



Universidade de Brasília - UnB  
Faculdade UnB Gama - FGA  
Engenharia Aeroespacial

Investigação de um propulsor iônico  
modificado operando como uma fonte de  
elétrons

Autor: Lui Txai Calvoso Habl  
Orientador: Prof. Paolo Gessini, PhD

Brasília, DF  
2016



Lui Txai Calvoso Habl

**Investigação de um propulsor iônico modificado  
operando como uma fonte de elétrons**

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia Aeroespacial da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Aeroespacial.

Universidade de Brasília - UnB

Faculdade UnB Gama - FGA

Orientador: Prof. Paolo Gessini, PhD

Coorientador: Prof. Sébastien R. M. J. Rondineau, PhD

Brasília, DF

2016

---

Lui Txai Calvoso Habl

Investigação de um propulsor iônico modificado operando como uma fonte de elétrons/ Lui Txai Calvoso Habl. – Brasília, DF, 2016-

58 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Prof. Paolo Gessini, PhD

Trabalho de Conclusão de Curso – Universidade de Brasília - UnB  
Faculdade UnB Gama - FGA , 2016.

1. Propulsão Elétrica. 2. Sistemas Espaciais. I. Prof. Paolo Gessini, PhD.  
II. Universidade de Brasília. III. Faculdade UnB Gama. IV. Investigação de um propulsor iônico modificado operando como uma fonte de elétrons

CDU 02:141:005.6

---

**Lui Txai Calvoso Habl**

**Investigação de um propulsor iônico modificado  
operando como uma fonte de elétrons**

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia Aeroespacial da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Aeroespacial.

Trabalho aprovado. Brasília, DF, 28 de Junho de 2016:

---

**Prof. Paolo Gessini, PhD**  
Orientador

---

**Prof. Sébastien Rondineau, PhD**  
Convidado 1

---

**Prof. Rodrigo Cerda, PhD**  
Convidado 2

Brasília, DF  
2016

# Agradecimentos

Depois de 6 anos de estudo e aprendizado encaro pela primeira vez a perspectiva de não estar mais em meio aos amigos e colegas da FGA. Apesar da alegria de ter a oportunidade de entrar em uma nova etapa acadêmica e profissional, deixo para trás a saudade do lugar que vi, literalmente, crescer do chão e se tornar uma faculdade que potencialmente estará ao lado dos pólos mundiais de engenharia um dia. Dessa forma, meu primeiro agradecimento vai a todas as pessoas, alunos, professores e servidores, que trabalharam na construção deste lugar e acreditam na ideia do Campus UnB Gama. Digo com toda a certeza que, se não fosse pela coragem de vocês, nada deste trabalho teria sido possível e a UnB não seria um lugar tão rico, em todos os aspectos.

Meu segundo agradecimento vai à minha mãe, Maria Lucia Guaraciaba Calvoso, que além de ter se dedicado diariamente para me ensinar a ser uma pessoa íntegra e boa, sempre me incentivou a me dedicar ao que amo e a sempre ter o trabalho como uma diversão e não como obrigação. Em conjunto, gostaria também de agradecer a toda minha família, em especial minha avó Lucia Guaraciaba, pelo apoio incondicional a tudo que fiz até hoje.

Gostaria de agradecer também aos meus amigos, Felipe Cesar, Nivaldo Lopo, Luan Henrique, Pedro Inazawa, Pablo Urbizagastegui, Lucas Severo, Artur Castelo Branco, Yuri Thevenard, Cainan Rodrigues, Ernesto Costa, Klever Amorim, dentre muitas outras pessoas que não convivo mais ou estou começando a conhecer. Vocês todos, apesar de algumas longe, sempre me incentivaram a nunca desistir do que acredito e a ser uma pessoa um pouco melhor a cada dia.

Obrigado também ao corpo docente do curso que me apresentou ao mundo da engenharia aeroespacial, me inspirou a perseguir esse sonho, e sempre me incentivou a me tornar um engenheiro e pesquisador com a melhor qualidade possível. Em especial, obrigado ao professor Paolo Gessini por, além de ter sido a pessoa que me guiou no meu campo de pesquisa, ter sido um grande amigo durante toda a graduação. Paolo, tem sido um prazer trabalhar com você.

Por fim, gostaria de agradecer a toda a equipe da Airbus Defence and Space e da Justus-Liebig-Universität Gießen que me deram a oportunidade de trabalhar com eles e me apoiaram em todos os passos da pesquisa que é apresentada neste texto. Em especial agradeço a Christian Altmann, Jan-Patrick Porst, Peter Köhler, Hans Leiter, Kristof Holste e Dieter Feyhl. Obrigado pela oportunidade.

*Short man, Large dream. I send my rockets forth between my ears  
Hoping an inch of Good is worth a pound of years*  
Ray Bradbury

# Resumo

A fim de se buscar conceitos de catodos alternativos que permitam a diminuição do número de fontes utilizadas nos sistemas de propulsão elétrica a empresa Airbus Defence and Space GmbH (Airbus DS), como parceira da Universidade de Brasília (UnB), propôs o projeto conjunto de se realizar a modificação de um de seus propulsores iônicos miniaturizados para funcionar como uma fonte de elétrons do tipo ICP (*Inductively Coupled Plasma*). Dessa forma, o presente trabalho tem como objetivo central a modificação e operação do propulsor RIT- $\mu$ X como uma fonte de elétrons e assim comprovar o conceito de que seria possível utilizar um sistema com esta arquitetura para neutralização de feixes de elétrons de outros propulsores. No primeiro capítulo os conceitos gerais da propulsão elétricas são apresentados e o problema é estabelecido formalmente. No segundo capítulo uma breve revisão bibliográfica é conduzida mostrando o que já foi realizado no contexto das fontes de elétrons deste tipo. No terceiro capítulo o processo de dimensionamento e computação de parâmetros operacionais básicos do sistema é apresentado. No quarto capítulo a metodologia experimental é apresentada mostrando o processo que será utilizado na operação do sistema. Por fim no sexto capítulo é realizada a apresentação dos resultados obtidos e uma discussão a respeito destes dados é conduzida.

**Palavras-chave:** Propulsão Elétrica. Sistemas Espaciais. Física de Plasmas.

# Abstract

With the objective of finding novel concepts of cathodes that can allow to decrease the number of power supplies used in electric propulsion systems, the company Airbus Defence and Space GmbH, as a partner of the University of Brasília (UnB), proposed a joint project to perform the modification of one of their miniaturized ion engines to work as an electron source of the ICP (Inductively Coupled Plasma) type. Thereby, the present work has as its major goal the modification and operation of the RIT- $\mu$ X thruster as an electron source and with this prove the concept of being possible to use a system with this architecture for the neutralization of ion beams of other thrusters. In the first chapter the general concepts about electric propulsion are presented and the central problem of the work is formally stated. In the second chapter a brief review is performed showing what was done in the context of the electron sources of this type. In the third chapter the processes of dimensioning and computation of operational parameters are presented. In the fourth chapter the experimental methodology is presented showing the process that will be used in the operation of the system. Lastly, in the sixth chapter it is presented the obtained results and a brief discussion about the data.

**Key-words:** Electric Propulsion. Space Systems. Plasma Physics.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Diagrama básico de um propulsor iônico com grades . . . . .	17
Figura 2 – Diagrama básico do funcionamento de um HET . . . . .	18
Figura 3 – Performance típica e aplicações de propulsores genéricos . . . . .	19
Figura 4 – Diagrama funcional de um RIT . . . . .	21
Figura 5 – Propulsor RIT- $\mu$ X durante operação . . . . .	22
Figura 6 – Diagrama básico do funcionamento do catodo ICP . . . . .	27
Figura 7 – Diagrama básico do sistema de ICP de geometria cilíndrica . . . . .	29
Figura 8 – Ilustração do modelo de transformador . . . . .	31
Figura 9 – Valores das constantes de reação . . . . .	33
Figura 10 – Vista de seção da montagem do Neutralizador. . . . .	42
Figura 11 – Montagem do sistema . . . . .	43
Figura 12 – Sistema como propulsor . . . . .	44
Figura 13 – Sistema como canhão de elétrons . . . . .	45
Figura 14 – Sistema como uma ponte de plasma . . . . .	46
Figura 15 – Curvas de corrente iônica constante como propulsor . . . . .	48
Figura 16 – Primeiro mapeamento do modo de canhão de elétrons . . . . .	50
Figura 17 – Segundo mapeamento do modo de canhão de elétrons . . . . .	50
Figura 18 – Primeiro mapeamento do modo de ponte de plasma . . . . .	52
Figura 19 – Segundo mapeamento do modo de ponte de plasma . . . . .	52
Figura 20 – Comparativo entre curvas teóricas e experimentais . . . . .	53

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Parâmetros calculados do neutralizador . . . . .	41
-------------------------------------------------------------	----

# Lista de abreviaturas e siglas

CCP	<i>Capacitevely Coupled Plasma</i>
CNT	<i>Carbon Nano Tubes</i>
ECR	<i>Electron-Cyclotronic Resonance</i>
EURECA	<i>European Retrievable Carrier</i>
FE	<i>Field Emission</i>
GRC	<i>Glenn Research Center</i>
ICP	<i>Inductively Coupled Plasma</i>
JAXA	<i>Japan Aerospace Exploration Agency</i>
JPL	<i>Jet Propulsion Laboratory</i>
LISA	<i>Laser Interferometer Space Antenna</i>
MRC	<i>Microwave Resonant Cavity</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NES	<i>Nonambipolar Electron Source</i>
RIT	<i>Radio-frequency Ion Thruster</i>

# Lista de símbolos

$\Delta V$	Diferença de velocidade de um veículo espacial, m/s
$m_0, m_1$	Massa inicial e massa final de um veículo, kg
$v_e$	Velocidade de exaustão de um gás, m/s
$I_{sp}$	Impulso específico, s
$F$	Empuxo, N
$g_0$	Aceleração da gravidade, m/s <sup>2</sup>
$\dot{m}$	Fluxo mássico, kg/s
$\eta_T$	Eficiência de propulsão
$t$	Tempo, s
$k_B$	Constante de Boltzmann, m <sup>2</sup> kg.s <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>
$q$	Carga, C, ou calor de evaporação, J
$e$	Carga do elétron, C
$f_w$	Frequência de onda, Hz
$B$	Campo magnético, T
$m_e$	Massa do elétron, kg
$\mu_0$	Permeabilidade do vácuo, N.A <sup>-2</sup> , ou viscosidade do fluido, Pa.s
$\epsilon_0$	Permissividade do vácuo, F/m
$\epsilon_p$	Permissividade relativa do plasma
$\omega$	Pulsção da onda incidente, rad/s
$\omega_{pe}$	Frequência eletrônica do plasma, rad/s
$\nu_m$	Frequência de colisões entre átomos neutros, rad/s
$j$	Unidade imaginária
$H_z$	Intensidade do campo magnético na direção z, A/m
$k_0$	Número de onda no vácuo, rad/m

$E_\theta$	Campo elétrico na direção azimutal, V/m
$\delta$	Espessura de penetração da onda, m
$c$	Velocidade da luz no vácuo, m/s
$r_0$	Raio interno da câmara de ionização, m
$l$	Comprimento da câmara de ionização, m
$N$	Número de voltas da bobina eletromagnética
$I_b$	Amplitude da corrente que atravessa a bobina, A
$n_0$	Densidade do plasma, $m^{-3}$
$P_{abs}$	Potência absorvida pelo plasma, W
$K_{iz}$	Constante de reação de ionização, $m^3/s$
$K_{exc}$	Constante de reação de excitação, $m^3/s$
$K_{el}$	Constante de reação de colisões elásticas, $m^3/s$
$u_B$	Velocidade de Bohm, m/s
$n_g$	Densidade de átomos neutros
$\lambda_i$	Livre caminho médio das colisões entre íons, m
$h_r, h_l$	Razões entre densidade na parede e centro do plasma na direção radial e axial
$A_{eff}, d_{eff}$	Área e comprimento efetivo de perda de partículas, $m^2, m$
$\epsilon_T$	Energia perdida ao se perder cada uma das partículas, eV
$T_e$	Temperatura de elétrons, eV
$\phi_e$	Potencial elétrico do anodo, V
$\phi_p$	Potencial elétrico do plasma, V
$I_0$	Corrente de saturação, A
$C_e$	Custo de extração de corrente, W/A

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>14</b>
1.1	A Propulsão Elétrica	14
1.1.1	Conceitos Básicos	14
1.1.2	Técnicas de Propulsão	15
1.1.3	Classificação dos Propulsores Elétricos	16
1.1.4	Propulsores Iônicos à Radio-Frequência	20
1.2	Fontes de Elétrons para a Propulsão	22
1.3	Motivação e Objetivos	24
1.4	Escopo e Organização do Trabalho	24
<b>2</b>	<b>Revisão Bibliográfica</b>	<b>26</b>
2.1	Catodo de Acoplamento Indutivo	26
2.2	Análise de Plasmas de Acoplamento Indutivo	28
2.2.1	Análise Eletromagnética	28
2.2.2	Modelo de Transformador	31
2.2.3	Balço de Energia e Partículas	32
2.3	Extração de Elétrons	35
<b>3</b>	<b>Concepção do Neutralizador</b>	<b>37</b>
3.1	Conceito Básico do Sistema	37
3.2	Considerações Teóricas	37
3.3	Dimensionamento	40
3.4	Projeto Mecânico e Construção	41
<b>4</b>	<b>Investigação Experimental</b>	<b>43</b>
4.1	Instalações	43
4.2	Planejamento dos Experimentos	44
4.2.1	Operação como propulsor	44
4.2.2	Operação como canhão de elétrons	45
4.2.3	Operação como ponte de plasma	46
<b>5</b>	<b>Resultados e Discussão</b>	<b>48</b>
5.1	Operação como propulsor	48
5.2	Operação como canhão de elétrons	49
5.3	Operação como ponte de plasma	51
<b>6</b>	<b>Conclusão</b>	<b>54</b>
	<b>Referências</b>	<b>56</b>

# 1 Introdução

Este capítulo tem como foco principal trazer uma apresentação inicial do trabalho como um todo, apresentando o tema a ser desenvolvido e os principais aspectos que serão tratados ao longo do texto.

Na primeira parte do capítulo será realizada uma breve abordagem aos conceitos básicos do campo da propulsão elétrica com o intuito de apresentar ao leitor as informações básicas para que o trabalho de uma maneira geral possa ser compreendido. Logo então, será apresentado os objetivos do trabalho e sua justificativa perante ao estado atual da arte, realizando assim um paralelo entre o que será desenvolvido e o que vem investigado nesta área por todo o mundo.

## 1.1 A Propulsão Elétrica

### 1.1.1 Conceitos Básicos

No âmbito da tecnologia aeroespacial, os dispositivos de propulsão tem como objetivo básico promover a troca de momento linear ou angular entre um veículo e seu propelente, visando como resultado que este veículo sofra algum tipo de força determinada e assim o possibilite cumprir determinada tarefa (TURCHI, 1998). Para possibilitar esse mecanismo de troca de energia, o propelente tem que adquirir energia e assim ser acelerado a uma determinada velocidade de exaustão  $v_e$ . De forma simplificada, esse mecanismo de troca de momento pode ser descrito pela equação de Tsiolkovsky,

$$\Delta V = v_e \ln \left( \frac{m_0}{m_1} \right) \quad (1.1)$$

Onde  $\Delta V$  é a variação de velocidade do veículo e  $m_0$  e  $m_1$  é a massa inicial e final do veículo respectivamente. Podemos, dessa forma, perceber que existem principalmente dois parâmetros básicos que podem influenciar a quantidade final de velocidade adquirida, a fração mássica de propelente, e a velocidade final de exaustão do propelente. Como de maneira geral deseja-se minimizar a quantidade de propelente que se utiliza, a velocidade de exaustão acaba por se tornar um dos principais parâmetros de desempenho para se caracterizar um sistema de propulsão. Em seu formato mais comum a velocidade de exaustão é representada pelo chamado Impulso Específico (HUMBLE et al., 2008), que é

definido como,

$$I_{sp} \equiv \frac{T}{g_0 \dot{m}} = \frac{v_e}{g_0} \quad (1.2)$$

Onde  $T$  é o empuxo gerado pelo propulsor,  $\dot{m}$  é o fluxo mássico de propelente e  $g_0$  é a aceleração da gravidade no nível do mar. Essa definição possibilita que a unidade resultante do Impulso Específico seja o segundo, tornando-se assim independente da unidade de massa utilizada.

Outro parâmetro fundamental na análise de sistemas de propulsão aeroespaciais é sua eficiência. De maneira geral, sua expressão pode ser definida como a razão entre a potência fornecida ao sistema de propulsão,  $P_{in}$ , e a potência cinética contida no jato resultante. Desta forma, utilizando a expressão da potência do jato como  $P_j = (1/2)\dot{m}v_e^2$ , pode-se definir a eficiência como (GOEBEL; KATZ, 2008),

$$\eta_T = \frac{g_0}{2P_{in}} T I_{sp} \quad (1.3)$$

Observa-se da expressão apresentada que se uma dada potência fornecida e eficiência forem mantidas contantes, o aumento do empuxo provoca diretamente a diminuição do impulso específico, e vice-versa. Além disso, observa-se também que se ambos os parâmetros forem aumentados simultaneamente o sistema irá requerer que a eficiência e a potência fornecida sejam também aumentadas.

