

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

FABIANO SEVERINO GOMES JUNIOR

**DESENVOLVIMENTO DE UM JATO DE PLASMA EM PRESSÃO ATMOSFÉRICA A
PARTIR DE UMA DESCARGA DE BARREIRA DIELÉTRICA**

JOINVILLE

2022

FABIANO SEVERINO GOMES JUNIOR

**DESENVOLVIMENTO DE UM JATO DE PLASMA EM PRESSÃO ATMOSFÉRICA A
PARTIR DE UMA DESCARGA DE BARREIRA DIELÉTRICA**

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
2022**

Para gerar a ficha catalográfica de teses e
dissertações acessar o link:
<https://www.udesc.br/bu/manuais/ficha>

Gomes Junior, Fabiano Severino
Desenvolvimento de um jato de plasma em pressão atmosférica a partir de uma descarga de barreira dielétrica / Fabiano Severino Gomes Junior. - Joinville, 2022.
122 p. : il. ; 30 cm.

Orientador: Julio César Sagás.
Dissertação (Mestrado) - Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Física, Joinville, 2022.

1. Plasma. 2. Descarga de barreira dielétrica. 3. Jato de Plasma. 4. Curvas corrente-tensão. 5. Fluxo de energia. I. Sagás, Julio César. II. Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Programa de Pós-Graduação em Física. III. Desenvolvimento de um jato de plasma em pressão atmosférica a partir de uma descarga de barreira dielétrica.

FABIANO SEVERINO GOMES JUNIOR

**DESENVOLVIMENTO DE UM JATO DE PLASMA EM PRESSÃO ATMOSFÉRICA A
PARTIR DE UMA DESCARGA DE BARREIRA DIELÉTRICA**

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:

Prof. Dr. Julio César Sagás
UDESC/CCT (Presidente)

Membros:

Prof. Dr. Konstantin Georgiev Kostov
UNESP/Guaratinguetá

Prof. Dr. Diego Alexandre Duarte
UFSC/Joinville

Joinville, 30 de agosto de 2022

Com amor, à Daniela.

Com esperança, a Arthur.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Julio César Sagás, por aceitar conduzir o meu trabalho de pesquisa, pelos ensinamentos, compreensão, paciência e fundamental ajuda. A todos os meus professores do PPGF da UDESC, em especial ao Prof. Dr. Luís César Fontana, pelas (admito que poucas) conversas e pelos (valiosos) conselhos.

Ao meu colega de curso e amigo para toda a vida, Reinaldo Francener, pelas risadas desesperadas em meio ao caos de nossas vidas, pelas consultas nos momentos de dúvida e pela inspiração.

Ao Prof. Me. Antônio João Fidélis, pelo qual estarei eternamente em débito pelas conversas, conselhos e, principalmente, seu substancial auxílio emprestando seu apartamento.

À minha família, que não deixou de me apoiar um dia sequer.

E acima de tudo, à Daniela, minha amada, e ao meu filho, Arthur, por me suportarem, motivarem e amarem. Não há palavras que expressem o quanto suas presenças foram necessárias para que eu pudesse enfrentar os meus dragões diários.

Por fim, em reconhecimento ao apoio financeiro, agradeço à FAPESC (PRONEM 2020TR730) e à UDESC (PROMOP).

“Uma característica necessária da pesquisa básica é que sua aplicação reside no futuro – às vezes décadas ou até séculos adiante”
– Sagan (2006, p. 449)

RESUMO

Jatos de plasma são dispositivos capazes de expelir o plasma gerado entre seus eletrodos ao ambiente aberto, não havendo, portanto, limitações quanto ao tamanho dos objetos a serem tratados. São, deste modo, adequados para diversas aplicações em vários ramos da indústria e tecnologia. Este trabalho teve como objetivo a construção de um jato de plasma em pressão atmosférica, utilizando ar atmosférico como gás de trabalho, e sua caracterização, por meio de diagnósticos elétricos, térmicos e ópticos. O diagnóstico elétrico foi realizado por meio da obtenção das formas de onda de tensão e corrente do sistema, sendo analisados seus valores RMS, a potência instantânea e RMS, a densidade de energia e a frequência das formas de onda, via transformada de Fourier. Para o diagnóstico térmico utilizou-se uma sonda calorimétrica, posicionada abaixo do bocal do jato, permitindo a análise de suas temperaturas e o fluxo de energia vindo do plasma. Já o diagnóstico óptico, foi realizado de duas maneiras: por espectroscopia de emissão óptica e por fotografias, podendo ser analisadas as espécies geradas, bem como os comprimentos de algumas plumas expelidas e a intensidade da luz emitida pelo plasma. O jato é capaz de expelir uma pluma de plasma que pode alcançar, em certas condições, um comprimento médio de $(14,57 \pm 0,02)$ mm. Foi construído em uma configuração estável e segura, com a possibilidade de, inclusive, visualizar o plasma sendo gerado entre os eletrodos. Os resultados da caracterização mostram que o aumento da tensão e a frequência das formas de onda é refletido no aumento da corrente e da potência, e, consequentemente, no aumento da temperatura, do fluxo de energia, da intensidade das linhas de emissão e do comprimento da pluma de plasma. Observa-se que a vazão não afeta os parâmetros elétricos em condições mais baixas de tensão, mas os diminuem para condições mais altas. Do mesmo modo, se vê que a temperatura, a intensidade das linhas de emissão e comprimento da pluma tendem a diminuir com o aumento da vazão. Além disso, pelos resultados da espectroscopia verifica-se que as espécies presentes no espetro de emissão óptica são predominantemente de N_2 e N_2^+ .

Palavras-chave: Plasma. Descarga de barreira dielétrica. Jato de Plasma. Curvas corrente-tensão. Fluxo de energia.

ABSTRACT

Plasma jets are devices capable of expelling the plasma generated between their electrodes to the open environment and, therefore, there are no limitations regarding the size of the objects to be treated. They are, thus, suitable for different applications in various branches of industry and technology. The main goal of this work was the construction of a plasma jet at atmospheric pressure, using atmospheric air as a working gas, and its characterization, through electrical, thermal and optical diagnostics. The electrical diagnosis was performed by obtaining the system voltage and current waveforms, analyzing their RMS values, instantaneous and RMS power, energy density and the waveforms frequency by Fourier transformation. For the thermal diagnosis, a calorimetric probe positioned below the jet nozzle was used to analyze its temperatures and the energy flux coming from the plasma. Optical diagnosis, on the other hand, was performed in two ways: by optical emission spectroscopy and by photographs, allowing the generated species analysis, as well as the lengths of some plasma plumes and the light emitted intensity by the plasma. The jet is capable of expelling a plasma plume at an average length of (14.57 ± 0.02) mm. It was built in a stable and safe configuration, with the possibility to even visualize the plasma being generated between the electrodes. The characterization results show that the voltage and the waveforms frequency increase is reflected in current and power increase, and, hence, the increase in temperature, energy flux, the emission lines intensity and the plasma plume length. It is observed that the flow does not affect the electrical parameters at lower voltage conditions, but decreases them for higher. Likewise, it is seen that the temperature, the emission lines intensity and the plume length tend to decrease with the flow increase. Furthermore, the spectroscopy results show the species in the optical emission spectrum are predominantly N_2 and N_2^+ .

Keywords: Plasma. Dielectric barrier discharge. Plasma jet. Current-voltage curves. Energy flux.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Princípios da geração de plasma.	22
Figura 2 – Classificação dos tipos de plasma em função da densidade e temperatura eletrônicas.	23
Figura 3 – Relação característica de tensão e corrente para uma descarga DC em baixa pressão.	25
Figura 4 – Formato e distribuição de cargas de uma avalanche de elétrons em dois tempos consecutivos. As setas indicam as direções do campo elétrico externo (E_0) e da velocidade (v_d) da frente da avalanche.	26
Figura 5 – Tensão de ruptura em diferentes gases como função da pressão p e da distância d para eletrodos de placas paralelas.	27
Figura 6 – (a) Curva de Paschen para a tensão de ruptura em campos DC. (b) Curva de Paschen para a tensão de ruptura em campos RF.	28
Figura 7 – Propagação de <i>streamers</i> negativos e positivos: (a) um <i>streamer</i> negativo consiste em uma avalanche de elétrons, onde a ionização é governada pelo intenso campo elétrico local na frente do <i>streamer</i> ; (b) Um <i>streamer</i> positivo é governado por uma avalanche de elétrons que é iniciada por fotoionização além da frente do <i>streamer</i> em direção ao cátodo. Esses elétrons são atraídos para o canal do <i>streamer</i> , deixando para trás uma nuvem de íons carregada positivamente que se propaga em direção ao cátodo.	29
Figura 8 – Temperatura do gás (T_g) e temperatura dos elétrons (T_e) em função da pressão.	30
Figura 9 – Fogo de Santelmo nos mastros de um barco	32
Figura 10 – Algumas configurações típicas para a geração da descarga corona. Tem-se em (a) a configuração <i>ponta-plano</i> , em (b) <i>fio-plano</i> e em (c) <i>fio-cilindro</i> . As linhas tracejadas dizem respeito às linhas do campo elétrico, enquanto que a região circular em cinza é relativa ao volume exposto à ação da descarga.	33
Figura 11 – Algumas configurações típicas para a geração das DBDs.	34
Figura 12 – Imagem de microdescargas geradas em um <i>gap</i> de ar de 1 mm, fotografado através de um eletrodo transparente. Imagens como essa são conhecidas como "figuras de Lichtenberg".	35
Figura 13 – Fases do desenvolvimento de uma microdescarga	35
Figura 14 – Evolução temporal de microdescargas geradas por uma tensão alternada de forma de onda senoidal.	36
Figura 15 – Número de publicações por ano revisadas por pares, listadas na Web of Science no período de 1988 a 2014 e contendo as palavras-chave “jato(s) de plasma” e “pressão atmosférica”. As setas indicam as datas dos artigos de revisão sobre jatos de plasma à pressão atmosférica.	37
Figura 16 – Jatos tipo-MED.	39

Figura 17 – Jatos de eletrodos pino-furo.	39
Figura 18 – Jatos DBD.	40
Figura 19 – Jatos tipo-DBD.	40
Figura 20 – Jatos em U.	40
Figura 21 – Jatos de eletrodo único.	40
Figura 22 – Arranjos de jatos de plasma e configurações de campo elétrico correspondentes. As linhas tracejadas dizem respeito às linhas de campo elétrico, enquanto que a região em verde é relativa ao plasma gerado.	41
Figura 23 – Comparação entre jatos de campo cruzado (a) e campo linear (b).	42
Figura 24 – Fotografias tiradas das plumas de plasma quando operado com pulsos positivos (a) e com pulsos negativos (b).	43
Figura 25 – Fotografia de alta velocidade da pluma de plasma para o pulso positivo. O tempo de exposição é fixado em 5 ns.	43
Figura 26 – Fotografia de alta velocidade da pluma de plasma para o pulso negativo. O tempo de exposição é fixado em 5 ns.	44
Figura 27 – Impacto de diferentes configurações de um campo elétrico externo sobre a dinâmica da pluma de plasma. A pluma se encontra entre dois eletrodos externos, sendo que no eletrodo de baixo é aplicado um único pulso de tensão em três configurações diferentes: foram realizados atrasos de pulso de 1,8 μ s (círculos vermelhos), 2,2 μ s (triângulos verdes) e 2,6 μ s (losangos azuis). . .	45
Figura 28 – Fotografias de uma pluma de plasma de hélio: (a) a pluma se propagando de forma livre; (b) um cone de aço próximo à pluma interrompe a propagação.	45
Figura 29 – Fotografia da pluma de plasma com um cone de aço aterrado colocado em sua frente: a pluma de plasma flui ao redor do cone.	46
Figura 30 – Fotografias tiradas em diferentes taxas de fluxo de gás a uma tensão aplicada de 10 kV. É possível observar que com o aumento do fluxo há também um aumento no comprimento da pluma.	47
Figura 31 – A pluma de plasma de ar não sofre alterações em sua trajetória devido à presença de um eletrodo aterrado em sua proximidade.	47
Figura 32 – Ilustração da configuração de Czerny-Turner.	48
Figura 33 – Espectro de emissão típico gerado por um jato de plasma com hélio puro. . .	49
Figura 34 – Formas de onda de tensão e corrente geradas por um jato de plasma com argônio (a) e hélio (b).	50
Figura 35 – Espectro de frequências de um campo elétrico alternado de 5 e 25 kHz. . . .	51
Figura 36 – Velocidades do gás em relação aos respectivos diâmetros internos dos tubos de quartzo.	54
Figura 37 – Tempo de residência do gás para cada tubo de quartzo utilizado.	54
Figura 38 – Números de Reynolds para cada tubo de quartzo utilizado.	55

Figura 39 – Fotos das diferentes configurações de eletrodos analisadas durante os estudos iniciais: a configuração anel-anel (a); a configuração fio-anel (b); a configuração fio-tubo (c); e a mesma configuração fio-tubo, mas com um tubo de maior comprimento (d).	56
Figura 40 – Foto da configuração fio-tubo, sendo o tubo externo feito de uma grade.	57
Figura 41 – Foto do arranjo final do reator.	58
Figura 42 – Foto do reator conectado ao divisor de tensão e ao resistor.	59
Figura 43 – Esquema do sistema de jato de plasma. As cores seguem a seguinte relação: vermelho para os fios de alta tensão; verde para os fios aterrados; azul para os cabos coaxiais ligados ao osciloscópico; e laranja para o fio ligando o reator ao <i>shunt</i>	59
Figura 44 – Foto da organização horizontal do sistema. Em (a) apresenta-se o sistema em seus primeiros testes, já em (b) como o sistema se encontrava com o esquema para deixá-lo mais escuro, bem como alguns dos equipamentos de medida.	60
Figura 45 – Foto da organização vertical do sistema. Em (a) encontra-se a organização vista de frente, já em (b) ela vista por trás.	61
Figura 46 – Fotos do sistema reator-divisor-osciloscópio. Uma vez que o reator é associado ao divisor, dele saem cabos coaxiais que são conectados às ponteiras com atenuação de 10x que, por fim, são ligadas ao osciloscópio.	62
Figura 47 – Distância entre os eletrodos e o bocal do tubo de quartzo durante as fotografias.	62
Figura 48 – Fotos do suporte utilizado para direcionar a fibra óptica (a) e da disposição do sistema reator-suporte (b).	63
Figura 49 – Fotos do termopar posto no suporte de metal (a) e da disposição do sistema reator-termopar-multímetro.	63
Figura 50 – Comparação entre as formas de onda de corrente sem tratamento e com média.	66
Figura 51 – Formas de onda de tensão medidas para cada frequência nominal. Todas as curvas foram geradas a partir da tensão média de $(14,6 \pm 0,1)$ kV _p e vazão em $(2,0 \pm 0,3)$ NL min ⁻¹	67
Figura 52 – Formas de onda de corrente medidas para cada frequência nominal. Todas as curvas foram geradas a partir da tensão média de $(14,6 \pm 0,1)$ kV _p e vazão em $(2,0 \pm 0,3)$ NL min ⁻¹	68
Figura 53 – Formas de tensão e corrente.	69
Figura 54 – Forma de onda de tensão e sua derivada.	69
Figura 55 – Forma de onda de corrente sem tratamento.	70
Figura 56 – Forma de onda de tensão (sem média), onde é possível visualizar que franjas podem aparecer também nos valores de tensão.	70
Figura 57 – Comparação entre as curvas <i>i</i> – <i>V</i> feitas a partir dos dados crus e a partir dos dados médios.	71
Figura 58 – Curvas <i>i</i> – <i>V</i> para cada frequência nominal investigada.	71

Figura 59 – Esquema apresentando as relações entre as curvas $i – V$ e as formas de onda de tensão e corrente em função do tempo.	72
Figura 60 – Valores de tensão de pico em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.	74
Figura 61 – Valores de tensão RMS em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.	75
Figura 62 – Valores de corrente de pico em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.	76
Figura 63 – Valores de corrente RMS em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.	77
Figura 64 – Curvas i_{RMS} e V_{RMS} em função da frequência nominal, tomando a tensão fixa de aproximadamente $14,5 \text{ kV}_p$, para a vazão de $(2,0 \pm 0,3) \text{ NL min}^{-1}$. As barras de erro referem-se a 10% do valor indicado.	78
Figura 65 – Relação entre os valores de pico de tensão medidos e os valores nominais para cada frequência nominal. A barra de erro vertical refere-se a 10% do valor de cada medida a horizontal a 20%.	79
Figura 66 – Relação entre os valores V_{RMS} obtidos e os valores nominais para cada frequência nominal.	80
Figura 67 – Valores de V_{RMS} ao longo do tempo de funcionamento do jato de plasma. . . .	81
Figura 68 – Valores de i_{RMS} ao longo do tempo de funcionamento do jato de plasma. . . .	82
Figura 69 – Dois conjuntos de espectros de frequência obtidos da FFT aplicada às formas de onda de tensão.	83
Figura 70 – Dois conjuntos de espectros de frequência obtidos da FFT aplicada às formas de onda de corrente.	83
Figura 71 – Espectros de frequência para a corrente e para a tensão nas mesmas condições de $(14,8 \pm 10\%) \text{ kV}$ e $(2,0 \pm 0,3) \text{ NL min}^{-1}$	84
Figura 72 – Formas de onda de potência instantânea medidas para cada frequência nominal, geradas a partir da tensão média de $(14,6 \pm 0,1) \text{ kV}_p$ e da vazão em $(2,0 \pm 0,3) \text{ NL min}^{-1}$	85
Figura 73 – Formas de onda de tensão e potência.	86
Figura 74 – Formas de onda de tensão, corrente e potência.	86
Figura 75 – Valores de P_{RMS} em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.	87

Figura 76 – Valores de P_{RMS} para diferentes frequências, tomando a tensão fixa de aproximadamente 14,5 kV _p . A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.	88
Figura 77 – Relação entre a vazão e a densidade de energia para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente.	89
Figura 78 – Valores de P_{RMS} ao longo do tempo de funcionamento do jato de plasma.	90
Figura 79 – Curvas de aquecimento para a frequência de 10,0 kHz.	91
Figura 80 – Valores de ΔT_{max} em função da vazão para as frequências nominais de 6,0 kHz, 10,0 kHz e 14,0 kHz, respectivamente, e para diferentes tensões.	92
Figura 81 – Variações máximas de temperatura em relação a seus respectivos parâmetros elétricos, sendo todas correspondentes à vazão de 2,0 NL min ⁻¹	93
Figura 82 – Coeficientes angulares da parte linear das curvas de aquecimento.	94
Figura 83 – Evolução dos coeficientes angulares médios para as frequências nominais de 2,0 kHz, 10,0 kHz e 18,0 kHz, respectivamente, e diferentes tensões.	95
Figura 84 – Exemplo do efeito de diferentes vazões no comprimento da pluma de plasma e na intensidade de luz emitida pelo jato.	95
Figura 85 – Tipos de filtros utilizados. Em (a) encontra-se uma fotografia sem filtro (nas condições de 8,0 kHz, 17,0 kV e 1,0 NL min ⁻¹), em (b) a conversão para tons de cinza e em (c) a conversão para a escala RGB baseada nos tons de cinza.	96
Figura 86 – Área utilizada para as medições dos valores de C_{med}	96
Figura 87 – Identificação das “camadas” presentes nas fotografias tiradas do jato.	97
Figura 88 – Valores de C_{med} em cada vazão e tensão nominal, para a frequência nominal de 8,0 kHz.	97
Figura 89 – Valores encontrados para os comprimentos de P_1 e P_2 , para cada vazão, tensão e frequência nominais analisadas.	99
Figura 90 – Exemplos de espectros de emissão	102
Figura 91 – Exemplo do espectro de emissão obtido com os parâmetros de 8,0 kHz, 24,0 kV _p e 6,0 NL min ⁻¹ . Neste espectro pode-se identificar todas as espécies apresentadas na Tabela 12.	103
Figura 92 – Conjunto de espectros obtidos para diferentes vazões e frequências, com tensões fixas de aproximadamente 14,5 kV _p e 16,7 kV _p	104
Figura 93 – Intensidades das linhas de emissão em relação a seus respectivos parâmetros elétricos, sendo todas correspondentes à vazão de 6,0 NL min ⁻¹	104
Figura 94 – Picos de linhas de emissão que são identificados somente quando a vazão é nula. A saber, as transições do N ₂ referentes ao sistema Herman-Kaplan ($E - A$) e ao quinto sistema positivo ($x - a'$), e do N ₂ ⁺ referentes ao sistema Janin-d’Incan ($D - A$) (LOFTHUS; KRUPENIE, 1977).	105
Figura 95 – Esquema da arquitetura utilizada para o divisor de tensão.	119
Figura 96 – Foto dos componentes do divisor de tensão.	119
Figura 97 – Curvas $P - i$ para cada frequência nominal investigada.	122

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Classificação dos tipos de plasmas.	24
Tabela 2 – Relação dos diâmetros dos tubos de quartzo.	53
Tabela 3 – Parâmetros elétricos utilizados na obtenção das fotografias.	64
Tabela 4 – Parâmetros elétricos utilizados na obtenção das medidas de temperatura. . .	64
Tabela 5 – Parâmetros elétricos utilizados para a obtenção das medidas de tensão e corrente e das medidas espectroscópicas.	65
Tabela 6 – Condições elétricas e respectivos intervalos de tempo entre as medidas realizadas para a análise das variações dos parâmetros elétricos.	66
Tabela 7 – Coeficientes angulares e lineares geradas a partir das relações entre V_{nom} e V_{med} , de acordo com as correspondentes frequências nominais.	79
Tabela 8 – Coeficientes angulares e lineares geradas a partir das relações entre V_{nom} e V_{RMS} , de acordo com as correspondentes frequências nominais.	81
Tabela 9 – Valores de frequência nominal e os correspondentes valores medidos, via análise das FFTs das formas de onda de corrente.	84
Tabela 10 – Coeficientes angulares das curvas de C_{med} em relação às correspondentes tensões e frequências nominais.	98
Tabela 11 – Comprimentos máximos de P_1 e P_2 para as respectivas tensões e frequências nominais.	100
Tabela 12 – Espécies e transições relacionadas aos comprimentos de onda das linhas de emissão mais intensas identificadas nos espectros medidos. Sendo v e v' os estados vibracionais relacionados à transição, e todas as relações encontradas em (LOFTHUS; KRUPENIE, 1977)	101

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	18
1.0.1	Organização	18
1.0.2	Objetivos	19
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	20
2.1	O PLASMA	20
2.1.1	Definição	20
2.1.2	Geração do plasma	21
2.1.3	Classificação	23
2.1.4	Descargas elétricas em gases	25
2.2	PLASMAS EM PRESSÃO ATMOSFÉRICA	29
2.2.1	Descarga corona	32
2.2.2	Descarga por barreira dielétrica (DBD)	33
2.3	JATO DE PLASMA	37
2.3.1	Classificação	38
2.3.2	A dinâmica dos jatos de gases nobres	42
2.3.3	A dinâmica dos jatos de ar atmosférico	46
2.3.4	Métodos de caracterização	47
3	METODOLOGIA	53
3.1	CONFIGURAÇÃO DO JATO	53
3.2	CARACTERIZAÇÃO DO JATO	61
3.3	PARÂMETROS DE OPERAÇÃO	64
3.3.1	Fotografias	64
3.3.2	Caracterização térmica	64
3.3.3	Caracterização elétrica e espectroscópica	65
3.3.4	Testes ao longo do tempo	66
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	67
4.1	CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA: TENSÃO E CORRENTE	67
4.1.1	Sobre as formas de onda	67
4.1.2	Sobre as curvas $i - V$	71
4.1.3	Sobre a influência vazão \times tensão \times frequência	73
4.1.4	Sobre a relação com os valores nominais	78
4.1.5	Sobre a variação ao longo do tempo	81
4.1.6	Sobre as FFTs	82
4.2	CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA: POTÊNCIA	85
4.2.1	Sobre as formas de onda	85

4.2.2	Sobre a influência vazão × tensão × frequência	86
4.2.3	Sobre a densidade de energia	88
4.2.4	Sobre a variação ao longo do tempo	90
4.3	CARACTERIZAÇÃO TÉRMICA: TEMPERATURAS	90
4.3.1	Sobre a variação de temperatura	90
4.3.2	Sobre a influência vazão × tensão × frequência	91
4.4	CARACTERIZAÇÃO TÉRMICA: FLUXO DE ENERGIA	93
4.5	CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA: FOTOGRAFIAS	95
4.5.1	Sobre a intensidade da luz emitida	97
4.5.2	Sobre o comprimento da pluma de plasma	98
4.6	CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA: ESPECTROSCOPIA	100
4.6.1	Sobre as espécies no plasma	100
4.6.2	Sobre a influência vazão × tensão × frequência	103
5	CONCLUSÕES	106
6	TRABALHOS FUTUROS	108
	REFERÊNCIAS	109
	APÊNDICE A – DIVISOR DE TENSÃO: ARQUITETURA UTILIZADA E FOTOGRAFIA DO SISTEMA CONSTRUÍDO	119
	APÊNDICE B – CÓDIGO UTILIZADO PARA A OBTENÇÃO DA FFT	120
B.1	OBTENDO O NOME DAS PASTAS QUE CONTÊM OS DADOS	120
B.2	SELECIONANDO AS PASTAS E APLICANDO A FFT PARA CADA ARQUIVO DENTRO DELAS	120
B.3	CÓDIGO UTILIZADO PARA A OBTENÇÃO DA FFT	120
	APÊNDICE C – CURVAS DE POTÊNCIA	122

1 INTRODUÇÃO

Costuma-se dizer que a maior parte da matéria visível no Universo encontra-se em estado de plasma, o que é uma estimativa razoável, tendo em vista o fato de que o interior e a atmosfera das estrelas, nebulosas e grande parte do hidrogênio interestelar são plasmas (CHEN, 1974). Mas além destes que ocorrem de maneira natural, aos quais pode-se adicionar os relâmpagos, o brilho suave das auroras polares e os cinturões de Van Allen, os plasmas podem ser fabricados pelos humanos e são explorados em uma ampla gama de aplicações, incluindo modificações de superfície, remediação ambiental e cada vez mais em biotecnologias e medicina, para citar alguns (WELTMANN et al., 2019).

Os plasmas mais comuns gerados em laboratório são aqueles em baixa pressão, entretanto desenvolvimentos mais recentes buscam a geração de plasmas à pressão atmosférica, preferencialmente com ar ambiente como gás de trabalho, que forneçam a mesma qualidade e características dos sistemas de baixa pressão. Espera-se que isso reduza significativamente os custos de investimento e manutenção, uma vez que a geração de plasmas em baixa pressão exige a aquisição de bombas e câmaras de vácuo, que a depender da aplicação pretendida, são de custos bem altos. No entanto, em condições atmosféricas no ar ambiente, a química e a física do plasma são muito diferentes dos bem estudados plasmas de gases nobres de baixa pressão, e muitas pesquisas ainda são necessárias para que os plasmas nestas condições forneçam os mesmos resultados e qualidades que os processos de plasma de baixa pressão (WELTMANN et al., 2019).

Dentre as configurações possíveis para a geração de plasmas em pressão atmosférica, destaca-se o *jato de plasma*. Para aplicações tecnológicas, este termo refere-se aos dispositivos capazes de expelir o plasma gerado entre seus eletrodos ao ambiente aberto, seja por meio de fluxos de gás ou da geometria do campo elétrico. Com estes dispositivos o plasma não permanece confinado no reator, não havendo, portanto, limitação no tamanho do objeto a ser tratado e podendo ser utilizados para tratamento direto (LIU et al., 2012). Sendo assim, tem-se que a utilização de jatos de plasma em pressão atmosférica tem sido cada vez mais estudada, devido às facilidades que estes sistemas apresentam em relação a reatores convencionais de tratamento a plasma.

Esta dissertação resultou, justamente, do intuito de acrescentar a linha de pesquisa em jatos de plasma em pressão atmosférica ao Laboratório de Plasmas, Filmes e Superfícies (LabPlasma) da UDESC de Joinville, que tem se dedicado há mais de 20 anos a estudos em física aplicada à ciência dos materiais, mais especificamente, no tratamento de superfícies e na deposição de filmes finos.

1.0.1 Organização

Quanto à organização dos capítulos, segue-se que: no capítulo 2 é apresentada a revisão bibliográfica, sendo reservada aos conceitos teóricos fundamentais para o desenvolvimento da

pesquisa; no capítulo 3, são apresentadas informações sobre os procedimentos experimentais adotados durante a pesquisa, incluindo os detalhes dos equipamentos utilizados e as condições experimentais; no capítulo 4 os resultados obtidos e algumas discussões são apresentadas; o capítulo 5 é destinado às considerações finais; e o capítulo 6, às sugestões de trabalhos futuros. Por fim, são listadas as referências bibliográficas utilizadas, bem como alguns apêndices complementares ao trabalho.

1.0.2 Objetivos

O objetivo geral deste trabalho é o desenvolvimento de um jato de plasma em pressão atmosférica. Para tanto, os seguintes objetivos específicos foram determinados:

- a) construir o equipamento de geração do jato de plasma, realizando testes de estabilidade e acurácia das medidas;
- b) realizar a caracterização elétrica do jato de plasma, por meio de análises sobre formas de onda de tensão e corrente;
- c) realizar a caracterização óptica do jato de plasma, utilizando espectroscopia de emissão óptica e fotografias;
- d) realizar a caracterização térmica de jato de plasma, utilizando uma sonda calorimétrica para análises de temperatura e fluxo de energia.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 O PLASMA

2.1.1 Definição

O termo “plasma” foi introduzido pela primeira vez por Irving Langmuir, em seu artigo *Oscillations in ionized gases* (LANGMUIR, 1928). De modo geral, define-se o plasma como um gás totalmente ou parcialmente ionizado, ou seja, consiste de elétrons, íons e espécies neutras no estado fundamental ou excitadas (TENDERÓ et al., 2006). Porém, nem todo gás ionizado pode ser considerado um plasma, certas condições devem ser satisfeitas.

O plasma é constituído por partículas carregadas livres e, à medida que se movem, concentrações locais de carga positiva e negativa podem ser geradas. Seus movimentos também produzem correntes elétricas e, consequentemente, campos magnéticos, que, por sua vez, afetam outras partículas carregadas ao seu redor. Assim, um comportamento coletivo surge como resultado. E por causa deste comportamento coletivo, o plasma tende a não ser afetado por influências externas (CHEN, 1974). Para que possam blindar de modo eficaz quaisquer campos eletrostáticos, por exemplo, as partículas carregadas se organizam dentro de uma distância da ordem do *comprimento de Debye* (BITTENCOURT, 2004). Este parâmetro está relacionado à distância na qual a influência do campo elétrico de uma partícula é sentida por outra no plasma, sendo diretamente proporcional à raiz quadrada da temperatura do elétron T_e e inversamente proporcional à raiz quadrada da densidade de elétrons n_e , de acordo com

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

sendo ϵ_0 a permissividade elétrica no vácuo, k a constante de Boltzmann, e e a carga do elétron ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C). Deste modo, uma condição necessária para a existência de um plasma é que suas dimensões físicas sejam grandes em comparação a λ_D . Caso contrário, não haverá espaço suficiente para que ocorra o efeito de blindagem coletiva. Se L é a dimensão característica do plasma, a *primeira condição* para a definição de um plasma é, portanto,

$$L \gg \lambda_D. \quad (2)$$

É conveniente definir a *esfera de Debye* como uma esfera, no interior de um plasma, com raio λ_D . Levando isso em conta, cada partícula individual possui uma esfera de Debye e, além dela, outras partículas não são influenciadas. Agora, visto que o efeito de blindagem é resultado do comportamento coletivo das partículas, é necessário, para a existência de uma plasma, que o número de elétrons no interior de uma esfera de Debye seja grande. Então, sendo o número de elétrons N_D dentro de uma esfera de Debye dado por

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{3/2}, \quad (3)$$

a *segunda condição* para a definição de um plasma torna-se

$$\lambda_D^3 n_e \gg 1, \quad (4)$$

ou ainda,

$$N_D \gg 1. \quad (5)$$

Da primeira condição, resulta a neutralidade macroscópica do plasma, ou “quase neutralidade”, quando a densidade de elétrons (n_e) é igual ou próxima a densidade de íons (n_i), uma vez que os desvios da neutralidade podem ocorrer somente em distâncias da ordem de λ_D (BITTENCOURT, 2004). E, apesar da quase neutralidade não ser um resultado independente, por vezes é considerada uma *terceira condição*.

Quando o plasma é instantaneamente desviado de seu estado de equilíbrio, os campos elétricos internos resultantes deste desvio resultam no movimento coletivo das partículas, que tendem a restaurar a neutralidade inicial. Estes movimentos coletivos ocorrem com uma frequência característica, conhecida como *frequência do plasma*, dada por

$$\omega_p = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right). \quad (6)$$

sendo m_e a massa do elétron. Porém, colisões com partículas neutras tendem a amortecer essas oscilações coletivas, fazendo com que suas amplitudes gradualmente diminuam. Dessa forma, para que essas colisões sejam apenas ligeiramente amortecidas, é necessário que a frequência de colisão (v_c) seja menor do que a frequência do plasma (v_p), isto é,

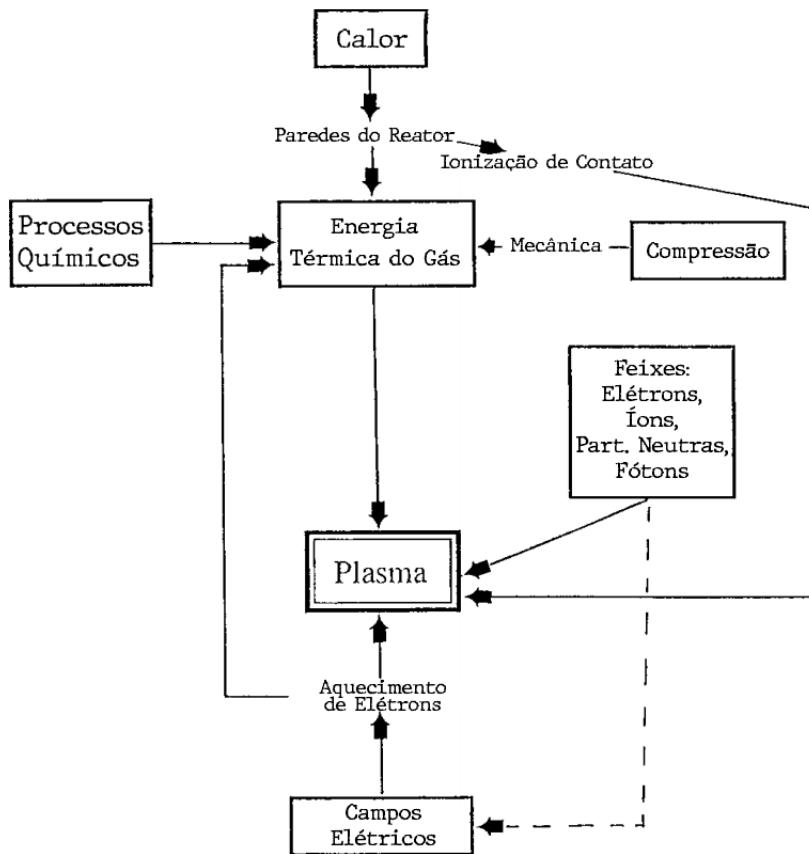
$$\frac{\omega_p}{2\pi} = v_p > v_c, \quad (7)$$

Senão, os elétrons não se comportariam de maneira coletiva, mas forçados pelas colisões a estarem em equilíbrio com as partículas neutras (BITTENCOURT, 2004). Assim, tem-se que a relação (7) é a *quarta condição* para a existência do plasma, uma vez que é necessária para que o gás se comporte como um plasma em vez de um gás neutro.

2.1.2 Geração do plasma

O plasma, sendo um gás ionizado, pode ser gerado fornecendo-se energia a um determinado gás (CONRADS; SCHIMIDT, 2000), podendo esta energia ser térmica, ou transportada por correntes elétricas ou radiações eletromagnéticas (TENDEROL et al., 2006), como mostra a Figura 1.

Figura 1 – Princípios da geração de plasma.



Fonte: Adaptado de (CONRADIS; SCHIMIDT, 2000).

Em laboratório, o método mais utilizado para a geração de plasma consiste na aplicação de um campo elétrico em um determinado gás (CONRADIS; SCHIMIDT, 2000). Para gerar o plasma, contudo, a tensão de ruptura do gás deve ser excedida, fazendo que ele perca suas propriedades dielétricas e torne-se um condutor (NEHRA; KUMAR; DWIVEDI, 2008).

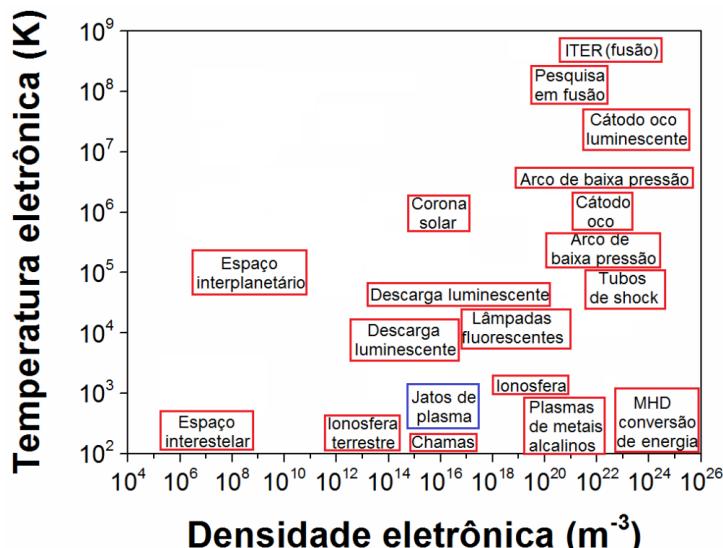
Qualquer gás tem em sua composição alguns elétrons e íons livres, formados, por exemplo, da interação com raios cósmicos ou radiações de alta energia, e que são acelerados na presença de um campo elétrico. Estas partículas livres, por sua vez, colidem com átomos e moléculas presentes no gás ou nas superfícies dos eletrodos, causando avalanches de partículas carregadas. Assim que o campo é desativado, a ionização decai gradualmente devido à recombinação, até atingir um valor de equilíbrio consistente com a temperatura do meio (BITTENCOURT, 2004).

Os elétrons, por serem mais leves em comparação aos íons, têm alta mobilidade e absorvem de modo mais eficiente a energia fornecida pelo campo elétrico, e, portanto, têm uma temperatura mais elevada que a dos íons. Contudo, em situações em que a frequência de colisão entre elétrons e íons é alta, pode-se chegar ao equilíbrio térmico.

2.1.3 Classificação

Dependendo do tipo de fonte de energia e da quantidade de energia transferida para o plasma, suas propriedades mudam, em termos da densidade eletrônica (n_e) e da temperatura eletrônica (T_e) (TENDERÓ et al., 2006). Estes são dois parâmetros que permitem classificar os diferentes tipos de plasmas, como mostra a Figura 2. Na física de plasmas, o termo *temperatura eletrônica*, dado usualmente em eV, se refere ao produto kT_e (SAGÁS, 2009). Assim, 1 eV corresponde a cerca de 11600 K.

Figura 2 – Classificação dos tipos de plasma em função da densidade e temperatura eletrônicas.



Fonte: Reproduzido de (NISHIME, 2015)

De modo geral, pode-se classificar os plasmas em duas categorias: “plasmas quentes” e “plasmas frios”. E esta classificação pode ser melhor entendida ao considerar outro importante parâmetro no estudo de plasmas, que é o *grau de ionização*, i.e., a razão entre a quantidade de partículas carregadas e de partículas neutras.

Os plasmas quentes são plasmas *totalmente ionizados*, ou seja, são gerados quando quantidades de energia muito grandes são transferidas a um gás, resultando no equilíbrio térmico de todas as espécies do meio (elétrons, íons e partículas neutras). Exemplos de plasmas quentes são aqueles observados em estrelas e reatores de fusão nuclear.

Já os plasmas frios, possuem temperaturas mais baixas e se encontram parcialmente ionizados. Estes são amplamente utilizados principalmente na indústria de polímeros e eletrônicos, mas nos últimos anos suas aplicações têm se expandido rapidamente para o tratamento de dispositivos biomédicos e materiais biológicos, incluindo alimentos (PANKAJ; KEENER, 2017). Ainda, os plasmas frios podem ser subdivididos em *plasmas térmicos*, ou plasmas em equilíbrio termodinâmico local, e *plasmas não-térmicos*, ou plasmas fora do equilíbrio termodinâmico.

Nos plasmas térmicos, a temperatura dos elétrons, íons e partículas neutras são próximas ou iguais. São caracterizados por uma elevada temperatura do gás ($\sim 3000 - 10000$)K e alta

condutividade elétrica. Nestes sistemas, o processo de ionização se dá principalmente por colisões e não por processos radiativos (TENDERÓ et al., 2006). Deste modo, uma vez que a transferência de energia para o gás é basicamente térmica (por meio de colisões), todos os graus de liberdade das moléculas são excitados, não havendo seletividade química, ou seja, não é possível privilegiar a estimulação de reações químicas específicas (SAGÁS, 2009).

Os plasmas não-térmicos, por sua vez, são caracterizados por várias temperaturas diferentes relacionadas a diferentes partículas do plasma e diferentes graus de liberdade, sendo que a temperatura dos elétrons excede significativamente a das partículas pesadas. E, embora a relação entre diferentes temperaturas em plasmas não-térmicos possa ser bastante sofisticada, ela pode ser convencionalmente apresentada como (FRIDMAN, 2008):

$$T_e > T_v > T_r \approx T_i \approx T_0. \quad (8)$$

Sendo T_e a temperatura dos elétrons, T_v e T_r as temperaturas de excitação vibracional e rotacional das moléculas, respectivamente, e T_i e T_0 as temperaturas dos íons e das partículas neutras, de modo recíproco.

Deste modo, a energia fornecida é canalizada sobretudo aos elétrons, tornando-os os principais responsáveis pela dinâmica e a química nestes plasmas, enquanto os íons e partículas neutras podem permanecer à temperatura ambiente ou próximo dela. Essa característica oferece a possibilidade de usar plasmas não-térmicos para o tratamento de materiais sensíveis ao calor, incluindo polímeros e tecidos biológicos (NEHRA; KUMAR; DWIVEDI, 2008).

Ainda, os plasmas não-térmicos podem ser descritos por meio de somente duas temperaturas: a dos elétrons (T_e) e a das partículas pesadas (T_p). Dada a enorme diferença de massa entre os elétrons e as partículas pesadas, a temperatura do gás (T_g) é fixada por T_p (TENDERÓ et al., 2006).

Abaixo, na Tabela 1, encontra-se as principais características dos diferentes tipos de plasmas.

Tabela 1 – Classificação dos tipos de plasmas.

	Plasmas Quentes	Plasmas Frios	
		Térmicos	Não-Térmicos
Propriedades	$T_e \approx T_i \approx T_g$ $T_g \gtrsim 10^7 \text{ K}$	$T_e \geq T_i \approx T_g$ $T_g \lesssim 10^6 \text{ K}$	$T_e \gg T_i \approx T_g$ $T_g \approx 300 - 10^3 \text{ K}$
Exemplos	Estrelas, reatores de fusão nuclear	Plasmas de arco, tochas de plasma	Descarga corona, DBD, jatos de plasma.

