

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
INSTITUTO DE FÍSICA
NÚCLEO DE ESTUDOS DA ESTRUTURA DA
MATÉRIA
LABORATÓRIO DE PLASMAS

Estudo da Dinâmica de Partículas em um Propulsor a Plasma do tipo Hall com Ímãs Permanentes

Esta dissertação compreende parte
dos requisitos para obtenção do
Título de Mestre em Física

JOÃO HENRIQUE CAMPOS DE SOUZA

Orientador: José Leonardo Ferreira
Data da defesa: 08 de dezembro de 2006

BRASÍLIA, 2006

Estudo da Dinâmica de Partículas em um Propulsor a Plasma do tipo Hall com Ímãs Permanentes

Dedico este trabalho a meus pais e avós.

Agradecimentos

A meus pais, João e Lívia, a meus irmãos, João Vitor e Rodrigo, à Rosângela e a toda minha família, pelo amor e pelo incentivo.

A meu orientador, Professor Dr. José Leonardo Ferreira, pelos conhecimentos transmitidos, pela orientação, paciência, atenção e compreensão.

Ao meu co-orientador, Professor Dr. Marcus Bastos Lacerda Santos, pelas fundamentais discussões que nortearam este trabalho.

Aos Professores Dr. Luiz Marcos Dezaneti e Dr. Álvaro Ferraz Filho, pela iniciação nas atividades de pesquisa e pela bem-sucedida atividade na área de supercondutores.

À equipe do Projeto PHALL, pelo suporte e colaborações.

Aos amigos da Cumpadres e Cumadres, da Baladeyra, do Cerne, Cumshot Turismo, Santa Dorotéia, e tantos outros que sempre me apoiaram pela amizade incondicional.

Aos meus amigos e colegas de curso, que certamente contribuíram para esta conquista.

A todos os meus professores e professoras.

Ao Instituto de Física da Universidade de Brasília, professores e funcionários.

À Agência Nacional de Vigilância Sanitária e aos meus colegas de trabalho da GGTES.

À CAPES, pela bolsa de estudos.

Resumo

Desde meados de 2000, o Laboratório de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de Brasília (LP) vem desenvolvendo o Projeto PHALL, que tem como objetivos a criação e o estudo de um sistema de propulsão a plasma produzido por corrente Hall, baseado nos Stationary Plasma Thrusters (SPT). A diferença entre os SPT's convencionais e o desenvolvido no LP é a fonte do campo magnético: dois anéis de ímãs permanentes de raios diferentes e coaxiais substituem os eletroímãs. A intenção dessa permuta é obviamente reduzir o consumo de energia elétrica do propulsor, e, conseqüentemente aumentar a vida útil desse sistema. No entanto, o problema físico do propulsor PHALL ainda não foi formalmente estabelecido. Fatores importantes para a compreensão e melhoria do funcionamento dessa tecnologia, como a identificação do tipo de descarga e do campo de força predominante na formação e na aceleração do plasma para cada regime de operação ainda não foram investigados. Os objetivos deste trabalho são justamente formular o problema da produção e do movimento dos íons e elétrons e propor um entendimento mais abrangente para a aceleração dos íons, sugerindo ter o campo elétrico papel fundamental na ejeção do plasma. Descrevemos as evidências experimentais dessa hipótese e discorremos sobre suas conseqüências para a compreensão do funcionamento do propulsor.

Palavras-chave: Propulsão Hall; Plasma.

Abstract

Since 2000, The Plasma Laboratory of the Physics Institute of the University of Brasilia (LP) has developed the Project PHALL, with the objectives to develop and study a plasma propulsion system, based on the Stationary Plasma Thrusters (SPT). The main difference between the conventional SPT and the thruster developed in LP is the source of the magnetic field: two coaxial permanent magnet rings with different radii substitute the electromagnets. The intention of this substitution is obviously to reduce the energy consumption of the thruster and, consequently, increase the period of usage of the system. However, the problem of the thruster has not been formally established. An important factor for the comprehension and improvement of this technology, like the identification of the type of the electric discharge and the force field predominant in the plasma production and acceleration for each of the operation regimes has not been investigated. The aims of this work are to establish the problem of the plasma production and the ion and electron motions and propose a more extensive comprehension of the ion acceleration mechanism, in which the electric field has a fundamental role on the plasma ejection. We describe the experimental evidences of this hypothesis and its consequences for the understanding of the propulsion system.

Keywords: Hall Thruster; Plasma.

Sumário

	Lista de Símbolos	08
	Lista de Figuras	10
	Apresentação do trabalho	13
	a) Motivação e Contextualização	13
	b) Organização do Trabalho	14
01	O Plasma	15
	1.1 Definição e Caracterização	15
	1.2 Produção do Plasma	17
	1.3 Aplicações dos Plasmas	18
02	Sistemas de Propulsão	20
	2.1 Parâmetros de Performance	20
	2.2 Propulsão Química	23
	2.2.1 Propulsão por Combustível Sólido	23
	2.2.2 Propulsão por Combustível Líquido	24
	2.3 Propulsão Elétrica	27
	2.3.1 Breve Histórico da Propulsão Elétrica	27
	2.3.2 Propulsão Eletrotérmica	29
	2.3.3 Propulsão Eletrostática	31
	2.3.4 Propulsão Eletromagnética	33
	2.4 Comparação entre os Sistemas de Propulsão	36
03	Teorias sobre o Movimento do Plasma	40
	3.1 Teoria Orbital – O Movimento das Partículas	40
	3.1.1 Deriva de Partículas em Campos Uniformes	40
	a) Campo Magnético Uniforme	40
	b) Campos Elétrico e Magnético Uniformes e Ortogonais entre si	42
	3.1.2 Deriva devido a uma força qualquer aplicada junto com o campo magnético	44
	3.1.3 Derivas em Campo Magnético com Gradiente Espacial	44
	3.1.4 Deriva em Campo Magnético com curvatura de raio R	47
	3.2 Teoria MHD – O Plasma como Fluido Condutor	49
04	O Propulsor PHALL	52
	4.1 Estrutura do propulsor	52
	4.2 Caracterização do Plasma	57
	4.2.1 Medidas Realizadas com a Sonda de Langmuir	59
	a) Regime de Alta Corrente de Descarga	59
	b) Regime de Baixa Corrente de Descarga	61
	4.2.2 Medidas Realizadas com o Analisador de Energia	63
05	Análise e Discussões	65
	5.1 Considerações sobre a Corrente Hall	65
	5.2 Os elétrons	66
	5.3 Os íons	68
	5.3.1 – A aceleração	68
	5.4 Considerações sobre a Divergência do Feixe de Plasma	70
06	Conclusões e Perspectivas	72
	Referências Bibliográficas	74

Lista de Símbolos

u	Velocidade
μ	Momento magnético
μ_0	Permeabilidade magnética do meio
\vec{a}	Vetor área
λ_D	Comprimento de Debye
\vec{T}	Empuxo
ϕ	Potencial Elétrico
ρ	Densidade
ν	Frequência
ω	Frequência
θ, z e r	Direções azimutal, axial e radial, respectivamente.
ϵ_0	Constante dielétrica
σ_a	Condutividade da espécie a, ou na direção a
σ_e	Seção de choque de colisão elétron-átomo
A	Área total da fonte
a	Aceleração
B	Campo magnético
E	Campo elétrico
e	Carga elementar, número de Neper
E_{pel}	Energia Potencial Elétrica
F	Força
f_a	Função de distribuição da espécie a
g	Aceleração gravitacional
I_{sp}	Impulso específico
J_a	Densidade de corrente da espécie a ou na direção a
J_H	Densidade de corrente Hall
K	Energia cinética
k_B	Constante de Boltzmann
m_a	Massa da espécie a
n_a	Densidade da espécie a
p	Momento linear
P	Potência
q	Carga Elétrica
r_{aL}	Raio de Larmor da espécie a
R_C	Curvatura do campo magnético
R_i	Taxa de ionização
T_a	Temperatura da espécie a
u_{rel}	Velocidade relativa entre elétrons e átomos

Sub-índices (referentes a):

0	Inicial
\perp	Perpendicular ao campo magnético
//	Paralelo ao campo magnético
B	Campo Magnético
c	Ciclotrônica
C	Curvatura
D	Esfera de Debye
e	Elétron
E	Campo elétrico
ex	Exaustão
F	Força
G	Gradiente de campo magnético
H	Hall
I	Iônico

Lista de Figuras

Relacionamos abaixo todas as figuras, gráficos, tabelas e quadros deste trabalho, na ordem em que aparecem.

Referência	Título	Página
Gráfico 1.1	Seção de choque de ionização para colisão elétron-átomo em função da temperatura dos elétrons. Em Física de Plasmas, costuma-se chamar a energia das partículas de “temperatura”, e assim o faremos em todo o texto. Reproduzido de [10].	17
Gráfico 2.1	Razão massa exaurida/massa inicial (para o propelente) <i>versus</i> Variação de velocidade para os impulsos específicos de 300s (vermelha), 1000s (azul) e 10000s (violeta), respectivamente – da esquerda para a direita. O objetivo é mostrar que quanto maior o impulso específico, menor a proporção em massa necessária para se produzir uma determinada variação de velocidade.	21
Gráfico 2.2	Encontrando o Impulso Específico ótimo. Temos que M_p é a massa do propelente e M_{pw} é a massa de equipamentos de potência. Note que a massa útil é máxima onde $M_{pw} = M_p$. Traduzido de [4].	22
Figura 2.1	Sistema de propulsão por combustível sólido.	24
Figura 2.2	Sistema de propulsão por combustível líquido.	24
Tabela 2.1	Desempenho dos propelentes líquidos, para pressão externa na câmara de combustão de 68 atm e pressão no bocal de exaustão de 1 atm. Adaptado de http://www.nasa.gov/	26
Figura 2.3	Satélite SERT I contendo dois propulsores tipo Kaufmann (esquerda). Propulsor iônico eletrostático tipo Kaufmann (direita). Reproduzido de [4].	28
Figura 2.4	À esquerda, o sistema de propulsão utilizado na sonda SMART-1. À direita, visão artística da sonda SMART-1. Reproduzidas de http://sci.esa.int/ .	29
Figura 2.5	Esquema simplificado de um propulsor <i>Resistojet</i> .	30
Figura 2.6	Esquema de funcionamento de um sistema de propulsão <i>Arcjet</i> .	30
Figura 2.7	Esquema de funcionamento do propulsor por bombardeamento eletrônico, também chamado de propulsor iônico eletrostático ou ainda propulsor do tipo Kaufmann. Reproduzido de http://www.plasma.inpe.br/ .	31
Figura 2.8	À esquerda, foto do propulsor NSTAR usado na propulsão da sonda <i>Deep Space 1</i> . À direita, o NSTAR em funcionamento. Reproduzido de http://www.nasa.gov/ .	32
Figura 2.9	Representação artística do voo da Sonda <i>Deep Space 1</i> . A sonda foi lançada em Outubro de 1998 e utilizada até Dezembro de 2001. Reproduzido de http://www.nasa.gov/ .	33
Figura 2.10	Sistema de propulsão <i>MPD</i> . Uma corrente elétrica atravessa o gás, provocando ionização e, por conseguinte, o plasma. O campo magnético oriundo da passagem dessa corrente aplica força de Lorentz no plasma, ejetando-o. Reproduzido de http://www.nasa.gov/ .	34
Figura 2.11	Esquema do propulsor a plasma pulsado.	35
Figura 2.12	Esquema simplificado do Canal de aceleração do propulsor do tipo Hall, onde estão representados o catodo, o campo elétrico (axial), o campo magnético (radial) e a trajetória de um elétron.	35
Figura 2.13	Corte Meridional de um Propulsor do Tipo Hall. Legenda: A = Canal de aceleração revestido de material isolante. B = Catodo (emissor de elétrons que formarão a corrente Hall e neutralizarão o plasma). C = Fonte de Campo Magnético (Eletroímãs ou ímãs permanentes) – anel externo. D = Fonte de Campo Magnético – anel interno. E = Anodo. F =	36

	Seta indicativa da orientação do Campo Elétrico. G = Seta indicativa da orientação do Campo Magnético.	
Figura 2.14	Sistema de propulsão do tipo SPT. Elétrons emitidos pelo catodo (na parte superior das fotos) são drenados para dentro do canal de aceleração, originando uma <i>corrente Hall</i> . Um gás injetado nesse canal sofre ionização por impacto eletrônico, momento em que é produzido o plasma, e este é acelerado pelos campos eletromagnéticos presentes no propulsor. Reproduzidas de http://htx.pppl.gov/ .	37
Figura 2.15	Esquema de funcionamento do <i>VASIMIR</i> . Reproduzido de http://www.adastrarocket.com	37
Figura 2.16	Distribuição dos vários sistemas de propulsão utilizados atualmente em um diagrama Empuxo <i>versus</i> Impulso Específico. Nessa figura ficam bastante claras as diferenças entre a propulsão química e a elétrica. Baseado em [4], e atualizado com [14,16,17,18].	38
Figura 2.17	Comparação entre os percentuais em massa da carga paga (ou útil), estrutura, combustível e motor para vários meios de transporte. Ressaltamos que o veículo lançador representado é o que utiliza propulsão química. Adaptado de http://www.aeb.gov.br/ .	39
Figura 2.18	Ônibus espacial Columbia. Os três cilindros sobre os quais o ônibus está afixado constituem o sistema de propulsão suficiente apenas para o lançamento do veículo espacial. Para fins de comparação, remetemo-nos à figura 2.9, da sonda <i>Deep Space 1</i> , que funcionou ininterruptamente durante meses e cujo sistema de propulsão representa percentual em massa bastante menor que o aqui mostrado. Reproduzido de http://www.nasa.gov/ .	39
Figura 3.1	Trajétoria helicoidal de um íon submetido a um campo magnético uniforme.	42
Figura 3.2	Representação das trajetórias de íons e elétrons em campos elétrico e magnético uniformes e ortogonais entre si.	43
Figura 3.3	Exemplo de alteração provocada na trajetória da partícula devido a um gradiente espacial do campo magnético.	45
Figura 3.4	Trajétoria de íon e elétron em campo magnético com gradiente espacial. É importante notar que nesse caso o sentido da trajetória depende da carga da partícula.	47
Figura 3.5	Representação do sistema não-inercial para deriva em campo magnético com curvatura de raio R.	47
Figura 4.1	Esquema geral do Propulsor Hall desenvolvido no Laboratório de Plasmas da UnB. Ressaltamos que essa figura representa uma secção meridional do propulsor.	53
Figura 4.2	À esquerda, foto do posicionamento dos ímãs permanentes no propulsor PHALL. À direita, simulação computacional das linhas de Campo Magnético em secção meridional do propulsor PHALL.	53
Figura 4.3	À esquerda, a corrente Hall e a formação do plasma. À direita, o catodo aceso e o propulsor revestido de fibra cerâmica refratária.	54
Figura 4.4	Propulsor PHALL em funcionamento. À esquerda, em regime de baixa corrente de descarga; à direita, regime de alta corrente.	54
Figura 4.5	Corrente de descarga em função da tensão de descarga para diferentes taxas de fluxo de massa. Note que temos um platô, que indica o regime de operação de baixa corrente. As setas indicam o efeito observado de limitação de potência pela fonte de tensão, que limita a potência total fornecida a 1,0kW.	55
Tabela 4.1	Estrutura do PHALL.	55
Tabela 4.2	Parâmetros de desempenho do PHALL para os regimes de alta e de baixa corrente de descarga. Ressaltamos que nesses resultados, a potência despejada no catodo é de 200W e a Tensão no anodo é de	56

	300Volts.	
Gráfico 4.1	O gráfico acima mostra o perfil comparativo da intensidade das três componentes em função da distância axial.	57
Figura 4.6	Parte da figura 4.1 – que nos mostra a que posição corresponde a origem do gráfico 4.1, lembrando que as medidas foram feitas para o centro do canal.	57
Figura 4.7	Esquema de como foram montadas as sondas na câmara de vácuo.	58
Figura 4.8	Figura 4.6 – Parte da figura 4.1 que representa o corte meridional 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. Lembrando que a medida foi feita a 7,5cm do eixo de simetria do propulsor, portanto, dentro do canal de aceleração.	59
Gráfico 4.2	Densidade eletrônica em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).	59
Gráfico 4.3	Potencial de plasma em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).	60
Gráfico 4.4	Temperatura dos elétrons em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).	61
Gráfico 4.5	Densidade eletrônica em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).	61
Gráfico 4.6	Potencial de plasma em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).	62
Gráfico 4.7	Energia dos elétrons em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).	63
Gráfico 4.8	Espectro acumulado de energias obtido da curva característica do analisador de energia, no regime de baixa corrente de descarga. Ressaltamos que nessas medidas, o coletor <i>Faraday Cup</i> foi posicionado a 35 cm do fim do canal de aceleração.	64
Figura 5.1	Representação simplificada do canal de aceleração de um propulsor do tipo SPT. Na figura também representamos o campo elétrico – na direção axial – o campo magnético – na direção radial –, um catodo e a trajetória de um elétron, conforme os desenvolvimentos do Capítulo 03.	67
Quadro 5.1	As três primeiras energias de ionização do Argônio gasoso em seu estado fundamental.	69

Apresentação

a) Motivação e Contextualização

A quantidade de programas de pesquisa e desenvolvimento de propulsores elétricos viáveis cresceu bastante nas últimas décadas, haja vista o aumento do uso dessa tecnologia em naves espaciais comerciais e governamentais [1]. Os aceleradores do tipo Hall, ou de deriva fechada são atualmente os propulsores a plasma mais utilizados na engenharia aeroespacial. O alto impulso específico, baixa potência elétrica demandada para produção de empuxo e a facilidade de manutenção são características importantes que qualificam esse sistema de propulsão para utilização em missões de inserção de órbita, controle de atitude, compensação de arrasto, entre outras manobras de precisão [2].

O propulsor a plasma do tipo Hall é um sistema de propulsão iônica que usa o efeito Hall para confinar elétrons, acelerar íons e neutralizar o feixe de plasma ejetado por este dispositivo. Essa aceleração advém da interação das partículas que constituem o plasma com campos eletromagnéticos produzidos pelo propulsor [3,4].

Com vistas à redução do consumo de energia elétrica e o conseqüente aumento da vida útil dos sistemas de propulsão iônica, o Laboratório de Plasmas da Universidade de Brasília vem desenvolvendo um propulsor a plasma do tipo Hall (Projeto PHALL) cujo campo magnético é produzido por ímãs permanentes, e não por eletroímãs, como nos demais sistemas desse tipo desenvolvidos no mundo.

Conforme veremos adiante, tal substituição tem se mostrado uma eficiente solução para o consumo de energia dos propulsores elétricos, já que os parâmetros de desempenho obtidos experimentalmente são bastante próximos dos medidos nos sistemas de propulsão convencionais como os SPT-100, desenvolvidos na Rússia desde a década de 1960 [1].

Na caracterização do plasma do propulsor PHALL foram utilizadas tradicionais técnicas diagnósticas da Física de Plasmas experimental: a sonda de Langmuir e o analisador de energia [5-7]. Mostraremos que os dados obtidos com esses aparelhos permitem a proposta de uma abordagem mais abrangente para a compreensão da produção e aceleração do plasma, na qual o campo elétrico é o principal responsável pela aceleração do plasma, e não a interação da corrente Hall iônica com o campo magnético, como descreve a literatura da área [1,4]. A partir dessa hipótese, pode-se discorrer sobre outros fenômenos observados no propulsor PHALL, como a divergência do feixe de plasma acelerado e os parâmetros de desempenho do sistema.

b) Organização do trabalho

No Capítulo 01, introduzimos conceitos da Física de Plasma, como definição, produção, caracterização e aplicações do mesmo.