### 1.1.2 Técnicas de Propulsão

Existem principalmente três técnicas de propulsão utilizadas atualmente na tecnologia espacial: a propulsão química, a propulsão nuclear térmica e a propulsão elétrica. No caso da propulsão química, o propelente é aquecido por meio de reações químicas de combustão e é acelerado por meio de uma expansão através de um tubo convergente-divergente. De maneira geral, a propulsão química é capaz de fornecer níveis de empuxo que podem variar desde alguns newtons até centenas de milhares de kilonewtons. Ainda assim, seu impulso específico é limitado ao nível dos 500 segundos em consequência da energia máxima que pode ser armazenada nas ligações químicas de seu propelente.

A propulsão nuclear térmica é similar ao caso anterior, porém seu gás propelente é aquecido a partir de um reator nuclear de fissão, que de maneira geral é posicionado no interior do motor foguete. Após o aquecimento, como no caso químico, o gás é expandido e acelerado através de uma tuberia convergente-divergente, podendo fornecer níveis de empuxo próximo aos da propulsão química, porém com níveis de impulso específico que podem chegar aos 1000 segundos (HUMBLE et al., 2008).

No caso da propulsão elétrica, o empuxo típico de um propulsor não excede as centenas de milinewtons, porém em contraste aos casos anteriores seu impulso específico pode chegar até a níveis de 10000 segundos. Ao contrário da propulsão puramente térmica, a propulsão elétrica utiliza-se de arranjos de campos eletromagnéticos e/ou aquecimento elétrico para realizar a aceleração do propelente até a velocidade de exaustão final (JAHN, 1968).

### 1.1.3 Classificação dos Propulsores Elétricos

Como proposto por Jahn (1968), os sistemas de propulsão elétrica, de maneira geral, podem ser classificados em três categorias distintas:

1. Propulsão Eletrotérmica: que utiliza aquecimento elétrico para que o gás propelente atinja a temperatura necessária e então o expande através de uma tubeira comum.
2. Propulsão Eletrostática: onde o propelente sofre aceleração através da aplicação direta de um campo eletrostático às partículas carregadas contidas nesse gás.
3. Propulsão Eletromagnética: onde o fluxo de um propelente ionizado é acelerado através da interação entre os campos magnéticos internos e externos com as correntes elétricas contidas neste fluxo.

É importante notar que, apesar do sistema de classificação mostrado fornecer uma importante ferramenta na análise dos sistemas de propulsão elétrica, ele é consideravelmente limitado. Diversos modelos de propulsores podem pertencer a duas ou mais categorias, dependendo apenas da interpretação aplicada pelo leitor. Ainda assim, com o objetivo de fornecer uma visão abrangente das diferentes famílias de propulsores existentes, será apresentada a seguir a classificação mais comumente achada na literatura discutindo ainda .

Na primeira categoria, os dois tipos de propulsores mais comuns são os chamados Resisto-Jatos e os Arco-Jatos. O primeiro tipo utiliza um aquecedor elétrico simples para realizar o aquecimento do gás propelente, que é então expandido através de uma tubeira comum. O limite de aquecimento, e por conseguinte de impulso específico, é limitado pela integridade dos materiais perante à temperatura utilizada. Tipicamente os resisto-jatos são capazes de gerar níveis de impulso específico que geralmente são limitados à casa dos 500 segundos e níveis de empuxo que variam desde aproximadamente 1 mN até o patamar dos 10 N (MARTINEZ-SANCHEZ; POLLARD, 1998). Por outro lado, os Arco-Jatos se utilizam de um arco voltaico criado entre dois eletrodos concêntricos para aquecer o gás, que também é expandido através de uma tubeira comum. Ao contrário do caso anterior, a limitação de material é contornada já que a potência é dissipada no interior do gás e

não mais em um condutor sólido. Neste segundo caso, o gás pode chegar a temperaturas consideravelmente mais elevadas e por isso maiores níveis de impulso específico (JAHN, 1968).

O modelo mais difundido de propulsor eletrostático, é o chamado Propulsor Iônico com Grades, que é composto basicamente por três subsistemas: (1) uma câmara de ionização, onde o plasma é formado a partir do gás propelente; (2) um arranjo de grades que tem a função de extrair os íons do plasma e os acelerar por meio da aplicação de uma diferença de potencial; (3) um neutralizador, que tem a função de fornecer elétrons ao feixe de íons proveniente das grades, para o neutralizar e assim manter o balanço de cargas elétricas do veículo espacial. Como abordado por Goebel e Katz (2008), os propulsores deste tipo geralmente podem ser classificados pelo método que adotam para geração do plasma na câmara de ionização. As técnicas mais difundidas para ionização do gás propelente são: bombardeamento de elétrons (chamado também de propulsor do tipo Kaufman), aquecimento eletro-ciclôtrônico (chamado também de propulsor iônico à microondas), e aquecimento por acoplamento indutivo (chamado também de propulsor iônico à radio-frequência). A figura 1 mostra um esquemático simplificado do propulsor NSTAR, desenvolvido pela NASA GRC para a missão Deep Space 1, que consiste em um propulsor iônico do tipo Kaufman, que trabalha entre 0,5 e 2,3 kW, gerando de 19 a 92 mN de empuxo com o impulso específico variando entre 1900 e 3100 segundos.

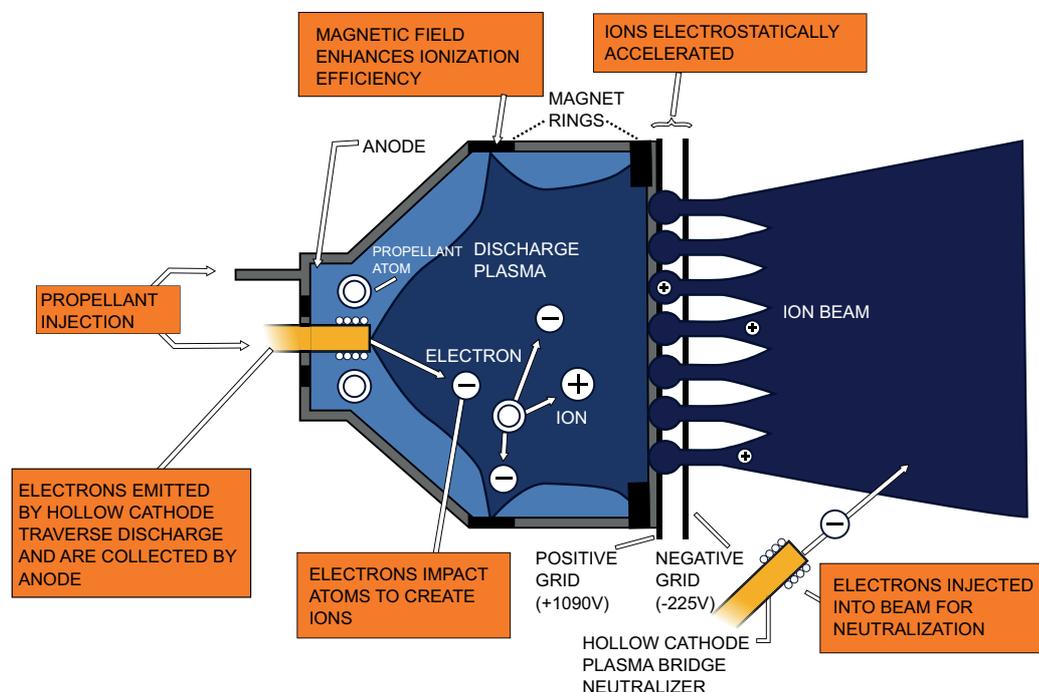


Figura 1 – Diagrama básico de um propulsor iônico com grades<sup>1</sup>.

O presente trabalho visa o desenvolvimento de uma fonte de elétrons baseada no propulsor iônico de radio-frequência chamado RIT- $\mu$ X (LEITER et al., 2007). Dessa

<sup>1</sup> Fonte: <[http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ion\\_engine.svg](http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ion_engine.svg)>

forma, a tecnologia deste modelo de propulsor será explorada com mais profundidade seção precedente deste texto.

Outro dos propulsores eletrostáticos mais difundidos hoje em dia é o chamado Propulsor a Efeito Hall, mostrado esquematicamente na figura 2. Este modelo utiliza-se do efeito Hall para gerar uma corrente eletrônica azimutal que, por colisões, ioniza o gás propelente injetado axialmente. A partir daí os íons gerados são acelerados por um potencial aplicado ao anodo, localizado no fundo do canal de descarga. A corrente Hall de elétrons é gerada a partir da combinação do campo elétrico axial do anodo e de um campo magnético radial gerado a partir de bobinas ou de ímãs permanentes. Os propulsores a efeito Hall são projetados para que apenas os elétrons estejam magnetizados, para que assim eles possam criar a corrente azimutal de deriva possibilitando que o sistema funcione corretamente. Ao mesmo tempo, o campo magnético deve ser fraco o suficiente para manter os íons com seu raio de Larmor muito superior às dimensões do canal de descarga, garantindo uma trajetória que gere um empuxo resultante. De maneira similar ao propulsor iônico com grades, este também possui um catodo externo, porém neste caso, além de fornecer elétrons para a neutralização do feixe, o catodo também os provém para a geração da corrente Hall no interior do propulsor.

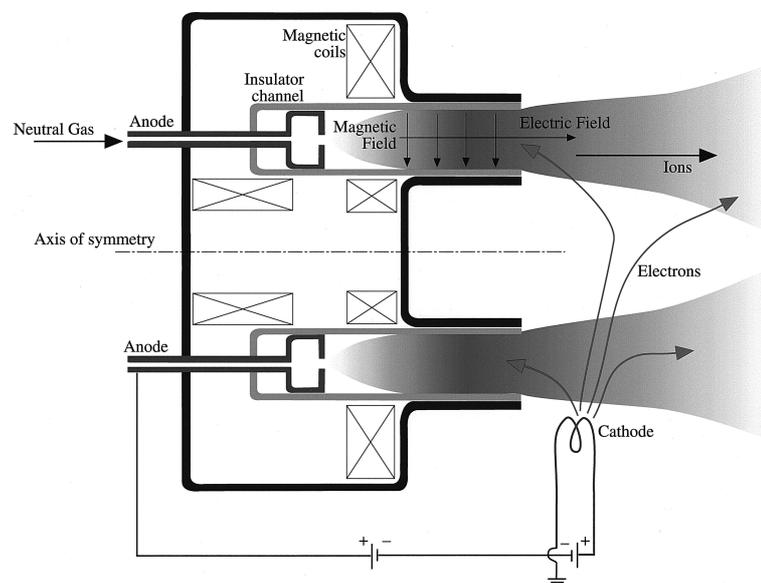


Figura 2 – Diagrama básico do funcionamento de um Propulsor a Efeito Hall<sup>2</sup>.

Outros dois modelos de propulsores eletrostáticos muito utilizados hoje em dia são os propulsores de emissão de campo e os propulsores com colóide. Ambos utilizam aplicação direta de campo elétrico para a extração e aceleração dos íons de um dado material líquido, podendo este ser um metal líquido (no caso do propulsor a emissão de campo) ou uma solução química (no caso do propulsor com colóide) (MARTINEZ-SANCHEZ; POLLARD, 1998).

<sup>2</sup> Fonte: (JAHN; CHOUEIRI, 2002)

Na categoria dos sistemas de propulsão eletromagnéticos existe um número demasiadamente alto de modelos distintos de propulsores, cada um deles utilizando efeitos eletromagnéticos particulares para a geração empuxo (HUMBLE et al., 2008). Dentre os diversos tipos, os mais desenvolvidos e utilizados são: propulsor a plasma pulsado, o propulsor indutivo pulsado, o propulsor magnetoplasmadinâmico (MPD), propulsores de tubeira magnética, dentre outros.

Martinez-Sanchez e Pollard (1998) e Humble et al. (2008) demonstram uma abrangente revisão bibliográfica que discute os mais importantes propulsores elétricos e mostra os valores típicos de desempenho para cada modelo demonstrado. A figura 3 é um gráfico simplificado que mostra as regiões típicas de operação de alguns modelos de propulsores elétricos mais utilizados atualmente. É interessante notar que, conforme previsto pela equação 1.4 mostrada a seguir, para missões que requerem uma menor utilização do sistema de propulsão, como no caso da compensação do arrasto, pode-se utilizar sistemas com menor impulso específico (e.g. resisto-jatos ou PPTs), já no caso de missões longas, como transferências orbitais, mostra-se que é mais vantajoso utilizar propulsores com maior impulso específico (e.g. propulsores iônicos ou propulsores a efeito Hall).

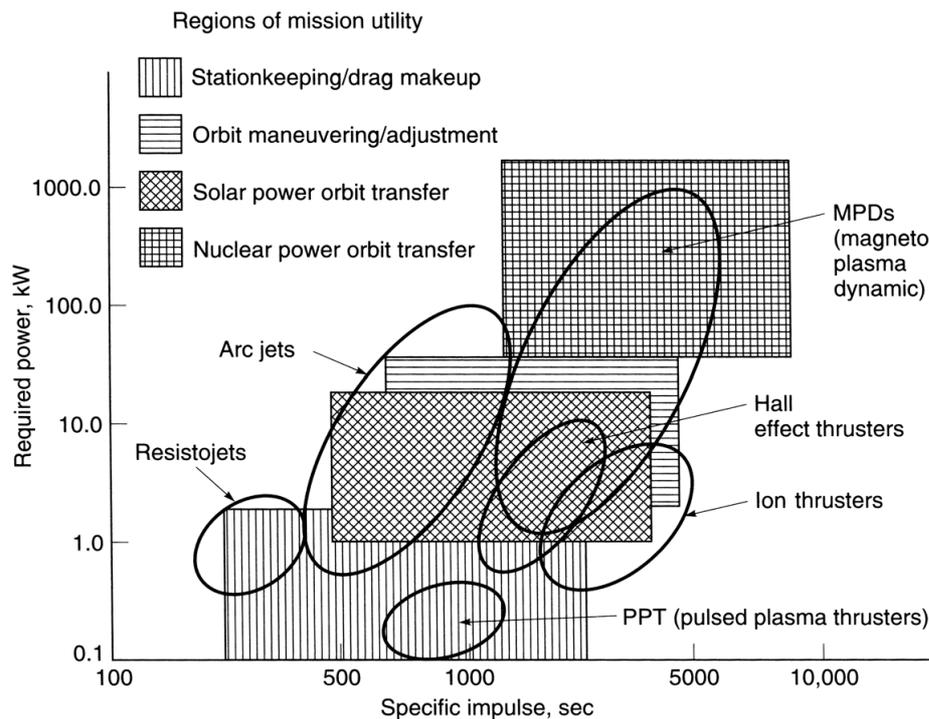


Figura 3 – Performance típica e aplicações de propulsores genéricos<sup>3</sup>.

Perante os diversos tipos distintos de propulsores, é necessário definir algumas técnicas básicas para a seleção do modelo mais indicado de sistema de propulsão. Novamente, Jahn (1968) propõe uma otimização simplificada da equação de Tsiolkovsky e da eficiência, assumindo que a massa das fontes elétricas utilizadas varia linearmente con-

<sup>3</sup> Fonte: (SUTTON; BIBLARZ, 2010)

forme a potência aplicada, de acordo com uma constante  $\alpha_F$ . Com esse método, o impulso específico ótimo pode ser aproximado por,

$$\hat{I}_{sp} = \frac{1}{g_0} \left( \frac{2\eta_T \Delta t}{\alpha_F} \right)^{1/2} \quad (1.4)$$

Onde  $\Delta t$  é o tempo de utilização do propulsor. É possível observar a partir desta relação que, se os outros parâmetros forem mantidos constantes, quanto maior o tempo de duração de uma dada missão, maior o impulso específico ótimo, o que pode ser mostrado também na figura .

### 1.1.4 Propulsores Iônicos à Radio-Frequência

Iniciado no ano de 1962 pelo Prof. Horst Loeb da Universidade de Giessen (LOEB, 1971), o desenvolvimento do propulsor iônico à radio-frequência (RIT) teve como intuito principal propor uma alternativa à tradicional ionização por bombardeamento eletrônico, afim de eliminar catodos ocios da câmara de descarga presente em propulsores iônicos comuns. No início da década de 1970 a empresa Airbus Defence and Space (à época Messerschmitt–Bölkow–Blohm) iniciou o desenvolvimento deste tipo de propulsor em co-operação com seu inventor, e desde então novos modelos do RIT vem sendo projetados e desenvolvidos para diferentes aplicações comerciais e científicas.

