

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA - UNB**  
INSTITUTO DE FÍSICA - CAMPUS DARCY RIBEIRO

**WILLIAM WENNER TEIXEIRA SINÉSIO**

**DIAGNÓSTICOS DE PLASMA MAGNETIZADO GERADO POR DESCARGA RF  
PARA APLICAÇÕES ESPACIAIS**

Brasília  
2026

**William Wenner Teixeira Sinésio**

**DIAGNÓSTICOS DE PLASMA MAGNETIZADO GERADO POR DESCARGA RF  
PARA APLICAÇÕES ESPACIAIS**

Dissertação, apresentada ao Instituto de Física da Universidade de Brasília (UnB), Brasília, para obtenção do título de Mestre em Física.

Área de Concentração: Física Experimental / Física de Plasmas

Orientador: Prof<sup>o</sup> Dr. José Antônio Huamaní Coaquira

Brasília  
2026



**WILLIAM WENNER TEIXEIRA SINÉSIO**

**DIAGNÓSTICOS DE PLASMA MAGNETIZADO GERADO POR DESCARGA RF  
PARA APLICAÇÕES ESPACIAIS**

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de Brasília, Brasília, para obtenção do título de Mestre em Física.

Área de Concentração: Física Experimental / Física de Plasmas

Data de defesa: 27/02/2026

**BANCA EXAMINADORA**

---

Profº Dr. José Antônio Huamaní Coaquira  
UNB – Universidade de Brasília – Campus de Brasília

---

Profº Dr. José Leonardo Ferreira  
UNB - Universidade de Brasília - Instituto de Física

---

Profº Dr. Alonso Hernan Ricci Castro  
INPE - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - São José dos Campos

Dedico esse trabalho a toda criança que,  
perdida em seus sonhos sobre uma laje,  
se imaginou explorando a vastidão do universo.

## AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer majoritariamente aos membros do Laboratório de Física dos Plasmas da Universidade de Brasília (LFP - UnB), principalmente aos membros Prof. Dr. José Leonardo Ferreira, Me. Helbert de Oliveira Coelho Júnior e João Bittencourt, pelas discussões científicas, críticas, direções e os causos do dia a dia que enfeitaram esses dois anos de trabalho no nosso querido laboratório.

Ao meu orientador, José Huamani Coaquira, que aceitou esse trabalho e desafio mesmo depois das enchentes que ocorreram no ano de 2024, seis meses após o início deste trabalho, e que trouxeram uma série de desafios extras, mas que não me deixou desistir.

Gostaria de agradecer também aos meus amigos e familiares que acompanharam todo o difícil processo de recuperação pós-enchente e que me incentivaram a não desistir e recomeçar o trabalho. Gostaria imensamente de agradecer meus pais, Daniel Barboza Sinésio e Okesla de Jesus Teixeira Sinésio. Obrigado por, nesses 26 anos, continuarem acreditando em mim e no meu potencial. Amo vocês. Obrigado aos meus amigos Nicollas Steffan e Marcos Vinícius, que, nos momentos mais difíceis e que quase me fizeram desistir, seguraram a barra ao meu lado e me deram a luz de como continuar o trabalho.

Por fim, gostaria de agradecer também às agências e aos órgãos governamentais, como CNPq e AEB, que permitiram a realização deste trabalho e incentivaram, e incentivam, a pesquisa aeroespacial e as ciências espaciais em todo o Brasil.

*“O sonho de ontem é a esperança do hoje e a realidade do amanhã”*

*Robert H. Goddard*

## RESUMO

O plasma, conhecido como o quarto estado da matéria, é formado por partículas carregadas que interagem por campos elétricos e magnéticos e constitui cerca de 99% da matéria visível do universo. Além de sua relevância científica, possui diversas aplicações práticas. Sua versatilidade permite usos tanto em ciências fundamentais, como plasmas espaciais e fusão nuclear, quanto na indústria de materiais e na propulsão aeroespacial.

Na área aeroespacial, propulsores elétricos baseados em plasma têm grande destaque, embora muitos dependam de cátodos externos, que limitam seu desempenho e confiabilidade. Alternativas como propulsores de RF eliminam cátodos, mas ainda apresentam menor eficiência e desafios de instabilidades a serem enfrentados. Nesse contexto, técnicas de diagnóstico de plasma são essenciais, especialmente em descargas de RF, que dificultam medições precisas.

Assim, o Laboratório de Física de Plasmas da Universidade de Brasília (LFP/UnB), que vem estudando propulsores elétricos desde 2002, visa iniciar o estudo em propulsores sem cátodo com o sistema descrito nesse trabalho e participar ativamente no estudo dessa tecnologia para contribuição na ciência e tecnologia aeroespacial brasileira.

**Palavras-Chave:** plasmas; diagnósticos; hélicon; sondas eletrostáticas; analisadores de potencial retardado.

## ABSTRACT

Plasma, characterized as the fourth state of matter, is composed of charged particles that interact through electric and magnetic fields, constituting approximately 99% of the visible matter in the universe. Beyond its fundamental scientific relevance, plasma possesses a wide array of practical applications. Its versatility enables its use in both basic sciences—such as space plasmas and nuclear fusion—and in industrial materials processing and aerospace propulsion.

In the aerospace sector, plasma-based electric thrusters are particularly prominent; however, many models rely on external cathodes, which limit their performance and reliability. Alternatives such as Radio Frequency (RF) thrusters eliminate the need for cathodes, yet they still exhibit lower efficiency and present challenges regarding instabilities that must be addressed. In this context, plasma diagnostic techniques are essential, especially in RF discharges, which complicate precise measurements.

Consequently, the Plasma Physics Laboratory at the University of Brasília (LFP/UnB), which has been researching electric thrusters since 2002, aims to initiate the study of electrodeless thrusters using the system described in this work. This initiative seeks to actively participate in the development of this technology, contributing to Brazilian aerospace science and technology.

**Keywords:** plasmas; diagnostics; helicon; electrostatic probes; retarding potential analyzers.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	Esquema da blindagem de Debye agindo no estado de Plasma. . . . .	20
Figura 2	Representação da dinâmica dos pontos representativos de um volume no espaço de fases. . . . .	23
Figura 3	Representação da estrutura de uma bainha de plasma com as condições de contorno. . . . .	25
Figura 4	Estrutura padrão de uma camada dupla. . . . .	27
Figura 5	Distorções causadas nas propriedades de plasma . . . . .	28
Figura 6	Circuito exemplificado de uma sonda eletrostática. . . . .	29
Figura 7	Esquemática de um circuito comum em medidas de sonda eletrostática. . . . .	30
Figura 8	Exemplo: ponta de sondas eletrostática e tipos de sondas utilizadas para caracterizações de plasma com compensação de RF. . . . .	31
Figura 9	Geometrias geralmente utilizadas em uma sonda eletrostática. . . . .	32
Figura 10	Curva característica da sonda de langmuir onde são indentificadas a região (1) região de saturação iônica, (2) a região de transição e (3) a região de saturação eletrônica. . . . .	33
Figura 11	Esquemático de um RPA básico. (1) coletor (2) grade seletora de energia dos íons e (3) grade repelente de elétrons. . . . .	37
Figura 12	Esquemático dos potenciais de energia aplicado as grades. . . . .	38
Figura 13	Esquemático de uma curva característica I-V e sua IEDF de um analisador de energia. Fonte: (Mühlich et al., 2019). . . . .	38
Figura 14	Esquemático de um copo de faraday para medições de plasma. . . . .	39
Figura 15	Sistemas de propulsão elétrica objetos de pesquisa ao redor do mundo. . . . .	41
Figura 16	Esquemático da estrutura de uma fonte de plasma hélicon. . . . .	44
Figura 17	Tipos de antenas utilizadas para excitação de hélicons. . . . .	45
Figura 18	Vista geral da configuração experimental montada no laboratório de física de plasmas. . . . .	46
Figura 19	(a) Esquemático do sistema de radiofrequência. (b) Amplificador e gerador de onda utilizado para geração de plasma. . . . .	47
Figura 20	(a) Bobinas magnéticas utilizadas (b) Fontes utilizadas de corrente pertencentes ao LFP/UnB. . . . .	48
Figura 21	Montagem em laboratório do aparato experimental. . . . .	48
Figura 22	Esquemático da construção da sonda. . . . .	49
Figura 23	Esquemático do sistema de aquisição de dados. . . . .	50
Figura 24	Montagem e esquema interno do analisador de potencial retardado . . . . .	51
Figura 25	Esquemático do circuito utilizado para o RPA em laboratório. . . . .	51

Figura 26	Montagem em laboratório com a sonda eletrostática (a) Esquemático da situação descrita (b).	52
Figura 27	Esquemático do sistema no <i>software</i> COMSOL (a). Montagem Experimental da medida de campo magnético (b).	53
Figura 28	Montagem para determinação dos choques de radiofrequência	54
Figura 29	Plasma gerado com os parâmetros experimentais listados.	55
Figura 30	Comparação entre o método de ajuste.	56
Figura 31	Comparação da suavização nas derivadas.	56
Figura 32	Configuração da medida com atenuação e sem atenuação	57
Figura 33	Montagem em laboratório do RPA na câmara de dispersão de plasma.	58
Figura 34	Esquemático do circuito utilizado para o RPA em laboratório.	58
Figura 35	Esquemático da montagem experimental do perfil axial	59
Figura 36	Resultado da simulação de uma corrente de 20 A circulando pelas bobinas usando o <i>software</i> COMSOL (a). Resultados obtidos através de medição direta com sonda Hall (b).	61
Figura 37	Resultado da resposta em frequência (a). Um dos resultado dos testes realizados com componentes do laboratório (b).	62
Figura 38	Resposta das frequências testadas com osciloscópio para 13.56 MHz (a) e 27.12 MHz (b).	62
Figura 39	Curvas obtidas através de medida direta em laboratório. O intervalo de crescimento exponencial é indicado por $V_p$ e $V_f$ .	64
Figura 40	Derivada obtidas a partir das medidas da figura anterior.	64
Figura 41	Ajuste em função da curva $\ln(I_e) \times V$ realizado para todas as medidas.	65
Figura 42	Gráficos de propriedades, densidade (a) e temperatura (b) eletrônica, do plasma em função da potência aplicada.	65
Figura 43	Gráficos de densidade (a) e temperatura eletrônica (b) dos plasma em função do fluxo.	66
Figura 44	Perfis de potencial de plasma (a) e flutuante (b) retirados com sonda eletrostática.	66
Figura 45	Perfil axial da temperatura eletrônica obtido em laboratório	67
Figura 46	Perfil axial da densidade eletrônica obtida em laboratório	68
Figura 47	Curvas com a passagem (a) e sem a passagem (b) de elétrons, respectivamente.	70
Figura 48	IEDF dos íons coletada em laboratório pelo RPA e seu respectivo valor de energia dos íons.	70

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Tabela de parâmetros de operação. . . . .	54
--	----

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

UnB	Universidade de Brasília
CNPq	Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
IF	Instituto de Física
LFP	Laboratório de Física de Plasmas
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
AEB	Agência Espacial Brasileira
MHD	Magnetohidrodinâmica
RF	Radiofrequência
RPA	Analisador de Potencial Retardado <i>Retarding Potential Analyzer</i>
EEDF	<i>Electron Energy Distribution Function</i>
IEDF	<i>Ion Energy Distribution Function</i>
CL	Child-Langmuir

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\vec{B}$	Campo magnético (vetor indução magnética)
$B$	Módulo do campo magnético
$E_i$	Energia de ionização
$f_\alpha$	Função distribuição da espécie $\alpha$
$I_\alpha$	Corrente da carga da espécie $\alpha$
$I_{\alpha s}$	Corrente de saturação da espécie $\alpha$
$\vec{J}$	Densidade de corrente elétrica
$k_B$	Constante de Boltzmann
$\kappa$	Vetor de onda
$\lambda_D$	Comprimento de Debye
$\lambda_m$	Livre caminho médio
$\mu_0$	Permeabilidade magnética do vácuo
$n_e$	Densidade eletrônica
$n_i$	Densidade iônica
$N_D$	Número de Debye
$p$	Pressão do plasma
$\phi$	Potencial elétrico
$\rho$	Densidade de massa do plasma
$T_e$	Temperatura eletrônica
$T_i$	Temperatura iônica
$V_f$	Potencial flutuante
$V_p$	Potencial do plasma
$\vec{v}$	Velocidade do fluido de plasma
$\bar{v}_{th}$	Velocidade térmica média

$\omega_p$       Frequência de plasma

$\omega_{pe}$       Frequência eletrônica de plasma

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>16</b>
1.1	Objetivos . . . . .	17
<b>2</b>	<b>REVISÃO DE LITERATURA</b> . . . . .	<b>18</b>
2.1	PLASMA E SUAS APLICAÇÕES . . . . .	18
2.2	CRITÉRIO DE PLASMA . . . . .	18
<b>2.2.1</b>	<b>Quasineutralidade</b> . . . . .	<b>19</b>
2.3	APROXIMAÇÃO DE PLASMA FRIO E EQUAÇÕES MAGNETOHIDRO- DINÂMICAS . . . . .	20
<b>2.3.1</b>	<b>Frequência de colisões</b> . . . . .	<b>21</b>
2.4	EQUAÇÃO DE BOLTZMANN E A DISTRIBUIÇÃO DE MAXWELL - BOLTZMANN . . . . .	22
2.5	BAINHA DE PLASMA . . . . .	24
2.6	CAMADA DUPLAS EM PLASMA . . . . .	27
2.7	MÉTODOS DE DIAGNÓSTICO DE PLASMA . . . . .	28
<b>2.7.1</b>	<b>Sondas Eletrostáticas</b> . . . . .	<b>28</b>
<b>2.7.2</b>	<b>Analisadores de potencial retardado</b> . . . . .	<b>36</b>
<b>2.7.3</b>	<b>Outras técnicas de caracterização</b> . . . . .	<b>39</b>
<b>3</b>	<b>PROPULSÃO ELÉTRICA E O PROPULSOR DE PLASMA HÉLICON</b>	<b>41</b>
3.1	A PROPULSÃO ELÉTRICA . . . . .	41
3.2	PROPULSOR A PLASMA HÉLICON . . . . .	42
<b>3.2.1</b>	<b>Estrutura de um propulsor Hélicon</b> . . . . .	<b>43</b>
<b>4</b>	<b>APARATO EXPERIMENTAL</b> . . . . .	<b>46</b>
4.1	SISTEMA DE VÁCUO . . . . .	46
4.2	SISTEMA DE RF . . . . .	47
4.3	APARELHAGEM DO CAMPO MAGNÉTICO . . . . .	47
4.4	SONDA ELETROSTÁTICA . . . . .	48
4.5	ANALISADOR DE POTENCIAL RETARDADO . . . . .	50
<b>5</b>	<b>METODOLOGIA</b> . . . . .	<b>52</b>
5.1	CHARACTERIZAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO . . . . .	52
5.2	Compensação de radiofrequência . . . . .	53
5.3	Geração do Plasma . . . . .	54
5.4	Determinação dos parâmetros de plasma. . . . .	54

5.5	Sonda com atenuação de RF e sem atenuação de RF . . . . .	57
5.6	Medidas com analisador de potencial retardado . . . . .	57
5.7	Parâmetros do plasma x Pressão . . . . .	59
5.8	Perfis Axiais . . . . .	59
<b>6</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES . . . . .</b>	<b>61</b>
6.1	Caracterização do campo magnético . . . . .	61
6.2	Compensação de radiofrequência . . . . .	62
6.3	Determinação dos parâmetros de plasma . . . . .	63
6.4	Plasma em função da variação de pressão . . . . .	65
6.5	Perfis axiais dos parâmetros de plasma . . . . .	66
6.6	Analisador de potencial retardado . . . . .	69
<b>7</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS . . . . .</b>	<b>71</b>
	<b>Conclusão . . . . .</b>	<b>71</b>
	<b>REFERÊNCIAS . . . . .</b>	<b>73</b>

## 1 INTRODUÇÃO

O plasma é conhecido como o quarto estado da matéria. Inicialmente observado no século XIX pelo químico e físico inglês Sir William Crookes (Crookes, 1879), o plasma é constituído por um conjunto de partículas carregadas que interagem por meio de campos elétricos e campos magnéticos (Chen, 2015b; Bittencourt, 2013; Piel et al., 2010). Embora tenha sido observado em laboratório ao final do XIX, o estado de plasma é o mais abundante da natureza constituindo cerca de 99% da matéria visível do universo. O plasma possui grande relevância científica devido aplicações em diversas áreas como a biologia, ciência dos materiais entre outras (Makabe; Petrović, 2006).

Os problemas envolvendo plasmas espaciais, como o estudo da corona solar, os cinturões de Van Allen e a reconexão magnética, amplificam o estudo desse estado para as ciências fundamentais (Bittencourt, 2013). Além disso, mais recentemente, difundiu-se a utilização do plasma para a propulsão aeroespacial principalmente no ramo de propulsão elétrica de micro e nano satélites (Goebel; Katz; Mikellides, 2023).

Os primeiros grupos de pesquisas sobre propulsão elétrica surgiram na União Soviética, Estados Unidos e Europa. Na década de 60, a NASA lança o primeiro propulsor elétrico para testes em órbita: A SERT-1 (Cybulski et al., 1965). A sonda SERT-1 possuía um propulsor iônico gradeado que demonstrou as possibilidades e potencial da tecnologia para uso aeroespacial. Logo após, diversos sistemas de propulsão aeroespacial começaram a ser desenvolvidos, alguns são listados na Figura 15. Os principais propulsores elétricos que são amplamente utilizados em missões e aplicações aeroespaciais são os do tipo Hall e os iônicos, que dependem de cátodos externos para seu funcionamento (Shinohara, 2018; Kuninaka et al., 2021; Conversano et al., 2022). No entanto, estes cátodos externos limitam o funcionamento e riscos para missões aeroespaciais (Shinohara, 2018; Takahashi, 2019). Sendo assim, a pesquisa e desenvolvimento de propulsores elétricos, como o Hélicon Plasma Thruster e VASIMIR, que utilizam descargas de radiofrequência como princípio de funcionamento são uma ótima alternativa aos propulsores de cátodo, porém ainda não conseguem apresentar uma relação potencia empuxo melhor que os propulsores com cátodo (Takahashi, 2019).

Um dos temas atuais de pesquisa em propulsão elétrica é a substituição de propulsores que utilizam cátodo externo, como os eletrostáticos, por propulsores sem a necessidade do uso de cátodos (Shinohara, 2018; Chen, 2015a). Esse debate ocorre pelas vantagens que os propulsores sem cátodo apresentam, sendo exatamente, uma das principais vantagens a não utilização de um cátodo externo o que leva a diminuição de custos e menos riscos para missões espaciais.

As técnicas de diagnóstico do plasmas como, sondas eletrostáticas, analisadores de potencial retardado e etc, são de extrema importância para a obtenção das propriedades físicas do plasma (Shinohara, 2018). Estas técnicas permitem a aquisição dos parâmetros do plasma como a temperatura eletrônica ( $T_e$ ), temperatura dos íons ( $T_i$ ), densidade eletrônica ( $N_e$ ) e densidade

iônica ( $N_i$ ) (Hutchinson, 2002; Godyak; Demidov, 2011; Lobbia; Beal, 2017). Esses parâmetros impactam diretamente no comportamento do sistema, como: fator de qualidade, empuxo e na produção de materiais (Lieberman; Lichtenberg, 2005; Chen, 2015b; Shinohara, 2018).

Diversas teorias tentam explicar como podemos obter os parâmetros através das medidas realizadas com as técnicas de diagnóstico. Em particular, a sonda eletrostática e o analisador de potencial retardado permitem a obtenção da curva de distribuição de energia de elétrons e íons, e são de extrema importância para o desenvolvimento dos propulsores elétricos, sendo o aumento da precisão e a melhoria das técnicas de diagnóstico em pesquisas atuais (Chen, 1999; Lieberman; Lichtenberg, 2005; Mühlich et al., 2019).

Este estudo visa contribuir para o desenvolvimento de propulsores elétricos sem o uso de eletrodos, criando uma base teórica e técnica para a aplicação dessa técnica na caracterização de propulsores sob influência de radiofrequência (RF). Esta dissertação está organizada da seguinte forma: no Cap. 2, é apresentada a fundamentação teórica da física de plasmas, bem como a teoria das técnicas de medição por sonda eletrostática e analisador de potencial retardado. O Cap. 3 aborda a teoria da propulsão elétrica, destacando-se, em especial, os propulsores do tipo hélicon. O Cap. 4 contém a descrição do aparato experimental e os detalhes da construção do reator de plasma. No Cap. 5, são detalhadas a metodologia das medições e as campanhas experimentais realizadas neste trabalho. No Cap. 6, os resultados obtidos são apresentados e discutidos, ao passo que as considerações finais compõem o Cap. 7, juntamente com uma apresentação e uma breve discussão sobre trabalhos futuros

## 1.1 OBJETIVOS

O objetivo geral deste trabalho consiste na construção e caracterização de um dispositivo de plasma hélicon e em sua caracterização mediante duas técnicas de diagnóstico.

A seguir são listados os objetivos específicos deste trabalho.

1. Construção de um dispositivo de plasma gerado por radiofrequência;
2. Estudo da distribuição do campo magnético ao longo da câmara.
3. Construção e implementação de uma sonda autocompensada para diagnóstico das propriedades do plasma;
4. Implementação de um analisador de potencial retardado para diagnóstico das propriedades iônicas do plasma;

## 2 REVISÃO DE LITERATURA

### 2.1 PLASMA E SUAS APLICAÇÕES

O plasma é um estado da matéria que possui diversas características, como: alta temperatura de íons e elétrons, condutividade elétrica, eletricamente neutro, fenômenos não lineares e instabilidades. O estado de plasma é extremamente útil, sendo utilizado em uma gama de aplicações. Em diferentes áreas da ciência e tecnologia, tais como: tratamento superficial de materiais, deposição de filmes finos, com aplicações na área biológica automotriz e aeroespacial. (Makabe; Petrović, 2006; Chen, 2015b; Bittencourt, 2013). Também possui aplicações na geração de energia mediante fusão nuclear e na propulsão elétrica.

No entanto, nos últimos anos o destaque para a propulsão elétrica com foco em aplicações aeroespaciais é evidenciado. Propulsores elétricos que utilizam plasma, como os propulsores de deriva fechada e propulsores ambipolares, são amplamente utilizados nos cenários de viagem espacial e pesquisa aeroespacial. (Shinohara, 2018; Conversano et al., 2022; Chang-Díaz et al., 2023)

Do ponto de vista científico, o estudo do plasma traz diversos desafios. Ao se levar em consideração os efeitos não lineares e o forte acoplamento das partículas, não é possível tratá-las de forma isolada. Sendo assim, teorias não lineares e macroscópicas são de extrema importância para a descrição de tais sistemas. A teoria da *magnetohidrodinâmica* (MHD), é uma abordagem amplamente utilizada que busca analisar e descrever fenômenos ondulatórios, instabilidades, difusão e formação de estruturas em plasmas, observados tanto na natureza como no laboratório (Goedbloed; Poedts, 2004; Chen, 2015b; Bittencourt, 2013).

Ao longo dos anos a compreensão dos plasmas tem aumentado graças à melhoria das técnicas de diagnósticos e simulações computacionais (Chen, 2003; Shinohara, 2018).

Tendo em vista a gama de aplicações, necessariamente há uma exigência de métodos de diagnósticos do plasma. Sendo assim, as técnicas de diagnósticos são de extrema importância para a compreensão completa de uma aplicação que utiliza plasmas. Levando-nos a melhorar os processos e a aplicação onde plasma é utilizado.

### 2.2 CRITÉRIOS DE PLASMA

O estado de Plasma é um “*gás ionizado quase neutro que exibe comportamento coletivo*” (Langmuir, 1928; Chen, 2015b). No entanto, é importante compreender a diferença entre um plasma e um gás ionizado. Dessa forma, alguns critérios fazem parte da definição de plasma, permitindo diferenciá-lo de um estado de gás ionizado.

