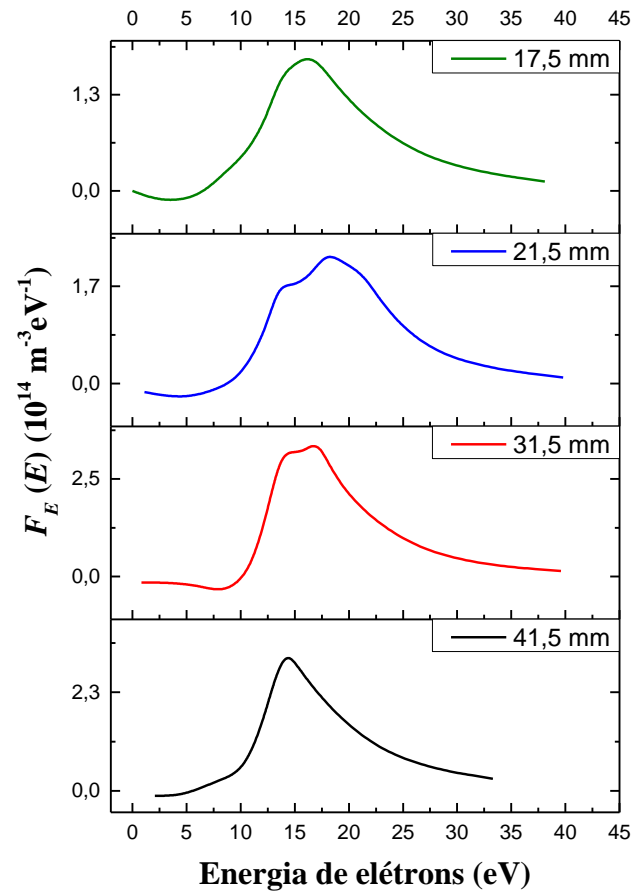


Figura 4.4. Distribuição de energia dos elétrons na região de plasma para quatro valores de  $d_{sc}$  obtidos pelo método de Druvyensteyn (eq. 3.20) utilizando uma sonda cilíndrica.  $P=3,2 \cdot 10^{-2}$  Torr;  $V_d=840$  V;  $I_d=4,6$  A e  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$  m.

Para valores de  $d_{sc}$  menores que  $1,75 \cdot 10^{-2}$  m, a sonda inicia sua imersão próxima a região de bainha e a partir desta distância a característica da sonda já não fornece valores confiáveis dos parâmetros avaliados devido a intensificação da desigualdade e de gradientes de densidades entre íons e elétrons.

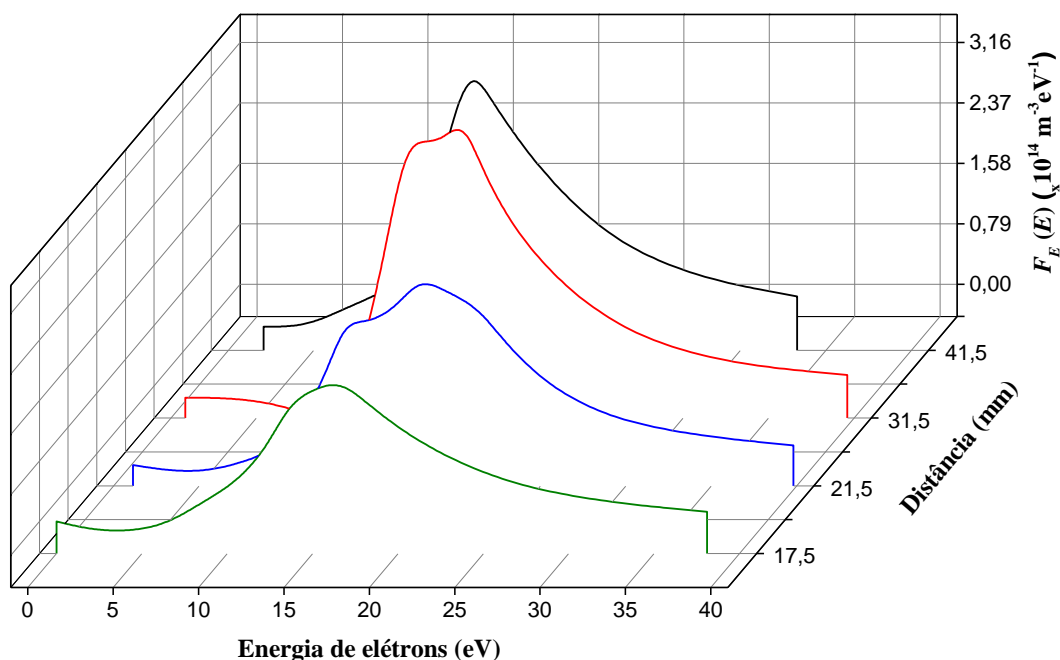


Figura 4.5. Dispersão de energia dos elétrons em função da distância ( $d_{sc}$ ) da sonda ao catodo de referência ( $x=0$ ) obtida pelo método de Druvyensteyn (eq. 3.20).

A figura 4.5 mostra mais claramente que a medida que a sonda se aproxima da bainha do catodo a distribuição de energia de elétrons “perde” em altura e “ganha” em largura, indicando um possível comportamento típico de queda da densidade de elétrons seguido de um aumento das energias médias dos elétrons **na região de plasma**, como ilustram as figuras 4.6 e 4.7, respectivamente. As densidades de elétrons obtida pela expressão (3.24) que integra a FDEE e também pela equação (3.22) da corrente de saturação de elétrons coletada pela sonda são apresentadas na figura 4.6. Observa-se um elevado gradiente de densidade quando esta é obtida pela corrente de saturação de elétrons das curvas características mostradas na figura 4.2 e medidas de temperaturas de elétrons diferem de no máximo 1,0 eV em todas as posições da sonda. Como a corrente de saturação de elétrons depende destes parâmetros (assume-se uma distribuição de velocidades maxwelliana), a variação de corrente coletada pela sonda com a proximidade da bainha catódica também possui associação com a coleção de elétrons de deriva pela sonda, além da queda de densidade de plasma já na região de pré-bainha. No caso da integração da  $f_E(E)$  pelo método de Druvyensteyn (que assume distribuição não maxwelliana) os valores de densidade são menores que os obtidos pela equação 3.24 (que assume distribuição maxwelliana). Uma discussão aprofundada sobre o emprego destas

funções de distribuição e seus efeitos na obtenção dos parâmetros de plasmas frios a baixa pressão é apresentada por GODYAK (2015) e TONELI (2015). Avaliando a contribuição dos elétrons térmicos na corrente de saturação de elétrons coletada pela sonda (no potencial de plasma), observa-se que esta diminui a medida que a sonda se aproxima do catodo (figura 4.2) e pela expressão (3.22), considerando pequena a variação nas medidas de temperatura de elétrons (3 a 4 eV), justifica o perfil de densidade apresentado na figura 4.6, próximo a região de catodo.

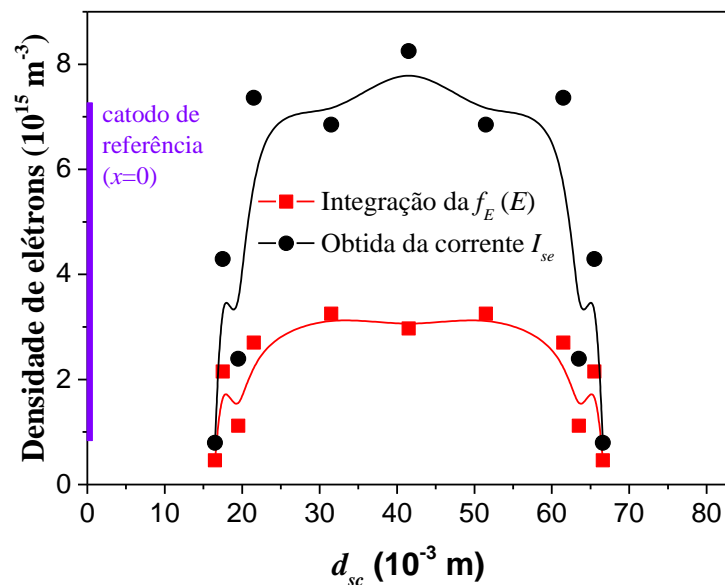


Figura 4.6. Perfil da densidade de elétrons obtida pela avaliação da corrente de saturação de elétrons da curva característica da sonda (eq. 3.24) e também pela integração da função de distribuição de energia de elétrons (eq. 3.22).

No entanto, deve-se enfatizar que a sonda cilíndrica recebe elétrons praticamente advindos de todas as direções (axial e radial). Nos caso dos elétrons de deriva governados pelo campo elétrico axial (ao longo do eixo da descarga), com a aproximação da sonda ao catodo de referência ( $x=0$ ) há uma queda da densidade de corrente de elétrons de deriva advindos desta região (figura 4.2) e um aumento da velocidade de deriva de elétrons gerado pelo mais intenso campo elétrico nesta região (eq. 3.34). Como efeito, ocorre uma queda da densidade de elétrons de deriva nas proximidades da região de bainha catódica, como traduz a equação 3.35. O que também justifica o perfil apresentado na figura 4.6 nas proximidades da região do catodo.

Os valores de densidade de elétrons obtidos pela integração da função de distribuição revelam melhor compatibilidade com os obtidos a partir da equação de corrente de saturação de íons (eq. 3.32), com densidade de íons variando entre  $1,9 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$  a  $5,2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$  na região de plasma. Esta faixa de valores assume posição intermediária em relação aos perfis apresentados na figura 4.6.

Pelos resultados apresentados na figura 4.4 da distribuição de energia dos elétrons, obtém-se pela equação 3.21, um perfil da energia média dos elétrons, como mostra a figura 4.7.

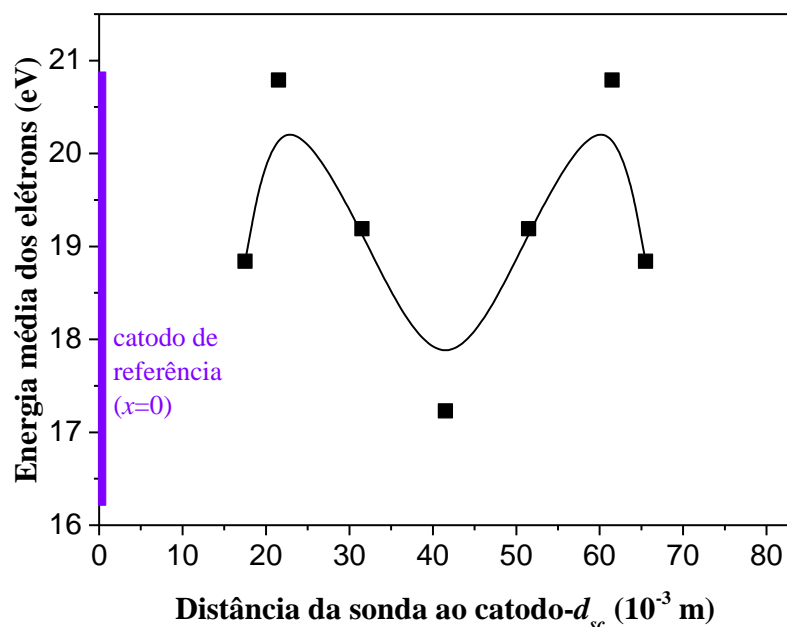


Figura 4.7. Perfil da energia média dos elétrons (eq. 3.21) na região de plasma ao longo do eixo da descarga.

Os resultados mostram um aumento da energia média dos elétrons com a proximidade da região de catodo, como já previsto pelas avaliações das respectivas distribuições de energia (figuras 4.4 e 4.5). O fluxo de elétrons de alta energia advindos da região de catodo e que impactam na sonda perdem energia por colisões com partículas neutras (termalização) ao longo do eixo da descarga a medida que se afastam da região de catodo. A queda da energia média dos elétrons na região mais próxima do catodo (1,75 cm) pode indicar, assim como comprova as medidas de temperatura de elétrons, uma característica de medidas com sondas cilíndricas quando imersas em regiões de

plasma com movimento de elétrons altamente direcionado (campos intensos). Este mesmo efeito ocorre, por exemplo, quando aplica-se um campo magnético longitudinal (ao longo do eixo x), obtendo-se temperaturas de elétrons mais baixas do que sem a aplicação do campo [PESSOA, 2005], indicando perda expressiva em velocidade aleatória dos elétrons.

Um aspecto que sempre deve ser lembrado é que o campo elétrico na região de plasma é muito mais fraco que o campo nas regiões de bainha e pré-bainha. Isto significa que a elevada energia que os elétrons não termalizados possuem na região de plasma tem origem de sua aceleração pelo intenso campo elétrico na região de catodo. Elétrons gerados na região de plasma também podem adquirir energia de deriva significativa desde que possuam caminho livre médio expressivos, o que somente é possível em descargas longas (extensas regiões de plasma) a baixa pressão [PETRACONI, 1997].