Como mostrado da figura 4, o diagrama funcional deste tipo de propulsor pode ser descrito por três componentes básicos (GOEBEL; KATZ, 2008): a câmara de descarga, as grades de extração e aceleração, e o neutralizador. O primeiro destes subsistemas consiste em uma cavidade cilíndrica envolvida por uma bobina eletromagnética, onde o gás propelente (geralmente xenônio) é injetado axialmente e então ionizado pela corrente induzida pela bobina no plasma. Os componentes seguintes são similares aos dos propulsores à bombardeamento, onde as grades extraem e aceleram os íons gerados anteriormente, e o neutralizador fornece elétrons ao feixe de íons para assim realizar o balanço geral de cargas do veículo espacial.

O primeiro propulsor desenvolvido desta família, foi o chamado RIT-10 (LOEB, 1971), consistindo em um propulsor de 10 cm de diâmetro que foi projetado a partir de experimentos preliminares com uma fonte de plasma de 8,6 cm de diâmetro operada com mercúrio. O projeto original deste propulsor teve como objetivo o desenvolvimento de um sistema que operasse na faixa de empuxo dos 5 a 10 mN e 4000 segundos de impulso específico, e consumo na ordem dos 500 W. Em 1992 o RIT-10 foi testado a bordo do experimento orbital EURECA (GROH; LOEB, 1994), e apesar do teste não ter sido totalmente bem sucedido, confirmou parcialmente o desempenho esperado mostrando razões de potência-empuxo no intervalo de 25 a 30 W/mN e níveis de impulso específico

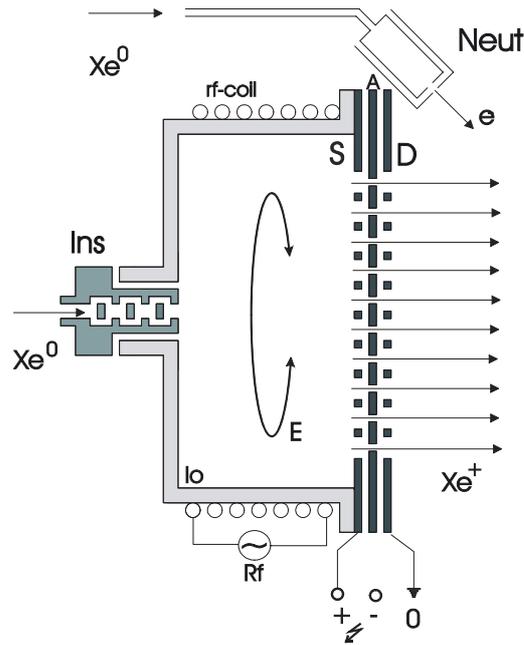


Figura 4 – Diagrama funcional de um RIT

que variaram de 3000 a 4000 segundos.

O passo seguinte no desenvolvimento destes propulsores, foi a concepção de sistemas de maior potência, os chamados RIT-15, RIT-22 e RIT-35, que possuíam respectivamente 15, 22 e 35 cm de diâmetro, e foram projetados para fornecer níveis de empuxo na ordem dos 20, 80 e dos 250 mN, e consumo na ordem dos 1500, 4000 e 7000 W (GROH; LOEB, 1994). Com o desenvolvimento destes propulsores, foram também conduzidos estudos para determinar geometrias mais eficazes de câmara de descarga, e dessa forma foram adotadas formas hemisféricas e cônicas, que são capazes de diminuir as recombinações para a parede sem diminuir o desempenho de ionização.

Outro passo importante neste desenvolvimento foi a miniaturização dos propulsores, sendo assim concebidos o RIT-4, RIT-2, RIT- $\mu$ X, dentre outros (LOEB et al., 2005; LEITER et al., 2007), que foram projetados para operar com níveis de empuxo na ordem dos 0,5 aos 5 mN, com consumo abaixo do patamar de 100 W. A principal razão do desenvolvimento de propulsores deste porte é a tendência da comunidade de tecnologia espacial de miniaturização dos veículos espaciais e a crescente popularização de plataformas como os CubeSats (SALAZAR, 2012).

Dentre os sistemas apresentados, o RIT- $\mu$ X foi um dos últimos a serem concebidos, e atualmente está sendo ativamente desenvolvido para ser aplicado à missões espaciais de pequeno porte. Originalmente, este propulsor foi proposto para ser demonstrado na missão LISA Pathfinder, como um sistema de geração de empuxo de alta precisão (LEITER et al., 2007). Logo então, seu alto potencial para aplicações em satélites comerciais foi identificado e assim passou a ser desenvolvido como um produto propriamente dito. A partir de

extensas campanhas de teste já foi demonstrado que este propulsor é capaz de fornecer níveis de empuxo que variam dos 50 aos 500  $\mu\text{N}$ , com níveis de impulso específico que variam dos 500 aos 3000 segundos, consumindo de 12 a 60 W e utilizando um fluxo mássico de 0,05 a 0,2 sccm de xenônio. Contabilizando todo o período de desenvolvimento do RIT- $\mu\text{X}$  acumula-se mais de 3500 horas de operação. A figura 5 mostra o propulsor durante um de seus testes.

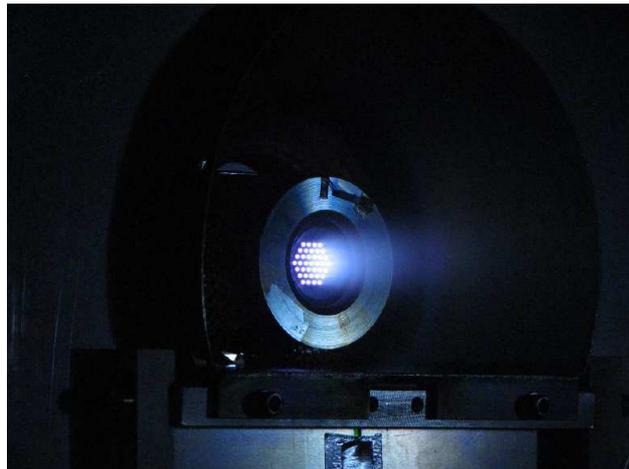


Figura 5 – Propulsor RIT- $\mu\text{X}$  durante operação<sup>4</sup>.

## 1.2 Fontes de Elétrons para a Propulsão

Dentre os diversos sistemas de propulsão elétrica existentes, alguns dos mais difundidos (e.g. propulsor a efeito Hall, propulsor iônico e propulsor a efeito de campo) utilizam-se da geração de um feixe de íons de alta velocidade para gerar o empuxo resultante. Desta forma, como este feixe possui uma carga resultante, em geral, positiva, se faz necessário a injeção de um feixe carregado negativamente para realizar a neutralização deste plasma e, por assim dizer, completar o circuito elétrico do propulsor. Como observado por [Jahn \(1968\)](#), se esta neutralização não fosse realizada o veículo espacial poderia adquirir um potencial elétrico negativo resultante na ordem de  $10^9$  volts/segundo para cada ampere fornecido no feixe de íons, e assim literalmente atrair o propelente de volta ao veículo e impedir uma força resultante de acontecer. Ainda que teoricamente, para evitar o efeito discutido, o fornecimento deste feixe carregado negativamente pudesse ocorrer em qualquer localização do veículo, para que se evite o efeito limitação de carga espacial no feixe íons, é mais vantajoso que esta localização seja próxima à área de exaustão do propulsor.

Além de servir como um neutralizador, as fontes de elétrons também são empregadas, no propulsor iônico a bombardeamento e no propulsor a efeito Hall, como a forma

---

<sup>4</sup> Crédito: Airbus DS GmbH

de se obter a própria ionização do gás propelente e sustentação da descarga de plasma (GOEBEL; KATZ, 2008). No caso do propulsor iônico, esta fonte é posicionada no interior da câmara de ionização gerando assim uma descarga destes elétrons entre a fonte (catodo) e um anodo, localizado na parede da câmara, injetando assim a energia no sistema para que se sustente a descarga de plasma. No caso do propulsor a efeito Hall, a fonte é posicionada no exterior do propulsor e os elétrons são fornecidos tanto para a neutralização do feixe quanto para a sustentação da descarga. Os elétrons que entram no canal do propulsor Hall adquirem, a partir da configuração de campos cruzados, uma velocidade de deriva resultante na direção azimutal (corrente Hall), criando assim uma região de ionização do gás. Após alguns efeitos de perda, estes elétrons são coletados pelo anodo posicionado na base do canal do propulsor.

Entre os muitos métodos existentes de se extrair a corrente eletrônica necessária, o mais utilizado até os dias de hoje é o catodo oco de emissão termiônica, onde materiais com baixa função trabalho são utilizados para emitir elétrons através de diferentes processos de aquecimento. Esta popularidade é principalmente devida à comprovada robustez e confiabilidade destes sistemas quando aplicados à missões espaciais (GOEBEL; KATZ, 2008).

Apesar das muitas vantagens deste sistema, os mecanismos de desgaste do catodo oco é um dos principais fatores de limitação de vida útil dos sistemas de propulsão elétrica. Os principais processos de dano desta fonte é o esgotamento da impregnação do catodo, pulverização do corpo, contaminação por impurezas do propelente, dentre outros (MIKELLIDES; KATZ, 2008). Sem nenhuma solução a estes mecanismos de desgaste, a vida útil dos catodos ocos é em geral limitada ao patamar dos 3 a 4 anos de operação, limitando assim possíveis missões de grande duração utilizando propulsão elétrica.

A principal alternativa ao catodo oco, são os chamados catodos a plasma, que utilizam-se de elétrons da própria descarga para gerar a corrente eletrônica necessária, e coleta os íons através de um eletrodo adicional chamado de “coletor”. Apesar da eficiência destes dispositivos alternativos não ser tão alta quanto a dos catodos ocos, a ausência de materiais sensíveis e o fato de funcionarem a baixas temperaturas, fazem dos catodos a plasma uma alternativa que pode possibilitar a realização destas missões de maior duração.

Apesar do principio de operação ser o mesmo, os modelos de catodos a plasma se diferenciam pelo método adotado de geração do plasma, e por essa características os diferentes modelos podem ser classificados como: Catodo com Plasma de Acoplamento Indutivo (ICP) (WATANABE et al., 2011), Catodo com Plasma de Acoplamento Capacitivo (CCP) (WEIS et al., 2005), Catodo com Ressonância Eletro-Ciclôtrônica (ECR) (KUNINAKA et al., 1993), Catodo com Cavidade Ressonante de Microondas (DIAMANT, 2005), Catodo com Plasma Helicon (LONGMIER; HERSHKOWITZ, 2005), dentre ou-

tros.

Por fim, ainda existem os catodos a emissão de campo (FE) (KENT et al., 2005), que utilizam-se deste efeito para extrair elétrons de um dado material condensado. Este tipo de fonte, devido à sua típica baixa corrente extraída, é utilizada em aplicações de baixa potência.

### 1.3 Motivação e Objetivos

Desde o ano de 2005, a empresa Airbus Defence and Space (DS), em cooperação com a Universidade de Giessen, vem dedicando esforços para desenvolver um novo propulsor miniaturizado, baseado na herança da tecnologia dos RITs, que pudesse cumprir os novos requisitos da indústria espacial, dentre eles: controle ultra-fino de empuxo, apontamento preciso de instrumentos, capacidade de voo em formação, e sistemas de propulsão principal para nano e micro satélites. O sistema de propulsão elétrica RIT- $\mu$ X é o resultado destes esforços.

Ainda que tenha uma grande herança no desenvolvimento de propulsores elétricos, a Airbus DS atualmente não possui a capacidade de produção de nenhum tipo de neutralizador, limitando assim sua capacidade de desenvolvimento e testes. Dessa forma, com o objetivo de atingir a independência na utilização deste componente, o atual trabalho tem como objetivo a modificação do propulsor RIT- $\mu$ X para transformá-lo em uma fonte de elétrons. A perspectiva final é que o neutralizador seja capaz de operar em conjunto tanto com os maiores modelos de propulsores da empresa, como o RIT-2X, como também em conjunto com o próprio RIT- $\mu$ X.

Um dos principais motivos para se realizar a modificação proposta é o fato de que tecnologia existente do propulsor será reutilizada, gerando assim uma solução de baixo custo de desenvolvimento, quando comparado com um possível sistema totalmente novo. Além disso, se comparado com um catodo oco convencional, a solução apresentada neste trabalho tem a vantagem de utilizar de forma compartilhada as fontes de potência de propulsores iônicos de RF, já que trabalha com uma faixa de frequência similar.

### 1.4 Escopo e Organização do Trabalho

O trabalho consistirá no dimensionamento, simulações preliminares e testes de um neutralizador miniaturizado a partir do propulsor RIT- $\mu$ X. Pretende-se ao fim do projeto obter-se uma avaliação detalhada a respeito da possibilidade de se aplicar um sistema alternativo, como este, para se realizar a neutralização do feixe de propulsores iônicos à radio frequência.

Na primeira parte do texto será apresentada uma revisão bibliográfica a respeito do estado da arte das fontes de elétrons aplicadas à sistemas de propulsão espacial. Além disso, nesta revisão, será também discutido a respeito da modelagem analítica de plasmas de acoplamento indutivo, e como se pode aplicar estes modelos em catodos à plasma.

Na parte seguinte o dimensionamento das modificações será apresentado, utilizando como ferramentas os modelos teóricos apresentados e simulações preliminares utilizando softwares comerciais. Neste mesmo passo, será ainda mostrado o projeto mecânico do neutralizador com a discussão das principais decisões de engenharia adotadas para a escolha de configuração geométrica e de materiais.

Na terceira parte do texto será abordada a construção do modelo de engenharia do neutralizador e a configuração experimental utilizada para os testes deste modelo, incluindo uma breve discussão a respeito da modelagem teórica dos instrumentos de medição utilizados.

Por fim, serão apresentados os resultados obtidos na investigação experimental conduzida, incluindo a discussão e interpretação dos dados. Logo então, serão apontadas as conclusões do texto e comentados os possíveis trabalhos futuros que podem ser conduzidos a partir do que foi realizado neste presente trabalho.

## 2 Revisão Bibliográfica

Neste capítulo será realizada uma apresentação do estado atual da arte no âmbito dos catodos de acoplamento indutivo. Será discutido, dessa forma, o princípio de funcionamento desse tipo de sistema e seu desempenho típico. Ao fim desta revisão será realizada uma breve discussão da aplicabilidade deste catodo, demonstrando as vantagens do sistema escolhido em comparação com sistemas utilizados tradicionalmente.

Na segunda parte do capítulo será apresentada uma revisão teórica a respeito da modelagem analítica dos plasmas de acoplamento indutivo, com o objetivo de se desenvolver um método de dimensionamento do neutralizador e de se prever o desempenho do sistema para fornecer uma base de comparação com os resultados obtidos através de cálculos numéricos.

### 2.1 Catodo de Acoplamento Indutivo

Proposto originalmente em 2005 por pesquisadores da Universidade Metropolitana de Tóquio (INOE et al., 2005), o catodo com plasma de acoplamento indutivo (*Inductively Coupled Plasma* em inglês, ICP) utiliza campos magnéticos de baixa frequência gerados por uma bobina para induzir correntes de Foucault internas ao plasma e assim lhe transferir energia. Os elétrons gerados são extraídos a partir de um orifício posicionado no fim do corpo do catodo, enquanto que os íons são recolhidos a partir de um eletrodo interno chamado de “coletor”.

A construção básica do catodo ICP é mostrado na figura 6. O sistema de maneira genérica é composto por um corpo dielétrico cilíndrico que abriga um eletrodo coletor coaxial geralmente feito de um metal refratário e um orifício de extração que é localizado ao fim deste corpo. A bobina eletromagnética pode ser instalada de maneira interna ou externa. Além disso, como os catodos ocos, o ICP pode também ter um eletrodo “keeper” localizado na saída do orifício para melhorar a estabilidade da descarga.

A bobina, na maioria dos casos, é localizada no exterior da câmara de ionização cilíndrica, separada do plasma pela parede dielétrica. Ainda assim, configurações internas foram também consideradas por Godyak et al. (2007), que alegou que a atenuação das ondas RF feitas pelo eletrodo coletor poderia ser mitigada nesta configuração. Mesmo assim, fica claro que ainda investigações são ainda necessárias para se determinar a configuração ótima da bobina. Como em aplicações industriais, a frequência típica de operação fornecida à bobina pode variar desde 30 kHz até 30 MHz (ROTH, 1995).