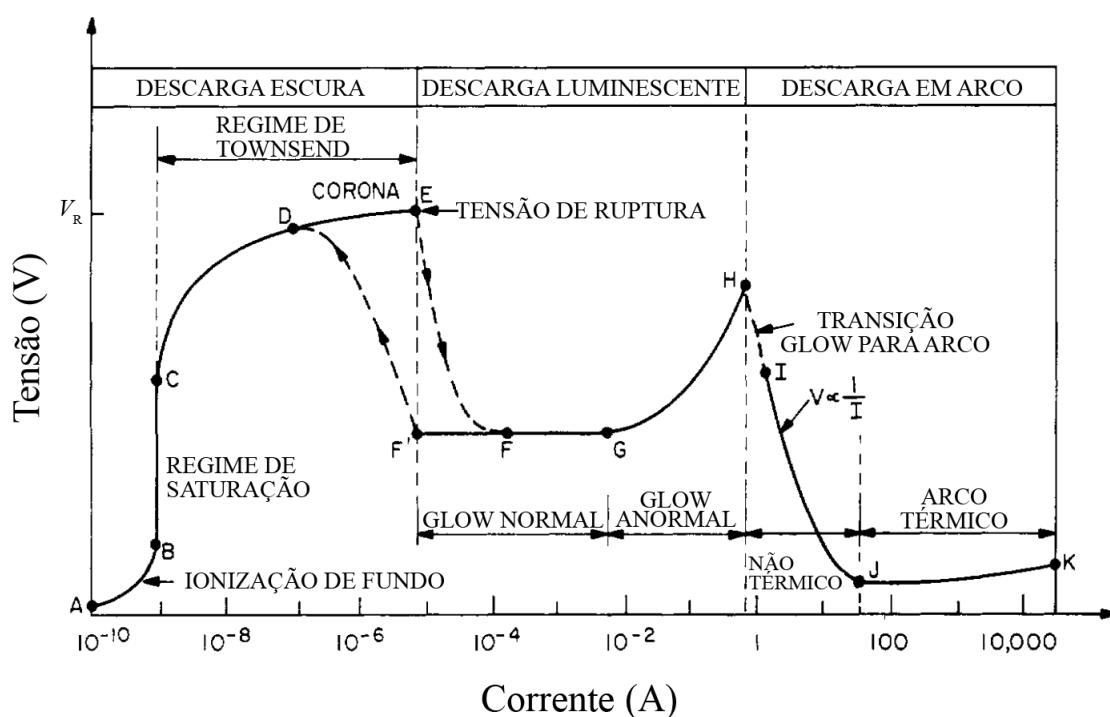
Fonte: Adaptado de (HIPPLER et al., 2008).

2.1.4 Descargas elétricas em gases

As descargas podem ser classificadas como descargas DC, descargas AC ou descargas pulsadas, com base no comportamento temporal do campo elétrico que as mantém. As características espaciais e temporais de um plasma dependem, em grande parte, da aplicação particular para a qual o plasma será usado (CONRADS; SCHIMIDT, 2000).

Diferentes tipos de descargas e plasmas podem ser obtidos dependendo da tensão e da corrente aplicadas (CONRADS; SCHIMIDT, 2000). Para uma descarga DC em baixa pressão, obtém-se a curva característica apresentada da Figura 3.

Figura 3 – Relação característica de tensão e corrente para uma descarga DC em baixa pressão.

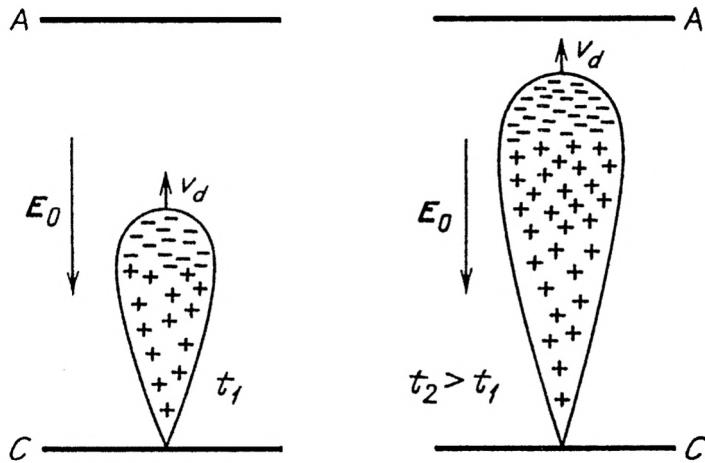


Fonte: Adaptado de (ROTH, 1995)

Esta descarga pode ser dividida em três regiões, são elas: descarga escura ou descarga de Townsend, descarga luminescente e descarga em arco.

A descarga de Townsend é caracterizada por correntes muito pequenas, até a ordem de 10^{-6} A, e distribuição uniforme do campo elétrico por toda a região da descarga (GUDMUNDSSON; HECIMOVIC, 2017). A descarga não é luminosa: a densidade de átomos excitados, que emitem luz visível, é pequena. Neste regime ocorre o primeiro elemento de qualquer ruptura, a avalanche de elétrons. O processo de ruptura começa a partir de um pequeno número de elétrons livres presentes no gás, estes ganham energia do campo elétrico e a usam para ionizar átomos e moléculas ao seu redor. Isso leva a um crescimento exponencial de íons e elétrons livres ao longo do caminho entre os eletrodos – uma *avalanche*. O formato e distribuição de cargas de uma avalanche de elétrons pode ser visualizada na Figura 4.

Figura 4 – Formato e distribuição de cargas de uma avalanche de elétrons em dois tempos consecutivos. As setas indicam as direções do campo elétrico externo (E_0) e da velocidade (v_d) da frente da avalanche.



Fonte: Reproduzido de (RAIZER, 1991)

Uma vez que ocorre a ruptura do gás, a descarga torna-se *autossustentada*, o gás torna-se *luminescente*. Os íons do plasma são acelerados em direção ao eletrodo negativo e, à medida que os íons bombardeiam o eletrodo, elétrons secundários são emitidos e acelerados para longe do eletrodo, excitando e ionizando mais átomos. Deste modo, mais íons estão disponíveis para bombardear o eletrodo negativo e criar mais elétrons secundários. Quando o número de elétrons gerados é alto o bastante para a geração de íons suficientes para a produção do mesmo número de elétrons, diz-se que a descarga é *autossustentada* (GUDMUNDSSON; HECIMOVIC, 2017). Já a excitação causada do impacto de elétrons colidindo com átomos e íons, seguida de desexcitações por emissão da radiação, é responsável pela luminescência característica da descarga luminescente.

No regime chamado de *glow* normal, a tensão permanece constante enquanto a corrente aumenta, até a ordem de 10^{-2} A (GUDMUNDSSON; HECIMOVIC, 2017). À medida em que a corrente aumenta, chega-se ao regime *glow* anormal, onde a tensão aumenta com a corrente. Finalmente, em correntes muito altas, acima de 10^{-1} A, a descarga sofre transição irreversível para regime de arco (transição de *glow* para arco) (CONRADS; SCHIMIDT, 2000).

Os primeiros estudos relacionados às condições de ruptura em gases com diferentes pressões foram realizados por Friedrich Paschen (PASCHEN, 1889). Como resultado, obteve a conhecida *lei de Paschen* que, para um reator DC de placas paralelas separadas por uma distância d , descreve a tensão de ruptura V_r em função do produto da distância d com a pressão do gás p , i.e., $V_r = f(pd)$. De forma explícita, a lei de Paschen é escrita como

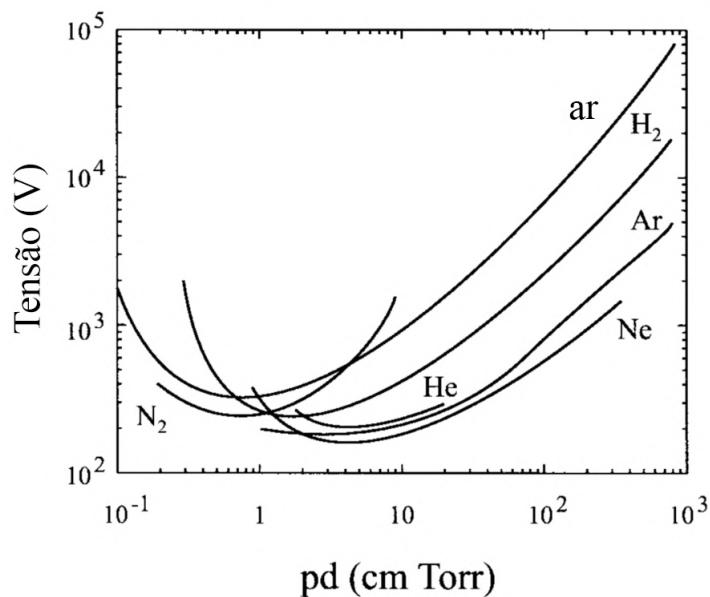
$$V_r = \frac{B(p \cdot d)}{\ln[A(p \cdot d)] - \ln[\ln(1 + 1/\gamma_{ees})]} \quad (9)$$

onde A e B são constantes obtidas experimentalmente, e γ_{ees} é o coeficiente de emissão de elétrons secundários, que é o número de elétrons emitidos do cátodo por íon incidente ou fóton.

As curvas de Paschen (ver Figura 5), obtidas pela Equação 9, para diferentes gases têm aproximadamente a mesma forma, mas são deslocadas umas das outras (NEHRA; KUMAR; DWIVEDI, 2008). Ainda, observa-se que as curvas têm um formato côncavo para cima, o que indica que há, de fato, um valor para o produto pd em que a tensão de ruptura é mínima. Para ambos os lados deste valor mínimo, a tensão de ruptura aumenta.

Para altos valores de pd , o livre caminho médio é baixo em comparação com a distância que os elétrons devem viajar, fazendo com que a taxa de colisões seja muito alta e os elétrons não adquiram energia suficiente para ionizar ao longo do caminho exigindo, portanto, um aumento da tensão fornecida para causar a ruptura (BÁRDOS; BARÁNKOVÁ, 2010); e para baixos valores de pd , o livre caminho médio pode se tornar longo em comparação com o espaço entre os eletrodos, fazendo com que a quantidade de colisões seja muito baixa, não havendo colisões ionizantes o suficiente, o que exige um aumento do campo elétrico (tensão de ruptura) para aumentar a probabilidade de ionização.

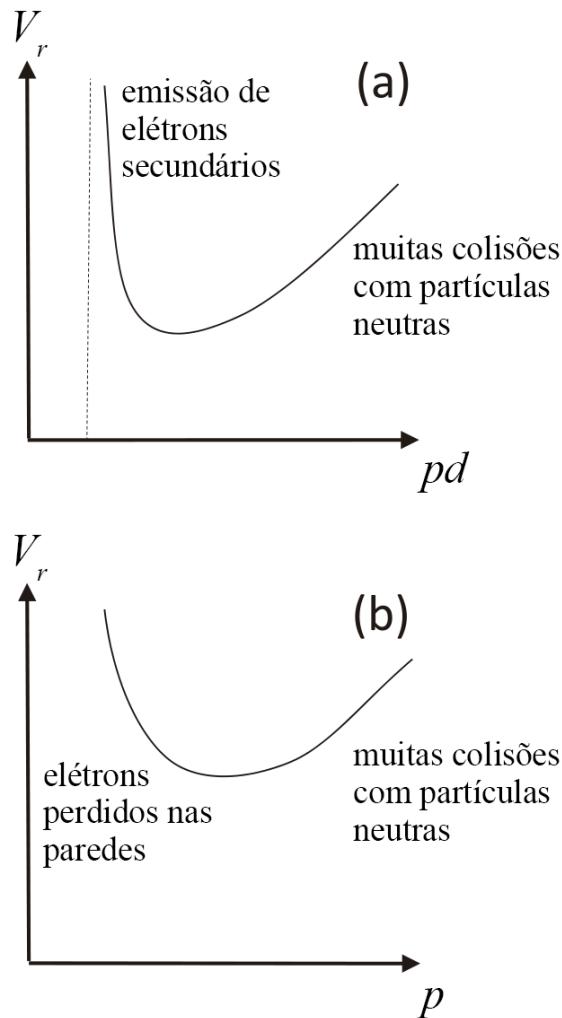
Figura 5 – Tensão de ruptura em diferentes gases como função da pressão p e da distância d para eletrodos de placas paralelas.



Fonte: Adaptado de (SCHUTZE et al., 1998)

É visto que o formato das curvas de Paschen em descargas AC, na faixa de MHz (campos RF, "rádio-freqüência"), é similar ao das descargas DC (ver Figura 6). Em ambos os casos, há um valor mínimo da tensão de ruptura, contudo, enquanto a tensão de ruptura é função de pd para descargas DC, em campos RF esta é função somente de p (KEUDELL; GATHEN, 2017). Em estudos relatados por (PARK et al., 2001), mostram que a tensão de ruptura em descargas AC (dada em valores V_{rms}), que depende do gás, diminui com a frequência devido a uma mudança no mecanismo de perda dos elétrons.

Figura 6 – (a) Curva de Paschen para a tensão de ruptura em campos DC. (b) Curva de Paschen para a tensão de ruptura em campos RF.



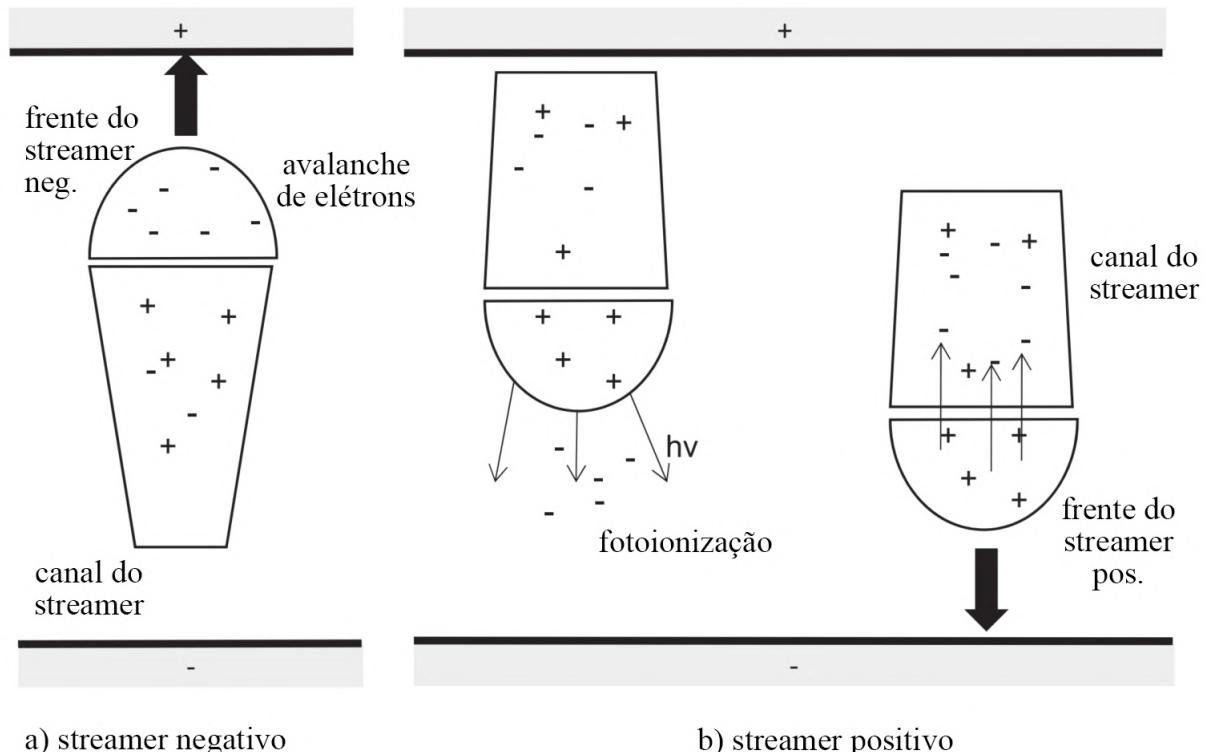
Fonte: Adaptado de (KEUDELL; GATHEN, 2017)

A lei de Paschen, contudo, não fornece uma descrição válida para a ruptura em altas pressões. Outro mecanismo de ruptura, chamado de *streamer*, ocorre com grandes distâncias entre os eletrodos e em altas pressões. Pode-se dizer que *streamers* são canais estreitos moderadamente ionizados, gerados a partir de uma avalanche primária em densidades altas e em um campo elétrico suficientemente forte (RAIZER, 1991).

Em altas pressões, um número muito grande de portadores de carga é gerado em uma avalanche e um *streamer* se desenvolve. Devido à alta densidade eletrônica local, o campo elétrico externo é significativamente distorcido pela frente da avalanche. Como consequência, a ionização não é mais dominada pelo campo elétrico externo, mas pelas cargas na própria frente da avalanche. O critério de Meek, o qual exprime a condição para a avalanche se transformar em *streamer*, é de que o campo elétrico local seja aproximadamente igual ao campo externo aplicado (DENGMING, 2016). Assim, os elétrons seguem este alto campo elétrico local, levando a uma propagação que é muito mais rápida do que no caso DC em baixas pressões (KEUDELL;

GATHEN, 2017). A estrutura espacial dos *streamers* é ilustrada na Figura 7.

Figura 7 – Propagação de *streamers* negativos e positivos: (a) um *streamer* negativo consiste em uma avalanche de elétrons, onde a ionização é governada pelo intenso campo elétrico local na frente do *streamer*; (b) Um *streamer* positivo é governado por uma avalanche de elétrons que é iniciada por fotoionização além da frente do *streamer* em direção ao cátodo. Esses elétrons são atraídos para o canal do *streamer*, deixando para trás uma nuvem de íons carregada positivamente que se propaga em direção ao cátodo.

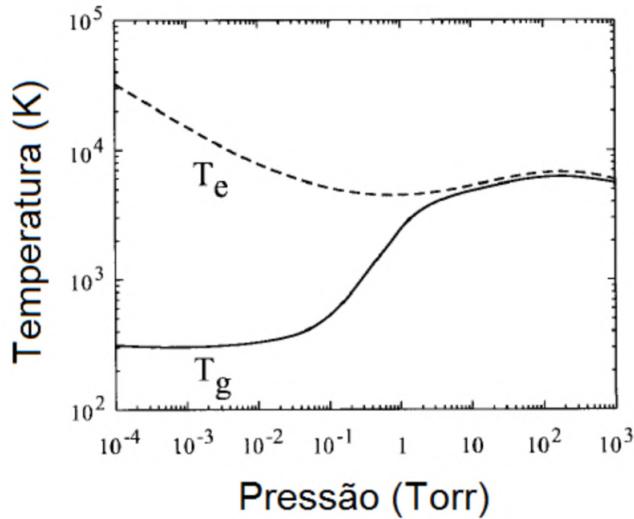


Fonte: Adaptado de (KEUDELL; GATHEN, 2017)

2.2 PLASMAS EM PRESSÃO ATMOSFÉRICA

Um parâmetro muito importante a ser destacado é a pressão do gás, já que este pode determinar o tipo de plasma que será gerado, como ilustra a Figura (8). Em um gás fracamente ionizado em baixa pressão, a taxa de colisão entre os elétrons e as partículas neutras é insuficiente para levar o plasma ao equilíbrio térmico (SCHUTZE et al., 1998). Porém, como consequência do aumento da pressão, a taxa de colisão aumenta, de modo a ocorrer trocas efetivas de energia entre as espécies presentes, levando o plasma ao equilíbrio térmico.

Figura 8 – Temperatura do gás (T_g) e temperatura dos elétrons (T_e) em função da pressão.



Fonte: Adaptado de (SCHUTZE et al., 1998)

A partir do século 20, plasmas não-térmicos à baixa pressão tornaram-se uma tecnologia industrial amplamente utilizada para o revestimento de materiais e tem sido aplicada às áreas de microeletrônica, maquinaria, óptica etc (BÁRDOS; BARÁNKOVÁ, 2008). Contudo, os principais obstáculos deste método são as restrições impostas pela necessidade de ambientes de baixa pressão ou vácuo para sustentar o plasma, onde equipamentos de valor elevado e de volume limitado são utilizados (WELTMANN et al., 2019).

Como consequência das limitações dos plasmas não-térmicos em baixa pressão, tem havido um grande interesse em substituí-los por abordagens em pressão atmosférica, de preferência utilizando gases de baixo custo, como o ar ambiente, CO₂ e vapores de água. Espera-se que o desenvolvimento de fontes de plasma em pressão atmosférica reduzam significativamente os custos de investimento e manutenção, uma vez que é eliminada a necessidade de câmaras de vácuo e gases especiais. Contudo, em plasmas à pressão atmosférica a química e a física do plasma são muito mais complicadas, e muitas pesquisas ainda são necessárias para que forneçam os mesmos resultados e qualidades dos processos de plasma em baixa pressão (WELTMANN et al., 2019)).

Obter um plasma não-térmico em pressão atmosférica pode ser uma tarefa difícil, uma vez que a alta taxa de colisão entre os elétrons e as partículas mais pesadas faz com que os elétrons percam sua energia em um curto período. Ainda, caso um gás molecular esteja presente, os elétrons podem transferir rapidamente sua energia para os estados de rotação e vibração molecular, fazendo com que a eficiência de ionização seja ainda mais baixa (LU; LAROUSSI; PUECH, 2012). Além disso, dado que moléculas absorvem energia adicional em comparação a átomos individuais, em gases moleculares as descargas filamentares são mais comuns (BÁRDOS; BARÁNKOVÁ, 2010), o que resulta em processos localizados e não generalizados. Deste modo, certas medidas são necessárias para gerar um plasma não-térmico em pressão atmosférica, a

seguir estão algumas delas:

1. **Uso de campos AC de alta frequência ou pulsados de curta duração.** Como visto anteriormente, em pressões altas a taxa de colisão entre os elétrons e as partículas neutras é alta também, o que faz a geração de um plasma não-térmico com um simples campo DC ser quase impossível. Contudo, descargas de alta frequência agem predominantemente em elétrons, dada as diferentes mobilidades dos elétrons e das partículas pesadas. Deste modo, os campos AC de alta frequência ou pulsados de curta duração podem fornecer energia seletivamente para os elétrons, permitindo um plasma não-térmico em gases em altas pressões.
2. **Revestir os eletrodos com barreiras dielétricas.** Ao fazer isso, a não ser que o campo elétrico seja alto o suficiente para causar a ruptura do gás, somente correntes de deslocamento são geradas (BÁRDOS; BARÁNKOVÁ, 2010). Assim, a barreira dielétrica pode limitar a corrente e evitar a formação de filamentos com os quais estão associados sobreaquecimento local, ruído e ondas de choque locais (CASTRO, 2017).
3. **Uso de fluxos de gás intensos.** O fluxo de gás controla o tempo de permanência das partículas no plasma e os valores de potência por partícula. Além disso, é visto que o fluxo de gás contribui com um efeito de resfriamento (WANG et al., 2007). Contudo, estudos também mostram que a geração do plasma tem uma forte influência nas propriedades do fluxo de gás (GHASEMI et al., 2013; ROBERT et al., 2014), sendo necessárias, portanto, certas restrições a depender do equipamento utilizado.
4. **Uso de eletrodos com geometria pontiaguda.** Em eletrodos pontiagudos o campo elétrico local é intensificado, permitindo a diminuição da tensão de ruptura e estabilizando a descarga sobre a superfície do eletrodo (BÁRDOS; BARÁNKOVÁ, 2010). No entanto, com esta geometria o surgimento de arcos é favorecido e a potência aplicada deve ser controlada.
5. **Seleção de gases adequados.** O uso de hélio é um exemplo, já que este, devido ao seu pequeno diâmetro (2,8 Å) e, portanto, longo livre caminho médio em comparação com outros gases, ajuda a sustentar a descarga em pressão atmosférica (BÁRDOS; BARÁNKOVÁ, 2010).

Mas, é claro, que para suprimir de forma efetiva os filamentos e formar um plasma atmosférico não-térmico de maneira uniforme, geralmente se requer combinações de vários dos métodos descritos acima. E dentre as configurações possíveis para se produzir um plasma com tais características, destacam-se duas delas: a descarga corona e a descarga por barreira dielétrica (DBD).

2.2.1 Descarga corona

A descarga corona foi a primeira a ser utilizada para a geração de plasmas não-térmicos em pressão atmosférica (NEHRA; KUMAR; DWIVEDI, 2008). É uma descarga elétrica que ocorre em pressão atmosférica ou próximo a ela, aparecendo perto de eletrodos em forma de fios de pequeno diâmetro, pontas ou bordas afiadas, onde o campo elétrico é suficientemente grande para a ocorrência da ruptura do gás ao seu redor. Pode ser observada no ar em torno de linhas de transmissão de alta tensão, em torno de pára-raios e até mastros de navios, onde é chamada de “Fogo de Santelmo” (FRIDMAN; CHIROKOV; GUTSOL, 2005), como ilustrado na Figura 9.

Figura 9 – Fogo de Santelmo nos mastros de um barco

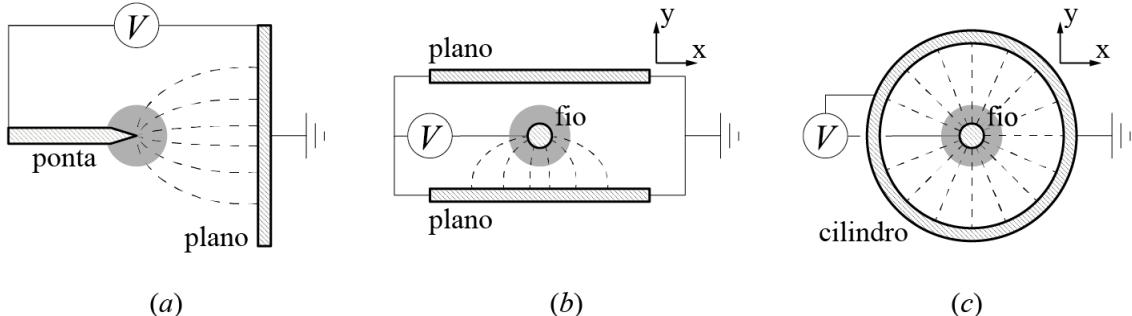


Fonte: Reproduzido de (WIKIPÉDIA, 2021)

Em laboratório, faz-se o uso de eletrodos de geometrias não-homogêneas, como apresentado na Figura 10. Deste modo, são descargas não-uniformes que se originam na região de campo elétrico intenso perto do eletrodo pontiagudo, e que se espalham em direção ao outro eletrodo (NEHRA; KUMAR; DWIVEDI, 2008). Além disso, uma vez que a região em que o campo elétrico é suficientemente grande é curta, a ionização e a luminosidade estão localizadas principalmente próximo ao eletrodo pontiagudo (EHLBECK et al., 2010), de forma que o volume exposto à ação da corona é muito menor que o volume entre os eletrodos (ELIASSON; KOGELSCHATZ, 1991). Assim, após geradas nessa pequena região, as partículas carregadas são arrastadas pelo campo elétrico de um eletrodo para o outro, fechando o circuito elétrico (FRIDMAN; CHIROKOV; GUTSOL, 2005).

As descargas corona podem ser geradas com uma tensão relativamente alta e operadas em modo DC, AC ou pulsado. Contudo, caso a tensão aumente demais, é possível que ocorra a ruptura da região restante da descarga e se forme um *spark* (FRIDMAN; CHIROKOV; GUTSOL, 2005), um canal condutor que liga ambos os eletrodos.

Figura 10 – Algumas configurações típicas para a geração da descarga corona. Tem-se em (a) a configuração *ponta-plano*, em (b) *fio-plano* e em (c) *fio-cilindro*. As linhas tracejadas dizem respeito às linhas do campo elétrico, enquanto que a região circular em cinza é relativa ao volume exposto à ação da descarga.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

O mecanismo de sustentação da ionização na região próxima do eletrodo pontiagudo depende de sua polaridade (MOREAU, 2007). A configuração em que este eletrodo possui um potencial positivo chama-se *corona positiva*, enquanto que a configuração em que o potencial é negativo chama-se *corona negativa*. A corona negativa geralmente se propaga por ionização de impacto com as moléculas do gás, enquanto que a corona positiva depende mais da fotoionização para sua propagação (CHANG; LAWLESS; YAMAMOTO, 1991).

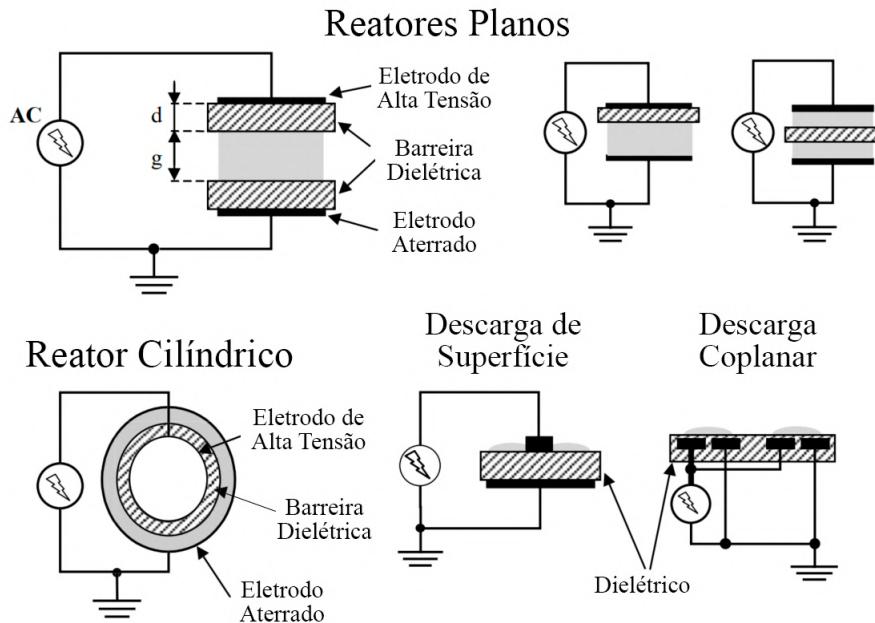
A descarga corona é aplicável a uma vasta gama de aplicações industriais diferentes, como tratamentos de superfície, precipitação eletrostática, descontaminação biológica e na geração de ozônio para desinfecção de água (EHLBECK et al., 2010).

2.2.2 Descarga por barreira dielétrica (DBD)

Há mais de um século que DBDs, ou descargas silenciosas, são conhecidas: Werner Siemens conduziu as primeiras investigações experimentais em 1857 (SIEMENS, 1857). De modo geral, são caracterizadas pela presença de pelo menos uma camada de algum dielétrico em contato com a descarga entre dois eletrodos conectados a uma fonte de alimentação de tensão alternada ou pulsada (BRANDT et al., 2016; BRUGGEMAN; IZA; BRANDENBURG, 2017; KOGELSCHATZ, 2002). Por meio destas descargas, inclusive, podem ser obtidos plasmas não-térmicos em pressão atmosférica de forma econômica e confiável (KOGELSCHATZ, 2002).

As configurações mais comuns de DBDs são as de geometria plana e cilíndrica, mas existem ainda outros tipos, como é visto na Figura 11. A região entre o dielétrico e o eletrodo, bem como a região entre dois dielétricos, é onde o plasma é gerado, e é conhecida como “gap da descarga” (g).

Figura 11 – Algumas configurações típicas para a geração das DBDs.

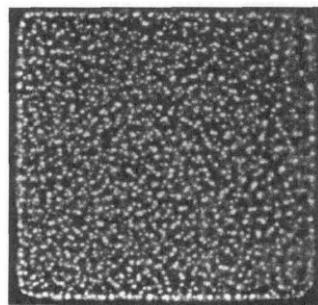


Fonte: Adaptado de (WAGNER et al., 2003).

Durante o desenvolvimento da descarga, os portadores de carga se acumulam na superfície do dielétrico, de forma a reduzir a intensidade do campo elétrico na região da descarga, interrompendo a passagem de corrente nesta posição após alguns nanosegundos (ELIASSON; KOGELSCHATZ, 1991). Como consequência, as DBDs não permitem a passagem de correntes DC e requerem tensões alternadas, ou correntes pulsadas, para seu funcionamento. Para transportar corrente (que não seja de deslocamento), o campo elétrico deve ser alto o suficiente para causar ruptura no gás (KOGELSCHATZ, 2003).

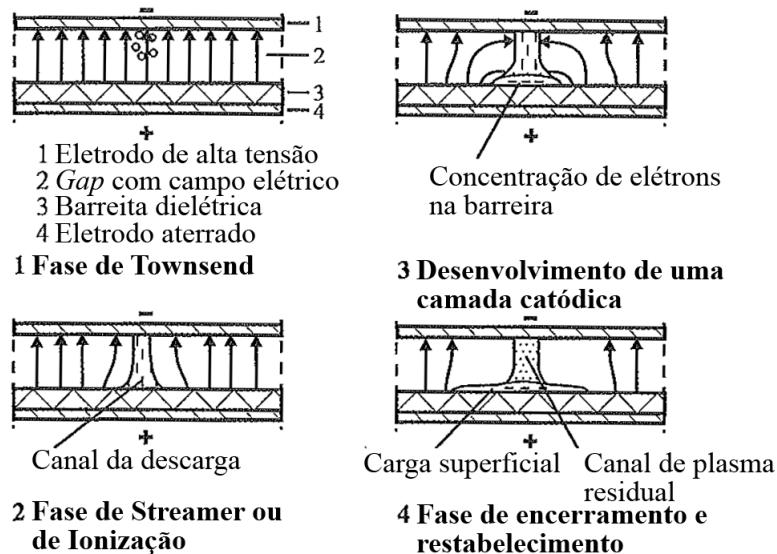
Muitas investigações mostram que, em pressão atmosférica, a ruptura ocorre em um grande número de filamentos de curta duração, conhecidos como *microdescargas* (BRANDT et al., 2016; KOGELSCHATZ, 2002). Com o aumento da tensão, um campo elétrico com intensidade suficiente para a ruptura do gás é alcançado. E uma vez que o campo se estende por toda a região entre os eletrodos, isso ocorre em cada posição do *gap* simultaneamente. Entretanto, dada a presença de elétrons livres estatisticamente distribuídos nesta região, avalanches começarão em certas posições, dando início ao primeiro estágio da descarga. Em seguida, as avalanches dão lugar a um *streamer* e um canal condutor é formado, o filamento (BRUGGEMAN; IZA; BRANDENBURG, 2017; KOGELSCHATZ; SALGE, 2008). Deste modo, surgirão diversas microdescargas isoladas e bem distribuídas, como se observa na Figura 12. A partir daí, as cargas são transferidas e se acumulam no dielétrico por meio deste canal, o que leva, por fim, à diminuição do campo elétrico e ao encerramento da descarga. Este processo pode ser visualizado na Figura 13.

Figura 12 – Imagem de microdescargas geradas em um *gap* de ar de 1 mm, fotografado através de um eletrodo transparente. Imagens como essa são conhecidas como "figuras de Lichtenberg".



Fonte: Reproduzido de (KOGELSCHATZ; ELIASSON; EGLI, 1997).

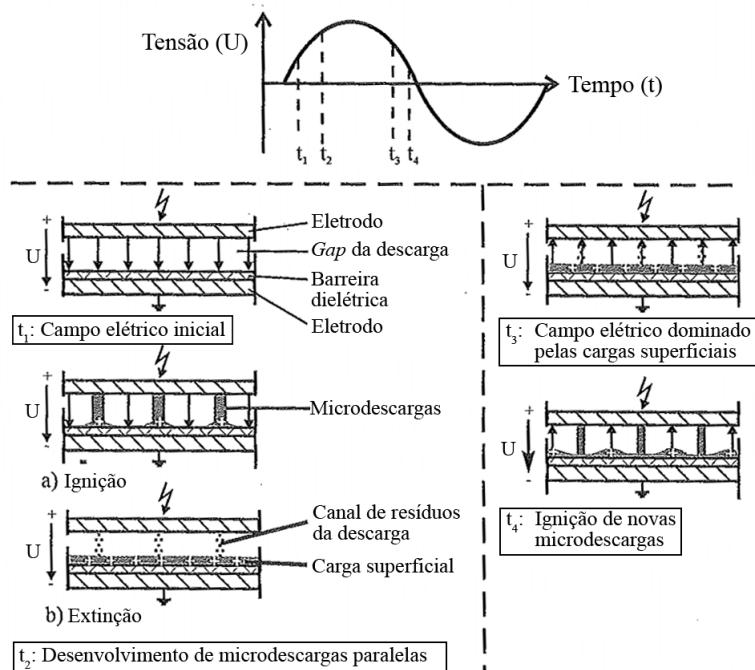
Figura 13 – Fases do desenvolvimento de uma microdescarga



Fonte: Adaptado de (KOGELSCHATZ; SALGE, 2008).

Para tensões alternadas, as microdescargas se desenvolvem de maneira cíclica, acompanhando o sentido do campo elétrico. Nesta situação, os canais há pouco extinguidos representam locais privilegiados para a ignição de novas microdescargas quando a tensão diminui, e a tensão no *gap* é dominada pelas “cargas de memória” depositadas na superfície no processo anterior (KOGELSCHATZ; SALGE, 2008). Um exemplo do comportamento das microdescargas em tensão alternada é visto na Figura 14.

Figura 14 – Evolução temporal de microdescargas geradas por uma tensão alternada de forma de onda senoidal.



Fonte: Adaptado de (KOGELSCHATZ; SALGE, 2008).

A principal vantagem das DBDs em relação à descarga corona, é que esta é capaz de combinar a alta pressão da descarga corona com o grande volume de excitação da descarga luminescente (ELIASSON; KOGELSCHATZ, 1991). Além disso, demonstram uma grande flexibilidade em relação à sua forma geométrica, composição da mistura de gás de trabalho e parâmetros de operação (por exemplo, tensão de alimentação, frequência da tensão de alimentação, pressão, fluxo de gás) (WAGNER et al., 2003). Desta maneira, as DBDs têm um imenso potencial e são amplamente utilizadas em um grande número de aplicações técnicas. As aplicações industriais incluem geração de ozônio, controle de poluição, tratamento de superfície, lâmpadas fluorescentes sem mercúrio e telas planas de plasma (BRANDENBURG, 2017; KOGELSCHATZ, 2003).

As limitações destes reatores estão relacionadas ao comprimento do *gap*: a espessura das amostras a serem tratadas é limitada ao comprimento do *gap*. Assim, amostras de grandes espessuras ou com superfícies irregulares não podem ser tratadas facilmente com as DBDs.

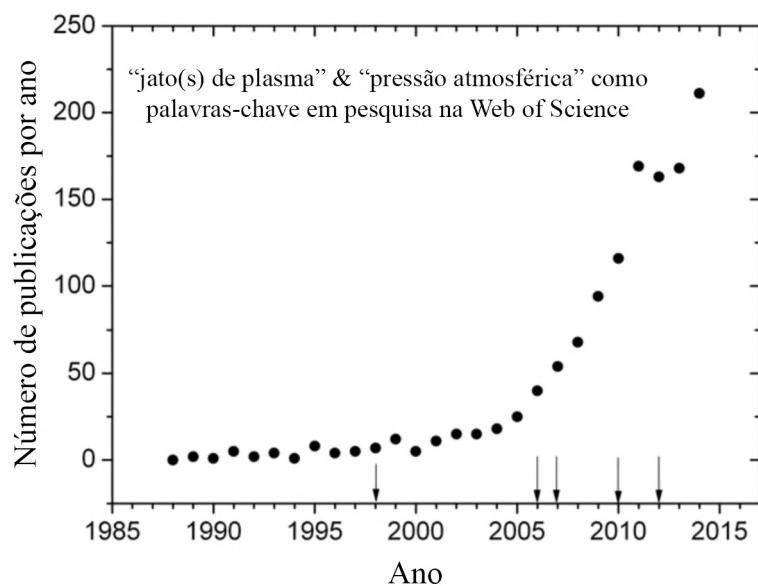
A fim de suprimir as limitações das descargas corona e das DBDs e, ao mesmo tempo, aproveitar de suas vantagens, estudos em *jatos de plasma* em pressão atmosférica vêm sendo realizados (CASTRO, 2017; EHLBECK et al., 2010; GHASEMI et al., 2013; LAW; ANGHEL, 2012; LU; LAROUSSI, 2006; LU et al., 2008; NISHIME, 2015; ROBERT et al., 2014; SOSNIN et al., 2015; TESCHKE et al., 2005; WALSH et al., 2010; WALSH; KONG, 2008; WALSH; OLSZEWSKI; BRADLEY, 2012; XIAN et al., 2012; XIAN et al., 2013; XIONG et al., 2010; ZAPLOTNIK et al., 2014).

2.3 JATO DE PLASMA

O termo *jato de plasma* pode ser usado em diversos fenômenos dentro da ciência do plasma. Em aplicações tecnológicas, este refere-se aos dispositivos com diferentes configurações e tipos de plasma (térmicos e não-térmicos) capazes de projetar o plasma gerado entre os eletrodos em ambiente aberto. Sendo que esta projeção pode ser devido a altos fluxos de algum gás de arraste ou de trabalho, ou também pela geometria do campo elétrico (WINTER; BRANDENBURG; WELTMANN, 2015). Assim, com estes dispositivos o plasma não permanece confinado apenas no *gap* da descarga e, portanto, não há limitação no tamanho do objeto a ser tratado e podem ser utilizados para tratamento direto (LIU et al., 2012).

A história dos jatos de plasma em pressão atmosférica tem mais de 60 anos: no final da década de 1950, jatos de plasma à pressão atmosférica baseados em arco foram estudados e propostos para comercialização; já no final da década de 1980, grandes esforços foram feitos para transferir processos de plasma de baixa pressão para condições de pressão atmosférica (WINTER; BRANDENBURG; WELTMANN, 2015). E como apontado por (WINTER; BRANDENBURG; WELTMANN, 2015), ver Figura 15, a pesquisa sobre jatos de plasma em pressão atmosférica tem sido fortemente intensificada no decorrer dos anos.

Figura 15 – Número de publicações por ano revisadas por pares, listadas na Web of Science no período de 1988 a 2014 e contendo as palavras-chave “jato(s) de plasma” e “pressão atmosférica”. As setas indicam as datas dos artigos de revisão sobre jatos de plasma à pressão atmosférica.



Fonte: Adaptado de (WINTER; BRANDENBURG; WELTMANN, 2015).

O número de aplicações destes dispositivos também tem crescido. Em 2007, Laroussi e Akan revisaram uma variedade de jatos de plasma não-térmicos, apresentando suas características operacionais e mencionando suas aplicações. Desta revisão, as seguintes aplicações podem ser destacadas: aumento da molhabilidade de alguns materiais, aplicações em biomedicina

(tratamento de diversos tipos de bactérias, manipulação de células eucarióticas, indução de apoptose), melhora em propriedades de adesão, deposição de uma vasta gama de tipos de filmes finos, produção de fulereno, polimerização em líquidos, limpeza de artefatos arqueológicos de vidro, aumento da resistência a arranhões de materiais poliméricos, aprimoramento das propriedades de barreira contra gases, poliolefinas ou água, detecção de espécies gasosas e detecção de elementos específicos em cromatografia gasosa.

2.3.1 Classificação

Os jatos de plasma podem ser construídos e operados com parâmetros bem diversos. Podem ser gerados com: frequências de excitação diferentes (por exemplo, DC, AC, RF ou MW, de “*microwave*”) e padrões de excitação diferentes (por exemplo, onda contínua ou pulsada); diferentes tipos de plasmas: arco/tocha, plasma térmico e/ou não-térmico; e vários tipos de gases ou combinações de gases (WINTER; BRANDENBURG; WELTMANN, 2015). Além disso, os princípios das descargas corona e/ou das DBDs são empregados e usados para obter os jatos de plasma, não sendo algo à parte destas configurações. Assim, podem ser gerados também com diferentes geometrias, arranjos de eletrodos e configurações do campo elétrico.