O caminho livre médio entre colisões de um elétron com uma partícula neutra do gás pode ser encontrado por meio da relação  $\lambda = \frac{kT_g}{P\sigma}$ , onde k é a constante de Boltzmann,  $T_g$  é a

temperatura do gás em torno de 500 K,  $P$  é a pressão do sistema em Pa (31 mTorr = 4,1 Pa) e  $\sigma$  é a seção de choque de um átomo de argônio ( $\sigma = 1,11 \cdot 10^{-19} m$ ). Para esses parâmetros, o livre caminho médio de colisão de um átomo de argônio é de  $1,5 \cdot 10^{-2}$  m (15 mm) e portanto da ordem da espessura da bainha (em torno de 17 mm) para as condições investigadas. Ou seja a distância intercatódica  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$  m corresponde a aproximadamente  $5,5\lambda$ . É possível calcular também o caminho livre médio de ionização

( $\lambda_i$ ), ou seja, o caminho livre médio que um elétron deve percorrer para ganhar energia suficiente do campo elétrico e ionizar um átomo de argônio. A Figura 4.8 apresenta o livre caminho médio de ionização para a descarga de argônio em função da energia dos elétrons com base na equação 3.23 ( $\lambda_i = \frac{kT_g}{P\sigma_i}$ ) e dados da tabela 3.1. Observa-se que

elétrons com energia abaixo de aproximadamente 30 eV já não participariam do processo de ionização do gás, uma vez que teriam que percorrer um caminho livre médio maior que a distância ( $d$ ) inter-catódica (0,083 m). As elevadas energias dos elétrons que participam do processo de ionização (acima de 30 eV) são adquiridas somente na região do catodo, fornecida pelo intenso campo elétrico nesta região. Pela figura 4.8 observa-se também que para energias acima de 40 eV o caminho livre médio decai muito lentamente

para em torno de 0,06 m corresponde a energias da ordem de 100 eV. Este resultado indica que a manutenção da descarga para distâncias  $d$  menores que 0,06 m é possível somente devido a populações de elétrons com energias acima de 100 eV, pertencentes portanto à calda da FDEE da figura 4.4. Obviamente a secção de choque de ionização traduz uma probabilidade de ionização e para o caso do argônio, esta probabilidade já deixa de ser nula para energias acima do potencial de ionização do gás (15,8 eV), como mostra a figura 3.3

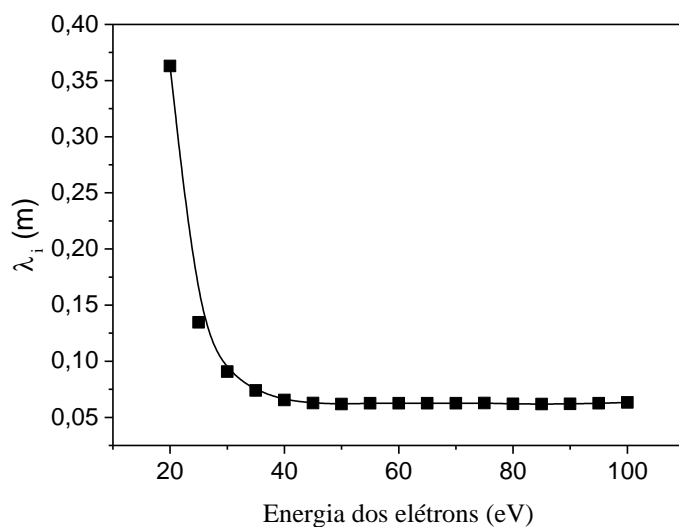


Figura 4.8. Variação do caminho livre médio de ionização ( $\lambda_i$ ), em função da energia dos elétrons.

É importante salientar que para volumes de plasma muito pequenos, como é o caso deste experimento, a maior população de elétrons de deriva é gerada principalmente pelo trabalho realizado pelo intenso campo elétrico da região de bainha catódica sobre os elétrons gerados pelo impacto de íons no catodo (elétrons secundários) e elétrons gerados na própria bainha. Dependendo da pressão do gás, o caminho médio que um elétron percorre sem colidir com partículas do gás, pode ser da ordem da distância entre os eletrodos inibindo a termalização (perda de energia por colisões com partículas neutras)

#### 4.2. Medidas dos parâmetros de plasma com a sonda plana direcional – Avaliação da velocidade de deriva dos elétrons

Nesta seção apresenta-se um estudo dos parâmetros macroscópicos do plasma obtidos de uma sonda plana direcional com a característica peculiar de distinguir a coleção de elétrons térmicos e elétrons de deriva pela variação do ângulo  $\gamma$  entre a normal a superfície da sonda e à normal a superfície do catodo. Nesta técnica infere-se a razão ( $R$ ) entre a velocidade de deriva e a velocidade térmica dos elétrons a partir da curva característica da sonda direcional para diferentes ângulos ( $\gamma$ ). As medidas foram realizadas para nove ângulos,  $\gamma$ , ( $-90^\circ$ ,  $-20^\circ$ ,  $-10^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $+5^\circ$ ,  $+10^\circ$ ,  $+15^\circ$ ,  $+20^\circ$ ,  $+90^\circ$ ), mantendo fixa a mesma janela de parâmetros do processo apresentado na seção 4.2 anterior. Ângulos  $\gamma$  positivos indicam que a sonda expõe sua área de coleção aos elétrons de deriva advindos do catodo de referência ( $x=0$ ) e ângulos  $\gamma$  negativos indicam que a área de coleção da sonda volta-se aos elétrons de deriva advindos do outro catodo posicionado em  $x=8,3 \cdot 10^{-2}$  m. Para o ângulo  $\gamma=0^\circ$ , ou seja, com a área de coleção voltada para a parede do reator, a sonda não coleta elétrons de deriva, ou seja, a contribuição para a corrente da sonda é exclusivamente devido aos elétrons termalizados na região de plasma. Como efeito, para  $\gamma=0^\circ$ , aplicamos a mesma teoria de sonda eletrostática para a avaliação do potencial de plasma, da densidade e da temperatura dos elétrons térmicos pelo emprego de uma FDEE maxwelliana. As figuras 4.9 e 4.10 mostram as características  $I_s \times V_s$ , da sonda plana direcional posicionada no eixo da descarga a  $3,0 \cdot 10^{-2}$  m do catodo de referência ( $x=0$ ) e a  $5,3 \cdot 10^{-2}$  m do catodo oposto ( $x=8,3 \cdot 10^{-3}$  m). O objetivo de deslocar a sonda de sua posição equidistante dos catodos, é avaliar se a velocidade de deriva e o fluxo de elétrons de deriva alteram-se com a diferença de caminho que o elétron de deriva percorre entre a região de catodo e a posição da sonda, bem como avaliar as energias médias dos elétrons para cada ângulo  $\gamma$ .

A figura 4.9 mostra a curva característica da sonda ( $I_s \times V_s$ ) para ângulos  $\gamma$  nulo e positivos, ou seja, a área de coleção da sonda volta-se gradativamente para o catodo de referência favorecendo a coleção de fluxo de elétrons de deriva ( $J_{de+}$ ) advindos desta região.

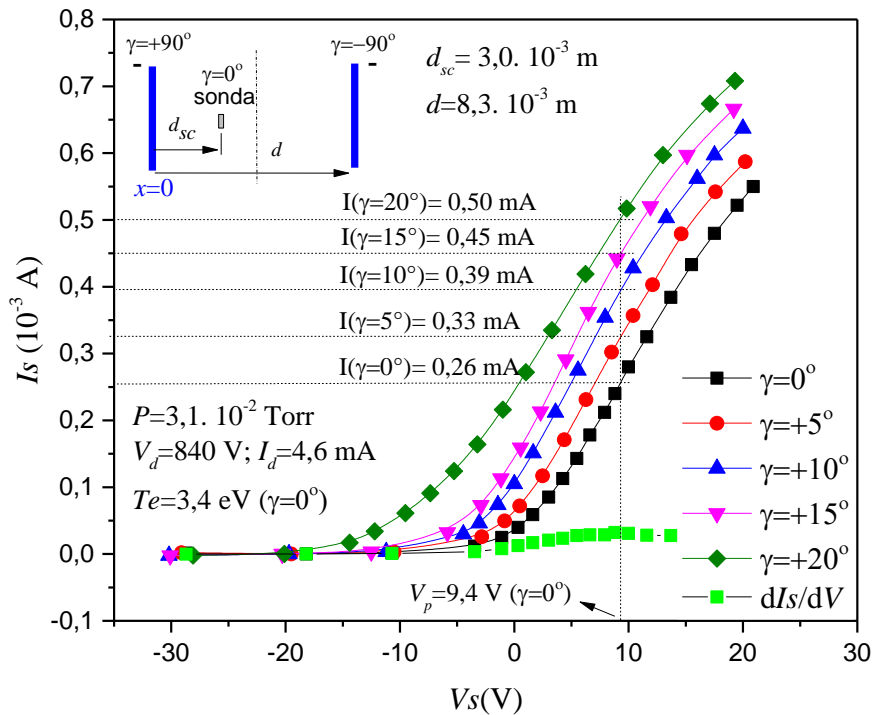


Figura 4.9. Corrente ( $I_s$ ) coletada pela sonda em função da tensão ( $V_s$ ) de polarização para vários ângulos  $\gamma$  positivos, ou seja, a área de coleção da sonda volta-se para o catodo de referência a uma distância de  $3,0 \cdot 10^{-2} \text{ m}$  da sonda favorecendo a coleção de elétrons de deriva advindos desta região.

A figura 4.10 mostra a curva característica da sonda ( $I_s \times V_s$ ) para ângulos nulos e negativos, ou seja, a área de coleção da sonda volta-se gradativamente para o catodo oposto favorecendo a coleção de fluxo de elétrons de deriva ( $J_{de-}$ ) advindos desta região. Verifica-se nas figuras 4.9 e 4.10 que a corrente de saturação de íons para todas as curvas é bem próxima e por outro lado, mesmo para valores elevados de tensão de polarização positiva da sonda (região de saturação de elétrons), não se observa uma saturação ideal da curva. No entanto o efeito mais importante é o aumento da corrente de saturação a medida que a área de coleção da sonda volta-se para os catodos, indicando um acréscimo na coleção de elétrons de deriva ( $J_{de}$ ) à população de elétrons termalizados ( $J_{the}$ ). Ou seja, ocorre uma superposição de coleção de fluxos de elétrons térmicos e de deriva para ângulos  $\gamma \neq 0$ .



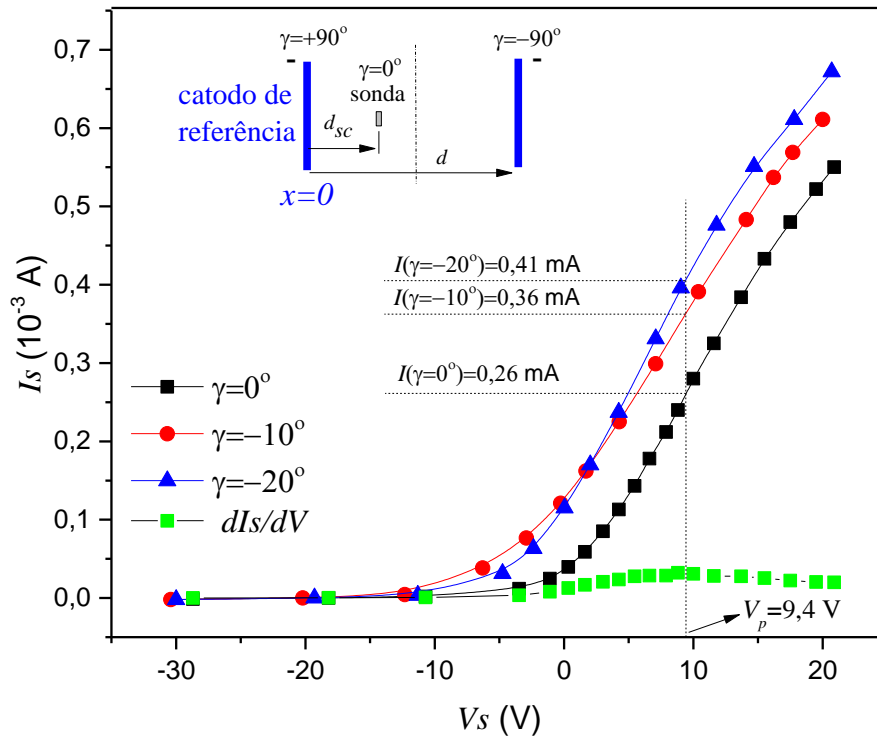


Figura 4.10. Corrente ( $I_s$ ) coletada pela sonda em função da tensão ( $V_s$ ) de polarização para vários ângulos  $\gamma$  negativos, ou seja, a área de coleta da sonda volta-se para o catodo oposto a uma distância de  $5,3 \cdot 10^{-2} \text{ m}$  da sonda favorecendo a coleta de elétrons de deriva advindos desta região.

A teoria de sonda discutida no capítulo 3 (seções 3.4, 3.5 e 3.6) se aplica para uma distribuição maxwelliana sem deriva e portanto, somente para  $\gamma = 0^\circ$  os resultados dos parâmetros térmicos do plasma fazem sentido pois a sonda neste caso coleta somente elétrons termalizados. Para  $\gamma \neq 0^\circ$  a teoria deve ser modificada pelo uso de uma distribuição com deriva (ou outro tipo de distribuição) visando avaliar com coerência os parâmetros de plasma, pois neste caso a sonda também coleta elétrons não termalizados.

A tabela 4.1 expõem os parâmetros de plasmas inferidos da curva  $I_s \times V_s$  para  $\gamma = 0^\circ$  quando supõem-se que a sonda coleta somente elétrons térmicos. A velocidade térmica dos elétrons é avaliada pela expressão:

$$v_{the} = \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}} \quad (4.1)$$

A densidade de íons avaliada pela expressão (3.28) é de  $2,82 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$  para o caso da sonda plana direcional, fornecendo um valor de densidade de íons maior que a densidade de elétrons, no entanto, mais ajustado ao valor da densidade de íons obtido pela sonda cilíndrica.