No Capítulo 02 apresentamos os principais sistemas de propulsão usados na tecnologia espacial atual, a propulsão química e a elétrica, abordando a aplicabilidade, subdivisões, vantagens e desvantagens de cada uma delas. Tratamos também do histórico da propulsão elétrica, dos conceitos fundamentais em propulsão espacial e dos principais parâmetros de desempenho desses sistemas.

No Capítulo 03, abordamos a dinâmica do plasma submetido a campos elétrico e magnético segundo dois modelos de análise: a Teoria Orbital, onde o plasma é estudado como uma coleção de partículas; e a Teoria Magnetohidrodinâmica (MHD), na qual o plasma é considerado um fluido contínuo. Concentramo-nos nos pontos essenciais para a compreensão da produção e aceleração do plasma no Projeto PHALL.

O Capítulo 04 condensa os resultados experimentais obtidos no propulsor desenvolvido no Laboratório de Plasmas da UnB. Além das medidas realizadas com a Sonda de Langmuir e com o Analisador de Energia do tipo “*Faraday Cup*”, apresentamos a estrutura física do protótipo e indicadores de desempenho do mesmo.

No Capítulo 05, analisamos os resultados experimentais relacionados no Capítulo 04 sob a luz das Teorias apresentadas no Capítulo 03. Tradicionalmente, estuda-se os propulsores a plasma do tipo Hall com a Teoria MHD; no entanto, atemo-nos a mostrar que a Teoria Orbital é uma teoria igualmente eficiente para explicar a fenomenologia nesses sistemas de propulsão, uma vez que, além de elucidar satisfatoriamente a produção e a aceleração do plasma, ela pode ser uma ferramenta mais simples e precisa para a formulação de um modelo matemático para o propulsor PHALL.

Nossas considerações finais e perspectivas estão no Capítulo 06.

Capítulo 01 – O Plasma

Toda a matéria do Universo que conhecemos é classificada quanto ao seu estado de agregação como sólida, líquida, gasosa ou plasma. A distinção básica entre sólidos, líquidos e gases está na intensidade das forças intermoleculares que mantêm suas partículas (átomos ou moléculas) constituintes juntas. Ao aquecermos uma substância sólida ou líquida, os átomos e moléculas adquirem energia cinética até que essa supere uma determinada energia potencial de ligação. Esse fato está relacionado às transições de fase [8].

Se estivermos tratando de um gás molecular, à medida que fornecermos energia (calor, por exemplo), aumentaremos a energia cinética das moléculas e, por conseguinte, a intensidade das colisões. No caso de provermos energia suficientemente grande, provocaremos colisões cujas transferências de energia serão suficientes para dissociar as moléculas em átomos. A temperaturas ainda mais elevadas, a crescente fração de átomos no gás pode adquirir energia cinética suficiente para, por meio de uma colisão, “arrancar” um elétron de outro átomo. Essa é uma das maneiras de se produzir o plasma [8]. É importante ressaltar que essa transição gás-plasma não se enquadra no conceito de transição de fase da Termodinâmica, uma vez que aquela ocorre gradualmente à proporção que a temperatura aumenta.

Graças aos avanços na Astrofísica e na Física Teórica, podemos afirmar que a grande maioria do Universo que conhecemos, com algumas exceções, como a superfície de planetas frios, como a Terra, existem no estado de plasma [9]. O interior das estrelas, as nebulosas, os relâmpagos, as Auroras, o fogo, as lâmpadas fluorescentes e de neônio são apenas alguns exemplos de matéria no estado plasma.

1.1 Definição e caracterização

Define-se plasma um gás macroscopicamente neutro (ou próximo da neutralidade), porém constituído por elétrons livres e átomos e moléculas ionizados, os quais apresentam comportamento coletivo devido à interação Coulombiana entre eles; todavia, para que um conjunto de partículas eletricamente carregadas seja considerado um plasma, três critérios fundamentais devem ser contemplados [8]:

1º. O plasma deve ser capaz de blindar potenciais elétricos aplicados a ele – Os portadores de carga do plasma se arranjam em torno de fontes de potencial de tal maneira que limitem o

efeito do potencial elétrico em cargas mais afastadas. Essa distância-limite de blindagem, característica de cada plasma, é chamada de *comprimento de Debye*, dado por [8,9]:

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

Onde ϵ_0 é a constante dielétrica, k_B é a constante de Boltzmann, T é a temperatura das partículas, n é a densidade de partículas e e é a carga elementar.

Assim sendo, se o plasma tiver dimensão L , uma condição para que esse critério seja cumprido é:

$$\lambda_D \ll L$$

2º. Uma vez que a blindagem é resultado de um comportamento coletivo dentro da *esfera de Debye* (esfera de raio λ_D que limita a ação do potencial), também é necessário que o número de portadores dentro dessa esfera seja suficientemente grande. Estimamos a quantidade de portadores dentro da *esfera de Debye* por [9]:

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3$$

E o nosso parâmetro fica descrito como:

$$N_D \gg \gg 1$$

3º. Uma outra importante propriedade do plasma é neutralidade macroscópica de sua carga espacial. Quando um plasma é instantaneamente perturbado, surgem campos elétricos internos que induzem o movimento das partículas para a restauração da neutralidade. Esses movimentos ocorrem com uma frequência característica, chamada *freqüência de plasma* [8,9]:

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

Onde m é a massa da partícula. Colisões com partículas neutras tendem a amortecer essas oscilações coletivas e gradualmente diminuir suas amplitudes. Se desejarmos que tais colisões não afetem significativamente o comportamento coletivo do plasma, é essencial que a frequência de colisões seja menor que a frequência de plasma, isto é:

$$\frac{\omega_p}{2\pi} = v_{plasma} > v_{colisões}$$

Caso contrário, os portadores não seriam capazes de se comportar independentemente; seriam “forçados” a estar em equilíbrio com as partículas neutras através das colisões, e o sistema poderia ser tratado como um gás neutro.

1.2 Produção do plasma

Basicamente, o plasma é produzido pelos seguintes processos: **Aumento de temperatura**, conforme descrito no início do *item 1.1*; **Foto-ionização**, na qual os átomos do gás neutro absorvem fótons com energia igual ou maior que a energia de ionização desses átomos. A energia excedente é convertida em energia cinética para o par elétron-íon formado. **Descarga elétrica**, onde um campo externo aplicado a um gás acelera elétrons livres a energias suficientemente elevadas para ionizar outros átomos por colisões [8]. É esta última a principal responsável pela produção do plasma no sistema de propulsão estudado neste trabalho. Assim sendo, aprofundaremos sua discussão.

A taxa de produção de íons, também chamada de taxa de colisão elétron-átomo é dada por [2]:

$$R_i(u_{rel}) = n_N n_e u_{rel} \sigma_e(u_{rel}) du_{rel} \quad (1.1)$$

Aqui, n_N é a densidade de átomos, a qual está relacionada diretamente com o fluxo de massa. Já σ_e é a seção de choque de ionização para elétrons. Esta, assim como a taxa R_i , depende da velocidade relativa entre os átomos e os elétrons, dada por u_{rel} .

Em geral, a velocidade relativa pode ser substituída pela velocidade térmica, ou pela própria temperatura, sem grandes perdas. Para se ter uma idéia de como é a seção de choque para colisão elétron-átomo para o gás propelente usado em nosso sistema de propulsão (Argônio), temos o Gráfico 1.1.

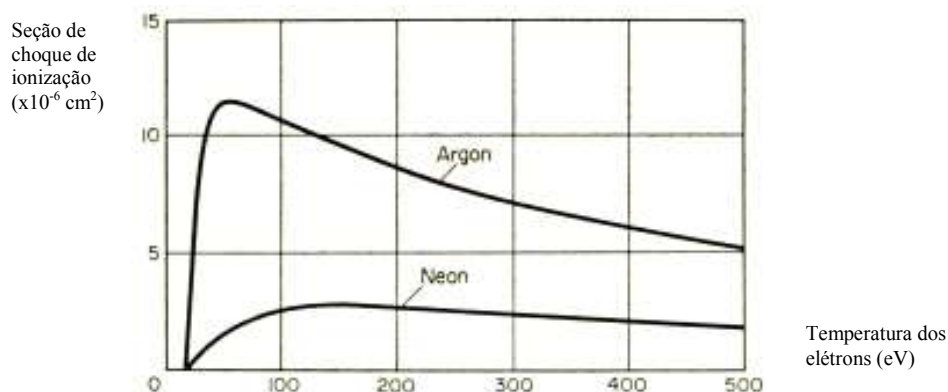


Gráfico 1.1 - Seção de choque de ionização para colisão elétron-átomo em função da temperatura dos elétrons. Em Física de Plasmas, costuma-se chamar a energia das partículas de “temperatura”, e assim o faremos em todo o texto. Reproduzido de [10].

Note que a seção de choque de ionização para o Argônio, tem seus maiores valores para temperaturas eletrônicas entre 50 e 80eV. Assim sendo é importante que tenhamos grande quantidade de elétrons no propulsor com temperatura dentro dessa faixa.

Para relacionar diretamente a taxa de produção de íons e a temperatura eletrônica, podemos usar a relação (o sub-índice i é referentes aos íons e o sub-índice e refere-se a elétrons) [2]:

$$R_i \sim n_N n_e (k_B T_e)^{\frac{3}{2}} \quad (1.2)$$

Podemos expressar a taxa de produção de íons de outra forma [11]:

$$\frac{d}{dt} n_e = \nu_i n_e \quad (1.3)$$

Onde relacionamos a variação temporal da densidade de elétrons, a qual cresce devido à ionização, com a frequência de colisão elétron-átomo ν_i . Se isolarmos ν_i em (1.3), veremos que o mesmo pode ser calculado da seguinte maneira [11]:

$$\nu_i = \frac{\int u_{rel} f_e \sigma_e du_{rel}}{\int f_e du_{rel}} \quad (1.4)$$

Onde f_e é a função de distribuição eletrônica.

1.3 Aplicações dos plasmas

Os plasmas têm conquistado cada vez mais espaço nos equipamentos e tecnologias utilizadas pelo homem. Seguem alguns exemplos [8,9]:

1. Esterilização de produtos para a saúde – Uma das mais recentes tecnologias nessa área da saúde, esta aplicação consiste no desenvolvimento de uma fonte de plasma de peróxido de hidrogênio dentro da qual os íons e radicais do plasma destroem os microorganismos existentes nos materiais cirúrgicos, por exemplo, esterilizando-os. Geralmente, as partículas têm baixa energia, apresentando temperatura da ordem de 10eV.

2. Reator de fusão termonuclear controlada – Uma das mais importantes aplicações dos plasmas para fins de produção de energia. Consiste no desenvolvimento de reatores nucleares dentro dos quais se produz plasma (geralmente de Deutério) e faz-se uso das interações deste plasma com campos externos para a aceleração das partículas e o desencadeamento das reações nucleares. Ainda encontra grandes desafios especialmente no tocante ao aquecimento e contenção desses plasmas altamente energéticos (temperaturas da ordem de 10keV).

3. Conversão de energia – Pode-se utilizar o plasma também para converter energia. Atirando um jato de plasma através de um campo Magnético ortogonal a este feixe, a Força de Lorentz separa cargas positivas e negativas, em fenômeno semelhante ao Efeito Hall Clássico. Essas partículas separadas dão origem a uma diferença de potencial que pode ser utilizada para alimentar um circuito elétrico.

4. Propulsão iônica – Também dentro da idéia de conversão de energia, pode-se aplicar o plasma no desenvolvimento de sistemas de propulsão para missões interplanetárias. Confinando o plasma a uma determinada região, podemos arranjar campos elétrico e magnético de forma a ejetarmos o plasma desse sistema; conseqüentemente, o plasma aplicará uma força oposta no sistema ejetor. Traremos os principais exemplos desses sistemas no Capítulo 02.

Além desses, vale citarmos o desenvolvimento de fontes de plasma para controle de poluição do ar, as aplicações dos plasmas para fins industriais, como as soldas a plasma e estudos de corrosão em metais, as interfaces da Física de Plasmas com a Astrofísica e a Cosmologia, a utilização dos plasmas nas lâmpadas fluorescentes, televisores etc.

Capítulo 02 – Sistemas de Propulsão

Neste capítulo, abordaremos os principais parâmetros de desempenho dos sistemas de propulsão, bem como os sistemas mais utilizados na propulsão espacial atual.

2.1 Parâmetros de desempenho

Pensando na segunda lei de Newton, podemos desenvolvê-la da seguinte forma:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \vec{p} = m \frac{d}{dt} \vec{u} + \vec{u} \frac{d}{dt} m \quad (2.1)$$

Porém, caso a velocidade seja uma constante no tempo, teremos apenas o segundo termo da direita. Este é o caso de uma fonte de plasma, pois a velocidade do plasma que compõe feixe é constante no tempo, apresentando apenas gradientes espaciais. Assim, podemos definir o *empuxo* \vec{T} :

$$\vec{T} = \vec{u}_{ex} \frac{dm}{dt} \quad (2.2)$$

Onde \vec{u}_{ex} é a velocidade de exaustão do propelente, e $\frac{dm}{dt}$ o fluxo da massa exaurida. Para comparações, também é utilizado o conceito de *densidade de empuxo*, que nada mais é que o empuxo dividido pela área da fonte de plasma.

A integral de \vec{T} no tempo nos dá o impulso aplicado ao sistema. A razão entre o módulo de \vec{T} e a taxa de exaustão de “peso” do propelente (calculado para a gravidade ao nível do mar, g_0) chamamos de *impulso específico* [4]:

$$I_{SP} = \frac{|\vec{T}|}{\dot{m}g_0} = \frac{u_{ex}}{g_0} \quad (2.3)$$

Note que o impulso específico tem unidade de tempo; podemos, portanto interpretá-lo em termos do tempo útil de um determinado sistema de propulsão. Quanto maior o impulso específico, menor o fluxo de propelente necessário para a produção de um empuxo. E, por conseguinte, a aceleração pode se manter por muito mais tempo, dada uma quantidade limitada de propelente.

Se u_{ex} é mantido constante durante certo tempo, o sistema adquirirá um incremento na velocidade Δu (m é a massa do sistema, os sub-índices 0 e f correspondem aos valores inicial e final das grandezas, respectivamente) [4]:

$$\Delta u = \int_{t_0}^{t_f} a(t)dt = \int_{m_0}^{m_f} u_{ex} \frac{dm}{m} = u_{ex} \ln\left(\frac{m_0}{m_f}\right)$$

Podemos reescrever essa expressão como:

$$\frac{m_f}{m_0} = e^{-\frac{\Delta u}{u_{ex}}}$$

Para compararmos os efeitos de valores diferentes de impulso específico sobre a razão entre a massa de propelente exaurida (m_e) e a massa inicial do sistema (m_0), podemos usar a seguinte expressão [4]:

$$\frac{m_e}{m_0} = \frac{m_0 - m_f}{m_0} = 1 - e^{-\frac{\Delta u}{I_{sp}g_0}} \quad (2.4)$$

Com ela, produzimos o gráfico abaixo, onde se pode notar que à medida que necessitamos de uma maior variação de velocidade, propulsores com maior impulso específico se tornam necessários.

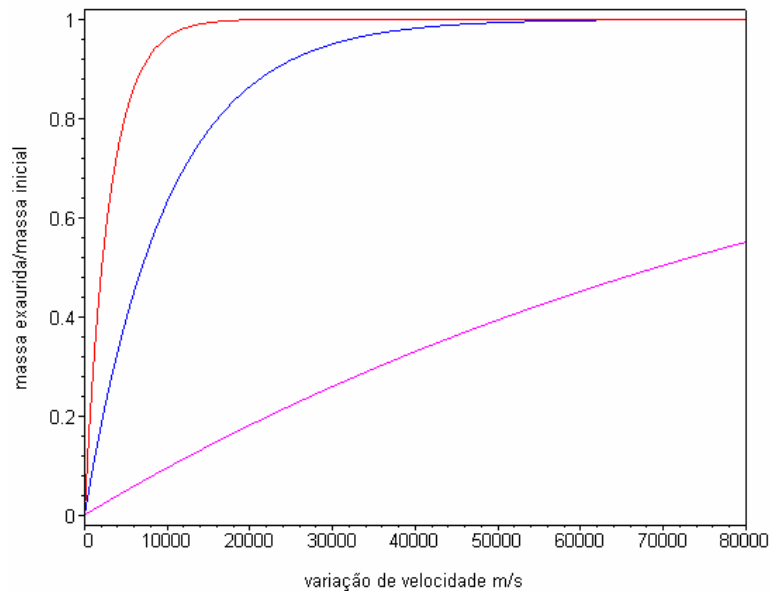


Gráfico 2.1 – Razão massa exaurida/massa inicial (para o propelente) versus Variação de velocidade para os impulsos específicos de 300s (vermelha), 1000s (azul) e 10000s (violeta), respectivamente – da esquerda para a direita. O objetivo é mostrar que quanto maior o impulso

específico, menor a proporção em massa necessária para se produzir uma determinada variação de velocidade.

O impulso específico ótimo é aquele que maximiza a carga útil do sistema [4]. Define-se carga útil a fração em massa que sobra quando descontamos a massa de propelente e a massa do sistema (fontes, propulsor, painéis, etc.) da massa total do sistema.

O impulso específico é recíproco por definição do fluxo de massa; entretanto, ele é proporcional à raiz da potência elétrica [4], de modo que um maior impulso específico implica na necessidade de maior potência elétrica instalada. Como um acréscimo na potência implica no aumento da massa de equipamentos como fontes e baterias, temos uma redução da massa útil do sistema. Assim, o impulso específico ótimo seria aquele que implicaria numa mínima massa de propelente (limite inferior), assim como mínima massa de equipamentos (limite superior). Isto se dá quando, por exemplo, a massa de propelente é igual à massa de equipamentos, como podemos ver no Gráfico 2.2. Nesse gráfico, para encontrarmos o impulso específico ótimo, localizamos o ponto de mínimo na curva (massa do propelente + massa de equipamentos de potência), onde a derivada com relação ao I_{SP} é zero.

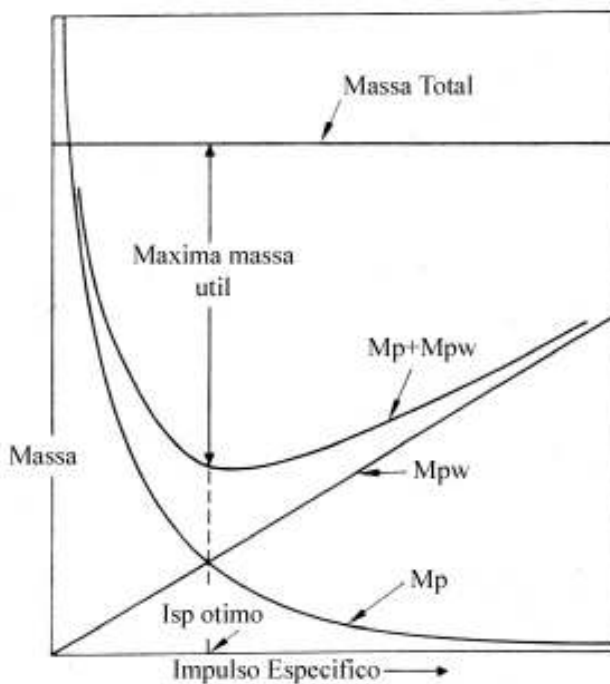


Gráfico 2.2 – Encontrando o Impulso Específico ótimo. Temos que M_p é a massa do propelente e M_{pw} é a massa de equipamentos de potência. Note que a massa útil é máxima onde $M_{pw} = M_p$. Traduzido de [4].

