

**UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA – UDESC  
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS – CCT  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA – PPGF**

**THAÍS MACEDO VIEIRA**

**FLUXO DE ENERGIA E FORMAS DE ONDA DE PLASMAS DE AR GERADOS POR  
FONTES PULSADAS BIPOLARES**

**JOINVILLE**

**2021**

**THAÍS MACEDO VIEIRA**

**FLUXO DE ENERGIA E FORMAS DE ONDA DE PLASMAS DE AR GERADOS POR  
FONTES PULSADAS BIPOLARES**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: Julio César Sagás

**JOINVILLE  
2021**

Vieira, Thaís Macedo

Fluxo de energia e formas de onda de plasmas de Ar gerados por fontes pulsadas bipolares / Thaís Macedo Vieira. - Joinville, 2021 .

63 p.

Orientador: Julio César Sagás.

Dissertação (Mestrado) - Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Física, Joinville, 2021.

1. Plasma. 2. Sonda calorimétrica. 3. Fluxo de energia. 4. Fonte pulsada bipolar. 5. Potencial flutuante. I. Sagás, Julio César. II. Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

**THAÍS MACEDO VIEIRA**

**FLUXO DE ENERGIA E FORMAS DE ONDA DE PLASMAS DE AR GERADOS POR  
FONTES PULSADAS BIPOLARES**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: Julio César Sagás

**BANCA EXAMINADORA:**

Dr. Julio César Sagás  
Universidade do Estado de Santa Catarina (presidente/orientador)

Membros:

Dr. Abel Andre Candido Recco  
Universidade do Estado de Santa Catarina

Dr. Homero Santiago Maciel  
Instituto Tecnológico de Aeronáutica

Joinville, 30 de novembro de 2021

## **AGRADECIMENTOS**

Existem pessoas e situações que são essenciais para a realização de um trabalho, por mais insignificante que ele seja. E no meio desses agentes, eu agradeço ao meu orientador pela dedicação do seu tempo ao meu projeto de pesquisa. Do momento em que me aceitou em 2015, como aluna de iniciação científica, até o presente, e muito provavelmente até o futuro, eu sou grata pela chance que me proporcionou.

Apesar dos desentendimentos, não falho em agradecer aos meus pais e irmãos, que mesmo abatidos pela coisa medíocre chamada sistema de trabalho brasileiro, me apoiaram durante a jornada suada e por muitas vezes desprezível. Obrigada por respeitar meu tempo.

Por servir de ponte para meu conhecimento atual em MatLab, eu sou grata a meu amigo Gabriel Amancio. E aproveitando o enredo, agradeço aos meus amigos e colegas que me fizeram companhia durante todos esses anos. Seja através de uma boa fofoca, saídas para tomar café ou tirar dúvidas. Eu apreciei todos os momentos.

É com prazer que abro um espaço neste agradecimentos para o professor Luis César Fontana e a aluna de doutorado de Ciência dos Materiais Paula Fin, que me auxiliaram nos momentos desesperadores com a fonte ABiPPS.

E em reconhecimento ao apoio financeiro proporcionado a este trabalho, eu agradeço a Fundação de Amparo a Pesquisa de Santa Catarina (FAPESC) e a Universidade do Estado de Santa Catarina (UDESC).

## RESUMO

Plasmas de Ar foram gerados por diferentes fontes pulsadas bipolares, sendo uma delas uma fonte comercial (Pinnacle Plus) e a outra desenvolvida recentemente no Laboratório de Plasmas, Filmes e Superfícies da UDESC (*Asymmetric Bipolar Plasma Power Supply* ou ABiPPS). Com o objetivo de compará-las, foram medidos os fluxos de energia, as formas de onda da tensão, corrente e o potencial flutuante. Para a Pinnacle Plus, foram feitos experimentos em corrente contínua variando a potência (100 – 400 W) e experimentos no modo pulsado com frequência nominal de 10 – 200 kHz e potência fixa de 300 W. Para a fonte ABiPPS, a largura dos pulsos curtos positivos e negativos (0,5 – 2,5  $\mu$ s), assim como a largura do pulso longo negativo (5 – 50  $\mu$ s) e o número de pulsos (1 – 4) foram variados. Os sinais de tensão, potencial flutuante e corrente foram obtidos e as formas de onda foram comparadas. Os espectros de frequências foram obtidos através de uma transformada de Fourier sobre os sinais de tensão, sendo o espectro da fonte ABiPPS mais complexo do que o da fonte Pinnacle Plus, no sentido de que é composto por mais frequências, uma vez descontados os harmônicos. Duas sondas calorimétricas de diferentes espessuras foram desenvolvidas e testadas para os testes de variação de potência usando a fonte Pinnacle Plus. O fluxo de energia é calculado através de curvas temporais da temperatura de aquecimento do substrato, que crescem linearmente. Desta forma, o coeficiente angular foi usado na relação de calor sensível da calorimetria para obter os valores de fluxo de energia. As análises mostraram que a sonda de maior espessura é a mais confiável para obter a quantidade de energia que o substrato recebe no processo. Os valores obtidos para a fonte ABiPPS se assemelham aos valores obtidos para a fonte Pinnacle Plus para a potência de 300 W. Destaca-se que para menores larguras dos pulsos curtos, o fluxo de energia é maior. Em contrapartida, o oposto ocorre para a largura do pulso longo negativo.

**Palavras-chave:** Plasma. Sonda calorimétrica. Fluxo de energia. Fonte pulsada bipolar. Potencial flutuante.

## ABSTRACT

Argon plasmas were generated using different bipolar pulsed power supplies. One is a commercial supply (Pinnacle Plus) and the other is a supply developed earlier at the Laboratory of Plasmas, Films and Surfaces in UDESC (Asymmetric Bipolar Plasma Power Supply - ABiPPS). The main goal of this work is to study and compare the energy flux and the discharge waveforms for them. Since the Pinnacle Plus allows the control over power and frequency, those parameters varied in the range 100 – 400 W (direct current experiments) and 10 – 200 kHz with the power kept at 300 W (pulsed experiments). On the other hand, ABiPPS allows finer control over the discharge waveform, thus the length of short positive and negative pulses (0.5 – 2.5  $\mu$ s), the length of the long negative pulse (5 – 50  $\mu$ s) and the number of short pulses (1 – 4) were changed. The floating potential, current, and voltage waveforms were measured and compared. The frequency spectra were determined using Fast Fourier Transform (FFT). The frequency spectra for ABiPPS is composed of a high number of modes when compared to Pinnacle Plus. Two calorimetric probes of different thickness were developed and tested for power variation tests using the Pinnacle Plus power supply. Energy flux is calculated using temporal evolution of probe during heating, which grows linearly. In this way, the curve slope was used in the sensible heat relationship of the calorimetry to obtain the energy flux values. Analyses have shown that the thickest probe is the most reliable for obtaining the amount of energy the substrate receives in the process. The values for each test using ABiPPS supply is similar for the energy flux measured using Pinnacle Plus with constant power at 300 W. In the case of a small length of short pulses, the energy flux is higher, opposite behaviour compared to the increase in the long negative pulse length.

**Keywords:** Plasma. Calorimetric probe. Energy flux. Pulsed bipolar supply. Floating potential.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Função Distribuição de Energia dos Elétrons para descargas de baixa pressão sendo $P$ o valor mais provável. . . . .	15
Figura 2 – Seções de choque elástica, de excitação e de ionização para o gas de argônio. . . . .	16
Figura 3 – Forma de onda pulsada bipolar assimétrica . . . . .	19
Figura 4 – Fases da descarga bipolar . . . . .	19
Figura 5 – Formas de ondas e imagens de plasmas gerados pela fonte ABiPPS e pela fonte convencional (Pinnacle Plus) . . . . .	20
Figura 6 – Curva da corrente $I$ em função da tensão $V$ . O potencial de plasma é $V_p$ e o potencial flutuante é representado por $V_f$ . . . . .	21
Figura 7 – Representação ilustrativa da sonda esférica (a), sonda planar (b) e sonda cilíndrica (c). . . . .	22
Figura 8 – Fotografia tirada da camera utilizada para os experimentos. . . . .	28
Figura 9 – Configuração genérica da camera utilizada para os experimentos. . . . .	28
Figura 10 – Fotografia do eletrodo utilizado para os experimentos. . . . .	29
Figura 11 – Forma de onda da fonte ABiPPS com a identificação dos parâmetros. . . . .	30
Figura 12 – Esquema do circuito empregado para a obtenção dos dados referentes a corrente da sonda. . . . .	30
Figura 13 – Esquema do circuito empregado para a obtenção dos dados referentes a corrente, tensão e potencial flutuante . . . . .	31
Figura 14 – Desenho Técnico do suporte cerâmico. A imagem a direita é uma fotografia da sonda calorimétrica, na qual a sonda é alocada no rebaixo do suporte. . . . .	32
Figura 15 – Circuito elétrico para uso do ARDUINO UNO na leitura dos dados de temperatura e do tempo. . . . .	33
Figura 16 – Curva da temperatura em função do tempo, da sua derivada primeira e a reta construída a partir dos limites da derivada. . . . .	34
Figura 17 – Etapas dos testes divididos em 2 fases. . . . .	34
Figura 18 – Curvas da tensão $V_{Descarga}$ em função da corrente $I_{Descarga}$ para diferentes pressões . . . . .	36
Figura 19 – Curvas da corrente $I_{Sonda}$ em função da corrente $I_{Descarga}$ para diferentes pressões . . . . .	37
Figura 20 – Curvas da razão $I_{Descarga}/I_{Sonda}$ em função da corrente $I_{Descarga}$ . . . . .	37
Figura 21 – Curvas da tensão $V_{Descarga}$ em função da densidade da corrente $I_{Sonda}$ para diferentes pressões . . . . .	37
Figura 22 – Curvas da temperatura em função do tempo para as sondas $S_1$ e $S_2$ . . . . .	38
Figura 23 – Fluxo de energia em função da potência em corrente contínua . . . . .	39
Figura 24 – Potencial flutuante em função da potência para as sondas $S_1$ e $S_2$ . . . . .	39

Figura 25 – Curvas da diferença de temperatura em função do tempo na fase estacionária para as potências de 100, 200 e 300 W . . . . .	39
Figura 26 – Curvas do sinal de tensão e potencial flutuante para as frequências. . . . .	41
Figura 27 – Curvas do sinal de tensão e corrente para as frequências de 10, 50, 100 e 200 kHz. . . . .	42
Figura 28 – Comparação da curva original com a curva obtida pela transformada inversa. . . . .	42
Figura 29 – Curvas em que foram aplicadas as técnicas de suavização. . . . .	44
Figura 30 – Comparação de curvas de frequência para a tensão nominal de 10 kHz usando diferentes escalas de tempo. . . . .	44
Figura 31 – Curvas das frequências obtidas através da Transformada de Fourier . . . . .	45
Figura 32 – Comparação das curvas de temperatura em função do tempo para diferentes frequências nominais . . . . .	45
Figura 33 – Fluxo de energia calculado em função da frequência nominal . . . . .	45
Figura 34 – Curvas dos sinais de tensão para a variação do número de pulsos. . . . .	47
Figura 35 – Comparação das curvas dos sinais de tensão para número de pulsos 1 e 2 . . . . .	47
Figura 36 – Curvas dos sinais de tensão e potencial flutuante para a variação do número de pulsos. . . . .	48
Figura 37 – Curvas dos sinais de tensão e potencial flutuante para a variação da largura dos pulsos curtos positivo e negativo. . . . .	49
Figura 38 – Curvas dos sinais de tensão e potencial flutuante para as larguras do pulso longo negativo 5, 20 e 30 $\mu s$ . . . . .	51
Figura 39 – Curvas dos sinais de tensão e potencial flutuante para as larguras do pulso longo negativo 40 e 50 $\mu s$ . . . . .	52
Figura 40 – Curvas dos sinais de tensão e corrente para a variação do número de pulsos. . . . .	53
Figura 41 – Curvas das frequências obtidas através da Transformada de Fourier para as diferentes número de pulsos . . . . .	53
Figura 42 – Curvas das frequências obtidas através da Transformada de Fourier para as diferentes larguras do pulso curto positivo e negativo . . . . .	54
Figura 43 – Curvas das frequências obtidas através da Transformada de Fourier para as diferentes larguras do pulso longo negativo . . . . .	55
Figura 44 – Fluxo de energia em função do número de pulsos . . . . .	56
Figura 45 – Fluxo de energia em função da largura dos pulsos curtos positivo e negativo . . . . .	56
Figura 46 – Fluxo de energia em função da largura do pulso longo negativo . . . . .	57

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Principais reações que ocorrem durante os processos colisionais no plasma, sendo *, + e – índices que fazem referência a partículas excitadas, íons positivos e íons negativos, respectivamente. . . . .	15
Tabela 2 – Valores determinados para as curvas IV para plasmas gerados pela fonte Pinnacle Plus. . . . .	34
Tabela 3 – Parâmetros escolhidos para os estudos na fonte ABiPPS. . . . .	35
Tabela 4 – Valores obtidos de frequência para as diferentes quantidades de pulsos. . . .	50
Tabela 5 – Valores obtidos de frequência para as diferentes larguras de pulso curto positivo e negativo. . . . .	54
Tabela 6 – Valores obtidos de frequência para as diferentes larguras de pulso longo negativo. . . . .	56

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO . . . . .</b>	<b>11</b>
<b>1.0.1</b>	<b>Objetivo geral . . . . .</b>	<b>12</b>
<b>1.0.1.1</b>	<b>Objetivos específicos . . . . .</b>	<b>12</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA . . . . .</b>	<b>13</b>
<b>2.1</b>	<b>DESCARGAS ELÉTRICAS . . . . .</b>	<b>13</b>
<b>2.1.1</b>	<b>Processo de Ionização . . . . .</b>	<b>14</b>
<b>2.1.2</b>	<b>Potencial Flutuante . . . . .</b>	<b>17</b>
<b>2.1.3</b>	<b>Plasmas Produzidos em Laboratórios . . . . .</b>	<b>17</b>
<b>2.1.3.1</b>	<b>Fontes Pulsadas Bipolares . . . . .</b>	<b>18</b>
<b>2.2</b>	<b>DIAGNÓSTICO DE PLASMAS . . . . .</b>	<b>20</b>
<b>2.2.1</b>	<b>Sonda Calorimétrica . . . . .</b>	<b>22</b>
<b>2.2.1.1</b>	<b><i>Fluxo de energia total transferido para a sonda . . . . .</i></b>	<b>22</b>
<b>2.2.1.2</b>	<b><i>Perdas de energia do sistema . . . . .</i></b>	<b>25</b>
<b>3</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS . . . . .</b>	<b>28</b>
<b>3.1</b>	<b>DESCRIÇÃO DAS FONTES E AQUISIÇÃO DA CORRENTE, TENSÃO E POTENCIAL FLUTUANTE . . . . .</b>	<b>30</b>
<b>3.2</b>	<b>DESCRIÇÃO DA SONDA CALORIMÉTRICA E AQUISIÇÃO DAS CURVAS DE TEMPERATURA . . . . .</b>	<b>31</b>
<b>3.2.1</b>	<b>Cálculo do fluxo de energia . . . . .</b>	<b>33</b>
<b>3.3</b>	<b>CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS . . . . .</b>	<b>34</b>
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO . . . . .</b>	<b>36</b>
<b>4.1</b>	<b>CURVAS CORRENTE E TENSÃO USANDO A FONTE PINNACLE PLUS</b>	<b>36</b>
<b>4.2</b>	<b>FLUXO DE ENERGIA E POTENCIAL FLUTUANTE PARA A FONTE PINNACLE PLUS EM CORRENTE CONTÍNUA . . . . .</b>	<b>37</b>
<b>4.2.1</b>	<b>Fluxo de energia durante o regime estacionário . . . . .</b>	<b>39</b>
<b>4.2.2</b>	<b>Variação da frequência . . . . .</b>	<b>40</b>
<b>4.2.2.1</b>	<b><i>Sinal de tensão, corrente e potencial flutuante . . . . .</i></b>	<b>40</b>
<b>4.2.2.2</b>	<b><i>Frequências obtidas pela Transformada de Fourier . . . . .</i></b>	<b>42</b>
<b>4.2.2.3</b>	<b><i>Fluxo de energia . . . . .</i></b>	<b>43</b>
<b>4.3</b>	<b>DADOS OBTIDOS COM A FONTE ABIPPS . . . . .</b>	<b>45</b>
<b>4.3.1</b>	<b>Sinal de tensão, corrente e potencial flutuante . . . . .</b>	<b>46</b>
<b>4.3.2</b>	<b>Frequências obtidas pela Transformada de Fourier . . . . .</b>	<b>50</b>
<b>4.3.3</b>	<b>Fluxo de energia . . . . .</b>	<b>55</b>
<b>5</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS . . . . .</b>	<b>58</b>
	<b>REFERÊNCIAS . . . . .</b>	<b>60</b>

<b>ANEXO A – PROGRAMA COM A TRANSFORMADA RÁPIDA DE FOURIER USADO . . . . .</b>	<b>63</b>
--	-----------

## 1 INTRODUÇÃO

A matéria se apresenta naturalmente em diferentes estados, sendo mais comumente vista no ambiente terreste nos estados líquido, sólido e gasoso. As transições sólido-líquido e líquido-gasoso são causadas por transferência de energia. O aumento da energia e consequente mudança de estado provoca alterações na intensidade da interação entre as moléculas, assim como na densidade do sistema, uma vez que as ligações entre as moléculas são enfraquecidas (sólido-líquido) ou quebradas (líquido-gasoso). Do mesmo modo, para um fluxo de energia suficientemente elevado, as moléculas de um gás podem ser ionizadas, alterando novamente as propriedades da matéria. O gás ionizado que surge é chamado de plasma, sendo usualmente considerado o quarto estado da matéria (não sem controvérsias). A energia necessária para a transição gás-plasma pode ser térmica, mas a maneira usual de se produzir plasmas em laboratório é através de descargas elétricas (LANGMUIR; COMPTON, 1931).

É possível encontrar plasmas em abundância no universo, como por exemplo as estrelas. Agora, quando se trata da Terra, podem-se citar os relâmpagos e a aurora boreal. Existem ainda plasmas desenvolvidos por humanos, que buscam aplicar e desenvolver tecnologias. Um exemplo cotidiano de plasma artificial são as lâmpadas de neon e as lâmpadas fluorescentes (Potter, Simeon , Kelley, Michael C. and Liley, 2018). As aplicações de plasmas artificiais vão desde objetos para decorações produzidos por tratamentos superficiais a plasma até a tentativa de produção de energia limpa e sustentável proporcionada pelos reatores de fusão nuclear, como os tokamaks (MIRNOV, 2019).

No entanto, aplicações diferentes exigem plasmas com propriedades distintas. As propriedades de um plasma estão intrinsecamente ligadas a forma de geração do mesmo, ou seja, de que maneira a energia elétrica é fornecida. O modo mais simples é a utilização de um campo elétrico constante, onde a energia é fornecida por uma fonte de corrente contínua (LANGMUIR; COMPTON, 1931). No entanto, fontes de rádio-frequência (MHz) são também largamente utilizadas (ANNEMIE et al., 2002). No meio do caminho, estão as chamadas fontes pulsadas de média frequência (kHz) (KELLY et al., 2002).

Algumas das vantagens de se usar uma fonte pulsada está na redução de arcos. As formas de ondas pulsadas mais comuns são retangulares, podendo ser bipolares ou unipolares, sendo as bipolares as mais comuns (SCHOLL, 1999). Desta forma, existem estudos para o desenvolvimento de fontes pulsadas bipolares, dentre eles, destaca-se a fonte *Asymmetric Bipolar Plasma Power Supply* (ABiPPS), desenvolvida no Laboratório de Plasmas, Filmes e Superfícies da UDESC como fruto de uma tese de doutorado (SCHOLTZ, 2016). Esta fonte permite um grande controle da forma de onda de tensão.

Como a fonte ABiPPS é única e recente, existem poucos estudos referentes às propriedades do plasma gerado e a sua influência na transferência de energia para o substrato, assim como as suas limitações de uso. Portanto, é proposto neste trabalho suprir parte desta falta de informações. Para atingir este objetivo, foram gerados plasmas de Ar usando diferentes fontes

pulsada bipolares, sendo uma delas a ABiPPS e estudo as formas de onda de cada uma. Inicialmente, é feito um estudo em corrente contínua, para então serem feitas medidas de tensão, corrente e potencial flutuante usando pulsos de tensão. O fluxo de energia foi obtido através de uma sonda calorimétrica (KERSTEN et al., 2001).

O trabalho é dividido em 4 seções, sendo a primeira reservada aos conceitos teóricos fundamentais para o desenvolvimento da pesquisa, que é seguido pela descrição do método utilizado nos experimentos. Os resultados e as discussões são então apresentadas na terceira seção, e finalmente procedendo a eles encontram-se as considerações finais encontradas para este manuscrito.

### **1.0.1 Objetivo geral**

Comparar plasmas de Ar gerados por uma fonte pulsada bipolar comercial, Pinnacle Plus, com plasmas de Ar gerados por uma fonte pulsada bipolar desenvolvida na UDESC, ABiPPS.

#### *1.0.1.1 Objetivos específicos*

- Determinar o fluxo de energia em diferentes condições experimentais utilizando a sonda calorimétrica.
- Estudar as formas de onda da fonte Pinnacle Plus e da fonte ABiPPS através de medidas de tensão, corrente e da determinação dos espectros de frequências para as fontes pela transformada rápida de Fourier (FFT).
- Obter as curvas de potencial flutuante para ambas as fontes, assim como a curva característica da descarga.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Este capítulo é dedicado a exposição dos conceitos fundamentais para a realização desse trabalho. Inicialmente, é definido plasma e seus parâmetros, assim como é feito a produção deles em laboratório. Após, é explicada a forma de se fazer diagnóstico de plasma através de sondas.

### 2.1 DESCARGAS ELÉTRICAS

Na década de 20, o termo plasma foi cunhado para descrever um gás ionizado que contém aproximadamente o mesmo número de cargas positivas e negativas. (LANGMUIR, 1928). Portanto, define-se, de forma rigorosa, plasma como sendo um gás ionizado que globalmente é quasineutro e que possui comportamento coletivo (CHEN, 1984).

Logo, em um plasma existem partículas carregadas que se movimentam e colidem entre si e com as partículas neutras do gás. A presença de cargas elétricas implica na existência de campos elétricos, enquanto o movimento destas cargas implica na existência de campos magnéticos. Estes campos podem afetar outras partículas carregadas distantes. Então, percebe-se que os movimentos das partículas vão depender, além das condições locais, do estado do plasma em regiões distantes. E é isso que significa dizer que o plasma possui comportamento coletivo (CHEN, 1984).

Para definir formalmente um plasma, é interessante primeiro conceituar o comprimento de Debye. Considere a inserção de uma partícula carregada, chamada de carga teste, em um plasma. Esta carga gera uma perturbação na distribuição de cargas, pois irá atrair cargas de sinal oposto e repelir cargas de mesmo sinal. No entanto, o comportamento coletivo do plasma faz com que esta perturbação seja blindada, de forma que o potencial eletrostático que se forma aos arredores dessa carga teste decresce  $1/e$  vezes a uma distância da carga teste definida como sendo o comprimento de Debye  $\lambda_D$ . Diz-se então que em um plasma as dimensões  $r$  do sistema são muito maiores que  $\lambda_D$ , ou seja, as dimensões do plasma são grandes o suficiente para que pequenas perturbações sejam blindadas e a densidade de íons positivos seja aproximadamente igual a soma das densidades de elétrons e íons negativos na maior parte do volume (CHEN, 1984). Na ausência de íons negativos, a condição de quasineutralidade pode então ser escrita como

$$n_i \approx n_e \approx n_0 \quad (1)$$

sendo  $n_0$  a chamada densidade de plasma. No geral existem três critérios que classificam um gás ionizado como um plasma. O primeiro é pelo comprimento de Debye, no qual o comprimento  $\lambda_D$  deve ser muito menor que as dimensões  $r$  do sistema. E existe um número mínimo de partículas carregadas em uma dada região do espaço, de modo que

$$n\lambda_D^3 = N_D \gg 1 \quad (2)$$

Na equação (2)  $n$  é a densidade de plasma e  $N_D$  é o chamado número de partículas em uma "esfera de Debye", volume cujo raio é  $\lambda_D$ . Como já mencionado, o comportamento coletivo do plasma decorre das interações eletromagnéticas entre as partículas carregadas. Porém, estas partículas também estão constantemente colidindo entre si e, principalmente, com as moléculas neutras que formam o gás. Se o efeito das colisões for o mecanismo dominante para o movimento dos elétrons, o comportamento coletivo é perdido e prevalece o comportamento aleatório individual, assim como nas moléculas de um gás. Portanto, para que o comportamento coletivo se mantenha é preciso que a frequência de plasma seja muito maior do que a frequência de colisão, logo

$$\frac{\omega_{plasma}}{\omega_{colisional}} \gg 1 \quad (3)$$

A equação (3) caracteriza assim o terceiro critério de classificação de um gás ionizado como plasma. Esse gás possui partículas que, como já visto, podem colidir entre si. Desta forma, haverá a transferência de energia entre essas partículas através das colisões que podem ser elásticas ou inelásticas. Dentre as colisões inelásticas se destacam os processos de ionização (NASSER, 1971).

### 2.1.1 Processo de Ionização

Dizer que um sistema é ionizado implica que estão ocorrendo processos que resultam na produção de novos elétrons e íons. E esse processo de criação de pares elétrons-íons é chamado de ionização (CHEN, 1984). Quando duas partículas colidem, existe uma variedade de fenômenos que podem ocorrer, desde uma simples troca de energia cinética entre as partículas até processos mais complexos envolvendo a formação de íons negativos. A Tabela 1 apresenta as principais reações que podem resultar de processos colisionais em um gás monoatômico  $A$  e/ou  $B$  confinados. O que determina a probabilidade de ocorrência de cada processo que ocorre é a energia envolvida nele (NASSER, 1971).

Numa situação em que um gás contém partículas carregadas (elétrons e íons), observa-se que devido a massa do elétron ser muito inferior ao do íon e aos dos átomos, eles acabam por serem mais eficientes na mudança de energia potencial (interna) dos átomos/moléculas durante a colisão. De forma que os elétrons são os principais responsáveis pela geração de novos elétrons e de iniciar as reações químicas (NASSER, 1971). Os elétrons possuem velocidades distintas devido a suas interações com as outras partículas, de forma que é possível exprimir essas velocidades para uma população de elétrons em equilíbrio térmico a uma temperatura  $T$  em uma distribuição de velocidades, que em primeira aproximação pode ser considerada como sendo a distribuição de Maxwell-Boltzmann. Também se pode representar essa distribuição em termos da energia cinética, resultando na Função Distribuição de Energia dos Elétrons (FDEE)(NASSER, 1971).