Tabela 4.1: Parâmetros do plasma inferidos da curva característica da sonda para  $\gamma = 0^\circ$ .

Parâmetros	Densidade de elétrons ( $\text{m}^{-3}$ )	Temperatura de elétrons	Velocidade térmica dos elétrons - $v_{\text{the}}(\text{m/s})$	Potencial de plasma
	$n_{\text{oe}} (\text{m}^{-3})$	$Te (\text{eV})$		$V_p (\text{V})$
valores	$7,1 \times 10^{14}$	3,5 eV	$7,8 \times 10^5$	9,4

A partir da expressão (3.40) é obtido o gráfico de  $F(\gamma)$  X  $\text{sen}(\gamma)$ , como visualizado na figura 4.11 para ângulos  $\gamma$  positivos, o seja utilizando os valores de corrente de saturação (correspondentes ao potencial de plasma) mostrados na figura 4.9.

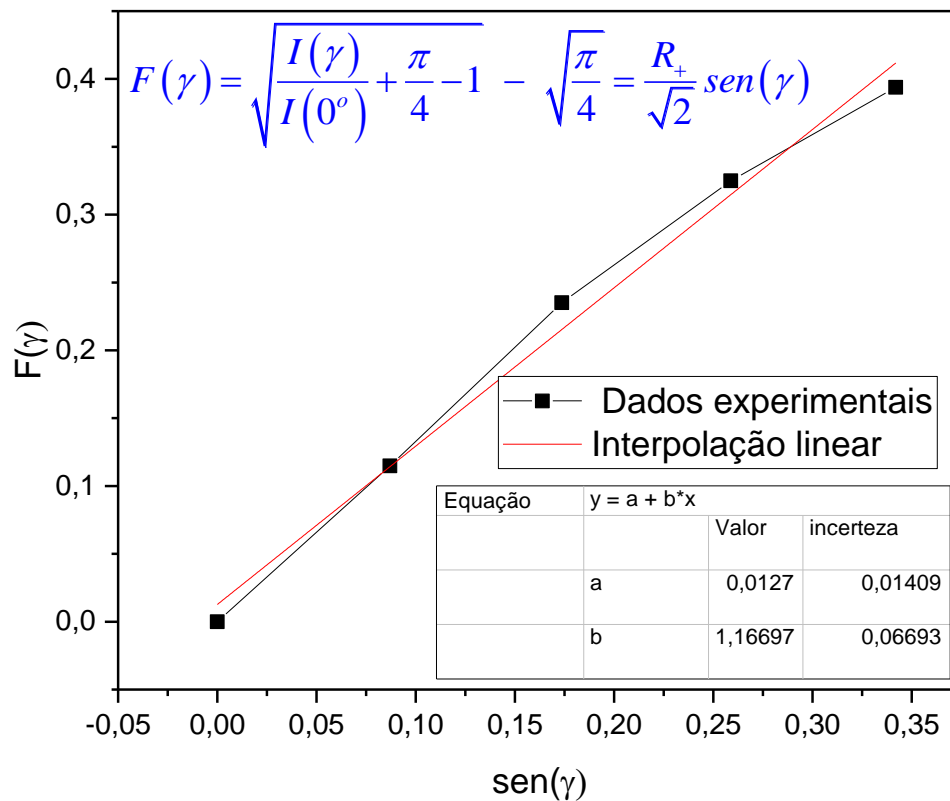


Figura 4.11. Variação de  $F(\gamma)$  em função de  $\text{sen}(\gamma)$  (eq. 3.40) para avaliação da velocidade de deriva ( $v_{de+}$ ) de elétrons advindos da região do catodo de referência.

A razão ( $R_+$ ) entre a velocidade de deriva e a velocidade térmica dos elétrons pode ser obtida do gráfico de  $F(\gamma)$  em função do  $\text{sen}(\gamma)$  que fornece uma reta cujo coeficiente angular é  $\frac{R_+}{\sqrt{2}}$ , que por sua vez é numericamente igual a 1,16697 com uma incerteza de 7%. Assim tem-se que:

$$1,16697 = \frac{\Delta F(\gamma)}{\Delta \text{sen}(\gamma)} = \frac{R}{\sqrt{2}} \quad (4.2)$$

Ou seja:  $R_+ = \frac{v_{de+}}{v_{the}} = 1,65$ . Nota-se que a velocidade de deriva dos elétrons advindos do catodo de referência é maior que a velocidade térmica dos elétrons em 65 %.

Substituindo o valor de  $v_{the}$  da tabela 4.1, obtem-se que a velocidade de deriva dos elétrons advindos do catodo de referência é de  $v_{de+} = 1,3 \cdot 10^6$  m/s.

O mesmo procedimento realizado para os dados da figura 4.10, resulta em um valor de  $R_- = \frac{v_{de-}}{v_{the}} = 0,895$  com uma incerteza de 9%. Neste caso, os elétrons advindos do catodo oposto ao catodo de referência percorrem uma distância maior até a sonda comparativamente. Como efeito, a velocidade de deriva dos elétrons ( $v_{de-}$ ) é menor que a velocidade térmica dos elétrons em aproximadamente 10 %, com um valor  $v_{de-} = 6,98 \cdot 10^5$  m/s. A tabela 4.2 resume os resultados obtidos para as respectivas velocidades de deriva.

Tabela 4.2: Velocidades de deriva dos elétrons em função da posição da superfície de coleção da sonda em relação ao catodo de origem do fluxo de elétrons de deriva.

	a $3,0 \cdot 10^{-3}$ m do catodo de referência	a $5,3 \cdot 10^{-3}$ m do catodo oposto
Velocidade de deriva dos elétrons (m/s)	$v_{de+} = 1,3 \cdot 10^6$ m/s	$v_{de-} = 6,98 \cdot 10^5$ m/s

Comparando os valores de deriva dos elétrons coletados pela sonda em diferentes posições de sua superfície de coleção em relação aos catodos de origem (tabela 4.2), observa-se intenso efeito de termalização pelo impacto dos elétrons com partículas neutras gerando derivas menores ao longo de um caminho mais longo percorrido da

região de catodo até a sonda. O fato das relativamente baixas incertezas na avaliação de  $R$ , para os dois casos, reflete a boa dependência linear de  $F(\gamma)$  com  $\sin(\gamma)$ , corroborando com a hipótese de uma distribuição maxwelliana de velocidades com deriva para os elétrons. Neste contexto, o método de Druvysteyn possibilita avaliar a distribuição de energias de elétrons a partir da equação (3.20). A função de distribuição de energia de elétrons pode conter vários picos, o que implica que existem populações com dispersão de energias distintas. A figura 4.12 mostra a distribuição de energia dos elétrons em função do ângulo  $\gamma$ .

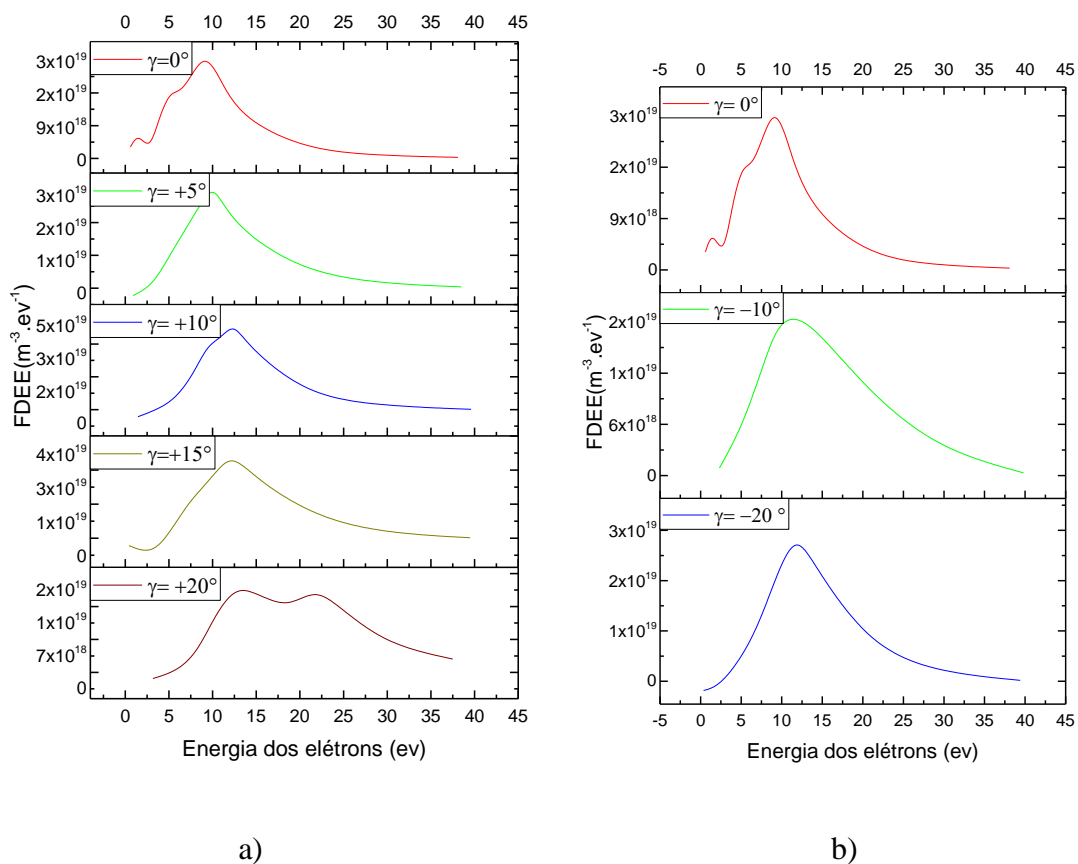


Figura 4.12. Função distribuição de energia de elétrons obtida pela técnica de Druvysteyn para diferentes ângulos a)  $\gamma$  igual a  $0^\circ$ ,  $+5^\circ$ ,  $+10^\circ$ ,  $+15^\circ$ ,  $+20^\circ$  e b)  $\gamma$  igual a  $0^\circ$ ,  $-10^\circ$  e  $-20^\circ$ .

Os resultados mostram, como esperado, um deslocamento para dispersões de energias mais elevadas a medida que a área exposta da sonda favorece a coleção do fluxo de elétrons de deriva, principalmente no caso em que a superfície de coleção da sonda está voltada para a região do catodo mais próximo. A energia média dos elétrons ( $e$

respectiva temperatura efetiva) pode ser avaliada pela equação 3.21, como mostra a figura 4.13. A temperatura efetiva dos elétrons (não mostrada) é teoricamente 2/3 do valor da energia média. Energia médias em torno de 15 eV parecem ser os valores de saturação para ângulos  $\gamma$  menores que  $-20^\circ$ , quando a superfície exposta da sonda favorece a coleção de elétrons de deriva do catodo mais afastado. Por outro lado, um intenso aumento da energia média de elétrons é observado a medida que  $\gamma$  cresce no sentido positivo em a superfície de coleção da sonda volta-se para o catodo mais próximo.

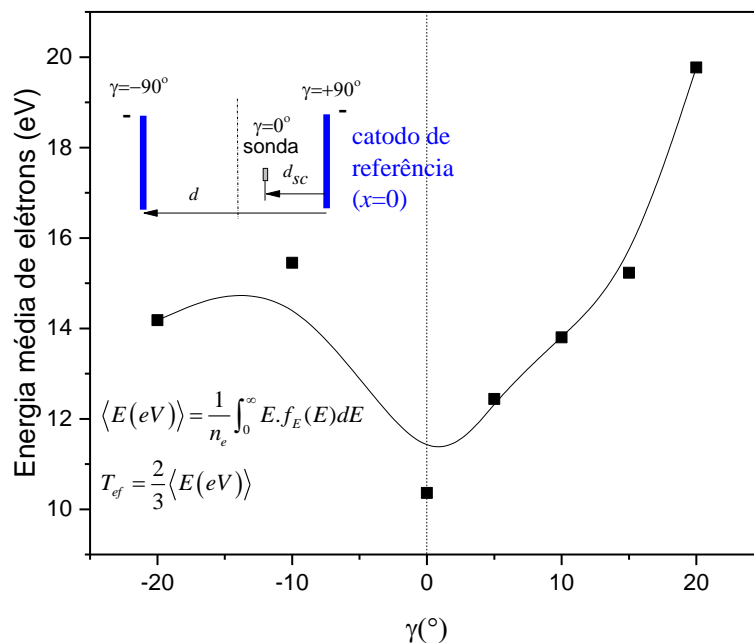


Figura 4.13. Energia média de elétrons em função do ângulo  $\gamma$  nas situações em que a superfície da sonda favorece a coleção de elétrons de deriva advindos das regiões de catodo em diferentes percursos.

O efeito da distância da superfície de coleção à região do catodo é claramente observado para  $\gamma \pm 20^\circ$ . Para  $\gamma = +20^\circ$  (superfície de coleção voltada para o catodo mais próximo) observa-se a existência de duas populações de elétrons com dispersões de energias distintas, bem como uma curva que perde em altura (perde em densidade) e ganha em largura (ganha em energia) quando comparada com a distribuição de energia obtida para  $\gamma = -20^\circ$  (ganha em densidade e perde em energia). A figura 4.14 ilustra melhor este efeito, que em princípio, sugere uma conservação de fluxo de elétrons de deriva, nas duas situações.