A equação de Saha, designada pela Eq. (1), é obtida a partir da suposição de equilíbrio termodinâmico local, de modo que as espécies sigam a condição de equilíbrio químico entre

os átomos. Considera-se, também, que as interações coulombianas sejam fracas evitando grandes flutuações de energia. Nessas condições, os processos *colisionais* devem se sobrepor aos radioativos. Essas suposições permitem um tratamento estatístico Maxwelliano obtendo-se assim a descrição dos potenciais químicos e suas respectivas funções de partição (Pathria; Beale, 2011; Bittencourt, 2013). As funções de partição do nosso plasma ideal descrevem os processos de ionização em função da temperatura e da energia interna das moléculas envolvidas, o que permite obter uma relação entre a densidade de íons e elétrons.

$$\frac{n_i}{n_e} = \left( \frac{2\pi m_e T_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{1}{n_i} \exp \left( -\frac{E_i}{K_B T_e} \right) \quad (1)$$

Ademais, o plasma deve respeitar os seguintes critérios, que irão diferenciá-lo de um gás ionizado.

1.  $\lambda_D \ll L$
2.  $N_D \gg 1$
3.  $\omega_p \tau > 1$

Esses critérios demonstram como as partículas se comportam de maneira coletiva e define uma diferença clara com um gás ionizado, cujas partículas apresentam um comportamento mais restrito. Logo, os efeitos de plasma permitem a interação com outros fenômenos eletromagnéticos como campos elétricos e magnéticos justificando, assim, sua maleabilidade e versatilidade.

### 2.2.1 Quasineutralidade

O plasma apresenta um comportamento único como consequência da quasineutralidade, que surge da presença de interações coulombianas associadas às cargas elétricas que compõem esse estado da matéria. (Freidberg, 2007; Goebel; Katz; Mikellides, 2023)

A quasineutralidade é a propriedade do plasma de blindar campos elétricos externos (Freidberg, 2007). Ao se introduzir um potencial externo no plasma, as cargas livres presentes tendem a se acumular em torno dos polos de potencial, neutralizando sua influência nas demais regiões do plasma. Esse efeito é denominado blindagem de Debye.

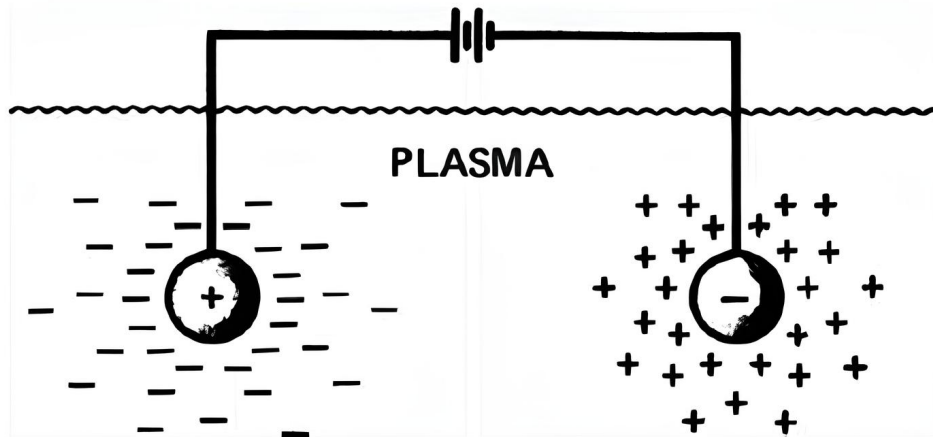
Um parâmetro importante decorrente desse efeito é o comprimento de Debye ( $\lambda_D$ ), que indica a distância até a qual um potencial perturbativo exerce influência sobre as cargas livres, sendo descrito pela Eq. (2) (Freidberg, 2007; Bittencourt, 2013).

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 K_B T}{en_e} \right)^{1/2} \quad (2)$$

O comprimento de Debye é diretamente proporcional a temperatura do plasma e inversamente proporcional a densidade de elétrons presentes. Logo, quando um campo elétrico perturbativo começa a se formar no plasma, interações coulombianas começam a agir e cargas começam a se

aglomerar perto deste potencial bloqueando sua influência após o comprimento crítico da equação 2, formando assim o que é conhecido como a esfera de Debye, descrita na Eq. (3) (Freidberg, 2007; Bittencourt, 2013; Chen, 2015b). A Figura 1 ilustra como ocorre essa blindagem.

Figura 1 – Esquema da blindagem de Debye agindo no estado de Plasma.



Fonte: *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. (Chen, 2015a)

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

Essa diferença é crucial na diferenciação de um plasma de um gás ionizado. O gás ionizado não tem a capacidade de blindar os potenciais perturbativos e acaba perdendo cargas para campos elétricos exteriores o que neutraliza a descarga depois de um tempo (Raizer; Allen et al., 1997). Devido a capacidade de blindagem, o plasma consegue se manter neutro globalmente e apenas localmente eletrizado ( $Q_{global} = 0$ ) (Bittencourt, 2013). Sendo assim, outro critério é que o comprimento de Debye ( $\lambda_D$ ) seja muito menor que a extensão do plasma como um todo ( $L$ ). Além disso, é importante que o plasma possua poucas colisões, no geral, permitindo a não recombinação das cargas, mantendo-as livres como um todo, permitindo então que um número alto de partículas seja encontrado na região onde se encontra o plasma. Esse acúmulo de cargas que ocupa um volume ao redor do eletrodo perturbador é chamado de *esfera de Debye* e é descrito na Eq. (3) (Freidberg, 2007).

### 2.3 APROXIMAÇÃO DE PLASMA FRIO E EQUAÇÕES MAGNETOHIDRODINÂMICAS

Um plasma frio é um plasma onde a energia dos elétrons é muito maior que a energia dos íons encontrando-se fora do equilíbrio térmico. Sendo assim o plasma é tratado como um fluido de elétrons e supõem-se os íons com velocidades muito menores e desprezíveis (Freidberg, 2007; Bittencourt, 2013). O modelo de plasma frio é descrito pela teoria da Magneto Hidrodinâmica (MHD), descritas pelas Eqs.4-8 (Goedbloed; Poedts, 2004).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (4)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = \vec{J} \times \vec{B} - \nabla p \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (8)$$

Ao se supor um plasma no qual o movimento dos íons é negligenciável, a equação de movimento (Eq. (5)) é modificada, permitindo que o termo de pressão  $-\nabla p$  seja desprezado, assim como as velocidades dos íons (Goedbloed; Poedts, 2004; Chen, 2015b). Trata-se do modelo mais simples de plasma, o qual permite a derivação direta da frequência de plasma eletrônica  $\omega_{pe}$  e da formação da bainha de plasma (Bittencourt, 2013).

Esse modelo também é empregado na descrição de fenômenos ondulatórios básicos associados a plasmas frios de elétrons, servindo como base para modelos mais completos que incluem a dinâmica iônica, como aqueles utilizados no estudo de ondas de Alfvén e magnetossônicas (Goedbloed; Poedts, 2004; Chen, 2015b).

### 2.3.1 Frequência de colisões

Uma das consequências da quasineutralidade é que as partículas irão movimentar-se de maneira a restabelecer o equilíbrio macroscópico (Freidberg, 2007; Bittencourt, 2013). Esse movimento irá gerar regiões de concentração de cargas que irá gerar uma oscilação de cargas em torno de uma posição de equilíbrio para manter a neutralidade macroscópica (Freidberg, 2007; Piel et al., 2010). Para descrever esse movimento consideremos um pequeno deslocamento das cargas devido a presença de um campo externo. Nessas condições, podemos considerar uma perturbação  $n'_e$  de primeira ordem na densidade eletrônica. Sendo assim a densidade eletrônica é dada por:

$$n_e = n_0 + n'_e \quad (9)$$

O campo gerado pelas cargas será descrito pela lei de Gauss do eletromagnetismo, além disso podemos considerar a equação de continuidade MHD para o plasma frio.

$$\frac{\partial n'_e}{\partial t} + \omega_{pe}^2 n'_e = 0 \quad (10)$$

$$\omega_{pe} = \left( \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right) \quad (11)$$

Onde a equação 10 é a equação de um oscilador harmônico com frequência dada pela Eq. (11) (Freidberg, 2007; Piel et al., 2010). Já  $\omega_{pe}$ , por sua vez, é a frequência eletrônica de plasma. De maneira análoga, podemos seguir o mesmo passo a passo para íons e obteremos as equações para as espécies positivas. A frequência de plasma é dada pela combinação das duas frequências na forma  $\omega_p = \sqrt{\omega_{pi}^2 + \omega_{pe}^2}$  (Chen, 2015b).

No entanto em um gás ionizado as colisões são frequentes e rápidas, impossibilitando esse movimento de cargas (Raizer; Allen et al., 1997). Em um plasma, essas oscilações ocorrem de maneira livre, já que o tempo de colisão é muito maior que o tempo de oscilação, fazendo com que as partículas carregadas não se recombinem e neutralizem a descarga (Freidberg, 2007; Bittencourt, 2013). Portanto, esse é um efeito de extrema importância que diferencia plasmas e descargas elétricas que produzem gás ionizado, além de permitir que o plasma se mantenha de forma estável em ambientes adequados, como câmaras de vácuo e o próprio ambiente espacial (Chen, 2015b).

#### 2.4 EQUAÇÃO DE BOLTZMANN E A DISTRIBUIÇÃO DE MAXWELL - BOLTZMANN

A definição formal do plasma apresentada demonstra que uma quantidade significativa de partículas interage entre si. Considerando essa característica, a abordagem estatística revela-se apropriada para o tratamento desse tipo de sistema (Goldston; Rutherford, 2011; Pathria; Beale, 2011). Dessa forma, é possível extrair diversas grandezas físicas e informações relevantes por meio das chamadas funções de distribuição.

Uma função de distribuição é representada por  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  no espaço de fases, e descreve a densidade de pontos representativos das partículas de um dado tipo  $\alpha$  (Goldston; Rutherford, 2011; Bittencourt, 2013), conforme:

$$f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{d^6 N_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)}{d^3 r d^3 v} \quad (12)$$

Nesse contexto,  $\vec{r}$  e  $\vec{v}$  correspondem, respectivamente, aos vetores posição e velocidade das partículas. Os termos  $d^3 r$  e  $d^3 v$  representam os elementos de volume nos espaços das posições e das velocidades. A partir dessa função, é possível obter diversas grandezas macroscópicas, definidas como momentos da distribuição (Goldston; Rutherford, 2011; Pathria; Beale, 2011), das quais se destacam:

1. **Densidade numérica** ( $n_\alpha$ ): Define o número de partículas por unidade de volume, independentemente da velocidade:

$$n_\alpha = \frac{1}{d^3 r} \int_v d^6 N_\alpha = \int_v f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v \quad (13)$$

2. **Velocidade Média** ( $u_\alpha$ ): Corresponde à velocidade média do fluxo de partículas do tipo  $\alpha$  na vizinhança da posição  $\vec{r}$ , no instante de tempo  $t$ :

$$u_\alpha = \frac{1}{n_\alpha d^3 r} \int \vec{v} d^6 N_\alpha = \frac{1}{n_\alpha} \int \vec{v} f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v \quad (14)$$

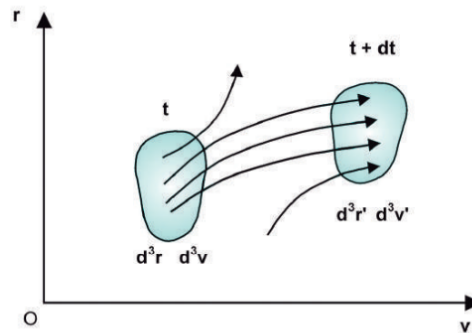
Outras grandezas macroscópicas, como o fluxo de partículas  $\Gamma_\alpha$ , o tensor de pressão  $P_\alpha$ , o vetor de calor  $q_\alpha$ , o diádico de fluxo de calor  $Q_\alpha$  e a tríade de fluxo de energia  $E_{\alpha ijk}$ , são obtidas também como momentos da mesma distribuição (Pathria; Beale, 2011; Goldston; Rutherford, 2011; Bittencourt, 2013).

Dessa forma, é fundamental que a função de distribuição  $f_\alpha$  esteja devidamente definida e caracterizada. A equação responsável por descrever a evolução temporal dessa função no sistema é a Equação de Boltzmann:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f_\alpha + \vec{a} \cdot \nabla_v f_\alpha = \left( \frac{\delta f_\alpha}{\delta t} \right)_{coll} \quad (15)$$

Nessa equação, identificam-se dois operadores diferenciais: o gradiente no espaço de posições,  $\nabla$ , e o gradiente no espaço das velocidades,  $\nabla_v$  (Pathria; Beale, 2011; Huang, 2000). O termo do lado direito da equação está associado as colisões presentes no sistema, e sua forma específica depende das interações envolvidas, devendo ser tratada caso a caso (Bittencourt, 2013).

Figura 2 – Representação da dinâmica dos pontos representativos de um volume no espaço de fases.



Fonte: *Fundamentals of plasma physics*. 2013 (Bittencourt, 2013).

A Equação 15 descreve a evolução dinâmica do sistema no espaço de fases de um elemento de volume da função de distribuição (Figura 2). No entanto, em muitas situações, é conveniente desprezar os efeitos colisionais,  $\left( \frac{\delta f_\alpha}{\delta t} \right)_{coll} = 0$ . Essa simplificação conduz ao teorema de Liouville (Huang, 2000; Pathria; Beale, 2011), segundo o qual, em um sistema livre de colisões, a densidade de pontos representativos na vizinhança do espaço de fases permanece constante ao longo do tempo.

A equação de Boltzmann é amplamente utilizada na formulação da teoria cinética dos gases, sendo particularmente relevante na investigação de fenômenos de transporte e na descrição de sistemas fluidodinâmicos (Pathria; Beale, 2011; Bittencourt, 2013).

Um caso particular em que se pode obter uma função de distribuição característica ocorre quando se considera um estado de equilíbrio. Nessa condição, é possível encontrar uma solução para a Equação 15 em que a função de distribuição é independente tanto do tempo quanto da posição (Goldston; Rutherford, 2011; Bittencourt, 2013). Para isso, assume-se um sistema sem a presença de forças externas ( $F_{ext}^{\vec{r}} = 0$ ), no qual as partículas estão distribuídas de forma homogênea no espaço ( $\nabla f = 0$ ) e não há ocorrência de colisões ( $\frac{\delta f}{\delta t} = 0$ ). Sob essas condições, pode-se derivar a equação de Maxwell-Boltzmann:

$$f(v) = n_0 \left( \frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{m}{2K_B T} (\vec{v} - \vec{u}_0)^2 \right) \quad (16)$$

Nesta expressão,  $u_0$  representa a velocidade média,  $K_B$  é a constante de Boltzmann,  $T$  é a temperatura das partículas e  $m$  corresponde à massa das partículas. É possível também obter uma solução para o caso em que há a presença de forças externas, situação em que a equação é modificada pela introdução do fator de Boltzmann:

$$f(\vec{r}, v) = f(v) \exp \left( -\frac{U(\vec{r})}{K_B T} \right) \quad (17)$$

Nesse caso, a função de distribuição passa a depender do potencial associado a uma força externa conservativa, definida por  $F_{ext} = -\nabla U(\vec{r})$ . Utilizando essa expressão, pode-se, por exemplo, determinar a densidade numérica por meio da Eq. (13), obtendo:

$$n(\vec{r}) = n_0 \exp \left( -\frac{U(\vec{r})}{K_B T} \right) \quad (18)$$

Nessa configuração, a velocidade média  $u_0$  é nula, em virtude da homogeneidade e isotropia assumidas anteriormente (Goldston; Rutherford, 2011; Bittencourt, 2013). Podemos também usando a Eq. (15) e a Eq. (18), demonstrar a Eq. (1) levando em consideração efeitos quânticos e a degenerescência do sistema. Esse tipo de distribuição é bem comum em plasmas e é utilizada para descrever as distribuições de energias iônicas e eletrônicas – *ions energy distribution function* e *electrons energy distribution function* (IEDF e EEDF) –, e, assim, obter algumas propriedades através dos momentos das distribuições resultantes.

## 2.5 BAINHA DE PLASMA

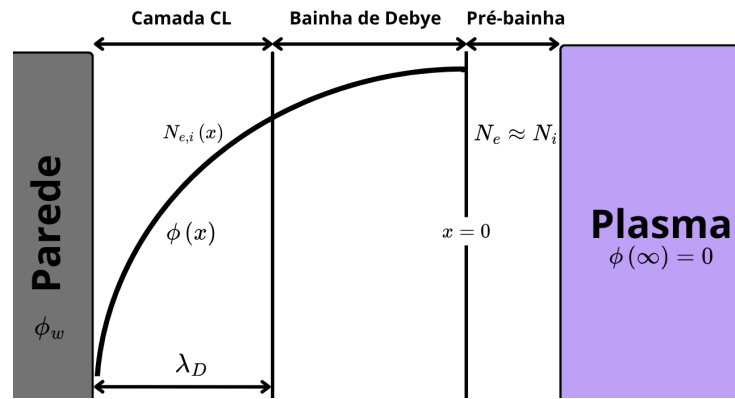
A bainha de plasma é uma região formada quando é introduzida uma superfície perturbativa e a *quasineutralidade* é quebrada ao redor desta (Lieberman; Lichtenberg, 2005; Bittencourt, 2013). Nessa camada entre a superfície perturbativa e o plasma encontra-se diferentes números de cargas e um fluxo de partículas carregadas é estabelecido (Freidberg, 2007). Devido a presença

de cargas opostas, o fluxo de partículas é constante, no entanto, a corrente resultante continua sendo nula e podemos determinar um potencial flutuante nessa região (Chen, 2003; Bittencourt, 2013). Esse efeito é de extrema aplicabilidade na aquisição das propriedades do plasma.

É comum descrever a bainha em três regiões pré-bainha, bainha de Debye, bainha de Child-Langmuir (CL) (Chen, 2003; Lieberman; Lichtenberg, 2005). Na região pré-bainha temos uma quase neutralidade elétrica ( $n_e \approx n_i$ ), no entanto, um campo elétrico acelera as partículas até atingir a velocidade de Bohm e formar uma corrente (Lieberman; Lichtenberg, 2005).

Na região da bainha de Debye o decaimento eletrônico acontece de forma exponencial, em função do potencial, até alcançar a região CL (Eq. (18)). Na bainha CL a densidade eletrônica é agora negligenciável em relação a densidade iônica (Chen, 2003; Bittencourt, 2013). A Figura 3 esquematiza como é a estrutura de uma bainha na presença de uma parede perturbativa.

Figura 3 – Representação da estrutura de uma bainha de plasma com as condições de contorno.



Fonte: *Langmuir probe diagnostics* (Chen, 2003)

Para descrever essa estrutura de forma simples, foi considerado um plasma frio, em condições de equilíbrio e estacionário. Por simplicidade considere o problema apenas na direção  $x$  (Caso 1-D) (Bittencourt, 2013). Logo das equações de movimento de um fluido carregado e da conservação de cargas temos que:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} = -\frac{\partial(n_\alpha \vec{u}_\alpha)}{\partial x}; \quad m_\alpha n_\alpha \frac{D\vec{u}_\alpha}{Dt} = -\frac{\partial p_\alpha}{\partial x} + n_\alpha q_\alpha \vec{E}, \quad \alpha = e, i \quad (19)$$

A equação de um gás ideal é dada por  $p_\alpha = n_\alpha K_B T_\alpha$ , e o campo elétrico  $\vec{E} = -\nabla\phi$ . O operador  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_\alpha \cdot \nabla$ . Das condições de estacionariedade e equilíbrio tem-se:

$$\frac{\partial(n_\alpha \vec{u}_\alpha)}{\partial x} = 0; \quad m_\alpha u_\alpha \frac{\partial \vec{u}_\alpha}{\partial x} = -\frac{K_B T_\alpha}{n_\alpha} \frac{\partial n_\alpha}{\partial x} - q_\alpha \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad \alpha = e, i \quad (20)$$

Visando resolver essas equações, no plasma frio a energia térmica dos elétrons é muito maior que sua energia cinética. Sendo assim, o termo do lado esquerdo da segunda equação da Eq. (20) é negligenciável (Bittencourt, 2013). Enquanto os íons possuem uma temperatura

muito menor que sua energia cinética. Podemos negligenciar o primeiro termo do lado direito da Eq. (20) (Bittencourt, 2013). Logo, teremos as seguintes equações para elétrons e íons:

$$\frac{K_B T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dx} - e \frac{d\phi}{dx} = 0 \quad (21)$$

$$m_i u_i \frac{du_i}{dx} + e \frac{d\phi}{dx} = 0 \quad (22)$$

Resolvendo essas equações, usando a primeira equação da Eq. (20) e as condições de contorno como anteriormente demonstrado na Figura 3, obtemos então a descrição de numero de partículas para ambas as densidades de espécimes do plasma.

$$n_e(x) = n_0 \exp \frac{e\phi}{K_B T_e} \quad (23)$$

$$n_i(x) = n_0 \left( 1 - \frac{2e\phi}{m_i u_{0i}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (24)$$

A solução dada pela Eq. (23) não é nada fora do esperado tendo em vista que fizemos a suposição de que sua massa era negligenciável levando à uma solução semelhante a Eq. (18). No entanto, ao tomar a Eq. (24) observa-se que a solução não esta de acordo com a Eq. (18) isso se deve ao fato da grandeza  $n_i u_i$  ser constante. Portanto, ao se aproximar da parede  $n_i$  decai com  $\phi$ , enquanto a  $u_i$  cresce com a diminuição de  $\phi$  para manter o produto constante. Como indicado a solução na Figura 3.

Tendo em vista a descrição da densidade em função do potencial, falta apenas descrever como o potencial eletrostático se comporta na bacia. Para isso usaremos a equação de Poisson (Eq. (25)).

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i) \quad (25)$$

Utilizando as Eqs. (23) e (24), obtêm-se:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left( \exp \left( \frac{e\phi}{K_B T_e} \right) - \left( 1 - \frac{2e\phi}{m_i u_{0i}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (26)$$

Esse mesmo resultado pode ser resolvido de forma simplificada, como demonstrado pelo professor Francis Chen em 2003 (Chen, 2003). Considerando a borda entre a bacia e o plasma podemos assumir que  $\frac{e\phi}{K_B T} \ll 1$  e  $\frac{e\phi}{m_i u_{0i}^2} \ll 1$  (Bittencourt, 2013; Freidberg, 2007), podemos resolver a analiticamente ao aproximarmos os termos e teremos a solução do tipo:

$$\phi(x) = \phi_w \exp \left( -\frac{x}{X} \right) \quad (27)$$

Onde temos  $X = \lambda_D \left( 1 - \frac{K_B T}{m_i u_{0i}^2} \right)^{-1/2}$ . A Eq. (27) descreve como o potencial decai a medida

ao se aproximar da parede e torna-se zero a medida  $x$  se aproxima do plasma.

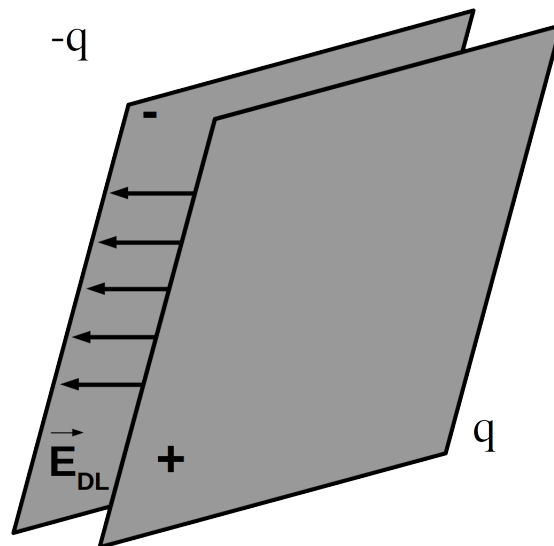
As Eqs. (23), (24) e (27) descrevem o comportamento da bainha. Observa-se que o decaimento tanto da densidade eletrônica e da densidade iônica devem-se as condições de contorno e são esperados pelas equações que descrevem o plasma. O potencial decai exponencialmente com a distância e torna-se negativo a medida que nos aproximamos do plasma.

