

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
INSTITUTO DE FÍSICA
LABORATÓRIO DE PLASMAS

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**MEDIDA DA TEMPERATURA DE ÍONS EM
UM PROPULSOR A PLASMA DO TIPO HALL
VIA ESPECTROSCOPIA ÓPTICA**

GUILHERME MORAIS DE CARVALHO

Janeiro, 2008

Brasília-DF

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
INSTITUTO DE FÍSICA
LABORATÓRIO DE PLASMAS

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**MEDIDA DA TEMPERATURA DE ÍONS EM
UM PROPULSOR A PLASMA DO TIPO HALL
VIA ESPECTROSCOPIA ÓPTICA**

GUILHERME MORAIS DE CARVALHO

ORIENTADOR:

JOSÉ LEONARDO FERREIRA

Janeiro, 2008

Brasília-DF

**MEDIDA DA TEMPERATURA DE ÍONS EM UM
PROPULSOR A PLASMA DO TIPO HALL VIA
ESPECTROSCOPIA ÓPTICA**

Por

Guilherme Morais de Carvalho

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de Brasília como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada por:

José Leonardo Ferreira

(Orientador) IF-UnB

Sebastião William da Silva

IF-UnB

Israel da Silveira Rêgo

IF-UnB

Brasília, Janeiro 2008

Prof. Tarcísio Marciano

Coordenador de Pós-Graduação

Instituto de Física

Universidade de Brasília

“Ando devagar porque já tive pressa e levo esse sorriso porque já chorei demais. Hoje me sinto mais Forte mais Feliz quem sabe. Eu só levo a certeza de que muito pouco eu sei, nada sei (...) Cada um de nós compõe a sua própria História. Cada ser em si carrega o dom de ser capaz... de ser feliz!”

Almir Sater

Agradecimentos

Ao Senhor e meu Deus.

A minha querida família. Meu pai Diógenes, minha mãe Elza e meus irmãos Filippe e Alexandre.

A minha querida namorada Amanda.

Aos meus queridos amigos Pedro, Fábio (Japa), Wiliam, Jonathan, Taygoara, Aaron, Gabriela, Daniela, Adoniel, Evandro, Brunno, Ednardo, Mirian, Rafael, Rodrigo, Leonardo.

Aos professores José Leonardo e Sebastião.

Aos companheiros de laboratório Israel, João, Décio e Ivan.

Ao CNPq, Instituto de Física e a Universidade de Brasília.

A todos aqueles que acreditaram no meu sucesso e que de alguma forma contribuíram realização desse trabalho.

Resumo

A espectroscopia é uma das técnicas mais empregadas para o estudo de plasmas principalmente por se tratar de um método não intrusivo. Outras técnicas de diagnóstico de plasmas com sondas emissivas e analisadores de energia, realizam as medidas mas interferem nas configurações de campo bem como no próprio plasma, esfriando-o e promovendo recombinação de íons. Por outro lado, dados obtidos por espectroscopia permitem a caracterização de inúmeros fenômenos físicos tais como a temperatura de íons e composição do plasma. Dados de densidade de plasma, distribuição de velocidades e direção do fluxo do plasma são baseados no alargamento das linhas espectrais que são medidos diretamente com espectroscopia óptica. É possível também, utilizando técnicas de espectroscopia, medir efeitos como Stark e Zeeman bem como sua contribuição para o perfil da linha espectral obtida experimentalmente. Neste projeto desenvolveu-se um sistema de diagnóstico baseado em espectroscopia óptica aplicado a um propulsor a plasma por efeito Hall, PHALL-01, do laboratório de plasma do IF-UnB. Foram realizadas tomadas de dados do espectro em toda região do visível (3000 a 8000 Å). Posteriormente verificou-se os picos mais persistentes classificando-os afim de se obter a composição do plasma. Realizou-se a medida do alargamento Doppler para o cálculo da temperatura de íons. Caracterizou-se também o plasma do PHALL-01 de forma a se estabelecer um regime estável e ideal de operação para que se estime a aplicabilidade deste tipo de propulsor e sua qualificação espacial.

Abstract

Spectroscopy is one of the most used techniques concerning the study of plasma, owing particularly to the fact that it is a non-intrusive method. Other plasma diagnostic techniques with emissive probe and energy analyzers perform the desired measurement but interfere in the field configuration as well as in plasma itself provoking plasma cooling and ions recombination. On the other hand spectroscopy obtained data, allows characterization of many physical features such as ions temperature and plasma composition. Density plasma data, velocity distribution and plasma flux direction are based on spectral lines broadening which are measured directly from optical spectroscopy. By using spectroscopy techniques it is also possible to measure effects such as Stark and Zeeman's as well as their contribution to experimental obtained spectral line profile. In this project it was developed an optical spectroscopy based system applied to the Plasma Hall Thruster PHALL-01 of UnB's Plasma Laboratory. Data acquisition took place through the entire visible range (3000 to 8000 Å). Following, it was carried out a verification and subsequent classification of the most often appearing peaks for means of obtaining plasma composition. Doppler enlargement measurements were applied in order to calculate ions temperature. The PHALL-01's plasma was also characterized so as to establish an ideal stable operation regime to estimate the applicability of this kind of thruster as well as its spatial qualification.

Sumário

1	Introdução	1
2	Propulsor Hall do LP-IF/UnB	8
2.1	Sistema de Vácuo	8
2.2	O PHALL-01	12
2.2.1	Descrição do Propulsor PHALL-01	12
2.2.2	Parâmetros de Funcionamento do PHALL-01	16
2.2.3	Fração de Massa Ionizada	19
2.2.4	Eficiência Total	20
3	Processos de Emissão de Radiação em Plasmas	23
3.1	Modelo de Equilíbrio Térmico Local (ETL)	23
3.2	Modelo Corona	25
3.3	Modelo Colisional-Radiativo para o Argônio	25
3.3.1	Hipóteses do modelo (C-R)	26
3.3.2	Processos de Excitação e Desexcitação	27
3.3.3	Equação Dependente do Tempo para Densidade Populacional dos Níveis	31
3.4	Mecanismos de Alargamento de Linhas de Emissão	32
3.4.1	Alargamento Natural	33
3.4.2	Alargamento por Pressão	34
3.4.3	Alargamento Doppler	36

3.4.4	Alargamento Zeeman	37
3.4.5	Alargamento Instrumental	37
3.4.6	Combinação de Alargamentos Independentes	38
4	O Experimento: Espectroscopia Óptica de Plasma no Visível Aplicada ao PHALL-01	40
4.1	Montagem Experimental	40
4.1.1	Monocromador SpectraPro-2755	40
4.1.2	Detector de Fótons	42
4.1.3	Fibra Óptica	44
4.1.4	SpectraSense - Interface Computacional	46
4.1.5	Sistema Auxiliar de Aquisição de Dados	48
4.2	Procedimento Experimental	49
4.2.1	Calibração do Sistema Óptico Aquisição de Dados	49
4.3	Montagem Experimental e Acoplamento Óptico	50
5	Resultados Experimentais	53
5.1	Parâmetros de Plasma obtidos com o Sistema Auxiliar de Aquisição de Dados	53
5.2	Identificação das Linhas de Emissão do Espectro Obtido	56
5.3	Medida da Temperatura de Íons	59
6	Conclusão	67
6.1	Perspectivas de Trabalhos Futuros	68
	Lista de Símbolos	73

Lista de Figuras

1.1	Desenho representativo de um propulsor eletrotérmico (<i>Resistorjet</i>).	2
1.2	Propulsor tipo Kaufman. Note a presença de grades para extração e aceleração do plasma.	2
1.3	Propulsor do tipo Hall <i>Air-force Michigan</i>	3
1.4	Propulsor Hall sendo montado (esquerda). PHALL-01 em funcionamento (direita).	5
2.1	Esquema da câmara de vácuo . Em (a) uma visão superior e (b) uma visão lateral. As dimensões são: (1) 48,7cm; (2) 42,1cm; (3) 9,0cm e (4) 77cm.	9
2.2	PHALL-01 (em funcionamento) na antiga câmara de vácuo “ <i>Glass Bell Jar</i> ”.	10
2.3	Projeto em CAD da câmara de vácuo.	11
2.4	Desenho mecânico da câmara de vácuo e simulação em ambiente virtual.	11
2.5	Propulsor Hall sendo montado (esquerda). PHALL-01 em funcionamento (direita).	12
2.6	Sistema de diagnóstico por espectroscopia óptica montado na nova câmara de vácuo.	13
2.7	Esquema geral de funcionamento do propulsor Hall.	14
2.8	Esquema elétrico do PHALL-01.	15

2.9	Figuras esquemáticas da estrutura suporte dos ímãs permanente, do cátodo filamentar, além do ânodo embutido no canal de corrente Hall do propulsor.	16
2.10	Simulação computacional do campo magnético gerado pelos ímãs permanentes que compõe o propulsor PHALL-01.	17
2.11	Sistema de propulsão.	18
3.1	Níveis do átomo e do íon de argônio.	32
3.2	Ilustração das transições entre níveis de energia para o átomo de argônio.	33
3.3	Perfil do alargamento instrumental do monocromador Czerny-Turner para aberturas de 50, 25 e 10 μm das duas fendas do monocromador, utilizando laser de He-Ne com comprimento de onda de 6328Å. O ajuste gaussiano melhor descreve os dados quando comparado ao ajuste lorentziano.	39
4.1	Esquema da montagem de um monocromador Czerny-Turner: duas fendas sendo uma de entrada e uma de saída (F_e e F_s), dois espelhos esféricos côncavos de distância focal 51cm sendo um colimador e um focalizador (E_c e E_f) e uma grade de difração por reflexão G_d . Os raios de luz são representados pelas linhas cheias.	41
4.2	Modelo de funcionamento de uma grade de difração por reflexão.	42
4.3	Esquema de um detector de fótons do tipo fotomultiplicadora composto por um tubo fotomultiplicador e por um circuito TTL.	43
4.4	Esquema de funcionamento de um tubo fotomultiplicador.	43
4.5	Desenho esquemático da estrutura geral de uma fibra óptica.	45
4.6	Fotografia da fibra óptica em todo seu comprimento.	46
4.7	Fotografia da face de saída da fibra óptica.	46
4.8	Modelo das faces de entrada e saída da fibra óptica modelo LG-445-0201 utilizada no experimento de espectroscopia óptica aplicada ao PHALL-01	47

4.9	Programa de aquisição e de tratamento de dados ópticos SpecraSense Acquisition and Analysis.	48
4.10	Sistema programado de tomada de dados utilizando dois multímetros Agilent 34401 A. O primeiro realiza a varredura de uma fonte de tensão. O segundo coleta dados da corrente que atravessa a sonda de Langmuir.	50
4.11	Curva Característica da sonda de Langmuir $I \times V$. Parâmetros de operação: pressão $7,8 \times 10^{-4} Torr$; corrente no cátodo $4,5A$; tensão no ânodo $400V$	51
4.12	Desenho esquemático da montagem experimental e acoplamento óptico do espectrômetro à câmara de vácuo.	52
5.1	Curva característica da sonda de Langmuir $I \times V$. Parâmetros de operação: pressão $7,8 \times 10^{-4} Torr$; corrente no cátodo $4,5A$; tensão no ânodo $400V$	54
5.2	Gráfico mono-log de $I \times V$. A reta mostrada ilustra o ajuste de mínimos quadrados da parte exponencial da curva.	55
5.3	Espectro de emissão no visível (3000 a 8000Å) do plasma produzido pelo propulsor PHALL-01 variando-se a tensão aplicada no ânodo ($350V$, $400V$, $450V$). Parâmetros de operação: pressão $5,5 \times 10^{-4} Torr$; corrente no cátodo $4,0A$. Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador $100V$; tempo de integração do circuito TTL $200ms$; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu m$; passo da grade de difração por reflexão 10Å	57

5.4	Espectro de emissão do pico característico do argônio (5145 Å). Parâmetros de operação: pressão $7,0 \times 10^{-3} Torr$; corrente no cátodo 4,0A; tensão no ânodo 450V. Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador 100V; tempo de integração do circuito TTL 200ms; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu m$; passo da grade de difração por reflexão 0,01Å.	60
5.5	Espectro de emissão do pico persistente do argônio (6032 Å). Parâmetros de operação: pressão $1,0 \times 10^{-3} Torr$; corrente no cátodo 4,0A; tensão no ânodo 350V. Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador 100V; tempo de integração do circuito TTL 200ms; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu m$; passo da grade de difração por reflexão 0,01Å.	62
5.6	Espectro de emissão do pico persistente do argônio (6032 Å). Parâmetros de operação: pressão $5,5 \times 10^{-4} Torr$; corrente no cátodo 4,0A; tensão no ânodo 400V. Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador 100V; tempo de integração do circuito TTL 200ms; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu m$; passo da grade de difração por reflexão 0,01Å.	63
5.7	Espectro de emissão do pico persistente do argônio (6032 Å). Parâmetros de operação: pressão $2,0 \times 10^{-3} Torr$; corrente no cátodo 4,0A; tensão no ânodo 400V. Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador 100V; tempo de integração do circuito TTL 200ms; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu m$; passo da grade de difração por reflexão 0,01Å.	64

Capítulo 1

Introdução

A propulsão a plasma tem fundamental importância nos projetos espaciais em todo mundo [1]. Suas aplicações vão desde o controle de altitude e órbita de satélites geoestacionários até projetos de exploração espacial utilizando sondas interplanetárias.

Os propulsores iônicos são propulsores elétricos que apresentam elevado impulso específico e reduzido empuxo. Diferentemente dos propulsores químicos que necessitam de grande quantidade de combustível, os propulsores iônicos utilizam pouca massa propelente para realizarem a mesma tarefa. Portanto, a utilização de propulsores iônicos é fortemente indicada para missões espaciais de longa duração onde haja necessidade de pequeno empuxo (da ordem de miliNewtons), alta eficiência elétrica, baixo consumo de propelente e alto impulso específico [2, 3].

Os propulsores elétricos classificam-se em três diferentes tipos: eletrotérmicos, eletrostáticos e eletromagnéticos. Propulsores eletrotérmicos são aqueles em que a potência elétrica é destinada a aquecer o propelente, sendo este acelerado por expansão térmica produzindo assim o empuxo. Figura 1.1.

Propulsores eletrostáticos têm como princípio de funcionamento a aceleração de partículas carregadas por campos eletrostáticos. São as fontes do tipo Kaufman, as quais possuem um par (ou um trio) de grades para extração e aceleração do plasma. Ver figura 1.2.

Na propulsão eletromagnética, o plasma de um propelente é acelerado pela

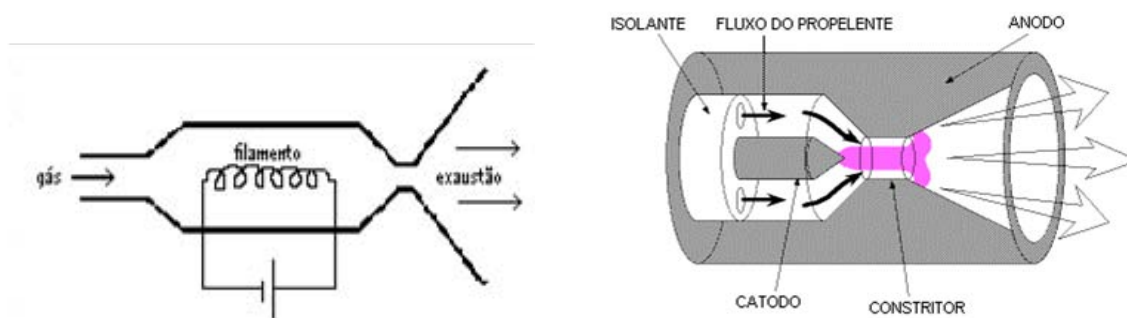


Figura 1.1: Desenho representativo de um propulsor eletrotérmico (*Resistorjet*).

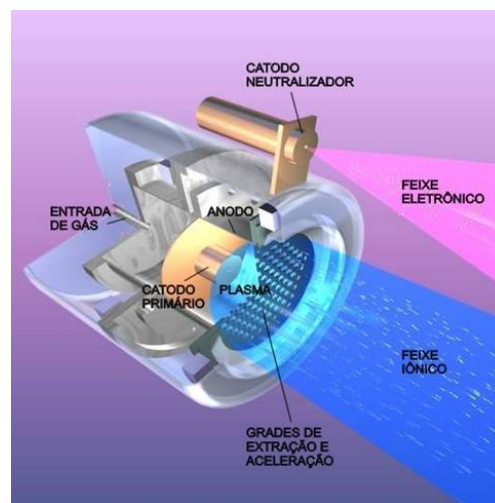


Figura 1.2: Propulsor tipo Kaufman. Note a presença de grades para extração e aceleração do plasma.



Figura 1.3: Propulsor do tipo Hall *Air-force Michigan*.

combinação dos campos elétricos e magnéticos. Figura 1.3. Como exemplo pode-se destacar as fontes por efeito Hall (PHALL-01), o VASIMIR (Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket) e propulsores pulsados conhecidos como MPD (Magnetoplasma dynamic) .

O propulsor a plasma desenvolvido no Laboratório de Plasma do Instituto de Física da Universidade de Brasília baseia-se no assim chamado “efeito Hall”. O “Propulsor Hall” utiliza os efeitos dos campos elétricos e magnéticos cruzados para produzir um feixe de íons com velocidade suficiente para movimentar satélites e veículos espaciais. Os íons são acelerados pelo campo elétrico que surge no interior do canal do propulsor devido à separação dos elétrons dos íons provocada pelo efeito Hall. Os elétrons são confinados pelo campo magnético, que é maior na saída do canal, de modo que os mesmos geram um campo elétrico que acelera os íons para o exterior.

O “Propulsor Hall”, também conhecido como Stationary Plasma Thruster (SPT), foi primeiramente idealizado por cientistas russos no início dos anos 60 e testado com sucesso na série de satélites russos METEOR. O primeiro satélite a utilizar um propulsor SPT para se manter em órbita foi o Meteor 1 lançado em 1969. Porém, com a decadência do regime soviético na década de 80, os investimentos em determinados projetos na área espacial diminuíram bruscamente mudando, em

meados dos anos 90, o pólo de desenvolvimento de Propulsores Hall para países como a França (Centre National de Etudes Spaciales) e os Estados Unidos (Glen Space Center). Atualmente o desenvolvimento de tecnologia de propulsores do tipo Hall vem sendo incentivado devido a sua alta eficiência e simplicidade de funcionamento [3, 4].

O interesse pela propulsão iônica no Brasil iniciou-se em 1978 quando foi lançada a Missão Espacial Completa Brasileira (MECB) realizada pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) e pelo Centro Tecnológico de Aeronáutica (CTA). Desde então, ambas instituições investem em pesquisas a fim de desenvolver fontes de plasmas para a propulsão elétrica. O Laboratório Associado de Plasmas (LAP/INPE) produziu em 1985 o primeiro protótipo de um propulsor iônico, o PION 01. Foi proposto seu teste no Satélite de Coleta de Dados 2 (SCD 2). Embora o teste não tenha se realizado, existem inúmeras propostas de utilização do propulsor iônico como a colocação de um propulsor em um satélite científico do INPE [5, 6].

