

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
INSTITUTO DE FÍSICA  
LABORATÓRIO DE PLASMAS

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA  
DE DETECÇÃO DE INSTABILIDADES DE  
PLASMA PARA UM PROPULSOR A  
PLASMA DO TIPO HALL**

GABRIELA CUNHA PÔSSA

Brasília, março de 2009

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA  
DE DETECÇÃO DE INSTABILIDADES DE  
PLASMA PARA UM PROPULSOR A  
PLASMA DO TIPO HALL**

GABRIELA CUNHA PÔSSA

ORIENTADOR:

JOSÉ LEONARDO FERREIRA

Brasília, março de 2009

**DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA DE  
DETECÇÃO DE INSTABILIDADES DE PLASMA  
PARA UM PROPULSOR A PLASMA DO TIPO  
HALL**

Por

Gabriela Cunha Pôssa

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:

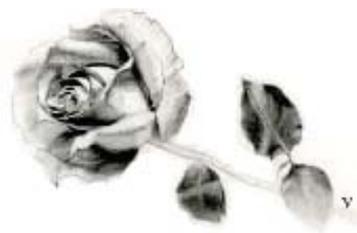
Prof. Dr. José Leonardo Ferreira  
(Orientador) IF-UnB

Prof. Dr. Geovany Araújo Borges  
ENE/UnB

Prof. Dr. Geraldo José da Silva  
IF/UnB

Prof<sup>a</sup>. Dra. Vanessa Carvalho de Andrade  
Coordenadora de Pós-Graduação  
Instituto de Física  
Universidade de Brasília

*Dedico este trabalho, assim como minhas demais conquistas, àquela que sempre torceu pelo meu sucesso, tomou como seus os meus sonhos, vibrou a cada sorriso meu e lutou para que cada uma das minhas vitórias fossem alcançadas.*



# Agradecimentos

Em primeiro lugar, agradeço à minha mãe por todos os anos de dedicação a mim. Por todos os cafunés e puxões de orelha que me fizeram ser quem sou.

Ao meu pai pelo amor explícito, por se fazer presente mesmo quando distante fisicamente, pela confiança depositada em mim e por me proporcionar um grande exemplo de caráter e valores.

Aos demais familiares pelo carinho e por toda a torcida.

Ao professor Leonardo pela paciência, disponibilidade, pelos conselhos e, acima de tudo, por não ter sido um simples orientador, mas um amigo.

Ao Edilson e ao Vadiolando que, através do trabalho na oficina mecânica do Instituto de Física, tornam possível a realização dos projetos no Laboratório de Plasmas.

Aos amigos quase irmãos que encontrei na física Pedro, Gustavo, Japa, Binho, Samuel, Minimim, Dudu, Gui, Márcio, Leandro, Juliano, Deise, Brunno, Mirian e Dani por tornarem meus dias mais divertidos e o trabalho menos cansativo. Em especial ao Belo, João e Vivi por levarem tão a sério o significado de uma amizade a ponto de se dedicarem e torcerem pelo sucesso do

meu trabalho como fizeram com os seus próprios.

Ao Kiko pelo companheirismo incondicional.

Ao Dinei, meu melhor amigo, cúmplice, confidente, companheiro e marido por me aturar, cuidar de mim e, acima de tudo, por me fazer sorrir.

À Capes pelo apoio financeiro.

Apesar de receber sozinha o título de mestre, a conclusão desta dissertação é mérito de todos vocês. Muito obrigada por TUDO!

# Resumo

O Laboratório de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de Brasília (LP) vem trabalhando desde 2002 com o Projeto PHALL, que consiste no desenvolvimento e caracterização de um sistema de propulsão a plasma por efeito Hall, indicado para controle de atitude de satélites e missões espaciais de longa duração. O grande diferencial deste propulsor consiste na utilização de ímas permanentes para geração do campo magnético e confinamento dos elétrons para formação da corrente Hall, o que faz com que o consumo energético do propulsor seja reduzido, tornando-se mais promissor para a capacitação espacial. Um dos fenômenos que pode influenciar significativamente no desempenho de propulsores a plasma é a ocorrência de instabilidades. Neste trabalho analisamos as possíveis instabilidades que podem ocorrer no interior do canal de aceleração através de um desenvolvimento teórico e propomos a utilização de um sistema para detecção das mesmas a partir de uma sonda detectora de RF (rádio frequência).

# Abstract

The Plasma Laboratory of UnB has been developing a Hall Thruster since 2002. The project consists on the construction and characterization of a plasma propulsion engine based on the Hall Effect. This thrusting system is designed to be used in satellite attitude control and long term space missions. A great advantage of this kind of thruster is the production of a steady state magnetic field by permanent magnets providing electrical trapping and Hall Current generation within a significant decrease on the energy used and thus turning this thruster into a good option when it comes to space usage. One of the phenomena that may significantly interfere in the device's performance is the occurrence of instabilities. In this work, we treated the theory of instabilities that can occur inside the Hall channel and, in order to better understand the oscillations that occur during the thruster's operation we propose the use of an instability detection system based on a RF (radio frequency) detection probe.

# Sumário

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Introdução</b>  | <b>18</b> |
| <b>2</b> | <b>O Plasma</b>  | <b>23</b> |
| 2.1      | Produção de plasma . . . . .   | 25        |
| 2.2      | Ocorrência na natureza . . . . .   | 26        |
| 2.3      | Aplicações . . . . .   | 27        |
| 2.4      | Crítérios para a definição do plasma . . . . .                             | 29        |
| 2.5      | Movimento do Plasma Segundo a Teoria Orbital . . . . .                     | 34        |
| 2.5.1    | Campos <b>E</b> e <b>B</b> uniformes . . . . .                             | 34        |
| 2.5.2    | Campos <b>E</b> e <b>B</b> não uniformes . . . . .                         | 38        |
| 2.6      | O Movimento do Plasma Segundo a Teoria Magnetohidro-<br>dinâmica . . . . . | 42        |
| 2.7      | A Teoria Cinética . . . . .  | 45        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 2.7.1    | Oscilações no Plasma . . . . .  | 47        |
| 2.8      | Instabilidades de Plasma . . . . .  | 49        |
| 2.8.1    | Classificações das Instabilidades . . . . .   | 51        |
| 2.8.2    | Teoria Cinética para Instabilidades Produzidas na In-<br>teração Feixe-Plasma . . . . . | 53        |
| <b>3</b> | <b>Sistemas de Propulsão</b>  | <b>57</b> |
| 3.1      | Parâmetros de Performance . . . . .   | 60        |
| 3.1.1    | Empuxo . . . . .  | 61        |
| 3.1.2    | Impulso Específico . . . . .  | 61        |
| 3.1.3    | Eficiência . . . . .  | 63        |
| 3.2      | Tipos de Propulsão Espacial . . . . .   | 64        |
| 3.2.1    | Propulsão Química . . . . .   | 64        |
| 3.2.2    | Propulsão Elétrica . . . . .  | 66        |
| 3.3      | A Propulsão Elétrica no Brasil . . . . .  | 76        |
| 3.4      | Propulsores por Efeito Hall . . . . .   | 78        |
| <b>4</b> | <b>O Projeto PHALL</b>  | <b>82</b> |
| 4.1      | Sistema de Vácuo . . . . .  | 83        |
| 4.2      | Estrutura do propulsor . . . . .  | 87        |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 4.2.1    | Materiais utilizados . . . . .                                       | 87         |
| 4.2.2    | O PHALL-1 . . . . .  | 91         |
| 4.2.3    | O campo magnético . . . . .  | 92         |
| 4.2.4    | Catodo . . . . .   | 95         |
| 4.3      | Diagnósticos . . . . .   | 97         |
| 4.3.1    | Medidas Realizadas com a Sonda de Langmuir . . . . .                 | 99         |
| 4.3.2    | Medidas Realizadas com o Analisador de Energia . . . . .             | 105        |
| <b>5</b> | <b>Sistema para Detecção de Instabilidades de Plasma no PHALL107</b> |            |
| <b>6</b> | <b>Conclusão</b>   | <b>117</b> |
|          | <b>Referências Bibliográficas</b>                                    | <b>121</b> |

# Lista de Figuras

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 2.1 | <b>B</b> com curvatura de raio <b>R</b> . . . . .   | 38 |
| 2.2 | <b>B</b> com curvatura de raio <b>R</b> . . . . .   | 40 |
| 2.3 | Análogo mecânico para diversos tipos de situações de estabilidade e equilíbrio em plasmas. (reproduzido de [3]) . . . . .   | 50 |
| 2.4 | Instabilidade feixe-plasma. . . . .   | 55 |
| 3.1 | Razão entre a massa exaurida de propelente e massa total do sistema em função da variação de velocidade para diferentes valores de impulso específico (reproduzido de [8]). . . . . | 63 |
| 3.2 | Esquema de funcionamento de um propulsor com propelente sólido e diferentes geometrias da secção transversal do grão de combustível. . . . .  | 65 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 3.3  | Esquema de funcionamento de um propulsor químico com pro-<br>pelente líquido. . . . .                  | 66 |
| 3.4  | Esquema de funcionamento de um <i>Resistojet</i> . . . . .   | 70 |
| 3.5  | Esquema de funcionamento de um <i>Arcjet</i> . . . . .   | 70 |
| 3.6  | Propulsor iônico semelhante ao empregado na missão Deep<br>Space. . . . .                              | 72 |
| 3.7  | Esquema de funcionamento de um propulsor iônico do tipo<br>Kauffman com ímãs permanentes. . . . .      | 72 |
| 3.8  | Sistema de propulsão por efeito Hall. . . . .  | 73 |
| 3.9  | Comparativo entre empuxo e impulso específico de diferentes<br>tipos de propulsores espaciais. . . . . | 75 |
| 3.10 | PION: da primeira à quarta geração. . . . .  | 77 |
| 3.11 | Feixe de íons produzido pelo propulsor PION-III durante teste<br>em laboratório. . . . .               | 77 |
| 3.12 | Missão SMART-1, lançada em setembro de 2003 e finalizada<br>em 2006. . . . .                           | 79 |
| 3.13 | Ilustração do propulsor Hall em funcionamento durante a missão. . . . .                                | 79 |
| 3.14 | Esquema de um propulsor por efeito Hall desenvolvido na UnB. . . . .                                   | 79 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 3.15 | Esquema de um propulsor Hall com indicação da trajetória das partículas. . . . .  | 81 |
| 4.1  | Foto do PHALL-1 em funcionamento na antiga câmara de vácuo.   | 83 |
| 4.2  | Esquema e aspecto atual do sistema de vácuo para testes do PHALL-1. . . . .   | 84 |
| 4.3  | Detalhe dos medidores de vácuo na parte superior da câmara. Vemos na parte de baixo da câmara uma das três bombas difusoras instaladas. . . . .   | 86 |
| 4.4  | Suporte e tampão de alumínio do cilindro interior da fonte de plasma. Além dessas estruturas, vê-se na foto o tubo por onde o gás é injetado no sistema e os ímãs permanentes de ferrita utilizados no protótipo. . . . . | 87 |
| 4.5  | Na foto da esquerda, o detalhe do tubo por onde o gás é injetado no sistema. À direita, vemos os passadores de corrente para o catodo e a tubulação do gás propelente. . . . .  | 88 |
| 4.6  | Foto do anodo posicionado no fundo do canal de produção e aceleração do plasma. Na foto, a fonte já está revestida pela cerâmica refratária. . . . .  | 89 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 4.7  | Fotografia da carcaça de aço inox que compõem o corpo do PHALL-1. Note próximo ao centro, os passadores de corrente, os quais darão suporte ao catodo. . . . .                       | 89 |
| 4.8  | Esquema geral do Propulsor Hall-1. Ressaltamos que essa figura representa uma seção longitudinal do propulsor. . . . .   | 91 |
| 4.9  | Linhas de campo magnético simuladas com o software FEMM para o PHALL-1. . . . .  | 94 |
| 4.10 | Perfil comparativo da intensidade das três componentes em função da distância axial. Estas medidas são para o centro do canal. . . . .   | 94 |
| 4.11 | Catodo antigo em funcionamento. . . . .  | 96 |
| 4.12 | Catodo duplo de tungstênio com cobertura de BaO atualmente utilizados no protótipo PHALL-1. . . . .  | 96 |
| 4.13 | Esquema de como foram montadas as sondas na câmara de vácuo . . . . .  | 99 |
| 4.14 | Corte longitudinal do canal de aceleração do plasma. Atentamos para a seta que marca a posição correspondente à origem de todos os gráficos medidos com a sonda de Langmuir. . . . . | 99 |

- 4.15 Densidade eletrônica em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração. . . . 100
- 4.16 Potencial de plasma em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração. . . . 101
- 4.17 Temperatura dos elétrons em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração. 102
- 4.18 Densidade eletrônica em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração. . . . 103
- 4.19 Potencial de plasma em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração. . . . 104
- 4.20 Energia dos elétrons em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração. . . . 105

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 4.21 | Espectro acumulado de energias obtido da curva característica do analisador de energia, no regime de baixa corrente de descarga. . . . . | 106 |
| 5.1  | Esquema da montagem experimental para detecção de instabilidades de plasma no PHALL. . . . .   | 110 |
| 5.2  | Sonda de RF, ainda incompleta. . . . .   | 111 |
| 5.3  | Sonda posicionada no canal do PHALL-1. . . . .   | 112 |
| 5.4  | Estrutura da sonda. . . . .  | 112 |
| 5.5  | Espectro das oscilações detectadas num propulsor de 10 cm de diâmetro (reproduzida de [16]). . . . .                                     | 114 |
| 5.6  | Espectro a partir de $10^5$ Hz obtido num propulsor de 15 cm de diâmetro (reproduzida de [16]). . . . .                                  | 115 |
| 5.7  | Oscilações de corrente e tensão num propulsor por feito Hall (reproduzido de [19]). . . . .  | 115 |

# Capítulo 1

## Introdução

Apesar de, até hoje, a maioria dos sistemas de propulsão utilizarem combustíveis sólidos e líquidos (propulsão química) para o lançamento e manobras de naves espaciais e satélites, desde o início do século passado já existiam estudos que sugeriam a utilização da propulsão elétrica para fins espaciais (Robert Goddard e Herman Oberth). Os propulsores elétricos destacam-se devido à possibilidade de longos períodos de aceleração com a utilização de uma pequena massa de propelente.

Dentre os diferentes sistemas de propulsão elétrica, o baseado no efeito Hall se revela como um dos mais promissores para missões de longa duração, manobras que exigem grande variação de velocidade e manutenção de órbitas

de satélites geoestacionários. Seu destaque se dá devido, principalmente, ao seu longo tempo de vida (até 7000 horas), alto impulso específico (até 8000 s) e eficiência próxima a 50%. Atualmente o Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) desenvolve propulsores a plasma para futuras missões espaciais onde pequenas correções na atitude e no posicionamento de satélites são necessárias. A ESA (Agência Espacial Européia) demonstrou que a propulsão por efeito Hall pode ser satisfatória quando utilizada como mecanismo de propulsão primária, quando lançou a missão SMART-1, que executou manobras de transferência de órbita da Terra para a Lua, utilizando o propulsor SPT-100 (100 mN de empuxo, 1600 s de impulso específico e potência de 1Kw).

A geometria básica de um propulsor Hall consiste em dois cilindros coaxiais, onde o espaço entre estes é preenchido com o gás propelente, injetado pela região do anodo. A presença de campos elétrico e magnético ortogonais entre si promove a formação de uma corrente eletrônica que circula no canal de aceleração, a corrente Hall. O campo magnético é produzido de forma radial tal que sua intensidade seja máxima nas proximidades da saída do canal, forte o suficiente para confinar os elétrons em órbitas de Larmour e fraca o suficiente para não perturbar significativamente a trajetória dos íons.

O Laboratório de Plasmas da UnB desenvolveu, em 2002, um propulsor a plasma por efeito Hall, o PHALL-1 e vem desenvolvendo agora o PHALL-2. Ambos diferem da maioria dos propulsores do tipo Hall por conterem um campo magnético produzido por ímãs permanentes, ao invés de eletroímãs, o que reduz consideravelmente a potência elétrica necessária para o funcionamento do propulsor.

O propulsor a plasma por efeito Hall possui muitas vantagens e vem sendo estudado há muitos anos. No entanto, problemas relativos à física do plasma gerado e acelerado na cavidade (canal) cilíndrico ainda persistem. O entendimento da dinâmica dos íons e das instabilidades provocadas principalmente pelos elétrons em deriva no canal são alguns exemplos de fenômenos ainda não totalmente elucidados. Neste trabalho propõe-se um estudo experimental das instabilidades produzidas no interior do canal de aceleração do PHALL-1

Um dos principais pontos a ser considerado na geração e aceleração de plasmas é a ocorrência de instabilidades devido às correntes de deriva de íons e elétrons. Este fenômeno é especialmente importante em propulsores por efeito Hall devido às turbulências geradas pela corrente Hall. As instabilidades de plasma têm um papel negativo e afetam a eficiência dos propulsores por efeito Hall, pois ondas de plasma geradas pelas turbulências extraem

energia das partículas por um mecanismo físico conhecido como Crescimento de Landau. A interação partícula-onda determina o aumento da amplitude das ondas e a manutenção da turbulência.

Neste trabalho, sugerimos uma montagem experimental capaz de detectar instabilidades de plasma no PHALL-1. Este propulsor vem sendo caracterizado, e seus parâmetros básicos de funcionamento já são bem conhecidos. Durante a caracterização, flutuações de corrente foram detectadas pela sonda Langmuir e pelo analisador de energia, o que sugere a existência de instabilidades de plasma.

A detecção de turbulências pode fornecer muitas informações sobre as características da geração e do fluxo de plasma e dos mecanismos particulares da interação onda-partícula no PHALL. Assim, para confirmar a existência das instabilidades desenvolvemos uma sonda RF móvel no interior da câmara de teste de vácuo que permitirá a investigação de instabilidades em diferentes faixas de frequência no interior do canal de aceleração do PHALL-1.

Esta dissertação está organizada de forma que o capítulo 2 faz uma breve introdução ao plasma através da apresentação de suas formas de produção, suas ocorrências na natureza, aplicações tecnológicas e os conceitos básicos referentes ao estudo da física de plasmas. Em seguida são apresentadas as

diversas abordagens possíveis para a análise do movimento do plasma e, posteriormente, são abordadas as instabilidade e, em especial, a instabilidade plasma-feixe.

O capítulo 3 aborda os sistemas desenvolvidos para impulsionar veículos espaciais. São citados diversos exemplos de tipos de propulsores, os parâmetros básicos da propulsão espacial, assim como o andamento das pesquisas na área no Brasil.

O quarto capítulo é dedicado ao projeto PHALL, desenvolvido no laboratório de plasma. São citadas as principais características do propulsor em estudo e das instalações para seu funcionamento, assim como alguns dados obtidos durante a caracterização do PHALL-1.

O capítulo 5 contém a proposta de sistema pra detecção de instabilidades no PHALL-1. É feita uma apresentação dos componentes necessários para o funcionamento adequado do sistema e dos materiais desenvolvidos ao longo desta pesquisa.