## 2.6 CAMADA DUPLAS EM PLASMA

Uma camada dupla é uma região de conexão entre plasmas de diferentes propriedades e características. Esta região é caracterizada pelos diferentes valores nos perfis axiais dos parâmetros de plasma. Sua utilização na propulsão elétrica ganhou destaque após a primeira detecção por Charles e colaboradores em um plasma magnetizado. (Charles; Boswell, 2003)

A região da camada dupla é caracterizada por diferentes valores de densidade e temperatura eletrônica e uma queda abrupta do potencial de plasma. Esta mudança abrupta nas características indica o contato de dois plasmas com diferentes características Figura 4.

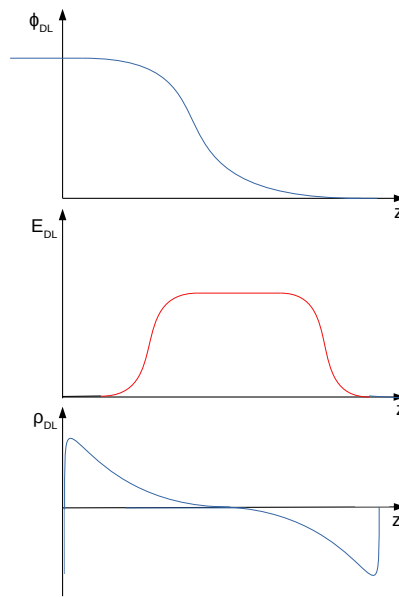
Figura 4 – Estrutura padrão de uma camada dupla.



Fonte: Produzida pelo autor

A camada dupla é formada pela diferença nas velocidades das cargas elétricas. Devido a diferença das massas, os íons são consideravelmente mais lentos que os elétrons criando regiões de acumulação de cargas causando as distorções nos parâmetros de plasma (Figura 5). (Langmuir, 1929; Block, 1978)

Figura 5 – Distorções causadas nas propriedades de plasma



Fonte: "A double layer review" (Block, 1978)

A camada dupla possui três características: a queda de potencial  $\phi_{DL}$  segue a relação  $|\phi_{DL}| > \frac{K_B T}{e}$ , há a quebra da quasineutralidade devido a presença de um campo elétrico  $E_{DL}$  significativo, e por fim uma diferença na densidade eletrônica  $N_e$ . (Block, 1978).

Essa camada pode acelerar, desacelerar e refletir cargas elétricas, sendo assim uma peça chave para a propulsão elétrica. No entanto, na literatura é discutido se sua presença pode alterar significativamente o desempenho de propulsores elétricos que fazem uso de plasmas magnetizados. (Walker et al., 2006; Ahedo; Sánchez, 2008)

## 2.7 MÉTODOS DE DIAGNÓSTICO DE PLASMA

Os métodos de diagnóstico de plasma são fundamentais para o estudo das propriedades físicas do plasma. As propriedades físicas como densidade ( $N_e$  e  $N_i$ ), temperatura ( $T_e$  e  $T_i$ ) e a energia das partículas são de extrema importância para as aplicações e podem ser obtidas e estudadas. Os métodos de diagnóstico de plasma incluem técnicas variadas, como: sondas eletrostáticas, analisadores de potencial retardado, espectroscopia óptica de emissão e copos e sondas de Faraday (Hutchinson, 2002; Raizer; Allen et al., 1997; Lieberman; Lichtenberg, 2005).

### 2.7.1 Sondas Eletrostáticas

As sondas eletrostáticas constituem um dos métodos mais tradicionais e amplamente empregados no estudo dos plasmas, sendo essenciais para diagnósticos em diversas configurações experimentais. A técnica baseia-se na inserção de um material condutor no interior do plasma,

conectado a um circuito externo ( Figura 7), de modo a estabelecer um potencial perturbativo, gerado por uma fonte externa, em relação ao potencial natural do plasma (Chen, 1999).

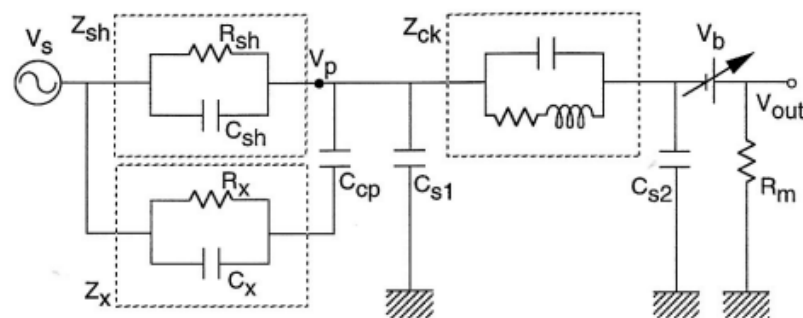
A interação entre o condutor e o plasma resulta na coleta de correntes induzidas pelo movimento de cargas na bainha, que são moduladas pelo potencial aplicado por uma fonte externa. O registro dessas correntes em função da tensão aplicada dá origem à curva característica corrente–tensão (curva I–V), cuja forma depende diretamente do estado termodinâmico e das propriedades locais do plasma (Hanson; Holt, 1966). Diversas geometrias podem ser adotadas no projeto da sonda; contudo, as mais comuns são as configurações cilíndrica, esférica e plana (Figura 9), cada uma apresentando uma resposta própria na forma da curva I–V (Chen, 1999).

Essa técnica permite a extração de parâmetros fundamentais do plasma, tais como a temperatura eletrônica ( $T_e$ ), as correntes de saturação eletrônica e iônica ( $I_e$ ,  $I_i$ ), a densidade eletrônica ( $n_e$ ), o potencial do plasma ( $V_p$ ) e o potencial flutuante ( $V_f$ ) (Chen, 1999).

Entretanto, a presença de radiofrequência (RF) no sistema impõe dificuldades adicionais à aplicação da técnica, uma vez que o potencial de plasma passa a oscilar, parte do circuito pode acoplar sinais de RF, e a não linearidade da curva I–V contribui para distorções nos dados adquiridos (Chen, 2003; Hutchinson, 2002). Diversas estratégias têm sido desenvolvidas para mitigar esses efeitos. Entre elas, destaca-se o acionamento ativo da sonda com uma carga de RF na mesma frequência do plasma, promovendo a flutuação sincrônica da sonda (Braithwaite; Benjamin; Allen, 1987). Outras abordagens incluem o uso de técnicas de autocompensação por meio da elevação da impedância na ponta da sonda, utilizando indutores e filtros do tipo LC (Chatterton et al., 1991), entre outros métodos.

A compensação de radiofrequência é feita através da combinação de um compensador e um filtro de radiofrequência. O compensador é um condutor conectado a ponta da sonda, através e um capacitor de acoplamento, que força a ponta a acompanhar o potencial de plasma ( $V_{sonda} - V_{plasma}$ ), mantendo-se o potencial resultante constante. O filtro tem o objetivo de eliminar os ruídos que surgem nesse tipo de sistema, suavizando ainda mais a curva. É desejável que o sistema de compensação dê uma alta impedância para a ponta assim melhorando o sinal através do desacoplamento do sinal. (Chen, 2003)

Figura 6 – Circuito exemplificado de uma sonda eletrostática.



Fonte: *Langmuir probe diagnostics* (Chen, 2003)

O cálculo da compensação, que determina a área do eletrodo compensador e sua indutância é feito levando em consideração as seguintes indutâncias: a indutância da bainha ( $Z_{sh}$ ), a indutância do eletrodo ( $Z_x$ ) e a indutância dos filtros ( $Z_{ck}$ ). Além disso, deve-se considerar com muito cuidado as capacitâncias parasitas dos fios ( $C_{cs1}$  e  $C_{cs2}$ ). Através da equação de Poisson e dos valores esperados para o tipo de plasma que será medido pode-se estimar a capacitância necessária através da equação 28

$$C_{sh,x} = \frac{1}{2^{7/4}} \frac{\varepsilon_0 A_{sh,x}}{\lambda_D} \left[ \frac{e(V_s - V_p)}{K_B T_e} \right]^{-3/4} \quad (28)$$

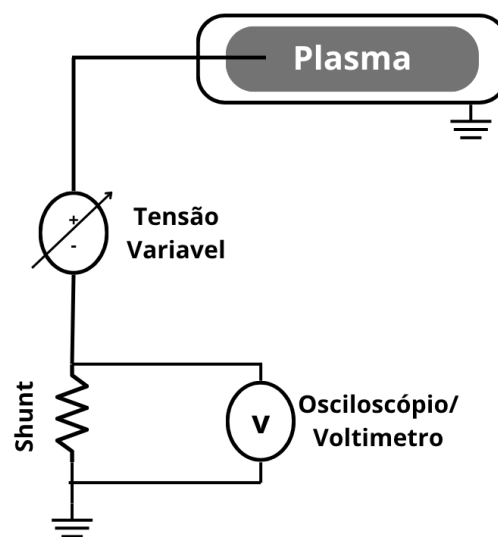
Onde relaciona-se a capacitância da bainha ou do eletrodo compensador com a área da sonda e a área do compensador respectivamente (Chen, 2003). E a impedância necessária ( $Z_{eff}$ ) para a compensação ser efetiva deve seguir a relação equação 29. (Chen, 2003)

$$Z_{eff} \gg Z_{sh,x} \left( \frac{e|V_f|}{K_B T_e} - 1 \right) \quad (29)$$

A teoria das sondas eletrostáticas revela-se fundamental para a concepção, operação e diagnóstico de plasmas em laboratório, sendo indispensável para a caracterização e o controle de sistemas experimentais e aplicações práticas.

O circuito de uma sonda eletrostática é relativamente simples e de fácil implementação. A sonda, em contato com o plasma, é alimentada por uma fonte que flutua em relação à mesma referência elétrica da carcaça da câmara de vácuo, ou de outro ponto de referência que mantenha contato elétrico com o plasma, estando conectada em série com um resistor de shunt (Chen, 2003; Hanson; Holt, 1966), conforme ilustrado no diagrama da Figura 7.

Figura 7 – Esquemática de um circuito comum em medidas de sonda eletrostática.



Fonte: *Langmuir probe diagnostics* (Chen, 2003)

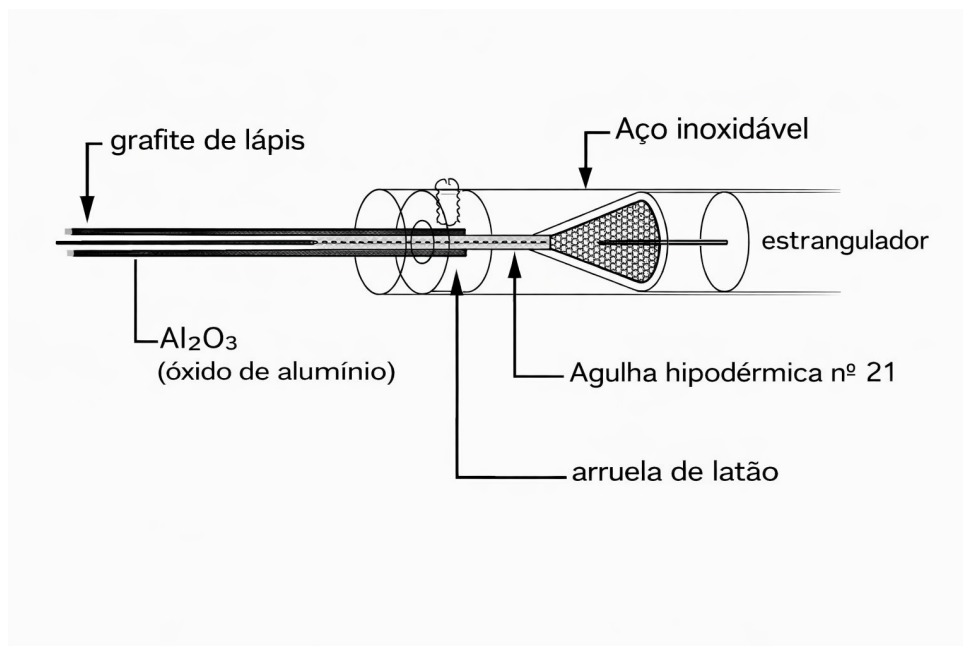
A corrente coletada pela sonda é obtida por meio da medição da queda de tensão no resistor de shunt. A posição desse resistor pode ser alterada, aproximando-o da antena, a fim de minimizar efeitos indesejados em sistemas de radiofrequência (RF), uma vez que o comprimento do fio pode introduzir capacitâncias e indutâncias parasitas ao circuito (Chen, 2003). O valor do resistor também pode ser ajustado de acordo com a corrente prevista. Em descargas do tipo Hélicon, por exemplo, a corrente típica situa-se na ordem de miliampères (mA) (Shinohara, 2018; Takahashi, 2019).

Um aspecto crucial desse tipo de circuito é a definição da referência elétrica. Esta deve, obrigatoriamente, estar em contato direto com o plasma, de modo que a fonte de tensão flutue conforme o potencial do próprio plasma, garantindo que as medições reflitam variações relativas ao potencial do plasma e não a outro referencial externo.

A sonda eletrostática é composta por uma haste de suporte fabricada com material isolante e por uma ponta condutora com geometria específica, que permanece exposta. A extremidade da sonda consiste, em geral, em um fio de alguns milímetros de diâmetro, confeccionado com material condutor resistente a altas temperaturas. Esse fio é envolto por um material isolante, usualmente um tubo de alumina, de modo que apenas uma pequena porção do condutor fique exposta ao plasma, minimizando assim perturbações no sistema de medida.

A haste que sustenta a ponta da sonda é comumente feita de um material isolante, como vidro pirex ou alumina. A Figura 8 mostra uma sonda de Langmuir utilizada para estudar as características de um plasma gerado por radiofrequência e alta potência.

Figura 8 – Exemplo: ponta de sondas eletrostática e tipos de sondas utilizadas para caracterizações de plasma com compensação de RF.

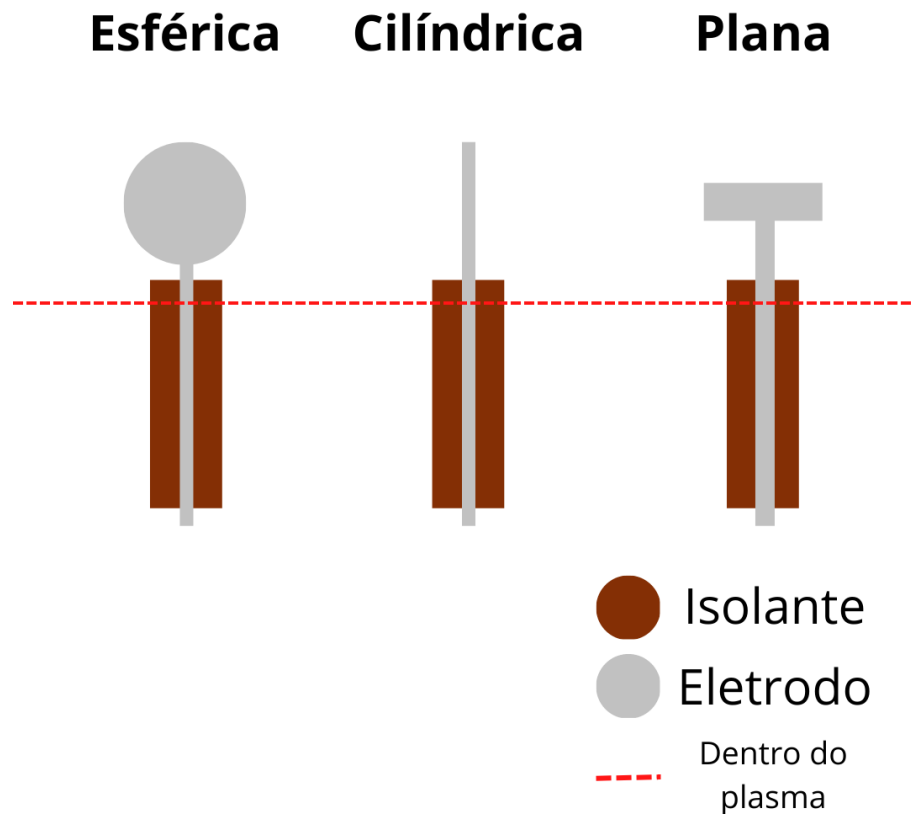


Fonte: *Langmuir probe diagnostics* (Chen, 2003)

São geralmente utilizadas três geometrias distintas para a ponta da sonda eletrostática:

cilíndrica, esférica e planar ( Figura 9). Idealmente, a geometria da sonda eletrostática não deveria alterar o formato da curva nem afetar as medições, entretanto na prática a geometria influencia no formato da corrente eletrônica e também a teoria das medições (Lobbia; Beal, 2017).

Figura 9 – Geometrias geralmente utilizadas em uma sonda eletrostática.



Fonte: Produzido pelo autor.

A criação de uma sonda eletrostática deve levar em consideração o regime de operação dessa sonda. Esse regime de operação depende do livre caminho médio  $\lambda_m$  (Eq. (30)), do comprimento de Debye (Eq. (2)) e do comprimento da região em contato com o plasma  $r_p$ .

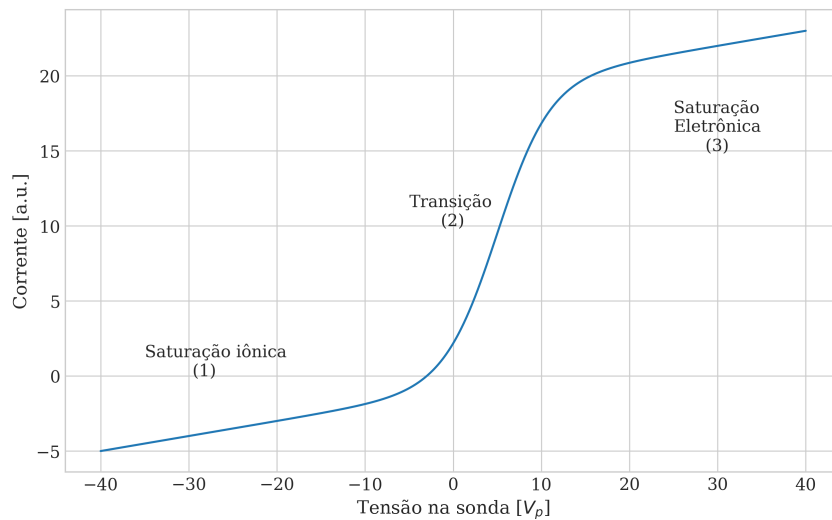
$$\lambda_m = \frac{K_B T}{\sqrt{2\pi} P d^2} \quad (30)$$

A relação dessas grandezas permite definir regimes de trabalho que irão afetar o comportamento das partículas com a sonda e como os dados serão tratados. Consideremos um primeiro caso onde ocorre  $\lambda_m \gg r_p \gg \lambda_D$  nesse caso temos o regime de operação sem colisões com bainha fina, onde as partículas não colidem entre si, mas podem colidir com a sonda ou se acumularem formando uma bainha de plasma fina comparada ao comprimento da sonda. Num segundo caso  $\lambda_m \gg \lambda_D \gg r_p$  temos as partículas não colidindo no entanto é criada uma bainha de plasma "grossa" considerando o tamanho da sonda. Quando avaliamos os casos

considerados sem colisão é assumido que só existem colisões com a sonda (Cherrington, 1982). Já quando ocorre  $\lambda_m \ll \lambda_D$  devemos observar o regime onde há colisão de partículas e tratar usando uma teoria especial.

A curva característica de corrente-tensão (curva I–V) é obtida a partir da aplicação de uma polarização aplicada a sonda, que, juntamente com as partículas carregadas do plasma induz uma corrente na ponta da sonda (Chen, 2003). A curva I-V tem o formato característico demonstrado na Figura 10.

Figura 10 – Curva característica da sonda de langmuir onde são indentificadas a região (1) região de saturação iônica, (2) a região de transição e (3) a região de saturação eletrônica.



Fonte: Produzido pelo autor.

A curva I-V (Figura 10) apresenta, geralmente, três regiões bem definidas, associadas a diferentes regimes de coleta: a região de saturação iônica (1), a região de transição (2) e a região de saturação eletrônica(3). Cada uma dessas regiões corresponde a um mecanismo físico distinto de coleta de partículas e permite a determinação de propriedades fundamentais do plasma.

A região de transição (2) é a região onde uma corrente mista de íons e elétrons é coletada pela sonda, levando a esse comportamento exponencial. A região é delimitada por duas correntes: a corrente de saturação iônica e a corrente de saturação eletrônica. A região de transição nos permite calcular a temperatura dos elétrons e a densidade eletrônica (Chen, 2003; Lobbia; Beal, 2017). Supondo um plasma em equilíbrio e isotrópico permitindo a utilização da distribuição de Maxwell-Boltzman, temos que a corrente nessa região será dada por:

$$I = I_s \exp\left(\frac{e(V_s - V_p)}{K_B T}\right) \quad (31)$$

Logo, quando fazemos um plot semi-log fazendo  $\ln I \times V_p$  temos a seguinte expressão

$$\ln I = \frac{e}{K_B T}(V_s - V_p) + \ln(I_s) \quad (32)$$

$$\ln I = \frac{e}{K_B T} V_s + B \quad (33)$$

Onde obtemos uma relação linear entre a corrente medida e  $T_e$ . Podemos então, obter facilmente a temperatura eletrônica através do coeficiente angular da reta da parte exponencial da curva.

Do mesmo gráfico podemos obter a corrente de saturação eletrônica que pode ser obtida e usada para calcular a densidade eletrônica através da relação:

$$I_s = en_e A_p \bar{v}_{th} \quad (34)$$

Da equação 34 podemos obter a densidade eletrônica, onde  $e$  é a carga fundamental,  $A_p$  área da sonda e a velocidade térmica é dada por  $\bar{v}_{th} = \sqrt{\frac{K_B T}{2\pi m}}$ . Portanto, na região de transição e da saturação eletrônica conseguimos obter tanto a temperatura eletrônica, quanto a densidade eletrônica.

Na região de saturação eletrônica (3), caracterizada por  $V_s \gg V$ , supõe-se que todos os íons são expulsos pelo potencial positivo da sonda sendo uma corrente puramente eletrônica coletada. Essa região é delimitada pelo potencial de plasma ( $V_p$ ), definido como o 'joelho' da curva, esse joelho é um ponto de inflexão e geralmente indica a corrente de saturação eletrônica da sonda  $I_e$  (Chen, 2003; Lobbia; Beal, 2017). A corrente de saturação tende a aumentar a medida que aumentamos a tensão, podendo trazer perturbações indesejadas ao plasma. Esta região pode ser afetada pelo formato da sonda tornando o joelho mais ou menos acentuado dependendo do formato da sonda.

Diversos parâmetros podem alternar a região de saturação de elétrons como o formato da sonda, a pressão, a tensão aplicada. Em alguns casos ao aplicarmos uma tensão muito grande, a própria sonda começa a ionizar o plasma ao redor gerando assim distorções na medida (Chen, 2003; Lobbia; Beal, 2017). Ao tomar a região onde  $V \ll V_s$  é possível observar outra região de saturação, a região de saturação iônica (1). Nela ocorre um efeito semelhante a região de saturação eletrônica, o potencial é tão negativo que repele todos os elétrons e a corrente é puramente formada de íons. Sendo assim, podemos seguir o mesmo raciocínio para a corrente de saturação eletrônica.

Uma das teorias amplamente utilizadas para descrever a coleta de íons por sondas eletrostáticas é a teoria do movimento orbital limitado (OML), desenvolvida por Irving Langmuir e Mott-Smith (Mott-Smith; Langmuir, 1926). Esse modelo considera um plasma maxwelliano, não magnetizado e no qual as colisões entre partículas são desprezíveis, de modo que há conservação da energia e do momento angular. Com base nessa teoria, demonstra-se que a corrente eletrônica e iônica coletada pela sonda depende do potencial de plasma, da temperatura das partículas e da geometria da sonda. O modelo OML descreve com boa precisão o comportamento da corrente coletada por sondas cilíndricas e esféricas.