A maioria dos Propulsores Hall até hoje desenvolvidos utiliza corrente elétrica para produzir o campo magnético necessário para a aceleração de íons e elétrons. O propulsor iônico desenvolvido no Laboratório de Plasma do Instituto de Física da Universidade de Brasília (LP-IF/UnB), PHALL-01, mostrado na figura 1.4, tem como característica peculiar a utilização de ímãs permanentes para o estabelecimento do campo magnético. Tal característica possibilita uma redução considerável no consumo de energia já que não é necessária a alimentação de bobinas de circuitos elétricos para geração de campos magnéticos. A redução no consumo de potência em um satélite é de extrema importância pois a maioria dos satélites não dispõe de grande quantidade de potência elétrica.

Com o sucesso obtido pelos primeiros propulsores do tipo Hall desenvolvidos por pesquisadores russos, outros países com França e EUA passaram a desenvolver esse tipo de propulsor no início da década de 90. Surge então a necessidade de uma melhor caracterização do plasma produzido na descarga Hall. Inicialmente utilizaram-se sondas emissivas como a sonda de Langmuir. Porém a perturbação

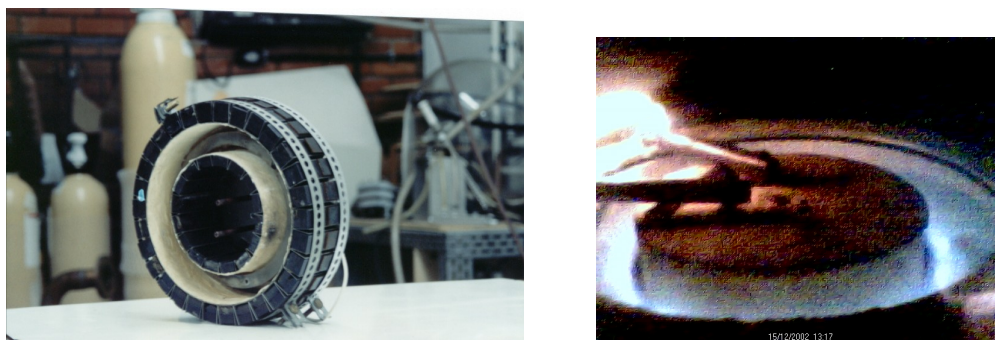


Figura 1.4: Propulsor Hall sendo montado (esquerda). PHALL-01 em funcionamento (direita).

causada por esse diagnóstico modificava as condições iniciais do plasma esfriando-o, promovendo recombinação de íons e gerando resultados que não representavam fidedignamente a realidade. Viu-se então a necessidade de um sistema de diagnóstico não intrusivo que permitisse a realização de medidas sem necessariamente perturbar o sistema. A espectroscopia óptica foi então considerada um método ideal por se tratar de um método não intrusivo e altamente preciso.

Este projeto visa a implementação de um sistema de diagnóstico baseado em espectroscopia óptica. Sabe-se que a espectroscopia óptica é um método de análise da radiação emitida por uma fonte luminosa. Ao contrário do que ocorre com sondas eletrostáticas, sua principal vantagem é a de ser um modelo de diagnóstico não-intrusivo, ou seja, ao realizar uma tomada de dados não altera as propriedades físico-químicas do plasma. Com informações geradas por espectroscopia óptica pode-se determinar e quantificar vários fenômenos como a espectroscopia no ultravioleta de vácuo (2000 a 100 Å), que permite identificar a composição do plasma, medir a densidade de elétrons livres e a temperatura dos íons em plasma espaciais [7]. A espectroscopia de raio-X (10 a 0.1 Å) permite medir as flutuações magnetohidrodinâmicas [8], já a radiometria de microonda fornece dados acerca do perfil radial da temperatura dos elétrons livres. Neste trabalho abordaremos tão

somente a espectroscopia óptica no visível (3000 a 8000 Å) que permite medir a temperatura dos íons no feixe de plasma do propulsor Hall da UnB.

O fato de que cada elemento químico estar associado com um único espectro óptico constitui um dos aspectos surpreendentes da natureza. Além disso, não somente os átomos possuem espectros característicos, as moléculas e os núcleos também. Esses objetos emitem e absorvem radiação eletromagnética a certas frequências definidas que vão desde as ondas de rádio (para as moléculas) até a região dos raios-X (que possuem comprimento de onda muito curto) ou raios gama (para os núcleos).

Evidentemente cada tipo de diagnóstico por espectroscopia, bem como seus procedimentos e instrumentos utilizados, dependem unicamente das características do plasma em estudo ("quente" ou "frio", pulsado ou estacionário) e do intervalo de emissão em comprimento de onda ou frequência que será observado.

Este projeto tem como objetivo desenvolver um sistema de diagnóstico baseado em espectroscopia óptica aplicado ao propulsor a plasma PHALL desenvolvido no laboratório de plasma da UnB. Deve-se também caracterizar o plasma do PHALL de forma que se estabeleça um regime estável e ideal de operação para que se estime a aplicabilidade deste tipo de propulsor e sua qualificação espacial.

No capítulo 2 são descritos os aspectos constitutivos do PHALL-01 e toda a estrutura física e logística. Trata-se da tecnologia de vácuo aplicada ao propulsor Hall do LP-IF/UnB.

O capítulo 3 é dedicado ao estudo da teoria de emissão de radiação por elementos de um plasma. Neste capítulo apresenta-se a teoria necessária para a compreensão dos fenômenos de emissão que ocorrem no propulsor Hall e os principais mecanismos de alargamento das linhas espectrais.

No capítulo 4 é descrito o experimento realizado: espectroscopia óptica de plasma no visível aplicada ao PHALL-01. São explicados seus detalhes e a instrumentação necessária para a montagem experimental. Primeiramente é apresentado o aparato experimental: monocromador, detector de fótons, fibra óptica, placa interface GPIB e o software SpectraSense. Em um segundo momento são descritos os

procedimentos experimentais necessários e indispensáveis para o funcionamento do monocromador. Neste caso, são abordadas as dificuldades instrumentais e experimentais relativas à montagem.

No capítulo 5, os resultados obtidos nos experimentos são apresentados e discutidos.

Por fim, as conclusões e comentários acerca dos assuntos tratados nos capítulos 3, 4 e 5 são abordados no capítulo 6.

Capítulo 2

Propulsor Hall do LP-IF/UnB

2.1 Sistema de Vácuo

Sabe-se que o plasma é um gás ionizado composto por elétrons e íons que respondem a campos eletromagnéticos e possuem comportamento coletivo. No entanto, a condição básica para a criação e manutenção de um plasma é que os íons possuam um livre caminho médio suficientemente grande, de tal modo que as colisões com moléculas neutras (presentes no ambiente atmosférico) não promovam recombinação de íons. Por este motivo, para qualquer experimento envolvendo a física de plasmas se faz necessário uma tecnologia de vácuo associada.

Inicialmente o experimento óptico com o PHALL-01 foi montado no interior de uma pequena câmara de vácuo do tipo “*Glass Bell Jar*”, da Materials Research Company, de 87cm de comprimento útil e 42cm de diâmetro, o que proporciona um volume útil de 120 litros. O vácuo é feito e mantido por duas bombas. A primeira delas é uma bomba mecânica *Pffifer Vacuum*, com capacidade nominal de bombeamento de $35m^3/h$. Esta produz, na câmara de vácuo vazia, uma pressão de 3×10^{-3} Torr. Já com toda a fonte de plasma instalada, incluindo sistemas de diagnósticos, a pressão satura em $1,5 \times 10^{-2}$ Torr. A segunda é uma bomba difusora MRC, com capacidade de bombeamento estimada em $500l/s$. Esta é ligada quando

a pressão no interior da câmara chega a 10^{-2} Torr e é capaz de reduzir esta pressão até 3×10^{-5} Torr, esteja a câmara vazia ou com todo o sistema instalado nela. Para isso, no entanto, é necessário que se utilize a armadilha criogênica presente no bocal da bomba difusora MRC, pois a armadilha reduz a temperatura do óleo da bomba e permite, assim, uma aumento da eficiência na redução da pressão. O pré-vácuo é medido com uma sonda Pirani colocada no bocal da bomba difusora. Esta mede em um intervalo entre 10^3 Torr e 10^{-4} Torr. O alto vácuo é medido por um Magnetron afixado em uma das flanges que mede em um intervalo entre 10^{-3} Torr e 10^{-7} Torr. Todos estes são controlados por um "Active Gauge Controller" da *Boc Edwards* que permite resolução de 10% em cada escala. Com os dados desses medidores, principalmente o Magnetron, infere-se o fluxo de massa.

Com a montagem do propulsor nessa câmara restavam somente 60cm para a caracterização do plasma e obtenção do espectro luminoso. Apesar do pequeno espaço no interior da câmara, a visualização do feixe de plasma era possível e os dados ópticos produzidos nesta dissertação foram obtidos utilizando este sistema de vácuo. Diante disso, viu-se a necessidade de uma câmara de vácuo com dimensões

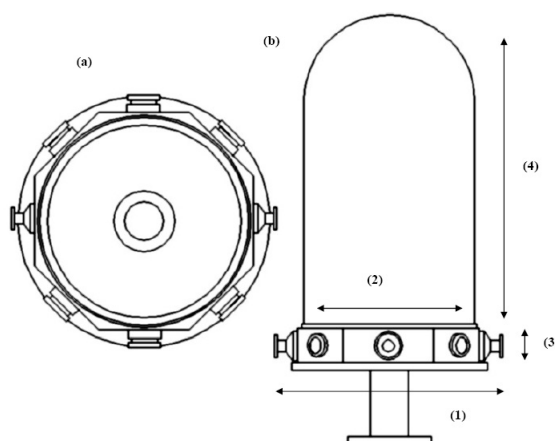


Figura 2.1: Esquema da câmara de vácuo . Em (a) uma visão superior e (b) uma visão lateral. As dimensões são: (1) 48,7cm; (2) 42,1cm; (3) 9,0cm e (4) 77cm.



Figura 2.2: PHALL-01 (em funcionamento) na antiga câmara de vácuo “*Glass Bell Jar*”.

mais apropriadas a receber um experimento deste tipo.

A nova câmara de vácuo utilizada nos experimentos com o propulsor Hall foi totalmente desenvolvida e construída pela equipe do laboratório de plasma do IF/UnB e com auxílio dos técnicos da oficina mecânica do IF/UnB. Sua construção levou vários meses e exigiu solução de inúmeros problemas de caráter prático até que estivesse completamente pronta para testes. A nova câmara de vácuo tem formato cilíndrico de 2,0 metros de comprimento por 0,6 metros de diâmetro e possui 16 flanges distribuídas ao longo de toda a câmara. Possui também entradas para os medidores de pressão, primeiro passador de corrente, passador de propelente (controlado automaticamente por um medidor de fluxo de massa), segundo passador de corrente, passador de potência para polarização do ânodo, a entrada das duas bombas difusoras, controle de movimentação horizontal dos diagnósticos, entre outros (ver figuras 2.3 e 2.4).

O vácuo é feito e mantido por três bombas, sendo uma mecânica e duas difusoras. A primeira delas (bomba mecânica *Pffifer Vacuum*) tem capacidade nominal de 3×10^{-3} Torr. Porém, com todo o sistema de propulsão montado a pressão satura em $1,5 \times 10^{-2}$ Torr. As duas outras são bombas difusoras MRC com capacidade de

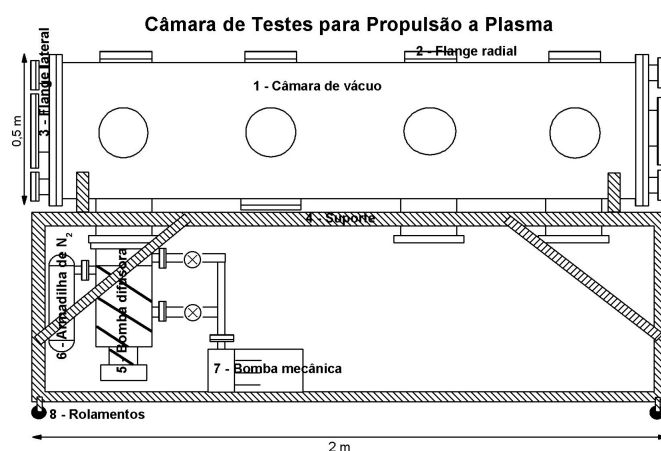


Figura 2.3: Projeto em CAD da câmara de vácuo.

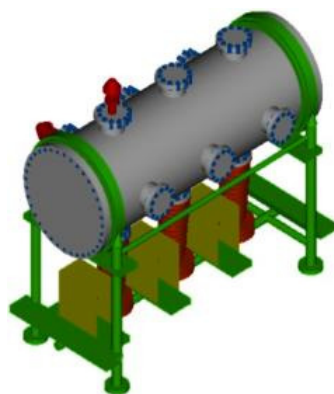


Figura 2.4: Desenho mecânico da câmara de vácuo e simulação em ambiente virtual.

bombeamento estimada de 500 l/s. Estas são ligadas quando a pressão chega a 10^{-2} Torr no interior da câmara de vácuo e são capazes de produzir juntas um vácuo de 2×10^{-5} Torr com todo o sistema instalado e com a ajuda da armadilha criogênica presente no bocal das bombas difusoras. É válido ressaltar que essas bombas difusoras apresentam um circuito de resfriamento independente. Este circuito deve ser alimentado com volume abundante de água para manter o resistor de potência que aquece o óleo da bomba resfriado e funcionando em temperatura adequada. Qualquer problema com o fluxo de água implica no mau funcionamento do sistema de vácuo podendo até mesmo danificar as bombas difusoras e causar acidentes graves.

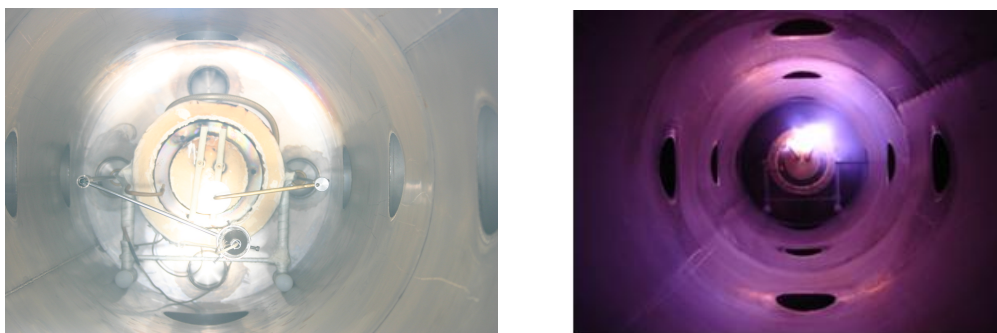


Figura 2.5: Propulsor Hall sendo montado (esquerda). PHALL-01 em funcionamento (direita).

Para evitar esse tipo de problema está sendo instalado no laboratório de plasmas um circuito interno de resfriamento que fornece maior grau de confiabilidade e segurança no caso de interrupção no fornecimento de água. Além disso a nova câmara de vácuo recebe também, em pouco tempo, uma nova bomba difusora de 1000 l/s que, aliada às outras bombas, será capaz de diminuir a pressão de fundo de 2×10^{-5} torr para 5×10^{-7} torr.

O sistema de diagnóstico por espectroscopia óptica está sendo montado e testado na nova câmara de vácuo porém encontra-se ainda em fase de testes.

2.2 O PHALL-01

2.2.1 Descrição do Propulsor PHALL-01

Propulsores do tipo Hall pertencem à classe de propulsores elétricos que podem atuar tanto na propulsão primária como na propulsão secundária de satélites em órbita da Terra e em veículos espaciais em missões no sistema solar. No caso específico do propulsor Hall, a propulsão é obtida a partir de plasma gerado por descarga termoiônica em ambiente magnetizado. O plasma é acelerado pela com-

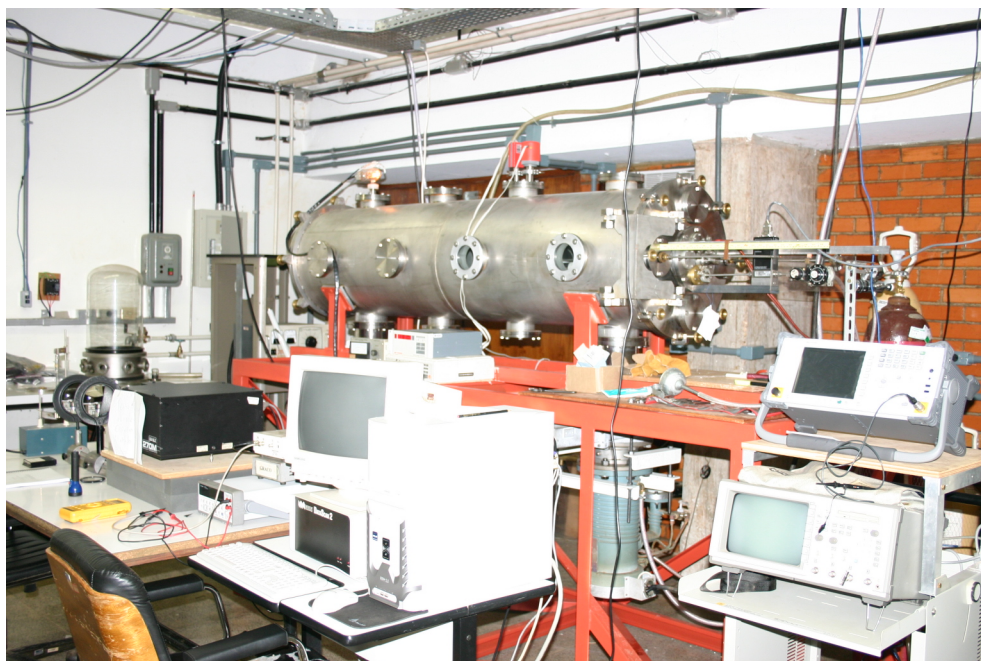


Figura 2.6: Sistema de diagnóstico por espectroscopia óptica montado na nova câmara de vácuo.

binção de campos elétrico e magnético cruzados existentes no interior do canal do propulsor. Tem-se que a corrente de elétrons J^- proveniente de um cátodo é lançada em direção ao ânodo que se encontra no fundo do canal. O campo magnético, predominantemente radial, força esta corrente de elétrons a derivar no interior do canal, formando a corrente Hall J_H . Esta é responsável pela ionização do gás neutro, injetado logo atrás do ânodo, e pela aceleração do plasma devido a interação entre a corrente Hall e o campo magnético [6]

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{1}{n} \vec{J}_H \times \vec{B}, \quad (2.1)$$

como mostra a figura 2.7.

No PHALL-01 o plasma é produzido por impacto eletrônico. Elétrons provenientes do cátodo filamntar de tungstênio (W) com 0,3 mm de espessura e 5,0cm de comprimento, recoberto com óxido de bário (BaO) a fim de aumentar a emissão de elétrons (redução da função trabalho), ionizam o gás argônio (Ar) que é inserido no

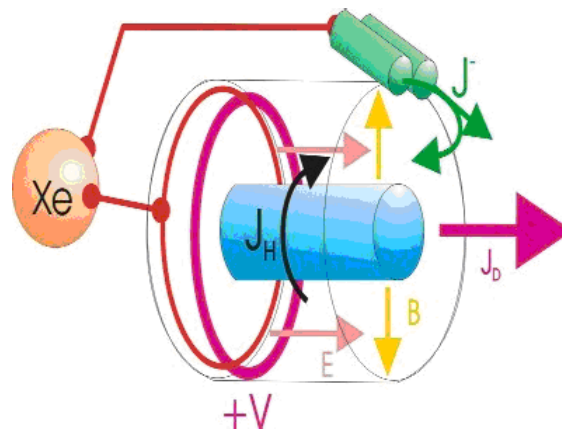


Figura 2.7: Esquema geral de funcionamento do propulsor Hall.

canal através de pequenos tubos posicionados atrás do ânodo. A eficiência deste tipo de ionização está claramente ligada à quantidade de elétrons emitidos pelo cátodo. Daí a necessidade do uso de cátodos especiais, como o cátodo oco, que, além do grande poder de emissão de elétrons, possui alta durabilidade e estabilidade de corrente de emissão.