Apresentaremos agora os dois principais sistemas de propulsão utilizados na engenharia aeroespacial atual: a Propulsão Química e a Propulsão Elétrica.

2.2 Propulsão Química

São sistemas de reação que transportam o combustível e o comburente (também chamado de oxidante) que resultam em sua propulsão [4]. Por dependerem de meios externos para a ocorrência da reação de combustão, podem ser utilizados tanto para colocar veículos espaciais em órbita quanto para transportar mísseis a altas velocidades.

Também chamados de foguetes químicos, esses dispositivos têm uma câmara de combustão dentro da qual se queima o combustível. O gás resultante aquecido sofre uma violenta expansão termodinâmica, gerando uma pressão uniforme contra as paredes da câmara. Ao se abrir um orifício numa das extremidades da câmara de combustão (bocal), permite-se que o gás saia com elevada velocidade, produzindo-se o empuxo.

Os combustíveis desses sistemas são principalmente sólidos, líquidos ou híbridos (combustível sólido+ oxidante líquido), e, em menor escala, gasosos.

2.2.1 Propulsão por combustível sólido

De maneira simplificada, os combustíveis sólidos podem ser definidos como uma espécie de estopim em pó embalado e comprimido, onde a carga é uma mistura de combustível seco com o comburente, que também é uma substância seca, porém rica em oxigênio.

Um exemplo entre muitos, é a mistura de perclorato de amônia e poliisobutano, utilizados em alguns mísseis terra-ar. Este combustível apesar de seguro e simples, produz um impulso específico baixo, além da exigência de uma estrutura muito mais pesada e resistente para a câmara de combustão [12,13].

Por ser combustível sólido, o único controle possível é a taxa da queima, e esta é determinada pela granulometria do propelente ou da forma da câmara de combustão [12,13]. A Figura 2.1 traz um esquema simplificado desse sistema de propulsão.

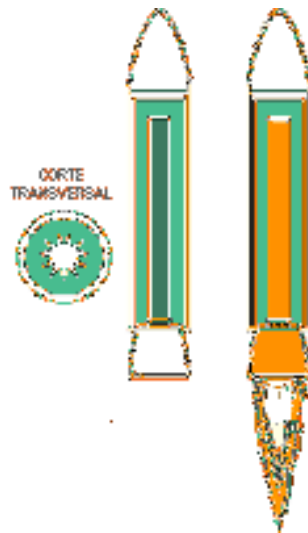


Figura 2.1 – Sistema de propulsão por combustível sólido.

2.2.2 – Propulsão por combustível líquido

Os engenhos que utilizam combustível líquido (Figura 2.2) têm inúmeras vantagens sobre os de combustível sólido. Os funcionamentos e estruturas internas de ambos diferem bastante. No caso da propulsão por combustível líquido, o propelente e o oxidante são armazenados em reservatórios fora da câmara de combustão. Ao serem misturados na câmara, entram em combustão, sendo expelidos em altíssima velocidade pelo bocal, propelindo assim o artefato.

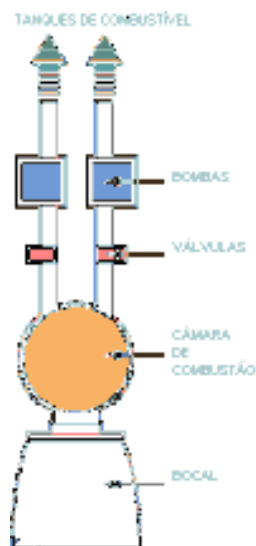


Figura 2.2 – Sistema de propulsão por combustível líquido.

As principais vantagens são [12,13]:

- A ignição pode ser parada.
- A ignição pode ser reativada.
- Pode haver aceleração e desaceleração da ignição.
- O controle da ignição pode ser executado de forma precisa.
- Câmara de combustão extremamente leve, que possibilita maior carga útil do engenho.

As principais desvantagens são [12,13]:

- O sistema possui peças móveis, válvulas etc.
- Para a efetivação de um controle fino, o nível de complexidade tecnológica é muito alto.
- Devido ao nível de complexidade, o sistema é passível de falhas, e defeitos inesperados podem ocorrer.
- De uma forma geral, são menos seguros que os dispositivos de combustível sólido.

Os combustíveis líquidos dividem-se em três grandes categorias [13]: os derivados do petróleo, os criogênicos e os hipergólicos.

Entre os *combustíveis derivados do petróleo*, destaca-se o querosene altamente refinado, também chamado de RP-1. Para esse combustível, utiliza-se oxigênio líquido como oxidante. Apesar de ter impulso específico bastante inferior ao dos combustíveis criogênicos, em geral são melhores que os propelentes hipergólicos. Sua principal desvantagem está na grande produção de resíduos pós-combustão, que implicam em menor vida útil do sistema de propulsão.

Os *combustíveis criogênicos* são gases liquefeitos armazenados a baixas temperaturas. O representante mais comum desses combustíveis é o hidrogênio líquido, cujo oxidante é o oxigênio líquido. Tendo em vista a temperatura necessária para seu armazenamento (Hidrogênio → -253°C, por exemplo), torna-se inviável o armazenamento desse tipo de combustível por períodos muito longos, sendo esta uma das principais desvantagens dos propelentes criogênicos. Ainda assim, pelo fato de apresentarem impulsos específicos até 40% superiores aos demais combustíveis líquidos, são largamente utilizados em lançamentos de veículos espaciais.

Finalmente, os *propelentes hipergólicos* são combustíveis que reagem espontaneamente quando entram em contato com o oxidante. Essa propriedade faz dos hipergólicos os combustíveis ideais para sistemas de manobras de veículos espaciais, já que suas reações são rápidas e facilmente

iniciadas e interrompidas. O exemplo mais comum dos combustíveis hipergólicos é a hidrazina. Esses combustíveis apresentam baixo impulso específico e são altamente tóxicos. Outra desvantagem é o fato de alguns de seus oxidantes serem altamente corrosivos. A hidrazina também pode ser utilizada como mono-propelente, pois na presença de catalisadores adequados, ela se decompõe em gases quentes, ideais para a exaustão. A Tabela 2.1 traz um comparativo entre os principais combustíveis líquidos.

Oxidante	Combustível	Hipergólico	Proporção <i>Oxidante</i> <i>combustível</i>	Impulso Específico (s)	Densidade de Impulso (kg-s/l)
Oxigênio Líquido	Hidrogênio Líquido	Não	5.00	381	124
	Querosene	Não	2.29	289	294
	Hidrazina	Não	0.74	303	321
Fluorina Líquida	Hidrogênio Líquido	Sim	6.00	400	155
	Hidrazina	Sim	1.82	338	432
FLOX-70	Querosene	Sim	3.80	320	385
Tetróxido de Nitrogênio	Querosene	Não	3.53	267	330
	Hidrazina	Sim	1.08	286	342
Ácido Nítrico (14% N ₂ O ₄)	Querosene	Não	4.42	256	335
	Hidrazina	Sim	1.28	276	341
Peróxido de Hidrogênio (concentração de 85%)	Querosene	Não	7.84	258	324
	Hidrazina	Sim	2.15	269	328
Penta-fluorina de Cloro	Hidrazina	Sim	2.12	297	439

Tabela 2.1 - Desempenho dos propelentes líquidos, para pressão externa na câmara de combustão de 68 atm e pressão no bocal de exaustão de 1 atm. Adaptado de <http://www.nasa.gov/>.

Vale lembrar que os foguetes químicos convencionais, sejam eles de propelente gasoso, sólido ou líquido, estão essencialmente limitados por dois fatores: a energia das reações de combustão disponíveis e a tolerância dos materiais usados em sua fabricação à transferência de calor. Não obstante a enorme quantidade de energia liberada em um foguete movido a hidrogênio, por exemplo, as velocidades de exaustão do propelente não passam de poucos milhares de metros por segundo, ao passo que muitas missões espaciais de interesse necessitariam incrementos de velocidade características de pelo menos uma ordem de grandeza maior para serem possíveis [1,4,14].

Assim sendo, algum conceito fundamentalmente diferente para a aceleração do propelente que sobreponha os limites da expansão termodinâmica química é requisitado. É aí que surgem as possibilidades da propulsão elétrica, pois, ao passo que nos propulsores químicos a velocidade de exaustão do propelente é da ordem de 300m/s à 1000m/s [14], nos propulsores elétricos, a mesma quantidade possui valores entre 20000m/s e 50000m/s [14].

2.3 Propulsão Elétrica

2.3.1 - Breve Histórico da Propulsão Elétrica

A idéia de utilizar a aceleração de cargas elétricas para a propulsão de foguetes foi proposta pela primeira vez por Robert Goddard em 1906 nos EUA [1,3]. Na década de 1930, o físico alemão Herman Oberth desenvolveu um estudo matemático e físico do uso de um propulsor elétrico em missões espaciais [15].

No entanto, somente em 1958 [16], começou-se a se trabalhar na confecção de uma fonte de plasma voltada para a propulsão de veículos espaciais. A principal motivação para esse acontecimento foi o estudo de Stuhlinger: "*Possibilities of Electrical Space Ship Propulsion*", apresentado em 1955 no Congresso de Astronáutica dos Estados Unidos. Neste estudo, foi mostrado que a relação entre a massa inicial e final de uma nave com destino a Marte seria de 25:1, caso fossem utilizados propulsores químicos como os desenvolvidos até então. Stuhlinger então argumentou que esta proporção em massa diminuiria significativamente caso fosse empregado um sistema de propulsão elétrica de baixo peso, e conseguiu convencer a comunidade científica.

A viabilidade técnica da propulsão a plasma ou iônica foi demonstrada pela primeira vez por A. T. Forrester na empresa ROCKETDYNE em 1959 com um propulsor a base de íons de Césio que usava ionização termiônica [1,3,14]. Em 1961, H. R. Kaufmann propôs um esquema mais simples, com ionização a base de bombardeio eletrônico a partir de filamento catódico emissor de elétrons [1,3,14].

Na década de 1960, a NASA lançou os primeiros propulsores elétricos em satélites (SERT - Satellite for Electric Rocket Test - I e II) contendo dois propulsores do tipo Kaufmann [4]. Essas fontes operaram com mercúrio e anos depois com Césio, devido a suas elevadas seções de choque, baixas energias de ionização e elevadas massas atômicas. No entanto, devido à alta

reatividade desses propelentes com os outros componentes dos satélites, eles foram substituídos por gases nobres. É importante ressaltar que a eficiência desses sistemas já chegava a cerca de 80% [4].

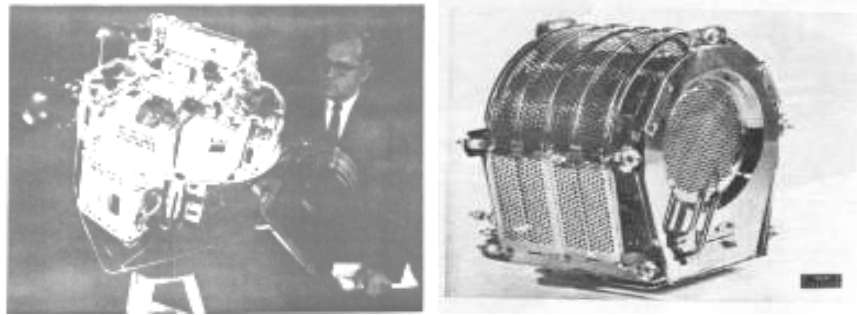


Figura 2.3 – Satélite SERT I contendo dois propulsores tipo Kaufmann (esquerda). Propulsor iônico eletrostático tipo Kaufmann (direita). Reproduzido de [4].

Ao contrário dos pesquisadores dos Estados Unidos, os soviéticos preferiram a simplicidade (em relação a sistema elétrico e de controle) de uma fonte aceleradora por efeito Hall que de uma fonte de Kaufmann. Por isso [17], eles obtiveram o domínio desta tecnologia bem antes que os estadunidenses. Até 1998, primeira missão de alto nível de um propulsor iônico da NASA, com a sonda *Deep Space 01*, destinada a testar novas tecnologias e se encontrar com o cometa Borrelly, os soviéticos já tinham obtido sucesso em pelo menos 16 missões com propulsores do tipo Hall, cada uma possuindo de 2 a 8 propulsores [14,16,17]. As constelações de satélites geo-estacionários *Gals* e *Express*, lançados em 1994, possuem 8 propulsores do tipo SPT-100 em cada satélite.

Com o fim da União soviética e o corte de vários projetos na área espacial o projeto do propulsor Hall foi transferido para a França (*CNES - Centre Nacional de Etudes Spaciales*) e para os EUA (*Glenn Space Center*) em meados dos anos 90. A partir de 1995, o CNES e a empresa SNECMA contrataram a equipe Russa que desenvolveu o SPT para desenvolver um propulsor Hall com 100mN de empuxo destinado ao controle de atitude e órbita de uma série de satélites para telecomunicações. O primeiro foi lançado em Kourou em dezembro de 2002 com sucesso.

Em setembro de 2003, a Agência Espacial Européia (ESA) lançou a sonda SMART-1, cujo sistema de propulsão principal é uma fonte a plasma do tipo Hall. Essa sonda tinha missão de realizar uma transferência de órbita Terra-Lua (concluída em novembro de 2004) e fazer observações científicas da superfície lunar. Tamanho foi o sucesso da missão que a sonda só foi “aposentada” em setembro de 2006.



Figura 2.4 – À esquerda, o sistema de propulsão utilizado na sonda SMART-1. À direita, visão artística da sonda SMART-1. Reproduzidas de <http://sci.esa.int/>.

Atualmente, estão em estudo sistemas de propulsão para missões espaciais de longa duração. A propulsão elétrica desponta como a tecnologia mais indicada atualmente para esse fim; no entanto, devido ao baixo empuxo, cientistas do mundo inteiro têm estudado os propulsores elétricos de alto desempenho [18], como o *VASIMIR* (*Variable Specific Impulse Magnetoplasma Rocket*).

Nota-se que a ciência e tecnologia da propulsão elétrica compreendem uma ampla variedade de estratégias para se atingir elevadas velocidades de exaustão do propelente. Os estudos realizados na área sempre visaram à redução da carga de combustível e correspondente massa de lançamento dos sistemas de transporte espaciais. As principais tecnologias de propulsão elétrica da atualidade se agrupam em três grandes categorias: eletrotérmica, eletrostática e eletromagnética [1,4]. Apresentemos cada uma delas.

2.3.2 – Propulsão eletrotérmica

Neste tipo de propulsão, o propelente é eletricamente aquecido e então expandido termodinamicamente através de um bocal, produzindo empuxo. Há dois tipos de propulsores eletrotérmicos em uso: o *Resistojet* e o *Arcjet*. Em ambos, as características dos materiais limitam a velocidade de exaustão a valores próximos aos alcançados pelos propulsores químicos. Ainda existe um terceiro tipo de propulsor eletrotérmico em testes experimentais, o *propulsor a plasma por microondas*, cujas velocidades de exaustão são bem mais elevadas [1,4,14,16].

O *Resistojet* é uma das formas mais primitivas de propulsão elétrica. Consiste no superaquecimento de um fluido propelente (água, por exemplo) por um elemento aquecido

eletricamente (filamento). O gás resultante é conduzido para um bocal, através do qual ele é ejetado (Figura 2.5). As propriedades do resistor é o principal limitante desse sistema.

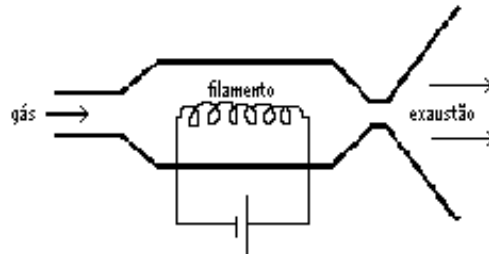


Figura 2.5 – Esquema simplificado de um propulsor *Resistojet*.

O *Arcjet* é utilizado principalmente na produção de baixos empuxos, suficientes para correções de órbitas de satélites e estações espaciais. Nele, um propelente (geralmente no estado líquido) não inflamável é aquecido por um arco elétrico dentro de uma câmara. O gás resultante então é exaurido através do bocal a velocidades suficientemente elevadas para produzir empuxo. Seu sistema elétrico pode ser alimentado por células solares ou baterias. A hidrazina é o propelente mais utilizado nesses sistemas, uma vez que ela também pode ser usada em outros dispositivos do veículo espacial que necessitem exclusivamente de energia química, tornando mais simples o projeto de tanques de combustível dos veículos espaciais. A figura 2.6 traz um esquema de funcionamento de um *Arcjet*.

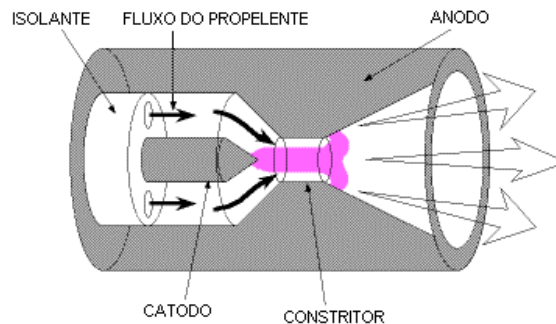


Figura 2.6 – Esquema de funcionamento de um sistema de propulsão *Arcjet*.

O funcionamento do *propulsor a plasma por microondas* consiste na geração de microondas em uma cavidade ressonante preenchida com um propelente adequado. Essas ondas produzem uma descarga elétrica no propelente por meio do acoplamento eletromagnético. Além disso, as microondas aquecem o plasma, o qual vira o fluido propelente, e se expande através de um bocal.

2.3.3 – Propulsão eletrostática

Este sistema de propulsão tem como princípio de funcionamento a aceleração de partículas eletricamente carregadas por campos eletrostáticos. Há três categorias para esse dispositivo: *propulsores por bombardeamento eletrônico*, por *contato iônico* e por *emissão de campo* ou *colóide*. Desses, os dois primeiros produzem e aceleram íons separadamente e por isso são considerados tipos de propulsores iônicos. Já o terceiro produz e acelera “gotículas” eletricamente carregadas.

Os *propulsores por bombardeamento eletrônico*, juntamente com os propulsores eletromagnéticos do tipo Hall, são os principais sistemas de propulsão iônica usados em veículos espaciais atualmente. Nos propulsores eletrostáticos, o gás propelente entra na câmara de descarga a um fluxo controlado. Um catodo primário no centro da câmara emite elétrons, os quais são atraídos para um anodo cilíndrico nas paredes da câmara. Nessa trajetória catodo-anodo, alguns elétrons podem colidir com átomos do gás propelente e ionizá-lo, produzindo íons positivamente carregados. Esses íons, por sua vez, são atraídos por um elevado campo elétrico aplicado por grades dispostas na “saída” da câmara de ionização e as atravessam a elevadas velocidades. Após a saída do feixe iônico, é necessário neutralizá-lo; para isso, coloca-se um catodo neutralizador externo à câmara (Figura 2.7).

