

ESTUDO DA DESCARGA NA MÁQUINA DE PLASMA QUIESCENTE DO INPE

Ferreira, J.G.; Ferreira, J.L.; Ludwig, G.O.
(Lab. Associado de Plasma, INPE)
Maciel, H.S. (Departamento de Física, ITA)

RESUMO

São apresentadas medidas que caracterizam os principais parâmetros do plasma produzido na máquina de plasma quiescente do INPE para diversos valores de pressão e potencial de descarga e corrente de 500mA. Verifica-se que a densidade varia de cerca de 10^8cm^{-3} a 10^{10}cm^{-3} e a energia média dos elétrons se situa entre 1eV e cerca de 10eV. A distribuição de energia dos elétrons é não-maxwelliana e corresponde a uma população de elétrons primários de alta energia (dezenas de eV) e a duas populações de elétrons com temperaturas abaixo de 10eV. O potencial do plasma é tipicamente de 1V a 3V em relação ao anodo, mas cai rapidamente para valores negativos quando a pressão se aproxima de 10^{-3}Pa . Interpretações qualitativas dos resultados obtidos são fornecidas e um modelo simples para a densidade do plasma é comparado aos valores experimentais. As condições de operação do catodo são também investigadas.

1. INTRODUÇÃO

Um dos métodos mais interessantes de obtenção de plasmas de baixas temperaturas ($T_e \leq 10 \text{eV}$) é o que utiliza descargas termoionicas com confinamento magnético multipolar. A descarga, com uma queda de potencial de $\sim 30 \text{V}$ a $\sim 150 \text{V}$, é operada entre um catodo quente emissor de elétrons e um anodo, constituído geralmente pela própria câmara de vácuo, cuja superfície é revestida com ímãs permanentes arranjados em uma configuração multidipolar. Esta configuração produz um campo magnético que se restringe à região próxima à parede mas aumenta consideravelmente o aproveitamento dos elétrons emitidos do catodo, refletindo-os de volta para o interior do plasma diversas vezes antes que se percam para as paredes. A maior parte do volume do plasma permanece livre de campos elétricos ou magnéticos intensos. Com este tipo de fonte é possível gerar, em regime DC, plasmas de grande volume, boa uniformidade, baixo ruído e com densidades numa ampla faixa de valores ($10^7 - 10^{12} \text{cm}^{-3}$), características que tornam tais fontes muito adequadas tanto ao estudo de fenômenos básicos de física de plasma, quanto à extração de feixes de íons de grande seção transversal para aplicações como propulsão iônica, tratamento de superfícies ou injeção de partículas neutras em experimentos de fusão termonuclear controlada.

A máquina de plasma quiescente do INPE, denominada PQUI, em operação desde 1981, vem sendo utilizada desde então em estudos de caráter fundamental e no desenvolvimento de técnicas básicas de diagnóstico de plasma (Ferreira, 1986). Recentemente, porém, os trabalhos têm se voltado para questões liga-

das à formação e eficiência da descarga, tendo em vista o uso deste tipo de descarga em outras aplicações, no âmbito do Laboratório Associado de Plasma do INPE (LAP/INPE). Estas aplicações são a propulsão iônica, com um protótipo em operação no LAP/INPE desde 1986 (Sandonato et al., 1987), e, mais recentemente, o desenvolvimento de fontes mais potentes para extração de feixes intensos de íons de hidrogênio, úteis em experimentos de fusão nuclear. São apresentadas aqui as medidas feitas para a caracterização do comportamento dos principais parâmetros do plasma sob várias condições de operação da descarga. Algumas informações relacionadas à operação do catodo são também fornecidas. Os valores experimentais obtidos são apresentados na Seção 3 e discutidos na Seção 4. Antes, porém, na Seção 2, é dada uma breve descrição do dispositivo experimental e do método de medição dos parâmetros do plasma.