Nos experimentos realizados no LP-IF/UnB, o propulsor Hall utiliza basicamente duas fontes de energia. Ver figura 2.8. São elas fontes de corrente que aquecem o cátodo emissor e a fonte de tensão que alimenta o ânodo no interior do canal cilíndrico do propulsor e produzem, assim, a descarga termo-iônica entre o ânodo e o cátodo. No caso específico do PHALL-01, utilizamos uma potência elétrica total que varia entre 300W e 600W. Esta potência depende, entre outros fatores, da pressão de argônio no canal de geração da corrente Hall. Para realizar os diagnósticos básicos, como densidade e temperatura eletrônica no canal, densidade de corrente de plasma ejetado e de energia de íons (velocidade de exaustão do plasma), utilizam-se duas fontes de 0-500V e 0-2 A para polarização de grades e coletores de íons e elétrons.

O PHALL-01 utiliza o campo magnético produzido por barras de ímãs permanentes de ferrita com dimensões capazes de produzir um campo uniforme de 200 gauss no interior do canal onde é formada a corrente Hall: comprimento de 7cm,

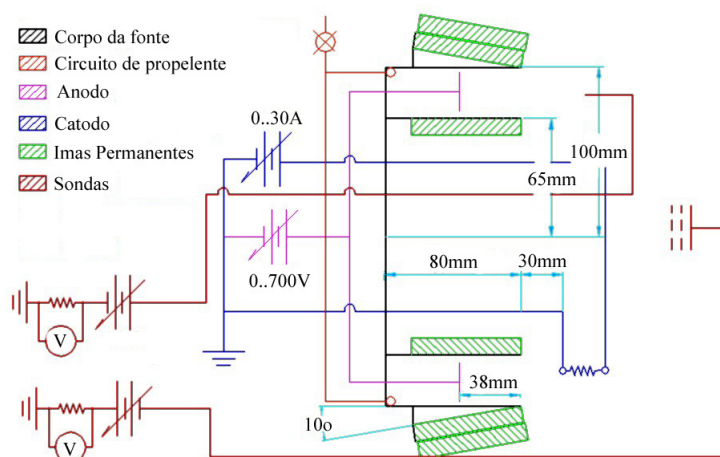


Figura 2.8: Esquema elétrico do PHALL-01.

largura de 2cm e espessura de 1cm. O campo radial é produzido quando os ímãs são dispostos ao longo de círculos correspondentes aos dos cilindros externo e interno da carcaça do propulsor. O primeiro protótipo do PHALL (figura 2.9) é feito com folhas de aço inox (316 L) de 1,5mm de espessura. Os ímãs são presos por cinturões também metálicos pois, como mantém as mesmas faces voltados para o canal, a força magnética tende a deslocá-los devido a repulsão mútua. Outra peculiaridade é a posição do ânodo: em forma de anel, colocado no interior do canal de largura 4cm e profundidade de 3,8cm, dada pela posição do ânodo. Estes parâmetros são ajustados a partir dos raios de giro ciclotrônico dos elétrons e dos íons. $r_{ce} < L < r_{ci}$ em que (L) é a profundidade do canal.

Para o melhor entendimento dos aspectos constitutivos elaborou-se um modelo virtual do propulsor Hall. A importância de se ter um modelo virtual reside no fato de que os dados gerados por este modelo servem como base de dados para outros programas de simulação tais como os de simulação de campo magnético gerado pelos ímãs, campo elétrico gerado pelo ânodo, simulação de órbitas, entre outras [6].

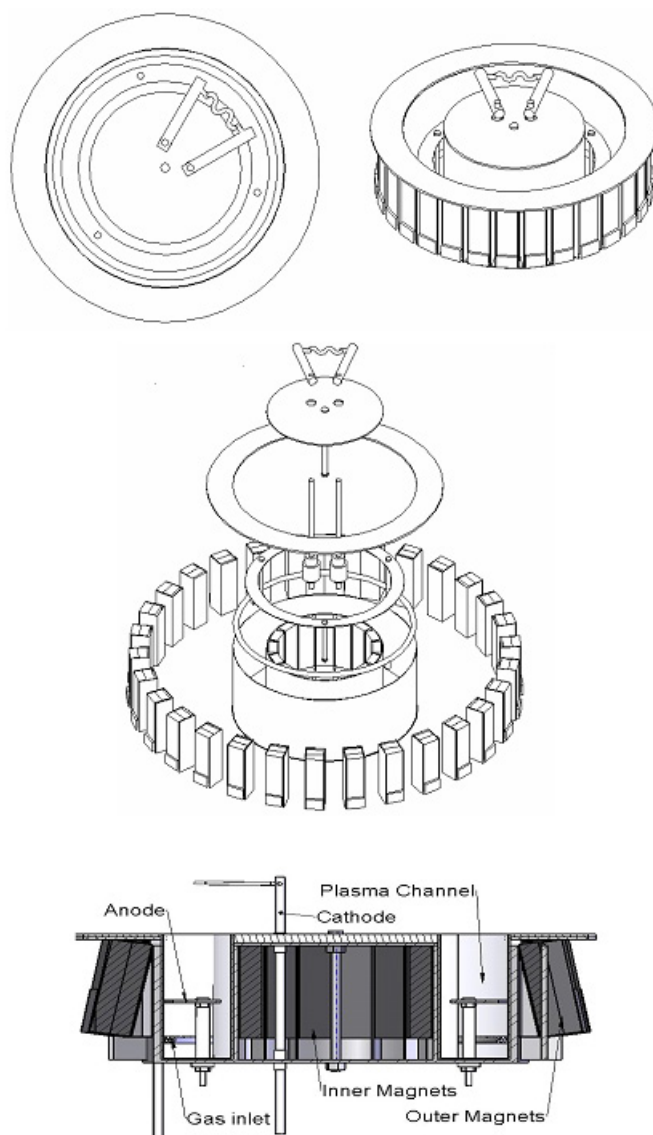


Figura 2.9: Figuras esquemáticas da estrutura suporte dos ímãs permanente, do cátodo filamentar, além do ânodo embutido no canal de corrente Hall do propulsor.

2.2.2 Parâmetros de Funcionamento do PHALL-01

O projeto do propulsor Hall com ímãs permanentes (PHALL-01) que já se encontra em desenvolvimento no Laboratório de Plasmas do IF/UnB desde 2004 tem seus parâmetros de funcionamento ainda em fase de investigação. No caso de

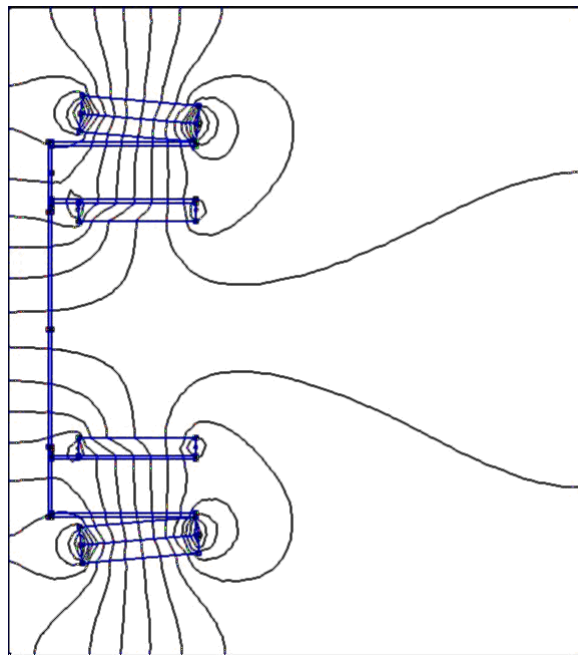


Figura 2.10: Simulação computacional do campo magnético gerado pelos ímãs permanentes que compõe o propulsor PHALL-01.

fontes de plasma para propulsão, os principais parâmetros são o empuxo e o impulso específico.

Sabe-se que tais parâmetros são expressos sempre como função das propriedades do sistema de propulsão: potência elétrica e fluxo de massa. É mostrado um esquema completo de um sistema de propulsão a plasma do tipo Hall para satélites na figura 2.11. Verifica-se que há um subsistema de condicionamento de potência que aloca energia elétrica proveniente de painéis solares e distribui a potência de uma central formada por baterias recarregáveis de Lítio ou Níquel-Cádmio. Há também um subsistema em que se apresenta apenas a fonte de plasma (4-Ânodo, 5-Corpo do propulsor, 6-Cátodo oco). E por fim um subsistema de armazenamento de propelente (1-Tanque do propelente, 2-Válvula de controle de fluxo, 3-Válvula de controle de fluxo de gás para o catodo).

O catodo oco é um emissor de elétrons de alta eficiência que possui cavidade

cilíndrica contendo plasma produzido por descarga termoiônica. Os elétrons são extraídos eletricamente do pequeno plasma gerado na cavidade e arremessados na direção do canal do propulsor, colidindo com átomos neutros e gerando íons no plasma do propulsor.

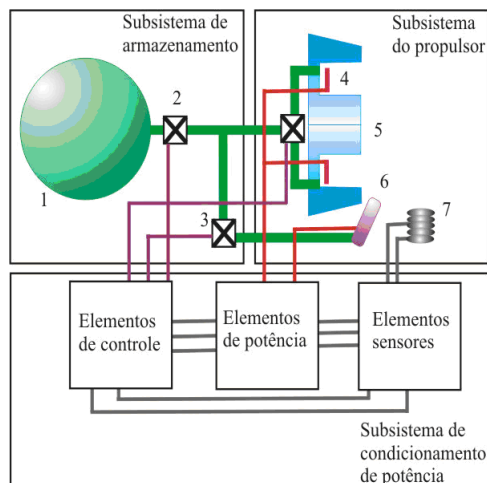


Figura 2.11: Sistema de propulsão.

O empuxo \vec{T} gerado pelo propulsor Hall é dado por:

$$\vec{T} = \vec{U} \frac{d}{dt} m, \quad (2.2)$$

em que \vec{U} é a velocidade de exaustão do propelente, considerada constante no tempo, e dm/dt pode ser interpretado como o fluxo de massa exaurida.

A potência elétrica (P_W) despejada no sistema é transformada em energia cinética (K) na forma:

$$\begin{aligned} P_W &= \frac{d}{dt} E = \frac{d}{dt} K = \frac{d}{dt} \frac{m}{2} v^2 \\ P_W &= \frac{1}{2} \dot{m} U^2, \end{aligned} \quad (2.3)$$

tem-se então que a velocidade de exaustão e a potência elétrica se relacionam na forma:

$$U = \sqrt{\frac{2P_W}{\dot{m}}}. \quad (2.4)$$

Portanto, o empuxo máximo (assumindo que toda potência elétrica disponível é convertida em empuxo) é dado por :

$$T = \dot{m} \sqrt{\frac{2P_W}{\dot{m}}}. \quad (2.5)$$

No entanto, assumindo uma forma mais realista, pode-se considerar a corrente do feixe de plasma i_F obtida a partir de uma sonda de Langmuir e obter o chamado empuxo empírico:

$$T = \dot{m} \frac{i_F}{Aqn}, \quad (2.6)$$

em que A é a área total do canal de aceleração do feixe, q é a carga elementar das partículas da corrente e n é a densidade do feixe.

Todas as variáveis dessa equação são mensuráveis, sendo os erros associados a ela oriundos das diferentes espécies de ions e átomos ejetados pelo propulsor.

Já o impulso específico I_{sp} pode ser entendido como o tempo de vida útil de um sistema de propulsão. Quanto maior o impulso específico, medido em segundos, menor é o fluxo de propelente necessário para a produção de um certo empuxo.

$$I_{sp} = \frac{T}{\dot{m}g}, \quad (2.7)$$

em que (g) representa a gravidade local.

2.2.3 Fração de Massa Ionizada

Um importante parâmetro para avaliar uma fonte de plasmas qualquer é estimar a fração de massa ionizada fmi . Esta quantidade também pode ser chamada de eficiência da utilização do propelente [9] ou eficiência de ionização. É definida como sendo a razão entre o fluxo de massa de íons e o fluxo de massa de elétrons.

Para que seja uma quantidade mensurável, deve-se escrever esta definição com base nas densidades de partículas [6]:

$$\eta_{fmi} = \frac{MAn_i v_i}{\dot{m}}, \quad (2.8)$$

onde M é massa dos íons, n_i a densidade de íons, (A) é a área útil da fonte onde é produzido o plasma.

A eficiência de ionização chega a 90% em algumas fontes de plasma graças a mecanismos como antenas helicoidais em plasmas produzidos por radio frequência (RF). Para uma ionização do tipo impacto eletrônico, como é o caso dos propulsores do tipo Hall, esta quantidade é bem menor, em torno de 5% devido ao processo colisional não ser ainda o ideal. A eficiência de ionização pode atingir um máximo na região do canal onde está presente a corrente Hall 50%, se for utilizado o catodo oco como emissor de elétrons.

Pode-se escrever o impulso específico como função da fração de massa ionizada e com isto obter a relação direta entre as duas quantidades:

$$I_{sp} = \eta_{fmi} \frac{v_i}{g}. \quad (2.9)$$

2.2.4 Eficiência Total

Para calcular a eficiência total de uma fonte de plasma, deve-se primeiramente obter o Custo de Energia. Este é a soma de toda a potência elétrica empregada na fonte de plasma para sua operação. Ou seja:

$$P_S = \sum_i P_i = P_d + P_m + P_{fil} + P_o. \quad (2.10)$$

Onde considera-se a potência envolvida na descarga (P_d), no circuito magnético (P_m), nos filamentos (P_{fil}) e em qualquer outra necessidade (P_o). Podemos utilizar a conhecida expressão da potência como sendo produto da corrente com a tensão, de modo que:

$$P_S = i_F V^*. \quad (2.11)$$

Sendo que i_F a corrente do feixe, e V^* é a energia potencial requerido por íon, possuindo unidade de eV/íon. É comum em fontes de plasma se obter V^* entre 90eV/íon e 250eV/íon.

Tendo o custo de energia da fonte, define-se a eficiência elétrica da fonte. A potência total soma toda a potência utilizada na fonte (P_s), com a potência do feixe (P_F), que pode ser escrita como $i_F V_o$, onde V_o é o potencial que forma o feixe. Assim, a potência total será:

$$P_T = P_F + P_S = i_F V_d + i_F V^* = i_F (V_d + V^*), \quad (2.12)$$

para V_d sendo o potencial de descarga. Deve-se salientar que a potência elétrica que utilizada no cálculo do empuxo, P_w , está relacionada com a potência total, porém é mais bem definida (introduz um menor erro) se a relacionarmos com a potência do feixe, P_F .

E a eficiência elétrica:

$$\eta_E = \frac{P_F}{P_T} = \frac{i_F V_d}{i_F (V_d + V^*)} = \frac{V_d}{V_d + V^*}, \quad (2.13)$$

$$\eta_E = \frac{1}{1 + V^*/V_d}. \quad (2.14)$$

Daí, uma das formas de se estabelecer a eficiência total da fonte é executar o produto entre a eficiência elétrica e a eficiência da utilização de propelente, da seguinte forma:

$$\eta_T = \eta_E \eta_{fmi}. \quad (2.15)$$

Ou em termos das quantidades que podem ser medidas [6]:

$$\eta_T = \eta_{fmi} \frac{i_i}{i_d} \frac{M v_i^2}{e V_d}. \quad (2.16)$$

A tabela a seguir resume os parâmetros de funcionamento já medidos do PHALL-01 [6].

	Obtido com o atual Protótipo	Esperado para o 2º. Protótipo
Empuxo máximo disponível (mN)	126	126
Empuxo medido mN	84,9	120,0
Densidade de empuxo medido (N/m ²)	4,68	>6,0
Impulso específico máximo (s)	1607	1607
Impulso específico medido (s)	1083	1600
Razão de massa ionizada (%)	3,30	< 15
Consumo de Propelente (kg/s)	6,0 x 10 ⁻⁶	4,0 x 10 ⁻⁶
Energia Consumida	350 W	< 350 W
Eficiência elétrica (%)	33,9	70
Eficiência total (%)	10,12	50,0

Capítulo 3

Processos de Emissão de Radiação em Plasmas

Para que o plasma produzido pelo propulsor Hall com ímãs permanentes seja modelado teoricamente, deve-se construir um modelo que melhor se adapte às condições reais do plasma de laboratório e que reproduza com fidelidade os resultados experimentais. Em plasmas com alta densidade e alta temperatura, a densidade populacional dos estados pode ser determinada de várias formas. Considerando o plasma em *equilíbrio térmico*, a distribuição de Boltzmann dos estados de energia possíveis corresponde a do corpo negro para a temperatura média do sistema [10]. Porém essa situação quase nunca é atingida em laboratório, e tampouco em propulsores a plasma.

3.1 Modelo de Equilíbrio Térmico Local (ETL)

Esse modelo pressupõe que a distribuição de densidade dos níveis de energia dos elétrons seja determinada exclusivamente por processos colisionais, ou seja, transições colisionais ocorrem com muito mais frequência que as transições radiativas. Esses processos se dão de maneira suficientemente rápida para que a distribuição

responda instantaneamente a qualquer mudança das condições do plasma [11]. Dessa forma, mesmo que a temperatura e densidade do plasma variem no espaço e no tempo, a distribuição de densidade de população num dado instante e ponto do espaço depende somente dos valores locais de temperatura, densidade e composição química do plasma. O modelo prevê que a distribuição de velocidades dos elétrons livres é do tipo maxwelliana, que o equilíbrio de ionização é dado pela equação de Saha 3.1 e que a distribuição de densidade dos níveis de energia dos elétrons (ligados) segue a equação de Boltzmann 3.2.

$$\frac{n(z+1,1)}{n(z,1)}n_e = \frac{g_{z+1,1}}{g_{z,1}}2\left[\frac{2\pi m_e T_e}{h^2}\right]^{\frac{3}{2}}\exp\left[-\frac{\chi_{z,1}}{T_e}\right]. \quad (3.1)$$

$$\frac{n(i)}{n(j)} = \frac{g_i}{g_j}\exp\left[-\frac{\chi_{ij}}{T_e}\right]. \quad (3.2)$$

Aqui, $n(i)$ e $n(j)$ são as densidades de átomos nos estados ligados i e j enquanto $n(z,1)$ e $n(z+1,1)$ correspondem às densidades de íons não excitados ($j=1$), nos estados de ionização z e $z+1$ respectivamente. As quantidades g_i , g_j , $g_{z,1}$ e $g_{z+1,1}$ são os pesos estatísticos referentes aos estados ligados i e j e aos estados de ionização z e $z+1$. Utilizou-se as definições $\chi_{ij} \equiv E_i - E_j$ e $\chi_{z,1} \equiv E_z - E_1$ para as diferenças de energia entre os estados ligados i e j e para a energia de ionização do íon no estado z , respectivamente. Ainda, denotou-se por n_e a densidade de elétrons livres do plasma, m_e a massa de repouso do elétron e T_e a temperatura dos elétrons livres do plasma.

Por produzirem plasmas pouco densos, propulsores a plasma não satisfazem as condições da teoria ETL,

$$n_e \gg 10^{19} T_e^{1/2} \delta E^3. \quad (3.3)$$

Por exemplo, um típico propulsor Hall produz plasma com densidade da ordem de 10^{18} m^{-3} e temperatura entre 10 e 100 elétron-Volts (eV).