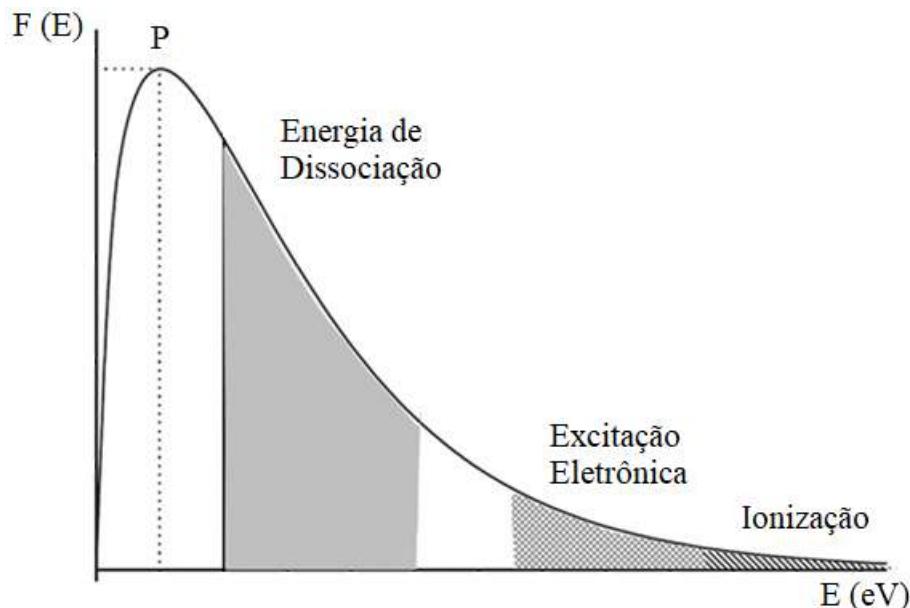
Tabela 1 – Principais reações que ocorrem durante os processos colisionais no plasma, sendo \* + e – índices que fazem referência a partículas excitadas, íons positivos e íons negativos, respectivamente.

Reação	Processo
$e + A \rightarrow 2e + A^+$	Ionização por impacto eletrônico direto
$e + A \rightarrow e + A^*$	Excitação
$e + A^* \rightarrow 2e + A^+$	Ionização por Etapas
$e + A \rightarrow e + A$	Colisão elástica
$A^* + B \rightarrow A + B^+ + e$	Efeito Penning
$A^+ + B \rightarrow B^+ + A$	Transferência de carga
$e + A + B \rightarrow A^- + B$	Attachment
$A^+ + B \rightarrow A^+ + B^+ + e$	Ionização

Fonte: Adaptado de (BRAITHWAITE, 2000).

Na Figura 1 tem-se um exemplo de uma Função Distribuição de Energia dos Elétrons ( $F$ ), na qual é possível distinguir quais as energias mínimas que um elétron deve possuir para determinados processos colisionais. Na curva, observa-se que são poucas as partículas que possuem alta energia, sendo esta região responsável pelos processos de ionização, precedida pelas regiões de excitação e dissociação.

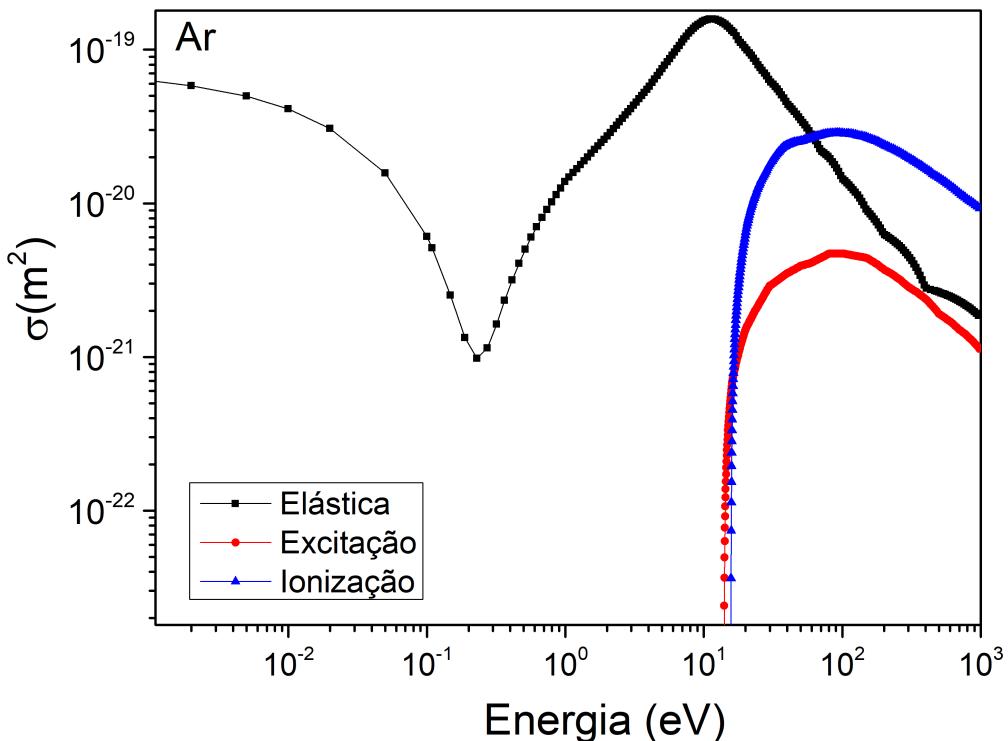
Figura 1 – Função Distribuição de Energia dos Elétrons para descargas de baixa pressão sendo  $P$  o valor mais provável.



Fonte: Adaptado de (THIRY et al., 2016)

O valor mais provável,  $P$ , de energia corresponde ao máximo dessa curva, ou seja, se você pegar aleatoriamente um elétron desse gás e medir sua energia cinética, a probabilidade

Figura 2 – Seções de choque elástica, de excitação e de ionização para o gas de argônio.



Fonte: Adaptado de (BIAGI, 2004)

dessa partícula ter a energia igual a  $P$  é maior do que aos outros valores elevados (região de ionização).

Ainda analisando a Figura 1, é visto que é pouco provável que um elétron chegue às energias mais altas, pois é preciso que esta partícula tenha colisões que favoreçam o seu ganho de energia.

Para que a ionização ocorra é preciso que o átomo absorva energia suficiente, que é chamada de energia de ionização e pode ser representada por  $\varepsilon_{iz}$ . Abaixo de  $\varepsilon_{iz}$  a seção de choque de ionização é nula, sendo que esta é uma medida da probabilidade de ocorrência de ionização numa colisão entre duas partículas (LIEBERMAN; LICHTENBERG, 2005).

Cada processo colisional depende de uma particular seção de choque, ou seja, diferentes reações resultam em distintas probabilidades de ocorrência. A seção de choque, representada por  $\sigma$  pode ser estimada por expressões derivadas da mecânica quântica ou podem ser obtidas experimentalmente. (LIEBERMAN; LICHTENBERG, 2005). Para ilustrar essas diferenças, repare que na Figura 2, na qual se refere ao gás de argônio, as seções de choque de ionização e excitação são distintas não apenas pelo tipo de colisão, mas também devido a energia cinética envolvida na colisão, uma vez que a energia é o parâmetro determinante para a interação (CHAPMAN, 1980).

### 2.1.2 Potencial Flutuante

Quando inserido um substrato isolado em um plasma, esse objeto será alvo do fluxo de elétrons e íons do plasma. Sabe-se também pela quasi-neutralidade que a densidade das partículas são aproximadamente iguais (equação 1). De foma que a diferença entre os fluxos das partículas carregadas é a sua velocidade (CHAPMAN, 1980).

$$j = \frac{1}{4}n(v_i + v_e) \quad (4)$$

A equação 4 define então o fluxo térmico de partículas que chega ao substrato, na qual os subíndices  $i$  e  $e$  fazem referência aos íons e elétrons, respectivamente. Como a  $v_e$  é muito maior que a  $v_i$ , devido a diferença das massas, o fluxo de elétrons é maior que o fluxo de íons. Consequentemente, começa a surgir carga negativa no substrato, o que resulta na formação de um potencial negativo (CHAPMAN, 1980).

Como o objeto está negativamente polarizado, os elétrons do plasma vão começar a ser repelidos na medida em que os íons são atraídos. Apesar da redução do fluxo de elétrons, o substrato mantém o potencial negativo, uma vez que ele maneja o equilíbrio com o fluxo de íons. De modo que, no estado estacionário, a corrente para o substrato é nula. O potencial obtido no substrato é então o potencial flutuante ( $V_f$ ) (CHAPMAN, 1980).

Por causa do ato de repelir elétrons pelo  $V_f$ , existe a formação de uma bainha positiva em volta da sonda. Neste espaço de cargas a densidade dos elétrons diminui, ocasionando uma região de baixa luminescência (CHAPMAN, 1980).

Ao definir o potencial de plasma, e fazendo uso das distribuições Maxwellianas dos elétrons e íons, é possível a obtenção de uma relação entre  $V_p$  e  $V_f$ . Sabe-se que  $V_f$  causa a repulsão de elétrons, assim  $V_f < V_p$ . Desta forma, a diferença entre os potenciais representa uma barreira para os elétrons (CHAPMAN, 1980).

$$V_p - V_f = \frac{KT_e}{2e} \ln \frac{m_i}{2,3m_e} \quad (5)$$

Na equação 5,  $T_e$ ,  $m_e$  e  $m_i$  é a temperatura do elétron, a massa do elétron e a massa do íon, respectivamente. Essa expressão (equação 5) foi obtida considerando o critério de Bohm, cujo efeito é aumentar o fluxo de íon para substratos polarizados negativamente (CHAPMAN, 1980).

### 2.1.3 Plasmas Produzidos em Laboratórios

É possível produzir plasmas artificiais confinando um determinado gás em baixa pressão e fornecendo energia elétrica. A forma mais simples é através de corrente contínua (DC) (GOLDSTON; RUTHERFORD, 1995). O campo elétrico acelera elétrons presentes no meio devido a radiação cósmica. Se a tensão fornecida for o suficiente, estes elétrons causarão ionizações (NAS-SER, 1971). Em descarga de corrente contínua e média frequência, os elétrons secundários são

fundamentais para a geração e manutenção da descarga. Estes elétrons são emitidos do cátodo, principalmente por bombardeamento iônico e são acelerados na direção do ânodo, resultando na criação de pares elétron-íon (GOLDSTON; RUTHERFORD, 1995).

Caso as condições de ionização sejam alcançadas, o plasma é então formado entre os eletrodos. Para que haja a produção suficiente de pares elétron-íon, que resultam em elétrons secundários, para manter a descarga é preciso atingir uma tensão mínima, chamada tensão de ruptura.

As fontes de alimentação são responsáveis por gerar e manter o plasma, de forma que a partir delas é possível aumentar a taxa de ionização. Existem diferentes classificações para as fontes, mas em geral elas são divididas pela sua forma de onda do sinal de tensão e corrente. Essas formas podem ser contínuas, pulsadas, pulsadas unipolares, pulsadas bipolares e pulsadas (simétricas ou assimétricas).

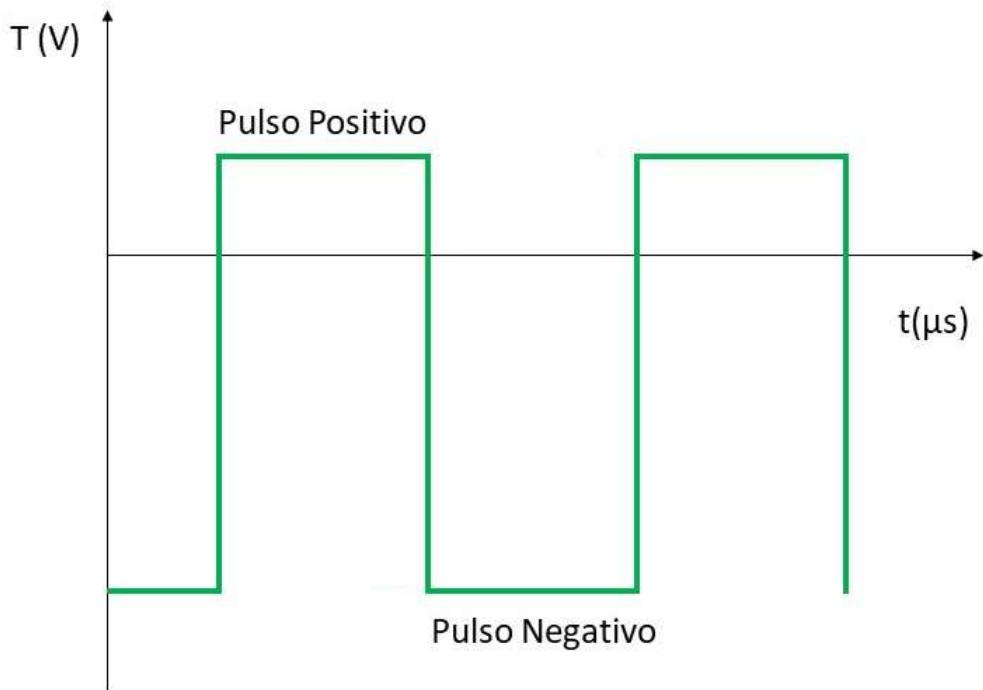
#### *2.1.3.1 Fontes Pulsadas Bipolares*

Descargas de corrente contínua, embora simples em seu funcionamento, apresentam problemas quando a superfície do eletrodo torna-se um isolante elétrico, devido a deposição de um filme ou reações químicas com o plasma. Como o cátodo é bombardeado por íons positivos, elétrons secundários são emitidos da superfície. Se o cátodo é condutor, estes elétrons são repostos pelo circuito externo e a superfície permanece no mesmo potencial do eletrodo. Porém, se a superfície torna-se isolante, o contínuo bombardeamento por íons irá remover elétrons que não são repostos, carregando-a positivamente, enquanto abaixo do filme o eletrodo permanece negativamente carregado. Isto pode provocar a ocorrência de arcos (pela ruptura do dielétrico na superfície) e, eventualmente, a própria extinção da descarga (pela queda na diferença de potencial) (BELKIND et al., 2005).

Contornar este problema foi a motivação do desenvolvimento das primeiras fontes pulsadas em média frequência (kHz) no início do século XXI. Originalmente, estas fontes eram unipolares, ou seja, aplica-se um pulso negativo e, durante um determinado intervalo de tempo, a fonte é desligada. Durante este "tempo desligado", elétrons fluem para a superfície do eletrodo, neutralizando as cargas positivas ali acumuladas (MANDALA et al., 2020). Posteriormente, foram desenvolvidas as fontes pulsadas bipolares (Figura 3), em que ao invés de desligar a fonte para a neutralização do eletrodo, aplica-se um pulso positivo. Além disto tornar o procedimento de neutralização mais eficiente, a rápida inversão de pulso promove importantes efeitos no plasma. As fontes bipolares podem ser simétricas (pulsos de mesma amplitude em ambas as polaridades) ou assimétricas (pulsos de diferente amplitude a depender da polaridade). Atualmente, a maior parte das fontes bipolares comerciais é assimétrica, sendo a amplitude do pulso positivo em torno de 10% a 20% da amplitude do pulso negativo (KELLY; ARNELL, 2000).

Dentre as fontes pulsadas bipolares comerciais mais utilizadas está a fonte Pinnacle Plus fabricada pela empresa Advanced Energy. A forma de onda de tensão da Pinnacle Plus operando em modo de potência constante pode ser dividida em 5 fases (Figura 4). Na primeira há

Figura 3 – Forma de onda pulsada bipolar assimétrica



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

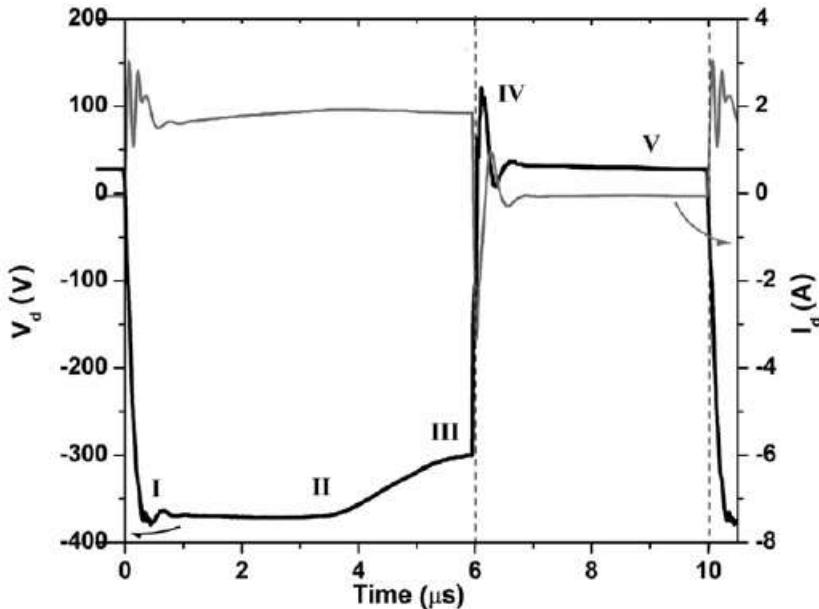
a presença de picos que estão associados a sua fonte de alimentação, como a reatância complexa dos cabos. Como é um aspecto que está relacionado a fonte, nem sempre eles são observados nas curvas de corrente. Logo após estes picos, a corrente começa a cair e oscilar até finalmente estabilizar. Quando o potencial cai abruptamente na fase I, os elétrons que sobram do pulso anterior são acelerados da direção oposta ao cátodo, resultando na formação de uma bainha em volta dele (BRADLEY; WELZEL, 2009).

Durante a fase III a corrente começa a diminuir sutilmente, de forma que ela alcança um período estável e se prepara para o início da fase IV, que é caracterizada pelo aumento repentino de tensão, transição do pulso negativo para o pulso positivo. A corrente vai cair e oscilar até atingir estabilidade na fase V, assim como a tensão. Esta última fase é referente ao pulso positivo. O tamanho do pico de tensão na fase de inversão depende das condições determinadas na fonte de alimentação (BRADLEY; WELZEL, 2009).

Na fase II, a tensão é mantida constante, por um curto período de tempo, na qual a corrente começa a crescer de uma forma estável e devagar. No fim desta segunda fase, a corrente atinge seu limite de estabilidade, enquanto que a tensão começa a aumentar, demarcando o início da terceira fase da forma de onda. Este aumento ocorre pelas características da fonte que busca manter uma potência constante.

Quando ocorre a inversão de pulso (negativo para positivo) acontece um pico de tensão (*overshoot*) que chega a centenas de volts. Estudos com sonda emissiva em sistemas *magnetron*

Figura 4 – Fases da descarga bipolar



Fonte: Adaptado de (BRADLEY; WELZEL, 2009)

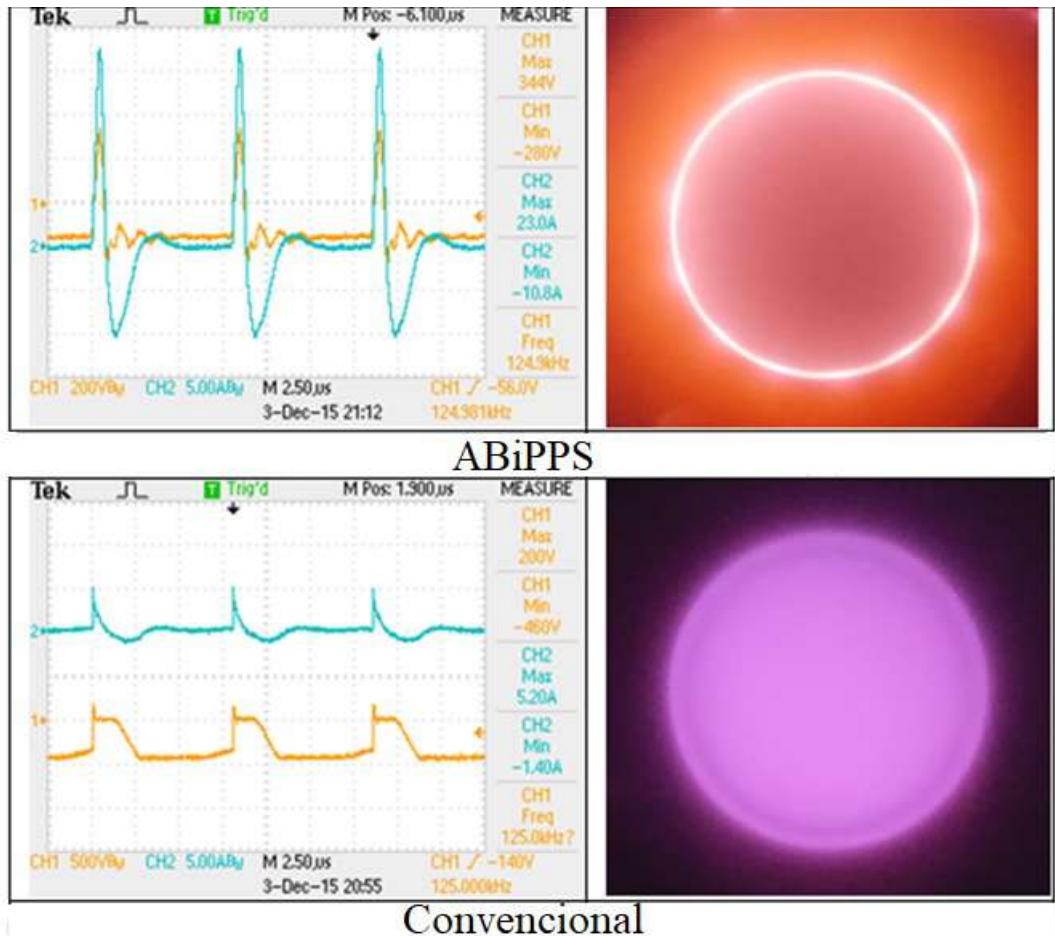
*sputtering* mostram que tanto o potencial de plasma quanto o potencial flutuante acompanham as oscilações de tensão e que o plasma se mantém sempre o "corpo" mais positivo do sistema (KARKARI; VETUSHKA; BRADLEY, 2003).

Partindo da hipótese de que os pulsos positivos aumentariam a emissão de elétrons secundários do cátodo devido ao bombardeamento eletrônico, foi desenvolvida no Laboratório de Plasmas, Filmes e Superfícies da UDESC uma fonte pulsada bipolar com maior liberdade na configuração da forma de onda da tensão. Nesta fonte, as amplitudes dos pulsos positivo e negativo são independentes. A proposta da sua forma de onda é composta por pulsos curtos positivos, seguidos de pulsos curtos negativos e um pulso longo negativo. Esta fonte recebe o nome de *Asymmetric Bipolar Plasma Power Supply* ou, simplesmente, ABiPPS (SCHOLTZ, 2016).

Com a possibilidade de manipulação das larguras dos pulsos, é possível verificar a influência de cada elemento da onda sobre o plasma, além de conseguir produzir plasmas mais intensos do que as fontes convencionais. Uma das principais promessas deste tipo de fonte é a possibilidade de gerar plasmas com pulso positivo na ordem de nanosegundos e tensão acima de 1000 V, que seria a causa do aumento de emissão de elétrons secundários (SCHOLTZ; FONTANA; MEZAROBA, 2018).

A Figura 5 apresenta uma comparação entre plasmas gerados por uma fonte convencional Pinnacle Plus e pela fonte ABiPPS. Pela imagem do plasma, já é possível perceber que a forma de onda afeta as propriedades do plasmas. O autor destaca de que é possível gerar plasmas com menores valores de tensão negativa (em torno de 200 V), enquanto que para a fonte convencional precisaria do dobro. Outra característica que chama a atenção são os valores de corrente que

Figura 5 – Formas de ondas e imagens de plasmas gerados pela fonte ABiPPS e pela fonte convencional (Pinnacle Plus)



Fonte: Adaptado de (SCHOLTZ, 2016)

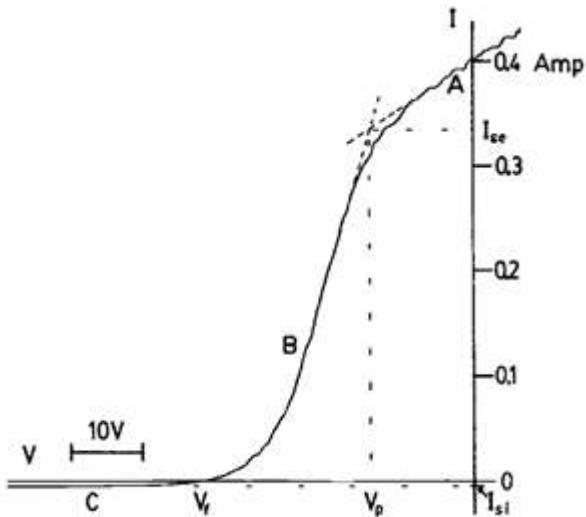
são superiores as convencionais (numa escala de  $-10\text{ A}$  a  $23\text{ A}$  para a ABiPPS) (SCHOLTZ; FONTANA; MEZAROBA, 2018).

## 2.2 DIAGNÓSTICO DE PLASMAS

Os plasmas gerados em laboratórios são bastante utilizados para fazer tratamento de superfícies como os processos de corrosão, nitretação e a produção de filmes finos (CHEN, 2016). Então, para atingir as propriedades adequadas desses materiais em suas devidas aplicações, é preciso ter conhecimento sobre as condições de produção/tratamento destes materiais, que são dependentes do tipo de plasma usado, tornando imprescindível o conhecimento das características do plasma. Esse conhecimento permite um maior controle do processo de produção, permitindo assim também a reprodutibilidade do experimento.

O diagnóstico a ser realizado depende do parâmetro de plasma que se deseja medir. Existem, portanto, medidas magnéticas, medidas do fluxo de partículas, índice de refração do plasma, emissão eletromagnética de elétrons livres, emissão eletromagnética de elétrons

Figura 6 – Curva da corrente I em função da tensão V. O potencial de plasma é  $V_p$  e o potencial flutuante é representado por  $V_f$ .



Fonte: (ZWEBEN, 1987)

ionizados, espalhamento de ondas eletromagnéticas, diagnóstico de átomos neutros, íons rápidos e produto de fusão (ZWEBEN, 1987).

Dentre as diversas técnicas de diagnóstico, destacam-se as sondas, que consistem em pequenos objetos condutores que são inseridos no sistema de forma a terem contato com o plasma. A inserção de um objeto “estranho” no plasma causa uma perturbação. Com o objetivo de tornar essa interferência a menor possível se busca usar sondas de pequenas dimensões e de geometria simétrica (HERSHKOWITZ, 1989).