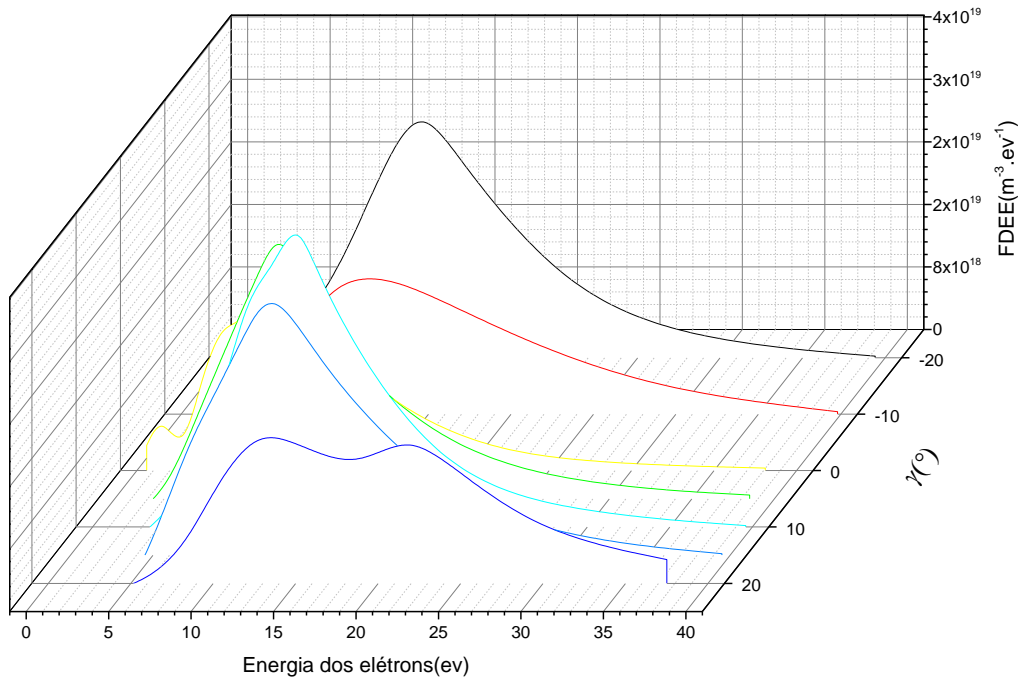


Figura 4.14. Dispersão de energia dos elétrons em função do ângulo  $\gamma$  que a normal à superfície da sonda forma com a normal à superfície do catodo obtida pelo método de Druvyenstyen (eq. 3.20).

A figura 4.15 mostra a essência deste argumento e do aspecto da conservação de fluxo de elétrons de deriva nos casos em que  $\gamma \pm 90^\circ$ . Tendo como referência o fluxo de elétrons coletados quando a sonda está no potencial de plasma, ou seja, quando considera-se que a sonda satura em corrente de coleção de elétrons, observa-se que a densidade corrente de saturação de elétrons ( $J_{de+}$ ) para  $\gamma = +90^\circ$  é praticamente igual a densidade de corrente de saturação de elétrons ( $J_{de-}$ ) para  $\gamma = -90^\circ$ , considerando que nestes ângulos a sonda coleta o mesmo fluxo de elétrons térmicos ( $J_{the}$ ), logo:

$$J_{de+} = J_{de-} \quad \text{ou} \quad (4.3)$$

$$e \cdot n_{de+} \cdot v_{de+} = e \cdot n_{de-} \cdot v_{de-}$$

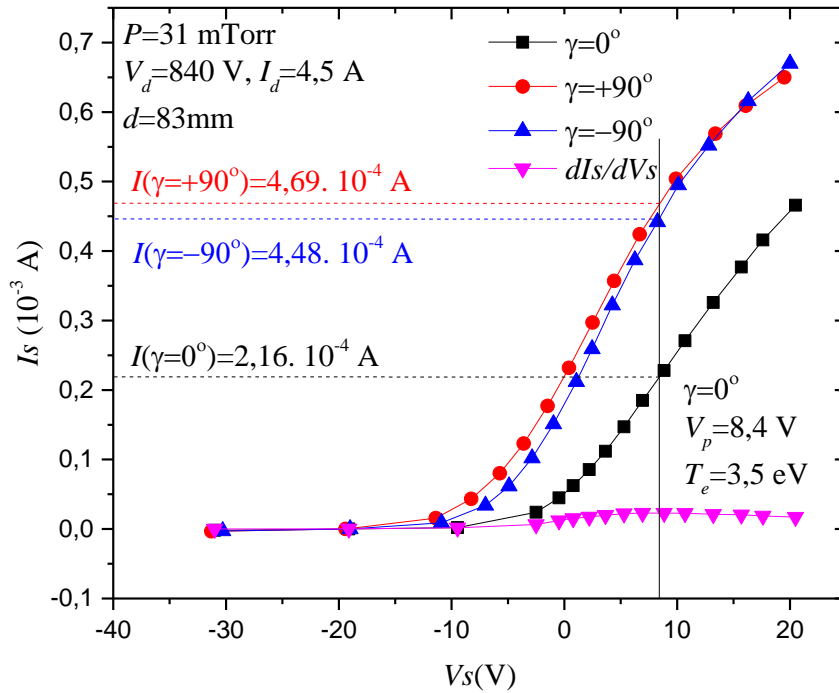


Figura 4.15. Curva característica da sonda direcional para  $\gamma=0$  e  $\gamma \pm 90^\circ$ , indicando as correntes de saturação de elétrons correspondentes.  $P=3,1 \cdot 10^{-2}$  Torr;  $V_d=840$  V;  $I_d=4,5$  A e  $d=8,3 \cdot 10^{-2}$  m. A distância ( $d_{sc}$ ) da sonda ao catodo de referência permanece também inalterada em  $3 \cdot 10^{-2}$  m.

A figura 4.16 esclarece sobre a esquematização do problema. Da equação 4.3 observa-se que o fluxo de elétrons de deriva se conserva, então como  $v_{de+} > v_{de-}$  (tabela 4.2) tem-se que  $n_{de+} < n_{de-}$ .

Resultado que tem coerência uma vez que as condições operacionais de pressão, tensão e corrente da descarga não são alteradas, o que implica que os parâmetros da região de catodo também não variam, como os perfis do potencial, campo elétrico, distribuição de cargas (incluindo a de elétrons secundários emitidos pelo catodo) e da espessura da bainha. Isto significa que o fluxo de elétrons gerados na região de catodo também permanece constante. Um outro fator que contribui para a conservação de fluxo de elétrons de deriva é o efeito de um confinamento eletrostático eficiente uma vez que pode-se desprezar as perdas de elétrons do plasma para os catodos na direção de deriva na região inter-catódica, como mostra a simulação apresentada na figura 2.3(a).

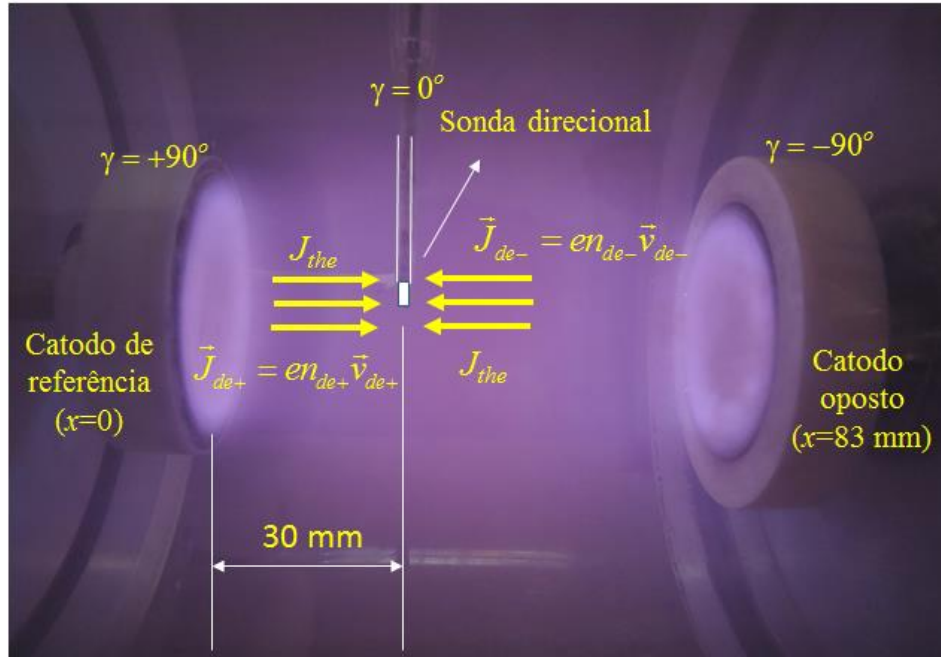


Figura 4.16. Ilustração do sentido do fluxo de elétrons de deriva em relação à área de coleta da sonda plana direcional.

Uma avaliação do fluxo de saturação de elétrons de deriva coletados pela sonda pode ser feita subtraindo deste o fluxo de saturação de elétrons térmicos [ $I(\gamma=0^\circ)$ ], no entanto esta avaliação possui melhor acurácia em uma comparação com ângulos  $\gamma \pm 90^\circ$  onde esta diferença é máxima. Com os dados da figura 4.15, pode-se avaliar a densidade de carga dos elétrons de deriva em relação ao cátodo de referência pela relação:

$$J_{de+} = J_e(\gamma = 90^\circ) - J_{the}(\gamma = 0^\circ)$$

ou:

$$e \cdot n_{de+} \cdot v_{de+} = \frac{(4,69 - 2,16) \cdot 10^{-4} \text{ A}}{8,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2} = 31,6 \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \quad (4.4)$$

Onde  $S=8,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$  é área de coleta da sonda. Sendo assim, a densidade de cargas de elétrons de deriva em relação ao cátodo de referência é dada por:

$$\rho_{de+} = e \cdot n_{de+} = \frac{31,6 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}}{v_{de+}} = \frac{31,6 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}}{1,3 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}} = 2,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{C}}{\text{m}^3} \quad (4.5)$$



Este resultado implica que  $n_{de+} = 1,5 \cdot 10^{14} m^{-3}$ , aproximadamente uma ordem de grandeza menor que a densidade de elétrons térmicos ( $n_{oe} \approx 2,0 \cdot 10^{15} m^{-3}$ ). Resultado válido caso seja desprezada a coleção de íons pela sonda no potencial de plasma. De fato, a corrente de saturação de íons praticamente não varia para todas as características de sondas apresentadas e é duas ordens de grandeza menor que a corrente de saturação de elétrons. De acordo com os resultados da simulação da região de catodo realizados no capítulo 2, a densidade de cargas de elétrons secundários na região de plasma nas mesmas condições experimentais é da ordem de  $5,0 \cdot 10^{-8} C/m^3$  (veja figura 2.3 c), ou seja três ordens de grandeza menor que densidade de carga dos elétrons de deriva estimados em (4.5). Este resultado sugere então que elétrons de deriva (excluindo os secundários) estão sendo acelerados ou gerados na região de bainha catódica.

Realizando a mesma álgebra para os elétrons de deriva advindos do catodo oposto ao catodo de referência, obtém-se que  $\rho_{de-} = 5,0 \cdot 10^{-5} \frac{C}{m^3}$  e  $n_{de-} = 5,0 \cdot 10^{14} m^{-3}$ .

Visando completar este estudo, será avaliado na sequência a variação da razão  $R$  entre a velocidade de deriva e a velocidade térmica na situação em que as propriedades ou características da região de catodo são alteradas, no caso, pela variação da distância ( $d$ ) intercatódica para um dado valor de pressão do gás.

#### **4.2.1. Avaliação da razão $R$ entre a velocidade de deriva e a velocidade térmica em função do produto da pressão ( $P$ ) pela distância ( $d$ ) entre os catodos**

Com a sonda posicionada equidistante dos catodos, verificou-se uma simetria na descarga, de tal modo que as características  $I_s \times V_s$  da sonda são reproduzidas independentemente do catodo para o qual a sonda direcional tenha sua face de coleção voltada. Os resultados foram obtidos para ângulos  $\gamma$  variando entre  $-30^\circ$  a  $30^\circ$ . Verificou-se que para distâncias entre catodos  $d$  menores que 40 mm, os resultados dos parâmetros analisados não eram condizentes com o previsto teoricamente, provavelmente devido ao pequeno volume de plasma comparado com a região de bainha catódica e caminhos livre médio maiores que a distância intercatódica, impossibilitando a autosustentação da descarga. Os resultados apresentados tratam das análises das curvas determinadas para diferentes valores de distância entre os catodos  $d$ , sendo que a pressão de argônio e a tensão da descarga foram mantidas constantes. As figuras 4.1 apresentam as curvas

características  $I_s \times V_s$  para medições com a sonda direcional voltada para a parede da câmara. Tais resultados foram obtidos mantendo-se constantes a tensão na descarga igual a  $(830 \pm 3)$  V e a pressão de Argônio igual a  $(26 \pm 2)$  mtorr. As curvas obtidas para cada distância  $d$  entre catodos estudadas apresentam boa concordância com a previsão teórica. A partir de tais curvas foram inferidas a razão  $R$  em função do produto  $P.d$ . As figuras 4.17 apresentam as curvas características  $I_s \times V_s$  para vários ângulos  $\gamma$ . Tais resultados foram obtidos mantendo-se constantes a tensão na descarga igual a  $(830 \pm 3)$  V e a pressão de Argônio igual a  $(26 \pm 2)$  mTorr.