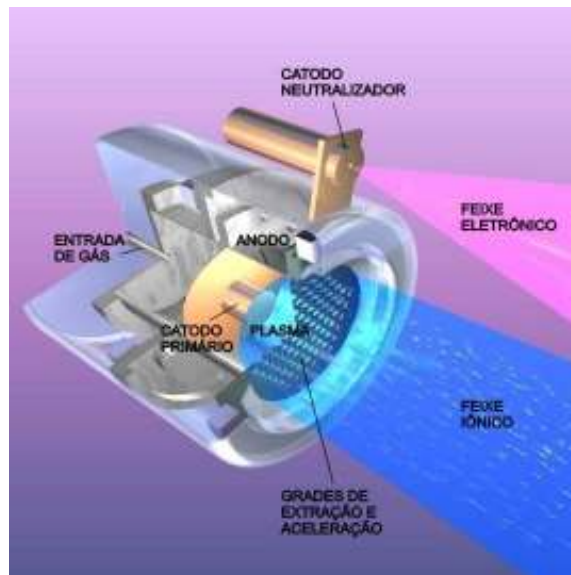


Figura 2.7 – Esquema de funcionamento do propulsor por bombardeamento eletrônico, também chamado de propulsor iônico eletrostático ou ainda propulsor do tipo Kaufmann. Reproduzido de <http://www.plasma.inpe.br/>.

Os primeiros testes com esse tipo de propulsor aconteceram nas décadas de 1960 e 1970, com o Projeto SERT (*Space Electric Rocket Test*). À época, usava-se Mercúrio e Césio como gases propelentes; entretanto, observou-se que esses íons aderiam e corroíam as grades de aceleração. Daí a motivação para o uso de gases nobres em todos os sistemas de propulsão desenvolvidos posteriormente: eficiência e baixa reatividade.

Os principais propulsores por bombardeamento eletrônico desenvolvidos até o momento foram o NSTAR (Figura 2.8), desenvolvido pela NASA e aplicado com sucesso na sonda *Deep Space 1* (Figura 2.9), lançada no final de 1998; e o *XIPS (Xenon-Ion Propulsion System)*, desenvolvido pela Hughes (parte da Boeing) para correções de órbita de satélites geo-estacionários. No Brasil, o Laboratório de Plasmas do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais desenvolve o Projeto PION, que trabalha com esse sistema de propulsão.

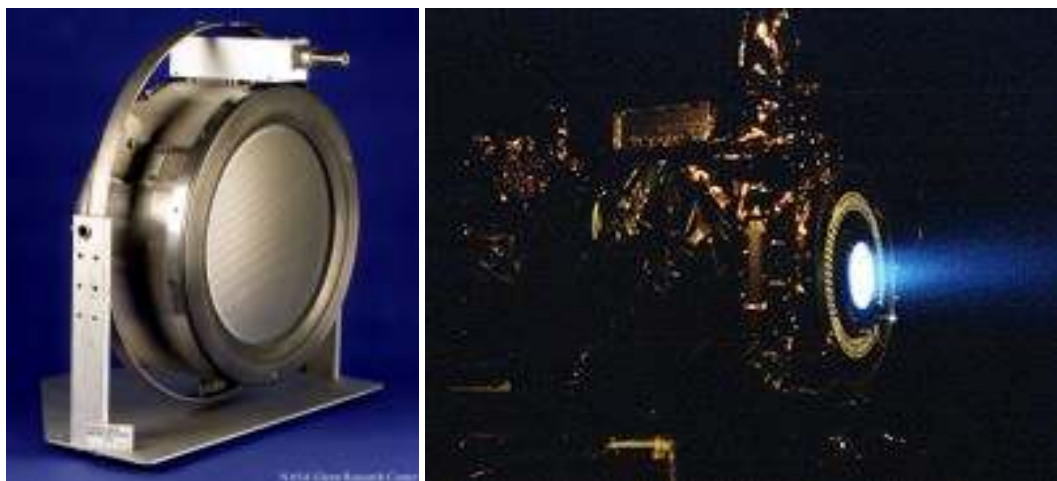


Figura 2.8 – À esquerda, foto do propulsor NSTAR usado na propulsão da sonda *Deep Space 1*. À direita, o NSTAR em funcionamento. Reproduzido de <http://www.nasa.gov/>.

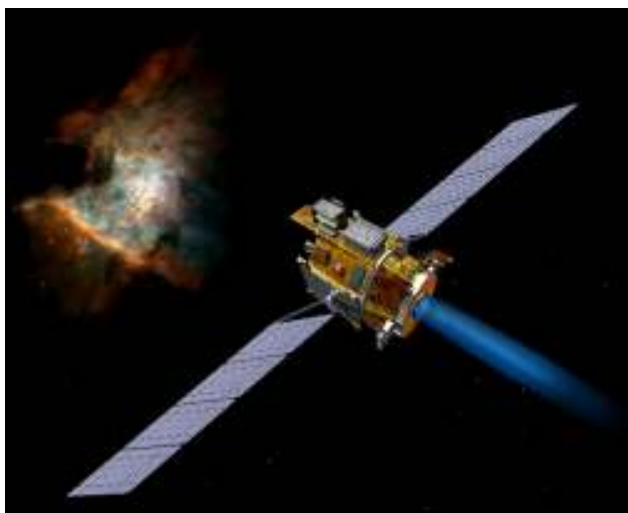


Figura 2.9 – Representação artística do voo da Sonda *Deep Space 1*. A sonda foi lançada em Outubro de 1998 e utilizada até Dezembro de 2001. Reproduzido de <http://www.nasa.gov/>.

No *propulsor por contato iônico*, os íons são produzidos e aquecidos em uma superfície aquecida e então acelerados por um campo elétrico a altas velocidades. Todavia, esse sistema de propulsão não tem se mostrado eficiente para aplicação em tecnologia espacial. Isso porque o único propelente que atende eficientemente a esse processo de ionização é o Césio, pois somente esses átomos têm elétrons de valência que pode ser removido quando os átomos são absorvidos por uma superfície metálica adequada, como de Tungstênio. E, conforme vimos anteriormente, o plasma de Césio é corrosivo, e, portanto, não indicado para missões espaciais de longa duração.

Nos propulsores por emissão de campo (*FEEP*, em inglês) e colóide, as gotículas e íons são extraídos de propelente na fase líquida, em geral metais líquidos ou compostos poliorgânicos. A produção de empuxo ocorre por meio da aplicação de um elevado campo elétrico o qual puxa o propelente líquido injetado na câmara de propulsão por uma agulha de tungstênio. O empuxo produzido varia bastante, já que depende das dimensões das gotas despejadas pela agulha.

2.3.4 – Propulsão Eletromagnética

Na propulsão eletromagnética, o plasma de um propelente é acelerado por arranjos de campos elétricos e magnéticos. Há diversas categorias para esse tipo de propulsão; contudo, destacamos os *propulsores magnetoplasmadinâmicos (MPD)*, os *propulsores a plasma pulsado (PPT)* e os *propulsores do tipo Hall*.

O *propulsor MPD* produz mais empuxo que qualquer tipo de propulsão elétrica conhecida até o momento, e é capaz de converter vários Megawatts (MW) de potência elétrica em empuxo. Além disso, ele apresenta velocidades de exaustão típicas de propulsores iônicos. Por essas razões, é um dos sistemas de propulsão mais indicados para as missões espaciais de grande porte e com longa duração. Esquemáticamente, o *propulsor MPD* tem dois eletrodos metálicos: um catodo central em forma de haste e um anodo que envolve o catodo (Figura 2.10). Logo que o sistema é posto em funcionamento, surge uma corrente elétrica entre esses dois entes. À medida que o catodo é aquecido, ele emite elétrons que colidem com o gás propelente injetado entre o catodo e o anodo, ionizando-o e produzindo o plasma. Ao mesmo tempo, a corrente elétrica entre o catodo e o anodo dá origem a um campo magnético, o qual interage com a própria corrente (que atravessa o plasma), produzindo Força de Lorentz responsável pela ejeção do plasma e produção do empuxo.

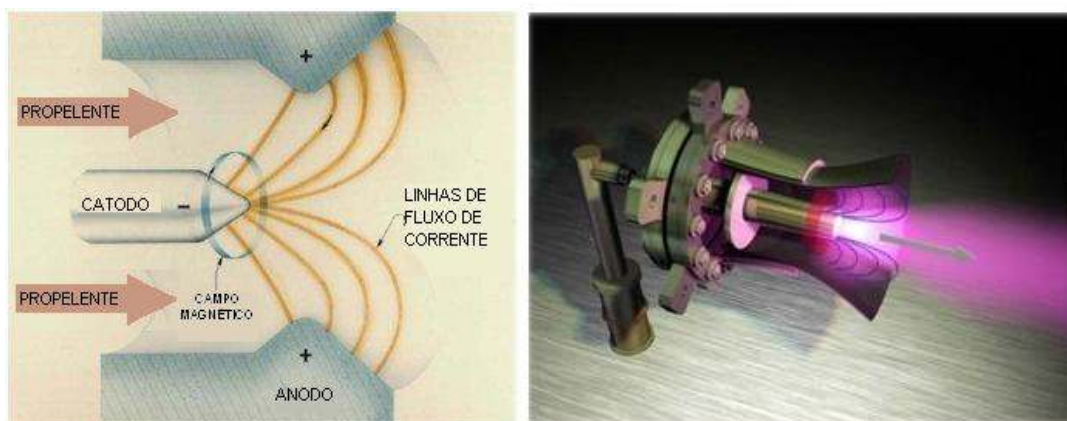


Figura 2.10 – Sistema de propulsão *MPD*. Uma corrente elétrica atravessa o gás, provocando ionização e, por conseguinte, o plasma. O campo magnético oriundo da passagem dessa corrente aplica força de Lorentz no plasma, ejetando-o. Reproduzido de <http://www.nasa.gov/>.

O *propulsor a plasma pulsado* é utilizado principalmente na correção de órbitas de satélites. Esses sistemas contêm dois eletrodos posicionados próximos ao propelente sólido (Figura 2.11). Um capacitor colocado paralelo aos eletrodos é carregado pela fonte de alimentação do propulsor. A primeira etapa do funcionamento é a ignição. Uma espécie de vela próxima ao propelente produz faísca que permite a descarga do capacitor. Essa corrente ioniza a superfície do propelente sólido, produzindo plasma desse material. Esse plasma então é ejetado do propulsor pela Força de Lorentz, em processo semelhante ao que acontece no propulsor *MPD* (auto-interação da corrente). Realizada a descarga, o capacitor é recarregado e o ciclo se repete. À proporção que o propelente sólido é consumido, molas o empurram para a região de ionização. Esse sistema produz empuxos da ordem de centenas de Newton.

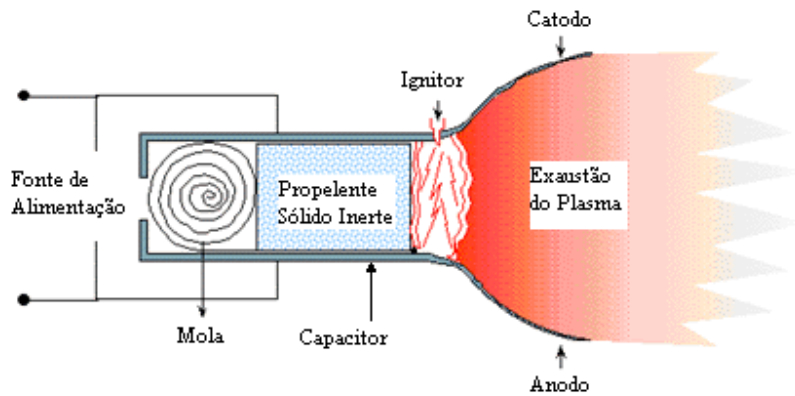


Figura 2.11 – Esquema do propulsor a plasma pulsado.

O propulsor a plasma do tipo Hall utiliza fortes campo magnético associados a campo elétrico para acelerar plasmas de baixa densidade e produzir empuxo. O campo magnético radial é produzido por duas fontes cilíndricas e concêntricas de campo, que podem ser eletroímãs ou, em nosso caso, ímãs permanentes.

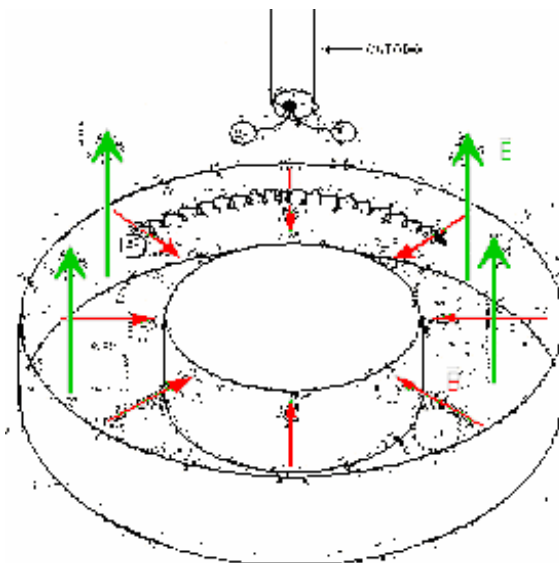


Figura 2.12 – Esquema simplificado do Canal de aceleração do propulsor do tipo Hall, onde estão representados o catodo, o campo elétrico (axial), o campo magnético (radial) e a trajetória de um elétron.

O espaço entre os cilindros (doravante canal de aceleração) é preenchido por um gás propelente a baixa pressão, que em nosso estudo é o Argônio. Através desse gás passa uma descarga elétrica que se estabelece entre o catodo e o anodo (Figura 2.13), produzindo o plasma.

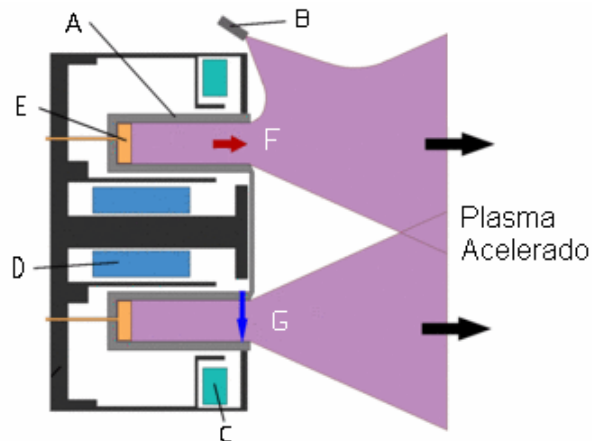


Figura 2.13 – Corte Meridional de um Propulsor do Tipo Hall. Legenda: **A** = Canal de aceleração revestido de material isolante. **B** = Cátodo (emissor de elétrons que formarão a corrente Hall e neutralizarão o plasma). **C** = Fonte de Campo Magnético (Eletroímãs ou ímãs permanentes) – anel externo. **D** = Fonte de Campo Magnético – anel interno. **E** = Ânodo. **F** = Seta indicativa da orientação do Campo Elétrico. **G** = Seta indicativa da orientação do Campo Magnético.

As partículas sob influência do campo elétrico interagem com o campo magnético para produzir, por meio do Efeito Hall, uma corrente elétrica de direção azimutal, à qual chamaremos *corrente Hall*. Da interação entre essa corrente e o campo magnético, surge uma força no plasma do propelente, ejetando-o.

Por ser um tipo de propulsor iônico, o propulsor do tipo Hall apresenta alto impulso específico (1200-1800s). Além disso, outra vantagem desse sistema de propulsão é a alta eficiência na ionização do propelente (chega a 90% para o Xenônio). Algumas das suas desvantagens estão no fato de produzirem baixo empuxo, pois geralmente operam com plasmas de baixa densidade e nas dificuldades relativas à convergência do feixe de plasma ejetado.

Por essas razões, os propulsores do tipo Hall ganharam muito espaço nas indústrias e nos projetos governamentais para missões de inserção de órbita, controle de atitude, compensação de arrasto e demais manobras espaciais de precisão.

Os propulsores do tipo Hall foram desenvolvidos simultaneamente nos Estados Unidos e na União Soviética; entretanto, como os Estados Unidos investiram mais nas pesquisas em propulsores eletrostáticos, os soviéticos foram os primeiros a produzir um sistema com eficiência adequada para a propulsão espacial, o qual foi batizado de *propulsor a plasma estacionário (SPT)*. A figura 2.14 traz fotos dos sistemas de propulsão desenvolvidos atualmente.



Figura 2.14 – Sistema de propulsão do tipo SPT. Elétrons emitidos pelo catodo (na parte superior das fotos) são drenados para dentro do canal de aceleração, originando uma *corrente Hall*. Um gás injetado nesse canal sofre ionização por impacto eletrônico, momento em que é produzido o plasma, e este é acelerado pelos campos eletromagnéticos presentes no propulsor. Reproduzidas de <http://htx.pppl.gov/>.

Por fim, encontra-se em desenvolvimento o foguete de magnetoplasma de impulso específico variável (VASIMIR, em inglês). Esse sistema engloba três células magnéticas: uma fonte de plasma, uma antena de RF, também chamada de *booster*, e um bocal magnético. Na primeira célula ocorre a injeção de um gás neutro (geralmente hidrogênio ou outro gás leve), do qual se produz o plasma. A antena de RF então energiza o plasma por meio das ondas eletromagnéticas, até que este adquira a temperatura desejada. A terceira célula então converte essa energia em movimento, ejetando o plasma e produzindo elevado empuxo. Esse é o sistema de propulsão a plasma que produz os maiores empuxos; no entanto, tem a desvantagem de necessitar de grande quantidade de energia, pois opera com bobinas supercondutoras, entre outros sistemas elétricos de alto desempenho.

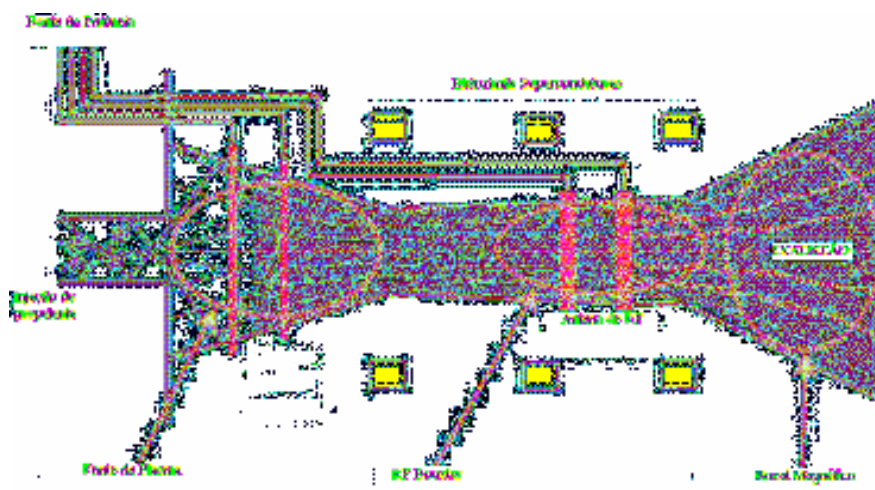


Figura 2.15 – Esquema de funcionamento do VASIMIR. Reproduzido de <http://www.adastrarocket.com>

2.4 – Comparação entre os sistemas de propulsão

A Figura 2.16 distribui vários sistemas de propulsão em função de seus empuxos e impulsos específicos [1,4,14,16,17,18].