Finalmente, no capítulo 6 são feitas as considerações finais do trabalho e apresentadas as perspectivas para trabalhos futuros.

# Capítulo 2

## O Plasma

A diferença básica entre os estados físicos da matéria encontrados na natureza está nas interações que mantêm átomos e moléculas unidos. Quando fornecemos energia a uma substância, aumentamos a energia cinética dos constituintes e quando essa energia é grande o suficiente, temos o rompimento das energias de ligação. O resultado é uma transição de fase da substância.

As partículas que compõem um gás colidem umas com as outras e é através dessas colisões que o equilíbrio térmico é atingido. As colisões entre as partículas se tornam mais frequentes conforme aumentamos a temperatura do gás e a energia transferida durante a colisão em temperaturas elevadas pode “arrancar” um elétron de um dos átomos. Esse gás ionizado é chamado

de plasma. A maior parte da matéria encontrada no universo está no estado de plasma.

A palavra plasma vem do grego antigo e significa matéria moldável, ou “algo moldado”. Este termo foi utilizada pela primeira vez por Langmuir em 1928 para designar a região interna de um gás ionizado brilhante que se moldava à forma do tubo onde era produzido [1]. Diferentemente dos estados físicos sólido, líquido e gasoso, o plasma é composto por elétrons, íons e partículas neutras que apresentam um comportamento coletivo devido a interações eletromagnéticas locais [2]. Por possuir propriedades diferentes dos estados sólido, líquido e gasoso, o plasma é considerado o quarto estado da matéria.

Podemos dizer que o estado físico da matéria está diretamente relacionado à temperatura e à pressão em que está submetido. A transição de fase de uma substância acontece a uma temperatura constante para um dado valor de pressão. A quantidade de energia necessária para provocar uma transição de fase em uma determinada substância é chamada de calor latente. A transição do estado gasoso para o estado de plasma ocorre à medida que aumentamos a temperatura do sistema. Portanto a transição gás  $\rightarrow$  plasma não é uma transição de fase do ponto de vista termodinâmico [1].

## 2.1 Produção de plasma

Há três formas básicas de se produzir plasma: Aumento de temperatura, foto-ionização e descarga elétrica. Como descrito anteriormente, podemos aumentar a temperatura de um gás até que este fique ionizado. Há uma relação entre a temperatura e o grau de ionização do plasma no equilíbrio termodinâmico:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/KT}, \quad (2.1)$$

onde  $n_i$  e  $n_n$  são as densidades de átomos ionizados e neutros respectivamente,  $T$  é a temperatura do gás,  $K$  é a constante de Boltzmann e  $U_i$  é a energia de ionização do gás. Esta equação é conhecida como equação de Saha.

A produção por foto-ionização consiste em incidir fótons em um gás neutro com energia igual ou maior que a energia de ionização. O átomo absorve o fóton e um par elétron-íon é formado. O excesso de energia é transformado em energia cinética para o par.

Gases ionizados são bons condutores de eletricidade. Quando sujeitos a um campo eletrostático, os íons e elétrons do gás se redistribuem de maneira rápida. O processo de produção por descarga elétrica consiste em aplicar um campo elétrico externo para acelerar os elétrons livres até uma energia

suficientemente alta para ionizar outros átomos do gás através de colisões.

## 2.2 Ocorrência na natureza

Graças aos avanços na astrofísica e na física teórica, sabemos que a maior parte (99%) da matéria visível do universo encontra-se no estado de plasma. Podemos achar uma grande variedade de plasmas naturais em estrelas, gláxias, nebulosas e até ao redor de buracos negros. O comportamento dos plasmas no universo envolve a interação com campos magnéticos. Importante salientar que a compreensão de fenômenos envolvendo plasmas espaciais contribui para o entendimento do funcionamento de fontes de plasma em laboratório.

Toda a matéria solar encontra-se no estado plasma, a força gravitacional do Sol é grande o suficiente para impedir que partículas e radiação escape do plasma solar. A compreensão da dinâmica do plasma do Sol é essencial para se poder realizar previsões acerca dos ciclos de atividades deste astro, cujo período é de aproximadamente 11 anos.

O vento solar é mais um exemplo de plasma. Ele consiste na emissão contínua de partículas carregadas (prótons e elétrons) no espaço interesse-

lar devido à expansão supersônica da coroa solar. Partículas do vento solar podem ser capturadas pelo campo magnético terrestre, essas partículas formam o cinturão de radiação de Van Allen. Este cinturão só permite que as partículas do vento solar atinjam a Terra pelos pólos, como resultado temos o fenômeno da aurora boreal, que ocorre na ionosfera.

A ionosfera é um plasma que se estende, aproximadamente, de 60 a 1000 *km* de altitude. A frequência de plasma da ionosfera é maior que algumas frequências de rádio, assim, ela funciona como um “espelho” para determinadas ondas de rádio e isso permite a comunicação a longas distâncias.

O desenvolvimento de estudos nas áreas de astrofísica e cosmologia tem contribuído de maneira significativa para o aumento das pesquisas e da compreensão da ocorrência dos plasmas naturais no sistema solar e nas grandes estruturas do universo.

## 2.3 Aplicações

O progresso na área de pesquisa em plasma tem levado a um melhor entendimento de suas propriedades. Como resultado de suas aplicações tecnológicas, o plasma tem conquistado um espaço cada vez maior na indústria.

Como exemplos, podemos destacar:

- **Fusão termonuclear controlada:** Essa é uma das aplicações mais importantes devido ao grande potencial de gerar energia. Um plasma (geralmente de Deutério e Tritium) é produzido dentro do reator, campos externos aceleram as partículas carregadas e estas colidem, assim, é desencadeada a reação nuclear. Esta aplicação ainda apresenta alguns problemas devido às altas temperaturas e ao confinamento magnético do plasma altamente energético.
- **Gerador magnetohidrodinâmico (MHD) de energia:** A energia cinética de um plasma fluindo através de um campo magnético pode ser transformada em energia elétrica. O campo magnético, ortogonal ao feixe de plasma, separa as cargas positivas e negativas e essas partículas separadas dão origem a uma diferença de potencial que pode ser utilizada para alimentar circuitos elétricos.
- **Propulsão a plasma:** O plasma pode ser utilizado para o desenvolvimento de propulsores para foguetes. O processo utilizado consiste em transformar energia elétrica em energia cinética para os íons e elétrons do plasma. Podemos aplicar campos elétricos e magnéticos em um

plasma confinado de tal forma que o plasma seja ejetado do sistema. Como resultado, o plasma irá aplicar uma força de reação no foguete acelerando-o na direção oposta ao fluxo de plasma.

- **Eliminação de poluentes:** Outra aplicação tecnológica possível para plasmas é a eliminação de poluente através de um reator. Num filtro ativo magnetizado ocorre uma descarga corona, a abundância de elétrons gerada permite a ionização e dissociação molecular das substâncias poluentes, formando compostos mais estáveis e menos prejudiciais ao meio ambiente.

Há outras aplicações tais como: Esterilização de produtos de saúde, soldas, corrosão de metais, lâmpadas fluorescentes, televisores, etc. É importante destacar que a quantidade de pesquisas no desenvolvimento de diversos tipos e formas de utilização de plasma tem feito desta uma área de plasma um campo de destaque há décadas.

## 2.4 Critérios para a definição do plasma

- **Neutralidade macroscópica** Um plasma em condição de equilíbrio e na ausência de campos externos é macroscopicamente neutro. O plasma

resultante da ionização de um gás neutro geralmente possui um número igual de cargas positivas (íons) e cargas negativas (elétrons). No interior de um plasma, as cargas elétricas de sinal contrário estão fortemente acopladas e se neutralizam numa distância pequena comparada a outras distâncias de interesse físico.

Um campo elétrico externo aplicado faz com que haja uma redistribuição espacial de carga, devido à boa condutividade elétrica do plasma, e as cargas irão se ajustar de modo que o plasma seja capaz de blindar o campo externo. Esse fenômeno, devido a polarização do plasma, é chamado de blindagem de Debye.

- **Blindagem de Debye** A distância na qual a influência de um campo elétrico perturbativo é sentida no interior de um plasma é chamada de comprimento de Debye ( $\lambda_D$ ) [1]:

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k_B T}{ne^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

Em que  $\epsilon_0$  é a constante dielétrica,  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T$  é a temperatura do plasma,  $n$  é a densidade de elétrons e  $e$  é a carga elementar.

A blindagem de Debye é um fenômeno característico de todos os plas-

mas. Uma condição necessária para a existência de um plasma é que as dimensões do sistema ( $L$ ) sejam muito maiores que  $\lambda_D$ , ou seja:

$$L \gg \lambda_D \quad (2.3)$$

Define-se esfera de Debye como sendo uma esfera com raio igual a  $\lambda_D$ . Uma carga elétrica dentro do plasma só interage com partículas carregadas que estiverem dentro da esfera de Debye. O número de elétrons  $N_D$  dentro desta esfera é dado por:

$$N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 n \quad (2.4)$$

Para que a blindagem eletrostática seja efetiva, é necessário que a densidade de elétrons seja alta o suficiente para garantir um número adequado de cargas dentro da esfera de Debye. Portanto, um plasma deve ter:

$$N_D \gg 1 \quad (2.5)$$

A condição acima pode ser escrita da seguinte forma:

$$g = \frac{1}{n\lambda_D^3} \ll 1 \quad (2.6)$$

O parâmetro  $g$  é definido como parâmetro de plasma e a condição  $g \ll 1$  é chamada de aproximação de plasma.

- **Frequência de plasma**

Devido à importante característica da neutralidade macroscópica do plasma, uma perturbação momentânea é o suficiente para que intensas forças eletrostáticas atuem, forçando um movimento coletivo de cargas, para restaurar a neutralidade do sistema. O movimento coletivo de cargas é oscilatório e a frequência característica de oscilação é chamada de frequência de plasma:

$$\omega_P = \left( \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

Onde  $m$  é a massa do elétron. Essas oscilações podem ser amortecidas por colisões entre os elétrons e partículas neutras. Para que essas colisões não afetem o comportamento do plasma, é necessário que a frequência do plasma seja maior que a frequência de colisões ( $\nu_{Col}$ ):

$$\omega_P > 2\pi\nu_{Col} \equiv \omega_{col} \quad (2.8)$$

Se esta condição não for satisfeita, os elétrons irão entrar em equilíbrio com as partículas neutras e o sistema pode ser tratado como um gás neutro.

A dificuldade na análise do plasma decorre principalmente das diferentes caracterizações que podem ser atribuídas ao seu movimento dentro de um canal de aceleração.

Certos tipos de fluidos, por possuírem densidade muito alta, podem ter desconsiderados os movimentos de suas partículas individuais. Nesse caso as equações de dinâmica para estes fluidos são satisfatoriamente aplicáveis. Por outro lado existem outros tipos cuja densidade impõe que as trajetórias individuais das partículas sejam consideradas, sendo os efeitos coletivos pouco importantes.

Numa situação intermediária encontra-se o plasma: seu comportamento pode ser analisado ora considerando-o um fluido, ora tratando-o como uma coleção de partículas carregadas individuais.

As seções seguintes se destinam a elucidar as equações que regem o movimento do plasma em cada um desses regimes. A seção 2.5 trata da Teoria Orbital, na qual o plasma é considerado como uma coleção de partículas enquanto a seção 2.6 se dedica ao estudo da Teoria Magnetohidrodinâmica (MHD), onde o plasma é aproximado por um fluido contínuo.

---

## 2.5 Movimento do Plasma Segundo a Teoria Orbital

Apesar de ser tradicionalmente preterida em relação à MHD para o tratamento de propulsores do tipo Hall, a Teoria Orbital é, em algumas situações, uma alternativa que pode ser igualmente eficiente. Consiste ainda numa abordagem em muitos sentidos mais instrutiva por fornecer importantes informações acerca do aspecto microscópico do Plasma.

A seção é dividida nos diferentes regimes de campos elétrico e magnético aos quais o sistema pode ser submetido: uniformes, não uniformes e dependentes do tempo.

### 2.5.1 Campos $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ uniformes

$\mathbf{E} = \mathbf{0}$

A equação de movimento para uma partícula carregada é

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (2.9)$$

Considerando, sem perda de generalidade,  $\hat{\mathbf{z}}$  como a direção de  $\mathbf{B}$ , ou seja,

$\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{z}}$ , vem

$$\begin{aligned}
 m\dot{v}_x &= qBv_y & m\dot{v}_y &= -qBv_x & m\dot{v}_z &= 0 \\
 \ddot{v}_x &= \frac{qB}{m}\dot{v}_y = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_x & & & & \\
 \ddot{v}_y &= \frac{qB}{m}\dot{v}_x = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 v_y, & & & & 
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

que são as equações de movimento de um oscilador harmônico de frequência

$$\omega_c \equiv \frac{|q|B}{m}, \tag{2.11}$$

onde  $\omega_c$  é a frequência íon eletrociclôtrônica.

As soluções da equação 2.10 são:

$$v_{x,y} = v_{\perp} e^{(\pm i\omega_c t + i\delta_{x,y})}. \tag{2.12}$$

Nessa expressão  $\pm$  se refere ao sinal da carga oscilante e  $v_{\perp}$  representa a componente da velocidade perpendicular ao campo magnético.

Escolhendo a fase  $\delta$  de tal forma que

$$v_x = v_{\perp} e^{i\omega_c t} = \dot{x}, \tag{2.13}$$

temos

$$v_y = \frac{m}{qB} \dot{v}_x = \pm \frac{1}{\omega_c} \dot{v}_x = \pm i v_{\perp} e^{i\omega_c t} = \dot{y}. \tag{2.14}$$

Integrando obtemos

$$x - x_0 = -i \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{i\omega_c t} \quad y - y_0 = \pm \frac{v_{\perp}}{\omega_c} e^{i\omega_c t}. \quad (2.15)$$

Tomando a parte real de 2.15, obtemos as seguintes equações que descrevem uma órbita circular em torno do ponto  $(x_0, y_0)$ , o chamado centro-guia da órbita:

$$x - x_0 = r_L \text{sen}(\omega_c t) \quad y - y_0 = \pm r_L \text{cos}(\omega_c t), \quad (2.16)$$

nas quais se definiu o raio de Larmor  $r_L \equiv \frac{v_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mv_{\perp}}{|q|B}$ .

### $\mathbf{E} \neq \mathbf{0}$

No caso do movimento sob ação do campo elétrico, o movimento será dado pela soma de dois termos: o circular de Larmor e mais um movimento de translação do centro-guia. A equação de movimento que descreve tal movimento é

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.17)$$

cujas componentes na direção  $z$  é

$$\frac{dv_z}{dt} = \frac{q}{m} E_z \Rightarrow v_z = \frac{qE_z}{m} t + v_{z0}, \quad (2.18)$$

obtida por uma integração. Observe que trata-se de um movimento uniformemente acelerado ao longo da direção de  $\mathbf{B}$ . As componentes transversais da equação 2.17 são

$$\begin{aligned}\frac{dv_x}{dt} &= \frac{q}{m}E_x \pm \omega_c v_y \\ \frac{dv_y}{dt} &= \pm \omega_c v_x.\end{aligned}\tag{2.19}$$

Derivando em relação ao tempo

$$\begin{aligned}\ddot{v}_x &= -\omega_c^2 v_x \\ \ddot{v}_y &= \mp \omega_c \left( \frac{q}{m}E_x \pm \omega_c v_y \right) = -\omega_c^2 \left( \frac{E_x}{B} + v_y \right),\end{aligned}\tag{2.20}$$

podemos reescrever como

$$\frac{d^2}{dt^2} \left( v_y + \frac{E_x}{B} \right) = -\omega_c^2 \left( v_y + \frac{E_x}{B} \right).\tag{2.21}$$

Assim, fazendo a transformação  $v_y \rightarrow v_y + E_x/B$ , obtemos as mesmas equações de movimento do caso de campo elétrico nulo.

Note que no presente caso temos uma típica trajetória helicoidal, conforme representa a figura 2.1.

Uma expressão geral para a velocidade do centro-guia é obtida partindo da equação 2.17. Se notarmos que a força sobre tal ponto é nula temos

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}.\tag{2.22}$$

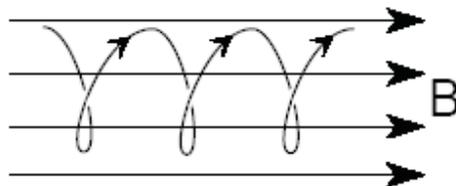


Figura 2.1:  $\mathbf{B}$  com curvatura de raio  $\mathbf{R}$ .

Tomando o produto vetorial com  $\mathbf{B}$

$$\mathbf{E} \times \mathbf{B} = \mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \mathbf{v}B^2 - \mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}). \quad (2.23)$$

A componente transversal dessa equação é a chamada “**deriva Hall**”, dada por

$$\mathbf{v}_{\perp cg} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.24)$$

É importante notar que para uma força uniforme arbitrária o procedimento seguido é idêntico ao adotado até aqui. Em outras palavras, se ao invés da força elétrica  $q\mathbf{E}$ , impusermos uma força genérica  $\mathbf{F}$  teremos

$$\mathbf{v}_f = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (2.25)$$

### 2.5.2 Campos $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ não uniformes

A partir do conceito de centro-guia, discute-se mais facilmente o movimento de partículas em campos não homogêneos, ou seja, aqueles que variam

no espaço ou no tempo. A não homogeneidade dos campos muitas vezes tornam os problemas analiticamente insolúveis. O que é usualmente obtido é uma resposta aproximada em alguma ordem da expansão de Taylor. Neste trabalho, trataremos apenas dos casos mais simples onde uma inhomogeneidade ocorre de cada vez.

### **B com gradiente espacial**

Consideraremos o caso  $\nabla B \perp \mathbf{B}$ . As linhas de campo são retas, mas a densidade de linhas aumenta em uma dada direção (suponha  $\mathbf{y}$ ).

Considerando a avaliação média de  $F = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  sobre um ciclo completo. Por simetria  $\overline{F_x} = 0$ . Para o cálculo da média de  $F_y$ , consideremos uma aproximação que faz o uso da órbita não perturbada — dada por 2.14 e 2.16.

Tomando a expansão de McLaurin de  $\mathbf{B}$

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0 + (\mathbf{r} \cdot \nabla)\mathbf{B} + \dots \\ \therefore B_z &= B_0 + y \frac{\partial B_z}{\partial y} + \dots, \end{aligned} \quad (2.26)$$

a parte real de 2.14 e usando 2.16, temos

$$F_y = -qv_x B_z(y) = -qv_{\perp} \cos(\omega_c t) \left[ B_0 \pm r_L \cos(\omega_c t) \frac{\partial B}{\partial y} \right]. \quad (2.27)$$

Finalmente tomando a média em um ciclo, o primeiro termo se anula. A

avaliação da média é, portanto

$$\overline{F}_y = \mp q v_{\perp} r_L \frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial y}. \quad (2.28)$$

De 2.25 obtemos a velocidade de deriva do centro-guia

$$\mathbf{v}_{cg} = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} = \frac{1}{q} \frac{\overline{F}_y}{|B|} \hat{\mathbf{x}} = \mp \frac{v_{\perp} r_L}{B} \frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial y} \hat{\mathbf{x}}, \quad (2.29)$$

que escrita numa forma mais geral, para uma escolha de eixos arbitrária, é

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \pm \frac{1}{2} v_{\perp} r_L \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2}. \quad (2.30)$$

### **B com curvatura de raio $R_c$**

Nesse caso, ao contrário do anterior, consideramos as linhas de campo curvadas com raio  $R$  e supomos uma intensidade  $|B|$  constante. A figura 2.2 representa o sistema não-inercial para a deriva em um campo magnético da presente situação.