Além dos modelos analíticos presentes na literatura, como o modelo discutido

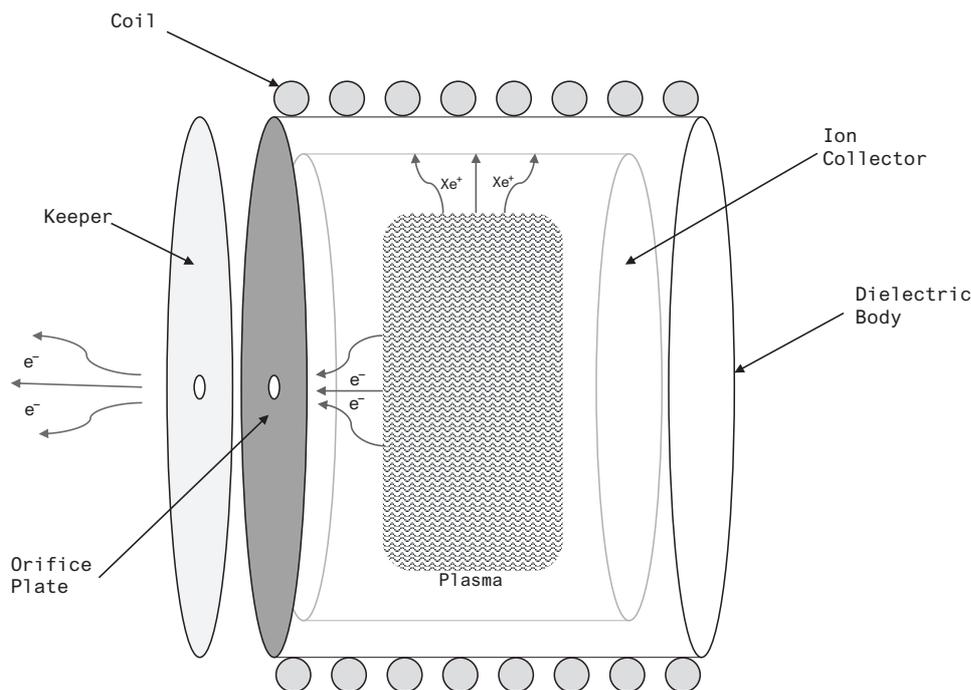


Figura 6 – Diagrama básico do funcionamento do catodo ICP

por [Lieberman e Lichtenberg \(2005\)](#), existem também disponíveis diversos estudos experimentais ([NAKABAYASHI et al., 2011](#)) a respeito da influencia da geometria do catodo e outros parâmetros operacionais na descarga de plasma, os quais confirmam com certa precisão o previsto pela abordagem analítica. Como mostrado, o diâmetro do orifício afeta basicamente a pressão interna do catodo e a capacidade de extração de elétrons. Como pressões maiores melhoram a capacidade de ignição, diâmetros menores também o fazem, porém também diminuem sua capacidade de extração. Além disso, também foram avaliadas diferentes geometrias alternativas de eletrodo coletor, e concluiu-se que o eletrodo cilíndrico tradicional ainda é um dos que menos causa perturbações no plasma, porém o eletrodo com hastes melhora a capacidade de extração uma vez que possui uma maior área exposta.

Além disso, confirmando também a teoria, é mostrado experimentalmente que existe um fluxo mássico ótimo para uma que a corrente extraída possui uma relação linear com a potência inserida no plasma, dada potência ([WATANABE et al., 2011](#); [SCHOLZE et al., 2008](#)). De maneira geral, os catodos ICP testados apresentam um custo de extração de corrente que varia de 70 a 200 W/A e níveis de corrente que variam de menos de 100 mA até 4 A. Praticamente todos os experimentos utilizaram níveis de potência que variaram de 10 a 300 W ([WATANABE et al., 2011](#); [GODYAK et al., 2007](#); [NAKABAYASHI et al., 2011](#); [SCHOLZE et al., 2008](#); [RAISES et al., 2009](#)).

## 2.2 Análise de Plasmas de Acoplamento Indutivo

A modelagem de plasmas de acoplamento indutivo pode ser subdividido em quatro etapas básicas (CHABERT; BRAITHWAITE, 2011): (1) análise eletromagnética, onde é determinada, a partir da corrente aplicada à bobina, os campos e correntes internas ao plasma e a potência absorvida; (2) modelo de transformador, onde uma analogia é realizada para se estudar a descarga como um circuito elétrico; (3) balanço de energia e de partículas, onde um método para o cálculo da temperatura de elétrons e densidade do plasma é determinado a partir das equações básicas de conservação; e (4) transição entre modos de descarga, onde se determinam as condições operacionais mínimas para a sustentação da descarga indutiva e identificação da transição entre uma dinâmica indutiva e capacitiva.

Dessa forma, nas seções subseqüentes será explorado cada uma destas análises, amplamente presentes na literatura, para que ao fim possa se obter um modelo sistemático de estudo destas descargas. Visa-se que este modelo possibilite um dimensionamento do neutralizador tomando como ponto de partida uma sólida base teórica.

Os modelos apresentados aqui de uma forma sucinta, são baseados nas discussões realizadas por Lieberman e Lichtenberg (2005) e Chabert e Braithwaite (2011), que descrevem de uma forma detalhada todo o processo de derivação dos modelos analíticos deste tipo de fonte de plasma.

### 2.2.1 Análise Eletromagnética

De maneira geral, as características de uma descarga indutiva são fortemente dependentes da geometria do problema, uma vez que os campos eletromagnéticos são gerados a partir dos condutores que por sua vez seguem o formato do catodo. Para realizar uma simplificação do estudo, a maioria dos modelos confeccionados até os dias de hoje são baseados em uma geometria cilíndrica, onde o plasma é abrigado por tubo dielétrico que é circundado por uma bobina eletromagnética comum. Dessa forma, por haver maior quantidade de material bibliográfico disponível, o presente trabalho também se baseará em um sistema com esta geometria. A figura 7 ilustra o diagrama geral do modelo simplificado, mostrando também suas dimensões mais importantes que serão utilizadas no desenvolvimento do modelo a seguir.

No primeiro passo da modelagem analítica, considera-se que um plasma é gerado dentro de uma cavidade cilíndrica de raio  $R_0$  e comprimento  $l$ , e que ele possua propriedades completamente isotrópicas, e dessa forma seu comportamento possa ser modelado

por uma permissividade elétrica complexa  $\varepsilon_p$ , dada pela expressão,

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} \quad (2.1)$$

Onde  $\omega_{pe} = (e^2 n_0 / \varepsilon_0 m_e)^{1/2}$  é a frequência eletrônica do plasma,  $\omega$  é a frequência do sinal incidente e  $\nu_m$  é a frequência de colisão entre elétrons e átomos neutros.

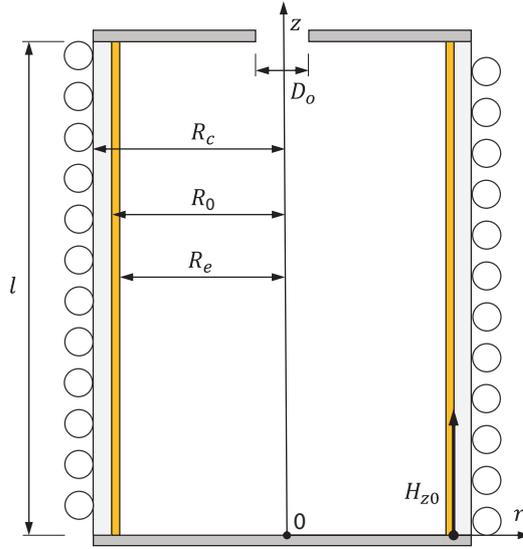


Figura 7 – Diagrama básico do sistema de ICP de geometria cilíndrica

Como discutido por Budden (1988), o índice de refração obtido a partir da equação 2.1 em geral possui valores complexos, na forma  $n = \alpha - j\beta$ , onde  $c/\alpha$  é a velocidade de onda, e  $\beta$  representa um termo de atenuação. Em um sistema onde não há introdução de energia à medida que a onda é propagada e esta onda viaja na direção positiva de propagação,  $\alpha$  e  $\beta$  devem ser ambos positivos (BUDDEN, 1988). No caso particular de plasmas sem colisões ( $\nu_m \approx 0$ ), quando  $\omega > \omega_{pe}$  a onda é propagada sem atenuação, já quando  $\omega < \omega_{pe}$  não existe propagação, e a onda se torna evanescente.

Com isso, considerando que uma corrente alternada de amplitude  $I_b$  atravessa a bobina do catodo, que possui  $N$  voltas, que o campo magnético interno resultante possui apenas a componente axial  $H_z$ , e que o campo elétrico possui apenas a componente azimutal  $E_\theta$ , pode ser mostrado, aplicando-se as equações de Maxwell, que o campo magnético é determinado a partir de uma equação diferencial ordinária de Bessel, na forma,

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + k_0^2 \varepsilon H_z = 0 \quad (2.2)$$

Onde  $k_0 = \omega/c$  é o número de onda no vácuo. É importante que seja notado que

para a obtenção da equação diferencial mostrada, a tanto  $H_z$  quanto  $E_\theta$  são assumidos como soluções harmônicas do sistema, no formato  $\hat{E}_\theta = E_\theta \exp(j\omega t)$  e  $\hat{H}_z = H_z \exp(j\omega t)$ .

Uma vez que a equação 2.2 possui formato conhecido, sua solução pode ser determinada de forma direta, provendo a relação dos campos eletromagnéticos internos ao plasma, como,

$$H_z(r) = H_z(r_0) \frac{J_0(kr)}{J_0(kr_0)} \quad (2.3)$$

$$E_\theta(r) = -\frac{jkH_z(r_0)}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_p} \frac{J_0(kr)}{J_0(kr_0)} \quad (2.4)$$

Onde  $k = k_0\sqrt{\varepsilon_p}$  é o número de onda complexo do plasma, e  $H_z(r_0) = NI_b/l$  é o campo na fronteira do plasma.

Além disso, como em qualquer material condutor, a propagação da radiação eletromagnética possui uma espessura de penetração eficaz onde os campos possuem intensidade considerável. Esta espessura é definida como,

$$\delta = -\frac{c}{\omega \text{Im}\sqrt{\varepsilon_p}} \quad (2.5)$$

A partir das equações 2.3 e 2.4 obtidas anteriormente, torna-se possível o cálculo da potência transferida ao plasma a partir do teorema de Poynting para campos harmônicos (JACKSON, 1999), na forma,

$$P = -\frac{1}{2}(2\pi r_0 l) E_\theta(r_0) H_z(r_0) \quad (2.6)$$

Com isso, se for considerado que a potência possui uma componente dissipativa e uma reativa, torna-se possível determinar a energia absorvida pelo plasma como a parte real da potência complexa, podendo ser expressada na forma,

$$P_{abs} = \text{Re}[P] = \frac{\pi}{l\omega\varepsilon_0} \text{Re} \left[ \frac{jk r_0 J_1(kr_0)}{\varepsilon_p J_0(kr_0)} \right] N^2 I_b^2 \quad (2.7)$$

De maneira semelhante pode-se definir a potência reativa como a parte imaginária da expressão 2.6.

A expressão obtida de absorção de potência fornece um modelo simplificado para a operação da descarga ICP cilíndrica. Pode ser observado que a relação obtida depende dos parâmetros de plasma e densidade de átomos neutros, através da permissividade, das características geométricas do sistema, e das características do sinal elétrico aplicado à bobina. Será mostrado, ao longo do desenvolvimento deste trabalho que a expressão obtida

é de grande utilidade quando deseja-se realizar uma predição de performance simplificada para o dimensionamento básico do sistema.

Para descargas de baixa densidade, onde  $\nu_m \ll \omega$ , a expressão da potência absorvida pode ser simplificada para,

$$P_{abs} = \frac{\pi e^2 n_0 \mu_0^2}{16 m_e l} N^2 r_0^4 \nu_{eff} I_c^2 \quad (2.8)$$

## 2.2.2 Modelo de Transformador

O modelo de analogia de transformador consiste em um método simplificado de analisar uma descarga indutiva, considerando-a um circuito elétrico e modelando a dinâmica do sistema como componentes elétricos lineares (PIEJAK et al., 1992).

Para a modelagem, o conjunto da bobina e o plasma é considerado um transformador, onde o plasma é considerado um enrolamento de uma única volta. Uma visão geral do modelo pode ser visto na figura 8.

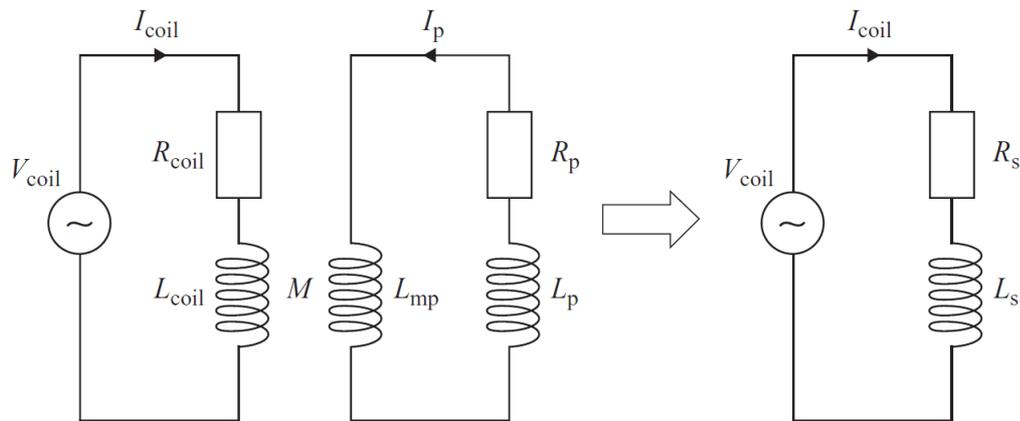


Figura 8 – Ilustração do modelo de transformador

Em uma forma de se manter a consistência entre os modelos apresentados, a potência absorvida pelo plasma indutivo pode ser definida como,

$$P_{abs} = \frac{1}{2} I_p^2 R_p = \frac{1}{2} I_b^2 R_i \quad (2.9)$$

Onde  $R_p = (\pi r_0 / \sigma_m l \delta)$  é a resistência equivalente do plasma,  $I_p$  é a corrente fluindo através da descarga e  $R_i$  é a resistência calculada através do modelo eletromagnético.

O modelo define assim as seguintes relações para os componentes do circuito,

$$R_s = R_b + R_i \quad (2.10)$$

$$L_s = L_b - L_{mp} \frac{R_i}{R_p} - \frac{R_i}{\nu_m} \quad (2.11)$$

Onde  $R_b$  é a resistência elétrica da bobina,  $L_b$  é a indutância da bobina e  $L_{mp} = (\mu_0 \pi r_0^2 / l)$  é a indutância causada pelo fluxo magnético induzido pela corrente fluindo através do plasma.

Derivações completas deste modelo são descritas por [Gudmundsson e Lieberman \(1997\)](#), [Lieberman e Lichtenberg \(2005\)](#) e [Chabert e Braithwaite \(2011\)](#).

### 2.2.3 Balanço de Energia e Partículas

Dois aspectos básicos que devem ser analisados para garantir o equilíbrio da descarga estudada é o balanço geral dos fluxos de partículas e o balanço entre a energia absorvida e perdida pelo plasma. A partir da solução destas duas relações torna-se possível a determinação da temperatura dos elétrons  $T_e$  e a densidade do plasma  $n_0$ , os quais são fundamentais para a caracterização de uma dada descarga.

No contexto destes modelos de conservação, os principais mecanismos de conversão de energia, e geração ou perda de partículas, são as reações químicas e colisões entre as diversas espécies presentes no plasma. As três reações mais comuns nos plasmas de gases monoatômicos são: (1) colisões elásticas, (2) reação de excitação, e (3) reação de ionização. Apesar haver outros inúmeros tipos de reações distintas em uma dada descarga, utilizar apenas estas três reações descritas já permite uma aproximação de boa qualidade para previsões de desempenho aproximadas, como as realizadas neste trabalho.

A fim de se aplicar o modelo de reações às análises aqui tratadas, a principal quantidade de interesse é a chamada constante de reação  $K \equiv (\nu/n_g)$ , que caracteriza um dado processo, expressando a taxa de reação em função da temperatura eletrônica média de um plasma Maxwelliano ( $\nu$  é a frequência de colisões de um dado processo e  $n_g$  é a densidade de átomos neutros). Esta constante pode ser definida na forma,

$$K(T_e) = \langle \sigma(v)v \rangle_{\mathbf{v}} \quad (2.12)$$

$$= \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right) \int_0^\infty \sigma(v)v \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.13)$$

Onde  $\sigma(v)$  é a seção de choque de uma dada reação. Apesar de existirem modelos analíticos para as seções de choque, como mostrado por [Lieberman e Lichtenberg \(2005\)](#), torna-se inviável a modelagem completa de cada uma das reações, devido aos diversos efeitos distintos inerentes aos processos reais. Com isso, torna-se interessante a utilização de dados empíricos, que permitem assim o cálculo numérico destas quantidades de uma forma mais direta. O presente trabalho utiliza-se do banco de dados fornecido pelo grupo

LXCat<sup>1</sup>, que consiste em uma abrangente coleção de dados advindos de experimentos realizados por instituições de pesquisa de todo o mundo. A figura 9 demonstra os valores obtidos das constantes de reação para o xenônio.