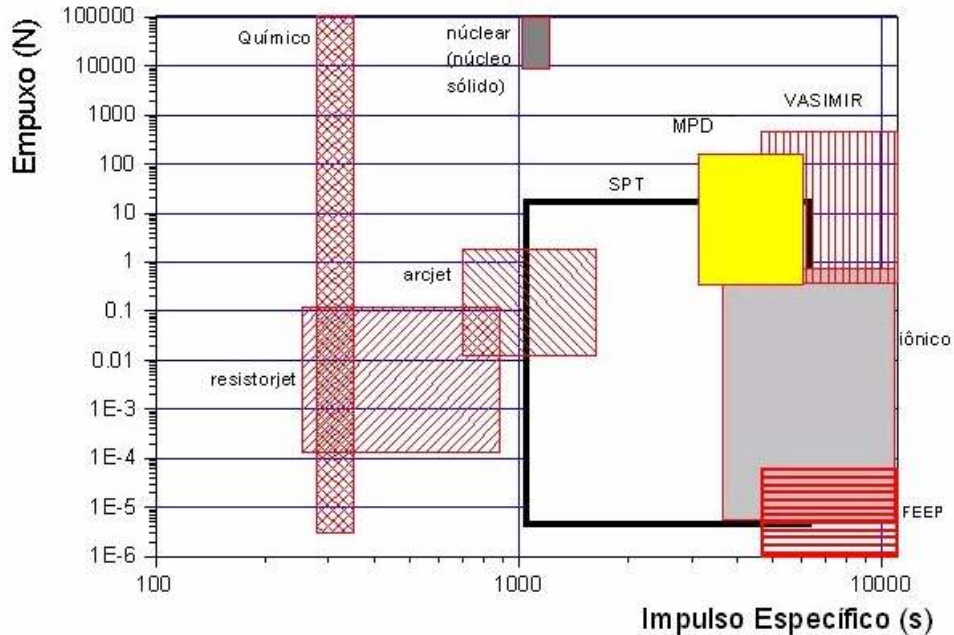


Figura 2.16 – Distribuição dos vários sistemas de propulsão utilizados atualmente em um diagrama Empuxo versus Impulso Específico. Nessa figura ficam bastante claras as diferenças entre a propulsão química e a elétrica. Baseado em [4], e atualizado com [14,16,17,18].

Note que a propulsão química oferece empuxo várias ordens de grandeza maior que o disponível na propulsão elétrica (a escala é logarítmica); por outro lado, seu impulso específico é relativamente baixo, o que significa que se necessita de grande quantidade de combustível para a produção de alto empuxo por curto tempo. Essas características credenciam os sistemas de propulsão química para missões espaciais de curta duração que demandem elevado empuxo, como o lançamento de foguetes a partir da superfície terrestre.

A propulsão elétrica é mais indicada para a realização de missões espaciais de longa duração, nas quais são necessárias duradouras acelerações e elevadas velocidades finais [4]. Note que os principais dispositivos de propulsão elétrica utilizados atualmente possuem impulsos específicos até duas ordens de grandeza maiores que os propulsores químicos, o que significa maior eficiência no uso do propelente [2,4].

Outro item que necessita ser comentado é a proporção em massa que cada sistema de propulsão representa em relação ao veículo espacial ao qual estão conectados. Em razão da alta eficiência do uso do propelente, a propulsão elétrica reduziu significativamente a fração em massa do combustível. Isso permite, além da redução da massa total do sistema, mais espaço para a carga útil (tripulação, equipamentos etc.) nas missões espaciais. Para se ter uma idéia do percentual em massa que um sistema de propulsão química representa, apresentamos as figuras 2.17 e 2.18.

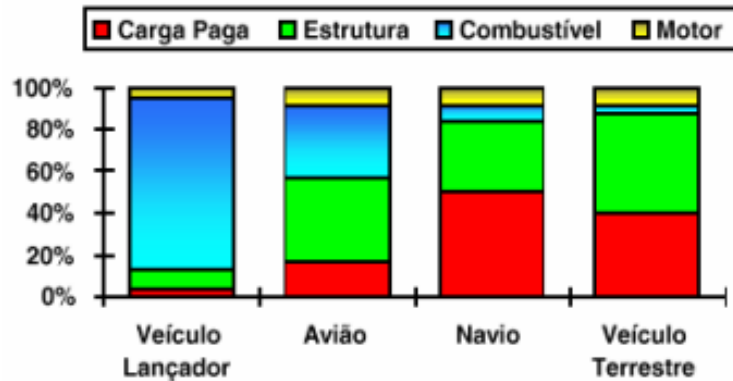


Figura 2.17 – Comparação entre os percentuais em massa da carga paga (ou útil), estrutura, combustível e motor para vários meios de transporte. Ressaltamos que o veículo lançador representado é o que utiliza propulsão química. Adaptado de <http://www.aeb.gov.br/>.



Figura 2.18 – Ônibus espacial Columbia. Os três cilindros sobre os quais o ônibus está afixo constituem o sistema de propulsão suficiente apenas para o lançamento do veículo espacial. Para fins de comparação, remetemo-nos à figura 2.9, da sonda *Deep Space 1*, que funcionou ininterruptamente durante meses e cujo sistema de propulsão representa percentual em massa bastante menor que o aqui mostrado. Reproduzido de <http://www.nasa.gov/>.

Capítulo 03 – Teorias sobre o Movimento do Plasma

Neste Capítulo estudaremos os possíveis movimentos do plasma dentro do canal de aceleração. Para tanto, podemos fazer uso de duas aproximações bastante freqüentes na Física de Plasmas: A Teoria Orbital e a Teoria Magnetohidrodinâmica (MHD). Na primeira, o plasma é analisado como uma coleção de partículas, enquanto que na segunda aproximamos o plasma para um fluido contínuo. Tradicionalmente, faz-se uso da Teoria MHD na análise dos propulsores do tipo Hall [4,16,17,19]; no entanto, mostraremos que a Teoria Orbital é uma alternativa igualmente eficiente e que pode nos fornecer muitas informações a respeito do comportamento microscópico do plasma.

3.1 – Teoria Orbital - O Movimento das Partículas

3.1.1 Deriva de partículas em campos uniformes

Um ponto essencial para a discussão do funcionamento do Propulsor do tipo Hall é compreender o movimento das partículas do plasma nos campos elétrico e magnético, uma vez que são eles os responsáveis pela aceleração do plasma.

Salvo quando explicitamente expresso, em nossas deduções, consideraremos o campo magnético na direção z , ou seja, $\vec{B} = B\hat{z}$.

Por simplicidade, utilizaremos o sistema de coordenadas cartesianas, sem perda de generalidade [8,9,20,21].

a) Campo Magnético Uniforme

A equação de movimento para uma partícula de carga q e massa m submetida a um campo magnético uniforme \vec{B} é [9]:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}m\vec{u} = q\vec{u} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

Para \vec{B} na direção z, temos que:

$$\begin{aligned} m \dot{u}_x &= qB u_y \\ m \dot{u}_y &= -qB u_x \\ m \dot{u}_z &= 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Segue que:

$$\begin{aligned} \ddot{u}_x &= \frac{qB}{m} \dot{u}_y = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 u_x \\ \ddot{u}_y &= -\frac{qB}{m} \dot{u}_x = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 u_y \end{aligned} \quad (3.3)$$

Essas são as equações de movimento de um oscilador harmônico simples [9], que oscila com frequência dada por:

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (3.4)$$

Que chamaremos *freqüência ciclotrônica*. A solução da equação fica então:

$$u_{x,y} = v_{\perp} e^{\left(\pm i\omega_c t + i\delta_{x,y}\right)} \quad (3.5)$$

em que o sinal \pm depende do sinal da carga oscilante e o símbolo \perp representa a componente perpendicular ao campo magnético. Escolhendo uma fase δ adequada, temos que:

$$\begin{aligned} u_x &= u_{\perp} e^{(i\omega_c t)} = \dot{x} \\ u_y &= \frac{m}{qB} \dot{u}_x = \pm \frac{u_x}{\omega_c} = i u_{\perp} e^{(i\omega_c t)} = \dot{y} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Integrando,

$$\begin{aligned} x - x_0 &= -i \frac{u_{\perp}}{\omega_c} e^{(i\omega_c t)} \\ y - y_0 &= \pm \frac{u_{\perp}}{\omega_c} e^{(i\omega_c t)} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Definimos o *raio de Larmor* [8,9,20,21] como:

$$r_L = \frac{u_{\perp}}{\omega_c} = \frac{mu_{\perp}}{qB} \quad (3.8)$$

Se tomarmos a parte real das soluções (3.7), veremos que as partículas descrevem um movimento circular de raio r_L em torno do ponto (x_0, y_0) , o qual chamaremos de *centro-guia* da órbita. Se tivermos uma velocidade na direção z, notemos que a trajetória será helicoidal.

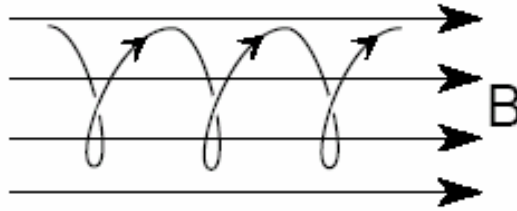


Figura 3.1 – Trajetória helicoidal de um íon submetido a um campo magnético uniforme.

b) Campos Elétrico e Magnético Uniformes e Ortogonais entre si

Notemos que, nesse caso, teremos a equação de movimento na direção paralela a \vec{B} dada por [9]:

$$m\dot{u}_{\parallel} = qE_{\parallel} \quad (3.9)$$

Escolhendo arbitrariamente o Campo Elétrico na direção x, segue que:

$$\dot{u}_x = \omega_c u_y + \frac{qE}{m} \quad (3.10)$$

$$\dot{u}_y = -\omega_c u_x$$

Segue que:

$$\ddot{u}_x = -\omega_c^2 u_x$$

$$\ddot{u}_y = -\omega_c \left(\frac{qE}{m} + \omega_c u_y \right) = -\omega_c^2 \left(\frac{E}{B} + u_y \right)$$

Note que, se fizermos uma transformação de coordenadas $u_y \rightarrow u_y' = u_y + \frac{E}{B}$, teremos as mesmas equações de movimento obtidas quando o Campo Elétrico era zero (Eq. 3.2). Assim sendo, concluímos que as partículas continuam descrevendo órbitas circulares em torno do centro-guia, com a ressalva que, neste caso, o centro-guia se movimenta na direção y com velocidade constante $\frac{E}{B}$.

Como a força resultante no centro-guia continua sendo zero, sua equação de movimento é:

$$\frac{d}{dt} m\vec{u} = q(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) = 0 \rightarrow (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) = 0 \rightarrow \vec{E} = -\vec{u} \times \vec{B} \quad (3.11)$$

Fazendo o produto vetorial com \vec{B} ,

$$\vec{E} \times \vec{B} = \vec{B} \times (\vec{u} \times \vec{B}) = \vec{u}B^2 - \vec{B}(\vec{u} \cdot \vec{B}) \quad (3.12)$$

E chegamos a:

$$\vec{u}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (3.13)$$

À qual chamaremos deriva Hall, conforme discutiremos mais adiante.

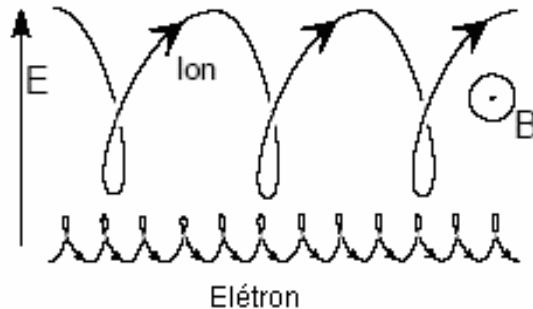


Figura 3.2 – Representação das trajetórias de íons e elétrons em campos elétrico e magnético uniformes e ortogonais entre si.

3.1.2 Deriva devido a uma força qualquer aplicada junto com o campo magnético

Para uma força \vec{F} qualquer, note que a dedução seguirá os mesmos passos da dedução feita para o Campo Elétrico, pois a equação de movimento é [8,9]:

$$\frac{d}{dt} m\vec{v} = q\vec{v} \times \vec{B} + \vec{F} \quad (3.14)$$

Escolhendo \vec{F} na direção x, segue que:

$$\begin{aligned} \dot{v}_x &= \omega_c v_y + \frac{F}{m} \\ \dot{v}_y &= -\omega_c v_x \end{aligned} \quad (3.15)$$

Note que fazendo a transformação de coordenadas $v_y \rightarrow v_y' = v_y + \frac{F}{qB}$, chegaremos às mesmas conclusões relacionadas na seção 3.1.1.b. Dessa forma, para uma força qualquer, teremos a seguinte velocidade de deriva para o centro-guia:

$$\vec{v}_F = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{qB^2} \quad (3.16)$$

Essa generalização é de suma importância para que compreendamos as derivas em campos não-uniformes.

3.1.3 Derivas em Campo Magnético com Gradiente Espacial

Para essa dedução, usaremos o sistema de coordenadas cilíndricas.

Suponhamos que o centro-guia da partícula esteja na origem de um sistema de coordenadas, onde o campo magnético esteja na direção z.

$$\vec{B}(\text{origem}) = \vec{B}_0 = B_0 \hat{z} \quad (3.17)$$

Logo, para a região ao redor da origem, podemos fazer uma expansão do campo magnético em Série de Taylor:

$$B(r) = B_0 + \vec{r} \cdot (\vec{\nabla} B) + \dots \quad (3.18)$$

Assumindo que a variação espacial de \vec{B} em uma distância da ordem do *raio de Larmor* é muito menor que a magnitude do próprio \vec{B} , ou seja, que:

$$|\vec{r} \cdot (\vec{\nabla} B)| \ll |\vec{B}_0| \quad (3.19)$$

Concluimos que o campo magnético na posição da partícula varia muito pouco em relação ao campo no centro-guia.

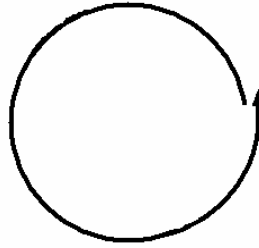


Figura 3.3 – Exemplo de alteração provocada na trajetória da partícula devido a um gradiente espacial do campo magnético.

Substituindo a expansão em série na equação de movimento, temos:

$$\frac{d}{dt} m\vec{u} = q(\vec{u} \times \vec{B}_0) + q\vec{u} \times [\vec{r} \cdot (\vec{\nabla} B)] \quad (3.20)$$

cuja solução escreveremos como a superposição de uma solução não-perturbada (com índice 0), a qual resulta no movimento descrito na seção 3.1.1, e uma perturbação de primeira ordem (índice 1), muito menor que a solução não perturbada:

$$\vec{u} = \vec{u}^{(0)} + \vec{u}^{(1)} \quad (3.21)$$

Por essa razão, podemos fazer a aproximação:

$$\vec{u} \times [\vec{r} \cdot (\vec{\nabla} B)] = \vec{u}^{(0)} \times [\vec{r}^{(0)} \cdot (\vec{\nabla} B)] \quad (3.22)$$

E a força fica

$$\vec{F} = q\vec{u}^{(0)} \times [\vec{r}^{(0)} \cdot (\vec{\nabla} B)] \quad (3.23)$$

A qual separamos em componentes paralelas e perpendiculares a \vec{B}_0 .

Na origem do sistema, temos que:

$$\begin{aligned}\vec{F}_{//} &= q(\vec{u}^{(0)} \times \hat{r})r^{(0)} \frac{\partial B_r}{\partial r} = |q|u^{(0)}r^{(0)} \frac{\partial B_r}{\partial r} \hat{z} \\ \vec{F}_{\perp} &= q(\vec{u}^{(0)} \times \hat{z})r^{(0)} \frac{\partial B_z}{\partial r} = -|q|u^{(0)}r^{(0)} \frac{\partial B_z}{\partial r} \hat{r}\end{aligned}\quad (3.24)$$

Note que podemos interpretar o movimento da partícula em torno do centro-guia como uma corrente elétrica dada por:

$$I = \frac{q|\omega_c|}{2\pi} \quad (3.25)$$

Onde q é a carga total que percorre essa “espira” imaginária. A essa corrente associaremos um momento magnético dado por:

$$\mu = I\pi r_L^2 = \frac{mu_{\perp}^2}{2B} \quad (3.26)$$

Vetorialmente escrito como:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2}q\vec{r}_L \times \vec{u}_{\perp} \quad (3.27)$$

Onde

$$\vec{r}_L = -\frac{m}{qB^2}\vec{u}_{\perp} \times \vec{B} \quad (3.28)$$

É o vetor posição da partícula em relação ao centro-guia. Assim sendo, reescrevemos (2.24) como:

$$\begin{aligned}\vec{F}_{//} &= 2|\vec{\mu}| \frac{\partial B_r}{\partial r} \hat{z} \\ \vec{F}_{\perp} &= -2|\vec{\mu}| \frac{\partial B_z}{\partial r} \hat{r}\end{aligned}\quad (3.29)$$

Necessitamos calcular a média dessas forças sobre um giro, para que conheçamos suas contribuições para o movimento das partículas.

$$\begin{aligned}\langle \vec{F}_{//} \rangle &= 2|\vec{\mu}| \hat{z} \left(\frac{1}{2\pi} \oint \frac{\partial B_r}{\partial r} d\theta \right) = 2|\vec{\mu}| \hat{z} \left\langle \frac{\partial B_r}{\partial r} \right\rangle = -|\vec{\mu}| (\vec{\nabla} B)_{//} \\ \langle \vec{F}_{\perp} \rangle &= -2|\vec{\mu}| \left(\frac{1}{2\pi} \oint \frac{\partial B_z}{\partial r} \hat{r} d\theta \right) = -2|\vec{\mu}| \left\langle \hat{r} \frac{\partial B_z}{\partial r} \right\rangle = -|\vec{\mu}| (\vec{\nabla} B)_{\perp}\end{aligned}\quad (3.30)$$

A componente $\langle \vec{F}_{\parallel} \rangle$ acelera o centro-guia na direção de decréscimo do Campo Magnético, enquanto que $\langle \vec{F}_{\perp} \rangle$ é responsável por uma deriva transversal a \vec{B}_0 , que está diretamente relacionada à deriva devido ao Gradiente no Campo Magnético.

Substituindo as equações (3.16) e (3.30), temos que a velocidade de deriva devido ao Gradiente no Campo Magnético é:

$$\vec{u}_G = \frac{\langle \vec{F}_{\perp} \rangle \times \vec{B}}{qB^2} = -\frac{|\vec{\mu}| (\nabla B) \times \vec{B}}{q B^2} \quad (3.31)$$

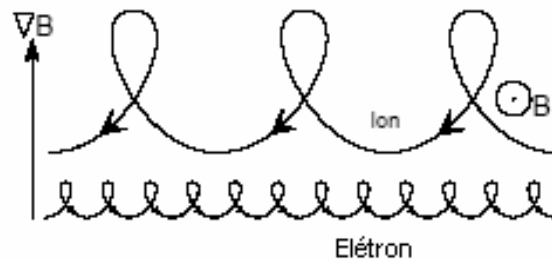


Figura 3.4 – Trajetória de íon e elétron em campo magnético com gradiente espacial. É importante notar que nesse caso o sentido da trajetória depende da carga da partícula.

3.1.4 Deriva em Campo Magnético com curvatura de raio

R

Analisemos esta deriva a partir de um sistema de coordenadas que se movimenta sobre uma linha de campo com velocidade \vec{v}_{\parallel} .

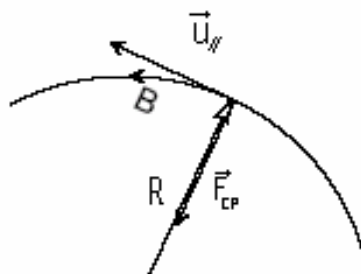


Figura 3.5 – Representação do sistema não-inercial para deriva em campo magnético com curvatura de raio R.