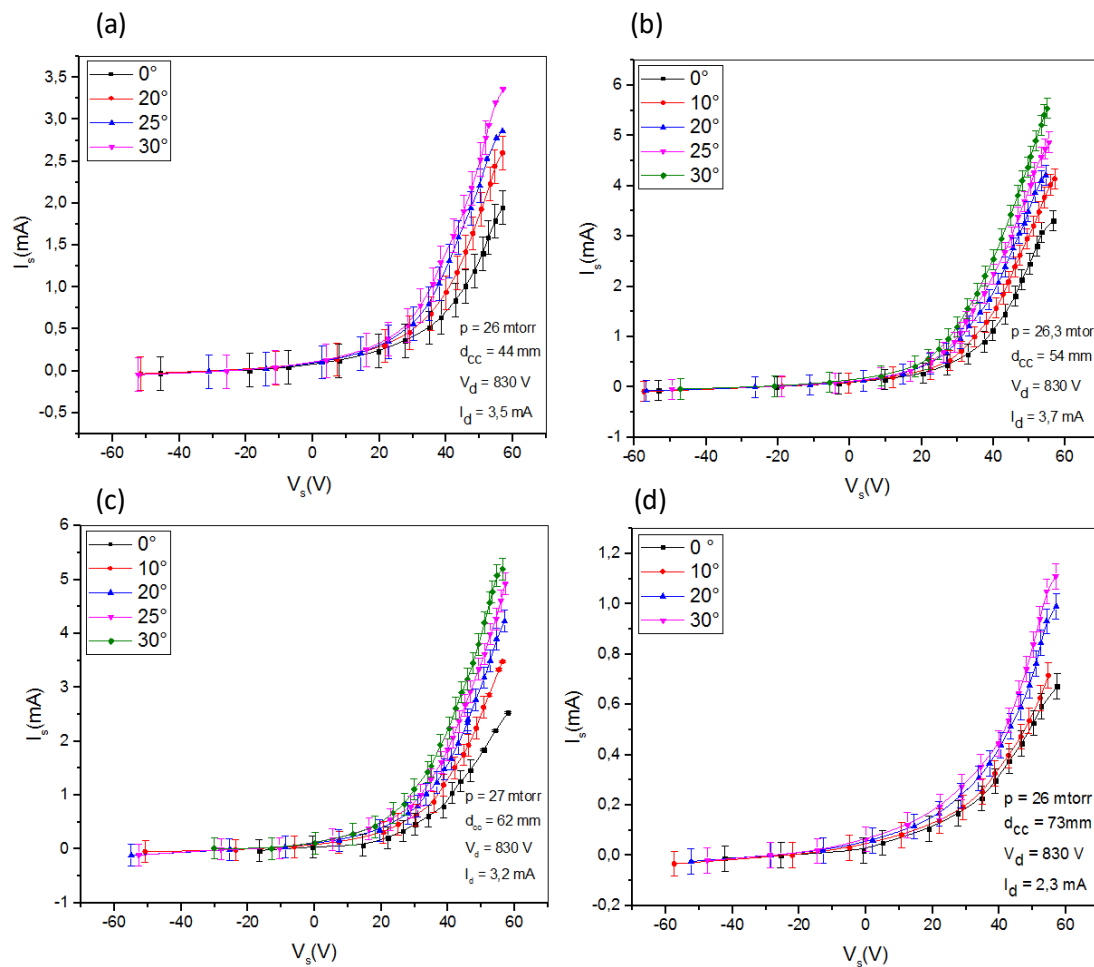


Figura 4.17 Variação da corrente ( $I_s$ ) coletada pela sonda plana direcional em função da tensão ( $V_s$ ) de polarização para vários ângulos  $\gamma$ , tendo como parâmetro a distância ( $d$ ) inter-catódica variando de (a) 44 mm, (b) 54 mm, (c) 62 mm, (d) 73 mm. Sonda posicionada equidistante dos catodos no eixo da descarga.

Com o mesmo procedimento apresentado na seção anterior, obtém-se o comportamento da função  $F(\gamma)$  em função de  $\sin \gamma$  e infere-se pela inclinação da reta

obtida a razão  $R$  entre a velocidade de deriva e a velocidade térmica dos elétrons em função do produto  $P.d$  pelo emprego da equação (3.40).

A Figura 4.18 mostra a reta obtida para o gráfico de  $F(\gamma)$  por  $\text{sen}(\gamma)$  com os dados da figura 4.17(b). Neste gráfico cada ponto corresponde a um valor de ângulo  $\gamma$  e o coeficiente angular fornece o valor de  $R$ , como descrito acima. O valor encontrado foi de  $R = 0,921$ , muito próximo portanto da unidade o que significa que a velocidades de deriva adquirem valores da ordem da velocidade térmica dos elétrons, valor este elevado para uma descarga luminescente que opera no regime normal.

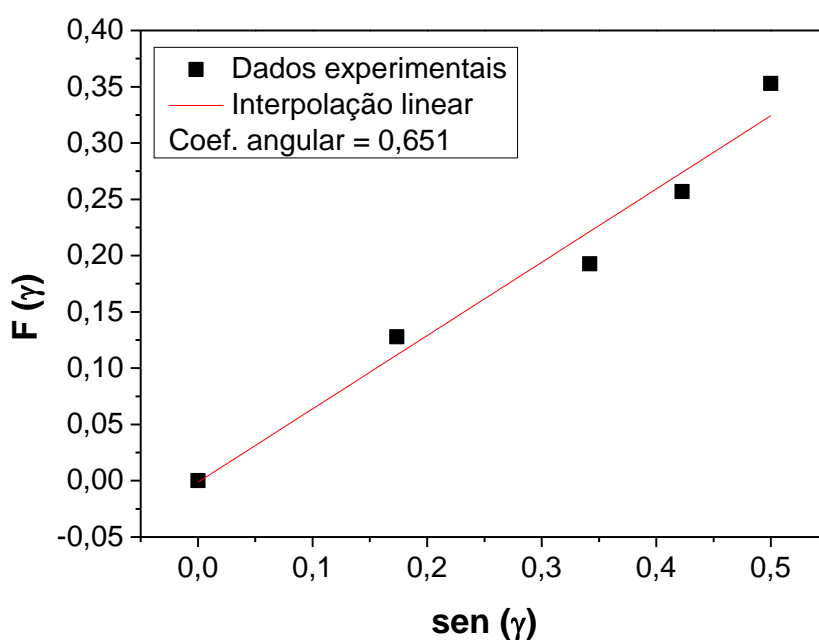
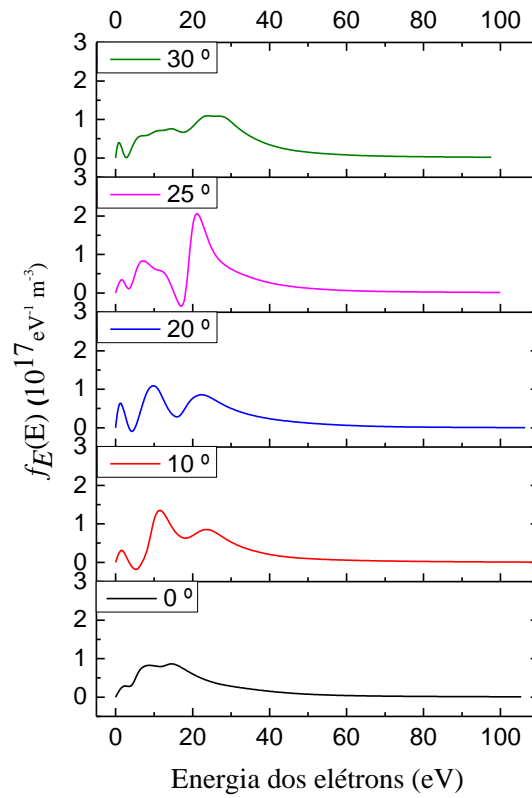
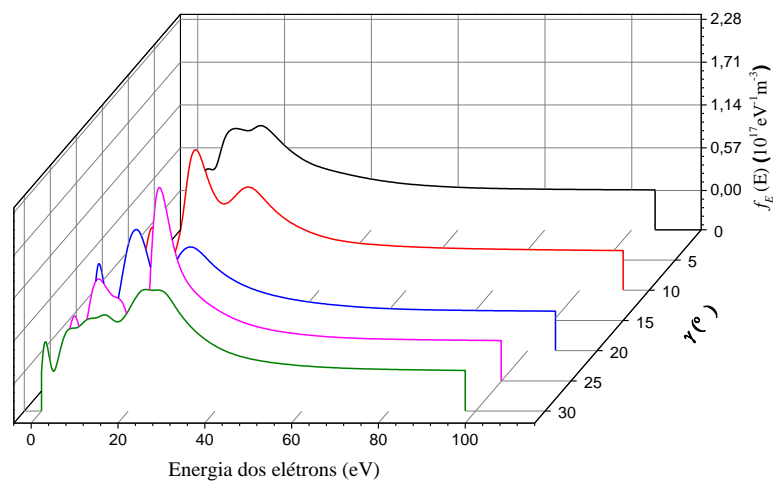


Figura 4.18. Obtenção do valor de  $R$  por meio do coeficiente angular da reta de interpolação linear.

Utilizando os dados obtidos para cada valor de  $\gamma$ , as faixas de dispersão em energia dos elétrons são avaliadas como mostram as figuras 4.19 (a) e (b), sendo a Figura 4.19 (a) uma visão geral de todas as curvas de forma comparativa e a Figura 4.19 (b) a comparação em um gráfico tridimensional. Neste caso a sonda é posicionada equidistante aos catodos.



(a)



(b)

Figura 4.19. Funções de distribuição de energia dos elétrons obtidas pela técnica de Druvysteyn para os diferentes valores de ângulo  $\gamma$ .  $P=2,6 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $V_d=830$  V;  $I_d=3,7$  mA;  $d=5,4 \cdot 10^{-2}$  m.

Como não foi observada uma saturação ideal da corrente de elétrons para todas as curvas características, as curvas também não apresentam um ponto de inflexão bem definido que caracteriza o início da saturação dificultando o tratamento matemático de derivação para a avaliação do pico da função de distribuição. É evidente também nestas condições o deslocamento de dispersão de energia de elétrons para valores mais elevados de energia a medida que a sonda expõe sua área de coleção aos elétrons de deriva acelerados pela região do catodo, pelo aumento do ângulo  $\gamma$ .

Observa-se que, para condições de mais baixa pressão (26 mTorr) e distâncias intercatódica menores (54 mm), os efeitos de formação de vários picos na FDEE é mais pronunciado, quando comparado com as condições investigadas na seção anterior ( $P=31$  mTorr;  $d=83$  mm) uma vez que geram-se plasmas com densidades mais elevadas e por consequência bainhas catódicas menos espessas. A conjugação destes efeitos com a manutenção da mesma tensão de descarga, conduz a intensificação do campo elétrico na região do catodo e como efeito elétrons gerados ou acelerados pelo intenso campo na região de bainha resistem por um caminho mais longo na região de plasma ao processo de termalização por colisões com partículas do gás. Como resultado, também de um caminho livre médio maior, dispersões em energia mais elevada são observadas atingindo valores máximos (energias de calda) da ordem 100 eV, comparativamente aos 40 eV obtidos a uma pressão de 31 mTorr. Este comportamento fica melhor esclarecido quando se observa a variação de  $R$  em função do produto  $P.d$  como mostra a figura 4.20 obtida para as condições operacionais apresentadas na figura 4.17.

Observa-se que para pequenas distâncias entre os catodos (baixos valores de  $Pd$ ) a velocidade de deriva é extremamente alta (muito maior que a velocidade térmica dos elétrons) devido a proximidade da sonda com as regiões de catodo e também à intensificação do campo elétrico na região de bainha catódica. Com a queda do produto  $P.d$ , a densidade de plasma aumenta conduzindo a uma redução da espessura da bainha catódica. O campo elétrico nesta região é intensificado pois é mantida constante a queda de tensão no catodo. Com o aumento de  $P.d$  a velocidade de deriva é reduzida e atinge valores da ordem da velocidade térmica dos elétrons, como resultado de um maior percurso que os elétrons imprimem da região de catodo até a sonda perdendo energia por impacto com partículas neutras. Soma-se a este efeito a redução do campo elétrico na região de bainha catódica devido a queda da densidade de plasma e consequente alargamento da região de catodo.

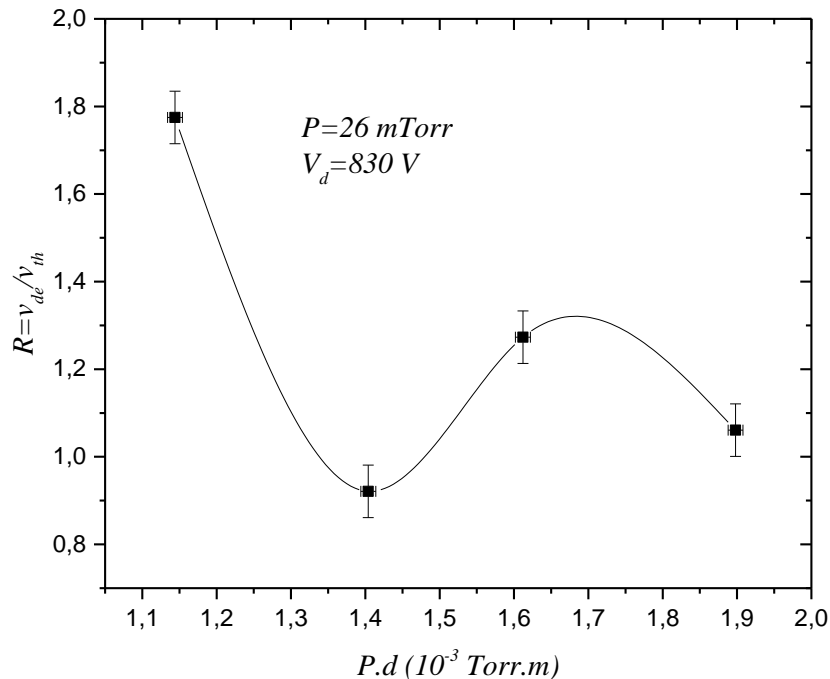


Figura 4.20 – Razão  $R$  entre velocidade de deriva e velocidade térmica dos elétrons para diferentes distâncias entre os catodos de (a) 44 mm, (b) 54 mm, (c) 62 mm, (d) 73 mm. A sonda é posicionada equidistante dos catodos.