2. DESCRIÇÃO DO EXPERIMENTO

A Figura 1 representa esquematicamente a PQUI, na configuração utilizada para as medições a serem apresentadas aqui. Ela é constituída por um recipiente de vácuo cilíndrico, de aço inoxidável não magnetizável, com diâmetro interno de 32cm e comprimento de 83cm. Antes de se introduzir o gás desejado, a câmara é evacuada a pressões da ordem de $2 \times 10^{-4} \text{Pa}$ por intermédio de uma bomba difusora de 280L/s. Uma armadilha de nitrogênio líquido permite obter uma redução adicional na pressão de cerca de três

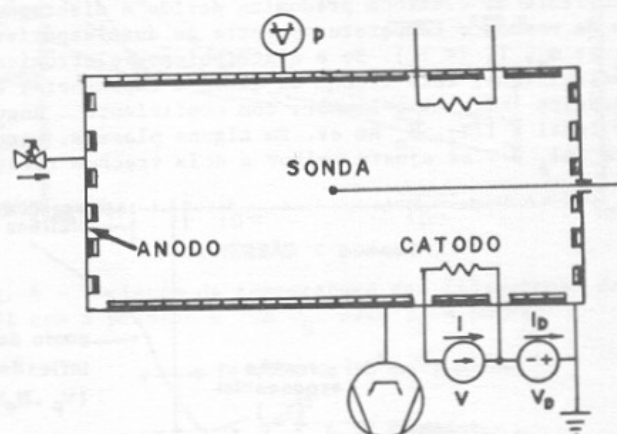


Fig. 1 - Esquema da máquina de plasma quiescente do INPE (PQUI).

vezes, o que possibilita trabalhar em pressões acima de 10^{-3} Pa sem contaminação excessiva do gás escolhido. Os ímãs de ferrita do campo superficial de confinamento são montados internamente à câmara de vácuo numa configuração multidipolar com cúspides lineares inteiriças (24 fileiras de ímãs distribuídas no perímetro da câmara, cada qual formada pela justaposição de ímãs lado a lado, na direção longitudinal da câmara, com a mesma polaridade de ímãs em toda uma fileira mas alternada de uma fileira para outra). A face dos ímãs é protegida do contato direto com o plasma por lâminas de alumínio sobre as quais o valor médio do campo é da ordem de 0,08T.

O circuito da descarga é constituído por um catodo formado por 8 filamentos de tungstênio (diâmetro $\sim 0,1$ mm, comprimento ~ 95 mm) aquecidos por uma fonte de corrente de 20A e polarizados em relação ao anodo por uma fonte de 120V, 2A. O anodo (a própria parede da câmara) é tomado como referência e ligado ao terra do laboratório. Um circuito eletrônico de controle foi utilizado para estabilizar a corrente da descarga I_p , tendo como entrada um sinal de tensão proporcional a I_p e como saída um sinal que atua sobre a fonte de corrente dos filamentos, aquecendo ou esfriando os filamentos de modo a manter I_p fixa no valor desejado.

Para medir os parâmetros do plasma foi usado o método da sonda de Langmuir (Ferreira, 1986): um pequeno eletrodo metálico é introduzido no plasma e coleta uma corrente devido ao impacto das partículas carregadas do plasma; a corrente coletada depende da geometria do eletrodo, do potencial aplicado a ele e das propriedades do plasma, de modo que a curva característica $V \times I$ da sonda (Figura 2) permite obter várias informações sobre o plasma. O ponto de inflexão da curva fornece o valor do potencial de plasma V_p e a corrente coletada pela sonda neste ponto informa sobre a densidade $n_e \approx n_i$. O potencial V_f para o qual a corrente da sonda é nula é chamado potencial flutuante e a diferença $V_p - V_f$ está relacionada à energia média dos elétrons. No intervalo $V_f < V < V_p$ a sonda repele elétrons e atrai íons mas a corrente de elétrons predomina devido à discrepância de massas e temperaturas entre as duas espécies ($m_i \gg m_e$, $T_i \ll T_e$). Se a distribuição eletrônica é maxwelliana, este trecho da curva é exponencial e o gráfico $\ln I_e \times V$ é linear, com coeficiente angular igual a $1/T_e$, T_e em eV. Em alguns plasmas, o gráfico $\ln I_e \times V$ se ajusta melhor a dois trechos retos

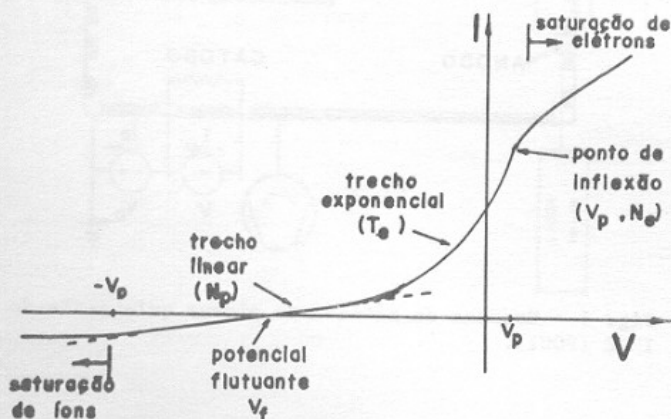


Fig. 2 - Curva característica da sonda de Langmuir.