3.2 Modelo Corona

O Modelo Corona foi desenvolvido para explicar alguns aspectos da coroa solar, mas mostrou-se eficiente no tratamento de plasmas laboratoriais de baixa densidade. Neste modelo, a taxa de ionização e excitação colisional, são balanceados pela recombinação e decaimento espontâneo radiativo. O modelo corona assume que as excitações colisionais para o estado fundamental são dominantes e que todas as desexcitações são do tipo radiativas. Esse modelo assume também que para plasmas de baixa densidade a radiação emitida escapa sem ser reabsorvida não causando então, excitações radiativas [12].

O modelo corona torna-se insuficiente no tratamento de plasmas com densidades superiores a 10^8 partículas por metro cúbico. O propulsor HALL utilizado produz um plasma cuja densidade é da ordem de 10^{16} partículas por metro cúbico. Sendo assim o modelo corona não é apropriado para o estudo desse sistema.

3.3 Modelo Colisional-Radiativo para o Argônio

A maioria dos modelos gerais em plasma são empregados para determinar as densidades populacionais de certos níveis de energia ao invés de fornecer dados relativos à estatística termodinâmica, como é obtido nos experimentos em laboratório. O modelo mais apropriado é o chamado *Modelo Colisional-Radiativo* (C-R) que leva em conta todos os processos que afetam o aumento ou decréscimo da população de um determinado nível de energia e fornece a dinâmica das densidades populacionais em certos níveis [12]. Esse modelo é desenvolvido para plasmas de argônio de baixa temperatura composto principalmente por átomos de argônio neutros, elétrons e átomos ionizados. Seu sucesso depende de dados acerca das transições atômicas e das interações entre espécies envolvidas.

O *Modelo Colisional-Radiativo* (C-R) para o argônio é o que melhor se aplica para situações em que as descargas de plasma ocorrem com baixa fração de

ionização. Neste modelo é importante que a densidade de elétrons livres não seja suficientemente baixa a ponto de tornar o *Modelo Corona* válido e tampouco suficientemente alta que torne o *Equilíbrio Térmico Local* (ETL) válido. Densidades baixas são aquelas inferiores a 10^8 partículas por metro cúbico e densidades altas são as superiores a 10^{20} partículas por metro cúbico [12]. Para o propulsor Hall que utiliza argônio como propelente e foi desenvolvido pelo Laboratório de Plasmas da Universidade de Brasília (LP-IF/UnB) é de fato bem aplicável o *Modelo Colisional-Radiativo* (C-R) pois obtém-se um plasma fracamente ionizado, da ordem de 3%, com temperatura de poucos eV e com densidade de partículas dentro intervalo anteriormente citado.

3.3.1 Hipóteses do modelo (C-R)

Uniformidade do Plasma

A hipótese mais importante para o presente modelo é a de que as condições do plasma são conhecidas e que o plasma é uniforme no espaço (volume) de interesse [14, 15]. Portanto o que está sendo modelado é a radiação emitida por um plasma uniforme, com determinado volume e dadas as densidade de átomos neutros, a densidade de elétrons e temperatura eletrônica.

Deve-se considerar também que esse modelo é válido somente se o tempo para que se atinja o estado estacionário (equilíbrio populacional nos níveis de energia após aproximadamente 10^{-6} s) for menor que o tempo de evolução de um volume de plasma em seu escoamento. Para um típico propulsor Hall os íons acelerados se movem com velocidade de aproximadamente dez mil metros por segundo, logo a permanência de um íon em um elemento de volume de poucos centímetros cúbicos é da ordem de cem microsegundos, portanto a hipótese de um plasma uniforme é válida.

Plasma Opticamente Fino

Assume-se que o plasma do PHALL-01 é opticamente fino, ou seja, qualquer radiação criada dentro do volume do plasma será emitida para fora desse volume sem ser absorvida por qualquer outra partícula do plasma.

Quasi-Neutralidade de um Plasma

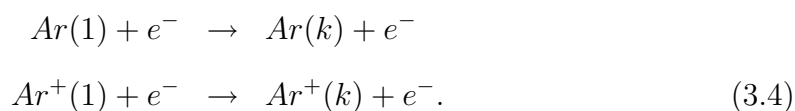
O plasma deve ser quasi-neutro. Considerando que o plasma é uma coleção de partículas (átomos neutros, elétrons e íons), o somatório de carga em um determinado elemento de volume, que seja bem menor que o volume do próprio plasma, deve ser sempre aproximadamente zero [16].

3.3.2 Processos de Excitação e Desexcitação

Essa seção apresenta os diversos processos relevantes que determinam a densidade populacional em cada nível de energia para o *Modelo Colisional-Radiativo* (C-R).

Excitação Induzida por Colisão Eletrônica

Na excitação induzida por colisão eletrônica, um elétron colide com um átomo (ou íon) perdendo um pouco de sua energia inicial e excitando um dos elétrons ligados para um nível mais energético [17]. Esse é o principal mecanismo de ocupação dos estados excitados para o modelo (C-R).



Nesse processo, o elétron livre perde um pouco de sua energia excitando um dos elétrons do estado fundamental (1) para um estado excitado (k).

Para um dado volume V , o número de excitações por colisão de um nível energético i para um nível de mais alta energia j por unidade de tempo é dado por:

$$\begin{aligned} n_e n_{Ar(i)} < v_e Q_{e-Ar}^{i-j} > V \\ n_e n_{Ar^+(i)} < v_e Q_{e-Ar^+}^{i-j} > V, \end{aligned} \quad (3.5)$$

onde n_e é a densidade eletrônica, $n_{Ar(i)}$ e $n_{Ar^+(i)}$ são as densidades do i -ésimo nível energético para o Ar e Ar^+ respectivamente, v_e representa a velocidade dos elétrons e Q_{e-Ar}^{i-j} e $Q_{e-Ar^+}^{i-j}$ determinam a sessão de choque de excitação eletrônica para os níveis i e j de Ar e Ar^+ respectivamente. A expressão $< v_e Q_{e-Ar}^{i-j} >$ representa a taxa de excitação por colisão, C_{e-Ar}^{i-j} .

Sendo a função distribuição de Maxwell normalizada dada por:

$$f_e(E_e) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E_e}{(k_B T_e)^3}} e^{-\frac{E_e}{k_B T_e}}, \quad (3.6)$$

a taxa de excitação por colisão é calculada pela integral:

$$\begin{aligned} C_{e-Ar}^{i-j} &= < v_e Q_{e-Ar}^{i-j} > = \int_0^\infty f_e(E_e) Q_{e-Ar}^{i-j} \sqrt{\frac{2E_e}{m_e}} dE_e \\ &= \int_0^\infty 2E_e \sqrt{\frac{2}{\pi(k_B T_e)^3 m_e}} e^{-\frac{E_e}{k_B T_e}} Q_{e-Ar}^{i-j} dE_e, \end{aligned} \quad (3.7)$$

onde m_e e E_e são a massa e a energia do elétron respectivamente, e a velocidade é dada por $\sqrt{\frac{2E_e}{m_e}}$ [12]. Verifica-se da equação acima que a taxa de excitação por colisão é função somente da temperatura, T_e .

Depreende-se portanto que o modelamento de interações colisionais de partículas como o Ar e Ar^+ depende fundamentalmente da sessão de choque de cada partícula [19].

Ionização Induzida por Colisão Eletrônica

Na ionização induzida por colisão eletrônica, elétrons livres colidem com átomos (ou íons) resultando na ionização dos mesmos. A ionização do átomo de

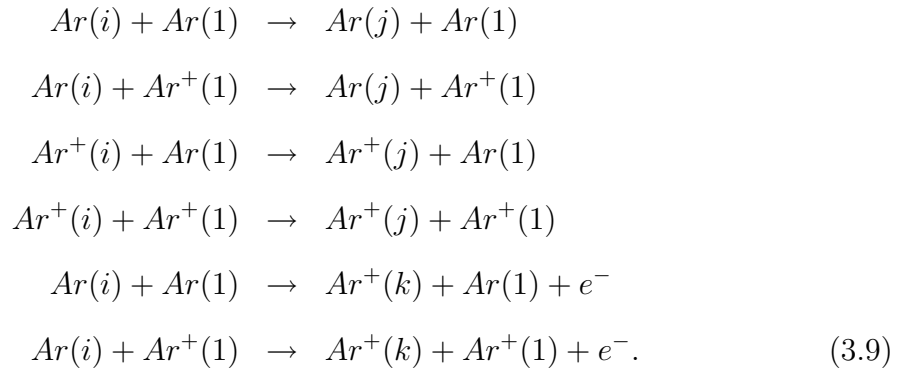
argônio neutro de um nível de energia k (incluindo o estado fundamental) para o contínuo é representado por:



tendo também, nesse caso, a sessão de choque grande importância para a taxa de ionização, considerando os parâmetros específicos para as diferentes transições possíveis.

Excitação e Ionização Induzida por Partículas Pesadas

Colisões inelásticas entre partículas (átomos ou íons) resultam na perda de energia cinética das partículas causando uma excitação dos elétrons que atingem níveis de energia mais elevados ou são ejetados para o contínuo. Logo essas colisões promovem uma mudança na densidade populacional de determinados níveis de energia [20]. As excitações desse tipo podem ocorrer das diversas maneiras descritas abaixo onde se tem $j > i$:



Essas colisões podem ocorrer também entre duas espécies excitadas. Porém como a população das espécies excitadas é muito mais baixa do que a de argônio neutro, pode-se desprezar esse tipo de reação.

Desexcitação Radiativa Espontânea

A desexcitação espontânea de elétrons de um nível de energia mais ener-

gético para um nível de menor energia resulta na emissão de um fóton com energia correspondente à diferença entre os níveis de energia inicial e final. A frequência de emissões espontâneas depende dos coeficientes de transição de Einstein, A_{ij} para dados j e i estados em que $j > i$. Os coeficientes de transição de Einstein são passíveis de serem calculados, utilizando fórmulas analíticas, apenas em sistemas atômicos simples como o átomo de hidrogênio. No caso do argônio, os coeficientes de transição de Einstein estão publicados no National Institute of Standards and Technology (NIST) [21].

O número de desexcitações por unidade de volume, de um nível j para um nível i é dado por:

$$n_{Ar(j)}A_{ij}V, \quad (3.10)$$

em que V é o volume do plasma. Considerando a hipótese do plasma opticamente fino, a auto absorção dessa radiação pode ser desprezada. Logo, a intensidade das emissões de uma determinada linha espectral é função do número de desexcitações e expressa pelo termo descrito anteriormente.

Desexcitação Induzida por Colisão Eletrônica

Em propulsores a plasma, as desexcitações colisionais de elétrons que se encontram nos mais altos, porém próximos, níveis de energia promovem um equilíbrio entre estes estados. Nas condições de equilíbrio todos os processos reversíveis devem ser contrabalançados com o seu processo inverso. Logo, no equilíbrio termodinâmico a taxa de desexcitações induzidas por colisão eletrônica deve ser igual a de excitações induzidas por colisão eletrônica.

$$0 = n_i^*n_eC_{ij}(T_e) - n_j^*n_eC_{ji}(T_e), \quad (3.11)$$

em que n_i^* e n_j^* são as densidades nos estados i e j considerando o estado de equilíbrio dado pela relação de Boltzmann. Temos então que:

$$C_{ji}(T_e) = \frac{n_i^*}{n_j^*}C_{ij}(T_e), \quad (3.12)$$

e a relação de Boltzmann para a razão das densidades de equilíbrio dada por:

$$\frac{n_j^*}{n_i^*} = \frac{g_j}{g_i} e^{-\frac{E_j - E_i}{k_B T_e}}, \quad (3.13)$$

em que g_i e g_j representam a degenerescência dos estados i e j respectivamente. Tem-se, portanto, que a função taxa de desexcitação colisional eletrônica pode ser obtida da função taxa de excitação induzida por colisão eletrônica:

$$C_{ji}(T_e) = \frac{g_i}{g_j} e^{\frac{E_j - E_i}{k_B T_e}} C_{ij}(T_e). \quad (3.14)$$

Recombinação Radiativa de Elétrons, Foto-absorção, Emissão Estimulada e Foto-ionização

Em todos esses processos a densidade de energia das radiações eletromagnéticas deve ser alta e o plasma relativamente denso. Para o modelo (C-R) o plasma é opti-camente fino, logo a radiação emitida pelo plasma deixa seu volume sem ser re-absorvida. Portanto, considera-se todos esses processos insignificantes na construção deste modelo [22, 23].

3.3.3 Equação Dependente do Tempo para Densidade Populacional dos Níveis

O modelo (C-R) representa excitações por impacto eletrônico, desexcitações, processos de ionização e processos de desexcitação radiativa em todos os níveis energéticos de interesse para o íon de argônio e o argônio neutro. Nesse modelo a densidade de população para qualquer nível de energia é calculada resolvendo o sistema de equações diferenciais dependente do tempo:

$$\frac{dn_m}{dt} = \overbrace{\sum_{j < m} n_j n_e \langle \sigma_{jm} v \rangle - \sum_{k > m} n_m n_e \langle \sigma_{mk} v \rangle}^{\text{Excitação Colisional}} + \overbrace{\sum_{k > m} A_{km} n_k - \sum_{j < m} A_{mj} n_m}^{\text{Emissão Expontânea}}$$

$$+ \underbrace{\sum_{k>m} n_k n_e \langle \sigma_{km} v \rangle - \sum_{j<m} n_m n_e \langle \sigma_{mj} v \rangle}_{\text{Desexcitação Colisional}} - \underbrace{n_m n_e \langle \sigma_{m-ion} v \rangle}_{\text{Ionização}} \quad (3.15)$$

em que n_m é a densidade de população do nível m , n_e é a densidade de elétrons no plasma, σ_{ij} é sessão de choque do nível i ao j , A_{ij} são os Coeficientes de Transição de Einstein para desexcitações espontâneas do nível i ao j , σ_{ji} é a sessão de choque colisional de desexcitação do nível j ao i , σ_{m-ion} é a sessão de choque colisional de ionização do nível m e v é a velocidade do elétrons [12]. A figura 3.2 ilustra o Modelo(C-R) para o argônio.

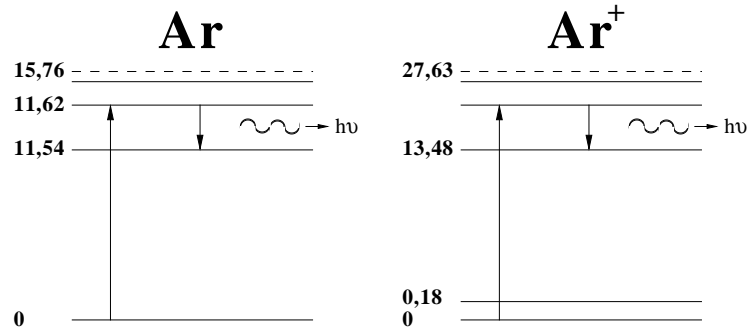


Figura 3.1: Níveis do átomo e do ion de argônio.

Os elementos vetoriais C_{ij} que representam a função taxa de excitação, desexcitação e ionização podem ser calculadas de forma análoga a da equação 3.8. Lembrando sempre que deve-se considerar a função distribuição de Maxwell para a operacionalização dos cálculos.

3.4 Mecanismos de Alargamento de Linhas de Emissão

Ao realizar um experimento de espectroscopia óptica espera-se, em um primeiro momento, que uma dada linha de emissão do plasma tenha um compri-

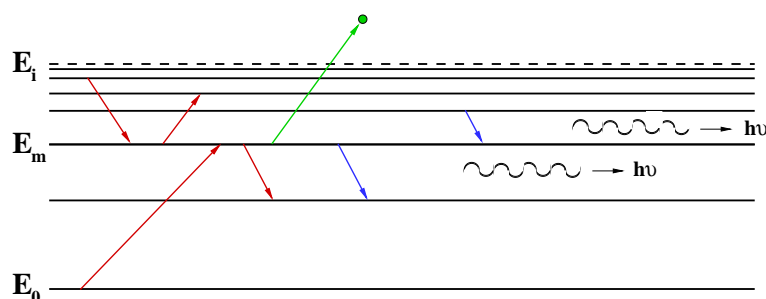


Figura 3.2: Ilustração das transições entre níveis de energia para o átomo de argônio.

mento de onda bem definido. Lembrando que a energia do fóton emitido por um íon ou um átomo excitado é bem definida sendo igual à diferença de energia entre os estados ligados envolvidos nas transições eletrônicas. No entanto, devido ao movimento dessas partículas, à temperatura do plasma e até mesmo em virtude dos equipamentos utilizados, as linhas de emissão observadas apresentam um pequeno alargamento em torno de um comprimento de onda central.

Nesta seção são descritos os principais mecanismos de alargamento de linhas espectrais observados no experimento de espectroscopia óptica aplicado ao propulsor Hall.

3.4.1 Alargamento Natural

Sabe-se que os estados ligados de um átomo excitado do plasma podem ser perturbados, tanto por fótons presentes no plasma como por colisões e flutuações de origem magnetohidrodinâmica. Esse fato faz que a diferença de energia (E_{ij}) entre os estados i e j varie levemente no tempo. Então, se um estado possui uma vida média τ , quanto menor for a vida média de um estado, maior será a incerteza em relação à energia de transição.

Da relação de incerteza pode-se expressar a variação na energia de um estado ligado da seguinte forma:

$$\Delta E \Delta t = \frac{\hbar}{2} \quad \Rightarrow \quad \Delta E = \frac{\hbar}{2\tau}, \quad (3.16)$$

em que o tempo de vida τ da partícula é a incerteza no tempo $\tau = \Delta t$. Temos então que o alargamento em comprimento de onda a meia altura da linha de emissão é dado por:

$$\Delta\lambda_N \cong \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} A(i, j), \quad (3.17)$$

em que λ_0 é o comprimento de onda central do fóton emitido na transição de um estado ligado e c é a velocidade da luz. Mesmo em átomos isolados, todas as linhas espectrais apresentam um alargamento natural devido a vida média do estado excitado [14].

Sendo o máximo valor de $A(i, j)$ da ordem de $10^8 s^{-1}$ para as emissões do argônio no visível, a partir da equação acima descrita pode-se concluir que $\Delta\lambda_N$ é da ordem de 10^{-5} Å. Isto indica que o alargamento natural no experimento de espectroscopia óptica no visível com o PHALL-01 é desprezível.

3.4.2 Alargamento por Pressão

Geralmente um átomo que emite radiação em determinado comprimento de onda é perturbado pela interação com as partículas que estão ao seu redor. Logo, quanto maior o número de partículas no plasma maior o número de perturbações. O alargamento por pressão é dividido em alargamento por átomos neutros e alargamento Stark.

Alargamento por Átomos Neutros

O alargamento por átomos neutros pode ser de dois tipos: alargamento por Ressonância e Alargamento de Van der Walls. O primeiro envolve a transferência

de energia entre átomos de mesma espécie em transições para o estado fundamental. Nessa interação, a energia liberada em uma transição é transferida para outro átomo neutro por meio de interação eletrostática entre os dipolos elétricos permanentes das espécies envolvidas. Já o alargamento de Van der Walls não ocorre necessariamente entre átomos de um mesmo elemento nem envolve apenas transições relativas ao estado fundamental, porém o processo ocorre de forma semelhante.