Para avaliar a dimensão dos valores de  $R$  obtidos neste trabalho, pode-se fazer uma comparação com outros sistemas de plasmas que imprimem elevada deriva aos elétrons a exemplos de jato de plasmas e descargas em regime de arco a baixa pressão (correntes da ordem de 2 A, tensões de descarga da ordem de 100 V e pressões da ordem de  $10^{-4}$  Torr). Nestes sistemas a aproximação da unidade no valor de  $R$  é quase um limite máximo de operação no qual iniciam-se instabilidades de corrente e formação de camadas de cargas espaciais no volume de plasma interrompendo o fluxo de cargas entre os eletrodos. No trabalho reportado por MACIEL et al (1989), uma descarga em arco a baixa pressão de mercúrio possui dimensão da ordem de 3 m (distância entre catodo e

anodo) onde aproximadamente 1m corresponde a região de investigação (coluna positiva). Nestas condições os elétrons ganham deriva do campo na região de coluna positiva ao longo de caminhos livre médio da ordem de 0,5 m, gerando velocidades de deriva com a mesma ordem de grandeza obtida no presente trabalho. Esta comparação também remete a vantagens do sistema experimental mais simples empregado neste trabalho permitindo o mesmo nível científico das investigações focadas no entendimento dos mecanismos de descarga e de plasma responsáveis pela manutenção e autosustentação de fluxo de cargas na região inter-eletrodos.

## CAPÍTULO 5

### Considerações finais e trabalhos futuros

Catodos ocos possuem diversas vantagens sobre outras fontes de elétrons, tal como catodos de filamento aquecido (emissão termiônica), principalmente quanto a questão de tempo de vida do eletrodo e flexibilidade de operar com vários gases. Aplicações destas fontes têm-se proliferado sem uma adequada teoria analítica dos processos físicos pelo qual eles operam. Neste preceito, investigações em uma descarga de catodo oco plano operando em baixa pressão de argônio foram conduzidas com o propósito de avaliar o efeito das propriedades da região de catodo sobre a distribuição de energia de elétrons na região de plasma com foco na avaliação da velocidade de deriva de elétrons não termalizados ao longo de seu percurso no eixo da descarga.

A contribuição do presente trabalho, visa complementar estudos já realizados por outros autores no sentido de esclarecer sobre os mecanismos de descarga responsáveis pela sua autosustentação, e fornecer parâmetros que possam contribuir para a otimização de um dado processo de aplicação que envolvem principalmente materiais expostos ao potencial de catodo ou inseridos na região de plasma. Neste escopo, por meio da análise do comportamento da corrente em função do produto entre a pressão ( $P$ ) e a distância ( $d$ ) entre os catodos, foi possível elucidar sobre os efeitos de catodo oco que conduzem ao significativo crescimento da densidade de corrente pela descarga. Estes efeitos, quando mantida constante a tensão da descarga, são pronunciados para baixos valores deste produto onde a taxa de ionização do gás se eleva consideravelmente devido tanto ao efeito pendular dos elétrons no interior da cavidade, quanto pela emissão de elétrons e átomos da superfície do catodo por impacto de íons. Como efeito a espessura da região de catodo é reduzida com conseqüente elevação do campo elétrico na região de catodo responsável pelo fornecimento de energia aos elétrons gerados nesta região. A arquitetura da descarga, bem como seus regimes de operação variam de acordo com o produto  $P.d$ . Para valores elevados deste produto, as regiões brilhantes negativas correspondentes a cada catodo são facilmente distinguidas indicando um regime de operação de descarga luminescente convencional de eletrodos planos (correntes da ordem de mA). Para produtos  $P.d$  menores as regiões luminescentes negativas se unem gerando uma



arquitetura mais simples com somente uma região luminescente mais intensa formada na região central entre os catodos. Por meio da análise da variação espacial do potencial flutuante ou do potencial de ao longo do eixo entre os catodos, foi possível mapear as regiões da descarga e avaliar qualitativamente a distribuição espacial do campo elétrico e da distribuição de cargas. Como mostram os resultados, a região luminescente pode ser caracterizada como uma região de plasma pois exibe baixos gradientes de potencial e de campo elétrico, este último indicando uma região com carga espacial líquida quase neutra. Este resultado é importante para esclarecer que elétrons não ganham energia de deriva nesta região devido aos relativamente curtos caminhos livres médios impostos pelas condições operacionais e de dimensão do reator. Nas regiões de bainha dos catodos, com carga líquida preponderantemente positiva, ocorre uma queda acentuada do potencial flutuante e de plasma em relação ao potencial na região de plasma e correspondentemente, bruscas variações espaciais do campo elétrico e da distribuição de cargas são observadas. Estes perfis também foram investigados teoricamente, por meio de um modelo não colisional para a bainha catódica. O modelo não-colisional para o potencial elétrico próximo ao cátodo de uma descarga de catodo oco retroalimentado com os dados experimentais obtidos de uma sonda de Langmuir indica uma relação fraca do perfil do potencial da bainha do catodo com o coeficiente de emissão de elétrons secundário ( $\gamma$ ). Os perfis de potencial flutuante e de plasma inferidos da característica corrente-tensão de uma sonda cilíndrica de Langmuir são qualitativamente semelhantes aos perfis de potencial elétrico teóricos. A posição da interface plasma-bainha catódica determinada a partir do modelo simulado mostra um bom acordo com os dados experimentais. Esta região de transição permite uma boa estimativa da espessura da bainha do cátodo, que é um parâmetro importante no projeto de sistemas de multi-catodos no sentido de ajustar a distância inter-catódica necessária para a manutenção de plasmas dentro das cavidades e um confinamento eletrostático eficiente no sentido de elevar a densidade de plasma.

Como observado experimentalmente neste trabalho, um confinamento eletrostático eficiente é obtido pelo emprego de elevadas tensões de catodo e com a manutenção de um regime constante de operação da descarga. Nestas condições a bainha catódica mantém suas características constantes favorecendo a conservação de fluxos de portadores de carga em materiais (amostras) ou sondas inseridos na região de plasma. Este fator é importante no aspecto de reprodutibilidade de medidas, geralmente uma característica de difícil controle em processos de materiais assistidos a plasma.

Por outro lado, o trabalho é focado no efeito da região de catodo na distribuição de energia dos elétrons e na determinação da velocidade de deriva dos elétrons. Os modelos teóricos adotados: maxwelliana para a avaliação dos parâmetros de plasma com sonda cilíndrica e maxwelliana com deriva para as medidas dos mesmos parâmetros com a sonda plana direcional, a princípio, fornecem valores coerentes também com os obtidos em diversos outros trabalhos já publicados. No entanto, o modelo de Druvyestyen fornece experimentalmente distribuições de energias com vários picos indicando a superposição ou coexistência de populações de elétrons com diferentes dispersões em energia. Este resultado é pronunciado quando a sonda é deslocada para distâncias cada vez mais próximas da região do catodo, indicando a intensificação de coleção do fluxo de elétrons ainda não termalizados por processos colisionais na região de plasma. Como efeito a dispersão em energia desta população de elétrons se desloca para intervalos de valores mais elevados. No caso da sonda plana direcional, além do efeito de sua aproximação da região de catodo, soma-se o favorecimento de coleção dos elétrons não termalizados (aqui chamados de elétrons de deriva) quando sua área de coleção volta-se para a região de catodo produzindo o mesmo efeito de multiplicação e deslocamento de picos na função de distribuição de energia para dispersões em energias mais elevadas. Neste caso, assume-se que a sonda plana direcional coleta, em qualquer posição angular ( $\gamma$ ) em relação a normal à superfície do catodo, o mesmo fluxo de elétrons termalizados, mas com a peculiaridade de coletar somente estes elétrons térmicos quando  $\gamma=0$ , ou seja, quando a normal à área de coleção da sonda é perpendicular ( $\theta=90^\circ$ ) a normal à superfície do catodo. Como efeito, nesta posição assume-se uma distribuição maxwelliana sem deriva e avalia-se os parâmetros de plasma com os mesmos preceitos adotados quando se emprega uma sonda cilíndrica. A menos é claro da velocidade de deriva de elétrons que é avaliada somente com a sonda direcional considerando uma distribuição maxwelliana de velocidades cujo pico tem correspondência com a velocidade de deriva de elétrons e, portanto, se desloca para valores de velocidades mais elevados a medida que a deriva aumenta. Os resultados apresentam valores de velocidade de deriva da ordem e superiores a velocidade térmica dos elétrons, ou que é considerado um valor alto em descargas operando no regime luminescente normal (correntes da ordem de mA). Estes elevados valores de velocidade de deriva de elétrons em descargas de catodo ocorrem à baixa pressão devem-se única e exclusivamente às propriedades distintas das regiões de catodo, de onde são gerados ou acelerados estes elétrons, principalmente devido aos processos que conduzem à intensificação do campo elétrico nesta região. Mas não menos importante

para a obtenção de elevadas energias de derivas são as dimensões da cavidade catódica adequadas aos valores de pressão de operação no sentido de permitir a manutenção de longos caminhos livre médio evitando intenso efeito de termalização. A conjugação dos efeitos citados, considerando também a proximidade da posição da sonda com a região de catodo, permitiram observar que para produtos  $P.d$  menores são obtidos derivas mais elevadas nas condições investigadas neste trabalho, mas certamente existe um limite para a autosustentação da descarga relacionada com as dimensões da cavidade, da região de bainha catódica e da região de plasma.

Evidentemente, há ainda muito a ser investigado sobre as regiões de bainha catódica. O modelo teórico elaborado neste trabalho, com todas as simplificações adotadas, ainda não pôde ser suficientemente testado experimentalmente. As dificuldades experimentais são inerentes ao diagnóstico de plasma, particularmente nas regiões de bainha, onde a teoria simplificada de sonda eletrostática não é válida. Por mais que pareça tentador inserir uma sonda eletrostática na bainha e coletar os resultados assim obtidos, pouco se pode concluir fisicamente desses.

Espera-se, assim, que, futuramente, novas e diferentes abordagens experimentais do problema, possivelmente com o emprego de sondas emissivas, sejam realizadas para se verificar a validade do modelo construído e, assim, possibilitar modificações pertinentes do mesmo. Somente dispondo-se de um modelo consistente para a bainha catódica poder-se-á, por exemplo, realizar um estudo mais fundamentado da influência exercida pelo meio sobre os portadores de carga responsáveis pela manutenção de corrente da descarga.

Também seria interessante prosseguirmos, no mesmo foco aqui exposto, os trabalhos experimentais e teóricos nos seguintes ítems:

- 1 – Inserção de campo magnético externo à descarga;
- 2 – Variação de gás de trabalho e também de material constituinte dos catodos;
- 3 – Estudo de outras funções de distribuição de energia dos elétrons na descarga.
- 4 – Emprego da técnica de sonda dupla direcional para avaliação dos parâmetros de plasma com populações de elétrons de deriva regidos por uma função de distribuição maxwelliana modificada.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ARSLANBEKOV, R. R.; KUDRYAVTSEV, A. A.; TOBIN, R. C. On the hollow-cathode effect: conventional and modified geometry. *Plasma Sources Sci. Technol.*, v. 7, p. 310–322, 1998.

Asencio, JCR. CARACTERIZAÇÃO DE CÁTODOS OCOS PARA PROPULSÃO IÔNICA, Dissertação de mestrado, INPE, 2014

AUCIELLO, O.; FLAMM, D. L. *Plasma Diagnostics: Discharge Parameters and Chemistry*. v. 1. London: Academic Press, Inc., 1989.

BAGUER, N.; BOGAERTS, A.; GIJBELS, R. Hollow cathode glow discharge in he: Monte carlo-fluid model combined with a transport model for the metastable atoms. *Journal of Applied Physics*, v. 93, n. 1, p. 47–55, 2003.

BARDOS, L. Radio frequency hollow cathodes for the plasma processing technology. *Surface and Coating Technology*, v. 86-87, p. 648–656, 1996.

BARDOS, L.; BARANKOVA, H.; BERG, S. Thin film processing by radio frequency hollow cathodes. *Surface and Coatings Technology*, v. 97, p. 723–728, 1997.

BOGAERTS, A.; GIJBELS, R. The ion- and atom-induced secondary electron emission yield: numerical study for the effect of clean and dirty cathode surfaces. *Plasma Sources Science and Technology*, v. 11, p. 27-36, 9 jan. 2002.

CHAPMAN, B. *Glow discharge processes: Sputtering and plasma etching*. New York: J. Wiley & Sons, 1980.

CHEN, F. F. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. v. 1. 2. ed. New York: Plenum Press, 1984.

COBINE, J. D. *Gaseous Conductors: Theory and Engineering Applications*. 1. ed. New York: McGraw-Hill Book Company, 1941.