De acordo com a teoria OML, é possível descrever as correntes de elétrons e íons para uma

sonda cilíndrica por meio das Eqs. (35) e (36). Essas expressões são obtidas pela integração sobre todas as velocidades das partículas utilizando a função de distribuição de energia Maxwelliana (Mott-Smith; Langmuir, 1926; Chen, 2003; Bittencourt, 2013). Embora a sonda eletrostática permita determinar com relativa facilidade o potencial flutuante e a distribuição de velocidades dos elétrons, na prática plasmas perfeitamente maxwellianos são raros e de difícil obtenção experimental.

$$I_e = I_{es} \exp\left(\frac{eV_p}{K_B T_e}\right) \quad (35)$$

$$I_i = I_{is} \sqrt{\left(1 - \frac{eV_p}{K_B T_i}\right)} \quad (36)$$

$$I_{\alpha s} = A_s e n_\alpha \sqrt{\left(\frac{K_B T_\alpha}{2\pi m_\alpha}\right)} \quad (37)$$

A teoria OML relaciona as correntes de saturação das espécies  $\alpha = i, e$ , dadas pela Eq. (37), com as temperaturas e densidades de cada espécimes. A temperatura eletrônica pode ser obtida na região de transição da curva característica, utilizando o resultado da Eq. (33). Embora, em princípio, a temperatura iônica também possa ser estimada por método análogo, essa abordagem não é adequada para determinar a corrente iônicas devido às aproximações adotadas na dedução da Eq. (36).

Apesar de amplamente utilizada, a teoria OML tem suas limitações, principalmente pelo numero de considerações iniciais feitas, como plasma maxwelliano, não magnetizado, regime de operação da sonda eletrostática seja não colisional ( $r_p \ll \lambda_m$ ), levando a conservação do momento angular e da energia das partículas além de que o potencial de plasma não seja muito oscilante, também considera-se o plasma rarefeito e de baixa densidade, o que em situações de plasma de radiofrequência é muito raro (Chen, 2003; Mott-Smith; Langmuir, 1926).

Por essa razão, costuma-se empregar métodos mais robustos e abrangentes, capazes de determinar as propriedades do plasma mesmo quando a distribuição de energia das partículas não é maxwelliana. Outros métodos são o método de Druyvestein e análise dos momentos da segunda derivada métodos, assim como as teorias Allen-Boyd-Reynolds (ABR) e Bernstein-Rabinowitz-Laframboise (BRL), que são modificações da OML para lidar com essas flutuações (Chen, 2003).

O método de Druyvesteyn, ou método da segunda derivada, é empregado em situações nas quais a distribuição de partículas do plasma não é Maxwelliana, baseando-se no fato de que a segunda derivada da curva característica corrente-tensão é proporcional à função de distribuição de energia dos elétrons (EEDF) (Godyak; Demidov, 2011). Quando a distribuição de energia apresenta duas populações eletrônicas distintas, o método permite identificar e caracterizar essas componentes a partir da forma da EEDF (Takahashi et al., 2011; Godyak; Demidov, 2011). Nesses casos, a relação de proporcionalidade entre a segunda derivada da curva característica e a

EEDF é expressa pela Eq. (38) (Takahashi et al., 2011; Godyak; Demidov, 2011).

$$f(\epsilon) = \frac{2m_e}{A_p e^3} \frac{d^2 I}{dV^2} \quad (38)$$

Devido a essa proporcionalidade, podemos obter a energia média dos elétrons e a densidade eletrônica integrando sob todo o espaço de velocidades, através das integrais 39 e 40.

$$N_e = \int_0^\infty f(\epsilon) d\epsilon, \quad \epsilon = e(V_s - V_p) \quad (39)$$

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{1}{N_e} \int_0^\infty \epsilon f(\epsilon) d\epsilon \quad (40)$$

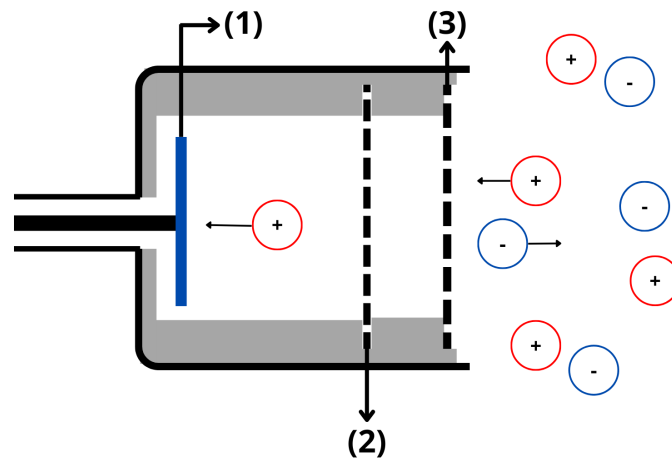
Onde  $\epsilon = e(V_s - V_p)$  é a energia dos elétrons. Esse método é extremamente efetivo para distribuições não maxwellianas e até bi-maxwellianas. No entanto, esse método exige que o plasma não seja fortemente magnetizado (Lobbia; Beal, 2017). Utilizando baixa pressão e em campos fracos, de algumas centenas de gauss, e no qual a sonda segue a direção do campo magnético esse método pode ser utilizado com certa precisão. Além disso, é necessário uma boa calibração e qualidade no sistema de medida, procurando evitar ruídos e deformações na curva (Lobbia; Beal, 2017). Visando a melhoria do sinal pode-se utilizar uma filtragem de RF com circuitos LC, juntamente com um tratamento computacional dos dados experimentais, onde um método amplamente utilizado é o Savitzky-Golay (Savitzky; Golay, 1964), outro método é a análise de Fourier dentre outros métodos. Este tratamento é capaz de eliminar o ruído e permitir a obtenção de uma curva I-V mais precisa.

Apesar de ser um método altamente preciso, o método de Druyvesteyn exige uma determinação precisa do potencial de plasma ( $V_p$ ). Em plasmas excitados por radiofrequência, essa grandeza costuma flutuar no tempo, o que torna essencial a utilização de técnicas adequadas de compensação de RF na ponta da sonda. O sistema de diagnóstico deve priorizar a qualidade dos dados medidos, minimizando a influência dos sinais de radiofrequência sobre as medidas da sonda (Godyak; Piejak; Alexandrovich, 1993; Lobbia; Beal, 2017).

### 2.7.2 Analisadores de potencial retardado

Os analisadores de potencial retardado, *retarded potential analyzer* (RPA), são dispositivos utilizados para a medição das propriedades dos íons. Essa técnica permite a obtenção da densidade iônica  $N_i$ , a temperatura ( $T_i$ ) e a energia dos íons através da medição da função de distribuição de energia iônica (IEDF). A coleta é feita pela captura de um feixe de íons paralelo ao eixo do analisador que colide com um eletrodo coletor. Na parte frontal do dispositivo, uma grade de potencial positivo variável filtra os íons por energia. Tornando-se assim, uma ferramenta indispensável para a caracterização de um sistema de plasmas. (Böhm; Perrin, 1993; Lieberman; Lichtenberg, 2005; Hutchinson, 2002)

Figura 11 – Esquemático de um RPA básico. (1) coletor (2) grade seletora de energia dos íons e (3) grade repelente de elétrons.



Fonte: Produzido pelo autor.

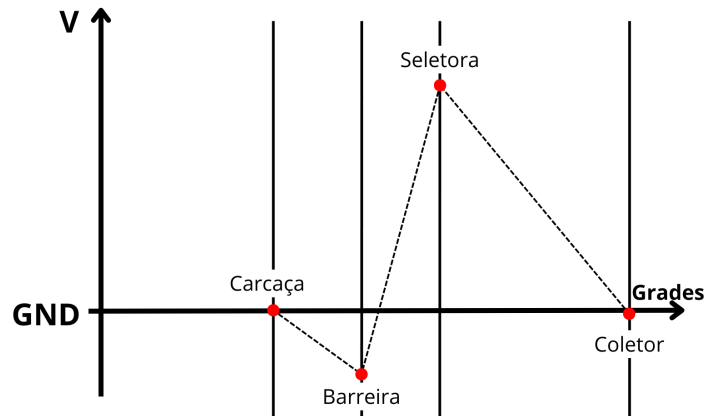
A estrutura de um RPA é relativamente simples, mas exige cuidados específicos, como o alinhamento adequado com o eixo do feixe iônico, a escolha de uma geometria que preserve o campo elétrico unidimensional e o uso de grades com elevada transparência geométrica. A Figura 11 mostra um modelo básico do dispositivo. Um RPA típico é composto por três elementos principais. A grade repelente (3) é polarizada de modo a suprimir a corrente de elétrons, garantindo que o sinal medido seja dominado pelos íons. Em seguida, a grade seletora (2) estabelece um potencial retardante que filtra os íons de acordo com sua energia paralela ao eixo do analisador, permitindo a determinação da função de distribuição de energia iônica. Por fim, o coletor (1), uma placa metálica localizada no fundo da cavidade, recolhe os íons transmitidos pelas grades, fornecendo a corrente iônica utilizada na análise (Böhm; Perrin, 1993; Lieberman; Lichtenberg, 2005; Hutchinson, 2002).

O esquema de potenciais em um analisador de potencial retardado é exemplificado na figura Figura 12. O objetivo dessa configuração de potenciais é medir uma corrente que seja dominada por íons e reduzir os efeitos da corrente eletrônica, maximizando assim a precisão da medida. Essa esquemática pode variar de acordo com o número de grades. Alguns experimentos chegam a utilizar até 5 grades (Böhm; Perrin, 1993; Hutchinson, 2002; Lieberman; Lichtenberg, 2005)

A curva característica obtida por um analisador de energia e sua devida IEDF são exemplificadas na figura Figura 13. Assim como na sonda eletrostática podemos extrair a distribuição de energia dos íons através de uma das derivadas, já que a IEDF será proporcional a primeira derivada da curva característica I-V (Eq. (41)).

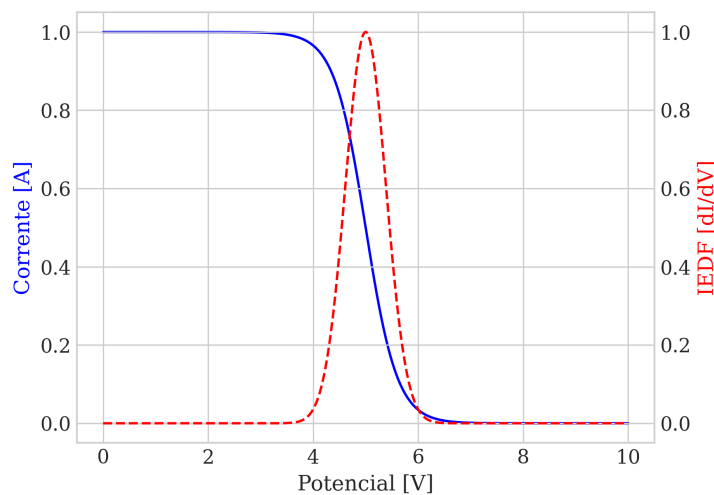
$$f_{IEDF} \propto -\frac{dI}{dV} \quad (41)$$

Figura 12 – Esquemático dos potenciais de energia aplicado as grades.



Fonte: Produzido pelo autor.

Figura 13 – Esquemático de uma curva característica I-V e sua IEDF de um analisador de energia.  
Fonte: (Mühlich et al., 2019).



Fonte: Produzida pelo autor.

As propriedades iônicas, como a densidade  $N_i$  e a temperatura  $T_i$ , podem ser determinadas a partir da função de distribuição de energia dos íons (IEDF). A IEDF é obtida derivando-se a curva de corrente em relação ao potencial retardante aplicado às grades do RPA. A partir dessa distribuição, a densidade iônica é calculada por meio da integral sobre o espaço das energias, enquanto os seus momentos permitem a determinação da temperatura e da energia média dos íons incidentes (Böhm; Perrin, 1993; Wong, 1977).

De acordo com Wong e Bohm (Böhm; Perrin, 1993; Wong, 1977), após a corrente eletrônica ser totalmente inibida, podemos obter a distribuição de energia através da derivação da relação:

$$I(V) = \frac{eA}{m_i} \int_E^{\infty} f(v) dE \quad (42)$$

Onde é possível notar que a derivada em relação a  $V$  da Eq. (42) é:

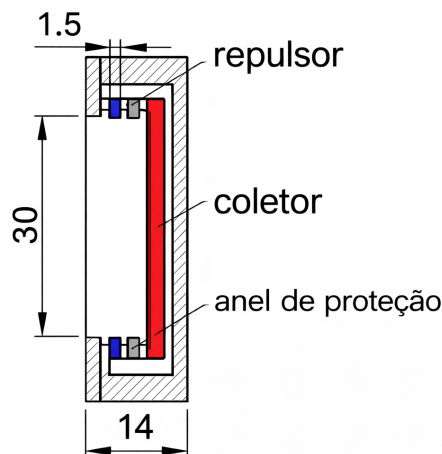
$$f(V) = \frac{m_i}{e^2 A} \left( -\frac{dI}{dV} \right) \quad (43)$$

Assim, podemos extrair tanto a  $N_i$ , quanto  $T_i$ . É comum a distribuição de energia ser maxwelliana mesmo em plasmas iônicos devido a massa dos íons (Böhm; Perrin, 1993), no entanto a redução de ruído utilizando-se um filtro externo pode melhorar o ajuste aplicado a curva e dar resultados mais relevantes.

### 2.7.3 Outras técnicas de caracterização

O *Copo de Faraday* – ‘*Faraday Cup*’ – é também uma técnica clássica para diagnóstico de plasma. Consiste em um eletrodo oco que irá coletar a corrente de partículas carregadas de um feixe de plasma que atravessa uma cavidade (Bravin et al., 2014). A esquemática padrão de um *Faraday Cup* é exibida na figura Figura 14. A corrente é coletada através da absorção das partículas carregadas pelas paredes da cavidade. Essa técnica permite a determinação da corrente iônica com mais precisão que as sondas eletrostáticas. Sua fabricação é simples, e é um método muito robusto. Porém, não permite a determinação da distribuição de energia dos íons (IEDF) e possui uma calibração extremamente complexa (Lieberman; Lichtenberg, 2005; Hutchinson, 2002).

Figura 14 – Esquemático de um copo de faraday para medições de plasma.



Fonte: *Optimization of a Short Faraday Cup for Low-Energy Ions using Numerical Simulations* (Bravin et al., 2014)

A *Optical Emission Spectroscopy* (OES) – “Espectroscopia Óptica de Emissão”, em tradução livre – é uma técnica não intrusiva amplamente difundida para a determinação das propriedades do plasma. Consiste na análise do espectro de luz captado por um arranjo óptico e utilizando uma CCD para análise. Este método possui vantagens como não ser perturbativo, monitoramento em tempo real, sensível a espécimes de partículas importantes como íons em estados excitados

e espécies moleculares. Ainda assim, possui dificuldades como sua extrema sensibilidade as condições do plasma, limitações para determinação de  $T_e$  entre outras. (Fantz, 2006; Chen, 2015b; Bruggeman; Brandenburg, 2013; Sharma, 2019)

### 3 PROPULSÃO ELÉTRICA E O PROPULSOR DE PLASMA HÉLICON

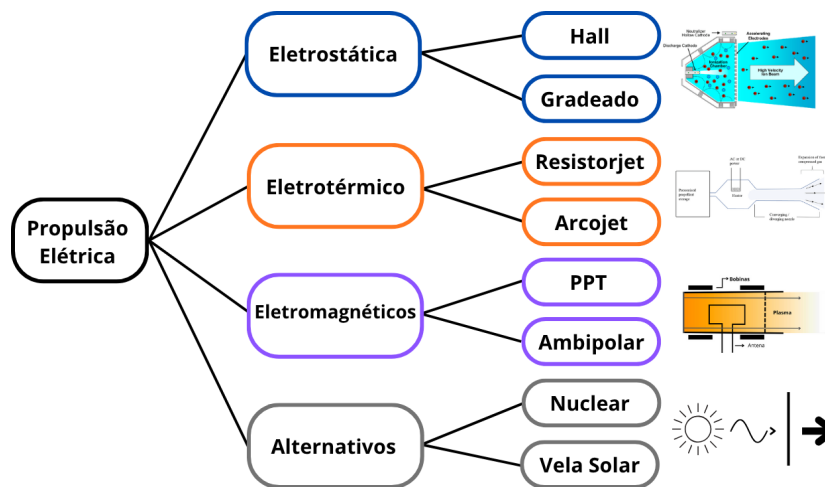
#### 3.1 A PROPULSÃO ELÉTRICA

Sistemas de propulsão elétrica têm se tornando cada vez mais importantes para aplicações espaciais. Atualmente, sistemas de propulsão elétrica estão em desenvolvimento ao redor do mundo e diversos grupos de pesquisa buscam estudar e melhorar o desempenho desses sistemas.

De acordo com Choueiri (Choueiri, 2004), as pesquisas em propulsão elétrica se iniciam no início do século XX. Robert H. Goddard realiza o estudo efeitos da utilização de fenômenos eletrostáticos para a propulsão elétrica em suas anotações (Goddard, 1906) enquanto se estudava a ciência de foguetes como um todo. Foi proposto pela primeira vez uma fonte de plasma que pode ser utilizada para a propulsão elétrica (Choueiri, 2004).

Foram propostas diferentes variantes da propulsão elétrica como: a propulsão eletrostática, eletrotérmica, eletromagnética e etc. A Figura 15 apresenta os tipos de propulsão elétrica e suas subdivisões.

Figura 15 – Sistemas de propulsão elétrica objetos de pesquisa ao redor do mundo.



Fonte: Produzido pelo autor.

Cada propulsor possui seu princípio de funcionamento e sua base teórica. Os propulsores eletrostáticos utilizam campos elétricos para acelerar íons e gerar uma descarga mais eficiente, enquanto propulsores térmicos geram a descarga através de aquecimento do gás propelente. Já os eletromagnéticos combinam campos elétricos e magnéticos para gerar o plasma e criar bocais magnéticos para ejetar partículas (Goebel; Katz; Mikellides, 2023).

- **Propulsores térmicos:** Os propulsores térmicos convertem energia elétrica em calor, ionizando o propelente aumentando sua energia de ejeção e criando propulsão.

- *Arcjet*: O propulsor arcjet utiliza uma descarga elétrica para gerar a ionização e aquecer o propelente levando-o a temperaturas elevadas e aumentando a efetividade da propulsão.
- *Resistorjato*: É o mais simples e confiável, no entanto, possui um impulso específico menor. O gás é aquecido por um elemento resistivo que ioniza o gás propelente antes da ejeção. No entanto sua temperatura é menor que a do *arcjet*.
- **Propulsores eletrostáticos**: Os propulsores eletrostáticos utilizam campos elétricos como efeito primário para a propulsão. São os preferidos da indústria aeroespacial e são amplamente utilizados. Geralmente esses propulsores possuem um cátodo neutralizador, pois emitem somente um tipo de carga.
  - *Propulsores iônicos*: Os propulsores iônicos foram os primeiros a serem testados em órbita (Cybulski et al., 1965; Choueiri, 2004). O gás propelente preenche uma câmara de ionização e depois é acelerado por uma grade que cria uma diferença de potencial.
  - *Propulsores Hall*: O propulsor do tipo Hall, ou propulsor de deriva fechada, é o principal tipo de propulsor utilizado hoje em propulsão de satélites. O gás é ionizado numa câmara e a combinação de um campo elétrico e magnético ( $\vec{E} \times \vec{B}$ ) criam o efeito Hall onde a diferença de potencial leva a ejeção de íons e o confinamento de elétrons.
- **Propulsores eletromagnéticos**: Os propulsores eletromagnéticos são fundamentados na força de Lorentz e baseiam sua propulsão na utilização de campos magnéticos e correntes elétricas.
  - *VASIMIR*: Propulsor capaz de controlar o impulso específico. Utiliza ondas eletromagnéticas para ionizar o propelente e campos magnéticos para confinar e acelerar o plasma.
- **Propulsores ambipolares**: Os propulsores ambipolares geram a propulsão por um gradiente de pressão no plasma e não por uma diferença de potencial como os eletrostáticos.
  - *Propulsor a plasma hélicon*: Este propulsor utiliza uma antena externa para ionizar o gás e gerar plasma por meio de ondas de radiofrequência. A ejeção é realizada através de um gradiente de pressão e, fundamentalmente, pela aceleração em uma camada dupla formada na expansão do campo magnético.

### 3.2 PROPULSOR A PLASMA HÉLICON

Um dos dispositivos que vem ganhando destaque nos últimos anos como um bom candidato para propulsor sem uso de eletrodo externo é o *Helicon Plasma Thruster* (HPT). O propulsor a

plasma hélícon é um dispositivo que gera plasma através da excitação com ondas eletromagnéticas que se propagam no plasma: as Hélicons. Esses dispositivos possuem capacidade para gerar plasmas de alta densidade eletrônica - cerca de  $10^{11}$  e  $10^{13}$   $\text{cm}^{-3}$  - e baixas  $T_i$  e  $T_e$ , na ordem de 5-10 eV, permitindo uma gama de aplicações além da aeroespacial. (Chen, 2015a; Shinohara, 2018; Takahashi, 2019)

Hélicons são ondas *whistler* acopladas a um campo magnético axial que se propagam no plasma com frequência entre a ion-ciclotrônica e eletron-ciclotrônica ( $\omega_i < \omega < \omega_e$ ). Detectadas pela primeira vez em um plasma por Lehane e Thonemann em 1965 (Lehane; Thonemann, 1965). Usualmente, em laboratórios, essas ondas são excitadas a uma frequência de 13.56 MHz por uma antena externa e possuem um acoplamento eficiente. A equação de dispersão de uma hélícon é semelhante a de uma whistler (Eq. (1)). (Chen, 2015a; Shinohara, 2018; Takahashi, 2019)

$$\beta = \frac{\omega n_0 e \mu_0}{\kappa B_0} \quad (1)$$

Ao se considerar uma geometria específica, como a cilíndrica, e não negligenciar a massa do elétron ( $m_e$ ), surge uma onda eletrostática na superfície do plasma que é excitada juntamente com a onda hélícon que complementa o mecanismo de geração de plasma: a onda Trivelpiece–Gould (TG). Essa relação entre ondas TG e Hélicons foram amplamente estudadas por Anush (Arnush, 2000), Shamrai (Shamrai; Taranov, 1996) e Borg (Borg; Boswell, 1998). Os modos acoplados gerados pela excitação das duas ondas é exemplificado na Eq.(2).

$$\beta_{1,2} = \frac{\kappa}{2\delta} \left[ 1 \mp \left( 1 - \frac{2\delta\kappa_w^2}{k^2} \right) \right] \quad (2)$$

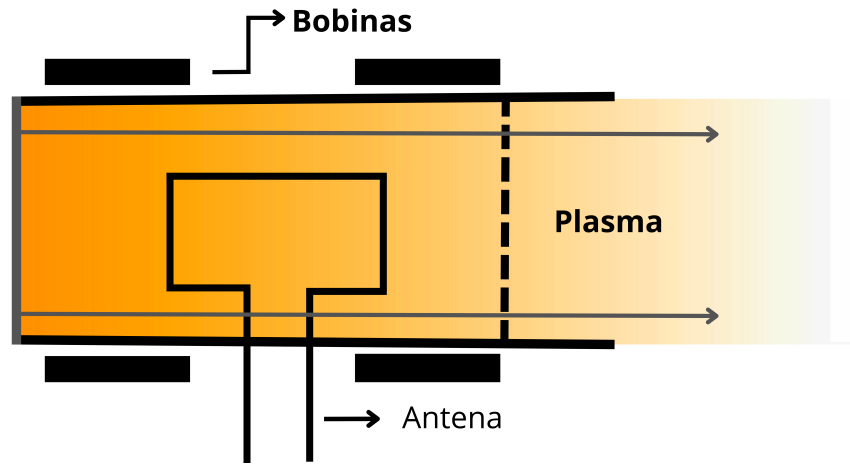
O sinal no termo da Eq. (2) indica o modo que estamos lidando. O modo (-) representa o modo Helicon, enquanto o modo (+) demonstra a predominância do modo TG. A equação também demonstra que a onda TG se propaga na superfície do plasma e acaba absorvendo mais potência emitida pela antena do que o modo helicon que se propaga mais para o seu interior. (Borg; Boswell, 1998; Arnush, 2000; Shinohara, 2018).