Por ser um sistema não-inercial, teremos uma força centrífuga atuando, dada por:

$$F_C = \frac{mu_{\parallel}^2}{R} \hat{r} \quad (3.32)$$

Assim, calculamos a deriva associada a essa força substituindo (3.32) em (3.16):

$$\vec{u}_C = \frac{\vec{F}_C \times \vec{B}}{qB^2} = \frac{mu_{\parallel}^2}{qRB^2} (\hat{r} \times \vec{B}) \quad (3.33)$$

Finalmente, podemos expressar o vetor unitário \hat{r} em termos do vetor unitário \hat{B} ao longo da linha de Campo Magnético. Para isso, escrevemos o elemento de arco ao longo da linha como:

$$ds = R d\theta \quad (3.34)$$

Se $d\hat{B}$ representa a variação de \vec{B} em um deslocamento ds , então $d\hat{B}$ tem direção $-\hat{r}$ e tem módulo:

$$|d\hat{B}| = |\hat{B}| d\theta = d\theta \rightarrow d\hat{B} = -d\theta \hat{r} \quad (3.35)$$

Dividindo os dois lados pela equação (3.34), temos que:

$$\frac{d\hat{B}}{ds} = -\frac{\hat{r}}{R} \quad (3.36)$$

Podemos ainda escrever $\frac{d\hat{B}}{ds}$ como $(\hat{B} \cdot \nabla)$, logo:

$$(\hat{B} \cdot \nabla) \hat{B} = -\frac{\hat{r}}{R} \quad (3.37)$$

Substituindo em (3.32) e (3.33), e lembrando que $\vec{B} = B\hat{B}$, chegamos a:

$$\begin{aligned} \vec{F}_C &= -mu_{\parallel}^2 (\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B} \\ \vec{u}_C &= -\frac{mu_{\parallel}^2}{qB^2} [(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}] \times \vec{B} \end{aligned} \quad (3.38)$$

No Capítulo 05, analisaremos o movimento das partículas no propulsor à luz dessas equações. Argumentaremos que especialmente os elétrons descrevem essas derivas, pois entendemos que os íons descrevem trajetórias diferentes.

3.2 – Teoria MHD – O Plasma como Fluido Condutor

A Teoria Magnetohidrodinâmica (MHD) estuda o plasma como um fluido condutor na presença de campos eletromagnéticos externos. Assim sendo, ela se fundamenta nas Equações fundamentais do Eletromagnetismo (Equações de Maxwell) em conjunto com as equações da Física de Fluidos.

Apresentamos aqui as chamadas Equações MHD simplificadas, nas quais são desprezados efeitos relacionados a interações entre as partículas, à viscosidade e à condutividade térmica [8].

$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_m \vec{u}) = 0$	Equação da continuidade	(3.39)
$\rho_m \frac{D\vec{u}}{Dt} = \vec{J} \times \vec{B} - \vec{\nabla} p$	Equação de momento	(3.40)
$\vec{\nabla} p = V_S^2 \vec{\nabla} \rho_m$	Equação da pressão	(3.41)
$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$	Lei de Faraday	(3.42)
$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$	Lei de Ampère	(3.43)
$\vec{J} = \sigma_0 (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - \frac{\sigma_0}{ne} \vec{J} \times \vec{B}$	Lei de Ohm Generalizada	(3.44)

É importante notarmos que na Lei de Ohm Generalizada (Eq. 3.44) e, principalmente na equação de momento (Eq. 3.40), temos o termo $\vec{J} \times \vec{B}$ explícito, o que nos mostra a relevância da Força de Lorentz sobre a corrente para a aceleração do plasma na Teoria MHD. Além disso, essas equações trazem importantes informações a respeito da geometria do campo magnético. Queremos que \vec{J} seja a corrente Hall, dada por:

$$\vec{J}_H = ne u_E \hat{\theta} \quad (3.45)$$

Onde u_E é a velocidade de deriva Hall, definida em (3.13).

Para tal, tomamos a Lei de Ampère (Eq.3.43) e resolvemos o rotacional para visualizarmos quais componentes do campo magnético geram uma corrente azimutal. Segue que:

$$\vec{J} = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{\mu_0 r} \begin{vmatrix} \hat{r} & r\hat{\theta} & \hat{z} \\ \partial/\partial r & \partial/\partial \theta & \partial/\partial z \\ B_r & rB_\theta & B_z \end{vmatrix} \quad (3.46)$$

$$\vec{J} = \hat{\theta} \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} B_r$$

Então, um campo predominantemente radial que possui uma variação com relação à direção axial, gera uma corrente Hall. Isso já impõe uma primeira condição sobre o campo magnético.

Se olharmos agora para a equação de momento (3.40), podemos inserir o subscrito H em \vec{J} , visto que fizemos com que esta corrente seja a corrente Hall. Daí, ignorando o termo relativo à pressão, teremos:

$$\frac{d}{dt} \vec{u} = \frac{1}{n} \vec{J}_H \times \vec{B} \quad (3.47)$$

Que é a aceleração macroscópica do fluido devido à interação entre a corrente Hall e o campo magnético. Fica claro porque ele é sempre referenciado na literatura como Acelerador por Efeito Hall.

Uma outra forma de obtermos algebricamente a aceleração do plasma por um campo magnético é substituírmos (3.43) em (3.47):

$$\frac{d}{dt} \vec{u} = \frac{1}{n\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (3.48)$$

Expandindo o duplo rotacional para melhor visualização:

$$\frac{d}{dt} \vec{u} = \frac{1}{n\mu_0} \left\{ B^2 (\hat{B} \cdot \vec{\nabla}) \hat{B} + \frac{1}{2} [\hat{B} (\hat{B} \cdot \vec{\nabla}) B^2 - \vec{\nabla} B^2] \right\}$$

$$\frac{d}{dt} \vec{u} = \frac{1}{n\mu_0} \left[\frac{B^2}{R_c} \hat{R}_c - \frac{1}{2} \vec{\nabla}_\perp B^2 \right] \quad (3.49)$$

Ou seja, a aceleração dependerá de uma apropriada curvatura do campo magnético, em conjunto com um gradiente negativo do mesmo na direção axial. Assim, concluímos três imposições por sobre a geometria do campo magnético.

Capítulo 04 – O Propulsor PHALL

Informamos que todos os resultados experimentais desse Capítulo foram reproduzidos de [19].

4.1 – Estrutura do propulsor

A partir de agosto de 2000, o Laboratório de Plasmas da UnB passou a desenvolver um propulsor a plasma por efeito Hall com ímãs permanentes (Projeto PHALL). Este propulsor se baseia nos propulsores SPT (*Stationary Plasma Thruster*), os quais utilizam campos elétricos e magnéticos perpendiculares entre si para gerar uma velocidade de deriva que expulsa o plasma. A grande diferença do PHALL em relação aos SPT é a fonte do campo magnético: ímãs permanentes no lugar de um circuito magnético baseado em eletroímãs. Esta medida tem como claro objetivo reduzir a potência elétrica necessária para manter o funcionamento do propulsor.

Os primeiros experimentos com este novo propulsor foram realizados numa câmara de vácuo de 46 litros, utilizando-se como propelente gás Argônio. O corpo do propulsor foi confeccionado em aço inox e alumínio, e os ímãs permanentes de ferrita, com campo superficial de 300 Gauss. O peso total do propulsor ficou em 6,5Kg. Como catodo foi utilizado um filamento incandescente de tungstênio de diferentes diâmetros recoberto com óxido de bário, aquecidos por uma corrente de até 9,0A. A utilização deste tipo de catodo implicou na redução da razão de massa ionizada e no aumento da potência elétrica consumida pelo sistema de propulsão.

O esquema elétrico de alimentação dos componentes da fonte de íons do propulsor PHALL está mostrado na Figura 4.1. Nela observamos o Anodo ligado a uma fonte de tensão que fornece até 700V, o Catodo ligado a uma fonte de tensão que fornece até 30V, os ímãs permanentes (atentamos para a angulação de 10° no anel externo, que explicaremos posteriormente), os diagnósticos nele instalados (a Sonda de Langmuir e o Analisador de Energia), além das dimensões do propulsor, dadas em milímetros (por exemplo, na parte inferior da figura, próxima à seta indicadora dos ímãs permanentes, está dimensionado em 38mm a profundidade do canal de aceleração).

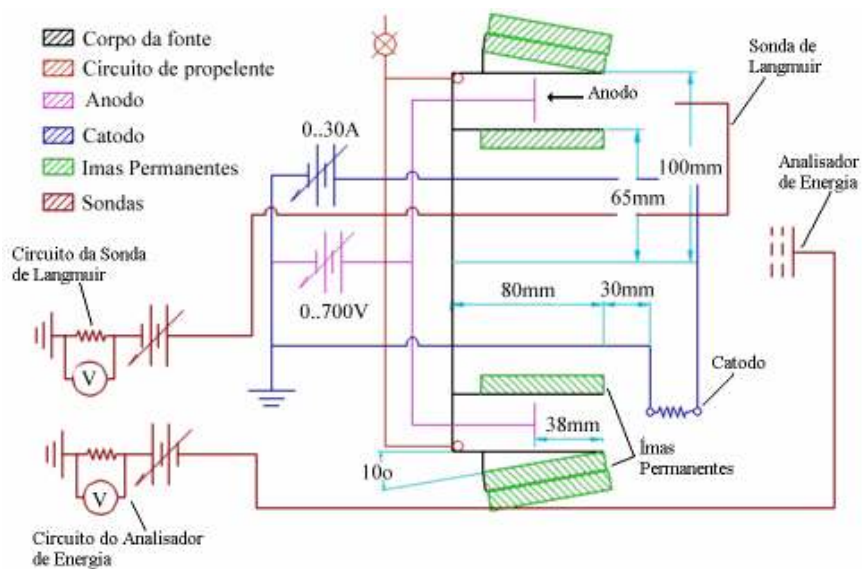


Figura 4.1 - Esquema geral do Propulsor Hall desenvolvido no Laboratório de Plasmas da UnB. Ressaltamos que essa figura representa uma secção meridional do propulsor.

A Figura 4.2 da esquerda traz uma fotografia do propulsor na qual observamos os ímãs permanentes dispostos na geometria cilíndrica, antes de serem cobertos com fibra cerâmica refratária. A Figura 4.2 da direita apresenta os resultados da simulação computacional das linhas de campo magnético para o arranjo de ímãs do propulsor. A angulação de 10° no anel de ímãs externo do propulsor foi feita devido aos resultados dessa simulação, pois com essa alteração as linhas de campo ficaram mais conformes com as exigências sobre o campo magnético apresentadas no final do Capítulo 03.

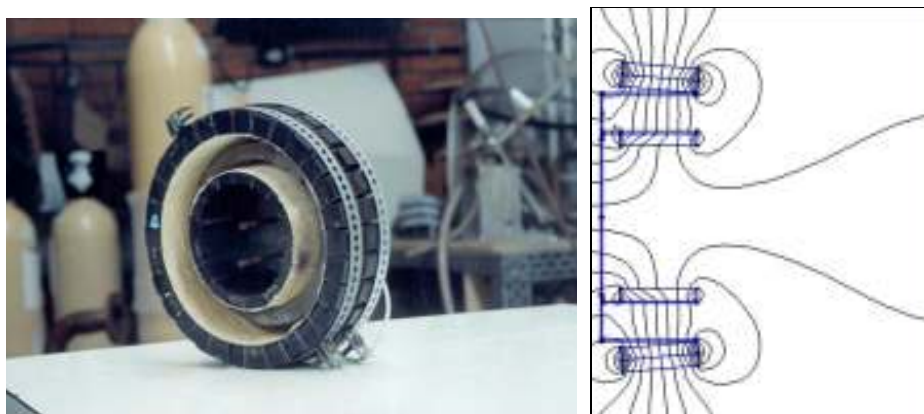


Figura 4.2 – À esquerda, foto do posicionamento dos ímãs permanentes no propulsor PHALL. À direita, simulação computacional das linhas de Campo Magnético em secção meridional do propulsor PHALL.

A Figura 4.3 da esquerda nos mostra o catodo em funcionamento e a corrente Hall que se forma no canal de aceleração. À direita, temos uma foto que nos mostra o catodo aceso e a fibra cerâmica refratária que reveste todo o propulsor, para fins de proteção contra o desgaste dos materiais, eletrização e outros efeitos oriundos da interação do plasma com o sistema.



Figura 4.3 – À esquerda, a corrente Hall e a formação do plasma. À direita, o catodo aceso e o propulsor revestido de fibra cerâmica refratária.

As fotos da Figura 4.4 representam o propulsor PHALL em funcionamento. Evidenciamos a formação de feixe de plasma dentro da câmara de vácuo. Na foto da esquerda, temos o chamado *regime de baixa corrente de descarga*, no qual a corrente que se estabelece entre o catodo e o anodo é inferior a 100mA. Na foto da direita, temos o chamado regime de alta corrente de descarga, onde a corrente estabelecida entre o catodo e o anodo está entre 100mA e 1,5A. Discorreremos sobre esses regimes a seguir.



Figura 4.4 – Propulsor PHALL em funcionamento. À esquerda, em regime de baixa corrente de descarga; à direita, regime de alta corrente.

Os regimes de operação do Propulsor PHALL foram definidos a partir do comportamento da corrente de descarga em função da tensão de descarga, para várias pressões, isto é, taxas de fluxo de massa do gás propelente. O resultado é exposto na figura 4.5.

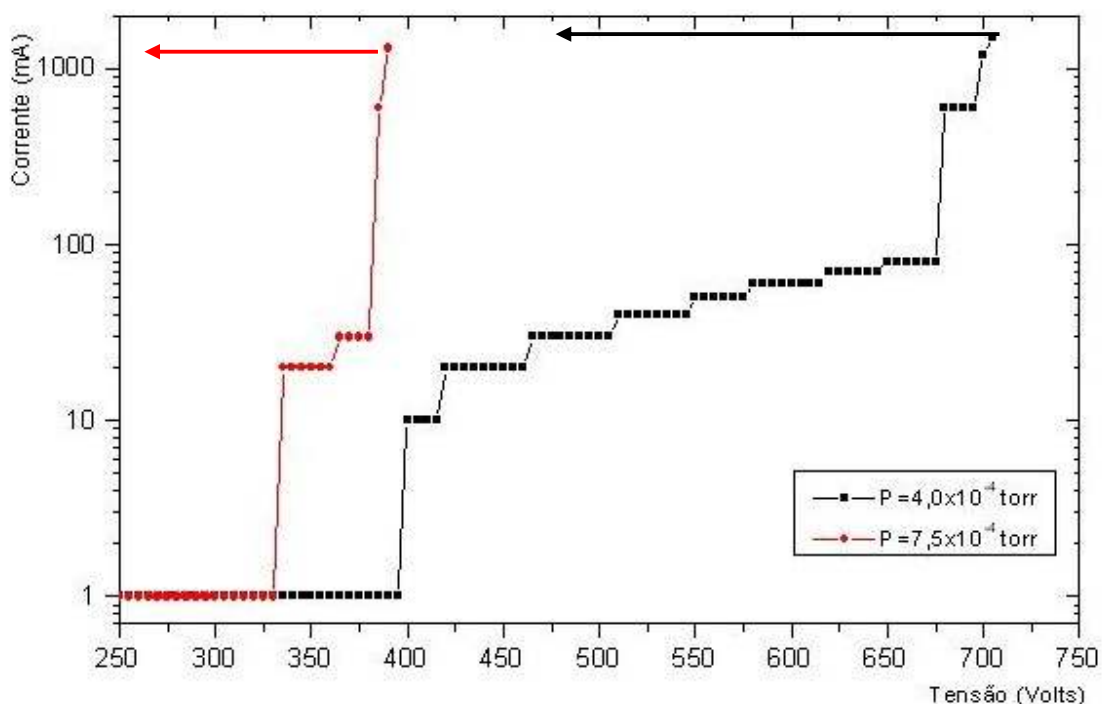


Figura 4.5 – Corrente de descarga em função da tensão de descarga para diferentes taxas de fluxo de massa. Note que temos um platô, que indica o regime de operação de baixa corrente. As setas indicam o efeito observado de limitação de potência pela fonte de tensão, que limita a potência total fornecida a 1,0kW.

Note que o PHALL-01 apresenta dois regimes de operação: um baseado numa corrente de até 100mA; e outro de correntes de descarga superiores a 100mA. O primeiro regime será chamado daqui por diante de regime de baixa corrente ou de baixo empuxo. O outro, é o de alta corrente ou o de alto empuxo.

A Tabela 4.1 traz informações referentes à estrutura do propulsor.

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	300 Gauss
Indução no centro do canal	270 Gauss
Material	Ferrita

Tabela 4.1 – Estrutura do PHALL.

A Tabela 4.2 apresenta os parâmetros de desempenho do PHALL. Percebemos que nossa fonte desenvolve um bom empuxo, mas um baixo impulso específico, comparada com um SPT-100. Entretanto, o fator crítico é a baixíssima razão de massa ionizada, o que significa que muito pouco plasma é formado e acelerado. Isto fica bastante óbvio se pensarmos que a corrente de descarga do PHALL-01 é de no máximo 1,5A, com uma potência de descarga de 150W. Além de ter uma baixa corrente de descarga, somente 27% da mesma é aproveitada como corrente do feixe. Para fins de comparação, um SPT-100 (modelo similar ao utilizado na sonda SMART-1) possui corrente de descarga entre 4,0A e 10A, para potências de descarga de no mínimo 1kW e produz empuxos da ordem de 70mN [18].

Parâmetros de Desempenho	Alta corrente	Baixa corrente
Empuxo máximo disponível (mN)	126	126
Densidade de empuxo máximo (N/m ²)	6,94	6,94
Empuxo medido (mN)	84,9	26,5
Densidade de empuxo medido (N/m ²)	4,68	1,46
Impulso específico máximo (s)	1607	1607
Impulso específico medido (s)	1083	901
Razão de massa ionizada (%)	3,30	5,76
Eficiência elétrica (%)	33,9	67,2
Eficiência total (%)	1,12	3,87

Tabela 4.2 – Parâmetros de desempenho do PHALL para os regimes de alta e de baixa corrente de descarga. Ressaltamos que nesses resultados, a potência despejada no catodo é de 200W e a Tensão no anodo é de 300 Volts.

O Gráfico 4.1 traz as medidas das componentes radial, axial e azimutal do Campo Magnético para o centro do canal de aceleração (distância do eixo de simetria = 8,5cm). Essas medidas foram realizadas com um gaussímetro MG-3D da Walker-Scientific.

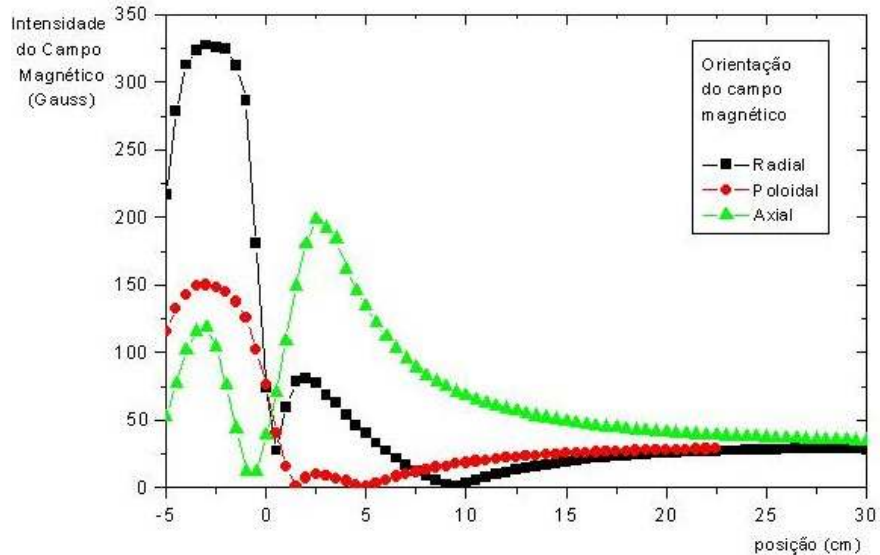


Gráfico 4.1 – O gráfico acima mostra o perfil comparativo da intensidade das três componentes em função da distância axial.