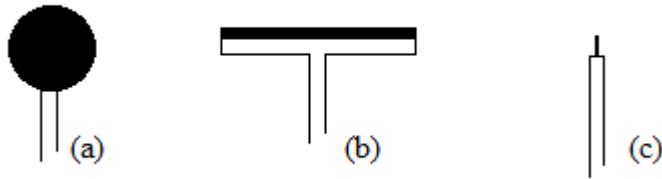
Uma sonda em contato com o plasma receberá correntes de elétrons e íons, absorvendo energia oriunda destes bombardeamentos. Percebe-se então que as suas propriedades estão ligadas aos conceitos físicos da termodinâmica e do eletromagnetismo. Portanto, é a partir destes princípios que as técnicas de diagnóstico de plasmas foram desenvolvidas (ZWEBEN, 1987).

É possível medir as propriedades do plasma através da curva corrente-tensão (curva IV) de uma sonda (Figura 6). A ideia é que quando o potencial da sonda é negativo (região C), a corrente total vai corresponder somente ao fluxo de íons (corrente negativa, por convenção) que são atraídos na direção da sonda, pois os elétrons serão todos repelidos (ZWEBEN, 1987).

A medida em que o potencial aumenta, a corrente total vai aumentar, pois os elétrons que antes eram repelidos, agora conseguem vencer a barreira de potencial e são coletados pela sonda (região B). Quando o potencial da sonda for maior que o potencial do plasma, a barreira de potencial é dita positiva, de forma que íons positivos passam a ser repelidos e os elétrons são atraídos (região A) (ZWEBEN, 1987).

O potencial flutuante e o potencial do plasma são retirados diretamente da curva (Figura 6). No primeiro caso, o valor do potencial flutuante é obtido quando a corrente total coletada pela sonda é nula, ou seja, o fluxo de cargas positivas é igual ao fluxo de cargas negativas e

Figura 7 – Representação ilustrativa da sonda esférica (a), sonda planar (b) e sonda cilíndrica (c).



Fonte: Elaborado pelo autor (2020).

corresponde a interseção da curva com o eixo horizontal. Para o segundo caso, o potencial é obtido entre a região de transição (região B) e a região de saturação de elétrons da curva (região A). Esse valor pode ser determinado através de uma derivada (ZWEBEN, 1987).

Essa abordagem de obter as características através de uma sonda inserida dentro do plasma, medindo através de um fluxo de partículas é usualmente associada a Langmuir. De forma que esse tipo análise é conhecido também como sonda simples de Langmuir. A partir da curva IV também é possível obter a densidade e a temperatura eletrônica, assim como a FDEE. Na Figura 7 temos a representação esquemática de diferentes geometrias para sondas.

Existem pelo menos três tipos de geometria de sondas, a sonda planar, a sonda cilíndrica e a sonda esférica (Figura 7). Diferentes tipos de sonda, diferentes medidas que podem ser feitas. A escolha do tipo de sonda a ser usada no trabalho depende das necessidades do usuário. Por exemplo, é possível fazer uma medida temporal da temperatura usando uma sonda planar calorimétrica (THORNTON, 1978).

### 2.2.1 Sonda Calorimétrica

Ao gerar o plasma, é incontestável de que toda superfície que entra em seu contato é aquecida. Isso é resultado de diferentes contribuições provenientes das colisões. Além do aquecimento, existe o resfriamento que é ocasionado por distintas formas de perda de energia, uma delas é o resfriamento externo. Tendo então como objetivo estimar a quantidade de energia transferida para uma determinada superfície, mede-se a temperatura do mesmo através de uma sonda calorimétrica.

A principal ideia da sonda calorimétrica é trabalhar com a emissão de partículas do plasma em direção à sonda. De forma que a potência líquida que aquece a sonda ( $\dot{\phi}_l$ ) é o resultado da soma das potências  $\dot{\phi}_{off}$  e  $\dot{\phi}_{in}$ , no qual o primeiro está relacionado a perdas de energia ( $< 0$ ), enquanto que o último faz referência ao fornecimento de energia para a superfície (equação 6). (BOULOS; FAUCHAIS; PFENDER, 2017).

$$\dot{\phi}_l = \dot{\phi}_{off} + \dot{\phi}_{in} \quad (6)$$

Para resolver a equação (6) é preciso ter conhecimento de cada elemento correspondente às perdas e ganhos de energia. Estimar as contribuições exatas para o fluxo costuma ser difícil e muitas vezes incerto, pois o cálculo é feito através de suposições. De forma que, na prática, estima-se o valor de  $\dot{\phi}_l$  pela taxa de aquecimento e resfriamento obtida de uma curva da temperatura da sonda calorimétrica em função do tempo (THOMANN et al., 2019).

### 2.2.1.1 Fluxo de energia total transferido para a sonda

O fluxo de energia que chega a superfície do substrato é o resultado de uma soma de diferentes contribuições, como as reações químicas de adsorção ou condensação. A equação 7 apresenta essa relação, na qual  $J_{rad}$  faz referência ao fluxo de energia devido a transferência de calor por radiação,  $J_{car}$  por partículas carregadas,  $J_n$  por partículas neutras,  $J_{ads}$  por adsorção ou condensação,  $J_r$  por reações exotérmicas e  $J_{ext}$  por fontes externas de potência (KERSTEN et al., 2001).

$$\dot{\phi}_{in} = \int (J_{rad} + J_{car} + J_n + J_{ads} + J_r + J_{ext}) dA \quad (7)$$

Na equação (7) existe uma contribuição devida a fonte de energia radiativa proveniente dos processos que ocorrem no plasma que é representada por  $J_{rad}$ . Esta contribuição é resultado da radiação própria do plasma e das superfícies ao redor dele (paredes do reator). Esse termo costuma envolver uma integral complicada para ser resolvida (KERSTEN et al., 2001), de forma que para poder simplificá-la é preciso assumir que a emissividade ( $\epsilon$ ) das fontes de radiação é independente do comprimento de onda e que a absorção espectral do substrato é independente da temperatura (CHOW; BUNSHAH, 1971).

A partir desta simplificação, pode-se usar a relação de Boltzmann para transferência de calor por radiação (equação 8, na qual  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann e os subíndices *rad* e *S* referenciam a radiação e substrato, respectivamente). Para reatores de baixa temperatura, as contribuições de radiação de calor pelas superfícies quentes são pequenas (KERSTEN et al., 2001). Portanto, a principal fonte de radiação se torna aquela que é proveniente do plasma.

$$J_{rad} = \sigma(\epsilon T_{rad}^4 - \epsilon_S T_S^4) \quad (8)$$

Em geral, as espécies excitadas do plasma também contribuem para a emissão de radiação em direção a sonda sob a forma de fótons (radiação UV, por exemplo). Entretanto, adicionar essa radiação na integral do fluxo de energia costuma ser muito difícil devido à dificuldade para medir esta grandeza (KERSTEN et al., 2001). Também existem outras formas em que a equação (8) pode ser escrita, dependendo das variáveis que o operador leva em conta.

Em adição as contribuições por radiação (equação 7), tem-se a potência transferida por partículas carregadas ( $J_{car}$ ). É possível descrever esse termo como a multiplicação do fluxo da

partícula em questão, sendo ela íon ou elétron, com sua respectiva energia média. No geral as partículas envolvidas são os íons positivos e negativos procedentes do plasma, além de elétrons secundários e recombinação de partículas carregadas sobre superfícies.

Existem diferentes formas de incorporação para o fluxo por partículas carregadas. Cada análise depende do tipo de plasma utilizado. Isso é devido a existência de distintas energias médias, que envolvem também a energia cinética das partículas determinadas por funções distribuições de energia. Além do plasma, a superfície do substrato pode ser levada em conta, devido ao tipo de material que ela é feita, e por ser onde ocorre a recombinação de íons e elétrons (KERSTEN et al., 2001).

A transferência de calor, como apresentada pela equação 7, recebe a influência de partículas neutras, nas quais sua energia potencial e cinética é resultado da vibração, rotação, translação e dos estados de excitação e dissociação de cada partícula (RAPAKOULIAS; GERASSIMOU, 1987).

Existem diferentes modos de transferência de energia vibracional de uma molécula de gás para uma superfície sólida. O que determina quais modos serão contabilizados no sistema são as condições do experimento. Na maioria dos casos de processos de plasma, o modo vibracional de maior relevância é o da adsorção da molécula na superfície (RAPAKOULIAS; GERASSIMOU, 1987).

Em um diagrama de energia potencial têm-se as limitações da partícula na presença de uma barreira de potencial. Quando esta barreira supera o nível zero de energia potencial do sistema, o estado de adsorção somente será atingido através de uma energia de ativação. Uma vez que o estado adsorvido é alcançado, a superfície é aquecida através da energia de adsorção liberada no processo. (RAPAKOULIAS; GERASSIMOU, 1987).

Dessa forma, o fluxo de energia associado a adsorção ( $J_{ads}$ ) na equação (7) pode ser determinado por uma relação direta com a energia de adsorção ( $E_a$ ) e as probabilidades de ocorrência de adsorção física e adsorção química. (RAPAKOULIAS; GERASSIMOU, 1987). É possível então escrever  $J_{ads}$  como apresentado na equação (9), na qual  $j_n$  representa o fluxo de partículas neutras (KERSTEN et al., 2001).

$$J_{ads} = j_n \beta E_a \quad (9)$$

O coeficiente de aderência ( $\beta$ ) é construído pelas probabilidade de ocorrência da adsorção física e adsorção química. A primeira é influenciada pela temperatura da superfície, enquanto que a adsorção química é dependente da energia cinética da molécula do gás (KERSTEN et al., 2001).

Uma vez que existe a produção considerável de moléculas em estados excitados no plasma, é natural concluir que sua contribuição para a transferência de calor não seja ignorada. Portanto, ter o conhecimento da densidade de partículas nos estados de excitação e dissociação é fundamental para estimar a sua influência sob o fluxo  $J_n$ . Essa densidade pode ser obtida

através da espectroscopia ou a partir de uma equação de balanço. Em ambos os casos, você vai precisar ainda da energia ligada a esses estados excitados para conseguir estimar o fluxo de calor resultante deles. Embora a influência do fluxo de energia dos estados excitados exista sobre o fluxo total (equação 7), ele ainda é considerado insignificante quando comparado aos outros termos (PIEJAK et al., 1998)

A recombinação elétron-ion na superfície resulta na liberação de energia em forma de calor, o que caracteriza um processo exotérmico. Portanto, esse fluxo de calor gerado também contribui para o fluxo total recebido pela superfície do substrato e paredes da camera.

Para descrever a fração da contribuição das reações exotérmicas ( $J_r$ ) é preciso considerar a composição química da superfície. Existem dois principais mecanismos que resultam na liberação de calor sobre a superfície: Langmuir–Hinshelwood e Eley–Rideal (HALPERN; ROSNER, 1978). No primeiro caso, dois átomos adsorvidos podem recombinar-se, de modo que o seu produto resulta na remoção de uma energia equivalente a energia de ativação do processo de dessorção (BONZEL; KU, 1972).

Já no modelo de Eley–Rideal, uma molécula é criada pela colisão entre uma partícula adsorvida e uma em fase gasosa. O produto deste impacto pode ser refletido imediatamente pela superfície ou pode permanecer adsorvido por um tempo limitado, resultando na transferência de parte de sua energia para a superfície. A energia inicial da molécula produzida vai ser o resultado da subtração da energia de dissociação molecular com o calor de adsorção do átomo (HALPERN; ROSNER, 1978).

#### 2.2.1.2 *Perdas de energia do sistema*

Assim como energia é atribuída durante o processo da descarga elétrica para as superfícies do reator, é evidente que também existe a sua perda. Essa redução de energia pode ser ocasionada pelo resfriamento externo ( $J_{ext'}$ ), dissipação de energia por dessorção e difusão de partículas ( $J_{des}$ ), reações endotérmicas na superfície ( $J_{r'}$ ), transporte de energia do substrato resultante da pulverização de átomos da superfície ( $J_{par}$ ) e temperatura irradiada da superfície ( $J_{rad'}$ ) (KERSTEN et al., 2001).

A equação (10) apresenta a potência que é perdida durante o processo pela superfície do substrato. Como se pode observar, esta equação é uma integral de superfície da soma das contribuições citadas anteriormente.

$$\dot{\phi}_{off} = \int (J_{rad'} + J_{des} + J_{par} + J_{r'} + J_{ext'}) dA \quad (10)$$

O primeiro termo da equação (10) possui maior influência sobre a perda de energia nos casos em que o substrato possui uma temperatura relativamente alta, e quando o contato desse substrato (objeto quente) com seu suporte (objeto frio) é ruim (KERSTEN et al., 2000). Uma

alternativa para estimar o valor de  $J_{rad'}$  é através do uso da Lei de Stefan (equação 11).

$$J_{rad'} = \sigma(\varepsilon_S T_S^4 - \varepsilon_{ambiente} T_{ambiente}^4) \quad (11)$$

Na equação 11, os termos com subíndice  $S$  fazem referência a superfície do substrato (sonda calorimétrica), e o subíndice *ambiente* trata da área ao redor do plasma, como é o caso das paredes do reator. A temperatura é representada por  $T$ , a emissividade é dada por  $\varepsilon$  e a constante de Stefan–Boltzmann é simbolizada por  $\sigma$ .

No geral, a emissividade é dependente do material do objeto, mas em muitos casos ela é considerada aproximadamente igual a um para o ambiente ( $\varepsilon_{ambiente}$ ). Apesar de haver pequenas variações nos valores da emissividade da sonda ocasionados pelo aquecimento da mesma e pela temperatura do ambiente não ser constante, essas variações são comumente desprezadas (PIEJAK et al., 1998).

A superfície da sonda é resfriada através da condução térmica quando os átomos do plasma colidem na sua superfície, além, é claro, do mesmo ocorrer para os arredores, como as paredes do reator. Desta forma,  $J_{ext'}$  é resultado de uma soma entre o resfriamento do substrato e o resfriamento do ambiente (PIEJAK et al., 1998).

Sabe-se que a variação do fluxo de calor de um determinado objeto é proporcional ao gradiente da sua temperatura (Lei de Fourier de condução de calor) de forma que é possível obter a quantidade de calor que flui para fora da sonda.

Existem três regimes de condução do gás que são considerados para estimar  $J_{ext'}$ . Portanto, somando essas contribuições, se obtém uma estimativa do fluxo de energia que é perdido por processos de resfriamento externo ( $J_{ext'}$ ) (KERSTEN et al., 2001)

Como já mencionado, os processos de dessorção das partículas na fase do gás e a difusão no sólido também são responsáveis pelas perdas de energia da sonda. O fluxo de energia relacionado a  $J_{des}$  é então proporcional a taxa de dessorção na superfície, que é definida pela razão do número de espécies do gás adsorvidas pelo tempo médio de residência das partículas do gás na superfície. Esse tempo de residência é influenciado pela energia de ativação de dessorção (MORAW, 1986).

Para determinar os mecanismos de dessorção das moléculas do gás na superfície da sonda, pode-se fazer uso da espectroscopia de dessorção térmica. É a partir desses mecanismos que a energia de dessorção característica é obtida. Além da interação das partículas do gás com a superfície, a energia de dessorção também depende dos arranjos de interação (KERSTEN et al., 2001).

A perda de calor relativa ao transporte de energia do substrato ( $J_{par}$ ) ocorre pelo impacto de íons ou espécies neutras no substrato. Consequentemente, esta contribuição é resultado da pulverização de átomos da superfície e da emissão de elétrons secundários. Em ambos os casos, é necessário atingir uma energia mínima, que por sua vez depende da razão das massas envolvidas na colisão, da energia de ligação, além de outras propriedades como a região dos

átomos adsorvidos na superfície. Entretanto, esta contribuição de  $J_{par}$  é particularmente pequena comparada as outras (KERSTEN et al., 2001).

Ainda existe a perda de fluxo de energia do substrato ligada às reações endotérmicas ( $J_{r'}$ ). Da mesma forma que para a contribuição do fluxo positivo da sonda por parte das reações exotérmicas ( $J_r$ ), as reações endotérmicas também dependem da composição química da superfície.

Existem diferentes mecanismos físicos e químicos que podem ocorrer durante a interação da superfície com o plasma. Assim, para estimar o fluxo  $J_{r'}$  é preciso avaliar estes mecanismos. Dentre as possibilidades, existem dois processos que costumam ser relevantes: reação do filme na superfície e pulverização química (KERSTEN et al., 2001).

No primeiro caso, as partículas incidentes são adsorvidas na superfície antes de qualquer reação química, diferente do segundo caso. A pulverização química estabelece que uma partícula incidente reage com um átomo na superfície, de forma que este é dessorvido. Essa dessorção pode ser imediata ou pode haver a locação temporária desse produto na superfície. Ambos os mecanismos são reações endotérmicas, ou seja, há a absorção de calor da superfície para executar as reações químicas (KERSTEN et al., 2001).

### 3 MATERIAIS E MÉTODOS

Os experimentos foram conduzidos em uma camera cilíndrica, cuja altura corresponde a 31,7 cm, o diâmetro interno é de 26,0 cm e o diâmetro externo é 30,6 cm. O corpo do reator possui duas janelas de vidro com diâmetros externos de 48,60 mm e 61,06 mm. Existe ainda uma terceira janela que é situada na tampa do reator, e esta possui o diâmetro de 50,00 mm. A tampa que cobre o reator possui diâmetro de 30,4 cm e espessura equivalente a 6,00 mm (Figura 8).

Figura 8 – Fotografia tirada da camera utilizada para os experimentos.

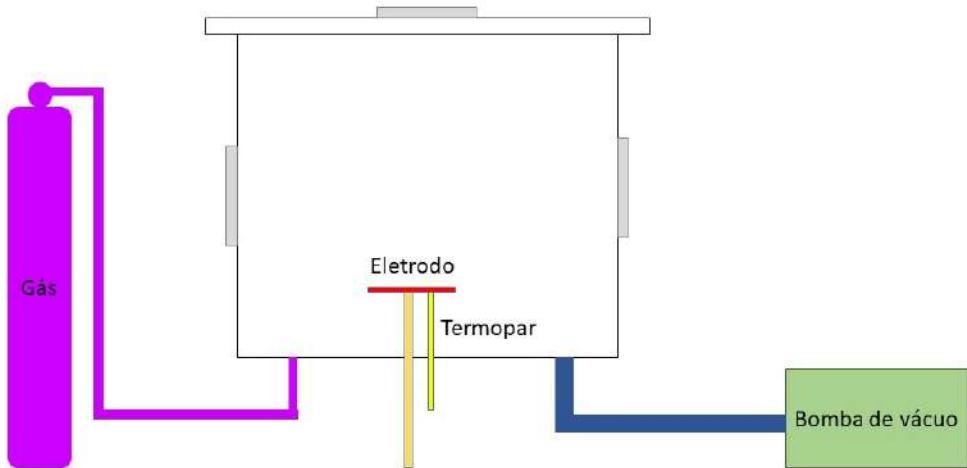


Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Nesta camera há quatro entradas na parte inferior, sendo uma para o eletrodo, uma para o termopar/sonda do tipo K, uma para inserção de gás e a última é para a realização de vácuo (Figura 9). Como gás de trabalho foi utilizado Ar com pureza de 99,999%. O controle da vazão de Ar foi executado a partir de um controlador de vazão mássica da fabricante *Power Plasma*, modelo *Flow Control 4.0*. Já a bomba de vácuo pertence a marca Edwards, modelo E2M18.

A presente dissertação faz parte do projeto "Aumento da eficiência energética de motores elétricos por geração de camadas de óxido ferrimagnético nas lâminas do núcleo magnético através de plasma bipolar pulsado" contemplado no Programa de Apoio a Núcleos Emergentes (PRONEM) da Fundação de Amparo à Pesquisa e Inovação no Estado de Santa Catarina (FAPESC) com termo de outorga 2020TR730. Inicialmente, tentou-se usar a sonda calorimétrica como eletrodo do sistema, mas o alto aquecimento e problemas de interferência levaram a uma mudança de eletrodo. Em virtude desta integração com um projeto maior, a escolha do eletrodo foi baseada em um trabalho de doutorado do Programa de Pós Graduação de Ciências dos Materiais da Universidade do Estado de Santa Catarina, uma vez que a geometria do eletrodo é

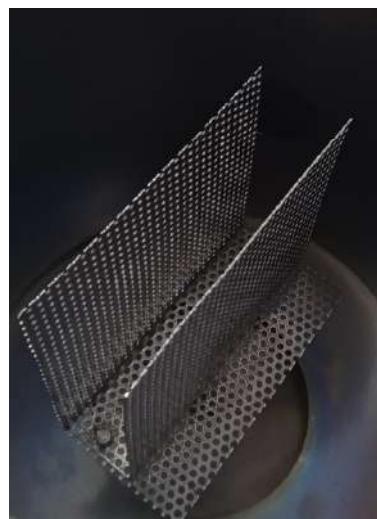
Figura 9 – Configuração genérica da camera utilizada para os experimentos.



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

específica para o tratamento das amostras usadas no projeto PRONEM-FAPESC. Dessa forma, o eletrodo é constituído de uma grade aberta e furada com  $N$  circunferências de diâmetro de 3,00 mm. A grade é construída a partir de duas chapas de largura correspondente a 140,34 mm. Uma das chapas é dobrada para fazer a base do eletrodo de 68,24 mm. A distância entre as duas chapas corresponde a 40,54 mm e a altura é de 134,04 mm (Figura 10).

Figura 10 – Fotografia do eletrodo utilizado para os experimentos.



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

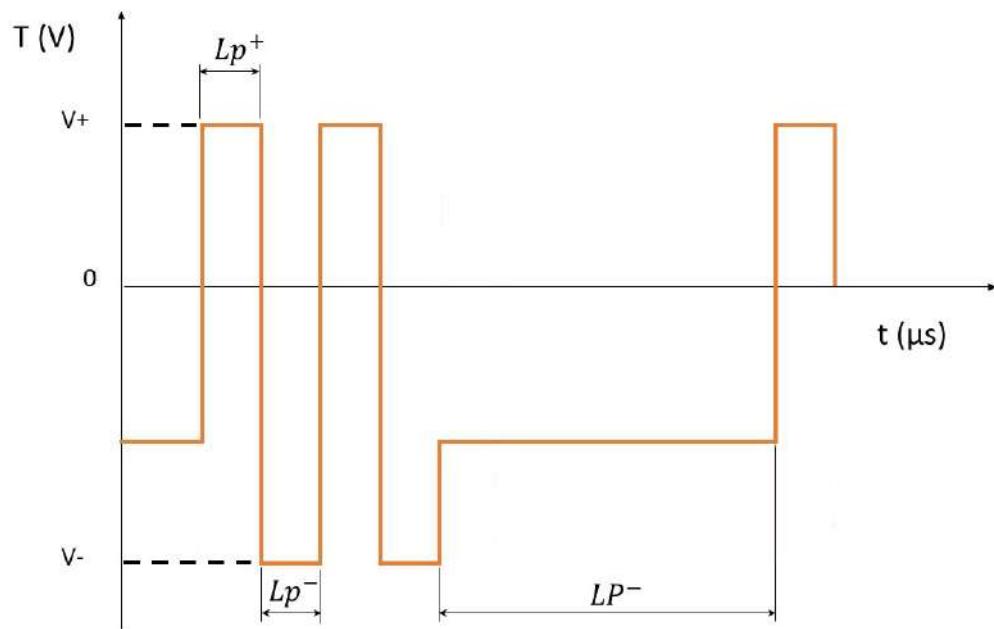
Para todos os testes executados, que serão descritos nas próximas seções, a distância da base do eletrodo até a base do reator foi mantida a mesma sob o valor de  $99,68 \pm 0,01\text{mm}$ .

### 3.1 DESCRIÇÃO DAS FONTES E AQUISIÇÃO DA CORRENTE, TENSÃO E POTENCIAL FLUTUANTE

Para gerar o plasma de Ar foram utilizadas duas fontes, sendo uma delas pertencente a marca *Advanced Energy* e modelo Pinnacle Plus. A segunda fonte foi desenvolvida na UDESC (SCHOLTZ, 2016) e é conhecida por ABiPPS (*Asymmetric Bipolar Plasma Power Supply*).

A fonte comercial permite que o usuário altere a potência, a corrente e a tensão de alimentação para a formação do plasma. Ainda com este produto, é possível reproduzir plasmas pulsados, permitindo assim a alteração da frequência ou período do pulso. Enquanto que a fonte ABiPPS (Figura 11) concede a variação dos pulsos curtos positivo ( $Lp^+$ ) e negativo ( $Lp^-$ ), pulso longo negativo ( $LP^-$ ) e quantidade de pulsos. A mudança nesses parâmetros resulta em diferentes frequências e potências.

Figura 11 – Forma de onda da fonte ABiPPS com a identificação dos parâmetros.

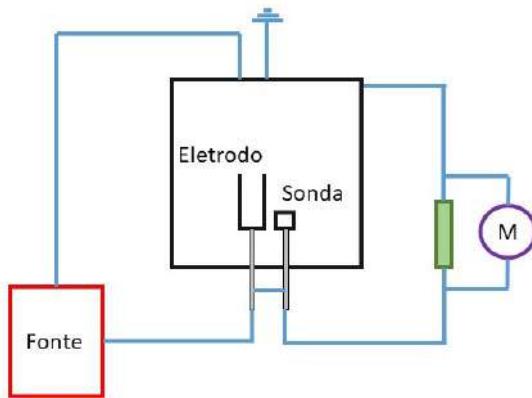


Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Com a fonte Pinnacle Plus foram realizados experimentos em corrente contínua e pulsada. Nos casos de corrente contínua, foram feitas medidas das curvas características da descarga para diferentes pressões de Ar. A corrente e tensão da descarga são medidas diretamente na fonte Pinnacle Plus. A sonda foi ligada no mesmo potencial do cátodo e a corrente da sonda foi medida com o auxílio de um resistor fixo de  $0,51 \pm 0,01 \Omega$  e de um multímetro digital Minipa (Figura 12).

Nos experimentos com plasma pulsado (tanto Pinnacle Plus quanto ABiPPS), a sonda foi mantida em potencial flutuante. Para medir o potencial flutuante da sonda, a corrente e a tensão da descarga utilizou-se um osciloscópio digital de quatro canais da marca Tektronix, modelo TDS2024B. O equipamento permitiu a retirada dos dados a partir de uma entrada USB. Foram 3

Figura 12 – Esquema do circuito empregado para a obtenção dos dados referentes a corrente da sonda.