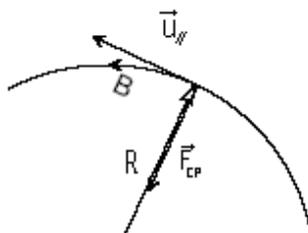


Figura 2.2: **B** com curvatura de raio **R**.

A deriva do centro guia resulta da força centrífuga que atua sobre as partículas enquanto movem ao longo das linhas de campo. Seja  $v_{\parallel}^2$  a média quadrática da componente da velocidade ao longo de  $\mathbf{B}$ . A força centrífuga média é

$$\mathbf{F}_{cf} = \frac{mv_{\parallel}^2}{R} \hat{\mathbf{r}} = mv_{\parallel}^2 \frac{\mathbf{R}}{R^2}. \quad (2.31)$$

De acordo com 2.25, a expressão anterior implica

$$\mathbf{v}_R = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F}_{cf} \times \mathbf{B}}{B^2} = \frac{mv_{\parallel}^2}{qB^2} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2}, \quad (2.32)$$

que é chamada deriva de “curvatura”.

A velocidade de deriva total possui ainda o termo da equação 2.30. Como no vácuo  $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ , temos que  $\frac{\nabla|B|}{|B|} = -\frac{\mathbf{R}}{R^2}$ . Daí, por 2.30

$$\mathbf{v}_{\nabla B} = \mp \frac{1}{2} \frac{v_{\perp} r_L}{B^2} \mathbf{B} \times |B| \frac{\mathbf{R}}{R^2} = \pm \frac{1}{2} \frac{v_{bot}^2}{\omega_c} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B} = \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B^2}. \quad (2.33)$$

Assim, a velocidade total de deriva é

$$\mathbf{v}_R + \mathbf{v}_{\nabla B} = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{R} \times \mathbf{B}}{R^2 B^2} \left( v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right). \quad (2.34)$$

Propulsores como o por efeito Hall, onde há ação de campos elétricos e magnéticos cruzados, dependem explicitamente dos movimentos de deriva das partículas que compõem o plasma.

## 2.6 O Movimento do Plasma Segundo a Teoria Magnetohidrodinâmica

A idéia da Teoria Magnetohidrodinâmica (MHD) é que os campos magnéticos presentes induzem correntes num fluido condutor, o que gera uma força no próprio fluido modificando o campo magnético original. Um problema auto-consistente a ser resolvido resulta dessas considerações. Naturalmente o problema de resolver as trajetórias das partículas independentemente torna-se por demais complicado, demandando uma outra abordagem.

Pela teoria Magnetohidrodinâmica o plasma é modelado como um fluido condutor na presença de campos eletromagnéticos externos. Essa formulação é, portanto, regida pelas equações de Maxwell em conjunto com as equações da Física de Fluidos, como a equação de Navier-Stokes.

Neste trabalho consideraremos as equações MHD simplificadas, ou seja, a aproximação segundo a qual despreza-se efeitos ligados a interações entre as partículas, à viscosidade e à condutividade térmica. Com tais simplificações as equações necessárias à descrição do modelo são da forma

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0 \quad \text{Equação da Continuidade} \quad (2.35)$$

$$n \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad \text{Equação de Momento} \quad (2.36)$$

$$\nabla p = V_s^2 \nabla n \quad \text{Equação da Pressão} \quad (2.37)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{Lei de Faraday} \quad (2.38)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad \text{Lei de Ampere} \quad (2.39)$$

$$\mathbf{J} = \sigma_0 (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{\sigma_0}{ne} \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad \text{Lei de Ohm Generalizada} \quad (2.40)$$

A partir da lei de Ampère, calcula-se  $\mathbf{J}$  como

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0 r} \begin{vmatrix} \hat{\mathbf{r}} & r\hat{\theta} & \hat{\mathbf{z}} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial z} \\ B_r & rB_\theta & B_z \end{vmatrix}. \quad (2.41)$$

Assim

$$\mathbf{J} = \hat{\theta} \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} B_r, \quad (2.42)$$

que, de fato é a forma da corrente Hall desejada do tipo

$$\mathbf{J}_H = ne\mathbf{v}_{\perp cg} \hat{\theta}, \quad (2.43)$$

onde  $\mathbf{v}_{\perp cg}$  é a velocidade de deriva Hall referida em 2.24.

Conclui-se que um campo essencialmente radial que varia axialmente gera a referida corrente Hall. Essa é a primeira condição a ser imposta sobre o campo magnético.

Ignorando o termo do gradiente de pressão na equação do momento (eq. 2.36), teremos

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{n\mu_0}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (2.44)$$

Usando a identidade vetorial procedente

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= \frac{1}{n\mu_0} \left[ B^2(\hat{\mathbf{B}} \cdot \nabla)\hat{\mathbf{B}} + \frac{1}{2}[\hat{\mathbf{B}}(\hat{\mathbf{B}} \cdot \nabla)B^2 - \nabla B^2] \right] \\ &= \frac{1}{n\mu_0} \left[ \frac{B^2}{R} - \frac{1}{2}\nabla_{\perp} B^2 \right] \end{aligned} \quad (2.45)$$

Assim duas imposições adicionais sobre o campo são feitas, uma vez que a aceleração depende da curvatura do campo e de seu gradiente.

É importante frisar a aplicabilidade versão utilizada da teoria MHD. Lembrando que ao adotarmos a teoria MHD em sua formulação ideal estamos trabalhando no limite da ausência de difusibilidade eletrônica, conclui-se que a MHD ideal é bem aplicável quando:

- As colisões no plasma são de tal forma intensas que a escala dos tempos de duração destas é menor que outros tempos característicos do sistema.

- As colisões resultem numa distribuição Maxwelliana para as partículas do plasma.
- A resistividade devido às colisões é pequena.
- O interesse se dá sobre escalas de comprimento bem maiores que o raio de Larmour.

Sob tais condições a presente abordagem torna exequível a solução numérica ou analítica das equações diferenciais envolvidas.

## 2.7 A Teoria Cinética

Para o tratamento de determinados fenômenos, a utilização da teoria de fluidos (MHD) para a descrição do comportamento do plasma não é adequada. Nestes casos é necessário considerar a função distribuição das velocidades para cada espécie de partículas presentes no plasma, por meio da teoria cinética. Ao considerar a função distribuição podemos extrair todas as informações fisicamente importantes sobre o sistema e consideramos sete variáveis independentes:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t).$$

Uma importante função distribuição a ser considerada é a Maxwelliana:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n(m/2\pi KT)^{3/2} e^{-\frac{v^2}{v_{th}^2}}, \quad (2.46)$$

onde  $v_{th} \equiv (2KT/m)^{1/2}$ .

A principal equação a ser satisfeita pela função distribuição é a equação de Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (2.47)$$

onde  $\mathbf{F}$  representa a força que atua sobre as partículas e  $(\partial f/\partial t)_c$  é a taxa de colisões que alteram  $f$ .

Para um plasma em que as colisões podem ser desprezadas e a força que atua sobre as partículas é puramente eletromagnética a equação de Boltzmann se torna

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.48)$$

e é chamada de equação de Vlasov. A partir desta equação e de algumas integrações diretas é possível obter todas as equações de fluidos utilizadas para descrever o plasma na teoria MHD.

### 2.7.1 Oscilações no Plasma

Para ilustrar a utilização da equação de Vlasov podemos considerar uma oscilação eletrônica num plasma que, em primeira ordem, pode ser aproximado pela função distribuição  $f_0(\mathbf{v})$  e  $\mathbf{B}_0 = \mathbf{E}_0 = 0$ . Em primeira ordem podemos escrever

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{v}) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t), \quad (2.49)$$

e a equação de Vlasov se torna

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_1 - \frac{e}{m} \mathbf{E}_1 \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (2.50)$$

Considerando que os íons são fixos e que as oscilações estão na direção  $x$  temos  $f_1 \propto \exp i(kx - \omega t)$  teremos

$$f_1 = \frac{ieE_x}{m} \frac{\partial f_0 / \partial v_x}{\omega - kv_x}. \quad (2.51)$$

Da equação de Poisson:

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E}_1 = ik\epsilon_0 E_x = -en_1 = -e \int \int \int f_1 d^3v. \quad (2.52)$$

Com auxílio da equação 2.51:

$$1 = -\frac{e^2}{km\epsilon_0} \int \int \int \frac{\partial f_0 / \partial v_x}{\omega - kv_x} d^3v \quad (2.53)$$

e, substituído  $f_0$  por uma função normalizada  $\hat{f}_0$  teremos

$$1 = -\frac{\omega_p^2}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_z \int_{-\infty}^{+\infty} dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \hat{f}_0(v_x, v_y, v_z) \partial v_x}{\omega - kv_x} dv_x. \quad (2.54)$$

Se  $f_0$  é uma distribuição Maxwelliana podemos trabalhar apenas com a função distribuição unidimensional  $\hat{f}_0(v_x)$  e a relação de dispersão de torna:

$$1 = \frac{\omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \hat{f}_0(v) \partial v}{v - (\omega/k)} dv. \quad (2.55)$$

Utilizando o teorema do resíduo realizando as expansões necessárias chegamos a

$$\omega = \omega_p \left( 1 + i \frac{\pi \omega_p^2}{2 k^2} \left[ \frac{\partial \hat{f}_0}{\partial v} \right]_{v=v_\phi} \right) \quad (2.56)$$

onde  $v_\phi = \omega/k$  é a velocidade de fase da onda que se propaga. Lembrando que  $\hat{f}_0$  é Maxwelliana teremos

$$\frac{\partial \hat{f}_0}{\partial v} = -\frac{2v}{\sqrt{\pi} v_{th}^3} \exp\left(\frac{-v^2}{v_{th}^2}\right). \quad (2.57)$$

Podemos ver que a parte imaginária de  $\omega$  é negativa. Desta forma, há um amortecimento das ondas geradas no plasma, que é chamado de amortecimento de Landau. Para valores muito pequenos de  $k\lambda_D$  este amortecimento é muito pequeno, mas torna-se importante quando  $k\lambda_D$  torna-se considerável.

## 2.8 Instabilidades de Plasma

Ao se fazer uma análise individual das partículas, o desenvolvimento de campos magnéticos capazes de confinar um plasma no laboratório de forma a não haver colisões não aparenta ser um grande desafio. Para tanto basta se estabelecer um campo cujas linhas de força não toquem nos limites físicos do sistema. Porém, do ponto de vista macroscópico capaz de analisar todo o fluido, a situação se mostra bem diferente. Por mais que as forças externas sejam cuidadosamente planejadas de forma a confinar o plasma, campos internos são criados e acabam afetando o movimento das partículas [3].

Oscilações coletivas em um plasma próximo ao equilíbrio termodinâmico representam, geralmente, excitações individuais estáveis [4]. Porém, a existência de um estado de equilíbrio não implica, necessariamente, que tal equilíbrio seja estável [5]. Os conceitos de equilíbrio e estabilidade costumam ser confundidos, mas é importante conhecer de forma clara a diferença entre eles. Uma analogia com sistemas mecânicos, como a ilustrada na figura 2.3, ilustra de forma clara a diferença entre tais conceitos. De maneira geral, o critério da estabilidade de qualquer sistema pode ser definido como: Se uma pequena perturbação no estado de equilíbrio é seguida pelo retorno ao equilíbrio ou pelo não crescimento das oscilações, o sistema é dito estável; se uma pequena

perturbação resultar no crescimento desta, o sistema é instável [5].

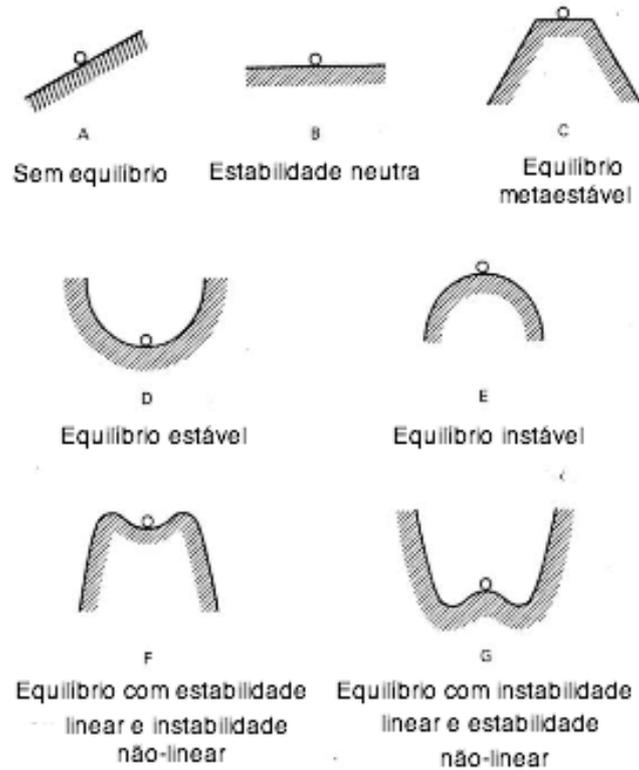


Figura 2.3: Análogo mecânico para diversos tipos de situações de estabilidade e equilíbrio em plasmas. (reproduzido de [3])

A maioria dos plasmas encontrados na natureza está fora do equilíbrio termodinâmico, o que significa que existe a possibilidade de haver um crescimento exponencial da amplitude de oscilação de algumas quantidades físicas tais como densidade de partículas, temperatura ou intensidade de campo magnético.

Quando tais instabilidades se estabelecem, as propriedades do plasma são alteradas drasticamente, este passa de um estado quieto (quando em equilíbrio termodinâmico) para um estado com flutuações crescentes (turbulências).

### 2.8.1 Classificações das Instabilidades

Ao fazer o tratamento de instabilidades de plasma, consideramos estados que, apesar de estarem em equilíbrio no que diz respeito ao balanceamento de todas as forças e possuírem solução não dependente do tempo, não estão em equilíbrio termodinâmico perfeito.

A energia livre disponível no sistema pode gerar ondas que se auto-excitam e, desta forma, teremos um equilíbrio instável. A ocorrência de instabilidades gera uma diminuição da energia livre, aproximando o plasma de um equilíbrio termodinâmico. De acordo com o tipo de energia livre disponível, as instabilidades podem ser agrupadas em quatro categorias principais [3]:

- **Instabilidades de corrente:** Instabilidades deste tipo ocorrem quando há incidência de um feixe de partículas ou uma corrente é estabelecida no plasma, de forma que existe deslocamento dos íons em relação aos

elétrons. É a energia do deslocamento que excita as ondas e amplifica a energia das oscilações.

- **Rayleigh-Taylor:** Neste caso, o plasma possui um gradiente de densidade ou uma interface entre diferentes espécies, sendo não-uniforme. Desta forma, uma força cuja origem não é eletromagnética dá origem às instabilidades.
- **Universais:** Mesmo na ausência de forças externas, um plasma não atinge o equilíbrio termodinâmico a não ser que seja confinado. A pressão exercida pelas partículas do plasma faz com que este tenda a se expandir e a energia responsável pela expansão pode dar origem a instabilidades.
- **Cinéticas:** Quando a função distribuição das velocidades das partículas num plasma não segue uma distribuição Maxwelliana, não há equilíbrio termodinâmico e instabilidades podem surgir em decorrência da anisotropia dessas velocidades.

## 2.8.2 Teoria Cinética para Instabilidades Produzidas na Interação Feixe-Plasma

A interação feixe-plasma é um caso relativamente complexo de geração de instabilidades que pode ser simplificado com a aplicação da teoria cinética. Quando um feixe de elétrons move-se no interior de um plasma estacionário, a função de distribuição para elétrons torna-se

$$f(\mathbf{v}) = (n_0/n)\delta(\mathbf{v}) + (n_f/n)\delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_f), \quad n = n_0 + n_f \quad (2.58)$$

onde  $\mathbf{v}_f$  representa a velocidade de deriva do feixe através do plasma e  $n_f$  é a densidade de elétrons do feixe.

A equação da função dielétrica é dada por [4]:

$$\epsilon(\mathbf{k}, \omega) = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{\omega_f^2}{(\omega - kv_f)^2} \quad (2.59)$$

com  $\omega_0 = \left(\frac{n_0 e^2}{m \epsilon_0}\right)^{1/2}$ ,  $\omega_f = \left(\frac{n_f e^2}{m \epsilon_0}\right)^{1/2}$  e  $v_f = \mathbf{v}_f \cdot \mathbf{k}/k$  onde fica expressa a relação de dispersão para ondas em plasma turbulento.

Podemos definir

$$x \equiv \frac{\omega}{\omega_0}, \quad z \equiv \frac{kv_f}{\omega_0} \quad e \quad \alpha \equiv \frac{\omega_f^2}{\omega_0^2} = \frac{n_f}{n_0}$$

e escrever a relação de dispersão sob a forma:

$$1 = \frac{1}{x^2} + \frac{\alpha}{(x - z)^2} = y(x, z). \quad (2.60)$$

Estas novas variáveis podem ser interpretadas como a frequência normalizada ( $x$ ), velocidade do feixe normalizada pela velocidade de fase da onda ( $z$ ) e a densidade do feixe normalizada ( $\alpha$ ), que está diretamente relacionada com a razão de crescimento da instabilidade.

Podemos analisar a estabilidade do sistema a partir de uma análise gráfica do comportamento do lado direito da igualdade, como mostra a figura 2.4.

A equação 2.60 deve possuir quatro soluções, e estas estão representadas pela interseção entre as curvas de  $y(x, z)$  e a reta  $y = 1$ . Vemos que para valores grandes de  $z$  as quatro soluções (frequências de oscilação) possíveis são reais, o que significa que o sistema é estável. Para valores pequenos de  $z$  temos apenas duas interseções, neste caso a equação possui duas soluções reais e duas outras, complexas conjugadas. Temos então um sistema instável, em que uma das soluções complexas representa um modo amortecido e a outra um modo crescente.