Devido à diversidade quase indefinida de *designs*, há também uma ampla possibilidade de classificações para esses dispositivos. Os autores Laroussi e Akan (LAROUSSI; AKAN, 2007), por exemplo, classificaram os jatos de plasma em pressão atmosférica de acordo com a frequência de excitação da fonte de alimentação:

Jatos acionados por tensão pulsada: usam pulsos de tensão na faixa de kV e que variam de nanossegundos a microssegundos;

Jatos acionados por tensão AC: são frequentemente alimentados com uma tensão senoidal de alguns kV com frequências na faixa de dezenas de Hz até kHz;

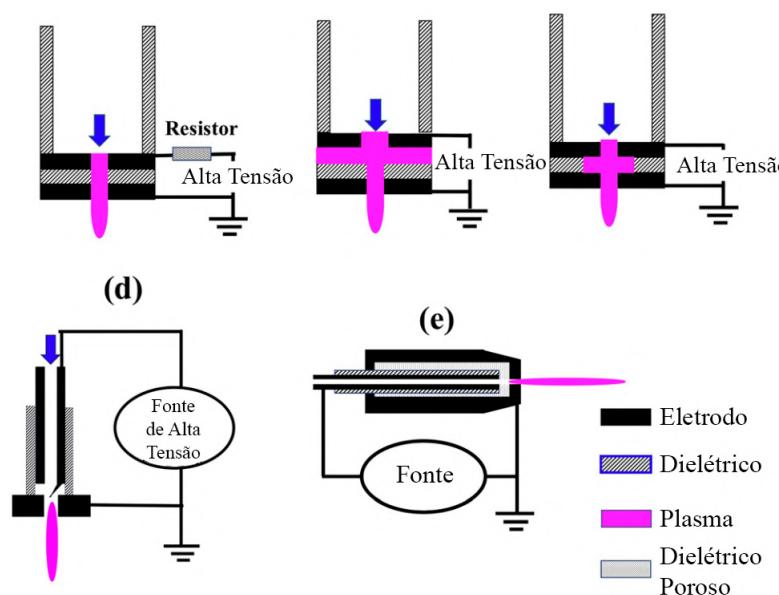
Jatos acionados por tensão RF: há um grande número de projetos diferentes de jatos de plasma atmosféricos acionados por RF e a maioria deles são operados com uma fonte RF com frequência de 13,56 MHz (ZAPLOTNIK et al., 2014);

Jatos acionados por tensão MW: os jatos MW são baseados em uma versão reduzida de uma tocha de plasma de micro-ondas.

Já os autores Lu et al. (2021), classificaram os jatos de plasma de acordo com o arranjo dos eletrodos, sendo os jatos operados em pressão atmosférica e utilizando ar atmosférico como gás de trabalho. Os jatos foram classificados em seis categorias: jatos tipo-MED (*microwell electrode discharge*), jatos de eletrodos pino-furo (*pin to hole electrode*), jatos DBD, jatos tipo-DBD, jatos em U e jatos de eletrodo único (ver Figuras 16 - 21). Quanto a como se diferenciam, segue-se que: os jatos tipo-MED estes jatos são caracterizados por terem o *gap* e o diâmetro do canal de descarga na faixa de centenas de micrômetros ou até menor (HAO et al., 2014; HONG et al., 2009; KOLB et al., 2008; PEI et al., 2018; XAUBET et al., 2018; YU et al., 2015); em jatos de eletrodos pino-furo um dos eletrodos geralmente é uma agulha ou um fio, enquanto o outro dá-se por um plano com um furo no centro (KANG et al., 2015; LIU et al.,

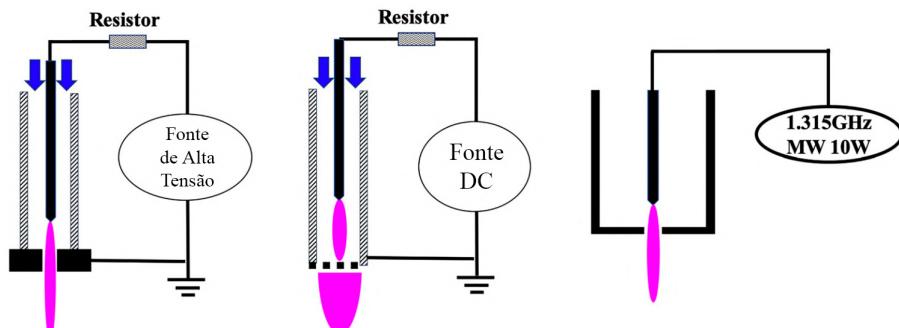
2016; WALSH; KONG, 2011; WON et al., 2014); em jatos DBD o plasma não entra em contato direto com nenhum eletrodo durante o processo (MEINERS; LECK; ABEL, 2015); já os jatos tipo-DBD diferem-se dos jatos DBD pois nestes o plasma entra em contato com um dos eletrodos (AKISHEV et al., 2018; HONG et al., 2013; KAWAKAMI et al., 2020; NAIDIS et al., 2016); os jatos em U são caracterizados pelos eletrodos estarem posicionados de modo perpendicular à vazão do gás, fazendo o plasma ser curvado em forma de U (LI et al., 2014; LI et al., 2015; LI; LIU; LU, 2020); já o jato de eletrodo único é caracterizado por possuir um único eletrodo de alta tensão, sendo o segundo eletrodo o objeto a ser tratado, como um ser humano, por exemplo (LU et al., 2009; PEI et al., 2012; WU et al., 2010).

Figura 16 – Jatos tipo-MED.



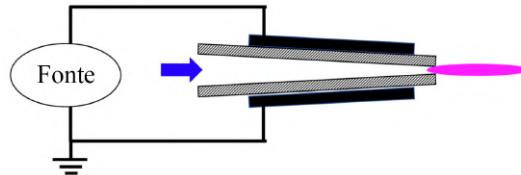
Fonte: Adaptado de (LU et al., 2021).

Figura 17 – Jatos de eletrodos pino-furo.



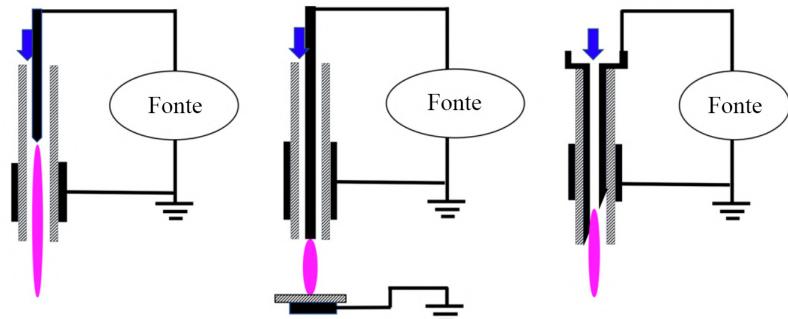
Fonte: Adaptado de (LU et al., 2021).

Figura 18 – Jatos DBD.



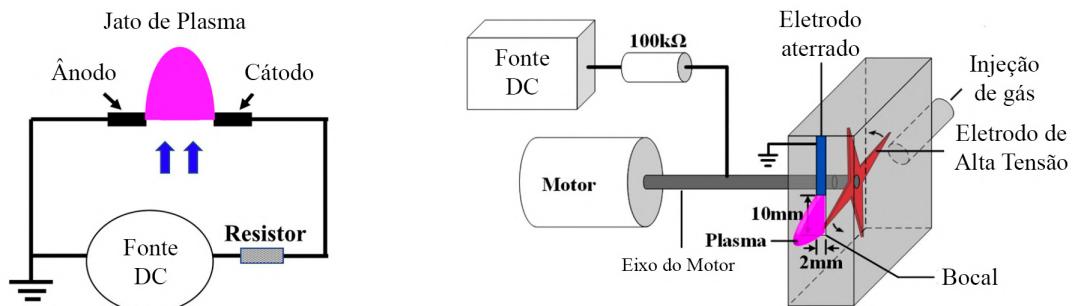
Fonte: Adaptado de (LU et al., 2021).

Figura 19 – Jatos tipo-DBD.



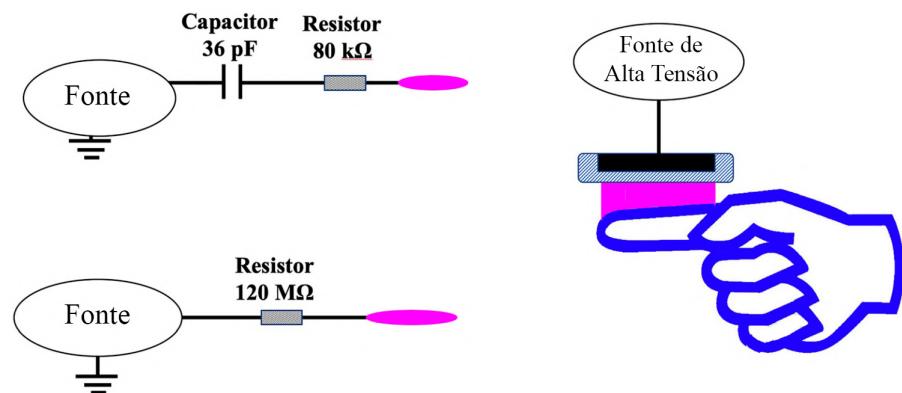
Fonte: Adaptado de (LU et al., 2021).

Figura 20 – Jatos em U.



Fonte: Adaptado de (LU et al., 2021).

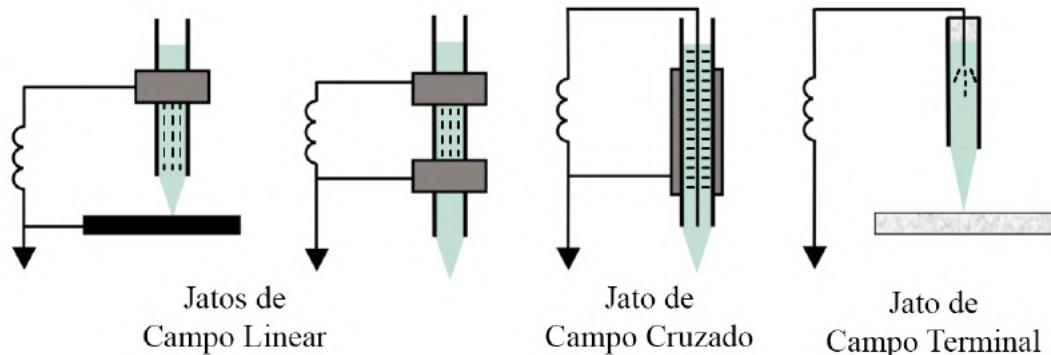
Figura 21 – Jatos de eletrodo único.



Fonte: Adaptado de (LU et al., 2021).

Outro esquema de agrupamento é referente à orientação do campo elétrico em relação à direção do fluxo de gás. De acordo com a visão geral dada por (LAW; ANGHEL, 2012) os jatos de plasma podem ser divididos em jatos de campo linear (*linear-field*), jatos de campo cruzado (*cross-field*) e jatos de campo terminal (*end-field*). Na Figura 22 é possível observar as características de cada tipo de jato: em jato de campo linear, dois eletrodos circulares paralelos são dispostos em torno de um tubo dielétrico, ou um único eletrodo circular em combinação com uma placa de substrato aterrada, para gerar um campo elétrico paralelo ao fluxo de gás; em jatos de campo cruzado, eletrodos coaxiais são usados para criar um campo perpendicular ao fluxo de gás; e em jatos de campo terminal, apenas um eletrodo é utilizado e posicionado em um terminal dentro do tubo dielétrico.

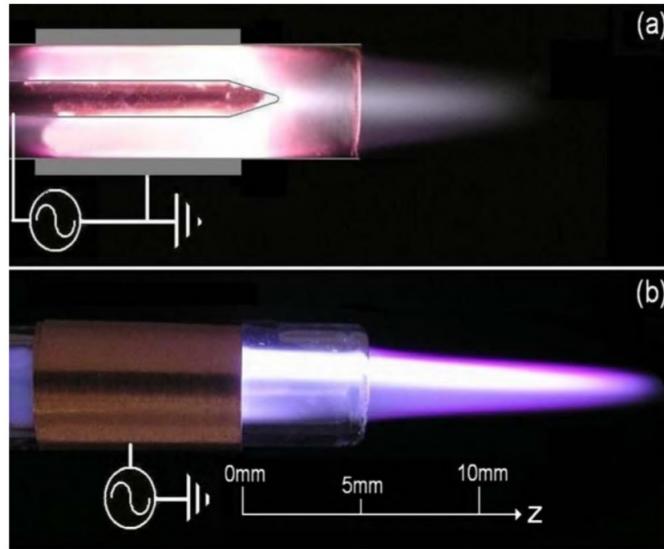
Figura 22 – Arranjos de jatos de plasma e configurações de campo elétrico correspondentes. As linhas tracejadas dizem respeito às linhas de campo elétrico, enquanto que a região em verde é relativa ao plasma gerado.



Fonte: Adaptado de (LAW; ANGHEL, 2012).

Uma vez que em jatos de campo cruzado a tensão proporciona aos elétrons um *momentum* na direção radial, há certa dificuldade em expelir elétrons mais energéticos no sentido axial, o que torna os jatos de campo linear mais eficientes na ejeção de uma pluma de plasma mais longa e mais reativa (WALSH; KONG, 2008). Deste modo, jatos de campo linear mostram-se mais adequados para aplicações eficientes na região à frente da pluma. Contudo, os jatos de campo cruzado tornam-se úteis para gases com alta tensão de ruptura, dado o intenso campo elétrico na região dos eletrodos. Uma comparação entre o comprimento das plumas das configurações citadas pode ser vista na Figura 23.

Figura 23 – Comparação entre jatos de campo cruzado (a) e campo linear (b).



Fonte: Reproduzido de (WALSH; KONG, 2008).

2.3.2 A dinâmica dos jatos de gases nobres

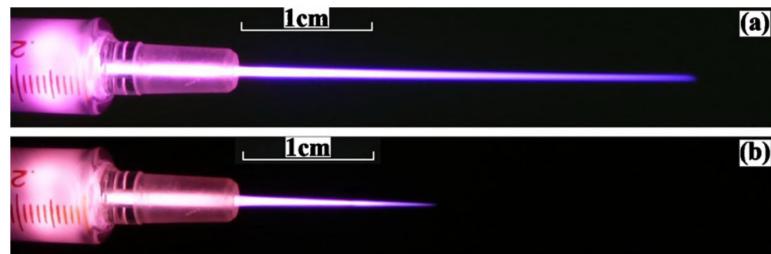
Entender completamente os mecanismos por trás das plumas de plasma é uma ação necessária para o desenvolvimento adequado de jatos de plasma para diversas aplicações. Estudos sobre a dinâmica das plumas em jatos de plasma DBD utilizando He, mostram que as plumas, apesar de aparentemente contínuas a olho nu, são constituídas de pequenas “balas de plasma” (*plasma bullets*) de movimento rápido, lançadas do jato para o meio ao redor. A natureza discreta das plumas de plasma foi observada pela primeira vez por Teschke et al. (2005) usando um jato de plasma acionado por tensão RF e por Lu e Laroussi (2006) usando um jato de plasma pulsado.

A velocidade dos *bullets* varia de $\sim 10^4$ a $\sim 10^5 \text{ ms}^{-1}$, que é várias ordens de grandeza maior que a velocidade do gás (XIONG et al., 2010). Comparativamente, o limite superior estimado da velocidade de deriva dos elétrons e do N_2^+ sob um campo elétrico externo é, respectivamente, de $1,1 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$ e $2,2 \cdot 10^2 \text{ ms}^{-1}$ (LU; LAROUSSI; PUECH, 2012). Uma vez que as velocidades dos *bullets* são maiores, Lu e Laroussi (2006) empregaram um modelo de propagação de *streamer* baseado em fotoionização, baseado na proposta de Dawson e Winn (1965) para *streamers*, para explicar suas propriedades. Tal modelo foi estudado e apoiado com imagens, fornecendo evidências de elétrons sendo produzidos na frente dos *bullets*, sendo estes compostos principalmente de íons N_2^+ (WALSH et al., 2010).

Além disso, é observado que os *bullets* aceleram assim que saem do jato de plasma, sendo ele acionado por pulsos positivos ou negativos, e verifica-se que este comportamento de aceleração também pode ser explicado pelo modelo proposto por Lu e Laroussi. Utilizando um jato de plasma pulsado com He como gás de trabalho, os autores Xiong et al. (2010) analisaram a dinâmica das plumas de plasma acionadas por pulsos positivos e negativos, a fim de entender melhor as velocidades dos *bullets*. A Figura 24 apresenta fotografias tiradas das plumas de

plasma geradas nestas análises, e nela já é possível verificar que as plumas geradas por pulsos positivos (a) são maiores do que aquelas geradas por pulsos negativos (b).

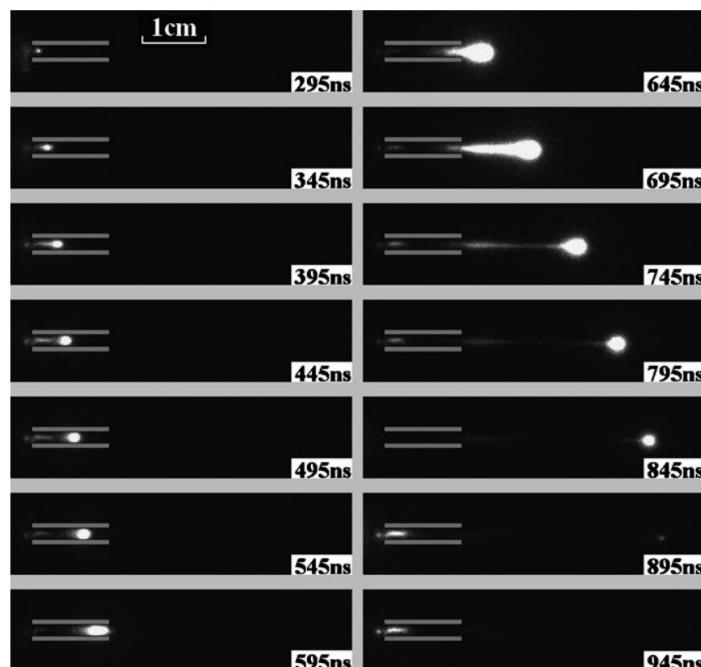
Figura 24 – Fotografias tiradas das plumas de plasma quando operado com pulsos positivos (a) e com pulsos negativos (b).



Fonte: Reproduzido de (XIONG et al., 2010).

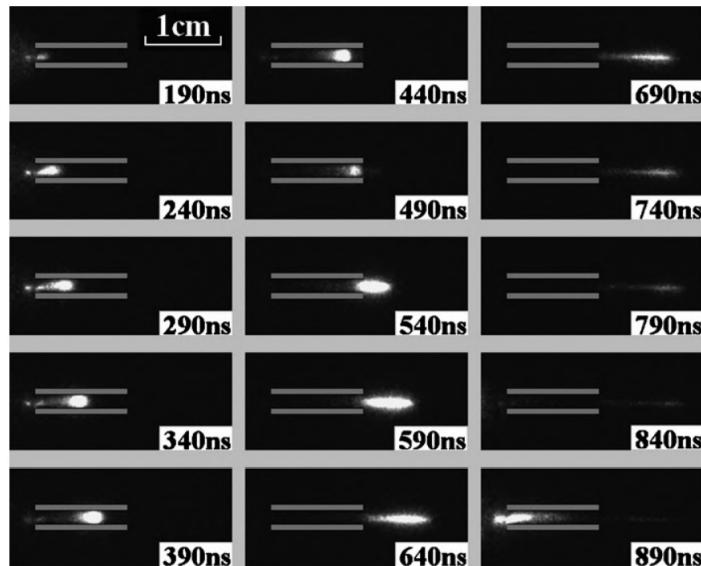
Para visualizar com mais clareza as diferenças entre as plumas, uma câmera de alta velocidade foi utilizada, e por meio dela as Figuras 25 e 26, referentes aos pulsos positivos e negativos, respectivamente, foram obtidas.

Figura 25 – Fotografia de alta velocidade da pluma de plasma para o pulso positivo. O tempo de exposição é fixado em 5 ns.



Fonte: Reproduzido de (XIONG et al., 2010).

Figura 26 – Fotografia de alta velocidade da pluma de plasma para o pulso negativo. O tempo de exposição é fixado em 5 ns.

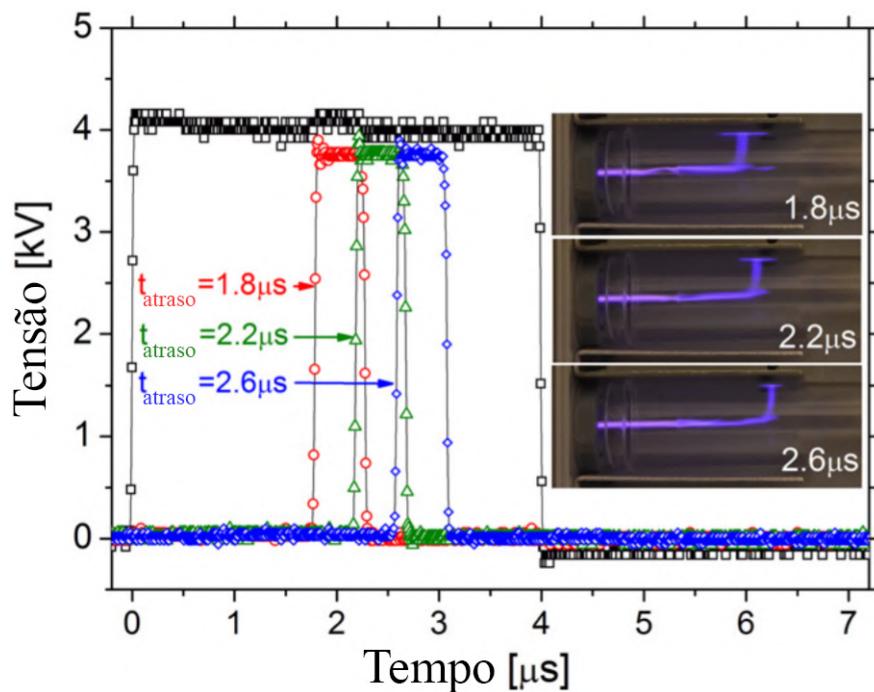


Fonte: Reproduzido de (XIONG et al., 2010).

Destas imagens, é possível observar que para ambos os pulsos os *bullets* aceleram assim que saem do jato, mas os autores verificaram que os picos de velocidade para cada pulso são diferentes: para o caso positivo é muito maior que para o caso negativo. Isso pode ser explicado por meio do modelo de Lu e Laroussi, levando-se em consideração que os *bullets* propagam sob dois campos elétricos, i.e., o campo elétrico local induzido pela frente de ionização que contém alta concentração de N_2^+ e o campo elétrico da tensão aplicada externamente. Deste modo, quando o pulso positivo é usado, a magnitude do campo elétrico é a soma dos dois campos, fazendo o plasma ter velocidades maiores, enquanto que para o pulso negativo a magnitude é dada pela diferença entre eles, fazendo os plasma *bullets* terem velocidades mais baixas.

Walsh, Olszewski e Bradley (2012), utilizando também um jato de plasma pulsado com uma mistura de He/ar, exploraram técnicas para manipular a dinâmica de propagação da pluma de plasma uma vez lançada do jato. Para manipular a frente de ionização em termos da velocidade de propagação, direção de propagação e intensidade, campos elétricos externos foram aplicados na direção de propagação e tangencialmente a ela. Os autores demonstraram que campos elétricos aplicados externamente podem influenciar a direção de propagação em uma ampla faixa (de sub-milímetros a vários centímetros) com alto grau de precisão (ver Figura 27), uma descoberta que abre a possibilidade de um direcionamento controlado capaz de transportar espécies reativas para um local predeterminado de um substrato, e que a mudança na magnitude destes campos fornece um meio de manipular a velocidade de propagação.

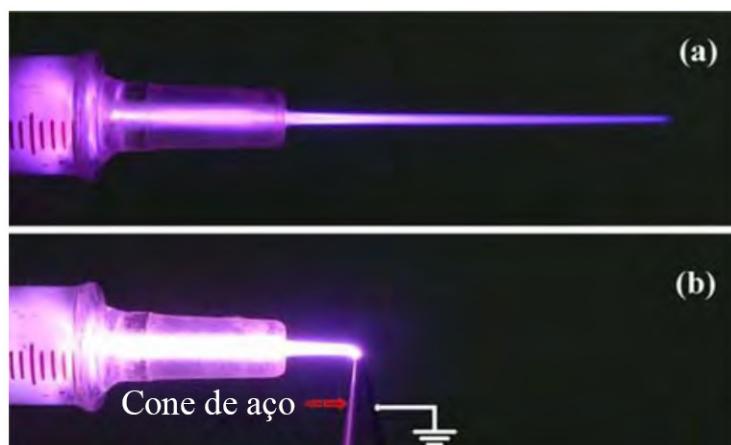
Figura 27 – Impacto de diferentes configurações de um campo elétrico externo sobre a dinâmica da pluma de plasma. A pluma se encontra entre dois eletrodos externos, sendo que no eletrodo de baixo é aplicado um único pulso de tensão em três configurações diferentes: foram realizados atrasos de pulso de $1,8\mu s$ (círculos vermelhos), $2,2\mu s$ (triângulos verdes) e $2,6\mu s$ (losangos azuis).



Fonte: Adaptado de (WALSH; OLSZEWSKI; BRADLEY, 2012).

Já os autores Lu et al. (2008) demonstraram que um eletrodo externo aterrado na região próxima à pluma, tende a alterar sua dinâmica também. Como é observado na Figura 28, quando o eletrodo aterrado é posto próximo à pluma, mas não em contato direto, ela se dobra em direção ao eletrodo e para de se propagar.

Figura 28 – Fotografias de uma pluma de plasma de hélio: (a) a pluma se propagando de forma livre; (b) um cone de aço próximo à pluma interrompe a propagação.



Fonte: Adaptado de (XIAN et al., 2012).

2.3.3 A dinâmica dos jatos de ar atmosférico

Investigações anteriores, como as de Teschke et al. e Lu e Laroussi, mostram que as plumas de plasma são mais influenciadas pelo campo elétrico e não pelo fluxo de gás. Contudo, é preciso notar que estes estudos foram conduzidos com gases nobres, em especial argônio e hélio. Deste modo, não é óbvio que a dinâmica dos jatos de plasma que operam com ar atmosférico seja a mesma daqueles que operam com gases nobres.

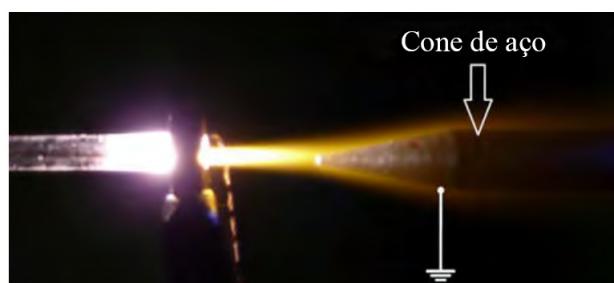
Sosnin et al. (2015), por exemplo, relataram sobre um *design* de reator que permitia a formação de um jato de plasma ao utilizar argônio e hélio, mas que neste mesmo reator a formação de um jato de plasma utilizando ar ou nitrogênio não era possível: nestas últimas condições o plasma se mantinha confinado dentro do tubo do reator, mesmo com fluxos muito altos.

Já Xian et al. (2012), construíram um jato de plasma utilizando nitrogênio como gás de trabalho e verificaram que a pluma de plasma possuía uma velocidade de propagação da mesma ordem que a do fluxo de gás. Além disso, observaram que a pluma desse dispositivo não era influenciada por eletrodos externos aterrados (ver Figura 29). Ademais, verificaram que o fluxo afeta diretamente o comprimento da pluma, como é visto na Figura 30.

Contudo, Xian et al. (2013), utilizando a mesma configuração de jato de plasma para o nitrogênio, mas com ar atmosférico como gás de trabalho, chegaram às mesmas descobertas. A velocidade de propagação encontrada para a pluma de plasma era várias ordens de grandeza menor que para plasmas de gases nobres, sendo também da mesma ordem que a do fluxo de gás. Bem como, é visto que a pluma não é afetada por eletrodos externos (ver Figura 31).

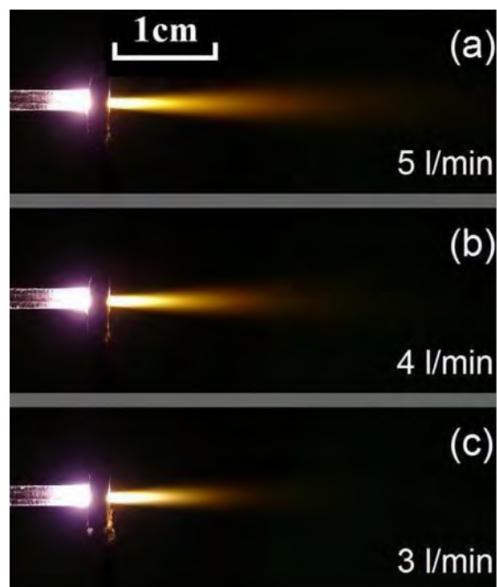
Deste modo, poder-se-ia concluir que, seja para o nitrogênio como para o ar atmosférico, a pluma de plasma é, na verdade, governada pelo fluxo de gás e não pelo campo elétrico, como visto para os jatos de gases nobres. Contudo, outros estudos, como os de Walsh e Kong (2011) e Lacoste et al. (2014), mostram que as plumas de plasma em jatos de plasma de ar atmosférico podem se comportar de modo semelhante àquelas de jatos de plasma de gases nobres. Isso mostra que, de fato, a dinâmica não é bem compreendida. Além de que há poucos estudos sobre este tópico.

Figura 29 – Fotografia da pluma de plasma com um cone de aço aterrado colocado em sua frente: a pluma de plasma flui ao redor do cone.



Fonte: Adaptado de (XIAN et al., 2012).

Figura 30 – Fotografias tiradas em diferentes taxas de fluxo de gás a uma tensão aplicada de 10 kV. É possível observar que com o aumento do fluxo há também um aumento no comprimento da pluma.



Fonte: Reproduzido de (XIAN et al., 2012).

Figura 31 – A pluma de plasma de ar não sofre alterações em sua trajetória devido à presença de um eletrodo aterrado em sua proximidade.



Fonte: Reproduzido de (XIAN et al., 2013).

2.3.4 Métodos de caracterização

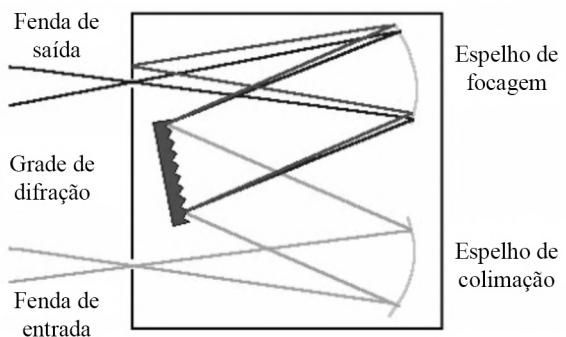
Para uma aplicação correta de um jato de plasma, ou qualquer outro tipo de reator, um bom entendimento das propriedades fundamentais do plasma gerado é necessário. Os métodos de caracterização de plasma são técnicas utilizadas para obter informações sobre a natureza (propriedades) do plasma, como as composições químicas e espécies do plasma, densidade do plasma, potencial do plasma, temperatura dos elétrons, distribuições de energia de íons/elétrons, distribuições de massa de íons e espécies neutras (DEVIA; RODRIGUEZ-RESTREPO; RESTREPO-PARRA, 2015). Bem como, para obter características elétricas, como corrente, tensão e potência consumida, e características térmicas, como temperatura e fluxo de energia.

Abaixo seguem-se as técnicas que foram utilizadas neste trabalho.

Caracterização óptica: espectroscopia de emissão óptica

Algumas das principais técnicas para a caracterização de um plasma incluem: a sonda de Langmuir, a interferometria, a espectroscopia de massa, o método de dispersão de Thompson e a espectroscopia de emissão óptica (OES, *optical emission spectroscopy*) (DEVIA; RODRIGUEZ-RESTREPO; RESTREPO-PARRA, 2015). Sendo que aquelas baseadas em emissão óptica são não-invasivas, requerem apenas equipamentos espectroscópicos moderados, são fáceis de implementar e as medições geralmente são rápidas (CRINTEA et al., 2009). Os componentes básicos de um espectrômetro são: a fenda de entrada e saída, a grade como elemento dispersivo e os espelhos de imagem, conforme ilustrado na Figura 32 para a configuração de Czerny-Turner (FANTZ, 2006).

Figura 32 – Ilustração da configuração de Czerny-Turner.

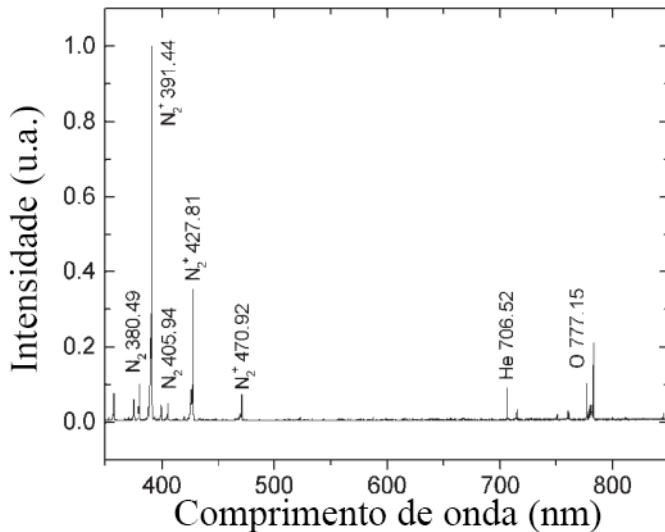


Fonte: Adaptado de (FANTZ, 2006).

A fonte de luz, i.e., o plasma, pode ser direcionada à fenda de entrada de diversas maneiras, seja por meio de lentes ou por fibras ópticas, por exemplo. Uma escolha adequada para a grade de difração é importante para a resolução espectral. Além disso, a fenda de saída está sempre equipada com algum tipo de detector.

A técnica de OES é a mais comum para investigações de descargas em pressão atmosférica. Nesse processo, a excitação de elétrons por impacto leva uma fração das espécies presentes no gás a estados eletrônicos superiores, que decaem e emitem luz na região do visível até próximo do ultravioleta (DONNELLY, 2004). A premissa básica desta técnica é que a intensidade de emissão de um determinado comprimento de onda de um estado excitado é proporcional à concentração de espécies nesse estado excitado (QAYYUM et al., 2007). Na Figura 33, por exemplo, observa-se um espectro de emissão típico de um plasma de hélio.

Figura 33 – Espectro de emissão típico gerado por um jato de plasma com hélio puro.



Fonte: Adaptado de (POENARIU; WERTHEIMER; BARTNIKAS, 2006).

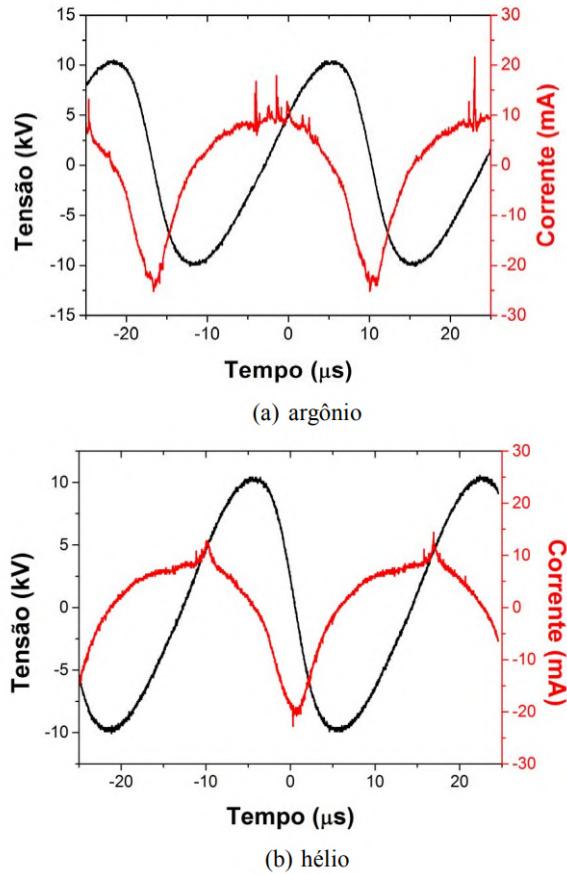
Além de um indicador qualitativo da concentração de espécies, sabe-se que a partir das detecções feitas por OES, quando o espectrômetro tem resolução suficiente, é possível obter as temperaturas vibracional e rotacional em plasmas moleculares. No caso de plasmas de nitrogênio e/ou plasmas contendo nitrogênio, normalmente são usadas funções de distribuição de Boltzmann ou ajusta-se simulações numéricas de diferentes bandas do primeiro sistema negativo N_2^+ (B-X) e/ou segundo sistema positivo N_2 (C-B)(BILOIU et al., 2006). Nestes plasmas, a obtenção das temperaturas rotacionais é especialmente propícia, visto que a temperatura rotacional do nitrogênio é geralmente aceita como uma boa medida da temperatura do gás em plasmas de pressão atmosférica (BRUGGEMAN et al., 2009). Ainda para estes plasmas, os autores Lepikhin, Popov e Starikovskaia (LEPIKHIN; POPOV; STARIKOVSKAIA, 2022) propõem a obtenção da intensidade do campo elétrico por meio da OES: para isso, deve-se medir a razão de intensidades de duas transições ópticas com diferentes seções de choque e relacionar essa razão, conhecendo a dependência das taxas de excitação por impacto de elétrons, tempo de vida radiativo e taxas de resfriamento, com o valor do campo. Para ar e nitrogênio, por exemplo, utilizam-se as transições 0 – 0 ou 2 – 5 do segundo sistema positivo, e 0 – 0 do primeiro sistema negativo.

Contudo, uma desvantagem deste método é que para um grande número de medidas, pode-se medir um grande número de comprimentos de onda muito próximos, havendo uma grande probabilidade de surgir superposições (BOSS; FREDEEN, 1997). Ainda, se a resolução do espectrômetro for baixa, estas superposições podem aumentar ainda mais, uma vez que a diferença entre duas linhas muito próximas pode ser menor que a própria resolução do equipamento (DEVIA; RODRIGUEZ-RESTREPO; RESTREPO-PARRA, 2015).

Caracterização elétrica: potência e formas de onda de tensão e corrente

A caracterização elétrica é realizada por meio do registro das ondas de tensão e corrente do reator em estudo. Para isso, é comum que se utilize um osciloscópio para registrar estas formas, obtendo gráficos como os da Figura 34, por exemplo.

Figura 34 – Formas de onda de tensão e corrente geradas por um jato de plasma com argônio (a) e hélio (b).



Fonte: Reproduzido de (NISHIME, 2015).

A partir destes valores, é possível analisar ainda a potência instantânea (p_i) fornecida ao sistema, sendo ela igual ao produto dos valores instantâneos da tensão aplicada (u_i) pela corrente medida (i_i), representada por

$$p_i = u_i \cdot i_i, \quad (10)$$

e com p_i , pode-se determinar os valores máximo, mínimo e médio da potência ao longo do tempo (GONZALEZ, 1997).

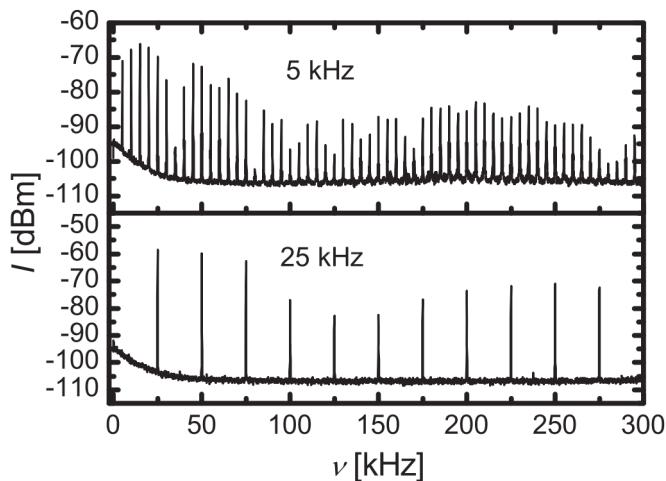
Além disso, utilizando a equação

$$x_{RMS} = \sqrt{\sum_n \frac{x_i^2}{n}}, \quad (11)$$

com n sendo a quantidade de valores obtidos x_1, x_2, \dots, x_n , ou um *software* adequado, os respetivos valores médios quadráticos, ou RMS (*root mean square*), da tensão aplicada (u_{RMS}), da corrente medida (i_{RMS}) e da potência fornecida (p_{RMS}) podem ser calculados.

Ainda, pode ser pertinente a aplicação de uma transformada rápida de Fourier (*FFT*, *Fast Fourier Transform*) nos valores instantâneos da tensão e corrente, a fim de obter e/ou verificar as frequências fundamentais de suas respectivas formas de onda. Tem-se que para funções periódicas, todas as frequências são múltiplos inteiros (ou *harmônicas*) da frequência fundamental, sendo esta correspondente ao primeiro harmônico, ou seja, a primeira (diferente de zero) a aparecer nos espectros. Já na prática, as frequências nominais fornecidas por sistemas nada mais são que as fundamentais. Na Figura 35, é apresentado um exemplo de espectro de frequência obtido por uma FFT.

Figura 35 – Espectro de frequências de um campo elétrico alternado de 5 e 25 kHz.



Fonte: Reproduzido de (ZAPLOTNIK et al., 2014).

Caracterização térmica: temperatura e fluxo de energia

Do campo dos fenômenos de transporte, o fluxo de alguma quantidade é definido como a taxa com a qual esta quantidade é recebida ou perdida em algum processo, por unidade de área (BIRD; STEWART; LIGHTFOOT, 2002). Deste modo, o fluxo de energia f_E de um processo é medido pela potência, ou taxa de energia (ϕ), recebida ou perdida neste mesmo processo, por unidade de área (A). Caso a energia em questão seja em forma de calor, tem-se que

$$f_E = \frac{\phi}{A} = \frac{dQ/dt}{A}, \quad (12)$$

onde Q refere-se ao calor líquido e t ao tempo do processo. Da calorimetria, o responsável pela mudança de temperatura é o calor sensível, definido como o produto da massa m do objeto em questão, do calor específico c deste objeto e da variação da temperatura T que o objeto sofre no processo. Ou seja, pode-se calcular o fluxo de energia de um processo térmico utilizando

$$f_E = \frac{mc}{A} \cdot \frac{dT}{dt}. \quad (13)$$

Deste modo, uma medida indireta do fluxo de energia pode ser realizada obtendo dT/dt , i.e., a derivada temporal da curva de aquecimento do processo. Sabe-se que à medida que a temperatura de um material se eleva, o fluxo de energia que vem a ele é igualado ao fluxo de perdas do próprio material, devido à troca de calor com o meio, resultando, por fim, num estado de temperatura constante. Assim, visto que a região inicial das curvas de aquecimento apresenta baixas perdas e, além disso, é linear, para uma análise acurada do fluxo de energia vindo ao material, basta a obtenção dos coeficientes angulares nesta região.

Quanto à medida da temperatura, é possível fazê-la por meio de sondas de temperatura, por exemplo: termopares, termoresistências ou termistores.

3 METODOLOGIA

3.1 CONFIGURAÇÃO DO JATO

Para gerar o jato de plasma utilizou-se ar atmosférico como gás de trabalho, sendo este proveniente de um compressor de ar, que possui um desumidificador e um filtro para partículas maiores que $5\text{ }\mu\text{m}$. O ar flui, primeiramente, por um regulador de pressão com filtro (AirTAC, modelo AFR2-14G), com ajuste de 0 a 10,0 bar, que mantém a pressão de saída constante e assegura uma melhor estabilidade e um desempenho adequado ao longo do circuito, além de reter partículas indesejadas (pó, sujeira e ferrugem, por exemplo). Sendo que neste, para todos os testes e medidas realizados, a pressão foi fixada em $(2,0 \pm 0,3)$ bar. Em seguida, o ar atravessa um rotâmetro (ASA, modelo 1900), com regulagem de vazão entre 0 e $10,0\text{ NL min}^{-1}$. E, por fim, chega ao reator onde é gerado o plasma.

Durante a montagem do reator e os testes iniciais, três tubos de quartzo foram utilizados. Estes possuem o mesmo diâmetro externo, mas diferentes diâmetros internos, de acordo com a Tabela 2.