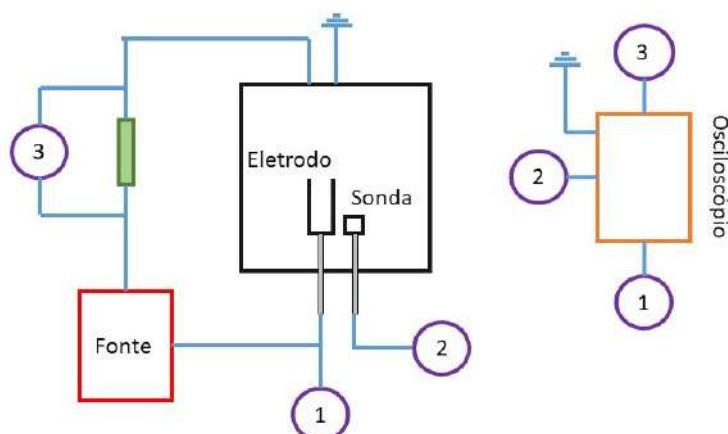


Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

canais empregados, sendo o canal 1 referente a tensão da descarga, o canal 2 usado para medir o potencial flutuante e o canal 3 para a corrente. Para a tensão da descarga, foi utilizada uma ponteira de alta tensão com atenuação de 100x, e para o potencial flutuante da sonda foi uma ponteira de 10x.

Os dados referentes a tensão e potencial flutuante puderam ser medidos diretamente pelo osciloscópio, o que não foi possível ao estudar a corrente, pois o instrumento recebe apenas sinais de tensão. A medida de corrente da descarga foi realizada medindo a queda de tensão sobre uma resistência de  $(0,51 \pm 0,01 \Omega)$  (Figura 13).

Figura 13 – Esquema do circuito empregado para a obtenção dos dados referentes a corrente, tensão e potencial flutuante



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

E por fim, aplicando a Lei de Ohm se obtém a corrente  $I$  ao fazer a multiplicação inversa

da tensão medida  $V$  pela resistência  $R$  (equação 12).

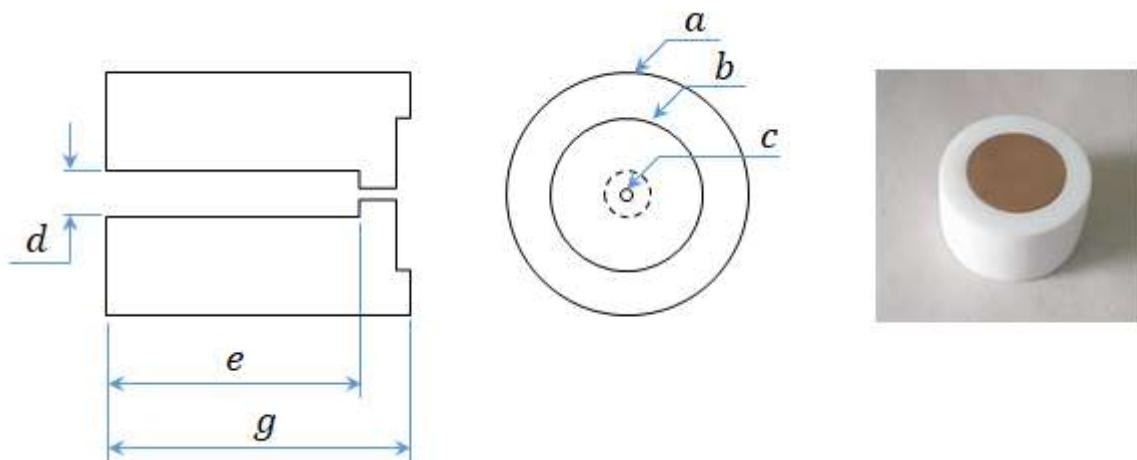
$$I = \frac{V}{R} \quad (12)$$

Para as descargas pulsadas, o espectro de frequência foi obtido usando o *software* MatLab, cuja versão é *R2018b*. No programa (ANEXO A), foi utilizada a função de transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform*) sobre as curvas de tensão. A escala de frequência para a FFT é dependente da quantidade de medidas feitas pelo osciloscópio e o tempo de realização delas. De modo que se gera um vetor de frequências a partir de uma frequência de amostragem, que é definida pela quantidade de medidas que o equipamento pode fazer dentro de um segundo numa determinada escala de tempo. Usou-se a função *linspace(i, f, n)* para gerar um vetor de frequências cujo valor inicial e final é  $i$  e  $f$ , respectivamente. O intervalo entre esses valores é  $n$ , sendo ele definido pelo número total de pontos ou medidas feitas.

### 3.2 DESCRIÇÃO DA SONDA CALORIMÉTRICA E AQUISIÇÃO DAS CURVAS DE TEMPERATURA

A sonda calorimétrica ( $S_2$ ) é constituída de um disco de cobre (Cu) de diâmetro de 19,78 mm, massa 5,042 g e espessura 1,42 mm. Para isolar termicamente a sonda foi usinado um suporte de cerâmica usinável (Macor) cilíndrico de diâmetro  $a = 31,46$  mm e altura  $g = 18,64$  mm (Figura 14). No centro do suporte existe um furo passante (diâmetro de 1,50 mm) servindo para a entrada do termopar. Este, por sua vez, fica em contato com a sonda, permitindo a sua medida de temperatura. O termopar é do tipo K de junta isolada e com bainha de aço inoxidável. O mesmo é protegido por um tubo de alumina até seu encaixe na sonda.

Figura 14 – Desenho Técnico do suporte cerâmico. A imagem a direita é uma fotografia da sonda calorimétrica, na qual a sonda é alocada no rebaixo do suporte.



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Durante a aquisição dos dados de temperatura foi decidido avaliar duas sondas diferentes. Dessa forma, foram feitos testes com uma segunda sonda ( $S_1$ ) de massa 0,518 g, sendo esta idêntica a primeira, exceto pela sua espessura (0,20 mm); o que notoriamente afeta o rebaixamento do suporte cerâmico. Neste caso, o suporte tem altura de  $g = 19,76$  mm e diâmetro de 31,98 mm. Em ambos os casos, a sonda é inserida no reator pela sua base, localizado ao lado do eletrodo. A distância do topo da sonda até a base do reator é aproximada a  $103,13 \pm 1,57$  mm.

As medidas de temperatura em função do tempo foram coletadas de duas formas. Para descargas de corrente contínua usando a fonte Pinnacle Plus em modo de potência constante foi utilizado um Arduino UNO e para as descargas pulsadas um leitor de temperatura modelo *TC4S*, um cronômetro digital e uma câmera para gravação das medidas. Com o segundo método o intervalo de tempo entre as medidas de temperatura sendo aproximadamente 10 s. A fonte Pinnacle Plus sempre foi utilizada no modo de potência constante nos experimentos de fluxo de energia.

Durante as medidas de fluxo de energia, a sonda calorimétrica foi mantida em potencial flutuante. Nos experimentos com corrente contínua, este potencial foi medido através de um multímetro. E os valores obtidos são aproximados, pois como a sonda está ligada a um circuito a corrente que passa por ela nunca será zero.

A Figura 15 apresenta o circuito projetado para o uso do Arduino UNO. A placa é conectada a um sensor de temperatura do módulo *MAX6675* pelas portas digitais e pinos de energia. As portas digitais 8, 9 e 10 são responsáveis pela leitura e transmissão de dados para a interface. De forma que esses pinos são conectados às portas *SO*, *SCK* e *CS* do módulo. A porta *CS* é responsável pela aplicação do sinal de relógio à porta *SCK* para fazer a leitura dos dados a partir de *SO*. O pino de energia 5 V é ligado ao pino *VCC*, fazendo a alimentação do módulo, enquanto que o pino *GND* garante o aterramento, potencial de terra, para o módulo ao ligar as duas portas. O termopar é então conectado pelos canais positivos e negativos do módulo.

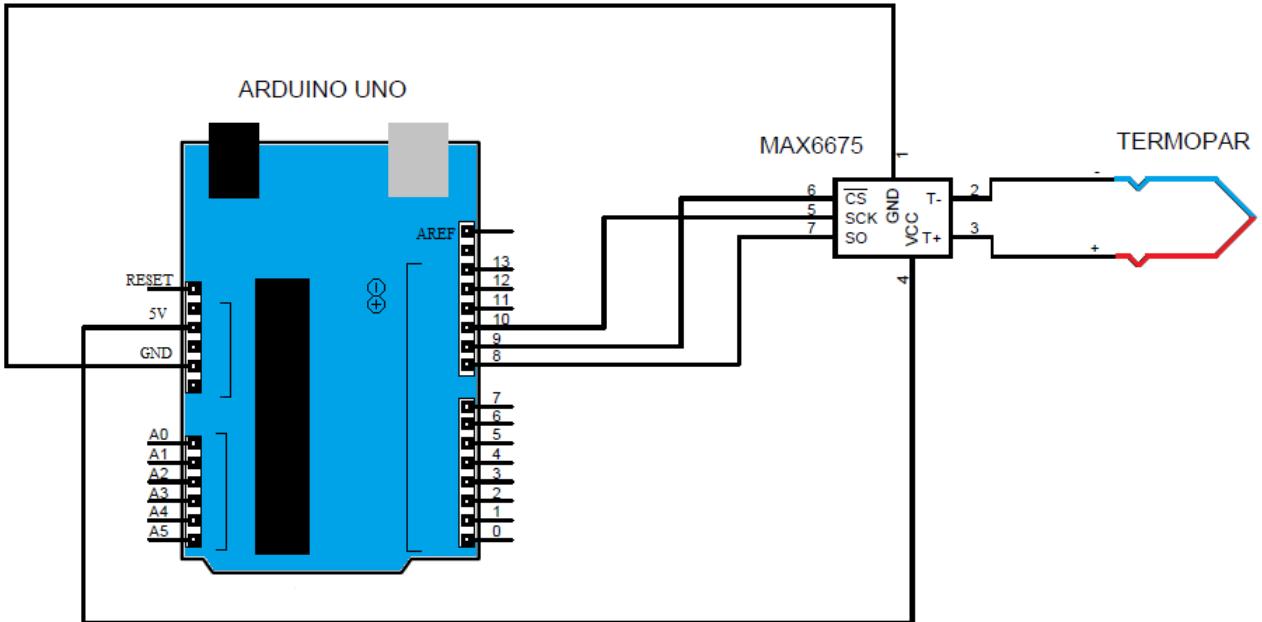
A temperatura foi medida em °C e o tempo em milissegundos (ms), sendo o intervalo de tempo entre medidas correspondente a 500 ms. Existe uma entrada USB na placa do Arduino UNO que foi conectado a um computador. Os dados foram salvos, em extensão txt, com o auxílio de um programa em JAVA desenvolvido para o *software Processing* (versão 3.5.4).

Ao longo dos experimentos, foi observada uma interferência nos dados de temperatura obtidos. Ao ligar o plasma, os dados de temperatura eram artificialmente deslocados para valores maiores. Esta interferência foi reduzida o máximo possível ao aterrizar a referência do Arduino. Porém, ao pulsar a fonte, a interferência inviabilizava as medidas. É devido a esta perturbação que foi decidido alterar a aquisição dos dados de temperatura em função do tempo para as descargas pulsadas.

### 3.2.1 Cálculo do fluxo de energia

A forma usada para calcular o fluxo de energia  $\phi_l/A$  é baseada na leitura da temperatura na superfície do substrato em função do tempo. Durante o início do processo (aquecimento), o

Figura 15 – Circuito elétrico para uso do ARDUINO UNO na leitura dos dados de temperatura e do tempo.



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

fluxo de entrada de energia para a superfície é superior as perdas, de forma que a temperatura cresce rapidamente e as perdas de calor podem ser negligenciadas. Portanto, é calculado o fluxo líquido de energia pela quantidade de calor  $Q$  recebida pela sonda.

Uma vez que foi trabalhado apenas com o gás nobre argônio, as reações químicas discutidas previamente na seção de diagnóstico de plasmas também podem ser negligenciadas, restando então as contribuições por radiação e transportes de cargas para o fluxo de energia.

Da calorimetria, o calor sensível, ou calor recebido, é definido pelo produto da massa  $m$  do corpo com o calor específico  $c$  do material e a variação de temperatura que a sonda sofre no processo. Para o cálculo do fluxo de energia, usou-se a massa da sonda (disco de cobre) e o calor específico teórico do cobre, no caso foi usado o valor de  $c = 386 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  (CARVILL, 1993). Este procedimento, no entanto, pode inferir incorretamente a capacidade térmica da sonda como um todo (disco de cobre + suporte cerâmico + termopar), de modo que os valores absolutos do fluxo de energia devem ser tomados de forma qualitativa, o que não afeta as tendências observadas. Existem procedimentos para calibração de sondas calorimétricas usando feixe de elétrons em vácuo (STAHL; TROTTERBERG; KERSTEN, 2010).

Portanto, o fluxo de energia é dado pela equação (13).

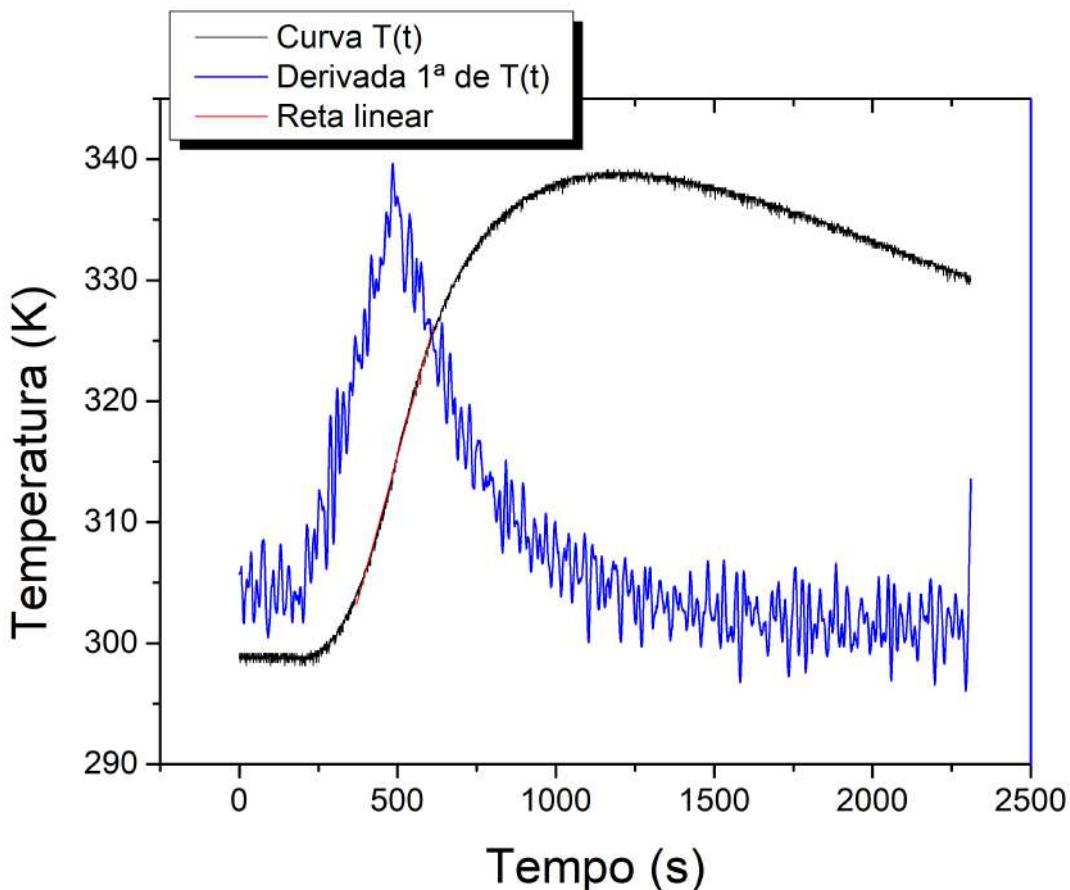
$$\frac{\dot{\phi}_l}{A} = \frac{mc}{A} \frac{dT}{dt} \quad (13)$$

O termo  $\frac{dT}{dt}$  é a derivada temporal da curva de aquecimento da sonda. Como esse aqueci-

mento é linear na parte inicial, basta calcular o coeficiente angular e substituir na equação (13). Deste modo, evita-se os ruídos oriundos do procedimento de derivação da curva de aquecimento. Na medida em que a temperatura se eleva, o fluxo de energia do plasma para a superfície é igualado ao fluxo de perdas, resultando num estado de temperatura constante. Quando se desliga o plasma, as fontes de energia cessam e as perdas persistem. É possível obter o fluxo de perda de forma semelhante a equação (13) ao usar a parte de resfriamento da curva  $T(t)$ .

A Figura 16 apresenta uma curva da temperatura em função do tempo junto com a sua derivada. A derivada é usada para definir a região em que o coeficiente angular da reta é calculado. O coeficiente angular é então usado para calcular o fluxo de energia. E o erro das medidas do fluxo de energia foram obtidos através do desvio padrão de uma média de três dados.

Figura 16 – Curva da temperatura em função do tempo, da sua derivada primeira e a reta construída a partir dos limites da derivada.



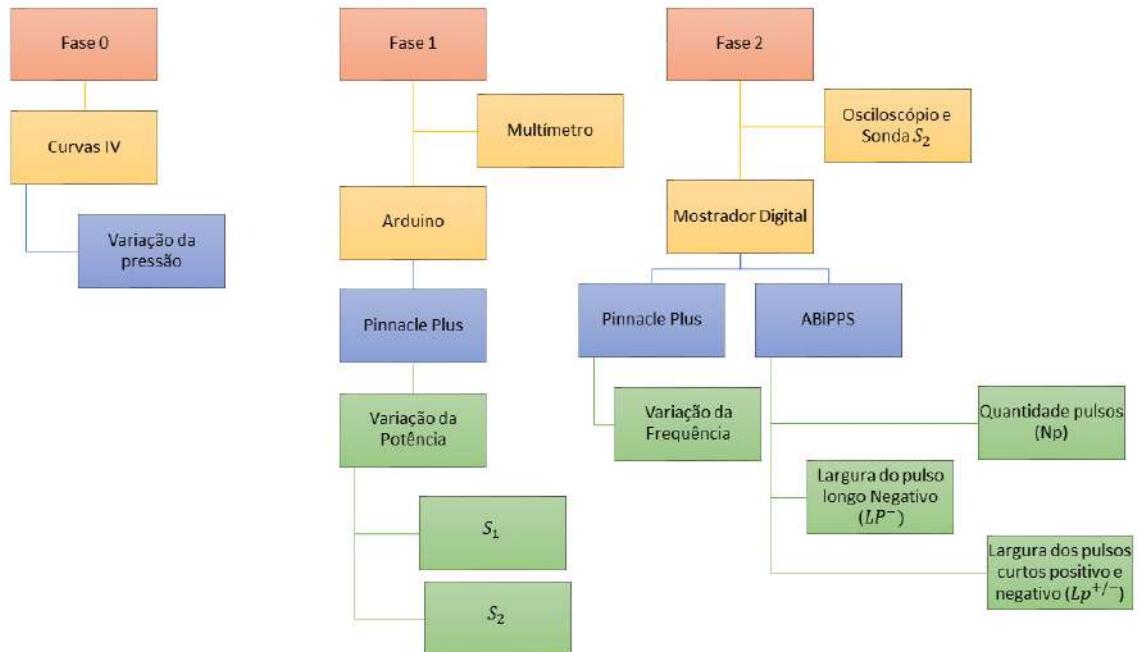
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

### 3.3 CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS

A partir do fluxograma na Figura 17 é possível visualizar a segmentação dos parâmetros para cada fonte de alimentação. A Fase 0 faz referência a obtenção das curvas IV, na qual houve variação de pressão. Na Fase 1 estão abrangidos os dados de potencial flutuante e temperatura

adquiridos através do multímetro e do Arduino, respectivamente, ou seja, os experimentos em corrente contínua. E por fim, na Fase 2 estão os experimentos feitos com tensão pulsada, usando o osciloscópio e com a leitura da temperatura feita pelo mostrador digital.

Figura 17 – Etapas dos testes divididos em 2 fases.



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Os primeiros testes realizados consistiram na obtenção de curvas corrente e tensão (IV) ao usar a fonte Pinnacle Plus para diferentes pressões. A Tabela 2 apresenta os valores utilizados, sendo que a corrente foi variada num passo de 0,50 A.

Tabela 2 – Valores determinados para as curvas IV para plasmas gerados pela fonte Pinnacle Plus.

Pressão (Torr)	Pressão (Pa)	Tempo de plasma ligado (min)
$0,51 \pm 0,08$	$68 \pm 11$	$50,00 \pm 0,02$
$0,63 \pm 0,09$	$84 \pm 12$	$31,65 \pm 0,02$
$0,85 \pm 0,1$	$113 \pm 13$	$37,13 \pm 0,02$
$1,2 \pm 0,2$	$159 \pm 27$	$42,28 \pm 0,02$
$1,7 \pm 0,2$	$227 \pm 27$	$38,00 \pm 0,02$

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

A partir da Fase 1, a pressão foi mantida em 0,85 Torr. Para todos os testes executados para a obtenção da curva de temperatura, o tempo em que o plasma permaneceu ligado correspondeu a 5 minutos. Esse tempo foi contado com um cronômetro digital. Foram também feitos testes de 3 horas de plasma ligado para as potências de 100, 200 e 300 W em corrente contínua. Nessas curvas, obteve-se a temperatura máxima alcançada pela sonda durante o período estacionário.

Como observado na Figura 17, a Fase 1 é composta pelas medidas feitas com o Arduino UNO, enquanto que a Fase 2 faz referência ao mostrador digital de temperatura. Os dados obtidos através do Arduino UNO foram exclusivos para a variação de potência da Fonte Pinnacle Plus. A escala escolhida para a potência se estende de 100 W a 400 W, com o passo de 50 W, resultando em 7 diferentes potências. No fluxograma,  $S_1$  e  $S_2$  reportam a testes exercidos pelas sondas calorimétricas de menor e maior espessura, respectivamente. Esses mesmos parâmetros foram aplicados para a obtenção do potencial flutuante ( $V_f$ ).

Na segunda fase e usando a fonte Pinnacle Plus, optou-se por manter a potência em 300 W, enquanto variava a frequência do pulso, sendo elas correspondentes a 10, 25, 50, 75, 100, 150 e 200 kHz. Outras características desta fase são o uso do osciloscópio em vez do multímetro, e apenas o uso da sonda  $S_2$ .

Os últimos testes realizados utilizaram a fonte de alimentação ABiPPS, nos quais manipulou-se três parâmetros: a quantidade de pulsos, as larguras dos pulsos curtos positivo e negativo (sempre mantidos iguais) e a largura do pulso longo negativo. A tensão positiva foi mantida em torno de 120 V, enquanto que a tensão negativa se manteve em torno de  $-456$  V para todas as curvas executadas.

Tabela 3 – Parâmetros escolhidos para os estudos na fonte ABiPPS.

Parâmetro	$N_p$	$Lp^{\pm} (\mu s)$	$LP^- (\mu s)$
$N_p$	1		
	2	1,0	10
	3		
	4		
$Lp^{\pm} (\mu s)$	1	0,5	
		1,0	
		1,5	
		2,0	
		2,5	
$LP^- (\mu s)$	1	1,0	5
			10
			20
			30
			40
			50

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

A Tabela 3 expõe os valores escolhidos para cada parâmetro ao usar a fonte ABiPPS. O critério desta seleção foi limitado pelas condições da fonte, que apresentou problemas em seus módulos de chaveamento, limitando principalmente as amplitudes dos pulsos. Todas as curvas de temperatura e tempo foram reproduzidas, no mínimo, 3 vezes independente da Fase ou fonte de alimentação.

## 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

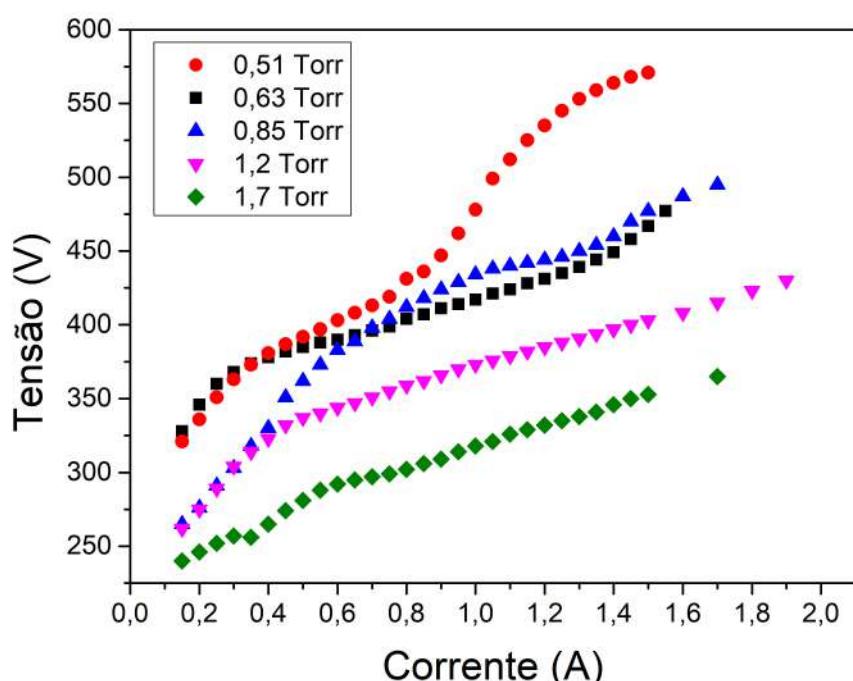
Sendo dividido em três partes, este capítulo apresenta a discussão dos resultados obtidos. Na primeira seção são apresentadas e discutidas as curvas características corrente-tensão para uma descarga em corrente contínua usando a fonte Pinnacle Plus (Fase 0). Em seguida, são apresentados os dados referentes a descarga pulsada usando a mesma fonte e discutido o comportamento das formas de onda em função da variação da potência da descarga (Fase 1) e da frequência do pulso (Fase 2). E na última parte, encontram-se os frutos dos experimentos feitos com a fonte ABiPPS (Fase 2).

No que diz respeito às formas de onda, as análises se estendem para os sinais de tensão, corrente e potencial flutuante da sonda calorimétrica.

### 4.1 CURVAS CORRENTE E TENSÃO USANDO A FONTE PINNACLE PLUS

A Figura 18 mostra a curva característica da descarga para diferentes pressões de Ar. O estudo do comportamento da descarga em corrente contínua é essencial para o posterior estudo de descargas pulsadas, em especial, devido a geometria complexa do cátodo. Com o aumento da pressão, a tendência é que a tensão necessária para manter uma dada corrente da descarga diminua, como consequência do aumento das colisões ionizantes, que é causado pela maior densidade de Ar dentro do reator. Nota-se um cruzamento entre as curvas para 0,63 e 0,85 Torr.