Através de alguns cálculos obtemos que o valor máximo assumido por  $z$  em que ainda há instabilidade é

$$z_m = (1 + \alpha^{1/3})^{3/2}. \quad (2.61)$$

Ou seja, para valores suficientemente pequenos de  $kv_f$  o sistema será instável e, pra qualquer valor de  $v_f$  o plasma sempre será instável para oscilações de

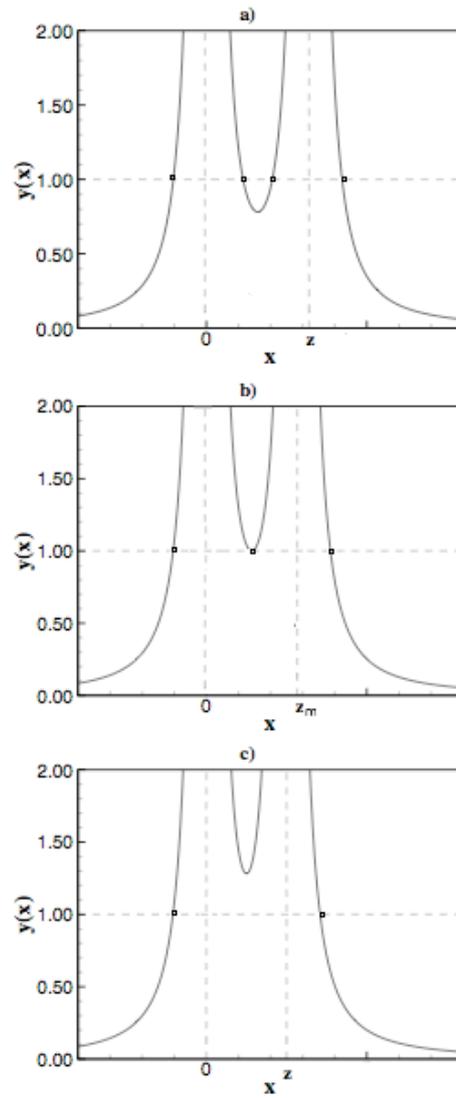


Figura 2.4: Instabilidade feixe-plasma.

$k\lambda_d \ll 1$ , ou seja, grande comprimento de onda.

Retomando as variáveis originais temos

$$k_m = \left( \frac{\omega_0}{v_f} \right) \left[ 1 + \left( \frac{n_f}{n_0} \right)^{1/3} \right]^{3/2}, \quad (2.62)$$

onde  $k_m$  representa o valor limítrofe do número de onda para que haja instabilidade.

## Capítulo 3

# Sistemas de Propulsão

Existem diversas formas para se gerar aceleração e manobrar veículos espaciais, mas o princípio básico de funcionamento da grande maioria dos sistemas de propulsão espacial é o mesmo: ejetar matéria numa determinada direção para ser impulsionado em sentido oposto, ou seja, os propulsores espaciais funcionam a partir da terceira lei de Newton.

Se aplicarmos a segunda lei de Newton para sistemas de massa variável podemos deduzir a “equação do foguete” ou equação de Tsilkovsky (1903), para conhecer como é a relação de dependência entre a velocidade do veículo espacial e a ejeção de matéria [6].

Sabemos que a força ( $F$ ) exercida no veículo espacial é dada por:

$$F = M \frac{dv}{dt} + v \frac{dM}{dt}. \quad (3.1)$$

Porém, tal força deve ser oposta à variação de momento sofrida pelo propelente:

$$F = \frac{d}{dt}(m_p v_{ex}) = v_{ex} \frac{dm_p}{dt} + m_p \frac{dv}{dt} \quad (3.2)$$

onde  $v_{ex}$  é a velocidade de exaustão do propelente, constante no referencial do veículo espacial, e  $m_p$  é a massa de propelente a bordo.

Num instante  $t$  qualquer, a massa total do sistema pode ser expressa como a soma das massas do veículo espacial e do propelente

$$M(t) = m_v + m_p, \quad (3.3)$$

mas apenas a parcela referente ao propelente sofre uma variação no tempo de forma que

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dm_p}{dt} \quad (3.4)$$

e a partir das equações 3.1 e 3.2 podemos obter

$$dv = -v_{ex} \frac{dM}{M} \quad (3.5)$$

e, integrando, temos

$$v_i - v_f = \Delta v = v_{ex} \ln \left( \frac{m_0}{m_f} \right). \quad (3.6)$$

A equação acima é conhecida como “equação do foguete”, e nos mostra de forma clara a dependência entre a massa necessária de propelente e a velocidade final a ser atingida pelo veículo espacial.

Escrita sob a forma

$$\frac{m_f}{m_0} = e^{-\Delta v/v_{ex}}, \quad (3.7)$$

esta equação nos mostra que, para que uma fração significativa da massa inicial atinja o destino final, a velocidade de exaustão do material propelente deve ser de ordem de grandeza comparável com a variação de velocidade desejada. A tabela 3.1 mostra as variações de velocidade necessárias para se atingir alguns destinos específicos.

Para verificar o aproveitamento que um determinado sistema de propulsão faz do propelente, devemos observar alguns parâmetros de desempenho e, a partir da análise desses parâmetros é que se torna possível determinar se um dado propulsor é indicado ou não para uma missão espacial específica. Desta forma, a escolha do tipo de propulsão utilizado deve levar em consideração o tempo desejado para a realização da missão e a eficiência na utilização do combustível.

| Missão  | $\Delta v(m/s)$   |
|---|-------------------|
| Escape da superfície terrestre  | $1,12 \cdot 10^4$ |
| Escape da Terra a partir de 480 Km de altitude<br>(manobra impulsiva)                     | $3,15 \cdot 10^3$ |
| Escape da Terra a partir de 480 Km de altitude<br>(manobra em espiral)                    | $7,59 \cdot 10^3$ |
| Órbita terrestre $\rightarrow$ órbita de Marte $\rightarrow$ órbita terrestre             | $1,4 \cdot 10^4$  |
| Superfície terrestre $\rightarrow$ superfície de Marte $\rightarrow$ superfície terrestre | $3,4 \cdot 10^4$  |
| Órbita terrestre $\rightarrow$ órbita de Venus $\rightarrow$ órbita terrestre             | $1,6 \cdot 10^4$  |
| Órbita terrestre $\rightarrow$ órbita de Mercúrio $\rightarrow$ órbita terrestre          | $3,1 \cdot 10^4$  |
| Órbita terrestre $\rightarrow$ órbita de Júpiter $\rightarrow$ órbita terrestre           | $6,4 \cdot 10^4$  |
| Órbita terrestre $\rightarrow$ órbita de Saturno $\rightarrow$ órbita terrestre           | $1,1 \cdot 10^5$  |

Tabela 3.1: Incremento de velocidade necessário para diferentes missões espaciais(Traduzido de [7]).

### 3.1 Parâmetros de Performance

Nesta seção serão apresentados os principais parâmetros a serem considerados ao se avaliar sistemas de propulsão.

### 3.1.1 Empuxo

A força que os motores exercem para impulsionar os veículos espaciais é um parâmetro fundamental na caracterização de propulsores e é também conhecida como Empuxo ( $T$ ). Relembrando a equação 3.2, o empuxo pode ser escrito como

$$T = v_{ex}\dot{m}_p. \quad (3.8)$$

Por se tratar de uma força, o empuxo é expresso em Newtons. Dependendo do tipo de propulsor, da missão e do propelente a ser utilizados, o empuxo pode variar num grande intervalo. Enquanto o valor típico para missões de posicionamento e controle de atitude é da ordem de  $10^{-6}$  N, para lançamento de satélites ou naves espaciais de grande porte o empuxo necessário chega à ordem de  $10^5$  N.

### 3.1.2 Impulso Específico

À razão entre o módulo do empuxo e a taxa de exaustão de peso de combustível damos o nome de impulso específico:

$$I_{SP} = \frac{T}{\dot{m}g} = \frac{v_{ex}}{g}, \quad (3.9)$$

---

onde  $g$  representa a aceleração gravitacional ao nível do mar, aproximadamente  $9,8m/s^2$ . Outra interpretação possível para o impulso específico é a medida do tempo no qual a nave pode ser acelerada com a utilização de um dado tipo de propelente e/ou técnicas de aceleração. Vemos, portanto, que o conceito de impulso específico está diretamente relacionado à velocidade de exaustão do propelente e possui unidade de tempo, seu valor pode variar de  $10^2$  a  $10^4$  s, dependendo . Quanto maior o impulso específico de um sistema, menor o fluxo de combustível necessário para a produção de empuxo e maior o tempo em que a aceleração do sistema pode ser mantida. Portanto é possível interpretar o impulso específico como o tempo útil de funcionamento do sistema de propulsão.

A partir da equação 3.6 podemos escrever

$$\frac{m_p}{m_0} = 1 - \exp\left(\frac{-\Delta v}{I_{SP}g}\right). \quad (3.10)$$

A expressão acima nos permite traçar a figura 3.1. Neste gráfico, vemos que propulsores com maior impulso específico permitem o alcance de maiores velocidades com a utilização de menor massa de propelente.

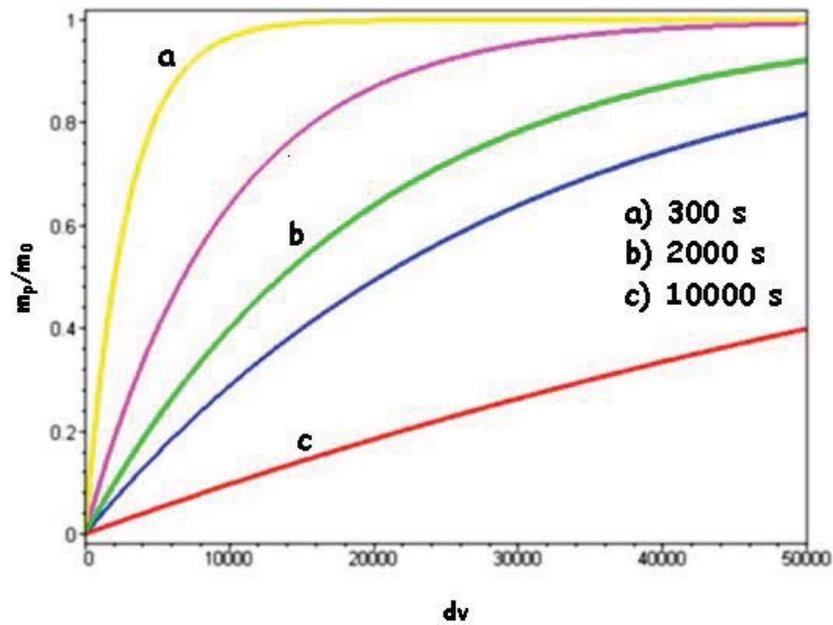


Figura 3.1: Razão entre a massa exaurida de propelente e massa total do sistema em função da variação de velocidade para diferentes valores de impulso específico (reproduzido de [8]).

### 3.1.3 Eficiência

Para sistemas de propulsão elétrica (que serão apresentados nas próximas seções) definimos a eficiência do propulsor como [9]

$$\eta = \frac{T^2}{2\dot{m}P} \quad (3.11)$$

onde  $P$  é a potência elétrica fornecida para o funcionamento do sistema.

## 3.2 Tipos de Propulsão Espacial

Existem diferentes tipos de sistemas que podem fornecer aceleração para veículos espaciais, cada um com suas vantagens, desvantagens e indicações para missões espaciais específicas. Entre os diferentes tipos de propulsores que nos permitem impulsionar e manobrar satélites e veículos espaciais merecem destaque duas classes distintas: a dos propulsores químicos e a dos propulsores elétricos.

### 3.2.1 Propulsão Química

Para vencer a gravidade terrestre e lançar qualquer veículo espacial a partir da superfície do planeta é necessária a utilização de propulsores químicos, sistemas de propulsão baseados em reações químicas que transportam consigo tanto um material combustível como um material comburente. Estes dispositivos possuem uma câmara interna onde ocorre a combustão, dando origem a um gás que se expande e, ao sair por uma das extremidades da câmara com alta velocidade, impulsiona todo o sistema. O material propelente pode ser sólido, líquido ou híbrido (combinação sólido + líquido).

Os combustíveis sólidos são, comparativamente mais simples e seguros

que os líquidos. Após preparados são armazenados numa câmara resistente, uma vez em contato com o comburente a ignição é iniciada e é impossível controlá-la. A taxa de queima pode ser determinada a partir da geometria da célula de combustível e, como a queima não pode ser parada, o tempo de combustão (e, conseqüentemente, o tempo de aceleração) é curto.

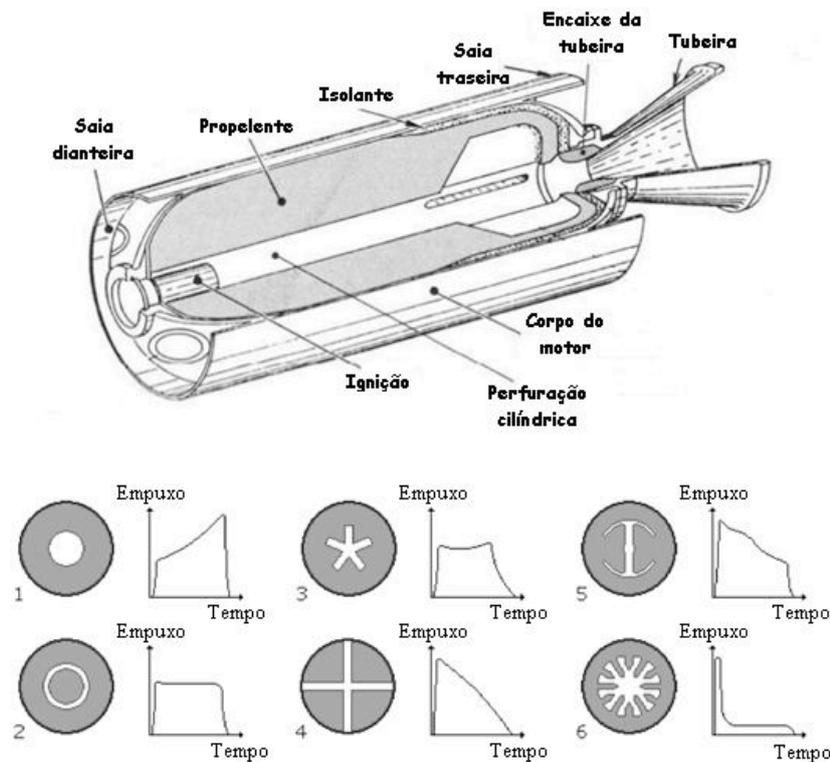


Figura 3.2: Esquema de funcionamento de um propulsor com propelente sólido e diferentes geometrias da secção transversal do grão de combustível.

Nos sistemas que utilizam propelentes líquidos o combustível e o combu-

rente são armazenados fora da câmara de combustão, e ao serem misturados, entram em combustão, são expelidos e impulsionam o veículo. Em relação aos propulsores de propelente sólido, tais sistemas apresentam a vantagem de possuírem ignição que pode ser parada e reativada, são mais complexos porém menos seguros.

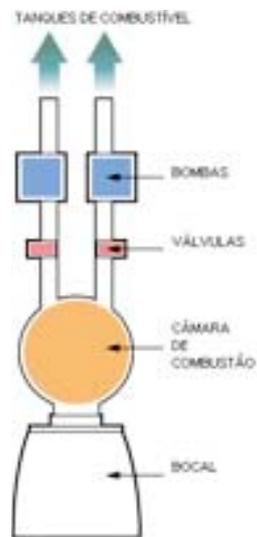


Figura 3.3: Esquema de funcionamento de um propulsor químico com propelente líquido.

### 3.2.2 Propulsão Elétrica

Apesar de, até hoje, a maioria dos sistemas de propulsão utilizarem combustíveis sólidos e líquidos (propulsão química) para o lançamento e mano-

bras de naves espaciais e satélites, desde o início do século passado já existem estudos que sugerem a utilização da propulsão elétrica para fins espaciais.

O conceito da propulsão elétrica consiste na conversão de energia elétrica em força impulsiva para sondas espaciais e satélites artificiais em órbita do planeta. Ao contrário dos propulsores químicos, propulsores elétricos não podem ser operados a partir da superfície da Terra, fazendo necessária a utilização de sistemas químicos para colocar o sistema elétrico fora da atmosfera terrestre antes de acioná-lo. Em geral, o propelente é exaurido de propulsores elétricos com velocidades muito superiores à de propulsores químicos, o que resulta numa melhor utilização do combustível, reduzindo a massa necessária a bordo e, conseqüentemente, o custo da missão espacial. Além disso, tais sistemas permitem um longo período de aceleração, o que permite que grandes velocidades sejam alcançadas.

O primeiro a idealizar a utilização de cargas elétricas para impulsionar veículos espaciais foi Robert Goddard [9], em 1906, seguido pelo russo Tsiolkovsky (1911). Em 1929 Hermann Oberth desenvolveu um estudo sobre a utilização de um propulsor elétrico em missões espaciais, mas foi a publicação de um estudo feito por Stuhlinger – que mostrou que a razão entre a massa inicial e final de uma nave com destino a Marte, que seria de 25:1 com a

utilização de propulsores químicos, diminuiria significativamente caso fossem adotados sistemas elétricos de propulsão – que incentivou o início da confecção de uma fonte de plasma voltada para propulsão de veículos espaciais em 1958.

Em 1964 e 1965 a NASA lançou os satélites SERT I e SERT II (Satellite for Electric Rocket Test) a fim de realizar os primeiros testes com propulsores elétricos em satélites no espaço. Estes eram fontes do tipo Kaufmann e utilizavam mercúrio e césio como material propelente mas, devido a alta reatividade desse elementos e dos danos causados por eles em componentes dos satélites, passou-se a usar gases nobres para tal finalidade.

Paralelamente os soviéticos se dedicaram ao estudo e ao domínio da tecnologia dos propulsores por efeito Hall. Até 1998, quando foi lançada a primeira missão de alto nível de um propulsor iônico da Nasa (Deep Space 1), pelo menos 16 missões já tinham sido bem sucedidas com a utilização de propulsores do tipo Hall, cada uma possuindo de 2 a 8 propulsores [10].

Atualmente, além de propulsores para controle de atitude de satélites, estão em estudo sistemas de propulsão para missões espaciais de longa duração e a propulsão elétrica vem se firmando como promissora. Esta pode ser dividida em três categorias principais: A propulsão eletrotérmica, eletrostática

e a eletromagnética.

### **Propulsão Eletrotérmica**

A propulsão eletrotérmica consiste na produção de empuxo a partir do aquecimento e, posteriormente, da expansão do propelente. Desta forma, é a energia térmica do combustível aquecido que é transformada em energia cinética. Um fator que limita o desempenho dos propulsores eletrotérmicos é a resistência dos materiais dos quais são produzidas as tubeiras e câmaras que armazenam o propelente: a tolerância finita a altas temperaturas limita a velocidade de exaustão dos gases a valores próximos aos que ocorrem em propulsores químicos. Diferentes formas de se aquecer o propelente dão origem a diferentes tipos de propulsores, os mais conhecidos são o *resistojet* e o *arcjet*.

*Resistojets* são sistemas eletrotérmicos que aquecem o propelente através do contato direto com um material eletricamente aquecido (resistor) antes de ejetar o combustível por uma tubeira (figura 3.4).