consecutivos, com um coeficiente angular maior próximo a V_p e outro menor próximo a V_f correspondendo respectivamente a uma temperatura fria T_f e uma temperatura quente T_q . Isto é observado no plasma da PQUI, como se verá mais adiante. Os elétrons primários emitidos do catodo também se manifestam na curva característica. Por possuírem energia bem maior que os elétrons secundários gerados na ionização ou ejetados das superfícies de contorno, eles são coletados mesmo quando o potencial da sonda é muito negativo. Sua presença afeta o potencial flutuante e a forma da curva para $V < V_f$ e sua densidade n_p pode ser estimada a partir deste trecho da curva $I \times V$, que é aproximadamente linear, com coeficiente angular proporcional a n_p , para elétrons primários monoenergéticos. Maiores detalhes sobre a medição dos parâmetros do plasma usando sondas de Langmuir são fornecidos por Ferreira (1986).

3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os parâmetros principais do plasma produzido por uma descarga em argônio foram medidos para uma corrente de descarga fixa em 500mA e para diversos valores de pressão e potencial de descarga. Os resultados obtidos estão nas Figuras 3, 4 e 5 e foram medidos no centro da câmara com uma sonda esférica de 1mm de diâmetro. Nota-se que a densidade do plasma cresce de forma aproximadamente linear com a pressão, para pressões abaixo de 10^{-2} Pa, mas tende a saturar para pressões maiores. Já o potencial do plasma mantém-se razoavelmente estável em um valor da ordem de 1V a 3V em relação ao anodo, exceto no extremo inferior de pressão em que tende a cair rapidamente para valores negativos. A distribuição de energia dos elétrons revelou-se não-maxwelliana em praticamente toda a faixa de pressão estudada, sendo melhor descrita pela superposição de duas maxwellianas com temperaturas distintas, cujos valores são mostrados na Figura 5. No extremo superior de pressão observa-se, porém, a termalização das duas popu-

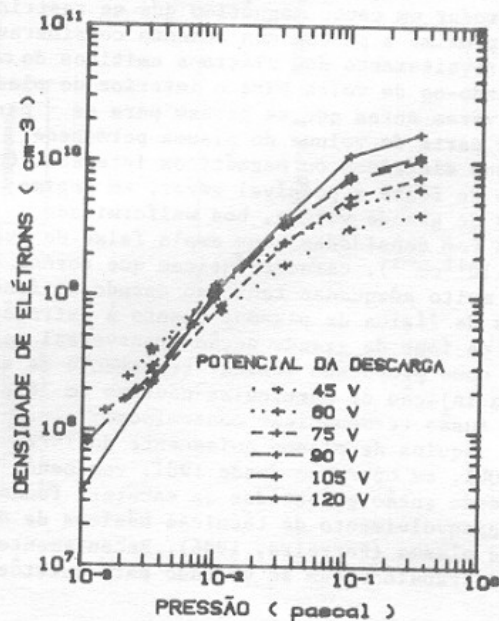


Fig. 3 - Variação da densidade do plasma com a pressão e o potencial da descarga.

lações em uma só, com temperatura da ordem de 1eV . Observa-se também que a influência dos elétrons primários sobre a curva característica diminui com a pressão, o que indica que a densidade dos elétrons primários mantém-se razoavelmente constante enquanto a dos elétrons secundários cresce acentuadamente com a pressão. As curvas obtidas em baixas pressões permitiram estimar em cerca de $5 \times 10^7 \text{cm}^{-3}$ a densidade de primários.