Figura 18 – Curvas da tensão  $V_{Descarga}$  em função da corrente  $I_{Descarga}$  para diferentes pressões



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

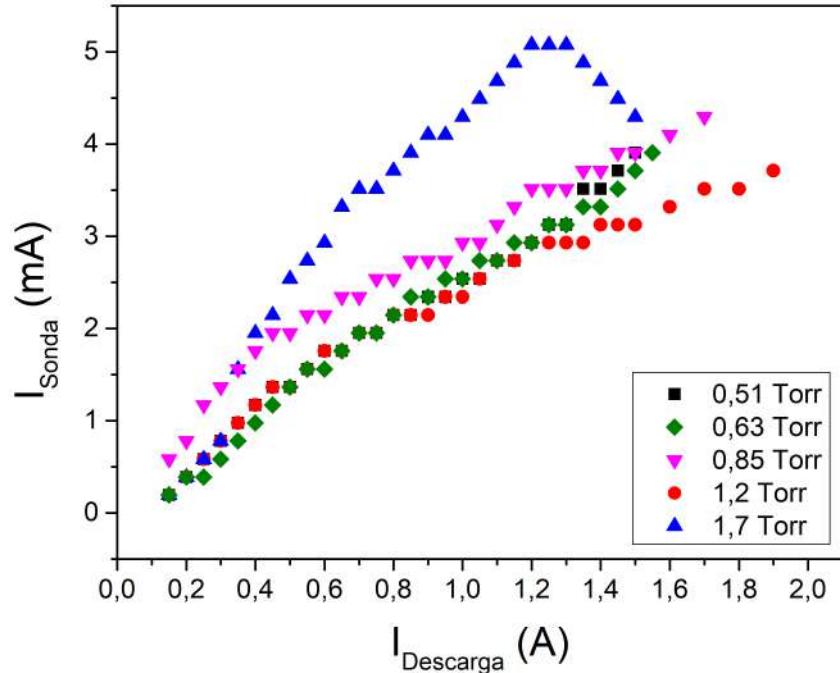
Para 0,51 Torr, observa-se claramente a inclinação da curva diminui em torno de 0,40 A, mas volta a aumentar em torno de 1,00 A, apresentando nova tendência de estabilização a partir de 1,4 A. Comportamento similar é visto para 0,63 e 0,85 Torr, mas com as transições sendo deslocadas para correntes maiores. Para 1,2 Torr, a curva pode ser divida em dois segmentos lineares, com a mudança na inclinação ocorrendo próximo a 0,40 A. Por sua vez, a uma pressão de 1,7 Torr, o formato da curva característica é similar a 1,2 Torr, mas a transição não é tão clara. A relação corrente-tensão medida para estas cinco pressões de Ar apresenta um comportamento mais complexo do que o de descargas luminescentes com eletrodos planos, indicando o papel importante da geometria do cátodo.

Como a sonda está no mesmo potencial do cátodo, a corrente que passa na sonda ( $I_{Sonda}$ ) acompanha o aumento de corrente fornecida pela fonte de alimentação ( $I_{Descarga}$ ) para todas as pressões (Figura 21). Com exceção da curva referente a pressão de 1,7 Torr, todas as curvas crescem na mesma taxa, embora para 0,85 Torr a corrente da sonda seja maior para uma dada corrente da descarga. O comportamento em 1,7 Torr destoa consideravelmente dos demais, tanto pela inclinação da curva, quanto pelo aumento na corrente da sonda para uma corrente fixa da descarga.

Destaca-se que a geometria complexa do cátodo pode levar a instabilidades diretamente ligadas a pressão, como efeitos de cátodo oco nos furos da grade. O fato da razão entre a corrente da descarga e a corrente da sonda não ser constante (Figura 20), estando ambos no mesmo potencial, provavelmente está relacionado com a geometria do eletrodo, que influencia a distribuição espacial do plasma e que pode ser alterada com a variação de pressão.

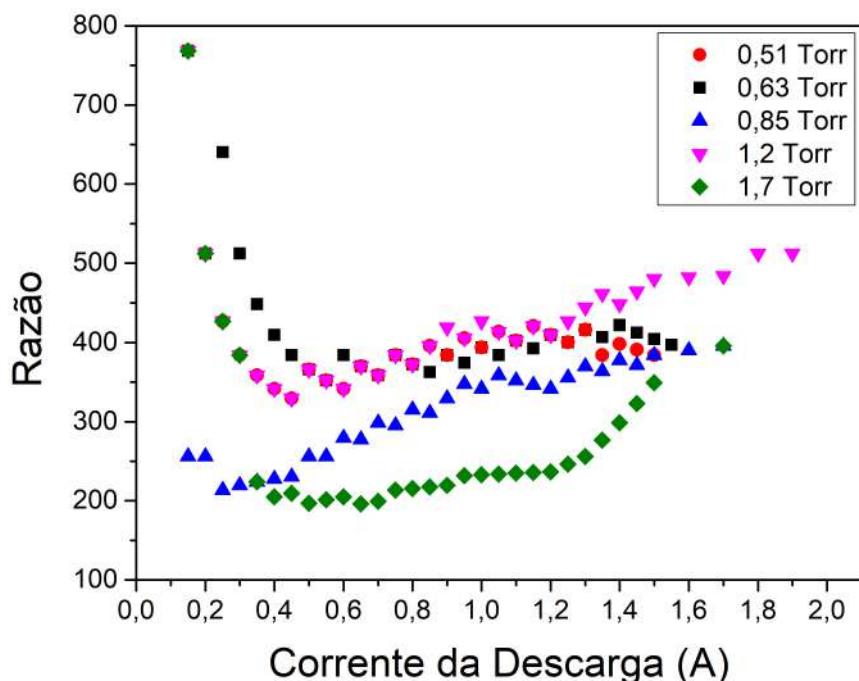
A tensão da sonda, nestes experimentos, é igual a tensão aplicada ao cátodo, portanto, a relação entre a tensão da descarga e a corrente da sonda fornece a curva característica da sonda. Há semelhanças no formato das curvas (Figura 21) com a curva característica da descarga (Figura 18), mas como a relação entre as correntes não é linear, o comportamento não é idêntico.

Figura 19 – Curvas da corrente  $I_{Sonda}$  em função da corrente  $I_{Descarga}$  para diferentes pressões



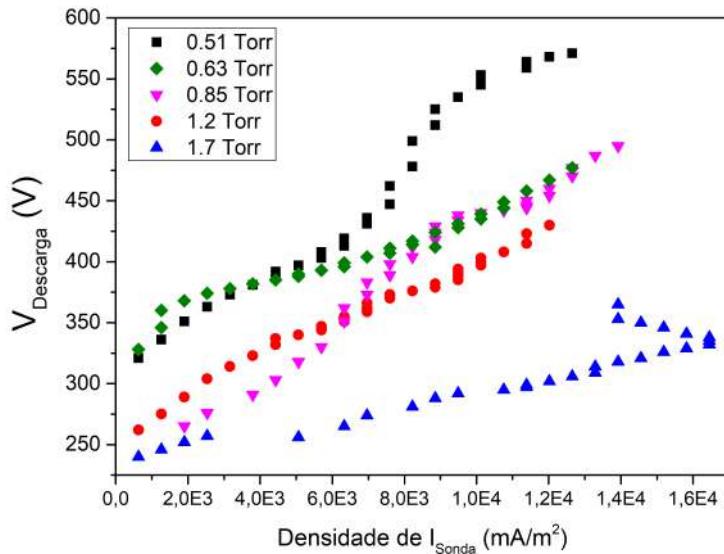
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Figura 20 – Curvas da razão  $I_{Descarga}/I_{Sonda}$  em função da corrente  $I_{Descarga}$ .



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Figura 21 – Curvas da tensão  $V_{Descarga}$  em função da densidade da corrente  $I_{Sonda}$  para diferentes pressões



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

#### 4.2 FLUXO DE ENERGIA E POTENCIAL FLUTUANTE PARA A FONTE PINNACLE PLUS EM CORRENTE CONTÍNUA

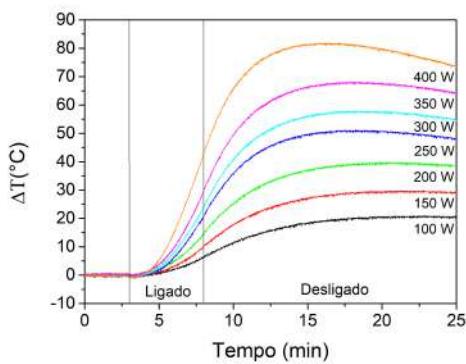
Esta seção é dedicada aos resultados obtidos com o uso da fonte de alimentação Pinnacle Plus em corrente contínua e usando o modo de potência constante. É realizada uma comparação de sondas calorimétricas com diferentes espessuras e analisado o comportamento do fluxo de energia para a sonda em função da potência. Como a sonda foi mantida em potencial flutuante, o potencial flutuante também foi medido e analisado em função da potência.

A Figura 22 apresenta as curvas de temperatura em função do tempo para ambas as sondas. O  $\Delta T$  é definido pela subtração da temperatura medida pela temperatura inicial. A taxa de variação da temperatura em função do tempo é similar para ambas as sondas. Dada sua diferença de espessura, esta semelhança indica que a capacidade térmica da sonda como um todo está sendo determinada principalmente pelo termopar (de junta isolada). O aumento de temperatura observado mesmo após o plasma ser desligado, indica no mesmo caminho. Embora a utilização de um termopar sem isolamento possa resolver esta questão, os diversos problemas com isolamento elétrico e interferência levaram a escolha por um termopar de junta isolada.

A decisão pela escolha da sonda  $S_2$  se deve ao histórico da sonda  $S_1$ . Por conta de sua pequena espessura, o contato entre a sonda e o termopar pode ser facilmente comprometido. Dependendo a forma como o usuário coloca a sonda sobre o suporte cerâmico, a leitura da temperatura é afetada.

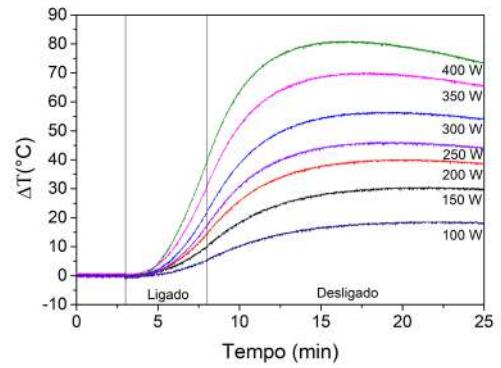
É importante que haja um bom contato do termopar com a sonda, de forma que diante do cenário, foi feito um furo de 1,5 mm de profundidade na base da sonda de  $S_2$ . O propósito é

Figura 22 – Curvas da temperatura em função do tempo para as sondas  $S_1$  e  $S_2$ .



(a) Para sonda de menor espessura

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).



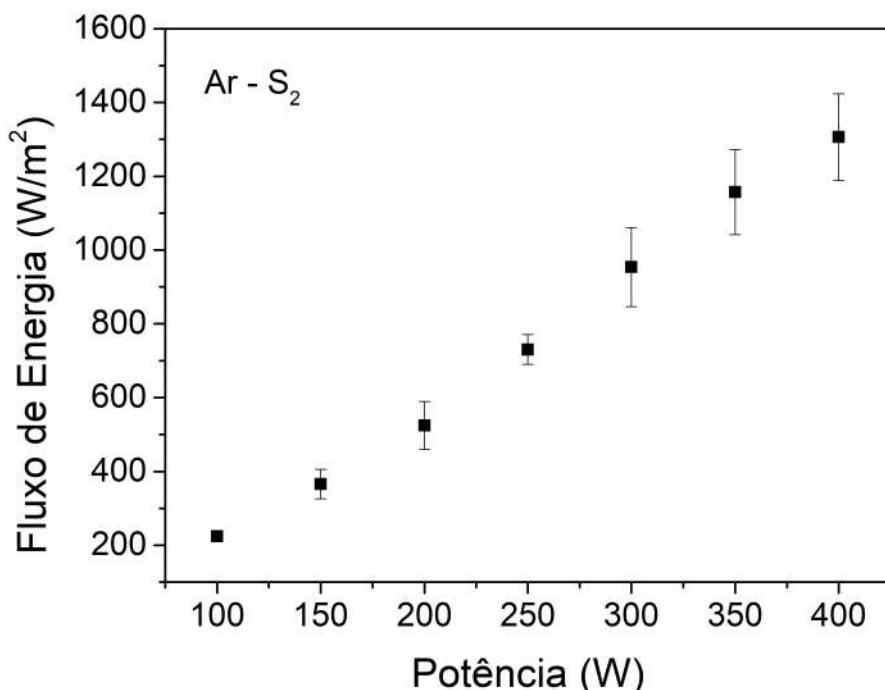
(b) Para sonda de maior espessura

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

garantir o contato sonda-termopar.

A Figura 23 mostra os dados obtidos através da equação (13) para o fluxo de energia. O fluxo aumenta linearmente com o aumento da potência, pois isto implica numa maior transferência de energia para o plasma como um todo. O aumento de potência transferida para o plasma tende a aumentar tanto a densidade eletrônica quanto o volume do plasma, ambos fatores que irão aumentar o fluxo de partículas carregadas para a sonda e, consequentemente, o fluxo de energia.

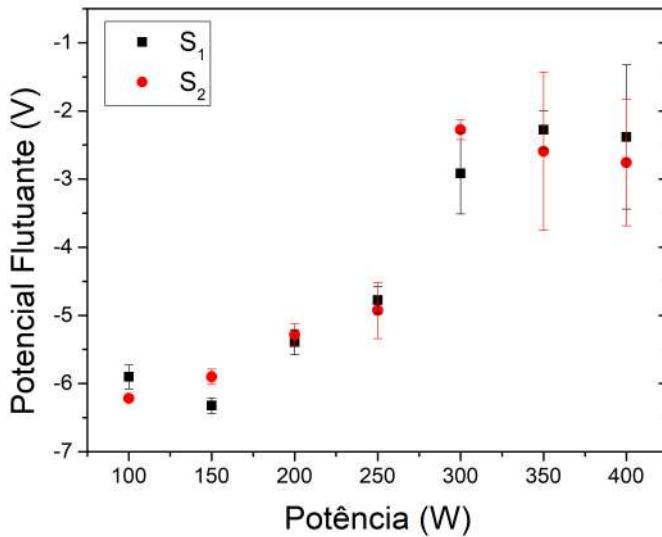
Figura 23 – Fluxo de energia em função da potência em corrente contínua



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

O potencial flutuante ( $V_f$ ) para as duas sondas aumenta com a potência (Figura 24). Entretanto, esta mudança é pequena, visto que  $V_f$  varia de  $-6\text{ V}$  a  $-2\text{ V}$ .

Figura 24 – Potencial flutuante em função da potência para as sondas  $S_1$  e  $S_2$



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

A diferença entre o potencial de plasma e o potencial flutuante é proporcional a temperatura eletrônica em descargas luiminescentes. Como o aumento da potência tende a aumentar a densidade eletrônica, é possível que a temperatura eletrônica tenha uma pequena diminuição, o que reflete no aumento do potencial flutuante. No entanto, esta suposição precisa ser verificada com medidas de potencial de plasma, densidade e temperatura eletrônica.

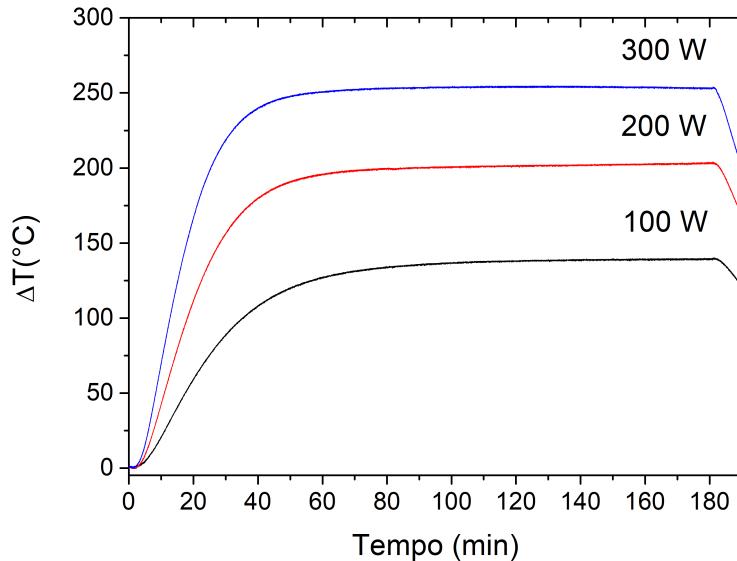
#### 4.2.1 Fluxo de energia durante o regime estacionário

Uma curva temporal de temperatura de um substrato imerso no plasma pode ser dividida em duas fases: aquecimento e estável. Na primeira, a potência fornecida ao plasma é determinante para a taxa de aquecimento da sonda, portanto para o fluxo de energia nesse domínio. Após tempo suficiente, a temperatura atinge um limite máximo caracterizando a chamada fase estacionária ou fase estável.

Nas curvas de temperatura (Figura 25) obtidas é possível deduzir que o fluxo de energia na região estável aumenta com a potência. Esse resultado já era previsto por causa dos dados obtidos durante a fase de aquecimento da sonda.

Quando a temperatura se torna constante, o fluxo de energia fornecido pelo plasma é igualado ao fluxo de perdas de energia, de forma que a equação 6 é nula. Sendo o fluxo líquido interpretado como uma derivada temporal da temperatura, é possível escrevê-lo através da Lei de Fourier (BORNHOLDT; FRÖHLICH; KERSTEN, 2014). Entretanto, nesse trabalho não se deteve das informações de temperatura do suporte de cerâmica, inviabilizando a obtenção

Figura 25 – Curvas da diferença de temperatura em função do tempo na fase estacionária para as potências de 100, 200 e 300 W



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

quantitativa do fluxo de energia, que por sua vez depende da temperatura constante do suporte (BORNHOLDT; FRÖHLICH; KERSTEN, 2014).

Na Figura 25, é também observado que a potência aplicada ao plasma influencia no tempo para alcançar a temperatura máxima na superfície da sonda. A diferença para cada experimento é de aproximadamente 10 minutos, começando em torno de 50 minutos para a potência de 300 W. Essa diferença está relacionada aos processos colisionais no plasma, uma vez que foi utilizada a mesma sonda para todos os testes, consequentemente a mesma capacidade calorífica.

#### 4.2.2 Variação da frequência

Em alguns momentos o leitor vai se deparar com o termo frequência nominal. Esta frequência faz referência a frequência configurada na fonte Pinnacle Plus durante o experimento. Este valor pode ou não coincidir com os encontrados pela transformada de Fourier.

##### 4.2.2.1 Sinal de tensão, corrente e potencial flutuante

A Figura (26) apresenta os sinais de tensão e potencial flutuante obtidos para as diferentes frequências. A escala usada no osciloscópio foi de  $1,0 \mu s$ . O sinal é pulsante e ele possui a mesma forma sob todas as frequências. Não há diferenças significativas no potencial flutuante.

Observa-se que o potencial flutuante oscila em fase com a tensão da descarga, o que é esperado neste tipo de descarga em que a frequência de plasma é tipicamente da ordem de GHz. Durante o pulso negativo, o potencial flutuante estabiliza em valores próximos àqueles observados na descarga de corrente contínua, indicando que o comportamento do plasma durante

este tempo é similar ao de uma descarga em corrente contínua. Por outro lado, o potencial flutuante assume valores positivos durante o pulso positivo. É possível reparar uma inclinação da forma de onda do  $V_f$ . Esse declive é mais evidente para frequências de até 75 kHz.

Nota-se que a fonte não consegue gerar um pulso retangular perfeito, por causa da inversão muito rápida de sinal, gerando um pico intenso chamado de *overshoot*. Consequentemente, existe esta oscilação no início do pulso positivo que se estende até atingir a estabilidade, determinando assim o formato do pulso.

A largura do pulso curto positivo para a maioria das frequências é de  $4,0 \mu s$ , enquanto que para as frequências de 150 e 200 kHz são  $2,6$  e  $2,0 \mu s$ , respectivamente. A mudança desse intervalo acontece como compensação da fonte, que é limitada para maiores frequências. O tamanho do pulso longo negativo do sinal depende da frequência. A Figura (27) apresenta escalas maiores dos sinais de tensão com as respectivas correntes para as frequências de 10, 50, 100 e 200 kHz.

Identifica-se a presença de uma diminuição na magnitude da tensão na formação do pulso longo negativo para frequências mais baixas. Como a potência nestes experimentos são constantes, a tensão vai se ajustar para conseguir manter esse valor de potência, no caso 300 W. Esse ajuste de tensão é o que causa essa "deformação na curva" no pulso negativo.

O sinal da corrente da descarga apresenta considerável ruído. A oscilação de corrente observada a cada inversão de polaridade pode ser devido a interferência eletromagnética (a oscilação cresce com a frequência nominal), dificultando análises mais detalhadas.

#### 4.2.2.2 Frequências obtidas pela Transformada de Fourier

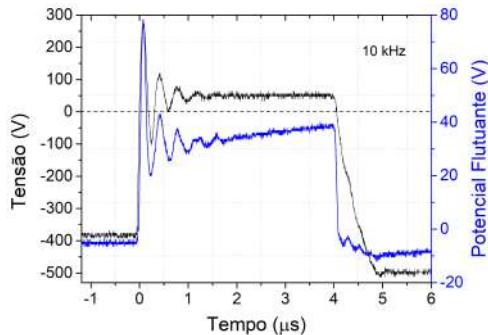
Assim como declarado, as frequências foram obtidas através de uma transformada rápida de Fourier (FFT) sobre o sinal de tensão aplicado ao plasma. Para mostrar a validade da FFT utilizada, foi feita a transformada inversa (IFFT) para todas as FFT feitas. A Figura 28 faz a comparação da FFT e IFFT para a frequência de 10 kHz, na qual se observa a sobreposição das curvas.

As ondas podem apresentar ruídos que venham a atrapalhar na solução de Fourier, dificultando assim a análise dos resultados. Portanto, para contornar a situação as curvas foram submetidas ao método de suavização de Savitzky-Golay. A ordem polinomial foi demarcada em dois e 20 pontos de janela.

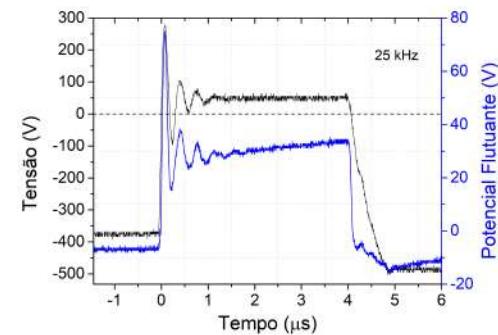
A Figura 29b mostra as curvas de frequência obtidas pela FFT para o sinal de tensão suavizado e o sinal original para a frequência nominal de 10 kHz, na qual se observa o desaparecimento das frequências maiores. A Figura 29a apresenta a curva suavizada para a frequência nominal de 10 kHz. Neste gráfico, foi identificada a distorção da curva original em alguns pontos que estão demarcados. Foi diminuído o número de pontos do método de suavização, e mesmo assim as deformações persistiram. Desta forma, obtou-se pela não aplicação da suavização das curvas para a determinação da frequência por FFT.

Na Figura 29b, as curvas foram feitas usando a escala do osciloscópio de  $100 \mu s$ , que é o

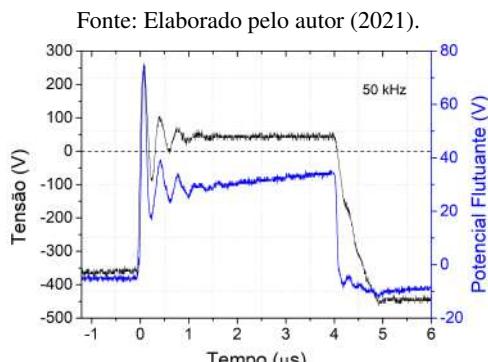
Figura 26 – Curvas do sinal de tensão e potencial flutuante para as frequências.



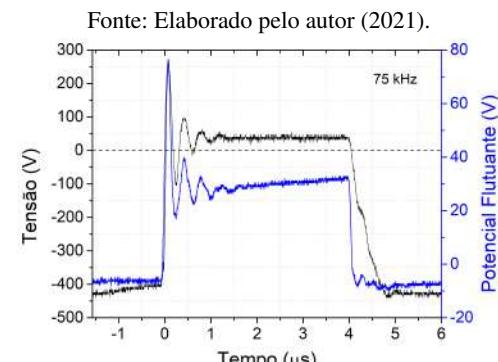
(a)



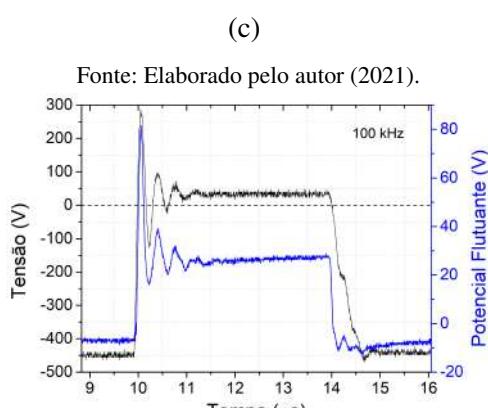
(b)



(c)

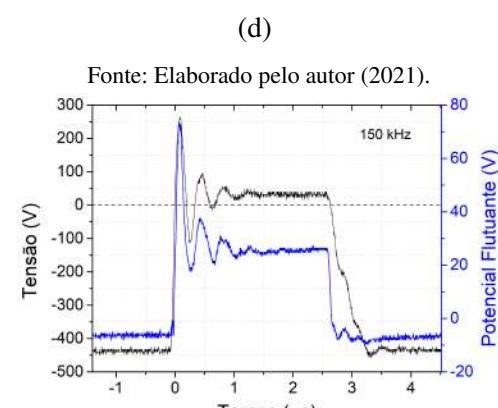


(d)



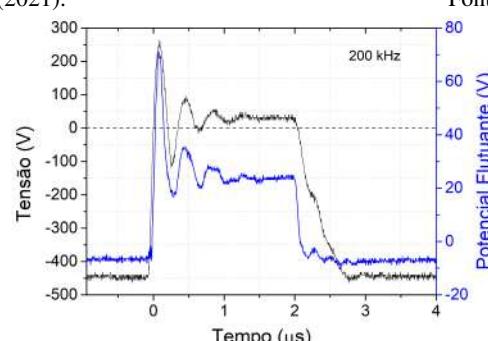
(e)

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).