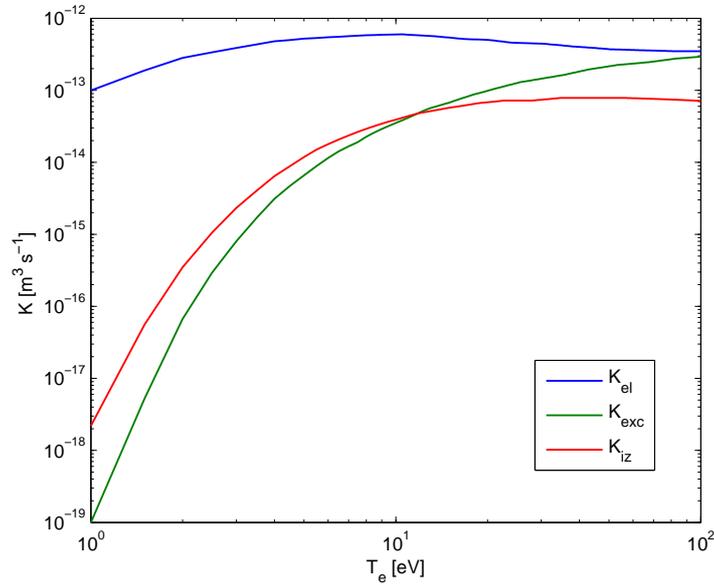


Figura 9 – Valores das constantes de reação

Partindo dos dados obtidos, para garantir primeiramente o balanço de partículas dentro do plasma, pode-se igualar a taxa de partículas perdidas para a superfície do catodo à taxa de produção de partículas ionizadas, o que pode ser expressado na forma,

$$n_0 u_B A_{\text{eff}} = K_{iz} n_g n_0 \pi r_0^2 l \quad (2.14)$$

Onde  $u_B$  é a velocidade de Bohm,  $K_{iz}$  é a constante de reação de ionização no plasma, e  $A_{\text{eff}}$  é a área efetiva de perda de partículas, representada na forma,

$$A_{\text{eff}} = 2\pi r_0^2 h_l + 2\pi r_0 l h_r \quad (2.15)$$

Onde  $h_l$  e  $h_r$  são as razões entre a densidade de plasma na superfície e no centro da descarga, na direção axial e radial respectivamente. Na literatura ambas razões são apresentadas como quantidades aproximadas (LIEBERMAN; LICHTENBERG, 2005). No caso de valores intermediários de pressão ( $r_0, l > \lambda_i > (T_i/T_e)r_0, l$ ), de forma geral as expressões destas razões podem ser expressadas como,

$$h_l \approx \frac{0,86}{\sqrt{3 + l/2\lambda_i}} \quad (2.16)$$

<sup>1</sup> <<http://lxcat.net>>

$$h_r \approx \frac{0,80}{\sqrt{3 + r_0/\lambda_i}} \quad (2.17)$$

Onde  $\lambda_i$  é o livre caminho médio das colisões entre íons.

É importante ressaltar que a equação 2.15 na maioria das fontes bibliográficas é rearranjada para assumir sua forma mais usual, sendo ela,

$$\frac{K_{iz}(T_e)}{u_B(T_e)} = \frac{1}{n_g d_{\text{eff}}} \quad (2.18)$$

Onde  $d_{\text{eff}} = (\pi r_0^2 l / A_{\text{eff}})$  é um comprimento efetivo do sistema. É possível perceber que a equação obtida tem como única variável a temperatura de elétrons  $T_e$ , e dessa forma para uma dada geometria e pressão de átomos neutros, a equação pode ser solucionada numericamente para assim determinar este parâmetro do plasma. Além disso, é interessante observar que a expressão obtida não possui dependência com a densidade do plasma, significando assim que em uma dada descarga a temperatura do plasma não é alterada com a variação da potência absorvida ou outras condições operacionais elétricas.

Ao longo do desenvolvimento da modelagem analítica do neutralizador, no capítulo precedente, este será o método adotado para a determinação da temperatura eletrônica do plasma gerado.

O segundo passo neste desenvolvimento é a aplicação da condição de balanço de energia para que a descarga seja estável. Igualando-se então a potência absorvida pelo plasma com a potência perdida através dos diversos mecanismos apresentados, obtém-se,

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{loss}} \quad (2.19)$$

$$= en_0 u_B A_{\text{eff}} \epsilon_T \quad (2.20)$$

Onde  $\epsilon_T$  é a energia perdida pelo plasma ao se perder um par íon-elétron do sistema. Esta energia pode ser expressada como,

$$\epsilon_T(T_e) = \epsilon_c + \epsilon_e + \epsilon_i \quad (2.21)$$

Sendo  $\epsilon_c$  a energia perdida por processos de colisão,  $\epsilon_e$  a energia perdida pela energia cinética dos elétrons, e  $\epsilon_i$  pela energia cinética dos íons. Dessa forma, se for considerado que a temperatura dos elétrons é sempre expressa em unidades de elétron-volts cada uma destas expressões de perda de energia podem ser expressadas como,

$$\epsilon_c = \epsilon_{iz} + \frac{K_{\text{exc}}}{K_{iz}} \epsilon_{\text{exc}} + \frac{K_{\text{el}}}{K_{iz}} \left( \frac{3m_e T_e}{m_i} \right) \quad (2.22)$$

$$\epsilon_e = 2T_e \quad (2.23)$$

$$\epsilon_i = T_e \left( \frac{1}{2} + \ln \left( \frac{m_i}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (2.24)$$

Onde  $K_{iz}$ ,  $K_{exc}$  e  $K_{el}$  são as constantes de reação de ionização, excitação e colisões elásticas respectivamente, e  $\epsilon_{iz}$  e  $\epsilon_{exc}$ , são as energias mínimas para cada uma das reações.

Uma vez que todos os termos da equação 2.21 podem ser determinados numericamente através dos dados empíricos utilizados, torna-se possível então realizar a solução numérica da equação 2.20 em conjunto com a equação 2.7, para que assim a densidade  $n_0$  seja determinada, a partir da imposição dos parâmetros operacionais básicos do sistema. Na fase de dimensionamento do neutralizador, este será o método empregado para a determinação da densidade de plasma.

## 2.3 Extração de Elétrons

Oks (2006) realiza uma discussão detalhada a respeito da física de extração de elétrons de catodos à plasma. Dessa forma, a seguir será mostrada alguns dos principais pontos desta análise realizada pelo autor a fim de se obter uma metodologia geral para se prever a magnitude de corrente eletrônica extraída, a partir dos parâmetros básicos de plasma.

Se for considerado que o catodo é composto por um corpo cilíndrico o qual sua parede (exceto o orifício de extração) age como um catodo, que possui potencial elétrico  $\phi_i$  e área  $A_i$ , e que o orifício de extração age como um anodo, e possui área  $A_e$  e potencial  $\phi_e$ , a corrente iônica perdida pode ser expressa como,

$$I_i = I_{i,i} + I_{i,e} \approx 0,61en_0u_B(A_i + A_e) \quad (2.25)$$

No caso dos elétrons, uma vez que para ser perdido ele deve superar a barreira potencial presente nas bainhas de plasma, a corrente extraída pelo anodo pode ser expressa como,

$$I_e = \frac{1}{4}en_0\sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \exp \left[ \frac{e(\phi_e - \phi_p)}{k_B T_e} \right] \quad (2.26)$$

Onde  $\phi_p$  é o potencial de plasma.

É interessante notar que à medida em que o potencial elétrico no anodo se aproxima do potencial de plasma,  $I_e$  se aproxima de uma corrente máxima, chamada de

corrente de saturação. Uma vez que para manter a consistência da descarga, é necessário manter a conservação de corrente na forma  $I_i = I_e$ , a corrente iônica acaba por também ser influenciada pela mudança de potencial do anodo. Dessa forma, como a corrente máxima extraível depende da corrente iônica, deseja-se, para maximizar a corrente emitida, construir um catodo onde  $A_e \ll A_i$ .

Outro aspecto importante na análise da extração de elétrons de plasmas é a espessura da bainha de plasma no orifício, o qual diminui a área de extração efetiva. (OKS, 2006) sugere, a partir de uma análise de relação de compromisso, que a espessura mais indicada para preservar o nível de corrente e ao mesmo tempo garantir uma boa estabilidade da descarga é na condição em que  $s \approx r_e$ , onde  $s$  é a espessura da bainha. Esta espessura pode ser calculada pela lei de Child-Langmuir na forma,

$$s = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{n_0}} \frac{(\phi_p - \phi_e)^{3/4}}{(ek_B T_e)^{1/4}} \quad (2.27)$$

Nos últimos anos pesquisadores da Universidade de Wisconsin-Madison, apresentaram uma teoria chamada de “escoamento não-ambipolar” (BAALRUD et al., 2007), onde, em uma dada descarga que segue algumas delimitações de projeto, é possível garantir que todos os íons sejam perdidos somente para a parede do catodo e que todos os elétrons sejam extraídos pelo orifício.

Assim como mostrado por Longmier e Hershkowitz (2008), a principal condição para que haja o fenômeno de escoamento não-ambipolar é que a razão das áreas obedeça à relação,

$$\frac{A_i}{A_e} \approx \sqrt{\frac{2m_i}{\pi m_e}} \quad (2.28)$$

A relação obtida é de grande utilidade no âmbito do dimensionamento do neutralizador, uma vez que ao aplicar garante-se uma configuração ótima do catodo sem que para isso seja necessária a aplicação de ferramentas computacionais para identificação de configurações de maior desempenho.

## 3 Concepção do Neutralizador

Neste capítulo será tratada a modelagem e dimensionamento do neutralizador, para que ao seu fim tenha-se um projeto mecânico da adaptação do sistema e uma metodologia básica para previsão de seu desempenho.

Na primeira parte será realizada uma descrição simples a respeito da arquitetura do sistema escolhido e quais os principais aspectos de projeto que devem ser considerados para o dimensionamento.

Na segunda e terceira parte, partindo das relações apresentadas no capítulo 2, será desenvolvido um método básico para correlacionar o modelo analítico aos requisitos técnicos apresentados no início do projeto.

Por fim, simulações preliminares serão mostradas com o intuito de se confirmar o previsto pela teoria e ajustar o dimensionamento feito para que assim alguns efeitos, desprezados analiticamente, possam ser considerados.

### 3.1 Conceito Básico do Sistema

Um neutralizador baseado em tecnologia ICP, consiste basicamente em um gerador de plasma RF, que contém ao final de sua câmara de ionização um orifício ou grade para extração de elétrons, o qual também age como um retentor de fluxo, que por sua vez aumenta a pressão interna do gás diretamente.

O presente trabalho será focado na conversão do propulsor citado em um neutralizador do tipo ICP, com arquitetura similar com a apresentada por [Watanabe et al. \(2011\)](#) e [Scholze et al. \(2008\)](#) e mostrada na figura 7.

Ao fim do trabalho deseja-se identificar se a configuração estudada apresenta as características necessárias para ser utilizada como um neutralizador para propulsores de pequeno e médio porte, para fins de teste e de voo.

### 3.2 Considerações Teóricas

A fim de se obter uma configuração do neutralizador que atenda aos requisitos do projeto, faz-se necessário a relação entre os parâmetros especificados e as características do sistema. Torna-se interessante então a modelagem teórica do sistema a partir das relações apresentadas no capítulo 2.

O primeiro passo para esta modelagem, é a relação entre o fluxo mássico de gás e

a pressão interna do neutralizador. Sharipov (2004) mostra a relação do fluxo mássico e pressão na câmara, através de um orifício fino, em um gás rarefeito. Quando a pressão na saída do orifício se aproxima de zero (vácuo), a relação pode ser descrita como,

$$\dot{m} = \frac{\sqrt{\pi} r_e^2}{v_0} (1 + A\delta) \quad (3.1)$$

Onde  $r_e$  é o raio do orifício,  $v_0 = (2k_B T_0/m_i)^{1/2}$  é velocidade térmica do gás,  $\delta = (r_e P_0/\mu_0 v_0)$  é o fator de rarefação, e  $A$  é uma constante calculada numericamente, que assume o valor  $A \approx 0,13$  para as condições deste problema (SHARIPOV, 2004).

Resolvendo-se a equação 3.1 para a pressão  $P_0$ , obtém-se a expressão,

$$P_0 = \left[ \left( 1 + 4\dot{m} \frac{A k_1}{k_2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \frac{1}{2A k_1} \quad (3.2)$$

Onde  $k_1 = (r_e/\mu_0 v_0)$  e  $k_2 = (\sqrt{\pi} r_e^2/v_0)$ .

A partir então da equação 3.2, pode-se calcular a densidade de átomos neutros considerando-o um gás ideal, na forma,

$$n_g = \frac{P_0}{k_B T_0} \quad (3.3)$$

Uma vez que considera-se que o fluxo mássico é praticamente constante durante o dimensionamento do neutralizador,  $n_g$  só varia com a área do orifício.

É interessante notar ainda que para uma dada geometria, a temperatura de elétrons  $T_e$  decresce monotonicamente quando  $n_g$  é aumentado, e dessa forma, como  $n_g$  decresce monotonicamente quando a área do orifício é aumentada,  $T_e$  cresce com  $A_e$ .

O segundo passo na modelagem do sistema é a relação entre a corrente extraída  $I_e$  e os parâmetros da descarga. Dessa forma, considerando que a relação entre a potência absorvida e a densidade é dada de forma linear pela equação 2.20, e considerando que a corrente extraída esta próxima da corrente de saturação ( $I_e \approx 0,25en_0v_eA_e$ ), pode-se então relacionar a potência inserida no sistema e a corrente extraída como,

$$P_{abs} = \left[ 4\epsilon_T \frac{A_{eff}}{A_e} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8m_i}} \right] I_e \quad (3.4)$$

Confirmando assim as observações experimentais de que a corrente obtida do cátodo é diretamente proporcional à potência inserida no sistema. É importante notar que a equação obtida não relaciona a corrente com os parâmetros do sistema, já que não leva em consideração a equação 2.7, ainda assim, este modelo fornece imagem clara do funcionamento do sistema, uma vez que se garante que o plasma está absorvendo um dado valor de potência.

A equação 3.4 pode ser ainda mais simplificada, se a condição de escoamento não-ambipolar for aplicada. Dessa forma, se for considerado que  $A_i \approx A_{\text{eff}}$ , quando aplica-se a equação 2.28, a relação anterior reduz-se a,

$$P_{\text{abs}} = 2\epsilon_T I_e \quad (3.5)$$

A partir das relações obtidas, pode-se então definir o custo de extração de corrente  $C_e$  [W/A] de forma analítica, sendo ele o termo que multiplica a corrente na expressão 3.4, ou seja,

$$C_e = 4\epsilon_T \frac{A_{\text{eff}}}{A_e} \sqrt{\frac{\pi m_e}{8m_i}} \quad (3.6)$$

Observa-se então que para diminuir o custo de extração deve-se aumentar a temperatura de elétrons, uma vez que  $\epsilon_T$  decresce monotonicamente com  $T_e$ , e diminuir o valor da razão  $A_{\text{eff}}/A_e$ , aumentando a área do orifício ou diminuindo as dimensões gerais do catodo.

Por fim, é interessante também relacionar a corrente extraída com os parâmetros do sistema, através da equação de absorção de potência 2.7. É importante notar que, como comentado por Chabert e Braithwaite (2011), esta relação de absorção possui um perfil altamente não linear, e possui um máximo de absorção para uma dada densidade de plasma. Para se determinar a densidade de plasma deve-se achar a interseção da equação de absorção com a expressão linear 2.20. Ainda comentado pelo mesmo autor, nota-se que quando essa interseção ocorre abaixo do máximo da função de absorção, o plasma encontra-se em regime instável de transição entre o modo indutivo e capacitivo, sendo assim uma situação indesejável.

Dessa forma, para se garantir que a descarga esteja sempre em modo indutivo de forma estável, deve-se operar à densidades acima desta chamada densidade crítica. Lee e Chung (2006) demonstram esta densidade de transição como sendo,

$$n_{e,c} \approx \frac{3}{2r_0^2} \frac{m_e}{e^2 \mu_0} \left( 1 + \frac{\nu_m^2}{\omega^2} \right) \quad (3.7)$$

Pode-se definir então esta densidade como a mínima requerida para a operação correta do sistema. Observa-se que, para uma frequência de operação determinada fixa e uma dada densidade de átomos neutros,  $n_{e,c} \propto r_0^{-2}$ .

Desta mesma forma, considerando esta densidade de transição, para uma dada temperatura elétrons, a partir da equação 2.20 define-se uma potência mínima de operação e então utilizando também equação 3.4, define-se uma mínima corrente eletrônica possível ser extraída.

Ainda que a equação 3.7 mostre que a potência mínima de operação decresça monotonicamente com a densidade de gás neutro, Yin et al. (1999) mostra que existe um mínimo de potência de transição em um valor de pressão determinada, quando  $\nu = \omega$ . Com isso, pode-se definir então uma pressão ótima de operação para se operar na menor potência possível em uma descarga estável. Essa pressão é,

$$P_{min} = \frac{k_B T}{K_{el}} \omega \quad (3.8)$$

Para regimes de operação onde a densidade está bem a cima da densidade crítica, Chabert e Braithwaite (2011) define expressões simplificadas para densidade do plasma. Quando  $\nu_m \gg \omega$ ,

$$n_e \approx \left( \frac{\pi r_0 N^2 (2\omega \nu_m m_e / \epsilon_0)^{1/2}}{4u_B A_{eff} e \epsilon_T l c} \right)^{\frac{2}{3}} I_b^{4/3} \quad (3.9)$$

Na próxima seção, utilizando-se das relações obtidas, o dimensionamento do neutralizador será realizado a partir dos requisitos técnicos do projeto, que serão apresentados a seguir.