Um estudo das condições de operação do catodo foi feito determinando-se a temperatura dos filamentos. Uma estimativa razoável da mesma pode ser obtida medindo-se simplesmente a corrente de aquecimento I e a queda de tensão V sobre os filamentos. De fato, nas condições em que são operados na PQUI, a única fonte significativa de aquecimento dos filamentos é a dissipação ôhmica associada à corrente I , enquanto a perda de calor ocorre essencialmente por radiação térmica. Logo, pode-se escrever $VI = 2\pi RL\epsilon(T)\sigma T^4$, onde R e L são respectivamente o raio e o comprimento do filamento, σ é a constante de Stefan-Boltzmann e $\epsilon(T)$ é a emissividade do material do filamento (no caso, tungstênio) à temperatura T . Usando também a lei de Ohm escrita na forma $V/I = \rho(T)L/\pi R^2$, onde $\rho(T)$ é a resistividade, é possível obter T e R dados V e I . É fácil concluir destas equações que $(V/L)I^{1/3}$ é função apenas de T , isto é, não depende do raio do filamento, o que permite obter T dados V e I sem que se precise saber o valor de R . Determinada a temperatura, o raio do filamento pode ser obtido usando a lei de Ohm e assim pode-se avaliar o estado de desgaste dos filamentos sem abrir a câmara de vácuo. Valores tabelados de $(V/L)I^{1/3} \times T$ e de $\rho(T)$ são fornecidos por Espe (1965).

A Figura 6 mostra os valores de temperatura estimados como explicado acima. Nota-se que, para I_D constante, a temperatura varia relativamente pouco ($\sim 2400 - 2600\text{K}$) para uma ampla faixa de valores de pressão e potencial de descarga. A Figura 7 mostra perfis radiais de densidade e temperatura de elétrons que revelam variações significativas apenas a menos de 5cm de distância dos ímãs, onde a influência do campo magnético ainda se faz sentir, confirmando assim a uniformidade que caracteriza o plasma neste tipo de descarga.

4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

A Figura 8 mostra a densidade de corrente termoiónica J_T emitida pelos filamentos, obtida da temperatura dos filamentos (Figura 6) e de tabelas de propriedades do tungstênio (Espe, 1965). Esta figura mostra também o resultado da divisão da corrente da descarga (500mA) pela área total dos 8 filamentos de diâmetro nominal $107\mu\text{m}$ e comprimento médio $9,3\text{cm}$. O valor obtido ($0,2\text{A/cm}^2$) corresponde à fração dos elétrons emitidos que efetivamente participa da corrente da descarga. Em pressões muito baixas uma parcela dos elétrons emitidos não consegue ultrapassar a carga espacial negativa formada próximo ao filamento e a corrente é limitada por carga espacial ($J_T > 0,2\text{A/cm}^2$). Em pressões mais elevadas os íons cancelam a carga espacial, todos os elétrons emitidos contribuem para a corrente da descarga, e o filamento opera limitado por temperatura ($J_T \sim 0,2\text{A/cm}^2$). Como mostra a Figura 8, a transição entre os dois regimes ocorre na faixa de 10^{-3} a 10^{-2} Pa. A taxa de sublimação do material do filamento pode ser determinada da mesma forma que J_T e se re-

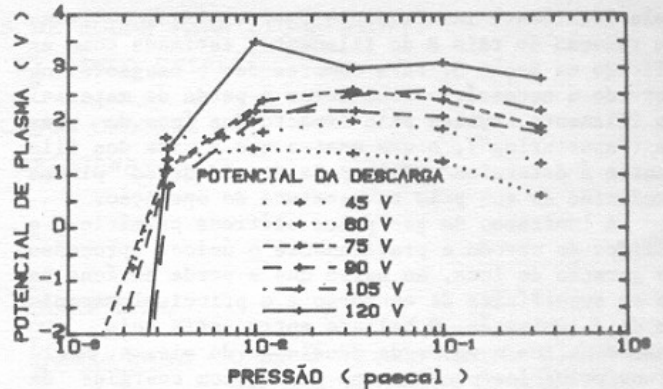


Fig. 4 - Comportamento do potencial do plasma com a pressão e o potencial da descarga.