Por serem forças de interação muito fracas, sua contribuição para o alargamento total de uma linha espectral é muito pequena. O alargamento por pressão deve ser levado em consideração apenas nos casos de espectroscopia de plasmas de alta pressão.

Alargamento Stark

Um átomo sujeito a um campo elétrico externo tem seus níveis de energia alterados. Este fenômeno é conhecido como efeito Stark. Sabe-se que o alargamento por pressão das linhas espectrais é dado pela lei de integração geral [6]:

$$\Delta\nu = \frac{C}{r^2}. \quad (3.18)$$

Para estados com número quântico principal $n = 2$ ou $n = 4$ temos efeito Stark linear e quadrático respectivamente [15]. Estes são oriundos da interação entre as partículas do plasma e sua vizinhança. Pelo tipo de interação pode-se mostrar que o perfil estatístico dessa distribuição é lorentziano, ou seja, dispersivo. Conhecendo a constante C , pode-se determinar o alargamento apenas por cálculos estatísticos relativos à distância r das partículas interagentes. O alargamento Stark é portanto dado por colisões coulombianas das partículas emissoras (elétrons e íons). Em outras palavras, o deslocamento das linhas espectrais ocorre devido a perturbações nos níveis de energia causadas pela interação dessas partículas com o campo elétrico intrínseco produzido por íons livres do plasma.

Quantitativamente, a largura a meia altura de uma linha de emissão é proporcional a $n_e^{\frac{2}{3}}$. Para o propulsor Hall, em que a densidade de íons e elétrons livres

é muito baixa, temos que o alargamento Stark pode ser desprezado.

3.4.3 Alargamento Doppler

Sabe-se que um átomo parado emite fótons com um determinado comprimento de onda λ_0 . No entanto, se esse átomo estiver com uma certa velocidade relativa v_r em relação ao detector de fótons - átomo aproximando-se ou afastando-se do detector - se observará que a frequência da luz detectada será diferente da frequência da luz emitida pelas partículas em repouso. Portanto será verificado um desvio entre o valor medido e o valor esperado para o comprimento de onda da luz captada. Esse deslocamento é conhecido como efeito Doppler da luz [13]. Sabe-se que um fóton emitido por um íon com velocidade v_r paralela ao detector tem seu comprimento de onda medido com um desvio dado por [6]:

$$\Delta\lambda_D = v_i \frac{\lambda_0}{c}. \quad (3.19)$$

Se tivermos uma distribuição maxwelliana de velocidades, com velocidade mais provável $\sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}}$, a densidade de partículas com velocidades entre v_r e $v_r + \delta v_r$ será:

$$f(v_i)\delta v_i = \eta_0 \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{m_i v_i^2}{2k_B T_i} \right) \delta v_i. \quad (3.20)$$

Logo a intensidade de uma linha de emissão e o alargamento Doppler são dados respectivamente por:

$$I(\lambda) = I_0 e^{\left(-\frac{\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)}, \quad (3.21)$$

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \frac{v_r}{c} \cos \theta \left(\frac{1}{1 - \frac{v_r^2}{c^2}} \right). \quad (3.22)$$

Verifica-se na equação 3.21 que a intensidade é proporcional ao numero de partículas com velocidade v_r que causam o alargamento Doppler. No entanto, seu perfil é típico de uma gaussiana devido à distribuição gaussiana de velocidades dos íons. Em 3.22 o ângulo θ é medido entre v_r e a linha de visão do espectrômetro.

Considerando que as velocidades das partículas v_i não são relativísticas, ou seja, $v_r \ll c$, então apenas a componente v_r na direção da linha de visão do espectrômetro contribuirá para o alargamento Doppler, não havendo, assim, o chamado "Efeito Doppler Transversal". Portanto, sob essas condições, o alargamento Doppler a meia altura da equação 3.21 é dado por:

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cong 7,16 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T_i}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.23)$$

em que M_i é a massa iônica.

A partir da equação 3.23 pode-se estimar a temperatura dos íons (T_i) do plasma estudado, que é um dos objetivos dessa dissertação.

3.4.4 Alargamento Zeeman

Ocorre quando se aplica campos magnéticos (B) em partículas com momento angular intrínseco (μ) diferentes. Na presença desses campos ocorre a separação dos níveis atômicos com momentos angulares totais diferentes, o que resulta no alargamento das linhas espectrais do material estudado (alargamento Zeeman). Matematicamente, esse alargamento a meia altura da linha de emissão é dado por:

$$\Delta\lambda_Z \cong 10^{-9} \lambda_0^2 B, \quad (3.24)$$

sendo λ_0 em \AA e o campo magnético B em Kilogauss.

Para o plasma produzido pelo PHALL-01, o máximo valor de B produzido pelos ímãs permanentes é de 0,2kG, então para emissão na região do visível a variação no comprimento de onda $\Delta\lambda_Z$ é da ordem de 10^{-3}\AA , valor este que pode ser desprezado.

3.4.5 Alargamento Instrumental

Devido a continuidade dos comprimentos de onda da luz incidente, aqueles

que são detectados no monocromador não possuem comprimento de onda específico. Verifica-se experimentalmente um intervalo $\Delta\lambda$ em torno de um λ_0 característico. A largura efetiva de uma linha espectral emergente pode ser definida como a distância angular entre os zeros que ladeiam um máximo principal λ_0 . Fato que ocorre devido a incidência oblíqua do feixe de luz na grade de difração gerando um alargamento espectral unicamente devido às características do instrumento (abertura das fendas de entrada e saída, aberrações ópticas, entre outros).

Segundo Rêgo [13] o alargamento instrumental medido para um monocromador SpectraPro-2755 Action Research Corporation do tipo Czerny-Turner igual ao utilizado nos experimentos com o PHALL-01 é da ordem de $0,12\text{\AA}$. A medida é realizada utilizando-se um laser de He-Ne com comprimento de onda de 6328\AA . Como essa fonte emite luz coerente em um só comprimento de onda, é de se esperar que o alargamento obtido no espectro do laser seja devido somente às imperfeições instrumentais.

Nos experimentos de espectroscopia com o propulsor Hall, considera-se que o alargamento instrumental é do tipo gaussiano (da ordem de $0,10\text{\AA}$) pois é o modelo que melhor se aplica ao se analisar os ajustes dos espectros obtidos.

3.4.6 Combinação de Alargamentos Independentes

São freqüentes as situações em que o alargamento das linhas espectrais é gerado pela combinação de diferentes fenômenos. Em uma única linha espectral pode-se verificar alargamento Doppler, instrumental, Stark, entre outros. No entanto, a contribuição de cada um desses fenômenos pode ser separada e quantificada se considerarmos uma superposição de dois ou mais estados [8]. O perfil do alargamento Doppler, por exemplo, é tipicamente gaussiano enquanto que o perfil de alargamento Stark é lorentziano. Dessa forma, o perfil de uma linha espectral fica dado pela integral de convolução:

$$f_{Total}(\lambda) = \int f_1(\lambda - \lambda') f_2(\lambda') d(\lambda'). \quad (3.25)$$

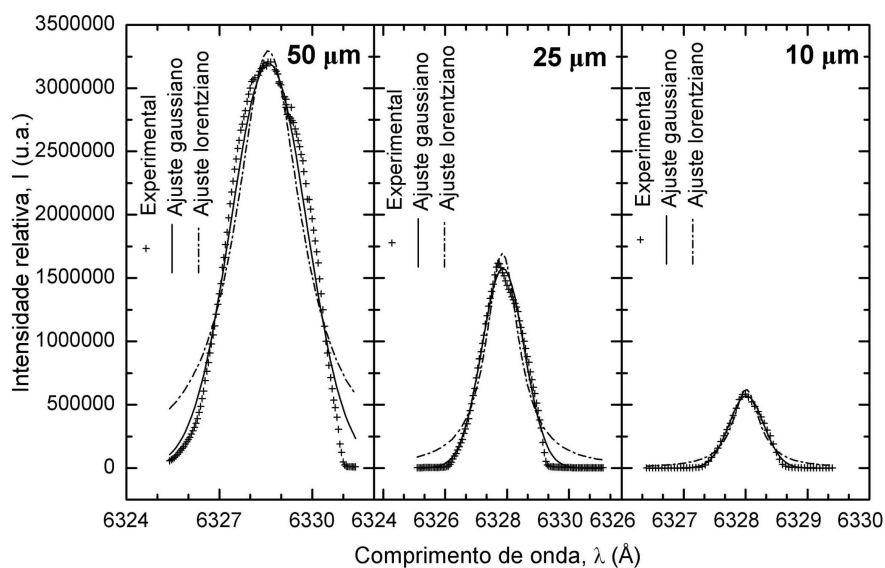


Figura 3.3: Perfil do alargamento instrumental do monocromador Czerny-Turner para aberturas de 50, 25 e 10 μm das duas fendas do monocromador, utilizando laser de He-Ne com comprimento de onda de 6328Å. O ajuste gaussiano melhor descreve os dados quando comparado ao ajuste lorentziano.

Uma vez conhecendo-se a temperatura das espécies, encontramos o perfil Doppler e resolvendo a integral acima podemos obter a contribuição do efeito Stark, por exemplo.

Deve-se lembrar que para o caso em que os alargamentos são do tipo gaussiano com larguras a meia altura dadas por $\Delta\lambda_1$ e $\Delta\lambda_2$, a curva resultante também é uma gaussiana com largura a meia altura dadas por:

$$\Delta\lambda_{Total}^2 = \Delta\lambda_1^2 + \Delta\lambda_2^2. \quad (3.26)$$

No caso do experimento com o propulsor Hall deve-se considerar para efeito de análise de dados a combinação de dois perfis de alargamento gaussianos: um instrumental e outro Doppler.

Capítulo 4

O Experimento: Espectroscopia Óptica de Plasma no Visível Aplicada ao PHALL-01

A finalidade desta pesquisa é implementar um sistema de diagnóstico por espectroscopia óptica aplicado ao propulsor Hall montado no laboratório de plasmas da UnB. Esse sistema diagnóstico permite identificar as impurezas em seus diferentes graus de ionização e medir a temperatura dos íons no plasma de argônio produzido pelo PHALL-01. Todos os detalhes instrumentais bem como procedimentos experimentais são descritos neste capítulo. As dificuldades experimentais e tecnológicas também recebem uma atenção especial.

4.1 Montagem Experimental

4.1.1 Monocromador SpectraPro-2755

O monocromador SpectraPro-2755 Action Research Corporation do tipo Czerny-Turner utiliza dois espelhos esféricos côncavos e uma grade de difração por

reflexão.

Sobre a fenda de entrada F_e incidem os raios de luz policromática, emitido pelo plasma do PHALL-01. Da fenda de entrada F_e emerge a luz que deve ser colimada pelo primeiro espelho esférico côncavo e projetada na grade de difração G_d . Os diferentes comprimentos de onda dos raios de luz incidentes em G_d produzem máximos de difração em ângulos diferentes. Em seguida os raios de luz difratados e colimados por G_d seguem em direção ao segundo espelho esférico côncavo (E_f) que por sua vez deve focalizá-los na fenda de saída. Posicionado na fenda de saída está o detector de fótons que fará a leitura da intensidade de emissão em cada comprimento de onda, para então determinar os parâmetros como temperatura de íons e composição do feixe. Ver figura 4.1.

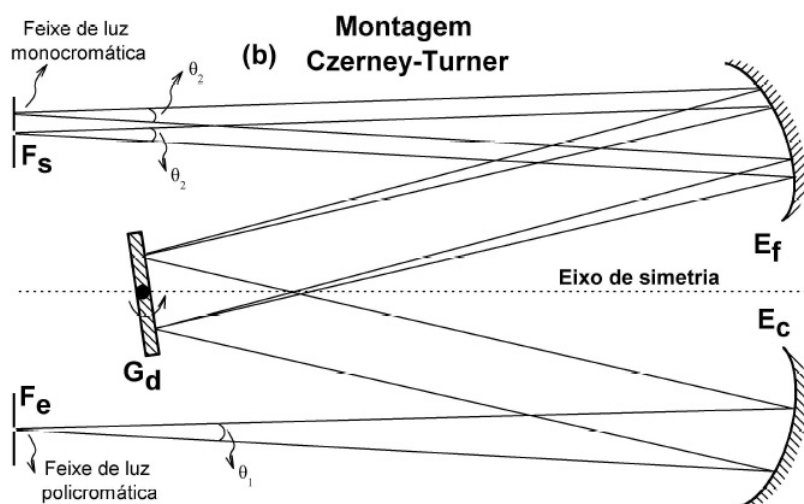


Figura 4.1: Esquema da montagem de um monocromador Czerney-Turner: duas fendas sendo uma de entrada e uma de saída (F_e e F_s), dois espelhos esféricos côncavos de distância focal 51cm sendo um colimador e um focalizador (E_c e E_f) e uma grade de difração por reflexão G_d . Os raios de luz são representados pelas linhas cheias.

Das figuras 4.1 e 4.2 é possível observar o funcionamento de um espectrômetro

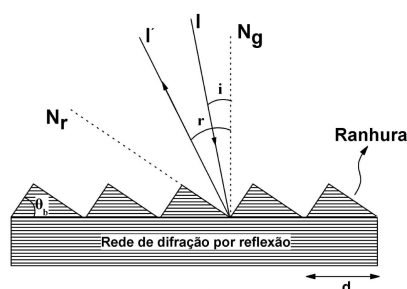


Figura 4.2: Modelo de funcionamento de uma grade de difração por reflexão.

do tipo Czerney-Turner. Os raios de luz policromática (I) provenientes de E_c incidem paralelamente sobre G_d com um ângulo de incidência i com relação à normal da Grade N_g . Esses raios I' são difratados com um ângulo de difração r com relação a N_g . Os máximos de interferência são determinados pela diferença de caminho percorrido por cada feixe de luz (I e I').

4.1.2 Detector de Fótons

Utilizou-se um detector de fótons do tipo fotomultiplicadora modelo PD-473-1 da Action Research Corporation para se obter o espectro da luz emitida pelo plasma produzido pelo PHALL-01. O detector foi colocado na fenda de saída do monocromador SP-2755. Ele é composto por um tubo fotomultiplicador e por um circuito TTL (Transistor-Transistor Logic) - figura 4.3.

A fotomultiplicadora funciona baseada no efeito fotoelétrico. Quando a luz difratada incide no fotocátodo que geralmente é formado por metais alcalinos, essa luz é absorvida e produz os fotoelétrons ou elétrons primários que conseguem vencer a função trabalho do material. Em seguida o campo eletrostático conduz esses fotoelétrons até o primeiro eletrodo, conhecido como dinodo. A incidência dos elétrons primários no primeiro dinodo gera elétrons secundários em maior número. Estes por sua vez incidem nos próximos dinodos produzindo, assim, uma avalanche de elétrons. Tal efeito está representado na figura 4.4. O sinal elétrico é então

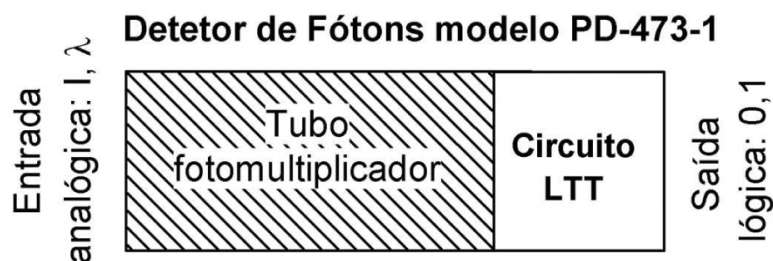


Figura 4.3: Esquema de um detector de fótons do tipo fotomultiplicadora composto por um tubo fotomultiplicador e por um circuito TTL.

detectado determinando, assim, a intensidade do sinal de luz vindo do espectrômetro. Figura 4.4. A razão entre o número de elétrons secundários gerados e o de elétrons

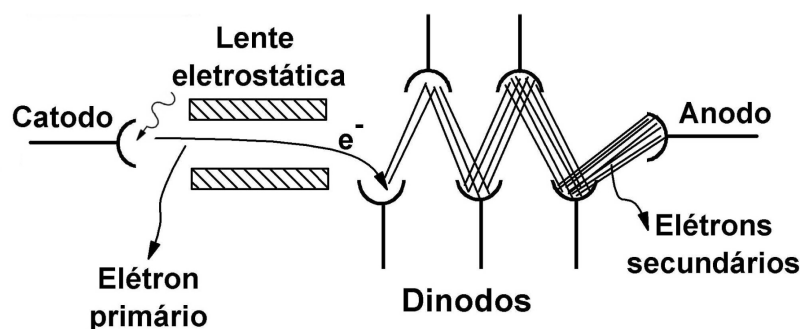


Figura 4.4: Esquema de funcionamento de um tubo fotomultiplicador.

incidentes em um dado dinodo é conhecida como fator de multiplicação (δ), e sendo este constante em todos os (J) dinodos de um tubo fotomultiplicador o ganho total (G) é dado por:

$$G = \alpha \delta^J, \quad (4.1)$$

em que α é a quantidade de fotoelétrons que alcançam o primeiro dinodo.

Sabe-se que o ganho total (G) pode variar devido ao aumento de temperatura no experimento, por emissão termoiônica do próprio fotocatodo aumentando assim a corrente de elétrons primários no tubo fotomultiplicador. A presença de

campos externos também podem influenciar no ganho total modificando a trajetória original dos elétrons no tubo fotomultiplicador.

4.1.3 Fibra Óptica

Fibra óptica é um filamento, de vidro ou de materiais poliméricos, com capacidade de transmitir luz. Estes filamentos têm diâmetros variáveis que dependem da aplicação, indo desde diâmetros ínfimos, da ordem de micrômetros, até vários milímetros. A transmissão da luz pela fibra segue um mesmo princípio, independentemente do material usado ou da aplicação. É lançado um feixe de luz numa extremidade da fibra, e pelas características ópticas do meio (fibra), esse feixe percorre a fibra através de consecutivas reflexões. A fibra possui no mínimo duas camadas: o núcleo e o revestimento ou casca. No núcleo ocorre a transmissão da luz propriamente dita, embora a casca não seja menos importante. A transmissão da luz dentro da fibra é possível graças a uma diferença de índice de refração entre o revestimento e o núcleo, sendo que o núcleo possui sempre um índice de refração mais elevado. Esta característica aliada ao ângulo de incidência do feixe de luz possibilita o fenômeno da reflexão interna total.

A figura 4.5 mostra o esquema básico de uma fibra óptica. O núcleo possui índice de refração (N_1) e o revestimento ou casca possui índice de refração (N_2) de tal sorte que $N_2 < N_1$. A luz se propaga dentro da fibra óptica segundo um ângulo crítico θ_c que é o valor mínimo do ângulo de incidência dentro de um meio para o qual a luz seja completamente refletida e se propague ao longo do eixo da fibra por sucessivas reflexões. O máximo valor do ângulo de entrada com relação à normal da face de entrada da fibra óptica a partir do qual é permitida a propagação da luz incidente no núcleo da fibra é conhecido como ângulo de aceitação θ_{max} . O ângulo de aceitação determina a abertura numérica da fibra óptica:

$$AN = \sin(\theta_{max}) = \sqrt{N_1^2 - N_2^2}, \quad (4.2)$$

que por sua vez define um cone de aceitação e o cone de irradiação nas faces de

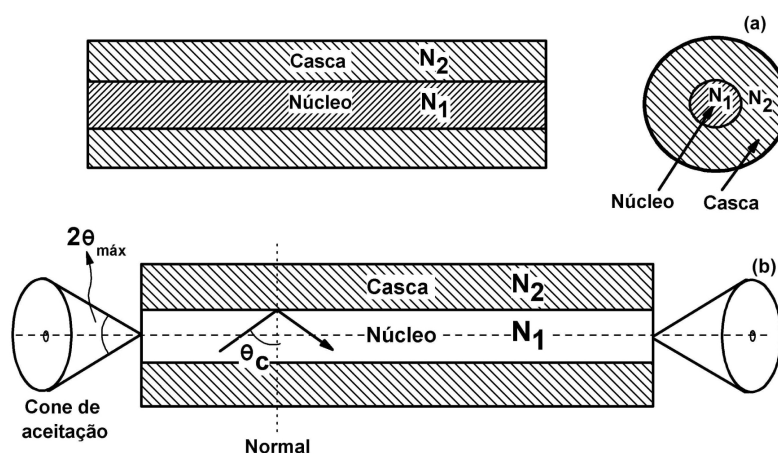


Figura 4.5: Desenho esquemático da estrutura geral de uma fibra óptica.

entrada e saída da fibra respectivamente [13]. Ambos os cones possuem as mesmas características geométricas. Segundo o fabricante da fibra óptica, o modelo LG-455-020-1 utilizada neste experimento possui abertura numérica de aproximadamente 0,22.