### 3.3 Dimensionamento

Para que o neutralizador apresente as características operacionais necessárias para ser capaz de operar com a maioria dos propulsores iônicos de médio e grande porte ele deve cumprir alguns requisitos básicos.

Observa-se primeiramente que propulsores de pequeno e médio porte (i.e. que operam com níveis de potência entre 10 e 500 W) operam com corrente iônicas que variam entre 1 e 250 mA (BUSEK CO. INC., 2014; GOEBEL; KATZ, 2008). Dessa forma, será assumido neste trabalho que o neutralizador deverá operar na faixa de 0-300 mA para que dessa forma seja capaz de ser testado com a maioria dos propulsores existentes desse porte. Além disso, para que o decréscimo de eficiência seja minimizado deseja-se que o neutralizador opere abaixo do nível dos 30 W.

Uma vez que o nível de corrente fornecida pelo catodo pode ser controlado através da aplicação de diferentes níveis de tensão ao anodo (OKS, 2006), desde que a corrente de saturação mínima esteja a cima do requisitado, para otimizar o desempenho do sistema é necessário apenas diminuir a potência de operação para se manter a descarga estável. Desta forma, é interessante notar que, a partir do modelo obtido, se a frequência for assumida constante, e um escoamento não-ambipolar for empregado, os únicos parâmetros que influenciam na determinação dessa potência mínima de operação, para que a descarga indutiva ocorra, são  $r_0$ ,  $l$ ,  $\dot{m}$  e o diâmetro do orifício. Como  $r_0$  e  $l$  são fixos já que o modelo

atual do RIT- $\mu$ X está sendo usado, apenas o valor da pressão (influenciados por  $\dot{m}$  e o diâmetro do orifício) influenciará na potência necessária para se manter a descarga estável.

Ainda assim, devido a uma limitação operacional do controlador de fluxo mássico que será utilizado nos experimentos, que possui fluxo mínimo de  $5 \mu\text{g/s}$ , fixa-se o fornecimento de gás ao menor valor afim de minimizar o decréscimo do impulso específico resultante. Dessa forma, fixando este valor o único parâmetro de influência na potência operacional mínima é o diâmetro do orifício. Utilizando a equação 3.8, que fornece uma pressão em que a potência necessária é mínima, pode-se calcular diretamente o diâmetro do orifício mais adequado.

Realizando o cálculo de todos os parâmetros obtém-se um conjunto de valores mais apropriados para o sistema. A tabela 1 demonstra os parâmetros obtidos.

Tabela 1 – Parâmetros calculados do neutralizador

Diâmetro do orifício, $d_e$	4 mm
Fluxo mássico, $\dot{m}$	$5 \mu\text{g/s}$
Potência mínima absorvida, $P_{min}$	10 W
Corrente de saturação (10 W), $I_{e,sat}$	410 mA
Pressão na câmara, $P_0$	0,12 Pa
Temperatura de elétrons, $T_e$	4,5 eV

O eletrodo coletor foi projetado para ter sua área próxima àquela que produz um escoamento não-ambipolar, descrito pela equação 2.28. Uma vez que a operação do sistema de testes é lenta, decidiu-se por utilizar apenas um modelo de eletrodo, limitando assim o ajuste para garantir este regime de escoamento. Dessa forma, manteve-se um mesmo modelo fixo de eletrodo mesmo que o diâmetro do orifício de extração fosse mudada.

### 3.4 Projeto Mecânico e Construção

O projeto da conversão do propulsor em um neutralizador com as condições especificadas foi realizado de forma a minimizar as mudanças no sistema visando garantir um caráter de baixo custo de desenvolvimento e produção à solução. As modificações necessárias foram identificadas como sendo a adição do eletrodo coletor no interior da câmara de ionização, e a modificação das grades para garantir o correto funcionamento do mecanismo de extração de elétrons.

O eletrodo coletor foi projetado como sendo um cone truncado oco de espessura de 0,3 mm, que acompanha a parede cerâmica da região de ionização. Além disso, assim como utilizado por Longmier e Hershkowitz (2008), cortes retangulares na direção do eixo do eletrodo foram realizados para impedir a blindagem do campo magnético proveniente da bobina e assim garantir uma ionização eficiente na região interna da câmara. O material escolhido para o eletrodo foi o Molibdênio, por garantir uma melhor resistência

ao bombardeamento iônico e menor taxa de erosão ao longo dos experimentos, quando comparado a outros materiais comuns.

O orifício foi projetado apenas como uma modificação do sistema de grades do propulsor, realizando assim a furação do orifício com o diâmetro especificado no centro peça que antes serviria como grade de extração. Similarmente com a peça anterior, chapa com o orifício é produzida com Molibdênio com 0,3 mm de espessura. Além disso a grade de aceleração do propulsor foi modificada para funcionar como um eletrodo keeper para estabilizar a descarga e facilitar a extração de elétrons. Este eletrodo, como a grade, é produzido em grafite e possui 1,5 mm de espessura.

Além da versão com um único orifício, o neutralizador também foi testado utilizando o sistema de grades original do propulsor, uma vez que caso as grades pudessem prover uma eficácia similar ao orifício, seria mais vantajoso permanecer com as peças originais diminuindo ainda mais as modificações do sistema.

A figura 10 mostra uma vista da seção da do neutralizador destacando o eletrodo coletor e os orifícios de extração e do keeper.

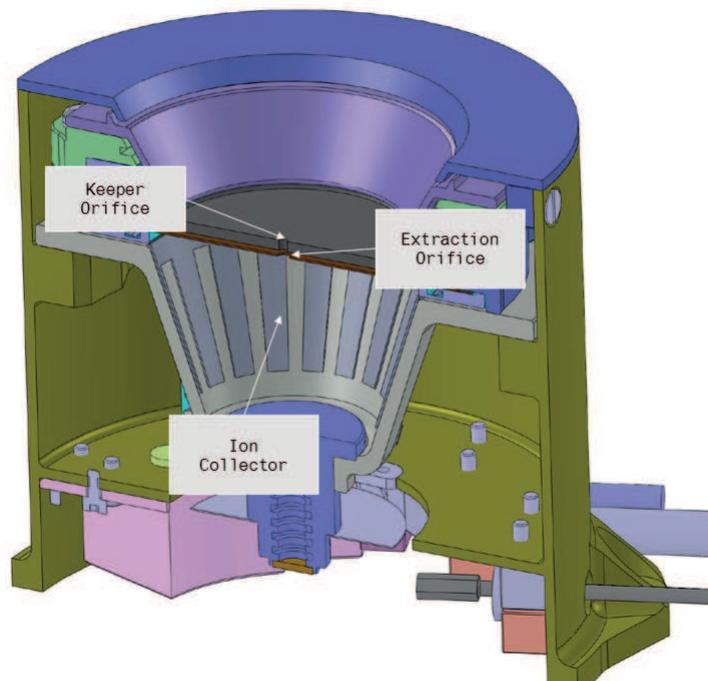


Figura 10 – Vista de seção da montagem do Neutralizador.

## 4 Investigação Experimental

Neste capítulo o processo de investigação experimental do neutralizador será descrito. Na primeira seção é mostrado o arranjo experimental dos testes incluindo uma discussão a respeito de toda a instrumentação e equipamentos utilizados. Na segunda seção será discutida a metodologia e o planejamento empregado em cada teste, e o procedimento de execução empregado em cada um deles. Na terceira parte, serão apresentados os resultados da investigação. Por fim, será realizada uma discussão a respeito dos dados obtidos a fim de interpretar as tendências e comportamentos do sistema sob as diversas condições operacionais impostas.

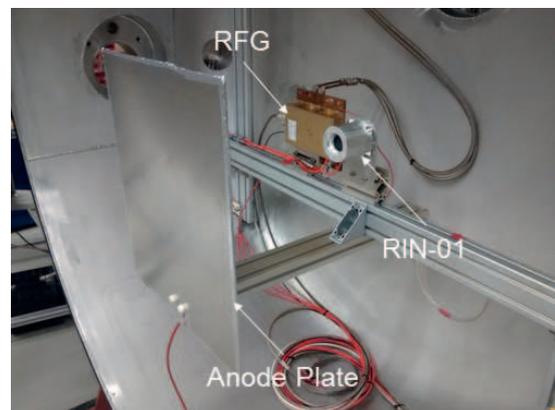
### 4.1 Instalações

Todos os experimentos foram conduzidos no Laboratório de Propulsão Elétrica da Universidade de Giessen Justus-Liebig. Todos os testes deste trabalho foram realizados na câmara de vácuo "big-mac", que consiste em um vaso cilíndrico de 1600 mm de diâmetro e 1200 mm de profundidade, com um volume total de 2,1 m<sup>3</sup>. A unidade de bombeamento consiste em uma bomba turbo molecular e um sistema criogênico com dois painéis. A capacidade total de bombeamento excede os 25000 litros por segundo, mantendo níveis de pressão no patamar dos 10<sup>-7</sup> mbar em repouso e 10<sup>-6</sup> mbar para os níveis de fluxo de massa considerados nestes trabalho. A figura 11a mostra a câmara utilizada.

Como mostrado na figura 11b, o arranjo experimental utilizado dentro da câmara consistem em uma fonte de elétrons (RIN-01), um gerador de RF (RFG) qualificado para testes e uma placa que funciona como o ânodo. O ânodo consistiu em uma placa



(a)



(b)

Figura 11 – Câmara de vácuo "big mac" utilizada para a condução do trabalho (a) e a montagem do experimento (b)

retangular de grafite de 500 por 400 mm, e era conectada eletricamente para ser polarizada com a tensão desejada. Na fotografia mostrada este ânodo foi posicionado de maneira não-realística, apenas para facilitar a visualização de todos os componentes. Todos os testes foram conduzidos com a placa posicionada a 100 mm ou menos de distância da grade.

## 4.2 Planejamento dos Experimentos

Os experimentos serão conduzidos em três fases distintas como descrito abaixo. Cada uma das partes é caracterizada por um arranjo experimental diferente que visa prover uma avaliação clara dos principais parâmetros operacionais do sistema.

### 4.2.1 Operação como propulsor

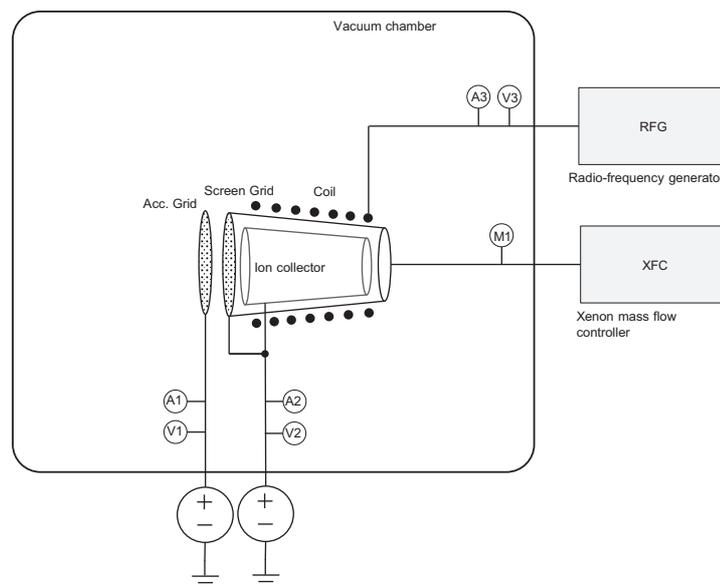


Figura 12 – Diagrama do experimento de operação do sistema como propulsor.

A primeira é a chamada de modo de propulsão, onde o neutralizador é operado como um propulsor, extraindo uma corrente iônica e utilizando um arranjo comum de duas grades.

Este modo de operação tem como objetivo central prover uma base de comparação para dados anteriores do propulsor, provando que o sistema continua a funcionar mesmo após a inclusão do coletor de íons no interior da câmara de ionização.

A operação do sistema nesta fase foi focada apenas em reproduzir curvas da potência RF versus o fluxo mássico, para valores constantes de corrente iônica. Os valores de intensidade de corrente selecionadas foram 1,4 e 2,22 mA, enquanto o fluxo mássico foi varrido entre 0,028 e 0,085 sccm de xenônio. A maior limitação neste teste foi a máxima

potência fornecida pelo RFG sem sobre-aquecimento, que foi aproximadamente 35 W. A primeira e a segunda grade foram mantidas com valores de tensão constantes de 1550 e -300 V, respectivamente. A frequência do RFG foi mantida em 2,55 MHz.

Os dados registrados nessa fase foram os valores de tensão e corrente da primeira e segunda grade, a tensão e corrente do RFG, o fluxo mássico utilizado, a frequência do sinal de entrada e a pressão da câmara de vácuo.

#### 4.2.2 Operação como canhão de elétrons

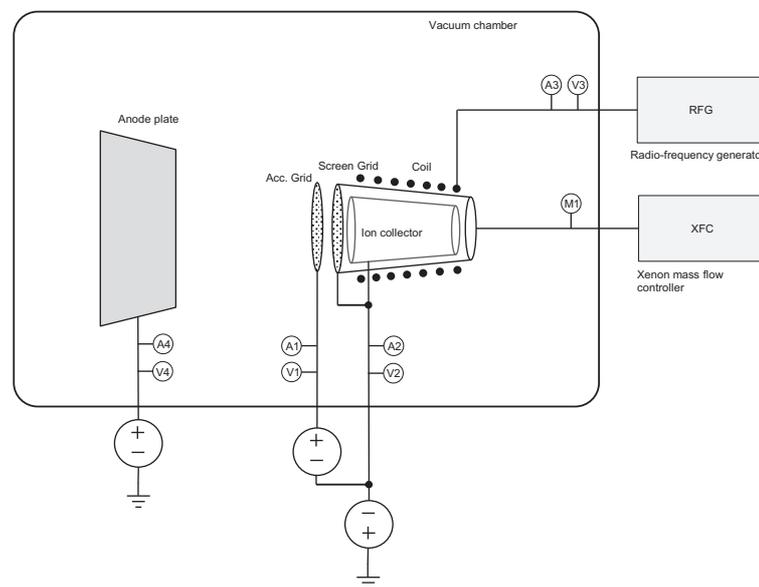


Figura 13 – Diagrama do experimento de operação do sistema como canhão de elétrons.

A segunda fase é a chamada de modo de canhão de elétrons, onde o sistema é mantido com duas grades, porém agora com valores diferentes de potencial, para favorecer a extração de elétrons. Neste modo, o sistema é operado como uma fonte de elétrons onde eles são acelerados por meio da aplicação do campo elétrico, assim como no modo de propulsão.

O objetivo nesta fase foi comprovar que é possível converter o propulsor em uma fonte de elétrons simplesmente modificando a tensão aplicada para assim favorecer a extração de corrente eletrônica. Com essa conversão o sistema tem o potencial de ter duas funcionalidades distintas, podendo prover empuxo através da emissão de corrente iônica, ou prover corrente de elétrons para neutralização. A primeira parte do experimento foi computar os níveis de corrente eletrônica para diferentes combinações de tensão nas grades, com uma tensão constante no ânodo. A segunda parte do experimento foi novamente focada em reproduzir curvas da potência RF versus o fluxo mássico, mas nesse caso para valores constantes de corrente eletrônica.

Na primeira investigação, a tensão na primeira grade (que consiste também no coletor de íons) foi variada entre -700 e -100 V, com passos de 100 V. Em cada um destes valores, a tensão entre a primeira e segunda grade foi variada de 150 a 550 V, com passos de 25 V. O fluxo mássico foi mantido constante em 0,06 sccm de xenônio, a frequência em 2,55 MHz, e a tensão no ânodo em 12 V. Na segunda fase, a corrente eletrônica foi mantida constante em dois valores distintos, 60 e 130 mA, enquanto o fluxo mássico foi variado entre 0,014 e 0,1 sccm, de novo com a limitação de potência por parte do RFG. Nessa parte a primeira grade foi mantida com -300 V, a segunda com -50 V e o ânodo mantido com 12 V. No modo de canhão de elétrons, o ânodo foi mantido a 10 cm de distância do sistema.