Tabela 2 – Relação dos diâmetros dos tubos de quartzo.

	Diâmetro interno ($d_{int} \pm 0,02$) mm	Diâmetro externo ($d_{ext} \pm 0,02$) mm
Tubo ϕ_1	1,92	
Tubo ϕ_2	2,90	6,00
Tubo ϕ_3	3,94	

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Visto que um dos intutos da pesquisa era a obtenção de uma pluma de plasma visível que fosse gerada com tensões moderadas, o tubo ϕ_3 mostrou-se a melhor configuração. Com tubos de diâmetro interno menores, é visto que são necessárias tensões cada vez maiores para se obter um plasma mais luminoso ao mesmo tempo que seja possível expelir uma pluma visível. Isto ocorre, possivelmente, devido ao tempo de residência do gás na região do plasma ser menor para diâmetros menores, somado ao fato do ar atmosférico ser um gás eletronegativo. Quando um gás eletronegativo está presente em alguma mistura, como o O_2 no ar atmosférico, os elétrons podem ser absorvidos pelo gás em uma escala de tempo de dezenas de nanosegundos, ou até menor (LU; LAROUSSI; PUECH, 2012). Deste modo, é esperado que para condições de baixos tempos de residência do gás, devido às altas velocidades, torne-se ainda mais complicado gerar um plasma satisfatório. Na Figura 36, é possível observar a relação entre as velocidades do gás (v_g) para cada vazão (V_g) e os respectivos diâmetros dos tubos, obtidas por meio de

$$V_g = v_g \cdot A_t \rightarrow v_g = \frac{V_g}{\pi r^2}, \quad (14)$$

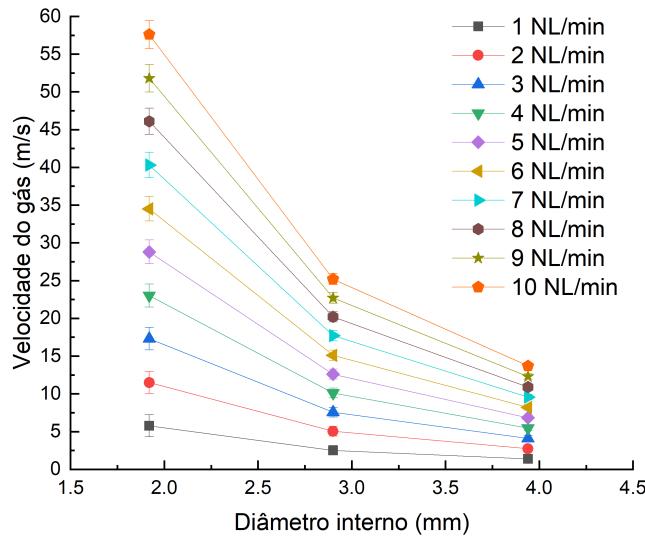
sendo, A_t a área de seção reta interna do tubo e r o raio do tubo. Já na Figura 37, encontra-se a relação dos tempos de residência do ar na região de plasma para os respectivos tubos de

quartzo, tomando um comprimento médio de $(105,0 \pm 0,5)$ mm, relativo à região de operação dos eletrodos. Os tempos foram obtidos por meio de

$$V_g = \frac{V_t}{\Delta t} \rightarrow \Delta t = \frac{\pi r^2 h}{V_g}, \quad (15)$$

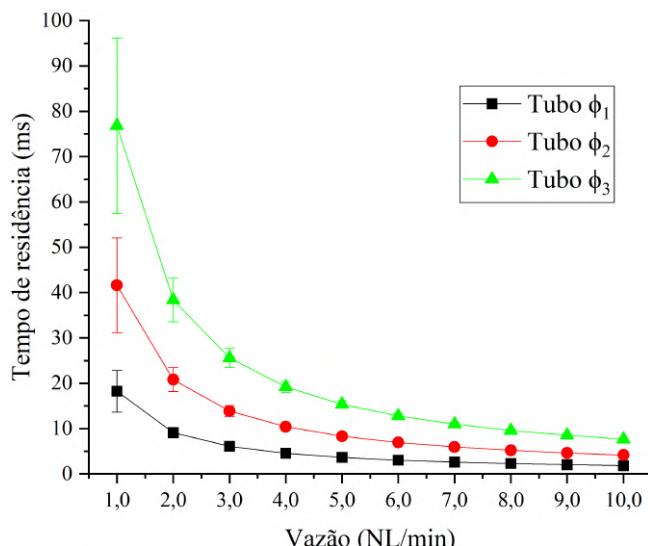
onde V_t é o volume do tubo e h o comprimento médio.

Figura 36 – Velocidades do gás em relação aos respectivos diâmetros internos dos tubos de quartzo.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 37 – Tempo de residência do gás para cada tubo de quartzo utilizado.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

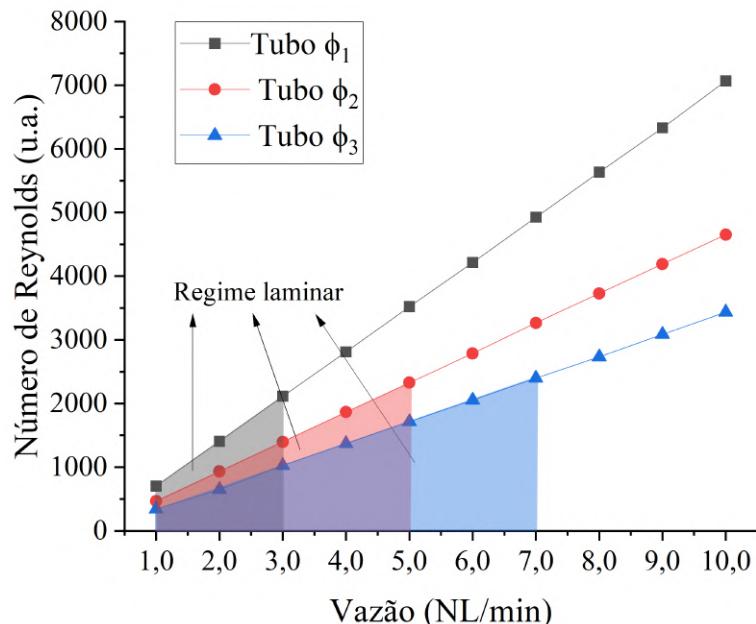
A partir de v_g outra relação pode ser obtida: o número de Reynolds (Re), um número adimensional usado em mecânica dos fluidos usado para determinar se um fluido está em regime

laminar ou turbulento (REHM et al., 2008). Para o seu cálculo, utiliza-se

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu}, \quad (16)$$

onde ρ é a massa específica do fluido, v é sua velocidade média, μ sua a viscosidade dinâmica e D o diâmetro do fluxo no tubo. Além disso, tem-se que o fluido é considerado em regime laminar quando $Re < 2100$ e turbulento quando $Re > 3000$, sendo que no intervalo entre eles, o regime é chamado de *intermitente*. Na Figura 38 é possível observar os gráficos com os valores estimados para o número de Reynolds para cada tubo de quartzo e vazão utilizados, obtidos em (CALCULATOR, 2022). Percebe-se que o tubo ϕ_3 é o que mantém o regime laminar para o maior número de vazões.

Figura 38 – Números de Reynolds para cada tubo de quartzo utilizado.

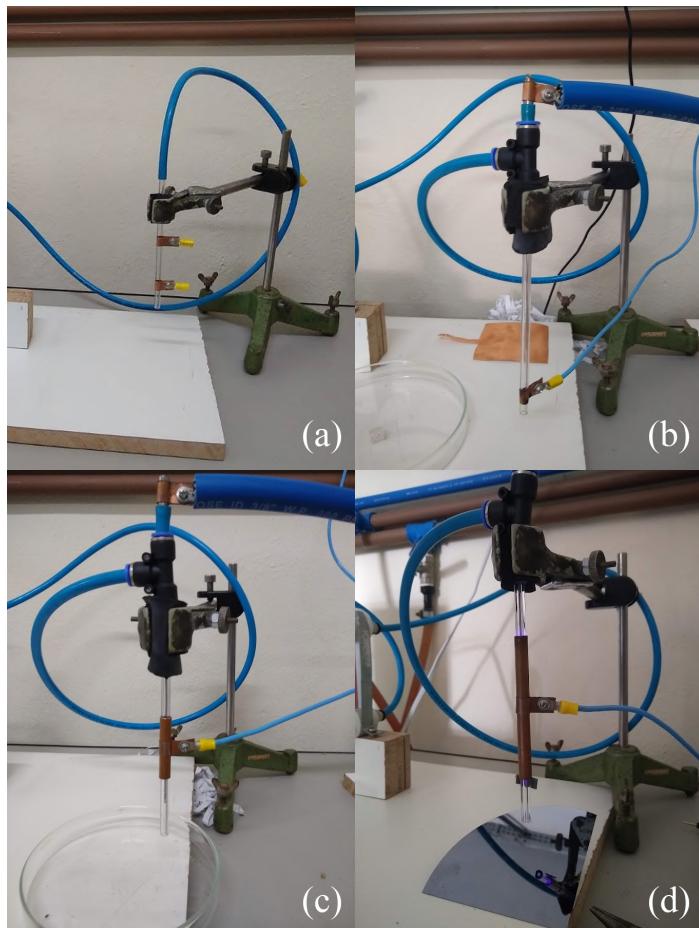


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Assim, após os testes iniciais todas as medidas foram realizadas utilizando o tubo ϕ_3 . E vale ressaltar que assim como tubos diferentes foram analisados, o mesmo se fez para diferentes configurações de eletrodos.

Inicialmente, estudou-se a configuração anel-anel (Figura 39 (a)), mas nesta condição percebia-se ser mais fácil a ocorrência de descargas filamentares por fora do tubo, ligando os dois anéis, do que a ocorrência de descargas dentro dele. Após algumas análises, foi verificado que o problema estava na qualidade do aterramento do laboratório, e uma vez que o conserto foi realizado as descargas citadas não foram mais observadas.

Figura 39 – Fotos das diferentes configurações de eletrodos analisadas durante os estudos iniciais: a configuração anel-anel (a); a configuração fio-anel (b); a configuração fio-tubo (c); e a mesma configuração fio-tubo, mas com um tubo de maior comprimento (d).



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

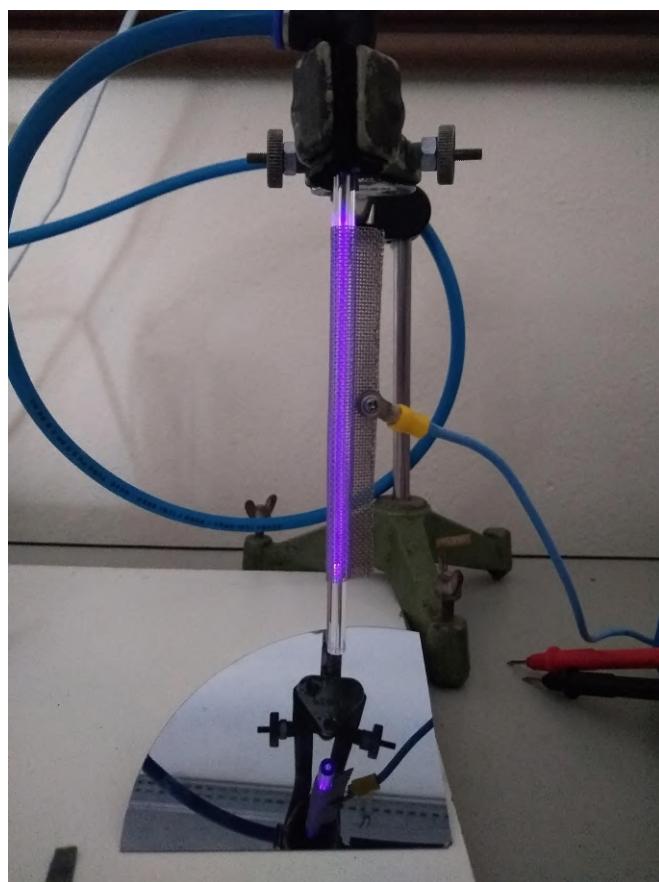
Outra configuração estudada foi a fio-anel, consistindo de um fio ligado à alta tensão no interior do tubo e um anel aterrado em sua parte externa (Figura 39 (b)). Mesmo antes do conserto do aterramento, este arranjo se mostrou mais estável, uma vez que a descarga tende a permanecer dentro do tubo com mais facilidade, somente ocorrendo descargas ligando os eletrodos nas situações em que o eletrodo anelar está muito perto do bocal, ou quando a tensão é demasiado alta, fazendo a descarga derreter localmente o tubo, permitindo também a passagem direta da descarga de um eletrodo ao outro. Contudo, devido ao tamanho reduzido do eletrodo anelar, o volume de plasma gerado também era reduzido. Em vista disso, as configurações fio-tubo (Figura 39 (c) e (d)), onde o eletrodo externo aterrado tem forma tubular, foram estudadas.

Nestes arranjos, as condições instáveis da configuração fio-anel ainda não são solucionadas, no entanto o eletrodo tubular permite a geração de um volume maior de plasma. E tende a aumentar ainda mais com o aumento de seu comprimento. Em consequência disso, tais arranjos têm uma vantagem clara quando leva-se em consideração as dificuldades causadas pela eletronegatividade do gás e pelos baixos tempos de residência: isso pode ser compensado ao

fazer com que o gás interaja com um volume maior de plasma em sua trajetória. Além disso, com o aumento do tubo torna-se possível gerar plasmas estáveis com tensões menores. Assim, o arranjo com o maior eletrodo externo se mostrou o mais promissor. Entretanto, esta não foi a configuração definitiva, por um motivo: a visualização do que acontece dentro do tubo de quartzo é prejudicada visto que o eletrodo externo é opaco, sendo difícil observar possíveis problemas como, por exemplo, o derretimento local.

Por fim, então, na configuração definitiva substituiu-se o modelo opaco por outro feito de uma grade (ver Figura 40), permitindo ainda a geração de um volume maior de plasma, mas com a vantagem de poder visualizar o interior do tubo durante o processo.

Figura 40 – Foto da configuração fio-tubo, sendo o tubo externo feito de uma grade.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Esta configuração pode ser classificada como "tipo-DBD", de acordo com (LU et al., 2021), uma vez que é constituído de um eletrodo interno em contato direto com o gás no interior de um tubo que, por sua vez, é externamente envolto por outro eletrodo. Além disso, este é um jato de plasma de campo cruzado, visto que os eletrodos são coaxiais. A espessura do eletrodo interno (fio) é de $(1,24 \pm 0,02)\text{mm}$, enquanto o eletrodo externo (tubular) possui $(7,40 \pm 0,02)\text{mm}$ de diâmetro externo, sendo ambos feitos de aço inoxidável. Além disso, no arranjo final do reator, apresentado na Figura 41, ambos os eletrodos se encontram aproximadamente alinhados a $(5,45 \pm 0,05)\text{mm}$ do bocal do tubo.

Figura 41 – Foto do arranjo final do reator.

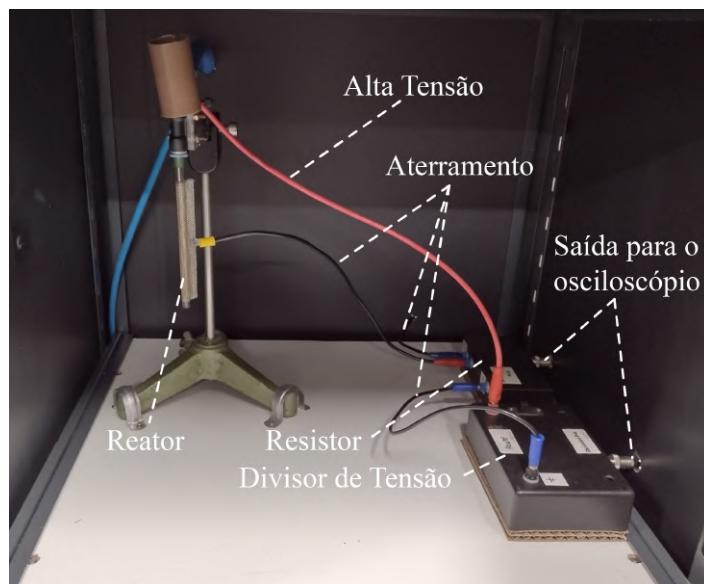


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Para a alimentação do sistema, utilizou-se uma fonte Alternis (Inergiae, modelo ALT0330), que fornece tensão de saída alternada com valor de pico nominal entre 0 e 30,0 kV, e cuja frequência pode variar de 2,0 kHz até 20,0 kHz. Em série com o aterramento, ligou-se um *shunt* de 1000 Ω , utilizado para medir a corrente no reator, sendo a escolha de 1000 Ω justificada por amplificar a queda de tensão no *shunt*, ampliando o sinal de tensão medido. Já em paralelo com o reator e o *shunt*, ligou-se um divisor de tensão resistivo de proporção 1000:1, a fim de obter as medidas de tensão. Desta forma, as medidas realizadas dizem respeito à queda de tensão no sistema reator-*shunt*. Contudo, uma vez que a ordem de grandeza da queda de tensão no *shunt* é muito pequena quando comparada com a do reator, ela pode ser desconsiderada nas análises: como apontado na seção 4.1.3, a corrente de pico máxima obtida nos testes fica em torno de 32 mA, o que gera uma queda de tensão de somente 32 V, enquanto que a ordem de grandeza das tensões utilizadas é de kV. Em testes com várias formas de onda diferentes, verificou-se que este divisor não deforma as formas de onda que são aproximadamente senoidais, como as que são fornecidas pela fonte, somente aquelas com variações abruptas, como ondas quadradas e triangulares. No Apêndice A, encontra-se a arquitetura utilizada, bem como uma fotografia do sistema construído. A utilização do divisor fez-se necessária devido às tensões fornecidas ao reator serem maiores que as suportadas pelo osciloscópio, e visto que o laboratório não possuía ponteiras com atenuação alta o suficiente. Ainda, destaca-se que as saídas de ambos

os equipamentos foram construídas com cabos coaxiais, a fim de diminuir o ruído produzido pelo reator, devido à natureza oscilatória da tensão. Na Figura 42, é possível visualizar como os equipamentos citados são conectados ao reator.

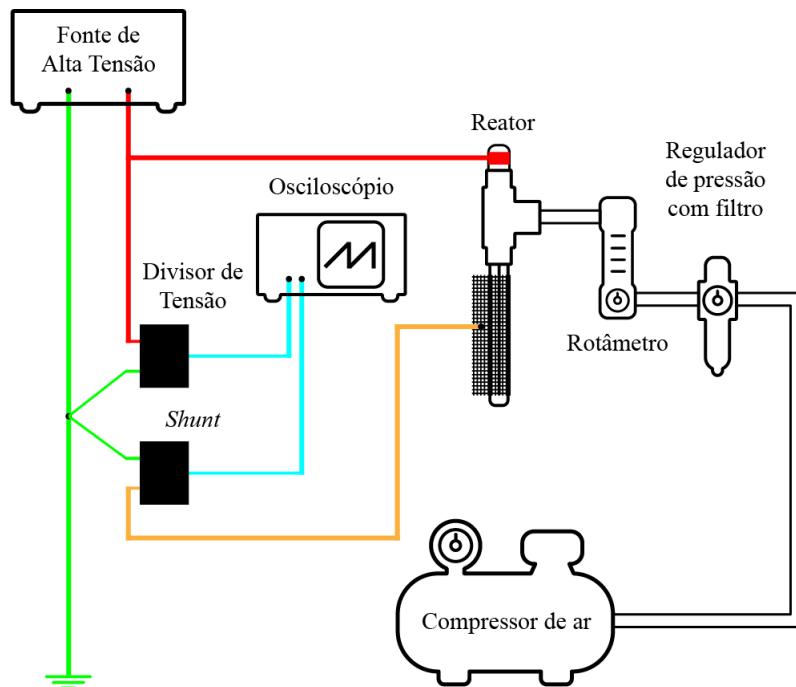
Figura 42 – Foto do reator conectado ao divisor de tensão e ao resistor.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Um esquema resumido de todo o sistema descrito acima pode ser visto na Figura 43.

Figura 43 – Esquema do sistema de jato de plasma. As cores seguem a seguinte relação: vermelho para os fios de alta tensão; verde para os fios aterrados; azul para os cabos coaxiais ligados ao osciloscópico; e laranja para o fio ligando o reator ao *shunt*.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

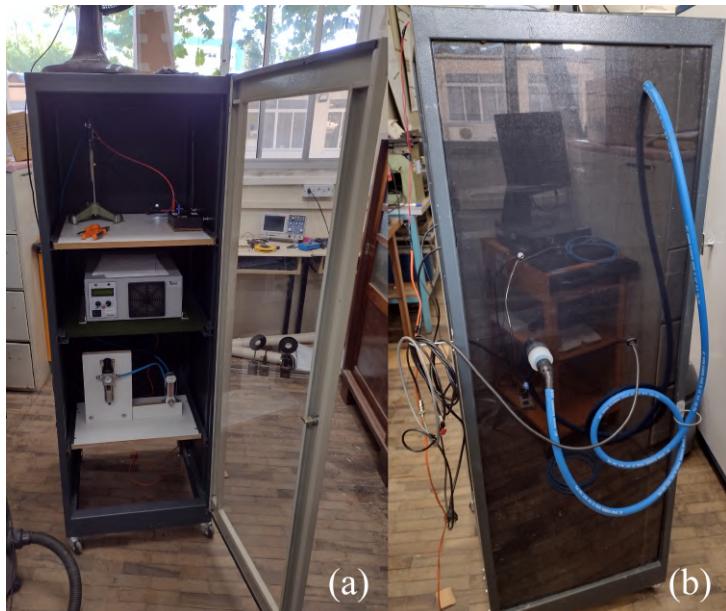
Já na prática, o sistema foi organizado de dois modos: uma organização horizontal (ver Figura 44) e outra vertical (ver Figura 45). Os testes iniciais foram realizados sob uma mesa, mas nesta organização identificou-se quatro complicações: devido ao forte odor do ozônio liberado pelo reator, tornava-se desconfortável usá-lo por muito tempo; sua localização dentro do laboratório não era adequada, visto que a movimentação ao seu redor era prejudicada por experimentos próximos; a segurança em seu manuseio era afetada pela exposição dos cabos de alta tensão conectados ao reator; e havia certa dificuldade em manter o local escuro, a fim de melhor visualizar o plasma, uma vez que tornava-se ainda mais inseguro trabalhar com os cabos expostos nesta condição. Em razão disso, a organização vertical foi elaborada: o *rack* sendo móvel, pode ser levado sem complicações para lugares mais propícios dentro do laboratório; como pode ser completamente fechado, é possível utilizar dois exaustores em sua parte superior para a liberação direta do ozônio para fora do laboratório; exceto a porta, todas as laterais do *rack* são preenchidas com adesivo da cor preta, permitindo uma baixa luminosidade sem afetar a fiação e a visão dos equipamentos; e os cabos podem ser dispostos de maneira mais organizada e menos expostos, além da possibilidade de aterrarr o *rack* todo, sendo ainda mais seguro.

Figura 44 – Foto da organização horizontal do sistema. Em (a) apresenta-se o sistema em seus primeiros testes, já em (b) como o sistema se encontrava com o esquema para deixá-lo mais escuro, bem como alguns dos equipamentos de medida.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 45 – Foto da organização vertical do sistema. Em (a) encontra-se a organização vista de frente, já em (b) ela vista por trás.



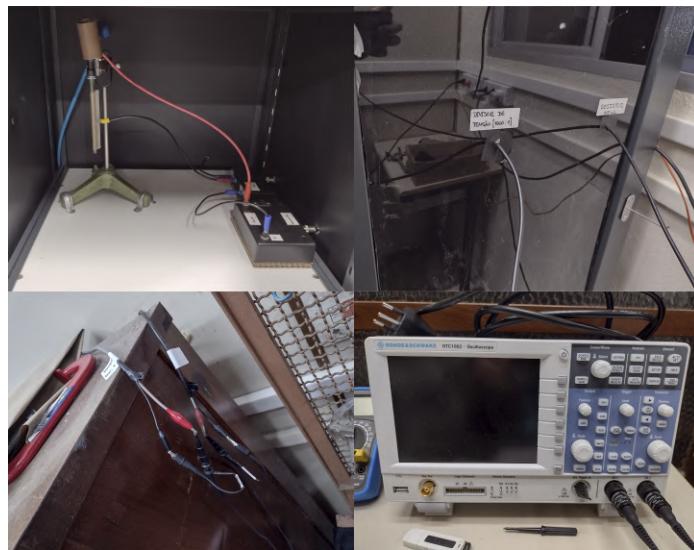
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

3.2 CARACTERIZAÇÃO DO JATO

As medidas de tensão e corrente foram obtidas por um osciloscópio (Rohde&Schwarz, modelo RTC1002), ligado no divisor de tensão e no *shunt* por ponteiras com atenuação de 10x (Tektronix, modelo TPP0101), sendo que ambas as saídas do divisor e do *shunt* e as ponteiras foram deixadas a uma certa distância do *rack*, já que interferências eram observadas quando as ponteiras ficavam próximas do reator, levando a medições mais altas dos valores de tensão (ver Figura 46). A partir destas medidas, obteve-se o valor da potência instantânea e seus valores RMS, utilizando o software OriginLab (ORIGINLAB, 2022), e suas FFTs, com o software Octave (OCTAVE, 2022) (código no Apêndice B).

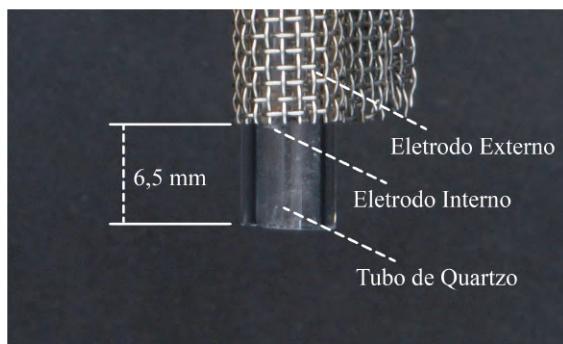
Foram realizadas medidas ópticas de duas maneiras: por meio de fotografias e por meio de espectroscopia de emissão. As fotografias foram tiradas com uma câmera Sony (modelo SLT-A57), com os seguintes parâmetros: distância focal em 55 mm; tempo de exposição em 30 s; abertura do diafragma em f/29; e sensibilidade do sensor em 100. Além disso, exclusivamente durante as fotografias, ambos os eletrodos encontravam-se aproximadamente alinhados a $(6,5 \pm 0,5)$ mm do bocal do tubo (ver Figura 47). Destes dados, obteve-se medidas de luminosidade e do comprimento das plumas de plasma, por meio do software ImageJ (IMAGEJ, 2022).

Figura 46 – Fotos do sistema reator-divisor-osciloscópio. Uma vez que o reator é associado ao divisor, dele saem cabos coaxiais que são conectados às ponteiras com atenuação de 10x que, por fim, são ligadas ao osciloscópio.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

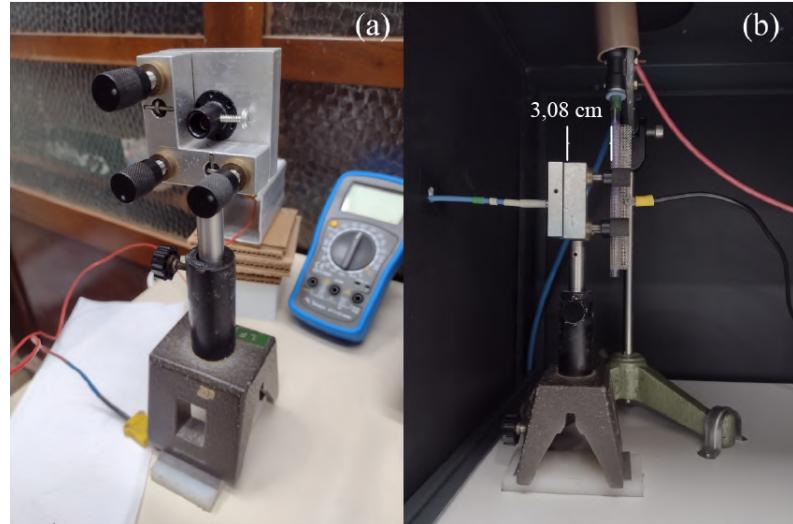
Figura 47 – Distância entre os eletrodos e o bocal do tubo de quartzo durante as fotografias.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Já a espectroscopia foi realizada utilizando um espetrômetro modular da Ocean Optics (modelo USB4000) conectado a uma fibra óptica direcionada ao reator. A fibra óptica foi direcionada por meio de um suporte, visto na Figura 48 (a), e posicionada a aproximadamente $(3,08 \pm 0,02)$ cm do tubo do reator (ver Figura 48 (b)). Dado que as plumas de plasma geradas tinham pouca, ou nenhuma, luminosidade, optou-se por colocar a fibra óptica próxima ao meio do reator, as medidas obtidas são, então, das espécies geradas na DBD dentro do reator, e não do jato de plasma em si. O tempo de integração usado para a obtenção dos espectros de emissão variou entre 10 e 30 s: 30 s foi o tempo de integração usual e utilizando, eventualmente, 20 e 10 s nas situações em que o sinal ultrapassava a escala do espetrômetro, sendo estas diferenças corrigidas durante as análises. Além disso, para um obtenção de medidas mais precisas fez-se a remoção do sinal de fundo.

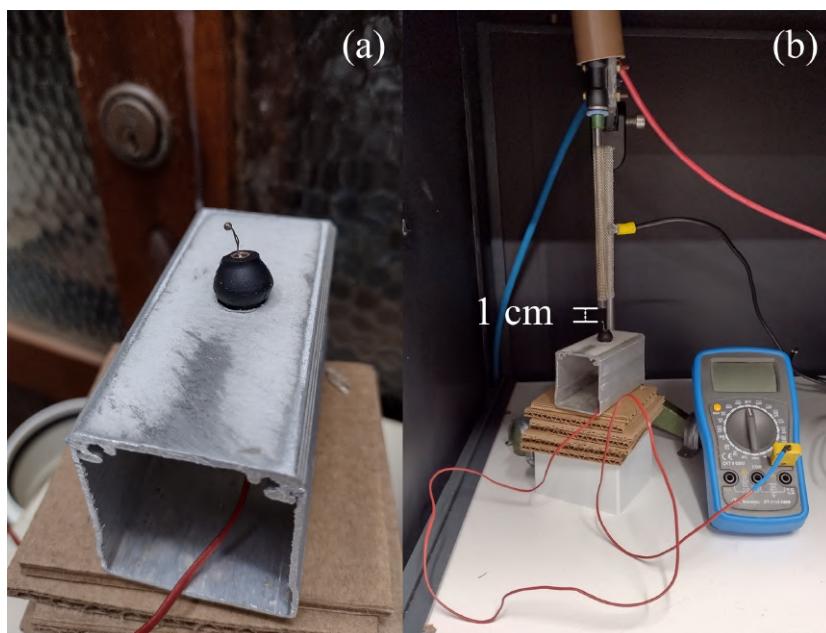
Figura 48 – Fotos do suporte utilizado para direcionar a fibra óptica (a) e da disposição do sistema reator-suporte (b).



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Para a caracterização térmica utilizou-se um termopar em um suporte de metal, o qual pode ser visto na Figura 49 (a). Para a obtenção dos dados, conectou-se o termopar a um multímetro Minipa (modelo ET-1110 DMM) enquanto um *smartphone* filmava os valores fornecidos de temperatura. Posteriormente, analisou-se as filmagens e os dados foram tabelados. Durante as medidas, o termopar esteve localizado a aproximadamente $(10,0 \pm 0,5)$ mm do bocal do tubo, como ilustra a Figura 49 (b). Por fim, com o software OriginLab (ORIGINLAB, 2022) obteve-se a inclinação das retas características das curvas de temperatura × tempo.

Figura 49 – Fotos do termopar posto no suporte de metal (a) e da disposição do sistema reator-termopar-multímetro.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vale ressaltar, que outro estudo realizado refere-se a como os parâmetros elétricos variam ao longo do tempo em que o reator está em funcionamento. Para isso, medidas de tensão e corrente foram obtidas com o osciloscópio em determinados intervalos de tempo entre elas, e por meio delas analisada a potência do reator neste período.

3.3 PARÂMETROS DE OPERAÇÃO

3.3.1 Fotografias

As condições elétricas fornecidas pela fonte durante a obtenção das fotografias podem ser vistas na Tabela 3. Para cada tensão nominal fornecida, as condições de vazão foram controladas de 1,0 a 10,0 NL min⁻¹, em intervalos de $(1,0 \pm 0,3)$ NL min⁻¹. Ainda, para cada medida de vazão, uma fotografia foi registrada. Vale destacar que as condições elétricas foram escolhidas por serem as que apresentaram maior luminosidade durante os testes iniciais.

Tabela 3 – Parâmetros elétricos utilizados na obtenção das fotografias.

Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Tensão Nominal ($V_{nom} \pm 20\%$) kV
8,0	15,0, 16,0, 17,0
9,0	14,0, 15,0, 16,0
10,0	14,0, 15,0

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

3.3.2 Caracterização térmica

Já as condições elétricas fornecidas durante a caracterização térmica, para as medidas de temperatura, se encontram na Tabela 4. Para cada medida de tensão a vazão foi controlada de 0 a 10,0 NL min⁻¹, mas agora em intervalos de $(2,0 \pm 0,3)$ NL min⁻¹.

Tabela 4 – Parâmetros elétricos utilizados na obtenção das medidas de temperatura.

Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Tensão Nominal ($V_{nom} \pm 20\%$) kV
2,0	4,0, 7,0, 10,0, 13,0, 16,0
6,0	4,0, 7,0, 10,0, 13,0, 16,0
10,0	4,0, 7,0, 10,0, 13,0, 14,0
14,0	4,0, 5,0, 7,0, 9,0, 11,0
18,0	4,0, 5,0, 7,0, 9,0, 10,0

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

A escolha de diferentes valores de tensão nominal para diferentes frequências nominais justifica-se pela instabilidade da fonte de alta tensão para certos valores de tensão e frequência

nominais. Optou-se por analisar apenas com os valores nos quais a fonte operava de modo estável.

3.3.3 Caracterização elétrica e espectroscópica

Para as caracterizações elétricas e para a espectroscopia, as condições fornecidas pela fonte são as presentes na Tabela 5. E assim como em condições anteriores, a vazão foi controlada entre 0 e $10,0 \text{ NL min}^{-1}$, em intervalos de $(2,0 \pm 0,3) \text{ NL min}^{-1}$. Para cada vazão, valores de tensão e corrente foram obtidos com o osciloscópio, assim como uma medida espectroscópica com o espectrômetro. Destaca-se ainda que as medidas foram obtidas de duas maneiras: uma sem tratamento (dados que serão chamados, daqui em diante, de “dados *crus*”) e outra utilizando uma média de 512 formas de onda (a fim de reduzir o ruído nas formas de onda, como é ilustrado na Figura 50, sendo que V_p representa a tensão de *pico*). Além disso, em todas as condições investigadas a vazão esteve fixa em $(2,0 \pm 0,3) \text{ NL min}^{-1}$.

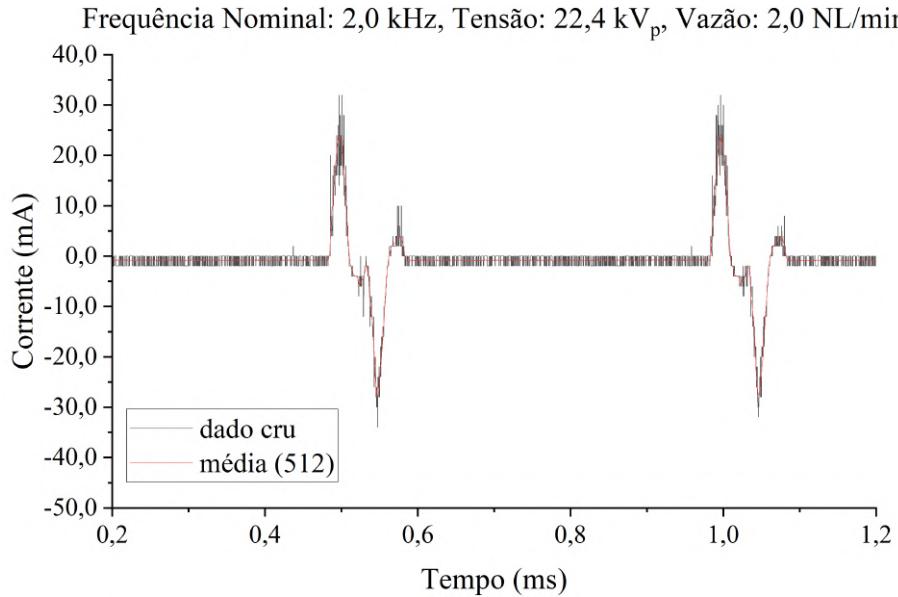
Tabela 5 – Parâmetros elétricos utilizados para a obtenção das medidas de tensão e corrente e das medidas espectroscópicas.

Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Tensão Nominal ($V_{nom} \pm 20\%$) kV
2,0	7,0, 8,0, 9,0, 10,0, 11,0, 12,0, 13,0, 14,0, 15,0, 16,0
4,0	7,0, 8,0, 9,0, 10,0, 11,0, 12,0, 13,0, 14,0, 15,0, 16,0
6,0	7,0, 8,0, 9,0, 10,0, 11,0, 12,0, 13,0, 14,0, 15,0, 16,0
8,0	7,0, 8,0, 9,0, 10,0, 11,0, 12,0, 13,0, 14,0, 15,0, 16,0
10,0	7,0, 8,0, 9,0, 10,0, 11,0, 12,0, 13,0, 14,0, 15,0
12,0	5,0, 6,0, 7,0, 8,0, 9,0, 10,0, 11,0, 12,0
14,0	6,0, 7,0, 8,0, 9,0, 10,0, 11,0
16,0	6,0, 7,0, 8,0, 9,0, 10,0, 11,0

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

E assim como para a caracterização térmica, os intervalos de tensão nominal são diferentes para diferentes frequências nominais devido às instabilidades da fonte de alta tensão.

Figura 50 – Comparação entre as formas de onda de corrente sem tratamento e com média.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

3.3.4 Testes ao longo do tempo

Para a análise das variações dos parâmetros elétricos ao longo do tempo, 10 medidas de tensão e corrente foram realizadas nas condições elétricas, e nos correspondentes intervalos de tempo escolhidos de modo arbitrário, presentes na Tabela 6. Sendo que elas foram realizadas durante o tempo que comprehende desde a ativação do reator até a obtenção da 10^a medida, i.e., para aquelas com intervalos de tempo de 50,00 s entre uma medida e outra, o intervalo de tempo total investigado foi de 500,00 s, e para aquelas com 30,00 s, foi de 300,00 s.

Tabela 6 – Condições elétricas e respectivos intervalos de tempo entre as medidas realizadas para a análise das variações dos parâmetros elétricos.

Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Tensão Nominal ($V_{nom} \pm 20\%$) kV	Intervalo de tempo entre as medidas ($\Delta t \pm 0,01$) s
2,0	16,0	50,00
6,0	13,0	30,00
10,0	14,0	50,00
14,0	11,0	30,00
18,0	10,0	50,00

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Além disso, para este caso as medidas de tensão e corrente também foram obtidas de duas maneiras: os dados crus e com a média de 512 formas de onda.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

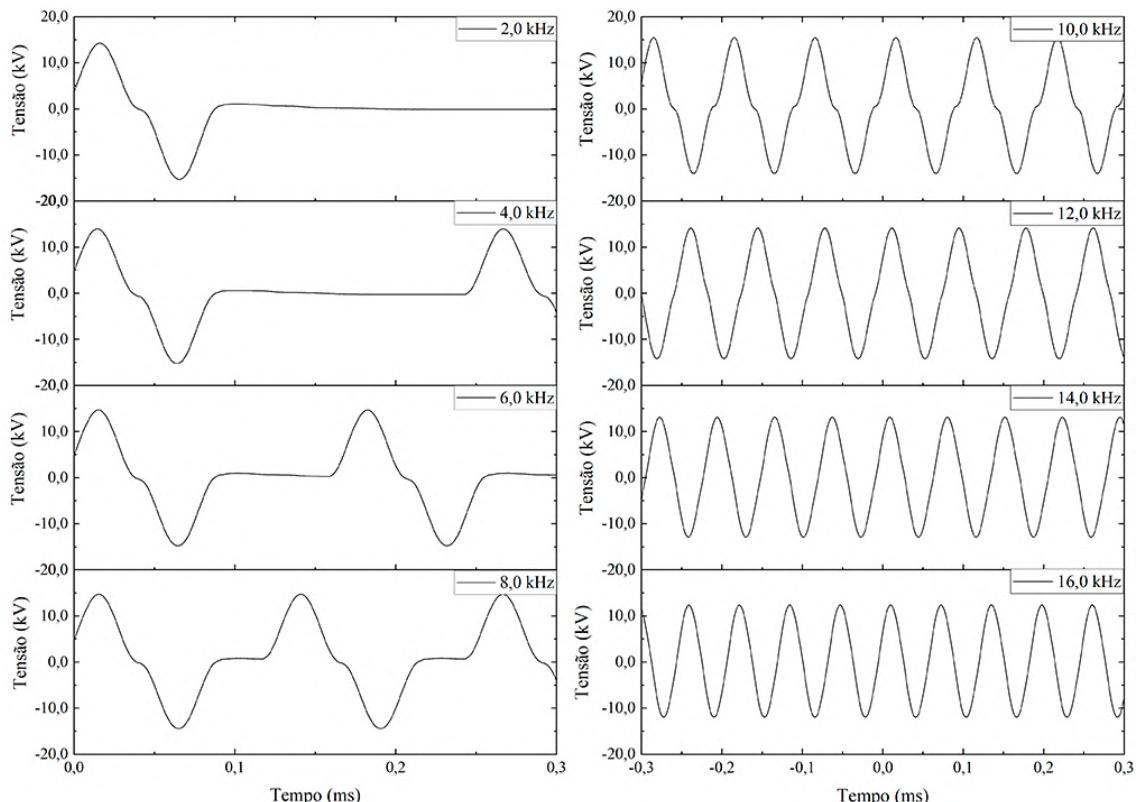
Nas seções que se seguem são apresentados e discutidos os resultados obtidos com as diferentes caracterizações realizadas. Este capítulo é subdividido em 6 seções, que são apresentadas na seguinte sequência: as medidas elétricas obtidas com o osciloscópio e algumas investigações; os resultados para a potência elétrica do reator; as temperaturas obtidas com o sistema termopar-multímetro; os valores encontrados como medida indireta do fluxo de energia; as medidas de comprimento da pluma e luminosidade a partir da análise das fotografias; e os resultados das análises espectroscópicas.