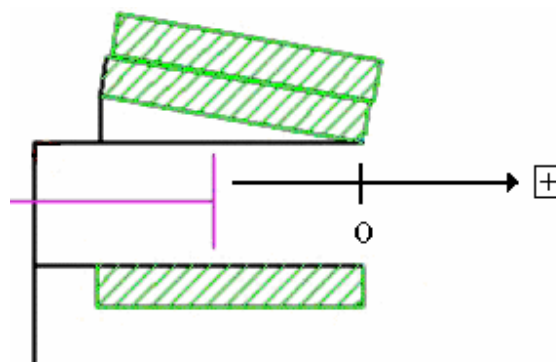


Figura 4.6 - Parte da figura 4.1 – que nos mostra a que posição corresponde a origem do gráfico 4.1, lembrando que as medidas foram feitas para o centro do canal.

4.2 - Caracterização do Plasma

Três quantidades caracterizam o plasma. São elas: temperatura dos elétrons, densidade eletrônica, e o potencial de plasma [5-7]. Estes são suficientes para um plasma que obedece a aproximação de quase-neutralidade, como é o caso do plasma produzido no PHALL. Estas quantidades são medidas utilizando-se a Sonda Eletrostática de Langmuir.

Como temos um plasma acelerado, é necessário medir a energia deste feixe. Para esta medida foi usado um coletor, chamado de *Faraday Cup*, que nada mais é que um eletrodo plano, colocado de modo que a normal a sua superfície coincida com o eixo z [5-7]. 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. Por outro lado, a interpretação do espectro de emissão de radiação do plasma exige cálculos e medidas bastante precisas, o que dificulta a sua execução. Assim, optou-se pelas técnicas perturbativas para uma primeira caracterização do plasma do propulsor. A figura 4.7 mostra como foram posicionadas as sondas no propulsor.

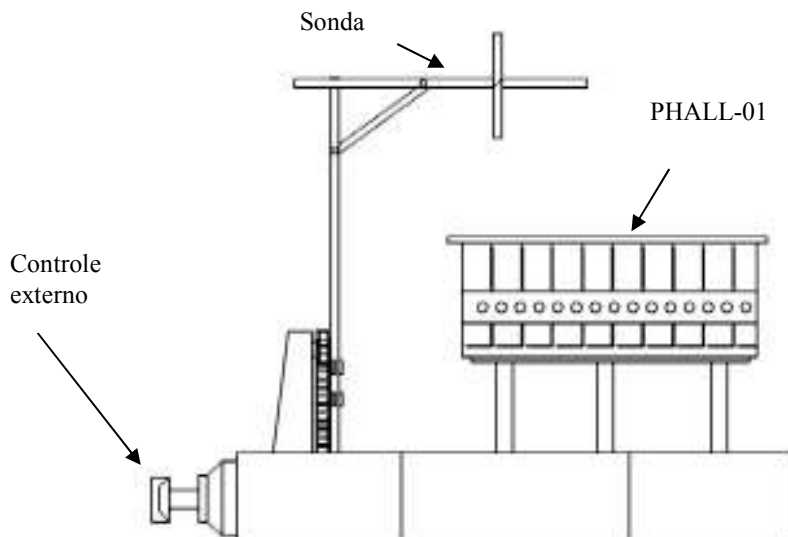


Figura 4.7 – Esquema de como foram montadas as sondas na câmara de vácuo.

Foge ao escopo deste trabalho discutir o funcionamento dos diagnósticos de plasma e suas aplicações. Por essa razão, ater-nos-emos apenas à apresentação dos principais resultados de [19], os quais estão dispostos nos Gráficos de 4.2 a 4.9. A teoria do funcionamento das sondas, bem como o processamento dos dados coletados com elas podem ser encontrados nas referências [5-7,22,23].

4.2.1 Medidas Realizadas com a Sonda de Langmuir

Ressaltamos que todas as medidas foram feitas para uma distância de 7,5cm do eixo de simetria da fonte, portanto, dentro do canal de aceleração. A Figura 4.8 mostra a posição correspondente à origem dos gráficos.

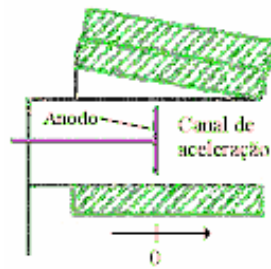


Figura 4.8 – Parte da figura 4.1 que representa o corte meridional do canal de aceleração do plasma. Atentamos para a seta que marca a posição correspondente à origem de todos os gráficos medidos com a sonda de Langmuir. Lembrando que a medida foi feita a 7,5cm do eixo de simetria do propulsor, portanto, dentro do canal de aceleração.

a) Regime de Alta Corrente de Descarga

É caracterizado pela corrente de descarga no plasma superiores a 100mA. Esta corrente é a que se estabelece entre o catodo e o anodo. Reforçamos que esse regime de operação do PHALL é bastante instável.

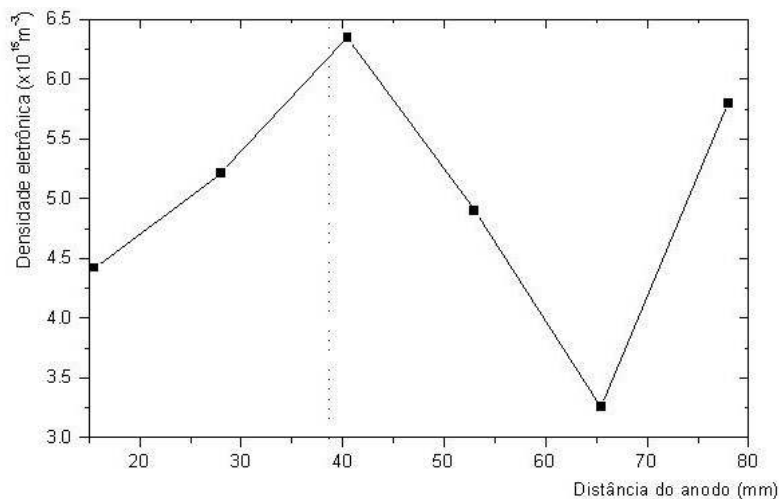


Gráfico 4.2 – Densidade eletrônica em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).

O Gráfico 4.2 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. A razão para esse acúmulo de partícula será discutido no Capítulo 05. No entanto, atentamos para a diminuição abrupta na densidade eletrônica entre 50 e 75mm. Se analisarmos o Gráfico 4.1, veremos que nessa região a componente axial do campo magnético apresenta um leve aumento, o que dá origem a um fenômeno conhecido em Física de Plasmas como “Espelho Magnético” [8,9,20,21], no qual as partículas podem sofrer reflexão devido à curvatura e gradiente espacial no campo magnético adequados. Passada essa região, a densidade eletrônica volta a aumentar.

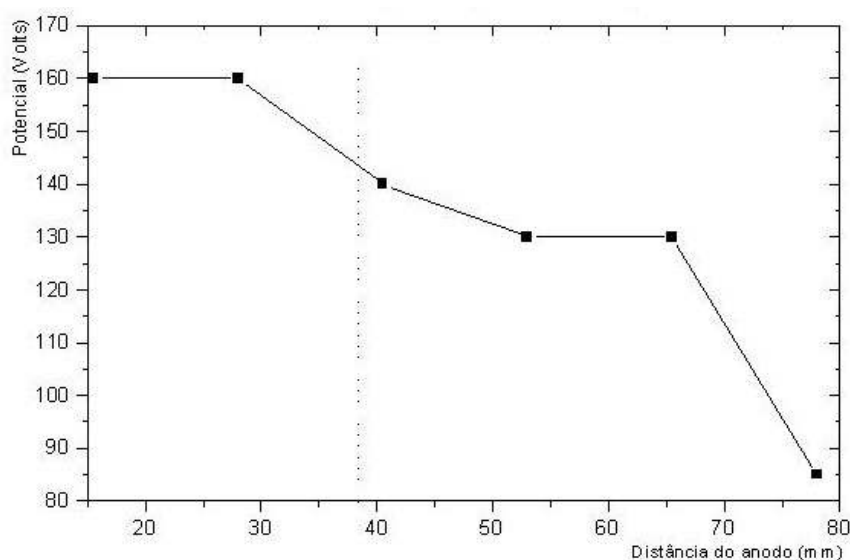


Gráfico 4.3 – Potencial de plasma em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).

O Gráfico 4.3 mostra o potencial de plasma em função da distância do anodo. Notamos o decréscimo no potencial fora do canal de aceleração. 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 [6,7], quando submetidos a um potencial externo (nesse caso, introduzido pelo sistema da Sonda de Langmuir).

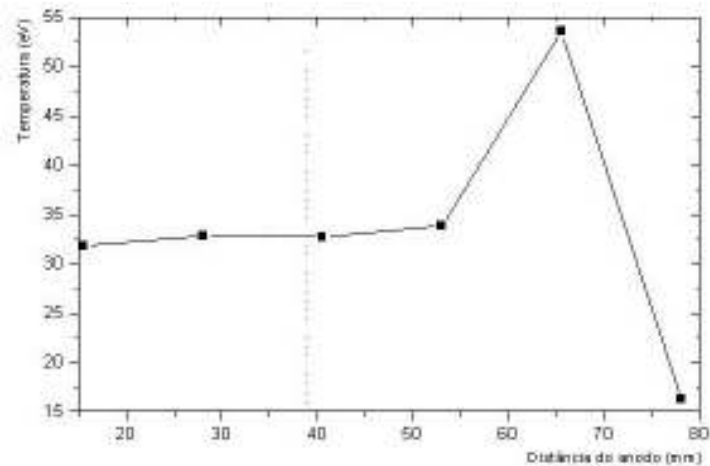


Gráfico 4.4 – Temperatura dos elétrons em função da distância do anodo, para o regime de alta corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).

O Gráfico 4.4 mostra a temperatura dos elétrons em função da distância do anodo. Notamos que a 65mm do Anodo, já fora do canal de aceleração, temos um pico na temperatura eletrônica. Isso se deve a elétrons primários quentes oriundos do processo de ionização [19].

b) Regime de Baixa Corrente de Descarga

Caracterizado por correntes de descarga inferiores a 100mA.

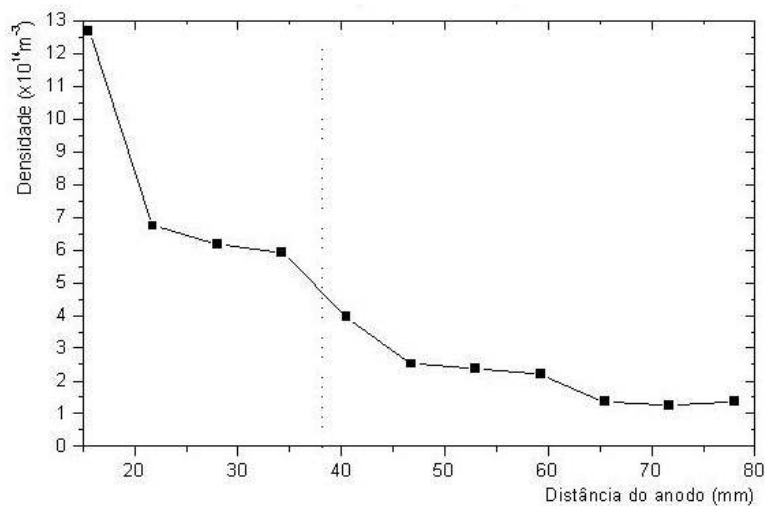


Gráfico 4.5 – Densidade eletrônica em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).

O Gráfico 4.5 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 será discutido no Capítulo 05 e 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, conforme mostrado no Gráfico 4.1, à qual associamos a formação de um “espelho magnético”.

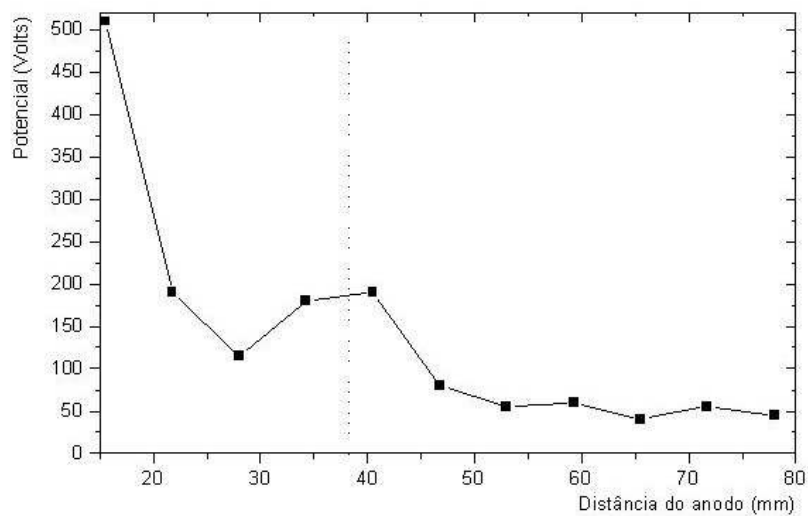


Gráfico 4.6 – Potencial de plasma em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).

O Gráfico 4.6 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 defendida no Capítulo 05, que coloca essa região como a mais favorável para a ionização do plasma. Conseqüentemente, teríamos quantitativo maior de íons positivos nessa área, em relação a áreas adjacentes. Uma outra possível justificativa é o acúmulo de cargas na carcaça do propulsor [19].

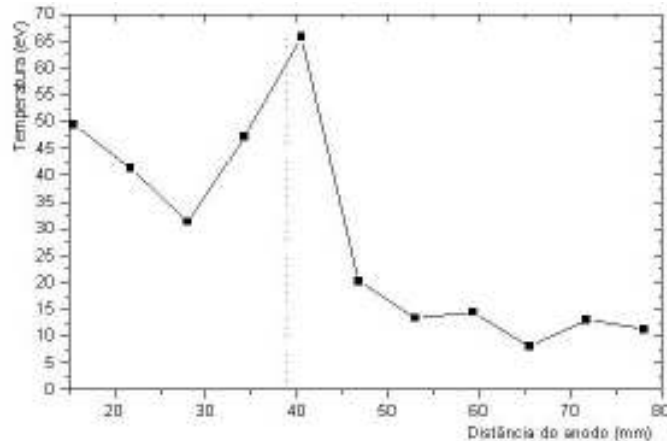


Gráfico 4.7 – Energia dos elétrons em função da distância do anodo, para o regime de baixa corrente de descarga. O pontilhado vertical próximo a 40mm significa o final do canal de aceleração (vide figura 4.8).

O Gráfico 4.7 traz a temperatura eletrônica em função da distância do anodo. Nota-se claramente que os elétrons mais energéticos encontram-se na porção final do canal de aceleração. As conseqüências desse fato para o processo de produção e aceleração do plasma serão apresentadas no Capítulo 05.

4.2.2 Medidas Realizadas com o Analisador de Energia

Como foi apresentado no início da seção 4.2, 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 suficiente para vencerem a 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. Os gráficos abaixo trazem esses espectros.

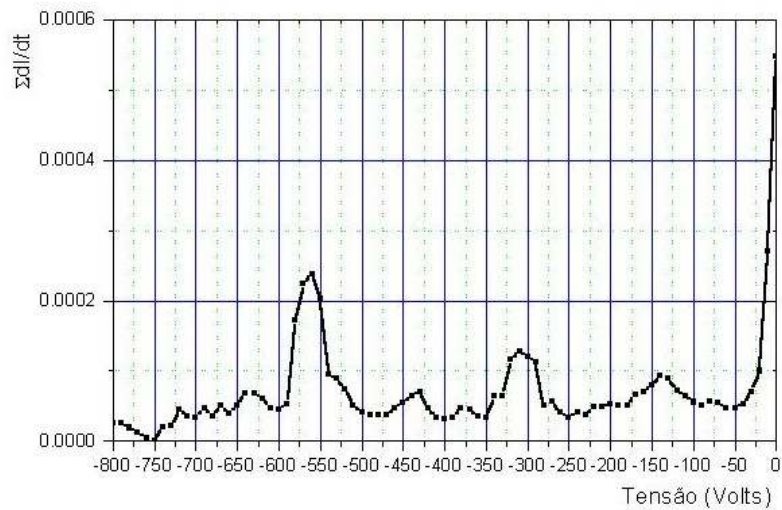


Gráfico 4.8 – Espectro acumulado de energias obtido da curva característica do analisador de energia, no regime de baixa corrente de descarga. Ressaltamos que nessas medidas, o coletor *Faraday Cup* foi posicionado a 35 cm do fim do canal de aceleração.

No Gráfico 4.8, 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 300eV e 560eV, aproximadamente. A discussão desse resultado está no Capítulo 05.

Ressaltamos que o fato de produzir íons de até 560eV de energia certamente qualifica o PHALL para inúmeras aplicações industriais, conforme relatado no Capítulo 01 e nas referências [24,25].

Capítulo 05 – Análise e Discussões

À luz das exposições feitas nos Capítulos anteriores, discutiremos alguns aspectos importantes acerca do funcionamento do propulsor.

5.1 – Considerações sobre a Corrente Hall.

Sabe-se que o plasma, na presença dos campos elétrico e magnético do propulsor torna-se espacialmente anisotrópico [2,8,9,18,20,21]. Assim sendo, escrevemos a Equação de Langevin para os elétrons, por exemplo, como [8,9,20,21]:

$$-e(\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}_0) - m_e \nu_c \vec{u}_e = 0$$

Onde, por simplicidade, fazemos uma aproximação para o campo magnético uniforme.

Lembrando que:

$$\vec{J} = -en_e \vec{u}_e$$

Escrevemos:

$$\frac{m_e \nu_c}{n_e e} \vec{J} = e(\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}_0)$$

Rearranjando os termos e sabendo que a condutividade DC do gás de elétrons isotrópico é

$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c}$ [8], chegamos à forma simplificada da Lei de Ohm generalizada:

$$\vec{J} = \sigma_0 (\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}_0)$$

Notemos que, se a frequência de colisões diminui ($\nu_c \rightarrow 0$), a condutividade aumenta ($\sigma_0 \rightarrow \infty$), de modo que teremos, para um plasma de condutividade muito alta:

$$\vec{E} + \vec{u}_e \times \vec{B}_0 = 0$$

Que é a Lei de Ohm simplificada para um plasma de condutividade infinita. Assim, sendo, se fizermos o produto vetorial de 5.1 por \vec{B}_0 , chegaremos a:

$$\vec{u}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}_0}{B_0^2}$$

Ou seja, na ausência de colisões, os elétrons derivam perpendicularmente ao campo elétrico e ao campo magnético, conforme descrito no Capítulo 03. Como esse resultado independe da carga e da massa da partícula, o mesmo resultado será obtido para os íons caso esses sejam considerados. Em suma, na ausência de colisões, tanto os íons quanto os elétrons movem-se com a velocidade \vec{u}_E e não há corrente elétrica resultante associada a esses movimentos.