*Arcjets* são dispositivos que realizam aquecimento do combustível fazendo-o passar por um arco elétrico em série com o bocal de exaustão do propelente. A descarga elétrica ioniza o material ejetado, porém os efeitos de plasma são

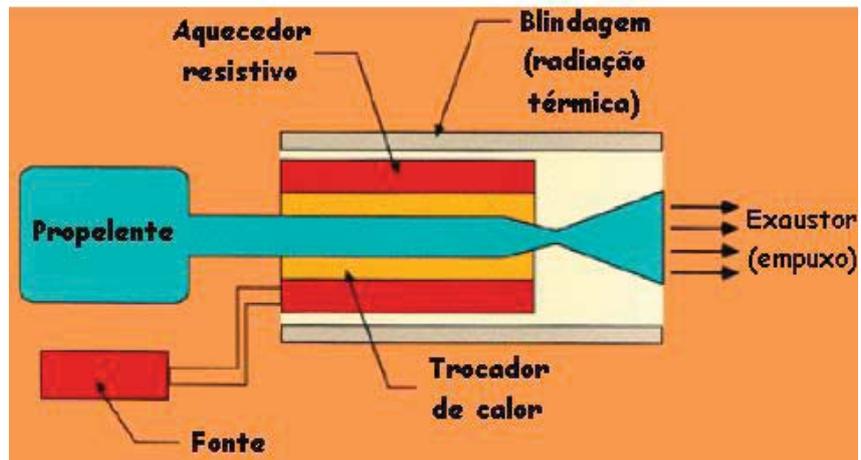


Figura 3.4: Esquema de funcionamento de um *Resistojet*.

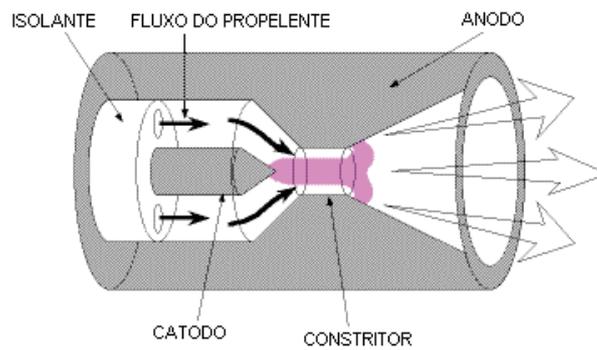


Figura 3.5: Esquema de funcionamento de um *Arcjet*.

muito pequenos devido à baixa fração de ionização promovida (figura 3.5).

## **Propulsão Eletrostática**

Nos sistemas de propulsão eletrostática o combustível é acelerado devido à aplicação direta de forças elétricas sobre partículas carregadas. Dentre os propulsores eletrostáticos os mais comuns são os propulsores iônicos e os FEEP (Field Emission Electric Propulsion), que operam a partir da emissão de campo.

Propulsores iônicos são dispositivos que, utilizando diferentes técnicas de geração de plasma, ionizam uma grande fração do material propelente e, com uma grade localizada no fim da câmara de ionização, extraem e aceleram os íons do plasma, gerando empuxo. Dentre vários tipos de propulsores, estes possuem a mais alta eficiência e um grande impulso específico.

Os propulsores por emissão de campo, por sua vez, geram um empuxo muito baixo, mas permitem longos períodos de aceleração. Após a extração de gotículas carregadas de um propelente líquido, estas são injetadas na câmara de propulsão através de pequenas agulhas e aceleradas por um intenso campo eletrostático. O baixo empuxo oferecido faz com que estes dispositivos sejam adequados para manobras que requerem precisão no espaço.



Figura 3.6: Propulsor iônico semelhante ao empregado na missão Deep Space.

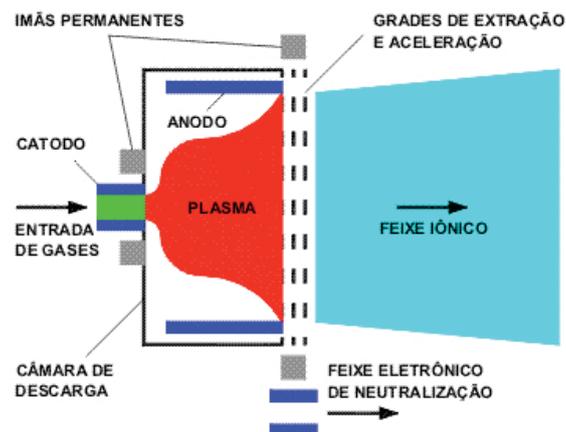


Figura 3.7: Esquema de funcionamento de um propulsor iônico do tipo Kauffmann com ímãs permanentes.

### Propulsão Eletromagnética

Os propulsores eletromagnéticos podem ser subdivididos em propulsores eletro-magnetostáticos e propulsores magnetohidrodinâmicos.

Um exemplo de dispositivo eletro-magnetostático é o propulsor por efeito Hall (esquemático na figura 3.8), que baseia-se em campos elétrico e magnético cruzados para, a partir de uma corrente Hall, gerar o plasma e a aceleração. Enquanto o campo magnético confina elétrons no interior do canal de aceleração, o campo elétrico acelera os íons. Este sistemas possuem impulso específico e eficiência ligeiramente menores que os propulsores iônicos, mas apresentam empuxo superior, maior facilidade de manutenção e requerem menos energia para seu funcionamento.

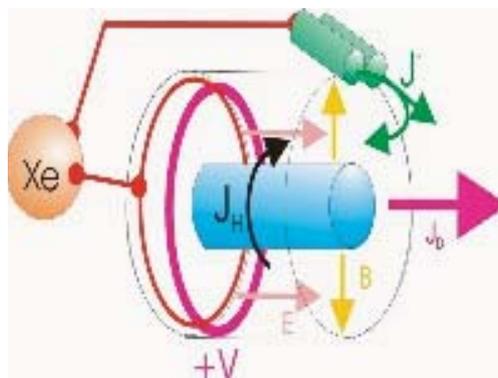


Figura 3.8: Sistema de propulsão por efeito Hall.

Os sistemas magnetohidrodinâmicos são os mais complexos e difíceis de serem implantados do que as dos propulsores eletrotérmicos e eletrostáticos, porém são promissores pois possibilitam a combinação de alta velocidade de exaustão de gases com um grande impulso específico, devendo ser seriamente

considerados como forma de propulsão espacial primária [7]. A propulsão é gerada pela aceleração do material propelente por uma combinação de campos elétricos e magnéticos.

Os propulsores a plasma pulsado são dispositivos eletromagnéticos que utilizam uma descarga pulsada para ionizar uma fração de um propelente sólido e acelerá-la até um alta velocidade de exaustão. O empuxo pode ser determinado a partir do ajuste da taxa de repetição do pulso.

Destacam-se também os propulsores magnetoplasmadinâmicos. Estes sistemas utilizam arcos de corrente para ionizar uma fração significativa do propelente e forças eletromagnéticas na descarga de plasma para acelerar as partículas carregadas. Propulsores MPD requerem muita energia para seu funcionamento, mas apresentam altos valores tanto de impulso específico como de empuxo.

Outro mecanismo de propulsão muito utilizado é o foguete de magnetoplasma de impulso específico variável — “VASIMIR” do inglês *Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket*. Esse conceito foi criado no início da década de 80 por Franklin Chang-Diaz e desde então vem sendo amplamente desenvolvido devido à vantagem do grande empuxo que fornece. No VASIMIR ondas de rádio são utilizadas para ionizar o propelente e campos

magnéticos aceleram o plasma resultante gerando a propulsão. De forma simplificada, podemos descrever o sistema a partir da divisão em três principais células magnéticas. As principais vantagens do VASIMIR são a ausência de eletrodos, o que elimina problemas de erosão desse componente, e o grande empuxo que tal mecanismo é capaz de produzir. Uma vez que o motor é magneticamente blindado e não entra em contato com o plasma ionizado, a durabilidade desse sistema é bem maior do que dispositivos baseados noutros modelos. Por outro lado esse sistema necessita de grande quantidade de energia tendo nesse consumo sua maior desvantagem.

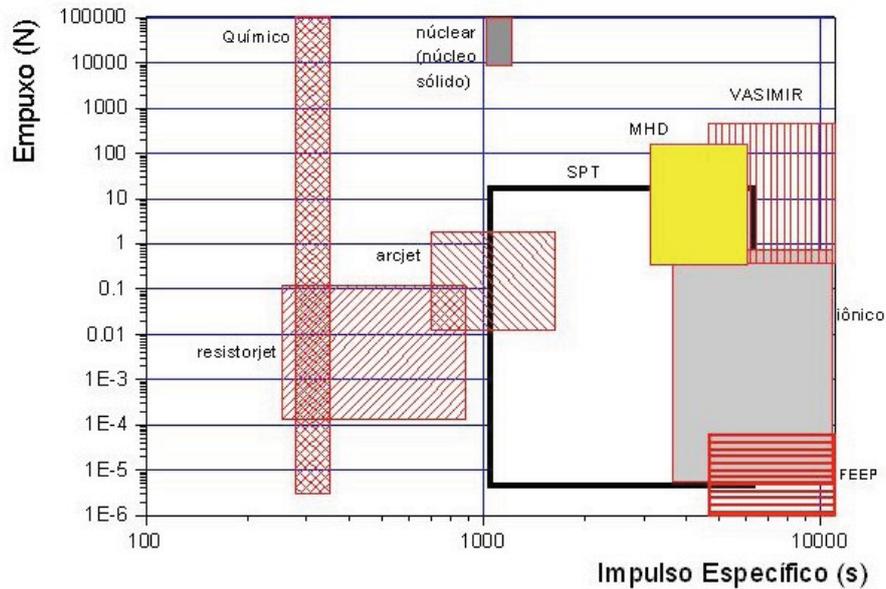


Figura 3.9: Comparativo entre empuxo e impulso específico de diferentes tipos de propulsores espaciais.

A figura 3.9 mostra um quadro comparativo do empuxo e do impulso específico de diferentes tipos de sistemas de propulsão e permite a visualização de como cada propulsor se encaixa no perfil necessário para diferentes missões.

### 3.3 A Propulsão Elétrica no Brasil

No Brasil, as pesquisas a respeito de diferentes formas de propulsão elétrica espacial ocorrem no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) e na UnB.

Enquanto na UnB são desenvolvidos propulsores por feito Hall (que serão detalhados no próximo capítulo), no INPE o foco da pesquisa são propulsores iônicos (PION ou fontes do tipo Kaufmann) mostrados ns figuras 3.10 e 3.11, como os descritos na seção anterior. O primeiro protótipo, desenvolvido ainda na década de 80, foi testado pela primeira vez em 1985 na PQUI [12, 13] (máquina de plasma quiescente do INPE) e gerava menos de  $500 \mu N$  de empuxo. Hoje, a quarta geração de propulsor é capaz de gerar de 1 a  $5 mN$ . Este propulsor deve ser testado em condições espaciais a bordo de um dos próximos satélites em planejamento pelo Instituto Nacional de

Pesquisas Espaciais.

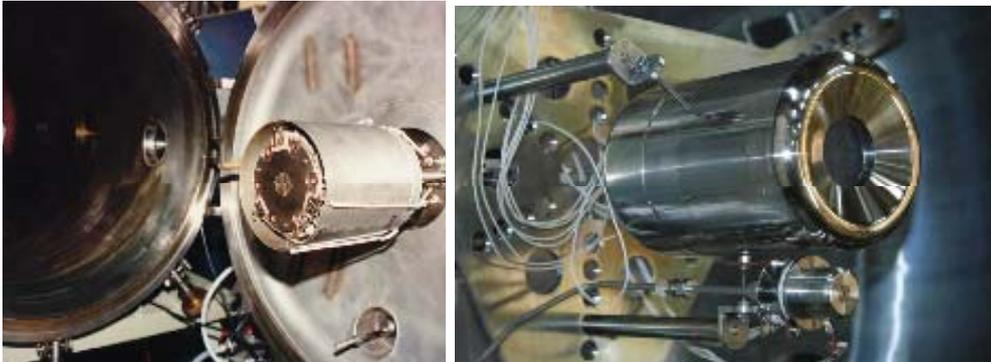


Figura 3.10: PION: da primeira à quarta geração.

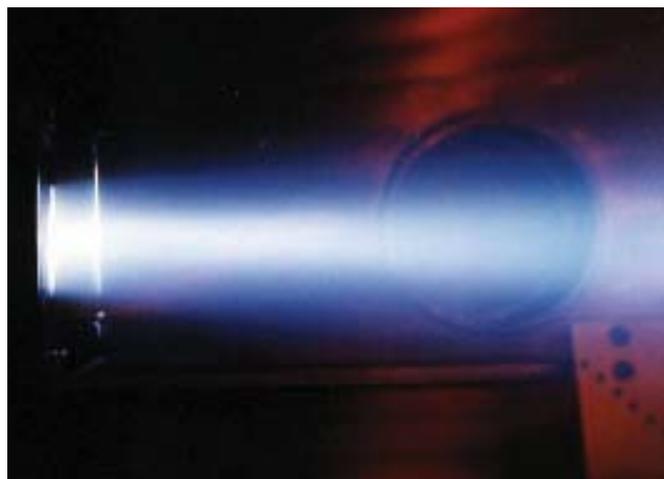


Figura 3.11: Feixe de íons produzido pelo propulsor PION-III durante teste em laboratório.

### 3.4 Propulsores por Efeito Hall

Os propulsores a plasma por efeito Hall utilizam campos elétrico e magnético cruzados para gerar empuxo. São sistemas de baixo gasto energético, geometria simples e fácil manutenção. Além disso, possuem um alto impulso específico (que pode chegar a 2000 s) e uma eficiência em torno de 50%.

Os primeiros a dominarem a tecnologia dos propulsores Hall foram os soviéticos. Em 1984 as constelações de satélites geoestacionários *Gals* e *Express* foram lançadas e equipadas com diversos propulsores do tipo SPT-100 (*Stationary Plasma Thruster*) em cada satélite [10].

Mais tarde, em meados dos anos 90, o projeto do propulsor Hall foi transferido para a França e para os Estados Unidos. Em 2003 a Agência Espacial Européia (ESA) lançou a sonda SMART-1 (figuras 3.12 e 3.13) para realizar uma transferência de órbita Terra-Lua e fazer observações científicas da superfície lunar. Esta missão, cujo sistema de propulsão principal era uma fonte a plasma do tipo Hall, foi um grande sucesso.

A geometria de um propulsor por efeito Hall é simples (figura 3.14), composta basicamente por dois cilindros concêntricos que formam um canal no qual circula uma corrente de elétrons, um anel posicionado no início do canal que funciona como ânodo, um circuito magnético que gera um campo



Figura 3.12: Missão SMART-1, lançada em setembro de 2003 e finalizada em 2006.

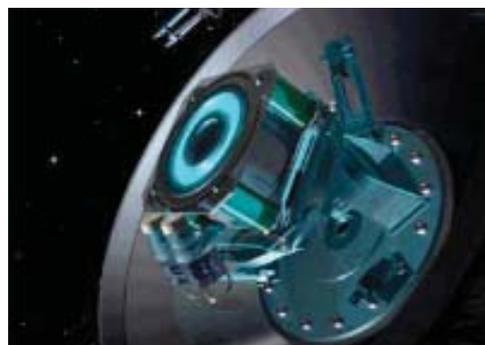


Figura 3.13: Ilustração do propulsor Hall em funcionamento durante a missão.

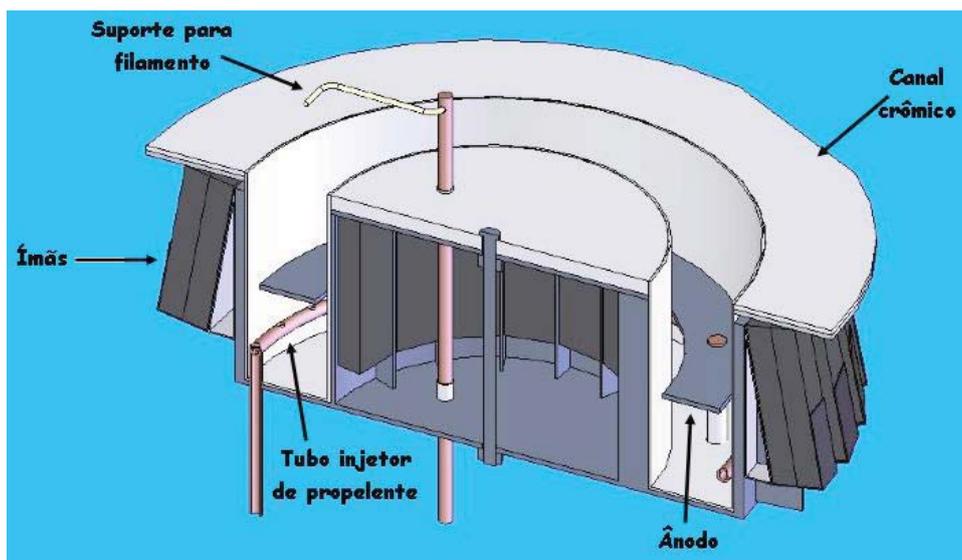


Figura 3.14: Esquema de um propulsor por efeito Hall desenvolvido na UnB.

magnético radial e um cátodo posicionado no exterior do canal responsável pela emissão de elétrons.

Com a variação de parâmetros como a tensão do ânodo e o fluxo de

---

propelente, propulsores do tipo Hall podem ser adaptados para operar em diferentes regimes. É possível ajustar seu impulso específico, empuxo e gasto energético, o que faz com que esta classe de propulsores possa ser utilizada numa ampla variedade de missões espaciais.

O material propelente (geralmente xenônio) é injetado por trás do ânodo e preenche a canal de aceleração, onde há um campo elétrico axial estabelecido entre o ânodo e uma nuvem de elétrons produzida no final do canal pelo cátodo, e um campo magnético radial criado por ímãs permanentes ou eletroímãs localizados no centro do propulsor e na lateral externa do canal. A presença desses campos ortogonais entre si promove a formação de uma corrente que circula de forma fechada no interior do canal de aceleração.

Via efeito Hall, o campo magnético age sobre o plasma separando as cargas positivas e negativas. Elétrons e íons são confinados em trajetórias circulares cujo sentido é definido pela carga portada e o raio, chamado de raio de Larmor ( $r_L$ ), é definido pela massa das partículas:

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{|q|B} \quad (3.12)$$

Assim, o campo magnético aplicado é calculado de forma a ser forte o suficiente para confinar os elétrons emitidos pelo cátodo e atraídos pelo ânodo

em órbitas ciclotrônicas na direção  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  no interior do canal.

A corrente azimutal gerada pela deriva dos elétrons confinados é chamada de corrente Hall e é fundamental para o funcionamento do propulsor, pois a colisão destes elétrons com as partículas do gás propelente gera íons positivos que são acelerados axialmente pelo campo elétrico, gerando empuxo. Por serem muito mais pesados que os elétrons, os íons possuem um raio de Larmor maior e, por isso, não ficam confinados no interior do canal e são ejetados na direção do campo elétrico (figura 3.15).