(f)

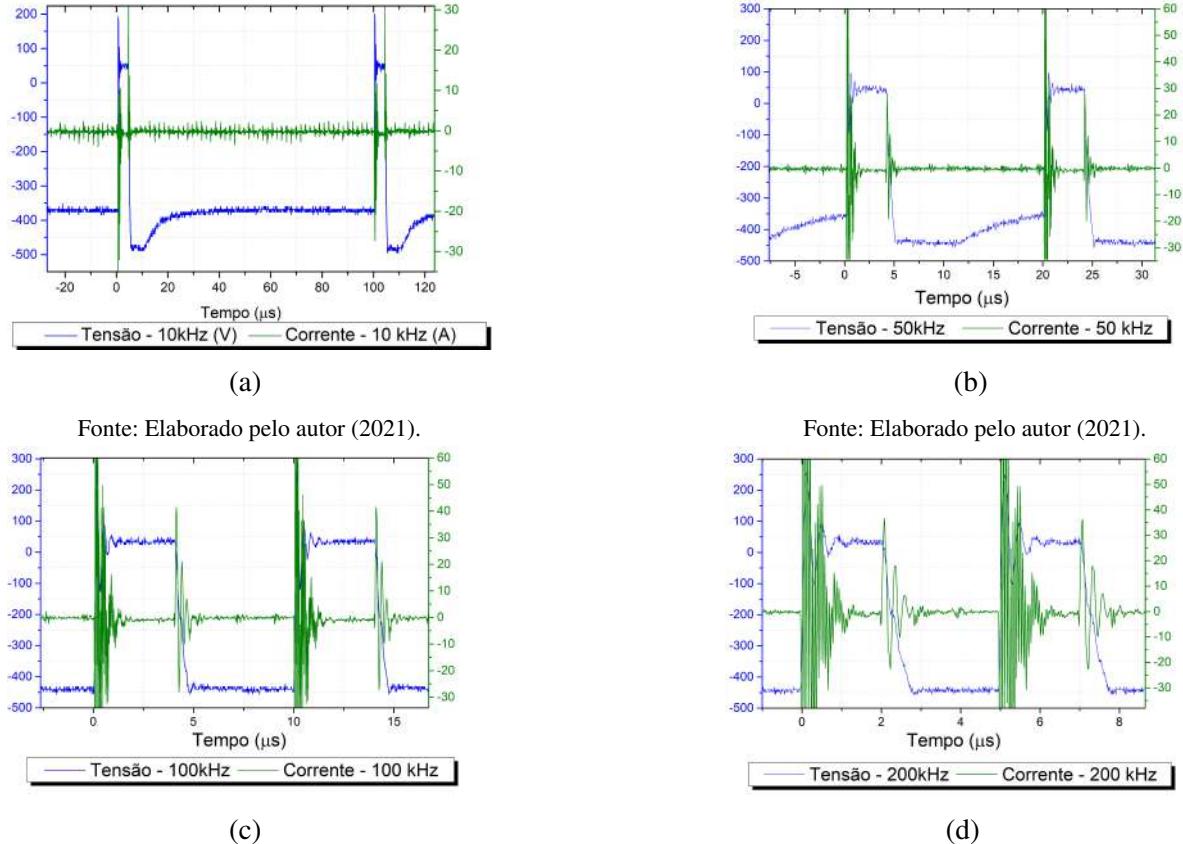
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).



(g)

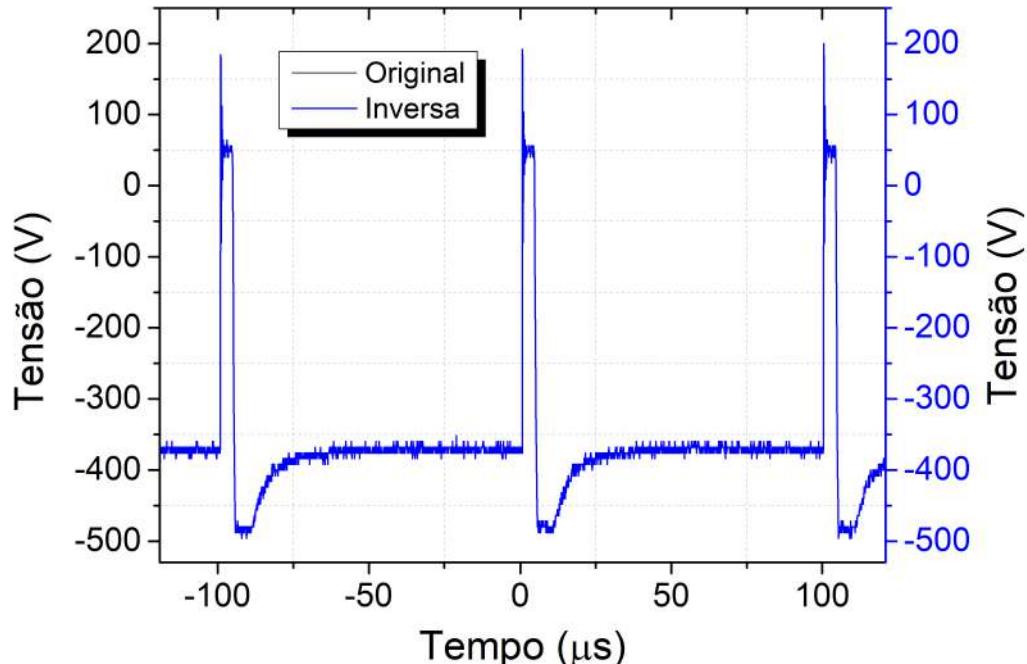
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Figura 27 – Curvas do sinal de tensão e corrente para as frequências de 10, 50, 100 e 200 kHz.



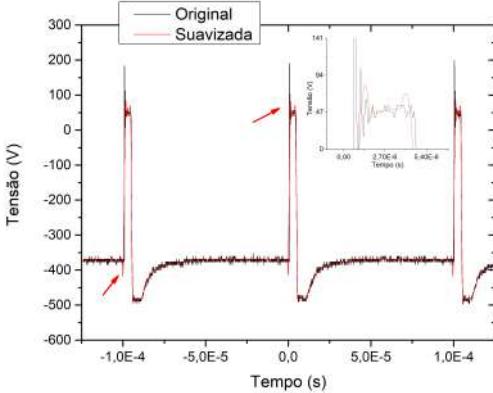
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Figura 28 – Comparaçāo da curva original com a curva obtida pela transformada inversa.



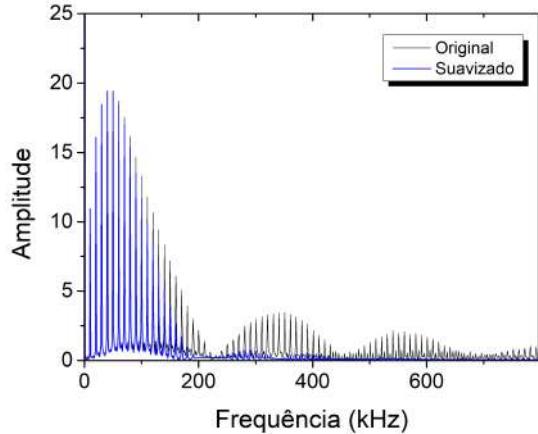
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Figura 29 – Curvas em que foram aplicadas as técnicas de suavização.



(a) Comparação das curvas original e suavizada para frequência de  $10\text{ kHz}$ .

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).



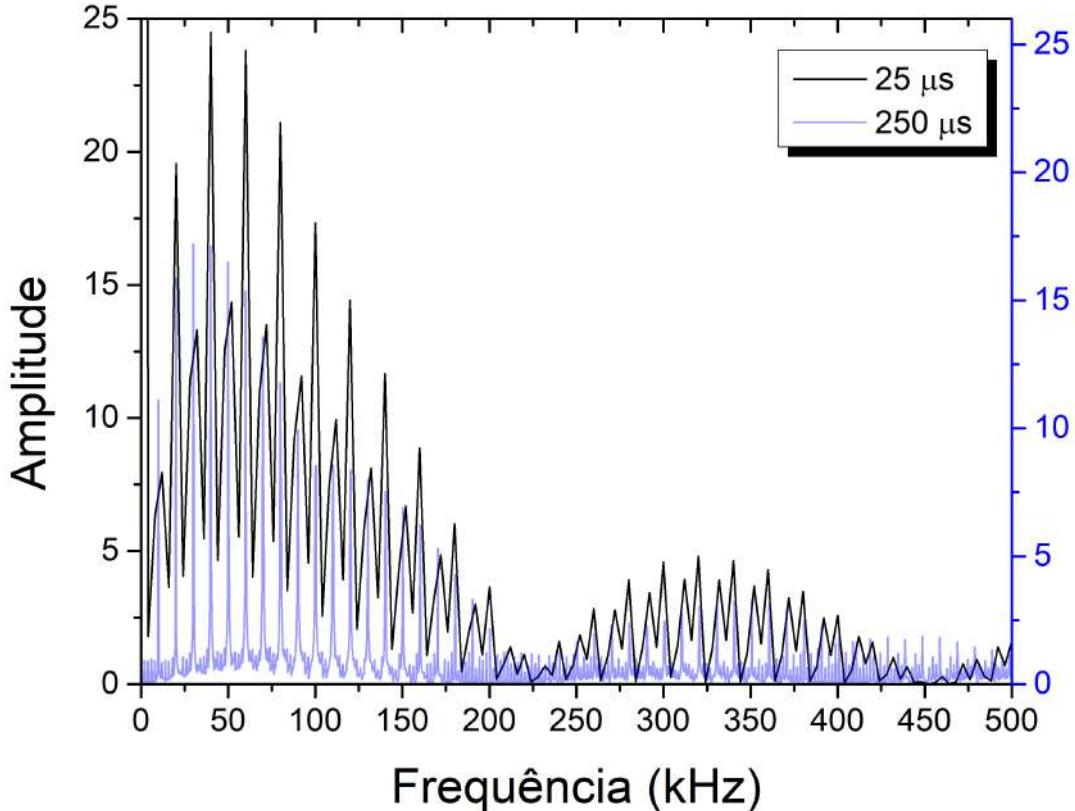
(b) Comparação dos espectros de frequências da frequência nominal de  $10\text{ kHz}$  para as curvas original e suavizada.

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

valor da divisão da escala de tempo medido no equipamento. Maiores valores de divisão implicam em maiores tempo de amostragem, consequentemente sinais de frequência mais baixos podem ser detectados. A suavização foi feita em cima do sinal de tensão medido nesta escala. Para as maiores escalas de tempo (por exemplo  $10\text{ }\mu\text{s}$ ), as frequências obtidas pela FFT comporam-se de picos mais definidos. A Figura 30, apresenta uma comparação entre as frequências obtidas pela FFT para as escalas de  $250$  e  $25\text{ }\mu\text{s}$  para a frequência nominal de  $10\text{ kHz}$ .

A Figura 31 apresenta os dados obtidos através da FFT para as diferentes frequências. Para cada curva está identificada a frequência nominal correspondente e a escala temporal do sinal de tensão usado. Todos os espectros são compostos da frequência nominal e seus harmônicos, o que explica o aumento no número de picos com a diminuição da frequência. Nas curvas, os picos de maior amplitude coincidem com a frequência nominal, exceto para as frequências de  $10$  e  $25\text{ kHz}$ , sendo os maiores picos em  $30$  e  $50\text{ kHz}$ , respectivamente.

Figura 30 – Comparação de curvas de frequência para a tensão nominal de 10 kHz usando diferentes escalas de tempo.



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

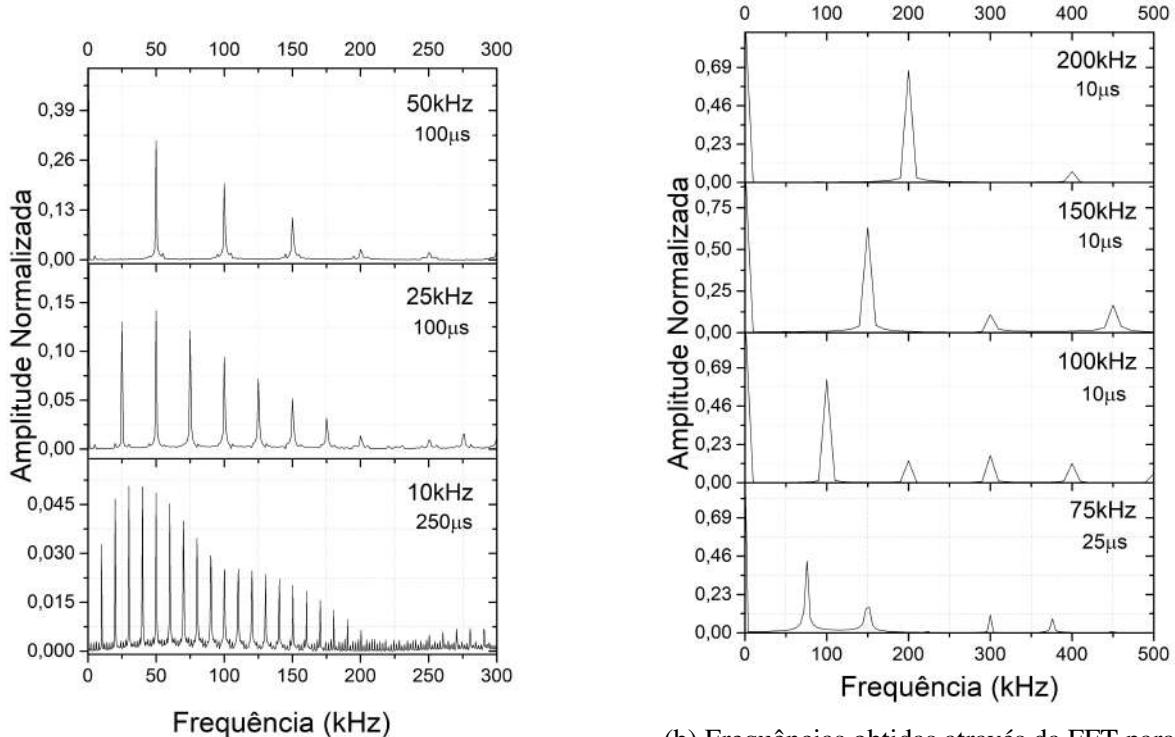
Existe um valor constante, chamado de sinal *DC*, que está somando em todos os pontos da curva de tensão. E este sinal corresponde ao valor médio da tensão. Pelo valor médio não ser nulo, é possível observar nas curvas uma amplitude máxima no ponto zero.

#### 4.2.2.3 Fluxo de energia

A Figura 32 mostra as curvas de temperatura em função do tempo para cada frequência usando a fonte Pinnacle Plus em potência constante de 300 W. No gráfico, as frequências estão indicadas pela legenda, e  $\Delta T$  faz referência a subtração da medida atual de temperatura pela inicial. Ao observar a escala de temperatura, é possível esperar que o fluxo de energia seja semelhante para todas as frequências.

Os fluxos de energia foram obtidos da mesma forma que os experimentos de variação de potência (Fase 1). Os resultados adquiridos (Figura 33) são próximos do valor encontrado para a potência de 300 W com sinal *DC*, indicando que a frequência não influencia consideravelmente neste fluxo. O fato do potencial flutuar durante o pulso longo negativo ser similar ao medido para descarga *DC* indica que as condições do plasma são similares, exceto durante o pulso

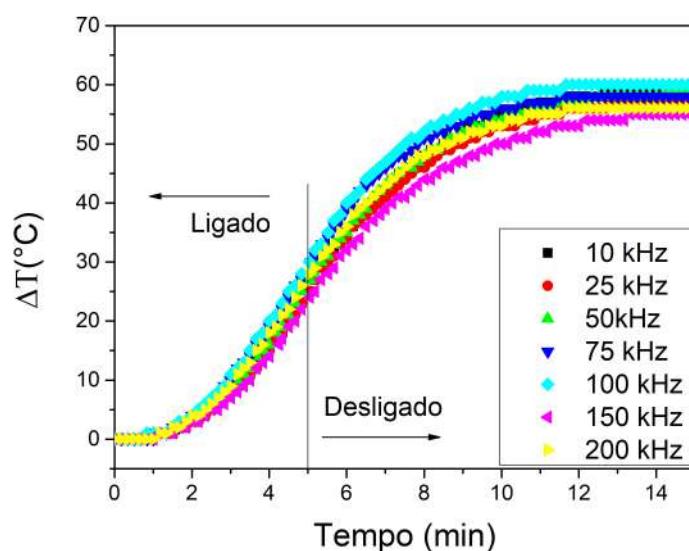
Figura 31 – Curvas das frequências obtidas através da Transformada de Fourier



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

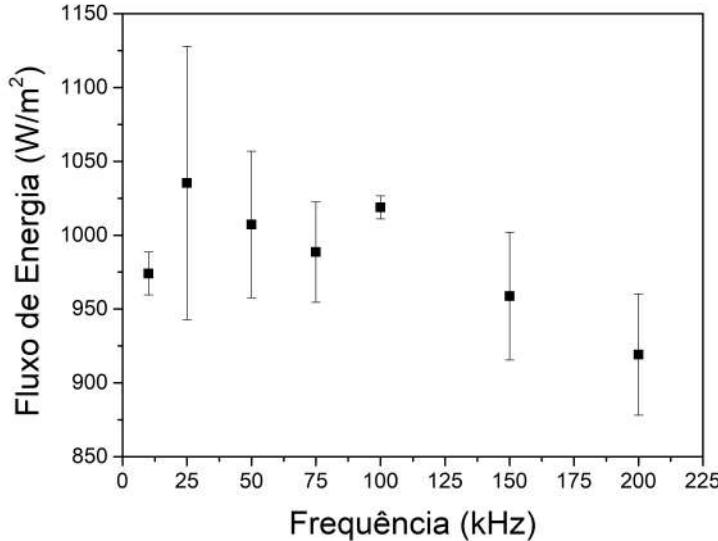
Figura 32 – Comparaçāo das curvas de temperatura em função do tempo para diferentes frequências nominais



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

positivo. Desta forma, a potência média parece ser o parâmetro determinante para o fluxo de energia. Entretanto, para as frequências de 150 e 200 kHz, o fluxo de energia apresenta uma leve diminuição em relação aos valores para as menores frequências.

Figura 33 – Fluxo de energia calculado em função da frequência nominal



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Lembra-se de que essas duas frequências maiores, possuem uma característica diferente em relação as outras: a largura do pulso positivo é menor. Fato que leva a afirmação de que o fluxo de energia diminuiu com o decréscimo da largura do pulso positivo.

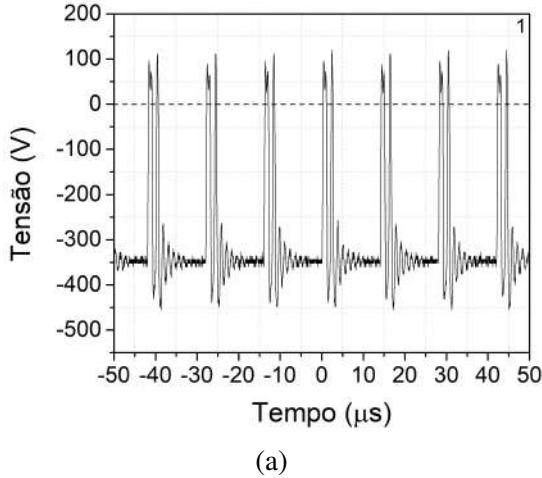
#### 4.3 DADOS OBTIDOS COM A FONTE ABIPPS

Esta parte do trabalho é dedicada aos testes feitos com a fonte ABiPPS (Fase 2). A ordem de apresentação dos dados em cada subseção começa com a variação do número de pulsos, seguida pela variação da largura dos pulsos curtos positivo e negativo e pela variação da largura do pulso longo negativo.

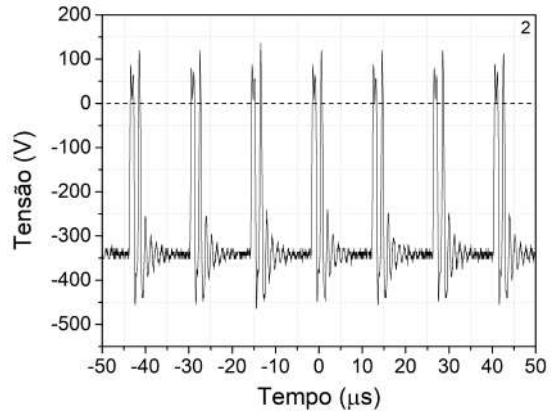
##### 4.3.1 Sinal de tensão, corrente e potencial flutuante

Os sinais de tensão para o caso da variação do número de pulsos com largura do pulso longo negativo sendo  $10 \mu s$  e a dos pulsos curtos sendo igual a  $1 \mu s$  são exibidos na Figura 34. Observam-se oscilações de tensão muito maiores do que na fonte Pinnacle Plus quando ocorre a inversão de polaridade de positiva para negativa. Comparando as curvas para 1 (Figura 34a) e 2 (Figura 34b) pulsos, encontra-se uma similaridade, na qual a fonte ABiPPS estabelece que não é possível produzir sinais com menos de 2 pulsos. Na Figura 35, é feita uma comparação entre os sinais de tensão para as quantidades de 1 e 2 pulsos, sendo então possível clamar a semelhança entre as curvas.

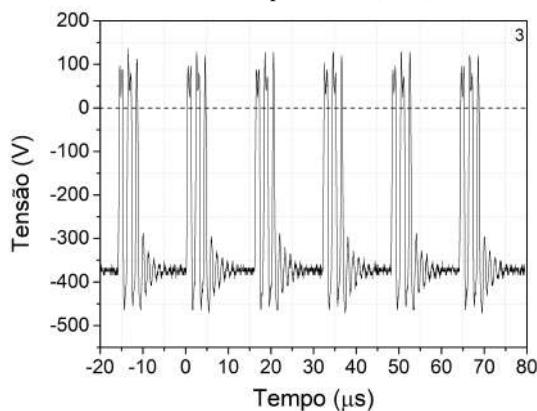
Figura 34 – Curvas dos sinais de tensão para a variação do número de pulsos.



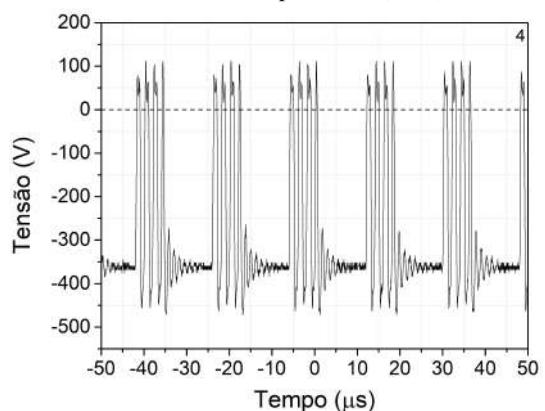
(a)



(b)



(c)

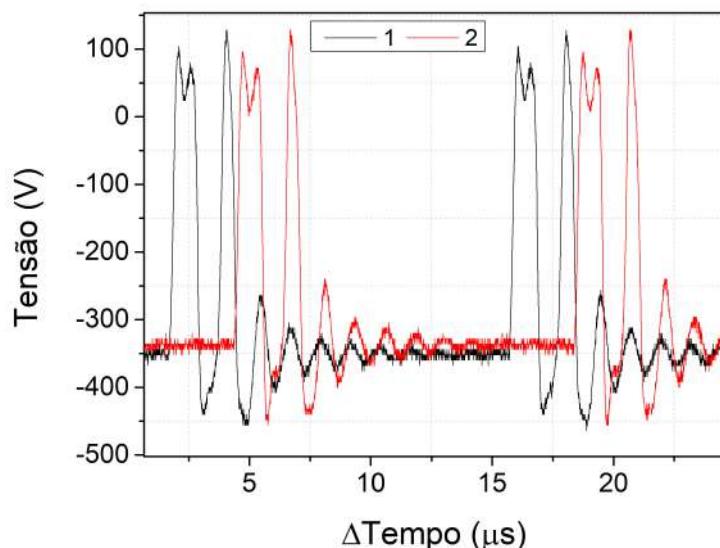


(d)

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

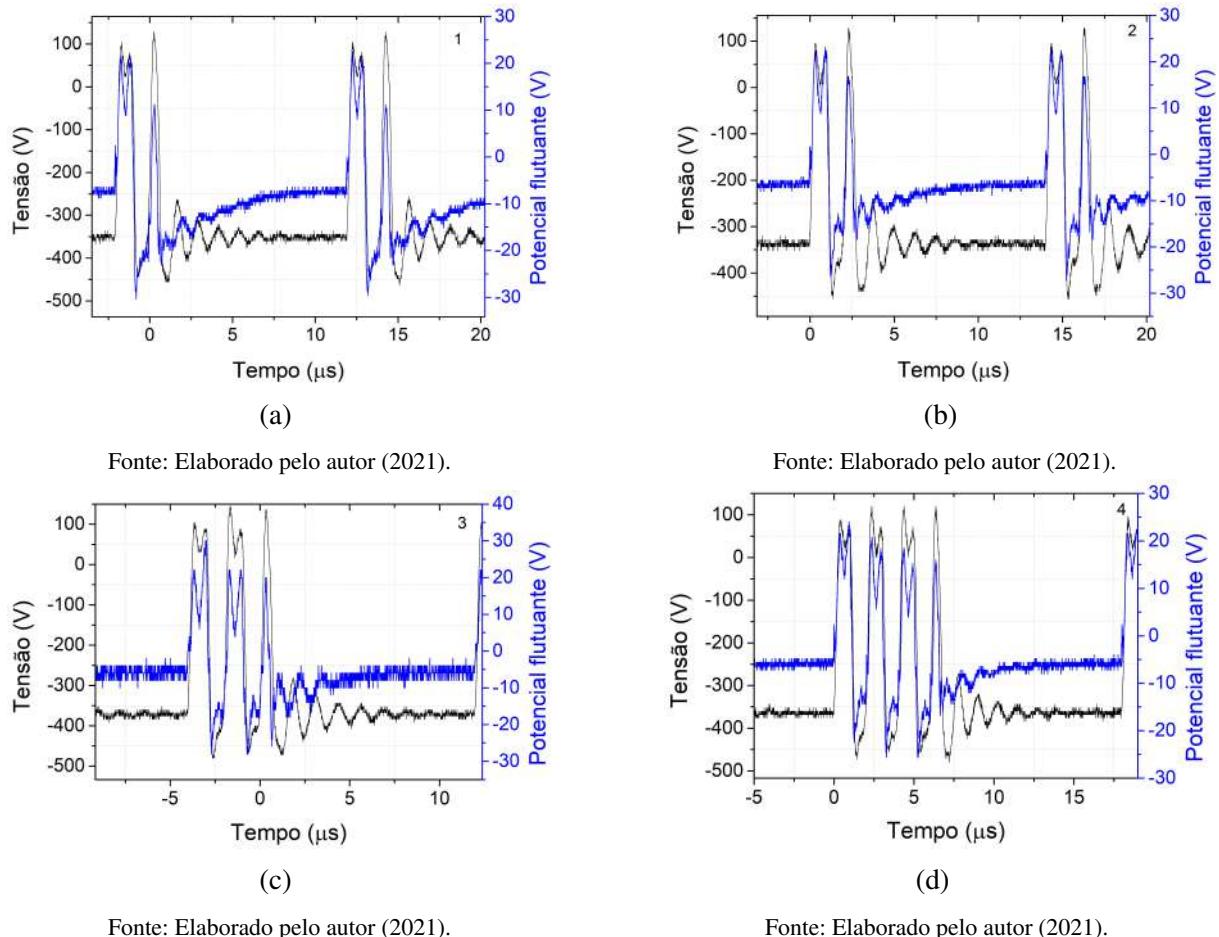
Figura 35 – Comparaçao das curvas dos sinais de tensão para número de pulsos 1 e 2.