Portanto, o mecanismo de acoplamento entre ondas hélícons e ondas TG descritos pelas equações 1, 2, demonstram que há uma ligação direta entre o campo magnético e a densidade de partículas no plasma. Isso explica a capacidade gerar altas densidades de partículas variando-se o campo magnético e a potencia da antena. (Borg; Boswell, 1998; Arnush, 2000; Chen, 2015a; Shinohara, 2018)

### 3.2.1 Estrutura de um propulsor Hélicon

A estrutura de um dispositivo de plasma hélícon é exemplificado na figura Figura 16. Essa estrutura geralmente é constituída por três componentes: (i) um tubo cilíndrico de vidro ou quartzo, (ii) uma antena para excitação das ondas H e TG e (iii) bobinas ou campos magnéticos que ajudaram na absorção da potência pelas partículas do plasma. A antena deve ser fabricada

Figura 16 – Esquemático da estrutura de uma fonte de plasma hélicon.



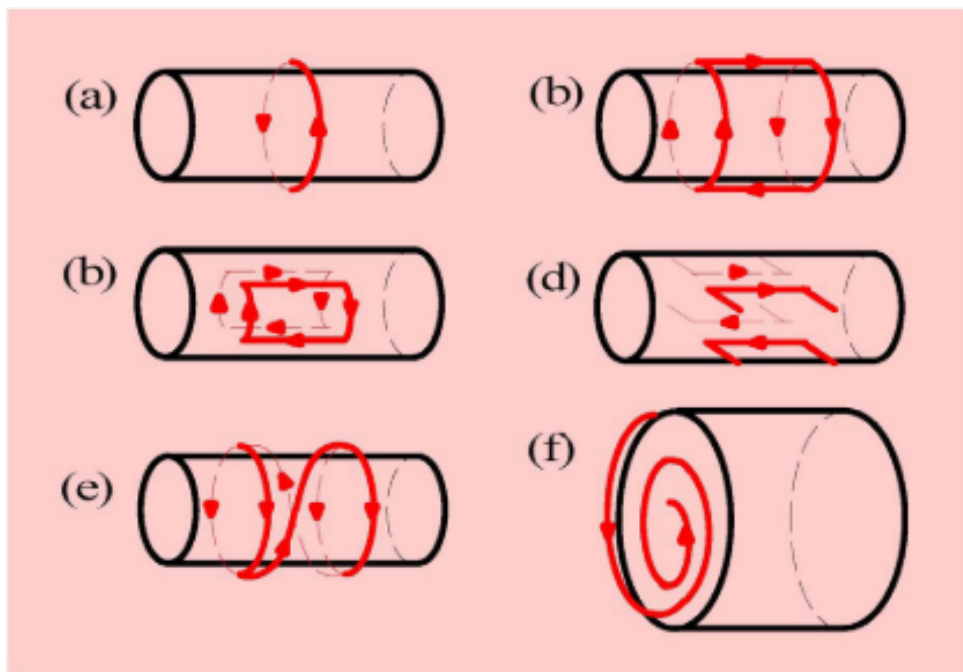
Fonte: Feita pelo autor.

de tal maneira que permita a excitação dos modos Hélicon e TG que são controladas pelo modo azimutal  $m$  (Shinohara, 2018). Logo o formato delas é de extrema importância para a excitação do plasma.

A Figura 17 Apresenta as diferentes configurações das antenas utilizadas por diferentes grupos de pesquisa. (Chen, 2015a; Shinohara, 2018; Takahashi, 2019). As antenas de mais simples utilização como a antena (a) loop simples e antena (f) do tipo espiral são capazes apenas de excitar ondas com modo azimutal  $m = 0$ . Enquanto as outras podem excitar os modos 1 e  $-1$  ou ambos juntos (Shinohara, 2018). Os modos são acoplados dependendo-se da configuração de campo magnético de acordo com a equação de dispersão (Eq. (1)), devido a dependência de  $k$  (Shinohara, 2018)

As vantagens desse tipo de sistema tornam-no um grande candidato a substituto para propulsores elétricos com cátodo externo. No entanto, desafios como a baixa eficiência energética, problema de acoplamento e da separação do plasma das linhas de campo magnético, ainda limitam a utilização de tais dispositivos para a propulsão elétrica. (Godyak, 2020; Wu et al., 2025)

Figura 17 – Tipos de antenas utilizadas para excitação de hélicons.

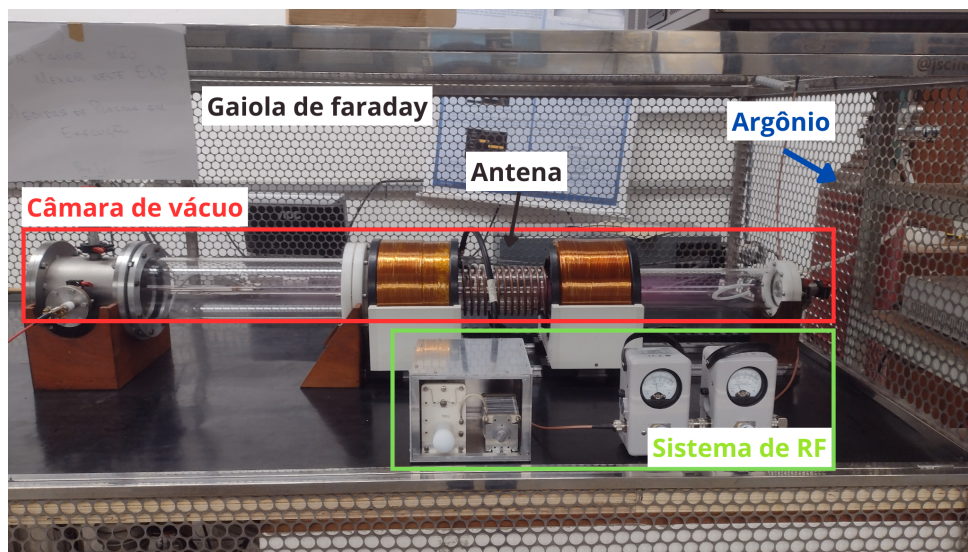


Fonte: *Helicon high-density plasma sources: Physics and applications*. (Shinohara, 2018)

## 4 APARATO EXPERIMENTAL

A montagem e a aparelhagem experimental serão descritas a seguir, com foco nos seguintes componentes: o sistema de vácuo, o sistema de RF, a aparelhagem do campo magnético, a sonda eletrostática e, por fim, o analisador de potencial retardado. A configuração experimental completa é exemplificada na Figura 18, demonstrando, de maneira geral, as seções apresentadas neste capítulo.

Figura 18 – Vista geral da configuração experimental montada no laboratório de física de plasmas.



Fonte: Produzido pelo autor.

### 4.1 SISTEMA DE VÁCUO

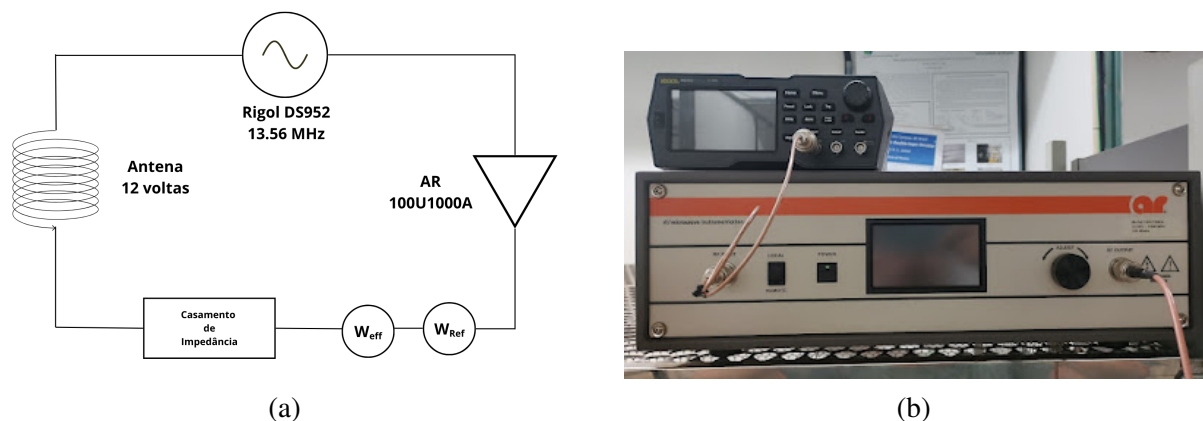
A câmara de vácuo é composta de dois tubos de vidro de borossilicato conectados por uma flange de poliacetal. O vidro da câmara de dispersão possui 200 mm de diâmetro externo, enquanto o vidro da câmara de ionização possui diâmetro de 100 mm. A flange de poliacetal se faz necessária devido a presença de correntes parasitas e magnetização da flange metálica por conta do RF.

O sistema será alimentado com argônio 99,99% por meio de um controlador de fluxo de massa da marca MKS modelo 1179A. O vácuo é mantido por um sistema constituído por: uma bomba mecânica Type-4 marca KYKY e uma bomba difusora Diffstak 63M da marca EDWARDS disponibilizadas pelo laboratório de física de plasmas. A pressão dentro da câmara de vácuo é monitorado por dois medidores de pressão um pirani modelo EDWARDS APG-200 e um medidor penning EDWARDS AWX-M, ambos pertencentes ao laboratório de física de plasmas.

## 4.2 SISTEMA DE RF

O sistema de RF é fundamental para a ionização do gás. O seu esquema é exemplificado na Figura 19. O conjunto foi projetado para alimentar uma antena de cobre de 12 voltas, cujo comprimento total é de aproximadamente  $1/4$  do comprimento de onda correspondente à frequência de 13,56 MHz. Esta antena envolve a câmara de vácuo e opera com um sinal de 13,56 MHz para excitar os modos normais  $m=0$  das ondas Hélicon e TG, ionizando o plasma. O sistema é composto por um gerador de sinais RIGOL DG952, capaz de atingir frequências de até 50 MHz, conectado a um amplificador AMPLIFIER RESEARCH 100U1000A. A potência é monitorada por dois wattímetros (marca *Bird*, modelo 43): um mede a potência refletida, enquanto o outro monitora a potência efetiva entregue à antena. Um casador de impedância, fabricado no LFP/UnB, realiza o ajuste entre a antena e o amplificador para evitar danos aos componentes eletrônicos e otimizar o acoplamento de potência ao plasma.

Figura 19 – (a) Esquemático do sistema de radiofrequência. (b) Amplificador e gerador de onda utilizado para geração de plasma.



Fonte: Produzido pelo autor.

## 4.3 APARELHAGEM DO CAMPO MAGNÉTICO

Ambas as bobinas magnéticas usadas neste experimento – Ver Figura 20a – foram fabricadas no laboratório usando cobre AWG 8. Essas bobinas geram um campo magnético capaz de orientar o movimento das partículas ionizadas além de melhorar o acoplamento dos modos normais dos elétrons. As bobinas possuem cada uma 720 voltas e diâmetro interno de 11 cm. As bobinas são alimentadas por duas fontes de corrente disponibilizadas pelo laboratório de física de plasmas. Uma das fontes é da marca AGILENT modelo N5767A, capaz de fornecer 60 V e 25 A. A segunda fonte é da marca ITECH modelo IT6513A com capacidade de fornecer 150 V e 30 A, como apresentado na Figura 20b.

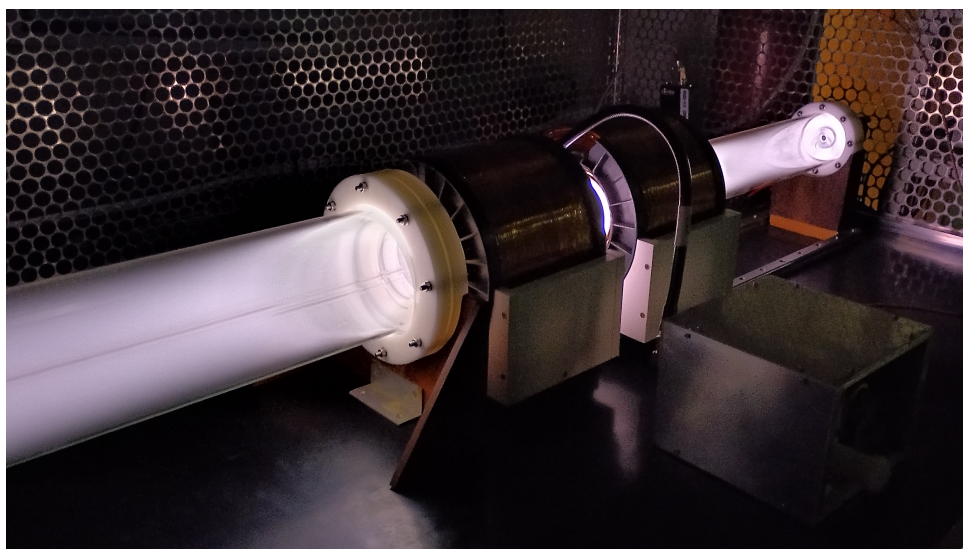


Figura 20 – (a) Bobinas magnéticas utilizadas (b) Fontes utilizadas de corrente pertencentes ao LFP/UnB.

Fonte: Produzido pelo autor.

A caracterização do campo magnético gerado pelas bobinas foi realizado utilizando-se o *software* COMSOL, que utiliza o método de elementos finitos para a simulação das linhas de campo do sistema de campo magnético. Por fim, foi utilizado um gaussímetro WALKER SCIENTIFIC MG-3D, pertencente ao LFP/UnB, capaz de medir as linhas de campos axiais utilizando uma sonda hall, para a medição direta do campo magnético. Após a descrição de todos os componentes do sistema, procedeu-se à montagem do aparato experimental. A Figura 21 ilustra o sistema em funcionamento.

Figura 21 – Montagem em laboratório do aparato experimental.



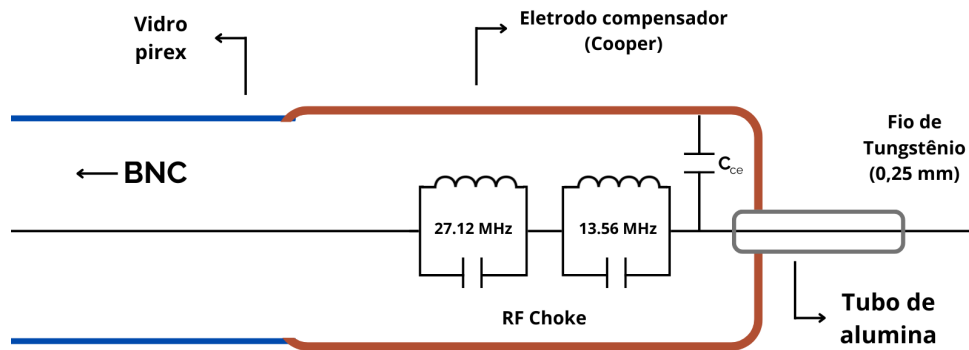
Fonte: Produzido pelo autor.

#### 4.4 SONDA ELETROSTÁTICA

A sonda utilizada nas medições é uma sonda eletrostática autocompensada fabricada no laboratório. A autocompensação é feita utilizando um filtro rejeita-faixa LC na banda de 13.56

MHz e 27.12 MHz e tem como objetivo aumentar a impedância na ponta da sonda, além de filtrar o sinal captado. Essa compensação é necessária para lidar com as flutuações de RF presente no plasma devido as ondas emitidas pela antena.

Figura 22 – Esquemático da construção da sonda.



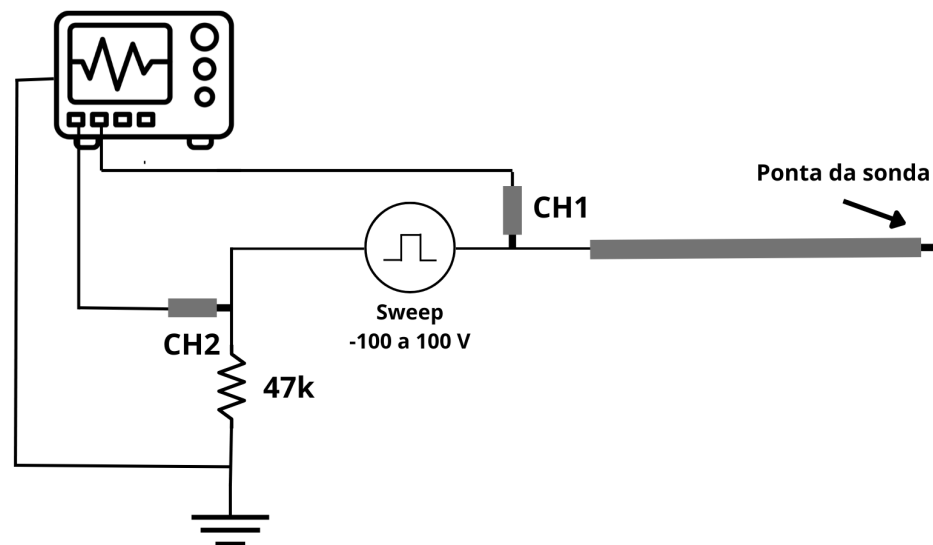
Fonte: Produzido pelo autor.

O esquema da sonda é apresentado na Figura 22. A ponta é composta por um fio de tungstênio com raio de 0,25 mm e comprimento de 10 mm, montado em um tubo de borossilicato de 10 mm de diâmetro e 1,5 m de comprimento, permitindo o alcance de toda a câmara de vácuo. O eletrodo compensador consiste em um tubo de cobre de 1 mm de espessura, cuja área é significativamente maior que a da ponta. Ele é acoplado à sonda por meio de um capacitor de 1 nF, cuja função é fazer com que a ponta da sonda e o potencial do plasma se mantenham iguais durante as flutuações de RF. Por fim, a sonda é conectada a um sistema de aquisição de dados por um cabo co-axial de  $50 \Omega$ .

O circuito de aquisição, foi desenvolvido com base no circuito apresentado na seção referente à sonda eletrostática (Figura 7). Os amortecedores de radiofrequência demonstrados na Figura 22 tem o intuito de filtrar o sinal de RF reduzindo o seu ruído e fazendo com o que a curva seja mais visível e definida. A fonte de varredura é constituída por um gerador de sinais da marca AGILENT, modelo 3300A, e uma fonte de laboratório BOP 100-4M da marca KEPCO que permite aplicar uma tensão em forma de rampa de maneira periódica permitindo a variabilidade da sonda eletrostática. Essa configuração permite realizar varreduras em uma frequência controlada, possibilitando a obtenção de múltiplas curvas de corrente-tensão em um curto intervalo de tempo. É importante salientar que a fonte flutue para ter a mesma referência que a sonda. O esquemático do circuito montado em laboratório esta exemplificado na Figura 23.

O sistema de aquisição utilizou um osciloscópio RIGOL MSO5074, com taxa de amostragem de 8 GSa/s, garantindo boa resolução temporal das medições. Um resistor de  $47 \text{ k}\Omega$  foi empregado como elemento de medição de corrente, e a fonte de varredura operou a 27 Hz. É importante notar, também, que tanto a sonda quanto o resistor estão no mesmo referencial elétrico.

Figura 23 – Esquemático do sistema de aquisição de dados.



Fonte: Produzido pelo autor.

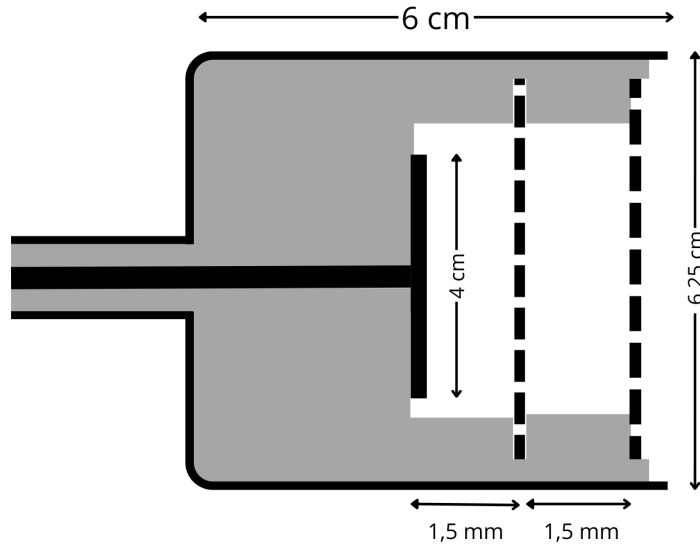
Para a caracterização dos filtros foram utilizados um NanoVNA, pertencente ao laboratório de física dos plasmas, conectado ao sistema de filtragem montado em placa. O NanoVNA retorna uma resposta em frequência de um sinal que varre de 1 MHz até 50 MHz, informando o quanto a intensidade da onda está sendo atenuada.

#### 4.5 ANALISADOR DE POTENCIAL RETARDADO

O analisador de potencial retardado utilizado pertence ao laboratório de física de plasmas da Universidade de Brasília. O analisador possui 6 cm de extensão, com um furo de 6,25 cm. Internamente é composto por duas grades condutoras, uma de malha fina 0,5mm, outra de uma malha mais grossa de 2,5mm, separadas por placas de poliacetal e por fim o coletor metálico de aço inox no fundo com 2 cm de raio. O esquema do analisador utilizado pode ser visualizado na Figura 24

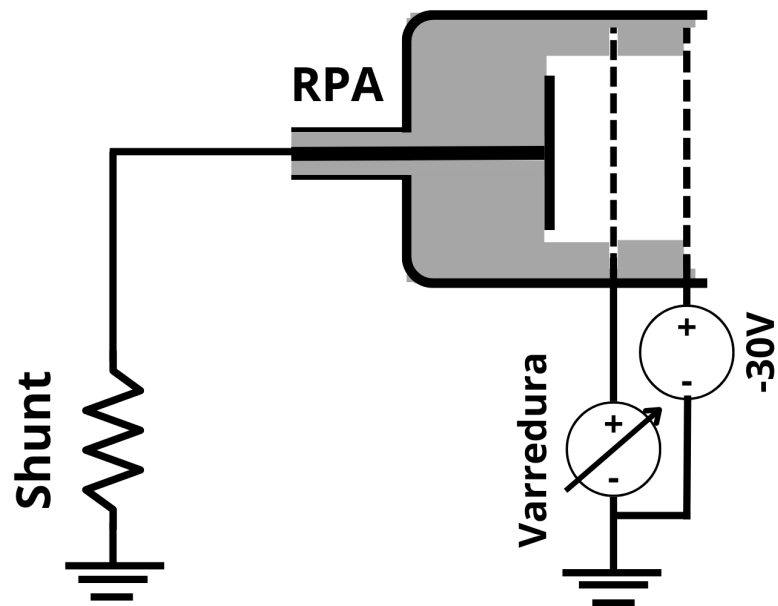
O circuito da medida é exemplificado na Figura 25. A grade frontal é a conectada a uma fonte HIKARI HF-3205s que fornecerá um potencial negativo de  $-30$  V. A segunda grade é conectada a fonte de varredura, mesma utilizada na sonda eletrostática, onde a tensão irá variar de 0 a 100 V, selecionará a energia dos íons. O coletor é conectado a um resistor onde será medido a queda de tensão utilizando um osciloscópio. Finalmente os dados serão analisados utilizando-se o *software* Python e bibliotecas de análise de dados como o PANDAS, SciPy e Numpy.

Figura 24 – Montagem e esquema interno do analisador de potencial retardado



Fonte: Produzido pelo autor.

Figura 25 – Esquemático do circuito utilizado para o RPA em laboratório.