Utilizou-se uma cabo óptico modelo LG-455-020-1 fabricado pela Action Research Corporation para levar a luz emitida pelo plasma do PHALL-01 até a entrada do espectrometro óptico. Esse cabo óptico é um arranjo de 19 fibras ópticas de $245 \mu\text{m}$ de diâmetro, com 100cm de comprimento e capaz de capturar espectros na região de 1900 a 11000 \AA .

Na face de entrada as 19 fibras são dispostas de forma circular para que seja coletado a maior quantidade de luz possível emitida pelo plasma produzido pelo Propulsor Hall. Na face de saída, que é conectada ao monocromador, as mesmas fibras ópticas são distribuídas de forma linear, geometria ideal para que a luz seja jogada exatamente na fenda retangular de entrada do monocromador - ver figura 4.7.

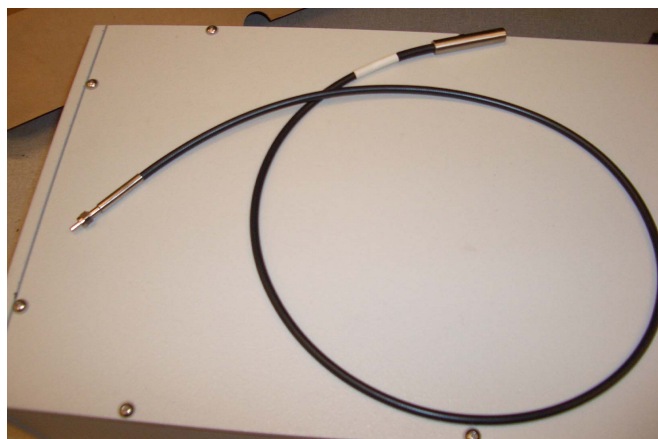


Figura 4.6: Fotografia da fibra óptica em todo seu comprimento.



Figura 4.7: Fotografia da face de saída da fibra óptica.

4.1.4 SpectraSense - Interface Computacional

O programa *Spectra Sense Acquisition and Analysis* produzido pela *Action Research Corporation* é a interface computacional que controla o sistema óptico de aquisição de dados e produz um diagnóstico dos dados brutos coletados. Utiliza-se também um microprocessador, interface eletrônica NCL, que auxilia no controle do monocromador Czerny-Turner. Sua função envolve o controle do tempo de integração do circuito TTL (Transistor-Transistor Logic) durante a aquisição dos dados, da voltagem do divisor de tensão do tubo fotomultiplicador, da abertura das duas fendas do monocromador, do motor de passo que determina o giro da grade de

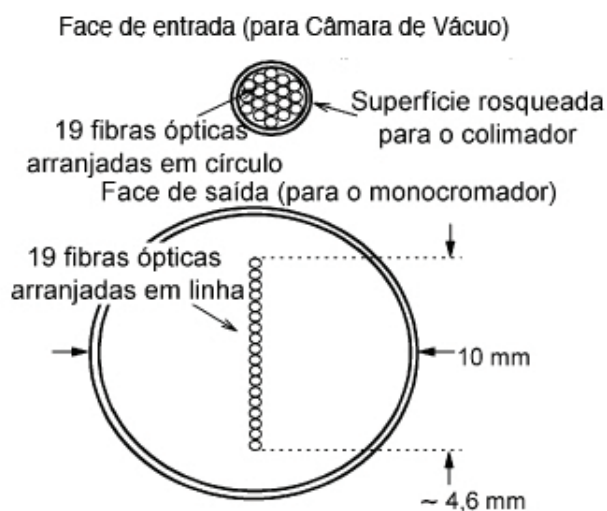


Figura 4.8: Modelo das faces de entrada e saída da fibra óptica modelo LG-445-0201 utilizada no experimento de espectroscopia ótica aplicada ao PHALL-01 .

difração por reflexão, em Angstrom, entre outras funções específicas.

O fluxo dos dados ópticos se dá da seguinte forma: primeiramente o espectro luminoso é captado pela fibra óptica e selecionado pelo monocromador. Cada frequência selecionada pela grade é lançada e amplificada no tubo fotomultiplicador e convertida em sinal elétrico pelo circuito TTL, sendo então disponibilizada pela porta RS-232 ao computador dedicado ao experimento para a leitura do programa SpecraSense Acquisition and Analysis. Esse programa armazena os dados experimentais em diferentes formatos (*.arc_dat*, *.txt*, *.rtn*) de tal forma que ficam salvos tanto os dados experimentais como dados acerca da configuração do espectômetro (abertura das fendas, posição da grade de difração, entre outros).

O tratamento dos dados obtidos é feito com o próprio SpecraSense Acquisition and Analysis com auxílio de programas como PKFit e TecPlot que fornecem diretamente informações como amplitude do pico do espectro, largura a meia altura e área abaixo da curva, além de traçarem a melhor curva característica que expresse

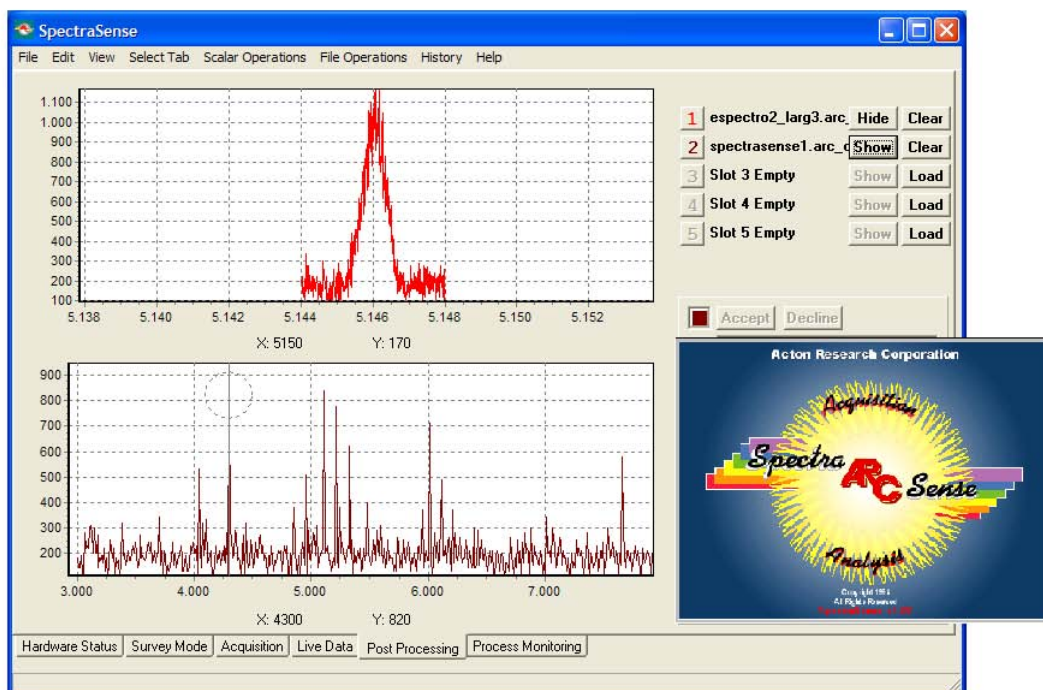


Figura 4.9: Programa de aquisição e de tratamento de dados ópticos SpectraSense Acquisition and Analysis.

os dados obtidos.

4.1.5 Sistema Auxiliar de Aquisição de Dados

Neste trabalho procedeu-se também no desenvolvimento de um sistema automático de aquisição de dados para o diagnóstico de plasmas em tempo real.

O processo automatizado de aquisição de dados torna a realização das medidas mais eficiente e segura, além de viabilizar a coleta de uma maior quantidade de dados e com maior precisão. O sistema eletrônico permite analisar os parâmetros do plasma produzido no propulsor em tempo real, ou seja, é possível conhecer parâmetros como temperatura de elétrons e densidade do plasma de forma

imediate. Isto possibilita a alteração de variantes como a tensão aplicada ao ânodo e o fluxo de gás fornecido ao propulsor. Dessa forma é possível colocar o propulsor em um modo de operação estável de forma mais rápida e eficiente.

Para a automação do sistema de aquisição de dados fez-se um estudo dos parâmetros a serem monitorados pelo sistema para permitir a escolha adequada da melhor forma de controle a ser aplicada. Em seguida instalou-se o software (Agilent VEE Pro 6.1) onde foi desenvolvido o programa de controle e coleta de dados. Instalaram-se também bibliotecas compatíveis para o reconhecimento de instrumentos Agilent, (I/O Libraries). Após esse processo realizou-se um profundo estudo da linguagem do programa (Agilent VEE Pro 6.1). Implementou-se então um programa de aquisição e tratamento de dados, sistema paralelo ao sistema óptico que auxilia no diagnóstico físico do plasma produzido pelo PHall-01. Por fim, executou-se uma série de medidas utilizando-se o programa auxiliar de aquisição de dados e uma sonda de Langmuir. Ver figuras 4.10 e 4.11.

4.2 Procedimento Experimental

4.2.1 Calibração do Sistema Óptico Aquisição de Dados

Para a calibração do espectrômetro SP-2755 realizou-se várias medidas do comprimento de onda de emissão do laser de He-Ne, com o comprimento de onda nominal de 6328\AA , mantendo-se sempre a abertura das fendas de entrada e saída ($10\mu\text{m}$) constante. Obteve-se um desvio persistente de aproximadamente -49\AA . Estabeleceu-se, então, que aquele pico encontrado seria o ponto ($x=6328\text{\AA}$), ajustando assim o eixo x dos gráficos a serem obtidos.

Verificou-se também a persistência do que chamamos de ruído branco. Antes de se realizarem as medidas com o Propulsor Hall, fez-se espectros do ruído de fundo com o laboratório completamente escuro e com as fendas de entrada e saída do espectrômetro completamente fechadas. Em todas as medidas realizadas observou-

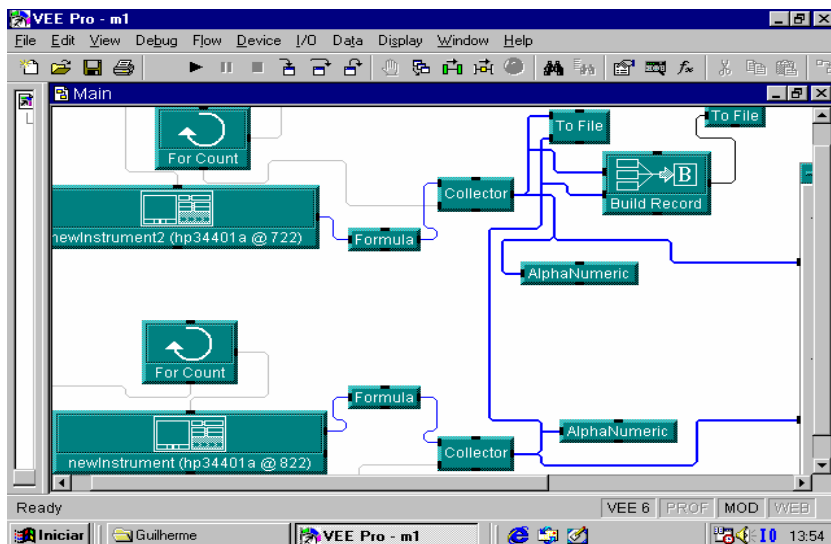


Figura 4.10: Sistema programado de tomada de dados utilizando dois multímetros Agilent 34401 A. O primeiro realiza a varredura de uma fonte de tensão. O segundo coleta dados da corrente que atravessa a sonda de Langmuir.

se uma intensidade média de ruído de fundo de aproximadamente 150 unidades arbitrárias (u.a.). Portanto, a linha de base de intensidade dos dados ópticos obtidos é sempre tomada a partir desse valor.

4.3 Montagem Experimental e Acoplamento Óptico

Posicionou-se o cabo óptico ao longo do eixo de simetria cilíndrica que envolve o Propulsor Hall dentro da campânula de vidro. Figura 4.12. A principal razão da escolha dessa região é a maior quantidade de fótons emitidos nessa direção devido

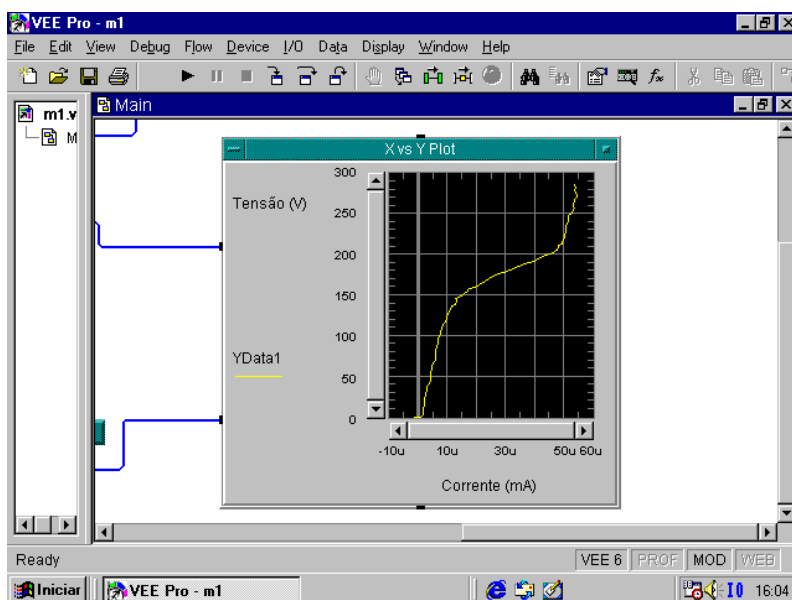


Figura 4.11: Curva Característica da sonda de Langmuir $I \times V$. Parâmetros de operação: pressão $7,8 \times 10^{-4} Torr$; corrente no cátodo $4,5 A$; tensão no ânodo $400 V$.

à aceleração do plasma. O acoplamento óptico na direção radial foi desconsiderado devido a baixa quantidade de fótons emitida, o que levaria à necessidade de se abrir quase que completamente a fenda de entrada do monocromador Czerny-Turner. Procedimento este que traria como resultado o aumento considerável no erro das medidas bem como pouca relevância na contribuição do alargamento Doppler.

Uma das maiores dificuldades encontradas para realização da montagem experimental foi a colocação da fibra óptica dentro da câmara de vácuo. Dois aspectos devem ser citados: um é a questão da tecnologia de vácuo e outro trata-se da colocação da fibra em contato com o plasma. Para uma boa vedação da câmara foi feita uma nova flange sob medida para a fibra óptica. Com dois anéis de vedação colocados um no início e outro no fim da flange com uma distância de aproximada-

mente 12cm um do outro e fixados por uma peça enroscada. Para a colocação da fibra óptica em contato com o plasma, essa foi recoberta com uma proteção anti corrosiva pois é sabido que o plasma provoca alta corrosão em equipamentos que entram em contato consigo.

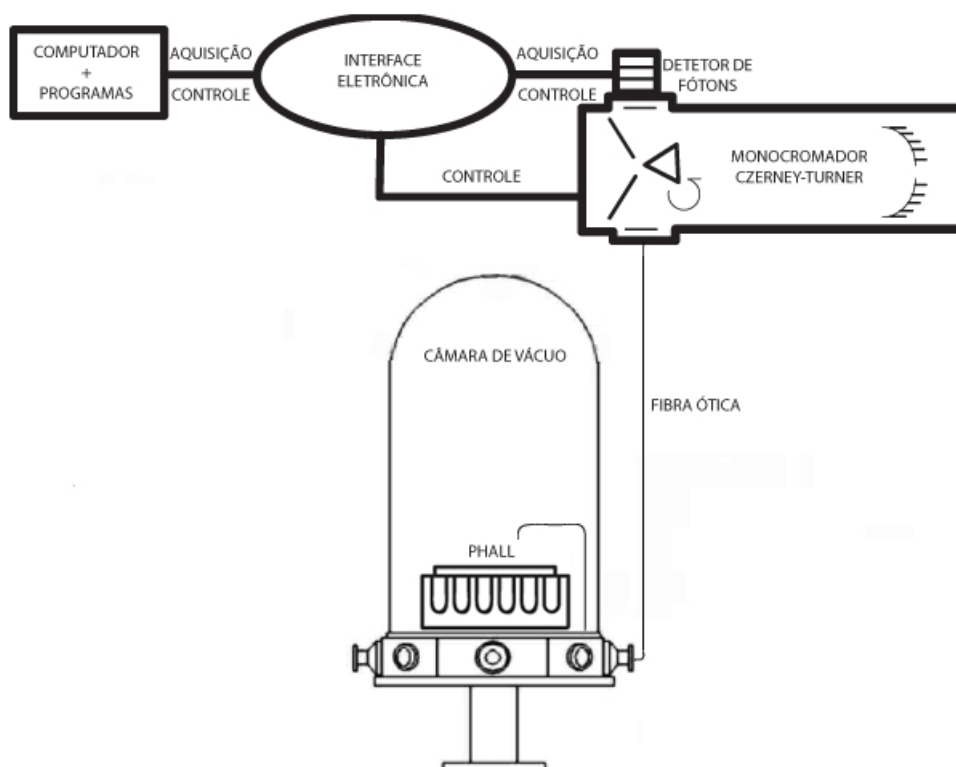


Figura 4.12: Desenho esquemático da montagem experimental e acoplamento óptico do espectrômetro à câmara de vácuo.

Capítulo 5

Resultados Experimentais

5.1 Parâmetros de Plasma obtidos com o Sistema Auxiliar de Aquisição de Dados

Com a finalidade de se estimar a temperatura de elétrons e densidade do plasma, foi montado o experimento com o PHALL-01 utilizando-se a sonda de Langmuir que, apesar de ser um método intrusivo, é um dos instrumentos mais simples para obtenção de parâmetros básicos de plasma.

A sonda de Langmuir é um equipamento utilizado no diagnóstico de plasmas de laboratório. É composta por um eletrodo de Tungstênio isolado por uma cerâmica e conectado a fios de cobre também isolados. Uma fonte de tensão é ligada à sonda polarizando-a com tensões que variam de 0 a 300 volts para a realização da varredura. Neste circuito é incluído um resistor de 1000Ω para a determinação da corrente que atravessa a sonda. Plotando-se os dados coletados obtém-se a curva característica da sonda de Langmuir, de onde os parâmetros como temperatura de elétrons e densidade de plasma serão retirados. A sonda utilizada neste experimento possui $0,5mm$ de diâmetro e $3,65mm$ de comprimento. É posicionada a $3,5cm$ do ânodo dentro do canal do propulsor.