DONKÓ, Z. Apparent secondary-electron emission coefficient and the voltage-current characteristics of argon glow discharges. *Physical Review E*, v.64, n. 2, p. 026401-1 – 026401-9, ago. 2001.

FRANKLIN, R. N. *Plasma phenomena in gas discharges*. Oxford: Clarendon Press, 1976.

GODYAK, VA and DEMIDOV, VI, Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: what can we measure and how can we achieve reliable results? J. Phys. D: Appl. Phys. 44 (2011)

GODYAK, VA and ALEXANDROVICH BM, Comparative analyses of plasma probe diagnostics techniques, Journal of Applied Physics 118, (2015)

GRILL, A. Cold Plasma in Materials Fabrication: From Fundamentals to Applications. [S.l.]: Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc. New York., 1994.

HERSHKOWITZ, N. Sheaths: More complicated than you think. Physics of Plasmas, v.12, n. 5, p. 055502-1 – 055502-11, maio 2005.

HUTCHINSON, I. H. Principles of plasma diagnostics. 1. ed. New York: Cambridge University Press, 1994.

KATOH, M. et al. Differences between effects of ions in plasma on the edge surface of carbon material and those on the basal surface. Surface and Coating Technology, v. 92, p. 230–234, 1997.

KATOH, M. et al. Investigation of characteristics of carbon materials with various structures modified by plasmas using plasma diagnostics and material-surface analysis. Applied Surface Science, v. 100/101, p. 226–231, 1996.

KOLOBOV, V; TSENDIN, L. D. Analytic model of the cathode region of a short glow discharge in light gases, Physical Review A, v. 46, 12, 1992.

KOLOBOV, V.; TSENDIN, L. D. Analytic model of hollow cathode effect. Plasma Sources Sci. Technology, v. 4, p. 551–560, 1995.

LIEBERMANN, A.; LICHTENBERG, A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. [S.l.]: John Wiley & Sons, Inc., New York, 1994.

MACIEL, HS AND ALLEN, JE; “Free double layers in mercury-arc discharges”, J. Plasma Physics, vol 42, part2. p p. 321 -352, (1989)

NIKULIN, S. P. The effect of the anode dimensions on the characteristics of a hollowcathode glow discharge. Technical Physics, v. 42, p. 495–498, 1997.

OKSUZ, L.; HERSHKOWITZ, N. Plasma, presheath, collisional sheath and collisionless sheath potential profiles in weakly ionized, weakly collisional plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, v. 14, p. 201-208, fev. 2005.

PESSOA, R. S. Investigações em plasmas gerados em descarga de catodo oco plano. 2005. 136 p. Tese de Mestrado – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.

PESSOA, RS; Murakami, G; Petraconi, G; Maciel, HS; Oliveira, IC and Grigorov, KG - Hollow Cathode Magnetron Deposition of AlN thin Films: Crystalline Structure and Morphology. *Brazilian Journal of Physics*, vol. 36, no. 2A, June, 2006.

PESSOA, R.S; Tezani, I.; Maciel, HS; Petraconi, G; Massi, M. Study of SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>/O<sub>2</sub> plasmas in a hollow cathode reactive ion etching reactor using Langmuir probe and optical emission spectroscopy techniques. *Plasma Sources Science & Technology* **JCR**, v. 19, p. 025013, 2010.

PETRACONI, GP; Tese de Doutorado: "Efeitos da velocidade de deriva de elétrons sobre a instabilidade e formação de estrutura eletrostáticas em uma coluna de plasma de mercúrio"; ITA; SP, Brasil; 1997.

PETRACONI, G ; GUIMARAES NETO, A. B. ; MACIEL, HS. ; PESSOA, R. S. Studies of the cathode sheath of a low pressure hollow cathode discharge. *Journal of Physics. Conference Series (Online)*, v. 1, p. 1-9, 2012.

PETRE, A. R. et al. Characterization of a DC plasma with hollow cathode effect. *Romanian Reports in Physics*, v. 56, n. 2, p. 271-276, 2004.

PHELPS, A. V.; PETROVIC, Z. Lj. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons. *Plasma Sources Science and Technology*, v. 8, p. R21-R44, fev. 1999.

RIEMANN, K. U.; EHLEMANN, U.; WIESEMANN, K. The ion energy distribution in front of a negative wall. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 25, p. 620, 1992.

SCHAEFER, G.; SCHOENBACH, K. H. Basic mechanisms contributing to the hollowcathode effect. *Physics and Applications of Pseudosparks*, v. 219, p. 55, 1990. NATO ASI Series.

SLEVIN, P. J.; HARRISON, W. W. The hollow cathode discharge as a spectrochemical emission source. *Appl. Spectrosc. Rev.*, v. 10, p. 201, 1975.

STRAUB, H. C. *et al*, 1995, "Absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of argon from threshold to 1000 eV". *Physical Review A*, Vol. 52, No. 2, pp. 1115-1124.

TONELI, D. A. *et al*. A volume averaged global model study of the influence of the electron energy distribution and the wall material on an oxygen discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, v. 48, p. 495203, 2015.

von ENGEL, A. *Electric Plasmas: Their Nature and Uses*. 1. ed. London: Taylor & Francis Ltd, 1983.

von ENGEL, A. *Ionized Gases*. 2o edição. ed. [S.l.]: Oxford-Clarendon Press, 1965.

WANG, D.; LIU, D.; LIU, J. Dust charging and levitating in cathode sheath of glow discharges with energetic electron beam. *Journal of Applied Physics*, v. 88, n. 3, p. 1276-1280, 1 ago. 2000.

## APÊNDICES

### Apêndice A — Expansões em série de Taylor empregadas

Conforme se notou, na seção 2, obteve-se, da equação (2.19):

$$Kn(n+1)\xi^{-(n+2)} = -\left[1 - \gamma\nu(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}}\right] \exp(-K\xi^{-n}) - \gamma\nu\left[2\mu\eta_c\left(1 - \frac{K\xi^{-n}}{\eta_c}\right)\right]^{\frac{1}{2}} + (1 + 2K\xi^{-n}\nu^{-2})^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{A1})$$

a condição (2.20):

$$\left[1 - \gamma\nu(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}}\right] - \gamma\nu(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{2\eta_c} - \nu^{-2} = 0 \quad (\text{A2})$$

A obtenção de (A2) a partir de (A1) se baseia nas expansões das funções abaixo em série de Taylor, em torno de  $x = 0$ :

$$\exp(-x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^n}{n!} = 1 - x + \frac{x^2}{2} - \frac{x^3}{6} + \dots \quad (\text{A3})$$

$$(1-x)^{-1/2} = 1 + \frac{x}{2} + \frac{3x^2}{8} + \frac{5x^3}{16} + \frac{35x^4}{128} + \dots \quad (\text{A4})$$

$$(1+x)^{-1/2} = 1 - \frac{x}{2} + \frac{3x^2}{8} - \frac{5x^3}{16} + \frac{35x^4}{128} - \dots \quad (\text{A5})$$

Assim, considerando-se apenas os três primeiros termos de cada expansão, resultam as seguintes igualdades:



$$\exp(-K\xi^{-n}) = 1 - K\xi^{-n} + \frac{K^2}{2}\xi^{-2n} + \dots \quad (\text{A6})$$

$$\left(1 - \frac{K\xi^{-n}}{\eta_c}\right)^{-1/2} = 1 + \frac{K\xi^{-n}}{2\eta_c} + \frac{3K^2\xi^{-2n}}{8\eta_c^2} + \dots \quad (\text{A7})$$

$$(1 + 2K\xi^{-n}\nu^{-2})^{-1/2} = 1 - K\xi^{-n}\nu^{-2} + \frac{3K^2\xi^{-2n}}{2}\nu^{-4} + \dots \quad (\text{A8})$$

desde que  $\eta = K\xi^{-n} \rightarrow 0$ , o que é satisfeito, em particular, na região de fronteira entre a bainha catódica e o plasma. Como a equação (A1) se aplica, por hipótese, a qualquer ponto da bainha, inclusive da sua fronteira, o uso das expansões em série é válido.

Ao se substituírem as equações (A2) a (A3) na (A1), obtém-se uma equação que, entre outras potências de  $\xi$ , envolve aquelas de ordem  $-n$ . Entretanto, como certamente se tem  $n \neq n+2$ , e  $n=0$  não é uma solução possível, a soma dos termos em  $\xi^{-n}$  só pode resultar nula. E essa soma é justamente aquela expressa na equação (A2), a menos do fator multiplicativo  $K\xi^{-n}$ , que é não-nulo, por hipótese.

## Apêndice B — Discussão da equação (2.21) - $\kappa\nu^3 - \nu^2 + 1 = 0$

A determinação de uma estimativa coerente para a razão  $\nu = \frac{v_0}{c_s}$ , a qual, pelo critério de Bohm, certamente é maior que a unidade, resultou na equação (2.21):

$$\kappa\nu^3 - \nu^2 + 1 = 0 \quad (\text{B1})$$

em que se tem  $\kappa = \gamma(2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{1}{2\eta_c}\right) > 0$ , porém caracteristicamente menor que a unidade por, ao menos, quatro ordens de grandeza. Essa constatação é muito relevante na escolha da solução da equação (B1) que interessa no problema em questão, e pode ser facilmente confirmada considerando-se as ordens de grandeza usuais do coeficiente  $\gamma$  de emissão de elétrons secundários ( $10^{-2} - 10^{-1}$ ), da razão  $\mu$  entre a massa de um íon do gás da descarga e do elétron ( $10^4 - 10^5$ ) e do potencial adimensional  $\eta_c$  ( $10^1 - 10^2$ ).

Conforme explicitado na seção 2 deste trabalho, um valor coerente da razão  $\nu$  deve ser pouco maior que a unidade, e se espera, dessa forma, que, quanto menor seja  $\kappa$ , mais  $\nu$  se aproxime de um. Assim, matematicamente, deve-se adotar como valor de  $\nu$  o zero da função  $\kappa\nu^3 - \nu^2 + 1$  que satisfaça a condição:

$$\lim_{\kappa \rightarrow 0^+} \nu = 1 \quad (\text{B2})$$

Pode-se confirmar, pelo *software Mathematica 5.0*, que apenas uma das três soluções de (B1) satisfaz (B2), sendo que uma outra satisfaz  $\lim_{\kappa \rightarrow 0^+} \nu = -1$  e uma terceira,  $\lim_{\kappa \rightarrow 0^+} \nu = \infty$ , não sendo, assim, fisicamente coerentes com o modelo teórico proposto. A solução que satisfaz **Erro! Fonte de referência não encontrada.** tem uma extensa expressão em função de  $\kappa$ :

$$\nu = \frac{1}{6\kappa} \left[ 2 - (1 - i\sqrt{3}) \left( \frac{2}{2 - 27\kappa^2 + 3\kappa\sqrt{81\kappa^2 - 12}} \right)^{\frac{1}{3}} - (1 + i\sqrt{3}) \left( \frac{2}{2 - 27\kappa^2 + 3\kappa\sqrt{81\kappa^2 - 12}} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \quad (\text{B3})$$

e é um número real positivo desde que se tenha  $0 < \kappa < \frac{2}{3\sqrt{3}} \approx 0,3849$ , o que certamente é satisfeito no modelo. A partir da equação (B3) também se pode obter a expressão de  $\nu$

em função dos parâmetros  $\gamma$ ,  $\mu$  e  $\eta_c$ , bastando-se substituir a expressão de  $\kappa$  nela. Entretanto, uma vez que o problema pode ser computacionalmente resolvido, esse extenso trabalho não se justifica.

## Apêndice C — Variáveis adimensionais e derivadas

Na equação (2.16), definem-se, com  $\lambda_D = \left( \frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2}$ , as variáveis adimensionais,

ou normalizadas:

$$\eta = -\frac{eV}{kT_e}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_D} \quad (\text{C1})$$

as quais possibilitam uma representação mais sucinta e geral da equação.