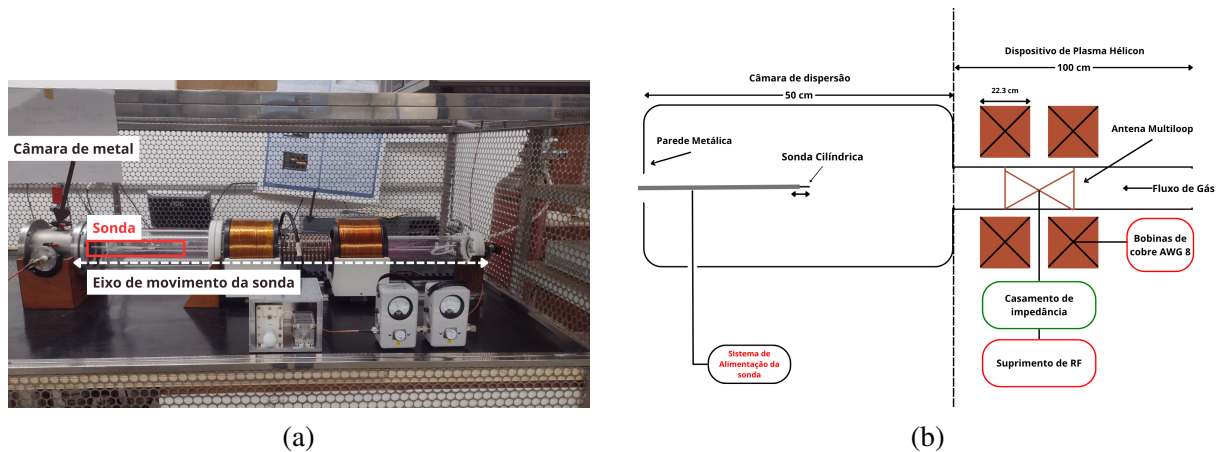
Fonte: Produzido pelo autor.

## 5 METODOLOGIA

Uma vez discutidos aparato experimental e montagem, é preciso ressaltar algumas escolhas tomadas durante o processo de coleta de dados e de como as medidas serão analisadas.

O sistema experimental é composto pela câmara de vácuo, pela aparelhagem do campo magnético e pela fonte de alimentação de RF, além dos instrumentos de diagnóstico: a sonda eletrostática e o RPA. A montagem experimental segue o esquema da Figura 26a. Devido a câmara de vácuo ser de vidro a referência utilizada é uma câmara de metal ao final do sistema, seguindo o esquema da câmara de vácuo na Figura 26b temos o conector metálico que fará o papel de referencial dos sistema, ele será aterrado ao terra do laboratório.

Figura 26 – Montagem em laboratório com a sonda eletrostática (a) Esquemático da situação descrita (b).



Fonte: Produzido pelo autor.

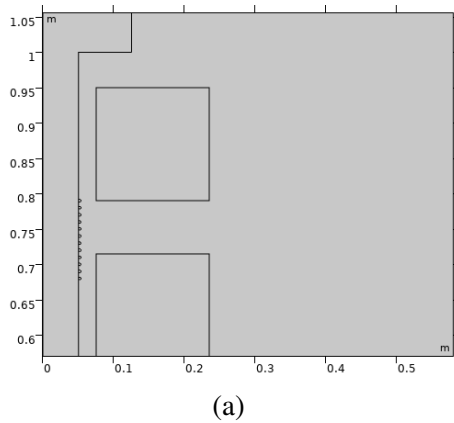
A sonda eletrostática pode se movimentar por toda a extensão do sistema, devido sua extensão de 1.5 m, no entanto, iremos tomar apenas a região mais próxima da antena, como a área da medida. Além disso, o sistema é envolto em uma gaiola de Faraday para proteção e não exposição dos circuitos.

### 5.1 CARACTERIZAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO

A caracterização do campo magnético ocorreu em duas etapas, na primeira uma simulação utilizando o *software* COMSOL foi executada considerando-se as bobinas e a configuração desejada para a experimentação. A geometria utilizada no programa é exemplificada na Figura 27a. Na segunda etapa utilizou-se um tubo centralizado ao eixo axial do sistema de vácuo, para medir o perfil axial do campo magnético. A caracterização do campo magnético foi realizada apenas na região da descarga, já que a medida que afasta-se da zona de ionização o campo torna-se

praticamente nulo. Na Figura 27b é apresentada a montagem em laboratório para a jornada experimental do campo magnético.

Figura 27 – Esquemático do sistema no *software* COMSOL (a). Montagem Experimental da medida de campo magnético (b).



Fonte: Produzido pelo autor.

A caracterização é feita variando-se a corrente aplicada as bobinas e medindo-se o perfil de intensidade do campo magnético axial  $|B|_{axial}$  para cada corrente correspondente. Essa caracterização é uma etapa de suma importância para a caracterização do sistema conhecer a distribuição dos campos gerados pela bobina e também para determinar a formação de um bocal magnético. As correntes a serem testadas são: 10 A, 15 A, 20 A e 25 A.

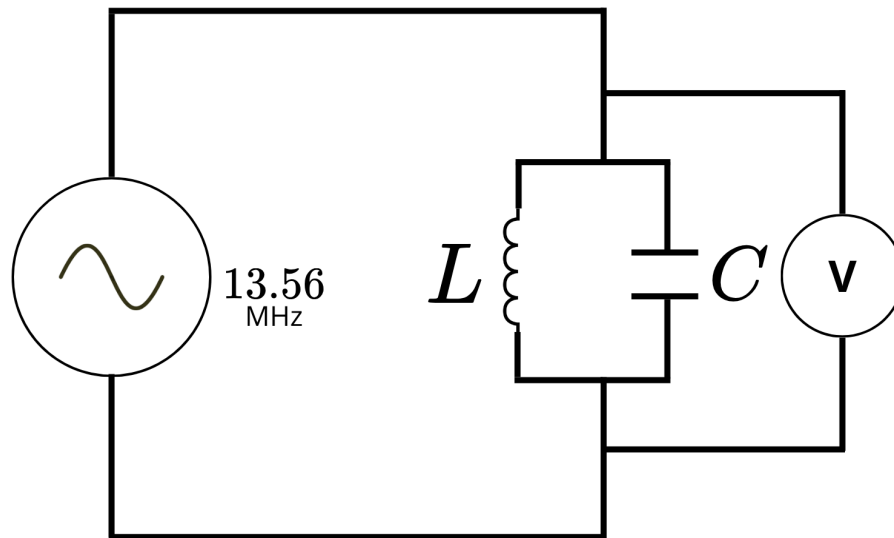
## 5.2 COMPENSAÇÃO DE RADIOFREQUÊNCIA

A compensação da sonda foi feita utilizando um tubo de cobre de 2,5 cm de comprimento, capacitores e filtros rejeita-faixas LC. Devido a frequência de operação foi necessário apenas utilizar indutores radiais como amortecedores de RF.

O esquemático para medição dos filtros pode ser visualizado na Figura 28. Os amortecedores de frequência visam filtrar o sinal de 13,56 MHz e seus harmônicos, sendo assim, escolheu-se para o amortecedor de RF os valores de  $10 \mu H$  e  $12 pF$ , o mais próximo para o seu primeiro harmônico, enquanto para o segundo harmônico  $3,3 \mu H$  e  $12 pF$ . No entanto, era preciso saber a resposta do sinal em função da frequência.

A compensação tem como objetivo aumentar a impedância na ponta da sonda, filtrando assim os sinais da frequência fundamental e seus harmônicos. Para isso um sistema inspirado em sondas utilizadas por Godyak, Ghosh e Lobbia (Godyak; Piejak; Alexandrovich, 1993; Ghosh et al., 2016; Lobbia; Beal, 2017).

Figura 28 – Montagem para determinação dos choques de radiofrequência



Fonte: Produzido pelo autor.

### 5.3 GERAÇÃO DO PLASMA

Os parâmetros experimentais da geração de plasma são explicitados aqui. O procedimento segue um algoritmo para segurança dos utilizadores. O primeiro passo consiste na ativação do sistema de vácuo, em que a bomba mecânica é utilizada como bomba de respaldo age em cima da difusora, possibilitando atingir pressões da ordem de  $10^{-5}$  Torr. Posteriormente, o sistema é alimentado com gás argônio através do controlador de massa, até o sistema atingir uma pressão de  $10^{-3}$  Torr e permanecer constante. Em seguida, foram realizados diferentes testes com o sistema de radiofrequência. Os parâmetros experimentais determinados são listados na tabela 1. A figura Figura 29 apresenta o plasma gerado nas condições listadas.

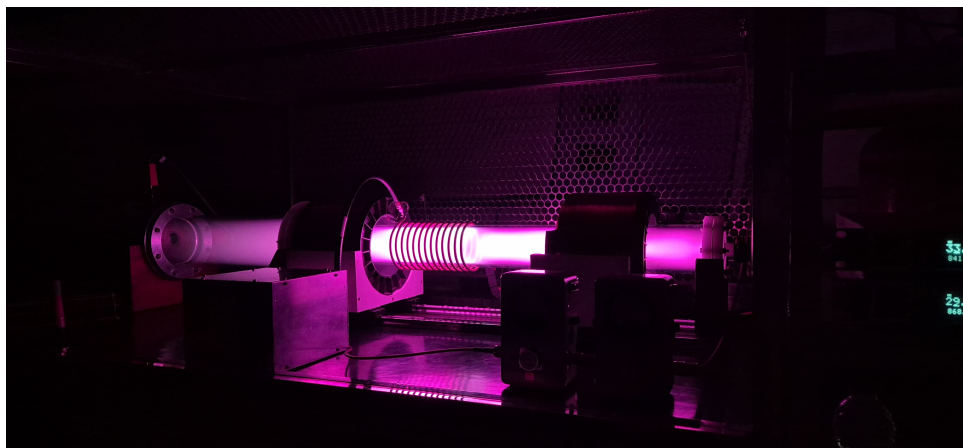
Tabela 1 – Tabela de parâmetros de operação.

Frequência (MHz)	13.56
Pressão (Torr)	$10^{-3}$
Fluxo de Argônio (SCCM)	10
Campo Magnético (Gauss)	$\approx 300$
Potencia na antena (Watts)	100
Potencia Refletida (Max)	10%

### 5.4 DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DE PLASMA.

A determinação dos parâmetros de plasma é realizado através da análise dos dados obtidos utilizando-se a sonda eletrostática autocompensada e pelo RPA. Os dados são processados

Figura 29 – Plasma gerado com os parâmetros experimentais listados.



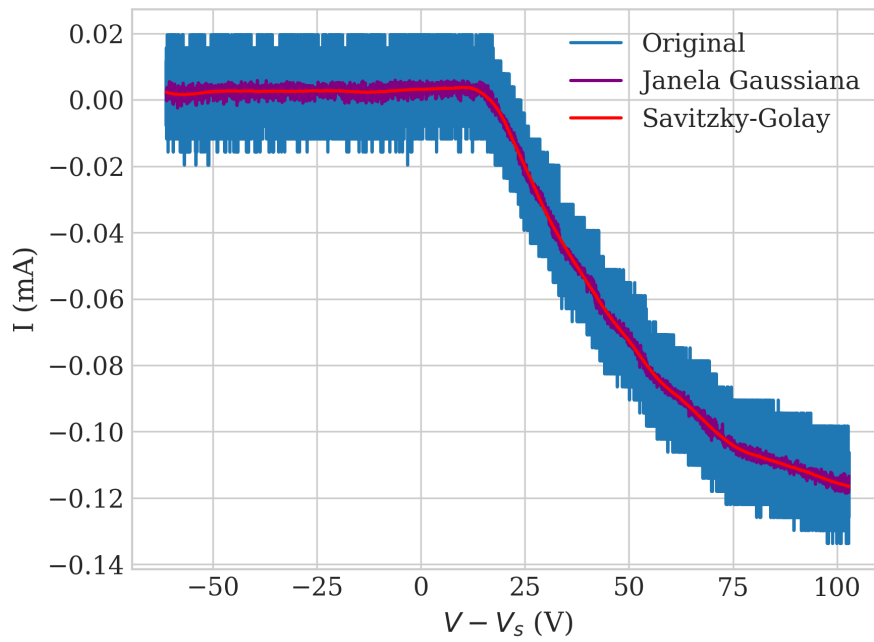
Fonte: Produzido pelo autor.

utilizando-se o *software python* e alguns filtros para suavização da curva e assim tornar possível a análise dos parâmetros de plasma pelo método OML e pela análise da primeira derivada (IEDF).

Diversos métodos de aplicação de processamento de dados podem ser utilizados para a obtenção de  $V_p$  e das IEDFs. Cada método possui um impacto direto na obtenção da IEDF e da EEDF e são amplamente discutidos por *Caldarelli et. all* (Boswell; Rattenbury; Cater, 2023). As opções mais diretas para a análise dos dados são os filtros de diferenciação analógica e filtros de janela. Nesses casos é necessário escolher quem melhor se adéqua ao problema e apresentar o melhor resultado. A figura Figura 30 apresenta as curvas I-V original e pós-processadas mediante os métodos Savitzky-Golay e janela gaussiana. Na Figura 31, é apresentada uma análise comparativa dos métodos de processamento antes mencionados aplicadas à primeira derivada da curva I-V.

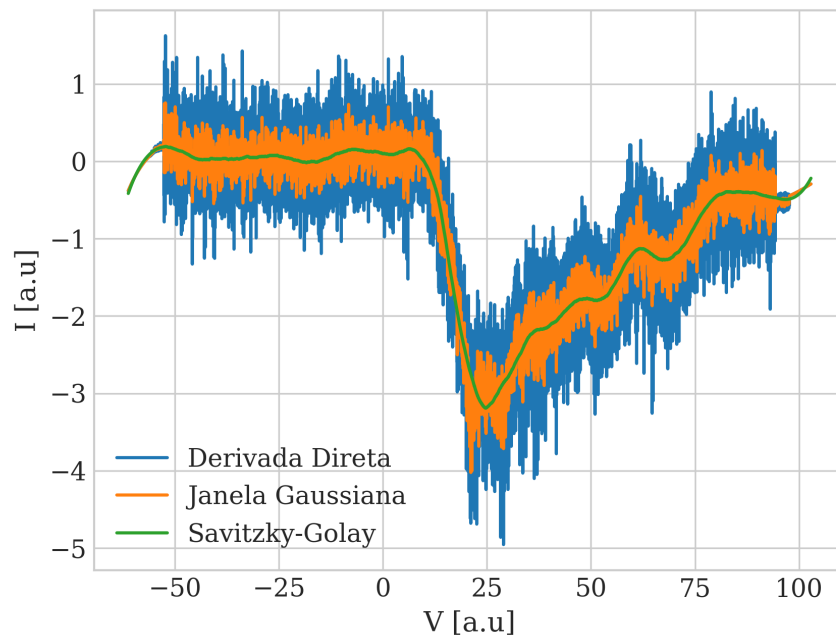
Pode-se observar que, ao usar a suavização gaussiana, a reta ainda permanece com certo ruído, o qual é preservado em sua derivada. O método Savitzky-Golay apresenta curvas mais definidas. É importante notar também que as pontas em todas as suavizações sofrem distorções, que serão desconsideradas por serem consequência do método e não um fenômeno físico. Sendo assim, optou-se pela utilização do método de Savitzky-Golay para a análise das curvas, devido a sua eliminação maior do ruído e a demonstração dos picos.

Figura 30 – Comparação entre o método de ajuste.



Fonte: Produzido pelo autor.

Figura 31 – Comparação da suavização nas derivadas.

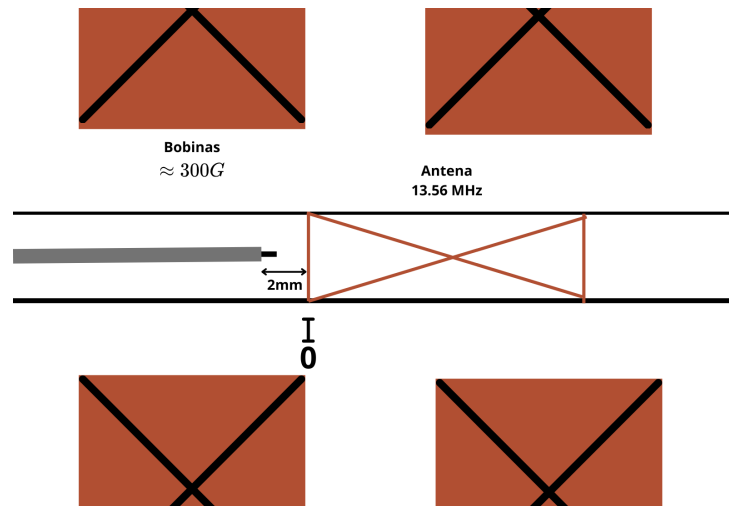


Fonte: Produzido pelo autor.

## 5.5 SONDA COM ATENUAÇÃO DE RF E SEM ATENUAÇÃO DE RF

A caracterização do efeito do sistema compensador mais a atenuação de RF constitui uma das etapas mais relevantes deste projeto. Para essa análise comparativa, foram realizadas duas medições uma sem o circuito de atenuação e outra com o circuito atenuador.

Figura 32 – Configuração da medida com atenuação e sem atenuação



Fonte: Produzido pelo autor.

As medições foram efetuadas na região próxima à antena, indicada na Figura 32. A ponta ficará fixa a uma distância de aproximadamente  $2\text{ mm}$  da antena onde a geração de plasma é mais intensa e o campo magnético produzido pelas bobinas apresenta maior uniformidade, estando praticamente alinhado ao eixo da sonda. Os parâmetros de operação são mantidos fixos, no entanto, a potência do RF é variada de  $100\text{ W}$  a  $40\text{ W}$  mantendo-se uma onda refletida de  $10\%$  para cada respectivo valor. Isso permite observar como os parâmetros de plasma reagem a variação de potência incidente.

Essa configuração minimiza a necessidade de correções associadas ao campo magnético durante o processamento dos dados. A execução das medições ocorrerá variando-se a potência do sistema e verificando a variação da temperatura e densidade  $T_e$  e  $N_e$  dos elétrons que são as grandezas mais afetadas devido a falta de compensação.

## 5.6 MEDIDAS COM ANALISADOR DE POTENCIAL RETARDADO

O RPA foi posicionado na região do bocal magnético na câmara de dispersão, por limitações no tamanho do suporte do medidor e também para minimizar os efeitos de indução de RF na carcaça do medidor. Logo, a medida é realizada a  $20\text{ cm}$  de distância da antena. A Figura 33 exemplifica a montagem do sistema.

As propriedades de plasma foram extraídas da seguinte maneira. Primeiro-se obteve as curvas características de corrente tensão do analisador removendo os elétrons usando-se uma

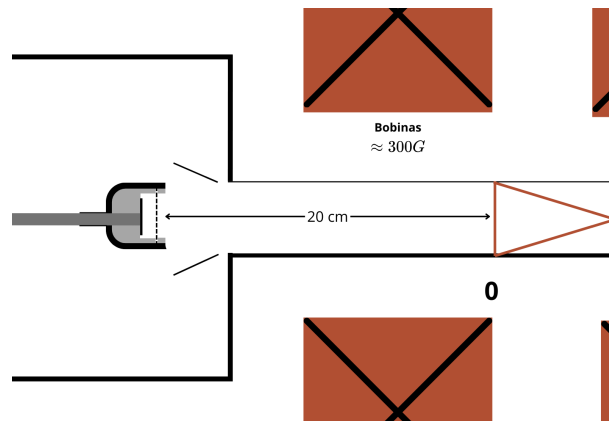
fonte Hikari aplicando-se -30V de tensão na grade repelente. Obtendo-se a curva e utilizando-se o fato que a IEDF é proporcional primeira derivada (Böhmer; Perrin, 1993), obtém-se que:

$$f(v) = \frac{M_i}{Ae^2} \left( -\frac{dI}{dV} \right) \quad (1)$$

A partir da distribuição da Eq. (1) pode-se obter a densidade iônica ( $N_i$ ) e a temperatura dos íons ( $T_i$ ) através da integração para todas as energias disponíveis semelhante ao método de Druveystein.

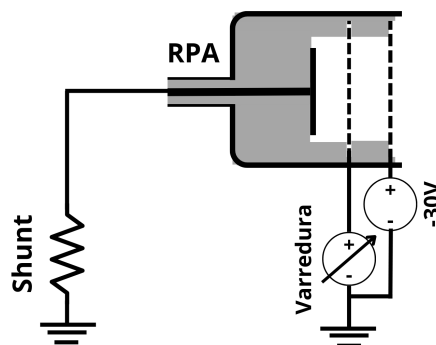
As medidas foram retiradas mantendo-se as condições de RF utilizadas na sonda eletrostática, e com o mesmo fluxo de gás propelente incidente. A medida foi realizada utilizando o circuito da figura Figura 34. A tensão na grade seletora de energia varia de 0 a 100 V a tensão repelente de elétrons é de -30 V, sob uma pressão de  $10^{-2}$  Torr.

Figura 33 – Montagem em laboratório do RPA na câmara de dispersão de plasma.



Fonte: Produzido pelo autor.

Figura 34 – Esquemático do circuito utilizado para o RPA em laboratório.



Fonte: Produzido pelo autor.

## 5.7 PARÂMETROS DO PLASMA X PRESSÃO

Nesta etapa, o sistema é caracterizado por meio da variação da pressão. As medições foram conduzidas em um plasma operando a 100 W de potência no amplificador de RF, com uma onda refletida de aproximadamente 10%, sob a ação de um campo magnético de 300 Gauss.

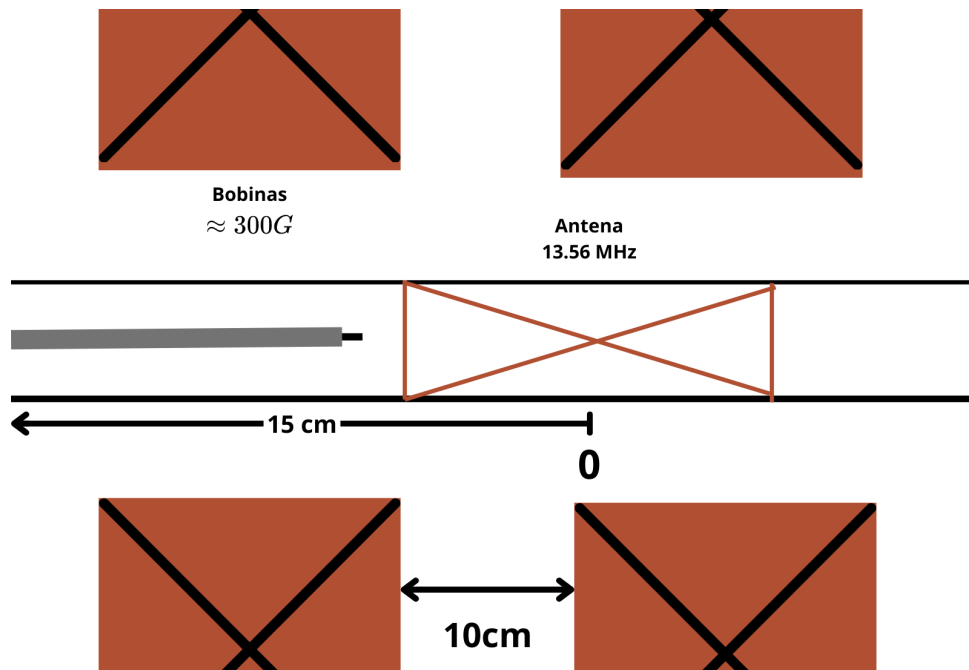
A pressão no sistema foi variada por meio do ajuste do fluxo de gás injetado, o qual foi adotado como referência. Essa escolha deve-se ao fato de que, com a radiofrequência ligada, o medidor de pressão apresentava interferências significativas. Para um fluxo inicial de 10 SCCM, a pressão medida foi de  $2.9 \times 10^{-2}$  Torr. Dessa forma, a redução do fluxo de gás no sistema induz a obtenção de pressões progressivamente menores.

A região da medida foi escolhida a uma distância de apenas 5 mm da borda da antena, estando bem próxima da influência do RF, além de estar numa região onde o campo magnético axial segue a mesma direção da sonda, facilitando a análise posterior. Além disso, essa região permite ver com clareza como a variação da pressão altera os dados do sistema.

## 5.8 PERFIS AXIAIS

Por fim, serão realizadas as medições de perfis axiais dos parâmetros de plasma. O esquemático do sistema é demonstrado na Figura 35, o intuito é pegar desde a borda da antena até o final da bobina, onde as correções de campo magnético começam a ser aplicadas.