Por outro lado, se levarmos em consideração os efeitos das colisões, essas influenciarão o movimento dos íons mais do que o dos elétrons, haja vista suas maiores suscetibilidades a essas interações (maior seção de choque etc.). Nesse caso, haverá uma corrente elétrica dada por:

$$\vec{J}_H = n_e e (\vec{u}_{i\perp} - \vec{u}_{e\perp}) \quad (5.1)$$

Que é a densidade de corrente Hall que se forma no canal de aceleração. É importante colocarmos que, como $\vec{u}_{i\perp} < \vec{u}_{e\perp}$, a corrente terá sentido $-(\vec{E} \times \vec{B}_0)$, isto é, oposta à deriva Hall de íons e elétrons apresentada no Capítulo 03. Todavia, conforme argumentaremos adiante, não temos o confinamento dos íons no propulsor PHALL. Esse fato aponta para o fato de que a corrente Hall é formada principalmente por elétrons (pode haver íons pouco energéticos confinados ao campo, pois tanto elétrons quanto íons obedecem a uma função distribuição de velocidades).

Analisaremos agora o comportamento de elétrons e íons separadamente.

5.2 - Os elétrons

No momento em que são emitidos pelo catodo, os elétrons são drenados para dentro do canal pela velocidade térmica e pela diferença de potencial elétrico que há entre o catodo e o anodo. Dentro do canal, o movimento que eles descrevem é a composição das derivas descritas no Capítulo 3. Para melhor visualização, em um sistema de coordenadas cilíndricas (r, θ, z) , vê-se que as três velocidades de deriva descritas, devidas ao Campo Elétrico (u_E), à curvatura do Campo Magnético (u_C) e ao gradiente de Campo Magnético (u_G) têm direção $-\hat{\theta}$. A trajetória dos elétrons é representada na Figura 5.1.

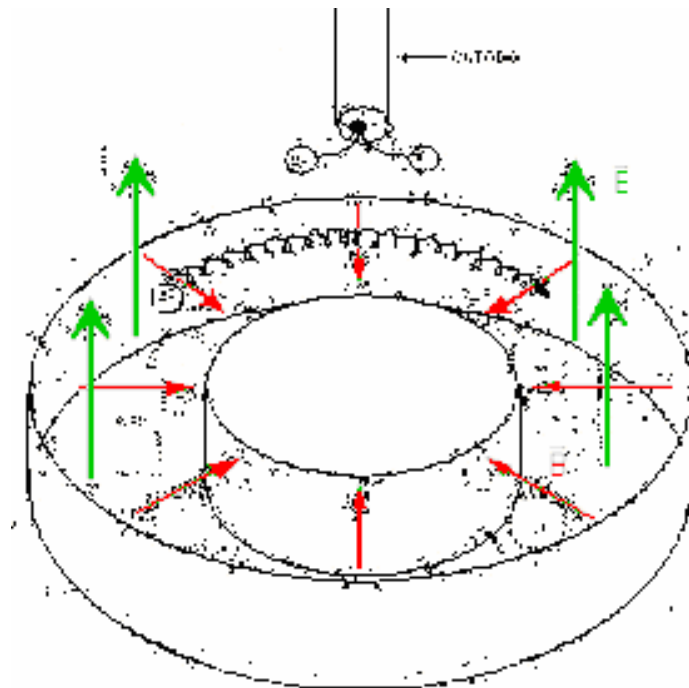


Figura 5.1 – Representação simplificada do canal de aceleração de um propulsor do tipo SPT. Na figura também representamos o campo elétrico – na direção axial – o campo magnético – na direção radial –, um catodo e a trajetória de um elétron, conforme os desenvolvimentos do Capítulo 03.

Concluimos, portanto, que nenhuma das velocidades de deriva traz os elétrons para o início do canal; no entanto, os gráficos de densidade eletrônica indicam a presença dessas partículas por todo o sistema de propulsão. Principalmente as colisões e instabilidades do plasma movem os elétrons em direção ao anodo.

Observemos que a densidade eletrônica não varia bruscamente ao longo do canal de aceleração no regime de baixa corrente (Gráfico 4.5); apesar disso, notemos que as partículas mais energéticas concentram-se na porção final do mesmo, tornando essa região a mais propícia para a ocorrência de ionizações por colisão. Tanto que, no Gráfico 4.6, do potencial de plasma, há um ligeiro aumento no valor para essa região, o que indica concentração de cargas positivas levemente maior que a de cargas negativas, se comparada às regiões adjacentes.

Um outro argumento que sustenta essa concentração é o fato de o *raio de Larmor* dos elétrons ser de, aproximadamente [26]:

$$r_L \approx 3 \cdot 10^{-3} m$$

O que contribui para o acúmulo dessas partículas na parte final do propulsor. É importante ressaltar que este cálculo foi feito usando a velocidade média dos elétrons com distribuição Maxwelliana à temperatura ambiente.

No regime de altas correntes, o Gráfico 4.2 apresenta o máximo de densidade eletrônica próximo ao fim do canal. Como nesse regime não há distribuição de energia dos elétrons bem definida, visto que o gráfico de energia dos elétrons é praticamente constante dentro do canal de aceleração, fica a assertiva de que a porção final do propulsor é a região mais propícia para a ionização do gás propelente, pois dois fatores fundamentais para o aumento da seção de choque são a temperatura e a densidade dos elétrons, conforme apresentado na seção 1.2, no Capítulo 01.

Os elétrons são os principais responsáveis pela produção do plasma no propulsor a plasma do tipo Hall, uma vez que a ionização advém predominantemente de colisões entre as partículas. Dessa forma, a parte final do canal de aceleração, onde temos uma maior concentração de elétrons em temperaturas adequadas, em torno dos 65eV, para uma seção de choque ótima (lembremo-nos que o Gráfico 1.1 mostra que as maiores seções de choque do Argônio são para temperaturas eletrônicas entre 50 e 80eV), é razoável concluirmos que nessa estreita camada na parte final do sistema de propulsão teremos maior ocorrência de ionizações por colisão eletrônica.

5.3 – Os íons

5.3.1 – A aceleração

A maior parte das teorias sobre os Propulsores tipo SPT, inclusive o PHALL [19], fundamenta a aceleração do plasma na força magnética sobre a corrente iônica de plasma:

$$\vec{F} = \vec{J}_i \times \vec{B} = n_i q_i \vec{v} \times \vec{B} \quad (5.2)$$

No entanto, o raio de Larmor dos íons é da ordem de:

$$r_L \approx 0,6m \quad (5.3)$$

O que torna impossível o confinamento dos íons para essa estrutura física do propulsor, e, por conseguinte, a formação da corrente iônica e o surgimento da “força propulsora” estabelecida na Equação 5.2.

Assim, mostraremos ter o Campo Elétrico papel importante na aceleração dos íons no propulsor PHALL, além da sua contribuição para o confinamento eletrônico.

Já vimos no Capítulo 01 e na seção 5.2, que os elétrons são os principais responsáveis pela ionização dos átomos de Argônio injetados no propulsor. Além disso, o Gráfico 4.7 mostra que na região de maior ocorrência de ionizações do canal de aceleração, os elétrons têm temperatura entre 50 e 70eV.

Atentamos para um ponto essencial na compreensão da ionização do Argônio: as energias de ionização desse gás. Lembramos que a *n-ésima* energia de ionização é definida como a energia mínima que deve ser fornecida ao *n-ésimo* elétron em seu estado fundamental, do elemento químico no estado gasoso, para que esse elétron supere o potencial de ligação e seja “arrancado” do átomo. Evidentemente, à medida que retiramos elétrons de um átomo, maiores são os valores para a energia de ionização. É importante conhecermos esses valores para o Argônio, para que saibamos com que tipos de íon estamos trabalhando. O Quadro 5.1 traz as três primeiras energias de ionização para o Argônio em seu estado fundamental:

1ª Energia de ionização	15,76eV
2ª Energia de ionização	27,64eV
3ª Energia de ionização	40,69eV

Quadro 5.1 – As três primeiras energias de ionização do Argônio gasoso em seu estado fundamental.

Notemos que a terceira energia de ionização do Argônio encontra-se abaixo dos valores de temperatura eletrônica medidos no propulsor (vide Gráfico 4.7). Tendo em vista a possibilidade de ocorrência de colisão elétron-átomo com transferência de energia maior que os valores apresentados no Quadro 5.1, apontamos uma evidência de que temos não apenas átomos com ionização simples, mas também Argônio com ionização dupla e tripla. Analisemos, portanto, as medidas experimentais para os íons (Gráfico 4.8) à luz dessa hipótese.

Notemos que o Gráfico 4.8, que mostra o espectro de energia dos íons detectados no analisador de energia quando a tensão no anodo era de 300V, possui dois picos: um para energia próxima a 300eV e outro, um pouco maior, para energia próxima de 560eV. Vejamos que as energias dos íons nos picos são múltiplas numéricas da tensão no anodo.

Segundo a hipótese de termos íons com ionizações diferentes (Ar^+ , Ar^{++} , Ar^{+++} etc.), é natural associarmos o pico de 300eV aos átomos de ionização simples, pois eles foram acelerados por um potencial de 300V e no analisador de energia a tensão de frenagem para que eles fossem detectados também foi de 300V. Já ao pico de 560eV associamos os átomos de ionização dupla, pois esses também foram acelerados pelo potencial de 300V; entretanto, como estão duplamente ionizados e sabemos que a energia potencial elétrica adquirida pelo íon é proporcional à sua carga ($E_{pel} = q \cdot \phi$) [27], eles têm o dobro da energia dos átomos de ionização simples. Conseqüentemente, será necessário o dobro do potencial de frenagem no detector para que esses íons Ar^{++} sejam coletados. Como a medida apresentada contempla tensões de frenagem até 800V, nada podemos afirmar, até o momento, sobre evidências da presença de íons Ar^{+++} , mas esperamos que para tensões de frenagem próximas a 900V tenhamos mais um pico na corrente medida pelo Analisador de energia.

5.4 Considerações sobre a Divergência do Feixe de Plasma

Ao compararmos as figuras 2.12 e 4.4, nota-se diferença fundamental entre as plumas de plasma: enquanto os feixes da figura do Capítulo 1 são extremamente colimados e direcionados, os do propulsor PHALL (Figura 4.4) apresentam grande divergência, o que reflete diretamente nos parâmetros de desempenho do sistema de propulsão. T tamanha disparidade pode ser explicada com base no mecanismo de aceleração do plasma aqui proposta.

Assumimos que os átomos do gás injetado têm distribuição randômica de velocidades, uma vez que a velocidade de injeção do gás é muito menor que a das partículas. Sabemos que na colisão elétron-átomo há transferência de momento linear; no entanto, tendo em vista a aleatoriedade do movimento dos íons e o não-confinamento destes, o plasma produzido não tem trajetória determinada. Mesmo que a transferência de momento linear seja significativa em uma colisão, pelo fato de não termos o campo magnético e a geometria do sistema suficientemente amplos para o confinamento iônico, observa-se a ejeção do plasma em todas as direções.

Acrescentamos que, até o momento, o Campo Elétrico não tem sua geometria mapeada. Mostramos que ele tem papel fundamental tanto na produção quanto na aceleração do plasma, e, como desconhecemos sua disposição espacial, não podemos prever com exatidão a trajetória dos

íons em sua presença, podendo esse arranjo espacial de \vec{E} ser também um causador da divergência.

Há uma inovação estrutural que o PHALL introduz em relação aos demais propulsores de deriva fechada produzidos no resto do mundo: em nosso protótipo, usamos anéis concêntricos de ímãs permanentes como fontes do Campo Magnético, ao passo que os demais fabricantes e centros de pesquisa fazem uso de eletroímãs como fontes. Esse fato representa uma significativa economia de energia no propulsor, o que pode, por exemplo, significar uma maior vida útil do sistema [2,4,14,16,18,26].

Por outro lado, o uso de ímãs permanentes tem como desvantagens o aumento da massa do sistema de propulsão e a limitação do Campo Magnético aplicado ao plasma [26].

Analisando a expressão para o *raio de Larmor* (Equação 3.8), vê-se que este é inversamente proporcional ao valor do Campo Magnético. E, avaliando o resultado obtido em (5.3), fica claro que as dimensões do sistema não são suficientes para confinar os íons, principais partículas do plasma para a produção de empuxo.

No caso de termos um campo magnético maior, o que é factível caso se substitua os ímãs de ferrita por ímãs de elementos terra-raros, associado a adequações na geometria do sistema de propulsão, como aumentos no diâmetro e na profundidade do canal de aceleração, há maior possibilidade de confinamento dos íons no canal, e, por conseguinte, o surgimento de uma corrente iônica que pode ser utilizada na aceleração dos íons fazendo-se uso da geometria do campo magnético, como gradientes e curvaturas [19,26].

Uma outra sugestão para a redução da divergência do feixe é melhorar a geometria do Campo Elétrico que se estabelece entre o catodo e o anodo, visando a orientar melhor a trajetória dos íons, e se trabalhar o PHALL como um propulsor híbrido, o qual usa a corrente Hall *de elétrons* para a produção do plasma (por meio de colisões) e o Campo Elétrico tanto para o confinamento eletrônico, quanto para a aceleração dos íons.

Capítulo 06 – Conclusões e Perspectivas

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 manobras 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 plasma [9].

Estabelecemos o problema da trajetória dos íons e elétrons no propulsor PHALL, sob a ótica das duas principais abordagens dadas ao plasma em Física: a Teoria Orbital e a Teoria MHD, tradicionalmente usada nos estudos do propulsor tipo Hall. Discorremos sobre as possíveis derivas das 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.

Além disso, propomos um entendimento mais abrangente para a aceleração dos íons, sugerindo ter o campo elétrico papel fundamental na ejeção do plasma, em regime de operação do propulsor PHALL de baixa corrente descarga, ou seja, baixa densidade e baixo empuxo.

Ampliamos assim o conhecimento estabelecido na literatura da área, que coloca a interação da corrente iônica que surge no canal de aceleração com o campo magnético como fator predominante na ocorrência desse fenômeno. A proposta que fazemos responde adequadamente a alguns questionamentos referentes a dados obtidos experimentalmente em trabalho de mestrado anterior [19], como a existência de maior quantidade de íons produzidos no propulsor com energias de 300eV e 560eV, aproximadamente. Associamos esses registros aos átomos com ionização simples e dupla.

Uma sugestão para trabalho experimental futuro é a montagem de um sistema de espectroscopia de massa, a fim de se comprovar a presença dos íons Ar^+ , Ar^{++} e Ar^{+++} , além de estabelecer as proporções de cada um desses na composição do plasma. Essas informações serão essenciais para se compreender as diferentes intensidades dos picos de corrente apresentados no Gráfico 4.8 obtido com o Analisador de Energia. Ressaltamos que a hipótese proposta neste trabalho foi elaborada com base nos dados coletados para apenas uma tensão no anodo (300V). Assim sendo, a realização de medidas com o Analisador de Energia para outras

tensões no Anodo também podem clarificar questionamentos a respeito da existência dos átomos com ionização diferente da simples.

Propomos também 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 melhoria 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.

Os diagnósticos utilizados na realização das medidas apresentadas no Capítulo 04 são perturbativos e podem influenciar a evolução do movimento do plasma no propulsor, haja vista sua baixa densidade. Por essa razão, recomendamos a adoção de outras técnicas de diagnóstico não-perturbativas e mais eficientes, como a espectroscopia óptica, que fornece diversas informações a respeito do plasma com quantidade menor de medidas, apesar de ela demandar equipamentos e procedimentos mais precisos.

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 do 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 propulsor PHALL.

Referências Bibliográficas:

[1]	Jahn R. G. , Choueiri E. Y. Electric Propulsion , Encyclopedia of Physical Science and Technology, Third Edition, Volume 5. Princeton University, Academic Press, 2002.
[2]	Hargus Jr., W.A. - Investigation of the Plasma Acceleration Mechanism within a Coaxial Hall Thruster , PhD Thesis, Stanford, Report No. TSD-130, 2001
[3]	Choueiri E. Y. A Critical History of Electric Propulsion: The First 50 Years (1906–1956) , Journal of Propulsion and Power, Vol. 20, No. 2, March–April 2004 p. 193-203
[4]	Brewer, G.R. - Ion Propulsion: Technology and Applications , Gordon and Breach Science, 1970
[5]	Lochte-Holtgreven (editor) Plasma diagnostics . North Holland Publishing company, 1968
[6]	Huddleston, R. H.; Leonard, S. L. Plasma Diagnostic Techniques . New York: Acadam. Press, 1965.
[7]	Hutchinson, I. H. Principles of Plasma Diagnostics . New York: Crambridge University Press, 1987.
[8]	Bittencourt, J. A. Fundamentals of plasma physics . 3. ed. Springer Verlag, New York, 2004.
[9]	Chen, Francis F. Introduction to plasma physics and controlled fusion . 2. ed. New york: Plenum, 1985. 2 v.
[10]	Howatson, A.M. - An Introduction to Gas Discharges , Pergamon, 1965
[11]	Raizer, Y. – Gas Discharge Physics , Springer-Verlag, 1991
[12]	Bowman, N. J. Handbook of rockets and guided missiles(the) . Whiting: Perastadion, 1958. 328 p.
[13]	Herrick, J. W. Rocket encyclopedia . Los angeles: Aero, 1959. 607 p.
[14]	Grigoryan, V.G. - Ion Sources for Space Thrusters , Rev. Sci. Instrum. 67 (março 1996), 1126 - 1131
[15]	Mourão, R. – Astronáutica: do sonho à realidade , Bertrand Brasil, 1999
[16]	Wright, M. – Ion Propulsion: over 50 years in the making , Space Sci. News, 1999
[17]	Zhurin, V.V., Kaufman, H.R., Robinson, R.S. - Physics of Closed Drift Thrusters , Plasma Sources Sci. Technol. 8 (1999), R1-R20
[18]	Hofer, R. R., Development and Characterization of High-Efficiency, High-Specific Impulse Xenon Hall Thrusters , Ph.D. Thesis, University of Michigan, 2004, 400p.
[19]	Ferreira. I. S., Caracterização Experimental de Uma Fonte Aceleradora de Plasmas por Efeito Hall com Imas Permanentes , Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, 2003.
[20]	Galeev, A A; Sudan, R. N. Basic plasma physics . Amsterdam: North-Holland 2 v.
[21]	Gartenhaus, S. Elements of plasma physics . New york: Holt, Rinehart & Winston 198 p.
[22]	Daltrini, A. M. Estudos de plasmas a altas temperaturas por espectroscopia visível e ultravioleta no vácuo ; Tese de doutorado Campinas, SP, 2003.
[23]	Daltrini, A. M. Espectroscopia no ultravioleta no vácuo e visível no tokamak NOVAUNICAMP , Dissertação de Mestrado, IFGW-UNICAMP, 1999.
[24]	Roth, J.R. (editor) - Industrial Plasma Engineering , Vol 1, IoP, 1995
[25]	Chae Kim, W., Chung, K.H., Ho Choi, B. - Characteristics of Hall Effect Plasma Accelerator for Industrial Application , Rev.Sci. Instrum. 65 (abril 1994), 1356-1358
[26]	Ferreira, J.L., de Souza, J.H.C., Rego, I.S., Ferreira,I.S. Plasma Diagnostic and Performance of a Permanent Magnet Hall Thruster , Proceedings 12th International Congress on Plasma Physics, Nice (France), 25-29 October 2004
[27]	Jackson, J. D. Classical electrodynamics . 3rd ed. California: John Wiley & Sons, 1998. 808 p.