4.1 CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA: TENSÃO E CORRENTE

4.1.1 Sobre as formas de onda

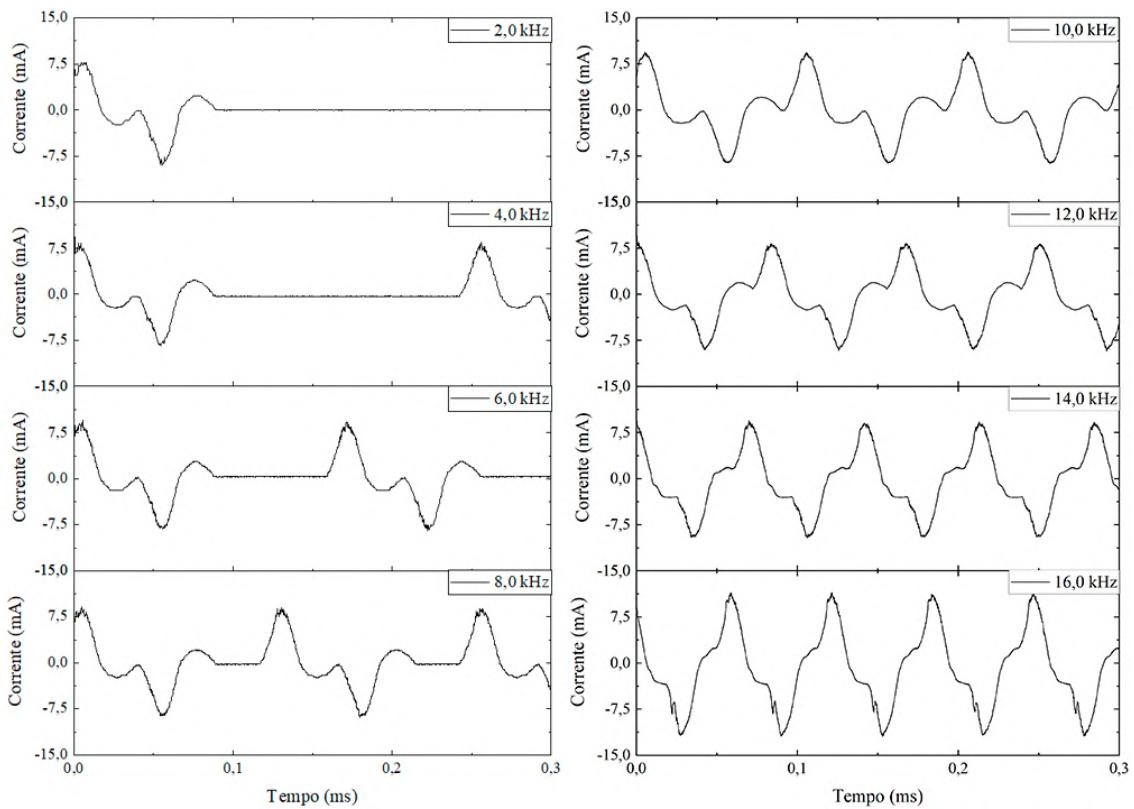
Segundo o manual da fonte de tensão, para frequências abaixo de 10,0 kHz a fonte fornece um pulso de tensão de $100,0 \mu\text{s}$ seguido de uma pausa até o próximo pulso, sendo a pausa calculada de acordo com a frequência que se quer operar. Já entre 10,0 e 20,0 kHz, a tensão é dada por ondas contínuas. Este comportamento se encontra de acordo com as medidas de tensão e corrente obtidas, como é ilustrado nas Figuras 51 e 52.

Figura 51 – Formas de onda de tensão medidas para cada frequência nominal. Todas as curvas foram geradas a partir da tensão média de $(14,6 \pm 0,1) \text{ kV}_p$ e vazão em $(2,0 \pm 0,3) \text{ NL min}^{-1}$.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 52 – Formas de onda de corrente medidas para cada frequência nominal. Todas as curvas foram geradas a partir da tensão média de $(14,6 \pm 0,1)$ kV_p e vazão em $(2,0 \pm 0,3)$ NL min⁻¹.



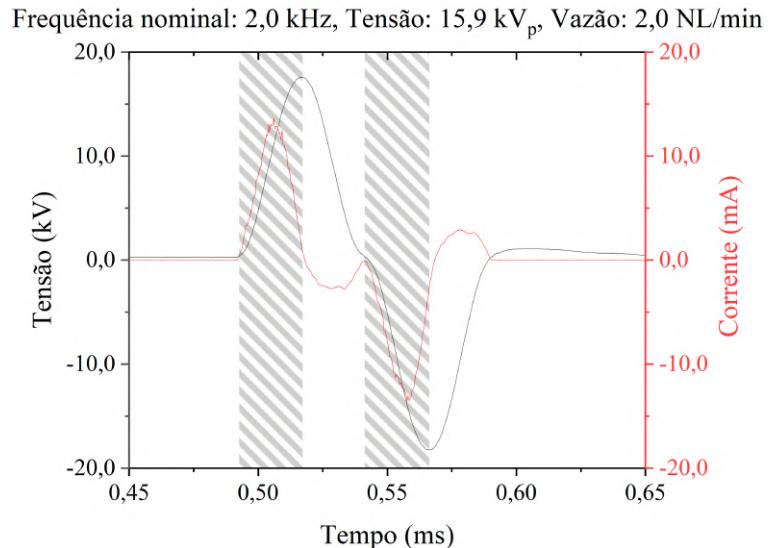
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Percebe-se que os pulsos de tensão têm formato aproximadamente senoidal. Para a tensão, contudo, cada semiciclo da senoide tem em seus extremos ($V = 0$) uma mudança de curvatura, o que lembra o formato de um “dente de tubarão”. No entanto, com o aumento da frequência nominal as mudanças tendem ser menos intensas, perdendo seu formato característico. Nota-se também que para cada semiciclo de tensão, há dois picos de corrente: no semiciclo positivo, a corrente apresenta um pico maior positivo na primeira metade e um pico menor negativo na outra; já para o semiciclo negativo ocorre o oposto, há um pico maior negativo de corrente, seguido de um pico menor positivo. Na Figura 53 encontra-se as formas de tensão e corrente juntas, onde é possível observar as relações citadas.

Destaca-se que o comportamento citado dos picos de corrente são esperados: dado que a configuração do reator mostra-se fortemente capacitiva, como pode ser evidenciado pelo fato da corrente estar adiantada em relação à tensão, a corrente é predominantemente de deslocamento, sendo proporcional à variação da tensão (V) com o tempo, ou seja, a dV/dt . Como ilustra a Figura 54, a forma característica das ondas de tensão levam as formas de onda de corrente a terem dois picos a cada semiciclo.

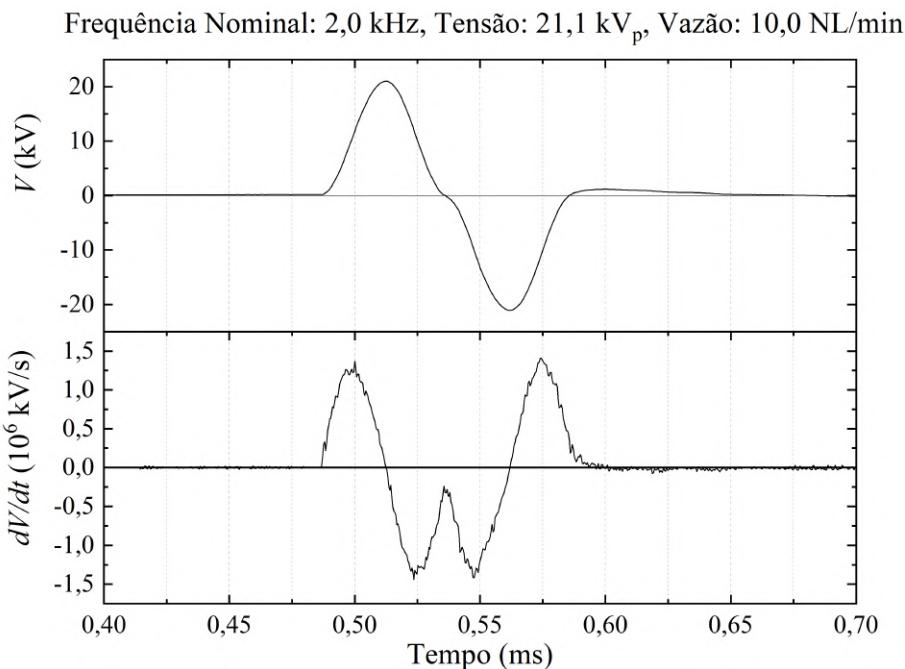
Nota-se, porém, que os picos presentes em dV/dt têm o mesmo tamanho. Os picos maiores vistos anteriormente estão possivelmente ligados às “franjas” observadas nas formas de

Figura 53 – Formas de tensão e corrente.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 54 – Forma de onda de tensão e sua derivada.



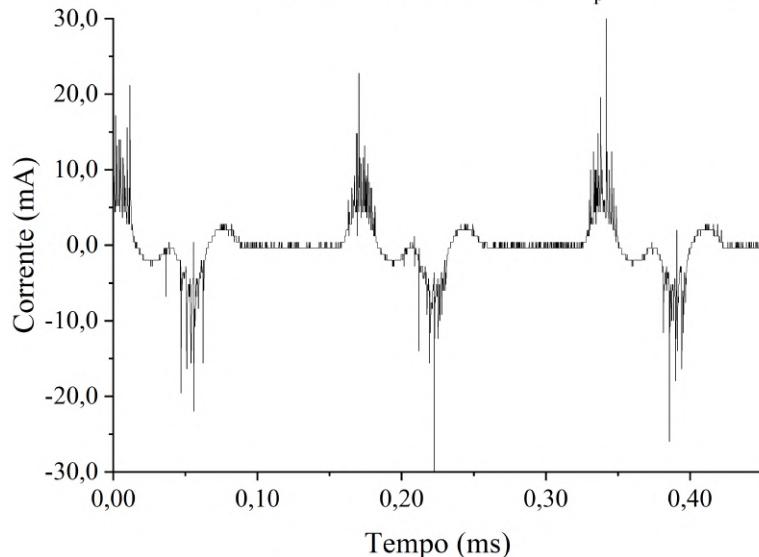
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

onda de corrente, i.e., aos pequenos picos que aparecem ao longo de todo o tempo de amostragem. Estas franjas referem-se às microdescargas geradas durante o funcionamento do reator, e fazem com que a forma de onda resultante seja uma superposição da corrente de deslocamento com a corrente de condução gerada pelas microdescargas (AKISHEV et al., 2011), como evidencia a Figura 55. E dado que estas microdescargas ocorrem com mais intensidade durante o aumento da tensão (padrão em linhas diagonais da Figura 53), sua contribuição à corrente leva ao aumento dos picos nestas regiões.

Estas microdescargas podem ser vistas também a olho nú, como vários filamentos de

Figura 55 – Forma de onda de corrente sem tratamento.

Frequência Nominal: 6,0 kHz, Tensão: 14,8 kV_p, Vazão: 0,0 NL/min

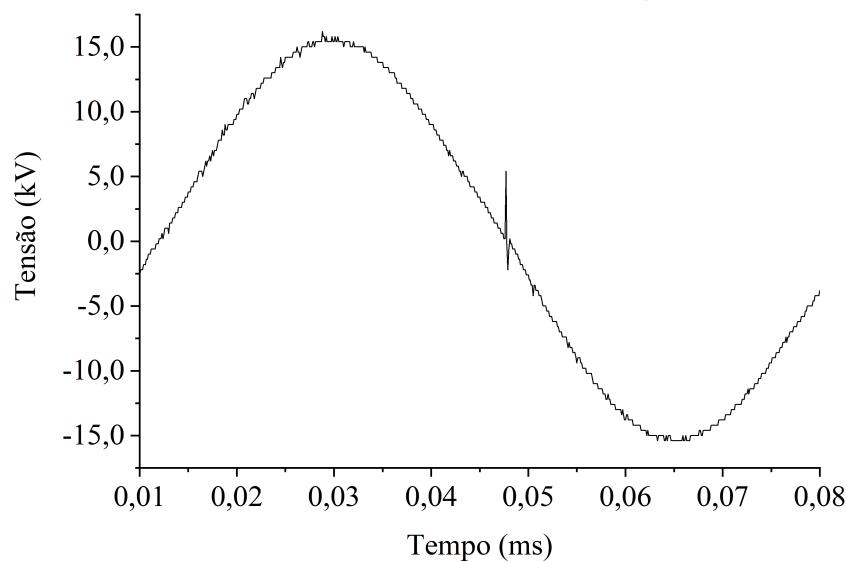


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

curta duração ao longo de todo o volume de plasma dentro do tubo. A utilização das médias sob as formas de onda se faz necessária devido a existência destas franjas; deste modo o comportamento *médio* das descargas pode ser analisado. Contudo, como mostra a Figura 56, nota-se que franjas também aparecem em algumas condições de tensão, mas estas se devem exclusivamente à fonte de alimentação, e estando possivelmente relacionadas ao seu formato de “dente de tubarão”. Assim, as análises realizadas foram feitas a partir dos dados médios, a fim de

Figura 56 – Forma de onda de tensão (sem média), onde é possível visualizar que franjas podem aparecer também nos valores de tensão.

Frequência Nominal: 14,0 kHz; Tensão: 15,5 kV_p; Vazão: 2,0 NL/min



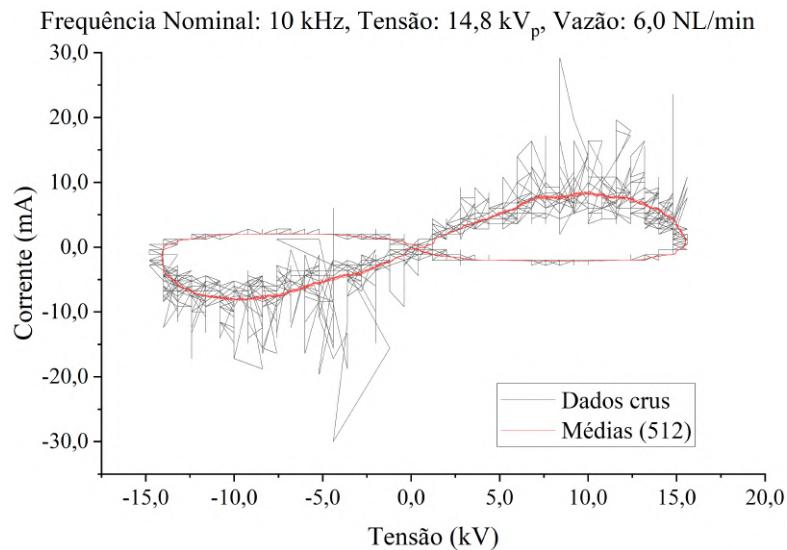
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

analisar o comportamento médio das descargas.

4.1.2 Sobre as curvas $i - V$

Outra maneira de analisar as formas de onda de tensão e corrente é por meio das curvas $i - V$. E para uma análise correta destas curvas, a necessidade do uso de médias sob as formas de onda para a análise do comportamento médio torna-se evidente, visto as distorções causadas pelas microdescargas, como é ilustrado na Figura 57.

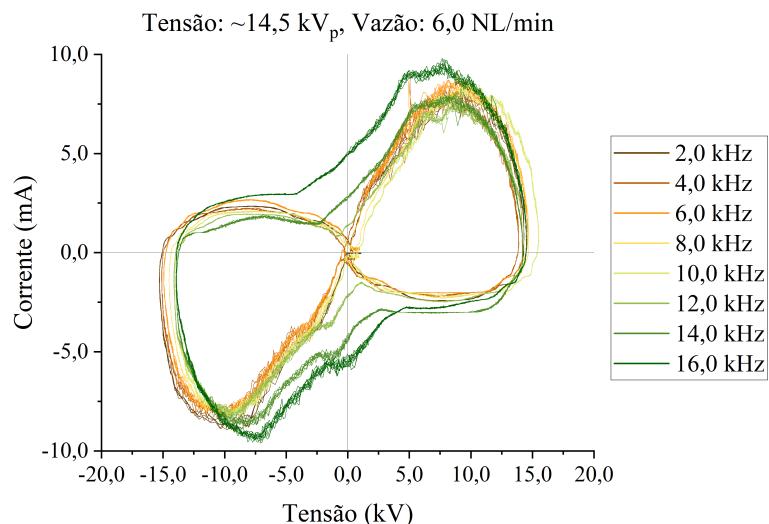
Figura 57 – Comparação entre as curvas $i - V$ feitas a partir dos dados crus e a partir dos dados médios.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Para a análise, um valor intermediário de tensão de pico e vazão foram escolhidos para cada frequência nominal medida, obtendo com isso a Figura 58. Nela pode-se observar como as curvas $i - V$ mudam de forma com a variação da frequência nominal.

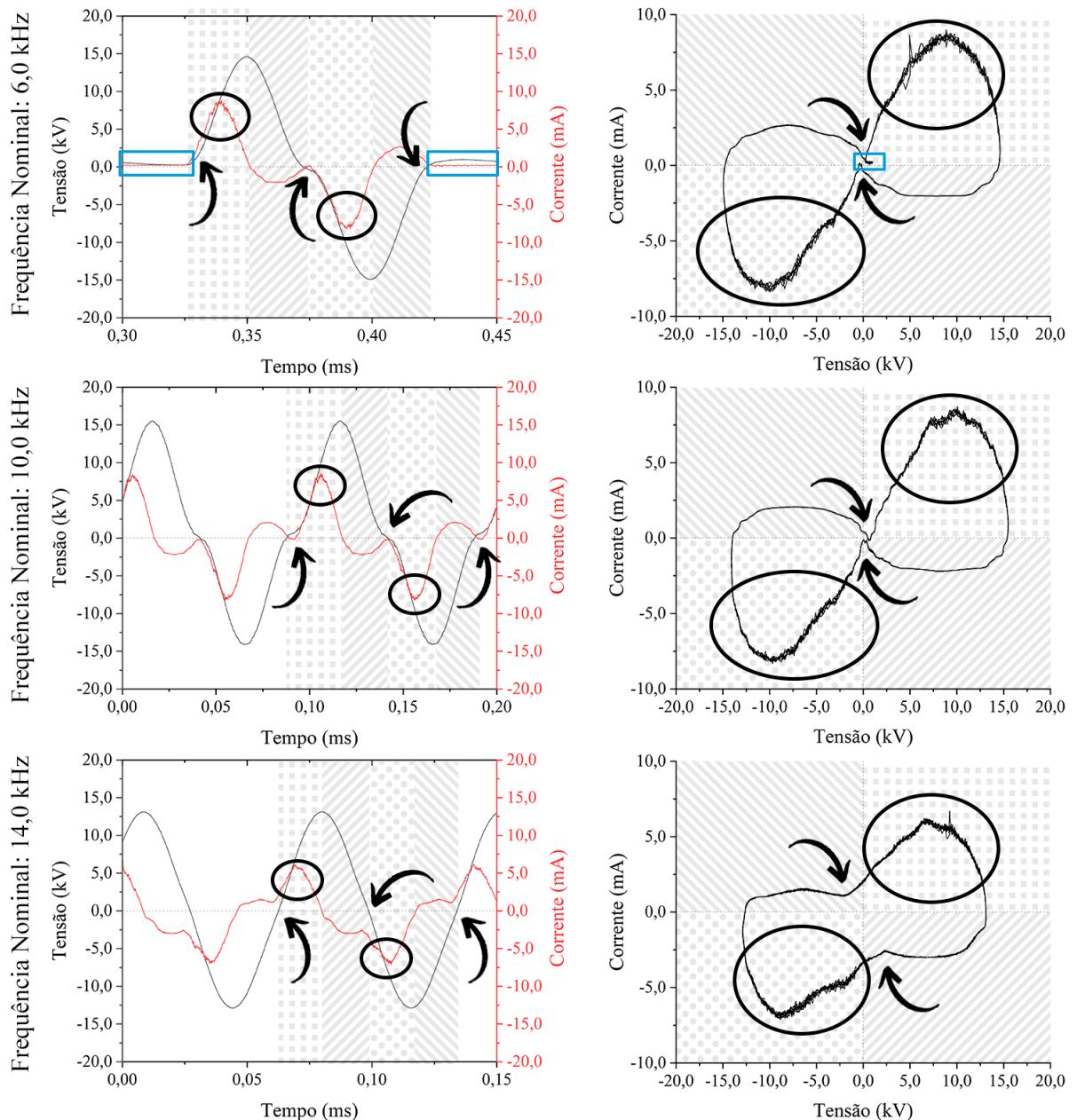
Figura 58 – Curvas $i - V$ para cada frequência nominal investigada.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Na Figura 59 está um esquema que pode ser utilizado para um melhor entendimento das relações entre as formas de onda e as curvas $i - V$, onde cada forma de onda se encontra ao lado de sua curva $i - V$ correspondente: cada quadrante das curvas $i - V$ representa um intervalo nas formas de onda, e suas equivalências são representadas por áreas preenchidas pelo mesmo padrão; os picos de corrente com ruído são destacados em ambos os casos pelas elipses pretas; os retângulos azuis evidenciam as pequenas retas que são vistas perto da origem para frequências nominais entre 2,0 e 8,0 kHz, e que refletem os valores de tensão e corrente nos intervalos entre um pulso e outro; e as flechas destacam os efeitos das mudanças de curvatura da tensão citados anteriormente.

Figura 59 – Esquema apresentando as relações entre as curvas $i - V$ e as formas de onda de tensão e corrente em função do tempo.



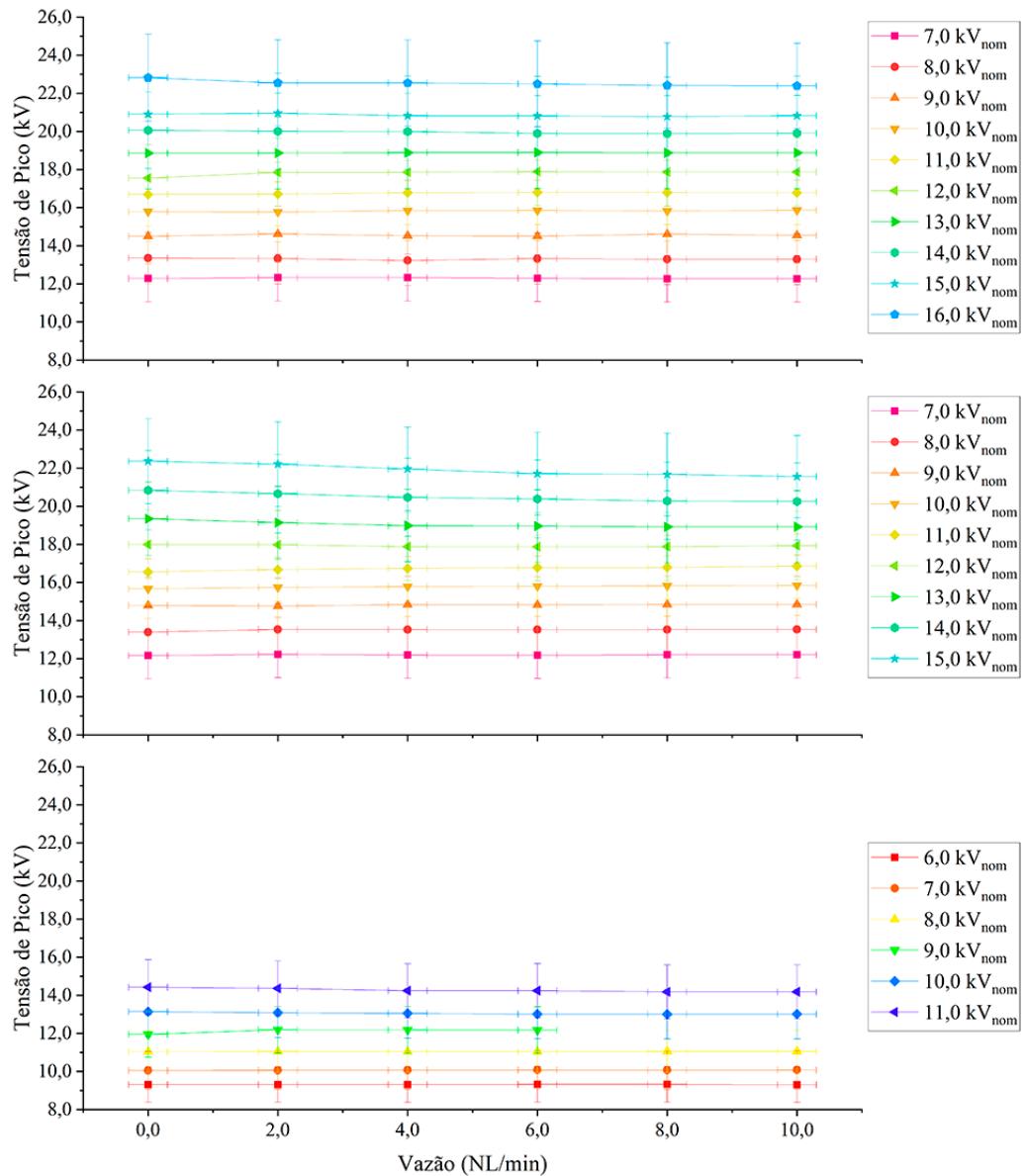
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Nota-se que com o aumento da frequência as “pontas” da curva $i - V$ (sinalizadas pelas flechas) tendem a se afastar da origem, mostrando que, de fato, as mudanças de curvatura diminuem, e que apesar da aparente ausência destas mudanças para 14,0 e 16,0 kHz (ver Figura 51), as curvas $i - V$ mostram que elas ainda existem, já que as “pontas” ainda são observadas nesses casos.

4.1.3 Sobre a influência vazão×tensão×frequência

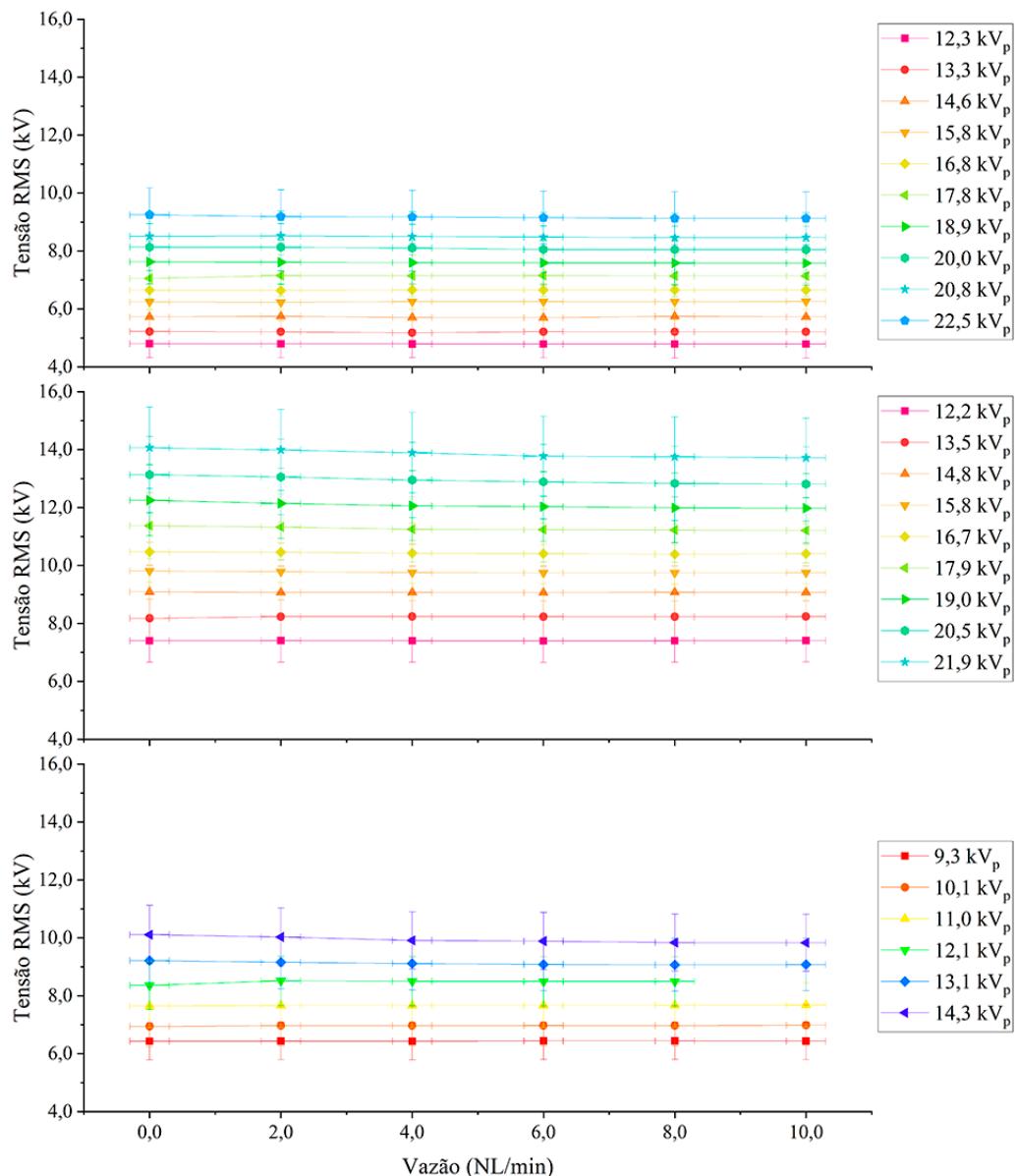
Ao analisar a influência da vazão sobre os parâmetros elétricos, percebe-se que, seja para os valores de pico ou RMS, os valores de tensão se mantêm aproximadamente constantes, como pode ser observado nas Figuras 60 e 61.

Figura 60 – Valores de tensão de pico em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

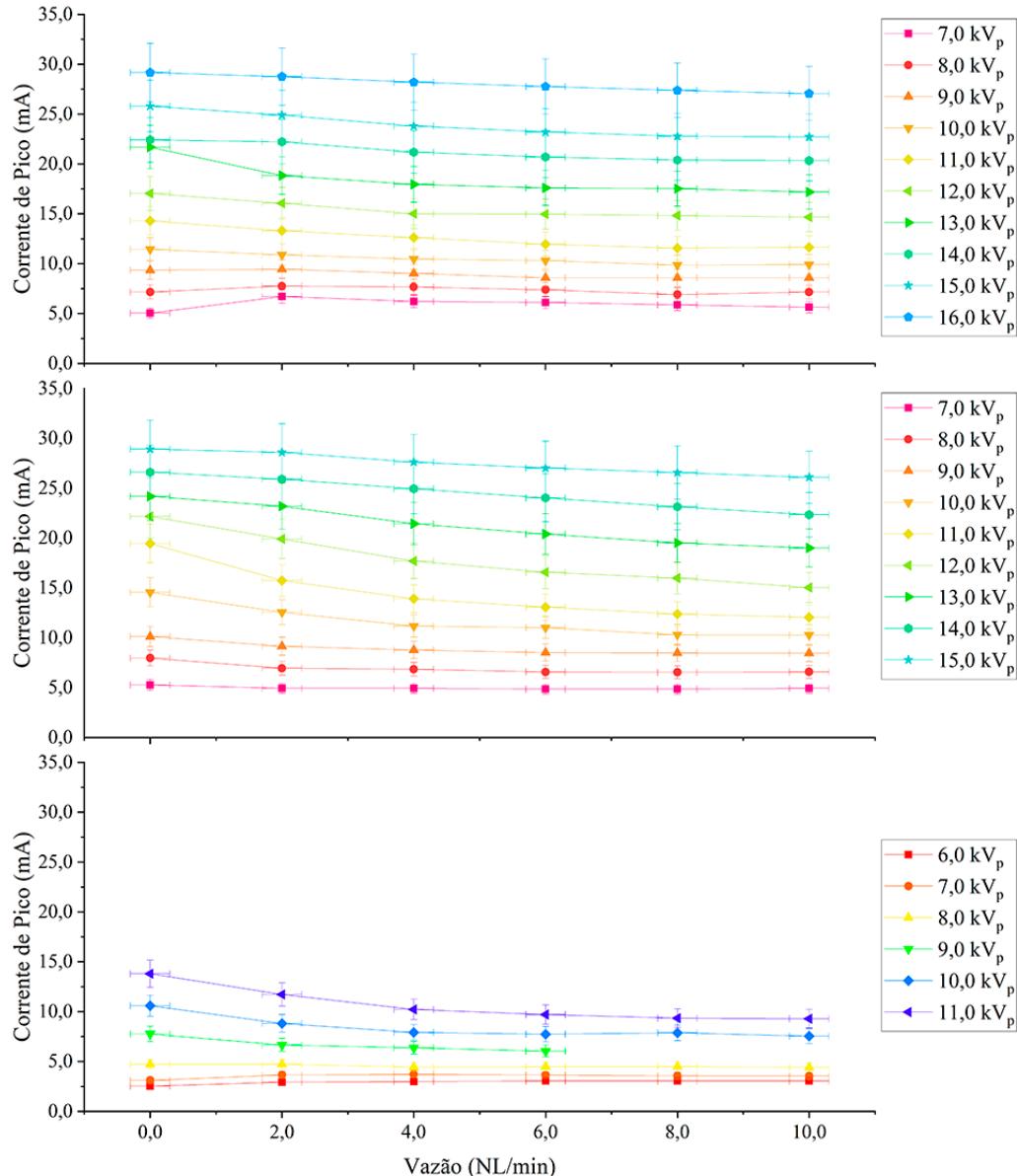
Figura 61 – Valores de tensão RMS em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Já a corrente comporta-se de modo diferente: em geral, para tensões baixas, a corrente permanece aproximadamente constante em relação à vazão, independente da frequência; porém, quando em tensões e frequências mais altas, é visto que os valores diminuem com o aumento da vazão e que tem seu máximo quando a vazão é nula (ver Figuras 62 e 63).

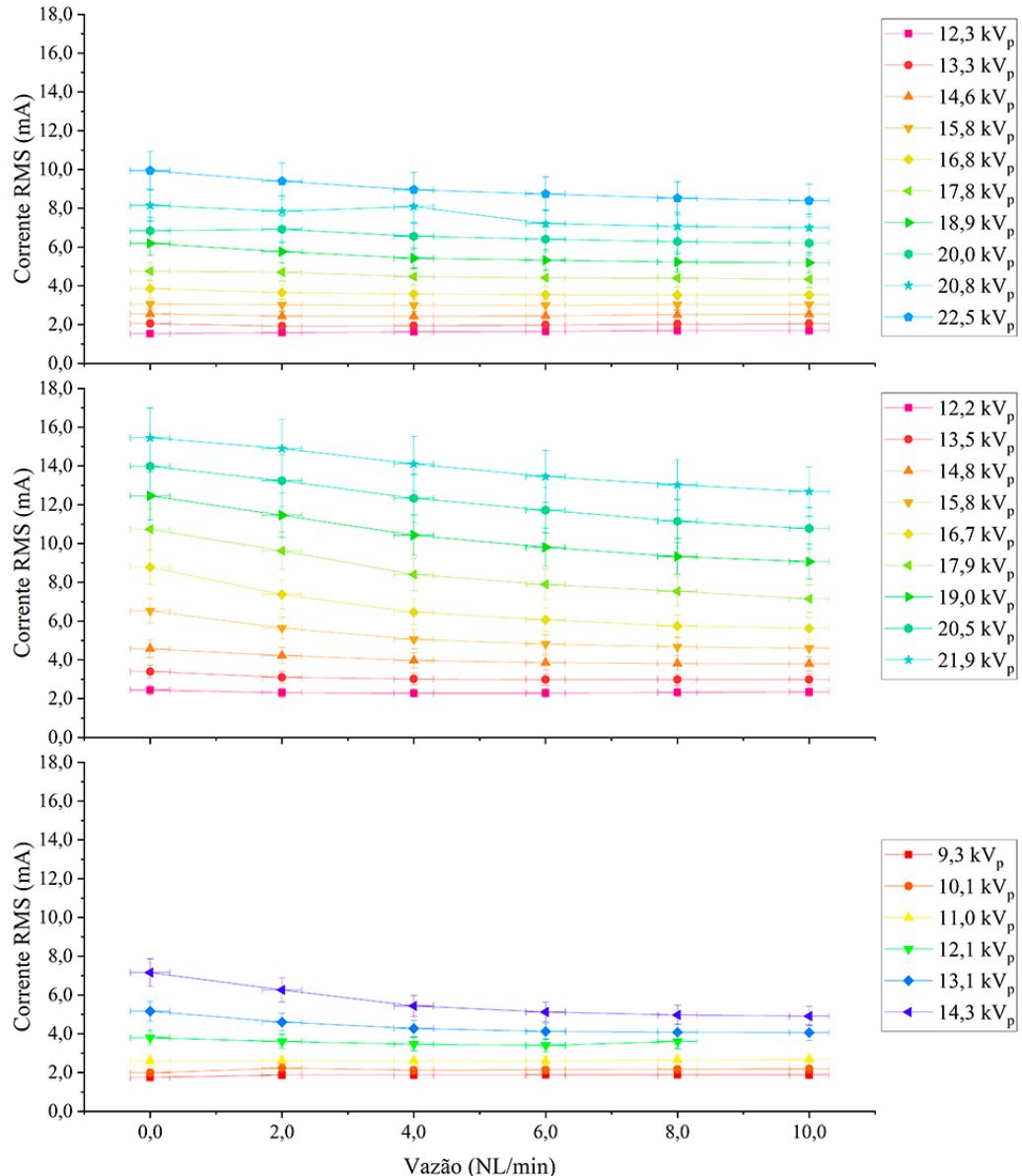
Figura 62 – Valores de corrente de pico em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Nestas figuras, contudo, pode-se observar outra característica: o aumento da tensão leva ao aumento da corrente. Deste modo, mais intensa é a descarga. Entretanto, ao mesmo tempo, quanto maior o fluxo de gás, menor será o tempo de residência do gás no plasma, a eficiência de ionização e, portanto, a intensidade da descarga, explicando o comportamento citado. Já para tensões mais baixas, uma hipótese (a ser verificada) é de que a corrente seja principalmente de deslocamento e pouco de condução, fazendo com que a vazão pouco interfira de modo significativo neste processo.

Figura 63 – Valores de corrente RMS em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.



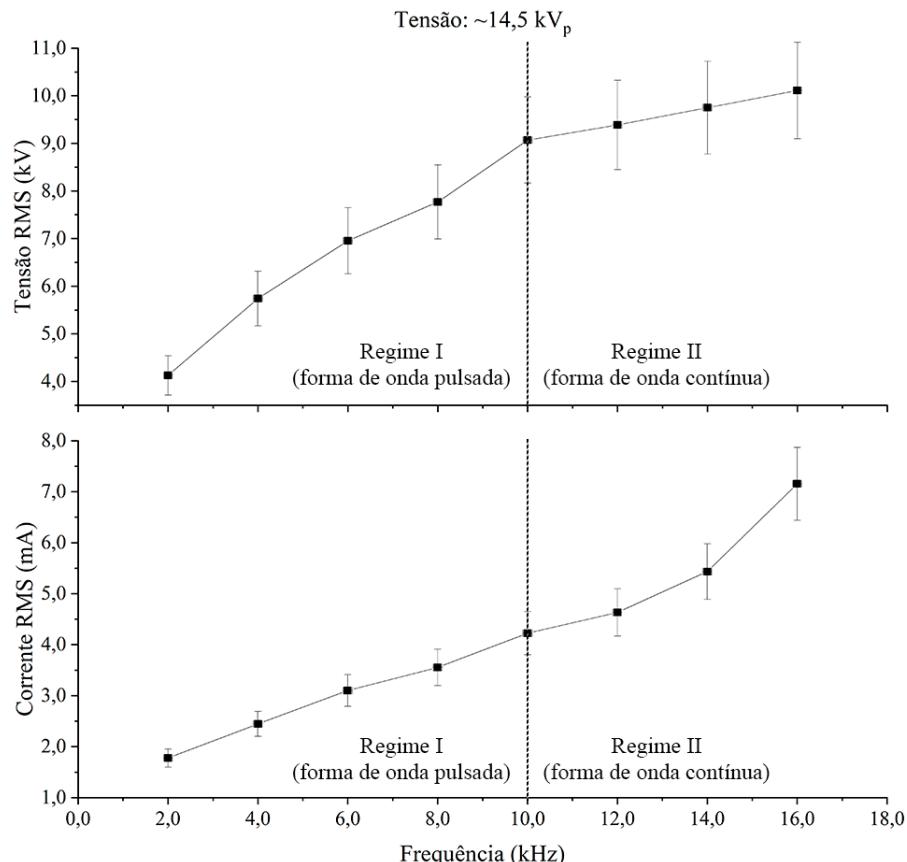
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vale o destaque dos jatos de plasma de ar em pressão atmosférica dos autores Peng et al. (2021) e Shi et al. (2022), uma vez que possuem *design* semelhantes ao jato exposto neste trabalho. Para o jato de ambos os autores, o aumento da corrente da descarga com o aumento da tensão é observado. Peng et al., inclusive, chegaram a resultados semelhantes para a relação com a vazão, evidenciando que os altos fluxos tendem a diminuir a corrente.

Vale ainda alguns comentários sobre as medidas de corrente RMS (i_{RMS}) e V_{RMS} . Na Figura 64 tem-se a relação de i_{RMS} e V_{RMS} com a frequência, tomando-se um mesmo valor de tensão de pico. Pode-se observar que tanto V_{RMS} como i_{RMS} aumentam com o aumento da frequência. Este aumento se deve à diminuição do tempo entre os pulsos, i.e., devido à diminuição

do tempo em que a tensão e a corrente são nulos. Nota-se também que o regime de operação das formas de onda (regimes I e II, relacionados aos regimes pulsado e contínuo) afetam o comportamento das curvas.

Figura 64 – Curvas i_{RMS} e V_{RMS} em função da frequência nominal, tomando a tensão fixa de aproximadamente $14,5 \text{ kV}_p$, para a vazão de $(2,0 \pm 0,3) \text{ NL min}^{-1}$. As barras de erro referem-se a 10% do valor indicado.

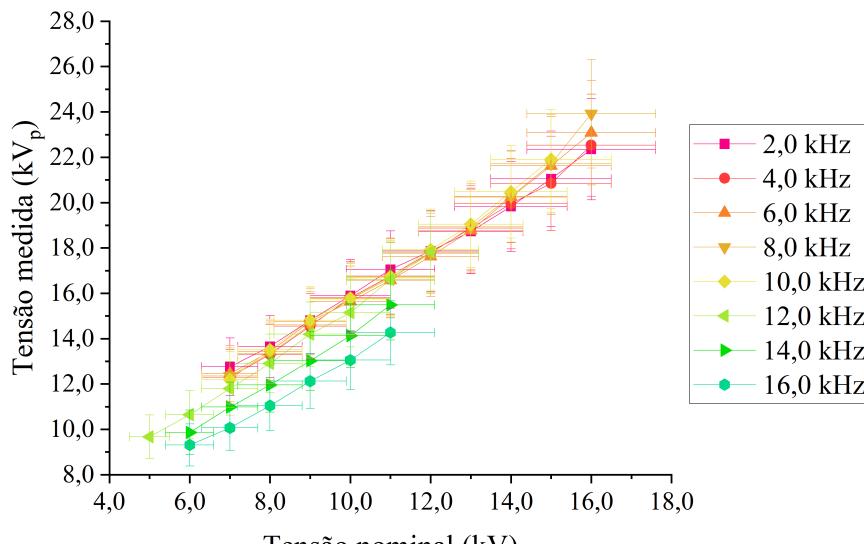


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

4.1.4 Sobre a relação com os valores nominais

Sobre as figuras anteriores, valem algumas observações, como a discrepância entre os valores medidos (V_{med}) e os nominais (V_{nom}) da tensão de pico, por exemplo. Na Figura 65, a disparidade torna-se mais evidente, sendo possível observar que os valores de V_{med} são, inclusive, superiores à incerteza de V_{nom} .

Figura 65 – Relação entre os valores de pico de tensão medidos e os valores nominais para cada frequência nominal. A barra de erro vertical refere-se a 10% do valor de cada medida a horizontal a 20%.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

É visto que a relação é aproximadamente linear para todas as frequências, tendo coeficientes angulares por volta de $1,12 \pm 0,03$, e com variações apenas no coeficiente linear: entre 2,0 e 10,0 kHz é próximo de $(4,3 \pm 0,7)$ kV; para 12,0 kHz tem-se $(1,3 \pm 0,2)$ kV; e acima de 12,0 kHz em torno de $(2,2 \pm 0,3)$ kV (ver Tabela 7). Além disso, nota-se que as curvas até 10,0 kHz são "agrupadas", vindo a diminuir a partir de 12,0 kHz, estando possivelmente relacionado à mudança de regime pulsado para contínuo.

Tabela 7 – Coeficientes angulares e lineares geradas a partir das relações entre V_{nom} e V_{med} , de acordo com as correspondentes frequências nominais.