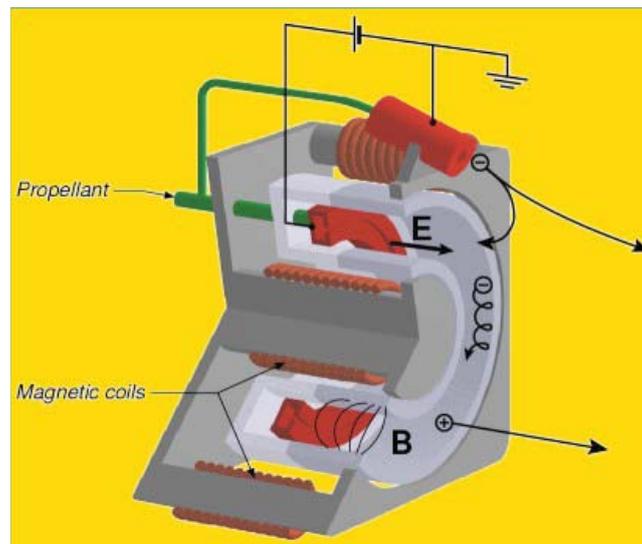


Figura 3.15: Esquema de um propulsor Hall com indicação da trajetória das partículas.

## Capítulo 4

# O Projeto PHALL

O Laboratório de Plasmas da UnB desenvolve, desde 2002, um propulsor a plasma por efeito Hall (PHALL). O grande diferencial deste sistema de propulsão é a utilização de ímãs permanentes na geração do campo magnético, em contraste com os eletroímãs utilizados em outros sistemas semelhantes, como os exemplificados no capítulo anterior. Esta alteração faz com que a potência elétrica necessária para o funcionamento do propulsor tenha uma diminuição significativa, o que faz com que propulsores como o PHALL sejam uma alternativa promissora para o controle de atitude de satélites.

## 4.1 Sistema de Vácuo

Nas etapas iniciais de desenvolvimento e caracterização do protótipo PHALL-1 (2002 a 2006), uma campânula de vidro de volume útil de aproximadamente 120 litros (mostrada na figura 4.1), conhecida como “Glass Bell Jar”, serviu-nos como câmara de vácuo.



Figura 4.1: Foto do PHALL-1 em funcionamento na antiga câmara de vácuo.

Este tipo de câmara apresenta o inconveniente de possuir dimensões reduzidas, as quais impedem, por exemplo, um completo exame da pluma de plasma. Por essa razão, a partir de 2006, nosso protótipo opera em uma câmara de vácuo mais espaçosa. A nova câmara, de formato cilíndrico e feita em aço inox, possui diâmetro de  $0,5\text{ m}$  e comprimento de  $2,0\text{ m}$ . A figura 4.2 é um esquema da câmara no laboratório de plasmas do IF-UnB.

Para a produção do vácuo, são utilizadas uma bomba mecânica e três

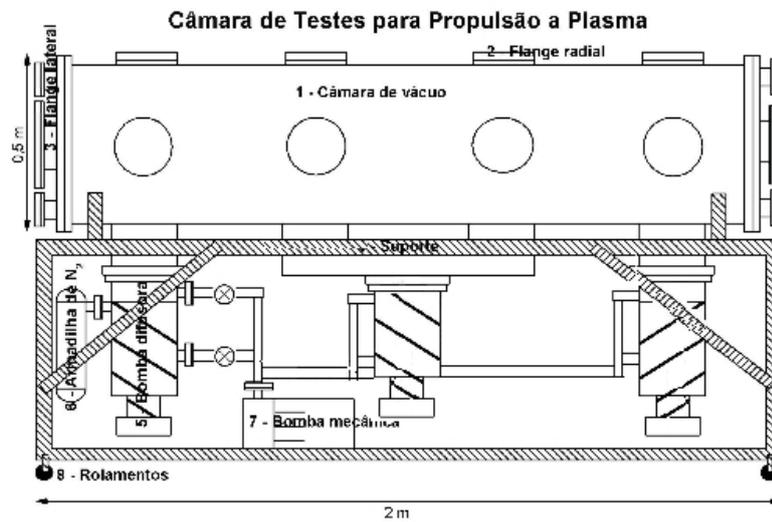


Figura 4.2: Esquema e aspecto atual do sistema de vácuo para testes do PHALL-1.

bombas difusoras. A bomba mecânica, da marca “Pfeifer Vacuum”, tem capacidade nominal de bombeamento de  $35m^3/h$ . Esta produz, na câmara de

vácuo vazia, uma pressão de  $3 \cdot 10^{-3} Torr$ . Já com toda a fonte de plasma instalada, incluindo sistemas de diagnósticos, a pressão satura em  $1,5 \cdot 10^{-2} Torr$ . Essa bomba é utilizada para produzir um pré-vácuo, para que as bombas difusoras possam ser ligadas e operem mais eficientemente (com redução no consumo de óleo, por exemplo). O alto vácuo é produzido por duas bombas difusoras da marca MRC, com capacidade de bombeamento estimada em 500 litros por segundo cada e uma bomba difusora da BOC Edwards, com capacidade de bombeamento estimada em 1000 litros por segundo. Estas bombas são ligadas quando a pressão no interior da câmara chega a  $10^{-2} Torr$ , e são capazes de reduzir esta pressão até  $3 \cdot 10^{-5} Torr$ , para a câmara vazia, ou com todo o sistema instalado, desde que sejam utilizadas as armadilhas criogênicas presentes nos bocais das bombas difusoras. As três bombas difusoras são arrefecidas continuamente por um sistema fechado de água resfriada.

A câmara de vácuo permite que se faça um bombeamento por vias independentes, dependendo da bomba utilizada. Isto é, o pré-vácuo é feito por uma conexão direta entre a bomba mecânica e a câmara, e, ao ligarmos as bombas difusoras, esta passagem é fechada e é aberta uma segunda, de grande abertura, que liga as bombas difusoras à câmara. Todas as passa-

gens são ligadas com a bomba mecânica, e esta com uma tubulação externa de exaustão, tendo em vista que o vapor proveniente do óleo das bombas é tóxico.

Para medir a pressão na câmara, usamos uma sonda Pirani e um medidor do tipo *wide range gauge*, da BOC Edwards. Ambos ficam instalados em uma flange localizada na parte superior da câmara, conforme mostrado na figura 4.3.



Figura 4.3: Detalhe dos medidores de vácuo na parte superior da câmara. Vemos na parte de baixo da câmara uma das três bombas difusoras instaladas.

## 4.2 Estrutura do propulsor

### 4.2.1 Materiais utilizados

Foram utilizados diversos materiais na construção do protótipo PHALL-1. Os suportes para a fonte de plasma e para todos os diagnósticos foram confeccionados em alumínio. A principal utilização, no entanto, foi nos abrigos dos ímãs permanentes, pois estes não poderiam ser de material magnetizável. Também é de alumínio o tampão do cilindro interior da fonte, mostrado na figura 4.4.



Figura 4.4: Suporte e tampão de alumínio do cilindro interior da fonte de plasma. Além dessas estruturas, vê-se na foto o tubo por onde o gás é injetado no sistema e os ímãs permanentes de ferrita utilizados no protótipo.

Toda a tubulação do propelente, imersa em vácuo, inclusive o tubo de distribuição de gás no interior do canal de aceleração é de cobre. E também os passadores de corrente, utilizados para alimentar e suportar o filamento (catodo), mostrados na figura 4.5;



Figura 4.5: Na foto da esquerda, o detalhe do tubo por onde o gás é injetado no sistema. À direita, vemos os passadores de corrente para o catodo e a tubulação do gás propelente.

Os filamentos que funcionam como catodo são de tungstênio. As propriedades deste serão detalhadas adiante.

O Anodo é um disco de aço inox 304, e fica posicionado no fundo do canal de produção e aceleração do plasma, como mostra a figura 4.6;

Toda a carcaça da fonte é de Aço Inox 430 (figura 4.7). O fato de ser magnetizável colaborou para o perfil do campo magnético, bem como para afixar os imãs permanentes.

As conexões dos tubos de gás, bem como parafusos de fixação do anodo,



Figura 4.6: Foto do anodo posicionado no fundo do canal de produção e aceleração do plasma. Na foto, a fonte já está revestida pela cerâmica refratária.

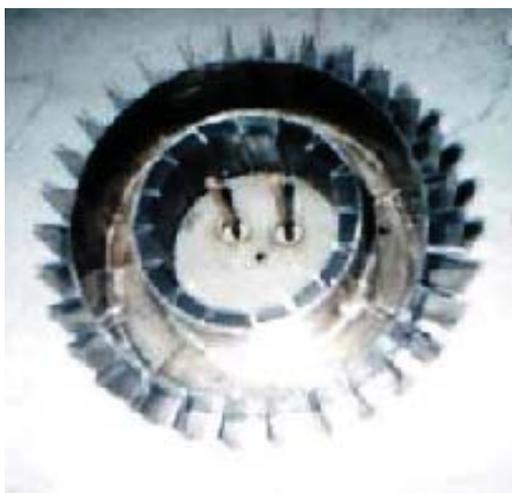


Figura 4.7: Fotografia da carcaça de aço inox que compõem o corpo do PHALL-1. Note próximo ao centro, os passadores de corrente, os quais darão suporte ao catodo.

da conexão elétrica do anodo e do filamento são de latão.

Além desses materiais, alguns dielétricos também foram utilizados. Até o fim de 2008, era utilizada mica no isolamento do tubo de injeção de propelente, ou seja, no recobrimento do fundo do canal. Atualmente estamos trabalhando com lã de vidro, e resultados preliminares tem mostrado que esse material é mais eficiente no isolamento, uma vez que é notória a redução na quantidade de descargas elétricas indesejadas no fundo do canal do PHALL-1. Além da mica, uma cerâmica conhecida como alumina ( $Al_2O_3$ ), foi utilizada como isolante nos passadores de corrente e de tensão. Foi empregado como suporte ao anodo, e como o invólucro das sondas de Langmuir utilizadas para o diagnóstico. Levando-se em conta que essa cerâmica é moldável, e de grande aderência às superfícies metálicas, Foi empregada também no recobrimento de todas as superfícies da fonte de plasma, desde o canal de aceleração, até o tampão do cilindro interno, como também no tampão dos abrigos dos ímãs. Devido sua grande resistência ao desgaste, assim como baixa emissão de elétrons secundários, tornou-se o material mais empregado em propulsores do tipo Hall.

## 4.2.2 O PHALL-1

Como indicado em todo o texto até aqui, uma fonte de plasma por efeito Hall é composta por um par de cilindros coaxiais, sendo que no espaço entre os cilindros é produzido e acelerado o plasma. Tendo sido baseado no modelo soviético SPT-100, ele possui um raio maior de  $100\text{ mm}$  e um raio menor de  $65\text{ mm}$ , o que resulta num canal de aceleração de  $35\text{ mm}$ . Assim, a área útil do mesmo, também chamada de seção de choque da fonte é de  $1,815 \cdot 10^{-2}\text{ m}^2$ . O comprimento do canal é de  $80\text{ mm}$ , conforme o esquema da figura 4.8, que

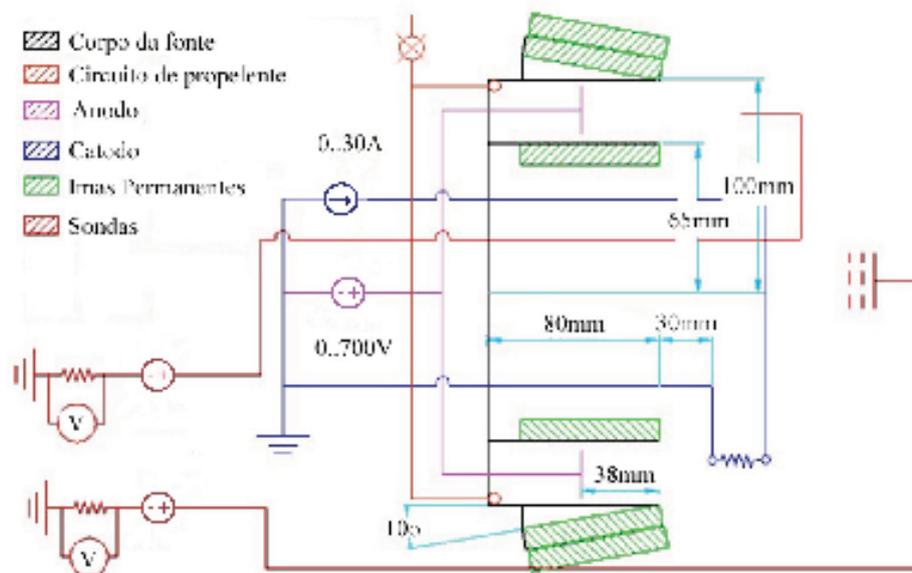


Figura 4.8: Esquema geral do Propulsor Hall-1. Ressaltamos que essa figura representa uma seção longitudinal do propulsor.

traz o sistema elétrico de alimentação dos componentes da fonte de íons do propulsor iônico.

Mais adiante apresentaremos alguns resultados com os parâmetros de desempenho dessa fonte de plasma. Os valores das potências consumidas foram calculados em função das demandas máximas das fontes de alimentação. Os valores da potência totais poderão ser reduzidos se o valor do empuxo também o for.

### 4.2.3 O campo magnético

Os ímãs permanentes são afixados tanto no interior do menor cilindro quanto na parede externa, porém nesta última os mesmos se encontram levemente inclinados, num ângulo de  $10^\circ$ . As dimensões dos ímãs são  $6,5 \times 2,0 \times 1,0 \text{ cm}$ , sendo que na face externa eles estão aos pares, como indica a figura 4.8.

Para a otimização do campo magnético, o projeto da fonte foi feito com aplicativo computacional do tipo CAD, o qual permite grande precisão. O projeto é então exportado para um software que o traduz na forma de condições de contorno. Este software calculará o campo em cada ponto do espaço, via o método dos elementos finitos.

O software usado foi o FEMM (Finite Element Method Magnetics), o qual é um *Freeware* apropriado para cálculos de campo magnético. Nele, podem-se especificar as condições de contorno segundo as propriedades reais dos materiais usados, inclusive dos ímãs permanentes, que no nosso caso são de ferrita, com indução superficial de aproximadamente 1,5 KGauss. As linhas de campo simuladas estão na figura 4.9. Nela temos um corte longitudinal da fonte. Como os códigos são bidimensionais, a simulação apresenta o erro de não somar os efeitos de ímãs da terceira dimensão nos perfis calculados.

As medidas da intensidade do campo magnético foram executadas com um gaussímetro MG-3D, da Walker Scientific, com precisão de 0,1% em escalas de 1,0 Gauss até 100 kGauss. A figura 4.10 traz as medidas das componentes radial, axial e azimutal do Campo Magnético para o centro do canal de aceleração (distância do eixo de simetria = 8,5 cm).

Vemos na figura 4.10 que a componente axial cresce muito entre 2,0 cm e 3,0 cm após o fim do canal. Campo com este aspecto está presente numa Máquina de Espelhos Magnéticos, própria para o confinamento do plasma. Podemos retirar dos efeitos desta geometria de campo: elétrons primários são confinados na parte externa à fonte, baixando o potencial naquela região, e escapando para o interior do canal via um cone de perdas, isto é, apenas

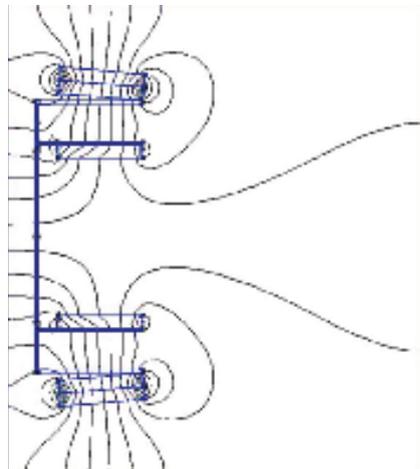


Figura 4.9: Linhas de campo magnético simuladas com o software FEMM para o PHALL-1.

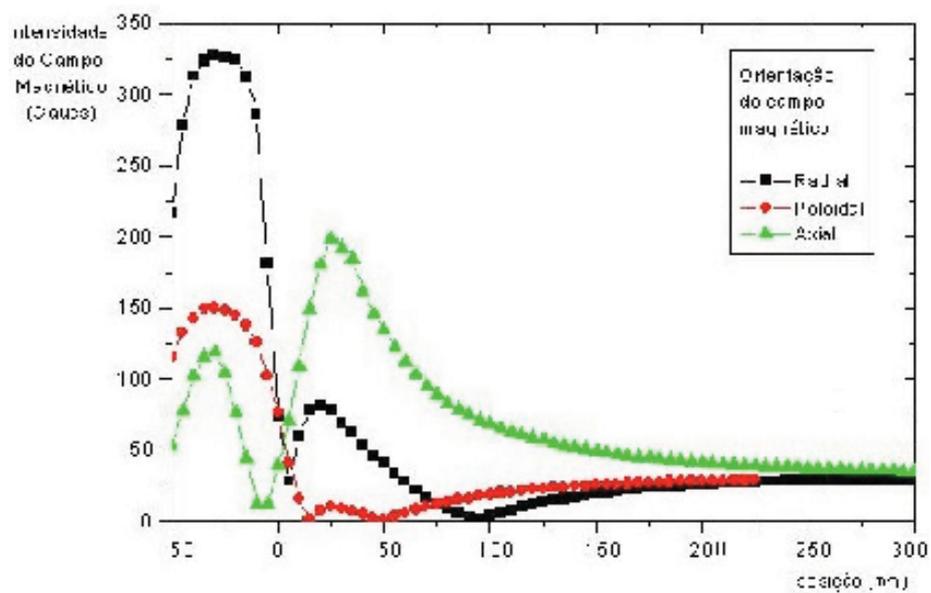


Figura 4.10: Perfil comparativo da intensidade das três componentes em função da distância axial. Estas medidas são para o centro do canal.

elétrons com velocidades numa dada direção acessam o canal; ou também temos a colimação do feixe de plasma, a qual permitiria uma máxima divergência da ordem de  $13^\circ$  para a intensidade do campo medida.

A tabela 4.1 traz um resumo da estrutura básica do PHALL-1.

| Corpo do propulsor         |                     |
|----------------------------|---------------------|
| Dimensões cilindro externo | 100 mm X 80 mm      |
| Dimensões cilindro interno | 70 mm X 80 mm       |
| Material                   | Aço Inox e Alumínio |
| Campo magnético            |                     |
| Número de ímãs internos    | 18                  |
| Número de ímãs externos    | 60                  |
| Indução Superficial        | 1,5 KGauss          |
| Indução no centro do canal | 300 Gauss           |
| Material                   | Ferrita             |

Tabela 4.1: Estrutura do PHALL-1.

#### 4.2.4 Catodo

Em fontes por efeito Hall, o catodo, a fonte de elétrons ionizantes e o neutralizador se confundem. Nas etapas de desenvolvimento e caracterização

iniciais do PHALL-1 este era um filamento de tungstênio de 2,0 *mm* de espessura e 5,0 *cm* de comprimento disposto a 3,0 *cm* além do fim do canal. Este se encontra, em sua maior parte, num raio 1,0 *cm* maior que o da parede interna, isto é, a 7,5 *cm* do centro. A figura 4.11 mostra uma foto do mesmo em funcionamento.



Figura 4.11: Catodo antigo em funcionamento.