Partindo da curva característica da sonda de Langmuir $I \times V$, figura 5.1, toma-se o logaritmo da corrente (I). Fazendo-se um ajuste de mínimos quadrados da parte exponencial do comportamento da curva tem-se uma reta em gráfico monolog, figura 5.2. Plota-se, então, um novo gráfico de $\ln(I) \times V$, demonstrando por uma reta a região de comportamento exponencial.

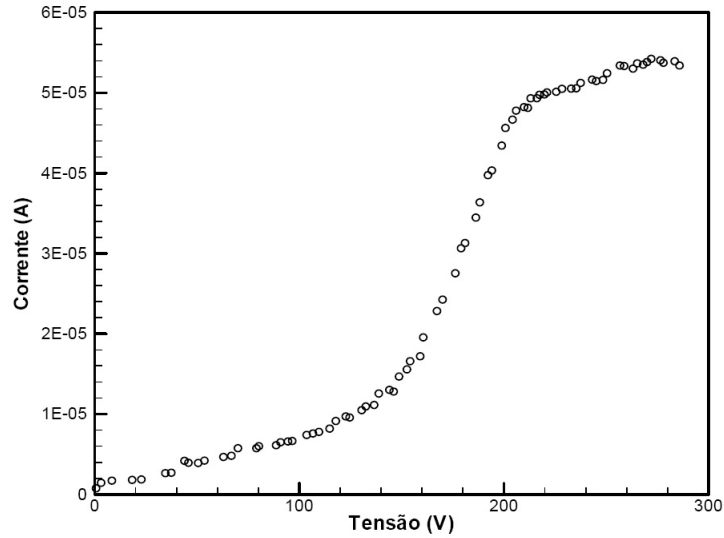


Figura 5.1: Curva característica da sonda de Langmuir $I \times V$. Parâmetros de operação: pressão $7,8 \times 10^{-4} Torr$; corrente no cátodo $4,5 A$; tensão no ânodo $400 V$.

$$I(V) = 1.5 \times 10^{-6} e^{1.6 \times 10^{-2} V}. \quad (5.1)$$

A porção exponencial da curva característica permite a determinação da temperatura dos elétrons T_e . Sendo:

$$I(V) = I_{es} \exp\left(\frac{eV}{k_B T_e}\right), \quad (5.2)$$

onde I_{es} é a corrente de saturação de elétrons dada por:

$$I_{es} = n_e A \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e}}, \quad (5.3)$$

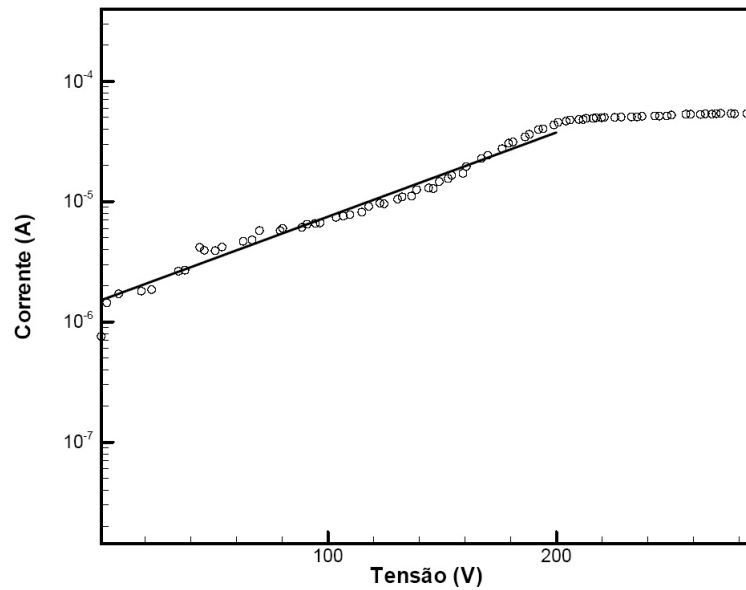


Figura 5.2: Gráfico mono-log de $I \times V$. A reta mostrada ilustra o ajuste de mínimos quadrados da parte exponencial da curva.

em que (A) é a área da sonda. Temos então que:

$$\ln(I) = \ln(I_{es}) + \frac{eV}{k_B T_e}. \quad (5.4)$$

Com isso a temperatura eletrônica T_e é obtida derivando-se o logaritmo neperiano da corrente em relação ao potencial (V) aplicado à sonda, pois sabe-se o valor das constantes k_B e I_{es} .

$$\frac{d \ln(I)}{dV} = \frac{e}{k_B T_e}. \quad (5.5)$$

Obteve-se, portanto, o valor da temperatura de elétrons de $T_e = 62,08 eV$. Usando o valor calculado para T_e e o valor de I_{es} ajustado, pode-se obter a densidade do plasma aplicando-se a equação 5.3. Logo, o valor calculado para a densidade do plasma produzido no interior do propulsor foi de $n_e = 4.38 \times 10^{12}$ partículas por metro cúbico. Os dados obtidos estão de acordo com a literatura para fontes de plasma por efeito Hall. Porém devido a baixa taxa de ionização a densidade de plasma é ainda muito baixa o que prejudica o empuxo gerado por essa descarga.

O erro nas medidas de densidade de plasma e temperatura eletrônica deve-se principalmente a dois fatores. O primeiro e mais importante é a alta perturbação do plasma pela presença da sonda. A medida que a tensão na sonda supera o potencial de plasma no ponto de medida nota-se uma brusca variação da corrente de descarga. Assim estes pontos, já na região de saturação da curva característica, são ignorados para análise. O outro fator não menos importante é a qualidade do ajuste de mínimos quadrados utilizado para fitar os dados. Pode-se, portanto, estimar um erro acumulado de 10% do valor da medida.

5.2 Identificação das Linhas de Emissão do Espectro Obtido

Uma vez montado o experimento, feito o acoplamento óptico, procedido a montagem do aparato experimental auxiliar foi realizada a tomada de dados. Obteve-se, então, o espectro de emissão no visível do plasma de argônio produzido pelo PHALL-01.

Foram realizadas tomadas de dados para diferentes regimes de operação do PHALL. Para cada espectro obtido variavam-se parâmetros como tensão no ânodo, corrente que atravessava o filamento do cátodo, pressão de operação da câmara de vácuo, entre outros.

Com o auxílio da base de dados sobre o espectro de emissão dos átomos do National Institute of Standards and Technology (NIST) [21], foi possível identificar os picos relativos aos átomos excitados e aos íons de argônio. Verificou-se também algumas impurezas em seus diferentes graus de ionização. Além disso, por meio do alargamento Doppler a meia altura de determinadas linhas de emissão (as mais intensas e persistentes), foi possível medir a temperatura iônica do plasma produzido pelo PHALL-01.

A figura 5.3 mostra o espectro de emissão no visível do plasma produzido pelo PHALL-01. Essas medidas foram realizadas modificando-se a tensão no ânodo do propulsor (350V, 400V, 450V) e procurando fixar da melhor maneira possível os

outros parâmetros como corrente no cátodo e pressão no ambiente de vácuo.

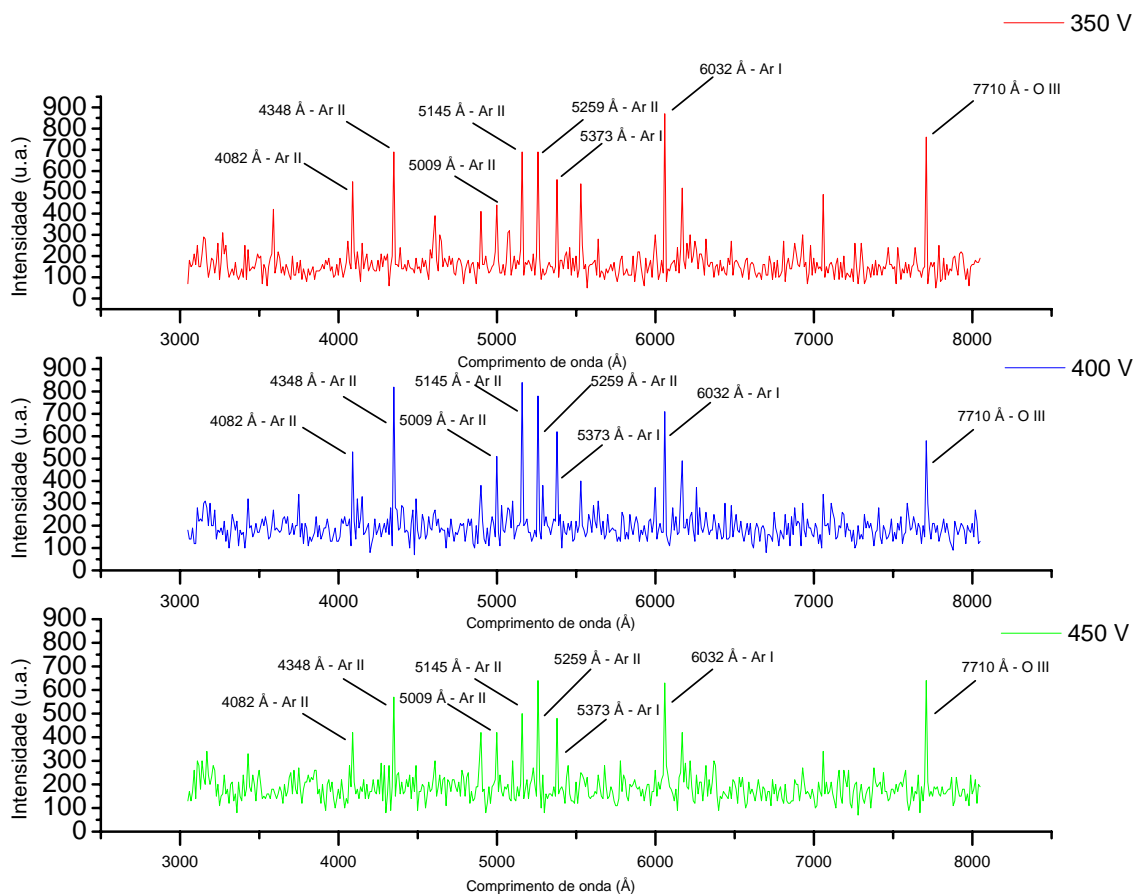


Figura 5.3: Espectro de emissão no visível (3000 a 8000Å) do plasma produzido pelo propulsor PHALL-01 variando-se a tensão aplicada no ânodo (350V, 400V, 450V). Parâmetros de operação: pressão $5,5 \times 10^{-4} Torr$; corrente no cátodo 4,0A. Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador 100V; tempo de integração do circuito TTL 200ms; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu m$; passo da grade de difração por reflexão 10Å .

As linhas mais persistentes no espectro de emissão do PHALL-01 foram

identificadas e, a posteriori, investigadas mais a fundo. Observaram-se as linhas: 5145Å, 5373Å, 5528Å, 6032Å e 6170Å do Ar I; 4082Å, 4348Å e 5009Å do Ar II; 5259Å do C II; e 7710Å do O III. A identificação deu-se comparando a posição média (em angstrom) do pico obtido com os dados tabelados na referência [21].

Verificou-se a partir dos espectros obtidos a presença de impurezas na pluma de plasma do PHALL-01. Elementos como oxigênio (7710Å), nitrogênio (6167Å), ferro (5145Å) e carbono (5259Å) foram encontrados, o que já era de se esperar. A origem dessas impurezas deve-se a diversos fatores. A presença do oxigênio e do nitrogênio é atribuída a não pureza do gás argônio (99%) utilizado como propelente no Propulsor Hall bem como a possíveis vazamentos na câmara de vácuo. A presença de ferro deve-se a possível corrosão no corpo do propulsor e nos ímãs de ferrita utilizados para gerar o campo magnético. O carbono encontrado pode ter sua origem tanto no óleo da bomba difusora como na graxa para alto vácuo utilizada para vedar a câmara de vácuo, as flanges e os diagnósticos colocados em ambiente de baixa pressão. Apenas os picos mais protuberantes foram identificados nos gráficos, ou seja, nem todos os elementos citados foram identificados explicitamente na figura 5.3.

A intensidade da corrosão das paredes do canal é ainda desconhecida, porém a instalação de um espectrômetro de massa aliado aos diagnósticos ópticos futuramente permitirá monitorar o desgaste do sistema identificando as impurezas presentes no feixe de plasma.

A partir desse espectro de emissão infere-se que o mais alto grau de ionização do plasma produzido pelo PHALL-01 é identificado pela linha 7710 Å do O III. Pelos dados que foram apresentados nas seções anteriores, verificou-se que a energia de um elétron no feixe de plasma é de aproximadamente 62eV. Logo, esse elétron que ioniza o argônio por colisão eletrônica pode, ao menos em teoria, promover um átomo neutro a triplamente ionizado (Ar III). Conhecendo-se as energias de ionização do argônio (1ª energia de ionização 15,76eV, 2ª energia de ionização 27,64eV, 3ª energia de ionização 40,69eV) verifica-se que é possível a existência da espécie Ar

III. Contudo, não se observou sua presença devido ao baixo grau de ionização do plasma (ionização menor que 5%).

Observou-se no experimento com PHALL-01 que no regime em que a tensão de aceleração era 350V, a emissão no plasma no espectro do visível é muito pequena, porém estável. Para o regime de 400V, verificou-se que as descargas de plasma são também estáveis, com a vantagem de serem mais facilmente visualizadas a olho nu. Quando a tensão no anodo é de 450V, o feixe plasma torna-se instável gerando interações e descargas entre o propulsor e a estrutura que o sustenta.

5.3 Medida da Temperatura de Íons

Prosseguindo nos estudo da dinâmica de íons de plasma aplicado ao Propulsor Hall faz-se nessa seção a estimativa da temperatura dos íons de argônio.

Uma vez obtido o espectro em toda região visível escolheu-se os picos mais persistentes (aqueles presentes em todas as tomadas de dados) para que fosse realizado um estudo mais detalhado da emissão naqueles comprimentos de onda.

Sabe-se que o alargamento das linhas de emissão do plasma do PHALL-01 deve-se unicamente ao efeito Doppler e ao alargamento instrumental. Considerou-se, para efeito de análise de dados, que o alargamento instrumental é do tipo gaussiano, pois foi com essa hipótese que se obteve os melhores resultados. A intensidade dos picos dos espectros obtidos é relativa à sensibilidade do detector de fótons (fotomultiplicadora), porém isso não é relevante na medida de T_i , pois basta conhecer a largura a meia altura para se estimar tais valores.

Utilizou-se, portanto, a teoria apresentada no capítulo 3 para o cálculo dos valores da temperatura de íons. A equação 3.23 é utilizada diretamente considerando-se apenas a massa iônica M_i do argônio aproximadamente 39,94 unidades atômicas. Deve-se dividir o resultado pela constante 11600 para se obter a temperatura com dimensão de eV. Como os valores de energia e temperatura estão intimamente relacionados à estatística que descreve os fenômenos da física de plasmas [16], é co-

num representar temperatura em unidades de energia (eV). Para $KT = 1eV = 1.6 \times 10^{-19} J$ tem-se:

$$T = \frac{1.6 \times 10^{-19}}{1.38 \times 10^{-23}}, \quad (5.6)$$

logo, $1eV = 11600K$.

Escolheu-se primeiramente a linha 5145 \AA por ser uma linha característica do argônio. Nessa tomada de dados os parâmetros de operação eram os seguintes: pressão $7,0 \times 10^{-3} Torr$, corrente no catodo $4,0A$, tensão no ânodo $450V$. Verifica-se

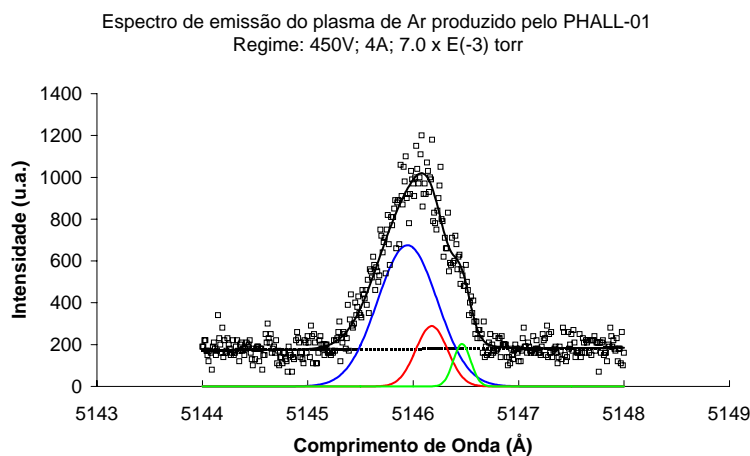


Figura 5.4: Espectro de emissão do pico característico do argônio (5145 \AA). Parâmetros de operação: pressão $7,0 \times 10^{-3} Torr$; corrente no catodo $4,0A$; tensão no anodo $450V$. Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador $100V$; tempo de integração do circuito TTL $200ms$; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu m$; passo da grade de difração por reflexão $0,01\text{ \AA}$.

da curva 5.4 uma assimetria lateral. Para se obter o melhor ajuste foi necessária a utilização de três curvas gaussianas. Encontrou-se três picos evidentes: $5145,94\text{ \AA}$,

5146,17Å e 5146,46Å vistos da esquerda para a direita do gráfico (do maior para o menor pico). Obteve-se largura de linha do maior pico (5145,94 Å) de aproximadamente 0,15Å. Considerando o valor de largura de linha obtido, foi calculado uma temperatura de 5,78 eV para o ion Ar II.

Acredita-se que a forte assimetria do pico obtido deve-se à presença de impurezas no feixe de plasma. As impurezas mais prováveis são caracterizadas pelos íons de Fe I (5145,7Å) e C II(5145,1Å). Porém, em virtude do erro experimental ser de aproximadamente 5%, é possível que sejam íons de outros elementos como W I (5145,45Å) e Mo I (5145,38Å). Esses elementos estão presentes na constituição do Propulsor Hall e nos diagnósticos auxiliares presentes dentro da câmara de vácuo. No caso mais provável, é possível que um íon de tungstênio se desprenda do cátodo emissor de elétrons e emita luz nessa frequência. No caso do molibdênio há uma baixa probabilidade de emissão. Porém a ocorrência de descargas e interações do plasma com os diagnósticos (placa de molibdênio coletora de elétrons) pode gerar íons emissores nessa faixa de frequência.

A temperatura calculada para o íon Ar II (5,78eV) está dentro do esperado: 2,0 a 10,0eV, que é a energia média que um Propulsor Hall consegue fornecer a um íon do seu propelente. No entanto, a grande ocorrência de possíveis impurezas nessa região do espectro gera dúvidas acerca da emissão luminosa do argônio propriamente dito.

Para isso investigou-se, dentre as linhas obtidas no espectro visível do argônio, a que ocorresse emissão desse gás sem que elementos ditos como impurezas possíveis emitisse na mesma região. Escolheu-se, então, a linha 6032Å, pois essa é uma linha intensa do argônio. A presença de elementos como W, Mo e O são descartadas.

Para esse pico realizou-se tomada de dados para diferentes regimes de operação. O objetivo é de se estimar a temperatura iônica do Ar I, espécie mais presente no plasma em questão, bem como investigar um regime de operação mais eficiente e adequado para o funcionamento do PHALL-01. Obteve-se os gráficos mostrados nas

figuras 5.5, 5.6 e 5.7.