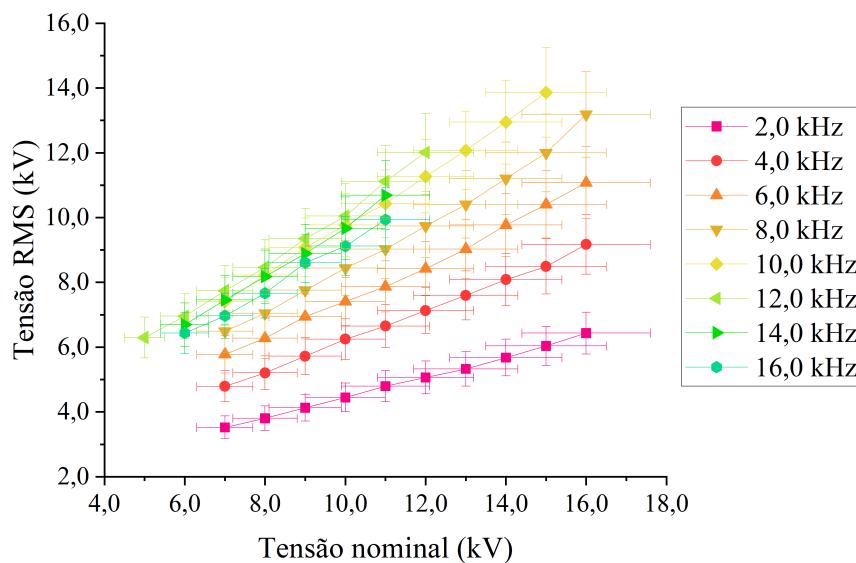
Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Coeficiente Angular	Coeficiente Linear (kV)
2,0	$1,05 \pm 0,02$	$5,4 \pm 0,2$
4,0	$1,10 \pm 0,02$	$4,6 \pm 0,2$
6,0	$1,16 \pm 0,03$	$4,1 \pm 0,4$
8,0	$1,22 \pm 0,05$	$3,5 \pm 0,5$
10,0	$1,18 \pm 0,03$	$4,0 \pm 0,3$
12,0	$1,17 \pm 0,02$	$1,3 \pm 0,2$
14,0	$1,10 \pm 0,03$	$2,1 \pm 0,3$
16,0	$0,99 \pm 0,03$	$2,2 \pm 0,3$

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vale ressaltar que, apesar do cuidado em deixar as ponteiras o mais afastadas possível do *rack*, não se descarta a possibilidade da discordância entre V_{nom} e V_{med} ser devido às interferências geradas pela descarga, embora testes realizados com as ponteiras desconectadas do *shunt* e do divisor de tensão não indicarem ruído. Contudo, apesar dos valores medidos estarem superestimados, o fato da relação ser linear mostra que o comportamento da tensão em função dos demais parâmetros representa a realidade.

Quanto às tensões RMS (V_{RMS}), pela Figura 66 pode-se observar que a relação entre os valores obtidos e os nominais para todas as frequências também é linear, porém não são “agrupados” como no caso dos picos de tensão, já que não se relacionam somente com os valores de pico das formas de onda.

Figura 66 – Relação entre os valores V_{RMS} obtidos e os valores nominais para cada frequência nominal.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Como evidencia a Tabela 8, os coeficientes lineares para cada frequência tendem a aumentar até 12,0 kHz, deixando as retas cada vez mais próximas, e diminuindo a partir desta, sendo que o mesmo comportamento se estende para a inclinação das retas.

Tabela 8 – Coeficientes angulares e lineares geradas a partir das relações entre V_{nom} e V_{RMS} , de acordo com as correspondentes frequências nominais.

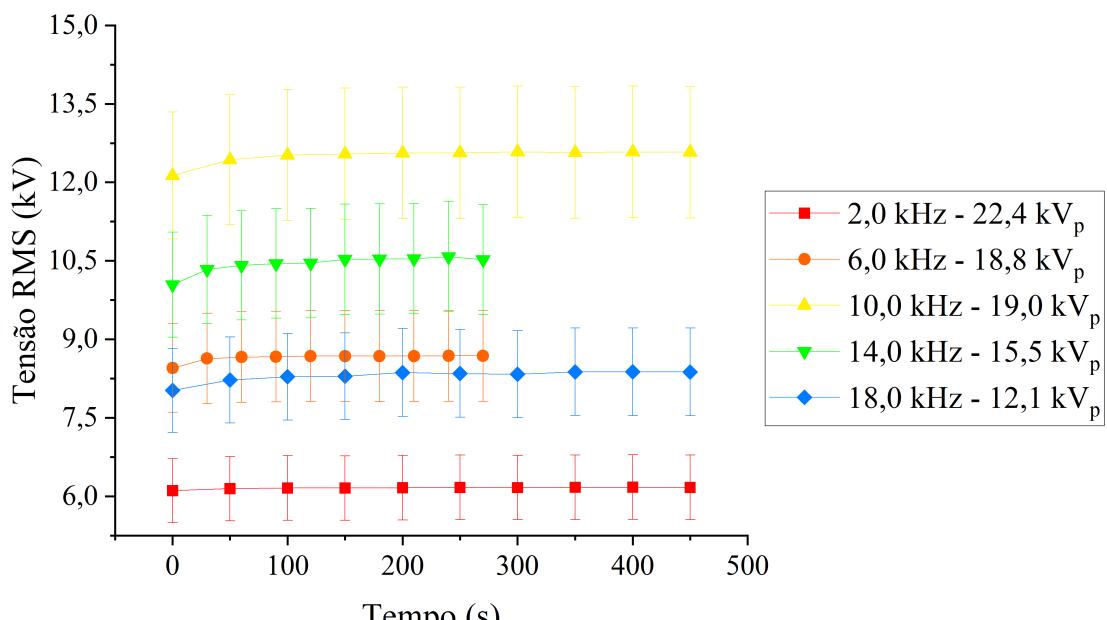
Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Coeficiente Angular	Coeficiente Linear (kV)
2,0	$0,32 \pm 0,01$	$1,3 \pm 0,1$
4,0	$0,48 \pm 0,01$	$1,4 \pm 0,1$
6,0	$0,58 \pm 0,01$	$1,6 \pm 0,2$
8,0	$0,72 \pm 0,02$	$1,3 \pm 0,3$
10,0	$0,79 \pm 0,01$	$1,8 \pm 0,1$
12,0	$0,82 \pm 0,02$	$2,1 \pm 0,2$
14,0	$0,78 \pm 0,02$	$2,0 \pm 0,2$
16,0	$0,71 \pm 0,03$	$2,1 \pm 0,2$

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

4.1.5 Sobre a variação ao longo do tempo

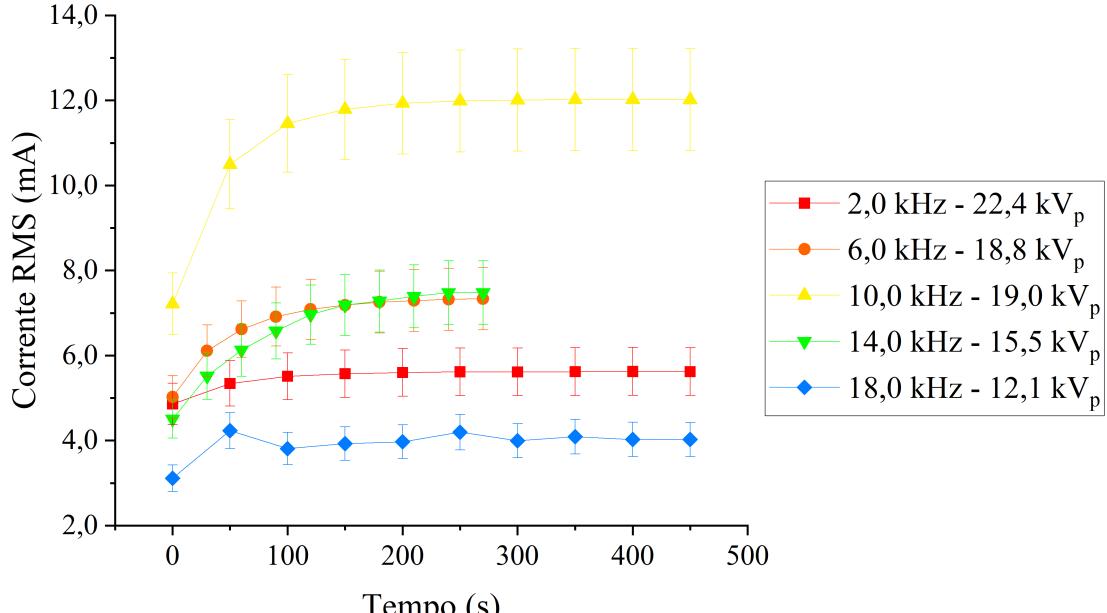
Além da influência da vazão sobre os parâmetros elétricos, outra análise realizada diz respeito à influência do tempo de funcionamento do jato de plasma sobre estes parâmetros. Nas Figuras 67 e 68 se apresenta o comportamento de V_{RMS} e i_{RMS} , respectivamente, ao longo do tempo de funcionamento do jato, fixando-se a vazão em $(2,0 \pm 0,3) \text{ NL min}^{-1}$, sendo a barra de erro referente a 10% do valor de cada medida.

Figura 67 – Valores de V_{RMS} ao longo do tempo de funcionamento do jato de plasma.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 68 – Valores de i_{RMS} ao longo do tempo de funcionamento do jato de plasma.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

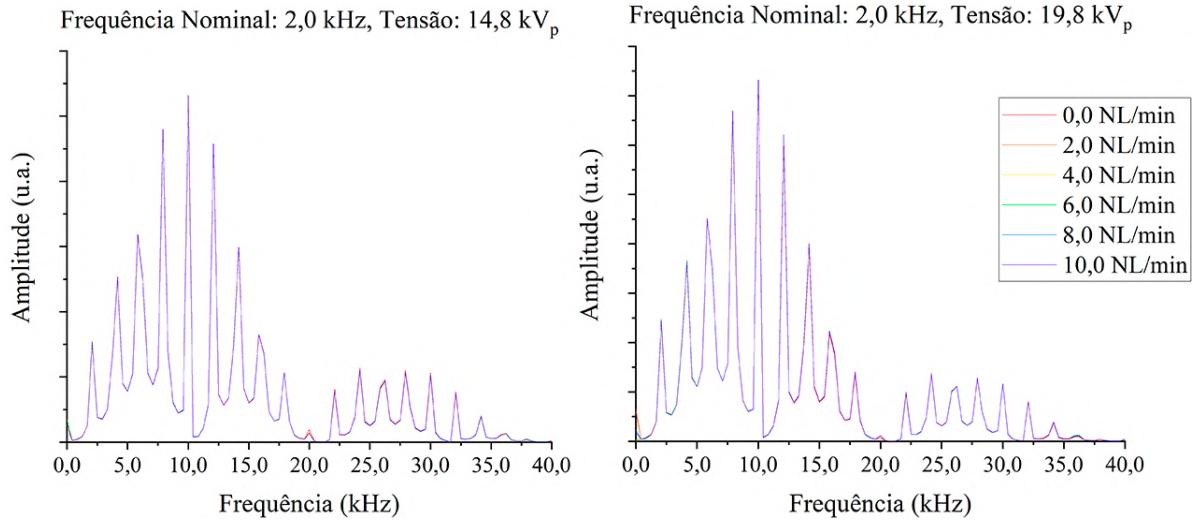
Percebe-se que ambas a tensão e a corrente variam ao longo do tempo: têm valores menores ao ligar o jato, aumentando por um determinado intervalo de tempo e estabilizando após isso. Contudo, dada a magnitude observada das variações das tensões, pode-se considerar que, independente da frequência, elas permanecem constantes ao longo de todo o tempo de funcionamento do jato. Já o mesmo não pode ser dito da corrente, uma vez que variações significativas ocorrem, como torna-se evidente no caso de 10,0 kHz, por exemplo.

Este comportamento da corrente está possivelmente relacionado ao aumento da temperatura do gás ao longo do tempo (ver Seção 4.3), dado que a temperatura do gás afeta a sua densidade que, por sua vez, modifica o campo elétrico reduzido (relação entre o campo elétrico (E) e a densidade do gás (N), dada por E/N). E sendo a ionização do gás e a distribuição de energia dos elétrons afetadas pelo campo elétrico reduzido, uma vez que elas são funções da razão E/N (RAIZER, 1991), os parâmetros elétricos da descarga, como a corrente, por exemplo, também podem ser afetados (JIDENKO; BORRA, 2010; PEKÁREK; MIKES, 2014).

4.1.6 Sobre as FFTs

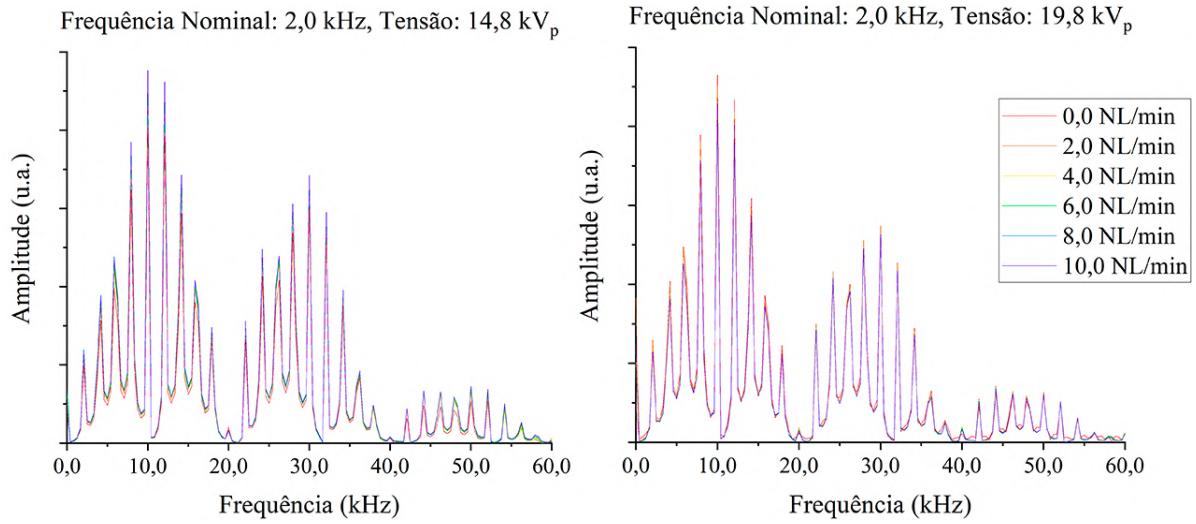
É visto que não há variação na posição dos picos de frequência medidos, tanto para valores diferentes de tensão e corrente referentes à mesma frequência nominal, quanto para valores diferentes de vazão (ver Figuras 69 e 70), mostrando que a frequência das formas de onda tampouco é alterada por estes parâmetros.

Figura 69 – Dois conjuntos de espectros de frequência obtidos da FFT aplicada às formas de onda de tensão.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

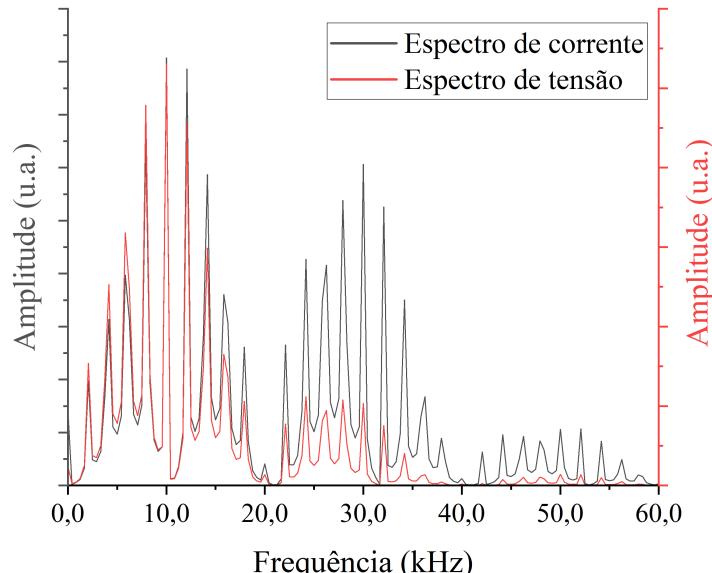
Figura 70 – Dois conjuntos de espectros de frequência obtidos da FFT aplicada às formas de onda de corrente.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

É possível observar que as relações para as amplitudes dos espectros de frequência para a corrente mostram-se diferentes que para a tensão (ver Figura 71): em geral, ambos os espectros apresentam os mesmos picos, mas com amplitudes diferentes. Isso deve ao fato das próprias formas de onda de corrente, seja para frequências nominais baixas ou altas, serem diferentes das de tensão.

Figura 71 – Espectros de frequência para a corrente e para a tensão nas mesmas condições de $(14,8 \pm 10\%)$ kV e $(2,0 \pm 0,3)$ NL min $^{-1}$.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Ainda, a partir das análises sobre as formas de onda de corrente, verifica-se que as frequências nominais (f_{nom}) e as medidas (f_{med}), i.e., as frequências fundamentais medidas, são semelhantes, com exceção de 14,0 e 16,0 kHz, como é destacado na Tabela 9.

Tabela 9 – Valores de frequência nominal e os correspondentes valores medidos, via análise das FFTs das formas de onda de corrente.

Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Frequência Medida ($f_{med} \pm 10\%$) kHz
2,0	2,1
4,0	4,2
6,0	5,8
8,0	8,3
10,0	10,0
12,0	11,7
14,0	13,3
16,0	16,7

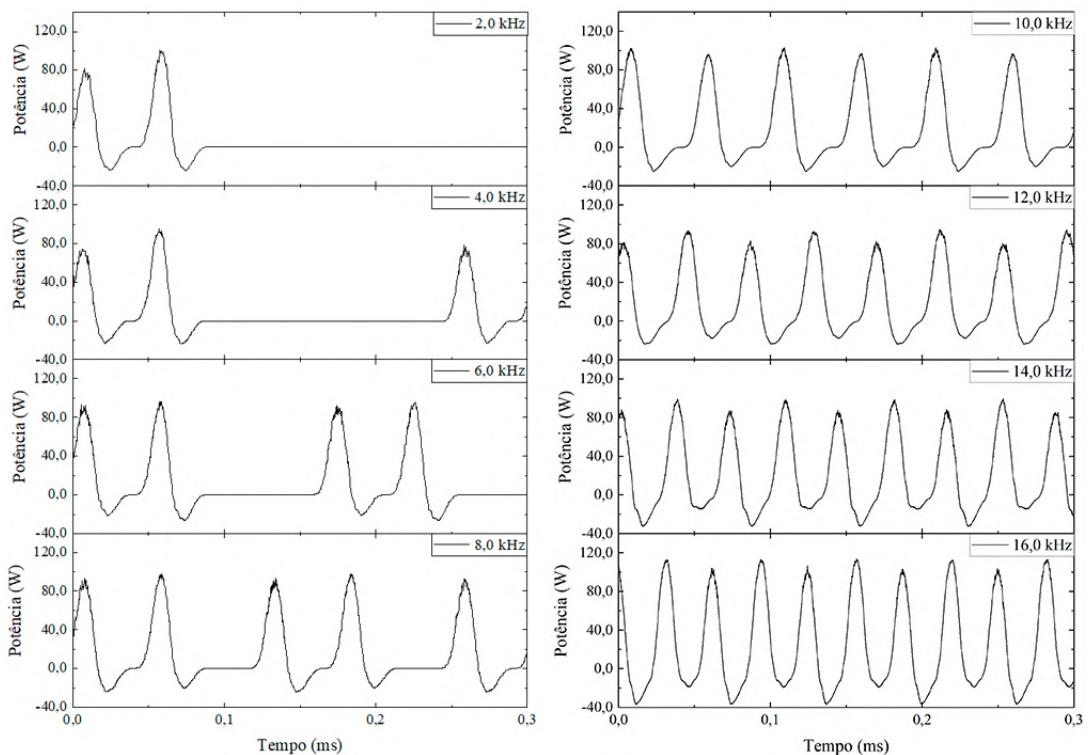
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

4.2 CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA: POTÊNCIA

4.2.1 Sobre as formas de onda

Sendo a potência instantânea obtida pelo produto da tensão com a corrente, é natural que apresente características semelhantes a estas. É justamente o que se percebe na prática, como ilustra a Figura 72, onde as formas de onda de potência instantânea apresentam caráter pulsado até 10,0 kHz e contínuo a partir disso.

Figura 72 – Formas de onda de potência instantânea medidas para cada frequência nominal, geradas a partir da tensão média de $(14,6 \pm 0,1)$ kV_p e da vazão em $(2,0 \pm 0,3)$ NL min⁻¹.

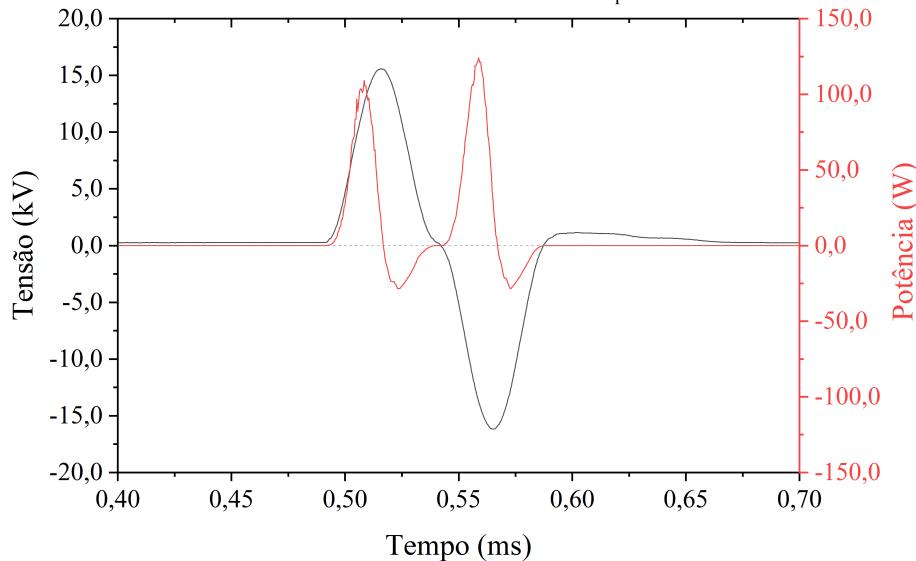


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Quanto à forma de onda da potência instantânea, como aponta a Figura 73, é visto que para cada semiciclo de tensão, seja ele positivo ou negativo, há um pico positivo de potência na primeira metade e um pico negativo na outra, sendo o pico positivo maior que o negativo. Os picos negativos de potência se devem aos intervalos em que a tensão e a corrente encontram-se com sinais opostos, como evidenciado nos padrões de linha na Figura 74.

Figura 73 – Formas de onda de tensão e potência.

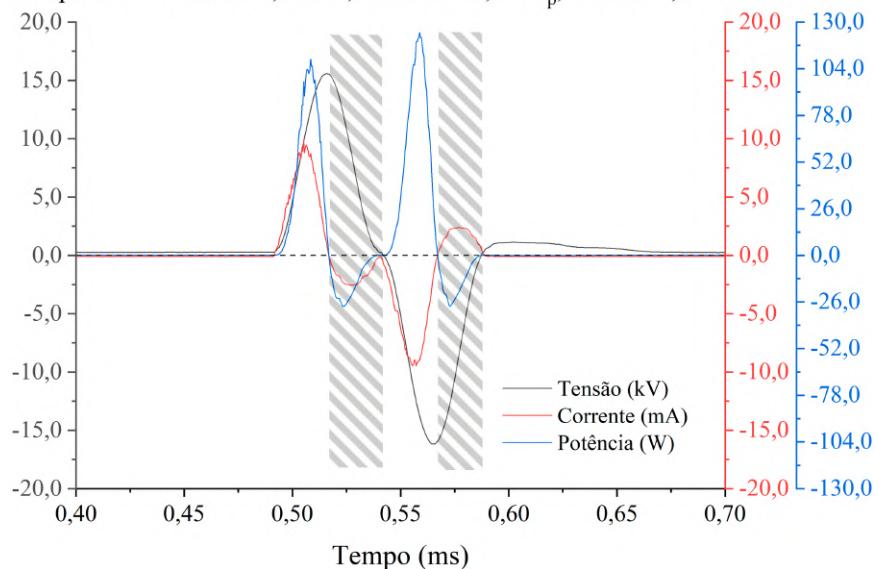
Frequência Nominal: 2,0 kHz; Tensão: 15,9 kV_p, Vazão: 2,0 NL/min



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 74 – Formas de onda de tensão, corrente e potência.

Frequência Nominal: 2,0 kHz; Tensão: 15,9 kV_p, Vazão: 2,0 NL/min



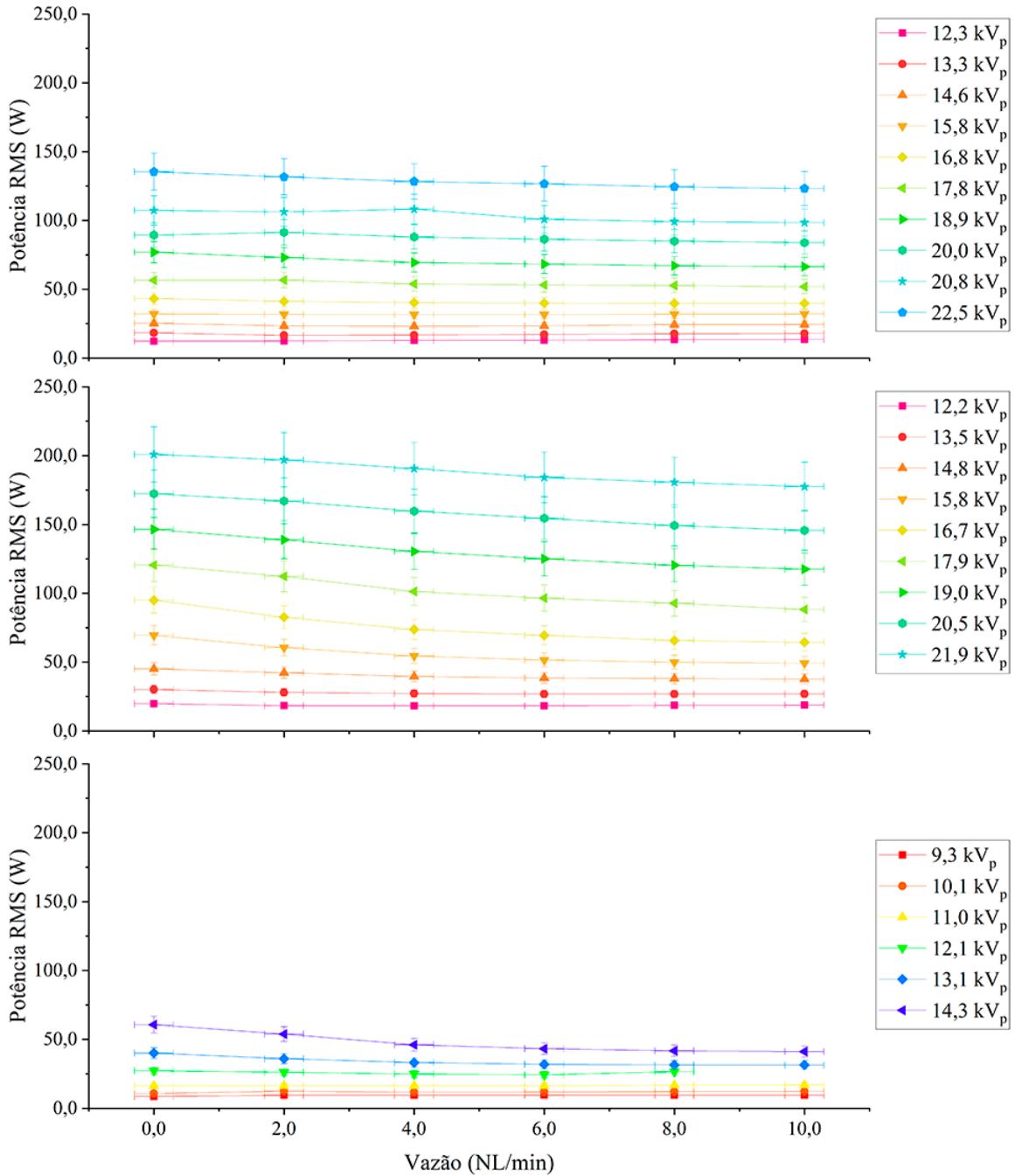
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vale apontar, ainda, que no Apêndice C encontra-se os gráficos gerados com a curvas $P - i$ e $P - V$, que não foram analisados durante o trabalho.

4.2.2 Sobre a influência vazão × tensão × frequência

Ao obter os valores RMS da potência instantânea (P_{RMS}), gráficos como os da Figura 75 foram gerados e analisados.

Figura 75 – Valores de P_{RMS} em relação à vazão para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

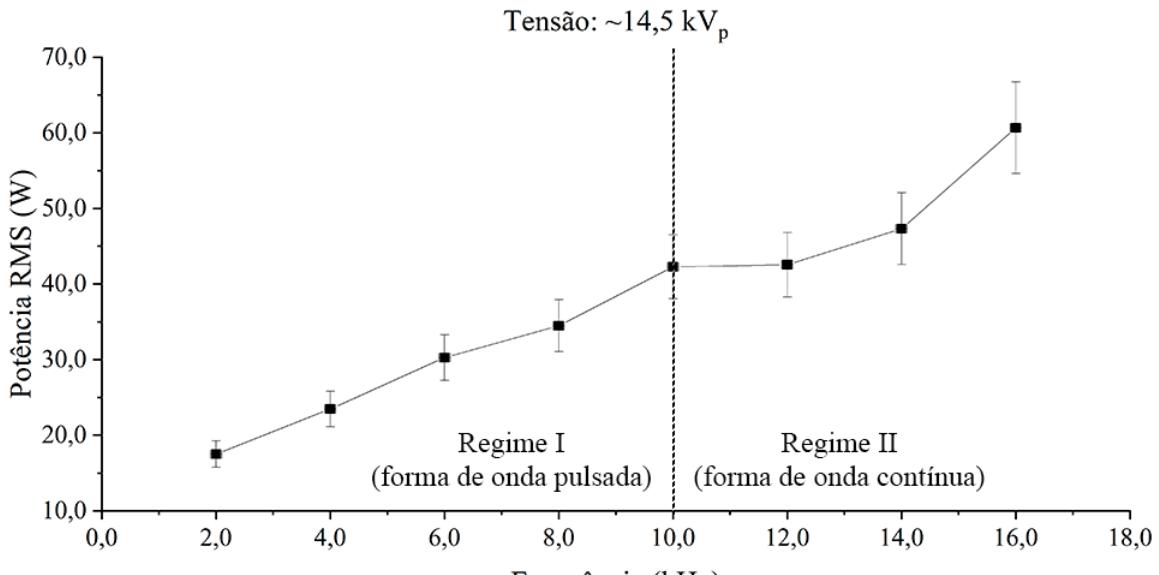
Quanto à influência da tensão, observa-se que, quando tomado um valor fixo de vazão, a potência aumenta com o aumento da tensão. Quanto à vazão, nota-se que P_{RMS} comporta-se como a corrente: para tensões baixas, permanece aproximadamente constante em relação à vazão, independente da frequência; porém, quando em tensões e frequências mais altas, é visto que os valores diminuem com o aumento da vazão e que tem seu máximo quando a vazão é nula. As mesmas discussões da Seção 4.1.3 podem ser abordadas para este caso: mais energia é obtida

com o aumento da tensão, levando ao aumento da potência da descarga; enquanto que o aumento da vazão leva à diminuição do tempo de residência e da densidade de energia, diminuindo a potência.

Os trabalhos de Peng et al. (2021) e Shi et al. (2022) corroboram também a influência positiva da tensão sobre a potência do jato de plasma. Já para influência da vazão a relação não é tão direta: no jato de plasma dos autores Peng et al., a potência diminui também com o aumento da vazão; mas para os autores Shi et al., o aumento da vazão favorece o desenvolvimento do jato e aumenta a potência de descarga, sendo que isto acontece somente até certo valor de vazão, e a partir deste o desenvolvimento é limitado e a potência da descarga é saturada.

Outra correspondência com a corrente se encontra no fato da potência aumentar com o aumento da frequência, como pode ser observado na Figura 76. O mesmo argumento abordado sobre a corrente pode ser utilizado para a potência: a diminuição do tempo em que a tensão e a corrente são nulos leva a potência a aumentar com o aumento da frequência também. Ainda, como para o caso de V_{RMS} e i_{RMS} , vê-se que o regime de operação da fonte também tende a afetar o comportamento da curva de P_{RMS} .

Figura 76 – Valores de P_{RMS} para diferentes frequências, tomando a tensão fixa de aproximadamente 14,5 kV_p. A barra de erro refere-se a 10% do valor indicado.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vale destacar ainda que a condição que apresentou a maior P_{RMS} nos estudos realizados foi a de frequência nominal igual a 8,0 kHz com tensão de 23,9 kV_p.

4.2.3 Sobre a densidade de energia

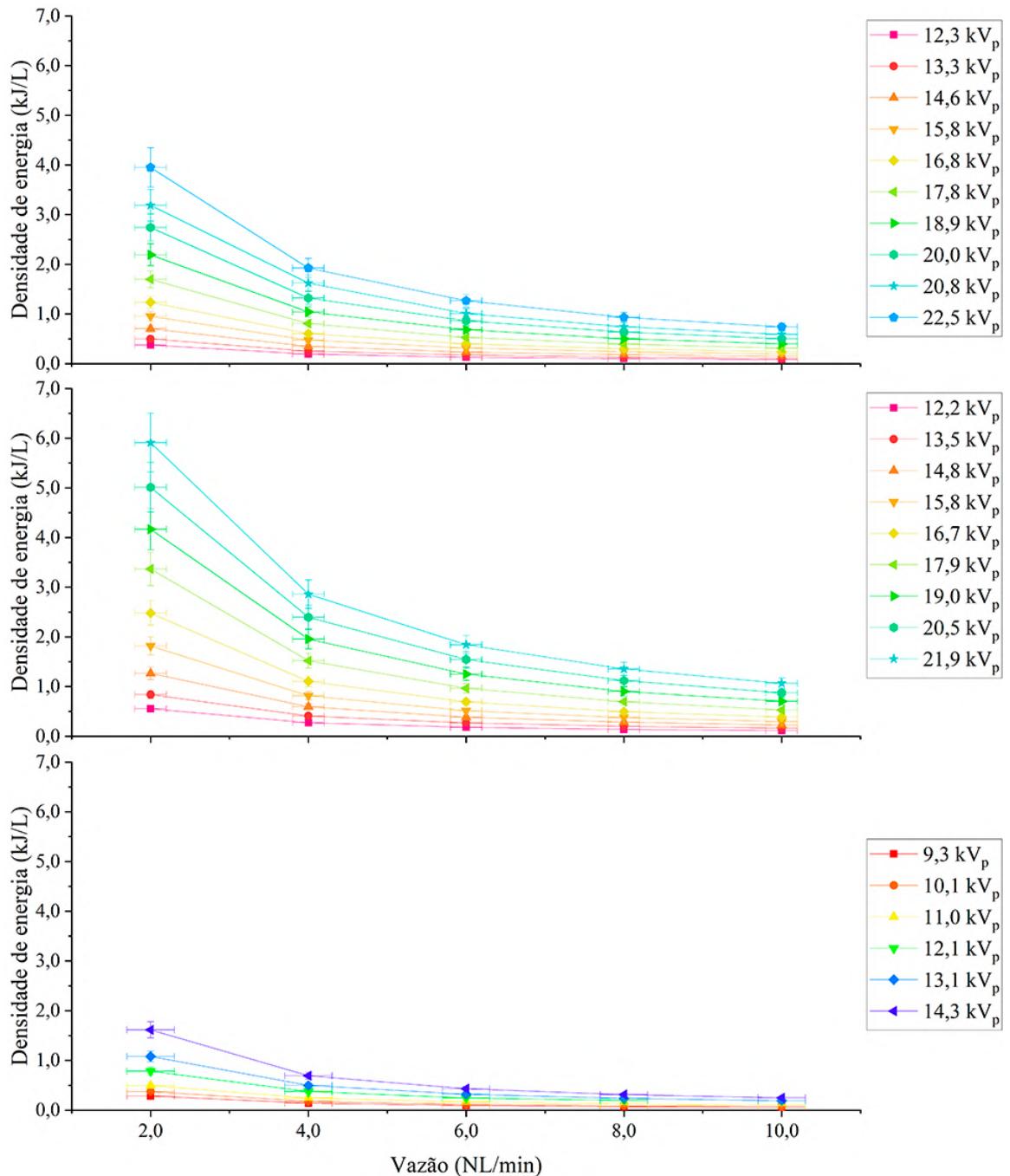
Outra grandeza que pode ser investigada, e que pode corroborar também com os resultados obtidos, é a *densidade de energia* (ρ_E), uma vez que a relação com a energia do sistema é mais

direta. Ela pode ser obtida com os valores de P_{RMS} e V_g (vazão), por meio da relação

$$\rho_E = \frac{P_{RMS}}{V_g}. \quad (17)$$

E alguns dos resultados da obtenção de ρ_E podem ser encontrados na Figura 77, onde a barra de erro vertical indica o erro propagado calculado para ρ_E .

Figura 77 – Relação entre a vazão e a densidade de energia para as frequências nominais de 4,0 kHz, 10,0 kHz e 16,0 kHz, respectivamente.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

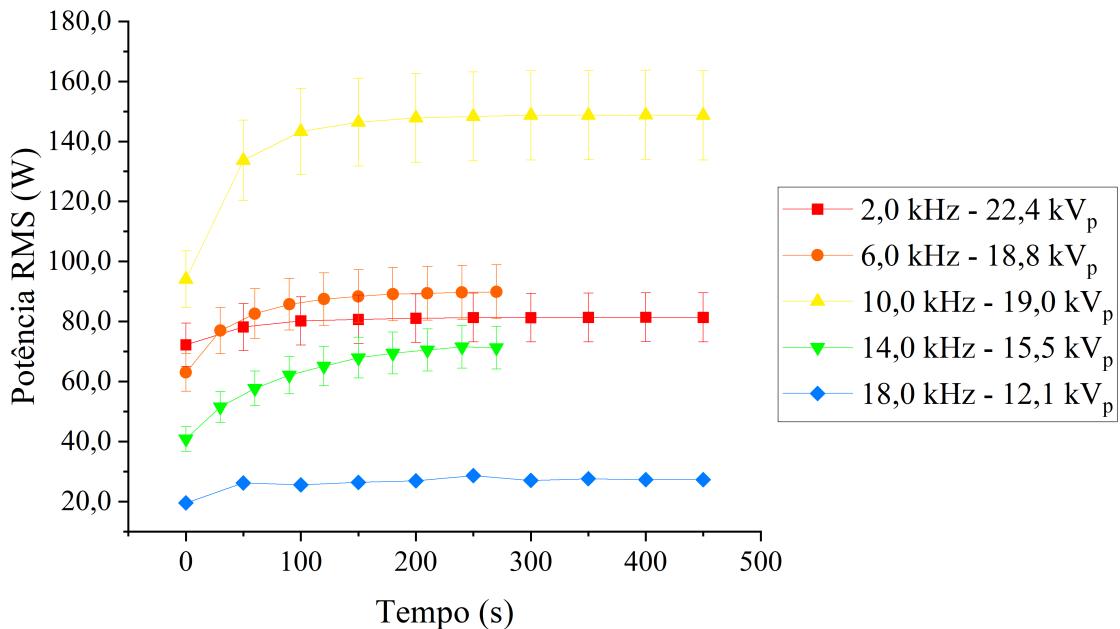
Observa-se que ρ_E tende a aumentar com o aumento da tensão e a diminuir com o

aumento da vazão, além de que, tomando-se um valor fixo de tensão, é visto que ρ_E tende a aumentar com o aumento da frequência, o que corrobora com as afirmações da seção anterior.

4.2.4 Sobre a variação ao longo do tempo

Como na seção anterior, cabe a análise dos valores de P_{RMS} em relação ao tempo de funcionamento do jato de plasma. Na Figura 78 encontra-se o resultado das investigações, onde a barra de erro refere-se a 10% do valor de P_{RMS} .

Figura 78 – Valores de P_{RMS} ao longo do tempo de funcionamento do jato de plasma.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

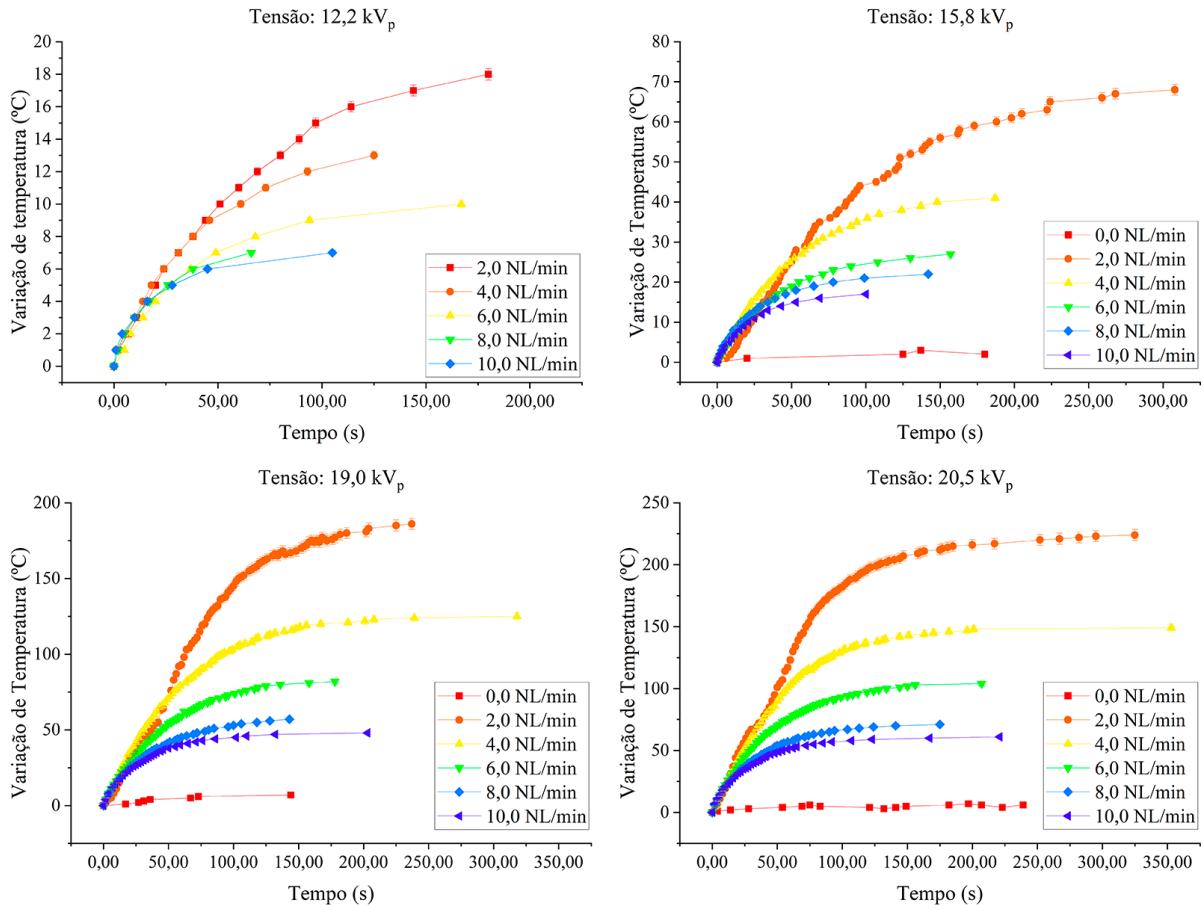
É possível notar que as curvas se comportam de modo semelhante ao caso de i_{RMS} (ver Figura 68), o que é esperado, uma vez que a potência é função da corrente. Como a tensão pode ser considerada constante, a corrente aumentar de valor até estabilizar leva a potência a ter o mesmo comportamento.