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Os potenciais flutuantes obtidos para os pulsos encontram-se na Figura 36, nas quais os valores do  $V_f$  tanto no pulso curto negativo quanto no longo são similares. Ao comparar estes dados com as curvas retiradas para a fonte Pinnacle Plus de potencial flutuante, observa-se que os valores durante o pulso longo negativo são próximos, em torno de  $-6 V$ , dependendo a região. O mesmo se pode dizer para o pulso curto positivo, com a exceção no caso do pico intenso da Pinnacle Plus (*overshoot*). Diferentemente da fonte Pinnacle Plus, para a ABiPPS, a inclinação do potencial flutuante acontece para o pulso longo negativo.

Figura 36 – Curvas dos sinais de tensão e potencial flutuante para a variação do número de pulsos.



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

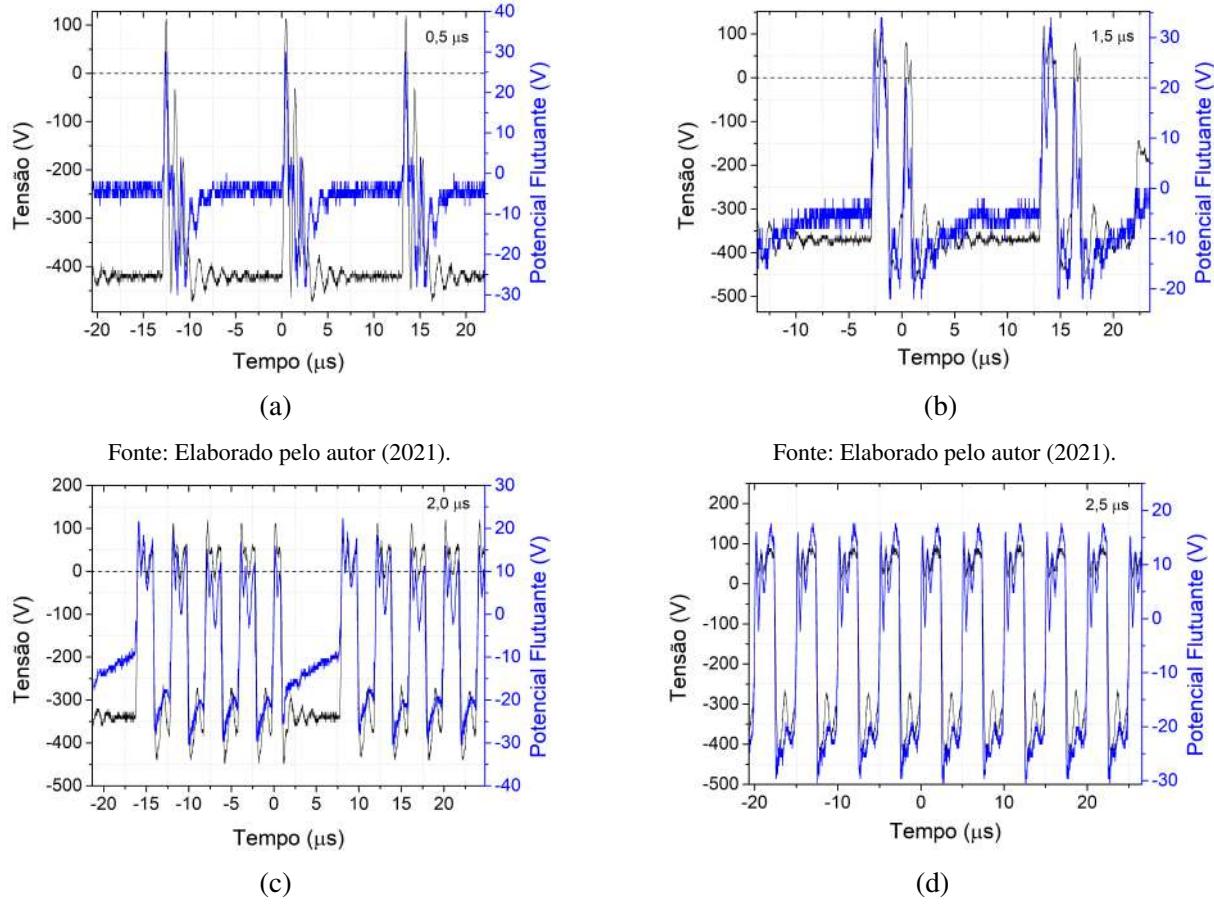
Para o caso de variação da largura dos pulsos curtos positivo e negativo, Figura 37, observa-se o aumento do número de pulsos na medida em que aumenta essa largura. Isto mostra que a fonte não está conseguindo manter todos os parâmetros independentemente, indicando problemas de estabilidade da fonte. As curvas de tensão e potencial flutuante para a  $Lp^\pm = 1,0 \mu s$  é a mesma da Figura 36a.

Quando a largura dos pulsos curtos atinge o valor de  $2,5 \mu s$ , Figura 37d, não é mais possível identificar a formação do pulso longo negativo, o que poderia indicar que para larguras maiores, o pulso longo negativo deixa de fazer parte do sinal de tensão da fonte.

E para a largura  $Lp^\pm = 1,5 \mu s$ , repara-se na formação de um novo pulso no sinal de

tensão. Isto pode ser um sinal da fonte mostrando um problema no chaveamento, um dos módulos da fonte queimou durante a fase de testes, e esta medida foi feita pouco antes disto acontecer. Mas, considerando que foi apenas este o teste com esse pulso extra, existe uma chance ainda que seja uma característica específica para essa largura de pulso.

Figura 37 – Curvas dos sinais de tensão e potencial flutuante para a variação da largura dos pulsos curtos positivo e negativo.



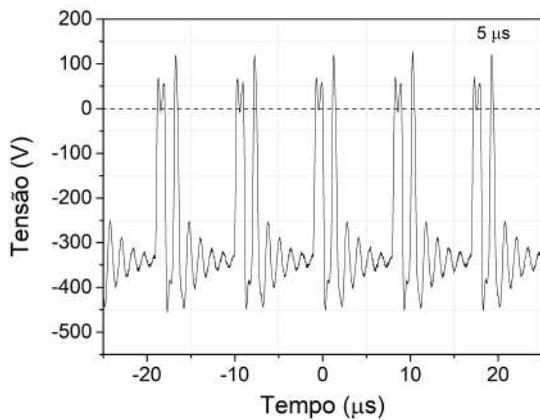
Aumentar ou diminuir o tamanho do pulso longo negativo não alterou, a partir dos valores encontrados, o potencial flutuante para as condições de 1 pulso, que já foi visto que na verdade são 2 pulsos, e largura dos pulsos curtos mantida em  $1,0 \mu s$ . Esses dados podem ser analisados na Figura 38 e a Figura 39. Entretanto, ao observar especificamente para o caso de  $LP^- = 40 \mu s$ , existe o aumento do potencial flutuante, principalmente durante a fase de pulsos positivos (Figura 39b).

Outro aspecto sobre  $LP^- = 40 \mu s$  que deve ser mencionado é o seu sinal de tensão, na qual o segundo pulso é menos intenso do que o primeiro. Este fato não ocorre para as outras condições, além de quando a largura dos pulsos curtos é  $0,5 \mu s$  (Figura 37a).

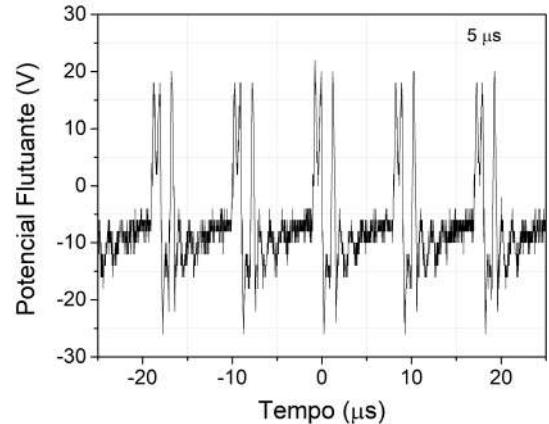
A amplitude das oscilações no início do pulso longo negativo também tem uma leve diminuição (em torno de 50 V) com o aumento da largura do mesmo.

Assim como para os testes de variação de frequência na fonte Pinnacle Plus, a qualidade

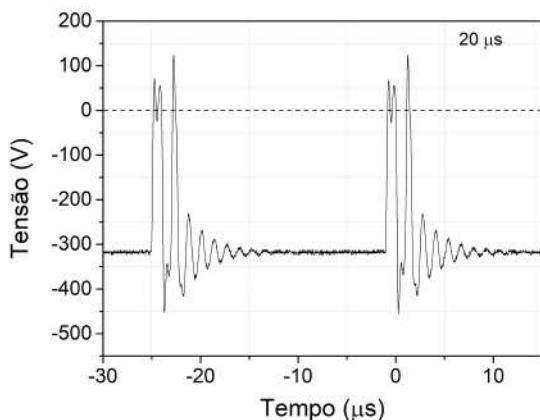
Figura 38 – Curvas dos sinais de tensão e potencial flutuante para as larguras do pulso longo negativo 5, 20 e 30  $\mu$ s.



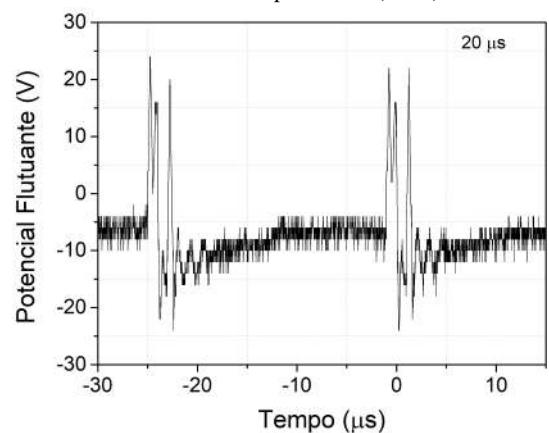
(a)



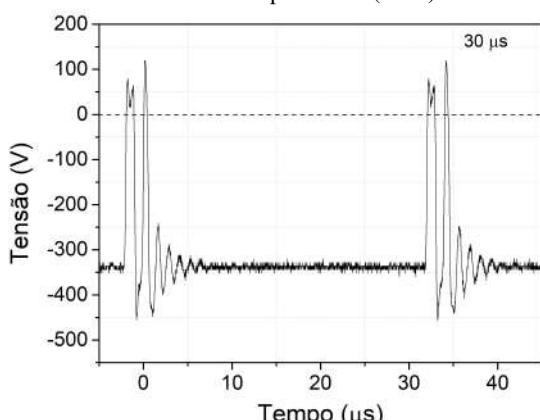
(b)



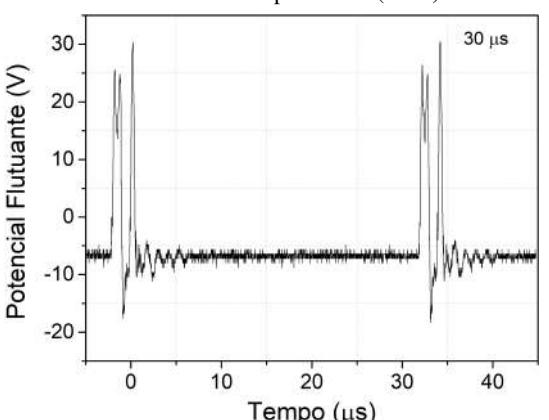
(c)



(d)



(e)

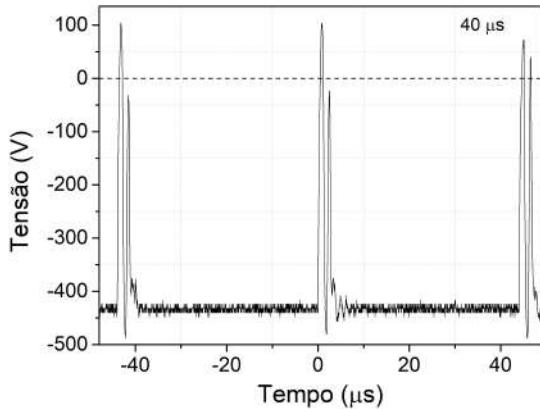


(f)

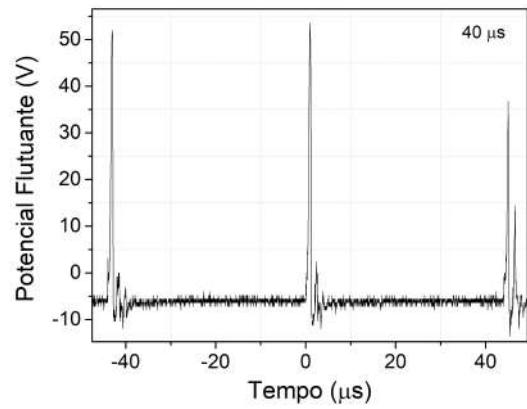
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

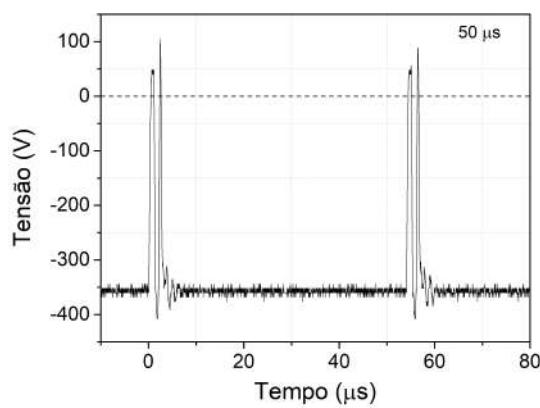
Figura 39 – Curvas dos sinais de tensão e potencial flutuante para as larguras do pulso longo negativo 40 e 50  $\mu s$ .



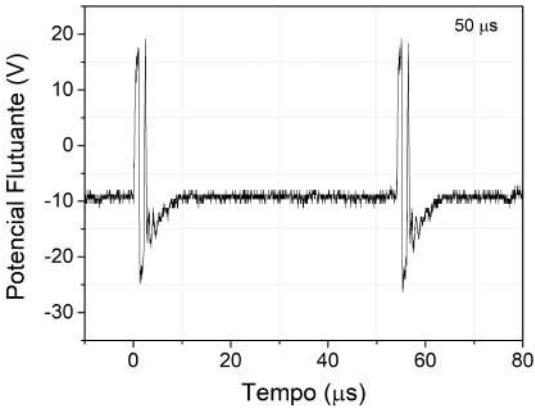
(a)



(b)



(c)



(d)

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

da aquisição da corrente foi comprometida por ruídos, de forma que apenas uma comparação qualitativa é possível. A partir da análise das curvas de corrente da Figura 40 com o conjunto de curvas de corrente na Figura 27, é possível chegar na conclusão de que a potência média para ambos os casos é próxima, já que as escalas de corrente e tensão são da mesma grandeza.

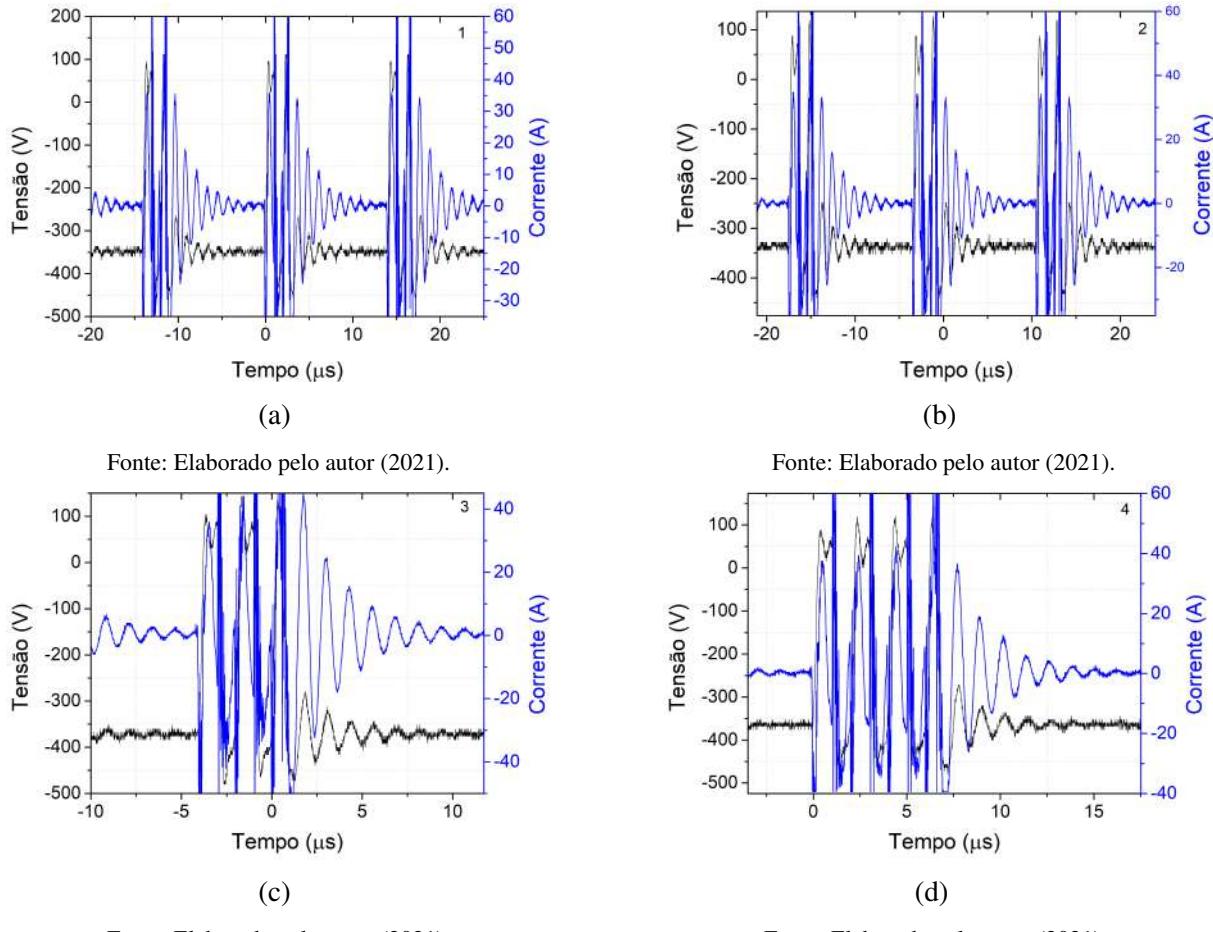
Os valores de corrente encontrados tanto para a variação do pulso longo quanto para a variação do pulso curto não apresentam mudanças notórias uma vez que elas se assemelham aos dados para a variação do número de pulsos.

#### 4.3.2 Frequências obtidas pela Transformada de Fourier

Feito de forma semelhante para a variação de frequência usando a fonte Pinnacle Plus, a transformada rápida de Fourier foi aplicada para as curvas de tensão usando a fonte ABiPPS. Desta forma, a Figura 41 apresenta as frequências obtidas para os sinais de tensão com diferentes números de pulsos.

Na medida em que os números de pulsos aumentam, os picos se tornam mais definidos. É

Figura 40 – Curvas dos sinais de tensão e corrente para a variação do número de pulsos.

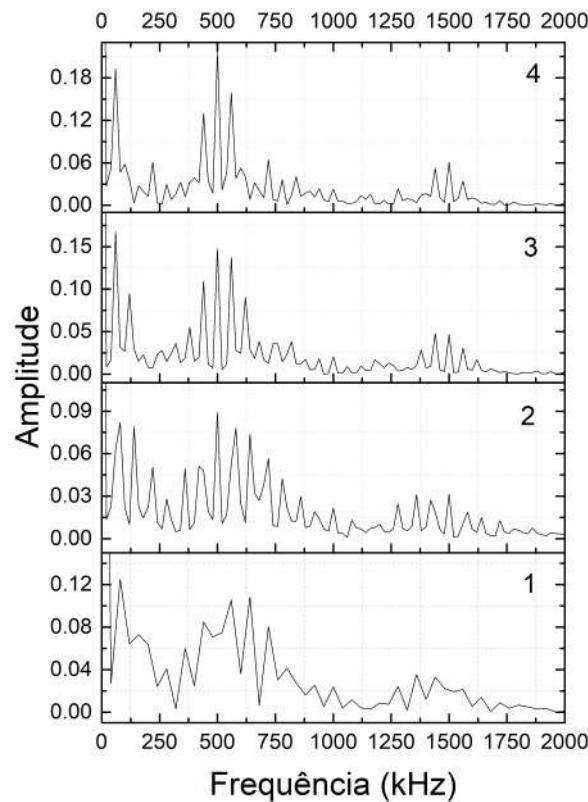


possível demarcar a existência de 3 frequências principais: 70, 500 e 1500 kHz, com outros picos menores. A terceira frequência, que é mais evidente para 4 pulsos, apresenta picos com valores que são múltiplos inteiros da frequência menor, portanto, eles podem ser harmônicos. A forma de onda proposta pela fonte ABiPPS é retangular e pode ser interpretada como a soma de duas ondas, uma com referência aos pulsos curtos e outra ao pulso longo negativo. Além disto, as oscilações observadas na forma de onda dão origem a sinais de frequência maior.

Nas curvas da Figura 41, os valores dos principais picos de frequência estão dispostos na Tabela 4. De forma que a partir desses dados, deduz-se que a quantidade de pulsos influencia nos valores de frequência. Quanto maior o número de pulsos, menor a frequência, até que chega um momento em que esse valor se estabiliza para a frequência maior. O valor de  $f_n$ , frequência nominal, é calculado pelo período do ciclo completo da onda.

A Figura 42 mostra os resultados obtidos para o espectro de frequências nos casos de variação da largura dos pulsos curtos positivo e negativo. Como observado na discussão das formas de ondas, seção anterior, aumentar a largura dos pulsos curtos implica no aumento do número de pulsos. Portanto, para o caso em que a largura dos pulsos foi marcada para 2,5 μs, o espectro de frequências não faz referência a forma de onda completa. De fato, não aparecem frequências menores que 100 kHz no espectro.

Figura 41 – Curvas das frequências obtidas através da Transformada de Fourier para as diferentes número de pulsos



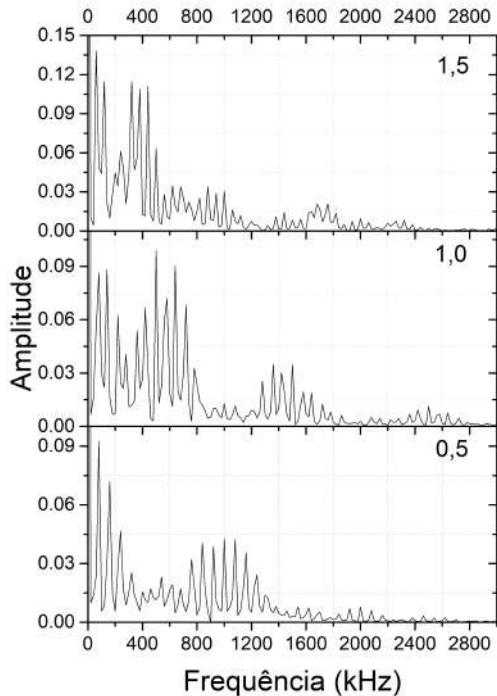
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Tabela 4 – Valores obtidos de frequência para as diferentes quantidades de pulsos.

Número de pulsos	$f_1$ (kHz)	$f_2$ (kHz)	$f_n$ (kHz)
1	80	560	72
2	80	500	73
3	60	500	61
4	60	500	53

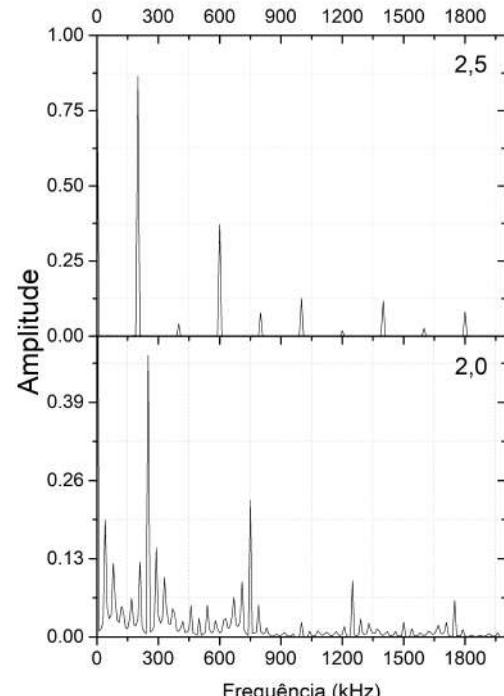
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Figura 42 – Curvas das frequências obtidas através da Transformada de Fourier para as diferentes larguras do pulso curto positivo e negativo



(a)

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).



(b)

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

No geral se identificam 2 frequências principais na Figura 42a. Os valores mudam para cada largura de pulso curto e são apresentados na Tabela 5. O número de frequências aumenta com o aumento da largura dos pulsos curtos positivo e negativo. Em contrapartida, os valores dessas frequências diminuem, uma vez que o período aumenta com o aumento da largura dos pulsos curtos.

Tabela 5 – Valores obtidos de frequência para as diferentes larguras de pulso curto positivo e negativo.