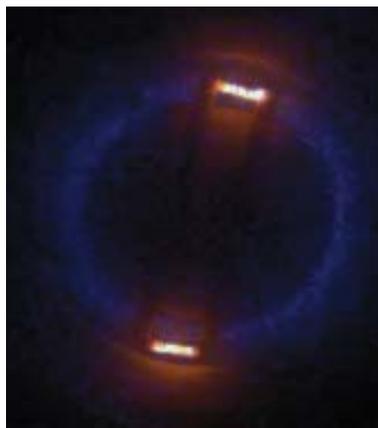


Figura 4.12: Catodo duplo de tungstênio com cobertura de BaO atualmente utilizados no protótipo PHALL-1.

Atualmente, utilizamos dois filamentos de tungstênio posicionados diametralmente opostos na frente do canal, como mostrado na figura 4.12.

A teoria de funcionamento desses catodos se baseia na emissão de elétrons por sólidos. Para extrair elétrons de metal, e deste modo sustentar uma descarga elétrica, é necessário dar uma certa quantidade de energia para o catodo, cujo nome para o mínimo de energia necessária para expulsar um elétron do metal é Função Trabalho. A função trabalho é função do estado da superfície do material, bem como da contaminação e da dureza da mesma. Para o tungstênio esta é de  $4,54\text{ eV}$ . Além disso, pintamos o filamento de tungstênio com óxido de bário, que possui função trabalho de apenas  $1,7\text{ eV}$  e, quando aquecido, contribui significativamente na emissão de elétrons termiônicos que posteriormente formarão a corrente Hall e neutralizarão o plasma acelerado pelo protótipo.

### 4.3 Diagnósticos

O plasma é caracterizado por três grandezas: densidade eletrônica, temperatura e o potencial de plasma. Estes fatores são suficientes para um plasma que obedece à aproximação de quase-neutralidade, como é o caso

do plasma produzido no PHALL. Para medir essas quantidades utiliza-se a Sonda Eletrostática de Langmuir.

No propulsor Hall o plasma é acelerado pela configuração de campos elétrico e magnético no interior do canal. Para medir a energia do feixe de íons do plasma acelerado utilizou-se um coletor de partículas do tipo copo de Faraday, que nada mais é que um eletrodo plano, colocado de modo que a normal a sua superfície coincida com o eixo  $z$ . Para medir a energia, foi colocado um par de grades metálicas na frente do eletrodo plano, sendo esta construção chamada de Analisador de Energia.

Estas duas técnicas de diagnóstico, baseadas em eletrodos imersos no plasma, são classificadas como perturbativas, e, pelo fato de o plasma ser de baixa densidade no PHALL, essas não são as técnicas de diagnóstico mais indicadas. Existem muitas técnicas não-perturbativas de diagnóstico, como a espectroscopia óptica, que fornece muitas informações relevantes como é o caso da temperatura de íons no canal do propulsor Hall [14]. Por outro lado, a interpretação do espectro de emissão de radiação do plasma exige cálculos e medidas bastante precisas. Por essa razão, optou-se pelas técnicas perturbativas para uma primeira caracterização do plasma do propulsor. A figura 4.13 mostra como foram posicionadas as sondas no propulsor.

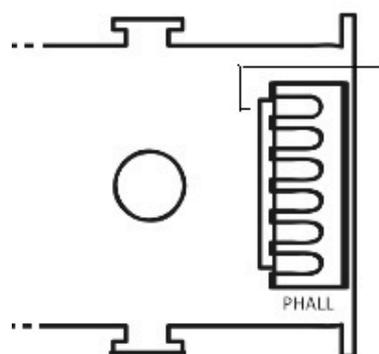


Figura 4.13: Esquema de como foram montadas as sondas na câmara de vácuo

### 4.3.1 Medidas Realizadas com a Sonda de Langmuir

Todas as medidas apresentadas aqui foram realizadas a uma distância de  $7,5\text{ cm}$  do eixo de simetria da fonte. a Figura 4.14 mostra a posição correspondente à origem dos gráficos.

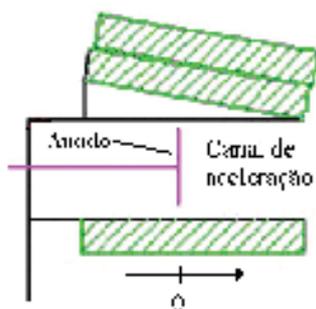


Figura 4.14: Corte longitudinal do canal de aceleração do plasma. Atentamos para a seta que marca a posição correspondente à origem de todos os gráficos medidos com a sonda de Langmuir.

### Regime de Alta Corrente de Descarga

O regime de alta corrente de descarga é caracterizado pela corrente de descarga no plasma com valores superiores a  $100\text{ mA}$ . A corrente é a que se estabelece entre o catodo e o anodo, sendo que este regime de operação do PHALL é bastante instável.

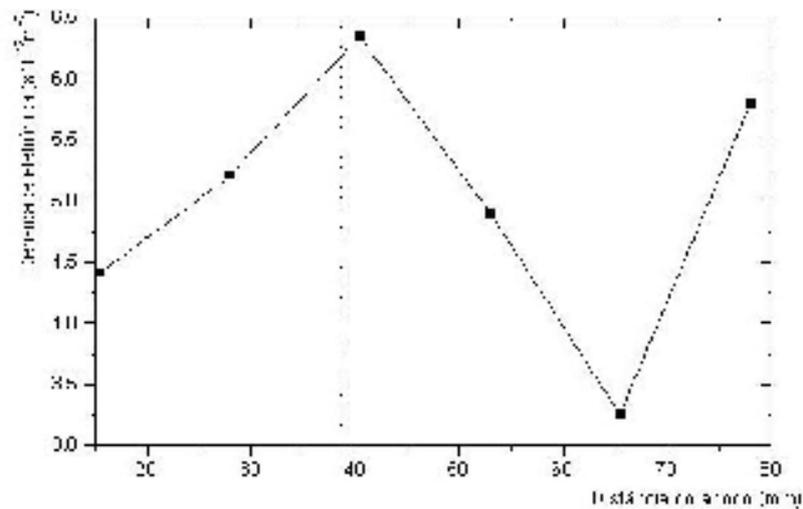


Figura 4.15: Densidade eletrônica em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a  $40\text{ mm}$  significa o final do canal de aceleração.

A figura 4.15 nos mostra a densidade eletrônica ao longo do propulsor quando este opera em regime de alta corrente. Notamos que, nesse regime, há maior densidade eletrônica na região próxima ao final do canal de aceleração. No entanto, atentamos para a diminuição abrupta na densidade

eletrônica entre 40 e 65 *mm*. Se analisarmos o perfil do campo magnético, veremos que nessa região a componente axial do campo magnético apresenta um leve aumento, o que dá origem a um fenômeno em plasma conhecido como “Espelho Magnético” [15], no qual as partículas sofrem reflexão devido à curvatura e gradiente espacial no campo magnético adequados. Tanto que, passada essa região, a densidade eletrônica volta a aumentar.

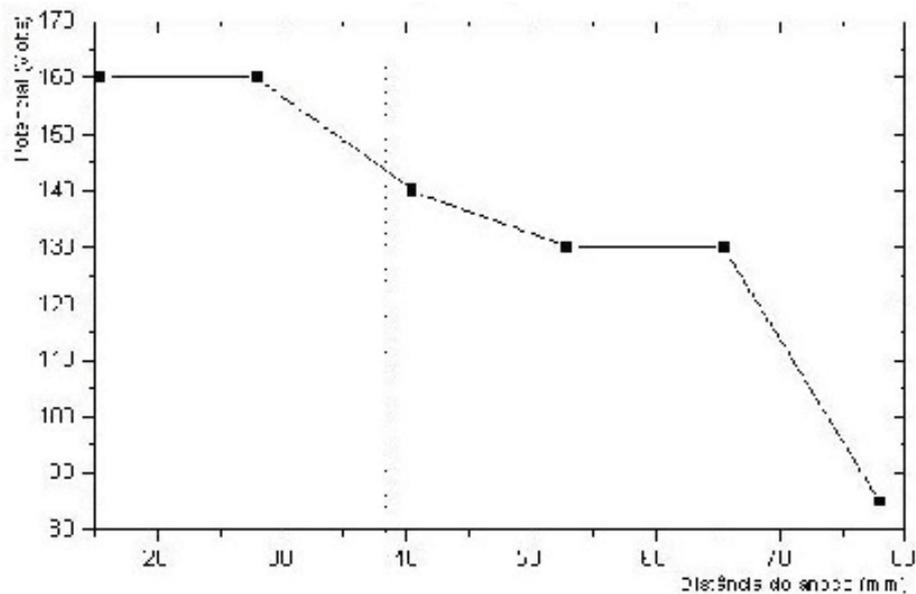


Figura 4.16: Potencial de plasma em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração.

A figura 4.16 mostra o potencial de plasma em função da distância do anodo. O decréscimo do potencial de plasma está associado com a neutra-

lização proveniente do catodo. Esse potencial é a medida do potencial médio do volume de plasma em relação a uma fonte de referência (fio-terra, por exemplo). Em geral, seu valor é alguns Volts mais positivo que o potencial na câmara, tendo em vista a maior mobilidade dos elétrons em relação aos íons, quando submetidos a um potencial externo (nesse caso, introduzido pelo sistema da Sonda de Langmuir).

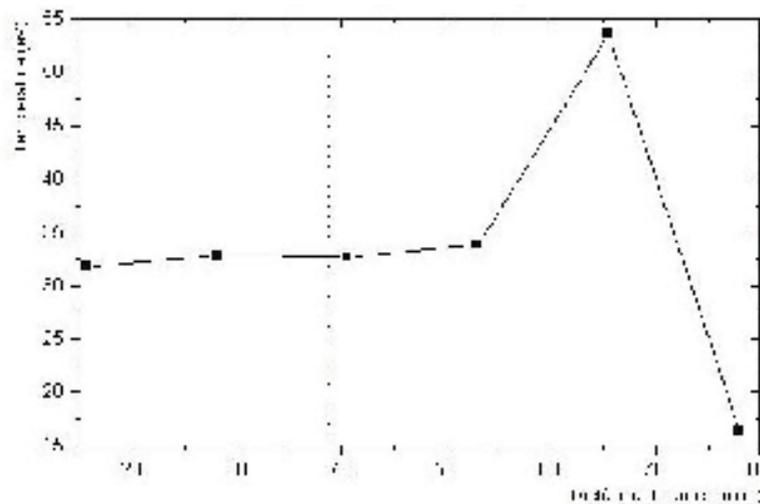


Figura 4.17: Temperatura dos elétrons em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração.

Na figura 4.17 temos a temperatura dos elétrons em função da distância do anodo. Podemos perceber que a 65 *mm* do anodo (fora do canal de aceleração) temos um pico na temperatura eletrônica em decorrência dos elétrons primários quentes oriundos do processo e ionização.

### Regime de Baixa Corrente de Descarga

O regime de baixa corrente de descarga é caracterizado por correntes de descarga inferiores a  $100\text{ mA}$ .

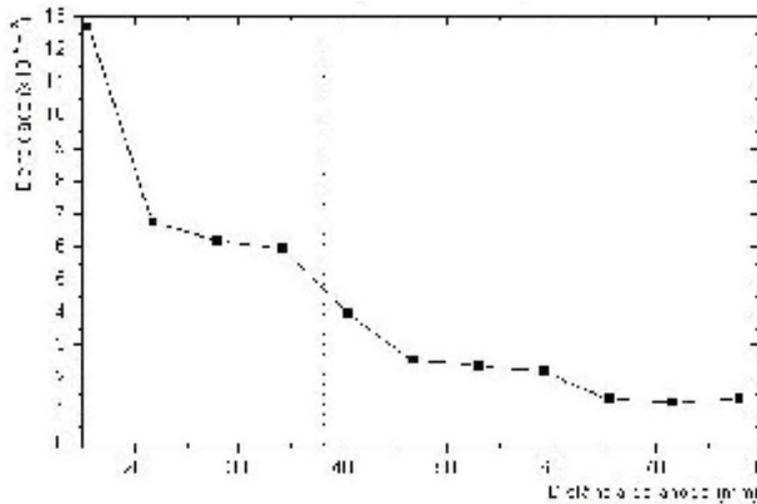


Figura 4.18: Densidade eletrônica em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a  $40\text{ mm}$  significa o final do canal de aceleração.

A figura 4.18 mostra a densidade eletrônica em função da distância do anodo. Aqui nota-se claramente o acúmulo dos elétrons dentro do canal de aceleração, fato que está relacionado à deriva desses quando submetidos aos campos elétrico e magnético do propulsor. Esses elétrons são os responsáveis pela ionização dos átomos de Argônio que são injetados por orifícios abaixo do anodo. Uma outra justificativa para o decréscimo na densidade eletrônica

na região próxima à saída do canal de aceleração deve-se à alteração no valor do Campo magnético, à qual associamos a formação de um “espelho magnético”.

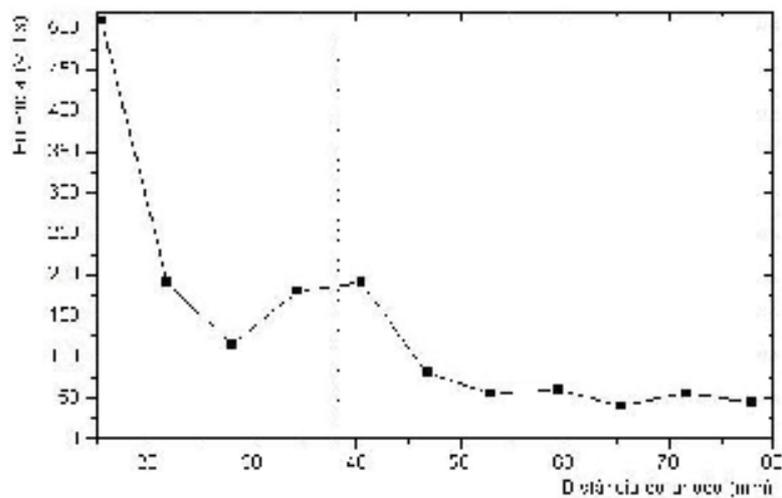


Figura 4.19: Potencial de plasma em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 mm significa o final do canal de aceleração.

A figura 4.19 traz o perfil do potencial de plasma em função da distância do anodo. Ressaltamos o leve aumento no valor do potencial de plasma na região próxima ao final do canal de aceleração. Associamos esse fato à hipótese de que essa região é a mais favorável para a ionização do plasma. Conseqüentemente, teríamos quantitativo maior de íons positivos nessa área, em relação a áreas adjacentes. Também podemos associar esse aumento ao acúmulo de cargas na carcaça do propulsor.

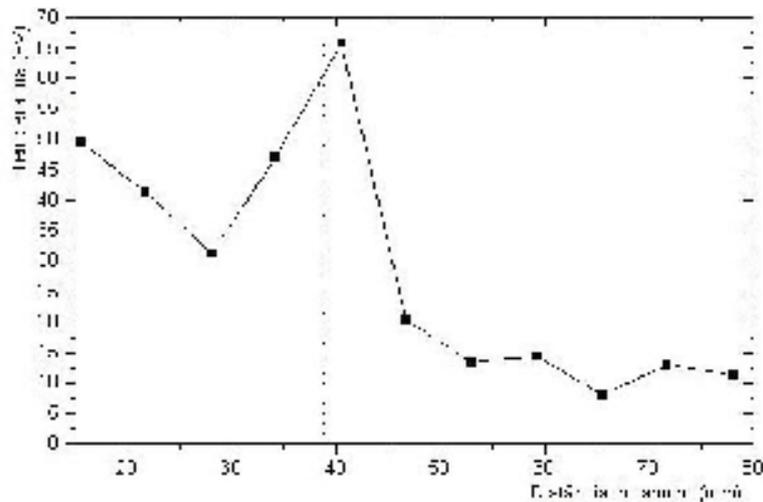


Figura 4.20: Energia dos elétrons em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40 *mm* significa o final do canal de aceleração.

A figura 4.20 traz a temperatura eletrônica em função da distância do anodo. Nota-se claramente que os elétrons mais energéticos encontram-se na porção final do propulsor.

### 4.3.2 Medidas Realizadas com o Analisador de Energia

Como foi apresentado no início da seção, o analisador de energia é uma sonda coletora com uma grade posicionada milímetros à sua frente. Para se obter a energia do feixe, aplica-se um potencial elétrico de frenagem na grade, em relação ao coletor, a qual só permitirá que os íons sejam detectados se estes tiverem energia maior que a correspondente à tensão de frenagem

aplicada pela grade. Faz-se uma varredura para vários valores de potencial de frenagem e mede-se a correspondente corrente que o coletor Faraday Cup registra.

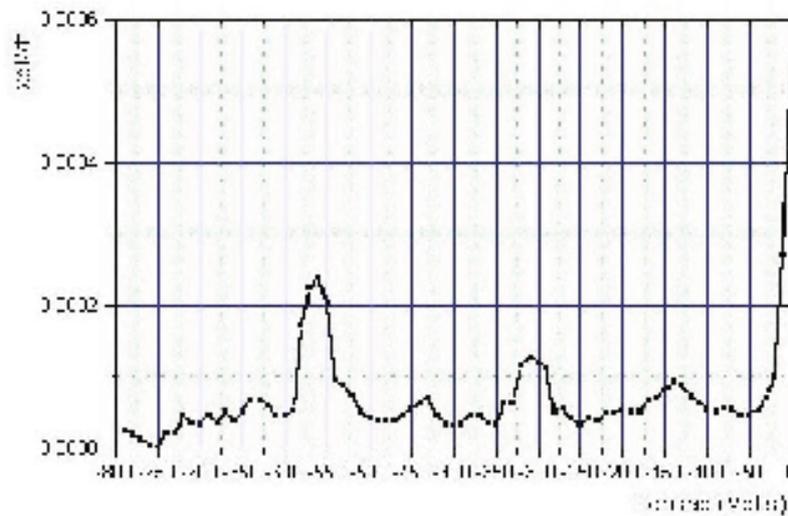


Figura 4.21: Espectro acumulado de energias obtido da curva característica do analisador de energia, no regime de baixa corrente de descarga.

Na figura 4.21, vemos picos na corrente detectada pelo coletor para tensões de frenagem na faixa de 300 Volts e outro pico para tensões de frenagem na faixa de 560 Volts. Ou seja, temos principalmente íons com energias de 300 eV e 560 eV, aproximadamente.

## Capítulo 5

# Sistema para Detecção de Instabilidades de Plasma no PHALL

O surgimento de oscilações e instabilidades no interior do canal da corrente Hall pode ser determinante para o funcionamento adequado de um propulsor como o PHALL, pois o comportamento da corrente eletrônica está diretamente relacionado à eficiência do propulsor [16], e as variações na densidade do plasma afetam diretamente os parâmetros de performance do propulsor. Tais fenômenos podem levar diretamente ao aumento das perdas de

energia, à diminuição da eficiência de ionização, influenciar da divergência do feixe iônico e até levar à extinção da descarga que alimenta o propulsor [17]. Por isso se faz necessário conhecer as condições em que surgem as instabilidades de plasma e os métodos de estabilização do plasma e eliminação das oscilações [19].