4.3 CARACTERIZAÇÃO TÉRMICA: TEMPERATURAS

4.3.1 Sobre a variação de temperatura

Alguns dos resultados das medições da temperatura podem ser vistos na Figura 79, sendo as barras de erro referentes ao erro instrumental. Nela se encontra as curvas de aquecimento para as correspondentes tensões, frequências nominais e vazões utilizadas, onde entende-se “variação de temperatura” como os valores dados pela subtração da temperatura medida pela temperatura inicial (entre 24 e 26 °C).

Figura 79 – Curvas de aquecimento para a frequência de 10,0 kHz.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

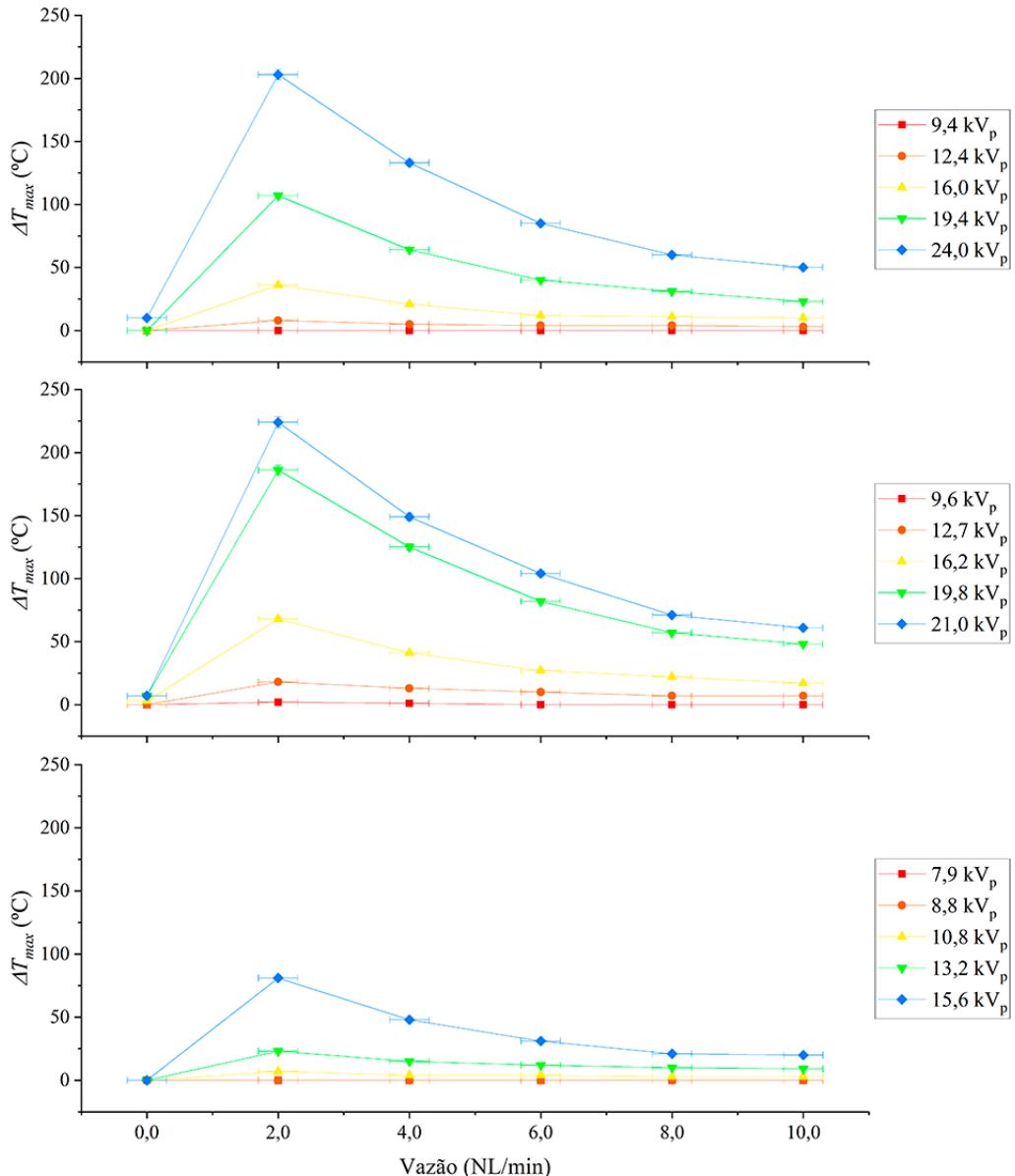
Em primeiro lugar, pode-se observar que em alguns gráficos não se encontram as curvas para a vazão em $0,0 \text{ NL min}^{-1}$ ou, quando mostram-se, são vistas baixas variações e não parecem ter qualquer semelhança com as demais curvas. Isso se deve, naturalmente, ao fato de que nesta vazão o plasma não é expelido do reator, fazendo com que a temperatura medida seja tão somente a do ambiente.

Quanto a vazões superiores a $0,0 \text{ NL min}^{-1}$, é visto que, em geral, as curvas de aquecimento têm um comportamento característico: logo no início, tendem a variar de modo linear, diminuindo com o passar do tempo até atingir um valor limite. O que é compreensível, pois à medida que a temperatura se eleva, o fluxo de energia do plasma para o termopar é igualado ao fluxo de perdas do próprio termopar, resultando num estado de temperatura constante. Além disso, é visto que para todos os parâmetros elétricos a curva que apresenta a maior variação de temperatura é aquela em que a vazão está em $2,0 \text{ NL min}^{-1}$.

4.3.2 Sobre a influência vazão \times tensão \times frequência

Pelos gráficos da Figura 80, nota-se que a temperatura, independente dos parâmetros elétricos diminui com o aumento da vazão. Nestes gráficos se encontram as variações máximas de temperatura (ΔT_{max}) atingidas em cada vazão, para as correspondentes tensões e frequências.

Figura 80 – Valores de ΔT_{max} em função da vazão para as frequências nominais de 6,0 kHz, 10,0 kHz e 14,0 kHz, respectivamente, e para diferentes tensões.



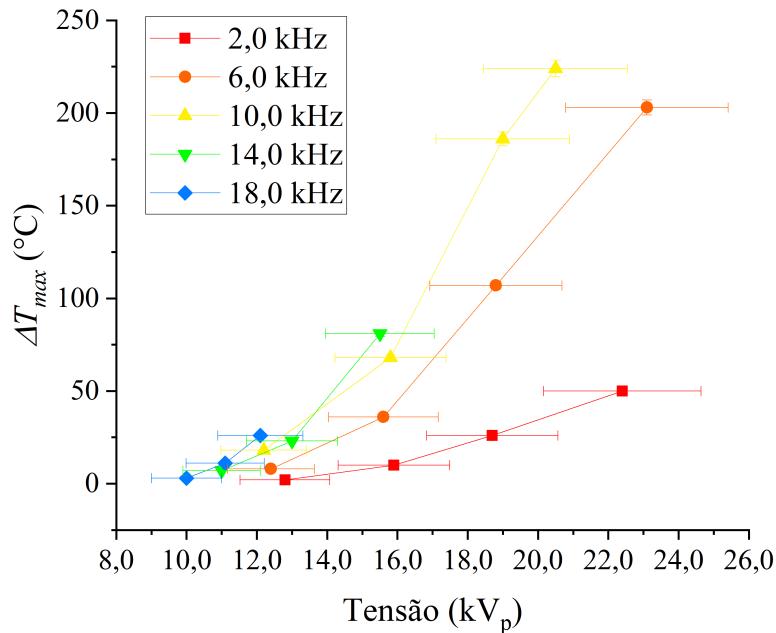
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Os autores Shi et al. (2022) também identificaram que o aumento da vazão leva à diminuição da temperatura medida, e argumentam que, apesar de em seu jato o aumento da vazão levar ao aumento da potência, a perda causada pela transferência de calor é mais significativa.

As vazões menores são aquelas que apresentam um tempo de residência e densidade de energia maiores e, portanto, tendem a aquecer mais o termopar. Deste modo, é esperado que em vazões menores a temperatura medida seja maior, e que com o aumento da vazão a temperatura seja menor. Deve-se considerar que, além de maiores tempos de residência, as vazões menores refrigeram menos as paredes do reator. É possível, então, que para $0,0 \text{ NL min}^{-1}$ a temperatura do gás seja até maior que nas demais condições de vazão, mas uma vez que o gás não é direcionado para o termopar, isso não é evidenciado.

Além das temperaturas serem afetadas pela vazão, é visto que são afetadas também pelos parâmetros elétricos. Como visto na figura anterior, mas também na Figura 81, nota-se que o aumento da tensão leva ao aumento da temperatura. Nesta última, consta os valores de ΔT_{max} em relação às respectivas tensões e frequências.

Figura 81 – Variações máximas de temperatura em relação a seus respectivos parâmetros elétricos, sendo todas correspondentes à vazão de $2,0 \text{ NL min}^{-1}$.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

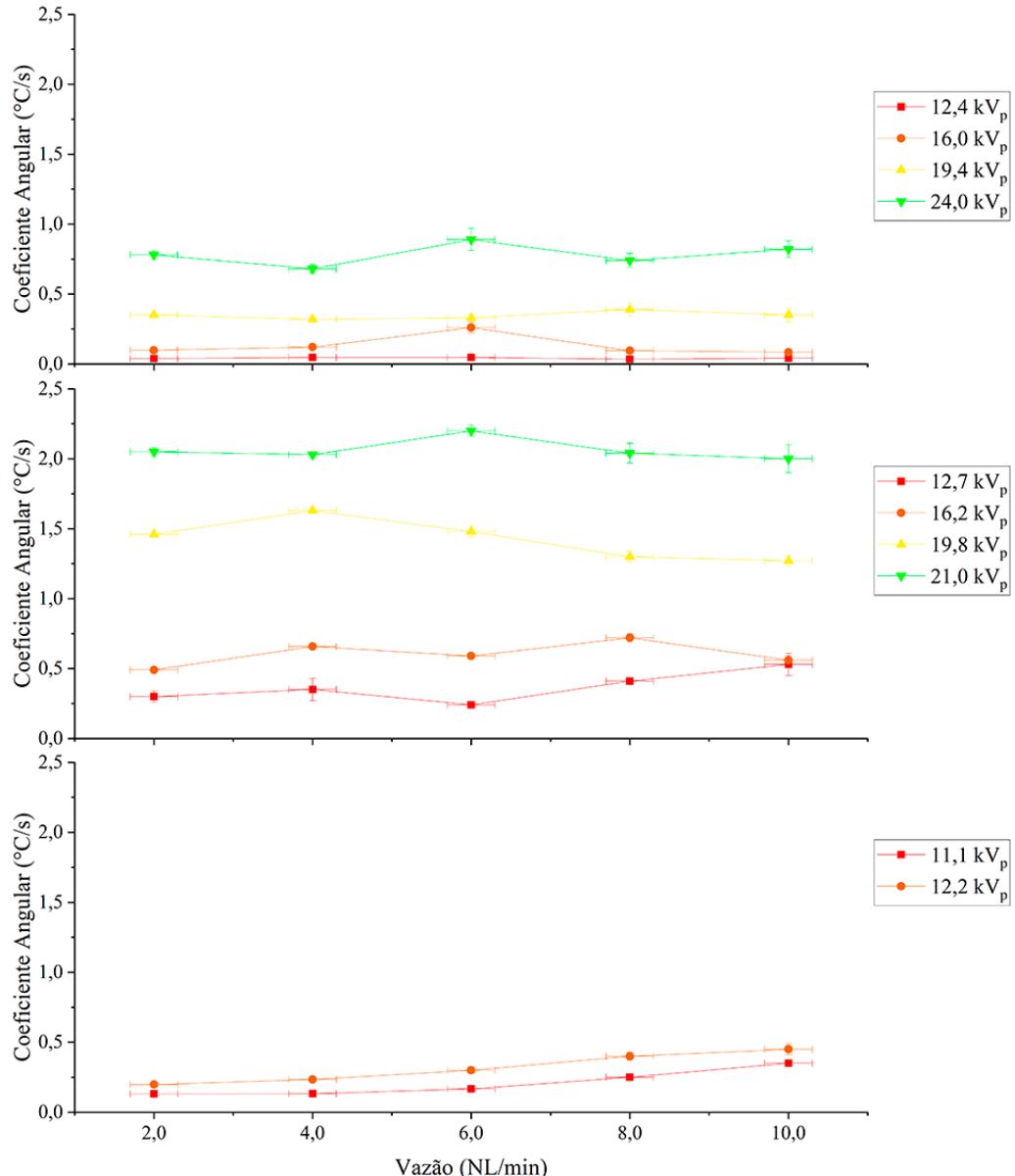
O aumento da tensão leva ao aumento da potência e, consequentemente, da densidade de energia. Deste modo, mais energia é fornecida ao plasma e maior será a temperatura medida. Vale citar que em ambos os trabalhos de Shi et al. e de Peng et al. (2021) é vista a mesma relação positiva entre a tensão e a temperatura.

Observa-se, ainda, que a temperatura aumenta também com o aumento da frequência das formas de onda. Isso se deve ao intervalo entre os pulsos serem cada vez menores, de modo a fornecer, durante o tempo de residência, mais energia ao plasma.

4.4 CARACTERIZAÇÃO TÉRMICA: FLUXO DE ENERGIA

Alguns dos resultados da obtenção dos coeficientes angulares podem ser encontrados na Figura 82.

Figura 82 – Coeficientes angulares da parte linear das curvas de aquecimento.

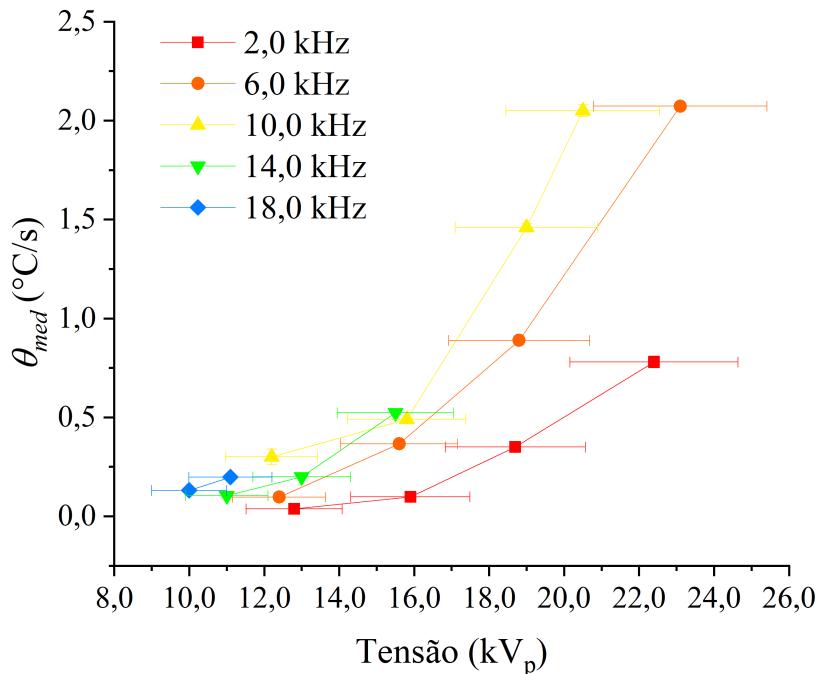


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Com exceção das frequências mais altas, onde os coeficientes angulares (dT/dt) apresentam certo crescimento com o aumento da vazão, percebe-se que para as demais frequências não parece haver qualquer comportamento regular em relação à vazão. Contudo, verifica-se que o aumento da tensão, para qualquer frequência nominal analisada, reflete num aumento dos coeficientes angulares: o consequente aumento da energia fornecida ao plasma, gera um aumento no fluxo de energia recebida pelo termopar.

Além disso, ao se analisar o coeficiente angular médio (θ_{med}) para cada tensão (ver Figura 83), verifica-se que, na média, os coeficientes angulares tendem a ser maiores com o aumento da frequência nominal até 10,0 kHz, a diminuindo para 14,0 kHz e aumentando novamente para 18,0 kHz.

Figura 83 – Evolução dos coeficientes angulares médios para as frequências nominais de 2,0 kHz, 10,0 kHz e 18,0 kHz, respectivamente, e diferentes tensões.

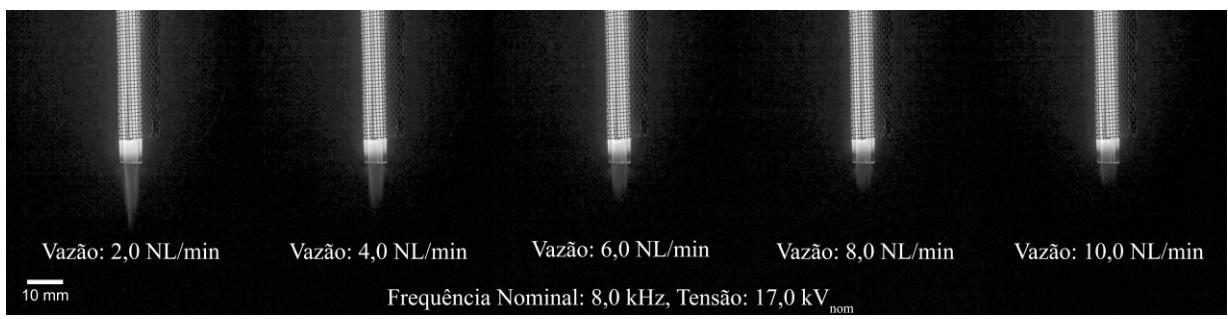


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

4.5 CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA: FOTOGRAFIAS

A partir das fotografias tiradas, pôde-se analisar as relações que envolvem tanto a intensidade da luz emitida pelo jato, como o comprimento da pluma de plasma, pois nota-se que as plumas de plasma são afetadas para diferentes parâmetros, como ilustra a Figura 84. Vale a ressalva que durante as fotografias as medidas elétricas ainda estavam em fase de teste, portanto não se tem os valores medidos de tensão, somente os nominais.

Figura 84 – Exemplo do efeito de diferentes vazões no comprimento da pluma de plasma e na intensidade de luz emitida pelo jato.

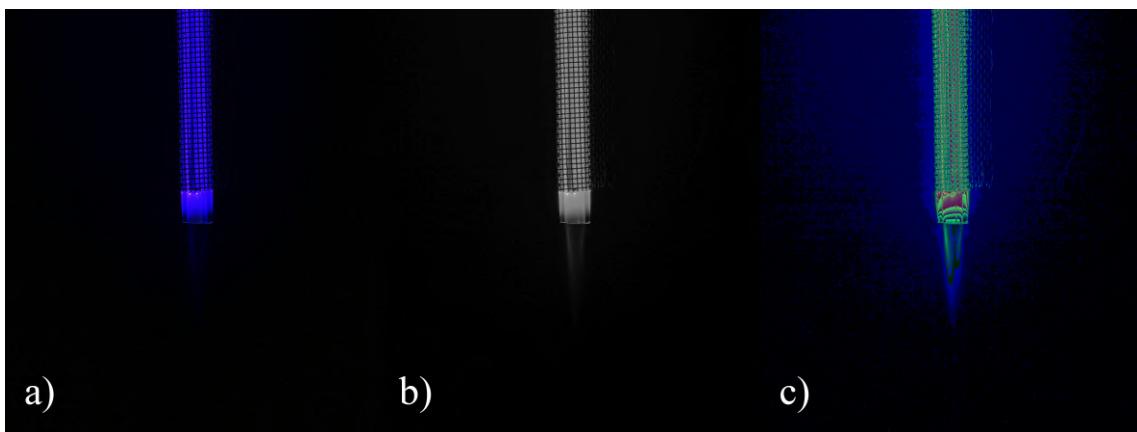


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Para isso, as imagens foram tratadas de modo diferente de acordo com o tipo da análise, dado que as fotografias originais não possuem brilho suficiente (ver Figura 85 (a)). Para as medidas da intensidade da luz emitida, o sistema de cores das imagens foi convertido para tons

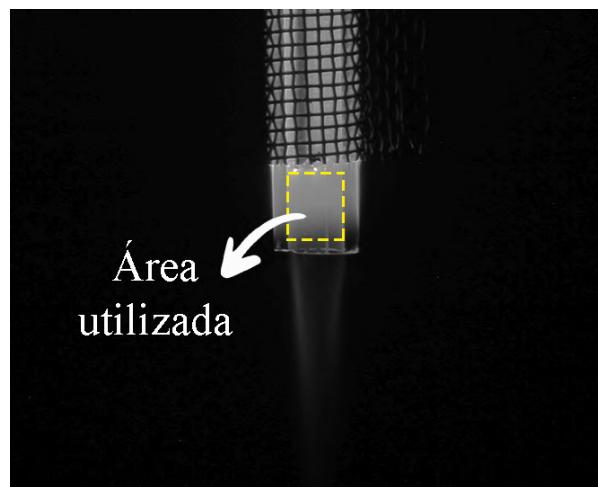
de cinza (ver Figura 85 (b)) e medido o valor médio de cinza (C_{med}) sobre uma área específica, localizada logo acima do bocal do reator, como se observa na Figura 86. Optou-se por esta localização pois é nela que melhor se observa o plasma, já que acima dela a grade pode interferir e abaixo a pluma não demonstra muito, ou qualquer, brilho dependendo da situação. Já para o comprimento da pluma, além da conversão para os tons de cinza, uma escala RGB baseada na intensidade destes tons também foi aplicada (ver Figura 85 (c)). Este último torna-se necessário para evidenciar as diferentes “camadas” presentes nas imagens, como apresentadas na Figura 87. E como não há uma distinção clara sobre qual delas representa melhor a pluma na prática, medidas foram realizadas nas duas situações.

Figura 85 – Tipos de filtros utilizados. Em (a) encontra-se uma fotografia sem filtro (nas condições de 8,0 kHz, 17,0 kV e $1,0 \text{ NL min}^{-1}$), em (b) a conversão para tons de cinza e em (c) a conversão para a escala RGB baseada nos tons de cinza.



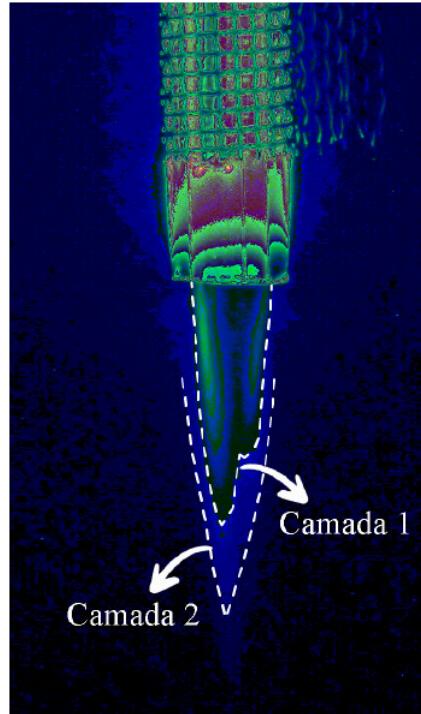
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 86 – Área utilizada para as medições dos valores de C_{med} .



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 87 – Identificação das “camadas” presentes nas fotografias tiradas do jato.

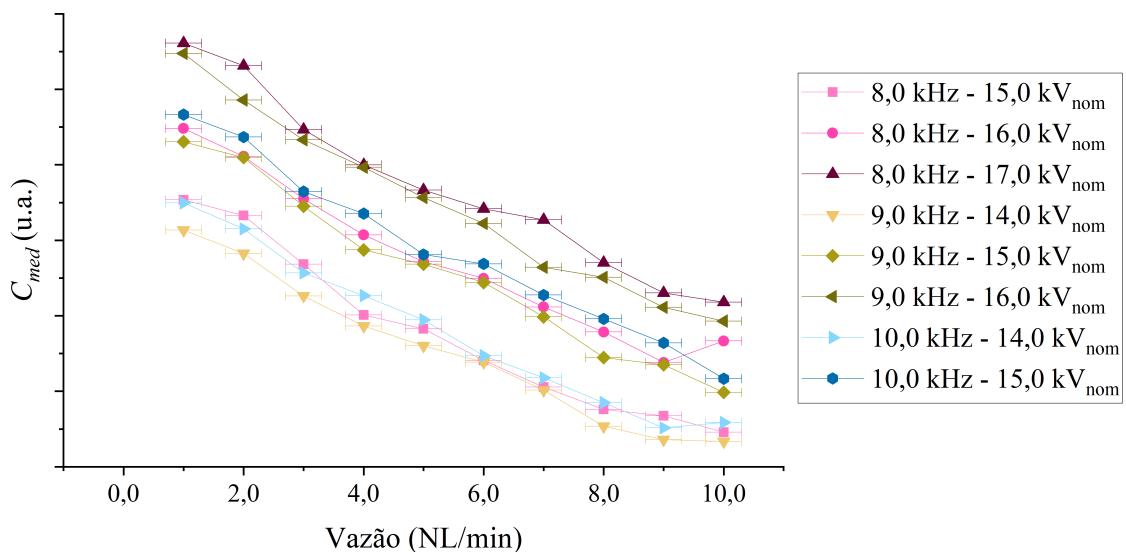


Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

4.5.1 Sobre a intensidade da luz emitida

Os resultados obtidos para C_{med} podem ser visualizados na Figura 88, onde a barra de erro horizontal é referente a $0,3 \text{ NL min}^{-1}$.

Figura 88 – Valores de C_{med} em cada vazão e tensão nominal, para a frequência nominal de $8,0 \text{ kHz}$.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Pode-se verificar que a intensidade da luz emitida é afetada tanto pela vazão como pela

tensão: C_{med} tende a diminuir de modo linear com o aumento da vazão e a aumentar com o aumento da tensão. Sendo a luminosidade relacionada à excitação das moléculas que, por sua vez, é relacionada à densidade de energia, este é um comportamento esperado, já que esta última diminui com o aumento da vazão e aumenta com o aumento da tensão. Vale destacar que o comportamento da intensidade da luz emitida pode relacionar-se com as temperaturas medidas na Seção 4.3, visto que elas têm o mesmo comportamento em relação à vazão e à tensão.

Além disso, como é evidenciado na Tabela 10, as curvas têm, em média, um coeficiente angular de $-3,6 \pm 0,2$.

Tabela 10 – Coeficientes angulares das curvas de C_{med} em relação às correspondentes tensões e frequências nominais.

Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Tensão Nominal ($V_{nom} \pm 20\%$) kV	Coeficiente angular (NL min $^{-1}$) $^{-1}$
8,0	15,0	$-3,6 \pm 0,3$
	16,0	$-3,4 \pm 0,3$
	17,0	$-3,8 \pm 0,2$
9,0	14,0	$-3,3 \pm 0,2$
	15,0	$-3,8 \pm 0,2$
	16,0	$-3,9 \pm 0,2$
10,0	14,0	$-3,5 \pm 0,2$
	15,0	$-3,8 \pm 0,1$
Média		$-3,6 \pm 0,2$

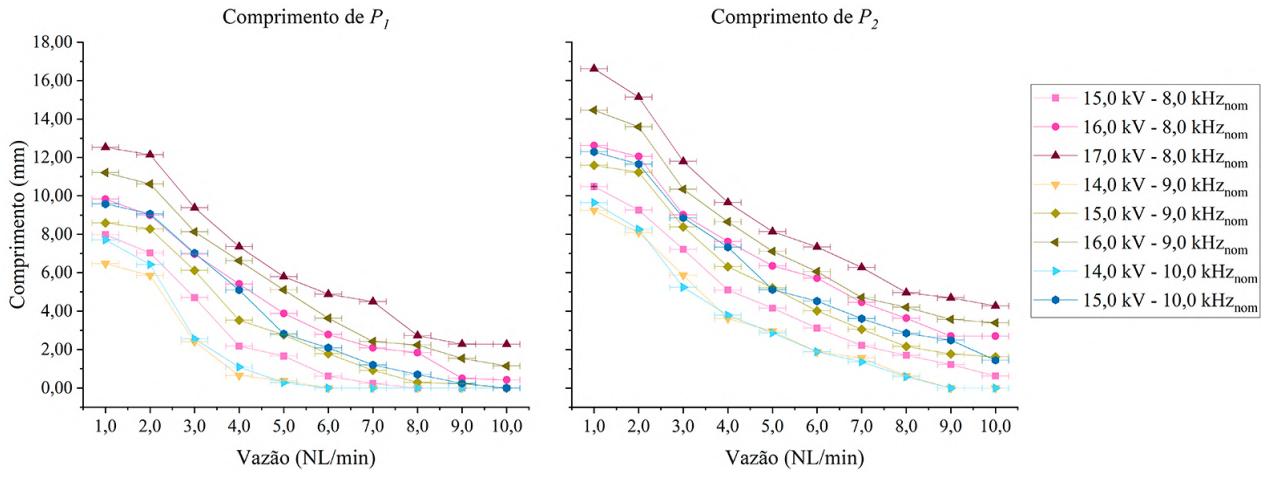
Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vale destacar que as condições que apresentaram maior intensidade de luz emitida, dentro dos parâmetros utilizados, foram as de 8,0 kHz com 17,0 kV_{nom}, e de 9,0 kHz com 16,0 kV_{nom}, ambas para 1,0 NL min $^{-1}$.

4.5.2 Sobre o comprimento da pluma de plasma

Como dito anteriormente, duas medidas foram realizadas do comprimento das plumas de plasma, visto à incerteza relacionada a qual comprimento é visto realmente na prática. Os resultados para ambos os casos podem ser encontrados na Figura 89, sendo denominadas de P_1 e P_2 as plumas correspondentes às camadas 1 e 2, respectivamente.

Figura 89 – Valores encontrados para os comprimentos de P_1 e P_2 , para cada vazão, tensão e frequência nominais analisadas.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vê-se que para ambas as plumas, e para todos os parâmetros utilizados, o comprimento máximo é alcançado com a vazão em $1,0 \text{ NL min}^{-1}$, vindo a diminuir gradualmente após isso. É visto também que nesta condição de vazão, o comprimento das plumas tende a aumentar com o aumento da tensão nominal. Quanto à relação positiva entre a tensão e o comprimento das plumas, ambos os autores Peng et al. (2021) e Shi et al. (2022) chegaram à mesma conclusão. Porém, enquanto Peng et al. relaciona a diminuição do comprimento do jato a uma mudança de regime laminar para turbulento, Shi et al. argumenta que uma tensão aplicada mais alta contribui para uma potência mais alta, resultando em mais energia transferida para fazer o plasma ser expelido mais longe. Como exposto na Seção 3.1, Capítulo 3, o jato exposto neste trabalho somente muda de regime para vazões acima de $7,0 \text{ NL min}^{-1}$, mas é visto que o comprimento da pluma já é reduzido a partir de $2,0 \text{ NL min}^{-1}$, não podendo, deste modo, relacionar este comportamento à mudança de regime do gás de trabalho. É possível, portanto, que em baixas vazões, devido às maiores densidades de energia, um plasma mais intenso é alcançado, podendo ser expelido por distâncias maiores até que se desfaça, já para vazões maiores, contudo, devido às baixas densidades de energia, o plasma não é expelido por distâncias maiores por não ser intenso o suficiente.

Além disso, pode-se observar que a tensão tende a influenciar positivamente sobre o comprimento do jato: quanto maior a energia fornecida ao plasma, mais intenso ele fica, e maior distâncias pode percorrer, sendo, portanto, um padrão para qualquer jato de plasma. Deste modo, este comportamento também é observado nos trabalhos de Peng et al., Shi et al. e, inclusive, de Akishev et al. (2018).

A relação dos comprimentos máximos de P_1 e P_2 para cada tensão e frequência nominais são apresentados na Tabela 11. A partir disso, pode-se verificar que P_1 e P_2 se diferenciam por um valor médio de $(2,88 \pm 0,02) \text{ mm}$.

Tabela 11 – Comprimentos máximos de P_1 e P_2 para as respectivas tensões e frequências nominais.

Frequência Nominal ($f_{nom} \pm 0,1$) kHz	Tensão Nominal ($V_{nom} \pm 20\%$) kV	P_{1max} ($P_1 \pm 0,02$) mm	P_{2max} ($P_2 \pm 0,02$) mm
8,0	15,0	7,98	10,48
	16,0	9,83	12,62
	17,0	12,53	16,61
9,0	14,0	6,47	9,24
	15,0	8,59	11,59
	16,0	11,21	14,46
10,0	14,0	7,71	9,65
	15,0	9,58	12,29

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vale destacar, por fim, que as plumas de plasma podem afetar diretamente as medições de temperatura. Durante os testes, por exemplo, via-se descargas agindo diretamente sobre o termopar em certas condições mais intensas, levando a aumentos consideráveis na temperatura medida. Em contrapartida, plumas que, eventualmente, não cheguem ao termopar, podem gerar menos aquecimento.

4.6 CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA: ESPECTROSCOPIA

4.6.1 Sobre as espécies no plasma

As espécies reativas geradas por jatos operados com ar atmosférico são principalmente espécies reativas de oxigênio, como O, O₂, O₂⁺, O₃, OH e H₂O, e espécies reativas de nitrogênio, como N₂, N₂⁺, NO, NO₂ e N₂O (HONG et al., 2009; LU et al., 2021; PENG et al., 2021; SHI et al., 2022; WALSH; KONG, 2011; WU et al., 2010).

Os resultados da análise das espécies presentes no plasma, podem ser encontrados na Tabela 12. Nela consta os comprimentos de onda das linhas de emissão mais intensas identificadas nos espectros obtidos, bem como algumas das espécies e transições correspondentes a elas. Nota-se que é predominante a presença de N₂, sendo a primeira transição referente ao segundo sistema positivo, a segunda ao sistema Goldstein-Kaplan e a terceira ao sistema Vegard-Kaplan. Bem como, se percebe a presença de N₂⁺, que se refere ao primeiro sistema negativo.

Tabela 12 – Espécies e transições relacionadas aos comprimentos de onda das linhas de emissão mais intensas identificadas nos espectros medidos. Sendo v e v' os estados vibracionais relacionados à transição, e todas as relações encontradas em (LOFTHUS; KRUPENIE, 1977)

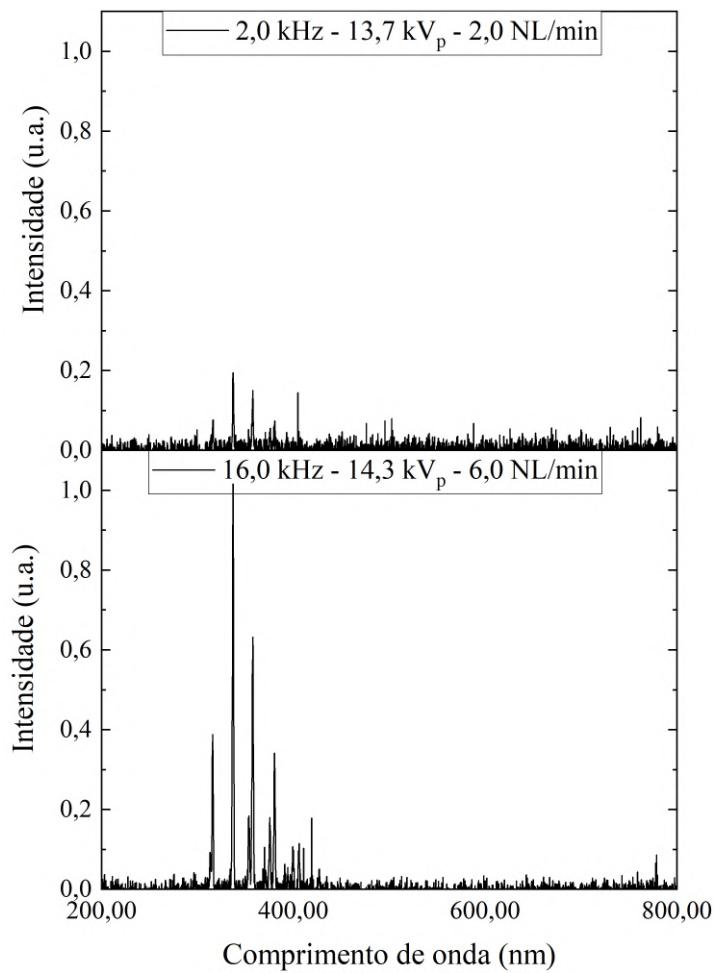
Espécies	Transição	Comprimento de onda (nm)	$v - v'$
N_2	$C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	296,20	3-1
		313,60	2-1
		315,93	1-0
		337,13	0-0
		353,67	1-2
		357,69	0-1
		371,05	2-4
		375,54	1-3
		380,49	0-2
		389,46	3-6
		394,30	2-5
		399,84	1-4
		405,94	0-3
		420,05	2-6
N_2^+	$C'^3\Pi_u - B^3\Pi_g$	426,97	1-5
		434,36	0,4
		315,2	2-5
		371,92	0-7
$A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$	$A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$	394,03	7-16
		427,23	4-15
		315,90	20-13
N_2^+	$B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$	375,61	22-17
		391,44	0-0
		419,91	2-3

Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Este espectro é semelhante ao obtido nos jatos de ar de Wu et al. (2010), utilizando uma configuração de eletrodo único, e de Tyata et al. (2012), com uma configuração tipo-DBD, onde, para ambos, fora predominante a presença de N_2 e N_2^+ .

Vale ressaltar, contudo, que não são para todos os parâmetros que todas estas linhas aparecem, uma vez que a vazão, a tensão nominal e a frequência nominal podem influenciar no espectro gerado de maneiras diferentes. Pode-se observar isso ao analisar a Figura 90, onde torna-se evidente que parâmetros diferentes afetam tanto a intensidade como a existência de certas linhas de emissão.

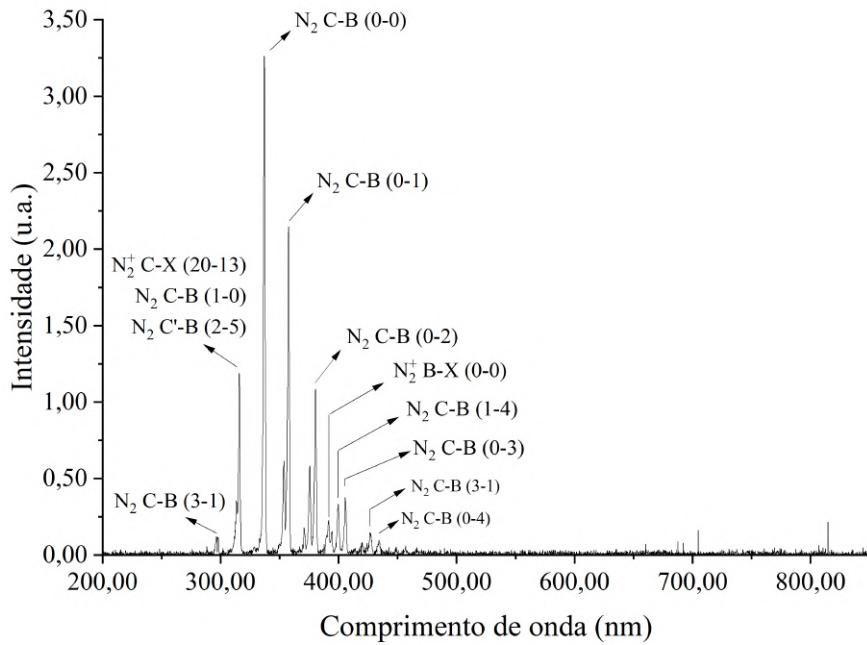
Figura 90 – Exemplos de espectros de emissão



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Já para certos parâmetros, como os da Figura 91, pode-se encontrar todas as linhas contidas na tabela anterior.

Figura 91 – Exemplo do espectro de emissão obtido com os parâmetros de 8,0 kHz, 24,0 kV_p e 6,0 NL min⁻¹. Neste espectro pode-se identificar todas as espécies apresentadas na Tabela 12.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

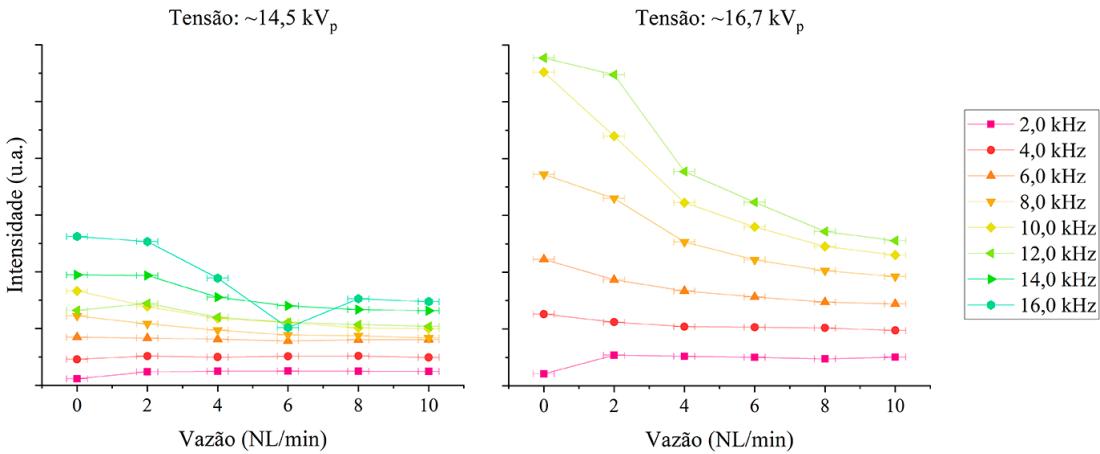
Destaca-se que o conjunto de espécies para um mesmo pico apresentado na figura acima, é justificado pelos seus comprimentos de onda serem muito próximos para a resolução do espectrômetro, não sendo possível realizar uma distinção clara sobre qual delas que gera, de fato, a linha de emissão observada.

Contudo, vale comentar que, apesar de em alguns casos, como quando em tensões e frequências baixas, o perfil do espectro ser alterado, para condições de operação medianas ou altas o perfil do espectro de emissão tende a permanecer o mesmo, variando apenas sua intensidade.

4.6.2 Sobre a influência vazão×tensão×frequência

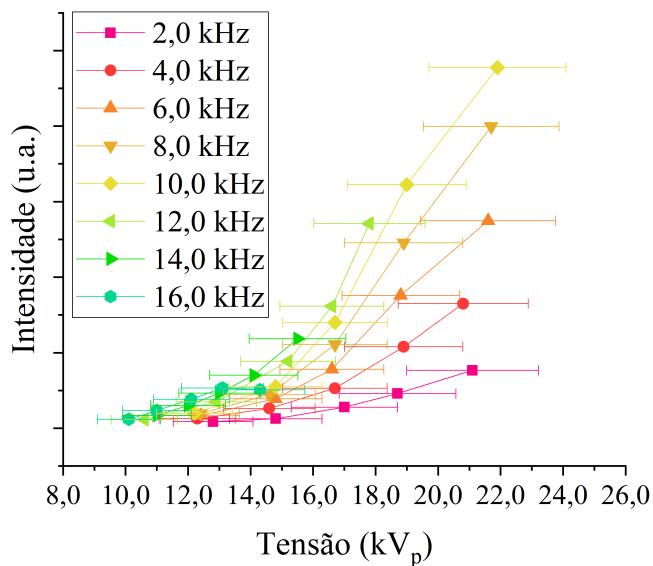
Para investigar a influência dos parâmetros elétricos e da vazão sob a intensidade das linhas de emissão (ILE), optou-se por tomar a linha de emissão do segundo sistema positivo do N₂ (337,13 nm) como critério de análise, uma vez que mesmo para condições mínimas ela está presente no espectro. A partir disso, gráficos como os das Figuras 92 e 93 foram gerados e estudadas.