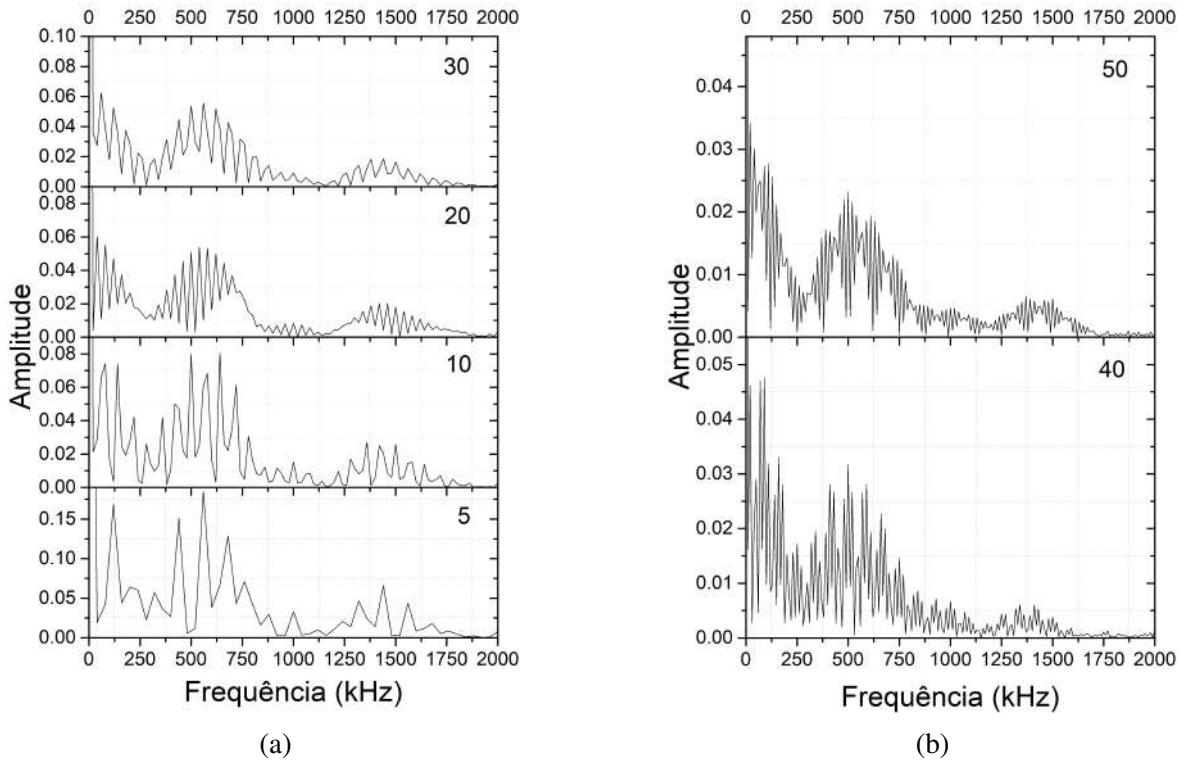
Largura do pulso curto ( $\mu s$ )	$f_1$ (kHz)	$f_2$ (kHz)	$f_3$ (kHz)	$f_4$ (kHz)	$f_5$ (kHz)	$f_n$ (kHz)
0,5	80	1000				74
1,0	80	500	1420			74
1,5	60	380	880	1680		61
2,0	40	250	750	1250	1750	41
2,5	200	600	1000	1400	1800	192

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Na Figura 42b, existe a formação de mais picos no espectro, tendo pelo menos 5 frequências exaltadas. Alguns picos para a largura de  $2,0 \mu s$  são múltiplos inteiros de frequências menores, o que indica a possibilidade de na verdade os picos subsequentes serem apenas harmônicos.

Para os casos de variação de largura do pulso longo negativo, os espectros estão exibidos na Figura 43. Existem 3 frequências bem definidas no espectro e elas estão dispostas na Tabela 6. Os valores para as frequências  $f_2$  são em torno de  $500\text{ kHz}$ , sem muitas variações, indicando que esta região faz referência a largura dos pulsos curtos positivo e negativo, que nestes casos foram mantidos constantes.

Figura 43 – Curvas das frequências obtidas através da Transformada de Fourier para as diferentes larguras do pulso longo negativo



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Alguns dos picos de frequência ao redor desses valores são harmônicos, enquanto que os de menor amplitude são ruídos. A terceira frequência apresenta diminuição conforme a largura do pulso longo aumenta. Dentre esses valores, existem aqueles que podem ser considerados harmônicos por serem múltiplos inteiros da menor frequência. Entretanto, além da repetição da curva de pulsos curtos e pulso longo, existe o conjunto dos dois, de forma que a terceira frequência encontrada também pode ser uma referência a esse conjunto.

A partir dos valores encontrados para  $f_1$ , variação do pulso longo negativo, é possível concluir que a frequência diminui seu valor com o aumento do período do pulso longo. Recorda-se que os valores de frequência referentes a  $\text{NP}=1$ ,  $\text{Lp}=1,0$  e  $\text{LP}=10$  devem ser iguais, e comparando as tabelas, eles de fato os são.

Tabela 6 – Valores obtidos de frequência para as diferentes larguras de pulso longo negativo.

Largura ( $\mu s$ )	$f_1$ (kHz)	$f_2$ (kHz)	$f_3$ (kHz)	$f_n$ (kHz)
5	120	560	1440	106
10	80	500	1500	70
20	80	540	1460	41
30	60	560	1440	30
40	20	500	1410	22
50	20	500	1370	18

Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

#### 4.3.3 Fluxo de energia

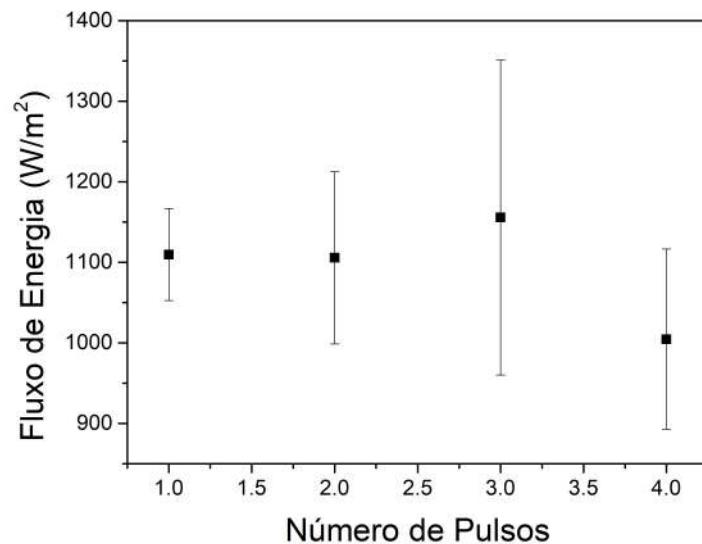
Durantes alguns testes, a intensidade visual do plasma esteve inferior a da fonte Pinnacle Plus, e outras vezes era semelhante, independente do parâmetro, indicando possíveis problemas de funcionamento da fonte ABiPPS. Desta forma, os experimentos foram reproduzidos mais vezes, sendo que muitos deles tiveram que ser descartados. Devido a esta dificuldade de operação da fonte ABiPPS, os resultados apresentaram muitas incertezas em relação a medida do fluxo de energia, temperaturas máximas muito baixas, as análises neste parte do trabalho são de natureza qualitativa.

A Figura 44 apresenta os valores calculados para o fluxo de energia no caso de variação do número de pulsos. Considerando a análise feita em cima das curvas de tensão para as condições de 1 e 2 pulsos, o resultado para o fluxo de energia deve de fato ser semelhante, pois as curvas seriam iguais. E apesar de se ter uma leve diminuição para 4 pulsos, o desvio padrão não permite tirar uma relação direta entre o número de pulsos com a quantidade de energia sendo transferida para a sonda.

No caso de variação do tamanho dos pulsos curtos positivo e negativo, tem-se que quando o pulso curto positivo e negativo é menor, o fluxo de energia que chega até a sonda é superior em comparação com as larguras acima de  $1,0 \mu s$  (Figura 45), região onde estabilizam. Estes resultados, indicam que quanto menor a largura desse pulso, maior é a quantidade de calor transferida, o que é contrário ao resultado obtido com a fonte Pinnacle Plus. Essa contradição pode ocorrer pela diferença na forma de onda de cada fonte. Para a ABiPPS, o pulso curto é menor, e é composto de dois pulsos, sendo um também negativo. Provavelmente a existência de pulso extra faz isso.

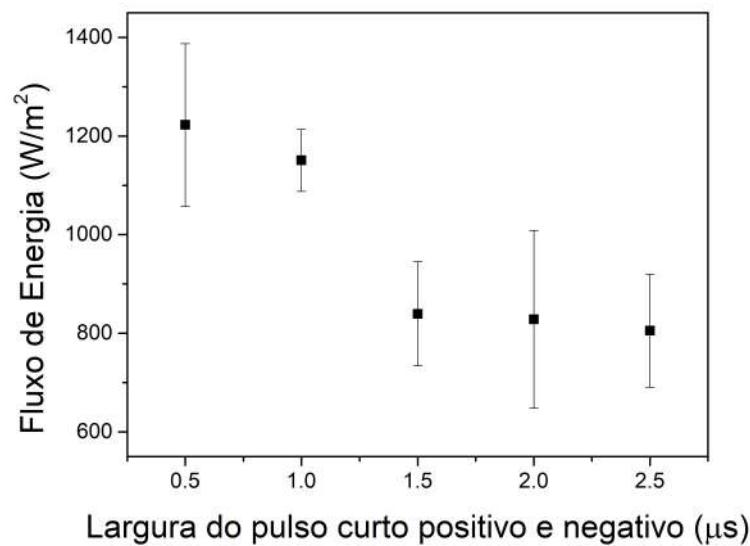
Esse comportamento difere no caso da variação do pulso longo negativo, no qual o oposto acontece. Para menores valores do tamanho desse pulso longo, menor é o fluxo de energia. Entretanto, esse aumento do fluxo de energia com a largura do pulso é limitada, pois o mesmo se estabiliza a partir de  $20 \mu s$  (Figura 46).

Figura 44 – Fluxo de energia em função do número de pulsos



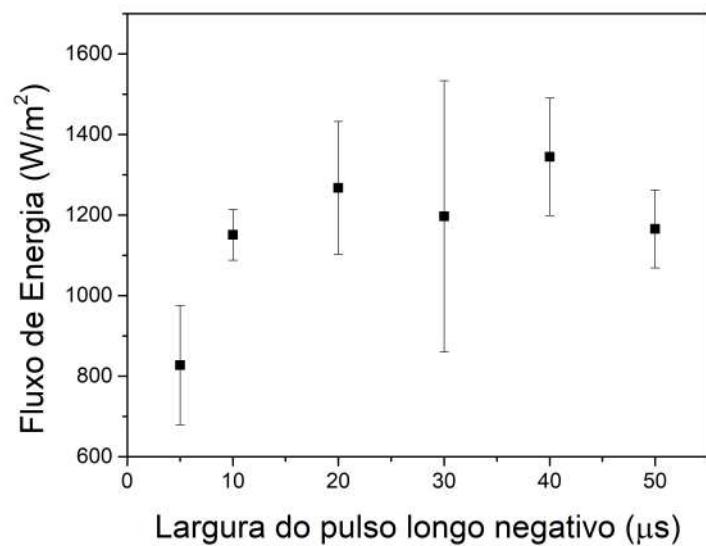
Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Figura 45 – Fluxo de energia em função da largura dos pulsos curtos positivo e negativo



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

Figura 46 – Fluxo de energia em função da largura do pulso longo negativo



Fonte: Elaborado pelo autor (2021).

## 5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho foram estudadas as formas de ondas e o fluxo de energia de duas fontes pulsadas bipolares, sendo uma delas comercial (Pinnacle Plus) e a outra desenvolvida na UDESC (ABiPPS). A primeira tem a forma usual de uma onda retangular com um pulso positivo e um pulso negativo. Já a segunda trabalha-se com um conjunto de pulsos positivo e negativo mais um terceiro pulso, que seria o longo negativo.

Os valores para os fluxos de energia para a fonte Pinnacle Plus e para a fonte ABiPPS são semelhantes, assim como para o potencial flutuante, o que indica que para as condições usadas na fonte ABiPPS, a potência média atingida é próxima de 300 W. Uma estimativa da potência poderia ser feita através das curvas de tensão e corrente, mas devido a baixa qualidade nos valores de corrente, esse cálculo se tornou impreciso. Portanto, sugere-se a melhoria na medição da corrente.

Os resultados obtidos para o fluxo de energia pela fonte Pinnacle Plus mostraram que a potência é o principal parâmetro que determina o fluxo de energia. De forma que a variação de frequência não tem influência significativa. Existe ainda a indicação da diminuição do fluxo de energia quando a largura do pulso positivo diminui.

Em contrapartida, os testes com a fonte ABiPPS mostraram o oposto no caso de variação do pulso curto positivo e negativo. Para verificar de fato a influência do pulso positivo, deve-se variar somente a sua largura, o que é possível fazer com a fonte ABiPPS. O comportamento oposto pode ser observado com o aumento da largura do pulso longo negativo, no qual o fluxo de energia aumenta e estabiliza a partir de  $20 \mu s$ .

No caso da variação do número de pulsos usando a fonte ABiPPS, não foi possível estabelecer uma relação clara, pois a quantidade de pulsos escolhidos foi muito pequena. Entretanto, quando tentado com  $N_p > 5$ , a fonte deu sinais de possíveis danos. Portanto, foi optado em parar com apenas 4 pulsos.

Com relação a análise das formas de ondas da fonte ABiPPS, os resultados mostraram que não é possível fazer menos que 2 pulsos. Aumentar a largura dos pulsos curtos a partir de  $2,5 \mu s$  resulta numa outra configuração de onda, na qual a fonte não produz o pulso longo.

A estabilidade da fonte ABiPPS para os testes de  $L_p^\pm = 1,5 \mu s$  mostrou-se duvidosa, visto que há o surgimento de picos extras no sinal de tensão.

Os espectros de frequência obtidos pela transformada de Fourier para a fonte Pinnacle Plus foram satisfatórios no quesito de coincidir com os valores de frequência nominal, com exceção da produção de mais harmônicos para menores frequências.

As frequências nominais calculadas para a fonte ABiPPS foram feitas considerando um ciclo completo do conjunto de pulsos curtos e pulso longo. Desta forma, quanto maior o número de pulsos e maior a largura desses pulsos, seja longo ou curto, menor é a frequência nominal.

Dos espectros de frequências para cada tipo de teste feito se tornaram peculiares quando se tratou da variação da largura dos pulsos curtos, com exceção é claro para o valor de  $2,5 \mu s$ ,

no qual a forma de onda já não é mais a padrão proposta pela ABiPPS. Nestes espectros, houve o surgimento de mais frequências na medida em que o aumento da largura acontecia.

## REFERÊNCIAS

- ANNEMIE, Bogaerts et al. Gas Discharge Plasmas and Their Applications, Spectrochimica Acta Part B 57. **Spectrochim. Acta Part B**, 2002. v. 57, p. 609 –658, 2002. Citado na página 11.
- BELKIND, A. et al. Characterization of pulsed dc magnetron sputtering plasmas. **New J. Phys.**, 2005. v. 7, 2005. ISSN 13672630. Citado na página 18.
- BIAGI, Stephen Francis. **Program Magboltz**. 2004. 1 p. Disponível em: <[www.lxcat.net/Biagi-v7.1](http://www.lxcat.net/Biagi-v7.1)>. Citado na página 16.
- BONZEL, H.P.; KU, R. Mechanisms of the catalytic carbon monoxide oxidation on Pt (110). **Surf. Sci.**, 1972. v. 33, n. 1, p. 91–106, oct 1972. ISSN 00396028. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/003960287290101X>>. Citado na página 25.
- BORNHOLDT, Sven; FRÖHLICH, Maik; KERSTEN, Holger. Calorimetric Probes for Energy Flux Measurements in Process Plasmas. In: . [s.n.], 2014. p. 197–234. ISBN 9783319054377. Disponível em: <[http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-05437-7{\\_}6](http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-05437-7{_}6)>. Citado na página 39.
- BOULOS, Maher I; FAUCHAIS, Pierre L; PFENDER, Emil. **Handbook of Thermal Plasmas**. Cham: Springer International Publishing, 2017. ISBN 978-3-319-12183-3. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-12183-3>>. Citado na página 22.
- BRADLEY, J. W.; WELZEL, T. Physics and phenomena in pulsed magnetrons: An overview. **J. Phys. D. Appl. Phys.**, 2009. v. 42, n. 9, 2009. ISSN 00223727. Citado na página 19.
- BRAITHWAITE, N. St J. Introduction to gas discharges. **Plasma Sources Sci. Technol.**, 2000. v. 9, n. 4, p. 517–527, 2000. ISSN 09630252. Citado na página 15.
- CARVILL, J. Thermodynamics and heat transfer. In: **Mech. Eng. Data Handb.** Elsevier, 1993. v. 1, p. 102–145. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/B978008051135150008X>>. Citado na página 33.
- CHAPMAN, Brian. **Glow Discharge Processes**. New York: [s.n.], 1980. 64–75 p. ISBN 047107828X. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.
- CHEN, Francis F. **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion Volume 1: Plasma Physics, Second Edition**. [S.l.: s.n.], 1984. 3–12 p. ISBN 0306413329. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 14.
- CHEN, Francis F. **Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion**. Cham: Springer International Publishing, 2016. 355–411 p. ISBN 978-3-319-22308-7. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-22309-4>>. Citado na página 20.
- CHOW, Raymond; BUNSHAH, R. F. Model for Calculating the Deposit Temperature in High-Rate Physical-Vapor-Deposition Process. **J. Vac. Sci. Technol.**, 1971. v. 8, n. 6, p. VM73–VM78, 1971. ISSN 0022-5355. Citado na página 23.
- GOLDSTON, Robert J.; RUTHERFORD, Paul H. **Introduction to plasma physics**. 1. ed. Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 1995. 486 p. ISBN 0 7503 0183 X. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.

HALPERN, Bret; ROSNER, Daniel E. Chemical energy accommodation at catalyst surfaces. Flow reactor studies of the association of nitrogen atoms on metals at high temperatures. **J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1 Phys. Chem. Condens. Phases**, 1978. v. 74, n. ii, p. 1883, 1978. ISSN 0300-9599. Disponível em: <<http://xlink.rsc.org/?DOI=f19787401883>>. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 25.

HERSHKOWITZ, Noah. How Langmuir Probes Work. In: **Plasma Diagnostics**. Academic Press, Inc., 1989. p. 113–183. ISBN 0120676354. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-067635-4.50008-9>>. Citado na página 21.

KARKARI, S. K.; VETUSHKA, A.; BRADLEY, J. W. Measurement of the plasma potential adjacent to the substrate in a midfrequency bipolar pulsed magnetron. **J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.**, 2003. v. 21, n. 6, p. L28–L32, nov 2003. ISSN 0734-2101. Disponível em: <<http://avs.scitation.org/doi/10.1116/1.1622673>>. Citado na página 19.

KELLY, P. J.; ARNELL, R. D. Magnetron sputtering: A review of recent developments and applications. **Vacuum**, 2000. v. 56, n. 3, p. 159–172, 2000. ISSN 0042207X. Citado na página 18.

KELLY, P. J. et al. Studies of mid-frequency pulsed dc biasing. **J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.**, 2002. v. 19, n. 6, p. 2856, 2002. ISSN 07342101. Citado na página 11.

KERSTEN, H. et al. The energy balance at substrate surfaces during plasma processing. **Vacuum**, 2001. v. 63, n. 3, p. 385–431, aug 2001. ISSN 0042207X. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0042207X01003505>>. Citado 6 vezes nas páginas 12, 23, 24, 25, 26 e 27.

KERSTEN, H. et al. Energy influx from an rf plasma to a substrate during plasma processing. **J. Appl. Phys.**, 2000. v. 87, n. 8, p. 3637–3645, apr 2000. ISSN 0021-8979. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.372393>>. Citado na página 25.

LANGMUIR, I. Oscillations in Ionized Gases. **Proc. Natl. Acad. Sci.**, 1928. v. 14, n. 8, p. 627–637, 1928. ISSN 0027-8424. Citado na página 13.

LANGMUIR, Irving; COMPTON, Karl T. Electrical discharges in gases part II. Fundamental phenomena in electrical discharges. **Rev. Mod. Phys.**, 1931. v. 3, n. 2, p. 191–257, 1931. ISSN 00346861. Citado na página 11.

LIEBERMAN, Michael A.; LICHTENBERG, Allan J. **Principles of Plasma Discharges and Materials Processing**. 2. ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2005. 757 p. ISBN 9786468600. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 16.

MANDALA, Samuel Husin Surya et al. Designing the Topology of a Unipolar Pulsed-DC Power Supply using the Open-source Scilab/Xcos Software for a Low-cost Plasma Etcher. **Solid State Electron. Lett.**, 2020. Elsevier B.V., v. 2, p. 35–43, 2020. ISSN 25892088. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.ssel.2020.05.001>>. Citado na página 18.

MIRNOV, S.V. Tokamak evolution and view to future. **Nucl. Fusion**, 2019. IOP Publishing, v. 59, n. 1, p. 015001, jan 2019. ISSN 0029-5515. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1741-4326/aaee92>>. Citado na página 11.

MORAW, Michal. Analysis of outgassing characteristics of metals. **Vacuum**, 1986. v. 36, n. 7-9, p. 523–525, jul 1986. ISSN 0042207X. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0042207X86902393>>. Citado na página 26.

NASSER, Essam. **Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics**. New York: John Wiley & Sons, 1971. 472 p. ISBN 047163056X. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 17.

PIEJAK, R. et al. Surface temperature and thermal balance of probes immersed in high density plasma. **Plasma Sources Sci. Technol.**, 1998. v. 7, n. 4, p. 590–598, nov 1998. ISSN 0963-0252. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/7/4/016>>. Citado 3 vezes nas páginas 24, 25 e 26.

Potter, Simeon , Kelley, Michael C. and Liley, Bruce Sween. **Plasma**. 2018. 1–12 p. Disponível em: <<https://www.britannica.com/science/plasma-state-of-matter>>. Citado na página 11.

RAPAKOULIAS, D. E.; GERASSIMOU, D. E. Simulation of energy transfer from a glow discharge to a solid surface. **J. Appl. Phys.**, 1987. v. 62, n. 2, p. 402–408, 1987. ISSN 00218979. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.

SCHOLL, R. A. **Power supplies for pulsed plasma technologies: state-of-the-art and outlook**. 1999. 1–8 p. Citado na página 11.

SCHOLTZ, Juliano Sadi. **Densificação de plasmas não térmicos proporcionada pela maior emissão de elétrons secundários dos eletrodos**. 263 p. Tese (Doutorado) — Universidade do Estado de Santa Catarina, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 11, 20 e 30.

SCHOLTZ, Juliano Sadi; FONTANA, Luis Cesar; MEZAROBA, Marcello. Asymmetric Bipolar Plasma Power Supply to Increase the Secondary Electrons Emission in Capacitive Coupling Plasmas. **IEEE Trans. Plasma Sci.**, 2018. v. 46, n. 8, p. 2999–3007, aug 2018. ISSN 0093-3813. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/document/8410000>>. Citado na página 20.

STAHL, Marc; TROTENBERG, Thomas; KERSTEN, Holger. A calorimetric probe for plasma diagnostics. **Rev. Sci. Instrum.**, 2010. v. 81, n. 2, p. 023504, feb 2010. ISSN 0034-6748. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3276707>>. Citado na página 33.

THIRY, Damien et al. Plasma diagnostics for the low-pressure plasma polymerization process: A critical review. **Thin Solid Films**, 2016. Elsevier B.V., v. 606, p. 19–44, may 2016. ISSN 00406090. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.tsf.2016.02.058>> https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0040609016001577>. Citado na página 15.

THOMANN, A.-L. et al. Energy flux measurements during magnetron sputter deposition processes. **Surf. Coatings Technol.**, 2019. Elsevier, v. 377, n. August, p. 124887, nov 2019. ISSN 02578972. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2019.08.016>> https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S025789721930859X>. Citado na página 22.

THORNTON, John A. Substrate heating in cylindrical magnetron sputtering sources. **Thin Solid Films**, 1978. v. 54, n. 1, p. 23–31, oct 1978. ISSN 00406090. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0040609078902730>>. Citado na página 22.

ZWEBEN, S. J. **Principles of Plasma Diagnostics**. 2. ed. New York: Cambridge University Press, 1987. ISSN 0748-1896. ISBN 9780521803892. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 21.

## ANEXO A – PROGRAMA COM A TRANSFORMADA RÁPIDA DE FOURIER USADO

```

data = xlsread('Pastal');      % Localizar e ler arquivo com os dados
time = data(:,1);
signal = data(:,2);

N = length(signal);           % Número de medidas feitas
a = 1245;                     % Número da medida quando tempo é zero
b = 5.02e-4;                  % Valor do tempo final
Fs=(N-a)/(b);                % Amostra de frequência: número de pontos feitos em
um segundo
Fn = Fs/2;
FTSignal = fft(signal);
FTNSignal = FTSignal/N;       % Fourier normalizada
MFTSignal = abs(FTSignal);    % Módulo da Fourier
Fv = linspace(0, 1, fix(N/2)+1)*Fn;   % Vetor da frequencia
Iv = 1:length(Fv);           % Deixar Fv com mesma dimensão
                               % que FTSignal
FvkHz = Fv*1e-3;             % Transformando em kHz
FFTCURVE = abs(FTNSignal(Iv)); % Módulo da Fourier normalizada em
função de Iv

%Plotagem de gráficos

figure(1)
plot(FvkHz, FFTCURVE)
grid
title('Transformada de Fourier')
xlabel('Frequência (kHz)')
ylabel('Amplitude')
saveas(gcf,'FFT.jpeg')

inv = ifft(FTSignal);
figure(2)
plot(time,inv)
grid
title('Inversa da Transformada de Fourier')
xlabel('Tempo (s)')
ylabel('Tensão (V)')
saveas(gcf,'Inversa_FFT.jpeg')

figure(3)
plot(time,signal)
grid
title('Curva Original')
xlabel('Tempo (s)')
ylabel('Tensão (V)')
saveas(gcf,'curva_original.jpeg')

figure(4)
plot(time,signal)
grid
title('IFFT e Curva original')
xlabel('Tempo (s)')
ylabel('Tensão (V)')
hold on
plot(time,inv)
hold off

```

```
saveas(gcf, 'IFFT_e_Curva_original.jpeg')

figure(5)
plot(time,MFTSignal)
grid
title('Módulo de FFT')
xlabel('Tempo (s)')
ylabel('Amplitude')
saveas(gcf, 'modulo_FFT.jpeg')

%Exportando os dados obtidos para arquivo .txt

TFvkHz = FvkHz'; % Transposta do vetor frequênci
dlmwrite('curva_original.txt',[time signal],'\t')
dlmwrite('curva_tempo_moduloFFT.txt',[time MFTSignal],'\t')
dlmwrite('curva_tempo_inversa.txt',[time inv],'\t')
dlmwrite('curva_frequencia_MFFT.txt',[TFvkHz abs(FTNSignal(Iv))],'\t')
```