Figura 35 – Esquemático da montagem experimental do perfil axial



Fonte: Produzido pelo autor.

A variação da posição da sonda será  $\Delta z = 0,5 \text{ cm}$  com relação à origem do sistema: o centro da antena. A sonda será movimentada por 15 cm até a posição final.

A medida foi feita utilizando-se um plasma gerado em uma pressão de  $10^{-2}$  Torr, com fluxo de argônio de 10 SCCM. A descarga de RF é de 100 W com 10% de onda refletida. O sistema é submetido a um campo magnético de aproximadamente 300 G através de uma corrente de 15 A que atravessa as bobinas.

As curvas foram obtidas utilizando o sistema mostrado na Figura 23, com uma frequência de varredura de 27 Hz e uma resistência de 47 k $\Omega$ . Essa frequência contribui para reduzir ruídos residuais de radiofrequência (RF), resultando em melhor qualidade nas curvas corrente-tensão. Os dados foram tratados utilizando-se os filtros Savistky-Golay, Python e suas bibliotecas.

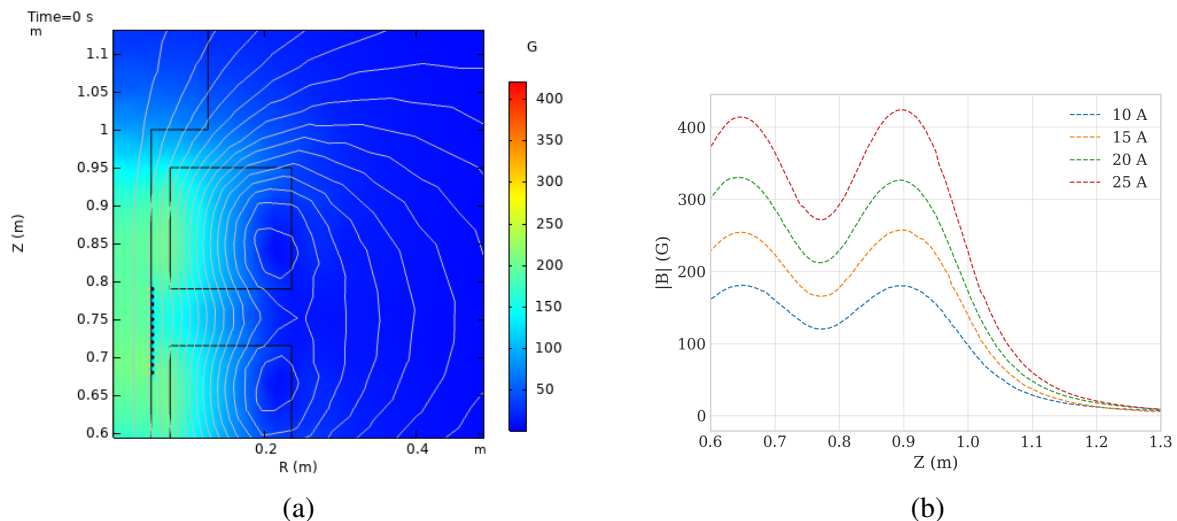
## 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta seção, serão apresentados e discutidos os resultados de cada medição e suas implicações para futuras medidas e melhorias no sistema.

### 6.1 CARACTERIZAÇÃO DO CAMPO MAGNÉTICO

A seguir, são apresentados os resultados obtidos da caracterização do campo magnético. A Figura 36a mostra o campo magnético obtido por simulação, gerado por uma corrente de 20 A circulando pelas bobinas. Ademais, a medição do campo magnético, realizada com um gaussímetro, é apresentada na Figura 36b.

Figura 36 – Resultado da simulação de uma corrente de 20 A circulando pelas bobinas usando o *software* COMSOL (a). Resultados obtidos através de medição direta com sonda Hall (b).



Fonte: Produzido pelo autor.

À primeira impressão, podemos afirmar que o perfil do campo magnético medido experimentalmente (Figura 36b) é similar com o perfil obtido mediante a simulação (Figura 36a). Na região entre as bobinas, o valor máximo do campo magnético varia, aproximadamente, de 150 G até 400 G para os diferentes valores de corrente elétrica. Observa-se que, à medida que nos afastamos das bobinas, há uma queda abrupta na densidade do campo magnético. A simulação evidencia que, à medida que se aumenta a distância em relação às bobinas, as linhas de campo magnético divergem do eixo da câmara, caracterizando a formação de um bocal magnético

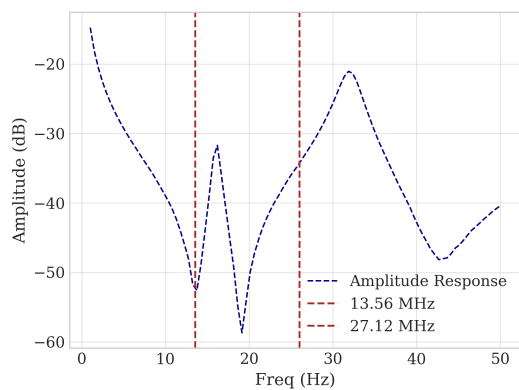
Vale destacar também que a Figura 36b mostra um vale entre as bobinas. Isso se deve à distância entre elas. Esse vale é difícil de se suprimir devido aos trilhos da estrutura que as carregam. No entanto, o vale pode ser atenuado utilizando baixos valores de corrente, conforme

denunciado pelo gráfico correspondente à Figura 36b. Por esse motivo, escolheu-se para as medidas a corrente de 15 A, já que nessa configuração o vale é menos pronunciado que nas correntes maiores e o seu pico é próximo do valor de 250 G, além de permitir uma uniformidade maior do campo magnético.

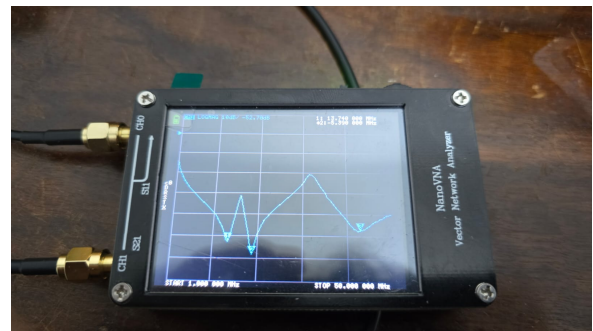
## 6.2 COMPENSAÇÃO DE RADIOFREQUÊNCIA

A compensação de radiofrequência é fundamental para garantir a precisão da medições, minimizando a influência das oscilações de RF no sinal medido. Os testes dos amortecedores de RF foram realizados com o auxílio de um NanoVNA visando a caracterização das suas frequências de ressonância. Na Figura 37a apresenta os resultados da resposta em frequência com as componentes reais e a Figura 37b o teste realizado em laboratório.

Figura 37 – Resultado da resposta em frequência (a). Um dos resultado dos testes realizados com componentes do laboratório (b).



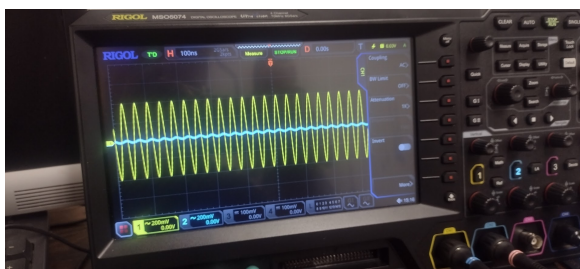
(a)



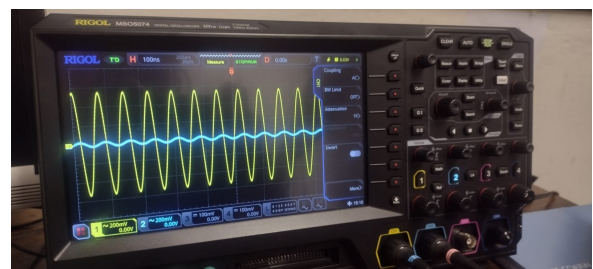
(b)

Fonte: Produzido pelo autor.

Figura 38 – Resposta das frequências testadas com osciloscópio para 13.56 MHz (a) e 27.12 MHz (b).



(a)



(b)

Fonte: Produzido pelo autor.

No teste realizado em laboratório com componentes reais (Figura 37a) demonstram dois mínimos característicos. O primeiro mínimo coincide com a frequência de 13,56 MHz, mostrando uma atenuação de -50 dB do sinal incidente. O outro mínimo coincide com a frequência de 19,98 MHz. Esse desvio surge devido a divergência dos valores nominais com os valores reais de indutância e capacitância. No entanto, observa-se que, na frequência do primeiro harmônico, há uma atenuação de aproximadamente -35 dB, que é satisfatória.

Em outro teste usou-se um osciloscópio (Figura 38a) para medir o sinal de entrada (amarelo) e o sinal de saída (azul). Ao alimentar o sistema com a frequência fundamental de 13,56 MHz e amplitude de 1 Vpp, observou-se apenas um sinal residual de saída com amplitude de 5 mVpp. Adicionalmente foi realizada uma segunda medida com um sinal incidente de 1 Vpp e frequência de 27,12 MHz (Figura 38b) onde observa-se uma onda com amplitude de 10 mVpp detectada na saída. Os valores de atenuação das ondas são satisfatórios para os objetivos deste trabalho.

### 6.3 DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DE PLASMA

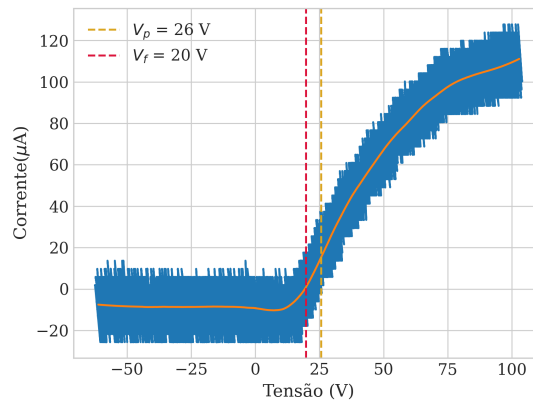
Nesta seção os resultados do uso dos amortecedores de RF mais os tratamentos computacionais serão discutidos.

A Figura 39 apresenta uma das curvas obtidas em osciloscópios sua respectiva curva tratada com o método Savitzky-Golay. Nota-se que a combinação amortecedor mais o tratamento computacional se mostra efetiva retirando o ruído e preservando o perfil da curva I-V, permitindo a extração do potencial flutuante de forma eficiente com o valor de 20 V. Enquanto, o potencial de plasma  $V_p$  será extraído através da análise da derivada.

A Figura 40 apresenta a derivada do sinal não tratado e do sinal tratado. O potencial de plasma é caracterizado por um mínimo na derivada da curva I-V. Ao analisar o sinal tratado nota-se a formação de um mínimo no valor de 26 V. No entanto, ao investigar o mínimo do sinal sem tratamento, observa-se um deslocamento do valor mínimo para o valor de 37 V. Este deslocamento é causado pelo ruído presente na curva e a influência da RF, causando uma distorção nos valores e superestimando o potencial de  $V_p$ . Ademais, comparou-se os valores obtidos, com o gráfico da Figura 39, nota-se que o potencial de plasma está bem distante do "joelho" aparente na curva. Esse efeito ocorre devido à atuação do RF na sonda que inclina a saturação eletrônica drasticamente, mas a derivada indica que o crescimento exponencial se encontra no intervalo indicado.

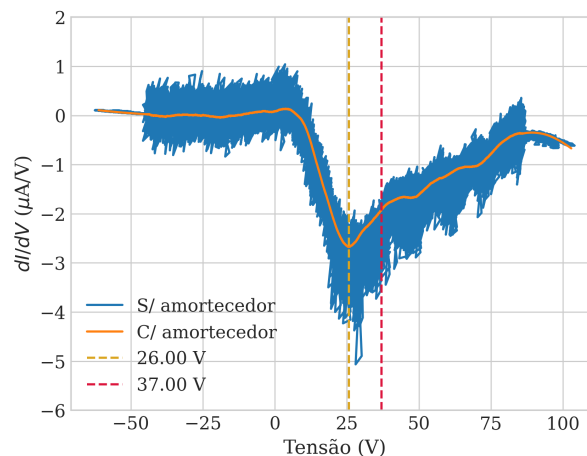
Após a obtenção das curvas I-V e a obtenção dos valores de  $V_p$  e  $V_f$  as propriedades do plasma foram obtidas por meio do método OML. Na Figura 41 é apresentado um dos gráficos em semi-log da corrente eletrônica e o ajuste sobre a zona de transição para obtenção da temperatura eletrônica  $T_e$ , que corresponde ao coeficiente da reta ajustada. O procedimento foi repetido para todas as curvas. Observa-se que a curva apresenta comportamento linear, com os valores de  $V_f$  e  $V_p$  obtidos, demonstrando que a zona exponencial foi obtida de maneira correta. No caso analisado da figura anterior (Figura 39) temos  $T_e = 3 \pm 0.5 \text{ eV}$  e  $N_e = (1.2 \pm 0.1) \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$

Figura 39 – Curvas obtidas através de medida direta em laboratório. O intervalo de crescimento exponencial é indicado por  $V_p$  e  $V_f$ .



Fonte: Produzido pelo autor.

Figura 40 – Derivada obtidas a partir das medidas da figura anterior.

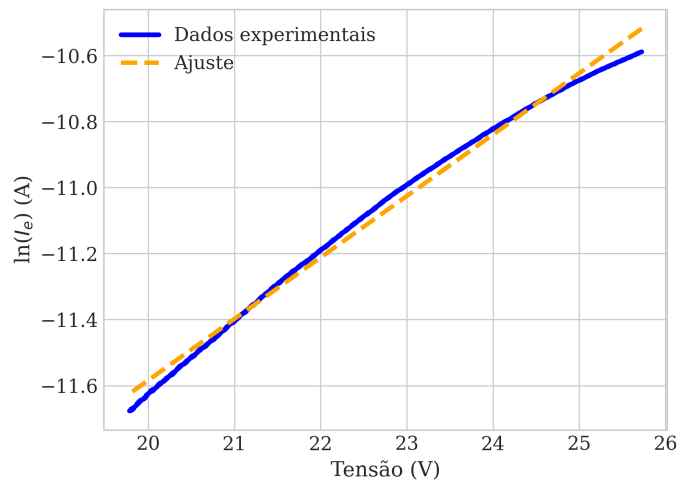


Fonte: Produzido pelo autor.

para o caso tratado e  $T_e = 4.1 \pm 0.8$  eV e  $N_e = (1.0 \pm 0.1) \times 10^8$  cm<sup>-3</sup> para o caso não tratado. É importante notar que os erros na estimação dos valores de  $V_p$  e  $V_f$  tendem a superestimar  $T_e$  e subestimar  $N_e$ . Portanto, estes erros são reduzidos pelo tratamento com Savitzky-Golay e os amortecedores de radiofrequência

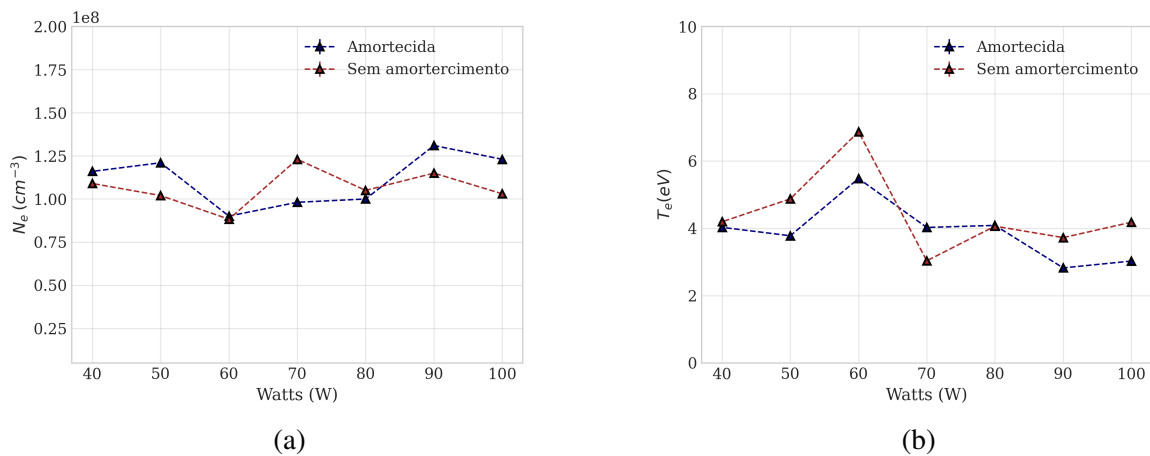
Uma análise da densidade eletrônica e da temperatura foi feita em função da potência para a curva sem amortecimento e com amortecimento. A Figura 42a apresenta os valores de densidade eletrônica  $N_e$  em função da variação de potência, nota-se que na maioria das medidas  $N_e$  é subestimado, quando a medida não é amortecida. Além disso, ao obter-se o perfil das temperaturas eletrônicas  $T_e$  (Figura 42b) foi observado uma subestimação da temperatura eletrônica. No entanto, observa-se que os valores permanecem praticamente constante, isso se deve ao acoplamento do forte campo magnético e da antena com os elétrons, que os confinam nessa região de maneira efetiva.

Figura 41 – Ajuste em função da curva  $\ln(I_e) \times V$  realizado para todas as medidas.



Fonte: Produzido pelo autor.

Figura 42 – Gráficos de propriedades, densidade (a) e temperatura (b) eletrônica, do plasma em função da potência aplicada.



Fonte: Produzido pelo autor.

#### 6.4 PLASMA EM FUNÇÃO DA VARIAÇÃO DE PRESSÃO

As propriedades do plasma são sensíveis a pressão, por conta disso, o perfil das propriedades em função do fluxo é discutido a seguir.

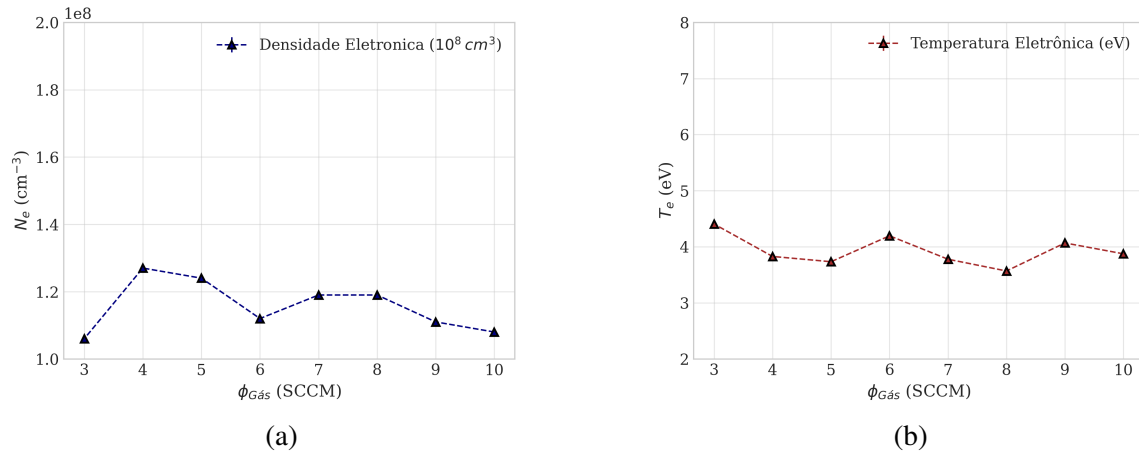
A Figura 43a apresenta o comportamento da densidade eletrônica  $N_e$  em função do fluxo de gás. Nota-se que algumas variações são perceptíveis em pressões menores, mas são tão diminutas que podemos considerar o comportamento quase constante.

Já na Figura 42b observa-se a constância na temperatura eletrônica, indicando que o plasma continua nos mesmos valores de energia para diferentes fluxos. Essa constância demonstra que

as instabilidades, nesta variável, são mínimas.

Tendo em vista o comportamento das propriedades em função do fluxo, escolheu-se alimentar o sistema com um fluxo de 10 sccm, que a corresponde a uma pressão  $2.9 \times 10^{-2}$  Torr, que esta dentro do limite exigido para este trabalho.

Figura 43 – Gráficos de densidade (a) e temperatura eletrônica (b) dos plasma em função do fluxo.

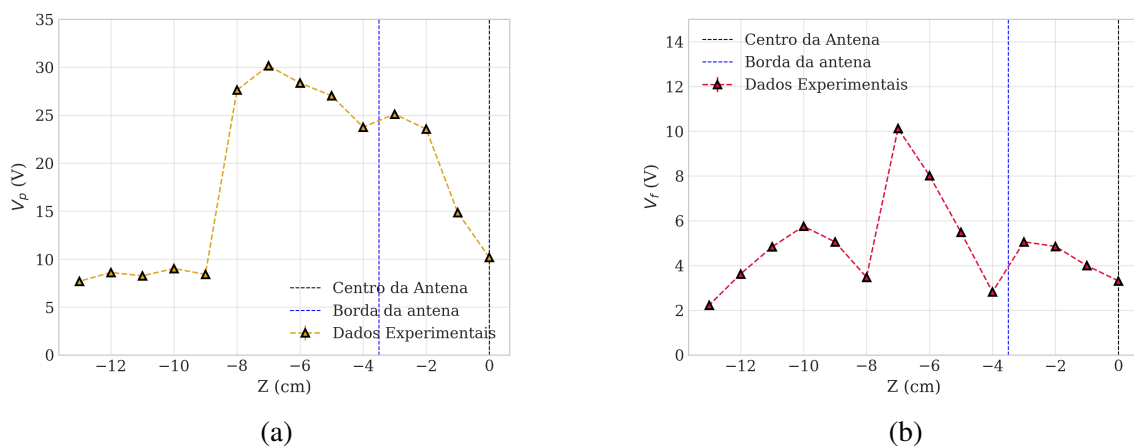


Fonte: Produzido pelo autor.

## 6.5 PERFIS AXIAIS DOS PARÂMETROS DE PLASMA

Os perfis axiais das propriedades de plasma são apresentados na Figura 44. As medidas foram realizadas a partir do centro da antena, indicado pela linha pontilhada preta, enquanto sua borda é indicada pela linha pontilhada azul.

Figura 44 – Perfis de potencial de plasma (a) e flutuante (b) retirados com sonda eletrostática.

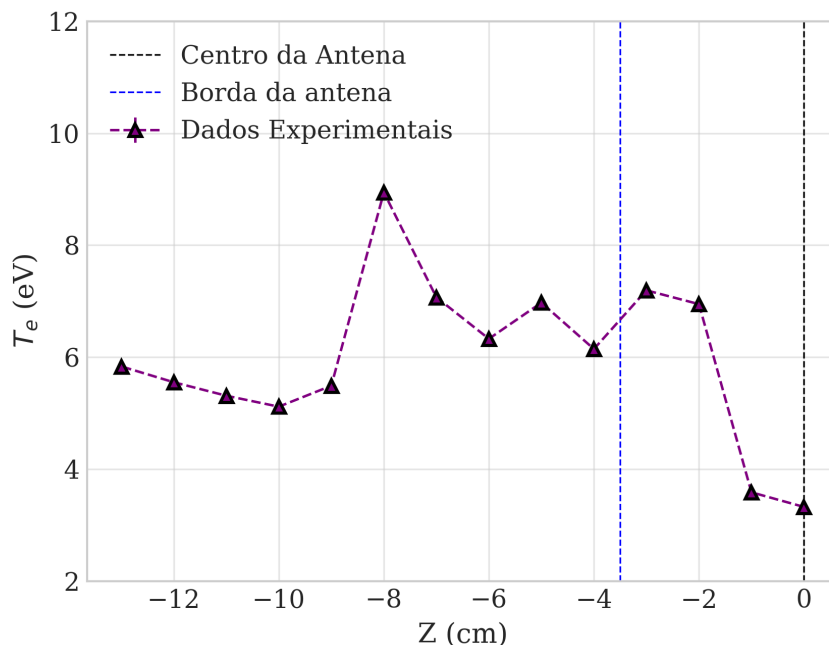


Fonte: Produzido pelo autor.