Para detectar as oscilações presentes durante o funcionamento do PHALL-1, desenvolvemos um sistema que, além do sistema de vácuo, do protótipo PHALL-1 e dos subsistemas que alimentam o propulsor, conta com:

- Sonda de RF: Semelhante à sonda de Langmuir, é composta por um eletrodo conectado a uma fonte de tensão e polarizado com potenciais positivos ou negativos em relação ao plasma, porém neste caso o eletrodo é ligado a capacitores para desacoplar a tensão CC.
- Acoplador direcional: É um dispositivo utilizado em sistemas de rádio frequência que permite a bifurcação de um sinal. O sinal de entrada é dividido em dois sinais de saída de mesma tensão e corrente.
- Desacoplador DC: Dispositivo que funciona como filtro, bloqueando qualquer DC do sinal.
- Osciloscópio: O osciloscópio é um instrumento que permite analisar

sinais variantes no tempo através da visualização gráfica das tensões flutuantes periódicas ou fixas (ou qualquer outra grandeza que possa ser convertida em diferença de potencial) versus tempo num circuito eletrônico. Para este sistema, utilizamos um osciloscópio digital capaz de captar sinais de até 500 MHz e armazenamento de até 1 GSa/s.

- Analisador de espectro: É semelhante a um osciloscópio, porém apresenta o sinal obtido em função da frequência, e não do tempo, devido a uma transformada de Fourier que realiza para decompor o sinal em senóides de diferentes frequências. Basicamente permite a obtenção de diversos dados como medições de modulação, de distorção e de ruído a partir da análise do sinal elétrico.

A montagem experimental para detecção de instabilidades no PHALL está esquematizada na figura 5.1.

A sonda RF (figura 5.2) desenvolvida para detectar as instabilidades de plasma do PHALL é inserida na câmara de vácuo via um passador localizado num dos flanges da porta que dá acesso ao propulsor e têm, neste, dois graus de liberdade podendo mover-se no interior do canal de aceleração na direção axial e também na direção radial (com um movimento vinculado na direção azimutal). A figura 5.3 mostra a sonda posicionada no interior da câmara de

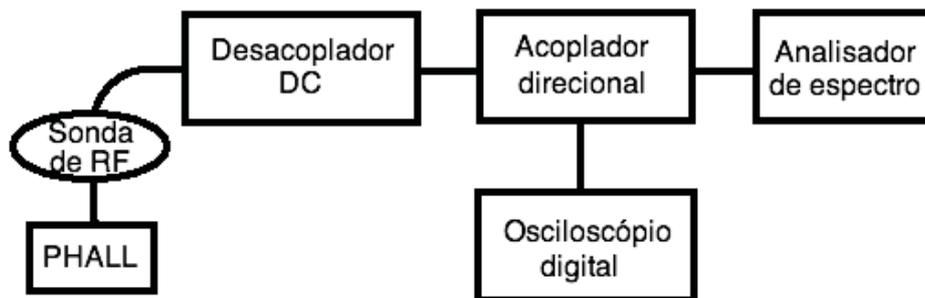


Figura 5.1: Esquema da montagem experimental para detecção de instabilidades de plasma no PHALL.

vácuo.

A ponta da sonda imersa no plasma possui uma estrutura coaxial conforme ilustrado na figura 5.4. O eletrodo em contato com o plasma é feito de um fio de Tungstênio com 0,25 mm de diâmetro. A escolha pelo Tungstênio se deve ao seu alto ponto de fusão e elevado valor da função trabalho (energia requerida para arrancar um elétron da superfície do sólido). A blindagem de alumínio faz com que o sinal detectado não seja contaminado por descargas espúrias e o diâmetro do eletrodo deve ser pequeno a fim de não perturbar o plasma no interior do propulsor.

A sonda deve ser testada com diferentes polarizações (inclusive com um potencial flutuante) a fim de detectarmos em que regime acontece o seu melhor funcionamento. A liberdade de movimento na direção axial faz com

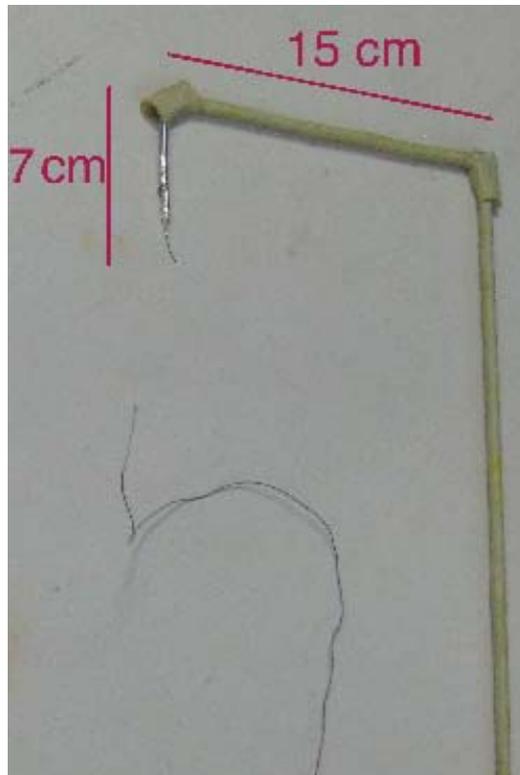


Figura 5.2: Sonda de RF, ainda incompleta.

que a sonda possa investigar oscilações desde a região próxima ao anodo até o após a extremidade final do canal da corrente Hall, onde se encontra a pluma de plasma.

O sinal enviado para o osciloscópio nos permite a visualização das flutuações de densidade do plasma. Isso porque uma variação na densidade do plasma ao redor da sonda acarreta numa alteração da corrente captada por esta. Como o osciloscópio realiza uma leitura temporal do sinal, um aumento



Figura 5.3: Sonda posicionada no canal do PHALL-1.

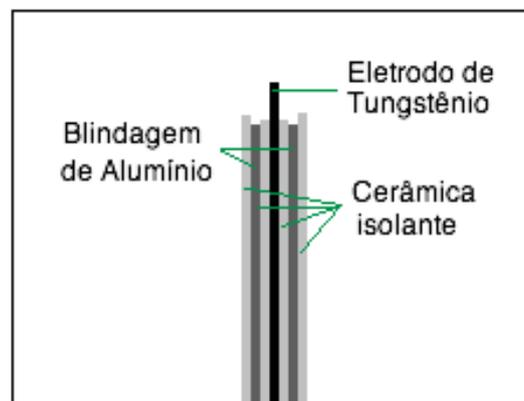


Figura 5.4: Estrutura da sonda.

na densidade do plasma, por exemplo, implica num aumento da corrente na sonda e, conseqüentemente, num aumento da amplitude da onda mostrada.

Com o analisador de espectro podemos obter a temperatura das partículas

que compoem o plasma. Considerando que a medida mostrada representa uma integração temporal do sinal coletado pela sonda, obtemos o espectro das diferentes frequências captadas. Desta forma, a partir de uma decomposição do sinal em séries de Fourier, visualizamos todas as frequências e suas respectivas amplitudes. Uma vez conhecida a frequência de oscilação característica do plasma, que pode ser obtida teoricamente, pode-se desprezar sua contribuição para o espectro a fim de considerarmos apenas as oscilações provenientes de instabilidades.

O plasma formado em propulsores do tipo Hall possui um amplo e complexo conjunto de oscilações que cobrem uma grande área do espectro de rádio frequências, abrangendo tanto ondas com propagação bem definidas quanto turbulências de faixas largas [17].

Dependendo das características de operação as oscilações em propulsores por efeito Hall podem corresponder a frequências de 1 kHz a 60 MHz [20]. As instabilidades da ordem de  $10^3 - 10^4$  Hz são ditas de baixa frequência, as próximas a  $10^5$  Hz são as de frequência média e as a partir de  $10^6$  Hz são consideradas de alta frequência [16].

Um estudo realizado em 2000 [17] mostrou que as oscilações que ocorrem em propulsores Hall dependem de uma série de condições tais como fluxo de

massa injetada do propulsor, tipo de propelente, tensão aplicada, presença de contaminações na câmara de testes, características do catodo, características do campo magnético, entre outras. Assim, as amplitudes e frequências das oscilações a serem encontradas no PHALL-1 devem apresentar algumas diferenças em relação às que constam na literatura. De qualquer forma, vale nos basearmos no que já foi estudado e detectado nas diferentes faixas do espectro.

Oscilações de baixa frequência até 30 kHz são as mais comuns em propulsores Hall [18], são relacionadas a flutuações da corrente no propulsor [16] e estão ilustradas na figura 5.5, assim como oscilações de alta frequência esperadas na ordem de MHz.

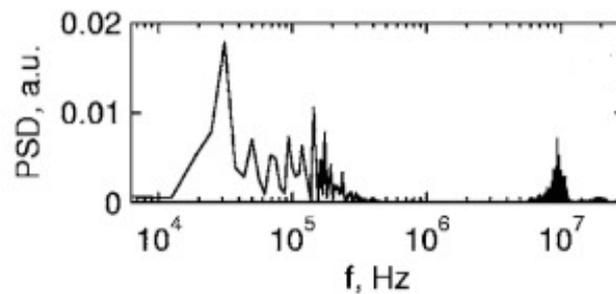


Figura 5.5: Espectro das oscilações detectadas num propulsor de 10 cm de diâmetro (reproduzida de [16]).

A figura 5.7 mostra algumas oscilações na faixa de 1 – 30 kHz para propulsores Hall.

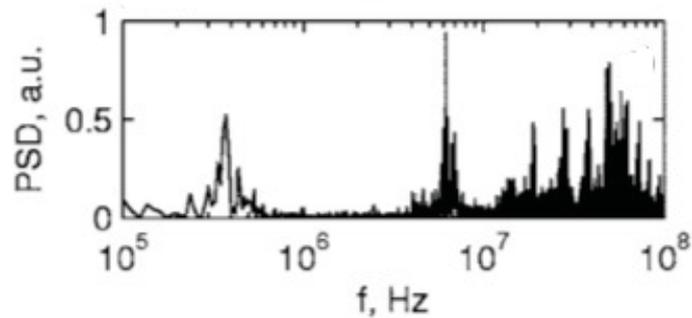


Figura 5.6: Espectro a partir de  $10^5$  Hz obtido num propulsor de 15 cm de diâmetro (reproduzida de [16]).

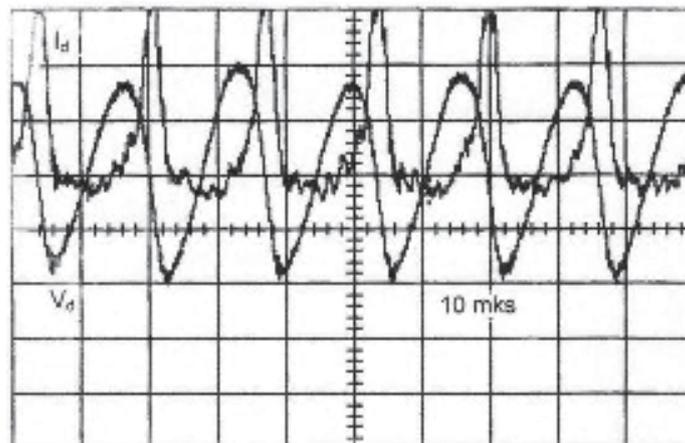


Figura 5.7: Oscilações de corrente e tensão num propulsor por feito Hall (reproduzido de [19]).

Foi demonstrado também que, de acordo com a tensão aplicada na sonda, algumas linhas espectrais são evidenciadas, o que nos sugere fazer um estudo das oscilações para diversas polarizações da sonda RF.

Enquanto oscilações de alta frequência se propagam na direção azimu-

tal, as de frequência média propagam-se axialmente [16], o que esperamos comprovar ao movimentarmos a sonda RF no interior do canal.

# Capítulo 6

## Conclusão

Comparamos a propulsão a plasma com os demais sistemas de propulsão disponíveis. Vimos que, em virtude da alta eficiência no uso do gás propelente e do baixo empuxo produzido, a propulsão a plasma do tipo Hall é altamente indicada para manobra de satélites e demais operações espaciais que exijam precisão de movimento.

Além disso, abordamos itens da física de plasmas importantes para a definição, caracterização e aplicação desse estado da matéria. A literatura da área mostra que cerca de 99% do Universo conhecido está no estado de plasma.

Estabelecemos o problema da trajetória dos íons e dos elétrons no pro-

propulsor PHALL, sob a ótica das duas principais abordagens dadas ao plasma em física: a teoria orbital e a teoria magnetohidrodinâmica, tradicionalmente usada nos estudos do propulsor do tipo Hall. Discorreremos sobre as possíveis derivas de partículas que compõem o plasma na presença de campos elétrico e magnético, além de importantes imposições sobre a geometria de campo magnético obtidas pela teoria MHD.

Descrevemos a estrutura do protótipo PHALL I, os materiais utilizados na sua construção e as características dos equipamentos e acessórios incorporados ao sistema. Apresentamos também as medidas do campo magnético e de alguns parâmetros de plasma realizados com a sonda eletrostática de Langmuir, fundamentais para a previsão das instabilidades de plasma que podem ocorrer durante o funcionamento do protótipo.

Descrevemos as instabilidades de plasma esperadas para as configurações dos campos elétrico e magnético e parâmetros de funcionamento do protótipo PHALL. Com base na teoria de instabilidades de plasma apresentada no Capítulo 02, na literatura experimental sobre medidas de instabilidades em plasmas e nos dados experimentais já obtidos do protótipo PHALL I, propomos a inserção de uma sonda de RF que foi desenvolvida ao longo deste trabalho (como consta no capítulo 5) para detectar turbulências no plasma

de nossa fonte.

A princípio, o objetivo principal deste trabalho era obter um estudo completo das instabilidades de plasma no PHALL-1. Porém, devido a diversos fatores tais como vazamentos no sistema de vácuo, imprevistos na importação de equipamentos e dificuldades na compra de novos materiais, este objetivo não pode ser alcançado. No entanto, consideramos que os estudos e desenvolvimentos realizados até o momento permitiram a elaboração de trabalhos fundamentais para a elucidação dos fenômenos das instabilidades de plasma no propulsor Hall com ímãs permanentes. Consideramos também que o trabalho feito até agora servirá de base para futuros trabalhos de mestrado ou mesmo doutorado no tema.

Em breve serão realizados os estudos do PHALL-1 com a sonda de RF para obtermos o mapeamento das instabilidades e, futuramente, esta também deverá ser utilizada para a caracterização do PHALL-2, que encontra-se em fase de acabamento. Este protótipo apresenta um campo magnético bem mais elevado, além de dimensões, massa e potência reduzidas, o que o aproxima das exigências para a qualificação espacial.

Para trabalhos futuros, propomos ações para se minimizar a divergência do feixe de plasma do sistema de propulsão. Entendemos que o confinamento

iônico e o campo elétrico bem determinado e orientado são fatores essenciais para o alinhamento do feixe de plasma do PHALL. A ampliação do campo magnético e das dimensões do propulsor PHALL ou a melhora na geometria do campo elétrico são alterações recomendadas para se reduzir a divergência do feixe. Nesse sentido, recomendamos primeiramente fazer o mapeamento das linhas de campo elétrico do propulsor, para posteriormente se estudar a dinâmica do plasma por meio de simulações computacionais e, caso sejam necessárias, serem feitas modificações na estrutura do propulsor.

Finalmente, recomendamos a realização de análise do baixíssimo percentual de ionização obtido no experimento. A substituição do Argônio por Xenônio é uma modificação que pode melhorar significativamente os valores dessa fração de massa ionizada. O Xenônio é o gás propelente utilizado em praticamente todos os experimentos de propulsão a plasma no mundo, haja vista sua maior seção de choque e baixas energias de ionização. Esse fato associado a algumas alterações estruturais, principalmente relacionadas à adequação da energia dos elétrons à seção de choque ótima do gás pode constituir uma solução para esse problema e contribuir ainda mais para a redução no consumo de energia do propulso PHALL.

# Referências Bibliográficas

- [1] Bittencourt, J. A. *Fundamentals of Plasma Physics*. 3. ed. Springer Verlag, New York, 2004.
- [2] Reif, F., *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics* , McGraw-Hill, 1965
- [3] Chen, Francis F. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2. ed. New york: Plenum, 1985. 2 v.
- [4] Ichimaru, *Basic Principles of Plasma Physics*, W. A. Benjamin, 1973.
- [5] Uman, M. A., *Introduction to Plasma Physics*, McGraw-Hill, 1964.
- [6] Goebel, D. M., Katz, I., *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*, JPL Space Science and Technology Series, 2008.
- [7] Jahn, R. G., *Physics of Electric Propulsion*, McGraw-Hill, 1968

- [8] Ferreira, I. S., *Caracterização Experimental de Uma Fonte Aceleradora de Plasmas por Efeito Hall com Ímãs Permanentes*, Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, 2003.
- [9] Touzeau, M. et al *Plasma Diagnostic System for Hall-effect Plasma Thrusters*, Plasma Phys. Control. Fusion **42** 2000 B323-B339.
- [10] Souza, J. H. C., *Estudo da Dinâmica de Partículas em um Propulsor a Plasma do tipo Hall com Ímãs Permanentes*, Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, 2006.
- [11] Brewer, G.R. - Ion Propulsion: Technology and Applications, Gordon and Breach Science, 1970.
- [12] Sandonato, G. M., Montes, A., Ludwig, G. O., Ferreira, J. L., Ferreira, J. G., *Estudo da Viabilidade de Testes de um Micropropulsor iônico em Satélites da MECB*. São José dos Campos. INPE -4973-RPE/605, novembro 1989.
- [13] Sandonato, G. M., Montes, A., Ludwig, G. O., Ferreira, J. L., Ferreira, J. G., *Proposta de Experimento a Bordo do Segundo Satélite de Coleta de Dados SCD2 da MECB*. São José dos Campos, SP. INPE-4980 RPE/606, novembro 1989.

- [14] Carvalho, G. M., *Medida da Temperatura de Íons em um Propulsor a Plasma do Tipo Hall Via Espectroscopia Óptica*, Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, 2008.
- [15] Jahn R. G. , Choueiri E. Y. Electric Propulsion, Encyclopedia of Physical Science and Technology, Third Edition, Volume 5. Princeton University, Academic Press, 2002.
- [16] Lazurenko, A., Albaréde, L., Bouchoule, A., *Physical Characterization of High-frequency Instabilities in Hall Thrusters*, Physics of Plasmas **13**, 083503 (2006).
- [17] Choueiri, E. Y., *Plasma Oscillations in Hall Thrusters*, Physics of Plasmas, **8**, 1411 (2001).
- [18] Boeuf, J. P., Garrigues, L., *Low frequency oscillations in a stationary plasma thruster*, J. Appl. Phys. **84**, 3541 (1998)
- [19] Zhurin, V., *Oscillations and Instabilities in Hall-Current Ion Sources*, Vacuum Technology & Coating, December 2008

- [20] Choueiri, E. Y., *Characterization of Oscillations in Closed Drift Thrusters* (American Institute of Aeronautics and Astronautics, Washington, DC, 1994), AIAA-94-3013