### 4.2.3 Operação como ponte de plasma

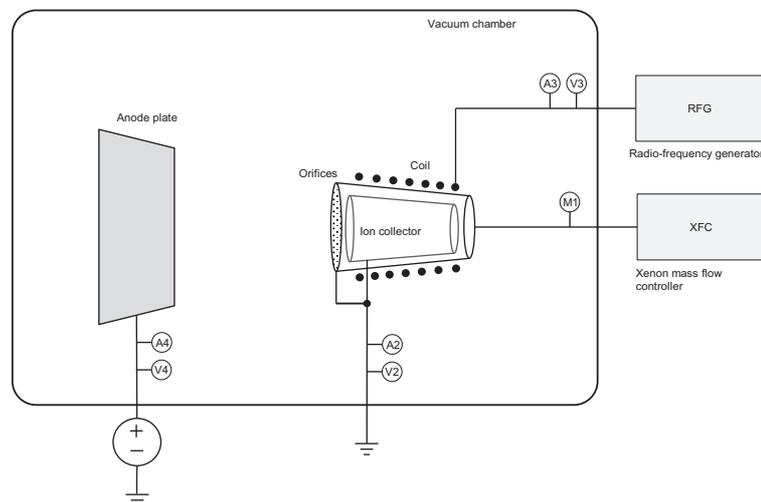


Figura 14 – Diagrama do experimento de operação do sistema como uma ponte de plasma.

Na terceira parte da investigação o sistema foi operado utilizando uma configuração apenas com uma grade, a qual seria correspondente à primeira grade nas duas últimas configurações, em conjunção com o coletor de íons na parede interna da cavidade de ionização.

O principal objetivo neste caso foi operar o sistema como uma ponte de plasma, sem aceleração ativa dos elétrons pelas grades. Em contraste com o caso anterior, neste a primeira grade é mantida em potencial de terra e a extração é controlada apenas pelo potencial aplicado no ânodo. Na primeira parte deste experimento a potência RF foi mantida constante e a corrente eletrônica extraída foi computada enquanto o potencial no ânodo era variado. Na segunda parte, similarmente com as configurações anteriores, a corrente extraída foi mantida constante enquanto a potência era computada, enquanto o fluxo mássico era variado. Na última parte, a corrente foi novamente mantida constante porém desta vez a potência foi registrada para diferentes valores de tensão no ânodo.

Na primeira parte a tensão foi variada entre 0 e 1000 V, enquanto a potência RF era mantida nos valores de 18,7, 21,6 e 24 W, com fluxo mássico de 0,3 sccm de xenônio. Na segunda série, a corrente foi mantida constante nos valores de 40, 80 e 120 mA, o fluxo mássico era variado entre 0,1 e 0,75 sccm, o ânodo mantido em 12 V, e a potência RF foi computada. No último experimento a corrente extraída foi mantida constante em 80 mA, a tensão no ânodo em 7, 12 e 15 V, o fluxo variado entre 0,1 e 0,75 sccm, e novamente a potência RF foi computada. No modo de ponte de plasma o ânodo foi mantido 5 cm de distância do sistema.

## 5 Resultados e Discussão

Neste capítulo os resultados obtidos na fase experimental serão apresentados e uma breve discussão a respeito de suas características será conduzida. Um paralelo entre resultados presentes na literatura e os obtidos é realizado, demonstrando assim a viabilidade dos conceitos propostos e realizando uma confirmação preliminar da possibilidade de se utiliza-los como produtos.

Apesar do fato de todos os instrumentos estarem calibrados devidamente durante todo o período do experimento, devido ao fato de que o presente estudo possui caráter estritamente preliminar, optou-se em acordo com a equipe de trabalho da Airbus DS por não realizar a computação das incertezas de medição, e utilizar assim apenas os dados sem computação de seus erros.

### 5.1 Operação como propulsor

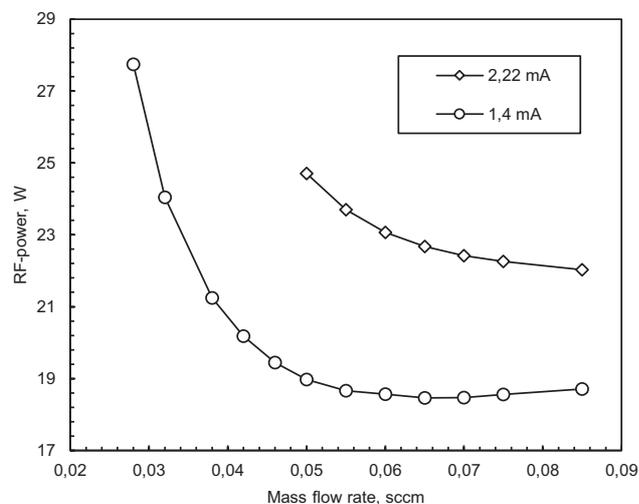


Figura 15 – Curvas de corrente iônica constante, medidas na operação do sistema como propulsor.

Os dados coletados no mapeamento de desempenho no modo de propulsão são mostrados na figura 15. A partir da comparação destes dados obtidos com documentos de testes internos da Airbus DS, foi possível observar que as curvas adquiridas mostram uma próxima correlação com as curvas do RIT- $\mu$ X em condições similares, porém com uma perda de desempenho de aproximadamente 10% em potência total consumida. Não é trivial determinar a origem desta perda de desempenho, porém uma das mais prováveis causas é a presença do coletor de íons no interior da cavidade de ionização, o qual pro-

vavelmente sofre acoplamento com a radiação RF, dissipando potência, realizando uma blindagem do plasma.

Mesmo com a perda de desempenho observada, é possível observar com os dados que, se desejado, seria possível utilizar o sistema em sua configuração modificada como um propulsor, e que o coletor de íons provoca pouca perturbação no desempenho. Essa observação abre a possibilidade para que um sistema com função dupla possa ser concebido, funcionando hora como propulsor e hora como neutralizador, dependendo de sua configuração de tensão nas grades. Uma das possíveis aplicações seria a utilização de propulsores com diferentes posições angulares, um realizando o empuxo e o outro a neutralização. Quando desejado, as funções do sistema poderiam ser intercambiadas e o empuxo poderia ser aplicado em outra direção, eliminando a necessidade de um catodo tradicional.

## 5.2 Operação como canhão de elétrons

Na operação do sistema como um canhão de elétrons, as grades e ânodo foram mantidas na mesma configuração do caso anterior, apenas com diferentes valores de tensão em cada uma das grades. É possível observar que os dados obtidos neste caso apresentam um comportamento similar ao modo de propulsão com uma região de mínimo consumo de potência para uma corrente constante, e um aumento exponencial no consumo de potência quando se diminui o fluxo mássico. Comparando os níveis de corrente disponível neste caso e no anterior, se torna claro os comportamentos contrastantes de ambos modos operacionais. A diferença de ordens de magnitude entre as intensidades de corrente pode ser explicada pela diferença de massa entre elétrons e íons e pelas diferentes tensões aplicadas.

A figura 16 mostra o comportamento do consumo de potência para diferentes fluxos mássicos e o custo de extração de corrente gerado, o qual pode ser definido como  $P_T/I_a$ , onde  $P_T$  é a potência total consumida e  $I_a$  é a corrente de elétrons coletada no ânodo.

Durante a execução da primeira série de experimentos no modo de canhão de elétrons, onde a influência do perfil de tensão era estudado, ocorreu um evento singular quando um perfil de tensão específico foi aplicado. Após o ocorrido, o consumo do neutralizador foi aumentado sistematicamente durante todo o resto da campanha de teste. Por motivos de sigilo industrial detalhes quantitativos a respeito do evento não podem ser providos no presente documento.

Apesar de qualquer conclusão a respeito da causa básica que levou à perda de desempenho observada ser demasiadamente difícil a este ponto, uma das mais prováveis causas seria uma taxa de erosão anormalmente elevada a qual possibilitou uma deposição de material metálico nas paredes internas do sistema, blindando o corpo de plasma da

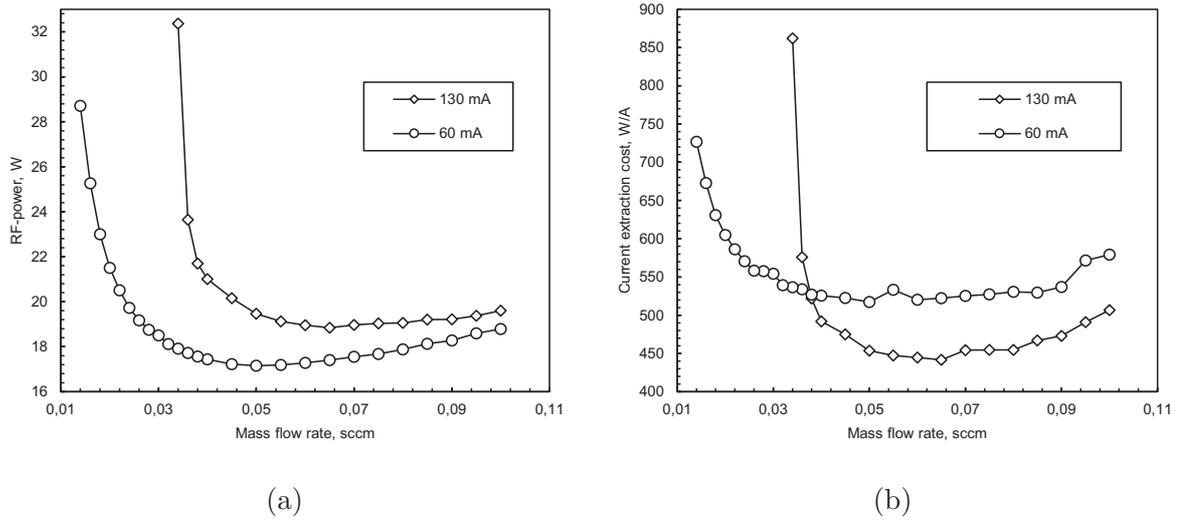


Figura 16 – Curva de corrente constante computando consumo de potência (a) e custo de extração de corrente (b)

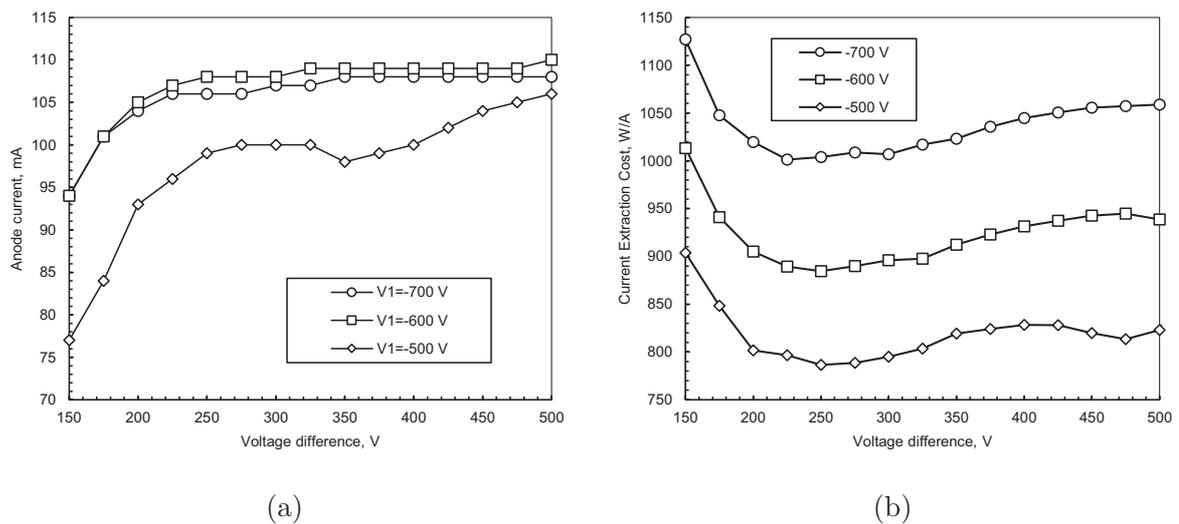


Figura 17 – Corrente no ânodo (a) e custo de extração de corrente (b) para diferentes valores de tensão na primeira e segunda grades (diferença de tensão)

radiação. As inspeções visuais do sistema após o teste confirmaram esta hipótese.

Devido a este evento, todos os dados considerados para a análise neste trabalho foram realizados após o ocorrido, para que assim haja a possibilidade de realizar a comparação entre pontos operacionais sem nenhuma disparidade. Além disso é importante notar que só foi possível considerar os dados adquiridos como válidos apenas por que os experimentos foram conduzidos de forma preliminar, apenas para provar os conceitos propostos.

### 5.3 Operação como ponte de plasma

Na operação do sistema como uma ponte de plasma, foi utilizada apenas a primeira grade e o coletor de íons, ambos em potência de referência. A segunda grade foi removida, e seu anel de contato foi mantido também em potencial de referência.

A figura 18 mostra a variação da corrente do ânodo em função da tensão aplicada ao ânodo com potência constante, e também o custo de extração de corrente para os mesmos pontos operacionais. Nos gráficos apresentados é possível observar uma tendência crescente dos dados até um ponto de máximo entre 15 e 20 V, onde aparece um decremento abrupto da corrente seguido por um leve incremento. É importante notar que a região mais interessante para a aplicação de neutralização de feixe de íons geralmente ocorre abaixo de um patamar de 25 V para a maioria dos propulsores comerciais (GOEBEL; KATZ, 2008), coincidindo com a região de decremento de custo de extração de corrente e um aumento contínuo e previsível da corrente extraída.

Um dos aspectos pertinentes a ser observado neste modo de operação é a relação entre o mínimo da curva de custo de extração em relação à potência aplicada. Observa-se que à medida em que a potência consumida aumenta mais corrente pode ser extraída e menor é o mínimo de custo de extração, mostrando assim que o sistema possui maior desempenho para maiores níveis de potência. Isso explica a disparidade entre o desempenho do experimento e o achado na literatura, que mostrou níveis de extração abaixo de 100 W/A.

A figura 19 mostra o consumo de potência em função do fluxo mássico para corrente constante no primeiro caso e tensão constante no segundo. Como nos casos anteriores, o comportamento mostrado se assemelha à uma função exponencial decrescente para fluxos mássicos (ou pressão) pequenos, o que é característico para descargas ICP em geral (LIEBERMAN; LICHTENBERG, 2005). Outro aspecto a ser notado é que, como observado no segundo gráfico da figura, à medida em que a tensão é aumentada, para uma corrente constante, o sistema consome menos potência. Ainda assim, nota-se que a diferença entre os decrementos de potência também diminuem com o avanço da tensão, mostrando um comportamento assintótico das curvas, que provavelmente permaneceria se outros níveis de tensão houvessem sido considerados.

Por fim, como mostrado por Hatakeyama et al. (2007), é possível relacionar o custo de extração de corrente com o fator de utilização do gás, definido como  $G = I_a/71,4\dot{m}$ . Dessa forma o custo de extração torna-se,

$$C_e = \frac{P_T}{71,4\dot{m}G} = V_A + \frac{P_{RF}}{71,4\dot{m}G} \quad (5.1)$$

Utilizando-se esta função, na figura 20 são plotadas as curvas teóricas, com valores

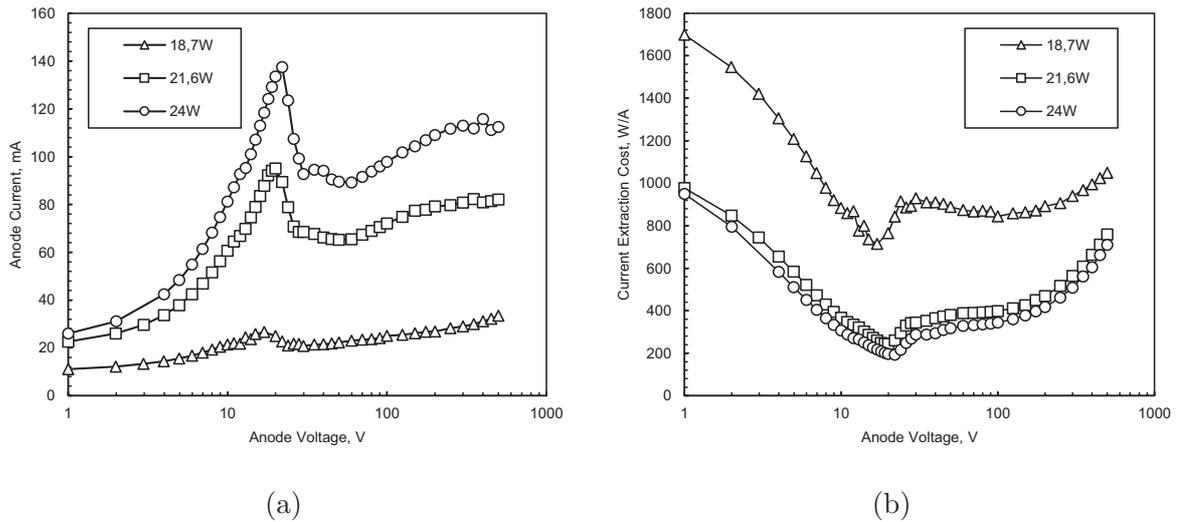


Figura 18 – Corrente no ânodo (a) e custo de extração de corrente (b) variando com a tensão no ânodo, para diferentes valores de potência