A Figura 44a mostra o perfil axial do potencial de plasma  $V_p$ . Observa-se uma queda abrupta neste potencial na posição de  $-8$  cm ao afastar-se do centro da antena. O valor do potencial do plasma varia em aproximadamente 20 V. Ademais, é possível observar que quando nos aproximamos do centro da antena o potencial de plasma diminui. Isso ocorre devido ao aumento da influência de RF na antena, que causa desvios para potenciais de plasma menores. (Godyak; Demidov, 2011; Lobbia; Beal, 2017)

Já a Figura 44b apresenta as medidas do potencial flutuante  $V_f$ , este por sua vez mostra a mesma queda acentuada que é observada anteriormente, no entanto, uma variação pequena de aproximadamente 7 V. Além disso, percebe-se também que o potencial flutuante é mais sensível sob a influência de RF.

Figura 45 – Perfil axial da temperatura eletrônica obtido em laboratório

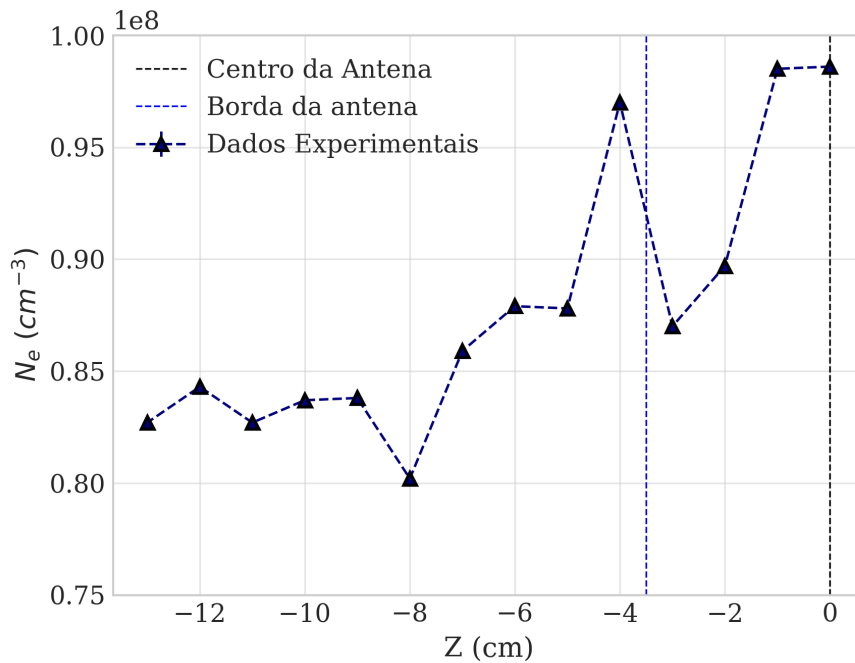


Fonte: Produzido pelo autor.

A Figura 45 apresenta o perfil de temperatura eletrônica do plasma  $T_e$  ao longo do eixo axial. Nota-se também uma queda abrupta na temperatura eletrônica na mesma região que o potencial de plasma. Esse resultado, demonstra que há uma menor densidade eletrônica nessa região.

Por fim, ao observar a Figura 46, demonstra-se o perfil axial da densidade eletrônica  $N_e$  obtida através das medidas. Observa-se, na região de interesse, uma queda na densidade eletrônica, como esperado pelo gráfico de  $T_e$ . Portanto, unindo esse resultado ao valor do potencial de plasma nessa região, indica-se um acúmulo de cargas positivas. Além disso, à medida que nos aproximamos do centro da antena, maior é a densidade eletrônica no sistema devido à maior influência do RF, favorecendo assim a separação dos elétrons.

Figura 46 – Perfil axial da densidade eletrônica obtida em laboratório



Fonte: Produzido pelo autor.

A junção dos resultados, discutidos acima, indicam a presença de uma camada dupla, *double layer*. Este fato é reforçado pela análise dos gráficos de potencial de plasma, densidade eletrônica e temperatura eletrônica, que possuem características condizentes com esse tipo de estrutura na região distante 8 cm da antena (Block, 1978; Charles; Boswell, 2003).

## 6.6 ANALISADOR DE POTENCIAL RETARDADO

Por fim, medidas realizadas com um analisador de potencial retardado são analisadas nesta seção. A análise das curvas obtidas é feita com a análise dos momentos da IEDF onde é possível obter a densidade e a temperatura iônicas ( $N_i$  e  $T_i$ ) (Böhm; Perrin, 1993; Hutchinson, 2002).

Os primeiros testes realizados com o RPA visavam a comparação da curva I-V com e sem a passagem de elétrons. Sendo assim, um teste com a grade repelidora desligada foi realizado, a Figura 47a apresenta a curva I-V resultante do teste. Observa-se um comportamento linear e altos valores de corrente, esse efeito é produzido pela presença de elétrons, e também pela predominância deles sobre os íons, escondendo o "joelho" característico de um RPA.

Os resultados obtidos com a grade repelidora ligada a  $-35$  V são apresentados na Figura 47b. Nesse caso há a rejeição dos elétrons, restando uma corrente predominantemente iônica. Essa predominância dos íons, fazem que a grade seletora de energias crie o formato apresentado, onde observa-se dois "joelhos" característicos e um decaimento exponencial, validando a seleção dos íons pela sua energia.

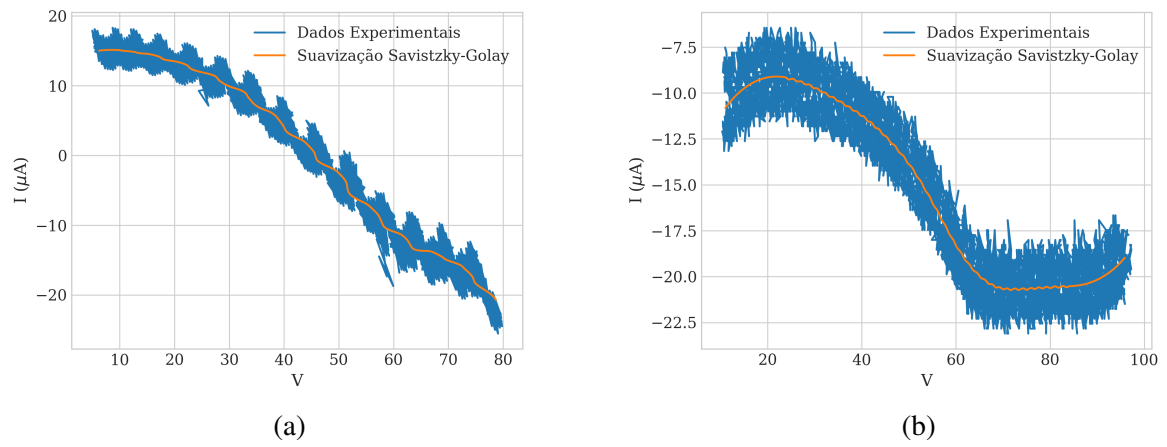
Adicionalmente, a curva I-V destas medidas foram tratadas de maneira computacional (Figura 47b), utilizando o filtro Savitzky-Golay, visando apenas a eliminação do ruído. Neste caso, o uso do amortecedor de RF não é necessário devido a menor mobilidade dos íons comparadas aos elétrons.

As propriedades dos íons podem ser obtidas através da análise da função distribuição de energia dos íons (IEDF) que é proporcional a derivada da curva I-V. A Figura 48 apresenta uma IEDF retirada de uma das medidas feitas com o RPA. Nota-se que a curva é bem espaçada, indicando que a energia iônica varia de 20 a 70 eV, ademais é possível observar uma cauda por volta de 30 eV que indica uma segunda população de elétrons mais energética. Estes efeitos são resultados das flutuações de radiofrequência e da possível aceleração dos íons pela *double layer*. O pico maior representa a temperatura dos íons  $T_i$  de aproximadamente  $52 \pm 0.5$  eV. Esse valor alto indica que um feixe de íons esta sendo acelerado atingindo altas temperaturas.

A densidade iônica  $N_i$  do feixe foi obtida através da integral do primeiro momento da IEDF ( Figura 48). Onde obtêm-se  $N_i$  de  $(2.6 \pm 0.3) \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . O valor obtido esta de acordo com as medidas de densidade eletrônica, estando na mesma ordem de grandeza, sendo um pouco menor devido a distância maior do medidor em relação a antena.

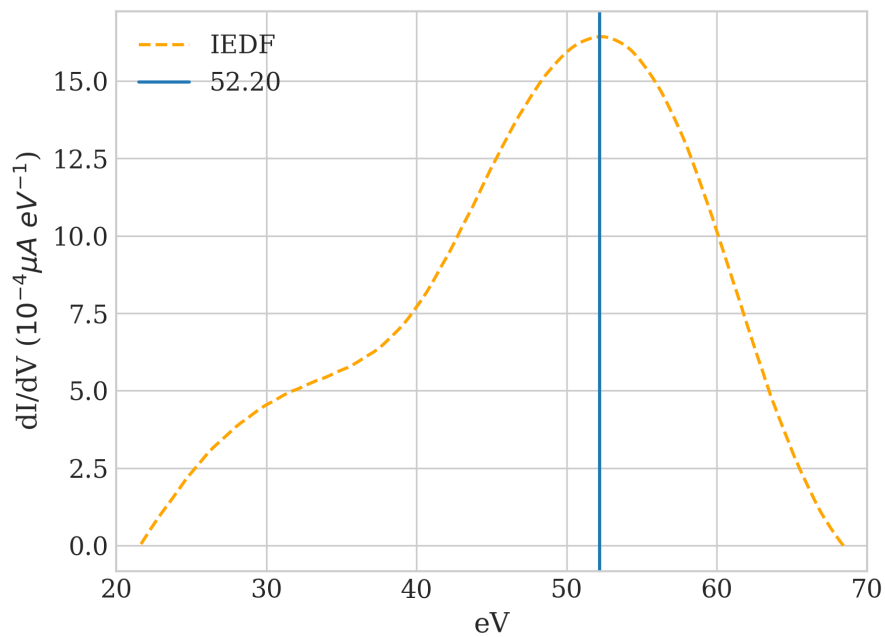
Os valores de energia do feixe retirados na literatura variam de 10 – 60 eV para propulsores que utilizam esse tipo de descarga, estando ainda muito abaixo dos valores dos **Hall Thrusters** (200 – 500 eV) (Shinohara, 2018; Takahashi, 2019). Apesar dos valores obtidos estarem dentro do intervalo da literatura eles ainda indicam que o empuxo resultante pode ser muito menor em comparação a outros propulsores.

Figura 47 – Curvas com a passagem (a) e sem a passagem (b) de elétrons, respectivamente.



Fonte: Produzido pelo autor.

Figura 48 – IEDF dos íons coletada em laboratório pelo RPA e seu respectivo valor de energia dos íons.



Fonte: Produzido pelo autor.

## 7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, foi possível construir um reator de geração de plasma por radiofrequência, o qual pode operar em pressões da ordem de  $10^{-3}$  a  $10^{-2}$  Torr, com fluxos de argônio variando entre 3 e 10 SCCM, campos magnéticos de até 400 G e potências de plasma de até 100 W. Os resultados obtidos ao longo das jornadas experimentais demonstraram a viabilidade da implementação de uma sonda eletrostática autocompensada com amortecedores de RF, bem como a utilização de rotinas de tratamento de dados desenvolvidas em Python.

O processamento dos dados, incluindo a filtragem do sinal da sonda eletrostática por meio dos amortecedores de RF e da suavização de Savitzky–Golay, mostrou-se eficiente e permitiu a obtenção dos perfis axiais de parâmetros fundamentais do plasma, tais como temperatura eletrônica, densidade eletrônica e potencial de plasma. Além disso, foi implementado um analisador de potencial retardado, o qual não necessitou de autocompensação. Esse comportamento pode ser atribuído ao fato de os íons serem significativamente menos suscetíveis à radiofrequência devido à sua menor mobilidade. A comparação entre as medidas de densidade indicou que a densidade eletrônica ( $N_e$ ) e a densidade iônica ( $N_i$ ) encontram-se na mesma ordem de grandeza.

Os resultados obtidos a partir das medições com analisadores de energia e sondas eletrostáticas indicam que o plasma gerado encontra-se fora do equilíbrio térmico, uma vez que a temperatura iônica é aproximadamente uma ordem de grandeza maior que a temperatura eletrônica ( $T_i > T_e$ ) demonstrando que o feixe iônico está sendo acelerado. Além disso, os baixos valores de  $T_e$  observados e as baixas densidades indicam que o plasma pode ser classificado como frio de acordo com a literatura. Dessa forma, o plasma apresenta comportamento não maxwelliano, afastando-se do equilíbrio termodinâmico. Essas características favorecem as aplicações para aplicações aeroespaciais.

A junção do feixe iônico juntamente, estabilidade do sistema com a variação de potência e a baixa temperatura eletrônica favorece a utilização para aplicações aeroespaciais. No entanto, os baixos valores de energia iônica e o baixo valor da queda abrupta limitam o sistema para aplicações embarcadas, necessitando de um aumento. A utilização de uma antena que permita a utilização de modos normais  $m = \pm 1$  permitiria uma melhor utilização destes recursos.

A análise dos perfis axiais obtidos com a sonda eletrostática revelou uma queda no potencial de plasma, na temperatura eletrônica e em outras propriedades a partir de aproximadamente 6 cm do centro da antena, indicando a possível presença de uma camada dupla nessa região. A queda de potencial observada foi da ordem de 20 V, valor ainda inferior ao esperado para aplicações em propulsão elétrica. No entanto, esse resultado é compatível com a baixa potência aplicada, de apenas 100 W, bem como com as dimensões relativamente grandes do sistema experimental. Ademais, os valores obtidos estão de acordo com a literatura, apresentando densidades eletrônicas da ordem de  $10^8 \text{ cm}^{-3}$  e energias entre 4 e 5 eV, compatíveis com resultados reportados em sistemas semelhantes.

## TRABALHOS FUTUROS

1. Criação de uma nova antena para excitar os modos  $m = \pm 1$  e que suporte altas potências;
2. Medições com espectroscopia óptica de emissão para uma medida não invasiva dos íons e suas energias;
3. Medidas comparando-se diferentes configurações de campos magnéticos;
4. Investigação de métodos para aumentar o degrau de potencial;
5. Investigação da eficiência entre RF e empuxo gerado;
6. Medidas de empuxo e impulso específico.

## REFERÊNCIAS

- AHEDO, E.; SÁNCHEZ, M. M. The role of current-free double-layers in plasma propulsion. In: **44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. [S.l.: s.n.], 2008. p. 5005.
- ARNUSH, D. The role of Trivelpiece–Gould waves in antenna coupling to helicon waves. **Physics of Plasmas**, v. 7, n. 7, p. 3042–3050, jul. 2000. ISSN 1070-664X.
- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. New York: Springer Science & Business Media, 2013.
- BLOCK, L. P. A double layer review. **Astrophysics and Space Science**, Springer, v. 55, n. 1, p. 59–83, 1978.
- BÖHM, C.; PERRIN, J. Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges. **Review of Scientific Instruments**, v. 64, n. 1, p. 31–44, jan. 1993. ISSN 0034-6748.
- BORG, G. G.; BOSWELL, R. W. Power coupling to helicon and Trivelpiece–Gould modes in helicon sources. **Physics of Plasmas**, American Institute of Physics, v. 5, n. 3, p. 564–571, 1998.
- BOSWELL, R. W.; RATTENBURY, N. J.; CATER, J. E. Data processing techniques for ion and electron-energy distribution functions. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 30, n. 4, p. 043505, 2023.
- BRAITHWAITE, N. S. J.; BENJAMIN, N. M. P.; ALLEN, J. E. An electrostatic probe technique for RF plasma. **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 20, n. 8, p. 1046, aug 1987.
- BRAVIN, E. et al. **Optimization of a Short Faraday Cup for Low-Energy Ions Using Numerical Simulations**. Geneva, 2014. Disponível em: <https://cds.cern.ch/record/1973624>.
- BRUGGEMAN, P.; BRANDENBURG, R. Atmospheric pressure plasma jets: Diagnostics. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 46, n. 46, p. 464001, 2013.
- CHANG-DÍAZ, F. R. et al. The VASIMR® VX-200SS: A high-power superconducting electric propulsion system. **Acta Astronautica**, v. 202, p. 635–645, 2023.
- CHARLES, C.; BOSWELL, R. W. Current-free double-layer formation in a high-density helicon discharge. **Applied Physics Letters**, American Institute of Physics, v. 82, n. 9, p. 1356–1358, 2003.
- CHATTERTON, P. A. et al. A self-compensating Langmuir probe for use in RF (13.56 MHz) plasma systems. **Vacuum**, v. 42, n. 7, p. 489–493, 1991. ISSN 0042-207X.
- CHEN, F. F. **Numerical Computations for Ion Probe Characteristics in a Collisionless Plasma**. [S.l.], 1999. Disponível em: <https://www.seas.ucla.edu/~ffchen/Archive/Chen030.pdf>.
- CHEN, F. F. Langmuir probe diagnostics. In: **IEEE-ICOPS Meeting**. Jeju, Korea: [s.n.], 2003. v. 2, n. 6.

CHEN, F. F. Helicon discharges and sources: A review. **Plasma Sources Science and Technology**, Institute of Physics Publishing, v. 24, n. 1, p. 014001, 2 2015.

CHEN, F. F. **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion**. 3. ed. Cham: Springer, 2015.

CHERRINGTON, B. E. The use of electrostatic probes for plasma diagnostics—A review. **Plasma Chemistry and Plasma Processing**, v. 2, n. 2, p. 113–140, 1982.

CHOUERI, E. Y. A critical history of electric propulsion: The first 50 years (1906–1956). **Journal of Propulsion and Power**, v. 20, n. 2, p. 193–203, mar. 2004. ISSN 0748-4658.

CONVERSANO, R. W. et al. Recent progress and perspectives on space electric propulsion systems based on smart magnetic shielding. **Nature Communications**, v. 13, p. 5123, 2022.

CROOKES, W. On radiant matter. **Journal of the Scientific Proceedings of the Royal Dublin Society**, v. 2, p. 1–17, 1879.

CYBULSKI, R. J. et al. **Results from SERT I Ion Rocket Flight Test**. Cleveland, Ohio, 1965. Disponível em: <https://ntrs.nasa.gov/citations/19650009681>.

FANTZ, U. Basics of plasma spectroscopy. **Plasma Sources Science and Technology**, v. 15, n. 4, p. S137–S147, 2006.

FREIDBERG, J. P. **Plasma Physics and Fusion Energy**. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2007.

GHOSH, S. et al. RF compensation of single Langmuir probe in low density helicon plasma. **Fusion Engineering and Design**, v. 112, p. 915–918, nov. 2016. ISSN 0920-3796.

GODDARD, R. H. The green notebooks, vol. 1. **The Dr. Robert H. Goddard Collection at Clark University Archives**, Worcester, MA, v. 1610, 1906.

GODYAK, V. On helicon thrusters: Will they ever fly? **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 127, n. 10, p. 103301, 2020.

GODYAK, V. A.; DEMIDOV, V. I. Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: What can we measure and how can we achieve reliable results? **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 44, n. 26, p. 269501, jul. 2011. ISSN 0022-3727.

GODYAK, V. A.; PIEJAK, R. B.; ALEXANDROVICH, B. M. Probe diagnostics of non-Maxwellian plasmas. **Journal of Applied Physics**, v. 73, n. 8, p. 3657–3663, abr. 1993. ISSN 0021-8979.

GOEBEL, D. M.; KATZ, I.; MIKELLIDES, I. G. **Fundamentals of Electric Propulsion**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2023.

GOEDBLOED, J. P.; POEDTS, S. **Principles of Magnetohydrodynamics: With Applications to Laboratory and Astrophysical Plasmas**. Cambridge: Cambridge University Press, 2004. ISBN 978-0-521-62607-1.

GOLDSTON, R. J.; RUTHERFORD, P. H. **Introduction to Plasma Physics**. [S.l.]: Institute of Physics Publishing, 2011.

HANSON, B. F.; HOLT, M. **Langmuir Probe Investigation of Plasma—AD0634596**. Fort Belvoir, VA, USA, 1966. Acessado em 8 de julho de 2025. Disponível em: <https://apps.dtic.mil/sti/tr/pdf/AD0634596.pdf>.

HUANG, K. **Statistical Mechanics**. John Wiley & Sons, 2000. ISBN 9789971512958. Disponível em: <https://books.google.com.br/books?id=jbNTewAACAAJ>.

HUTCHINSON, I. H. **Principles of Plasma Diagnostics**. 2. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2002.

KUNINAKA, H. et al. Development status of the 6-kW-class advanced ion engine system for the DESTINY+ mission. **Acta Astronautica**, v. 178, p. 728–735, 2021.

LANGMUIR, I. Oscillations in ionized gases. **Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America**, v. 14, n. 8, p. 627–637, ago. 1928.

LANGMUIR, I. The interaction of electron and positive ion space charges in cathode sheaths. **Physical review**, APS, v. 33, n. 6, p. 954, 1929.

LEHANE, J. A.; THONEMANN, P. C. An experimental study of helicon wave propagation in a gaseous plasma. **Proceedings of the Physical Society**, IOP Publishing, v. 85, n. 2, p. 301, 1965.

LIEBERMAN, M. A.; LICHTENBERG, A. J. Sheaths. In: **Principles of Plasma Discharges and Materials Processing**. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2005. ISBN 978-0-471-72001-0.

LOBBIA, R. B.; BEAL, B. E. Recommended practice for use of Langmuir probes in electric propulsion testing. **Journal of Propulsion and Power**, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 33, n. 3, p. 566–581, 2017.

MAKABE, T.; PETROVIĆ, Z. L. **Plasma Electronics: Applications in Microelectronic Device Fabrication**. [S.l.]: CRC Press, 2006.

MOTT-SMITH, H. M.; LANGMUIR, I. The theory of collectors in gaseous discharges. **Physical Review**, American Physical Society, v. 28, n. 4, p. 727–763, Oct 1926.

MÜHLICH, N. et al. Retarding potential analyser development for low density FEEP thruster beam diagnostics. In: **36th International Electric Propulsion Conference**. [S.l.: s.n.], 2019.

PATHRIA, R. K.; BEALE, P. D. **Statistical Mechanics**. 3. ed. [S.l.]: Academic Press, 2011.

PIEL, A. et al. An introduction to laboratory, space, and fusion plasmas. **Plasma Physics**, Springer, p. 35–40, 2010.

RAIZER, Y. P.; ALLEN, J. E. et al. **Gas Discharge Physics**. [S.l.]: Springer, 1997. v. 2.

SAVITZKY, A.; GOLAY, M. J. E. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. **Analytical Chemistry**, v. 36, n. 8, p. 1627–1639, jul. 1964. ISSN 0003-2700.

SHAMRAI, K. P.; TARANOV, V. B. Volume and surface RF power absorption in a helicon plasma source. **Plasma Sources Science and Technology**, v. 5, n. 3, p. 474–491, 1996.

SHARMA, A. **Spectroscopy of Low Temperature Plasma**. [S.l.]: Springer, 2019. ISBN 978-9811377920.

SHINOHARA, S. Helicon high-density plasma sources: Physics and applications. **Advances in Physics: X**, Taylor & Francis, v. 3, n. 1, p. 185–220, 1 2018.

TAKAHASHI, K. Helicon-type radiofrequency plasma thrusters and magnetic plasma nozzles. **Reviews of Modern Plasma Physics**, Springer, v. 3, n. 1, p. 3, 12 2019.

TAKAHASHI, K. et al. Electron energy distribution of a current-free double layer: Druyvesteyn theory and experiments. **Physical Review Letters**, American Physical Society, v. 107, n. 3, p. 035002, Jul 2011.

WALKER, R. et al. Experimental studies of helicon double layers for future high power plasma propulsion. In: **42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit**. [S.l.: s.n.], 2006. p. 4844.

WONG, A. Y. **Introduction to Experimental Plasma Physics**. Citeseer, 1977. v. 1. Disponível em: <http://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.463.7302&rep=rep1&type=pdf>.

WU, K. et al. A review of plasma acceleration and detachment mechanisms in propulsive magnetic nozzles. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 32, n. 4, p. 040501, 2025.