Uma vez definidas essas variáveis, podem ser obtidas, do Cálculo, as seguintes relações:

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dx} &= \frac{1}{\lambda_D} \\ \frac{dV}{dx} &= \frac{dV}{d\xi} \frac{d\xi}{dx} = \frac{1}{\lambda_D} \frac{dV}{d\xi} = -\frac{kT_e}{e\lambda_D} \frac{d\eta}{d\xi} \\ \frac{d^2V}{dx^2} &= \frac{d}{dx} \left( \frac{dV}{d\xi} \frac{d\xi}{dx} \right) = \frac{1}{\lambda_D^2} \frac{d^2V}{d\xi^2} = -\frac{kT_e}{e\lambda_D^2} \frac{d^2\eta}{d\xi^2} \end{aligned} \quad (\text{C2})$$

Como se sabe que o campo elétrico em uma dimensão é dado por  $E = -\frac{dV}{dx}$ , e que, da equação de Poisson, também em uma dimensão, a densidade espacial de carga é  $\rho = -\varepsilon_0 \frac{d^2V}{dx^2}$ , conclui-se que:

$$E = \frac{k T_e}{e \lambda_D} \frac{d\eta}{d\xi}$$

$$\rho = n_0 e \frac{d^2\eta}{d\xi^2}$$
(C3)

Outra propriedade envolvendo as derivadas da função  $\eta = \eta(\xi)$  em relação à variável independente  $\xi$  é expressa pela equação:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d\xi} \left( \frac{d\eta}{d\xi} \right)^2 = \frac{d\eta}{d\xi} \frac{d^2\eta}{d\xi^2}$$
(C4)

de modo que um problema que contém uma equação do tipo:

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = f(\eta)$$
(C5)

tal como o descrito pela equação (2.23):

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = - \left[ 1 - \gamma v (2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \right] \exp(-\eta) - \gamma v (2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_c} \right)^{-\frac{1}{2}} + (1 + 2\eta v^{-2})^{-\frac{1}{2}}$$
(C6)

pode ser simplificado a uma equação diferencial de primeira ordem mediante o seguinte procedimento:

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = f(\eta) \Rightarrow \frac{d\eta}{d\xi} \frac{d^2\eta}{d\xi^2} = f(\eta) \frac{d\eta}{d\xi} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2} \frac{d}{d\xi} \left( \frac{d\eta}{d\xi} \right)^2 = f(\eta) \frac{d\eta}{d\xi} \Rightarrow \frac{1}{2} \int d \left( \frac{d\eta}{d\xi} \right)^2 = \int f(\eta) d\eta$$
(C7)

No caso da equação (C6), para o problema discutido na seção 2 deste trabalho, tem-se, por hipótese, no plano de abscissa  $x = x_b$ , potencial e campo elétrico nulos, ou seja,  $\eta = 0$  e  $\frac{d\eta}{d\xi} = 0$ , com  $\xi = x_b/\lambda_D$ , e, em uma abscissa genérica  $x$  — ou  $\xi = x/\lambda_D$  —, no interior da bainha, têm-se determinados valores de  $\eta$  e  $\frac{d\eta}{d\xi}$ . Assim, a integração realizada em (C7) deve tomar, com a função  $f$  definida em (C6), os limites:

$$\frac{1}{2} \int_0^{\left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)^2} du = \int_0^\eta f(t) dt \quad (\text{C8})$$

ou seja:

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\eta}{d\xi} \right)^2 = \int_0^\eta \left\{ - \left[ 1 - \gamma v (2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \right] \exp(-t) - \gamma v (2\mu\eta_c)^{-\frac{1}{2}} \left( 1 - \frac{t}{\eta_c} \right)^{-\frac{1}{2}} + (1 + 2tv^{-2})^{-\frac{1}{2}} \right\} dt \quad (\text{C9})$$

que, com o segundo membro integrado, conduz à equação (2.24).

## Apêndice D — Programação em Matlab 2010 empregada para a simulação do modelo teórico da bainha catódica

%O programa objetiva resolver numericamente a equação de Poisson para  
%prever as características da bainha teoricamente

%Definindo os valores para as constantes físicas

%massa do elétron em Kg

$m=9.10938*10^{(-31)}$ ;

%permissividade elétrica do vácuo no SI

$\epsilon_0=8.85418*10^{(-12)}$ ;

%carga elétrica do elétron em C

$e=1.60217*10^{(-19)}$ ;

%Características do sistema

%Esses valores devem ser alterados conforme a análise desejada

%Massa do íon

$M=3.01046*10^{(-26)}$ ;

%Temperatura de elétrons (aqui ela será dada em elétron-volt)

$kT_e=4$ ;

%Densidade de elétrons no plasma em  $m^{(-3)}$

$n_0=2*10^{15}$ ;

%Tensão no catodo em volts

$V_c=-846$ ;

%Coeficiente de emissão de elétrons secundários

$y=0.38$ ;

%Características derivadas(propriedades dependentes dos valores numéricos

%definidos acima

%Razão mássica

$u=M/m$ ;

%Comprimento de Debye

$\lambda=\sqrt{\epsilon_0*kT_e/n_0/e}$ ;

%Velocidade acústica dos elétrons

$c_s=\sqrt{kT_e*e/M}$ ;

%Condição de contorno

$n_c=-V_c/kT_e$ ;

%Constante auxiliar para o cálculo de v

$K=y*(2*u*n_c)^{(-1/2)}*(1+1/(2*n_c))$ ;

%Cálculo da razão v entre as velocidades v0 e a velocidade acústica cs

$v=\text{roots}([K -1 0 1])$ ;

$v=\text{sort}(v)$ ;

$v=v(2)$ ;

%Cálculo do valor de v0

$v_0=v*c_s$ ;

%RESOLUÇÃO NUMÉRICA DA EQUAÇÃO DIFERENCIAL PARA ENCONTRAR  
O POTENCIAL

%MÉTODO DE EULER

```

%Faixa dos valores de x que serão plotados
xspan=[0:0.00006:0.030];
%Resolução numérica da equação diferencial
%Condição inicial
V(1)=Vc;
for i=1:500
% Valor da derivada em certo ponto
    deri=kTe/lambda*sqrt(2)*sqrt((1-y*v*(2*u*nc)^(-1/2))*(exp(V(i)/kTe)
    -1)+2*y*v*(2*u*nc)^(-1/2)*nc*(1+V(i)/kTe/nc)^(1/2)-
    2*y*v*(2*u*nc)^(-1/2)*nc+v^2*(1-2*V(i)/kTe*v^(-2))^(1/2)-v^2);
    % Valor da função no próximo ponto
    V(i+1)=V(i)+0.00006*deri;
end
figure(1)
plot(xspan,V,'-')
title('Electric potential');
xlabel('Distance from cathode(m)');
ylabel('Electric potential(V)');

%Determinação do valor da espessura da bainha
%Construir vetor com o módulo da diferença entre o potencial e o
%potencial da bainha
for i=1:501
    dist(i)=abs(V(i)+kTe*v^2/2);
end
%Identifica o valor mínimo dessa diferença
[vmin,xmin]=min(dist);
%Identifica a posição correspondente a esse valor mínimo de diferença
%(descobre a espessura da bainha)
s=xspan(xmin);
'Bainha tem uma espessura em milímetros:'
s*10^3

%Determinação do campo elétrico
%Deivação do potencial com a função diff
EE=diff(V);
xx=diff(xspan);
E=-EE./xx;
%Ajuste do vetor posição para que ele possua o mesmo número de
%elementos de E
xx=[0.00003:0.00006:0.02997];
%Gráfico do campo elétrico
figure (2)
plot(xx,E,'-')
title('Electric field');
xlabel('distance from cathode(m)');
ylabel('Electric field(V/m)');

%Determinação da densidade de cargas total
%Deivação do campo elétrico com a função diff

```

```

pp=diff(E);
xxx=diff(xx);
p=e0*pp./xxx;
% Ajuste do vetor posição para que ele possua o mesmo número de
% elementos de p
xxx=[0.00006:0.00006:0.02994];
% Gráfico da densidade total de cargas
figure (3)
plot(xxx,p,'-')
title('Total charge density');
xlabel('Distance from cathode(m)');
ylabel('Charge density(C/m^3)');

%Determinação da densidade de carga devido a íons
pions=n0*e*(1-2*e*V/M/v0^2).^(-1/2);
figure (4)
plot(xspan,pions,'-')
title('Ions from plasma');
xlabel('Distance from cathode(m)');
ylabel('Charge density(C/m^3)');

%Determinação da densidade de carga devido a elétrons
pele=-e*n0*(1-y*v0*(-2*e*Vc/m)^(-1/2))*exp(V/kTe);
figure (5)
plot(xspan,pele,'-')
title('Electrons from plasma');
xlabel('Distance from cathode(m)');
ylabel('Charge density(C/m^3)');

%Determinação da densidade de carga devido a elétrons secundários
pele2=-n0*e*y*v0*(2*e*(V-Vc)/m).^(-1/2);
figure (6)
plot(xspan,pele2,'-')
title('Secondary electrons');
xlabel('Distance from cathode(m)');
ylabel('Charge density(C/m^3)');

%Gráfico do comprimento da bainha em função da densidade de elétrons
% A densidade de elétrons foi variada logaritmicamente de 10^14 até
% 10^18, sendo adotados 100 valores entre esses números
n00=logspace(14,18,100);
% O loop calcula o comprimento da bainha para cada densidade
for j=1:100
    lambda=sqrt(e0*kTe/n00(j)/e);
    xpan=[0:0.00006:0.06];
    VV(1)=Vc;
    for i=1:1000
        deri=kTe/lambda*sqrt(2)*sqrt((1-y*v*(2*u*nc)^(-1/2))*
        (exp(VV(i)/kTe)-1)+2*y*v*(2*u*nc)^(-1/2)*nc*(1+VV(i)/kTe/nc)^
        (1/2)-2*y*v*(2*u*nc)^(-1/2)*nc+v^2*(1-2*VV(i)/kTe*v^(-2))
    end
end

```



```
    ^(1/2)-v^2);
    VV(i+1)=VV(i)+0.00006*deri;
end
for i=1:1001
    dist2(i)=abs(VV(i)+kTe*v^2/2);
end
[vmin2,xmin2]=min(dist2);
bainha(j)=xpan(xmin2);
end
%O gráfico foi plotado num tipo semilog
figure (7)
semilogx(n00,bainha, '-')
title('Thickness of the cathodic sheath');
xlabel('Electrons density (m^-^3)');
ylabel('Thickness of the cathodic sheath (m)');
```

## FOLHA DE REGISTRO DO DOCUMENTO

1. CLASSIFICAÇÃO/TIPO  <p style="text-align: center;"><b>DM</b></p>	2. DATA  <p style="text-align: center;">18 de janeiro de 2017</p>	3. REGISTRO N°  <p style="text-align: center;">DCTA/ITA/DM-094/2016</p>	4. N° DE PÁGINAS  <p style="text-align: center;">129</p>
5. TÍTULO E SUBTÍTULO:  Estudo da região de bainha catódica e seus efeitos sobre a distribuição de energia de elétrons em uma descarga de catodo oco plano à baixa pressão de argônio.			
6. AUTOR(ES):  <b>Gustavo Doretto Ribeiro</b>			
7. INSTITUIÇÃO(ÕES)/ÓRGÃO(S) INTERNO(S)/DIVISÃO(ÕES):  Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA			
8. PALAVRAS-CHAVE SUGERIDAS PELO AUTOR:  Bainha catódica, Catodo oco plano. Física de plasmas.			
9. PALAVRAS-CHAVE RESULTANTES DE INDEXAÇÃO:  Física de plasmas, Catodos ocos, Descargas elétricas, Sonda de Langmuir, Física.			
10. APRESENTAÇÃO: <span style="float: right;"><input checked="" type="checkbox"/> Nacional      ( ) Internacional</span>  ITA, São José dos Campos. Curso de Mestrado. Programa de Pós-Graduação em Física . Área de Física da Plasmas. Orientador: Gilberto Petraconi Filho. Defesa em 22/12/2016. Publicada em 2016.			
11. RESUMO:  Neste trabalho são apresentados os resultados de investigação realizadas sobre descargas de catodo oco (DCO) de eletrodos planos, operando à baixa pressão de argônio, com especial interesse nos efeitos da região de bainha catódica sobre a energia dos elétrons não termalizados na região de plasma. Os parâmetros de plasma foram inferidos de características tensão-corrente de sondas de Langmuir cilíndrica e direcional posicionadas na região inter-catódica de plasma. A função de distribuição de energia dos elétrons foi obtida pelo uso do método de Druvyesteyn para diferentes valores de distância entre os catodos, pressão do gás e posição da sonda em relação à superfície do catodo. No caso da sonda plana direcional, a dispersão de energia foi avaliada em função da variação do ângulo normal à área de coleção da sonda em relação à direção de deriva dos elétrons orientados pelo campo elétrico na região da bainha catódica. No entanto, o principal objetivo do uso desta técnica foi a avaliação da velocidade de deriva dos elétrons considerando teoricamente uma função de distribuição maxwelliana de velocidades modificada pela inserção da contribuição dos elétrons de deriva. As funções de distribuição de energia dos elétrons obtidas experimentalmente pelo método de Druvyesteyn evidenciam a formação de populações de elétrons com energias mais elevadas (aqui chamados de deriva ou não termalizados) superpostas as de elétrons termalizados. No plano teórico, foi realizada uma análise da região de bainha catódica para avaliar os perfis, principalmente, da queda de potencial e do campo elétrico na região de catodo devido à sua grande influência na energia adquirida pelos elétrons na descarga. Neste modelo considera-se uma região de bainha não-colisional sobre a influência de elétrons e íons gerados na região de plasma e dos elétrons secundários emitidos pelo catodo. A posição da interface plasma-bainha catódica determinada teoricamente mostra boa concordância com os dados experimentais e permite obter uma estimativa da espessura da região do catodo. Nos regimes de descarga de catodo oco investigados neste trabalho, a região de catodo é imediatamente adjacente a região de plasma formada pela junção das luminescentes negativa. Estes regimes foram obtidos para distâncias inter-catódicas variando de (4,4 – 10,9) 10 <sup>-2</sup> m e pressões entre (26 e 32) mTorr. A região de catodo suporta praticamente toda a queda de tensão da descarga (aproximadamente 840 V) e é a principal responsável pelos processos de manutenção de corrente da descarga (entre 3 e 12mA). Nestas condições as funções de distribuição de energia de elétrons evidenciam populações de elétrons com elevadas energias (até 100 eV) responsáveis pelos processos de excitação e ionização na região inter-catódica. Valores de velocidade de deriva de elétrons na faixa entre (7,0 a 13,0) x 10 <sup>5</sup> m/s foram obtidos e os resultados, discutidos em consonância com o comportamento dos perfis do potencial e do campo elétrico investigados na região da bainha catódica, mostram um predomínio dos processos colisionais de termalização de elétrons ao longo de um caminho mais longo percorrido na região de plasma.			
12. GRAU DE SIGILO:  <b>(X) OSTENSIVO      ( ) RESERVADO      ( ) CONFIDENCIAL      ( ) SECRETO</b>			