Figura 92 – Conjunto de espectros obtidos para diferentes vazões e frequências, com tensões fixas de aproximadamente $14,5\text{ kV}_p$ e $16,7\text{ kV}_p$.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 93 – Intensidades das linhas de emissão em relação a seus respectivos parâmetros elétricos, sendo todas correspondentes à vazão de $6,0\text{ NL min}^{-1}$.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

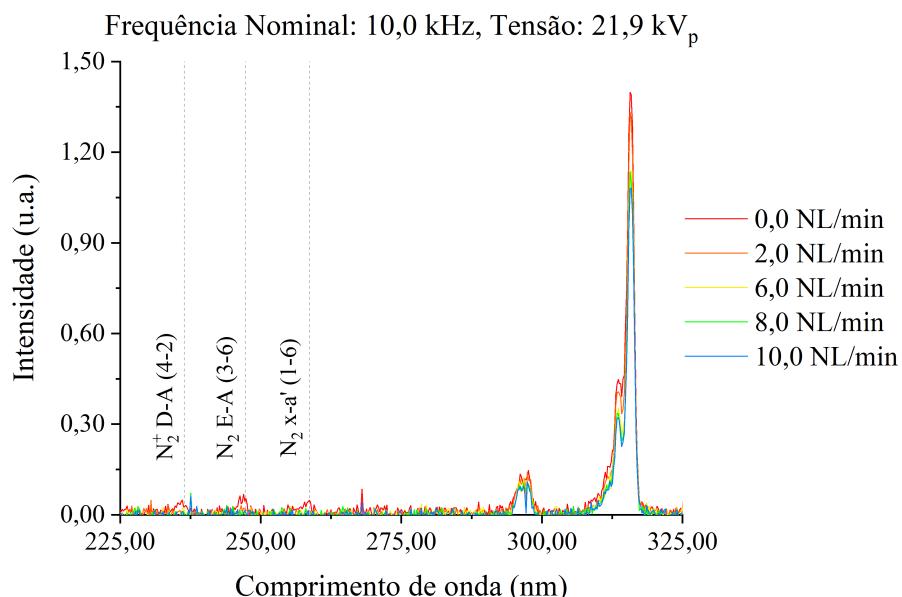
Observa-se que há tanto regimes em que a vazão pouco afeta a ILE quanto aqueles que afeta de modo significativo, sendo que o perfil básico permanece semelhante. Quando toma-se um valor fixo de tensão, é visto que para as frequências mais baixas a vazão não afeta a ILE, mas para frequências maiores o aumento da vazão leva à diminuição da ILE. Ainda, quando a mesma análise é feita fixando-se um valor maior de tensão, vê-se que a queda da ILE torna-se mais significativa, como é visto também para a corrente e para a potência. Deste modo, a vazão é um parâmetro relevante quando em frequências e tensões maiores.

Este resultado encontra-se parcialmente de acordo com o trabalho de Peng et al. (2021): neste estudo, com o aumento da vazão o perfil básico tende a permanecer o mesmo, e a intensidade

a diminuir um pouco. Já para o trabalho de Shi et al. (2022), tem-se que o aumento da vazão leva ao aumento da ILE, mas somente até um certo valor de tensão, saturando a curva a partir disso, permanecendo aproximadamente constante.

Além disso, nota-se que para tensões mais altas, quando a vazão se encontra em $0,0 \text{ NL min}^{-1}$ são vistos alguns picos que desaparecem quando a vazão é não-nula (ver Figura 94), talvez por, de fato, deixarem de existir, ou pela intensidade ser menor que a resolução do espectrômetro, fazendo com que se confundam com o ruído.

Figura 94 – Picos de linhas de emissão que são identificados somente quando a vazão é nula. A saber, as transições do N_2 referentes ao sistema Herman-Kaplan ($E - A$) e ao quinto sistema positivo ($x - a'$), e do N_2^+ referentes ao sistema Janin-d'Incan ($D - A$) (LOFTHUS; KRUPENIE, 1977).



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Para os parâmetros elétricos, verifica-se que tanto o aumento da tensão como o da frequência levam ao aumento da ILE. Tem-se que quanto maior a tensão, maior será a energia fornecida ao plasma e, consequentemente, à excitação das moléculas, sendo que esta, por sua vez, relaciona-se à ILE. Já para a frequência, assim como justificado em outras seções, com o aumento da frequência dos pulsos, mais energia é fornecida ao plasma no mesmo intervalo de tempo devido à redução do tempo entre os pulsos, levando, novamente, ao aumento da ILE.

Quanto ao aumento da ILE com o aumento da tensão, assim como para o comprimento do jato, é considerado um padrão para todos os jatos de plasma, de modo que, tanto Peng et al. (2021) como Shi et al. (2022) chegam à mesma conclusão em seus trabalhos: a tensão relaciona-se de modo positivo com a ILE.

5 CONCLUSÕES

Neste trabalho são apresentados os processos realizados para a construção de um jato de plasma em pressão atmosférica que utiliza ar atmosférico como gás de trabalho. Bem como, os procedimentos utilizados para sua caracterização, sendo feita a partir de medidas elétricas, térmicas e ópticas.

O jato pôde ser construído em uma estrutura estável e segura, seguindo uma organização vertical que permite visualizar todos os seus equipamentos. Além disso, o reator foi montado de tal maneira que é possível observar o plasma sendo gerado em seu interior.

As análises da caracterização evidenciam que, em geral, o aumento da tensão é refletido no aumento da potência elétrica do jato, que, por sua vez, reflete no aumento da densidade de energia, aumentando assim os valores de temperatura, do fluxo de energia, do comprimento da pluma de plasma e da intensidade das linhas de emissão. Além disso, observa-se que o aumento da frequência das formas de onda de tensão e corrente reflete também no aumento de todos estes parâmetros citados, com exceção do comprimento da pluma de plasma, uma vez que não há medidas o suficiente para que se possa relacioná-lo com a frequência.

Apesar do aumento da frequência afetar a descarga de modo positivo, os maiores valores de tensão que podem ser alcançados sem gerar instabilidades na fonte de alta tensão são para frequências em torno de 8,0 e 10,0 kHz. Deste modo, é nesta faixa que as maiores potências são observadas: (216 ± 22) W_{RMS}, para 8,0 kHz e $(23,9 \pm 10\%)$ kV_p; e (200 ± 20) W_{RMS}, para 10,0 kHz e $(21,9 \pm 10\%)$ kV_p.

Já para a vazão percebe-se que: para condições de tensão mais baixas, ela parece não afetar a corrente e a potência, mantendo-as constantes, mas para condições mais altas de tensão, seu aumento tende a diminui-las; com a diminuição da corrente e da potência, nota-se que o aumento da vazão reflete na diminuição da temperatura, do comprimento da pluma de plasma e da intensidade das linhas de emissão.

É visto que nas condições de frequência e tensão em que uma pluma de plasma pode ser expelida, as temperaturas alcançadas são superiores a 200 °C. Deste modo, suas aplicações estariam limitadas a superfícies não-sensíveis à temperatura. Contudo, tais temperaturas podem estar relacionadas com o comprimento do eletrodo externo (grade), levando a um maior aquecimento do próprio reator e, consequentemente, do gás de trabalho, e à forma como as medidas de temperatura foram realizadas, uma vez que havia situações em que o termopar interferia na dinâmica da pluma de plasma.

Pela espectroscopia de emissão óptica, vê-se que as espécies geradas no plasma são predominantemente de N₂, com alguns picos menores de N₂⁺. Ainda, como para a potência RMS e a temperatura, as maiores intensidades das linhas de emissão e o maior número de espécies são encontrados para as frequências nominais entre 8,0 e 10,0 kHz, que podem alcançar tensões maiores.

Além disso, nas fotografias tiradas das plumas de plasma, verifica-se que a pluma de

maior comprimento apresenta, em média (dada a incerteza nas fotografias), $(14,57 \pm 0,02)$ mm, com as condições de 8,0 kHz, 17,0 kV_{nom} e 1,0 NL min⁻¹.

Por fim, vale a ressalva de que as caracterizações apresentadas no trabalho não foram realizadas inteiramente sobre o jato de plasma em si, mas da DBD que gera o plasma no reator.

6 TRABALHOS FUTUROS

O desenvolvimento do jato de plasma abre as portas de muitas aplicações futuras. Contudo, para que ele seja de fato aplicável, um entendimento mais completo do sistema deve ser feito, dados que as caracterizações realizadas até a produção deste trabalho não são suficientes para que isso seja possível. Deste modo, seguem algumas sugestões de trabalhos futuros a serem desenvolvidos:

- a) aplicar o jato em algumas amostras para a análise de suas propriedades;
- b) analisar o comportamento das curvas de temperatura em função da distância termoparabocal, a fim de obter evidências de qual o real comprimento da pluma de plasma;
- c) analisar a influência do comprimento do eletrodo externo sobre as curvas de temperatura;
- d) realizar fotografias de outras condições elétricas, para analisar os comprimentos das plumas de plasma de modo mais amplo;
- e) testar outros tipos de configurações de eletrodos para o reator;
- f) e melhorar a posição e geometria do reator para que medidas do jato de plasma sejam realizadas de modo mais direto.

REFERÊNCIAS

- AKISHEV, Y. et al. On the composition of reactive species in air plasma jets and their influence on the adhesion of polyurethane foam to low-pressure polyethylene. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 51, n. 27, p. 274006, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aac5fd>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 99.
- AKISHEV, Y. S. et al. Role of the volume and surface breakdown in a formation of microdischarges in a steady-state dbd. **The European Physical Journal D**, Springer, v. 61, n. 2, p. 421–429, 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1140/epjd/e2010-10219-7>>. Acesso em: 03 ago. 2022. Citado na página 69.
- BILOIU, C. et al. Determination of rotational and vibrational temperatures of a nitrogen helicon plasma. **Review of scientific instruments**, AIP Publishing, v. 77, n. 10, p. 10F117, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.2219392>>. Acesso em: 23 jun. 2022. Citado na página 49.
- BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. **Transport Phenomena**. 2. ed. Nova York: J. Wiley and Sons, 2002. Citado na página 51.
- BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. 3. ed. Nova York: Springer, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 20, 21 e 22.
- BOSS, C. B.; FREDEEN, K. J. **Concepts, Instrumentation and Techniques in Inductively Coupled Plasma Optical Emission Spectrometry**. 2. ed. EUA: Perkin-Elmer Corporation, 1997. Citado na página 49.
- BRANDENBURG, R. Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 27, n. 7, p. 053001, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aaced9>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 36.
- BRANDT, S. et al. Dielectric barrier discharges applied for optical spectrometry. **Spectrochimica Acta Part B**, Elsevier, v. 123, p. 6–32, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.sab.2016.07.001>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 34.
- BRUGGEMAN, P. et al. Characterization of a direct dc-excited discharge in water by optical emission spectroscopy. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 18, n. 2, p. 025017, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0963-0252/18/2/025017>>. Acesso em: 23 jun. 2022. Citado na página 49.
- BRUGGEMAN, P. J.; IZA, F.; BRANDENBURG, R. Foundations of atmospheric pressure nonequilibrium plasmas. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 26, n. 12, p. 123002, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa97af>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 34.
- BÁRDOS, L.; BARÁNKOVÁ, H. Plasma processes at atmospheric and low pressures. **Vacuum**, Elsevier, v. 83, n. 3, p. 522–527, 2008. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0042207X0800239X>>. Acesso em: 17 ago. 2021. Citado na página 30.

BÁRDOS, L.; BARÁNKOVÁ, H. Cold atmospheric plasma: Sources, processes, and applications. ***Thin Solid Films***, Elsevier, v. 518, n. 23, p. 6705–6713, 2010. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0040609010009946>>. Acesso em: 26 ago. 2021. Citado 3 vezes nas páginas 27, 30 e 31.

CALCULATOR, Omni. **Reynolds Number Calculator**. 2022. Disponível em: <<https://www.omnicalculator.com/physics/reynolds-number>>. Acesso em: 07 ago. 2022. Citado na página 55.

CASTRO, A. H. R. **Desenvolvimento e caracterização de jatos de plasma em pressão atmosférica e sua aplicação para deposição**. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, Guaratinguetá, 2017. 140 f. Disponível em: <<https://repositorio.unesp.br/handle/11449/151363>>. Acesso em: 11 set. 2020. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 36.

CHANG, J. S.; LAWLESS, P. A.; YAMAMOTO, T. Corona discharge processes. ***IEEE transactions on plasma science***, IEEE, v. 19, n. 6, p. 1152–1166, 1991. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/iel1/27/3527/00125038.pdf>>. Acesso em: 06 set. 2021. Citado na página 33.

CHEN, F. F. **Introduction to Plasma Physics**. 1. ed. Nova York: Plenum Press, 1974. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 20.

CONRADS, H.; SCHIMIDT, M. Plasma generation and plasma sources. ***Plasma Sources Science and Technology***, IOP Publishing, v. 9, n. 4, p. 441–450, 2000. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/9/4/301/pdf>>. Acesso em: 19 mai. 2021. Citado 4 vezes nas páginas 21, 22, 25 e 26.

CRINTEA, D. L. et al. Plasma diagnostics by optical emission spectroscopy on argon and comparison with thomson scattering. ***Journal of Physics D: Applied Physics***, IOP Publishing, v. 42, n. 4, p. 045208, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/4/045208>>. Acesso em: 02 mai. 2022. Citado na página 48.

DAWSON, G. A.; WINN, W. P. A model for streamer propagation. ***Zeitschrift für Physik***, Springer, v. 183, n. 2, p. 159–171, 1965. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/BF01380792>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado na página 42.

DENGMING, X. **Gas discharge and gas insulation**. Berlin Heidelberg: Springer, 2016. Citado na página 28.

DEVIA, D. M.; RODRIGUEZ-RESTREPO, L. V.; RESTREPO-PARRA, E. Methods employed in optical emission spectroscopy analysis: a review. ***Ingeniería y ciencia***, v. 11, n. 21, p. 239–267, 2015. Disponível em: <<https://publicaciones.eafit.edu.co/index.php/ingciencia/article/view/2459>>. Acesso em: 02 mai. 2022. Citado 3 vezes nas páginas 47, 48 e 49.

DONNELLY, V. M. Plasma electron temperatures and electron energy distributions measured by trace rare gases optical emission spectroscopy. ***Journal of Physics D: Applied Physics***, IOP Publishing, v. 37, n. 19, p. R217, 2004. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/37/19/R01>>. Acesso em: 02 mai. 2022. Citado na página 48.

EHLBECK, J. et al. Low temperature atmospheric pressure plasma sources for microbial decontamination. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 44, n. 1, p. 013002, 2010. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/44/1/013002/pdf>>. Acesso em: 06 set. 2021. Citado 3 vezes nas páginas 32, 33 e 36.

ELIASSON, B.; KOGELSCHATZ, U. Nonequilibrium volume plasma chemical processing. **IEEE transactions on plasma science**, IEEE, v. 19, n. 6, p. 1063–1077, 1991. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/iel1/27/3527/00125031.pdf>>. Acesso em: 06 set. 2021. Citado 3 vezes nas páginas 32, 34 e 36.

FANTZ, U. Basics of plasma spectroscopy. **Plasma sources science and technology**, IOP Publishing, v. 15, n. 4, p. S137, 2006. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/15/4/S01>>. Acesso em: 02 mai.. 2022. Citado na página 48.

FRIDMAN, A. **Plasma chemistry**. [S.l.]: Cambridge university press, 2008. Citado na página 24.

FRIDMAN, A.; CHIROKOV, A.; GUTSOL, A. Non-thermal atmospheric pressure discharges. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 40, n. 2, p. R1–R24, 2005. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/38/2/R01/pdf>>. Acesso em: 06 set. 2021. Citado na página 32.

GHASEMI, M. et al. Interaction of multiple plasma plumes in an atmospheric pressure plasma jet array. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 46, n. 5, p. 052001, 2013. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/46/5/052001/pdf>>. Acesso em: 26 ago. 2021. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 36.

GONZALEZ, A. R. **Efeito da forma da onda sobre as características de fusão na soldagem MIG/MAG com corrente pulsada**. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Minas, Metalúrgica e de Materiais, Porto Alegre, 1997. Disponível em: <<https://lume.ufrgs.br/handle/10183/170223>>. Acesso em: 09 abr. 2022. Citado na página 50.

GUDMUNDSSON, J. T.; HECIMOVIC, A. Foundations of dc plasma sources. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 26, n. 12, p. 123001, 2017. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6595/aa940d/pdf>>. Acesso em: 10 nov. 2020. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 26.

HAO, X. et al. Nitric oxide generation with an air operated non-thermal plasma jet and associated microbial inactivation mechanisms. **Plasma Processes and Polymers**, Wiley Online Library, v. 11, n. 11, p. 1044–1056, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1002/ppap.201300187>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 38.

HIPPLER, R. et al. **Low Temperature Plasmas**: Fundamentals, technologies and techniques. 2. ed. Weinheim: John Wiley and Sons, 2008. Citado na página 24.

HONG, Y. et al. Atmospheric pressure air-plasma jet evolved from microdischarges. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 16, n. 12, p. 123502, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.3272089>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 100.

HONG, Y. et al. Low temperature air plasma jet generated by syringe needle–ring electrodes dielectric barrier discharge at atmospheric pressure. ***Thin solid films***, Elsevier, v. 548, p. 470–474, 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2013.10.031>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.

IMAGEJ. **ImageJ**. 2022. Disponível em: <<https://imagej.nih.gov/ij/>>. Acesso em: 20 jun. 2022. Citado na página 61.

JIDENKO, E. Bourgeois N.; BORRA, J. P. Temperature profiles in filamentary dielectric barrier discharges at atmospheric pressure. ***Journal of Physics D: Applied Physics***, IOP Publishing, v. 43, n. 29, p. 295203, 2010. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/43/29/295203>>. Acesso em: 18 jul. 2022. Citado na página 82.

KANG, S. et al. Portable microwave air plasma device for wound healing. ***Plasma Sources Science and Technology***, IOP Publishing, v. 24, n. 3, p. 035020, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/3/035020>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 39.

KAWAKAMI, R. et al. Effects of air-based nonequilibrium atmospheric pressure plasma jet treatment on characteristics of polypropylene film surfaces. ***Applied Surface Science***, Elsevier, v. 509, p. 144910, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2019.144910>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.

KEUDELL, A. von; GATHEN, V. Schulz von der. Foundations of low-temperature plasma physics—an introduction. ***Plasma Sources Science and Technology***, IOP Publishing, v. 26, n. 11, p. 113001, 2017. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6595/aa8d4c/pdf>>. Acesso em: 18 mai. 2020. Citado 3 vezes nas páginas 27, 28 e 29.

KOGELSCHATZ, U. Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges. ***IEEE Transactions on plasma science***, IEEE, v. 30, n. 4, p. 1400–1408, 2002. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?arnumber=1167631>>. Acesso em: 13 dez. 2021. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 34.

KOGELSCHATZ, U. Dielectric-barrier discharges: their history, discharge physics, and industrial applications. ***Plasma chemistry and plasma processing***, Springer, v. 23, n. 1, p. 1–46, 2003. Disponível em: <<https://link.springer.com/content/pdf/10.1023/A:1022470901385.pdf>>. Acesso em: 13 dez. 2021. Citado 2 vezes nas páginas 34 e 36.

KOGELSCHATZ, U.; ELIASSON, B.; EGLI, W. Dielectric-barrier discharges. principle and applications. ***Le Journal de Physique IV***, v. 7, n. C4, p. C4–47–C4–66, 1997. Disponível em: <<https://hal.archives-ouvertes.fr/file/index/docid/255561/filename/ajp-jp4199707C405.pdf>>. Acesso em: 13 dez. 2021. Citado na página 35.

KOGELSCHATZ, U.; SALGE, J. High-pressure plasmas: Dielectric-barrier and corona discharges-properties and technical applications. ***Low Temperature Plasma. Fundamentals, Technologies, and Techniques***, ResearchGate, v. 2, p. 439–462, 2008. Disponível em: <https://www.researchgate.net/publication/284430770_High-pressure_plasmas_Dielectric-barrier_and_corona_discharges_properties_and_technical_applications>. Acesso em: 13 dez. 2021. Citado 3 vezes nas páginas 34, 35 e 36.

- KOLB, J. et al. Cold atmospheric pressure air plasma jet for medical applications. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 92, n. 24, p. 241501, 2008. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.2940325>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 38.
- LACOSTE, D. A et al. Pure air-plasma bullets propagating inside microcapillaries and in ambient air. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 23, n. 6, p. 062006, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/6/062006>>. Acesso em: 01 out. 2022. Citado na página 46.
- LANGMUIR, I. Oscillations in ionized gases. **Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America**, PubMed Central, v. 14, n. 8, p. 627–637, 1928. Disponível em: <<https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC1085653/pdf/pnas01820-0029.pdf>>. Acesso em: 27 abr. 2021. Citado na página 20.
- LAROUSSI, M.; AKAN, T. Arc-free atmospheric pressure cold plasma jets: A review. **Plasma Processes and Polymers**, Wiley Online Library, v. 4, n. 9, p. 777–788, 2007. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/ppap.200700066>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 38.
- LAW, V.; ANGHEL, S. Compact atmospheric pressure plasma self-resonant drive circuits. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 45, n. 7, p. 075202, 2012. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/45/7/075202/pdf>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 41.
- LEPIKHIN, N. D.; POPOV, N. A.; STARIKOVSKAIA, S. M. On electric field measurements based on intensity ratio of 1⁻ and 2⁺ systems of nitrogen in discharges with high specific deposited energy. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, 2022. Disponível em: <<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6595/ac61a6>>. Acesso em: 23 jun. 2022. Citado na página 49.
- LI, X. et al. A uniform laminar air plasma plume with large volume excited by an alternating current voltage. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 24, n. 6, p. 065020, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0963-0252/24/6/065020>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.
- LI, X. et al. A brush-shaped air plasma jet operated in glow discharge mode at atmospheric pressure. **Journal of applied physics**, AIP Publishing, v. 116, n. 2, p. 023302, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.4889923>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.
- LI, Z.; LIU, J.; LU, X. A large atmospheric pressure nonequilibrium open space air plasma based on a rotating electrode. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 29, n. 4, p. 045015, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab7aaf>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.
- LIU, F. et al. Electrical characteristics of monofilaments in dielectric barrier discharge plasma jets at atmospheric pressure. **EPL (Europhysics Letters)**, IOP Publishing, v. 97, n. 6, p. 65001, 2012. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/97/65001/pdf>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 37.
- LIU, K. et al. Comparison of pulsating dc and dc power air-water plasma jet: a method to decrease plume temperature and increase ros. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 23, n. 12, p. 123510, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.4971450>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 39.

LOFTHUS, A.; KRUPENIE, P. H. The spectrum of molecular nitrogen. **Journal of physical and chemical reference Data**, AIP Publishing, v. 6, n. 1, p. 113–307, 1977. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.555546>>. Acesso em: 07 mar. 2022. Citado 4 vezes nas páginas 13, 15, 101 e 105.

LU, X.; LAROUSSI, M. Dynamics of an atmospheric pressure plasma plume generated by submicrosecond voltage pulses. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 100, n. 6, p. 063302, 2006. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2349475>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 4 vezes nas páginas 36, 42, 44 e 46.

LU, X.; LAROUSSI, M.; PUECH, V. On atmospheric-pressure non-equilibrium plasma jets and plasma bullets. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 21, n. 3, p. 034005, 2012. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/21/3/034005/pdf>>. Acesso em: 03 dez. 2020. Citado 3 vezes nas páginas 30, 42 e 53.

LU, X. et al. Cold atmospheric-pressure air plasma jet: Physics and opportunities. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 28, n. 10, p. 100501, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/5.0067478>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 5 vezes nas páginas 38, 39, 40, 57 e 100.

LU, X. et al. A simple atmospheric pressure room-temperature air plasma needle device for biomedical applications. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 95, n. 18, p. 181501, 2009. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.3258071>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.

LU, X. et al. The roles of the various plasma agents in the inactivation of bacteria. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 104, n. 5, p. 053309, 2008. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.2977674>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 45.

MEINERS, A.; LECK, M.; ABEL, B. Compact high-velocity atmospheric pressure dielectric barrier plasma jet in ambient air. **Plasma Science and Technology**, IOP Publishing, v. 17, n. 1, p. 14, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1009-0630/17/1/04>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.

MOREAU, E. Airflow control by non-thermal plasma actuators. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 40, n. 3, p. 605–636, 2007. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/40/3/S01/pdf>>. Acesso em: 06 set. 2021. Citado na página 33.

NAIDIS, G. et al. Dynamics and structure of nonthermal atmospheric-pressure air plasma jets: Experiment and simulation. **IEEE Transactions on Plasma Science**, IEEE, v. 44, n. 12, p. 3249–3253, 2016. Disponível em: <<http://doi.org/10.1109/TPS.2016.2618943>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.

NEHRA, V.; KUMAR, A.; DWIVEDI, H. K. Atmospheric non-thermal plasma sources. **International Journal of Engineering**, v. 2, n. 1, p. 53–68, 2008. Disponível em: <<https://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.517.5732&rep=rep1&type=pdf>>. Acesso em: 06 set. 2021. Citado 4 vezes nas páginas 22, 24, 27 e 32.

NISHIME, T. M. C. **Jato de plasma frio em pressão atmosférica para tratamento de materiais e esterilização**. Dissertação (Mestrado) — Universidade Estadual Paulista,

Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, Guaratinguetá, 2015. Disponível em: <<https://repositorio.unesp.br/bitstream/handle/11449/132036/000855445.pdf>>. Acesso em: 26 abr. 2021. Citado 3 vezes nas páginas 23, 36 e 50.

OCTAVE. **GNU Octave**. 2022. Disponível em: <<https://octave.org>>. Acesso em: 20 jun. 2022. Citado na página 61.

ORIGINLAB. **OriginLab**. 2022. Disponível em: <<https://www.originlab.com>>. Acesso em: 20 jun. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 61 e 63.

PANKAJ, S. K.; KEENER, K. M. Cold plasma: background, applications and current trends. **Current Opinion in Food Science**, Elsevier, v. 16, p. 49–52, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.cofs.2017.07.008>>. Acesso em: 20 jun. 2022. Citado na página 23.

PARK, J. et al. Gas breakdown in an atmospheric pressure radio-frequency capacitive plasma source. **Journal of Applied Physics**, American Institute of Physics, v. 89, n. 1, p. 15–19, 2001. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1323754>>. Acesso em: 15 fev. 2022. Citado na página 27.

PASCHEN, F. Ueber die zum funkenübergang in luft, wasserstoff und kohlensäure bei verschiedenen drucken erforderliche potentialdifferenz. **Annalen der Physik**, v. 273, n. 5, p. 69–96, 1889. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.18892730505>>. Acesso em: 14 fev. 2022. Citado na página 26.

PEI, X. et al. Discharge modes of atmospheric pressure dc plasma jets operated with air or nitrogen. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 51, n. 38, p. 384001, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aad4e9>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 38.

PEI, X. et al. Inactivation of a 25.5 µm enterococcus faecalis biofilm by a room-temperature, battery-operated, handheld air plasma jet. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 45, n. 16, p. 165205, 2012. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/16/165205>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 39.

PEKÁREK, S.; MIKES, J. Temperature-and airflow-related effects of ozone production by surface dielectric barrier discharge in air. **Eur. Phys. J. D**, Springer, v. 68, n. 10, p. 1–8, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1140/epjd/e2014-50393-x>>. Acesso em: 18 jul. 2022. Citado na página 82.

PENG, S. et al. Investigation of optimum discharge characteristics and chemical activity of AC driven air plasma jet and its anticancer effect. **Plasma Science and Technology**, IOP Publishing, v. 23, n. 12, p. 125401, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/2058-6272/ac2482>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 7 vezes nas páginas 77, 88, 93, 99, 100, 104 e 105.

POENARIU, V.; WERTHEIMER, M. B.; BARTNIKAS, R. Spectroscopic diagnostics of atmospheric pressure helium dielectric barrier discharges in divergent fields. **Plasma Processes and Polymers**, Wiley Online Library, v. 3, n. 1, p. 17–29, 2006. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/ppap.200500059>>. Acesso em: 02 mai. 2022. Citado na página 49.

QAYYUM, A. et al. Optical emission spectroscopy of ar–n₂ mixture plasma. **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, Elsevier, v. 107, n. 3, p. 361–371, 2007.

Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022407307001021>>. Acesso em: 02 mai. 2022. Citado na página 48.

RAIZER, Y. P. **Gas Discharge Physics**. 1. ed. Berlin: Springer, 1991. Citado 3 vezes nas páginas 26, 28 e 82.

REHM, B. et al. **Managed Pressure Drilling**. Houston, Texas: Gulf Publishing Company, 2008. Citado na página 55.

ROBERT, E. et al. Rare gas flow structuration in plasma jet experiments. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 23, n. 1, p. 012003, 2014. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/23/1/012003/pdf>>. Acesso em: 26 ago. 2021. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 36.

ROTH, J. R. **Industrial Plasma Engeneering**: Volume 1: Principles. Londres: IOP Publishing, 1995. Citado na página 25.

SAGAN, C. **O mundo assombrado pelos demônios**: a ciência vista como uma vela no escuro. 1. ed. São Paulo: Companhia das Letras, 2006. Citado na página 6.

SAGÁS, J. C. **Caracterização de Descargas de Arco Deslizante**. Dissertação (Mestrado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2009. Disponível em: <http://bdtd.ibict.br/vufind/Record/ITA_4206dde354c140734af52019c9fb5c32>. Acesso em: 30 abr. 2020. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.

SCHUTZE, A. et al. The atmospheric-pressure plasma jet: a review and comparison to other plasma sources. **IEEE transactions on plasma science**, IEEE, v. 26, n. 6, p. 1685–1694, 1998. Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/iel4/27/16145/00747887.pdf>>. Acesso em: 06 jan. 2021. Citado 3 vezes nas páginas 27, 29 e 30.

SHI, X. et al. Development and characterization of touchable air plasma jet device for inactivation of oral bacteria. **Results in Physics**, Elsevier, v. 36, p. 105405, 2022. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.rinp.2022.105405>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 7 vezes nas páginas 77, 88, 92, 93, 99, 100 e 105.

SIEMENS, W. Ueber die elektrostatische induction und die verzögerung des stroms in flaschendrähten. **Annalen der Physik**, Wiley Online Library, v. 178, n. 9, p. 66–122, 1857. Disponível em: <<https://doi.org/10.1002/andp.18571780905>>. Acesso em: 13 dez. 2021. Citado na página 33.

SOSNIN, E. A. et al. A new dbd-driven atmospheric pressure plasma jet source on air or nitrogen. **International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers XII**, SPIE, v. 9810, p. 373–377, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1117/12.2224924>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 46.

TENDERÓ, C. et al. Atmospheric pressure plasmas: a review. **Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy**, Elsevier, v. 61, n. 1, p. 2–30, 2006. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0584854705002843>>. Acesso em: 28 abr. 2021. Citado 4 vezes nas páginas 20, 21, 23 e 24.

TESCHKE, M. et al. High-speed photographs of a dielectric barrier atmospheric pressure plasma jet. **IEEE Transactions on Plasma Science**, IEEE, v. 33, n. 2, p. 310–311, 2005.

Disponível em: <<https://ieeexplore.ieee.org/document/1420451>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 3 vezes nas páginas 36, 42 e 46.

TYATA, R. B. et al. Development of atmospheric pressure plasma jet in air. **Kathmandu University Journal of Science Engineering and Technology**, Nepal Journals Online, v. 8, n. 1, p. 15–22, 2012. Disponível em: <<https://doi.org/10.3126/kuset.v8i1.6035>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 102.

WAGNER, H. et al. The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment. **Vacuum**, Elsevier, v. 71, n. 3, p. 417–436, 2003. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0042207X02007650>>. Acesso em: 13 dez. 2021. Citado 2 vezes nas páginas 34 e 36.

WALSH, J. L. et al. Three distinct modes in a cold atmospheric pressure plasma jet. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 43, n. 7, p. 075201, 2010. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/43/7/075201>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 42.

WALSH, J. L.; KONG, M. G. Contrasting characteristics of linear-field and cross-field atmospheric plasma jets. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 93, n. 11, p. 111501, 2008. Disponível em: <<https://pdfs.semanticscholar.org/05c5/4844e37818e3db87e3880699af0bff57ed67.pdf>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 3 vezes nas páginas 36, 41 e 42.

WALSH, J. L.; KONG, M. G. Portable nanosecond pulsed air plasma jet. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 99, n. 8, p. 081501, 2011. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.3623487>>. Acesso em: 01 out. 2022. Citado 4 vezes nas páginas 38, 39, 46 e 100.

WALSH, J. L.; OLSZEWSKI, P.; BRADLEY, J. W. The manipulation of atmospheric pressure dielectric barrier plasma jets. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 21, n. 3, p. 034007, 2012. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/21/3/034007>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 3 vezes nas páginas 36, 44 e 45.

WANG, Q. et al. Experimental and theoretical study of the effect of gas flow on gas temperature in an atmospheric pressure microplasma. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 40, n. 14, p. 4202, 2007. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0022-3727/40/14/015/pdf>>. Acesso em: 26 ago. 2021. Citado na página 31.

WELTMANN, K. D. et al. The future for plasma science and technology. **Plasma Processes and Polymers**, Wiley Online Library, v. 16, n. 1, p. 1800118, 2019. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/ppap.201800118>>. Acesso em: 25 ago. 2020. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 30.

WIKIPÉDIA. **Fogo de santelmo**. 2021. Disponível em: <https://pt.wikipedia.org/wiki/Fogo_de_santelmo>. Acesso em: 19 mai. 2021. Citado na página 32.

WINTER, J.; BRANDENBURG, R.; WELTMANN, K. D. Atmospheric pressure plasma jets: an overview of devices and new directions. **Plasma Sources Science and Technology**, IOP Publishing, v. 24, n. 6, p. 064001, 2015. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0963-0252/24/6/064001/pdf>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 38.

WON, I. et al. Ozone-free portable microwave atmospheric air plasma jet. **IEEE Transactions on Plasma Science**, IEEE, v. 42, n. 10, p. 2788–2789, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/TPS.2014.2320266>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 39.

WU, S. et al. A touchable pulsed air plasma plume driven by dc power supply. **IEEE transactions on plasma science**, IEEE, v. 38, n. 12, p. 3404–3408, 2010. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2082571>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado 3 vezes nas páginas 39, 100 e 102.

XAUBET, M. et al. Design optimization of an air atmospheric pressure plasma-jet device intended for medical use. **Plasma Processes and Polymers**, Wiley Online Library, v. 15, n. 8, p. 1700211, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1002/ppap.201700211>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 38.

XIAN, Y. et al. Are all atmospheric pressure cold plasma jets electrically driven? **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 100, n. 12, p. 123702, 2012. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3696889>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 4 vezes nas páginas 36, 45, 46 e 47.

XIAN, Y. et al. Discharge dynamics and modes of an atmospheric pressure non-equilibrium air plasma jet. **Plasma Processes and Polymers**, Wiley Online Library, v. 10, n. 4, p. 372–378, 2013. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/ppap.201200144>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 3 vezes nas páginas 36, 46 e 47.

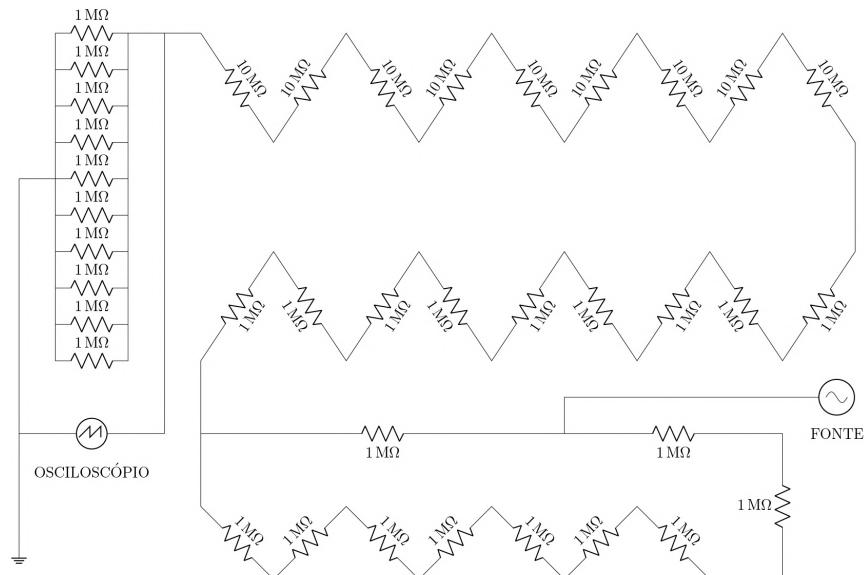
XIONG, Z. et al. On the velocity variation in atmospheric pressure plasma plumes driven by positive and negative pulses. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 108, n. 10, p. 103303, 2010. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3511448>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 4 vezes nas páginas 36, 42, 43 e 44.

YU, S. et al. Dielectric barrier structure with hollow electrodes and its recoil effect. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 106, n. 24, p. 244101, 2015. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.4922395>>. Acesso em: 01 set. 2022. Citado na página 38.

ZAPOTNIK, R. et al. Multiple vs. single harmonics ac-driven atmospheric plasma jet. **EPL (Europhysics Letters)**, IOP Publishing, v. 106, n. 2, p. 25001, 2014. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/106/25001/pdf>>. Acesso em: 02 mar. 2022. Citado 3 vezes nas páginas 36, 38 e 51.

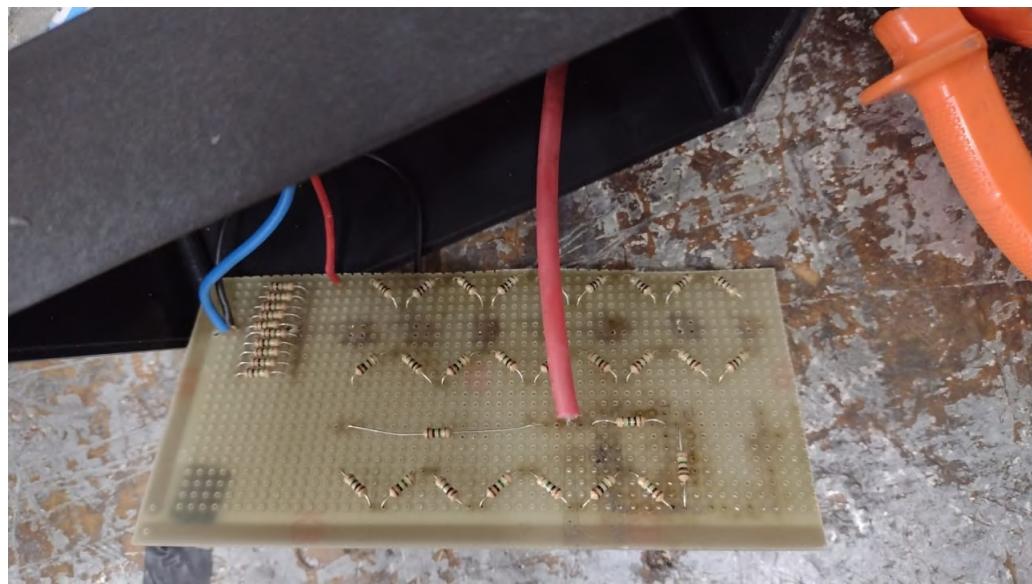
APÊNDICE A – DIVISOR DE TENSÃO: ARQUITETURA UTILIZADA E FOTOGRAFIA DO SISTEMA CONSTRUÍDO

Figura 95 – Esquema da arquitetura utilizada para o divisor de tensão.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Figura 96 – Foto dos componentes do divisor de tensão.



Fonte: Elaborado pelo autor (2022).

Vale a ressalva de que a utilização de vários resistores e a forma que se separam, como pode-se observar nas figuras acima, foi necessária para que a tensão fosse distribuída ao longo de todo o circuito, a fim de não danificar seus componentes.

APÊNDICE B – CÓDIGO UTILIZADO PARA A OBTENÇÃO DA FFT

B.1 OBTENDO O NOME DAS PASTAS QUE CONTÊM OS DADOS

```
dirinfo = dir();
dirinfo(~[ dirinfo.isdir ]) = [];
fazfft(dirinfo);
```

B.2 SELECIONANDO AS PASTAS E APLICANDO A FFT PARA CADA ARQUIVO DENTRO DELAS

```
function Pastas = fazfft (dirinfo)

N = length(dirinfo);

for i=3:4
    thisdir = dirinfo(i).name;
    d = dir(fullfile(thisdir, '*.CSV'));
    n = length(d);

    for u=1:n
        addpath(thisdir);
        data = csvread(d(u).name);
        name = d(u).name;
        fft(data, name);
    endfor
endfor

endfunction
```

B.3 CÓDIGO UTILIZADO PARA A OBTENÇÃO DA FFT

```
function [S, Frequency] = fft (f, name)
```

```
t=f(:,1);
V=f(:,2);
V=V*1000;
i=f(:,3);
i=i/1000;

tmax = max(t);
tmin = min(t);
tams = tmax-tmin;
```

```

N = length(t);
fs = N/tams;

### para V

normalV = length(V);
auxV = 0: normalV-1;
TV = normalV/fs;
frequencyV = auxV/TV;
fcV = ceil(normalV/2);
SV = fftn(V);
SV = SV(1:fcV);
SV = SV/normalV;
SV = abs(SV);
frequencyV = frequencyV(1:fcV);
frequencyV = transpose(frequencyV);
AV = [frequencyV SV];

### para i

normali = length(i);
auxi = 0: normali-1;
Ti = normali/fs;
frequencyi = auxi/Ti;
fcI = ceil(normali/2);
Si = fftn(i);
Si = Si(1:fcI);
Si = Si/normali;
Si = abs(Si);
frequencyi = frequencyi(1:fcI);
frequencyi = transpose(frequencyi);
Ai = [frequencyi Si];

nomei = sprintf('ffti_%s',name);
nomeV = sprintf('fftV_%s',name);

csvwrite(nomei, Ai);
csvwrite(nomeV, AV);

endfunction

```

APÊNDICE C – CURVAS DE POTÊNCIA

Figura 97 – Curvas $P - i$ para cada frequência nominal investigada.

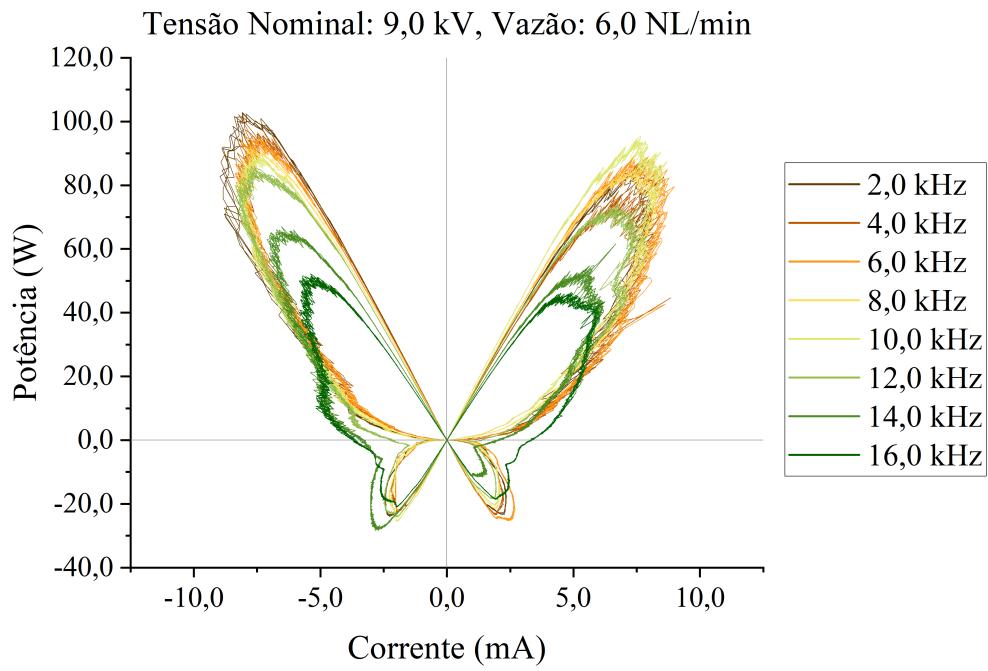


Figura 98 – Curvas $P - V$ para cada frequência nominal investigada.