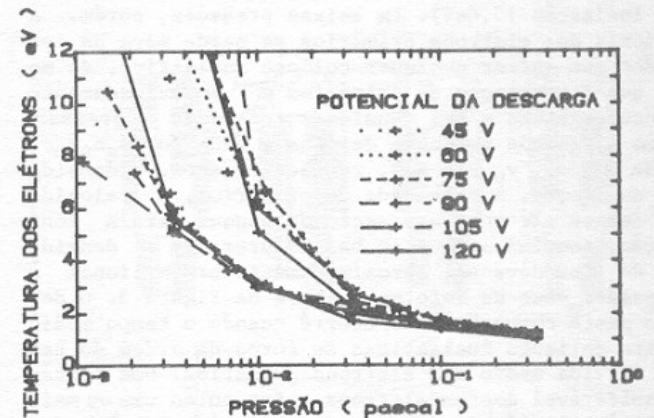


Fig. 5 - Comportamento das duas temperaturas observadas na população de elétrons da PQUI.

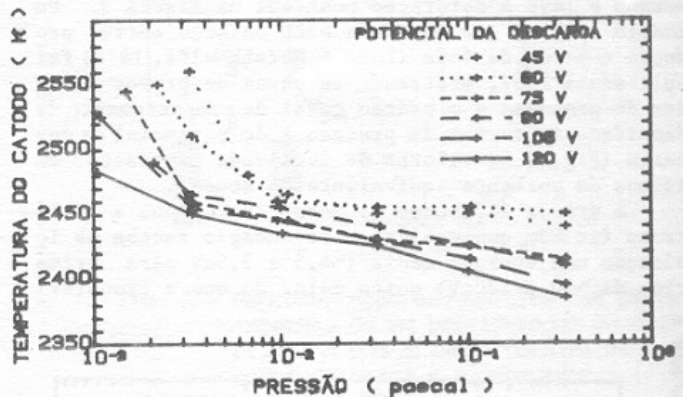


Fig. 6 - Variação da temperatura dos filamentos da PQUI com a pressão e com V_D , para $I_D = 500\text{mA}$.

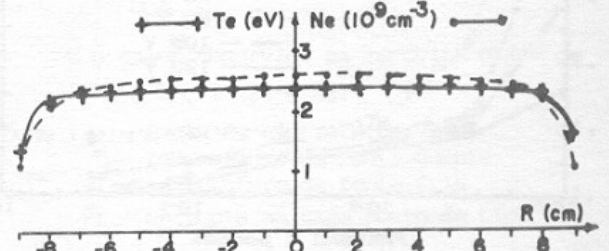


Fig. 7 - Perfis radiais de densidade e temperatura de elétrons na PQUI.

vela totalmente insuficiente para explicar a taxa de redução do raio R do filamento, estimada como explicado na Seção 3. Para compreender o desgaste observado é necessário considerar a perda de material do filamento causada pelo impacto dos íons do plasma ("sputtering"), o que mostra que a vida dos filamentos é determinada mais pela densidade do plasma produzido do que pela temperatura de operação.

A ionização do gás pelos elétrons primários e mitidos do catodo é praticamente o único processo de geração de íons, ao passo que a perda de íons para as superfícies de contorno é o principal mecanismo de deionização. O balanço entre estes dois processos define o valor da densidade do plasma. Os elétrons primários penetram no plasma com energias da ordem de eV_D , onde V_D é o potencial da descarga, e perdem energia em colisões inelásticas com os átomos de argônio (limiar de excitação 11,5eV; limiar de ionização 15,6eV). Em baixas pressões, porém, a maioria dos elétrons primários se perde para as paredes sem sofrer qualquer colisão inelástica, de modo que a população de primários é aproximadamente monoenergética e sua densidade independe da pressão. Como a taxa de produção de íons é dada por $n_p n_p v_p \sigma$, onde n_g , n_p , v_p e σ são, respectivamente, a densidade de átomos, a densidade de primários, a velocidade de destes elétrons e a seção de choque para a ionização, conclui-se que em baixas pressões a densidade de íons deve ser aproximadamente proporcional à pressão, como de fato se observa na Figura 3. O desvio deste comportamento ocorre quando o tempo médio entre colisões inelásticas se torna da ordem do tempo de vida médio dos elétrons primários. Uma fração considerável destes elétrons sofre então uma ou mais colisões inelásticas com o gás e a energia média dos elétrons primários presentes no plasma decresce com a pressão, o que reduz a capacidade de ionização dos mesmos e leva à saturação mostrada na Figura 3. Um modelo simples que descreve este balanço entre produção e perda de íons (Lang & Hershkowitz, 1978) foi aplicado à PQUI, mostrando-se capaz de prever a ordem de grandeza e o padrão geral de comportamento da densidade em termos da pressão e do potencial da descarga (Figura 9; valores de densidade expressos em termos da corrente equivalente da sonda).