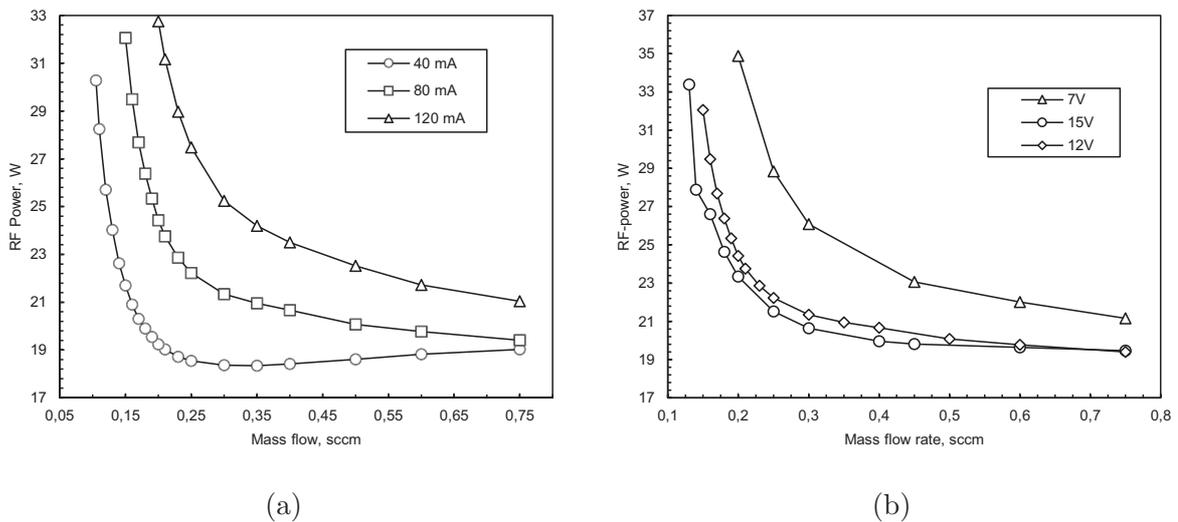
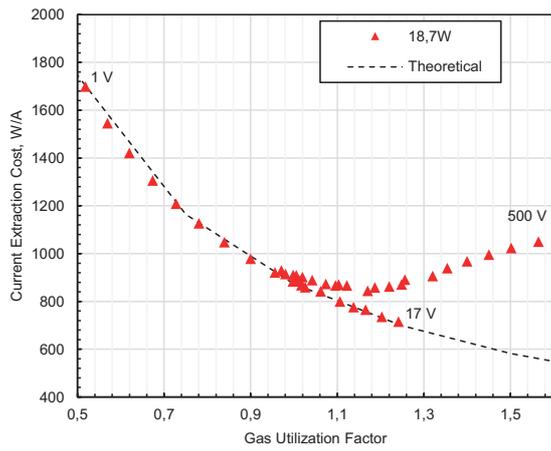
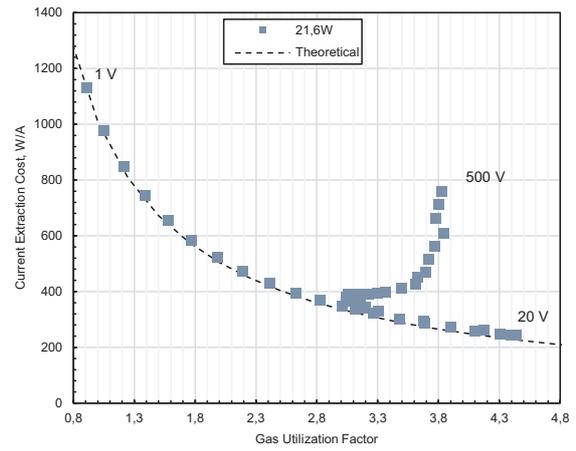


Figura 19 – Curvas de corrente constante para diferentes valores de corrente no ânodo (a) e valores de tensão no ânodo (b)

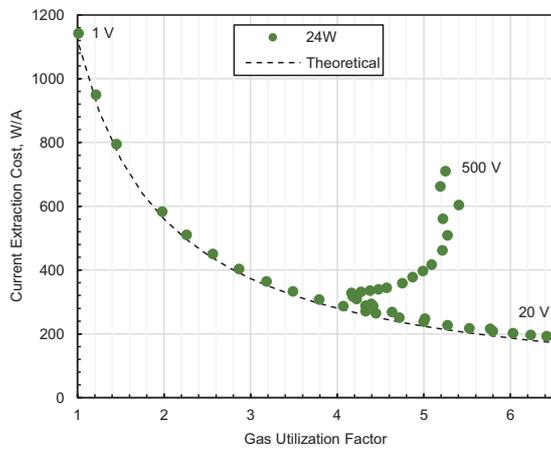
de potência fixa e variação de  $G$ , e os dados obtidos experimentalmente de custo de extração em função do fator de utilização do gás. Mostra-se nas figuras que, enquanto a operação encontra-se dentro do primeiro modo de operação (abaixo de 20 V) os dados seguem a curva teórica. A partir deste valor de tensão, os dados se comportam de maneira não-linear, retornando através do caminho teórico e divergem da curva com uma trajetória de menor desempenho.



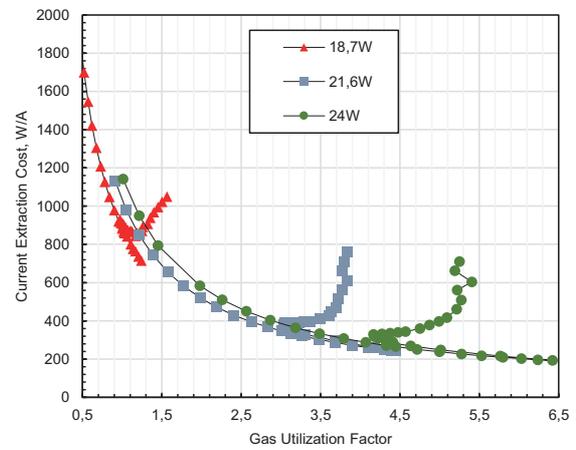
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 20 – Comparativo entre curva teórica e experimental do custo de extração em função do fator de utilização do gás para 18,7 W (a), 21,6 W (b), 24 W (c) e para os três valores juntos (d).

## 6 Conclusão

Este trabalho teve como objetivo principal realizar uma confirmação da possibilidade e viabilidade de se utilizar uma versão modificada do propulsor RIT- $\mu X$  como uma fonte de elétrons para propulsão elétrica. Para que todas as possibilidades pudessem ser exploradas o sistema foi testado em três diferentes modos de operação, sendo o primeiro deles como um propulsor, o segundo como um canhão de elétrons, e o terceiro como uma ponte de plasma simples.

Todos os testes foram conduzidos de forma bem sucedida mostrando níveis de desempenho próximos ao planejado. Na fase de operação como propulsor as curvas de potência com corrente constante apresentaram valores similares ao propulsor em sua versão original, sem a presença do coletor de íons metálico, com uma degradação de desempenho de aproximadamente 10%. Na fase operação como canhão de elétrons curvas similares puderam ser reproduzidas, porém com níveis de corrente duas ordens de magnitude mais alta, demonstrando assim a extração de elétrons. Apesar do custo de extração de corrente neste caso ser demasiadamente elevado quando comparado ao modo de ponte de plasma, este caso se mostrou importante para a demonstração do conceito de se extrair elétrons de um propulsor iônico sem qualquer modificação em seu sistema de grades. Já no terceiro modo operacional, de ponte de plasma, sem a presença da segunda grade, os maiores níveis de desempenho foram encontrados, e um comportamento interessante à operação em conjunto com propulsores foi encontrado.

O ponto de maior desempenho ocorreu no modo de ponte de plasma, produzindo 140 mA, consumindo 24 W de potência, utilizando 0,3 sccm de xenônio, tendo assim um custo de extração de aproximadamente 190 W/A. Este valor quando comparado à literatura é 2 vezes menor que o sistema deste tipo que apresentou maior desempenho, operado por [Hatakeyama et al. \(2007\)](#). Esta discrepância no resultado pode ser justificado pelo fato de que estes outros testes são conduzidos em níveis de potência maiores (62 W no caso do trabalho citado), decrescendo dessa forma o custo de extração, como mostrado na tendência.

Ainda assim, como mostrado, durante a etapa de testes do modo de canhão de elétrons um evento de intenso *sputtering* ocorreu em um determinado ponto operacional, levando à erosão de material metálico e à deposição de uma camada fina deste material nas paredes internas do sistema. Este evento levou a uma degradação sistemática (com diferença constante para diversos pontos operacionais) no desempenho do sistema quando operando antes e depois do evento, consumindo aproximadamente 1 W a mais. Uma vez que o desempenho não foi degradado além do ocorrido, o evento foi ignorado para dados

adquiridos posteriormente e será estudado futuramente.

Considerando o desempenho alcançado e todos os dados coletados a respeito do sistema nos três modos operados é possível explorar alguns casos de aplicações para um sistema baseado nas arquiteturas testadas. A aplicação mais direta seria a neutralização de feixe de íons de propulsores iônicos. Se levado em consideração os propulsores produzidos pela Airbus DS é possível concluir que o único propulsor que o sistema poderia atuar na neutralização sozinho seria o outro RIT- $\mu$ X. Outros modelos de maior potência como o RIT-10 e RIT-2X, produzem correntes na ordem dos 500 e 1000 mA respectivamente (AIRBUS DEFENCE AND SPACE GMBH, 2016). Além disso, uma vez que o sistema foi capaz de produzir valores de corrente de até 140 mA, é possível realizar a neutralização de não apenas um RIT- $\mu$ X, mas sim um arranjo de até 14 propulsores operando simultaneamente. A partir da aplicação citada anteriormente é também possível de considerar a utilização do sistema em operação dual: como um propulsor e um neutralizador. Desta maneira, seria possível, por exemplo, aplicar dois propulsores simultaneamente do mesmo tipo em posições distintas, e enquanto um produz empuxo o outro produz o feixe de elétrons necessário para manter o balanço de cargas. Essa aplicação traz a possibilidade de eliminar catodos ocios e assim simplificar os sistemas de propulsão que utilizam diversos propulsores.

# Referências

- AIRBUS DEFENCE AND SPACE GMBH. *Electric Propulsion Thruster Family*. [S.l.], 2016. Citado na página 55.
- BAALRUD, S. D.; HERSHKOWITZ, N.; LONGMIER, B. Global nonambipolar flow: Plasma confinement where all electrons are lost to one boundary and all positive ions to another boundary. *Physics of Plasmas*, v. 14, 2007. Citado na página 36.
- BUDDEN, K. G. *The propagation of radio waves: the theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1988. Citado na página 29.
- BUSEK CO. INC. *1 cm RF Ion Thruster - BIT-1*. [S.l.], 2014. Citado na página 40.
- CHABERT, P.; BRAITHWAITE, N. *Physics of Radio-Frequency Plasmas*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2011. Citado 4 vezes nas páginas 28, 32, 39 e 40.
- DIAMANT, K. Resonant Cavity Hollow Cathode. In: *Proceedings of the 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado na página 23.
- GODYAK, V.; RAITSES, Y.; FISCH, N. RF Plasma Cathode-Neutralizer for Space Applications. In: *Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2007. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 27.
- GOEBEL, D.; KATZ, I. *Fundamentals of Electric Propulsion: Ion and Hall Thrusters*. [S.l.]: Wiley, 2008. Citado 6 vezes nas páginas 15, 17, 20, 23, 40 e 51.
- GROH, K. H.; LOEB, H. W. State of the art of radio-frequency ion sources for space propulsion. *Review of Scientific Instruments*, v. 65, n. 5, 1994. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 21.
- GUDMUNDSSON, J. T.; LIEBERMAN, M. A. Magnetic induction and plasma impedance in a planar inductive discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, v. 7, n. 2, 1997. Citado na página 32.
- HATAKEYAMA, T. et al. Preliminary study on radio frequency neutralizer for ion engine. In: *Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2007. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 54.
- HUMBLE, R.; HENRY, G.; LARSON, W. *Space Propulsion Analysis and Design*. [S.l.]: Learning Solutions, 2008. Citado 3 vezes nas páginas 14, 15 e 19.
- INOE, T. et al. Electrode-less Neutralizer with Inductively Coupled Plasma (in Japanese). In: *Proceedings of the Space Transfer Symposium*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado na página 26.
- JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. [S.l.]: Wiley, 1999. Citado na página 30.

- JAHN, R. *Physics of Electric Propulsion*. [S.l.]: McGraw-Hill, 1968. Citado 4 vezes nas páginas 16, 17, 19 e 22.
- JAHN, R.; CHOUEIRI, E. Electric Propulsion. In: *Encyclopedia of Physical Science and Technology*. [S.l.]: Academic Press, 2002. v. 5, p. 125–141. Citado na página 18.
- KENT, B. J. et al. A field effect spacecraft neutralizer for the LISA Pathfinder mission. *Classical and Quantum Gravity*, v. 22, 2005. Citado na página 24.
- KUNINAKA, H. et al. Microwave Plasma Contactor. In: *Proceedings of the 23rd International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 1993. Citado na página 23.
- LEE, M.; CHUNG, C. On the E to H and H to E transition mechanisms in inductively coupled plasma. *Physics of Plasmas*, v. 13, 2006. Citado na página 39.
- LEITER, H. et al. RIT- $\mu$ X-High precision micro ion propulsion system based on RF-technology. In: *Proceedings of the 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2007. p. 5250. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 21.
- LIEBERMAN, M.; LICHTENBERG, A. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. [S.l.]: Wiley, 2005. Citado 5 vezes nas páginas 27, 28, 32, 33 e 51.
- LOEB, H. W. Recent work on radio frequency ion thrusters. *Journal of Spacecraft and Rockets*, v. 8, n. 5, p. 494–500, 1971. Citado na página 20.
- LOEB, H. W. et al. Forty Years of Giessen EP-Activities and the Recent RIT-Microthruster Development. In: *Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado na página 21.
- LONGMIER, B. W.; HERSHKOWITZ, N. Nonambipolar Electron Source for Neutralization of Ion and Hall Thrusters. In: *Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado na página 23.
- LONGMIER, B. W.; HERSHKOWITZ, N. Improved operation of the nonambipolar electron source. *Review of Scientific Instruments*, v. 79, n. 93506, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 41.
- MARTINEZ-SANCHEZ, M.; POLLARD, J. E. Spacecraft Electric Propulsion - An Overview. *Journal of Propulsion and Power*, v. 14, n. 5, 1998. Citado 3 vezes nas páginas 16, 18 e 19.
- MIKELLIDES, I. G.; KATZ, I. Wear Mechanisms in Electron Sources for Ion Propulsion, I: Neutralizer Hollow Cathode. *Journal of Propulsion and Power*, v. 24, n. 4, 2008. Citado na página 23.
- NAKABAYASHI, T. et al. Parametric Study on Shape Dependence of Inductively Coupled Plasma Cathode for Performance Improvement. In: *Proceedings of the 32nd International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2011. Citado na página 27.
- OKS, E. *Plasma Cathode Electron Sources: Physics, Technology, Applications*. [S.l.]: Wiley, 2006. Citado 3 vezes nas páginas 35, 36 e 40.
- PIEJAK, R.; GODYAK, V.; ALEXANDROVICH, B. A simple analysis of an inductive RF discharge. *Plasma Sources Science and Technology*, v. 1, 1992. Citado na página 31.

- RAISES, Y.; HENDRYX, J.; FISCH, N. A Parametric Study of Electron Extraction from a Low Frequency Inductively Coupled RF-Plasma Source. In: *Proceedings of the 31st International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2009. Citado na página 27.
- ROTH, J. *Industrial Plasma Engineering*. [S.l.]: IOP Publishing, 1995. v. 1. Citado na página 26.
- SALAZAR, V. K. *Emerging Trends in the Satellite Industry*. Dissertação (Mestrado) — Massachusetts Institute of Technology, 2012. Citado na página 21.
- SCHOLZE, F.; TARTZ, M.; NEUMANN, H. Inductive coupled radio frequency plasma bridge neutralizer. *Review of Scientific Instruments*, v. 79, n. 2008, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 37.
- SHARIPOV, F. Numerical simulation of rarefied gas flow through a thin orifice. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 518, 2004. Citado na página 38.
- SUTTON, G.; BIBLARZ, O. *Rocket Propulsion Elements*. 8. ed. [S.l.]: Wiley, 2010. Citado na página 19.
- TURCHI, P. *Propulsion Techniques: Action and Reaction*. [S.l.]: AIAA, 1998. Citado na página 14.
- WATANABE, H. et al. Experimental Investigation of Inductively Coupled Plasma Cathode for the Application to Ion Thrusters. In: *Proceedings of the 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. [S.l.: s.n.], 2011. Citado 3 vezes nas páginas 23, 27 e 37.
- WEIS, S. et al. Development of a capacitively coupled insert-free RF-neutralizer. In: *Proceedings of the 29th International Electric Propulsion Conference*. [S.l.: s.n.], 2005. Citado na página 23.
- YIN, Y.; MESSIER, J.; HOPWOOD, J. Miniaturization of inductively coupled plasma sources. *IEEE Transactions on Plasma Science*, v. 27, 1999. Citado na página 40.