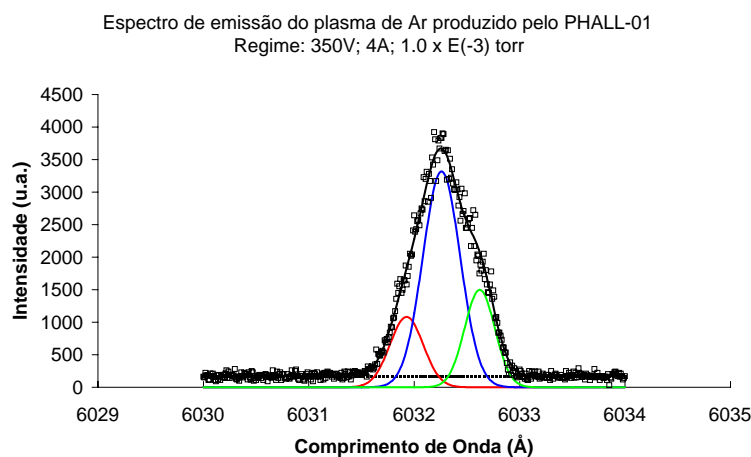


Figura 5.5: Espectro de emissão do pico persistente do argônio (6032 Å). Parâmetros de operação: pressão $1,0 \times 10^{-3} Torr$; corrente no catodo 4,0A; tensão no ânodo 350V. Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador 100V; tempo de integração do circuito TTL 200ms; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu m$; passo da grade de difração por reflexão $0,01\text{Å}$.

Da figura 5.5 é possível observar que a emissão do argônio (curva central 6032,12Å) é bem mais intensa em relação aos picos adjacentes. Verificou-se para essa medida uma largura de linha de aproximadamente $0,17\text{Å}$, o que fornece uma temperatura iônica aproximada de 5,78eV. Esse resultado é bastante satisfatório uma vez que está de acordo com os dados obtidos anteriormente e encontra-se dentro da margem esperada de 2,0 a 10,0eV. Depreende-se também do espectro obtido que as impurezas do plasma estão presentes, porém influenciam de forma discreta na assimetria da curva de emissão. No gráfico obtido são vistos outros dois picos

menores, um com centro em $6031,92\text{\AA}$ e outro com centro em $6032,62\text{\AA}$. Esses picos apresentam-se devido a possível presença de íons de carbono (C I) e ferro (Fe I), respectivamente.

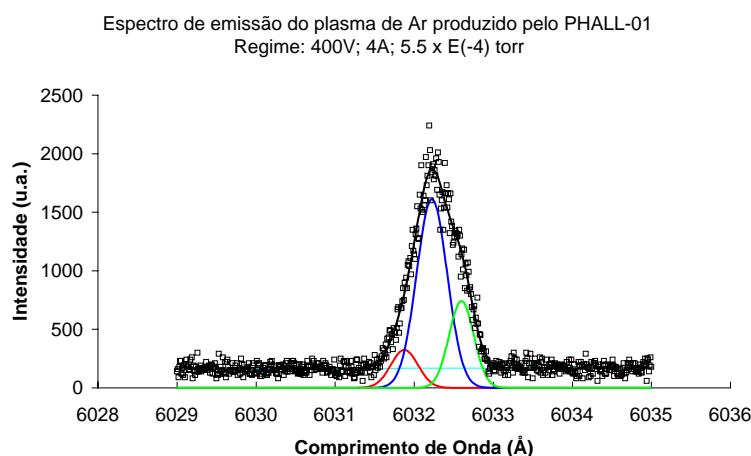


Figura 5.6: Espectro de emissão do pico persistente do argônio (6032\AA). Parâmetros de operação: pressão $5,5 \times 10^{-4}\text{Torr}$; corrente no cátodo $4,0\text{A}$; tensão no ânodo 400V . Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador 100V ; tempo de integração do circuito TTL 200ms ; abertura das fendas de entrada e saída $10\mu\text{m}$; passo da grade de difração por reflexão $0,01\text{\AA}$.

Da figura 5.6 observa-se que a curva obtida é mais simétrica do que a curva presente na figura 5.5. Observou-se um pico central em $6032,22\text{\AA}$ com largura de $0,19\text{\AA}$. Essa largura fornece uma temperatura iônica de aproximadamente $6,89\text{eV}$. Esse regime 5.6 pode ser considerado o mais adequado para o funcionamento de longa duração pois apresenta eficiência satisfatória na produção de plasma além de baixa ocorrência de descargas e interações com a estrutura do próprio propulsor.

No regime de 450V a quantidade de descargas observadas, em relação aos regimes anteriores, foi bastante acentuada. Por esse motivo a tomada de dados tornou-se imprecisa e inconsistente.

Uma vez que o regime de 400V mostrou-se mais adequado, investigou-se para essa mesma tensão de aceleração uma variação da densidade de Argônio (propelente) injetado no sistema de propulsão.

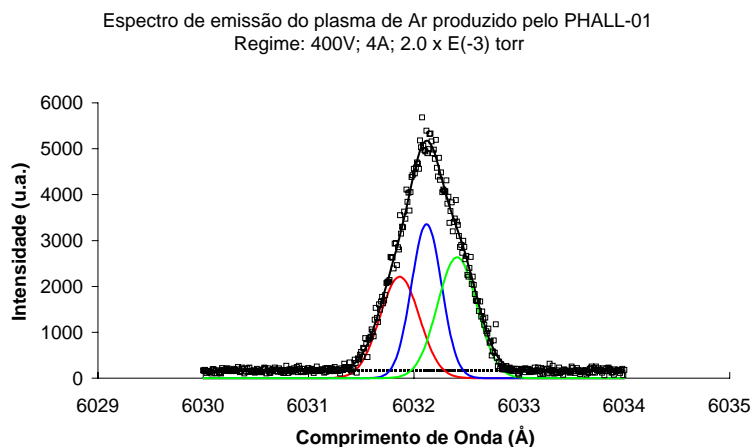


Figura 5.7: Espectro de emissão do pico persistente do argônio (6032 \AA). Parâmetros de operação: pressão $2,0 \times 10^{-3} \text{ Torr}$; corrente no catodo $4,0 \text{ A}$; tensão no anodo 400 V . Configuração do espectrômetro: voltagem no divisor de tensão do tubo fotomultiplicador 100 V ; tempo de integração do circuito TTL 200 ms ; abertura das fendas de entrada e saída $10 \mu\text{m}$; passo da grade de difração por reflexão $0,01 \text{ \AA}$.

Para a investigação de operação em 400V variou-se o livre caminho médio dos íons aumentando a pressão no sistema. Da figura 5.7 obtém-se o centro do pico mais protuberante em $6032,12 \text{ \AA}$. A largura de linha ajustada foi de $0,14 \text{ \AA}$, fornecendo

uma temperatura para o íon de Ar I de aproximadamente 3,77eV.

De acordo com o modelo Colisional-Radiativo (C-R) esse seria um resultado esperado. O aumento da taxa de colisão entre as espécies presentes no plasma gera uma diminuição do livre caminho médio. Como a distribuição de velocidades dos íons de Ar I é do tipo Maxwell-Boltzmann, uma diminuição do livre caminho médio acarreta em uma velocidade média mais provável menor, em consequência uma temperatura iônica de plasma menor. No caso da figura 5.6, pressão de operação $5,5 \times 10^{-4} Torr$ tem-se temperatura de 6,89eV. Já no caso mostrado na figura 5.7 em que a pressão no sistema é de $2,0 \times 10^{-3} Torr$ obtem-se uma temperatura de 3,77eV.

É interessante que os elementos de um plasma em equilíbrio térmico podem possuir diferentes temperaturas ao mesmo tempo. Isso ocorre porque a taxa de colisão íon-íon e elétron-elétron é maior do que a taxa de colisão entre íons e elétrons. Além do que, os elétrons por possuírem sessão de choque muito menor que os íons adquirem maior velocidade. Logo, cada espécie pode atingir seu próprio equilíbrio sem que o plasma necessariamente esteja fora do equilíbrio térmico.

Como existe a presença de um campo magnético \mathbf{B} gerado pelos ímãs permanentes, até elementos de mesma espécie podem possuir temperaturas diferentes. Isso ocorre porque as forças que atuam num íon com vetor velocidade na mesma direção do campo magnético é diferente da força atuante em um íon com vetor velocidade perpendicular a \mathbf{B} , devido a força de Lorentz. Logo, as componentes de velocidade paralela a \mathbf{B} e perpendicular a \mathbf{B} devem pertencer a diferentes funções de distribuição de Maxwell e com diferentes temperaturas T_{\parallel} e T_{\perp} .

No caso do propulsor Hall desenvolvido no LP-UnB, o campo magnético gerado por ímãs permanentes é muito fraco para alterar significativamente a velocidade de íons. No entanto, os elétrons tem sua velocidade alterada pelo campo \mathbf{B} pois o raio de giro de elétrons é menor que as dimensões do canal ($r_{ce} < L$). Logo a energia de elétrons é bem mais alta, como foi comprovado experimentalmente.

Verificou-se também que a mudança de regime (350V e 400V) não alterou

significativamente o perfil de emissão do plasma de Ar. Isso nos leva a acreditar que a função distribuição para os íons não foi modificada. Já para os elétrons observa-se uma forte mudança na curva característica gerada pela sonda de Langmuir para diferentes tensões de aceleração. Logo, o campo elétrico influencia de forma intensa a distribuição de velocidades dos elétrons, o que permite inferir que a função distribuição para elétrons não é necessariamente do tipo Maxwell-Boltzmann mas sim uma variação dessa que considera não somente as colisões mas também os campos \mathbf{E} e \mathbf{B} para comporem o perfil de velocidades.

Capítulo 6

Conclusão

Nesta dissertação foram investigados alguns parâmetros para o funcionamento do Pion Hall-01 desenvolvido no LP-UnB. Determinou-se experimentalmente a temperatura iônica e eletrônica dos elementos que compõem o plasma. Para isso foram realizadas medidas de espectroscopia óptica na região do visível (3000 a 8000 Å) em diferentes regimes de operação.

A otimização dos parâmetros de operação foi realizada por meio da variação do potencial de aceleração no ânodo (de 350V a 450V), para diferentes valores de pressão de gás propelente (de $7,0 \times 10^{-3}$ até $2,0 \times 10^{-4}$) e para uma determinada corrente no cátodo. Os resultados indicam que os parâmetros mais favoráveis ao funcionamento de longa duração foram: 400V, $5,5 \times 10^{-4}$ Torr e 4A, uma vez que levou-se em consideração a maior taxa de produção de íons, o maior valor de temperatura iônica e a baixa dispersão de energia na forma de descargas.

As medidas de espectroscopia óptica analisadas caso-a-caso fornecem as temperaturas para os diferentes parâmetros de operação do PHALL-01. O ajuste das curvas experimentais evidencia a presença de impurezas em seus diferentes graus de ionização (O III, N I, Fe I, C I, C II, W I). A origem dessas impurezas deve-se a diversos fatores. A presença do oxigênio e do nitrogênio pode ser atribuída a não pureza do gás Argônio (99%) utilizado como propelente no propulsor Hall bem como a possíveis vazamentos na câmara de vácuo. A presença de ferro deve-se à possível

corrosão no corpo do propulsor e nos ímãs de ferrita utilizados para gerar o campo magnético. O carbono encontrado pode ter sua origem tanto no óleo da bomba difusora como na graxa para alto vácuo utilizada para vedar a câmara de vácuo, as flanges e os diagnósticos colocados em ambiente de baixa pressão.

Apesar de parâmetros como intensidade e área integrada sob a curva serem arbitrários (dependência do alinhamento óptico e sensibilidade do detector), a largura de linha e a posição do centro do pico de emissão do Ar I permaneceram em um intervalo satisfatório. Como consequência os valores de temperatura iônica variaram entre 3,77eV e 6,89eV. Esses resultados comprovam a eficiência desse método de diagnóstico não intrusivo por espectroscopia no visível.

Foi determinada, utilizando o sistema auxiliar de aquisição de dados, a temperatura de elétrons (aproximadamente 62eV) bem como a densidade do plasma do propulsor ($n = 4.38 \times 10^{12}$ partículas por metro cúbicos). Esses resultados são condizentes com os obtidos por Ferreira (2003) [6].

No entanto, a hipótese de função distribuição de Maxwell-Boltzmann para elétrons e também para íons deverá ser verificada por meio de outros métodos experimentais em trabalhos futuros uma vez que a existência de campos elétricos e magnéticos no canal da corrente Hall pode alterar as funções distribuição.

A idéia de se utilizar ímãs permanentes no confinamento de plasma é de fato muito importante para o desenvolvimento de tecnologias na área espacial. Tal característica possibilita uma redução considerável no consumo de energia já que não é necessária a alimentação de bobinas de circuitos elétricos para geração de campos magnéticos. A redução no consumo de potência em um satélite é de extrema importância pois a maioria dos satélites não dispõe de grande quantidade de potência elétrica. Portanto deve-se investigar mais a fundo a viabilidade de propulsores com ímãs permanentes para missões do tipo mudança e fuga de órbita.

6.1 Perspectivas de Trabalhos Futuros

- Estudar o efeito da dinâmica temporal do plasma confinado no canal de aceleração mantendo o propulsor em funcionamento por um longo período de tempo.
- Finalização da montagem do experimento óptico na nova câmara de vácuo.
- Realizar medida da velocidade do plasma ejetado utilizando a técnica da espectroscopia óptica com o propulsor na nova câmara.
- Desenvolvimento do Sistema Automático de Aquisição de Dados para o Diagnóstico de Plasma em Tempo Real. Esse já em fase avançada.

Referências Bibliográficas

- [1] Sandonato, G. M. "Projeto e estudo de um propulsor iônico para empuxo de satélites espaciais", Tese de Doutorado, ITA, 1993.
- [2] Zhurin, V. V., Kaufman, H. R., Robinson, R. S., "Physics of closed drift thrusters", *Plasma Sources Sci. Technol* 8, 1999.
- [3] Garrigues, L., Heron, A., Adam, J., Bouef, J. "Hybrid and particle-in-cell models of a stationary plasma thruster", *Plasma Sources Sci. Technol.* 9, 219-226, 2000.
- [4] Dorval, N., Bonnet, J., Marque, P., Rosencher, E., Chable, S., Rogier, F., Lasgorceix, P. *Journal of Applied Physics* vol. 91, 4811 (2002)
- [5] Ferreira, J. L. et al, "Projeto de desenvolvimento de um propulsor iônico do tipo hall", Laboratório de Plasma, Universidade de Brasília, 2002.
- [6] Ferreira, I. S. "Caracterização Experimental de uma fonte aceleradora de plasmas por efeito Hall com ímãs permanentes", Tese de Mestrado, Laboratório de Plasma, Universidade de Brasília, 2003.
- [7] Griem, Hans R. "Plasma Spectroscopy". New York: McGraw-Hill Book CO, 1964.
- [8] R. H. Huddlestone and S. L. Leonard. *Plasma Diagnostics Techniques*. Academic Press, New York, 1965.

-
- [9] G. R. Brewer. Ion Propulsion: Technology and Applications. Gordon and Breach Science, 1970.
- [10] J. Vlcek. A collisional-radiative model applicable to argon discharges over a wide range of conditions I: Formulation and basic data. Journal of Physics, D: Applied Physics, 22, 1989.
- [11] I. H. Hutchinson. Principles of Plasma Diagnostics. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2002.
- [12] M. Celik, M. M. Sanchez. "Experimental and Computational Studies of Electric Thruster Plasma Radiation Emission". PhD Thesis. Massachusetts Institute of Technology - MIT, 2007.
- [13] Rego, Israel da Silveira. "Espectroscopia de plasma no visível na máquina de múltiplos espelhos da UnB". Dissertação de Mestrado. UnB. Brasília. 2004.
- [14] Daltini, A. M. "Espectroscopia no ultravioleta no vácuo e visível no tokamak NOVA UNICAMP", Dissertação de Mestrado, IFGW-UNICAMP, 1999.
- [15] Daltini, A. M. "Estudo de plasmas a altas temperaturas por espectroscopia visível e ultravioleta no vácuo", Tese de Doutorado, Campinas SP, 2003.
- [16] Chen, F. "Introduction to plasma physics and controlled fusion", Plenum Press, 2ª edição, 1984.
- [17] H. W. Drawin. Atomic cross-sections for inelastic electronic collisions. Report EUR-CEA-FC, 1963.
- [18] D. J. Griffiths. Introduction to Quantum Mechanics. Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 1995.
- [19] Eric James Sheppard. Ionizational nonequilibrium and ignition in self-field magnetoplasmadynamic thrusters. D.Sc. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1994.

-
- [20] M. Michner and C. H. Kruger. Partially Ionized Gases. John Wiley and Sons, Inc, 1973.
- [21] NIST atomic spectra database, V.3.1.0 Available from <http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>, 2008.
- [22] D. R. Bates, A. E. Kingston, and R. W. McWhirter. Recombination between electrons and atomic ions. I. optically thin plasmas. Proceedings of Royal Society of London, (1330), 1962.
- [23] D. R. Bates, A. E. Kingston, and R. W. McWhirter. Recombination between electrons and atomic ions. II. optically thin plasmas. Proceedings of Royal Society of London, (1341), 1962.
- [24] Ferreira, C. M., Loureiro, J. Electron Knetics in Atomic and Molecular Plasma. *Plasma Sources Sci. Technol* vol. 9, 528 (2000)
- [25] Akatsuka, H., Suzuki, M. An experimental study of stationary population inversion in a cold recombining expandin helium plasma jet. *Rev. Sci. Instrum.* vol. 64, 1734 (1993)
- [26] Reinholtz, H., Zaporoghets, Y., Mintsev, V., Fortov, V., Morozov, I., Röpke, G. Frequency-dependent reflectivity of shok-compressed xenon plasma. *Physical Review E* vol. 68, 36403 (2003)

Lista de Símbolos

η_{fmi}	Eficiência de ionização
$\frac{dm}{dt}$ ou \dot{m}	Fluxo de massa
E	Energia total
E	Campo elétrico
f_e	Função distribuição de Maxwell dos elétrons
g	Aceleração gravitacional
g_i	Degenerescência do estado i
A_{ij}	Coefficiente de transição de Einstein
τ	Vida média
\hbar	Constante de Plank
c	Velocidade da luz no vácuo
k_B	Constante de Boltzmann
K	Energia cinética
J_H	Densidade de corrente Hall
I_{st}	Impulso específico

i_F	Corrente do feixe
σ_{ij}	Sessão de choque do nível i ao j
n_a	Densidade da espécie a
P_w	Potência elétrica
q ou e	Carga elementar
\vec{T}	Empuxo
T_a	Temperatura da espécie a
\vec{U}	Velocidade de exaustão dos gases
V_d	Tensão de descarga
V^*	Potencial requerido por íon
r_{ca}	Raio de giro ciclotrônico da espécie a
J^-	Densidade de corrente eletrônica
I_{es}	Corrente de saturação de elétrons
θ_c	Ângulo crítico
N_a	índice de refração do meio a
v_i	Velocidade dos íons
Q_{e-a}^{i-j}	Sessão de choque de excitação eletrônica da espécie a para os níveis i e j
C_{e-a}^{i-j}	Função taxa de excitação por colisão
δ	página 16
T_{\parallel}	Temperatura paralela

T_{\perp}	Temperatura perpendicular
V	Volume
M	Massa dos íons
n	Densidade do feixe
v	Velocidade
λ	Comprimento de onda
AN	Abertura numérica
$\Delta\nu$	Alargamento das linhas espectrais