A grande diferença de massa entre íons e elétrons faz com que o elétron secundário receba na ionização uma energia média ($\sim 4,5$ a $7,5$ eV para primários de ~ 50 a 120 eV) muito maior do que a transferi-

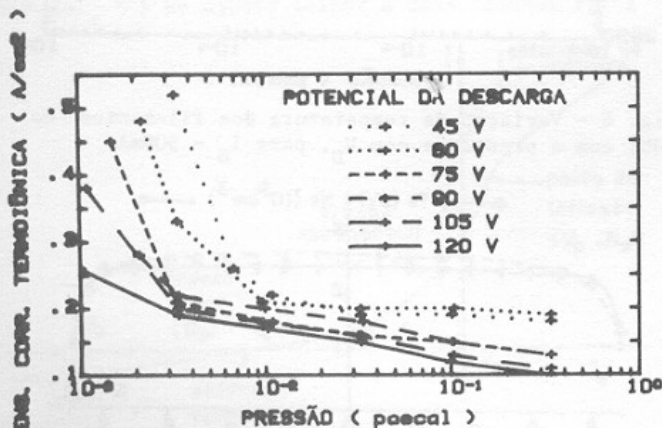


Fig. 8 - Densidade de corrente emitida pelos filamentos, prevista com base na Figura 6.

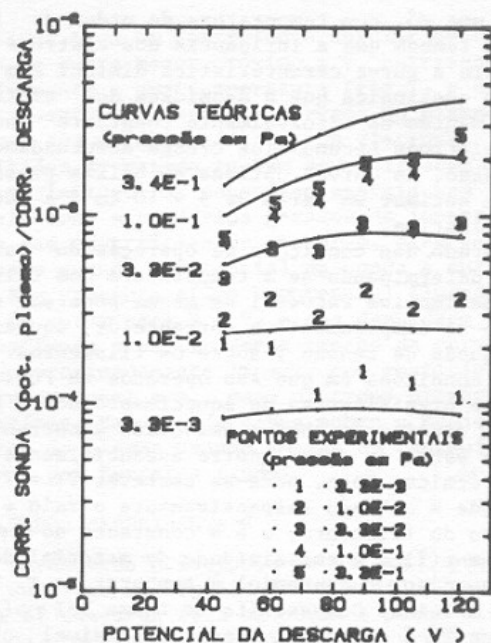


Fig. 9 - Comparação dos valores experimentais de densidade de plasma (corrente de sonda) com valores previstos por um modelo teórico simples.

da ao íon. Isto, aliado à diferença de massas, torna a velocidade dos elétrons muito maior e, conseqüentemente, também a perda de elétrons para as superfícies tende a superar a dos íons. Para preservar sua neutralidade, o plasma adquire então um potencial geralmente positivo em relação ao anodo. A Figura 4 mostra que isto não ocorre em baixas pressões, o que se deve à presença dos elétrons primários, cuja densidade não cai com a pressão, como o corre com os íons. Quando $V_p > 0$, o plasma é positivo em relação a todas as superfícies de contorno, inclusive o anodo, de modo que os elétrons com energia $E < eV_p$ ficam aprisionados e tendem a predominar na distribuição eletrônica. Outro fator que afeta esta distribuição é principalmente o potencial de plasma é a emissão de elétrons secundários das superfícies de contorno, que é sensível ao estado de contaminação destas superfícies e, por isso, dificulta a obtenção de valores reproduzíveis para V_p .

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ESPE, W. *Materials of high vacuum technology, volume 1: metals and metalloids*. Oxford, Pergamon, 1966.
- FERREIRA, J.L. *Fenômenos acústico-iônicos lineares e não-lineares em descargas multi-dipolo magnéticas*. Tese de Doutorado em Física de Plasmas. São José dos Campos, INPE, set. 1986. (INPE-4100-TDL/257).
- LANG, A.; HERSHKOWITZ, N. Multidipole plasma density. *Journal of Applied Physics*, 49(9):4707-4710, Sept. 1978.
- SANDONATO, G.M.; FERREIRA, J.L.; FERREIRA, J.G.; LUDWIG, G.O.; MONTES, A. *Propulsor iônico (PION 1): testes e resultados preliminares*. São José dos Campos, INPE, jun. 1987. (INPE-4200-RPE/545).